

# 弱散射材料中激光超声单散射理论模型

许伯强<sup>1</sup> 杨小平<sup>2</sup> 徐桂东<sup>1</sup> 徐晨光<sup>1</sup> 陈安麒<sup>1</sup> 刘洪凯<sup>2</sup>

(<sup>1</sup>江苏大学理学院, 江苏 镇江 212013; <sup>2</sup>江苏大学机械工程学院, 江苏 镇江 212013)

**摘要** 基于扩散波传输理论, 针对弱散射介质中的激光超声散射, 提出单散射假设, 建立包含信号源、超声散射和接收信号的理论模型。理论分析结果表明横波和纵波的散射机理相同, 得到了横波和纵波的单散射强度在时间域的分布规律。进而分析统计平均深度和衰减系数对单散射强度的影响。为材料的无损检测、材料微观结构的分析及性能评价提供理论依据。

**关键词** 散射; 理论模型; 强度分布; 统计平均深度; 衰减系数

**中图分类号** TN249; O426.2 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201239.0303003

## Theoretical Model of Singly-Scattered Laser-Induced Ultrasound in Weak-Scattering Materials

Xu Baiqiang<sup>1</sup> Yang Xiaoping<sup>2</sup> Xu Guidong<sup>1</sup> Xu Chenguang<sup>1</sup>  
Chen Anqi<sup>1</sup> Liu Hongkai<sup>2</sup>

(<sup>1</sup>Faculty of Science, Jiangsu University, Zhenjiang, Jiangsu 212013, China)  
(<sup>2</sup>School of Mechanical Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang, Jiangsu 212013, China)

**Abstract** Based on the diffuse wave transfer theory, a theoretical model of singly-scattered laser-induced ultrasound in time domain which contains signal source, scattering and received field is developed under the assumption of single-scattering. Theoretical results indicate that transversal and longitudinal wave have the common scattering mechanism and the singly-scattered intensity distribution of transversal and longitudinal wave in time regime are got. Furthermore, statistical average depth and attenuation coefficient are discussed for their influence on intensity distribution. The model has given theoretical description for non-destructive evaluation and micro-structural analysis of materials.

**Key words** scattering; theoretical model; intensity distribution; statistical average depth; attenuation coefficient

**OCIS codes** 290.1350; 290.5825

## 1 引 言

激光超声波具有非接触激发、多模态、频带宽等优势, 被广泛应用于工程检测和科学研究领域<sup>[1]</sup>。由于被测构件结构及其材料内部的复杂性, 激光超声波在材料内传播遇到损伤或材料的非均匀性产生的散射现象是无法回避的问题。传统的超声检测方法为了得到满意的测量结果而选择尽量减少散射带来的影响, 在精度允许的范围内忽略散射效应, 这在有效接收信号和散射信号有明显区别时是可行的。但随着新型工程材料的发展, 材料内部结构变得越来越复杂, 散射信号包含了材料微观结构(内部缺陷或微观颗粒)的各种信息, 随着实际检测精度要求的

提高, 需要选用波长和材料微观尺寸接近的超声波来检测, 使得散射信号的大小与有效接收信号大小处于相同量级, 以致无法分辨有效信号。散射信号的解读有助于我们更好地了解材料的内部缺陷或者微观颗粒的信息, 因此, 超声散射的研究具有十分重要的科学意义和工程应用价值。

超声无损检测中散射现象的研究经历数十年, 初步建立了相应的理论。Egle 等<sup>[2~5]</sup>首次将固体中传输的弹性扩散波理论运用到超声无损检测技术中, 开始了超声波检测中的散射理论研究。Weaver<sup>[6~8]</sup>修正了弹性波扩散传输理论, 分析并得到了弹性波在多重散射下的横波和纵波的能量分布。Weaver<sup>[9]</sup>进而

**收稿日期**: 2011-10-17; **收到修改稿日期**: 2011-11-17

**基金项目**: 国家自然科学基金面上项目(11172114)、国家 863 计划(2009AA03Z107)和江苏省高校自然科学研究重大项目(10KJA140006)资助课题。

**作者简介**: 许伯强(1963—), 男, 教授, 主要从事激光超声与无损检测等方面的研究。E-mail: bqxu@ujs.edu.cn

采用近似方法得到了平均 Green 函数和平均 Green 函数协方差的多重散射方程,初步确立利用 Green 函数与散射方程研究散射的理论基础。Gubernatis 等<sup>[10]</sup>利用无限大介质中的 Green 函数得到散射振幅,建立了三维情况下各向同性介质中的超声波检测理论,为进一步研究各向同性材料中的超声无损检测提供了理论依据。采用 Gaussian-Laguerre 和 Gaussian-Hermite 方程的线性叠加模拟信号源,基于平面波动方程,Cook 等<sup>[11]</sup>得到了在极坐标系下的散射信号模型。忽略流固界面的耦合效应,Thompson 等<sup>[12]</sup>分析了流固界面条件下的平面激励器作为波源的模型,分析流固界面处的压力分布。在单散射假设基础上,Margetan 等<sup>[13]</sup>得到了钛合金材料中的三维背散射模型,该模型在材料散射较弱的情形下与实验结果比较符合,当材料散射较强时就无法得到理想的结果。近来,Ghoshal 等<sup>[14~17]</sup>在多重散射方程基础上提出单散射假设,得到了包含信号源、散射过程和接收信号的理论模型。该模型以 Green 函数为传递函数,通过信号转换的方法,避免了复杂的偏微分方程直接求解过程,得到了与实验结果相一致的解析解,但是在处理背散射时仅分析了纵波传输的情形,不具有一般性;在信号源的选取上采用了带复数项的高斯光束,使得结果的处理比较复杂。近年来,国内的相关研究也取得了一定成果<sup>[18~22]</sup>。但目前尚缺乏合适的理论模型来解释超声波散射的实验现象。本文在 Ghoshal 纵波单散射模型的基础上,针对弱散射介质(某一频段的波在其中发生散射时,散射效应较弱,以单散射为主)中的激光超声散射,建立包含信号源、超声散射和接收信号的理论模型,得到了横波和纵波的单散射强度在时间域分布的分布规律,并从统计能量的角度分析散射信号强度,使得杂乱无章的散射波形转化为有规律的能量分布。

## 2 理论模型

### 2.1 单散射强度的理论

热弹机制激发的超声波包含了瞬态热传导,瞬态弹性波的激发和在有限空间的传播过程。热传导方程可表示为

$$\rho c \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r k \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ k \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial z} \right], \quad (1)$$

式中  $T(r, z, t)$  表示  $t$  时刻的温度分布。样品吸收激光能量使局部发生热膨胀从而产生瞬态位移场

$$(\lambda + 2\mu) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{U}) - \mu \nabla \times \nabla \times \mathbf{U} - \alpha(3\lambda + 2\mu) \nabla \mathbf{T}(r, z, t) = \rho \frac{\partial^2 \mathbf{U}}{\partial t^2}, \quad (2)$$

式中  $\lambda$  和  $\mu$  为拉姆系数,  $\alpha$  为样品的热膨胀系数。将(1),(2)式与相应的边界条件结合,可以通过双积分变换方法、Green 函数法和本证函数展开法等解析方法求解,得到半解析的结果<sup>[23]</sup>。

密度恒定的弹性介质中 Green 函数满足

$$\left[ -\delta_{li} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\partial}{\partial x_k} \mu_{klj}(\mathbf{x}) \frac{\partial}{\partial x_j} \right] \times G_{ia}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, t) = \delta^3(\mathbf{x} - \mathbf{y}) \delta(t) \delta_{ia}, \quad (3)$$

式中  $\mu_{klj}(\mathbf{x})$  表示平均值为  $C_{klj}^0$  的弹性张量,并且满足  $\gamma_{klj}(\mathbf{x}) = \mu_{klj}(\mathbf{x}) - C_{klj}^0$ ,  $G_{ia}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, t)$  表示  $\mathbf{y}$  处沿  $\alpha$  方向的点应力在  $\mathbf{x}$  处沿  $i$  方向的应变响应。

假设源的时间和空间分布为  $S(t)B(x')$ ,则在接收点产生场可表示为

$$\Psi^S(x, t) = \int d^3 x' G(x, x', t) \otimes S(t)B(x'), \quad (4)$$

即源和格林函数在时间和空间上的卷积形式,  $\otimes$  为卷积符号。因为该分布是非随机的,所以可以得到源场的平均

$$\langle \Psi^S(x, t) \rangle = \int d^3 x' \langle G(x, x', t) \rangle \otimes S(t)B(x'). \quad (5)$$

经傅里叶变换可以得到

$$\langle \Psi^S(p, \omega) \rangle = \langle G(p, \omega) \rangle S(\omega)B(p). \quad (6)$$

同样地,可以得到  $R(t)A(x)$  产生的接收场

$$\langle \Psi^S(p, \omega) \rangle = \langle G(p, \omega) \rangle R(\omega)A(p). \quad (7)$$

如果用  $R(\omega)A(p)$  接收  $S(t)B(x')$  产生的源场,则可以得到

$$\langle \Psi(t) \rangle = \iint B(x') S(t) \otimes \langle G(x, x', t) \rangle \otimes R(t)A(x) d^3 x d^3 x'. \quad (8)$$

这样得到强度信号,即

$$\Phi(t) = \langle \Psi^2(t) \rangle. \quad (9)$$

根据 Ghoshal 的单散射假设理论,将源场和接收场做 Wigner 和傅里叶变换,对(8),(9)式做进一步处理,得到了物理意义更加明显的单散射平均平方信号

$$\Phi^1(T) = \int \frac{d\omega}{(2\pi)^4} d^3 p d^3 q d^3 X dT' W_{\beta}^R(X, T - T', p, \omega)_{\beta_j}^{\beta_i} K_{k_q}^{\gamma_q} W_{\gamma_k}^S(X, T', q, \omega), \quad (10)$$

式中  $W_{\beta}^R(X, T - T', p, \omega)$  和  $W_{\gamma_k}^S(X, T', q, \omega)$  分别是接收场和源场的 Wigner 分布,表示随空间、时间、频率、波数变化的强度分布,  $K$  是 Bethe-Salpeter

方程中有关的强度算符。Bethe-Salpeter 方程包含了多重散射系列表达式,取其中单散射表达式部分,即单散射近似,它符合弱散射材料中的散射特性。可以看到(10)式包含入射场强度分布、散射过程、接收场强度分布,是一个能量的表达式。

## 2.2 横波单散射模型

基于上述理论,假设一般的高斯光束模型,分别对横波和纵波的不同情况分析。由于横波和纵波的信号响应方式或者与材料的作用机理相同,先考虑横波的情形,在密度恒定的均匀材料中,横向 Green 函数在空间和时间分布为

$$\langle G(x, x', t) \rangle = -\frac{\exp(-\alpha_T |x - x'|)}{4\pi c_T^2 (|x - x'|)} \delta\left(t - \frac{|x - x'|}{c_T}\right), \quad (11)$$

式中  $\alpha_T$  表示横向衰减系数,  $c_T$  表示横波波速。其中  $|x - x'|$  有空间分解形式

$$|x - x'| = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2}. \quad (12)$$

假设  $B(x)$  为空间分布的高斯光束形式

$$B(x) = I_0 \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2}\right), \quad (13)$$

式中  $I_0$  为激光辐照的能量密度,  $w_0$  为激光辐照的光斑半径。类似地,引入高斯光束时间分布<sup>[24]</sup>

$$S(t) = \frac{t}{t_0} \exp\left(-\frac{t}{t_0}\right), \quad (14)$$

式中  $t_0$  为脉冲激光上升时间。将(11)~(14)式代入(10)式经过计算处理可得

$$\Phi_{\Gamma}^{\perp}(t) = \int_0^{\infty} dz \left( \frac{t_{\Gamma}^2 I_0^2 \lambda_0^2 \omega_0^2}{2c_{\Gamma}^4 t_0^2 \omega(z)} \right)^2 \pi \left( \frac{8z^5}{15c_{\Gamma}^5} - \frac{5tz^4}{6c_{\Gamma}^4} + \frac{t^2 z^3}{3c_{\Gamma}^3} \right) \times \left[ \frac{\omega_0^4}{c_{\Gamma}^4} \eta_{\Gamma}(\pi) \Xi_{\dots ppss}^{\dots qvqv}(\pi) \right] \exp\left(-4\alpha_{\Gamma} z - 2 \frac{t - 2z/c_{\Gamma}}{t_0}\right). \quad (15)$$

(15)式表示横波方向的单散射信号,即强度信号,它包含了衰减系数、空间相关函数以及波速等重要参数。 $\Xi_{\dots qvqv}^{\dots qvqv}(\theta_{qv})$  为跟散射角相关的内积形式,  $q, v, p, s$  均为张量系数,  $\eta$  为材料的相关函数。在对称情况下内积表达式为

$$\Xi_{\dots qvqv}^{\dots qvqv}(\theta_{qv}) = \frac{V^2}{\rho^2} \left[ \frac{9}{525} + \frac{6}{525} \cos^2 \theta_{qv} + \frac{1}{525} \cos^4 \theta_{qv} \right], \quad (16)$$

式中  $\rho$  为材料密度,  $V = C_{11} - C_{12} - 2C_{44}$ 。在理想背散射情况下,散射角  $\theta_{qv} = \pi$ , 相关函数的傅里叶变换形式为

$$\eta(k) = \frac{L^3}{\pi^2 (1 + k^2 L^2)^2}, \quad (17)$$

$L$  为相关长度。

## 2.3 纵波单散射模型

类似地,可以用同样的方法推导出纵波的单散射信号表达式为

$$\Phi_{\Gamma}^{\parallel}(t) = \int_0^{\infty} dz \left( \frac{t_{\Gamma}^2 I_0^2 \lambda_0^2 \omega_0^2}{2c_{\Gamma}^4 t_0^2 \omega(z)} \right)^2 \pi \left( \frac{8z^5}{15c_{\Gamma}^5} - \frac{5tz^4}{6c_{\Gamma}^4} + \frac{t^2 z^3}{3c_{\Gamma}^3} \right) \times \left[ \frac{\omega_0^4}{c_{\Gamma}^4} \eta_{\Gamma}(\pi) \Xi_{\dots qvqv}^{\dots qvqv}(\pi) \right] \exp\left(-4\alpha_{\Gamma} z - 2 \frac{t - 2z/c_{\Gamma}}{t_0}\right). \quad (18)$$

## 3 数值结果及分析

### 3.1 激光和材料参数

基于上述理论,选择合适光源,脉冲激光的光束半径为  $40 \mu\text{m}$ , 激光强度  $I_0$  为  $1 \text{ kW/cm}^2$ , 脉冲上升时间为  $1 \mu\text{s}$ , 材料选用密度为  $7700 \text{ kg/m}^3$  的 Fe 矿石。计算中所用到的激光和材料参数见表 1<sup>[25]</sup>。

表 1 计算中所用参数

Table 1 Parameters used in the calculation	
Parameter	Value
$C_{11}/\text{GPa}$	219.2
$C_{12}/\text{GPa}$	136.8
$C_{44}/\text{GPa}$	109.2
$\rho/(\text{kg/m}^3)$	7700
$c_L/(\text{m/s})$	5973.1
$c_T/(\text{m/s})$	3164.3
$\alpha_L/(\text{Np/cm})$	4.12
$\alpha_T/(\text{Np/cm})$	10.2
$L_T/\mu\text{m}$	22.45
$L_r/\mu\text{m}$	5.55
$t_0/\mu\text{s}$	1
$I_0/(\text{kW/cm}^2)$	1

### 3.2 数值结果分析

图 1 表示纵波的单散射信号随时间变化的分布,在  $0 \sim 1 \mu\text{s}$  区间,纵波单散射信号有急剧下降的

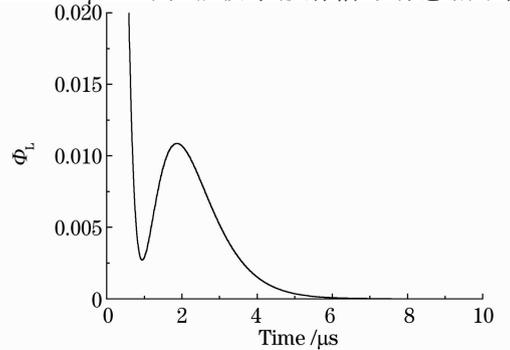


图 1 纵波单散射强度分布图

Fig. 1 Single scattering intensity distribution of longitudinal wave

过程,表现出散射信号之前的接收场的强度变化分布规律。 $1\sim 7\ \mu\text{s}$  是完整的单散射信号强度变化,在该间隔内信号强度快速上升至最高点后以相对缓慢的趋势下降。在该区间内是单散射信号强度,信号强度相对简单直观,其物理意义为散射能量的统计分布。由于信号源选用了高斯光束模型,导致该区间内单散射信号强度在形状上跟高斯光束相似。由于散射是一个持续不断发生的过程,因而其时间跨度比较长( $1\sim 7\ \mu\text{s}$ ),以  $2\sim 7\ \mu\text{s}$  这段下降过程尤为明显。为证实理论分析的正确性,与 Ghoshal<sup>[25]</sup> 的实验结果进行了对比。图 2 为铁样品中 Ghoshal 模型的纵波单散射强度分布理论结果和实验数据图,本文计算模型所选光源模型和散射深度等参数与 Ghoshal 不完全相同,散射信号到达的时间和信号大小有所差异,但本文理论结果与实验信号的演变规律具有较好的一致性。图 3 表示横波的单散射信号随时间变化的分布,与纵波相比,该分布前部分下降过程较长( $0\sim 2\ \mu\text{s}$ ),主要是因为横波速度较慢; $2\sim 8\ \mu\text{s}$  区间是单散射信号分布区间,与纵波相比横波散射信号达到最大值的时间更短(小于  $1\ \mu\text{s}$ ),下降过程更加平缓且时间区间更长。对比图 1 和图 3,可以看出横波散射信号比纵波散射信号强度大得多,说明横波的散射效应更强。

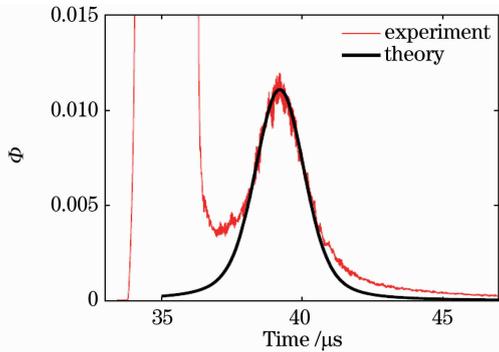


图 2 Ghoshal 模型纵波单散射强度分布理论结果和实验数据

Fig. 2 Theoretical model and experimental data of single scattering intensity distribution of longitudinal wave by Ghoshal

图 4 描述了不同深度区域散射时横波单散射信号分布随时间的变化。图 4 说明统计平均深度  $z$  为  $z=5.0, 5.1, 5.2\ \text{mm}$  时单散射信号的振幅会随着  $z$  的增大而增大,单散射信号分布的变化均匀且形状基本相似,可见在毫米量级内  $z$  的取值变化对于散射信号分布影响不大,但散射发生的时间随着  $z$  的增大而明显滞后。 $z$  描述的是不同散射深度的统

计平均值,因而  $z$  的值越大散射发生次数越多,强度越大,但总体上满足单散射的统计假设。

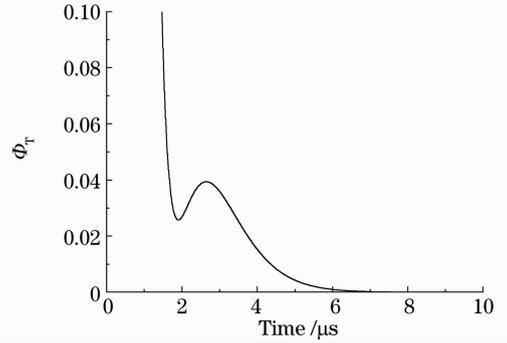


图 3 横波单散射强度分布图

Fig. 3 Single scattering intensity distribution of transversal wave

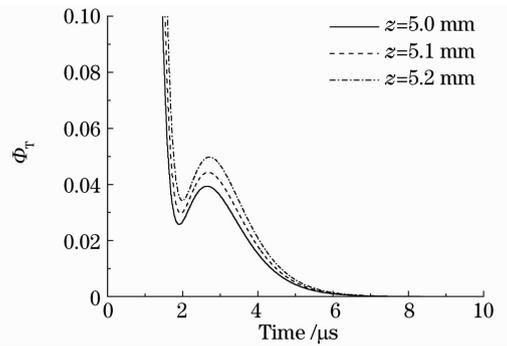


图 4  $z$  取不同值时横波单散射强度分布图对比  
Fig. 4 Single scattering intensity distributions of transversal wave for different  $z$

图 5 描述了不同衰减系数下横波单散射信号分布随时间的变化,衰减系数越大得到的散射信号强度越小。波在材料中的衰减取决于散射和吸收两个因素,但衰减系数并不与散射成正比,相反地,衰减系数与单散射信号强度成反比。另外,可以看到不同衰减系数下的单散射信号随时间的演变基本是同步的,且散射信号分布图形形状基本相同,说明衰减

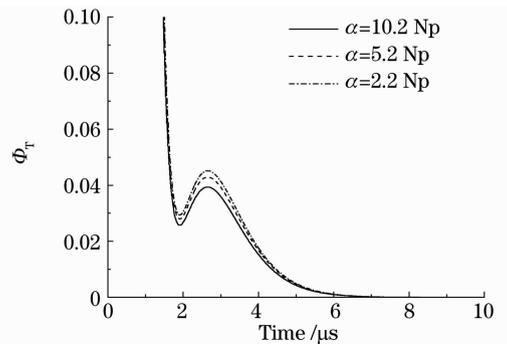


图 5  $\alpha$  取不同值时横波单散射强度分布对比  
Fig. 5 Single scattering intensity distributions of transversal wave for different  $\alpha$

系数只是定量地改变单散射信号的强度。

平均散射深度  $z$  和衰减系数对于单散射信号随时间分布的波形没有改变,只是定量地改变了其振幅的大小,这与现有散射实验数据相吻合<sup>[26]</sup>,可以通过散射信号强度大小的变化来判断材料的微观结构信息。

## 4 结 论

在 Ghoshal 单散射纵波散射模型的基础上,采用激光高斯光束作为信号源,以散射较弱的铁作为传输介质,减少多重散射的影响,建立包含信号源、超声散射和接收信号的理论模型,得到了横波和纵波的单散射强度在时间域的分布规律。理论分析结果表明横波和纵波的单散射强度随时间的演变基本相同,且呈现出明显的规律。当时间很短时,单散射信号呈现急剧下降的规律:随着时间的增大,散射信号强度的分布呈现出高斯分布的特点。统计平均深度和衰减系数的变化只改变散射信号强度的大小,不改变其分布波形形状。研究结果为材料的无损检测、材料微观结构的分析及性能评价提供理论依据。

## 参 考 文 献

- Shen Zhonghua, Xu Baiqiang, Ni Xiaowu *et al.*. Numerical simulation of pulsed laser induced ultrasound in monolayer and double layer materials[J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **31**(10): 1275~1280  
沈中华, 许伯强, 倪晓武等. 单层和双层材料中的脉冲激光超声数值模拟[J]. *中国激光*, 2004, **31**(10): 1275~1280
- D. M. Egle. A stochastic model for transient acoustic emission signals[J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1979, **65**(5): 1198~1203
- E. V. K. Hill, D. M. Egle. A reciprocity technique for estimating the diffuse-field sensitivity of piezoelectric transducers [J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1980, **67**(2): 666~672
- D. M. Egle. Diffuse wave fields in solid media[J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1981, **70**(2): 476~480
- R. L. Weaver. Diffuse waves in finite plates[J]. *J. Sound & Vibration*, 1984, **94**(3): 319~335
- R. L. Weaver. Ultrasonic Diffuse Field Measurement of Grain Size[M]. Urbana-Champaign: University of Illinois at Urbana-Champaign, Advanced Construction Technology Center, 1991
- R. L. Weaver. On diffuse waves in solid media[J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1982, **71**(6): 1608~1609
- L. Ryzhik, G. Papanicolaou, J. B. Keller. Transport equations for elastic and other waves in random media[J]. *Wave Motion*, 1996, **24**(4): 327~370
- R. L. Weaver. Diffusivity of ultrasound in polycrystals[J]. *J. Mech. Phys. Solids*, 1990, **38**(1): 55~86
- J. E. Gubernatis, E. Domany, J. A. Krumhansl. Formal aspects of the theory of the scattering of ultrasound by flaws in elastic material[J]. *J. Appl. Phys.*, 1977, **48**(7): 2804~2811
- B. D. Cook, W. J. Arnoult. Gaussian-Laguerre/Hermite formulation for the nearfield of an ultrasonic transducer[J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1975, **59**(S1): S12
- R. B. Thompson, T. A. Gray. A model relating ultrasonic scattering measurement through liquid-solid interface to unbounded medium scattering amplitudes[J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1983, **74**(4): 1279~1290
- F. J. Margetan, T. A. Gray, R. B. Thompson. A technique for quantitative measuring micro-structurally induced ultrasonic noise[C]. Proceedings of the 17th Annual Review, 1991, 1721~1728
- G. Ghoshal, J. A. Turner, R. L. Weaver. Wigner distribution of a transducer beam pattern within a multiple scattering formalism for heterogeneous solid[J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2007, **122**(4): 2009~2021
- G. Ghoshal. Numerical Simulations of Elastic Wave Scattering in Polycrystalline Materials [D]. Lincoln: Univ. of Nebraska-Lincoln, 2003
- L. Yang, G. Ghoshal, J. A. Turner. Ultrasonic Scattering in Textured Polycrystalline Materials. in T. Kunded. Advance Ultrasonic Methods for Material and Structure Inspection[M]. London: Hermes Science Publishing Ltd., 2007
- G. Ghoshal, J. A. Turner. Diffuse ultrasonic backscatter in a two-dimensional domain[J]. *Acta Mechanica*, 2009, **205**(1~4): 35~49
- He Minbo, Jiang Houman, Chen Minsun *et al.*. Numerical analysis of optical properties under oblique incidence of laser in optical thin films[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(s1): s100114  
贺敏波, 江厚满, 陈敏孙等. 激光斜入射对薄膜光学特性影响的数值分析[J]. *光学学报*, 2011, **31**(s1): s100114
- Gui Luo, Hou Chaoqi, Peng Bo *et al.*. Scattering loss of a new fluid state laser material[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(10): 2605~2609  
桂 路, 侯超奇, 彭 波等. 一种新型流体激光介质的散射损耗[J]. *中国激光*, 2010, **37**(10): 2605~2609
- Yu Dingchen, Hao Xiaofei, Hao Dongshan. Influence of filter wave of plasma photonic crystals with tunable defect produced by Compton scattering [J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(10): 1006001  
禹定臣, 郝晓飞, 郝东山. 康普顿散射对可调缺陷层等离子体光子晶体滤波器的影响[J]. *中国激光*, 2011, **38**(10): 1006001
- Song Litao, He Jie, Wang Hualei *et al.*. Optical performance of photonic crystal filter with liquid crystal layer[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(11): 2834~2837  
宋立涛, 何 杰, 王华磊等. 液晶缺陷光子晶体滤波器的光学特性[J]. *中国激光*, 2010, **37**(11): 2834~2837
- Zhao Yun, Yang Kaiyong. Eliminating surface or bulk scattering of super-smooth transparent substrate[J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(s1): s107001  
赵 云, 杨开勇. 超光滑透明基片表面散射或体散射的消除[J]. *中国激光*, 2011, **38**(s1): s107001
- Guan Jianfei, Shen Zhonghua, Xu Baiqiang *et al.*. Spectral analysis of the scattering waveform of the laser-generated ultrasonic waves for detecting the crack in the material[J]. *Laser Technology*, 2005, **29**(3): 287~290  
关建飞, 沈中华, 许伯强等. 激光超声在缺陷材料中散射波形的声谱分析[J]. *激光技术*, 2005, **29**(3): 287~290
- Xu Baiqiang, Shen Zhonghua, Ni Xiaowu *et al.*. Numerical simulation of laser thermo-elastic generated surface acoustic waves by finite element method in coating/substrate systems[J]. *Acta Acustica*, 2005, **30**(3): 201~206  
许伯强, 沈中华, 倪晓武等. 激光热弹激发涂层/基底系统中声表面波的有限元数值模拟[J]. *声学学报*, 2005, **30**(3): 201~206
- G. Ghoshal. Diffuse Ultrasonic Scattering in Heterogeneous Media. Lincoln [OL]. ETD Collection for University of Nebraska-Lincoln, 2008, Paper AAI3315884. <http://digitalcommons.unl.edu/dissertations/AAI3315884>
- K. G. Sabra, A. Srivastava, F. Lanza di Scalea *et al.*. Structural health monitoring by extraction of coherent guided waves from diffuse fields [J]. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2007, **123**(1): EL8~EL13

栏目编辑:李文喆