

Отметим, что для осуществления наиболее сильного взаимодействия волн достаточно ограничить трассу значением $z \leq 0,2$.

В заключение следует подчеркнуть, что разработанная методика и реализованная программа позволяют выявить возможность взаимофокусировки и канализации световых импульсов при их взаимодействии в нелинейной среде, а также изучить влияние дифракции на эффективность преобразования энергии световых импульсов.

Авторы благодарны сотруднику Института прикладной математики АН СССР им. М. В. Келдыша Ю. Н. Карамзину за полезное обсуждение работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П. ЖЭТФ, 1975, 68, с. 834. [2] Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П., Филичук Т. С. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1978, 19, № 4, с. 91. [3] Гора В. О. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1983, № 8, с. 1622. [4] Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1983. [5] Карамзин Ю. Н. Препринт ИМП АН СССР № 74, 1982.

Поступила в редакцию
04.11.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 3

УДК 534.222

ПРЯМОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ УДАРНОГО ФРОНТА АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

А. А. Карабутов, В. Т. Платоненко, О. В. Руденко, В. А. Чупрына

(кафедра общей физики и волновых процессов)

1. Сильные ударные волны в конденсированных средах удается возбуждать при поглощении мощного лазерного излучения [1, 2]. Наблюдается такая картина: в волне сжатия сразу образуется ударный фронт, который при распространении сглаживается из-за нелинейного уменьшения пиковых давлений. Однако интересен обратный эффект — увеличение крутизны профиля волны [3]. Этот процесс, реализуемый контролируемым образом, открывает принципиально новые возможности измерений ряда физических констант [4]. Укручение звуковой волны наблюдалось только в жидкостях как при лазерном [4, 5], так и при обычном способе генерации [6]. В твердых же телах из-за их большого волнового сопротивления при существующей технике электроакустического возбуждения ультразвука формирование ударного фронта наблюдать не удавалось. С целью измерения нелинейных модулей твердых тел развивались спектральные методы, основанные на слабом эффекте генерации 2-й акустической гармоники [7].

2. Эффект формирования ударного фронта в акустической волне, распространяющейся по твердому телу, нам удалось наблюдать с помощью лазерного термооптического генератора мощных звуковых импульсов. Установка была собрана на основе ТЕ-СО₂ лазера, работающего при давлении 1,5 атм. Световой импульс длительностью 0,15 мкс, энергией до 5 Дж и сечением пучка 2 см² через систему ослабляющих кремниевых пластинок и медное поворотное зеркало направлялся на исследуемую среду — цилиндрический блок из оргстекла толщиной 2,5 см. Для повышения эффективности оптико-акустического преобразования были приняты специальные меры. Излучение лазера поглощалось в слое трансформаторного масла толщиной 0,1 см, находившегося

в углублении на переднем основании цилиндра. Слой был закрыт плоскопараллельной пластинкой толщиной 1 см из кристаллического ВаF₂, достаточно прозрачного для излучения с длиной волны 10,6 мкм. Пластинка препятствовала разрушению слоя масла и концентрировала акустическую энергию в глубь исследуемой среды. Пройдя сквозь среду, акустический импульс попадал в приемную часть. Регистрация производилась пластинкой из ниобата лития Z-среза, тыльная сторона которой заглашалась керамическим блоком пирамидальной формы. Высокая резонансная частота пьезоприемника — 97 МГц — позволяла регистрировать форму импульса с хорошим временным разрешением. Сигнал визуализировался на запоминающем осциллографе типа С8-12. Запуск осуществлялся задержанным с помощью генератора Г5-60 импульсом поджига лазера. Величина задержки измерялась частотомером ЧЗ-34А.

Калибровка приемной части проводилась по измерению коэффициента акустической нелинейности ϵ в эталонной жидкости — дистиллированной воде, для которой принималось $\epsilon=4,0$. Метод измерения ϵ описан ниже.

3. При распространении интенсивного акустического импульса в нелинейной диссипативной среде его форма искажается [3], что позволяет измерять диссипативный b и нелинейный ϵ коэффициенты. Был реализован ряд способов измерения ϵ : по увеличению длительности импульса [5], уменьшению пикового давления, смещению максимума [4], расстоянию образования разрыва и др. Однако при не слишком больших числах Рейнольдса, достигаемых в эксперименте, независимое измерение ϵ и b этими способами затруднено. Мы провели измерения ϵ по новому признаку — уменьшению с расстоянием крутизны линейного участка заднего склона импульса, следующего за ударным фронтом. Нетрудно показать, что в модели уравнения Бюргерса диссипация на этот процесс не влияет. В приближении квадратичной нелинейности наклон прямолинейного участка профиля меняется, как

$$\frac{\partial \tau}{\partial p} = \left(\frac{\partial \tau}{\partial p} \right)_0 - \frac{\epsilon z}{\rho_0 c_0^3}. \quad (1)$$

Здесь z — пройденное волной расстояние, ρ_0 — плотность среды, c_0 — скорость звука, τ — фаза колебаний в сопровождающей системе координат, p — приращение давления, а $(\partial \tau / \partial p)_0$ — начальная (при $z=0$) скорость изменения фазы (она обратно пропорциональна интенсивности света I).

Используя зависимость (1), можно определить нелинейное изменение скорости нарастания фазы $\epsilon z / (\rho_0 c_0^3)$. Для эталонной среды это дает возможность измерить чувствительность приемного тракта, для исследуемой — найти величину ϵ .

4. В экспериментах нами исследовалась зависимость формы звукового импульса от интенсивности светового импульса, возбуждающего звук. При сравнительно слабых акустических импульсах на входе в образец (вплоть до амплитуд порядка 50 атм) звуковые импульсы на выходе из среды растут практически пропорционально накачке и не меняют своей формы. При больших амплитудах картина качественно меняется: крутизна переднего фронта растет, максимум заметно смещается вперед, на спаде импульса появляется излом.

На рис. 1 приведены характерные профили сигналов при малом (кривая 2) и большом (кривая 1) сигналах. Масштаб для кривой 1 47 атм/дел., для кривой 2 — 1,2 атм/дел.; скорость развертки 0,2 мкс/дел. На этой фотографии четко выражены нелинейные эффекты. Их анализ

позволяет указать на некоторые интересные явления. Так, неподвижность нулевой фазы ($p=0$) должна была бы свидетельствовать об отсутствии нелокальных явлений. Наличие же излома и остаточных деформаций (изменение соотношения площадей фаз сжатия и разрежения), напротив, говорит о возможном проявлении механического гистерезиса. В целом можно отметить, что обычные уравнения состояния не описывают наблюдаемых эффектов.

Этот факт подтверждает результаты измерения нелинейного параметра различными методами. Так, на рис. 2 приведены экспериментальные точки и аппроксимационная прямая для зависимости наклона прямолинейного участка профиля от обратной интенсивности накачки. Видно, что точки хоро-

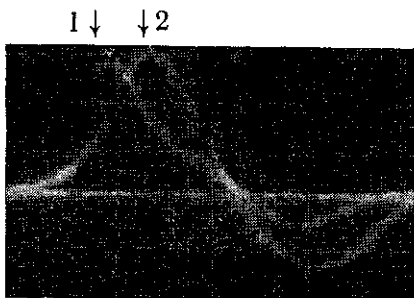


Рис. 1

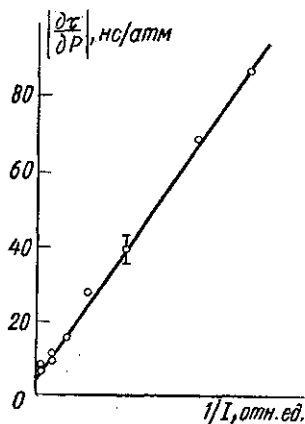


Рис. 2

шо ложатся на прямую (коэффициент корреляции больше 0,99). Она дает величину коэффициента нелинейности $\epsilon \sim 50$. Измерения этого коэффициента по изменению наклона фронта и смещению максимума дают существенно меньшую величину $\epsilon \approx 10 \div 20$. Участок разгрузки, следующий сразу же за максимумом (до точки излома), вообще не подвергается нелинейным искажениям. Приведенные данные говорят о том, что традиционный анализ нелинейных искажений для оргстекла неприменим.

В заключение можно отметить следующее. 1. Приведенные данные позволяют говорить о наблюдении процесса формирования ударного фронта в образце из оргстекла. 2. Детали наблюдаемых явлений не могут быть описаны в рамках формализма единственного нелинейного параметра. 3. Термооптический генератор звука дает новые возможности для исследования нелинейных свойств конденсированных сред.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Cottet F., Romain J. P. Phys. Rev., 1982, A25, p. 576. [2] Бункин Ф. В., Комиссаров В. М. Акуст. журн., 1973, 19, № 3, с. 305. [3] Руденко О. В., Солуян С. И. Теоретические основы нелинейной акустики. М.: Наука, 1975. [4] Карабуттов А. А. Автореф. канд. дис. М., 1979. [5] Галстян А. М. Автореф. канд. дис. М., 1983. [6] Буров В. А., Красильников В. А. ДАН СССР, 1958, 118, № 5, с. 920. [7] Брэзил М. А. Тр. 6-го Междунар. симп. по нелинейн. акустике. Т. 2. М.: Изд-во МГУ, 1976, с. 133.

Поступила в редакцию
23.11.83