

ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕННОЙ ЗАВИСИМОСТИ ИНТЕНСИВНОСТИ ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЯ ПРИ ТОКОВОЙ ИМПЛОЗИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ПРОВОЛОЧНЫХ И ВОЛОКОННЫХ СБОРОК ИЗ РАЗЛИЧНЫХ ВЕЩЕСТВ

© 2020 г. К. Н. Митрофанов^{a, *}, В. В. Александров^a, Е. В. Грабовский^a,
А. Н. Грицук^a, И. Н. Фролов^a, П. В. Сасоров^{a, b, c}

^a ГИЦ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”, Москва, Россия

^b Institute of Physics of the ASCR, ELI-Beamlines project, Prague, Czech Republic

^c Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

*e-mail: mitrofan@triniti.ru

Поступила в редакцию 22.03.2020 г.

После доработки 04.04.2020 г.

Принята к публикации 24.04.2020 г.

Характерной особенностью имплозии многопроволочныхборок на мощных сильноточных электрофизических установках (ZR, Ангара-5-1, Julong-1 (PTS), MAGPIE и др.) является процесс затянутого плазмообразования. Она заключается в том, что вещество проволок преобразуется в плазму не мгновенно, а поставляется в разряд относительно медленно с интенсивностью $\dot{m}(t)$, в течение примерно 70–80% времени нарастания тока установки. Считается, что плазма образуется на поверхности остовов взорванных проволок за счет энергии, поступающей из горячей плазменной короны, окружающей остов проволоки, в виде потока тепла и излучения. В настоящей работе предложен новый подход к определению величины $\dot{m}(t)$, как основной количественной характеристики процесса затянутого плазмообразования, в проволочных (или волоконных) сборках. Представлен метод, используя который, можно экспериментально определить временную зависимость величины $\dot{m}(t)$ как на начальной стадии плазмообразования, так и на ее финальной стадии, когда $\dot{m}(t) \rightarrow 0$. Действительно, измерив ток I_p магнитным зондом, расположенным внутри проволочной сборки вблизи поверхности проволок, можно найти ток, протекающий в области плазмообразования I_s , как разницу полного тока через лайнер и тока I_p . Определенная таким образом временная зависимость $I_s(t)$ оказалась немонотонна, а величина $\dot{m}(t) \sim I_s^2(t)$ соответственно уменьшается на финальной стадии имплозии проволочной сборки. В экспериментах на установке Ангара-5-1 определена интенсивность плазмообразованияборок, изготовленных из проволок и волокон различных веществ (Al, Cu, Mo, W, Bi, капрон), проанализирован темп уменьшения данной величины на стадии окончания плазмообразования и его влияние на параметры импульса излучения. Проведено сравнение полученных результатов с данными численного МГД-моделирования.

Ключевые слова: электрический разряд в вакууме, магнитное поле, тонкие проволочки/волокна, имплозия многопроволочной сборки, плазма, плазменная корона, Z-пинч, рентгеновское излучение

DOI: 10.31857/S0367292120110062

1. ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день многопроволочные сборки относятся к наиболее мощным лабораторным источникам мягкого рентгеновского излучения (МРИ, $h\nu > 100$ эВ), которые можно использовать в различных фундаментальных и технологических приложениях. Среди наиболее интересных приложений следует отметить использование проволочныхборок в исследованиях по инерциальному термоядерному синтезу

(ИТС) [1, 2] и физики высоких плотностей энергии [3–7].

На мощной электрофизической установке ZR (США, Сандия) было показано, что при сжатии W-проволочныхборок, состоящих из большого числа проволок (больше 100), импульсом тока до 26 МА с временем нарастания 100 нс могут быть получены импульсы МРИ длительностью несколько наносекунд (~5–8 нс), пиковой мощностью 350–450 ТВт и энергией 2–2.2 МДж [8]. При

этом энергия МРИ превышает (~2.5 раза) кинетическую энергию сжимающейся плазменной оболочки [9, 10]. В работах [11, 12] экспериментально продемонстрировано, что такой рентгеновский источник с указанными параметрами можно использовать для радиационной имплозии мишени с термоядерным топливом для ИТС [13]. В этих экспериментах получены высокий выход D-D реакции вплоть до 3×10^{11} нейтрон/имп и температура плазмы 1.1–3.0 кэВ.

Достигнутые на установке ZR параметры импульса МРИ близки к параметрам импульса рентгеновского излучения внутри хольраума, получаемого на мощной лазерной системе NIF для опытов по зажиганию термоядерного топлива в мишенях непрямого облучения [14]. Это поддерживает дальнейший интерес к исследованиям Z-пинчевого разряда, в том числе многопроволочных сборок, в качестве энергетического драйвера для сжатия мишеней непрямого облучения в различных схемах ИТС.

В ходе многолетних исследований токовой имплозии многопроволочных сборок, выполненных на существующих в мире мощных электрофизических установках: Ангара-5-1, С-300, ГИТ-12, Julong-1 (PTS), MAGPIE и др., было показано, что физика сжатия плазмы на подобных установках сходна с физикой сжатия Z-пинчей на самой мощной на сегодняшний день установке ZR, несмотря на существенное различие разрядных токов этих установок [15]. Известно, что характерной особенностью динамики плазмы в многопроволочных сборках является процесс затянутого плазмообразования [16–19]. Суть его заключается в том, что материал проволок преобразуется в плазму не мгновенно, а поставляется в разряд относительно медленно с интенсивностью $\dot{m}(t)$, в течение примерно 70–80% времени нарастания тока установки. В течение первых нескольких наносекунд разрядный ток протекает по проволокам. Далее, вокруг проволок возникает плазменная корона, на которую переключается большая часть разрядного тока, а на месте проволок образуются остовы, состоящие из фрагментов материала взорванных проволок. Вещество остовов находится в парожидкостной фазе [20–24]. В работе [25] на примере алюминиевых проволок было показано, что современными методами молекулярной динамики возможно частично промоделировать состояние вещества остовов взорванных проволок. При этом результаты моделирования в целом соответствуют изложенной выше картине электровзрыва как отдельных проволок, так и совокупности проволок в сборке.

Обычно считается, что плотное вещество остова взорванной проволоки имеет невысокие температуру и проводимость, и переходит в плазменное состояние за счет энергии, поступающей из

окружающей плазменной короны в виде потока тепла и излучения на поверхность фрагментов остова. Под плазмообразованием понимается не просто процесс ионизации атомов вещества, а процесс формирования плазмы с достаточно высокой проводимостью. Последовательные стадии этого процесса после старта тока через проволоки включают: вклад электромагнитной энергии в вещество проволок, который сопровождается омическим нагревом вещества и увеличением сопротивления проволок, переходом его в пароконденсатное состояние; высоковольтный пробой паров вещества взорванных проволок под действием приложенного к ним импульса напряжения генератора тока с образованием каналов пробоя и, в итоге, формирование гетерогенной структуры “остов-корона” [26–28] с относительно горячей малоплотной плазменной короной ($T_e \sim 10\text{--}20$ эВ, $n_e \sim 10^{17}\text{--}10^{18}$ см⁻³) вокруг холодных плотных остовов проволок (T_e менее 1 эВ, $n_e \sim 10^{20}\text{--}10^{21}$ см⁻³). При этом скорость образования низкоплотной плазмы из высокоплотной \dot{m} [в мкг/(см² · нс)] оказывается важной величиной, характеризующей процесс затянутого во времени производства плазмы, и определяет физические процессы взаимодействия плазменного потока и магнитного поля, которые возникают при токовой имплозии внутри многопроволочных сборок различного типа [29, 30].

Глобальное магнитное поле разрядного тока, которое является общим для всех проволок сборки, вмораживается в плазму образованной таким образом плазменной короны [31]. Плазма с магнитным полем в виде струй (локализация которых иллюстрируется на рис. 1а) сносится к оси проволочной сборки объемной силой Ампера $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ с радиальной скоростью V_r [32]. С остовов взорванных проволок возникает непрерывный поток плазмы с вмороженным магнитным полем, для которого величина интенсивности плазмообразования $\dot{m}(t)$ определяется выражением $\dot{m} V_r \propto (I/R_0)^2$. Внутри сжимающейся током сборки формируется радиальное распределение плазмы (токонесущий плазменный слой – ТПС), толщина которого заметно превышает толщину скин-слоя, рассчитанную для характерных времен сжатия лайнера. Уже в первых экспериментальных и теоретических работах по сжатию проволочных сборок [33–36] было обнаружено, что еще до прихода основной массы плазмы проволок в приосевую область сборки там появляется фор-плазма, которая переносит часть разрядного тока, формируя т.н. “плазменный предвестник”. Последующая токовая имплозия проволочной сборки носит характер затянутого во времени поступления плазмы из вещества взорванных проволок на ось с образованием Z-пинча.

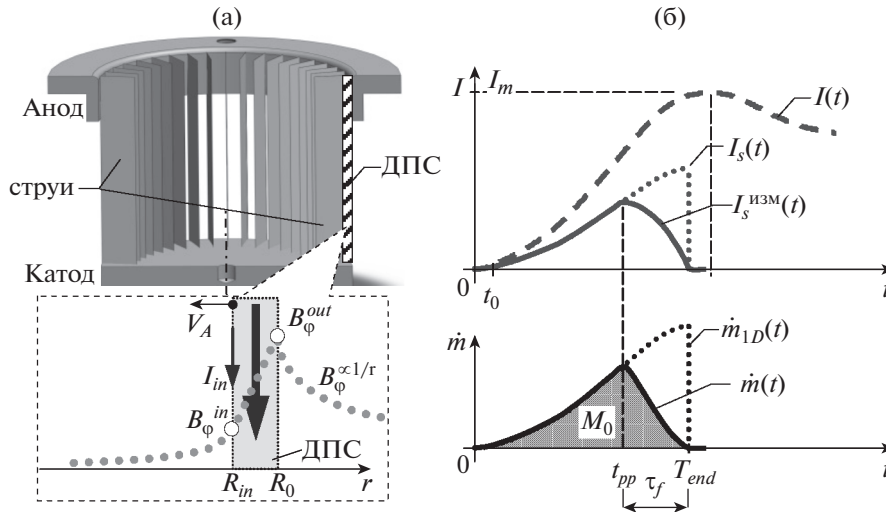


Рис. 1. Плазмообразование в проволочной сборке: а) – плазменные струи, истекающие из области плазмообразования в сторону оси проволочной сборки. В выноске схематично показано распределение магнитного поля в области диссипативного пограничного слоя (ДПС) – в области плазмообразования: B_{ϕ}^{out} , B_{ϕ}^{in} – магнитное поле на внешней и внутренней поверхности ДПС, соответственно; б) – временные зависимости: $I(t)$ – полного тока; $I_s(t)$, $I_s^{изм}(t)$ – тока, протекающего в узком цилиндрическом слое (ДПС), согласно 1D МГД-модели, и измеренного в эксперименте, соответственно; $\dot{m}_D(t)$ и $\dot{m}(t)$ – интенсивностей плазмообразования согласно уравнениям (2) и (3), соответственно; I_m – максимум полного тока, достигаемый в момент времени $t = t_{max}$; t_0 – момент времени начала сигнала с магнитного зонда; t_{pp} – начало уменьшения тока $I_s^{изм}$ в области ДПС; T_{end} – время окончания плазмообразования, τ_f – время уменьшения $\dot{m}(t) \rightarrow 0$.

В свою очередь, распределения вещества и магнитного поля внутри проволочной сборки должны существенным образом определять характер ее сжатия, длительность и мощность импульса рентгеновского излучения, которое генерируется в результате действия ударно-волнового механизма нагрева плазмы при столкновении сжимающейся замагниченной плазмы на оси лайнера на стадии образования Z-пинча. Очевидно, что существует оптимум по толщине ТПС, при которой сжатие плазмы будет компактно и устойчиво, и возможна генерация мощного импульса МРИ [15] в проволочных сборках различного типа (напр. одиночные и вложенные двухкаскадные сборки). Поэтому результаты экспериментального исследования интенсивности плазмообразования цилиндрическихборок из проволочек и волокон различных веществ оказались важным учитывать при моделировании токовой импlosion различных плазменных нагрузок с учетом явления затянутого плазмообразования.

В настоящее время существует две простые модели [19] импlosion проволочной сборки, учитывающие явление затянутого плазмообразования. Одна из них – модель гетерогенного лайнера с затянутым производством плазмы, предложенная коллективом установки Ангара-5-1 [16, 18], другая – “ракетная” модель” (т.н. “rocket ablation

model”), развиваемая коллективом установки MAGPIE [17]. В отличие от первой модели, в “ракетной” модели считается, что плазма с проволочекносится без тока к оси сборки с постоянной скоростью абляции V_{abl} (т.н. “ablation velocity”). Скорость абляции по совокупности результатов экспериментов, проведенных на установке MAGPIE, составляет величину $\sim(1.0-1.5) \times 10^7$ см/с. Скорость производства плазмы dm/dt (в кг/с) согласно этой модели определяется следующим уравнением, записанным в СИ

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{V_{abl}} \frac{I^2(t)}{R_0}, \tag{1}$$

где m – линейная масса плазмы, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Гн/м, $I(t)$ – полный ток в системе (по проволочной сборке), R_0 – начальный радиус сборки. В данном случае уравнение (1) описывает поток вещества в лайнере, направленный с неподвижной стенки на его начальном радиусе R_0 к оси.

По одномерной модели гетерогенного лайнера интенсивность плазмообразования \dot{m}_D [мкг/(см²·нс)], необходимая для поддержания квазистационарного радиального истечения плазмы из области плазмообразования (т.н. диссипативного пограничного слоя – ДПС, см. вы-

носку на рис. 1а) с неподвижной внешней границей, выражается следующим образом:

$$\dot{m}_{1D}(t) = K_m \left(\frac{I(t)}{R_0} \right)^\mu \frac{d^\alpha}{\Delta^\beta}, \quad (2)$$

где $I(t)$ – полный ток через проволочную сборку (в МА) – полный ток в системе, R_0 – начальный радиус сборки (в см), K_m [мкг/(нс · МА²)] – коэффициент, зависящий от вещества проволок (напр. для W- и Al-проволок – $K_m^W = (0.125-0.18)$ и $K_m^{Al} = (0.13-0.14)$ соответственно) или металлизированных различными веществами (Al, In, Sn, Bi) волокон [32, 37–39], $\mu \approx 1.8-2.0$, $\alpha, \beta = 0.1-0.4$. С одной стороны эти показатели степени в выражении (2) зависят от температурных зависимостей электропроводности, теплопроводности и степени ионизации плазмы, а также от соотношения в переносе тепла вкладов теплопроводности и излучения в окрестности остовов взорванных проволок или волокон. С другой стороны, в различных моделях [19, 40–42] использовались разные аппроксимации, а указанные выше индексы μ, α и β получались путем аппроксимации результатов расчета по этим моделям с учетом различных параметров геометрии источника плазмы: межпроволочного расстояния (Δ) и диаметра холодных остовов взорванных проволок или волокон (d). Отмеченные выше интервалы для μ, α и β – это интервалы, в которых менялись эти расчетные индексы в указанных работах.

Уравнения для $\dot{m}(t)$, аналогичные (2) и учитывающие двумерную (азимутальную) структуру проволочной сборки, рассматривались в серии работ [19, 40–42]. Эти теоретические работы основаны на предположении о квазистационарном истечении плазменных струй в вакуум с области плазмообразования. В этом предположении плазменный поток с остовов проволок (или волокон) ускоряется в некотором диссипативном погранслое (ДПС) определенной толщины около начального радиуса сборки. Толщина ДПС определяется несколькими эффектами: джоулевым нагревом, диффузией плазмы поперек магнитного поля, переносом тепла на относительно холодные остатки первоначального “взрыва” проволок (т.н. остовов) и двумерной структурой магнитного поля и потока плазмы в пространстве между соседними проволоками или волокнами. Эти эффекты весьма существенны и подробно обсуждались в работах [16, 19, 40–42]. Параметры экспериментов, представленных в данной работе таковы, что размер погранслоя ускорения плазмы определяется в основном двумерными эффектами на масштабе межпроволочного расстояния. Поэтому характерное время установления плазменного потока порядка пролетного времени плазмы

сквозь этот погранслоем. При межпроволочном расстоянии Δ порядка 1 мм и скорости потока около 200 км/с, получаем, что характерное время установления структуры потока плазмы в таком слое ускорения порядка 5 нс. Это время заметно меньше времени нарастания тока в разрядной цепи установки и времени полного исчерпания материала остовов проволок. Типичные времена последних процессов составляют порядка 100 нс. Это означает, что в первом приближении можно использовать приближение квазистационарности, считая что в процессе формирования потока плазмы полный ток через сборку не изменяется, как и состояние материала остовов взорванных проволок. Поэтому течение плазмы в погранслоем можно считать квазистационарным и пренебречь его цилиндричностью. В основной же части потока плазмы отмеченные выше процессы играют второстепенную роль, в то время как становятся существенными нестационарность задачи и цилиндричность геометрии проволочной сборки. Именно такое приближение квазистационарности использовалось в работах [16, 19, 40–42] при вычислении интенсивности плазмообразования \dot{m}_{1D} по выражению (2) как функции полного тока $I(t)$ через сборку и текущих геометрических параметров взорванных проволок (Δ и d). Оно не учитывает предысторию. Такое приближение естественно нарушается в самом начале включения тока через сборку, а также непосредственно перед моментом полного исчерпания материала остовов проволок в процессе затянутого плазмообразования. Однако, оно должно хорошо выполняться в качестве первого приближения на протяжении большей части процесса затянутого плазмообразования. При обработке результатов экспериментов в этой работе мы также будем неявно пользоваться таким квазистационарным приближением и считать темп плазмообразования функцией текущего состояния.

Следует заметить, что эксперименты с вольфрамовыми коническими проволочными сборками [43] подтвердили сильную зависимость $\dot{m}(t)$ от радиуса проволочной сборки в виде $\propto 1/R_0^{1.8-2.0}$. Зависимость $\dot{m}(t)$ от других параметров геометрии проволочной сборки, например, от межпроволочного зазора (при количестве проволок в сборке $N > 8$), оказалась пренебрежимо мала по сравнению с зависимостью от начального радиуса сборки R_0 . В диапазоне оптимальных радиусов лайнеров 5–10 мм, использующихся в экспериментах на установке Ангара-5-1, вклад дискретности расположения источников плазмы в величину $\dot{m}_{1D}(t)$ не превышает ~25–30% при малом количестве проволок в сборке ($N = 4-8$) и менее 10–15% для многопроволочных сборок.

В представленной выше одномерной модели, в уравнении (2), считается, что истечение плазмы происходит в вакуум и скорость плазмообразования зависит только от одного параметра. Этим параметром может служить как глобальное магнитное поле B_ϕ^{out} , так и ток I_s , протекающий в узком цилиндрическом слое (в области ДПС), или магнитное поле B_ϕ^{in} на внутренней поверхности источника плазмы (см. рис. 1а), где магнитное поле становится равным $1/\sqrt{3}$ от наружного B_ϕ^{out} [44] в случае пренебрежения отражением возмущения магнитного поля от оси проволочной сборки. Все эти параметры (величины) однозначно связаны друг с другом. Пока идет такое квазистационарное плазмообразование, можно заменять указанные выше величины друг на друга. При этом изменится только коэффициент в уравнении (2) перед выражением $(I/R_0)^\mu$. В реалии же, дефицит плазмы в области остовов проволок, образующийся с течением времени за счет ее сноса к оси силой Ампера, нарушает взаимосвязь между $\dot{m}_D(t)$ и полным током $I(t)$ в этом модельном случае. Нарушение равенства $B_\phi^{in}/B_\phi^{out} = 1/\sqrt{3}$, т.е., когда B_ϕ^{in} становится больше, чем B_ϕ^{out} , можно рассматривать как некоторый признак начала уменьшения величины $\dot{m}(t)$ и начала стадии окончания плазмообразования, как было показано в работе [44].

Следует заметить, что имеется один существенный недостаток квазиодномерных моделей источника плазмы, описываемых упомянутыми выше формулами (1) и (2). Ни одна из этих моделей не объясняет обнаруженное в экспериментах поведение временной зависимости $\dot{m}(t)$ на заключительной стадии плазмообразования, когда оставшаяся не испаренной масса остовов проволок в области плазмообразования стремится к нулю. При этом плазма с током уходит из этой области, т.е. $\dot{m}(t) \rightarrow 0$. Действительно, как следует из уравнений (1) и (2) и содержания рис. 1б, зависимость $\dot{m}_D(t)$ является монотонно возрастающей при возрастании разрядного тока $I(t)$. В этих моделях считается, что все проволочки в сборке одинаковы и плазмообразование на них заканчивается одновременно и мгновенно вдоль их длины. Формально при постоянстве Δ и d величина \dot{m} скачком обратилась бы в ноль при полном исчерпании вещества проволок на финальной стадии плазмообразования. Тем не менее, даже уравнение (2) указывает на некоторое уменьшение темпа плазмообразования при постепенном исчерпании вещества проволок. Действительно, вполне можно допустить, что это исчерпание сопровождается уменьшением величины d и увеличением Δ . Последнее может иметь место, когда

соседние остовы проволок испаряются не одновременно вследствие наличия неоднородностей различного происхождения. Такое, пусть не очень значительное, уменьшение \dot{m} приводит к увеличению скорости плазменного потока, согласно приведенному выше выражению $\dot{m}V_r \propto \propto (I/R_0)^2$. Поэтому последние порции плазмы будут “догонять” основной поток плазмы, летящий с меньшей скоростью. Из-за этого возникает новый эффект, неучтенный при выводе уравнения (2), это взаимодействие попутных потоков. Поэтому плазма с проволок теперь не истекает в вакуум. Как и в случае имплозии вложенных двухкаскадныхборок [30, 42], такое взаимодействие может приводить к перераспределению токов между каскадами и, соответственно к нарушению равенства $B_\phi^{in}/B_\phi^{out} = 1/\sqrt{3}$ на внешнем каскаде.

В экспериментах с проволочными сборками обнаружено, что вещество остовов проволок из-за различного рода неустойчивостей, развивающихся из неоднородностей, возникших, например, при начальном взрыве проволок, оканчивается сравнительно медленно. Как следствие этого процесса, интенсивность плазмообразования $\dot{m}(t)$ проволочной сборки уменьшается не мгновенно, а за конечное время [32]. Было показано, что начиная с некоторого момента времени t_{pp} , как условно показано на рис. 1б, интенсивность плазмообразования $\dot{m}(t)$ начинает уменьшаться при возрастающем разрядном токе $I(t)$. Процесс окончания плазмообразования вещества каждого отдельного остова проволоки в сборке является случайным процессом. Возникает естественный вопрос, как теоретически предсказать (или экспериментально измерить) темп уменьшения величины $\dot{m}(t)$ на этой стадии процесса, ведь плазмообразование из остовов проволок в сборке заканчивается несинхронно и неоднородно вдоль длины проволок. В целом, рассматриваемая величина $\dot{m}(t)$ является интегральной характеристикой, описывающей локальное плазмообразование всей совокупности фрагментов остовов проволок в сборке, и должна уменьшаться на финальной стадии плазмообразования за конечное время.

Закон уменьшения $\dot{m}(t)$ после наступления момента времени t_{pp} теоретически исследовался в работах [16, 18, 45]. Показано, что от того, как происходит исчерпание вещества источника плазмы, т.е. как величина $\dot{m}(t)$ стремится к нулю, будет зависеть устойчивость и степень сжатия плазмы лайнера, например, характерный размер ТПС в области оси сборки, распределение оставшейся плазмы с током вне Z-пинча на финальной стадии имплозии и, как, следствие этого, длительность импульса МРИ. В конце процесса

плазмообразования при постепенной абляции вещества остовов проволок возникает довольно сложная картина, связанная с неодновременным израсходованием вещества вдоль длины проволок. Она не имеет в настоящее время адекватного теоретического описания. Для ее прояснения необходимы специальные экспериментальные исследования, которым и будет посвящена настоящая работа.

В данной работе представлен простой метод, используя который, можно экспериментально определить временную зависимость величины $\dot{m}(t)$ как на начальной стадии плазмообразования, так и на ее финальной стадии, когда $\dot{m}(t) \rightarrow 0$. Этот метод основан на том, что для вычисления величины $\dot{m}(t)$ используется экспериментально измеренное изменение временного профиля тока в области взорванных остовов проволок. Такой подход, естественным образом позволяет учесть нестационарность процессов плазмообразования и ускорения плазмы в области ДПС. Действительно, измерив ток I_{in} , протекающий на внутренней границе данной области (см. рис. 1а), можно найти ток $I_s^{изм} = I - I_{in}$, который протекает в зоне плазмообразования. Мы отмечали выше недостаточность теории, описывающей темп плазмообразования на проволоках $\dot{m}(t)$ на ветви его спада. Поэтому мы полагаем, что естественное приблизительное соотношение между $\dot{m}(t)$ и током $I_s^{изм}(t)$ сохраняется в течение всего процесса плазмообразования (см. рис. 1б). Перепишем уравнение (2) через ток $I_s^{изм}$ следующим образом, учтя при этом, что $d^{\alpha}/\Delta^{\beta} \approx 1$

$$\dot{m}(t) = K'_m \left(\frac{I_s^{изм}(t)}{R_0} \right)^{\mu}, \quad (3)$$

где K'_m [мкг/(МА² · нс)] – коэффициент, зависящий в основном от вещества проволок (или волокон) сборки, $I_s^{изм}$ [МА], R_0 [см] – начальный радиус проволочной сборки, значение $\mu = 1.8-2.0$, уточненное в работах [38, 43, 45]. Далее, во всех расчетах, представленных в этой статье, использовалось значение μ равное 2. При этом временная зависимость линейной массы проволок сборки, перешедшей в плазменное состояние, находится следующим образом

$$m_l(t) = 2\pi R_0 \int_0^t \dot{m}(\tau) d\tau. \quad (4)$$

Согласно уравнению (4) можно определить коэффициент K'_m предположив, что к моменту времени T_{end} (см. рис. 1б) вещество остовов про-

волоков полной линейной массы M_0 (в мкг/см) перешло в плазменное состояние, т.е. $m_l(T_{end}) = M_0$. В этом случае уравнение (4) запишется в виде

$$2\pi R_0^{-1} K'_m \int_0^{T_{end}} [I_s^{изм}(\tau)]^2 d\tau = M_0, \quad (5)$$

где T_{end} [нс] – время окончания плазмообразования на остовах проволок сборки. Фактически, нахождение коэффициента K'_m сводится к нормировке площади под кривой измеренной временной зависимости $I_s^{изм}(t)$ на величину M_0 с учетом геометрии лайнера.

Также заметим, что согласно упомянутому выше отношению для азимутальных магнитных полей $B_{\phi}^{in}/B_{\phi}^{out} = 1/\sqrt{3}$, при условии очень малого радиального размера ДПС ($R_0 - R_{in} \ll R_0$) ток $I_s^{изм}$ связан с полным током лайнера $I(t)$ следующим равенством при условии $t \leq t_{pp}$

$$I_s^{изм}(t) = I(t)(1 - 1/\sqrt{3}) \approx 0.42I(t). \quad (6)$$

Равенство (6) выполняется на стадии плазмообразования вплоть до момента времени t_{pp} (см. рис. 1б), когда нарушается взаимосвязь между $\dot{m}(t)$ и $I^2(t)$, т.е. когда отношение $B_{\phi}^{in}/B_{\phi}^{out}$ становится больше $1/\sqrt{3}$, как было показано в работе [44]. Согласно выражению (6) значение коэффициента K'_m в уравнении (2) должно отличаться от значения коэффициента K'_m в уравнении (3) и быть связано с ним при $t \leq t_{pp}$ следующим образом

$$K_m = K'_m(1 - 1/\sqrt{3})^2 \approx 0.18K'_m. \quad (7)$$

Выражение (7) необходимо применять для проведения сравнения количественных данных об интенсивности плазмообразования, полученных в этой работе, с данными, полученными ранее на предыдущих этапах исследований и приведенных в работах [32, 37–39, 46].

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты по исследованию интенсивности плазмообразования проволочных и металлизированных волоконных сборок из различных веществ (Al, Cu, Mo, W, V и капрон) выполнены на установке Ангара-5-1 [47] при уровне разрядного тока до 3–3.5 МА. Основные параметры проволочных сборок представлены в табл. 1.

Измерения полного тока $I(t)$ и его производной dI/dt выполнялись петлевым датчиком ($B \cdot \dot{t}$), петли которого расположены в 8-ми позициях по азимутальному углу вокруг проволоч-

Таблица 1. Сводная таблица

| № выстрела | Параметры нагрузки | Расположение зонда | $\dot{m} = K'_m(I_s/R_0)^{1.8}, \dot{m}_{1D} = K_m(I/R_0)^{1.8}, \text{мкг}/(\text{см}^2 \cdot \text{нс})$ | | | | | | |
|--------------------|------------------------------|--------------------------|--|------------------------|---------------------------------|--------------------------------------|------------|----------------------|--------------------|
| | | | $K'_m,$ мкг/(МА ² · нс) | \dot{m}_{max} | $\Delta t_{0.9/0.1}, \text{нс}$ | $K_m,$ мкг/(МА ² · нс) | | | |
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | | | |
| 4529 | 40W 6 мкм, 220 мкг/см | 0.8R ₀ | 0.92 | 0.70 | 20.7 | 0.17 | W | | |
| 4929* | | | 0.79 | 0.89 | 16.4 | 0.14 | | | |
| 4787 ⁺ | | | 0.68 | 0.86 | 14.2 | 0.12 | | | |
| 4527 | | 0.85R ₀ | 1.22 | 0.64 | 14.2 | 0.22 | | | |
| 4930* | | | 0.52 | 0.81 | 18.5 | 0.09 | | | |
| 4880* ⁺ | | | 0.78 | 0.69 | 16.4 | 0.14 | | | |
| 5089 | | 8W 10 мкм, 120 мкг/см | 0.89R ₀ | 0.79 | 0.72 | 15.7 | | 0.14 | Mo |
| 5148 | | | 0.99R ₀ | 1.93 | 0.83 | 23.3 | | 0.34 | |
| 4683 | | | 0.9R ₀ | 0.88 | 0.64 | 14.8 | | 0.16 | |
| | $\bar{A} \pm \sigma_A$ | | 0.95 ± 0.44 | 0.77 ± 0.09 | 17.4 ± 3.2 | 0.17 ± 0.08 | | | |
| 4536 | 16Mo 20 мкм, 365 мкг/см | 0.9R ₀ | 0.872 | 1.18 | 15.9 | 0.156 | | | |
| 5092 | | | 0.870 | 1.39 | 31.0 | 0.155 | | | |
| | | | $\bar{A} \pm \sigma_A$ | | 0.871 ± 0.001 | 1.29 ± 0.14 | | 0.156 ± 0.001 | |
| 4533 | 8Cu 20 мкм, 224 мкг/см | 0.9R ₀ | 1.06 | 0.81 | 21.8 | 0.19 | Cu | | |
| 4523 | | | 0.83 | 1.78 | 25.4 | 0.15 | | | |
| 4532 | | 0.8R ₀ | 0.66 | 1.68 | 27.4 | 0.12 | | | |
| 4531 | | | 0.45 | 1.83 | 22.3 | 0.08 | | | |
| | | | $\bar{A} \pm \sigma_A$ | | 0.65 ± 0.19 | 1.76 ± 0.08 | | 25.0 ± 2.6 | 0.13 ± 0.05 |
| 4524 | 40Al 15 мкм, 220 мкг/см | 0.8R ₀ | 1.03 | 0.89 | 9.7 | 0.18 | Al | | |
| 4526 | | | 0.74 | 1.01 | 11.0 | 0.13 | | | |
| 4525 | | 0.9R ₀ | 0.84 | 0.86 | 9.8 | 0.15 | | | |
| 4684 | | | 0.88 | 0.68 | 20.4 | 0.16 | | | |
| 4686 | | | 1.04 | 0.97 | 11.1 | 0.19 | | | |
| 4522 | | | 0.99 | 1.19 | 6.8 | 0.18 | | | |
| | | | $\bar{A} \pm \sigma_A$ | | 0.92 ± 0.12 | 0.93 ± 0.17 | | 11.5 ± 4.6 | 0.17 ± 0.02 |
| 4681 | 8 капр. 25 мкм, 44 мкг/см | 0.9R ₀ | 0.26 | 0.18 | 18.7 | 0.0458 | Кап | | |
| 4682 | | | 0.25 | 0.20 | 30.0 | 0.0441 | | | |
| 4622 [^] | | | 0.8R ₀ | 0.35 | 0.48 | 38.1 | | 0.06 | |
| 4617 | 0.24 | 0.52 | | 30.9 | 0.04 | | | | |
| 4619 | 0.42 | 0.39 | | 40.0 | 0.08 | | | | |
| | $\bar{A} \pm \sigma_A$ | | 0.34 ± 0.09 | 0.46 ± 0.07 | 36.3 ± 4.8 | 0.06 ± 0.02 | | | |

Таблица 1. Окончание

| № выстрела | Параметры нагрузки | Расположение зонда | $\dot{m} = K'_m(I_s/R_0)^{1.8}$, $\dot{m}_{1D} = K_m(I/R_0)^{1.8}$, мкг/(см ² · нс) | | | | Кар + Вi |
|------------|--|--------------------|--|------------------|---------------------------|------------------------------------|----------|
| | | | K'_m , мкг/(МА ² · нс) | \dot{m}_{\max} | $\Delta t_{0.9/0.1}$, нс | K_m , мкг/(МА ² · нс) | |
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | |
| 4690 | 16 капр. 25 мкм + Вi ($\Delta 1.2$ мкм), 88 + 154 мкг/см | $0.9R_0$ | 0.49 | 0.37 | 45.8 | 0.09 | Кар + Вi |
| 4687 | 39 капр. 25 мкм + Вi ($\Delta 1.0$ мкм), 215 + 310 мкг/см | | 0.24 | 0.66 | >61.9 | 0.04 | |

Примечания к таблице: * – высота проволок (волокон) в сборке $h = 16.5$ мм, в остальных случаях – $h = 15$ мм. Начальный радиус расположения проволок (волокон) в сборке – $R_0 = 10$ мм; + – в выстреле проводились измерения тремя зондами, установленными на одном радиусе в различных азимутальных позициях (с шагом 120°). Сигналы с 3-х зондов усреднялись; ^ – схема включения лайнера в разрядную цепь установки без предымпульсного катодного разрядника. Серым цветом выделены ячейки по которым определялись среднее значение соответствующих величин и их среднеквадратичное отклонение в виде $\bar{A} \pm \sigma_A$.

ной сборки. Внутри сборки на некотором радиусе $r_p = 0.8-0.9R_0$ вблизи области плазмообразования (см. рис. 2) располагался миниатюрный магнитный зонд [48]. При помощи абсолютно калиброванного зонда (диаметр петли около 300 мкм) измерялся ток $I_p(r \leq r_p, t)$ сжимающейся замагниченной плазмы, которая проникает из области плазмообразования внутрь объема сборки, ограниченного радиусом расположения зонда. Изменяя таким образом ток I_p вблизи области ДПС, можно оценить ток $I_s^{\text{изм}}$, протекающий в области плазмообразования, как разницу полного тока I через лайнер и зондового тока I_p : $I_s^{\text{изм}} \approx I - I_p$. В некоторых случаях использовалось несколько

зондов, расположенных внутри проволочной сборки на одном и том же радиусе, но в различных позициях в азимутальном направлении. При этом сигналы с этих зондов усреднялись, что исключало влияние несинхронности проникновения тока внутрь объема проволочной сборки, например, из-за несинхронного срабатывания модулей генератора тока установки Ангара-5-1. В случае, когда оценка тока $I_s^{\text{изм}}$ проводилась по одному зонду, выбирались только те выстрелы, когда несинхронность срабатывания модулей установкой была небольшой, как это подробно исследовалось в работе [49]. Измерения напряжения $U(t)$ на лайнере проводились индуктивным делителем напряжения.

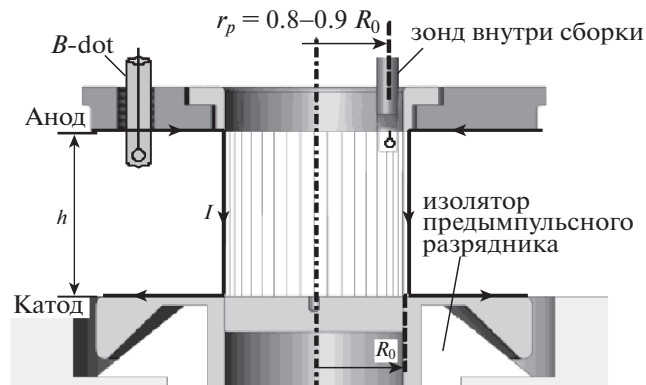


Рис. 2. Общий вид проволочной сборки, установленной в межэлектродном зазоре установки, и магнитного зонда, размещенного внутри нее: R_0 – начальный радиус расположения проволок (волокон) в сборке; h – высота зазора анод-катод; I – ток по сборке, измеряемый датчиками ($B\text{-dot}$).

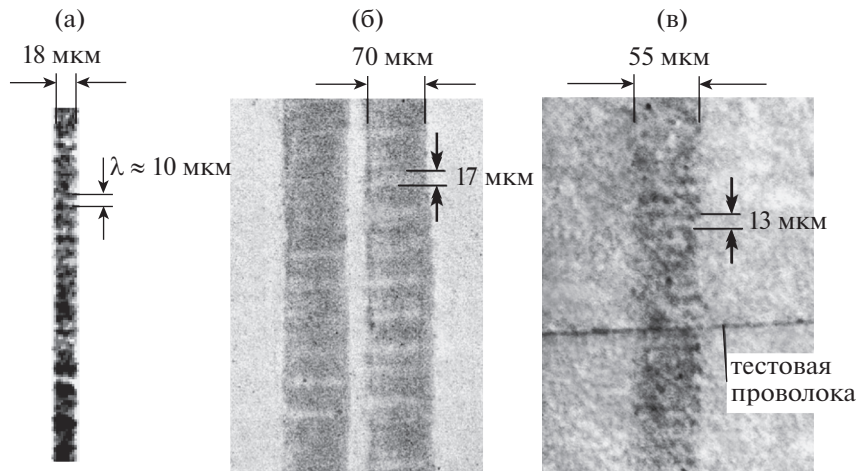


Рис. 3. “Тонкая” структура остовов проволок в составе одиночных многопроволочных сборок: а) — из 6 мкм W-проволок на 60 нс разряда, б) — из 20 мкм Си-проволок (представлено два остова) на 70 нс разряда; в) — из 15 мкм Al-проволок на 50 нс разряда. Темные места на изображениях соответствуют более плотному веществу.

При помощи данных щелевой развертки собственного свечения плазмы проволок сборки в видимом диапазоне спектра с радиальным пространственным разрешением определялся момент времени t_{pp} , когда в связи с исчерпанием массы остовов проволок наступает окончание плазмообразования и начинается финальная стадия сжатия плазмы лайнера. В некоторых случаях, когда данные с камеры радиальной оптической развертки были не доступны, использовались другие диагностические методы. В частности, определение момента времени t_{pp} осуществлялось по сигналам магнитных зондов и/или по двумерным кадровым рентгеновским изображениям, полученным в момент возникновения неустойчивостей на внешней границе плазмы лайнера. В дополнение к этому использовались данные об изменении индуктивности на финальной стадии имплозии сборки, полученные из электротехнических измерений производной полного тока dI/dt и напряжения $U(t)$, когда нарушается пропорциональность между $U(t)$ и dI/dt , т.е. $U(t) \neq L \cdot dI/dt$ [45].

Структура и размер гетерогенной структуры “остов-корона” области плазмообразования определялись из данных рентгеновской радиографии и теневого лазерного фотографирования. Структура остовов взорванных проволок (шаг аксиальной неоднородности — λ) на стадии плазмообразования исследовалась при помощи методики рентгеновской радиографии плазмы излучением X-пинча ($h\nu > 1$ кэВ) длительностью не менее 1 нс и пространственным разрешением не хуже 4 мкм [50]. В качестве источника подсветки для теневого лазерного фотографирования использовался рубиновый лазер ($\lambda = 690$ нм) с модулиро-

ванной добротностью и электрооптической системой формирования короткого зондирующего лазерного импульса с энергией ~ 100 мДж. Лазерный пучок делился на три пучка, задержанных друг относительно друга на 13 нс. Временное разрешение лазерной диагностики было примерно 3–5 нс, пространственное разрешение по объекту было не хуже 50 мкм.

Развитие неустойчивостей плазмы на периферии сборки на стадии окончания плазмообразования регистрировалось при помощи четырехкадровой рентгеновской камеры (РЭОП) с временем экспозиции кадра около 1.5 нс и временем задержки между кадрами 5 нс. Спектральный диапазон регистрации двумерных изображений с помощью рентгеновской камеры РЭОП лежал в области энергий фотонов излучения выше 20 эВ.

Регистрация импульса мощности МРИ в спектральном диапазоне выше 100 эВ осуществлялась при помощи вакуумного рентгеновского диода (ВРД) с углеродным катодом за лавсановым фильтром с поверхностной плотностью 316 мкг/см².

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Строение и размер гетерогенной структуры “остов-корона” на периферии проволочной сборки

Ниже приведены результаты исследования гетерогенной структуры “остов-корона” области плазмообразования, возникающей при холодном старте [23] еще на начальной стадии инициации разряда через проволочную сборку вблизи начального расположения ее проволок. Для условий эксперимента на установке Ангара-5-1 проведена оценка характерных размеров остовов проволок и плазменной короны вокруг них, не-

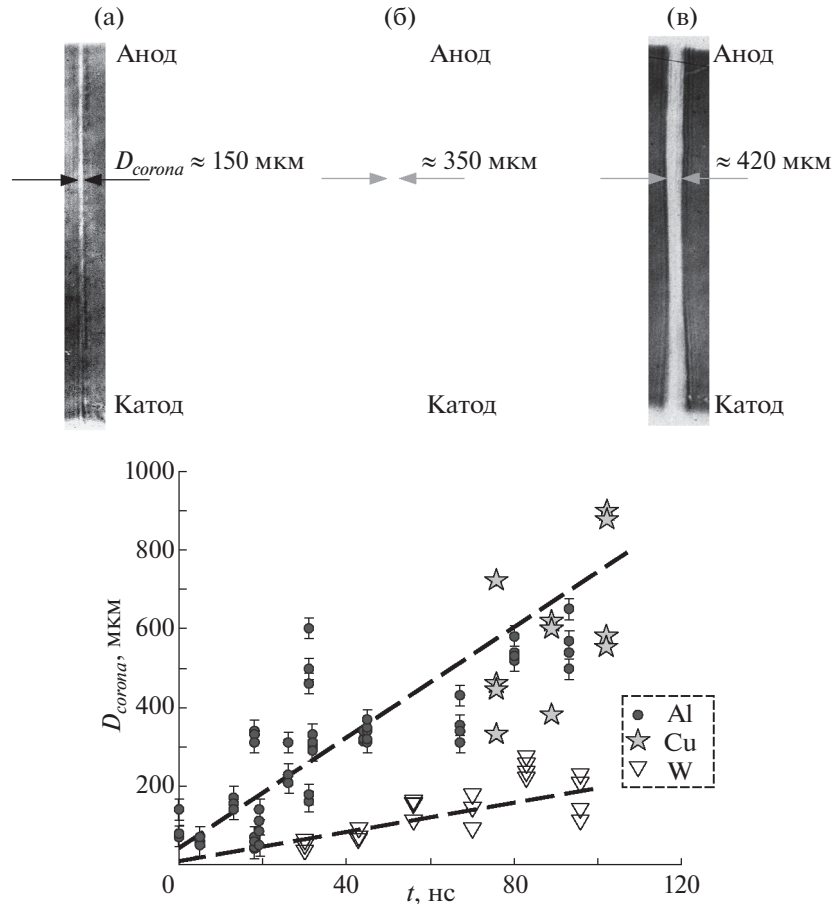


Рис. 4. Лазерные теневые кадровые изображения окрестности одной из проволок многопроволочной сборки, полученные на 67–76 нс разряда: а) – W-проволока; б) – Cu-проволока; в) – Al-проволока; в) временная зависимость диаметра плазменной короны для проволок различных веществ. Светлые места на изображениях соответствуют более плотному веществу.

обходимых для выбора позиции расположения магнитного зонда для измерения тока вблизи внутренней поверхности области плазмообразования (области ДПС).

На рис. 3 представлены теневые рентгеновские изображения остовов взорванных проволок в многопроволочных сборках, изготовленных из вольфрамовых, алюминиевых и медных проволок. Изображения остовов проволок получены на 50–70 нс после начала разряда. К этому времени остовы вольфрамовых проволок имеют диаметр 18 μm (при начальном диаметре проволоки 6 μm). Аксиальная неоднородность остова (длина волны неустойчивости) составляет $\lambda \sim 10$ μm (см. рис. 3а). Для проволочной сборки из 20 μm медных проволок диаметр остовов проволок составляет 70 μm , шаг аксиальной неоднородности – примерно 17 μm (см. рис. 3б). Подобная структура остовов наблюдается и в случае алюминиевых проволочных сборок. При этом начальный диаметр алюминиевой проволоки был 15 μm ,

шаг аксиальной неоднородности остова равен ~ 13 μm , а диаметр остова – 55 μm (см. рис. 3в). Для вольфрамовых проволок средняя скорость разлета плотной части остова проволоки $\sim 1.0 \times 10^4$ cm/s оказалась меньше в 4 раза средней скорости разлета вещества остовов алюминиевых и медных проволок. При этом скорости разлета вещества остовов алюминиевых и медных проволок имели близкие значения $\sim 3.6 \times 10^4$ cm/s и $\sim 4.0 \times 10^4$ cm/s соответственно.

При помощи лазерного теневого зондирования в кадровом режиме определялись некоторые параметры плазменной короны, например, ее диаметр D_{corona} по уровню плотности электронов $n_e > 10^{19}$ cm^{-3} . На рис. 4а–в представлены теневые кадровые изображения плазмы одной из проволок в составе проволочных сборок, изготовленных из различных веществ – вольфрам, медь, алюминий. Кадровые изображения получены на 67–76 нс после начала разряда примерно в те же моменты времени, что и теневые рентгеновские

изображения остовов проволок, представленные ранее на рис. 3. Сравнение лазерных теневых изображений показывает, что размер плазменной короны (D_{corona}) вокруг проволок примерно в 2–5 раз больше у медных и алюминиевых проволок, чем у вольфрамовых проволок. При этом временная зависимость размера плазменной короны разная для W-проволок и проволок из Al и Cu, как показано на рис. 4г. В некоторых случаях для алюминиевых и медных проволок размер плазменной короны достигает размеров от 600 мкм до 1000 мкм. При этом следует заметить, что частично разрядный ток может протекать и по более разреженной плазме короны ($n_e < 10^{18} \text{ см}^{-3}$), не регистрируемой на лазерных теневых изображениях.

Полученные данные находятся в хорошем соответствии с результатами экспериментов [51] по взрыву одиночных проволок из различных веществ, в которых исследовались параметры остовов и плазменной короны, в том числе и их пространственные размеры. В этих экспериментах было показано, что для проволок, изготовленных из легкоплавких веществ (алюминий) остовы проволок и плазменная корона имеют размеры больше, чем в случае проволок из тугоплавких веществ (вольфрам).

В частности, в работах [27, 52] для условий экспериментов на установке Ангара-5-1 было зарегистрировано, что для алюминиевых и медных проволочныхборок время образования плазменной короны наступает в среднем на 15 нс позже, чем для молибденовых и вольфрамовых проволочныхборок. Это приводит к большему энерговыделению за счет омического нагрева в проволоке из веществ с малой энергией сублимации, чем в проволоке из веществ с высоким уровнем энергии сублимации. Как следствие этого, относительное расширение остовов проволок из алюминия и меди в радиальном направлении оказывается несколько большим, чем для вольфрама. Также было показано, что к моменту пробоя и образования плазменной короны температура вольфрамовой проволоки близка к температуре ее плавления, а алюминиевые и медные проволоки должны находиться в расплавленном состоянии.

На основании анализа полученных данных о структуре (“остов-корона”) и радиальном размере области плазмообразования в проволочныхбороках, изготовленных из проволок различных веществ, была выбрана позиция расположения миниатюрного магнитного зонда вблизи внутренней границы ДПС. В экспериментах, результаты которых представлены ниже, радиальная позиция магнитного зонда находилась между 0.8 и 0.99 начального радиуса проволочной (или волоконной) сборки.

3.2. Результаты измерений тока вблизи области ДПС и восстановления временной зависимости интенсивности плазмообразования

На рисунках раздела 3.2 представлены экспериментальные данные измерений полного тока $I(t)$ и его производной dI/dt (кривые 1 и 2), магнитного поля (тока) вблизи области плазмообразования (кривая 3), тока $I_s^{изм}(t)$ в области ДПС (кривая 4), напряжения $U(t)$ (кривая 5) и импульса мощности МРИ P_{SXR} (кривая 6). В некоторых случаях на этих же рисунках приведены изображения с камеры оптической радиальной щелевой развертки, синхронизированные с представленными кривыми. Для каждого рассмотренного случая построены временные зависимости интенсивности плазмообразования, полученные по выражению (3).

W-проволочные сборки. На рис. 5 и 6 представлены результаты экспериментов (выстрелы № 4787 и № 4880) по сжатию W-проволочныхборок с одинаковыми параметрами: 40 W 6 мкм проволок линейной массы 220 мкг/см, радиус сборки – 10 мм, высота – 15 мм.

В этих выстрелах измерение тока вблизи области плазмообразования проводилось тремя зондами, установленными на радиусах (0.8–0.85) R_0 с шагом 120° в азимутальном направлении. Кривая 3 получена усреднением сигналов с зондов, что исключало очевидную зависимость азимутальной симметрии проникновения тока внутрь объема сборки от распределения тока по проволокам, возникшим, например, из-за несинхронности срабатывания модулей установки. Поэтому, рассмотрим именно эти два эксперимента с W-бороками в которых существенно различалась синхронизация модулей установки. В выстреле № 4787 абсолютный и среднеквадратичный разброс времени срабатывания модулей установки составлял $\Delta t_{jitter} = 23 \text{ нс}$ и $\sigma_{jitter} = 6 \text{ нс}$, соответственно. В выстреле № 4880 синхронизация модулей установки была хуже и составляла $\Delta t_{jitter} = 40 \text{ нс}$ и $\sigma_{jitter} = 12 \text{ нс}$.

Как следует из рис. 5а и 6а кривая 4, полученная вычитанием кривой 3 из кривой 1 и соответствующая току $I_s^{изм}$ в области плазмообразования, имеет немонотонный характер. Следовательно, и временная зависимость интенсивности плазмообразования $\dot{m}(t)$, рассчитанная по выражению (3) будет немонотонна (см. кривые 1 на рис. 5б и 6б). На протяжении первых 65–75 нс разряда временная зависимость $\dot{m}(t)$ пропорциональна полному току $I(t)$, согласно следующей функциональной зависимости $\dot{m}(t) \propto I^2(t)$. В некоторый момент времени t_{pp} (~75 нс разряда), когда кривые производной полного тока (кривая 2) и напряжения (кривая 5) перестают совпадать

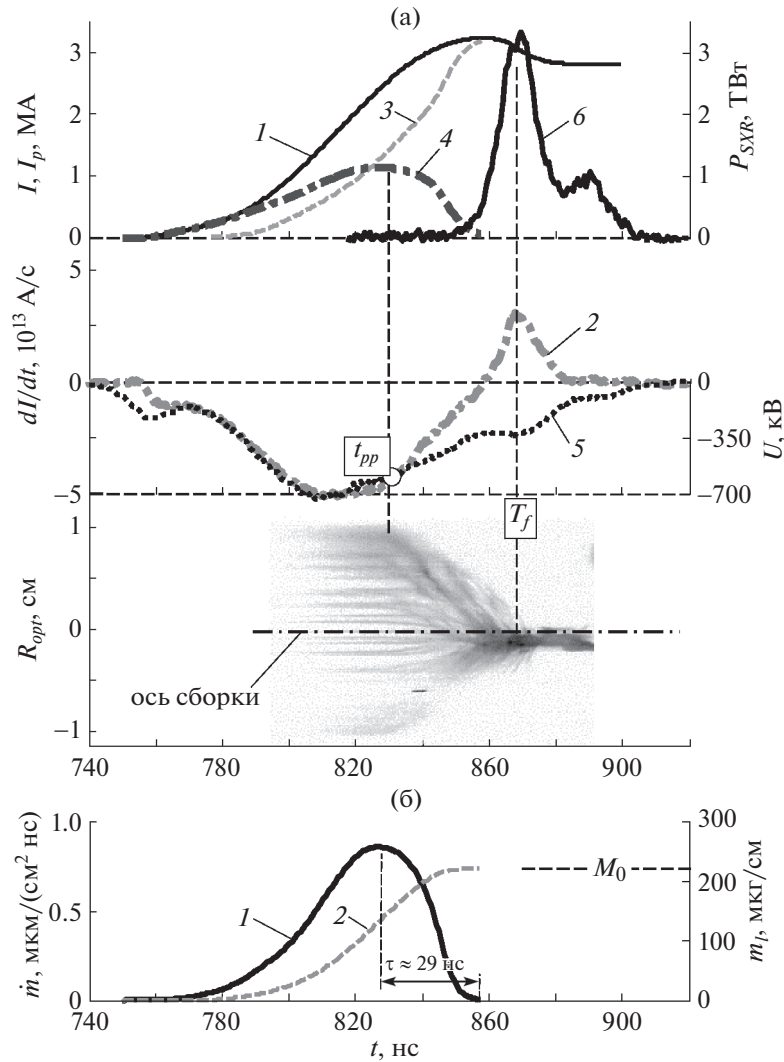


Рис. 5. Результаты эксперимента № 4787 с проволочной сборкой из 40 W 6 мкм проволок линейной массы 220 мкг/см, радиус сборки – 10 мм, высота – 15 мм: а) – временные зависимости: 1, 2 – полного тока и его производной; 3 – тока, измеренного тремя зондами на $r_p = 0.8R_0$ в различных позициях по азимутальному углу φ (шагом 120°); 4 – ток в области плазмообразования (получен путем вычитания из кривой 1 кривой 3); 5 – напряжения; 6 – импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); изображение (негатив) сжатия плазмы с оптической радиальной щелевой разверткой, синхронизированное с представленными кривыми. Щель радиальной оптической развертки расположена на высоте 1.0 см над поверхностью катода; T_f – время финального сжатия плазмы; б) – рассчитанные временные зависимости: 1 – интенсивности плазмообразования по выражению (3); 2 – линейной массы проволочной сборки, полученной путем интегрирования кривой 1 по выражению (4).

друг с другом (т.е., когда $U(t) \neq LdI/dt$), нарушается пропорциональность интенсивности плазмообразования квадрату полного тока, который продолжает возрастать, в то время как $\dot{m}(t)$ начинает убывать. Электротехнические измерения тока и напряжения указывают, что после момента времени t_{pp} начинает увеличиваться индуктивность проволочной сборки из-за ее сжатия (см. на рис. 5а и 5б изображения оптических щелевых разверток). Действительно, после этого момента времени наступает финальное сжатие плазмы

проволочной сборки. На этой стадии имплозии плазмообразование на периферии проволочной сборки заканчивается не мгновенно, а за конечное время, зависящее от многих факторов, например, от неодновременного окончания вещества остовов проволок, так и от неоднородной абляции вдоль длины самих проволок. К моменту времени t_{pp} около 60% полной массы остовов проволок находится в плазменном потоке, сжимающемся к оси сборки. Окончание абляции вещества остовов проволок происходит вблизи начала

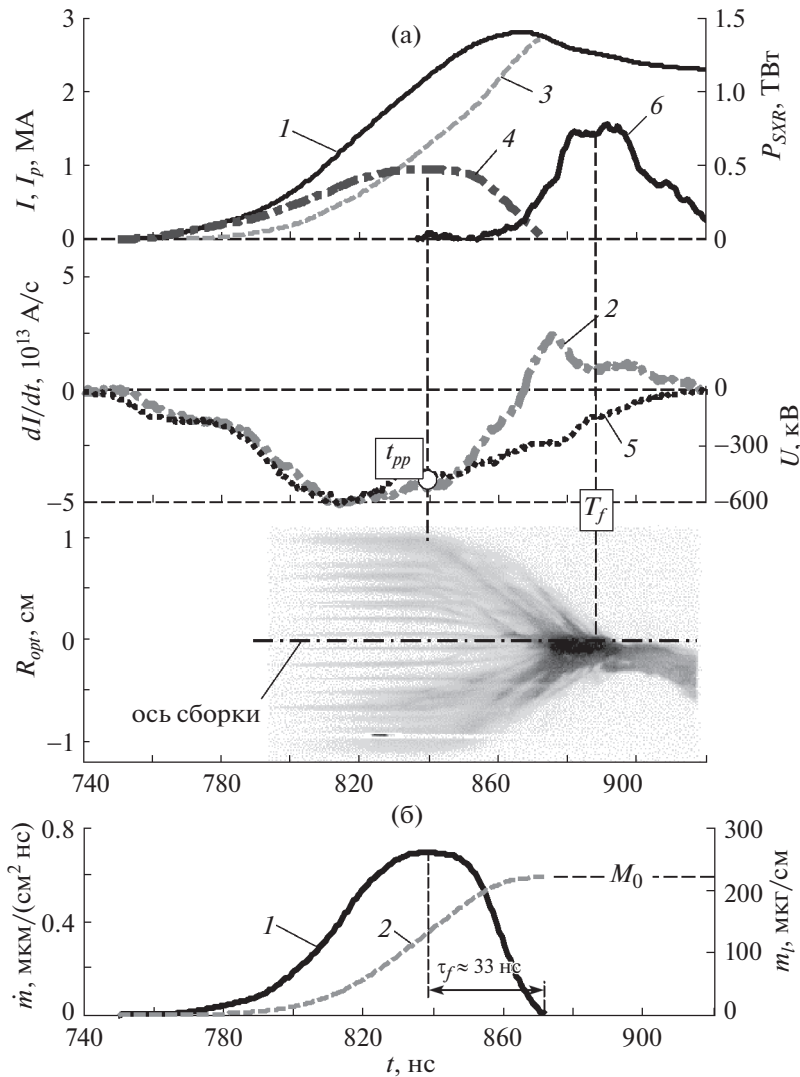


Рис. 6. Результаты эксперимента № 4880 с проволочной сборкой из 40 W 6 мкм проволочек линейной массы 220 мкг/см, радиус сборки – 10 мм, высота – 16.5 мм: а) – временные зависимости: 1, 2 – полного тока и его производной; 3 – тока, измеренного тремя зондами на $r_p = 0.85R_0$ в различных позициях по азимутальному углу φ (с шагом 120°); 4 – ток в области плазмообразования (получен путем вычитания из кривой 1 кривой 3); 5 – напряжения; б) – импульсы мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); изображение (негатив) сжатия плазмы с оптической радиальной щелевой развертки, синхронизированное с представленными кривыми. Щель радиальной оптической развертки расположена на высоте 1.0 см над поверхностью катода; T_f – время финального сжатия плазмы; б) – рассчитанные временные зависимости: 1 – интенсивности плазмообразования по выражению (3); 2 – линейной массы проволочной сборки, полученной путем интегрирования кривой 1 по выражению (4).

импульса МРИ, как следует из кривых 2 рис. 5б, 6б и кривых 6 рис. 5а, 6а.

Следует отметить, что время τ_f падения $\dot{m}(t) \rightarrow 0$ в рассматриваемых выстрелах оказалось различным. Так в выстреле № 4787 с меньшим временем разброса срабатывания модулей установки, интенсивность плазмообразования W-сборки уменьшается за 29 нс (см. рис. 5б), а в выстреле № 4880 с бдльшим разбросом срабатывания модулей установки это время уже $\tau_f \approx 33$ нс

(см. рис. 6б). Также в последнем случае кривая $\dot{m}(t)$ имеет более пологий максимум, чем кривая I , представленная на рис. 5б. Скорее всего, пологий максимум зависимости $\dot{m}(t)$ является следствием несинхронного окончания плазмообразования на проволоках W-сборки из-за неоднородного распределения тока по проволокам в случае большого разброса срабатывания модулей установки.

Более длительное и несинхронное окончание процесса плазмообразования на остовах проволочек

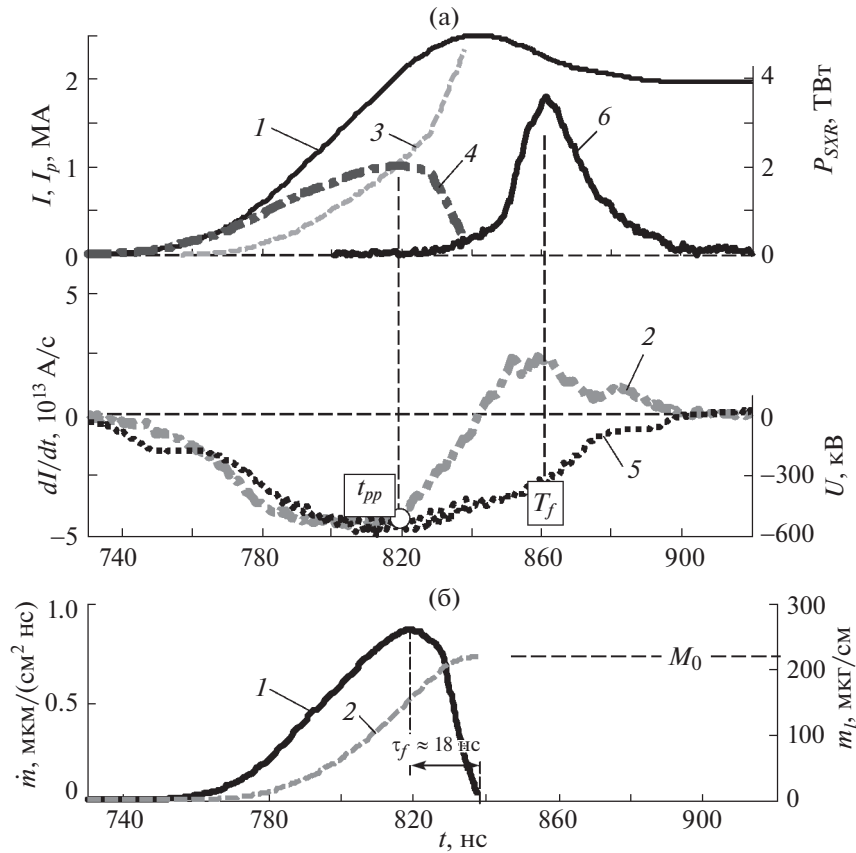


Рис. 7. Результаты эксперимента № 4525 с проволочной сборкой из 40 Al 15 мкм проволок линейной массы 220 мкг/см, радиус сборки – 10 мм, высота – 15 мм: а) – временные зависимости: 1,2 – полного тока и его производной; 3 – тока, измеренного зондом на $r_p = 0.9R_0$; 4 – ток в области плазмообразования (получен путем вычитания из кривой 1 кривой 3); 5 – напряжения; 6 – импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); T_f – время финального сжатия плазмы; б) – рассчитанные временные зависимости: 1 – интенсивности плазмообразования по выражению (3); 2 – линейной массы проволочной сборки, полученной путем интегрирования кривой 1 по выражению (4).

приводит к снижению скорости ввода энергии в приосевую область сборки сжимающейся плазмой, к образованию отставшей плазмы. Последняя, в свою очередь, шунтирует часть разрядного тока пинча. Следствием этих процессов на финальной стадии имплозии является снижение пиковой мощности с ~ 3 ТВт до ~ 0.7 ТВт и увеличение длительности заднего фронта импульса МРИ с ~ 14 нс до ~ 30 нс (см. кривые 6 на рис. 5а и 6а).

Al-проволочные сборки. В серии экспериментов с алюминиевыми проволочными сборками, имеющими те же параметры, что и рассмотренные выше вольфрамовые сборки, наблюдался подобный характер временной зависимости тока $I_s^{\text{изм}}(t)$, протекающего в области плазмообразования (ДПС). Как видно из рис. 7а и 8а, кривые 4 имеют немонотонный характер и определяют временную зависимость интенсивности плазмообразования $\dot{m}(t)$ (см. кривые 1 на рис. 7б и 8б) на стадии окончания действия источника плазмы. К

моменту времени $t_{pp} \approx 80$ нс разряда около 65–70% полной массы остовов Al-проволок находится в плазменном потоке, сжимающемся к оси сборки. Плазмообразование заканчивается вблизи момента начала импульса МРИ (см. кривые 4 и 6 на рис. 7а и 8а).

Увеличение разброса времен срабатывания модулей установки приводит к неравномерному распределению тока по проволокам в сборке, что, в свою очередь, влияет на характер временной зависимости $\dot{m}(t)$. На рис. 8б для выстрела № 4684, в котором абсолютный разброс времен срабатывания модулей установки был большим $\Delta t_{\text{jitter}} = 46$ нс, а среднеквадратичное отклонение $\sigma_{\text{jitter}} = 15$ нс, представлены две кривые $\dot{m}(t)$, восстановленные по сигналам двух зондов, расположенных на одинаковом радиусе $0.9R_0$, но в разных позициях в азимутальном направлении с шагом в 180° . Видно, что кривые отличаются друг от друга, имеют различный монотонно возрастающий пе-

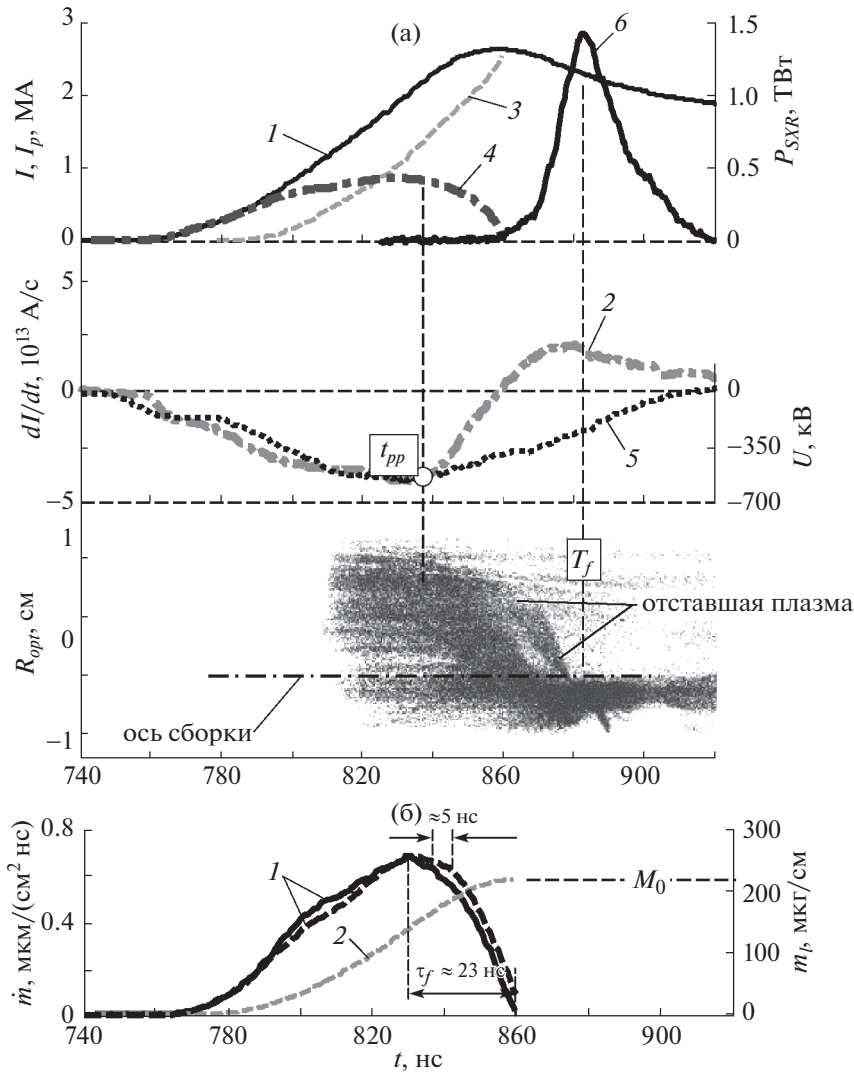


Рис. 8. Результаты эксперимента № 4684 с проволочной сборкой из 40 Al 15 мкм проволок линейной массы 220 мкг/см, радиус сборки – 10 мм, высота – 15 мм: а) – временные зависимости: 1, 2 – полного тока и его производной; 3 – тока, измеренного зондом на $r_p = 0.9R_0$; 4 – ток в области плазмообразования (получен путем вычитания из кривой 1 кривой 3); 5 – напряжения; 6 – импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); изображение (негатив) сжатия плазмы с оптической радиальной щелевой развертки, синхронизированное с представленными кривыми. Щель радиальной оптической развертки расположена на высоте 1.0 см над поверхностью катода; T_f – время финального сжатия плазмы; б) – рассчитанные временные зависимости: 1 – интенсивности плазмообразования по выражению (3) с использованием сигналов с 2-х зондов; 2 – линейной массы проволочной сборки, полученной путем интегрирования кривой 1 по выражению (4).

редний фронт и различный темп спада на заднем фронте. При этом различие длительности заднего фронта кривых $\dot{m}(t)$ составило около 5 нс. Также следует заметить, что представленные на рис. 8б зависимости $\dot{m}(t)$ имеют другой характер изменения во времени, чем представленная на рис. 7б зависимость $\dot{m}(t)$ (см. кривую 1) для выстрела № 4525 с хорошей синхронизацией модулей установки ($\Delta t_{jitter} = 16$ нс, $\sigma_{jitter} = 5$ нс). При плохой синхронизации модулей установки наблюдается медленный и пологий выход интенсивности

плазмообразования $\dot{m}(t)$ на пиковое значение около 0.68 мкг/($cm^2 \cdot ns$), а также медленный спад $\dot{m}(t) \rightarrow 0$. На изображении радиальной оптической развертки (см. рис. 8а) зарегистрировано несинхронное и несимметричное относительно оси сжатие плазмы Al-сборки.

Как и для W-сборок, следствием малого темпа уменьшения $\dot{m}(t)$ на стадии окончания плазмообразования являлось понижение пиковой мощности импульса МРИ до 2.8 ТВт и увеличение дли-

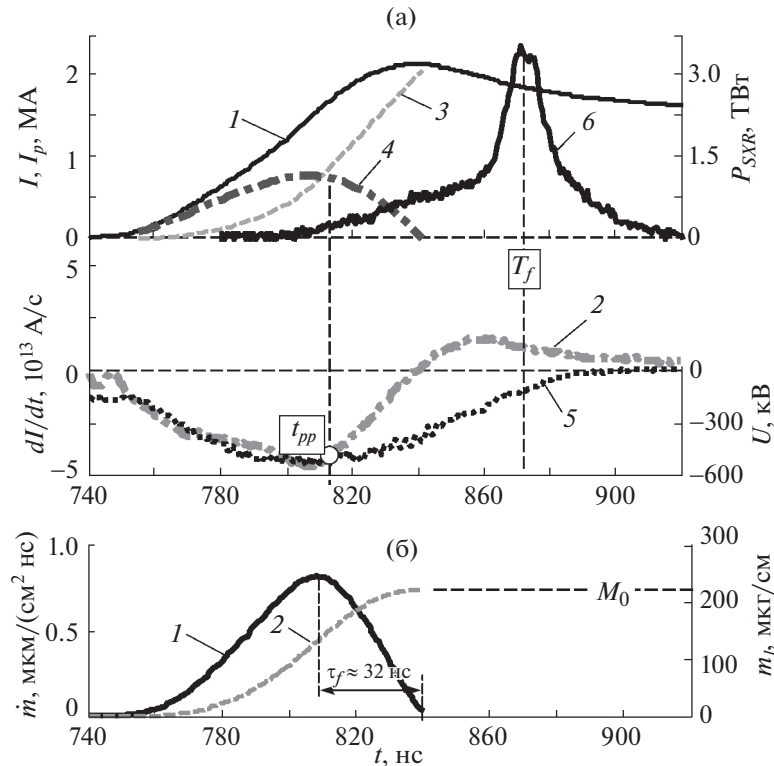


Рис. 9. Результаты эксперимента № 4533 с проволочной сборкой из 8 Cu 20 мкм проволок линейной массы 224 мкг/см, радиус сборки – 10 мм, высота – 15 мм: а) – временные зависимости: 1, 2 – полного тока и его производной; 3 – тока, измеренного зондом на $r_p = 0.9R_0$; 4 – ток в области плазмообразования (получен путем вычитания из кривой 1 кривой 3); 5 – напряжения; 6 – импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); T_f – время финального сжатия плазмы; б) – рассчитанные временные зависимости: 1 – интенсивности плазмообразования по выражению (3); 2 – линейной массы проволочной сборки, полученной путем интегрирования кривой 1 по выражению (4).

тельности его заднего фронта до ~ 37 нс по сравнению со случаем сжатия Al-сборки (выстрел № 4525, $P_{SXR}^{\max} = 3.6$ ТВт, $\Delta t_{bf} \approx 33$ нс), когда темп уменьшения $\dot{m}(t) \rightarrow 0$ был выше (см. кривую 1 на рис. 7б).

Также следует отметить, что по совокупности выстрелов в среднем темп спада зависимости $\dot{m}(t)$ для Al-сборок оказался выше, чем для W-сборок. Так, в выстрелах № 4525 и № 4787 с малым абсолютным разбросом (среднеквадратичным отклонением) времен срабатывания модулей установки $\Delta t_{jitter} = 16$ нс ($\sigma_{jitter} = 5$ нс) и $\Delta t_{jitter} = 23$ нс ($\sigma_{jitter} = 6$ нс), соответственно, время τ_f уменьшения $\dot{m}(t) \rightarrow 0$ для Al-сборок составляет ~ 18 нс, в то время как для W-сборок это время больше $\tau_f \sim \sim 29$ нс (см. кривые 1 на рис. 6б и 5б).

Си- и Мо-проволочные сборки. Проведены эксперименты с проволочными сборками начальным радиусом 10 мм, изготовленными из 20 мкм медных проволок или 20 мкм молибденовых проволок. Их количество было небольшим – 8 (для Си) и 16 (для Мо). Соответствующие линей-

ные массы проволочныхборок – 224 мкг/см и 365 мкг/см. Данные эксперименты по сжатию плазмы малопроволочных медных и молибденовыхборок были необходимы для сравнения полученных временных зависимостей интенсивностей плазмообразования в экспериментах с волоконными сборками с малым числом капроновых волокон. На рис. 9 и 10 представлены результаты этих экспериментов.

Рассчитанные по выражению (3) временные зависимости $\dot{m}(t)$ имеют меньший темп спада на стадии окончания плазмообразования (см. кривые 1 на рис. 9б и 10б), чем темп уменьшения величины $\dot{m}(t)$ в случае алюминиевых и вольфрамовыхборок. Длительность заднего фронта импульса МРИ для Си-сборок составила $\Delta t_{bf} \sim 30$ нс при времени спада $\dot{m}(t) \rightarrow 0$ $\tau_f \sim 32$ нс, а для Мо-сборок соответственно – $\Delta t_{bf} \sim 60$ нс при $\tau_f \sim 31$ нс. Пиковая мощность излучения в этих выстрелах составила ~ 3.4 ТВт и ~ 1.3 ТВт соответственно (см. кривые 6 на рис. 9а и 10а). Следует отметить, что в случае молибденовых 20 ммборок линейная масса была далека от оптимального значения

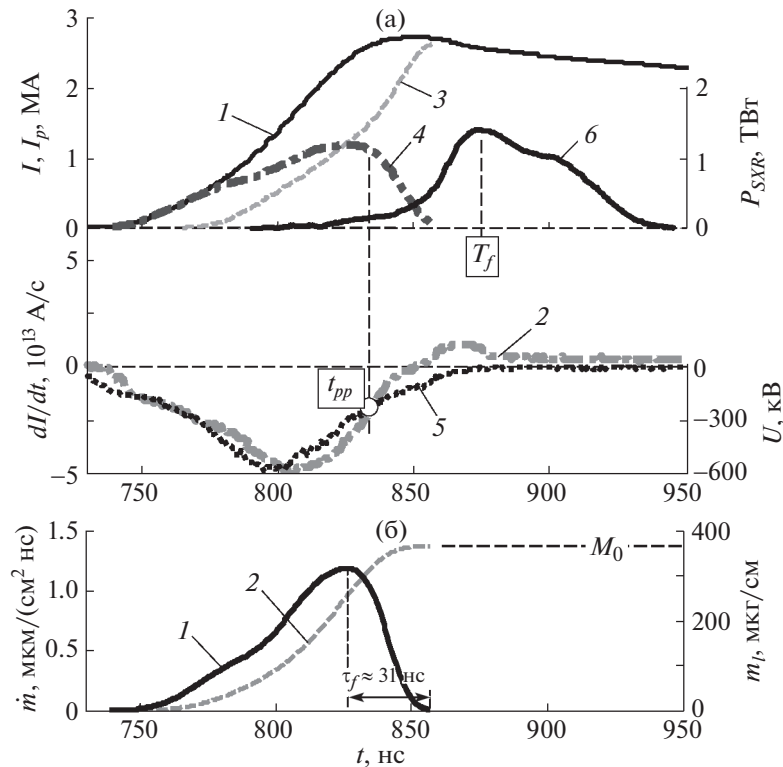


Рис. 10. Результаты эксперимента № 4536 с проволочной сборкой из 16 Мо 20 мкм проволоки линейной массы 365 мкг/см, радиус сборки – 10 мм, высота – 15 мм: а) – временные зависимости: 1, 2 – полного тока и его производной; 3 – тока, измеренного зондом на $r_p = 0.9R_0$; 4 – ток в области плазмообразования (получен путем вычитания из кривой 1 кривой 3); 5 – напряжения; 6 – импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); T_f – время финального сжатия плазмы; б) – рассчитанные временные зависимости: 1 – интенсивности плазмообразования по выражению (3); 2 – линейной массы проволочной сборки, полученной путем интегрирования кривой 1 по выражению (4).

(165–220 мкг/см), что обусловило малую амплитуду и большую длительность импульса МРИ.

Также следует заметить, что уменьшение интенсивности плазмообразования для Cu- и Mo-сборок происходит уже на переднем фронте импульса МРИ, что может быть частично обусловлено вкладом энергии излучения в процесс плазмообразования на периферии сборки. Как было показано в экспериментах со смешанными капрон-вольфрамовыми и металлизированными волоконными сборками, излучение плазмы из приосевой области повышает интенсивность процесса плазмообразования вещества, оставшегося на периферии сборки [37, 39].

Волоконные капроновые сборки. В следующей серии экспериментов изучался характер временной зависимости интенсивности плазмообразования в волоконных сборках, изготовленных из капроновых 25 мкм волокон, линейная масса которых (5.5 мкг/см) соответствовала линейной массе 6 мкм вольфрамовых и 15 мкм алюминиевых проволок, эксперименты с которыми были рассмотрены выше. Отличием начальной стадии

инициации разряда в таких сборках по сравнению с проволочными является отсутствие омической стадии нагрева вещества пластиковых волокон.

Также для сравнения представлены результаты с металлизированными волоконными сборками, когда на капроновые волокна методом вакуумного термического напыления [10] был нанесен слой вещества с высоким атомным номером. Применение такого типа лайнера позволило исследовать процесс плазмообразования и динамику сжатия плазмы различных веществ и их смесей, ранее недоступных для изучения в виде проволок – индий, олово и висмут. В данной работе рассмотрим результаты экспериментов с волоконными сборками с нанесением висмута.

На рис. 11 и 12 представлены результаты экспериментов (выстрелы № 4681 и № 4682) по сжатию плазмы волоконныхборок с начальным радиусом 10 мм, изготовленных из 8 или 16 капроновых 25 мкм волокон, линейной массы 44 мкг/см и 88 мкг/см, соответственно. Эксперименты показали, что в случае малого количества

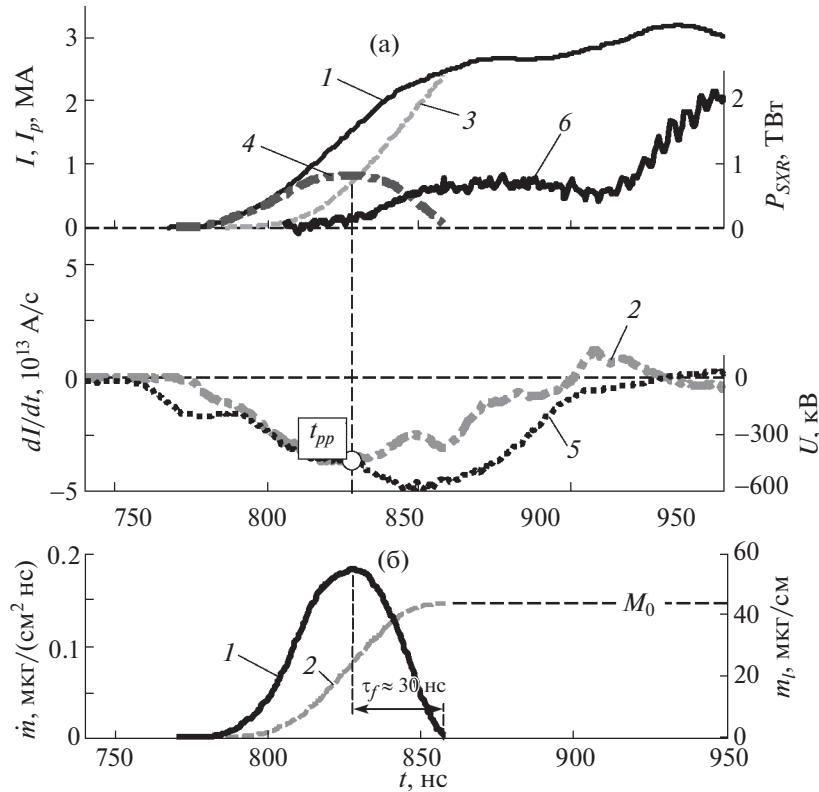


Рис. 11. Результаты эксперимента № 4681 с волоконной сборкой из 8 капроновых 25 мкм волокон линейной массы 44 мкг/см, радиус сборки – 10 мм, высота – 15 мм: а) – временные зависимости: 1, 2 – полного тока и его производной; 3 – тока, измеренного зондом на $r_p = 0.9R_0$; 4 – ток в области плазмообразования (получен путем вычитания из кривой 1 кривой 3); 5 – напряжения; 6 – импульса мощности МРИ ($h\nu > 20$ эВ); б) – рассчитанные временные зависимости: 1 – интенсивности плазмообразования по выражению (3); 2 – линейной массы проволочной сборки, полученной путем интегрирования кривой 1 по выражению (4).

волокон в сборке ($N = 8$) плазмообразование успевает закончиться еще во время действия импульса напряжения генератора установки (см. кривую 5 на рис. 11а и кривую 1 на рис. 11б). В случае большего числа волокон ($N = 16$) плазмообразование не успевает закончиться во время рабочего импульса установки (см. соответствующие кривые на рис. 12а, б). В последнем случае обращает на себя внимание форма переднего фронта временной зависимости интенсивности плазмообразования $\dot{m}(t)$ (см. кривую 1 на рис. 12б). На ее переднем фронте присутствует “особенность”, связанная с динамикой сжатия плазмы предвестника в сборках такого типа. Следует отметить, что такая “особенность” на кривой $\dot{m}(t)$ наблюдалась и при большом числе волокон в сборке ($N = 30$ и 40). Было зарегистрировано, что сжимающаяся плазма предвестника на стадии плазмообразования уносит с собой большую часть тока (до 1 МА) по сравнению со случаем проволочныхборок (~ 100 – 200 кА) [37]. Из-за малой излучательной способности плазмы капрона ($[-\text{HN}(\text{CH}_2)_5\text{CO}-]_n$,

$Z_{\text{сред}} \approx 3.3$) не происходит компактного сжатия плазменного предвестника в приосевой области сборки и он испытывает расширение вплоть до половины начального радиуса сборки [46]. Это, в свою очередь, передает возмущение на периферию волоконной сборки. Магнитный зонд расположенный вблизи области плазмообразования регистрирует замедление проникновения плазмы с током внутрь радиуса своего расположения.

При этом ток $I_s^{\text{изм}}$, протекающий в области плазмообразования, начинает сильнее возрастать (см. кривую 4 на рис. 12а), что и обуславливает наблюдаемое на кривой 1 рис. 12б повышение темпа роста $\dot{m}(t)$. На профиле $\dot{m}(t)$ в случае $N = 16$ волокон в сборке наблюдается пологий максимум и длительный задний фронт ($\tau_f \approx 50$ нс). В случае, когда было $N = 8$ волокон в сборке, задний фронт уменьшения $\dot{m}(t)$ на стадии окончания плазмообразования оказался короче – $\tau_f \approx 30$ нс (см. рис. 11б).

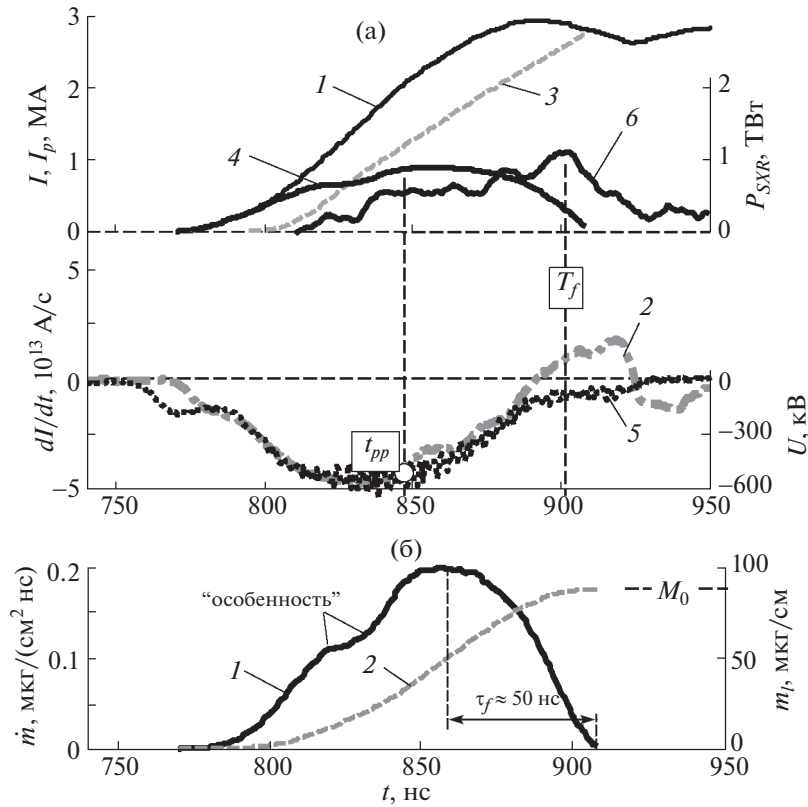


Рис. 12. Результаты эксперимента № 4682 с волоконной сборкой из 16 капроновых 25 мкм волокон линейной массы 88 мкг/см, радиус сборки – 10 мм, высота – 15 мм: а) – временные зависимости: 1,2 – полного тока и его производной; 3 – тока, измеренного зондом на $r_p = 0.9R_0$; 4 – ток в области плазмообразования (получен путем вычитания из кривой I кривой 3); 5 – напряжения; 6 – импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); T_f – время финального сжатия плазмы; б) – рассчитанные временные зависимости: 1 – интенсивности плазмообразования по выражению (3); 2 – линейной массы проволоочной сборки, полученной путем интегрирования кривой 1 по выражению (4).

Проникновение большого магнитного потока вместе с плазмой предвестника в приосевую область волоконной сборки связано с невысокой интенсивностью плазмообразования капроновых волокон (см. кривые 1 на рис. 11б и 12б) по сравнению с проволоочными сборками. В нашем случае оказалось, что величина $\dot{m}_{\text{капрон}}$ меньше $\dot{m}_{\text{провода}}$ примерно в 2.5–3 раза [37]. В самом деле, если под воздействием разрядного тока генератора в каждый момент времени образуется небольшое количество массы плазмы, то под воздействием силы Ампера данное количество плазмы с большей скоростью V_r проникает внутрь сборки, согласно следующему выражению $\dot{m} \cdot V_r \propto (I/R_0)^2$. Тем самым в каждый момент времени по предвестнику в волоконной сборке протекает больший ток, чем в случае имплозии проволоочных сборок.

Металлизированные волоконные сборки (капрон + Вi). Интересным с точки зрения исследования процесса плазмообразования является определение временной зависимости интенсивности

плазмообразования в металлизированных волоконных сборках. На рис. 13 представлены результаты эксперимента (выстрел № 4690) по сжатию волоконной сборки с начальным радиусом 10 мм, состоящей из 16 капроновых волокон линейной массы 88 мкг/см. Равномерно вдоль всей длины 25 мкм волокон был нанесен слой висмута толщиной 1.2 мкм, что соответствовало линейной массе 154 мкг/см. Как следует из изображения, полученного при помощи оптической радиальной щелевой развертки, плазма преимущественно состоящая из висмута сжимается к оси сборки раньше, чем плазма капроновых волокон, т.к. $\dot{m}_{\text{Bi}} > \dot{m}_{\text{капрон}}$ [19, 39]. В это же время на начальном радиусе сборки наблюдается свечение плазмы капроновых волокон. К моменту времени t_{pp} (см. рис. 13а) измеренный магнитным зондом ток в области ДПС уже уменьшается (см. кривую 4). Это приводит к падению интенсивности плазмообразования на периферии волоконной сборки (см. кривую 1 на рис. 13б). Появление излучения от сжимающейся на оси сборки плазмы висмута

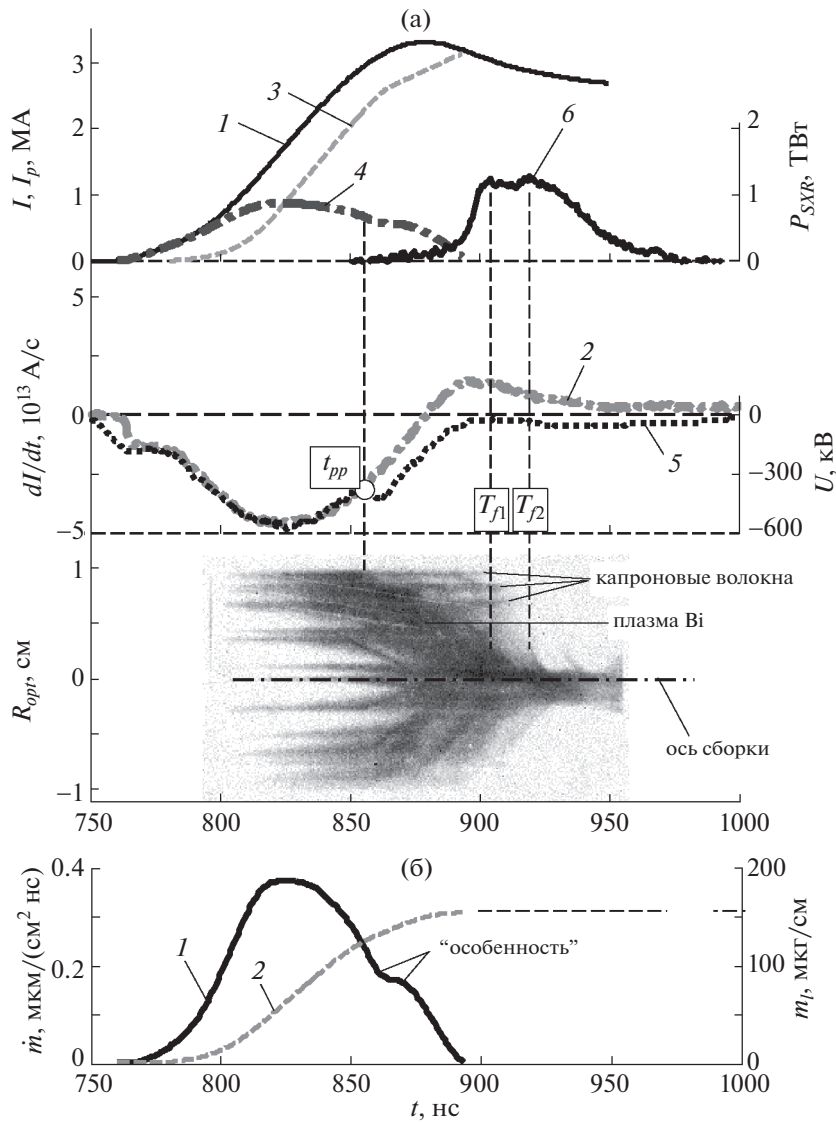


Рис. 13. Результаты эксперимента № 4690 с волоконной сборкой из 16 капроновых 25 мкм волокон линейной массы 88 мкг/см с металлизацией слоем Bi (толщиной 1.2 мкм, 154 мкг/см) вдоль волокон. Радиус сборки – 10 мм, высота – 15 мм: а) – временные зависимости: 1, 2 – полного тока и его производной; 3 – тока, измеренного зондом на $r_p = 0.9R_0$; 4 – ток в области плазмообразования (получен путем вычитания из кривой 1 кривой 3); 5 – напряжения; 6 – импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); изображение (негатив) сжатия плазмы с оптической радиальной шелевой развертки, синхронизированное с представленными кривыми. Щель радиальной оптической развертки расположена на высоте 1.0 см над поверхностью катода; T_f – время финального сжатия плазмы; б) – рассчитанные временные зависимости: 1 – интенсивности плазмообразования по выражению (3); 2 – линейной массы проволоочной сборки, полученной путем интегрирования кривой 1 по выражению (4).

замедляет уменьшение тока в области плазмообразования (см. кривые 4 и б на рис. 13а). Это свидетельствует о частичном шунтировании разрядного тока периферийной плазмой капроновых волокон. На кривой 1 рис. 13б этот процесс отражается в виде “особенности” на заднем фронте временной зависимости $\dot{m}(t)$. К моменту максимального сжатия плазмы висмута (см. момент T_{f1} на рис. 13а) пиковая мощность излучения до-

стигает ~ 1 ТВт. Отставшая плазма капроновых волокон сжимается к оси сборки к моменту времени T_{f2} .

Получается, что воздействие потока излучения Z-пинча плазмы висмута способствует эффективному производству плазмы капроновых волокон. Подобное явление сжатия плазмы капроновых волокон в присутствии сильноизлучающей плазмы веществ с высоким и средним

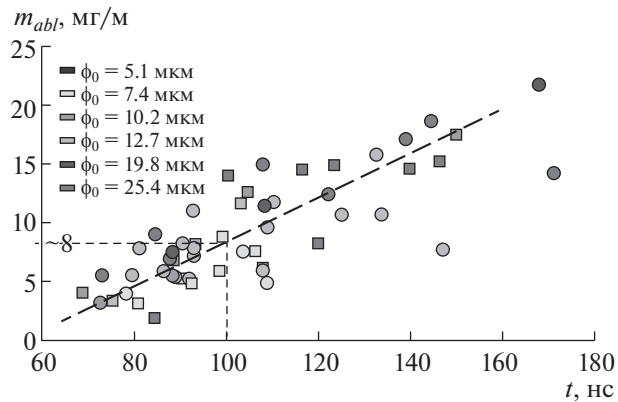


Рис. 14. Временная зависимость аблированной массы $m_{abl}(t)$ проволок W-сборки. Рисунок взят из работы [53].

атомным номером (вольфрам и алюминий) наблюдалось нами ранее в экспериментах [37]. При этом задний фронт временной зависимости $\dot{m}(t)$ имеет некоторую “особенность”. Следует заметить, что при увеличении числа волокон в металлизированной сборке и увеличении массы вещества металлизации волокон момент “особенности” на кривой $\dot{m}(t)$ смещается позже по времени.

Сравнивая результаты экспериментов с волоконной сборкой и с такой же металлизированной сборкой (выстрелы № 4681 и № 4690) получаем, что слой металлизации волокон веществами с высоким атомным номером повышает примерно в 2 раза величину интенсивности плазмообразования в такого типа сборках по сравнению с волоконными сборками без слоя металлизации (сравни кривые 1 на рис. 116 и 136).

Таким образом, характер временной зависимости интенсивности плазмообразования в металлизированных волоконных сборках в основном определяется плазмообразованием вещества слоя металлизации капроновых волокон, в данном случае висмута. На стадии окончания плазмообразования, когда $\dot{m}(t) \rightarrow 0$, начиная с некоторого момента времени, вклад в величину скорости плазмообразования дает МРИ сжимающейся на оси сборки плазмы висмута. Тем самым повышается плазмообразование вещества на периферии волоконной сборки, состоящего в основном из капроновых волокон, и темп уменьшения $\dot{m}(t)$ замедляется.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

4.1. Сравнение количественных данных об интенсивности затянутого плазмообразования в проволочных или металлизированных волоконных сборках, изготовленных из различных веществ

По совокупности экспериментов с проволочными и металлизированными волоконными

сборками получены количественные данные об интенсивности плазмообразования $\dot{m}(t)$ и $\dot{m}_D(t)$ в $\text{мкг}/(\text{см}^2 \cdot \text{нс})$ и соответствующие им коэффициенты K'_m и K_m в $\text{мкг}/(\text{МА}^2 \cdot \text{нс})$, входящие в выражения (2) и (3). В табл. 1 сведены указанные выше данные, в том числе данные о времени $\Delta t_{0.9/0.1}$ спада $\dot{m}(t)$ по уровню 0.9–0.1 от ее пикового значения \dot{m}_{\max} . По совокупности выстрелов для каждой величины определены ее среднее значение и среднеквадратичное отклонение (представлены в таблице в виде $\bar{A} \pm \sigma_A$). Также в таблице приведены параметры плазменных лайнеров, изготовленных из проволок или волокон различных веществ, указана позиция магнитного зонда внутри лайнера вблизи области плазмообразования.

Как следует из табл. 1, значение коэффициента K'_m для W-проволок составляет величину $K'_m{}^W = (0.95 \pm 0.44) \text{ мкг}/(\text{МА}^2 \cdot \text{нс})$, а коэффициент K_m в пересчете по выражению (7) составляет величину $K_m{}^W = (0.17 \pm 0.08) \text{ мкг}/(\text{МА}^2 \cdot \text{нс})$. Это хорошо соответствует значению $K_m = (0.125 - 0.180) \text{ мкг}/(\text{МА}^2 \cdot \text{нс})$, полученному ранее в экспериментах на установке Ангара-5-1. Такое же хорошее соответствие коэффициентов K_m для Mo- и Al-проволок, пересчитанных из значений K'_m (см. 7-й столбик табл. 1) дает сравнение с данными работы [46], где было получено значение для $K_m{}^{Mo} = (0.128 - 0.145) \text{ мкг}/(\text{МА}^2 \cdot \text{нс})$ и $K_m{}^{Al} = (0.136 - 0.200) \text{ мкг}/(\text{МА}^2 \cdot \text{нс})$, соответственно. Из приведенных в табл. 1 количественных данных следует, что интенсивность плазмообразования волоконныхборок из капроновых нитей существенно меньше, чем дляборок, изготовленных из металлических проволок. В частности, из данной таблицы следует, что интенсивность плазмообразования для капроновых волокон меньше, чем для W-проволок в 2.9 раза. Ранее такой же результат

Таблица 2. Некоторые параметры МГД -расчета

| № выстрела | Параметры нагрузки* | K_m^* , мкг/(МА ² ·нс) | α | t_{pp} , нс | τ_f' , нс |
|------------|------------------------|-------------------------------------|----------|---------------|----------------|
| 4529 | 40 W 6 мкм, 220 мкг/см | 0.125 | 1.8 | 72 | 31 |
| 4524 | 40 Al 15 мкм | 0.136 | 1.73 | 72 | 18 |
| 4526 | 40 Al 15 мкм | | 1.75 | 70 | 23 |

Примечание: 220 мкг/см, $R_0 = 1$ см, $h = 15$ мм

($\dot{m}_{капрон} < \dot{m}_W$ в 2.5–3 раза) получен в экспериментах на установке Ангара-5-1 из анализа электро-технических измерений тока, напряжения и оптических радиальных щелевых разверток [37]. В металлизированных волоконных сборках основной вклад в величину интенсивности плазмообразования дает вещество металлзации волокон. Например, висмут толщиной 1.2 мкм, нанесенный на 16 капроновых волокон, повышает интенсивность плазмообразования почти в 2 раза по сравнению с такой же волоконной сборкой без металлзации.

Для сравнения с результатами данной работы следует отметить эксперименты [53] на установке COBRA (1–1.2 МА, 95–100 нс), на которой проводились измерения распределения плотности плазмы в окрестности остовов взорванных проволок W-сборки методом абсолютно калиброванной радиографии. В данной работе получена временная зависимость аблированной линейной массы m_{abl} (в мг/м) вольфрамовых проволок (см. рис. 14) при уровне поверхностной плотности вещества ниже 5 мг/м². Показано, что скорость абляции материала с остова проволоки практически нечувствительна к начальному диаметру проволок в широком диапазоне значений диаметров ~5 мкм – ~25 мкм. Как следует из данного рисунка, за время действия рабочего импульса установки ~100 нс амплитудой ~1 МА в плазму успевает перейти около 8 мг/м вещества проволок лайнера. Этому соответствует грубая оценка интенсивности плазмообразования $\dot{m}_{abl} \approx 0.10–0.16$ мкг/(см²·нс), отнесенная к единице боковой поверхности цилиндрического лайнера с начальным радиусом 0.4–0.6 см. Сделанная оценка \dot{m}_{abl} хорошо соответствует приведенному в табл. 1 (см. 7-й столбец) диапазону значений интенсивности плазмообразования для W-сборок.

4.2. Сравнение с результатами численного одномерного МГД-моделирования

Следует отметить, что простой метод определения величины $\dot{m}(t)$ по выражению (3), представленный в этой работе, несколько отличен от метода ее определения по одномерной МГД-мо-

дели с использованием данных магнитных измерений, выполненных ранее в работах [18, 32], но дает качественно похожие результаты.

В одномерной МГД-модели интенсивность плазмообразования (2) с учетом того, что в эксперименте величина $\dot{m}(t)$ на финальной стадии имплозии лайнера стремится к нулю не мгновенно, а за конечное время, может быть записана следующим образом

$$\dot{m}_{MHD}(t) = \begin{cases} K_m^* \left(\frac{I(t)}{R_0} \right)^\mu, & t < t_{pp} \\ [C_1 + C_2(t - t_{pp})] e^{-\frac{(t-t_{pp})^2}{\tau_f'^2}}, & t \geq t_{pp}, \end{cases} \quad (8)$$

Из выражений (8) следует, что при таком расчете по МГД-модели существует три основных подгоночных параметра t_{pp} , τ_f' и μ . Последний более или менее известен из теории [16], проверен в эксперименте [18] и лежит в диапазоне 1.8–2.0. Времена t_{pp} и τ_f' подбираются, исходя из особенностей измеренных временных профилей $B_\varphi(0.5R_0, t)$ и импульса мощности МРИ. В некоторых случаях дополнительно осуществлялось сравнение расчетного напряжения с измеренным на сепаратрисе [45]. Константы C_1 и C_2 выбираются из условия гладкого сопряжения профиля $\dot{m}_{MHD}(t)$ при $t = t_{pp}$. Как будет показано ниже, модель затянутого плазмообразования (8) с 2–3 свободными параметрами неплохо описывает данный набор экспериментальных данных для вольфрамовых и алюминиевыхборок. При этом следует заметить, что параметр t_{pp} естественным образом находится в методе определения $\dot{m}(t)$, согласно выражению (3), по максимуму измеренной зависимости $I_s^{изм}(t)$ (см. рис. 16).

Был проведен численный эксперимент при помощи одномерного МГД-кода [18, 32] сжатия многопроволочной сборки с заданным источником плазмы $\dot{m}_{MHD}(t)$ согласно выражению (8) для нескольких вариантов подгоночных параметров (t_{pp} и τ_f'). Линейная масса сборки и ее начальный радиус были выбраны те же, что использовались в

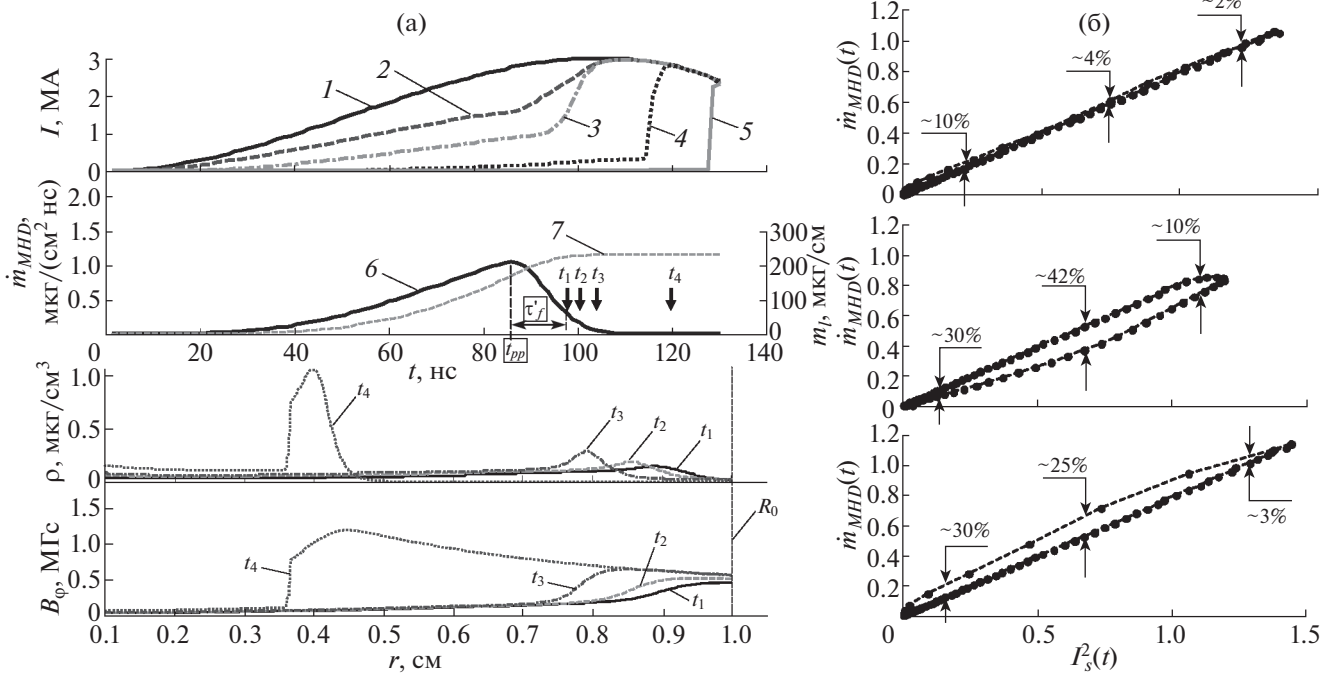


Рис. 15. Результаты численного одномерного МГД-моделирования сжатия многопроволочной сборки из 40 W 6 мкм проволок линейной массы 220 мкг/см, расположенных на начальном радиусе сборки $R_0 = 10$ мм: а) сверху представлены временные зависимости: 1 – полного тока; 2–5 – токов на радиусах $r = R_0-0$ (на радиусе внутренней границы ДПС), $r = 0.9R_0$, $r = 0.5R_0$ и $r = 0.1R_0$, соответственно; 6 – интенсивности плазмообразования $\dot{m}_{MHD}(t)$, заданной по выражению (8) при следующих значениях $t_{pp} \approx 85$ нс и $\tau'_f \approx 10.5$ нс; 7 – линейной массы проволочной сборки, полученной путем интегрирования кривой б по выражению (4). Внизу – радиальные зависимости плотности плазмы $\rho(r, t)$ и магнитного поля $B_\phi(r, t)$ на моменты времени t_1-t_4 , указанные вертикальными стрелками (\downarrow); б) 1–3 – параметрические кривые $\{I_s(t)^2, \dot{m}_{MHD}(t)\}$ у которых первая величина (I_s^2) – рассчитанная как квадрат тока в области плазмообразования (ДПС), а вторая (\dot{m}_{MHD}) – заданная по выражению (8) при различных параметрах ($t_{pp} \approx 85$ нс и $\tau'_f = 10.5$ нс), ($t_{pp} \approx 75$ нс и $\tau'_f = 21$ нс) и ($t_{pp} \approx 90$ нс и $\tau'_f = 5.25$ нс), сверху вниз соответственно.

эксперименте – 220 мкг/см и $R_0 = 1$ см, соответственно. На рис. 15 представлены результаты МГД-моделирования. На рис. 15а показаны временные зависимости полного тока, заданного в виде функциональной зависимости $I(t) = I_m t^2 (3t_{maxI} - 2t) / t_{maxI}^3$, рассчитанных токов на различных радиусах сборки, а также интенсивности плазмообразования $\dot{m}_{MHD}(t)$ и линейной массы $m_l(t)$. В расчетах было выбрано $I_m = 3$ МА, а $t_{maxI} = 105$ нс. На этом же рисунке, для варианта расчета с параметрами ($t_{pp} \approx 85$ нс и $\tau'_f = 10.5$ нс) показаны радиальные распределения плотности плазмы $\rho(r, t)$ и магнитного поля $B_\phi(r, t)$ на моменты времени t_1-t_4 , указанные вертикальными стрелками (\downarrow), на финальной стадии плазмообразования (времена t_1-t_3), когда величина $\dot{m}_{MHD}(t) \rightarrow 0$, и на финальной стадии сжатия плазмы сборки (момент t_4).

На рис. 15б представлены параметрические кривые $\{I_s(t)^2, \dot{m}_{MHD}(t)\}$ у которых первая величина (I_s^2) – рассчитанная как квадрат тока в области плазмообразования (ДПС), а вторая (\dot{m}_{MHD}) – заданная по выражению (8) при различных параметрах ($t_{pp} \approx 85$ нс и $\tau'_f = 10.5$ нс), ($t_{pp} \approx 75$ нс и $\tau'_f = 21$ нс) и ($t_{pp} \approx 90$ нс и $\tau'_f = 5.25$ нс), сверху вниз соответственно. Следует заметить, что три разных значения времени τ'_f спада $\dot{m}_{MHD}(t)$ на стадии окончания плазмообразования при сохранении остальных физических параметров (массы лайнера и коэффициента K_m^* при начальном росте $\dot{m}_{MHD}(t)$, $t < t_{pp}$) были взяты, чтобы увидеть насколько сильно меняется формальная “зависимость” $\dot{m}_{MHD}(t) \propto I_s^2(t)$ от разных параметров. Этот диапазон времен τ'_f , по нашему мнению, охватывает все возможные экспериментальные ситуации. Из представленных параметрических

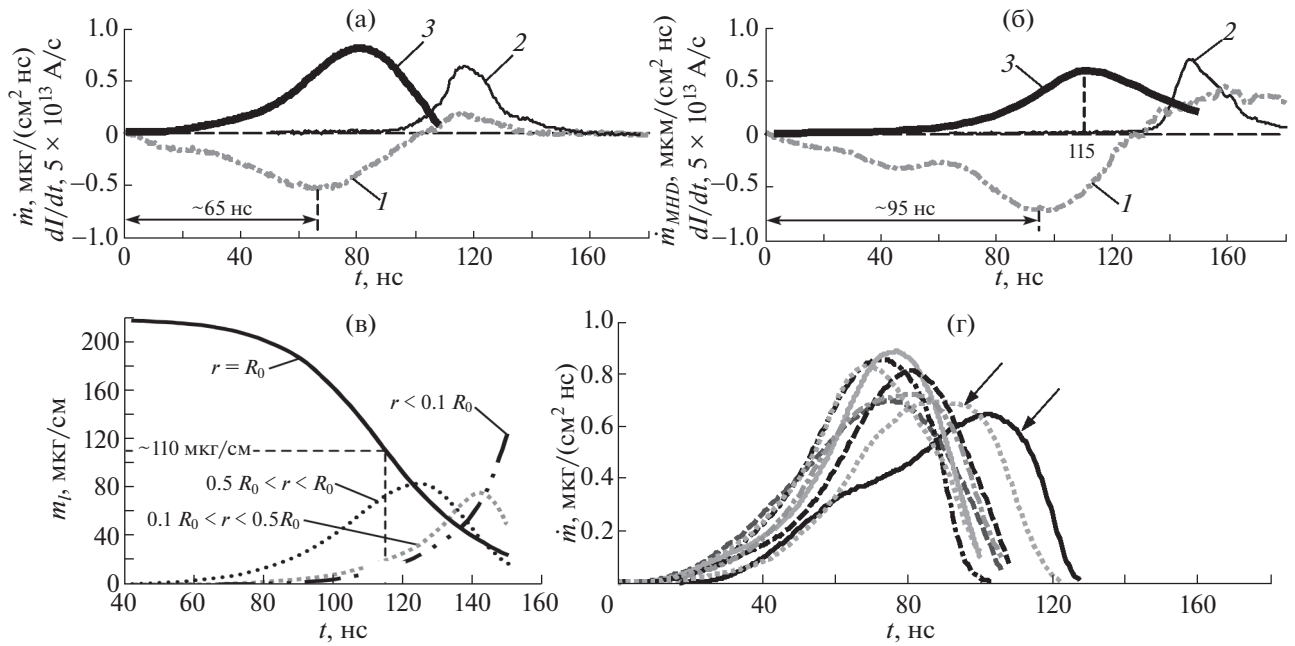


Рис. 16. Результаты сравнения восстановленной интенсивности плазмообразования $\dot{m}(t)$ с результатами численного одномерного МГД-моделирования $[\dot{m}_{MHD}(t)]$ для многопроволочной сборки из 40 W 6 мкм проволок линейной массы 220 мкг/см. Начальный радиус сборки $R_0 = 10$ мм, высота – 15–16.5 мм. Временные зависимости: 1 – производной полного тока (в А/с); 2 – импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ, в отн. ед.); 3 – интенсивности плазмообразования $\dot{m}(t)$ и $\dot{m}_{MHD}(t)$ [в мкг/(см²·нс)], рассчитанной соответственно: а) – по выражению (3), выстрел № 4930; б) – по выражению (8) в одномерной МГД-модели в работе [32], выстрел № 3974; в) – временные зависимости линейной массы в различных областях сборки, рассчитанные в МГД-модели, где кривая $r = R_0$ – временная зависимость массы вещества на исходном радиусе сборки; г) – совокупность кривых $\dot{m}(t)$ для 8-ми выстрелов с W-сборками, рассчитанные по выражению (3).

кривых $\{I_s(t)^2, \dot{m}_{MHD}(t)\}$ следует, что соотношение (3) выглядит вполне естественным и его вполне можно использовать для экспериментального определения временной зависимости $\dot{m}(t)$ в некоторых случаях с точностью не хуже нескольких процентов.

Далее, проведем сравнение результатов восстановления интенсивности плазмообразования по выражению (3) и по одномерной МГД-модели с источником плазмы (8) на основе экспериментальных данных измерения магнитного поля в 2-х радиальных позициях ($0.8R_0$ и $0.5R_0$) внутри проволочной сборки [32]. Некоторые подгоночные параметры, использованные в МГД-модели, указаны в табл. 2.

На рис. 16 а, б представлены временные зависимости интенсивности плазмообразования, рассчитанные указанными двумя методами, для W-сборок. На этих рисунках для сравнения представлены временные зависимости производной полного тока (кривая 1), импульса МРИ (кривая 2) и интенсивности плазмообразования $\dot{m}(t)$ (кривая 3), восстановленной двумя способа-

ми: по измеренной временной зависимости тока $I_s^{изм}(t)$ согласно выражению (3), как показано на рис. 16а, и по данным одномерного МГД-расчета (см. рис. 16б). Видно, что эти два метода дают похожие результаты восстановления временной зависимости $\dot{m}(t)$, однако имеются и некоторые различия. Например, как следует из кривой 3 на рис. 16а, временная зависимость $\dot{m}(t)$ первые 40–50 нс разряда возрастает сильнее, чем подобранная в одномерном МГД-расчете зависимость $\dot{m}_{MHD}(t)$ (см. кривую 3 на рис. 16б). Такое отличие можно объяснить различной формой временной зависимости производной полного тока (кривая 1) через проволочную сборку для этих двух выстрелов. Видно, что в случае, представленном на левом рисунке, кривая 1 имеет более короткий фронт нарастания полного тока, чем соответствующая кривая для случая, показанного на правом рисунке. При этом момент финального сжатия плазмы (момент максимума импульса МРИ, см. кривые 2) наступает, соответственно, раньше в первом случае. Также следует отметить, что кривая $\dot{m}_{MHD}(t)$, полученная в МГД-расчете имеет

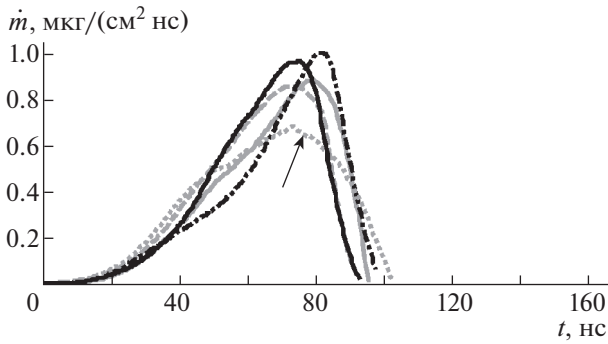


Рис. 17. Совокупность кривых $\dot{m}(t)$, рассчитанных по выражению (3), для 5-ти выстрелов с многопроволочными сборками из 40 Al 15 мкм проволок линейной массы 220 мкг/см. Начальный радиус сборки $R_0 = 10$ мм, высота – 16.5 мм.

меньший темп спада на финальной стадии плазмообразования, чем кривая $\dot{m}(t)$, рассчитанная по формуле (3). Рассчитанные временные зависимости линейной массы плазмы в различных областях лайнера представлены на рис. 16в. В момент максимума величины $\dot{m}_{MHD}(t)$ на 115 нс разряда (см. кривую 3 на рис. 16б) не менее 50% полной массы вещества остовов проволок перешло в плазменное состояние (см. на рис. 16в, кривую $r = R_0$ – временной зависимости массы вещества на исходном радиусе лайнера).

На рис. 16г показана совокупность кривых $\dot{m}(t)$, восстановленных по выражению (3) для 8-ми выстрелов с W-сборками. Видно, что от выстрела к выстрелу форма кривых $\dot{m}(t)$ несколько различна. Это может быть связано как с индивидуальными особенностями темпа плазмообразо-

вания с остовов проволок вблизи которых расположен магнитный зонд внутри лайнера, так и с неравномерным распределением разрядного тока по проволокам из-за несинхронности срабатывания модулей установки [49]. Особенно следует отметить две кривые из представленного семейства, отмеченные стрелками. Видно, что в этих выстрелах плазмообразование проходило с меньшим темпом и дольше по времени. При этом максимум временной зависимости $\dot{m}(t)$ получается более пологий, чем у остальных кривых.

Аналогичная картина наблюдается в случае имплозии Al-сборок. На рис. 17 представлено семейство кривых $\dot{m}(t)$, полученных по выражению (3) для 5-ти выстрелов. В целом формы кривых похожи друг на друга. Однако, одна из кривых $\dot{m}(t)$, отмеченная стрелкой, имеет пологий максимум. В этом выстреле синхронность срабатывания модулей установки имела существенный абсолютный и среднеквадратичный разброс $\Delta t_{jitter} = 46$ нс и $\sigma_{jitter} = 15$ нс, соответственно, по сравнению с остальными выстрелами – $\Delta t_{jitter} = 16-31$ нс и $\sigma_{jitter} = 5-9$ нс.

На рис. 18 представлены результаты сравнения восстановленных интенсивностей плазмообразования $\dot{m}(t)$ с подобранной при численном одномерном МГД-моделировании $\dot{m}_{MHD}(t)$ для Al- и W-сборок. На рис. 18а приведены рассчитанные по выражению (3) две кривые $\dot{m}(t)$, усредненные по совокупности выстрелов с вольфрамовыми и алюминиевыми сборками с подобными параметрами (начальный радиус, количество проволок в сборке, их линейная масса). Видно, что темп спада кривой $\dot{m}(t)$ для Al-сборки выше, чем для W-сборки. Время уменьшения величины $\dot{m}(t)$ от

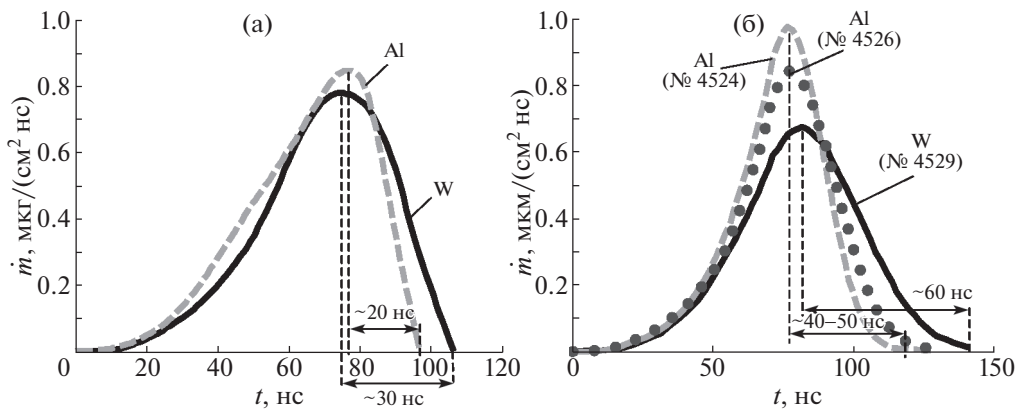


Рис. 18. Результаты сравнения восстановленных интенсивностей плазмообразования $\dot{m}(t)$ с подобранной при численном одномерном МГД-моделировании $\dot{m}_{MHD}(t)$ для Al- и W-сборок. Временные зависимости интенсивности плазмообразования, рассчитанные: а) – по выражению (3) и усредненные по совокупности выстрелов; б) – по одномерной МГД-модели в работе [54] с учетом выражения (8), выстрелы № 4529 (W-сборка), №№ 4526 и 4524 (Al-сборка).

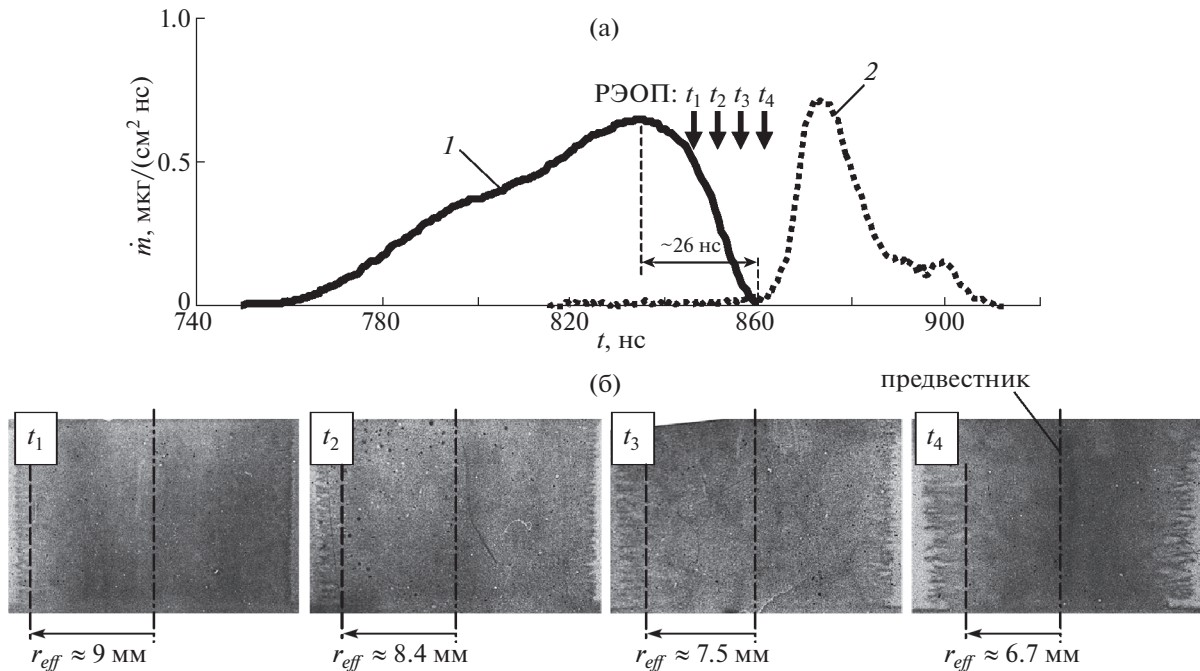


Рис. 19. Результаты эксперимента № 4527 с проволочной сборкой из 40 W 6 мкм проволок линейной массы 220 мкг/см, радиус сборки – 10 мм, высота – 15 мм: а) – временные зависимости: 1 – рассчитанной интенсивности плазмообразования по выражению (3); 2 – импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ, в отн. ед.); б) – рентгеновские кадровые изображения (негатив) имплозии сборки, синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1 – t_4 указаны вертикальными стрелками (\downarrow РЭОП). Анод – сверху, катод – внизу.

ее пикового значения до уровня менее 0.1 составило ~ 20 нс для Al-сборок и ~ 30 нс для W-сборок. Аналогичная тенденция была получена при восстановлении временной зависимости $\dot{m}_{MHD}(t)$ для алюминиевых и вольфрамовыхборок по одномерной МГД-модели с учетом измеренных временных зависимостей магнитного поля $B_\phi(r = 0.5R_0, t)$ на половине радиуса лайнера [54]. Из рис. 18б видно, что темп спада кривой $\dot{m}_{MHD}(t)$ для Al-сборки выше, чем для вольфрамовой.

Полученное отличие темпов спада у временных зависимостей интенсивности плазмообразования, восстановленных по выражению (3) $[\dot{m}(t)]$ и подобранных в одномерном МГД-расчете $[\dot{m}_{MHD}(t)]$ объясняется тем, что временной профиль интенсивности плазмообразования проволочной сборки, по существу является интегральной по пространству характеристикой плазмообразования со всех участков остовов взорванных проволок как было показано в работе [44]. Действительно, величина $\dot{m}(t) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^n \dot{m}_{ij}(t)$, где N – количество проволок в сборке, n – количество фрагментов остова взорванной проволоки с которых происходит плазмообразование, $\dot{m}_{ij}(t)$ – интенсивность локального плазмообразования с

j -фрагмента i -проволоки. Например, как показывают экспериментальные данные по рентгеновскому просвечиванию, плазмы остовов проволок в лайнере, израсходование вещества проволок сборки вдоль их длины происходит в различных местах и в разные моменты времени [55]. Это происходит из-за неоднородного распределения интенсивности локального плазмообразования $\dot{m}_{ij}(t)$ и, связанного с этим несинхронного окончания плазмообразования. Следствием этого является “затягивание” заднего фронта зависимости $\dot{m}_{ij}(t)$ во времени.

4.3. Развитие неустойчивостей плазмы в области ДПС на финальной стадии плазмообразования

Обнаруженная разница в темпах спада кривой $\dot{m}(t)$ для W-сборок и Al-сборок на финальной стадии плазмообразования связана с неоднородным вдоль длины проволок распределением интенсивности локального плазмообразования, которое образуется из-за возникающих на начальной стадии разряда (при электровзрыве проволок лайнера) неоднородностей плотности остовов проволок. В этой работе был применен новый подход для изучения взаимосвязи динамики развития неустойчивостей на периферии проволочной сбор-

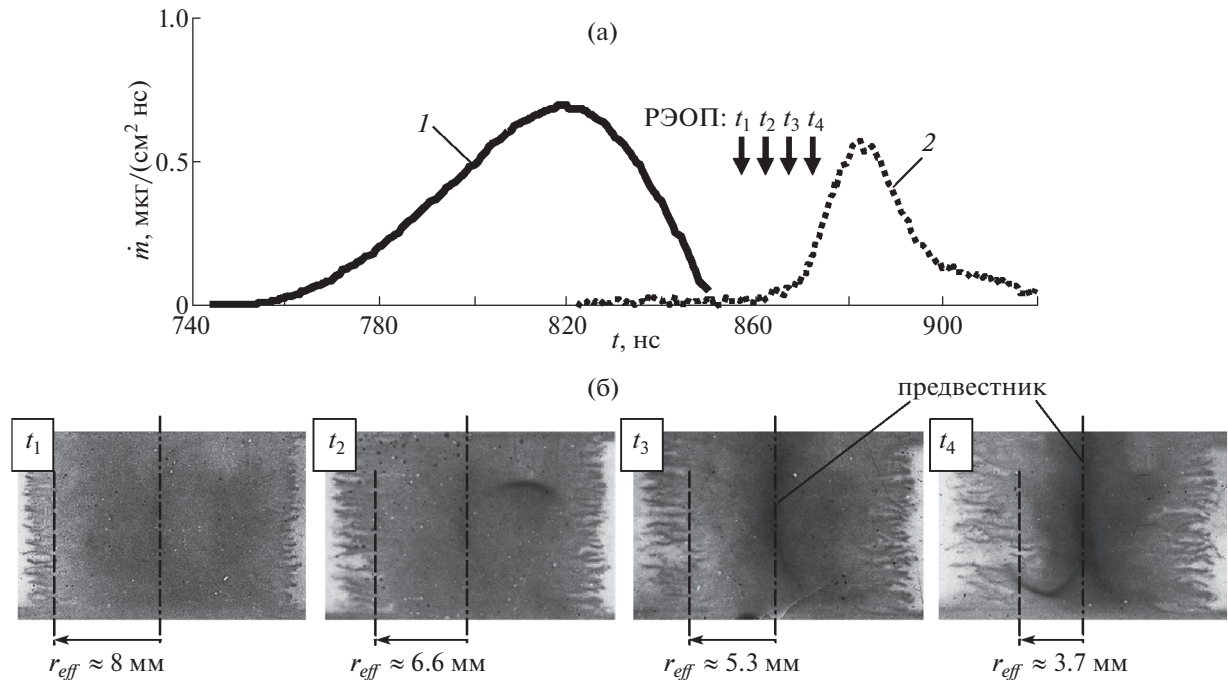


Рис. 20. Результаты эксперимента № 4529 с проволочной сборкой из 40 W 6 мкм проволок линейной массы 220 мкг/см, радиус сборки – 10 мм, высота – 16.5 мм: а) – временные зависимости: 1 – рассчитанной интенсивности плазмообразования по выражению (3); 2 – импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ, в отн. ед.); б) – рентгеновские кадры (негатив) имплозии сборки, синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1 – t_4 указаны вертикальными стрелками (\downarrow РЭОП). Анод – вверху, катод – внизу.

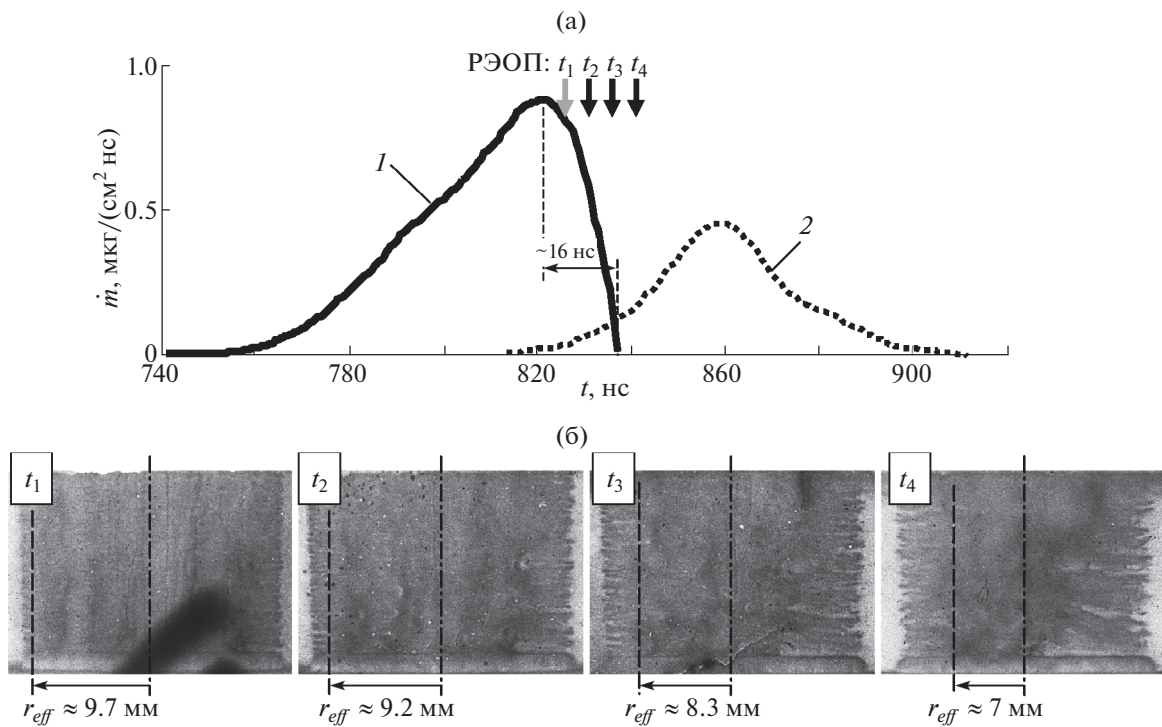


Рис. 21. Результаты эксперимента № 4524 с проволочной сборкой из 40 Al 15 мкм проволок линейной массы 220 мкг/см, радиус сборки – 10 мм, высота – 15 мм: а) – временные зависимости: 1 – рассчитанной интенсивности плазмообразования по выражению (3); 2 – импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ, в отн. ед.); б) – рентгеновские кадры (негатив) имплозии сборки, синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1 – t_4 указаны вертикальными стрелками (\downarrow РЭОП). Анод – вверху, катод – внизу.

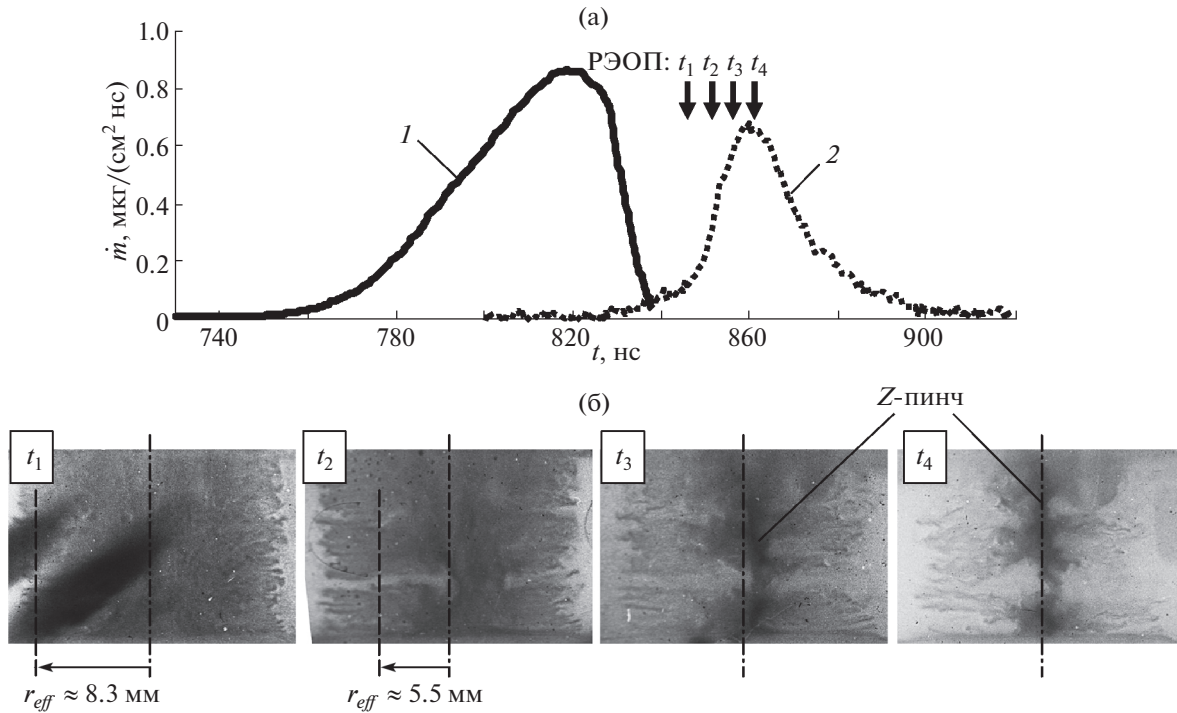


Рис. 22. Результаты эксперимента № 4525 с проволочной сборкой из 40 Al 15 $\mu\text{м}$ проволочек линейной массы 220 $\mu\text{г}/\text{см}$, радиус сборки – 10 мм, высота – 15 мм: а) – временные зависимости: 1 – рассчитанной интенсивности плазмообразования по выражению (3); 2 – импульса мощности МРИ ($h\nu > 100 \text{ эВ}$, в отн. ед.); б) – рентгеновские кадровые изображения (негатив) имплозии сборки, синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1 – t_4 указаны вертикальными стрелками (\downarrow РЭОП). Анод – сверху, катод – внизу.

ки (в области ДПС) на финальной стадии плазмообразования и спада временной зависимости $\dot{m}(t)$, восстановленной по выражению (3). Динамика развития амплитуды ξ и длины волны λ неустойчивости типа магнитной Релей-Тейлоровской (МРТ) на периферии проволочной сборки исследовалась при помощи кадровой рентгеновской регистрации изображений плазмы.

На рис. 19–24 представлены временные зависимости интенсивности плазмообразования $\dot{m}(t)$ (кривая 1) и импульса рентгеновского излучения (кривая 2). Там же представлены кадровые рентгеновские изображения плазмы W-, Al- и Cu-сборок, полученные на стадии окончания плазмообразования и финального сжатия плазмы лайнера. На кадровых изображениях указан эффективный радиус r_{eff} , определенный как разница между начальным радиусом проволочной сборки R_0 и усредненным значением амплитуды неустойчивости ξ , как показано на рис. 25. Уменьшение радиуса r_{eff} на финальной стадии имплозии определяет момент времени, когда амплитуда неустойчивости ξ становится больше, чем радиальный размер области плазмообразования. При этом происходит разрушение области плазмооб-

разования на периферии проволочной сборки за счет неоднородного вдоль длины проволочек израсходования вещества их остовов, что приводит к падению темпа плазмообразования.

Из сравнения полученных временной зависимости $\dot{m}(t)$ и соответствующих кадровых изображений следует, что при развитии неустойчивостей внешней границы плазмы вблизи начального радиуса проволочныхборок, вне зависимости от вещества проволочек, происходит уменьшение интенсивности плазмообразования. При этом, когда радиус r_{eff} становится меньше, чем радиус r_p расположения магнитного зонда в этих выстрелах (для выстрелов №№ 4527, 4529 $r_p = 0.8R_0$ – $0.85R_0$), интенсивность плазмообразования $\dot{m}(t)$ становится практически равна нулю. Например, для W-сборок рентгеновские кадры получены как в период падения величины $\dot{m}(t)$ (см. рис. 19б), так и в моменты времени, когда $\dot{m}(t) \approx 0$ (см. рис. 20б). На представленных кадровых изображениях видно, что к моменту времени t_3 (см. рис. 19б) радиус r_{eff} становится меньше, чем радиус расположения зонда $r_p = 0.85R_0$. При этом из кривой 1 рис. 19а следует, что интенсивность плазмообразования уменьшилась до уровня менее 0.1 от своего пико-

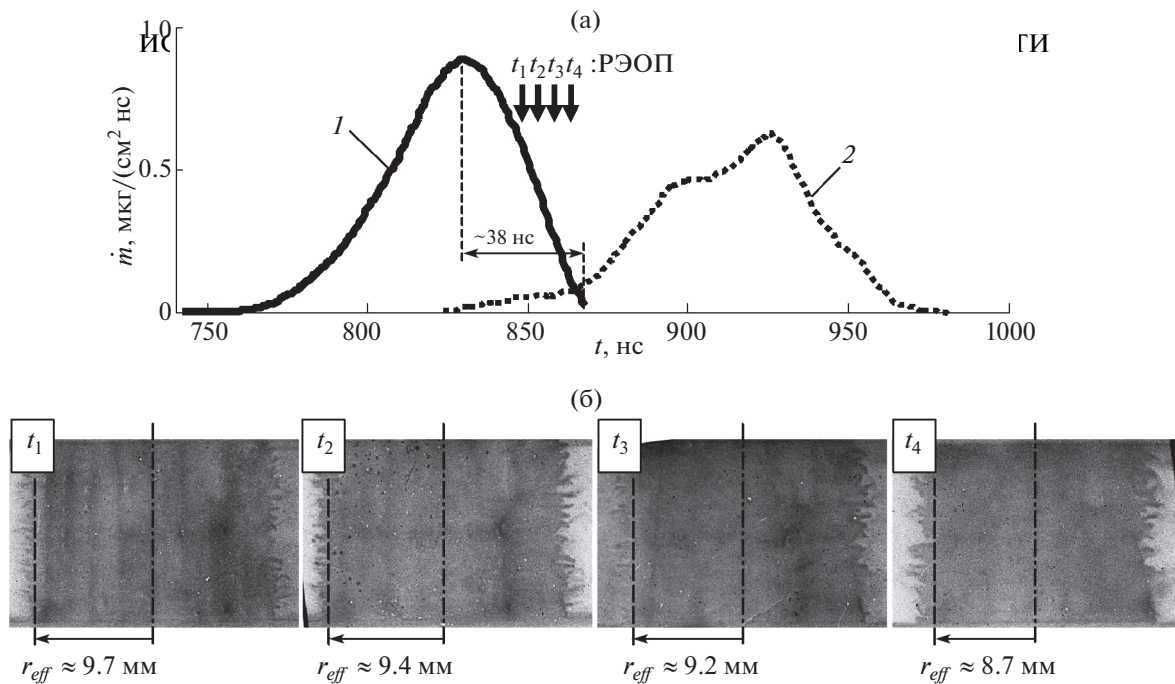


Рис. 23. Результаты эксперимента № 4523 с проволочной сборкой из 20 Cu 20 мкм проволоки линейной массы 560 мкг/см, радиус сборки – 10 мм, высота – 15 мм: а) – временные зависимости: 1 – рассчитанной интенсивности плазмообразования по выражению (3); 2 – импульсы мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ, в отн. ед.); б) – рентгеновские кадры (негатив) имплозии сборки, синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1 – t_4 указаны вертикальными стрелками (\downarrow РЭОП). Анод – сверху, катод – внизу.

вого значения за ~ 26 нс. Оценка скорости уменьшения эффективного радиуса r_{eff} , определенная по задержкам между кадрами (5 нс) на этой стадии процесса, показала, что ее значение увеличивается от $\sim 1.2 \times 10^7$ см/с до $\sim 1.8 \times 10^7$ см/с, когда $\dot{m}(t) \rightarrow 0$.

Аналогичная тенденция наблюдается для Al- и Cu-сборок (см. рис. 21–24). Так, из кадровых изображений рис. 21б, соответствующих моментам времени t_1 – t_3 , следует, что радиус r_{eff} уменьшается с 9.7 мм до 8.3 мм. Этому изменению r_{eff} соответствует увеличение скорости развития амплитуды неустойчивости плазмы (радиальных прорывов магнитного потока вглубь лайнера) от $\sim 1 \times 10^7$ см/с до $\sim 2.6 \times 10^7$ см/с. В случае Al-сборок скорость развития амплитуды неустойчивости оказывается в ~ 1.5 раза выше по сравнению с W-сборками. При этом интенсивность плазмообразования $\dot{m}(t)$ уменьшается до уровня менее 0.1 от своего пикового значения за меньшее время ~ 16 нс, чем в случае W-сборки. К моменту времени t_4 радиус r_{eff} оказывается меньше, чем радиус r_p расположения магнитного зонда (для выстрела № 4524 $r_p = 0.8R_0$). Величина $\dot{m}(t)$ становится равной нулю. Это соответствует тому факту, что разрядный ток полностью ушел из области плазмообразования.

Быстрое развитие амплитуды неустойчивости – крупной неоднородности плотности плазмы в радиальном направлении, приводит к одновременному сжатию плазмы к оси алюминиевой проволочной сборки (см. кадровые изображения в моменты времени t_1 и t_2 рис. 22б) и последующему разрушению Z-пинча в местах опережающего сжатия плазмы (см. кадры в моменты времени t_3 и t_4). Как следствие этого, формирование Z-пинча на оси сборки затягивается во времени и возрастает длительность импульса МРИ.

В случае медных проволочныхборок (выстрелы №№ 4523 и 4532, см. рис. 23 и 24) линейная масса которых 560 мкг/см была далека от оптимальной (~ 165 – 220 мкг/см для $R_0 = 1$ см) скорость развития амплитуды неустойчивостей на периферии сборки оказалась небольшой – от $\sim 0.4 \times 10^7$ см/с до $\sim 1 \times 10^7$ см/с по сравнению с Al- и W-сборками, что обеспечило длительное время (38–41 нс) спада величины $\dot{m}(t)$ от пикового значения до уровня менее 0.1 (см. кривую 1 на рис. 23а и 24а). Следствием этого длительность импульса МРИ на половине его высоты была около 40–60 нс (см. кривую 2). В остальном динамика спада величины $\dot{m}(t)$ для Cu-сборок коррелирует с развитием амплитуды неустойчивости в области плазмообразования, как и в случаях Al- и

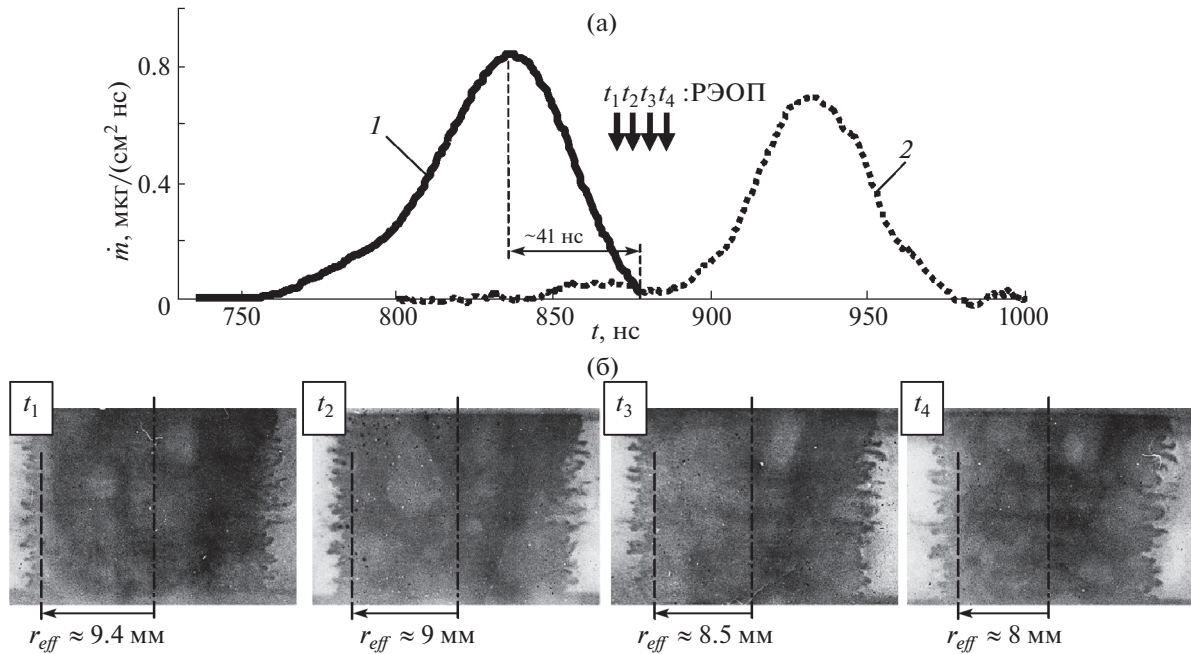


Рис. 24. Результаты эксперимента № 4532 с проволочной сборкой из 20 Cu 20 $\mu\text{м}$ проволок линейной массы 560 $\mu\text{кг}/\text{см}$, радиус сборки – 10 мм, высота – 15 мм: а) – временные зависимости: 1 – рассчитанной интенсивности плазмообразования по выражению (3); 2 – импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ, в отн. ед.); б) – рентгеновские кадры (негатив) имплозии сборки, синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1 – t_4 указаны вертикальными стрелками (\downarrow РЭОП). Анод – вверх, катод – вниз.

W-сборок, т.е. $\dot{m}(t) = 0$, когда $r_{\text{eff}} < r_p = 0.8\text{--}0.9R_0$ (см. рентгеновские кадры на рис. 23б и 24б).

В работе [52] было показано, что для условий экспериментов на установке Ангара-5-1 с многопроволочными сборками из проволок различных веществ (Al, Cu, Fe, Mo, W и др.), темп роста величины аксиальной неоднородности λ (длины волны неустойчивости) в области ДПС на финальной стадии плазмообразования, существенно зависит от вещества проволок (см. рис. 25). Дляборок из проволок алюминия, меди и железа темп роста размеров областей прорыва магнитного потока оказался выше, чем дляборок, изготовленных из проволок более тугоплавких веществ молибдена и вольфрама. Таким образом, существует качественная взаимосвязь между темпом роста величины λ и темпом спада временной зависимости $\dot{m}(t)$ после момента времени t_{pp} (см. рис. 16) – чем выше темп роста величины λ , тем выше темп спада зависимости $\dot{m}(t)$.

По совокупности экспериментов, представленных в табл. 1 (см. 6-й столбик), а также данных рис. 16г и 17, время $\Delta t_{0.9/0.1}$ спада временной зависимости $\dot{m}(t)$ по уровню 0.9–0.1 от ее пикового значения \dot{m}_{max} для W-борок в среднем больше,

чем для Al-борок и составляет 17.4 ± 3.2 нс и 11.5 ± 4.6 нс, соответственно.

Как уже было сказано, от того, как происходит окончание вещества источника плазмы, т.е. как величина $\dot{m}(t)$ стремится к нулю, будет зависеть скорость финальной стадии сжатия плазмы лайнера. От этого будут зависеть и параметры импульса мощности МРИ, в частности длительность его заднего фронта.

4.4. Зависимость параметров импульса мощности МРИ от темпа уменьшения $\dot{m}(t)$ на финальной стадии плазмообразования

Финальная стадия сжатия плазмы многопроволочной сборки сопровождается развитием неустойчивости внешней границы плазмы, типа магнитной Релей-Тейлоровской неустойчивости. Следствием конечного времени окончания плазмообразования на периферии проволочной сборки и развития неустойчивости внешней границы плазмы, является образование отставшей плазмы (т.н. “trailing mass” [15]). Такая плазма частично шунтирует часть разрядного тока и не успевает достигнуть приосевой области сборки в момент пиковой мощности МРИ, тем самым понижая эмиссионные характеристики (пиковую мощность) импульса излучения и увеличивая длительность

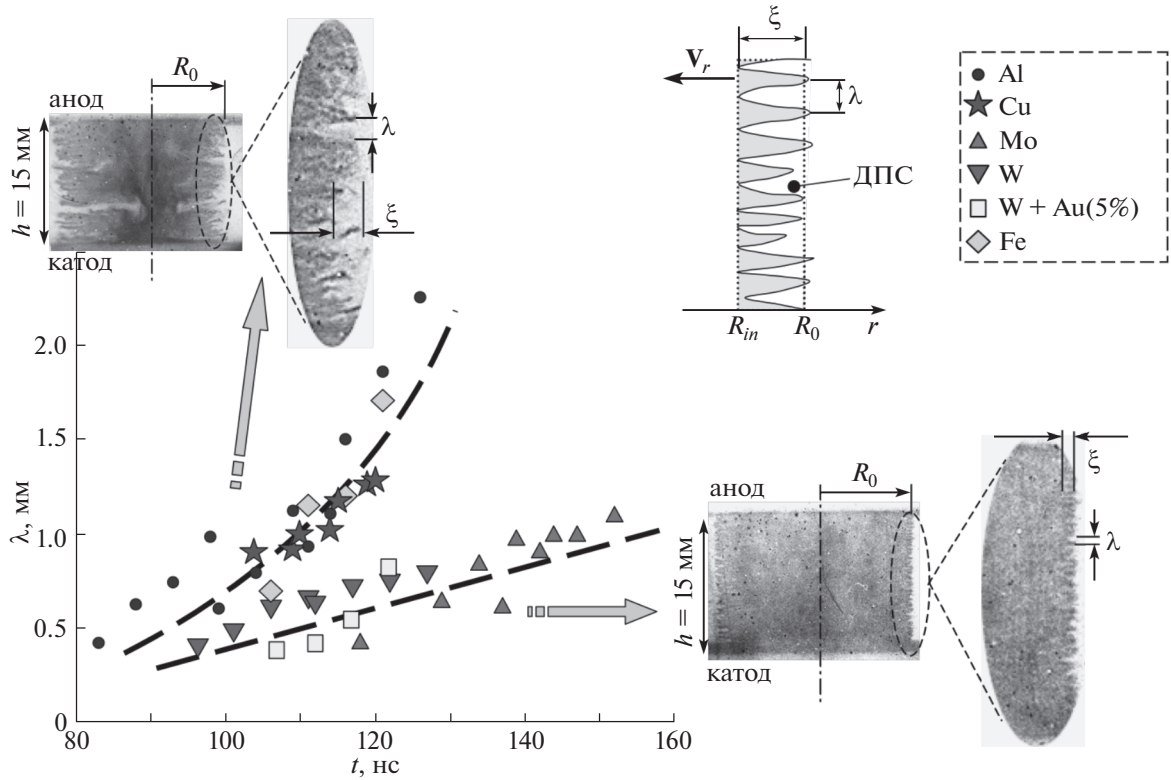


Рис. 25. Развитие аксиальных неоднородностей на периферии проволочных сборок (в области ДПС) на финальной стадии плазмообразования. Представлены: временная зависимость неоднородности свечения плазмы вдоль аксиального направления на начальном радиусе R_0 проволочной сборки (размер λ) для проволочных сборок из разных веществ; рентгеновские кадровые изображения плазмы ($h\nu > 20$ эВ, экспозиция 1.5 нс) Al-сборки (сверху) и W-сборки (справа) на ~ 104 нс импльсии при токе 70 кА/проволоку. Параметры сборок: 40 проволочек диаметром 15 мкм (для Al) и 6 мкм (для W), расположенных на $R_0 = 10$ мм, линейной массы 220 мкг/см. Высота сборок $h = 15$ мм.

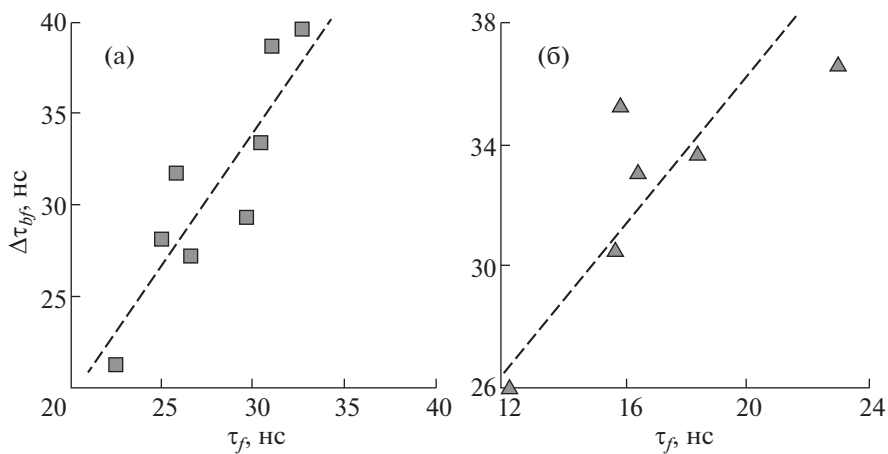


Рис. 26. Зависимость длительности (Δt_{bf}) заднего фронта импульса МРИ ($h\nu > 100$ эВ) от времени окончания плазмообразования (τ_f): а) – для W-сборок; б) – для Al-сборок.

его заднего фронта. Следует заметить, что подобная картина развития МРТ-неустойчивости характерна для всех типов проволочных сборок, изготовленных из различных веществ [26, 52].

На рис. 26 представлены зависимости длительности заднего фронта импульса МРИ (Δt_{bf}) от времени окончания плазмообразования (τ_f) для проволочныхборок из различных веществ (W и Al). Видно, что чем длительней процесс окончания плазмообразования в проволочной сборке, тем больше длительность заднего фронта импульса МРИ. Указанная тенденция прослеживается для W-борок и Al-борок, хотя количество точек, по которым построены данные зависимости, мало. Следует заметить, что для других параметров импульса МРИ, таких, как пиковая мощность, ширина импульса на половине его высоты, полная энергия в импульсе такой явной зависимости не прослеживается. Скорее всего, пиковая мощность МРИ ограничивается скоростью подачи кинетической энергии сжимающейся плазмы в приосевую область проволочной сборки, а длительность заднего фронта импульса излучения в основном определяется динамикой сжатия отставшей плазмы.

5. ВЫВОДЫ

Исходя из результатов проведенных экспериментов можно сделать следующие выводы:

1. Предложен простой метод вычисления интенсивности плазмообразования в лайнерах из экспериментальных данных о протекании тока в области плазмообразования, который позволяет определить временную зависимость величины $\dot{m}(t)$ как на начальной стадии плазмообразования, так и на ее финальной стадии, когда $\dot{m}(t) \rightarrow 0$;

2. Результат восстановления временной зависимости $\dot{m}(t)$ по предложенному методу чувствителен к особенностям локального плазмообразования отдельной проволоки в лайнере;

3. Показано влияние на величину и профиль временной зависимости $\dot{m}(t)$ распределения тока по проволокам в сборке, как следствие различной синхронизации модулей генератора тока установки;

4. Определена интенсивность плазмообразованияборок, изготовленных из проволок и волокон различных веществ (Al, Cu, Mo, W, капрон, капрон + Vi), проанализирован темп уменьшения данной величины на стадии окончания плазмообразования и его влияние на параметры импульса излучения;

5. Показано, что имеется качественная взаимосвязь между темпом уменьшения $\dot{m}(t)$ на стадии окончания плазмообразования и темпом развития амплитуды ξ и длины волны λ неустой-

чивостей, возникающих в области плазмообразования на периферии проволочной сборки;

6. Полученные экспериментальные данные об интенсивности плазмообразования $\dot{m}(t)$ в основном согласуются с результатами определения этой величины другими методами. Проведено сравнение полученных данных с данными одномерного МГД-моделирования и обнаружено, что темп спада кривой $\dot{m}(t)$ для Al-борок выше, чем для W-борок;

7. Показано, что модельный источник плазмы, который учитывает завершение плазмообразования как функцию временного профиля тока, протекающего в зоне плазмообразования, соответствует экспериментальным данным имплозии вольфрамовых и алюминиевыхборок;

8. Показано, что при имплозии металлизированных волоконныхборок характер временной зависимости интенсивности плазмообразования и ее величина в основном определяется плазмообразованием вещества слоя металлизации капроновых волокон;

9. Показано, что слой металлизации диэлектрических волокон веществом с высоким атомным номером повышает величину интенсивности плазмообразования в таких сборках примерно в 2 раза по сравнению с волоконными сборками без слоя металлизации.

Авторы выражают благодарность коллективу установки Ангара-5-1 за инженерно-техническое сопровождение экспериментов, а также благодарят проект High Field Initiative Европейского фонда регионального развития (the project High Field Initiative [CZ.02.1.01/0.0/0.0/15_003/0000449] from the European Regional Development Fund).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 20-02-00007, 18-29-21005, 18-02-00170 и 20-31-70015).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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., Obenschain S. // Nuclear Fusion. 2007. V. 47. № 10. P. S686–S695.
2. 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., Cochran 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., Gaus-

- ter 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.
3. Rochau G.A., Bailey J.E., Falcon R.E., Loisel G.P., Nagayama T., Mancini R.C., Hall I., Winget D.E., Montgomery M.H., Liedahl D.A. *ZAPP: // Physics of Plasmas*. 2014. V. 21. № 5. P. 056308-1–056308-7.
 4. Bailey J.E., Nagayama T., Loisel G.P., Rochau G.A., Blancard C., Colgan J., Cosse P., Faussurier G., Fontes C.J., Gilleron F., Golovkin I., Hansen S.B., Iglesias C.A., Kilcrease D.P., MacFarlane J.J., Mancini R.C., Nahar S.N., Orban C., Pain J.-C., Pradhan A.K., Sherrill M., Wilson B.G. // *Nature*. 2015. V. 517. P. 56–59.
 5. Grabovski E.V., Satorov P.V., Shevelko A.P., Aleksandrov V.V., Andreev S.N., Basko M.M., Branitski A.V., Gritsuk A.N., Volkov G.S., Laukhin Ya.N., Mitrofanov K.N., Oleinik G.M., Samokhin A.A., Smirnov V.P., Tolstikhina I.Yu., Frolov I.N., Yakushev O.F. // *Matter and Radiation at Extremes*. 2017. V. 2. № 3. P. 129–138.
 6. Грабовский Е.В., Сасоров П.В., Шевелько А.П., Александров В.В., Андреев С.Н., Баско М.М., Браницкий А.В., Грицук А.Н., Волков Г.С., Лаухин Я.Н., Митрофанов К.Н., Новиков В.Г., Олейник Г.М., Самохин А.А., Смирнов В.П., Толстихина И.Ю., Фролов И.Н., Якушев О.Ф. // *Письма в ЖЭТФ*. 2016. Т. 103. № 5. С. 394–401.
 7. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Фролов И.Н., Браницкий А.В., Лаухин Я.Н. // *Физика плазмы*. 2017. Т. 43. № 4. С. 367–382.
 8. 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. Sci. Instr.* 2014. V. 85. P. 083501-1–083501-11.
 9. 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.
 10. 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.
 11. 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.
 12. 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.
 13. 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.
 14. 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.
 15. Cuneo M.E., Waisman E.M., Lebedev S.V., Chittenden J.P., Stygar W.A., Chandler G.A., Vesey R.A., Yu E.P., Nash T.J., Bliss D.E., Sarkisov G.S., Wagoner T.C., Bennett G.R., Sinars D.B., Porter J.L., Simpson W.W., Ruggles L.E., Wenger D.F., Garasi C.J., Oliver B.V., Aragon R.A., Fowler W.E., Hettrick M.C., Idzorek G.C., Johnson D., Keller K., Lazier S.E., McGurn J.S., Mehlhorn T.A., Moore T., Nielsen D.S., Pyle J., Speas S., Struve K.W., Torres J.A. // *Phys. Rev. E*. 2005. V. 71. P. 046406-1–046406-43.
 16. Александров В.В., Браницкий А.В., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Зурин М.В., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Самохин А.А., Сасоров П.В., Смирнов В.П., Федулов М.В., Фролов И.Н. // *Физика плазмы*. 2001. Т. 27. № 2. С. 99–120.
 17. Lebedev S.V., Beg F.N., Bland S.N., Chittenden J.P., Dangor A.E., Haines M.G., Kwek K.H., Pikuz S.A., Shelkovenko T.A. // *Phys. Plasmas*. 2001. V. 8. № 8. P. 3734–3747.
 18. Alexandrov V.V., Frolov I.N., Fedulov M.V., Grabovsky E.V., Mitrofanov K.N., Nedoseev S.L., Oleinik G.M., Porofeev I.Yu., Samokhin A.A., Satorov P.V., Smirnov V.P., Volkov G.S., Zurin M.V., Zukakishvili G.G. // *IEEE Trans. on Plasma Sci.* 2002. V. 30. № 2. P. 559–566.
 19. Yu E.P., Oliver B.V., Sinars D.B., Mehlhorn T.A., Cuneo M.E., Satorov P.V., Haines M.G., Lebedev S.V. // *Phys. Plasmas*. 2007. V. 14. P. 022705-1–022705-15.
 20. Pikuz S.A., Shelkovenko T.A., Sinars D.B., Greenly J.B., Dimant Y.S., Hammer D.A. // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 83. № 21. P. 4313–4316.
 21. Sarkisov G.S., Bauer B.S. and De Groot J.S. // *JETP Letters*. 2001. V. 73. № 2. P. 74–79.
 22. Sarkisov G.S., Satorov P.V., Struve K.W., McDaniel D.H. // *J. Appl. Phys.* 2004. V. 96. P. 1674–1686.
 23. Александров В.В., Грабовский Е.В., Зурин М.В., Красовский И.В., Митрофанов К.Н., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Порофеев И.Ю., Самохин А.А., Сасоров П.В., Смирнов В.П., Федулов М.В., Фролов И.Н. // *ЖЭТФ*. 2004. Т. 126. № 6. С. 1317–1343.

24. Grabovsky E.V., Mitrofanov K.N., Nedoseev S.L., Oleinik G.M., Porofeev I.Yu., Samokhin A.A., Frolov I.N. // Contrib. Plasma Phys. 2005. V. 45. № 8. P. 553–567.
25. Zhakhovsky V.V., Pikuz S.A., Tkachenko S.I., Satorov P.V., Shelkovenko T.A., Knapp P.F., Saylor Ch.C., Hammer D.A. // AIP Conference Proceedings. 2012. V. 1426. P. 1207–1210.
26. Lebedev S.V., Mitchell I.H., Aliaga-Rossel R., Bland S.N., Chittenden J.P., Dangor A.E., Haines M.G. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. № 19. P. 4152–4155.
27. Александров В.В., Алексеев А.Г., Амосов В.Н., Баско М.М., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Красильников А.В., Олейник Г.М., Растягаев И.Н., Сасоров П.В., Самохин А.А., Смирнов В.П., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2003. Т. 29. № 12. С. 1114–1121.
28. Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Douglass J.D., Blesener I.C., Greenly J.B., McBride R.D., Hammer D.A., Kusse B.R. // Phys. Plas. 2007. V. 14. P. 102702–1–102702–10.
29. Александров В.В., Митрофанов К.Н., Грицук А.Н., Фролов И.Н., Грабовский Е.В., Лаухин Я.Н. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 10. С. 905–918.
30. Aleksandrov V.V., Branitski A.V., Gasilov V.A., Grabovskiy E.V., Gritsuk A.N., Mitrofanov K.N., Olkhovskaya O.G., Satorov P.V., Frolov I.N. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2019. V. 61. № 3. P. 035009–1–035009–16.
31. Alexandrov V.V., Fortov V.E., Frolov I.N., Grabovskii E.V., Krasuk I.K., Lomonosov I.V., Mitrofanov K.N., Pashinin P.P., Semenov A.Yu., Smirnov V.P., Oleinik G.M., Porofeev I.Yu., Vovchenko V.I., Zukakishvili G.G. // Proc. 13th International Conference on High-Power Particle Beams (BEAMS2000). Edited by Kiyoshi Yatsui and Weihua Jiang. Nagaoka University of Technology. Nagaoka. Japan. 25–30 June. 2000. V. 1. P. 142–146.
32. 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.
33. 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.
34. 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.
35. Айвазов И.К., Бехтев М.Б., Булан В.В., Булатов А.Н., Вихарев В.Д., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Гигиберия 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.
36. Боброва Н.А., Разинкова Т.Л., Сасоров П.В. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 9. С. 1053–1067.
37. Александров В.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Медовщиков С.Ф., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Сасоров П.В., Федулов М.В., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 6. С. 520–547.
38. 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.
39. 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.
40. Satorov P. // 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. 734–737.
41. Satorov P. // 6th Intern. Conf. on Dense Z-Pinches. Oxford, United Kingdom, 25–28 July 2005. Ed.: J. Chittenden. AIP Conf. Proc. 2006. V. 808. P. 81–84.
42. Satorov P.V., Oliver B.V., Yu E.P., Mehlhorn T.A. // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. № 2. P. 022702–1–022702–13.
43. Грабовский Е.В., Александров В.В., Волков Г.С., Гасилов В.А., Грибов А.Н., Грицук А.Н., Дьяченко С.В., Зайцев В.И., Медовщиков С.Ф., Митрофанов К.Н., Лаухин Я.Н., Олейник Г.М., Ольховская О.Г., Самохин А.А., Сасоров П.В., Фролов И.Н. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 10. С. 885–900.
44. 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.
45. 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.
46. Митрофанов К.Н. Экспериментальное исследование особенностей плазмообразования и токового сжатия плазмы лайнеров различных конструкций. Дисс. ... доктора физ.-мат. наук. М.: ФИАН, 2019. С. 118.
47. Альбииков 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., Истомин Ю.А., Козлов О.В., Крашенинников И.С., Курочкин С.С., Латманнизова 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.
48. Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Грабовский Е.В., Мятлон В.В., Падух М., Грицук А.Н. // Приборы и техника эксперимента (ПТЭ). 2018. Т. 61. № 2. С. 78–99.

49. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Олейник Г.М., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н., Самохин А.А. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. № 5. С. 395–408.
50. Волков Г.С., Грабовский Е.В., Зурин М.В., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Порофеев И.Ю. // Приборы и техника эксперимента (ПТЭ). 2004. № 3. С. 110–124.
51. Ткаченко С.И., Мингалеев А.Р., Романова В.М., Тер-Оганесьян А.Е., Шелковенко Т.А., Пикуз С.А. // Физика плазмы. 2009. Т. 35. № 9. С. 798–818.
52. Александров В.В., Барсук В.А., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Зукакишвили Г.Г., Медовщиков С.Ф., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Сасоров П.В. // Физика плазмы. 2009. № 3. С. 229–250.
53. Douglass J.D., Hammer D.A., Pikuz S.A., Shelkovenko T.A., Blesener K.S. // Physics of Plasmas. 2012. V. 19. № 7. P. 072710-1–072710-9.
54. Sasorov P.V. // Proc. of IEEE 35th International Conference on Plasma Science (ICOPS 2008). 2008. Karlsruhe, Germany. 15–19 June 2008. P. 1–1.
55. Грабовский Е.В., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Порофеев И.Ю. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 2. С. 139–146.