

## РЕНТГЕНОВСКИЙ ФИЛЬТР С ИЗМЕНЯЮЩИМСЯ ПРОПУСКАНИЕМ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ВОЗДЕЙСТВИЮ МУЛЬТИТЕРАВАТТНОГО ИМПУЛЬСА МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МИШЕНИ

© 2022 г. В. В. Александров<sup>а</sup>, А. В. Браницкий<sup>а</sup>, Е. В. Грабовский<sup>а</sup>, А. Н. Грицук<sup>а</sup>,  
К. Н. Митрофанов<sup>а, \*</sup>, Г. М. Олейник<sup>а</sup>, И. Н. Фролов<sup>а</sup>, М. М. Баско<sup>б</sup>

<sup>а</sup> ГНЦ РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”, Москва, Россия

<sup>б</sup> Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

\*e-mail: mitrofan@triniti.ru

Поступила в редакцию 15.04.2022 г.

После доработки 02.06.2022 г.

Принята к публикации 10.06.2022 г.

Представлены результаты экспериментов по воздействию мягкого рентгеновского излучения (МРИ) на тонкие лавсановые (майларовые) пленки микронной толщины. Основным результатом исследований являлась разработка и тестирование адаптивного фильтра – фильтра из майларовой (далее, Му) пленки с изменяющейся во времени прозрачностью, необходимого для профилирования импульса мультитераваттного МРИ в экспериментах по радиационной абляции мишеней из слоев некоторых металлов (напр. Al, Ni, In, Sn, Au, Vt и др.), проводимых в настоящее время на установке Ангара-5-1. Подобная пленка будет поглощать почти всю энергию предварительного импульса (т.н. “предымпульса”) и становиться “прозрачной” к моменту возникновения основного тераваттного импульса излучения. Расстояние между этой пленкой и исследуемой мишенью выбрано так, чтобы не повреждать мишень разлетающимся веществом фильтра при его радиационном нагреве. Таким образом, начальная плотность слоев мишени в момент ее облучения основным импульсом МРИ значительно увеличится. Применение адаптивного фильтра позволяет определить изменение прозрачности слоев мишени в более широкой области начальных значений ее плотности и уменьшить влияние динамики разлета мишени на точность измерения ее спектральной прозрачности.

*Ключевые слова:* динамика плазмы, Z-пинч многопроволочной сборки, рентгеновское излучение, радиационный нагрев мишени, фильтр с изменяющейся прозрачностью

DOI: 10.31857/S0367292122700160

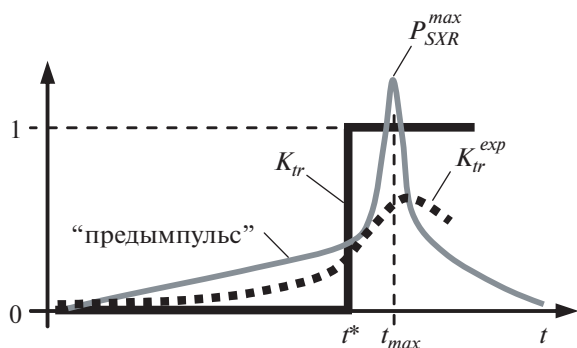
### 1. ВВЕДЕНИЕ

Токовая имплозия вольфрамовых многопроволочныхборок в генераторах сверхвысокой электрической мощности используется для получения высокотемпературной плотной плазмы, которая является источником теплового излучения высокой интенсивности (10–350 ТВт,  $h\nu > 100$  эВ) [1, 2]. Такое мягкое рентгеновское излучение (МРИ) широко применяется в экспериментах по физике высокой плотности энергии, в частности, для радиационной абляции мишеней из различных веществ [3–6], в том числе в исследованиях различных схем инерциального термоядерного синтеза [7, 8], астрофизики. В последнем случае, например, измеряются фундаментальные свойства материала, такие как непрозрачность внутризвездной плазмы [9, 10], уширение линий в фотосферах белых карликов [11], проверяется достоверность гидродинамиче-

ского моделирования, основанного на оценках данных о непрозрачности звезд [12].

Исследования воздействия мощного рентгеновского излучения на различные материалы ведутся на крупнейших электрофизических установках мира, в частности, на установках Z в США, Julong-1 (PTS) в КНР и Ангара-5-1 в России [13–15].

Особенностью экспериментов на установке Ангара-5-1 по радиационной абляции мишеней и измерении прозрачности разлетающегося вещества мишени является профиль греющего импульса МРИ, который имеет т.н. “предымпульс” и основную составляющую  $P_{SXR}^{max}$  (см. рис. 1). Основной импульс излучения тераваттной мощности длительностью 5–10 нс, возникающий при имплозии проволочного лайнера предваряется длительным ~60–70 нс и на 1–2 порядка менее мощным импульсом излучения. Эксперименты и



**Рис. 1.** Временные зависимости: мощности МРИ ( $P_{SXR}$ ) и коэффициента пропускания адаптивного фильтра ( $K_{tr}$ ).  $t^*$  — момент начала резкого увеличения прозрачности адаптивного фильтра;  $t_{max}$  — момент пиковой мощности излучения  $P_{SXR}^{max}$ .

расчеты [16] показывают, что энергии этого предымпульса достаточно для предварительного нагрева, ионизации и расширения облучаемого образца мишени. К моменту начала основного импульса излучения мишень уже успевает заметно (с долей микрона до десятых долей миллиметров) расширяться с твердотельного состояния, при этом ее начальная плотность падает на 2–3 порядка величины. Возможность в эксперименте изменять временной профиль МРИ при помощи адаптивного фильтра позволит отделить эффекты, связанные с воздействием длительного предымпульса источника излучения на фронтальную поверхность мишени до момента основного импульса излучения. Как следствие, это позволяет уменьшить влияние динамики разлета мишени на точность измерения спектральной прозрачности плазмы мишени. При этом можно будет исследовать параметры мишени при тех же значениях температуры плазмы, но при больших значениях плотности. Для ослабления воздействия “предымпульса” излучения на мишень предлагается использовать адаптивный фильтр.

Под адаптивным фильтром (фильтр с изменяющейся прозрачностью) будем понимать такую пластиковую пленку, вещество которой при радиационной абляции переходит в плазменное состояние с изменяющимся во времени коэффициентом ослабления рентгеновского излучения. Прозрачность такого фильтра зависит от спектра и мощности падающего на него излучения. В идеальном случае такой адаптивный фильтр должен обеспечивать надежное подавление предымпульса излучения ( $K_{tr} = 0$ ), а к моменту начала генерации основного импульса МРИ его пропускание скачкообразно должно вырасти до 100% (см. рис. 1). В реальном же эксперименте адаптивный фильтр будет увеличивать свою прозрачность

( $K_{tr}^{exp}$ ) для рентгеновского излучения за конечное время и не до максимальной величины. Выбор толщины пленки необходимо подобрать экспериментально так, чтобы прозрачность фильтра менялась не менее чем в 2 раза к началу основного импульса МРИ (т.н. “контраст”). Это отсекает длинноволновую часть спектра излучения ( $\lambda \geq 120 \text{ \AA}$ ), тем самым позволит сократить длительность начальной стадии облучения (экспозиции) мишени и сохранить ее вещество до нагрузки основным импульсом излучения в плотном состоянии. При этом необходимо избежать воздействия разлетающегося вещества адаптивного фильтра на исследуемую мишень, чтобы исключить изменения ее свойств. Для этого расстояние между фильтром и мишенью выбирается так, чтобы расширяющаяся плазма фильтра на стадии предымпульса МРИ не успевала достигнуть фронтальной поверхности мишени. В качестве адаптивного фильтра предполагается использовать тонкие лавсановые пленки.

Исходя из вышесказанного, цели работы состояли в получении экспериментальных данных:

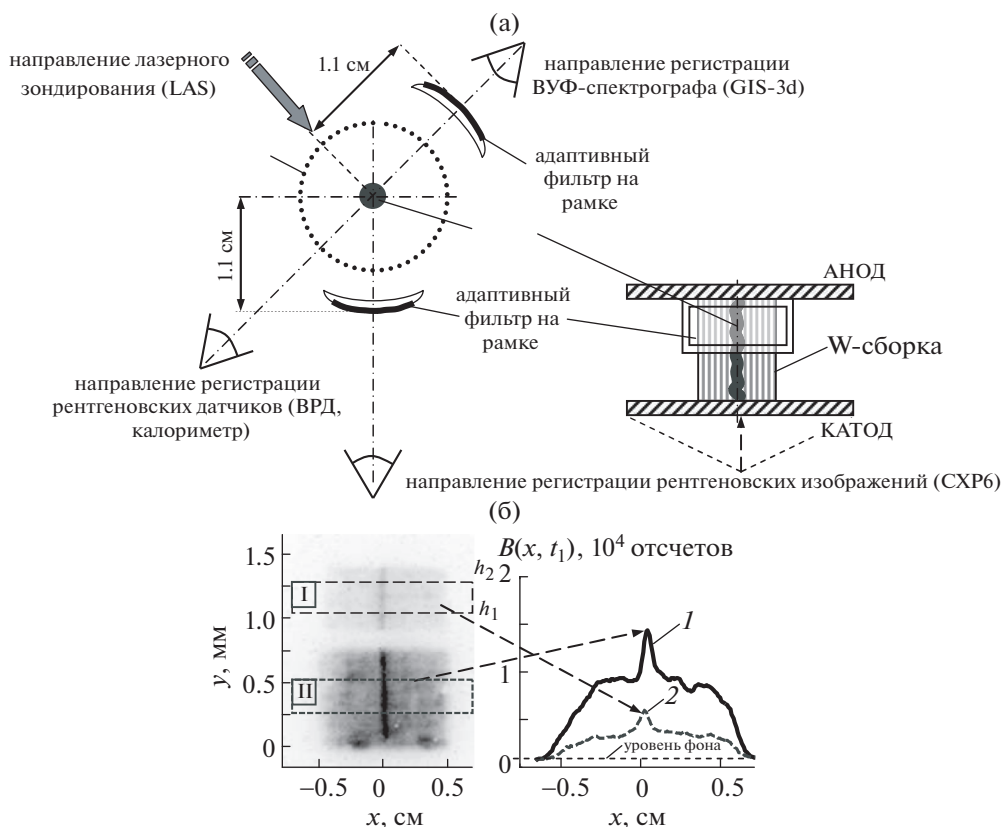
- об индуцированной прозрачности (увеличении коэффициента пропускания) лавсановых пленок различной толщины, которая возникает при облучении их мощными импульсами излучения Z-пинча многопроволочной сборки с флюэнсом до  $10 \text{ кДж/см}^2$ ;

- о динамике разлета плазмы лавсановых пленок, образованной при одностороннем облучении мягким рентгеновским излучением Z-пинча.

Эти данные необходимы для выбора адаптивного фильтра в экспериментах по облучению мишеней типа “металл-пленка” — лавсановых пленок, металлизированных различными веществами (Ni, In, Sn, Au и Bi).

## 1. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОСНОВНЫЕ ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ СРЕДСТВА

Эксперименты по исследованию адаптивного фильтра рентгеновского излучения выполнены на мощной электрофизической установке мегаамперного тока Ангара-5-1 [15]. Применяемая на установке методика эксперимента позволяла в одном выстреле проводить измерения спектральной прозрачности плазмы мишени, ее собственной мощности облучающего импульса. Причем импульс излучения Z-пинча, возникающий при сжатии плазмы вольфрамовой проволочной сборки, служит источником нагрева мишени и преобразования ее вещества в горячий расширяющийся слой плазмы в процессе радиационной абляции. Кроме того, данное излучение является также зондирующим. Одновременно с



**Рис. 2.** Схема регистрации в экспериментах по исследованию пропускания адаптивного фильтра: а) – расположение мишени относительно источника МРИ (Z-пинча), рентгеновской камеры (СХР6), ВУФ-спектрографа (GIS-3d), ВРД, калориметра и лазерного теневого зондирования (LAS). Один из адаптивных фильтров (или мишень) расположен между Z-пинчем и рентгеновской камерой, другой – между Z-пинчем и спектрографом для определения пропускания рентгеновского излучения Z-пинча; б) – слева представлено одно из 10-ти рентгеновских изображений (кадр № 1), справа – радиальные распределения интегральной интенсивности  $B(x, t_1)$  этого кадра за адаптивным фильтром и без него (соответствующие кривые 1 и 2), области интегрирования I и II для построения кривых 1 и 2 показаны пунктирными прямоугольниками.

проходящим через плазму излучением Z-пинча регистрируется собственное рентгеновское свечение нагретой плазмы, которое необходимо учитывать при определении спектрального коэффициента пропускания плазмы мишени. Такая методика измерений излучения Z-пинча, прошедшего через слой плазмы мишени, позволяет корректно определить спектральный коэффициент пропускания этой плазмы. В случае мишеней с небольшим атомным номером, например Al ( $Z = 13$ ) [4–6] или лавсановой пленки ( $Z_{eff} \approx 4.5$ ), вклад собственного излучения незначителен по сравнению с падающим и прошедшим мишень излучением Z-пинча. Следует также заметить, что для мишеней из материалов со средним или высоким значением атомного номера  $Z$  (Ni, In, Sn, Au, Bi) вкладом собственного излучения плазмы при определении непрозрачности уже пренебречь нельзя. Влияние самоизлучения мишени потенциально значительно, зависит от времени, температуры самой мишени, и его можно умень-

шить 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 [16].

В представленных в данной работе экспериментах генерация импульса рентгеновского излучения происходила при сжатии вольфрамовой проволочной сборки диаметром 10 мм, состоящей из 60-ти тонких 6 мкм проволок. Линейная масса проволочной сборки была 330 мкг/см, высота – 16 мм. Импульс мощности МРИ имел амплитуду до 10 ТВт и длительность на половине его высоты ( $FWHM$ ) ~ 6–10 нс. Происходило воздействие таким импульсом излучения на образец мишени, расположенный в 1.1 см от оси источника излучения на рамке-держателе (см. рис. 2а). Вещество мишени изготовлено из одного или нескольких слоев полиэтилентерефталатовой (лавсановой или майларовой,  $(C_{10}H_8O_4)_n$ ) пленки микронной толщины – 0.6 мкм и 2.37 мкм. Про-

**Таблица 1.** Параметры облучаемых мишеней из майлара

№ выстрела	Тип мишени	Поверхностная масса слоев в мишени, мкг/см <sup>2</sup>	Толщина слоев в мишени, мкм	Примечание
6870–6872	Му	84.0	0.6	однослойная мишень
6865, 6866, 6875	Му* + Му	84.0 + 84.0 = 168.0	0.6 + 0.6 = 1.2	двухслойная мишень
6483, 6863, 6876	Му	340.0	2.37	однослойная мишень
6882, 6926, 6927	Му* + Му	340.0 + 84.0 = 424.0	2.37 + 0.6 = 2.97	двухслойная мишень
6879, 6880	Му* + Му + Му	340.0 + 84.0 + 84.0 = 508.0	2.37 + 0.6 + 0.6 = 3.57	трехслойная мишень
6878	Му* + Му	340.0 + 340.0 = 680.0	2.37 + 2.37 = 4.74	двухслойная мишень
6900, 6902**, 6907, 6910, 6911	–	–	–	рамки без мишени, затенение апертуры смотровых окон

Примечание: \* – обозначена поверхность мишени, обращенная в сторону излучателя (Z-пинча); \*\* – в выстреле № 6902 рамка со стороны лазерной диагностики наполовину своей высоты закрыта Му, 2.97 мкм.

межуточные значения толщин пленок получались комбинацией указанных значений. Основные параметры мишеней представлены в табл. 1.

Для решения поставленных задач в экспериментах были использованы следующие диагностические методики: датчики излучения (вакуумные рентгеновские диоды (ВРД) и термпарный калориметр типа ВЧД), многокадровая рентгеновская камера СХР6 и дифракционный ВУФ-спектрограф скользящего падения (GIS-3d) с пространственным и временным разрешением (см. рис. 2а).

### 1.1. Методика определения коэффициента пропускания при помощи системы многокадровой регистрации рентгеновских изображений.

#### Проверка методики

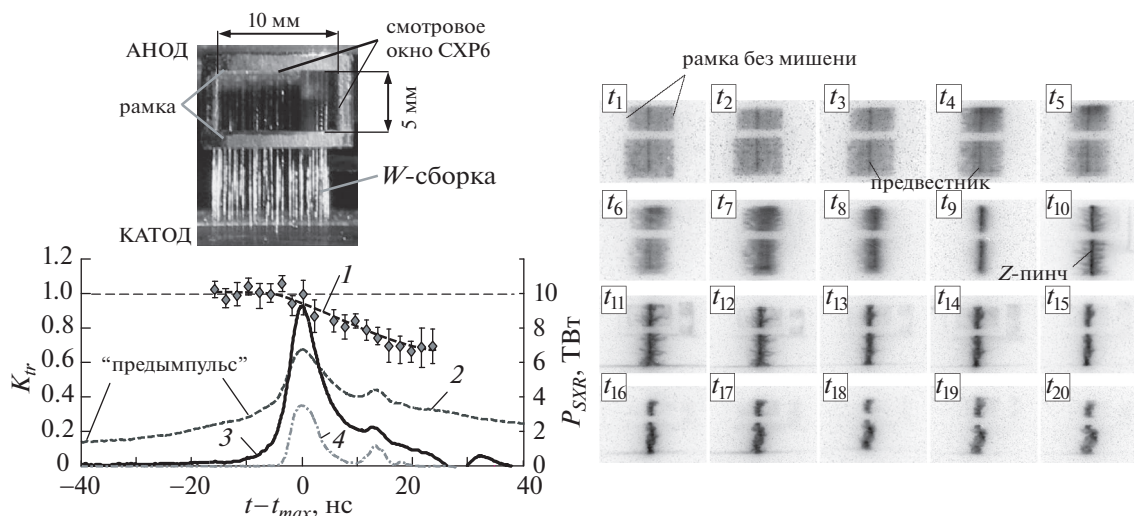
Для регистрации рентгеновского излучения Z-пинча, прошедшего через плазму адаптивного фильтра (или мишени), использовался многокадровый рентгеновский регистратор СХР6 на основе микроканальной пластины (МКП) [6] с регистрацией изображений на цифровую ПЗС-камеру СПМ20 [17] и дальнейшей компьютерной обработкой 16-битных цифровых файлов полученных изображений. Экспозиция кадров была выбрана около 1 нс, что повысило порог регистрации излучения и тем самым уменьшило вклад собственного свечения тыльной стороны плазмы мишени в регистрируемое изображение [6]. Количество кадров в съемке – 10. Временные промежутки между кадрами были 2 нс для более точного определения момента возникновения индукционного рентгеновского излучения изменением пропускания плазмы лавсановой пленки. Камера снабжена фильтром из полипропилена толщиной 1 мкм ( $h\nu > 70$  эВ или  $\lambda < 180$  Å). Зарегистрированные камерой СХР6 рентгеновские изображения

плазмы являются интегральными по спектру излучения в области ее чувствительности.

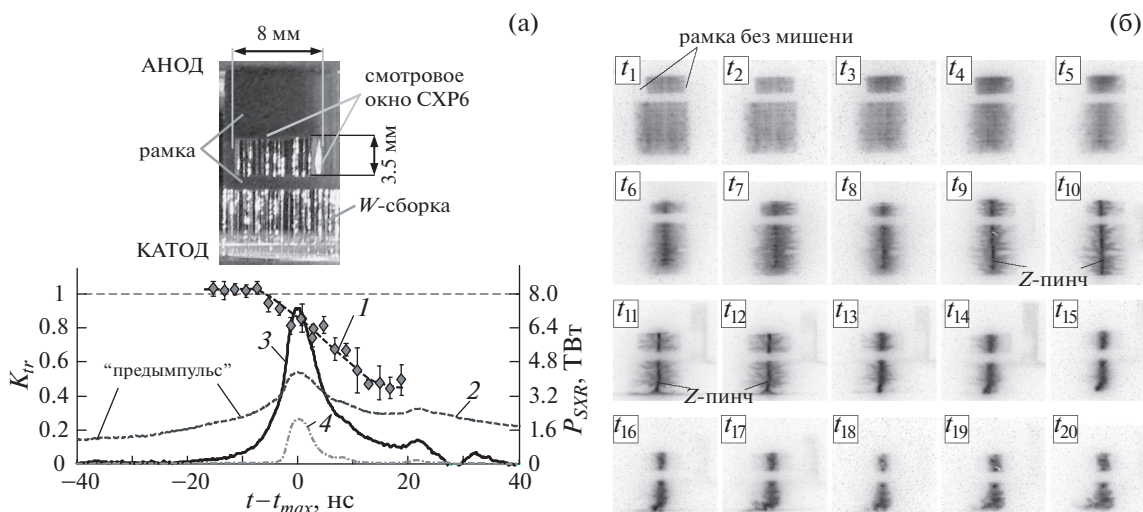
Для каждого из 10-ти моментов времени  $t_1 \dots t_{10}$  регистрации кадровых изображений построены радиальные распределения интегральной интенсивности  $B_I(x, t_i)$  и  $B_{II}(x, t_i)$  (см. кривые 1 и 2 на рис. 2б) из областей I и II – областей прошедшего через плазму мишени излучения и прошедшего мимо мишени, соответственно. Кривые 1 и 2 получены путем интегрирования двумерных распределений интенсивности пикселей цифрового изображения  $B(x, y)$  по высоте  $h$  (вдоль направления  $y$ ) некоторой прямоугольной области, как показано на рис. 2б, согласно следующему выражению

$$B(x) = \frac{1}{\Delta h} \int_{h_1}^{h_2} B(x, h) dh, \quad (1)$$

где  $B(x, y)$  – двумерное распределение интенсивности пикселей кадрового изображения (в числе отсчетов интенсивности пикселя от 0 до 65536),  $\Delta h = h_2 - h_1$  – высота областей интегрирования I и II по координате  $h$  в см,  $x, y$  – координаты на изображении в см. В нашем случае отношение  $B_{II}(x, t_i)/B_I(x, t_i)$  с учетом фона кадрового изображения определяет коэффициент пропускания  $K_r(t_i)$  рентгеновского излучения пинча плазменным слоем мишени. Следует особо отметить, что регистрация излучения, прошедшего сквозь плазму мишени, и излучения Z-пинча на каждом из 10-ти участков МКП (чувствительный элемент камеры СХР6) избавляет нас при определении коэффициента  $K_r$  от учета различий между напряжениями питания участков МКП 10-ти кадров, а также различий в площадях обскурных отверстий, формирующих изображения объекта на соответствующих участках МКП.



**Рис. 3.** Проверка методики многокадровой регистрации рентгеновских изображений СХР6 (выстрелы № 6900 и № 6902): а) – *вверху*: фотография взаимного расположения смотрового окна рамки (В × Ш) 5 × 10 мм и вольфрамовой проволочной сборки в межэлектродном зазоре установки; *внизу*: временные зависимости: 1 – интегрального по спектру коэффициента пропускания смотрового окна рамки без мишени; 2–4 – мощности МРИ в различных спектральных диапазонах –  $h\nu > 20$  эВ (в отн. ед.),  $h\nu > 100$  эВ (в абс. ед.),  $h\nu > 600$  эВ (в отн. ед.), соответственно; б) – рентгеновские кадры сжатия плазмы многопроволочной сборки. Экспозиции рентгеновских кадров  $t_1-t_{20}$  – около 1 нс. Анод – вверху, катод – внизу.

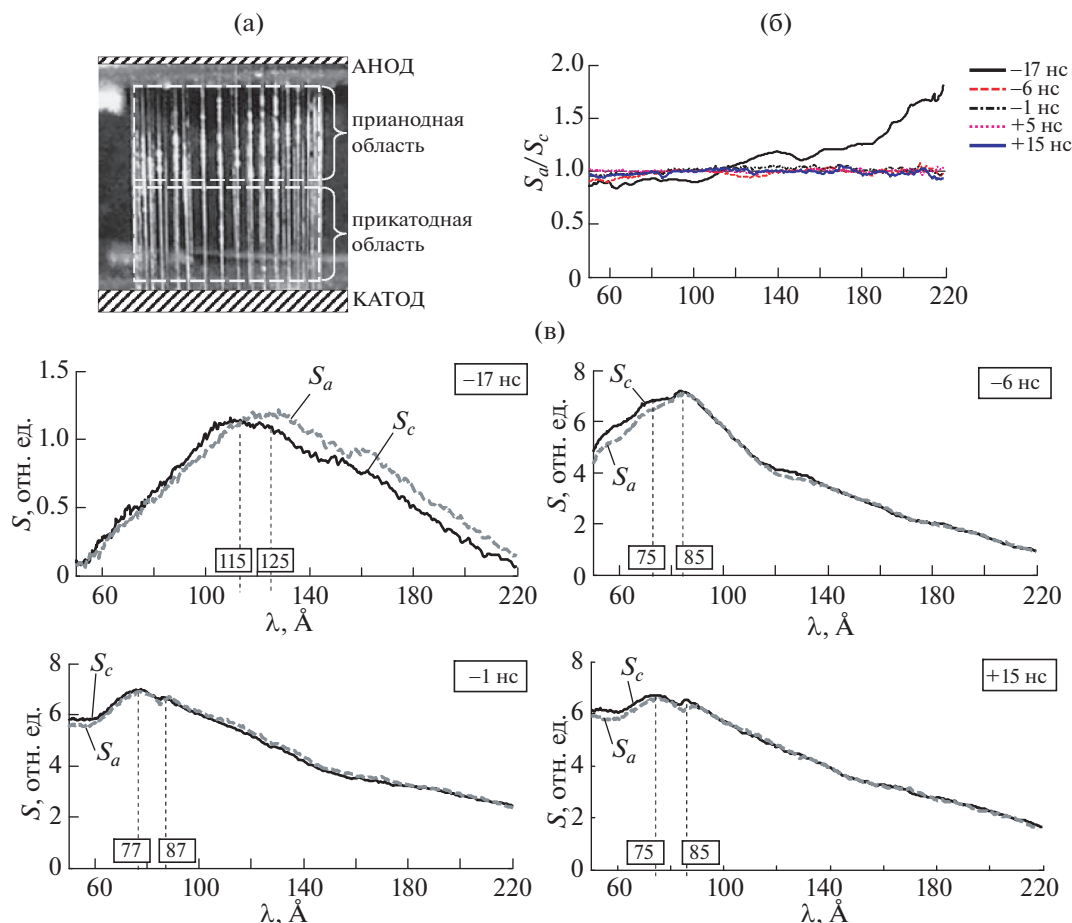


**Рис. 4.** Проверка методики многокадровой регистрации рентгеновских изображений СХР6 (выстрелы № 6907 и № 6910): а) – *вверху*: фотография взаимного расположения смотрового окна рамки (В × Ш) 3.5 × 8 мм и вольфрамовой проволочной сборки в межэлектродном зазоре установки; *внизу*: временные зависимости: 1 – интегрального по спектру коэффициента пропускания смотрового окна рамки без мишени; 2–4 – мощности МРИ в различных спектральных диапазонах –  $h\nu > 20$  эВ (в отн. ед.),  $h\nu > 100$  эВ (в абс. ед.),  $h\nu > 600$  эВ (в отн. ед.), соответственно; б) – рентгеновские кадры сжатия плазмы многопроволочной сборки. Экспозиции рентгеновских кадров  $t_1-t_{20}$  – около 1 нс. Анод – вверху, катод – внизу.

На рис. 3а,б представлены результаты проверки методики многокадровой регистрации рентгеновских изображений СХР6. В выстрелах № 6900 и № 6902 проведены измерения яркости изображения Z-пинча за рамкой без мишени  $B_{II}(x, t_i)$  и

под рамкой  $B_I(x, t_i)$ . Размер смотрового окна в рамке был (В × Ш) 5 × 10 мм. Построена временная зависимость отношения  $K_{tr} = B_{II}(x, t_i)/B_I(x, t_i)$  на 10 моментов времени в каждом выстреле, отсчитанных от момента пиковой мощности МРИ





**Рис. 5.** Сравнение спектральной плотности мощности излучения Z-пинча (в отн. ед.) многопроволочной сборки (40W проволока линейной массы 220 мкг/см, диаметр сборки – 12 мм, высота – 16 мм), измеренной ВУФ-спектрографом GIS-3d из прианодной ( $S_a$ ) и прикатодной ( $S_c$ ) областей: а) – фотография типичной W-сборки в межэлектродном зазоре установки. Спектральные зависимости в различные моменты времени относительно момента пиковой мощности МРИ: б) – отношения величин  $S_a/S_c$ ; в) – величин  $S_a$  и  $S_c$ .

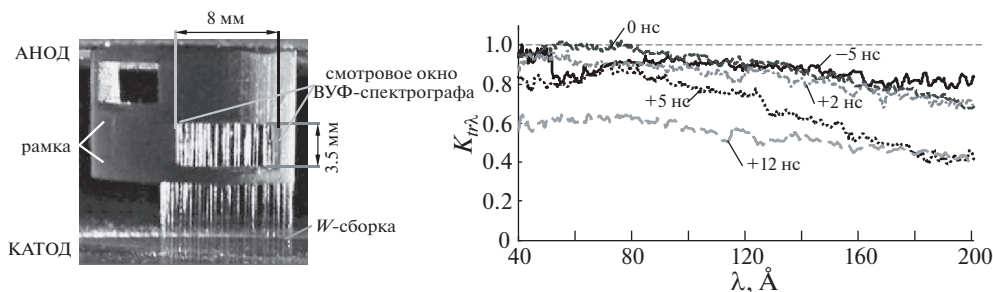
( $t - t_{max} = 0$ ). Из кривой  $I$  следует (см. рис. 3а), что на стадии предимпульса МРИ вплоть до момента  $t - t_{max} = 0$  нс отношение  $K_r$  составляет  $1.01 \pm 0.05$ , а к моменту  $+20$  нс падает до уровня  $0.70 \pm 0.04$ . Возможной причиной такого падения величины  $K_r$  является перекрытие веществом рамки смотрового окна под воздействием радиационной абляции (подробней см. п. 2.1). В период времени от 0 нс до  $+6$  нс значение коэффициента  $K_r$  лежит в диапазоне  $0.9 \pm 0.1$ , что еще является приемлемым для определения коэффициента прозрачности плазмы мишени с относительной погрешностью 10–15%.

Аналогичная картина наблюдается и в случае рамки с меньшим размером окна ( $B \times Ш$ )  $3.5 \times 10$  мм (см. рис. 4). Уже вблизи момента пиковой мощности МРИ величина  $K_r < 1$  и составляет  $0.86 \pm 0.08$ , а к моменту  $+19$  нс падает до меньшего уровня  $0.50 \pm 0.12$ , чем в случае рамки с боль-

шим окном  $5 \times 10$  мм. Таким образом, для рамки с меньшей начальной апертурой смотрового окна наблюдается более раннее перекрытие его плазмой.

### 1.2. Методика спектральных измерений излучения Z-пинча и коэффициента пропускания плазмы мишеней

Спектральный состав излучения Z-пинча, падающего и прошедшего через мишень, собственного излучения плазмы мишеней регистрировался при помощи ВУФ-спектрографа (GIS-3d) скользящего падения [18, 19] в три момента времени. Пространственное разрешение спектрографа в аксиальном направлении (вдоль оси пинча) составляло для энергии фотонов более 100 эВ порядка 250 мкм, время экспозиции кадров – около 1.5 нс. Учет вклада высших порядков отражения решетки был необходим при восстановле-



**Рис. 6.** Проверка методики регистрации ВУФ-спектров GIS-3d (выстрелы № 6907 и № 6911): *слева* – фотография взаимного расположения смотрового окна рамки (В × Ш) 3.5 × 8 мм и вольфрамовой проволочной сборки в межэлектродном зазоре установки; *справа* – спектральный коэффициент пропускания смотрового окна рамки размерами (В × Ш) 3.5 × 8 мм без мишени на различные моменты времени относительно пика импульса мощности МРИ.

нии спектров излучения и проводился на основе экспериментальной проверки вклада во второй и третий порядки отражения. Обратная задача восстановления исходного спектра излучения решалась с помощью разработанного итерационного метода, подобно методике, подробно описанной в работе [20].

Спектральная зависимость коэффициента пропускания определялась по данным ВУФ-спекроскопии согласно следующему выражению

$$K_{tr\lambda}(\lambda, t) = \frac{(I_p(\lambda, t) - I_b(\lambda, t)) - (I_{self}(\lambda, t, \varphi = 0) - I_b(\lambda, t))}{I_{in}(\lambda, t) - I_b(\lambda, t)}, \quad (2)$$

где  $I_p(\lambda, t)$ ,  $I_{in}(\lambda, t)$ ,  $I_{self}(\lambda, t, \varphi = 0)$  и  $I_b(\lambda, t)$  – соответственно интенсивности прошедшего, падающего излучения пинча, собственного свечения плазмы мишени в направлении нормали к ее поверхности и фонового излучения, зарегистрированного на цифровом изображении спектра.

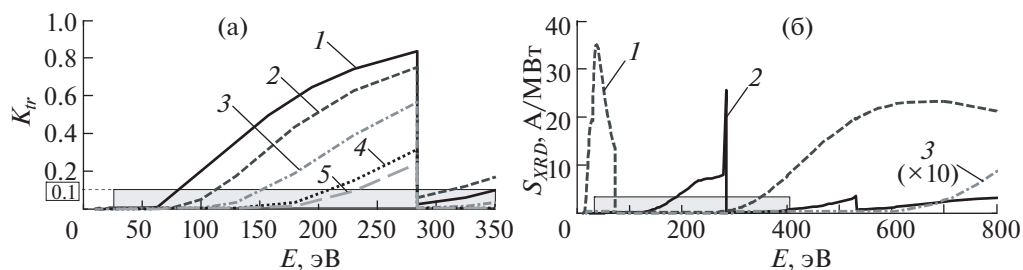
В нашей постановке эксперимента для нахождения коэффициента  $K_{tr\lambda}(\lambda, t)$  по формуле (2) предполагалось, что спектры излучения Z-пинча падающего на рамку с мишенью (в прианодной области) и прошедшего мимо (в прикатодной области) идентичны. Однако, это условие может не соблюдаться на различных стадиях имплозии W-сборки. Например, из-за наблюдавшегося во многих экспериментах с проволочными сборками “зиппер-эффета” – опережающего сжатия плазмы в прикатодной области проволочной сборки относительно плазмы в прианодной области. Поэтому, для выяснения спектральных отличий источника МРИ в прианодной и прикатодной областях сделаны измерения ВУФ-спектрографом с пространственным разрешением вдоль оси проволочной сборки, как показано на рис. 5а. Проведено сравнение спектральной плотности мощности излучения из прианодной ( $S_a$ ) и прикатодной ( $S_c$ ) областей W-сборки, зарегистрированных во временном интервале (–17, +15) нс от-

носительно момента пиковой мощности МРИ ( $t_{max}$ ), в виде отношения  $S_a/S_c$  (см. рис. 5б). Спектральные зависимости  $S_a(\lambda)$  и  $S_c(\lambda)$  представлены на рис. 5в соответствующими кривыми 1 и 2. Из рис. 5б следует, что задолго до пика мощности МРИ на –17 нс наблюдается сильное отличие зависимостей  $S_a(\lambda)$  и  $S_c(\lambda)$ , при этом отношение кривых  $S_a(\lambda)/S_c(\lambda)$  в диапазоне  $\lambda \in \sim(50, 220)$  Å равняется  $1.32 \pm 1.03$ , а максимумы зависимостей  $S_c(\lambda)$  и  $S_a(\lambda)$  находятся на длинах волн  $\lambda_{max}$  115 и 125 Å соответственно. Этому соответствует оценка цветовой температуры плазмы  $T_{spectr} \approx 20$  эВ. К моменту времени –6 нс значение температуры  $T_{spectr}$  становится около 30 эВ. К этому моменту времени различие спектрального состава излучения из прианодной и прикатодной областей W-сборки нивелируется и отношение  $S_a(\lambda)/S_c(\lambda) \approx 1$ , которое сохраняется вплоть до момента времени +15 нс. При этом максимум спектра излучения Z-пинча смещается в коротковолновую часть с  $\lambda \in \sim(75, 85)$  Å.

Таким образом, в интервале регистрации ВУФ-спектрографа  $t - t_{max} \in (-6, +15)$  нс спектральный состав источника излучения одинаков вдоль его высоты.

Для ВУФ-спектрографа была сделана оценка разлетающегося вещества рамки-держателя без мишени в пропускание смотрового окна размерами (В × Ш) 3.5 × 8 мм. Пропускание  $K_{tr}(\lambda, t_i)$  в спектральном диапазоне  $\lambda \in (40, 200)$  Å оценивалось как отношение спектральных плотностей мощности излучения Z-пинча прошедшего сквозь смотровое окно и вне рамки в различные моменты времени регистрации (см. рис. 6).

Как следует из представленного рисунка, до момента генерации основного импульса МРИ пропускание смотрового окна рамки остается на уровне 0.8–1.0. После момента пиковой мощности к +2 нс его пропускание начинает уменьшаться. Существенное падение величины  $K_{tr\lambda}(\lambda, t_i)$  до уровня 0.4–0.6 наблюдается во всем указанном



**Рис. 7.** Постановка эксперимента: а) — спектральный коэффициент пропускания различных пленок: 1 — полипропиленовой (PP, 1 мкм — фильтр рентгеновской камеры СХР6), 2–5 — лавсановой различной толщины 0.6 мкм, 1.2 мкм, 2.37 мкм и 2.97 мкм, соответственно; б) — спектральная чувствительность ВРД за различными фильтрами (от энергии фотонов излучения): 1 — датчик s2e (углеродный катод за 316 мкг/см<sup>2</sup> лавсана); 2 — датчик s3e (молибденовый катод за Al 0.75 мкм [202 мкг/см<sup>2</sup>]); 3 — датчик s4e (молибденовый катод за Al 6 мкм [1620 мкг/см<sup>2</sup>]). Серым прямоугольником на рисунке выделен наиболее представительный спектральный (ВУФ-) диапазон энергии фотонов, излучаемых при сжатии Z-пинча многопроволочной сборки на установке Ангара-5-1.

спектральном диапазоне уже к 12 нс после пика мощности МРИ. Это вполне согласуется с динамикой изменения пропускания смотрового окна, зарегистрированной 10-кадровой рентгеновской камерой (см. рис. 4). Так же следует отметить, что наибольшее падение уровня пропускания смотрового окна наблюдается для длинноволновой части спектра  $\lambda > 120 \text{ \AA}$ .

Регистрация мощности и энергии МРИ в различных спектральных диапазонах осуществлялась при помощи ВРД и термодатчика калориметра типа ВЧД-3. Калориметр располагался на расстоянии  $\sim 3.5$  м от пинча в радиальном направлении. Погрешность измерения импульсов электромагнитной энергии термодатчиками калориметрами не превышает  $\sim 15\%$ . 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 [21]. Учитывая вид спектра мягкого рентгеновского излучения Z-пинча проволочных и волоконных сборок, сигнал термодатчика 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 на том же расстоянии, 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. Спектральная чувствительность рентгеновской камеры СХР6 за фильтром из полипропилена толщиной 1 мкм, показана на рис. 7а. Там же приведено т.н. “холодное” пропускание лавсановых пленок различной толщины, серым прямоугольником выделен наиболее представительный спектральный диапазон излучаемой энергии при сжатии Z-пинча многопроволочной сборки

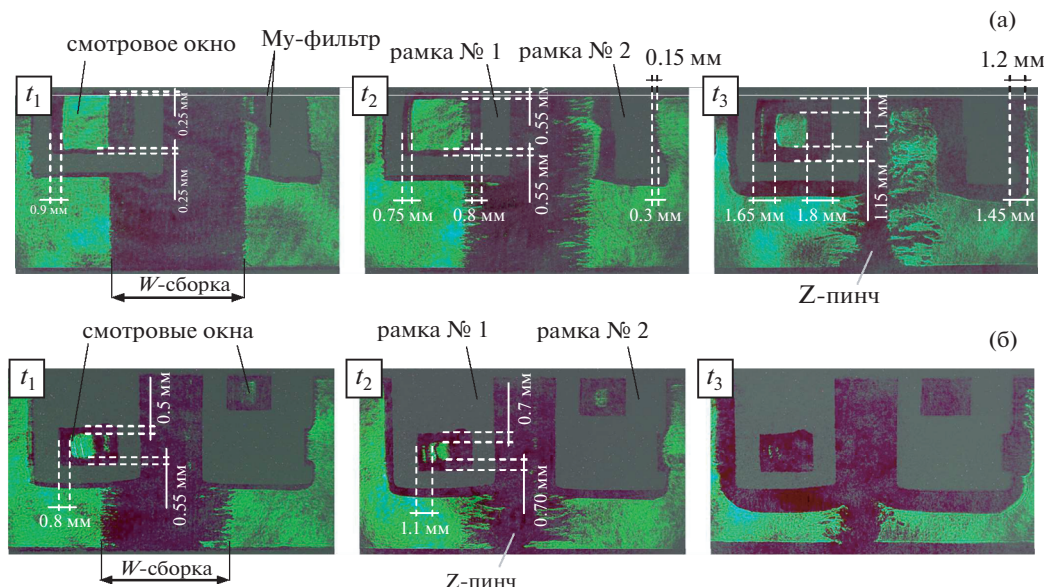
на установке Ангара-5-1. В этом же диапазоне энергий фотонов лежит спектральная чувствительность рентгеновской камеры СХР6 ( $h\nu > 70 \text{ эВ}$  или  $\lambda < 180 \text{ \AA}$ ). Спектральные чувствительности ВРД в диапазоне от 0 до 800 эВ с учетом фотокатодов датчиков [22] и выбранных фильтров-поглощителей [23, 24] приведены на рис. 7б.

По данным ВРД и калориметра делалась оценка падающих плотности мощности  $P_{пад}$  и плотности энергии  $E_{пад}$  МРИ на фронтальную сторону мишеней в каждый момент времени, следующим образом:  $P_{пад} = P_{tot}/(2\pi RH)$  и  $E_{пад} = E/(2\pi RH)$ , где  $R = 1.1$  см — радиус расположения рамки-держателя мишени,  $H = 1.6$  см — высота зазора анод-катод. Плотность мощности и энергии падающего на майлар излучения в экспериментах варьировалась в диапазоне от 0.2 до 0.7 ТВт/см<sup>2</sup> и от  $\sim 2$  до  $\sim 7$  кДж/см<sup>2</sup>, соответственно.

### 1.3. Лазерная диагностика разлета плазмы мишеней

Динамика разлета плазмы с фронтальной и тыльной сторон адаптивного фильтра регистрировалась по лазерным теневым изображениям. Трехкадровое теневое зондирование плазмы осуществлялось световым пучком Nd:YAG-лазера на  $\lambda = 532$  нм в радиальном направлении с регистрацией на цифровые фотоаппараты. В данной постановке эксперимента граница непрозрачной плазмы, видимая на лазерных изображениях, соответствовала уровню электронной плотности  $n_e \sim (1-5) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и была обусловлена рефракцией. Непрозрачность за счет поглощения лазерного излучения в плазме при данных параметрах должна наступать при  $n_e \sim (0.7-1) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Пространственное разрешение лазерной диагностики по объекту было не хуже 50–100 мкм, время экспозиции лазерным пучком — около 0.1 нс на





**Рис. 8.** Результаты лазерного теневого зондирования расширяющейся плазмы пустых рамок-держателей (без мишеней) на различные моменты времени относительно пика мощности МРИ: а)  $t_1 = -14.6$  нс,  $t_2 = -6.5$  нс и  $t_3 = +6.2$  нс (выстрел № 6902); рамка № 1 – для наблюдения перекрытия плазмой смотрового окна размерами (В × Ш) 5 × 10 мм, рамка № 2 со стороны проволочной сборки закрыта сверху адаптивным фильтром (Му-фильтр) из лавсановой пленки толщиной 2.97 мкм на половину своей высоты; б)  $t_1 = 0$  нс,  $t_2 = +8.1$  нс и  $t_3 = +12.7$  нс (выстрел № 6907); рамки № 1 и № 2 – для наблюдения перекрытия плазмой смотровых окон размерами (В × Ш) 3.5 × 8 мм. Анод – вверху, катод – внизу.

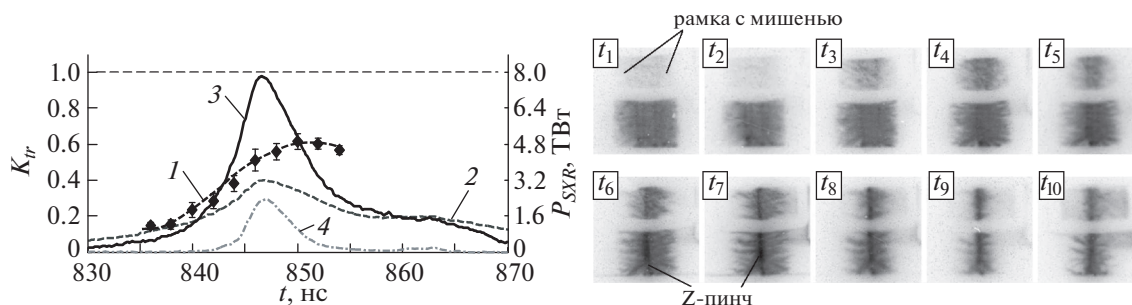
полувысоте лазерного импульса. Энергия лазерного импульса подбиралась экспериментально и составляла 8–10 мДж (суммарно на три кадра). Время задержки между кадрами можно было варьировать от 8 нс до 18 нс. Динамика затенения апертуры смотровых окон в рамках-держателях по уровню регистрируемой плотности представлена ниже.

**Перекрытие плазмой смотровых окон в рамках-держателях мишеней под действием излучения пинча.** В этой серии экспериментов рамка-держатель мишени была изготовлена из пластика со смотровыми окнами различных размеров (В × Ш) 3.5 × 8 мм и 5 × 10 мм для размещения исследуемых мишеней. Под воздействием рентгеновского излучения вещество рамки превращается в плазму, которая разлетается во всех направлениях (см. рис. 12а). Происходит постепенное перекрытие плазмой смотровых окон – затенение их эффективной апертуры. Как следствие этого процесса, существует вопрос о вкладе такой плазмы в существование исследуемых мишеней. На рис. 12г представлена временная зависимость смещения  $\Delta Z$  границы тени плазмы (по уровню  $n_e \sim (1-5) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) вдоль высоты межэлектродного зазора. Из данного рисунка следует, что к моменту пиковой мощности МРИ ( $t - t_{max} = 0$ ) вещество рамки расширяется на  $\Delta Z \sim 0.8$  мм от своего начального положения, а к моментам времени +5 нс

и +10 нс величина разлета  $\Delta Z$  составляет  $\sim 1.1$  мм и 1.5 мм, соответственно.

Хотя используемая на установке лазерная теневая диагностика позволяет отслеживать распространение границы плазмы с плотностью не более  $n_e \sim (1-5) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , которая остается прозрачной для излучения с энергией фотонов  $h\nu > 40$  эВ в области чувствительности ВУФ-спектрографа GIS-3d и рентгеновской камеры СХР6, все же она позволяет судить о некоторых тенденциях перекрытия апертуры смотровых окон. При этом в глубине областей плазмы, непрозрачных для лазерного излучения, плотность плазмы должна быть значительно выше, которая уже может вызвать существенное поглощение рентгеновского излучения пинча. Смотровое окно рамки в направлении регистрации ВУФ-спектрографа имеет размер (В × Ш) 3.5 × 8 мм, меньший, чем в направлении регистрации рентгеновской камеры СХР6 (5 × 10 мм), поэтому процесс перекрытия такого окна является наиболее актуальным при восстановлении спектральной зависимости коэффициента пропускания исследуемых мишеней. Несколько улучшить данную ситуацию может применение адаптивного фильтра, подавляющего длительное воздействие потока излучения на вещество рамки-держателя.

Как показали проверочные эксперименты с пустыми рамками размерами 5 × 10 мм: рамкой



**Рис. 9.** Интегральный по спектру коэффициент пропускания плазмы двухслойной мишени ( $\text{Mu}^* + \text{Mu}$ ,  $2.37^* + 0.6 = 2.97$  мкм, выстрел № 6882) по данным многокадровой регистрации рентгеновских изображений на рис. (б). Временные зависимости: 1 — коэффициента пропускания плазмы мишени; 2–4 — мощности МРИ в различных спектральных диапазонах —  $h\nu > 20$  эВ (в отн. ед.),  $h\nu > 100$  эВ (в абс. ед.),  $h\nu > 600$  эВ (в отн. ед.), соответственно. Экспозиции рентгеновских кадров  $t_1$ – $t_{10}$  — около 1 нс. Анод —верху, катод —внизу.

№ 1 (без мишени) и рамкой № 2, отчасти закрытой адаптивным фильтром из лавсановой пленки толщиной 2.97 мкм, перекрытие смотровых окон в рамках-держателях мишеней может быть весьма существенным. Лазерные теневые кадры (см. рис. 8а) демонстрируют, что ~2.6 мм из 5 мм по высоте смотрового окна остается совершенно свободным от плазмы вплоть до момента времени +6 нс после максимума импульса излучения Z-пинча. К этому моменту времени скорость перекрытия смотрового окна вдоль его высоты достигает значения  $\sim 10^7$  см/с. Для “малога” ( $3.5 \times 8$  мм) смотрового окна ВУФ-спектрографа в моменты времени после пика МРИ  $t - t_{max} > +6$  нс при сохранении темпа перекрытия произойдет полное его перекрытие плазмой по уровню электронной плотности  $n_e \sim (1-5) \times 10^{18}$  см $^{-3}$ , как показано на рис. 8б в момент времени  $t_3 = +12.7$  нс после пика МРИ.

Таким образом, как показывают экспериментальные данные рентгеновских измерений (см. рис. 3, 4 и 6) и лазерное теневое зондирование (см. рис. 8 и 12), при длительном воздействии предимпульса и основного импульса излучения на вещество рамки происходит полное перекрытие апертуры смотровых окон. На поздних временах процесса ( $t - t_{max} > +5$  нс) при спектральных измерениях необходимо уже учитывать вклад поглощения плазмы рамки внутри смотрового окна в регистрируемый коэффициент пропускания мишени.

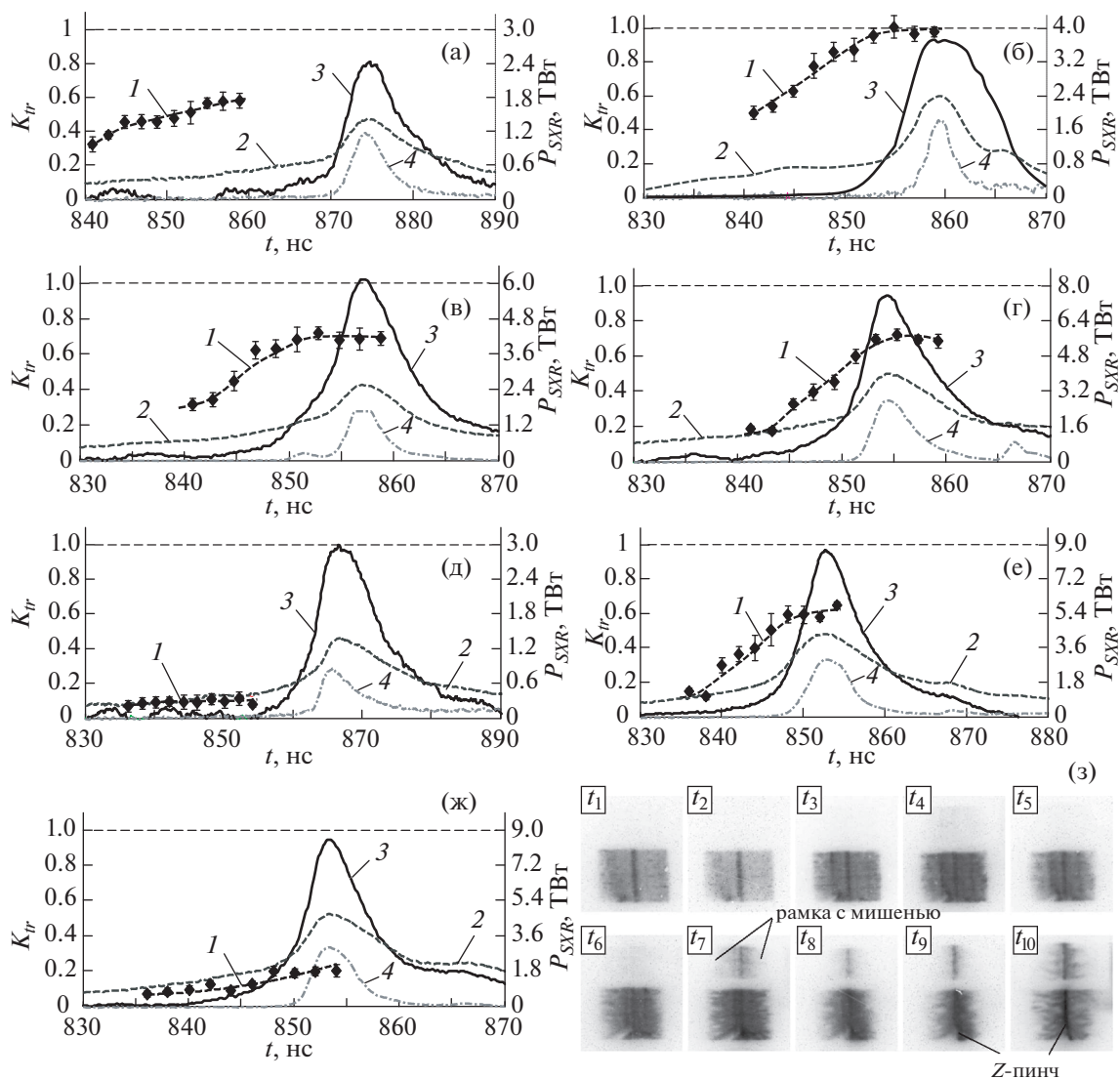
## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

### 2.1. Исследование пропускания адаптивного фильтра

В этом разделе на рис. 9 и 10 представлены результаты экспериментов по исследованию временной зависимости коэффициента пропускания лавсановых пленок различной толщины

методами многокадровой регистрации рентгеновских изображений (СХР6) и рентгеновской спектроскопии (GIS-3d). В первом случае определена временная зависимость интегрального по спектру коэффициента пропускания  $K_r(t)$ , а во втором — спектральная зависимость  $K_r(\lambda, t)$ , полученная в три момента времени. Энергия рентгеновского излучения Z-пинча, падающая на поверхность лавсановых пленок (т.н. энергетическая экспозиция мишени), в этой серии экспериментов составляла до 7 кДж/см $^2$ . Варьирование толщины лавсановых пленок в широких пределах от 0.6 мкм до ~5 мкм позволило определить пропускание рентгеновского излучения на стадии длительного предимпульса (~50–60 нс) и в момент пиковой мощности МРИ.

На рис. 9а, 10а — ж точками (◆) показаны значения интегрального по спектру коэффициента пропускания  $K_r(t_i)$  и его среднее значение аппроксимационной кривой  $I$  (— —), полученные путем обработки рентгеновских кадровых изображений (см. напр. рис. 9б и 10з). Для каждой из точек (◆), представленных на десять моментов времени регистрации  $t_i$ , показан разброс определения коэффициента  $K_r$  относительно его среднего значения. На этих же рисунках для каждого выстрела представлены временные зависимости мощности МРИ в различных спектральных диапазонах (кривые 2–4):  $h\nu > 20$  эВ (в отн. ед.),  $h\nu > 100$  эВ (в абс. ед.),  $h\nu > 600$  эВ (в отн. ед.), соответственно. В некоторых выстрелах многокадровая рентгеновская съемка велась только на стадии плазмообразования проволочной сборки, чтобы выяснить способность фильтра надежно поглощать энергию предимпульса МРИ, в других выстрелах съемка проводилась на финальной стадии сжатия проволочной сборки, чтобы определить пропускание фильтра вблизи пиковой мощности МРИ.



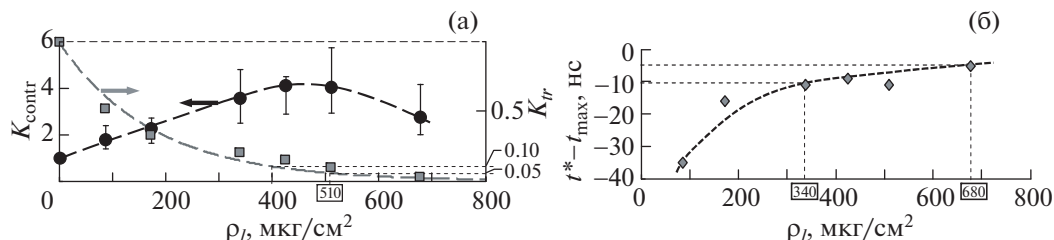
**Рис. 10.** Интегральный по спектру коэффициент пропускания плазмы лавсановой мишени по данным многокадровой регистрации рентгеновских изображений. Временные зависимости: 1 – коэффициента пропускания плазмы мишени; 2–4 – мощности МРИ в различных спектральных диапазонах –  $h\nu > 20$  эВ (в отн. ед.),  $h\nu > 100$  эВ (в абс. ед.),  $h\nu > 600$  эВ (в отн. ед.), соответственно: а), б) – для однослойной Му мишени толщиной 0.6 мкм (выстрелы № 6872 и № 6871); в) – для двухслойной Му\* + Му мишени толщиной 0.6\* + 0.6 = 1.2 мкм (выстрел № 6875); г) – для однослойной Му мишени толщиной 2.37 мкм (выстрел № 6876); д), е) – для трехслойной Му\* + Му + Му мишени толщиной 2.37\* + 0.6 + 0.6 = 3.57 мкм (выстрелы № 6879 и № 6880); ж), з) – для двухслойной мишени Му\* + Му толщиной 2.37\* + 2.37 = 4.74 мкм (выстрел № 6878). Соответствующие рентгеновские кадровые изображения представлены на рис. (з).

Экспериментальные данные показывают, что пропускание адаптивного фильтра растет как на стадии предимпульса, так и во время основного импульса излучения. С увеличением толщины лавсановой пленки от 0.6 мкм до ~5 мкм доля прошедшего излучения Z-пинча через такой фильтр на стадии предимпульса МРИ падает от 40% до 5%. При этом пропускание в момент пиковой мощности МРИ уменьшается со ~100% до 30%, что уже является недостаточным для радиационной абляции мишеней из лавсановых

пленок, металлизированных различными веществами (Ni, In, Sn, Au и Bi), в экспериментах по исследованию индуцированной прозрачности указанных элементов. Поэтому необходимо было найти оптимум по начальной толщине лавсановой пленки ( $l$ , в мкм) или поверхностной массе ( $\rho l$ , в мкг/см<sup>2</sup>) для такого фильтра.

Для этого сделана оценка коэффициента контрастности  $K_{contr}$  адаптивного фильтра на основании экспериментальных данных о временной зависимости коэффициента пропускания  $K_{tr}$  лав-





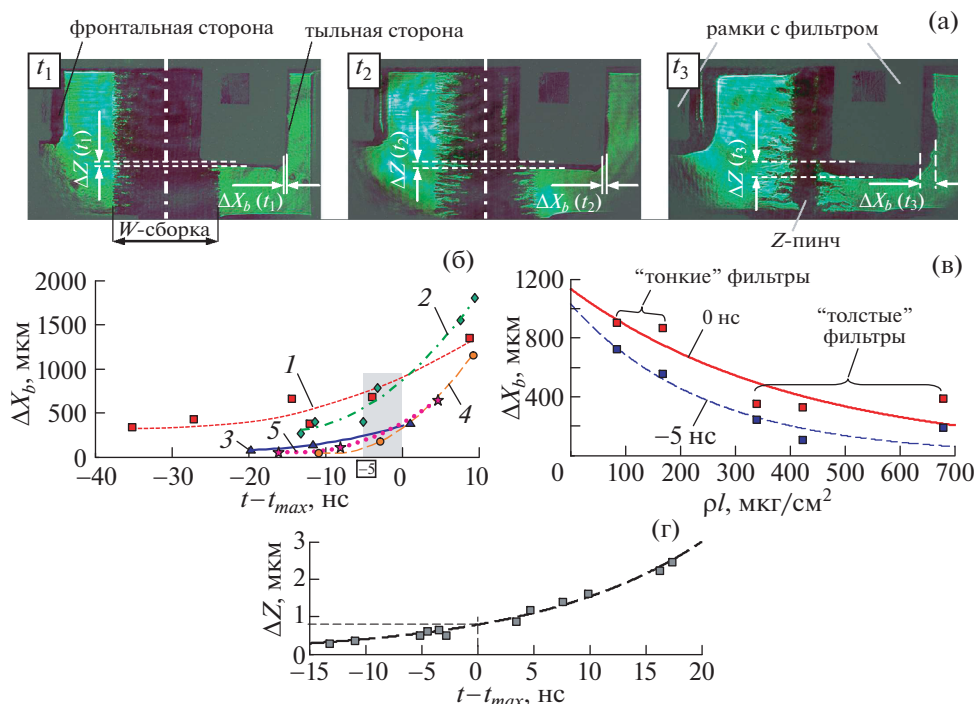
**Рис. 11.** Зависимости некоторых характеристик адаптивного фильтра рентгеновского излучения от поверхностной плотности лавсановой пленки ( $\rho l$ , в мкг/см<sup>2</sup>): а) — коэффициента контрастности  $K_{contr}$  (●) и интегрального по спектру коэффициента пропускания  $K_{tr}$  (■). Пунктирной кривой выполнена аппроксимация точек (■) функциональной зависимостью  $K_{tr} \sim \exp(-\mu \cdot \rho l)$ , где  $1/\mu \approx 177$  см<sup>2</sup>/мкг; б) — времени  $t^*$  начала сильного увеличения прозрачности адаптивного фильтра, отсчитанного от момента  $t_{max}$  пиковой мощности МРИ.

сановых пленок различной толщины, представленных на рис. 9 и 10. Коэффициент  $K_{contr} = K_{tr}^{max} / K_{tr}^{min}$  рассчитывался, как отношение коэффициентов пропускания лавсановой пленки в момент пиковой мощности МРИ к коэффициенту пропускания на стадии предимпульса излучения. На рис. 11а представлен коэффициент контрастности  $K_{contr}$  (точки ●) в зависимости от поверхностной плотности лавсановой пленки ( $\rho l$ ). На этом же рисунке показан интегральный по спектру коэффициент пропускания  $K_{tr}$  (точки ■), полученный по данным многокадровой регистрации (СХР6) на стадии предимпульса МРИ. Из данного рисунка следует, что с увеличением поверхностной плотности адаптивного фильтра вплоть до 510 мкг/см<sup>2</sup> контраст увеличивается до максимальной величины ~4 и, далее, начинает несколько уменьшаться. Поверхностная плотность фильтра ~510 мкг/см<sup>2</sup> (или  $l \sim 3.6$  мкм) является верхней оценкой величины, т.к. дальнейшее увеличение толщины фильтра приведет только к уменьшению коэффициента контрастности ( $K_{tr} \rightarrow 0$  при  $l \rightarrow \infty$ ). С другой стороны, если считать удовлетворительным интегральное по спектру пропускание такого фильтра в 5–10% на стадии предимпульса МРИ, то величина его поверхностной плотности находится в диапазоне  $\rho l \in (400, 510)$  мкг/см<sup>2</sup> (или  $l \sim 2.8$ –3.6 мкм), согласно аппроксимационной кривой (---) на рис. 11а. Такой адаптивный фильтр должен надежно подавлять воздействие на мишень энергии предимпульса излучения, в то же время его прозрачность для основного импульса рентгеновского излучения должна резко вырасти незадолго до пиковой мощности МРИ. На рис. 11б представлена зависимость времени начала резкого увеличения прозрачности адаптивного фильтра  $t^*$ , отсчитанного от момента  $t_{max}$  пиковой мощности МРИ. Из представленного рисунка следует, что заметное увеличение прозрачности фильтра вблизи основного импульса МРИ ( $t^* - t_{max} \approx (-10, -5)$  нс)

наблюдается у лавсановых пленок с широким диапазоном поверхностных масс  $\rho l \in (340, 680)$  мкг/см<sup>2</sup> (или  $l \sim 2.4$ –4.8 мкм).

**Динамика разлета вещества адаптивного фильтра на стадии предимпульса и основного импульса МРИ.** Вещество адаптивного фильтра не должно достигать места расположения исследуемой мишени. При этом в наших экспериментах установить фильтр на большом расстоянии от мишени не представлялось возможным из-за близости ее расположения к поверхности излучателя (проволочной сборки) ~5 мм. Для выбора расстояния между фильтром и исследуемой мишенью необходимо было измерить величину разлета вещества адаптивного фильтра как на стадии предимпульса, так и во время генерации основного импульса излучения. Лазерное теневое зондирование плазмы адаптивного фильтра (по уровню  $n_e = (1-5) \times 10^{18}$  см<sup>-3</sup>) осуществлялось в промежутке времени  $t - t_{max}$  от -40 нс до +10 нс по отношению к пику мощности МРИ.

На рис. 12а, для примера, представлены лазерные теневые изображения разлетающегося вещества лавсановой пленки начальной толщины 1.2 мкм (выстрел № 6865). Данные теневые изображения совмещены с теневыми изображениями рамок, полученными до выстрела. По ним определялось смещение  $\Delta X_b$  тыльной поверхности плазмы лавсана в различные моменты времени относительно пика мощности МРИ. По совокупности выстрелов построены временные зависимости  $\Delta X_b(t)$  (см. рис. 12б) для некоторых толщин лавсановых пленок  $l = 0.6$  мкм, 1.2 мкм, 2.37 мкм, 2.97 мкм и 4.74 мкм. Там же для экспериментальных точек приведены интерполяционные кривые  $l-5$ . Серым прямоугольником обозначен интересующий нас промежуток времени — от начала генерации основного импульса МРИ вплоть до его максимума ( $t - t_{max} = 0$ ). Величина смещения  $\Delta X_b$  наблюдаемой границы тыльной поверхности фильтра в направлении к исследуемой мишени на



**Рис. 12.** Результаты лазерного теневого зондирования расширяющейся плазмы лавсановых пленок различной толщины: а) – лазерные теневые изображения разлета плазмы адаптивного фильтра Му (0.6\* + 0.6 = 1.2 мкм, выстрел № 6865) в моменты времени  $t_1 = -13.2$  нс,  $t_2 = -5.1$  нс,  $t_3 = +7.6$  нс. Анод – вверх, катод – вниз; б) – кривые 1–5 – зависимости смещения границы тени плазмы ( $\Delta X_b$ ) от момента времени  $t - t_{max}$ , отсчитанного от момента пиковой мощности МРИ, для лавсановых пленок различной толщины  $l = 0.6$  мкм, 1.2 мкм, 2.37 мкм, 2.37\* + 0.6 = 2.97 мкм и 2.37\* + 2.37 = 4.74 мкм, соответственно; в) – зависимости  $\Delta X_b$  от поверхностной массы лавсановой пленки ( $\rho l$ , в мкг/см<sup>2</sup>), построенные на моменты времени  $t - t_{max} = -5$  нс и 0 нс; г) – зависимость смещения границы тени плазмы ( $\Delta Z$ ) от момента времени  $t - t_{max}$  для вещества рамки-держателя мишени.

момент времени  $t - t_{max} = -5$  нс составила около 100–200 мкм для “толстых” фильтров (2.37 мкм, 2.97 мкм и 4.74 мкм) и около 550–800 мкм для “тонких” фильтров (0.6 мкм и 1.2 мкм).

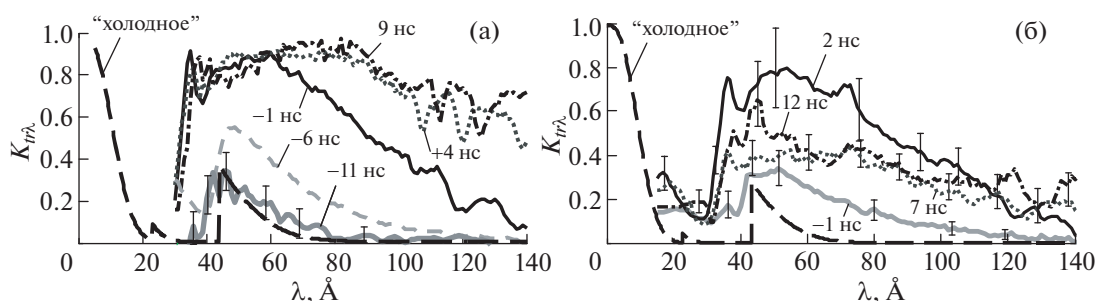
На рис. 12в представлены зависимости смещения тыльной стороны мишени от поверхностной массы лавсановой пленки ( $\rho l$ , в мкг/см<sup>2</sup>), построенные на моменты времени  $t - t_{max} = -5$  нс и 0 нс. Из представленных на данном рисунке кривых следует, что на стадии генерации основного импульса МРИ плазма лавсановых пленок с поверхностной массой  $\rho l \in (340, 680)$  мкг/см<sup>2</sup> (или толщины  $l \in (2.37, 4.74)$  мкм) расширяется в тыльную сторону не более чем на 500 мкм. К моменту времени  $t - t_{max} = +5$  нс, на заднем фронте импульса МРИ, смещение  $\Delta X_b$  материала фильтра составило около 0.6–0.8 мм для “толстых” и около 1.5 мм для “тонких” фильтров (см. рис. 12б). Таким образом, расстояние между адаптивным фильтром и исследуемой мишенью в 1.5–2 мм, выбранное для экспериментов, вполне достаточно для исключения влияния плазмы фильтра на разлет вещества мишени. Скорость разлета плазмы филь-

тра в тыльную сторону до начала основного импульса излучения была небольшой и лежала в диапазоне значений от 10–20 км/с до 40 км/с для “тонких” фильтров. После основного импульса излучения скорость разлета плазмы достигала значений 80–100 км/с и более.

Анализ лазерных кадровых изображений показал, что разлет вещества с фронтальной стороны фильтра в сторону пинча составил около 1.5 мм на момент времени  $t - t_{max} = -5$  нс и ~2.5 мм на момент  $t - t_{max} = +5$  нс. При этом не наблюдалось какой-либо заметной зависимости разлета фронтальной плазмы от толщины лавсановой пленки в диапазоне  $l \in (0.6, 4.74)$  мкм, принимаемой в фильтре.

Таким образом, данные многокадровой регистрации рентгеновских изображений (при помощи камеры СХР6) позволили определить диапазон поверхностных плотностей адаптивного фильтра, в котором можно ожидать достаточного подавления предимпульса МРИ. Значения расстояний от фильтра до исследуемой мишени, на которых разлетающееся вещество фильтра не смешивается с ее плазмой, дали лазерные тене-





**Рис. 13.** Спектральная зависимость коэффициента пропускания плазмы двухслойных Му-мишеней различной толщины в некоторые моменты времени относительно момента пиковой мощности МРИ: а) — для однослойной Му-мишени толщиной 2.37 мкм (выстрелы № 6940 и др № 6952); б) — для двухслойной мишени Му\* + Му толщиной 2.37\* + 0.6 = 2.97 мкм (выстрелы № 6882 и № 6926). На этих же рисунках представлено пропускание лавсановой пленки соответствующей толщины в “холодном” состоянии.

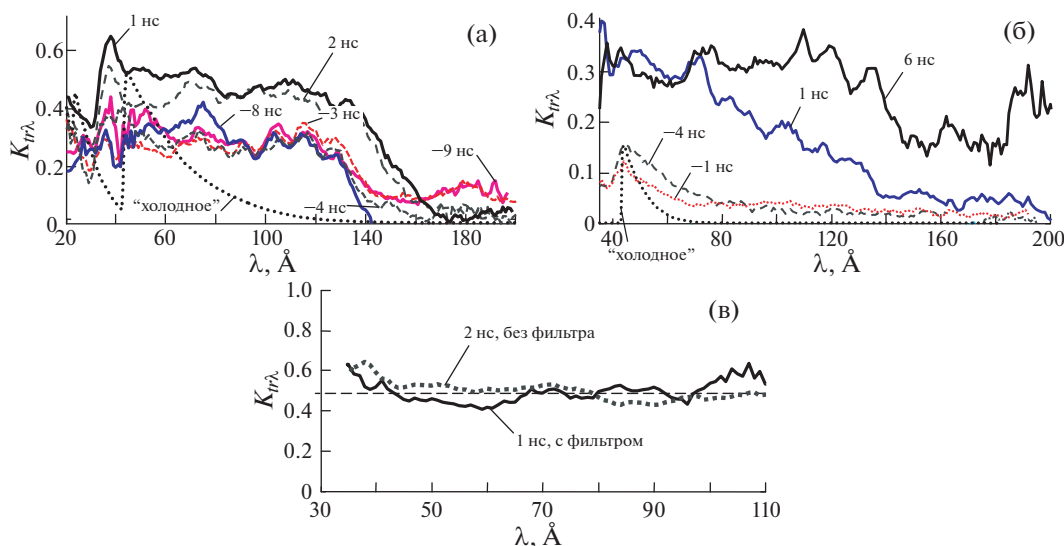
вые изображения. Однако окончательно определиться с оптимальными характеристиками адаптивного фильтра позволяют спектральные измерения коэффициента пропускания при помощи ВУФ-спектрографа (ниже см. раздел “Спектральные измерения коэффициента пропускания плазмы лавсановых пленок”).

**Спектральные измерения коэффициента пропускания плазмы лавсановых пленок.** Определенные по выражению (2) зависимости  $K_{tr}(\lambda, t_i)$  плазмы лавсановых пленок толщиной 2.37 мкм ( $\rho l \approx 340$  мкг/см<sup>2</sup>) и 2.97 мкм ( $\rho l \approx 424$  мкг/см<sup>2</sup>) в различные моменты времени  $t_i - t_{max}$  относительно момента пиковой мощности МРИ  $t_{max}$  представлены на рис. 13а,б. На этих же рисунках для сравнения показано пропускание лавсановой пленки соответствующей толщины в “холодном” состоянии. В случае лавсановой пленки толщиной 2.37 мкм видно (см. рис. 13а), что за 6 нс до пиковой мощности МРИ наблюдается пропускание рентгеновского излучения пинча на уровне  $\sim 0.4$ – $0.55$  в области спектра  $\lambda \in (40, 60)$  Å. В спектральной части излучения  $\lambda \geq 120$  Å, соответствующей предымпульсу МРИ, наблюдается сильное поглощение на уровне выше 0.9. Таким образом, применение адаптивного фильтра толщиной менее 2.37 мкм нецелесообразно для подавления энергии предымпульса излучения. Вблизи пика мощности МРИ ( $t - t_{max} = -1$  нс) высокое пропускание плазмы лавсановой пленки  $\sim 0.6$ – $0.8$  уже регистрируется в широкой области спектра излучения  $\lambda \in (30, 90)$  Å без каких-либо ярко выраженных особенностей. В более поздние времена высокое пропускание плазмы лавсановой пленки 0.6–0.9 наблюдается в области спектра  $\lambda \in (30, 140)$  Å. Это хорошо согласуется с временной зависимостью пропускания плазмы лавсановой пленки, полученной по данным многокадровой регистрации рентгеновских излучений (см. рис. 10г).

В случае лавсановой пленки толщиной 2.97 мкм (см. рис. 13б) пропускание ее плазмы до пика мощности МРИ ( $t - t_{max} < -1$  нс) близко к “холодному” пропусканию, а вблизи максимума мощности МРИ ( $t - t_{max} = +2$  нс) в среднем лежит в диапазоне 0.6–0.8 для  $\lambda \in (40, 80)$  Å, что соответствует временной зависимости  $K_{tr}(t)$ , полученной по данным многокадровой рентгеновской камеры в этом же выстреле (см. рис. 9). При этом в длинноволновой области спектра излучения зарегистрированное пропускание остается небольшим на уровне 0.15 и менее (см. рис. 13б). Этого уже достаточно для надежного подавления предымпульса излучения. После момента пиковой мощности МРИ ( $t - t_{max} = +7$  нс, +12 нс) наблюдается общее падение спектрального коэффициента пропускания до уровня 0.3–0.4. Подобная тенденция уменьшения коэффициента пропускания после момента пиковой мощности МРИ связана с дополнительным поглощением в веществе, разлетающегося со стенок рамки-держателя мишени.

Дальнейшее увеличение толщины лавсановой пленки до  $\sim 5$  мкм приводит к тому, что пропускание такого фильтра к моменту пиковой мощности МРИ становится неприемлемо мало  $\sim 0.15$ – $0.2$  в спектральном диапазоне  $\lambda \in (20, 50)$  Å, а в длинноволновой части  $\lambda \geq 70$  Å — менее 0.05, что свидетельствует не только об эффективном подавлении предымпульса излучения, но уже и энергии основного импульса излучения.

Таким образом, на основании экспериментальных данных, полученных при регистрации ВУФ-спектров, кадровых рентгеновских изображений и лазерного теневого зондирования, определены параметры адаптивного фильтра из лавсановой пленки для экспериментов с мишенями типа “металл-пленка”. В этой серии экспериментов использовался адаптивный фильтр со следующими параметрами: с поверхностной плотно-



**Рис. 14.** Спектральная зависимость коэффициента пропускания плазмы двухслойной мишени Ni\* + Му (18 нм + 0.6 мкм) в различные моменты времени относительно момента пиковой мощности МРИ: а) – в экспериментах без адаптивного фильтра (выстрелы № 6885, № 6887); б) – в экспериментах с применением адаптивного фильтра Му, 2.97 мкм (выстрелы № 6886, 6888) с учетом его пропускания; в) – сравнение пропускания плазмы мишени вблизи пиковой мощности МРИ в экспериментах с применением адаптивного фильтра (выстрел № 6886) и без него (выстрел № 6885).

стью  $\rho l \approx 424$  мкг/см<sup>2</sup> или толщиной  $l \approx 3$  мкм, что позволило исследовать индуцированное пропускание Ni-содержащей мишени при различном профиле греющего импульса МРИ.

**2.2. Исследование индуцированного пропускания Ni-содержащей мишени при различном профиле греющего импульса МРИ**

В этом разделе представлены предварительные результаты экспериментов по радиационной абляции двухслойной мишени типа Ni\* + Му (18 нм + 0.6 мкм, 16 мкг/см<sup>2</sup> + 84 мкг/см<sup>2</sup>). Ниже, на рис. 14а,б для сравнения приведены спектральные зависимости коэффициента пропускания плазмы мишени  $K_T(\lambda, t_i)$  с применением адаптивного фильтра и без него. Зависимости  $K_T(\lambda, t_i)$  построены на различные моменты времени  $t_i$  относительно момента  $t_{max}$  пиковой мощности МРИ:  $t_i - t_{max} \in (-9, +6)$  нс. На этих же рисунках для сравнения представлено пропускание мишени в “холодном” состоянии с учетом наличия адаптивного фильтра: лавсановой пленки толщиной 2.97 мкм.

В случае облучения мишени без адаптивного фильтра (см. рис. 14а) уже на стадии предимпульса излучения и к моменту генерации основного импульса излучения (см. кривые на моменты  $t - t_{max} = -9$  нс,  $-8$  нс,  $-4$  нс и  $-3$  нс) наблюдается высокий уровень пропускания  $\sim 0.3$  в спектральном диапазоне  $\lambda \in (20, 130)$  Å по срав-

нению с “холодным” пропусканием, представленном на этом же рисунке. В случае применения адаптивного фильтра спектральное пропускание мишени Ni\* + Му близко к “холодному” вплоть до максимума импульса МРИ (см. рис. 14б, кривые на моменты  $t - t_{max} = -4$  нс,  $-1$  нс). Далее, к моменту времени  $t - t_{max} = +1$  нс происходит резкое увеличение пропускания плазмы мишени в спектральной области  $\lambda \in (40, 130)$  Å. К моменту времени  $t - t_{max} = +6$  нс коэффициент пропускания в указанной области спектра возрастает до величины 0.3–0.35. В отсутствие адаптивного фильтра увеличение пропускания мишени Ni\* + Му происходит медленней (см. на рис. 14а кривые на моменты  $t - t_{max} = +1$  нс,  $+2$  нс), по сравнению со случаем, представленным на рис. 14б. Следует заметить, что вблизи пиковой мощности МРИ в случае применения адаптивного фильтра и учета его спектральной характеристики спектральное пропускание плазмы мишени Ni\* + Му достигает таких же значений  $\sim 0.5$ – $0.6$ , что и для случая отсутствия фильтра (см. кривые на рис. 14в).

Как показывает лазерное теневое фотографирование разлет тыльной стороны Ni\* + Му мишени в случае применения адаптивного фильтра происходит медленней, чем в случае без фильтра. Без фильтра средняя скорость разлета Му-пленки с никелем в тыльную сторону на момент времени  $t - t_{max} = +20$  нс после максимума излучения составляет  $\sim 85$  км/с, а с фильтром –  $\sim 60$  км/с. При

этом разлет плазмы тыльной стороны мишени, закрытой от излучения пинча адаптивным фильтром, до начала основного импульса МРИ практически отсутствует: 0–50 мкм до начала основного импульса излучения ( $t - t_{max} < 0$ ) и 50–200 мкм в момент его пика ( $t = t_{max}$ ). В случае отсутствия адаптивного фильтра перед мишенью величина разлета существенна и составляет около 0.5 мм на  $t - t_{max} < 0$  и 0.6–1 мм в момент  $t = t_{max}$ . Отсутствие разлета пленки с никелем до начала основного импульса излучения Z-пинча говорит о надежном подавлении его предимпульса адаптивным фильтром.

Таким образом, в предварительной серии экспериментов продемонстрировано, что применение адаптивного фильтра сильно меняет динамику пропускания рентгеновского излучения плазмой Ni-содержащей мишени. Скорее всего, это связано с различными начальными значениями плотности, температуры и зарядового состава плазмы мишени к моменту генерации основного импульса излучения для случаев с применением адаптивного фильтра и без него. Данное обстоятельство предстоит выяснить при дальнейших экспериментальных исследованиях и при численном моделировании.

Также следует заметить, что на мощных электрофизических установках типа Ангара-5-1 невозможно менять в широком диапазоне значений пиковую мощность, полную энергию и спектр источника рентгеновского излучения Z-пинча, полученного при имплозии многопроволочной сборки. В условиях наших экспериментов сравнение коэффициента пропускания плазмы мишеней типа Ni + Mu (20 нм + 0.6 мкм) вблизи максимума греющего импульса МРИ показало, что он не меняется в пределах погрешности определения коэффициента пропускания в диапазоне пиковой мощности от ~5 ТВт до ~9 ТВт и энергии излучения от ~75 кДж до ~100 кДж.

### 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННОЙ АБЛЯЦИИ АДАПТИВНОГО ФИЛЬТРА

Численное моделирование нагрева, расширения и собственного излучения мишени из лавсановой пленки (со слоем никеля или без него), облучаемой Z-пинчем, проводилось при помощи двумерного радиационного газодинамического кода RALEF-2D. Код RALEF-2D подробно описан в работах [25, 26], а применительно к экспериментам на установке Ангара-5-1 – в работе [16]. В численном коде рассчитывается движение плазмы образца мишени 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 [27] спектральными пробегами фотонов, считая функцию источника планковской. Для описания уравнений состояния в коде RALEF-2D используется модель FEOS. Она является усовершенствованием известной модели из работы [28] и описана в работах [29, 30]. В данной работе, при расчете уравнения состояния лавсана использовалось упрощающее предположение, что лавсан состоит из одного элемента – углерода, но с параметрами нормального состояния, подогнанными под реальные свойства лавсана; погрешность этого приближения в диапазоне температур и плотностей данного исследования лежит в пределах общих погрешностей модели FEOS. По модели FEOS рассчитываются давление, удельная внутренняя энергия и теплоемкость плазмы. Эта часть кода выдает также локальную степень ионизации (для лавсана – степень ионизации атомов углерода), которая используется при расчете коэффициента теплопроводности. Детальный ионизационный состав плазмы (для лавсана – уже с учетом его реального химического состава), требуемый для определения ее оптических свойств при заданных температуре и плотности, рассчитывался независимо внутри кода THERMOS. В рамках настоящей работы, перед тем как приступить к гидродинамическому моделированию облучаемых мишеней с помощью кода RALEF, по программе THERMOS были специально рассчитаны и подготовлены к использованию в RALEF таблицы оптических свойств никеля и лавсана.

Греющая мишень излучение в проведенных по RALEF расчетах представляло собой суперпозицию трех компонент с разными спектрами и временными профилями, а именно, длительный предимпульс, основной импульс, задний фронт импульса (см. выражения 3–5). Основная компонента (компонента № 2) соответствует короткому пику наиболее жесткого излучения. В то же время, более мягкая компонента (компонента № 1), обеспечивает плавное затухание излучения пинча после основной компоненты № 2. Кроме того, компонента № 1 сопрягает начало главного импульса с длительным предимпульсом (компонента № 3). Ниже приведены формулы, описывающие все эти компоненты (аппроксимация формы импульса мощности МРИ для выстрела № 6800):

1. Компонента № 1 имеет спектр планковского вида с температурой  $T_{r1} = 55$  эВ. Временной профиль этой компоненты, задаваемый формулой

$$P_1(t > t_{10}) = P_{10} F_1 \left( \frac{t - t_{10}}{t_1} \right), \quad \text{где} \quad P_1(t < t_{10}) = 0$$

$$\begin{cases} F_1(w < w_g) = 0, & w_g = -0.695018 \\ F_1(w_g < w < w_a) = 0.30286(w - w_g)^3, & w_a = 0.325, \\ F_1(w > w_a) = \frac{w}{1 + w^4} \end{cases} \quad (3)$$

выбран таким образом, чтобы обеспечить достаточно плавное включение этой относительно жесткой компоненты на фоне длинного мягкого предымпульса.

2. Вторая компонента греющего излучения соответствует планковскому спектру с температурой  $T_{r2} = 70$  эВ. Временной профиль ее мощности описывается таким выражением:

$$P_2(t > t_{20}) = \frac{t - t_{20}}{t_2} \exp \left( -\frac{t - t_{20}}{t_2} \right) P_{20}, \quad (4)$$

где  $P_2(t < t_{20}) = 0$ .

3. Третья компонента греющего излучения (“*предымпульс*”) соответствует планковскому спектру с температурой 20 эВ. Временной профиль ее мощности описывается формулой

$$P_3 = \frac{t/t_3 + C_1 (t/t_3)^4}{1 + (t/t_3)^8} P_{30}. \quad (5)$$

Профилю греющего импульса излучения, аппроксимирующему импульс МРИ в выстреле № 6800, соответствовали следующие значения параметров: для компоненты № 1 –  $t_{10} = 66$  нс,  $t_1 = 20.0$  нс,  $P_{10} = 0.198$  ТВт/см<sup>2</sup>, полная энергия этой компоненты равна 3.11 кДж/см<sup>2</sup>; для компоненты № 2 –  $t_{20} = 76$  нс,  $t_2 = 2.7$  нс,  $P_{20} = 1.444$  ТВт/см<sup>2</sup>, полная энергия этой компоненты равна 3.9 кДж/см<sup>2</sup>; для компоненты № 3 –  $t_3 = 85$  нс,  $C_1 = 1.66$ ,  $P_{30} = 4.7$  ТВт/см<sup>2</sup>, полная энергия этого импульса 0.5 кДж/см<sup>2</sup>; а до начала следующей компоненты, на интервале времени  $0 < t < t_{10}$ , эта компонента греющего излучения содержит 0.15 кДж/см<sup>2</sup>. Пиковая мощность падающего на фольгу греющего излучения достигается в момент времени  $t_{max} = 78.8$  нс и составляет 0.646 ТВт/см<sup>2</sup>. Далее, для всех расчетных результатов времена приведены относительно данного момента времени.

В рамках данной работы было проведено численное моделирование радиационного нагрева описанным выше импульсом МРИ лавсановой

пленки толщиной 2.97 мкм. Его результаты показаны на рис. 15–17.

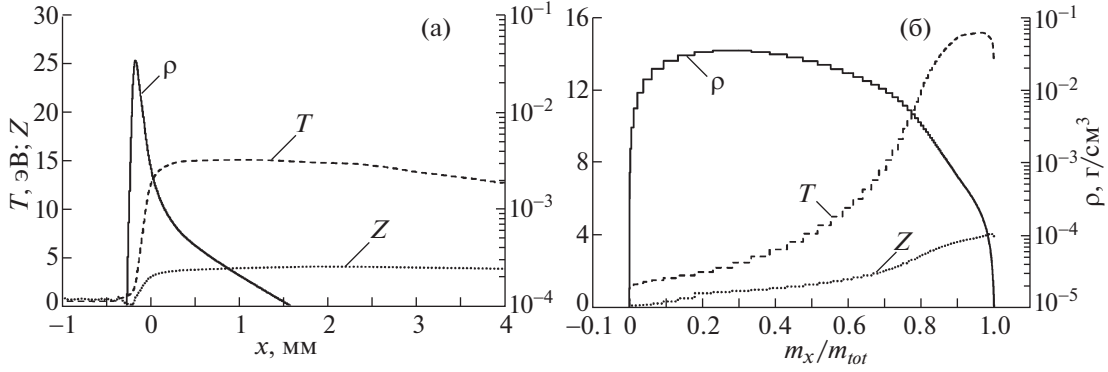
Рисунки 15 и 16 дают информацию о расчетной динамике прогрева пленки на моменты времени  $t = t_{max} - 8.8$  нс и  $t = t_{max} + 4.7$  нс, соответственно. На рис. 15а показано пространственное распределение параметров плазмы лавсана по координате  $x$  поперек слоя плазмы мишени. Видно, что к моменту  $t_{max} - 8.8$  нс слой лавсана прогрет еще очень неоднородно. Для более ясной картины на рис. 15б показаны те же параметры плазмы мишени, но в виде распределений по массовой

координате слоя  $m(x) = \int_{x_{min}}^x \rho(x) dx$  (в г/см<sup>2</sup>), нормированной на полную поверхностную массу пленки  $m_{tot}$ . Из этого рисунка видно, что к данному моменту только 20–30% массы оказываются нагретыми до  $T \geq 10$  эВ. Остальная же часть пленки, хотя и заметно расширилась, но остается еще достаточно холодной и поглощающей в интересующем нас диапазоне длин волн почти как холодный лавсан. На рис. 16 показаны те же расчетные величины, но на более поздний момент времени,  $t = t_{max} + 4.7$  нс. Видно, что на этот момент уже весь слой лавсана прогрет более или менее однородно до высокой температуры  $T \approx 25-45$  эВ. Такой практически полный прогрев мишени устанавливается в расчете примерно через 2–3 нс после максимума греющего излучения.

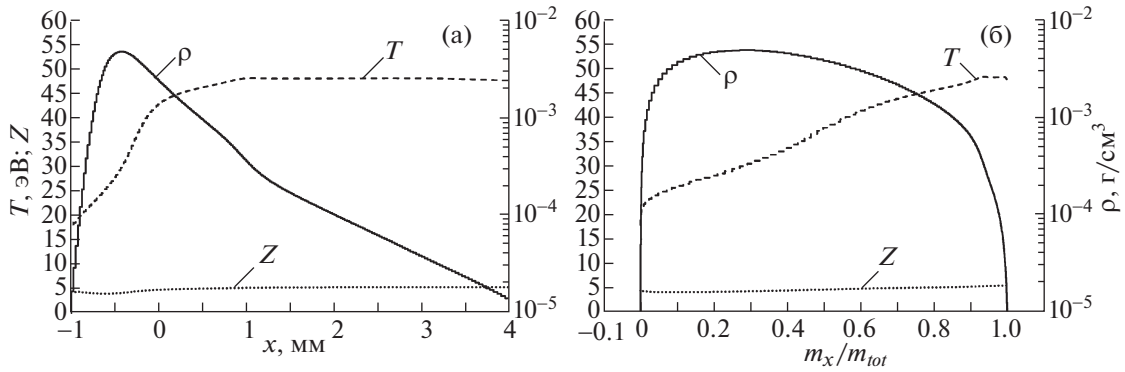
Поскольку в данной работе сопоставление экспериментальных и расчетных данных проводится путем сравнения соответствующих значений безразмерного коэффициента пропускания падающего потока МРИ, следует прежде всего уточнить определение этой величины. Когда речь идет о мгновенном (т.е. на данной длине волны  $\lambda$ ) коэффициенте пропускания  $K_{tr\lambda} = K_{tr\lambda}(\lambda, t)$ , то его измеренное значение определено формулой (2). Если отвлечься от фона и собственного излучения плазмы мишени, то это определение можно переписать в виде

$$K_{tr\lambda}(\lambda, t) = \frac{S_{tr\lambda}(\lambda, t)\Phi(\lambda)}{S_{in\lambda}(\lambda, t)\Phi(\lambda)} = \frac{S_{tr\lambda}(\lambda, t)}{S_{in\lambda}(\lambda, t)} \equiv e^{-\tau(\lambda, t)}, \quad (6)$$

где  $S_{in\lambda}(\lambda, t)$  – спектральная плотность падающего потока энергии МРИ [в Вт/см<sup>2</sup>/нм],  $S_{tr\lambda}(\lambda, t)$  – спектральная плотность прошедшего потока энергии МРИ (без учета собственного излучения плазмы),  $\Phi(\lambda)$  – спектральная функция отклика измерительного прибора (в нашем случае ВУФ-спектрографа GIS-3d),  $\tau(\lambda, t)$  – оптическая толщина пленки лавсана на длине волны  $\lambda$  в момент времени  $t$ . Первый знак равенства в выражении (6) дает строгое определение измеряемого коэффициента пропускания, второй – расчетного. Поскольку функция отклика прибора  $\Phi(\lambda)$  в первой дроби сокращается, то мы получаем одно



**Рис. 15.** Распределение температуры ( $T$ , эВ), среднего заряда ионов углерода ( $Z$ ) и плотности плазмы ( $\rho$ , г/см<sup>3</sup>) лавсана поперек слоя на момент времени  $t = t_{max} - 8.8$  нс. На рис. (а) показано распределение по пространственной координате ( $x$ ), излучение пинча на мишень падает справа; на рис. (б) – по массовой координате  $m(x)$  (г/см<sup>2</sup>), нормированной на полную поверхностную массу пленки  $m_{tot}$ .



**Рис. 16.** Распределение температуры ( $T$ , эВ), среднего заряда ионов углерода ( $Z$ ) и плотности плазмы ( $\rho$ , г/см<sup>3</sup>) лавсана поперек слоя на момент времени  $t = t_{max} + 4.7$  нс. На рис. (а) показано распределение по пространственной координате ( $x$ ), излучение пинча на мишень падает справа; на рис. (б) – по массовой координате  $m(x)$  (г/см<sup>2</sup>), нормированной на полную поверхностную массу пленки  $m_{tot}$ .

и то же определение как измеряемого, так и расчетного коэффициента пропускания, что оправдывает их прямое сравнение. Отметим также, что коэффициент пропускания (6) слабо чувствителен к локальным по спектру неопределенностям в падающем потоке  $S_{in\lambda}(\lambda, t)$  поскольку при фиксированном состоянии мишени  $S_{ir\lambda}(\lambda, t) \propto S_{in\lambda}(\lambda, t)$ .

В то же время, из-за плохо известной реальной функции спектрального отклика  $\Phi(\lambda)$ , ситуация существенно усложняется при попытке сравнения с измеренным интегральным коэффициентом пропускания

$$K_{ir12}(\lambda_1, \lambda_2, t) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_{ir\lambda}(\lambda, t) \Phi(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_{in\lambda}(\lambda, t) \Phi(\lambda) d\lambda} \quad (7)$$

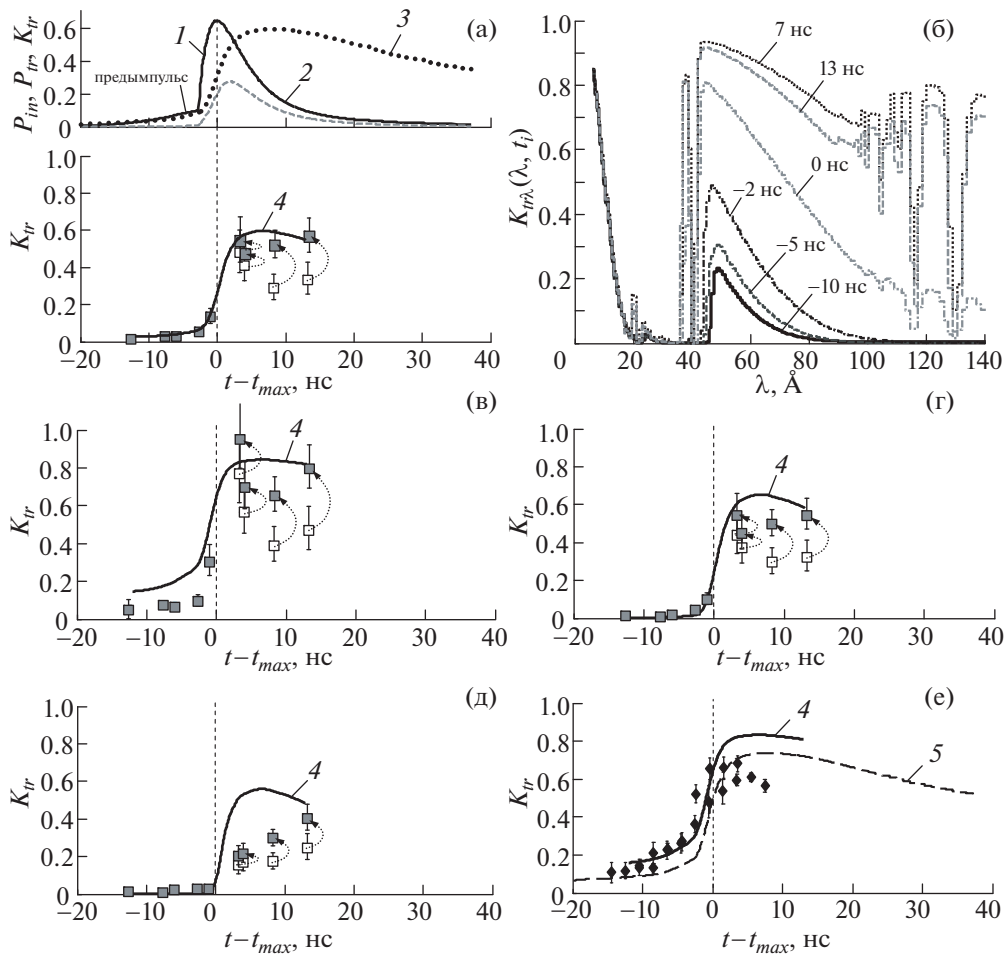
в широком спектральном окне  $[\lambda_1, \lambda_2]$ . С теоретической точки зрения, при неизвестной функции  $\Phi(\lambda)$  проще всего было бы вычислить интегральные коэффициенты

$$K_{ir12}(\lambda_1, \lambda_2, t) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_{ir\lambda}(\lambda, t) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_{in\lambda}(\lambda, t) d\lambda}, \quad (8)$$

$$\bar{K}_{ir}(t) = \frac{\int_0^{\infty} S_{ir\lambda}(\lambda, t) d\lambda}{\int_0^{\infty} S_{in\lambda}(\lambda, t) d\lambda}.$$

Однако, поскольку на практике функция отклика  $\Phi(\lambda)$  никогда не бывает постоянной по всему спектру и, как правило, плавно спадает до нуля на краях некоторого конечного интервала  $[\lambda_1, \lambda_2]$ ,





**Рис. 17.** Сравнение результатов моделирования радиационного нагрева пленки лавсана по программе RALEF-2D и экспериментальных данных: а) – расчетные временные зависимости падающей (кривая 1) и прошедшей (кривая 2) через слой плазмы лавсана мощности МРИ (в ТВт/см<sup>2</sup>) во всем спектральном диапазоне  $\lambda \in [5.97, 3320] \text{ \AA}$ , интегрального коэффициента пропускания  $\bar{K}_{ir}(t)$  (кривая 3), полученного как частное кривых 2 и 1. Кривая 4 – значения спектрального коэффициента пропускания  $\bar{K}_{ir12}(\lambda_1, \lambda_2, t)$ , полученные путем усреднения по формуле (9) в диапазоне  $\lambda \in [15, 140] \text{ \AA}$  расчетных кривых, представленных на панели (б). Здесь же для сравнения приведены экспериментальные данные по пропусканию лавсановой пленки, полученные при помощи ВУФ-спектрографа GIS-3d ( $\square$  и  $\blacksquare$ ). Точки ( $\blacksquare$ ) получены путем усреднения измеренного спектрального коэффициента пропускания в диапазоне  $\lambda \in [37, 140] \text{ \AA}$  по формуле (9) с учетом “заплывания” смотровых окон в рамке-держателе мишени, точки ( $\square$ ) – без учета “заплывания”; б) – спектральные зависимости коэффициента пропускания  $K_{ir\lambda}(\lambda, t)$ , рассчитанные на моменты времени относительно пика МРИ  $t - t_{max} = -10 \text{ нс}, -5 \text{ нс}, -2 \text{ нс}, 0 \text{ нс}, +7 \text{ нс}$  и  $+13 \text{ нс}$ ; в)–д) – те же обозначения, что и на панели (а), только кривая 4 и экспериментальные точки получены путем усреднения рассчитанных и измеренных кривых  $K_{ir\lambda}(\lambda, t)$  по формуле (9) в спектральных диапазонах  $\lambda \in [46, 60] \text{ \AA}, [80, 100] \text{ \AA}, [110, 140] \text{ \AA}$ , соответственно; е) – то же, только при усреднении в спектральном диапазоне  $\lambda \in (46, 60) \text{ \AA}$ . Кривая 5 – расчетная временная зависимость интегрального коэффициента пропускания плазмы лавсана  $\bar{K}_{ir}(t)$ , рассчитанного по формуле (8) с учетом наличия между лавсановой пленкой и детектором камеры СХРБ полипропиленового фильтра толщиной 1 мкм. Здесь же для сравнения приведены экспериментальные данные по пропусканию адаптивного фильтра ( $\blacklozenge$ ), полученные при помощи данной камеры.

прямое сравнение измеренных интегральных коэффициентов  $K_{ir12}$  с рассчитанными  $\bar{K}_{ir12}(t)$  и/или  $\bar{K}_{ir}(t)$  не выглядит оправданным. В свете этого, мы в данной работе приняли упрощенный подход, в котором вместо  $\bar{K}_{ir12}(t)$  для сравнения используется приближенный усредненный расчетный коэффициент пропускания

$$\bar{K}_{ir12}(\lambda_1, \lambda_2, t) = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} K_{ir\lambda}(\lambda, t) d\lambda}{\lambda_2 - \lambda_1}, \quad (9)$$

где  $[\lambda_1, \lambda_2]$  некоторый эффективный спектральный интервал, характеризующий конкретный использованный спектральный детектор (при определении этого интервала обычно используется

некоторая приближенная информация о функции спектрального отклика), а  $K_{ir\lambda}(\lambda, t)$  – теоретически рассчитанный коэффициент пропускания (см. ниже рис. 17б).

Ясно, что выражение (9) можно вполне обоснованно использовать для детального сопоставления расчетных и экспериментальных данных, когда ширина полосы усреднения  $\lambda_1 - \lambda_2$  заметно меньше типичных длин волн на этом интервале. В этом случае влияние априорной информации о расчетном падающем спектре минимально, так как падающий спектр предположительно достаточно гладкий. Усреднение же позволяет частично сгладить влияние “случайных” факторов, таких как экспериментальные погрешности и конкретное расположение расчетных линий поглощения, которые известны лишь с ограниченной точностью. В то же время, при широком спектральном интервале усреднения, сравнение расчетных и экспериментальных результатов носит уже довольно грубый, в значительной мере только качественный характер. Значимость такого сравнения повышается, когда интервал  $[\lambda_1, \lambda_2]$  выбран с учетом особенностей спектра поглощения. Именно в этом случае имеет смысл сравнивать интегральный коэффициент пропускания, измеренный при помощи рентгеновской камеры СХР6, с расчетными данными, обработанными по формуле (9). В частности, один из использованных ниже эффективных интервалов  $\lambda \in [37, 140]$  Å был выбран с учетом спектральных экспериментальных данных по поглощению, приведенных на рис. 13.

Полная совокупность результатов по сравнению измеренных и рассчитанных коэффициентов пропускания в разные моменты времени представлена на рис. 17. В качестве отправной точки, на верхней панели рис. 17а показан временной ход интегральных по спектру величин: кривая 1 – использованный в расчете падающий поток МРИ  $\int_0^\infty S_{in\lambda}(\lambda, t) d\lambda$ , кривая 2 – рассчитанный прошедший поток МРИ  $\int_0^\infty S_{ir\lambda}(\lambda, t) d\lambda$ , кривая 3 (величина  $\bar{K}_{ir}(t)$ ) – отношение кривых 2 и 1. Кривая 4 на нижней панели рис. 17а показывает временной ход расчетного коэффициента пропускания  $\bar{K}_{ir12}(\lambda_1, \lambda_2, t)$ , усредненного по интервалу  $[\lambda_1, \lambda_2] = [37, 140]$  Å с использованием рассчитанных профилей коэффициента  $K_{ir\lambda}(\lambda, t)$ , приведенных на рис. 17б для разных моментов времени относительно момента времени  $t = t_{max}$ . Там же для сравнения приведены экспериментальные данные по пропусканию, полученные при помощи ВУФ-спектрографа GIS-3d (точки □ и ■). Точки (■) получены путем усреднения измеренного спектрального коэффициента пропускания

в эффективном спектральном диапазоне [37, 140] Å по формуле (9) с учетом “заплывания” смотровых окон в рамке-держателе мишени, точки (□) – без учета “заплывания”.

На рис. 17в–д кривые 4 показывают расчетный временной ход коэффициента пропускания  $\bar{K}_{ir12}(\lambda_1, \lambda_2, t)$  для случаев, когда усреднение проводилось по эффективным спектральным интервалам  $\lambda \in [46, 140]$  Å, [80, 100] Å, [110, 140] Å, соответственно. На этих же рисунках показаны экспериментальные точки, полученные усреднением данных с ВУФ-спектрографа GIS-3d по тем же эффективным спектральным интервалам. Эти точки обозначены как ■ и □ – как было сказано выше, с учетом, заплывания смотровых окон и без него, точно так же как на рис. 17а. На рис. 17е показана также кривая 5 – временная зависимость интегральной пропускной способности  $\bar{K}_{ir}(t)$ , рассчитанной с учетом наличия между лавсановой мишенью и детектором камеры СХР6 дополнительного фильтра из холодного полипропилена толщиной 1 мкм. Она сопоставляется с экспериментальными данными (точки ◆), полученными с помощью рентгеновской камеры СХР-6, которая была защищена таким фильтром. Там же для сравнения показан временной ход расчетного спектрального коэффициента поглощения  $\bar{K}_{ir12}(\lambda_1, \lambda_2, t)$  кривая 4), усредненного по эффективному спектральному интервалу  $\lambda \in [46, 60]$  Å.

Совокупность данных, представленных на рис. 17, показывает, что в целом имеется неплохое согласие между полученными экспериментальными данными и результатами проведенного расчета динамики нагрева и разлета тонкой лавсановой пленки. Это указывает на правильное общее понимание динамики плазмы, возникающей под воздействием мощного импульса греющего ВУФ-излучения, и на правильность описания переноса как внешнего, так и собственного теплового излучения в такой плазме. В то же время наблюдаются некоторые значимые расхождения, которые заслуживают отдельного обсуждения.

Прежде всего отметим, что учет заплывания рамки держателя лавсановой пленки по истечении примерно 5 нс после максимума МРИ – это заметный эффект, и его устранение с помощью последующей обработки может вносить заметную погрешность в экспериментальные данные. Напомним, что в расчетах с помощью RALEF-2D этот эффект никак не учитывался. Усилия по его минимизации весьма желательны.

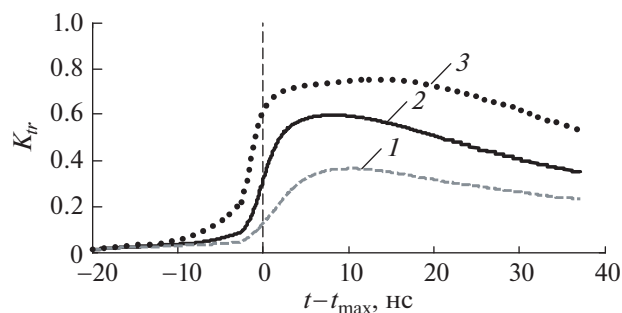
Далее мы видим, что в сравнении с экспериментом численный расчет демонстрирует систематическое завышение коэффициента пропускания при  $t \geq t_{max} + 3$  нс в мягкой области спектра, что особенно наглядно продемонстрировано на

рис. 17д для диапазона  $\lambda \in [110, 140] \text{ \AA}$ . К данному моменту времени практически вся масса лавсана нагрета до температуры  $T > 30 \text{ эВ}$  и, как видно из графиков  $K_{r\lambda}(\lambda, t)$  на рис. 17б, в коэффициенте поглощения лавсановой плазмы на длинах волн  $\lambda > 90 \text{ \AA}$  начинают доминировать многочисленные линии Li- и Be-подобных ионов кислорода в сочетании с высоковозбужденными линиями Ne-подобных ионов углерода. Здесь вполне вероятно проявляются недостатки теоретической модели THERMOS, в которой может быть учтено недостаточное количество переходов между дискретными уровнями соответствующих ионов, а также недостаточно детально описано тонкое расщепление термов и  $(nl)$ -конфигураций на отдельные уровни, в результате чего остаются непокрытыми узкие спектральные окна прозрачности между объединенными группами линий для отдельных  $(nl) \rightarrow (n'l')$  переходов. Оба указанных эффекта ведут к завышению рассчитанных интегральных коэффициентов пропускания  $\bar{K}_{r12}$  и  $\tilde{K}_{r12}$ .

Обращает также на себя внимание существенно отличный от нуля, на уровне 0.1–0.2, коэффициент пропускания, измеренный рентгеновской камерой СХР6 на стадии предимпульса МРИ при  $t \leq t_{max} - 10 \text{ нс}$  и представленный точками ( $\blacklozenge$ ) на рис. 17е. Как видно из рис. 15б, на этом этапе основная масса лавсановой пленки имеет сравнительно низкую температуру  $T < 8 \text{ эВ}$  и пропускает падающее излучение в сравнительно узком эффективном спектральном окне  $[\lambda_1, \lambda_2] \approx [44, 60] \text{ \AA}$  (см. кривую 5 на рис. 7а и соответствующие кривые на рис. 17б), в пределах которого (т.е. при  $h\nu \in [200, 284] \text{ эВ}$ ) пропускную способность полипропиленового фильтра можно считать практически постоянной (см. кривую 1 на рис. 7а) и поэтому просто не учитывать. Последнее, казалось бы, полностью оправдывает выбор именно расчетной величины  $\tilde{K}_{r12}(\lambda_1, \lambda_2, t)$  из формулы (9), представленной кривой 4 на рис. 17е, для сравнения с экспериментальными данными. Это, однако, было бы бесспорно только в том случае, если бы функция спектрального отклика  $\Phi(\lambda)$  камеры СХР6, оставаясь более-менее постоянной при  $\lambda \in [44, 60] \text{ \AA}$ , резко спадала до нуля при  $\lambda > 60 \text{ \AA}$ . Здесь важным является то обстоятельство, что окно пропускания холодного лавсана  $h\nu \in [200, 284] \text{ эВ}$  лежит в далеком экспоненциальном хвосте  $h\nu/kT_{r3} \approx 20\text{--}30$  мягкого спектра предимпульса излучения с температурой  $T_{r3} = 20 \text{ эВ}$ . Последнее означает высокую чувствительность как измеренного, так и рассчитанного интегральных коэффициентов пропускания к детальному закону “включения” более жесткой облучающей компоненты  $P_1(t)$  с температурой излучения  $T_{r1} = 55 \text{ эВ}$ , а также высокую чувствительность величины  $K_{r12}$  из формулы (7) к закону спада  $\Phi(\lambda)$  при  $\lambda > 60 \text{ \AA}$  поскольку, из-за более широкого (по

сравнению с лавсаном) окна пропускания полипропиленового фильтра, недостаточно резкий спад  $\Phi(\lambda)$  привел бы к существенному увеличению знаменателя в формуле (7), т.е. к более низким значениям измеренного коэффициента пропускания чем по оценке (9). Как следствие, кривая 4, рассчитанная по формуле (9) для  $[\lambda_1, \lambda_2] \approx [46, 60] \text{ \AA}$  без учета пропиленового фильтра, должна скорее всего соответствовать оценке сверху на интегральный коэффициент пропускания, измеренный камерой СХР6. По тем же причинам кривая 5 на рис. 17е, являющаяся графиком  $\bar{K}_{r12}(t)$  из формулы (8), рассчитанным с учетом полипропиленового фильтра, но в предположении  $\Phi(\lambda) = 1$  для всех длин волн  $5.97 < \lambda < 3320 \text{ \AA}$ , должна соответствовать оценке снизу на измеренный коэффициент пропускания. Поскольку именно это и наблюдается на рис. 17е, мы можем на данном этапе констатировать отсутствие значимых расхождений между теорией и экспериментом для интегрального коэффициента пропускания на ранних временах за 10–15 нс до пика мощности МРИ. Для более детального сравнения требуется более точная информация о реальной динамике нарастания спектральной мощности МРИ в диапазоне пропускания полипропиленового фильтра  $h\nu \in [60, 284] \text{ эВ}$  и о реальном профиле функции отклика камеры СХР6  $\Phi(\lambda)$  в этом же спектральном диапазоне. Отметим, что если использовать “резкое” включение компоненты  $P_1(t)$  греющего мишень импульса МРИ (как описано в работе [16]) в момент  $t_{max} - 12.8 \text{ нс}$ , то при  $t < 12 \text{ нс}$  обе расчетные кривые 4 и 5 опускаются до уровней менее 0.02, что уже существенно расходится с экспериментальными данными.

Для выявления зависимости индуцированной прозрачности лавсановой пленки от энергии в импульсе греющего излучения мы провели два дополнительных расчета. Они отличаются от расчета, приведенного выше на рис. 17, только значениями коэффициентов  $P_{10}$ ,  $P_{20}$  и  $P_{30}$ , входящими в формулы (3)–(5). В расчете с более энергичным импульсом греющего излучения по сравнению с “номинальным” все эти коэффициенты были умножены на 2:  $P_{10} = 0.396 \text{ ТВт/см}^2$ ,  $P_{20} = 2.888 \text{ ТВт/см}^2$ ,  $P_{30} = 9.4 \text{ ТВт/см}^2$ . В расчете с ослабленным импульсом греющего излучения все эти коэффициенты были разделены на 2:  $P_{10} = 0.099 \text{ ТВт/см}^2$ ,  $P_{20} = 0.722 \text{ ТВт/см}^2$ ,  $P_{30} = 2.35 \text{ ТВт/см}^2$ . Результаты этих расчетов по интегральному коэффициенту пропусканию  $\bar{K}_{r12}(t)$  как функции от времени сопоставлены на рис. 18 с таким же коэффициентом для расчета с номинальным импульсом МРИ. Эти кривые аналогичны кривой 3, представленной на рис. 17а. Видно, что временная зависимость просветления лавсано-



**Рис. 18.** Временной ход расчетного интегрального коэффициента пропускания для разных полных энергий греющего излучения. Кривая 1 соответствует увеличенному в 2 раза против номинального импульсу, кривая 2 — номинальному импульсу, кривая 3 — ослабленному в 2 раза против номинального импульсу.

вой пленки качественно не зависит от энергии греющего импульса излучения в представленном диапазоне ее изменений. Вместе с тем имеются количественные отличия. При большем по энергии греющем импульсе МРИ просветление наступает раньше. Так, при 4-кратном увеличении энергии импульса просветление наступает на  $\sim 3$  нс раньше, если иметь в виду уровень 0.5 от максимального просветления в терминах  $\bar{K}_{tr}$ . Кроме того, от энергии греющего импульса зависит максимальная степень просветления. На момент времени  $+10$  нс коэффициент поглощения плазмы майлара увеличивается в  $\approx 2$  раза при 4-кратном уменьшении энергии импульса в исследованном диапазоне параметров. В момент пика мощности МРИ ( $t - t_{max} = 0$ ) для этих случаев коэффициенты поглощения отличаются еще больше — в 5 раз.

Еще раз заметим, что параметры номинального расчета были выбраны в соответствии с типичными параметрами экспериментов на установке Ангара-5-1. Обобщая результаты сопоставления трех расчетов, можно отметить следующее. Показано, что номинальная энергия греющего импульса  $\sim 70$ – $100$  кДж, при заданных остальных его параметрах (пиковой мощности, длительности, спектра), близка к порогу хорошего просветления ( $\bar{K}_{tr} \sim 0.6$ ) лавсановой пленки толщиной  $\sim 3$  мкм. Рассмотренная выше в этом разделе динамика прогрева такой пленки ясно указывает на то, что имеется связь между энергией греющего импульса при сохранении его остальных параметров и оптимальной толщиной лавсановой пленки. Чем толще лавсановая пленка, тем больше должна быть энергия греющего импульса. Данные расчета подтверждают, что выбранная экспериментально толщина пленки  $\sim 3$  мкм близка к оптимуму.

#### 4. ВЫВОДЫ

На основании проведенных экспериментов по радиационной абляции лавсановых пленок можно сделать следующие выводы:

1. Продемонстрирована возможность изменять временной профиль импульса МРИ, падающего на мишень из слоев некоторых металлов (на примере Ni) при помощи адаптивного фильтра. Показано эффективное подавление предимпульса излучения таким фильтром до 5–10% в спектральном диапазоне  $\lambda \geq 120$  Å при сохранении высокой пропускной способности не менее 50% для основного импульса излучения в спектральном диапазоне  $\lambda \in (40, 90)$  Å.

2. Фильтр позволяет отделить эффекты, связанные с воздействием длительного предимпульса источника излучения на фронтальную поверхность мишени до момента основного импульса излучения. При этом вещество мишени сохраняется до нагрузки основным импульсом излучения в плотном состоянии, что позволяет определить изменение прозрачности слоев мишени в более широкой области начальных значений ее плотности.

3. В предварительных экспериментах с мишенью типа Ni\* + Му (20 нм + 0.6 мкм) продемонстрировано, что применение адаптивного фильтра из лавсана (2.97 мкм) приводит к сильному изменению динамики прозрачности слоев такой мишени на стадии воздействия основного импульса МРИ по сравнению со случаем без применения такого фильтра. При этом спектральное пропускание плазмы мишени Ni\* + Му достигает таких же значений  $\sim 0.5$ – $0.6$ , что и для случая отсутствия адаптивного фильтра.

4. Исследовано затенение эффективной апертуры смотровых окон рамки-держателя мишеней. Смотровое окно размерами  $3.5 \times 8$  мм может частично и далее полностью перекрываться плазмой вещества рамки к моментам времени  $> +6$  нс после пика мощности МРИ. На этой и последующих стадиях регистрации необходимо учитывать вклад поглощения плазмы рамки внутри смотрового окна в регистрируемый коэффициент пропускания мишени. Учет такого поглощения приводит к хорошему соответствию экспериментальных данных полученных на спектрографе и расчетных значений коэффициента пропускания.

Несколько улучшить данную ситуацию может как применение лавсанового фильтра, подавляющего длительное воздействие предимпульса излучения на вещество рамки-держателя, так и использование безкислородного пластика в качестве вещества рамки, например, полипропилена или полиэтилена.

5. Важную роль при анализе физических процессов в исследуемой мишени сыграло численное

радиационно-гидродинамическое моделирование по программе RALEF-2D динамики нагрева, расширения и собственного излучения тонкой лавсановой (майларовой) пленки. В целом, при разумной аналитической интерполяции временных и спектральных профилей получаемых в эксперименте импульсов МРИ, удалось добиться вполне удовлетворительного согласия измеренных и рассчитанных спектральных коэффициентов пропускания рентгеновского излучения плазмой лавсана в разные моменты времени по отношению к пику мощности МРИ.

6. Показано, что на начальной стадии главного подъема мощности МРИ (на стадии предимпульса) интегральный по спектру коэффициент пропускания особенно чувствителен ко времени появления и закону нарастания более “жесткой” компоненты излучения с эффективной температурой  $\sim 50\text{--}70$  эВ. Для более поздней стадии, за пиком мощности МРИ продемонстрирована важная роль такого побочного эффекта как заплывание окна наблюдения плазмой, образующейся при испарении внешней рамки. В то же время, значимое превышение рассчитанного пропускания над измеренным в мягком диапазоне  $\lambda \in [110, 140]$  Å в моменты времени сразу за пиком мощности МРИ указывает на возможный недостаточно точный учет в модели THERMOS поглощения в многочисленных линиях Li- и Be-подобных ионов кислорода плазмы лавсана при температурах  $T \approx 30\text{--}40$  эВ.

Авторы выражают благодарность коллективу установки Ангара-5-1 за инженерно-техническое сопровождение экспериментов. Работа частично выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № № 20-02-00007, 20-21-00082 и 18-29-21005). Все расчеты по программе RALEF-2D были выполнены на суперкомпьютере К-60 вычислительного центра Института прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН. Моделирование динамики плазмы лавсана существенным образом было основано на таблицах для коэффициента поглощения плазмой лавсана. Они были составлены научным коллективом А.Д. Соломянная, И.Ю. Вичев, А.С. Грушин, Д.А. Ким из ИПМ РАН, с использованием поддерживаемого этим коллективом численного кода THERMOS.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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 // *Rev. Scien. Instr.* 2014. V. 85. P. 083501-1–083501-11.
2. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Браницкий А.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Олейник Г.М., Фролов И.Н. // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. № 10. С. 887–920.
3. Sinars D.B., Sweeney M.A., Alexander C.S., Ampleford D.J., Ao T., Apruzese J.P., Aragon C., Armstrong D.J., Austin K.N., Awe T.J., Baczewski A.D., Bailey J.E., Baker K.L., Ball C.R., Barclay H.T., Beatty S., Beckwith K., Bell K.S., Benage Jr. J.F., Bennett N.L., Blaha K., Bliss D.E., Boerner J.J., Bourdon C.J. et al. // *Physics of Plasmas*. 2020. V. 27. № 7. P. 070501-1–070501-26.
4. 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., Сомохин А.А., Смирнов В.П., Толстикова И.Ю., Фролов И.Н., Якушев О.Ф. // *Письма в “Журнал экспериментальной и теоретической физики”*. 2016. Т. 103. № 5. С. 394–401.
5. Grabovski E.V., Sasorov P.V., Shevelko A.P., Aleksandrov V.V., Andreev S.N., Basko M.M., Branitski A.V., Gritsuk A.N., Volkov G.S., Laukhin Ya.N., Mitrofanov K.N., Oleinik G.M., Samokhin A.A., Smirnov V.P., Tolstikhina I.Yu., Frolov I.N., Yakushev O.F. // *Matter and Radiation at Extremes*. 2017. V. 2. № 3. P. 129–138.
6. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Фролов И.Н., Браницкий А.В., Лаухин Я.Н. // *Физика плазмы*. 2017. Т. 43. № 4. С. 367–382.
7. Sangster T.C., McCrory R.L., Goncharov V.N., Harding D.R., Loucks S.J., McKenty P.W., Meyerhofer D.D., Skupsky S., Yaakobi B., MacGowan B.J., Atherton L.J., Hammel B.A., Lindl J.D., Moses E.I., Porter J.L., Cuneo M.E., Matzen M.K., Barnes C.W., Fernandez J.C., Wilson D.C., Kilkenny J.D., Bernat T.P., Nikroo A., Logan B.G., Yu S., Petrasso R.D., Sethian J.D., Obenshain S. Overview of inertial fusion research in the United States. // *Nuclear Fusion*. 2007. V. 47. № 10. P. S686–S695.
8. Olson C., Rochau G., Slutz S., Morrow C., Olson R., Cuneo M., Hanson D., Bennett G., Sanford T., Bailey J., Stygar W., Vesey R., Mehlhorn T., Struve K., Mazarakis M., Savage M., Pointon T., Kiefer M., Rosenthal S., Cochrane K., Schneider L., Glover S., Reed K., Schroten D., Farnum C., Modesto M., Oscar D., Chhabildas L., Boyes J., Vigil V. et al. // *Fusion Science and Technology*. 2005. V. 47. № 3. P. 633–640.
9. Rogers F.J. and Iglesias C.A. Astrophysical Opacity // *Science*. 1994. V. 263. № 5143. P. 50–55.
10. Bailey J.E., Rochau G.A., Mancini R.C., Iglesias C.A., MacFarlane J.J., Golovkin I.E., Blancard C., Cosse P., Fausserier G. // *Phys. Plasmas*. 2009. V. 16. № 5. P. 058101-1–058101-16.
11. Falcon R.E., Rochau G.A., Bailey J.E., Ellis J.L., Carlson A.L., Gomez T.A., Montgomery M.H., Winget D.E., Chen E.Y., Gomez M.R., Nash T.J. // *High Energy Density Phys.* 2013. V. 9. № 1. P. 82.
12. Nagayama T., Bailey J.E., Loisel G.P., Rochau G.A., MacFarlane J.J., Golovkin I. // *Phys. Rev. E*. 2016. V. 93. P. 023202-1–023202-13.
13. Spielman R.B., Long F., Martin T.H., Poukey J.W., Sidel D.B., Shoup W., Stygar W.A., McDaniel D.H., Mstrom M.A., Struve K.W., Corcoran P., Smith I., Spence P. // *Proceedings of the 9<sup>th</sup> IEEE Pulsed Power Conference*, Albuquerque, NM, edited by R. White and K. Prestwich Institute of Electrical and Electronics Engineers, New York, 1995. P. 396–404.



14. *Xian-Bin Huang, Shao-Tong Zhou, Jia-Kun Dan, Xiao-Dong Ren, Kun-Lun Wang, Si-Qun Zhang, Jing Li, Qiang Xu, Hong-Chun Cai, Shu-Chao Duan, Kai Ou-yang, Guang-Hua Chen, Ce Ji, Bing Wei, Shu-Ping Feng, Meng Wang, Wei-Ping Xie, Jian-Jun Deng, Xiu-Wen Zhou, and Yi Yang* Preliminary experimental results of tungsten wire-array Z-pinch on Primary Test Stand // *Phys. Plasmas*. 2015. V. 22. № 7. P. 072707-1–072707-10.
15. Альби́ков 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., Латманисова Г.М., Матвеев В.В., Минеев Г.В., Михайлов В.Н., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Певчев В.П., Перлин А.С., Печерский О.П., Письменный В.Д., Рудаков Л.И., Смирнов В.П., Царфин В.Я., Ямпольский И.Р. // *Атомная энергия*. 1990. Т. 68. Вып. 1. С. 26–35.
16. Александров В.В., Баско М.М., Браницкий А.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Сасоров П.В., Фролов И.Н. // *Физика плазмы*. 2021. Т. 47. № 7. С. 613–650.
17. <http://www.vniia.ru/production/bystroprotekaushie-processy/apparatura-dlya-registratsii-bystroprotekaushchikh-protsesov.php>
18. Митрофанов К.Н., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Александров В.В., Олейник Г.М., Медовицков С.Ф., Шевелько А.П. // *Физика плазмы*. 2013. Т. 39. № 1. С. 71–96.
19. Gritsuk A.N., Aleksandrov V.V., Grabovskiy E.V., Mitrofanov K.N., Oleinik G.M., Sasorov P.V., Shevelko A.P. // *Journal of Physics: Conference Series*, 2019. V. 1238. P. 012053.
20. Kologrivov A.A., Rupasov A.A., Sklizkov G.V. // *Nuclear Inst. and Methods in Physics. Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2019. V. 916. № 2. P. 313–321.
21. Волков Г.С., Лахтюшко Н.И., Терентьев О.В. // *Приборы и техника эксперимента (ПТЭ)*. 2010. № 5. С. 115–120.
22. Day R.H., Lee P. // *J. Appl. Phys.* 1981. V. 52. № 11. P. 6965–6973.
23. *X-Ray Mass Attenuation Coefficients*. Database. — Режим доступа: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab3.html>
24. Filter Transmission Database. — Режим доступа: [http://henke.lbl.gov/optical\\_constants/](http://henke.lbl.gov/optical_constants/)
25. Basko M.M., Maruhn J. and Tauschwitz A. // *J. Comput. Phys.* 2009. V. 228. № 6. P. 2175.
26. Basko M.M., Maruhn J. and A. Tauschwitz // *GSI Scientific Report 2009: Gesellschaft fur Schwerionenforschung MBH, Darmstadt, Germany, GSI Report 2010-1, 410 (2010)*. Режим доступа: <http://www.gsi.de/library/GSI-Report-2010-1/>.
27. 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.
28. More R.M., Warren K.H., Young D.A., Zimmerman G.B. // *Physics of Fluids*. 1988. V. 31. № 10. P. 3059.
29. Faik S., Basko M.M., Tauschwitz A., Iosilevskiy I., Maruhn J.A. // *High Energy Density Physics*. 2012. V. 8. № 4. P. 349.
30. Faik S., Tauschwitz An., Iosilevskiy I. // *Comput. Phys. Commun.* 2018. V. 227. № 6. P. 117–125.