

05;07;12

## Экспериментальные измерения показателя преломления полиметилметакрилата за фронтом ударной волны, возбуждаемой сильноточным электронным пучком

© С.С. Ананьев, И.Д. Берналь, Б.А. Демидов, Ю.Г. Калинин, В.А. Петров

Российский научный центр «Курчатовский институт»,  
123182 Москва, Россия  
e-mail: demidov@dap.kiae.ru

(Поступило в Редакцию 24 февраля 2009 г. В окончательной редакции 15 июля 2009 г.)

Экспериментально исследовано изменение показателя преломления в полиметилметакрилате (ПММА) за фронтом ударной волны, возбуждаемой импульсным сильноточным электронным пучком. По отклонению диагностического лазерного луча определены значения показателя преломления в области значений давления 2 и 4 ГПа. Полученные результаты сравниваются с известными данными для ударно-волнового сжатия ПММА.

### Введение

В широком диапазоне параметров для многих веществ хорошей аппроксимацией поведения показателя преломления служит формула Лорентц–Лоренца

$$r = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{1}{\rho} = \text{const}, \quad (1)$$

в соответствии с которой удельная рефракция ( $r$ ) не зависит от плотности вещества ( $\rho$ ). Классическим примером здесь является поведение показателя преломления воды, у которой при переходе от паров к жидкой фазе (измерение плотности в 1200 раз) удельная рефракция с точностью до 2–3% остается постоянной [1].

Однако было показано, например в работе [2], где исследовались оптические свойства прозрачных веществ при сверхвысоких давлениях, что экспериментальные данные по воде отличаются от данных формулы Лорентц–Лоренца при сжатии воды в 1.4–1.8 раз при изменении давления от 3.9 до 14.4 ГПа. В этом диапазоне давлений коэффициент преломления воды описывается линейной функцией от величины сжатия. Поэтому представляет определенный интерес исследовать зависимость показателя преломления от плотности в широком диапазоне изменения давления.

В качестве исследуемого вещества был выбран полиметилметакрилат (ПММА), поскольку:

1) имелись данные по исследованию показателя преломления в диапазоне значений давления 4.5–16.9 ГПа [3];

2) ПММА, являясь прозрачным диэлектрическим материалом, широко используется в качестве окон в различных оптических приборах и экспериментальных установках; если при ударном сжатии возрастает его показатель преломления ( $n$ ), то изменяется и оптическая длина пути, что необходимо учитывать при интерферометрии;

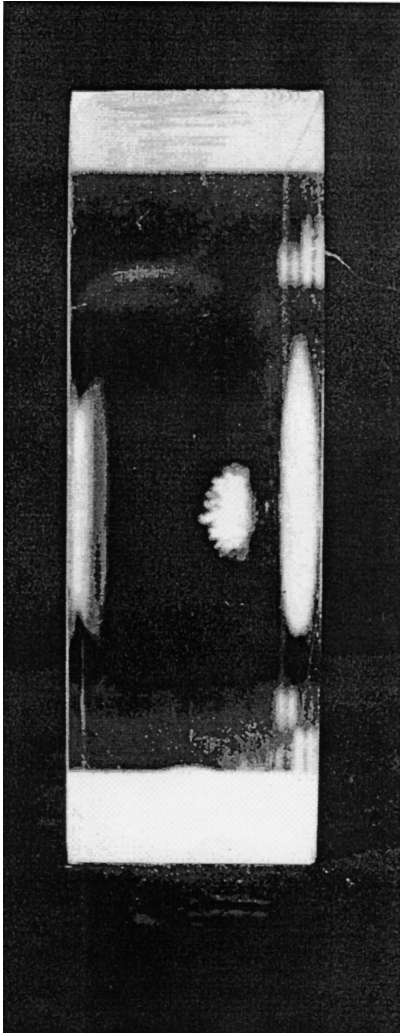
3) этот недорогой материал прост в обращении и обработке.

Целью настоящей работы является прямое измерение показателя преломления ПММА за фронтом ударной волны при давлении 2 и 4 ГПа, сравнение с формулой Лорентц–Лоренца и результатами других способов аппроксимации и сопоставление с экспериментальными данными работы [3].

### Постановка и схема эксперимента

В описываемых экспериментах высокое импульсное давление в образцах генерировалось ударными волнами, возбуждаемыми электронными пучками. Ранее в наших экспериментах по изучению взаимодействия импульсного электронного пучка с ПММА, выполненных на установке „Кальмар“ [4], показано, что при токе 60 кА, энергии электронов 0.35 МэВ, длительности тока  $10^{-7}$  с, диаметре пучка 2 см возбуждается ударная волна, распространяющаяся со скоростью  $4 \cdot 10^3$  м/с [5]. Согласно ударной адиабате ПММА, это соответствует давлению 4.5 ГПа [6]. На расстояниях порядка диаметра электронного пучка волна слабо затухает и при толщине мишени 25 мм возникает мощный откол задней поверхности мишени. В данной работе была обнаружена прозрачная зона в ПММА, примыкающая к зоне энерговыделения электронного пучка, за которой наблюдалась область разрушения оргстекла. Наличие прозрачной зоны вблизи области энерговыделения позволяет оптическими способами исследовать область высокого давления в этой зоне.

В последующей работе [7] при токе 15–20 кА, диаметре электронного пучка 10–12 мм, энергии электронов 0.3 МэВ (плотность тока  $20 \text{ кА/см}^2$ ) была изучена динамика разрушения ПММА с помощью высокоскоростной кадровой съемки. Из-за того что диаметр пучка в данной работе не превышал 10–12 мм, наблюдалось более существенное затухание ударной волны, и откол тыльной поверхности мишени происходил при меньшей толщине ПММА. Показано, что давление за фронтом



**Рис. 1.** Образец ПММА толщиной 19 мм после воздействия сильнотоочного электронного пучка.

ударной волны снижается с 4 GPa вблизи зоны энерговыделения до 0.7 GPa на тыльной стороне мишени.

На рис. 1 приводится фотография мишени из ПММА толщиной 19 мм, подвергнутой воздействию импульсного электронного пучка с вышеприведенными параметрами. Электронный пучок воздействовал на правую грань мишени. На рис. 1 видны откольные разрушения диаметром 22 мм на задней поверхности мишени. В глубине мишени наблюдается разрушение ПММА в виде „метелки“, а между „метелкой“ и зоной энерговыделения видна прозрачная область, которая также наблюдается за „метелкой“. Давление за фронтом ударной волны вблизи зоны энерговыделения составляет 4 GPa, а за „метелкой“ — 2 GPa.

Эксперименты по измерению изменяющегося во времени показателя преломления проводились на установке „Кальмар“ в режиме, описанном в работе [7]. Ток пучка 20 кА, энергия электронов 0.3 MeV, длительность пучка

ка  $10^{-7}$  с. Диаметр зоны энерговыделения электронного пучка (12 мм) контролировался камерой Обскуро и коррелировал с размером области проплавления лицевой поверхности образца под его действием. Воздействию электронного пучка подвергались мишени из ПММА толщиной 19 мм, сечением  $60 \times 40$  мм и плотностью  $\rho_0 = 1.18 \cdot 10^3$  kg/m<sup>2</sup>.

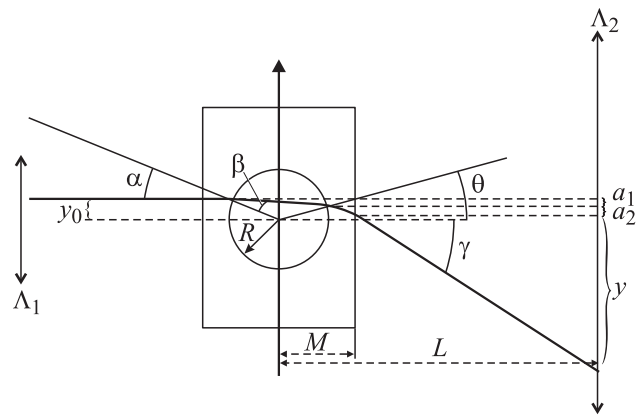
Схема эксперимента приведена на рис. 2. Луч лазера DPSS ( $\lambda = 0.532$  мкм, длительность 10 мкс, мощность до 30 мВт) с помощью длиннофокусного объектива  $\Lambda_1$  ( $F_1 = 2$  м) направлялся на образец ПММА перпендикулярно оси электронного пучка. При прохождении ударной волны показатель преломления ПММА изменялся и лазерный луч отклонялся в вертикальной плоскости. Отклоненный лазерный луч с помощью линзы  $\Lambda_2$  диаметром 90 мм ( $F_2 = 20$  см) попадал на вертикальную входную щель фотохронографа ФЭР-7 и разворачивался во времени. Расстояние между линзой  $\Lambda_2$  и осью электронного пучка составляло 0.5 м. В оптическом тракте ФЭР-7 устанавливался интерференционный фильтр на длину волны 532 нм с полосой пропускания 10 нм.

При проведении расчетов показателя преломления были сделаны следующие предположения: распространяющаяся ударная волна образует внутри мишени цилиндрическую область ударно сжатого ПММА, давление на оси которой спадает по длине, но постоянно по радиусу. Подробнее это будет обсуждено в дальнейшем.

В этом случае, согласно рис. 2, полное отклонение лазерного луча  $y_p$  в плоскости линзы  $\Lambda_2$ :

$$y_p = y + a_1 + a_2, \quad (2)$$

где  $y = (L - M) \tan \gamma$ ;  $a_1 = y_0 - R \sin \theta$ ;  $a_2 = (M - R \cos \theta) \tan(\alpha - \theta)$ . Здесь  $y_0$  — прицельное расстояние;  $\alpha$  — угол падения на зону ударного сжатия;  $\beta$  — угол преломления в ударно сжатом ПММА;  $L$  — расстояние от центра образца до линзы  $\Lambda_2$ ;  $M$  — расстояние от центра образца до его края.



**Рис. 2.** Схема опыта и модель проведения расчета.

При известном начальном показателе преломления  $n_0$  получим окончательное выражение для  $y_p$ :

$$y_p = (L - M) \frac{n_0 \sin(\alpha - \theta)}{\sqrt{1 - n_0^2 \sin^2(\alpha - \theta)}} + y_0 - R \sin \theta + (M - R \cos \theta) \operatorname{tg}(\alpha - \theta). \quad (3)$$

По этой формуле вычисляется неизвестный показатель преломления  $n_x$  с учетом того, что

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_x}{n_0}; \quad \sin \alpha = \frac{y_0}{R}; \quad \frac{\sin(\alpha - \theta)}{\sin \gamma} = \frac{1}{n_0}; \quad \theta = 2\beta - \alpha.$$

Из формулы (3) следует, что при определении  $n_x$  необходимо с максимальной точностью знать начальный показатель преломления  $n_0$ . Поэтому предварительно с помощью стационарного лазера ЛГН-15 ( $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ ) и импульсно-стационарного лазера DPSS ( $\lambda = 0.532 \mu\text{m}$ ) и специально изготовленной призмы из исследуемого ПММА с углом преломления  $10^\circ$  определен начальный показатель преломления ПММА по стандартной методике [1]. Оказалось, что  $n_0 = 1.50 \pm 0.01$  ( $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ ) и  $n_0 = 1.51 \pm 0.01$  ( $\lambda = 0.532 \mu\text{m}$ ). Измеренные начальные показатели преломления ПММА  $n_0 = 1.51$  ( $\lambda = 0.532 \mu\text{m}$ ),  $n_0 = 1.50$  ( $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ ) хорошо соответствуют начальному показателю преломления ( $n_0 = 1.49 \mu\text{m}$ ), измеренному на длине волны  $\lambda = 0.69 \mu\text{m}$  (см. [3]) в соответствии с нормальной дисперсией ПММА в этом диапазоне длин волн.

### Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 3 приводятся осциллограммы тока напряжения ускорителя „Кальмар“ в данных экспериментах. Из них с использованием обскурোগраммы фокального пятна электронного пучка в ПММА, приведенной на рис. 4, определено максимальное по времени значение плотности тока  $j = 20 \text{ kA/cm}^2$ . Диаметр электронного пучка на поверхности мишени (12 mm) и слабая зависимость энерговклада от радиуса, кроме обскурোগрам, подтверждаются равномерным проплавлением зоны его взаимодействия с образцом, имеющим вид цилиндрического углубления глубиной 0.6 mm с почти прямоугольными краями. Для упрощения расчетов краевыми эффектами и незначительными мелкомасштабными колебаниями глубины проплавления пренебрежем. В соответствии с результатами работы [7] в этих условиях при энергии электронов 300 keV давление в прозрачной области, примыкающей к зоне энерговыделения, соответствует 4 GPa.

В первой серии экспериментов с целью определения длительности воздействия ударной волны на ПММА лазерный импульс с длительностью 10  $\mu\text{s}$  запускался с самого начала взаимодействия электронного пучка с мишенью и использовалась относительно медленная

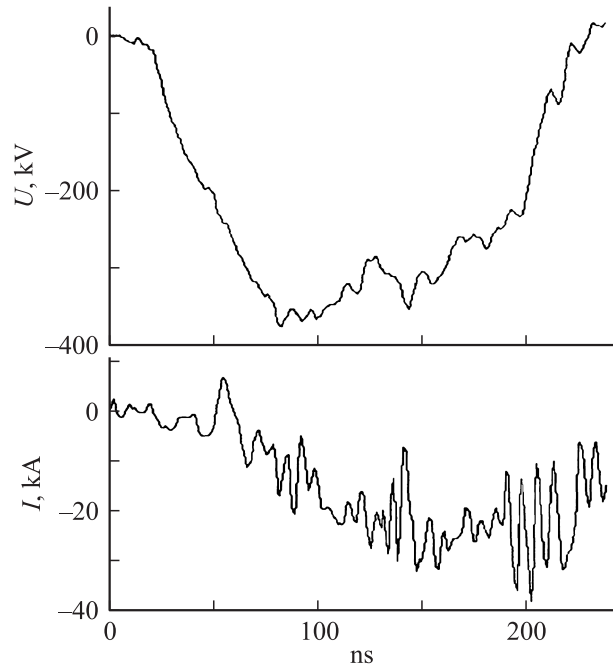


Рис. 3. Осциллограммы тока и напряжения ускорителя „Кальмар“.

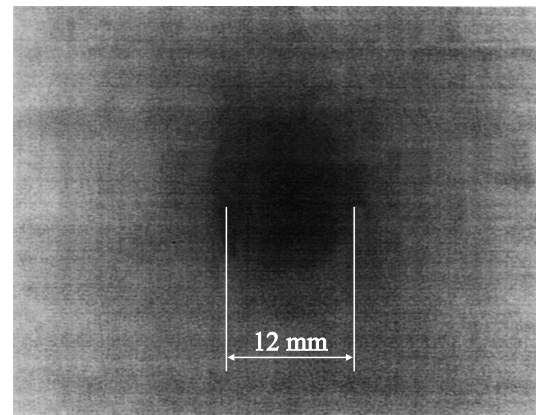
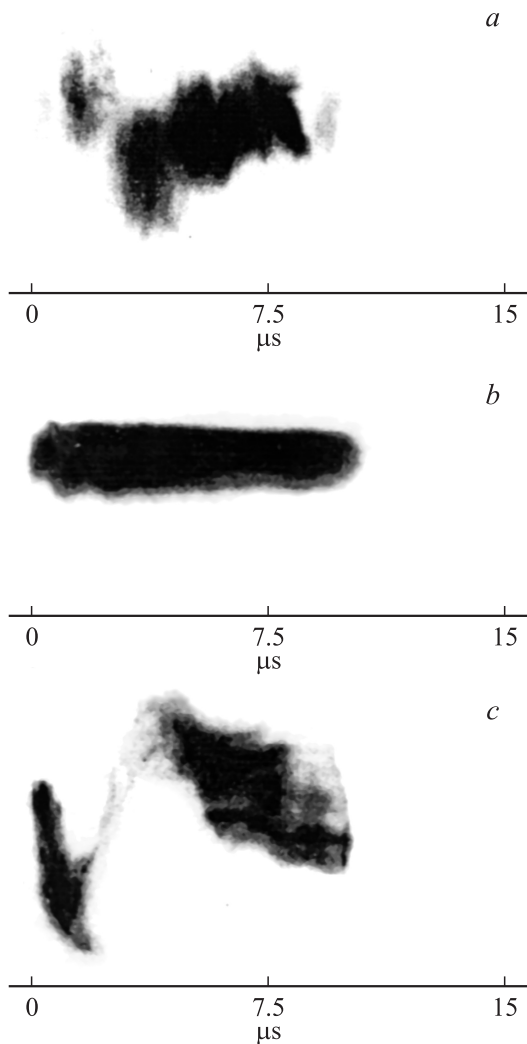


Рис. 4. Обскурোগрамма рентгеновского излучения фокального пятна импульсного электронного сильноточного пучка.

развертка ( $7.5 \mu\text{s/cm}$ ) ФЭР-7, не позволяющая точно определить время прихода ударной волны, но хорошо позволяющая регистрировать амплитуду отклонения лазерного луча.

На рис. 5 представлена зависимость амплитуды отклонения лазерного луча от времени при прохождении прозрачной области ПММА, примыкающей к зоне энерговыделения электронного пучка. Зависимость амплитуды отклонения лазерного луча от времени при прохождении прозрачной зоны ПММА за „метелкой“ (12.5 mm от лицевой поверхности мишени) приводится на рис. 6. Из рис. 5, 6 видно, что лазерный луч отклоняется вверх, если он проходит ниже оси пучка, и наоборот, отклоняется вниз, если проходит выше оси пучка. Это подтверждает

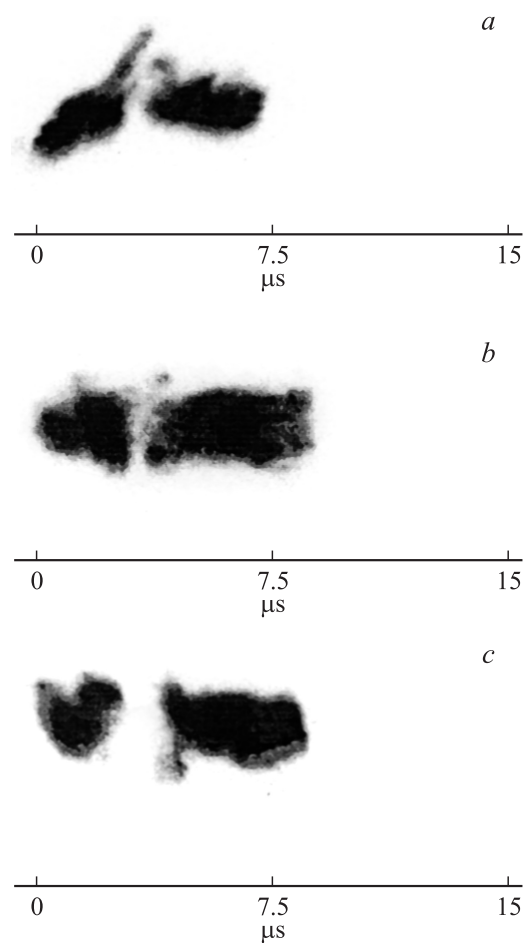


**Рис. 5.** Отклонение лазерного луча при прохождении области ПММА, примыкающей к зоне энерговыведения, на расстоянии 3 мм от передней поверхности мишени: *a* — лазерный луч проходит на 2 мм ниже оси электронного пучка (ЭП), *b* — лазерный луч пересекает ось ЭП, *c* — лазерный луч проходит на 2 мм выше оси ЭП.

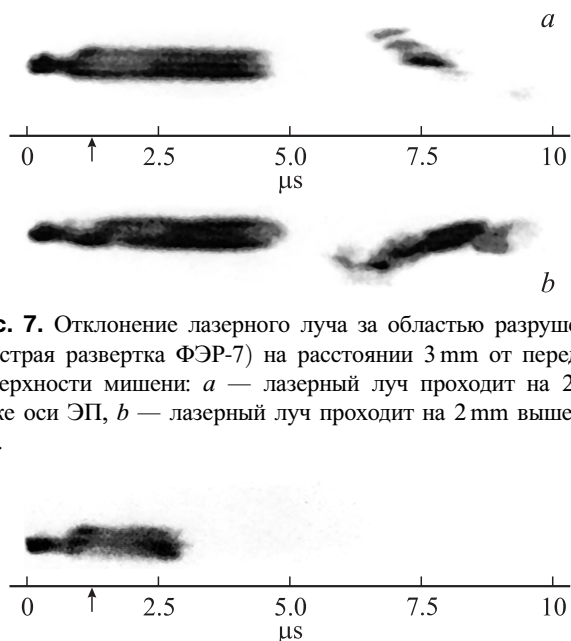
модель образующейся цилиндрической линзы внутри мишени из ПММА с показателем преломления  $n_x > n_0$ .

Ранее в работе [7] было показано, что при сходных условиях эксперимента ударную волну можно считать плоской по меньшей мере до расстояния, равного радиусу зоны энерговыведения, и возмущенная область с большим коэффициентом преломления представляет собой цилиндрическую линзу; в нашем случае это расстояние составляет около 6 мм. Результаты зондирования, приведенные на рис. 5, относятся именно к этой зоне, так как зондирование производилось на расстоянии 3 мм от поверхности образца.

Зондирование на расстоянии 12.5 мм от передней поверхности мишени, результаты которого приведены на рис. 6 и 7, приходится на зону конусного возмущения показателя преломления, и призматический сдвиг может



**Рис. 6.** Отклонение лазерного луча за область разрушения на расстоянии 12.5 мм от передней поверхности мишени: *a* — лазерный луч проходит на 2 мм ниже оси ЭП, *b* — лазерный луч пересекает ось ЭП, *c* — лазерный луч проходит на 2 мм выше оси ЭП.



**Рис. 7.** Отклонение лазерного луча за область разрушения (быстрая развертка ФЭР-7) на расстоянии 3 мм от передней поверхности мишени: *a* — лазерный луч проходит на 2 мм ниже оси ЭП, *b* — лазерный луч проходит на 2 мм выше оси ЭП.

**Рис. 8.** Прохождение лазерного луча через область разрушения.

приводить к уходу изображения с времяанализирующей щели и тем самым приводить к прерыванию световой развертки.

При толщине мишени 19 mm диаметр откольной области разрушения равен 22 mm, поэтому можно считать, что на расстоянии 12.5 mm от лицевой поверхности мишени радиус  $R$  образующейся линзы составляет 10 mm.

Во второй серии экспериментов использовалась более быстрая развертка ( $2.5 \mu\text{s}/\text{cm}$ ) ФЭР-7, а лазерный импульс запускался до начала протекания тока в ускорителе. Об этом свидетельствует рис. 7, на котором показана зависимость амплитуды отклонения лазерного луча от времени при прохождении прозрачной зоны ПММА за область разрушения („метелка“) на расстоянии 12.5 mm от лицевой поверхности. Аналогичная зависимость при прохождении области разрушения („метелка“) представлена на рис. 8 (7 mm от лицевой поверхности мишени).

Как отмечалось выше, на рис. 7 и 8 лазер запускается до пуска ускорителя. При срабатывании водяного разрядника ускорителя из-за электромагнитной помехи на ФЭР-7 лазерный луч утолщается. Электронный пучок воздействует на мишень спустя 200 ns после срабатывания водяного разрядника; момент начала этого воздействия отмечен вертикальными стрелками на рис. 7 и 8. Такой режим исследования позволяет измерить время прихода ударной волны. Как видно из рис. 7, время прихода ударной волны составляет  $3.6 \mu\text{s}$  и лазерный луч прерывается на  $2.0 \mu\text{s}$ . Средняя скорость ударной волны составляет  $3.45 \cdot 10^3 \text{ m/s}$ . Исходя из линейного закона падения скорости ударной волны с длиной пробега, можно оценить ее в заданной точке, зная экспериментальные значения скорости в точках 3 mm ( $3.9 \cdot 10^3 \text{ m/s}$ ) и 19 mm ( $2.96 \cdot 10^3 \text{ m/s}$ ) и давление 4 и 0.7 GPa соответственно [7]. Оцененная таким образом скорость ударной волны в точке 12.5 mm составила  $3.35 \cdot 10^3 \text{ m/s}$ , что, согласно данным работы [6], соответствует давлению 2 GPa.

При прохождении лазерного луча через область разрушения („метелка“) лазерный луч прерывается и в дальнейшем не восстанавливается (рис. 8).

Амплитуда  $y_p$  полного отклонения лазерного луча на линзе  $\Lambda_2$  при прохождении области, примыкающей к зоне энерговыделения, составляет 42 mm. Учитывая, что  $L = 50 \text{ cm}$ ,  $M = 2 \text{ cm}$ ,  $R = 6 \text{ mm}$ , получим, согласно формуле (3),  $n_x = 1.64$ . При прохождении лазерного луча за область разрушения (рис. 6)  $y_p = 12 \text{ mm}$ ; учитывая, что здесь  $R = 1 \text{ cm}$ ,  $n_x = 1.57$ .

Сравним полученные нами результаты зависимости показателя преломления от давления с результатами работы [3] (рис. 9), а также с наиболее употребляемыми аппроксимациями; для сравнения там же приведена зависимость  $n_x = n_0 \sqrt{\frac{\rho}{\rho_0}}$  (кривая 1). Кривая 2 представляет хорошо известную зависимость Лорентц–Лоренца, а кривая 3 — соотношение Эйкмана

$$(n^2 - 1)/(n + 0.4)1/\rho = \text{const}. \quad (4)$$

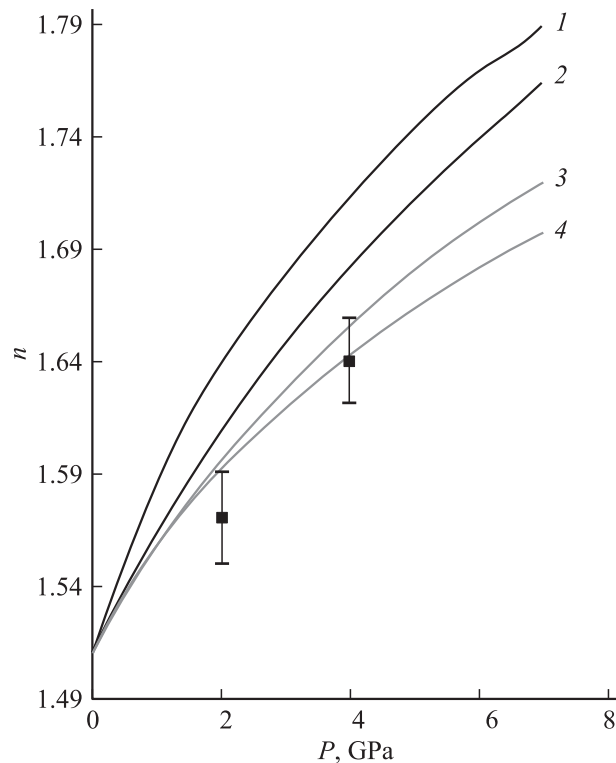


Рис. 9. Графики зависимости показателя преломления ПММА от давления.

Последнее эмпирическое выражение часто используется в практической рефрактометрии при исследовании сложных по составу веществ как наиболее удовлетворяющее требованию аддитивности [1]. Связь давления с коэффициентом сжатия  $\rho/\rho_0$  для ПММА определялась из данных, приведенных в работе [6].

На этом же рисунке приведена кривая 4, представляющая собой зависимость коэффициента преломления от давления, построенную по данным работы [3] с учетом дисперсии ПММА (измерения в работе [3] производились на длине волны  $\lambda = 0.694 \mu\text{m}$ , тогда как наши работы проводились в более коротковолновой области с  $\lambda = 0.532 \mu\text{m}$ ).

## Выводы

Экспериментальные данные по зависимости показателя преломления от давления в области 2–4 GPa не согласуются с формулой Лорентц–Лоренца, формулой  $n_x = n_0 \sqrt{\frac{\rho}{\rho_0}}$  и удовлетворительно совпадают с данными работы [3]. Однако из-за относительно больших ошибок измерения нельзя исключить правомерность эмпирического соотношения Эйкмана в исследуемом диапазоне давлений.

Необходимо отметить, что область ПММА между зоной энерговыделения и областью разрушения после прохождения ударной волны и воздействия давления

около 4 GPa остается прозрачной. Это позволяет исследовать оптические свойства ПММА в этом диапазоне давлений.

Работа поддержана грантом президента России НШ-1252.2008.2.

## Список литературы

- [1] Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Физматлит, 1976.
- [2] Зельдович Д.Б., Корнер С.В., Сеницын М.В., Юшко К.Б. // ДАН СССР. 1961. Т. 138. № 6. С. 333–336.
- [3] Назаров Д.В., Михайлов А.Д., Федоров А.В. и др. // Физика горения и взрыва. 2006. Т. 42. № 3. С. 116–120.
- [4] Демидов Б.А., Ивкин М.В., Петров В.А. и др. // Атомная энергия. 1979. Т. 46. Вып. 2. С. 100–104.
- [5] Demidov B.A., Ivkin M.V., Kalinin Yu.G., Shashkov A.Yu. // Proc. 8<sup>th</sup> Conf. on High-power Particle Beams. Novosibirsk, 1990. Vol. 2. P. 709-714.
- [6] Бушман А.В., Жерноклетов М.В., Ломоносов И.В. и др. // ДАН. 1993. Т. 329. № 5. С. 581–584.
- [7] Демидов Б.А., Ефремов В.П., Ивкин М.В. и др. // Поверхность. 2008. № 8. С. 55–60.