

Y 810031

南京大學

研究生毕业论文
(申请博士学位)

论文题目 超声波和热波检测的机理与技术

作者姓名 米小兵

专业名称 声学

研究方向 超声学

指导教师 张淑仪 教授

二〇〇四年七月

南京大学研究生毕业论文中文摘要首页用纸

毕业论文题目: 超声波和热波检测的机理与技术

声学 专业 2001 级博士生姓名: 米小兵

指导教师(姓名、职称): 张淑仪 教授

摘要

本论文主要致力于超声波和热波检测机理与技术的研究,论文主要内容可分为三部分: (1) 超声波自动测温系统的研制; (2) 超声波引起固体微裂纹局部发热理论计算; (3) 脉冲激光作用下的金刚石薄膜/硅基片结构的热弹分析。

1. 超声波自动测温技术

在化工、冶金以及核物理等部门中,为了保证生产安全、产品质量以及节能,常常需要对高于 1000℃的高温进行在线检测和控制。然而, 目前工业中的常规测温方法,如热电偶法、辐射测温法及光学测温法,由于自身的不足或工业现场恶劣环境的影响, 难以实现高温的长时间连续地在线精确检测与控制。

超声波测温是近 40 年发展起来的一种新型测温技术, 在高温及环境恶劣的特殊场合显得比常规测温方法更为优越, 目前在国外得到了较为广泛地科学的研究与应用, 然而, 在国内尚属初级阶段。超声波测温的理论基础是超声波传播速度与介质温度有确定函数关系。目前的超声温度计主要以细线超声脉冲温度计为主, 细线超声脉冲温度计以耐高温的细金属丝(直径约为 1~2 mm)为其敏感元件, 具有操作灵活及反应迅速等特点。然而, 由于敏感元件直径较小, 其声阻抗也较小, 因此使得温度计对外界的接触比较敏感。特别是当外界与敏感元件发生较大压力的接触时, 超声回波信号往往受到很大程度的干扰, 会给测量带来较大误差。而在许多工业现场生产中, 这种较大压力的接触往往又是无法避免的。不仅如此, 目前的超声温度计绝大多数存在着自动化程度低、在线检测困难等缺点。

本文提出并研制了一种以热处理温度为 3000°C 的直径约为 10 cm 的优质石墨棒作为测温介质、采用基于超声波脉冲技术的零点回鸣法 ZPA (Zero Point-Around Method) 测量声速、并通过微机控制可自动跟踪测量温度的超声波测温系统。由于石墨棒声阻抗较大，具有很好的耐高温性能、非常好的抗辐射性能及耐腐蚀性能，使得测温系统对外界的接触有相当的免疫能力，且特别适合工作于工业中各种条件恶劣的环境中。另一方面，在众多的测量声速方法中，从测量精度以及易于实现自动化角度来讲，回鸣法无疑最具有优势。我们选用回鸣法并将回鸣法进一步改进为零点回鸣法，零点回鸣法具有比回鸣法更高的测量精度。在此基础上，我们进一步提出了可自动跟踪测量声速及温度的方法。初步的实验结果与理论分析表明，该测温系统工作稳定，具备长期自动跟踪测温能力，系统声时测量分辨率可达 0.2 μ s。

2. 超声波引起固体微裂纹局部发热的理论计算

近年来，超声红外热像技术作为一种新型无损检测技术，引起很大重视，其原理为超声波通过耦合剂输入被检测试件，超声波与缺陷（主要为裂纹）相互作用，声能转化为热能，使缺陷区局部产生附加的温度升高，通过红外热像仪显示缺陷的位置和大小。针对超声引起缺陷区的局部发热机制，目前已提出一些定性解释。然而，由于求解析解的困难性，到目前为止，局部发热机制仍未得到定量的计算和解释。这在一定程度上阻碍了人们更好地理解和应用这一新的无损检测技术。

本文依据裂纹表面在波动过程中的相互作用为接触-碰撞问题这一事实，基于三维弹性动力学方程、接触-碰撞理论及热力学第一定律，采用有限元数值方法模拟了含有微裂纹平板中的超声波传播过程以及裂纹表面在波动中的动接触作用，并定量计算了裂纹表面的摩擦生热、分析讨论了激励振幅对裂纹表面温度及应力的影响。计算结果表明，本文的计算方法可较好地模拟微裂纹在波动传播过程中发生的接触，粘合，滑移及脱离等相互作用；可较好地定量计算微裂纹表面在波动中的摩擦生热；计算结果可以定量解释在超声红外热像技术中观察到的现象。此外，由于该计算方法可以以图形方式清晰、直观地显示微裂纹表面在波动传播过程中的每一瞬时的相互作用、摩擦生热及温度变化，因此计算结果对更

好地理解超声红外热像技术的中的局部发热机制以及更好地认识、理解及应用这一新型无损检测技术，无疑具有重要的理论意义和实际指导作用。

3. 脉冲激光作用下的金刚石薄膜/硅基片结构的热弹分析

金刚石薄膜由于具有很大的热传导率而广泛应用于微电子器件及光学器件的热控制中。随着科学的研究对光电器件测量精度及可靠性要求的不断提高，金刚石薄膜的热学参数特别是热扩散率或热传导率的测量备受关注。大量实践证明，基于光声光热效应（即物质吸收调制的光能而产生的热波或声波的效应）的光声光热技术是测量物质热扩散率的最有效的方法之一。然而，由于金刚石薄膜厚度薄、热扩散快及对可见光透明，目前已有的光声光热方法均不能对其热扩散率进行较好测量，测量结果往往会有偏差很大。

由于求解析解的困难性，关于脉冲激光作用下多层薄膜/基片结构的热弹问题，目前只有很少的研究报告。在这些研究报告中，为了简化问题，或由于薄膜及基片材料的热扩散率均比较小，热扩散效应被忽略；或由于薄膜的热膨胀系数远大于基片而弹性模量远小于基片，薄膜与基片界面的相互作用力被忽略。然而，对于金刚石/硅结构，由于金刚石薄膜的热扩散率非常大，且金刚石薄膜的热膨胀系数及弹性模量又与硅比较接近，所以上述简化处理并不合适。

本文基于二维轴对称热弹动力学方程及环形高斯脉冲激光作用下的多层薄膜/基片结构的热源模型，采用有限元数值方法对脉冲激光作用下的金刚石薄膜/硅基片结构进行了热弹分析，并进一步讨论了金刚石薄膜的热传导率对金刚石/硅结构表面温度及热弹位移的影响。分析计算结果表明，样品表面中心温度对金刚石薄膜热传导率变化较为敏感，如果能准确测量该温度，利用样品表面中心温度曲线的下降部分定征金刚石薄膜热扩散率是一种较好的方法；样品表面中心法向位移亦随金刚石薄膜热扩散率变化而变化，利用表面中心法向位移曲线定征金刚石薄膜热扩散率精度可达 20% 左右。

南京大学研究生毕业论文英文摘要首页用纸

THESIS: Detection mechanisms and techniques of ultrasound and
thermal waves

SPECIALIZATION: Acoustics

POSTGRADUATE: Mi Xiaobing

MENTOR: Zhang Shuyi Professor

Abstract

Studies in this dissertation are mainly focused on the detection mechanisms and techniques of the ultrasound and thermal waves. The main contents of this dissertation can be divided into three parts: (1) design and development of automatic ultrasonic thermometry; (2) theoretical calculation of localized heating caused by interaction of ultrasound and microcrack; (3) two-dimensional thermoelastic analysis of Diamond/Si structures heated by a pulsed Gaussian laser beam.

1. Automatic ultrasonic thermometry

In chemical, metallurgical and nuclear industries, the online control of high temperature over 1000°C is often required to guarantee production safety and save energy. However, the conventional methods of temperature measurement, such as thermocouples, radiation pyrometers and pyrophotometers etc., for their deficiencies or susceptibilities to fume and mist, can not work durably in high temperature and are hard to realize on-line control.

Over the past three decades, ultrasonic thermometry has been evolving as a new temperature measurement technology for environments where conventional methods have failed to operate satisfactorily. The principle of the ultrasonic thermometry is that the velocity of sound in any object is a function of temperature. Although

ultrasonic thermometry has been studied widely abroad, it is still at the primary stage in our country. Among all kinds of ultrasonic thermometers, ultrasonic thin-wire thermometer is most widely used, where the sensors are usually thin wires (the diameters are about 1-2 mm) of refractory metals. Since the diameters of the sensors are small, the acoustic impedances are small. Thus, the thermometer is sensitive to the contact condition. Contact at high pressure often affects the ultrasound echo heavily and induces big error to the measurement. Moreover, most of the ultrasonic thermometers now are with lower automatization, lower accuracy and difficult in online control.

A thermometer, which can automatically measure temperature by using a pulse-echo technique and zero point-around (ZPA) method, is described in this paper. The sensor is a graphite bar with a 10 cm diameter, which was heat-treated at about 3000°C. Since the graphite bar has a big acoustic impedance and good properties of radioresistance and corrosion resistant, the system is immune to contact and can work well in high temperature and hostile environments. On the basis of ZPA method, we further bring forward a new way to automatically measure the sound velocity and temperature. The experimental and theoretical results demonstrate that the thermometer is capable for automatically and durably measuring temperature with a time resolution of 0.2 μ s.

2. Theoretical calculation of localized heating caused by interaction of ultrasound and microcrack

As a novel hybrid ultrasonic/infrared nondestructive technique, ultrasonic infrared (UIR) imaging has obtained much more attention recently. In this method, first, short ultrasound pulses are infused into a tested sample. Then, due to the interaction of the ultrasound with the defects (mainly are cracks) in the sample, the ultrasound energy transforms into heat energy. As a result, an increase in temperature takes place in the vicinity of the cracks. Next, this local temperature increase is imaged by an infrared camera, by which the locations and sizes of the cracks are

detected. As for the explanation of the mechanism of the localized heating, some qualitative presumptions were presented, however, up to now, no further quantitative explanation or theoretical calculation has ever been given because of the difficulty in obtaining the analytical solution. This impedes a better understanding and application of this new technique.

The interaction of the crack surfaces in the process of wave propagation is essentially a contact-impact problem. In this paper, based on the three-dimensional transient elastodynamic equation, according to the contact-impact theory and the first law of thermodynamics, a simulation of the dynamic interaction process of the crack surfaces during ultrasonic wave propagation is performed by finite element method. The frictional heating taking place at the crack surfaces during the wave propagation is then quantitatively calculated. Besides, the influences of the amplitude of the exciting pulse on temperature and contact pressure at crack surfaces are also discussed. The theoretical results show that by using the method a good simulation of the dynamic interaction process of the crack surfaces during wave propagation can be accomplished, in which the crack surfaces may contact, stick, slip and separate with each other; and the computational results can be used to quantitatively explain the phenomena observed in UIR and are helpful for better understanding and application of this new technique.

3. Two-dimensional thermoelastic analysis of Diamond/Si structures heated by a pulsed Gaussian laser beam

Recently, diamond thin films are widely used in thermal managements of microelectronics and optics due to the large heat conductivity, and the measurement of its thermal diffusivity (heat conductivity) are attracted considerable attention. However, the high thermal diffusivity, transparency and small thickness of the diamond film make the thermal diffusivity of the thin film even more difficult to be measured than for other materials. Big errors arise when characterizing the thermal diffusivity by present photoacoustic and photothermal techniques.

For the difficulty in obtaining the analytical solution, the thermoelastic analyses for multilayered (bilayered) structures heated by a pulse laser beam have only been studied theoretically by few authors. In the works, either the thermal diffusivities of the films and substrates are small, or the film has a much smaller Young's modulus but a much larger coefficient of thermal expansion than the substrate. For simplification, the thermal diffusions or the interaction forces between the film and substrate are neglected. However, as to the diamond/si structures, the above simplification is not applicable any more.

In this paper, based on the two-dimensional (2D) axisymmetric transient thermoelastic equation, according to a 2D model for multilayer thin films irradiated by a circular Gaussian laser beam, thermoelastic analyses for the bilayered structures of transparent diamond films on silicon substrates are performed by numerical simulations of the finite element method. Then the influence of the heat conductivity variations of the diamond film on the surface displacement of the bilayered structures is also calculated. The results show that it may be a good method by using the attenuation curves of the surface temperature to characterize the heat conductivity of the diamond film, on condition that the temperature can be accurately measured; the normal displacement of the surface of the bilayered structures does change with the variation of the heat conductivity of the diamond film, and 20 % accuracy can be obtained by using the curves of the normal displacement to characterize the heat conductivity of the diamond film.

第一章 绪论

1.1 超声波测温技术

在化工、冶金、核物理及宇航技术等部门中，常常要对温度高于 1000℃的高温进行检测与控制。目前工业中所用的常规测温方法主要有热电偶法、辐射式测温法、光学测温法。

热电偶法属于接触测温方法，其原理基于 Seebeck 热电效应，测量出热能转变的电能的大小，进而测出温度。热电偶灵敏度高，操作方便，常用热电偶可测的最高温度约为 1600℃左右^[1]。然而，由于这些工业中环境往往很恶劣，热电偶在高温、高压及有害介质条件下（如腐蚀性气体，放射性物质），很快就会损坏，如在许多高温炉中，铂铑热电偶平均的寿命仅为两个月左右^[2]。这一方面增加了大量的成本，另一方面也给工业生产及温度的在线监控带来较大困难。

辐射式测温法与光学测温法也是目前工业高温测温中的两种主要方法，与热电偶不同，它们同属非接触测温方法。其中辐射式测温法是利用非绝对零度的任何物体的热辐射换热原理，采用热电堆（热接收器）测量物体在全波范围内的辐射能量，进而测定物体的表面温度。光学测温法也是基于辐射测温原理，通过亮度平衡比较方法来间接测量物体温度。二者都具有非接触测温法的反应速度快、灵敏度高的特点，其中辐射式测温法测温范围更广，约为-70℃到 3200℃左右，光学测温法可测量最高温度约为 1650℃左右^[1]。

与热电偶法相比，非接触测温方法似乎对这些工业高温测温更具有优势，但事实恰好相反。工业现场的烟尘、水汽对辐射式测温法的测量精度影响很大。光学测温法也易受这方面的影响，再加上光学测温法精度与被测物体的辐射率密切相关，而许多工业中的被测物体的辐射率很难精确获得，所以它们的测温精度远不如热电偶，目前这些工业的温度检测工作仍以热电偶为主^[2]。

超声波测温法是一种新型的测温技术，它特别适合工作于高温和恶劣的测温环境中。在国外，目前超声波测温法已经在一些常规测温方法都不能适用的特殊场合，如温度高达 3000℃及强辐射性的核反应堆、环境恶劣的高温热炉、火箭

发射现场以及等离子体室, 取得了初步的科学的研究与应用, 并正日益发展成为在这些特殊场合可取代热电偶等常规测温方法的一种新型技术^[3]。

超声波测温的理论基础是超声波在气体、液体及固体的传播速度与介质温度有确定的函数关系。研究表明, 在理想气体中声速 C 与绝对温度 T 的平方根成正比, 即

$$C = (\gamma RT / M)^{1/2} \quad (1-1)$$

式中 γ 为比热比 (定压比热与定容比热之比), R 为气体常数, M 为分子质量。在大多数液体中, 声速 C 与温度 T 呈线性关系, 可表示为

$$C = a - bT \quad (1-2)$$

式中 a 和 b 是取决于液体性质的两个常数, 上式在很宽的温度范围内都成立。而在大多数固体中, 声速随温度升高而减小, 并且声速与温度有良好的确定函数关系。所以通过测量介质中的声速, 进而根据预先测定的声速与温度的校准曲线, 即可以测定介质温度。

按实际测量参量不同, 超声波测温法可分为两大类, 即超声波谐振测温法及超声波应用脉冲技术测温法。超声波谐振测温方法以谐振式敏感元件 (蓝宝石晶体、钼等) 的共振频率为测量参量, 进而通过预先测定的敏感元件的谐振频率随温度变化的校准曲线进行温度测量。Bell 等人在超声波谐振测温法这方面做了大量工作^[4-6]。由于敏感元件的谐振频率较容易获得精确测量, 谐振式超声测温法通常具有较高的温度分辨率。如 Bell 等人研制的以蓝宝石单晶体为敏感元件的谐振式超声测温计, 在真空或惰性气体的环境中有良好的表现性能, 在 2000°C 的高温下仍具有 1% 的复现性^[5]。但超声谐振测温法有明显的不足之处, 即谐振敏感元件对机械耦合非常敏感, 与其他物体发生极轻微的机械接触也会显著地影响它的谐振性, 会引起相当大的测温误差。这一缺点严重地限制了超声波谐振测温法进一步的科学的研究与应用。

超声波应用脉冲技术测温法, 通常以脉冲回波技术测得被测介质 (或与被测介质达到热平衡的媒质) 的超声波传播速度, 进而根据预先测定的该介质 (媒质) 声速与温度的校准曲线来测定温度。其中, 通过测量与被测介质达到热平衡媒质声速, 从而进一步测量温度的占了绝大多数。由于这些热平衡媒质 (敏感元件) 通常是以耐高温的单晶钨、铼、钼及其合金制作的细金属丝, 所以超声应用脉冲

技术测温法通常也称为细线超声脉冲测温法。

虽然目前细线超声脉冲测温法的分辨率不及超声谐振测温法,但由于细线超声脉冲测温法对机械耦合相对地讲比较迟钝,从而使得它运行时的稳定性及可靠性大大提高,因此,细线超声脉冲测温法获得了比超声谐振测温法更为广泛的科学的研究和应用。

Carlson 及 Tasman 等从 70 年代初开始,用细线脉冲超声脉冲测温方法开展了核反应堆温度测量的研究工作^[7, 8]。其中, Carlson 等以敷钉多晶钨 (W+2% ThO₂) 为敏感元件,首次测量了核反应堆中心高达 2860℃的高温,这种极高的温度以及很强的辐射性环境完全排除了使用其他温度计的可能性。此外,从 70 年代末到 80 年代初, Lynnworth 及 Tastman 等先后开展了能同时测量细线温度计轴向温度场的研究工作^[9-11]。他们将敏感元件设计成直径逐段减小的结构,直径的突变,造成声阻抗的不连续(这里声阻抗 Z 定义为 $Z = pCA$ ^[12],式中 p 为材料密度, C 为纵波波速以及 A 为敏感元件截面积)。当声波在这种结构的敏感元件中传播时,就会在这些阻抗不连续处发生反射,从而可获得敏感元件不同位置的多个回波信号,进一步根据声速与温度的关系,即可实现对细线温度计轴向温度的多区测量。90 年代初, Wilkins 用单晶钨代替加钉多晶钨作为超声脉冲温度计的敏感元件,得到了更加稳定的超声回波信号,且减小了超声波回波高温时的衰减^[13],可以测量高达 3000℃的温度,而且具有相当的精度。在测量小于 1700℃的温度时,其统计标准差为 55℃,而测量超过 1700℃高温时,其标准差可达 34℃。该温度计在稳定性以及寿命等方面还有待于进一步验证和完善。与此同时, Varela 等以敷钉多晶钨等为敏感元件,研制了一种以微型计算机控制的超声波测温系统(UTS),该系统可以测量热炉中从室温到 3000℃的高温,而且可以达到相当的准确度^[14]。该 UTS 系统目前已取得初步的商业应用。

超声测温方法在国外有了较为广泛的科学的研究与应用,然而,在国内尚属开始阶段。目前,清华大学的孙崇正采用脉冲超声波测温法,开展了熔融状态下铝的初步测温研究工作^[15]。随着我国冶金、化工、核能源及宇航技术的日益发展,开展高质量的超声波测温计的研发显得很必要。

1.2 超声红外热像技术及微裂纹局部发热机制

红外热波成像检测技术是一种重要的无损评价技术, 其理论基础基于普朗克辐射定律^[16], 即物体的热辐射能量与其表面温度有确定函数关系。红外热像仪接收该热辐射能并将其最终转换为一定灰度值的图像信号。进一步通过预先标定的灰度值与温度的函数关系, 即可测得被测样品的表面温度。其基本检测过程如图 1.1 所示。首先通过将激发源 (超声波、激光及氙灯等) 入射至被检测样品以加热该样品。如果样品中存在缺陷或非均匀区域, 则此区域的非均匀热学及力学性质使得样品表面产生附加的温度变化。此表面温度差异以红外热像仪观测记录, 最终通过对比、参考这些记录的图像即可检测出缺陷的位置和大小。

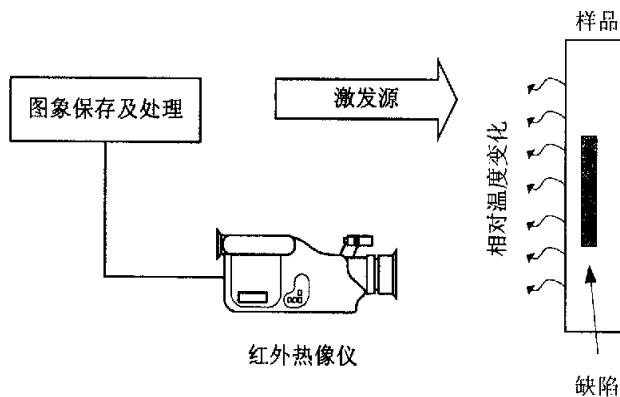


图 1.1 红外热成像技术基本检测过程

超声红外热像技术 (UIR) 是最近发展起来的一种新型的红外热成像技术^[17-19], 它以低频 (20~40 kHz)、短时 (50~200 ms) 超声脉冲为激发源。由于超声波与缺陷 (裂纹、分层及脱节等) 的相互作用, 使得 UIR 具有对缺陷区域局部加热的能力, 从而使得图像显示的主要是缺陷区域的热变化 (其他无损伤区域最初并没有明显的热变化)。因此, 相对于传统的以氙灯等电光源为激发源的脉冲热源红外热波成像技术 (PT) 而言, UIR 的检测灵敏度得以显著提高。在 PT 检测过程中, 由于热波通常要来回传播于被测样品表面与缺陷间, 使得样品表面温度趋于均匀, 从而使得其检测灵敏度较 UIR 显著降低^[16]。

此外, UIR 还具有快速 (通常整个检测过程小于 1s)、检测范围广 (超声波传播速度快)、适用性好 (可检测各种金属、陶瓷及复合材料中的裂纹、分层及脱节等缺陷) 以及操作方便和经济实用等特点。目前, UIR 已在航空航天及压力

锅炉等领域取得了广泛的应用。

针对超声引起缺陷区的局部发热机制,目前已提出一些定性解释^[17-19]。首先,由于缺陷(主要为裂纹)与邻近区域的弹性性质不同,其声衰减及其产生的热比无缺陷或均匀区域多,使得该区域获得选择性的附加加热。其次,样品中的热流量与样品热学性质有关,一般情况下缺陷区域比无缺陷区域的热流量小,因此缺陷或非均匀区域的热扩散比相邻区域少。由于这两个结果的共同影响,缺陷或非均匀结构就可以通过样品的温度异常升高表现出来。

然而,由于求解析解的困难性,到目前为止,局部发热机制仍未得到定量的计算和解释。这在一定程度上阻碍了人们更好的理解和应用这一新的无损检测技术。另一方面,裂纹表面在波动过程中的相互作用(接触、粘合、滑移及脱离),实质上属于接触一碰撞问题。在解决冲压、撞击等接触一碰撞问题中,目前已形成了较为完善的接触一碰撞理论^[20-26]。因此,基于弹性动力学方程,采用上述接触一碰撞理论,可望实现对微裂纹在波动过程中的动接触行为的模拟。进一步,当裂纹表面相对滑动时,由于摩擦,物体机械能转化为热能,根据热力学第一定律,易计算得裂纹表面的摩擦生热。

1.3 光声光热技术及薄膜热扩散率的测量

大量实践证明,在测定物质的光学、热学及声学性质方面,基于光声光热效应(即物质吸收调制的光能而产生的热波或声波的效应)的光声光热技术是最为有效的方法之一。最近,基于脉冲激光的光声光热技术在固体材料热学参数定征(热传导率或热扩散率等)方面得到了广泛的研究^[27-31]。Mirage^[32](光热偏转技术)、脉冲光声法^[29]、光热栅^[27]及光热光反射技术^[33]为几种常用测量热扩散率的光声光热技术。

在 Mirage 方法中,由于光热效应及热传递,在样品表面附近的空气层中就建立了周期性调制的温度梯度场,并引起了空气折射率的周期性变化。当一束探测光从样品表面掠过时,探测光会发生偏转。探测光偏转的角度大小即携带了样品的热扩散信息。由于热膨胀效应,样品近表面的空气层中周期性变化的温度场会在空气中激起声波,声波的幅值即反映了样品介质的热扩散性质。脉冲光声法正是通过应用传声器测量声波幅值而对热扩散率进行测量。光热栅法使用两束相

于脉冲激光在样品表面发生干涉而形成热栅(按干涉条纹分布的周期性变化的温度场),进而形成按干涉条纹分布的周期性折射率分布。当探测光通过该区域时便会发生衍射现象,衍射光随时间衰减的速度即携带了样品介质的热扩散信息。光热光反射法是通过测量样品表面的光反射率而对热扩散率进行测量的,样品近表面区域的温度变化引起该区域光折射率的变化,光折射率的变化进一步引起样品表面光反射率的变化,因此,探测光的反射强度即反映了样品介质的热扩散性质。以上几种方法均具有非接触及灵敏度高的特点,且目前均可用以定征体材料及不透明薄膜的热学性质。然而,对于透明且热扩散率较大的薄膜,由于在样品本身或与样品相近介质(空气)中难以建立梯度较大温度场,而通常检测信号正比于温度梯度,因此,使得检测信号较微弱,定征工作变得困难。

金刚石具有自然界所有材料中最大的热传导率,数值为 $2300 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ ^[34]。金刚石薄膜也具有很大的热传导率,目前广泛应用于微电子器件及光学器件以及各种传感器的热控制中。随着科学的研究对光电器件测量精度及可靠性要求的不断提高,金刚石薄膜的热学参数特别是热扩散率或热传导率的测量备受关注^[35, 36]。然而,厚度薄、热扩散快及对可见光透明,使得金刚石薄膜的热扩散率比其他材料更难准确测量^[36]。目前已有的方法,如前述的光声光热方法,均不能进行较好的测量,测量结果往往会有偏差很大。鉴于目前许多实验室仍致力于开发新的光声光热方法,以期能够准确地测量金刚石薄膜的热扩散率,因此,开展有关金刚石薄膜在脉冲激光作用下的光热及光声效应的理论研究工作就显得很必要。

1.4 论文内容

本论文主要致力于超声波和热波检测机理与技术的研究。论文第二章首先提出了一种以热处理温度为 3000°C 的优质石墨棒作为测温介质、采用基于超声波脉冲技术的零点回鸣法测量声速、并通过微机控制可自动跟踪测温的超声波测温系统。接着以该系统作了初步的测温实验,并对实验结果进行了理论分析和验证。

第三章从三维弹性动力学方程出发,基于接触-碰撞理论及热力学第一定律,采用有限元数值计算方法,模拟了含有微裂纹平板中的波动传播过程,并定量计算了裂纹表面的摩擦生热及分析讨论了激励振幅对裂纹表面温度及应力的影响。

第四章基于二维轴对称热弹动力学方程及环形高斯脉冲激光作用下的多层薄膜/基片结构的热源模型,采用有限元数值方法计算了脉冲激光作用下的金刚石薄膜/硅基片结构的瞬态温度场及热弹性移场。并进一步讨论了金刚石薄膜的热传导率对金刚石/硅结构表面温度及热弹性移的影响。

最后,在第五章中,对全文研究工作做了总结。

参考文献

- [1] 朱麟章, 高温测量原理及应用, 科学出版社, 北京, 1991, 73-75.
- [2] 蔡捷伟, 接触式光电温度传感器, 传感器世界, 2002 (3), 10-13.
- [3] 孙崇正, 超声波测温技术进展, 宇航计测技术 **15**, 1995, 35-38.
- [4] J.F.W. Bell, A solid acoustic thermometer, *Ultrasonics* **6**, 1968, 11-14.
- [5] J.F.W. Bell, E.G.H. Mobsby, British Patent 1146520, 1969.
- [6] J.F.W. Bell, *Temperature, Its Measurement and Control in Science and Industry*, Vol. 4, New York, 1972, 709-713.
- [7] G.A. Carlson, W.H. Sullivan, et al., *Ultrasonics Symp. Proc.*, IEEE Cat. 77CH1264-ISU, 1977, 24-28.
- [8] H.A. Tasman, H.E. Schmidt, et al., *High Temp. High Pressures* **9**, 1977, 387-406.
- [9] H.A. Tasman, *Ultrasonics Symp. Proc.*, IEEE Cat. 14CH1482-9, 1979, 380-383.
- [10] H.A. Tasman, M. Campana, et al., Ultrasonic thin-wire thermometer for nuclear applications, *Temperature, Its Measurement and Control in Science and Industry*, Vol. 5, New York, 1982, 1191-1196.
- [11] L. C. Lynnworth, Temperature profiling using multizone ultrasonic waveguides, *Temperature, Its Measurement and Control in Science and Industry*, Vol. 5, New York, 1982, 1181-1190.
- [12] 同济大学声学研究室, 超声工业测量技术, 上海人民出版社, 上海, 1977, 151-155.
- [13] S.C. Wilkins, A single-crystal tungsten ultrasonic thermometer, *Temperature, Its Measurement and Control in Science and Industry*, Vol. 6, New York, 1992, 1023-1026.

- [14] D.W. Varela, Temperature measurement in industrial and laboratory furnace using ultrasonic thermometry, *Temperature, Its Measurement and Control in Science and Industry*, Vol. 6, New York, 1992, 1027-1032.
- [15] 孙崇正, 熔融金属的超声波测温技术, 自动化仪表 15, 1994, 34-39.
- [16] X. Maldague, *Nondestructive evaluation of materials by infrared thermography*, London, Springer-Verlag, 1993, 25-36.
- [17] B. Mignogna, R.E. Green, D.C. Duke, E.G. Henneke and K.L. Reifsnider, Thermographic investigation of high-power ultrasonic heating in materials, *Ultrasonics* 19, 1981, 159-163.
- [18] J. Rantala, D. Wu, G. Busse, Amplitude-modulated lock-in vibrothermography for NDE of polymers and composites, *Res. Nondestruct. Eval.* 7, 1996, 215-228.
- [19] L.D. Favro, X.Y. Han, O.Y. Zhong, L. Li, S. Wang and R.L. Thomas, Thermosonic imaging of cracks and delaminations, *Prog. Nat. Sci.* 11, 2001, Supplement, 133-136.
- [20] J.O. Hallquist, G.L. Goudreau, et al., Sliding interfaces with contact-impact in large-scale Lagrangian computations, *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.* 51, 1985, 107-137.
- [21] T. Belytschko, O.N. Mark, Contact-impact by the pinball algorithm with penalty and Lagrangian methods, *Int. J. Numer. Methods Engrg.* 31, 1991, 547-572.
- [22] D.E. Burton, Physics and numerics of the tensor code, Lawrence Livermore National Laboratory, University of California, California, U.S., Internal Document UCID-19428, 1982.
- [23] D.J. Benson, J.O. Hallquist, A single surface contact algorithm for the post-buckling analysis of shell structures, *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.* 78, 1990, 141-163.
- [24] A. Curnier, A theory of friction, *Int. J. Solids Structures* 20, 1984, 637-647.
- [25] S. P. Wang, E.J. Nakamachi, The inside-outside contact search algorithm for finite element analysis, *Int. J. Numer. Methods Engrg.* 40, 1997, 3665-3685.
- [26] T. Belytschko, I.L. Jerry, A three-dimensional impact-penetration algorithm with erosion, *Comput. Structures* 25, 1987, 95-104.

- [27] B. Zhang, Optical methods of thermal diffusivity measurement, Ph.D. Thesis of South Bank University, England, 1996, 52-87.
- [28] H.P. Hu, X.W. Wang and X.F. Xu, Generalized theory of the photoacoustic effect in a multilayer material, *J. Appl. Phys.* **86**, 1999, 3953-3958.
- [29] 张国斌, 石军岩, 施朝淑, 张新夷, 光声技术在固体材料热扩散率测量中的应用, *物理* **29**, 2000, 416-419.
- [30] 孙利, 张淑仪, 赵雁竹, 李子全, 水修基, 运用光声压电技术测定固体热扩散率, *声学学报* **28**, 2003, 315-320.
- [31] 罗爱华, 光声技术定征材料热学参量以及在光化学中的应用, 南京大学硕士学位论文, 2004, 11-50.
- [32] J.D. Spear and R.E. Russo, Transverse photothermal beam deflection within a solid, *J. Appl. Phys.* **70**, 1991, 580-586.
- [33] Y.S. Lu, S.Y. Zhang and Z.L. Qian, Second-harmonic responses of modulated photoreflectance in semiconductors, *J. Appl. Phys.* **74**, 1993, 4710-4715.
- [34] D.P. Almond, P.M. Patel, *Photothermal Science and Technique*, Chapman & Hall, London, 1996.
- [35] I. Hatta, K. Fujii, S.W. Kim, Thermophysical properties of thin films on substrate, *Mater. Sci. Engg. A* **292**, 2000, 189-193.
- [36] H. Relyea, M. White, J.J. McGrath, J.V. Beak, Thermal diffusivity measurements of free-standing CVD diamond films using non-contacting, non-destructive techniques, *Diamond. Relat. Mater.* **7**, 1998, 1207-1212.

第二章 超声波自动测温技术

2.1 引言

在化工、冶金以及核物理等部门中，为了保证生产安全、产品质量以及节能，常常需要对高于 1000℃的高温进行在线检测和控制。然而，目前工业中的常规测温方法，如热电偶法、辐射测温法及光学测温法，由于自身的不足或工业现场恶劣环境的影响，难以实现对高温的长时间连续地在线精确检测与控制^[1-3]。

超声波测温是近 40 年发展起来的一种新型测温技术，它特别适合工作于高温及恶劣的测温环境中。由于细线超声脉冲测温法相对于超声谐振测温法，具有较高的稳定性与可靠性，细线超声脉冲法在国外得到了较为广泛地科学的研究与应用。然而，目前的细线超声脉冲温度计绝大多数存在着自动化程度低及在线检测困难等缺点^[4-6]。

此外，为了使测量更能集中反映某一点的温度，目前的细线超声脉冲温度计通常采用较高频率的超声波（纵波），以使敏感元件的轴向尺寸做的尽可能的小。此时，为避免频散^[7]获得更稳定的超声波信号，敏感元件的直径必须很小（通常为 1~2 毫米或者更小）。这样的细线温度计无疑具有操作灵活及测量集中等优点。

然而，这种小直径的敏感元件，同时也决定了它们的声阻抗^[8]通常也比较小，这就会使得敏感元件对外界的接触比较敏感。特别是当外界与敏感元件与发生较大压力的接触时，超声回波信号往往受到很大程度的干扰，这就会给测量带来较大误差^[8]。而在许多工业现场生产中，这种较大压力的接触往往又是无法避免的。为了防止敏感元件与外界的直接接触，目前常用的一个措施是给敏感元件添加一个保护外壳，当然，这在一定程度上是一种行之有效的措施。然而，由于这些以难熔金属及其合金制作的敏感元件的劲度系数（杨氏模量）在高温下通常会大大降低，因此敏感元件往往会产生严重变形并与保护外壳之间形成粘结。每一个粘结点都会导致声波的反射，形成虚假的回波信号或干扰杂波，轻者会给测量带来较大的误差，严重时甚至导致温度计不能工作^[5, 6]。虽然经过多年的发展，已提出了许多解决措施，然而时至今日该问题还未能得以彻底解决。

基于上述原因, 本文提出一种以热处理温度为 3000°C 的直径约为 10 cm 的优质石墨棒作为测温介质、采用基于超声波脉冲技术的零点回鸣法 ZPA (Zero Point-Around Method) 测量声速、并通过微机控制自动跟踪测量温度的超声波测温系统。由于选用石墨棒直径较大, 其声阻抗也较大, 从而对外界的接触有相当的免疫能力。此外, 我们之所以选择石墨为测温介质材料, 是因为石墨具有很好的耐高温性能 (熔点为 3850°C)、非常好的抗辐射性能及耐腐蚀性能, 特别适合工作于工业中各种条件恶劣的环境中。另一方面, 通常用以测量声速的超声波脉冲方法主要有回鸣法, 脉冲重合法以及脉冲叠加法等几种^[8]。在以上几种方法中, 从测量精度以及易于实现自动化的角度来讲, 回鸣法无疑最具有优势。我们选用回鸣法, 并将回鸣法进一步改进为零点回鸣法, 零点回鸣法具有比回鸣法更高的测量精度^[9]。在此基础上, 根据石墨棒声速与温度的确定关系, 即可实现温度的自动测量。

2.2 零点回鸣法及超声自动测温原理

在圆柱型样品一端面激发超声脉冲, 则在另一端面即可接收到直达波及一系列回波信号。与通常应用脉冲技术不同, 零点回鸣法选择波形中过零点 (本文中的零点特指由负到正的过零点, 如图 2.1 中的 A、B 点) 作为声时测量对象。设测量得 A、B 两点的声时为 t_A 和 t_B , 则

$$t_{BA} = t_B - t_A \quad (2-1)$$

即为超声波在样品中来回传播声时。在实际应用中, 为了提高信噪比, 通常采用多次发射和接收测量声时平均值, 即

$$t_{BA} = T_M(B)/M - T_M(A)/M \quad (2-2)$$

式中 M 为发射次数, $T_M(A)$ 和 $T_M(B)$ 分别为点 A 或 B 的总声时。当然, 测量系统也可以使用同一个换能器兼作超声脉冲的发射与接收, 即为自发自收类型, 其原理与上述的一发一收类型相一致。

零点回鸣法采用脉冲回波过零检测技术, 可以实时、准确地测量出接收波形中过零点的声时值。然而接收波形中通常会有许多过零点, 为了能够准确地测出所选的某一零点声时, 零点回鸣法通常将所测零点 (A) 的声时 t^0 分为 t_1^0 , t_2^0 两部

分测量, 如图 2.2 所示。其中 t_1^0 通常是根据示波器或采样波形选择获得, t_2^0 通过脉冲回波过零检测技术得到。

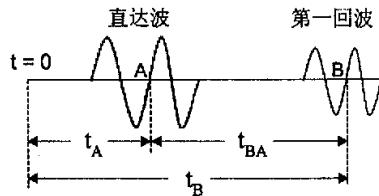


图 2.1 接收端的声波信号

然而, 当样品温度发生变化时, 由于超声波波速的改变, 各零点发生移动, 某一时刻可能使所选零点 (A) 声时小于 t_1^0 或者所选零点的前一个零点 (B) 声时大于 t_1^0 , 参考图 2.2 所示。此时, 零点回鸣法所测声时变为与所选零点 (A) 相邻的零点 (B 或 C) 声时。因此, 要实现自动测温, 就必须首先实现对所选零点声时的自动跟踪测量。

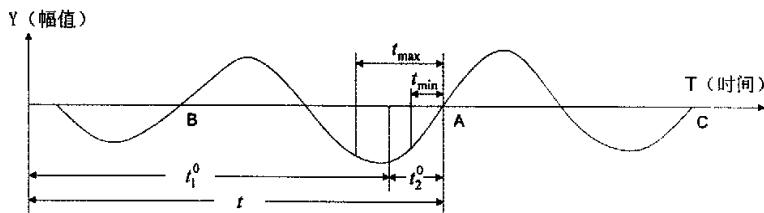


图 2.2 自动跟踪测量原理

为此, 我们引入 t_{\min} 和 t_{\max} 两个常数, 并通过 (2-3) 式在每次测量前对 t_i^0 进行修正, 式中 $i=1,2, \dots$ 。这样即可使得 t_i^0 与所选择零点始终保持一定的时间间隔 (t_2^0), 即实现了零点正确跟踪, 从而实现了声时的自动跟踪测量。当超声波传播距离一定时, 声时的变化就代表声速的变化。进一步利用声速与温度的关系, 即可实现温度的自动测量。

$$\begin{cases} t_1^{(i)} = t_1^{(i-1)} + t_2^{(i-1)} - t_{\max} & t_2^{(i-1)} > t_{\max} \\ t_1^{(i)} = t_1^{(i-1)} + t_2^{(i-1)} + t_{\min} & t_2^{(i-1)} < t_{\min} \\ t_1^{(i)} = t_1^{(i-1)} & t_{\min} \leq t_2^{(i-1)} \leq t_{\max} \end{cases} \quad (2-3)$$

2.3 超声自动测温系统设计

2.3.1 测温系统结构及工作过程

超声测温系统硬件组成以及工作原理框图如图 2.3 所示，其中图 (a) 为系统硬件图，图 (b) 为系统工作原理框图。在图 2.3 (a) 中，计算机通过 ISA 总线与数据采集卡进行 I/O 通讯，超声波发射及计时电路板通过 40 线数据传输线与采集卡相连，可间接的实现与计算机 I/O 通讯。压电换能器一端通过同轴电缆与超声波发射及计时电路板相连，另一端通过耦合剂与石墨棒相连。

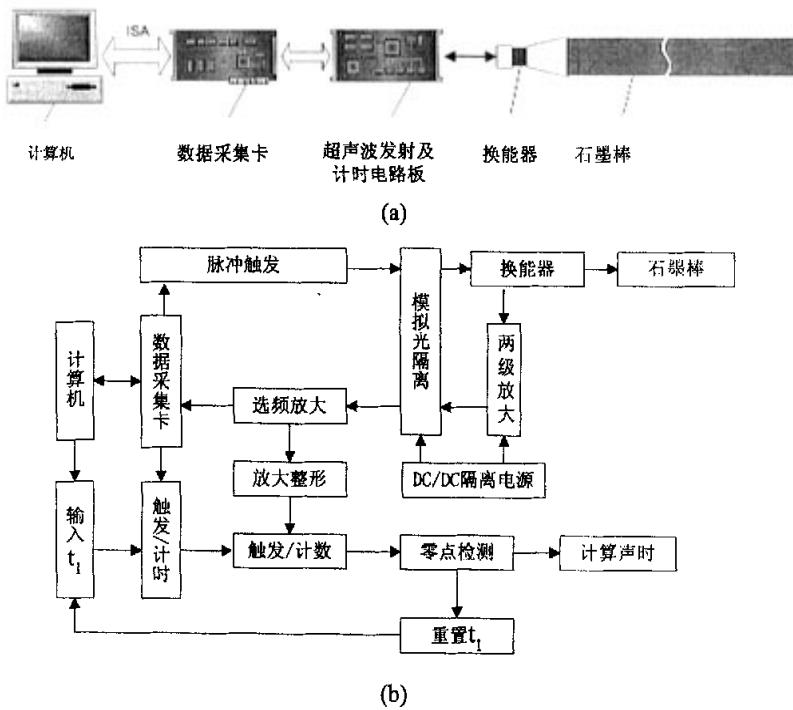


图 2.3 测温系统结构及工作原理框图

如图 2.3 (b) 所示，系统工作时，通过软件控制数据采集卡数字输出端口产生周期为 60ms 的输入尖脉冲信号，经脉冲触发电路以及光电隔离后将振荡脉冲信

号施加于换能器，经电声转换产生声波信号。该信号在石墨棒中传播及端面反射后，将产生一系列回波。通常接收到的声电转换信号很微弱，输入至光电隔离前必须进行适当放大以尽可能减小信号的非线性失真度。接着，选频电路将回波信号选出，再经由数据采集卡采样并送入 PC 机显示采样波形，与此同时，整形放大电路将信号整形为方波。按 ZPA 方法，根据采样波形选择零点并输入相应的时间 t_1^0 数值。在 t_1^0 时刻触发计数器计数至方波的上升沿（声波过零点），计数器计时值即为 t_2^0 。由此进入零点检测，根据 t_2^0 大小，按照公式 (2-3) 对 t_1^0 进行修正。如 t_1^0 位于 t_{\min} 和 t_{\max} 之间，则为有效零点，计算声时 $t^{(0)} = t_1^{(0)} + t_2^{(0)}$ 并保存。此后，系统进入自动跟踪测量阶段，系统定时产生周期为 60ms 的尖脉冲信号，并按上述步骤自动循环执行。

2.3.2 系统硬件设计

1. 数据采集卡

数据采集卡选用华控公司的 HY-8021。该采集卡上带有 12 Bit 分辨率的模数 (A/D) 及数模 (D/A) 转化器件，提供 8 双/16 单的模拟信号 (最大电压范围为 ± 10 V) 输入通道，具有 8 路数字量输入、输出通道，其中数字量输入采用缓冲方式输入，可直接读取 8 Bit 输入数据；数字量输出采用锁存式输出方式，具有上电清零功能，可通过向 I/O 地址写数据改变 8 Bit 数字量输出值。该采集卡所用 A/D 芯片为 AD1674，转换时间 (含采样时间) 为 $10 \mu\text{s}$ ，系统通过率为 90 kHz。此外，该采集卡上还带有可编程定时/计数器 8253，其中定时/计数器 1 与 2 级连使用，作为 A/D 定时触发信号的发生器，定时/计数器 0 空余，定时/计数时钟频率为 4 MHz。

在该系统中，数据采集卡除了用以对超声信号采样外，还通过其数字量输入端口以读取超声发射及计时电路板中的计数器计时值 (t_2)，通过其数字量输出端口产生周期为 60 ms 的输入尖脉冲信号。此外，该采集卡上的 8253 芯片的定时/计数器 0 用于延时 t_1 ，延时 t_1 完成时，定时/计数器 0 的输出端口会产生一上升沿。

2. 超声波发射及计时电路的设计及实现

硬件设计的主要任务是超声波发射及计时电路的设计，由图 2.3 可知，该电路具体又可划分为脉冲触发电路、模拟光隔离电路、选频放大及整形电路、触发

计时电路及信号输入输出电路等几部分。

(1) 脉冲触发电路

脉冲触发电路如图 2.4 所示, 该电路用于产生振荡电脉冲, 以激励压电换能器产生超声波。如图所示, 该电路主要由单稳态多谐振荡器 74HC221 (U1)、与非门 74HC132 (U2) 与 R2、C2 构成的振荡器、D 触发器 74HC74 (U3) 以及三级管 3DG130C (Q1)、R7 构成的射级追随器等 4 部分组成。当计算机产生的周期为 60 ms 的输入尖脉冲信号输入 B 端时, 该脉冲上升沿触发 74HC221 的输出端 Q 立刻产生一独立于输入脉冲宽度、脉冲宽度可调的输出脉冲, 该脉冲宽度为 $0.7 R1 * C1$ (当外接电容 $C_1 \geq 1000 \text{ pF}$)。接着振荡器 (U2A, U2B, R2, C2) 在该脉冲信号宽度内产生振荡脉冲信号, 其周期约为 $1.4 R2 * C2$ 。振荡脉冲信号经 D 触发器 (U3) 2 分频以及与非门 (U3A, U3B) 缓冲后, 输入射级追随器 (Q1、R7), 再经电容 C3 隔离直流成分, 产生 $\pm 12 \text{ V}$ 的振荡电脉冲信号。射级追随器的电压放大倍数接近 1, 但是由于它具有较大的电流放大倍数 ($I_E = (1 + \beta)I_B$), 所以具有一定的功率放大作用。同时由于射级追随器具有较大的输入电阻和较小的输出电阻, 所以具有良好的带负载能力。此外, 图中二极管 D1 起保护三极管作用。为了减小干扰, 对电路中的不用的输入端子做了处理 (如与非门 74HC132 的空余输入端与 VCC 电源相接等)。

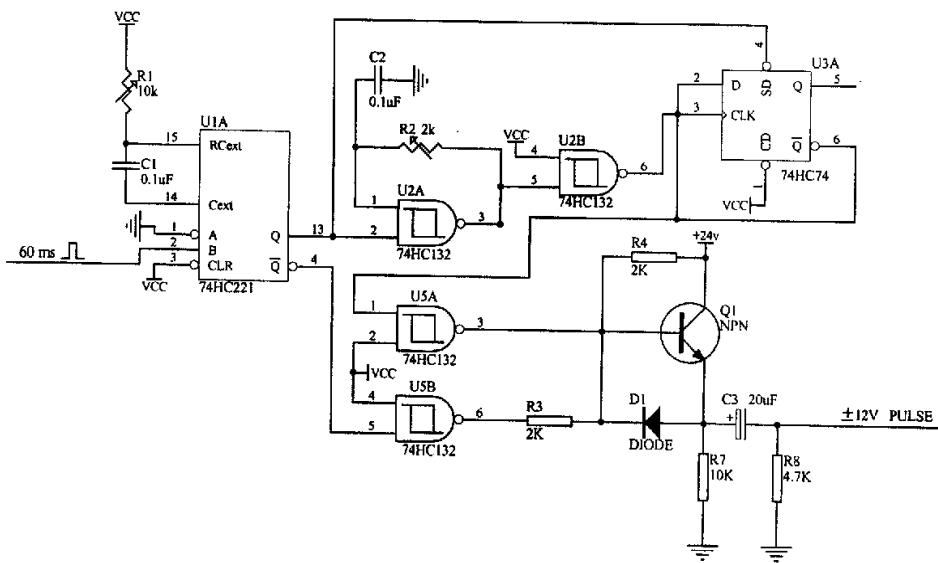


图 2.4 脉冲触发电路

当然, 该振荡电脉冲信号可直接作用于换能器以产生超声波。考虑到实际工业环境往往条件复杂、恶劣, 可能存在有较大噪声和不安全因素, 我们对现场的超声信号首先进行光电隔离, 然后才送入后继电路及计算机, 可起到保护计算机及降低现场潜在噪声影响作用。

(2) 模拟光隔离电路

光电隔离(耦合)是利用光电器件(发光二极管、光电二极管等)通过电光和光电转换, 在实现信号传输的同时而又保证信号输入端和输出端在电气上隔离。由于输入端和输出端相互隔离, 利用光电耦合可起到抑制系统噪声, 消除接地回路干扰以及保护重要器件等作用。

然而, 由图 2.3 可知, 该系统中需要同时对触发脉冲数字信号和超声波模拟信号实现光电耦合。普通的光电耦合器由于发光器件的非线性和受温度影响较大而难以传输模拟信号^[10]。我们选用美国安捷伦公司的 HCNR200 高度线性的模拟光耦, 图 2.5 所示为其结构及引脚图。由图可见, HCNR200 光耦由一个发光二极管(由 AlGaAs 制作的高性能 LED)和两个光电二极管(PD)组成。由于该光耦中两个光电管严格匹配, 此外再加上外接运算放大器反馈作用, 可保证信号传输的良好线性度(非线性度典型值为 0.01%)以及温度稳定性(温度影响系数典型值为 0.3%)。

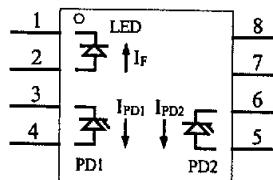


图 2.5 HCNR200 结构及引脚图

图 2.6 所示为由该光耦组成的双极性光电隔离图(方便于阐述该电路工作原理起见, 图中以分立元器件表示该光耦)。由图可知, 该电路主要由两片 HCNR200 光耦及运放 TLE2072 所组成。当输入端(I 点)信号为正极性时, 光耦 OC1 导通而 OC2 截止。运放 T1A 反相放大该输入信号, 使得 OC1 的发光二极管 LED 电流 I_F 增加, 发光强度增强, OC1 光电管 PD1 电流 I_{PD1} 增加, 运放 T1A 负输入端(2 脚)

电位降低。当运放 T1A 负输入端电位接近于零时, 该反馈趋于平衡。设运放为理想运算放大器, 则易得

$$I_{PD1} = V_{IN} / (R33 + \alpha R32) \quad (2-4)$$

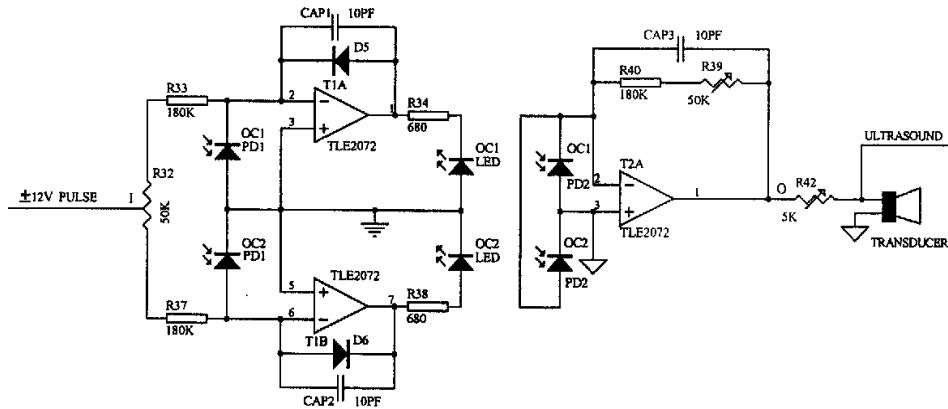


图 2.6 模拟光隔离电路

式中 V_{IN} 为输入端 (I 点) 的电压, $\alpha R32$ 代表平衡电阻 $R32$ 在正极性电路中的电阻值, 其中 $0 < \alpha < 1$ 。由 (2-4) 式可知, 光电流 I_{PD1} 仅决定于输入电压、电阻 $R33$ 和 $\alpha R32$ 数值大小, 而与发光二极管 LED 输出光性能无关。所以, 当 LED 的发光性能随温度发生变化时, 由于运放的反馈作用, 光电管电流仍会维持一个稳定值。

另一方面, 设光电管 $PD2$ 及 $PD1$ 对 LED 发出光能量的吸收比为 K (其典型值为 1 且具有良好的时间及温度稳定性能), 则有

$$K = I_{PD2} / I_{PD1} \quad (2-5)$$

式中 I_{PD2} 为光电管 $PD2$ 光电流。经运放 $T2A$ 及 $R39$, $R40$ 组成的跨阻放大器, I_{PD2} 电流输入转变为电压输出, 即

$$V_{OUT} = I_{PD2} (R39 + R40) \quad (2-6)$$

式中 V_{OUT} 为图中 O 点输出电压。联立 (2-4)~(2-6) 式, 可得

$$V_{OUT} / V_{IN} = K (R39 + R40) / (R33 + \alpha R32) \quad (2-7)$$

可见, 信号输入输出电压比值恒定, 且呈线性关系, 独立于发光二极管 LED 的输出性能。以上讨论的是输入信号为正极性时的光耦合过程, 信号为负极性时, 工

作原理与上述类似。

进一步, O 点输出的交变电脉冲作用于压电换能器即可产生超声波。当然, 该电脉冲频率需与压电换能器谐振频率相一致以提高超声波信号强度。超声信号在石墨棒中传播及端面反射后, 换能器接收到一系列回波信号, 再经一次类似图 2.6 所示电路的光电耦合后, 输入后继电路及计算机。通常由于回波信号很微弱, 光电耦合前必须进行适当放大以减小信号的非线性失真度。简洁起见, 这里不给出这一部分具体电路, 详见论文附录。另外, 在以上电路中, 运放 TLE2072 需要采用 DC-DC 隔离型直流电源提供 ± 12 V 电源, 图 2.7 所示为 DCD24-12 型隔离电源引脚图。该电源采用 24V 直流电源输入 (15、16 脚), 输出 ± 12 V 双电源 (10、7 脚), 最高隔离电压 2500 VRMS。

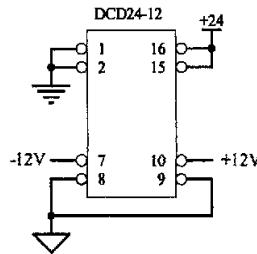


图 2.7 DC-DC 隔离电源

(3) 选频放大及整形电路

选频放大及整形电路如图 2.8 所示, 该电路主要用于滤掉超声波信号中的潜在噪声成分以及对滤波后的超声波信号整形放大为方波以作为后继电路的输入时钟信号。由图可见, 该电路主要由运放 LF347 (U8A)、R20~R24 及 C7、C8 构成的选频放大器、运放 LF347 (U8B)、R17 及 C6 构成的整形放大电路组成。其中选频放大器又由 R20~R24 及 C7、C8 构成的带通滤波网络以及运放 LF347(U8A)、R23 及 R24 构成的同相比例放大电路组成。该选频网络传输函数可写为

$$A(S) = \frac{V_+}{V_1} = \frac{(1 + RCS)R}{R20 * R^2 C^2 S^2 + R(R + 2R20 - R20 * A_F)CS + (R + R20)} \quad (2-8)$$

式中 V_+ 为运放 (U8A) 同相输入端电压, V_1 为输入超声信号电压; $S = j\omega$, ω 为角频率, $R = R21 = R22$, $C = C7 = C8$, $A_F = R23/R24$ 。在电路中通过调节可调

电阻 R_{21} 及 R_{22} 的阻值大小, 即可改变该网络选频特性。图 2.9 所示为该选频网络的选频 (中心频率) 约为 11 kHz 的幅频特性曲线, 其中可调电阻 $R_{21}=R_{22}=1.55\text{ k}\Omega$, 其余各元件参数值如图 2.8 中所示。由图可见, 该幅频曲线带宽较窄 (约为 3 kHz), 对远离中心频率的信号有较强的抑制作用。选频滤波后的信号再经后继同相放大电路及可实现选频放大功能。

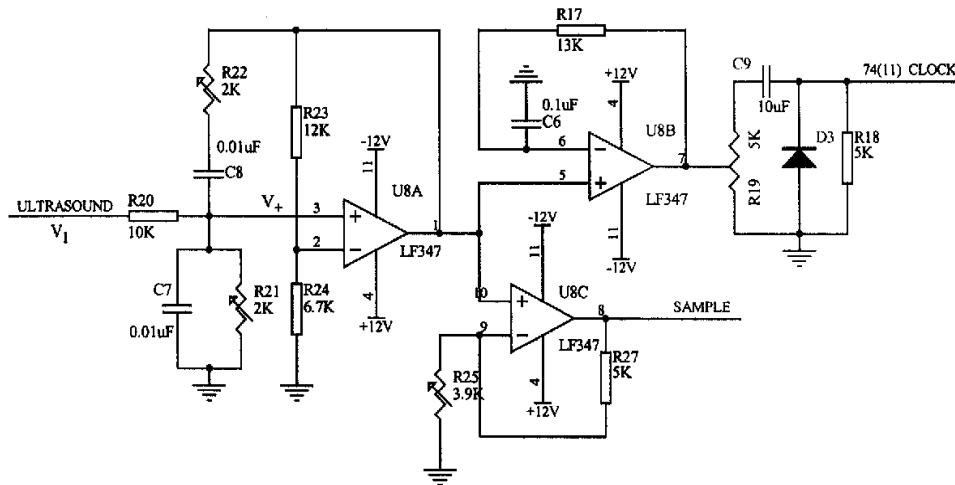


图 2.8 选频放大及整形电路

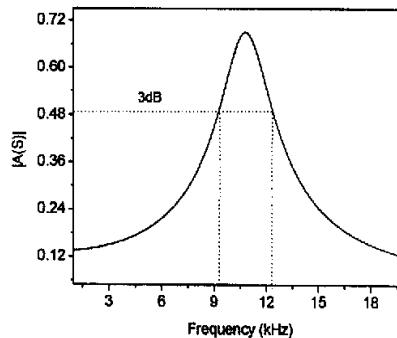


图 2.9 选频网络幅频特性曲线

经选频放大的超声信号一路通过同相放大器 (U8C、R25 及 R27) 送往数据采集卡采样, 另一路输入整形电路 (U8B、R17 及 C6) 放大整形。由于反馈回路中电容 C_6 及电阻 R_{17} 的低通滤波作用, 使得整形电路对频率较高的信号有很大倍数增益 (对于频率为 11 kHz 的超声信号, 增益约为 40 dB), 足以使经选频放

大的超声波信号整形为方波信号（较大的增益使超声信号正负半周被对称削平且随增益倍数增大而愈接近于理想方波信号）。整形后的超声信号经电阻 R19 分压及由电容 C9、二极管 D3 及电阻 R18 构成的直流恢复电路作用后，形成+5 V 方波信号作为后继电路的输入时钟信号。

(4) 触发计时电路

触发计时电路如图 2.10 所示, 该电路主要用于获得声时 t_2 值。由图可知, 该电路主要由 74HC74 D 触发器 (U4)、双 4 位二进制计数器 74HC393 (U6) 级连组成的 8 位二进制计数器以及晶振 (X1, 10 MHz), 与非门 74HC00 (U7) 及电阻 R9~R11 组成的时钟发生器等 3 部分组成。当延时 t_1 时刻一到, 74HC74 的 D 触发端 (2 脚) 立刻接收到一上升沿 (8253 芯片的定时/计数器 0 输出端口产生)。该上升沿触发 74HC74 输出端 Q (9 脚) 由低电平变为高电平, 与非门 U7D 打开, 时钟发生器产生的时钟脉冲触发计数器 74HC393 开始计数。当 74HC74 的 CLK 端 (3 脚) 输入的整形方波信号上升沿来临时, 74HC74 输出端 Q (9 脚) 由高电平变为低电平, 与非门 U7D 关闭, 计数器 74HC393 计数停止。该计数器计数值与时钟发生器产生的时钟脉冲周期 ($0.1 \mu s$) 乘积即为计数器计时值, 且易知该计时值即为 t_2 。另一方面, 由图可知 74HC393 计数器的 8 个输出端口 (3-6 脚及 8-11 脚) 与数据采集卡 8021 的 8 路数字量输入通道 (D/I) 相连, 因此, 通过软件编程即可读出 t_2 数值。此外, 在与非门 74HC132 (U2) 输入端 (9 脚) 输入的周期为 60 ms 的脉冲信号用以对 74HC393 计数器清零。

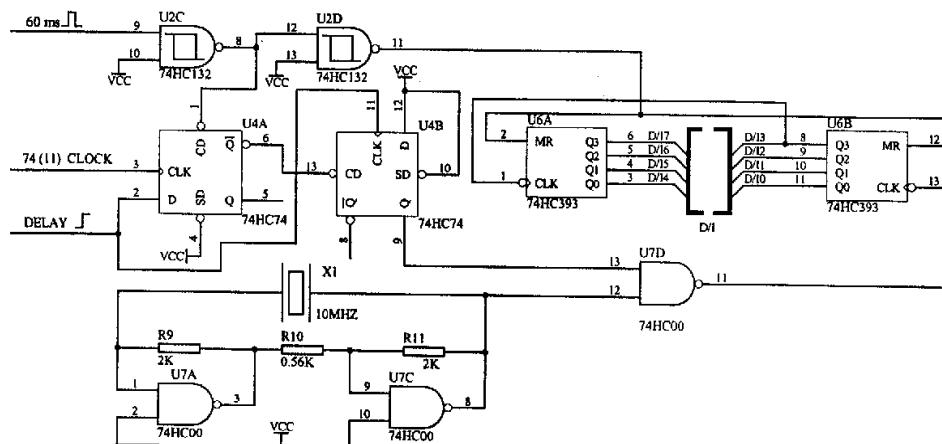


图 2.10 触发计时电路图

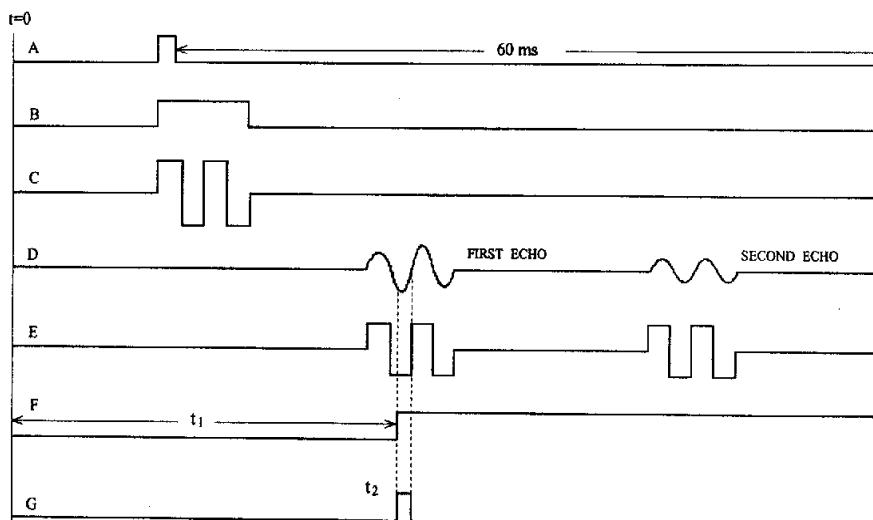


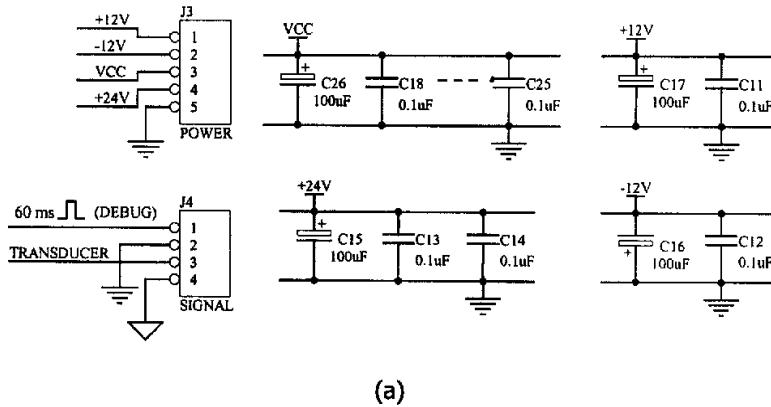
图 2.11 超声波发射及计时电路主要时序图

图 2.11 给出了上述几个电路的主要时序图。图中曲线 A 为通过软件控制，数据采集卡数字输出端口产生的周期为 60ms 的输入尖脉冲信号，该脉冲信号同时对 74HC393 (U6) 计数器清零。曲线 B 为单稳态多谐振荡器 74HC221 (U1) 受 60ms 输入尖脉冲信号触发而在输出端口 (13 脚) 产生的独立于输入脉冲宽度且脉冲宽度可调的输出脉冲信号。曲线 C 为上述脉冲信号经 RC 振荡器 (U2A, U2B, R2, C2)、D 触发器 (U3) 2 分频以及射级追随器 (Q1、R7) 小功率放大后产生的 ± 12 V 振荡电脉冲信号。将上述振荡电脉冲信号施加于压电换能器通过声电转换即可产生超声波，在石墨棒传播及端面反射后通过声电转换及选频放大电路 (U8A、R20~R24 及 C7、C8) 滤波及放大后形成的超声回波信号，如曲线 D 所示。该超声波信号经整形放大电路 (U8B、R17 及 C6) 整形及放大后产生的方波信号如曲线 E 所示。曲线 F 所示为 8253 芯片的定时/计数器 0 在延时 t_1 后产生的上升沿信号。该上升沿触发 74HC393 (U6) 计数器开始计数，当整形方波 (曲线 E) 的上升沿来临时，74HC393 计数器计数停止。如图中曲线 G 所示，74HC393 计数脉冲宽度即为声时 t_2 。

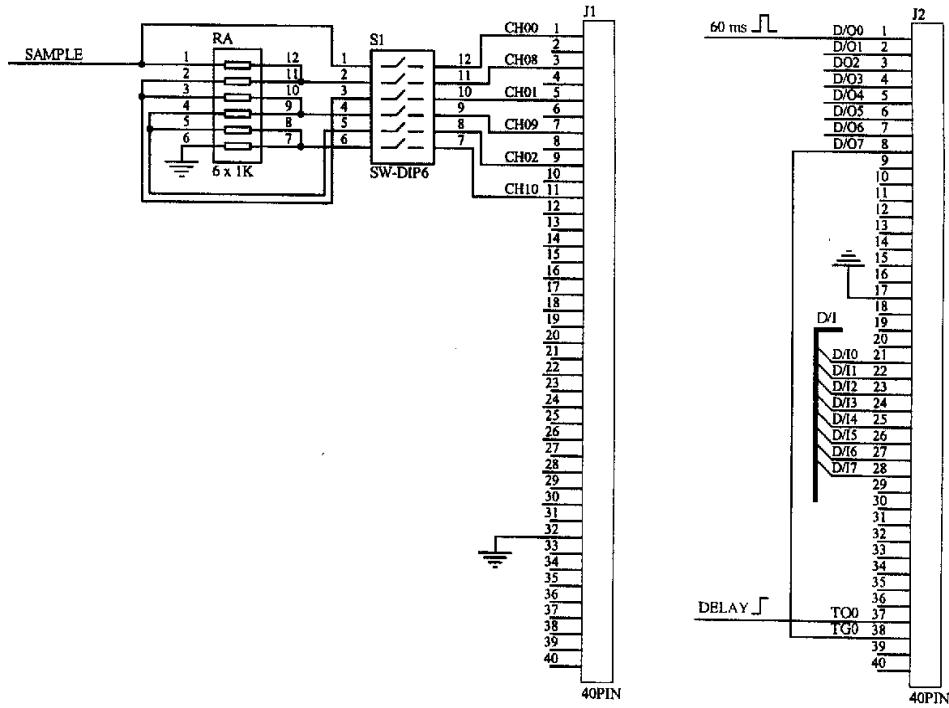
(5) 信号输入输出电路

图 2.12 所示为整个电路的信号输入、输出电路，其中图 (a) 主要为电源输入电路，图 (b) 为该电路与 8021 数据采集卡接口电路。该电路中需要用到 ± 12 V、

+24 V 及 +5 V (VCC) 电源, 如图 (a) 所示, 通过一个 5 针插件 (J3) 引进上述电源。为了减小电压波动引起的噪声, 并用电容 C11~C26 对电源进行了滤波。此外, 该电路通过一个 4 针插件 (J4) 与超声换能器相连以输入超声波信号。其中, J4 的 1 脚用作电路调试时的 60 ms 周期信号输入端。



(a)



(b)

图 2.12 信号输入输出电路

如图 (b) 所示, 整个电路中通过两个 40 针插件与 8021 数据采集卡相联系。其中 J1 的 1~11 的 6 个奇数脚分别与数据采集卡的 6 路模拟信号输入端口相连, 作为超声信号的输入采样通道; J2 的 1~8 脚分别与采集卡的 1~8 个数字输出端口相连, 其中 1 号数字输出端口用于产生整个电路的周期为 60 ms 的输入信号, 8 号数字输出端口与该采集卡上的 8253 的零号计数器的门控端口 (TG0) 相连, 用于控制该计数器计数行为。另一方面, J2 的 37 脚与 0 号计数器的输出端口 (TC0) 相连, 用于传输延时 t_1 完成时的上升沿信号。此外, J2 的 21~28 脚分别与该采集卡的 8 个数字输入端口相连, 用于读取计数器 74HC393 的 8 位计数值。考虑到不同外界环境下产生的超声波信号的振幅可能有较大差异, 而该数据采集卡所提供的模拟信号输入电压范围又有所限制 (最大为 ± 10 V), 为了保证该采集卡安全及操作方便起见, 电路中通过电阻 R11~R16 (总称 RA) 分压及双排直列式开关 S1 后, 才输入采集卡模拟通道以备采样。

(6) 超声波发射及计时电路印刷电路板的设计及制作

在以上电路原理图设计完成以后, 进一步将该电路设计及制作为印刷电路板。在前述的原理图设计中我们曾采取了许多抗干扰措施, 如处理芯片的多余输入端, 信号带通滤波, 电源去耦等, 同样在印刷电路板设计过程中也采取了适当的措施以提高电路的抗干扰能力。首先, 将整个电路划分为几大模块并合理布局, 以减小模块间的噪声耦合; 其次, 采用大面积接地方式防止外界电磁干扰; 对每一块集成电路的电源线上加上旁路电容, 以抑制电源电压波动; 另外, 布线时尽量采用井字形线条结构, 以防止线间信号相互干扰; 增加地线宽度, 减小地线阻抗; 选用噪声小的元器件 (高性能运放 TLE2072、LF347 及 1% 的金属膜电阻等) 以减小电路中的噪声等。通过以上多方面的精心设计和装配, 超声波发射及计时电路板具有良好的稳定性、可靠性及抗干扰能力。

2.3.3 系统软件设计

1. 开发工具及平台选择

C/C++ 语言是兼具高级语言和低级语言功能的计算机语言, 利用 C 语言既可设计基于 Windows 下的友好图形界面, 又可直接对硬件端口进行读写操作。且用 C 语言编写的程序具有灵活、快速 (仅比汇编语言慢 10~20%^[11]) 的特点。本系

统软件需要对不同寄存器端口进行读写操作，采样时需要较快的运行速度，同时为了使软件界面友好且易于操作，考虑开发基于 Windows 下的友好图形界面，因此选用 Microsoft 公司的可视化 C/C++语言开发工具 Visual C++6.0。

2. 软件设计内容

系统程序主要流程图如图 2.13 所示。程序首先对系统软件和硬件进行初始化处理。当数据采集命令发出时，程序立刻控制系统硬件产生 60 ms 周期的触发信号并与此同时对产生的超声信号进行数据采集。经调用图形绘制函数获得采集的超声波形。接着用户根据采集波形选择某一零点作为声时测量对象。当发出延时 (t_1) 命令时，程序进入声时自动跟踪测量模块，定时控制硬件产生超声信号并对其采样、绘图以及进行延时及计算声时等进一步操作。当停止测量命令发出时，程序停止自动测量并等待响应用户发送进一步命令。

由上可见，系统程序主要由超声波信号采集、声时自动跟踪测量及基于 Windows95/98 的人机交互图形界面等几个模块所组成。下面对以上几个模块的设计原理及主要源程序做一简要说明。

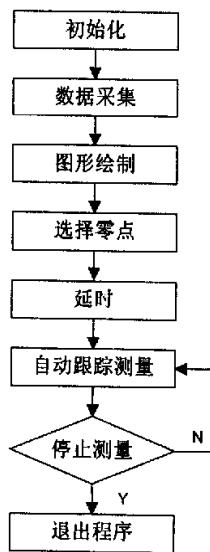


图 2.13 系统程序主要流程图

(1) 超声波信号采集模块

该模块的主要功能为控制采集卡产生周期为 60 ms 的输入尖脉冲信号及采集超声波信号。如前所述, 8021 数据采集卡的通过率仅为 90 kHz, 而通常为了能较准确的恢复超声波形, 采样频率至少需要为超声信号频率的 3~4 倍^[12]。所以直接应用该采集卡只适合采集较低频率的超声信号。

为了使该采集卡有较广的适用范围及更准确地恢复超声波形, 如图 2.14 所示, 我们这里采用一种间接采样方法, 即先以较大的采样周期 ΔT 对被采集信号进行前后两次采样起始时刻相差较小的 Δt 的多次采样(采样频率 $1/\Delta T$ 需小于该采集卡通过率 90 kHz 且 ΔT 为 Δt 的整数倍), 然后再将各次采样数据重新组合获得采样波形。显而易见, 在上述方法中相当于对被采集信号以采样频率 $f = 1/\Delta t$ 进行采样, 当 Δt 取值微小时, 采样频率可获得很大幅度地提高, 如当 Δt 取值为 1 μ s 时, 采样频率 f 为 1 MHz, 是 8021 数据采集卡通过率的 10 倍之多。因此, 利用上述间接采样方法可较大幅度地提高该采集卡的采样频率范围, 也即使该采集卡拥有更为广泛的适用性。当然, 采样频率的提高是以花费更多的采样时间为代价的, 尤其当 Δt 取值特别小时, 受该采集卡通过率的限制, 采样次数 ($\Delta T/\Delta t$) 及采样时间会大幅上升, 因此, 在实际应用中该方法可采集信号的上限频率有一定限制。另外, 由上可见, 该方法对两次采样间的 Δt 延时精度要求较严格。当 Δt 取值特别小时, 用硬件实现该延时会较困难。

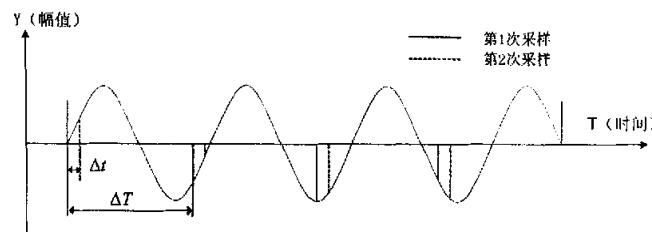


图 2.14 间接采样方法示图

这里, 我们通过对该采集卡及其可编程定时/计数器 8253 编程, 以 ΔT 为定时间隔定时触发 A/D 转换以实现上述采样周期为 ΔT 的采样, 考虑到软件延时精度较好, 采用软件延时方法实现两次采样间的 Δt 延时。8021 数据采集卡通过 I/O 端口地址 280H~287H 与计算机通讯, 表 2.1 列出我们所用到的 I/O 端口功能及操作方式。

具体来说, 定时触发 A/D 转换开始信号由 8253 的定时/计数器 1 和 2 级连产生, 其定时间隔 ΔT 可表示为

$$\Delta T = (T_1^0 * T_2^0) / F_0 \quad (2-9)$$

式中 T_1^0 及 T_2^0 为定时器 1 和 2 的计数初值, F_0 为定时/计数时钟频率, 数值为 4MHz。

8253 采用工作方式 2 (频率发生器方式), 在该方式下, 当写入控制字后, 输出端口变为高电平作为初始态, 当计数初值写入初值寄存器且门控信号 GATE 为高电平时, 则允许对时钟信号作减 1 计数, 当计数值减到 1 时, 输出端口输出一宽度为一个时钟周期的负脉冲, 然后重新将计数初值装入初值寄存器, 开始新一轮计数。两负脉冲间的时钟个数等于计数器初始值。计数器输出的下降沿触发 A/D 转换开始。门控信号 GATE 用于控制计数器计数行为, 当 GATE 为低电平时, 计数立刻停止; 当 GATE 为高电平时, 计数开始。

此外, 这里以软件查询方式读取 A/D 转换结果, 即当 A/D 转换开始后, 主机反复查询 A/D 完成标志位, 当查询到该标志位为高电平时, 表明 A/D 转换已完成, 主机被允许读取该结果值。读取结果时, A/D 转换完成位自动被设置为低电平。

这部分主要源程序如下所示, 其中通过对数字量输出寄存器周期性的写高低电平控制字以产生 60 ms 的输入尖脉冲信号; NBASE 为采集卡基地址, 数值等于 280H; 其余绝大多数变量均可由软件中设置的对话框选择输入。简洁起见, 各变量具体类型定义不再给出。

表 2.1 8021 采集卡 I/O 端口功能及操作方式

I/O 地址	I/O 操作	寄存器名称	功能
280H	写	采集卡控制寄存器	初始化采集卡
281H	写	模拟信号输入通道选择寄存器	选择模拟信号输入通道
285H	写	8 位数字量输出寄存器	输出 8 位数字量
286H	写	8253 地址选择寄存器	选择 8253 计数器地址
287H	写	8253 数据命令/数据寄存器	写 8253 控制字及计数初值
280H	读	采集卡状态寄存器	查询 A/D 转化完成位状态
283H	读	A/D 结果低 8 位寄存器	读 A/D 结果低 8 位
284H	读	A/D 结果高 8 位寄存器	读 A/D 结果高 8 位
285H	读	8 位数字量输入缓冲器	读 8 位数字量输入
286H	读	清标志位寄存器等	清 A/D 完成位

```

.....
for (int j=0; j<m_nSample; j++)           //多次采样
{
    _inp(NBASE+6);                      //清中断申请、A/D 完成等标志
    _outp(NBASE,0);                     //写板控制字, 禁止定时触发及 DMA
    _outp(NBASE+1,ContainMyTunnel&0xf); //选择模拟信号输入通道, 默认 0 通道
    m_nMyCircleCount = j*m_nDelayStep; //延迟时间加倍, 第一采样不做延迟
    m_nMyCount = j*m_nTrans;           //数组下标加倍
    outp(NBASE+6,3);                  //选择 8253 定时/计数器控制寄存器地址
    _outp(NBASE+7,0x74);              //写计数器 1 控制字, 工作方式 2
    _outp(NBASE+6,1);                //选择计数器 1 计数值寄存器
    _outp(NBASE+7,(nTime1&0xff));   //写计数器 1 的计数初值低八位
    _outp(NBASE+7,(nTime1>>8)&0xff); //写计数器 1 计数初值高八位
    _outp(NBASE+6,3);                //选择 8253 定时/计数器控制寄存器地址
    _outp(NBASE+7,0xb4);              //写计数器 2 控制字, 工作方式 2
    _outp(NBASE+6,2);                //选择计数器 2 计数值寄存器
    _outp(NBASE+7,(nTime2&0xff));   //写计数器 2 的计数初值低八位
    _outp(NBASE+7,(nTime2>>8)&0xff); //写计数器 1 计数初值高八位
    _outp(NBASE+5,(m_AndContain+1)&0xff); //置“1”开始发射超声波
    for( int k=0; k<m_nMyCircleCount; k++) { } //两次采样间软件  $\Delta t$  延时
    _outp(NBASE,4);                  //允许定时触发 (  $\Delta T$  )
    for(int i=0; i<m_nTrans; i++)    //每次采集多个采样点
    {
        _inp(NBASE+3);             //清除上次低八位残留数据
        _inp(NBASE+4);             //清除上次高八位残留数据
        do{                         //循环执行 A/D 转换
            m_nSignTransform = _inp(NBASE); //读取 A/D 转换完成标志位
            m_nSignTransform = m_nSignTransform & 0x40;
        } while(m_nSignTransform == 0); //循环检查 A/D 是否转换完成
        m_nLowByte = _inp(NBASE+3); //读取 A/D 转换结果低字节
    }
}

```

```

m_nHighByte = _inp(NBASE+4);           //读取 A/D 转换结果转换高字节
m_nHighByte = m_nHighByte&0xf;          //取高字节低四位(12位分辨率)
m_nContainerData = m_nLowByte + m_nHighByte * 256; //转换为十进制
*(p+i+m_nMyCount) = (m_nContainerData - 2048) / 4.096; //转换为工程值并保存
}

_outp(NBASE,0);                      //停止定时触发
_outp(NBASE+5,m_AutoContain&0xff);   //停止发射脉冲
Sleep(m_trans_cycle);                //延时 60ms
}

.....

```

(2) 声时自动跟踪测量模块

该模块的主要功能为控制采集卡读取超声发射及计时电路板中的计数器计时值(t_2)及对所选零点进行自动跟踪测量。其中延时部分(t_1)采用8253芯片的定时/计数器0来实现。8253在该模块中采用了工作方式0(计数结束产生中断方式)。在该方式下,当写入控制字后,计数器输出立即变为低电平,当赋计数初值后且门控信号GATE为高电平时,计数器立刻开始作减1计数,并且在计数值到达0之前,输出端一直保持低电平。当计数值为0时,输出端口变成高电平,并且一直保持高电平到重新装入计数初值或复位为止。门控信号GATE用于控制计数,当GATE为低电平时,禁止计数,当GATE为高电平时,允许计数。其中计数结束产生的上升沿用作超声发射及计时电路板中74HC393计数器计数开始的触发信号,计数器计数时钟周期为0.1 μ s。此外,为了提高信噪比,我们采用了多次重复测量并取声时平均值的测量方法。进一步通过在程序中设置定时器以定时自动调用该模块,即可实现声时的自动跟踪测量。为了好地显示测量结果,该定时器同时也对超声波信号采集模块执行定时调用。这部分主要源程序如下所示:

```

.....
m_nSumTime=0;                      //累加声时初值
_outp(NBASE+5,0);                  //停止发射超声波
_outp(NBASE+5,0x40&0xff);         //设置计数器0门控信号为高电平,允许计数
for (int i=0; i<m_nRepeat; i++)    //重复循环测量

```

```

{
    _outp(NBASE+6,3);           //选择 8253 定时/计数器控制寄存器地址
    _outp(NBASE+7,0x30);        //写计数器 0 控制字, 工作方式 0, 二进制计数
    _outp(NBASE+6,0);           //选择计数器 0 计数值寄存器
    _outp(NBASE+7, m_nTimeOne&0xff); //写计数器 0 的计数初值低八位
    _outp(NBASE+7,(m_nTimeOne >>8)&0xff); //写计数器 0 计数初值高八位, 同时记数
    _outp(NBASE+5,0x41&0xff);   //开始发射超声波
    for(int j=0; j<500; j++) {} //延时使脉冲具有一定宽度
    _outp(NBASE+5,0x40&0xff);   //停止发射超声波
    Sleep(m_trans_cycle);       //延时 60ms
    m_nCount = _inp(NBASE+5);   //读计数器 74HC393 中记数值
    m_nTimeTwo = m_nCount * 0.1; //获得计时值  $t_2$  (计数时钟周期 0.1  $\mu$ s)
    if(m_nTimeTwo > T2MAX)      //零点检测部分 (以下四行)
        m_nTimeOne = m_nTimeOne + (m_nTimeTwo - T2MAX);
    else if(m_nTimeTwo < T2MIN)
        m_nTimeOne = m_nTimeOne - (T2MIN - m_nTimeTwo);
    m_nTime = m_nTimeOne + m_nTimeTwo; //计算本次声时
    m_nSumTime = m_nSumTime + m_nTime; //声时累加求和
}

m_nSoundTime = m_nSumTime / m_nRepeat; //计算平均声时
SetTimer(15, m_timespan, NULL); //设置定时器以实现自动跟踪测量
.....

```

(3) 人机交互图形界面模块

该模块主要功能为建立系统程序基于Windows95/98操作系统的友好操作平台，并以图形方式显示采样波形及声时计算结果。借以该模块，我们可以以菜单、对话框、按钮及工具栏等可视化资源方式，通过鼠标或键盘操作实现对系统整个工作过程控制，可以清晰、直观地显示测量结果。其中主要控制命令包括初始化参数、逐点或连线方式绘制采样波形、采样开始及采样结束、延时设置（选择零点）、自动测量开始及结束以及退出程序等控制命令。初始化参数包括了模拟信

号输入通道、时间(横轴)及幅值(纵轴)显示比例、超声波发射周期(默认60 ms)、重复测量声时次数以及定时器定时间隔等设置。此外,除了对采样波形整体显示之外,为了更好地选择零点(设置 t_1),还提供了对采样波形横轴适当放大的逐屏显示功能,零点的选择也可通过键盘的方向键来实现。各个命令均设有快捷键,具体见程序中各菜单所示。整个软件界面友好,操作方便。简洁起见,这一部分源程序不再给出。

由于Windows2000禁止对I/O端口直接访问,目前该系统软件只能正常运行于Windows95/98操作系统下。通过进一步编写虚拟设备驱动程序(VXD)或采用第三方软件可使该软件正常工作于Windows2000系统^[13]。

2.4 测温实验

在该系统设计、制作及调试完成之后,接着以该系统做了测温实验。测温实验装置如图2.15所示,由计算机、电路系统、换能器(PZT)、石墨棒及热炉等几部分组成。换能器为单发单收型,产生超声波中心频率约为11 kHz,耦合剂为热性能优良的硅橡胶,热炉炉膛长0.28 m,炉壁厚约为0.07 m,并有自动控温系统。选择合适的棒长很为必要,否则会影响测量的精度及分辨率。基于上述考虑,我们选择了长1.5 m、直径为10 cm的石墨棒,该石墨棒经过约3000°C的热处理,具有良好的导热及抗氧化性能。由于其热膨胀系数很小(小于 $2.75 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$,温度为20°C~1000°C时),所以由于热膨胀而引起的长度变化可忽略不计。此外,前述之所以选用周期为60 ms的脉冲作为输入信号,也正是基于在60 ms之内超声波可在1.5 m的棒中衰减彻底。由于实验条件限制,石墨棒在炉中加热的长度只有0.28 m,所以石墨棒轴线方向温度不均匀。



图2.15 测温实验装置图

当超声波传播距离一定时,超声波波速随温度的变化即转化为传播时间的变

化, 这里选择第一回波的第一个上升沿作为声时测量对象。另一方面, 我们选择当石墨棒温度场分布达到充分平衡后才进行实验测量。实验过程中, 整个系统工作稳定, 连续工作 48 小时以上都能正确自动跟踪测量, 声时跟踪能力允许有 $25 \mu s$ 之内的误差。经多次测量取平均值, 声时测量精度优于 $0.2 \mu s$ 。

表 2.2 给出各个不同加热温度下的声时及声速实验值。其中声速 C 可根据声时实验值用下式计算

$$C = \frac{2LC_0}{2L + C_0\Delta t} \quad (2-10)$$

式中 L 为石墨棒长, C_0 为室温时超声声速, Δt 为相对于室温的声时变化量。由表 2.2 可知, 声时变化量起初随着温度升高而逐渐增大, 在炉温为 $430^\circ C$ 达到较大值 $14.2 \mu s$, 此后随温度升高, 变化量减小, 在炉温为 $605^\circ C$ 时, 减少了 $2 \mu s$ 。与之对应, 声速值起初随温度升高逐渐减少, 在炉温为 $430^\circ C$ 达到较小值 $1905 m/s$, 此后随温度升高, 声速随之增大。

表 2.2 声时及声速值

温度 ($^\circ C$)	声时值 (μs)	声时变化值 (μs)		平均声速 (m/s)	
		实验测量	理论计算	实验测量	理论计算
室温 (25)	1560.2	0	\	1923	1906
190	1566.8	6.6	5.36	1914	1900
250	1568.6	8.4	7.26	1912	1897
310	1570.8	10.6	9.40	1910	1894
430	1574.4	14.2	11.85	1905	1891
605	1572.4	12.2	10.29	1908	1893

2.5 理论分析及验证

2.5.1 温度分布

温度计算模型如图 2.16 所示, 石墨棒一部分 ($0 \leq z < z_0$) 处在热炉中, 表面施加以均匀的热流密度 q ; 中间一部分 ($z_0 \leq z < z_1$) 处在炉壁内, 可视为与外界

绝热；另一部分 ($z_1 \leq z \leq L$) 处在温度为 T_0 的空气中，以热辐射和对流散热。该模型可用热扩散方程及边界条件表达为

$$\frac{\partial}{\partial r} (k_r \frac{\partial T}{\partial r}) + \frac{k_r}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} (k_z \frac{\partial T}{\partial z}) = 0 \quad (2-11)$$

$$k_r \frac{\partial T}{\partial r} n_r + k_z \frac{\partial T}{\partial z} n_z = q \quad (0 \leq z < z_0 \text{ 且 } r = R_0) \quad (2-12)$$

$$k_r \frac{\partial T}{\partial r} n_r + k_z \frac{\partial T}{\partial z} n_z = 0 \quad (z_0 \leq z < z_1 \text{ 且 } r = R_0) \quad (2-13)$$

$$k_r \frac{\partial T}{\partial r} n_r + k_z \frac{\partial T}{\partial z} n_z = (h + h_r)(T_0 - T_s) \quad (z_1 \leq z \leq L \text{ 且 } r = R_0) \quad (2-14)$$

$$h_r = \eta f \sigma (T_s^2 + T_0^2)(T_s + T_0) \quad (2-15)$$

式中 k_r 及 k_z 为径向与轴向的导热系数， q 为热流密度， n_r 、 n_z 为 r 、 z 方向余弦， h 为对流系数， η 为黑度， f 为形状因子， σ 为黑体辐射常数， T_s 为表面温度， R_0 为石墨棒半径。

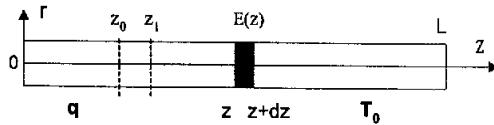


图 2.16 理论计算模型

本文考虑石墨棒为各向同性 ($k_r = k_z = k$) 且其热传导系数 k 、黑度系数 η 及空气对流系数均为温度函数，如表 2.3~2.5 所示（表中没有给出的其他温度下的各参数值，通过表中数据线性内插获得）。另外，由于热辐射与温度的四次方成正比，所以热传导方程呈严重的非线性，所以求其解析解非常困难，本文采用有限单元法计算其稳态温度场。

构建近似场函数 \bar{T} 并代入 (2-11) ~ (2-15) 式，因 \bar{T} 的近似性，将产生余量，即有

$$R_\Omega = \frac{\partial}{r} (k \frac{\partial \bar{T}}{\partial r}) + \frac{k}{r} \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} (k \frac{\partial \bar{T}}{\partial z}) \quad (2-16)$$

$$R_{\Gamma_1} = k \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} n_r + k \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} n_z - q \quad (2-17)$$

$$R_{\Gamma_2} = k \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} n_r + k \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} n_z \quad (2-18)$$

$$R_{\Gamma_3} = k \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} n_r + k \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} n_z - (h + h_r)(T_0 - \bar{T}_s) \quad (2-19)$$

根据加权余量法有

$$\int_{\Omega} R_{\Omega} \omega_1 d\Omega + \int_{\Gamma_1} R_{\Gamma_1} \omega_2 d\Gamma + \int_{\Gamma_2} R_{\Gamma_2} \omega_3 d\Gamma + \int_{\Gamma_3} R_{\Gamma_3} \omega_4 d\Gamma = 0 \quad (2-20)$$

式中 $\omega_1 \sim \omega_4$ 为加权函数。上式的意义是使热扩散方程 (2-11) 及边界条件 (2-12) ~ (2-15) 式在全域及边界上得到加权意义上的满足。将 (2-16) ~ (2-19) 式代入 (2-20) 式进行分部积分并应用格林定理可得

$$\begin{aligned} & - \int_{\Omega} \left(\frac{\partial \omega_1}{\partial r} (k \frac{\partial \bar{T}}{\partial r}) + \frac{\partial \omega_1}{\partial z} (k \frac{\partial \bar{T}}{\partial z}) \right) d\Omega + \int_{\Gamma_1} \omega_1 (k \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} n_r + k \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} n_z) d\Gamma \\ & + \int_{\Gamma_1} \frac{\omega_1 k}{r} \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} d\Omega + \int_{\Gamma_1} \omega_2 (k \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} n_r + k \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} n_z - q) d\Gamma + \int_{\Gamma_2} \omega_3 (k \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} n_r + k \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} n_z) d\Gamma \\ & + \int_{\Gamma_3} \omega_4 \left(k \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} n_r + k \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} n_z - (h + h_r)(T_0 - \bar{T}_s) \right) d\Gamma = 0 \end{aligned} \quad (2-21)$$

式中 $\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3$ 。将石墨棒离散为有限个单元体，其中单元内各点温度 T 可用单元节点温度 T_i 插值得到

$$T = \sum_{i=1}^{n_e} N_i(r, z) T_i = NT^e \quad (2-22)$$

式中 $N = [N_1 \ N_2 \ \cdots \ N_{n_e}]$ ， n_e 为每个单元的节点个数， $N_i(r, z)$ 为 C_0 型形函数（内插函数）。用伽辽金法选择权函数

$$\omega_1 = N_j \quad (j = 1, 2, \dots, n) \quad (2-23)$$

$$\omega_2 = \omega_3 = \omega_4 = -\omega_1 \quad (2-24)$$

式中 n 为石墨棒全部离散所得节点总数。将 (2-23) 及 (2-24) 两式代入 (2-21) 式并改写为一般有限元格式为

$$KT = P \quad (2-25)$$

式中 K 为 $n \times n$ 的热传导矩阵， $T = [T_1 \ T_2 \ T_3 \ \cdots \ T_n]^T$ 为 $n \times 1$ 节点温度阵列， P 为 $n \times 1$

温度载荷阵列。矩阵 K 、 P 的元素可表示为

$$K_{ij} = \sum_e \int_e (k \frac{\partial N_i}{\partial r} \frac{\partial N_j}{\partial r} + k \frac{\partial N_i}{\partial z} \frac{\partial N_j}{\partial z} - N_i \frac{k}{r} \frac{\partial N_j}{\partial z}) d\Omega + \sum_e \int_2 N_i (h + h_r) N_j d\Gamma \quad (2-26)$$

$$P_i = \sum_e \int_e N_i q d\Gamma + \sum_e \int_2 h N_i T_0 d\Gamma + \sum_e \int_2 h_r N_i T_0 d\Gamma \quad (2-27)$$

其中 $i, j = 1, 2, \dots, n$ ， \bar{r} 取为单元的中心坐标。通过求解 n 个方程联立的 (2-25) 式，即可确定 n 个节点的温度值： $T = [T_1 T_2 T_3 \dots T_n]$ 。

图 2.17 所示为石墨棒有限元网格划分示意图，由于轴对称性，本文仅以 1/8 棒体建模以减小计算量，其中棒轴向划分单元 200 个，径向划分单元 20 个，共计六面体单元约 60000 个，节点 66531 个，也即需要联立求解 66531 个方程。计算所用的热流密度 q 值根据热炉的电热能量转化关系获得。不同加热温度下的石墨棒轴向 ($r = R_0$) 稳态温度分布曲线如图 2.18 所示。由图可知，石墨棒轴线方向存在较大的温度梯度，且温度梯度随加热温度升高而增大。图 2.19 为石墨棒径向温度变化 (中心温度-表面温度) 曲线，由图可知，石墨棒径向温度变化很小，径向温度可近似认为分布均匀。

为了验证数值计算的正确性，我们用热电偶对石墨棒轴向 ($r = R_0$) 温度作了多点测量，其中对位于热炉内部及其他温度较高区域的温度采用将细线热电偶埋入石墨棒 1~2 cm 方法测量，对于温度较低部分则采用表面热电偶测量。每一点的温度均经过 3 次重复测量然后取平均值以减小测量误差。图 2.20 给出了石墨棒轴向 ($r = R_0$) 温度的理论计算与实验测量曲线。由图可知理论计算结果与实验测量结果吻合得很好，理论计算值与实验测量值之间的误差小于 2.5%。此外，石墨棒温度分布的计算，也有利于该系统高温测量时的标定工作。因为在温度超过 2000 °C 的高温，热电偶无法测量，此时，我们可采用通过测量石墨棒低温端温度进而根据预先计算的石墨棒温度分布曲线反推内部高温的方法以进行标定。

表 2.3 热传导系数^[14]

温度 (°C)	27	127	227	327	527	727
$k (W/(m·°C))$	129	118	106	95	77	64

表 2.4 黑度系数^[14]

温度 (℃)	-13	265	817
黑度系数 η	0.49	0.54	0.64

表 2.5 对流系数^[14]

温度 (℃)	25	100	200	400	650
h ($W/(m^2 \cdot ^\circ C)$)	3.9	7.3	8.4	9.2	9.4

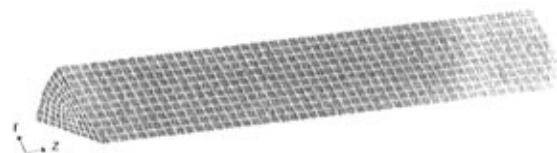


图 2.17 石墨棒有限元网格划分示意图

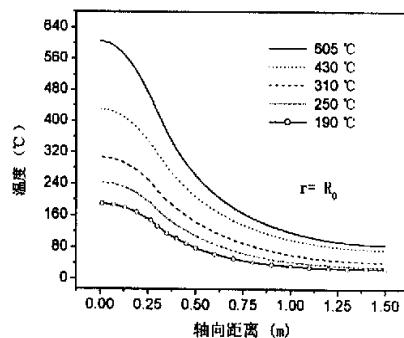


图 2.18 石墨棒轴向稳态温度分布曲线

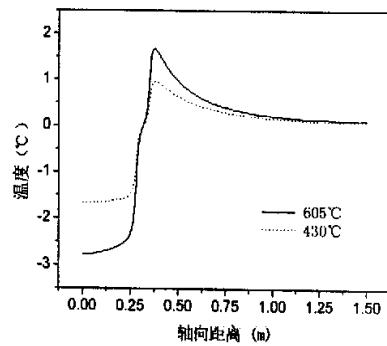


图 2.19 石墨棒径向温度变化曲线

2.5.2 声时及声速计算

图 2.21 所示为热处理温度为 3000℃的石墨弹性模量随温度变化曲线^[15]，由图可知石墨棒弹性模量并不是温度的单值函数，在温度约为 300℃处存在极小值。由于加热时石墨棒轴线方向温度不均匀，所以轴线各点的弹性模量也必定各不相同，设密度随温度的变化可忽略不计，则根据棒中纵波声速公式

$$C = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (2-28)$$

可知声波在石墨棒的各个部分传播速度并不一致，因此，声时以及声速必须逐段求解，式中 E 为弹性模量， ρ 为密度。

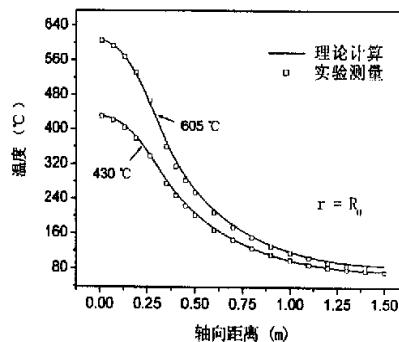


图 2.20 石墨棒轴向温度的理论计算与实验测量曲线

如图 2.16 所示，沿棒轴线任取一小段棒长 dz ，设在 dz 内弹性模量为 $E(z)$ ，则声波往返这一小棒长所需声时为

$$dt = \frac{2}{\sqrt{\frac{E(z)}{\rho}}} dz \quad (2-29)$$

在 $[0, L]$ 内对上式积分，即可得声波往返整个棒长所需声时

$$t_1 = \int_0^L \frac{2\sqrt{\rho}}{\sqrt{E(z)}} dz \quad (2-30)$$

相对于室温的声时变化量为

$$\Delta t = 2\sqrt{\rho} \left(\int_0^L \frac{1}{\sqrt{E(z)}} dz - \frac{L}{\sqrt{E_0}} \right) \quad (2-31)$$

式中 $\Delta t = t_1 - t_0$, t_0 为室温时声波往返整个棒长所需声时, E_0 为室温下石墨的弹性模量。采用复化梯形公式计算上式, 即

$$\Delta t = 2\sqrt{\rho} \cdot \left(\sum_{i=0}^{Q-1} \frac{h}{2} \left(\frac{1}{\sqrt{E(z_i)}} + \frac{1}{\sqrt{E(z_{i+1})}} \right) - \frac{L}{\sqrt{E_0}} \right) \quad (2-32)$$

式中 Q 为所取子区间个数, h 为步长。对图 2.21 所示的 $E-T$ 曲线采用最小二乘法进行曲线拟合, 然后将棒的各点坐标代入拟合曲线方程即可得到计算所需 $E(z_i)$ 。实际计算中 Q 取为 150, h 为 0.01 m, 由此产生的复化梯形公式截断误差小于 6.4×10^{-5} , 曲线拟合标准差小于 2.5×10^{-3} 。计算得到各温度下的声时变化值后, 同上利用 (2-10) 式即可得到对应的声速值。其中室温下声速 C_0 根据 (2-28) 式计算得

$$C_0 = \sqrt{\frac{0.6 \times 10^{10}}{1650}} = 1906 \text{ (m/s)} \quad (2-33)$$

声时及声速理论计算值亦列于表 2.2。

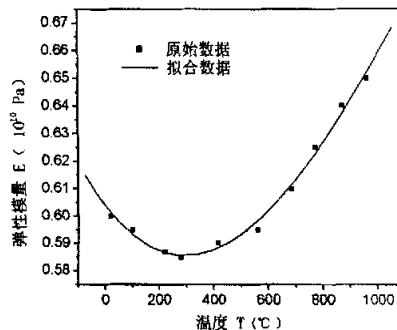


图 2.21 石墨棒弹性模量—温度曲线

由表可见, 实验测量数据和理论分析数据吻合得很好, 声速实验值与理论值之间的误差小于 1%。实验中声时及声速变化的非单一性, 正是由于石墨的 $E-T$ 曲线在温度约为 300°C 处存在极小值所引起, 实验数据也同样证明了这一点。此

外,由于沿轴线方向温度分布不均匀,使得棒两端可能处在 $E-T$ 曲线极小值两边,从而使实验中测量的声时变化值很小。事实上,从 20℃ 到 300℃,根据 $E-T$ 曲线,在长 1.5 m 的棒中声时变化值大于 18 μs ;在温度范围为 300℃~1000℃内,声时变化值有 81 μs 之多。因此,本文给出的具有 0.2 μs 时间分辨率的测温系统,在 20℃~300℃范围内,测温分辨率可达 3.2℃,在 300℃~1000℃内,分辨率可达 1.7℃。

然而,必须指出,在进行高温测量时, PZT 温度会升得很高而不能长期正常工作,所以在高温测量过程中,必须保证对 PZT 进行良好冷却或改用居里点温度高的 LiNbO_3 晶体作为换能器。

2.6 结论

超声波测温是近 40 年发展起来的一种新型测温技术,在国外得到了较为广泛的科学研究与应用,在国内尚属开始阶段。目前的超声测温计绝大多数存在着自动化程度低、在线检测困难及对外界接触比较敏感等缺点。

本章提出一种以热处理温度为 3000℃的直径约为 10 cm 的优质石墨棒作为测温介质、采用基于超声波脉冲技术的零点回鸣法测量声速、并通过微机控制可自动跟踪测量温度的超声波测温系统。由于石墨棒声阻抗较大,具有很好的耐高温性能(熔点为 3850℃)、非常好的抗辐射性能及耐腐蚀性能,使得该测温系统对外界接触有相当的免疫能力,且特别适合工作于工业中各种条件恶劣的环境中。

本章中详细论述了该测温系统的工作原理及研制过程:包括带模拟光隔离的超声波发射及计时电路的工作原理及设计,8021 数据采集卡驱动程序、声时自动跟踪测量程序,以及基于 Windows95/98 的友好图形界面的设计及编制过程。此外,本章中还提出一种通过软件方法实现的以低速数据采集卡采集高频信号的方法。

在该系统研制完成之后,进一步作了测温实验并对测量结果作了理论分析及验证,初步的实验结果与理论分析表明:

- 1). 整个系统工作稳定,具有长时间正确自动跟踪、测量声时及温度的能力,经多次测量取平均值,声时测量精度优于 0.2 μs 。
- 2). 由于该石墨棒的弹性模量在温度约为 300℃存在极小值,从而使得实验测

量的声时及声速变化呈非单一性。

3). 当温度从 20℃变化到 300℃时, 系统理论声时变化值大于 18 μs , 温度从 300℃变化到 1000℃, 系统声时变化值大于 81 μs 。因此, 该测温系统在 20℃~300℃范围内, 测温分辨率可达 3.2℃, 在 300℃~1000℃内, 测温分辨率可达 1.7℃。

4). 在进行高温测量时, PZT 温度会升得很高而不能长期正常工作。所以在高温测量过程中, 必须保证对 PZT 进行良好冷却或改用居里点温度高的 LINBO₃ 晶体作为换能器。

5). 此系统在工程应用前, 需作测温标定工作。

参考文献

- [1] 孙崇正, 超声波测温技术进展, 宇航计测技术 **15**, 1995, 35-38.
- [2] E.G. Mobsby, Practical ultrasonic thermometers, Ultrasonics **7**, 1969, 39-42.
- [3] 蔡捷伟, 接触式光电温度传感器, 传感器世界, 2002 (3), 10-13.
- [4] L. C. Lynnworth, E H. Carnevale, Ultrasonic thermometry using pulse techniques, *Temperature, Its Measurement and Control in Science and Industry*, Vol. **4**, New York, 1972, 715-732.
- [5] H.A. Tasman, M. Campana, et al., Ultrasonic thin-wire thermometer for nuclear applications, *Temperature, Its Measurement and Control in Science and Industry*, Vol. **5**, New York, 1982, 1191-1196.
- [6] S.C. Wilkins, A single-crystal tungsten ultrasonic thermometer, *Temperature, Its Measurement and Control in Science and Industry*, Vol. **6**, New York, 1992, 1027-1032.
- [7] L. C. Lynnworth, Temperature profiling using multizone ultrasonic waveguides, *Temperature, Its Measurement and Control in Science and Industry*, Vol. **5**, New York, 1982, 1181-1190.
- [8] 同济大学声学研究室, *超声工业测量技术*, 上海人民出版社, 上海, 1977, 151-159.

- [9] 林风, 微机控制声时精密测量仪, 中国科学技术大学, 硕士论文, 1988, 10-13.
- [10] 陆坤, 奚大顺等, 电子设计技术, 电子科技大学出版社, 成都, 1997, 137-139.
- [11] 谭浩强, C 程序设计, 清华大学出版社, 北京, 1997, 2-4.
- [12] 李昕, 吴月娥等, 超声波检测高速数据采集和传输技术的研究, 电子测量与仪器学报, 2002 年增刊, 1240-1243.
- [13] 孙守阁, 徐勇, *Windows 设备驱动程序技术内幕*, 清华大学出版社, 北京, 2000, 57-64.
- [14] 马庆芳, 实用热物理性质手册, 中国农业机械出版社, 北京, 1986.
- [15] I. Mason, R. Knibbs, The young's modulus of carbon and graphite artifacts, Carbon 5, 1967, 493-506.

第三章 超声波引起固体微裂纹局部发热的理论计算

3.1 引言

近年来,超声红外热像技术作为一种新型无损检测技术^[1-3],引起很大重视,其原理为超声波通过耦合剂输入被检测试件,超声波与缺陷(主要为裂纹)相互作用,声能转化为热能,使缺陷区局部产生附加的温度升高,通过红外热像仪显示缺陷的位置和大小。针对超声引起缺陷区的局部发热机制,目前已提出一些定性解释。然而,由于求解析解的困难性,到目前为止,局部发热机制仍未得到定量的计算和解释。

基于冲量模型^[4,5]、动接触模型^[6]及初位移模型^[7],关于裂纹在动载荷下的接触问题,目前已开展了一些研究工作^[4-7]。其中,冲量模型将裂纹面间动接触产生的脉冲载荷作用于裂纹面上,脉冲载荷以冲量形式来表示。由于冲量模型以碰撞前后总动能不变为补充条件,所以只适用于分析裂纹面间有单接触点问题。与冲量模型类似,动接触模型认为发生接触(碰撞)的一对质点碰撞前后需满足动量和动能守恒。该模型实质为质点碰撞模型。初位移模型的基本思想是在忽略裂纹面间动接触力情况下,计算现时刻裂纹对应点的运动,并以此近似计算裂纹发生接触的时刻,然后在接触时刻对裂纹面上的对应点反加上使裂纹脱离接触状态的初位移,以保证裂纹不发生相互嵌入。该模型对裂纹动接触过程描述的合理性尚需深入探讨。此外,以上几个模型均假设裂纹表面光滑,只考虑了裂纹面间的法向相互作用,裂纹表面的摩擦剪力被忽略。采用位移协调条件及位移场线性叠加方法,已提出一种可描述裂纹表面摩擦剪力的动接触力模型^[8-10]。该模型实质属于点-点接触模型,只适用于接触面间有较小的相对滑动及转动的情况。另外,该模型中假设裂纹表面初始状态相接触,使得该模型计算在动载荷作用过程中裂纹表面可能分开的问题时,会有误接触发生,计算存在较大误差。

另一方面,裂纹表面在波动过程中的动接触过程,实质属于接触-碰撞问题,求解这类问题的关键在于如何正确判断接触界面的接触区域和较好地描述接触界面的法向及切向相互作用。在解决冲压、撞击等接触-碰撞问题中,目前已形

成了罚函数法^[11, 12]、Lagrange 乘子法^[13, 14]和加强的 Lagrange 乘子法^[15, 16]等可较好描述接触面间法向相互作用的计算方法。其中，罚函数方法通过在接触面间定义法向接触刚度来模拟接触界面的法向相互作用，该方法中允许接触面间有很小的穿透量，法向力（数值大小）定义为接触刚度与穿透量乘积。罚函数法的主要缺点是通常需要多次试验才能确定一个合适的法向接触刚度值。与罚函数法不同，Lagrange 乘子法把法向接触力作为一个独立的自由度，通过求解方程直接求出法向接触力。采用 Lagrange 乘子法可以实现接触面间穿透为零的真实接触条件。然而由于该方法中增加了额外的自由度（法向接触力），使得计算量增加。此外，其刚度矩阵中有零对角元素，也给求解带来一定困难。加强的 Lagrange 乘子法是将罚函数法和 Lagrange 乘子法结合使用的方法，它克服了以上两种方法各自的缺点，使得计算过程变得更加灵活和健壮。然而，加强 Lagrange 乘子法通常需要更多的迭代次数，特别是对于接触面变得过分扭曲的情况。在以上各方中，罚函数法由于其简洁性和高效性而被广泛采用。

在描述接触界面切向约束上，Coulomb 摩擦模型^[17, 18]及界面本构模型^[19, 20]被广泛采用。其中，Coulomb 摩擦模型源于刚体模型。在该模型中，只有当界面的切向力大于某一临界值（最大静摩擦力）时，物体才从粘着状态转化为滑移状态，且滑移时的动摩擦力与法向力、动摩擦系数成正比。Coulomb 摩擦模型中的粘着条件是最棘手的性质，因为它引入了相对切向速度在时间历史上的不连续性。当一点的运动从滑移状态变化为粘着时，相对切向速度不连续地跃迁到零。因此，切向速度是不光滑的，这给数值运算带来较大困难。界面本构摩擦模型（弹性 Coulomb 摩擦模型）的提出源于实验中观察到的摩擦行为与弹-塑性行为的相似性。Michałowski 等人^[20, 21]在实验中发现即使是非常光滑的物体表面在微观上仍是由许多凹凸不平的微观结构所组成，物体间最初的摩擦（粘合）是由这些粗糙部分的弹性变形所引起。而在滑动过程中，伴随着粗糙部分的弹性变形是粗糙表面的“研磨”（grinding down）。粗糙部分的弹性变形是可逆的，可归属于弹性特性，而研磨是不可逆的，可归属于塑性特性。因此，在该模型中是通过将最初的摩擦（粘合）归于接触面的弹性变形，而将滑移时的相对切向位移分为弹性部分和塑性部分，进而根据弹-塑性理论来计算接触界面的切向力的。由于在该模型中，粘着状态对应于一定的相对滑移量（弹性变形），所以物体的切向速度是

光滑的。相比较 Coulomb 摩擦模型而言，该模型更适合于计算接触界面的切向作用。

对于大多数接触问题，事先并不能准确地知道发生接触的确切位置。因此，接触搜索算法至关重要。目前，已形成了许多种接触搜索算法^[22-27]。其中节点-单元法^[26] (node-to-segment) 及球形法^[27] (pinball) 由于高效而强健被广泛采用。节点-单元及球形法均以接触面间的最短距离为接触判断条件。两者不同之处在于节点-单元法采用 Newton-Raphson 迭代解法求解该最短距离，而球形法由于将接触表面近似为球形，计算该最短距离时不需要迭代。然而，由于球形法对接触表面的这一近似，使得其计算精度有所下降。

因此，基于弹性动力学方程，采用上述界面约束方法及接触搜索算法，可望实现对微裂纹在波动过程中的接触、粘合、滑移及脱离等相互作用过程的模拟，兼于高效性及简洁性考虑，本章中选用罚函数法及界面本构摩擦模型为界面约束方法，以节点-单元法为接触搜索算法。进一步，裂纹表面相对滑动时，由于摩擦，物体机械能转化为热能，根据热力学第一定律，容易计算得裂纹表面的摩擦生热。考虑到该问题的复杂性，本章拟采用有限元数值方法求解。

3.2 弹性动力学问题的有限单元法

3.2.1 有限单元法简介

对于许多力学和其他物理问题，由于方程的非线性性质或求解区域的几何形状比较复杂，通常无法获得解析解。对于这类问题，只能通过数值方法求其近似解。在众多的数值方法中，有限单元法^[17, 28]无疑是发展最成熟及应用最广泛的一种。有限单元法的基本思想是将连续体离散为仅在节点上相互联系的有限个单元，并将作用于单元上的外载荷等效地作用于节点上，其中单元内的自由度可根据近似函数通过单元的节点自由度插值获得。进一步形成整体节点自由度与节点载荷方程组，通过联立求解该方程组即可获得节点自由度解。随着单元数目的增加，近似解最终可收敛于精确解。在本文第二章中曾用有限元方法求解了稳态温度场分布问题，下面对一般弹性动力学问题的有限元基本方程的建立过程做一详细介绍，也以此对有限元数值方法的基本求解原理和步骤做一简介。

3.2.2 弹性动力学问题的有限元方程建立

建立一般弹性力学问题的有限元方程的基本原理和步骤如下：

1). 区域离散

区域离散是把待分析的连续体划分为有限个单元所组成的组合体，这些单元仅在顶角处相互联接。这种联接必须满足变形协调条件，即不能出现裂缝，也不允许发生重叠，这些联接点称作节点。单元之间只能通过节点来传递内力，这些内力称为节点力。而作用在节点上的外载荷则称为节点载荷。类似的，当连续体受到外力作用发生变形时，各个节点上产生的位移称为节点位移。

2). 以节点位移表示单元内位移

有限元中通常以多项式来近似单元内的未知量分布，这些多项式称为形函数或插值函数。设 α^e 为单元节点位移分量列阵，则单元内任一点位移分量 u 可表示为

$$u = \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = N\alpha^e \quad (3-1)$$

式中 N 为形函数列阵，列阵各元素称为形函数。形函数通常在单元选好时随之确定，所以当求得节点位移时，通过形函数列阵即可求得单元内任一点位移。

3). 以节点位移表示应变

利用弹性力学的几何方程，易得单元内任一点应变分量 ϵ 可表示为

$$\epsilon = Hu = HNa^e = Ba^e \quad (3-2)$$

$$B = HN \quad (3-3)$$

以上两式中， H 为由几何方程微分算子组成的矩阵， B 称为应变矩阵，为系统坐标的函数。

4). 以节点位移表示应力

借助于公式 (3-2) 及 (3-3)，并应用弹性力学的物理方程，即可以节点位移分量 α^e 来表示单元内任一点应力分量 σ ：

$$\sigma = D\epsilon = DB\alpha^e = Sa^e \quad (3-4)$$

$$S = DB \quad (3-5)$$

式中 D 为弹性矩阵， S 为应力矩阵。在弹性平面问题中，如果单元形函数为一次

函数，则易知单元内的应变及应力均是常量。如果单元内存在初应变，则应以实际应变与初应变的差值来计算单元内的应力。

5). 形成单元刚度矩阵

在单元分析中，把节点对单元的作用力定义为节点力，它是一个集中力。设单元共有 b 个自由度，则节点位移 \mathbf{a}^e 和节点力 \mathbf{F} 可表达为

$$\mathbf{a}^e = [a_1^e \ a_2^e \ a_3^e \dots a_b^e] \quad (3-6)$$

$$\mathbf{F} = [F_1 \ F_2 \ F_3 \dots F_b] \quad (3-7)$$

在有限元中，通常以虚功原理来建立单元刚度矩阵，也即通过单元外力在虚位移上所作的虚功应等于单元内应力在虚应变上所作的虚功这一关系，来建立节点位移 \mathbf{a}^e 与节点力 \mathbf{F} 之间的关系式。简洁起见，设单元上只作用有节点力，没有外载荷。设单元发生虚位移为 \mathbf{a}^{*e} ，则根据虚功原理，有

$$(\mathbf{a}^{*e})^T \mathbf{F} = \int_{\Omega^e} (\boldsymbol{\epsilon}^*)^T \boldsymbol{\sigma} d\Omega \quad (3-8)$$

式中 $\boldsymbol{\epsilon}^*$ 为虚应变分量列阵，其与 \mathbf{a}^{*e} 关系可表达为

$$\boldsymbol{\epsilon}^* = \mathbf{B} \mathbf{a}^{*e} \quad (3-9)$$

将 (3-4) 及 (3-9) 式代入 (3-8) 式中，注意到 \mathbf{a}^e 和 \mathbf{a}^{*e} 与坐标无关，则可得

$$(\mathbf{a}^{*e})^T \mathbf{F} = (\mathbf{a}^{*e})^T \left(\int_{\Omega^e} \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} d\Omega \right) \mathbf{a}^e \quad (3-10)$$

由于虚位移 \mathbf{a}^{*e} 是任意的，(3-10) 可化简为

$$\mathbf{F} = \int_{\Omega^e} \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} d\Omega \mathbf{a}^e \quad (3-11)$$

或

$$\mathbf{F} = \mathbf{k}^e \mathbf{a}^e \quad (3-12)$$

$$\mathbf{k}^e = \int_{\Omega^e} \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} d\Omega \quad (3-13)$$

式 (3-12) 即为节点位移与节点力之间的关系式，式中 \mathbf{k}^e 为单元刚度矩阵。单元刚度矩阵反映了单元的刚性大小，单元刚性大，则使节点产生单位位移所需施加的节点力就大。具体的单元刚度矩阵表达式取决于单元的形状、大小、方位

和弹性常数。

6). 等效节点载荷

在有限元分析中, 建立的是各节点的力平衡方程, 因此需要把作用于单元上的外力系 (包括集中载荷、表面载荷以及体积载荷) 按虚功等效原则移至于结点上, 转化为等效节点载荷。所谓虚功等效, 是指原力系与等效节点载荷在任何可能的微小位移 (虚位移) 上所作的功 (虚功) 都相等。

设在单元内任一点 $M(x, y, z)$ 上作用有载荷 \mathbf{p} , 由 \mathbf{p} 转化的等效节点载荷为 \mathbf{R}^e 。则根据虚功等效原则, 有

$$(\mathbf{a}^{*e})^T \mathbf{R}^e = (\mathbf{u}^*)^T \mathbf{p} \quad (3-14)$$

式中 \mathbf{a}^{*e} 为单元节点虚位移分量列阵, \mathbf{u}^* 为 M 点的虚位移分量列阵。虚位移 \mathbf{u}^* 应满足 (3-1) 式, 即

$$\mathbf{u}^* = \mathbf{N} \mathbf{a}^{*e} \quad (3-15)$$

将 (3-15) 代入 (3-14) 式, 可得

$$(\mathbf{a}^{*e})^T \mathbf{R}^e = (\mathbf{N} \mathbf{a}^{*e})^T \mathbf{p} = (\mathbf{a}^{*e})^T \mathbf{N}^T \mathbf{p} \quad (3-16)$$

由于虚位移 \mathbf{a}^{*e} 的任意性, (3-16) 可化简为

$$\mathbf{R}^e = \mathbf{N}^T \mathbf{p} \quad (3-17)$$

上式即为由集中载荷转化为等效节点载荷表达式。在实际计算中, 在划分网格时一般将集中载荷作用点划分为单元节点, 这样等效节点载荷就很容易计算出。

类似的, 可得到单元表面载荷 \mathbf{p}_s 及体载荷 \mathbf{p}_v 的等效节点载荷 \mathbf{R}_s^e 及 \mathbf{R}_v^e , 具体表达如下

$$\mathbf{R}_s^e = \int_s \mathbf{N}^T \mathbf{p}_s ds \quad (3-18)$$

$$\mathbf{R}_v^e = \int_v \mathbf{N}^T \mathbf{p}_v d\Omega \quad (3-19)$$

7). 建立整体平衡方程

设连续体被划分为 n_e 个单元和 n 个节点, 其中每个节点具有 g 个自由度, 且利用 (3-12) 式获得了 n_e 个单元刚度矩阵, 通过 (3-17) ~ (3-19) 式将外载荷

都已转化为等效节点载荷，则易建立整体节点平衡方程。整体平衡方程组的个数 I 为结点数 n 与节点自由度 g 的乘积。

设节点 i 连接着 m 个单元，则该节点的平衡方程为

$$\begin{aligned} F_{ii}^1 + F_{ii}^2 + \cdots + F_{ii}^m &= P_{ii} \\ F_{i2}^1 + F_{i2}^2 + \cdots + F_{i2}^m &= P_{i2} \\ \cdots & \\ F_{ig}^1 + F_{ig}^2 + \cdots + F_{ig}^m &= P_{ig} \end{aligned} \quad (3-20)$$

式中 F_{it}^l 代表第 l 个单元对节点 i 的第 t 个自由度方向上的作用力， P_{it} 为作用于节点 i 上的第 t 个自由度方向上的节点载荷分量。方程组 (3-20) 是对节点 i 建立的 g 个平衡方程，对整体结构而言，可以建立 n 个类似 (3-20) 式的平衡方程组，再结合 n_e 个类似于 (3-12) 式的节点力与节点位移方程，经整理最后可形成整体平衡方程，即

$$\mathbf{KU} = \mathbf{P} \quad (3-21)$$

式中

$$\mathbf{K} = \begin{bmatrix} K_{11} & K_{12} & \cdots & K_{1I} \\ K_{21} & K_{22} & \cdots & K_{2I} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ K_{n1} & K_{n2} & \cdots & K_{nI} \end{bmatrix} \quad (3-22)$$

也可以表达为

$$\mathbf{K} = \sum_{e=1}^{n_e} \mathbf{k}^e = \sum_{e=1}^{n_e} \int_{\Omega^e} \mathbf{B}^T \mathbf{D} \mathbf{B} d\Omega \quad (3-23)$$

$$\mathbf{U} = [u_1 \ u_2 \ u_3 \ \cdots \ u_I] \quad (3-24)$$

$$\mathbf{P} = [P_1 \ P_2 \ P_3 \ \cdots \ P_I] \quad (3-25)$$

其中 \mathbf{K} 为总刚矩阵，为 I 阶方阵， \mathbf{k}^e 为单元刚度矩阵； \mathbf{U} 为结构的节点位移分量按结构自由度顺序形成的总体位移列阵； \mathbf{P} 为结构的节点载荷分量按结构自由度顺序排列的总体载荷列阵。总刚矩阵元素 K_{ij} 的物理意义为：当结构第 j 个节点产生单位位移而其他节点位移皆为零时，需在第 i 个自由度方向上施加的节点

力大小；总刚度矩阵还具有对称性、稀疏性及主对角元素恒为正等性质。方程 (3-21) 中只有节点位移 U 是未知的，通过求解该线性方程组即可获得各节点位移，进一步利用弹性力学的几何方程和物理方程即可求得单元的应变及应力分量。

在 (3-21) 式中，如果外载荷随时间发生变化，则结构的位移也必然随之而变。所以此时 (3-21) 式表示的是任何一个时刻的静态平衡方程。对于我们所考虑的裂纹在波动传播中的摩擦发热分析计算问题，外载荷及裂纹表面上的接触力均是时间的函数，所以必须考虑惯性力的影响，也即我们所研究的问题属于动力学范畴。根据达朗贝尔原理，只要引入相应的惯性力，对于弹性动力学问题仍可按相应的静态平衡问题来处理。因此，将惯性力按等效体载荷加入 (3-21) 式中，即可建立基于弹性动力学的一般有限元方程。根据 (3-19) 式，易计算得惯性力的总体等效体载荷 P_v 为

$$P_v = -\sum_{e=1}^{n_e} \int_{\Omega_e} \rho N^T N \ddot{a}^e d\Omega = -M \ddot{U} \quad (3-26)$$

式中 ρ 为材料密度， \ddot{a}^e 为单元节点加速度列阵， \ddot{U} 为总体节点加速度列阵， M 为总体质量矩阵，可表达为

$$M = \sum_{e=1}^{n_e} \int_{\Omega_e} \rho N^T N d\Omega \quad (3-27)$$

结合 (3-21) 及 (3-26) 式，可得

$$M \ddot{U} + KU = P \quad (3-28)$$

上式即为弹性动力学的一般有限元方程 (这里忽略了阻尼影响)。

3.2.3 弹性动力学问题的有限元方程解法

对于 (3-28) 式所示的常微分方程组，通常采用直接积分法进行求解。直接积分是指在积分运动方程之前不进行方程形式的变换，而直接进行逐步数值积分。直接积分法基于两个概念，其一是将在求解时域内的任何时刻 t 都应满足运动方程，代之以仅在一些离散的时刻满足运动方程；其二是在一定的时间步长内，假设位移、速度及加速度的函数形式。中心差分及 Newmark 方法是直接积分法中的两种最常用方法。

1). 中心差分法

在中心差分中, 加速度 \ddot{U} 和速度 \dot{U} 可用位移 U 表示为

$$\ddot{U}_t = \frac{1}{\Delta t^2} (U_{t+\Delta t} - 2U_t + U_{t-\Delta t}) \quad (3-29)$$

$$\dot{U}_t = \frac{1}{2\Delta t} (U_{t+\Delta t} - U_{t-\Delta t}) \quad (3-30)$$

式中 Δt 为时间步长。进一步将 (3-29) 式代入 t 时刻的 (3-28) 中, 通过逐步迭代求解, 即可获得位移解。值得指出的是, 该算法有一个迭代起步问题, 因为当 $t=0$ 时, 为了计算 Δt 时刻位移 $U_{\Delta t}$, 除了由初始条件已知的 U_0 外, 还需知道 $U_{-\Delta t}$ 。

为此该方法专门给出了 $U_{-\Delta t}$ 的具体计算公式, 为

$$U_{-\Delta t} = U_0 - \Delta t \dot{U}_0 + \frac{\Delta t^2}{2} \ddot{U}_0 \quad (3-31)$$

中心差分法是显式算法, 当总体质量矩阵 M 采用集中质量矩阵^[17]的形式时, 其逐步迭代求解过程不需要进行矩阵求逆, 当计算模型比较大时, 其计算速度要比隐式算法^[17]快很多。然而, 中心差分法是条件稳定的算法, 其时间步长 Δt 必须满足 Courant 规则^[29], 即

$$\Delta t \leq l_{\min} / C_{\max} \quad (3-32)$$

式中 l_{\min} 为最小单元长度, C_{\max} 为材料中的最大声速, 对各向同性材料来说, C_{\max} 为纵波声速。中心差分法在时间上具有二阶精确度, 即其截断误差具有 Δt^2 阶。中心差分法适合于波传播问题求解。

2). Newmark 方法

Newmark 积分法实质上是线性加速度法的一种推广, 它采用以下速度和加速度假设

$$\dot{U}_{t+\Delta t} = \dot{U}_t + [(1-\delta)\ddot{U}_t + \delta\ddot{U}_{t+\Delta t}] \Delta t \quad (3-33)$$

$$U_{t+\Delta t} = U_t + \dot{U}_t \Delta t + [(1/2 - \alpha)\ddot{U}_t + \alpha\ddot{U}_{t+\Delta t}] \Delta t^2 \quad (3-34)$$

式中 α 和 δ 是按积分精度和稳定性要求而选取的参数。当 $\alpha=0$ 及 $\delta=1/2$ 时, 其精度同中心差分法一样是二阶的。当 $\delta \geq 0.5$ 且 $\alpha \geq 0.25(0.5 + \delta)^2$ 时, Newmark 方法是无条件稳定的。然而, 由于该方法在迭代求解过程中, 需要对刚度矩阵求逆,

所以该方法属于隐式算法。Newmark 方法以对刚度矩阵求逆运算代价，换得了比有条件稳定的显式算法可以采用大得多的时间步长。当然，其时间步长还将受到计算精度的限制。

3.3 微裂纹发热理论计算模型

设连续弹性体中有一表面光滑变化且呈三维分布的微裂纹，则在外界动载荷作用下，裂纹表面将可能处于接触，粘合，滑移及脱离等状态。对该弹性体采用有限元方法离散，则由 3.2 节可知，在动载荷作用下的该模型的三维瞬态动力学有限元方程可写为

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{U}} + \mathbf{K}\mathbf{U} = \mathbf{P} + \mathbf{R}, \quad (3-35)$$

式中 \mathbf{U} 及 $\ddot{\mathbf{U}}$ 分别是节点位移和加速度列阵， \mathbf{M} ， \mathbf{K} ， \mathbf{R} 及 \mathbf{P} 分别为质量矩阵，刚度矩阵以及裂纹接触力矩阵和外载荷矩阵。要对 (3-35) 式求解，必须先计算接触力 \mathbf{R} 。为了便于叙述，设裂纹上、下两个表面分别称为从面和主面，主面和从面上的节点分别称为主节点和从节点，对应的主面和从面上的单元分别称为主单元和从单元。此外，如果不特别说明，以下各个变量均代表时刻 t 时的物理量。

3.3.1 接触搜索

对于频繁发生接触-脱离的动接触问题，接触搜索算法至关重要。事实上，在这类问题中，接触区域搜索占了相当大的一部分计算时间。本文选用高效而强健的节点-单元法为接触搜索算法。该方法的核心思想是以从面上的节点至主面的最短距离为接触判断条件。

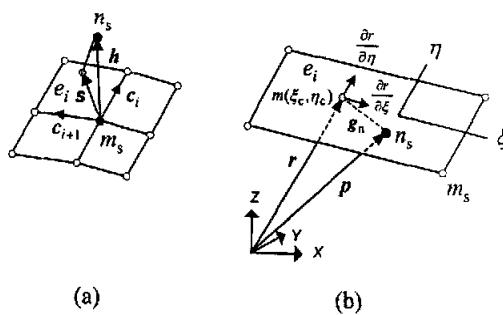


图 3.1 接触条件判断

如图 3.1 (a) 所示, 对于从面上一节点 n_s , 首先计算和比较其与所有主节点的距离。设 m_s 为与 n_s 最近的主节点, 且在所有含有 m_s 节点的单元中, 单元 e_i 包含从节点 n_s (如果从节点 n_s 向某单元面的投影位于该单元内, 则称该单元包含节点 n_s), 则存在以下两判断式:

$$(c_i \times s) \cdot (c_i \times c_{i+1}) > 0, \quad (3-36)$$

$$(c_i \times s) \cdot (s \times c_{i+1}) > 0, \quad (3-37)$$

式中 c_i, c_{i+1} 为沿单元 e_i 两边、方向远离 m_s 的两向量, 向量 s 为向量 h (由 m_s 指向 n_s) 在单元 e_i 上的投影。根据 (3-38) 式, 即可判断 t 时刻节点 n_s 是否与单元 e_i 相接触。

$$(c_i \times c_{i+1}) \cdot h \leq 0 \quad (3-38)$$

如果 (3-38) 式满足, 则 n_s 与单元 e_i 相接触。

通常接触发生时, 往往伴随有一定的渗透量。广义地定义接触点为主面上与发生接触的从节点距离最近的点。因此, 接触点位置的求解实为最小值计算问题, 定义该最小化函数 J 为

$$J = \frac{1}{2} [r(\xi, \eta) - p][r(\xi, \eta) - p], \quad (3-39)$$

式中 (ξ, η) 为单元 e_i 的局部坐标系, r 为单元 e_i 上任一点的位置矢量, p 为从节点 n_s 的位置矢量, 如图 3.1 (b) 所示。则接触点 m 坐标 (ξ_c, η_c) 需满足以下两式

$$\frac{\partial r}{\partial \xi}(\xi_c, \eta_c) \cdot [p - r(\xi_c, \eta_c)] = 0, \quad (3-40)$$

$$\frac{\partial r}{\partial \eta}(\xi_c, \eta_c) \cdot [p - r(\xi_c, \eta_c)] = 0, \quad (3-41)$$

通过采用 Newton-Raphson 迭代数值解法求解 (3-40), (3-41) 两式, 即可得到接触点坐标 (ξ_c, η_c) 。进一步, 渗透量 g_n 可表示为

$$g_n = n_m \cdot [p - r(\xi_c, \eta_c)], \quad (3-42)$$

式中 n_m 为接触点处外法向方向。此外，对于从节点的投影刚好位于单元界面上以及其他的情况，我们在计算中亦予以考虑，见本章附录中说明，这里不作详细叙述。

3.3.2 接触力计算

1). 法向接触力

本文采用罚函数方法 (penalty method) 来计算接触界面法向接触力。该方法的核心思想是在所有从节点与主面之间定义有一定大小的法向接触刚度。当接触刚度取值趋于无穷大时，求解结果更接近于实际中的接触面间没有渗透发生的接触，但是这会使得求解时收敛异常困难。所以，罚函数方法中，允许接触面间发生很小量的渗透，并规定法向接触力大小与渗透量成正比。具体来说，当从节点 n_s 与主面上单元 e_i 发生接触且渗透量为 g_n 时，则作用于 n_s 上的法向接触力 f_{ns} 可定义为

$$f_{ns} = -k_{ni} g_n \cdot n_m, \quad (3-43)$$

式中 k_{ni} 为法向接触刚度，定义为

$$k_{ni} = \gamma_i K_i A_i^2 / V_i, \quad (3-44)$$

式中 K_i ， V_i 和 A_i 分别为单元 e_i 下方体单元的体积弹性模量，体积和面积， γ_i 为比例系数。

对应的接触点上的法向力与 f_{ns} 大小相等，方向相反。该法向力可进一步按 (3-17) 式转化为等效节点载荷而施加于单元 e_i 的各个节点上。当然，如果没有接触发生，则接触界面法向力取零值。同样的，如果没有接触，下述的切向接触力也取零值。

2). 切向接触力

基于实验观察到的摩擦行为与弹塑性行为的相似性^[20, 21]，Curnier 等提出界面本构摩擦模型^[19, 20]，其核心思想是将最初的摩擦（粘合）归于接触面的弹性变形，并将滑移时的相对切向位移分为弹性部分（接触面的弹性变形）和塑性部分（动摩擦滑移量），进而根据弹-塑性理论来计算切向力，其基本理论计算公式概括如下。

接触界面切向力 f_a^* 计算的基本公式为

$$f_a^* = -k_a \Delta u_a \quad (\alpha = \zeta, \gamma) \quad (3-45)$$

式中 (ζ, γ) 为接触界面上的局部坐标系, k_a 为界面切向接触刚度, 通常取为 0.01~0.1 倍的法向接触刚度值; Δu_a 为切向位移增量。

为了模拟接触面粘合-滑移行为, 定义以下屈服函数 F_y 作为接触面所处状态(粘合或滑移)的判断条件

$$F_y = \sqrt{(f_\zeta)^2 + (f_\gamma)^2} - \mu_s |f_n|, \quad (3-46)$$

式中 μ_s 为静摩擦系数, f_n 及 f_α ($\alpha = \zeta, \gamma$) 分别为界面法向力和切向力。

如果 $F_y < 0$, 则接触面处于粘合状态, 此时, 界面摩擦力如 (3-45) 式所示。

如果 $F_y \geq 0$, 则接触面处于滑移状态。此时, 需将切向位移增量 Δu_a 分解成一个弹性部分 (Δu_a^e) 和塑性部分 (Δu_a^p), 即

$$\Delta u_a = \Delta u_a^e + \Delta u_a^p, \quad (\alpha = \zeta, \gamma), \quad (3-47)$$

进一步, 应用关联塑性理论及结合 (3-45), (3-46) 两式, 可计算得滑移时的界面摩擦力为^[19]

$$f_a = \mu_d |f_n| f_a^* / |f_a^*| \quad (\alpha = \zeta, \gamma) \quad (3-48)$$

式中 μ_d 为动摩擦系数。

基于上述理论, 下面给出由 t 时刻解求解 $t + \Delta t$ 时刻切向接触力的计算过程。设在 t 及 $t + \Delta t$ 时刻, 从节点 n_s 与主面相接触, 且在 $t + \Delta t$ 时刻与 n_s 相接触的单元为 e_i 。因为在 Δt 时间内, 从节点 n_s 可能从一个主单元滑移至另外一个主单元处, 所以在 t 及 $t + \Delta t$ 时刻, n_s 可能与两个不同的主单元相接触。因此, 从节点 n_s 的切向位移增量 Δe 须根据下式计算

$$\Delta e = r(\xi_c^{t+\Delta t}, \eta_c^{t+\Delta t}) - r(\xi_c^t, \eta_c^t) \quad (3-49)$$

式中 (ξ_c^t, η_c^t) 及 $(\xi_c^{t+\Delta t}, \eta_c^{t+\Delta t})$ 分别为接触点在相应主单元局部坐标系下的坐标。进

一步, 利用 (3-45) 式计算试探摩擦力 f^* 为

$$f^* = f_n' - k_n \Delta e \quad (3-50)$$

式中 f_n' 为 t 时刻作用于从节点 n_s 的摩擦力, k_n 为切向接触刚度。上式中的负号代表摩擦力与运动方向相反。

接着将 f^* 代入 (3-46) 式作粘合或滑移状态判断, 即

$$F_y = f^* - \mu_s |f_{ns}^{t+\Delta t}| \quad (3-51)$$

式中 $f_{ns}^{t+\Delta t}$ 为在 $t + \Delta t$ 时刻在作用于 n_s 上的法向接触力。

如果 $F_y < 0$, 则从节点 n_s 与单元 e_i 处于粘合状态。此时, 作用于从节点 n_s 的摩擦力 f_n 与试探摩擦力 f^* 相等, 也即

$$f_n^{t+\Delta t} = f^* = f_n' - k_n \Delta e \quad (3-52)$$

如果 $F_y \geq 0$, 则从节点 n_s 与单元 e_i 处于滑移状态。根据 (3-48) 式, 此时作用于从节点 n_s 的摩擦力 f_n 为

$$f_n^{t+\Delta t} = \frac{\mu_d |f_{ns}^{t+\Delta t}| f^*}{|f^*|}, \quad (3-53)$$

与法向力类似, 将大小与 f_n 相等, 方向与之相反的切向力作用于对应的接触点上, 并进一步将其等效地作用于对应单元 (e_i) 的各个节点上。此外, 由于通常静摩擦系数 μ_s 比动摩擦系数 μ_d 大, 从而使得物体由粘合转化为滑移时摩擦力有突变。为了平滑摩擦力变化, 以上各式中的从动、静摩擦系数取代以摩擦系数 μ , 即

$$\mu = \mu_d + (\mu_s - \mu_d) e^{-\beta v} \quad (3-54)$$

$$v = \Delta e / \Delta t \quad (3-55)$$

式中 β 为一衰减常数, v 为从节点 n_s 与主单元之间的相对滑动速度。

这样, 通过对接触面上所有单元 (节点) 进行 (3-36)~(3-55) 式运算, 即可计算得接触力列阵 R 。进一步结合初值条件及求解方程 (3-35) 式, 即可求得弹

性体中的瞬态波动传播过程, 以及裂纹在波动过程中的动接触作用。

3.3.3 摩擦生热及温度场分布计算

设裂纹表面粗糙, 则裂纹表面在相互滑动时会引起摩擦发热。如果忽略界面自由能变化, 则根据热力学第一定律可知, 摩擦耗散能将全部转化为热能。具体来说, 设在 t 及 $t + \Delta t$ 时刻, 从节点 n_s 与主面单元相接触, 且切向位移增量为 Δe , 则根据上述假设及热力学第一定律, 易计算得摩擦发热等效热流密度 q 为^[30]

$$q = \tau * v, \quad (3-56)$$

式中 $v = \Delta e / \Delta t$ 为滑移速度, τ 为切应力。这里假设摩擦生成的热量均分在两个接触面上, 也即对应的主单元及从单元上分别作用有大小为 $q/2$ 的热流密度。与前类似, 该热流密度将按表面载荷等效地作用于对应单元的各个节点上。

进一步, 以摩擦生热等效热流密度为热源的三维瞬态热传导有限元方程可写为

$$C\dot{\Phi} + L\Phi = H, \quad (3-57)$$

式中 Φ 为节点温度列阵, $\dot{\Phi} = d\Phi/dt$ 为温度变化率列阵, H 为由界面摩擦生热产生的热载荷列阵; L 和 C 分别为热传导矩阵和热容矩阵, 可分别表达为

$$L = \sum_{V_e} \kappa \left(\left(\frac{\partial N}{\partial x} \right)^T \left(\frac{\partial N}{\partial x} \right) + \left(\frac{\partial N}{\partial y} \right)^T \left(\frac{\partial N}{\partial y} \right) + \left(\frac{\partial N}{\partial z} \right)^T \left(\frac{\partial N}{\partial z} \right) \right) dV, \quad (3-58)$$

$$C = \sum_{V_e} \rho c N^T N dV, \quad (3-59)$$

式中 κ , ρ 和 c 分别为材料热传导系数, 密度和比热; N 为形函数列阵。由于通常裂纹附近区域温度比较低, 而我们所关心的问题持续时间又很短(仅为几个毫秒), 所以在以上计算过程中裂纹附近区域发生的空气对流与热辐射散热被忽略。另外, 在本文第二章中曾给出了稳态热传导问题有限元方程的建立过程, 由于瞬态问题的有限元方程建立过程与前类似, 这里不给出其具体推导过程。

3.3.4 求解方法及算法步骤

1). 求解方法

本文采用中心差分法对 (3-35), (3-57) 两式求解。则在 t 时刻, 加速度 \ddot{U}

及温度变化率 $\dot{\Phi}$ 可分别表示为

$$\ddot{\mathbf{U}}^t = \frac{1}{\Delta t^2} (\mathbf{U}^{t-\Delta t} - 2\mathbf{U}^t + \mathbf{U}^{t+\Delta t}), \quad (3-60)$$

$$\dot{\Phi}^t = \frac{1}{2\Delta t} (\Phi^{t+\Delta t} - \Phi^{t-\Delta t}), \quad (3-61)$$

将 (3-60) 式代入 (3-35) 式, 将 (3-61) 式代入 (3-57) 式, 整理可得

$$\mathbf{U}^{t+\Delta t} = \mathbf{M}^{-1} [\Delta t^2 (\mathbf{P}^t + \mathbf{R}^t) - (\mathbf{K}\Delta t^2 - 2\mathbf{M})\mathbf{U}^t - \mathbf{M}\mathbf{U}^{t-\Delta t}], \quad (3-62)$$

$$\Phi^{t+\Delta t} = \Phi^{t-\Delta t} + 2\mathbf{C}^{-1} (\mathbf{H}^t - \mathbf{L}\Phi^t) \Delta t. \quad (3-63)$$

进一步, 根据初值条件及 (3-62), (3-63) 两式, 通过迭代算法, 即可实现对问题的求解。值得特别指出的是, 在以上求解过程中需特别注意网格尺寸及积分时间步长的选取。为了准确模拟弹性波的传播, 在一个波长内 (最短波长) 至少需要有 16 个单元^[31]。在微裂纹附近区域也需要采用精细的网格以正确模拟裂纹的接触行为。如前所述, 时间步长的选取需遵循 Courant 规则^[29]。

2). 算法步骤

设 t 时刻各个变量已知, 下面给出由 t 时刻的解求 $t + \Delta t$ 时刻解的基本步骤。

- a. 将接触力 \mathbf{R}^t 及外载荷 $\mathbf{P}^{t+\Delta t}$ 列阵代入 (3-62) 式, 计算位移 $\mathbf{U}^{t+\Delta t}$;
- b. 针对每个从节点, 确定与之最近的主节点, 并根据 (3-36)~(3-38) 式判断裂纹面上发生接触的节点 (单元);
- c. 对于发生接触的节点 (单元), 根据 (3-40)~(3-42) 式计算渗透量, 并采用 (3-43) 和 (3-44) 式计算法向接触力;
- d. 利用 (3-49) 式计算切向位移增量, 并根据 (3-51) 式判断界面状态 (粘合或滑移);
- e. 利用 (3-52), (3-53) 式计算静、动摩擦力;
- f. 根据 (3-56) 式计算等效摩擦生热热流密度, 并利用 (3-63) 式计算温度列阵 $\Phi^{t+\Delta t}$ 。

循环 a~f 计算步骤即可完成分析计算。

值得一提的是, 以上算法针对两次不同的主从面选择情况 (将裂纹上、下表面分别取为主面、从面或者取法恰好与之相反), 计算结果会有所不同。然而, 当两个接触面上的网格基本相同且足够密时, 两次计算结果会变得相当接近^[26]。

当然,更可靠的方法是将最终的结果取为两次不同选择的计算结果的平均值,但这样做的代价是计算时间将会增加一倍。

3.4 计算实例

数值计算实例取为长 8 cm, 宽 5 cm, 厚 2 mm 的铝板, 该铝板上边缘有一长 5 mm 的缺口, 缺口下设有微裂纹, 微裂纹长约 1.2 和 2.4 mm。铝板左右侧面固定, 在铝板的表面区域 G_0 ($1 \times 1 \text{ cm}^2$) 作用有垂直于板面的激励脉冲 $a(t)$, 即

$$a(t) = A_0 \sin(2\pi ft), \quad t > 0, \quad (3-64)$$

式中 $f = 20 \text{ kHz}$, $A_0 = 2 \sim 50 \mu\text{m}$ 。铝板初始温度为 20°C 。采用 8 节点六面体单元对铝板划分网格, 并在裂纹表面上覆盖有接触单元(模拟裂纹表面动接触及摩擦生热), 单元总数约为 12000 个, 其中厚度方向划分单元数为 5 个, 接触单元总数约为 200 个, 网格划分示意图如图 3.2 所示。所用到铝板主要物理参数如表 3.1 所示, 简单起见, 这里取动摩擦系数等于静摩擦系数, 且为 0.3。

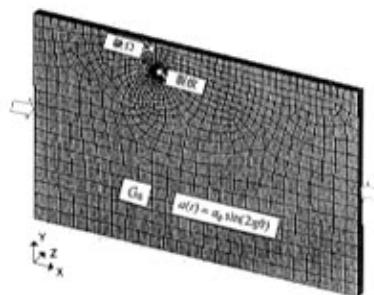


图 3.2 铝板网格划分示意图

表 3.1 铝板物理参数^[32, 33]

热传导系数/ $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \text{C}^{-1}$	比热/ $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \text{C}^{-1}$	密度/ $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	弹性模量/ GPa	Poisson 系数	屈服极限/ MPa
170	870	2.7e3	70	0.3	310

结合初值条件, 根据(3-62)式计算得的超声波在铝板中的瞬态传播图像(垂直板面的位移扰动), 如图 3.3 所示, 其中 (a)~(h) 对应时间范围为 0.002~0.13 ms, 且产生该超声波的激励振幅为 50 μm 。由图清晰可见超声波由激发源处, 逐渐向铝板四周传播的瞬态波动传播过程。在图 (d) 中, 超声波已传播至微裂纹处, 并引起微裂纹开始振动。在图 (e) 中超声波已传播至铝板的各个边界处, 并在界面上发生反射, 形成回波。此后, 随着波动的继续传播, 回波与入射波发生相互作用, 形成较复杂的波动形式, 如图 (f)~(h) 所示。

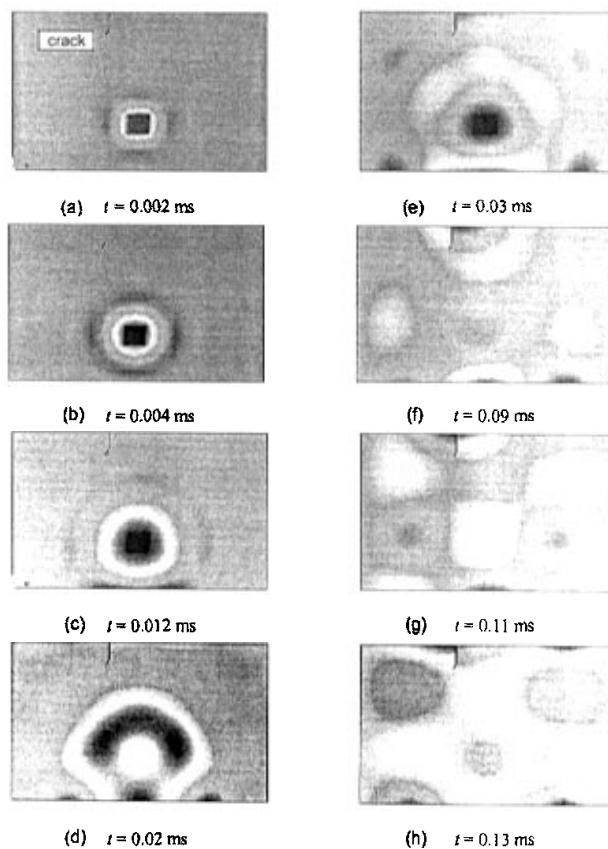


图 3.3 铝板中瞬态波动传播 (激励振幅 50 μm)

图 3.4 所示为裂纹表面在波动传播过程中的瞬态摩擦生热及其温度分布图, 其中图 (I) 对应于长 2.4 mm 的微裂纹和 50 μm 的激励振幅; 图 (II) 对应于长 1.2 mm 的微裂纹和 10 μm 激励振幅。由图清晰可见, 在超声波传播过程中,

裂纹的两个表面振动方向并不一致,使得裂纹两表面发生相互接触,粘合,滑移及脱离等现象(如图(Ih)中裂纹两表面发生主要为上下方向的滑动,图(IIf)和(IIf)中裂纹发生主要为前后方向的滑动,图(Ig)中裂纹下端部分发生脱离等),进而由摩擦产生热。如图(Ia)所示,裂纹约在0.02 ms最先在其顶部相接触,并发生摩擦生热,此后,随着接触区域的扩大和不断摩擦,裂纹表面温度逐渐升高,在图(IIf)和(Ih)中温度(最高温度)分别上升了约10°C及16°C。与此同时,裂纹表面摩擦产生的热量,迅速向整个铝板扩散。图(II)所示现象与图(I)基本类似。当然,由于图(II)中的激励振幅及裂纹尺寸较图(I)均有所减小,从而使得在相同的时间内其裂纹表面摩擦生热量及裂纹附近区域的温度值也均小于图(I)的各对应值。在图(II)中,在0.45 ms内最高温度上升值仅为5°C左右。此外,以上分析也表明本文的计算方法可对不同长度的裂纹在不同激励振幅作用下的问题均能进行较好地模拟。

图3.5为裂纹表面一点(A)接触状态及温度变化曲线图(裂纹长2.4 mm,激励振幅50 μm),其中图(a)所示为该点的接触应力(法向应力及切向应力)变化曲线,图(b)为其接触状态示图,图(c)为其温度变化曲线。由图(a)可知,该点的接触应力曲线较为陡峭,该点约在0.1 ms发生首次接触。由于本文选取的静、动摩擦系数均为0.3,所以该点的切向应力(摩擦应力)小于或等于其法向应力的0.3倍,且分别对应为粘合或滑移状态(由(3-51)~(3-53)式易知)。图(b)更为清晰地显示了该点的接触状态变化过程,其中“1”表示脱离,“2”表示滑移,“3”代表粘合。由图(b)可知,在波动传播过程中,该点频繁地发生接触,粘合,滑移及脱离等现象,粘合状态持续时间较短而滑移状态持续时间较长,粘合和滑移状在接触过程中不断地进行转换。由上可见,本文的算法可较好地模拟裂纹面间的接触,粘合,滑移及脱离等相互作用。图(c)为该点的瞬态温度变化曲线,通过结合参考图(a)和(b),可清晰地表明该点的瞬态摩擦生热及温度变化过程。当裂纹表面间发生相对滑动时(粘合或滑移),由于摩擦生热,该点的温度迅速升高,温度升高数值正比与该点的摩擦应力及相对滑动速度(如(3-56)式所示);而当该点脱离接触时,由于热扩散原因,该点的温度呈缓降趋势。因此该点的温度曲线呈阶段式上升分布。

图3.6所示为裂纹表面一点(B)附近区域的温度分布曲线,其中裂纹长1.2

mm, 激励振幅为 $10 \mu\text{m}$ 。由图可知, 该点的温度曲线也呈阶段式上升分布, 而随着远离裂纹表面 (沿 x 轴方向), 各点的温度逐渐下降, 且其温度曲线变化也趋于平缓。如图所示, 在距离该点 0.12 mm 处, 其温度曲线已经变得很平滑了。当然, 裂纹表面上点 (B) 的温度曲线形态, 也是由该点的接触状态所引起。而远离裂纹表面的这些点, 相当于远离了热源中心, 它们主要靠热传导方式获得加热, 因此, 其温度曲线变化会逐渐趋于平缓。

图 3.7 所示为两裂纹上各一点 (C, D) 在不同激励振幅作用下的瞬态温度曲线, 其中, 图 (a) 对应长 2.4 mm 的裂纹; 图 (b) 对应 1.2 mm 的裂纹。由图可见, 随着激励振幅增大, 两裂纹表面温度均随之迅速升高。在图 (a) 中, 激励振幅为 $2 \mu\text{m}$ 时, 在 0.3 ms 内该点最高升温值约为 0.5°C ; 而当激励振幅为 $50 \mu\text{m}$ 时, 约在 0.3 ms 时刻该点温度上升了约 25°C 。图 (b) 所示的现象与图 (a) 类似。

图 3.8 所示为两裂纹上各一点 (E, F) 在不同激励振幅作用下的瞬态法向应力曲线, 其中, 图 (a) 对应 2.4 mm 的裂纹; 图 (b) 对应 1.2 mm 的裂纹。由图可知, 随着激励振幅的增大, 裂纹表面接触应力显著提高。在图 (a) 中, 当激励振幅为 $2 \mu\text{m}$ 时, 该点最大法向应力约为 30 MPa ; 而当激励振幅为 $50 \mu\text{m}$ 时, 其最大法向应力可达 230 MPa 左右。图 (b) 所示的现象与图 (a) 类似, 其最大法向应力约为 200 MPa 。由表 3.1 可知, 铝的屈服极限为 310 MPa , 又因为以上两点均选择为激励振幅为 $50 \mu\text{m}$ 时对应裂纹面上法向应力最大的点, 所以在我们的计算中, 并没有因为裂纹表面间的动接触作用而发生塑性变形。然而, 在以上计算中, 我们发现通常在裂纹尖端处存在应力集中现象, 裂纹尖端及其附近的一个微小区域的应力往往会远大于铝板的屈服极限。因此, 在波动传播过程中在该微小区域内将发生塑性变形。有关塑性变形产热的计算将在我们今后的工作中给出。图 3.9 所示为裂纹尖端的 Y 轴方向应力变化曲线, 其中裂纹长 1.2 mm , 激励振幅为 $10 \mu\text{m}$ 。由图可见该裂纹尖端的应力相当大, 应力最大值可达 2.6 GPa 左右。便于对比起见, 在该图中同时也给出了距离裂纹尖端约 0.5 mm 处的 Y 轴方向应力。

3.5 结论

本章从三维弹性动力学方程出发, 基于罚函数及界面本构摩擦模型, 以节点-单元法为接触搜索算法, 采用有限元数值计算方法, 模拟了含有微裂纹平板中的超声波传播过程以及裂纹表面在该波动中的动接触作用, 并定量计算了裂纹表面的摩擦生热, 分析讨论了激励振幅对裂纹表面温度及应力的影响。分析计算结果表明:

- 1). 采用本文的计算方法, 可较好地模拟微裂纹在波动传播过程中发生的接触, 粘合, 滑移及脱离等相互作用; 可较好地定量计算微裂纹表面在波动中的摩擦生热。计算结果可以定量解释在超声红外热像技术中观察到的现象^[3, 34]。
- 2). 本文的计算方法可以以图形方式清晰、直观地显示微裂纹表面在波动传播过程中的每一瞬时的相互作用、摩擦生热及温度变化, 因此, 本文的计算结果对更好地理解超声红外热像技术中的局部发热机制以及帮助人们更好的认识、理解及应用这一新型无损检测技术, 具有重要的理论意义和实际指导作用。
- 3). 激励振幅对裂纹表面温度及应力的影响表明: 随着激励振幅增大, 裂纹表面温度及应力均随之而迅速升高。因此, 增加超声功率, 可明显提高裂纹等缺陷的局部温度。但另一方面, 随着裂纹表面接触应力的增大, 裂纹表面可能会发生塑性变形。
- 4). 通常在微裂纹尖端及其附近的一个微小区域存在有相当大的应力, 因此, 在波动传播过程中这些区域往往会发生塑性变形。因此, 超声红外热像技术中的局部发热还可能部分来自于塑变产热。塑变产热的另一个可能来源是发生在裂纹表面上的塑性变形。有关塑性变形产热的计算将在我们今后的工作中给出。
- 5). 通常微裂纹在波动过程中的动接触行为较为复杂, 因此, 微裂纹表面温度一般呈阶段式上升分布。而随着远离裂纹表面, 各点温度逐渐趋于平缓上升分布。
- 6). 为了能较好地模拟微裂纹在波动过程中的动接触行为和定量计算其摩擦生热, 通常需要在空域内采用较为精细的网格划分以及在时域内需要选取非常小的时间步长(几十纳秒~几百纳秒), 因此求解上述问题需要相当大的计算量。鉴于此, 本文的数值计算实例持续时间均比较短。此外, 一方面由于实际中的微裂纹形状及尺寸很难准确测量, 另一方面由于通常红外热像仪获取每帧图像的时间比较长(10~20 ms), 因此, 开展相关方面的实验对照工作变得较困难。

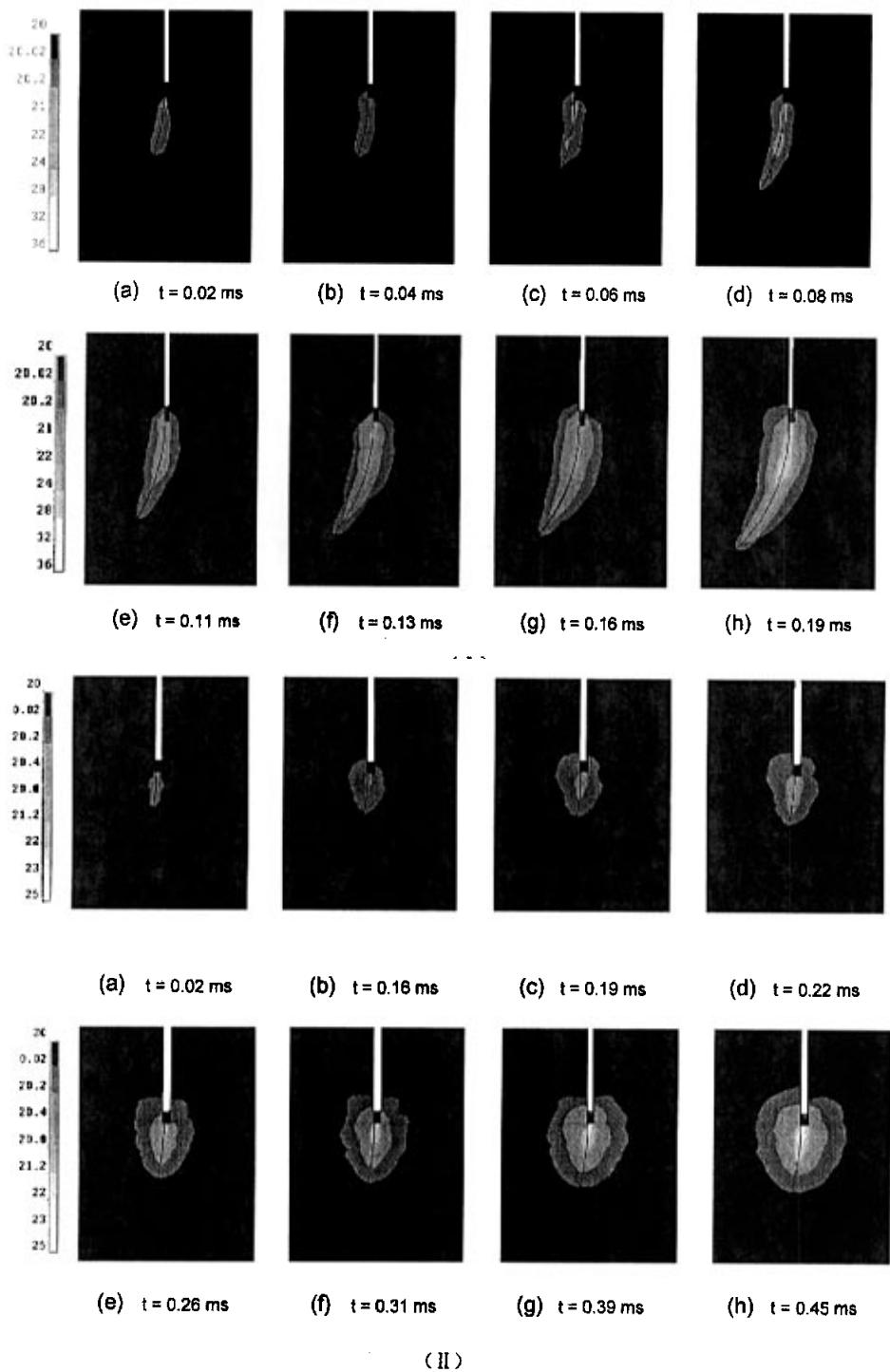


图 3.4 裂纹表面摩擦生热及其温度分布图: (I) 裂纹长 2.4 mm, 激励振幅 50 μm ; (II) 裂纹长 1.2 mm, 激励振幅 10 μm

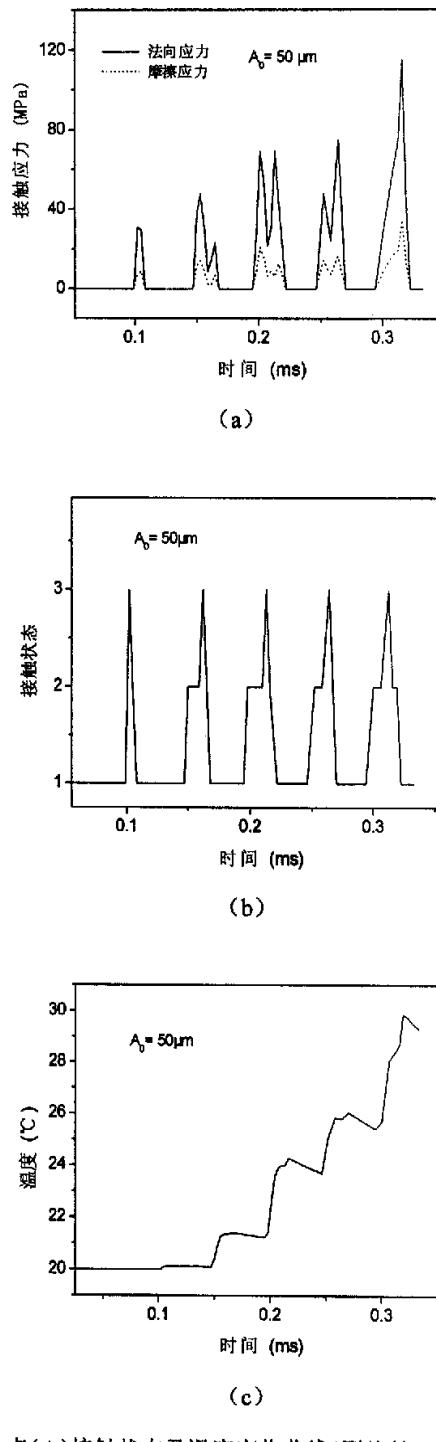


图 3.5 裂纹表面一点(A)接触状态及温度变化曲线(裂纹长 2.4 mm, 激励振幅 50 μm):
 (a) 接触法向及切向应力; (b) 接触状态示图, 其中“1”代表脱离, “2”表示滑移, “3”
 代表粘合; (c) 温度随时间变化曲线

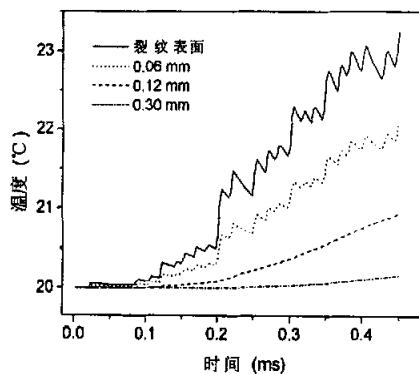


图 3.6 裂纹表面一点 (B) 附近区域温度分布 (裂纹长 1.2 mm, 激励振幅 10 μm)

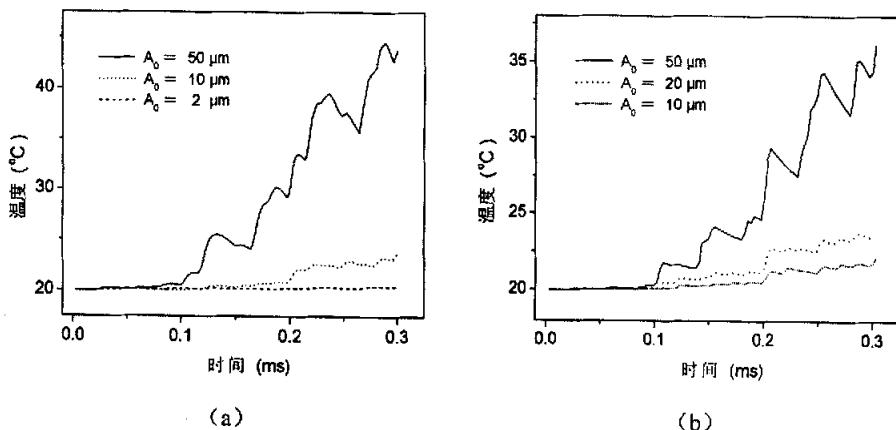


图 3.7 激励振幅对裂纹表面温度的影响: (a) 裂纹长 2.4 mm; (b) 裂纹长 1.2 mm

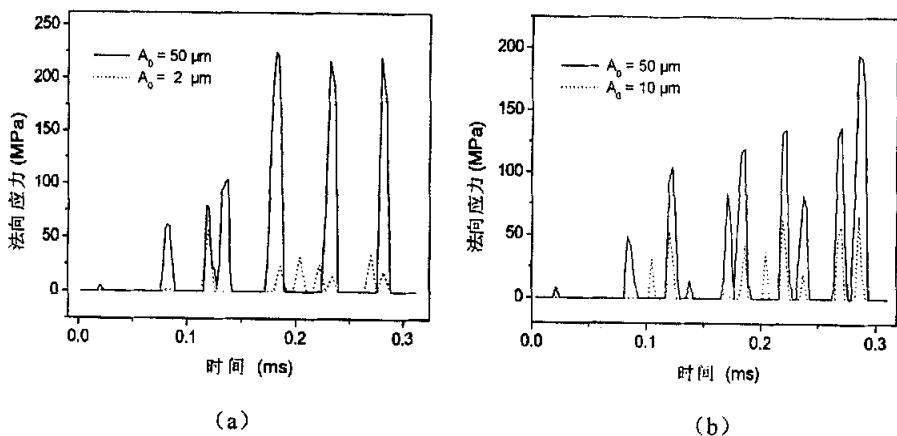


图 3.8 激励振幅对裂纹表面法向应力的影响: (a) 裂纹长 2.4 mm; (b) 裂纹长 1.2 mm

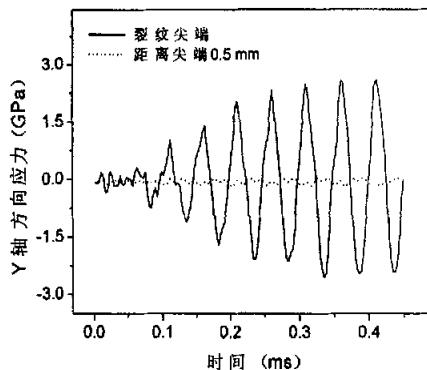


图 3.9 裂纹尖端 Y 轴方向应力变化曲线

(裂纹长 1.2 mm, 激励振幅 10 μm)

参考文献

- [1] B. Mignogna, R.E. Green, D.C. Duke, E.G. Henneke and K.L. Reifsnider, Thermographic investigation of high-power ultrasonic heating in materials, *Ultrasonics* **19**, 1981, 159-163.
- [2] J. Rantala, D. Wu, G. Busse, Amplitude-modulated lock-in vibrothermography for NDE of polymers and composites, *Res. Nondestruct. Eval.* **7**, 1996, 215-228.
- [3] L.D. Favro, X.Y. Han, O.Y. Zhong, L. Li, S. Wang and R.L. Thomas, ShengThermosonic imaging of cracks and delaminations, *Prog. Nat. Sci.* **11**, 2001, Supplement, 133-136.
- [4] O.A. Pekau, C.H. Zhang and L.M. Feng, Seismic fracture analysis of concrete gravity dams, *Earthq. Engng. Struct. Dyn.* **20**, 1991, 335-354.
- [5] 周晶, 倪汉根, 裂纹结构在地面运动下的反应分析, *地震工程与工程振动* **6**, 1986, 52-58.
- [6] 陶建人, 动接触减震法及其工程应用, 大连理工大学博士论文, 1987.
- [7] 李庆斌, 周鸿钧, 林皋, 异弹模界面裂纹的动断裂分析, *地震工程与工程振动* **10**, 1990, 63-72.

- [8] J.B. Liu, K.S. Shailendra, D. Wang, L. Yao, A dynamic contact force model for contactable cracks with static and kinetic friction, *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.* **123**, 1995, 287-298.
- [9] 刘晶波, 王铎, 考虑界面摩擦影响的可接触型裂纹动态分析的动接触模型, *弹性动力学最新进展*, 科学出版社, 1995, 166-175.
- [10] 刘晶波, 王铎, 可接触裂纹动态分析的动接触模型, *弹性动力学最新进展*, 科学出版社, 1995, 176-183.
- [11] J. Rodgers, Combined Lagrangian Multiplier and Penalty Function Finite Element Technique for Elastic Impact Analysis, *Comput. Structures* **30**, 1988, 1219-1229.
- [12] D. Peric and D.R.J. Owen, Computational Model for 3-D Contact Problems with Friction Based on the Penalty Method, *Int. J. Numer. Methods Engrg.* **35**, 1992, 1289-1309.
- [13] A.B. Chaudhary and K.J. Bathe, A Solution methods for static and dynamic analysis of three-dimensional contact problems with friction, *Comput. Structures* **24**, 1986, 855-873.
- [14] N. Asano, A hybrid type of virtual work principle for impact contact problems of two bodies, *Bulletin of JSME* **29**, 1986, 1679-1684.
- [15] J.C. Simo and T.A. Laursen, An Augmented Lagrangian Treatment of Contact Problems Involving Friction, *Comput. Structures* **42**, 1992, 97-116.
- [16] T.A. Laursen and J.C. Simo, Algorithmic Symmetrization of Coulomb Frictional Problems Using Augmented Lagrangians, *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.* **108**, 1993, 133-146.
- [17] 王勘成, *有限单元法*, 清华大学出版社, 北京, 2003, 704-708.
- [18] T. Belytschko, W.K. Liu, B. Moran, 庄苗 译, *连续体和结构的非线性有限元*, 清华大学出版社, 北京, 2002, 505-509.
- [19] A. Curnier, A theory of friction, *Int. J. Solids Structures* **20**, 1984, 637-647.
- [20] R. Michalowski and Z. Mroz, Associated and non-associated sliding rules in contact friction problems, *Arch. Mech.* **30**, 1978, 259-276.

- [21] B. Fredriksson, Finite element solution of surface nonlinearities in structural mechanics with special emphasis to contact and fracture mechanics problems, *Comput. Structures* **6**, 1976, 281-290.
- [22] S. P. Wang, E.J. Nakamachi, The inside-outside contact search algorithm for finite element analysis, *Int. J. Numer. Methods Engrg.* **40**, 1997, 3665-3685.
- [23] T. Belytschko, I.L. Jerry, A three-dimensional impact-penetration algorithm with erosion, *Comput. Structures* **25**, 1987, 95-104.
- [24] M. Oldenbrug, L. Nilsson, The position code algorithm for contact searching, *Int. J. Numer. Methods Engrg.* **37**, 1994, 359-386.
- [25] Z.H. Zhong and L. Nilsson, A contact searching algorithm for general contact problems, *Comput. Structures* **33**, 1989, 197-203.
- [26] D.J. Benson, J.O. Hallquist, A single surface contact algorithm for the post-buckling analysis of shell structures, *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.* **78**, 1990, 141-163.
- [27] T Belytschko, O.N. Mark, Contact-impact by the pinball algorithm with penalty and Lagrangian methods, *Int. J. Numer. Methods Engrg.* **31**, 1991, 547-572.
- [28] J.N. Reddy, *An introduction to the finite element method*, McGraw-Hill, New York, NY, second edition, 1993.
- [29] R. Courant, K.O. Friedrichs, and H. Lewy, On the partial difference equations of mathematical physics, *IBM J. Res. Dev.* **11**, 1967, 215-234.
- [30] P. Wriggers and C. Miehe, Contact constraints within coupled thermomechanical analysis-A finite element model, *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.* **113**, 1994, 301-319.
- [31] 吴先梅, 圆柱表面瑞利波的研究, 同济大学博士论文, 2000, 24-25.
- [32] 杨世铭, 陶文铨, 传热学, 第三版, 北京, 高等教育出版社, 2001, 420-421.
- [33] W. A. 纳什, 材料力学, 第四版, 北京, 科学出版社, 2002, 26-27.
- [34] 洪毅, 缪鹏程, 张仲宁, 张淑仪, 孙利, 水修基, 季晓勇, 张志炳, 南京大学学报 **39**, 2003, 547-552.

附录

如图 3.10 所示, 当从节点 n_s 的投影刚好处于单元界面上时, 此时所有含有主节点 m_s 的单元都不能满足 (3-36), (3-37) 两式。在此情况下, 从节点 n_s 将包含于 (此处“包含”定义类似前述定义) 可使下式取最大值的单元边线上, 即

$$d = \frac{h \cdot c_i}{|c_i|}, \quad i = 1, 2, 3, 4,$$

式中 h 为由主节点 m_s 指向从节点 n_s 的向量, $c_i (i = 1, 2, 3, 4)$ 为单元边线矢量, 如图 3.10 所示。

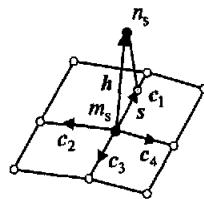


图3.10 节点投影位于单元边界示意图

进一步, 以共有该边线的两个单元的一个, 作为包含从节点 n_s 的单元, 则从节点 n_s 发生接触与否的判断以及渗透量的计算等, 仍同前所述。

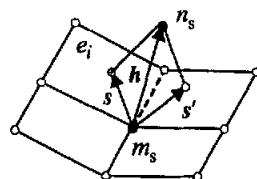


图3.11 接触面不光滑或非局部凸状示意图

此外, 当接触面不光滑或者不是局部凸状时, 如图 3.11 所示, 此时, 可能会有几个单元同时满足 (3-36), (3-37) 两式。本文只考虑裂纹表面为光滑变化的情况。当然, 采用分片光滑的线性单元对光滑变化地裂纹曲面进行网格划分时, 严格来说, 在单元之间会有不连续性的引入。但是, 当接触面上网格取得足够密

时,这种不连续性是非常小的。也即,此时可近似忽略这种情况的发生。所以,在我们的计算中,在接触面上采用较密的网格划分,且针对某从节点,一旦判断得有单元满足(3-36),(3-37)两式,则不再对其他单元作是否满足(3-36),(3-37)两式的进一步判断。

第四章 脉冲激光作用下的金刚石/硅结构热弹分析

4.1 引言

金刚石薄膜由于具有很大的热传导率而广泛应用于微电子器件及光学器件的热控制中^[1]。然而，厚度薄、热扩散快及对可见光透明，使得金刚石薄膜的热扩散率（热传导率）比其他材料更难准确测量^[1,2]。目前，新的光声光热方法仍在进一步研发之中，以期能够较好地测量金刚石薄膜的热扩散率。因此，开展有关金刚石薄膜/基片结构在脉冲激光作用下的光热及光声效应的理论研究工作显得很为必要。

脉冲激光作用下固体材料光热及光声效应（也即瞬态温度场及热弹位移场）的计算问题，由于涉及到材料内的光、热及声等多物理量的耦合作用，通常求解过程较为复杂。对于多层薄膜/基片结构，由于脉冲激光所引起的温度场及热弹位移场不仅与薄膜性质有关，同时也与基片性质有关，因此问题变得更为复杂。目前，关于脉冲激光作用下体材料的热弹问题，已开展了许多研究工作^[3-8]。然而，由于求解析解的困难性，关于脉冲激光作用下多层薄膜/基片结构的热弹问题，目前只有很少的研究报告^[9-12]。Rosa 等为了检测涂层的粘附力而开展了多孔铝涂层/不锈钢结构的热弹分析工作。Coulette 等开展了脉冲激光作用下的环氧树脂/铝结构的热弹研究工作，以期检测航空零件中潜在的腐蚀缺陷。由于以上研究工作中的薄膜（涂层）及基片材料的热扩散率均比较小，为了简化问题，热扩散效应均被忽略。此外，为了测量聚合物的热扩散率，Hu 等对聚合物/硅结构做了热弹分析。由于聚合物的热膨胀系数远大于硅而弹性模量远小于硅，为了简化问题，聚合物/硅界面间的相互作用力被忽略。然而，对于金刚石/硅结构，由于金刚石薄膜的热扩散率非常大（体材料金刚石的热扩散率比上述材料约大两个数量级），而金刚石薄膜的弹性模量及热膨胀系数又与硅比较接近，所以上述简化处理可能并不适合于金刚石/硅结构。

本章基于二维轴对称热弹动力学方程及环形高斯脉冲激光作用下的多层薄膜/基片结构的热源模型，采用有限元数值方法计算了脉冲激光作用下的金刚石

薄膜/硅基片结构的瞬态温度场及热弹位移场。并进一步讨论了金刚石薄膜的热传导率对金刚石/硅结构表面温度及热弹位移的影响。此外,由于氧化锌薄膜与金刚石薄膜在热学及声学性质上的迥异性,对比分析起见,也对氧化锌/硅结构做了热弹分析。

4.2 理论模型

如图 4.1 所示,当一束脉冲激光入射在多层(m 层)圆盘状样品时,样品吸收的光能即转化为样品介质中的热源。如果入射激光能量呈高斯分布且聚焦半径为 r_0 , 则根据单层结构中的热源表达式^[13]

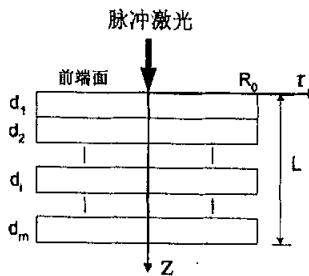


图 4.1 多层薄膜/基片结构示意图

$$Q(r, z, t) = \frac{Q_0 \beta}{2\pi r_0^2} \exp(-r^2/r_0^2) \exp(-\beta z) g(t), \quad (4-1)$$

可推得多层结构的热源表达式为^[14]

$$Q(r, z, t) = \frac{Q_0}{2\pi r_0^2} \prod_{i=1}^m \beta_i \exp(-r^2/r_0^2) \exp\left[-\left(\sum_{i=1}^{m-1} (\beta_i - \beta_m) d_i + \beta_m z\right)\right] g(t) \quad (4-2)$$

式中 β_i ($i=1, 2, \dots, m$) 为第 i 层介质的光吸收系数, d_i 为第 i 层介质厚度(简洁起见, 介绍下面各物理量时, 将省去“第 i 层”说明), Q_0 为样品在一个脉冲中吸收的总能量, $g(t)$ 为脉冲激光时域分布函数, 对于 Q 一开关型激光, 可表达为

$$g(t) = t \exp(-t/t_0)/t_0^2 \quad (4-3)$$

式中 t_0 为脉冲激光上升时间。上述模型的瞬态温度分布 $T_i(r, z, t)$ 满足二维轴对称热扩散方程

$$\nabla^2 T_i(r, z, t) - \frac{1}{\alpha_i} \frac{\partial T_i(r, z, t)}{\partial t} = -\frac{Q(r, z, t)}{\kappa_i} \quad (4-4)$$

式中 α_i 为材料的热扩散系数, κ_i 为材料的热传导率。本文考虑材料的光学、热学及机械性能参数均与温度无关。

由热弹效应引起的位移 $u_i(r, z, t)$ 满足热弹动力方程

$$(\lambda_i + G_i) \nabla(\nabla \cdot u_i) + G_i \nabla^2 u_i - \rho_i \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = (3\lambda_i + 2G_i) \alpha_i \nabla T_i \quad (4-5)$$

式中 u_i 为位移, ρ_i 为材料密度, λ_i 和 G_i 为材料的拉梅常数。该模型的初始及边界条件可表达为

$$T_i(r, z, t) \Big|_{t=0} = 0, \quad (4-6)$$

$$u_i(r, z, t) \Big|_{t=0} = \frac{\partial u_i(r, z, t)}{\partial t} \Big|_{t=0} = 0, \quad (4-7)$$

$$T_i \Big|_{z=d_i} = T_{i+1} \Big|_{z=d_i}, \quad (4-8)$$

$$\kappa_i \frac{\partial T_i}{\partial z} \Big|_{z=d_i} = \kappa_{i+1} \frac{\partial T_{i+1}}{\partial z} \Big|_{z=d_i}, \quad (4-9)$$

$$\frac{\partial T_i}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{\partial T_i}{\partial z} \Big|_{z=L} = 0, \quad (4-10)$$

$$\frac{\partial T_i}{\partial r} \Big|_{r=R_0} = 0, \quad (4-11)$$

$$u_i \Big|_{z=d_i} = u_{i+1} \Big|_{z=d_i}, \quad (4-12)$$

$$\sigma_{zz} \Big|_{z=d_i} = \sigma_{zz(i+1)} \Big|_{z=d_i}, \quad (4-13)$$

$$\sigma_{rz} \Big|_{z=d_i} = \sigma_{rz(i+1)} \Big|_{z=d_i}, \quad (4-14)$$

$$\sigma_{zz} \Big|_{z=0, H} = \lambda_i \theta_i + 2G_i \frac{\partial u_{zi}}{\partial z} - (3\lambda_i + 2G_i) \alpha_i T_i = 0, \quad (4-15)$$

$$\sigma_{rz} \Big|_{z=0, H} = G_i \left(\frac{\partial u_{ri}}{\partial z} + \frac{\partial u_{zi}}{\partial r} \right) = 0, \quad (4-16)$$

$$\sigma_{rr} \Big|_{r=R} = \lambda_i \theta_i + 2G_i \frac{\partial u_{ri}}{\partial r} - (3\lambda_i + 2G_i) \alpha_i T_i = 0, \quad (4-17)$$

$$\theta_i = \frac{\partial u_{ri}}{\partial r} + \frac{u_{ri}}{r} + \frac{\partial u_{zi}}{\partial z} \quad (4-18)$$

式中 σ 为应力, α_i 为材料的热膨胀系数, u_{ri} 和 u_{zi} 分别为径向 (切向) 及轴向 (法向) 位移分量, R_0 和 L 分别为样品的半径及厚度。其中 (4-8) 和 (4-9) 式分别为样品相邻两介质层界面上的温度及热流连续条件, (4-10) 和 (4-11) 式为绝热条件, (4-12) 式为介质界面的位移连续条件, (4-13) 及 (4-14) 式为介质界面的应力连续条件, (4-15) ~ (4-17) 式表示样品表面自由。

通常求方程 (4-4) 及 (4-5) 的解析解非常困难。本文采用有限元数值方法对以上两方程进行求解。由于轴对称性, 仅需要离散 (也即划分网格) 及计算该模型的一个轴对称面即可。根据加权余量法, 建立上述模型的瞬态热传导有限元方程为

$$\mathbf{C}_i \dot{\Phi}_i + \mathbf{L}_i \Phi_i = \mathbf{H}_i, \quad (4-19)$$

式中 Φ_i 为节点温度列阵, $\dot{\Phi}_i = d\Phi/dt$ 为节点温度变化率列阵; \mathbf{C}_i , \mathbf{L}_i 和 \mathbf{H}_i 分别为热容、热传导及热载荷矩阵, 可分别表达为

$$\mathbf{L}_i = \sum \int_e \kappa_i \left(\left(\frac{\partial N}{\partial r} \right)^T \left(\frac{\partial N}{\partial r} \right) + \left(\frac{\partial N}{\partial z} \right)^T \left(\frac{\partial N}{\partial z} \right) - \left(\frac{\partial N}{\partial z} \right)^T \left(\frac{N}{r} \right) \right) dV, \quad (4-20)$$

$$\mathbf{C}_i = \sum \int_e \rho_i c_i N^T N dV, \quad (4-21)$$

$$\mathbf{H}_i = \sum \int_e \rho_i Q_i N^T dV. \quad (4-22)$$

式中 c_i 为材料的比热, N 为形函数列阵。

类似的, 该问题的热弹位移有限元方程可表达为

$$\mathbf{M}_i \ddot{\mathbf{U}}_i + \mathbf{K}_i \mathbf{U}_i = \mathbf{P}_i, \quad (4-23)$$

式中 \mathbf{U}_i 和 $\ddot{\mathbf{U}}_i$ 分别为节点位移及加速度列阵; \mathbf{M}_i , \mathbf{K}_i 和 \mathbf{P}_i 分别为质量、刚度及载荷矩阵, 可分别表达为

$$\mathbf{M}_i = \sum \int_e \rho_i N^T N dV, \quad (4-24)$$

$$\mathbf{K}_i = \sum \int_e \mathbf{B}^T \mathbf{D}_i \mathbf{B} dV, \quad (4-25)$$

$$\mathbf{P}_i = \sum \int_e \mathbf{B}^T \mathbf{D}_i \epsilon_{0i} dV, \quad (4-26)$$

式中 \mathbf{B} 和 \mathbf{D} 分别为应变矩阵及弹性矩阵, ϵ_{0i} 为由温度变化所引起的温度应变列阵。

方程 (4-19) 和 (4-23) 可以通过多种方法来解。这里选用中心差分法。在中心差分法中, t 时刻的节点温度变化率 $\dot{\Phi}$ 及加速度 \ddot{U} 列阵可分别表达为

$$\dot{\Phi}^t = \frac{1}{2\Delta t} (\Phi^{t+\Delta t} - \Phi^{t-\Delta t}), \quad (4-27)$$

$$\ddot{U}^t = \frac{1}{\Delta t^2} (U^{t-\Delta t} - 2U^t + U^{t+\Delta t}). \quad (4-28)$$

将 (4-27) 式代入 (4-19) 式及将 (4-28) 式代入 (4-23) 式, 整理可得

$$\Phi^{t+\Delta t} = \Phi^{t-\Delta t} + 2C^{-1} (\mathbf{H}^t - \mathbf{L}\Phi^t) \Delta t, \quad (4-29)$$

$$U^{t+\Delta t} = \mathbf{M}^{-1} [\Delta t^2 \mathbf{P}^t - (\mathbf{K}\Delta t^2 - 2\mathbf{M})U^t - \mathbf{M}U^{t-\Delta t}]. \quad (4-30)$$

因此, 通过联立初始及边界条件及逐步迭代求解 (4-29) 和 (4-30) 两式, 即可使获得该问题解。

4.3 计算结果及讨论

对于透明薄膜 (金刚石或氧化锌薄膜) 沉积在不透明硅基片的两层样品, 当一束脉冲激光入射到样品表面时, 由于透明薄膜的光吸收能力非常弱, 而不透明的硅基片的光吸收能力很强^[15], 所以脉冲光束的绝大部分光能被透明薄膜/硅基片界面下的一个薄层区域所吸收。样品前端面中心处 ($r = 0$, $z = 0$) 的法向位移 u_z 为本文所关心的热弹位移分量。有关透明薄膜和硅基片的光学、热学及机械性能参数见表 4-1 所示。

然而, 采用有限元方法计算脉冲激光作用下的瞬态温度场问题, 通常需要在发生光吸收的区域采用非常精细的网格划分^[14,16]。另一方面, 由于脉冲激光激发的声波频率通常又比较高, 为了正确地模拟声波的传播, 在样品的其他区域也需要采用较精细的网格划分^[17]。因此, 采用有限元方法计算脉冲激光作用下的热

弹问题,通常需要非常大的计算量。鉴于此,本文计算所用样品其径向尺寸均较小,样品的具体尺寸列于表 4-2 中;其中,有些样品的薄膜厚度取得相当大,以区分不同的波型(纵波和横波)。计算所用的脉冲激光的上升时间 t_0 及聚焦半径 r_0 分别取为 8.0 ns 和 30 μm ,光吸收能量 Q_0 为 1.5×10^{-5} J。样品的初始温度取为 0 $^\circ\text{C}$ 。采用一台 1.6 GHz 微处理器及 1G 内存的计算机计算该问题。图 4.2 所示为透明薄膜/硅基片结构网格划分示意图。由于轴对称性,仅需要离散及计算样品的一个轴对称面即可。由于光吸收主要发生在透明薄膜/硅基片界面下一薄层区域,因此,该区域需采用细密的网格划分,而在远离界面及中心的区域可采用较稀疏的网格以减小计算量。

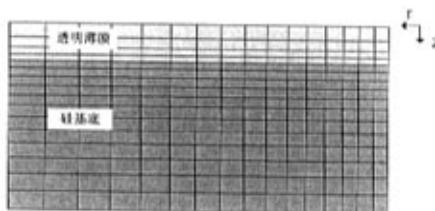


图 4.2 透明薄膜/硅基片结构网格划分示意图

表 4-1 金刚石, 氧化锌及硅的物理参数^[18]

	金刚石	氧化锌	硅
比热 ($\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$)	509	28.32	712
密度 (kg m^{-3})	3500	5702	2330
热传导率 ($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$)	2300	1.632	148
热扩散率 ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$)	1.29×10^{-3}	1.01×10^{-5}	8.92×10^{-5}
热膨胀系数 (K^{-1})	1.0×10^{-6}	4.3×10^{-6}	6.95×10^{-6}
弹性模量 (N m^{-2})	1.076×10^{12}	1.21×10^{11}	1.31×10^{11}
泊松比	0.194	0.366	0.266
光吸收系数 (m^{-1})			1.0×10^6

表 4-2 计算所用样品尺寸

	薄膜	薄膜厚度(μm)	基片	基片厚度(μm)	样品半径 (μm)
样品 1	氧化锌	500	硅	900	900
样品 2	金刚石	1500	硅	500	1700
样品 3	金刚石	10	硅	250	650
样品 4	金刚石	50	硅	250	650

4.3.1 温度分布

图 4.3 所示为样品 3 的瞬态温度场图像, 其中图 (a) ~ (d) 分别对应时刻 8.2 ns, 25.2 ns, 60.9 ns 及 102 ns。由图清晰可见金刚石/硅界面及其附近区域的瞬态热传导过程以及这些区域中的温度分布情况。如图 (a) 所示, 金刚石/硅界面下的一个微小薄层区域首先获得加热。然而, 由于金刚石薄膜具有非常大的热扩散率, 热在金刚石薄膜中的扩散速度要比硅基片中大得多。如图 (b) 所示, 热已经扩散到了金刚石薄膜表面, 然而在硅基片中在其厚度方向上仅扩散了约 4 μm 。类似的现象也可在图 (c) 及图 (d) 中发现。此外, 由图还可知, 各个时刻的温度最高区域主要集中于金刚石/硅界面下的一微小薄层内。

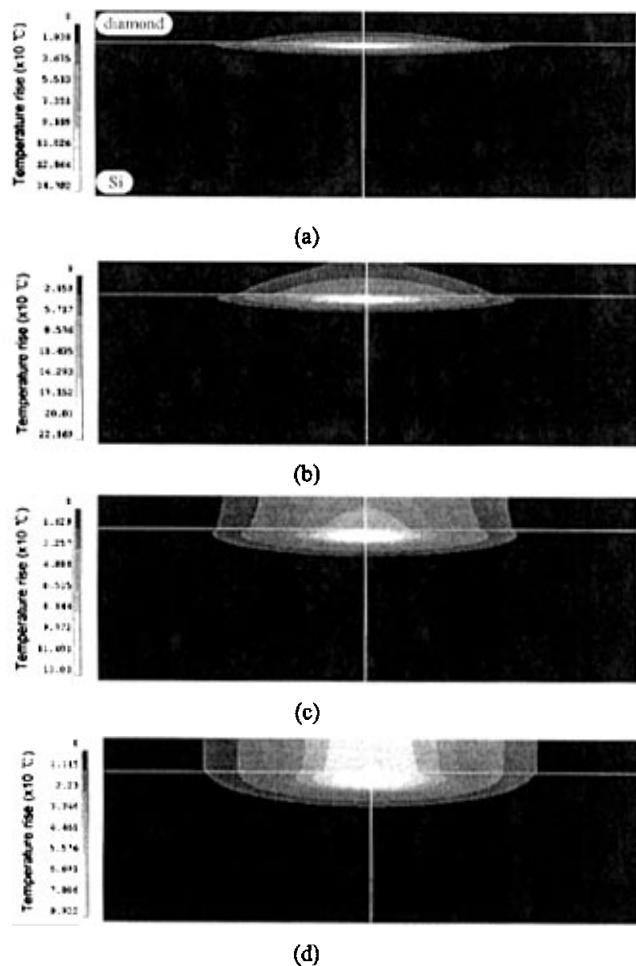


图 4.3 金刚石/硅结构瞬态温度场图像 (10 μm 金刚石薄膜/250 μm 硅基片, 半径 650 μm ;

$$t_0 = 8 \text{ ns}, \quad r_0 = 30 \mu\text{m}; \quad (a) 8.2 \text{ ns}; \quad (b) 25.2 \text{ ns}; \quad (c) 60.9 \text{ ns}; \quad (d) 102 \text{ ns}$$

图 4.4 为金刚石薄膜热传导率对样品 3 的表面温度影响图。由图可见，随着热传导率的减小，样品表面温度曲线变得愈来愈平缓。对比图 (a) 和 (b) 可知，相对于远离样品表面中心的各点，样品表面中心位置的温度对金刚石薄膜热传导率变化更为敏感。当金刚石薄膜热传导率从 $2300 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ 变化到 $1400 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ 时（也即热导率减小了约 40%），引起的最大温度变化在图 (a) 中约为 15°C ，而在图 (b) 中仅为 2°C 左右。此外，由图 (a) 还可知，样品表面中心温度曲线的下降部分要比其上升部分变化缓慢得多。显然，变化相对较缓的样品表面中心温度曲线的下降部分也相对较容易获得准确测量。

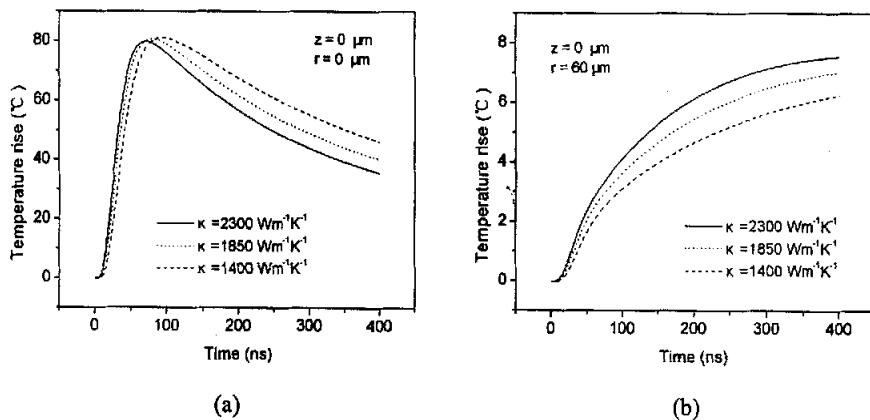


图 4.4 金刚石薄膜热传导率对样品表面温度的影响 ($10 \mu\text{m}$ 金刚石薄膜/ $250 \mu\text{m}$ 硅基片，半径 $650 \mu\text{m}$; $t_0 = 8 \text{ ns}$, $r_0 = 30 \mu\text{m}$): (a) $r = 0$, (b) $r = 60 \mu\text{m}$

图 4.5 所示为样品 1 和 4 厚度方向温度分布曲线，其中图 (a) 和 (b) 分别对应样品 1 和 4。如图 (a) 所示，在 200 ns 内热从氧化锌/硅界面向氧化锌薄膜内只扩散了约 $5 \mu\text{m}$ ；然而在图 (b) 中，在 100 ns 内热在金刚石薄膜内的扩散长度超过了 $20 \mu\text{m}$ 。引起以上热扩散长度差异较大的原因是氧化锌薄膜与金刚石薄膜之间的热扩散率大小的悬殊性。金刚石薄膜的热扩散率比氧化锌薄膜的两个数量级还要大，如表 4-1 所示。因此，像氧化锌薄膜这类热扩散率非常小的材料其热扩散效应可以忽略，而对于金刚石薄膜，其热扩散效应不能再被忽略。

4.3.2 法向位移

首先计算了透明氧化锌薄膜沉积在硅基片结构的热弹位移。由于氧化锌薄膜中的声波速度较小，所以容易区分其中的不同声波波型（纵波或横波）。图 4.6 所

示为氧化锌/硅结构（样品 1）前端面中心 ($r = 0$, $z = 0$) 法向位移随时间变化曲线。由图可见，氧化锌薄膜中的纵波 (L)、横波 (S) 以及纵波 (L) 经氧化锌薄膜自由表面以及氧化锌/硅界面反射后的波形 (3L) 均被较好地模拟。各波形的到达时间与采用射线声学方法^[17,19]计算的时间吻合得很好（这里近似认为声源位于氧化锌/硅界面处）。此外，如图所示，反射波 (3L) 的幅值要比纵波 (L) 幅值小得多。这主要是因为氧化锌与硅的声阻抗很接近（氧化锌的声阻抗约是硅的 1.78 倍），当声波传播到在氧化锌/硅界面上，只有很少的一部分声能会反射到氧化锌薄膜中。

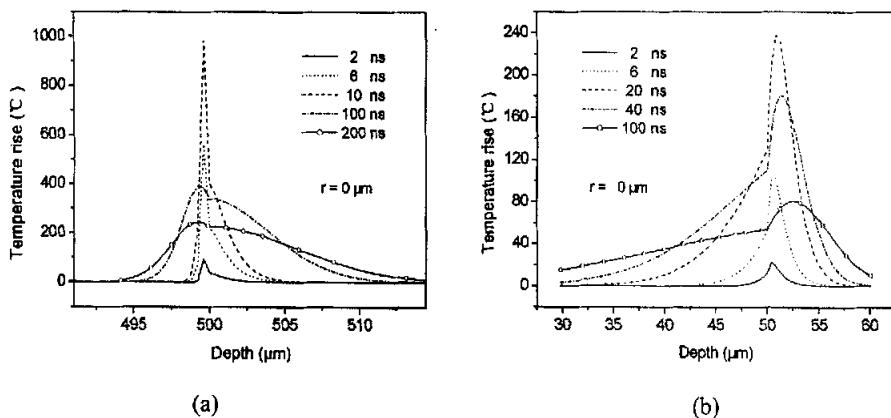


图 4.5 样品 1 和 4 厚度方向温度分布 ($t_0 = 8$ ns, $r_0 = 30$ μm): (a) 500 μm 氧化锌/900 μm 硅, 半径 900 μm, (b) 50 μm 金刚石/250 μm 硅, 半径 650 μm

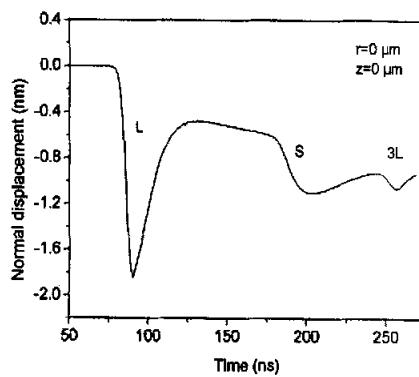


图 4.6 氧化锌/硅结构表面中心法向位移 ($t_0 = 8$ ns, $r_0 = 30$ μm):

500 μm 氧化锌/900 μm 硅, 半径 900 μm

与氧化锌薄膜恰相反, 金刚石薄膜中的声速非常大(体材料金刚石中的声速是自然界物质中最大的, 其纵波速度约是氧化锌薄膜的3倍)。因此, 为了区分金刚石薄膜中的不同声波波型(纵波或横波), 需要选用较大尺寸的样品。图4.7所示为金刚石/硅结构(样品2)前端面中心法向位移随时间变化曲线。由图可见, 金刚石薄膜中的纵波(L)及横波(S)被较好模拟。尽管样品尺寸较大, 但纵波和横波刚刚区分开来。各波形的到达时间与用射线声学方法计算的理论值吻合得很好(声源近似认为位于金刚石/硅界面处)。此外, 考虑到该计算特别耗时, 只计算了约200 ns内的位移值。

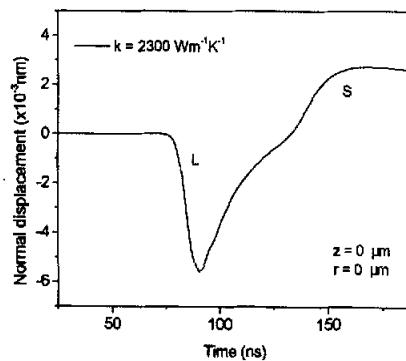


图4.7 金刚石/硅结构表面中心法向位移($t_0=8$ ns, $r_0=30$ μm):
1500 μm 金刚石/500 μm 硅, 半径 1700 μm

4.3.3 金刚石及硅的热传导率对样品表面法向位移的影响

金刚石薄膜热传导率对样品3表面中心法向位移的影响如图4.8所示。由于样品尺寸较小, 所以金刚石薄膜中的不同声波波型彼此重叠。此外, 接收点(样品前端面中心)的波形还可能包括金刚石薄膜及硅基片中的纵波和横波经各声学界面(金刚石/硅界面, 样品前、后端面界面, 样品侧面界面)多次反射或折射后的波形。因此, 形成了较为复杂的法向位移曲线。另一方面, 如图所示, 当金刚石薄膜的热传导率从2300变化为1400Wm⁻¹K⁻¹时(也即热传导率变化约40%), 样品表面中心法向位移随之而改变, 最大法向位移变化约为0.6 nm。

图4.9显示了硅基片热传导率对样品3表面中心法向位移的影响, 其中金刚石薄膜的热传导率取为2300 Wm⁻¹K⁻¹。如图所示, 当硅基片的热传导率从148变

化为 $118 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ 时 (也即热传导率变化约 20 %), 样品表面中心法向位移随之改变很小。进一步参考图 4.8 可知, 金刚石薄膜热传导率对样品表面中心法向位移的影响比硅基片大得多。

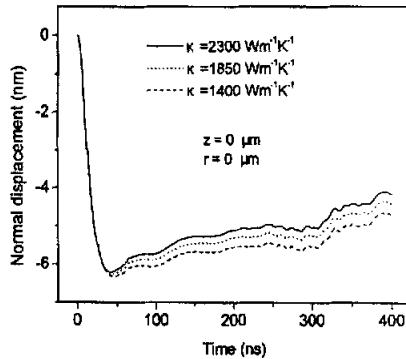


图 4.8 金刚石薄膜热传导率对金刚石/硅结构表面中心法向位移影响 ($t_0 = 8 \text{ ns}$, $r_0 = 30 \mu\text{m}$):
 $10 \mu\text{m}$ 金刚石/ $250 \mu\text{m}$ 硅, 半径 $650 \mu\text{m}$

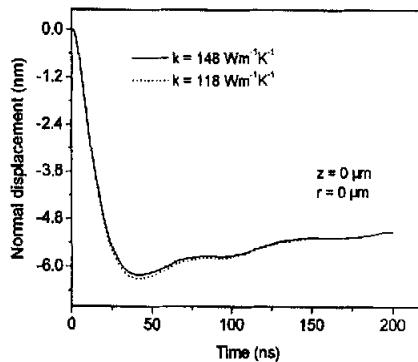


图 4.9 硅基片热传导率对金刚石/硅结构表面中心法向位移影响 ($t_0 = 8 \text{ ns}$, $r_0 = 30 \mu\text{m}$):
 $10 \mu\text{m}$ 金刚石/ $250 \mu\text{m}$ 硅, 半径 $650 \mu\text{m}$

4.4 结论

本章基于二维轴对称热弹动力学方程及环形高斯脉冲激光作用下的多层薄膜/基片结构的热源模型, 采用有限元数值方法计算了脉冲激光作用下的金刚石薄膜/硅基片结构的瞬态温度场及热弹位移场。并进一步讨论了金刚石薄膜及硅片的热传导率对金刚石/硅结构表面中心温度及法向位移的影响。由于实际所用

金刚石薄膜厚度通常很薄（膜厚约为几个微米左右），所以本章以金刚石薄膜厚度较薄的样品作为分析计算的重点。分析计算结果表明：

- 1). 由于金刚石薄膜的热扩散率（热传导率）非常大，通常其热扩散效应不能被忽略。
- 2). 样品表面中心温度对金刚石薄膜热传导率变化较为敏感。如果能准确测量样品表面中心温度，利用样品表面中心温度曲线的下降部分定征金刚石薄膜热扩散率是一种较好的方法。
- 3). 由于金刚石薄膜的热扩散率比硅基片大很多，金刚石薄膜热扩散率对样品表面中心法向位移的影响远大于硅片。
- 4). 样品表面中心法向位移亦随金刚石薄膜热扩散率变化而变化。利用表面中心法向位移曲线定征金刚石薄膜热扩散率精度可达 20% 左右。
- 5). 本章计算选用样品其半径及基片厚度均较小以减小计算量。然而，由于在上述计算中，热尚未扩散到样品侧面及下端面（最大径向热扩散长度约为 100 μm ，最大轴向热扩散长度约为 30 μm ）。因此，上述结论也适合于较大尺寸的样品。

参考文献

- [1] H. Relyea, M. White, J.J. McGrath, Thermal diffusivity measurement of free-standing CVD diamond using non-contacting, non-destructive techniques, *Diamond. Relat. Mater.* **7**, 1998, 1207-1212.
- [2] I. Hatta, K. Fujii, S.W. Kim, Thermophysical properties of thin films on substrate, *Mater. Sci. Engrg. A* **292**, 2000, 189-193.
- [3] R.M. White, Generation of elastic waves by transient surface heating, *J. Appl. Phys.* **34**, 1963, 3559-3567.
- [4] C.B. Scruby, R.J. Dewhurst, D.A. Hutchins, B. Palmer, Quantitative studies of thermally generated elastic waves in laser-irradiated metals, *J. Appl. Phys.* **51**, 1980, 6210-6216.

- [5] D.A. Hutchins, R.J. Dewhurst, S.B. Palmer, C.B. Scruby, laser generation as a standard acoustic source in metals, *Appl. Phys. Lett.* **38**, 1981, 677-679.
- [6] J.D. Aussel, A. Lebrun, J.C. Baboux, Generating acoustic waves by laser: theoretical and experimental study of the emission source, *Ultrasonics* **26**, 1988, 245-255.
- [7] J.C. Cheng, S.Y. Zhang, L. Wu, Excitations of the thermoelastic waves in plate by a pulsed laser, *Appl. Phys. A* **61**, 1995, 311-319.
- [8] J.C. Cheng, T. Fu, S.Y. Zhang, thermoelastic excitation of transient Lamb wave in an orthotropic thin plate, *Chin. Phys. Lett.* **16**, 1999, 187-189.
- [9] R. Coulette, E. Lafond, M.H. Nadal, C. Gondard, F. Lepoutre, O. Petillon, Laser-generated ultrasound applied to two-layered materials characterization: semi-analytical model and experimental validation, *Ultrasonics* **36**, 1998, 239-243.
- [10] G. Rosa, P. Psyllaki, R. Oltra, S. Costil, C. Coddet, Simultaneous laser generation and laser ultrasonic detection of the mechanical breakdown of a coating-substrate interface, *Ultrasonics* **39**, 2001, 355-365.
- [11] G. Rosa, R. Oltra, Evaluation of the coating-substrate adhesion by laser-ultrasonics: Modeling and experiments, *J. Appl. Phys.* **91**, 2002, 6744-6753.
- [12] C. Hu, T.E. Ogawa and P.S. Ho, Thermal diffusivity measurement of polymeric thin films using the photothermal displacement technique. II. On-wafer measurement, *J. Appl. Phys.* **86**, 1999, 6028-6038.
- [13] Y.K. Lu, S.Y. Zhang, J.C. Cheng, Theoretical study of transient thermal conduction and temperature distribution generated by pulsed laser, *Appl. Phys. B* **70**, 2000, 85-90.
- [14] S. Nakano, T. Matsuoka, S. Kiyama, H. Kawata, Laser patterning method for integrated type a-Si solar cell submodules, *Japan. J. Appl. Phys.* **25**, 1986, 1936-1943.
- [15] Q. Chen, Nucleation and Growth of Diamond on Hetero-Substrates by Chemical Vapor Deposition, MS thesis, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences,

- Beijing, China, 1999.
- [16] N. Bianco, O. Manca, Two-dimensional transient analysis of absorbing thin film in laser treatments, *ASME J. Heat Transfer* **122**, 2000, 113-117.
 - [17] 吴先梅, 圆柱表面瑞利波的研究, 同济大学博士论文, 2000, 24-25.
 - [18] D.P. Almond, P.M. Patel, *Photothermal Science and Technique*, Chapman & Hall, London, 1996.
 - [19] W. Hassan, W. Veronesi, Finite element analysis of Rayleigh wave interaction with finite-size, surface-breaking cracks, *Ultrasonics* **41**, 2003, 41-52.

第五章 结论

本论文主要致力于超声波和热波检测机理与技术的研究,论文主要内容分为三部分。

首先提出并研制了一种以热处理温度为3000℃的直径约为10 cm的优质石墨棒作为测温介质、采用基于超声波脉冲技术的零点回鸣法测量声速、并通过微机控制可自动跟踪测量温度的超声波测温系统。该测温系统工作稳定,具有长时间正确自动跟踪、测量声时及温度的能力,经多次测量取平均值,声时测量精度优于0.2 μ s。在20~300℃范围内,测温分辨率可达3.2℃,在300~1000℃内,测温分辨率可达1.7℃。由于石墨棒声阻抗较大,具有很好的耐高温性能、非常好的抗辐射性能及耐腐蚀性能,使得该测温系统对外界接触有相当的免疫能力,且特别适合工作于工业中各种条件恶劣的环境中。

其次,基于三维弹性动力学方程、接触一碰撞理论及热力学第一定律,采用有限元数值方法模拟了含有微裂纹平板中的超声波传播过程以及裂纹表面在波动中的动接触作用,并计算了裂纹表面摩擦的生热以及分析了激励振幅对裂纹表面温度及应力的影响。分析计算结果表明,该计算方法可较好地模拟微裂纹在波动传播过程中发生的接触、粘合、滑移及脱离等相互作用,可较好地定量计算微裂纹表面在波动中的摩擦生热,计算结果可以定量解释在超声红外热像技术中观察到的现象。裂纹表面温度及应力均随激励振幅增大而迅速升高,因此,增加超声功率,可明显提高裂纹等缺陷的局部温度。但另一方面,随着裂纹表面接触应力的增大,裂纹表面可能会发生塑性变形。因此,超声红外热像技术中的局部发热还可能部分来自于塑变产热,塑变产热的另一个可能来源是在微裂纹尖端及其附近的一个微小区域发生的塑性变形。该计算方法可以图形方式清晰、直观地显示微裂纹表面在波动传播过程中的每一瞬时的相互作用、摩擦生热及温度变化,计算结果对于更好地理解超声红外热像技术中的局部发热机制以及帮助人们更好地认识、理解及应用这一新型无损检测技术,无疑具有重要的理论意义和实际指导作用。

最后, 基于二维轴对称热弹动力学方程及环形高斯脉冲激光作用下的多层薄膜/基片结构的热源模型, 采用有限元数值方法对脉冲激光作用下的金刚石薄膜/硅基片结构进行了热弹分析, 并进一步讨论了金刚石薄膜的热传导率对金刚石/硅结构表面温度及热弹性位移的影响。分析计算结果表明, 由于金刚石薄膜的热扩散率(热传导率)非常大, 通常其热扩散效应不能被忽略; 如果能准确测量样品表面中心温度, 利用样品表面中心温度曲线的下降部分定征金刚石薄膜热扩散率是一种较好的方法; 样品表面中心法向位移亦随金刚石薄膜热扩散率变化而变化, 利用表面中心法向位移曲线定征金刚石薄膜热扩散率精度可达 20%左右。

致 谢

本论文是在导师张淑仪教授的悉心指导和关怀下完成的。在三年多的学习期间里，导师无数次的谆谆教导、渊博的学识、敏锐的洞察力以及严谨的治学态度，都令我难以忘怀，使我受益非浅。在此，谨向导师给予的各方面的帮助表示最衷心的感谢！

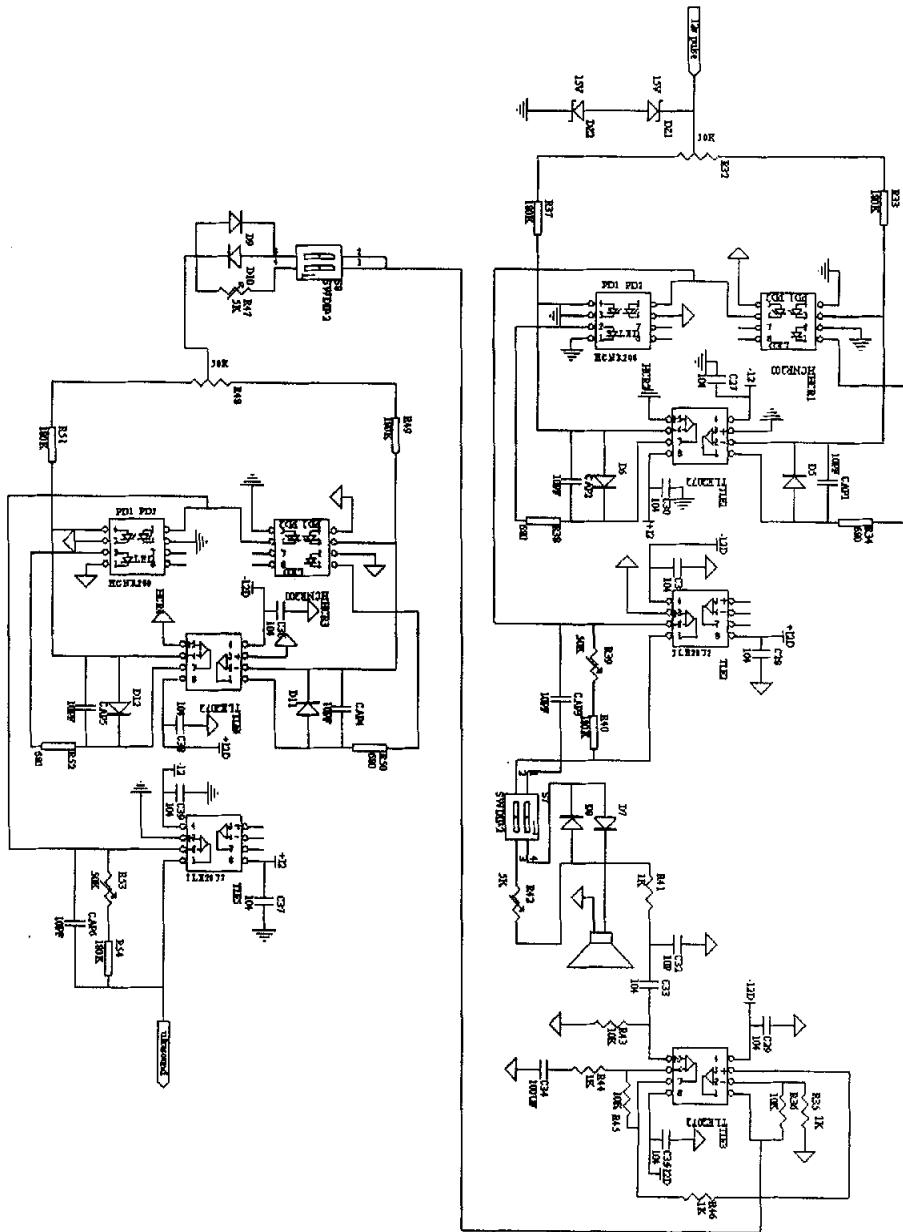
本论文第一部分工作得到了中国科技大学张俊杰教授以及光声实验室张仲宁，杨跃涛，水修基老师，高会栋，黄巧健，缪鹏程，孙利，洪毅等同学的热心协助，在此对各位老师和同学致以诚挚的谢意。

在三年多的时间里，还得到了光声实验室其他老师和同学在生活和学习上的帮助，在此向刘晓俊教授，徐晓东、陈利平老师以及周庆标，金滔，张飞飞，赵雁竹，高椿明，刘运毅，唐秋玲，张辉，郑凯，罗爱华，齐雪，范理，牛东林，杨宁利等同学表示感谢。

感谢汤立国同学在有限元方面的帮助以及王俊同学在生活上的照顾。

最后，谨以此文献给远在家乡的母亲和姐姐。她们无私的关怀和奉献给了我莫大的鼓舞，使我能够顺利完成学业。

附录：模拟光隔离电路



已发表和待发表论文

1. **X.B. Mi**, H.D. Gao and S.Y. Zhang, Two-dimensional transient thermal analysis of Diamond/Si structures heated by a pulsed circular Gaussian laser beam
Int. J. Heat Mass Transfer **47**, 2004, 2481-2485.
2. 米小兵, 张淑仪, 超声波引起固体微裂纹发热理论计算
自然科学进展 **14**, 2004, 628-634.
3. 米小兵, 张淑仪, 张俊杰, 杨跃涛, 超声波自动测温技术
南京大学学报 **39**, 2003, 517-524.
4. 米小兵, 张淑仪, 超声红外热像技术中的微裂纹发热数值计算
声学技术 **22**, 2003, 279-281.
5. **X.B. Mi**, S.Y. Zhang, J.J. Zhang and Y.T. Yang, Automatic ultrasonic thermometry
15th Symposium on thermophysical properties, Boulder, Colorado, USA, July, 2003.
6. **X.B. Mi**, S.Y. Zhang, P.C. Miao, Numerical calculation of the heat generation by defects in ultrasonic infrared imaging by FEM, 30th Annual Review of progress in QNDE, Green Bay, Wisconsin, USA, July, 2003.
7. **X.B. Mi** and S.Y. Zhang, Two-dimensional thermoelastic analysis of Diamond/Si structures heated by a pulsed Gaussian laser beam, 31th Annual Review of progress in QNDE, Golden, Colorado, USA, July, 2004; Submitted to Int. J. Heat Mass Transfer.
8. **X.B. Mi**, S.Y. Zhang, X.Y. Han, Theoretical calculation of localized heating caused by interaction of ultrasound and microcrack, 13th International Conference on Photoacoustic and Photothermal Phenomena, Rio de Janeiro, Brazil, July, 2004; Submitted to IEEE Trans. UFFC.
9. X. Qi, S.Y. Zhang, **X.B. Mi**, X.J. Shui and X.J. Liu, Thermal conductivity of transparent thin films deposited on substrates measured by photothermal reflectivity probing method, 13th International Conference on Photoacoustic and

Photothermal Phenomena, Rio de Janeiro, Brazil, July, 2004.

10. 缪鹏程, 米小兵, 张淑仪, 洪毅, 张仲宁, 超声激发脉冲热源于缺陷样品的瞬态温度场有限元分析
南京大学学报 (已录用).
11. 齐雪, 张淑仪, 米小兵, K. Wasa, 光热反射率法测量透明薄膜的热导率
中国激光 (已投寄).