

Когерентное обратное рассеяние фазосопреженных ультразвуковых волн в дисперсных системах

В. Л. Преображенский^{1,2,*}, П. Н. Ширковский², Р. Pernod²

Joint International Laboratory LICS/LEMAC:

¹*Научный центр волновых исследований Института общей физики имени А. М. Прохорова РАН, Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова 38*

²*Institute of Electronics, Microelectronics and Nanotechnology (IEMN UMR CNRS 8520) PRES Lille North of France, ECLille, B.P. 48, 59651 Villeneuve d'Ascq Cedex, France*

(Статья поступила 27.10.2014; Подписана в печать 20.11.2014)

Экспериментально и теоретически исследованы процессы распространения ультразвуковых волн с обращенным фронтом в неподвижных и движущихся случайных средах, содержащих микровключения в виде пузырьков газа и твердых микросфер. Обращение волнового фронта звука на частоте 10 МГц осуществлялось методом запорогового параметрического преобразования. Экспериментально установлено качественное различие статистических свойств рассеянного и обращенного акустических полей. В отличие от регистрируемых стохастических сигналов рассеянных волн, сигналы обращенных волн носят регулярный характер и более информативны при определении концентрации и характеристик рассеивателей. Построена теоретическая модель, описывающая наблюдаемые особенности когерентного обратного рассеяния фазосопреженных волн.

PACS: 43.20+g

УДК: 534

Ключевые слова: ультразвук, микро-рассеиватели, обращение волнового фронта.

ВВЕДЕНИЕ

Обращение волнового фронта (ОВФ) ультразвука представляет интерес как специфический инструмент физических исследований в акустике, включая исследования явлений многократного рассеяния и диагностики случайных акустических сред. Обратное распространение фазосопреженных волн сквозь случайную рассеивающую среду подобно когерентному обратному рассеянию в оптике, акустике и электродинамике или эффекту слабой локализации в физике твердого тела [1–9]. Благодаря обращению во времени волнового поля, рассеянные фазосопреженные волны когерентно суперпозируются на источнике излучения первичной волны. Однако, в отличие от когерентного обратного рассеяния, проявляющегося в виде усиления интенсивности только для части рассеянных волн с направлением распространения строго противоположным падающей волне, фазовое сопряжение обращает во времени все рассеянное поле, попадающее в угловую апертуру устройства обращения. Эффект когерентной суперпозиции обращенных волн не зависит от статистических свойств случайной среды, вследствие чего амплитуда фазосопреженной волны представляет собой регулярную функцию концентрации и параметров рассеивателей. Эта особенность обусловлена компенсацией фазовых набегов в процессе обратного распространения волны по тому же пути, что и первично рассеянная волна но в обратной последовательности. С другой стороны, как будет показано ниже, амплитуда обращенной волны

пропорциональна потоку энергии, рассеянной в направлении устройства обращения, и соответственно, чувствительна к амплитудам рассеяния и концентрации рассеивателей. Эти свойства обращенных волн открывают новые возможности для диагностики нестационарных случайных сред в реальном времени. Современная техника параметрического ОВФ [10] обеспечивает автоматическую ретро-фокусировку обращенных волн на случайно распределенные рассеиватели, в том числе в неоднородно рефрактивных средах. Объем области одновременного диагностирования определяется угловыми апертурами устройства обращения и преобразователей, используемых для излучения зондирующих и приема обращенных волн. Ретро-фокусировка фазосопреженных волн на случайно распределенные движущиеся пузырьки газа миллиметрового размера в жидкости ранее наблюдалась в работе [11]. В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования рассеяния волн с частотой 10 МГц на облаках микропузырьков воздуха диаметром около 40 мкм в воде. Результаты детектирования рассеянных в направлении излучателя обращенных волн сравниваются с данными измерения акустических сигналов на приемном преобразователе, помещенном на место устройства обращения. Этот сигнал отражает стохастические свойства акустического поля, рассеянного облаком в направлении устройства ОВФ. Такой же эксперимент выполнен на облаках пузырьков, движущихся в потоке воды. Наряду с экспериментами на микропузырьках газа, проведены сравнительные эксперименты по обращению волнового фронта и обратному рассеянию ультразвука на случайно распределенных твердотельных микросферах диаметром около 300 мкм. Для интерпретации эксперименталь-

*E-mail: preobr@newmail.ru

ных результатов развита теория обратного рассеяния фазосопряженных волн в дисперсных акустических средах.

1. ТЕОРИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛН С ОБРАЩЕННЫМ ФРОНТОМ В СЛУЧАЙНОЙ РАССЕИВАЮЩЕЙ СРЕДЕ

С целью наиболее полного учета когерентных эффектов при описании обратного рассеяния фазосопряженных волн, воспользуемся общим подходом в рамках классической модели распространения гармонической волны $\psi(\vec{r})e^{i\omega t}$ в случайно неоднородной акустической среде (см. [12]):

$$[\hat{L}_0 - \hat{V}(\mathbf{r})] \cdot \psi = 0, \quad (1)$$

где $\hat{L}_0 = \Delta + k_0^2$ — оператор Гельмгольца однородной среды, свободной от рассеивателей, $k_0 = \omega/c_0$ — соответствующее волновое число, $\hat{V}(\mathbf{r})$ — оператор возмущения, описывающий присутствие рассеивающих включений [13]:

$$\hat{V}(\mathbf{r}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \right) - k_0^2 \left(\frac{\rho_0 c_0^2}{\rho c^2} - 1 \right). \quad (2)$$

Здесь ρ и c — плотность и скорость звука в веществе включений, случайно распределенных в окружающей среде с параметрами ρ_0 и c_0 .

Задача (1) эквивалентна интегральному уравнению:

$$\psi(\mathbf{r}) = \psi_0(\mathbf{r}) + \int d\mathbf{r}' G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \hat{V}(\mathbf{r}') \psi(\mathbf{r}'), \quad (3)$$

где $\psi_0(\mathbf{r})$ — поле падающей волны, $G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = e^{-ik_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}/4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|$ — функция Грина для среды, свободной от рассеивателей. Рассеянное поле описывается интегралом в уравнении (3). Мы полагаем для определенности, что поле падающей волны генерируется преобразователем с однородным распределением скорости нормального смещения v_n по поверхности S . Таким образом, падающая волна выражается интегралом Рэлея:

$$\psi_0(\mathbf{r}) = 2 \int_S d\mathbf{r}_S \cdot G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}_S) \cdot v_n. \quad (4)$$

Будем считать также, что фазосопряженная волна $\psi_{PCW}(\mathbf{r})$ [17] излучается с поверхности Σ ОВФ-устройства:

$$\psi_{PCW}(\mathbf{r}) = \int d\Sigma \frac{\rho_0}{\rho} \left(\frac{\partial}{\partial n_\Sigma} G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_\Sigma) - G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_\Sigma) \frac{\partial}{\partial n_\Sigma} \right) \times \psi^*(\mathbf{r}_\Sigma), \quad (5)$$

где $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_\Sigma)$ — функция Грина случайно неоднородной среды, n_Σ — нормаль к поверхности Σ .

Обычно в экспериментах по обращению волнового фронта измеряемой величиной является электрический сигнал, индуцируемый на приемоизлучающем преобразователе волной обратного рассеяния. Этот сигнал пропорционален интегралу от волновой функции по поверхности преобразователя S :

$$U_{PCW} = \frac{1}{S} \int d\mathbf{r}_s \psi_{PCW}(\mathbf{r}_s) = \frac{1}{S} \int d\Sigma \left(\frac{\partial}{\partial n_\Sigma} \Phi(\mathbf{r}) - \Phi(\mathbf{r}) \frac{\partial}{\partial n_\Sigma} \right) \cdot \psi^*(\mathbf{r}_\Sigma), \quad (6)$$

где

$$\Phi(\mathbf{r}) = \int d\mathbf{r}_S G(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}). \quad (7)$$

В соответствии с условиями экспериментов, описанных в последующих разделах, мы полагаем, что устройство фазового сопряжения расположено вне облака рассеивателей, а значит плотность среды вблизи поверхности Σ не отличается от ρ_0 .

С учетом принципа взаимности, функция $\Phi(\mathbf{r})$ описывает акустическое поле, которое могло бы сформироваться в неоднородной среде волной, излученной преобразователем с единичной нормальной компонентой скорости на его поверхности. Таким образом, для функции $\Phi(\mathbf{r})$ справедливо равенство: $\Phi(\mathbf{r}) = -i \frac{1}{2\rho_0\omega v_n} \psi(\mathbf{r})$ При этом сигнал обратного рассеяния, принятый преобразователем выражается интегралом:

$$U_{PCW} = \frac{1}{S \cdot \rho_0\omega \cdot v_n} \int d\Sigma \cdot \text{Im} \left(\psi^*(\mathbf{r}_\Sigma) \frac{\partial}{\partial n_\Sigma} \psi(\mathbf{r}_\Sigma) \right). \quad (8)$$

Функция под знаком интеграла (8) равна $-2\omega\rho_0\Pi_{n\Sigma}$, где $\Pi_{n\Sigma}(\mathbf{r}_\Sigma)$ — нормальная проекция плотности потока энергии принимаемой и обращаемой ОВФ-устройством. Поток энергии, первично излученный преобразователем равен $\Pi_{nS}(\mathbf{r}_S) = v_n A^*/2$, где A^* — комплексно сопряженная амплитуда падающей волны вблизи поверхности преобразователя. Результат (8) показывает, что относительная величина U_{PCW}/A^* сигнала обращенной волны, принятого преобразователем, равна отношению полного потока энергии, обращенного ОВФ-устройством, к потоку энергии, первично излученному в направлении облака рассеивателей:

$$U_{PCW}/A^* = - \int d\Sigma \cdot \Pi_{n\Sigma}(\mathbf{r}_\Sigma) / \int dS \cdot \Pi_{nS}(\mathbf{r}_S). \quad (9)$$

Если исходный акустический пучок не падает непосредственно на поверхность ОВФ-устройства, амплитуда сигнала обращенной волны равна:

$$U_{PCW} = \frac{1}{2S \cdot \rho_0 \omega \cdot v_n} \int d\mathbf{r} \int d\mathbf{r}' K(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \times \hat{V}^*(\mathbf{r}) \Psi^*(\mathbf{r}) \cdot \hat{V}(\mathbf{r}') \Psi(\mathbf{r}'), \quad (10)$$

где ядро имеет вид:

$$K(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \int d\Sigma \left[G_0^*(\mathbf{r}_\Sigma - \mathbf{r}) \frac{\partial}{\partial n_\Sigma} G_0(\mathbf{r}_\Sigma - \mathbf{r}') - G_0(\mathbf{r}_\Sigma - \mathbf{r}') \frac{\partial}{\partial n_\Sigma} G_0^*(\mathbf{r}_\Sigma - \mathbf{r}) \right]. \quad (11)$$

Для идеализированного плоского ОВФ-устройства неограниченной апертуры ядро сводится к функции:

$$K(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -i \frac{\sin(k_0 |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (12)$$

Принимая модель точечных рассеивателей, оператор возмущения можно представить в виде суперпозиции локальных операторов:

$$\hat{V}(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^N \hat{V}_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j), \quad (13)$$

где N — полное число рассеивателей.

Таким образом, из равенства (10) следует соотношение для амплитуды сигнала обращенной волны:

$$U_{PCW} = -\frac{i}{2S \cdot \rho_0 \omega \cdot v_n} \sum_{j,k=1}^N \frac{\sin(k_0 |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k|)}{4\pi |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k|} \times \left[\hat{f}^*(\mathbf{r}_j) \Psi^*(\mathbf{r}_j) \right] \cdot \left[\hat{f}(\mathbf{r}_k) \Psi(\mathbf{r}_k) \right], \quad (14)$$

где $\hat{f}(\mathbf{r})$ — оператор амплитуды рассеяния, выражаемый интегралом по объему рассеивающей частицы:

$$\hat{f}(\mathbf{r}_j) = \int_{v_0} d\mathbf{r}_0 e^{ik_0(\mathbf{S}_{jk}\mathbf{r}_0)} \left[\frac{3(\rho_0 - \rho)}{\rho_0 + 2\rho} ik_0(\mathbf{S}_{jk} \partial / \partial \mathbf{r}_j) - k_0^2 \left(\frac{\rho_0 c_0^2}{\rho c^2} - 1 \right) \chi(\omega) \right], \quad (15)$$

где $\mathbf{S}_{jk} = (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k) / |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k|$, $\chi(\omega) = \left(1 - \omega^2 / \omega_0^2 \right)^{-1}$, ω_0 — частота резонанса рассеивателя.

Вклад слагаемых с одинаковыми индексами ($j=k$) в ряд (14) соответствует обратной последовательности актов рассеяния для исходной и обращенной волн и аналогичен вкладу петлевых диаграмм лестничного приближения в теории когерентного обратного рассеяния [2]. Рассматриваемый когерентный вклад нечувствителен к флуктуациям относительного расположения рассеивателей и определяет регулярную часть сигнала обращенной волны. Относительный вклад отброшенных слагаемых ряда (14) оценивается по порядку

величины параметром $\eta = N / (\kappa_0 R)^2$, где R — характерный линейный размер облака рассеивателей.

Используя подход Фолди [14] для конфигурационного усреднения в рэлеевском пределе, когерентный вклад в сигнал обращенной волны можно представить в виде:

$$\langle U_{PCW} \rangle \cong -\frac{i \cdot k_0}{8\pi S \cdot \rho_0 \omega \cdot v_n} \int d\mathbf{r} \cdot n(\mathbf{r}) \left[f_1^2 \langle |\Psi(\mathbf{r})|^2 \rangle + \frac{1}{3} f_2^2 \langle |\nabla \Psi(\mathbf{r})|^2 \rangle \right], \quad (16)$$

где $n(\mathbf{r})$ — число рассеивателей в единице объема, f_1 и f_2 — соответственно изотропный и дипольный коэффициенты рассеяния частицы объема v_0 :

$$f_1 = v_0 k_0^2 \left(\frac{\rho_0 c_0^2}{\rho c^2} - 1 \right) \chi(\omega), \quad f_2 = v_0 k_0 \frac{3(\rho_0 - \rho)}{\rho_0 + 2\rho}. \quad (17)$$

Для изотропного рассеяния результат (16) можно получить непосредственно подстановкой в интеграл (8) выражения для среднего потока [14]. Для однородного распределения рассеивателей в облаке объемом V ($n = N/V$) амплитуда сигнала обращенной волны пропорциональна полному числу рассеивателей.

Сопоставим полученные результаты для сигнала обращенной фазосопреженной волны с сигналом волны обратного рассеяния (BSW) [18] на преобразователе:

$$U_{BSW} = \frac{1}{S} \int d\mathbf{r}_s \int d\mathbf{r}' G_0(\mathbf{r}_s - \mathbf{r}') \hat{V}(\mathbf{r}') \psi(\mathbf{r}'). \quad (18)$$

В отличие от оптики, интенсивность сигнала, регистрируемого ультразвуковым преобразователем не определяется непосредственно интенсивностью волнового поля $|\psi(\mathbf{r})|^2$, а задается квадратом модуля интеграла (18):

$$|U_{BSW}|^2 = \frac{1}{|2S\omega\rho_0 v_n|^2} \int d\mathbf{r} \int d\mathbf{r}' \psi_0^*(\mathbf{r}) \psi_0(\mathbf{r}') \times \hat{V}^*(\mathbf{r}) \hat{V}(\mathbf{r}') \psi^*(\mathbf{r}) \psi(\mathbf{r}'). \quad (19)$$

Интегральное соотношение (19) формально аналогично соотношению (10), однако их статистические свойства принципиально различны. Флуктуации случайного поля в интеграле (19) независимы, тогда как в интеграле (10) они скоррелированы ядром $K(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ преобразования фазового сопряжения. В результате, интенсивность сигнала волны обратного рассеяния является сильно флуктуирующей величиной, в отличие от амплитуды сигнала фазосопреженной волны.

В приближении плоской первичной волны $\psi_0(z) = A_0 e^{-ik_0 z}$ с амплитудой $A_0 = \rho_0 c_0 v_n$ интенсивность (19) в модели точечных рассеивателей приобретает вид:

$$|U_{BSW}|^2 = \frac{1}{(2 \cdot S k_0)^2} \sum_{j,k=1}^N e^{i k_0(z_j - z_k)} \times \\ \times [\hat{f}^*(\mathbf{r}_j) \psi^*(\mathbf{r}_j)] \cdot [\hat{f}(\mathbf{r}_k) \psi(\mathbf{r}_k)]. \quad (20)$$

Единичный вектор \mathbf{S}_{jk} в операторе рассеяния равенства (20) параллелен направлению \mathbf{z} распространения падающей волны. Для рассеивающих частиц с плотностью ρ близкой к ρ_0 операторы рассеяния в равенствах (14) и (20) совпадают. Этот случай соответствует изотропному (монопольному) рассеянию, обусловленному разностью сжимаемостей рассеивателей и окружающей их среды. При этом когерентный вклад ($j=k$) в сумму (20) пропорционален аналогичному вкладу в сумму (14):

$$\langle |U_{BSW}|^2 \rangle \cong \frac{2\pi}{S \cdot k_0^2} |A_0 \langle U_{PCW} \rangle|, \quad (21)$$

где угловые скобки означают конфигурационное усреднение.

Таким образом, можно ожидать пропорционального изменения амплитуды обращенной волны и усредненной интенсивности сигнала волны обратного рассеяния при изменении условий рассеяния, в частности изменении концентрации рассеивателей, попадающих в апертуру зондирующего ультразвукового пучка. Соотношение (21) показывает, что для приемоизлучающей антенны с апертурой значительно превосходящей длину волны сигнал обратного рассеяния значительно меньше среднегеометрического значения амплитуд падающей и обращенной волн. Этот результат есть следствие, отмеченного во введении, качественного различия между когерентным обратным рассеянием и обращением волнового фронта рассеянной волны. Все величины, входящие в соотношение (21) могут быть непосредственно измерены в эксперименте и количественно сопоставлены с теорией.

2. ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА УЛЬТРАЗВУКА В СЛУЧАЙНЫХ РАССЕИВАЮЩИХ СРЕДАХ (ЭКСПЕРИМЕНТ)

А. Рассеяние на микропузырьках газа в воде

В данном разделе описаны эксперименты по рассеянию обращенных волн на облаке микропузырьков в стационарной и движущейся среде. Схема экспериментальной установки для тестирования среды с микропузырьками представлена на рис. 1. Облако микропузырьков генерировалось электрохимическим методом. Характеристики генератора пузырьков, использованного в эксперименте, приведены в [15]. Генератор состоит из трех параллельных платиновых проволочных электродов диаметром 125 мкм и длиной 4 см

с расстоянием 3 мм между ними. Размер и поток пузырьков, всплывающих в воде, контролировался изменением частоты и величины переменного напряжения, приложенного к электродам. Эта техника позволяла получать монодисперсные облака пузырьков с варьируемой плотностью. Плотность распределения и размеры пузырьков определялись с помощью обработки изображений с видеокамеры. Гистограмма диаметров пузырьков полученная при напряжении 3В и частоте 20 Гц приведена на рис. 2.

В первой конфигурации эксперимента (рис. 1а) плоский широкополосный ультразвуковой приемоизлучающий преобразователь Т1 диаметром 15 мм использовался для излучения ультразвукового импульса на частоте 10 МГц с длительностью 20 мкс (канал 1 генератора импульсов). Второй плоский ультразвуковой преобразователь Т2 располагался напротив преобразователя Т1 для регистрации волн, прошедших сквозь облако в прямом направлении. Электроды генератора пузырьков располагались под углом 45° к оси преобразователя Т1 на глубине 30 мм от него.

Рассеянный облаком микропузырей ультразвуковой пучок проникал в активный элемент запорогового магнитоакустического устройства ОВФ. Физический принцип и характеристики устройства детально описаны в [10]. В качестве активного элемента устройства использовался цилиндр из никелевого феррита диаметром 20 мм и длиной 150 мм. Скорость звука в феррите чувствительна к изменениям напряженности внешнего магнитного поля. Приложение переменного магнитного поля с частотой 2ω модулирует скорость звука и обеспечивает параметрическую связь пары акустических волн с одинаковой частотой ω и противоположными волновыми векторами. Проникновение акустической волны из воды в активный элемент, помещенный в поле электромагнитной накачки, приводит к генерации обращенной фазосопреженной волны.

В первой схеме эксперимента (рис. 1а) электромагнитная накачка на частоте 20 МГц с длительностью импульсов 60 мкс формировалась с помощью катушки индуктивности, намотанной на активный элемент ОВФ-устройства, и соединенной через усилитель мощности с каналом 2 генератора импульсов. Фазосопреженная волна, рассеянная пузырьками возвращалась, к приемоизлучающему преобразователю Т1. Во второй конфигурации эксперимента (рис. 1б) устройство обращения было замещено приемным ультразвуковым преобразователем Т3, соединенным с каналом 2 осциллографа. Сигналы фазосопреженной и рассеянной волн регистрируемые цифровым осциллографом в двух конфигурациях эксперимента, статистически обрабатывались и сравнивались в условиях вариации концентрации пузырьков. Вариация концентрации достигалась изменением частоты переменного напряжения, приложенного к электродам генератора пузырьков. Статистическая обработка принятых сигналов включала быстрое Фурье-преобразование, определение амплитуды гармоник несущей частоты 10 МГц, рас-

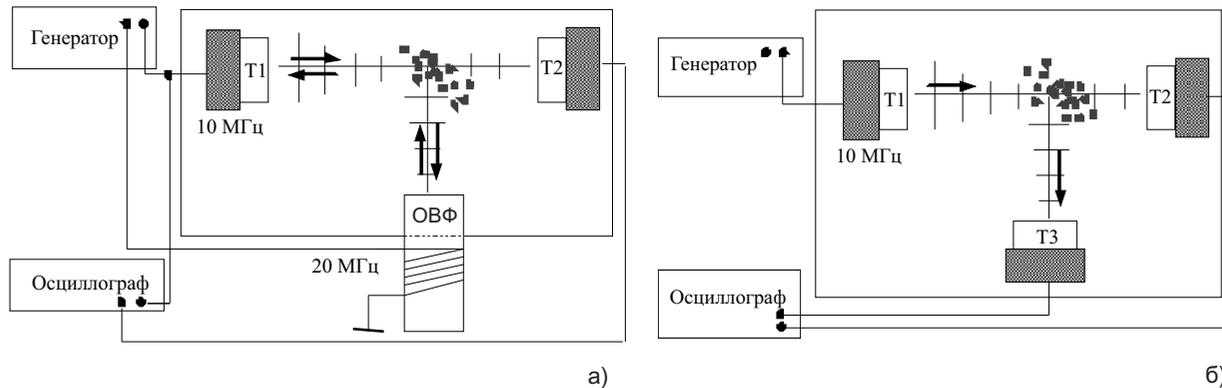


Рис. 1: Схема сравнительного эксперимента по обращению волнового фронта (а) и рассеянию (б) ультразвука на микропузырьках газа в воде: Т1 — преобразоизлучатель, Т2 и Т3 — приемные преобразователи, ОВФ — устройство обращения волнового фронта

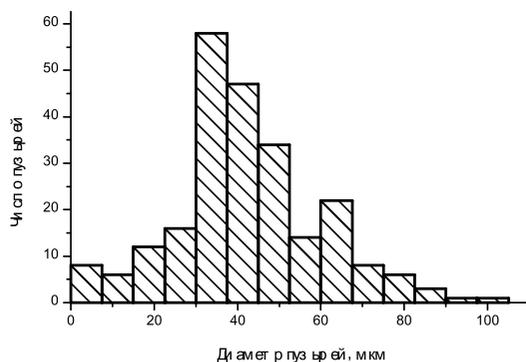


Рис. 2: Гистограмма распределения числа микропузырьков газа по диаметрам

чет средних значений амплитуд по 100 принятым импульсам и определение стандартной ошибки.

В эксперименте с потоками, содержащими пузырьки газа, использовалось постоянное напряжение на электродах генератора пузырьков. Плотность пузырьков в потоке при постоянной производительности генератора контролируется скоростью потока. Схема экспериментальной установки для этого случая аналогична представленной на рис. 1 с той лишь разницей, что облако микропузырьков двигалось вместе с жидкостью по трубке, ориентированной перпендикулярно плоскости рисунка. Как и в предыдущем эксперименте, плоский широкополосный преобразователь Т1 диаметром 15 мм использовался для излучения импульсной ультразвуковой волны, но с более короткой длительностью 5 мкс. Трубка диаметром 5 мм была вертикально погружена в бассейн с водой на расстоянии 30 мм от преобразователя Т1. Трубка соединялась с насосом, создававшим поток с регулируемой скоростью. Генератор пузырьков размещался внутри трубки ниже области пересечения потока с ультразвуковым пучком.

Во второй конфигурации эксперимента устройство обращения было замещено приемным преобразователем Т3, соединенным с каналом 2 осциллографа. Регистрация волн, рассеянных пузырьками в потоке воды, и обращенных волн осуществлялась аналогично экспериментам со стационарной средой.

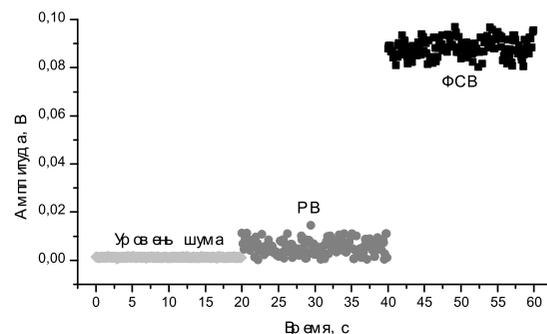


Рис. 3: Амплитуды сигналов фазосопреженной (ФСВ) и рассеянной (РВ) волн, регистрируемые после каждого зондирующего импульса, генерируемого с интервалом 100 мс

Сигналы рассеянной и обращенной волн, зарегистрированные цифровым осциллографом и статистически обработанные, сравнивались при разных скоростях потока.

На рис. 3 приведены типичные данные измерений амплитуд фазосопреженной (черные квадраты) и рассеянной (серые кружки) волн для двух указанных конфигураций эксперимента. Каждая точка на временной шкале соответствует одному из серии импульсов, излученных с интервалом 100 мс. Данные, представленные на рис. 3, показывают флуктуирующую структуру сигнала рассеяния, зарегистрированного преобразователем Т3 (серые кружки), в отличие от почти регулярного сигнала фазосопреженной волны, зарегистрированного преобразователем Т1 (черные квадраты). Природа этого различия становится понятной, если рассеянное

поле, представить в виде суперпозиции когерентной (т. е. конфигурационно усредненной) и флуктуационной частей. Для рассеяния плоской волны в случайном слое направления распространения когерентной и падающей волн совпадают [13]. Таким образом, в геометрии эксперимента (рис. 1) когерентная часть волны не попадает на приемный преобразователь и, в основном, детектируется флуктуирующая компонента.

На рис. 4 приведена зависимость средних значений амплитуд фазосопреженной, рассеянной и прошедшей волн от числа рассеивателей, зарегистрированных в объеме облака $10 \times 10 \times 6 \text{ мм}^3$ оптическим методом. Усреднение произведено по 100 измерениям амплитуды для каждой концентрации пузырьков. Стандартные погрешности амплитуд показаны на рис. 4 вертикальными линиями. Видно, что средние значения амплитуды фазосопреженной волны значительно выше, чем у сигнала рассеянной волны.

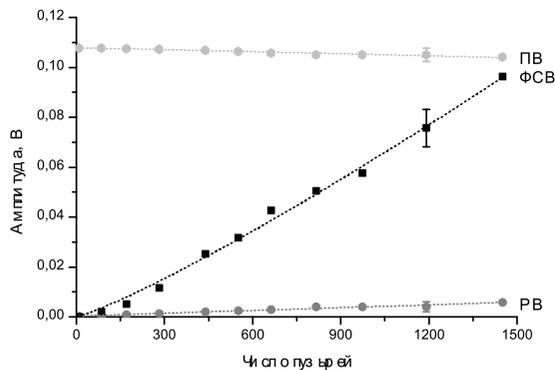


Рис. 4: Зависимость усредненных амплитуд сигналов рассеянной (РВ), фазосопреженной (ФСВ) и прошедшей (ПВ) волн от числа рассеивателей

Средние амплитуды сигналов фазосопреженной и рассеянной волн возрастают с ростом числа рассеивателей, но чувствительность амплитуды фазосопреженной волны к изменениям числа рассеивателей значительно выше, а стандартная ошибка в 5 раз ниже, чем у рассеянной волны. Вариации амплитуды прошедшей волны с ростом числа рассеивателей малы и сравнимы с ошибкой измерений.

Подобные результаты наблюдаются и в случае рассеяния на движущихся пузырьках. Движение рассеивателей нарушает инвариантность акустического поля по отношению к обращению времени и может сказываться на амплитуде обращенной волны. Такое явление исследовалось в работе [16] на примере обращения во времени звука, отраженного от случайной поверхности.

На рис. 5 показана зависимость средних значений амплитуд фазосопреженной и рассеянной волн от скорости потока. Средние значения амплитуд как рассеянной, так и фазосопреженной волн снижаются с ростом скорости потока, однако эффект не зависит от расстояния между трубкой с потоком и устройством обращения. Это означает, что он возникает не за счет

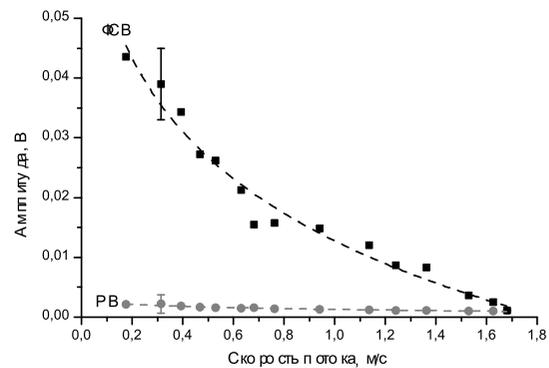


Рис. 5: Зависимость усредненных амплитуд сигналов рассеянной (РВ) и фазосопреженной (ФСВ) волн от скорости потока жидкости

смещения пузырьков и соответствующей потери когерентности за время распространения звука от области рассеяния до устройства обращения и обратно. Зависимости, представленные на рис. 5, отражают, по существу, уменьшение плотности рассеивателей с ростом скорости потока.

В. Рассеяние на твердых микросферах

Схема эксперимента приведена на рис. 6. В качестве рассеивающих объектов были использованы стеклянные микросферы диаметром около 300 мкм однородно внедренные в цилиндрический образец из агара длиной 30 мм и диаметром 15 мм. Гистограмма распределения микросфер по размерам, полученная оптическим методом, приведена на рис. 7. Сжимаемость стекла в 30 раз ниже, чем у агара, тогда как их плотности разнятся лишь в два раза. Вследствие этого, можно ожидать, что монополярный вклад в рассеяние должен быть основным в рассматриваемой системе, что создает подходящие условия для сравнения теоретического результата (21) с экспериментом. Рассеивающий образец был погружен в воду и медленно поворачивался с целью моделирования статистического ансамбля рассеивателей. Позиционирующая система обеспечивала вращение образца вокруг своей оси со скоростью в один оборот за 30 секунд и горизонтальное смещение вдоль оси z перпендикулярно падающему ультразвуковому пучку. Смещение обеспечивало изменение числа рассеивателей, попадающих в апертуру падающего пучка.

Ультразвуковая часть экспериментальной установки состояла из ОВФ-устройства и приемоизлучающего преобразователя (Т) диаметром 15 мм с центральной частотой 10 МГц. Как и в предыдущих экспериментах, ось ОВФ-устройства ориентировалась перпендикулярно оси преобразователя. В исходной позиции центр рассеивающего образца располагался на расстоянии 50 мм как от преобразователя, так и от ОВФ-

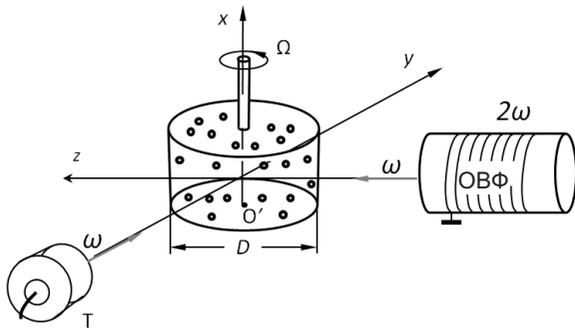


Рис. 6: Схема сравнительного эксперимента по обратному рассеянию и обращению волнового фронта ультразвука на твердых микросферах: ОВФ —устройство обращения волнового фронта, Т — приемоизлучающий преобразователь. Вращение образца моделирует ансамбль случайно распределенных рассеивателей

устройства. Ультразвуковые импульсы длительностью 10 мкс излучались с интервалом 500 мс. Рассеянная волна параметрически обращалась и повторно рассеивалась в направлении преобразователя. Параллельно тем же преобразователем регистрировалась волна обратного рассеяния.

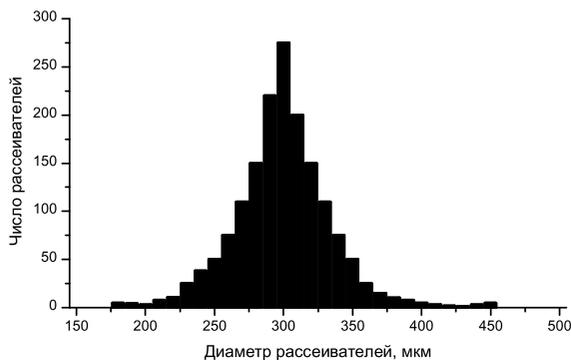


Рис. 7: Гистограмма распределения числа микросфер по диаметрам

На рис. 8 приведена типичная осциллограмма зарегистрированных сигналов волны обратного рассеяния (1) и фазосопряженной волны (3). Импульс «2» на рис. 8 обусловлен электромагнитной наводкой на входе осциллографа от импульса параметрической накачки в устройстве обращения. Осциллограмма демонстрирует значительно более высокие значения амплитуды и отношения сигнал/шум для фазосопряженного сигнала по сравнению с сигналом обратного рассеяния.

Как и в предыдущих экспериментах, зарегистрированные сигналы обрабатывались с помощью быстрого преобразования Фурье. Результаты измерения фурье-амплитуд на несущей частоте 10 МГц приведены на рис. 9. Каждой точке на временной шкале соответ-

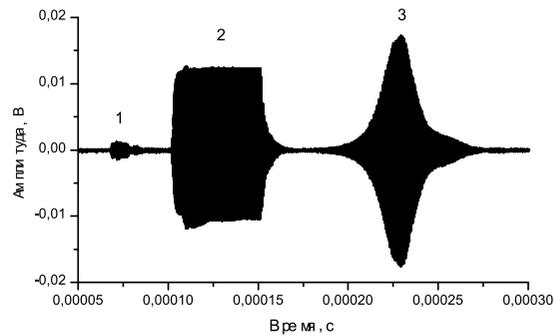


Рис. 8: Осциллограмма сигнала обратного рассеяния (1) и фазосопряженной волны (3). Сигнал 2 — электромагнитная наводка от импульса параметрической накачки

ствует один импульс фазосопряженной или рассеянной волны при одной фиксированной угловой позиции рассеивающего образца. Как и в случае рассеяния на микропузырьках газа, данные рассеяния на жестких объектах демонстрируют качественную разницу между стохастическими сигналами волны обратного рассеяния и регулярными сигналами фазосопряженной волны. Флуктуации амплитуды при изменении угловой позиции образца близки к 100% для волны обратного рассеяния и составляют только около 20% для фазосопряженной волны. Отметим, что малость изменения средних значений сигналов при поворотах образца свидетельствует об однородности распределения рассеивателей в образце.

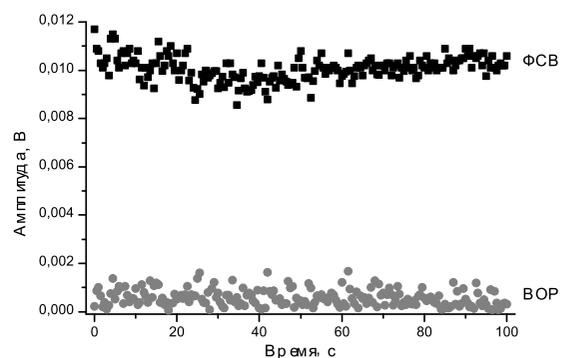


Рис. 9: Амплитуды сигналов волны обратного рассеяния (ВОР) и фазосопряженной волны (ФСВ) в различные моменты времени, соответствующие различным угловым позициям рассеивающего образца

На рис. 10 представлены зависимости средних значений амплитуд ФСВ- и ВОР- сигналов от смещения рассеивающего образца вдоль оси z по отношению к центру апертуры падающего ультразвукового пучка. Усреднение проведено по 20 измерениям амплитуд для каждой z -позиции вращающегося образца.

На рис. 11 представлены результаты сравнения нор-

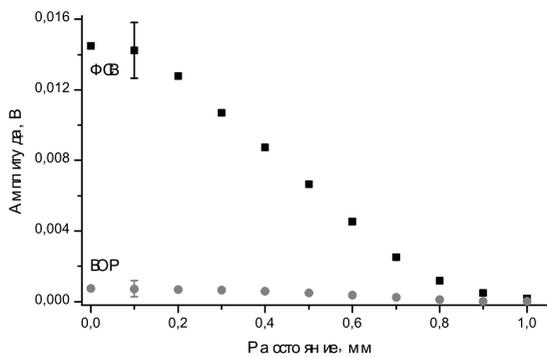


Рис. 10: Зависимости средних значений амплитуд волны обратного рассеяния (ВОР) и фазосопреженной волны (ФСВ) от смещения образца из апертуры приемопередатчика

мированных средних значений амплитуды фазосопреженной волны и интенсивности сигнала волны обратного рассеяния. Видно хорошее соответствие между этими двумя величинами, что согласуется с теоретическим соотношением (21).

Для количественного сравнения экспериментальных данных с теорией был измерен коэффициент преобразования амплитуды в процессе обращения волнового фронта. Для этой цели была измерена амплитуда A_0 сигнала, отраженного от стального экрана, помещенного напротив приемопередатчика и ориентированного параллельно его излучающей поверхности. Затем экран был повернут на угол 45° к оси преобразователя. В этой геометрии падающий пучок отражался от экрана в направлении ОВФ-устройства, а обращенный пучок отражался в сторону преобразователя. По отношению амплитуды A_c сигнала обращенной волны к амплитуде A_0 был определен коэффициент ОВФ-преобразования равный $A_c/A_0 = 0,79$.

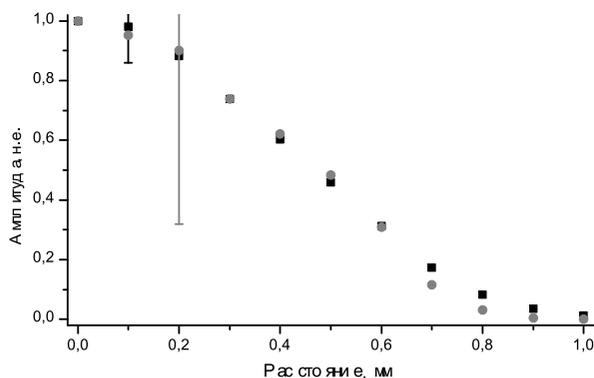


Рис. 11: Нормированные зависимости средних значений амплитуд волны обратного рассеяния (ВОР) и фазосопреженной волны (ФСВ) от смещения образца из апертуры приемопередатчика

С учетом коэффициента преобразования для позиции $z = 0,2$ см, было определено отношение средней интенсивности сигнала ВОР к произведению амплитуд ФСВ и падающей волны, равное:

$$\langle |U_{BSW}|^2 \rangle / |A_0 \langle U_{PCW} \rangle| = 2.09 \cdot 10^{-5}$$

Для диаметра преобразователя 15 мм и частоты звука 10 МГц, что соответствует длине волны 150 мкм в воде, это же отношение, рассчитанное с помощью равенства (21), составило величину $2,02 \cdot 10^{-5}$, что количественно согласуется с экспериментальным результатом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные данные экспериментальных исследований процессов рассеяния волн с обращенным фронтом в случайных средах демонстрируют качественное различие статистических свойств регистрируемых сигналов обращенных волн и волн прямого или обратного рассеяния. В отличие от стохастических сигналов волн рассеяния с уровнем флуктуаций близким к 100%, сигналы обращенных волн носят регулярный характер и практически не зависят от статистических особенностей случайной рассеивающей среды. В то же время, амплитуды сигналов обращенных волн обладают более высокой чувствительностью к изменениям концентрации рассеивателей, имеют более высокие абсолютные величины и отношения сигнал/шум по сравнению со средними значениями амплитуд сигналов рассеяния.

Разработанная теория распространения волн с обращенным фронтом в разупорядоченных средах устанавливает прямую связь амплитуды сигнала обращенной волны на приемопередатчике с величиной потока энергии, падающего на ОВФ-устройство. Данный результат получен в рамках общих положений линейной теории многократного рассеяния без ограничивающих допущений относительно статистических свойств случайной среды или геометрии эксперимента. Непосредственная связь амплитуды обращенной волны с энергетическими характеристиками рассеянного поля объясняет ее нечувствительность к флуктуациям взаимного расположения рассеивателей. В случае преимущественно монополярного рассеяния теория предсказывает корреляцию амплитуды обращенной волны с интенсивностью сигнала обратного рассеяния. При этом произведение амплитуд обращенной и первичной зондирующей волн значительно превосходит интенсивность сигнала обратного рассеяния. Это положение количественно подтверждено результатами сравнительных экспериментов.

Установленные экспериментально и теоретически свойства обращенных волн в случайных рассеивающих средах указывают на перспективность использования

техники ОВФ для ультразвуковой диагностики сред с микровключениями.

Работа выполнена в рамках программы ОФН РАН «Фундаментальные основы акустической диагностики

искусственных и природных сред» при финансовой поддержке РФФИ (грант № 13-02-93108) и Французского национального исследовательского агентства (ANR Smart US, проект ANR-10-BLAN-311).

- [1] *Sheng P.* Introduction to Wave Scattering, Localization, and Mesoscopic Phenomena. (Springer-verlag Berlin Heidelberg. 2006).
- [2] *Кузьмин В.Л., Романов В.П.* УФН. **166.** №3. С. 247. (1996).
- [3] *Van Albada M., A. Lagendijk A.* Phys. Rev. Lett. **55.** P. 2692. (1985).
- [4] *Akkermans E., Wolf P. E., Maynard R.* Physical Review Letters. **56.** N. 14. P. 1471. (1986).
- [5] *Popoff S. M., Lerosey G., Carminati R., Fink M., Voccara A. C., Gigan S.* Phys. Rev. Lett. **104.** 100601. (2010).
- [6] *Sheikhan A., Maass P., Reza Rahimi Tabar M.* Eur. Phys. Letts. **98.** 14005. (2012).
- [7] *Tourin A., Derode A., Roux P., Van Tiggelen B. A., Fink M.* Phys. Rev. Letts. **79.** P. 3637. (1997).
- [8] *Bayer G., Niederdrank T.* Phys. Rev. Letts. **70,** N. 25. P. 3884. (1993).
- [9] *Aubry A., Derode A.* Phys. Rev. Lett. **102.** P. 084301. (2009).
- [10] *Брысев А.П., Крутянский Л.М., Преображенский В.Л.* УФН. **168.** С. 877. (1998).
- [11] *Брысев А.П., Бункин Ф.В., Крутянский Л.М., Преображенский В.Л., Пыльнов Ю.В., Стаховский А.Д.* Письма в ЖЭТФ. **61.** №6. С. 464. (1995).
- [12] *Барабаненков Ю.Н.* УФН. **18,** С. 673. (1975).
- [13] *Исимару А.* Распространение и рассеяние волн в случайно неоднородных средах. Т. 1. (М.: Мир, 1981).
- [14] *Foldy L. L.* Phys. Rev. **67.** № 3/4. С. 107. (1945).
- [15] *Shirkovskiy P., Preobrazhensky V., Pernod P., Kosheluk S.* Proc. of the 2013 ICU, P. 452. (Singapor, 2013).
- [16] *Roux P., De Rosny J., Fink M. J.* Acoust. Soc. Am. **106** N. 2. P. 724. (1999).
- [17] Аббревиатура PCW происходит от английского phase conjugate wave.
- [18] Аббревиатура BSW происходит от английского backscattered wave.

Coherent backscattering of phase conjugate ultrasound waves in dispersive systems

V. Preobrazhensky^{1,2,a}, P. Shirkovskiy², Pernod P.²

Joint International Laboratory LICS/LEMAC:

¹Wave research center of A. M. Prokhorov General Physics Institute RAS, 38 Vavilova str., 119991 Moscow, Russia

²Institute of Electronics, Microelectronics and Nanotechnology (IEMN UMR CNRS 8520) PRES Lille North of France, ECLille, B.P. 48, 59651 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

E-mail: ^apreobr@newmail.ru

The processes of propagation of phase conjugate ultrasound waves in stationary and moving random media containing micro-inclusions in the form of gas bubbles and solid spheres are studied experimentally and theoretically. Wave phase conjugation at frequency 10 MHz was implemented by the supercritical parametric method. The qualitative difference of the statistical properties of scattered and phase conjugate acoustic fields is established. In contrast with detected stochastic signals of the scattered waves the signals of the phase conjugate waves are regular and more informative for determination of concentrations and parameters of the scatterers. The theoretical model describing observed features of the coherent backscattering of phase conjugate waves is developed.

PACS: 43.20+g

Keywords: ultrasound, micro-scatterers, wave phase conjugation.

Received 27.10.2014

Сведения об авторах

1. Преображенский Владимир Леонидович — докт. физ.-мат. наук, профессор, главный научный сотрудник Научного центра волновых исследований Института общей физики имени А. М. Прохорова РАН; тел.: (499) 135-82-34, e-mail: preobr@newmail.ru.
2. Ширковский Павел Николаевич — Ph.D from Ecole Centrale de Lille (Graduate Engineering School), postdoc in the Institute of Electronics, Microelectronics and Nanotechnology (CNRS); тел.: (33) 3-20-19-79-42, e-mail: shirkovskiy@gmail.com.
3. Pernod Philippe - HDR from University of Valenciennes, professor in the Departement of Electrical Engineering of Ecole Centrale de Lille, Head of the AIMAN-FILMS research group of Institute of Electronics, Microelectronics and Nanotechnology (CNRS); тел.: (33) 3-20-19-79-42, e-mail: philippe.pernod@iemn.univ-lille1.fr.