

各向同性媒质中的扫描电子声显微镜的信号激发^{*}

钱梦碌 彭若龙

(同济大学声学所 上海 200092)

2006 年 11 月 17 日收到

2007 年 3 月 3 日定稿

摘要 在前期研究 (声学学报, 1991; 16(3): 161—169) 的基础上, 建立了改进的热源分布模型。利用积分变换和特征函数展开法, 求解了强度简谐调制的电子束源在各向同性试样中所激发的各种 Lamb 波模式, 以及耦合在试样背面的压电片的电压输出, 并分析了扫描电子声显微镜 (SEAM) 的信号激发机理。结果表明 SEAM 是一种高分辨率的近场成像技术, 它的最佳横向空间分辨率为 $2\sqrt{2}$ 倍的电子束聚焦半径。实验结果表明 SEAM 的空间分辨率可优于 $0.5\ \mu\text{m}$, 小于试样的热扩散长度, 从实验上证实了理论预计的 SEAM 的近场成像特征。

PACS 数: 43.35

Signal generation in an isotropic medium in scanning electron acoustic microscope

QIAN Menglu PENG Ruolong

(Institute of Acoustics, Tongji University Shanghai 200092)

Received Nov. 17, 2006

Revised Mar. 3, 2007

Abstract Based on the research (Acta Acustica (In Chineses), 1991; 16(3): 161–169), an improved model of heat source is set up, the different modes of Lamb wave in an isotropic sample generated by a chopped electron beam at frequency f are obtained with integral transform and normal function expansion method, and the output signal of PZT coupled at the back surface of the sample is found out. The generation mechanism of SEAM signal is discussed. It shows that the SEAM is a near field imaging technique with high spatial resolution and its best lateral spatial resolution is about $2\sqrt{2}a$ (a is the radius of the focused electron beam). Some of experimental results of SEAM images are presented in the paper and it shows that the spatial resolution of SEAM is better than $0.5\ \mu\text{m}$ and smaller than the thermal diffusion length of the sample. Therefore the character of near field imaging in SEAM is also proved experimentally.

引言

自 1980 年由 Brandis 和 Rosencwaig^[1] 以及 Cargill^[2] 分别建立扫描电子声显微镜 (SEAM) 以来, 由于它具有高分辨率、能同时获得试样表面电子显微镜像 (SEM) 和亚表面 SEAM 像以及试样制备简单等优点, 已发展成为一种新的材料表征和亚表面成像技术。

当电子显微镜 (SEM) 中的聚焦电子束的强度以频率 f (几十 kHz 至 5 MHz) 周期调制时, 由于电子与试样之间的非弹性碰撞, 在试样内形成一交变热源。该热源直接激发出声波以及相应的热波。热波经热

— 声模式转换而产生的声波和热源激发的声波, 携带着受辐照区域材料的物理信息被耦合在试样背面的压电晶片检测, 再经锁相放大器放大后输入成像系统。当电子束作二维扫描时, 就形成了含有试样表面和亚表面信息的 SEAM 像。为了更好地解释 SEAM 像的物理含义, 至今已对 SEAM 的成像机理作了大量理论和实验研究^[3–8], 对电畴^[9]、半导体材料^[10]、压电材料^[11]等都提出了相应的一维或三维的 SEAM 信号激发理论和利用有限元法对压电片输出的 SEAM 信号进行模拟^[12]。但是由于 SEAM 信号的复杂性, 进一步阐明 SEAM 信号激发机理, 使 SEAM 技术发展成定量的无损评估新技术, 仍是今后研究工作的目标。

^{*} 国家自然科学基金资助项目 (10474073, 10234060)

在以前研究工作的基础上^[5-6], 本文采用了改进的新的热源分布模型, 利用积分变换和特征函数展开法, 求解了薄板试样中的二维温度场, 热弹激发的对称、反对称 Lamb 波和相应的压电片输出的 SEAM 信号, 得到了 SEAM 的最佳空间分辨率的解析表示式。同时, 还讨论了 SEAM 信号的激发机理, 分析了 SEAM 具有高空间分辨率的近场成像的本质。最后给出部分 SEAM 实验结果, 进一步证实了 SEAM 是一种高分辨的近场成像技术的理论预计。

1 温度场

当一束功率为 P_0 、强度以频率 f 调制、焦斑半径为 a 的聚焦电子束入射到厚度为 $2b$ 的试样 $z = -b$ 的表面上 (图 1), 在试样内形成一热功率密度为 Q 的交变热源:

$$Q = \frac{\eta P_0 \beta}{\pi^2 a^2} (z+b) e^{-\beta(z+b) - \frac{r^2}{a^2} - i\omega t}, \quad (1)$$

式中: η 是电子束功率转换为热源功率的效率, $\omega = 2\pi f$, β 是电子衰减系数, $\beta \propto z_0^{-1}$, 而 $z_0(\mu\text{m}) = (\frac{V^{1.43}}{20\rho})$ 是试样的电子透入深度。其中 $V(\text{kV})$ 是电子束加速电压, 而 $\rho(\text{g/cm}^3)$ 是材料密度。

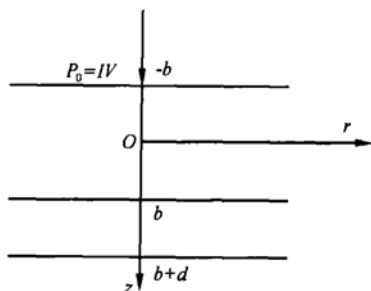


图 1 坐标系

试样内的交变温度 $T(r, z)e^{-i\omega t}$ 满足热传导方程:

$$\nabla^2 T(r, z) - \frac{i\omega}{\alpha} T(r, z) = -\frac{Q(r, z)}{\kappa}, \quad (2)$$

式中: α 和 κ 分别是试样的热扩散率和热导率。由于电子束焦斑半径 a 及热扩散长度 $\mu_T = \sqrt{2\alpha/\omega}$ 均远小于试样的横向尺寸, 所以近似认为试样在 r 方向是无限的。

对式 (2) 作 $r \rightarrow p$ 的零阶 Hankel 变换, 得到:

$$\frac{\partial^2 T^{H_0}(p, z)}{\partial z^2} - \kappa_T^2 T^{H_0}(p, z) = Q^{H_0}(p)(z+b)e^{-\beta(z+b)}, \quad (2a)$$

式中上标 H_0 表示是函数的零阶 Hankel 变换:

$$F^{H_0}(p, z) = \int_0^\infty F(r, z) r J_0(pr) dr,$$

而

$$\kappa_T^2 = p^2 + \frac{i\omega}{\alpha}, \quad Q^{H_0}(p) = Q_0 e^{-\frac{a^2 p^2}{4}}, \quad Q_0 = -\frac{\eta \beta P_0}{2\pi^2 a^2 \kappa}.$$

利用边界条件: $\frac{\partial T^{H_0}}{\partial z} \Big|_{z=-b} = 0, T^{H_0} \Big|_{z=b} = 0$, 得到电子束在试样中激发的交变温度场的 Hankel 变换解:

$$T^{H_0}(p, z) = \{ [A_T + B_T(z+b)] e^{-\beta(z+b)} + D_T e^{-\kappa_T(z+b)} + E_T e^{\kappa_T(z+b)} \} Q^{H_0}(p), \quad (3)$$

式中:

$$\begin{cases} A_T = \frac{2\beta}{(\beta^2 - \kappa_T^2)^2}, & B_T = \frac{1}{\beta^2 - \kappa_T^2}, \\ D_T = \frac{(B_T - A_T \beta) e^{2\kappa_T b} - \kappa_T (A_T + 2b B_T) e^{-2\beta b}}{\kappa_T (e^{2\kappa_T b} + e^{-2\kappa_T b})}, \\ E_T = \frac{-(B_T - A_T \beta) e^{-2\kappa_T b} - \kappa_T (A_T + 2b B_T) e^{-2\beta b}}{\kappa_T (e^{2\kappa_T b} + e^{-2\kappa_T b})}. \end{cases} \quad (3a)$$

通常 SEAM 工作在几十 kHz 到 5 MHz 的范围内, 因此对于电子束和热波而言, 可以近似认为试样是“厚”的, 它满足 $2\beta b \gg 1, 2\kappa_T b \gg 1$. 于是, $E_T \approx 0$, 而 D_T 可简化为:

$$D_T = \frac{(B_T - A_T \beta)}{\kappa_T} = \frac{-(\beta^2 + \kappa_T^2)}{\kappa_T (\beta^2 - \kappa_T^2)^2}. \quad (3b)$$

这样, 电子束源激发的交变温度场的 Hankel 变换解可表示为:

$$T^{H_0}(p, z) = T_0^{H_0}(p, z) Q^{H_0}(p), \quad (4)$$

$$T_0^{H_0}(p, z) = [A_T + B_T(z+b)] e^{-\beta(z+b)} + D_T e^{-\kappa_T(z+b)}. \quad (4a)$$

用数值方法计算式 (4) 的 Hankel 反变换, 可以得到试样内的温度场分布。图 2 是铝试样中温度场分布的计算结果。

式 (4) 表明, 由聚焦电子束在试样内形成的热源所产生的温度场由两部分组成, 一部分是电子束源自身形成的温度场, 另一部分是由热波而形成。由于两者都是局域分布的, 所以聚焦电子束源激发的交变温度场是集中在电子束辐照的微小区域附近 (图 2)。

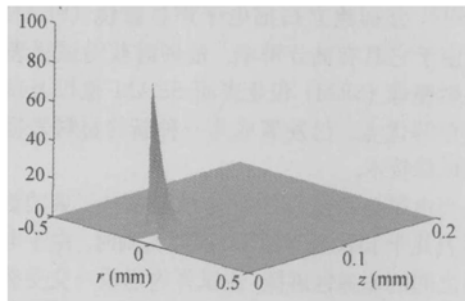


图 2 交变聚焦电子束在铝板中形成的温度分布。

计算参数为 $V = 30 \text{ kV}$, $P_0 = 30 \text{ mW}$, $a = 1 \mu\text{m}$, $b = 1 \text{ mm}$, $C_p = 0.216 \text{ J/(g/K)}$, $\kappa = 0.48 \text{ W/mK}$, $\rho = 2.7 \text{ g/cm}^3$.

2 热弹位移势

在轴对称的柱坐标系统中, 各向同性媒质中的质点位移可用标量势 ϕ 和矢量势 $\mathbf{H}(0, H_\theta, 0)$ 来描述。设 $H_\theta = -\partial\psi/\partial r$, 这样试样中的位移 $\mathbf{u}$ 和应力 τ_{ij} 均可以用标量 ϕ 和 ψ 表示:

$$\begin{cases} u_r = \frac{\partial}{\partial r} \left(\phi + \frac{\partial\psi}{\partial z} \right), & u_z = \frac{\partial\phi}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial\psi}{\partial r} - \frac{\partial^2\psi}{\partial r^2}, \\ \tau_{zz} = \lambda \nabla^2 \phi + 2\mu \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial\phi}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial\psi}{\partial r} - \frac{\partial^2\psi}{\partial r^2} \right) - \\ \quad (3\lambda + 2\mu) \alpha_T T, \\ \tau_{rz} = \mu \frac{\partial}{\partial r} \left[2 \left(\frac{\partial\phi}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial\psi}{\partial r} - \frac{\partial^2\psi}{\partial r^2} \right) + \frac{1}{c_2^2} \frac{\partial^2\psi}{\partial t^2} \right]. \end{cases} \quad (5)$$

同时, 在简谐热源激励下, ϕ 和 ψ 满足方程:

$$\nabla^2 \phi + k_1^2 \phi = \gamma T, \quad \nabla^2 \psi + k_2^2 \psi = 0, \quad (6)$$

式中: $k_1^2 = \omega^2/c_1^2$, $k_2^2 = \omega^2/c_2^2$, $c_1^2 = (\lambda + 2\mu)/\rho$, $c_2^2 = \mu/\rho$, λ, μ 是弹性常数, 而 $\gamma = [\alpha_T(3\lambda + 2\mu)]/(\lambda + 2\mu)$ 是热弹系数, α_T 为热膨胀系数。

对式 (5) 中的 u_z, τ_{zz} 及式 (6) 作零阶 Hankel 变换, 对 u_r, τ_{rz} 作一阶 Hankel 变换, 有:

$$\begin{cases} u_r^{H_1} = -p \left(\phi^{H_0} + \frac{\partial\psi^{H_0}}{\partial z} \right), \\ u_z^{H_0} = \frac{\partial\phi^{H_0}}{\partial z} + p^2 \psi^{H_0}, \\ \tau_{zz}^{H_0} = \mu(2p^2 - k_2^2) \phi^{H_0} + 2\mu p^2 \frac{\partial\psi^{H_0}}{\partial z}, \end{cases} \quad (5a)$$

$$\begin{cases} \tau_{rz}^{H_1} = -p\mu \left[2 \frac{\partial\phi^{H_0}}{\partial z} + (2p^2 - k_2^2) \psi^{H_0} \right], \\ \frac{\partial^2 \phi^{H_0}}{\partial z^2} + k_{1z}^2 \phi^{H_0} = \gamma T^{H_0}, \\ \frac{\partial^2 \psi^{H_0}}{\partial z^2} + k_{2z}^2 \psi^{H_0} = 0, \end{cases} \quad (6a)$$

式中: $k_{1z}^2 = k_1^2 - p^2$, $k_{2z}^2 = k_2^2 - p^2$ 。变量的上标 H_0 和 H_1 分别代表是零阶和一阶 Hankel 变换。

式 (6) 的完整解是由齐次方程的通解 $\phi_h^{H_0}, \psi_h^{H_0}$ 与非齐次方程的特解 $\phi_p^{H_0}$ 之和组成。

界面自由、厚度为 $2b$ 的板内传播的 Lamb 波, 由对称与反对称模式的波组成, 它们满足频率方程:

$$\frac{\text{tg}(k_{1z}b)}{\text{tg}(k_{2z}b)} = - \left[\frac{(2p^2 - k_{2z}^2)^2}{4p^2 k_{1z} k_{2z}} \right]^{\pm 1}, \quad (7a)$$

$$\begin{cases} \phi_s^{H_0} = \sum_n (B_n + \phi_{psn}^{H_0}) \cos(k_{1zn}^s z) Q^{H_0}(p), \\ \psi_s^{H_0} = \sum_n C_n \sin(k_{2zn}^s z) Q^{H_0}(p) = \sum_n B_n R_{CBn} \sin(k_{2zn}^s z) Q^{H_0}(p), \\ \phi_a^{H_0} = \sum_n (A_n + \phi_{pan}^{H_0}) \sin(k_{1zn}^a z) Q^{H_0}(p), \\ \psi_a^{H_0} = \sum_n D_n \cos(k_{2zn}^a z) Q^{H_0}(p) = \sum_n A_n R_{DA_n} \cos(k_{2zn}^a z) Q^{H_0}(p), \end{cases} \quad (10)$$

等式右边的指数 ± 1 中, “+” 对应于对称模式的波, 而 “-” 对应于反对称模式的波。对于给定的一个频率 ω , 求解式 (7a) 可以得到相应的对称和反对称模式的第 n 个特征根 p_{sn} 和 p_{an} 。于是, 式 (6) 齐次方程的通解可表示为:

$$\begin{cases} \phi_{hs}^{H_0} = \sum_n B_n \cos(k_{1zn}^s z) Q^{H_0}(p), \\ \psi_{hs}^{H_0} = \sum_n C_n \sin(k_{2zn}^s z) Q^{H_0}(p), \\ \phi_{ha}^{H_0} = \sum_n n A_n \sin(k_{1zn}^a z) Q^{H_0}(p), \\ \psi_{ha}^{H_0} = \sum_n D_n \cos(k_{2zn}^a z) Q^{H_0}(p), \end{cases} \quad (7b)$$

式中上、下标中的 s 和 a 分别代表对称和反对称模式, 而 $(k_{jzn}^i)^2 = k_j^2 - p_{in}^2$ ($i = s$ 或 a , $j = 1$ 或 2)。

把式 (4) 代入式 (6), 并将 (4) 式中的 $T_0^{H_0}(p, z)$ 、对称和反对称波的特解 $\phi_{ps}^{H_0}$ 和 $\phi_{pa}^{H_0}$ 均按本征函数 $\phi_{hs}^{H_0}, \phi_{ha}^{H_0}$ 展开, 得到:

$$\begin{cases} T_{os}^{H_0}(p, z) = \sum_n T_{sn} \cos(k_{1zn}^s z), \\ T_{oa}^{H_0}(p, z) = \sum_n T_{an} \sin(k_{1zn}^a z), \end{cases} \quad (8)$$

式中:

$$\begin{aligned} T_{sn} &= \frac{1}{N_{sn}} \int_{-b}^b T_0^{H_0}(p, z) \cos(k_{1zn}^s z) dz, \\ T_{an} &= \frac{1}{N_{an}} \int_{-b}^b T_0^{H_0}(p, z) \sin(k_{1zn}^a z) dz, \\ N_{sn} &= \int_{-b}^b \cos^2(k_{1zn}^s z) dz = b + \frac{\sin(2k_{1zn}^s b)}{k_{1zn}^s}, \\ N_{an} &= \int_{-b}^b \sin^2(k_{1zn}^a z) dz = b - \frac{\sin(2k_{1zn}^a b)}{k_{1zn}^a}. \end{aligned}$$

而

$$\begin{cases} \phi_{ps}^{H_0} = \sum_n \phi_{psn}^{H_0} \cos(k_{1zn}^s z) Q^{H_0}(p), \\ \phi_{pa}^{H_0} = \sum_n \phi_{pan}^{H_0} \sin(k_{1zn}^a z) Q^{H_0}(p). \end{cases} \quad (9)$$

把式 (8) 和式 (9) 代入式 (6), 得到系数 $\phi_{psn}^{H_0}$ 和 $\phi_{pan}^{H_0}$:

$$\phi_{psn}^{H_0} = \frac{\gamma T_{sn}}{p_{sn}^2 - p^2}, \quad \phi_{pan}^{H_0} = \frac{\gamma T_{an}}{p_{an}^2 - p^2}, \quad (9a)$$

于是, 由电子束激发的弹性波位移势的零阶 Hankel 变换可表示为:

其中:

$$R_{CBn} = \frac{C_n}{B_n} = \frac{-(2p_{sn}^2 - k_2^2) \cos(k_{1zn}^s b)}{2p_{sn}^2 k_{2zn}^s \cos(k_{2zn}^s b)} = \frac{2k_{1zn}^s \sin(k_{1zn}^s b)}{(2p_{sn}^2 - k_2^2) \sin(k_{2zn}^s b)},$$

$$R_{DA_n} = \frac{D_n}{A_n} = \frac{(2p_{an}^2 - k_2^2) \sin(k_{1zn}^a b)}{2p_{an}^2 (k_{2zn}^a) \sin(k_{2zn}^a b)} = \frac{-2k_{1zn}^a \cos(k_{1zn}^a b)}{(2p_{sn}^2 - k_2^2) \cos(k_{2zn}^a b)}$$

系数 A_n, B_n 由 $z = -b$ 处的边界条件 $\tau_{zz}^{H_0} = 0, \tau_{rz}^{H_1} = 0$ 来确定:

$$A_n = \frac{\gamma T_{oan} \left(\frac{2p^2 - k_2^2}{p^2 - p_{an}^2} \right) (2p_{an}^2 - k_2^2) \sin(k_{1zn}^a b) \cos(k_{2zn}^a b)}{(2p^2 - k_2^2)(2p_{an}^2 - k_2^2) \sin(k_{1zn}^a b) \cos(k_{2zn}^a b) + 4p^2 k_{1zn}^a k_{2zn}^a \cos(k_{1zn}^a b) \sin(k_{2zn}^a b)}$$

而

$$T_{oan} = \frac{1}{N_{an}} \left\{ \frac{D_T}{\kappa_T^2 + (k_{1zn}^a)^2} [k_{1zn}^a \cos(k_{1zn}^a b) - \kappa_T \sin(k_{1zn}^a b)] + B_T \frac{[\beta^2 - (k_{1zn}^a)^2] \sin(k_{1zn}^a b) - 2\beta k_{1zn}^a \cos(k_{1zn}^a b)}{[\beta^2 + (k_{1zn}^a)^2]^2} \right. \\ \left. + \frac{A_T}{\beta^2 + (k_{1zn}^a)^2} [k_{1zn}^a \cos(k_{1zn}^a b) - \beta \sin(k_{1zn}^a b)] \right\}$$

$$B_n = \frac{\gamma T_{osn} \left(\frac{\lambda}{\mu} + \frac{2p^2 - k_2^2}{p^2 - p_{sn}^2} \right) (2p_{sn}^2 - k_2^2) \cos(k_{1zn}^s b) \sin(k_{2zn}^s b)}{(2p^2 - k_2^2)(2p_{sn}^2 - k_2^2) \cos(k_{1zn}^s b) \sin(k_{2zn}^s b) + 4p^2 k_{1zn}^s k_{2zn}^s \sin(k_{1zn}^s b) \cos(k_{2zn}^s b)}, \quad (10a)$$

而

$$T_{osn} = \frac{1}{N_{sn}} \left\{ \frac{D_T}{\kappa_T^2 + (k_{1zn}^s)^2} [k_{1zn}^s \sin(k_{1zn}^s b) + \kappa_T \cos(k_{1zn}^s b)] + \frac{A_T}{\beta^2 + (k_{1zn}^s)^2} [k_{1zn}^s \sin(k_{1zn}^s b) + \beta \cos(k_{1zn}^s b)] \right\}$$

式(10)是试样中位移势的零阶 Hankel 变换解。若将式(10)代入式(5a), 再作 Hankel 反变换, 就可得到电子束源在试样中激发的弹性波位移场和应力场。

3 压电晶片的输出

对于厚度为 d , 沿厚度方向(z 轴)极化的压电园片, 有:

$$D_3 = e_{31}^p \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} \right) + \varepsilon_{33}^p E_3, \quad (11)$$

式中: $e_{31}^p = e_{31} - \frac{\varepsilon_{33} S_{13}}{S_{33}}, \varepsilon_{33}^p = \varepsilon_{33} + \frac{\varepsilon_{33}^2}{S_{33}}$, 而 S_{13} 和 S_{33} 是弹性常数, e_{13} 和 e_{33} 是压电常数, E_3 是电场, D_3 是电位移, u_r 是径向位移。

在 SEAM 中, 近似认为与样品耦合的压电片, V_c :

$$V_c = \frac{e_{31}^p}{\varepsilon_{33}^p} \int_b^{b+d} \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} \right) dz = \frac{e_{31}^p d}{\varepsilon_{33}^p} \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} \right)_{z=b, \text{PZT}} = \frac{e_{31}^p d}{\varepsilon_{33}^p} \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} \right)_{z=b, \text{Sample}}$$

和它的零阶 Hankel 变换 $V_c^{H_0}$:

$$V_c^{H_0} = -\frac{e_{31}^p d}{\varepsilon_{33}^p} p^2 \left(\phi^{H_0} + \frac{\partial \psi^{H_0}}{\partial z} \right)_{z=b} = -\frac{e_{31}^p d}{\varepsilon_{33}^p} p^2 \sum_n (V_{sn}^{H_0} + V_{an}^{H_0}) Q^{H_0}(p)$$

其中 $V_{sn}^{H_0}$ 和 $V_{an}^{H_0}$ 分别是对称和反对称模式波所产生的输出电压的零阶 Hankel 变换:

$$V_{in}^{H_0} = \left\{ \left(\frac{\lambda}{\mu} + \frac{2p^2 - k_2^2}{p^2 - p_{in}^2} \right) \left[\frac{(2p_{in}^2 - k_2^2) \sin(k_{2zn}^s b)}{\cos(k_{2zn}^s b)} + 2k_{1zn}^s k_{2zn}^s \frac{\sin(k_{1zn}^s b)}{\cos(k_{1zn}^s b)} \right] \cos(k_{1zn}^s b) \right. \\ \left. - \frac{1}{p^2 - p_{in}^2} \frac{\cos(k_{1zn}^s b)}{\sin(k_{1zn}^a b)} \right\} \gamma T_{oin} \quad (i=s \text{ or } a) \quad (12a)$$

既不影响样品自由地膨胀和收缩, 而又能检测到试样的运动, 即采用压电光声检测理论中的所谓非约束边界条件^[13]: 界面上应力为零, 而位移连续。同时, 由于通常弹性波波长也远大于晶片厚度, 所以近似认为晶片中的 $(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r})$ 沿厚度方向是相同的, 等于在界面 $z = b$ 处的 $(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r})_{z=b, \text{PZT}}$ 。由于在晶片与试样背面耦合的界面 $z = b$ 上, 位移 u_x, u_y 连续, 利用而直角坐标与柱坐标系统中^[14]:

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} = \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r}$$

则

$$\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} \Big|_{z=b, \text{Sample}} = \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} \Big|_{z=b, \text{PZT}}$$

将它代入式(11), 得到压电晶片的开路输出电压

式中: 当 V 的下标 i 取 s (或 a) 时, 分式中选取相应的波矢 k 上标有 s 的上一行 (或有 a 的下一行)。

为了得到大的输出信号, 通常 SEAM 都工作在某一谐振模式 $p = p_{jn}$ 上。于是, 输出信号 $V_c^{H_0}$ 可近似表示为:

$$V_c^{H_0} \approx -\frac{e_{31}^p d}{\varepsilon_{33}^p} (V_{jn}^{H_0})_{p=p_{jn}} p^2 Q^{H_0}(p).$$

对上式作零阶 Hankel 反变换, 可以得到相应的 SEAM 输出信号:

$$V_c \approx -\frac{e_{31}^p Q_0}{\varepsilon_{33}^p} (T_{oin} V_{in}^*)_{p=p_{jn}} \int_0^\infty p^3 e^{-\frac{a^2 p^2}{4}} J_0(pr) dp = \\ -\frac{8e_{31}^p \gamma Q_0 d}{\varepsilon_{33}^p a^4} (T_{oin} V_{in}^*)_{p=p_{jn}} \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right) e^{-\frac{r^2}{a^2}}, \quad (12b)$$

上式积分运算中, 利用了公式^[15]:

$$\int_0^\infty e^{-b^2 p^2} p^{\mu-1} J_\nu(pr) dp = \\ \frac{\Gamma\left(\frac{\mu+\nu}{2}\right)}{2b^\mu \Gamma(\nu+1)} \left(\frac{r}{2b}\right)^\nu F_1\left(\frac{\mu+\nu}{2}, \nu+1, -\frac{r^2}{4b^2}\right)$$

其中 $\Gamma(n)$ 是 Γ 函数, 而 $F_1(\alpha, \gamma, z)$ 是广义超几何级数:

$$F_1(\alpha, \gamma, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\alpha)_n}{n! (\gamma)_n} z^n, \quad (\lambda)_n = \frac{\Gamma(\lambda+n)}{\Gamma(\lambda)}.$$

利用式 (12b), 由 $\partial V_c / \partial r = 0$, 可以确定在 $r = 0$ 处 V_c 是极大, 而 $r = \sqrt{2}a$ 处, V_c 是极小。

式 (12b) 简洁地表明了试样物理参量、电子束源与 SEAM 信号之间的函数关系。我们将利用该表达式对 SEAM 信号激发机理和分辨率作简要的讨论。

4 讨论

4.1 信号激发机理

在 SEAM 中, 强度以频率 f 调制的聚焦电子束可以在试样中激发多个对称和反对称模式的波。由式 (12) 可知, 每个简正模式相应的输出信号不仅正比于入射电子束的功率, 而且与试样的被辐照区域力学、热学以及电子阻止能力有关。因此 SEAM 像中包含了丰富的材料物性的信息。

同时, 式 (12b) 表明, 每个模式的输出都与温度分量 T_{oin} 成正比。由式 (10a) 可以看到, 热弹激发的信号主要由两部分组成。一是电子束源 (系数 A_T) 与试样相互作用产生的热弹信号, 它基本上与调制频率无关, 而与电子透入能力 z_0 有关。因此, 可以通过改变加速电压来得到材料不同深度上的 SEAM 像。另一是热波源 (系数 D_T) 与试样相互作用, 由热-声模式转换而激发的声信号。由于 $\kappa_T^2 \gg k_{jn}^2$; 所

以, 热波激发的信号与调制频率成 $\omega^{-1/2}$ 的比例关系。因此通过改变调制频率也可以获得不同深度上试样的亚表面像。

T_{oin} 项中还包含有与系数 β , κ_T 的乘积项, 这表明热源和热波所激发的信号不仅与它们的强度有关, 而且还与它们强度的梯度 (变化率) 有关。因此, 试样沿厚度方向物性的变化 (如裂纹、残余应力等) 都会产生 SEAM 像的反差变化而实现成像。

4.2 像的空间分辨率

成像系统的实际分辨率, 通常按 Sparrow 准则来检验, 即用两个最接近的、明晰可分辨像点之间的真实距离来评价成像系统的分辨率。当成像目标与波源的距离远大于波长时, 成像信号主要来自于波与目标的相互作用, 因此像的分辨率受到波的衍射限制, 理论上的分辨率是由波长决定。但在 SEAM 系统中, 成像目标与激励源之间的距离远小于波长, 是一种近场成像技术。因此, 它的分辨率可突破波长的限制, 而与激发源的强度和尺度直接有关。

SEAM 信号主要由电子束形成的热源和热波激发产生。从式 (2) 和式 (4) 可知, 它们所激发的温度场与电子束焦斑半径 a^2 , 电子衰减系数 β 以及热波波矢 κ_T 都呈指数衰减关系。因此成像目标点的信号强弱及激发机理将与它和电子束源的距离 l 有关。在 SEAM 中, 通常 a, β^{-1} 与热扩散长度 μ_T 之间满足关系: $a < \beta^{-1} < \mu_T$ 。因此, 当目标点与源的距离 l 在 $\beta^{-1} < l < \mu_T$ 范围时, 信号主要由热波激发, 分辨率主要由热波波长 ($\sim \mu_T$) 决定。当 $a < l < \beta^{-1}$ 时, SEAM 信号主要由电子束源本身激发, 分辨率由电子衰减系数 β ($\sim z_0^{-1}$) 或电子透入深度决定。当 $l < a$ 时, SEAM 信号则主要由电子束源激发产生, 这时像的分辨率主要由电子束源半径 a 决定。

从式 (12b) 已计算得到, SEAM 信号在 $r = 0$ 处有极大值, 而在 $r = \sqrt{2}a$ 处有极小值, 所以, 理论上 SEAM 成像系统的最佳分辨率可以达到 $2\sqrt{2}a$, 即主要取决于激励源的尺度。因此, SEAM 是一种近场成像技术, 它的分辨率可以突破检测波的衍射限制, 而小于检测波的波长。

5 实验

实验所用的 SEAM 成像系统如图 3 所示。它以改建的 KYKY-1 型电子显微镜为主体, 加上信号发生器、锁相放大器和微机成像系统而组成。

图 4(a) 是在硅片上刻蚀的宽度为 $3 \mu\text{m}$ 的铜线标准试样的 SEAM 像, 图中分辨率明显高于铜在 68 kHz

时的热扩散长度(约 $12.6\ \mu\text{m}$)。图 4(b) 则是钛酸钡陶瓷的 SEAM 像, 图中分辨率优于 $0.5\ \mu\text{m}$, 也小于钛酸钡陶瓷在 $106\ \text{kHz}$ 时的热扩散长度 ($0.9\ \mu\text{m}$)。因此, 这两个实验结果都表明 SEAM 的横向空间分辨率可突破热波波长(热扩散长度)的限制。所以, SEAM 是一种近场成像技术, 理论上, 它的最佳横向空间分辨率可达到 $2\sqrt{2}$ 倍的聚焦电子束半径。

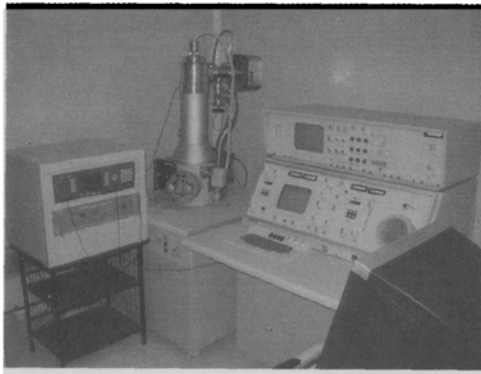


图 3 扫描电子声显微镜系统

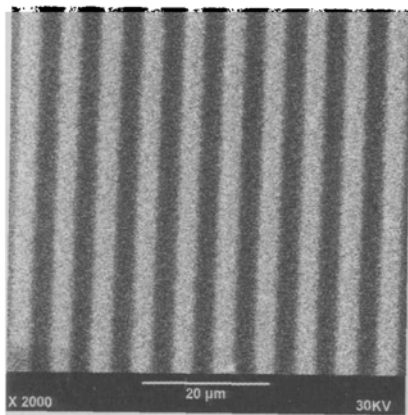


图 4(a) 宽为 $3\ \mu\text{m}$ 的铜线试样的 SEAM 像 ($68\ \text{kHz}$)

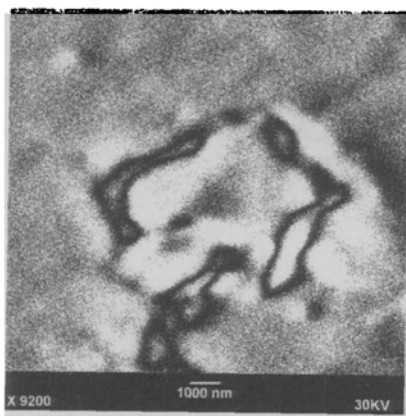
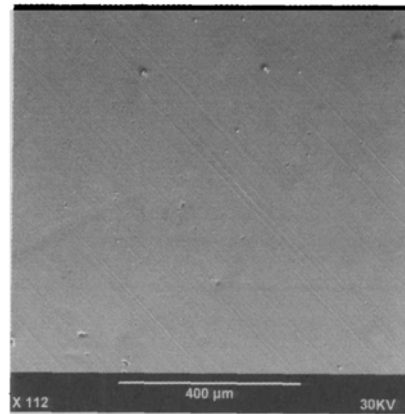
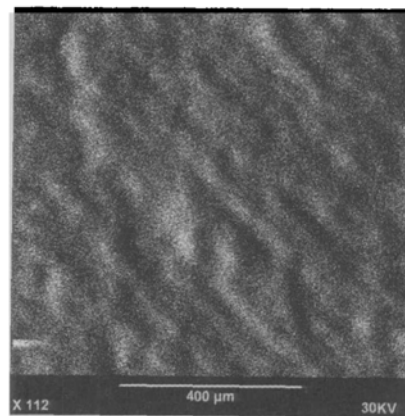


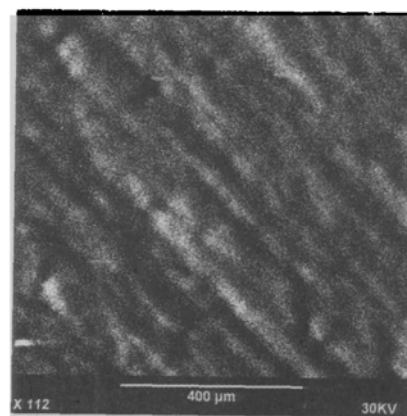
图 4(b) 钛酸钡陶瓷的 SEAM 像 ($106\ \text{kHz}$)



(a) SEM 像



(b) SEAM ($98\ \text{kHz}$)



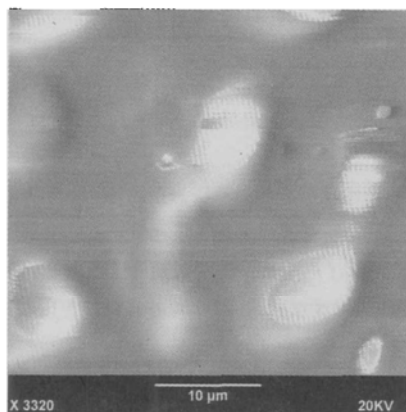
(c) SEAM ($107\ \text{kHz}$)

图 5 $15\ \mu\text{m}$ 厚的铝箔与环氧树脂粘结界面的 SAEM 像

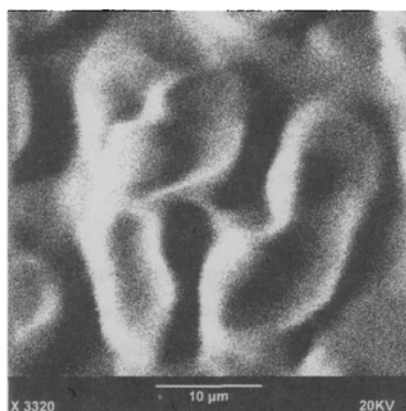
图 5 是对 $15\ \mu\text{m}$ 厚的铝箔与环氧树脂粘结而成的试样的成像结果。图 5(a) 的电子显微镜 (SEM) 像给出了试样铝箔的表面形貌像。像的上方有两个小孔。而两幅 SEAM 像显示了铝箔下面的粘接界面的像, 在调制频率为 $107\ \text{kHz}$ 时, 两小孔及粘接界面的像比 $98\ \text{kHz}$ 的像更清晰, 因此更好地反映了亚表面粘接界面的特征。

图 6(b) 是动物长骨的骨小梁的 SEAM 像。在相当于一个红细胞大小的骨小梁组织中, 清楚地显示了它的骨小管和骨小窝等结构。

这些实验结果表明 SEAM 是一种高分辨率的亚表面近场成像技术, 有广阔的应用前景。



(a) SEM



(b) SEAM

图 6 动物长骨的骨小梁的 SEM 和 SEAM 像

6 结论

以改进的新热源模型为基础, 利用积分变换和特征函数展开法求解了热传导方程、热弹运动方程和压电方程。在适当近似下, 得到了相应的 SEAM 信号的理论表达式, 讨论了 SEAM 信号的激发机理和空间分辨率。结果表明 SEAM 理论上的最佳分辨率是 $2\sqrt{2}$ 倍的聚焦电子束半径, 是一种高分辨率的近场成像技术。铜线标准试样和钛酸钡陶瓷的 SEAM 实验结果表明, SEAM 像的分辨率均已突破试样成像时的热波波长的限制, 甚至可高达 $0.5 \mu\text{m}$ 。而粘

接界面和长骨试样的 SEAM 的实验结果, 则进一步证实了 SEAM 是一种高分辨率的亚表面近场成像技术, 在材料表面和亚表面微区特性表征上有广阔的应用前景。

7 感谢

衷心感谢中国科学院上海硅酸盐研究所殷庆瑞研究员、惠森兴高工在建立 SEAM 系统中给予的大力帮助。

参 考 文 献

- 1 Brandis B, Rosencwaig A. Thermal-wave microscopy with electron beams. *Appl. Phys. Lett.*, 1980; **37**(1): 98—100
- 2 Cargill III. Ultrasonic imaging in scanning electron microscopy. *Nature*, 1980; **286**(14): 691—693
- 3 Opsal J, Rosencwaig A. Thermal-wave depth profiling: Theory. *J. Appl. Phys.*, 1982; **53**(6): 4240—4246
- 4 Rosencwaig A, Opsal J. Thermal wave imaging with thermoacoustic detection. *IEEE UFFC*, 1986; **33**(5): 516—528
- 5 Qian M L, Cantrell J H. Signal generation in scanning electron acoustic microscopy. *Materials Science and Engineering*, 1989; **A122**: 57—63
- 6 钱梦驷, Cantrell J H. 扫描电子声显微镜的信号激发和像的空间分辨率. *声学学报*, 1991; **16**(3): 161—169
- 7 Zhang B Y et al. Scanning electron-acoustic imaging of residual stress distributions in aluminum metal and Zr-SiO₄ multiphase ceramics. *Appl. Phys. Lett.*, 1997; **70**(5): 589—591
- 8 Zhang B Y et al. Electron acoustic imaging of BaTiO₃ single crystals. *J. Appl. Phys.*, 1996; **80**(3): 1916—1918
- 9 Qian M L et al. Scanning electron microscopy of electric domains in ferroelectric materials. *J. of Materials Research*, 1999; **14**(7): 3096—3101
- 10 Stearns R G, Kino G S. Effect of electronic strain on photoacoustic generation in silicon. *Appl. Phys. Lett.*, 1985; **47**(10): 1048—1050
- 11 Cazaux J. Some considerations on the electric field induced in insulators by electron bombardment. *J. Appl. Phys.*, 1986; **59**(5): 1418—1430
- 12 Chun-ming Gao et al. Three-dimensional simulation of electron-acoustic detections. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2006; **119**(5): 2750—2757
- 13 Rosencwaig A. 著, 王耀俊等译. 光声学和光声谱学. 北京: 科学出版社, 1986: 134
- 14 Jackson W, Amer N M. Piezoelectric photoacoustic detection: Theory and experiment. *J. Appl. Phys.*, 1980; **51**(6): 3343—3353
- 15 王竹溪, 郭敦仁, 特殊函数概论. 北京: 北京大学出版社, 2000: 434