
ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 53.082.5

**ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ТЕНЕВОЙ ФОТОГРАФИИ
С ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКОЙ РЕГИСТРАЦИЕЙ
В ХРОНОГРАФИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ
ДИНАМИКИ УДАРНЫХ ВОЛН В ПРОЗРАЧНЫХ МАТЕРИАЛАХ**

© 2020 г. Б. А. Демидов^a, Е. Д. Казаков^{a,b,c,*}, Ю. Г. Калинин^a, Д. И. Крутиков^a, А. А. Курило^a,
М. Ю. Орлов^a, М. Г. Стрижаков^a, С. И. Ткаченко^{a,c,d}, К. В. Чукбар^{a,c}, А. Ю. Шашков^a

^a Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”

Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

^b Национальный исследовательский университет “Московский энергетический институт”, Россия, Москва

^c Московский физико-технический институт, Россия, Долгопрудный Московской обл.

^d Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, Москва

*e-mail: Kazakov_ED@nrcki.ru

Поступила в редакцию 18.12.2019 г.

После доработки 18.12.2019 г.

Принята к публикации 30.12.2019 г.

Предложен информативный и весьма наглядный экспериментальный метод исследования процессов, сопровождающих распространение ударных волн в прозрачных материалах при мощном импульсном воздействии. Метод основан на электронно-оптической регистрации в хронографическом режиме тени проходящего через образец зондирующего лазерного излучения. Выполнена оценка чувствительности метода. Метод апробирован на образцах из полиметилметакрилата (ПММА) и оптического стекла К-8 при токах пучка до 45 кА и энергии электронов до 300 кэВ. Продемонстрирована эффективность предложенного метода.

DOI: 10.31857/S003281622003009X

ВВЕДЕНИЕ

Классическими методами исследования физических процессов, происходящих при распространении ударных волн в прозрачных средах, являются разнообразные оптические диагностики (см., например, [1–3]), основанные, в частности, на рефракции лазерного излучения с применением электронно-оптической регистрации [4–7]. В процессе прохождения ударных волн по прозрачным материалам оптические свойства последних меняются. В области волны сжатия плотность вещества увеличивается, соответственно растет показатель преломления, а в области волны разрежения (разгрузки), наоборот, плотность уменьшается, соответственно показатель преломления становится ниже, чем при невозмущенном состоянии вещества.

Если удастся каким-либо образом определить пространственно-временную эволюцию показателя преломления образца, то, используя связь между показателем преломления и плотностью вещества, в принципе можно восстановить с разрешением по времени распределение плотности вещества в области ударной волны, скорость ее распростра-

нения и распределение давления. Естественно, в условиях реального эксперимента без использования априорной информации возможности существенно ограничены, однако, применяя рефракционные (теневые) методы в сочетании с электронно-оптической регистрацией “рефракционного” изображения в хронографическом режиме, можно получить полезную информацию о динамике ударных волн в прозрачных материалах.

В представленной работе описана соответствующая методика, реализованная для визуализации процесса распространения ударной волны, возбуждаемой релятивистским электронным пучком (р.э.п.) в стекле К-8 и оргстекле (ПММА). Приведены оценки чувствительности методики для простейшего случая — распространения плоской ударной волны с ограниченной апертурой и линейным профилем изменения показателя преломления. В оценках используются некоторые характерные значения физических величин, которые в реальных экспериментах могут различаться в несколько раз.

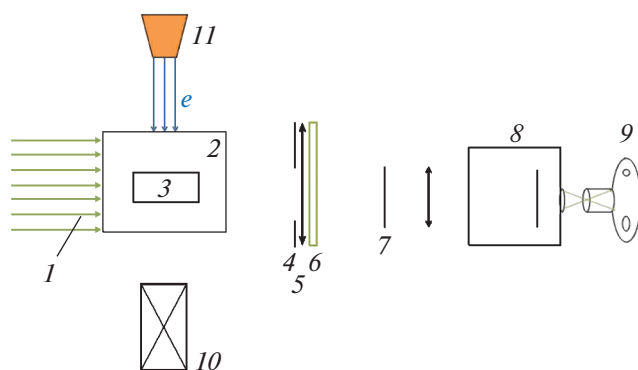


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 — лучи лазера, 2 — образец, 3 — область ударной волны, 4 — щелевая диафрагма, 5 — объектив, 6 — зеленый светофильтр, 7 — времяанализирующая щель, 8 — электронно-оптическая камера, 9 — фотоаппарат, 10 — камера-обскура.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ЕГО ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА

Эксперименты, принципиальная схема которых представлена на рис. 1, проводились на сильноточном электронном ускорителе “Кальмар” [8].

Электронный пучок e , ускоренный в диоде до релятивистских энергий, попадал в размещенный на аноде образец 2 в форме прямоугольного параллелепипеда. В результате поглощения р.э.п. мишенью в ее приграничных слоях (средний пробег электронов с энергией 200–300 кэВ, например, для ПММА составляет около 500 мкм) возникает область высокого давления, что вызывает распространение волны деформации в глубь упругого материала. Определенный вклад в формирование волны может вносить также давление на поверхность параллелепипеда плазмы, образующейся в диоде.

Поскольку вносимый пучком импульс пренебрежимо мал, генерируемая волна неизбежно содержит участки как сжатия (на фронте), так и растяжения. Ее пространственный профиль, таким образом, не вполне тривиален, но далее для краткости она всюду названа “ударной” по той причине, что давление, достигаемое в наших экспериментах на фронте возмущения, достаточно велико, а его скорость заметно превышает скорость звука в материале используемых образцов (см. ниже). Вариации плотности вещества в этой волне сопровождаются изменениями его коэффициента преломления, что и позволяет использовать данную методику. В используемой геометрии форма “возмущенной” области в идеале является цилиндрически симметричной относительно оси электронного пучка или достаточно близка к ней.

Перпендикулярно к оси диода образец просвечивался лазерным излучением I , которое поступает через диагностические окна в вакуумную ка-

меру ускорителя и проходит через исследуемый образец 2 с отполированными боковыми гранями. Объектив 5 диаметром 9 см с фокусным расстоянием $F = 120$ см, снабженный щелевой диафрагмой размером в направлении распространения ударной волны $h = 3$ см, формирует в масштабе 1:1 изображение образца на плоскости, где расположена времяанализирующая щель 7 электронно-оптической камеры (э.о.к.) модели СФЭР-6 (8).

Щель шириной 20 мкм и длиной 15 мм расположена параллельно оси диода — оси электронного пучка. На щель проецируется участок образца, совпадающий с продолжением оси пучка (см. рис. 1). Изображение щели переносится на фотокатод камеры 8 объективом в масштабе 1:1. Чтобы отделить лазерное излучение, проходящее через образец, от собственного свечения диодной плазмы, используется набор “зеленых” стеклянных светофильтров 6 типа ЗС-11.

Электронно-оптическая камера работала в хронографическом режиме (временная развертка направлялась перпендикулярно к времяанализирующей щели, т.е. перпендикулярно к плоскости рисунка), что позволяло регистрировать временную эволюцию одномерного теневого изображения ударной волны, возбуждаемой р.э.п. в образце и распространяющейся преимущественно вдоль оси диода. С экрана э.о.к. изображение фотографировалось цифровым зеркальным фотоаппаратом 9; временное разрешение системы при длительности развертки 21 мкс составляло ~40 нс.

В качестве источника зондирующего излучения использовался импульсный лазер с длиной волны 1079 нм с активным элементом из монокристалла ортоалюмината иттрия с неодимом. Лазер работал в режиме внутрирезонаторной генерации второй гармоники с выходом излучения только на длине волны 540 нм. Такой режим позволял получить “гладкий” по времени импульс свободной генерации, как показано на рис. 2. Энергия импульса составляла 90 мДж, длительность ~300 мкс, расходимость не превышала 5 мрад; запуск ускорителя “Кальмар” осуществлялся через 80–90 мкс после начала генерации лазерного импульса.

Для измерения скорости распространения фронта ударной волны в оптически прозрачной и однородной среде был использован метод щелевой развертки во времени одномерного теневого изображения области прохождения ударной волны. Тень образуется за счет выхода лазерного зондирующего луча за апертуру линзы с щелевой диафрагмой (см. рис. 1) при его рефракции на продольных (относительно направления распространения волны) неоднородностях показателя преломления.

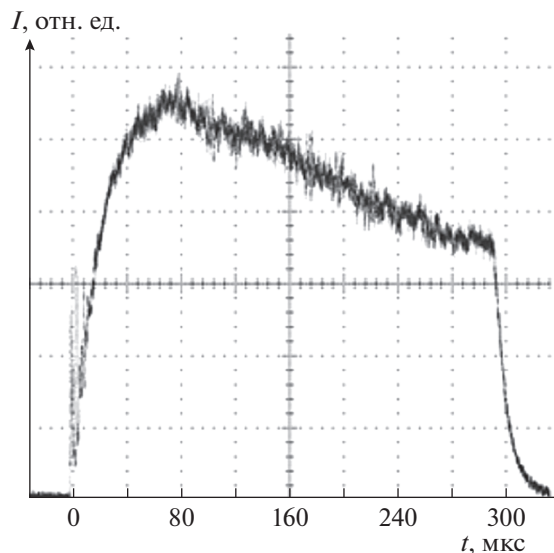


Рис. 2. Осциллограмма импульса второй гармоники при внутрирезонаторной генерации.

При превышении показателем преломления порогового значения, которое зависит от характеристик оптической схемы, зондирующий лазерный луч, отклоняясь, не попадает в апертуру приемной части оптической схемы, в результате чего на изображении появляется тень.

ОЦЕНКА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ МЕТОДА

Оценим минимальное давление, приводящее к появлению тени, причем в этих оценках мы будем использовать значения параметров (например, диаметр пучка электронов, длительность энерговклада), характерные для наших экспериментов и связанные с работой ускорителя “Кальмар”. При других условиях эксперимента данные параметры можно легко скорректировать.

Рассмотрим с этой точки зрения ход лучей зондирующего излучения в наших условиях более подробно.

На рис. 3 в увеличенном масштабе показан фрагмент образца, по которому распространялась ударная волна ограниченной апертуры. Диаметр апертуры d в нашей модели определялся характерным размером области вклада энергии — диаметром электронного пучка. Область совпадала с длиной пути лазерного луча по “возмущенному” веществу. При проведении оценки предполагалось также, что на фронте ударной волны, ширина которого X , показатель преломления вещества менялся линейно от n_0 до $n_0 + \Delta n$. Градиент коэффициента преломления постоянен вдоль оси элек-

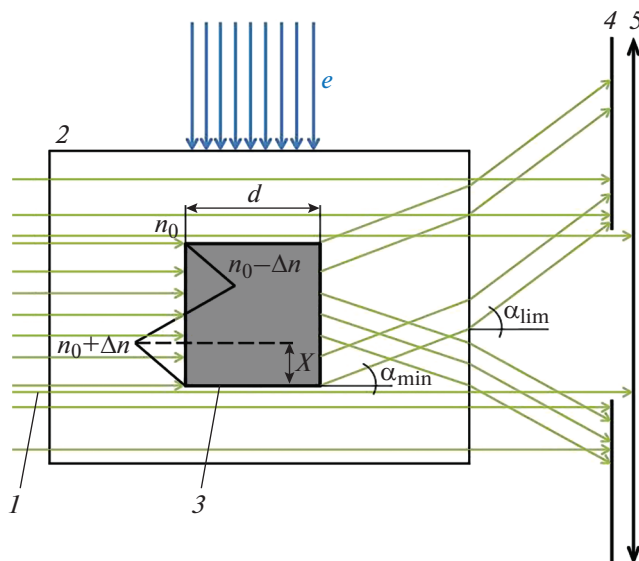


Рис. 3. Схема формирования лазерной тени. 1 — лучи лазера, 2 — образец, 3 — возмущенная ударной волной область образца, 4 — щелевая диафрагма, 5 — объектив.

тронного пучка. Угол поворота фронта плоской световой волны можно записать как [9]:

$$\alpha = \frac{d}{n_0} \frac{\Delta n}{X}, \quad (1)$$

где n_0 — коэффициент преломления исследуемого материала в невозмущенной области, а $d = 0.5$ см.

При не слишком больших давлениях ширина фронта (т.е. области нарастания давления) волны $X \approx v\tau$, где $\tau \approx 250$ нс — характерное время вклада энергии электронного пучка, а v — скорость распространения ударной волны. Для оценок в качестве ее минимального значения мы использовали “объемную скорость звука” (bulk sound velocity) V_b , характеризующую распространение линейных упругих волн для случая, когда напряжение в них превышает предел текучести материала [1, 10]:

$$V_b = \sqrt{V_l^2 - \frac{4}{3}V_s^2}, \quad (2)$$

где V_l и V_s — продольная и поперечная скорости звука соответственно.

В условиях нашего эксперимента предельный угол отклонения лазерного луча в горизонтальной плоскости, при котором излучение еще попадало на фотокатод э.о.к., составлял $\alpha_{\text{lim}} = h/2F = 1.25 \cdot 10^{-2}$. С учетом преломления на границе образец–вакуум (см. рис. 3) угол рефракции луча α_{min} в области прохождения ударной волны для образования тени должен быть $> 1.25 \cdot 10^{-2}/n_0$, где n_0 — показатель преломления материала образца при нормальных условиях.

Таблица 1. Физические константы используемых материалов

Материал	Объемная скорость звука V_b , км/с	Коэффициент Пуассона ν	Модуль Юнга E , 10^{10} Па	Коэффициент преломления n_0	Плотность ρ , г/см ³
Оргстекло	2.2	0.34	0.35	1.48	1.18
Стекло К8	4.3	0.209	8.23	1.51	2.51

Отсюда следует, что наименьшее изменение показателя преломления, при котором в наших условиях появляется тень, $\delta n_{\min} \geq \alpha_{\text{lim}} X/d = 1.3 \cdot 10^{-3}$. Если под действием ударной волны структура вещества образца не претерпевает необратимых изменений, то после ее прохождения оптические свойства вещества восстанавливаются и лазерное излучение опять попадает на фотоприемник. В противном случае описываемая методика позволяет фиксировать пространственную локализацию и момент наступления разрушения образца (см., например, [4, 5]).

Оценим минимальное давление, которое может вызвать такой разворот зондирующей волны. Исходя из формулы Лоренца–Лоренца¹ [11], связывающей плотность вещества с его показателем преломления, относительное изменение коэффициента преломления в зависимости от относительного изменения плотности можно записать следующим образом:

$$\frac{\delta n}{n_0} = \frac{n_0^2 - 1}{6} \left(1 + \frac{2}{n_0^2} \right) \frac{\delta \rho}{\rho_0}. \quad (3)$$

Здесь n_0 , ρ_0 – соответственно коэффициент преломления и плотность в области с невозмущенными параметрами среды, а δn , $\delta \rho$ – характерные значения соответственно изменения коэффициента преломления и плотности среды при прохождении волны.

В условиях всестороннего сжатия, давление P и относительное изменение удельного объема ϵ связаны соотношением:

$$P = -K\epsilon, \quad (4)$$

где K – модуль объемного сжатия (как раз и определяющий $V_b = \sqrt{K/\rho}$), который выражается через модуль Юнга E и коэффициент Пуассона ν как

$$K = \frac{E}{3(1 - 2\nu)}, \quad (5)$$

откуда следует

¹ В области сверхвысоких давлений используются и другие подобные соотношения, см., например, [12], но в области относительно малых давлений они мало отличаются от формулы Лоренца–Лоренца; ее замена на другие соотношения не имеет принципиального значения для дальнейшего изложения.

$$P = \frac{E}{3(1 - 2\nu)} \frac{\delta \rho}{\rho_0}. \quad (6)$$

Подставляя (6) в (3), получим соотношение между относительным изменением коэффициента преломления и давлением:

$$\frac{\delta n}{n_0} = \frac{n_0^2 - 1}{6} \left(1 + \frac{2}{n_0^2} \right) \frac{3(1 - 2\nu)}{E} P. \quad (7)$$

Используя формулу (6) и значения физических констант рабочих материалов (стекла К-8 и ПММА), приведенные в табл. 1, а также указанные выше параметры нашей оптической схемы, получим, что тень будет формироваться при давлениях в ударных волнах $P > P_{\min}$. Для стекла К-8 минимальное давление составит $P_{\min} = 10^8$ Па, а для ПММА – $P_{\min} = 8 \cdot 10^6$ Па.

Варьируя параметры оптической схемы, можно существенно изменять чувствительность метода, сильно зависящую также от пространственного профиля изменения показателя преломления, от длины фронта ударной волны и т.п. Естественно, все вышесказанное справедливо и для области спада давления в ударной волне, где производная показателя преломления по координате имеет противоположный знак, а также в области волны разрежения.

АПРОБАЦИЯ МЕТОДИКИ

Ниже продемонстрировано применение описанной методики для изучения динамики ударных волн, возбуждаемых электронным пучком в образцах ПММА и стекла К-8. Обсуждение происходящих при этом физических процессов выходит за рамки этой работы. Параметры электронного пучка приведены в табл. 2.

На рис. 4а представлена хронограмма лазерной тени, полученная при воздействии электронного пучка с током $I = 44$ кА и энергией $W = 980$ Дж на образец из ПММА толщиной 28 мм. Так как рабочая длина щели э.о.к. всего 15 мм, а изображение передается в масштабе 1 : 1, то видна лишь часть мишени; в данном опыте оптическая система была настроена ближе к тыльной поверхности мишени.

Согласно рис. 4а, при прохождении ударной волны и ее последующем отражении от тыльной поверхности образца из-за возрастания давления

Таблица 2. Основные параметры экспериментов

Материал и толщина образца	I , кА	U , кВ	$\tau_{1/2}$, нс	W , Дж	v , км/с	Z , мм
ПММА, 28 мм	44	230	150	980	3.8	8
Стекло К8, 10 мм	24	200	100	380	7.1	4

Примечание. I – максимальное значение силы тока пучка, U – среднее значение напряжения, $\tau_{1/2}$ – длительность импульса на полувысоте, W – энергия пучка, v – скорость фронта ударной волны, Z – размер пространственного потемнения, вызванного прохождением по образцу ударной волны.

существенно изменяется коэффициент преломления, и лазерное излучение перестает попадать на фотокатод. При этом быстрого разрушения материала не происходит, и через некоторое время наблюдаемая область снова становится оптически прозрачной. По наклону границы освещенной области (на рис. 4а отмечена белой линией) можно определить скорость распространения ударной волны, которая здесь составила 3.8 км/с.

По известным ударным адиабатам (см, например, [8]) можно найти максимальное давление на фронте ударной волны, которое для данного эксперимента составило $P = 2.8 \cdot 10^9$ Па, что существенно превышает минимальный предел P_{lim} , необходимый для появления тени. Отсюда следует, что на хронограмме тень формируется при прохождении всей ударной волны, а не только той ее части, где достигаются максимальные значения давления.

Таким образом, по хронограмме можно также определить пространственный размер области, в которой коэффициент преломления претерпевает изменения, а также продолжительность этих изменений.

На рис. 4б приведена аналогичная хронограмма для мишени из стекла К-8 толщиной 10 мм при воздействии электронного пучка с силой тока $I = 24$ кА и энергией $W = 380$ Дж. Меньшая толщина образца позволила одновременно наблюдать как целиком сам образец, так и область за ним. Хорошо видно, как ударная волна, инициированная электронным пучком, многократно отражается от стенок образца, скорость фронта составила 7.1 км/с. Механическое разрушение образца начинается приблизительно через 10 мкс от начала экспозиции и выглядит как потемнение в нижнем углу (см. рис. 4б).

Следует отметить, что на обеих фотографиях после прохождения ударной волны видны относительно мелкомасштабные пространственно-временные возмущения поля лазерного излучения, что свидетельствует о наличии пространственно-временных изменений оптических свойств материала мишени после прохождения ударной волны. Выяснение их природы является задачей дальнейших исследований.

Краткие результаты проделанных опытов приведены в табл. 2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что применение лазерного зондирования с электронно-оптической регистрацией теневых фотографий в хронографическом режиме является эффективной и удобной методикой для изучения и визуализации ударно-волновых процессов в оптически прозрачных материалах. Методика обладает высокой чувствительностью к изменению давления внутри исследуемого образца, с ее помощью можно получать разнообразные данные об ударной волне, например скорости фронта и геометрических размерах областей возмущения, а также судить об особенностях разрушения образцов.

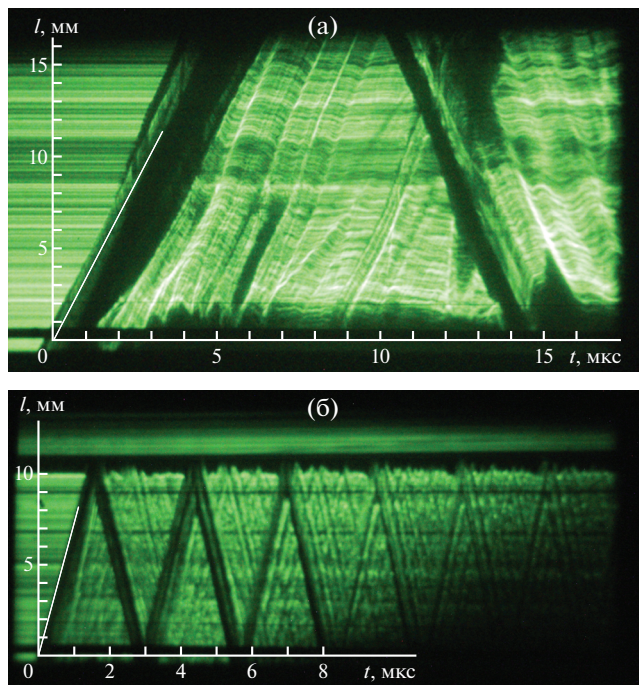


Рис. 4. Хронограмма распространения ударной волны в образце из ПММА (а) и из оптического стекла К8 (б).

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №18-02-00555-а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
2. Корнер С.Б. // Успехи физических наук. 1968. Т. 94. № 4. С. 641.
3. Канель Г.И., Разоренов С.В., Фортков В.Е. // Успехи физических наук. 2007. Т. 177. № 8. С. 809.
4. Демидов Б.А., Ефремов В.П., Калинин Ю.Г., Петров В.А., Ткаченко С.И., Чукбар К.В. // ЖТФ. 2012. Т. 82. № 3. С. 94.
5. Демидов Б.А., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Курило А.А., Стрижаков М.Г., Шашков А.Ю. // Прикладная физика. 2018. № 6. С. 74.
6. O'Malley S.M., Zinderman B., Schoeffling J., Jimenez R., Naddeo J.J., Bubb D.M. // Chemical Physics Letters. 2014. V. 614. P. 30.
<https://doi.org/10.1016/j.cplett.2014.09.061>
7. Wang G., Yu Y., Jiang L., Li X., Xie Q., Lu Y. // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 110. 161907.
<https://doi.org/10.1063/1.4981248>
8. Демидов Б.А., Ивкин М.В., Петров В.А., Фанченко С.Д. // Атомная энергия. 1979. Т. 46. № 2. С. 100.
9. Кругляков Э.П. // В кн.: Диагностика плазмы. Вып. 3. М.: Атомиздат, 1973. С. 97–120.
10. Lasl Shock Hugoniot Data / Eds by S.P. Marsh. Berkeley: University of California Press, 1980.
11. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Физматлит, 2003. С. 508.
12. Ананьев С.С., Берналь И.Д., Демидов Б.А., Калинин Ю.Г., Петров В.А. // ЖТФ. 2010. Т. 80. № 5. С. 111.