中国科学: 技术科学 2021 年 第 51 卷 第 10 期: 1137 ~ 1154
SCIENTIA SINICA Technologica techcn.scichina.com
《中国科学》杂志社 SCIENCE CHINA PRESS

评 述 祝贺过增元院士85华诞专辑

熵 · 热质能 · 相对论性动质能

过增元*

清华大学工程力学系, 热科学与动力工程教育部重点实验室, 北京 100084
* E-mail: demgzy@tsinghua.edu.cn

收稿日期: 2021-04-01; 接受日期: 2021-05-17; 网络版发表日期: 2021-08-19

摘要 本文共分五个部分. 第一部分是前言, 简述了熵理论形成的三个阶段. 第二部分是传热学中的新物理量——熵, 介绍了为什么需要引入熵、熵的定义和物理意义、熵理论及其应用、熵理论的学术争议等. 第三部分是热质与热质能, 给出了热质与热质能的概念和定义, 建立了普适导热定律, 阐明了热的本质应该是"能、质"二象性. 第四部分是相对论性动质能, 提出了相对论性动质量和相对论性动质能的概念, 以区别于现有的相对论性质量和相对论性能量的概念. 介绍了除热质能以外的其他相对论性动质能, 它们包括机械能质能、信息能和暗能量. 第五部分是新能量学, 在简单介绍历史上的能量学(energetics, 原译为唯能论)之后, 在一类新的能量(相对论性动质能)以及新的能量守恒定律的基础上, 提出可望逐步发展形成一门新的学科——新能量学(Neo-energetics)的设想. 最后简述了熵理论和热质理论对能效提高和传热学科发展的贡献, 以及它们进一步发展的方向.

关键词 熵, 热质能, 相对论性动质能, 新能量学

1 前言

传热学是研究包括导热、对流、辐射和相变传热等不同传热形式的热量传递规律的学科. 自从傅里叶在1822年提出导热定律后, 直到19世纪末偏微分方程才可以求解, 从而促进导热研究的发展. 对流传热的研究始于牛顿冷却定律, 以后基于1904年普朗特的边界层理论得到了进一步的发展, 但是到20世纪50年代才比较成熟. 1900年普朗克的黑体辐射理论带动了热辐射的研究, 随着固体物理学科的发展, 到了60年代达到了能够实际应用的阶段. 随着计算机的飞速发展, 在80年代形成了计算传热的新方向. 为了适应集成度越来越高的微电子器难于散热的要求, 90年代兴起了微纳尺度传热的研究方向. 而21世纪初出现世界性的能源短缺, 这要求提高能源利用效率, 然而基于熵产分析的热力学优化理论并不适用于传热过程性能的优化, 从而导致熵理论的提出和发展.

熵理论的形成经历了三个阶段, 最初是研究对流换热的物理机制, 即对流换热相当于有内热源的导热问题[1], 第二阶段是提出了场的协同原理, 即速度场与热流场的协同能强化对流换热的性能, 而且能统一各种传热强化方式的物理机制[2]. 在上述两个阶段的基础上, 建立了包括具有新的物理量、新的分析方法和新的优化原理的熵理论[3,4].

引用格式: 过增元. 熵 · 热质能 · 相对论性动质能. 中国科学: 技术科学, 2021, 51: 1137–1154
Guo Z Y. Entransy·Thermomass energy·Relativistic kinetomass energy (in Chinese). Sci Sin Tech, 2021, 51: 1137–1154, doi: 10.1360/SST-2021-0139

© 2021 《中国科学》杂志社

2 传热学中的㶲理论

2.1 为什么需要引入新物理量——㶲

随着社会和科技的发展, 传热学面临两方面的挑战. (1) 能效需求层面. 由于各种能量利用过程中, 90%需要通过传热过程实现, 世界性的能源短缺和环境的保护要求优化传热过程的性能以提高能源利用效率. 然而在传热学只有传热强化的理论和技术, 而没有能够提高能效的传热优化理论和技术. 虽然很多研究人员应用最小熵产原理等热力学理论来分析和优化传热过程性能, 但是众多实例表明, 基于熵产分析的热力学优化理论并不适用于传热问题的性能优化. (2) 学科发展层面. 一方面, 传热学中傅里叶导热定律和牛顿冷却定律等基本上都是实验性的定律, 然而极端条件下, 傅里叶导热定律不再适用. 另一方面, 对于传热过程的性能, 只有描述局域参数的微分方程的分析方法, 而没有类似于分析力学中着眼于全局的变分分析方法, 这就是为什么现有传热学中没有传热过程的整体优化理论的原因. 而缺乏着眼于全局的变分分析方法则是由于现有热学中还缺少一些物理量和基本原理. 因此, 传热学要成为一门具有相对独立知识体系的分支学科, 还需要进一步发展和完善.

傅里叶[5]曾认为: "无论力学理论研究范围如何, 它们都不能用于热效应, 这些热效应构成一个特殊的现象类, 它们不能用运动和平衡的原理来解释." 然而, 尽管"热"这种能量与其他形式的能量有很大的不同, 但是过分强调热现象的特殊性是传热学中缺少一些物理量和基本原理的原因. 各学科之间不可能是相互无关联的, 就如普朗克所说: "科学是内在整体, 它被分割为单独的部门, 不是取决于事物的本质, 而是取决于人类认识能力的局限性." 因此, 我们可以通过揭示热量传递与电量传递、流体流动的共性规律, 提出一些新的物理量、新的定律和提高传热性能的新原理, 以应对上述能效需求层面和学科发展层面的挑战.

2.2 㶲的定义和物理意义

热学、力学和电学都是物理学的分支学科, 在它们之间必然存在着一些具有共性的物理量和规律. 由于导热理论中的傅里叶导热定律与导电理论中的欧姆定律相似, 早在21世纪50年代就有学者采用电热模拟试验方法求解复杂的稳态和瞬态导热问题[6]. 我们把导热过程和导电过程中各种物理量进行了进一步的类比[3]. 其中, 温度与电压相对应, 热流与电流相对应, 热阻与电阻相对应, 傅里叶定律与欧姆定律相对应, 热量与电量相对应(它们都是过程量), 热(容)量与电(容)量相对应(它们都是状态量). 但是在类比过程中发现, 传热学中唯一缺少的是与电势能相对应的物理量. 因此, 有理由引入一个与电势能相对应的物理量, G[1)], 它是不可压介质的热容量(广延量)与温度(强度量)乘积的一半:

$$G = \frac{1}{2} Q_{vh} T, \tag{1}$$

式中, Q_{vh}是储存在不可压介质中的热(容)量. 当比热c_v为常量时, $Q_{vh} = Mc_v T$. 鉴于熵这个字来源于热量除以温度, 上述新物理量是储存在不可压介质中的热(容)量乘以温度, 所以我们把此新物理量称为"㶲", 具有"热势能"的含义. 电容器中的电能反映了它在一个时间段内传递电量的能力. 因此, 不可压介质㶲的物理意义就是物体在一个时间段内传递热量的能力. 需要说明的是, 由于为了简化和便于理解㶲的物理意义, 在㶲概念提出的初期时假定介质比热是常数的积分表达式. 在以后的一些文章中㶲的定义已改进为比热可以是温度函数的微分表达式[7].

2.3 㶲平衡方程

热量在介质中的扩散传递过程是不可逆过程, 而热量流过介质时, 热量本身没有耗散, 因热阻而耗散的是㶲, 它也可以从热量平衡(守恒)方程两边乘温度得到[3]:

$$\rho c_v T \frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla \cdot (qT) + q \nabla T, \tag{2}$$

式中, 左边是微元体中㶲随时间的变化, 右边的第一项是进入微元体的净㶲流密度, 右边第二项就是微元体中的㶲耗散率. 所以式(2)就是无内热源导热过程的㶲平衡方程, 其中微元体中㶲耗散率和介质中的总㶲耗散率分别为

1) 文献[3]中物理量㶲的英文字为E_h, 后改为G. 另外, 文献[3]中㶲的微分表达式有误, 在2012年后发表的文章中已进行了更正.

$$\dot{\phi}_g = -q\nabla T = k(\nabla T)^2,$$
$$\dot{\varphi}_g = \int_V q\nabla T\mathrm{d}V. \tag{3}$$

式(3)表明, 熵耗散率类似于导电过程中电能耗散率和流动过程中机械能耗散率的表达式.

2.4　最小熵耗散热阻原理

传热学中温差除以热流等于热阻的概念已得到了广泛应用. 然而, 此种定义的热阻的概念只是在无热源一维导热的情况下才适用. 这是因为对于非等温边界或有内热源条件的导热问题, 由于温差的定义有任意性, 所以很难严格定义介质的热阻. 现在, 有了熵耗散这个物理量, 就可以严格定义介质的热阻. 对于多维导热过程, 为避免温差定义的任意性, 就可用总熵耗散率除以热流的平方定义为介质的热阻, 称其为熵耗散热阻:

$$R_g = \frac{\int_V q\nabla T\mathrm{d}V}{Q^2}. \tag{4}$$

对于稳态、内热源的多热边界的导热问题, 其全局熵平衡方程为

$$Q_{\mathrm{net}}\Delta T = \int_V k(\nabla T)^2\mathrm{d}V, \tag{5}$$

式中, Q_{net}为流入系统的净热流, ΔT是等效温差, 它是按照边界热流占流过系统的净热流的份额进行加权平均的温度差. 如果系统只有一个热流进口和一个热流出口, 则等效温差就是这两个温度之差. 在给定系统的热流时, 最小熵耗散率与最小等效温差相对应, 称为最小熵耗散原理; 给定等效温差时, 系统的最大熵耗散率与最大热流相对应, 称为最大熵耗散原理; 这两个原理合并就成为用于导热系统优化的最小熵耗散热阻原理.

Biot[8]从不可逆过程热力学出发, 给出了一个变分形式的热传导方程, 其中定义了一个新物理量: $E=\int_V \rho c_v T^2\mathrm{d}V$, 称为热势. 热势在形式上与积分形式的熵是相同的, 它们的差别在于[9]: (1) 热势的引入还需要通过另外一个新的物理概念——热流向量场, 其分析和计算都很复杂, 而且未对热势的物理意义进行说明. 而熵的引入是通过导热过程与导电过程的比拟, 过程简单和物理意义明确. (2) Biot采用最小熵产原理对变分原理进行诠释, 此方法已被证明不妥, 不能导出傅里叶导热定律[10]; 而熵耗散极值原理是建立在熵和熵耗散概念上的变分原理, 能够导出傅里叶导热定律. (3) Biot的变分原理仅应用于导热和黏弹性问题的近似求解, 而熵耗散极值原理可应用于导热过程的优化等.

2.5　熵的应用

2.5.1　建立了传热学中的最小作用量原理

最小作用量原理是物理学中极为重要的原理之一, 如光学中的费马原理、力学中的哈密顿原理等. 光学与经典力学中的最小作用量原理都仅应用于可逆过程. 对于包括导热和质扩散等线性输运的不可逆过程, 昂萨格提出了最小能量耗散原理. 他把热力学力与热力学流的点积定义为熵产率, 认为它是各种线性输运过程不可逆性统一的量度. 通过对熵产率之半的变分可导出傅里叶导热定律、费克定律和牛顿黏性定律等线性输运定律. 然而一些学者研究发现, 基于上述熵产分析所导出的傅里叶导热定律, 要求热导率必须与绝对温度的平方成反比. 这显然与实际情况不符, 所以Gyaramati和Finlayson[10,11]采用熵产加权的办法后才能导出傅里叶导热定律. 程新广等人[9]基于新物理量——熵, 提出了导热问题的变分原理; 华钰超等人[12,13]则建立了线性输运过程的最小作用量原理: 线性输运过程中的力(势的梯度)与流的乘积之半就是其作用量, 它的变分就可导得相对应的输运微分方程和线性输运定律.

导热过程中熵的耗散率和熵耗散函数分别为

$$\dot{\phi}_g = -q\nabla T,$$
$$\dot{\phi}_J = \frac{q^2}{2L}. \tag{6}$$

它们之差就是作用量:

$$\delta\left[\dot{\phi}_g - \dot{\phi}_J\right] = \delta\left[-q\nabla T - \frac{q^2}{2L}\right] = 0. \tag{7}$$

把式(7)对热流密度进行变分, 可导得热流与温度的本构关系, $q = -k\nabla T$.

2.5.2　导热过程的稳定性判据

普利高津提出了最小熵产原理[14], 即线性不可逆输运过程的定态对应系统总熵产的最小值, 也就是说熵产率是导热过程的李雅普诺夫函数(Lyapunov func-

tion). 作为李雅普诺夫函数, f_{Ly}, 需要具备以下特性:

$$f_{\mathrm{Ly}} > 0,\ \frac{\partial f_{\mathrm{Ly}}}{\partial t} < 0,\quad \text{or}\quad f_{\mathrm{Ly}} < 0,\ \frac{\partial f_{\mathrm{Ly}}}{\partial t} > 0. \tag{8}$$

对于导热过程, 要求在任何扰动情况下系统总熵产率都小于0:

$$f_{\mathrm{Ly}} = \int_V \sigma_{\mathrm{S}} \mathrm{d}V = \int_V \frac{\kappa(\nabla T)^2}{T^2}\mathrm{d}V < 0. \tag{9}$$

分析表明, 要满足上述条件时要求介质的热导率与温度的平方成反比, $\kappa = l_{\mathrm{S}} / T^2$, 这不符合介质热导率的实际情况, 因此熵产率并不是导热过程的李雅普诺夫函数.

然而, 华钰超等人[12,13]可以证明, 传热过程介质的总㶲耗散率总是大于0:

$$\int_V \dot{g}\mathrm{d}V = \int_V -\mathbf{q}\cdot\nabla T\mathrm{d}V = \int_V \kappa(\nabla T)^2\mathrm{d}V > 0. \tag{10}$$

因此, 导热过程的李雅普诺夫函数是㶲耗散率而非熵产率.

2.5.3 传热过程和热系统的优化

(1) 建立了传热过程整体优化的能量法[13,15,16]

基于最小㶲耗散热阻原理和变分原理, 提出了传热过程整体优化的能量法; 针对导热过程, 在高导热材料数量给定的前提下, 导出了热导率最优分布的温度梯度均匀准则; 应用于平板太阳能集热板厚度分布的优化, 相对于均匀厚度的布局方式, 在相同的集热效率前提下, 节省铜材达30%[17]; 应用于国家"十一五"重点建设的大科学装置"中国散裂中子源"中靶体内的换热结构设计优化, 使钨靶和冷却介质的最大温升分别降低17.6%和11.5%, 提高了靶体的安全性能[18]. 上述优化结果都优于基于熵产最小的热力学优化的结果.

(2) 建立了对流换热过程优化的场协同方程[19]

基于最小㶲耗散热阻原理, 结合Pareto优化思想, 在给定泵功的条件下, 构建了对流换热过程优化的拉格朗日函数, 利用变分法导出了用于对流换热过程性能优化的速度场与温度梯度场协同的场协同方程[20,21]. 求解场协同方程还能发现层流换热和湍流换热需要不同的优化策略[21]. 根据场协同原理, 开发了不连续交叉内肋的螺旋槽换热管等换热结构. 螺旋槽换热管专利技术自2006年5月起被应用在大金公司的热水器产品上并在泰国制造厂批量生产, 大金热水器COP从4.05提高到4.59, 其中热水器贡献度为43%[22].

(3) 辐射传热过程整体优化的传热势差均匀性优化原则[23,24]

基于辐射传热过程的最小㶲耗散热阻原理, 提出了辐射传热势差均匀性优化原则, 即当辐射传热过程的㶲耗散热阻达到最小值时, 辐射传热势差场完全均匀, 辐射传热性能达到最优[25]. 该原则已应用于空间辐射器的散热量、发射率、散热面积优化分布等工程实际问题; 与导热问题的仿生优化方法相结合, 应用于圆柱状卫星侧表面的温度场均匀化设计, 与未布置高导热材料时相比, 卫星侧表面导热热阻从8.9×10^{-3}降到4.2×10^{-3} K/W[26].

(4) 换热器优化设计的温差场均匀性原理[27,28]

建立了㶲耗散热阻与换热器温差场均匀性因子间的定量关系式, 表明了㶲耗散热阻越小, 温差场均匀性因子越大. 针对热力发电循环中的凝汽(换热)器, 以㶲耗散热阻最小为目标, 研发了仿生双连树形管束式凝汽器, 先后分别在河北西柏坡电厂等6个电厂的12套装置上进行了工程示范和推广应用, 性能测试结果表明凝汽器真空度提高了0.88~1.5 kPa, 节约标煤3~4 g/(kW h)以上, 经济效益3000万元/年以上. 针对燃气供热系统中的烟气余热换热器, 研发了新型喷淋扩展表面强化换热技术, 降低了传热传质过程中的㶲耗散热阻, 并应用于北京望京蓝天烟气清洁节能示范工程和余热回收改造工程, 与现有空塔喷雾技术相比可多回收余热15%~20%[29].

2.6 㶲与熵

Bejan[30,31]以黏性流动和传热引起的总熵产率最小作为优化准则, 研究了传热元件的最优几何结构, 以及换热器和换热系统中参数的优化等问题. 他把熵产最小化称之热力学优化方法. 随后, 很多学者就把熵产最小作为准则函数对不同类型的传热过程进行优化[32,33].

可是早在1970年代, Gyarmati[11]和Finlayson[10]的研究就已表明, 基于非平衡热力学原理的熵产变分并

不能导出傅里叶线性导热定律. Bertola和Cafaro[34]则发现, 当满足Onsager倒易关系式时, 只有在广义流(如热流)为零时, 最小熵产原理才能成立. 此外, 在分析逆流换热器的性能时, 存在所谓的"熵产悖论"[35], 即当效能小于0.5时, 随着传热单元数的增加, 逆流换热器的效能增加, 熵产数不是减小而是增加. 文献[36,37]基于㶲耗散热阻和㶲耗散数的概念对两股流换热器进行了分析, 随着㶲耗散热阻和㶲耗散数的减小, 换热器效能是单调增加的, 不会产生悖论. 㶲理论和熵理论的多种差别列于表1, 从而表明, 㶲是传热学中的特征物理量, 熵是热力学中的特征物理量. 梁新刚等人[38]写的专著则系统介绍了传热学中的㶲理论及其应用.

2.7　有关㶲理论的学术争议

一个新理论的提出必将引起学界的争议, 而正常的学术争论能促使科学和技术的发展. 有关㶲理论的质疑主要有: (1) 热力学中的熵产或㶲损失是任何过程(包括传热过程)不可逆性的量度, 所以不需要新的物理量㶲[39~41]; (2) 㶲理论未提供新的东西, 例如熵产率乘热力学温度平方就等于㶲耗散率, 甚至认为㶲理论是抄袭熵理论和构型理论[41~43]; (3) 介质的热量传递能力是热力学温度, 而不是㶲, 因为它是与热力学温度平方成正比的[41,44]; (4) 㶲不具有能量的量纲, 㶲的耗散到哪里去了[39,44,45]; (5) 热电比拟回到了已被抛弃了的热素说, 而且还违反热力学第二定律[39,44,45]; (6) 对流换热的场协同原理是复制了"热线"的概念[46].

对于上述质疑, 进行相应的回复和反驳的观点为: (1) 熵产率或㶲损失率只适用于与热功转换相关的传热过程不可逆性的量度, 㶲耗散率是无热功转换的传热过程不可逆性的量度[47~49]; (2) 除热导率外, 㶲耗散率只与温度梯度有关, 熵产率不仅与温度梯度有关, 还与温度有关. 此外, 用㶲耗散率作为优化判据时的传热过程性能好于用熵产率作为优化判据, 所以它们是两个完全不同的物理量[47,48]. 㶲理论在传热过程优化目标、特征温差、优化判据和原理等方面与构型理论都是不同的, 指责抄袭是毫无根据的[47,48]; (3) 热力学温度是介质某时刻的热量传递能力, 而㶲则是介质某时间段内的热量传递能力[3,4]; (4) 㶲具有能量的含义, 它是热质势能的简化表达式, 㶲(即热质能)的耗散成为另一种形式的能量(猜想是暗能量)[47]; (5) 热电比拟中, 在传递过程中热量具有质量的特性, 称热质, 它不同于历史上的热素说. 前者是具有相对论性的动质量, 后者是没有质量的流体[47]. 在热电比拟中, 不涉及热量与其他形式能量的转换, 所以根本不存在违反热力学第二定律的问题[50]; (6) "热线"的功能是把对流换热的路径可视化, 而场协同的功能则是揭示传热强化的物理机制, 从而能指导开发传热强化的装置[51,52].

3　热质与热质能

3.1　为什么要重新审视热量的本质

追求热与冷现象本质的目的可能是人类最初对自然法则的追求之一[53]. 关于热的本质的认识, 历史上曾有过激烈的争论[54,55]. 它们可归结为两类: 一类是热质说, 认为热是一种没有重量的流体物质, 并可从高温物体流向低温物体, 但其数量是守恒的; 另一类是热动说, 认为热是物体组成粒子无规运动的结果, 是一种特定形式的能量. 热质说在18世纪下半叶达到鼎盛时期. 但是到了19世纪40年代, 在焦耳精确测量了热功当量和建立了能量守恒与转化定律之后, 热质说逐渐衰落, 而热动说为大家所公认. 然而, 随着高科技的发展, 如脉冲激光的加热、超高频计算机芯片的发热、碳纳米管等低维材料中的导热, 传热学中核心定律的傅里叶导热定律不再适用[56~58], 这是传热学学

表 1　㶲理论和熵理论对照表

Table 1　Comparison of the entransy theory and the entropy theory

理论	熵理论	㶲理论
定义	熵: $S = S(P, T)$ 熵产: $S_g=k(\mathrm{d}T/\mathrm{d}x)^2/T^2$	㶲: $G = G(T)$ 㶲耗散: $G_d=k(\mathrm{d}T/\mathrm{d}x)^2$
物理意义	熵: 系统输出热量作功的能力 熵产: 热功转换的不可逆性的量度	㶲: 系统传递热量的能力 㶲耗散: 热量传递的不可逆性的量度
目的	优化热功转换过程	优化热量传递过程

科发展面临的另一个挑战. 与其他学者对傅里叶导热定律进行修改的方法不同, 我们则是从重新审视热量的本质出发进行研究热量传递的规律. 由于傅里叶导热定律是基于热动说的观点发展而来的, 以下几方面的原因表明需要重新审视热量的本质.

(1) 基于傅里叶导热定律($q=-k\nabla T$)的导热微分方程是抛物型的, 因此会出现热扰动的传播速度无穷大的非物理现象. 这种缺陷历史上曾吸引了大量学者进行研究, 试图从理论上改进傅里叶导热定律. 最早是由Cattaneo[59]和Vernotte[60]提出的新的热流定律, 称为C-V方程:

$$q+\tau\frac{\partial q}{\partial t}=-k\nabla T, \tag{11}$$

式中, τ为驰豫时间. 此新的热流定律与热量守恒方程结合, 就可得到有阻尼的双曲型导热波动方程为

$$\frac{1}{\alpha}\frac{\partial T}{\partial t}+\frac{1}{c_t^2}\frac{\partial^2 T}{\partial t^2}=\nabla^2 T, \tag{12}$$

式中, $\alpha=K/(\rho c_p)$为热扩散系数, $c_t=\sqrt{\alpha/\tau}$为波速, 因此热扰动的传播速度是有限值. Tzou[61]则提出了热流矢量和温度梯度矢量两个相延迟时间的双相延迟模型. 然而Körner和Bergmann[62]指出, 基于C-V模型的导热波动方程会产生负温度的非物理现象.

(2) 热量的波动传递本身就表明热量可以自动地从低温走向高温处, 这将违反热力学第二定律. Jou等人[63]也指出, 由于傅里叶导热定律中没有考虑热流的惯性, 波动方程在某些情况下会出现负的熵产, 这亦与热力学第二定律相矛盾.

(3) 在导电、扩散和流动传递过程中, 电能或机械能在传递过程中由于过程的不可逆而耗散为热能[13]. 但是导热过程则不同, 热量在传递过程中是守恒而无耗散的. 从文献[3]的热电比拟表中也可看到, 在传递过程中热量是与电量和质量相对应的, 这些都表明了在传递过程中热量不再具有能量的特性了.

(4) 麦克斯韦在1871年出版的《热的理论》[64]中, 设想了一个具有特殊功能的精灵(后来被开尔文称之为麦克斯韦妖[65]), 他不需要消耗功就能把热量从低温处搬运到高温处, 这显然与热力学第二定律相矛盾. 140多年来吸引了很多不同领域的学者研究挑战热力学第二定律的麦克斯韦妖问题. 后来很多学者只是通过信息是负熵, 以及不可逆产生信息引起的熵产分析来证明麦克斯韦妖问题并不违反热力学第二定律[66,67]. 由于他们把热量视作为能量, 所以麦克斯韦妖系统中的热量(能量)是守恒的, 从而无法采用能量守恒分析麦克斯韦妖问题是否违反热力学第二定律.

3.2 热质与热子气

3.2.1 热质

热量作为一种能量是否具有质量的特性前人已有论述. 例如, 爱因斯坦认为, “所有能量都会抵抗运动的变化; 所有能量都表现得像物质一样……一块铁在红热时比冷时更重”[68]. 费曼在其物理学讲义中也提到类似的结论[69]: “气体被加热后分子运动速度增加, 所以质量也会增加, 气体会变得更重”, 他还给出了计算公式, 即气体增加的质量等于其动能除以光速的平方. 这些都表明爱因斯坦的质能方程同样适用于热能这种能量形式.

爱因斯坦在他的狭义相对论中给出了质能关系式为

$$E=Mc^2=\frac{M_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}}c^2=\frac{E_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \tag{13}$$

式中, M是运动物体的质量, 称动质量, M_0是物体静止时的质量, 称静质量, c是光速, v是物体宏观运动速度, E是运动物体的能量, E_0是静止物体的能量. 当物体宏观运动速度远小于光速时, 通过式(13)级数展开分别得到由于运动而引起物体的质量增量:

$$M_k=M-M_0\cong\frac{E_k}{c^2}, \tag{14a}$$

式中, $E_k=E-E_0\cong\frac{1}{2}M_0v^2$. 由于爱因斯坦的质能关系同样用于热能, 所以$E_k=E_h$就是固体介质中分子或晶格无规运动的能量——热能. 因此, 上式可改写为

$$M_h=\frac{E_h}{c^2}=\frac{MCT}{c^2}=\rho_h V, \tag{14b}$$

式中, E_h是物体的热能, M_h是物体中热能的等效质量, 故称为热质, 常数C是物体的比热, ρ_h是单位体积中的热质, 称热质密度.

3.2.2 热子气[70]

对于单个静质量分子热运动具有的动能, 我们同样可以定义它具有的热质量, 并把其看作为一个粒子,

称为“热子”, 所以热子是能量子. 气体中所有的热子形成了热子气[71,72]. 介电体中的声子也是能量子, 声子也具有热质量(现有声子理论中声子只有静质量的概念), 因此, 声子气实际上也是热子气.

类似于光子, 热子没有静质量, 但热子又区别于光子, 它不能脱离静质量粒子而独立存在. 物体中的热质量就是所有分子具有的热质量之和, 物体的总质量就等于其静质量与热质量之和. 热量在介质中的传递过程实际上就是热子气在以静质粒子为骨架的多孔介质中的流动, 其流动速度: $u_h=q/\rho CT$, ρ, C和T分别是介质材料的密度、比热和温度. 鉴于以下两个前提: (1) 热子气的流动速度远小于光速; (2) 热子气的动力学变量远大于普朗克常数h, 我们就能够使用牛顿力学来描述热子气的流动规律. 根据流体力学原理, 建立了热子气流动的热质连续方程和热质动量守恒方程[70~73]:

$$\frac{\partial \rho_h}{\partial t}+\nabla\cdot(\rho_h u_h)=0, \tag{15}$$

$$\rho_h\frac{\mathrm{D}}{\mathrm{D}t}u_h+\nabla P_h+f_h=0, \tag{16}$$

式中, f_h是热质运动的阻力项, 可以由多孔介质渗流的达西定律给出热质阻力的表达式.

3.3　普适导热定律

结合方程(15)和(16), 经过整理在一维条件下可得到[55~58]:

$$\tau_{\mathrm{TM}}\frac{\partial q}{\partial t}-l\rho C\frac{\partial T}{\partial t}+l\frac{\partial q}{\partial x}-bk\frac{\partial T}{\partial x}+k\frac{\partial T}{\partial x}+q=0. \tag{17}$$

这是以温度和热流表示的热质动量守恒方程, 它就是普适导热定律. 其中第一和第二项是时间惯性力, 第三和第四项是空间惯性力, 第五和第六项分别是驱动力和阻力. 它是一个有阻尼波动方程, 热波的传播速度是有限的, 从而解决了傅里叶定律导致热扰动速度无限大的悖论. 而且在热波传递过程中热量从低温传至高温, 实际上是热质从低压流向高压, 其物理机制是热质动能转化为热质势能, 所以不违反热力学第二定律.

当忽略方程(17)中热质运动的空间惯性力项和部份时间惯性力项后, 将退化为C-V方程. 当忽略所有惯性力后, 方程(17)将退化为傅里叶导热定律. 傅里叶导热定律的物理本质是热质驱动力与阻力的平衡. 普适导热定律揭示了热波等非傅里叶现象的物理本质, 并可应用于纳米材料、超快速加热、极高热流密度等多种极端导热条件下的热分析和热设计.

空间惯性力的作用将导致材料热导率偏离其本征热导率. 我们在76 nm厚度的金纳米薄膜、5 K低温环境、10^{10} W/m^{2}条件下测量到了这种偏离. 图1为测得的金属纳米薄膜平均温度随加热功率的变化曲线, 其中$\Delta T_{\max}$是实验值和傅里叶导热定律预测值的最大偏差. 结果显示, 实验值与普适导热定律的预测值符合较好, 从而初步证实了热质惯性作用的存在, 也为热质理论的正确性提供了实验证据.

3.4　热的“能、质”二象性

从热量传递过程中的不可逆性也能看到热量具有质量的特性, 因为流体质量在多孔介质传递过程中, 质量守恒, 机械能则要耗散而减少; 在导电体的导电过程中, 电荷守恒, 静电能则要耗散而减少. 然而在传递过程中热量与其他能量不同, 它守恒而不耗散, 即在传递过程中热量具有质量特性. 因此, 热量的本质可重新认识为: 热量具有“能、质”二象性[74]; 当热量与其他形式的能量转换时, 热量具有能量特性, 热量在自身传递过程中, 热量具有质量的特性.

由于长期以来认为热量的本质只是能量, 所以传热学文献中都是把热量看作能量, 例如把导热微分方程称为能量方程, 方程中元体内能的变化等于它与外界交换的热量[75~77]. 需要说明的是, 把热量看作能量

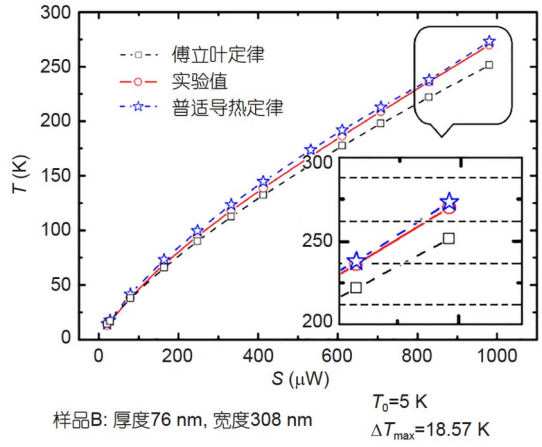

图 1　实验结果与傅里叶导热定律、普适导热定律预测结果的对比图[73]

Figure 1　Comparison of the experiments with the Fourier law and the general law of heat conduction [73].

虽然不影响导热微分方程分析的正确性, 但存在以下不足之处: (1) 看不到在传递过程中热量与其他形式的能量不同; (2) 无法采用能量法分析和建立相应的最小作用量和其他极值原理; (3) 在无热功转换的导热方程中应用热力学第一定律和内能等词汇, 容易引起传热学属于热力学范围的误会.

3.5 热质能与熵

热子气即热质流体在多孔介质中的流动(导热过程)中具有动能, 即热质动能. 热质密度和热质动能密度的表达式为

$$\begin{aligned} &\frac{Q_{Vh}}{c^2V}=\rho_h=\frac{\rho CT}{c^2},\\ &e_{hk}=\frac{E_{hk}}{V}=\frac{1}{2}\rho_h u_h^2=\frac{1}{2}\frac{q^2}{\rho CTc^2}. \end{aligned} \tag{18}$$

热质在热势场中具有势能密度和势能:

$$\begin{aligned} &e_{hp}=\frac{E_{hp}}{V}=\frac{1}{2V}\left(\frac{Q_{Vh}}{c^2}c_vT\right),\\ &E_{hp}=\frac{1}{2}\left(\frac{Q_{Vh}}{c^2}c_vT\right), \end{aligned} \tag{19}$$

式中, c_vT是热质的势, 比热c_v是常量. 热质势能同样可以通过比拟法得到. 表2列出了传热过程中热质流体的流动与静质流体在多孔介质中流动相对应的物理量. 其中, $\frac{Q_{Vh}}{c^2}$是热质, c_vT的量纲与重力势的量纲相同; $\dot{m}_h$是热质流体密度. 通过对比可以发现: 在传热过程中所缺少的是与多孔介质流动过程中重力势能相对应的物理量, 所以我们可引入一个新物理量来描述热质在热场中的势能, 即热质势能, $E_{hp}=\frac{1}{2}\left(\frac{Q_{Vh}}{c^2}c_vT\right)$, 它具有能量的量纲, 在热量传递过中, 热质动能和热质势能可以相互转换.

在热质势能的表达式(19)中去掉介质的比热和光速平方的参数后得到的物理量[15]:

$$G=\frac{1}{2}Q_{Vh}T, \tag{20}$$

就是不可压介质的熵, 也就是说, 熵是热质势能的简化表达式. 这表明熵的物理本质是能量. 能量的重要特征是: (1) 描述广延量运动或传递的能力; (2) 在不可逆的传递中一定有耗散; 熵具有这些特征, 进一步表明了熵是热质势能的简化表达式.

热质理论不仅从本质上揭示了熵的物理意义, 而且还表明热质理论和熵理论是统一的, 前者侧重描述了能量的转换特性(热质势能转换为动能), 后者则侧重描述了能量的耗散特性(热质能耗散为另一种品位较低的能量), 但它们都满足能量的可加性和守恒特性.

4 相对论性动质能

上文已提到, 由于运动而引起物体的质量增量为[69]

$$M_k=M-M_0\cong\frac{E_k}{c^2}, \tag{21}$$

式中, E_k是物体的动能, M_0是物体的静质量, M是相对论性质量. Mc^2被称为相对论性能量(其中包括静质量转换的能量). 为了分析热质相对于静质骨架的运动, 我们把运动引起物体增加的质量M_k称为相对论性动质量, 以区别于相对论性质量M. 当M_k具有定向运动速度时, 它具有的动能M_ku^2被称为相对论性动质能, 以区别于相对论性能量Mc^2.

由于爱因斯坦的质能方程同样适用于包括热能的任何形式的能量, 故有热质的表达式为

表 2 传热过程与多孔介质中流动过程对照表

Table 2 Comparison of the heat transfer process and the flow process of porous media

	热质 (kg)	热质势 (J/kg)	热质势能 (J)	傅里叶定律 (kg/(s m^2))
传热过程	$\frac{Q_{Vh}}{c^2}$	CT	$\frac{1}{2}\left(\frac{Q_{Vh}}{c^2}c_vT\right)$	$\dot{m}_h=-\frac{k}{Cc^2}\frac{\mathrm{d}(CT)}{\mathrm{d}n}$
	质量 (kg)	重力势 (J/kg)	重力势能 (J)	达西定律 (kg/(s m^2))
多孔介质中流动过程	M	Hg	$MHg/2$	$\dot{m}=-K\frac{\mathrm{d}(Hg)}{\mathrm{d}n}$

$$M_h = \frac{E_h}{c^2} = \rho_h V. \tag{22}$$

所以热质是一种相对论性动质量. 上文中, $E_{hk} = \frac{1}{2}\frac{q^2 V}{\rho C T c^2}$是热质运动时的相对论性动质动能, $E_{hp} = \frac{1}{2}\left(\frac{Q_{Vh}}{c^2} c_v T\right)$是热质在热场中的相对论性动质势能. 下面讨论其他形式的相对论性的动质能.

4.1　普适黏性定律和机械能质能

对于泥浆、高分子熔体、生物质流体等流动现象, 不能用牛顿黏性定律描述, 而流变学则是研究非牛顿流动规律的学科[78~80]. 非牛顿流体的本构模型可以通过力学比拟的方式提出, 认为非牛顿流体的性质介于固体与流体之间, 即既有流体的黏性特性又有固体的弹性特性. 我们则采用能质和能质能的概念分析非牛顿流动现象.

4.1.1　流体动量扩散和能量扩散定律[81]

牛顿黏性定律指出流体微元的应力与应变率成正比:

$$\tau = \mu \dot{\gamma}, \tag{23}$$

式中, τ指应力, $\dot{\gamma}$是应变率, μ是黏性系数. 另一方面, 牛顿黏性定律亦可视为动量输运过程的线性定律, 在一维情况下可以写成:

$$\tau = -\mu \frac{\partial u}{\partial y}. \tag{24}$$

此时, 速度梯度即为应变率, τ的物理意义是分子扩散引起的动量流.

图2所示的一维稳态剪切流动中, 平行于流体速度的截面A-A, 由于分子在y方向的热运动速度在相空间是均匀分布的, 所以单位时间内自上而下, 以及自下而上穿过该平面单位面积的分子数是相等的. 但由于单位时间内自上而下与自下而上的分子所携带的x方向的动量不同, 其差值就形成了y方向的动量流:

$$q_m = \tau = -\dot{m}_d \left[u\Big|_{y_A + l} - u\Big|_{y_A - l} \right], \tag{25}$$

式中, $\dot{m}_d$是单位时间从一侧穿过某截面的分子流量, u是流体在x方向的宏观速度, l是分子的平均自由程. 由于分子平均自由程通常远小于流体宏观性质的变化尺度, 所以式(25)可以线性近似为动量扩散定律:

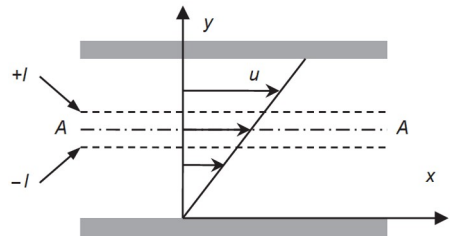

图 2　一维稳态剪切流动示意图
Figure 2　One-dimensional steady-state shear flow.

$$q_m = -\dot{m}_d \cdot 2l \cdot \frac{\partial u}{\partial y}\Big|_{y_A} = -\mu \frac{\partial u}{\partial y}\Big|_{y_A}. \tag{26}$$

伴随着流体动量的扩散, 也必然存在流体x方向的动能在y方向的扩散:

$$q_k = -\frac{1}{2}\dot{m}_d \left[u^2\Big|_{y_A + l} - u^2\Big|_{y_A - l} \right]. \tag{27}$$

同样, 在平均自由程的尺度范围内流体速度分布可近似为线性的, 所以式(27)可以近似为

$$q_k = -2\dot{m}_d u l \frac{\partial u}{\partial y}\Big|_{y_A} = -\mu_k \frac{\partial (u^2)}{\partial y}\Big|_{y_A}. \tag{28}$$

这就是流体动能扩散定律, 其中动能黏性系数$\mu_k = \mu / 2$, 是动量黏性系数的一半.

4.1.2　机械能质及其守恒方程

与热质理论类似, 介质微元整体定向运动所具有的动能, 也具有动质量, 可以称为机械能质. 机械能质密度为

$$\rho_k = \frac{1}{2}\frac{\rho u^2}{c^2}. \tag{29}$$

将动能流除以光速平方, 即得到机械能质气流q_k. 机械能质守恒方程为

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \nabla \cdot \frac{q_k}{c^2} = \phi = \frac{1}{c^2}\tau \nabla \cdot u, \tag{30}$$

式中, ϕ为能质耗散函数. 因为在黏性流动中, 流体的机械能的传递会产生黏性耗散, 所以在质量控制方程中引入了能质耗散函数. 类似于热子气, 机械能质气的迁移速度定义为

$$u_k = \frac{q_k}{\rho_k} = \frac{2\tau}{\rho u}. \tag{31}$$

机械能质气压力表达式也可以类比热质压力得到. 在热质理论中, 热质压力等于热质密度ρ_h乘以CT, 后者与热波速度的平方成正比. 在机械能质理论中, 可以将压力定义为

$$p_k = v_s^2 \cdot \frac{1}{2}\frac{\rho u^2}{c^2} = v_s^2 \cdot \rho_k, \tag{32}$$

式中, 压力p_k是单位体积的机械能质能, v_s表示剪切波的传播速度. 流体中的剪切波速与流体的物性有关, $v_s^2 = \mu/\rho\lambda$, 其中, λ是流体的驰豫时间. 基于以上分析, 可以写出机械能质的动量守恒方程:

$$\rho_k \frac{\partial u_k}{\partial t} + (\rho_k u_k \cdot \nabla) u_k + u_k \Phi + \nabla p_k - f_k = 0. \tag{33}$$

将式(29), (31)和(32)代入式(33), 结合连续介质理论中的加速度方程可得

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} + \frac{3\tau}{\rho u}\nabla \tau + \frac{\mu}{\lambda}\nabla u - \frac{c^2 f_k}{u} = 0, \tag{34}$$

式中, 第一、二项为惯性力项, 第三项为驱动项, 第四项为阻力项. 第一惯性力项是时间惯性效应的一部分, 第二惯性力项为时间惯性和空间惯性的组合项.

4.1.3 能质理论与线性黏弹性本构方程

机械能质动量控制方程式(34)中前三项的形式已经确定, 阻力项需要与经典定律相比较来确定. 保留不同的惯性项, 就可以得到流变学中各种本构方程.

(1) 牛顿黏性定律

当忽略所有惯性力时, 动量守恒方程(34)回归到牛顿黏性定律, 可得:

$$f_k = \nabla p_k = \frac{\mu}{\lambda c^2} u \nabla u = -\frac{1}{\lambda}\frac{u\tau}{c^2} = -\frac{1}{\lambda}\frac{q_k}{c^2}. \tag{35}$$

这样, 阻力与能质流成正比, 与热质理论中阻力与热流成正比的关系一致. 这也再次说明了牛顿黏性定律与傅里叶导热定律的内在联系, 即阻力都与流成正比关系. 二者的区别在于, 牛顿黏性定律描述了介质微元的定向动能质输运, 傅里叶导热描述的是微元内部分子无规则运动的动能质, 即热质的输运.

(2) Maxwell模型

将式(35)定义的阻力代入式(34), 忽略第二惯性项, 可得Maxwell模型:

$$\lambda \frac{\partial \tau}{\partial t} + \tau = -\mu \nabla u. \tag{36}$$

Dong[82]还进一步研究了在纳尺度条件下非傅里叶导热和非牛顿流动之间的相似性.

4.2 麦克斯韦妖和信息能

英国物理学家麦克斯韦在1871年出版《热的理论》的教科书中, 介绍了一个充满温度和压力处处均匀气体的容器, 容器中间的一个隔板把它分成A, B两个区域, 隔板上有一个小孔. 有一个被称之为麦克斯韦妖的精灵能让快速分子从A区到B区, 而让慢速的分子从B区到A区, 这样就不需要外部输入功就能使B区的温度高于A区, 这显然与热力学第二定律相矛盾. 多年来吸引了很多不同领域的学者讨论和研究麦克斯韦妖问题[67,83].

由于麦克斯韦妖系统中的常规能量是守恒的, 所以很多学者都只能通过不可逆过程, 即信息产生过程的熵产分析, 来证明麦克斯韦妖问题并不违反热力学第二定律. 事实上, 通过可逆过程的相对论性动质能的守恒分析, 也可表明麦克斯韦妖问题不违反热力学第二定律.

4.2.1 热力学中熵与能量的对应关系[84]

热力学第二定律的克劳修斯表述告诉我们, 热量不能自发地从低温转移至高温处. 以热泵为例, 需要从外界输入功量, 才能把热量从低温转移至高温处, 此时从低温处输出的热量必然小于输入高温处的热量. 现在, 我们设想通过某个自动化的可逆能量转换系统, 只是把一定数量的热量Q从低温T_l转移至高温T_h处(从低温处输出的热量等于输入高温处的热量). 从常规能量角度分析, 当然就不需要功输入. 但是从熵角度分析, 从低温处输出的熵量Q/T_l总是大于输入高温处的熵量Q/T_h, 所以相当于需从外部输入负的熵量$(Q/T_h - Q/T_l)<0$. 然而从热质能量角度分析, 从低温处输出的热质能量QT_lC/c^2则总是小于输入高温处的热质能量QT_hC/c^2, 其中 C是比热. 这样, 相当于从外部输入了正的热质能量$(QT_hC/c^2 - QT_cC/c^2)>0$. 这证实了输入的负熵量所对应的是输入的正的热质能量.

将一定数量的热量从低温热源转移到高温热源处而不需要外功输入还可以通过热机-热泵联合循环来实现[85,86], 它相当于一个温度变换器(类似于变压器),

在循环中满足相对论性动质能的守恒定律.

4.2.2　麦克斯韦妖与信息能

考虑如图3所示的一个改进的气体系统[84]. 容器中具有一块带有两个阀门的隔板, 它把容器分为两个体积为1 m^3的充满压力和温度均匀的空气的空间, 空气的初态为温度273 K和压力1 bar. 系统中有两个麦克斯韦妖α和β, 它们能精确判别分子的速度值和分子的数目. 其中麦克斯韦妖α专门让速度500 m/s的分子从A区通过阀门a进入B区. 而麦克斯韦妖β则专门让速度为100 m/s的分子从B区通过阀门b进入A区. 设定分子只能单个地通过阀门, 以保证过程是可逆并且两个区内的空气一直处于热力学平衡态. 此外, 还设定两个阀门同时有一个分子通过, 以保证两个区内的空气都是定质量系统.

由于从A区通过阀门a进入B区分子的动能大于从B区通过阀门b进入A区分子的动能, 所以有净热量从A区转移至B区, 从而导致B区的温度高于A区的温度. 与之同时, 从低温A区输出的熵流必然大于输入B区的熵流, 因而导致整个空气系统的熵减少了. 由于孤立系统(含麦克斯韦妖和气体)中的可逆过程不会引起系统熵值的变化, 所以系统的熵减是麦克斯韦妖提供的信息所导致的, 因此信息携带的是负熵量. 由于从低温A区输出的净热量等于输入B区的净热量, 即满足常规能量的守恒定律. 然而, 从低温A区输出的净热质能量必然大于输入B区的净热质能量, 因而系统中的热质能增加了. 由于相对论性动质能的守恒也必须满足, 从而表明麦克斯韦妖提供信息的同时还提供了信息能, 它也是与常规能量不同的另一种相对论性动质能, 文献[84]中还进行了一些定量分析, 同样证明了与熵相对应的不是常规能量(即熵与温度T相乘), 而是相对论性动质能, 即热质能(熵与CT^2/c^2相乘).

虽然无法计算此时麦克斯韦妖所提供的信息和所携带的信息熵和信息能的具体数值, 但是由于相对论性动质能必须守恒, 也就是说输入信息的同时, 也伴随着输入了信息熵(负熵)和信息能, 如图4所示. 由于麦克斯韦妖问题不仅要满足常规能量的守恒, 还应满足相对论性动质能量的守恒, 所以通过可逆的相对论性动质能量的守恒分析, 就可表明麦克斯韦妖并不违反热力学第二定律.

4.3　暗能量

宇宙学的里程碑式发展起源于爱因斯坦在1915年提出了著名的广义相对论场方程[87], 在20世纪末, 人们对宇宙膨胀又有了新的认识. 对标准烛光的Ia超新星亮度的观测以及宇宙微波背景辐射发现了宇宙加速膨胀的现象. 2013年欧空局用于测量宇宙微波背景辐射的普朗克卫星给出了较为精确的宇宙构成: 4.9%的可见物质(宇宙中所有的恒星、原子气体、星系团高温气体等)、26.8%的暗物质和68.3%的暗能量构成的[88,89].

由于暗能量的能量密度极小, 所以目前用于观测宇宙大尺度结构、微波背景辐射、引力透镜效应等诸多大实验装置都还没有找到暗能量存在的直接证据, 关于暗能量的本质和起源也是众说纷纭. 真空能是解释暗能量本质的候选者之一[90], 另外也有研究者认为可以在宇宙学状态方程中引入一种标量场, 用于解释宇宙加速膨胀[91].

上述各种暗能量的理论都来自于对天体物理的研究, 王海东和过增元[92]则是从地球上的自然现象出发,

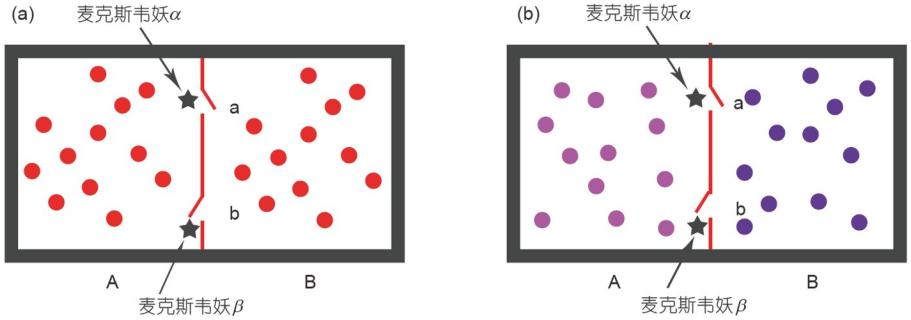

图 3　(网络版彩图)改进的麦克斯韦妖系统[84]
Figure 3　(Color online) Improved Maxwell's demon [84].

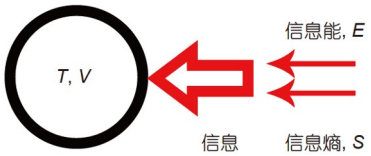

图 4 (网络版彩图)信息、信息熵与信息能流动示意图[84]
Figure 4 (Color online) Flow of information, information entropy and information energy [84].

提出了关于暗能量来源的猜想.

4.3.1 地球上的暗能量

根据前面的论述可得到介质中的热质能与热能之比为

$$\varepsilon = \frac{E_{hp}}{Q_{Vh}} \cong \frac{c_v T}{2c^2}, \tag{37}$$

由于等式右边分式的分母上有光速的平方, 所以热质能与热能相比非常小. 以1 kg的氮气为例, 其比值约为8.24×10^{-12}. 所以从能量的数量角度看, 在地球上热质能显然没有实际的使用价值. 但是对于分析传热过程, 如前所述热质能是一个重要的物理量.

有一个小插曲让我思考热质能是否还有其他应用价值. 那是21世纪初在华北电力大学召开的传热年会上我与重庆大学曾丹苓教授的学术交流. 她先问我: "传热过程中熵的耗散到哪儿去了", 问题的含意是, 熵耗散是"不知去向", 当时我回答不了. 接着我向她请教了一个问题: "传热过程中的熵产是从哪儿来的", 问题的含意是, 熵产是"无中生有", 当时也没有答案. 此外, 文献中关于传热过程中熵平衡方程的概念也有不确切的地方.

$$\frac{\partial s}{\partial t} = -\nabla\left(\frac{q}{T}\right) + q\nabla\left(\frac{1}{T}\right), \tag{38}$$

式中, 左边是微元体中熵随时间的变化, 右边第一项是进入微元体的净熵流, 右边第二项是微元体中的熵产率. 严格地讲, 称为"平衡"方程则要求等式两边的物理量具有同样的性质. 但是, 式(38)中的熵产率的性质显然与熵和熵流不同. 对于数量上相等而性质不同的物理量间的关系应称为守恒方程. 例如, 热力学第一定律中热量和功量的性质不同, 又如导电过程的能量守恒方程中, 静电能和因电能耗散形成热能的性质不同. 同样, 熵平衡方程的概念也是不确切的, 因为其中的熵耗散率的性质显然与熵流不同.

由于熵是热质势能的简化表达式, 可以把熵平衡方程以能量形式表示:

$$\frac{\partial e_{hp}}{\partial t} = -\nabla\cdot(\dot{e}) + \dot{\phi}_e, \tag{39}$$

式中, 左边就是微元体中热质能随时间的变化, 右边第一项是进入微元体的净热质能流, 右边第二项是微元体中的热质能耗散率. 根据能量在不可逆传递过程中将耗散为更低品位的另一种形式的能量, 式(39)中$\dot{\phi}_e$应是一种比热质能品位更低的, 未知形式能量的产生率, 因此式(39)就是能量守恒方程. 由于熵耗散本质上是热质能的耗散, 所以熵耗散的"去向"就是产生了一种比热质能品位更低的未知形式能量.

地球上的热质能绝对数量极小, 难以被直接测量, 因此由热质能耗散形成的未知形式能量也无法被直接识别或探测, 故可称为地球上的"暗能量". 但当我们把视线投向宇宙尺度, 由于宇宙形成初期的温度极高, 热质能与静质能在数量级上可以相当, 甚至更大. 此时热质能耗散形成的未知形式能量也将很大而不能被忽略.

4.3.2 宇宙中的热质能

宇宙大爆炸理论是目前被普遍接受的宇宙学模型[93], 大爆炸的观点认为宇宙在过去的有限时间之前, 由一个密度极大、温度极高的奇点爆发演变而来. 图5显示了宇宙大爆炸后时间和温度的演化过程. 其中, $\varepsilon = E_{hp}/Q_{Vh}$是热质能与热能之比. 可以看到在大爆炸初期, 宇宙中心奇点的温度极高, 达到10^{32} K, 此时宇宙处于密度和温度极高的相态, 能量密度极大, 原子、电子等基本粒子都尚无形成. 此时热质能远大于热能, 其比值ε达到10^{18}; 随后宇宙膨胀, 温度和密度迅速下降, 热质能同热能的比值也迅速下降, 形成各种基本粒子.

在宇宙大爆炸的演化过程中, 各种高能物质和粒子之间必然发生热量的传递和转换, 而在热量传递过程中热质能将耗散为品位更低的其他形式的新能量, 它有以下几个特点: 充满宇宙空间、能量密度极低但总量巨大、具有斥力(负压力)特性、随时间演化不断累积增加. 上面几个特点与宇宙中的暗能量属性相符合, 因此可以合理地猜测热质能耗散形成的另一种能

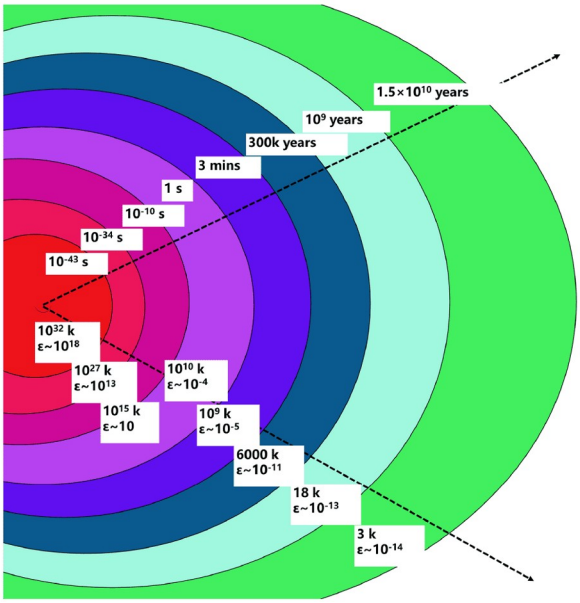

图 5　(网络版彩图)宇宙大爆炸的时间和温度演化示意图[94]
Figure 5　(Color online) Evolution of time and temperature after the Big Bang [94].

量就是暗能量.

5　新能量学

5.1　能量学(energetics, 原译为唯能论)[83]

19世纪40年代，能量守恒定律作为自然界的普遍规律被确立起来并获得广泛应用．以德国物理化学家奥斯特瓦尔德(Ostwald)和马赫(Mach)为首形成了一个唯能论(energetics)学派，认为能量是唯一真实的实在，物质并不是能量的载体，而只是能量的表现形式；一切事物都可归结为“能量及其转化的各种表现”，即认为所有物理现象都可用能量理论来解释，从而否定原子的客观实在性．另一个是以奥地利物理学家和哲学家玻耳兹曼(Boltzmann)为首的“原子论”学派．他们的观点是，当代原子理论能够对于所有的力学现象给出合理的图象，以分子运动规律探究热力学底下的微观层次中的原子机制．在20世纪初，由于原子的发现和玻尔兹曼气体分子动理论的建立，最终以原子论战胜唯能论结束了这场学术之争．虽然原子论得到了认可，不幸的是, 这场学术之争竟导致意气用事, 甚至于人身攻击，导致了玻尔兹曼在1906年自杀于他所钟爱的杜伊诺(Duino)小城.

在历史上导致唯能论逐渐消失的另一个重要因素是: 能量守恒律能够否定第一类永动机, 但不能否定第二类永动机，从而导致了热力学第二定律的形成和引入了新的物理量——熵．进入20世纪以后，熵这个物理量变得越来越重要，这是因为它有以下功能: (1) 熵是热力学第二定律数学表述; (2) 热力学系统平衡的判据中都含有熵; (3) 熵是时间之矢, 代表系统的无序度; (4) 熵产率是各种过程不可逆性的度量, 并作为过程性能优化的判据. 从而熵在能源/物理/化学/信息/材料/生物等领域得到了广泛应用．借助于能与熵两个态函数, 热力学第一定律和第二定律奠定了热力学宏伟大厦的基础. 同时也提出了这样一个引人注目的问题: 能与熵作为重要的物理量, 相比之下, 孰轻孰重? 熵概念的崛起是否抵消根深蒂固的传统观: 能为主, 熵为辅? 1938年，天体物理学家埃姆顿[95]在《自然》杂志发表短文论述了这样一个问题，“冬天为什么生火?”．对于这一问题, 外行的回答是“生火是为了使房间暖和”, 而学过热力学的人解释也许是“生火是为了补充欠缺的能量”. 如果是这样的话, 那么外行的回答是对的, 而学过热力学的人则错了．这是因为现实中房间并不完全封闭，供暖过程中部分空气排出室外，从而使室内外空气压强始终保持相等．生火装置供给的全部能量通过房间墙壁门窗的缝隙散逸到室外空气中去了．因此室内空气的内能没有发生变化，而室内空气的熵减少了，所以输入室内的是负熵．他还认为，与生火取暖一样，地球上的生命需要太阳辐射, 但生命并非靠此维持, 因为后者又几乎全部被辐射掉了．我们的生存需要恒定的温度. 为了维持这个温度，需要的不是补充能量，而是降低熵. 关于能和熵哪个更重要，他的结论是，在自然过程的庞大工厂里, 熵原理起着经理的作用, 它规定整个企业的经营方式和方法，而能原理仅仅充当薄记，平衡贷方和借方.

5.2　新能量学(Neo-energetics)

上述分析表明，基于爱因斯坦的质能关系式和牛顿力学原理在能源领域中可以增加以下内容:

(1) 一类新形式的能量——相对论性动质能, 包括热质能、机械能质能、信息能和暗能量等;

(2) 新的能量守恒定律——相对论性动质能守恒定律;

(3) 传递学科(热量传递、质量传递和动量传递)

中的“能量法”, 用于建立最小作用量原理、最小能量耗散原理和传递过程性能优化等;

(4) 熵和能关系的新认识, 熵(状态量和过程量)和负熵(状态量和过程量)的宏观物理意义, 例如在冬天为什么生火问题中, 与输入室内的负熵相对应的是输入了熵或热质能;

(5) 某些地方的熵分析可以用能分析替代, 因为能分析比熵分析方法更易理解和掌握;

(6) 阐明熵(产)的适用范围, 避免它们的误用和错用;

(7) 与原能量学观点不同, 系统微观粒子能量与系统宏观能量分析是统一的;

(8) 在自然科学中, “能”与“熵”相比至少具有同等重要的地位.

基于上述内容的框架, 可望逐步发展为一个新的学科分支: 新能量学(Neo-energetics).

6 总结

随着社会和科技的发展, 传热学面临能效需求和学科发展两方面的挑战, 从而需要对传热学作进一步的思考, 从而提出了熵、熵耗散、熵耗散热阻等新物理量; 提出了熵耗散极值原理、传热学中的最小作用量原理, 建立了传热学中的能量法.

传热学学科发展面临的另一个挑战是传热学中核心定律的傅里叶导热定律不再适用, 从重新审视热量的本质出发进行研究热量传递的规律, 提出了热质、热质能等新物理量, 提出了普适导热定律, 形成了热的“能、质”二象性观点. 它不仅从本质上揭示了熵的物理意义, 而且还表明热质理论和熵理论是统一的. 这些内容与现有传热学中内容一起可望使传热学发展为具有相对独立知识体系的一门分支学科.

由于热质能是与常规能量不同的相对论性动质能, 由此扩展地提出了一类新的能量形式: 相对论性动质能(不同于静质的相对论性能量), 它们除热质能以外, 还包括信息能、机械能质能和宇宙中的暗能量. 基于此类新的能量形式, 形成了新的能量守恒定律(相对论性动质能量守恒), 揭示了能与熵的新联系, 从而可望逐步发展成为能量被赋于具有更重要意义的一个新的学科分支——新能量学.

参考文献

1 Guo Z Y, Li D Y, Wang B X. A novel concept for convective heat transfer enhancement. Int J Heat Mass Transfer, 1998, 41: 2221–2225

2 Guo Z Y, Tao W Q, Shah R K. The field synergy (coordination) principle and its applications in enhancing single phase convective heat transfer. Int J Heat Mass Transfer, 2005, 48: 1797–1807

3 Guo Z Y, Liang X G, Zhu H Y. Entransy——A physical quantity describing heat transfer ability. Adv Nat Sci, 2006, 16: 1288–1296 [过增元, 梁新刚, 朱宏晔. 熵——描述物体传递热量能力的物理量. 自然科学进展, 2006, 16: 1288–1296]

4 Guo Z Y, Zhu H Y, Liang X G. Entransy—A physical quantity describing heat transfer ability. Int J Heat Mass Transfer, 2007, 50: 2545–2556

5 Fourier J B J. Théorie Analytique de la Chaleur. Gui Z L, translated. Wuhan: Wuhan Press, 1993 [傅里叶. 热的解析理论. 桂质亮, 译. 武汉: 武汉出版社, 1993]

6 Schneider P J. Conduction heat transfer. Cambridge: Addison-Wesley Pub. Co. Inc., 1955

7 Zhou B, Cheng X T, Wang W H, et al. Entransy analyses of thermal processes with variable thermophysical properties. Int J Heat Mass Transfer, 2015, 90: 1244–1254

8 Biot M A. Variational principles in irreversible thermodynamics with application to viscoelasticity. Phys Rev, 1955, 97: 1463–1469

9 Cheng X G, Li Z X, Guo Z Y. Variational principle in heat conduction. J Eng Thermophys, 2004, 25: 457–459 [程新广, 李志信, 过增元. 热传导中的变分原理. 工程热物理学报, 2004, 25: 457–459]

10 Finlayson B A. The Method of Weighted Residuals and Variational Principles with Application in fluid Mechanics. Heat and Mass Transfer, Mathematics in Science and Engineer Series. New York and London: Academic Press, 1972

11 Gyarmati I. Non-equilibrium Thermodynamics. Springer, 1970

12 Hua Y C, Zhao T, Guo Z Y. Irreversibility and action of the heat conduction process. Entropy, 2018, 20: 206

13 Hua Y C, Guo Z Y. Least action principles for irreversible transport processes (in Chinese). Chin Sci Bull, 2021, 66: 253–260 [华钰超, 过增元. 不可逆输运过程的最小作用量原理. 科学通报, 2021, 66: 253–260]

14 Glansdorff P, Prigogine I. Thermodynamics Theory of Structure, Stability and Fluctuations. London: Wiley-Interscience Publishers, 1971

15 Chen Q, Liang X G, Guo Z Y. Entransy theory for the optimization of heat transfer—A review and update. Int J Heat Mass Transfer, 2013, 63: 65–81

16 Chen Q, Zhao S Y, Chen X, et al. The power flow topology of heat transfer systems at supercritical conditions for performance analysis and optimization. Int J Heat Mass Transfer, 2018, 118: 316–326

17 Li Q Y, Chen Q. Application of entransy theory in the heat transfer optimization of flat-plate solar collectors (in Chinese). Chin Sci Bull, 2012, 57: 299–306 [李秦宜, 陈群. 平板太阳能集热器传热性能的㶲理论优化. 科学通报, 2011, 56: 2819–2826]

18 Hao J H, Chen Q, Xu Y C, et al. Flow field optimization and design for a Spallation Neutron Source target cooling system (in Chinese). Sci China Tech Sci, 2013, 56: 1370–1376 [郝俊红, 陈群, 许云超, 等. 散裂中子源靶体散热系统的流场优化设计. 中国科学: 技术科学, 2013, 43: 699–705]

19 Meng J A. Enhanced heat transfer technology of longitudinal vortices based on field coordination principle and its application (in Chinese). Dissertation of Doctoral Degree. Beijing: Tsinghua University, 2004 [孟继安. 基于场协同理论的纵向涡强化换热技术及其应用. 博士学位论文. 北京: 清华大学, 2004]

20 Meng J A, Chen Z J, Li Z X, et al. Field-coordination analysis and numerical study on turbulent convective heat transfer enhancement. J Enh Heat Transf, 2005, 12: 73–84

21 Chen Q, Ren J, Meng J. Field synergy equation for turbulent heat transfer and its application. Int J Heat Mass Transfer, 2007, 50: 5334–5339

22 Li X, Meng J, Li Z. An experimental study of the flow and heat transfer between enhanced heat transfer plates for PHEs. Exp Thermal Fluid Sci, 2010, 34: 1194–1204

23 Cheng X T. Entransy (potential entransy) decrease principle and entransy analyses of radiative heat transfer (in Chinese). Dissertation of Doctoral Degree. Beijing: Tsinghua University, 2011 [程雪涛. 㶲减原理与辐射传热的㶲分析. 博士学位论文. 北京: 清华大学, 2011]

24 Cheng X, Liang X. Entransy flux of thermal radiation and its application to enclosures with opaque surfaces. Int J Heat Mass Transfer, 2011, 54: 269–278

25 Cheng X T, Liang X G. Relationship between entransy dissipation of thermal radiation and homogenization of temperature field for thermal radiator in space (in Chinese). J Eng Thermophys, 2012, 2: 311–314 [程雪涛, 梁新刚. 辐射㶲耗散与空间辐射器温度场均匀化的关系. 工程热物理学报, 2012, 2: 311–314]

26 Cheng X T, Xu X H, Liang X G. Homogenization design of temperature field for the side surface of a cylindrical satellite (in Chinese). J Ordnance Equip Eng, 2016, 37: 1–6 [程雪涛, 徐向华, 梁新刚. 圆柱状卫星侧表面温度场均匀化设计. 兵器装备工程学报, 2016, 37: 1–6]

27 Guo Z Y, Li Z X, Zhou S Q, et al. Principle of uniformity of temperature difference field in heat exchanger. Sci China Ser E-Tech Sci, 1996, 39: 68–75

28 Liu X B, Meng J A, Guo Z Y. Entropy generation extremum and entransy dissipation extremum for heat exchanger optimization. Chin Sci Bull, 2009, 54: 943–947

29 Zhu X L, Zhang L, Meng J A. Experimental analysis of packed spraying heat exchanger in waste heat recovery from flue gas (in Chinese). J Eng Thermophys, 2020, 41: 3061–3067 [朱晓磊, 张磊, 孟继安. 烟气余热回收中填料喷淋换热器的实验分析. 工程热物理学报, 2020, 41: 3061–3067]

30 Bejan A. Entropy Generation Through Heat and Fluid Flow. New York: Wiley, 1982

31 Bejan A. Entropy Generation Minimization. Florida: CRC Press, 1996

32 Ahmadi P, Hajabdollahi H, Dincer I. Cost and entropy generation minimization of a cross-flow plate fin heat exchanger using multi-objective genetic algorithm. J Heat Transfer, 2011, 133: 021801

33 Balaji C, Hölling M, Herwig H. Entropy generation minimization in turbulent mixed convection flows. Int Commun Heat Mass Transfer, 2007, 34: 544–552

34 Bertola V, Cafaro E. A critical analysis of the minimum entropy production theorem and its application to heat and fluid flow. Int J Heat Mass Transfer, 2008, 51: 1907–1912

35 Bejan A. Second-law Analysis in Heat Transfer and Thermal Design. New York: Elsevier, 1982

36 Liu X B. Entransy analysis of thermal performance for heat exchangers and cooling channel networks. Dissertation of Doctoral Degree. Beijing: Tsinghua University, 2009 [柳雄斌. 换热器及散热通道网络热性能的㶲分析. 博士学位论文. 北京: 清华大学, 2009]

37 Guo J F, Cheng L, Xu M T. Entransy dissipation number and its application to heat exchanger performance evaluation. Chin Sci Bull, 2009, 54:

2708–2713
38 Liang X G, Chen Q, Guo Z Y. Entransy theory for heat transfer analyses and optimization (in Chinese). Beijing: Science Press, 2019 [梁新刚, 陈群, 过增元. 传热㶲理论及其应用. 北京: 科学出版社, 2019]
39 Herwig H. Do we really need "entransy"? A critical assessment of a new quantity in heat transfer analysis. J Heat Transfer, 2014, 136: 045501
40 Sekulic D P, Sciubba E, Moran M J. Entransy: A misleading concept for the analysis and optimization of thermal systems. Energy, 2015, 80: 251–253
41 Grazzini G, Borchiellini R, Lucia U. Entropy versus entransy. J Non-Equilibrium Thermodyn, 2013, 0: 259–271
42 Bejan A. "Entransy," and its lack of content in physics. J Heat Transfer, 2014, 136
43 Awad M M. Discussion: "Entransy is now clear". J Heat Transfer, 2014, 136: 095502
44 Bejan A. Comment on "Application of Entransy Analysis in Self-Heat Recuperation Technology". Ind Eng Chem Res, 2014, 53: 18352–18353
45 Awad M M. Entransy unmasked. Energy Convers Manage, 2014, 88: 1070–1071
46 Bejan A. Heatlines (1983) versus synergy (1998). Int J Heat Mass Transfer, 2015, 81: 654–658
47 Guo Z Y, Chen Q, Liang X G. Closure to "Discussion of 'Do We Really Need "Entransy"?'". J Heat Transfer, 2014, 136: 046001
48 Chen Q, Guo Z Y, Liang X G. Closure to "Discussion of 'Entransy is Now Clear'" (2014, ASME J. Heat Transfer, 136(9), p. 095502). J Heat Transfer, 2014, 136: 096001
49 Xu Y C, Chen Q, Guo Z Y. Entransy dissipation-based constraint for optimization of heat exchanger networks in thermal systems. Energy, 2015, 86: 696–708
50 Xu S Z, Wang R Z, Wang L W. Reply to "Letter to the editor on 'Temperature–heat diagram analysis method for heat recovery physical adsorption refrigeration cycle–Taking multi-stage cycle as an example'" by A. Bejan. Int J Refrigeration, 2018, 90: 280–286
51 Tao W Q, He Y L, Chen L. A comprehensive review and comparison on heatline concept and field synergy principle. Int J Heat Mass Transfer, 2019, 135: 436–459
52 Guo Z Y. Comments on "Heatline (1983) versus synergy (1998)" [Int. J. Heat Mass Transfer 81: 654–658] – Comprehensive differences between field synergy and heatline for convection. Int J Heat Mass Transfer, 2015, 85: 247–249
53 Wang Z X. Thermodynamics (in Chinese). Beijing: People's Education Press, 1960 [王竹溪. 热力学. 北京: 人民教育出版社, 1960]
54 Mendoza E. A sketch for a history of early thermodynamics. Phys Today, 1961, 14: 32–42
55 Mason S. A History of Natural Science (in Chinese). Zhou X L, et al., translated. Shanghai: Shanghai Translation Publishing House, 1980 [梅森. 自然科学史. 周煦良, 等, 译. 上海: 上海译文出版社, 1980]
56 Xu Y S, Guo Z Y. Heat wave phenomena in IC chips. Int J Heat Mass Transfer, 1995, 38: 2919–2922
57 Maruyama S. A molecular dynamics simulation of heat conduction in finite length SWNTs. Physica B-Condensed Matter, 2002, 323: 193–195
58 Livi R, Lepri S. Heat in one dimension. Nature, 2003, 421: 327
59 Cattaneo C. Sulla conduzione del calore. Atti Sem Mat Fis Univ Modena, 1948, 3: 83–101
60 Vernotte P. Les paradoxes de la theorie continue de l'equation de la chaleur. Compt Rendu, 1958, 246: 3154-3155
61 Tzou D Y. Macro to Microscale Heat Transfer: The Lagging Behavior. Washington: Taylor & Francis, 1997
62 Körner C, Bergmann H W. The physical defects of the hyperbolic heat conduction equation. Appl Phys A-Mater Sci Proc, 1998, 67: 397–401
63 Jou D, Casas-Vázquez J, Lebon G. Extended Irreversible Thermodynamic. New York: Springer, 2010
64 Maxwell J C, Pesic P. Theory of Heat. London: Longmans, Green and Co., 1871
65 Thomson W. Kinetic theory of the dissipation of energy. Nature, 1874, 9: 441–444
66 Smoluchowski M V. Experimental proof of regular thermodynamic conflicting molecular phenomenons. Phys Zeits, 1912, 13: 1069–1080
67 Sun C P, Quan H T. Maxwell's demon and the physical limits on information processing. Physics, 2013, 42: 756–768 [孙昌璞, 全海涛. 麦克斯韦妖与信息处理的物理极限. 物理, 2013, 42: 756–768]
68 Einstein A, Infeld L, Lenzen V F. The evolution of physics. Simon Schuster, 1938
69 Feynman R P, Leighton R B, Sands M, et al. The Feynman Lectures on Physics. Phys Today, 1964, 17: 45–46
70 Cao B Y, Guo Z Y. Equation of motion of a phonon gas and non-fourier heat conduction. J Appl Phys, 2007, 102: 053503
71 Guo Z Y. Motion and transfer of thermal mass: Thermal mass and thermon gas (in Chinese). J Eng Thermophys, 2006, 27: 631–634 [过增元. 热质的运动与传递热质和热子气. 工程热物理学报, 2006, 27: 631–634]
72 Dong Y, Cao B Y, Guo Z Y. Generalized heat conduction laws based on thermomass theory and phonon hydrodynamics. J Appl Phys, 2011, 110:

063504
73 Wang H D, Guo Z Y. Physical heat transfer. Frontiers in Heat and Mass Transfer, 2019, 13: 20
74 Guo Z Y. Energy-mass duality of heat and its applications. ES Energy & Environment, 2018, 1: 4–15
75 Yang S M, Tao W Q. Heat Transfer Theory (in Chinese). 4th ed. Beijing: Higher Education Press, 2006 [杨世铭, 陶文铨. 传热学. 第4版. 北京: 高等教育出版社, 2006]
76 Echert E R G, Drake R M. Analysis of heat and mass transfer (in Chinese). Hang Q, translated. Beijing: Science Press, 1983 [Echert E R G, Drake R M. 传热与传质分析. 航青, 译. 北京: 科学出版社, 1983]
77 Wang B X. Heat and Mass Transfer in Engineering (in Chinese). Beijing: Science Press, 1982 [王补宣. 工程传热传质学. 科学出版社, 1982]
78 Zhu K Q. Some advances in the study of non-Newtonian fluid mechanics (in Chinese). Mech Eng, 2006, 28: 1–8 [朱克勤. 非牛顿流体力学研究的若干进展. 力学与实践, 2006, 28: 1–8]
79 Wu Q Y, Wu J A. Rheology of Polymer Materials (in Chinese). Beijing: Higher Education Press, 2002 [吴其晔, 巫静安. 高分子材料流变学. 北京: 高等教育出版社, 2002]
80 Barnes H A, Hutton J F, Walters K. An Introduction to Rheology. New York: Elsevier, 1989
81 Dong Y, Guo Z Y. From thermomass theory to kinetomass theory (in Chinese). J Eng Thermophys, 2012, V33: 465–468 [董源, 过增元. 从热质理论到能质理论. 工程热物理学报, 2012, V33: 465–468]
82 Dong R Y, Dong Y, Sellitto A. An analogy analysis between one-dimensional non-Fourier heat conduction and non-Newtonian flow in nanosystems. Int J Heat Mass Transfer, 2021, 164: 120519
83 Feng D. Explore the Source: The World of Entropy (in Chinese). Beijing: Science Press, 2016 [冯端. 溯源探幽: 熵的世界. 北京: 科学出版社, 2016]
84 Nie B D, Guo Z Y. Maxwell's demon and information energy (in Chinese). Chin Sci Bull, 2021, 66: 1083–1090 [聂本典, 过增元. 麦克斯韦妖与信息能. 科学通报, 2021, 66: 1083–1090]
85 Zhao T. Energy method and symmetry in thermodynamics and its application (in Chinese). Dissertation of Doctoral Degree. Beijing: Tsinghua University, 2019 [赵甜. 热力学中的能量法与对称性及其应用. 博士学位论文. 北京: 清华大学, 2019]
86 Guo Z, Zhao T, Xue T. Entransy analysis of reversible thermodynamic cycles based on the conservation of entransy equation and its application (in Chinese). Chin Sci Bull, 2019, 64: 1200–1210 [过增元, 赵甜, 薛提微. 基于㶲守恒方程的可逆热力循环㶲分析及其应用. 科学通报, 2019, 64: 104–114]
87 Einstein A. Relativity: The Special and the General Theory, a Clear Explanation that Anyone can Understand. New York: Gramercy, 1988
88 COSMOS: The SAO Encyclopedia of Astronomy. Density Parameter. http://astronomy.swin.edu.au/cosmos/D/Density+Parameter
89 News. Planck Mission Updates the Age of the Universe and What it Contains. Berkeley Lab. https://newscenter.lbl.gov/2013/03/21/planck-results/
90 Li Z D, Liu H Z. The Book of Lee Tsung-tao (in Chinese). Hangzhou: Zhejiang Literature and Art Publishing House, 1999 [李政道, 柳怀祖. 李政道文录. 杭州: 浙江文艺出版社, 1999]
91 Chang H Y. Scalar field models for dark energy. Dissertation of Doctoral Degree. Nashville: Vanderbilt University, 2014
92 Wang H, Guo Z. From thermomass energy to dark energy: Re-exploration to the origin of dark energy (in Chinese). Chin Sci Bull, 2020, 65: 1610–1617 [王海东, 过增元. 从热质能到暗能量——暗能量起源的再探索. 科学通报, 2020, 65: 99–106]
93 Charlie W. The Big Bang Theory: How the Universe Began. Live Science Website, https://www.livescience.com/65700-big-bang-theory.html
94 Williams M. Big Bang Theory: Evolution of Our Universe. Universe Today Website, https://www.universetoday.com/54756/what-is-the-big-bang-theory/
95 Emden R. Why do we have Winter Heating? Nature, 1938, 141: 908–909

Entransy · Thermomass energy · Relativistic kinetomass energy

GUO ZengYuan

Key Laboratory for Thermal Science and Power Engineering of Ministry of Education, Department of Engineering Mechanics, Tsinghua University, Beijing 100084, China

This paper is divided into five parts. The first part is the introduction, and it briefly reviews the three stages of the development of the entransy theory. The second part relates the entransy theory in heat transfer, introducing the necessity for, the definition of, the physical meaning of, and the applications of entransy. The third part concerns thermomass and thermomass energy, giving the concepts and their definitions, establishes the general heat conduction law, and clarifies that the nature of heat is the duality of "energy and mass". The fourth part introduces the concepts of relativistic kinetomass and relativistic kinetomass energy, distinguishing them from the existing concepts of relativistic mass and relativistic energy. Some forms of relativistic kinetomass energy, except for thermomass energy, are introduced, including mechanical kinetomass energy, information energy, and dark energy. Following a brief introduction of energetics, the fifth section presents an idea of establishing a new discipline, Neo-energetics, based on a class of new energy forms (relativistic kinetomass energy) and new law of energy conservations.

entransy, thermomass energy, relativistic kinetomass energy, Neo-energetics

doi: 10.1360/SST-2021-0139