ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ

УДК 533.9.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ СЖАТИЯ ВОЛОКОННОГО ЛАЙНЕРА С УСТАНОВЛЕННОЙ НА ОСИ ДЕЙТЕРИРОВАННОЙ МИШЕНЬЮ

© 2020 г. О. Н. Абрамов^a, В. В. Александров^b, Г. С. Волков^b, И. В. Волобуев^c, Е. В. Грабовский^b, А. Н. Грицук^b, Д. В. Жигалов^a, Ю. Г. Калинин^d, В. Д. Королев^{d,*}, Я. Н. Лаухин^b, С. Ф. Медовщиков^b, К. Н. Митрофанов^{b,**}, Г. М. Олейник^b, Е. А. Смирнова^d, И. Н. Фролов^b

^а Научно-исследовательский институт химии и технологии элементоорганических соединений, Москва, Россия

^b ГНЦ "Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований", Москва, Россия

с Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

^d Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия

*e-mail: Korolev_VD@nrcki.ru **e-mail: mitrofan@triniti.ru Поступила в редакцию 31.01.2020 г. После доработки 12.03.2020 г.

Принята к публикации 26.03.2020 г.

На установке Ангара-5-1 (3.5 МА, 100 нс) исследовалось сжатие волоконной сборки с установленной на ее оси дейтерированной мишенью. Использовались цилиндрические сборки с начальным диаметром 12 мм из полипропиленовых волокон диаметром 13.4 мкм. Количество волокон изменялось от 30 до 120. Мишень с плотностью 0.08–0.2 г/см³ и диаметром 1 мм была выполнена на основе дейтерированного полиэтилена. Для измерения параметров плазмы в Z-пинче использовались 10-кадровый сверхскоростной рентгеновский регистратор, оптические щелевые развертки, интегральная рентгеновская камера-обскура, вакуумные рентгеновские диоды, кристаллический спектрограф, нейтронные детекторы. Было установлено, что динамика сжатия плазмы и эволюция локальных плазменных образований, являющихся источниками нейтронов и мягкого рентгеновского излучения в области энергий E > 150 эВ, зависят от конфигурации нагрузки: количества волокон, диаметра и плотности дейтерированной мишени. Эффективное сжатие плазмы лайнера, высокая концентрация и температура сжатого состояния мишени, а также наибольший нейтронный выход $(8 \times 10^9$ нейтрон/импульс) наблюдались в экспериментах со сборками с количеством волокон 60, внутри которых помещалась мишень диаметром 1 мм с плотностью 0.2 г/см³. Электронная концентрация и температура горячей плазмы в локальных образованиях оценивались как $n_{\rho} \approx 10^{21}$ см⁻³, $T_e \approx 1$ кэВ соответственно. Средняя энергия нейтронов составляла 2.6 ± 0.2 МэВ. В экспериментах с волоконными сборками была определена интенсивность плазмообразования \dot{m} [в мкг/(см² · нс)] полипропиленовых волокон под действием разрядного тока установки.

Ключевые слова: сжатие плазмы, дейтерированная мишень, Z-пинч, нейтронный выход, рентгеновское излучение

DOI: 10.31857/S0367292120100017

1. ВВЕДЕНИЕ

Для моделирования процесса образования плазмы с термоядерными параметрами в перетяжке Z-пинча из D-T смеси [1, 2] на установках C-300 (2 MA, 100 нс) и Ангара-5-1 (3.5 MA, 100 нс) в работах [3–7] были выполнены исследования по изучению динамики сжатия магнитным полем мегаамперного тока конденсированных мишеней из дейтерированного полиэтилена (CD₂) с микрогетерогенной структурой ($\rho = 0.05-0.1$ г/см³). В этих экспериментах было установлено, что при протекании тока через мишень формировались

локальные плазменные образования (ЛПО) размером ~100 мкм, с концентрацией плазмы $n_e = 10^{22}$ см³, ионной и электронной температурами $T_i = (3-12)$ кэВ и $T_e = (1-2)$ кэВ соответственно. Образование ЛПО сопровождалось возникновением коротких импульсов мягкого рентгеновского излучения с длительностью 2–4 нс и нейтронной эмиссией с максимальным выходом 3 × 10¹⁰ [7]. Ввиду того, что масса горячей плазмы в ЛПО составляла всего несколько процентов от полной массы мишени, в будущих экспериментах с криогенными мишенями с гетерогенной структурой

необходимо установить методы эффективной ионизации вешества мишени и преврашения его в плазму. В работе [8] для создания высокотемпературного Z-пинча применялась двухкаскадная система, состоящая из внешней проволочной сборки, выполненной из алюминиевых проволочек с диаметром 15 мкм и капроновых нитей с диаметром 25 мкм (из веществ с малым Z), и помещенной внутри сборки конденсированной дейтерированной мишени (CD₂). Такая схема создает дополнительные возможности воздействия на мишень. Во-первых, при соударении внешней сборки с мишенью происходит преобразование кинетической энергии сборки в тепловую энергию мишени и, во-вторых, имеется возможность быстрого переключения тока со сборки на мишень. Это приведет к образованию в ней разряда с высокой скоростью нарастания тока (dI/dt ~ ~ 10^{14} - 10^{15} A/c, что создаст условия для более эффективного перехода вещества мишени из твердой фазы в плазму. В результате выполненных исследований было показано, что имплозия алюминиевых и смешанных сборок на мишень зависела от конфигурации сборки и параметров мишени. При столкновении сжимающейся сборки с мишенью формируется Z-пинч, образование которого сопровождается возникновением горячих точек (ГТ), импульсов мягкого рентгеновского излучения (МРИ) и нейтронов. Нейтронный выход зависел от начальной плотности и диаметра мишени и конфигурации сборки, а также, в значительной степени, от величины разрядного тока. Хотя количество ГТ в этих экспериментах было значительно выше, чем в экспериментах с цилиндрической мишенью без сборки, нейтронный выход оставался практически таким же. Его максимальное значение 2.6 × 10¹⁰ за импульс было получено при сжатии алюминиевой сборки диаметром 12 мм с 30 проволочками на мишень диаметром 1 мм и плотностью 270 мг/см³. Электронные концентрация и температура плазмы в пинче были в диапазоне $n_e = (1-1.5) \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 0.4 - 0.6$ кэВ соответственно.

В представляемой статье приводятся результаты экспериментальных исследований возможности увеличения нейтронного выхода в двухкаскадной схеме за счет уменьшения радиационных потерь, для чего в нагрузках использовались сборки из тонких полипропиленовых (химический состав C_3H_6)_п волокон диаметром 13.4 мкм. Уменьшение среднего атомного номера вещества волокон ($Z \approx 3.7$) по сравнению с алюминиевыми проволочками, позволяет надеяться на снижение радиационных потерь при взаимодействии сборки с мишенью, что увеличит эффективность преобразования энергии сжимающейся сборки в тепловую энергию мишени.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты по изучению динамики сжатия волоконного лайнера. на оси которого устанавливалась дейтерированная мишень, были выполнены на установке Ангара-5 (I = 3.5 MA, $\tau = 100$ нс) [9]. Волоконная сборка (лайнер) с диаметром 12 мм и высотой 16 мм была выполнена из полипропиленовых волокон диаметром 13.4 мкм (см. рис. 1а). Количество их изменялось от 30 до 120, (погонная масса 42 мкг/см-168 мкг/см). Внутри сборки помещалась мишень из микропористого дейтерированного полиэтилена диаметром 1 мм и плотностью 80-200 мг/см³, в который добавлялась примесь агар-агара (18% по весу) и диагностическая присадка КОН (2%). Кроме того, были выполнены предварительные эксперименты со смешанными сборками, в которых к волокнам добавлялось небольшое количество алюминиевых проволочек.

Информация о динамике сжатия пинча была получена с помощью диагностического комплекса установки Ангара-5 (см. рис. 1б):

а) пространственно-временные характеристики динамики свечения нагрузки в оптическом диапазоне осуществлялись с помощью щелевых разверток (с временным разрешением 2 нс), со щелью, ориентированной вдоль оси нагрузки и перпендикулярно к ней;

б) фотографирование в рентгеновском спектральном диапазоне в области энергий E > 100 эВ было выполнено с помощью 10-кадрового сверхскоростного рентгеновского регистратора с длительностью экспозиции кадра 1–5 нс;

в) интегральные рентгеновские изображения были получены с помощью 3-канальной рентгеновской камеры-обскуры в спектральных диапазонах E > 20 эВ, E > 800 эВ, E > 1 кэВ;

г) рентгеновские спектры ионов вещества нагрузки регистрировались спектрографом с цилиндрическим фокусирующим кристаллом слюды;

д) импульсное рентгеновское излучение в диапазоне энергий E > 150 эВ, E > 170 эВ, E > 750 эВ измерялось вакуумными фотоэмиссионными детекторами (ВРД) с рентгеновскими фильтрами;

е) энергия нейтронов определялась по времени пролета с помощью 3-сцинтилляционных детекторов с временным разрешением 8–10 нс, размещенных в радиальном направлении на расстояниях 8.5 м и 16.2 м и аксиальном направлении над анодом на расстоянии 9 м от нагрузки;

ж) для регистрации интегрального выхода нейтронов в диапазоне $10^8 - 10^{12}$ нейтр./имп., возникающих в результате D–D реакции синтеза, использовались активационные детекторы [10], которые устанавливались вдоль оси мишенного узла на расстоянии 104 см от нагрузки.



Рис. 1. (а) – Внешний лайнер выполнен из полипропиленовых волокон (C₃H₆)n, внутри которого помещена мишень из дейтерированного микропористого полиэтилена (CD₂) с плотностью 80-200 мг/см³ (80%) с примесью агар-агара (18% по весу) и диагностической присадкой КОН (2%); (б) – диагностиче-ский комплекс установки Ангара-5: *1* – кристаллический спектрограф, сцинтилляционные детекторы, установленные вдоль оси нагрузки 2 (над анодом), и перпендикулярно к оси 5; 3 – вакуумные фотоэмиссионные детекторы (энергия отсечки E > 100 эВ, E > 170 эВ и E > 750 эВ); 4 – вывод излучения на оптические щелевые развертки, ориентированные вдоль оси нагрузки и перпендикулярно к ней; 6 – составная нагрузка, 7 – модули установки Ангара-5-1; 8 – сверхскоростной регистратор (СХР). обеспечивающий получение 10 кадров с экспозицией 1-5 нс в области энергий $E \ge 100$ эВ; 9 – рентгеновская камераобскура (снимки получены в области энергий: Е > > 20 эВ, *E* > 800 эВ, *E* > 1 кэВ); *10* – активационный детектор; 11 – бетонная защита; (J) – датчики производной тока и (U) – датчики напряжения, установленные на входе передающих вакуумных линий (инлуктивный делитель напряжения и магнитные петли. установлены на расстоянии 60 см от оси установки).

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В большинстве экспериментов использовались нагрузки, состоящие из волоконного лайнера, выполненного из вещества с малым атомным номером — полипропилена и мишени из дейтерированного микропористого полиэтилена (CD₂). Отметим, что в отличие от металлических проволочек, полипропиленовые волокна не обладают начальной проводимостью. В результате, как и в экспериментах со сборками, выполненными из капроновых волокон [11], не происходит омического нагрева полипропиленовых волокон током на начальной стадии разряда.

На оптической щелевой развертке, полученной в эксперименте № 6329 (см. рис. 2), в котором использовался лайнер с 30 волокнами (погонная масса 42 мкг/см) видно, что на его оси возникает слабое свечение на \approx 810 нс через \approx 50 нс от начала тока, когда он достигает 1 МА. Более яркое свечение наблюдалось с ≈830 нс (ток в этот момент 1.5 МА), которое сопровождалось появлением MP-излучения в области E > 600 эВ. Сжатие большей части волокон сборки начиналось с начального радиуса при токе 2.5 MA на \approx 850 нс (см. рис. 2в), причем оно происходило неравномерно по длине лайнера (см. рис. 2г). К 875 нс основная масса сжималась на мишень, и появлялось ярко светящееся образование (пинч) с минимальным размером ≈1 мм на оси сборки. Максимум импульса МРИ с энергией *E* > 600 эВ наблюдался на ≈875 нс, длительность импульса на полувысоте составляла $\Delta_{1/2} \approx 50$ нс. Ток во время образования пинча достигал 2.7 MA. Разлет плазмы пинча начинался после 880 нс. На аксиальной развертке видно, что локальные плазменные образования наблюдаются вдоль всей длины сборки с 825 нс до ≈880 нс (см. рис. 2г). На интегральной обскурограмме, полученной в области энергий E > 1 кэВ, видна горячая оболочка с диаметром близким к диаметру мишени, которая усеяна множеством ГТ (см. рис. 26). Следует отметить, что в этом эксперименте формирование ГТ на оси пинча в результате сжатия мишени не наблюдалось. Повидимому, из-за малой массы плазмы, образованной из полипропиленовых волокон, кинетической энергии этой плазмы, ускоренной под действием тока, было недостаточно, чтобы эффективно преобразовать вещество мишени в плазму и сжать ее магнитным полем тока, переключенного с плазмы волокон. Нейтронный выход в этом эксперименте составлял 10^9 .

В эксперименте № 6332 количество волокон было увеличено до 60 (погонная масса составила 84 мкг/см), остальные параметры нагрузки оставались такими же, что и в предыдущем эксперименте. Как и в выстреле № 6329, на ≈800 нс на оси лайнера появлялось слабое свечение в результате соударения первых порций плазмы волокон (предвестника) с мишенью, интенсивность которого увеличивалась к ≈825 нс (см. рис. 3г). С момента времени ≈845 нс, когда ток достигает 2.3 MA, начинается сжатие плазмы, образованной из полипропиленовых волокон сборки, при этом процесс сжатия плазмы неравномерен вдоль



Рис. 2. Осциллограммы напряжения (*U*), тока (*I*), производной тока (*dI*/*dt*), мягкого рентгеновского излучения (SXR) (а), интегральные рентгеновские обскурограммы (б) и оптические щелевые радиальная и аксиальная развертки (в, г). Параметры волоконной сборки: $\emptyset = 12$ мм, l = 16 мм, 30 волокон; и мишени: $\emptyset = 1.0$ мм, p = 150-200 мг/см³. Момент времени, соответствующий плазмообразованию волокон t_{pp} , обозначен, как (о).

оси сборки и затянут во времени. К ≈860 нс, когда ток был равен ≈2.6 МА, внешний диаметр сборки уменьшался в 2 раза (до 6 мм), при этом длительное время (в течение 30 нс, до ≈890 нс) часть плазмы с таким диаметром находилась на периферии более интенсивно светящей плазмы, образованной на оси сборки в результате взаимодействия плазмы предвестника с мишенью. Приблизительно с 890-й нс, после сжатия основной массы волокон сборки, формируется пинч, диаметр которого в течение 10 нс равен ≈1 мм, (при этом ток находится на уровне ≈2.8 МА), затем происходит разлет плазмы пинча. Появление интенсивно светяшейся плазмы. как и в эксперименте с меньшим количеством волокон (30), сопровождается возникновением импульса МР-излучения с энергией E > 600 эВ и длительностью $\Delta_{1/2} \approx 80$ нс. Не-однородное сжатие плазмы, по-видимому, приводит к появлению нескольких (см. рис. 3б) пи-



Рис. 3. Осциллограммы тока (*I*) (а), мягкого рентгеновского излучения (SXR) (б), оптические щелевые аксиальная (в) и радиальная (г) развертки (г) и интегральные рентгеновские обскурограммы (д). Параметры волоконной сборки: $\emptyset = 12$ мм, l = 16 мм, 60 волокон и агар-агаровой мишени $\emptyset = 1.0$ мм, p = 200 мг/см³. Момент времени, соответствующий плазмообразованию волокон t_{pp} , обозначен, как (\circ).

ков в импульсе МРИ с максимумами на 850 нс, 875 нс и 900 нс. В течение времени, когда регистрировались пики в импульсе МРИ, ток изменялся от 2.5 до 3 МА. На обскурограммах можно видеть ярко светящуюся горячую оболочку пинча размером ~1 мм (см. рис. 3д), внутри которой сформировались ГТ в области энергий E > 800 эВ и E > 1 кэВ. В отличие от экспериментов с мишенями без внешней сжимающейся сборки [3], температура плазмы в ГТ была значительно ниже. На рентгеновских кадрах, полученных с помощью СХР (см. рис. 4), во время регистрации импульса МРИ, видно изображение мишени в области энергий E > 100 эB, внутри которой образовались яркие локальные образования, а снаружи мишень окружала периферийная плазма. Во время по-



Рис. 4. Снимки, полученные в 2-х экспериментах с помощью СХР в области энергий E > 100 эВ (а, в), (б) – увеличенная область мишени, в которой зарегистрированы ГТ. Импульсы нейтронов, зарегистрированные в радиальном направлении на расстояниях 8.5 м (г) и 16.2.м (д), осциллограммы тока (*I*) и мягкого рентгеновского излучения (SXR) (е) получены в эксперименте № 6332. Экспозиция первых 4-х кадров СХР (а) составляла 5 нс в эксперименте № 6332, а в последних 4-х кадров (в) – 1 нс (в эксперименте № 6438). Параметры волоконной сборки: $\emptyset = 12$ мм, *I* = 16 мм, 60 волокон, и дейтерированной мишени в первом эксперименте $\emptyset = 1.0$ мм, p = 200 мг/см³, а во втором $\emptyset = 0.5$ мм 80 мг/см³.

явления третьего пика МРИ на кадрах СХР с ≈ 898 нс видно развитие в пинче неустойчивости с модой m = 1.

На рис. 5 приведен пример типичного рентгеновского спектра, полученного в одном из экспериментов. На нем представлены линии [He] – подобного иона калия (резонансная (Res) и интеркомбинационная (Int)), а также линии K_{α} и K_{β} калия, возникших в результате появления пучка ускоренных электронов. Линии зарегистрированы в пятом порядке дифракции на кристаллическом спектрографе с цилиндрическим фокусирующим кристаллом слюды (схема Иоганна). Спектральное разрешение прибора λ/Δλ было порядка 10^3 и позволяло разрешать линии $K_{\alpha 1}$ и $K_{\alpha 2}$ калия (Δλ ~ 0.003Å). Исходя из наличия линий с энергией возбуждения около 3.5 кэВ, можно оценить значение электронной температуры в пределах от 1/5 до 1/3 от энергии переходов, т.е. 0.7–1.2 кэВ. Это в какой-то степени подтверждается большим количеством зарегистрированных на спектрах линий слабой интенсивности, которые скорее всего, являются линиями водородоподобного кислорода, зарегистрированными в первом порядке дифракции. Относительно небольшая интенсивность этих линий связана с существенным их ослаблением фильтром на входе в спектрограф и фильтром на кассете с пленкой УФ-4 (лавсан 4 мкм с покрытием Al толщиной 0.2 мкм).

Из отношения интенсивностей резонансной и интеркомбинационной линий гелиеподобного иона калия определена электронная плотность, значение которой составляло 1.5-2 10²¹ см⁻³. При расчете использовалась столкновительно-излучательная модель плазмы. плотность и температура считались однородными по радиусу пинча. Поглощение линейчатого излучения линии [Не] подобного иона калия не учитывалось, так как оно незначительно. Таким образом, электронная концентрация и температура плазмы в локальных образованиях были оценены как $n_e \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и $T_{\rho} \approx 1$ кэВ соответственно. Из времяпролетных измерений следует, что образование пинча с последующим появлением ГТ сопровождалось нейтронным излучением с энергией нейтронов в радиальном направлении 2.6 ± 0.2 МэВ, а нейтронный выход был равен 8 × 10⁹. Нейтроны ре-



Рис. 5. Рентгеновский спектр калия, снятый кристаллическим спектрографом при сжатии волоконной сборки с диаметром 12 мм (волокон), внутри которой была установлена мишень диаметром 1 мм и с плотностью $p = 200 \text{ мг/см}^3$ из дейтерированного полиэтилена с примесью агар-агара. Видны резонансная (Res) и интеркомбинационная.

гистрировались во время развития МГД-неустойчивости в пинче.

На оптической шелевой развертке (см. рис. 6). полученной в эксперименте № 6367, в котором количество волокон было увеличено до 80 (диаметр сборки 12 мм, ее погонная масса 112 мкг/см) при сохранении параметров внутренней дейтерированной мишени, видно возникновение свечения на оси сборки на ≈800 нс, интенсивность которого увеличивалась на 810 нс. На ≈850 нс сборка начинала сжиматься к оси, ток к этому моменту достиг 2.7 МА. Сжатие сопровождалось значительным ростом мощности импульса МРИ, на 875 нс наблюдается максимум излучения. К этому моменту времени значительная часть массы волокон собирается на мишени, а ток достигает 3 МА. Следует отметить, что часть массы плазмы до 875 нс находится на периферии мишени, причем после 850 нс начинается разлет этой плазмы. В течение ≈10 нс после 895 нс во время разлета плазмы на оси сборки наблюдалось яркое светящееся образование с диаметром ≈1 мм, которое сопровождалось мягким рентгеновским излучением в диапазоне энергий E > 600 эВ. Нейтронный выход в этом эксперименте составлял 4×10^9 .

В эксперименте № 6342 количество волокон было увеличено до 120 (погонная масса 168 мкг/см), при этом остальные параметры нагрузки были такие же, как и в предыдущих экспериментах. На рис. 7 приведены радиальные и аксиальные щелевые развертки. На радиальной развертке видно, что с 800 нс возникает плазма предвестника на оси сборки. Предвестник может переносить значительную часть полного тока, который в этот момент достигает 1.5 МА. Как пока-



Рис. 6. Осциллограммы напряжения (*U*), тока (*I*), мягкого рентгеновского излучения (SXR) (а) и оптические щелевая радиальная и аксиальная развертки (б). Параметры волоконной сборки: $\emptyset = 12 \text{ мм}, l = 16 \text{ мм}, 80$ волокон и дейтерированной мишени $\emptyset = 1.0 \text{ мм}, p = 200 \text{ мг/см}^3$.

зано в работе [11], при использовании сборок из диэлектрических волокон (капрона), ток предвестника может составлять $\approx 30\%$ от полного тока. С момента времени ≈ 845 нс начиналось сжатие основной массы сборки. В результате сжатия ос-



Рис. 7. Осциллограммы напряжения (*U*), тока (*I*), производной тока (*dI*/*dt*), мягкого рентгеновского излучения (SXR) (а), интегральные рентгеновские обскурограммы (б) и оптические щелевые радиальная (в) и аксиальная (г) развертки. Параметры волоконной сборки: $\emptyset = 12$ мм, l = 16 мм, 120 волокон и дейтерированной мишени $\emptyset = 1.0$ мм, $p = 200 \text{ мг/см}^3$.

новной массы волокон на мишень возникал широкий импульс МРИ с энергией E > 600 эВ с длительностью на полувысоте $\Delta_{1/2} \approx 100$ нс, состоящий из двух пиков с максимумами на 860 нс и 925 нс. Такая большая ширина импульса связана с длительным процессом образования плазмы и, как следствие. с продолжительным временем переключения тока (из-за большей массы лайнера), а также с взаимодействием сжимающейся основной массы сборки с расширяющейся плазмой мишени. Следует отметить, что в отличие от капроновых сборок [11], к моменту достижения током максимального значения (на ≈875 нс) основная часть массы полипропиленовых волокон сжималась к оси сборки. В результате взаимодействия плазмы сборки с мишенью происходило формирование ярко светящейся плазмы, которое сопровождалось возникновением первого пика импульса МРИ с длительностью на полувысоте $\Delta_{1/2} = 75$ нс с энергией E > 600 эВ и максимумом на 860 нс. Вокруг ярко светящейся плазмы до ≈900 нс наблюдалась периферийная плазма с диаметром 8 мм. затем происходило размытие границы между плазмой пинча и периферийной плазмой. После 900 нс наблюдалось слияния этих двух плазменных областей, и затем начинался разлет плазмы от оси сборки. Во время разлета на радиальной развертке видно образование ярко светящейся области, которое сопровождалось появлением на ≈920 нс второго пика МРИ в области с энергией E > 600 эВ. На аксиальной щелевой развертке видно, что яркие светящиеся локальные образования возникали по всей длине сборки со временем жизни несколько десятков наносекунд. На интегральных обскурограммах видны отдельные ГТ на поверхности оболочки радиусом ≈ 2 мм, при этом внутри нее ГТ не наблюдались.

Нейтронный выход в этом эксперименте был низким — 10⁸, по-видимому, из-за некомпактного сжатия сборки в результате раннего появления плазменного предвестника с малой массой и большим током. Хотя ток предвестника инициировал

формирование ярко светящегося компактного плазменного образования с диаметром, близким к диаметру мишени, однако, так как значительная часть тока была захвачена предвестником, основная плазма сборки не была эффективно ускорена оставшимся током. В результате она не получила необходимой кинетической энергии для нагрева мишени. Кроме того, разлет плазмы мишени, связанный с предварительным воздействием тока предвестника на мишень, воспрепятствовал эффективному компактному сжатию мишени и образованию горячей плазмы (ГТ) вдоль оси мишени. В экспериментах с полипропиленовыми сборками, также как и с капроновыми [11], ток плазменного предвестника, по-видимому, быстрее проникает во внутреннюю область сборки, чем в проволочных сборках (например, в алюминиевых), а величина тока в предвестнике может достигать ≈ 1 МА, что составляет 30% от полного тока. Следует отметить, что в отличие от капроновой сборки в алюминиевой сборке ток был на уровне ≈100 кА при полном токе в нагрузке 3 МА [12]. В экспериментах с пропиленовыми сборками с внутренней дейтерированной мишенью первые порции плазмы, переносящие ток, появляются в области расположения мишени раньше, чем в случае алюминиевых сборок [8]. О более раннем образовании предвестника и проникновении первых порций плазмы в вещество мишени свидетельствует также появление на щелевых развертках интенсивного свечения внутри мишени до начала ее сжатия. Несмотря на то, что снос значительной части тока предвестником может привести к уменьшению скорости плазмообразования с полипропиленовых волокон, однако в отличие от капроновых волокон плазмообразование более тонких пропиленовых волокон сборки успевает произойти до момента достижения максимума тока. Возможно, этому способствует меньший диаметр $(\emptyset = 13.4 \text{ мкм})$ полипропиленовых волокон [13]. На оптической щелевой развертке видно, что хотя основная часть вещества волокон преобразуется в плазму, процесс сжатия затягивается вплоть до фазы максимального сжатия, при этом наблюдается образование периферийной плазмы, окружающей мишень. Эффективному сжатию полипропиленовых сборок может препятствовать процесс расширения плазмы мишени, взаимодействующей со сжимающейся плазмой полипропиленовых волокон. Разлет части вещества мишени, находящейся в плазменном состоянии, может произойти из-за взаимодействия мишени с плазмой предвестника полипропиленовой сборки. В результате ток, переносимый первыми порциями плазмы с полипропиленовых волокон, переключается на мишень и, кроме того, мишени передается кинетическая энергия плазмы волокон. Наиболее эффективное сжатие и наибольший нейтронный выход (8×10^9) наблюдался в экспериментах со сборками диаметром 12 мм и количеством волокон 60, внутри которых помещалась дейтерированная мишень диаметром 1 мм с плотностью 0.2 г/см³ (см. рис. 8).

С целью уменьшения тока, переносимого предвестником, были проведены эксперименты со смешанными сборками, состоящими из 48 полипропиленовых волокон с малым количеством алюминиевых проволочек (8) с диаметром 15 мкм. Динамика сжатия смешанного лайнера на дейтерированную мишень представлена на рис. 9, на котором приведены осциллограммы тока, МРИ и рентгеновские снимки в области энергии E >> 100 эВ с экспозицией 1 нс. К моменту времени 875 нс плазма, излучающаяся в диапазоне энергий $E > 100 \Rightarrow B$ и образовавшаяся из алюминиевых проволочек и полипропиленовых волокон, собралась на мишени. В этот момент, как и в экспериментах с алюминиевыми сборками возникал импульс МР-излучения с короткой длительностью ≈15 нс. Заметного разделения во времени прихода алюминиевой плазмы предвестника и плазмы, образованной из волокон, не происходит. К 900 нс появляется второй импульс МР-излучения длительностью ≈10 нс, который обычно наблюдается при образовании пинча, который затем разбивается на ГТ [8]. Возникновение МРизлучения сопровождалось эмиссией нейтронов (см. рис. 9). При небольшом токе ≈2 МА нейтронный выход был 5×10^9 .

В экспериментах со смешанными сборками [8], в которых использовались капроновые нити (диаметром 25 мкм) с алюминиевыми проволочками с близкими значениями токов было установлено, что при увеличении количества волокон (от 8 до 72) и уменьшении количества алюминиевых проволочек нейтронный выход уменьшался из-за увеличения времени плазмообразования волокон. В отличие от капрон-алюминиевых сборок в предварительных экспериментах с пропилен-алюминиевыми сборками, в которых преобладали пропиленовые волокна, нейтронный выход был значительно выше при близких значениях тока. Это связано с меньшим временем плазмообразования пропиленовых волокон из-за их небольшого диаметра волокон (13.4 мкм).

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЯ ПОЛИПРОПИЛЕНОВЫХ ВОЛОКОН

В соответствие с моделью гетерогенного лайнера, интенсивность плазмообразования [в мкг/(см² · нс)], необходимая для поддержания стационарного радиального истечения плазмы из области плазмообразования с неподвижной внешней границей, выражается следующим образом [14]:

$$\dot{m}(t) = K_m \left(\frac{I(t)}{R_0}\right)^{\mu} \frac{d^{\alpha}}{\Delta^{\beta}}, \qquad (1)$$

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 10 2020



Рис. 8. Зависимость нейтронного выхода *Y* от количества волокон N для различных конфигураций сборки. Во всех экспериментах с волоконной сборкой (\bullet) ток был в диапазоне 2.5–3 MA, кроме эксперимента (\Box), в которой ток составлял 2 MA. В эксперименте со смешанной полипропилен-алюминиевой сборкой (\circ) ток был \approx 2 MA.

где I(t) — полный ток через проволочную сборку (в MA), R_0 — начальный радиус сборки (в см), K_m — коэффициент, зависящий от вещества проволок или металлизированных волокон, $\mu \approx 1.8$ — 2.0, α , $\beta = 0.1$ —0.4 зависят от соотношения между тепловыми и диффузионными параметрами

плазменной короны вокруг проволок (или волокон), с одной стороны, и геометрическими параметрами сборки: межпроволочным расстоянием (Δ) и диаметром холодных продуктов начального взрыва проволок или волокон (d). Следует заметить, что эксперименты с вольфрамовыми коническими проволочными сборками [15] подтвердили сильную зависимость $\dot{m}(t)$ от радиуса проволочной сборки в виде $\propto 1/R_0^{1.8-2.0}$. "Зависимость $\dot{m}(t)$ от других параметров геометрии проволочной сборки, например, от межпроволочного зазора (при количестве проволок в сборке N > 8), оказалась пренебрежимо мала по сравнению с зависимостью от начального радиуса сборки R₀. В диапазоне оптимальных радиусов лайнеров 5-10 мм, использующихся в экспериментах на установке Ангара-5-1, вклад дискретности расположения источников плазмы в величину $\dot{m}(t)$ не превышает ~25-30% при малом количестве проволок в сборке (N = 4-8) и менее 10-15% для многопроволочных сборок, применявшихся в рассматриваемых в этой статье экспериментах.

Из экспериментально накопленного опыта известно, что во время имплозии сборок к моменту начала финального сжатия плазмы — t_{pp} (когда $\dot{m}(t) \rightarrow 0$), регистрируемому, например, на оптических радиальных развертках в виде начала движения внешней границы лайнера (см. рис. 2 и 3), 70–80% начальной массы M_0 (мкг/см) вещества сборки успевает перейти в плазму [16–18]. Момент времени от начала протекания тока t_{pp}^{calc} , соответствующий превращению 70–80% линейной



Рис. 9. Осциллограммы мягкого рентгеновского излучения (SXR) (а), тока (*I*) (б) импульсы нейтронов, зарегистрированные в радиальном направлении на расстояниях 8.5 м (г) и 16.2 м (д) и снимки, полученные с помощью СХР в области энергий E > 100 эВ (в). Параметры смешанной сборки: $\emptyset = 12$ мм, l = 16 мм, 48 волокон и 8 алюминиевых проволочек и дейтерированной мишени: $\emptyset = 1.0$ мм, p = 150 мг/см³.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 10 2020

№ выстрела	Параметры нагрузки	t_{pp}^{calc} , HC	t_{pp}^{optic} , HC	<i>K_m</i> , мкг/(МА ² нс)	$\overline{K}_m \pm \sigma_{Km}$
6329	30 провол. 13.4 мкм, 42.9 мкг/см,	94–98	95.6 ± 0.8	0.030	0.04 ± 0.01
	$\emptyset_{\text{лайнера}} = 12 \text{ мм}, \text{ H}_{\text{лайнера}} = 16 \text{ мм} +$				
	+ CD ₂ , $Ø_{_{MUШени}} = 1$ мм, $ρ = 0.2$ г/см ³				
6332	60 провол. 13.4 мкм, 85.8 мкг/см,	104 - 108	105.3 ± 3.1	0.028	
	$\emptyset_{\text{лайнера}} = 12 \text{ мм}, \text{ H}_{\text{лайнера}} = 16 \text{ мм} +$	102-106		0.030	
	+ CD ₂ , $Ø_{_{MUШени}} = 1$ MM, $ρ = 0.2$ г/см ³				
6367	80 провол. 13.4 мкм, 114.4 мкг/см,	99-103	102.2 ± 1.6	0.050	
	$\emptyset_{\text{лайнера}} = 12 \text{ мм}, \text{H}_{\text{лайнера}} = 16 \text{ мм} +$				
	+ CD ₂ , $Ø_{_{MUШени}} = 1$ MM, $ρ = 0.2$ г/см ³				
6342	120 провол. 13.4 мкм, 171.6 мкг/см,	112-118	111.1 ± 1.0	0.045	
	$\emptyset_{\text{лайнера}} = 12 \text{ мм}, \text{H}_{\text{лайнера}} = 16 \text{ мм} +$	108-112		0.050	
	$+ CD_2$, $Ø_{MUШ H H H} = 1$ MM, $ρ = 0.2$ г/см ³				

Таблица 1. Экспериментально измеренное t_{pp}^{optic} и вычисленное t_{pp}^{calc} время образования плазмы основной массы полипропиленовых волокон сборки

массы M_0 в плазму, можно определить с помощью равенства:

$$2\pi R_0 \int_{0}^{t_{pp}^{calc}} \dot{m}(t) dt \approx (0.7 - 0.8) M_0.$$
 (2)

Решая равенство (2) относительно коэффициента К_т в выражении (1), фактически нормируя интеграл $\int I^2(t) dt$ на (0.7–0.8) M_0 , можно получить оценку времени *t*^{calc}_{pp} и сравнить его с эксперимен-тально измеренным временем плазмообразования t_{pp} . В табл. 1 расчетное время t_{pp}^{calc} редставлено в виде диапазона значений, которое обусловлено диапазоном значений масс $(0.7-0.8)M_0$. Для большей точности определения момента старта тока по волоконной сборке использовалась кривая производной полного разрядного тока dI/dt. Из данных оптической щелевой развертки следует, что момент начала сжатия светящейся границы плазмы соответствует исчезновению свечения вешества и истошению вешества остовов волокон в исходном положении сборки, вблизи ее начального радиуса *R*₀. По измерению промежутка времени от старта тока до этого момента было оценено время t_{pp}^{calc} , которое требуется для истощения вещества остовов волокон вблизи R_0 .

Из таблицы следует, что плазмообразующая способность полипропиленовых волокон (коэффициент K_m) такая же, как и у капроновых волокон ($K_m = 0.04 - 0.07$ мкг/(MA² нс)) [11]. Таким образом, можно оптимизировать время финального сжатия плазмы волоконной сборки путем уменьшения диаметра волокон при сохранении их общего числа на уровне 30–60.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сравнение результатов, полученных с помощью радиальных щелевых разверток и соответствующих сигналов с ВРД, показывает, что в экспериментах с полипропиленовыми сборками при изменении количества волокон от 30 до 120, появление плазмы предвестника вблизи поверхности мишени и начало сжатия сборок происходит приблизительно в одно и то же время. На оси лайнера в результате соударения плазмы волокон с мишенью наблюдалось свечение плазмы, интенсивность которого увеличивалась в течение процесса затянутого плазмообразования волокон сборки. Появление свечения на оси лайнера сопровождалось возникновением импульса МРИ в области энергий *E* > 150 эВ. Наиболее яркое свечение, соответствующее образованию плазмы с наименьшим поперечным размером (пинча), наблюдалось в течение последних 10 нс перед разлетом плазмы пинча. При увеличении количества волокон длительность на полувысоте импульса МР-излучения растет (при 30 волокнах она составляла 50 нс, а при 120 волокнах 100 нс), при этом импульс приобретает многопиковую форму. Мощность МР-излучения была на порядок величины меньше, чем в экспериментах, с алюминиевыми сборками с внутренней дейтерированной мишенью, а длительность на полувысоте импульсов в диапазоне энергий E > 150 эВ была не более, чем в 2.5 раза больше, что свидетельствует об vменьшении радиационных потерь. С ростом количества волокон процесс формирования и разлета плазмы пинча происходит в более позднее время. Увеличение длительности на полувысоте импульса МРИ, связано с более длительным процессом плазмообразования волокон в сборках с большим количеством волокон и взаимодействием плазмы сборки с мишенью. Это взаимодействие способствует образованию периферийной плазмы вблизи мишени, появление которой уменьшает эффективность передачи кинетической энергии от плазмы волокон к мишени и ее нагрева током, переносимым этой плазмой.

В дальнейших экспериментах при токах выше 3 МА будет проведена оптимизация нагрузки (смешанной сборки и мишени) для изучения возможности увеличения нейтронного выхода. Следует отметить, как показали результаты экспериментов со смешанными капрон-алюминиевыми сборками, существует сильная зависимость нейтронного выхода от тока при использовании одного типа нагрузок, состоящих из одинаковых сборок и мишеней. Для эффективной ионизации дейтерированной конденсированной мишени необходимо использовать сборки, выполненные из тонких волокон с проводимостью, обеспечивающей на начальной стадии протекания тока преобразование вещества волокон в плазму в результате омического нагрева. Это приведет к уменьшению тока, переносимого предвестником и более компактному сжатию основной массы сборки. В качестве вещества для волокон может быть выбран углерод, который имеет малый атомный номер, что позволяет уменьшить радиационные потери и, тем самым, увеличить эффективность преобразования энергии сборки в тепловую энергию мишени. При этом углеродные волокна должны иметь структуру, обеспечивающую достаточную упругость и прочность, что позволит изготавливать углеродные сборки с требуемыми параметрами.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 18-02-00201-а и № 20-02-00007-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Вихрев В.В., Иванов В.В. // Доклады АН СССР. 1985. Т. 282. С. 1106.
- 2. *Яньков В.В.* // Физика плазмы, 1991. Т. 17. Вып. 12. С. 521.
- 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. Вып. 12. С. 1101.
- Бакшаев Ю.Л., Брызгунов В.В., Вихрев В.В., Данько С.А., Мещеров Б.Р., Недосеев С.Л., Смирнова Е.А., Устроев Г.И., Черненко А.С., Шашков А.Ю. // Физика плазмы, 2006. Т. 27. № 7. С. 397.
- Акунец А.А., Брызгунов В.А., Волобуев И.В., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Королев В.Д., Пименов В.Г., Смирнова Е.А., Устроев Г. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 7. С. 1.
- Бакшаев Ю.Л., Брызгунов В.В., 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.
- 7. Александров В.В., Брызгунов В.А., Грабовский Е.В., Грицук А.Н, Волобуев И.В., Казаков Е.Д., Кали-

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 46 № 10 2020

нин Ю.Г., Королев В.Д., Лаухин Я.Н., 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. 36.

- Александров В.В., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Грииук А.Н., Волобуев И.В., Калинин Ю.Г., Королев В.Д., Лаухин Я.Н., Медовщиков С.Ф., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Пименов В.Г., Смирнова Е.А., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. № 9. С. 777.
- Альбиков З.А., Велихов Е.П., Веретенников А.И., Глухих В.А., Грабовский Е.В., Грязнов Г.М., Гусев О.А., Жемчужников Г.И., Зайцев В.И., Золотовский О.А., Истомин Ю.А., Козлов О.В., Крашенинников И.С., Курочкин С.С., Латманизова Г.М., Матвеев В.В., Минеев Г.В., Михайлов В.Н., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Певчев В.П., Перлин А.С., Печерский О.П., Письменный В.Д., Рудаков Л.И., Смирнов В.П., Царфин В.Я., Ямпольский И.Р. //Атомная энергия. 1990. Т. 68. С. 26.
- Krokhin O.N., Nikulin V.V., Volobuev L.V. // Czech. J. Phys. 2004. V. 54. Suppl. P. 359.
- Александров В.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Медовщиков С.Ф., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Сасоров П.В., Федулов М.В., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 6. С. 520.
- Александров В.В., Барсук В.А., Грабовский Е.В., Грииук А.Н., Зукакишвили Г.Г., Медовщиков С.Ф., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Сасоров П.В. // Физика плазмы. 2009. Т. 35. № 3. С. 220.
- Александров В.В., Алексеев А.Г., Амосов В.Н., Баско М.М., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Красильников А.В., Олейник Г.М., Растягаев И.Н., Сасоров П.В., Самохин А.А., Смирнов В.П., Фролов И.Н. // Физика плазмы, 2003. Т. 29. № 12. С. 1114.
- Александров В.В., Браницкий А.В., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Зурин М.В., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Самохин А.А., Сасоров П.В., Смирнов В.П., Федулов М.В., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 2. С. 99.
- Грабовский Е.В., Александров В.В., Волков Г.С., Гасилов В.А., Грибов А.Н., Грицук А.Н., Дьяченко С.В., Зайцев В.И., Медовщиков С.Ф., Митрофанов К.Н., Лаухин Я.Н., Олейник Г.М., Ольховская О.Г., Самохин А.А., Сасоров П.В., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 10. С. 885.
- Cuneo M.E., Waisman E.M., Lebedev S.V., Chittenden J.P., Stygar W.A., Chandler G.A., Vesey R.A., Yu E.P., Nash T.J., Bliss D.E., Sarkisov G.S., Wagoner T.C., Bennett G.R., Sinars D.B., Porter J.L., Simpson W.W., Ruggles L.E., Wenger D.F., Garasi C.J., Oliver B.V., Aragon R.A., Fowler W.E., Hettrick M.C., Idzorek G.C., Johnson D., Keller K., Lazier S.E., McGurn J.S., Mehlhorn T.A., Moore T., Nielsen D.S., Pyle J., Speas S., Struve K.W., Torres J.A. // Phys. Rev. E. 2005. V. 71. P. 046406-1-046406-43.
- Зукакишвили Г.Г., Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Олейник Г.М., Порофеев И.Ю., Сасоров П.В., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 11. С. 978.
- Lebedev S.V., Beg F.N., Bland S.N., Chittenden J.P., Dangor A.E., Haines M.G. // Phys. Plasmas. 2002. V. 9. N. 5. P. 2293–2301., Garasi C.J., Bliss D.E., Mehlhorn T.A., Oliver B.V., Robinson A.C., Sarkisov G.S. // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. № 5. P. 2729.