

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

**Объединенная научная сессия
Отделения физических наук Российской академии наук
и Объединенного физического общества Российской Федерации
"Нелинейная акустическая диагностика"**

(28 сентября 2005 г.)

28 сентября 2005 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась Объединенная научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук и Объединенного физического общества Российской Федерации "Нелинейная акустическая диагностика". На сессии были заслушаны доклады:

1. **Руденко О.В.** (Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова). *Гигантские нелинейности структурно неоднородных сред и основы методов нелинейной акустической диагностики.*

2. **Зайцев В.Ю., Назаров В.Е., Таланов В.И.** (Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород). *"Неклассические" проявления микроструктурно-обусловленной нелинейности: новые возможности для акустической диагностики.*

3. **Есипов И.Б., Рыбак С.А., Серебряный А.Н.** (Акустический институт им. Н.Н. Андреева РАН). *Нелинейная акустическая диагностика земных пород и океана.*

4. **Преображенский В.Л.** (Научный центр волновых исследований Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Объединенная европейская лаборатория нелинейной магнитоакустики конденсированных сред (ЛЕМАС)). *Волны с параметрически обращенным фронтом: применение в нелинейной акустоскопии и диагностике.*

Доклад О.В. Руденко в расширенном виде публикуется в этом номере журнала в разделе "Физика наших дней". Краткое содержание докладов 2–4 публикуется ниже.

PACS numbers: 43.25.+y, 62.20.Mk, 62.65.+k

"Неклассические" проявления микроструктурно-обусловленной нелинейности: новые возможности для акустической диагностики

В.Ю. Зайцев, В.Е. Назаров, В.И. Таланов

1. "Классическая" решеточная и микроструктурно-порожденная акустическая нелинейность

В физике твердого тела отклонения от линейно-упругого поведения традиционно связывают с проявлением слабого ангармонизма межатомного потенциала [1]. Для описания нелинейности такого происхождения обычно достаточно к линейному слагаемому в законе Гука добавить квадратичные и кубичные по компонентам тензора деформации слагаемые: $\sigma = E(\varepsilon + \gamma^{(2)}\varepsilon^2 + \gamma^{(3)}\varepsilon^3 + \dots)$, где σ — упругое напряжение, ε — деформация, E — модуль упругости (чтобы не загромождать рассмотрение второстепенными деталями, мы ограничились случаем продольных деформаций). Характерные величины безразмерных квадратичного и кубического коэффициентов нелинейности $\gamma^{(2)}$ и $\gamma^{(3)}$ для однородных аморфных материалов и монокристаллов обычно лежат в диапазоне нескольких единиц, а характерные величины деформаций, как правило, весьма малы (например $\varepsilon < 10^{-5}$ даже при интенсивных акустических нагрузках и $\varepsilon < 10^{-3}$ при "обычных" механических). Таким образом, нелинейные поправки по сравнению с линейным слагаемым обычно очень малы, хотя именно их наличием обусловлены такие известные явления, как тепловое расширение и зависимость скорости упругих волн от механического напряжения и температуры. Оценки величин коэффициентов нелинейности по таким эффектам достаточно хорошо согласуются с представлениями о форме межатомного потенциала и его слабой ангармоничности [1]. Вместе с тем для основанных на той

же форме потенциала теоретических оценок напряжений, соответствующих порогу разрушения, еще в 20-е годы прошлого века было обнаружено сильное (на 2–4 порядка) расхождение с данными экспериментов. Изучение причин такого расхождения привело к пониманию важности роли микроструктурных дефектов и внесло существенный вклад в формирование большого самостоятельного направления исследований — физики дислокаций.

Такую крайнюю форму нелинейного поведения материала, как разрушение, при всей его чрезвычайно высокой чувствительности к наличию дефектов микроструктуры, естественно, невозможно использовать в диагностических целях. Оказывается, однако, что даже в акустическом диапазоне амплитуд (на несколько порядков ниже деформаций, вызывающих разрушение) наличие микродефектов уже может ярко проявляться в модификации нелинейных свойств среды. Так, в 1970-х гг. были получены первые экспериментальные свидетельства того, что в процессе накопления усталостных повреждений изменение микроструктуры металла может проявляться в многократном росте уровня его акустической нелинейности (что приводит, например, к значительному увеличению амплитуды высших гармоник акустической волны [2–4]). Позднее было установлено, что в отличие от проявлений "классической" степенной упругой нелинейности при этом часто имеет место качественная модификация нелинейных эффектов (может изменяться характер амплитудных зависимостей, появляются нелинейно-диссипативные свойства, гистерезис и т.д.). Данные такого рода накоплены для очень широкого класса сред: металлов с усталостными или термическими повреждениями структуры, горных пород, многих искусственных материалов (в том числе композитных) с трещиноподобными дефектами и расслоениями или межзеренными контактами [2–12], нанокристаллических металлов [13], зернистых сред [14].

С точки зрения возможного диагностического использования нелинейных акустических эффектов особенно важен тот факт, что высокая "структурная чувствительность" акустической нелинейности (как ее уровня, так и качественного характера) часто наблюдается уже на самой начальной стадии повреждения материала при еще почти неизменных величинах линейных упругих модулей. На этой стадии традиционные линейные методы, основанные, например, на наблюдении изменчивости скоростей упругих волн (или эквивалентных им изменений собственных частот исследуемого образца) еще не могут дать определенного результата.

2. Почему изменчивость именно нелинейных акустических свойств столь высока?

Ввиду многообразия типов микроструктурных неоднородностей-дефектов и обширности класса сред, демонстрирующих аномальную (и количественно, и качественно) акустическую нелинейность, довольно естественным представляется, что сами механизмы ее происхождения также чрезвычайно разнообразны, а потому конкретные физические модели нелинейных свойств должны быть очень индивидуальными и, следовательно, иметь предсказательную силу в слишком узких областях. С другой стороны, альтернативное чисто феноменологическое описание макроскопической связи напряжение–деформация, основанное на сравнении с

экспериментом, хотя и обеспечивает большую общность, но не дает возможности судить о связи нелинейных свойств среды с особенностями ее микроструктуры. Поэтому возникает потребность в моделях, которые, сохраняя предсказательную способность, обеспечивали бы разумный компромисс между отмеченными крайними случаями.

Анализируя полученные разными группами многочисленные данные по наблюдениям микроструктурно-обусловленной акустической нелинейности (отбрасывая экзотические случаи взаимодействия акустической моды с другой неакустической сильно нелинейной модой, связанной, например, с электронной или спиновой подсистемой), оказалось возможным сформулировать следующее достаточно общее утверждение. Причиной сильного возрастания акустической нелинейности микро неоднородных сред в большинстве случаев является наличие в структуре среды компонент с резко контрастирующими линейными упругими свойствами, причем размер мягких включений-дефектов мал по сравнению с длиной упругой волны, а также мала концентрация этих включений (критерий малости сформулирован ниже). Характерным примером таких контрастно-мягких дефектов являются, например, трещины, для которых различные известные модели согласованно предсказывают, что трещина может быть полностью закрыта сжимающим напряжением, создающим в окружающем материале среднюю деформацию, примерно равную отношению величины раскрытия трещины d к ее диаметру L . Это фактически означает, что трещина примерно в L/d раз мягче окружающего материала-матрицы. Типичные для трещин значения отношения d/L часто весьма малы, 10^{-3} – 10^{-5} . Другим характерным примером являются межзеренные контакты, которые вследствие своей геометрии (малой площади касания) во много раз более сжимаемы, чем материал в объеме зерен. Скопления дислокаций на границах зерен поликристаллов также значительно более податливы (прежде всего по отношению к тангенциальным нагрузкам), чем окружающие области, состоящие из более однородного материала.

Отразить отмеченные выше особенности удастся, не конкретизируя детально тип дефектов, в рамках довольно простой реологической модели микро неоднородной среды с контрастно-мягкими включениями [15, 16], которая даже в одномерном варианте позволяет получить ряд нетривиальных выводов. В основе модели лежит вполне очевидное утверждение, что, в силу высокой сжимаемости, а следовательно, локально повышенных деформации и скорости деформации, именно на этих дефектах-включениях локализованы как нелинейность (наибольшие отклонения от закона Гука), так и повышенная диссипация. Однородную среду-матрицу, окружающую дефекты, при этом можно рассматривать как линейно упругий материал, описываемый законом Гука $\sigma = E\varepsilon$. Такая модель микро неоднородной среды схематически показана на рис. 1. Важнейшими параметрами дефектов в этой модели является их относительная (по сравнению с модулем упругости E среды-матрицы) податливость, характеризующаяся малым параметром $\zeta \ll 1$, а также концентрация ν , т.е. линейная концентрация мягких включений в одномерном случае либо их объемная доля при обобщении модели на трехмерный случай. Размер дефекта считаем много меньшим длины

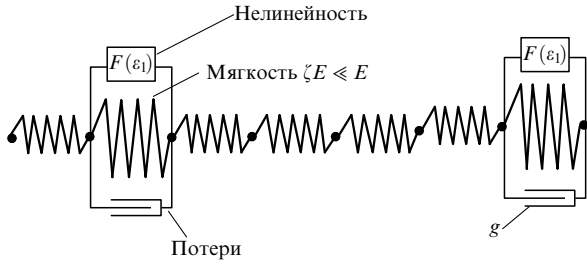


Рис. 1. Реологическая модель среды, содержащей контрастно-мягкие дефекты-включения, на которых локализованы нелинейность и диссипация.

упругой волны, а сам дефект предполагается вязкоупругим и слабо нелинейным, если его деформацию (которую необходимо отличать от средней деформации среды) измерять *в собственном масштабе дефекта*. Уравнение состояния, учитывающее такие свойства отдельных дефектов с параметром мягкости ζ , имеет вид

$$\sigma = \zeta E [\varepsilon_1 + F(\varepsilon_1)] + g \frac{d\varepsilon_1}{dt}. \quad (1)$$

Коэффициент g характеризует эффективную вязкость дефектов, а функция $F(\varepsilon_1)$ описывает их нелинейность. Например, для квадратично-нелинейных дефектов $F(\varepsilon_1) = \gamma \varepsilon_1^2$, причем параметр γ , характеризующий нелинейность дефекта в масштабе его собственной (локальной) деформации ε_1 , имеет "обычную" величину порядка нескольких единиц. В рамках такой модели микронеоднородной среды в приближении малой концентрации одинаковых мягких включений получаем [16] следующее соотношение между упругим напряжением и средней (макроскопической) деформацией материала:

$$\begin{aligned} \sigma(\varepsilon) = E\varepsilon - E\nu\Omega \int_{-\infty}^t \varepsilon(\tau) \exp[-\zeta\Omega(t-\tau)] d\tau + \\ + \nu E\Omega\zeta \int_{-\infty}^t \exp[-\zeta\Omega(t-\tau)] \times \\ \times F \left\{ \Omega \int_{-\infty}^{\tau} \varepsilon(\tau') \exp[-\zeta\Omega(\tau-\tau')] d\tau' \right\} d\tau. \quad (2) \end{aligned}$$

Здесь использовано обозначение $\Omega = E/g$, так что $\zeta\Omega$ имеет смысл релаксационной частоты дефекта, причем в случае различных дефектов это уравнение следует дополнить усреднением по их свойствам, т.е. по распределению $\nu(\zeta, g)$. Первое слагаемое в правой части уравнения (2) обязано своим происхождением линейной среде-матрице, второе учитывает привносимые дефектами линейные уменьшение упругого модуля и диссипацию. Третье, нелинейное, слагаемое учитывает совместное влияние нелинейных и релаксационных свойств дефектов. Это слагаемое демонстрирует сущность механизма сильного возрастания уровня нелинейности среды за счет повышенных деформаций на контрастно-мягких включениях, что особенно хорошо видно в квазистатическом пределе. В таком случае, например для степенной нелинейности дефектов $F(\varepsilon_1) = \gamma^{(n)} \varepsilon_1^{(n)}$, макроскопическая связь напряжение – деформация принимает следующую простую форму (справедливая при $0 \leq \nu \leq 1$) [15]:

$$\sigma = \varepsilon E_{\text{eff}} (1 + \varepsilon^{n-1} \gamma_{\text{eff}}^{(n)}),$$

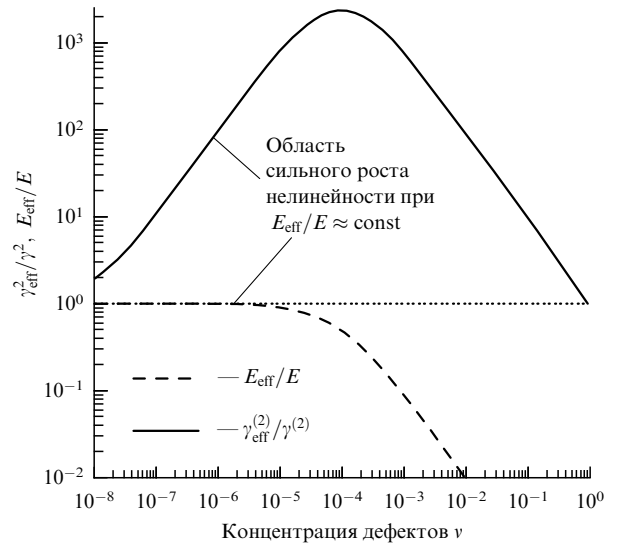


Рис. 2. Относительные изменения модуля упругости E_{eff}/E и параметра квадратичной нелинейности $\gamma_{\text{eff}}^{(2)}/\gamma^{(2)}$ микронеоднородной среды, содержащей дефекты с типичным для трещин показателем относительной мягкости $\zeta = 10^{-4}$.

где

$$\frac{E_{\text{eff}}}{E} = \frac{1}{1 - \nu + \nu/\zeta}, \quad \frac{\gamma_{\text{eff}}^{(n)}}{\gamma^{(n)}} = \frac{1 - \nu + \nu/\zeta^n}{(1 - \nu + \nu/\zeta)^n}. \quad (3)$$

Из этих соотношений следует (рис. 2), что локальное повышение деформации на мягких дефектах (связанное с их показателем относительной мягкости $\zeta \ll 1$) гораздо сильнее проявляется в возрастании нелинейных членов в уравнении состояния, нежели в уменьшении линейного модуля упругости. Для данного показателя мягкости дефектов ζ существует область значений их очень малых концентраций $\nu < \zeta \ll 1$, в которой линейный модуль остается практически неизменным, тогда как нелинейный параметр материала уже многократно возрастает (см. рис. 2). Именно в этой области малых концентраций, где чувствительность линейных методов еще недостаточна для получения определенного результата, и представляет основной интерес использование нелинейных эффектов с целью раннего обнаружения "слабых мест" в материале (в первую очередь областей зарождения трещин). Интересно подчеркнуть, что увеличение коэффициентов нелинейности $\gamma_{\text{eff}}^{(n)}/\gamma^{(n)}$ разных порядков в зависимости от концентрации дефектов ν демонстрирует четко выраженный максимум $\gamma_{\text{eff}}^{(n)}/\gamma^{(n)} = [(n-1)/\zeta]^{n-1}/n^n \gg 1$, причем, чем выше порядок нелинейности, тем при меньшей концентрации дефектов $\nu_{\text{opt}} \approx \zeta/(n-1) \ll 1$ достигается этот максимум и тем выше его величина. Такое немонотонное возрастание физически обусловлено "игрой" между фактором локального повышения деформации на мягких включениях и величиной их объемного содержания (концентрацией). Аналогичное явление известно и в акустике газожидкостных смесей, демонстрирующих яркий пример "контрастного" механизма возрастания нелинейности, в то время как чистые жидкость и газ являются классическими слабонелинейными средами [17].

3. Качественные "неклассические" особенности микроструктурно-обусловленной нелинейности

В случае твердого тела обсуждаемые "мягкие включения", кроме собственно высокой мягкости, обладают еще рядом особенностей, приводящих к нетривиальным следствиям. Например, дефекты типа трещин и микроконтактов часто проявляют одновременно и релаксационные, и специфические нелинейные свойства. В частности, герцевские контакты демонстрируют дробный степенной показатель нелинейности $3/2$ по отношению к напряжению сжатия и одновременно проявляют диодоподобное поведение, так как не "держат" растягивающее напряжение [14]. Кроме того, за счет фрикционных и адгезионных явлений те же самые дефекты могут приводить к проявлению гистерезисных свойств материала [5–7].

Сочетание этих особенностей обуславливает широкое разнообразие "неклассических" проявлений микроструктурно-обусловленной нелинейности. Например, даже упрощенное уравнение (2) показывает, что для вполне обычного, в частности упруго-квадратичного, описываемого функцией $F(\varepsilon_1) = \gamma\varepsilon_1^2$, характера нелинейности дефекта влияние релаксационных свойств приводит к выраженной частотной зависимости эффективных нелинейных параметров, что не характерно для обычной решеточной нелинейности. Действительно, в случае микронеоднородной среды традиционный интуитивный подход, предполагающий возможность аддитивного учета нелинейности и релаксации, не работает. Аддитивный подход становится неправомерен, поскольку и нелинейные, и релаксационные свойства микронеоднородной среды физически локализованы в основном в одних и тех же местах — на мягких дефектах, так что релаксационное "замораживание" реакции дефектов на акустическое воздействие на частотах, намного превышающих релаксационную частоту $\zeta\Omega$, одновременно ослабляет и их нелинейный отклик. В результате при наблюдении, например, обычного эффекта смещения частот эффективные значения квадратичного нелинейного параметра могут оказаться существенно ниже для суммарной гармоники, чем для гармоники на разностной частоте.

Другое нетривиальное проявление такой "контрастной" микронеоднородности среды, которое также следует из уравнения (2), — это возможность сильного (в несколько раз) изменения уровня диссипации (декремента) микронеоднородного материала при умеренных статических и динамических (скажем, акустических с $\varepsilon \sim 10^{-5}$) деформациях в результате комбинированного действия линейного релаксационного поглощения и чисто упругой нелинейности $F(\varepsilon_1)$ [18]. Важно, что при столь сильных изменениях диссипации сопутствующие изменения линейного модуля упругости могут оставаться еще очень малыми — порядка 1%. Действительно, в случае микронеоднородной среды почти вся диссипация локализована на мягких дефектах (например трещинах), которые при малой концентрации слабо влияют на макроскопический модуль упругости. Таким образом, даже полное закрытие таких трещин сжимающим напряжением может лишь незначительно изменить упругость среды, в то время как для поглощения *относительное* изменение может быть сколь угодно большим (от конечной величины декремента до нуля). В однородной среде (когда справедливы классические

реологические модели вязкоупругого поведения типа модели Кельвина–Фойгта) такого резкого различия быть не может.

Не имея возможности детальнее обсудить эти и другие интересные следствия реологической модели микронеоднородной среды [15, 16], отметим, что получаемые на ее основе выводы подкрепляются непосредственным анализом нелинейных и термоупругих свойств герцевских микроконтактов в трещинах [11, 12]. Этот анализ предсказывает, во-первых, многократное повышение уровня термоупругих потерь (на 4–6 порядков по сравнению с обычно обсуждаемым в геофизике вкладом термоупругости) и, во-вторых, объясняет высокую чувствительность этих потерь к очень умеренной средней деформации в среде. Действительно, внутренние контакты могут оказаться существенно возмущенными при типичных акустических деформациях $\varepsilon \sim 10^{-7} - 10^{-5}$, гораздо меньших значений $\varepsilon \sim 10^{-4} - 10^{-3}$, необходимых для полного закрытия (открытия) трещины.

4. Экспериментальные примеры

Одним из первых ярких примеров использования высокой чувствительности акустической нелинейности к появлению микроструктурных дефектов явилась демонстрация возможности контроля качества клеевого соединения плиток термозащитного покрытия советского космического челнока "Буран". Такой контроль был основан на эффекте повышения уровня второй гармоники при локальном вибровоздействии в области отслоения [19]. Ввиду высокого поглощения в материале плиток в этом случае не могла быть применена стандартная высокочастотная ультразвуковая дефектоскопия.

Во многих случаях, однако, более удобным оказывается не наблюдение высших гармоник (что требует высокой линейности возбуждения), а использование модуляционного взаимодействия пробной волны и более мощного независимо возбуждаемого возмущения (в том числе импульсного). Пример обнаружения таким

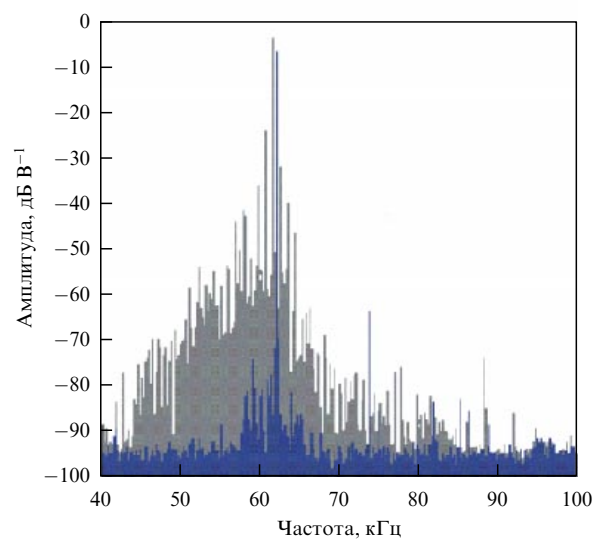


Рис. 3. Нелинейно-модуляционная диагностика микротрещин в осях железнодорожных колесных пар. Более темный цвет соответствует спектру модуляции для оси без дефекта, менее темный цвет — спектру модуляции для оси с одиночной трещиной. Контраст уровней модуляции составляет более 45 дБ.

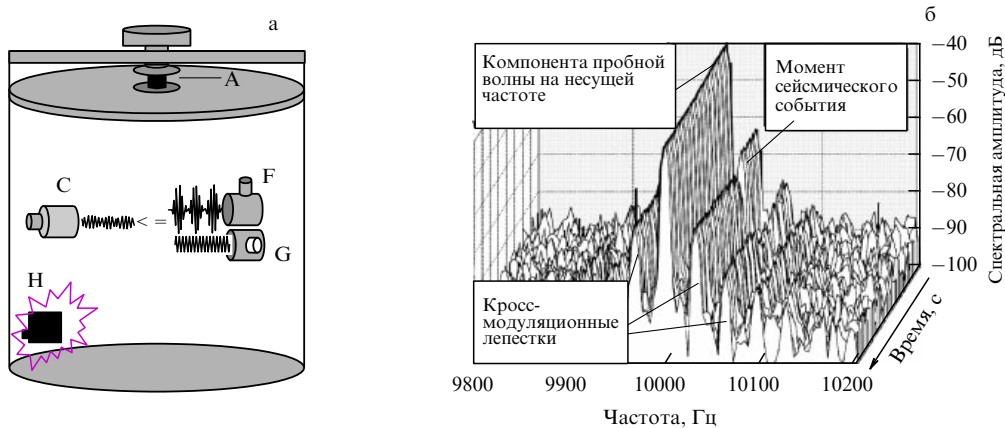


Рис. 4. (а) Схема экспериментальной установки для наблюдения акустического аналога люксембург-горьковского эффекта: А — тензодатчик, С — приемный пьезопреобразователь, F — излучатель модулированной волны накачки, G — излучатель пробной синусоидальной волны, H — виброисточник ударных импульсов. (б) Пример сильных (10–15 дБ) вариаций наведенных "накачкой" кроссмодуляционных компонент пробной волны под действием "сейсмических событий" — ударных импульсов в искусственной зернистой среде (сопутствующие возмущения спектральной компоненты на основной несущей частоте практически незаметны) [21].

методом одиночной трещины размером несколько миллиметров в оси железнодорожной колесной пары [20] приведен на рис. 3 (модуляция пробной ультразвуковой волны производилась ударно-возбуждаемыми колебаниями на собственных частотах образцов).

Наряду с таким обычным типом модуляционного взаимодействия, характерная для микронеоднородных сред выраженная амплитудная зависимость поглощения (практически отсутствующая для однородных материалов) открывает возможность использования в диагностических целях кроссмодуляционного эффекта переноса амплитудной модуляции с одной несущей волны ("накачки") на другую изначально немодулированную пробную волну. Этот эффект является прямым акустическим аналогом известного так называемого люксембург-горьковского эффекта, проявляющегося при взаимодействии радиоволн в ионосфере. Пример использования наблюдения вариаций кроссмодуляционного спектра для мониторинга структурных перестроек зернистой среды (вызванных модельными слабыми "сейсмическими событиями" в лабораторном эксперименте [21]) показан на рис. 4. В эксперименте амплитудная модуляция (30 Гц) переносилась с несущей "накачки" (7 кГц) на пробную волну (10 кГц).

Успешные натурные наблюдения модуляции пробной сейсмической волны другим полем деформаций [22, 23], а также эффектов самовоздействия [24] при типичных для существующих сейсмоисточников [22–25] амплитудах подтверждают перспективность использования подобных нелинейных эффектов не только в неразрушающем контроле, но и сейсмическом мониторинге (по крайней мере в инженерной сейсмике на дистанциях до нескольких сотен метров). Так, на рис. 5 приведен пример изменения фазы сейсмической волны (дистанция распространения 120 м в песчано-глинистой породе) в зависимости от амплитуды возбуждения [24]. На рисунке 6 показан другой пример натуральных наблюдений [23] — амплитудно-фазовая модуляция сейсмоакустической волны, создаваемой мощным внутрискважинным источником [25], в поле деформаций, вызванных лунно-солнечными приливами.

Ряд других примеров "неклассических" проявлений микроструктурно-обусловленной нелинейности (в том

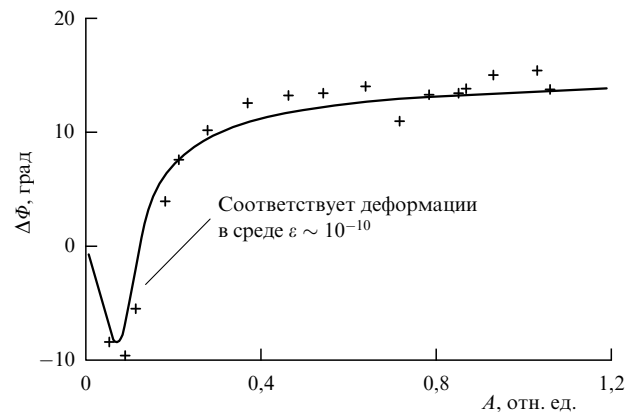


Рис. 5. Фазовое самовоздействие сейсмоакустической волны, создаваемой высококогерентным источником (частота 230 Гц), наблюдавшееся при рекордно малых амплитудах — экспериментальные точки и результаты модельного расчета [24].

числе недавно обнаруженный для трещин эффект обратимой по времени медленной динамики термоупругого происхождения, наблюдения комбинированных медленных и "мгновенных" нелинейных эффектов, применение нелинейных эффектов для оценки функции распределения контактных сил в гранулированных средах в недоступной другим методам области значений, много меньших среднего значения и т.д.) приводится в [11, 12, 14, 21, 26]. Здесь мы ограничимся только примером (рис. 7) наблюдения для одиночной трещины логарифмической по времени, при этом обратной и симметричной по скорости медленной динамики, определяемой термоупругим механизмом [12, 26].

Приведенные результаты и аналогичные данные других авторов подтверждают высокую перспективность использования нелинейных акустических эффектов для широкого круга задач материаловедения, неразрушающего контроля и сейсмического мониторинга, что объясняет быстро растущий в мире интерес к этому кругу проблем.

Отметим в заключение, что краткий обзор цикла исследований ИПФ РАН, представленный в этом док-

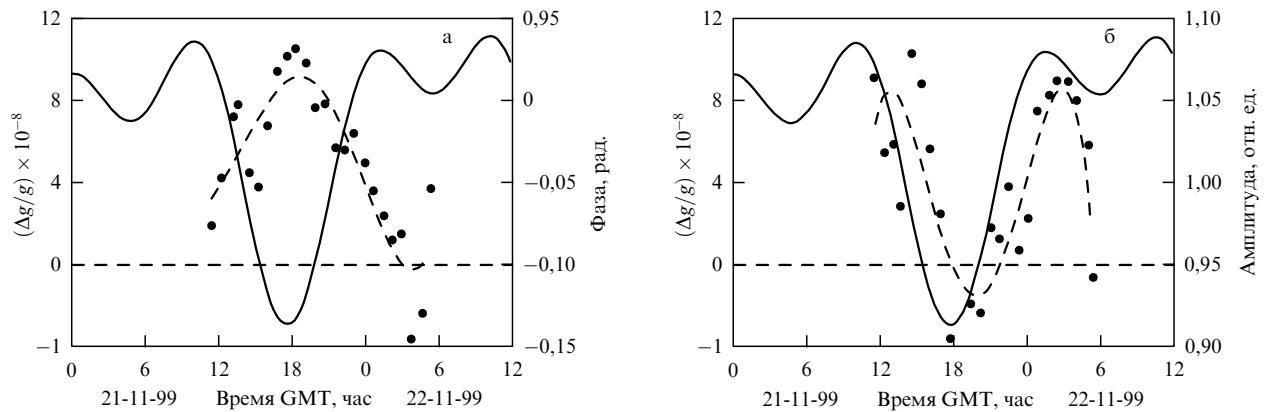


Рис. 6. Временные зависимости амплитуды (а) и фазы (б) сейсмоакустической волны, распространяющейся в массиве нефтегазонасыщенного песчаника (частота 167 Гц, дистанция распространения 360 м). Штриховые кривые — аппроксимация экспериментальных точек; сплошные — изменения относительного ускорения силы тяжести, вызванного лунно-солнечным приливом [23].

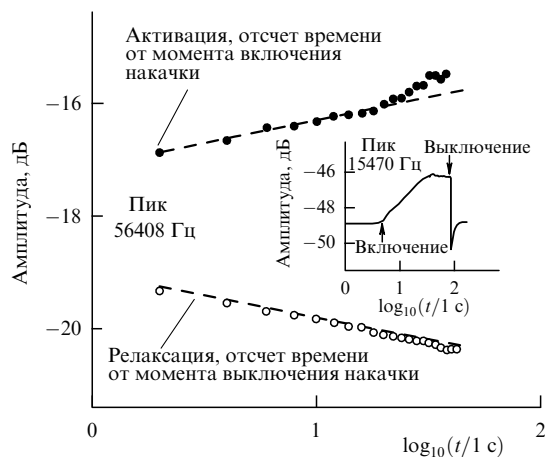


Рис. 7. Пример медленной динамики амплитуд (добротностей) двух пробных резонансов в стальном образце с одиночной трещиной в процессе акустической "накачки" образца другой волной и последующей после ее выключения релаксацией. На вставке отсчет времени непрерывен, а моменты времени включения (выключения) волны накачки отмечены стрелками [26].

ладе, во многом был инициирован пионерскими работами по нелинейной акустике, проводившимися с 1960–1970 гг. под руководством В.А. Зверева и Л.А. Островского.

Представленные результаты получены при частичной поддержке РФФИ (гранты 05-05-64941 и 05-02-17355), Минпромнауки (грант НШ-1641.2003.02), программы ОФН РАН "Когерентные акустические поля и сигналы" и совместной программы РАН и Национального центра научных исследований Франции (проект PESCO-NEI No. 16366).

Список литературы

1. Киттель Ч *Введение в физику твердого тела* (М.: Наука, 1978)
2. Гедройц А А, Зарембо Л К, Красильников В А *ДАН СССР* **150** 515 (1963)
3. Гиц И Д, Гушин В В, Конохов Б А *Акуст. журн.* **19** 335 (1973)
4. Buck R O, Morris W L, Richardson J M *Appl. Phys. Lett.* **33** 371 (1978)
5. Nazarov V E et al. *Phys. Earth Planet. Inter.* **50** 65 (1988)
6. Назаров В Е *Акуст. журн.* **37** 150 (1991)
7. Guyer R A, Johnson R A *Phys. Today* **52** (4) 30 (1999)

8. Nazarov V E, Kolpakov A B *J. Acoust. Soc. Am.* **107** 1915 (2000)
9. Van Den Abeele K E-A *NDT&E Int.* **34** 239 (2001)
10. Ostrovsky L A, Johnson P A *Riv. Nuovo Chimento* **24** (7) 1 (2001)
11. Zaitsev V, Gusev V, Castagnede B *Phys. Rev. Lett.* **89** 105502 (2002)
12. Zaitsev V, Gusev V, Castagnede B *Phys. Rev. Lett.* **90** 075501 (2003)
13. Lang M J et al. *Nanostruct. Mater.* **12** 811 (1999)
14. Tournat V et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 085502 (2004)
15. Zaitsev V Yu *Acoust. Lett.* **19** 171 (1996)
16. Зайцев В Ю, Назаров В Е, Беляева И Ю *Акуст. журн.* **47** 220 (2001)
17. Руденко О В, Соляев С И *Теоретические основы нелинейной акустики* (М.: Наука, 1975)
18. Zaitsev V, Sas P *Acta Acust. Acust.* **86** 429 (2000)
19. Антонец В А, Донской Д М, Сугин А М *Механика композит. матер.* (5) 934 (1986)
20. Матвеев А Л и др. *В мире неразруш. контр.* (4(26)) 65 (2004)
21. Zaitsev V Yu et al. *Europhys. Lett.* **70** 607 (2005)
22. Багмет А Л и др. *Докл. РАН* **346** 390 (1996)
23. Боголюбов Б Н и др. *Геол. и геофиз.* **45** 1045 (2004)
24. Зайцев В Ю, Назаров В Е, Таланов В И *Акуст. журн.* **45** 799 (1999)
25. Авербах В С и др. *Акуст. журн.* **51** (доп. вып.) 31 (2005)
26. Zaitsev V, Nazarov V, Gusev V, Castagnede B *NDT&E Int.* (2005) (in press)

PACS numbers: 43.25.+y, 43.30.Pc, 83.80.Fg, 92.10.-c

Нелинейная акустическая диагностика земных пород и океана

И.Б. Есипов, С.А. Рыбак, А.Н. Серебряный

1. Введение

Исследования в области нелинейной акустики в нашей стране были стимулированы в 40-х и 50-х годах XX в. пионерскими работами Н.Н. Андреева. Первый выпуск *Акустического журнала*, основанного в 1955 г., открывает его статья "О некоторых величинах второго порядка в акустике" [1]. Затем Л.Д. Розенберг в 1960-х годах создал направления технического и медицинского применения мощного ультразвука [2]. Тогда же Л.М. Бреховских сформулировал проблему взаимодействия акустических и океанических волн [3]. Исследования в этих направлениях развивались многими научными коллективами нашей страны. В последние годы специалисты в области распространения и взаимодействия нелинейных

волн стали обращать внимание на волновые явления в гранулированных средах и внутренние волны на морских шельфах в связи с тем, что и в том, и в другом случае эти волновые явления оказываются существенно нелинейными. В гранулированных средах параметр нелинейности на 3–4 порядка выше аналогичной характеристики однородных сред, в таком случае говорят о "гигантской нелинейности" [4, 5]. Внутренние волны вследствие их высоких амплитуд и малой скорости распространения испытывают существенные нелинейные трансформации.

В этом докладе мы приводим результаты экспериментальных наблюдений новых нелинейных волновых процессов в гранулированных земных породах и океане.

2. Гранулированные среды

Известно, что распространение акустических колебаний в гранулированных средах заметно отличается от их распространения в сплошных средах. Механические свойства гранулированных сред определяются в значительной мере контактами между гранулами. Это свойство гранулированных сред позволяет отнести их к широкому классу сред с нелинейной упругостью структурного типа. Если нелинейные акустические свойства сплошных сред, таких как монокристаллы или однородные жидкости, определяются особенностями деформации на молекулярном уровне, то соответствующие характеристики гранулированных сред зависят от их структуры. В этом смысле характеристики гранулированных сред проявляются на мезомасштабном уровне, т.е. на масштабах, определяемых размерами гранул [4]. Это обстоятельство приводит к существенным качественным и количественным различиям, например, в уравнениях состояния сред. Если относительная деформация сплошной среды Δ в первом приближении пропорциональна приложенному напряжению, $\Delta \approx P$, то для сферических гранул это соотношение оказывается более сложным: $\Delta \approx P^{2/3}$ [6]. Поэтому скорость распространения акустических волн в гранулированной среде $c = (\partial P / \partial \rho)^{1/2} \approx P^{1/6}$ является нелинейной функцией приложенного напряжения P . Соответственно параметр нелинейности среды $\alpha = \rho_0 \partial c^2 / \partial P \approx P^{-5/6}$ также зависит от приложенного напряжения. (Здесь ρ — плотность среды, а ρ_0 — ее равновесное значение.) При этом оказывается, что нелинейные свойства гранулированных сред заметно проявляются даже при весьма умеренных деформациях. В горных породах, например, нелинейные искажения наблюдаются уже при деформациях $\Delta \approx 10^{-9}$ [4]. Такие деформации типичны для акустических возмущений даже с весьма умеренными амплитудами.

В последнее время уделяется внимание исследованию поведения гранулированных сред на уровне отдельной гранулы [7–11]. Обнаружено, что при небольших напряжениях наблюдаются заметные отклонения соотношений между напряжениями и деформациями от регулярных. Последние соотношения выполняются, как правило, только асимптотически при достаточно больших напряжениях, когда гранулированную среду можно считать хорошо уплотненной. Причем отклик на циклические нагрузки в таких средах имеет, как правило, гистерезисный характер в соотношении напряжение–деформация. Это свойство гранулированных сред проявляется в особенности нелинейных искажений акустических волн, заключающейся в том, что третья гармоника распространяющегося акустического сигнала растет

пропорционально квадрату амплитуды сигнала, а ее уровень может превышать уровень второй гармоники. Показано, что колебания отдельной гранулы в акустическом поле постоянной амплитуды испытывают медленные флуктуации [7].

Обсудим результаты экспериментального исследования медленных флуктуаций нелинейных колебаний гранул в среде под действием распространяющегося акустического поля. В экспериментах мы использовали в качестве гранулированной среды гранитную крошку с размером гранул 1–2 см. Излучение звука в такой среде осуществлялось пьезокерамической пластиной, а прием выполнялся с помощью установленных среди гранул акселерометров. Детали постановки эксперимента приведены в [12]. Отметим здесь только, что размер установленных в исследуемой среде приемников был соизмерим с размерами гранул.

Изменение уровня принятого сигнала в зависимости от уровня излучения показано на рис. 1. Этот и последующие опыты выполнялись при излучении тонального сигнала на частоте 5,6 кГц. Сигнал регистрировался двумя приемниками, разнесенными в пространстве, но находящимися на одинаковом расстоянии от излучателя. Видно, что поведение измеренных зависимостей для сигналов, зарегистрированных обоими приемниками, имеет общий характер. При этом линейное соотношение между этими характеристиками выполняется только в среднем и на большом интервале изменения амплитуды сигнала. Особенности такой зависимости для разных приемников оказываются разными, что свидетельствует о независимом характере распространения сигнала от излучателя к каждому из приемников. Максимальный уровень принятого сигнала соответствует вибрациям излучающей пьезокерамической пластины с ускорением $0,6 \text{ м с}^{-2}$, при этом амплитуда колебаний пластины составляла всего 5 \AA . Эти параметры колебаний пластины соответствуют уровню излучения -10 дБ . Уровень колебаний гранул, зарегистрированный приемниками, оказался приблизительно на 10 дБ меньше. Немонотонный характер зависимости уровня зарегистрированного отклика отдельной гранулы от величины нагрузки среды рассматривается в работе [13] как результат перколяционного развития связей между гранулами,

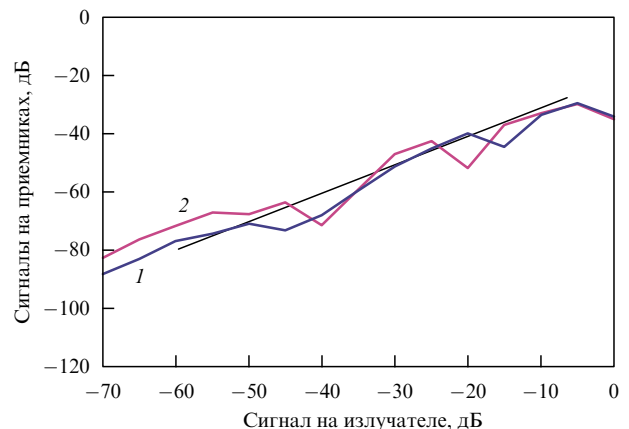


Рис. 1. Зависимость уровня сигнала на приемниках в гранулированной среде от уровня излучения. Прямая линия соответствует прямо пропорциональной зависимости. Кривые 1, 2 соответствуют разным приемникам.

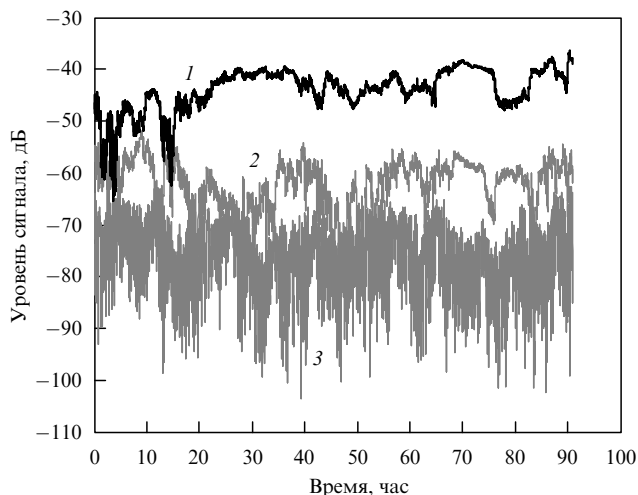


Рис. 2. Зависимости гармонических составляющих сигнала от времени: 1 — уровень сигнала на приемниках в гранулированной среде, частота 5,6 кГц, 2 — уровень второй гармоники сигнала на приемниках в гранулированной среде, частота 11,2 кГц, 3 — уровень субгармоники сигнала на приемниках в гранулированной среде, частота 2,8 кГц.

по которым передается упругий сигнал от излучателя к приемнику. Такая перколяционная цепочка контактов между гранулами очень чувствительна к параметрам нагрузки. Рост нагрузки приводит к перестройке структуры цепочки, что обуславливает изменение ее эффективной упругости.

Ниже приводятся результаты измерений акустического поля в среде во времени. На рисунке 2 представлены зависимости уровней сигналов на одном из приемников от времени. Здесь же показано соответствующее поведение уровней гармонических составляющих в спектре зарегистрированных сигналов. Отметим, прежде всего, то, что в спектре принятого сигнала появилась субгармоническая составляющая. Характеры флуктуаций сигналов на обоих приемниках для соответствующих гармонических составляющих оказываются схожими. Уровень сигнала на основной частоте 5,6 кГц случайным образом изменяется более чем на 5–6 дБ. При этом уровни флуктуаций гармонических составляющих оказываются гораздо большими, что позволяет говорить о гигантских флуктуациях акустических сигналов в гранулированных средах. Наиболее интенсивными оказываются флуктуации субгармонической составляющей сигнала. В этом случае уровень изменяется в несколько десятков раз.

На рисунке 3 приведены усредненные по 32 реализациям спектры флуктуаций гармонических составляющих сигнала. Спектральная обработка показывает, что основная энергия флуктуаций содержится в низкочастотных случайных осцилляциях. Спектр этих осцилляций лежит в диапазоне $f = 10^{-5} - 10^{-1}$ Гц и монотонно спадает к высоким частотам по степенному закону $S(f) \approx Af^{-n}$. Показатель степени n оказывается разным для разных спектральных компонент сигнала и изменяется от $n = 2$ (для основной гармоники сигнала на частоте 5,6 кГц) до $n = 1,3$ (для субгармонической составляющей), оставаясь при этом всегда больше единицы. Интересно заметить, что показатель степени в частотной зависимости низкочастотной части спектра флуктуаций акустического сигнала оказывается близ-

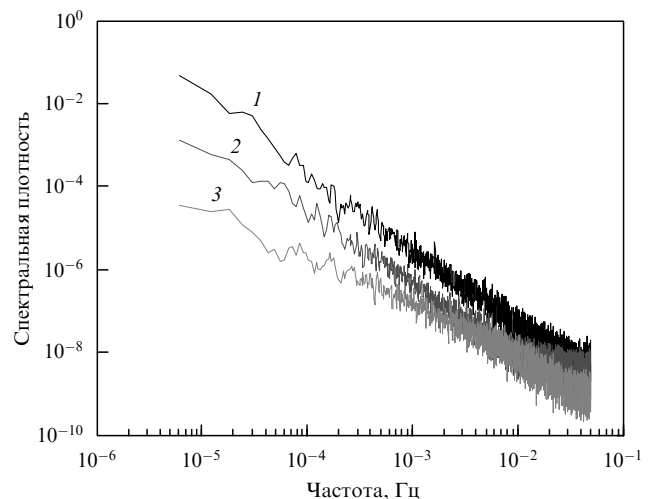


Рис. 3. Спектр флуктуаций спектральных составляющих сигнала в гранулированной среде, уровень излучения 10 дБ, 1 — частота 5,6 кГц, 2 — частота 11,2 кГц, 3 — частота 2,8 кГц.

ким к значениям $n = 1,7 - 2,2$, измеренным в опытах по распространению акустического сигнала через среду из одинаковых стеклянных шариков [7]. Это обстоятельство указывает на общность механизма низкочастотной модуляции интенсивности звука, распространяющегося через среду, составленную из гранул разного материала и разной формы. Очевидно, что спектр флуктуаций зарегистрированного сигнала в области низких частот, там, где $n > 1$, должен достигать максимума или, по крайней мере, насыщения, поскольку интенсивность флуктуаций должна оставаться конечной величиной. В наших опытах, длившихся несколько суток, нам не удалось получить надежных данных, подтверждающих это положение.

Результаты экспериментальных исследований распространения акустических волн в гранулированной среде при регистрации акустического поля приемниками, имеющими размеры, близкие к размерам гранул среды, указывают на статистический характер этого процесса. В таких условиях приемник имеет ограниченное число контактов с соседними гранулами и может рассматриваться как один из элементов среды. При возбуждении гармонического сигнала с постоянной амплитудой акустическое поле в среде сильно флуктуирует, в среде возбуждаются гармонические и субгармонические составляющие даже при невысоких значениях амплитуды возбуждаемого сигнала. Немонотонный характер зависимости уровня поля в среде от амплитуды возбуждаемого сигнала указывает на существенную роль контактов между гранулами в формировании акустического поля в гранулированной среде. В этом случае акустические возмущения передаются от одной гранулы к другой только через контакты, которые занимают очень небольшую часть гранулы и потому не могут обеспечить устойчивости среды. Таким образом, можно считать, что гранулированная среда находится в метастабильном состоянии и акустическое поле, даже с не очень большой амплитудой, может изменить структуру контактов. Такие контакты образуют структуру, состоящую из цепочек, по которым передаются сигналы от излучателя к приемнику. Пространственная плотность таких упругих цепочек будет определяться размером гранул и числом контактов между ними. Под

действием акустических колебаний происходит небольшое смещение контактов между гранулами, что может радикальным образом изменить структуру упругих цепочек, и, следовательно, эффективные упругие свойства среды. В этом случае изменяется и акустический импеданс среды. При уплотнении гранулированной среды растет число контактов между гранулами, что приводит к росту пространственной плотности упругих цепочек, по которым передаются акустические возмущения. Упругие свойства среды в этом случае будут стремиться к насыщению.

В качестве возможного механизма, обеспечивающего медленные изменения в структуре контактов, в работе [7] рассматривается процесс тепловой деформации, возникающей в местах контактов гранул, где концентрируется акустическая энергия в среде. Постоянство частотной зависимости спектра в довольно широком диапазоне частот (10^{-6} – 10^{-1} Гц) может быть следствием фрактального характера структуры упругих цепочек, по которым передаются сигналы от излучателя к приемнику.

Для возбуждения субгармонической составляющей в спектре акустического сигнала требуются весьма интенсивные акустические поля. Как правило, это явление наблюдается при фазовых превращениях. Для гранулированной среды, упругость которой определяется контактами между гранулами, такой пороговой амплитудой колебаний является ускорение свободного падения g . Эта величина определяет условие перехода среды из консолидированного состояния в неконсолидированное. Присутствие в его спектре даже при весьма умеренных амплитудах сигнала ($0,5 \text{ м с}^{-2}$) интенсивных субгармонических составляющих, свидетельствует о том, что при распространении в гранулированной среде происходит локализация упругой энергии акустических колебаний на отдельных гранулах.

Таким образом, полученные результаты указывают на сложный характер распространения акустического сигнала в гранулированной среде. Анализ акустического поля на масштабе отдельной гранулы выявил статистический характер и сильную нелинейность процесса, которые реализуются даже при распространении сигнала умеренной амплитуды. Полученные результаты экспериментального исследования открывают возможности для развития модели медленных флуктуаций акустического поля в гранулированной среде.

Акустическая диагностика гранулированных сред имеет и другие особенности. Неоднородные среды, в том числе гранулированные, относятся к широкому классу нелинейных сред с акустической дисперсией. Сочетание нелинейности и дисперсии позволяет получать для акустических волн в таких средах солитонные решения. В частности, для среды с акустическими резонаторами нами было выведено следующее уравнение для волн с резонансной дисперсией (RDE):

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_0^2 \right) \left(\Delta U - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} U + \alpha \Delta(U^2) + \Gamma \Delta \frac{\partial}{\partial t} U \right) - \sigma^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} U = 0,$$

где α — параметр нелинейности среды, Γ — диссипативный параметр, σ^2 — параметр дисперсии, пропорциональный объемной концентрации осцилляторов в среде

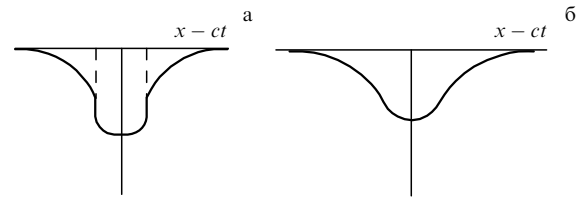


Рис. 4. Вид солитонного решения волнового уравнения с резонансной дисперсией: (а) среда без затухания, (б) среда с затуханием.

[14, 15]. Получены стационарные решения этого уравнения типа уединенных волн-солитонов специального вида, с вертикальными фронтами, характерный вид которых показан на рис. 4. Эти решения уравнения RDE весьма чувствительны к изменению параметров среды — дисперсии, нелинейности, поглощения. Таким образом, отслеживание формы такого типа волновых возмущений в неоднородных средах позволит следить за состоянием среды с резонансной дисперсией.

3. Нелинейные волновые процессы в океане

Рассмотрим возможности акустической диагностики нелинейных волновых процессов в океане на примере наблюдения за внутренними волнами. Внутренние гравитационные волны — широко распространенное явление в океане и атмосфере. Их существование обусловлено наличием устойчивой по вертикали стратификации плотности среды. Любое возмущение такой среды ведет к распространению в ней волн вследствие того, что выведенные из состояния равновесия частицы вертикального столба под действием силы Архимеда стремятся вернуться в исходное положение. В природе существует достаточное количество сил, которые могут дать такой "первый толчок". Среди наиболее эффективных источников можно перечислить приливы, атмосферные возмущения, течения. Эффективность действия многочисленных источников внутренних волн такова, что, как заметил известный океанолог W. Munk, "еще никто из исследователей внутренних волн не сообщил о наличии шторма в глубинах океана" [16]. Таким образом, внутренние волны почти повсеместно присутствуют в океане, создавая вертикальные смещения водной толщи и способствуя внутреннему перемешиванию, необходимому для существования жизни в океане. Характерные параметры внутренних волн лежат в следующих пределах: периоды изменяются от нескольких суток до нескольких минут, скорости волн — от нескольких десятков сантиметров до нескольких метров в секунду. Частотный спектр внутренних волн в океане спадает пропорционально квадрату частоты и имеет пики в двух характерных диапазонах — длинных — внутренних инерционных и приливных — волн, а также коротких волн, периоды которых близки к частоте плавучести [17, 18]. Высоты внутренних волн могут достигать нескольких десятков метров. В отдельных районах океана встречаются гигантские внутренние волны высотой более 100 м [19–22]. Для внутренних волн типичен цуговой характер строения в пространстве и во времени, а также и выделенная направленность распространения. Наблюдаются, кроме того, уединенные волны. Широко распространенным явлением оказываются солитоны внутренних волн. Внутренние волны типичны как для глубокого океана, так и для шельфа. Шельф — район интенсивной

генерации внутренних волн и одновременно место, где происходит их разрушение с передачей энергии в более высокочастотный диапазон — от длинных к коротким волнам — и далее в турбулентность. Здесь наиболее ярко проявляется нелинейность внутренних волн [23, 24].

В последние годы нами проводились исследования внутренних волн на шельфе Японского моря с помощью многолучевого импульсного гидролокатора с частотной обработкой сигнала. Мы использовали акустический доплеровский профилометр течений (ADCP) марки "Rio Grande 600 kHz", выпускаемый фирмой "RD Instruments". Помимо показаний трех компонент течения (вертикальной и двух горизонтальных) прибор посылает данные об интенсивности обратного рассеяния посылаемого сигнала, при этом уверенно различает положение слоя скачка плотности (пикноклина), на котором видны движущиеся внутренние волны. Измерения проводились с борта малого исследовательского судна, движущегося по шельфу галсами, или стоящего продолжительное время (в течение суток) в точке на якоре.

Проведенные исследования выявили общую картину динамики внутренних волн и позволили точнее измерить их основные параметры. В наблюдениях был также подтвержден ряд характерных нелинейных эффектов, которые можно отнести к проявлениям фундаментальных свойств внутренних волн (они наблюдались ранее в независимых измерениях на шельфах других морей с помощью контактных методов). К этим эффектам мы относим, в первую очередь, "вертикальную" и "горизонтальную" асимметрию профиля внутренних волн и "эффект смены полярности амплитуд внутренних волн".

Вертикальная асимметрия (асимметрия гребней и подошв). Интенсивные внутренние волны, движущиеся по пикноклину (слою скачка плотности), расположенному ближе ко дну, чем к поверхности моря, имеют характерную форму профиля со сглаженными подошвами и обостренными гребнями и представляют собой, таким образом, волны-возвышения. В случае распространения внутренних волн по термоклину, расположенному ближе к поверхности моря, чем ко дну, профили волн имеют характерные уплощенные гребни и обостренные подошвы и выглядят волнами-углублениями. Волны-углубления и волны-возвышения многократно встречались в наших наблюдениях. На рисунке 5а приведена запись обратно рассеянного сигнала водной толщи во время прохода в октябре 2003 г. над шельфом Японского моря в заливе Петра Великого по галсу в направлении, перпендикулярном береговой черте. На полученном разрезе видна область приповерхностного пикноклина, расположенного в пределах горизонтов 15–25 м, по которому движутся уединенные внутренние волны-углубления высотой 5–10 м. Внутренние волны распространяются в сторону берега (в сторону уменьшения глубины). На рисунке 5б приведена аналогичная запись, но в прибрежной зоне шельфа, в условиях, когда слой скачка плотности находился в придонном положении (измерения сделаны в сентябре 2005 г.). В этом случае по придонному пикноклину в сторону берега движется цуг упорядоченных по амплитуде внутренних волн-возвышений высотой до 7 м.

Наблюдаемые на шельфе внутренние волны с вертикальной асимметрией профиля близки по своим свойствам к солитонам [24], что позволяет говорить о

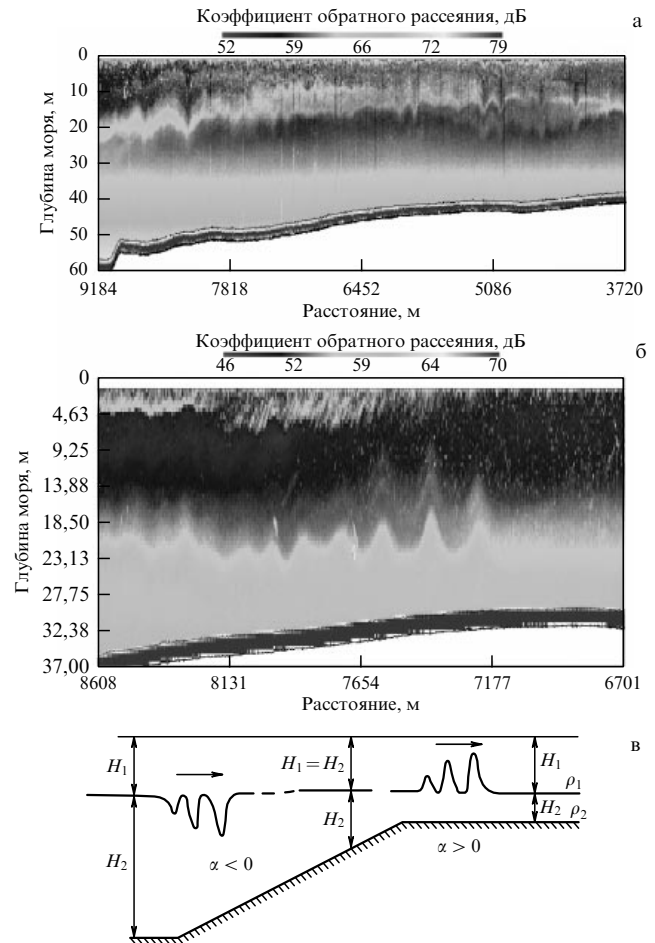


Рис. 5. Вертикальная асимметрия во внутренних волнах на шельфе. Волны-углубления (а) и волны-возвышения (б) на картинах эхолотационных контрастов, зарегистрированных с помощью ADCP. (в) Схема, объясняющая эффект смены полярности амплитуд во внутренних волнах на шельфе; H_1 — глубина термоклина, H_2 — расстояние от термоклина до дна.

распространении в шельфовой зоне солитоноподобных волн разной полярности. Эта особенность внутренних волн шельфа ведет к интересному явлению, которое мы называем "эффектом смены полярности амплитуд внутренних волн". В прибрежной части шельфа в летнее время термоклин обычно находится у дна, в то время как в глубоководной части расположен ближе к поверхности моря. Вследствие того, что солитоноподобные внутренние волны на шельфе распространяются к берегу (внутренние волны на шельфе образуются в основном из длинных приливных волн, распространяющихся из открытого моря), они должны переходить из области приповерхностного пикноклина в область пикноклина придонного. При этом солитоны отрицательной полярности (с отрицательным коэффициентом нелинейности) переходят в зону положительной полярности (положительный коэффициент нелинейности). В процессе такого перехода происходит разрушение волн-углублений и превращение их в волны-возвышения (рис. 5в). Точку, в окрестности которой происходит смена полярности амплитуд внутренних волн и в которой пикноклин равноудален от поверхности и дна моря, мы называем "точкой переворота". Первое экспериментальное свидетельство этого эффекта было получено в

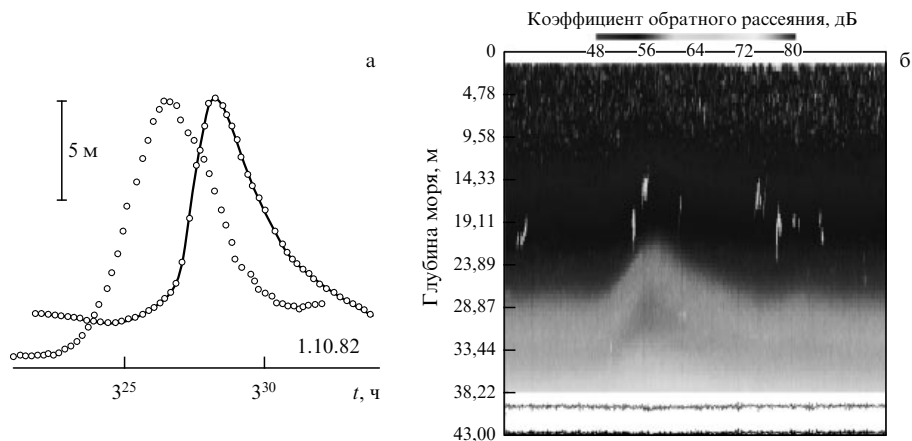


Рис. 6. Горизонтальная асимметрия внутренних волн в данных РДТ (а) и данных по эхолокационным контрастам ADCP (б).

наблюдениях на шельфе Японского моря [25, 23, 27] и подтверждено позже в наблюдениях в Средиземном море [26]. Наиболее совершенный натурный эксперимент по наблюдению данного эффекта проведен недавно в Южно-Китайском море [28] также с привлечением высокочастотного многолучевого акустического гидролокатора. Трансформация отрицательного солитона внутренних волн при переходе через точку переворота исследована с помощью численного моделирования в [29]. Результаты специального эксперимента с целью изучения эффекта смены полярности амплитуд внутренних волн, недавно проведенного нами на шельфе Японского моря, готовятся к публикации.

Горизонтальная асимметрия внутренних волн. Продемонстрированная выше вертикальная асимметрия — первый и основной признак, указывающий на нелинейный характер внутренних волн. Однако многим интенсивным внутренним волнам помимо вертикальной асимметрии присуща также горизонтальная асимметрия, которая обусловлена различным наклоном переднего и заднего склонов внутренней волны, и вообще говоря, является признаком нестационарной волны, т.е. волны, разрушающейся. Мы многократно наблюдали горизонтальную асимметрию внутренних волн при измерениях контактными распределенными датчиками температуры (РДТ). На рисунке 6 показаны профили двух внутренних волн-возвышений, распространяющихся к берегу: запись РДТ, сделанная при глубине моря 30 м, 1.10.1982 (рис. 6а) и запись неподвижного в точке ADCP, глубина моря 43 м, 17.09.2004 (рис. 6б). Высота обеих волн около 10 м, и передние склоны волн существенно круче задних склонов. Запись РДТ показана для двух датчиков, разнесенных по горизонтали относительно линии берега: заметно увеличение крутизны волны по мере ее продвижения к берегу. Горизонтальная асимметрия — широко распространенное свойство интенсивных внутренних волн на шельфе не только волн-возвышений, но и волн-углублений [30].

4. Заключение

Рассмотренные примеры акустической диагностики нелинейных волновых процессов демонстрируют новые физические явления в гранулированных земных породах и океане. Метастабильное состояние гранулированных сред является важным условием при исследовании аку-

стического воздействия на перколяционные процессы в геологических породах. Нелинейное взаимодействие внутренних волн определяет трансформацию энергии приливов в океаническую турбулентность. Акустическая диагностика оказывается эффективной для исследования динамики этого процесса на шельфе океана.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 05-02-17500, 05-02-16086 и 05-02-17406), проекта INTAS N 04 80 7043, Программы поддержки научных школ (грант НШ-1176.2003.2), ФЦП "Мировой океан", а также фирмы "RD Instruments-Europe".

Список литературы

1. Андреев Н Н *Акуст. журн.* **1** 3 (1955)
2. *Физика и техника мощного ультразвука* Т. 1–3 (Под ред. Л Д Розенберга) (М.: Наука, 1967, 1968, 1970)
3. Бреховских Л М *Изв. АН СССР Сер. Физ. атм. и океана* **2** 970 (1966)
4. Ostrovsky L A, Johnson P A *Riv. Nuovo Cimento* **24** (7) 1 (2001)
5. Руденко О В *УФН* **176** 77 (2006)
6. Беляева И Ю, Зайцев В Ю, Островский Л А *Акуст. журн.* **39** 25 (1993)
7. Liu C, Nagel S R *Phys. Rev. Lett.* **68** 2301 (1992)
8. Liu C-h et al. *Science* **269** 513 (1995)
9. Miller B, O'Hern C, Behringer R P *Phys. Rev. Lett.* **77** 3110 (1996)
10. Herrmann H J, Stauffer D, Roux S *Europhys. Lett.* **3** 265 (1987)
11. Rintoul M D, Torquato S *Phys. Rev. Lett.* **77** 4198 (1996)
12. Баженова Е Д, Вильман А Н, Есипов И Б *Акуст. журн.* **51** (Приложение) 46 (2005)
13. Hidalgo R C et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 205501 (2002)
14. Rybak S A, Skrynnikov Yu I, in *Proc. of the IV Intern. Workshop "Nonlinear Waves in Resonant Dispersion Media"* (Singapore: Nonlinear World, 1989) p. 664
15. Рыбак С А *Акуст. журн.* **44** 709 (1998)
16. Munk W, in *Evolution of Physical Oceanography: Scientific Surveys in Honor of Henri Stommel* (Eds B A Warren, C Wunsch) (Cambridge, Mass.: MIT Press, 1981) p. 264
17. Garrett C, Munk W *Geophys. Fluid Dynam.* **3** 225 (1972)
18. Коняев К В, Сабинин К Д *Волны внутри океана* (СПб.: Гидрометеиздат, 1992)
19. Serebryany A N, in *Proc. of the 1st Intern. Symp. on Ocean Cities 95, Monaco, 1995* p. 376
20. Konyaev K V, Sabinin K D, Serebryany A N *Deep-Sea Res.* **1** **42** 2075 (1995)
21. Duda T F et al. *IEEE J. Ocean. Eng.* **29** 1105 (2004)
22. Sabinin K, Serebryany A J. *Marine Res.* **63** 227 (2005)
23. Серебряный А Н *Изв. АН СССР. Сер. Физ. атм. и океана* **26** 285 (1990)
24. Серебряный А Н *Изв. РАН. Сер. Физ. атм. и океана* **29** 244 (1993)

25. Серебряный А Н *Океанология* **25** 744 (1985)
26. Salusti E, Lascaratos A, Nittis K *Ocean. Modelling* **82** 10 (1989)
27. Serebryany A N, in *Fifth Intern. Symp. on Stratified Flows* Vol. 2 (Eds G A Lawrence, R Pieters, N Yonemitsu) (Vancouver: Univ. of British Columbia, 2000) p. 1035
28. Orr M H, Mignerey P C J. *Geophys. Res.* **108** 3064 (2003)
29. Серебряный А Н, Пао Кс *Докл. РАН* (2005) (в печати)
30. Serebryany A N *Dynamics Atm. Oceans* **23** 393 (1996)

PACS numbers: 43.25.+y, 43.40.+s, 62.60.+v

Волны с параметрически обращенным фронтом: применение в нелинейной акустоскопии и диагностике

В.Л. Преображенский

1. Введение

Под обращением волнового фронта (ОВФ) обычно понимают волновой процесс, развивающийся во временной последовательности, обратной по отношению к произвольно заданной первичной волне. Интерес к явлению ОВФ в акустике обусловлен способностью волн с обращенным фронтом автоматически фокусироваться на объекты, рассеивающие первичную волну, и компенсировать фазовые искажения при распространении волн в неоднородных рефрактивных средах. В последние годы интенсивно обсуждаются разнообразные приложения этих свойств обращенных волн в ультразвуковой диагностике, терапии, хирургии, дефектоскопии и подводной коммуникации.

Всесторонние исследования физических принципов и механизмов ОВФ ультразвука, которые начались более двадцати лет назад, были в значительной мере стимулированы результатами по ОВФ света, полученными в нелинейной оптике. С начала 1980-х годов в течение ряда лет основное внимание исследователей было сосредоточено на поиске адекватных подходов к решению задачи генерации ультразвуковых волн с обращенным фронтом в различных конденсированных средах. Результаты этих исследований систематизированы в обзорах [1, 2].

К концу восьмидесятых-началу девяностых годов прошлого века определились наиболее перспективные направления в технике акустического ОВФ, к которым относятся фазовое сопряжение ультразвуковых волн в параметрически активных твердых телах (пьезоэлектриках и магнетиках) [3–6] и обращение во времени акустических сигналов в многоканальных приемо-излучающих электронных системах [7, 8]. Интенсивно развиваются методы ОВФ на основе обращения времени в волноводных и резонаторных системах с множественными отражениями [9, 10]. С точки зрения применений в области ультразвуковых частот от нескольких единиц до нескольких десятков мегагерц, актуальной для приложений в медицине и дефектоскопии, эффективным методом ОВФ является запороговое параметрическое фазовое сопряжение магнитоупругих волн в магнитоэстрикционной керамике [2, 4, 11]. Достаточно сильная связь упругой и магнитной подсистем в керамических материалах на основе ферритов шпинелей позволяет эффективно модулировать в них скорость звука с помощью высокочастотного магнитного поля. При этом глубина модуляции может существенно превышать порог параметрической неустойчивости длинноволновых фононов при комнат-

ных температурах. В условиях запороговой накачки параметрически активный элемент представляет собой источник стимулированного излучения фазо-сопряженных фононных пар, обеспечивающий гигантское (свыше 80 дБ) усиление обращенной ультразвуковой волны по отношению к падающей. Керамическая технология позволяет изготавливать активные элементы с размерами и формой, варьируемыми в широких пределах в соответствии с требованиями конкретных приложений.

В приложении 1 к электронной версии доклада, размещенной на сайте *УФН*, приведена анимация процесса запорогового усиления в активной среде, полученная с помощью численного моделирования, выполненного в работе [12].

Возможности использования магнитоакустической техники ОВФ для автофокусировки ультразвука в жидкостях и твердых телах и самонацеливания ультразвуковых пучков на неподвижные и движущиеся рассеивающие объекты в жидкости были продемонстрированы в серии экспериментов (см. обзор [2]). В качестве иллюстрации в приложении 2 к электронной версии доклада представлены полученные в работе [13] результаты стробоскопической визуализации процесса самонацеливания ультразвука на воздушные пузыри, всплывающие в воде. Применение параметрического ОВФ для компенсации фазовых aberrаций в линейной акустоскопии продемонстрировано в работах [14, 15].

Сочетание обращения фронта с гигантским усилением представляет особый интерес для исследований и применений явления ОВФ в нелинейной акустике. В то время как экспериментальные и прикладные исследования в области линейной акустики волн с обращенным фронтом активно развиваются уже с конца восьмидесятых–начала девяностых годов XX века (см. [2, 16]), нелинейная ОВФ-акустика начала формироваться как перспективное направление физической акустики сравнительно недавно. Начало исследованиям в области нелинейной ОВФ-акустики было положено в работах [17, 18], где впервые экспериментально и теоретически были исследованы нелинейные искажения профиля волн с параметрически обращенным фронтом и ретрофокусировка обращенных волн в однородной нелинейной среде. Результаты исследований свойств нелинейных ультразвуковых пучков с обращенным фронтом и перспективы использования этих свойств в акустоскопии частично отражены в обзоре [19].

Подобно ОВФ в оптике, обращение фронта в акустике представляет собой одно из проявлений инвариантности волнового поля по отношению к обращению времени. В условиях развитой нелинейности обратимость волнового процесса при ОВФ, как правило, оказывается нарушенной, что обуславливает специфические особенности явлений ОВФ в нелинейной акустике. В настоящем докладе рассматриваются физические механизмы ретрофокусировки ультразвуковых пучков с ОВФ в нелинейных и неоднородных акустических средах. Приводятся результаты исследований ретрофокусировки в условиях гигантского параметрического усиления обращенной волны и селективного фазового сопряжения отдельных гармоник первичной нелинейной волны [20–23]. Приложения эффектов нелинейной ретрофокусировки иллюстрируются на примере компенсации фазовых искажений в нелинейной акустоскопии [24, 25]. Обсуждаются возможности ультразвуковой диагностики нелинейных

включений с использованием автоконфокальных систем на основе ОВФ [26]. Рассматриваются физические принципы ультразвуковой велосимметрии на основе взаимодействия фазосопряженных волн в присутствии движущихся рассеивателей [27]. Демонстрируются примеры использования ОВФ ультразвука для диагностики потоков в жидкости [27, 28].

2. Нелинейное распространение ультразвуковых пучков с обращенным волновым фронтом и обращение времени

Как уже отмечалось, специфика проблемы ОВФ в нелинейной акустике связана с нарушением обратимости процессов распространения прямой и обращенной волн. Нелинейность среды, не нарушающая сама по себе инвариантности поля по отношению к обращению времени, может, однако, приводить к существенному ускорению необратимых диссипативных процессов. Такая ситуация имеет место в типичном для акустики случае формирования ударных искажений профиля волны при каскадной генерации гармоник в нелинейной среде [18, 29]. Усиление в процессе генерации волн с обращенным фронтом, излучаемых в нелинейную среду, заведомо сопряжено с нарушением обратимости волнового процесса. Наконец, полоса частот в реальных акустических системах обращения фронта, как правило, существенно ограничена, что приводит к неполноте воспроизведения спектра нелинейных волн при ОВФ. Тем не менее уже первые экспериментальные и теоретические исследования в области нелинейной ОВФ-акустики [18, 24, 25] показали, что, в отличие от нелинейной оптики, в бездисперсных нелинейных акустических средах частичное нарушение инвариантности поля по отношению к обращению времени не препятствует возможности наблюдения и использования таких эффектов, как ОВФ-автофокусировка и компенсация фазовых искажений при неоднородной рефракции.

3. Ретрофокусировка нелинейных ОВФ-пучков в неоднородной среде

На рисунке 1 представлены типичные результаты наблюдения ретрофокусировки нелинейной обращенной волны, прошедшей через аберирующий слой [20]. Рисунок 1а иллюстрирует разрушение фокального распределения амплитуды звука аберирующим слоем. Рисунок 1б демонстрирует восстановление распределения акустического поля в фокальной плоскости с помощью параметрического ОВФ. Фокальное распределение амплитуд отдельных гармоник нелинейной обращенной волны, прошедшей через аберирующий слой, иллюстрируется на рис. 1в. Как показано в работах [24, 30], приведенные экспериментальные результаты объясняются пространственно-временной синхронизацией фаз гармоник при их каскадной генерации в бездисперсной среде. Концепция синхронизации фаз гармоник получила дальнейшее развитие в исследованиях процессов селективного фазового сопряжения отдельных гармоник нелинейной волны [22, 23, 25]. При этом экспериментально и теоретически было показано, что частичное воспроизведение спектра нелинейной волны при узкополосном фазовом сопряжении второй гармоники первичной волны не препятствует ретрофокусировке обращенной волны с конечной амплитудой в неоднородной нелинейной среде.

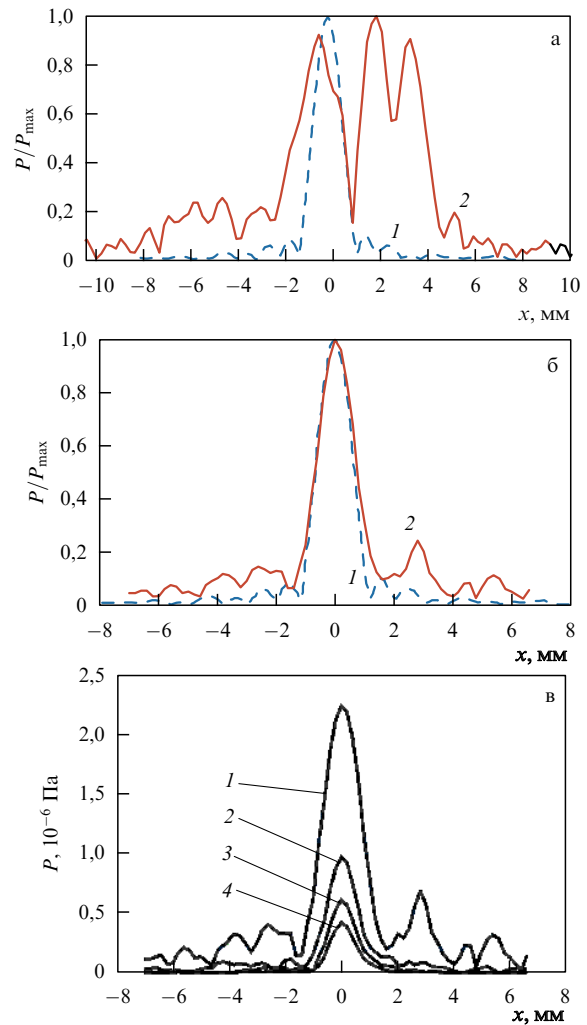


Рис. 1. Фокальное распределение давлений в падающей и обращенной волнах в фокальной плоскости (x — расстояние от оси): (а) падающая волна в отсутствие (кривая 1) и при наличии (кривая 2) аберирующего слоя; (б) нормированное среднедействующее значение давления; кривая 1 — для падающей волны в отсутствие аберирующего слоя и кривая 2 — для обращенной волны при наличии этого слоя; (в) амплитуды первых четырех гармоник обращенной волны при наличии аберирующего слоя (частота основной гармоники 10 МГц) [20].

4. Принципы нелинейной ОВФ-акустоскопии и диагностики

Исследования нелинейных явлений при обращении волнового фронта стимулируются современной тенденцией к использованию методов нелинейной акустики не только в естественных областях применения ультразвука высокой интенсивности (литотрипсия, гипертермия, ультразвуковая технология), но и в таких традиционных областях линейной акустики, как ультразвуковая диагностика и неразрушающий контроль. Одно из быстро развивающихся направлений современной акустоскопии, получившее общее название "harmonic imaging", основано на анализе гармоник, генерируемых волнами конечной амплитуды в исследуемых акустических средах. Методы "harmonic imaging" можно разделить на две основные группы. В первой группе нелинейность исследуемой среды используется для формирования зондирующего акустического пучка. Следует отметить, что использование генерации второй гармо-

ники в акустоскопии было предложено почти тридцать лет назад для повышения разрешения акустического микроскопа [31]. Сейчас гармонический анализ находит все более широкое применение в ультразвуковой диагностике [32–34]. При нелинейном распространении сфокусированных ультразвуковых пучков фокальное распределение второй и высших гармоник нелинейной волны не только существенно уже, чем соответствующее распределение основной гармоники, но и имеет более низкий уровень боковых максимумов. Кроме того, развитие процесса генерации гармоник по мере распространения волны в глубь среды позволяет при анализе отклика понизить уровень помех, обусловленных отражениями исходной волны от границ исследуемой области. Все это в целом дает возможность существенно повысить разрешающую способность ультразвуковой диагностической аппаратуры.

Во второй группе методов "harmonic imaging" нелинейный отклик на акустическое воздействие используется как средство получения информации о нелинейных параметрах исследуемой среды и их вариации при возникновении распределенных или локальных структурных изменений (см. [35–39]). Появление микротрещин в твердом теле сопровождается возникновением так называемой контактной нелинейности, что приводит к аномальному усилению нелинейного акустического отклика и повышению эффективности взаимодействия волн различных частот [36, 37]. Особенности нелинейных свойств твердых тел находят применение в неразрушающем контроле материалов. Обсуждаются возможности диагностики патологических изменений в биологических тканях на основе анализа сопутствующих изменений их нелинейных акустических свойств [40].

Возможность гигантского усиления обращенной волны в запороговом параметрическом режиме позволила естественно распространить технику ОВФ в область нелинейной акустоскопии. Сочетание техники ОВФ с методами "harmonic imaging" продемонстрировано в работах [24, 25]. На рисунке 2 представлены результаты использования параметрического ОВФ для компенсации фазовых искажений в акустическом микроскопе при получении изображения объекта на второй гармонике обращенной волны. Внесение аберирующего слоя в конфокальную схему микроскопа "на проход" полностью разрушало изображение объекта, тогда как применение ОВФ позволяло не только восстановить изображение на основной частоте зондирующего пучка, но и получить изображение с повышенным разрешением на второй гармонике. На рисунке 3 представлены изображения объекта, полученные в акустическом микроскопе в условиях селективного фазового сопряжения второй гармоники зондирующего пучка [25]. Приведены изображения объекта, полученные в отсутствие и при наличии аберирующего слоя на основной гармонике падающей волны, а также основной и второй гармониках обращенной волны. Применение селективного ОВФ отдельной гармоники падающей волны позволяет не только компенсировать фазовые aberrации, но и дает возможность значительно повысить частоту анализа в низшем порядке нелинейности. Селективное фазовое сопряжение гармоник позволяет также осуществлять автофокусировку ультразвука на локализованные объекты, характеризующиеся сильной нелинейностью, что может быть использовано для их диагностики.

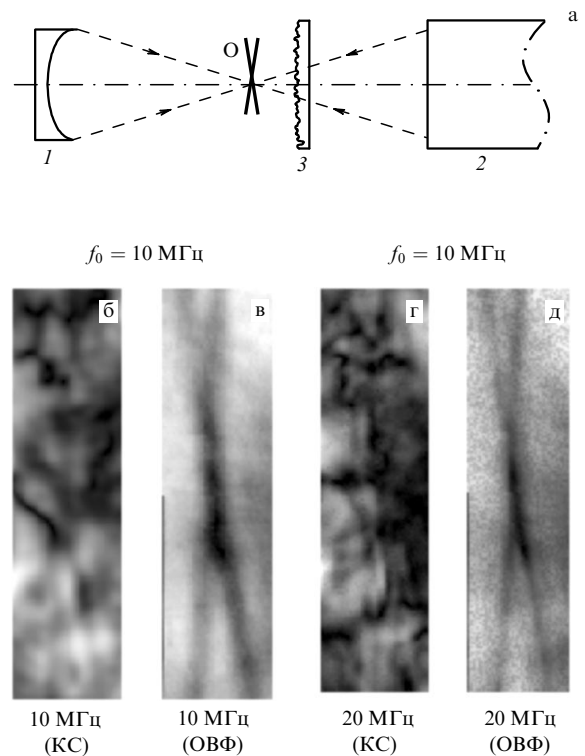


Рис. 2. Восстановление акустических изображений объекта, искаженных аберирующим слоем, с помощью обращения фазы основной гармоники падающей волны: (а) схема эксперимента (О — объект, 1 — приемно-излучающий преобразователь, 2 — магнитоакустический ОВФ-усилитель, 3 — аберирующий слой); (б, г) изображения, полученные в конфокальной схеме (КС) микроскопа на частотах основной и второй гармоник падающей волны; (в, д) восстановленные изображения (ОВФ) [25].

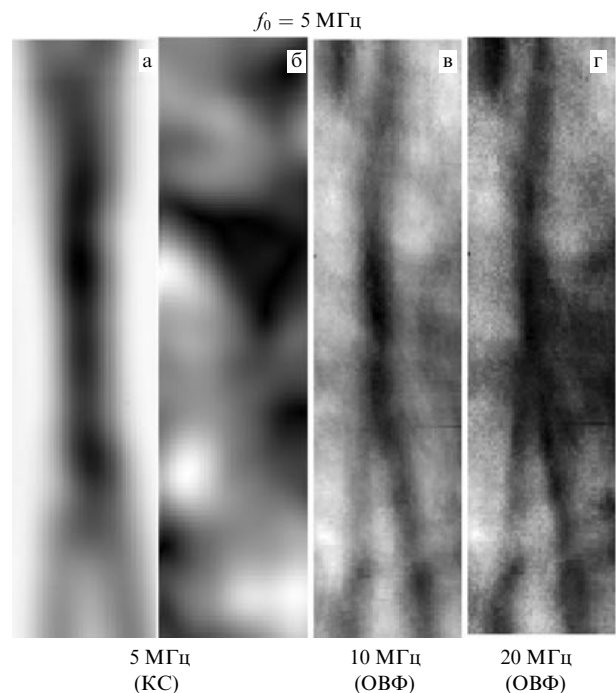


Рис. 3. Акустические изображения объекта на частоте падающей волны 5 МГц в конфокальной системе в отсутствие (а) и при наличии (б) аберирующего слоя. (в, г) Изображения при наличии аберирующего слоя, полученные на частотах 10 и 20 МГц с помощью фазового сопряжения второй гармоники падающей волны [25].

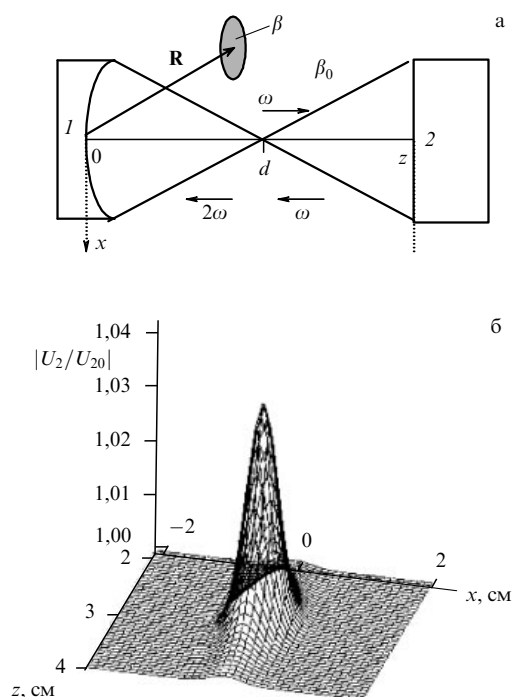


Рис. 4. Акустоскопия включения с помощью второй гармоники обращенной волны: (а) геометрия задачи (1 — приемо-излучающий преобразователь, 2 — ОВФ-усилитель, β и β_0 — нелинейные параметры включения и окружающей акустической среды); (б) зависимость превышения уровня сигнала второй гармоники над фоном при изменении положения сферического включения диаметром 3 мм относительно фокуса (параметры задачи: $\omega/2\pi = 10$ МГц, $(\beta - \beta_0)/\beta_0 = 0,1$, $d = 30$ мм, апертура преобразователя 15 мм) [26].

Автоматическая конфокальность акустических систем, обеспечиваемая принципом ОВФ, в сочетании с возможностью компенсации фазовых aberrаций представляет интерес, в частности, для нелинейной диагностики включений, детектирование которых методами линейной акустоскопии затруднено. Особенность процесса генерации второй гармоники в конфокальных системах, обусловленная скачком фазы нелинейных источников в фокальной плоскости, позволяет осуществлять локальную диагностику распределения нелинейного параметра с помощью второй гармоники зондирующей волны [41, 42]. В работе [26] рассмотрена возможность получения изображения локального включения на второй гармонике сфокусированной обращенной волны. На рисунке 4 приведены геометрия рассматриваемой системы и результаты расчета зависимости амплитуды сигнала второй гармоники на приемо-излучающей антенне от положения включения в фокальной области. Расчет показывает, что даже при сравнительно малом размере включения относительное превышение сигнала второй гармоники над фоном имеет тот же порядок величины, что и относительное отклонение нелинейных параметров включения и окружающей акустической среды.

5. Применение ОВФ в велосимметрии и диагностике потоков

В работах [27, 43] продемонстрирована возможность использования самонацеливания ультразвуковых волн с обращенным фронтом на рассеивающий объект для

определения скорости движения рассеивателя. В экспериментах [44, 45] по генерации ультразвука низкой комбинационной частоты встречными фазосопреженными волнами близких частот, взаимодействующими в окрестности рассеивающего объекта, была обнаружена аномальная чувствительность фазы генерируемой волны к изменению положения рассеивателя. Движение рассеивателя сопровождалось аномальным доплеровским сдвигом частоты низкочастотной волны. В отличие от обычного доплеровского смещения, пропорционального несущей частоте волны, регистрируемый сдвиг пропорционален удвоенной частоте одной из взаимодействующих волн высокой частоты, распространяющейся в направлении приемника низкочастотного излучения. Эффект обусловлен сложением фаз сопряженных волн при формировании акустического излучения разностной частоты. В работах [27, 43] продемонстрирована возможность использования этого эффекта для измерения скоростей рассеивателя в широких пределах (от $0,05$ до 300 мм с^{-1} на комбинационной частоте излучения 1 МГц). При этом измеряемый доплеровский сдвиг на порядок превышал значения, характерные для данной частоты излучения при заданной скорости движения рассеивателя.

Принцип обращения волнового фронта предполагает восстановление фазы волны на источнике излучения независимо от величины фазовых набегов на прямом и обратном пути распространения волн. Восстановление фазы реализуется как в однородных, так и в неоднородно рефрактивных средах. Наличие потоков в среде распространения нарушает инвариантность акустического поля по отношению к обращению времени, что приводит к сдвигу фазы обращенной волны на приемо-излучающей антенне. Ранее явление той же природы наблюдалось в виде накапливающихся искажений волнового фронта при многократном прохождении обращенных волн через вихрь в жидкости [46]. В работах [27, 28] с помощью анализа изменений фазы обращенной волны при сканировании сфокусированного пучка в области потока получены изображения распределения скорости потоков различной геометрии в воде. В экспериментах, наряду с анализом фазы основной гармоники обращенной волны, использовался анализ фаз второй гармоники и сигналов низкой комбинационной частоты, генерируемых при взаимодействии фазосопреженных волн близких частот [28]. На рисунке 5 приведены схема эксперимента работы [28] и результат визуализации потока, инжестированного в воду. Изображение получено с помощью анализа фазы волны низкой частоты 1 МГц, генерируемой при попутном взаимодействии второй гармоники обращенной волны с частотой 20 МГц, отраженной от излучающей антенны, и вспомогательного импульса с частотой 19 МГц. Использование второй гармоники вдвое увеличивало регистрируемый фазовый сдвиг, а акустическое гетеродинирование более чем на порядок повышало отношение сигнал/шум при цифровой обработке принятых сигналов.

6. Заключение

Представленные результаты показывают эффективность запорогового параметрического метода ОВФ ультразвука в приложениях нелинейной акустики. Продемонстрированная экспериментально и теоретически ОВФ-

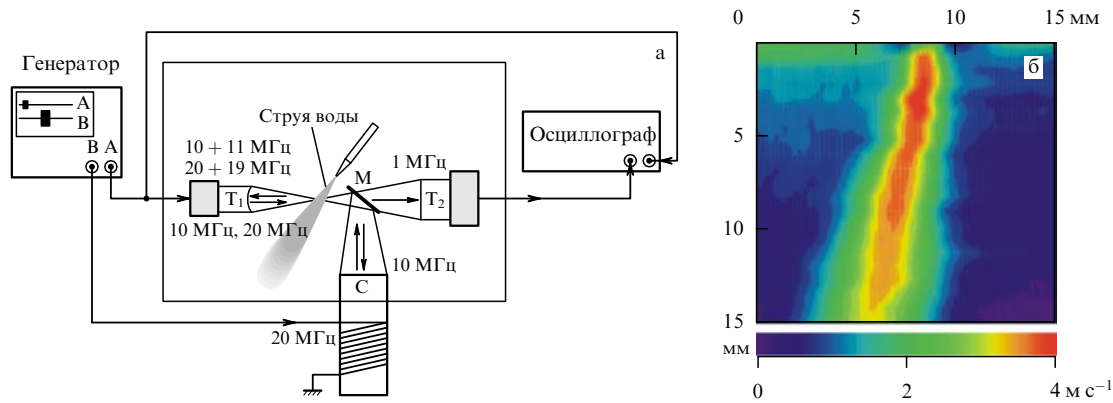


Рис. 5. Диагностика потока в воде с помощью ОВФ: (а) схема эксперимента (T_1 , T_2 — излучающий и приемный преобразователи, C — ОВФ-усилитель, M — отклоняющая пластина); (б) акустическое изображение распределения скорости в потоке [28].

ретрофокусировка ультразвука в неоднородно рефрактивных средах в условиях нарушения обратимости волновых процессов вследствие усиления обращенных волн и неполноты воспроизведения спектра нелинейных волн при ОВФ создает основу для разработки новых методов в нелинейной акустоскопии и диагностике. Физические принципы, лежащие в основе этих методов, отчасти проиллюстрированы на примерах "harmonic imaging", нелинейной ультразвуковой велосимметрии и диагностики потоков. Можно без преувеличения констатировать, что нелинейная акустика волн с обращенным фронтом становится в последнее время одним из наиболее актуальных направлений физической акустики и техники ультразвука. Необходимо отметить фундаментальный вклад Российской академии наук в это новое научное направление и в исследования явлений ОВФ в акустике в целом.

В заключение автор выражает благодарность Ф.В. Бункину за инициирование и систематическую поддержку работ в области акустического ОВФ и коллективу российско-французской Объединенной европейской лаборатории нелинейной магнитоакустики конденсированных сред (ЛЕМАС) за плодотворное сотрудничество.

Публикация подготовлена в рамках программы фундаментальных исследований РАН "Когерентные акустические поля и сигналы", международных программ ECONET 08-154YE и INTERREG-IIIa-58 при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 05-02-19640-НЦНИЛ_a) и посольства Франции в Москве.

Список литературы

1. Бункин Ф В, Кравцов Ю А, Ляхов Г А *УФН* **149** 391 (1986)
2. Брысев А П, Крутянский Л М, Преображенский В Л *УФН* **168** 877 (1998)
3. Брысев А П и др. *Акуст. журн.* **34** 986 (1988)
4. Брысев А П и др. *Акуст. журн.* **34** 1120 (1988)
5. Ohno M *Appl. Phys. Lett.* **54** 1979 (1989)
6. Ohno M et al. *J. Acoust. Soc. Am.* **106** 1330 (1999)
7. Fink M, Prada C, Wu F, in *Proc. of the IEEE Ultrasonics Symp., Montreal, PQ, 1989* Vol. 2, p. 681
8. Fink M *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectrics Frequency Control* **39** 555 (1992)
9. Montaldo G et al. *J. Acoust. Soc. Am.* **110** 2849 (2001)
10. Sutin A, Sarvazyan A, in *Proc. of the World Congress on Ultrasonics, Paris, France, 2003* Vol. 2, p. 863
11. Brysev A P, Krutyansky L M, Preobrazhensky V L *Phys. Vibrations* **9** (1) 52 (2001)
12. Bou Matar O, Preobrazhensky V, Pernod P *J. Acoust. Soc. Am.* **118** 2880 (2005)
13. Брысев А П и др. *Письма в ЖЭТФ* **61** 454 (1995)
14. Yamamoto K et al. *J. Acoust. Soc. Am.* **106** 1339 (1999)
15. Brysev A et al. *Appl. Phys. Lett.* **76** 3133 (2000)
16. Fink M et al. *Rep. Prog. Phys.* **63** 1933 (2000)
17. Брысев А П и др. *Акуст. журн.* **44** 738 (1998)
18. Brysev A P et al., in *Nonlinear Acoustics at the Turn of the Millennium: ISNA 15, 15th Intern. Symp. on Nonlinear Acoustics, Göttingen Germany, 1–4 September 1999* (AIP Conf. Proc., Vol. 524, Eds W Lauterborn, T Kurz) (Melville, NY: AIP, 2000) p. 183
19. Брысев А П и др. *Акуст. журн.* **50** 725 (2004)
20. Брысев А П и др. *Письма в ЖЭТФ* **73** 434 (2001)
21. Cunningham K B et al. *J. Acoust. Soc. Am.* **109** 2668 (2001)
22. Brysev A P et al. *Phys. Wave Phenom.* **11** 10 (2003)
23. Preobrazhensky V L, Pernod P *Phys. Wave Phenom.* **11** 63 (2003)
24. Pyl'nov Yu, Pernod P, Preobrazhensky V *Appl. Phys. Lett.* **78** 553 (2001)
25. Krutyansky L et al. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectrics Frequency Control* **49** 409 (2002)
26. Preobrazhensky S V, Preobrazhensky V L, Pernod P *Phys. Wave Phenom.* **13** 24 (2005)
27. Пыльнов Ю В, Перно Ф, Преображенский В Л *Акуст. журн.* **51** 105 (2005)
28. Pyl'nov Yu et al., in *Proc. of the IEEE Ultrason. Symp., Rotterdam, 2005*, Abstracts, p. 535
29. Hallaj I M et al. *Ultrasonics* **38** 885 (2000)
30. Preobrazhensky V, Pernod P, in *Proc. of the 17th Intern. Congress on Acoustics, Rome, Italy, September 2–7, 2001* Vol. 201 *Physical Acoustics Pt. A* (Eds A Alippi et al.) (Roma: ICA, 2002) p. 26
31. Kompfner R, Lemons R A *Appl. Phys. Lett.* **28** 295 (1976)
32. Ward B, Baker A C, Humphrey V F *J. Acoust. Soc. Am.* **101** 143 (1997)
33. Averkiou M A, Roundhill D N, Powers J E, in *Proc. of the IEEE Ultrasonics Symp., 1997* Vol. 2, p. 1561
34. Averkiou M A, in *Proc. of the IEEE Ultrasonics Symp., 2000* Vol. 2, p. 1563
35. Руденко О В *Неразрушающий контроль* **29** 583 (1993)
36. Solodov I Yu *Ultrasonics* **36** 383 (1998)
37. Zeng Y, Maev R G, Solodov I Yu *Can. J. Phys.* **77** 927 (1999)
38. Van Den Abeele K E-A, Johnson P A, Sutin A *Res. Nondestr. Eval.* **12** 17 (2000)
39. Van Den Abeele K E-A et al. *Res. Nondestr. Eval.* **12** 31 (2000)
40. Vignon F et al., in *Proc. of the IEEE Ultrason. Symp., Rotterdam, 2005*, Abstracts, p. 360
41. Lucas B G, Muir T G *J. Acoust. Soc. Am.* **74** 1522 (1983)
42. Kim B C, Saito S *J. Acoust. Soc. Jpn. (E)* **10** 143 (1989)
43. Pyl'nov Yu, Preobrazhensky V, in *Proc. of the IEEE Ultrasonics Symp., Montreal, 2004* Vol. 3, p. 1612
44. Pyl'nov Yu, Pernod P, Preobrazhensky V *Acta Acust. Acust.* **89** 942 (2003)
45. Pyl'nov Yu, Pernod P, Preobrazhensky V, in *Proc. of the IEEE Ultrasonics Symp., 2001* Vol. 1, p. 397
46. Roux P, Fink M, in *Proc. of the 4th French Congr. on Acoustics* Vol. 1 (Marseille: Teknea 1997) p. 951