

УДК 534.222

© 1993 г. А.Г. Мусатов, О.А. Сапожников

ФОКУСИРОВКА МОЩНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ УГЛАХ РАСКРЫТИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

Экспериментально исследована фокусировка мощных акустических видеоимпульсов при различных углах раскрытия исходного сферического волнового фронта сигнала. Показано, что нелинейные эффекты играют заметную роль в данном процессе. Конкурируя со сферическим сжатием волнового фронта, нелинейность существенно снижает коэффициент концентрации импульса по амплитуде в фокусе и изменяет форму импульса в нем. С ростом мощности исходного импульса влияние нелинейности усиливается.

В работе использован оптоакустический метод генерации и датчик на основе ПВДФ-пленки. Пиковое давление на фокусирующей поверхности составляло 140 бар при длительности импульса 0,2 мкс. Радиус фокусировки не менялся и был равен 50 мм. С увеличением угла раскрытия волнового фронта от 7° до 32° наблюдался рост пикового давления в фокусе. Его абсолютное значение меньше рассчитанного в приближении линейной акустики. Размер фокальной перетяжки уменьшался.

Работа проиллюстрирована сериями осциллограмм сигнала, снятыми с гидрофона на оси концентратора, в его фокусе, в фокальной плоскости и в дальней зоне.

Процесс фокусировки мощных акустических видеоимпульсов стал активно исследоваться в последнее время. В основном интерес связан с использованием в практической медицине бесконтактного разрушения почечных и других камней в теле человека сфокусированными ударными волнами. Теоретический анализ фокусировки с учетом нелинейных эффектов может быть проведен на основе численного решения уравнений Эйлера [1], многие особенности удается описать в безаберрационном геометроакустическом приближении [2, 3].

При экспериментальном исследовании сфокусированных импульсов основными трудностями являются генерация и регистрация таких сигналов. Генерация мощных импульсов осуществляется различными способами [4, 5]. Для регистрации акустических импульсов в жидкости необходимы широкополосные гидрофоны достаточно малых размеров. Наиболее подходящими для этих целей в настоящее время являются датчики на основе ПВДФ-пленок. В работе [6] с помощью таких гидрофонов исследовались акустические поля коммерческих экстракорпоральных литотриптеров. Для оптимизации процесса фокусировки представляет интерес измерение зависимости характеристик сфокусированной волны от различных параметров: мощности волны, длительности импульса, характера поперечного распределения пикового давления, угла раскрытия волнового фронта на входе в среду и др. Исследований в этом направлении проведено еще недостаточно. Из имеющихся отметим эксперименты Мюллера по измерению акустического поля электроразрядного источника с эллиптическим рефлектором (именно такой способ генерации ударных волн используется в большинстве экстракорпоральных литотриптеров) [7]. Рефлектор выполнялся в виде набора колец, что позволяло менять угол раскрытия волнового фронта сфокусированного импульса. Отчетливо наблюдалось увеличение пикового давления в фокусе с ростом угла раскрытия.

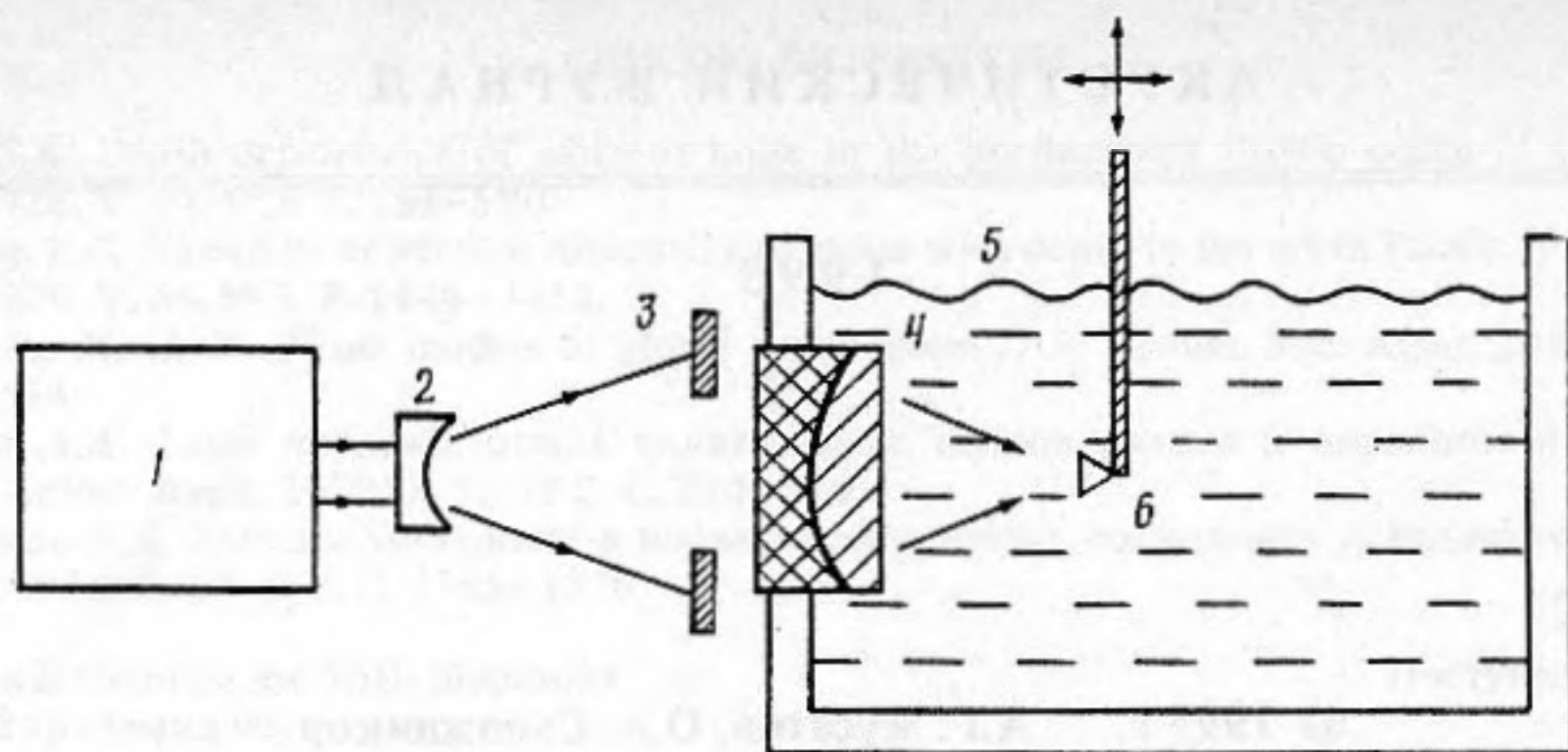


Рис. 1. Схема эксперимента

Для проведения экспериментов особенно удобен оптоакустический способ генерации [8]. Он позволяет получить достаточно мощные и стабильные акустические импульсы, характеристики которых могут плавно изменяться в широких пределах. Так, например, в работе [9] исследовался процесс фокусировки импульсов в зависимости от уровня их мощности. Наблюдалось увеличение коэффициента концентрации по пиковому давлению для слабонелинейных сигналов по сравнению с линейным случаем.

В настоящей работе описываются результаты экспериментов с использованием оптоакустического источника и ПВДФ-гидрофона, в которых изучалась фокусировка мощных импульсов при различных углах раскрытия волнового фронта.

Рассмотрим использованную в эксперименте установку.

В качестве оптического источника был взят твердотельный лазер на неодимовом стекле с электрооптической модуляцией добротности. Он выдавал одиночные импульсы длительностью 30 нс. Энергия импульсов определялась с помощью измерителя "ИМО-2Н" и при проведении экспериментов составляла 4,5 Дж.

Схема установки приведена на рис. 1. Луч лазера 1 разводился отрицательной линзой 2 до диаметра 50 мм. На пути излучения помещалась диафрагма 3. В ячейке 4, сконструированной по схеме оптоакустического концентратора [9], происходила генерация сфокусированного акустического импульса. Фокусное расстояние концентратора составляло 50 мм. Образовавшийся импульс сжатия направлялся в кювету с водой 5, его регистрация осуществлялась гидрофоном 6. Гидрофон представлял собой мембрану из ПВДФ-пленки толщиной около 35 мкм и диаметром чувствительного участка 1 мм. Плоскость мембраны могла поворачиваться с помощью регулировочных винтов. Кроме того, гидрофон закреплялся в координатном устройстве и мог перемещаться в трех взаимно перпендикулярных направлениях. Сигнал с гидрофона через широкополосные пробник и усилитель УЗ-29 подавался на вход запоминающегося осциллографа типа С8-12.

Предварительная часть эксперимента состояла в исследовании несфокусированных импульсов. Для этого вместо оптоакустического концентратора 4 в установке использовался генератор импульсов с плоским волновым фронтом. Наблюдалось искажение профиля волны, характерное для нелинейных одномерных волн: первоначально гладкий импульс сжатия по мере распространения превращался в волну треугольного профиля с ударным фронтом [10]. Соответствие экспериментальных картинок теоретическим свидетельствовало о малости искажений, вносимых приемным трактом. По зависимости пикового давления в волне от расстояния проводилась калибровка гидрофона [10]. Оказалось, что на выходе оптоакустического генератора пиковое давление импульсов составляло 140 бар, а их длительность — около 200 нс. Правильность этих измерений подтверждается расчетом параметров сигнала при оптоакустической генерации. Действительно, пиковое давление акустической волны при тепловом механизме

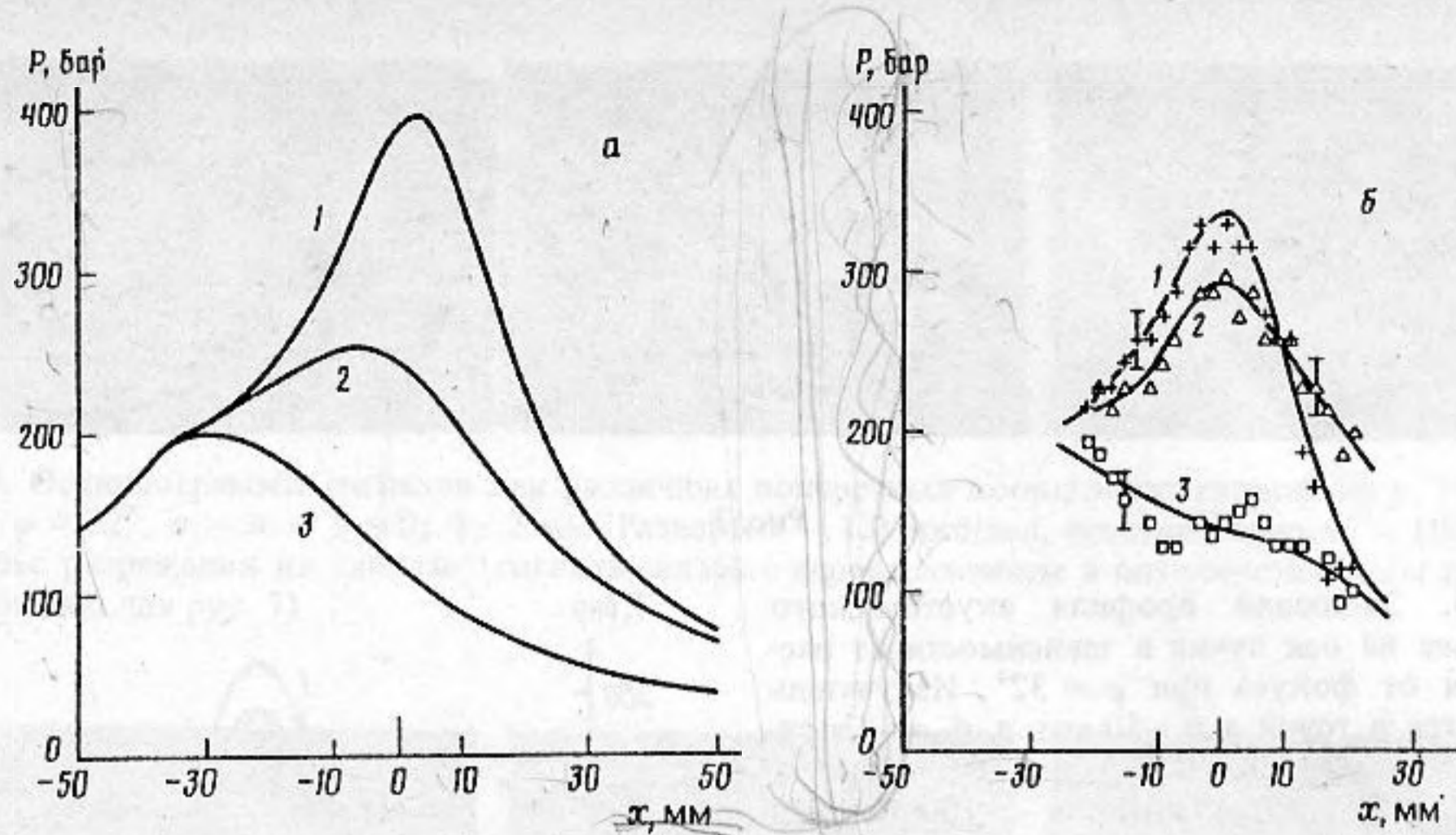


Рис. 2. Зависимость пикового давления P на оси пучка от расстояния x от фокуса. Кривые 1–3 соответствуют различным углам раскрытия $\varphi = 32^\circ, 22^\circ, 12^\circ$; а – теоретические кривые, б – экспериментальные данные (1 бар = 10^5 Па)

преобразования "свет–звук" может быть рассчитано по формуле [8]:

$$P_0 \approx (E_{\text{л}}/\pi a^2) \alpha \beta c_0^2 / C_p,$$

где $E_{\text{л}}$ – энергия лазерного импульса, a – радиус светового пучка α, β, c_0, C_p – коэффициент поглощения света, коэффициент теплового расширения, скорость звука и теплоемкость жидкости, в которой поглощается лазерное излучение. В качестве такой жидкости использовался раствор хлорной меди в воде. При $E_{\text{л}} = 4,5$ Дж и $a = 25$ мм расчет дает $P_0 = 160$ бар, что хорошо соответствует акустическим измерениям.

Эксперимент со сфокусированными импульсами проводился следующим образом. В заданной точке жидкости помещался чувствительный участок гидрофона. Производился запуск лазера, и на экране осциллографа наблюдался сигнал, принимаемый гидрофоном. Поворотом плоскости мембраны гидрофона добивались максимальной амплитуды сигнала (при заданной координате гидрофона), при этом длительность фронта была минимальной. Такое оптимальное положение соответствовало совпадению плоскости мембраны и волнового фронта. Затем определялось пиковое давление и регистрировалась форма сигнала. Серии измерений в различных точках проводились для различных углов раскрытия волнового фронта $\varphi = 2 \arcsin(D/2F)$, где D – диаметр акустического пучка на выходе из оптоакустического генератора, F – фокусное расстояние последнего. Поскольку поперечные размеры акустического и светового пучков совпадали, заданный угол раскрытия можно было устанавливать подбором диафрагмы 3 (рис. 1).

Проведенные эксперименты хорошо демонстрируют эффективность теоретической модели, развитой нами в работе [3].

На рис. 2, а приведены результаты численного расчета пикового давления акустической волны на оси пучка от расстояния, отсчитываемого от точки геометрического (линейного) фокуса. Кривые соответствуют исходным пиковому давлению $P_0 = 140$ бар, длительности импульса по полувысоте $\tau_0 = 240$ нс, радиусу фокусировки $R = 50$ мм и углам раскрытия волнового фронта $\varphi = 32^\circ, 22^\circ$ и 12° (номера 1–3 соответственно). На расстоянии 14 мм от излучателя импульс становится разрывным. Внутри этого интервала кривые совпадают. Вне его включаются механизмы нелинейного затухания и нелинейной рефракции, которые существенно изменяют картину фокусировки. Например, для $\varphi = 32^\circ$ коэффициент увеличения пикового давления в фокусе P/P_0 составляет 2,8 против 8, полученного без учета влияния нелинейности (линейная фоку-

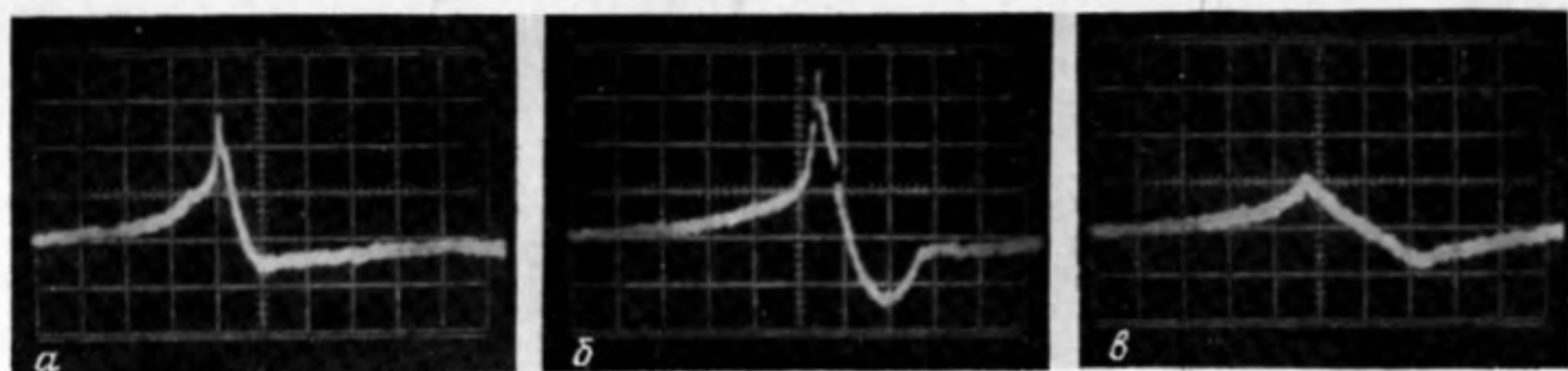


Рис. 3

Рис. 3. Эволюция профиля акустического импульса на оси пучка в зависимости от расстояния от фокуса при $\varphi = 32^\circ$. Излучатель находится в точке $x = -50$ мм, а, б, в — соответствуют $x = -20, 0, 20$ мм. Развертка — 0,5 мкс/дел, чувствительность — 100 бар/дел

Рис. 4. Зависимость пикового давления P в фокальной плоскости от поперечной координаты y . Кривые 1–3 соответствуют углам раскрытия $\varphi = 32^\circ, 22^\circ, 12^\circ$

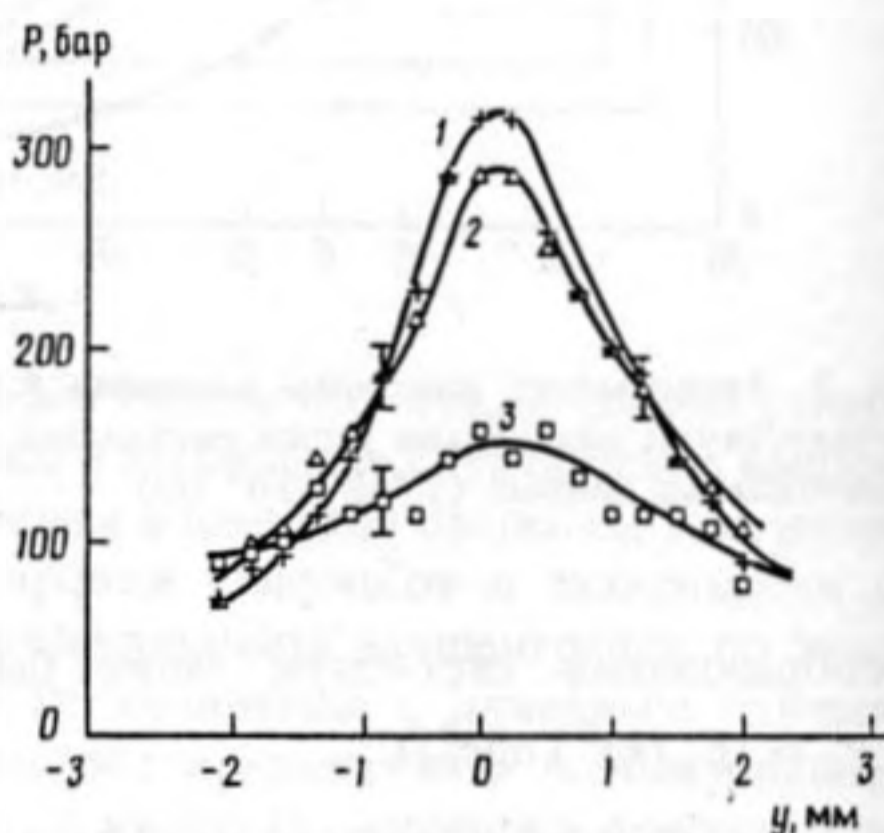


Рис. 4

сировка), а диаметр пучка в фокальной плоскости — 5 мм против 3 мм соответственно. Наличие нелинейности приводит к падению амплитуды звукового импульса и расширяет область максимальной фокусировки. Аналогичные выводы получены в работе [11]. Интересные результаты дает расчет для $\varphi = 12^\circ$. Как видно из кривой 3, $\max P$ приходится на расстояние 30 мм от фокуса и составляет $1,3 P_0$, что очень близко к линейному случаю (25 мм и 1,4 соответственно). Это говорит о том, что при дальнейшем увеличении угла схождения дифракционные эффекты станут преобладать над нелинейными и процесс фокусировки будет определяться в основном дифракцией. Различие проявится в темпе спада P вдоль оси: нелинейность его усиливает. Кривая 2 иллюстрирует промежуточный случай между 1 и 3. На рис. 2, б представлены экспериментальные данные аналогичных зависимостей при тех же исходных данных P_0, τ_0, R и φ . Значения P в фокусе для линий 1–3 — соответственно 340, 290 и 140 бар. Их поведение согласуется с расчетными кривыми.

Характер нелинейной эволюции профиля волны на оси в зависимости от расстояния продемонстрирован на рис. 3. Фронт волны является ударным. Вслед за импульсом сжатия следует импульс разрежения, соответствующий разгрузке, приходящий в данную точку на оси с краев излучателя. Фаза разрежения растянута по сравнению с фазой сжатия, но вблизи фокуса длительность последней уменьшается и приближается к длительности фазы сжатия. После прохождения волной фокуса пиковое давление быстро падает. Это связано с расходимостью, так и с нелинейным поглощением волны.

Наряду с возможностью усиления волны при фокусировке, практический интерес представляет также размер фокальной перетяжки. В геометрическом приближении он равен нулю, в реальности его уменьшение ограничено эффектами дифракции и саморефракции [2]. На рис. 4 приведены зависимости пикового давления от поперечной координаты y при различных углах раскрытия волнового фронта φ . Видно, что размер перетяжки уменьшается с ростом φ , для кривой а по уровню $1/e$ диаметр пучка составляет около 3 мм. Этот размер сравним с диаметром чувствительной области гидрофона (1 мм), поэтому при больших углах раскрытия измерения были бы не

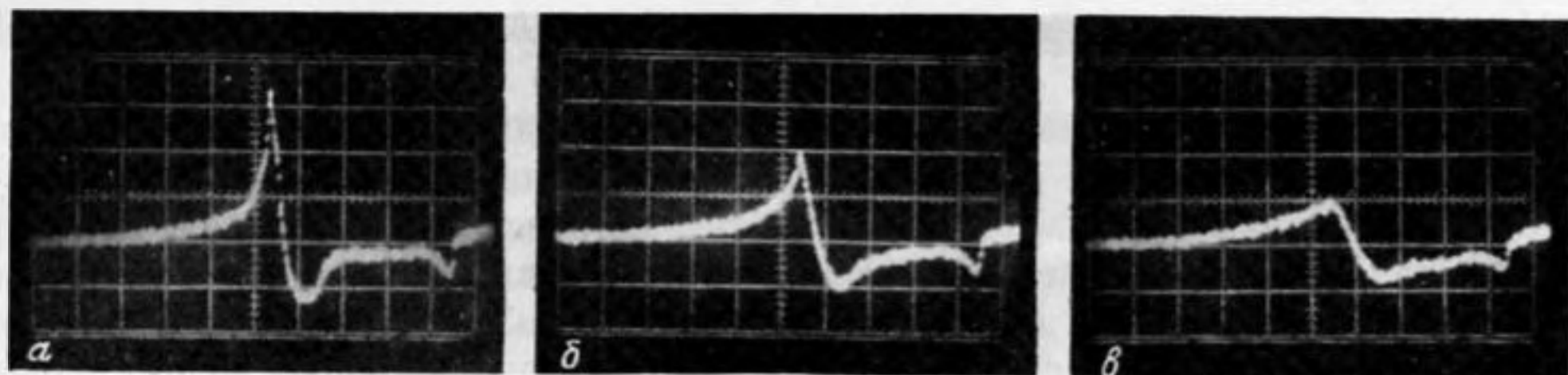


Рис. 5. Осциллограммы сигналов при различных поперечных координатах гидрофона y . Угол схождения $\varphi = 32^\circ$, $a - в - y = 0; 1; 2$ мм. Развертка — 1.0 мкс/дел, чувствительность — 100 бар/дел. Импульс разрежения на "хвосте" сигнала связан с переотражением в оптоакустическом генераторе (аналогично для рис. 7)

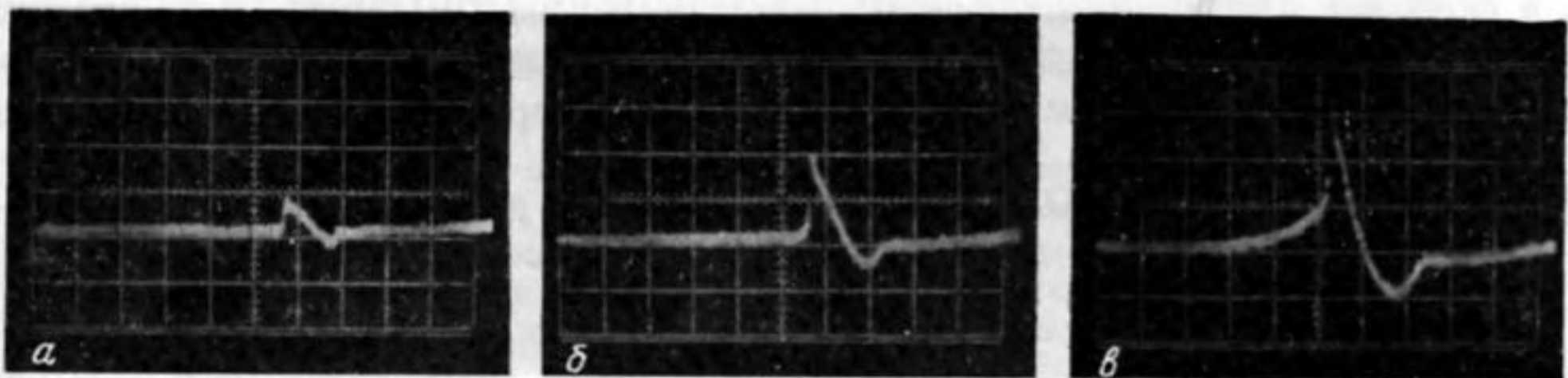


Рис. 6. Профили импульсов в фокусе при различных углах φ , $a-в$ — соответствуют $\varphi = 7^\circ, 12^\circ, 22^\circ$. Развертка — 0,5 мкс/дел чувствительность — 100 бар/дел

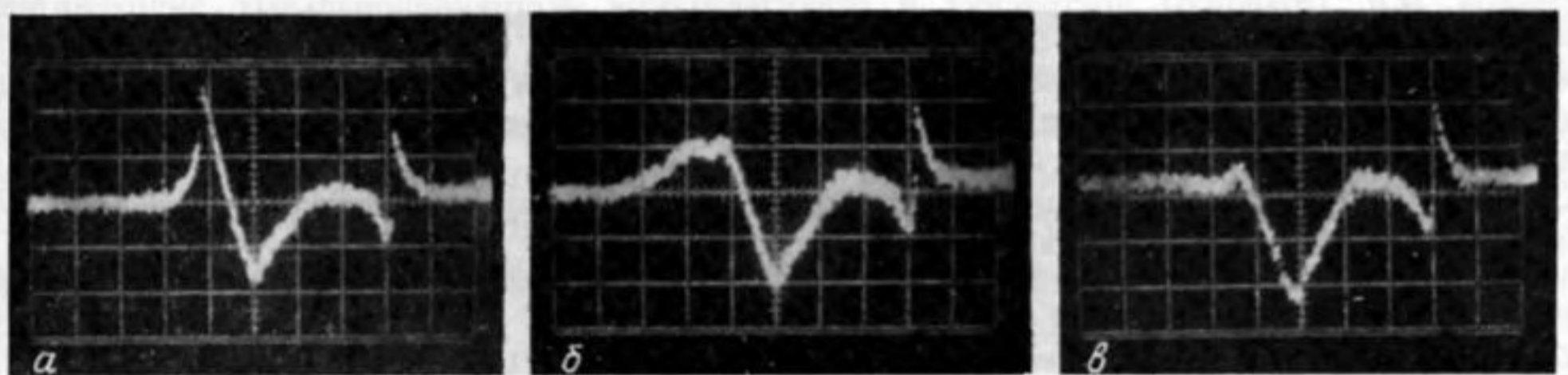


Рис. 7. Профили импульсов за фокусом ($x = 50$ мм) для различных углов схождения волнового фронта. $a-в$ — соответствуют $\varphi = 22^\circ, 32^\circ, 52^\circ$. Развертка — 1,0 мкс/дел, чувствительность — 30 бар/дел

корректными, и здесь не приведены. На рис. 5 даны осциллограммы сигналов гидрофона при различных поперечных координатах y . При удалении от оси наблюдается растяжение импульса во времени. Кроме того, амплитуда фазы сжатия P_+ с ростом y спадает быстрее, чем амплитуда фазы растяжения P_- .

На рис. 6 приведены профили импульсов, наблюдающиеся в точке фокуса, при различных углах φ . При небольших углах φ искажения происходят почти как в плоской волне: форма импульса близка к треугольной, амплитуда в силу малой сфокусированности невелика (осциллограмма a). С ростом φ появляется заметная область разрежения, пиковые давления P_+ и P_- увеличиваются. При этом P_+ больше P_- , хотя в линейном случае эти величины совпадают.

От величины φ зависит также профиль импульса за фокусом (см. рис. 7). Наблюдаемая трансформация сигнала аналогична поведению импульса в линейной среде. Как известно, после прохождения фокуса каждая спектральная компонента сигнала приобретает дополнительный сдвиг фаз. В дальней (по отношению к перетяжке) зоне этот сдвиг равен π , и импульс инвертируется. При больших углах φ такой набег фазы достигается раньше. Этим объясняется форма сигнала, приведенная на рис. 7, $в$. При

меньших углах φ полное инвертирование на данном расстоянии еще не наступило (рис. 7, а, б).

Таким образом, в описанных экспериментах исследована фокусировка мощных акустических импульсов при различных углах раскрытия волнового фронта. Из приведенных данных видно, что нелинейность оказывает существенное влияние на распространение волны. С увеличением угла раскрытия ее проявления заметнее и выражаются в значительном уменьшении эффективности фокусировки по сравнению с линейным случаем. При малых углах раскрытия преобладающими становятся дифракционные эффекты и усиления может вообще не быть.

Вблизи фокуса вслед за импульсом сжатия в профиле волны появляется область разгрузки. Эта область в фокусе в меньшей степени выражена для слабовосходящихся пучков, но с увеличением угла раскрытия абсолютная величина ее пикового давления P_- становится сравнимой с пиковым давлением P_+ . В отличие от линейного случая [2], в фокусе P_- для мощных импульсов всегда меньше P_+ . Однако после прохождения волной фокуса, наоборот, превалирует область разрежения. Фокальная перетяжка для фазы разрежения имеет размер, превышающий размер перетяжки для фазы сжатия.

Авторы благодарны проф. О.В. Руденко за обсуждение работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Takayama K. High pressure generation by shock wave focusing in a confined ellipsoidal cavity // Proc. Internat. Workshop Shock Wave Focusing Sendai, Japan, 1989. P. 217–226.
2. Сапожников О.А. Фокусировка мощных акустических импульсов // Акуст. журн. 1991. Т. 37. № 4. С. 760–769.
3. Мусатов А.Г., Руденко О.В., Сапожников О.А. Явления нелинейной рефракции и поглощения при фокусировке мощных импульсов // Акуст. журн. 1992. Т. 38. № 3. С. 502–510.
4. Осипов Л.В. Принципы построения и характеристики экстракорпоральных литотриптеров. М.: Информприбор, 1988. Вып. 6. 46 с.
5. Аскаръян Г.А., Королев М.Г., Юркин А.В. Генерация мощных ультразвуковых импульсов плоской или фокусирующей вогнутой поверхностью, взрывааемой электрическим или световым воздействием // Письма ЖЭТФ. 1990. Т. 51. № 11. С. 586–590.
6. Coleman A.J., Saunders J.E. A survey of the acoustic output of commercial extracorporeal shock wave lithotripters // Ultrasound Med. Biol. 1989. V. 15. P. 213–227.
7. Muller M. Experimental investigation on shock wave focusing in water using deep ellipsoidal reflectors // Proc. of 13th ICA, Belgrade. 1989. V. 1. P. 259–262.
8. Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991. 304 с.
9. Божков А.И., Бункин Ф.В., Галстян А.М., Коломенский Ал.А., Михалевич В.Г. Лазерное возбуждение звука в жидкости // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. С. 1624–1631.
10. Andreev V.G., Rudenko O.V., Sapozhnikov O.A. Nonlinear effects in the 10 MPa acoustic pulses propagating in water // Frontiers of Nonlinear Acoustics: Proc. 12th ISNA / Ed. M.F. Hamilton, D.T. Blackstock. Elsevier Science Publishers Ltd. London, 1990. P. 115–118.
11. Коломенский Ал.А., Мазнев А.А., Михалевич В.Г. Лазерный оптико-акустический эффект на границе сильнопоглощающей жидкости и его применение // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990. Т. 54. № 12. С. 2451–2457.

Московский государственный
университет им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию
09.03.92

A.G. Musatov, O.A. Sapozhnikov

FOCUSING OF POWERFUL ACOUSTIC PULSES UNDER DIFFERENT CONVERGENCE ANGLES OF INITIAL WAVE FRONT

The process of powerful acoustic pulses focusing has been studied under different convergence angles of the initial wave front. It has been demonstrated that nonlinear effects have significant influence on the process.

The authors have used the opto-acoustic generation method and a PVDF hydrophone. The peak pressure has been 140 bar at the focusing surface and the pulse duration has been about 200 ns. The focal length has been up to 50 mm and has not been changed. The convergence angle of the initial wave front has increased from 7° to 32° . It has caused the peak pressure growth at the focus. However, the peak pressure value has been less than the one calculated by the linear acoustic method. The focal region size has decreased.