

ЭФФЕКТИВНЫЙ СПОСОБ УВЕЛИЧЕНИЯ ПИКОВОЙ МОЩНОСТИ МРИ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ИМПЛОЗИИ ВЛОЖЕННЫХ СБОРОК СМЕШАННОГО СОСТАВА

© 2021 г. К. Н. Митрофанов^{а,*}, В. В. Александров^а, А. В. Браницкий^а,
Е. В. Грабовский^а, А. Н. Грицук^а, Г. М. Олейник^а, И. Н. Фролов^а

^а ГНЦ РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”, Москва, Россия

*e-mail: mitrofan@triniti.ru

Поступила в редакцию 01.04.2021 г.

После доработки 11.05.2021 г.

Принята к публикации 20.05.2021 г.

Представлены результаты экспериментов по исследованию сжатия плазмы двухкаскадных много-проволочныхборок смешанного состава и генерации мощных импульсов мягкого рентгеновского излучения (МРИ), проведенных на мощной электрофизической установке Ангара-5-1 при уровне разрядного тока до 3 МА. Основываясь на последних экспериментальных данных об интенсивности плазмообразования различных веществ $\dot{m}$ (в $\text{мкг}/(\text{см}^2 \cdot \text{нс})$) [Митрофанов К.Н. и др. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 12. С. 1059–1093.] и об особенностях динамики сжатия плазмы во вложенных сборках [Митрофанов К.Н. и др. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 2. С. 157–192.], разработана конструкция двухкаскадного лайнера, позволяющая получать высокую пиковую мощность, МРИ по сравнению с оптимальными (по мощности излучения) конструкциями одиночных и вложенных вольфрамовых проволочныхборок. За счет подбора веществ с различной величиной скорости плазмообразования удалось уменьшить уровень магнитогидродинамических неустойчивостей на финальной стадии сжатия внутренней сборки. Благодаря этому удалось сократить длительность импульса излучения и повысить мощность МРИ. При имплозии вложенныхборок смешанного состава, состоящих из пластиковых волокон и вольфрамовых проволок, получены более короткие и мощные импульсы МРИ с максимальным значением пиковой мощности $P_{\text{SXR}}^{\text{max}} \sim 10$ ТВт длительностью на полувысоте $\text{FWHM} \sim 5$ нс по сравнению с параметрами импульсов МРИ при сжатии одиночных вольфрамовыхборок: $P_{\text{SXR}}^{\text{max}} \sim 5$ ТВт и $\text{FWHM} \sim 10$ нс. Таким образом, в условиях наших экспериментов показана возможность двухкратного увеличения пиковой мощности МРИ при сжатии вложенныхборок путем оптимизации их конструкции. Одним из результатов работы явилось определение оптимальных параметров вложенныхборок и прогноз пиковой мощности МРИ для экспериментов на мощных электрофизических установках, отличающихся друг от друга существенно различным уровнем разрядного тока 4–26 МА (Ангара-5-1, Julong-1, ZR).

Ключевые слова: имплозия многопроволочной сборки, вложенные проволочные сборки, магнитное поле, тонкие проволоки/волокна, отставшая плазма, Z-пинч, рентгеновское излучение

DOI: 10.31857/S0367292121100048

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в мире активно проводятся эксперименты по сжатию токонесущих плазменных нагрузок, называемых лайнерами, для получения мощных источников мягкого рентгеновского излучения (МРИ, $h\nu > 100$ эВ) на основе Z-пинча. Для этих целей, как правило, используются высокопоточные генераторы мегаамперных токов. В экспериментах на современных электрофизических установках: ZR (США); Ангара-5-1, С-300, ГИТ-12 и ВМГ (Россия); Julong-1 (быв. PTS, КНР); MAGPIE (Великобритания);

SPHINX (Франция) и др., — в качестве нагрузок используются многопроволочные сборки, состоящие из нескольких десятков и даже сотен тонких проволок [1–8]. Было обнаружено, что использование на данных установках нагрузок в виде сборки с большим числом проволок приводит к существенному сокращению длительности рентгеновского импульса (до 5–8 нс) при сохранении полной энергии излучения ~ 1.8 –2 МДж [4]. Поэтому на сегодняшний день пинчи, получаемые при токовой имплозии многопроволочныхборок, относятся к наиболее мощным лаборатор-

ным источникам МРИ. Их можно использовать для различных приложений фундаментального и технологического характера. Среди наиболее интересных и перспективных приложений следует отметить использование проволочных сборок в исследованиях по программе инерциального термоядерного синтеза (ИТС) [9, 10]. После модернизации установки Z (ток до 20 МА за 100 нс) в установку ZR (ток до 26 МА) [11, 12] были получены импульсы МРИ мощностью 350–450 ТВт и энергией 2–2.2 МДж [13].

В работах [14–16] экспериментально продемонстрировано, что такой рентгеновский источник с указанными параметрами возможно использовать в схемах для непрямого сжатия термоядерной мишени для ИТС [17, 18]: “*Double Z-Pinch Hohlraum*” (или “*Vacuum Hohlraum*”) с двумя излучающими пинчами по торцам полости хольраума [19, 20] и “*Dynamic Hohlraum*” [21] в виде вложенных многопроволочных сборок. Успешно продемонстрировано ~7-кратное сжатие сферической мишени. Получены высокий выход D–D-реакции вплоть до 3×10^{11} нейтрон/имп и температура плазмы 1.1–3.0 кэВ. В экспериментах на установке Z в схеме “*Dynamic Hohlraum*” на основе двухкаскадных вложенных многопроволочных сборок была получена яркостная температура излучения на мишень около 215 эВ [14, 22].

Для реализации мощного источника МРИ на будущих установках необходимо разработать оптимальную конструкцию нагрузки, способную обеспечить компактное сжатие плазмы и получение интенсивности излучения чернотельного излучателя 10^{14} – 10^{15} Вт/см² с температурой более 250 эВ [17]. Такие параметры источника излучения требуются для достижения при радиационном сжатии сферической термоядерной мишени температуры и плотности сжатого топлива, необходимых для протекания термоядерной реакции. Хотя эксперименты на установке ZR и демонстрируют некоторый оптимизм по созданию мощного источника рентгеновского излучения и свидетельствуют о возможности осуществления пороговых экспериментов по реализации ИТС при облучении термоядерной мишени импульсом МРИ Z-пинча, однако, по современным представлениям для зажигания топлива в термоядерной мишени непрямого облучения требуется пиковая мощность импульса МРИ выше 1000 ТВт [17, 23]. Для дальнейшего продвижения в этой области и достижения такого уровня мощности при токовой имплозии цилиндрических многопроволочных сборок необходимо увеличение амплитуды разрядного тока импульсной электрофизической установки до уровня 100 МА и проведение работ по оптимизации конструкции лайнера. Для этого в настоящее время проектируется новое поколение электрофизических установок петаватт-

ной электрической мощности (~500–1000 ТВт) – БАЙКАЛ, ЭМИР (в России) и X-1 (в США) с уровнем тока 50–70 МА и временем нарастания ~100–800 нс [24–28].

Одним из методов повышения выхода МРИ является применение двухкаскадных конструкций нагрузки, например, вложенных в друг друга проволочных (волоконных или пенных) сборок [5, 29–36]. В таком типе плазменных нагрузок взаимодействие плазмы, генерируемой внешним каскадом, с плазмой внутреннего каскада может привести при определенных условиях к формированию более однородного по пространству распределения плотности плазмы и, как следствие этого, будет способствовать компактному сжатию плазмы пинча. Особенность сжатия плазмы подобных вложенных лайнеров состоит в увеличении воспроизводимости параметров импульса мощности МРИ, а также в более высокой амплитуде и меньшей длительности по сравнению с одиночными многопроволочными сборками [33, 37].

Однако, финальная стадия сжатия лайнеров, в том числе проволочных сборок [38–40] и тонких металлических оболочек [41], сопровождается развитием различного рода неустойчивостей. Одним из основных и опасных типов неустойчивостей внешней границы плазмы, ускоряемой магнитным давлением собственного тока, является магнитная Релей–Тейлоровская (МРТ) неустойчивость. Наблюдавшееся в эксперименте опережающее сжатие некоторой части массы лайнера и образование отставшей плазмы (т.н. “*trailing mass*” [42, 43]) в результате развития неустойчивостей негативно влияют на параметры импульса МРИ – его длительность и амплитуду. Поэтому для получения мощных импульсов рентгеновского излучения необходимо оптимизировать конструкцию лайнеров с целью ограничения влияния МРТ-неустойчивости.

В экспериментах на установке Ангара-5-1 по сжатию волоконных сборок [44] впервые было обнаружено, что в случае вложенных сборок, когда внешним каскадом является сборка из пластиковых (капроновых) волокон, а внутренним каскадом – вольфрамовая сборка, могут реализоваться условия, при которых сжатие вольфрамовой сборки происходит устойчиво. При этом присутствующая плазма одиночных проволочных сборок МРТ-неустойчивость оказывается сильно подавленной. На внешней границе вольфрамовой сборки практически отсутствуют возмущения с большой амплитудой по сравнению со случаем обычной одиночной проволочной сборки. Как следствие этого, на оси вложенных сборок образуется устойчивый и компактный Z-пинч.

Позднее, в экспериментах [45] по сжатию тонких металлических оболочек (лайнеров) из алюминия и бериллия, в рамках практической реализации ИТС по схеме MagLIF было показано, что нанесение на внешнюю поверхность такого лайнера диэлектрического покрытия из пленки полипропилена толщиной в несколько десятков микрон позволяет существенно уменьшить развитие неустойчивостей по сравнению со случаем металлических оболочек без покрытия. По нашему мнению, наличие позади металлической оболочки плазмы, образованной преимущественно из вещества диэлектрической пленки, приводит к более широкому распределению тока в плазме сжимающегося лайнера, что способствует более медленному росту неустойчивостей, как теоретически было показано в работе [46]. По тем же причинам имеет место эффект стабилизации МРТ-неустойчивости в случае сжатия W-сборки в составе капрон-вольфрамовых вложенных сборок [44] или устойчивое сжатие плазмы в другом типе лайнера — металлизированных волоконных сборках [40, 47].

Таким образом, оказывается вполне возможной практическая реализация сценария устойчивого токового сжатия излучающих лайнеров. Поэтому создание мощного энергетического источника рентгеновского излучения (драйвера) для ИТС, который основан на устойчивом токовом сжатии плазмы Z-пинча, является актуальной задачей для использования в различных схемах ИТС. В том числе, является важным уменьшение загрязнения термоядерного топлива мишени примесями сжимающегося лайнера из-за его разрушения различными неустойчивостями.

В ходе выполнения работ на установке Ангара-5-1 были получены новые экспериментальные данные [48–50] по сжатию плазмы вложенных проволочных и волоконных сборок при протекании по ним тока до 4 МА. В зависимости от отношения радиусов каскадов вложенных сборок получены различные режимы течения плазмы в пространстве между каскадами: доальфвеновский, сверхальфвеновский и режим с формированием переходной области — ударной волны (УВ) между каскадами. С помощью лазерного теневого зондирования плазмы и рентгеновской кадровой съемки исследованы особенности формирования области ударной волны и ее разрушения. Сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования позволило определить физические условия, при которых осуществляется режим сжатия с образованием области УВ. Предложен возможный сценарий взаимодействия плазмы каскадов во вложенных сборках (“ударно-волновой механизм”) при котором при определенных условиях вокруг внутреннего каскада может сформироваться квазизамкнутая плазменная оболочка, состоящая из вещества внешнего кас-

када. Показано, что от характера взаимодействия плазменных струй внешнего каскада с магнитным полем внутреннего каскада зависит устойчивость сжатия плазмы внутреннего каскада на финальной стадии имплозии.

Как было сказано выше, в экспериментах с вложенными сборками смешанного состава, в которых внешним каскадом была сборка из пластиковых волокон, а внутренним каскадом — вольфрамовая сборка, наблюдалось устойчивое сжатие плазмы внутреннего каскада. Проведено сравнение темпов развития магнитной Релей-Тейлоровской неустойчивости на внутреннем каскаде у вложенных сборок с различным числом волокон во внешнем каскаде и с различным отношением радиусов внутреннего и внешнего каскадов [49]. Путем варьирования количества волокон (их массы) во внешнем каскаде вложенных сборок получен режим сжатия плазмы внутреннего каскада (W-сборки) с формированием на оси компактного и устойчивого Z-пинча, вокруг которого отсутствует излучающая отставшая плазма. Получены импульсы рентгеновского излучения амплитудой 4 ТВт и длительностью около 5 нс.

Исходя из вышесказанного, целями настоящей работы являлось:

- экспериментальное определение оптимальных значений параметров внешнего каскада вложенных сборок, изготовленного из тонких пластиковых волокон (линейной массы волокон и их количества), для получения максимальной пиковой мощности и минимальной длительности импульса МРИ по сравнению с вольфрамовыми сборками;
- повышение степени сжатия плазмы Z-пинча за счет уменьшения темпа развития МРТ-неустойчивости на финальной стадии имплозии внутреннего каскада (W-сборки) вложенных сборок смешанного состава;
- уменьшение влияния отставшей плазмы на ограничение пиковой мощности и увеличение ширины импульса МРИ;
- получение экспериментальной информации по имплозии плазмы вложенных сборок для верификации и усовершенствования радиационных магнитогидродинамических (РМГД) кодов, описывающих сжатие таких нагрузок для мультимегаамперных установок нового поколения;
- предложение конструкции лайнера для мощных электрофизических установок для получения максимальных интегральных и удельных параметров импульса рентгеновского излучения.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Набор диагностических средств

Эксперименты проводились на установке Ангара-5-1 [51], которая является генератором сверхвысокой электрической мощности, состоящим из восьми включенных параллельно модулей. Длительность формируемого каждым модулем импульса напряжения на полувысоте составляет 90 нс. Измеренная на радиусе 5 см от оси нагрузки амплитуда импульса тока составляла 3–4 МА ($\tau = 100$ –120 нс), а измеренная на радиусе 6 см от оси амплитуда напряжения – 0.5–0.7 МВ. Диагностический комплекс [52] установки Ангара-5-1 включал в себя электротехнические методы (датчики тока и напряжения), методы регистрации рентгеновского излучения (вакуумные рентгеновские диоды и термопарные калориметры). Визуализация формы плазмы лайнеров осуществлялась путем регистрации собственного излучения лайнеров в различных спектральных диапазонах (камеры щелевой оптической развертки, многокадровые рентгеновские камеры, рентгеновские спектрографы, интегральные по времени камеры-обскуры) и активным лазерным зондированием (тенивое фотографирование). Ниже представлены некоторые характеристики диагностических методик, результаты которых легли в основу представленной работы.

Трехкадровое тенивое зондирование плазмы лайнера осуществлялось световым пучком Nd:YAG-лазера на $\lambda = 532$ нм в радиальном направлении с регистрацией каждого кадра на свой цифровой фотоаппарат с одним общим объективом. Разведение изображений в пространстве осуществлялось призмами. Перед каждым фотоаппаратом был размещен набор оптических фильтров для отсеки излучения пинча. Пространственное разрешение лазерной диагностики по объекту было не хуже 50–100 мкм. Время экспозиции лазерным пучком около 0.1 нс на полувысоте лазерного импульса. Энергия лазерного импульса подбиралась экспериментально и составляла 8–10 мДж (суммарно на три кадра). Лазерные пучки задержаны во времени относительно друг друга. Время задержки между кадрами было 18 и 13 нс, либо 8 нс и 13 нс.

Сжатие плазмы проволоочных сборок и размер излучающей области регистрировались при помощи рентгеновской многокадровой камеры (регистратор СХР6 на основе МКП-матрицы, 10 кадров с регулируемым временем экспозиции 1–10 нс), расположенной в радиальном направлении по отношению к оси источника МРИ. Изображение, сформированное при помощи матрицы отверстий-обскур, с экрана МКП передается через фокон на ПЗС цифровой камеры. Пространственное разрешение рентгеновской камеры лежит в диапазоне 200–300 мкм для фото-

нов с энергией 20–500 эВ. Задержки между кадрами регулировались длиной кабелей питания от высоковольтного генератора до входа МКП матрицы рентгеновских камер и составляли 2 нс, 10 нс и 15 нс. Спектральная чувствительность рентгеновской камеры СХР6 определялась материалом МКП и, в основном, спектральным пропусканием фильтра (полипропилен $(C_3H_6)_n$, толщиной 1 мкм) и лежит в диапазоне энергий фотонов $h\nu > 50$ эВ.

Спектральный состав излучения Z-пинча регистрировался при помощи ВУФ-спектрографа (GIS-3d) скользящего падения [53–55] в три момента времени. Пространственное разрешение спектрографа в аксиальном направлении (вдоль оси пинча) составляло порядка 250 мкм для энергии фотонов ~ 100 эВ, спектральное разрешение $\lambda/\delta\lambda \sim 100$, время экспозиции кадров на МКП – около 1.5 нс.

Мощность и энергия рентгеновского излучения регистрировались при помощи набора вакуумных рентгеновских диодов (ВРД) за различными фильтрами и открытых калориметрических датчиков типа ВЧД-3. Вакуумные рентгеновские диоды за разными фильтрами регистрировали импульс мягкого рентгеновского излучения в спектральном диапазоне от 20 эВ вплоть до 1–2 кэВ. Калибровочный коэффициент термопарных калориметров с детектирующей областью площадью 0.63 см² составляет 0.43 кДж/мВ. Погрешность измерения импульсов электромагнитной энергии термопарными калориметрами не превышает $\sim 15\%$. Калориметр располагался на расстоянии ~ 3.5 м от пинча в радиальном направлении. Измерения показали, что вклад оптического излучения плазмы и плазменных потоков из пинча в сигнал с калориметрических датчиков ВЧД-3 пренебрежимо мал по сравнению со вкладом в его сигнал от рентгеновского излучения. Учитывая вид спектра мягкого рентгеновского излучения Z-пинча проволоочных и волоконных сборок, сигнал с термопарного калориметра в основном обусловлен квантами рентгеновского излучения с энергией выше 5–10 эВ. Заметим, что указанная нижняя граница энергий квантов весьма условная.

Камера щелевой оптической развертки (регистратор СФЭР-2) с радиальным пространственным разрешением позволяла регистрировать сжатие плазмы внешнего и внутреннего каскадов вложенных сборок на различных высотах $H_1 = 0.5$ см и $H_2 = 1.2$ см над поверхностью катода с временным разрешением не хуже 0.3 нс. Спектральная чувствительность фотокатода камеры СФЭР-2 лежит в диапазоне длин волн 340–880 нм с максимумом чувствительности на $\lambda = 530$ нм. Пространственное разрешение камеры по объекту составляло около 150 мкм, глубина

резкости в области объекта — ± 23 мм. Изображение на выходном экране камеры СФЭР-2 регистрировалось на фотокамеру.

Производная полного тока, протекающего через лайнерную нагрузку, регистрировалась с помощью 8-ми петель, расположенных на радиусе 40 мм от оси лайнера. Полный ток вычислялся путем численного интегрирования производной полного тока на компьютере. Временное разрешение токового датчика было около 1 нс. Падение напряжения между анодом и катодом вблизи проволочной сборки измерялось на радиусе 60 мм с помощью индуктивного делителя напряжения [56]. Временное разрешение делителя напряжения не хуже 2 нс.

Места измерения напряжения и тока приблизительно соответствуют месту объединения токов отдельных модулей установки Ангара-5-1. Данные одновременного мониторинга профилей полного тока и напряжения вблизи нагрузки приблизительно в одной точке по радиусу позволили вычислять и исследовать временные профили индуктивности лайнера на стадии финального сжатия плазмы в предположении малости сопротивления плазмы на данной стадии процесса.

2.2. Прогноз режимов течения плазмы между каскадами. Выбор конструкции вложенныхборок

Предложенная в работе [57] и в дальнейшем подтвержденная в экспериментах [35, 48–50] МГД-модель стационарного течения плазмы в двухкаскадных вложенных сборках с учетом затянутого плазмообразования показала возможность существования различных режимов течения плазмы между каскадами вложенныхборок: сверхальфвеновский ($M_A = V_r/V_A > 1$), доальфвеновский ($M_A < 1$) и режим течения с переходной областью — ударной волной (УВ) в пространстве между каскадами, где V_r — радиальная скорость плазмы, V_A — скорость Альфвена. Основные положения МГД-модели более подробно изложены в работе [48]. Здесь же остановимся на наиболее значимых результатах моделирования — прогнозе характера течения плазмы в пространстве между каскадами вложенныхборок.

Согласно данной МГД-модели режим течения плазмы между каскадами зависит как от отношения радиусов каскадов r_{in}/r_{out} , так и от отношения темпов плазмообразования на них $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out}$ (см. рис. 1). Оба этих отношения можно было изменять в эксперименте. Отношение радиусов каскадов r_{in}/r_{out} легко менялось путем изменения геометрии электродов вложенныхборок.

Известно, что темп плазмообразования проволочных (или волоконных)борок зависит от ве-

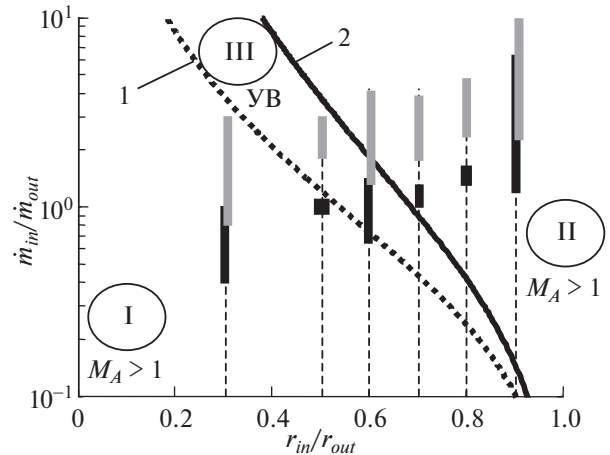


Рис. 1. Результаты одномерного МГД-моделирования зависимости критического отношения темпов плазмообразования на внутреннем и внешнем каскадах вложенной сборки от отношения их радиусов. По оси ординат — логарифмический масштаб. В области I ниже кривой 1 движение плазмы между каскадами всюду сверхальфвеновское ($M_A > 1$). В области II выше кривой 2 движение плазмы между каскадами всюду доальфвеновское ($M_A < 1$). В области III между кривыми 1 и 2 в пространстве между каскадами течение из сверхальфвеновского становится доальфвеновским при переходе через ударную волну сжатия (УВ). (■ или ■), (■) — прогноз режима течения плазмы между каскадами по выражению (2) для капрон-вольфрамовой и вольфрам-вольфрамовой вложенныхборок соответственно при различных отношениях их радиусов r_{in}/r_{out} .

щества (коэффициент K_m в мкг/(нс·МА²)), из которого изготовлены сборки, разрядного тока I (в МА) и радиуса сборки R_0 (в см) согласно следующему выражению

$$\dot{m}(t) \propto K_m (I(t)/R_0)^2. \quad (1)$$

Сильное различие в темпах плазмообразования для пластиковых волокон (капрон, лавсан, полипропилен) и вольфрамовых проволок, в 2.5–3 раза [40, 44, 58–60] при прочих равных условиях (I и R_0), позволило варьировать от 1 до 3 отношение $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out}$. Заметим, что изменение отношения радиусов каскадов r_{in}/r_{out} приводило к перераспределению токов I_{out} и I_{in} между каскадами [48] за счет изменения их индуктивностей. Соответственно, темпы плазмообразования каскадов тоже изменялись. Путем одновременного изменения вещества внешнего каскада и радиуса внутреннего каскада позволило в наших экспериментах изменять отношение $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out}$ еще в более

широких пределах, от 1 до 30, вследствие формулы (1) согласно следующему выражению

$$\frac{\dot{m}_{in}}{\dot{m}_{out}} = \frac{K_{in}}{K_{out}} \left(\frac{I_{in}}{I_{out}} \right)^2 \left(\frac{r_{out}}{r_{in}} \right)^2. \quad (2)$$

Таким образом, оказалось возможным экспериментально проверить предсказание МГД-модели по реализации того или иного режима течения плазмы между каскадами в широком диапазоне значений отношений величин интенсивностей плазмообразования $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out}$ и радиусов каскадов r_{in}/r_{out} . Для этого была проведена оценка значений $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out}$ по выражению (2) для отношений радиусов каскадов $r_{in}/r_{out} = 0.3, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8$ и 0.9 , использованных в наших экспериментах. Входящее в выражение (2) отношение коэффициентов K_{in}/K_{out} было взято из экспериментальных данных для различных веществ проволок или волокон, которые наиболее полно представлены в работах [60, 61], а отношение токов I_{in}/I_{out} было измерено при помощи миниатюрных магнитных зондов, расположенных между каскадами в непосредственной близости от поверхности внутреннего каскада [33, 48]. Результаты сравнения предсказаний МГД-модели о характере течения плазмы между каскадами смешанных по составу вложенных сборок с экспериментальными данными представлены в работе [50]. Наблюдалось хорошее соответствие результатов моделирования и экспериментальных данных. Например, в работах [50, 62] было показано, что при увеличении числа волокон N_{out} во внешнем каскаде вложенных сборок и образовании области УВ в пространстве между каскадами вблизи внешней поверхности внутреннего каскада (W-сборки) создаются условия для подавления магнитной Релей-Тейлоровской (МРТ) неустойчивости, присущей сжатию плазмы одиночных проволочных сборок. Предложен возможный сценарий взаимодействия плазмы внешнего и внутреннего каскадов вложенных сборок (ударно-волновой механизм). С другой стороны, как показали эксперименты, с увеличением количества капроновых волокон диаметром 25 мкм во внешнем каскаде N_{out} (или его линейной массы каскада m_l^{out}) с 4 (22 мкг/см) до 40 (220 мкг/см) доля тока, протекающего по внутреннему каскаду, уменьшается с 0.7–0.8 до 0.3–0.4, т.е. происходит перераспределение тока в пользу внешнего каскада. Это же является и причиной увеличения времени сжатия плазмы внутреннего каскада. Естественным следствием шунтирования разрядного тока отставшей плазмой внешнего каскада будет уменьшение амплитуды импульса МРИ. Таким образом, следует искать компромисс между получением режимов устойчивого сжатия плазмы внутреннего каскада и переключением на него

как можно большей доли тока. Это позволит получать более мощные и короткие по длительности импульсы МРИ. Уменьшение темпа развития МРТ-неустойчивости при финальном сжатии плазмы внутреннего каскада приводит к образованию компактного (диаметром около 1 мм) излучающего Z-пинча и генерации короткого по времени импульса мягкого рентгеновского излучения. В проведенной ранее серии экспериментов на установке Ангара-5-1 по сжатию плазмы смешанных по составу (капрон-вольфрам) вложенных сборок с отношением радиусов $r_{in}/r_{out} = 0.5–0.8$ при амплитуде разрядного тока до 4 МА получена пиковая мощность МРИ 5–7 ТВт при длительности импульса около 5 нс [48].

Исходя из вышесказанного, в серии экспериментов, представленной в настоящей работе, для получения режимов устойчивого сжатия плазмы внутреннего каскада с высоким выходом МРИ предполагалось оптимизировать линейную массу внешнего каскада ($m_l^{out} \leq 20–40$ мкг/см), частично шунтирующую ток, за счет уменьшения диаметра пластиковых волокон до 6–15 мкм при сохранении числа волокон во внешнем каскаде N_{out} не менее нескольких десятков. Отношение же радиусов каскадов вложенных сборок r_{in}/r_{out} должно лежать в диапазоне от 0.5 до 0.8, согласно прогнозу течения плазмы между каскадами с образованием области УВ по МГД-модели, представленному на рис. 1.

2.3. Конструкция и параметры вложенных сборок

Эксперименты с вложенными проволочными сборками выполнены на установке Ангара-5-1 при уровне разрядного тока до 3 МА. Такой тип нагрузки представляет собой две вложенные друг в друга цилиндрические сборки, подключенные к электродам установки параллельно, как показано на рис. 2. В данной серии экспериментов внешний каскад представлял собой волоконную сборку, состоящую из 8, 16, 24 и 30 тонких полипропиленовых (PP-) волокон диаметром 6.5 мкм, 7.0 мкм и 13.4 мкм. Соответствующая линейная масса внешнего каскада лежала в диапазоне ~8–40 мкг/см. Диаметр волоконной сборки был 20 мм. Внутренний каскад – типичная для наших экспериментов проволочная сборка из 40, 60, 80 вольфрамовых 6 мкм проволок соответствующей линейной массы 220, 330 и 440 мкг/см. Типичная W-сборка представляет собой набор тонких проволок, расположенных вдоль образующих цилиндра с заданным радиусом и высотой. Диаметр W-сборки во всех случаях был 10 мм. Высота обеих сборок соответствовала межэлектродному зазору установки и равнялась 16 мм. Остальные параметры вложенных сборок представлены в табл. 1.

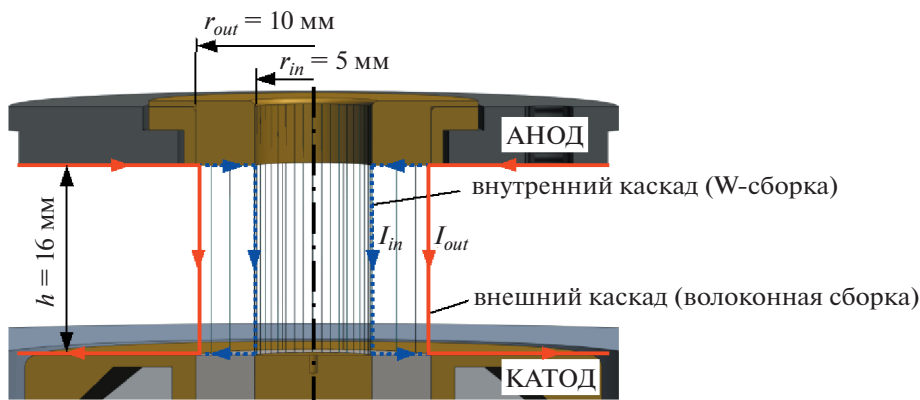


Рис. 2. Общий вид вложенной сборки в межэлектродном зазоре установки Ангара-5-1: I_{out} , I_{in} — токи, протекающие по внешнему и внутреннему каскадам, соответственно.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Пространственно-временные характеристики динамики сжатия плазмы внешнего и внутреннего каскадов вложенныхборок

В экспериментах, выполненных на предыдущем этапе исследований имплозии вложенныхборок смешанного состава [48–50, 62], было выяснено, что от характера взаимодействия плазменных струй внешнего каскада с магнитным полем разрядного тока внутреннего каскада зависит устойчивость сжатия плазмы самого внутреннего каскада (в нашем случае W-сборки) на финальной стадии имплозии. Зарегистрировано уменьшение инкремента МРТ-неустойчивости плазмы W-сборки при увеличении числа волокон во внешнем каскаде N_{out} , которое наблюдалось в широком диапазоне отношений радиусов каскадов $r_{in}/r_{out} = 0.3–0.9$. Подавление МРТ-неустойчивости на финальной стадии сжатия плазмы приводит к образованию компактного излучающего Z-пинча ($\varnothing 1–1.2$ мм) и генерации короткого по времени импульса мягкого рентгеновского излучения. В проведенной ранее серии экспериментов по сжатию вложенныхборок смешанного состава (капрон-вольфрам) с отношением радиусов $r_{in}/r_{out} = 0.5$ при амплитуде разрядного тока до 4 МА получена пиковая мощность МРИ ~ 5 ТВт при длительности импульса на половине его высоты ($FWHM$) около 7 нс. Достигнутые параметры импульса излучения — пиковая мощность и длительность импульса были сравнимы с уровнем пиковой мощности в 4.5–6.5 ТВт и $FWHM \sim 10–12$ нс, полученными при сжатии одиночных и вложенных вольфрамовыхборок с оптимальными параметрами (40–60 W проволоки $\varnothing 6$ мкм линейной массы 220–330 мкг/см, диаметр лайнера 10–12 мм) для условий наших экспериментов. При этом выяснилось, что даже небольшая ли-

нейная масса пластиковых волокон во внешнем каскаде $\sim 20–45$ мкг/см способна частично, не менее чем на 30%, шунтировать ток Z-пинча вложенныхборок посредством отставшей плазмы.

В экспериментах, представленных в настоящей работе, оптимизировались параметры внешнего каскада, такие как количество волокон N_{out} и их линейная масса m_{out} , с целью уменьшения влияния отставшей плазмы внешнего каскада на динамику сжатия внутреннего каскада и на транспортировку электромагнитной мощности установки в приосевую область разряда. Для этого использовались более тонкие РР-волокна диаметром 6.5 мкм, 7.0 мкм или 13.4 мкм, чем капроновые волокна $\varnothing 25$ мкм, применявшиеся в предыдущих экспериментах. Это позволило использовать двухкаскадную конструкцию лайнера с относительно небольшой линейной массой внешнего каскада ($\sim 5–10\%$) по сравнению с линейной массой W-сборки во внутреннем каскаде (220–440 мкг/см) и при этом иметь достаточное количество волокон N_{out} для сохранения режима устойчивого сжатия плазмы внутреннего каскада, необходимого для получения коротких импульсов МРИ.

На рис. 3–6 представлены результаты экспериментов по сжатию вложенныхборок (выстрелы № № 6348, 6476, 6477) с различным количеством волокон во внешнем каскаде $N_{out} = 8$ ($\varnothing 13.4$ мкм), $N_{out} = 16$ ($\varnothing 13.4$ мкм), 24 ($\varnothing 6.5$ мкм) и 30 ($\varnothing 13.4$ мкм) линейной массы $m_{out} \sim 12$ мкг/см, ~ 23 мкг/см, ~ 8 мкг/см и ~ 43 мкг/см, соответственно. Временные зависимости полного тока I_t и его производной dI_t/dt , напряжения $U(t)$ и импульса мощности МРИ в спектральном диапазоне $h\nu > 100$ эВ показаны соответствующими кривыми 1–4 на рис. 3а–6а. Там же показаны времена синхронизации некоторых диагностик:

Таблица 1. Параметры вложенных сборок

Выстрел	Параметры		Примечание
	внешнего каскада	внутреннего каскада	
6471, 6475, 6476	8 PP-волокон Ø13.4 мкм, ~11.5 мкг/см	40 W 6 мкм проволока, 220 мкг/см	оптимизация линейной массы внешнего и внутреннего каскадов, зависимость развития зиппер-эффекта и сжатого состояния Z-пинча от параметров внешнего каскада (выстрелы № 6344 и № 6345)
6478, 6488		80 W 6 мкм проволока, 440 мкг/см	
6344, 6345, 6463, 6469	16 PP-волокон Ø13.4 мкм, ~23 мкг/см	40 W 6 мкм проволока, 220 мкг/см	
6536, 6537		80 W 6 мкм проволока, 440 мкг/см	
6348	30 PP-волокон Ø13.4 мкм, ~43 мкг/см	40 W 6 мкм проволока, 220 мкг/см	зависимость развития зиппер-эффекта от параметров внешнего каскада и сравнение с данными выстрелов № 6344 и № 6345
6477	24 PP-волокон Ø6.5 мкм, ~8 мкг/см		оптимизация линейной массы внешнего каскада и пиковой мощности МРИ, спектральные измерения
6553, 6554, 6644, 6709	24 PP-волокон Ø7.0 мкм, ~9 мкг/см	60 W 6 мкм проволока, 330 мкг/см	
5881	4 W 6 мкм проволока, 22 мкг/см	40 W 6 мкм проволока, 220 мкг/см	сжатое состояние Z-пинча в случае W-W вложенных сборок
3940	40 W 8 мкм проволока, 380 мкг/см, $r_{out} = 6$ мм	20 W 8 мкм проволока, 190 мкг/см, $r_{in} = 3$ мм	интерферометрия отставшей плазмы внешнего каскада
5739, 5824*, 6186*, 6424*, 6491*	—	40 W 6 мкм проволока, 220 мкг/см, $r = 5$ (=6*) мм	развитие зиппер-эффекта и сжатого состояния Z-пинча в случае одиночных сборок, спектральные измерения и сравнение с данными выстрелов № 6476, № 6477, № 6463 и № 6348
6625	—	60 W 6 мкм проволока, 330 мкг/см, $r = 5$ мм	спектральные измерения и сравнение с данными выстрела № 6709

Примечание: $r_{out} = 10$ мм, $r_{in} = 10$ мм — радиусы внешнего и внутреннего каскадов, соответственно; $h = 16$ мм — высота сборки.

10-ти кадровой рентгеновской камеры (СХР6) и 3-х кадрового лазерного теневого зондирования плазмы (LAS). На рис. 3б,в—6б,в приведены кадровые изображения динамики сжатия плазмы вложенных сборок, полученные при помощи указанных диагностик.

На кадровых рентгеновских изображениях видно, что W-сборка на финальной стадии имплозии ($t > T_{pl}^{in}$) сжимается устойчиво (см. кадры t_5 — t_7 на рис. 3б, кадры t_5 , t_6 на рис. 4б, кадры t_4 — t_6 на рис. 5б и 6б) при выбранных параметрах каскадов: $r_{in} = 0.5$ см, $N_{out} = 8, 16, 24, 30$. При этом не наблюдается критического роста амплитуды неустойчивости как у одиночных W-сборок до значений $\xi \sim 3$ —3.5 мм [40] вплоть до момента генерации импульса МРИ. Амплитуда МРТ-не-

устойчивости ξ за несколько наносекунд (–4 нс—–3 нс) до момента максимума импульса МРИ составляет не более 600 мкм, что существенно меньше, чем текущий радиус r сжимающейся плазмы W-сборки — $\xi/r = 0.07$ —0.10. На этой стадии имплозии, как следует из оптических радиальных разверток (см. кривую 5 на рис. 3а), к моменту генерации импульса МРИ скорость сжатия плазмы W-сборки достигает значений $\sim (3$ —3.5) $\times 10^7$ см/с.

Также следует заметить, что для случая с $N_{out} = 30$ и $m_{out} = \sim 43$ мкг/см вплоть до начала рентгеновского импульса на периферии вложенных сборок, на начальном радиусе внешнего каскада, наблюдается слабое свечение плазмы PP-волокон по сравнению со свечением W-плазмы (см. оптическую развертку на рис. 3а). При этом на ла-

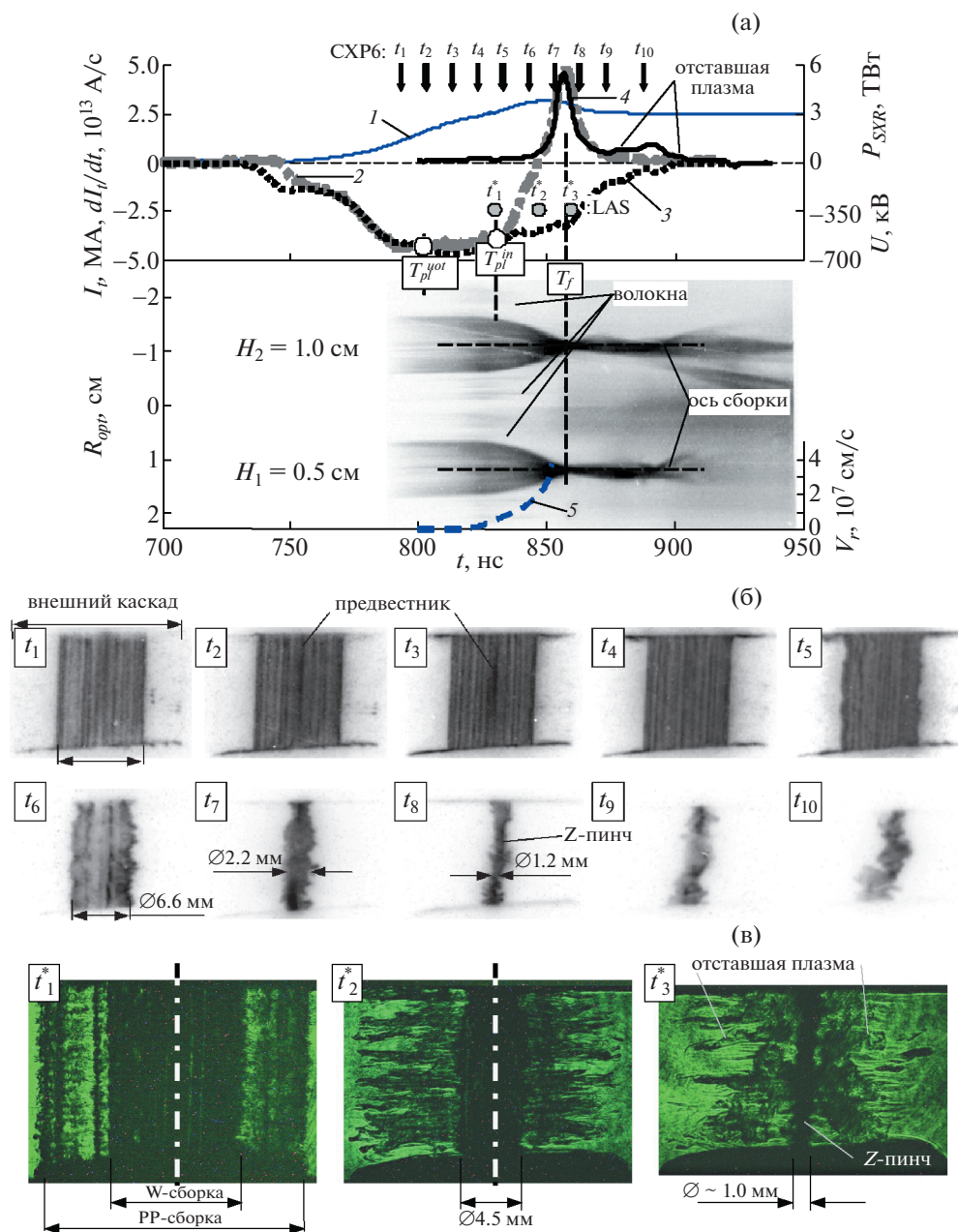


Рис. 3. Результаты эксперимента № 6348 с вложенными сборками: внешний каскад — сборка из 30 полипропиленовых 13.4 мкм волокон, линейной массы 42.9 мкг/см. Радиус сборки — 10 мм, высота — 16 мм; внутренний каскад — сборка из 40 вольфрамовых 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см. Радиус сборки — 5 мм, высота — 16 мм: а) — временные зависимости: 1, 2 — полного тока и его производной; 3 — напряжения; 4 — импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); 5 — радиальной скорости сжатия плазмы внутреннего каскада; изображение (негатив) сжатия плазмы с оптической радиальной развертки, синхронизированные с представленными кривыми. Щели радиальных оптических разверток расположены на высотах $H_1 = 0.5$ см и $H_2 = 1.0$ см над поверхностью катода; T_{pl}^{out} , T_{pl}^{in} — времена окончания плазмообразования на внешнем и внутреннем каскадах, соответственно; T_f — время финального сжатия плазмы; б) — рентгеновские кадровые изображения (негатив) имплозии вложенной сборки, синхронизированные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1 – t_{10} указаны вертикальными стрелками ($\downarrow$ CXP6). Анод — вверх, катод — вниз; в) — кадровые изображения (позитив) плазмы вложенныхборок, полученные при помощи теневого лазерного зондирования в различные моменты времени. Времена кадров t_1^* – t_3^* указаны кружками ($\bullet$ LAS) на рис. (а). Анод — вверх, катод — вниз.

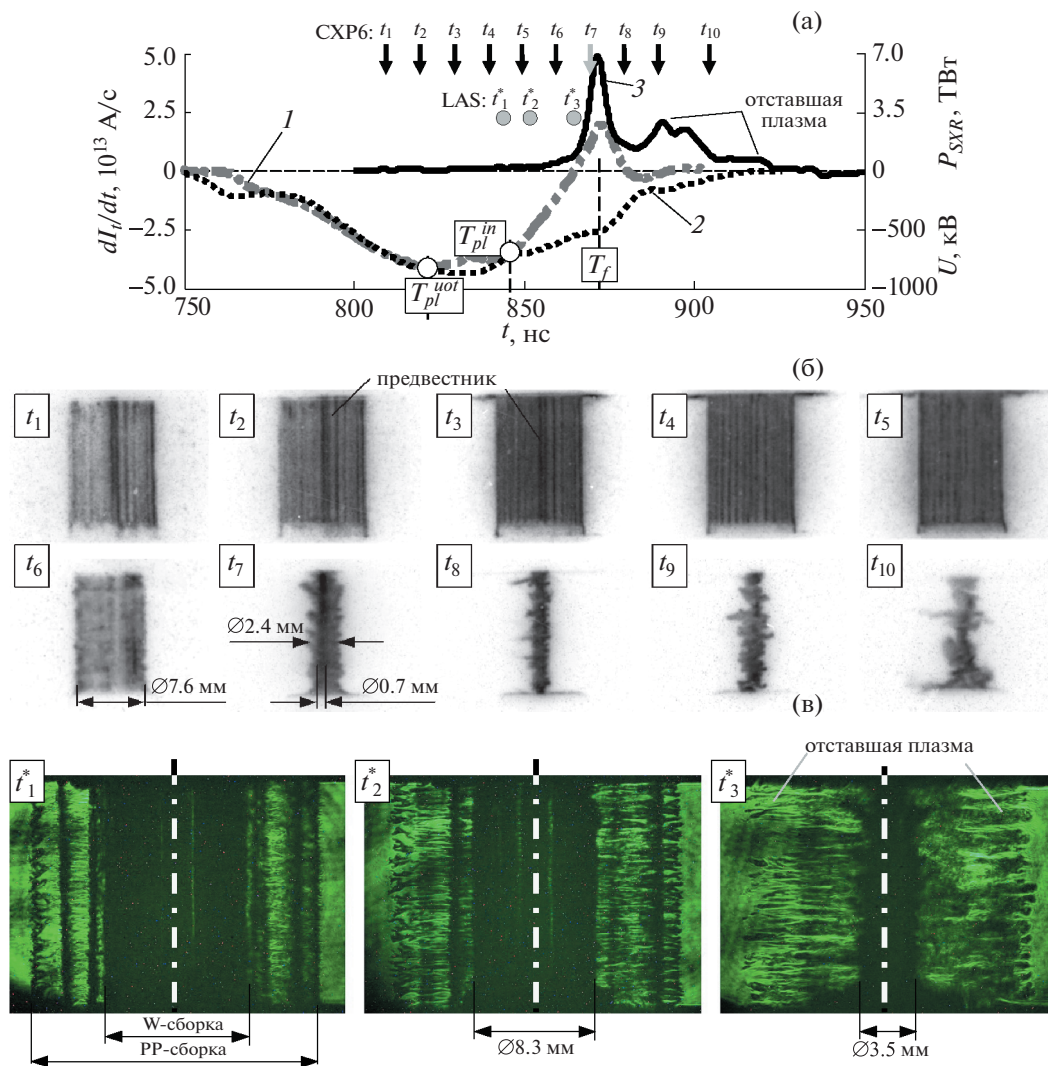


Рис. 4. Результаты эксперимента № 6463 с вложенными сборками: внешний каскад — сборка из 16 полипропиленовых 13.4 мкм волокон, линейной массы 22.9 мкг/см. Радиус сборки — 10 мм, высота — 16 мм; внутренний каскад — сборка из 40 вольфрамовых 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см. Радиус сборки — 5 мм, высота — 16 мм: а) — временные зависимости: 1 — производной полного тока; 2 — напряжения; 3 — импульса мощности МРИ ($h\nu > 100 \text{ эВ}$); T_{pl}^{out} , T_{pl}^{in} — времена окончания плазмообразования на внешнем и внутреннем каскадах, соответственно; T_f — время финального сжатия плазмы; б) — рентгеновские кадровые изображения (негатив) имплозии вложенной сборки, синхронизированные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1 – t_{10} указаны вертикальными стрелками ($\downarrow$ CXP6). Анод — вверх, катод — внизу; в) — кадровые изображения (позитив) плазмы вложенныхборок, полученные при помощи теневого лазерного зондирования в различные моменты времени. Времена кадров t_1^* – t_3^* указаны кружками (● LAS) на рис. (а). Анод — вверх, катод — внизу.

зерном теном изображении, зарегистрированном вблизи момента окончания плазмообразования на внутреннем каскаде ($t = T_{pl}^{in}$) и начала сжатия его плазмы (см. кадры t_1^* на рис. 3в и рис. 4в), еще наблюдается плазмообразование с PP-волокон внешнего каскада. В последующий момент времени регистрации (см. кадр t_2^*) видно, что

плазмообразование с пластиковых волокон закончилось и на лазерном теном изображении наблюдается запаздывающее сжатие плазмы внешнего каскада относительно сжатия плазмы внутреннего каскада. На кадре, снятом в момент времени t_3^* (см. рис. 3в) вблизи момента пиковой мощности МРИ, вокруг плотной части Z-пинча диаметром $\sim 1 \text{ мм}$ наблюдается отставшая плазма,

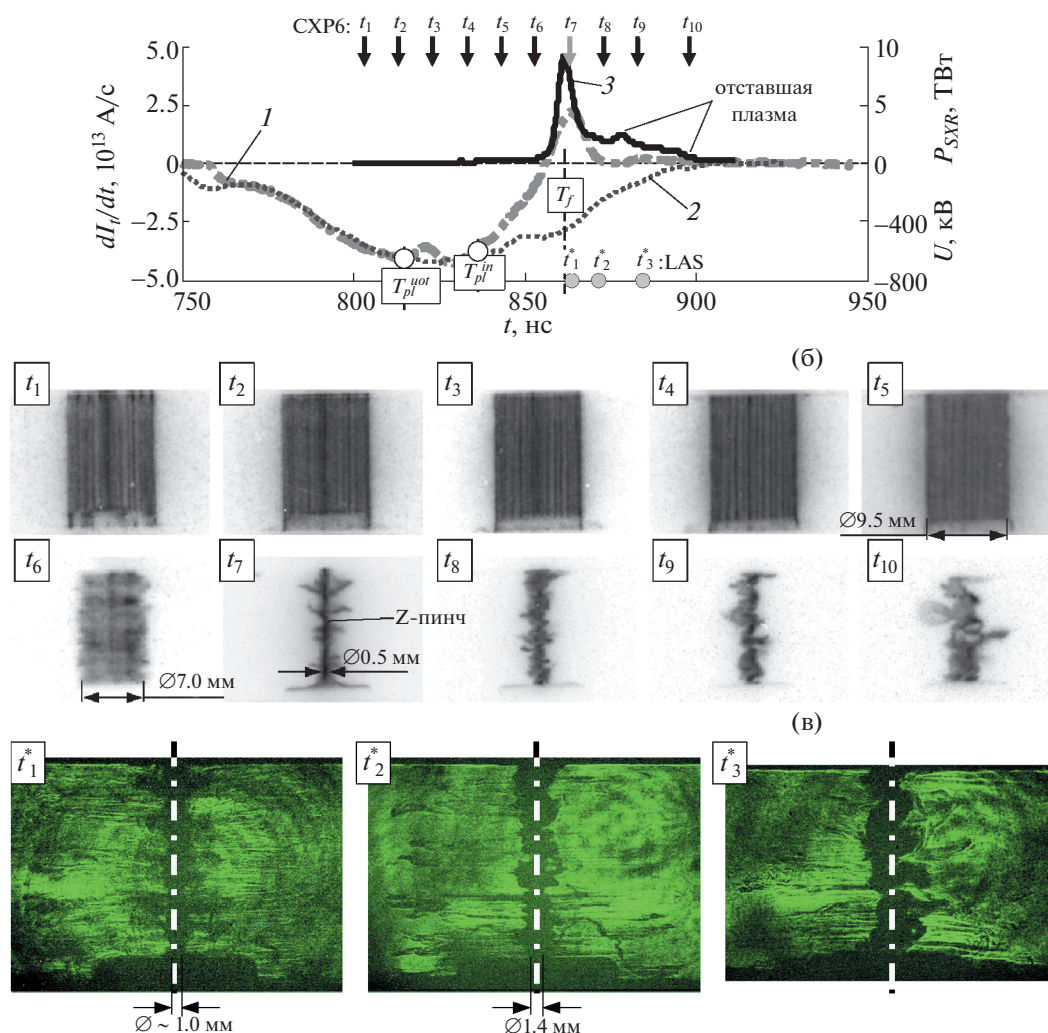


Рис. 5. Результаты эксперимента № 6476 с вложенными сборками: внешний каскад — сборка из 8 полипропиленовых 13.4 мкм волокон, линейной массы 11.5 мкг/см. Радиус сборки — 10 мм, высота — 16 мм; внутренний каскад — сборка из 40 вольфрамовых 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см. Радиус сборки — 5 мм, высота — 16 мм: а) — временные зависимости: 1 — производной полного тока; 2 — напряжения; 3 — импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); T_{pl}^{out} , T_{pl}^{in} — времена окончания плазмообразования на внешнем и внутреннем каскадах, соответственно; T_f — время финального сжатия плазмы; б) — рентгеновские кадровые изображения (негатив) имплозии вложенной сборки, синхронизированные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1 – t_{10} указаны вертикальными стрелками ($\downarrow$ CXP6). Анод — вверх, катод — вниз; в) — кадровые изображения (позитив) плазмы вложенныхборок, полученные при помощи теневого лазерного зондирования в различные моменты времени. Времена кадров t_1^* – t_3^* указаны кружками ($\bullet$ LAS) на рис. (а). Анод — вверх, катод — вниз.

рассредоточенная вплоть до половины начального радиуса внешнего каскада вложенныхборок. Как показали спектральные измерения с пространственным разрешением (вдоль радиусаборок), проведенные в предыдущих экспериментах с капрон-вольфрамовыми (К-В) вложеннымибороками, отставшая плазма снаружи пинча состоит в основном из вещества пластиковых волокон внешнего каскада. Пиковая мощность и

энергия импульса МРИ в выстреле № 6348 (см. кривую 4 на рис. 3а) составили около 5.7 ТВт и ~ 75 кДж, соответственно, при длительности импульса $FWHM \sim 7$ нс. Зарегистрированная амплитуда импульса МРИ для (РР-В) вложенныхборок с количеством волокон во внешнем каскаде $N_{out} = 30$, соответствующим линейной массе $m_{out} \sim 43$ мкг/см, почти в 2–3 раза выше, чем в случае сжатия плазмы (К-В) вложенныхборок с одина-

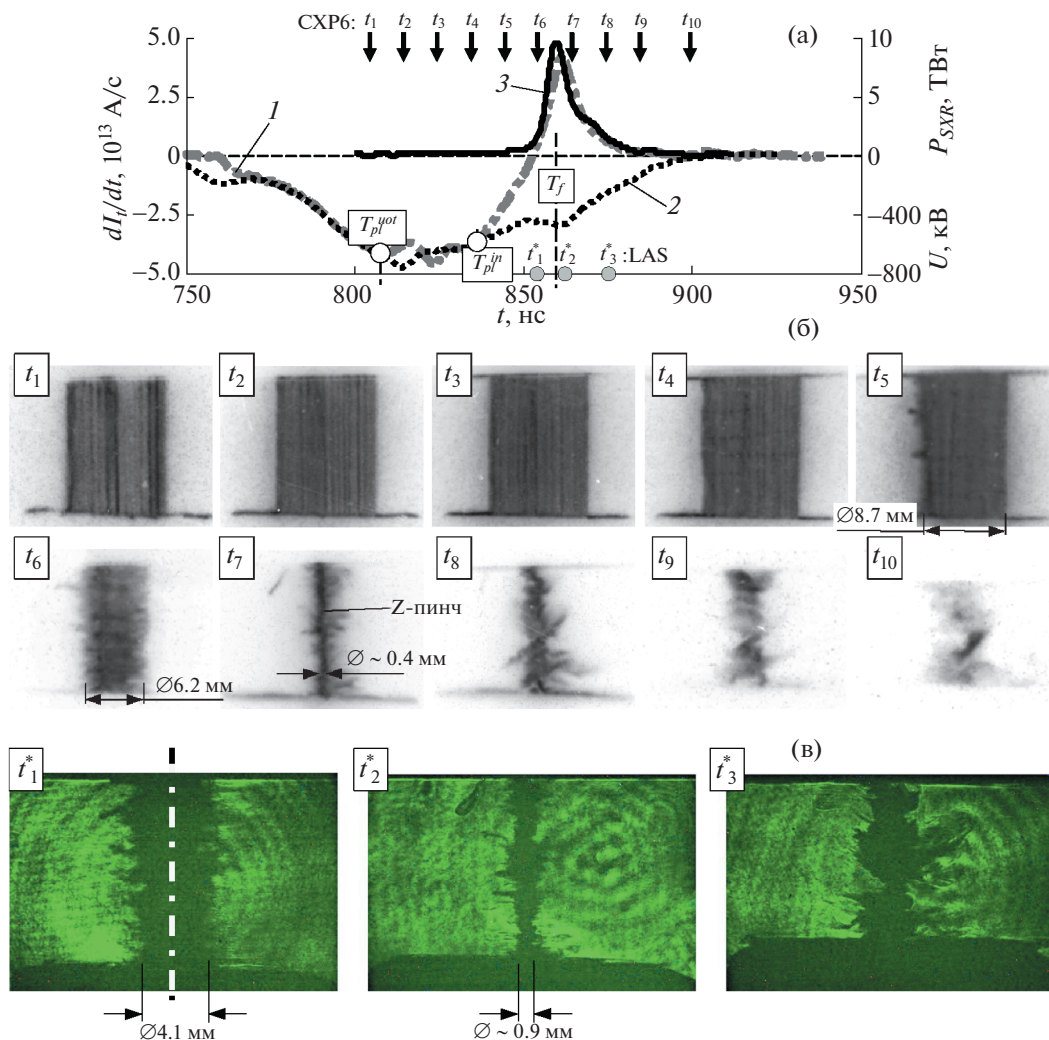


Рис. 6. Результаты эксперимента № 6477 с вложенными сборками: внешний каскад — сборка из 24 полипропиленовых 6.5 мкм волокон, линейной массы 8.1 мкг/см. Радиус сборки — 10 мм, высота — 16 мм; внутренний каскад — сборка из 40 вольфрамовых 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см. Радиус сборки — 5 мм, высота — 16 мм: а) — временные зависимости: 1 — производной полного тока; 2 — напряжения; 3 — импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); T_{pl}^{out} , T_{pl}^{in} — времена окончания плазмообразования на внешнем и внутреннем каскадах, соответственно; T_f — время финального сжатия плазмы; б) — рентгеновские кадровые изображения (негатив) имплозии вложенной сборки, синхронизированные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1 – t_{10} указаны вертикальными стрелками ($\downarrow$ СХР6). Анод — вверх, катод — вниз; в) — кадровые изображения (позитив) плазмы вложенных сборок, полученные при помощи теневого лазерного зондирования в различные моменты времени. Времена кадров t_1^* – t_3^* указаны кружками (●LAS) на рис. (а). Анод — вверх, катод — вниз.

ковыми линейными массами внешнего ($m_{out} \sim 44$ мкг/см при $N_{out} = 8$ капроновых 25 мкм волокон) и внутреннего ($m_{in} = 220$ мкг/см при $N_{in} = 40$ вольфрамовых 6 мкм проволок) каскадов [48].

Аналогичная ситуация наблюдается при сжатии плазмы (PP-W) вложенных сборок с меньшей линейной массой внешнего каскада: $m_{out} \sim 23$ мкг/см при $N_{out} = 16$ PP-волокон $\varnothing 13.4$ мкм,

$m_{out} \sim 12$ мкг/см при $N_{out} = 8$ PP-волокон $\varnothing 13.4$ мкм и $m_{out} \sim 8$ мкг/см при $N_{out} = 24$ PP-волокон $\varnothing 6.5$ мкм (см. кривые 3 на рис. 4а–6а, соответственно). При уменьшении линейной массы внешнего каскада до величины ~ 10 мкг/см и менее зарегистрировано увеличение пиковой мощности МРИ до уровня ~ 10 ТВт при длительности импульса излучения $FWHM \sim 5$ –7 нс. Энергия рентгеновского излучения по термодарному ка-

лориметру в данных выстрелах (№ № 6463, 6476 и 6477) составила величину $\sim 90\text{--}95$ кДж. Достигнутый уровень пиковой мощности МРИ примерно в 2 раза выше, чем в случае сжатия плазмы (К-W) вложенных сборок с минимальной линейной массой внешнего каскада $m_{out} \sim 22$ мкг/см при $N_{out} = 4$ капроновых волокон $\varnothing 25$ мкм. Скорее всего, такое повышение пиковой мощности МРИ связано с уменьшением влияния отставшей плазмы внешнего каскада на динамику сжатия плазмы Z-пинча W-сборки, в результате чего происходит уменьшение шунтирования тока пинча и повышения степени сжатия вольфрамовой плазмы. Из рентгеновских кадровых изображений, снятых в момент пиковой мощности МРИ, определен финальный радиус сжатия R_f плазмы Z-пинча (см. напр. кадр t_f на рис. 5б). Полученное значение $R_f \sim 0.5/2 = 0.25$ мм соответствует степени сжатия плазмы по радиусу $r_{in}/R_f \sim 20$, что в 2 раза лучше, чем в случае сжатия одиночных и вложенных вольфрамовых сборок. При этом вокруг пинча практически не регистрируется отставшая плазма, излучающая в спектральном диапазоне регистрации рентгеновской камеры $h\nu > 50$ эВ. Об уменьшении плотности отставшей плазмы также свидетельствуют лазерные теневые изображения плазмы Z-пинча, полученные вблизи момента максимума импульса МРИ (сравни кадры в моменты t_3^* на рис. 3в, t_1^* на рис. 5в и t_2^* на рис. 6в). Оценка плотности плазмы, окружающей пинч в момент пиковой мощности МРИ, в зависимости от параметров внешнего каскада более подробно обсуждается в п. 3.2 (см. п/п “Оценка параметров отставшей плазмы вокруг пинча в момент пиковой мощности МРИ”) настоящей статьи.

Таким образом, при уменьшении линейной массы внешнего каскада m_{out} до значений 8–10 мкг/см, что составляет $\sim 3\text{--}4\%$ массы внутреннего каскада, происходит существенное увеличение пиковой мощности МРИ не менее чем в 1.5–2 раза по сравнению со случаем вольфрамовых одиночных и (W-W) вложенных сборок.

Ниже будут рассмотрены результаты экспериментов по оптимизации параметров внешнего каскада вложенных сборок для получения режимов устойчивого и компактного сжатия плазмы внутреннего каскада, проанализированы параметры сжатого состояния Z-пинча, а также обсуждены спектральные особенности источника излучения.

Зиппер-эффект при сжатии плазмы внутреннего каскада. Известно, что при сжатии одиночных проволочных сборок наблюдается влияние на компактность сжатия Z-пинча явлений, связанных с так называемым “зиппер-эффектом” — несинхронностью сжатия плазмы по высоте пинча, которое происходит в направлении от катода к аноду. Такая особенность финального сжатия

плазмы приводит к увеличению длительности импульса МРИ и снижает его пиковую мощность [37, 63]. Причиной этому служит то, что процессы плазмообразования с участков проволок у катода идут несколько быстрее, чем у анода из-за эффекта “полярности” [64, 65] — присутствия на начальной стадии имплозии в области катода радиального электрического поля, направленного от поверхности тонких проволок и влияющего на время пробоя самих проволок. Происходит различный энерговклад в участки проволок в прикаточной области лайнера и в другие участки проволоки вдоль их длины. Вследствие этого окончание плазмообразования и финальное сжатие плазмы с сопровождающим его прорывом магнитного потока в приосевую область сборки [39], наступает также раньше у катода. Таким образом, проявляется зиппер-эффект при сжатии одиночных проволочных цилиндрических сборок.

Методы компенсации влияния зиппер-эффекта: за счет нанесения дополнительной массы в прикатодной части проволок в сборке или за счет небольшого увеличения начального радиуса расположения проволок вблизи катода по сравнению с начальным радиусом лайнера у анода, были успешно применены в экспериментах на установке Ангара-5-1 по имплозии квазисферических проволочных лайнеров [66]. Другим методом воспользовались на установке Sphinx (до 5 МА, $\Delta t = 600$ нс). В работе [7] было показано положительное влияние “медленного” токового импульса (10 кА, $\Delta t = 50$ мкс) на уменьшение зиппер-эффекта сжатия плазмы одиночных проволочных сборок. В работе [67] на установке Z исследовалось влияние зиппер-эффекта на синхронность выхода рентгеновского излучения в радиальном и аксиальном направлениях вложенных проволочных сборок с целью применения их в схеме “динамический хольераум” для ИТС.

С другой стороны, взаимодействие плазмы внешнего каскада с плазмой и магнитным полем внутреннего каскада во время имплозии вложенных сборок, также приводит к уменьшению влияния зиппер-эффекта на синхронность сжатия плазмы в приосевой области лайнера. По данным осевой оптической развертки, щель которой была ориентирована вдоль оси пинча (см. рис. 7а–в), радиальной оптической развертки, щели которой позволяли регистрировать оптическое излучение на разной высоте проволочной сборки (см. напр. рис. 3а), а также многокадровой рентгеновской съемки, определена разница времен $\Delta t_z = t_a - t_c$ как разница моментов времени прихода плазмы к оси в прианодной (t_a) и прикатодной (t_c) областях вложенных и одиночных сборок различных типов.

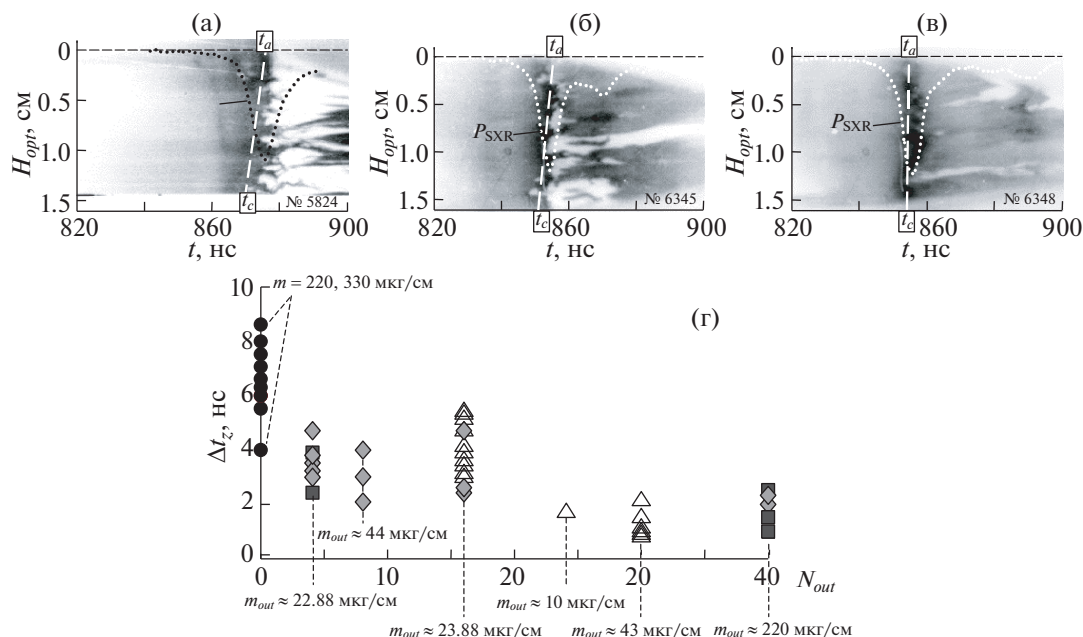


Рис. 7. Несинхронность сжатия плазмы в приосевую область проволочных сборок различных конструкций. Данные осевой оптической развертки (анод — вверх, катод — вниз): а) — для одиночной проволочной сборки (40 W проволока $\varnothing 6$ мкм на $\varnothing 12$ мм); б) — для (PP-W) вложенных сборок с $N_{out} = 16$ полипропиленовых 13.4 мкм волокон на $\varnothing 20$ мм, $N_{in} = 40$ W проволока $\varnothing 6$ мкм на $\varnothing 10$ мм; в) — для (PP-W) вложенных сборок с $N_{out} = 30$ полипропиленовых волокон $\varnothing 13.4$ мкм на $\varnothing 20$ мм, $N_{in} = 40$ W проволока $\varnothing 6$ мкм на $\varnothing 10$ мм; г) — зависимость разности времен (Δt_z) прихода плазмы в приосевую область проволочных сборок различных типов: ● — для одиночных проволочных сборок из 40(60) W проволоки $\varnothing 6$ мкм на $\varnothing 12(10)$ мм; △ — для (PP-W) вложенных сборок из полипропиленовых $\varnothing 13.4$ мкм или $\varnothing 7.0$ мкм волокон на $\varnothing 20$ мм, $N_{in} = 40\text{--}80$ W проволока $\varnothing 6$ мкм на $\varnothing 10$ мм; ◆ — для (K-W) вложенных сборок из капроновых волокон $\varnothing 25$ мкм на $\varnothing 20$ мм, $N_{in} = 40$ W 6 мкм проволока на $\varnothing 10$ мм; ■ — для (W-W) вложенных сборок из вольфрамовых $\varnothing 6$ мкм и $\varnothing 12$ мкм волокон на $\varnothing 20$ мм, $N_{in} = 40$ W проволока $\varnothing 6$ мкм на $\varnothing 10$ мм. Разница времен $\Delta t_z = t_a - t_c$ определена как разница моментов времени прихода плазмы к оси в прианодной (t_a) и прикатодной (t_c) областях вложенных и одиночных сборок различных типов.

На рис. 7г представлена зависимость разности времен (Δt_z) прихода плазмы в приосевую область вложенных сборок различных типов от количества проволок (или волокон) N_{out} во внешнем каскаде, проведено сравнение с одиночными W-проволочными сборками. Там же приведены линейные массы m_{out} внешнего каскада. Для условий эксперимента с одиночными вольфрамовыми сборками на установке Ангара-5-1 несинхронность сжатия плазмы на оси за счет зиппер-эффекта составляет $\sim 5\text{--}8$ нс. Из рис. 7г следует, что величина Δt_z уменьшается с 3–5 нс до 1–2 нс и менее при увеличении числа проволок (волокон) N_{out} во внешнем каскаде вложенных сборок с 4-х до 40-ка штук. Полученные данные указывают на то, что несинхронность сжатия плазмы вложенных сборок в основном зависит от параметра N_{out} , и, практически, не зависит от вещества проволок (или волокон) внешнего каскада и его линейной массы m_{out} в широком диапазоне от ~ 10 мкг/см до

220 мкг/см. При этом величина Δt_z в среднем для одиночных сборок оказывается выше, чем для вложенных сборок. Причиной этому может быть следующее: в экспериментах [50, 62] было обнаружено, что при взаимодействии плазмы внешнего каскада с магнитным полем и плазмой внутреннего каскада при определенных условиях вокруг внутреннего каскада формируется квазизамкнутая плазменная оболочка (область ударной волны), состоящая из вещества внешнего каскада. При этом на финальной стадии имплозии происходит устойчивое сжатие плазмы внутреннего каскада (W-сборки). Показано, что для реализации такого сценария устойчивого сжатия плазмы внутреннего каскада в случае вложенных сборок с отношением радиусов $r_{in}/r_{out} < 0.6$ число волокон во внешнем каскаде N_{out} должно быть не менее четырех. Представленные на рис. 7г данные для вложенных сборок с отношением радиусов $r_{in}/r_{out} = 0.5\text{--}0.6$ и с $N_{out} > 4$ соответствуют указанному выше сценарию устойчивого сжатия

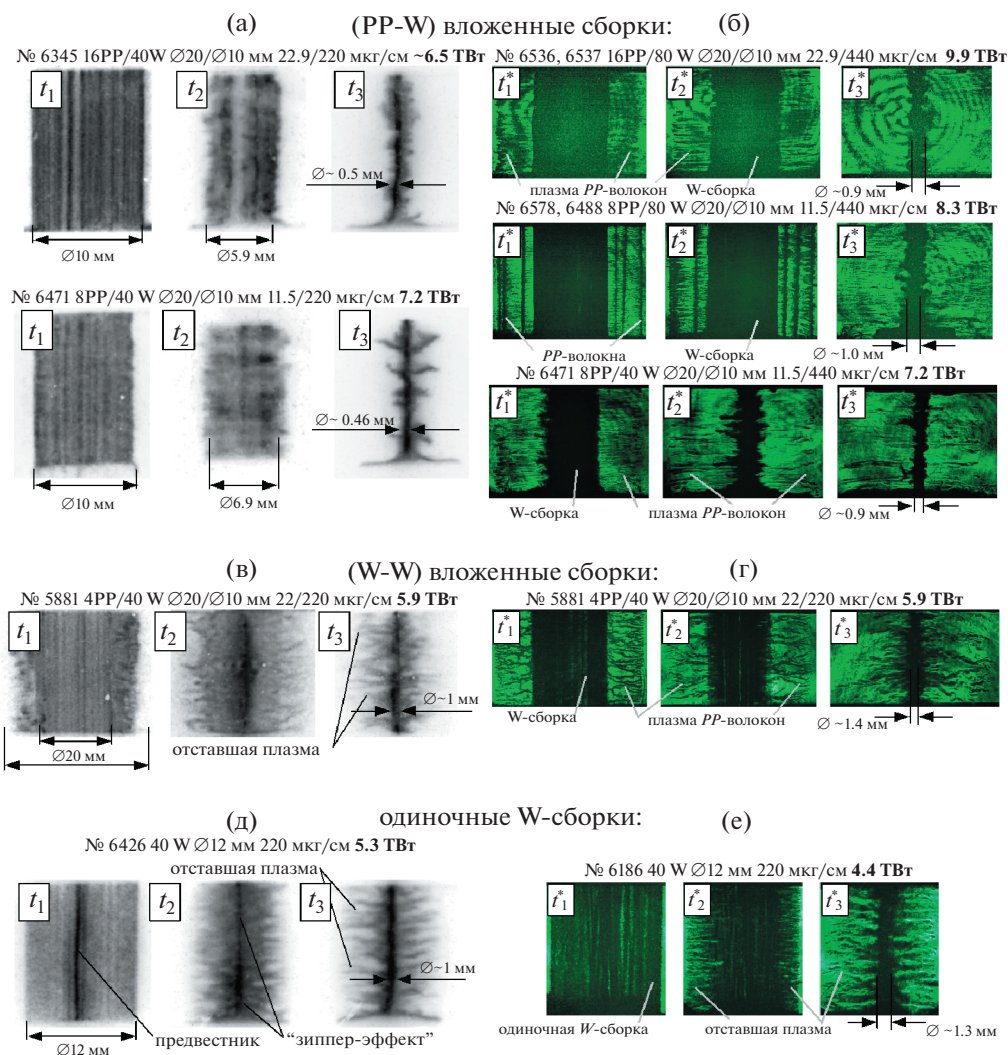


Рис. 8. Сравнение динамики финального сжатия плазмы Z-пинча: (а, б) – для (PP-W) вложенных сборок; (в, г) – для (W-W) вложенных сборок; (д, е) – для одиночных W-сборок по данным рентгеновской и теневой лазерной регистрации кадровых изображений. Анод – вверх, катод – вниз.

плазмы внутреннего каскада при котором, практически, не наблюдается опережающего сжатия плазмы у катода по сравнению со сжатием плазмы у анода ($\Delta t_z < 4$ нс). Скорее всего, большее количество плазменных струй с внешнего каскада приводит к более азимутально-симметричному взаимодействию их с магнитным полем и плазмой внутреннего каскада. Так, для вложенныхборок с $N_{out} > 16$ разность времен Δt_z составляет величину менее 2 нс.

Таким образом, применение двухкаскадной конструкции лайнера позволяет нивелировать влияние зиппер-эффекта на синхронность финального сжатия плазмы в приосевую область.

3.2. Финальная стадия сжатия плазмы Z-пинча. Отставшая плазма

В этом разделе приведены экспериментальные данные, полученные на финальной стадии сжатия пинча (PP-W) вложенныхборок, проведено сравнение с вольфрамовыми вложенными и одиночными сборками. В каждом конкретном случае сравнения основные параметры вольфрамовыхборок, такие как количество проволок, их линейная масса, диаметр сборки, выбирались идентичными параметрам W-сборки, использованной во внутреннем каскаде (PP-W) вложенныхборок.

На рис. 8а, б представлена динамика финального сжатия плазмы внутреннего каскада (PP-W)

вложенных сборок смешанного состава и, для сравнения, динамика сжатия плазмы (W-W) вложенных (см. рис. 8в, г) и вольфрамовых одиночных сборок (см. рис. 8д, е) по данным рентгеновского многокадрового фотографирования и лазерного теневого зондирования.

Для случая (PP-W) вложенных сборок с различной линейной массой m_{out} волокон ($\varnothing 13.4$ мкм) во внешнем каскаде на лазерных теневых изображениях (см. кадры t_1^* и t_2^* на рис. 8б) зарегистрировано, что вокруг вольфрамовой проволоочной сборки (80 (40) W $\varnothing 6$ мкм, $m_{in} = 440$ (220) мкг/см) во время ее финального сжатия наблюдается отстающая плазма пластиковых волокон. При этом плазма W-сборки (внутренний каскад) сжимается без существенного роста амплитуды МРТ неустойчивости, что не приводит к образованию отставшей плазмы с высоким Z . Вследствие этого, на рентгеновских кадровых изображениях, полученных на этой же стадии процесса сжатия плазмы, вокруг W-сборки не наблюдается излучающей плазмы (см. кадры t_1 и t_2 на рис. 8а). В моменты времени, близкие к моменту пиковой мощности импульса МРИ, на лазерных теневых изображениях вокруг Z-пинча практически не наблюдается отставшей плазмы W-сборки (см. кадр t_3^* на рис. 8б). Излучающий пинч имеет диаметр около 0.5 мм. Следует заметить, что при уменьшении в 2 раза величины m_{out} с 23 мкг/см (при $N_{out} = 16$) до 11.5 мкг/см (при $N_{out} = 8$), отставшая плазма волоконной сборки внешнего каскада успевает сжаться в приосевую область, тем самым принеся туда оставшуюся долю тока (до 40–50% по данным работы [48]). При этом происходит увеличение пиковой мощности МРИ с 6.5 ТВт до 7.2 ТВт. При этом следует заметить, что использование во внутреннем каскаде W-сборки с линейной массой 440 мкг/см позволяет достичь уровня пиковой мощности МРИ вплоть до 9.9 ТВт.

Совсем иная картина финального сжатия плазмы зарегистрирована для вольфрамовых вложенных сборок, когда во внешнем каскаде были использованы W-проволоки $\varnothing 6$ мкм с тем же значением линейной массы $m_{out} = 22$ мкг/см (при $N_{out} = 4$), которое использовалось для пластиковых волокон во вложенных сборках смешанного состава. Из рентгеновских и теневых лазерных изображений видно, что во время сжатия плазмы внутреннего каскада вокруг него присутствует отставшая плазма с высоким Z (см. кадры t_1 , t_2 на рис. 8в и кадры t_1^* , t_2^* на рис. 8г), в данном случае плазма вольфрамовых проволок внешнего каскада. К моменту образования Z-пинча (кадры t_3 и t_3^*) вокруг него все еще присутствует отставшая плазма, излучающая в рентгеновском диапазоне спектра — в спектральном диапазоне регистрации

рентгеновской камеры СХР6 ($h\nu > 50$ эВ). При этом минимальный диаметр излучающей области Z-пинча становится примерно в 2 раза больше ($\varnothing \sim 1$ мм), чем в случае сжатия W-сборки в составе (PP-W) вложенных сборок, а пиковая мощность МРИ в среднем в 1.6–1.7 раза ниже. В целом картина сжатия (W-W) вложенных сборок на рентгеновских и лазерных теневых изображениях подобна картине сжатия плазмы одиночных W-сборок, представленных для сравнения на рис. 8д, е.

Далее, рассмотрим экспериментальные данные о сжатом состоянии плазмы Z-пинча (см. рис. 9), полученные при помощи различных диагностических методик. Сжатое состояние Z-пинча — диаметры его плотной (D_f^{LAS} при $n_e > (2-4) \times 10^{19}$ см $^{-3}$) и излучающей области (D_f^{SXR} при $h\nu > 50$ эВ), а также области протекания основной части разрядного тока ($D_f^{elec} = 2R_{eff}$), определены при помощи рентгеновского многокадрового фотографирования ($\bullet$), лазерного теневого зондирования (Δ) и электротехнических измерений тока и напряжения ($\blacksquare$), соответственно.

Определение эффективного радиуса тока R_{eff} по измеренному напряжению $U(t)$ (в вольтах) и полному току $I(t)$ (в амперах) в области сепаратрисы концентратора электромагнитной энергии установки — широко применяемый метод в исследованиях сжатия лайнеров [68] и, например, нецилиндрических пинчей [69]. Подробно этот метод для условий эксперимента на установке Ангара-5-1 описан в работе [68]. Суть его заключается в том, что по измеренным значениям напряжения и тока вычисляется индуктивность лайнера по следующей формуле

$$L(t) = \frac{\int_{t_0}^t U(\tau) d\tau}{I(t)}. \quad (3)$$

Эта формула применима в том случае, когда резистивная составляющая напряжения много меньше индуктивной составляющей (менее 10%), как было показано в работе [68], т.е. начиная с момента t_0 образования вокруг проволок плазменной короны ($\sim 5-15$ нс разряда для различных веществ проволок лайнера в экспериментах на установке Ангара-5-1) и вплоть до начала импульса МРИ. Считается, что в момент образования плазменной короны вокруг проволок весь ток протекает на начальном радиусе проволоочной сборки — R_0 . Изменение индуктивности ΔL , начиная с некоторого момента времени t_0 , обусловлено проникновением плазмы с током внутрь проволоочной сборки. Таким образом, зная, как

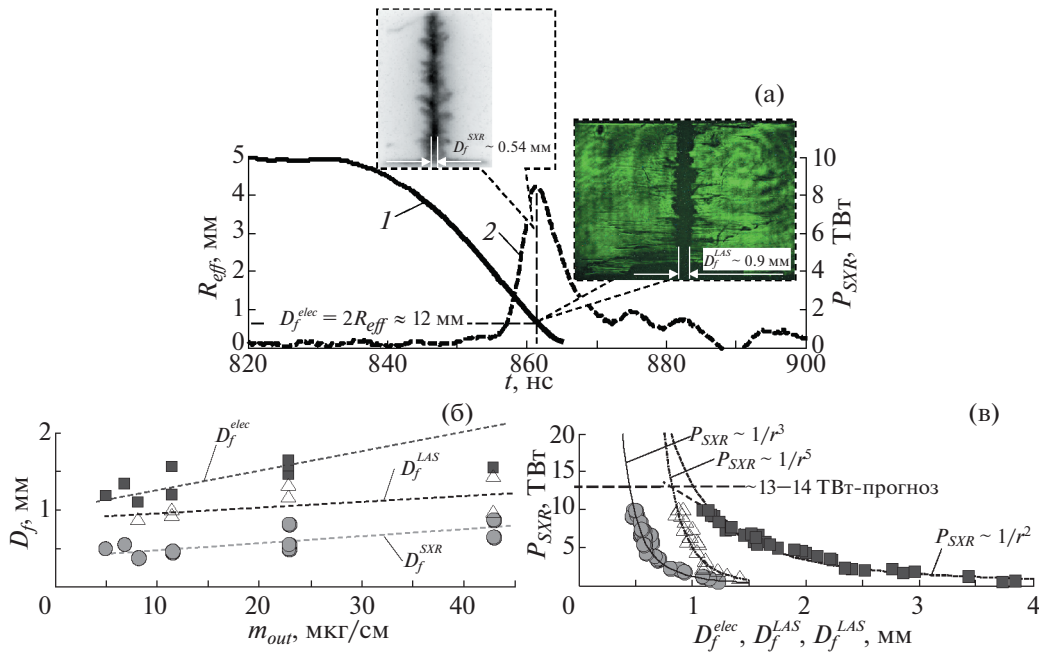


Рис. 9. Сжатое состояние Z-пинча (PP-W) вложенныхборок с отношением радиусов $R_{in}/R_{out} = 0.5$ по данным рентгеновского многокадрового фотографирования ($\bullet$, SXR), лазерного теневого зондирования (Δ , LAS) и электротехнических измерений тока и напряжения ($\blacksquare$, elec): а) — временные зависимости эффективного токового радиуса R_{eff} (кривая 1), рассчитанного по выражению (4), и мощности МРИ P_{SXR} (кривая 2) для выстрела № 6488. Во врезках показаны рентгеновские и лазерные кадровые изображения плазмы Z-пинча, зарегистрированные вблизи момента пиковой мощности МРИ; б) — зависимость финального диаметра плазмы Z-пинча D_f от линейной массы m_{out} внешнего каскада (PP-W) вложенныхборок смешанного состава; в) — зависимость пиковой мощности МРИ P_{SXR} ($h\nu > 100$ эВ) от параметра D_f . Экспериментальные данные аппроксимированы функциональными зависимостями вида $P_{SXR} = f(1/r^n)$.

меняется индуктивность, можно вычислить эффективный радиус тока R_{eff} в любой момент времени в предположении цилиндрической геометрии сжатия плазмы, из формулы

$$\Delta L(t) = L(t) - L_0 = 2h \ln \left(\frac{R_0}{R_{eff}(t)} \right), \quad (4)$$

где h (в см) — высота сборки, ΔL (в нГн), L_0 — постоянная индуктивность электрической цепи между сепаратрисой и поверхностью проволочной сборки. Эффективный радиус тока R_{eff} в данном случае — это радиус тонкостенного цилиндра с током, имеющим ту же индуктивность, что и сжимающийся лайнер.

На рис. 9а представлены временные зависимости эффективного токового радиуса R_{eff} (кривая 1) и мощности МРИ P_{SXR} (кривая 2). В качестве примера, во врезках к этому же рисунку показаны лазерные и рентгеновские кадровые изображения плазмы Z-пинча, зарегистрированные вблизи момента пиковой мощности МРИ, по которым определялись значения диаметров его плотной (D_f^{LAS}) и излучающей (D_f^{SXR}) областей. Из

лазерных и рентгеновских кадровых изображений видно, что диаметр D_f^{LAS} больше D_f^{SXR} не менее, чем в 2 раза. При этом область протекания основной части разрядного тока несколько шире, чем область плотной части пинча, т.е. $D_f^{elec} > D_f^{LAS}$. В центральной области пинча, где находится наиболее плотная и горячая плазма, происходит интенсивное свечение в рентгеновском диапазоне спектра.

Для получения мощных импульсов рентгеновского излучения на этом этапе исследований проводилась оптимизация параметров внешнего каскада (PP-волоконной сборки), а именно, его линейной массы m_{out} . Линейная масса внешнего каскада варьировалась в диапазоне от ~8 мкг/см до ~43 мкг/см путем изменения количества волокон N_{out} и/или их диаметра, с учетом диапазона значений $m_{out} \sim 22\text{--}44$ мкг/см, определенном на предыдущем этапе исследований [48]. Была построена зависимость финального размера Z-пинча (диаметров D_f^{elec} , D_f^{LAS} и D_f^{SXR}) от параметра m_{out} (см. рис. 9б). Видно, что при уменьшении линейной массы PP-волокон внешнего каскада до

уровня $m_{out} \sim 10$ мкг/см финальный диаметр области протекания разрядного тока D_f^{elec} и размер плотной области Z-пинча D_f^{LAS} становятся близки друг к другу, а размер области интенсивного излучения в рентгеновском диапазоне спектра $h\nu > 50$ эВ D_f^{SXR} становится менее 0.5 мм. Это свидетельствует об уменьшении влияния отставшей плазмы на эффективность транспортировки разрядного тока в приосевую область вложенных сборок.

Вследствие этого возрастает пиковая мощность МРИ вплоть до уровня ~ 10 ТВт (см. рис. 9в). Линии трендов полученных зависимостей амплитуды импульса мощности МРИ от финального размера Z-пинча $P_{SXR}(D_f^{elec})$ и $P_{SXR}(D_f^{LAS})$ и данные, представленные на рис. 9б, указывают на возможность дальнейшей оптимизации выхода МРИ на лайнерах данного типа вплоть до уровня пиковой мощности ~ 13 – 14 ТВт за счет повышения степени сжатия плазмы (> 20), в том числе за счет уменьшения линейной массы внешнего каскада до значений $m_{out} \sim 5$ мкг/см. Таким образом, можно предположить, что применение во внешнем каскаде даже небольшой массы РР-волокон по сравнению с массой проволок W-сборки во внутреннем каскаде (220 мкг/см) может способствовать дальнейшему повышению уровня пиковой мощности МРИ.

Действительно, согласно выражениям (1) и (2), отношение интенсивностей плазмообразования на внутреннем и внешнем каскадах $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out}$ с отношением радиусов $r_{in}/r_{out} = 0.5$ будет лежать в диапазоне ~ 6 – 27 при измеренном на предыдущем этапе исследований отношении разрядных токов по каскадам $I_{in}/I_{out} = 0.7$ – 1.5 [48] для того же количества волокон во внешнем каскаде N_{out} от 8 до 24, что и в данных экспериментах. Отношение линейных масс каскадов m_{in}/m_{out} можно оценить следующим образом

$$\frac{m_{in}}{m_{out}} \approx \frac{\dot{m}_{in}}{\dot{m}_{out}} \frac{r_{in}}{r_{out}} \frac{T_{pl}^{in}}{T_{pl}^{out}}, \quad (5)$$

где T_{pl}^{out} , T_{pl}^{in} – длительности процесса плазмообразования на внешнем и внутреннем каскадах, соответственно. Сделаем нижнюю оценку линейной массы внешнего каскада m_{out}^{min} по выражению (5) в предположении одновременного окончания плазмообразования на внешнем и внутреннем каскадах, когда $T_{pl}^{out} = T_{pl}^{in}$. При следующих параметрах для вложенныхборок: $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out} \sim 27$, $m_{in} = 220$ мкг/см и $r_{in}/r_{out} = 0.5$ оценка величины m_{out}^{min} дает значение не более 16 мкг/см. Экспериментальная проверка показала, что уже при уменьше-

нии значения m_{out} с ~ 43 мкг/см до 11.5 мкг/см происходит увеличение пиковой мощности МРИ с ~ 6 ТВт до 9 ТВт (см. кривые 4 и 3 на рис. 3а и 5а, соответственно).

Указанное выше значение линейной массы m_{out}^{min} весьма условное, т.к. дальнейшее уменьшение величины m_{out} приведет, в итоге, к быстрому истощению (истощению) источника плазмы ($\dot{m}_{out}$) на начальном радиусе внешнего каскада еще до момента T_{pl}^{in} окончания плазмообразования проволок W-сборки во внутреннем каскаде и начала ее финального сжатия. В этом случае, область ударной волны, возникающая при взаимодействии плазменных потоков внешнего каскада с магнитным полем разрядного тока внутреннего каскада, быстро разрушается неустойчивостями, которые развиваются в плазменном потоке на стадии окончания плазмообразования волокон внешнего каскада. Область УВ при таком преждевременном сжатии плазмы внешнего каскада не успевает образовать вокруг поверхности внутреннего каскада квазизамкнутой оболочки, способствующей стабилизации МРТ-неустойчивости его плазмы [50]. Вследствие этого сжатие плазмы W-сборки будет сопровождаться развитием неустойчивостей, которые приведут к уширению сжимающегося токонесущего слоя плазмы с высоким Z. Образовавшаяся отставшая плазма частично шуттирует ток пинча, тем самым понижая пиковую мощность МРИ.

Исходя из вышесказанного, окончание плазмообразования РР-волокон внешнего каскада должно происходить немного раньше, чем начало сжатия плазмы внутреннего каскада, чтобы вокруг него успевала сформироваться квазизамкнутая плазменная оболочка, стабилизирующая сжатие плазмы W-сборки. При этом отношение времен T_{pl}^{in}/T_{pl}^{out} в выражении (5) должно быть больше 1. В противоположном случае, как это было в экспериментах с (К-W) вложенными сборками с неоптимизированной линейной массой внешнего каскада, длительность процесса плазмообразования капроновых волокон внешнего каскада была сравнима с временем имплозии $T_{pl}^{out} \approx T_{imp}$ и отношение времен T_{pl}^{in}/T_{pl}^{out} было меньше 1. При этом наличие отставшей плазмы капроновых волокон вокруг пинча снижало амплитуду импульса мощности МРИ.

Из электротехнических измерений производной полного тока dI/dt и напряжения U (см. кривые 2 и 3 на рис. 3а и кривые 1 и 2 на рис. 4а–б) были определены моменты времени окончания плазмообразования на внешнем T_{pl}^{out} и внутреннем T_{pl}^{in} каскадах следующим способом. На основании проведенных экспериментов [39, 60] с оди-

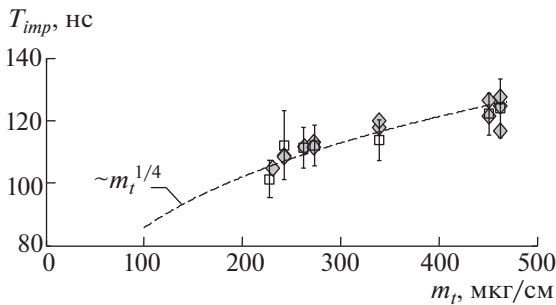


Рис. 10. Зависимость времени имплозии T_{imp} для (PP-W) вложенных сборок с $r_{in}/r_{out} = 0.5$ от линейной массы каскадов $m_l = m_{out} + m_{in}$: $\diamond$ — время имплозии T_{imp} , измеренное как промежуток времени между началом производной полного тока и моментом пиковой мощности МРИ; $\square$ — рассчитанное по 0-мерной модели сжатия вложенной проволоочной сборки. Пунктирной кривой показана функциональная зависимость $T_{imp} \sim m_l^{1/4}$.

ночными проволоочными сборками из различных веществ было показано, что на стадии окончания плазмообразования, когда $\dot{m} \rightarrow 0$, в области расположения проволок (или волокон) происходит прорыв магнитного потока внутрь сборки. Это приводит к увеличению индуктивности проволоочной сборки и нарушению пропорциональности между напряжением U и производной полного тока dI/dt . В данном методе определения времен T_{pl}^{out} и T_{pl}^{in} во вложенных сборках считалось, что на стадии окончания плазмообразования проявляются некоторые особенности между кривыми dI/dt и U , которые отмечены кружками ($\circ$) на рис. 3а–6а. Сделанная оценка отношения времен T_{pl}^{in}/T_{pl}^{out} для (PP-W) вложенных сборок с различными параметрами внешнего каскада (N_{out} и m_{out}) лежит в диапазоне 1.2–1.5. Таким образом, приведенная выше оценка $m_{out}^{min} \sim 16$ мкг/см при $T_{pl}^{in}/T_{pl}^{out} = 1$ оказывается несколько завышенной — не менее чем в 1.5 раза. Экспериментальная проверка показала, что дальнейшее уменьшение линейной массы внешнего каскада до значения $m_{out} \sim 8$ мкг/см приводит к еще большему повышению пиковой мощности МРИ вплоть до 10 ТВт (см. кривую 3 на рис. 6а).

Время имплозии T_{imp} (PP-W) вложенных сборок определялось из экспериментальных данных, как промежуток времени между началом производной полного тока и моментом пиковой мощности МРИ (см. кривые 2 и 4 на рис. 3 и кривые 1 и 3 на рис. 4–6), в группе выстрелов с близкими значениями амплитуды разрядного тока ($\Delta I/I \leq 0.13$). На рис. 10 представлена зависимость вре-

мени имплозии T_{imp} ($\diamond$ для вложенных сборок с отношением радиусов каскадов $r_{in}/r_{out} = 0.5$ от линейной массы каскадов $m_l = m_{out} + m_{in}$. На этом же рисунке приведены рассчитанные по 0-мерной модели значения T_{imp} ($\square$) для конкретных значений параметров каскадов вложенных сборок (N_{out} , m_{out} и N_{in} , m_{in}). Из модели сжатия тонкой оболочки [70] известно, что время сжатия плазменной оболочки можно приблизительно оценить по следующему выражению $T_{imp} \sim (mr_0^2)^{1/4}$, поэтому на рис. 10 для сравнения приведена соответствующая пунктирная кривая. Видно хорошее соответствие расчетной кривой и экспериментальных данных, что свидетельствует об эффективной транспортировке плазмы с током в приосевую область (PP-W) вложенных сборок.

Оценка параметров отставшей плазмы вокруг пинча в момент пиковой мощности МРИ. Сделана оценка массы отставшей плазмы, окружающей Z-пинча на финальной стадии его стагнации, по лазерным теньевым кадровым изображениям плазмы одиночных W-сборок, вложенных сборок типа (W-W) и (PP-W), зарегистрированным вблизи пиковой мощности МРИ (см. рис. 3в–6в и 8б). При проведении оценки электронной плотности плазмы по поглощению в ней (n'_e) и по рефракции на ее неоднородностях (n_e) было выяснено, что за формирование теневого изображения отвечает рефракция. Оказалось, что при небольших поперечных размерах неоднородностей в отставшей плазме $L_{\perp} \sim 100$ –200 мкм и глубине зондирования вдоль луча $L_{\parallel} \sim 0.5$ –1 см непрозрачность плазмы для лазерного излучения за счет рефракции будет обеспечена при меньших значениях электронной концентрации n_e примерно в 5–20 раз, чем полученные значения n'_e по поглощению. При этом тени на лазерных кадровых изображениях чаще всего окружены т.н. “ореолами” с яркостью выше фоновой, которые могут образоваться только при рефракции лазерного излучения на неоднородностях плазмы.

При указанных выше величинах $L_{\parallel}$ и $L_{\perp}$, значениях электронной температуры отставшей плазмы $T_e \sim 50$ эВ и степени ионизации $z \sim (T_e)^{0.5}$, получены оценки электронной n_e и ионной n_i концентрации, линейной массы отставшей плазмы m_{tr} , которые приведены в табл. 2. Из представленных в табл. 2 данных следует:

— отставшая плазма в случае одиночных W-сборок составляет не более 5–10% от начальной массы лайнера 220 мкг/см;

— в случае (W-W) вложенных сборок отставшая плазма внешнего каскада составляет ~ 20 –60% его начальной массы, а отставшая плазма внутреннего каскада — не более 10%, как и в случае одиночной W-сборки;

Таблица 2. Параметры отставшей плазмы

Параметры лайнера	$n_e, 10^{18} \text{ см}^{-3}$	$n_i, 10^{17} \text{ см}^{-3}$	$m_{lr}, \text{ мкг/см}$	Тип лайнера
40 W 6 мкм проволока, 220 мкг/см, $R = 5 \text{ мм}$	0.5–1.5	1.5–2.7	10–20	одиночная W-сборка
4 W 6 мкм проволока, 22 мкг/см*	0.6–2.1	1.0–3.0	5–14	(W-W) вложенные сборки
для внутреннего каскада**	0.8–2.1	1.5–3.0	11–22	
30 PP-волокон $\varnothing 13.4 \text{ мкм}$, ~43 мкг/см*	0.8–1.5	1.0–3.0	21–26	(PP-W) вложенные сборки
8 PP-волокон $\varnothing 13.4 \text{ мкм}$, ~11.5 мкг/см*	2.0–4.0	4.0–7.0	1.3–2.0	
24 PP-волокон $\varnothing 6.5 \text{ мкм}$, ~8 мкг/см*	0.7–1.6	1.2–2.3	0.2–0.5	

Примечания: * — радиус внешнего каскада $R_{out} = 10 \text{ мм}$; ** — внутренний каскад из 40 W 6 мкм проволока, 220 мкг/см, $R_{in} = 5 \text{ мм}$.

— при уменьшении линейной массы PP-волокон во внешнем каскаде вложенныхборок с ~43 мкг/см до ~8 мкг/см уменьшается масса отставшей плазмы в 50–100 раз до значений 0.2–0.5 мкг/см. В последнем случае масса отставшей плазмы составляет не более 3–6% начальной массы внешнего каскада.

При анализе лазерных теневых изображений также выяснилось, что в случае применения во внешнем каскаде PP-волокон $\varnothing 13.4 \text{ мкм}$ средняя плотность вещества $\bar{\rho}$ в сгустках отставшей плазмы составляет не выше 30 мкг/см³, а для PP-волокон $\varnothing 6.5 \text{ мкм}$ величина $\bar{\rho}$ оказывается в несколько раз меньше — около 6.0–6.5 мкг/см². Таким образом, применение PP-волокон малого диаметра во внешнем каскаде вложенныхборок оказывается наиболее предпочтительным. Между сгустками отставшей плазмы (в области прорыва магнитного потока) плотность вещества может быть не менее чем на порядок величины ниже и составлять <3 мкг/см³.

Оценка средней плотности $\bar{\rho}$ вещества в сгустках отставшей плазмы W-борок дает большую величину около 50–100 мкг/см³, что хорошо совпадает с результатами работы [39]. В результате величина $\bar{\rho}$ зависит как от вещества проволок или волокон во внешнем каскаде, так и от их диаметра. Зависимость средней плотности вещества в сгустках отставшей плазмы от количества волокон (проволок) N_{out} не прослеживается.

Следует отметить, что если линейная масса внешнего каскада m_{out} была выбрана не оптимально, сжатие W-борок становилось некомпактным с образованием вокруг пинча отставшей плазмы с высоким Z . При этом сжатие плазмы с внешнего каскада, запаздывающее относительно момента пиковой мощности МРИ, происходит на заднем

фронте импульса излучения. Это приводит к неэффективной транспортировке тока в приосевую область вложенныхборок, что, в свою очередь, понижает пиковую мощность рентгеновского излучения и уширяет его импульс. В качестве примера на рис. 11 представлены типичные профили импульса мощности мягкого рентгеновского излучения $P_{SKR}(t)$, полученные в выстрелах с (PP-W) вложеннымибороками, у которых была разная линейная масса m_{out} волокон во внешнем каскаде. Амплитуды разрядного тока в этих выстрелах были практически одинаковы, отличались друг от друга не более, чем на 6% и составляли $2.54 \pm 0.08 \text{ МА}$. Сигналы, зарегистрированные датчиками ВРД в спектральном диапазоне $h\nu > 100 \text{ эВ}$, представлены на рис. 11а, в спектральном диапазоне $h\nu > 650 \text{ эВ}$ — на рис. 11б. Как следует из приведенных кривых 1–4, чем меньше линейная масса внешнего каскада m_{out} , тем выше пиковое значение импульса МРИ и меньше ширина импульса на половине его высоты ($FWHM$). При этом примерно в 2 раза возрастает доля излучения в более жесткой части спектра ($h\nu > 650 \text{ эВ}$), а длительность заднего фронта рентгеновского импульса сокращается, что говорит об уменьшении доли отставшей плазмы. При величине $m_{out} > 20 \text{ мкг/см}$ на заднем фронте импульса МРИ регистрируются отдельные всплески, связанные с поздним прилетом отставшей плазмы в приосевую область. Чем меньше линейная масса волокон внешнего каскада, тем ближе отдельные всплески на заднем фронте импульса излучения смещаются к основному импульсу излучения. Следует ожидать, что при величине $m_{out} < 8 \text{ мкг/см}$ они полностью сольются с основным импульсом излучения, еще больше повысив его амплитуду.

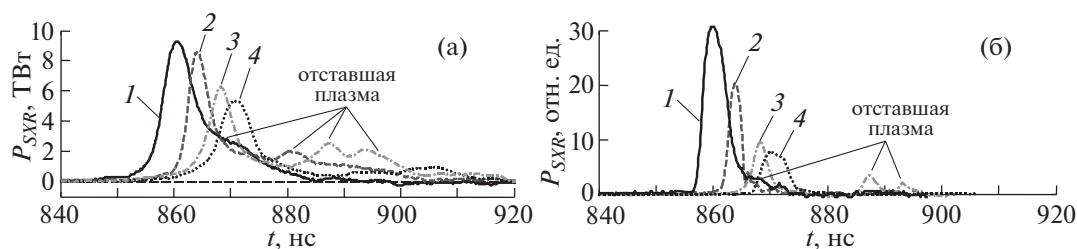


Рис. 11. Сравнение профилей импульса мощности МРИ в различных спектральных диапазонах: $h\nu > 100$ эВ (а) и $h\nu > 650$ эВ (б) (PP-W) вложенныхборок смешанного состава с различной линейной массой m_{out} PP-волокон во внешнем каскаде радиусом $r_{out} = 10$ мм. Внутренний каскад – сборка из 40 W проволок $\varnothing 6$ мкм, линейной массы 220 мкг/см, радиус сборки – 5 мм, высота – 16 мм: 1 – для $m_{out} = 8.1$ мкг/см (№ 6477, $N_{out} = 24$ волокна $\varnothing 6.5$ мкм); 2 – для $m_{out} = 11.5$ мкг/см (№ 6476, $N_{out} = 8$ волокон $\varnothing 13.4$ мкм); 3 – для $m_{out} = 22.9$ мкг/см (№ 6463, $N_{out} = 16$ волокон $\varnothing 13.4$ мкм); 4 – для $m_{out} = 42.9$ мкг/см (№ 6348, $N_{out} = 30$ волокон $\varnothing 13.4$ мкм).

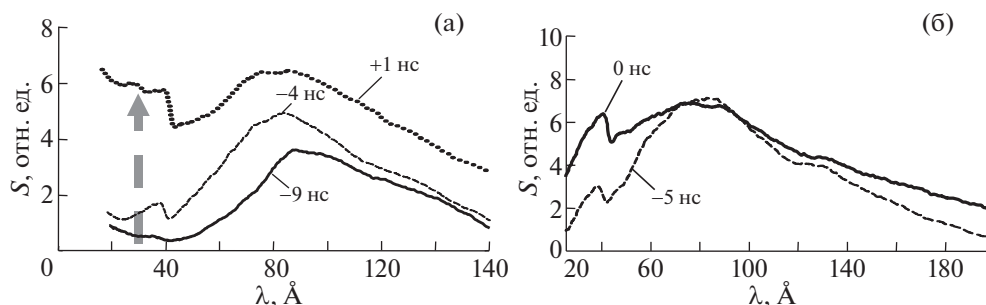


Рис. 12. Сравнение спектральной плотности мощности излучения пинча (S , в отн. ед.) одиночных и вложенныхборок на некоторые моменты времени: а) – вложенная сборка 24PP + 60W (выстрел № 6709), $t = -9, -4, +1$ нс. б) – одиночная сборка 60W (выстрел № 6625), $t = -5, 0$ нс. Величина S усреднена по высоте пинча.

Ниже, более подробно рассмотрены особенности спектра Z-пинча (PP-W) вложенныхборок, зарегистрированного при помощи ВУФ-спектрографа с пространственным разрешением вдоль оси пинча.

3.3. Спектральные особенности Z-пинча вложенныхборок смешанного состава

В экспериментах с (PP-W) вложеннымибороками были проведены измерения спектров излучения Z-пинча, полученного при их токовой имплозии. В этих экспериментах получают более узкие импульсы МРИ пинча ($FWHM = 5.9 \pm 1.1$ нс) (см. рис. 14а) по сравнению с одиночными проволочными сборками ($FWHM = 11.0 \pm 1.2$ нс). Эта разница в ширине импульса проявляется в спектрах излучения, зарегистрированных ВУФ-спектрографом с временным разрешением. В выстрелах № 6709 и № 6625, с примерно одинаковой полной энергией излучения, вблизи пика импульса МРИ в случае вложенной сборки

регистрируется быстрое нарастание спектральной плотности мощности излучения S в коротковолновой ($\lambda < 60$ Å) части спектра по сравнению с длинноволновой частью спектра (см. рис. 12а). За 5 нс величина S в диапазоне $\lambda < 60$ Å возрастает в 5–6 раз. В то время как в эксперименте № 6625 с одиночной сборкой импульс S имеет большую длительность, и величина S вырастает примерно вдвое за те же 5 нс в этой области длин волн (см. рис. 12б).

Во вложенныхбороках наблюдается не только резкое нарастание спектральной плотности мощности излучения пинча в области длин волн $\lambda < 60$ Å при росте амплитуды импульса МРИ. Основное различие спектров излучения пинча вложенныхборок вблизи максимума импульса МРИ по сравнению с одиночнымиборками также состоит именно в этой коротковолновой области (см. рис. 13а). Это может свидетельствовать о более высокой температуре сжатого состояния плазмы вложенныхборок, но для количественного сравнения в дальнейшем необходимо прове-

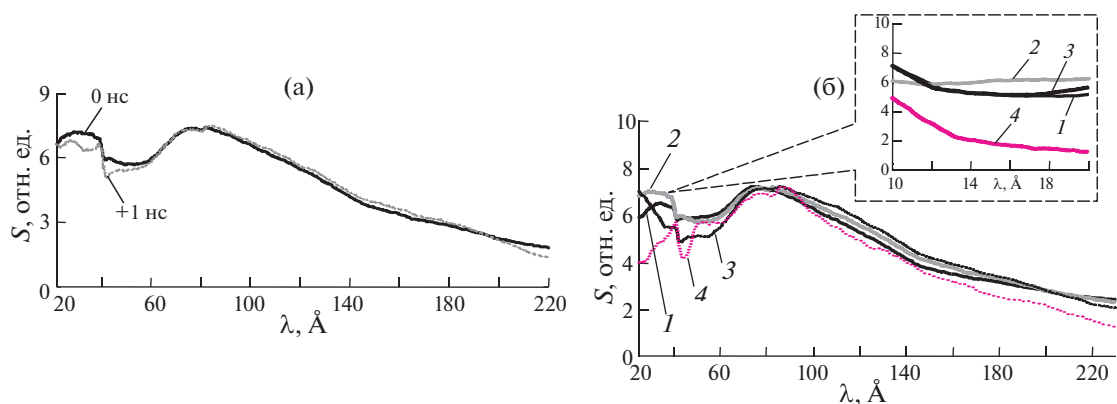


Рис. 13. Сравнение спектральной плотности мощности излучения пинча (S , в отн. ед.): а) — для одиночной сборки (выстрел № 6491, 40W 6 мкм проводок, $\varnothing 12$ мм) в момент $t = +1$ нс и (PP-W) вложенных сборок (выстрел № 6476, 8PP+40W 13 мкм/6 мкм, $\varnothing 20/10$ мм) в момент $t = 0$ нс; б) — для вложенных (PP-W) сборок с различной массой m_{out} внешнего каскада: 1 — $m_{out} = 8$ мкг/см (выстрел № 6477, $t = -1$ нс), 2 — $m_{out} = 11.5$ мкг/см (выстрел № 6476, $t = 0$ нс), 3 — $m_{out} = 23$ мкг/см (выстрел № 6463, $t = 0$ нс), 4 — $m_{out} = 43$ мкг/см (выстрел № 6348, $t = +2$ нс). На выноске к рисунку более подробно показана спектральная область в диапазоне длин волн 10–20 Å. Величина S усреднена по высоте пинча.

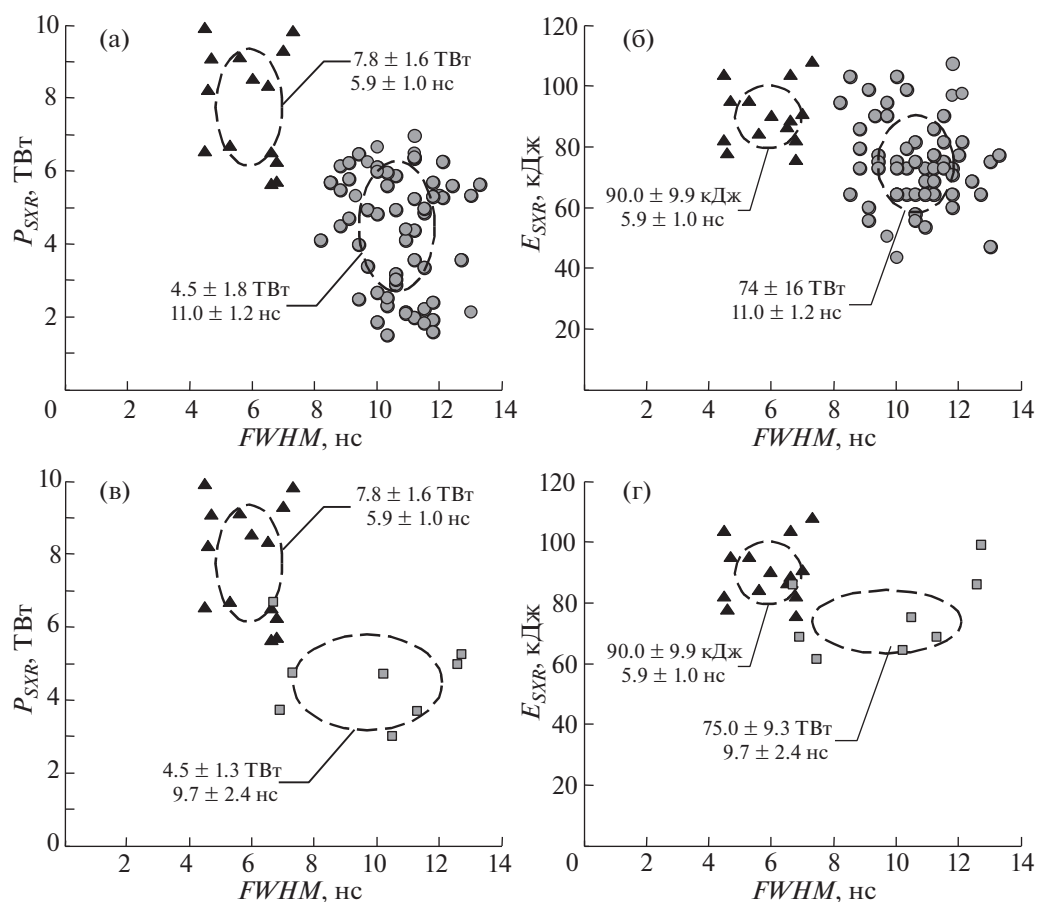


Рис. 14. Результаты сравнения параметров импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ) (PP-W) вложенных сборок смешанного состава ($\blacktriangle$), (W-W) вложенных сборок ($\blacksquare$) и одиночных W-сборок ($\bullet$): (а, в) — зависимость пиковой мощности МРИ P_{SXR} от ширины импульса на половине его высоты $FWHM$; (б, г) — зависимость энергии импульса МРИ E_{SXR} от ширины импульса на половине его высоты $FWHM$. Центры овалов и их полуоси соответствуют среднему значению и стандартному отклонению представленных величин, соответственно.

сти дополнительные измерения спектра излучения центральной части пинча с радиальным разрешением. В области длин волн $\lambda > 60 \text{ \AA}$ спектры излучения пинча вложенных и одиночных сборок с одинаковыми параметрами практически совпадают.

Важная роль внешнего каскада в динамике плазмы и формировании пинча, подбор его оптимальной массы также проявляется в спектрах излучения в области коротких длин волн ($\lambda < 60 \text{ \AA}$). Спектральная плотность мощности излучения S зависит от массы волокон во внешней сборке m_{out} (см. рис. 13б). Величина S максимальна в спектральной области $10\text{--}20 \text{ \AA}$ при линейной массе внешней РР-сборки $m_{out} \approx 12 \text{ мкг/см}$. При этом спектр излучения в диапазоне длин волн $\lambda > 60 \text{ \AA}$ слабо зависит от количества волокон во внешней сборке. На выноске к рис. 13б видно, что в области $10\text{--}20 \text{ \AA}$ максимальное значение S регистрируется именно для оптимальной массы и максимальной выходной мощности МРИ.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

4.1. Сравнение параметров импульса МРИ, получаемого при сжатии плазмы вложенных сборок и одиночных W-сборок

Проанализирована совокупность экспериментальных данных по 62 выстрелам для одиночных W-сборок, 14 выстрелам для (РР-W) вложенных сборок и 8 выстрелам для вольфрамовых (W-W) вложенных сборок. Выборка совокупности выстрелов для анализа произведена согласно следующим критериям отбора: максимум разрядного тока через лайнер лежит в диапазоне $I_{max} \in [2.0, 3.3] \text{ МА}$, среднеквадратичный разброс срабатывания модулей установки $\sigma \in [4, 12] \text{ нс}$.

На рис. 14а,б представлены зависимости пиковой мощности (P_{SXR}) и энергии (E_{SXR}) импульса МРИ от ширины импульса на половине его высоты ($FWHM$) для экспериментов с (РР-W) вложенными сборками смешанного состава (треугольники $\blacktriangle$) и одиночными W-сборками (точки $\bullet$) согласно вышеприведенным критериям отбора. Как следует из представленного рисунка, при имплозии вложенных сборок смешанного состава, состоящих из пластиковых волокон и вольфрамовых проволок, получены более короткие и мощные импульсы МРИ с пиковой мощностью $P_{SXR} \sim 7.8 \pm 1.6 \text{ ТВт}$ длительностью на полувысоте $FWHM \sim 5.9 \pm 1.0 \text{ нс}$ по сравнению с параметрами импульсов МРИ при сжатии одиночных вольфрамовых сборок: $P_{SXR} \sim 4.5 \pm 1.8 \text{ ТВт}$ и $FWHM \sim 11.0 \pm 1.2 \text{ нс}$. При этом следует отметить, что полная энергия импульса МРИ увеличивается примерно на 20%, до величины $\sim 90 \pm 10 \text{ кДж}$.

На рис. 14в, г представлены те же зависимости, что и на рис. 14а, б, только проведено сравнение между (РР-W) вложенными сборками смешанного состава (треугольники $\blacktriangle$) и вольфрамовыми (W-W) вложенными сборками (квадраты $\blacksquare$). Из указанных рисунков следует, что вложенные сборки смешанного состава в среднем дают в 1.7 раза выше пиковую мощность МРИ по сравнению со случаем сжатия вольфрамовых вложенных сборок. С другой стороны, (W-W) вложенные сборки, как и (РР-W) вложенные сборки смешанного состава дают более короткий $FWHM \sim 9.7 \pm 2.4 \text{ нс}$ по времени импульс излучения, по сравнению с одиночными вольфрамовыми сборками (см. рис. 14а и 14в). Скорее всего, зарегистрированное сокращение длительности импульса МРИ является следствием взаимодействия плазмы внешнего каскада с плазмой и ее магнитным полем внутреннего каскада, при котором происходит формирование более компактного радиального распределения плотности плазмы. Дальнейшее сжатие такого компактного плазменного слоя приводит к малому времени стагнации плазмы в области оси вложенных сборок и генерации короткого импульса рентгеновского излучения.

Таким образом, в условиях наших экспериментов показана возможность увеличения пиковой мощности МРИ не менее чем в 1.7 раза при сжатии вложенных сборок путем оптимизации конструкции лайнера, в том числе за счет подбора плазмообразующих веществ (пластик, вольфрам) с различной величиной $\dot{m}$ в каскадах ($\dot{m}_{plastic} < \dot{m}_W$ в 2.5–3 раза).

Чтобы оптимизировать конструкцию электрофизических установок следующего поколения ($I_m > 50 \text{ МА}$), необходимо понимать, как происходит рентгеновская эмиссия пинча и как пиковая мощность излучения зависит от тока пинча I . В наиболее оптимистичном сценарии предполагается, что пиковая излучаемая мощность рентгеновского излучения P_{SXR}^{max} , как и общая излучаемая энергия E_{SXR}^{max} рентгеновского излучения пропорциональны I^2 . С другой стороны, как показывают эксперименты, проведенные на установке Z при уровне разрядного тока в диапазоне 11–17 МА, мощность и энергия МРИ соответствуют следующим функциональным зависимостям $P_{SXR} \sim I^{1.71 \pm 0.10}$ и $E_{SXR} \sim I^{2.01 \pm 0.21}$ [71].

На основе экспериментальных данных по сжатию (РР-W) вложенных сборок, представленных на рис. 14, и придерживаясь оптимистического сценария, что $P_{SXR}^{max} \sim I^2$, можно сделать оценку сверху значения пиковой мощности МРИ P_{SXR}^{max} для установки ZR ($I_m \sim 26 \text{ МА}$), которая составит $\sim 600\text{--}1000 \text{ ТВт}$. Однако, опираясь на более реалистичный токовый скейлинг работы [71], где в

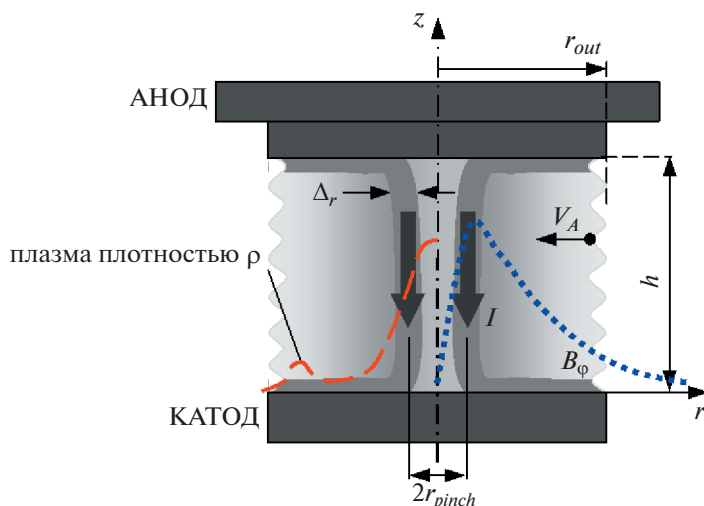


Рис. 15. Проникновение магнитного потока внутрь объема проволоочной сборки.

экспериментах на установке Z не наблюдалась квадратичная зависимость мощности МРИ от разрядного тока ($P_{SXR} \sim I^{1.71 \pm 0.10}$), оценка P_{SXR} составит величину около 550–650 ТВт. Ниже, в п. 4.3 настоящей статьи будут даны общие рекомендации по выбору параметров вложенных сборок смешанного состава для получения режима сжатия плазмы с высоким выходом мощности МРИ.

4.2. Некоторые теоретические оценки. Сравнение с экспериментальными данными

Влияние отставшей плазмы на эффективность транспортировки электромагнитной мощности в приосевую область лайнера. Одной из причин ограничения мощности МРИ является образование отставшей плазмы с некоторой плотностью ρ вне области Z-пинча (в области $r_{pinch} \leq r \leq r_{out}$), как схематически показано на рис. 15. Это происходит на финальной стадии сжатия плазмы, когда на периферии каскадов вложенных сборок уже закончилось плазмообразование. Следует заметить, что концентратор тока установки типа Ангара-5-1, представляющий собой вакуумные транспортирующие линии с магнитной самоизоляцией межэлектродного зазора, по сути является накопителем электромагнитной энергии от генератора. Такой концентратор тока обеспечивает высокую мощность энергетических процессов на стадии финального сжатия плазмы лайнера. Действительно, на стадии окончания плазмообразования РР-волокон внешнего каскада происходит прорыв энергии магнитного поля, запасенной в концентраторе установки, в область оси вложенных сборок. Если в указанной выше области ($r_{pinch} \leq r \leq r_{out}$) присутствует отставшая плазма, то

возможно шунтирование ею части разрядного тока пинча. В этом случае часть электромагнитной мощности, развиваемой концентратором установки в цепи вложенных сборок, будет расходоваться в виде токовой утечки. Это, несомненно, приведет к уменьшению электромагнитной мощности, доставляемой в приосевую область вложенных сборок, ухудшению компактности сжатия Z-пинча и, как следствие этих процессов, уменьшению пиковой мощности МРИ.

Сделаем оценку электромагнитной мощности P_{ac} , проникающей в приосевую область вложенных сборок при наличии на периферии внешнего каскада отставшей плазмы, в нашем случае отставшей плазмы РР-волокон. Азимутальное магнитное поле B_ϕ , создаваемое разрядным током I в заморожено в плазму вложенных сборок в межэлектродном зазоре лайнера в области внутри радиуса $r \leq r_{out}$. Поэтому, в МГД-приближении скорость проникновения магнитной и кинетической энергии плазменного потока с замороженным магнитным полем в приосевую область можно считать близкой к Альфвеновской, т.е. $V \approx V_A = B_\phi / (4\pi\rho)^{0.5}$. Тогда электромагнитная мощность P_{ac} (в Вт/см), которую может пропустить междуэлектродный зазор, заполненный плазмой с плотностью ρ на некотором радиусе r , будет

$$P_{ac}(r) = 10^{-7} \left(\frac{B_\phi^2}{8\pi} + \frac{\rho V_A^2}{2} \right) 2\pi r V_A \quad (6)$$

$$\approx 4 \times 10^{-10} \frac{I^3}{r^2 \sqrt{4\pi\rho}},$$

где I — ток (в А), ρ — плотность плазмы (в г/см³), r — радиус (в см).

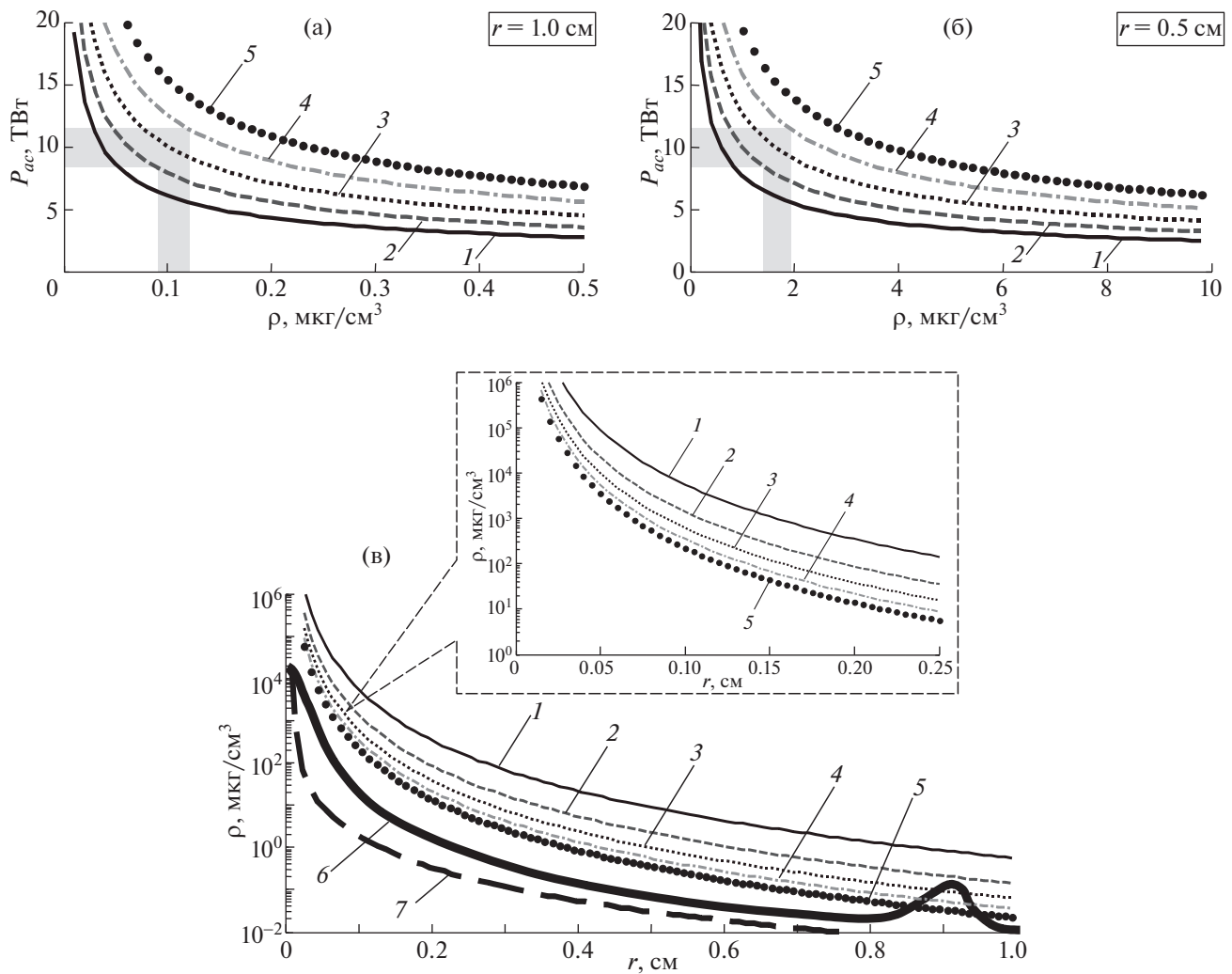


Рис. 16. Расчитанные по формуле (6) зависимости мощности P_{ac} , которую может пропустить зазор высотой $h = 1.6 \text{ см}$ на некотором радиусе $r = r_{out} = 1 \text{ см}$ (а) и $r = r_{in} = 0.5 \text{ см}$ (б), заполненный плазмой с плотностью ρ , от плотности этой плазмы. Кривые 1–5 построены для значений разрядного тока $I = 2.2, 2.4, 2.6, 2.8$ и 3.0 МА , соответственно; в) – оценка радиального распределения плотности плазмы $\rho(r)$ в зазоре внутри лайнера (в области $r < r_{out}$), который нельзя превысить при заданном уровне мощности транспортировки электромагнитной энергии P_{ac} . Кривые 1–5 соответствуют значениям $P_{ac} = 3 \text{ ТВт}, 6 \text{ ТВт}, 9 \text{ ТВт}, 12 \text{ ТВт}, 15 \text{ ТВт}$. Кривые 6, 7 – модельные профили плотности плазмы. Во врезке к рисунку подробно показаны кривые 1–5. По шкале ординат – логарифмический масштаб.

Выражение (6) также можно представить в виде $P_{ac}(r) = I^2 Z_{act}$, где $Z_{act} = f(I, r, \rho)$ – активный нелинейный и нестационарный импеданс сжимающейся со скоростью Альфвена плазмы пинча с бесконечной электропроводностью. Также следует заметить, что в области $r > r_{out}$ пропускная способность зазора описывается в электромагнитногидродинамическом (ЭМГ) приближении [72] и выходит за рамки рассматриваемых в данной работе оценок.

Из выражения (6) следует один важный вывод, что чем выше плотность отставшей плазмы на периферии проволочной сборки, тем меньшая

электромагнитная мощность может быть доставлена в область образования Z-пинча вложенных сборок. Естественно ожидать, что вследствие этого процесса будет уменьшаться пиковое значение мощности рентгеновского излучения. На рис. 16а, б представлены зависимости электромагнитной мощности P_{ac} , которую может пропустить зазор высотой $h = 1.6 \text{ см}$ (высота вложенных сборок в наших экспериментах) на радиусах $r = r_{out} = 1 \text{ см}$ и $r = r_{in} = 0.5 \text{ см}$, заполненный плазмой с плотностью ρ , от плотности этой плазмы. Из рисунков видно, что для эффективной транспортировки электромагнитной энергии к оси вложен-

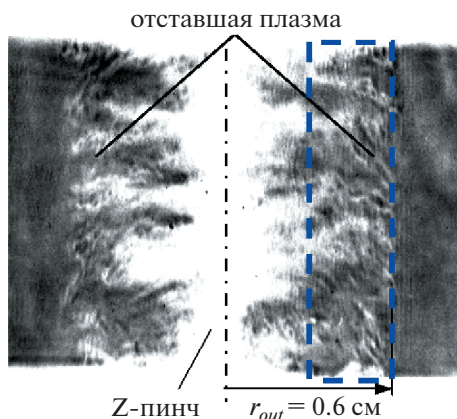


Рис. 17. Лазерная интерферограмма плазмы (W-W)-вложенных сборок, полученная в момент пиковой мощности МРИ (выстрел № 3940).

ных сборок необходимо в области начального расположения РР-волокон внешнего каскада ($r = r_{out} = 1$ см) иметь уровень плотности отставшей плазмы не более 0.1 мкг/см^3 , а в области начального радиуса расположения W-проволок внутреннего каскада ($r = r_{in} = 0.5$ см) — не более 2 мкг/см^3 .

С другой стороны, анализируя поток энергии, проникающий с плазмой внутрь вложенных сборок, зафиксируем в уравнении (6) значение мощности $P_{ac} = \text{Const}$. В этом случае параметр P_{ac} , фактически, будет отвечать за пропускную способность зазора в области $r \leq r_{out}$. При типичных параметрах нашего эксперимента: $I = 2.5 \text{ МА}$, $h = 1.6 \text{ см}$, получим из уравнения (6) оценки для радиального распределения плотности плазмы $\rho(r)$ в зазоре высотой h , значения которых нельзя превысить при следующих значениях параметра $P_{ac} = 3 \text{ ТВт}$, 6 ТВт , 9 ТВт , 12 ТВт и 15 ТВт . Соответствующие распределения $\rho(r)$ показаны на рис. 16в в виде кривых 1–5. Там же представлены модельные профили плотности плазмы внутри вложенных сборок для двух случаев, которые могут реализовываться в эксперименте. Профиль в виде кривой 6 с локальным максимумом плотности $\sim 0.1 \text{ мкг/см}^3$ вблизи начального радиуса внешнего каскада (на $r \approx 0.9$ см) соответствует случаю наличия в этой области отставшей плазмы, а другой профиль (кривая 7) — случаю без отставшей плазмы. Значение локального максимума плотности на кривой 6 превышает допустимое для уровня электромагнитной мощности $P_{ac} > 6 \text{ ТВт}$, который не пройдет далее внутрь области $r < 0.9$ см. В этом случае значительная часть мощности P_{ac} диссипирует вблизи расположения данного локального максимума плотности отставшей плазмы в виде тока утечки. В случае отсутствия локального максимума на профиле

плотности (кривая 7 на рис. 16в) больший уровень мощности P_{ac} , вплоть до 15 ТВт , достигнет приосевой области вложенных сборок. Следует заметить, что мощность $P_{ac} < 6 \text{ ТВт}$ без проблем проникнет в приосевую область разряда для обоих случаев. Конечно, рассматриваемая модельная ситуация не может претендовать на количественную точность, прежде всего, потому что профиль плотности $\rho(r)$ выбран произвольно для произвольного же момента времени. Кроме того, в реальном эксперименте профиль плотности сжимаемой плазмы имеет сильную аксиальную неоднородность.

Таким образом, остаточная плазма на периферии вложенных сборок, имея сравнительно малую плотность, ограничивает уровень электромагнитной мощности, которая могла бы быть доставлена в приосевую зону пинча. Доставляемый в область $r \leq r_{out}$ поток энергии диссипирует там, куда он может проникнуть.

В качестве примера можно привести экспериментальные данные исследования отставшей плазмы (W-W) вложенных сборок, представленные в работе [73]. По данным лазерной интерферометрии плазмы (измерения были выполнены на длине волны $\lambda = 0.69 \text{ мкм}$) было показано, что в момент пиковой мощности МРИ ($P_{SXR}^{max} \approx 1.8 \text{ ТВт}$ при $I \approx 3.2 \text{ МА}$) оценка локальной линейной массы отставшей плазмы составляет около 8% начальной массы внешнего каскада. Это соответствует линейной массе отставшей плазмы $\sim 30 \text{ мкг/см}$, сосредоточенной в области радиусов $0.3 \text{ см} \leq r \leq 0.6 \text{ см}$ (отмечена прямоугольником на рис. 17). Указанное значение линейной массы соответствует значению плотности плазмы около 35 мкг/см^3 в предположении равномерного распределения плотности вещества в данной области. Согласно выражению (6) оценка электромаг-

нитной мощности P_{ac} , которая может быть доставлена в область ($r < 0.6$ см) образования Z-пинча вложенныхборок, составляет величину ~ 1.7 ТВт при высоте зазора $h = 1$ см. Проведенная оценка электромагнитной мощности P_{ac} , поступающей в область формирования излучающего Z-пинча, хорошо совпадает с пиковой мощностью рентгеновского излучения, зарегистрированной в представленных экспериментах. Следует заметить, что в данных экспериментах масса внешнего каскада (W-W) вложенныхборок была не оптимальна ($m_{out} = 380$ мкг/см) и в момент пиковой мощности МРИ оставалось много отставшей плазмы в межэлектродном зазоре на периферии вложенныхборок.

Мощность P_{ac} расходуется на совершение работы по сжатию плазмы к оси сборки и на увеличение внутренней энергии Z-пинча с последующей рентгеновской эмиссией. Одновременно с формированием пинча происходит его нагрев за счет трансформации кинетической энергии сжимающейся плазмы, а также за счет поглощения энергии электромагнитного поля из разрядной цепи установки.

Вклад кинетической и магнитной энергии сжимающейся плазмы в рентгеновское излучение Z-пинча. Формирование пинча и его нагрев связаны с диссипацией кинетической энергии встречных плазменных потоков, движущихся под действием силы Ампера из области взорванных проволок внутреннего каскада. При этом компактность сжатия плазмы двухкаскадного лайнера является необходимым условием эффективного использования его кинетической энергии. Сделаем оценку мощности рентгеновского излучения P_{kin} (в Вт/см) за счет преобразования кинетической энергии плазмы проволочной сборки, сжимающейся со скоростью V_r (в см/с), толщиной Δ_r (см. схему на рис. 15) во внутреннюю энергию Z-пинча в предположении ее дальнейшей трансформации в энергию рентгеновского излучения, следующим образом

$$P_{kin} = 5 \times 10^{-14} m V_r^3 / \Delta_r, \quad (7)$$

где Δ_r — в см, m (в мкг/см) — линейная масса плазмы. Толщина плазменного слоя была выбрана равной толщине скин-слоя плазмы с температурой $T_e = 20-35$ эВ при характерных временах процесса финального сжатия W-сборки ~ 30 нс. При достигнутой в эксперименте скорости сжатия плазмы внутреннего каскада (W-сборки) около $(3-3.5) \times 10^7$ см/с и толщине плазменного слоя $\Delta_r \sim \delta_{skin} = 0.15-0.2$ см получим оценку мощности P_{kin} примерно $\sim 1.5-3.1$ ТВт/см. При высоте проволочной сборки $h = 1.6$ см соответствующая мощность излучения составит $\sim 2.4-5.0$ ТВт при длительности процесса 4–7 нс. Отсюда следует, что неодновременность прихода на ось отдель-

ных плазменных фрагментов двухкаскадного лайнера вследствие, например зиппер-эффекта, не должна быть более этой длительности. В случае одиночных проволочныхборок неустойчивости плазмы, возникающие на стадии инициации разряда через проволоки, ухудшают компактность сжатия плазмы в приосевую область. Однако, применение двухкаскадной схемы лайнера с внешним каскадом из пластиковых волокон позволяет существенно уменьшить развитие МГД-неустойчивостей плазмы проволочной сборки во внутреннем каскаде и, тем самым, уменьшить несинхронность сжатия плазмы на финальной стадии имплозии до 2 нс и менее (см. рис. 7г).

Далее, сделаем оценку мощности рентгеновского излучения P_{MHD} (в Вт/см) за счет преобразования электромагнитной энергии во внутреннюю энергию Z-пинча на стадии его стагнации. В работах [74–76] была предложена теоретическая модель, в соответствии с которой электромагнитная энергия разрядной цепи может диссипировать во внутреннюю энергию Z-пинча путем МГД турбулентного перемешивания плазмы и магнитного потока. Магнитный поток, накопленный в контуре разрядной цепи вблизи Z-пинча, проникает внутрь пинча в виде тороидальных магнитных пузырей, зарождающихся на его поверхности и проникающих к оси пинча со скоростью близкой к альфвеновской скорости. Происходит конвективное перемешивание ионной компоненты плазмы с магнитным полем, нагрев, передача энергии от ионов электронам и излучение нагретой плазмы. Для плотной плазмы пинча время передачи энергии от ионной компоненты к электронам мало по сравнению со временем джоулевого нагрева электронов. При этом излучение практически всегда играет определяющую роль в энергетическом балансе при сжатии пинча. Согласно данной модели мощность такого МГД турбулентного нагрева объема пинча оценивается как

$$P_{MHD} = \frac{B_\phi^2}{8\pi} 2\pi r V_A \approx 2 \times 10^{-10} \chi \frac{I^3}{r_{pinch}^2 \sqrt{4\pi\rho}}, \quad (8)$$

где P_{MHD} (в Вт/см), I — ток (в А), протекающий через Z-пинч радиусом r_{pinch} (в см) и плотностью ρ (в г/см³), безразмерный параметр χ — численный множитель порядка единицы, значение которого фактически можно определить только из эксперимента. В теоретических работах [75, 76] он вычислялся в предположении, что некоторая часть сжимаемой плазмы пинча заполнена тороидальными магнитными пузырями, проникающими с поверхности пинча на его ось. При достигнутых в наших экспериментах типичных значениях $I = 2.5$ МА, $r_{pinch} = 0.25-0.5$ мм, $m = 220$ мкг/см и учитывая, что $\rho = m/(\pi r_{pinch}^2)$, получим оценку

Таблица 3. Основные параметры вложенных сборок для мощных электрофизических установок

Параметры вложенных сборок:				Установка
r_{out} , см	r_{in} , см	m_{out} , мг/см	m_{in} , мг/см	
1.0	0.5	<0.10–0.19	1.9–3.7	Julong-I ($I_m = 7–8$ МА, $\tau = 100$ нс)*
2.0	1.0	<0.03–0.05	0.5–0.9	
1.0	0.5–0.7	<0.4–1.3	8.3–25.2	ZR ($I_m = 26$ МА, $\tau = 80$ нс) *
2.0	1.0–1.4	<0.1–0.3	2.1–6.3	

Примечания: количество волокон N_{out} и проволоки N_{in} во внешнем и внутреннем каскадах должно быть по возможности большим для осуществления азимутально-однородного сжатия плазмы, выбирается за счет диаметра проволок (волокон) в зависимости от их наличия. * – $I(t) = I_m \sin^2(1/2\pi/\tau \cdot t)$ расчетная зависимость профиля разрядного тока установки.

мощности P_{MHD} около 2.1–4.2 ТВт/см. При высоте проволок в сборке $h = 1.6$ см, соответствующая мощность излучения составит ~3.4–6.7 ТВт. Следует заметить, что сильная зависимость мощности P_{MHD} от тока и радиуса пинча требует наличия детальной информации о радиальном распределении тока в приосевой области проволоочной сборки, что в экспериментах, представленных в настоящей работе, было недоступным. Также важным является знание о радиальном распределении тока вне пинча ($I(r > r_{pinch})$), на которое определяющим образом влияет распределение отставшей плазмы РР-волокон, зависящее от характера окончания плазмообразования, когда $\dot{m}_{out}(t) \rightarrow 0$, и от устойчивости сжатия плазмы. Поэтому, сделанная выше оценка мощности P_{MHD} , носит лишь качественный характер.

Таким образом, суммарная мощность излучения, рассчитанная в виде $P_{tot} = (P_{kin} + P_{MHD})h$, составляет величину ~5.8–11.7 ТВт. Сделанные из выражений (7) и (8) качественные оценки P_{kin} и P_{MHD} сопоставимы с зарегистрированным уровнем мощности МРИ в экспериментах с (РР-В) вложенными сборками.

4.3. Предложение по перспективным конструкциям вложенных сборок для мощных электрофизических установок с током 8–26 МА

На основании представленных в данной статье экспериментальных данных по сжатию плазмы вложенных сборок смешанного состава в табл. 3 приведены основные параметры вложенных сборок, рекомендуемые для получения высоких выходов МРИ на самых мощных в мире электрофизических установках ZR и Julong-I (быв. PTS) с уровнем разрядного тока до 26 МА и 8 МА, соответственно. Значения линейной массы внутреннего каскада m_{in} , приведенные в табл. 3, подобраны по 0-мерной модели таким образом, чтобы момент сжатия плазмы был вблизи максимума

разрядного тока установки I_m , т.е. когда разрядный ток по лайнеру достигает значений $I = (0.95–1.05)I_m$. Линейная масса пластиковых волокон внешнего каскада выбиралась исходя из условия $m_{out} \leq 0.05m_{in}$. Временная зависимость разрядного тока, применявшаяся в расчете, задавалась следующей функциональной зависимостью $I(t) = I_m \sin^2(\omega t)$, где $\omega = 1/2\pi/\tau$, τ – время нарастания тока до максимума. Начальные радиусы каскадов r_{out} , r_{in} и временной профиль разрядного тока $I(t)$ выбраны на основании экспериментальных данных, представленных в работах [4, 13, 71, 77, 78].

Общие рекомендации по выбору параметров (N_{out} , m_{out} , N_{in} , m_{in} , r_{in}/r_{out}) вложенных сборок смешанного состава для получения режима сжатия плазмы с высоким выходом мощности МРИ выглядят следующим образом:

– необходимо осуществление режима течения плазмы между каскадами с образованием области ударной волны вблизи поверхности внутреннего каскада. Для этого нужно сделать выбор вещества проволок или пластиковых волокон в каскадах так, чтобы интенсивность плазмообразования волокон внешнего каскада была меньше интенсивности плазмообразования W-проволок внутреннего каскада – $\dot{m}_{out} < \dot{m}_{in}$ [60]. Экспериментально и теоретически показано [48–50, 62], что при отношении радиусов каскадов $r_{in}/r_{out} \approx 0.5–0.7$ и темпов плазмообразования $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out} \approx 1.8–4$ создаются такие условия, при которых кинетическое давление потока плазмы с внешнего каскада на некотором радиусе r_{sw} уравнивается магнитным давлением разрядного тока внутреннего каскада, т.е. $1/2\rho V_r^2 \approx (B_{in})^2/8\pi$. При этом образуется область УВ, где происходит переход от сверхальфеновского течения плазмы к доальфеновскому течению, а также происходит растекание плазменных струй в азимутальном направлении вокруг внутреннего каскада (вдоль силовых линий магнитного поля);

– необходимо образование замкнутой вокруг внутреннего каскада области УВ до момента ее разрушения неустойчивостями, возникающими в плазменном потоке после окончания плазмообразования на внешнем каскаде. Наличие такой замкнутой области УВ вокруг внутреннего каскада обеспечивает азимутально-однородное распределение плотности плазмы вблизи поверхности внутреннего каскада. Экспериментально обнаружено, что при отношении каскадов $r_{in}/r_{out} < 0.6$ при фиксированном числе волокон во внешнем каскаде $N_{out} = 4$ в области УВ образуется оболочка, квазизамкнутая вокруг внутреннего каскада. Аналогичная ситуация реализуется при отношении радиусов $r_{in}/r_{out} = 0.9$, только при большем количестве волокон во внешнем каскаде — $N_{out} \geq 40$. В результате складывается ситуация, когда у плазмы внутреннего каскада (W-сборки), ускоряемой магнитным давлением разрядного тока, не существует в явном виде свободной внешней границы плазма–вакуум, как в случае имплозии одиночных проволочныхборок. Такая ситуация приводит к медленному росту амплитуды МРТ-неустойчивости [49, 50] и, вследствие этого, происходит устойчивое сжатие плазмы внутреннего каскада на протяжении всей финальной стадии имплозии. Таким образом, динамика растекания плазменных струй определяет образование замкнутой оболочки вокруг внутреннего каскада: чем больше расстояние между струями в момент их растекания, тем маловероятнее образование замкнутой оболочки вокруг внутреннего каскада. Иными словами это означает, что длина окружности l_{SW} с радиусом, равном радиусу образования области УВ r_{SW} , должна быть не меньше суммарной длины дуг струй с каждого волокна внешнего каскада, растекающихся вдоль силовых линий $\mathbf{B}_{in}$ -поля, т.е. должно выполняться неравенство $l_{SW} \geq \sum_{i=1}^{N_{out}} l_i \approx N_{out}l$;

– необходимо согласование динамики сжатия плазмы внешнего каскада относительно сжатия плазмы внутреннего каскада с целью уменьшения доли разрядного тока, шунтированного отставшей плазмой. При этом окончание плазмообразования на внешнем каскаде (в момент времени T_{pl}^{out}) должно происходить раньше, чем начало сжатия плазмы внутреннего каскада (момент T_{pl}^{in}), для того чтобы вокруг него успевала сформироваться квазизамкнутая плазменная оболочка, стабилизирующая сжатие плазмы W-сборки на ее финальной стадии сжатия, т.е. отношение T_{pl}^{in}/T_{pl}^{out} должно быть не более 1.2–1.5;

– необходима оптимизация линейной массы m_{out} внешнего каскада. Результаты данной работы показали, что уменьшение линейной массы

внешнего каскада m_{out} до ~5% линейной массы внутреннего каскада (W-сборки) приводит к увеличению в несколько раз пиковой мощности МРИ. Дальнейшее уменьшение параметра m_{out} , в конечном итоге, приведет к быстрому истощению (истощению) источника плазмы ($\dot{m}_{out}$) на начальном радиусе внешнего каскада еще до момента окончания плазмообразования проволоч W-сборки во внутреннем каскаде T_{pl}^{in} и начала ее финального сжатия. В этом случае не реализуется сценарий устойчивого сжатия внутреннего каскада, происходит уширение сжимающегося токонесущего слоя плазмы W-сборки. Образовавшаяся отставшая плазма с высоким Z частично шунтирует ток пинча, тем самым понижая пиковую мощность МРИ. Оптимизацию параметра m_{out} следует проводить как за счет изменения диаметра волокон внешнего каскада, так и за счет их количества N_{out} , сохраняя при этом азимутально-однородное взаимодействие плазмы внешнего каскада с внутренним каскадом;

– необходима оптимизация линейной массы m_{in} внутреннего каскада. Экспериментально найдено [33], что при увеличении межпроволочного зазора W-сборки во внутреннем каскаде $\Delta_{in} = 2\pi r_{in}/N_{in} > \pi$ уменьшается взаимодействие налетающих потоков плазмы внешнего каскада с плазмой внутреннего каскада. Поэтому, параметр N_{in} следует выбирать по возможности большим. Разумное ограничение величины N_{in} сверху определяется толщиной скин-слоя δ_s плазмы вокруг проволоч в сборке, т.е. должно выполняться неравенство $N_{in} \leq 2\pi r_{in}/\delta_s$. Например, для условий экспериментов на установке Ангара-5-1 значение N_{in} лежит в диапазоне от 40 до 80 проволоч;

– должно быть выполнено общеизвестное требование, применяемое для оптимизации массы плазмы во всех пинчевых разрядах: момент сжатия плазмы должен происходить вблизи максимума разрядного тока установки. В нулевом приближении суммарная линейная масса каскадов $m_t = m_{out} + m_{in}$ выбирается, исходя из следующего выражения, что $T_{imp} \sim m_t^{1/4}$ при прочих заранее выбранных параметрах r_{out} и r_{in} . При условии $m_{out} \ll m_{in}$, время T_{imp} , в основном, определяется линейной массой внутреннего каскада и его начальным радиусом следующим образом $T_{imp} \sim (m_{in} r_{in}^2)^{1/4}$.

Приведенные выше рекомендации по выбору параметров вложенныхборок содержат в себе некоторые важные критерии без выполнения которых невозможна практическая реализация устойчивого сжатия плазмы вложенныхборок и

получение высокой пиковой мощности МРИ, а приведенные в табл. 3 основные параметры вложенных сборок смешанного состава носят рекомендательный характер.

5. ВЫВОДЫ

Исходя из результатов проведенных экспериментов по сжатию плазмы (PP-W) вложенных сборок можно сделать следующие выводы:

1. Основываясь на последних экспериментальных данных об интенсивности плазмообразования различных веществ $\dot{m}$ (в мкг/(см² · нс)) и об особенностях динамики сжатия плазмы во вложенных сборках, была разработана конструкция двухкаскадного лайнера с заданной динамикой сжатия, позволяющая получать высокую пиковую мощность МРИ по сравнению с оптимальными конструкциями одиночных и вложенных вольфрамовых проволочных сборок.

2. За счет оптимизации количества волокон внешнего каскада N_{out} удалось нивелировать влияние зиппер-эффекта на синхронность финального сжатия плазмы в приосевую область. Для условий эксперимента с одиночными вольфрамовыми сборками на установке Ангара-5-1 несинхронность сжатия плазмы на оси за счет зиппер-эффекта составляет $\Delta t_z \sim 5-8$ нс. Показано, что величина Δt_z уменьшается с 3–5 нс до 1–2 нс и менее при увеличении числа проволок (волокон) N_{out} во внешнем каскаде вложенных сборок с 4-х до 40-ка штук. Полученные данные указывают на то, что несинхронность сжатия плазмы вложенных сборок в основном зависит от параметра N_{out} и, практически, не зависит от вещества проволок (или волокон) внешнего каскада и его линейной массы в широком диапазоне значений m_{out} от ~ 10 мкг/см до 220 мкг/см.

3. Показано, что при уменьшении линейной массы PP-волокон внешнего каскада до уровня $m_{out} \sim 10$ мкг/см финальный диаметр области протекания разрядного тока и размер плотной области Z-пинча (при $n_e > (2-4) \times 10^{19}$ см⁻³) становятся близки друг к другу, а размер области интенсивного излучения в рентгеновском диапазоне спектра $h\nu > 50$ эВ становится менее 0.5 мм, что соответствует степени сжатия плазмы ~ 20 . При уменьшении в 2 раза величины m_{out} с 23 мкг/см до 11.5 мкг/см, отставшая плазма волоконной сборки внешнего каскада успевает сжаться в приосевую область. Скорее всего, это свидетельствует об уменьшении влияния отставшей плазмы на эффективность транспортировки разрядного тока в приосевую область вложенных сборок. Вследствие этого возрастает выход МРИ в спектральной области $h\nu > 100$ эВ.

4. Показано, что при уменьшении линейной массы внешнего каскада m_{out} с ~ 43 мкг/см до $\sim 8-10$ мкг/см, что составляет $\sim 3-4\%$ массы внутреннего каскада, происходит увеличение не менее чем в 1.7 раза пиковой мощности МРИ по сравнению со случаем вольфрамовых одиночных и (W-W) вложенных сборок. Пиковая мощность МРИ ($h\nu > 100$ эВ) возрастает до уровня $\sim 9-10$ ТВт, а длительность импульса излучения становится менее 5 нс. Полная энергия импульса МРИ увеличивается примерно на 20%, до величины $\sim 90-100$ кДж. При этом следует отметить, что спектральная плотность мощности излучения пинча возрастает в более жесткой части спектра ($h\nu > 650$ эВ), что приводит примерно к удвоению интенсивности излучения пинча в этой области, а длительность заднего фронта рентгеновского импульса сокращается, что свидетельствует об уменьшении доли отставшей плазмы.

Авторы выражают благодарность коллективу установки Ангара-5-1 за инженерно-техническое сопровождение экспериментов. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 20-02-00007, 20-21-00082 и 18-29-21005).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Айвазов И.К., Вихарев В.Д., Волков Г.С., Никандров Л.Б., Смирнов В.П., Царфин В.Я. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 2. С. 197–202.
2. Бехтев М.Б., Вихарев В.Д., Захаров С.В., Смирнов В.П., Тулунов М.В., Царфин В.Я. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. С. 1653–1667.
3. Айвазов И.К., Бехтев М.Б., Булан В.В., Булатов А.Н., Вихарев В.Д., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Гизибрия В.П., Заживихин В.В., Зайцев В.И., Захаров С.В., Золотов В.П., Знатнов Е.В., Комаров С.А., Конкашбаева Р.С., Карташов А.В., Костромин А.П., Красильников А.И., Лузин Ю.Н., Макаров В.В., Мишенский В.О., Никандров Л.Б., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Певчев В.П., Савочкин В.Н., Смоленкова О.А., Смирнов В.П., Сопкин Ю.В., Тулунов М.В., Фролов И.Н., Царфин В.Я., Ямпольский И.Р. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 6. С. 645–654.
4. Spielman R.B., Deeney C., Chandler G.A., Douglas M.R., Fehl D.L., Matzen M.K., McDaniel D.H., Nash T.J., Porter J.L., Sanford T.W.L., Seamen J.F., Stygar W.A., Struve K.W., Breeze S.P., McGurn J.S., Torres J.A., Zaggar D.M., Gilliland T.L., Jobe D.O., McKenney J.L., Mock R.C., Vargas M., Wagoner T. // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. № 5. P. 2105–2111.
5. Калинин Ю.Г., Кингсен А.С., Смирнов В.П., Бакишев Ю.Л., Бартов А.В., Блинов П.И., Данько С.А., Дубас Л.Г., Корельский А.В., Королёв В.Д., Мижирицкий В.И., Устровев Г.И., Черненко А.С., Чикин Р.В., Шашков А.Ю., Ли Дзэнхон, Хуа Синьшен, Пэн Сяньзю, Фен Шупин, Гуо Цун, Цзян Шилун, Нинь Чен, Сон Фенджун, Сюй Жонкун, Сюй Цзэпин, Ян Ченли, Ян Цзюньлун, Ян Либин // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 8. С. 714–726.

6. Селемир В.Д., Демидов В.А., Ермолович В.Ф., Спиров Г.М., Репин П.Б., Пикулин И.В., Волков А.А., Орлов А.П., Борискин А.С., Таценко О.М., Моисеенко А.Н., Баринев М.А., Маркевич И.М., Казаков С.А., Селявский В.Т., Шаповалов Е.В., Гутерман Б.П., Власов Ю.В., Дыдыкин П.С., Ряслов Е.А., Котельников Д.В., Гайдаш С.В. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 5. С. 424–434.
7. Calamy H., Lassalle F., Luyen A., Zucchini F., Chittenden J.P., Hamann F., Maury P., Georges A., Bedoch J.P., Morell A. // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. P. 012701-1-012701-11.
8. Xian-Bin Huang, Shao-Tong Zhou, Jia-Kun Dan, Xiao-Dong Ren, Kun-Lun Wang, Si-Qun Zhang, Jing Li, Qiang Xu, Hong-Chun Cai, Shu-Chao Duan, Kai Ouyang, Guang-Hua Chen, Ce Ji, Bing Wei, Shu-Ping Feng, Meng Wang, Wei-Ping Xie, Jian-Jun Deng, Xiu-Wen Zhou, and Yi Yang // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. № 7. P. 072707-1–072707-10.
9. Sangster T.C., McCrory R.L., Goncharov V.N., Harding D.R., Loucks S.J., McKenty P.W., Meyerhofer D.D., Skupsky S., Yaakobi B., MacGowan B.J., Atherton L.J., Hammel B.A., Lindl J.D., Moses E.I., Porter J.L., Cuneo M.E., Matzen M.K., Barnes C.W., Fernandez J.C., Wilson D.C., Kilkenny J.D., Bernat T.P., Nikroo A., Logan B.G., Yu S., Petrasso R.D., Sethian J.D., Obenshain S. // Nuclear Fusion. 2007. V. 47. № 10. P. S686–S695.
10. Olson C., Rochau G., Slutz S., Morrow C., Olson R., Cuneo M., Hanson D., Bennett G., Sanford T., Bailey J., Stygar W., Vesey R., Mehlhorn T., Struve K., Mazarakis M., Savage M., Pointon T., Kiefer M., Rosenthal S., Cochrane K., Schneider L., Glover S., Reed K., Schroen D., Farnum C., Modesto M., Oscar D., Chhabildas L., Boyes J., Vigil V., Keith R., Turgeon M., Cipiti M., Lindgren E., Dandini V., Tran H., Smith D., McDaniel D., Quintenz J., Matzen M.K., VanDevender J.P., Gausster W., Shephard L., Walck M., Renk T., Tanaka T., Ulrickson M., Meier W., Latkowski J., Moir R., Schmitt R., Reyes S., Abbott R., Peterson R., Pollock G., Ottinger P., Schumer J., Peterson P., Kammer D., Kulcinski G., El-Guebaly L., Moses G., Sviatoslavsky I., Sawan M., Anderson M., Bonazza R., Oakley J., Meekunasombat P., De Groot J., Jensen N., Abdou M., Ying A., Calderoni P., Morley N., Abdel-Khalik S., Dillon C., Lascar C., Sadowski D., Curry R., McDonald K., Barkey M., Szaroletta W., Gallix R., Alexander N., Rickman W., Charman C., Shatoff H., Welch D., Rose D., Panchuk P., Louie D., Dean S., Kim A., Nedoseev S., Grabovsky E., Kingsep A., Smirnov V. // Fusion Science and Technology. 2005. V. 47. № 3. P. 633–640.
11. McDaniel D.H., Mazarakis M.G., Bliss D.E., Elizondo J.M., Harjes H.C., Ives H.C., Kitterman D.L., Maenchen J.E., Pointon T.D., Rosenthal S.E., Smith D.L., Struve K.W., Stygar W.A., Weinbrecht E.A., Johnson D.L., Corley J.P. // AIP Conference Proceedings. 2002. V. 651. № 1. P. 23–28.
12. Matzen M.K., Atherton B.W., Cuneo M.E., Donovan G.L., Hall C.A., Herrmann M., Kiefer M.L., Leeper R.J., Leifeste G.T., Long F.W., McKee G.R., Mehlhorn T.A., Porter J.L., Schneider L.X., Struve K.W., Stygar W.A., Weinbrecht E.A. // ACTA PHYSICA POLONICA A. 2009. V. 115. № 6. P. 956–958.
13. Jones M.C., Ampleford D.J., Cuneo M.E., Hohlfelder R., Jennings C.A., Johnson D.W., Jones B., Lopez M.R., MacArthur J., Mills J.A., Preston T., Rochau G.A., Savage M., Spencer D., Sinars D.B., Porter J.L. // Rev. Scien. Instr. 2014. V. 85. P. 083501-1–083501-11.
14. Nash T.J., Derzon M.S., Chandler G.A., Leeper R., Fehl D., Lash J., Ruiz C., Cooper G., Seaman J.F., McGurn J., Lazier S., Torres J., Jobe D., Gilliland T., Hurst M., Mock R., Ryan P., Nielsen D., Armijo J., McKenney J., Hawn R., Hebron D., MacFarlane J.J., Petersen D., Bowers R., Matuska W., Ryutov D.D. // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. N.5. P. 2023–2029.
15. Ruiz C.L., Cooper G.W., Slutz S.A., Bailey J.E., Chandler G.A., Nash T.J., Mehlhorn T.A., Leeper R.J., Fehl D., Nelson A.J., Franklin J., Ziegler L. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 015001-1–015001-4.
16. Leeper R.J., Ruiz C.L., Cooper G.W., Slutz S.A., Bailey J.E., Chandler G.A., Nash T.J., Mehlhorn T.A., Fehl D.L., Peterson K., Rochau G.A., Varnum W.A., Bell K.S., Casey D.T., Nelson A.J., Franklin J., Ziegler L. // J. Phys. IV France. 2006. V. 133. P. 775–778.
17. Mehlhorn T.A., Bailey J.E., Bennett G., Chandler G.A., Cooper G., Cuneo M.E., Golovkin I., Hanson D.L., Leeper R.J., MacFarlane J.J., Mancini R.C., Matzen M.K., Nash T.J., Olson C.L., Porter J.L., Ruiz C.L., Schroen D.G., Slutz S.A., Varnum W., Vesey R.A. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2003. V. 45. № 12A. P. A325–A334.
18. Matzen M.K., Sweeney M.A., Adams R.G., Asay J.R., Bailey J.E., Bennett G.R., Bliss D.E., Bloomquist D.D., Brunner T.A., Campbell R.B., Chandler G.A., Coverdale C.A., Cuneo M.E., Davis J.P., Deeney C., Desjarlais M.P., Donovan G.L., Garasi C.J., Hail T.A., Hall C.A., Hanson D.L., Hurst M.J., Jones B., Knudson M.D., Leeper R.J., Lemke R.W., Mazarakis M.G., McDaniel D.H., Mehlhorn T.A., Nash T.J., Olson C.L., Porter J.L., Rambo P.K., Rosenthal S.E., Rochau G.A., Ruggles L.E., Ruiz C.L., Sanford T.W.L., Seamen J.F., Sinars D.B., Slutz S.A., Smith I.C., Struve K.W., Stygar W.A., Vesey R.A., Weinbrecht E.A., Wenger D.F., Yu E.P. // Phys. Plas. 2005. V. 12. P. 055503-1–055503-16.
19. Cuneo M.E., Vesey R.A., Porter J.L., Bennett G.R., Hanson D.L., Ruggles L.E., Simpson W.W., Idzorek G.C., Stygar W.A., Hammer J.H., Seamen J.J., Torres J.A., McGurn J.S., Green R.M. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. № 21. P. 215004-1–215004-4.
20. Cuneo M.E., Vesey R.A., Bennett G.R., Sinars D.B., Stygar W.A., Waisman E.M., Porter J.L., Rambo P.K., Smith I.C., Lebedev S.V., Chittenden J.P., Bliss D.E., Nash T.J., Chandler G.A., Afeyan B.B., Yu E.P., Campbell R.B., Adams R.G., Hanson D.L., Mehlhorn T.A., Matzen M.K. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2006. V. 48. P. R1–R35.
21. Smirnov V.P. Fast liners for inertial fusion // Plasma Phys. Contr. Fusion. 1991. V. 33. P. 1697–1714.
22. Sanford T.W.L., Lemke R.W., Mock R.C., Chandler G.A., Leeper R.J., Ruiz C.L., Peterson D.L., Chrien R.E., Idzorek G.C., Watt R.G., Chittenden J.P. Dynamics and characteristics of a 215-eV dynamic-hohlraum X-ray source on Z // Phys. Plasmas. 2002. V. 9. № 8. P. 3573–3594.

23. Lindl J.D., Amendt P., Berger R.L., Glendinning S.G., Glenzer S.H., Haan S.W., Kauffman R.L., Landen O.L., Suter L.J. // *Phys. Plasmas*. 2004. V. 11. № 2. P. 339–491.
24. Grabovsky E.V., Azizov E.A., Alikhanov S.G., Bakhtin V., Gribov A.N., Halimullin Yu.A., Levashov V., Lototsky A.P., Zhitlukhin A.M., Krilov M.K., Pismenni V.D., Velikhov E.P., Kalinin Yu.G., Kingsep A.S., Dolgachev G.I., Smirnov V.P., Glukhikh V.A., Kuchinsky V.C., Pechersky O.P., Kormilitsyn A.I., Rikovanov G.V. // 14th IEEE International Pulsed Power Conference (PPC-2003). 2003, Dallas, Texas, USA, June 15–18. V. 2. P. 921–924.
25. Большаков Е.П., Василевский М.А., Водовозов В.М., Глухих В.А., Демидов В.Л., Еремкин В.В., Энгелько В.И., Янкин Е.Г., Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Смирнов В.П. // Изв. РАН. Энергетика. 2013. № 4. С. 3–11.
26. Selemir V.D., Demidov V.A., Ivanovsky A.V., Yermolovich V.F., Komilov V.G., Chelpanov V.I., Kazakov S.A., Vlasov Yu.V., Orlov A.P. // In Proc. 12th Int. Conf. on High-Power Particle Beams. BEAMS. Haifa, Israel. 1998. V. 1. P. 83–88.
27. Don Cook Z, ZX, and X-1: A Realistic Path to High Fusion Yield // 12th IEEE International Pulsed Power Conference (PPC-1999). 1999, Monterey, California, USA, June 27–30, P. 33–37.
28. Stygar W.A., Cuneo M.E., Headley D.I., Ives H.C., Leeper R.J., Mazarakis M.G., Olson C.L., Porter J.L., Wagoner T.C., Woodworth J.R. // *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. 2007. V. 10. P. 030401-1–030401-24.
29. Deeney C., Douglas M.R., Spielman R.B., Nash T.J., Peterson D.L., L'Eplattenier P., Chandler G.A., Seamen J.F., Struve K.W. // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81. № 22. P. 4883–4886.
30. Lebedev S.V., Aliaga-Rossel R., Bland S.N., Chittenden J.P., Dangor A.E., Haines M.G., Zakaullah M. // *Phys. Rev. Lett.* 2000. V. 84. № 8. P. 1708–1711.
31. Bland S.N., Lebedev S.V., Chittenden J.P., Jennings C., Haines M.G. // *Phys. Plasmas*. 2003. V. 10. № 4. P. 1100–1112.
32. Sanford T.W.L., Mock R.C., Leeper R.J., Peterson D.L., Watt R.C., Chrien R.E., Idzorek G.C., Oliver B.V., Roderick N.F., Haines M.G. // *Phys. Plasmas*. 2003. V. 10. № 5. P. 1187–1190.
33. Грабовский Е.В., Зукакишвили Г.Г., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Фролов И.Н., Сасоров П.В. // *Физика плазмы*. 2006. Т. 32. № 1. С. 33–48.
34. Cuneo M.E., Sinars D.B., Waisman E.M., Bliss D.E., Stygar W.A., Vesey R.A., Lemke R.W., Smith I.C., Rambo P.K., Porter J.L., Chandler G.A., Nash T.J., Mazarakis M.G., Adams R.G., Yu E.P., Struve K.W., Mehlhorn T.A., Lebedev S.V., Chittenden J.P., Jennings C.A. // *Phys. Plasmas*. 2006. V. 13. № 5. P. 056318-1–056318-18.
35. Митрофанов К.Н., Грабовский Е.В., Александров В.В., Фролов И.Н., Олейник Г.М., Лаухин Я.Н., Грицук А.Н., Сасоров П.В., Медовицков С.Ф. // *Физика плазмы*. 2012. Т. 38. № 12. С. 1022–1041.
36. Митрофанов К.Н., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Александров В.В., Олейник Г.М., Медовицков С.Ф., Шевелько А.П. // *Физика плазмы*. 2013. Т. 39. № 1. С. 71–96.
37. Alexandrov V.V., Volkov G.S., Grabovsky E.V., Zaitsev V.I., Zurin M.V., Medovschikov S.F., Mitrofanov K.N., Nedoseev S.L., Oleinik G.M., Porofeev I.Yu., Samokhin A.A., Smirnov V.P., Frolov I.N., Fedulov M.V., Lee Zhenhong, Hua Xinsheng, Peng Xianjue, Xu Rongkun, Xu Zeping, Yang Jianlun, Guo Cun, Ding Ning, Gu Yuanchao, Liu Qiang, Li Linbo, Ning Jiamin, Xia Guangxin // Proc. of the 15th Int. Conf. on High-Power Particle Beams. BEAMS'04. (Saint-Petersburg. Russia. July 18–23. 2004). Edited by Engelko V., Glukhikh V., Mesyats G., Smirnov V., Saint-Petersburg. D.E. Efremov Institute. 2005. P. 686–690.
38. Sinars D.B., Cuneo M.E., Yu E.P., Bliss D.E., Nash T.J., Porter J.L., Deeney C., Mazarakis M.G., Sarkisov G.S., Wenger D.F. // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 93. № 14. P. 145002-1–145002-4.
39. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Птичкина Е.А., Грицук Е.А., Олейник Г.М., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н. // *Физика плазмы*. 2014. Т. 40. № 9. С. 779–806.
40. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грицук А.Н., Грабовский Е.В., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н., Брешков С.С. // *Физика плазмы*. 2017. Т. 43. № 2. С. 134–157.
41. Sinars D.B., Slutz S.A., Herrmann M.C., McBride R.D., Cuneo M.E., Peterson K.J., Vesey R.A., Nakhleh C., Blue B.E., Killebrew K., Schroen D., Tomlinson K., Edens A.D., Lopez M.R., Smith I.C., Shores J., Bigman V., Bennett G.R., Atherton B.W., Savage M., Stygar W.A., Leifste G.T., Porter J.L. // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 105. P. 185001-1–185001-4.
42. Айвазов И.К., Вихарев В.Д., Волков Г.С., Никандров Л.Б., Смирнов В.П., Царфин В.Я. // *Письма в ЖЭТФ*. 1987. Т. 45. № 1. С. 23–25.
43. 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., Rugles 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.
44. Александров В.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Медовицков С.Ф., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Сасоров П.В., Федулов М.В., Фролов И.Н. // *Физика плазмы*. 2010. Т. 36. № 6. С. 520–547.
45. Peterson K.J., Awe T.J., Yu E.P., Sinars D.B., Field E.S., Cuneo M.E., Herrmann M.C., Savage M., Schroen D., Tomlinson K., Nakhleh Ch. // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 112. P. 135002-1–135002-5.
46. Pereira N.R., Rostoker N., Pearlman J.S. Z-pinch instability with distributed current // *J. Appl. Phys.* 1984. V. 55. № 3. P. 704–707.

47. Александров В.В., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Фролов И.Н., Шевелько А.П., Барсук В.А. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. № 11. С. 978–992.
48. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Сасоров П.В., Браницкий А.В., Грицук А.Н., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 12. С. 983–1009.
49. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Браницкий А.В., Грицук А.Н., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 9. С. 751–764.
50. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грицук А.Н., Браницкий А.В., Фролов И.Н., Грабовский Е.В., Сасоров П.В., Ольховская О.Г., Зайцев В.И. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 2. С. 157–192.
51. Альбикиов З.А., Велихов Е.П., Веретенников А.И., Глухих В.А., Грабовский Е.В., Грязнов Г.М., Гусев О.А., Жемчужников Г.Н., Зайцев В.И., Золотовский О.А., Истомина 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. Вып. 1. С. 26–35.
52. Волков Г.С., Грабовский Е.В., Зайцев В.И., Зукакишвили Г.Г., Зурин М.В., Митрофанов К.Н., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Порофеев И.Ю., Смирнов В.П., Фролов И.Н. // Приборы и техника эксперимента (ПТЭ). 2004. № 2. С. 74–81.
53. Шевелько А.П., Блисс Д.Е., Казаков Е.Д., Мазаракис М.Г., Макгарн Д.С., Найт Л.В., Струве К.В., Толстихина И.Ю., Уикс Т. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 11. С. 1021–1032.
54. Митрофанов К.Н., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Александров В.В., Олейник Г.М., Медовщиков С.Ф., Шевелько А.П. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 1. С. 71–96.
55. Gritsuk A.N., Aleksandrov V.V., Grabovskiy E.V., Mitrofanov K.N., Oleinik G.M., Sasorov P.V., Shevelko A.P. Time- and spatially resolved spectra of x-ray radiation of Z-pinch of tungsten multiwire arrays // Journal of Physics: Conference Series 2019. V. 1238. P. 012053.
56. Олейник Г.М. // Приборы и техника эксперимента (ПТЭ). 2000. № 3. С. 49–51.
57. Sasorov P. Dynamics of plasma jets in multiwire arrays // 6th Intern. Conf. on Dense Z-Pinches. Oxford. Ed.: J. Chittenden. AIP Conf. Proc. 2006. V. 808. P. 81–84.
58. 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. 978–988.
59. Митрофанов К.Н., Грабовский Е.В., Олейник Г.М., Александров В.В., Грицук А.Н., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н., Сасоров П.В., Самохин А.А. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 10. С. 866–889.
60. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Фролов И.Н., Сасоров П.В. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 12. С. 1059–1093.
61. 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., Медовщиков С.Ф., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Смирнова Е.А., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2020. Т. 46. № 10. С. 879–889.
62. Aleksandrov V.V., Branitski A.V., Gasilov V.A., Grabovskiy E.V., Gritsuk A.N., Mitrofanov K.N., Olkhovskaya O.G., Sasorov P.V., Frolov I.N. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2019. V. 61. № 3. P. 035009-1–035009-16.
63. Александров В.В., Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Грицук А.Н., Медовщиков С.Ф., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М. // Физика плазмы. 2009. Т. 35. № 2. С. 161–173.
64. Bland S.N., Lebedev S.V., Chittenden J.P., Ampleford D.J., Bott S.C., Gomez J.A., Haines M.G., Hall G.N., Hammer D.A., Mitchell I.H., Palmer J.B.A. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 135001-1–135001-4.
65. Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Порофеев И.Ю., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 11. С. 1006–1013.
66. Александров В.В., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Грицук А.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Фролов И.Н., Барсук В.А., Медовщиков С.Ф., Сасоров П.В. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 4. С. 345–369.
67. Sanford T.W.L., Jennings C.A., Rochau G.A., Rosenthal S.E., Sarkisov G.S., Sasorov P.V., Stygar W.A., Bennett L.F., Bliss D.E., Chittenden J.P., Cuneo M.E., Haines M.G., Leeper R.J., Mock R.C., Nash T.J., Peterson D.L. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 065003-1–065003-4.
68. Александров В.В., Грабовский Е.В., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Смирнов В.П., Сасоров П.В., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 7. С. 615–629.
69. Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Грабовский Е.В., Мяттон В.В., Виноградов В.П., Падух М., Шольц М. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. № 5. С. 413–433.
70. Леонтович М.А., Осовец С.М. // Атомная энергия. 1956. Вып. 3. С. 81–83.
71. Mazarakis M.G., Cuneo M.E., Stygar W.A., Harjes H.C., Sinars D.B., Jones B.M., Deeney C., Waisman E.M., Nash T.J., Struve K.W., McDaniel D.H. // Phys. Rev. E. 2009. V. 79. P. 016412-1–016412-15.
72. Кингсеп А.С. Введение в нелинейную физику плазмы. М.: Изд-во МФТИ. 1996. С. 207.
73. Александров В.В., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Зукакишвили Г.Г., Зурин М.В., Митрофанов К.Н., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Порофеев И.Ю., Самохин А.А., Сасоров П.В., Смирнов В.П., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 3. С. 245–255.

74. *Lovberg R.H., Raily R.A. and Shlachter J.S.* // Proc. of 3rd Int. Conf. 1993. London, United Kingdom. AIP Conf. Proc. 1994. New York. USA. Eds.: Haines M., Knight A. V. 299. P. 59.
75. *Rudakov L.I., Velikovich A.L., Davis J., Thornhill J.W., Giuliani J.L., Jr. and Deeney C.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. № 15. P. 3326–3329.
76. *Velikovich A.L., Davis J., Thornhill J.W., Giuliani J.L., Jr., Rudakov L.I., Deeney C.* // Phys. Plasmas. 2000. V. 7. № 8. P. 3265–3277.
77. *Stygar W.A., Ives H.C., Fehl D.L., Cuneo M.E., Mazarakis M.G., Bailey J.E., Bennett G.R., Bliss D.E., Chandler G.A., Leeper R.J., Matzen M.K., McDaniel D.H., McGurn J.S., McKenney J.L., Mix L.P., Miron D.J., Porter J.L., Ramirez J.J., Ruggles L.E., Seamen J.F., Simpson W.W., Speas C.S., Spielman R.B., Struve K.W., Torres J.A., Vesey R.A.* // Phys. Rev. E. 2004. V. 69. P. 046403-1–046403-20.
78. *Wenkang Zou, Fan Guo, Lin Chen, Shengyi Song, Meng Wang, Weiping Xie, and Jianjun Deng* // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2014. V. 17. P. 110401-1–110401-11.