

УДК 533.9.08

ЛАЗЕРНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАССОВОЙ СКОРОСТИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВЕЩЕСТВ В УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ПРОТОННО-РАДИОГРАФИЧЕСКОЙ УСТАНОВКЕ ТВН-ИТЭФ

© 2011 г. А. П. Кузнецов*, **, С. А. Колесников***, А. А. Голубев**, К. Л. Губский*,
С. В. Дудин***, А. В. Канцырев**, В. И. Туртиков**, А. В. Уткин***, В. В. Якушев**

* *Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”*

Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31

** *ГНЦ РФ “Институт теоретической и экспериментальной физики”*

Россия, 117218, Москва, ул. Б. Черемушкинская, 25

*** *Институт проблем химической физики РАН*

Россия, 142432, Черноголовка Московской обл., просп. Семенова, 1

Поступила в редакцию 07.12.2010 г.

Приведены результаты разработки лазерного интерферометра, предназначенного для измерения массовой скорости конденсированных веществ в ударно-волновых экспериментах в области физики высоких плотностей энергии. Интерферометр интегрирован в состав измерительного комплекса протонно-радиографической установки ТВН-ИТЭФ. Разработанная лазерная система позволяет измерять скорости свободной поверхности образцов в ударно-волновых экспериментах с погрешностью не хуже 10 м/с во всем диапазоне достигаемых в эксперименте скоростей. Временное разрешение измерений ограничивается быстродействием используемых ф.э.у. и составляет 2.5 нс. Проведены совместные исследования методами протонной радиографии и лазерной интерферометрии ударно-волнового нагружения металлических мишеней, процессов откольного разрушения и струеобразования на свободных поверхностях в металлах.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование нестационарных физико-химических процессов и экстремальных состояний вещества при интенсивном импульсном воздействии является одной из наиболее актуальных фундаментальных задач физики высоких плотностей энергии [1, 2]. Важной научной проблемой в этой области, имеющей большое практическое значение, является исследование физических и механических свойств материалов, подвергнутых воздействию интенсивных динамических нагрузок [3, 4]. В результате ударно-волнового нагружения в материалах возникают сложные физико-химические и механические процессы: сжатие твердых тел, высокие температуры разогрева, упрочнение в ударных волнах, откольное разрушение, фазовые превращения, изменение электронной структуры, развитие гидродинамических неустойчивостей и т.д. [см., например, 5, 6].

К настоящему времени в исследованиях ударно-волновых процессов в конденсированных веществах накоплен широкий ассортимент экспериментальных методик [7, 8]. Однако большинство из них не позволяют напрямую получать информацию об изменениях в микроструктуре и

плотности исследуемого вещества. Практически единственным способом изучения внутренней структуры непрозрачных для видимого света образцов в быстропротекающем динамическом эксперименте является импульсная радиография с использованием рентгеновского излучения [9] или высокоэнергетических пучков заряженных частиц, в частности, протонов [10].

Протонная радиография за счет значительно большей проникающей способности обладает рядом существенных преимуществ перед рентгенографией [11, 12]. Благодаря тому, что протоны выводятся из ускорителя короткими импульсами (банчами) длительностью в несколько десятков наносекунд и интервалом между соседними банчами в сотни наносекунд, становится возможной покадровая “съемка” быстроизменяющихся динамических объектов, например, ударных и детонационных волн, возникающих в экспериментах с взрывчатыми веществами. Двухмерные радиографические изображения несут информацию о линейной, по направлению прохождения протонного пучка, плотности исследуемых объектов. По полученным интегральным значениям в свою очередь могут быть восстановлены локальные профили объемной плотности мишеней.

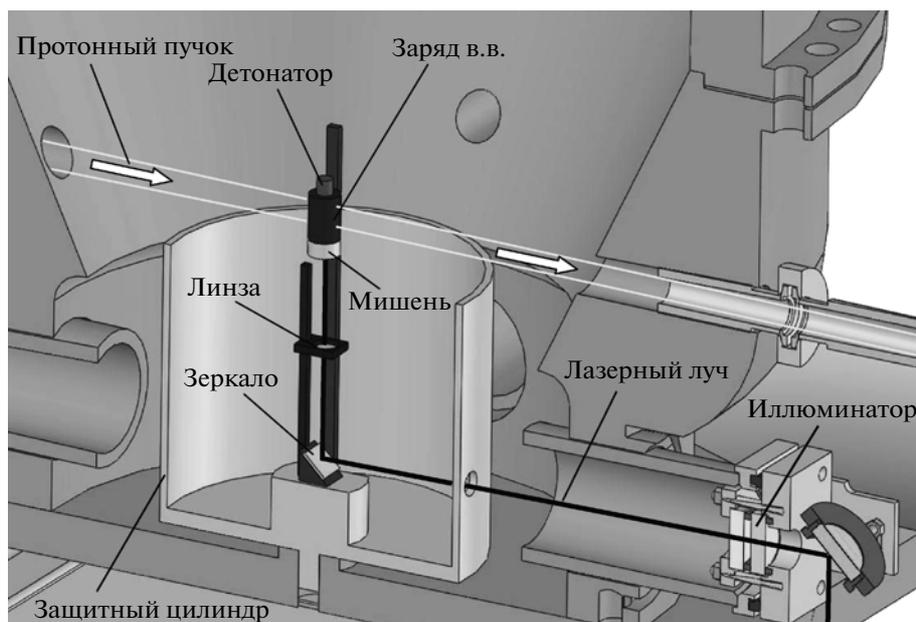


Рис. 1. Взрывозащитная камера для проведения ударно-волновых экспериментов на протонно-радиографической установке ТВН-ИТЭФ.

Протонографические измерения позволяют с высоким разрешением определить пространственное распределение плотности вещества и его динамические характеристики при ударно-волновом нагружении. Уравнения гидродинамики ударно-сжатых сред [см., например, 5, 8] позволяют вычислить на основе получаемых в протонографическом эксперименте данных ряд других важнейших параметров состояния вещества, в частности, распределение в нем давления и массовой скорости. Однако для повышения точности определения данных характеристик, а также получения дополнительной информации о механических и кинетических свойствах ударно-сжатого вещества, одновременно с протонографическими экспериментами желательнее проводить непрерывную во времени регистрацию давления или массовой скорости. С этой целью можно использовать методы измерения характеристик ударных волн, возникающих в преградах из эталонных материалов, находящихся в плотном контакте с исследуемыми объектами. Характер изменения амплитуды ударной волны в процессе распространения в преграде однозначно связан с формой профиля давления или массовой скорости на контактной границе с экспериментальной мишенью [8].

Из всех существующих на сегодняшний день методов непрерывной регистрации ударных профилей массовой скорости наиболее универсальными являются бесконтактные дистанционные методы с использованием лазерного излучения. Исходя из этого, для ударно-волновых экспериментов, проводимых на протонно-радиографиче-

ской установке ТВН-ИТЭФ, разработан лазерный интерферометр, позволяющий измерять скорости движения поверхности широкого класса исследуемых объектов.

ПРОТОННО-РАДИОГРАФИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА НА УСКОРИТЕЛЕ ТВН-ИТЭФ

В Институте теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ, Москва) на базе ускорительно-накопительного комплекса ТВН-ИТЭФ создана экспериментальная установка для проведения исследований ударно-волновых и детонационных явлений методом протонной радиографии [13–16]. Протонно-радиографическая установка создана на быстром выводе пучка ускорителя ТВН-ИТЭФ [14]. Просвечивание динамических объектов осуществляется пучком протонов с энергией 800 МэВ (10^{10} – 10^{11} частиц/сброс), состоящим из четырех пакетов длительностью 70 ± 5 нс с интервалом 250 ± 15 нс.

Для генерации ударных волн в экспериментальных мишенях используется энергия взрывчатых веществ (в.в.). Безопасность проведения динамических экспериментов с в.в. обеспечивается взрывозащитной камерой (в.з.к.), аттестованной для использования в.в. массой до 100 г в тротиловом эквиваленте. Камера состоит из двух стальных полусфер с $\varnothing_{\text{внут}}$ 520 мм (рис. 1). Чтобы уменьшить ударное воздействие продуктов взрыва на стенки, внутренний объем камеры вакуумируется перед проведением экспериментов.

В стенках в.з.к. сделаны два иллюминатора для транспортировки протонного пучка, на пути которого внутри камеры размещается исследуемый объект. Диаметр пучка в объектной плоскости составляет 30 мм. За объектом располагается магнитно-оптический канал, состоящий из четырех квадрупольных линз с коэффициентом линейного увеличения при передаче изображения, равном -1 . Длина магнитно-оптической системы от объектной плоскости до плоскости изображения составляет 14.3 м. Сцинтилляционный конвертер преобразует поток протонов в световое изображение объекта. Для регистрации оптических изображений используются п.з.с.-камеры с электронно-оптическим затвором, обеспечивающие время экспозиции от 20 нс.

Калибровка радиографической установки проведена на статических тест-объектах, определенное при этом пространственное разрешение на высоте составляет $\sigma = 300 \pm 10$ мкм [15, 16]. Максимальная доступная для измерений скорость динамических процессов определяется временной структурой пучка протонов и ограничена величиной 20 км/с.

ОПТИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНЫЙ 4-КАНАЛЬНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР

Принцип работы практически всех лазерных методов непрерывного измерения скорости основан на использовании доплеровского сдвига частоты (длины волны λ) в зондирующей монохроматической волне, отраженной от движущейся поверхности исследуемого образца. В интересующем нас диапазоне массовых скоростей (до 10 км/с) доплеровские сдвиги длины волны $\Delta\lambda$ излучения видимого диапазона спектра не превышают 0.1 Å. Проведение таких измерений возможно с применением оптического гетеродинамирования. Для аппаратной реализации этого принципа могут использоваться интерферометры различных типов: многолучевые интерферометры Фабри–Перо [17, 18], двухлучевые интерферометры смещения (Майкельсона) с прямым гетеродинным преобразованием сигналов [19, 20], оптически симметричные двухлучевые интерферометры с поляризационным кодированием [21, 22].

Выбор той или иной оптической схемы, в основном, определяется условиями ударно-волнового эксперимента: диапазоном измеряемых скоростей, максимальным ускорением, временным и пространственным разрешением. Наиболее распространены в настоящее время лазерными системами для измерения массовой скорости вещества в условиях интенсивных динамических нагрузок являются оптически симметричные интерферометры с поляризационным кодировани-

ем VISAR (Velocity Interferometer System of Any Reflector) [21]. За почти 40-летний период создано множество модификаций этой схемы: двухтактная (Push Pull VISAR) [23], с жестким резонатором (Fixed Cavity VISAR) [24], многоточечная (Multi Point VISAR) [25] и др.

На рис. 2а представлена общая схема разработанной авторами лазерной системы, в основу которой положен модифицированный вариант интерферометра Push Pull VISAR. Конструктивно лазерная система состоит из трех частей, оптически связанных между собой оптоволоконными кабелями: лазера и оптической системы транспортировки и сбора отраженного от поверхности объекта излучения; оптического блока интерферометра (рис. 2б) и модуля фотодетектирования. Для защиты оптических элементов оптическая плита, на которой собран интерферометр, накрывается кожухом (рис. 3). Интерферометр и система фоторегистрации вынесены из экспериментального зала для обеспечения безопасности персонала во время проведения экспериментов.

В качестве зондирующего используется излучение непрерывного одночастотного твердотельного лазера на кристалле $YVO_4:Nd^{3+}$ с внутррезонаторной генерацией второй гармоники ($\lambda = 532$ нм) мощностью 50 мВт (ширина спектральной линии < 5 МГц, уровень оптических шумов $\sim 0.1\%$ RMS). Обычно из-за больших потерь при сборе отраженного излучения применяют маломощные дорогостоящие лазеры мощностью ≥ 1 Вт, однако за счет оптимизации оптической схемы оказалось возможным использовать относительно маломощный лазер.

Излучение через отверстие в зеркале M и иллюминатор вводится во взрывозащитную камеру. Для обеспечения надежной герметизации иллюминатора при проведении взрывных экспериментов используется сборка из двух стеклянных пластин толщиной 10 мм (рис. 1). Мишень с зарядом в.в., зеркало и линза крепятся на деревянных штангах, конструкция которых позволяет подстраивать их взаимное положение. Оптические элементы, расположенные внутри камеры, разрушаются взрывной волной и являются расходным материалом.

Юстировкой положения линзы ($\varnothing 20$ мм, фокусное расстояние $f = 100$ мм), расположенной на расстоянии, близком к фокусному, от поверхности мишени, добиваются максимально возможной коллимации отраженного излучения в параллельный пучок. Размер светового пучка, выходящего из камеры, соответствует апертуре линзы и существенно превосходит размер отверстия в зеркале M . Благодаря этому большая часть собранного света отражается зеркалом и направляется в оптоволоконный коллиматор F810FC-543 (Thor-



Рис. 3. Внешний вид оптического блока интерферометра в собранном виде (а) и без крышки (б).

где

$$\varphi(t) = \left(\frac{8\pi l \left(n - \frac{1}{n} \right) (1 + \delta)}{c\lambda_0} V(t) \right),$$

I_0 – интенсивность входящего в интерферометр света, λ_0 – исходная длина волны лазерного излучения,

$$\delta = -\frac{n}{n^2 - 1} \lambda_0 \left. \frac{dn}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_0}$$

– поправочный коэффициент, учитывающий хроматическую дисперсию в материале оптической линии задержки.

Линия задержки выполнена из стекла К8 и представляет собой параллелепипед длиной 100 мм с гранями 50×50 мм. Для такой длины ЛЗ мас-

штабный коэффициент интерферометра, т.е. изменение скорости на один период интерференционной полосы, составляет 488 м/с.

Чтобы обеспечить максимальный интерференционный контраст, интерферометр должен быть настроен в режим бесконечно широкой полосы. Это возможно только в случае идентичности волновых фронтов рекомбинирующих на зеркале M_2 пучков и при условии отличия геометрических путей света в двух плечах интерферометра на величину

$$\Delta L = l \left(1 - \frac{1}{n} \right).$$

Оптически симметричная схема интерферометра позволяет обеспечить высокий интерференционный контраст даже при работе с излучением, пространственная когерентность которого

нарушена из-за отражения от диффузной поверхности.

В ударно-волновых экспериментах массовая скорость может изменяться в широком диапазоне значений. В этом случае, за счет доплеровского сдвига, относительная разность фаз электромагнитной волны в плечах интерферометра варьируется в интервале от долей одного периода до нескольких интерференционных полос. Из-за нелинейной дифференциальной чувствительности интерференционных измерений восстановление действительного закона изменения скорости представляет серьезную проблему. Кроме того, регистрируемый интерференционный сигнал линейно зависит от амплитуд зондирующего и опорного пучков, поэтому вариации этого произведения во времени могут быть ошибочно приняты за изменения фазового сдвига.

Устранить существующие трудности позволяет квадратурная методика фотоэлектрической регистрации, имеющая однородную дифференциальную чувствительность во всем диапазоне измерений. Для ее реализации необходимо сформировать два интерференционных измерительных канала, сигналы в которых сдвинуты по фазе друг относительно друга на четверть периода. На выходе такого интерферометра формируются два сигнала:

$$I_1(t) = I_0(t) \sin(\varphi(t)),$$

$$I_2(t) = I_0(t) \cos(\varphi(t)),$$

где $I_0(t)$ содержит мультипликативную помеху, связанную с флуктуациями амплитуд интерферирующих полей.

Алгебраическое преобразование этих сигналов позволяет восстановить закон изменения фазы

$$\varphi(t) = \arctg(I_1(t)/I_2(t)).$$

Операция деления сигналов друг на друга устраняет влияние медленно меняющейся по сравнению с функциями $\sin(\varphi(t))$ и $\cos(\varphi(t))$ мультипликативной помехи $I_0(t)$ в интерференционном сигнале.

Квадратурные каналы в интерферометре формируются внесением в одно из плеч интерферометра четвертьволновой фазовой пластинки $\lambda/4$, оптическая ось которой ориентирована под углом 45° к плоскости поляризации зондирующего излучения, задаваемой поляризатором P , установленным на входе в интерферометр (рис. 2б). Четвертьволновая пластинка в этом случае преобразует поляризацию излучения из исходной (линейной) в круговую, которая может быть представлена как суперпозиция двух линейно поляризованных компонент, сдвинутых по фазе на $\pi/2$.

При оптическом смещении излучения, прошедшего разные плечи интерферометра, на делительном зеркале M_2 линейно поляризованная электромагнитная волна интерферирует с каждой

компонентой волны, имеющей круговую поляризацию. В результате образуются два луча, фаза сигнала в которых сдвинута на $\pi/2$ относительно друг друга. Пространственное разделение квадратурных компонент проводится с помощью поляризационных призм $ПП$.

Фазовый скачок на π при отражении от делительного зеркала M_2 дает возможность применить дифференциальную методику, сформировав две пары квадратурных каналов (I_1, I_2) и (I_3, I_4). Такая модификация оптической схемы позволяет вдвое повысить уровень сигнала и значительно снизить уровень оптического шума, связанного с аддитивной помехой $A(t)$. Таким образом, в интерферометре формируются четыре измерительных канала:

$$I_1 = I_0(t) \sin \varphi(t) + A(t)$$

$$I_2 = I_0(t) \cos \varphi(t) + A(t)$$

$$I_3 = -I_0(t) \sin \varphi(t) + A(t)$$

$$I_4 = -I_0(t) \cos \varphi(t) + A(t).$$

Световые пучки в каждом измерительном канале собираются коллиматорами F810FC-543 и по оптоволоконным кабелям UV 200/220 направляются в модуль фотоэлектрического преобразования.

В условиях реального эксперимента со слабо отражающими диффузными поверхностями из 50 мВт исходной мощности лазера к фотодетектору подводятся лишь доли микроватт. При таких малых интенсивностях регистрировать сигналы с необходимым отношением сигнал/шум возможно только с использованием фотоэлектронных умножителей (ф.э.у.) в токовом режиме. Основным параметром, характеризующим работу ф.э.у. в этом режиме, является максимальный средний анодный ток; его типичные значения для серийно выпускаемых ф.э.у. не превышают 100 мкА. Для повышения максимального анодного тока использованы "активные" делители высокого напряжения, основанные на стабилизации напряжения на всех диодах фотоумножителя с помощью цепочки эмиттерных повторителей, выполненных на высоковольтных транзисторах [26].

Электрические сигналы с ф.э.у. регистрируются на цифровой осциллограф LeCroy WR 44Xi с полосой пропускания 400 МГц и частотой дискретизации 5 ГГц (объем о.з.у. 12 Мбайт/канал). Обработка сигналов интерферометра проводится в персональном компьютере (п.к.) по специализированной программе. После программной обработки и нормализации сигналов временная динамика массовой скорости вещества рассчитывается по формуле

$$V(t) = \frac{c\lambda_0}{8\pi l \left(n - \frac{1}{n}\right) (1 + \delta)} \arctg \frac{I_1 - I_3}{I_2 - I_4}.$$

Тестовые эксперименты показали, что разработанная лазерная система позволяет измерять скорости свободной поверхности образцов в ударно-волновых экспериментах с погрешностью ≤ 10 м/с во всем диапазоне достигаемых в эксперименте скоростей. Временное разрешение измерений ограничивается быстродействием используемых ф.э.у. и составляет 2.5 нс.

ИЗМЕРЕНИЕ МАССОВОЙ СКОРОСТИ ВЕЩЕСТВА В УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

На протонно-радиографической установке ТВН-ИТЭФ проведена серия экспериментов по изучению ударно-волнового нагружения металлических мишеней с использованием созданного лазерного интерферометра.

На рис. 4 представлены результаты эксперимента по метанию круглой алюминиевой пластины $\varnothing 20$ и толщиной 2 мм при помощи компактного взрывного генератора плоских ударных волн. На рис. 4а, б показаны протонно-радиографические изображения статической и динамической мишени соответственно. На кадре 4а внизу изображено положение пластины, запрессованной в массивное металлическое кольцо до начала движения. На кадре 4б сверху изображена та же пластина, разогнанная взрывным генератором, снизу — разлет продуктов взрыва и движение кольца. Второй кадр соответствует моменту времени 4.75 мкс от начала движения пластины. За это время свободная поверхность пластины сместилась на 11 мм, что дает среднюю скорость ее полета на данной базе 2.3 км/с.

Непрерывная во времени информация о динамике изменений скорости полета пластины на стадии ускорения получена с помощью интерферометра. На рис. 4в представлена осциллограмма сигнала по двум квадратурным каналам интерферометра. Информативная длина записи квадратурных сигналов ~ 2.5 мкс ограничивается временем, в течение которого отраженное от образца излучение поступает на вход интерферометра. Обычно это время лимитируется моментом разрушения образца. Для данного эксперимента отражательные свойства поверхности пластины не изменялись, о чем свидетельствуют, в частности, и радиографические изображения. Поэтому время регистрации интерференционных сигналов в данном эксперименте ограничено глубиной фокусировки (длиной перетяжки) лазерного излучения. Для линзы с $f = 100$ мм глубина фокуса составляет 3 мм.

При проведении этих экспериментов ф.э.у. находились в экспериментальном зале и были подвержены воздействию вторичных частиц от двух

банчей пучка протонов. Поэтому на осциллограмме через 5.75 и 6.25 мкс от начала записи присутствуют два импульса от пучка, что позволяет осуществить взаимную временную привязку двух экспериментальных методик.

На рис. 4г представлена зависимость скорости полета пластины от времени, полученная в результате программной обработки записанных интерференционных сигналов. Характерный “ступенчатый” вид этой зависимости определяется циркуляцией волн сжатия и разрежения в алюминиевой пластине, приводящей к ее ступенчатому разгону. Максимальная скорость разгона пластины составила 2700 ± 40 м/с.

На рис. 5 представлены результаты отработки методики совместного исследования процессов откольного разрушения и струеобразования на свободных поверхностях в металлах при ударно-волновом нагружении методами протонной радиографии и лазерной интерферометрии. В качестве экспериментальной мишени использовалась круглая медная пластина $\varnothing 15$ и толщиной 2 мм с двумя пропилами треугольного сечения глубиной 1 мм, расположенными в 2.5 мм от центра пластины. Пластина расположена на торце таблетки в.в. (ТГ 50/50) массой 4.5 г и $\varnothing 15$ мм. Ударная волна в пластине создавалась детонационной волной в заряде в.в., инициируемой электродетонатором через переходную таблетку в.в.

На рис. 5а, б представлены протонно-радиографические изображения статической и динамической мишени соответственно. Съемка динамической мишени осуществлялась спустя 1.94 мкс после выхода ударной волны на свободную поверхность пластины на ее оси. На ее протонографическом изображении (рис. 5б) в местах пропилов наблюдаются струи вещества, аналогичные кумулятивным, возникающие в результате прохождения ударной волны по пластине. Средняя скорость этих струй, определенная по смещению ее головной части относительно первоначального положения свободной поверхности за известный промежуток времени, равна 2.64 км/с, что существенно выше средней скорости движения свободной поверхности (1.17 км/с). Кроме того, на динамическом кадре наблюдается откол сегментов по краям пластины.

На рис. 5в представлен результат обработки экспериментальных данных, полученных с интерферометра. Интерференционные измерения проводились при фокусировке лазерного излучения в центр мишени. На временной зависимости скорости наблюдаются два скачка: первый определяется приходом ударной волны непосредственно от заряда в.в., примыкающего к пластине, второй представляет собой вероятный результат взаимо-

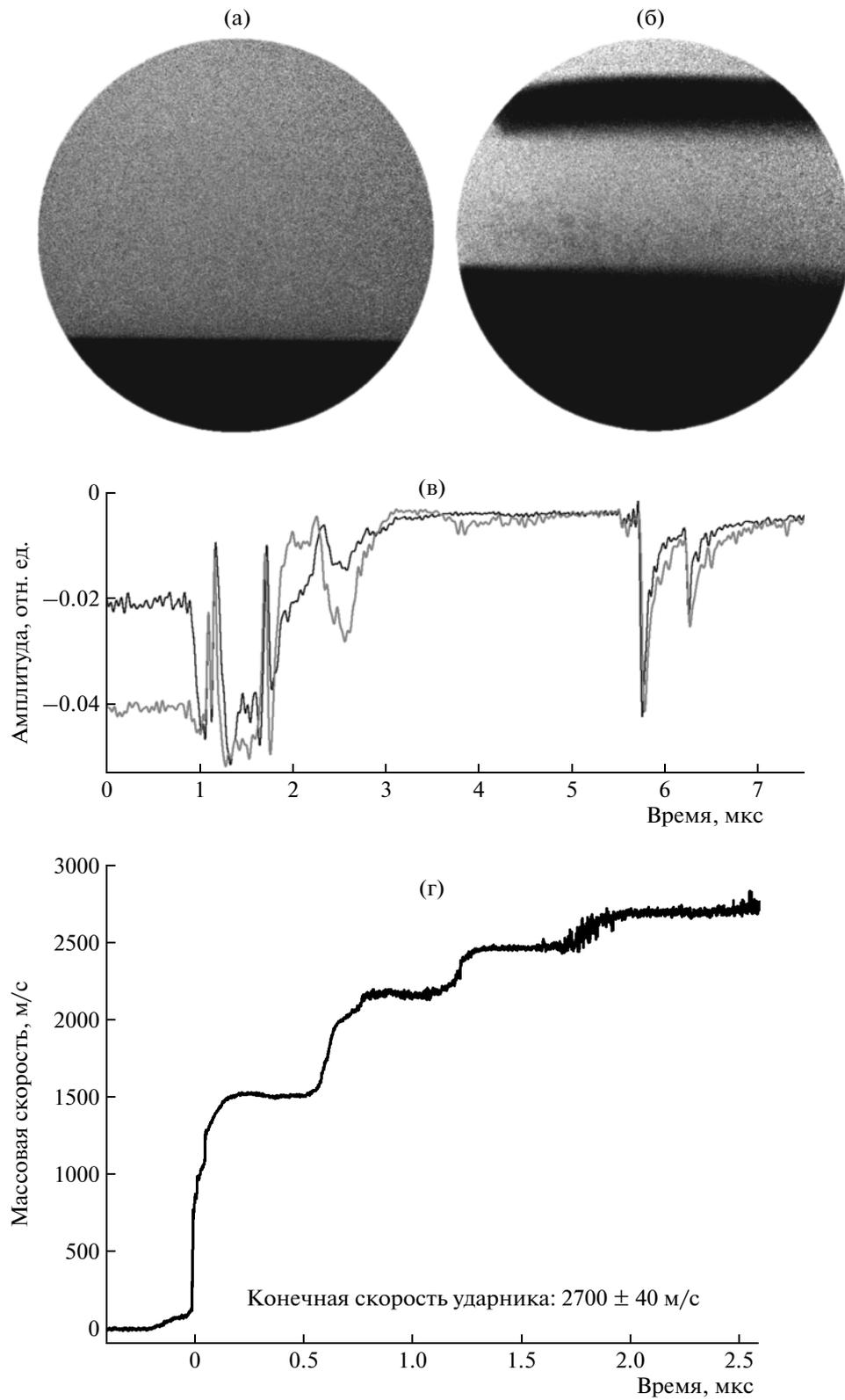


Рис. 4. Результаты эксперимента по метанию алюминиевой пластины взрывным генератором плоских ударных волн: **а** – протонно-радиографические изображения статической мишени; **б** – той же пластины через 4.75 мкс от начала движения; **в** – осциллограмма сигнала по двум квадратурным каналам интерферометра; **г** – зависимость скорости свободной поверхности пластины от времени.

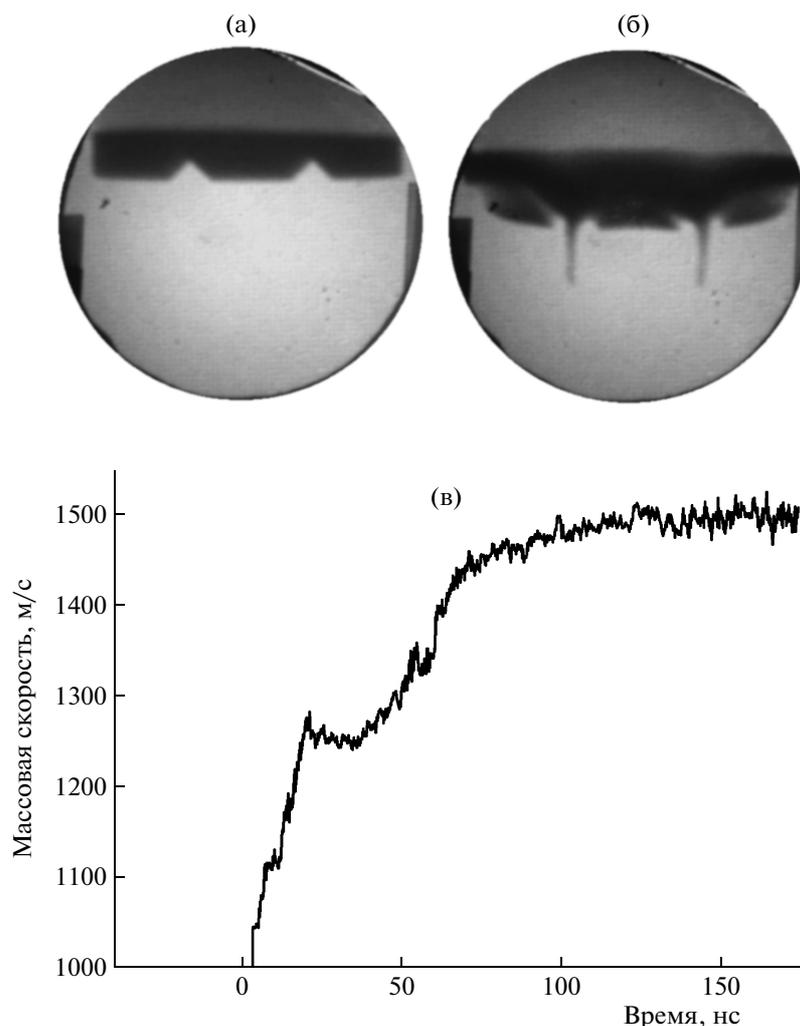


Рис. 5. Результаты эксперимента по исследованию процессов откольного разрушения и струеобразования при ударно-волновом нагружении медной пластины: **а** – протонно-радиографические изображения статической мишени; **б** – через 1.94 мкс после выхода ударной волны на свободную поверхность пластины; **в** – зависимость скорости свободной поверхности пластины от времени.

действия косых ударных волн, возникших при схлопывании пропилов, с поверхностью мишени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан лазерный интерферометр, позволяющий измерять скорости движения поверхности широкого класса исследуемых объектов в ударно-волновых экспериментах. Тестовые эксперименты показали, что разработанная лазерная система имеет погрешность измерений ≤ 10 м/с на любом уровне скорости. Временное разрешение измерений ограничивается быстродействием используемых ф.э.у. и составляет 2.5 нс.

На протонно-радиографической установке ТВН-ИТЭФ проведены совместные исследования методами протонной радиографии и лазер-

ной интерферометрии ударно-волнового нагружения металлических мишеней и процессов откольного разрушения и струеобразования на свободных поверхностях в металлах.

В экспериментах по метанию алюминиевой пластины взрывным генератором плоских ударных волн с помощью интерферометра получена непрерывная во времени информация о динамике изменений скорости. Максимальная скорость разгона пластины составила 2700 ± 40 м/с.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 09-02-00382-а и ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” на 2009–2013 гг. № П981, а также Госконтрактов №№ Н.4е.4503101016 и Н.4е.4590101055.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Канель Г.И., Фортвов В.Е., Разоренов С.В. // УФН. 2007. Т. 177. № 8. С. 209.
2. Аврорин Е.Н., Водолага Б.К., Симоненко В.А., Фортвов В.Е. // УФН. 1993. Т. 163. № 5. С. 1.
3. Канель Г.И., Разоренков С.В., Уткин С.В., Фортвов В.Е. Экспериментальные профили ударных волн в конденсированных веществах. М.: Физматлит, 2008.
4. Глушак Б.Л., Куропатенко В.Ф., Новиков С.А. Исследование прочности материалов при динамических нагрузках. Новосибирск: Наука, 1992.
5. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений // М.: Физматлит, 2008. 3-е издание.
6. Жарков В. Н., Калинин В. А. Уравнение состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М.: Наука, 1968.
7. Методы исследования свойств материалов при интенсивных динамических нагрузках / Под ред. М.В. Жерноклетова. Саров: изд-во РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2005.
8. Канель Г.И., Разоренков С.В., Уткин С.В., Фортвов В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1996.
9. Ten K.A., Evdakov O.V., Zhogin I.L. et al. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 2005. V. A543. P. 170.
10. King N.P.S., Ables E., Adams K. et al. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 1999. V. A424. P. 84.
11. Кононов Б.А., Лукин А.Л. Протонная радиография. Томск: Изд-во Томского ун-та, 1988.
12. Антипов Ю.М., Афонин А.Г., Васильевский А.В. и др. // ПТЭ. 2010. № 3. С. 5.
13. Голубев А.А., Демидов В.С., Демидова Е.В. и др. // Атомная энергия. 2008. Т. 104. Вып. 2. С. 99.
14. Канцырев А.В., Бахмутова А.В., Голубев А.А. и др. // ПТЭ. 2010. № 5. С. 47.
15. Kolesnikov S.A., Golubev A.A., Demidov V.S. et al. // High Pressure Research. 2010. V 30. Is. 1. P. 83.
16. Голубев А.А., Демидов В.С., Демидова Е.В. и др. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 4. С. 61.
17. Durand M., Laharraqe P., Lebihan A. // Rev. Sci. Instrum. 1977. V. 48. № 3. P. 275.
18. McMillan C.F., Goosman D.R., Parker N.L. et al. // Rev. Sci. Instrum. 1988. V. 59. № 1. P. 1.
19. Strand O.T., Goosman D.R., Martinez C., Whitworth T.L. // Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77. № 8. 083108.
20. Jensen B.J., Holtkamp D.B., Rigg P.A. // J. Appl. Phys. 2007. V. 101. 013523.
21. Barker L.M., Hollenbach R.E. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. P. 4669.
22. Asay J.R., Barker L.M. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. № 6. P. 2540.
23. Hemsing W.F. // Rev. Sci. Instrum. 1979. V. 50. P. 73.
24. Crump O.B., Stanton P.L., Sweatt W.C. // Sandia Report. SAND92-0162.
25. Fleming K.J., Broyles T.A. // Sandia Report. SAND2003-3759.
26. Калинин В.А., Кучинский Н.А., Смирнов В.С. и др. // ПТЭ. 2006. № 2. С. 84.