

ИССЛЕДОВАНИЕ СОБСТВЕННОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ МИШЕНЕЙ, НАГРЕВАЕМЫХ МОЩНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

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

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

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

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

*e-mail: mitrofan@triniti.ru

Поступила в редакцию 01.02.2021 г.

После доработки 02.03.2021 г.

Принята к публикации 06.03.2021 г.

Проведены эксперименты по изучению собственной рентгеновской эмиссии плазмы нагретых мишеней из слоев различных веществ (майлар, полипропилен, In, Sn, Au) при воздействии на них потока энергии рентгеновского излучения (т.н. энергетическая экспозиция мишени) до 10 кДж/см². Источником мощного рентгеновского излучения служил Z-пинч, который создавался при сжатии вольфрамовых проволочныхборок током до 4 МА на установке Ангара-5-1. Исследована временная зависимость интенсивности собственного свечения нагретых мишеней. При этом основной вклад в собственную эмиссию мишени дает расширяющийся слой из вещества с высоким атомным номером Z по сравнению с эффективным $Z_{eff} \approx 4.5$ майларовой пленки. Показано, что время затухания излучения мишеней в e-раз зависит от динамики разлета их плазмы. В свою очередь, динамика разлета плазмы мишени зависит от ориентации слоя с высоким атомным номером относительно источника излучения. Получены новые данные о спектральном составе собственного излучения мишеней и его изменения во времени. Проведено сравнение полученных экспериментальных данных с результатами численного моделирования нагрева и разлета мишеней при помощи двумерного радиационного газодинамического кода RALEF-2D.

Ключевые слова: плазма, динамика плазмы, Z-пинч многопроволочной сборки, рентгеновское излучение, радиационный нагрев

DOI: 10.31857/S0367292121070039

1. ВВЕДЕНИЕ

Токовая имплозия плазменных оболочек в генераторах сверхвысокой электрической мощности позволяет получать высокотемпературную плотную плазму Z-пинчей, которая является источником теплового излучения высокой интенсивности [1, 2]. Такое излучение широко применяется в экспериментах по физике высокой плотности энергии и, в частности, для облучения мишеней в инерциальном термоядерном синтезе (ИТС). Получаемая высокотемпературная плотная плазма многозарядных ионов в Z-пинчах представляет значительный интерес в связи с фундаментальными проблемами атомной физики и физики плазмы. Экспериментальные исследования спектров плазмы многозарядных ионов позволяют проводить калибровку программных кодов, предназначенных для получения спек-

тральных коэффициентов излучения и поглощения.

Измерения в вакуумно-ультрафиолетовом (ВУФ) диапазоне важны для определения средней непрозрачности по Росселанду и Планку, т.е. для расчета переноса энергии излучения в плазме [3]. Кроме того, спектральные измерения в ВУФ-диапазоне представляют особый интерес при исследовании астрофизической плазмы.

Одним из перспективных направлений ИТС является не прямое облучение мишеней, когда энергия драйвера сначала преобразуется в хольрауме в энергию мягкого рентгеновского излучения, которое затем используется для сжатия и зажигания термоядерной мишени. Одним из наиболее часто используемых материалов для изготовления хольраумов является золото. Непрозрачность плазмы золота при различных температурах может иметь значение для преобразования

энергии драйвера в рентгеновское излучение, при нарастании его интенсивности. Эта начальная фаза важна для воздействия на мишень, так как, в конце концов, она определяет симметрию сжатия топлива в оболочке мишени [4].

На установке Ангара-5-1 для исследования спектрального коэффициента пропускания мягкого рентгеновского излучения (МРИ) плазмой используется Z-пинч, как источник излучения в ВУФ-диапазоне, получаемый при токовой имплозии многопроволочных сборок. Причем импульс излучения Z-пинча служит источником нагрева мишени и преобразования ее вещества в горячую плазму в процессе радиационной абляции. Кроме того, его излучение является также зондирующим, то есть регистрация прошедшего через слой плазмы мишени излучения позволяет определить спектральный коэффициент пропускания этой плазмы.

Одновременно с проходящим плазму излучением Z-пинча регистрируется собственное рентгеновское свечение нагретой плазмы, которое необходимо корректно учесть, чтобы определить спектральный коэффициент пропускания плазмы мишени. Для мишеней из материалов со средним или высоким значением атомного номера Z вкладом собственного излучения плазмы при определении непрозрачности пренебречь нельзя. Влияние самоизлучения потенциально значительно, зависит от температуры мишени, и его можно уменьшить двумя способами: либо зондирующий источник излучения должен быть намного ярче, чем собственное излучение плазмы мишени, либо необходимо проводить измерения собственного излучения мишени в ходе эксперимента [5, 6]. В случае мишеней с небольшим атомным номером, например Al ($Z = 13$), вклад собственного излучения незначителен по сравнению с падающим и прошедшим мишень излучением Z-пинча [7–9].

Основными целями работы является следующее:

- получение данных о поверхностном распределении интенсивности собственного свечения плазмы мишени, которая возникает при одностороннем воздействии импульса МРИ Z-пинча на фронтальной и тыльной поверхностях гетерогенной мишени;
- определение временной зависимости интенсивности рентгеновского излучения плазмы мишеней из различных веществ;
- исследование угловой зависимости собственного излучения плазмы мишени;
- исследование спектральной структуры собственной эмиссии мишеней из слоев различных веществ;
- сравнение полученных экспериментальных данных о пространственно-временной структуре

собственной рентгеновской эмиссии мишеней с результатами численного моделирования.

Поставленные выше задачи исследования собственного свечения плазмы облучаемых мишеней важны для интерпретации экспериментальных данных по физике вещества при высокой плотности энергии, в том числе, данных по изменению оптических свойств плазмы мишени, которые возникают при облучении ее мощным импульсом излучения в ВУФ-диапазоне спектра ($h\nu > 10$ эВ). Использование ВУФ-диапазона спектра определяется тем, что он является наиболее представительным в энергетическом плане при облучении мишеней Z-пинчем вольфрамовых многопроволочных сборок.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Параметры исследуемых мишеней

На установке Ангара-5-1 [10] для изучения собственного свечения плазмы мишеней, состоящих из слоев различных веществ, при воздействии на них импульса мощности мягкого рентгеновского излучения (МРИ) Z-пинча многопроволочной сборки использовалось несколько типов мишеней. Структура мишени была либо двухслойной, состоящей из пленки майлара (далее, Му) толщиной 0.6 мкм с нанесенным на нее слоем металла In, Sn, Au, либо трехслойной из слоя полипропилена (далее, РР), указанных ранее металлов и пленки майлара. Толщины слоев мишеней и соответствующие им значения поверхностной массы (в мкг/см^2) подробно приведены в табл. 1. Толщина майларовой пленки определялась взвешиванием.

Напыление слоя металлизации на майларовую пленку производилось испарением металлов In, Sn, Au, а также полипропилена, в вольфрамовом или танталовом резистивном испарителе, размещенном в вакуумной камере установке ВУП-4 при остаточном давлении 10^{-5} Торр. Контроль толщины слоя металлизации майларовой пленки осуществлялся по т.н. “свидетелю” (контрольный образец в виде стеклянной пластинки с тем же слоем металлизации) по сдвигу интерференционных полос с помощью оптического микроинтерферометра Линника МИИ-4 (см. рис. 1).

В силу того, что полипропилен является химическим соединением $(C_3H_6)_n$, были проведены исследования с помощью рентгеновского дифрактометра ДРОН-8, показывающие, что нанесенный термическим распылением на образец слой является полипропиленовым. Получены рентгенограммы исходной мишени полипропилена, взятого для изготовления навески для термической возгонки и осаждения на мишень, которые получены в излучении линии $Co-K\alpha$ рентгеновской трубки на длине волны 1.7903Å .

Таблица 1. Параметры облучаемых мишеней

№ выстрела	Тип мишени	Поверхностная масса слоев в мишени, мкг/см ²	Толщина слоев в мишени, мкм	Примечание
6092	My* + My	84.0 + 84.0	0.6 + 0.6	определение порогового уровня регистрации рентгеновской камеры СХР6 собственного свечения плазмы мишеней
6081–6083, 6088 6520	In* + My	80.4 + 84.0 84.0 + 431.3	0.11 + 0.6 0.6 + 0.59	–
6514, 6515, 6521, 6522, 6532, 6547	My* + In	431.3 + 84.0	0.59 + 0.6	сравнение со случаем In*+My с другой ориентацией мишени относительно излучателя
6101, 6103, 6104, 6106	My* + In + My	84.0 + 80.4 + 84.0	0.6 + 0.11 + 0.6	сравнение со случаем двухслойной мишени In* + My
5939, 5941, 6019–6021	My* + Sn	84.0 + 146.2 84.0 + 292.4	0.6 + 0.2 0.6 + 0.4	облучение мишеней майларовой пленки с различной толщиной слоя металлизации Sn
5945	Sn* + My	146.2 + 84.0	0.2 + 0.6	свечение плазмы в оптическом диапазоне спектра
6334, 6335, 6407, 6409, 6410	Au* + My	96.5 + 84.0	0.05 + 0.6	в выстреле № 6335 исследовалась абляция материала рамки-держателя под воздействием МРИ
6408, 6430, 6548	My* + Au	84.0 + 96.5	0.6 + 0.05	сравнение со случаем Au* + My с другой ориентацией мишени относительно излучателя
6411	PP* + Au + My	15.3 + 96.5 + 84	0.17 + 0.05 + 0.6	сравнение со случаем двухслойной мишени Au* + My
6323, 6327, 6330	Au	212.3	0.11	сравнение со случаем двухслойных мишеней Au* + My и My* + Au

Примечание: * – обозначена поверхность мишени, обращенная в сторону излучателя (Z-пинча).

Сравнение полученных рентгенограмм показало, что при перенесении полипропилена из испарителя на другой объект в данной схеме испарения фазовый состав материала сохраняется.

В некоторых случаях мишень была ориентирована слоем пластика в сторону излучателя (Z-пинча), в других – слоем металлизации. В табл. 1 для

каждого выстрела указано, какая сторона мишени была обращена в сторону Z-пинча. Взаимное расположение слоев веществ мишени относительно излучателя определяло поглощение рентгеновского излучения Z-пинча в ней и дальнейший прогрев по всей ее толщине. При этом каждый слой мишени выполнял роль фильтра греющего рентгеновского излучения для следую-

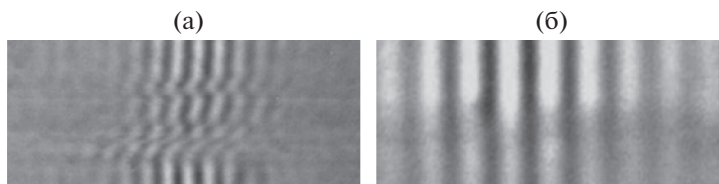


Рис. 1. Изображения картин интерференции, наблюдаемых в оптическом микроинтерферометре Линника МИИ-4 в белом свете при измерении толщины нанесенного на стеклянные пластины-свидетели слоев исследуемого вещества: а) – для 0.17 мкм слоя напыления полипропилена; б) – для 0.05 мкм слоя напыления Au.

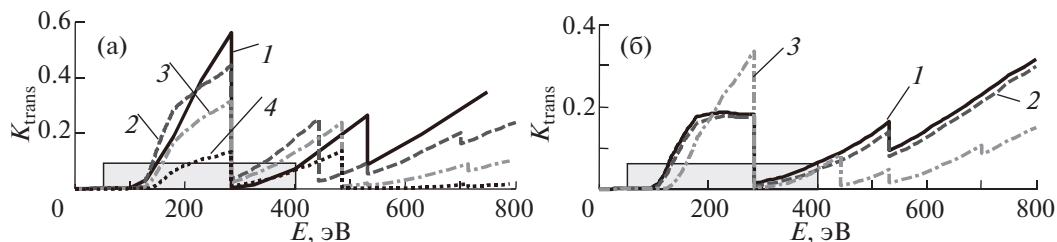


Рис. 2. Расчетные спектральные коэффициенты пропускания мишеней со слоями различных веществ в холодном состоянии: а) 1 – $\text{Mu}(0.6 \text{ мкм}) + \text{Mu}(0.6 \text{ мкм})$; 2 – $\text{In}(0.11 \text{ мкм}) + \text{Mu}(0.6 \text{ мкм})$; 3 – $\text{Mu}(0.6 \text{ мкм}) + \text{Sn}(0.2 \text{ мкм})$; 4 – $\text{Mu}(0.6 \text{ мкм}) + \text{Sn}(0.4 \text{ мкм})$; б) 1 – $\text{Au}(0.05 \text{ мкм}) + \text{Mu}(0.6 \text{ мкм})$; 2 – $\text{PP}(0.17 \text{ мкм}) + \text{Au}(0.05 \text{ мкм}) + \text{Mu}(0.6 \text{ мкм})$; 3 – $\text{Mu}(0.6 \text{ мкм}) + \text{In}(0.11 \text{ мкм}) + \text{Mu}(0.6 \text{ мкм})$. Серым прямоугольником на рисунке выделен наиболее представительный спектральный диапазон энергии фотонов, излучаемых при сжатии Z-пинча многопроволочной сборки на установке Ангара-5-1.

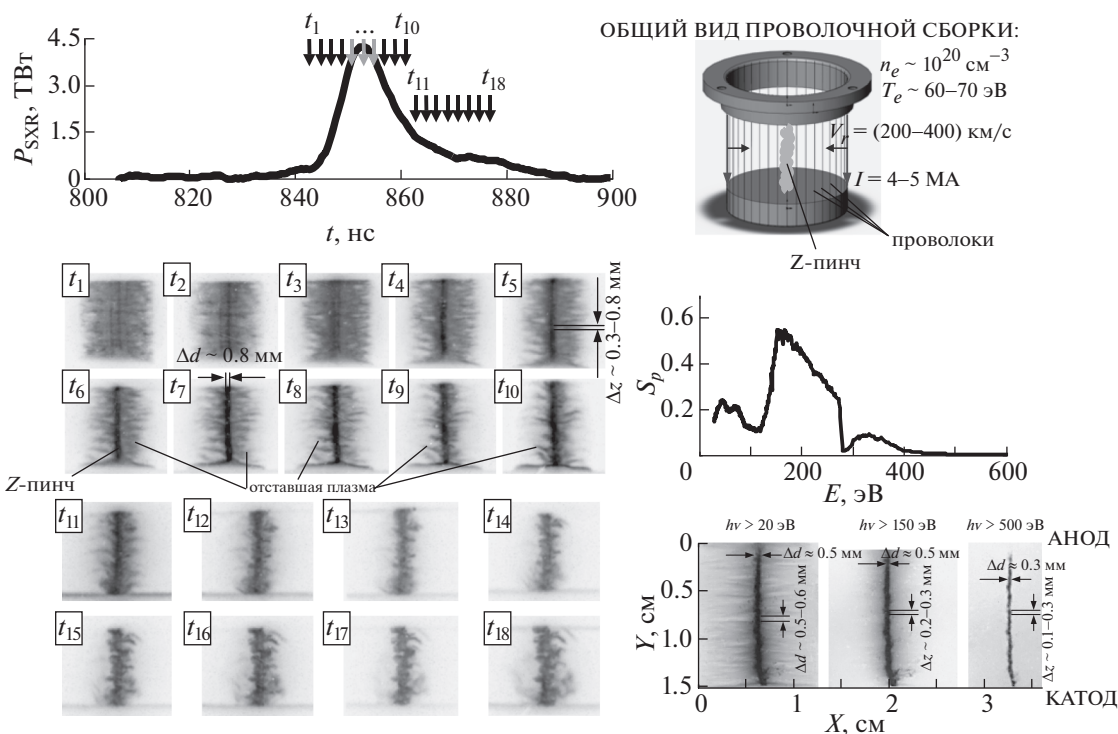


Рис. 3. Финальное сжатие плазмы вольфрамовой многопроволочной сборки и генерация импульса мощности МРИ на установке Ангара-5-1 по данным многокадровой регистрации рентгеновских изображений (негатив), где времена регистрации кадров t_1-t_{18} синхронизованы с импульсом мощности МРИ P_{SXR} ($h\nu > 100 \text{ эВ}$) и указаны вертикальными стрелками (\downarrow СХР6). Справа вверху – общий вид многопроволочной сборки с указанными некоторыми параметрами имплозии плазмы: радиальной скорости сжатия V_s , электронной плотности n_e и температуры T_e Z-пинча, амплитуды разрядного тока I . Справа в центре – интегральный по времени спектр W-сборки (в отн. ед.). Справа внизу – интегральные по времени обскурোগраммы Z-пинча, снятые в различных спектральных диапазонах.

шего за ним слоя. Спектральные коэффициенты пропускания мишеней с различными слоями веществ представлены на рис. 2а,б. Там же серым прямоугольником выделен наиболее представительный спектральный диапазон по излучаемой энергии МРИ при сжатии Z-пинча многопроволочной сборки на установке Ангара-5-1 (см.

спектр справа в центре на рис. 3). Видно, что в холодном состоянии слои мишеней в спектральном диапазоне от 50 эВ до 400 эВ имеют высокую поглощающую способность (низкий коэффициент пропускания $K_{trans} < 0.5-0.6$), что способствует их эффективному нагреву под воздействием рентгеновского излучения.

2.2. Z-пинч многопроволочной сборки – мощный источник МРИ

В настоящее время Z-пинч многопроволочныхборок является одним из самых мощных лабораторных источников мягкого рентгеновского излучения. На самой мощной в мире электрофизической установке ZR ($I = 26$ МА, 100 нс, США, Сандия) при сжатии вольфрамовых проволочныхборок были получены импульсы МРИ длительностью несколько наносекунд ($\sim 5\text{--}8$ нс), пиковой мощностью 350–450 ТВт и энергией 2–2.2 МДж [2]. Параметры Z-пинча, достигнутые на сегодняшний момент на установке Ангара-5-1 ($I \leq 5$ МА, 100 нс) при быстром ($V_r \sim 200\text{--}400$ км/с) сжатии плазмы многопроволочныхборок разрядным током 3–4 МА, являются следующими: электронная плотность $n_e \sim 10^{20}$ см $^{-3}$, температура $T_e \sim 60\text{--}70$ эВ, пиковая мощность и энергия выходного импульса МРИ до ~ 7 ТВт и $\sim 100\text{--}150$ кДж, соответственно. Одна из оптимальных конструкций лайнера для получения высоких выходов МРИ на данной установке представляет собой одиночную цилиндрическую проволочную сборку, состоящую из 60-ти тонких вольфрамовых проволок диаметром 6 мкм и длиной 16 мм, расположенных на начальном радиусе $R_0 = 5\text{--}6$ мм. Соответствующая линейная масса проволок сборки составляет 330 мкг/см.

На рис. 3 представлено сжатие плазмы такой одиночной вольфрамовой многопроволочной сборки, типичной для представленных в данной работе экспериментов. На этом рисунке восемнадцать кадровых рентгеновских изображений синхронизованы с рентгеновским импульсом МРИ. Рентгеновские кадры подобраны из двух близких по параметрам (ток, напряжение, импульс излучения) выстрелов. Задержка между кадрами составляла 2 нс.

Видно, что на финальной стадии сжатия (моменты времени $t_1\text{--}t_4$) внешняя граница плазмы подвержена магнитной Релей-Тейлоровской (МРТ-) неустойчивости, которая может ограничивать пиковую мощность МРИ. Во время максимума импульса мощности МРИ (моменты времени $t_5\text{--}t_7$) на оси сборки наблюдается максимальное сжатие наиболее интенсивно излучающей части плазмы Z-пинча размером Δd около 0.8 мм, которая имеет неоднородность свечения вдоль оси. Аксиальный размер областей с повышенной интенсивностью излучения (горячие области пинча) составляет $\Delta z \sim 0.3\text{--}0.8$ мм. Характерные размеры Δz и Δd необходимы для оценки (см. п. 2.3) однородности облучения мишени таким источником излучения. Следует заметить, что вокруг пинча присутствует отставшая слабоизлучающая плазма (т.н. “trailing mass”), которая не успевает сжаться к этому времени. Сжатие отставшей плазмы происходит во время расшире-

ния и развала из-за неустойчивостей плазмы Z-пинча (моменты времени $t_8\text{--}t_{18}$). Как следствие этих процессов, происходит затягивание во времени заднего фронта импульса МРИ до 25 нс (по уровню 1.0/0.1).

Анализ физических процессов и численное моделирование ударной остановки плазмы вольфрама на стадии генерации основного пика МРИ проведены в работе [11]. В ней, в частности, рассмотрен спектр излучения Z-пинча на стадии преобразования кинетической энергии сжимающейся плазмы в импульс МРИ.

2.3. Взаимное расположение мишени с образцом и источника излучения

Исследуемые мишени из нескольких слоев веществ, расположенные в непосредственной близости от пинча, нагревались потоком его мягкого рентгеновского излучения. На рис. 4 представлена схема позиционирования мишеней на рамках-держателях относительно источника МРИ и направления регистрации многокадровой рентгеновской камеры.

В этой схеме исследуемые мишени на диэлектрических рамках-держателях располагались по обе стороны Z-пинча на равном расстоянии $R = 1.1$ см от оси проволочной сборки. Данная схема позиционирования мишеней позволяла исследовать их собственное свечение. Регистрация кадровых изображений осуществлялась под углом 45° к поверхности рамки-держателя. Для этой цели две идентичных по составу и толщине мишени закреплялись на двух выпуклых пластиковых рамках-держателях (см. рис. 5) толщиной 1.5 мм и радиусом кривизны 1.1 см, равным расстоянию от источника излучения. Каждая рамка представляла собой ограниченный по высоте сегмент цилиндрической поверхности со смотровым окном 5×10 мм или 3×8 мм в зависимости от конструкции рамки-держателя, которая закрывала половину высоты проволочной сборки $0.5H = 8$ мм. Выбранное расположение рамок по обе стороны от Z-пинча позволило одновременно исследовать облучаемую (фронтальную) и необлучаемую (тыльную) стороны мишеней с направлением регистрации рентгеновской камеры.

Одинаковое расстояние фронтальной и тыльной сторон двух мишеней от источника МРИ обеспечивало одинаковые условия для их облучения. Изотропное распределение излучения Z-пинча на поверхности мишени, расположенной на расстоянии $R = 1.1$ см от источника излучения, достигается, когда величина R намного больше размера характерных размеров неоднородности свечения плазмы вдоль диаметра (Δd) и высоты (Δz) пинча, т.е. когда $R \gg \Delta d$ и Δz . В нашем случае это условие заведомо выполняется

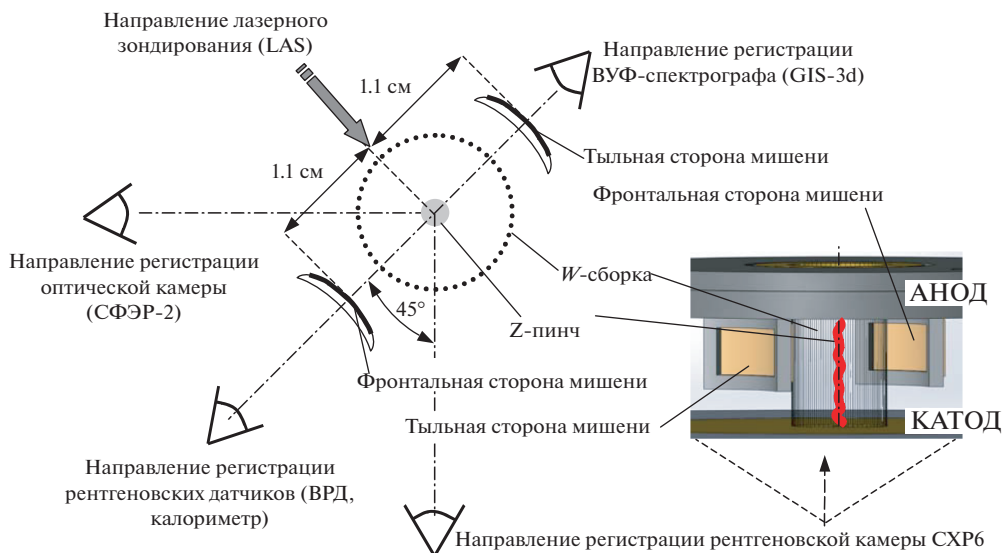


Рис. 4. Схема регистрации собственного свечения плазмы мишеней при помощи рентгеновской камеры СХР6: мишени расположены на рамках-держателях по обе стороны Z-пинча (источника излучения). Здесь же показаны направления регистрации других диагностик: ВРД, калориметра, ВУФ-спектрографа (GIS-3d), оптической камеры щелевой развертки (СФЭР-2) и лазерного теневого зондирования (LAS).

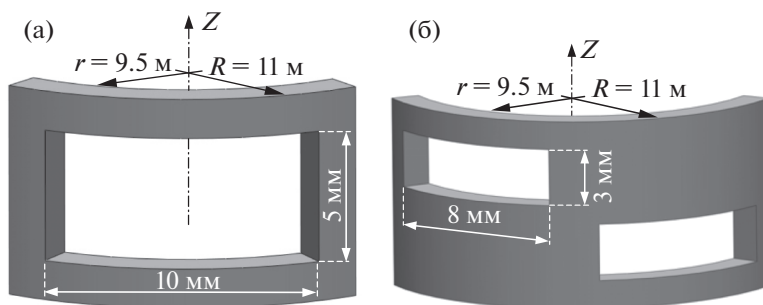


Рис. 5. Некоторые особенности конструкции рамок-держателей мишеней: а) — рамка с одним смотровым окном размером 5×10 мм; б) — рамка с двумя смотровыми окнами размерами 3×8 мм.

при $\Delta d \approx 0.3\text{--}0.8$ мм и $\Delta z \approx 0.1\text{--}0.8$ мм (см. рис. 3). Таким образом, падающее излучение МРИ на поверхность рамки-держателя с мишенью было почти однородно распределено по всей площади мишени 5×10 мм или 3×8 мм в зависимости от конструкции рамки-держателя (см. рис. 5). Такая проверка была осуществлена экспериментально по данным кадрового фотографирования плазмы мишени в фотонах собственного рентгеновского излучения. Неоднородность облучения мишени из-за кривизны поверхности рамок-держателей была не хуже, чем 20% (см. разд. 3.1). Также следует заметить, что в такой геометрии расположения облучаемых мишеней отсутствуют плазменные потоки от Z-пинча на их поверхность, осложняющие проведение измерений.

2.4. Некоторые диагностические средства

Для решения поставленных задач в проведенных экспериментах были использованы следующие диагностические методики: датчики излучения (ВРД и термпарный калориметр типа ВЧД), многокадровая рентгеновская камера СХР6 и дифракционный ВУФ-спектрограф скользящего падения (GIS-3d) с пространственным и временным разрешением.

Для регистрации собственного рентгеновского излучения плазмы мишеней использовался многокадровый рентгеновский регистратор СХР6 [8] с регистрацией изображений на цифровую ПЗС-камеру СПМ20 [12] и дальнейшей компьютерной обработкой цифровых файлов полученных изображений. Экспозиция кадров была

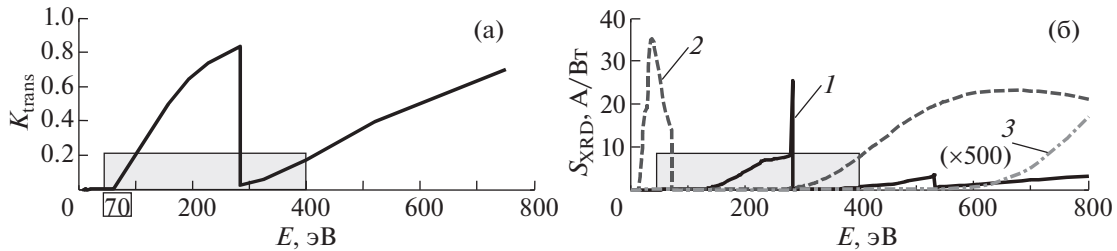


Рис. 6. Спектральные характеристики рентгеновских регистраторов: а) – коэффициент пропускания 1 мкм полипропиленового фильтра (86 мкг/см²) рентгеновской камеры СХР6; б) – спектральная чувствительность ВРД за различными фильтрами (от энергии фотонов излучения): 1 – датчик s2e (углеродный катод за 316 мкг/см² лавсана); 2 – датчик s3e (молибденовый катод за Al 0.75 мкм [202 мкг/см²]); 3 – датчик s4e (молибденовый катод за Al 6 мкм [1620 мкг/см²]). Серым прямоугольником выделен наиболее представительный спектральный диапазон по излучаемой энергии при сжатии Z-пинчей вольфрамовых проволочных сборок на установке Ангара-5-1.

изменяемой и составляла ~1 нс или ~5 нс. Камера снабжена фильтром из полипропилена толщиной 1 мкм. Спектральная чувствительность рентгеновской камеры за этим фильтром показана на рис. 6а. Там же серым прямоугольником выделен наиболее представительный спектральный диапазон излучаемой энергии при сжатии Z-пинча многопроволочной сборки на установке Ангара-5-1. В этом же диапазоне энергий квантов лежит спектральная чувствительность рентгеновской камеры ($h\nu > 50$ эВ).

По результатам многокадровой регистрации рентгеновских изображений собственного свечения плазмы на фронтальной (обозначена индексом “f”) и тыльной (индекс “b”) сторонах облучаемых мишеней были построены временные зависимости интенсивности $I_{f,b}(t)$ собственного рентгеновского излучения двухслойных и трехслойных мишеней. В каждом выстреле регистрировалось 10 кадровых изображений в моменты времени t_i , где индекс $i = 1, 2, \dots, 10$. После оцифровки i -го кадра определялась в относительных единицах двумерная функция зарегистрированной за время экспозиции плотности энергии $B_i(X, Y)$ в каждой точке (X, Y) изображения. Величину $B_i(X, Y)$ можно считать распределением яркости изображения. Относительная величина интенсивности I_i собственного излучения фронтальной (I_{fi}) и тыльной (I_{bi}) сторон мишени в момент времени t_i определялась следующим образом $I_i = \iint B_i(X, Y) dY dX / d_i^2$, где d_i – диаметр обсервационного отверстия (в мкм) соответствующего i -го кадра рентгеновской камеры.

Временные зависимости $I_f(t)$ и $I_b(t)$ были получены путем интерполяции по 10-ти моментам времени согласно следующей функциональной зависимости

$$\begin{aligned} I_f(t) &= I_{f0}(t) \exp(-t/\tau_f), \\ I_b(t) &= I_{b0}(t) \exp(-t/\tau_b), \end{aligned} \quad (1)$$

где τ_f, τ_b – времена уменьшения (затухания) интенсивности собственного свечения плазмы фронтальной и тыльной сторон мишеней, соответственно. Ограниченное количество кадров (10 шт.), которое могла регистрировать рентгеновская камера СХР6 в одном выстреле, не позволяло полностью исследовать временную зависимость собственного излучения мишени на протяжении всего процесса воздействия на него импульса МРИ сжимающейся плазмы проволочной сборки. Поэтому, была проведена серия отдельных экспериментов, в которых регистрация рентгеновских кадровых изображений с малыми интервалами между кадрами (~2 нс) осуществлялась на различных этапах имплозии проволочной сборки. В некоторых случаях была проведена обзорная регистрация собственного свечения плазмы мишеней с увеличенными интервалами между кадрами (~10–15 нс).

Регистрация мощности и энергии МРИ в различных спектральных диапазонах осуществлялась при помощи вакуумных рентгеновских диодов (ВРД) и термпарного калориметра типа ВЧД-3. Калибровочный коэффициент термпарных калориметров с детектирующей областью площадью 0.63 см² составляет 0.43 кДж/мВ. Погрешность измерения импульсов электромагнитной энергии термпарными калориметрами не превышает ~15%. Калориметр располагался на расстоянии ~3.5 м от пинча в радиальном направлении. Измерения показали, что вклад оптического излучения плазмы и плазменных потоков из пинча в сигнал с калориметрических датчиков ВЧД-3 пренебрежимо мал по сравнению со вкладом в его сигнал от рентгеновского излучения [13]. Учитывая вид спектра мягкого рентгеновского излучения Z-пинча проволочных и волоконныхборок, сигнал с термпарного калориметра в основном обусловлен квантами рентгеновского излучения с энергией выше 5–10 эВ. Заметим, что указанная нижняя граница энергий

квантов весьма условная. Набор ВРД был размещен в том же месте, что и калориметр ВЧД-3. Вакуумные рентгеновские диоды за разными фильтрами регистрировали импульс мягкого рентгеновского излучения в спектральном диапазоне от 20 эВ вплоть до 1–2 кэВ. Спектральные чувствительности ВРД в диапазоне от 0 до 800 эВ с учетом фотокатодов датчиков [14] и выбранных фильтров-поглотителей [15, 16] приведены на рис. 6б.

По данным ВРД и калориметра делалась оценка падающих мощности P_{nad} и энергии E_{nad} МРИ на фронтальную сторону мишеней в каждый момент времени, следующим образом: $P_{nad} = P_{tot}/(2\pi RH)$ и $E_{nad} = E/(2\pi RH)$, где $R = 1.1$ см – радиус расположения рамки-держателя мишени, $H = 1.6$ см – высота зазора анод-катод. Фактически, измеренные мощность и энергия МРИ нормировались на $2\pi RH \approx 11$ см². Эта оценка является несколько завышенной, поскольку не учитывается поток излучения через торцы.

Спектральный состав собственного излучения мишеней регистрировался при помощи ВУФ-спектрографа (GIS-3d) скользящего падения [17, 18] в три момента времени. Пространственное разрешение спектрографа в аксиальном направлении (вдоль оси пинча) составляло для энергии фотонов более 20 эВ порядка 1 мм, для энергии фотонов более 100 эВ – порядка 250 мкм, время экспозиции кадров – около 1.5 нс.

Динамика разлета плазмы с фронтальной и тыльной сторон мишеней регистрировалась по лазерным теневым изображениям. Трехкадровое теневое зондирование плазмы осуществлялось световым пучком Nd:YAG-лазера марки EKSPLA SL233 [19] на $\lambda = 532$ нм в радиальном направлении с регистрацией каждого кадра на свой цифровой фотоаппарат марки Canon EOS 450D (или Canon 1000D) с общим объективом от оптической скамьи ОСК-2. Пространственное разрешение лазерной диагностики по объекту было не хуже 50–100 мкм, время экспозиции лазерным пучком – около 0.1 нс на полувысоте лазерного импульса. Энергия лазерного импульса подбиралась экспериментально и составляла 8–10 мДж (суммарно на три кадра). Время задержки между кадрами можно было варьировать от 8 нс до 18 нс.

Временная зависимость собственного свечения плазмы мишеней в оптическом диапазоне спектра (340–880 нм с максимумом чувствительности на $\lambda = 530$ нм) исследовалась при помощи камеры шелевой развертки (СФЭР-2) с пространственным разрешением вдоль радиуса проволочной сборки. Пространственное разрешение камеры по объекту составляло 80 мкм, глубина резкости в области объекта – ± 23 мм. Временное разрешение развертки было 0.3 нс. Пространственная щель оптической развертки была расположена на высоте 1.2 см над катодом, что позво-

ляло одновременно регистрировать свечение плазмы проволочной сборки и мишеней. Изображение на выходном экране камеры СФЭР-2 регистрировалось на фотокамеру Canon EOS 400D.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Ниже представлены результаты многокадровой регистрации собственного рентгеновского излучения плазмы мишеней из различных веществ (майлар, полипропилен, In, Sn, Au). На всех, представленных в данном разделе рисунках, на части рисунка (а) представлены временные зависимости импульса мощности МРИ в одном или нескольких спектральных диапазонах, а на части рисунка (б) представлены рентгеновские кадровые изображения (негатив) собственного свечения плазмы Z-пинча и облучаемых мишеней, синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена кадров t_i указаны вертикальными стрелками (\downarrow СХР6).

3.1. Степень неоднородности облучения поверхности исследуемых мишеней

Так как рамки-держатели мишеней из исследуемых веществ имели форму фрагмента цилиндрической поверхности (см. рис. 5) радиусом $R = 11$ мм и были расположены по обе стороны от источника излучения на том же радиусе R как показано на рис. 4, то, естественно, существовал вопрос о степени неоднородности распределения падающей энергии на поверхности мишеней. Например, одна из двух рамок с мишенью в направлении регистрации ВУФ-спектрографа (GIS-3d) располагалась таким образом, чтобы вся поверхность мишени находилась на одном и тот же расстоянии от оси источника излучения. В этом случае излучение от источника падает на мишень по нормали к ее поверхности. Другая рамка с такой же мишенью с противоположной стороны относительно оси источника излучения была расположена так, чтобы лазерная диагностика могла одновременно регистрировать разлет плазмы с тыльной и фронтальной сторон мишеней по касательной к цилиндрической поверхности этих двух рамок. При этом мишень на данной рамке облучается под различными углами к нормали ее поверхности, что может привести к неоднородному нагреву вещества мишени и, как следствие этого, неоднородной светимости плазмы мишени по площади ее боковой поверхности.

Для такого расположения рамки-держателя относительно излучателя необходимо было выявить степень неоднородности собственного свечения плазмы мишени на всей ее поверхности. Ниже на рис. 7 и 8 приведены результаты многокадровой регистрации рентгеновских изображений плазмы Z-пинча многопроволочной сборки

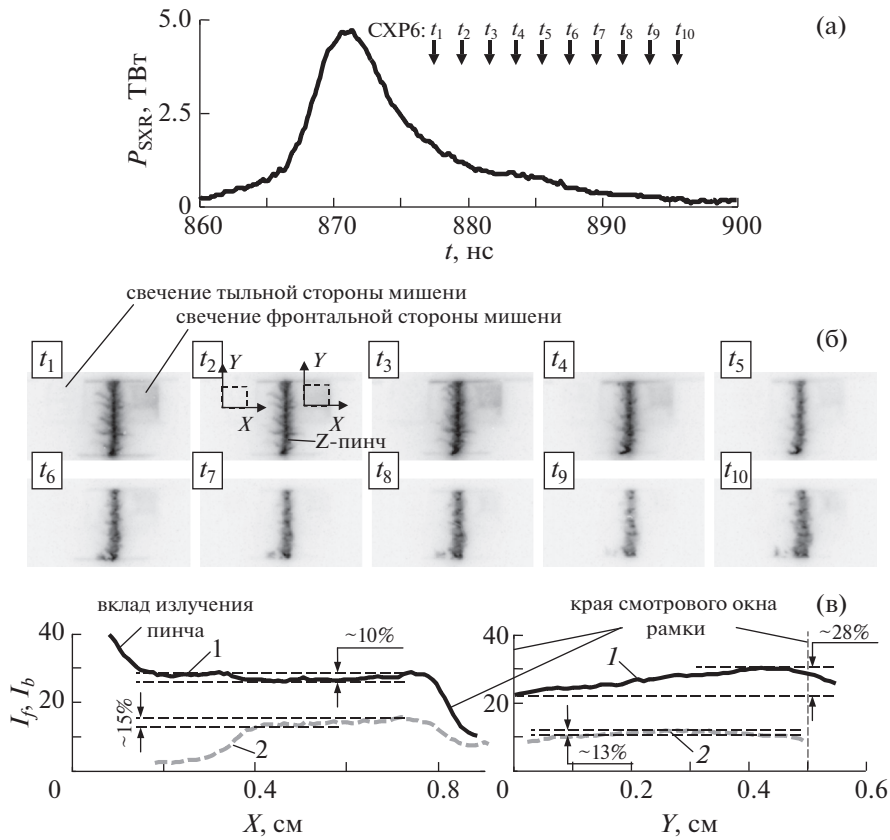


Рис. 7. Результаты эксперимента (выстрел № 6083) по воздействию на двухслойную мишень In+Mu излучения многопроволочной сборки: а) – временная зависимость импульса мощности МРИ в спектральном диапазоне $h\nu > 100$ эВ; б) – рентгеновские кадровые изображения (негатив) Z-пинча проволочной сборки и собственного свечения плазмы фронтальной и тыльной сторон мишени, синхронизованные с импульсом мощности МРИ, представленным на рис. (а), где времена кадров t_1-t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow СХР6). Анод – вверху, катод – внизу. Экспозиции кадров t_1-t_{10} – около 1 нс; в) – распределение интенсивности собственной эмиссии плазмы на фронтальной (кривая 1) и тыльной (кривая 2) сторонах мишени в момент времени $t_2 = +8.5$ нс: *слева* – вдоль оси X, *справа* – вдоль оси Y.

и облучаемых двухслойных мишеней In + Mu (выстрел № 6083) и Mu + Sn (выстрел № 6021), соответственно. В случае облучения мишени In + Mu рентгеновские кадры в моменты времени t_1-t_{10} получены после максимума импульса мощности МРИ, в случае мишени типа Mu + Sn часть кадров в моменты времени t_1-t_7 получена до пиковой мощности излучения, а остальные – на заднем фронте импульса МРИ, что позволило определить момент времени t_0 начала регистрации собственного свечения плазмы мишени на ее фронтальной и тыльной сторонах, а также изменение во времени интенсивности собственного свечения мишеней (более подробно см. раздел 3.3 данной статьи). В этом разделе рассмотрим только экспериментальные данные о распределении собственного свечения плазмы мишени по ее поверхности.

Степень неоднородности облучения поверхности мишени в момент времени t_i оценивалась по распределению яркости $B_i(X, Y)$ кадровых

изображений. Распределение яркости вдоль оси X строилось путем интегрирования следующим образом: $I_i(X) = \iint B_i(X, Y) dY$. Аналогичным образом строилось распределение вдоль оси Y: $I_i(Y) = \iint B_i(X, Y) dX$. На рис. 7в представлены распределение яркости плазмы на фронтальной (кривая 1) и тыльной (кривая 2) сторонах мишени в момент времени $t_2 = +8.5$ нс. Такие же распределения представлены на рис. 8в в момент времени $t_8 = +1.6$ нс.

Из полученных таким способом распределений яркости изображений фронтальной ($I_f(X)$ и $I_f(Y)$) и тыльной ($I_b(X)$ и $I_b(Y)$) сторон мишени (см. соответствующие кривые 1 и 2 на рис. 7в и 8в) следует, что высокая степень неоднородности (до ~50%) свечения плазмы мишеней наблюдается вблизи краев смотрового окна рамки-держателя. Скорее всего, это может быть связано с частичным поглощением собственного рентгеновского

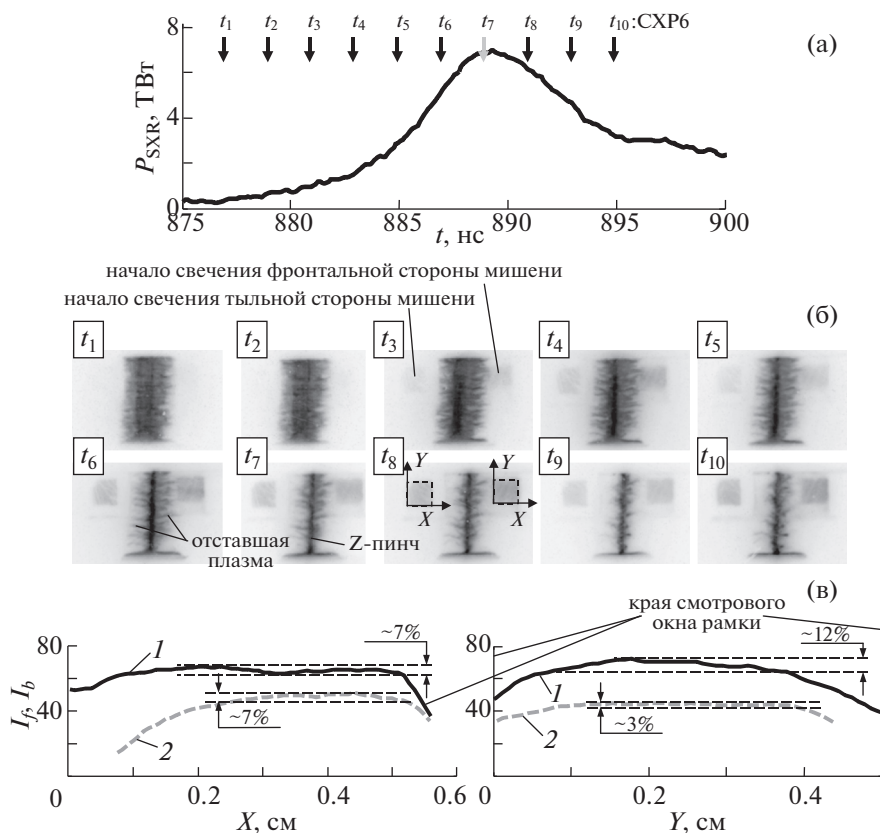


Рис. 8. Результаты эксперимента (выстрел № 6021) по воздействию на двухслойную мишень $Mu + Sn$ излучения многопроволочной сборки: а) — временная зависимость импульса мощности МРИ в спектральном диапазоне $h\nu > 100$ эВ; б) — рентгеновские кадровые изображения (негатив) Z-пинча проволочной сборки и собственного свечения плазмы фронтальной и тыльной сторон мишени, синхронизованные с импульсом мощности МРИ, представленным на рис. (а), где времена кадров t_1 – t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow СХР6). Анод — вверху, катод — внизу. Экспозиции кадров t_1 – t_{10} — около 1 нс; в) — распределение интенсивности собственной эмиссии плазмы на фронтальной (кривая 1) и тыльной (кривая 2) сторонах мишени в момент времени $t_8 = +1.6$ нс: *слева* — вдоль оси X , *справа* — вдоль оси Y .

излучения мишени в веществе, разлетающемся с поверхности рамки-держателя в процессе ее абляции под воздействием МРИ. Другой причиной такой неоднородности свечения мишени может быть угловая зависимость интенсивности ее излучения (см. раздел 3.4 настоящей статьи). Интенсивность свечения плазмы с фронтальной стороны мишени в 2–3 раза выше, чем с ее тыльной стороны. В некоторых случаях (см. кривую 1 на рис. 7в) на распределении $I_f(X)$ при приближении к левому краю рамки-держателя мишени (при $X \rightarrow 0$) наблюдается увеличение интенсивности свечения плазмы, связанное со вкладом излучения отставшей плазмы Z-пинча, частично перекрывающей левый край фронтальной поверхности рамки. На основной части площади мишени неоднородность свечения плазмы составляет не более 15%, что соответствует высокой степени однородности облучения исследуемых мишеней. В дальнейшем, анализ кадровых рентгеновских изображений проводился именно в этой области

изображения с однородным по площади мишени распределением яркости свечения ее плазмы.

Некоторая неоднородность свечения мишени вдоль оси Y может объясняться неоднородностью освещения пинчем ее поверхности вдоль этой оси, так как рамка-держатель с мишенью была размещена не по центру зазора катод-анод, а со стороны анода. Свой вклад в неоднородность свечения мишени вносит также неоднородность самой мишени и ее натяжения на рамке-держателе.

3.2. Абляция вещества рамки держателя мишеней под воздействием МРИ

Выше было показано, что плазма, образованная при абляции материала рамки-держателя мишени на краях смотрового окна под воздействием МРИ Z-пинча, способна частично поглощать собственное излучение плазмы мишени. Необходимо было выяснить динамику разлета вещества рамки и уменьшение (“заплывание”) в результате

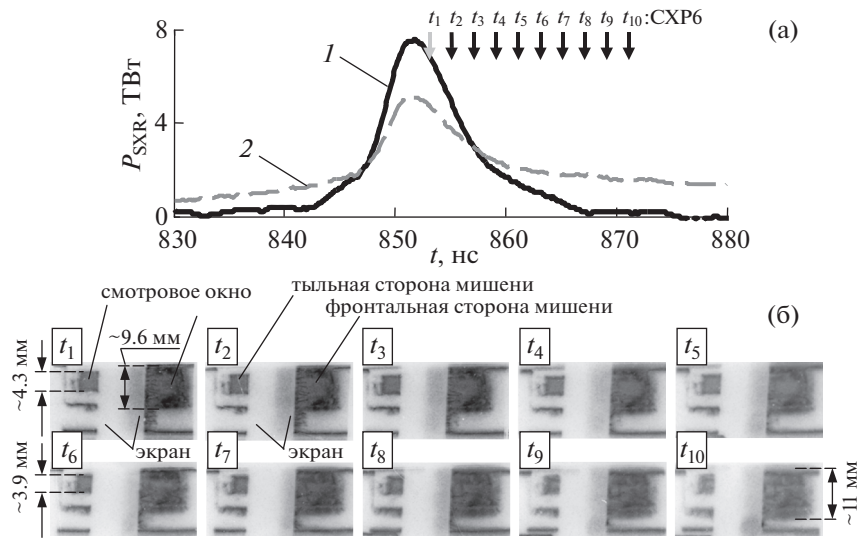


Рис. 9. Результаты эксперимента (выстрел № 6335) по воздействию на двухслойную мишень Au + Mu излучения многопроволочной сборки: а) – временные зависимости: 1, 2 – импульсы мощности МРИ в различных спектральных диапазонах $h\nu > 100$ эВ (в ТВт) и $h\nu > 20$ эВ (в отн. ед.), соответственно; б) – рентгеновские кадровые изображения (негатив) собственного свечения плазмы рамок-держателей и облучаемых мишеней, синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена кадров t_1-t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow СХР6). Анод – вверху, катод – внизу. Экспозиции кадров $t_1-t_{10} - \approx 5$ нс.

этого процесса размеров смотрового окна. Собственное свечение плазмы рамки, образованной преимущественно из вещества с низким атомным номером ($Z_{eff} \approx 2$ для полипропилена $[C_3H_6]_n$), лежит ниже порога регистрации рентгеновской камеры при съемке с экспозицией кадра $\Delta t_{exp} = 1$ нс. Для уверенной регистрации изображений разлета такой плазмы в фотонах собственного свечения, была увеличена экспозиция кадровой съемки до $\Delta t_{exp} = 5$ нс. При этом максимальная чувствительность S_{MCP} МКП-регистратора рентгеновской камеры СХР6 была увеличена более чем на порядок величины с ~ 0.17 А · см²/Вт до ~ 3 А · см²/Вт (см. рис. 3 в работе [8]). Приосевая область проволочной сборки была закрыта непроницаемым для излучения экраном для того, чтобы не перегружать МКП-регистратор по электронному току за счет регистрации мощного рентгеновского излучения от Z-пинча при большом времени $\Delta t_{exp} = 5$ нс. При этом в поле зрения регистрации рентгеновской камеры были видны только рамки с мишенями.

На рис. 9 представлены результаты такого эксперимента (выстрел № 6335) с двухслойной мишенью Au + Mu. В этом выстреле рентгеновские кадровые изображения были получены после максимума импульса мощности МРИ в промежуток времени (+1 нс – +19 нс). На всех рентгеновских изображениях уже регистрируется собственное излучение плазмы на фронтальной и тыльной сторонах мишени, а также разлет плазмы с рамок-держателей в радиальном направлении и в аксиальном – вдоль высоты зазора анод-катод. Оцен-

ка сверху средней скорости разлета плазмы материала рамки и мишени вдоль высоты зазора анод-катод составила около $8 \cdot 10^6$ см/с. Оценка средней скорости уменьшения размеров смотрового окна рамки держателя в аксиальном направлении лежала в диапазоне $\sim (1-2) \times 10^6$ см/с.

Следует отметить, что лазерное кадровое теневое фотографирование (см. напр. рис. 21а) дает близкую оценку скорости разлета плазмы материала рамки-держателя мишени. В выстреле № 6512 при воздействии импульса МРИ на рамку без мишени при уровне падающей на поверхность рамки мощности излучения $P_{над} \approx 0.3$ ТВт/см² и энергии $E_{над} \approx 3.8$ кДж/см² средняя скорость разлета плазмы (по уровню $n_e = (4 \pm 2) \times 10^{18}$ см⁻³) ее материала составила величину $\sim (6-11) \times 10^6$ см/с.

3.3. Собственное рентгеновское свечение плазмы мишеней из слоев различных веществ

Определение момента начала собственного свечения плазмы фронтальной и тыльной сторон мишени. В этом разделе статьи представлены результаты экспериментов (выстрелы № 6092, № 6082 и № 6407) воздействия импульса МРИ на мишени, состоящие из слоев веществ с различным атомным номером ($Z_{eff} \approx 4.5$ для Mu $[C_{10}H_8O_4]_n$; $Z = 49$ для In, и $Z = 79$ для Au), а, следовательно, с различной излучательной способностью (см. рис. 10–12). Массовые характеристики слоев в двухслойных мишенях Mu + Mu, In + Mu и Au + Mu

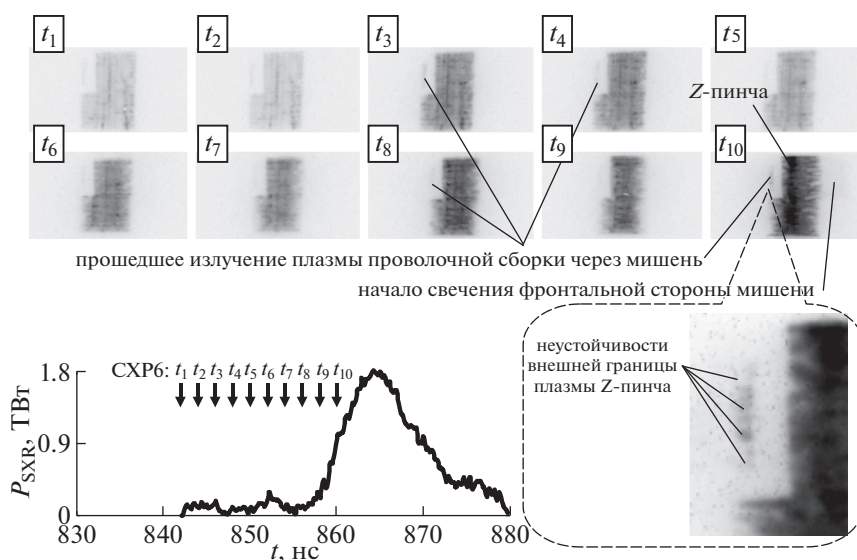


Рис. 10. Результаты эксперимента (выстрел № 6092) по воздействию на мишень $\text{Mu} + \text{Mu}$ излучения многопроволочной сборки. Рентгеновские кадровые изображения (негатив) Z-пинча проволочной сборки и собственного свечения плазмы фронтальной и тыльной сторон мишени, синхронизированные импульсом мощности МРИ в спектральном диапазоне $h\nu > 100$ эВ. Времена кадров t_1 – t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow СХР6). Анод – вверху, катод – внизу. Экспозиции кадров t_1 – t_{10} – около 1 нс.

были практически одинаковые и составляли ~ 80 – 97 $\text{мкг}/\text{см}^2$ для слоев индия, золота и ~ 84 $\text{мкг}/\text{см}^2$ – для майлара (более подробно см. табл. 1). Такие характеристики двухслойных мишеней позволяли исследовать временную зависимость интенсивности собственного рентгеновского излучения мишеней, нагретых импульсом МРИ Z-пинча. Радиационный нагрев вещества мишеней приводит к образованию на их поверхности плазмы, которая, начиная с некоторого момента времени, начинает интенсивно излучать в рентгеновском диапазоне спектра ($h\nu \in 50$ – 250 эВ). При превышении интенсивности собственного излучения плазмы мишени нижнего порога регистрации рентгеновской камеры СХР6 на полученных изображениях, начиная с момента времени t_0 , начинает регистрироваться свечение фронтальной или тыльной сторон мишени.

Вначале рассмотрим результаты регистрации собственного свечения мишени, состоящей из вещества с малым атомным номером – майлара (см. рис. 10). Мишень $\text{Mu} + \text{Mu}$ состояла из двух слоев пленки общей толщиной 1.2 $\mu\text{м}$.

Этот эксперимент позволил определить возможность регистрации рентгеновской камерой свечения плазмы из атомов со слабой излучательной способностью по сравнению с атомами In и Au . В выстреле № 6092 рентгеновские изображения (см. рис. 10) получены на финальной стадии сжатия проволочной сборки, вплоть до середины переднего фронта импульса мощности МРИ. На всех кадрах с тыльной стороны мишени наблюда-

ется прошедшее сквозь нее излучение сжимающейся плазмы проволочной сборки. При этом через смотровое окно в рамке с мишенью $\text{Mu} + \text{Mu}$ наблюдается неустойчивая внешняя граница сжимающейся плазмы проволочной сборки (см. напр. выноску на рис. 10). На последнем кадре в момент времени t_{10} , полученном за 4 нс до максимума импульса МРИ, при уровне падающей на поверхность мишени $\text{Mu} + \text{Mu}$ мощности излучения $P_{\text{пад}} \approx 0.1$ $\text{ТВт}/\text{см}^2$ и энергии $E_{\text{пад}} \approx 0.2$ $\text{кДж}/\text{см}^2$ зарегистрировано начало собственного свечения плазмы на ее фронтальной стороне. Следует заметить, что вещество тыльной стороны мишени в этот момент времени практически не излучает, т.е. интенсивность собственного рентгеновского излучения тыльной стороны мишени находится ниже порога регистрации рентгеновской камеры ($S_{\text{MCP}} \sim 0.17$ $\text{А} \cdot \text{см}^2/\text{Вт}$ при экспозиции кадров $\Delta t_{\text{exp}} \approx 1$ нс).

Далее, рассмотрим результаты экспериментов (выстрелы № 6082 и № 6407) с мишенями, состоящими из металлизированной In или Au пленки майлара.

Как и в случае с мишенью $\text{Mu} + \text{Mu}$ в данном эксперименте (выстрел № 6082) с мишенью типа $\text{In} + \text{Mu}$, все рентгеновские изображения (см. рис. 4б) были получены на финальной стадии сжатия плазмы проволочной сборки до максимума импульса мощности МРИ (см. рис. 11а). Как видно из рентгеновских кадров вплоть до момента времени t_{10} собственное свечение плазмы как

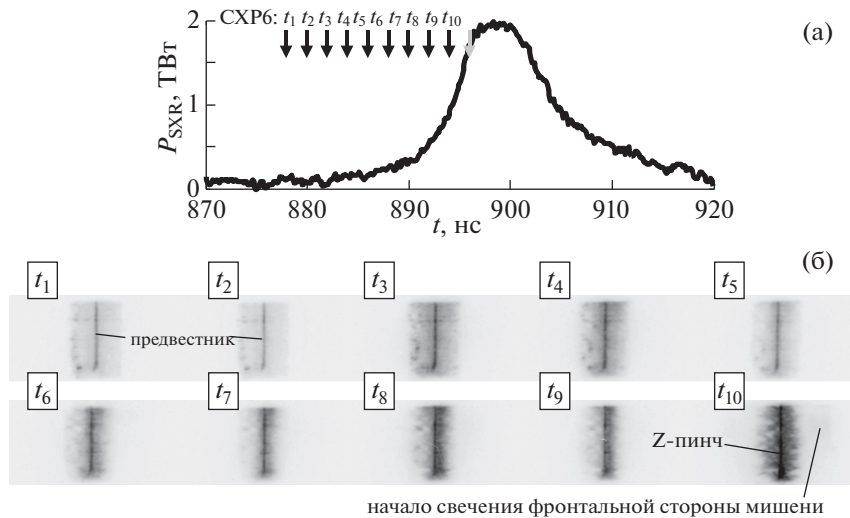


Рис. 11. Результаты эксперимента (выстрел № 6082) по воздействию на двухслойную мишень In+Му излучения многопроволочной сборки: а) – временная зависимость импульса мощности МРИ в спектральном диапазоне $h\nu > 100$ эВ; б) – рентгеновские кадровые изображения (негатив) Z-пинча проволочной сборки и собственного свечения плазмы фронтальной и тыльной сторон мишени, синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена кадров t_1-t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow CXP6). Анод – сверху, катод – внизу. Экспозиции кадров t_1-t_{10} – около 1 нс.

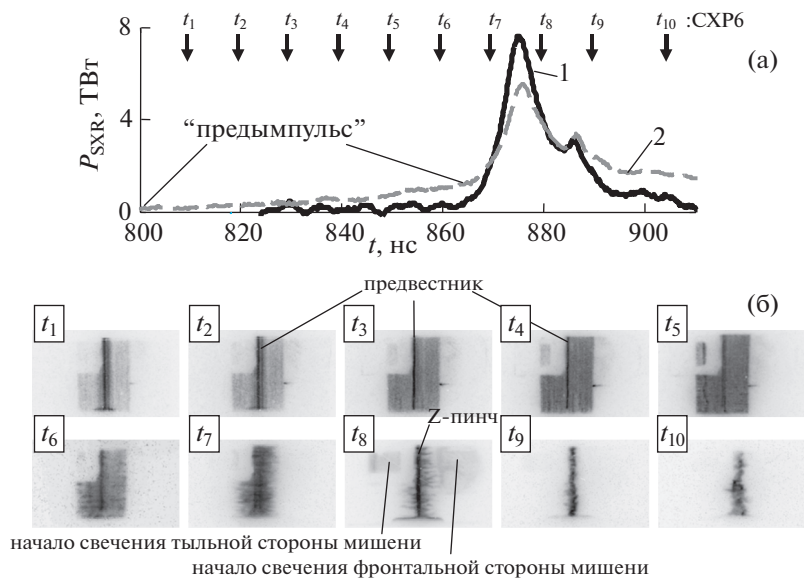


Рис. 12. Результаты эксперимента (выстрел № 6407) по воздействию на двухслойную мишень Au + Му излучения многопроволочной сборки: а) – временные зависимости: 1, 2 – импульса мощности МРИ в различных спектральных диапазонах $h\nu > 100$ эВ (в ТВт) и $h\nu > 20$ эВ (в отн. ед.), соответственно; б) – рентгеновские кадровые изображения (негатив) собственного свечения плазмы Z-пинча и облучаемых мишеней, синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена кадров t_1-t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow CXP6). Анод – сверху, катод – внизу. Экспозиции кадров t_1-t_5 – ≈ 5 нс, t_6-t_{10} – около 1 нс.

на фронтальной, так и на тыльной сторонах мишени не регистрируется. В момент времени t_{10} на кадровом изображении, полученном за 2.5 нс до пика импульса МРИ, при уровне падающей на мишень In+Му мощности излучения $P_{nad} =$

$= 0.2$ ТВт/см² и энергии $E_{nad} = 0.7$ кДж/см² зарегистрировано начало собственного свечения плазмы на ее фронтальной стороне. В это же время на тыльной стороне мишени интенсивность собственного излучения плазмы лежит ниже по-

рога регистрации рентгеновской камеры. Причиной этому служит тот факт, что плазма с тыльной стороны облучаемой мишени состоит преимущественно из слоя майлара с низкой излучательной способностью по сравнению с плазмой из In на фронтальной стороне мишени. При этом плазма, образованная из слоя майлара, является фильтром для собственного рентгеновского излучения плазмы из In.

В следующем эксперименте (выстрел № 6407) рентгеновская кадровая съемка собственной эмиссии плазмы мишени Au + Mu проводилась с увеличенными временными интервалами между кадрами ($\Delta t = 10$ нс и 15 нс), что позволило наблюдать поведение плазмы мишени на протяжении большого промежутка времени облучения — ~95 нс времени имплозии проволочной сборки (см. рис. 12). Благодаря этому, кадры t_1-t_6 были получены в течение ~60 нс воздействия на мишень длительного “предымпулса” рентгеновского излучения (см. кривую 2 на рис. 12а) в спектральном диапазоне ($h\nu \in 20-80$ эВ), зарегистрированного одним из датчиков типа ВРД (спектральная характеристика датчика s3e представлена кривой 2 на рис. 6б).

На рентгеновских изображениях рис. 12б, полученных в моменты времени t_1-t_7 за -65 нс—5 нс до максимума импульса МРИ, зарегистрировано свечение сжимающейся плазмы многопроволочной сборки через смотровое окно ближней к рентгеновской камере рамки-держателя мишени (левая рамка на изображениях). Видно, что плазма проволочной сборки, излучающая преимущественно в спектральном диапазоне $h\nu > 20$ эВ на данной стадии имплозии, заполняет весь объем сборки, а в ее приосевой области сформирован плазменный предвестник. Таким образом, воздействие на мишень Au + Mu рентгеновского излучения сжимающейся плазмы вольфрамовой сборки и ее плазменного предвестника происходит еще задолго до образования Z-пинча и возникновения пиковой мощности импульса МРИ. В момент времени t_7 за 5 нс до максимума импульса МРИ при уровне падающей на мишень мощности излучения $P_{пад} = 0.2$ ТВт/см² и энергии $E_{пад} = 1.0$ кДж/см² на ее фронтальной стороне начинает регистрироваться собственная эмиссия плазмы, образованной на поверхности мишени. Далее, интенсивность собственного свечения мишени увеличивается на порядок величины и уже надежно регистрируется на ее фронтальной и тыльной сторонах, как видно на рентгеновском изображении в момент времени t_8 на 5-ю нс после пиковой мощности МРИ. К этому моменту времени величина падающей мощности излучения и энергии на мишень составляла $P_{пад} = 0.3$ ТВт/см² и $E_{пад} = 6.0$ кДж/см², соответственно. На следую-

щих кадрах t_9 и t_{10} , снятых в моменты +15 нс и +30 нс после максимума МРИ, собственное свечение плазмы мишени и вещества рамок-держателей уже не регистрируется.

Подробное исследование особенностей временной зависимости собственной рентгеновской эмиссии мишеней при их нагреве излучением Z-пинча было необходимо для более точного определения момента максимальной светимости образованной плазмы и темпа уменьшения ее излучения.

Определение момента максимальной интенсивности собственного свечения плазмы мишеней. В этом разделе представлены результаты экспериментов (см. рис. 13–18) с двухслойными и трехслойными мишенями по определению особенностей временной зависимости интенсивности собственного рентгеновского излучения с фронтальной I_f (точки •) и тыльной I_b (квадраты ■) сторон мишени. Например, более точно был определен момент максимума интенсивности излучения плазмы мишеней относительно момента пиковой мощности МРИ Z-пинча при рентгеновской съемке с малыми интервалами времени между кадрами (~2 нс). Интенсивность собственного свечения мишеней оценивалась из яркости рентгеновских кадров в соответствующих областях цифрового изображения. Также, в качестве примера, на рис. 13а квадратами (■) и ромбами (◆) показаны интенсивности свечения плазмы многопроволочной сборки в приосевой области и во всем ее объеме, соответственно. Интенсивность свечения плазмы оценивалась по максимуму распределения интегральной яркости $V_{max}(x, t_i)$ кадровых изображений, полученных в моменты времени t_1-t_{10} . Численное интегрирование яркости кадрового изображения проводилось в пределах двух прямоугольных областей, одна из которых охватывала только приосевую область проволочной сборки, а другая — более широкую в радиальном направлении область сжимающейся плазмы (см. напр. кадр t_6 на рис. 13б). Из приведенных на рис. 13а данных следует, что интенсивность свечения плазмы многопроволочной сборки, определенная по кадровым изображениям с рентгеновской камеры, хорошо соответствует временному профилю мощности МРИ (см. кривые 1 и 2), измеренному рентгеновскими датчиками ВРД.

Таким образом, оказалось возможным исследовать временную зависимость свечения плазмы на фронтальной $I_f(t)$ и тыльной $I_b(t)$ сторонах облучаемых мишеней. Например, на рис. 13а представлена зависимость $I_f(t)$, построенная по 10-ти кадровым изображениям (точки •), полученным до и после пиковой мощности МРИ (кривые 1 и 2). Видно, что максимум собственного свечения плазмы двухслойной мишени Mu + In достигает-

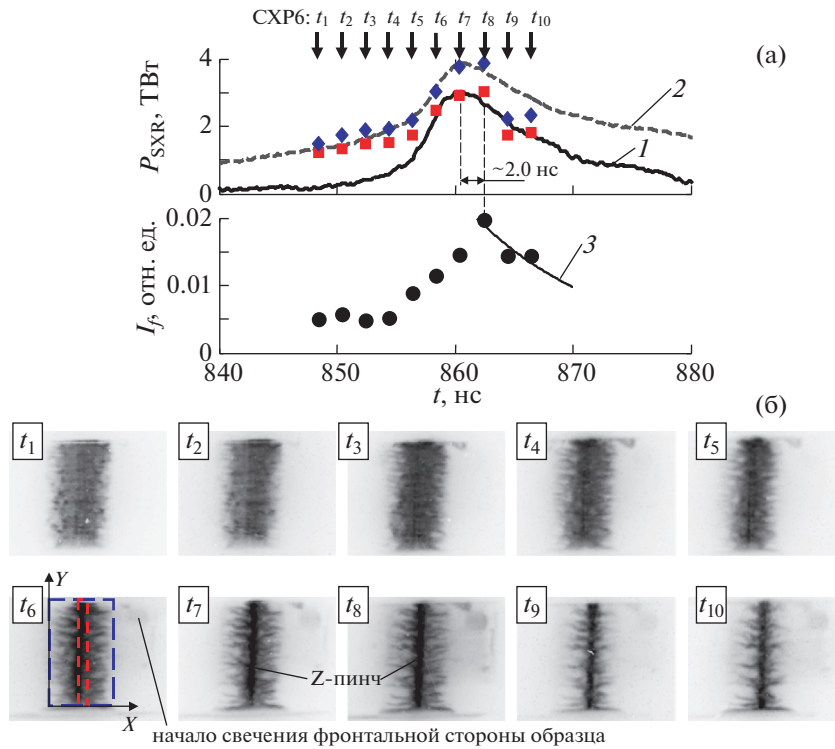


Рис. 13. Результаты эксперимента (выстрел № 6515) по воздействию на двухслойную мишень $Mu + In$ излучения многопроволочной сборки: а) – временные зависимости: 1, 2 – импульса мощности МРИ в различных спектральных диапазонах $h\nu > 100$ эВ (в ТВт) и $h\nu > 20$ эВ (в отн. ед.), соответственно; 3 – интенсивности свечения (в отн. ед.) фронтальной $I_f(\bullet)$ стороны мишени; квадратами (■) и ромбами (◆) соответственно показана интенсивность свечения плазмы в приосевой области проволочной сборки и во всем ее объеме; б) – рентгеновские кадровые изображения (негатив) Z-пинча проволочной сборки и собственного свечения плазмы фронтальной и тыльной сторон мишени, синхронизированные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена кадров t_1 – t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow СХР6). Анод – вверх, катод – вниз. Экспозиции кадров t_1 – t_{10} – около 1 нс.

ся вблизи пиковой мощности МРИ, в данном случае, через ~ 2 нс после максимума импульса. Однако следует заметить, что это время сравнимо с интервалом между рентгеновскими кадрами по которым строилась зависимость $I_f(t)$.

Аналогичная временная зависимость $I_b(t)$ собственного излучения плазмы мишени с тыльной стороны, полученная по кадровым изображениям, представлена на рис. 14а–16а.

В выстреле № 6106 рентгеновские кадровые изображения (см. рис. 14б) получены на переднем фронте импульса мощности МРИ (см. кадры t_1 – t_6), вблизи его максимума (кадр t_7) и на заднем фронте импульса излучения (см. кадры t_8 – t_{10}). Начиная с момента времени кадра t_3 , полученного за 7 нс до максимума импульса МРИ при уровне падающей мощности на поверхность трехслойной мишени $Mu + In + Mu$ $P_{nad} = 0.04$ ТВт/см² и энергии $E_{nad} = 0.6$ кДж/см², зарегистрировано начало собственного свечения плазмы на фронтальной стороне облучаемой мишени. В последующие моменты времени t_4 – t_{10}

(–8 нс до максимума и +4 нс после максимума импульса МРИ) наблюдается немонокотное изменение интенсивности собственного излучения плазмы на фронтальной и тыльной сторонах мишени: вначале интенсивность собственного свечения мишени увеличивается примерно в 3 раза, достигает своего максимума вблизи пиковой мощности МРИ и далее испытывает спад (см. кривые 2 и 3 на рис. 14б). Между моментами времени t_6 – t_7 регистрации кадров, вблизи максимума импульса МРИ, при уровне падающей мощности на поверхность мишени $P_{nad} = 0.2$ ТВт/см² и энергии $E_{nad} = 1.8$ кДж/см², зарегистрировано начало собственного свечения плазмы на ее тыльной стороне. Следует заметить, что начало регистрации рентгеновской камерой собственного свечения плазмы на фронтальной и тыльной сторонах мишени происходит примерно при одинаковом уровне интенсивности данного излучения $I_f = I_b \approx 0.011$ – 0.012 в отн. ед. яркости кадровых изображений (см. рис. 14а). По-видимому, это и определяет минимальный уровень уверенной ре-

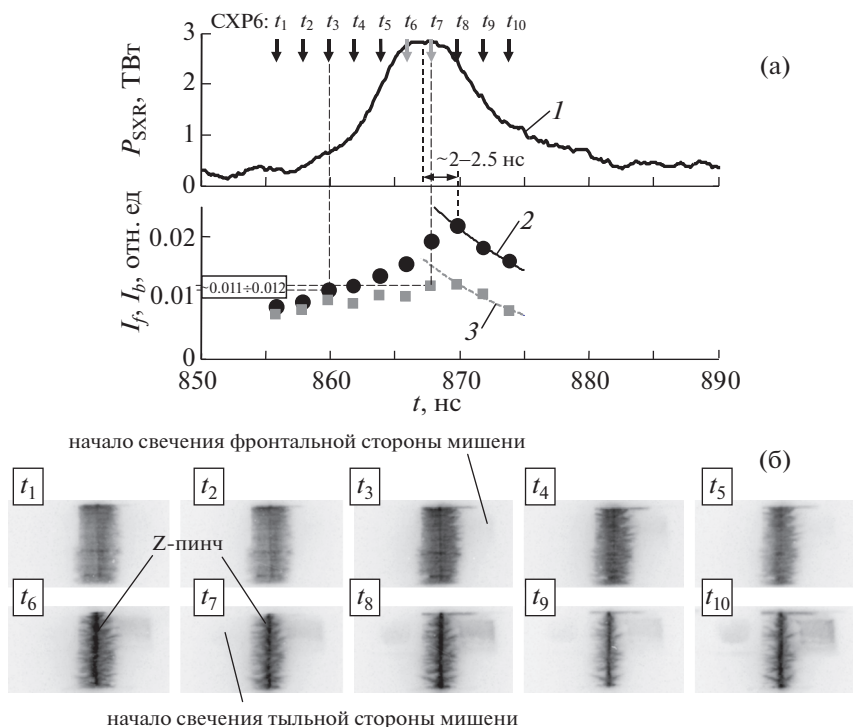


Рис. 14. Результаты эксперимента (выстрел № 6106) по воздействию на трехслойную мишень $\text{Mu} + \text{In} + \text{Mu}$ излучения многопроволочной сборки: а) – временные зависимости: 1 – импульса мощности МРИ в спектральном диапазоне $h\nu > 100$ эВ; 2, 3 – интенсивности свечения (в отн. ед.) фронтальной I_f (•) и тыльной I_b (■) сторон мишени, соответственно; б) – рентгеновские кадровые изображения (негатив) Z-пинча проволочной сборки и собственного свечения плазмы фронтальной и тыльной сторон мишени, синхронизированные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена кадров t_1 – t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow СХР6). Анод – вверху, катод – внизу. Экспозиции кадров t_1 – t_{10} – около 1 нс.

гистрации собственного свечения плазмы мишеней рентгеновской камерой СХР6.

Дальнейшие исследования показали (см. рис. 14–17 и рис. 86), что вне зависимости от структуры мишени (двухслойная или трехслойная) и словес веществ из которых она изготовлена (Mu , In , Sn и Au) временные зависимости интенсивности собственного свечения плазмы мишеней $I_f(t)$ и $I_b(t)$ достигают своего максимального значения вблизи пиковой мощности импульса МРИ [$t(P_{SXR}^{\max}) = 0$] в промежутке $+1$ – $+2.5$ нс. При этом интенсивность свечения плазмы на фронтальной стороне мишени I_f в 1.5–2 раза выше, чем I_b на ее тыльной стороне.

Аналогичное поведение интенсивности I_f^{opt} собственного свечения плазмы, на примере мишени $\text{Sn} + \text{Mu}$, наблюдается на изображении (см. рис. 17) временной развертки оптического свечения из щели, расположенной перпендикулярно оси лайнера. Свечение плазмы олова на этой развертке занимает по оси ординат область от 0.9 до 1.35 см. Временная зависимость интенсивности $I_f^{\text{opt}}(t)$ собственного свечения плазмы олова (кри-

вая 3) получена путем численного интегрирования в этих пределах цифрового изображения с щелевой оптической развертки. Видно, что собственное оптическое свечение плазмы олова начинается задолго (за ~ 70 нс) до момента пиковой мощности МРИ (см. кривые 1 и 2) и достигает своего максимального значения через ~ 4 нс после максимума импульса мощности МРИ. После этого момента наблюдается спад интенсивности собственного свечения плазмы мишени.

Как было показано, уменьшение величин I_f и I_b происходит на заднем фронте импульса мощности МРИ за некоторые конечные времена τ_f и τ_b , соответственно. Определению времен τ_f и τ_b затухания собственного свечения плазмы нагретых мишеней посвящен следующий раздел статьи.

Определение времени затухания собственного свечения плазмы мишеней. Как было показано выше, под воздействием импульса МРИ плазма мишени нагревается и излучает в рентгеновском диапазоне спектра ($h\nu > 20$ эВ) с различной интенсивностью I_f и I_b с фронтальной и тыльной стороны мишени. Естественным образом оказа-

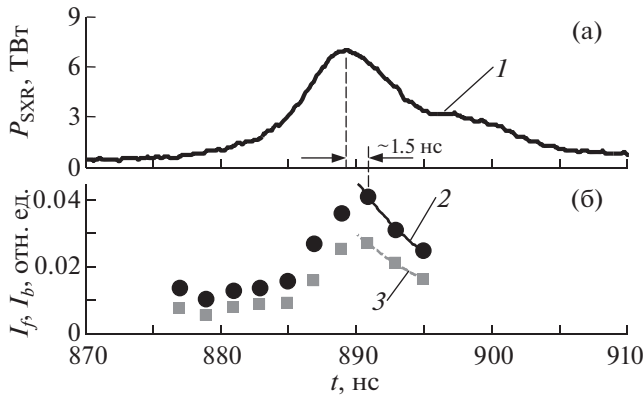


Рис. 15. Результаты эксперимента (выстрел № 6021) по воздействию на двухслойную мишень $\text{Mu}+\text{Sn}$ излучения многопроволочной сборки. Временные зависимости: 1 – импульса мощности МРИ (в ТВт) в спектральном диапазоне $h\nu > 100$ эВ; 2, 3 – интенсивности свечения (в отн. ед.) фронтальной I_f (•) и тыльной I_b (■) сторон мишени.

лось, что интенсивность собственного свечения плазмы, регистрируемая с фронтальной стороны, в несколько раз выше, чем с тыльной стороны. При этом нагрев слоев веществ мишени и образование плазмы происходит на переднем фронте импульса мощности МРИ ($h\nu < 100$ эВ), а максимум интенсивности собственного рентгеновского излучения плазмы мишени достигается вблизи пиковой мощности МРИ в промежутке от +1 нс до +3 нс. После этого момента времени начинается уменьшение интенсивности свечения плазмы мишеней. В этой части статьи представлены ре-

зультаты экспериментов целью которых было исследование времени затухания собственного свечения плазмы мишеней из слоев различных веществ.

Многокадровая регистрация рентгеновских изображений в этих экспериментах (выстрелы №№ 6081, 6514, 6409 и 6103) проводилась таким образом, чтобы большинство кадров было получено после момента пиковой мощности импульса МРИ Z-пинча проволочной сборки (см. рис. 18–22). На этих же рисунках приведены временные зависимости собственного рентгеновского свечения плазмы $I_f(t)$ и $I_b(t)$ с фронтальной и тыльной стороны мишени, восстановленные на десять моментов времени съемки кадровых рентгеновских изображений, как было сказано в п. 2.4 статьи. Согласно выражениям (1) выполнена аппроксимация уменьшения интенсивности (затухания) собственного излучения плазмы мишеней. По этим данным определены времена τ_f и τ_b затухания свечения в e-раз мишеней, изготовленных из слоев различных веществ. На некоторых рисунках также приведена временная зависимость интенсивности (в отн. ед.) источника излучения Z-пинча, определенная по тем же кадровым изображениям.

Вначале рассмотрим два случая (выстрелы № 6081 и № 6514), когда облучалась двухслойная мишень, состоящая из пленки майлара и слоя индия. В первом выстреле мишень $\text{In} + \text{Mu}$ была ориентирована слоем In в сторону Z-пинча (см. рис. 18), а в другом мишень $\text{Mu} + \text{In}$ – пленкой майлара (см. рис. 19).

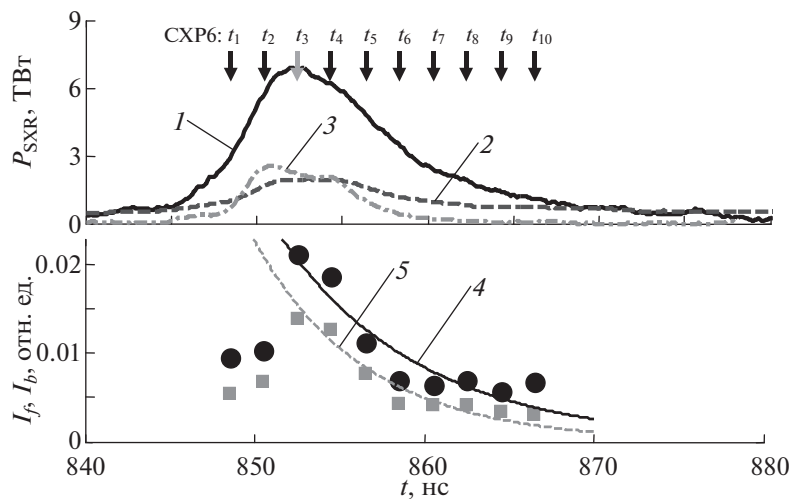


Рис. 16. Результаты эксперимента (выстрел № 6334) по воздействию на двухслойную мишень $\text{Au} + \text{Mu}$ излучения многопроволочной сборки. Временные зависимости: 1–3 – импульса мощности МРИ в различных спектральных диапазонах $h\nu > 100$ эВ (в ТВт), $h\nu > 20$ эВ (в отн. ед.) и $h\nu > 600$ эВ (в отн. ед.), соответственно; 4, 5 – интенсивности свечения (в отн. ед.) фронтальной I_f (•) и тыльной I_b (■) сторон мишени, соответственно.

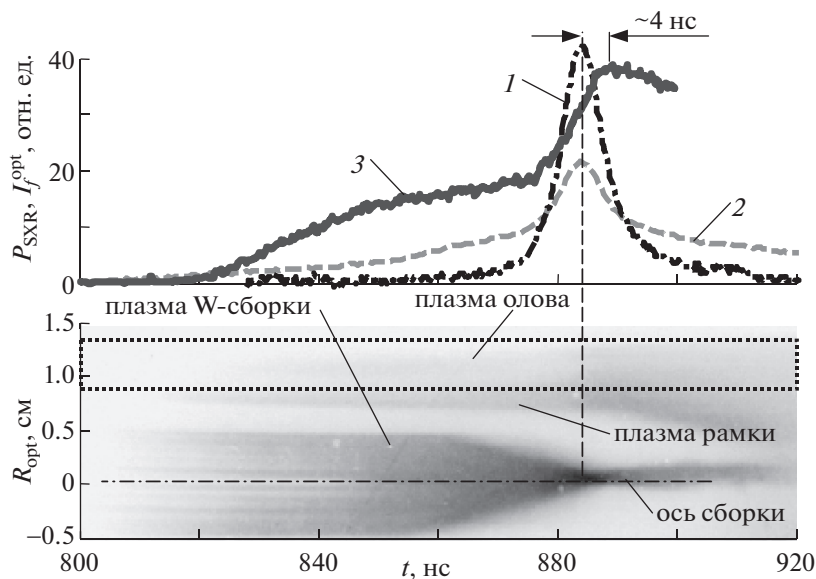


Рис. 17. Результаты оптической регистрации собственного свечения плазмы (выстрел № 5945) двухслойной мишени Sn + Му. Временные зависимости: 1, 2 – импульса мощности МРИ (в отн. ед.) в различных спектральных диапазонах $h\nu > 100$ эВ и $h\nu > 20$ эВ, соответственно; 3 – интенсивности собственного свечения I_f^{opt} плазмы олова. Внизу – изображение (негатив) сжатия плазмы W-сборки и расширения плазмы мишени с оптической радиальной развертки, синхронизированное с представленными кривыми.

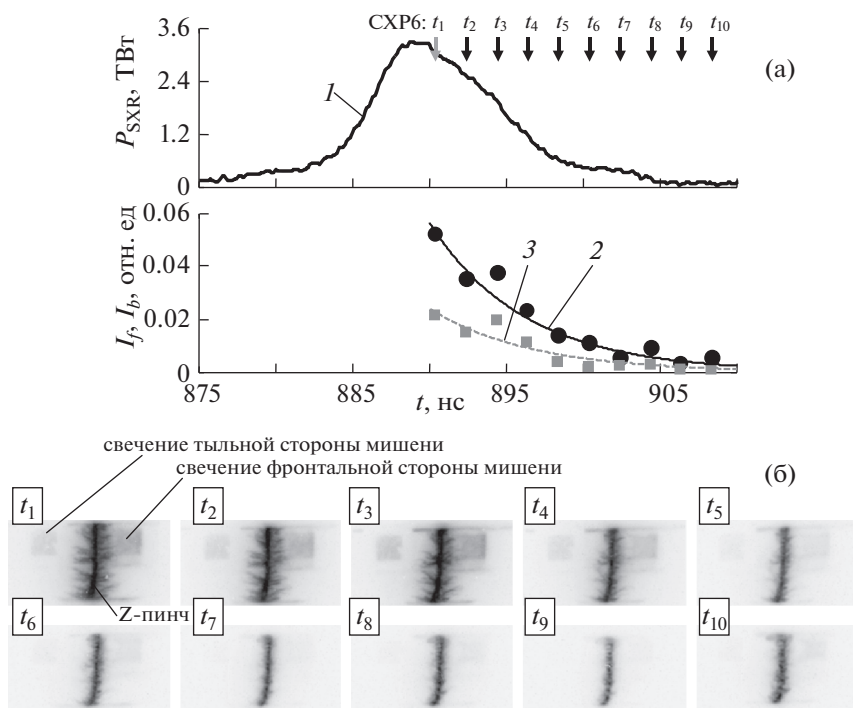


Рис. 18. Результаты эксперимента (выстрел № 6081) по воздействию на двухслойную мишень In + Му излучения многопроволочной сборки: а) – временные зависимости: 1 – импульса мощности МРИ в спектральном диапазоне $h\nu > 100$ эВ; 2, 3 – интенсивности свечения (в отн. ед.) фронтальной I_f (•) и тыльной I_b (■) сторон мишени, соответственно; б) – рентгеновские кадровые изображения (негатив) Z-пинча проволочной сборки и собственного свечения плазмы фронтальной и тыльной сторон мишени, синхронизированные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена кадров t_1 – t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow CXP6). Анод – вверх, катод – вниз. Экспозиции кадров t_1 – t_{10} – около 1 нс.

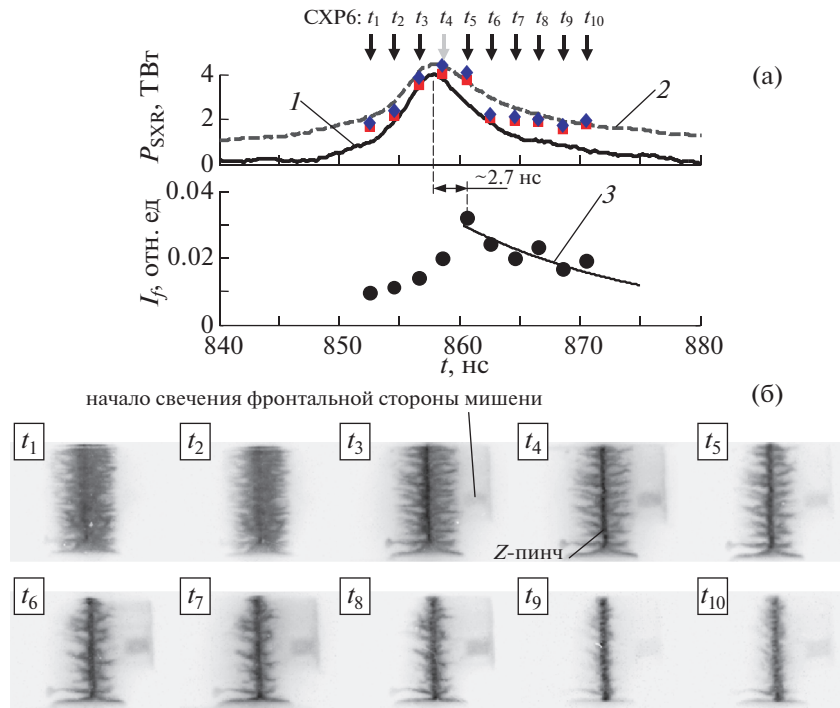


Рис. 19. Результаты эксперимента (выстрел № 6514) по воздействию на двухслойную мишень $\text{Mu} + \text{In}$ излучения многопроволочной сборки: а) – временные зависимости: 1, 2 – импульса мощности МРИ в различных спектральных диапазонах $h\nu > 100$ эВ (в ТВт) и $h\nu > 20$ эВ (в отн. ед.), соответственно; 3 – интенсивности свечения фронтальной I_f (•) стороны мишени; квадратами (■) и ромбами (◆) соответственно показана интенсивность свечения плазмы в приосевой области проволочной сборки и во всем ее объеме; б) – рентгеновские кадровые изображения (негатив) Z-пинча проволочной сборки и собственного свечения плазмы фронтальной и тыльной сторон мишени, синхронизированные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена кадров t_1 – t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow СХР6). Анод – вверх, катод – вниз. Экспозиции кадров t_1 – t_{10} – около 1 нс.

В случае мишени $\text{In} + \text{Mu}$ уже на первом кадре t_1 (см. рис. 18б), полученном через 1 нс после максимума импульса мощности рентгеновского излучения (см. кривую 1 на рис. 18а), зарегистрировано собственное свечение плазмы на ее фронтальной и тыльной сторонах. При этом уровень падающей на мишень мощности и энергии МРИ составил соответственно $P_{пад} = 0.3$ ТВт/см² и энергии $E_{пад} = 1.8$ кДж/см². В последующие моменты времени t_2 – t_{10} – через 3–19 нс после максимума МРИ, наблюдается сильное уменьшение интенсивности собственного излучения плазмы мишени. Так, уменьшение собственного свечения плазмы в e -раз на фронтальной и тыльной сторонах облучаемой мишени происходит за сравнимые времена $\tau_f \sim 6.3$ нс и $\tau_b \sim 6.6$ нс, соответственно (см. кривые 2 и 3 на рис. 18а).

В другом случае, в эксперименте с мишенью $\text{Mu} + \text{In}$, регистрация собственного свечения плазмы мишени велась только с ее фронтальной стороны (см. рис. 19). В этом выстреле вблизи пинча была расположена только одна рамка-держатель со стороны ВУФ-спектрографа (см. схему

расположения мишеней на рис. 4). Соответствующее время уменьшения собственного свечения плазмы в e -раз на фронтальной стороне мишени составило $\tau_f \sim 16$ нс, что в 2.5 раза больше, чем в случае мишени типа $\text{In} + \text{Mu}$. Естественным образом можно было бы предположить, что данная разница времен τ_f связана с длительностью заднего фронта греющего импульса МРИ. Однако, в рассматриваемых экспериментах (выстрелы № 6081 и № 6514) как длительность заднего фронта Δt_b по уровню 1/0.1, так и время уменьшения мощности МРИ в e -раз Δt_e составляли близкие значения: $\Delta t_b = 14$ нс, $\Delta t_e = 7$ нс – для выстрела № 6081 и $\Delta t_b = 15.7$ нс, $\Delta t_e = 5.9$ нс – для выстрела № 6514.

Аналогичная тенденция затухания собственного свечения плазмы наблюдается и для других двухслойных мишеней, изготовленных из слоев различных веществ: Sn , Au (см. табл. 2 в п. 5 настоящей статьи). Например, в выстреле № 6409 собственное излучение плазмы двухслойной мишени $\text{Au} + \text{Mu}$ зарегистрировано на всех кадровых изображениях (см. рис. 20б). Следует заметить,

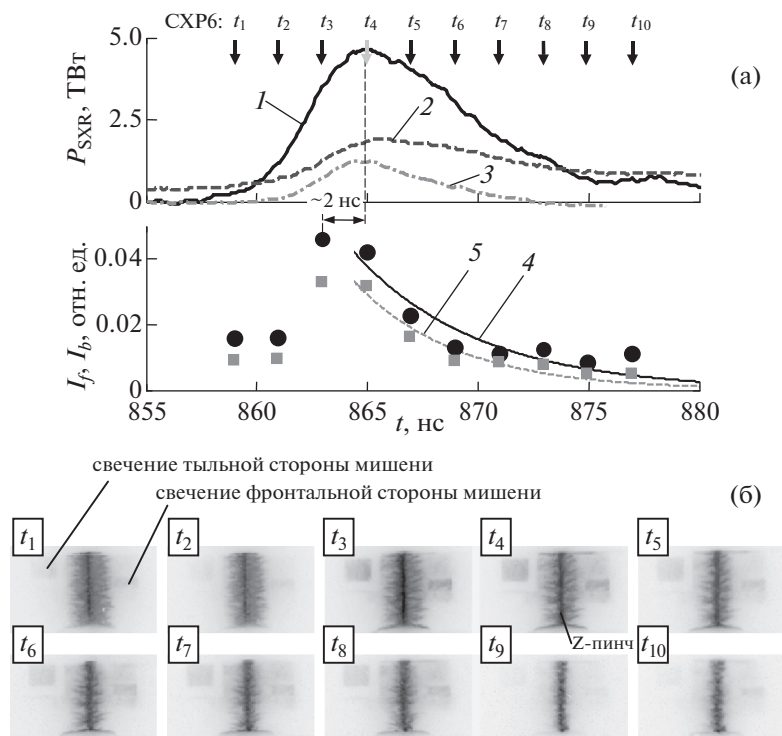


Рис. 20. Результаты эксперимента (выстрел № 6409) по воздействию на двухслойную мишень Au + Mu излучения многопроволочной сборки: а) – временные зависимости: 1–3 – импульсы мощности МРИ в различных спектральных диапазонах $h\nu > 100$ эВ (в ТВт) и $h\nu > 20$ эВ (в отн. ед.) и $h\nu > 600$ эВ (в отн. ед.), соответственно; 4, 5 – интенсивности свечения (в отн. ед.) фронтальной I_f (•) и тыльной I_b (■) сторон мишени, соответственно; б) – рентгеновские кадровые изображения (негатив) Z-пинча проволочной сборки и собственного свечения плазмы фронтальной и тыльной сторон мишени, синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена кадров t_1 – t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow СХР6). Анод – вверху, катод – внизу. Экспозиции кадров t_1 – t_{10} – около 1 нс.

что временные зависимости I_f (•) и I_b (■) отражают некоторые особенности профиля заднего фронта греющего импульса МРИ – немонотонность спада (см. кривую 1 на рис. 20а).

На кадре t_1 , снятом за 5 нс до пиковой мощности МРИ, уверенно наблюдается собственное свечение мишени Au + Mu не только с ее фронтальной стороны, но и с тыльной стороны. Следует заметить, что в экспериментах с мишенями из майлара и индия, или майлара и олова, собственное свечение плазмы с тыльной поверхности начинало регистрироваться только ближе к моменту пиковой мощности МРИ. Скорее всего, это связано с различной излучательной способностью веществ (Au и In, Sn), нанесенных на пленку майлара. Время затухания собственного свечения плазмы в e -раз для случая с мишенью Au + Mu составило $\tau_f \sim 5.6$ нс для фронтальной поверхности и $\tau_b \sim 4.7$ нс для тыльной (см. кривые 4 и 5 на рис. 20а). Приведенные значения времен затухания для мишени Au + Mu сравнимы с временами τ_f и τ_b , получившимися в экспериментах с мишенью типа In + Mu, когда мишень была также по-

вернута к излучателю (Z-пинчу) слоем из вещества с высокой излучательной способностью по сравнению с майларом. Скорее всего, такое поведение собственного излучения мишеней тесно связано с различной динамикой разлета плазмы с фронтальной и тыльной стороны мишени.

Действительно, как следует из данных лазерного теневого фотографирования (см. рис. 21а), плазма на поверхности мишеней Au + Mu образуется задолго до пиковой мощности МРИ (см. кривую 1). Так, на кадровых теневых изображениях, полученных в моменты t_1 – t_3 , еще на стадии предварительного воздействия на мишень т.н. “предымпулса” мягкого рентгеновского излучения ($h\nu \in 20$ – 80 эВ, см. кривую 2), на ее фронтальной и тыльной сторонах начинает регистрироваться разлет вещества по уровню электронной концентрации $n_e \sim (1$ – $5) \times 10^{18}$ см $^{-3}$. На всех представленных на рисунке 21а теневых изображениях для удобства восприятия серыми прямоугольниками показано начальное положение границ поверхностей мишеней, до воздействия на них рентгеновского излучения. По ширине тени Δx ,

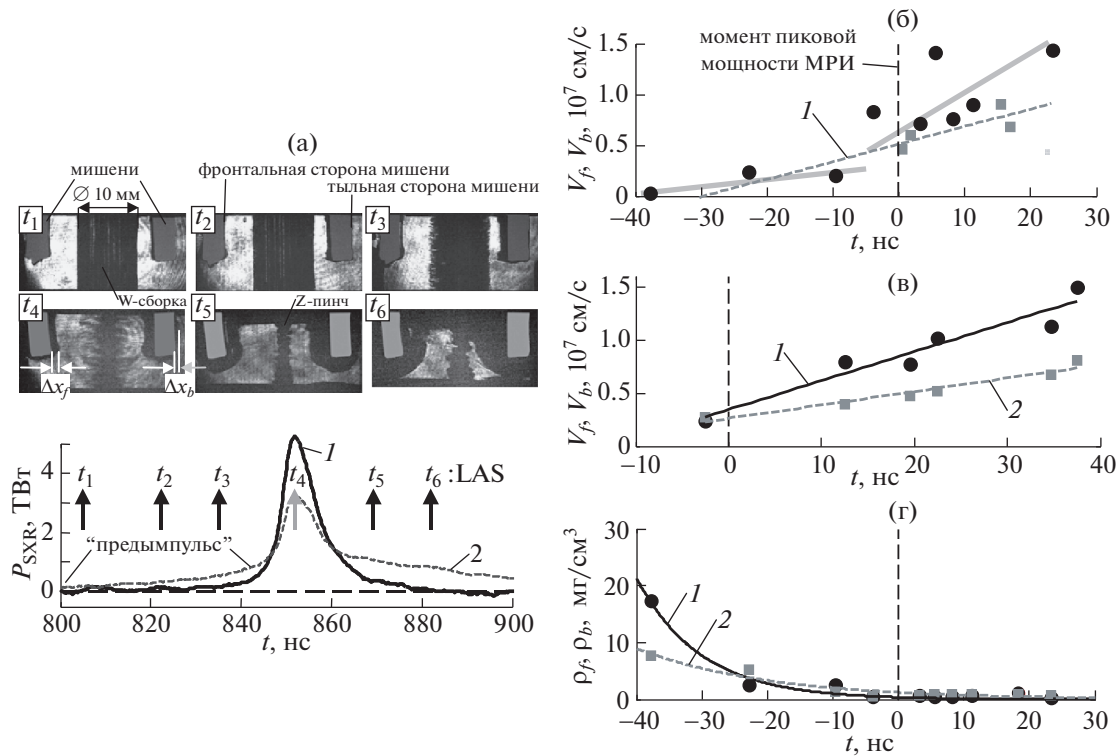


Рис. 21. Результаты лазерного теневого зондирования расширяющейся плазмы двухслойных мишеней Au + Mu, Mu + Au и монослойных из Au: а) – лазерные теневые изображения разлета плазмы мишеней Au в 2-х выстрелах (№ 6334 и № 6335), синхронизированные с импульсом мощности МРИ (см. внизу кривые 1 – $h\nu > 100$ эВ, 2 – $h\nu > 20$ эВ); б) – временная зависимость средней скорости разлета плазмы Au с фронтальной стороны V_f (•) мишени типа Au(0.05 мкм) + Mu(0.6 мкм) и с тыльной стороны V_b (■) мишени типа Mu(0.6 мкм) + Au(0.05 мкм). Кривая 1 является аппроксимацией экспериментальных данных в виде $V_b(t) \approx 10^5 \cdot (t + 54)$. Серыми линиями (—) показаны два возможных тренда изменения скорости V_f ; в) – тоже, что и б), только для монослойной мишени из Au (0.11 мкм). Кривые 1 и 2 являются аппроксимациями экспериментальных данных в виде $V_f(t) \approx 10^5 \cdot (2.7 \cdot t + 34)$ и $V_b(t) \approx 10^5 \cdot (1.3 \cdot t + 26)$, соответственно. Максимум мощности МРИ соответствует моменту времени $t = 0$ нс; г) – изменение плотности плазмы, расширяющейся с фронтальной и тыльной сторон мишени типа Au(0.05 мкм) + Mu(0.6 мкм), восстановленное по смещению тени границы плазмы.

отсчитанной от начального положения поверхности мишени до передней кромки теневого изображения плазмы с фронтальной Δx_f и тыльной Δx_b сторон мишени, сделана оценка средней скорости разлета вещества мишени по формуле $V_{f,b} = \Delta x_{f,b} / \Delta t$ на промежутке времени Δt между соседними кадрами, полученными в одном выстреле. Радиальный размер плазмы $\Delta x_{f,b}$, созданной на облучаемой и на тыльной сторонах мишени, медленно увеличивается от ~ 160 мкм до ~ 1.4 мм в промежутке времени $t \in (-50, 0)$ нс до наступления максимума импульса мощности излучения. После воздействия на мишень основного импульса излучения ($h\nu > 100$ эВ) происходит интенсивное расширение плазмы вплоть до толщины 3–4 мм.

По совокупности выстрелов с учетом приведенных выше значений $\Delta x_{f,b}$ построены времен-

ные зависимости скорости разлета плазмы с фронтальной $V_f(t)$ и тыльной $V_b(t)$ сторон мишени для двухслойных мишеней типа Au + Mu (см. рис. 21б). Как следует из этого рисунка, средняя скорость V_f разлета плазмы золота с фронтальной стороны мишени в 1.3–1.5 раза выше скорости V_b разлета плазмы золота с тыльной стороны мишени типа Mu + Au на стадии пинчевания плазмы многопроволочной сборки и генерации импульса МРИ в промежутке времени $t \in (-10, +20)$ нс. На этом же рисунке полупрозрачными линиями (—) показаны два возможных тренда изменения скорости V_f разлета плазмы золота с фронтальной поверхности: первый – в промежутке времени $t \in (-40, \sim 0)$ нс, когда на мишень воздействует “предымпульт” мягкого рентгеновского излучения, второй – после воздействия на мишень основного импульса излучения Z-пинча ($h\nu >$

> 100 эВ). Начиная с момента $t > -5$ нс наблюдается резкое возрастание скорости V_f разлета плазмы с фронтальной поверхности мишени. При этом на лазерных теневых изображениях, полученных на этой стадии имплозии проволоочной сборки (см. кадры t_4-t_6 на рис. 21а), зарегистрирован интенсивный разлет вещества мишени в межэлектродном зазоре установки. Такая же тенденция изменения скорости разлета плазмы с фронтальной и тыльной сторон мишени наблюдается и для монослойных мишеней, изготовленных из сусального золота (96.67 весовых %) толщиной 0.11 мкм (см. кривые 1 и 2 на рис. 21в).

Следует заметить, что на представленных на рис. 21б графиках скоростей движения $V_f(t)$ и $V_b(t)$ для разных мишеней Au(0.05 мкм) + Mu(0.6 мкм) и Mu(0.6 мкм) + Au(0.05 мкм) точек измерения не так много при довольно большом разбросе данных. Поэтому была проведена только простейшая линейная интерполяция данных. Совершенно точно можно утверждать, что до начала основного импульса излучения ($t < -10$ нс) скорости малы и растут гораздо медленнее, чем во время воздействия излучения основной компоненты греющего импульса на мишень. Видно, что во время основного импульса излучения, в период времени от -5 нс до $+40$ нс, скорость разлета плазмы нарастает вплоть до $(0.6-1.5) \times 10^7$ см/с для этих мишеней. Экспериментальных данных о V_f и V_b , полученных в период времени $+20$ – $+40$ нс, не так много. Для мишеней Au + Mu и Mu + Au в этом временном промежутке вполне возможно построить по имеющимся точкам и горизонтальную прямую, без роста скорости разлета плазмы мишеней. Эти же выводы можно сделать и из анализа графиков смещения ($\Delta x_{f,b}$) внешней границы тени плазмы от времени. Рост скоростей V_f и V_b вплоть до $+30$ нс надежно зарегистрирован только для монослойной мишени из сусального золота толщиной 0.11 мкм.

Сделана оценка изменения плотности расширяющейся плазмы с фронтальной $\rho_f(t)$ и тыльной $\rho_b(t)$ сторон мишени типа Au + Mu в предположении, что вся ее масса участвует в разлете и плотность вещества имеет равномерное распределение по толщине расширяющегося слоя $\Delta x_{f,b}$. Как следует из полученных временных зависимостей $\rho_f(t)$ и $\rho_b(t)$, плотность плазмы за счет разлета уменьшается больше, чем на порядок величины до уровня < 1 мг/см³ (см. кривые 1 и 2 на рис. 21г), еще до воздействия основного импульса рентгеновского излучения, а от плотности твердого состояния вещества – на четыре порядка. В моменты времени $t > 0$ плотность плазмы продолжает падать.

Таким образом, наблюдаемое в эксперименте затухание собственного свечения вещества ми-

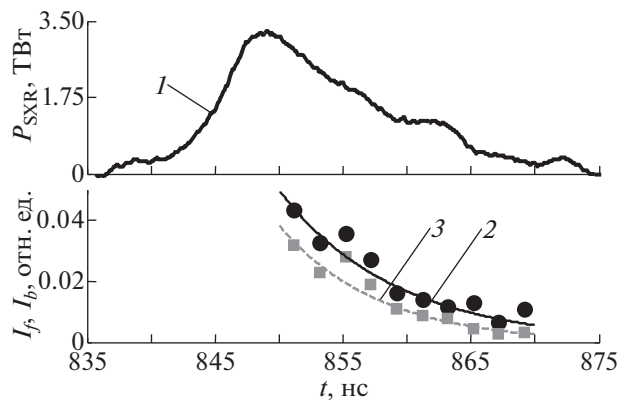


Рис. 22. Результаты эксперимента (выстрел № 6103) по воздействию на трехслойную мишень Mu + In + Mu излучения многопроволочной сборки. Временные зависимости: 1 – импульса мощности МРИ (в ТВт) в спектральном диапазоне $h\nu > 100$ эВ; 2, 3 – интенсивности свечения (в отн. ед.) фронтальной $I_f(\bullet)$ и тыльной $I_b(\blacksquare)$ сторон мишени.

шеней связано как с уменьшением интенсивности греющего излучения Z-пинча, так и с разлетом плазмы мишени при котором уменьшается ее плотность и температура за счет излучательных потерь.

Применение трехслойных мишеней позволяет прояснить взаимосвязь между временем затухания собственного свечения мишени и динамикой разлета ее плазмы. Действительно, трехслойная мишень представляет собой конструкцию, в которой средний слой (слой № 2) из вещества с высокой излучательной способностью (In или Au) заключен между двумя слоями, т.н. “слоями-тамперами” (слои № 1 и № 2), – пластиковыми пленками (полипропилен или майлар) с относительно низкой излучательной способностью. Из табл. 1, где представлены параметры мишеней, и рис. 2 следует, что слой № 1 частично является поглотителем рентгеновского излучения Z-пинча. Указанные тамперные слои № 1 и № 3 препятствуют свободному разлету плазмы слоя № 2, образованной под воздействием греющего импульса МРИ, в вакуум.

На рис. 22 представлены результаты эксперимента (выстрел № 6103) по воздействию импульса МРИ на такую трехслойную мишень типа Mu + In + Mu.

В этом случае, как следует из вида кривых 2 и 3, времена уменьшения интенсивности собственного излучения плазмы данной мишени в e -раз составили следующие значения $\tau_f \approx 9.2$ нс и $\tau_b \approx 7.8$ нс. Полученные значения времен τ_f и τ_b в экспериментах с трехслойными мишенями типа Mu + In + Mu оказались сравнимы с соответствующими временами, определенными в экспери-

ментах с двухслойными мишенями типа $Mu + In$, у которых ближний к излучателю слой вещества состоял из того же материала — майлара. У последнего типа мишени, свободный разлет плазмы индия с фронтальной поверхности мишени в сторону излучателя также, как и в случае мишени $Mu + In + Mu$, сдерживался расширяющимся слоем плазмы из майлара. Наоборот, у двухслойных мишеней типа $In + Mu$, когда ближний к излучателю слой мишени состоял из In , свободный разлет плазмы этого слоя ничем не сдерживался. В этом случае происходило быстрое расширение плазмы вещества с высокой излучательной способностью, что способствовало быстрому затуханию собственного свечения плазмы мишени.

Многокадровая рентгеновская регистрация собственного рентгеновского излучения плазмы мишеней позволила нам получить данные о временной зависимости этого излучения в широком диапазоне спектра ($h\nu > 50$ эВ). Измерения, проведенные при помощи ВУФ-спектрографа, выявили ряд спектральных особенностей свечения плазмы мишеней, изготовленных из слоев различных веществ.

3.4. Особенности спектра собственного рентгеновского излучения плазмы мишеней

В рассматриваемых экспериментах мишени облучаются излучением Z-пинча, и, чтобы измерять спектр собственного излучения мишени, необходим отдельный ввод в спектрограф эмиссии этих источников: излучения Z-пинча, излучения прошедшего мишень и собственного излучения плазмы мишени. Так как ВУФ-спектрограф (GIS-3d) обладает пространственным (аксиальным) разрешением такое разделение было сделано с помощью двух отверстий в рамке-держателе мишеней (см. рис. 5). Ось одного из отверстий совпадала с осью спектрографа, а ось второго расположена под углом к оси спектрографа. Геометрия рамки-держателя была такой, что через второе отверстие во входную щель спектрографа попадало только собственное излучение плазмы облученной мишени. Излучение Z-пинча на этой высоте было перекрыто рамкой. Такая рамка-держатель позволяет одновременно измерять прошедшее мишень излучение и ее собственное излучение. Излучение Z-пинча проходит в спектрограф под рамкой-держателем (см. рис. 4).

Для измерения спектрального коэффициента пропускания плазмы мишени требуется величина ее собственного излучения в направлении оси спектрографа. Разлетающаяся плазма мишени является объемным источником рентгеновского излучения. Поэтому необходимо измерение угловой зависимости собственного излучения мишени. Для этого рамка-держатель мишени была изменена, и второе отверстие, для измерения из-

лучения плазмы мишени, было сделано “скошенным” (см. рис. 23а). В нем нормаль к поверхности отверстия меняется с высотой и, таким образом, меняется угол φ между направлением регистрации собственного излучения и осью спектрографа, что позволяет измерять угловую зависимость интенсивности собственного излучения. Геометрия рамки такова, что угол регистрации собственного излучения меняется в диапазоне $\varphi \sim 30^\circ - 65^\circ$.

В экспериментах использовались двухслойные мишени $Mu+In$ со слоем индия толщиной 0.59 мкм и с майларом на фронтальной стороне. Толщина слоя индия была выбрана достаточно большой (поверхностная плотность ≈ 430 мкг/см²) для увеличения интенсивности собственного излучения мишени. В отдельном эксперименте, в котором использовалась рамка-держатель без мишени, был определен вклад излучения, рассеянного рамкой, в регистрируемое спектрографом излучение на уровне отверстий в рамке-держателе.

Проведенные эксперименты показали одинаковый характер спектральной плотности мощности собственного излучения плазмы мишени S при разных углах φ для мишени $Mu + In$ (см. рис. 23б). На рисунке представлена зависимость S от угла φ , меняющемся в пределах $\sim 30^\circ - 65^\circ$ и указана погрешность измерений. Из графиков видно, что при углах регистрации излучения плазмы мишени $\sim 30^\circ - 45^\circ$ величина S , в пределах погрешности измерений (указана на рис. 23б), не зависит от угла φ практически во всем диапазоне длин волн излучения пинча $\sim 50 - 250$ Å (см. кривые 1–3 на рис. 23б). Отсюда следует, что при таких углах регистрации яркость источника не зависит от угла наблюдения и плазму мишени можно рассматривать как ламбертовский источник рентгеновского излучения. Вне указанного диапазона углов регистрации (см. кривые 4 и 5) уже нельзя пренебречь угловой зависимостью $S(\varphi)$.

На спектре собственного излучения индиевой плазмы мишени выделяется полоса линий в области ~ 141 Å (см. рис. 23б), которая регистрируется в широком диапазоне времени регистрации от $t_p = -8$ нс до $+23$ нс (относительно момента пиковой мощности МРИ). В работе [20] было идентифицировано в этой области длин волн 67 линий переходов $4p^6 4d^2 - (4p^6 4d 5p + 4p^6 4d 4f + 4p^5 4d^3)$ в ионах In_{XII} плазмы вакуумной искры. На рис. 23в представлено сравнение спектра собственного излучения плазмы мишени $Mu + In$ (0.6 мкм $+ 0.59$ мкм) в выстреле № 6515 (время регистрации $t_p = +4$ нс, кривая 1) с набором идентифицированных линий в спектре излучения плазмы In по данным этой работы. Интенсивность излучения в этой полосе ~ 141 Å меняется в зависимости от времени регистрации спектра. Проведенная

Таблица 2. Сводная таблица данных регистрации собственной эмиссии облучаемых мишеней

№ выст- рела	Тип мишени	Начало регистрации t_0 (в нс) собственной эмиссии плазмы мишени относительно момента пиковой мощности $P_{\max}, t(P_{\max}) = 0$		Падающая на фронтальную поверхность мишени мощность P_{in} (в ТВт/см ²) / энергия E_{in} (в кДж/см ²) в момент времени t_0 или в момент регистрации	Время уменьшения в e -раз интенсивности собственного свечения плазмы мишени		Длитель- ность Δt_b заднего фронта импульса мощности МРИ (по уровню 1.0/0.1), нс / время уменьшения мощности МРИ в e -раз, нс
		на фронтальной стороне	на тыльной стороне		τ_f , нс на фронтальной стороне	τ_b , нс на тыльной стороне	
1	2	3	4	5	6	7	8
6092	My* + MyT	T-4 (на пределе регистрации)	эмиссия не зарегистри- рована	0.1 / 0.2	—	—	14.6 / 7.2
6520	In* + My	уже регистрируется в момент -3		0.2 / 0.8	6.0	6.6	17.3 / 10.4
6082	In* + My	-2.5	эмиссия не зарегистри- рована	0.2 / 0.7	—	—	16.9 / 8.3
6081	In* + My	уже регистрируется в момент +1		0.3 / 1.8	6.3	6.6	14.0 / 7.0
6088	In* + My	уже регистрируется в момент +4		0.1 / 1.2	7.9	7.0	28.8 / 4.1
6083	In* + My	уже регистрируется в момент +6.5		0.2 / 3.8	7.4	6.5	17.1 / 6.5
				$\bar{A} \pm \sigma_A$	6.9 ± 0.9	6.7 ± 0.2	$18.1 \pm 5.4 / 7.3 \pm 2.3$
6532	My* + In	уже регистриру- ется в момент -5.7	-1.7 [^]	0.09 / 0.6 - 0.38 [^] / 1.51 [^])	11.0	9.5	23.9 / 14.2
6515	My* + In	-2.0	-	0.2 / 1.0	11.5	-	19.7 / 9.1
6514	My* + In	-1.3	-	0.3 / 1.3	16.0	-	15.7 / 5.9
6547	My* + In	уже регистрируется в момент +0.8		0.4 / 2.0	-	12.9	21.2 / 8.9
6522	My* + In	уже регистрируется в момент +8		0.04 / 1.3	9.9	-	19.6 / 9.7
6521	My* + In	уже регистрируется в момент +9		0.07 / 2.8	10.8	11.0	21.7 / 6.9
				$\bar{A} \pm \sigma_A$	11.8 ± 2.4	11.1 ± 1.7	$20.3 \pm 2.7 / 9.1 \pm 2.9$
6106	My* + In + My	-7	0 [^] - +1 [^]	0.04 / 0.6 - 0.2 [^] / 1.8 [^])	>12.9	>9.5	14.7 / 7.8
6104	My* + In + My	уже регистрируется в промежутке -2 - -1		0.1 / 0.7	8.6	8.8	23.0 / 7.2
6103	My* + In + My	уже регистрируется в момент +2		0.2 / 2.1	9.2	7.8	19.8 / 10.0
6101	My* + In + My	уже регистриру- ется на +3 - +4	+7 [^] - +8 [^]	0.08 / 1.3 - 0.05 [^] / 1.5 [^])	8.6	7.5	39.2 / 12.3
				$\bar{A} \pm \sigma_A$	9.8 ± 2.1	8.4 ± 0.9	$24.2 \pm 10.6 / 9.3 \pm 2.3$
5941	My* + Sn	-14.7 (при $\Delta_{exp} = 5$ нс) +5.4 (при $\Delta_{exp} = 1$ нс)		0.02 / 0.1 0.3 / 4.6	—	—	21.5 / 7.5
6021	My* + Sn	-9		0.08 / 0.5	>7.9	>8.1	17.5 / 9.4

Таблица 2. Окончание

№ выстрела	Тип мишени	Начало регистрации t_0 (в нс) собственной эмиссии плазмы мишени относительно момента пиковой мощности $P_{max}, t(P_{max}) = 0$		Падающая на фронтальную поверхность мишени мощность P_{in} (в ТВт/см ²) / энергия E_{in} (в кДж/см ²) в момент времени t_0 или в момент регистрации	Время уменьшения в e -раз интенсивности собственного свечения плазмы мишени		Длительность Δt_b заднего фронта импульса мощности МРИ (по уровню 1.0/0.1), нс / время уменьшения мощности МРИ в e -раз, нс
		на фронтальной стороне	на тыльной стороне		τ_f , нс на фронтальной стороне	τ_b , нс на тыльной стороне	
5939	Му* + Sn	-8.5 (при $\Delta_{exp} = 5$ нс) 0 - +1.5 (при $\Delta_{exp} = 1$ нс)		0.1 / 0.8 0.2 / 2.5	-	-	30.5 / 12.5
6020	Му* + Sn	-5 +5 (уверенно)		0.2 / 0.9 0.4 / 5.7	-	-	26.0 / 7.4
6019	Му* + Sn	+2		0.5 / 3.6	-	-	31.9 / 11.8
				$\bar{A} \pm \sigma_A$	-	-	25.5 ± 6.0 / 9.7 ± 2.4
6407	Au* + Му	-5 +5 (уверенно)		0.2 / 1.0 0.3 / 6.0	-	-	18.5 / 7.5
6409	Au* + Му	уже регистрируется в момент -5		0.1 / 0.7	5.6	4.7	24.1 / 7.3
6411	PP* + Au + Му	-4		0.2 / 0.7	-	-	22.3 / 9.6
6334	Au* + Му	-4 0 (уверенно)		0.2 / 0.9 0.6 / 2.8	8.3	6.6	18.5 / 7.7
6335	Au* + Му	уже регистрируется в момент +1.3 (при $\Delta_{exp} = 5$ нс)		0.6 / 4.0	-	-	12.7 / 5.8
				$\bar{A} \pm \sigma_A$	7.0 ± 1.9	5.7 ± 1.3	19.2 ± 4.4 / 7.6 ± 1.4
6548	Му* + Au	уже регистрируется в момент -6.0		0.1 / 0.6	11.5	9.5	20.5 / 8.1
6430	Му* + Au	уже регистрируется в момент -0.5		0.5 / 2.0	10.7	9.0	19.9 / 6.6
6408	Му* + Au	уже регистрируется в момент +5.5		0.4 / 7.0	11.0	8.4	13.9 / 5.6
				$\bar{A} \pm \sigma_A$	11.1 ± 0.4	8.7 ± 0.6	18.1 ± 3.6 / 6.8 ± 1.3

Примечание: знаком * обозначена поверхность мишени, обращенная в сторону излучателя (Z-пинча); в некоторых случаях указана величина Δ_{exp} – длительность экспозиции кадрового изображения камеры СХР6, если не указано, то $\Delta_{exp} = 1$ нс; Серым цветом выделены ячейки по которым определялись среднее значение соответствующих величин и их среднеквадратичное отклонение в виде $\bar{A} \pm \sigma_A$.

серия экспериментов с мишенями такого типа показала, что максимум собственного излучения индиевой плазмы мишени достигается позже пика облучающего импульса МРИ Z-пинча на 3–4 нс (см. рис. 23г), а время падения интенсивности τ_b (уменьшение в e -раз) происходит за ~ 7 нс.

Была проведена серия экспериментов (см. табл. 2) с двухслойными мишенями Му + Au (0.6 мкм + 0.05 мкм). Представленный на рис. 24а характер спектральной плотности мощности собственного излучения плазмы мишени S в зависимости от угла ϕ такой же, как и для мишеней со

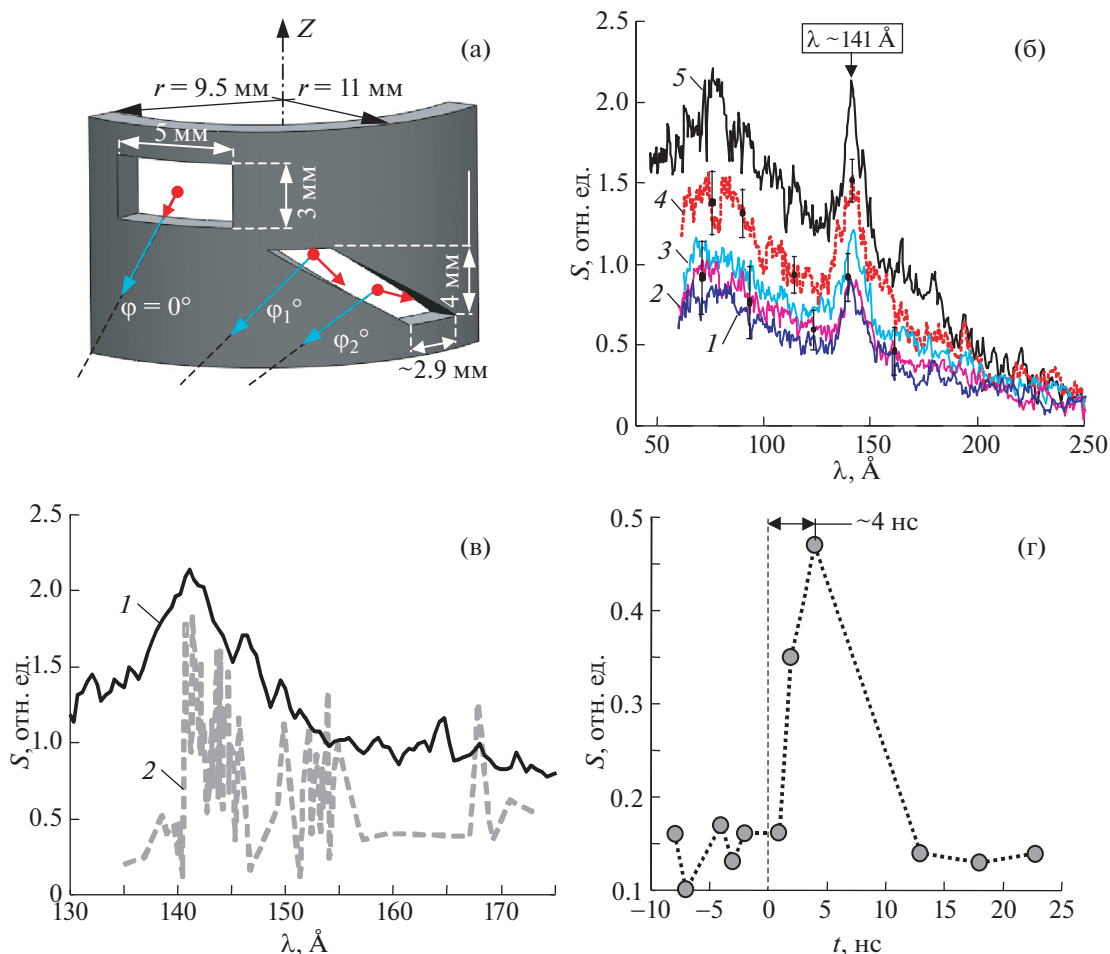


Рис. 23. Результаты спектральных измерений собственного рентгеновского излучения мишеней: а) — конструкция рамки-держателя мишени с двумя смотровыми окнами. Прямоугольное окно — для регистрации прошедшего через мишень излучения Z-пинча, скошенное окно — для регистрации собственного свечения плазмы мишени под различными углами к нормали его поверхности. Нормали к поверхности мишени и линии наблюдения ВУФ-спектрографа (GIS-3d) обозначены стрелками (\rightarrow) и (\leftarrow), соответственно; б) — выстрел № 6515, мишень $\text{Mu} + \text{In}$, спектральная зависимость плотности мощности S собственного излучения мишени, время регистрации $t_p = +4$ нс. Кривые 1–5 — для углов регистрации φ : 30° , 38° , 46° , 54° , 62° , соответственно; в) — сравнение спектра собственного излучения плазмы мишени $\text{Mu} + \text{In}$ ($0.6 \text{ мкм} + 0.59 \text{ мкм}$) в выстреле № 6515 (время регистрации $t_p = +4$ нс, кривая 1) со спектром излучения плазмы In по данным работы [20], кривая 2; г) — временная зависимость интенсивности излучения плазмы In в полосе $\sim 141 \text{ \AA}$.

слоем индия на майларе (см. рис. 23б). Так же, как и в случае с мишенью $\text{Mu} + \text{In}$ при углах регистрации излучения плазмы $\varphi \sim 30^\circ\text{--}45^\circ$ ее спектральная плотность мощности излучения S_p , в пределах погрешности измерений, не зависит от угла практически во всем диапазоне длин волн излучения пинча $\sim 50\text{--}250 \text{ \AA}$ (см. кривые 1–3 на рис. 24а).

На рис. 24б представлены спектры собственного излучения мишени $\text{Mu} + \text{Au}$ во времена регистрации от -7 нс до $+10$ нс. Видно, что зависимость собственного излучения мишени $\text{Mu} + \text{Au}$ от времени также имеет максимум через 3 нс по-

сле максимума облучающего импульса Z-пинча (см. кривую 3 на рис. 24б) и его интенсивность падает в e -раз примерно за 7 нс (сравни кривые 3 и 4 на рис. 24б).

Сравнение на рис. 24в расчетных (время расчета $t_p = -0.3$ нс, кривые 1) и экспериментального (выстрел № 6368, время регистрации $t_p = +3$ нс, кривая 2) спектров собственного излучения мишеней $\text{Au} + \text{Mu}$ ($0.1 \text{ мкм} + 0.6 \text{ мкм}$), вблизи максимума МРИ показывает примерное совпадение полос излучения в области длин волн $80\text{--}90 \text{ \AA}$ и $140\text{--}150 \text{ \AA}$. На обоих спектрах, и расчетном, и экспериментальном, проявляется линия погло-

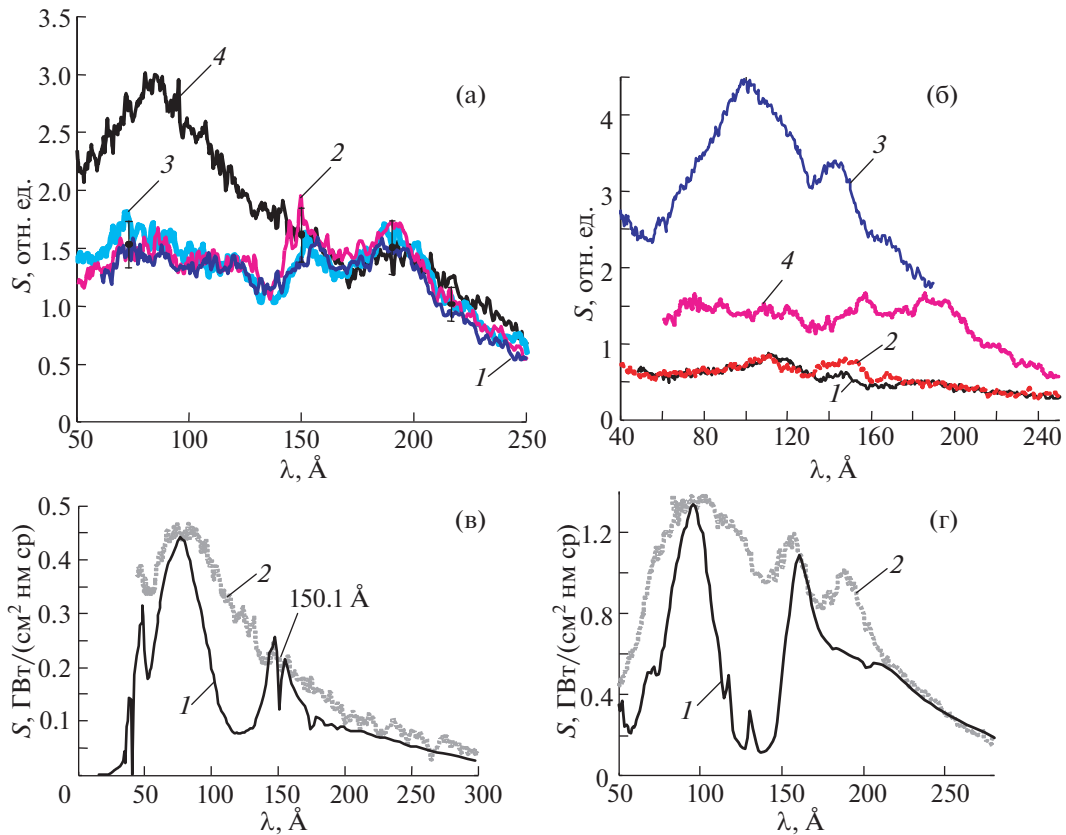


Рис. 24. Результаты спектральных измерений собственного рентгеновского излучения мишеней: а) – выстрел № 6545, мишень $\text{Mu} + \text{Au}$, спектральная зависимость плотности мощности S собственного излучения мишени, время регистрации $t_p = +10$ нс. Кривые 1–4 – для углов регистрации $30^\circ, 38^\circ, 46^\circ, 62^\circ$, соответственно; б) – выстрелы № 6445 и № 6448, мишень $\text{Mu} + \text{Au}$, спектральная зависимость плотности мощности собственного излучения мишени, времена регистрации $t_p = -7$ нс (кривая 1), $+3$ нс (кривая 3), $+10$ нс (кривая 4); в) – сравнение расчетного (время расчета $t_p = -0.3$ нс, кривые 1 в $\text{ГВт}/(\text{см}^2 \cdot \text{нм} \cdot \text{ср})$) и экспериментального (выстрел № 6368, время регистрации $t_p = +3$ нс, кривая 2 в отн. ед.) спектров собственного излучения мишеней $\text{Au} + \text{Mu}$ ($0.1 \text{ мкм} + 0.6 \text{ мкм}$); г) – сравнение расчетного (время расчета $t_p = +10$ нс, кривые 1 в $\text{ГВт}/(\text{см}^2 \cdot \text{нм} \cdot \text{ср})$) и экспериментального (выстрел № 6545, время регистрации $t_p = +10$ нс, кривая 2 в отн. ед.) спектров собственного излучения мишеней $\text{Mu} + \text{Au}$ ($0.6 \text{ мкм} + 0.05 \text{ мкм}$).

щения в плазме майлара с $\lambda \approx 150.1 \text{ \AA}$, которую можно отождествить с линией H_α Li-подобного иона кислорода OVI. В более позднее время относительно пика МРИ между расчетным и экспериментальным спектрами также наблюдается хорошее совпадение (рис. 24г).

4. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПЛАЗМЫ МИШЕНЕЙ И ЕЕ СОБСТВЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Численное моделирование нагрева, расширения и собственного излучения мишени из майларовой пленки с напыленным слоем золота, облучаемой Z-пинчем, проводилось при помощи двумерного радиационного газодинамического кода RALEF-2D [21, 22]. Код RALEF-2D использовался ранее для моделирования нагрева алюминиевых фольг [9] в наших экспериментах. Этот код

использовался также для расчета излучательных свойств пинчей и лазерной плазмы (см., например, работы [11, 23, 24]). Код RALEF рассчитывает движение плазмы образца в рамках двумерной гидродинамики с учетом теплопроводности и спектрального переноса теплового излучения. В программе учитывается, что интенсивность излучения в каждой пространственно-временной точке зависит от энергии фотонов и от направления в трехмерном пространстве. Нагрев и охлаждение вещества за счет излучения рассматриваются согласованно путем расчета спектрального переноса излучения в этом веществе. Перенос излучения рассматривается в каждый момент времени в рамках стационарного уравнения переноса с рассчитанными заранее по коду THERMOS [25] спектральными пробегами фотонов, считая функцию источника планковской. Для описания уравнений состояния в коде RALEF используется

модель FEOS. Она является усовершенствованной известной модели из работы [26] и описана в работах [27, 28]. По модели FEOS рассчитываются давление, удельная внутренняя энергия и теплоемкость плазмы. Эта часть кода выдает также локальную усредненную ионизацию, которая использовалась для расчета теплопроводности плазмы. Ионизационный состав плазмы для расчета оптических свойств плазмы рассчитывался внутри кода THERMOS независимо.

При моделировании динамики плазмы и собственной эмиссии плазмы мишеней греющее излучение задавалось состоящим из двух или трех компонент с разными спектрами и временными профилями. Основная компонента, с присвоенным № 2, соответствует короткому пику наиболее жесткого излучения. В то же время, более мягкая компонента, с присвоенным № 1, обеспечивает плавное затухание излучения пинча после основной, компоненты № 2. Кроме того, компонента № 1 сопрягает начало главного импульса с длинным предимпульсом. Наличие слабого длинного предимпульса с длительностью порядка 50–70 нс, по-видимому, неизбежно в такого рода экспериментах. Этой компоненте греющего импульса присвоен № 3. Ниже приведены формулы, описывающие все эти компоненты

1. Компонента № 1 имеет спектр планковского вида с температурой 45 эВ. Временной профиль этой компоненты задается следующей формулой:

$$P_1(t > t_{10}) = \frac{(t - t_{10})/t_1}{1 + [(t - t_{10})/t_1]^4} \cdot P_{10}, \quad (2)$$

где $t_{10} = 60$ нс, $t_1 = 16.5$ нс, $P_{10} = 0.225$ ТВт/см²; $P_1(t < t_{10}) = 0$. Полная энергия этой компоненты равна 2.9 кДж/см²;

2. Вторая компонента греющего излучения соответствует планковскому спектру с температурой 70 эВ. Временной профиль ее мощности описывается таким выражением:

$$P_2(t > t_{20}) = \frac{t - t_{20}}{t_2} \exp\left(-\frac{t - t_{20}}{t_2}\right) \cdot P_{20}, \quad (3)$$

где $t_{20} = 70$ нс, $t_2 = 3.4$ нс, $P_{20} = 0.566$ ТВт/см², $P_2(t < t_{20}) = 0$. Полная энергия этой компоненты равна 1.9 кДж/см²;

3. Третья компонента греющего излучения соответствует планковскому спектру с температурой 20 эВ. Временной профиль ее мощности описывается таким выражением:

$$P_3 = \frac{t/t_3 + C_1(t/t_3)^4}{1 + (t/t_3)^8} \cdot P_{30}, \quad (4)$$

где $t_3 = 90$ нс, $C_1 = 2.48$, $P_{30} = 6.1$ ГВт/см². Полная энергия этого импульса 0.88 кДж/см²; а до начала следующей компоненты, то есть на интервале

времени $0 < t < t_{10}$, эта компонента греющего излучения содержит 0.15 кДж/см².

Пиковая мощность падающего на мишень греющего излучения достигается в момент времени $t = t_{\max} = 73.3$ нс и составляет 0.345 ТВт/см². Полная энергия в импульсе МРИ составляет ≈ 5.7 кДж/см². Суммарный временной профиль падающего на мишень импульса излучения показан на рис. 25а,б. Подчеркнем, что заданный суперпозицией трех планковских компонент поток греющего излучения постепенно, но сильно меняет со временем свой спектр. Характерная энергия квантов греющего излучения меняется от ~ 50 – 60 эВ в длинном предимпульсе до ~ 200 – 300 эВ во время пиковой мощности МРИ. В дальнейшем, после максимума импульса излучения его спектр опять становится более мягким с характерными энергиями квантов ~ 150 эВ. Также заметим, что более детальный учет этой зависимости с одной стороны не представляется возможным из-за отсутствия надежных измерений, а с другой стороны, вряд ли окажет заметное влияние на полученные результаты из-за слабой чувствительности общей динамики нагрева и разлета фольги к деталям облучающего спектра.

Ниже приведены результаты расчетов динамики нескольких типов мишеней, содержащих в качестве основной компоненты слой Au. Вещество мишеней в расчетах подвергалось нагреву потоком МРИ, описанного выше. Расчеты, поименованные ниже латинскими буквами *A*, *B*, *C* и *D*, соответствовали таким начальным параметрам мишеней:

A. Мишень из фольги Au толщиной 0.1 мкм без пластиковой основы (без предимпульса, т.е. без компоненты № 3 греющего импульса излучения);

B. Мишень из фольги Au толщиной 0.1 мкм без пластиковой основы;

C. Двухслойная мишень вида: Au*(0.05 мкм) + Mu(0.6 мкм);

D. Двухслойная мишень вида: Mu*(0.6 мкм) + Au(0.05 мкм). Примечание: * – материал обращен к источнику излучения.

Напомним, что в соответствии с принятыми ранее обозначениями в варианте *C* мишень “смотрит” на пинч поверхностью с напыленным слоем Au, а в варианте *D* – майларовой пленкой. В расчетах *B*–*D* греющее излучение состояло из всех трех компонент, описанных выше. Набор расчетов подбирался из следующих соображений. Необходимо было исследовать динамику плазмы мишеней и влияния на нее длинного предимпульса (компоненты № 3), а также влияние пластиковой подложки на металлический слой. Кроме того, наше моделирование указало на возможность развития неустойчивости Релея–Тейлора в двухслойных мишенях при наличии длинного

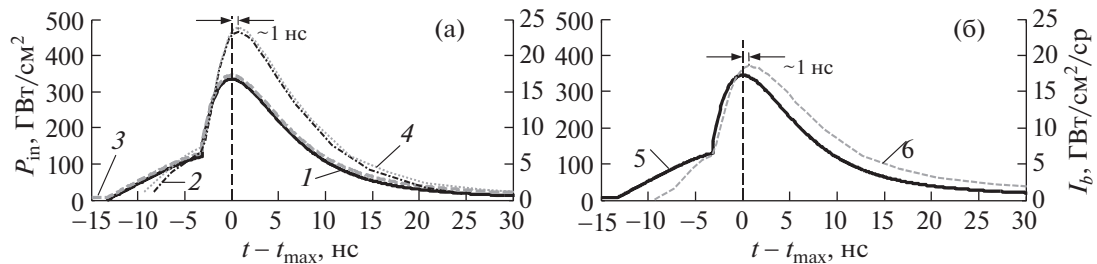


Рис. 25. Результаты численного моделирования собственной эмиссии плазмы мишени по программе RALEF-2D: а) — результаты расчетов мишеней типа *A* (кривые 1 и 2) и типа *B* (кривые 3 и 4); б) — результаты расчета мишени типа *C* (кривые 5 и 6). Кривые 1, 3 и 5 показывают временные зависимости поверхностной плотности облучения мишени P_{in} (в ГВт/см²), а кривые 2, 4 и 6 соответствуют мощности собственного излучения плазмы неосвещенной (тыльной) поверхности мишени с единицы ее поверхности в единицу телесного угла по направлению нормали I_b (в ГВт/см²/ср). В кривых 2, 4 и 6 учитывается только более жесткая часть спектра излучения ($h\nu > 19.6$ эВ).

предымпурса греющего излучения. Набор расчетов был определен, в частности, и необходимостью выявить основные причины, могущие вызывать эту неустойчивость в данных условиях. Заметим, что проведение расчетов не ставило своей целью определить последствия развития неустойчивости Релея—Тейлора для слоев мишени в экспериментах такого типа.

Ниже разберем результаты расчетов *A–D*. Начнем с обсуждения общих вопросов, связанных с полным энергетическим балансом процесса. Рассмотрим для примера наиболее интересный с экспериментальной точки зрения вариант *C*. К моменту времени $t = t_{max} + 26.7$ нс на фронтальную поверхность мишени падает со стороны пинча ≈ 5.3 кДж/см² энергии в виде МРИ. При этом сквозь вещество мишени прошло, не поглотившись, примерно 2.2 кДж/см². Таким образом, в плазму мишени было вложено энергии около 3.1 кДж/см². Примерно 86% от этой вложенной энергии было переизлучено в виде собственного теплового излучения плазмы мишени; примерно 6% перешло в кинетическую энергию разлета; а примерно 8% осталось к этому моменту в виде внутренней энергии плазмы, в которой около половины составляет вклад энергии ионизации.

Из этих соотношений видно, что основным процессом, определяющим всю динамику плазмы мишеней, является приближенный, локальный по времени баланс между поглощением излучения пинча и собственным излучением. Этот баланс определяет в основном близкую к равновесной температуру плазмы. Равновесную в том смысле, что текущая температура плазмы обеспечивает приближенный баланс между поглощением и излучением. Для демонстрации этого обстоятельства на рис. 25а,б показаны временные профили рассчитанного собственного излучения мишеней в спектральном диапазоне $h\nu > 19.6$ эВ в направлении, перпендикулярном к тыльной по-

верхности мишени и временные профили греющего излучения. Показан интервал времен вблизи пиковой мощности греющего излучения ($t = 0$). Приведены данные расчетов для вариантов мишеней *A*, *B* и *C*. Из этих временных зависимостей видно, что импульс собственного излучения плазмы мишени практически повторяет импульс нагрева. Имеет место небольшой временной сдвиг, порядка 1 нс. Этот сдвиг обнаруживается экспериментально, и его величину нужно сравнить с типичной длительностью импульса нагрева (~ 10 нс). Относительная малость этого сдвига отражает роль нестационарности, в установлении температуры плазмы. Небольшая разница между вариантами *A* и *B* вызвана неизбежной небольшой разницей в мощности падающего излучения в конкретных выстрелах для которых проводились расчеты, в том числе и в районе его максимума (см. рис. 25а). В варианте *C* (см. рис. 25б) собственное излучение плазмы мишени было несколько меньше, чем в вариантах *A* и *B* просто вследствие того, что меньшая толщина слоя Au приводит к меньшему поглощению излучения пинча. Это вполне укладывается в отмеченную выше закономерность.

Отмеченное выше соотношение между физическими процессами, приводящее к быстрой подстройке распределения температуры под изменяющуюся интенсивность внешнего излучения и меняющееся распределение плотности плазмы характерно именно, для периода в районе максимума греющего излучения. Если же мы рассмотрим самое начало длинного предимпульса, то там ситуация несколько другая.

На рис. 26а,б показаны распределения параметров плазмы золота (плотности ρ и температуры T_e) в вариантах расчетов *A* и *B* на два момента времени вблизи максимума греющего импульса излучения ($t = t_{max}$). Вариант *A* отличается от варианта *B* отсутствием длинного предимпульса

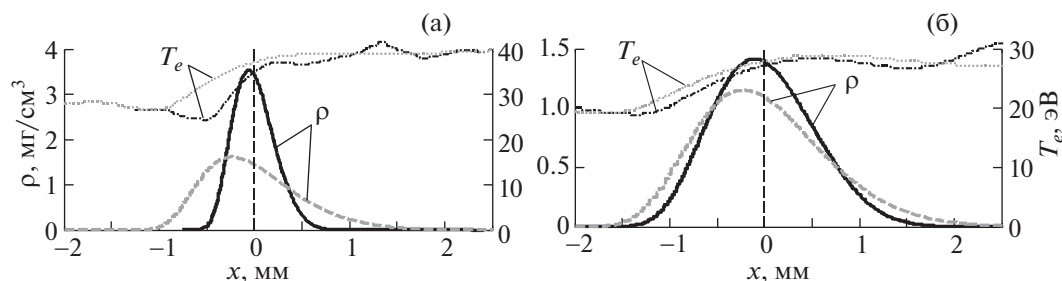


Рис. 26. Поперечные (вдоль толщины мишени) распределения плотности ρ (в $\text{мкг}/\text{см}^3$) и температуры T_e (в эВ) плазмы золота для мишеней типа *A* (—) и типа *B* (---) на различные моменты времени относительно момента t_{max} пиковой мощности греющего излучения: а) $-t = t_{\text{max}} + 0.2$ нс; б) $-t = t_{\text{max}} + 10.7$ нс. Источник греющего излучения (пинч) расположен справа от мишени.

греющего излучения (компонента № 3). Следует заметить, что на момент времени за 13.3 нс до момента t_{max} состояния мишеней отличаются кардинально. В варианте *A* толщина слоя Au остается равной исходной толщине фольги (0.1 $\mu\text{м}$), в то время как в варианте *B* плазма золота успела расшириться до характерного размера около 680 $\mu\text{м}$ из-за воздействия на нее предимпульса нагрева. Тем не менее, плотности ρ и, соответственно, толщины слоев плазмы отличаются уже только в примерно 2 раза к максимуму греющего импульса (см. рис. 26а). Значения температур плазмы T_e вблизи максимума плотности отличаются всего на 10–15%. Позже, к моменту времени $t = t_{\text{max}} + 10.7$ нс различия в параметрах плазмы в обоих вариантах расчетов почти полностью нивелируются (см. рис. 26б). Это означает, что динамика разлета материала фольг подвержена сильному влиянию предимпульса несмотря на то, что параметры плазмы в интересные моменты времени, в течение примерно 10 нс после максимума греющего излучения, зависят от этого не так кардинально.

Для более ясной демонстрации динамики разлета плазмы мишени на рис. 27 представлены некоторые ее параметры в зависимости от наличия предимпульса МРИ. На нем для двух расчетов, *A* и *B*, показаны временные зависимости скоростей плазмы v_x по нормали к поверхности фольг на следующих уровнях плотности: на уровне текущей максимальной плотности ρ_{max} и на уровнях плотности в $1/3$, $1/10$ и $1/100$ от ρ_{max} (см. кривые 1–4 на рис. 27а,б). На этом же рисунке показана временная зависимость текущей максимальной плотности плазмы ρ_{max} (кривая 5). Обращает на себя внимание, что в итоге скорость разлета самых внешних слоев плазмы в варианте *B* (с предимпульсом МРИ) примерно в два раза меньше, чем в варианте *A* (без предимпульса МРИ). Для основной части плазмы, на уровне $1/3\rho_{\text{max}}$ различие меньше, но тоже весьма заметное. В варианте *A* основное ускорение идет в ин-

тервале $t - t_{\text{max}} = -13$ нс $- +10$ нс, т.е. в течение основного импульса греющего излучения. При $t - t_{\text{max}} > 10$ нс разлет идет практически по инерции. В варианте *B* ускорение разлета плазмы мишени более или менее равномерно распределено по всему времени процесса, в том числе и после главного импульса греющего излучения. Ускорение во время основного импульса в этом варианте тоже повышено, но результирующее изменение скорости во время этого импульса не столь велико. Причина этого состоит в большей толщине слоя плазмы на фронтальной поверхности мишени к началу действия короткого главного импульса в варианте расчета с длительным предимпульсом МРИ. Поэтому его конечное время воздействия не дает возможности ускорения плазмы до скоростей, определяемых ее температурой. Надо отметить, что качественный ход расчетного ускорения плазмы в варианте *B* (с длинным предимпульсом) соответствует тому, что имеет место в эксперименте (см. рис. 21в). Отсюда необходимо сделать вывод, что для анализа процессов, зависящих от динамики разлета плазмы мишени, необходимо учитывать длительный предимпульс МРИ. К этому кругу вопросов относится вопрос о развитии Релей-Тейлоровской неустойчивости, который будет вкратце рассмотрен ниже для двухслойных мишеней.

На рис. 27 были представлены расчетные данные о динамике разлета плазмы на освещенной (фронтальной) стороне мишени. Для неосвещенной (тыльной) стороны мишени динамика разлета плазмы выглядит аналогично с единственным отличием, что конечные скорости разлета плазмы примерно на 20–40% меньше, чем на освещенной стороне.

Также следует отметить, что в расчетах не было учтено внешнее магнитное поле разрядного тока *Z*-пинча, в котором находится вещество мишени. Взаимодействие разлетающейся плазмы с фронтальной стороны мишени в сторону *Z*-пинча может приводить к ее торможению, а при учете об-

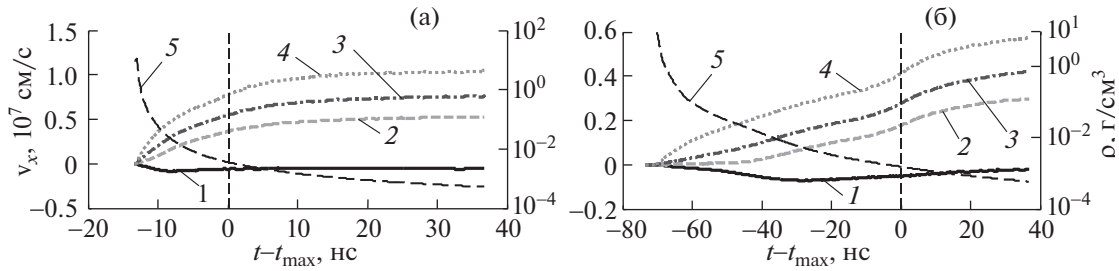


Рис. 27. Временные зависимости нормальной к поверхности мишени скорости плазмы v_x (в м/с, кривые 1–4) и текущей максимальной плотности плазмы ρ_{\max} (в г/см³, логарифмический масштаб, кривая 5). Кривые 1–4 для v_x построены соответственно для уровней в 1.0, 1/3, 1/10 и 1/100 от ρ_{\max} . Варианты расчетов для мишени типа: а) – А; б) – В. Расчетные данные представлены только для освещенной (фронтальной) поверхности мишени.

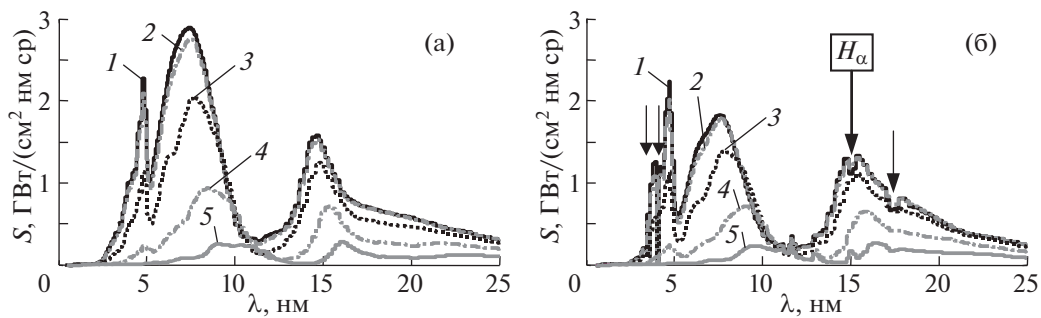


Рис. 28. Результаты численного моделирования (по программе RALEF-2D) спектральной мощности собственного излучения мишени (S) с единицы ее поверхности в единичный телесный угол по нормали к неосвещенной поверхности мишени в различные моменты времени относительно момента пиковой мощности греющего излучения (t_{\max}). Кривыми 1–5 показаны моменты времени $t-t_{\max} = 0.2, 2.2, 5.2, 10.7$ и 20.7 нс, соответственно. Для варианта расчета мишени типа: а) – В; б) – С.

шего распределения внешних электрических и магнитных полей к вовлечению плазмы мишени в общее сжатие плазмы проволоочной сборки к оси разряда. Эти эффекты не столь существенны для слоев плазмы вблизи максимума плотности из-за большого давления плазмы и ее толщины, меньшей, чем типичная толщина скин-слоя в рассматриваемых условиях (~5 мм). Однако, для разреженных внешних слоев плазмы мишени, которые могут наблюдаться в эксперименте при лазерном теновом зондировании, это может уже быть не так. Поэтому прямое количественное сопоставление расчетных параметров разлета внешних, разреженных слоев плазмы мишени с экспериментальными данными может быть не совсем оправданным.

На рис. 28а представлены расчетные спектральные мощности собственного излучения фольги S с единицы ее поверхности в единичный телесный угол по нормали к неосвещенной поверхности фольги в разные моменты времени для варианта расчета мишени В. Различия в спектрах излучения между вариантами А и В минимальны,

поэтому показан только один из вариантов – вариант В. В интервале времени $0 < t-t_{\max} < 10$ нс различия меньше или равны 10%. Это объясняется близостью параметров плазмы в этом интервале времени и слабой зависимостью коэффициента поглощения в терминах $\text{см}^2/\text{г}$ от плотности плазмы при условии локального термодинамического равновесия (ЛТР), см. рис. 26 и соответствующее его обсуждение выше.

Обращает на себя внимание отсутствие провала в экспериментальных спектрах излучения фольг в районе 11–14 нм по сравнению с приведенными расчетами (см. рис. 24). Анализ этой ситуации показывает, что в расчетах плазма золота является практически прозрачной в указанном интервале длин волн в эти моменты времени. Не исключено, что это является погрешностью модели [25], использованной в наших расчетах, в которой не учтены многочисленные переходы между многоэлектронными возбужденными состояниями ионов, см. по этому поводу работу [29].

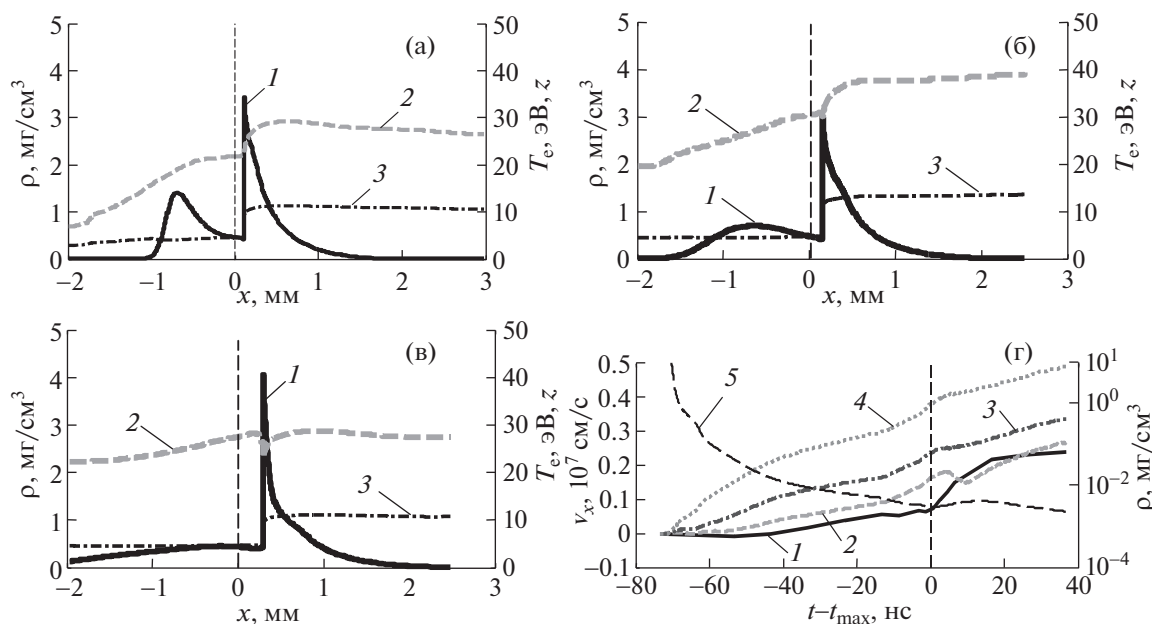


Рис. 29. а)–в) – Поперечные (вдоль толщины мишени) распределения плотности ρ (кривая 1), температуры T_e (кривая 2), средней ионизации Z (кривая 3) для расчета C с двухслойной мишенью типа Au + Mu на различные моменты времени относительно момента t_{\max} пиковой мощности греющего излучения: а) $-t = t_{\max} - 4.3$ нс; б) $-t = t_{\max} + 0.2$ нс; в) $-t = t_{\max} + 10.7$ нс. Источник греющего излучения (пинч) расположен справа от мишени; г) – Временные зависимости нормальной к поверхности мишени скорости плазмы v_x на контактном разрыве Mu–Au (в м/с, кривая 1), на уровнях 1/3, 1/10 и 1/100 от ρ_{\max} (в м/с, кривые 2–4) и текущей максимальной плотности плазмы ρ_{\max} (в г/см³, логарифмический масштаб, кривая 5). Вариант расчета C для двухслойной мишени типа Au + Mu. Расчетные данные представлены только для освещенной (фронтальной) поверхности мишени.

Перейдем к обсуждению результатов расчета C с двухслойной мишенью вида Au+Mu и сопоставим его с расчетом B , с точно таким же импульсом греющего излучения, но в котором не было майларовой подложки. На рис. 29 показаны распределения параметров плазмы мишени (плотности, температуры и степени ионизации) вблизи максимума греющего импульса и данные об общей динамике плазмы. Скачок плотности показывает расположение контактного разрыва, границы между плазмами Au (справа от разрыва) и Mu (слева от разрыва). Поток излучения от пинча поступает со стороны положительного направления оси X . Эти рисунки надо сопоставить с рис. 26 и рис. 27б.

Как следует из рис. 29а уже на стадии “мягкого” предимпульса рентгеновского излучения ($h\nu < 80$ эВ), на стадии сжатия проволочной сборки, вещество двухслойной мишени Au + Mu оказывается нагретым до температуры ~ 30 эВ. При этом плазма слоев мишени уже расширилась вплоть до 1 мм от своего начального расположения.

Рис. 29б–г показывают, что вещество пластиковой подложки (Mu) заметно сдерживает разлет плазмы Au в направлении от источника греющего излучения. Более того расширение плазмы май-

лара приводит к ускоренному движению границы раздела Mu–Au навстречу падающему излучению примерно после момента $t - t_{\max} = -50$ нс. Сначала это ускорение небольшое, а потом, после максимума главного импульса становится весьма заметным. Последнее приводит даже к небольшому росту максимальной текущей плотности плазмы золота в интервале времен $0 < t - t_{\max} < 10$ нс, несмотря на общее расширение плазмы мишени в течение этого периода.

Ускорение поверхности раздела Mu–Au в сторону золота объясняется тем, что из-за разных значений Z непрерывность давления и температуры на границе раздела означает, что плотность майлара должна быть в 5–10 раз меньше плотности золота. Соответственно, скорость звука, а значит и скорость разлета в вакуум, у плазмы майлара заметно выше, чем у плазмы золота. Если теперь учесть, что суммарный импульс при разлете двухслойной мишени равен нулю, а массовые толщины слоев майлара (84 мкг/см²) и золота (96 мкг/см²) практически равны, то граница раздела должна неизбежно ускоряться в сторону золота. Максимальная плотность плазмы золота на интервале $0 < t - t_{\max} < 10$ нс в этом расчете (вариант C) в 2–3 раза больше, чем в варианте B . При

этом температура плазмы золота вблизи максимума ее плотности несколько ниже, чем в варианте *B*. Это сильнее заметно в более поздние моменты времени, при $t - t_{\max} \approx 10$ нс. Общая динамика разлета плазмы золота навстречу падающему излучению в этом варианте похожа на то, что имело место в расчете *B*. Все различия сосредоточены в основном в плотной части плазмы золота, где плотность лежит между текущей максимальной плотностью ρ_{\max} Au-плазмы и плотностью, составляющей $1/3\rho_{\max}$.

На рис. 28б представлены результаты численного моделирования спектральной плотности мощности собственной эмиссии S плазмы двухслойных мишеней типа Au(0.05 мкм)+Му (вариант *C*) в некоторые моменты времени вблизи максимума греющего излучения и после него. Эти спектры можно сравнить со спектрами, полученными в варианте расчета *B* (см. рис. 28а). Есть принципиальное различие в полной интенсивности собственного излучения, связанного с большей толщиной слоя Au (0.1 мкм) в варианте *B* (см. рис. 25 и обсуждение в связи с ним). Более важным является то, что видно несколько линий поглощения в плазме майларовой пленки на ионах углерода и кислорода в областях длин волн 3–4 нм и 15–18 нм (на рис. 28б указаны стрелками \downarrow). Одну из самых представительных линий поглощения можно отождествить с H_{α} -линией Li -подобного кислорода. Видно, что есть “резонансное” поглощение в плазме майларовой пленки вблизи отмеченной линии Li -подобного кислорода. Более детальный анализ показывает, что майлар вносит заметный вклад (~ 20 – 30%) в поглощение даже вне линий поглощения кислорода.

Перейдем к обсуждению результатов расчета *D*. Расчет этого варианта не удается довести до конца из-за развития физической неустойчивости, которая является неустойчивостью Релея–Тейлора (РТ) [30–32] на поверхности раздела Му–Au. Двумерное распределение плотности и структура расчетной сетки на момент остановки расчета $t - t_{\max} = -40.5$ нс показаны на рис. 30. Прежде всего отметим, что несмотря на полное отсутствие начальных возмущений, в расчете *D* причиной развития катастрофических деформаций сетки является именно физическая неустойчивость на границе раздела Му–Au, а не несовершенство численного алгоритма. Как показало специальное исследование [33], численный алгоритм кода RALEF-2D вполне адекватно описывает как линейную, так и нелинейную стадии эволюции отдельных мод РТ-неустойчивости, для которых обеспечено разрешение на уровне 10–20 и более ячеек сетки на длину волны L и заданы реалистичные начальные амплитуды на уровне $a_0 > (10^{-5} - 10^{-3})L$. При этом никаких помех со

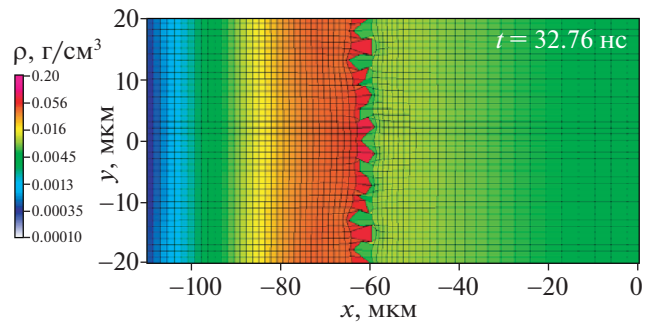


Рис. 30. Двумерная картина распределения плотности плазмы ρ (в г/см^3) и структуры расчетной сетки на момент времени $t = 32.76$ нс, дальше которого теряет смысл продолжать расчет *D* из-за развивающейся неустойчивости Релея–Тейлора. Момент пиковой мощности греющего излучения $-t_{\max} = 73.3$ нс. Плазма Му расположена справа от сильно возмущенного контактного разрыва. Последний очерчен границей красной области. Излучение пинча поступает справа. Плазма Au расположена слева от контактного разрыва.

стороны самых коротких (т.е. наиболее быстрорастущих) мод с волновыми векторами $k = 2\pi/L \approx 1/h_m$, где h_m – размер ячейки, не наблюдается из-за их частичной стабилизации сеточной вязкостью и малости соответствующих начальных амплитуд на уровне ошибок округления.

В свете сказанного, картина, наблюдаемая на рис. 30, объясняется следующим образом. Как известно, при большом контрасте плотности инкремент экспоненциального роста отдельной моды k РТ-неустойчивости равен $(gk)^{1/2}$, где g – ускорение поверхности раздела сред в сторону тяжелой жидкости [31]. Поскольку в расчете *D* начальные возмущения специально не задавались, их амплитуда для всех возможных k была на уровне ошибок округления $a_0 \sim 10^{-15}$ см. В этом случае на нелинейную стадию раньше всех выходят самые короткие и быстрорастущие моды с $k \approx 1/h_m \approx 10^4 \text{ см}^{-1}$ через время порядка $t \approx 25(h_m/g)^{1/2}$, где $\exp(25)$ – необходимый фактор усиления от начальной амплитуды a_0 . Именно этот момент и наблюдается на рис. 30. Расчет не может быть продолжен из-за невозможности описать границу раздела, сильно искривленную на масштабах сопоставимых с размером сеточной ячейки. Попытка перейти к более мелкой сетке только сократит доступное время счета. Из приведенных аргументов следует также, что в реальности, когда неизбежно присутствуют гораздо большие начальные возмущения на уровне $a_0/h_{\text{Au}} > 10^{-3} - 10^{-2}$ (h_{Au} – начальная толщина золотой оболочки), РТ-неустойчивость в варианте *D* перейдет в нелинейную стадию существенно раньше, чем показано на рис. 30. Поскольку целью обсуждаемых экспериментов является изме-

рение оптических свойств плотной горячей плазмы, то мишень после ее нагрева должна быть однородной настолько, насколько это возможно, а параметры плазмы должны быть воспроизводимы и достаточно контролируемы. Это означает, что нужно избегать таких постановок эксперимента, когда развитие РТ-неустойчивости может перейти в нелинейную стадию и привести к разрыву слоя золота.

Чтобы сформулировать хотя бы полукачественные критерии для отбора надежных конфигураций мишени, рассмотрим причины неустойчивости варианта *D* чуть более подробно. С точки зрения развития РТ-неустойчивости расчет *D* гораздо опаснее расчета *C* поскольку в нем майлар, обращенный к пинчу, разлетается гораздо быстрее и сообщает гораздо большее ускорение плотному золоту, особенно в первые 10–20 нс пока плазма майлара не начнет ошутимо просветляться для падающего рентгеновского излучения. При этом наиболее опасной фазой является промежуток времени $5.5 \text{ нс} < t < 10.5 \text{ нс}$, когда золото уже расплавилось, но еще не испарилось ($1400 \text{ К} < T < 5000 \text{ К}$), и ускоряется в виде слоя толщиной 0.05–0.08 мкм малоплотным газом майлара с $g \approx 1.5 \times 10^{13} \text{ см/с}^2$. Легко оценить, что за это время отношение s/h_{Au} превысит 25, где $s = 0.5g(\Delta t)^2$ – эффективный путь, проходимый контактной поверхностью при равноускоренном движении за $\Delta t = 5 \text{ нс}$. С другой стороны, из теории и экспериментальных исследований хорошо известно [30, 31], что при числе Атвуда $At = (\rho_{\text{Au}} - \rho_{\text{My}})/(\rho_{\text{Au}} + \rho_{\text{My}}) \approx 1$ и отсутствии стабилизирующих механизмов максимальный путь s , который ускоряемая оболочка тяжелой жидкости может пройти не будучи прорванной, составляет не более 10–15 ее толщин – даже при полном отсутствии начальных возмущений за счет нелинейного каскадирования мод от бесконечно малых (атомарных) масштабов. В расчете *D* этот прорыв не произошел только потому, что размер сеточной ячейки вдоль поверхности (1 мкм по координате y) в 20 раз превышал начальную толщину оболочки h_{Au} . При адекватном разрешении сетки по y -координате расчет *D* не удалось бы продолжить далее 10 нс.

Чтобы сделать окончательный вывод о пригодности мишени на основании численного расчета, надо проследить развитие неустойчивости на границе Au–Му на всем этапе от расплавления золота до конца регистрации спектральных данных. В качестве грубого критерия, когда расчет плохо приспособлен для адекватного моделирования РТ-неустойчивости, можно воспользоваться условием, что граница раздела ни на каком этапе своего ускорения в сторону золота не должна покрывать расстояние, превышающее 5–10

собственных эффективных толщин на рассматриваемом этапе.

При сохранении целостности слоя золота на жидкой стадии (как в расчете *D* за счет искусственного подавления неустойчивости большим продольным размером ячеек) этот слой Au начнет быстро расширяться, перейдя в газо-плазменную фазу, развитие РТ-неустойчивости на границе Au–Му продолжится, и ее дальнейшая конфигурация будет определяться конкуренцией темпа расширения и скорости экспоненциального роста возмущений. Надо отметить, что в районе максимума греющего излучения может возникать дополнительное очень сильное ускорение, если слой золота не разорвался бы к этому времени. Качественно такое ускорение похоже на то, что имеет место в расчете *C* (см. рис. 27а). Поэтому при рассмотрении проблемы сохранения целостности металлического слоя необходимо иметь в виду и период времени в районе главного импульса. С точки зрения достижения целей данного эксперимента, следует стремиться к тому, чтобы успеть выполнить спектральные измерения до того, как наиболее опасная мода РТ-неустойчивости перейдет в развитую нелинейную стадию.

Расчет *C* из-за другой ориентации слоев мишени относительно источника излучения гораздо более мягок с точки зрения развития РТ-неустойчивости, чем вариант *D*. В варианте *C* слой Му разогревается менее эффективно, а слой золота более эффективно. Поэтому величина ускорения слоя Au расширяющимся газом-плазмой Му заметно меньше, а толщина слоя золота, наоборот – больше. Кроме того, золото заметно быстрее испаряется на начальных стадиях процесса. В результате, несмотря на сохранение эффекта ускорения слоя золота расширяющимся газовым (плазменным) слоем Му, анализ результатов расчета *C* показывает, что слой золота смещается за счет этого ускорения всего примерно на две своих толщины. Это относится и к начальному ускорению в первые ~10 нс, и к моментам вблизи и после пика греющего импульса. Поэтому можно сделать вывод о том, что РТ-неустойчивость, скорее всего, не играет в эксперименте существенной роли для таких мишеней, как в варианте *C*.

Можно дать такие рекомендации по конструкции двухслойных мишеней, чтобы избежать развития в них неустойчивости Релея–Тейлора:

1. Отношение массы слоя металла к массе плазменной подложки должно быть как можно больше;
2. Мишень должна быть ориентирована так, чтобы пинчем освещался слой металла;
3. Наиболее подходящими в экспериментах такого типа являются металлы с минимальной теплотой испарения и критической температурой перехода жидкость–газ;

4. В качестве опорных допустимых значений перечисленных параметров являются параметры расчета варианта С.

Также следует заметить, что необходимо учитывать стадию “мягкого” предимпульса рентгеновского излучения, когда вещество двухслойной мишени Au + Mu и монослойной из Au оказывается нагретым до температуры ~ 30 эВ. При этом плазма мишеней уже испытывает заметное расширение вплоть до 1 мм от своего начального расположения.

Численное моделирование с помощью кода RALEF-2D сыграло важную роль для прояснения ряда аспектов радиационно-доминированной динамики изученных мишеней, в отношении которых не было прямой детальной экспериментальной информации. В частности, таких как влияние длительного “мягкого” предимпульса излучения на скорость разлета плазмы мишени, а также возможное пагубное (разрушительное) влияние РТ-неустойчивости на целостность слоев мишени при определенных неблагоприятных комбинациях параметров двухслойных мишеней.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В табл. 2 по совокупности экспериментов (см. столбик 1) с мишенями, изготовленными из слоев различных веществ (столбик 2), представлены сводные данные многокадровой регистрации собственной эмиссии плазмы мишеней: о моменте начала регистрации t_0 рентгеновской камерой СХР6 собственной эмиссии плазмы с фронтальной и тыльной сторон мишени (столбики 3 и 4) относительно момента пиковой мощности МРИ ($t(P_{\max}) = 0$); об уровне падающей на фронтальную поверхность мишени мощности P_{in} и энергии E_{in} МРИ (столбик 5) в момент времени t_0 или в момент начала регистрации камерой рентгеновских кадров; о времени уменьшения в e -раз интенсивности собственного свечения плазмы мишени (столбики 6 и 7); о некоторых параметрах греющего импульса мощности МРИ (столбик 8).

В среднем, вне зависимости от строения мишени, собственная рентгеновская эмиссия плазмы на фронтальной стороне мишени начинает регистрироваться рентгеновской камерой раньше, чем на тыльной стороне (см. столбики 3 и 4). В наших экспериментах было важно получить информацию о временной зависимости собственного свечения облучаемых мишеней с их тыльной стороны. Именно с этого направления велась регистрация ВУФ-спектрографом прошедшего сквозь мишень рентгеновского излучения Z-пинча. В дальнейшем, полученные при помощи спектрографа данные использовались для определения спектральной зависимости коэффициента пропускания рентгеновского излучения

веществом нагретой мишени. Как видно из табл. 2, для двухслойных мишеней типа “металл + майлар” момент начала регистрации собственного свечения плазмы t_0 с тыльной стороны мишени в основном зависит от поглощенной энергии МРИ к данному моменту времени и от излучательной способности слоя металлизации майларовой пленки. В наших экспериментах флюэкс энергии МРИ на мишень составлял не менее $0.7-0.8$ кДж/см² к этому моменту времени t_0 (см. столбик 5). Для мишеней со слоем металлизации In или Sn момент времени t_0 наступает в среднем на 5 нс позже, чем для мишеней со слоем металлизации Au. Действительно, чем выше излучательная способность вещества металлизации майларовой пленки, тем раньше рентгеновская камера СХР6 начинает регистрировать собственную эмиссию плазмы мишени на ее тыльной стороне при одном и том же уровне падающей на мишень энергии. Аналогичная тенденция прослеживается и для трехслойных мишеней типа Mu + In + Mu или PP + Au + Mu.

Как было показано ранее в п. 3.3 настоящей работы, уменьшение интенсивности собственного рентгеновского излучения мишеней тесно связано с динамикой разлета ее плазмы. Показано, что скорость разлета плазмы с фронтальной стороны мишени оказывается примерно в 1.5 раза выше, чем с тыльной стороны. При этом основной вклад в собственную эмиссию мишени дает расширяющийся слой из вещества с высоким Z по сравнению с эффективным $Z_{eff} \approx 4.5$ майларовой пленки. Именно, с этим связана полученная в эксперименте разница времен τ_f и τ_b затухания интенсивности собственного свечения плазмы двухслойных мишеней (см. столбики 6 и 7) для различных случаев ориентации слоя с высоким атомным номером относительно источника излучения. В случае мишеней, ориентированных слоями веществ In, Sn или Au в сторону Z-пинча многопроволочной сборки, времена τ_f и τ_b оказываются в 1.5–1.7 раза больше, чем значения соответствующих времен для мишеней ориентированных наоборот. В случае трехслойных мишеней, например Mu + In + Mu, когда разлет плазмы индия сдерживается с двух сторон слоями-тамперами из тонких пленок майлара, времена τ_f и τ_b также оказываются больше в ~ 1.4 раза, чем в случае свободного разлета плазмы индия в сторону Z-пинча для двухслойной мишени типа In + Mu.

Скорее всего, объяснение отличия в поведении собственного излучения двухслойных мишеней типа металл + Mu и Mu + металл может быть более сложным и не связано только с различной динамикой разлета плазмы с фронтальной и тыльной стороны мишени. Если для первого типа мишени излучает в основном плазма металла (напр., In, Sn или Au), то для второго типа это мо-

жет быть и плазма Mu , а тогда различия в уравнении состояния и в температурной зависимости пробегов фотонов излучения в плазме могут быть не менее важны, как и эффекты, связанные с переходом от объемного к поверхностному источнику излучения в разное время и при разных температурах. С другой стороны, как показали эксперименты по нагреву двухслойной мишени типа $Mu + Mu$ (см. рис. 10), интенсивность собственного свечения плазмы такой мишени крайне мала и практически лежит ниже порога регистрации рентгеновской камеры, использованной в наших экспериментах.

6. ВЫВОДЫ

Исходя из результатов проведенных экспериментов по радиационной абляции слоистых гетерогенных мишеней, составленных из слоев различных веществ, можно сделать следующие выводы:

1. На основной части площади мишени $5 \times 8 \text{ мм}^2$ неоднородность свечения плазмы составляет не более 15%, что соответствует высокой степени однородности облучения исследуемых мишеней излучением Z -пинча;

2. К моменту максимума импульса мощности МРИ вещество мишеней переходит в состояние плазмы еще на стадии преднагрева мишени длительным предимпульсом мягкого рентгеновского излучения спектрального диапазона от 20 эВ до 80 эВ. При этом вещество двухслойных типов мишеней $Au + Mu$, $Mu + Au$ и монослойной мишени из Au оказывается нагретым до температуры ~ 30 эВ и начинает расширяться;

3. В среднем, вне зависимости от строения мишени, собственная рентгеновская эмиссия плазмы на ее фронтальной поверхности начинает регистрироваться рентгеновской камерой раньше, чем на тыльной поверхности. При этом интенсивность свечения плазмы на фронтальной поверхности мишени оказалась в 1.5–3 раза выше, чем на тыльной поверхности;

4. Для двухслойных мишеней типа “металл + майлар” момент времени t_0 , соответствующий началу регистрации собственного свечения плазмы с тыльной поверхности мишени, в наибольшей степени зависит от поглощенной к данному моменту времени энергии МРИ и от излучательной способности плазмы слоя металла на майларовой пленке. В наших экспериментах флюэкс энергии МРИ на мишень к моменту времени t_0 составлял не менее 0.7–0.8 кДж/см². Для мишеней со слоем металлизации In или Sn момент времени t_0 наступает в среднем на 5 нс позже, чем для мишеней со слоем металлизации Au . Аналогичная тенденция прослеживается и для трехслой-

ных мишеней типа $Mu + In + Mu$ или $PP + Au + Mu$;

5. Вне зависимости от структуры гетерогенной мишени (двухслойная или трехслойная) и слоев веществ из которых она изготовлена (Mu , In , Sn и Au) временные зависимости интенсивности собственной рентгеновской эмиссии плазмы мишени достигают своего максимального значения вблизи пиковой мощности импульса МРИ [$I(P_{SR}^{\max}) = 0$] в промежутке +1–+2.5 нс. Далее, регистрируется экспоненциальное уменьшение свечения плазмы мишеней. Определено время затухания τ интенсивности собственного излучения мишени в e -раз согласно следующей функциональной зависимости $I(t) \propto e^{-t/\tau}$;

6. Наблюдаемое в эксперименте уменьшение интенсивности собственного рентгеновского излучения мишеней тесно связано как с уменьшением интенсивности греющего излучения Z -пинча, так и с динамикой разлета их плазмы. Показано, что скорость разлета плазмы с фронтальной стороны мишени оказывается примерно в 1.5 раза выше, чем с ее тыльной стороны. При этом основной вклад в собственную эмиссию мишени дает расширяющийся слой из вещества с высоким атомным номером Z по сравнению с эффективным $Z_{eff} \approx 4.5$ для майларовой пленки. Именно, с этим связана полученная в эксперименте разница времен τ_f и τ_b затухания интенсивности собственного свечения плазмы двухслойных мишеней для различных случаев ориентации слоя с высоким атомным номером относительно источника излучения. В случае мишеней, ориентированных слоями веществ In , Sn или Au в сторону Z -пинча многопроволочной сборки, времена τ_f и τ_b оказываются в 1.5–1.7 раза больше, чем значения соответствующих времен для мишеней, ориентированных наоборот;

7. В случае трехслойных мишеней, например $Mu + In + Mu$, когда разлет плазмы индия сдерживается с двух сторон слоями-тамперами из тонких пленок майлара, времена τ_f и τ_b также оказываются больше в ~ 1.4 раза, чем в случае свободного разлета плазмы индия в сторону Z -пинча для двухслойной мишени типа $In + Mu$;

8. Временная зависимость собственной эмиссии плазмы фронтальной и тыльной сторон облучаемой мишени чувствительна к особенностям на профиле импульса мощности МРИ. В некоторых случаях наблюдалась немонотонная временная зависимость собственной эмиссии плазмы мишени, которая соответствовала такому же характеру временной зависимости импульса мощности МРИ Z -пинча многопроволочной сборки;

9. После максимума импульса МРИ зарегистрирован интенсивный разлет плазмы рамки-держателя и мишени как в радиальном направле-

нии, так и в направлении высоты зазора анод–катод. Оценка сверху средней скорости разлета плазмы материала рамки и мишени вдоль высоты зазора анод–катод составила около 8×10^6 см/с. Оценка средней скорости уменьшения размеров смотрового окна рамки держателя в аксиальном направлении лежала в диапазоне $\sim(1-2) \times 10^6$ см/с;

10. Выявлено расхождение между расчетными и измеренными спектрами собственного излучения плазмы в области температур 20–30 эВ и длин волн 11–14 нм. Вероятно, это вызвано недостатками использованной расчетной модели оптических свойств такой плазмы [25], которые связаны с недоучетом переходов между состояниями ионов с многоэлектронными возбуждениями.

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, 20-21-00082, 20, 18-29-21005 и 20-31-70015).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Spielman R.B., Deeney C., Chandler G.A., Douglas M.R., Fehl D.L., Matzen M.K., McDaniel D.H., Nash T.J., Porter J.L., Sanford T.W.L., Seaman J.F., Stygar W.A., Struve K.W., Breeze S.P., McGurn J.S., Torres J.A., Zagar D.M., Gilliland T.L., Jobe D.O., McKenney J.L., Mock R.C., Vargas M., Wagoner T.* Tungsten wire-array Z-pinch experiments at 200 TW and 2 MJ // *Phys. Plasmas*. 1998. V. 5. № 5. P. 2105–2111.
2. *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.* X-ray power and yield measurements at the refurbished Z machine // *Rev. Scien. Instr.* 2014. V. 85. P. 083501-1–083501-11.
3. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008., *Zeldovich Ya. B. and Raizer Yu. P.*, *Physics of Shock Waves and High-temperature Hydrodynamic Phenomena* (Academic Press) 1966.
4. *Depierreux S., Tassin V., Antigny D., Bahr R.E., Botrel N., Bourdenet R., DeDemo G., DeLaval L., Dubos O., Fariat J., Ferri M., Filkins T., LeTacon S., Source C.* Experimental Evidence of Harnessed Expansion of a High-Z Plasma Using the Hollow Wall Design for Indirect Drive Inertial Confinement Fusion // *Phys. Rev. Lett.* 2020. V. 125. № 12. P. 255002-1–255002-5.
5. *Bailey J.E., Rochau G.A., Mancini R.C., Iglesias C.A., MacFarlane J.J., Golovkin I.E., Blancard C., Cosse Ph., Fausurier G.* Experimental investigation of opacity models for stellar interior, inertial fusion, and high energy density plasmas // *Phys. Plasmas*. 2009. V. 16. № 5. P. 058101-1–058101-16.
6. *Pain J.-C., Gilleron F.* A quantitative study of some sources of uncertainty in opacity measurements // *High Energy Density Physics*. 2020. V. 34. № 3. P. 100745-1–100745-16.
7. *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., Толстикова И.Ю., Фролов И.Н., Якушев О.Ф.* Радиационный нагрев тонких Al-фольг интенсивным EUV-излучением // Письма в “Журнал экспериментальной и теоретической физики”. 2016. Т. 103. № 5. С. 394–401.
8. *Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Фролов И.Н., Браницкий А.В., Лаухин Я.Н.* Исследование динамики разлета плазмы тонкой алюминиевой фольги под воздействием мягкого рентгеновского излучения // *Физика плазмы*. 2017. Т. 43. № 4. С. 367–382.
9. *Grabovski E.V., Sasorov P.V., Shevelko A.P., Alexandrov 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.* Investigation of Al plasmas from thin foils irradiated by high-intensity extreme ultraviolet // *Matter and Radiation at Extremes*. 2017. V. 2. № 3. P. 129–138.
10. *Альбиков 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.* Импульсный термоядерный комплекс “Ангара-5-1” // *Атомная энергия*. 1990. Т. 68. Вып. 1. С. 26–35.
11. *Basko M.M., Sasorov P.V., Murakami M., Novikov V.G., Grushin A.S.* 1D study of the radiation-dominated implosion of a cylindrical tungsten plasma column // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2012. V. 54. № 5. P. 055003-1–055003-16.
12. <http://www.vniia.ru/production/bystroprotekaushie-processy/apparatura-dlya-registratsii-bystroprotekaushchikh-protsesov.php>
13. *Волков Г.С., Лахтюшко Н.И., Терентьев О.В.* Радиационный болометр из фольги для измерения энергетических потерь быстрых Z-пинчей // *Приборы и техника эксперимента (ПТЭ)*. 2010. № 5. С. 115–120.
14. *Day R.H., Lee P.* Photoelectric quantum efficiencies and filter window absorption coefficients from 20 eV to 10 KeV. // *J. Appl. Phys.* 1981. V. 52. № 11. P. 6965–6973.
15. X-Ray Mass Attenuation Coefficients. Database. — Режим доступа: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab3.html>
16. Filter Transmission Database. — Режим доступа: http://henke.lbl.gov/optical_constants/

17. Шевелько А.П., Блисс Д.Е., Казаков Е.Д., Мазаракис М.Г., Макгарн Д.С., Найт Л.В., Струве К.В., Толстихина И.Ю., Уикс Т. ВУФ-спектроскопия плазмы, создаваемой в конечном анод-катодном промежутке сильнооточного импульсного генератора “Z-machine” (SNL) // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 11. С. 1021–1032.
18. Митрофанов К.Н., Грабовский Е.В., Гришук А.Н., Лаухин Я.Н., Александров В.В., Олейник Г.М., Медовицков С.Ф., Шевелько А.П. Особенности структуры излучающей области при токовом сжатии пени-проволочных сборок на установке Ангара-5-1 // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 1. С. 71–96.
19. SBS Compressed Picosecond DPSS Nd:YAG Lasers. SL230 series. – Режим доступа: <https://eksp-la.com/products/picosecond-lasers/>
20. Чурилов С.С., Рябцев А.Н. Анализ спектров In XII–XIV и Sn XIII–XV в дальней ВУФ области // Оптика и спектроскопия. 2006. Т. 101. № 2. С. 181–190.
21. Basko M.M., Maruhn J. and Tauschwitz A. An efficient cell-centered diffusion scheme for quadrilateral grids // J. Comput. Phys. 2009. V. 228. № 6. P. 2175.
22. Basko M.M., Maruhn J. and A. Tauschwitz // GSI Scientific Report 2009: Gesellschaft für Schwerionenforschung MBH, Darmstadt, Germany, GSI Report 2010-1, 410 (2010). Режим доступа <http://www.gsi.de/library/GSI-Report-2010-1/>
23. Tauschwitz A., Basko M., Frank A., Novikov V., Grushin A., Blazevice A., Roth M., Maruhn J.A. 2D radiation-hydrodynamics modeling of laser-plasma targets for ion stopping measurements // High Energy Density Phys. 2013. V. 9. № 1. P. 158–166.
24. Frank A., Blazevice A., Bagnoud V., Basko M.M., Boerner M., Cayzac W., Kraus D., Heßling T., Hoffmann D.H.H., Ortner A., Otten A., Pelka A., Pepler D., Schumacher D., Tauschwitz An., Roth M. Energy loss and charge transfer of argon in a laser-generated carbon plasma // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. № 3. P. 11501-1–11501-5.
25. Nikiforov A.F., Novikov V.G. and Uvarov V.B. Quantum-Statistical Models of Hot Dense Matter. Methods for Computation Opacity and Equation of State. 2005. Birkhauser, Basel, Switzerland. 439 pp.
26. More R.M., Warren K.H., Young D.A., Zimmerman G.B. A new quotidian equation of state (QEOS) for hot dense matter // Physics of Fluids. 1988. V. 31. № 10. P. 3059.
27. Faik S., Tauschwitz An., Iosilevskiy I. The equation of state package FEOS for high energy density matter // Comput. Phys. Commun. 2018. V. 227. № 6. P. 117–125.
28. Torretti F., Sheil J., Schupp R., Basko M.M., Bayraktar M., Meijer R.A., Witte S., Ubachs W., Hoekstra R., Versolato O.O., Neukirch A.J., Colgan J. Prominent radiative contributions from multiply excited states in laser-produced tin plasma for nanolithography // Nature Communications. 2020. V. 11. № 5. P. 2334-1–2334-9.
29. Faik S., Basko M.M., Tauschwitz A., Iosilevskiy I., Maruhn J.A. Dynamics of volumetrically heated matter passing through the liquide-vapor metastable states // High Energy Density Physics. 2012. V. 8. № 4. P. 349.
30. Youngs D.L. Three-dimensional numerical simulation of turbulent mixing by Rayleigh–Taylor instability // Physics of Fluids A: Fluid Dynamics. 1991. V. 3. № 5. P. 1312–1320.
31. Kull H.J. Theory of the Rayleigh–Taylor instability // Physics Reports (Review Section of Physics Letters). 1991. V. 206. № 5. P. 197–325.
32. Oron D., Arazi L., Kartoon D., Rikanati A., Alon U., Shvarts D. Dimensionality dependence of the Rayleigh–Taylor and Richtmyer–Meshkov instability late-time scaling laws // Physics of Plasmas. 2001. V. 8. № 6. P. 2883–2889.
33. Basko M.M., Maruhn J.A., Schlegel T. Hydrodynamic instability of shells accelerated by direct ion beam heating // Physics of Plasmas. 2002. V. 9. № 4. P. 1348–1356.