

基于声异常透射效应的高强度聚焦超声换能器

章东 李成海 林洲

(南京大学声学研究所, 南京, 210093)

摘要: 高强度聚焦超声 (High intensity focused ultrasound, HIFU) 作为一种新型无创的外科技术已在临床上应用于各种良恶性实体肿瘤治疗。为了实现安全高效的肿瘤治疗, HIFU 换能器的聚焦效率仍有待提高。本文综述了声异常透射效应的基本原理, 以及近期利用声异常透射效应的 HIFU 聚焦超声换能器的研究。主要涉及两个方面的工作: (1) 将声人工结构引入凹面型声透镜的设计, 设计并制作了声超常透镜, 对声透镜式聚焦换能器进行改进, 达到了降低旁瓣的效果, 从而提高了 HIFU 治疗的安全性; (2) 基于球弧周期槽阵列设计并制作了超构聚焦换能器, 以增强 HIFU 换能器聚焦效率。从理论及实验两方面研究了超构聚焦换能器与传统凹面换能器的声压分布和在组织中产生的温升。本文研究结果可进一步促进 HIFU 在临床治疗的广泛应用。

关键词: 高强度聚焦超声; 声异常透射; 声人工结构; 聚焦增强

中图分类号: O426.9; O426.2 **文献标志码:** A

HIFU Transmitter Based on Extraordinary Acoustic Transmission

Zhang Dong, Li Chenghai, Lin Zhou

(Institute of Acoustics, Nanjing University, Nanjing, 210093, China)

Abstract: As an emerging non-invasive surgical technique, high intensity focused ultrasound (HIFU) has been used clinically in the treatment of various benign and malignant solid tumors. The focusing efficiency of HIFU transducer still need to be improved to achieve safer and more effective tumor treatment. This paper reviews the principle of the extraordinary acoustic transmission, as well as the recent research on HIFU transducers that utilizing extraordinary acoustic transmission. Two aspects of work are involved: (1) The artificially acoustic structure is introduced into the design of concave acoustic lens, and a corrugated lens is designed and manufactured to improve the acoustic lens of the lens-focused transducer, which has achieved the effect of reducing side lobe and improved the safety of HIFU treatment; (2) Based on spherically periodic slot array, a metamaterial focusing transducer is designed and manufactured to enhance the focusing efficiency of the HIFU transducer. Enhanced acoustic focusing is demonstrated by both measuring and simulating sound pressure distribution of metamaterial focusing transducer and traditional concave transducer, as well as temperature elevation generated in the tissue. The results of this paper can further promote the wide application of HIFU in clinical treatment.

Key words: high intensity focused ultrasound; extraordinary acoustic transmission; artificially acoustic structure; enhanced focusing

引言

高强度聚焦超声(High intensity focused ultrasound, HIFU)作为一种新型无创的外科技术得到人们广泛关注,并已在临床上应用于各种良恶性实体肿瘤的治疗^[1]。在 HIFU 治疗过程中,超声换能器以一定的聚焦方式将体外低能量的超声聚焦到体内形成一个高能量的靶点,使组织温度迅速上升,超过 56 °C,致使蛋白质变性,靶区组织发生不可逆凝固性坏死,但却不会损伤焦域外的正常组织^[2]。随着 HIFU 技术的发展,人们对聚焦换能器的性能提出了更高的要求。声透镜、凹面自聚焦以及相控阵等方式常被用来实现声能量的聚焦^[3]。在这些方式中,声透镜与凹面自聚焦这两种聚焦方式由于可以提供较大的聚焦增益且性能稳定,应用最为广泛。然而由于制造工艺的约束,其聚焦效率受到限制。

另一方面,声学超构材料由于具有周期结构的特性,可以通过结构的设计实现声波的定向操控,带来了诸如声异常透射(Extraordinary acoustic transmission, EAT)、负折射和异常隔声等声学效应,对聚焦换能器的研究有着重大的实用价值和现实意义^[4-6]。其中 EAT 效应可用于增强换能器的透射效率。EAT 的研究可追溯至早期光学方面的发现, Ebbesen 等^[7]在金属薄膜上设计亚波长孔周期阵列并让光通过,结果发现光通过薄膜后观察到特定频率上的透射增强,且增强的频率与结构周期紧密相关,并将其命名为光学异常透射(Extraordinary optical transmission, EOT)。表面等离子激元被认为是其实现光学增强的主要机制^[8]。声学与光学都具有波动的性质,满足传统斯涅尔定律。受光学研究的启发,研究者开始在声学领域借助亚波长结构探讨实现类似于 EOT 的现象。Christensen 等借助中心开口、两侧刻周期性凹槽的刚性板实现了声准直现象^[9];同时,研究者探讨了亚波长周期结构对 Fabry-Perot (FP) 共振的调制作用,通过理论结合实验的方式,揭示周期结构激发衍射倏逝波在声学透射过程中具有重要作用^[5];卢等^[10]对一维周期结构阵列的透射机制进行了系统研究,并将这种受结构调制的声学透射增强直接命名为 EAT。考虑到其潜在应用价值,被设计用来实现单个特定频率^[10-12]和宽带^[4, 13, 14]透射增强的一维(1D)和二维(2D)亚波长孔径周期阵列已被广泛研究。尽管其机制仍然存在争议,但 EAT 与结构激发表面倏逝波和缝中 FP 共振的耦合有关这一观点已被普遍接受^[5, 12, 15-17]。与此同时,阻抗匹配在这种现象中同样具有重要作用^[13, 18]。

然而,声学中的研究大多集中在亚波长成像上。随着研究的不断深入,研究者也在考虑 EAT 在换能器透射效率增强上的应用。Estrada 等^[6]指出,位于换能器表面的亚波长开口周期阵列也可用于提高普通换能器的声辐射,通过使用一个二维的圆形环—布尔眼周期亚波长结构, EAT 也被观察到,现象类似于之前光学中的报道^[19, 20]。但到目前为止,上面的结构都未见应用于治疗超声,其原因是它们只包含了平面阵列,不足以提供足够强的声压应用于热疗。

1 声异常透射效应理论模型^[12, 21]

声超常透镜与声超构聚焦换能器能够实现聚焦性能改善,其物理本质为声透镜表面附加的声人工结构所激发的 EAT 效应。EAT 的发生依赖于槽的结构参数 h (槽深度)和 L (槽周期)^[6]。一般认为, EAT 的机制为通过正确调整结构的几何参数实现 FP 共振^[8]、腔共振^[15]、表面谐振^[12]以及它们之间的耦合。与一般声传播类似,其研究方式主要基于声波的反射及透射。

对于周期性声人工结构,假设凹槽的深度为无限深,那么自由空间中的声场 P_1 和凹槽中的声场 P_2 可分别描述为

$$P_1 = \exp(iQ_0 x - iq_0 z) + \int_{-\infty}^{+\infty} R(Q) \exp(iQx + iqz) dQ \tag{1}$$

$$P_2 = A \exp(ik_0 z) + B \exp(-ik_0 z)$$

式中: $R(Q)$ 是结构的反射系数, Q 和 q 分别为 x 和 z 方向的波矢。 x 和 z 方向的波矢在二维坐标系下存在着如下的关系

$$\begin{aligned} Q_0^2 + q_0^2 &= Q^2 + q^2 = k_0^2 \\ Q_0 &= k_0 \sin\theta \\ q_0 &= k_0 \cos\theta \end{aligned} \tag{2}$$

根据声场中速度与声压的关系式 $v = -\int \frac{\nabla P}{\rho_0} dt$, 其对应的速度场可以写为

$$\begin{aligned} v_1 &= \frac{1}{\rho} \left[-iq_0 \exp(iQ_0 x - iq_0 z) + i \int_{-\infty}^{+\infty} q \cdot R(Q) \exp(iQx + iqz) dQ \right] \\ v_2 &= \frac{1}{\rho} [ik_0 A \exp(ik_0 z) - ik_0 B \exp(-ik_0 z)] \end{aligned} \tag{3}$$

亚波长孔径中的散射分为如图 1 中所示的 3 种情形:垂直入射、掠入射和腔体模式分别处理。

当声波为图 1 所示垂直入射情形时,波矢可以表示为

$Q_0=0, q_0=k_0$, 根据边界条件 $z=0$, 可以得到

$$\begin{aligned} 1 + \int_{-\infty}^{+\infty} R(Q) \exp(iQx) dQ &= B \\ -ik_0 + i \int_{-\infty}^{+\infty} q \cdot R(Q) \exp(iQx) dQ &= -ik_0 B \end{aligned} \tag{4}$$

将 $R(Q)$ 写为 $R(Q) = \delta(Q - Q_0) + R_0 W_0 / q$, 其中 $W_0(Q) =$

$\int_{-w/2}^{+w/2} dx \exp(-iQx)$, 将其代入式(4)可以得到

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} R_0 W_0(Q) / q \cdot \exp(iQx) dQ &= B - 2 \\ \int_{-\infty}^{+\infty} R_0 W_0(Q) \exp(iQx) dQ &= -k_0 B \end{aligned} \tag{5}$$

将式(5)的第 2 式作傅里叶变换得到: $R_0 W_0(Q) = \frac{1}{2\pi} \int_{-w/2}^{+w/2} (-k_0 B) \exp(-iQx) dx$ 代入式(1), 可以得

到 $B = \frac{2}{1+G}$, 其中 $G = \frac{k_0}{\pi w} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1 - \cos(\omega Q)}{Q^2 \sqrt{k_0^2 - Q^2}} dQ$, B 为反射系数。反射系数和透射系数可分别表示为: $t_n = \frac{2}{1+G}, r_n = t_n - 1$ 。

使用类似的推导,可以得到图 2 中其他两种情形下的反射系数和透射系数。垂直入射、掠入射和腔体模式 3 种散射模式的反射系数和透射系数可分别表示为

$$t_n = \frac{2}{1+G}, r_n = t_n - 1, t_g = \frac{F}{1+G}, r_g = t_g - 1, r_c = \frac{G-1}{G+1},$$

$t_c = r_c + 1$, 其中 $F = \text{sinc} \frac{k_0 \omega}{2}$ 。

这 6 个系数对应的是无限长孔径中的情形,对于图 2 所示的有限长空间,可以使用这 6 个系数推导出有限长孔径对应的

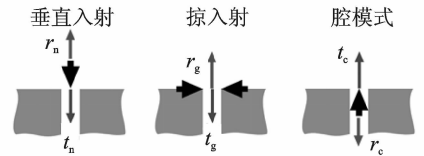


图 1 亚波长孔径中的 3 种散射模式示意图
Fig. 1 Three scattering modes in sub-wavelength apertures

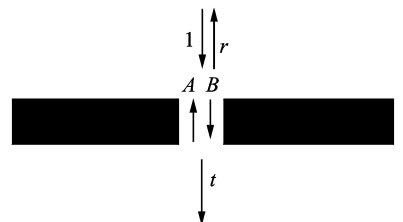


图 2 有限长孔径的透射情况示意图
Fig. 2 Transmission of a finite-long aperture

传输系数。

假设如图 2 所示的有限场孔径结构的深度为 h , 宽度 w 。若入射波幅值为 1, 同时假设有限长孔径中入射波和反射波的幅值分别为 B 和 A , 那么根据边界处声压连续、声速连续的边界条件, 关于透射系数 t 和反射系数 r 的方程可以表示为

$$\begin{aligned} B &= t_n + Ar_c \\ r &= r_n + At_c \\ B \exp(-2ik_0 h) r_c &= A \end{aligned} \quad (6)$$

求解方程可以得到总的反射系数

$$r = r_n + t_n t_c r_c \exp(2ik_0 h) / [1 - \exp(2ik_0 h) r_c^2] \quad (7)$$

通过这一系列推导, 可得到有限长孔径的透射系数和反射系数。基于这一理论, 在传统聚焦声透镜上进行结构设计实现 EAT 的应用。

2 声学超常透镜^[21]

临床 HIFU 治疗中常用的声透镜式换能器由平面压电陶瓷振子和凹面声透镜组成。这种换能器由于具有结构简单、易于制作和成本低廉的优点, 而且其焦距可以通过更换不同曲率半径的声透镜进行调节, 从而在临床上得到一定应用。其聚焦效果与声透镜的形状密切相关, 常用的聚焦声透镜多为凹面半球形。尽管可以实现聚焦, 但此种换能器的制造由于需要考虑透镜与平面压电陶瓷的耦合, 使其聚焦效率较低、焦点旁瓣幅度较大^[22]。

2.1 基本原理

为了克服声透镜式换能器聚焦效率低、焦点旁瓣幅度大的缺陷, 将声人工结构引入凹面型声透镜式换能器的设计, 设计并制作了声超常透镜。图 3 给出了传统声透镜式和声超常透镜聚焦换能器的示意图及其实验样品图。图 3(b) 为声超常透镜的示意图, 其凹面由具有周期性分布的凹槽单元组成。为了比较声超常透镜和传统声透镜的聚焦效果, 同样制作了传统声透镜(如图 3(a) 所示)。除了周期性凹槽, 两种换能器具有相同的几何尺寸: 球面半径 r , 张角 θ 和透镜厚度 H 。声超常透镜上所附加的声人工结构参数为: 凹槽宽度 d , 深度 h , 周期长度即凹槽的间隔 L 。图 3(c) 为铝作为原材料制作出的传统声透

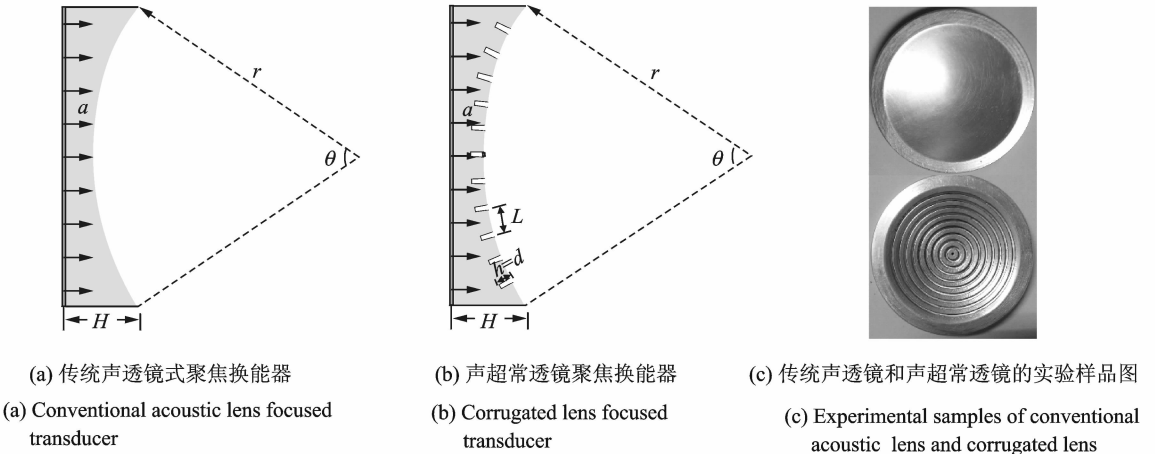


图 3 两种聚焦换能器的示意图及其实验样品图

Fig. 3 Diagrams of two kinds of focused transducers and their experimental samples

镜和声超常透镜的实验样品。

在声超常透镜中,由于声人工结构单元的尺寸 d 远小于声波波长,因而可将每个凹槽结构视为独立的点声源。从凹槽辐射出的声波会受到其他凹槽处声源的影响。为了便于描述,忽略更高阶的反射,仅考虑凹槽间的一次反射的贡献,则第 n 个凹槽所辐射出来的声压 p_{gn} 可描述为

$$p_{gn} = p_{gn,0} + \sum_{m=-n_{\max}}^{n_{\max}} p_{gm,0} A_{\text{tot}}((m-n)L) t_g \tag{8}$$

式中: n 代表凹槽的序号,以声超常透镜的中心凹槽为 0,将凹槽从下到上标记为 $-n_{\max}$ 到 n_{\max} , $p_{gn,0}$ 和 $p_{gm,0}$ 分别表示从第 n 个凹槽和 m 个凹槽直接辐射的声波; A_{tot} 表示声波从第 m 个凹槽到第 n 个凹槽的声传输系数^[12]; t_g 为凹槽掠入射的反射系数。

声超常透镜辐射出的声场可以视为由两部分组成:从凹槽处辐射出的声场(p_{gn})和从无凹槽处辐射出的声场(p_u)。声超常透镜的总声场可以描述为

$$p(\mathbf{R}) = - \sum_{n=-n_{\max}}^{n_{\max}} \frac{j\omega}{2\pi c} p_{gn} \frac{e^{-j\mathbf{k}D}}{D} \Delta S - \frac{j\omega}{2\pi c_0} \iint p_u \frac{e^{-j\mathbf{k}D}}{D} dS \tag{9}$$

式中: $p(\mathbf{R})$ 代表在 \mathbf{R} 矢量处的声压; ω 为驱动角频率; ΔS 是每个凹槽的面积; c 和 k 分别为传输媒质中的声速和波数; D 表示点 \mathbf{R} 到透镜表面的距离。式(8)给出了声超常透镜的声压分布,通过与传统声透镜声场进行对比,可以比较两者的聚焦效果。

2.2 数值模拟和实验测量

一个基于有限元软件(Comsol Multiphysics v4.3, COMSOL Inc., Palo Alto, CA, USA)开发的程序包被用来计算如图 3 所示传统声透镜聚焦换能器和声超常透镜换能器的声压分布。两种声透镜共有的参数设置为:半径 $r=75$ mm,换能器张角 $\theta=40^\circ$,厚度 $H=10$ mm。声超常透镜上附加声人工结构的参数设置为:凹槽周期长度 $L=2.72$ mm(对应的频率为 547 kHz),槽宽度 $d=1$ mm,槽深度 $h=2$ mm。周围的传输媒质设置为水,其密度和声速分别为 $\rho_w=1\ 000$ kg/m³ 和 $c_w=1\ 490$ m/s。声透镜材料为铝,其密度和声速分别为 $\rho_{Al}=2\ 700$ kg/m³ 和 $c_{Al}=6\ 400$ m/s。根据前面的分析,周期长度 $L=2.72$ mm,对应的频率为 547 kHz,将会在略小于凹槽周期对应的频率处激发声异常透射效应^[11,12],具体的频率值随凹槽的参数形状有所偏移。

实验系统示意图如图 4 所示。在发射端使用波形发生器(33250A, Agilent Technologies, Santa Clara, CA, USA)生成波形信号,波形发生器生成的波形信号经过宽频功率放大器(53 dB gain,

2200L, Electronics and Innovation Ltd, Rochester, NY, USA)放大用于驱动平面换能器。在接收端使用直径 0.4 mm 的针式水听器(HNC-0400, ONDA Corporation, Sunnyvale, CA, USA)来测量声压幅值。针式水听器通过 PC 上基于的 Labview(National Instruments, Austin, TX, USA)平台编写的程序控制三维扫描系统(Controller Model: XPS-C8, Newport, Irvine, CA, USA)实现换能器焦域的声场扫描同步进行数据采集。

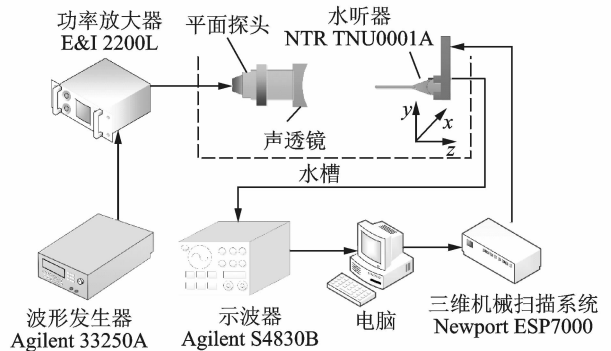


图 4 实验装置示意图

Fig. 4 Schematic diagram of experimental device

2.3 结果与讨论

图 5 给出了在 540 kHz 超声激励下,传统声透镜和声超常透镜焦平面处声压分布的数值模拟和实验测量结果。从图 5 可以看出,数值模拟和实验结果有着较好的吻合,实验结果验证了数值模拟的有效性。数值模拟和实验结果均表明,相对于传统声透镜,声超常透镜可以有效地抑制旁瓣,提高聚焦增益。

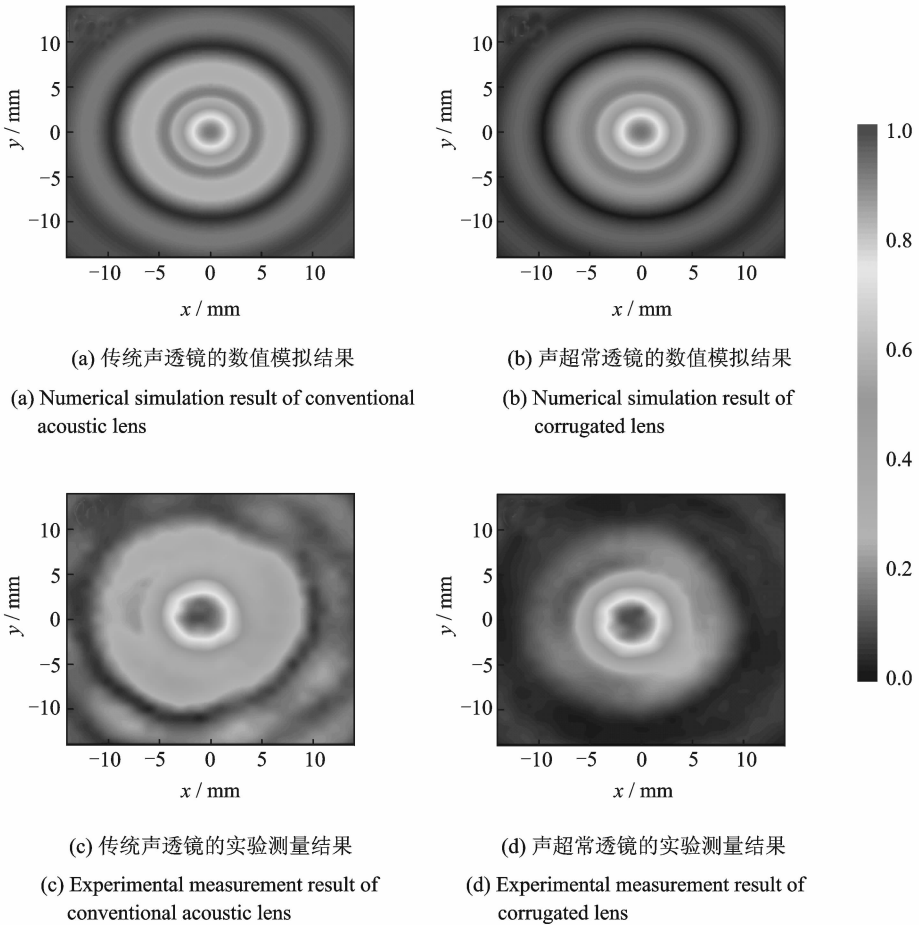


图 5 传统声透镜和声超常透镜焦平面处声压分布的理论计算结果和实验测量结果

Fig. 5 Theoretical calculation results and experimental measurement results of acoustic pressure distribution on the focal plane of conventional acoustic lens and corrugated lens

图 6 显示了焦平面沿 y 轴的归一化声压分布,焦点最大声压被视为参考声压进行归一化。相对于传统声透镜,声超常透镜的实验结果能够实现焦点旁瓣幅值从 0.32 到 0.23 的改进;相应的数值模拟结果则实现了从 0.29 到 0.21 的改进。由图 6 子图中绝对声压的分布可见,理论与实验结果均显示:两种声透镜换能器焦点处旁瓣的绝对幅度相近,然而使用声超常透镜所得焦点中心声压幅值远大于使用传统声学透镜得到的焦点声压。结果表明,声超常透镜成功地在聚焦声场中引入了声准直效应,通过声准直效应将部分衍射的声场能量汇聚到焦点区域,从而提高了焦点声压的绝对幅值。

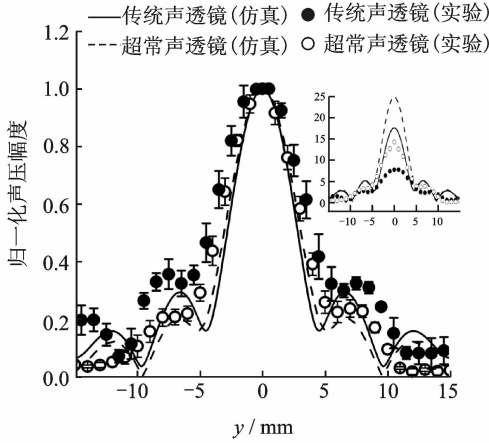


图 6 声超常透镜和传统声透镜声压分布的数值模拟和实验结果

Fig. 6 Numerical simulation and experimental results of acoustic pressure distribution for corrugated lens and conventional acoustic lenses

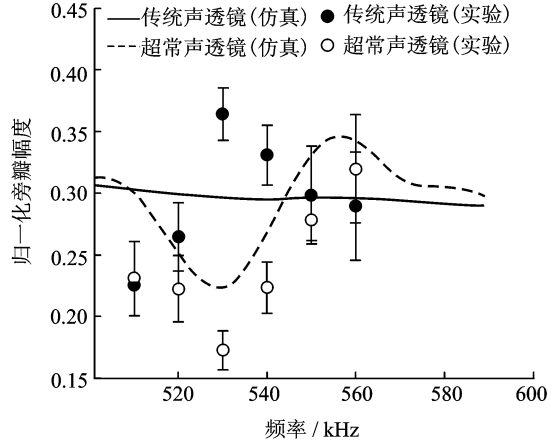


图 7 传统声透镜和声超常透镜的频率响应曲线

Fig. 7 Frequency response curves of conventional acoustic lens and corrugated lens

频率响应特征是聚焦换能器的一个重要的参数,换能器的频率响应在实际应用中有着重要意义。

图 7 给出了传统声透镜和声超常透镜的频率响应曲线,其中归一化旁瓣值通过旁瓣幅度除以主瓣幅度获得。图 7 中的数值模拟和实验结果均显示,声超常透镜能够在频率 $f_d = 540$ kHz 附近显著降低焦点旁瓣幅值。这一频率与所设计实现声准直效应的频率相符,从而说明是声准直效应改善了声聚焦。图 7 中的结果还表明声超常透镜在 512~544 kHz 的频率范围内都能实现焦点旁瓣的幅值抑制效果(有效带宽为 32 kHz),声准直效应只能在很窄的频率范围内发生。这一结果将有助于进一步提高 HIFU 的治疗效率。

3 超构聚焦换能器^[23]

相比声透镜聚焦方式,凹面自聚焦直接将压电陶瓷材料加工成球冠状,避免压电陶瓷与声聚焦透镜的耦合,从而提供较高的焦域声能量增益。但治疗换能器一般为单频,其谐振频率与材料的几何尺寸相关。对大面积压电材料进行加工,一方面工艺较为复杂、加工难度大;另一方面,也会造成较大的误差,影响其发射效率。

3.1 超构聚焦换能器设计

图 8 给出了传统凹面聚焦换能器和超构聚焦换能器的示意图及其样品实物图,其中改进的凹面聚焦换能器如图 8(b)所示,亚波长槽的周期阵列被设计在换能器表面。作为对比,传统的凹面换能器也显示在图 8(a)中。这两种换能器都包含了一块球弧状弯曲的压电陶瓷晶体和凹面铝透镜,铝透镜被耦合到压电陶瓷晶体表面。两种棱镜的部分参数相同为:半径 $r = 45$ mm,开口角 $\theta = 90^\circ$,最大棱镜厚度 $H = 4.5$ mm。对于具有亚波长槽周期阵列的超构聚焦换能器(简称超构聚焦换能器或纹状换能器或纹状换能器),增加的参数有:槽周期长度 $L = 1.49$ mm,槽宽 $d = 0.53$ mm,槽深 $h = 1$ mm。匹配层的厚度被设计成能够最大限度透过超声,且每一个槽都具有发射声波的能力。

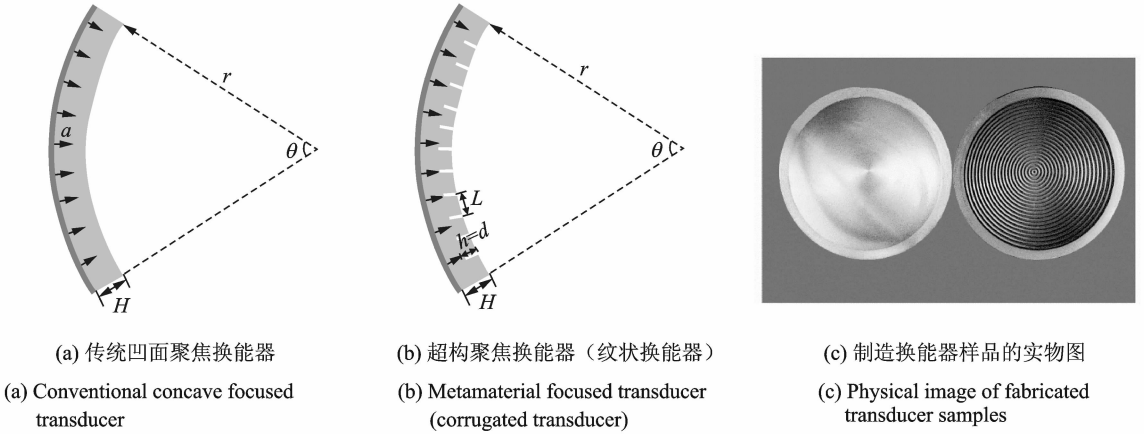


图 8 传统凹面和超构聚焦换能器的示意图及其样品实物图

Fig. 8 Diagrams of conventional concave and metamaterial focused transducers and experimental samples

为了说明具有表面周期阵列的超构聚焦换能器的聚焦增强效果,同时从理论及实验两方面研究了超构聚焦换能器与传统凹面换能器的声压分布和在组织中产生的温升。声压部分所使用的方法与声学超常透镜的研究相同。对于相应组织中产生的温升,一块组织体模被 HIFU 辐照并获得焦点温升。忽略了血流灌注的 Pennes 生物传热方程被用来描述组织中的温度变化^[24],即有

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{K}{\rho_0 C_t} \nabla^2 T + \frac{Q}{\rho_0 C_t} \quad (10)$$

式中: T 为组织温度; ρ_0 为介质密度; K 和 C_t 分别为介质的热传导系数和比热容。 Q 为吸收声能量,可表示为^[25]

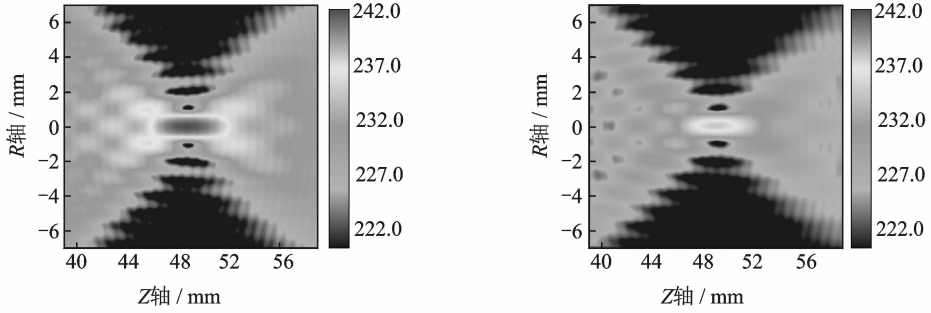
$$Q = \frac{1}{\rho_0 c_0} \sum_{n=1}^N 4\alpha_0 n^\mu |C_n|^2 \quad (11)$$

式中: n 为最高阶谐波次数,此处 N 为最大值; α_0 为基频对应的衰减系数; c_0 为介质的声速; μ 为功率指数; C_n 为 n 次谐波成分的复合声压。由于式(9)仅仅适用于线性声传播,所以在此处 $N=1$ 。

仿真中用到的组织体模^[26]的参数为:密度 $\rho_p = 1\ 160\ \text{kg/m}^3$,声速 $c_p = 1\ 505\ \text{m/s}$,吸收系数 $\alpha_p = 6\ \text{Np/m/MHz}$ (在 $1\ \text{MHz}$ 处),热传导系数 $k_t = 0.5\ \text{W/m}^\circ\text{C}$,比热容 $C_t = 3\ 365\ \text{W} \cdot \text{s/m}^3/\circ\text{C}$,功率指数 $\mu = 1$ 。实验上,直径 $0.25\ \text{mm}$ 的热电偶(TJ72-CASS-010G-4, Omega, Engineering Inc., Stamford, CT)被连接到一个测量模块(NI 9214, National Instruments, USA)同步获得焦点温度变化。温度检测过程中,仿组织体模被放置于 HIFU 换能器焦点位置,其热损伤的温度阈值为 $40\ \circ\text{C}$ 。

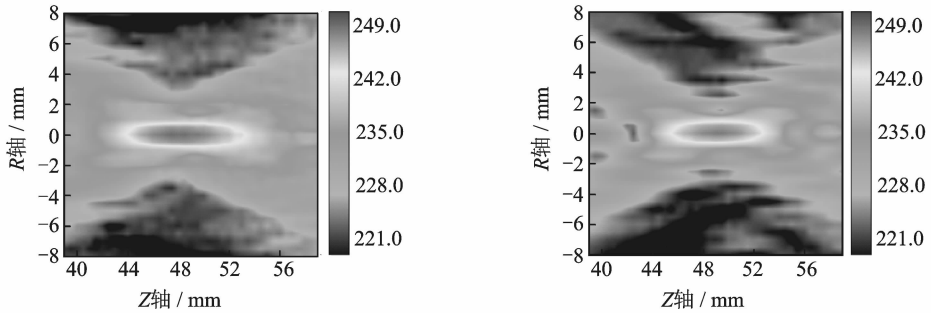
3.2 声场结果

图 9 给出了焦域处超构聚焦换能器和传统聚焦换能器的声压分布结果,其中图 9(a, b)为频率为 $1\ 020\ \text{kHz}$ 时两种聚焦换能器焦平面上声压的理论计算结果。对于超构聚焦换能器情形,焦域处的声压明显大于传统换能器。图 9(c, d)为对应的实验测量声压分布,结果与图 9(a, b)的理论计算结果一致。对比传统聚焦换能器,超构聚焦换能器未见焦域旁瓣发生明显变化,但焦域处的声压升高。图 10 为两个换能器随频率变化的焦点声压及相对旁瓣幅度。在相同的驱动条件下,传统凹面聚焦换能器组焦点声压随频率增加单调下降。然而超构聚焦换能器组在 $1\ 020\ \text{kHz}$ 处却出现最大值,且相对传统换能器有约 $4\ \text{dB}$ 的最大声压增益。



(a) 超构聚焦换能器模拟声压级分布
 (a) Simulated acoustic pressure level distributions of metamaterial focused transducer

(b) 传统聚焦换能器模拟声压级分布
 (b) Simulated acoustic pressure level distributions of conventional concave focused transducer



(c) 超构聚焦换能器实验声压级分布
 (c) Experimental acoustic pressure level distributions of metamaterial focused transducer

(d) 传统聚焦换能器实验声压级分布
 (d) Experimental acoustic pressure level distributions of conventional concave focused transducer

图 9 焦域处两种换能器的声压分布

Fig. 9 Acoustic pressure distributions of two types of transducers in the focal region

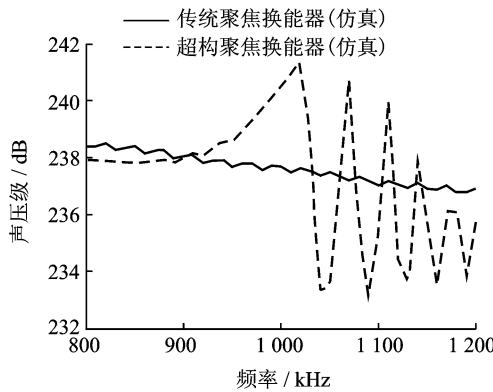


图 10 随频率变化的两种换能器焦点声压

Fig. 10 Focus acoustic pressure of two transducers as a function of frequency

3.3 升温结果

当声束通过组织体模时,声场的部分能量会被体模吸收然后转换为热能。图 11 显示了经历相同时间(39 s)辐照后传统聚焦换能器和超构聚焦换能器的理论计算温度分布,可见超构聚焦换能器组的温度轮廓更宽,焦点温度更高。实验中,1 块环境温度为 27 °C 的仿组织体模分别被传统聚焦换能器和超

构聚焦换能器在相同的幅度驱动(频率 1 020 kHz; 表面声压 81.9 kPa)下进行辐照。根据图 12 所示,在辐照 39 s 时间内,温度都持续上升。整个辐照过程中,超构聚焦换能器组温升始终高于传统换能器组,温差在 39 s 时达到大约 8 °C, 实验与理论计算结果一致。这充分说明具有周期阵列表面超构聚焦换能器的使用使超声的透射效率得到了提高,可以在更短时间内达到组织消融的目的。从仿组织体模的损伤结果(图 13)可见,超构聚焦换能器组辐照 39 s 后焦域处可见白色凝固性损伤形成;而在传统聚焦换能器辐照组,由于辐照过程中焦域的最高温度一直未达到致使仿组织凝胶体模形成损伤的阈值温度(40 °C),因此辐照结束后始终未见损伤形成(见图 13)。

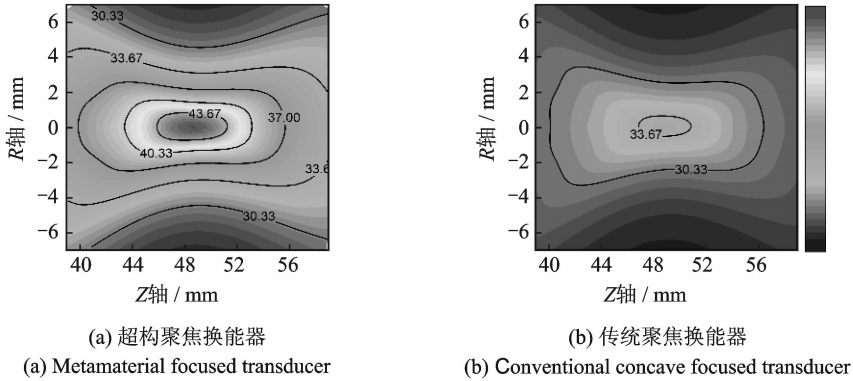


图 11 经过相同时间辐照后两种聚焦换能器对应焦平面的仿真温度分布

Fig. 11 Simulated temperature distribution on the focal plane of two kinds of focused transducers after an irradiation duration of 39 s

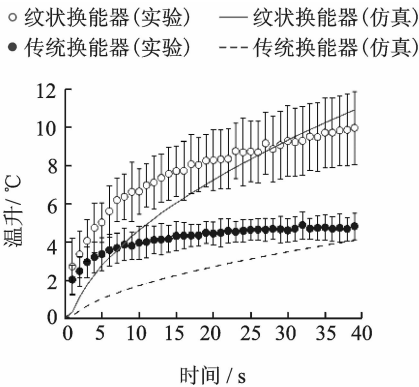


图 12 辐照过程中的焦点温升

Fig. 12 Temperature rise of focal point during the irradiation

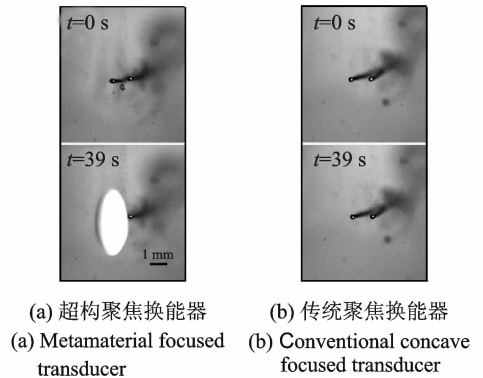


图 13 两种聚焦换能器辐照后的仿组织体模

Fig. 13 Tissue phantoms after irradiation for two kinds of focused transducers

4 结束语

虽然 HIFU 在治疗肿瘤的应用领域不断拓展,为了实现安全高效的治疗,换能器的聚焦效率这一关键问题仍然需要解决。另一方面,声人工结构材料可以实现声波的定向操控,其中近年兴起的声学异常透射研究被视为物理学领域的热点问题。本文将 EAT 效应引入聚焦换能器的设计,旨在提高 HIFU 换能器的聚焦效率,为 HIFU 换能器的设计提供一种新思路。

参考文献:

[1] Kennedy J E. High-intensity focused ultrasound in the treatment of solid tumours[J]. *Nature Reviews Cancer*, 2005, 5(4):

321-327.

- [2] Ter Haar G, Coussios C. High intensity focused ultrasound: Physical principles and devices[J]. International Journal of Hyperthermia, 2007, 23(2): 89-104.
- [3] Tempny C M C, McDannold N J, Hynynen K, et al. Focused ultrasound surgery in oncology: Overview and principles[J]. Radiology, 2011, 259(1): 39-56.
- [4] Hao R, Qiu C Y, Ye Y T, et al. Transmission enhancement of acoustic waves through a thin hard plate embedded with elastic inclusions[J]. Applied Physics Letters, 2012, 101(2):021910.
- [5] Hou B, Mei J, Ke M Z, et al. Tuning Fabry-Perot resonances via diffraction evanescent waves[J]. Physical Review B, 2007, 76(5):054303.
- [6] Estrada H, Uris A, Meseguer F. Acoustic radiation efficiency of a periodically corrugated rigid piston[J]. Applied Physics Letters, 2012, 101(10):104103.
- [7] Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H F, et al. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays[J]. Nature, 1998, 391(6668): 667-669.
- [8] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W. Surface plasmon subwavelength optics[J]. Nature, 2003, 424(6950): 824-830.
- [9] Christensen J, Fernandez-Dominguez A I, De Leon-Perez F, et al. Collimation of sound assisted by acoustic surface waves [J]. Nature Physics, 2007, 3(12): 851-852.
- [10] Lu M H, Liu X K, Feng L, et al. Extraordinary acoustic transmission through a 1D grating with very narrow apertures[J]. Physical Review Letters, 2007, 99(17):174301.
- [11] He Z J, Jia H, Qiu C Y, et al. Acoustic transmission enhancement through a periodically structured stiff plate without any opening[J]. Physical Review Letters, 2010, 105(7):074301.
- [12] Zhou Y, Lu M H, Feng L, et al. Acoustic surface evanescent wave and its dominant contribution to extraordinary acoustic transmission and collimation of sound[J]. Physical Review Letters, 2010, 104(16):164301.
- [13] Qi D X, Fan R H, Peng R W, et al. Multiple-band transmission of acoustic wave through metallic gratings[J]. Applied Physics Letters, 2012, 101(6):061912.
- [14] Li C H, Ke M Z, Ye Y T, et al. Broadband asymmetric acoustic transmission by a plate with quasi-periodic surface ridges [J]. Applied Physics Letters, 2014, 105(2):023511.
- [15] Christensen J, Martin-Moreno L, Garcia-Vidal F J. Enhanced acoustical transmission and beaming effect through a single aperture[J]. Physical Review B, 2010, 81(17):174104.
- [16] Christensen J, Martin-Moreno L, Garcia-Vidal F J. Theory of resonant acoustic transmission through subwavelength apertures[J]. Physical Review Letters, 2008, 101(1):014301.
- [17] Garcia de Abajo J F, Estrada H, Meseguer F. Diacritical study of light, electrons and sound scattering by particles and holes [J]. New Journal of Physics, 2009, 11:093013.
- [18] Wang X L. Acoustical mechanism for the extraordinary sound transmission through subwavelength apertures[J]. Applied Physics Letters, 2010, 96(13):134104.
- [19] Mei J, Hou B, Ke M Z, et al. Acoustic wave transmission through a bull's eye structure[J]. Applied Physics Letters, 2008, 92(12):124106.
- [20] Lezec H J, Degiron A, Devaux E, et al. Beaming light from a subwavelength aperture[J]. Science, 2002, 297(5582): 820-822.
- [21] Lin Z, Guo X S, Tu J, et al. A collimated focused ultrasound beam of high acoustic transmission and minimum diffraction achieved by using a lens with subwavelength structures[J]. Applied Physics Letters, 2015, 107(11):113505.
- [22] Chapelon J Y, Cathigol D, Cain C, et al. New piezoelectric transducers for therapeutic ultrasound[J]. Ultrasound in Medicine and Biology, 2000, 26(1): 153-159.
- [23] Li C H, Yang Y Y, Guo X S, et al. Enhanced ultrasonic focusing and temperature elevation via a therapeutic ultrasonic transducer with sub-wavelength periodic structure[J]. Applied Physics Letters, 2017, 111(5):053701.
- [24] Pennes H H. Analysis of tissue and arterial blood temperatures in the resting human forearm[J]. Journal of Applied Physiology, 1948, 1(2): 93-122.
- [25] Li F Q, Wang H, Zeng D P, et al. Sub-wavelength ultrasonic therapy using a spherical cavity transducer with open ends[J]. Applied Physics Letters, 2013, 102(20):204102.
- [26] Shieh J, Chen S R, Chen G S, et al. Acrylic acid controlled reusable temperature-sensitive hydrogel phantoms for thermal ablation therapy[J]. Applied Thermal Engineering, 2014, 62(2): 322-329.

作者简介:



章东 (1969-), 男, 教授, 研究方向: 生物医学超声, E-mail: dzhang@nju.edu.cn.



李成海 (1987-), 男, 博士研究生, 研究方向: 生物医学超声。



林洲 (1988-), 男, 博士研究生, 研究方向: 生物医学超声。