

运动界面上反射超声散斑空间运动的研究*

朱鸿茂¹⁾ 郑伟花¹⁾ 黄忠文¹⁾ 朱成²⁾

¹⁾ 华中科技大学力学系, 武汉 430074)

²⁾ 华中科技大学电子与信息工程系, 武汉 430074)

(2003 年 8 月 1 日收到 2003 年 10 月 14 日收到修改稿)

在 Kirchhoff 衍射理论的基础上, 应用随机信号相关原理, 推导了作刚体运动的界面上反射超声散斑在空间运动时, 保持其复振幅相关的必要条件. 由此得到超声散斑的空间运动公式. 界面、超声散斑和超声接收探头之间的相对运动, 导致界面孔径的改变. 分析表明, 在保持界面孔径相关的条件下, 界面所允许的最大平移量和转角值, 与声源位置、接收用聚焦探头的数值孔径、超声入射角以及观察角有关. 应用数字相关技术和三维扫描信号采集系统, 根据散斑场子集相关系数的单峰性质, 对超声散斑空间运动公式进行了实验验证. 实验结果表明, 理论分析所得的结论是正确的.

关键词: 超声散斑, 相关原理, 空间运动

PACC: 4335, 4225H

1. 引 言

超声散斑^[1]与激光散斑现象^[2]在 20 世纪 70 年代初几乎同时被人们注意到. 但在其后人们对后者的研究远比前者广泛和深入, 例如, 开展了对动态部分相干光散斑特性的研究^[3], 以及发明了超声调制激光散斑层析新技术^[4]等. 至今在对激光散斑特性充分认识基础上所建立的激光散斑干涉计量术, 已被大量地应用于科学研究和工业检测中^[5,6]. 与此相比, 人们对超声散斑的研究则还主要集中在医学超声中, 特别是在 B 超成像分析中^[7-9].

超声入射在粗糙界面上, 其反射波相互干涉所形成的超声散斑, 与超声入射至生物体内在传播过程中不断散射所形成的超声散斑有所不同. 在对反射波干涉形成的超声散斑的研究基础上, 人们有可能根据界面反射超声散斑的特性来评估界面情况, 例如对界面粗糙度进行非接触式评估. 更重要的是, 由于超声不仅在气体、液体中传播, 它还可在固体内部传播, 因此它可应用于直接对固体内部界面进行各种测量, 这对于激光技术是难以实现的. 此外, 超声传播受尘、雾等环境影响相对较少, 因此可在恶劣环境中应用. 以上所述可见, 设想中的超声散斑干涉

计量术^[10]将比激光散斑干涉计量术具有更多的突出优点. 但要建立这种新的计量技术, 除了对界面反射超声散斑的统计特性进行研究外^[11,12], 还需对其随界面变形而运动的规律进行研究. 作为第一步, 本文将应用相关原理对粗糙界面作刚体位移(包括平移和转动)时反射空间中超声散斑的运动进行理论分析, 并且在实验中应用数字相关技术进行测量分析, 对理论分析的结果进行实验验证.

2. 理论分析

2.1. 坐标设置

为定量分析界面反射超声散斑运动规律, 在空间和界面上分别建立空间直角坐标系 $O-XYZ$ 和界面直角坐标系 $O'-X'Y'Z'$, 在界面位移前它们相重合, 如图 1 所示. 发射声源 E 位于 $Y-Z$ 平面上, $i = \angle EOZ$ 为入射角. 再在观察空间建立直角坐标系 $O_1-\xi\eta\zeta$, $\xi-\eta$ 平面位于接收散斑信号所用的聚焦探头 R 的焦平面上, 探头 R 的焦距和端面直径分别为 F 和 Φ . O_1 位于 $Y-Z$ 平面上, $O_1\xi$ 平行于 OX , $O_1\eta$ 与 $O_1\zeta$ 方向一致, $\theta = \angle O_1OZ$ 为观察角. i 和 θ 均为小量.

* 国家自然科学基金(批准号: 10074017)和教育部教育振兴行动计划资助的课题.

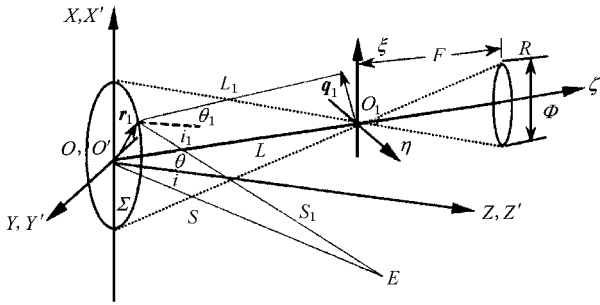


图 1 空间和界面坐标设置示意图

2.2. 散斑运动

根据 Kirchhoff 平面屏幕衍射理论^[13], 位于观察空间中 q_1 处的超声散斑的复振幅为

$$\dot{A}(q_1) = \iint_{-\infty}^{\infty} P(r_1) \dot{A}(r_1) \frac{\exp(jkL_1)}{L_1} dx dy, \quad (1)$$

式中 $k = 2\pi/\lambda$, λ 是超声波长; $L_1 = |q_1 r_1|$, $r_1 = xi + yj$; $P(r_1)$ 是探头 R 接收的超声声束所覆盖的界面区域 Σ 的孔径函数, 有

$$P(r_1) = \begin{cases} 1 & (r_1 \text{ 在 } \Sigma \text{ 内}), \\ 0 & (r_1 \text{ 在 } \Sigma \text{ 外}), \end{cases} \quad (2)$$

式中

$$[M] = \begin{pmatrix} \cos\beta \cos\gamma & \cos\beta \sin\gamma & -\sin\beta \\ \sin\alpha \sin\beta \cos\gamma - \cos\alpha \sin\gamma & \cos\alpha \cos\gamma - \sin\alpha \sin\beta \sin\gamma & \sin\alpha \cos\beta \\ \cos\alpha \sin\beta \cos\gamma + \sin\alpha \sin\gamma & \cos\alpha \sin\beta \sin\gamma - \sin\alpha \cos\gamma & \cos\alpha \cos\beta \end{pmatrix},$$

$$[T] = \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix}.$$

界面位移后, 观察空间坐标系 $O'-\xi\eta\zeta$ 中 q_2 位置上的超声复振幅 $\dot{A}(q_2)$ 为

$$\dot{A}(q_2) = \frac{1}{j\lambda} \iint_{-\infty}^{\infty} P(r'_2) D(r'_2) \times \frac{\exp[jk(S_2 + L_2)] \cos i_2 + \cos\theta_2}{S_2 L_2} dx' dy', \quad (5)$$

式中

$$S_2 = |Er'_2|, \quad L_2 = |q_2 r'_2|, \quad r' = x'i' + y'j';$$

i_2 和 θ_2 分别是 S_2 和 L_2 与界面法线的夹角, 且同样在小区域内有 $i_2 \approx i, \theta_2 \approx \theta$. 这样界面位移前后观察空间中散射声场的相关函数就是

以及 $\dot{A}(r_1)$ 是界面声场复振幅, 并有

$$\dot{A}(r_1) = \frac{D(r_1) \exp(jkS_1) \cos i_1 + \cos\theta_1}{j\lambda S_1} \quad (3)$$

式中 $S_1 = |Er_1|$, $D(r_1)$ 是圆对称复高斯型随机变量, 它取决于界面的散射特性, i_1 和 θ_1 分别是 S_1 和 L_1 与界面法线的夹角, 在小区域内有 $i_1 \approx i, \theta_1 \approx \theta$. 设界面在空间沿 X, Y, Z 方向分别有微小平移 u, v, w , 以及绕 X, Y, Z 轴分别有微小转角 α, β, γ . 这时对于固定在界面上的某一点, 在界面位移前相对空间坐标系 $O-XYZ$ 所处的位置

$$r = \begin{pmatrix} x \\ y \\ 0 \end{pmatrix},$$

与界面位移后相对界面坐标系 $O'-X'Y'Z'$ 所处的位置

$$r' = \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ 0 \end{pmatrix}$$

有如下关系:

$$r' = [M]r - [M]T, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \overline{A \dot{A}(q_1) \dot{A}^*(q_2)} &= \frac{1}{\lambda^2} \iiint_{-\infty}^{\infty} \langle P(r_1) P(r'_2) \rangle \\ &\times \langle D(r_1) D^*(r'_2) \rangle \\ &\times \frac{\exp\{-j k [(S_2 + L_2) - (S_1 + L_1)]\}}{S_1 S_2 L_1 L_2} \\ &\times \left(\frac{\cos i + \cos\theta}{4} \right) dx dy dx' dy', \end{aligned} \quad (6)$$

式中 $*$ 表示共轭运算, $\langle \cdot \rangle$ 表示系综平均. 当界面十分粗糙时, 有如下近似:

$$\langle D(r_1) D^*(r'_2) \rangle = C \delta(r_1 - r'_2), \quad (7)$$

式中 C 是大于零的实常数, $\delta(\cdot)$ 是二维狄拉克函数. (7) 式的意义在于

$$\langle D(\mathbf{r}_1)D^*(\mathbf{r}'_2) \rangle = \begin{cases} C & (\mathbf{r}'_2 = [M]\mathbf{r}_2 - [M\mathbf{I}T]), \\ 0 & (\mathbf{r}'_2 \neq [M]\mathbf{r}_2 - [M\mathbf{I}T]). \end{cases} \quad (8)$$

将(8)式代入(6)式,有

$$\begin{aligned} R\{\dot{A}(\mathbf{q}_1)\dot{A}^*(\mathbf{q}_2)\} &= \frac{C}{\lambda^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \langle P(\mathbf{r}_1)P([M]\mathbf{r}_2 - [M\mathbf{I}T]) \rangle \frac{\exp\{-jK(S_2 + L_2) - (S_1 + L_1)\}}{S_1 S_2 L_1 L_2} \\ &\quad \times \frac{(\cos i + \cos \theta)^2}{4} dx dy. \end{aligned} \quad (9)$$

当(9)式积分号内被积函数为实数时,即

$$(S_2 + L_2) - (S_1 + L_1) = 0, \quad (10)$$

这时 $R\{\dot{A}(\mathbf{q}_1)\dot{A}^*(\mathbf{q}_2)\}$ 取极大值. 即这种情况下界面位移前后各自产生的散斑场具有最大的相似性.

(10)式与伍小平等^[14]研究激光散斑运动的推出条件相一致,而避免了该文中争议的同—性条件,并由此得到与激光散斑相一致的超声散斑空间运动规律

$$\begin{aligned} U &= K(\cos i + \cos \theta)\beta + K(\sin i - \sin \theta)\gamma + u\left(1 + \frac{L}{S}\right), \\ V &= -L\left(1 + \frac{\cos i}{\cos \theta}\right)\alpha + v\left(\cos \theta + \frac{L\cos^2 i}{S\cos \theta}\right) + w\left(\frac{L\sin i \cos i}{S\cos \theta} - \sin \theta\right), \\ W &= v\left(\sin \theta - \frac{L^2}{S^2}\sin i\right) + w\left(\cos \theta + \frac{L^2}{S^2}\cos i\right), \end{aligned} \quad (11)$$

式中 U, V, W 分别是超声散斑在观测空间中沿 ξ, η, ζ 方向上的位移, $L = OO_1, S = OE$.

2.3. 散斑场相关函数极值的变化

(9)式积分号内的 $\langle P(\mathbf{r}_1)P([M]\mathbf{r}_2 - [M\mathbf{I}T]) \rangle$ 和 $\frac{(\cos i + \cos \theta)^2}{4}$ 这两项决定了相关函数 $R\{\dot{A}(\mathbf{q}_1)\dot{A}^*(\mathbf{q}_2)\}$ 极大值的取值,但前者的影响更大. $\langle P(\mathbf{r}_1)P([M]\mathbf{r}_1 - [M\mathbf{I}T]) \rangle$ 表示位移前后反映界面有效孔径重合程度的自相关函数.

如图2所示,位移前 R 所覆盖的界面孔径 Σ 是一个长短轴分别为 $\frac{L\phi}{F\cos\theta}$ 和 $\frac{L\phi}{F}$ 的椭圆,其中心在 O 上,长轴和短轴分别在 OY 和 OX 轴上. R 所接收的散斑是由该区域散射波干涉所形成. 当界面沿 X 轴平移 u 时,根据(11)式,空间散斑将在 $O_1\xi$ 方向平移 $U = u(1 + L/S)$,跟踪该散斑的探头 R 也将沿 $O_1\xi$ 方向平移 U ,从而 R 所覆盖的界面孔径在 X 方向也要平移 $u(1 + L/S)$ 而至 Σ' 位置,这样界面孔径平移量 U 与界面平移量 u 之差等于 uL/S . 当位移前后界面孔径的重合区域减少至孔径面积的 $1/e$ 时,相应的这两个孔径上所形成的散斑场被认为互不相关. 据此准则,可计算得到在保持界面位移前后各自有效孔径所形成的散斑场相关的条件下,界面在 X

方向位移的最大值 u_{\max} , 以及根据同样原理,界面在 Y, Z 方向上最大位移量 v_{\max}, w_{\max} 和绕 OX, OY, OZ 轴转角的最大值 $\alpha_{\max}, \beta_{\max}, \gamma_{\max}$ 分别为

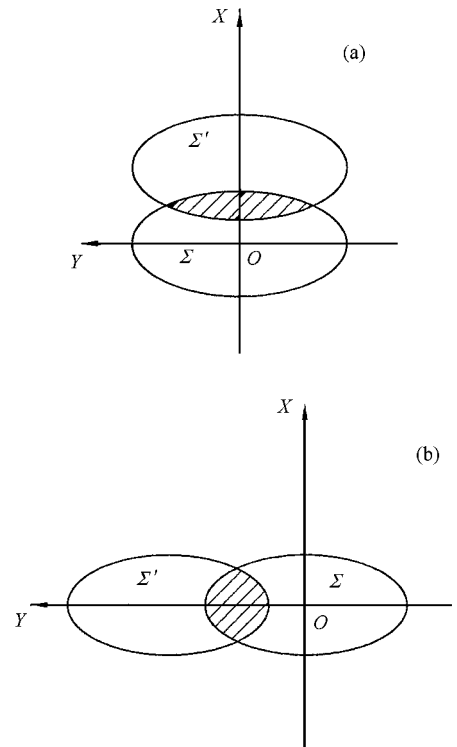


图2 位移前后界面孔径位置的变化 (a)界面向 X 方向平移 (b)界面向 Y 方向平移

$$\begin{aligned}
 u_{\max} &= 0.52 \frac{\phi}{F} S, \\
 v_{\max} &= 0.52 \frac{\phi}{F} \frac{LS^2}{(S^2 \cos^2 \theta - S^2 \sin^2 \theta + LS \cos^2 i + L^2 \sin i \sin \theta - S^2) \cos \theta}, \\
 w_{\max} &= 0.52 \frac{\phi}{F} \frac{LS^2}{(LS \sin i \cos i - L^2 \cos i \sin \theta - 2S^2 \sin \theta \cos \theta) \cos \theta}, \\
 \alpha_{\max} &= 0.52 \frac{\phi}{F} \frac{1}{(\cos i + \cos \theta) \cos \theta}, \\
 \beta_{\max} &= 0.52 \frac{\phi}{F} \frac{1}{\cos i + \cos \theta}, \\
 \gamma_{\max} &= 0.52 \frac{\phi}{F} \frac{1}{\sin i - \sin \theta}.
 \end{aligned} \tag{12}$$

从(12)式可见,声源 S 越远,聚焦探头的数值孔径 ϕ/F 越大,超声入射角 i 和观测角 θ 越小,在保持散斑场相关的前提下,界面的位移和转角的最大值就越大。

3. 实 验

3.1. 基本原理和过程

对于(11)式的结论须由实验予以验证。注意到超声散斑的物理性质与激光散斑有所不同,因此验证散斑运动规律的实验基本过程也不相同。其一,人们难以在空间对运动前后的界面反射超声散斑场加以直接的整体观察测量,而人们可将运动前后的激光散斑场直接曝光在同一照相底版上,或用 CCD 记录观察面上的全场光强,然后测量出激光散斑的运动。其二,超声脉冲单色性差,界面上反向散射波干涉所形成的散斑,其强度是超声带宽内各种频率干涉波声强的算术和,所以用跟踪强度保持不变的散斑的方法来测量超声散斑运动,具有很大的误差,甚至是不合理的。对激光散斑而言,由于其单色性极好,所以可较简单地用直接跟踪强度保持不变的散斑的方法来测量散斑运动。

鉴于上述原因,本文将应用数字相关原理来实验测量超声散斑运动。其基本过程是,首先,接收散

斑信号的聚焦探头 R 对观察空间中包含某一散斑点的子空间进行三维步进扫描。将每次步进后所接收到的信号进行离散快速傅里叶变换(DFFT),记录该信号中心频率谐波的振幅值。所有被记录的数据组成一个三维向量,该向量严格地反映了单色波在空间干涉的结果。然后,给界面以已知位移,根据(11)式计算出该散斑点新的空间位置,让 R 对包含该点的子空间再次进行三维扫描,接收信号经处理后得到一个新的三维向量。最后,将这两个三维向量进行相关运算,根据所得的相关系数是否为极值来验证(11)式的正确性。

3.2. 数字相关实验原理

数字相关技术(DCT)最早由 Peters, Ranson^[15]和山口一郎^[16]相互独立提出,它通过对物体表面变形前后光强分布图进行相关运算来确定物面的变形。其后,许多学者在 DCT 的研究和应用方面开展了许多工作,相继提出了相关搜索法^[17]、相关分析法^[18]、十字搜索法^[19]和非常应变相关方法^[20]等技术。总括起来,它们的目的是为了减少计算时间和提高测量精确度。设物面位移前子集 A 的散斑场的振幅分布为 $f(x_i, y_j, z_k)$,物面位移后子集 B 的散斑场的振幅分布 $g(x'_i, y'_j, z'_k)$,子集内各点位移可认为相同。 A 和 B 的相关系数定义为

$$\alpha(u, v, w) = \frac{\sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^m \sum_{k=1}^m [f(x_i, y_j, z_k) - \bar{f}] \cdot [g(x'_i, y'_j, z'_k) - \bar{g}]}{\sqrt{\sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^m \sum_{k=1}^m [f(x_i, y_j, z_k) - \bar{f}]^2} \sqrt{\sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^m \sum_{k=1}^m [g(x'_i, y'_j, z'_k) - \bar{g}]^2}}, \tag{13}$$

式中

$$x'_i = x_i + u,$$

$$\begin{aligned}
 y'_j &= y_j + v, \\
 z'_k &= z_k + w, \\
 \bar{f} &= \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^m \sum_{k=1}^m f(x_i, y_j, z_k) \nu m^3 \\
 \bar{g} &= \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^m \sum_{k=1}^m g(x'_i, y'_j, z'_k) \nu m^3
 \end{aligned}$$

并有

$$\alpha(u, v, w) = \begin{cases} 1 & (A \text{ 和 } B \text{ 相关}), \\ 0 & (A \text{ 和 } B \text{ 不相关}). \end{cases} \quad (14)$$

注意到 $\alpha(u, v, w)$ 是一个具有单峰值的三维函数, 当分别保持 v 和 w , w 和 u 以及 u 和 v 不变时, $\alpha(u), \alpha(v)$ 和 $\alpha(w)$ 分别是一维正态曲线^[21], 并且当子集 A 和子集 B 相关时, $\alpha(u), \alpha(v)$ 和 $\alpha(w)$ 各取得一维正态曲线的峰值. 此外, 还注意到本文的实验目的是验证文中(11)式的正确性, 不要求根据一般空间散斑运动反演出界面的变形量, 从而不必进行非常耗时的三维搜索. 所以, 根据上述曲线 $\alpha(u), \alpha(v)$ 和 $\alpha(w)$ 的单峰特点, 先在空间某指定点 $A(x, y, z)$ 的邻域上进行散斑信号采集, 在给予物面一个已知的三维刚体位移后, 根据(11)式, 计算出 A 点散斑运动到 B 点的空间位置 (x', y', z') ; 再在 B 的邻域上进行信号采集, 然后根据(13)式对子集 A 和子集 B 的散斑振幅三维空间向量进行相关运算, 求得相关系数 C 值. 然后, 在以 $B_{\Delta u}(x' + \Delta u,$

$y', z')$ 为中心的邻域上进行信号采集. 同样根据(13)式计算子集 A 和子集 $B_{\Delta u}$ 的相关系数 $C_{\Delta u}$, 如果本文(11)式是正确的, 应有 $C_{\Delta u} < C$, 其中 Δu 为任意实数. 根据相同的道理, 分别以 $B_{\Delta v}(x', y' + \Delta v, z')$ 和 $B_{\Delta w}(x', y', z' + \Delta w)$ 为中心的邻域上进行信号采集并计算与子集 A 的相关系数, 相应地也应有 $C_{\Delta v} < C$ 和 $C_{\Delta w} < C$, 其中 $\Delta v, \Delta w$ 为任意实数.

3.3. 系统和测量

实验系统如图3所示, 测量在水中进行. 长方体硬铝试件的上表面加工成粗糙形状. 纵波发射探头 $T(\phi 8 \text{ mm}, f = 2.5 \text{ MHz})$ 的轴线与试件上表面的法线的夹角 $i = 20^\circ$, T 的半发散角为 5.18° , 探头 T 置于试件表面上方 50 mm 处, 相当于声源位置 $S = 97.3 \text{ mm}$. 接收用聚焦探头 $R(\phi 20 \text{ mm}, f = 2.5 \text{ MHz}, F = 40 \text{ mm})$ 的轴线与试件上表面的法线的夹角 $\theta = 10^\circ$. T 与 R 的轴线相交于试件表面上直角坐标的原点 O 处, 且与表面法线同位于 $Y-Z$ 平面, 但分居法线两侧. R 聚焦于试件表面上方 12 mm 的 A 点上, A 的坐标则为 $(0, -2.08, 12)$. T 保持固定; R 与精密电控平移台 MTS113 相连接, 由步进电机 M_x 和 M_y 驱动, 可分别沿 X, Y 方向平移, 分辨率为 $1.6 \times 10^{-4} \text{ mm}$. R 沿竖直方向 Z 的平移由手控平移台操纵, 分辨率为 $5 \times 10^{-4} \text{ mm}$.

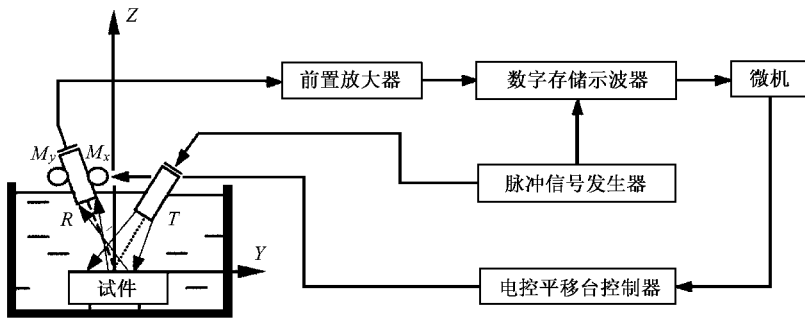


图3 界面反射超声散斑空间运动测量系统示意图

使 R 在空间逐层扫描 $7 \times 7 \times 7$ 个测点, 步长均为 0.8 mm , 这些测点所构成的正方体的棱分别平行于 X, Y, Z 轴, 且 A 位于该正方体的中心. 在每个测点上 R 所接收的散斑信号经放大、A/D 转换、输入微机后进行 DFFT 运算, 获得中心频率为 2.5 MHz 谐波的振幅分量. 再对所有测点相邻两点的中点, 包括相邻对角两点中点的振幅值给予线性插值, 从而得到子集 A 的振幅三维向量 $\{(x_i, y_j, z_k) | i, j, k = 1,$

$2, \dots, 13\}$. 给试件一刚体位移, 使其坐标原点 O 沿 X, Y, Z 方向分别平移, 有 $u = 2 \text{ mm}, v = 2 \text{ mm}, w = 3 \text{ mm}$; 并分别绕 OX, OY, OZ 轴旋转, 有 $\alpha = 8.7 \times 10^{-2} \text{ rad}, \beta = 4.4 \times 10^{-2} \text{ rad}, \gamma = 7.0 \times 10^{-2} \text{ rad}$. 根据(11)式可计算出位于 A 处的散斑的空间位移 $U = 3.42 \text{ mm}, V = -0.28 \text{ mm}, W = 3.33 \text{ mm}$, 从而该点散斑将运动至位于 $(3.42, -2.36, 15.33)$ 的 B 点. 平移 R , 使之聚焦于 B , 并以 B 为中心同样在空间逐层扫描

$7 \times 7 \times 7$ 个测点, 信号经上述相同的处理后, 得到子集 B 的振幅三维向量 $\{g(x'_i, y'_j, z'_k); i, j, k = 1, 2, \dots, 13\}$. 将 $f(x_i, y_j, z_k)$ 和 $g(x'_i, y'_j, z'_k)$ 代入(13)式进行相关运算, 计算得子集 A 和子集 B 的相关系数 $C = 0.62$.

将 R 分别聚焦于 $(3.42 + n \times 2.00, -2.36, 15.33)$ 的 B_1, B_2, B_3, B_4 处, 其中 $n = -2, -1, 1, 2$. 经与上述同样的扫描、信号处理和相关运算, 计算得各个子集 $B_k (k = 1, \dots, 4)$ 与子集 A 的相关系数分别为 $C_1 = 0.21, C_2 = 0.48, C_3 = 0.50, C_4 = 0.25$. 再将 R 分别聚焦于 $(3.42, -2.36 + n \times 2.00, 15.33)$ 的 B_5, B_6, B_7, B_8 处和 R 分别聚焦于 $(3.42, -2.36, 15.33 + n \times 2.00)$ 的 $B_9, B_{10}, B_{11}, B_{12}$ 处, 其中 $n = -2, -1, 1, 2$. 又经同样的扫描、信号处理和相关运算, 计算得各个子集 $B_k (k = 5, \dots, 12)$ 与子集 A 的相关系数分别为 $C_5 = 0.24, C_6 = 0.43, C_7 = 0.48, C_8 = 0.23, C_9 = 0.32, C_{10} = 0.54, C_{11} = 0.51, C_{12} = 0.29$.

综合上述实验结果, 有 $C_k < C, k = 1, 2, \dots, 12$. 从而证实文中的(11)式是正确的.

4. 结 论

本文在 Kirchhoff 平面屏幕衍射理论的基础上, 应用随机信号相关原理, 推导了界面反射超声散斑场随界面运动前后它们的复振幅仍保持相关的基本条件, 从而获得与激光散斑相一致的超声散斑空间运动规律. 超声散斑在空间运动后, 跟踪和接收该散斑的聚焦探头也随之运动, 这使接收探头所覆盖界面的孔径发生改变, 从而导致空间散斑相关性的变化. 在保持界面孔径相关的条件下, 本文又推导了界面在各方向所允许的平移量和转角的最大值. 结果表明, 声源距界面中心越远, 聚集探头的数值孔径越大, 超声的入射角和观测角越小, 界面所允许的平移和转角就越大. 作者建立了三维步进扫描实验系统, 应用数字相关技术对描述超声散斑空间运动的理论公式进行了实验验证. 根据散斑场子集相关系数的单峰性质, 经大量的信号测试、数据处理和相关运算, 实验结果表明理论公式是正确的.

- [1] Daity J C 1975 *Laser Speckle and Related Phenomena*(New York : Springer-Verlag)
- [2] Abbott J G , Thurstone F L 1979 *Ultra . Imag .* **1** 303
- [3] Teng S Y , Cheng C F , Liu M *et al* 2003 *Acta Phys . Sin .* **52** 316 (in Chinese) [滕树云、程传福、刘 曼等 2003 物理学报 **52** 316]
- [4] Li J , Ku G , Wang L V 2002 *Appl . Opt .* **41** 6030
- [5] Kato A 2000 *Opt . Laser Eng .* **5** 323
- [6] Li E B , Tien A K , Wang K F 2003 *Opt . Comm .* **1—6** 1
- [7] Dutt V , Greenleaf J F 1995 *Ultra . Imag .* **17** 251
- [8] Yeung F , Levinson S F , Parker K J 1998 *Ultra . Med . Biol .* **24** 427
- [9] Chang R F , Wu W J , Chen D R 2003 *Ultra . Med . Biol .* **29** 801
- [10] Hong Z K , Han J B 1997 *Ultrasonics* **35** 329
- [11] Zhu H M , Liu Y H , Hu P *et al* 2002 *Acta Acustica* **27** 213 (in Chinese) [朱鸿茂、刘永辉、胡 鹏等 2002 声学学报 **27** 213]
- [12] Zhu H M , Wu Y Y , Huang Z W *et al* 2003 *Acta Phys . Sin .* **52** 1438 (in Chinese) [朱鸿茂、吴艳阳、黄忠文等 2003 物理学报 **52** 1438]
- [13] Goodman J W 1968 *Introduction to Fourier Optics*(New York : McGraw-Hill)
- [14] Wu X P , He S P , Li Z C 1980 *Acta Phys . Sin .* **29** 1142 (in Chinese) [伍小平、何世平、李志超 1980 物理学报 **29** 1142]
- [15] Peters W H , Ranson W F 1982 *Opt . Eng .* **21** 427
- [16] Yamaguchi I 1982 *Opt . Acta* **28** 1359
- [17] Sutton M A , Cheng M Q 1988 *Imag . Vision Comp .* **4** 145
- [18] Gao J X , Zhou X G 1995 *Acta Mech . Sin .* **27** 724 (in Chinese) [高建新、周辛庚 1995 力学学报 **27** 724]
- [19] Rui J B , Jin G C , Xu B Y 1994 *Acta Mech . Sin .* **26** 599 (in Chinese) [芮嘉白、金观昌、徐秉业 1994 力学学报 **26** 599]
- [20] Ji H W , Qin Y W , Lu H 2001 *J . Exp . Mech .* **16** 49 (in Chinese) [计宏伟、秦玉文、陆 华 2001 实验力学 **16** 49]
- [21] Alder H L , Roessler E B 1984 *Introduction to Probability and Statistics*(Beijing : Peking University Press) [in Chinese] [阿尔德 H L , 罗斯勒 E B 1984 概率与统计导论(中译本)北京:北京大学出版社]

Research on spatial motion of ultrasonic speckles back-scattered from an interface in motion *

Zhu Hong-Mao¹⁾ Zheng Wei-Hua¹⁾ Huang Zhong-Wen¹⁾ Zhu Cheng²⁾

¹⁾ (*Department of Mechanics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China*)

²⁾ (*Department of Electronic and Information Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China*)

(Received 1 August 2003 ; revised manuscript received 14 October 2003)

Abstract

Based on the Kirchhoff diffraction theory, the necessary condition for keeping the correlation of the complex amplitudes of the ultrasonic speckles back-scattered from an interface in rigid-body motion is deduced by applying the correlation principle. Consequently, the spatial motion formulas of ultrasonic speckles are obtained. The aperture of the interface is changed due to the relative motion of the interface with respect to the speckles and the receiving focus probe. Analysis shows that under the condition of keeping the correlation of the aperture, the values of the maximum translations and the rotation angles of the interface depend on the position of the ultrasound source, the numerical aperture of the focal receiving probe, the ultrasonic incident angle and the observation angle. A three-dimensional scanning system for measuring speckles was set up by the authors. According to the single-peak property of the correlation coefficient of the sub-region pairs of the ultrasonic speckle field, the spatial motion formulas of ultrasonic speckles are verified experimentally by using the digital correlation technique. The experimental result shows that the spatial motion formulas of ultrasonic speckles developed theoretically are correct.

Keywords : ultrasonic speckles, correlation principle, spatial motion

PACC : 4335, 4225H

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10074017) and the Action Plan for Invigorating Education from the Ministry of Education of China.