

激光超声与材料无损评价

张淑仪

(南京大学声学研究所光声学研究室)

1991年12月3日收到

激光超声(或脉冲激光超声)由于具有非接触式激发和接收超声、无损及非侵入性等等特点,成为无损检测领域的重要手段和发展方向,特别适用于异常环境(如高温、高压、有毒或放射性)情况下的设备在运转过程中的检测,因此引起了广泛的重视和迅速的发展。建立在超短激光脉冲技术基础上的超短脉冲超声(或高频声子)具有很高的时间和空间分辨率,用于研究和测定材料或薄膜的微结构和参量,获得了特殊的效果,是检测声学领域的新突破。

一、引言

由于近代工业技术及材料科学的发展,对材料的无损评价越来越显示其重要性,传统的无损评价技术已不能完全满足要求,因此发展各种新的无损评价技术实属势在必行。

自从1963年 R. M. White^[1] 创始性地提出利用电子束、激光、涡流和微波激发声波以来,实际上已经采用每一种辐射、包括 X-射线、同步辐射,甚至声波本身来激发声波。利用连续激光(一般调制在频率范围 10Hz—1MHz)以激发单一频率的声波,不仅激发的信号较强,并且可以用非常敏感的压电方法和锁相的相关积分方法来检测。而且连续波技术基本上是一种稳态技术,比较容易了解和定征。另一方面,早期的工作表明,毫微秒(ns)脉冲激光激发的声波是很弱的,而且压电共振接收不适用于脉冲激光产生的宽频带超声,因此要用宽带电容换能器或激光干涉仪技术来代替。电容换能器非常敏感,但必须安置在离样品的抛光表面以微米量级的距离,这虽适用于基础研究,但不适用于实际应用,因此趋向于发展电磁声换能器或空气超声换能器等非接触式接收技术。同时随着激光技术和近代光学技术的发展,非接触式的激光激发和激光接收(全光学型)技术更受

到特别的重视。

上述混合型或全光学型的技术面对的问题不但声脉冲激发很弱,而且接收灵敏度比共振压电接收低几个数量级,因此目前研究的方向为: 1. 激光激发超声的机理; 2. 改进激发效率; 3. 提高检测灵敏度。对于1和3两个问题,已获得许多成功的结果^[2]

1. 激光激发超声的机理 目前提出的激发机理包括: 电致伸缩, 热弹膨胀, 光化学, 气体逸出、沸腾、蒸发或熔化, 以及介电击穿等。光声信号产生效率 η 也基本上是按这样的顺序增加, 一般说来热弹膨胀 η 非常小, 常小于 10^{-10} , 而对击穿机制而言, η 可大于30%。对于上述各种机制, 也已提出各种相应的理论^[3]。

2. 关于检测的灵敏度 由于近代技术的发展, 促进各种新型的、灵敏的激光探针相继出现, 将在后面详细介绍。

对于激发效率, 则是近代激光超声研究的重要目标。最简单的改进方法是由 Von Gutfeld 等^[4]提出的“界面增强”效应, 曾获得了近40 dB的增强, 最近的改进重点集中在“窄带”激光超声发生器本身, 有效地把激光能量集中于感兴趣的超声频谱段。最早由 Brienza 等^[5]得到的一种方法即激光锁模, 虽然当时只能是千兆赫(GHz/s)频段, 而现在的锁模技术及各种激光

强度调制技术已达到超声应用的兆赫频段。此外，更近的光导纤维阵列定向技术^[6]对实际的激光超声束导引及窄带化具有很大的应用潜力。

二、超声的非接触式检测

研究非接触式检测超声的方法已引起广泛的重视，主要是为了用于极端条件(如高温、低温、有毒气体或放射性)下的操作，无需耦合剂，并可实现快速扫描等。或许最普遍采用的方法是光学方法。

1. 超声的光检测^[7]

超声的光检测技术可分为非干涉仪技术和干涉仪技术，前者已发展得较完善，但应用有局限性，而后者更有普遍性且是目前积极发展的目标

A. 非干涉仪技术

(a) 刀边技术或位置敏感器 当入射于表面的探测光点尺寸小于超声波长时，超声波纹

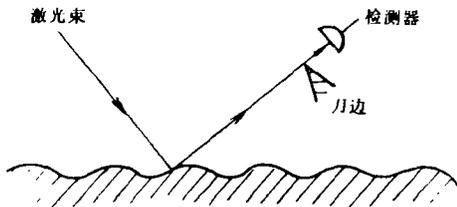


图1 刀边技术原理图

引起反射光偏转(见图1)，偏转量可以由刀边割截的光通量或位置敏感接收器测定，从而检测表面声波和体声波的传播情况，用以表征样品的微结构及内部缺陷等。本方法的检测极限约为 10^{-2} Å量级，对于抛光的非吸收表面，检测带宽约为 MHz 量级。如激光功率为 10mW，则相当于检测极限为 10^{-6} Å(W/Hz)^{1/2}，已在商用的扫描激光声显微镜(SLAM)中应用，最近也应用于原子力显微镜(AFM)。其优点是对环境振动很不敏感，但要求样品表面非常光洁，难以应用于粗糙表面。

(b) 超声光衍射技术 如果将上述的入射

光斑放大到覆盖几个声波波长，由于 Bragg 效应或 Raman-Nath 效应，即出现一级或许多级衍射光，分布在镜式反射的零级光的一侧或两侧，测量衍射光的强度及偏转角，可以测定超声波的传播参量，如速度和衰减等。本技术主要适用于连续声波的检测。

(c) 光反射率技术 超声应力产生样品的光折射率的微小改变，转而造成样品镜式或弥散反射率的变化，这种变化虽然很小，但此技术已成功应用于检测 ps 脉冲激光在薄膜中产生的超声回波，如图2所示。此外，这方法也成功地应用于光热检测，主要用于半导体中由温度变化(热波)和等离子体浓度变化(等离子体波)造成的反射率改变。

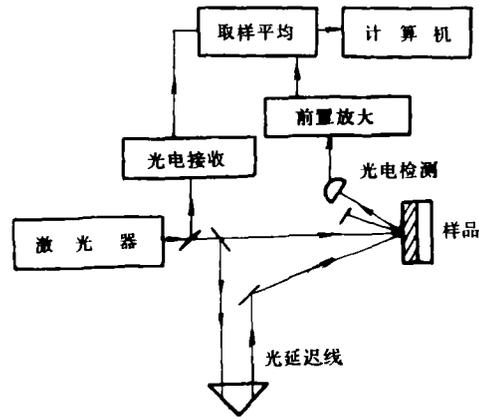


图2 反射率探测原理图

B. 干涉仪技术

这是利用 Michelson 干涉仪原理建立的光检测技术

(a) 光外差(或零拍)干涉仪 当聚焦的激光束入射于样品的表面，并使反射光束与另一束从激光源分离出来的参考光相干涉，即可有效地测量表面的振动位移，其基本结构如图3所示。为了补偿环境的振动干扰，可以利用一电子反馈回路驱动一压电陶瓷 PZT 来补偿光路。为了更好地消除环境干扰，则采用外差结构，此时在干涉仪的一臂(或两臂)插入 Bragg 声光调制器，使光束产生射频范围的频移，并且由检测器接收这一频移的信号而环境的振动

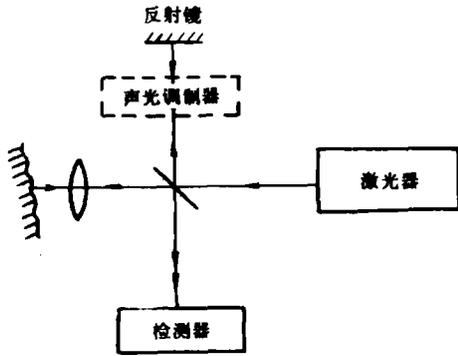


图3 迈克尔逊干涉仪探测原理图

无关,此即为外差干涉仪。与此相比照,前者则称为零拍型干涉仪。对于零拍干涉仪,检测器接收到的光强 I_D 为

$$I_D = I_L \{ R + S + 2\sqrt{RS} \cos [4\pi\delta(t)/\lambda - \phi(t)] \} \quad (1)$$

式中 I_L 为入射激光功率, R 和 S 分别为参考束和反射信号束的有效传输系数, $\delta(t)$ 为表面位移, λ 为光波长, $\phi(t)$ 则为决定于干涉路径的相位因子。对于外差干涉仪,则检测的光强 I_D' 为

$$I_D' = I_L \{ R + S + 2\sqrt{RS} \cos [2\pi f_B t + \phi(t)] + [4\pi\delta(t)/\lambda] \sin [2\pi f_B t + \phi(t)] \}. \quad (2)$$

式中 f_B 为 Bragg 声光调制器的频率。本方法的检测灵敏度极限为 $10^{-6} \text{ \AA} [\text{W/Hz}]$ 。

(b) 差分干涉仪 将来自同一光源的两分离激光束照射于样品的同一点(或两不同点),以得到差分干涉探测,如图4所示。两探测光束可以是相同频率(零拍探测),也可以使其中一束通过 Bragg 声光调制器产生频移(外差探测),然后接收从表面反射(或散射)的光束,此时

$$I_D \sim \sqrt{N} I_{SP} \cos [2\pi f_B t + (K_1 - K_2)\delta(t) + \phi(t)] \quad (3)$$

式中 N 为检测到的光斑数, I_{SP} 为其平均强度;当采用零拍探测时, $f_B = 0$, K_1 和 K_2 为两探测束的波矢量。 $(K_1 - K_2) \cdot \delta(t)$ 可用以确定平行或垂直于表面的不同位移分量。

应用声学

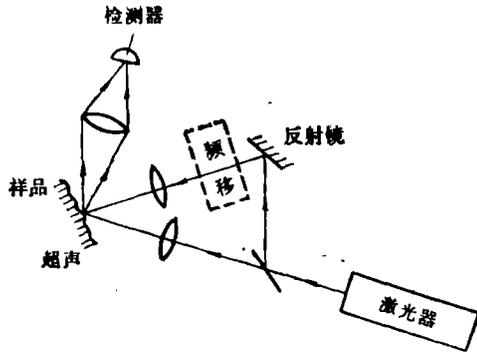


图4 差分干涉仪原理图

(c) 速度(或时延)干涉仪 如果考虑表面运动产生的多普勒频移,并使干涉信号滤波和解调,可得到对表面振动速度敏感的响应,典型的双波干涉仪装置如图5所示。检测到的信号强度 I_D 为

$$I_D = A_1 \cos(\omega t) + A_2 \cos[\omega(t + \tau) + \phi_0] \quad (4)$$

式中 A_1 , A_2 和 ϕ_0 均为常数。 τ 为时延,且 $1/\tau = c/2\Delta d(\theta)$, $\Delta d(\theta)$ 系当入射角为 θ 时两臂长之光程差。如果表面振动速度为 u ,则

$$I_D = A_1 \cos \omega t + A_2 \cos \left[\left(\omega + \frac{2u}{c} \right) t + \phi_0 \right] \approx A_1 \cos \omega t + A_2 \left[\cos(\omega t + \phi_0) + \frac{2ut}{c} \sin(\omega t + \phi_0) \right] \quad (5)$$

当接收系统插入适当的滤波器,滤去直流部分,则可得到信号正比于表面振动速度。

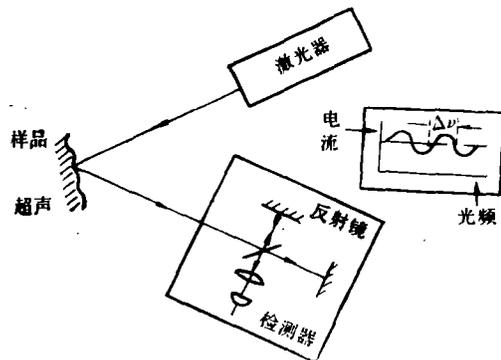


图5 迈克尔逊速度干涉仪原理图

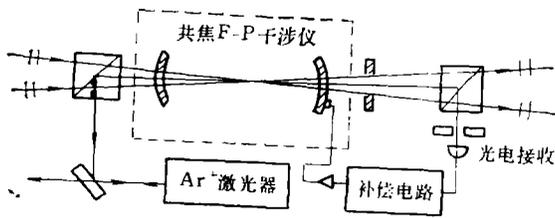


图 6 采用 F-p 干涉仪的检测器原理图

对于低频的振动，利用双波干涉仪需要很长的光程差，因此发展采用共焦 Fabry-Perot 干涉仪，如图 6 所示。这种新型检测方法克服了普通外差干涉仪限制小光点尺寸的限制，且对环境振动非常不敏感。

2. 其他非接触式声检测技术

A. 电磁声换能器 (EMAT)^[8]

电磁声换能器 (EMAT) 是由线圈与强的静磁场组成，其作用物质必须是导体。当作激发模式，一视频电流通过线圈在磁场中靠近导体的表面，来自线圈的视频场产生涡流接近于表面，随着与静磁场的作用而产生 Lorentz 力。当作为检测器时则为其逆过程。重要的是线圈结构和磁场方向，由此确定对某种特殊的超声模式最有效。最佳的线圈形状是平面螺线状，且配置成矩形面积，然后屏蔽线圈的大部分而只使用其一部分(即矩形的一边)，只要适当改变磁场的方向，线圈就可以分别敏感于切变波

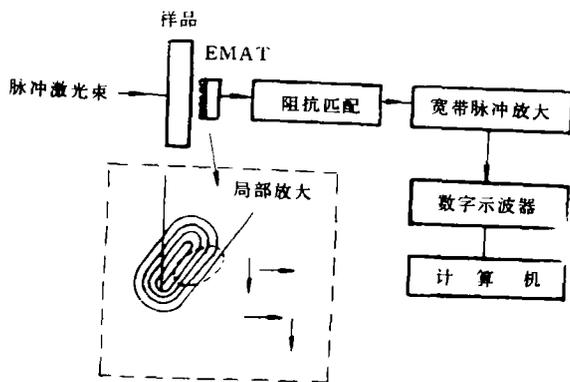


图 7 EMAT 操作方框图(左下角虚线方框内结构图；M——运动方向，B——磁场方向)

或纵波。实验的方框图如图 7 所示。线圈安装在铜板组成的腔体内以减低噪声，腔的前表面

与样品表面接触，而面板有各种各样形状和尺寸的缝隙，使能检测不同的模式，静磁场可由永久磁铁或 DC 电磁铁提供。

EMAT 主要应用于检测处于熔化温度的材料，如温度在 700℃ 的热钢棒。其优点是非接触式，对样品表面光洁度没有要求，样品与换能器可以相对运动。其缺点是换能效率低，因此要求输入输出需放大并阻抗匹配，换能效率与换能器和样品表面之间的距离有关。

B. 电容或静电换能器 (ESAT)^[9]

静电电容换能器 (ESAT) 是由两平行板中间隔一空气隙组成，一板表面抛光作为测试面并接地，另一板加电压 V，由于弹性波使表面振荡造成换能器电容 c 改变。如果两板面积为 A，其间的势差保持常数，板上即感应电荷 $\delta q = v \delta c$ ， δc 为电容变化量， $c = \epsilon A / \xi$ ， ϵ 为空气隙的介电率， ξ 为换能器与样品表面之间的距离，则 $\delta q = -\epsilon v A \delta \xi / \xi^2$ ，其灵敏度为

$$\delta q / \delta \xi = -\epsilon v A / \xi^2 \quad (6)$$

电容换能器除了灵敏度比压电换能器在共振接收时低之外，它是在大带宽范围内对位移敏感的接收器，适用于作标准测试元件及脉冲超声检测器件。其检测方框图如图 8 所示。

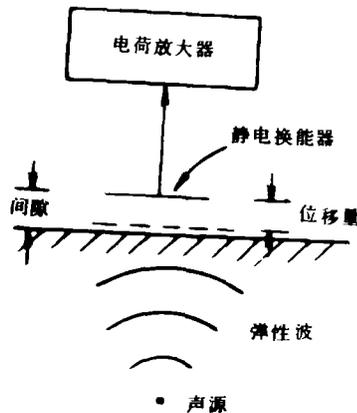


图 8 电容换能操作方式简图

C. 空气超声换能器^[10]

空气换能器由厚度为 1/2 声波长、曲率半径约为 1 吋(约 25.4mm)的压电陶瓷 PZT-5H，并在前表面附有 1/4 声波长的匹配层(一层或

两层)构成。换能器的直径为 1 吋,其有效面积按其顶部的电极来算,直径为 1/2 吋换能器形成 $f/2$ 的声透镜,其焦距为 1 吋,如图 9 所示。

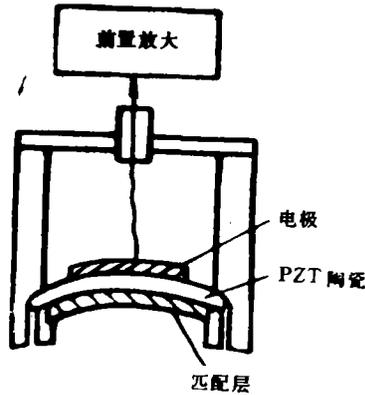


图 9 聚焦空气超声换能器简图

PZT-5H 的机械阻抗为

$$z = 35.2 \times 10^6 \text{kg/m}^2 \cdot \text{s},$$

空气的阻抗

$$z_0 = 0.0004 \times 10^6 \text{kg/m}^2 \cdot \text{s},$$

所以声波从空气到陶瓷的透射系数约为 2.4×10^{-3} 。因此为制作实用的换能器,显然需要匹配层,在理想的情况,1/4 波长的匹配层具有阻抗 $z_m = 0.018 \text{kg/m}^2 \cdot \text{s}$ 。如果用硅橡胶($z_s = 1.0 \times 10^6 \text{kg/m}^2 \cdot \text{s}$)作为 1/4 波长的匹配材料,换能器具有单程插损 23dB(2.0MHz),3dB 带宽约为 4%。此类换能器已成功地用于空气中的高频光声检测,但由于带宽较窄,不适宜于脉冲光声检测。

三、激光超声在无损评价中的应用

由于各种新材料的扩大应用,以及对其质量和过程控制更为严格的要求,对无损评价技术也要求更高。传统的超声技术虽然已广泛应用,但存在某些局限性,因此激光超声技术在现代各种技术的推动下迅速发展起来,并逐步显示其广阔的应用前景,现将主要的应用方面分述如下

1. 超声速度和衰减的测量

为了评价材料的特性,常常测量其声速和应用声学

声衰减等参量,激光超声与经典的压电技术比较有许多优越性,首先是非接触式,其次还具有大带宽(从 0 到 100MHz 或更高)的特点,特别适用于钢和陶瓷等具有复杂形状制品的声速和衰减(纵波、切变波及表面波等)的温度系数的测定。然而,利用超声技术进行材料的速度和衰减的测量时,必须考虑衍射校正,而对激光超声问题更为严重,因为激光束的强度分布常常不能由简单的解析函数来代表,使衍射效应的估计更为复杂。如考虑点源激发和点接收的情况,则在活塞激发和接收的分析中尚需进一步加补偿因子。但不管是点换能或大面积换能的情况,都可以经过近似理论进行校正,其结果是令人满意的^[11]。

2. 非接触式超声成像检测

由于激光超声所使用的技术与传统的脉冲回波测试是相似的,因此进行成像是完全可能的。Hutchins 等^[12]利用激光源与 EMAT 结合的系统对铝样品的人为空洞进行了成像试验,其成像重建技术与扫描方法有关,他们采用综合孔径聚焦技术(SAFT)和扫描激光声显微镜(SLAM)的数据采集和处理过程来完成象的重建,得到了满意的结果。同时,他们还利用此系统对双层薄板之间的胶结质量进行检查,证明此方法可用于生产线上由机器人操作的工序。此外,也可利用激光激发兰姆波来测定薄板的厚度等等。

3. 超短激光脉冲超声对薄膜材料、微结构及其参量的无损评价

在传统的脉冲超声的无损检测中,时间分辨率受整个系统的带宽(包括激发源、接收器及相关电子设备等)的限制,只有特殊的情况能达到 ns 量级。即使如此,对研究微结构还是不合适的,因为 1ns 的时间分辨率相当于空间分辨率约 $5 \mu\text{m}$ 。为研究尺寸小于 1000\AA 的薄膜或微结构,则要求换能器和信号处理技术具有更高的时间分辨率。激光技术正是能满足这样的要求,因为有可能产生宽度小于 10^{-14}s 的光脉冲。现在已完成利用 ps 光脉冲达到声脉冲空间分辨率为 $10-100 \text{\AA}$,其简化的实验方案

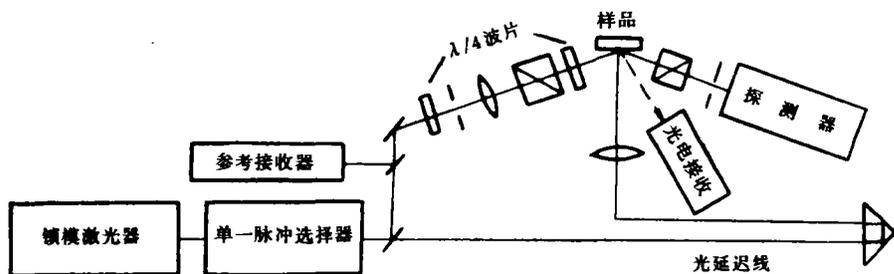


图 10 ps 激光脉冲超声检测系统

如图 10 所示^[13]。作为换能用的光吸收薄层沉积于欲研究的透明薄膜的表面，探测脉冲的反射由两个成分组成，当激发脉冲在薄膜与基片的界面上产生弹性应变时，两反射束之间的相位差改变，因而其强度随时间振荡，其振荡周期 $\tau_{osc} = \lambda/2\nu \cos\theta$ ，(θ 为探测光的入射角， ν 为声速)，振荡的阻尼率与应变脉冲的衰减有关，因此不但可以测出仅几微米厚的薄膜的声速与衰减，还可以看出表面和界面的质量。利用此法还曾对子层厚度仅为几百埃(\AA)的多层膜以及超晶格薄膜的声学特性及其界面微结构进行了检测与研究，并与计算机模拟相结合得出了很好的结果。由于 ps 光原是一个迅速发展的领域，不久的将来，ps 激光超声也一定会显示出更实用的效果。

四、结 论

近十年来，激光超声(主要指脉冲激光激发和探测弹性波)已发展成为材料无损评价的有效手段，其主要优点是

1. 非接触式，因此能在极端环境(如高温、高压、腐蚀性或放射性等)条件下使用，且可方便地用于复杂形状的材料或器件或运动物体的检测，也适用于运转下工件的检测。

2. 易于实现超短脉冲宽度，因此特别适用于材料的微结构或薄膜的特性和参量的研究与

测定，也适用于快速反应过程的测定与监控。

3. 利用光纤阵列可激发束宽窄、方向性强的超声波，以提高检测效率和信噪比。

总之，激光超声以其独特的优点引起了广泛的重视，并不断地显示出在无损评价中新的应用前景，是既具有科学意义又有实用价值的边缘学科分支。本文由于篇幅所限，不能一一介绍。

参 考 文 献

- [1] White R. M., *J. Appl. Phys.*, **34** (1963), 3559—3567.
- [2] Hutchins D. A., *Physical Acoustics*, **18** (1988), 21—118.
- [3] McDonald F. A., *J. NDE* **9** (1990), 223—228.
- [4] Von Gutfeld R. J., Melcher R. L., *Appl. Phys. Lett.*, **30** (1977), 257—259.
- [5] Brienza M. J., DeMaria A. J., *Appl. Phys. Lett.*, **11** (1967), 44—46.
- [6] Berthelot Y. H., Jarzynski J., *J. DNE*, **9** (1990), 271—279.
- [7] Monchalín J.-P., *IEEE Trans. UFFC-33* (1986), 485—499.
- [8] Hutchins D. A., Wilkins D. E., *J. Appl. Phys.*, **58** (1985), 2469—2477.
- [9] Scruby C. B., Wadley H. N. G., *J. Phys., D* **11** (1978), 1487—1494.
- [10] Fox J. D., Khuri-Yakub B. T., Kino G. S., *Ultrasound Sym. Proc.*, 1983, 581.
- [11] Monchalín J.-P., Aussel J.-D., *J. NDE*, **9** (1990), 211—221.
- [12] Hutchins D. A., Saleh C., Moles, Farahbakhsh B., *J. NDE*, **9** (1990), 247—261.
- [13] Thomsen C., Crahn H. T., Maris H. J., Tauc T., *Optics Comm.*, **60** (1986), 55—60.