

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С МАЛОПЛОТНЫМ СТРУКТУРИРОВАННЫМ АБСОРБЕРОМ

В. Б. Розанов^а, Д. В. Баршпольцев^а, Г. А. Вергунова^{а}, Н. Н. Демченко^а,
Е. М. Иванов^а, Е. Н. Аристова^б, Н. В. Змитренко^б, И. Лимпоух^с, И. Ульшмид^д*

^а Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия

^б Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша Российской академии наук
125047, Москва, Россия

^с Чешский технический университет в Праге
11519, Прага, Чешская Республика

^д Институт физики плазмы Академии наук Чешской Республики
18200, Прага, Чешская Республика

Поступила в редакцию 23 апреля 2015 г.

Предложена расчетно-теоретическая модель, позволяющая проводить вычислительное моделирование процессов взаимодействия лазерного излучения с неоднородными материалами типа пены как с добавками тяжелых элементов, так и без них. Продемонстрировано, что данная модель удовлетворительно описывает большой круг экспериментов по взаимодействию лазерного излучения первой и третьей гармоник йодного лазера с энергией до 200 Дж в импульсе с малоплотными пористыми мишенями из триацетата целлюлозы, проведенных на установке PALS. Таким образом, с помощью модели можно проводить анализ экспериментальных данных, а также получать оценки реальности результатов экспериментов.

DOI: 10.7868/S0044451016020073

1. ВВЕДЕНИЕ

Данная статья посвящена процессам взаимодействия лазерного излучения с малоплотным структурированным абсорбером из триацетата целлюлозы (ТАЦ) с размером пор меньше 3 мкм с добавлением и без атомов тяжелых элементов, в данной работе — меди. Первоначально интерес к физике взаимодействия лазерного излучения с низкоплотным (средняя плотность $\rho \approx 10^{-2}$ – 10^{-3} г/см³) пористым веществом возник в связи с возможностью использования пористых сред для выравнивания неоднородностей абляционного давления, обусловленного неравномерностью лазерного излучения, в проблеме лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) [1–4]. Первые публикации, посвященные физике таких мишеней (мишень «лазерный парник»), источников термоядерных нейтронов и рентгеновского излучения

на основе долгоживущей неравновесной лазерной плазмы, относятся к 1994–1995 гг. [2, 5–7]. Использование пористых сред могло бы способствовать смягчению высоких требований к параметрам лазерных пучков и условий облучения мишеней.

В настоящее время спектр применения малоплотных сред значительно расширился. Среды с добавками атомов тяжелых элементов рассматриваются как высокоэнергетические источники рентгеновских лучей в узком диапазоне спектра, причем, подбирая соответствующий атом тяжелого элемента, можно получать необходимые спектральные линии рентгеновского диапазона. Так, например, в Рочестерском университете на лазере OMEGA из мишени размером несколько миллиметров, состоящей из низкоплотной пены SiO₂ с добавками Ti, получили 200 Дж (2 % от энергии лазерного излучения) высокоэнергетических квантов в диапазоне энергии фотонов от 4.5 кэВ до 5 кэВ [8]. Такие энергии фотонов позволяют применять данные мишени в различных отраслях промышленности, а также в научных, биологических и медицинских целях.

* E-mail: verg@sci.lebedev.ru

Примеры использования многочисленны. Развитие вакуумной ультрафиолетовой литографии (ВУФ-литографии) [9]. В данной технологии в качестве рабочего вещества предполагается использовать низкоплотные (10^{-2} г/см³) пористые мишени с разной микроструктурой с добавками Sn, In, поэтому в спектре излучения лазерной плазмы присутствуют линии с $\lambda = 13.5$ нм (в случае добавки олова) или $\lambda = 14.4$ нм (в случае добавки индия). Эти длины волн хорошо отражают многослойные зеркала на основе Si, Mo, которые предполагается использовать в оптической части технологической установки. Развитие подобной технологии открывает перспективы в развитии микроэлектроники, связанные с возможностью создания при применении литографического процесса нового поколения полупроводниковых устройств. Другим примером является использование источников мягкого рентгеновского излучения с энергией квантов до 500 эВ. Такие источники найдут применение в материаловедческих исследованиях в связи с бурным развитием в последнее время нанотехнологий и необходимостью измерения и контроля мелкомасштабных структур поверхностей и тонких пленок с пространственным разрешением порядка 10–20 нм; в создании диагностики микроскопии живых объектов на внутриклеточном уровне. В экспериментах исследуется торможение ионного пучка в плазме, создаваемой в результате непрямого нагрева низкоплотной полимерной пены (foam TAC) под действием импульса рентгеновского излучения, в которое предварительно преобразуется лазерное излучение [10].

Опыты с пенами проводятся на установках LIL [11], PALS [12, 13], OMEGA [8, 14], PHELIX [15]. Также рассматриваются различные варианты применения пен в проекте HiPER [16]. Большой объем работ связан с получением пористых пен с заранее известными свойствами [17–20].

Научный интерес к изучению взаимодействия мощного лазерного излучения с пористыми средами также обусловлен возможностью исследовать фундаментальные физические явления, протекающие в неравновесной высокотемпературной плазме: проблемы радиационной гидродинамики, уравнения состояния веществ в условиях экстремальных энергетических нагрузок, определение оптических характеристик веществ, моделирование в лабораторных условиях астрофизических явлений.

Для выбора оптимальных вариантов применения пористых низкоплотных сред в конструкциях мишени, предназначенных для решения конкретных за-

дач, необходимы экспериментальные исследования и расчетно-теоретические модели процессов взаимодействия лазерного излучения с такими специфическими материалами, изучение транспорта энергии для расчета эффективности мишеней. Создание таких моделей связано с определенными трудностями. Во-первых, мало изучены физические процессы, сопровождающие взаимодействие лазерного излучения с такими экзотическими средами: ионизация, лучистая и электронная теплопроводность, газодинамика и другие. Во-вторых, при взаимодействии лазерного излучения с веществом все процессы имеют задаваемый лазерным импульсом временной масштаб, однако локально связаны между собой в масштабе, определяемом размером пор. Соответственно, требуется учет большого количества быстропротекающих физических процессов при построении расчетно-теоретической модели. Эти обстоятельства создают серьезные трудности на пути создания модели и последующего ее использования.

Целью данной работы являлось построение модели, позволяющей проводить вычислительное моделирование процессов в неоднородных материалах типа пены, и объяснение большого круга экспериментов, проведенных на установке PALS.

Кроме того, адекватная вычислительная модель может способствовать анализу экспериментальных данных и оценке реальности результатов, которые получаются из эксперимента. Так, модель «сильного взрыва» позволяет оценить энергию, находящуюся в плазме.

В данной работе описывается алгоритм моделирования взаимодействия лазерного излучения с мишенями из низкоплотного пористого вещества, перенос энергии в таких мишенях. Вычислительной базой данного алгоритма являются четыре расчетные программы, созданные в разные годы при совместном усилии ученых ФИАН и ИММ РАН — LATRANT [21], RAPID [22], DESNA [23] и DIANA [24, 25].

Применительно к данной работе экспериментальная основа созданной модели построена на обработке, изучении и численном моделировании большого (более 40) числа экспериментов по взаимодействию лазерного излучения с пористыми мишенями из ТАЦ с добавками кластеров меди и без них, проведенных на установке PALS в основном в период 2005–2007 гг. [12, 13, 20]. У модели может быть более широкая экспериментальная основа, чем PALS.

Авторы данной статьи длительное время занимаются исследованиями пенных материалов

и их возможными применениями, в частности, в задачах лазерного термоядерного синтеза. Результаты исследований представлены в работах [2, 5–7, 10, 13, 16, 26].

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

В экспериментах лазерное излучение йодного лазера PALS [12, 13] с энергией в импульсе до 200 Дж взаимодействует с плоскими мишенями из триацетата целлюлозы — ТАЦ ($C_{12}H_{16}O_8$) мелкоячеистой структуры (с размером пор меньше 3 мкм) [11, 12].

Установка состоит из одноканального йодного лазера с длиной волны излучения 1.315 мкм на первой гармонике и 0.438 мкм на третьей гармонике (это соответствует критической плотности на первой гармонике $N_{cr1\omega} \approx 0.6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и на третьей гармонике $N_{cr3\omega} \approx 5.4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$) и системы зеркал с различным пропусканием T от 0 до 66 % (рис. 1). Энергия в импульсе на поверхности мишени до 200 Дж, длительность импульса по высоте интенсивности 380 пс для первой гармоники и 320 пс для третьей, диаметр фокального пятна при выбранных условиях облучения составлял около 300 мкм (минимальный размер 70 мкм), излучение падало по нормали к поверхности мишени.

В экспериментах были выбраны две основные схемы фокусировки импульса — фокус на некотором расстоянии от мишени и фокус внутри мишени.

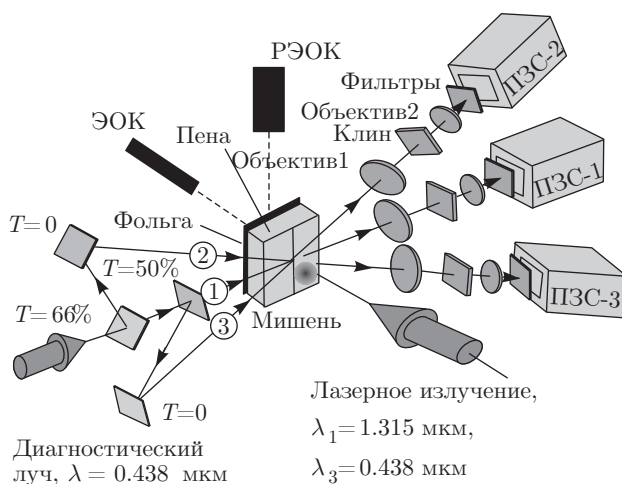


Рис. 1. Схема эксперимента. Диагностический комплекс состоит из рентгеновской электронно-оптической камеры (РЭОК), электронно-оптической камеры (ЭОК) и установки трехкадровой теневой фотографии (система ПЗС-матриц 1, 2, 3)

В обоих случаях положение мишени выбиралось таким образом, чтобы диаметр фокального пятна на поверхности мишени составлял указанные 300 мкм. Диагностический комплекс для данного эксперимента состоял из рентгеновской электронно-оптической камеры (РЭОК), электронно-оптической камеры (ЭОК) и установки трехкадровой теневой фотографии. Рентгеновская камера РЭОК регистрировала рентгеновское излучение в диапазоне энергий $E > 1.5 \text{ кэВ}$. РЭОК располагалась в плоскости мишени и позволяла получать изображения процесса распространения фронта рентгеновского излучения по толщине мишени, для чего на боковой поверхности шайбы-держателя был сделан специальный диагностический вырез. ЭОК располагалась перпендикулярно к тыльной стороне фольги и регистрировала оптическое свечение тыльной стороны фольги с временной разверткой 11 пс/пиксель, причем вся шкала по времени составляла 5.68 нс. Для регистрации процесса разлета фольги с тыльной стороны мишени использовалась трехкадровая теневая фотография (с характерными временами регистрации 3, 6, 9 нс или 7, 10, 13 нс и экспозицией около 0.3 нс) на основе ПЗС-матриц (рис. 2).

Мишень представляет собой диск радиуса 1000 мкм и толщины от 300 до 500 мкм из пены на алюминиевой подложке толщины 5 мкм, расположенной с противоположной стороны от направления падения лазерного луча (рис. 1).

Рассматривались мишени плотностью 4.5 мг/см³, 9.1 мг/см³, а также 9.1 мг/см³ с добавкой кластеров меди в количестве 9.9 % по весу (рис.3) [12].

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для анализа представлено порядка сорока экспериментов с мишенями, выполненными из пены ТАЦ. Выстрелы велись на двух частотах: 1ω и 3ω йодного лазера по мишеням с плотностями: 4.5 мг/см³, 9.1 мг/см³, 9.1 мг/см³ с добавками меди (9.9 % по массе). В эксперименте изменялись как геометрические размеры мишени: толщина пены, толщина алюминия, так и параметры лазерного излучения: энергия и частота.

На рис. 4 показаны шесть различных экспериментов, по два эксперимента на каждую пару значений частоты и плотности. Для пояснения информации, которая содержится на рис. 4, рассмотрим для примера выстрелы № 28231 и № 28233 (рис. 5).

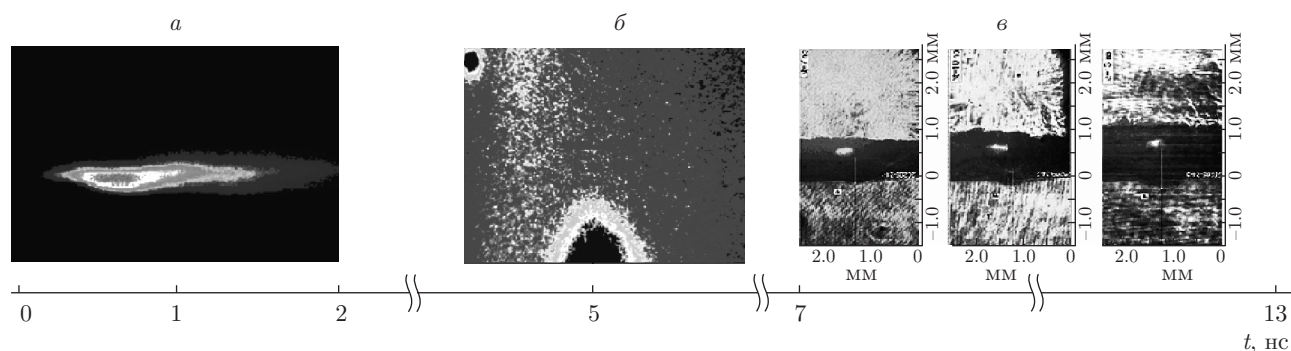


Рис. 2. Рентгеновский снимок с РЭОК (а), снимок с ЭОК (б), снимок с системы трехкадровой теневой фотографии процесса разлета фольги (в)

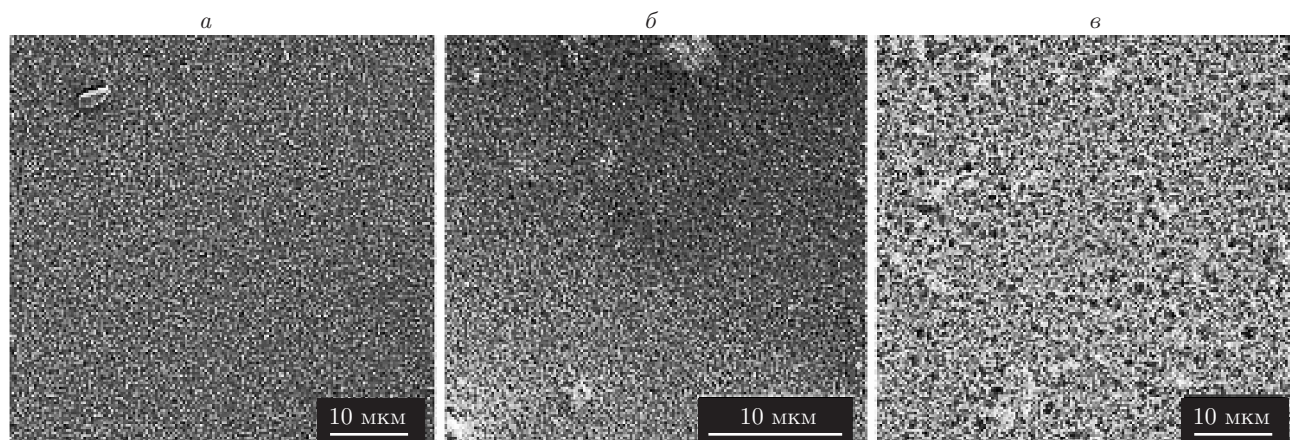


Рис. 3. Пенная структура мишеней [12]. а, б) ТАЦ, плотность 4.5 мг/см^3 (а), 9.1 мг/см^3 (б), в) ТАЦ, плотность 9.1 мг/см^3 с добавкой кластеров меди в количестве 9.9 % по весу

Каждому выстрелу соответствуют два кадра, полученные с РЭОК и с ЭОК (рис. 5). Для некоторых выстрелов использовался еще один тип диагностики — трехкадровая интерферометрия, описание ее будет приведено ниже.

Рентгенооптическая диагностика и полученный с ее помощью кадр позволяет увидеть момент падения лазерного излучения на мишень, проследить возникновение плазмы, а также скорость распространения фронта рентгеновского излучения по толщине пены. Фотографии РЭОК по горизонтальной оси дают временную развертку регистрируемого рентгеновского излучения с полным временем 2.2 нс по ширине фотографии, а по вертикальной оси — развертку по толщине мишени с полной толщиной 2000 мкм по высоте фотографии. По этим данным вычислялась скорость распространения рентгеновского фронта: как касательная к нижней части светлого изображения в носике на границе с черным

фоном. Пример фотографий с РЭОК приведен на рис. 4.

Оптическая диагностика позволяет определить приход ударной волны к тыльной стороне (со стороны подложки из алюминия) мишени по моменту прихода оптического излучения, образовавшегося на фронте ударной волны. На рис. 5 показаны пространственные и временные масштабы для обоих кадров.

Основными величинами, которые понадобятся для дальнейшего анализа и построения модели поглощения и распространения лазерного излучения в пене, а также для сопоставления полученных результатов, являются скорость распространения фронта рентгеновского излучения V_x и момент прихода оптического излучения на тыльную сторону мишени t_{opt} . Величина V_x определялась по наклону касательной, проходящей по визуальной границе области распространения излучения вниз, причем ка-

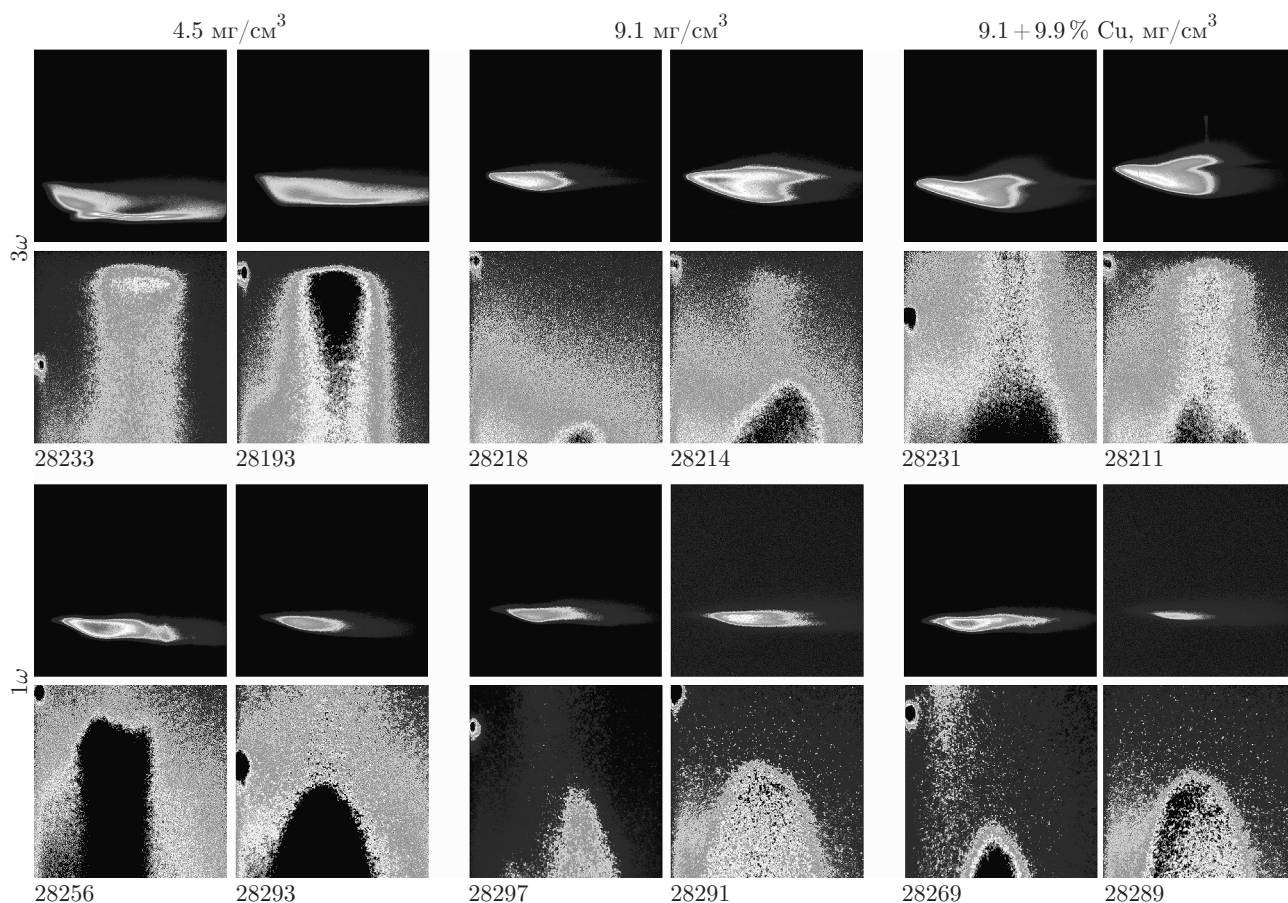


Рис. 4. Серии экспериментов с пенами ТАЦ плотностью 4.5 мг/см^3 , 9.1 мг/см^3 и 9.1 мг/см^3 с добавкой меди 9.9 % по весу и с частотой лазерного излучения 1ω и 3ω . В экспериментах №28233, 28231, 28256, 28269, 28293, 28297, 28291, 28289 в диагностике с ЭОК репер опаздывал от лазерного излучения на 3 нс

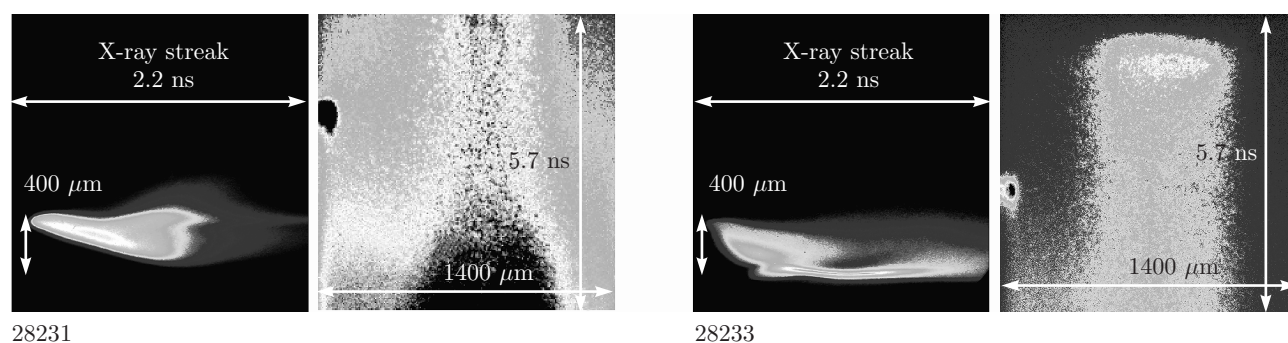


Рис. 5. Результаты экспериментов с порядковыми номерами 28231 и 28233. Для каждого из экспериментов изображены кадры с РЭОК (слева) и с ЭОК (справа)

сательная проводилась до момента времени 0.5 нс, что позволяет максимально точно фиксировать угол наклона, не варьируя его в связи с изломами границы области распространения излучения. Величина t_{opt} — это время между падением лазерного излучения на мишень и приходом оптического излучения фронта ударной волны на тыльную сторону мишени. Стоит отметить, что природа оптического излучения может быть связана не только с приходом фронта ударной волны, но и с выходом излучения в оптическом диапазоне из области горячей плазмы, излучающей в основном в рентгеновской области. Однако основной источник оптического излучения (почернение на кадре, полученном с оптической камеры рис. 5) связан с фронтом ударной волны.

Время прихода ударной волны определялось по кадру, полученному с оптической камеры (расположенной справа на рис. 5), как расстояние между репером — черная точка (момент падения лазерного излучения на мишень) — и моментом четкого появления оптического излучения — граница появления затемненной области. Для некоторых экспериментов (указано в паспорте выстрела) репер проявлялся не одновременно, а позже падения лазерного излучения на мишень на 3 нс. В таких случаях, для того чтобы определить t_{opt} , необходимо визуально перенести репер вверх по кадру на 3 нс и далее измерить расстояние между репером и границей появления затемненной области. На рис. 4 все эксперименты с такой особенностью отмечены в подписи к рисунку.

Необходимо отметить, что в экспериментах наблюдается широкий разброс измеряемых величин. Так, к примеру, в экспериментах № 28256 и № 28280 с одинаковой плотностью пены, а также с одинаковой частотой лазерного излучения 1ω и энергией E_{las} соответственно 174 и 173 Дж, различие в скорости распространения рентгеновской волны V_x составляет 60 % (350 и 220 км/с). В табл. 1 собраны параметры всех серий экспериментов с одинаковой частотой и энергией лазерного излучения. Для серии экспериментов с частотой 3ω удалось собрать только по одному эксперименту удовлетворяющему условиям.

Такой широкий разброс измеряемых величин может быть связан с неточностью фокусировки — центр лазерного луча не совпадает с центром мишени (мишень могла находиться не строго перпендикулярно падению лазерного излучения, т. е. в разных экспериментах этот малый угол отклонения спонтанно варьировался). Кроме того, лазерная энергия отражается от окон камеры и от поверхности самой мишени. В результате энергия импульса лазерного

излучения может заметно отличаться от той энергии, которая поглощается пеной.

4. ОЦЕНКА ВЛОЖЕННОЙ ЭНЕРГИИ ЛАЗЕРА НА ОСНОВЕ ОДНОМЕРНЫХ РАСЧЕТОВ ПРОГРАММЫ RAPID-1D

Считая пену однородной средой с плотностью, равной средней плотности пены, воспроизвести экспериментальную скорость тепловой волны не всегда удастся по ряду физических причин. Так, если в эксперименте использовался лазерный импульс на третьей гармонике, то начальная плотность однородной мишени является подкритической и перенос энергии в мишени осуществляется лазерным излучением, а не электронами. В реальной же пене существуют твердотельные слои, которые препятствуют прохождению лазерного излучения. Перенос энергии при этом осуществляется электронами.

Другая физическая причина, по которой перенос энергии в однородной среде и в реальной пене имеет существенное различие, состоит в том, что пена содержит как твердотельные слои, так и вакуумные промежутки, через которые электроны не могут двигаться из-за возникающего на границе плазма-вакуум самосогласованного электрического поля. При этом электроны удаляются от границы плазмы на расстояние порядка радиуса Дебая, который при критической плотности плазмы составляет сотые доли микрона (при твердотельной плотности это тысячные доли микрона). Следовательно, на движение электронов существенное влияние оказывают электрические поля, возникающие на неоднородностях плазмы.

Оценка вложенной энергии лазерного импульса на основе одномерных расчетов была проведена по программе RAPID [22], в которой лазерное излучение описывается с помощью комбинации волнового уравнения в окрестности критической плотности и приближения геометрической оптики в остальной области. Гидродинамическая модель включает две температуры (электронов и ионов) с учетом их релаксации, а также электронную и ионную теплопроводности. С учетом сказанного выше об отличии электронной теплопроводности от спитцеровской в программу была включена потоко-ограниченная электронная теплопроводность. Электронный тепловой поток записывается в виде

$$W_e = \frac{W_{Sp} W_{max}}{W_{Sp} + W_{max}}, \quad (4.1)$$

Таблица 1. Диапазоны измеряемых величин для серий экспериментов с одинаковой частотой и энергией лазерного излучения E_{las}

Частота лазерного излучения	Плотность, мг/см ³	E_{las} , Дж	V_x , км/с	$V_{x\max}/V_{x\min} - 1$, %
1ω	4.5	173–174	220–350	60 %
	9.1	163–173	180–220	22 %
	9.1 + 9.9 % Cu	163–176	140–220	57 %
3ω	4.5	168	800	—
	9.1	167	400	—
	9.1 + 9.9 % Cu	166	362	—

где

$$W_{Sp} = -\kappa_0 T_e^{5/2} \partial T_e / \partial x$$

— спитцеровский тепловой поток,

$$W_{max} = f n_e T_e (T_e / m_e)^{1/2} \text{sign}(W_{Sp})$$

— предельный тепловой поток, f — коэффициент ограничения. Если в (4.1) $W_{Sp} \gg W_{max}$, то $W_e = W_{max}$, если $W_{Sp} \ll W_{max}$, то $W_e = W_{Sp}$.

Была проведена серия расчетов с различными коэффициентами f для воспроизведения экспериментальных значений скорости фронта тепловой волны для импульсов на частотах 1ω и 3ω и двух значений плотности пены — 4.5 и 9.1 мг/см³. В модели использовалось 20 одинаковых по толщине твердых слоев, так что средняя плотность равнялась плотности пены. В табл. 2 приведены экспериментальные значения средней скорости фронта тепловой волны V_x для этих вариантов, а также значения коэффициента ограничения f , при которых расчетная скорость фронта совпадает с экспериментальной. Приведены также расчетные значения доли поглощения лазерной энергии k_{abs} (в экспериментах на установке PALS доля поглощения лазерного излучения не измерялась). Расчеты проводились для двух значений плотности потока. Сниженный в два раза поток ($1.8 \cdot 10^{14}$ Вт/см²) эффективно учитывает двумерный характер распространения фронта тепловой волны, поскольку программа расчета одномерная, а мишень двумерная и часть энергии от излучения лазера распространяется в направлении, перпендикулярном первоначальному направлению теплового потока. Снижение потока с $7.4 \cdot 10^{14}$ Вт/см² до $3.6 \cdot 10^{14}$ Вт/см² связано с экспериментальными условиями фокусировки лазерного излучения на мишень. Из данных табл. 2 можно оценить поглощенную энергию по формуле

$$E_{foam} = q t S k_{abs}, \quad (4.2)$$

где q — плотность потока энергии падающего лазерного излучения, t — длительность импульса на полувывсоте интенсивности, S — площадь фокального пятна, k_{abs} — расчетный коэффициент поглощения энергии пеной.

Так, для лазерного импульса 1ω и мишени плотностью 4.5 мг/см³ поглощенная энергия лазерного излучения составляет 11.3 Дж; для лазерного импульса 1ω и мишени плотностью 9.1 мг/см³ поглощенная энергия лазерного импульса составляет 13.2 Дж; для лазерного импульса 3ω и мишени с плотностью 4.5 мг/см³ поглощенная энергия лазерного импульса составляет порядка 33 Дж.

Вследствие ограниченного теплового потока электронная теплопроводность через низкоплотные промежутки практически отсутствует до тех пор, пока ячейка не заполнится плазмой. Заполнение пор происходит с гидродинамической (ионной) скоростью. В разлетающейся внутрь пор подкритической плазме ионная температура уменьшается вследствие расширения плазмы. Электронная температура в этой области поддерживается на высоком уровне благодаря поглощению лазерного излучения и теплопроводности. При столкновении слоев кинетическая энергия переходит в тепловую, причем получающейся энергии достаточно для испарения очередного слоя. По мере приближения плотности к средней плотности пены, температура электронов повышается за счет теплового переноса энергии из области поглощения лазерного излучения. Скорость фронта прогрева твердых слоев по порядку величины равна скорости звука

Таблица 2. Значения коэффициента ограничения f , при которых расчетная скорость фронта совпадает с экспериментальной

ω	ρ , мг/см ³	q , 10 ¹⁴ Вт/см ²	V_x , 10 ⁷ см/с	f	k_{abs}	E_{foam} , Дж
1	4.5	3.6	3.25	0.052	0.136	13.2
		1.8	3.25	0.0675	0.233	11.3
		7.56	4.56	0.07	0.143	29.0
		3.6	3.197	0.06	0.154	14.9
		1.8	3.1	0.06	0.213	10.3
	9.1	3.6	2.5	0.0657	0.159	15.4
		1.8	2.5	0.0864	0.274	13.2
		3.6	2.4	0.06	0.151	14.6
3	4.5	3.6	8.7	0.0403	0.606	49.3
		1.8	8.7	0.0616	0.815	33.2
		1.8	9.6	0.09	0.867	35.3
		3.6	10.8	0.07	0.722	58.8
	9.1	3.6	5.76	0.06	0.811	66.0
		1.8	4.91	0.06	0.903	36.8

$$\begin{aligned}
c_s &= \left(\frac{ZT_e + T_i}{m_i} \right)^{1/2} = \\
&= \left(\frac{T_e}{m_e} \right)^{1/2} \left(\frac{m_e}{m_p} \right)^{1/2} \left(\frac{Z + T_i/T_e}{A} \right)^{1/2} = \\
&= 0.0234 \left(\frac{Z + T_i/T_e}{A} \right)^{1/2} \frac{T_e}{m_e}, \quad (4.3)
\end{aligned}$$

что является оценкой для коэффициента ограничения (здесь Z и A — средний заряд и атомный вес ионов). В действительности скорость прогрева слоев может составлять несколько значений скорости звука c_s .

5. ОЦЕНКА ВЛОЖЕННОЙ В МИШЕНЬ ЭНЕРГИИ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ, ИСХОДЯ ИЗ ТЕОРИИ «СИЛЬНОГО ВЗРЫВА»

Эксперимент с облучением пластинки из пены после окончания импульса приводит к такому распределению энергии, где часть энергии находится внутри пены, а часть — в короне. Та часть энергии, которая реализуется внутри пены, находится в плазме, имеющей вначале высокую температуру. Часть энергии теряется в виде излучения, оставшаяся часть вызывает ударную волну в этой пене. Поэтому можно привлечь для описания этих процессов модель выделения энергии в относительно ма-

лом объеме с последующим переносом ее ударной волной. Как известно, это модель «сильного взрыва».

Рассмотрим решение задачи «сильного взрыва» Седова–Тейлора [27]. Пусть в однородной среде с постоянной теплоемкостью, в небольшом объеме (площадь лазерного пятна) в течение короткого промежутка времени (время лазерного импульса) произошло выделение энергии E . От места энергосвечения по газу распространяется ударная волна. Рассматриваем ту стадию процесса, когда ударная волна уходит на расстояния, много большие по сравнению с размером области, где произошло энергосвечение, и движение охватывает массу газа, большую по сравнению с массой продуктов взрыва. При этом энергосвечение можно считать точечным и мгновенным.

В то же время будем считать, что стадия процесса не слишком поздняя, так что ударная волна уходит от источника не слишком далеко, и ее амплитуда достаточно высока, что можно пренебречь начальным давлением среды p_0 по сравнению с давлением в ударной волне. Это означает, что можно пренебречь начальной внутренней энергией газа, охваченного движением, по сравнению с энергией взрыва E , а также начальной скоростью звука c_0 по сравнению со скоростями газа и фронта волны.

Движение вещества определяется двумя размерными параметрами E и ρ_0 . Из этих параметров нельзя составить масштабов с размерностями длины и времени. Единственной размерной комбинацией, содержащей длину и время, в данном случае является E/ρ_0 (с размерностью $\text{см}^5 \cdot \text{с}^{-2}$). Поэтому автомодельной переменной служит безразмерная величина [27]

$$\mu = R \left(\frac{\rho_0}{Et^2} \right)^{1/5}. \quad (5.1)$$

Безразмерная величина μ в формуле (5.1) определяется из закона сохранения энергии, поэтому напомним ее сразу и выразим формулу через радиус фронта ударной волны от времени $R(t)$, следуя [27]:

$$R(t) = \left[\frac{75}{16\pi} \frac{(\gamma - 1)(\gamma + 1)^2}{3\gamma - 1} \right]^{1/5} \left(\frac{Et^2}{\rho} \right)^{1/5}, \quad (5.2)$$

$$E = \frac{\mu R^5(t)}{\rho t^2},$$

где

$$\mu = \frac{75}{16\pi} \frac{(\gamma - 1)(\gamma + 1)^2}{3\gamma - 1}. \quad (5.3)$$

Выясним, насколько выполняются критерии задачи «сильного взрыва» в задаче распространения ударной волны по пене. Объем энерговыделения соответствует площади фокального пятна, умноженной на глубину проникновения лазерного излучения. В соответствии с работой [28] глубина проникновения лазерного излучения в образовавшуюся сверхкритическую плазму составляет не более 120 мкм, а размер фокального пятна — от 70 мкм до 300 мкм. Получаем, что объем, в котором происходит энерговыделение, составляет порядка 10^{-5} см^3 , а объем мишени — приблизительно $2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^3$, т. е. реально процесс энерговыделения развивается в объеме, в 200 раз меньшем объема мишени, поэтому процесс энерговыделения можно считать точечным.

Реальные условия не являются безоговорочно условиями для задачи «сильного взрыва», поскольку характерная длина $(1/200)^{1/3} = 1/5.83$ меньше размеров мишени. Фактически толщина 120 мкм составляет 1/3 от толщины мишени (400 мкм). Поэтому в этой оценке можно ожидать ошибку в десятки процентов.

Объем, в котором происходит процесс, можно наблюдать на рис. 5. Энерговыделение происходит за время порядка длительности лазерного импульса — 380 пс для первой гармоники и 320 пс для третьей гармоники на полувысоте интенсивности лазерного импульса, а время достижения ударной волной тыльной стороны мишени примерно 3–5 нс, таким

образом, время энерговыделения на порядок меньше рассматриваемых масштабов по времени, поэтому энерговыделение можно считать мгновенным. Также среда к моменту формирования ударной волны является однородной. Действительно, время гомогенизации вещества по порядку величины соответствует отношению величины ячейки и скорости звука (приблизительно 300 пс), т. е. ударная волна распространяется по однородной среде. Отсюда можно сделать вывод: задачу распространения ударной волны по пене с теми параметрами мишени и лазера, которые определены в эксперименте, можно рассматривать как задачу «сильного взрыва». Следовательно, к данной задаче применимы те же формулы, которые применимы к задаче «сильного взрыва», в частности формула (5.2).

Для определения энергии, которая вложена в пену по формуле (5.2), необходимо определить показатель адиабаты γ . Изменение γ от 5/3 до 9/7 приводит к изменению безразмерного множителя (5.3).

Для оценки γ воспользуемся уравнением состояния идеального газа [27]:

$$\varepsilon = \frac{p}{(\gamma - 1)\rho}, \quad p = (1 + Z_i)nT, \quad \rho = Mn, \quad (5.4)$$

где Z_i — средняя степень ионизации, M — масса иона с показателем γ ,

$$\gamma = 1 + \frac{(1 + Z_i)nT}{3(1 + Z_i)nT/2 + Q}, \quad (5.5)$$

учитывающим затраты энергии на ионизацию Q [эрг/см³].

Мишени из ТАЦ представляют собой малоплотные микроячеистые аэрогели ($\text{C}_{12}\text{H}_{16}\text{O}_8$). К моменту начала движения ударной волны ионная температура T_i вещества приблизительно равна 300 эВ, а плотность $\rho = 10 \text{ мг/см}^3$, в соответствии с расчетами программы LATRANT (см. разд. 7). Основную часть в среднюю степень ионизации вносят атомы углерода — концентрация ионов углерода в 1.5 раза выше концентрации атомов кислорода.

Среднюю степень ионизации плазмы к моменту прохождения ударной волны можно определить из формулы Саха, описывающей ионизационное равновесие в случае плазмы, состоящей только из ионов и электронов (пренебрегая при этом фотопроцессами) [27]:

$$\frac{n_{m+1}n_e}{n_m} = 2 \frac{u_{m+1}}{u_m} \left(\frac{mT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{I_{m+1}}{T} \right) = K_{m+1}(T), \quad (5.6)$$

Таблица 3. Данные для оценки реальных уравнений состояния для алюминия (ударная адиабата)

ρ/ρ_0	P_{Al} , Мбар	T , К	D , км/с	U , км/с
1.39	0.56	1300	8.6	2.4
1.55	0.99	3000	10.2	3.6
1.70	1.53	5600	11.8	4.8

где n_m , n_{m+1} , n_e — плотности ионов с зарядом m , $m+1$ и электронов, K_{m+1} — константа ионизационного равновесия,

$$K_{m+1} = 6.03 \cdot 10^{21} \frac{u_{m+1}}{u_m} T [\text{эВ}]^{3/2} \times \exp\left(-\frac{I_{m+1}}{T}\right) \text{ см}^{-3}, \quad (5.7)$$

u_m и u_{m+1} — статистические суммы ионов с зарядом соответственно m и $m+1$, I_{m+1} — потенциал ионизации иона с зарядом m .

Для наших условий ($T_i = 300$ эВ, $\rho = 10$ мг/см³) средний заряд ионов плазмы составляет $\bar{m} > 5-6$; подставляя полученное значение в уравнение (5.5), получим, что для условий идеального газа $\gamma = 7/5$.

Для оценки энергии, поглощенной пеной, по формуле (5.2) осталось вычислить время распространения ударной волны по пене. Учитывая, что с тыльной стороны мишени находится подложка из алюминия, время выхода оптического излучения t_{opt} (измеренное в эксперименте), складывается из двух времен: $t_{opt} = t_{foam} + t_{Al}$, где t_{foam} — время прохождения ударной волны по пене, t_{Al} — время прохождения ударной волны по подложке из алюминия. Воспользовавшись уравнением состояния для алюминия [29] (табл. 3), оценим время t_{Al} .

Давление на границе пены и алюминиевой подложки одинаково и равно p . Давление на фронте ударной волны до прихода ударной волны на алюминиевую подложку вычисляется согласно формуле, следующей из (5.1)–(5.3):

$$p_{foam} = \frac{0.175\rho(R/R_0)^2}{(t_{opt} - d/D_{Al})^2}, \quad (5.8)$$

где p_{foam} [Мбар] — давление в пене, d [мкм] — толщина алюминиевой подложки, R_0 [мкм] — первоначальная толщина пены, D_{Al} [км/с] — скорость ударной волны при движении в алюминиевой подложке, безразмерная величина $\mu = 0.175$.

Тем самым, зная уравнение состояния алюминия, методом подбора можно найти такую скорость

ударной волны по алюминию D_{Al} , что давления p_{foam} и p_{Al} станут одинаковыми. Время прохождения ударной волны по подложке из алюминия $t_{Al} = d/D_{Al}$. Отсюда находим t_{foam} . Подставляя t_{foam} в формулу (5.2), найдем энергию, вложенную в мишень. Результаты расчетов представлены в табл. 4. Известными параметрами являются геометрические размеры мишени (толщина пены и толщина алюминия), плотность мишени, параметры лазерного импульса (энергия E_{las} и частота ω), а также измеренное в эксперименте время выхода УВ на тыльную поверхность алюминиевой подложки, t_{opt} . Также в расчетах для пен с добавками меди была учтена энергия, затраченная на излучение. Согласно расчетам, выполненным с помощью программы LATRANT, потери на излучение при добавке кластеров меди могут составлять до 60 % от вложенной в мишень энергии (в табл. 5 в последней колонке вычислена E_{foam} с учетом потерь на излучение для серий экспериментов с добавками кластеров меди).

Отметим, что оценка вложенной энергии для экспериментов с плотностью 4.5 мг/см³ и частоты лазерного излучения 3ω в табл. 5 отсутствует. Условия данной серии экспериментов не соответствуют критериям задачи «сильного взрыва» (энерговыведение не является мгновенным, так как масштаб времени t_{opt} по порядку величины совпадает с длительностью импульса лазера).

Для удобства в сводной табл. 5 по группам однородных экспериментов (сходный химический состав мишени, одинаковая плотность вещества и частота лазерного импульса) представлены диапазоны поглощенной энергии E_{foam} [Дж]. Как видно, оценка по теории «сильного взрыва» поглощенной пеной энергии E составляет величину от 4 до 10 Дж, что на порядок меньше энергии лазерного импульса: от 100 до 166 Дж.

6. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПРИ ПОМОЩИ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА DIANA

В предыдущем разделе, в зависимости от условий эксперимента, оценка вложенной в пену энергии согласно задаче «сильного взрыва» составила величину от 4 до 10 Дж. В данном разделе проведем оценку вложенной энергии в пену на основе программы DIANA — одномерной гидродинамической программы расчета газодинамических параметров. Данная программа позволяет рассчитать время выхода ударной волны на поверхность в зависимости от энергии источника ударной волны.

Таблица 4. Результаты экспериментов и оценки вложенной энергии в пену, согласно теории «сильного взрыва» для конкретных экспериментов

Эксперимент								Без учета алюминия		С учетом алюминия		
Выстрел №	Тип пены	Плотность, мг/см ³	Добавки меди	Толщина пены, мкм	Толщина Al, мкм	E_{las} , Дж	t_{opt} , нс	P , Мбар	E_{foam} , Дж	t_{Al} , нс	D , км/с	E_{foam} , Дж
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
ТАЦ, $\rho = 4.5$ мг/см ³ , частота лазерного излучения — 1ω												
28246	ТАЦ	4.5	—	340	5	171	3.1	0.06	2.0	0.71	7.0	3.50
28256	ТАЦ	4.5	—	400	5	174	3.8	0.05	3.1	0.55	9.1	4.25
28280	ТАЦ	4.5	—	340	5	173	2.6	0.08	2.9	0.69	7.2	5.50
28293	ТАЦ	4.5	—	440	2	163	3.5	0.08	6.0	0.29	7.0	6.99
ТАЦ, $\rho = 4.5$ мг/см ³ , частота лазерного излучения — 3ω												
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
ТАЦ, $\rho = 9.1$ мг/см ³ , частота лазерного излучения — 1ω												
28291	ТАЦ	9.1	—	380	2	163	5.7	0.04	2.2	0.29	6.8	2.4
28257	ТАЦ	9.1	—	400	5	173	5.8	0.05	2.7	0.72	6.9	3.5
ТАЦ, $\rho = 9.1$ мг/см ³ , частота лазерного излучения — 3ω												
28214	ТАЦ	9.1	—	380	5	103	3.4	0.12	6.1	0.68	7.4	9.5
28218	ТАЦ	9.1	—	360	5	95	4.8	0.06	2.3	0.72	6.9	3.2
ТАЦ + 9.9% Cu, $\rho = 9.1$ мг/см ³ , частота лазерного излучения — 1ω												
28255	ТАЦ	9.1	Cu	470	5	171	7.6	0.04	3.5	0.74	6.8	4.3
28269	ТАЦ	9.1	Cu	400	5	176	6.8	0.03	2.0	0.74	6.8	2.5
28289	ТАЦ	9.1	Cu	400	2	163	6.0	0.05	2.5	0.29	6.8	2.8
28295	ТАЦ	9.1	Cu	400	2	165	6.3	0.04	2.3	0.29	6.8	2.5
ТАЦ + 9.9% Cu, $\rho = 9.1$ мг/см ³ , частота лазерного излучения — 3ω												
28208	ТАЦ	9.1	Cu	420	5	156	5.0	0.07	4.7	0.71	7	6.4
28211	ТАЦ	9.1	Cu	440	5	159	3.9	0.13	9.6	0.68	7.3	14.1
28212	ТАЦ	9.1	Cu	380	5	153	4.4	0.07	3.7	0.71	7	5.2
28213	ТАЦ	9.1	Cu	420	5	100	4.9	0.07	4.8	0.71	7	6.6
28231	ТАЦ	9.1	Cu	400	5	166	5.3	0.06	3.2	0.72	6.9	4.3

В расчетах по программе DIANA мишень представляет собой шар из пены, покрытой слоем Al, с точечным источником энергии в центре. Параметры модели подобраны таким образом, чтобы максимально соответствовать параметрам мишени в ре-

альном эксперименте, а именно: радиус шара соответствует толщине пены — 400 мкм, толщина оболочки из алюминия соответствует толщине алюминиевого слоя в эксперименте — 5 мкм (см. рис. 6). Плотность шара равна 4.5 мг/см³ (без учета доба-

Таблица 5. Сводная таблица результатов экспериментов и диапазоны энергии, поглощенной пеной, согласно теории «сильного взрыва»

Частота лазерного излучения	Плотность, мг/см ³	Добавки меди	Толщина пены, мкм	Толщина подложки, мкм	E_{las} , Дж	E_{foam} , Дж	E_{foam} , Дж с учетом потерь на излучение
1ω	4.5	—	340–440	2–5	163–171	3.5–7.0	—
3ω	4.5	—	320–450	5–9	102–168	—	—
1ω	9.1	—	380–400	2–5	163–173	2.4–3.5	—
3ω	9.1	—	380–460	5	103–167	3.2–9.5	—
1ω	9.1	9.9 % Cu	400–470	2–5	163–176	2.5–4.3	4.0–6.9
3ω	9.1	9.9 % Cu	380–420	5	100–166	4.3–14.1	6.9–22

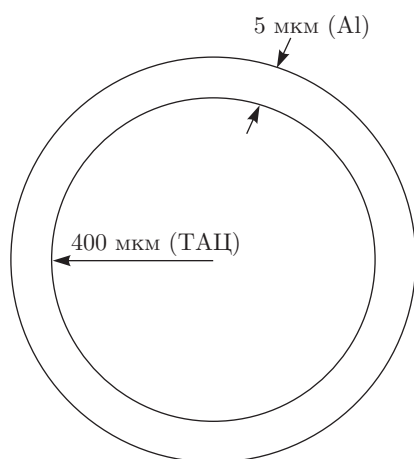


Рис. 6. Схематическое изображение модели мишени, используемой в программном комплексе DIANA

вок меди, так как модель не учитывает перенос излучения). Время действия источника энергии соответствует времени импульса лазерного излучения.

Расчеты проведены для значений энергий 2.0, 3.04, 4.56 и 6.0 Дж. Результаты представлены на r - t -диаграммах (рис. 7). r - t -диаграмма представляет собой график, по оси ординат которого отложен радиус r шара (для наглядности начало оси ординат сдвинуто на 400 мкм относительно центра шара и представлена область от 400 мкм до 405 мкм, в пределах которой расположена алюминиевая оболочка). По оси абсцисс отложено время t . Линии на r - t -диаграмме отражают движение поверхностей смоделированной мишени.

Рассмотрим расчет с $E = 2$ Дж. Как видно из рис. 7, начиная с момента времени 4.9 нс, ударная волна начинает распространяться по алюминиевому слою, в момент времени 5.8 нс ударная волна выходит на поверхность (отмечено черными точками на рис. 7). Давление (время 5–8 нс) достигает 0.10–0.13 Мбар в отдельных местах Al подложки. В момент максимального сжатия Al ($t = 5.78$ нс) давление распределено от 0.13 Мбар внутри до 0.3 Мбар на внешней поверхности Al. В расчете с энергией 3.04 Дж время выхода ударной волны равно 4.8 нс. Давление, вообще говоря, ниже, но при 6 нс тоже достигает 0.1 Мбар. В расчете с $E = 4.56$ Дж время прихода равно 3.9 нс. Давление в Al достигает 0.20–0.45 Мбар в момент максимального сжатия 3.96 нс. В расчете с 6 Дж время выхода 3.4 нс. Максимальное сжатие алюминия при 3.46 нс, давление при этом 0.3–0.6 Мбар (табл. 6).

Сравним результаты расчетов с данными эксперимента. Возьмем результаты эксперимента № 28256 (табл. 7). В данном эксперименте геометрические параметры мишени совпадают с параметрами расчетной модели программы DIANA.

Как уже говорилось выше, для регистрации процесса разлета фольги с тыльной стороны мишени использовалась трехкадровая теневая фотография с характерными временами регистрации 3, 6, 9 нс или 7, 10, 13 нс и экспозицией около 0.3 нс (см. рис. 8).

Использовать рис. 8 для вычисления скорости разлета алюминиевой фольги затруднительно, поскольку пик (обозначен цифрой 1 на рис. 8) движется быстрее, чем пьедестал (обозначен цифрой 2).

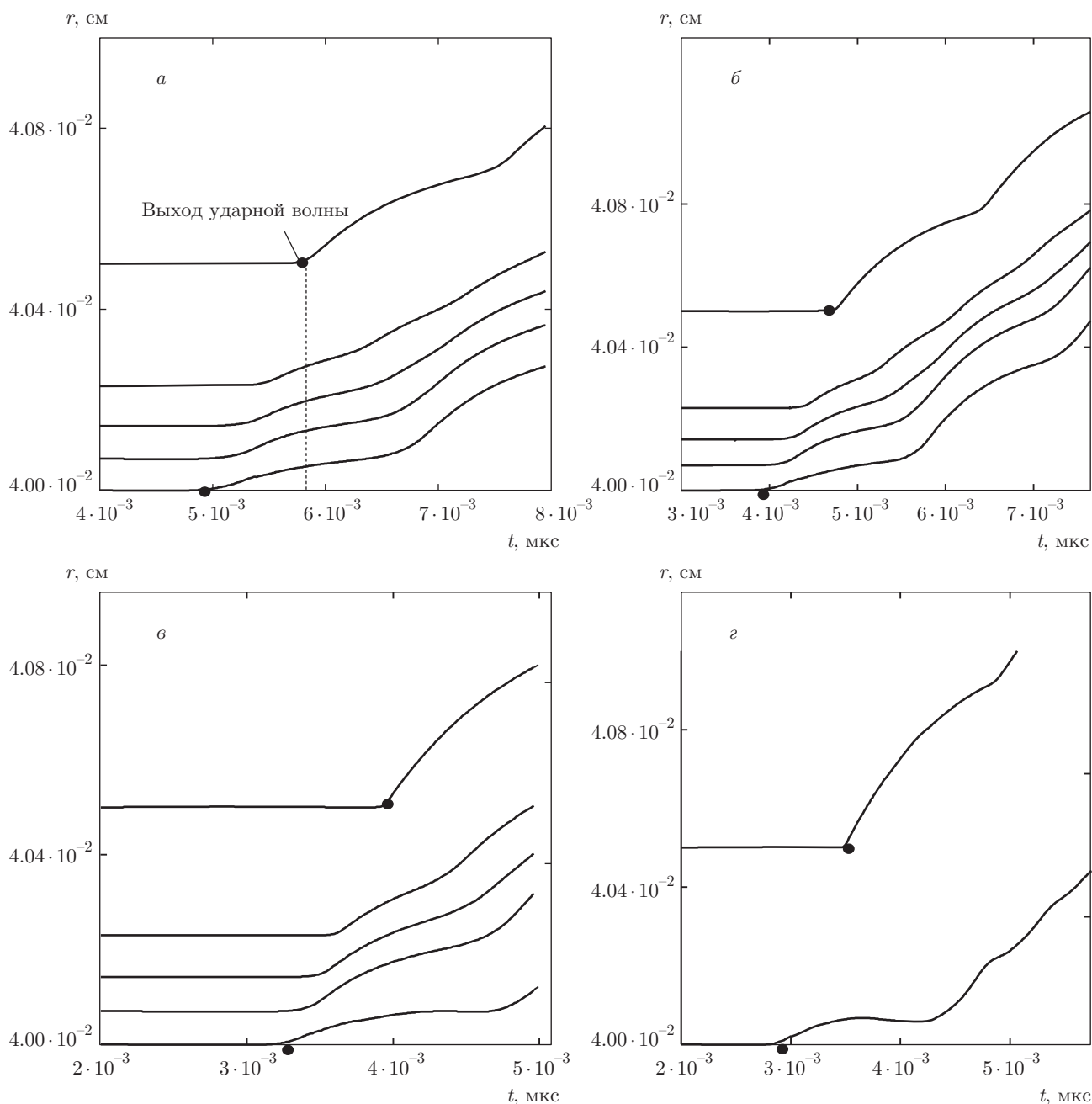


Рис. 7. r - t -диаграммы модельных расчетов по программе DIANA; r — радиус. $E = 2.0$ (а), 3.04 (б), 4.56 (в), 6.0 (г) Дж

Реперной точкой сравнения эксперимента и расчета по программе DIANA являлось время выхода ударной волны на поверхность мишени, t_{opt} . Для эксперимента 28256 $t_{opt} = 3.8$ нс. В соответствии с табл. 6 наиболее близкое время выхода ударной волны — 3.9 нс — соответствует расчету № 3. Далее, сравнивая массовую скорость V_1 распространения

алюминиевой подложки в эксперименте и расчете, получаем достаточно (с учетом того, что расчет по программе DIANA является одномерным) близкие значения: 2.7 км/с по модельному расчету и 3.1 км/с в эксперименте. Таким образом, можно сделать вывод, что результаты модельного расчета удовлетворительно согласуются с экспериментом.

Таблица 6. Результаты моделирования экспериментов по программе DIANA

№ расчета	Энергия, Дж	Время выхода ударной волны на поверхность (DIANA), t_{opt} , нс (расч.)	Скорость (массовая) движения границы мишени, км/с	Давление в алюминии в момент максимального сжатия (DIANA), Мбар
1	2.0	5.8	1.4	0.13–0.30
2	3.04	4.8	2.0	0.1
3	4.56	3.9	2.7	0.2–0.45
4	6.0	3.4	3.1	0.3–0.6

Таблица 7. Выстрел № 28256 (ТАЦ, $\rho = 4.5$ мг/см³, частота лазерного излучения 1ω), V_1 — массовая скорость

Эксперимент (рентгеновская и оптическая диагностика)							Расчет по теории «сильного взрыва» (с учетом Al)	Результаты расчета по программе DIANA		
Выстрел №	Плотность, мг/см ³	Толщина пены, мкм	Толщина Al, мкм	E_{las} , Дж	t_{opt} , нс	V_1 , км/с	E_{foam} , Дж	t_{opt} , нс (расч.)	E_{foam} , Дж	V_1 , км/с (расч.)
28256	4.5	400	5	174	3.8	3.07	4.25	3.9	4.6	2.7

Следовательно, как и по теории «сильного взрыва», получаем, что энергия, которая вложена в пену, рассчитанная по программе DIANA, составляет несколько процентов от энергии выстрела (энергии импульса лазера).

В схеме эксперимента основными источниками потери энергии могут выступать блок фокусировки, потеря энергии в котором постоянна и не зависит от состава мишени, а также потеря энергии при отражении от поверхности мишени. Анализ баланса энергии, включая потери энергии в блоке фокусировки и отражения от мишени, дает основание полагать, что энергия лазерного излучения, потерянная в блоке фокусировки, может достигать 70 % от энергии выстрела, при этом от 10 до 30 % энергии отражается от самой мишени. Таким образом, энергия, которая вложена непосредственно в мишень, может составить от 5 % до 30 % энергии выстрела.

Мы получили поглощенную энергию на уровне 3–6 Дж. Предположим, что моделирование не учитывает каких-то факторов и реальная энергия оказывается в несколько раз больше. При расчете с

поглощенной энергией 20 Дж время входа ударной волны в алюминий примерно 1.53 нс, время выхода — 1.96 нс. Отсюда скорость ударной волны есть 11.63 км/с, что соответствует давлению 1.48 Мбар. Скорость разлета внешней границы 7.81 км/с. При поглощенной энергии 50 Дж время входа ударной волны в алюминий равно 1 нс, а время выхода — 1.37 нс. Средняя скорость ударной волны равна 13.51 км/с, давление — 2.29 Мбар. Скорость разлета внешней границы 15 км/с. В эксперименте такие скорости не регистрируются. Анализ давления и скорости прохождения ударной волны через алюминиевую подложку накладывает ограничения на поглощенную лазерную энергию.

Таким образом, значения поглощенной энергии, получаемые при моделировании и анализе экспериментов, представляются реальными и их увеличение даже до 50 Дж (в 10 раз) приводит к противоречивым результатам в сравнении с экспериментальными данными по скорости роста возмущений на поверхности алюминия.

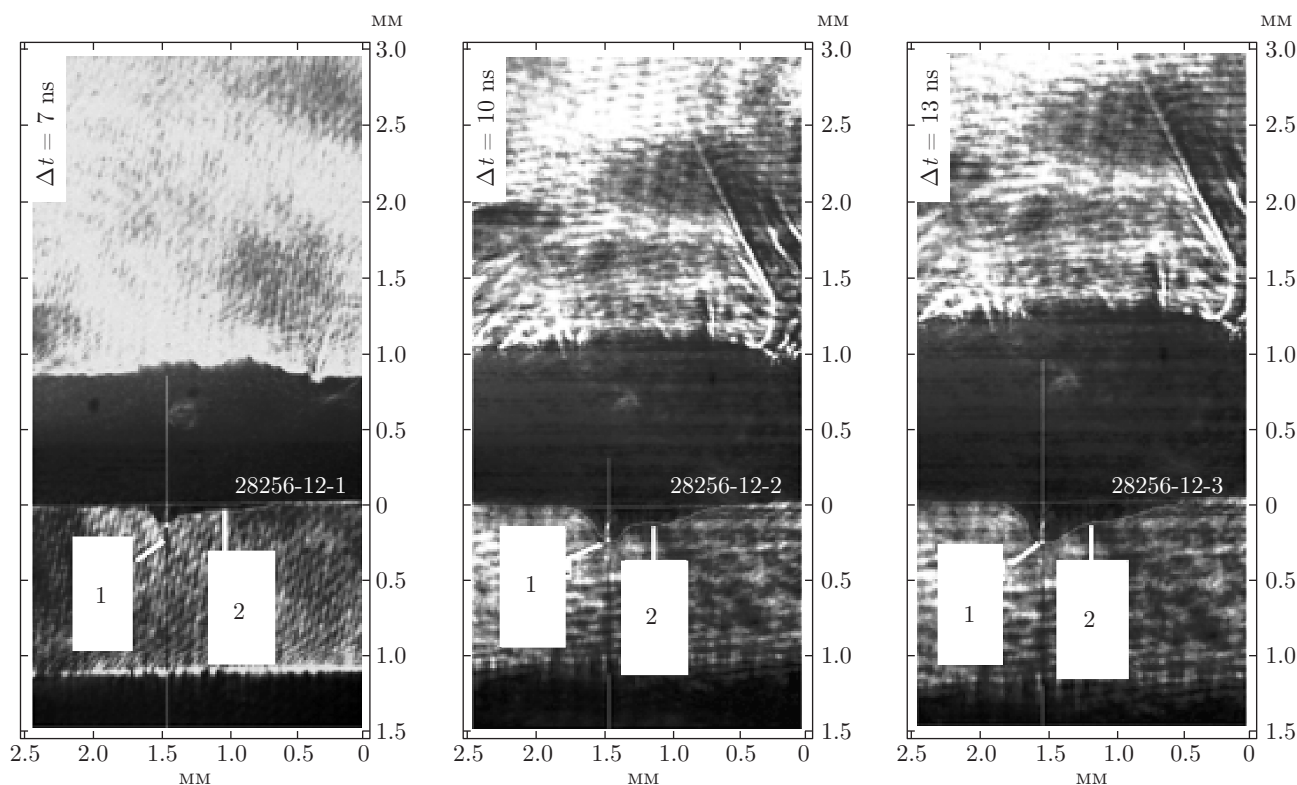


Рис. 8. Трехкадровая теньевая фотография эксперимента № 28256

7. ДВУМЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ С ПОМОЩЬЮ ПРОГРАММЫ LATRANT ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С МИШЕНЯМИ ИЗ ПЕНЫ ДЛЯ УСЛОВИЙ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА УСТАНОВКАХ PALS

Двумерная программа LATRANT включает поглощение лазерного излучения, двумерную гидродинамику, реальные уравнения состояния. Учитывается классическая электронная теплопроводность. Перенос излучения рассматривается в стандартном многоручном приближении по энергии для уравнения переноса (до 50 групп). В программе используется метод квазидиффузии, хорошо зарекомендовавший себя в задачах нелинейного взаимодействия излучения с веществом. Он заключается в постепенном эффективном понижении размерности сначала по угловым переменным, а потом и по энергетическим [21], и позволяет явно учесть нелинейное и нелокальное взаимодействие излучения и среды.

Оптические характеристики плазмы для конкретного вещества рассчитывались с использованием столкновительно-радиационной модели и разработанных на ее основе алгоритмов и компьютерных программ [23]. В модели учитываются все основ-

ные процессы, оказывающие влияние на населенности уровней и ионизационный состав плазмы, а именно: спонтанные радиационные переходы, процессы столкновительного возбуждения и дезактивации, ионизация электронным ударом, рекомбинация в тройных столкновениях, фоторекомбинация и диэлектронная рекомбинация.

Для двумерного численного моделирования экспериментов на установке PALS были выбраны следующие типичные эксперименты, представленные в табл. 8 (столбцы 1–8).

Была проведена серия расчетов, в которых поглощенная энергия лазерного импульса менялась в широком диапазоне 6–130 Дж. Оказалось, что результаты расчетов совпадают с экспериментальными результатами при поглощенных энергиях, указанных в столбце 10 табл. 8, предсказанных по модели «сильного взрыва» (см. разд. 5). И эти энергии поглощения совпадают с полученными в одномерных расчетах по программе RAPID, рассчитанными с учетом рефракции лазерного излучения и в предположении бокового растекания плазмы (см. разд. 4).

Во всех экспериментах временной профиль импульса лазерного излучения предполагался имеющим форму

Таблица 8. Сводная таблица экспериментов и диапазоны энергии, поглощенной пеной, согласно результатам расчета по программе LATRANT

Частота лазерного излучения	Тип мишени	Плотность, мг/см ³	Добавки меди	Толщина пены, мкм	Толщина подложки Al, мкм	E_{las} , Дж	$V_{x exp}$, 10 ⁷ см/с	E_{foam} , Дж (по теории «сильного взрыва»)	E_{foam} , Дж (расчет LATRANT)	$V_{x sim}$, 10 ⁷ см/с	№ расчета LATRANT
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1ω	ТАЦ	4.5	—	340–440	2–5	163–171	2.2–3.5	3.5–7.0	10	2.6	1
3ω	ТАЦ	4.5	—	320–450	5–9	102–168	8.0	—	30	10.6	5
1ω	ТАЦ	9.1	—	380–400	2–5	163–173	1.8–2.2	2.4–3.5	10	2.0	2
3ω	ТАЦ	9.1	—	380–460	5	103–167	3.7–4.0	3.2–9.5	6	2.0	4
1ω	ТАЦ	9.1	Cu	400–470	2–5	163–176	1.4–2.2	2.5–4.3	6	1.4	6
3ω	ТАЦ	9.1	Cu	380–420	5	100–166	3.6	4.3–14.1	18	3.2	3

$$c(t/t_{max})^4 \exp(-2(t/t_{max})^2),$$

которая была подобрана из соответствия экспериментальному профилю. Константа $c = 32/(3t_{max}\sqrt{\pi/2})$ обеспечивает равенство единице интеграла по времени от этой величины. t_{max} соответствует времени максимума лазерного импульса, эта величина подбиралась из соответствия длительности импульса на полувысоте интенсивности экспериментальному значению 320 пс. К моменту времени 800 пс лазерный импульс практически заканчивается. Предполагалось, что лазерный импульс имеет по пространству гауссов профиль с характерным радиусом 150 мкм для всех выстрелов.

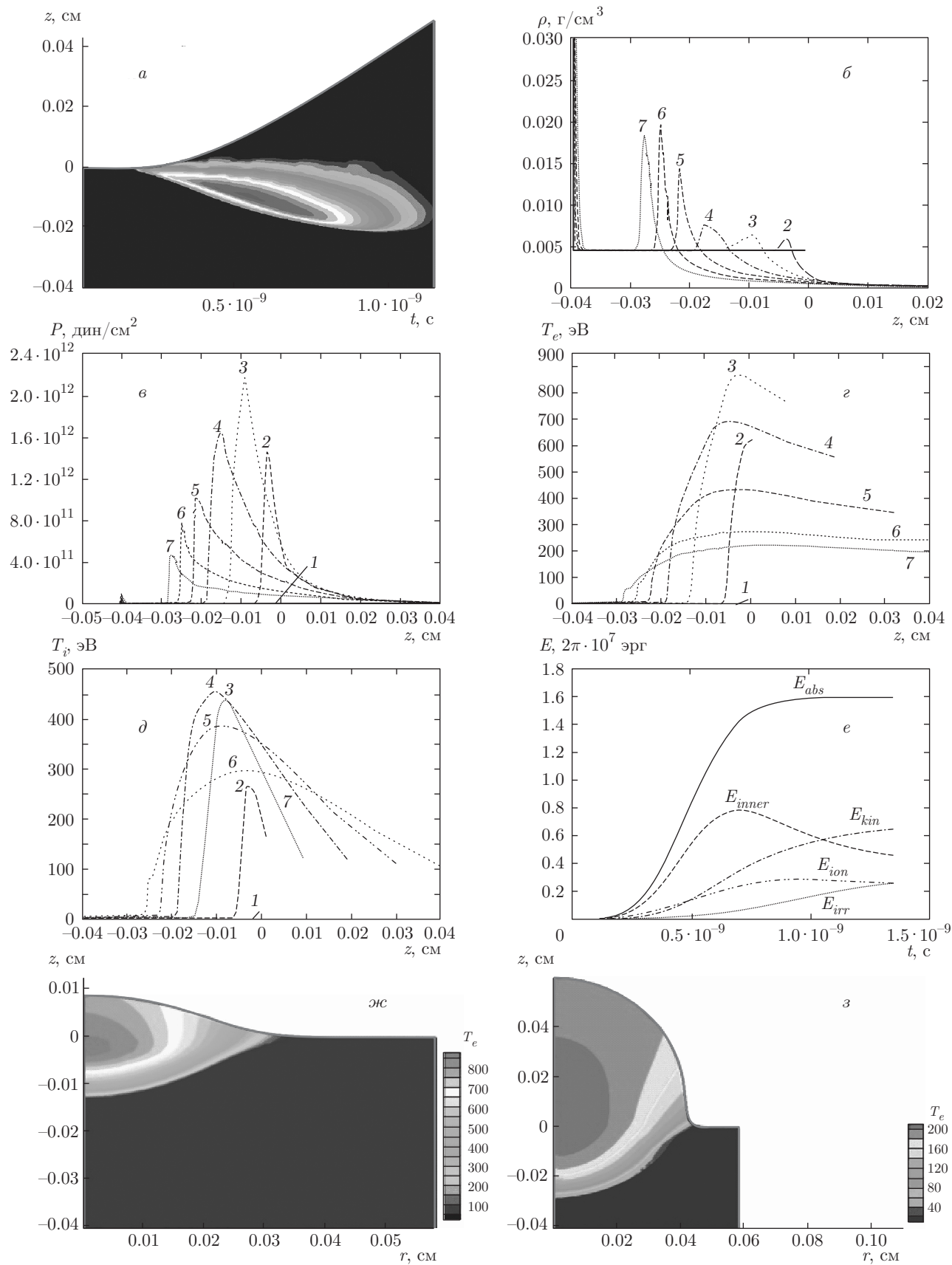
На рис. 9–14 представлены результаты расчетов взаимодействия лазерного импульса с указанными мишенями по программе LATRANT. Для удобства понимания и интерпретации графиков, полученных из расчетов LATRANT, на рис. 15 показана система координат, а также расположение РЭОК относительно мишени. Результаты расчета приведены для поглощенных пеной энергий, близких к энергиям, полученным по теории «сильного взрыва» и по программе RAPID.

На рис. 9–14 приведены также результаты, рассчитанные по программе РЭОК (см. разд. 8), которые моделируют изображения камеры РЭОК, полученные в экспериментах на установке PALS. Расчеты проводились для квантов с энергией либо выше 1.3 кэВ, либо 1.7 кэВ (это соответствует границам двух ближайших групп в окрестности 1.5 кэВ). Эти

данные мало отличаются друг от друга, показания РЭОК масштабированы весьма условно, поэтому в дальнейшем для сравнения приводятся только данные, аналогичные показаниям РЭОК для квантов с энергией свыше 1.3 кэВ. На основании этих данных в натурном и численном экспериментах измерялись две скорости: скорость распространения рентгеновского фронта и скорость наиболее горячей части плазмы — гидротепловой волны. В численном эксперименте скорость распространения рентгеновского фронта вычисляется с хорошей степенью точности, гидротепловой волны — значительно хуже. В расчетах с пеной, содержащей кластеры меди, вынос энергии наружу за счет излучения оказывается весьма значительным, гидродинамическое движение менее выражено.

Рассмотрим подробнее расчеты, проведенные с помощью программного комплекса LATRANT. Вычисления были проведены для каждой серии экспериментов. Далее материал приводится в такой последовательности: результаты расчета и комментарии к ним.

Первый расчет (рис. 9) проведен для мишени из ТАЦ с плотностью 4.5 мг/см³, при частоте лазерного излучения 1ω, задаваемая энергия E_{foam} составляла 10 Дж (табл. 8, столбец 10). Данный расчет моделирует серию экспериментов, проведенных для указанных мишеней с диапазоном толщин пены 340–440 мкм, толщин подложек из Al — 2–5 мкм, облучаемых йодным лазером на частоте 1ω, при этом энергия лазерного импульса находилась в диа-



пазоне 163–171 Дж в зависимости от эксперимента. В данную серию, к примеру, попадают эксперименты 28256 и 28293, представленные на рис. 4. Рассмотрим скорость распространения фронта тепловой волны (угол наклона границы области свечения на фотографиях РЭОК). Скорость, измеренная по экспериментальным снимкам РЭОК, V_{exp} лежит в диапазоне $(2.2\text{--}3.5) \cdot 10^7$ см/с, расчетная скорость $V_{sim} = 2.6 \cdot 10^7$ см/с (рис. 9а), таким образом, расчетная скорость находится в границах диапазона экспериментальных скоростей (табл. 8, столбец 8 и 11). Соответственно, можно полагать, что значение E_{foam} для расчета LATRANT выбрано правильно, так как при больших энергиях E_{foam} расчетная скорость распространения излучения существенно превышала бы экспериментальные скорости и угол наклона границы области свечения на снимках РЭОК был бы существенно выше, чем на снимках РЭОК, полученных в эксперименте. На рис. 9 также представлены профили плотности, давления, электронной и ионной температур. Так, к примеру, максимальная электронная температура (T_e) для $E_{foam} = 10$ Дж составляет порядка 900 эВ в момент времени $t = 500$ пс (рис. 9з). При этом максимальная плотность (профиль по центру симметрии, $r = 0$) достигается при $t = 1100$ пс и составляет 0.02 г/см³ (рис. 9б).

Второй расчет (рис. 10) моделирует серию экспериментов, проведенных для мишеней плотностью 9.1 мг/см³, выполненных из ТАЦ без добавок кластеров меди, с диапазонами толщин пен ТАЦ 380–400 мкм, толщин алюминиевых подложек 2–5 мкм, облучаемых йодным лазером частотой 1ω , и энергии 163–332 Дж в зависимости от эксперимента. В данную серию попадают эксперименты 28297 и 28291, представленные на рис. 5. Расчет по про-

грамме LATRANT проведен для $E_{foam} = 10$ Дж. Расчетная скорость распространения фронта тепловой волны $V_{sim} = 2.0 \cdot 10^7$ см/с (рис. 10а), скорость, измеренная по экспериментальным снимкам РЭОК, V_{exp} лежит в диапазоне $(1.8\text{--}2.2) \cdot 10^7$ см/с. Расчетная скорость находится в границах диапазона экспериментальных скоростей (табл. 8, столбцы 8 и 11). На рис. 10 представлены профили плотности, давления, электронной и ионной температур. Максимальная электронная температура (T_e) для $E_{foam} = 10$ Дж составляет порядка 800 эВ в момент времени $t = 500$ пс (рис. 10з). Максимальная плотность 0.04 г/см³ (профиль по центру симметрии, $r = 0$) достигается при $t = 700$ пс (рис. 10б).

Третий расчет (рис. 11) моделирует серию экспериментов проведенных для мишеней плотностью 9.1 мг/см³, выполненных из ТАЦ с добавками кластеров меди (9.9% по весу), с диапазоном толщин пен ТАЦ 380–440 мкм, толщиной алюминиевой подложки 5 мкм, облучаемых йодным лазером частотой 3ω , и в диапазоне энергии 100–166 Дж в зависимости от эксперимента — эксперименты 28211 и 28231, представленные на рис. 4. Расчет LATRANT проведен для $E_{foam} = 18$ Дж. Скорость распространения фронта тепловой волны, измеренная по экспериментальным снимкам РЭОК, V_{exp} равна $3.6 \cdot 10^7$ см/с, расчетная скорость $V_{sim} = 3.2 \cdot 10^7$ см/с (рис. 11а). Расчетная скорость отличается от экспериментальной менее чем на 6% (табл. 8). На рис. 11 также представлены профили плотности, давления, электронной и ионной температур. Так, к примеру, максимальная электронная температура $T_e = 700$ эВ для $E_{foam} = 18$ Дж достигается в момент времени $t = 500$ пс (рис. 11з). Максимальная плотность 0.035 г/см³ (профиль по центру симметрии, $r = 0$) достигается при $t = 900$ пс (рис. 11б). Потери на излучение составляют приблизительно 40%.

Четвертый расчет (рис. 12) проведен для мишеней плотностью 9.1 мг/см³, выполненных из ТАЦ без добавок кластеров меди, в диапазоне толщин пен ТАЦ 380–460 мкм, толщиной алюминиевой подложки 5 мкм, облучаемых йодным лазером частотой 3ω , и в диапазоне энергии 103–167 Дж в зависимости от эксперимента. В данную серию попадают эксперименты 28214 и 28218, представленные на рис. 4. Расчет проведен для $E_{foam} = 6$ Дж. Скорость распространения фронта тепловой волны, измеренная по экспериментальным снимкам РЭОК, V_{exp} лежит в диапазоне $(3.7\text{--}4.0) \cdot 10^7$ см/с, расчетная скорость $V_{sim} = 2.0 \cdot 10^7$ см/с (рис. 12а). Таким образом, расчетная скорость меньше нижней границы экспериментальной более чем на 85% (табл. 8). В данном

Рис. 9. Результаты расчета: плотность мишени 4.5 мг/см³, материал мишени — ТАЦ без добавок меди, толщина подложки Al 5 мкм, частота лазерного излучения 1ω . Входные параметры для LATRANT: $E_{foam} = 10$ Дж. На рис. б, в, з, д время $t = 100$ (1), 300 (2), 500 (3), 700 (4), 900 (5), 1100 (6), 1300 (7) пс. а) Полученная расчетным путем фотография РЭОК для энергий квантов ≥ 1.3 кэВ; б) профиль плотности; в) профиль давления; з) профиль электронной температуры; д) профиль ионной температуры в точке $r = 0$; е) зависимости от времени энергии поглощенного лазерного импульса, кинетической и полной энергии, энергии ионизации и переизлученной энергии плазмы; ж, з) двумерное распределение электронной температуры T_e для $t = 0.5$ (ж), 1.3 (з) нс

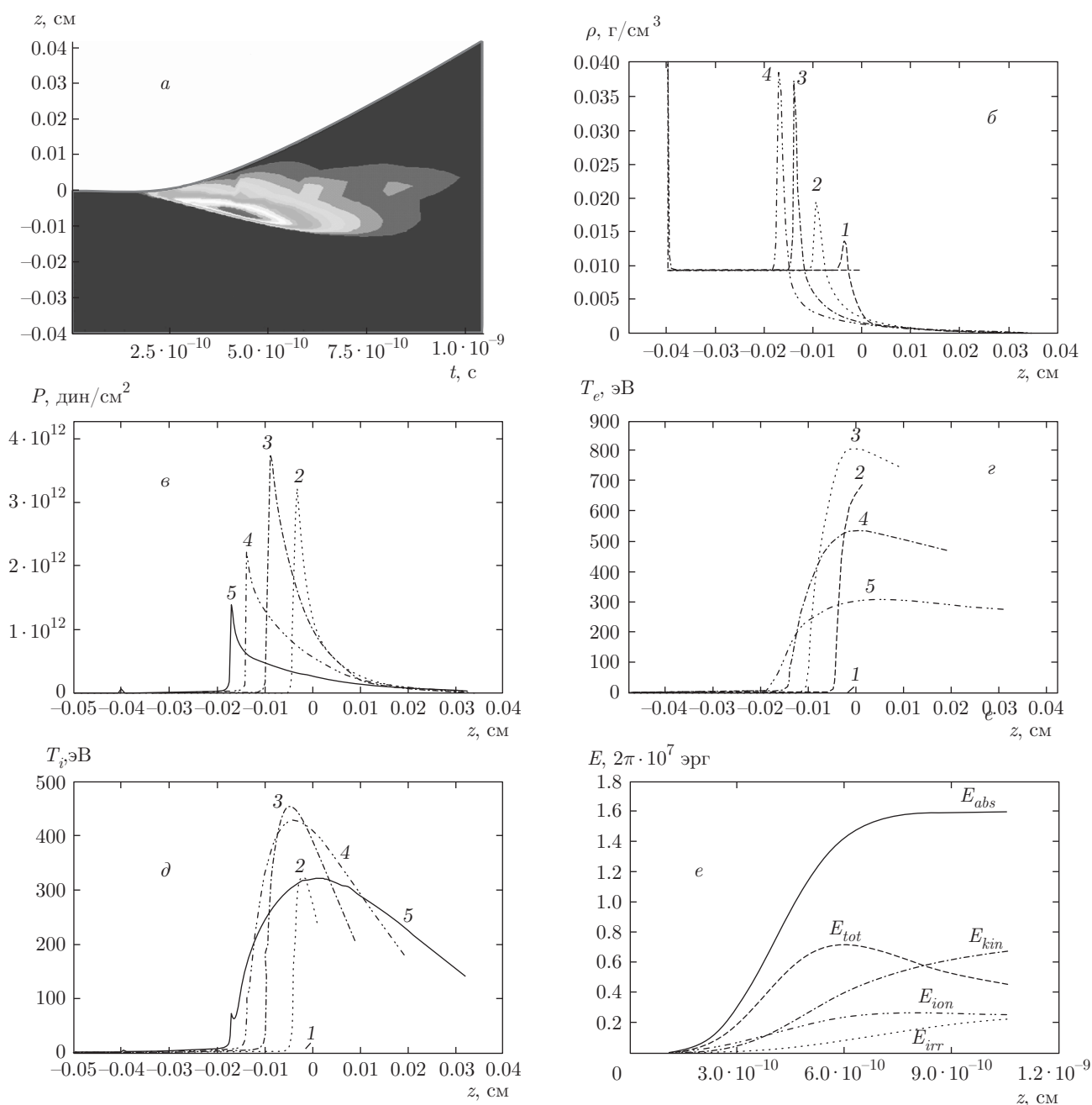


Рис. 10. Результаты расчета: плотность мишени 9.1 мг/см^3 , материал мишени — ТАЦ без добавок меди, толщина подложки Al 5 мкм, частота лазерного излучения 1ω . Входные параметры для LATRANT: $E_{foam} = 10$ Дж. На рис. б, в, г, д время $t = 100$ (1), 300 (2), 500 (3), 700 (4), 900 (5) пс. а) Полученная расчетным путем фотография РЭОК для энергий квантов $\geq 1.3 \text{ кэВ}$; б) профиль плотности; в) профиль давления; г) профиль электронной температуры; д) профиль ионной температуры в точке $r = 0$; е) зависимости от времени энергии поглощенного лазерного импульса, кинетической и полной энергии, энергии ионизации и переизлученной энергии плазмы

расчете $E_{foam} = 6$ Дж. Различие расчетной и экспериментальной скоростей дает нам основание полагать, что расчетная энергия несколько занижена по сравнению с энергией, которая была поглощена

пенной в эксперименте. Но это и следовало ожидать, так как по теории «сильного взрыва» поглощенная энергия для данной серии экспериментов составляет примерно 10 Дж (табл. 8) и это является нижней

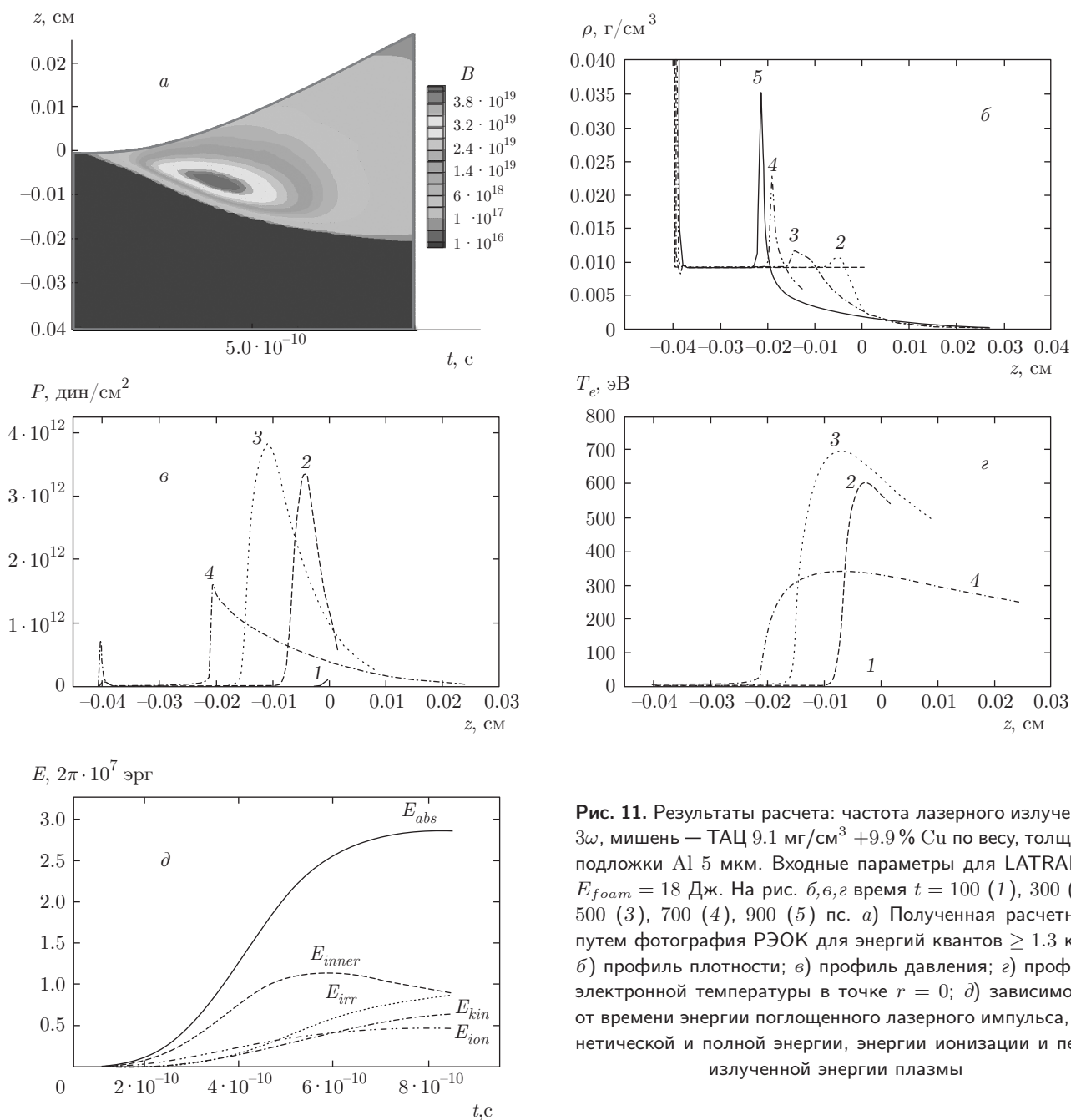


Рис. 11. Результаты расчета: частота лазерного излучения 3ω , мишень — ТАЦ $9.1 \text{ мг/см}^3 + 9.9\% \text{ Cu}$ по весу, толщина подложки Al 5 мкм. Входные параметры для LATRANT: $E_{foam} = 18$ Дж. На рис. б, в, г время $t = 100$ (1), 300 (2), 500 (3), 700 (4), 900 (5) пс. а) Полученная расчетным путем фотография РЭОК для энергий квантов ≥ 1.3 кэВ; б) профиль плотности; в) профиль давления; г) профиль электронной температуры в точке $r = 0$; д) зависимости от времени энергии поглощенного лазерного импульса, кинетической и полной энергии, энергии ионизации и переизлученной энергии плазмы

границей, так как «сильный взрыв» не учитывает потери энергии на собственное излучение, а также геометрические особенности мишени. На рис. 12 также представлены профили давления, электронной и ионной температур. Максимальная электронная температура (T_e) для $E_{foam} = 6$ Дж составляет примерно 400 эВ в момент времени $t = 900$ пс (рис. 12г). Максимальное давление (профиль по центру симметрии, $r = 0$) достигается при $t = 500$ пс и составляет $3.2 \cdot 10^{12}$ дин/см² (рис. 12б).

Пятый расчет (рис. 13) проведен для мишеней плотностью 4.5 мг/см^3 , выполненных из ТАЦ без добавок кластеров меди, с диапазоном толщин пен ТАЦ 320–450 мкм, диапазоном толщин алюминиевых подложек 5–9 мкм, облучаемых йодным лазером частотой 3ω , и диапазоном энергии 102–168 Дж в зависимости от эксперимента. В данную серию попадают эксперименты 28233 и 28193, представленные на рис. 4. Расчет LATRANT выполнен при $E_{foam} = 30$ Дж. Скорость распространения фронта

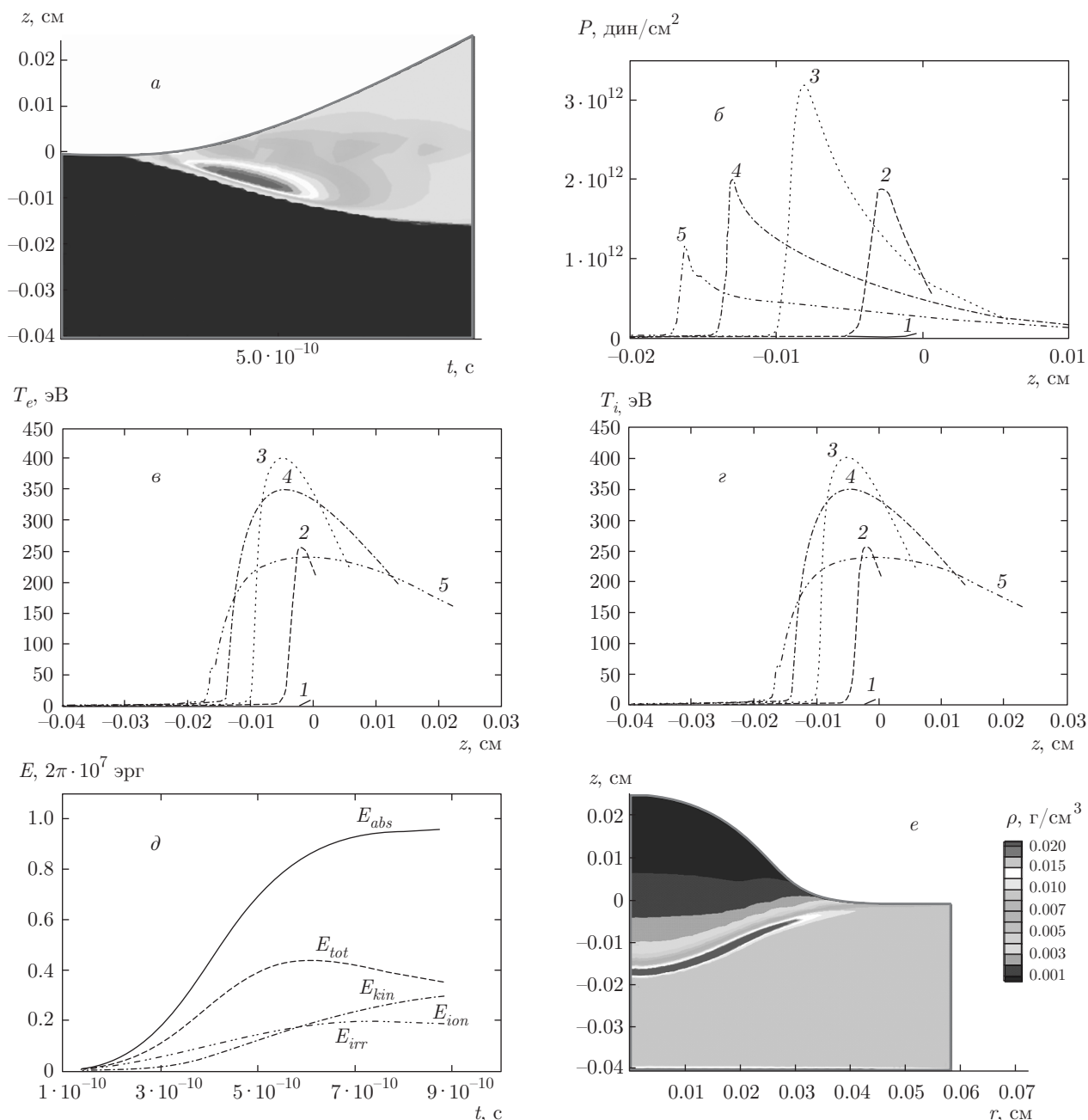
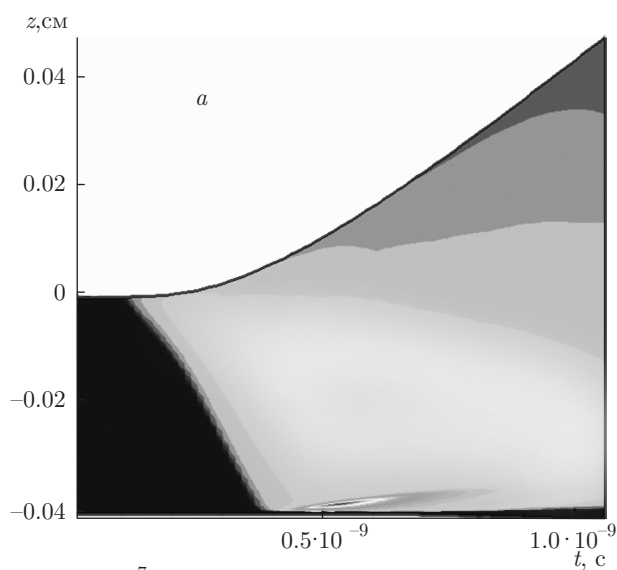


Рис. 12. Результаты расчета: частота лазерного излучения 3ω , мишень — ТАЦ 9.1 мг/см^3 , толщина подложки Al 5 мкм . Входные параметры для LATRANT: $E_{foam} = 6 \text{ Дж}$. На рис. б, в, з время $t = 100$ (1), 300 (2), 500 (3), 700 (4), 900 (5) пс. а) Полученная расчетным путем фотография РЭОК; б) профиль давления; в) профиль электронной температуры; з) профиль ионной температуры в точке $r = 0$; д) зависимости от времени энергии поглощенного лазерного импульса, кинетической и полной энергии, энергии ионизации и переизлученной энергии плазмы; е) двумерное распределение плотности

тепловой волны, измеренная по экспериментальным снимкам РЭОК, $V_{exp} = 8.0 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, расчетная скорость $V_{sim} = 10 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ (рис. 13а). Таким образом, скорость, полученная из расчета LATRANT, больше экспериментальной на 25 % (табл. 8).

Последний шестой расчет (рис. 14) моделирует серию экспериментов, проведенных для мишеней плотностью 9.1 мг/см^3 , выполненных из ТАЦ с добавками кластеров меди (9.9 % по весу), с диапазоном толщин пен ТАЦ $400\text{--}470 \text{ мкм}$, диапазоном тол-



$E, 2\pi \cdot 10^7$ эрг

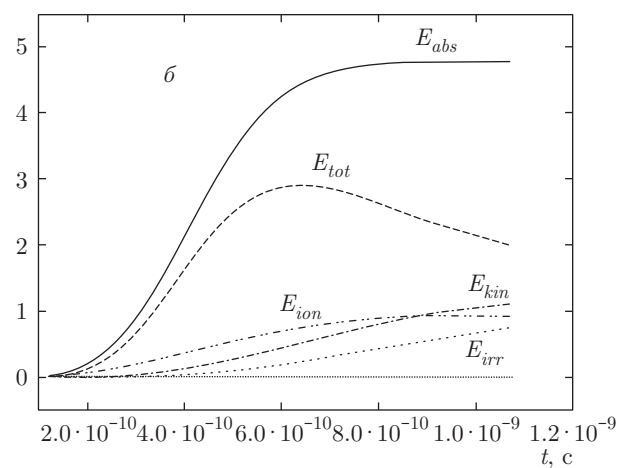
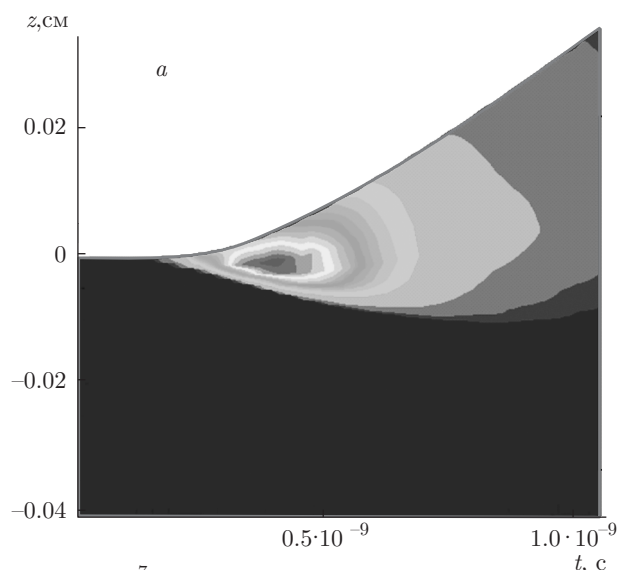


Рис. 13. Результаты расчета: частота лазерного излучения 3ω , $E_{foam} = 30$ Дж; мишень — ТАЦ 4.5 мг/см³, толщина подложки Al 5 мкм. а) Полученная расчетным путем фотография РЭОК; б) зависимости от времени энергии поглощенного лазерного импульса, кинетической и полной энергии, энергии ионизации и переизлученной энергии плазмы

щин алюминиевых подложек 2–5 мкм, облучаемых йодным лазером частотой 1ω , и диапазоном энергии 163–176 Дж в зависимости от эксперимента. В данную серию попадают эксперименты 28269 и 28289, представленные на рис. 4. Расчет LATRANT проведен для $E_{foam} = 6$ Дж. Скорость распространения фронта тепловой волны, измеренная по экспериментальным снимкам РЭОК, $V_{exp} = 1.4 \cdot 10^7$ см/с, расчетная — $V_{sim} = 1.4 \cdot 10^7$ см/с (рис. 13а). Скорость, полученная из расчета LATRANT, в точности совпадает с экспериментальной (табл. 8). Стоит отме-



$E, 2\pi \cdot 10^7$ эрг

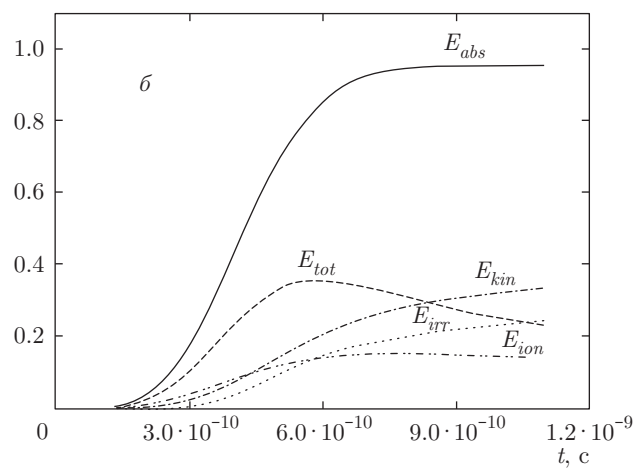


Рис. 14. Результаты расчета: частота лазерного излучения 1ω , $E_{foam} = 6$ Дж; мишень — ТАЦ 9.1 мг/см³ + 9.9 % Cu по весу, толщина подложки Al 5 мкм. а) Полученная расчетным путем фотография РЭОК; б) зависимости от времени энергии поглощенного лазерного импульса, кинетической и полной энергии, энергии ионизации и переизлученной энергии плазмы

тить, что поглощенная пеной энергия E_{foam} , рассчитанная по теории сильного взрыва, лежит в том же диапазоне энергий 3.5–6.9 Дж.

Из приведенных выше расчетов по программе LATRANT видно, что взаимодействие импульса лазерного излучения с мишенями из пены является преимущественно трехмерной задачей, в которой должны быть учтены все физические процессы.

Рассмотрим свечение тыльной стороны алюминиевой фольги на примере расчета мишеней плотностью 9.1 мг/см³, выполненных из ТАЦ с добавка-

ми кластеров меди (9.9 % по весу), с толщиной пены ТАЦ 400 мкм и толщиной алюминиевой подложки 5 мкм, облучаемых йодным лазером на третьей гармонике (рис. 11). В расчете поглощенная энергия составляла $E_{foam} = 18$ Дж. Результаты экспериментов с такими мишенями приведены на рис. 4 и в табл. 4 — выстрелы 28208, 28211, 28212, 28213, 28231.

Одной из причин свечения тыльной стороны алюминиевой фольги является выход ударной волны на эту поверхность. Помимо этого возможно свечение за счет того, что излучение горячего сгустка плазмы проходит через разлетающийся алюминиевый слой.

В случае, когда ударная волна проходит алюминий, она нагревает его и с тыльной стороны алюминий излучает в мягком оптическом диапазоне длин волн. С точки зрения временной зависимости это излучение возникает резко в момент прихода ударной волны на тыльную сторону алюминия.

Рассматривалась другая возможность свечения алюминия [28]. Она заключается в том, что при достаточной поглощенной энергии лазерного излучения нагретая пена интенсивно излучает. Излучение проходит через холодную пену и через алюминий. С тыльной стороны алюминия будет видно свечение, но временная форма импульса в этом случае будет иметь постепенно нарастающий вид. Мы же видим резкий фронт свечения оптического излучения (рис. 4).

Скорость ударной волны и скорость теплового фронта на радиусе 200 мкм составляют примерно 150 км/с (рис. 14), что приводит к времени вспышки тыльной стороны алюминия приблизительно 2 нс, в то время как в эксперименте это время 4–5 нс. Соответственно увеличение вложенной в пенную плазму энергии приведет к уменьшению времени вспышки.

Как мы уже говорили, увеличение энергии всего лишь до 50 Дж приводит к увеличению скорости разлета внешней границы алюминия до 15 км/с, в то время как в эксперименте эта скорость составляет 3 км/с. Из приведенного рассмотрения модель свечения из-за того, что проходит излучение горячего сгустка плазмы через разлетающийся алюминий, представляется менее вероятной, чем модель свечения тыльной стороны алюминиевой фольги из-за выхода ударной волны на эту поверхность.

По всем нашим оценкам для экспериментов PALS вложенная в мишень энергия значительно меньше энергии лазерного импульса. При этом расчетные скорости, температура, плотности, потери на излучение (при добавках кластеров меди) находят-

ся в пределах, соответствующих данным, полученным с диагностического комплекса в экспериментах. Поэтому, по мнению авторов статьи, причина существенного различия энергий является следствием как оптических отражений в самой установке, проблем с фокусировкой, так и низкого коэффициента поглощения лазерного излучения в плазме при коротком импульсе лазера PALS.

Добавка кластеров меди увеличивает выход энергии в рентгеновском диапазоне. Пены без добавок кластеров тяжелых элементов выравнивают энерговыделение лазерного излучения, потери на излучение в таких пенах не велики. В пенах с добавками кластеров тяжелых элементов (Cu) потери на излучение составляют до 60 %.

Перенос энергии в мишени с добавками тяжелых элементов в значительной мере определяется радиационным переносом. Поэтому база оптических коэффициентов является очень важной для моделирования этих задач. Изменение оптических коэффициентов с равновесных на неравновесные в 1.5 раза увеличивает потери энергии для случая пены с добавками кластеров меди.

8. МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ МИШЕНЕЙ, ПОЛУЧЕННЫХ С ПОМОЩЬЮ РЕНТГЕНОВСКОЙ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКОЙ КАМЕРЫ

Типичные мишени, изучаемые в экспериментах на установке PALS, представляли собой цилиндры (или параллелепипеды) из пены толщиной примерно 400 мкм и радиусом (поперечным размером) порядка 1000 мкм. Размер пятна фокусировки йодного лазера (длина волны излучения 1.315 мкм на первой гармонике, 0.438 мкм на третьей) около 150 мкм. Тем самым, область воздействия лазерного импульса на мишень составляет 10–15 % по радиусу и 1–2 % по площади от размеров мишени.

Разумно предположить при этом, что процессы гидродинамического движения вещества пены, вызванные поглощением энергии лазерного излучения, разворачиваются в двумерной (или даже трехмерной) геометрии. Однако одномерное моделирование процессов, наряду, конечно, с двумерным, играет очень большую роль. В простых (с точки зрения вычислительных затрат) одномерных расчетах можно с большой степенью точности (как по полноте физической модели, так и по качеству вычислительных алгоритмов) проследить за возникновением и эво-

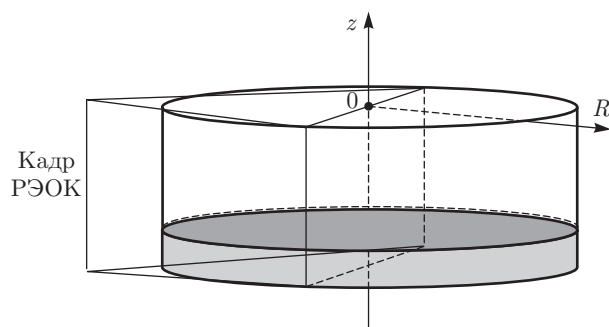


Рис. 15. Расположение системы координат и проекции кадра с РЭОК относительно мишени

люцией гидротепловой волны, имеется возможность моделировать свойства пены, задавая напрямую ее структуру (наборы слоев). Такого рода одномерные расчеты, выполненные по лагранжевым методам, дают хорошее, физически осмысленное представление о развивающихся процессах распространения энергии, гомогенизации пены и, самое главное, о скорости (понимаемой в том или ином смысле, с привлечением какой-либо процедуры усреднения или без нее) переноса энергии. При этом, разумеется, хотелось бы извлечь из одномерных расчетов такую информацию, которую можно было бы сопоставить с результатами диагностики, полученными в экспериментах.

В качестве такой информации в одномерных расчетах по программе DIANA были построены имитации рентгеновского изображения, которое в экспериментах фиксировалось РЭОК. Для этого в ходе проведения расчета записывалась информация об излучении, выходящем с боковой поверхности мишени. Такая процедура осуществлялась следующим образом. Считалось, что мы смотрим на мишень сбоку. Тогда в первые моменты мы должны были бы увидеть свечение верхних частей мишени (лазерное излучение падает сверху), впоследствии — нижних. Можно было бы также проследить за интенсивностью свечения. Интенсивность (в единице объема) генерируемого излучения зависит только от температуры электронов и от плотности плазмы. Распределение плотности и температур (электронной и ионной) в плазме по высоте одномерно. Таким образом, интенсивность вышедшего вбок на данной высоте излучения полностью определяется одномерным распределением величин в расчете. Записывая эту интенсивность излучения на данной высоте последовательно по времени, мы полу-

чаем пространственно-временную развертку картины свечения, которую можно сопоставить с измеренными в эксперименте данными. При этом, разумеется, определялась оптическая толщина поперечного к направлению распространения энергии слоя, и вышедшее излучение подсчитывалось по формулам для интенсивности излучения плоского слоя [27], содержащим соответствующую интегральную экспоненту (рис. 15).

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе программ, созданных в разные годы в ФИАН и ИПМ РАН, создан алгоритм расчета переноса энергии в малоплотных пористых веществах.

В работе дан систематический анализ экспериментов на установке PALS по облучению мишеней из пены из триацетата целлюлозы (ТАЦ, $C_{12}H_{16}O_8$). Показана возможность подбора параметров расчетов, определяющих скорости различных процессов, таких что удастся воспроизвести основные данные по экспериментам: поглощенную плазмой энергию, скорость расширения плазмы, температуру плазмы, потери на излучение, скорость прохождения ударной волны. В расчетах, так же как и в экспериментах, получено увеличение скорости переноса энергии по мишени при уменьшении длины волны лазерного излучения. Модель процесса взаимодействия лазерного излучения с мелкопористой средой учитывает структуру твердых элементов.

Одномерные расчеты взаимодействия лазерного излучения с набором плоских слоев, моделирующим мелкопористое вещество, показывают значительное отражение излучения от мишени. Поглощенная плазмой энергия в этих расчетах получается много меньше энергии лазерного импульса.

Расчеты взаимодействия лазерного излучения с мишенями из пены для условий экспериментов на установке PALS показали, что экспериментальную скорость распространения тепловой волны в пене в период действия лазерного импульса можно воспроизвести в гидродинамических расчетах с помощью потоково-ограниченной (не спитцеровской) электронной теплопроводности, что может быть следствием заполнения вакуумных промежутков пены плазмой с гидродинамической скоростью. В зависимости от условий эксперимента (плотность пены, длина волны и плотность потока лазерного

излучения) значения коэффициента ограничения f лежат в диапазоне 0.04–0.09.

В одномерных расчетах двумерные эффекты бокового разлета плазмы могут быть учтены посредством уменьшения потока лазерного излучения, падающего на мишень. Для условий рассмотренных экспериментов это уменьшение соответствовало коэффициенту примерно 2.

Расчет по модели сильного взрыва дает удовлетворительное согласие с результатами экспериментов на установке PALS при описании распространения ударной волны после окончания действия лазерного импульса. Для количественного согласования с результатами эксперимента модель сильного взрыва определяет поглощенную в плазме энергию как 3–5 % от энергии лазерного импульса.

Эти результаты согласуются с результатами распространения ударной волны через подложку из алюминия и последующее ее свечение в оптическом диапазоне.

Двумерные численные расчеты показали удовлетворительное согласие с экспериментом при задании в них величины поглощенной энергии лазерного излучения, установленной в том числе в одномерных расчетах взаимодействия лазерного импульса с пористой средой в виде набора плоских слоев вещества, а также на основе теории точечного взрыва.

Расчеты показывают, что в пенах без добавок кластеров тяжелых элементов потери на излучение невелики. Добавки кластеров меди увеличивают выход энергии в рентгеновском диапазоне до 60 %. Таким образом, смешивание пены с тяжелыми элементами позволяет создавать мишени, излучение которых может быть сосредоточено в узком спектральном диапазоне, причем диапазон зависит от выбора добавки.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Ю. Гуськов, Н. Н. Демченко, В. Б. Розанов и др., КЭ **33**, 95 (2003).
2. С. Ю. Гуськов, В. Б. Розанов, КЭ **24**, 715 (1997).
3. А. Е. Бугров, И. Н. Бурдонский, В. В. Гаврилов et al., Proc. SPIE **4424**, 367 (2001).
4. В. Б. Розанов, УФН **174**, 372 (2004).
5. А. Э. Бугров, И. Н. Бурдонский, В. В. Гаврилов и др., ЖЭТФ **111**, 903 (1997).
6. А. Э. Бугров, И. Н. Бурдонский, В. В. Гаврилов и др., ЖЭТФ **115**, 805 (1999).
7. С. Ю. Гуськов, Н. В. Змитренко, В. Б. Розанов, ЖЭТФ **108**, 548 (1995).
8. K. B. Fournier et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 165005 (2004).
9. M. Murakami, S. Fujioka, H. Nishimura et al., Phys. Plasmas **13**, 033107 (2006).
10. G. A. Vergunova, S. Yu. Gus'kov, V. B. Rozanov, and O. N. Rozmej, J. Rus. Laser Res. **31**, 505 (2010).
11. S. Depierreux, C. Labaune, D. T. Michel et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 195005 (2009).
12. N. G. Borisenko, A. A. Akunets, A. M. Khalenkov et al., J. Rus. Laser Res. **28**, 548 (2007).
13. A. J. Limpouch, N. G. Borisenko, N. N. Demchenko et al., J. de Physique IV **133**, 457 (2006).
14. K. B. Fournier et al., 32nd EPS Conf. on Plasma Phys., Tarragona, ECA (2005), Vol. 29C, p. 1.145.
15. O. N. Rosmej, V. Bagnoud, U. Eisenbarth et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **653**, 52 (2011).
16. V. Rozanov, G. Vergunova, S. Guskov et al., J. Phys.: Conf. Ser. **244**, 022059 (2010).
17. W. Nazarov, J. Moscow Phys. Soc. **8**, 251 (1998).
18. A. M. Khalenkov, N. G. Borisenko, A. A. Erokhin et al., Proc. 28th Europ. Conf. on Laser Interaction with Matter, 2004, Roma, Italy, ed. by A. Caruso et al., ENEA, Frascati, Italy (2005), pp. 277–282.
19. V. G. Pimenov, V. S. Drozhzhin, and A. M. Sakharov, Polymer Sci. Ser. B **45**(1–2), 4 (2003).
20. N. G. Borisenko, I. V. Akimova, A. I. Gromov et al., Fusion Science and Technology **49**, 676 (2005).
21. Е. Н. Аристова, А. Б. Искаков, Матем. моделирование **16**(3), 63 (2004).
22. Ю. В. Афанасьев, Е. Г. Гамалий, Н. Н. Демченко и др., Труды ФИАН **134**, Наука, Москва (1980).
23. Г. А. Вергунова, Е. М. Иванов, В. Б. Розанов, КЭ **33**, 105 (2003).

24. С. А. Гайфулин, А. В. Захаров, Н. В. Змитренко и др., ВАНТ, сер. Методики и программы численного решения задач математической физики, № 2, 38 (1983).
25. Н. В. Змитренко, В. Я. Карпов, А. П. Фадеев и др., ВАНТ сер. Методики и программы численного решения задач математической физики, № 2, 34 (1983).
26. V. Rozanov, E. Aristova, D. Barishpoltsev et al., ECLIM2008, Darmstadt, Germany, *Book of Abstracts*, p. 51 (2008).
27. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, Москва (1966).
28. Н. Г. Борисенко, И. В. Акимова, А. И. Громов и др., Препринт ФИАН № 26 (2005).
29. L. Altshuler et al., *Condensed Matter Properties under High Pressure and Temperature*, ed. by R. F. Trumin, Ministry of Nuclear Power Industry of Russia (1992), p. 27–35.