

УДК 662.215.25:666.223.9

ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ВОДЫ ЗА ФРОНТОМ ОТРАЖЕННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

С. А. Бордзиловский^{1,2}, С. М. Караханов¹, К. В. Хищенко^{3,4}¹Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск, bordz@hydro.nsc.ru²Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск³Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва⁴Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный

Проведена регистрация теплового излучения слоя воды, ударно-сжатого падающей и отраженной от окна из LiF волнами в диапазоне интенсивности падающей волны $28 \div 36$ ГПа. Сделаны оценки потерь светового потока на границах. Выполнен расчет температуры воды при ее сжатии одной и двумя ударными волнами, результаты которого хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Ключевые слова: вода, ударная волна, расчет температуры, уравнение состояния, двукратное сжатие.

DOI 10.15372/FGV20180611

ВВЕДЕНИЕ

Поведение конденсированного вещества в экстремальных условиях при высоких давлениях и температурах может быть описано полупэмпирическим уравнением состояния (УРС), построение которого, как правило, основано на данных, полученных в результате измерения кинематических параметров — скоростей ударной волны (УВ) и вещества за ее фронтом [1]. По известным законам сохранения и измеренным скоростям рассчитываются плотность, давление и приращение внутренней энергии сжатого вещества. С помощью построенного УРС может быть определена одна из основных термодинамических характеристик состояния — температура среды. Экспериментальное измерение температуры вещества, сжатого УВ, дает возможность проверить корректность построенного УРС. Дополнительная проверка УРС состоит в сопоставлении расчетных и экспериментальных значений температуры, полученных для сложных режимов нагружения, в частности при воздействии на вещество последовательностью УВ.

Изучению свойств воды в ударных волнах было уделено большое внимание. В результате определены ударные адиабаты [2–6], построены различные уравнения состояния, основанные на измерениях кинематических параметров [3, 7].

Температура воды, сжатой одной УВ, измерена цветовым методом на двух длинах волн в диапазоне давления $p = 30 \div 40$ ГПа в работе [8]. Как отметил автор, экспериментальные данные лежат несколько ниже кривой, построенной по УРС [7]. В то же время эти результаты хорошо соответствуют расчету, выполненному позднее в [9]. В работе [10] температура воды измерена в диапазоне $p = 50 \div 80$ ГПа. Авторы показали, что экспериментальные точки хорошо приближаются расчетной кривой при теплоемкости $c_v = \text{const} = 8.7R$. Пробел в имевшихся опытных данных в диапазоне $p = 35 \div 50$ ГПа был заполнен результатами экспериментов, проведенных в [11]. Выбор теплоемкости в виде $c_v = \text{const} = 7.07R$ обеспечивает хорошее согласие расчетной кривой с результатами опытов при $p < 51$ ГПа. Однако при $p > 51$ ГПа теплоемкость растет как функция температуры. Кроме того, авторы [11] отмечают, что, хотя вода полностью диссоциирует при $p > 30$ ГПа, диссоциация слабо влияет на c_v .

Вопрос о возможных фазовых переходах в воде при ее ударном нагружении был предметом исследований в ряде работ. Авторы [2] в диапазоне $p = 3 \div 10$ ГПа не обнаружили потерю прозрачности воды, связанную с возможным ее замерзанием. Подобный результат получен и в работе [12], авторы которой проводили эксперименты при $p > 11$ ГПа и пришли

к выводу, что вода прозрачна вплоть до давления 30 ГПа. В то же время на основе опытов, поставленных в диапазоне $p = 2 \div 80$ ГПа, в работе [3] указано, что начало фазового перехода в воде, определенное по измерениям скорости УВ, наблюдается при $p = 11.5$ ГПа. Кроме того, отмечалось, что этот вывод подтверждается частичной потерей прозрачности при $p = 13.5$ ГПа, зарегистрированной путем скоростной фоторазвертки. Подробное обсуждение результатов по исследованию возможных фазовых переходов в воде было проведено в [8]. Авторы [13] пришли к выводу о том, что нагружение воды последовательностью ударных волн, интенсивность первой из которых составляет $2 \div 4$ ГПа, приводит к фазовому переходу вода — лед VII. Позднее в работе [4] выполнено детальное исследование имеющихся данных по ударной сжимаемости воды и скорости звука за фронтом УВ, что позволило локализовать излом ударной адиабаты воды в диапазоне $p = 9 \div 11.5$ ГПа. Кроме того, в этой работе дополнительно проанализированы возможные причины потери прозрачности воды, обнаруженной авторами в этом диапазоне ранее. В ряде работ исследовано поведение воды при сжатии в серии УВ [14, 15]. Полученные профили массовой скорости на границе вода — окно имеют характерные особенности, которые, по мнению авторов, свидетельствуют о переходе воды в метастабильное состояние при нагружении свыше 2 ГПа и последующем фазовом переходе в состояние лед VII, которое происходит в течение $10 \div 100$ нс. В этих работах определен также предел метастабильного состояния воды, который составляет приблизительно 7 ГПа. Анализ результатов квазиадиабатического нагружения слоя воды, проведенный в [16], показал, что сочетание быстро приложенного давления и кинетики фазового превращения приводит к двухступенчатому процессу замерзания воды: в метастабильном состоянии она достигает плотности льда, а затем происходит кристаллизация.

Имеющиеся в литературе данные показывают, что вопрос о состоянии воды в диапазоне $p = 30 \div 50$ ГПа является открытым. В настоящей работе проведено исследование теплового излучения воды в УВ, падающей и отраженной от преграды с более высокой динамической жесткостью — прозрачного окна из фторида лития (LiF). Цель работы состояла в получении новых данных для верификации

уравнения состояния воды в области температур более низких, чем на ударной адиабате при тех же давлениях.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Схема эксперимента показана на рис. 1. Ударники из сплава Д16 толщиной 3 и 5 мм разогнались продуктами взрыва до скоростей $5.1 \div 6.0$ км/с. При столкновении ударника с пластиной-экраном из сплава Д16 толщиной $3 \div 4$ мм в экране генерировалась УВ, которая проходила в воду и далее отражалась от кристалла LiF поперечным сечением 20×20 мм и толщиной 10 мм. Герметичная кювета заполнялась дистиллированной кипяченой водой через прозрачные пластиковые трубки. Тщательная подготовка образцов воды и полировка экрана обеспечили отсутствие нетепловых источников излучения при выходе УВ из экрана в воду. Толщина слоя воды составляла $4 \div 5$ мм. При взаимодействии падающей УВ с границей вода — LiF возникали две УВ: отраженная обратно в воду и проходящая в LiF. Исследовался диапазон давления при сжатии воды в первой волне $p = 27.7 \div 35.8$ ГПа. Интенсивность свечения слоя ударно-сжатой воды как в падающей, так и в отраженной волне была достаточной для регистрации фотоумножителями (ФЭУ). Что касается состояния LiF, то, как показано в работе [17], в исследованном диапа-

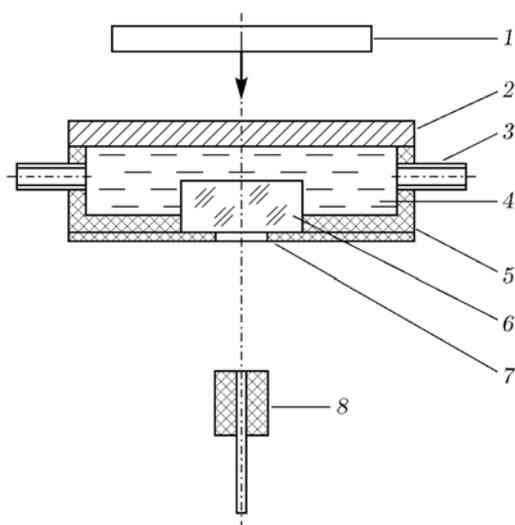


Рис. 1. Схема эксперимента:

1 — ударник, 2 — экран, 3 — трубка для воды, 4 — вода, 5 — контейнер, 6 — LiF, 7 — маска, 8 — втулка со световодами

зоне $p = 49 \div 63$ ГПа в проходящей волне этот материал сохраняет прозрачность.

На торцы световодов, расположенных вдоль оси сборки, падало излучение из зоны за фронтом УВ во время ее движения по образцу, а после отражения УВ от окна — из зоны, расположенной между фронтом отраженной волны и границей вода — LiF. Тыльная поверхность кристалла LiF, обращенная в сторону световодов, была закрыта маской из черной бумаги с диаметром центрального отверстия 6.3 мм. Диаметр отверстия подобран так, что с учетом апертурного угла входа света в световод и расстояния между ним и маской площадь излучающей поверхности воды, видимая по законам геометрической оптики через это отверстие, практически соответствовала площади ленты накаливания эталонной лампы.

Пучок из четырех световодов вклеивали в пластиковую втулку, торец которой полировали. Диаметр защитной оболочки световода составлял 0.6 мм, а диаметр кварцевой сердцевины — 0.4 мм. В оптическое волокно попадал свет, излучаемый кругом диаметром ≈ 8 мм на поверхности раздела вода — LiF. Световое излучение по световодам передавалось к 4-канальному быстродействующему пирометру [18]. Для измерения яркостной температуры проводилось сравнение спектральных яркостей эталонного источника и ударно-сжатого образца при идентичной геометрии оптической схемы, одинаковой чувствительности фотокатода и усилении фотоумножителя. В качестве эталона была взята образцовая ленточная вольфрамовая лампа накаливания ТРУ 1100-2350, которая является температурным стандартом в видимом диапазоне света и имеет ленточный излучатель площадью 2.5×20 мм. При измерении яркостной температуры использовались от двух до четырех каналов. В отдельных опытах одновременно измерялись яркостная и цветовая температуры. В оптических каналах устанавливались различные полосовые фильтры: интерференционные PF-470/10, PF-550/12, PF-630/20 или абсорбционный (стеклянный) КС-СЗС 660/120 (первое число в обозначении соответствует длине волны (в нанометрах), второе — ширине полосы пропускания). Цветовая температура определялась путем минимизации суммы квадратов отклонения отношения спектральных яркостей (далее в тексте — «яркостей») на различных длинах волн от формулы Планка. При рас-

чете отношения спектральных амплитуд использовался актиничный поток, в котором учитывалась спектральная кривая фотокатода и интегральное пропускание светофильтров.

При измерении цветовой температуры перед опытами устанавливали одинаковую чувствительность каналов на длине волны 630 нм, подбирая напряжение питания фотоумножителей так, чтобы амплитуда тестового сигнала при температуре ленточного излучателя лампы $T = 2200$ К была одинаковой на всех каналах. В качестве детекторов излучения использованы ФЭУ-51 с мультищелочным фотокатодом, область спектральной чувствительности которого находится в диапазоне 300 \div 750 нм (тип S20). Временное разрешение системы приблизительно равно 25 нс.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Скорость УВ в воде (u_s) определялась по зарегистрированному сигналу излучения, откуда находился промежуток времени между моментами входа УВ в воду и ее отражением от окна. Полученное значение u_s использовалось для расчета в системе [19] давления в воде в падающей УВ p_1 и отраженной волне p_2 .

Для оценки времени, в течение которого вода в слое, примыкающем к окну, находилась в состоянии с давлением p_2 , проводилось моделирование процесса нагружения слоя воды ударниками различной толщины при помощи программы [20]. При расчете в этой программе для ударника и экрана использовались УРС алюминия KEOS2, воды KEOS2 и LiF KEOS9. Результаты расчетов, соответствующих экспериментам w2 и w6 (см. таблицу), показаны на рис. 2. При нагружении слоя воды толщиной 5 мм ударником со скоростью 5.14 км/с (рис. 2,а) в расчетной плоскости, находящейся в воде на расстоянии 1.9 мм от поверхности раздела вода — LiF, регистрируется состояние в падающей волне в течение ≈ 0.32 мкс, затем в волне, отраженной от окна, в течение ≈ 0.29 мкс. Потом в результате взаимодействия отраженной волны с поверхностью раздела экран — вода давление несколько повышается в третьей УВ, и далее следует волна разрежения.

При нагружении слоя воды ударником толщиной 3 мм со скоростью 6.1 км/с (рис. 2,б) в расчетной плоскости, размещенной в воде на расстоянии 1.0 мм от границы вода — LiF, фиксируется состояние в падающей волне в тече-

Скорость УВ в воде, давление и температура в падающей и отраженной волнах

Номер опыта	u_{s1} , км/с	p_1 , ГПа	T_{b1} , К	T_{c1} , К	p_2 , ГПа	T_{b2} , К	T_{c2} , К
w2	7.40 ± 0.22	27.7 ± 1.7	—	—	49 ± 3	—	—
w3	8.11 ± 0.2	34.9 ± 2	2300 ± 115	—	61.3 ± 3.3	2610 ± 130	—
w4	7.96 ± 0.11	33.3 ± 1	2200 ± 110	—	58.6 ± 1.8	2510 ± 125	—
w6	8.19 ± 0.2	35.8 ± 1.8	2170 ± 110	2150 ± 170	62.7 ± 3.2	2440 ± 120	2400 ± 190

Примечание. Индекс 1 относится к падающей, 2 — к отраженной волне; индекс b относится к яркостной, c — к цветовой температуре.

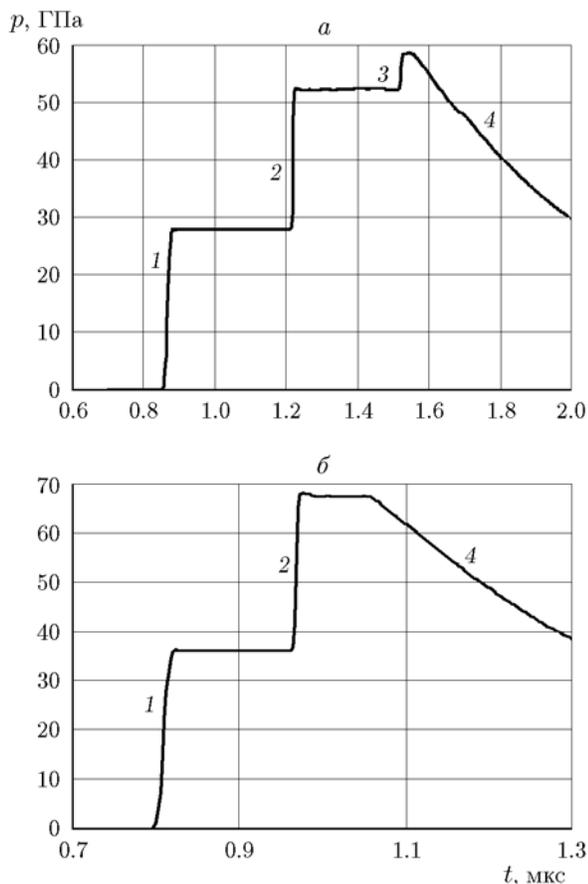


Рис. 2. Расчетные профили давления:

a — опыт w2, ударник $\delta = 5$ мм, скорость 5.14 км/с, толщина слоя воды 4.93 мм, лагранжев датчик размещен в воде на расстоянии 1.9 мм от границы вода — LiF; b — опыт w6, ударник $\delta = 3$ мм, лагранжев датчик в воде на расстоянии 1.0 мм от границы вода — LiF; 1 — фронт первой УВ, 2 — фронт второй УВ, 3 — фронт третьей УВ, 4 — волна разгрузки

ние ≈ 0.14 мкс и затем в отраженной волне еще ≈ 0.09 мкс. В то же время расчет для плоскости, находящейся в воде у границы разде-

ла с LiF (0.04 мм от нее), свидетельствует, что здесь высокое давление (в отраженной УВ) существует в течение ≈ 0.15 мкс. Как показали измерения, время существования плато с максимальной яркостью излучения в эксперименте с этими параметрами оказалось также ≈ 0.15 мкс. Отсюда можно сделать вывод, что продолжительность сжатия в зоне высокого давления в отраженной волне была достаточной для формирования оптически толстого излучающего слоя.

Во всех опытах сначала регистрировалось излучение слоя ударно-сжатой воды, которое последовательно проходило через фронт УВ, слой несжатой воды, границу вода — LiF, несжатый LiF, границу LiF — воздух. В случае, когда несжатая вода и LiF прозрачны, зависимость регистрируемой спектральной яркости от времени можно представить в виде [21, 22]

$$L(\lambda, T, t) = (1 - R_1)(1 - R_2)(1 - R_3) \times b_0(\lambda T)[1 - \exp(-\alpha(u_s - u_p)t)], \quad (1)$$

где R_1, R_2, R_3 — коэффициенты отражения на поверхностях раздела сред: ударно-сжатая вода — несжатая вода — LiF — воздух; $b_0(\lambda, T)$ — яркость абсолютно черного тела; α — коэффициент поглощения ударно-сжатой воды; u_s, u_p — скорости фронта и вещества за фронтом УВ. В уравнении (1) множитель

$$\varepsilon(t) = 1 - \exp(-\alpha(u_s - u_p)t), \quad (2)$$

как показано в [23], является излучательной способностью плоского неотражающего слоя ударно-сжатой среды.

Оценка множителя $(1 - R_1)(1 - R_2)(1 - R_3)$ в уравнении (1) до момента отражения первой УВ (p_1) от LiF с использованием данных о зависимости показателей преломления воды и LiF от плотности [17] дает значение

≈ 0.960 (при $p_1 \approx 27.7$ ГПа) и ≈ 0.958 (при $p_1 \approx 34.9$ ГПа). После отражения УВ от LiF имеет место следующая последовательность слоев: ударно-сжатая вода — ударно-сжатый LiF — несжатый LiF — воздух. Коэффициенты отражения от этих границ обозначим R'_1 , R'_2 , R'_3 соответственно. Оценка множителя $(1 - R'_1)(1 - R'_2)(1 - R'_3)$ после отражения УВ от LiF дает значения ≈ 0.962 (при $p_2 \approx 49$ ГПа) и ≈ 0.960 (при $p_2 \approx 60$ ГПа). Поскольку множитель, учитывающий отражение от границ, в исследованном диапазоне давления мало отличается от 1, можно считать, что излучательная способность ударно-сжатой воды определяется только выражением (2).

Профили яркости при давлении в падающей волне $p_1 = 27.7$ ГПа представлены на рис. 3.

Чувствительность одного из регистрирующих каналов (630 нм) специально установлена высокой, чтобы точно определить момент выхода УВ из экрана в воду (t_1). После входа УВ в воду яркость растет за счет увеличения толщины излучающего слоя за фронтом УВ. В момент выхода УВ на границу раздела вода — окно (t_2) скорость нарастания яркости резко увеличивается. Эта фаза сигнала соответствует увеличению толщины излучающего слоя в воде вблизи границы вода — окно за фронтом отраженной УВ. В момент t_3 давление начинает уменьшаться в догоняющей волне разреже-

ния. Затем яркость падает в волне разрежения вплоть до выхода УВ на границу окно — воздух (t_4). Отметим, что в первой УВ амплитуда сигнала растет почти линейно со временем и не описывается уравнением (1). Во второй волне при $p = 49$ ГПа (опыт w2) яркость также не выходит на насыщение до прихода волны разгрузки на LiF. Это означает, что при данном масштабе эксперимента недостаточная толщина ударно-сжатого слоя за фронтом УВ не позволяет считать его излучающим как абсолютно черное тело. Определить в эксперименте излучательную способность, зависящую от времени, достаточно трудно, поэтому опыт w2 не позволяет корректно найти значение температуры.

Профили яркости при нагружении ударником толщиной $\delta = 3$ мм показаны на рис. 4 (опыт w6). В этом эксперименте, в отличие от опыта w2, уровень давления в падающей волне выше и в результате яркость в падающей УВ выходит на постоянное значение.

На профилях яркости при давлении в первой УВ в диапазоне $p = 34.9 \div 36$ ГПа (опыты w3, w4, w6) можно выделить два участка с разной зависимостью скорости нарастания от времени. На рис. 5 показаны экспериментальные и рассчитанные по уравнению (1) профили яркости I в первой и второй УВ для опыта w3. В первой волне существует переходный процесс длительностью ≈ 0.2 мкс, в течение кото-

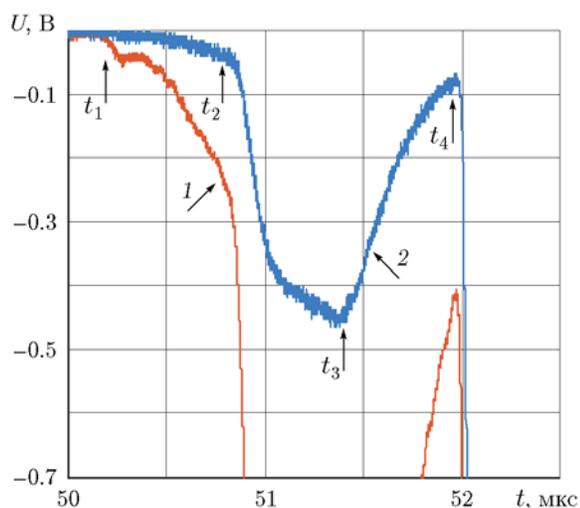


Рис. 3. Профили спектральной яркости в опыте w2 ($p_1 = 27.7$ ГПа):

ударник $\delta = 5$ мм; эффективная длина волны полосовых фильтров: 1 — 630, 2 — 660 нм

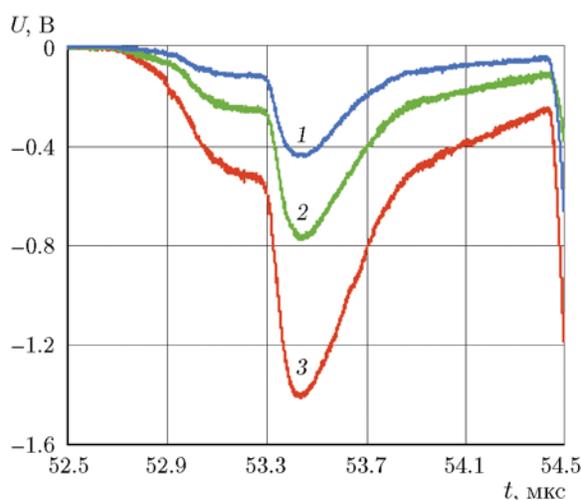


Рис. 4. Профили спектральной яркости в опыте w6 ($p_1 = 35.8$ ГПа):

эффективная длина волны полосовых фильтров 470 (1), 550 (2) и 630 нм (3)

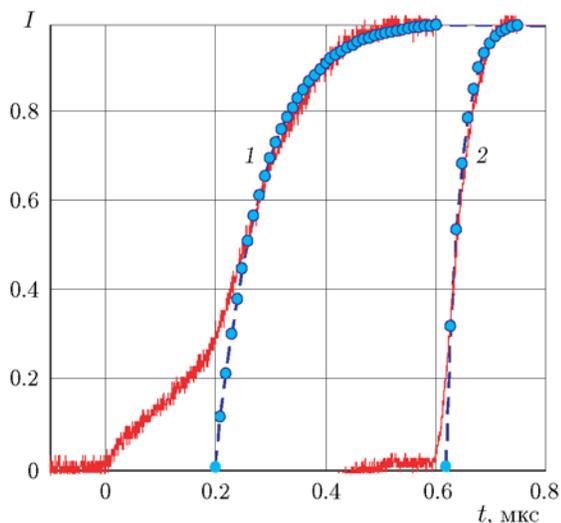


Рис. 5. Экспериментальные (опыт w3) и рассчитанные по уравнению (1) профили яркости в первой (1) ($\alpha = 3.1 \text{ мм}^{-1}$) и второй (2) ($\alpha = 10 \text{ мм}^{-1}$) УВ:

яркость в каждом профиле отнесена к максимальной яркости волны; амплитуда второй волны отсчитана от ее подножья

рого яркость нарастает почти линейно со временем (см. рис. 5, кривая 1). Возможная причина состоит в том, что в этом диапазоне давления ударного сжатия состояние воды меняется из-за ее диссоциации, как показано в работе [24], и в переходной зоне коэффициент поглощения, по-видимому, зависит от времени. Затем скорость нарастания яркости совпадает с зависимостью (1), т. е. описывается излучательной способностью (2) с постоянным коэффициентом поглощения $\alpha \approx 3.1 \text{ мм}^{-1}$. Еще до выхода УВ на поверхность LiF яркость выходит на постоянный уровень. Такой закон нарастания связан с конкуренцией двух процессов: увеличением толщины излучающего слоя ударно-сжатой воды и поглощением излучения в сжатом веществе.

Кривые нарастания яркости при более высоком давлении в УВ ($p = 42.6 \text{ ГПа}$), приведенные в [11], не имеют такого участка линейности, что соответствует быстрому установлению постоянного коэффициента поглощения за фронтом.

Увеличение давления во второй волне до $\approx 61 \text{ ГПа}$ в опыте w3 приводит к тому, что нарастание яркости описывается выражением (1) со значением $\alpha \approx 10 \text{ мм}^{-1}$ (см. рис. 5, кривая 2). Яркость в отраженной волне достигает

максимального значения через $\approx 0.15 \text{ мкс}$ после начала нарастания. Для проверки того, что в данной постановке приход волны разрежения не влиял на результат измерения температуры в отраженной волне, был проведен дополнительный эксперимент, в котором толщина слоя воды уменьшена до 4 мм. Волна разрежения в этом случае раньше взаимодействует с отраженной УВ и уменьшает длительность «плато» предельного давления. Однако максимальное значение яркости, зарегистрированное в этом эксперименте, было таким же, как и в эксперименте с толщиной слоя воды 5 мм. На основании этого сделан вывод, что действие волны разрежения не влияло на максимальное значение регистрируемой яркости.

В предположении, что ударно-сжатый слой воды излучает как абсолютно черное тело, профили яркости можно пересчитать в профили яркостной температуры. Однако это предположение выполняется только при достижении асимптотических значений амплитуд, когда излучающий слой становится оптически толстым. Из приведенной интерпретации профилей яркости можно сделать вывод, что приближение абсолютно черного тела может быть корректно использовано при определении яркостной температуры только для тех давлений и временных интервалов, в которых яркость выходит на насыщение. Этому условию удовлетворяют только профили, определенные при давлении в первой волне $p_1 > 33 \text{ ГПа}$ (w3, w4, w6).

Результат формального пересчета яркостных профилей опыта w6 (см. рис. 4) по калибровочным зависимостям $f_T(U)$ (где U — напряжение на нагрузочном сопротивлении фотомножителя) в значения температуры показан на рис. 6. Следует отметить, что реальным значениям яркостной температуры в падающей (T_{b1}) и отраженной (T_{b2}) волнах соответствуют только участки, на которые указывают стрелки штриховых линий. Согласно приведенным выше пояснениям, передние фронты этих яркостных профилей можно считать лишь характеристикой роста толщины излучающего слоя по мере движения УВ.

По представленным на рис. 6 профилям видно, что статистическая ошибка за счет разброса амплитуд для разных длин волн невелика — в разных опытах не более 3 %. Оценка инструментальной ошибки в яркостном методе составляла $\approx 2 \%$. Поэтому суммарная ошибка

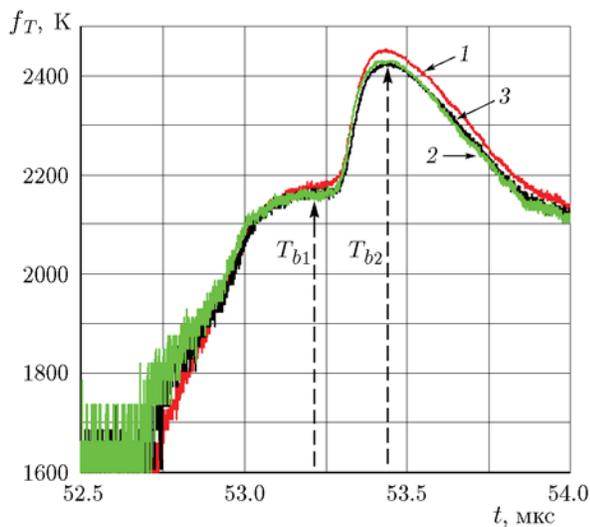


Рис. 6. Профили откалиброванной яркости f_T в опыте w6:

эффективная длина волны полосовых фильтров 630 (1), 550 (2) и 470 нм (3)

в яркостном методе принята равной 5%. Ошибка в определении цветовой температуры оценена $\delta T_c = 8\%$, поскольку это значение является максимальным отклонением экспериментальных точек от кривой Планка. Результаты измерения скорости УВ в воде (u_{s1}), а также яркостной и цветовой температуры в падающей (T_{b1} и T_{c1}) и отраженной (T_{b2} и T_{c2}) волнах приведены в таблице.

Для расчета температуры на ударных адиабатах воды использована полуэмпирическая модель УРС, ранее предложенная для описания термодинамических свойств полиметилметакрилата [25]. Согласно этой модели свободная энергия вещества представляется в виде аналитической функции от удельного объема и температуры. Коэффициенты, входящие в функциональную зависимость, подбираются из условия согласованного описания экспериментальных данных по ударному сжатию воды [2–6], включая результаты измерений температуры [8, 10, 11].

Результаты экспериментов и расчета, а также данные других авторов показаны на рис. 7. Как видно, на плоскости p – T использованное УРС хорошо описывает экспериментальные данные как на адиабате однократного сжатия, так и на адиабатах повторного нагружения для двух значений интенсивности падающей УВ — 33.3 и 34.9 ГПа.

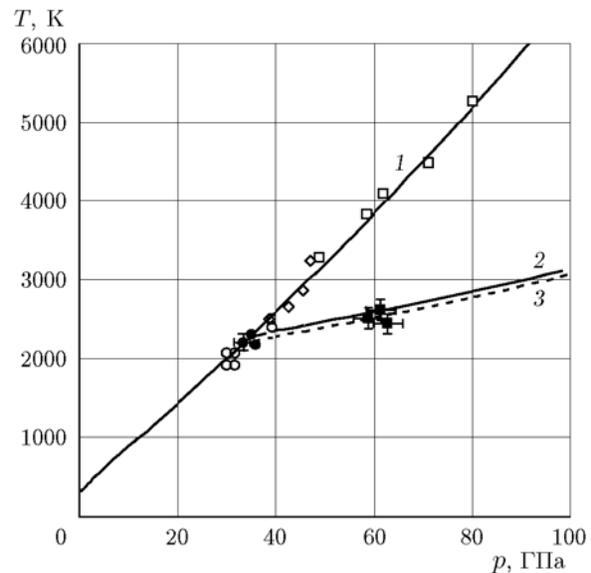


Рис. 7. Зависимость яркостной температуры от давления в падающей и отраженной волнах по результатам экспериментов и расчетов:

эксперимент: светлые кружки — [8], светлые ромбы — [11], светлые квадраты — [10], темные кружки — данная работа, падающая УВ, темные квадраты — данная работа, отраженная УВ; расчет: 1 — адиабата однократного сжатия, 2, 3 — адиабата повторного нагружения из состояний 34.9 и 33.3 ГПа соответственно

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С целью определения температуры при однократном и двукратном сжатии была осуществлена регистрация теплового излучения воды в ударных волнах, падающей и отраженной от жесткой преграды. Температура при двукратном сжатии до $58.6 \div 62.7$ ГПа найдена в диапазоне $2.4 \div 2.6$ кК, в то время как на адиабате однократного сжатия при этих давлениях температура составляет $3.9 \div 4.1$ кК. Значения температуры, измеренные яркостным и цветовым методом, хорошо согласуются между собой. Согласно оценке, потери интенсивности теплового излучения на границах малы и не препятствуют корректному измерению температуры.

При малой интенсивности нагружения ($p_1 = 27.7$ ГПа) длительность существования постоянного давления за фронтом первой волны ($\Delta t \approx 0.66$ мкс) оказалась недостаточной для формирования оптически толстого излучающего слоя за фронтом первой и второй волн.

При повышении давления в первой волне до $33 \div 36$ ГПа регистрируемые профили яр-

кости асимптотически выходят на постоянное значение, что свидетельствует о формировании оптически толстого излучающего слоя и позволяет корректно определять температуру яркостным методом.

Для расчета температуры за фронтом первой и второй ударных волн использовалась разработанная ранее модель УРС [25], в которой коэффициенты подбирались из условия согласия с данными по ударному сжатию воды в одной ударной волне, включая результаты известных ранее температурных измерений [8, 10, 11] и данные настоящей работы. Эта модель УРС позволила хорошо описать новые экспериментальные данные на адиабате повторно-го ударного сжатия в отраженной волне.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Альтшулер Л. В.** Применение ударных волн в физике высоких давлений // *Успехи физ. наук.* — 1965. — Т. 85, № 2. — С. 197–258.
2. **Walsh J. M., Rice M. H.** Dynamic compression of liquids from measurements on strong shock waves // *J. Chem. Phys.* — 1957. — V. 26, N 4. — P. 815–823.
3. **Альтшулер Л. В., Баканова А. А., Трунин Р. Ф.** Фазовые превращения при сжатии воды сильными ударными волнами // *Докл. АН СССР.* — 1958. — Т. 121, № 1. — С. 67–69.
4. **Шарипджанов И. И., Альтшулер Л. В., Брусникин С. Е.** Аномалии ударной и изэнтропической сжимаемости воды // *Физика горения и взрыва.* — 1983. — Т. 19, № 5. — С. 149–153.
5. **Волков Л. П., Волошин Н. П., Мангасаров Р. А., Симоненко В. А., Синько Г. В., Сорокин В. Л.** Ударная сжимаемость воды при давлении 1 Мбар // *Письма в ЖЭТФ.* — 1980. — Т. 31, № 9. — С. 546–548.
6. **Nagayama K., Mori Y., Shimada K., Nakahara M.** Shock Hugoniot compression curve for water up to 1 GPa by using a compressed gas gun // *J. Appl. Phys.* — 2002. — V. 91, iss. 1. — P. 476–482. — DOI 10.1063/1.1421630.
7. **Rice M. H., Walsh J. M.** Equation of state of water to 250 kilobars // *J. Chem. Phys.* — 1958. — V. 26, № 4. — P. 824–830.
8. **Кормер С. Б.** Оптические исследования ударно-сжатых диэлектриков // *Успехи физ. наук.* — 1968. — Т. 94, № 4. — С. 641–687.
9. **Cowperthwaite M., Shaw R.** Equation of state for liquids. Calculation of the shock temperature of carbon tetrachloride, nitromethane, and water in the 100-kbar region // *J. Chem. Phys.* — 1970. — V. 53, N 2. — P. 555–560. — DOI 10.1063/1.1674025.
10. **Lyzenga G. A., Ahrens T. J., Nellis W. J., Mitchell A. C.** The temperature of shock-compressed water // *J. Chem. Phys.* — 1982. — V. 76, N 12 — P. 6282–6286.
11. **Peng X. J., Liu F. S., Zhang S. L., Zhang M. J., Jing F. Q.** The $C(v)$ for calculating the shock temperatures of water below 80 GPa // *Sci. China: Phys., Mech. Astron.* — 2011. — V. 54, N 8. — P. 1443–1446. — DOI 10.1007/s11433-011-4396-8.
12. **Зельдович Я. Б., Кормер С. Б., Сеницын М. В., Юшко К. Б.** Исследование оптических свойств прозрачных веществ при сверхвысоких давлениях // *Докл. АН СССР.* — 1961. — Т. 138, № 6. — С. 1333–1335.
13. **Кормер С. Б., Юшко К. Б., Кришкевич Г. В.** Фазовый переход воды в лед VII при ударном сжатии // *ЖЭТФ.* — 1968. — Т. 54, вып. 6. — С. 1640–1645.
14. **Dolan D. H., Johnson J. N., Gupta Y. M.** Nanosecond freezing of water under multiple shock wave compression: Continuum modeling and wave profile measurements // *J. Chem. Phys.* — 2005. — V. 123, N 6. — 064702.
15. **Dolan D. H., Knudson M. D., Hall C. A., Deeney C.** A metastable limit for compressed liquid water // *Nature Phys.* — 2007. — V. 3. — P. 339–342.
16. **Bastea M., Bastea S., Reaugh J. E., Reisman D. B.** Freezing kinetics in overcompressed water // *Phys. Rev. B.* — 2007. — V. 75, N 17. — 172104.
17. **Назаров Д. В., Михайлов А. Л., Федоров А. В., Маначкин С. Ф., Урлин В. Д., Меньших А. В., Финюшин С. А., Давыдов В. А., Филинов Е. В.** Свойства оптически прозрачных материалов при квазиизэнтропическом сжатии // *Физика горения и взрыва.* — 2006. — Т. 42, № 3. — С. 116–120.
18. **Бордзиловский С. А., Караханов С. М.** Измерение температуры полиметилметакрилата при ударном сжатии // *Вестн. Новосибир. гос. ун-та. Сер. физ.* — 2011. — № 1. — С. 116–122.
19. **Levashov P. R., Khishchenko K. V., Lomonosov I. V.** Analysis of typical shock-wave experiments and calculations of thermodynamic properties of substances via Internet // *AIP Conf. Proc.* — 2006. — V. 849. — P. 353–357.
20. **Khishchenko K. V., Levashov P. R., Povarnitsyn M. E., Zakharenkov A. S.** 1D gas-dynamic simulation of shock-wave processes via Internet // *AIP Conf. Proc.* — 2009. — V. 1195. — P. 69–72. — <http://www.ihed.ras.ru/rusbank/gassim>.
21. **Boslough M. B.** A model for time dependence in shock-induced thermal radiation of light // *J. Appl. Phys.* — 1985. — V. 58, N 9. — P. 3394–3399. — DOI 10.1063/1.335756.
22. **Глухобедов В. Д., Куршанов С. И., Лебедева Т. С., Мочалов М. А.** Свойства

- ударно-сжатого жидкого криптона при давлениях до 90 ГПа // ЖЭТФ. — 1999. — Т. 116, вып. 2 (8). — С. 551–562.
23. **Модель И. Ш.** Измерение высоких температур в сильных ударных волнах в газах // ЖЭТФ. — 1957. — Т. 32. — С. 714–726.
24. **Mitchell A. C., Nellis W. J.** Equation of state and electrical conductivity of water and ammonia shocked to the 100 GPa (1 Mbar) pressure range // J. Chem. Phys. — 1982. — V. 76, N 12. — P. 6273–6281. — DOI 10.1063/1.443030.
25. **Хищенко К. В.** Температура и теплоемкость полиметилметакрилата за фронтом сильных ударных волн // Теплофизика высоких температур. — 1997. — Т. 35, № 6. — С. 1002–1005.

*Поступила в редакцию 26/X 2017 г.,
в окончательном варианте — 8/V 2018 г.*
