

Дифракционно-ограниченная фокусировка звуковых волн мезоразмерной плоской Янус-линзой¹⁾

О. В. Минин^{1b+*2)}, С. Джоу³⁾, П. Ф. Баранов⁺, И. В. Минин^{1b+*o}

⁺Томский политехнический университет, 634050 Томск, Россия

^{*}Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630010 Новосибирск, Россия

[×]Jiangsu Key Laboratory of Advanced Manufacturing Technology, Faculty of Mechanical and Material Engineering, Huaiyin Institute of Technology, 223003 Huai'an, China

^oФилиал Института физики полупроводников им. А. В. Ржанава СО РАН “КТИПМ”, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 9 марта 2023 г.

После переработки 2 апреля 2023 г.

Принята к публикации 6 апреля 2023 г.

Представлены результаты численного моделирования и экспериментального подтверждения анизотропной фокусировки мезоразмерной (параметр размера Ми около 18) звуковой кубической линзы на основе V-образных пластинчатых структур. Впервые показано, что такая линза с размером грани около 3 длин волн обеспечивает фокусировку звуковой волны в воздухе в дифракционно-ограниченную область. При инверсионной геометрии структуры линза полностью отражает падающую звуковую волну.

DOI: 10.31857/S1234567823100038, EDN: skonwd

Введение. Звук постоянно присутствует в нашей повседневной жизни в разнообразных сферах. Акустические линзы могут применяться в различных областях физики, инженерии и в медицине. Однако их реализация по-прежнему является сложной и актуальной задачей, поскольку, в частности, существует не так много природных материалов, обладающих свойствами, необходимыми для изготовления звуковых линз [1, 2], поскольку природные материалы, как правило, не могут одновременно обеспечивать небольшую скорость звука и высокую плотность.

В настоящее время существуют различные типы акустических линз, основанных на различных физических явлениях: на дифракции Френеля [3, 4], на акустических фотонных 2D и 3D кристаллах [5–8], на основе акустических метаматериалов [9] и резонаторов Гельмгольца [10], градиентных (GRIN) структур [11], включая акустические линзы Люнеберга [12] и т.д. Однако акустические материалы с градиентным показателем преломления в природе не встречаются.

Другая возможность получения современных акустических линз заключается в использовании

заполненных газом сферических [13–15] или мезоразмерных кубических линз с возможностью дифракционной ограниченной фокусировки [16, 17]. Акустические линзы по пределу фокусировки имеют те же ограничения, что и электромагнитные (оптические), т.е. ограничены разрешением в половину длины волны из-за дифракции. Кроме того, газонаполненные акустические линзы требуют применения газов, зачастую обладающих вредными для здоровья и окружающей среды свойствами.

Заметим, что рассеиватели с параметром размера Ми $q = kL = 2\pi/\lambda L$ (L – характерный внешний размер структуры, k – волновое число) около 5...50, в последнее время вызывают особый интерес для исследователей. Это промежуточное значение между дипольными частицами ($q \ll 1$), частицами характеризующиеся резонансами Ми ($q \sim 1$, так называемый Ми-треника) и крупными частицами ($q > 100$), рассеяние на которых можно объяснить с помощью аппарата геометрической оптики (в том числе классические линзы и зеркала – на звуковых частотах диаметр звуковой линзы составляет около 2 м [18]). Поэтому рассеиватели с параметром размера $q \sim 10$ иногда еще называют частица-линза [19]. Феномен “акустоструи” [20, 21], распространяющий концепцию фотонной наноструи на акустические волны, обнаруженный Мининными посредством наблюдения подобия волновых уравнений и уравне-

¹⁾См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru

²⁾e-mail: prof.minin@gmail.com

³⁾Song Zhou.

ний Максвелла в электромагнитном спектре, потенциально открывает двери для получения субволнового размера акустического фокуса. Необходимо подчеркнуть, что распространение и локализация акустических волн через мезомасштабные (характерный размер составляет несколько длин волн) не могут быть предсказаны с помощью геометрической оптики [19, 21, 22].

С другой стороны, акустические рефракционные линзы, состоящие из субволновых “модификаторов” поля, т.е. пластин, стержней или дисков, и фокусирующих звук в дальней зоне, известны давно [23]. Пластинчатая акустическая рефракционная линза была предложена Коком в 1948 году [24]. Искусственный материал линзы был образован из решетки параллельных пластин, установленных под углом θ к падающему излучению. В этом случае, проходимый акустической волной путь между наклонно расположенными пластинами возрастает в $1/\cos\theta$ раз, что соответствует эффективному показателю преломления $n = 1/\cos\theta$. Модификация таких линз состоит из плоской пластины с неравномерным набором зигзагообразных щелей [25], в которой выходы щелей действуют как вторичные источники субволнового размера [26].

Основная цель статьи – показать возможности акустической (звуковой) анизотропной фокусировки с помощью мезоразмерной кубической Янус-линзы, состоящей из решетки V-образных параллельных пластин. Янус-линза – термин, введенный в работе [27], означает в данном случае разновидность мезоструктуры, состоящей из нескольких разных частей (состава и/или формы), с отличающимися свойствами. На основе моделирования, подтвержденного экспериментом, мы демонстрируем возможность дифракционно-ограниченной фокусировки звуковых волн в воздухе через линзу с плоскими внешними поверхностями и размерами граней равными 3 длины волны.

Модель и экспериментальная установка. Для численного моделирования был использован метод конечных элементов, реализованный в 2D-акустической модели COMSOL Multiphysics Modeling [28] для сокращения высоких вычислительных и временных затрат, которых требует 3D-моделирование. Использовалась свободная треугольная сетка с максимальным размером элемента $\lambda/8$ с применением стандартной процедуры адаптивного сгущения сетки в областях с сильным градиентом давления. Падающая (освещающая) волна в симуляциях была выбрана плоской. В экспериментах она обеспечивалась выбором расстояния

между излучателем и линзой, соответствующего условию дальней зоны.

В качестве материала пластин частицы-линзы в расчетах и экспериментах был использован пластик АБС, акустическое сопротивление которого примерно в 6000 раз больше, чем у воздуха. Поэтому такие рассеиватели можно считать акустически жесткими [11]. Значения скорости звука (C) и плотности (ρ), использованные для АБС и воздуха, составляли $C_{\text{abc}} = 2250$ м/с, $\rho_{\text{abc}} = 1050$ кг/м³, $C_{\text{sabs}} = 1025$ м/с, $C_{\text{air}} = 343$ м/с, $\rho_{\text{air}} = 1.21$ кг/м³, где C_{sabs} – поперечная скорость звука в пластике АБС [21, 29].

Для экспериментальной проверки фокусирующих свойств рассматриваемой Янус-линзы, с помощью 3D-принтера была создана соответствующая кубическая структура. Экспериментальные измерения проводились в безэховой камере, устройство которой и методика измерений были аналогичны ранее описанным в [4, 16, 17, 30, 31].

Результаты и обсуждения. Внешний вид Янус-линзы и ее конструктивные особенности представлены на рис. 1. Ранее нами с коллегами было показано, что для эффективной фокусировки акустических волн достаточно обеспечить внешний размер газонаполненной частицы-линзы около 3 длин волн [16, 17]. В настоящей работе линза была спроектирована на частоту 5000 Гц, толщина АБС-пластин составляла $s = 1.5$ мм, расстояние между пластинами – $t = 11$ мм, угол наклона пластин $\alpha = 62^\circ$. Размер граней кубической структуры составлял $L = 200$ мм или около 3 длин волн. Таким образом, параметр размера Ми [19, 32] Янус-линзы удовлетворяет условию мезоразмерности и соответствует значению $q \sim 18$. Размеры частицы-линзы выбраны из условия, с одной стороны, возможности ее изготовления на 3D принтере и достаточной прочности конструкции, а с другой стороны – из условия минимального внешнего размера структуры. Далее на протяжении всей работы мы будем использовать не абсолютные значения геометрических параметров структуры, а значения относительно падающей длины волны в воздухе.

Нормированное на параметры падающей плоской волны распределение интенсивности звуковой волны $I = p^2/\rho c$ [31] было изучено на основе моделирования и подтверждающих экспериментов. Экспериментальные исследования проводили с помощью специально разработанного синхронного усилителя с дифференциальным входом, обработка проводилась на основе алгоритма цифровой обработки дифференциального сигнала в синхронных усилителях, что позволило уменьшить неопределенность измерений. На

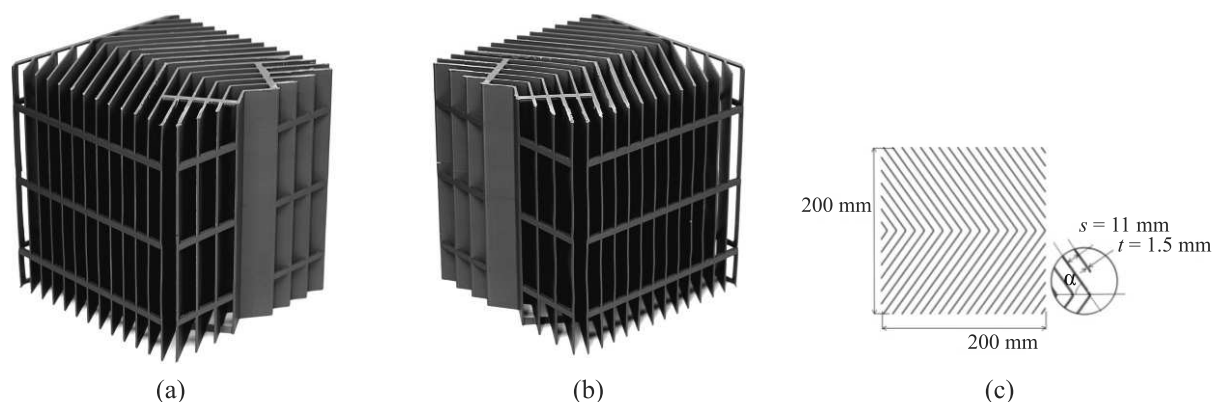


Рис. 1. Акустическая мезоразмерная Янус-линза на основе V-образных пластин ((a), (b) – разные ракурсы) и ее конструктивные параметры (c) для частоты 5000 Гц

рисунке 2 показаны результаты моделирования распределения интенсивности звука на частотах 4.8, 5.0 и 5.2 кГц для угла наклона пластин $\alpha = 62^\circ$. Линза была спроектирована на частоту 5 кГц.

Из представленных результатов моделирования видно, что падающая волна дифрагирует вокруг внешней поверхности кубической структуры. Фокусировка звуковой волны осуществляется за счет комбинации дифракции вокруг структуры и конструктивной интерференции с прошедшей через V-образную пластинчатую структуру волной в области теневой части линзы.

В единицах длины волны частоты 4800, 5000 и 5200 Гц соответствуют размерам линзы 2.79λ , 2.92λ и 3.03λ соответственно. Хорошо видно, что область слабой локализации давления акустического поля начинает формироваться при относительном размере ребра кубической линзы, равном 2.79λ (4800 Гц, рис. 2a). При размере стороны куба, равном 2.92λ (5000 Гц, рис. 2b), область фокусировки вблизи теневой поверхности линзы четко сформирована и имеет симметричную структуру акустической струи [8, 16, 18]. При этом положение максимума интенсивности поля вдоль акустической струи немного смещается влево в сторону теневой поверхности линзы. При дальнейшем увеличении эффективного размера куба до 3.03λ (5200 Гц) фокусирующий эффект снижается, область максимальной локализации акустического поля еще больше смещается влево и практически совпадает с теневой поверхностью линзы.

Моделирование инверсионной геометрии Янус-линзы (рис. 2d) демонстрирует анизотропные свойства фокусировки звуковой волны. В этом случае падающая волна практически полностью отражается от внешней поверхности структуры и в теневой области линзы прошедшее поле практически отсутствует.

Наличие максимума в теневой области линзы при одном направлении распространения волны (рис. 2b) и отсутствие сигнала в теневой области линзы при падении волны на линзу с противоположной стороны (рис. 2d) не противоречит соотношению взаимности, поскольку указанные эффекты являются следствием асимметричного распространения волн при разной ориентации линзы из-за ее анизотропной структуры. Заметим, что это не эквивалентно переключению источника и приемника для проверки принципа взаимности. А асимметричное распространение – это не то же самое, что невзаимность.

Хорошо известно, что акустическая струя, аналог фотонной струи в электромагнитном спектре, представляет собой узкий локализованный интенсивный пучок, который может распространяться на расстояние, превышающее длину волны λ , после выхода из теневой поверхности освещенного проницаемого объекта с характерным размером больше длины волны и образуется благодаря интерференции рассеянного (дифрагированного) на объекте (частицы-линзы) и прошедшего через нее полей [8, 20, 33, 34, 35]. Как следует из рис. 2a–c, на разных частотах только каналы, образованные V-образными пластинами в теневой части частицы-линзы, вносят вклад в формирование акустической струи, когда течение между пластинами выходит в ее теневую часть и интерферирует с рассеянным на внешней поверхности частице-линзе полем (рис. 2b). Происходит преобразование распространяющихся волн в волны, распространяющиеся вдоль боковой грани частицы-линзы. Когда волна проходит по каналам между пластинами в теневой части линзы (рис. 2b), часть звуковой волны выходит в осевом направлении в ее теневой части, происходит перенаправление поля давления и формирование акустической струи в ближ-

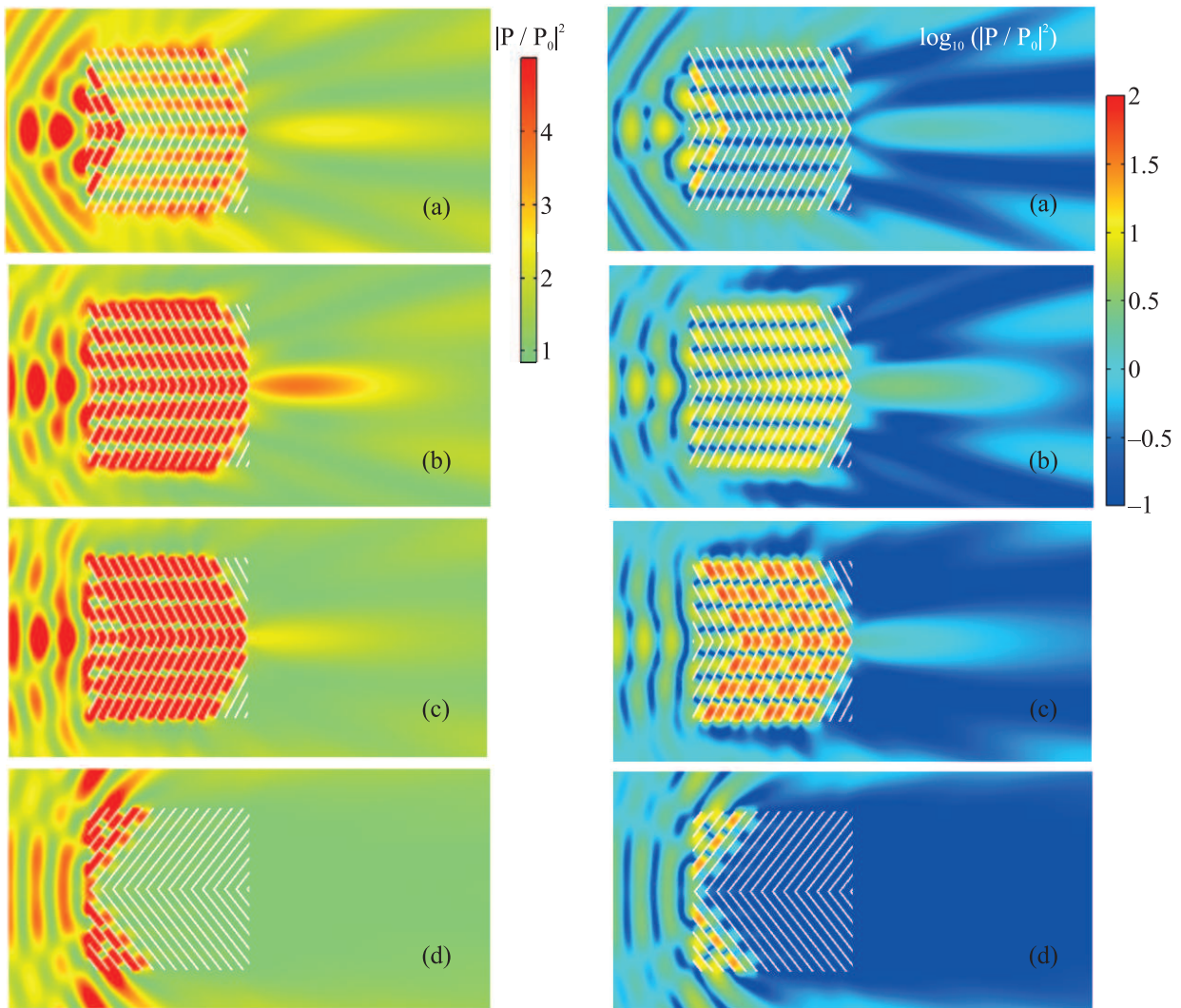


Рис. 2. (Цветной онлайн) Нормализованные на параметры падающей плоской волны распределения интенсивности звука на частотах 4.8 кГц (а), 5.0 кГц (б), и 5.2 кГц (с) соответственно для угла наклона пластин $\alpha = 62^\circ$. На рисунке (д) показано распределение интенсивности звука для инверсионной геометрии кубической Янус-линзы на частоте 5.0 кГц. Звуковая волна распространялась слева направо. В левой колонке шкала интенсивности была выбрана из условия наилучшего визуального изображения области фокусировки в теневой части линзы. В правой колонке показаны те же самые результаты, но для логарифма интенсивности, демонстрирующие структуру волн внутри Янус линзы

нем поле – на расстоянии менее длины волны от теневой поверхности линзы. В частности, отсутствие конструктивной интерференции рассеянных на кубической частице волн с прошедшими через частицу, например, в случае металлического куба таких же размеров [8], приводит к отсутствию формирования акустической струи [8, 20]. В случае проницаемой кубической частицы (газонаполненной, диэлектрической) [16, 17, 36] акустическая струя стабильно формируется.

Отметим, что число “пластин” (каналов), расположенных вдоль боковой грани линзы, определяет-

ся расстоянием между пластинами, их толщиной и длиной ребра кубической структуры. Как следует из рис. 2а–с, на разных частотах только пластины в теневой части частицы-линзы вносят вклад в формирование акустической струи, когда течение между пластинами выходит в ее теневой части и интерферирует с рассеянным на внешней поверхности частице-линзе полем. Потенциально, возможна комбинация полностью непрозрачной для излучения частицы-линзы с пластинчатой структурой в ее теневой части. В данном случае линза была спроектирована из эквидистантных V-образных пластин, расположенных по

всему объему линзы для простоты и технологичности ее изготовления.

На рисунке S1 (в дополнительных материалах) показано распределение относительной интенсивности звукового поля для рассматриваемой структуры для трех нескольких углов наклона пластин: 60, 61, 63, 64 градусов соответственно. Анализ проведенного моделирования показал, что при наклоне пластин около 60 градусов область локализации поля в теневой части частицы-линзы практически совпадает с ее теневой поверхностью – формируется своеобразная “горячая точка”. При угле наклона пластин, равного 61 градусу (рис. S1b), положение фокуса (области с максимальной относительной интенсивностью вдоль распространения волны) составляет уже около 100 мм, а при дальнейшем увеличении угла наклона пластин до 64 градусов от смещается “вправо” до значения около 120 мм.

Следует обратить внимание на распределение относительной интенсивности звукового поля вдоль боковой (например, верхней на рисунках S1) грани частицы-линзы. На формирование области локализации поля (фокуса) играет роль более равномерное распределение интенсивности поля вдоль боковой грани структуры – при увеличении угла наклона пластин от 60 до 62...64 градусов интенсивность поля вдоль боковой грани становится более равномерным с небольшим увеличением амплитуды к теневой границе частицы. Отметим, что подробное рассмотрение структуры волн и соответствующих эффектов внутри Янус-линзы выходит за рамки настоящей статьи и будет рассмотрено в отдельной публикации.

Для анализа фокусирующих свойств частицы-линзы целесообразно использовать среднее по времени значение плотности интенсивности потока звукового поля за частицей-линзой $\mathbf{I} = p\mathbf{v}$, нормированное на интенсивность плоской волны [37, 38]. Фокусирующее действие частицы-линзы обусловлено потоком звукового поля в каналах между пластинами преимущественно в ее теневой части. На рисунке S2 (дополнительные материалы) показан поток нормированной интенсивности через и в окрестности частицы-линзы для частот облучающей волны 4800, 4900 и 5100 Гц соответственно. Видно, что отраженная от лицевой поверхности волна интерферирует с падающей волной и формирует области течения вдоль боковых граней структуры, которые в условиях волноводных резонансов в зазорах между пластинами S2b формируют сходящийся к оси поток, который в свою очередь и формирует область фокусировки (акустической струи). Сравнение рис. S2a и S2b показывает, что на частоте 4900 Гц поток через

зазор между пластинами в теневой части частицы-линзы более интенсивен, поэтому и область фокусировки (локализации поля) четко выражена.

На частоте 5000 Гц, когда наблюдается хорошо сформированная область локализации звукового поля в теневой части линзы (рис. 2b), распределение потока вдоль боковой грани линзы способствует образованию течения между пластинами вдоль каналов линзы в ее теневой части и выхода этого течения в осевом направлении. Конструктивная интерференция рассеянного на линзе поля с локализованным осевым потоком в ее теневой части приводит к формированию акустической струи [8, 33, 35, 36]. Этот механизм в какой-то мере аналогичен механизму формирования фотонной струи в оптике за счет оптимизации тангенциальной компоненты электрического поля вдоль боковых граней кубической структуры [39]. Отражение от лицевой поверхности частицы-линзы и обусловленное этим отражением структура потока энергии вдоль боковых граней естественно меняются из-за разного эффективного размера зазора и толщины пластин на разных частотах. Из рис. 2 и S2b следует, что усиление рассматриваемой частицы-линзы на частоте около 5000 Гц составляет примерно 4 по интенсивности, нормированной на интенсивность падающей волны.

Параметры области фокусировки звуковой волны (характеристики акустической струи) демонстрируются на рис. 3, где представлены результаты моделирования и соответствующего эксперимента, выполненного на частоте 5000 Гц. Из экспериментальных данных рис. 3a следует, что в продольном направлении (в направлении распространения плоской падающей волны) длина акустической струи составляет около 132 мм или 1.9λ (двумерное моделирование предсказывает значение 2.4λ). Отсчет координаты на рис. 3a ведется от теневой поверхности линзы. При этом поперечные размеры области локализации звукового поля (разрешающая способность), в плоскости, проходящей через точку максимальной интенсивности вдоль акустической струи ($Z = 65$ мм), характеризуются рис. 3b. Из этого рисунка следует, что на частоте 5000 Гц поперечный размер области локализации акустического поля составляет примерно 31 мм или 0.45λ (по двумерной симуляции – 0.54λ) и близко к дифракционному пределу.

Заметим, что эксперимент показал несколько большую интенсивность поля в области акустической струи при меньших размерах соответствующих распределений вдоль и поперек акустической струи. Это обусловлено тем [40], что при моделировании использовалась двумерная постановка задачи, в то вре-

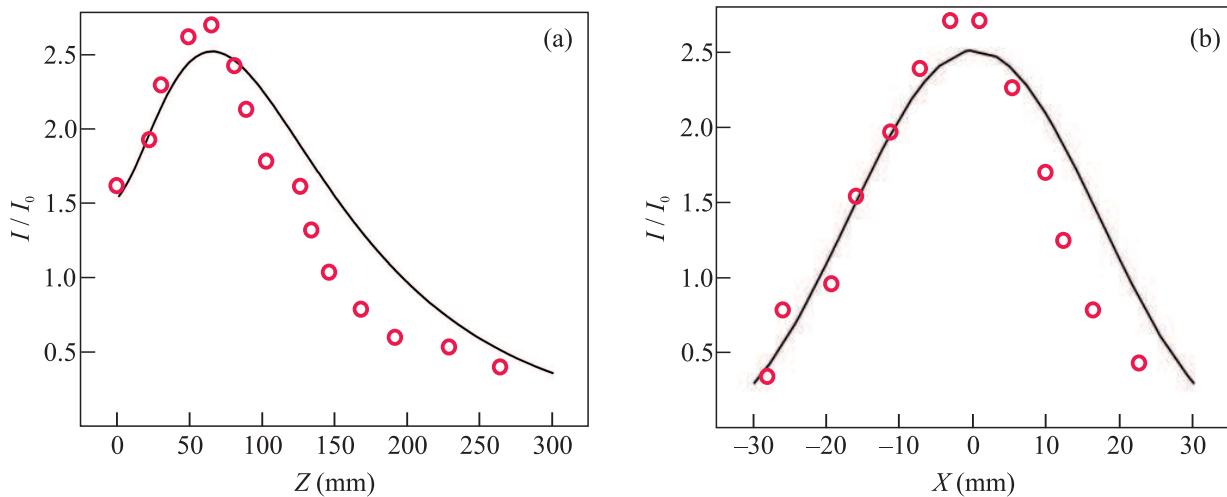


Рис. 3. (Цветной онлайн) Распределение относительной интенсивности звукового поля вдоль (а) и поперек (б) акустической струи. Сплошная линия – моделирование, красные кружки – эксперимент

мя как в эксперименте измерялись характеристики трехмерной кубической Янус-линзы.

Отметим, что проведенное моделирование показало, что, например, для линзы с $\alpha = 60^\circ$ в непосредственной близи структуры возможно достичь суперразрешения около 0.16λ , но уже на расстоянии около 12 мм от теневой поверхности линзы ширина распределения интенсивности звукового поля увеличивается до 0.43λ .

Заключение. Таким образом, была предложена, спроектирована и изготовлена новая мезоразмерная акустическая трехмерная кубическая Янус-линза с плоскими поверхностями на основе внутренней двумерной V-образной пластинчатой структуры. Моделирование и эксперимент хорошо согласуются между собой, демонстрируя дифракционно-ограниченный эффект звуковой фокусировки с анизотропными свойствами. Трехмерный эффект фокусировки обусловлен внешней трехмерной формой кубической линзы, состоящей из двумерной V-образной структуры, аналогично [8]. При переходе к ультразвуковому диапазону, следует ожидать усиления интенсивности фокусировки в воде.

Достоинством предлагаемой линзы является независимость ее свойств от параметров окружающей среды, так как материал окружающей среды находится в структуре линзы, а ее относительный показатель преломления зависит только от физической длины параллельных пластин или от угла наклона этих пластин по отношению к направлению падающего излучения. Данная акустическая частица-линза может применяться для субволновой фокусировки акустических волн, как в газах, так и

жидкостях. По сравнению с газонаполненными акустическими линзами предлагаемая линза обладает достаточной прочностью и надежностью.

Хотя описанный в этой работе метод демонстрирует возможность фокусировки звука, например, для звуковой сушки материалов, контроля уровня шума, акустической термографии или новых звукофокусирующих систем, он также представляет интерес в ультразвуковом диапазоне [41, 42], например, для биомедицинских приложений, неразрушающего контроля, спектроскопии, акустической левитации частиц и манипуляций с ними, визуализации и т.п.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда # 21-79-00083 и поддержан программой развития ТПУ.

Авторы благодарят проф. Ной Джименес (Noé Jimenez) за конструктивное обсуждение принципа взаимности и асимметричной фокусировки рассматриваемой Янус линзы.

1. C. Sondhauss, Ann. Physik Chemie. **85**, 378 (1852).
2. Lord Rayleigh. Proc. London Math. Soc. **S1-17**(1), 4 (1855).
3. B. Hadimioglu, E. G. Rawson, R. Lujan, M. Lim, J. C. Zesch, T. Khuri-Yakub, and C. F. Quate, *Proceedings IEEE Ultrasonics Symposium, Baltimore, MD, USA* (1993), v. 1, p. 579; doi: 10.1109/ULTSYM.1993.339544.
4. D. Tarrazó-Serrano, S. Pérez-López, P. Candelas, A. Uris, and C. Rubio, Sci. Rep. **9**, 7067 (2019).
5. T. Miyashita, R. Taniguchi, and H. Sakamoto, *Proceedings of the 5th World Congress on Ultrasonics. Paper # TO-PM04.02.*, Paris, France (2003), p. 911.

6. O. A. Kaya, A. Cicek, and B. Ulug, *Acoust. Phys.* **57**, 292 (2011).
7. M. Dubois, J. Perchoux, A.L. Vanel, C. Tronche, Y. Achaoui, G. Dupont, K. Bertling, A.D. Rakic, T. Antonakakis, S. Enoch, R. Abdeddaim, R. V. Craster, and S. Guenneau, *Phys. Rev. B* **99**, 100301(R) (2019).
8. S. Castiñeira-Ibañez, D. Tarrazo-Serrano, P. Candelas, O. V. Minin, C. Rubio, and I. V. Minin, *Results in Physics* **15**, 102582 (2019).
9. Y. Li, G. Yu, B. Liang, X. Zou, G. Li, and S. Cheng, *Sci. Rep.* **4**, 6830 (2014).
10. X. Yang, J. Yin, G. Yu, L. Peng, and N. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **107**, 193505 (2015).
11. V. Romero-Garcia, A. Cebrecos, R. Picó, V. J. Sánchez-Morcillo, L.M. Garcia-Raffi, and J. V. Sánchez-Pérez, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 264106 (2013).
12. C. Lu, R. Yu, Q. Ma, K. Wang, J. Wang, and D. Wu, *Appl. Phys. Lett.* **118**, 144103 (2021).
13. H. Kruglak and C. C. Kruse, *Am. J. Phys.* **8**, 260 (1940).
14. J. M. Kendall, *NASA Tech Briefs* **5**, 345 (1980).
15. D. C. Thomas, K. L. Gee, and R. S. Turley, *Am. J. Phys.* **77**, 197 (2009).
16. C. Rubio, D. Tarrazo-Serrano, O. V. Minin, A. Uris, and I. V. Minin, *Results in Physics* **12**, 1905 (2019).
17. C. Rubio, D. Tarrazo-Serrano, O. V. Minin, A. Uris, and I. V. Minin, *EPL* **123**, 64002 (2018).
18. L. Sanchis, A. Yanez, P.L. Galindo, J. Pizarro, and J. M. Pastor, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 054103 (2010).
19. А. Р. Бекиров, Б. С. Лукьянчук, А. А. Федянин, *Письма в ЖЭТФ* **112**(6), 361 (2020).
20. O. V. Minin and I. V. Minin, *Opt. Quantum Electron.* **49**, 54 (2017).
21. I. V. Minin and O. V. Minin, *MATEC* **155**, 01029 (2018).
22. I. V. Minin and O. V. Minin, *Diffractive optics and nanophotonics: resolution below the diffraction limit*, Springer, N.Y. (2016).
23. W. E. Kock and F. K. Harvey, *J. Acoust. Soc. Am.* **21**(5), 471 (1949).
24. W. E. Kock, Sound wave refractor. Patent US 2684724A (1948).
25. G. L. Augspurger, *Electronics World* (1962), p. 52.
26. K. Tang, C. Qiu, J. Lu, M. Ke, and Z. Liu, *J. Appl. Phys.* **117**, 024503 (2015).
27. C. Casagrande, M. Veyssie, and C. R. Acad. Sci.(Paris) **306**(11), 1423 (1988).
28. COMSOL Multiphysics. Comsol multiphysics user guide (version 4.3a). COMSOL, AB (2012), p. 3940.
29. M. Sinha and D. J. Buckley, in: *Physical Properties of Polymers Handbook*, Springer, N.Y., NY (2007); https://doi.org/10.1007/978-0-387-69002-5_60.
30. H. W. Gao, K. I. Mishra, A. Winters, S. Wolin, and D. G. Grier, *Rev. Sci. Instrum.* **89**, 114901 (2018).
31. М. Дж. Крокер, Дж. П. Арена, *Акустический журнал* **49**(2), 199 (2003).
32. I. V. Minin and O. V. Minin, *Photonics* **9**, 762 (2022).
33. J. H. Lopes, M. A. B. Andrade, J. P. Leão-Neto, J. C. Adamowski, I. V. Minin, and G. T. Silva, *Phys. Rev. Appl.* **8**, 024013 (2017).
34. B. S. Luk'yanchuk, A. Bekirov, Z. Wang, I. V. Minin, O. V. Minin, and A. Fedyanin, *Physics of Wave Phenomena* **30**(4), 217 (2022).
35. L. Zhao, T. Horiuchi, and M. Yu, *JASA Express Letters* **1**, 114001 (2021).
36. D. Tarrazo-Serrano, C. Rubio, O. V. Minin, A. Uris, and I. V. Minin, *Ultrasonics* **106**, 106143 (2020).
37. A. D. Pierce, in: *Springer Handbook of Acoustics*, ed. by T. D. Rossing, Springer Science + Business Media, N.Y. (2007), ch. 3, p. 29.
38. О. Э. Гулин, *Акустический журнал* **30**(4), 460 (1984).
39. C.-Y. Liu, W.-Y. Chen, Y. E. Geints, O. V. Minin, and I. V. Minin, *Opt. Lett.* **46**(17), 4292 (2021).
40. Y. Geints, O. V. Minin, and I. V. Minin, *J. Opt.* **20**, 065606 (2018).
41. E. Lampsijärvi, I. V. Minin, O. V. Minin, J. Makinen, R. Wikstedt, E. Hæggström, and A. Salmi, *Proc. 2022 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS), October 10–13, Venice, Italy* (2022), p. 1; doi: 10.1109/IUS54386.2022.9957567.
42. Е. Г. Домбругова, Н. Н. Чернов, *Письма в ЖТФ* **48**(10), 3 (2022).