ной поляризацией: Бистабильными являются и все двухмодовые режимы: область устойчивости режима генерации двух мод одной поляризации совпадает с областью устойчивости режима генерации двух мод другой поляризации; область устойчивости режима генерации двух мод разных поляризаций с одинаковым продольным индексом (k) совпадает с областью устойчивости режима генерации двух мод разных поляризаций с другим продольным индексом (k+i). Легко видеть, что бистабильными являются и трехмодовые режимы. При наложении областей устойчивости режимов с различным количеством генерируемых мод (чаще всего двухмодовых и четырехмодовых) наблюдается мультистабильность. Наибольшая область поляризационной бистабильности наблюдается, когда максимальна эффективность генерации суммарной частоты модами разных поляризаций (y=0), а генерация суммарной частоты модами одной поляризации отсутствует (при этом отсутствует и генерация удвоенной частоты от каждой отдельной моды). В этой области могут быть устойчивы двухмодовые режимы с совпадающими поляризациями генерирующих мод.

Установлено, что наименее устойчивым является трехмодовый режим генерации.

При увеличении эффективности преобразования во вторую гармонику устойчивые стационарные многомодовые режимы генерации переходят в нестационарные. При этом стационарные двухмодовые режимы генерации переходят в режим периодических переключений генерирующих мод, а стационарные четырехмодовые режимы переходят в режим пульсаций интенсивности излучения.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Капе Т. Ј., Вуег R. L.//Opt. Lett. 1985. 10. Р. 65. [2] Капе Т. Ј., Nilson A. C., Byer R. L.//Opt. Lett. 1987. 12. Р. 175. [3] Тгитла W. R., Donald D. K., Jr., Nazarathy M.//Opt. Lett. 1987. 12. Р. 248. [4] Гарбузов Д. З., Дедыш В. В., Кочергин А. В. и др.//Изв. АН СССР, сер. физ. 1990. 54. С. 2397. [5] Барышев С. А., Белозеров С. А., Билак В. И. и др.//Квант. электроника. 4987. 14. С. 1748. [6] Ваег Т.//J. Opt. Soc. Ат. 1986. В3, N 9. Р. 1175. [7] Oka M., Kubota S.//Opt. Lett. 1988. 13. Р. 805. [8] Forrest G. T.//Laser Focus. 1987. N 11. Р. 62. [9] James G. E., Наггеll Е. М. II//Phys. Rev. 1990. A41, N 5. Р. 2778. [10] Викторов Е. А., Витрищак И. Б., Новиков Г. Е. и др.//Изв. АН СССР, сер. физ. 1990. 54. С. 2388. [41] Наний О. Е., Селунский А. Б.//Матер. Всесоюз. конф. «Физика и применение твердотельных лазеров». 1990. С. 24. [12] Доценко А. В., Корниенко Л. С., Кравцов Н. В. и др.// ДАН СССР. 1980. 255, № 2. С. 399. [13] Корниенко Л. С., Кравцов Н. В., Наний О. Е.//Тез. докл. XIV Междунар. конф. по когерент. и нелин. оптике. Л., 1991. Ч. 2. С. 63.

Поступила в редакцию 18.06.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 4

АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 534.222

НАБЛЮДЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ЭВОЛЮЦИИ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ОТСУТСТВИЕ ДИФРАКЦИИ

А. Н. Дубровский, О. А. Сапожников (кафедра акустики)

Приводятся результаты экспериментов, в которых нелинейная эволюция акустических импульсов наблюдалась в специально выбранных условиях, практически исключающих влияние дифракции. Для генерации акустических импульсов был использован оптоакустический способ, который позволяет получать короткие мощные импульсы прогнозируемой формы. Регистрация производилась гидрофоном на основе голивинилиденфторидовой пленки. При больших пиковых давлениях наблюдалась эволюция почти треугольного профиля с отчетливо выраженным разрывным фронтом. Амплитуда импульса уменьшалась обратно пропорционально корню из расстояния до излучателя. Результаты экспериментов находятся в хорошем согласии с классической теорией таких волн.

Мощные акустические волны, являющиеся объектом исследования нелинейной акустики, изучены достаточно подробно [1-3]. В первых работах по теории волн конечной амплитуды, выполненных еще в прошлом веке классиками механики, было найдено точное решение нелинейных уравнений гидродинамики невязкой жидкости в виде простой плоской волны, на основе которого был сделан вывод о неизбежности возникновения ударных волн в идеальной среде. Качественные особенности полученного решения (нелинейное искажение профиля волны, образование разрывов и др.), многократно подтвержденные в экспериментах, общеизвестны. Однако из-за конечности размеров источников реализовать плоские волны затруднительно. Поэтому в опытах нелинейные искажения всегда происходят на фоне дифракционных эффектов. В случае непрерывных волн приближение плоской волны нарушается даже вблизи плоских излучателей: из за краевых эффектов акустическое поле оказывается сильно неоднородным. Дифракция изменяет масштаб проявления нелинейных эффектов, приводит к несимметричному искажению профиля волны [4, 5]. При распространении импульсов дифракция вызывает появление дополнительных областей разрежения или сжатия, что также влияет на характер нелинейной эволюции. Дифракция несущественна лишь вблизи излучателя — на расстоянии, много меньшем френелевской длины. Поэтому наблюдать чисто нелинейную эволюцию можно лишь в небольшом пространственном интервале [6]. В то же время представляет интерес исследование бездифракционного поведения интенсивных волн не только вблизи излучателя, но и на значительных расстояниях от него, где волна имеет универсальный треугольный или пилообразный профиль с ударными фронтами. В настоящей работе приводятся результаты экспериментов, в которых нелинейная эволюция акустических импульсов наблюдалась в специально выбранных условиях, практически исключающих влияние дифракции.

Ближнее поле импульсных излучателей, в отличие от поля непрерывных источников, имеет простую гладкую структуру. Влияние краев излучателя проявляется в виде волны разгрузки, которая около источника задержана по времени относительно излучаемого импульса [7] (см. также ниже). Поэтому именно импульсные возмущения удобны для осуществления чисто нелинейной эволюции плоских волн. Для генерации акустических импульсов был использован оптоакустический (OA) способ возбуждения, к настоящему времени подробно изученный [8]. Он позволяет получать короткие мощные импульсы прогнозируемой формы. В качестве нелинейной среды, в которой распространялись импульсы, была выбрана вода; ее акустические характеристики хорошо известны. Особую трудность представляла регистрация акустических импульсов, поскольку они обладают широким спектром. Для этой цели был специально сконструирован датчик на основе поливинилиденфторидовой (ПВДФ) пленки.

Прежде чем приводить результаты экспериментов, рассмотрим выводы, следующие из теоретического анализа излучаемых волн. Распространение плоских акустических возмущений конечной амплитуды в жидкости описывается уравнением Бюргерса [2]:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\varepsilon}{\rho_0 c_0^3} p \frac{\partial p}{\partial \tau} + \frac{b}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial^2 p}{\partial \tau^2},\tag{1}$$

где p — акустическое давление; x — координата; $\tau = t - x/c_0$; t — время; ε , ρ и c_0 — параметр акустической нелинейности, плотность и скорость звука среды; b — диссипативный параметр [2]. Анализ сильно упрощается в идеальной среде (b=0); в этом случае из (1) получаем уравнение простых волн

$$\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\varepsilon}{\rho_0 c_0^3} p \frac{\partial p}{\partial \tau} = 0.$$
⁽²⁾

Для справедливости этого уравнения требуется, чтобы характерное отношение нелинейного члена в правой части (1) к линейному члену (акустическое число Рейнольдса Re) было велико. В описываемых экспериментах, как показывают оценки, это условие заведомо выполнялось: Re~10.

Решение уравнения (2) известно, оно записывается в неявном виде:

$$\boldsymbol{p} = \Phi\left(\tau + \frac{\varepsilon x}{\rho_0 c_0^3} \, \boldsymbol{p}\right),\tag{3}$$

где $\Phi(\tau)$ — профиль волны на входе в нелинейную среду (x=0). При ОА-возбуждении звуковых импульсов коротким лазерным импульсом должно быть: $\Phi(\tau) = p_0 \exp \{-|\tau|/\tau_0\}$, где p_0 — пиковое давление в импульсе, $\tau_0 = (\alpha c_0)^{-1}$, α — коэффициент поглощения света [8]. Форма волны на входе в воду, зарегистрированная в наших опытах, приведена на рис. 1; видно, что она действительно близка к теоретической, причем $\tau_0 \sim 100$ нс.

На рис. 2 прослеживается нелинейная эволюция профиля волны по мере ее распространения (кривые построены по формуле (3)). На некотором расстоянии образуется ударный фронт (кривая 2), а далее



Рис. 1. Форма акустического импульса на выходе из ОА-генератора



Рис. 2. Нелинейная эволюция акустического импульса: $V = p/p_0$, $\theta = \tau/\tau_0$, кривые 1—5 соответствуют расстояниям $x = x_0 e p_0 / /(\rho_0 c_0^3 \tau_0) = 0$, 1, 2, 3 и 4. Штриховые кривые построены по формуле (3), сплошные — с учетом наличия разрыва

решение (3) становится многозначным и требуется проведение разрыва по правилу «равенства площадей» [2] (кривые 3-5). После образования ударного фронта пиковое давление p_m начинает уменьшаться, а длительность импульса возрастает. Анализ для выбранной формы исходного импульса показывает, что зависимость пикового давления от расстояния задается трансцендентным уравнением

$$\ln A + \ln \left[(1 - \sqrt{(Az+1)^2 - 4z})/z \right] + Az + \sqrt{(Az+1)^2 - 4z} - 1 = 0, \quad (4)$$

где $A = p_m/p_0$, $z = x \varepsilon p_0/(p c_0^3 \tau_0)$. Результаты численного решения уравнения (4) на ЭВМ приведены на рис. 3, где по оси ординат отложена ве-



Рис. 3. Зависимость обратного квадрата пикового давления A от расстояния z личина А-2. В доразрывной области (z < 1)пиковое давление А не меняется, несмотря на нелинейное искажение волны (см. также рис. 2). При z > 1 величина A начинает уменьшаться из-за диссипации энергии на ударном фронте. При z>3 форма импульса становится практически треугольной, для треугольного же профиля A⁻²~z [2]. Указанная закономерность может быть использована для экспериментального нахождения абсолютного значения пикового давления, а значит, и для калибровки гидрофона [9].

Перейдем к описанию экспериментальной установки. Ее схема изображена на рис. 4. В качестве оптического источника 1 использовался твердотельный лазер на стекле с неодимом, который генерировал световые

импульсы длительностью $\tau=30$ нс, энергией до 10 Дж на длине волны 1,06 мкм. Лазерный пучок разводился до диаметра 5—



Рис. 4. Схема экспериментальной установки: 1 — импульсный лазер, 2 — отрицательная линза, 3 — стеклянная пластина, 4 — слой раствора хлорной меди, 5 — акустический импульс, 6 — кювета с водой, 7 — пленочный гидрофон, 8 — диафрагма, 9 — газовый лазер, 10 — пробник, 11 — осциллограф, 12 — генератор импульсов

6 см отрицательной линзой 2 и направлялся на стеклянную пластину 3. За пластиной 3 помещался слой водного раствора хлорной меди 4, в приповерхностной области которого поглощался лазерный импульс и возбуждалась акустическая волна. Важно, что форма волнового фронта акустического импульса при таком преобразовании «свет — звук» совпадает с формой поверхности пластины 3, которая в описываемой установке являлась плоской. Акустические импульсы 5 направлялись в кювету 6, заполненную дистиллированной и дегазированной водой.

Для регистрации волны в кювету помещался гидрофон 7, который мог плавно передвигаться в различных направлениях. Он представлял собой мембрану диаметром 20 мм из ПВДФ-пленки. Областью чувствительности датчика являлся участок пересечения двух металлизированных дорожек, напыленных на пленку с противоположных ее сторон. Поперечный размер указанной области, определяющий масштаб пространственного разрешения гидрофона, составлял 2 мм. Толщина пленки была равна 25 мкм, благодаря чему обеспечивалась равномерная по частоте чувствительность до частот порядка 30 МГц [10]. Для неискаженной регистрации акустической волны необходимо, чтобы пленка гидрофона была параллельна волновому фронту. В противном случае происходит сглаживание формы сигнала из-за неодновременного прихода волнового фронта на различные участки чувствительной области. Конструкция гидрофона позволяла плавно изменять ориентацию плоскости пленки. Совмещение плоскости пленки с волновым фронтом достигалось следующим образом. Луч от вспомогательного Не--- Ne лазера 9 через диафрагму 8 направлялся на пластину 3 перпендикулярно ее поверхности. Затем в область луча помещался гидрофон и подбиралась такая его ориентация, чтобы отраженный от металлизированной дорожки луч возвращался в диафрагму 8. При этом, как нетрудно видеть, пленка гидрофона оказывается параллельной поверхности пластины 3, а значит, и волновому фронту. Точность установки ограничивалась рассеянием луча при отражении от дорожки и составляла около 0,01 рад.

Сигнал с гидрофона 7 через отрезок кабеля длиной 25 см подавался на вход широкополосного пробника 10 (от осциллографа С9-4А), имеющего большое входное сопротивление и маленькую емкость (1 МОм и 2,5 пФ соответственно). Собственная емкость гидрофона составляла 10 пФ, поэтому использование пробника с указанными характеристиками помогало избежать значительного ослабления сигнала.

Выход пробника соединялся с входом запоминающего осциллографа 11 типа С8-12. Для компенсации задержки сигнала относительно светового импульса запуск осциллографа осуществлялся от генератора 12 типа Г5-54, синхронизованного с лазером 1.

Ниже приведены результаты наблюдения мощных акустических импульсов. Как уже отмечалось, условия эксперимента подбирались такими, чтобы исключить влияние дифракции. Диаметр акустического пучка, равный диаметру соответствующего лазерного пучка, выбирался достаточно большим. На рис. 5 приведено поперечное распределение пикового значения сигнала гидрофо-

на вблизи ОА-генератора. Видно, что распределение является однородным, а диаметр оптоакустического поршневого излучателя равен $d \simeq 5$ см. Волна на оси пучка не чувствует конечности размеров излучающей поверхности (является плоской) до тех расстояний, пока ее не

Рис. 5. Поперечное распределение пикового значения сигнала гидрофона U на расстоянии 1 см от ОА-генератора, y — поперечная координата

догонит импульс разгрузки с краев излучателя.

Сделаем соответствующие оценки. Импульс разгрузки от края излучателя до оси пучка проходит расстояние $\sqrt{x^2 + (d/2)^2}$, так что он отстает от основного сигнала на время $\Delta t = (\sqrt{x^2 + (d/2)^2} - x)/c_0$. Если $\tau_0 - Длительность излучаемого импульса, то интерференция основной$ $волны и волны разгрузки начинается при <math>\Delta t \simeq \tau_0$, что соответствует расстоянию $x_d \simeq d/(8c_0\tau_0)$. Применительно к описываемому эксперименту



оценка дает $x_d \simeq 1$ м. В эксперименте основной импульс сжатия и разгрузочный импульс разрежения наблюдались раздельно до расстояния $x_d' \simeq 30$ см, что подтверждает приведенную оценку x_d , меньшее значение x_d' вызвано, по-видимому, некоторой неравномерностью поперечной структуры пучка.

Таким образом, при $x < x_d'$ дифракция не должна была оказывать влияние на исследуемые волны. Для дополнительной проверки этого условия было выполнено исследование сигнала на оси в линейном режиме. Энергия лазерного импульса уменьшалась до 0,35 Дж, при этом нелинейное искажение формы волны не было заметно. Сигналы на оси на различных расстояниях приведены на рис. 6, а. Видно, что пара-



Рис. 6. Эволюция формы акустического импульса с изменением расстояния x при различных уровнях энергии лазерного импульса: 0,7 (а) и 10 Дж (б). Кривые в — теоретические и соответствуют осциллограммам б. Развертка осциллографа 200 нс/дел. Штриховые кривые построены по формуле (3), сплошные — с учетом наличия разрыва

метры регистрируемого импульса являются одинаковыми на всех осциллограммах. Следовательно, влияние дифракции в наших экспериментах действительно было исключено.

На рис. 6, б приведены профили волны на различных расстояниях от источника в условиях проявления акустической нелинейности. Характер нелинейной эволюции, описываемой теорией (см. рис. 2), подтверждается. При умеренных пиковых давлениях наблюдалось постепенное «заваливание» профиля импульса влево, приводящее к формированию ударного фронта; на последующих расстояниях профиль принимал треугольный вид. При больших пиковых давлениях (рис. 6, б) можно было наблюдать эволюцию почти треугольного профиля с отчетливо выраженным разрывным фронтом. Амплитуда импульса с увеличением расстояния уменьшалась, а длительность, наоборот, увеличивалась. На рис. 6, в изображены теоретические профили, соответствующие осциллограммам рис. 6, б. Они построены с использованием представления (3) решения уравнения (2), в качестве исходной формы волны взят первый из профилей рис. 6, б. Следует отметить очень хорошее соответствие теоретических и экспериментальных картинок.

Как указывалось выше, обратный квадрат пикового давления после формирования ударного фронта должен расти прямо пропорционально пройденному волной расстоянию (рис. 3). На рис. 7 приведены соответствующие экспериментальные зависи-

мости для двух значений энергии лазерного импульса, т. е. для двух значений исходного пикового давления. Видно, что отмеченная при теоретическом анализе закономерность подтверждается.

Таким образом, в проведенном исследовании удалось наблюдать эволюцию плоских мощных акустических волн в нелинейной сре3,5 2,5 1,5 0,5 0 4 8 12 16 x, CM

11

Рис. 7. Зависимость обратного квадрата пикового значения сигнала U от расстояния $\tilde{x}=x-x_0$ для двух значений энергии E_l лазерного импульса: $E_l=8$ Дж. $x_0=3$ см (1) и $E_l=6$ Дж, $x_0=10$ см (2)

де. Результаты эксперимента находятся в хорошем соответствии с классической теорией таких волн.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику. М., 1966. [2] Руденко О. В., Солуян С. И. Теоретические основы нелинейной акустики. М., 1975. [3] Наугольных К. А., Островский Л. А. Нелинейные волновые процессы в акустике. М., 1990. [4] Бахвалов Н. С., Жилейкин Я. М., Заболотская Е. А. Нелинейная теория звуковых пучков. М., 1982. [5] Андреев В. Г., Карабутов А. А., Руденко О. В.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1984. 25, № 3. С. 35. [6] Галстян А. М. Лазерное возбуждение нелинейных акустических импульсов в жидкости: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (ФИАН), 1982. [7] Харкевич А. А. Неустановившиеся волновые явления. М.; Л., 1950. [8] Гусев В. Э., Карабутов А. А. Лазерная оптоакустика. М., 1991. [9] Андреев В. Г., Дубровский А. Н.//Аннотации докл. XI Всесоюз. конф. М., 1991. С. 67. [10] Васоп D. R.//Proc. Ultrasonic Simp. 1992. Р. 700.

Поступила в редакцию 08.06.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 4

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 539.2:548.73

ТЕОРИЯ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ СОБСТВЕННЫХ РЕШЕНИЙ УРАВНЕНИЙ ТАКАГИ В ДВУХЛУЧЕВОЙ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИИ

А. В. Колпаков, И. Р. Прудников

(кафедра физики твердого тела)

Развивается введенное ранее авторами представление собственных решений уравнений Такаги в двухлучевой динамической дифракции. Показано, что этот подход является физически адекватным понятию о динамически самосогласованной системе полей в кристалле. В рамках упомянутого подхода получены уравнения для собст-

4 ВМУ, № 4, физика, астрономия