纪念马大猷先生诞辰 110 周年

脉冲持续时间对凹球面聚焦超声换能器 焦点大小的影响*

慕芸蔚^{1,2} 吴先梅^{1,2†} 李子琪^{1,2} 安秉文^{1,2} 冷 涛^{1,2}

(1 中国科学院声学研究所 北京 100190)
 (2 中国科学院大学 北京 100049)
 2024 年 8 月 16 日收到
 2024 年 11 月 3 日定稿

摘要 为实现更好的超声治疗效果和对目标区域的精准定位,研究了换能器的聚焦声场分布特性。通过对凹球面超声换能器 聚焦声场的理论计算、仿真和实验验证,分析了不同脉冲持续时间的脉冲信号和连续正弦波信号作为激励信号对换能器横向 声场和纵向声场特性的影响。结果表明,脉冲持续时间对于换能器横向声场的焦点尺寸基本没有影响,但对其纵向声场的焦 点尺寸影响显著,随着脉冲持续时间的增加换能器纵向声场的焦点尺寸增加,且逐渐与连续正弦波下的换能器焦点尺寸 接近。

关键词 脉冲持续时间,聚焦声场,焦点大小,聚焦超声换能器
 PACS: 43.35, 43.38
 DOI: 10.12395/0371-0025.2024243
 CSTR: 32049.14.11-2065.2024243

Effect of pulse duration on the focal spot size of concave spherical surface focused ultrasound transducers

MU Yunwei^{1,2} WU Xianmei^{1,2†} LI Ziqi^{1,2} AN Bingwen^{1,2} LENG Tao^{1,2} (1 Institute of Acoustics, Chinese Academy of Sciences Beijing 100190) (2 University of Chinese Academy of Sciences Beijing 1000049) Received Aug. 16, 2024 Revised Nov. 3, 2024

Abstract To enhance the efficacy of ultrasound treatment and ensure precise positioning of the target area, the focused sound field distribution characteristics of the transducer is studied. The acoustic field of a concave spherical focused transducer is theoretically analyzed and calculated. Simulations and experiments are conducted to verify the theoretical results. The study analyzes the different effects of pulse signals with different pulse durations and continuous sinusoidal signals as excitation signals on the transverse and longitudinal acoustic field characteristics of the transducer. The results show that the pulse duration has no obvious effect on the focal spot size of the transverse acoustic field of the transducer, but has a significant effect on its longitudinal acoustic field. As the pulse duration increases, the focus spot size of the longitudinal acoustic field of the transducer that of

the transducer with continuous sinusoidal excitation.

Keywords Pulse duration, Focused sound field, Focal spot size, Focused ultrasound transducer

引言

聚焦超声换能器被广泛应用于超声治疗中。聚 焦超声可以穿过生物组织,并将能量限定在一个小 区域内。根据不同的超声强度,可分为高强度聚焦 超声 (HIFU) 和低强度聚焦超声脉冲 (LIFUP) 两种^[1]。 HIFU 是一种热消融治疗技术,通过聚焦超声换能器 在体内实现声聚焦^[2],聚集区域的能量很高,使体内 组织温度迅速升高而导致肿瘤细胞死亡,被广泛应

^{*} 贵州省科技支撑计划项目资助

[†] 通讯作者:吴先梅, wuxm@mail.ioa.ac.cn

用于各种肿瘤治疗中^[3]。与 HIFU 相比, LIFUP 主要 通过机械效应和空化效应调控神经元的活动^[4], 热效 应可忽略不计, 具有非入侵性和安全性^[5], 被用于神 经调控中治疗癫痫^[6]、抑郁症^[7]、帕金森^[8]等神经疾 病。根据 Monti 等^[9]的报告, LIFUP 甚至可能对严重 脑损伤的患者有治疗效果。

在超声治疗过程中,需要对目标区域实现精准 定位的同时达到所需的治疗效果。不同的超声精确 诊疗手段被提出,以实现病变的精准定位^[10,11]和对 超声治疗剂量的精准控制^[12],否则会造成细胞破坏 以及组织坏死等情况,因此对于换能器聚焦声场分 布特性的研究非常关键^[13]。刘欣等^[14] 对半凹形换能 器的声场进行理论计算,分析了曲率半径和凹面深 度对换能器的横向声场特性和纵向声场特性的影 响。结果表明,在一定范围内,换能器焦点处的声压 和纵向焦点尺寸随曲率半径和凹面深度的增加而增 加,横向主声束宽度随曲率半径和凹面深度的增加 而减小。刘海楠等[15]提出了一种基于近场声全息的 高效的聚焦换能器声场测量方法,能够间接测得焦 点处声压值。通过仿真与实验验证表明,该方法比 积分法推算效率高1倍,且测量误差在有效范围 内。史学豹等^[16]研究了不同超声脉冲宽度及脉冲间 隔下输入电压变化对于焦点最大声压的影响,结果 表明超声脉冲宽度及脉冲间隔对于焦点声压随输入 电压的变化没有影响。Zhou^[17]建立了焦点处声场和 声能量的理论模型,并将其应用到红外热成像技术 对聚焦声场强度的定量估计中。此外经研究发现, 同等声强下,短脉冲持续时间估计精度较好。焦点 的大小和强度决定了超声换能器的分辨率和治疗效 果。目前关于聚焦换能器声场特性的研究主要是关 于换能器曲率半径、频率、不同超声信号对焦点大 小和声场强度的影响,尚缺少脉冲持续时间对于焦 点大小影响的详细研究工作。

本文运用 Rayleigh 积分计算了凹球面聚焦超声 换能器轴向声场分布的解析解,采用中心频率为 2 MHz 但具有不同持续时间的脉冲信号和连续正弦 波信号分别作为凹球面产生的声信号,对换能器的 轴向声场进行了数值计算及分析,并使用仿真软件 对凹球面聚焦换能器的聚焦声场进行了仿真分析, 最后采用相同参数的聚焦超声换能器进行了实验验证。

1 凹球面聚焦换能器声场的理论分析

1.1 凹球面聚焦换能器声场的传递函数

图1所示的凹球面聚焦换能器声场中任意一点

 $Q(A, \theta, \varphi)$ 的声压可通过 Rayleigh 积分计算^[18]:

$$p(A,\theta,\varphi) = \frac{jkp_0 \mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega t}}{2\pi} \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{b} \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}kr}}{r} A' \mathrm{d}\varphi' \mathrm{d}A', \qquad (1)$$

其中, A为Q点到坐标原点的距离, θ 为过点Q和坐标原点的直线与Ox的夹角, φ 为过点Q且与Ox垂直相交的直线与平面zOx的夹角, $k = \omega/c_0$ 为波数, ω 为角频率, c_0 为媒质中声速, p_0 为凹球面处产生的声压幅值, b为坐标原点到换能器边沿的距离, A'为坐标原点到积分面源的距离, r为点Q到积分面源的距离, φ' 为过积分面源且与Ox垂直相交的直线与平面zOx的夹角。





设凹球面的半径为*R*,开口半径为*a*,开口处圆 心到凹球面顶点的距离为*h*,积分面源到*Ox*的距离 为*r*,积分面源所在圆截面圆心到凹球面顶点的距 离为*x*,对于凹球面有如下关系:

$$R^{2} = (R - h)^{2} + a^{2}, \qquad (2a)$$

$$R^{2} = (R - x')^{2} + r'^{2}, \qquad (2b)$$

$$b^2 = h^2 + a^2 = 2Rh,$$
 (2c)

$$A'^{2} = x'^{2} + r'^{2} = 2Rx'.$$
 (2d)

只考虑凹球面聚焦换能器对称轴上的声场时, $\theta = 0$ 且A = x,则

$$r^{2} = (x - x')^{2} + r'^{2} = x^{2} + \frac{R - x}{R}A'^{2}.$$
 (3)

若在相同时刻球面产生的声压相位、幅值相同,则对称轴上任意一点的声压为

$$p(A,\theta,\varphi) = jkp_0 e^{j\omega t} \int_0^b \frac{e^{-jkr}}{r} A' dA'.$$
(4)

对式(3)求微分可得

$$A' dA' = \frac{R}{R-x} r dr, \ r \in (x, B),$$
(5)

其中, $B = \sqrt{(x-h)^2 + a^2}$ 。因此对称轴上任意一点的 声压为

$$p(x,t) = jkp_0 e^{j\omega t} \int_x^B \frac{e^{-jkr}}{r} r dr \cdot \frac{R}{R-x} = \frac{jkp_0 e^{j\omega t}R}{R-x} \int_x^B e^{-jkr} dr = \frac{R}{R-x} \left(e^{-jkx} - e^{-jkB} \right) p_0 e^{j\omega t},$$
(6)

即凹球面聚焦换能器声场的传递函数为

$$H(\omega) = \frac{R}{R-x} \left(e^{-jkx} - e^{-jkB} \right).$$
(7)

1.2 连续正弦波和脉冲声波激励的聚焦声场

设入射声波为任意的声波,则凹球面聚焦换能 器对称轴上的声场为^[19-20]

$$p(x,t) = \mathcal{F}^{-1}[P(\omega)H(\omega)].$$
(8)

将式(7)代入式(8),则轴向声场为

$$p(x,t) = \frac{R}{R-x} \mathcal{F}^{-1} \Big[P(\omega) e^{-j\omega x/c_0} \Big] - \frac{R}{R-x} \mathcal{F}^{-1} \Big[P(\omega) e^{-j\omega B/c_0} \Big].$$
(9)

根据傅里叶变换的时移特性:

$$f(t-t_0) = \mathcal{F}^{-1} \Big[F(\omega) e^{-j\omega t_0} \Big], \qquad (10)$$

则可得任意入射声波下的轴向声场:

$$p(x,t) = \frac{R}{R-x} \left[p_i \left(t - \frac{x}{c_0} \right) - p_i \left(t - \frac{B}{c_0} \right) \right].$$
(11)

若入射声波为连续正弦波:

$$p_i(t) = p_0 \sin(\omega_0 t), \qquad (12)$$

其复函数形式可表示为

$$p_i(t) = -\mathbf{j}p_0 \mathbf{e}^{\mathbf{j}\omega_0 t}.$$
(13)

将式(13)代入式(11)可得凹球面产生连续正弦波时的聚焦声场:

$$p(x,t) = -\frac{jp_0R}{R-x} \left[e^{j\omega_0(t-x/c_0)} - e^{j\omega_0(t-B/c_0)} \right].$$
 (14)

若入射声波为脉冲声波:

$$p_i(t) = p_0 \sin(\omega_0 t) \left[1 - \cos\left(\frac{\omega_0 t}{n}\right) \right] s(t), \qquad (15)$$

其复函数形式可表示为

$$p_{i}(t) = -jp_{0} \left[e^{j\omega_{0}t} - \frac{1}{2} e^{j\frac{n+1}{n}\omega_{0}t} - \frac{1}{2} e^{j\frac{n-1}{n}\omega_{0}t} \right] s(t), \quad (16)$$

其中, $[1 - \cos(\omega_0 t/n)]$ 为汉宁窗函数, n为一个周期内 窗函数所包含的角频率为 ω_0 的正弦函数的周期数, 窗函数的周期 $T_c = n/f_0$, f_0 为脉冲中心频率, s(t)为 矩形周期函数, 周期为 T_r , 矩形周期函数可表示为

$$s(t) = \begin{cases} 1, \ 0 \le t \le T_c, \\ 0, \ T_c < t \le T_r. \end{cases}$$
(17)

将式 (16) 代入式 (11), 可得凹球面产生脉冲声 波时的聚焦声场:

$$p(x,t) = \frac{-jp_0R}{R-x} \left[e^{j\omega_0 \left(t-\frac{x}{c_0}\right)} - \frac{1}{2} e^{j\frac{n+1}{n}\omega_0 \left(t-\frac{x}{c_0}\right)} - \frac{1}{2} e^{j\frac{n-1}{n}\omega_0 \left(t-\frac{x}{c_0}\right)} \right].$$

$$s\left(t-\frac{x}{c_0}\right) + \frac{jp_0R}{R-x} \left[e^{j\omega_0 \left(t-\frac{x}{c_0}\right)} - \frac{1}{2} e^{j\frac{n+1}{n}\omega_0 \left(t-\frac{x}{c_0}\right)} - \frac{1}{2} e^{j\frac{n+1}{n}\omega_0 \left(t-\frac{x}{c_0}\right)} - \frac{1}{2} e^{j\frac{n-1}{n}\omega_0 \left(t-\frac{x}{c_0}\right)} \right] s\left(t-\frac{B}{c_0}\right),$$
(18)

取其实部计算其声压幅值,则为

$$p(x,t) = \frac{p_0 R}{R-x} \sin\left[\omega_0 \left(t - \frac{x}{c_0}\right)\right] \left\{1 - \cos\left[\frac{\omega_0}{n} \left(t - \frac{x}{c_0}\right)\right]\right\}.$$
$$s\left(t - \frac{x}{c_0}\right) - \frac{p_0 R}{R-x} \sin\left[\omega_0 \left(t - \frac{B}{c_0}\right)\right].$$
$$\left\{1 - \cos\left[\frac{\omega_0}{n} \left(t - \frac{B}{c_0}\right)\right]\right\} s\left(t - \frac{B}{c_0}\right).$$
(19)

1.3 声场的数值计算

设凹球面聚焦换能器的中心频率 $f_0 = 2$ MHz, 凹 球面的开口半径 a = 10 mm, 球半径 R = 25.96 mm, 使 换能器的焦距 F = 25 mm, 开口处圆心到凹球面顶点 的距离 $h = R - \sqrt{R^2 - a^2}$ mm, 声波在水中传播速度 $c_0 = 1480$ m/s, 产生的声压最大值为 1 Pa。对换能器 采用连续正弦波和不同脉冲宽度的脉冲串对凹球面 进行激励, 如图 2 所示。

对于脉冲激励声波,根据式(19),焦点处声压达 到最大值时:

$$t_m = \frac{1}{2} \left(\frac{F}{c_0} + \frac{B_F}{c_0} + T_c \right) + (m-1)T_r, m = 1, 2, \cdots,$$
(20)

其中, m表示第 m个激励脉冲串, $B_F = \sqrt{(F-h)^2 + a^2}$ 。因此, 令时间 $t = t_m$ 计算轴上声压随位置 x 变化的曲线, 对于连续正弦波, 声波持续发生干涉, 可取任意时刻 t 计算, m = 2 时的计算结果如图 3 所示。当周期个数 n = 3 时, 焦域的纵向尺度远小于连续正弦波激励下的焦域接近。如图 3(d) 所示, 当声波为连续正弦波时, 焦域较大, 同时由于近场区声波的干涉也导致近场区具有复杂的声场, 与图 3(a)(b)(c)不同。连续正弦波激励下的聚焦区域 (-6 dB) 约为 20.8 ~ 31.9 mm 范围, 声波从 20.8 mm 传播至 31.9 mm 需要时间 $\Delta t = 7.5\mu s$, 共 15 个周期, 如图 4(d) 所示。 若脉冲持续时间为 3 个周期, 即 n = 3, 当 20.8 mm 处



图 2 凹球面聚焦换能器激励产生的声信号 (a) $f_0 = 2$ MHz, n = 3 的脉冲信号; (b) $f_0 = 2$ MHz, n = 10 的脉冲信号; (c) $f_0 = 2$ MHz, n = 20 的脉冲信号; (d) $f_0 = 2$ MHz 的正弦波



图 3 *m* = 2 时凹球面聚焦换能器的轴向声场分布 (a) *f*₀ = 2 MHz, *n* = 3 的脉冲信号作为激励信号; (b) *f*₀ = 2 MHz, *n* = 10 的脉冲信号作 为激励信号; (c) *f*₀ = 2 MHz, *n* = 20 的脉冲信号作为激励信号; (d) *f*₀ = 2 MHz 正弦波作为激励信号

声波消失时, 声波还未到达 31.9 mm处, 如图 4(a) 所示。随着脉冲持续时间的增加, Δt = 7.5 μs内不同位置的声信号的持续时间和幅值逐渐与连续正弦波接近, 如图 4(b)(c) 所示。因此在短脉冲激励下, 在某一时刻所激励的声脉冲空间尺度较小, 导致换能器表面不同位置激励的声脉冲仅在到达焦点附近极小区域时在时间上有交集, 故使得焦域仅限于焦点附近极小区域, 而随着脉冲持续时间加长, 该焦域纵向长度逐渐增大, 并逐渐接近连续正弦波激励下的焦域。

2 凹球面聚焦换能器仿真

由于换能器的声场复杂,难以得到空间中任意

一点的声压分布,为更清晰的分析不同声信号下焦 点的差异,选择采用 COMSOL 仿真软件进行仿真分 析。仿真模型如图 5 所示。模型中选择 1 mm厚的 PZT-5H 作为压电材料,则换能器的中心频率为 2 MHz,与激励信号的中心频率一致; PZT-5H 的曲 率半径为 25.96 mm,极化方向为球心方向,则换能器 的焦距 F = 25 mm。采用数值计算的参数建立二维 轴对称模型,坐标原点位于压电材料顶点,焦点位于 (x,z) = (0,25) mm。分别采用 n = 3,10,20 的脉冲和连 续正弦波作为激励电压信号,对凹球面聚焦换能器 的声场进行仿真计算,激励电压波形与图 2 一致,峰 值为 ±10 V,同时将水域边界设置为完美匹配层,并



图 4 焦点区域 x 轴不同位置声压随随时间的变化 (a) f_0 = 2 MHz, n = 3 的脉冲信号作为激励信号; (b) $f_0 = 2$ MHz, n = 10 的脉冲信号作为激励信号; (c) $f_0 = 2$ MHz, n = 20 的脉冲信号作为激励信号; (d) $f_0 = 2$ MHz 的正弦波作为激励信号

在焦点处设置一个信号接收点以获取焦点处声压随 时间的变化。

2.1 换能器聚焦声场

图 6 给出了凹球面聚焦换能器在 n = 3,10,20 的 脉冲和连续正弦波下的聚焦声场,选择焦点处声压



到达最大值的时刻作为每个激励电压下的聚焦声场 的二维仿真结果。从图 6 可明显看出,随着脉冲持 续时间的增加,焦点纵向尺寸逐渐变长且逐渐接近 连续正弦波,焦点横向尺寸无明显变化,但其旁瓣的 峰值随着脉冲时间的增加逐渐增大,并且焦域的声 压值有微小的增强。

2.1.1 换能器纵向声场变化

图 7 给出了凹球面聚焦换能器在 n = 3,10,20 的 脉冲和连续正弦波下的焦点的纵向声场分布,选择 焦点处声压到达最大值的时刻作为每个激励电压下 的焦点纵向声场分布的曲线,与图 3 的数值计算结 果一致。脉冲信号随 n 值的增加,焦点大小出现明显 变化,焦点的纵向尺寸逐渐增加且逐渐接近连续正 弦波激励结果。

2.1.2 换能器横向声场变化

图 8 给出了凹球面聚焦换能器在 n = 3,10,20 的 脉冲和连续正弦波下的焦点的横向声场分布,选择 焦点处声压到达最大值的时刻作为每个激励电压下 的焦点横向声场分布的曲线。焦点横向声场分布主 瓣与连续正弦波激励结果一致,无明显变化,但旁瓣 峰值有所增加,因此主瓣峰值和旁瓣峰值的比值随 n 值增加而减小,且旁瓣的数量逐渐增加,经计算不同 激励电压下焦域的 –6 dB声场宽度均约为 1.34 mm。

2.2 轴向声场声压值随时间变化

图 9 给出了 n = 3,10,20 时脉冲第一次到达不同 位置时的声压值随时间变化的曲线并与计算值进行 比较,由于仿真结果是由电压激励压电材料的结果, 而计算结果是没有考虑这一过程直接采用声压进行 计算,因此仿真与计算结果的声压值符号相反,且仿 真中声波到达焦点的时间与计算结果相比稍有差异, 但信号随时间变化的规律一致。







图 7 分别采用脉冲和连续正弦波作为激励电压得到的焦点的轴向声场分布 (a) *n* = 3, 脉冲; (b) *n* = 10, 脉冲; (c) *n* = 20, 脉冲; (d) 正 弦波



图 8 分别采用脉冲和连续正弦波作为激励电压得到的焦点的横向声场分布 (a) *n* = 3, 脉冲; (b) *n* = 10, 脉冲; (c) *n* = 20, 脉冲; (d) 正 弦波



图 9 聚焦超声换能器中心轴上不同位置声压随时间变化仿真及计算结果比较 (a) n = 3; (b) n = 10; (c) n = 20

3 换能器声场的实验测试

实验中使用的聚焦超声换能器如图 10(a) 所示, 其中心频率 $f_0 = 2$ MHz, 开口半径 a = 10 mm, 焦距 F = 25 mm。如图 10(b) 所示,该实验应用信号发生 器产生峰值为 ±0.1 V(图 11(a)),持续时间分别为



图 10 聚焦超声换能器声场测量实验 (a)聚焦超声换能器实物; (b) 声场测量实验示意图



图 11 信号发生器和功率放大器输出信号 (n = 10) (a) 信号 发生器产生的电压值; (b) 功率放大器放大后电压值

3/f₀, 10/f₀, 20/f₀的脉冲(即 n = 3,10,20)和连续正 弦电压激励信号,经功率放大器放大后输入换能器, 放大器增益约为57.8 dB(图 11(b)),每10 ms激励一 次,随后用水听器接收信号并采用前置放大器将信 号放大40 dB通过示波器显示。实验中记录了距换 能器25 mm(焦点)、20.8 mm和31.9 mm(数值计算中 -6 dB位置)处的信号,并根据示波器显示的电压值, 调节水听器位置使水听器接收声压值为焦点处的一





图 12 聚焦超声换能器中心轴上不同位置声压随时间变化实验及仿真结果比较 (a) *n* = 3; (b) *n* = 10; (c) *n* = 20; (d) 正弦 波激励

半(-6dB)并记录该数据,将数据处理后即得到实验结果。

实验测量结果如图 12 所示。当 n = 3,10 时 (图 12(a)(b)), 焦点和-6 dB处声信号几乎不在同一时 间存在,且当n=3水听器接收到的声信号明显减小, 可能与脉冲时间过短对压电材料的激励不充分导致; 当n=20时(图 12(c)),部分时间段内焦点和-6dB处 声信号同时不为 0; 当激励信号为连续正弦波时 (图 12(d)), 焦点和-6 dB处声信号也为连续声波, 因 此能够在时间上充分叠加,但25mm处声压幅值最 大,另外两个接收点其声压幅值约为25mm处的一 半。将实验与仿真结果进行比较(图 12(a)(b)(c)),由 于实验条件限制使得初始条件无法与仿真完全一致, 两者的幅值无法比较,且实验时电压激励信号并非 t=0时产生,因此须调整仿真结果时间轴使电压激 励时间与之对应。实验与仿真结果中声压随时间的 相对变化基本一致,但实验采用的换能器对称轴上 声场-6dB位置与仿真结果相比离焦点更远,分别为 17.46 mm 和 32.42 mm, 可能与换能器的凹球面实际 非理想的球面以及凹球面边界振动受限有关。

4 结论

本文对凹球面聚焦换能器聚焦声场进行了理论 计算,并进行了仿真和实验验证,分析了不同脉冲持 续时间的脉冲信号和连续正弦波信号作为激励信号 对换能器横向声场和纵向声场特性的影响。结果表 明,脉冲持续时间对于换能器横向声场的焦点尺寸 没有影响,但随着脉冲持续时间的增加,横向声场的 旁瓣幅值增加,与连续脉冲波作为声信号相比换能 器横向声场的焦点尺寸没有明显变化;随着脉冲持 续时间的增加,换能器纵向声场的焦点尺寸增加,且 逐渐与连续正弦波下的换能器焦点尺寸接近。

在低强度聚焦超声脉冲神经调控中,需对颅脑 内不同区域进行超声刺激,不同区域大小不同,为实 现精准聚焦须根据区域大小调节脉冲持续时间。此 外,在超声检测中,若需要更高的分辨率,则可考虑 选择更短的脉冲时间。因此在应用聚焦换能器时, 须根据实际应用场景对分辨率和声能量的要求选择 合适的激励脉冲,以取得较好的效果。

参考文献

- 李柯蓉, 孟繁媛, 罗凯旋, 等. 聚焦超声治疗神经病理性疼痛的 研究进展. 转化医学杂志, 2024; 13(2): 296-300
- 2 Pałyga I, Pałyga R, Młynarczyk J, *et al.* The current state and future perspectives of high intensity focused ultrasound (HIFU) ablation for benign thyroid nodules. *Gland Surg.*, 2020; 9(S2): S95–S104
- 3 林成.基于有限元的高强度聚焦超声声场的研究.科技与创新, 2017;8:21-23
- 4 臧金惠,郑禕婧,郑元义. 经颅低强度聚焦超声在中枢神经调控 中的研究进展. 临床超声医学杂志, 2022; 24(11): 864-866
- 5 Fomenko A, Neudorfer C, Dallapiazza RF, *et al.* Low-intensity ultrasound neuromodulation: An overview of mechanisms and emerging human applications. *Brain Stimul.*, 2018; **11**(6): 1209– 1217
- 6 Lin Z, Meng L, Zou J, *et al.* Non-invasive ultrasonic neuromodulation of neuronal excitability for treatment of epilepsy. *Theranostics*, 2020; **10**(12): 5514–5526
- 7 Riis T S, Feldman D A, Vonesh L C, *et al.* Durable effects of deep brain ultrasonic neuromodulation on major depression: A case report. *J. Med. Case Rep.*, 2023; **17**(1): 449
- 8 Samuel N, Ding M Y R, Sarica C, *et al.* Accelerated transcranial ultrasound neuromodulation in Parkinson's disease: A pilot study. *Mov. Disord.*, 2023; **38**(12): 2209–2216
- 9 Monti M M, Schnakers C, Korb A S, et al. Non-invasive ultrasonic thalamic stimulation in disorders of consciousness after severe brain injury: A first-in-man report. *Brain Stimul.*, 2016; 9(6): 940–941

- 10 武志慧, 曲妮娜, 曹小丽. 超声分子探针在肿瘤精准治疗中的应 用进展. 山东医药, 2023; 63(25): 103-106
- 11 Ning G, Zhang X, Zhang Q, et al. Real-time and multimodality image-guided intelligent HIFU therapy for uterine fibroid. *Ther*anostics, 2020; **10**(10): 4676–4693
- 12 Hu Y, Wei J, Shen Y, et al. Barrier-breaking effects of ultrasonic cavitation for drug delivery and biomarker release. Ultrason. Sonochem., 2023; 94: 106346
- 13 张军, 王月兵. 高频聚焦球冠阵焦平面声场分布. 声学技术, 2007; 26(5): 1070-1072
- 14 刘欣,曾吕明.半凹形聚焦超声换能器声场特性分析.机电工程 技术,2024;53(11):5-8
- 15 刘海楠,赵鹏,叶晓同,等.基于近场声全息的聚焦换能器声场

测量方法研究. 计量学报, 2021; 42(6): 780-784

- 16 史学豹,赵纯亮,宋柯,等.脉冲高强度聚焦超声参数设置与焦 点声压的关系.世界科技研究与发展,2012; 34(6):1000-1003
- Zhou Y. Theoretically estimating the acoustic intensity of high-intensity focused ultrasound (HIFU) using infrared thermography. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 2020; 67(6): 1159–1165
- 18 王鸿樟. 换能器聚焦与系统. 上海: 上海交通大学出版社. 1996: 169-198
- 19 张海澜. 理论声学. 第2版. 北京: 高等教育出版社. 2017: 20-31
- 20 钱盛友, 邢达. 凹球面聚焦脉冲声场特征的分析. 声学技术, 2000; **19**(4): 205-207