

非傅里叶热传导研究进展*

张 浙 刘登瀛

中国科学院工程热物理研究所, 北京 100080

摘 要 傅里叶定律能够精确描述大多数的热传导问题, 但对于超短脉冲激光加热等热作用的周期时间极短的超急速、超常规热传导等问题, 非傅里叶效应将会显得至关重要. 对非傅里叶热传导的实质、模型、模型的求解及应用与实验等几个方面的研究进展做了一个较详尽的概括与评述, 并指出了今后需要着重研究的方向.

关键词 热传导, 非傅里叶效应

1 引 言

随着超短脉冲激光加热、金属快速凝固等现代高新技术的发展, 热作用的周期时间短到微秒、皮秒以至飞秒量级的超急速、超常规热传导规律的研究越来越引起人们的重视.

对于常规条件下的非稳态热传导问题, 人们通常采用 Fourier 定律来描述热流密度与温度梯度之间的关系, 而且也足够精确. 但是延伸到涉及温度急剧变化的场合, 傅里叶定律中的准平衡假设将成问题. 我们知道, 任何热平衡的建立都需要一定的时间, 因此如果物理过程发生在一个比达到局部热平衡更短的时间间隔内, 准平衡的概念将只能近似描述物理过程. Qiu 和 Tien^[1] 在处理对金属薄膜的短脉冲激光加热引起的反射率变化问题时指出, 如果采用准平衡假设, 利用基于傅里叶定律的扩散理论来描述薄膜的热传导过程, 对于表面反射率会得到一个与实验数据完全相反的趋势. 这是因为此类超急速热传导问题的热反应时间为皮秒量级, 与声子 - 电子的热弛豫时间相当, 金属晶格和热电子气不能在如此短的加热时间内达到热平衡, 因而采用热扩散描述完全失败. 因此有必要研究各种材料、超急速不稳定热传导中的非傅里叶效应, 建立起比较精确的热传导模型以满足此类工程实际的需要.

非傅里叶效应的研究最早在低温下进行, Tisza 在 1938 年和 Landan 在 1941 年就认为在液氦 II 中存在着以有限速度传播的波状热流, 即热波, 并称这种效应为第二声, 以区别于声振传播的第一声. Peshkov 在 1944 年用实验证实了这种热波存在, 并得到了定量的结果, 发现在温度为 1.4K 时, 液氦中热的传播速度为 19m/s, 比液氦中的音速小一个数量级. 后来由于短脉冲激光加热等各项高新技术的发展, 人们开始研究金属薄膜、半导体材料、超导薄膜、多孔材料以及生物体等在低温、常温等条件下热传导过程中的非傅里叶效应, 并取得了一系列的进展. 这

收稿日期: 1998-11-25, 修回日期: 1999-08-10

* 国家自然科学基金重点项目 (59736130)、中国科学院“九五”基础性研究重大项目 (KJ951-B1-704) 和中国博士后科学基金项目资助

些研究的进展主要集中于非傅里叶热传导机理、模型、模型的求解以及应用与实验几个方面。下面分别对这几方面的研究进展做一个较详尽的概括与评述。

2 非傅里叶导热模型的研究

由于基于傅里叶定律的热传导扩散模型不能描述一些超常规热传导现象,许多研究者从不同的物理现象出发,建立起各种考虑有限热传播速度的非傅里叶热传导模型。

2.1 基于熵产理论的热波模型

热力学转变过程中的非平衡描述是超急速传热中要解决的最重要的问题之一。Jou^[2], Tzou^[3]等人指出,热波的存在是非平衡态的自然结果,即出现熵增。在超急速传热中,物质的熵(s)应是内能 e ,比容 v (非平衡态时的传统状态参数)和热流 q 的函数,即 $s \equiv s(e, v, q)$,因此系统的熵产率为

$$\Sigma = \mathbf{q} \cdot \left[-\frac{\nabla T}{T^2} - \frac{\beta_T \partial \mathbf{q} / \partial t}{T} \right] \quad (1)$$

其中, β_T 为一正常数 ($\frac{\partial s}{\partial q} = -\frac{v\beta_T q}{T}$), T 为绝对温度。为了保证 Σ 恒为正的有限值,则对任意的物理过程需要有相应的约束条件

$$\left[-\frac{\nabla T}{T^2} - \frac{\beta_T \partial \mathbf{q} / \partial t}{T} \right] = \frac{\mathbf{q}}{A} \quad (2)$$

其中 A 为正值。方程 (2) 可以写为

$$\mathbf{q} + \tau \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} = -k \nabla T \quad (3)$$

其中 $k = \frac{A}{T^2}$, $\tau = \frac{A\beta_T}{T}$ 。

系统的非平衡效应取决于系数 β_T 。当 $\beta_T = 0$ (即 $\partial s / \partial q = 0$) 时,方程 (3) 即简化为傅里叶热传导方程,熵成为只是内能和比容的函数,熵产率退化到由其平衡态变化的描述。

2.2 单相延迟双曲型热传导模型

Tzou^[4] 等从另一个角度出发,考虑热流矢量的传播和温度梯度的形成之间有一个时间延迟,提出了一个描述非平衡热力学转变的宏观方程。数学上,可以表达为

$$\mathbf{q}(\mathbf{r}, t + \tau) = -k \nabla T(\mathbf{r}, t) \quad (4)$$

其中 τ 为时间上的相位延迟,它是介质的固有热特性。

方程 (4) 表明,由于反应时间不够,在时间 t 形成的温度梯度将导致随后 $t + \tau$ 时刻的热流矢量的传播。系统的能量方程为

$$-\nabla \cdot \mathbf{q}(\mathbf{r}, t) + s(\mathbf{r}, t) = c_p \frac{\partial T(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (5)$$

考虑到整个能量传输过程在同一时刻 t 进行,即方程 (4) 中的物理量处于同一时刻,故将方程 (4) 关于 τ 进行 Taylor 级数展开,可得到

$$\mathbf{q}(\mathbf{r}, t + \tau) = \mathbf{q}(\mathbf{r}, t) + \tau \frac{\partial \mathbf{q}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + o(\tau^2) = -k \nabla T(\mathbf{r}, t) \quad (6)$$

因为相位延迟时间 τ 很小,故忽略其二次项和高阶项,方程 (6) 近似为

$$\mathbf{q}(\mathbf{r}, t) + \tau \frac{\partial \mathbf{q}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \cong -k \nabla T(\mathbf{r}, t) \quad (7)$$

这与从非平衡熵产率导出的方程 (3) 是一致的.

由方程 (5) 和 (7), 消除 q , 可得到

$$\nabla \cdot k \nabla T(\mathbf{r}, t) + \left[s(\mathbf{r}, t) + \tau \frac{\partial s(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \right] = c_p \left[\frac{\partial T(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \tau \frac{\partial^2 T(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} \right] \quad (8)$$

假设热导率 k 为常数, 上式可简化为

$$\nabla^2 T(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{k} \left[s(\mathbf{r}, t) + \tau \frac{\partial s(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \right] = \frac{1}{\alpha} \left[\frac{\partial T(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \tau \frac{\partial^2 T(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} \right] \quad (9)$$

其中 α 为热扩散率.

方程 (8), (9) 即为典型的双曲型热传导方程. 在没有内热源时, 即 $s = 0$ 时, 方程 (9) 与 Maxwell^[5], Cattaneo^[6], Morse 和 Feshbach^[7], Vernotte^[8] 等人直接提出的双曲型热传导方程是一致的. 关于这方面的研究可详见 Joseph 和 Preziosi 的研究评述^[9,10].

方程 (9) 与传统的热扩散方程相比, 多了一个波项 $(\tau/\alpha)\partial^2 T/\partial t^2$. Chester^[11] 从分子碰撞理论出发, 认为比值 τ/α 与热波速度有关

$$c^2 = \alpha/\tau \quad (10)$$

因此, 热波能以有限速度传播, 是延迟反应的直接结果, 它是热力学转变的非平衡特征之一.

Chester^[11], Nettleton^[12], Maurev^[13], Francis^[14] 等人在估计工程材料的热弛豫时间 τ 上作了大量的探讨工作. Maurev^[13] 给出了分别仅以声子或电子传递能量情况下热弛豫时间的表达式

$$\tau_{\text{声子}} = \frac{3\alpha}{v^2}, \quad \tau_{\text{电子}} = \frac{3mk}{\pi^2 nk^2 T} \quad (11)$$

方程 (11) 对所研究的导热区域采用了连续介质假设, 这要求 $L > o(l/10)$, L 为特征尺度, l 为电子或声子的平均自由程, 对非常薄的薄膜式 (11) 是不适用的.

他们的研究还表明, 在常温下, τ 的范围大致是, 对金属 $10^{-14}\text{s} \sim 10^{-11}\text{s}$, 对气体约为 $10^{-8}\text{s} \sim 10^{-10}\text{s}$, 而对液体和绝热体大致介于二者之间. 在低温下, 对金属大致为 $10^{-11}\text{s} \sim 10^{-6}\text{s}$. 对于多孔介质 (如砂), 生物组织 (肉) 其热弛豫时间则比较高, 常温时可达几十个秒^[15,16]. 也就是说, 除了生物组织和多孔介质外, 工程材料的热弛豫时间 τ 值是在纳秒到皮秒的量级. 这说明, 如果物理过程发生在微秒或更大的时间间隔内时, 这些材料的非稳态导热中的非傅里叶效应将不太重要.

对于双曲型热传导方程 (8), (9), 后来又有许多学者在各方面对其进行了修正. Frankel^[17] 认为修正热流方程 (方程 (7)) 可以通过直接积分展开来更好地描述

$$\mathbf{q}(\mathbf{r}, t) = - \left(\frac{k}{\tau} \right) \exp \left(- \frac{t}{\tau} \right) \int_0^t \exp \left(\frac{\eta}{\tau} \right) \nabla T(\mathbf{r}, \eta) d\eta \quad (12)$$

根据此方程可以看出, 某一时刻 t 的热流 q 取决于从 0 至 t 时刻温度梯度形成的整个过程. 因此, 热波理论体现了温度梯度的强烈的过程依赖性^[4], 而不是 Fourier 定律描述的点值 (t 时刻的 ∇T 值).

2.3 修正双曲型热传导方程 (Bai)

Bai 等人^[18] 的研究表明, 方程 (8), (9) 即传统的双曲型热传导方程在某些条件下得出的温度将会低于绝对零度. 比方说, 对于非常薄的控制区域 (相当于载体平均自由程) 在非常高的传

热速率作用情形, 由传统的双曲型方程得到的解将违反常规. 这是因为在这种情况下, 传统的双曲型方程中的连续介质假设不再成立. Bai 认为此时内能中的非平衡项非常重要, 不可忽略. 此时内能变化率 $\partial e/\partial t$ 不再是经典公式 $\partial e/\partial t = \rho c(T)\partial T/\partial t$. Coleman 等^[19,20] 推导得出为

$$\frac{\partial e}{\partial t} = \left[\rho c(T) + q^2 \frac{d}{dT} a(T) \right] \frac{\partial T}{\partial t} + 2a(T)q \frac{\partial q}{\partial t} \quad (13)$$

此时的 Cattaneo 热流方程变为

$$\tau(T) \frac{\partial q}{\partial t} + q + k(T) \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (14)$$

能量守恒方程为

$$\frac{\partial q}{\partial x} + \left[\rho c(T) + q^2 \frac{d}{dT} (T) \right] \frac{\partial T}{\partial t} + 2a(T)q \frac{\partial q}{\partial t} = g \quad (15)$$

在上述修正的双曲型热传导方程中, (14) 与 (15) 式需要耦合求解.

2.4 微观两步模型

上面所推导得出的各种模型都是非傅里叶热传导现象的宏观描述. 但是在超急速传热中, 非平衡热力学和微观效应是在其能量转换中必须面对的两个重要问题, 在超急速传热模型中必须强调反映非平衡热力学转变的物理机制. 随着反应时间的缩短, 在宏观探讨中所采用的平均概念将会失去其物理支持. 如前所述, 当声子 - 电子的相互作用控制了扩散, 即对一个宏观平均行为开始之前的短时间传热过程, 用上述的纯宏观描述的双曲型热传导方程已很难精确地反映其传热机制. Anisinov^[21], Qiu 和 Tien^[1,22] 提出了微观两步模型, 认为当热反应时间很短, 到皮秒量级时, 对于金属薄膜而言, 外部提供的光子 (激光辐射等产生) 首先是使电子气的温度提高, 然后第二步是通过电子 - 声子的相互作用, 热电子气加热金属晶格, 用方程来描述即为

电子气的加热

$$c_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = \nabla \cdot (k \nabla T_e) - G(T_e - T_l) \quad (16)$$

声子 - 电子相互作用

$$c_l \frac{\partial T_l}{\partial t} = G(T_e - T_l) \quad (17)$$

G 为耦合因子, 用来描述声子和电子之间的能量传递

$$G = \frac{\pi^4 (n_e v_s k)^2}{k} \quad (18)$$

耦合因子与每单位体积中自由电子的数目 (n_e), Boltzmann 常数 (k) 和声速 (v_s) 有关

$$v_s = \frac{k}{2\pi h} (6\pi^2 n_a)^{-1/3} T_D \quad (19)$$

可以看到, 声子 - 电子耦合因子, 进一步地与 Planck 常数 (h), 每单位容积中的原子数目 (n_a) 以及德拜温度 (T_D) 有关.

消去方程 (16), (17) 中的电子气温度 T_e 可以得到

$$\nabla^2 T_l + \frac{\alpha_e}{C_E^2} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 T_l) = \frac{1}{\alpha_E} \frac{\partial T_l}{\partial t} + \frac{1}{C_E^2} \frac{\partial^2 T_l}{\partial t^2} \quad (\text{金属晶格}) \quad (20)$$

而消去晶格温度 T_l , 则得到关于电子气的传输方程

$$\nabla^2 T_e + \frac{\alpha_e}{C_E^2} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 T_e) = \frac{1}{\alpha_E} \frac{\partial T_e}{\partial t} + \frac{1}{C_E^2} \frac{\partial^2 T_e}{\partial t^2} \quad (21)$$

在微观两步模型中, 通过电子气的传热采用基于傅里叶立体的扩散理论来描述, 但在上述两个热传输方程 (20) 和 (21) 中还是有波项存在 (关于时间的二阶导数), 方程中的等效热扩散率和热波速度定义为

$$\alpha_E = \frac{k}{C_e + C_l} \quad \text{和} \quad C_E = \sqrt{\frac{kG}{C_e C_l}} \quad (22)$$

由方程 (18) 可看出, 当自由电子的数目 n_e 为无限时, 耦合因子 G 趋于无限, 则方程 (22) 中的等效热波速度亦趋于无限. 因为自由电子数目只是价电子数的一小部分^[1], 价电子数是有限的, 因此伴随着声子 - 电子的相互作用, 波特特性一定存在.

在微观两步模型, 即方程 (17) 中, 忽略了金属晶格中的温度梯度, 这对于比较厚的介质中的传热会造成误差, 在厚介质传热中还应考虑包括有空间的二阶导数在方程 (17) 中.

2.5 纯声子散射模型

Guyer 和 Krumhansl^[23] 对于不导电晶体中的纯声子场的热传输进行了研究, 忽略电子的导热和其它作用, 他们建立了这种以声子传递能量的物质中的热流矢量和温度梯度之间的关系

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \frac{c^2 C_p}{3} \nabla T + \frac{1}{\tau_R} \mathbf{q} = \frac{\tau_N c^2}{5} [\nabla^2 \mathbf{q} + 2\nabla(\nabla \cdot \mathbf{q})] \quad (23)$$

其中 c 是声子的平均速度, τ_R 代表在碰撞过程中声子系统中动量发生损失 (动量不守恒过程) 中的弛豫时间, τ_N 表示声子系统中动量守恒过程中的弛豫时间.

将式 (23) 代入能量守恒方程, 可得到热传输方程

$$\nabla^2 T + \frac{9\tau_N}{5} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 T) = \frac{2}{\tau_R c^2} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{3}{c^2} \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} \quad (24)$$

2.6 双相延迟模型

Tzou^[24,25] 试图把微结构影响整个归结到宏观方程的延迟上, 而提出了一个双相延迟模型来描述非傅里叶传热现象. 他以微观两步模型为例, 认为当光子和电子发生能量交换时, 金属晶格的温度不受影响. 也就是说, 在电子气开始接受从激光源来的光子能量束时, 由于声子 - 电子在微观尺度上的相互作用, 晶格温度的增加有一延迟, 温度梯度和热流矢量之间的宏观相位上的延迟可能是这种进行着的相互作用的结果. 对热流矢量 (\mathbf{q}) 和温度梯度 (∇T) 均引入相位延迟, 可采用下面的方程来描述延迟特性

$$\mathbf{q}(\mathbf{r}, t + \tau_q) = -k \nabla T(\mathbf{r}, t + \tau_T) \quad (25)$$

方程 (25) 表明在材料内位置 \mathbf{r} 处温度梯度形成于时间 $t + \tau_T$, 引起了在不同时间 $t + \tau_q$ 时的热流. 相位延迟时间 τ_T 和 τ_q 均为正值, 并假设是介质的固有特性. 为了把发生在同一瞬间的所有物理量包含在能量方程之中, 对方程 (25) 进一步做关于时间 t 的 Taylor 级数展开, 可得到

$$\mathbf{q}(\mathbf{r}, t) + \tau_q \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t}(\mathbf{r}, t) \approx -k \left\{ \nabla T(\mathbf{r}, t) + \tau_T \frac{\partial}{\partial t} [\nabla T(\mathbf{r}, t)] \right\} \quad (26)$$

将方程 (26) 代入到能量守恒方程中, 可得到以温度 T 或热流矢量 \mathbf{q} 描述的热传输方程分别为

$$\nabla^2 T + \tau_T \frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 T) = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\tau_q}{\alpha} \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} \quad (27)$$

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{q}) + \tau_T \frac{\partial}{\partial t} [\nabla(\nabla \cdot \mathbf{q})] = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \frac{\tau_q}{\alpha} \frac{\partial^2 \mathbf{q}}{\partial t^2} \quad (28)$$

显然, 对于 $\tau_T = 0$ 时, 方程 (27), (28) 简化成为热传导的热波方程 (8). 对 $\tau_q = \tau_T = 0$, 方程 (27), (28) 成为典型的抛物型扩散方程. 比较方程 (20) 与 (27) 中的系数, 有

$$\alpha = \alpha_E, \quad \tau_T = \frac{\alpha_e}{c_e^2}, \quad \tau_q = \frac{\alpha_E}{c_E^2}$$

根据微观特性, 即有

$$\alpha = \frac{k}{c_e + c_l}, \quad \tau_T = \frac{c_l}{G}, \quad \tau_q = \frac{1}{G} \left[\frac{1}{c_e} + \frac{1}{c_l} \right]^{-1}$$

该模型将微观特性包含在其系数之中. 从另一角度来说, 宏观研究可以转化为微观两步模型. 热流矢量的延迟 τ_q 反映了热波特性. 温度梯度的延迟 τ_T 则反映了声子 - 电子的相互作用. 可见该双相延迟模型相对更全面一些. 但其应用与实验验证, 其系数的确定还有待进一步的工作.

3 双曲型非傅里叶导热模型的解及热波传播特性

前面对于各种不同的非傅里叶模型做了一简要介绍, 双曲型热传导模型还是目前人们用于模拟热传导中非傅里叶效应与热波现象的最常见、最普遍的模式. 自从 Cattaneo 和 Vernotte 于 1958 年独立地提出双曲型热传导方程以后, 人们对于获得其在各种不同的条件的解进行了大量的努力, 发展了各种数学和数值方法来精确地预测大范围的物理几何形状和边界条件下的非傅里叶温度场. 早一些时期的解大多是关于与一平面相连的半无限大固体介质或无限大平板, 在遭受脉冲热流或突然温度变化情形时的热波传播的. 例如, Mikic^[26], Baumeister 和 Hamill^[27,28], Vick 和 Ozisik^[29], Glass 等^[30], Orlande 和 Ozisik^[31] 得到了不同边界条件下的与平面相连的半无限大固体内双曲型热传导方程的解. 实际上, 文献 [26~28] 考虑的是边界表面上的温度突变引起的热波, 文献 [29~31] 研究的是与时间有关的热流量作用在表面上时的情形. 另一方面, Ozisik 和 Vick^[32], Frankel^[17], Hector^[33] 等研究了一个无限大平板内热信号的双曲型传播. 文献 [31] 考虑的是平板内有内部热源, 表面绝热. 文献 [17, 33] 考虑的是平板内没有内热源, 一个表面绝热, 另一个表面作用有与时间有关的热流, 这些热流是均匀的^[17] 或非均匀、轴对称的^[33]. Taitel^[34], Carey 和 Tsai^[35], Glass^[36,37] 以及 Tang 等^[38] 对各种加热边界条件下有限厚度介质中双曲型热传导方程进行了分析解或数值解. 其中, 文 [34] 给出了介质两侧均有一温度突变时的分析解, 文献 [35] 给出了一侧有温度突变时的数值解, 文献 [36, 37] 分别给出了考虑表面辐射和热导率随温度变化时的数值解, 文献 [38] 给出了表面周期性加热条件下的分析解. Barletta 等^[39] 则研究了内部连接有半径为 r_0 的圆柱形表面的无限大固体介质中的双曲型热传导, 介质无内热源, 边界上加有随时间变化的热流, 他们获得了问题的分析解, 并对热流以方波或三角波脉冲的形式随时间变化的情形进行了研究, 同时比较了这些情形下抛物型和双曲型热传导之间的差异. Tzou 等^[40] 则研究了材料热处理过程中形成的微小裂纹迅速传播过程中的非傅里叶能量传递. 本文作者也研究了球形物体在表面遭受一突然温度变化或脉冲热流作用等超急速传热情形下热传导的非傅里叶效应^[41,42].

以上这些针对半无限大、无限大平板或抛物面、圆柱体、球体情形双曲型热传导方程的解都揭示了当物理时间 (特征时间) 与物体的弛豫时间可比拟时, 温度分布呈现非傅里叶特征, 呈现出许多与抛物型方程解不同的特征. 比如文献 [42] 对球形物体在表面遭受一突然温度变化的研究显示了热传播延迟的存在以及当热传导或热作用时间与材料的热弛豫时间相当时, 球体内部温度的升高可能超过边界上作用的温度 (图 1). 文献 [41] 对在球体表面处加以均匀的方波脉冲和三角形脉冲的情形下的无量纲温度随无量纲时间的变化规律, 显示了双曲型导热中存在的抛物型导热所没有的几个重要特征: (1) 温度传播时间延迟的存在; (2) 对于方波脉冲和三角形脉冲, 热流量随时间的不连续性引起温度场随时间的不连续性; (3) 当热流断开以后, 如果热

弛豫时间足够大, 则对于方波和三角形脉冲, 表面处的温度将突降 ($q_0 < 0$) 或突增 ($q_0 > 0$) 至其初始值之下或之上; (4) 表面脉冲热流在材料内部将会产生尖峰热脉冲, 尖峰热脉冲通过时温度几乎是瞬时升高的, 而且远远高出傅里叶定律所计算出的结果 (图 2). 特征 (2) 恰恰揭示了双曲型热传导理论与局部热平衡假设之间的矛盾, 即说明在热弛豫时间比脉冲持续时间大的场合, 即高度不稳定状态, 局部热平衡假设已不成立.

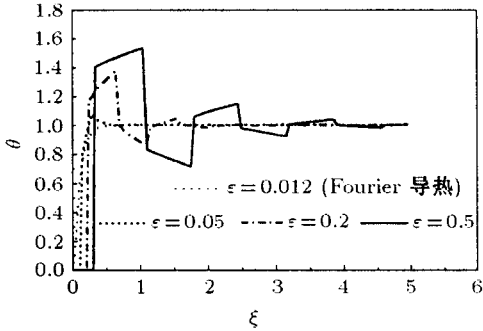


图 1 表面遭受温度突变时球体内无量纲温度随无量纲时间的变化 (取自文 [42])

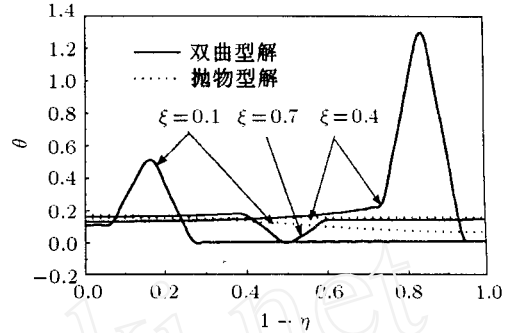


图 2 方波脉冲作用后球体内无量纲温度分布 (取自文 [41])

与此同时, 理论研究结果亦表明: 热传导中非傅里叶效应的存在主要取决于材料的热尺度与材料的特征物理尺度之比, 以及热作用的时间尺度与材料的热弛豫时间之比 [41]. 而且, 只有在与热特征时间 (松弛时间) 可比的过程中, t/τ 在 $1 \sim 10$ 之间发生的导热才可能展示出重要的非傅里叶特性.

我们应该注意到, 现有的关于非傅里叶热传导方程的解, 即非傅里叶效应的研究都是对半无限大、无限大平板或抛物面等一维情形的研究, 对二维问题则很少涉及, 而且其解也很少得到实验检验. 双曲型热传导方程的进一步实验检验应以方程的解与通过合适的实验装置测得的温度场之间的比较为基础, 然后, 热弛豫时间或传播速度可以通过参数估计的方法得到.

4 应用与实验研究

迄今为止, 尚没有在室温或更高温度下的关于金属的热波特征的严密的、直接的实验验证, 这主要是由于记录上的困难. 但是由于多孔材料与生物组织的热弛豫时间比较大, 对其热波特性已有实验研究. Kaminski^[15] 认为, 对于多相物质或多孔介质来说, 双曲型方程中的时间延迟 τ 不同于均匀介质中的弛豫时间, 可以被定义为热能传播到最近的内部结构元所需积聚的时间. 对于均匀介质而言, 内部传热的结构元的相互作用是在分子或晶体晶格水平上, 因此 τ 具有弛豫时间的含义, 但是对于非均匀的、多相的内部结构材料, 相互作用的传热结构只在不同的尺度量级上, 因此 τ 可能取值更大一些. 对于均匀介质, τ 值从理论上计算得出, 对于多相材料, 可以将理论结果与实验结果相比较, 由双曲型方程来确定. 目前尚没有直接确定 τ 的实验方法, 常用的方法是测得热渗透时间, 计算出热波速度; 再测得材料的热扩散系数, 从而由式 $\tau = \alpha/c^2$ 计算出 τ .

Qiu 和 Tien^[43] 采用一种比较巧妙的办法对金和铬多层金属薄膜在超短脉冲加热时的非傅里叶能量传递过程进行了研究. 其实验装置如图 3 所示. 从飞秒激光器中出来的脉冲宽度为 100 fs 的激光束被分成两股, 光强占 90% 的一股主脉冲光用来加热试件. 另一股光强为 10% 的作为探测光. 当激光加热金属薄膜, 金属内自由电子温度的升高, 将会引起反射率的瞬态变化. 记录探测光反射率的变化, 可计算出金属电子温度的变化. 而通过光路系统改变探测光与主脉冲光之

间的迟延时间, 最终可记录出金属薄膜受飞秒脉冲激光加热之后的整个瞬态温度变化过程. 图 4 给出了一个 20 nm 厚的单层金箔受 100 fs 激光脉冲作用之后表面电子的瞬态温度变化的实验结果与不同理论模型预测值的比较. 从图中可以看出, 抛物型两步辐射加热模型 (PTS) 预测结果与实验结果吻合较好, 揭示了一个快速电子加热过程和随后的一个电子 - 晶格热平衡过程. 而基于傅里叶定律的抛物型一步模型则不能预测热平衡过程.

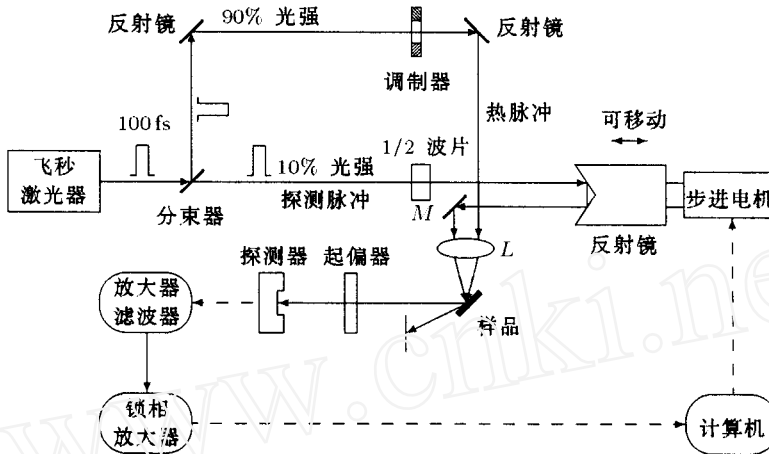


图 3 实验系统图 (取自文 [43])
 → 激光束, --- → 电信号

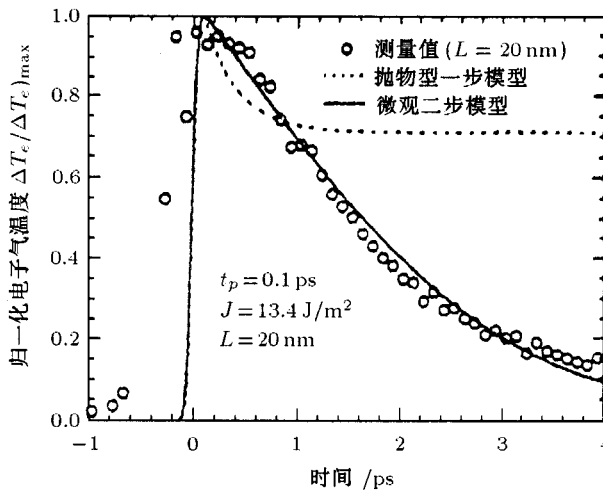


图 4 瞬态电子温度变化实验值与预测值的比较 (取自文 [43])

最近, Guillemet 和 Bardon^[44] 等亦设计了一套实验装置来研究透明或半透明介质 (如钻石、玻璃等) 在很短时间尺度 (至 10^{-11} s) 内的热传导行为与非傅里叶效应, 并测量材料的热弛豫时间. 他们采用强制 Rayleigh 散射来测量温度的变化. 样品同时被两束相干脉冲激光束加热, 两束光发生干涉而形成明暗相间的干涉条纹. 在加热过程中, 热量的传播引起温度变化, 从而使光线的折射率发生变化, 形成的干涉条纹产生变化. 因此, 样品对于第三束传播通过样品的光 (探测光) 来说, 相当于一个相光栅. 在实验过程中, 在衍射屏上得到一发光信号. 通过测量衍射光的强度, 可反推得到温度变化. 鉴于用来检测光强的光电倍增管响应时间的限制 (最快为

1 ns), 作者设计了两种方案. 一种是用来测量 $10^{-6} \sim 10^{-8}$ s 范围内的瞬态传热, 该方案用连续的 He-Ne 激光作为探测光. 另一种是用来测量超出此范围的传热, 即比 10^{-8} s 更快的时间范围内的瞬态激光加热, 采用与 Qiu 和 Tien^[43] 相类似的方法来实现. 他们对玻璃在脉冲宽度为 17 ns 的脉冲作用下的温度响应进行了测量, 实验结果与经典的 Fourier 定律符合较好. 然而 Guillemet 和 Bardon 的这种实验方法和实验装置只适合于对玻璃、钻石等透明或半透明介质超急速热传导行为的测量, 对于其它材料, 如陶瓷体等多孔材料则无法进行测量.

5 结 语

通过对非傅里叶热波现象的研究, 可以认为, 非平衡过程的存在是引起非傅里叶效应的主要原因. 当弛豫时间, 即内部热平衡的建立与特征时间可以比拟时, 不得不考虑非平衡效应的影响. 例如, 对于金属, 声子和电子之间的热弛豫需要时间来建立, 低温时, 分子存在惰性行为, 建立热平衡需要的时间会更长一些. 而对于多孔性材料来说, 在微孔隙或微裂隙中存在的空气将有效地阻止温度梯度形成热流, 即达到一个平衡状态, 因此其热弛豫时间相对而言, 相当长(孔隙率将会强烈地影响热弛豫时间). 从另一个方面说, 可以认为超急速传热的机理与材料、加热方式、脉冲持续时间、环境条件等很有关系. 对于金属来说, 随着脉冲持续时间的缩短, 加热速率的增加, 其热传导机理逐渐由傅里叶下的非稳态导热到非傅里叶导热到声子-电子相互作用必须考虑. 而半导体及绝缘晶体材料, 其导热涉及到的是声子与电子-空穴对的相互作用, 或纯声子散射. 对于多孔材料或生物体材料, 其常规接触条件下即有热波现象发生, 但在超短脉冲、超急速加热情况下如何, 现在尚未见研究报道.

从目前对于非傅里叶热传导的研究情况, 我们可以看出在以下几个方面尚缺乏研究, 有待进一步的工作.

(1) 对机理和模型的具体使用范围还有待进一步研究. 比如说, 究竟在什么情况下发生声子-电子相互作用. 各种非傅里叶模型, 如微观两步模型、双相延迟模型等的使用范围都还缺乏量化概念, 缺乏实验研究.

(2) 实验研究匮乏. 现有的实验仅对极少数材料的非傅里叶热传导特征进行了研究.

(3) 非傅里叶效应的研究大都局限于一维情形.

(4) 耦合非傅里叶热传导的超急速蒸发、相变传质等和超急速多孔介质的传热尚缺乏研究.

目前只有在微观上对超短脉冲激光加热使水分解吸的机理略有研究. 研究表明^[45], 在此时, 水分解吸机理与常规时的蒸发已不一样. 水分的解吸在脉冲比较长时, 可能是入射光子将能量传递给固体中的声子(加热晶格引起晶格振动), 从而引起固体表面和吸附水的振动. 而脉冲很短时, 水分的解吸可由激发束缚分子中的电子或空穴引起, 从而引起吸附水的不稳定性. 此时, 激光辐射 \rightarrow 入射光子 \rightarrow 激发电子或电子-空穴对. 由于热延迟, 载体的温度很高, 而晶格的温度几乎不变, 对某些半导体材料的水分解吸很有好处. 但对此类与非傅里叶热传导相耦合的蒸发、相变等传质过程还缺乏专门的研究.

参 考 文 献

- 1 Qiu T Q, Tien C L. Short-pulse laser heating on metals. *Int J Heat and Mass Transfer*, 1992, 35: 719~726
- 2 Jou D, Casas-Vazouez J, Lenbon G. Extended irreversible thermodynamics. *Report of the Progress in Physics*, 1988, 51: 1105~1179
- 3 Tzou D Y. An engineering assessment to the relaxation time in thermal waves. *Int J Heat and Mass Transfer*, 1993, 36: 1845~1851
- 4 Tzou D Y. Thermal shock phenomena under high-rate response in soils. In: Tien Chang-Lin ed. *Annual Reviews of Heat Transfer*. Washington DC: Hemisphere Publishing Inc, 1992. 111~185
- 5 Maxwell J C. On the dynamic theory of gases. *Philosophics Transactions London*, 1967, 157: 49~85

- 6 Cattaneo C. A form of heat conduction equation which eliminates the paradox of instantaneous propagation. *Comptes Rendus*, 1958, 247: 431~433
- 7 Morse P M, Feshbach H. *Methods of Theoretical Physics*. New York: McGraw-Hill, 1953
- 8 Vernotte P. Some possible complications in the phenomena of thermal conduction. *Comptes Rendus*, 1961, 252: 2190~2191
- 9 Joseph D D, Preziosi L. Heat waves. *Reviews of Modern Physics*, 1989, 61: 41~73
- 10 Joseph D D, Preziosi L. Addendum to the paper on heat waves. *Reviews of Modern Physics*, 1990, 62: 375~391
- 11 Chester M. Second sound in solid. *Physical Review*, 1963, 131: 2013~2016
- 12 Nettleton R E. Relaxation theory of thermal conduction in liquids. *Physics of Fluids*, 1960, 3: 216~225
- 13 Maurer M J. Relaxation model for heat conduction in metal. *Journal of Applied Physics*, 1969, 40: 5123~5127
- 14 Francis H P. Thermo-mechanical effects in elastic wave propagation: A survey. *Journal of Sound and Vibration*, 1972, 21: 181~192
- 15 Kaminski W. Hyperbolic heat conduction equation for materials with a nonhomogeneous inner structure. *ASME Journal of Heat Transfer*, 1990, 112: 555~560
- 16 Mitra K, Kumar S, Vedavarz A et al. Experimental evidence of hyperbolic heat conduction in processed meat. *ASME Journal of Heat Transfer*, 1995, 117: 568~573
- 17 Frankel J I, Vick B, Ozisik M N. Flux formulation of hyperbolic heat conduction. *Journal of Applied Physics*, 1985, 58: 3340~3345
- 18 Bai C, Lavine A S. On hyperbolic heat conduction and the second law of thermodynamics. *ASME Journal of Heat Transfer*, 1995, 117: 256~263
- 19 Coleman B D, Fabrizio M, Owen D R. On the thermodynamics of second sound in dielectric crystals. *Arch Rat Mech Anal*, 1982, 80(2): 135~158
- 20 Coleman B D, Fabrizio M, Owen D R. Thermodynamics and the constitutive relations for second sound in crystals. In: Serrin J, ed. *New Perspectives in Thermodynamics*, 1986. 171~185
- 21 Anisimov S I, Kapeliovich B L, Perelman T L. Electron emission from metal surfaces exposed to ultra-short laser pulses. *Soviet Physics JETP*, 1974, 39: 375~377
- 22 Qiu T Q, Tien C L. Heat transfer mechanisms during short-pulse laser heating of metals. *ASME Journal of Heat Transfer*, 1993, 115: 835~841
- 23 Guyer R A, Krumhansl J A. Solution of the linearized phonon Boltzmann equation. *Physical Review*, 1966, 148: 766~780
- 24 Tzou D Y. A unified field approach for heat conduction from macro- to micro-scales. *ASME Journal of Heat Transfer*, 1995, 117: 8~16
- 25 Tzou D Y. The generalized lagging response in small-scale and high-rate heating. *Int J Heat and Mass Transfer*, 1995, 38: 3231~3240
- 26 Mikic B B. A model rate equation for transient thermal conduction. *Int J Heat and Mass Transfer*, 1967, 10: 1899~1904
- 27 Baumeister K J, Hamill T D. Hyperbolic heat conduction equation—A solution for the semi-infinite body problem. *ASME Journal of Heat Transfer*, 1969, 91: 543~548
- 28 Baumeister K J, Hamill T D. Hyperbolic heat conduction equation—A solution for the semi-infinite body problem. *ASME Journal of Heat Transfer*, 1971, 93: 126~127
- 29 Vick B, Ozisik M N. Growth and decay of a thermal pulse predicted by the hyperbolic heat conduction equation. *ASME Journal of Heat Transfer*, 1983, 105: 902~907
- 30 Glass D E, Ozisik M N, Vick B. Non-Fourier effects on transient temperature resulting from periodic on-off heat flux. *Int J Heat and Mass Transfer*, 1987, 30: 1623~1631
- 31 Orlande H R B, Ozisik M N. Simultaneous estimation of thermal diffusivity and relaxation time with a hyperbolic heat conduction model. In: *Proceedings of the 10th International Heat Transfer Conference*, Bristol, PA, 1994, 6. 403~408
- 32 Ozisik M N, Vick B. Propagation and reflection of thermal waves in a finite medium. *Int J Heat and Mass Transfer*, 1984, 27: 1845~1854
- 33 Hector L C, Kim W S, Ozisik M N. Propagation and reflection of thermal waves in a finite medium due to axisymmetric surface sources. *Int J Heat and Mass Transfer*, 1992, 35: 897~912
- 34 Taitel Y. On the parabolic, hyperbolic and discrete formulation for the heat conduction equation. *Int J Heat and Mass Transfer*, 1972, 15: 369~371
- 35 Carey G F, Tsai M. Hyperbolic heat transfer with reflection. *Numerical Heat Transfer*, 1982, 5: 309~327

- 36 Glass D E, Ozisik M N, Vick B. Hyperbolic heat conduction with surface radiation. *Int J Heat and Mass Transfer*, 1985, 28: 1823~1830
- 37 Glass D E, Ozisik M N, McRae D S et al. Hyperbolic heat conduction with temperature-dependent thermal conductivity. *Journal of Applied Physics*, 1986, 59: 1861~1865
- 38 Tang D W, Araki N. Non-Fourier heat conduction in a finite medium under periodic surface disturbance. *Int J Heat and Mass Transfer*, 1996, 39: 1585~1590
- 39 Barletta A. Hyperbolic propagation of an axisymmetric thermal signal in an infinite solid medium. *Int J Heat and Mass Transfer*, 1996, 39: 3261~3271
- 40 Tzou D Y, Li J. Thermal waves emanating from a fast-moving heat sources with a finite dimension. *ASME Journal of Heat Transfer*, 1993, 115: 526~532
- 41 Zhang Z, Liu D Y. Hyperbolic heat propagation in a spherical medium under extremely high heating rates. In: Proceedings of the 7th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference, ASME HTD 357-3, Albuquerque, N M, USA, June 15~18, 1998. 275~283
- 42 张浙, 刘登瀛. 超急速传热时球体内非稳态热传导的非傅里叶效应. *工程热物理学报*, 1998, 19: 601~605
- 43 Qiu T Q, Juhasz T, Suarez C et al. Femtosecond laser heating of multi-layer metals II. Experiments. *Int J Heat and Mass Transfer*, 1994, 37: 2799~2808
- 44 Guillemet P, Bardon J P, Rauch C. Experimental route to non-Fourier heat conduction. *Int J Heat and Mass Transfer*, 1997, 40: 4043~4053
- 45 Fushinobu K, Phinney C M. Ultrashort-pulse laser heating of silicon to reduce microstructure adhesion. *Int J Heat and Mass Transfer*, 1996, 39: 3181~3186

ADVANCES IN THE STUDY OF NON-FOURIER HEAT CONDUCTION

Zhang Zhe Liu Dengying

Institute of Engineering Thermophysics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China

Abstract Rapid transient heat conduction is an emerging area in modern high and new technologies such as ultrashort pulse laser heating, rapid solidification of metals. Under such a condition when the time scale of the heating process is extremely small, the non-Fourier effects in the heat conduction become significant. The advances in the study of mechanisms, modeling, applications and experiments in non-Fourier heat conduction are reviewed in this paper. The topics for further investigations are suggested.

Keywords heat conduction, non-Fourier effects