科学通报 2012 年 第 57 卷 第 26 期: 2537 ~ 2544
论 文 www.scichina.com csb.scichina.com
《中国科学》杂志社
SCIENCE CHINA PRESS

熵耗散与热力学过程的不可逆性

王文华, 程雪涛*, 梁新刚

清华大学航天航空学院, 热科学与动力工程教育部重点实验室, 北京 100084
* 联系人, E-mail: chengxt06@mails.tsinghua.edu.cn

2012-05-12 收稿, 2012-07-26 接受
清华大学自主科研计划和国家自然科学基金(51136001)资助

摘要 分析了熵耗散与热量传递、功热转换、自由膨胀、等温物质扩散等热力学过程不可逆性之间的关系. 研究表明, 对于功热转换、自由膨胀和等温物质扩散 3 种不可逆过程, 均存在熵产而不存在熵耗散, 因此熵耗散不能反映这些过程的不可逆性. 对于热量传递过程, 熵产和熵耗散同时存在, 表明熵耗散只能反映与热量传递过程相关的不可逆性. 进一步, 对内可逆热力学循环的不可逆性进行了分析. 由于内可逆循环将所有的不可逆性归结为工质与热源之间传热过程的不可逆性, 因此熵耗散能反映这一类循环的不可逆性. 以内可逆卡诺循环为例进行了计算验证.

关键词
熵耗散
熵产
不可逆性
内可逆热力学循环

不可逆性是自然界发生的热力学过程的共同特征之一. 例如, 在功热转换过程中, 机械功可以通过摩擦等形式全部转化为热, 但热不可能全部自动地转化为机械功; 在物质扩散过程中, 两种流体混合以后就不能自行分离; 在热量传递过程中, 热量只能从高温物体向低温物体传递, 而不能自发地从低温物体向高温物体传递. 这些热力学过程不可逆性的等效性, 获得了严格的证明[1,2]. 对于上述热力学过程的不可逆性, 可以用熵产来描述[1,3,4]. 研究表明, 不可逆的热力学过程均伴随着熵产; 熵产越大, 则热力学过程不可逆的程度越高[1,3,4].

在科学发展的历程上, 我们常常发现殊途同归的现象. 就热力学第二定律而言, 克劳修斯(Clausius)的表述与开尔文(Kelvin)表述就有所不同, 但都对该定律进行了很好的阐述[1]; 在量子力学中, 薛定谔方程和矩阵力学也有所不同, 但都深刻地揭示了量子图像, 而且二者被证明是完全等价的[5]. 近年来的研究表明, 对于传热过程, 其不可逆性除了可用熵产进行描述以外, 还可以用熵耗散来描述[6~9]. 熵是过增元等人[6]基于热学与电学的对比提出的用以表征物体传热能力的新物理量. 对内能为 U、温度为 T 的系统, 其熵为[6]

$$G=\frac{1}{2}UT\,. \tag{1}$$

Guo 等人[6]和韩光泽等人[7]分析了孤立系统内两个初始温度不等的物体之间的热平衡过程, 发现热平衡后系统的熵小于初始态的熵. 这就表明热平衡过程中存在熵的耗散. 程雪涛等人[8]建立了熵与微观状态数的关系, 并从微观状态数的角度分析了热平衡过程, 结果表明热平衡过程将增大系统的微观状态数, 并减小其熵. 进一步, 程雪涛等人[9]还基于热力学第二定律分析了孤立系统内发生微小热量传递时系统熵的变化, 结果表明传热过程总使系统的熵减小(熵减原理), 即存在熵耗散. 因此, 熵耗散可以反映传热过程的不可逆性.

基于熵耗散的概念, 研究人员发展了熵耗散极值原理和最小热阻原理[6,10,11]. 这些原理在热传导[6,10~14]、热对流[6,15]、热辐射[16,17]、换热器参数设计[18~23]、换热网络[24]的优化中得到了广泛的应用.

目前, 熵耗散的概念主要应用于分析传热过程的不可逆性与优化设计. 在传热过程以外, 陈群等人[25]在分析换热器组的设计时得出, 当传热的目的

英文版见: Wang W H, Cheng X T, Liang X G. Entransy dissipation and irreversibility of some thermodynamic processes. Chin Sci Bull, 2012, 57, doi: 10.1007/s11434-012-5450-2

是对外输出功时, 㶲耗散最大值原理不能用于对换热器组进行优化设计. Xu[26]和 Bernardes[27]以卡诺循环为例, 从热力学第二定律的角度对功热转换过程中的㶲和㶲耗散进行了分析. 陈群等人[28]提出了热量㶲的拓展概念——质量积并发展了质量积耗散极值原理, 将其应用于具有浓度差的传质过程的优化设计中. 夏少军等人[29]基于质量积的概念对一类具有浓度差的等温传质过程进行了优化. 程雪涛等人[30,31]对热量㶲的概念进行了进一步拓展, 将各种势能统一定义为积, 并得到了广义流动中积的相关理论. 对于热量㶲耗散是否能反映功热转换、物质扩散等热力学过程的不可逆性, 尚需进一步讨论. 本文针对这一点开展研究工作, 以阐明㶲耗散与这些不可逆过程之间的关系.

1 热量传递、功热转换、气体自由膨胀与等温物质扩散过程的不可逆性分析

从热力学的角度, 热量传递、功热转换、理想气体自由膨胀以及等温物质扩散过程都是不可逆的. 下面针对几种典型不可逆过程的熵产与㶲耗散进行分析计算, 从而得到㶲耗散与热力学过程不可逆性的联系.

1.1 热传递过程

对于不涉及做功的单纯的热传递过程, 可分析一个孤立系统中两个子系统的传热过程. 如图 1 所示, 该孤立系统由两个体积不变的子系统组成, 其中两个子系统的初始温度分别为 T_1 和 T_2. 假定在两个子系统之间存在一层无限薄的理想隔热板. 在初始时, 理想隔热板固定在两个子系统的分界线上, 使它们之间不发生任何形式的能量传递. 从某时刻起, 理想隔热板抽开, 两个子系统之间开始传热. 考虑在某段时间内, 子系统 1 对子系统 2 传递了大小为δQ 的热量.

为了对热传递过程的不可逆性进行分析, 我们

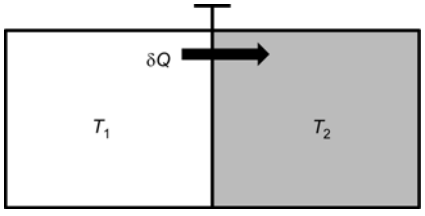

图 1 孤立系统热传递过程

分别针对两物体热容均为有限大、其中一个物体热容无限大和两物体热容均为无限大这 3 种工况, 从熵和㶲两个角度对一定热量 δQ 传递前后的系统进行分析讨论. 对于这 3 种工况, 由非平衡热力学[32]可知热量传递过程中必然存在熵产. 这就表明, 该物理过程是不可逆的.

从㶲的角度, 在两个子系统的热容均为有限大时, 设子系统 1 的比热容和质量分别为 c_1 和 m_1, 子系统 2 的比热容和质量分别为 c_2 和 m_2. 当子系统 1 向子系统 2 传递了微小的热量 δQ 时, 程雪涛等人[9]计算得到整个系统在传热前后的㶲变化量为

$$\Delta G=\frac{1}{2}\delta Q\left[\kappa\delta Q+2\left(T_2-T_1\right)\right], \tag{2}$$

其中, $\kappa=1/c_1m_1+1/c_2m_2$. 同时, 他们论证了对于自然界中自发的传热过程, 有[9]

$$\Delta G<0, \tag{3}$$

可见, 在热传递过程发生后系统的㶲一定减小. 这就表明, 两个子系统热容均为有限大时, 在该不可逆过程中存在熵产的同时, 也存在着㶲耗散.

对于第二种工况, 假设其中某一个物体的热容无限大(热量传递过程不对系统的温度造成影响, 即其温度始终保持不变), 设子系统 1 的比热容和质量分别为 c_1 和 m_1, 子系统 2 的热容无限大. 热量 δQ 传递后, 子系统 1 在热量传递后的温度表示为

$$T_1'=\left(c_1m_1T_1-\delta Q\right)/\left(c_1m_1\right). \tag{4}$$

因此子系统 1 在传热前后的㶲分别为

$$G_1=\frac{1}{2}c_1m_1T_1^2, \tag{5}$$

$$G_1'=\frac{1}{2}c_1m_1T_1'^2=\frac{1}{2}c_1m_1\left[T_1-\delta Q/\left(c_1m_1\right)\right]^2, \tag{6}$$

热传递过程前后子系统 1 的㶲变化量为

$$\Delta G_1=G_1'-G_1=\frac{1}{2}\frac{\delta Q^2}{c_1m_1}-T_1\delta Q. \tag{7}$$

由于子系统 2 在热传递过程中温度保持不变, 则热量传递前后子系统 2 的㶲变化量为

$$\Delta G_2=T_2\delta Q. \tag{8}$$

整个系统在热传递前后的㶲变化量为

$$\begin{aligned}\Delta G&=\Delta G_1+\Delta G_2=\frac{1}{2}\delta Q\left[\frac{\delta Q}{c_1m_1}-2\left(T_1-T_2\right)\right]\\&=\frac{1}{2}\delta Q\left\{\left[\frac{\delta Q}{c_1m_1}-\left(T_1-T_2\right)\right]-\left(T_1-T_2\right)\right\}.\end{aligned} \tag{9}$$

对于该传热过程，要使$\delta Q>0$，根据热力学第二定律可得

$$T_1 > T_2,\ T_1' \geqslant T_2, \tag{10}$$

将(4)式代入(10)式得

$$T_1 - T_2 > \delta Q/(c_1 m_1). \tag{11}$$

因此，结合式(9)~(11)可得式(9)为负．可见，在子系统 2 热容为无限大时，该不可逆的传热过程中必然存在㶲耗散．如果$\delta Q<0$(或者 $T_1<T_2$)，同样可证明熵产与㶲耗散同时存在．

对于第三种工况，假设两个物体的热容都是无限大，即温度都不变．考虑子系统 1 和 2 在热传递过程中温度均保持不变，则热量δQ 传递前后子系统 2 的㶲变化量可用(8)式表达．子系统 1 的㶲变化量为

$$\Delta G_1 = -T_1 \delta Q, \tag{12}$$

因此，整个孤立系统在热传递前后的㶲变化量为

$$\Delta G = \Delta G_1 + \Delta G_2 = \left(T_2 - T_1\right)\delta Q, \tag{13}$$

要使$\delta Q>0$，根据热力学第二定律必有 T_1 大于 T_2，则必有(13)式为负，即存在㶲耗散．

综合上述 3 种工况可见，从熵的角度，热量传递过程的不可逆性表现为存在熵产；而从㶲的角度则表现为㶲的耗散．因此，对于传热过程而言，㶲耗散与熵产一样，也能反映传热过程的不可逆性．

进一步，考虑某区域内进行的非稳态热传导过程，其控制方程为

$$\rho c_{\mathrm{v}} \frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla \cdot q + \dot{Q}, \tag{14}$$

其中ρ为密度，c_{v} 为比热容，t 为时间，q 为热流密度，$\dot{Q}$ 为热源．将其各项乘上温度 T，并整理可得[10]

$$\rho c_{\mathrm{v}} T \frac{\partial T}{\partial t} = q\nabla T - \nabla \cdot (qT) + \dot{Q}T, \tag{15}$$

根据傅里叶定律以及㶲的定义有

$$\begin{aligned} \lambda(\nabla T)^2 &= -q\nabla T \\ &= -\rho c_{\mathrm{v}} T \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \cdot (qT) + \dot{Q}T \\ &= \left[-\nabla \cdot (qT) + \dot{Q}T\right] - \frac{\partial G}{\partial t} > 0, \end{aligned} \tag{16}$$

其中λ为热导率．显然(16)式中方括号内的两项分别为微元体边界输入的净㶲流和热源输入微元体的㶲流，而中括号后一项(不含负号)则为微元体的㶲增量．(16)式表明，微元体内的㶲不守恒，边界和热源输入微元体的㶲只有一部分转化为微元体的㶲，其余的在传热过程中耗散掉了．对(16)式进行时间和体积积分，结合高斯定理可得

$$\begin{aligned} &\int_t \int_V \lambda(\nabla T)^2 \mathrm{d}t\mathrm{d}V \\ &= \left[-\int_t \int_A (qT)\mathrm{d}t\mathrm{d}A + \int_t \int_V \dot{Q}T\mathrm{d}t\mathrm{d}V\right] - \int_t \int_V \frac{\partial G}{\partial t}\mathrm{d}t\mathrm{d}V > 0, \end{aligned} \tag{17}$$

其中 V 为区域体积，A 为区域表面积．上述分析对整个热传导区域成立．这就表明，热传导过程中总伴随着㶲耗散．

对于热对流过程，其控制方程为

$$\rho c_{\mathrm{v}} \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_{\mathrm{v}} \boldsymbol{u} \cdot \nabla T = -\nabla \cdot q + \dot{Q} + \Phi, \tag{18}$$

其中 $\boldsymbol{u}$ 为流体速度矢量，Φ 为黏性耗散项．类似热传导过程的推导，有

$$\lambda(\nabla T)^2 = -\frac{1}{2}\rho c_{\mathrm{v}} \boldsymbol{u} \cdot \nabla(T^2) - \nabla \cdot (qT) + \dot{Q}T + \Phi T - \frac{\partial G}{\partial t} > 0, \tag{19}$$

式(19)右边第一项(含负号)为流体携带进入微元体的㶲，第二项(含负号)为微元体边界热流输入的㶲流，第三项为内热源输入的㶲流，第四项为黏性耗散项输入的㶲流，最后一项(不含负号)为微元体的㶲增量．显然，输入微元体的㶲流也并未全部用于增加微元体的㶲，即微元体内的㶲是不守恒的，也始终存在着㶲的耗散．对整个区域进行积分，同样可以得出上述分析对整个区域仍然适用．

对于上述热传导和热对流过程，如果从熵的角度，可以分析得出始终存在熵产．可见，对于传热过程，熵产和㶲耗散始终是同时存在的．因此，㶲耗散同样能反映传热过程的不可逆性．对于热传递过程，熵产与㶲耗散都能反映过程的不可逆性．

但是，在利用熵产和㶲耗散的概念进行传热过程优化设计方面，㶲耗散相比熵产更为适用[10,16,20,25,33]．例如，Guo 等人[20]基于㶲耗散的概念定义了换热器等效热阻，研究表明，换热器的有效度随着等效热阻的增大单调递减，它可以有效地优化换热器的传热性能，而不会像熵产那样出现熵产悖论[34]．陈群等人[25]在优化换热器组的传热性能时发现，㶲耗散率的极值对应于换热器组的最优传热性能，而熵产率最小并不对应．

1.2 功热转换过程

图 2 所示为功热转换过程的示意图，假定过程中有大小为δW 的功通过摩擦全部转化为等量的热量，

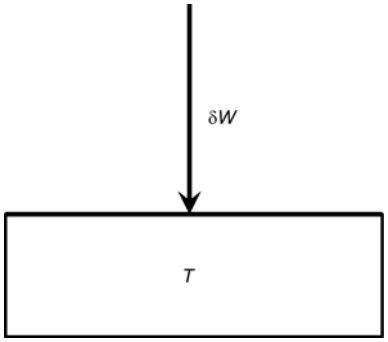

图 2 功热转化过程示意图

这部分热量被孤立系统中初始温度为 T 的物体所吸收, 转化为物体的内能. 对于该过程中物体的熵和㶲的变化情况, 可分别针对物体热容为有限大和无限大这两种情况进行分析.

首先, 假定该物体热容为有限大. 设物体比热容和质量分别为 c 和 m, 初始温度为 T, 由热力学第一定律可知, 功耗散为热量, 注入物体之后全部转化为物体的内能, 即物体内能增量为δW, 根据内能与温度的关系 U=cmT, 则物体的温度变为

$$T' = (cmT+\delta W)/(cm), \tag{20}$$

功热转换过程前后孤立系统熵变化量为

$$\Delta S = \int_T^{T'} \frac{cm\mathrm{d}T}{T} = cm\ln\frac{T'}{T} = cm\ln\frac{cmT+\delta W}{cmT}, \tag{21}$$

考虑δW>0, 则(21)式必为正. 可见, 在功热转换过程发生前后物体的熵增加了, 即存在熵产. 对于㶲, 由式(1)㶲的定义可以得到功热转换过程前后系统的㶲分别为

$$G_0 = \frac{1}{2}cmT^2, \tag{22}$$

$$G = \frac{1}{2}cmT'^2 = \frac{1}{2}cm\left(T+\frac{\delta W}{cm}\right)^2. \tag{23}$$

功热转换过程前后系统的㶲变化量则为

$$\Delta G = G - G_0 = T\delta W + \frac{\delta W^2}{2cm} > 0, \tag{24}$$

可见, 功热转换过程中物体的㶲不但没有耗散, 反而增加了. Cheng 等人[35]将系统因为输入或者输出功造成的㶲变化量定义为功㶲, 即有

$$\delta G_{\mathrm{W}} = T\delta W, \tag{25}$$

因此, 功热转换过程中物体增加的㶲就来自于功㶲.

对于物体热容无限大的情况, 功热转换过程前后物体的温度保持不变, 始终为 T, 因此功热转换过程前后系统熵变化量为

$$\Delta S = \int_0^{\delta W} \frac{\delta Q}{T} = \frac{\delta W}{T} > 0, \tag{26}$$

可见, 孤立系统在功热转换过程中存在熵产. 对于其㶲, 考虑其热容无限大, 可得其㶲变化量为

$$\Delta G = T\delta W > 0, \tag{27}$$

可见, 物体的㶲仍然增加, 这部分增加的㶲同样来自于功㶲.

综合以上两种工况可知, 功热转换过程中存在熵产, 这即表明该物理过程是不可逆的. 然而, 该过程中却不存在㶲耗散. 这就表明, 㶲耗散不能反映功热转换过程的不可逆性.

1.3 自由膨胀过程

考虑图 3 所示为理想气体绝热自由膨胀过程, 其中, 绝热容器中隔板右侧容积为 V_1, 均匀充满初始温度为 T 的理想气体, 隔板左侧为真空, 整个容器容积为 V_2, 将隔板抽开时, 气体发生自由膨胀.

对于系统的熵, 考虑熵是状态量, 仅与过程发生前后的状态有关, 而与过程无关, 因此可以假设一个可逆过程来计算气体在绝热自由膨胀过程中的熵变. 由于过程中温度保持不变, 在此考虑可逆等温过程, 温度始终为 T, 理想气体由体积 V_1 膨胀到 V_2, 设理想气体质量为 m, 理想气体状态方程式为

$$pV = mR_{\mathrm{g}}T, \tag{28}$$

其中 p 为压力, V 为体积, m 为气体质量, R_{g} 为气体常数(只与气体种类有关, 而与气体所处状态无关). 等温过程气体的内能保持不变, 则理想气体自由膨胀过程的熵变化量为[36]

$$\Delta S = \int m\left(c\frac{\mathrm{d}T}{T} + R_{\mathrm{g}}\frac{\mathrm{d}V}{V}\right) = mR_{\mathrm{g}}\ln\frac{V_2}{V_1}, \tag{29}$$

其中 c 为气体比热容, 由于 V_2>V_1, 则(29)式大于 0, 即理想气体自由膨胀过程存在熵产, 该物理过程不可逆.

但从㶲的角度看, 对于自由膨胀过程, 由于隔板

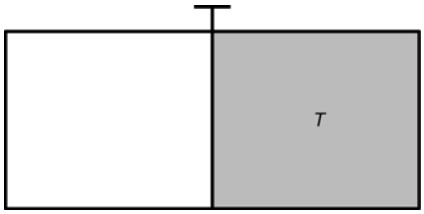

图 3 理想气体自由膨胀过程示意图

左侧为真空, 因此气体膨胀过程不对外做功; 同时整个系统绝热, 由热力学第一定律可知, 理想气体内能保持不变. 由于理想气体的内能只包含分子的平均动能, 而温度是分子平均动能的量度, 因此膨胀过程前后气体温度保持不变, 即理想气体自由膨胀前后内能和温度满足

$$U = U',\quad T = T'. \tag{30}$$

根据(1)式中㶲的定义可知, 理想气体自由膨胀前后的㶲满足

$$G = G', \tag{31}$$

因此理想气体绝热自由膨胀过程不存在㶲耗散.

可见, 理想气体绝热自由膨胀过程是不可逆的, 但却没有㶲耗散. 这就表明, 㶲耗散不能反映理想气体绝热自由膨胀过程的不可逆性.

1.4 等温物质扩散过程

对于图 4 所示的物质扩散过程, 容器中隔板两侧装有不同种类的气体, 互不掺混, 某一时刻突然将隔板抽开, 两侧气体必然自发的进行扩散混合, 即为物质扩散过程. 隔板两侧容积分别为 V_1 和 V_2, 为了避免与热量传递过程相混淆, 假设两侧的物质初始温度相等, 均为 T, 初始压力也相等, 两侧气体的质量分别为 m_1, m_2, 两侧气体的气体常数分别为 R_{g1}, R_{g2}, 将隔板抽开时, 物质扩散过程自发进行.

文献[37]指出, 物质扩散是两个自由膨胀过程的叠加. 图 4 所示的物质扩散过程即为质量为 m_1, 气体常数为 R_{g1} 的理想气体由体积 V_1 自由膨胀到 V_1+V_2 的过程和质量为 m_2, 气体常数为 R_{g2} 的理想气体由体积 V_2 自由膨胀到 V_1+V_2 的过程的叠加. 因此, 由(29)式可知, 对于两个自由膨胀过程叠加的系统熵变化量表示为

$$\begin{aligned}\Delta S &= \Delta S_1 + \Delta S_2 \\ &= m_1 R_{g1} \ln\frac{V_1+V_2}{V_1} + m_2 R_{g2} \ln\frac{V_1+V_2}{V_2} > 0,\end{aligned} \tag{32}$$

可见, 该过程存在熵产, 即该物理过程不可逆.

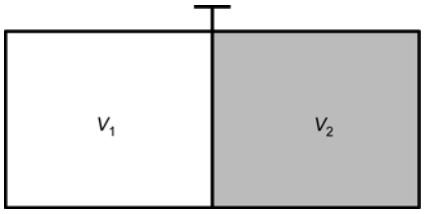

图 4 等温物质扩散过程示意图

然而, 从㶲的角度, 由于我们假设了系统内两种气体的初始温度、压力等均相等, 而整个系统是绝热的, 两种气体的内能和温度在物质扩散前后均保持不变, 因此整个系统的㶲也不变. 这就意味着图 4 所示的物质扩散过程中没有㶲耗散. 因此, 对于㶲耗散的概念, 它不能反映等温物质扩散过程的不可逆性. 对于该过程, 需要利用㶲耗散的拓展概念——质量积耗散才能分析其不可逆性[28]. 陈群等人[28]分析表明质量积耗散可以度量传质过程不可逆性, 其相关理论能有效优化对流传质过程.

由以上几种热力学过程的分析可以看出, 在不可逆的热力学过程中必然会存在熵产, 但不一定存在㶲耗散; 换言之, 存在㶲耗散的过程必然存在熵产, 但是有熵产的过程却不一定有㶲耗散. 可见, 熵产可以反映热力学过程的不可逆性, 但㶲耗散不一定能反映所有过程的不可逆性. 然而, 在传热过程中, 熵产和㶲耗散始终是同时存在的. 因此㶲耗散可以反映传热过程的不可逆性.

2 内可逆循环中的不可逆性分析

上节分析了几种不可逆热力学过程的不可逆性. 研究表明, 只有热传递过程, 㶲耗散才能反映其不可逆性. 那么, 对于同时包含做功过程和热传递过程的热力学循环, 㶲耗散能不能反映其不可逆性呢? 对于一个一般的热力学循环, 其不可逆性可能由多个因素造成, 如工质与热源之间的传热、工质与热机之间的摩擦等等. 根据上文的分析, 对于摩擦等功热转换过程, 㶲耗散是不能反映其不可逆性的; 但对于热力学循环中的传热过程, 其不可逆性则可以通过系统的㶲耗散得到反映.

在热力学循环的研究中, 考虑生产实际中时间是一个重要参数, Berry 等人[38~40]发展了有限时间热力学. 为便于研究和分析, 研究人员广泛采用了一种被称为内可逆循环的理论模型[41]. 该模型认为, 在热机的循环过程中, 工质内部经历准静态可逆过程, 所有的不可逆性(如热传递、摩擦、涡流等)都归结为热源与工质间的热阻损失. 对于这一类循环, 下面对其不可逆性与㶲耗散进行讨论分析.

在内可逆循环当中, 工质与热源之间的传热规律满足[42]

$$Q \propto \left[\Delta(T^n)\right]^m, \tag{33}$$

其中 Q 为传热量, n 和 m 为常数. 假定某时刻高温热源与低温热源的温度分别为 T_{H}, T_{L}, 与高温热源和低温热源进行换热的工质温度相应为 T_{HC}, T_{LC}, 由普适传热定律可知热源与工质间的热流分别为

$$Q_{\mathrm{H}}=k_{\mathrm{H}}\left(T_{\mathrm{H}}^{n}-T_{\mathrm{HC}}^{n}\right)^{m}, \tag{34}$$

$$Q_{\mathrm{L}}=k_{\mathrm{L}}\left(T_{\mathrm{LC}}^{n}-T_{\mathrm{L}}^{n}\right)^{m}, \tag{35}$$

其中 k_{H}, k_{L} 分别为高温热源和低温热源与工质间的传热系数.

由于工质内部循环可逆, 而在任意可逆过程中熵产与㶲耗散均为 0, 因此在工质的内部循环中不会存在熵产, 也不会存在㶲耗散. 熵产仅在热源与工质的传热过程中产生, 考虑(34), (35)式可知, 该内可逆循环在该时刻的熵产率为

$$\dot{S}_{\mathrm{g}}=Q_{\mathrm{H}}\left(\frac{1}{T_{\mathrm{HC}}}-\frac{1}{T_{\mathrm{H}}}\right)+Q_{\mathrm{L}}\left(\frac{1}{T_{\mathrm{L}}}-\frac{1}{T_{\mathrm{LC}}}\right). \tag{36}$$

考虑热力学第二定律, 则必有 $T_{\mathrm{H}}>T_{\mathrm{HC}}$, $T_{\mathrm{LC}}>T_{\mathrm{L}}$, 因此(36)式大于 0. 与此同时, 可以计算该内可逆循环中的㶲耗散率为

$$\dot{G}_{\mathrm{dis}}=Q_{\mathrm{H}}\left(T_{\mathrm{H}}-T_{\mathrm{HC}}\right)+Q_{\mathrm{L}}\left(T_{\mathrm{LC}}-T_{\mathrm{L}}\right). \tag{37}$$

考虑热力学第二定律, 同样可得(37)式大于 0. 显然, 在内可逆循环中, 熵产与㶲耗散也是同时存在的. 这就表明, 㶲耗散也可以描述内可逆循环的不可逆性.

下面, 我们以内可逆卡诺循环为例来进行计算和讨论. 内可逆卡诺循环是由 Curzon 和 Ahlborn[43] 最先提出的, 其中工质内部经历的准静态可逆循环为卡诺循环. 近年来, 广义传热规律下的内可逆卡诺热机的特性及其优化得到了研究人员的关注[44~46]. 如图 5 所示, 假定该循环为一个内可逆卡诺循环. 其中, 工质从温度为 T_{H} 的高温热源中吸热 Q_{H}, 向温度为 T_{L} 的低温热源放热 Q_{L}. 由于热阻存在, 卡诺循环中的两个等温过程工质的温度不同于热源和冷源的温度, 而分别为 T_{HC} 和 T_{LC}, 满足 $T_{\mathrm{H}}>T_{\mathrm{HC}}>T_{\mathrm{LC}}>T_{\mathrm{L}}$, 对外输出功为 W, 表示为

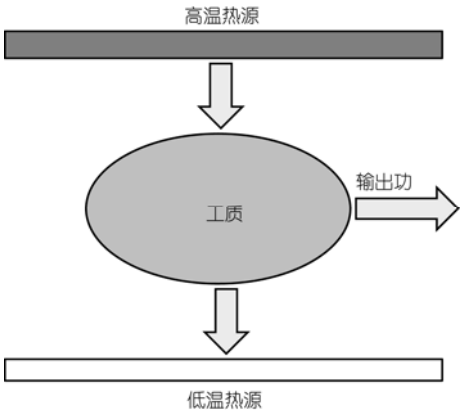

图 5 内可逆卡诺循环示意图

$$W=Q_{\mathrm{H}}-Q_{\mathrm{L}}. \tag{38}$$

内可逆卡诺循环吸放热量与温度间满足关系

$$\frac{Q_{\mathrm{H}}}{T_{\mathrm{HC}}}=\frac{Q_{\mathrm{L}}}{T_{\mathrm{LC}}}. \tag{39}$$

将(34), (35)式代入(39)式即可得到温度 T_{HC} 和 T_{LC} 的关系, 在工质吸热温度 T_{HC} 给定的前提下即可求得 T_{LC} 表达式. 结合(34)~(39)式, 可得该内可逆循环的熵产率和㶲耗散率为

$$\begin{aligned}\dot{S}_{\mathrm{g}}=&k_{\mathrm{H}}\left(T_{\mathrm{H}}^{n}-T_{\mathrm{HC}}^{n}\right)^{m}\left(\frac{1}{T_{\mathrm{HC}}}-\frac{1}{T_{\mathrm{H}}}\right)\\&+k_{\mathrm{L}}\left(T_{\mathrm{LC}}^{n}-T_{\mathrm{L}}^{n}\right)^{m}\left(\frac{1}{T_{\mathrm{L}}}-\frac{1}{T_{\mathrm{LC}}}\right),\end{aligned} \tag{40}$$

$$\dot{G}_{\mathrm{dis}}=k_{\mathrm{H}}\left(T_{\mathrm{H}}^{n}-T_{\mathrm{HC}}^{n}\right)^{m}\left(T_{\mathrm{H}}-T_{\mathrm{HC}}\right)+k_{\mathrm{L}}\left(T_{\mathrm{LC}}^{n}-T_{\mathrm{L}}^{n}\right)^{m}\left(T_{\mathrm{LC}}-T_{\mathrm{L}}\right), \tag{41}$$

该循环的效率为

$$\eta=\frac{W}{Q_{\mathrm{H}}}. \tag{42}$$

假定 T_{H} 为 400 K, T_{L} 为 300 K. 传热定律中的因子 m 为 1.5, n 为 1.2, 高温热源与工质间的传热系数 k_{H} 为 3 W K^{-mn}, 低温热源与工质间的传热系数 k_{L} 为 2.5 W K^{-mn}, 根据以上给定参数计算熵产率, 㶲耗散率与循环卡诺效率随着工质在等温吸热过程的温度 T_{HC} 的变化曲线, 如图 6 所示. 可见, 随着工质吸热过

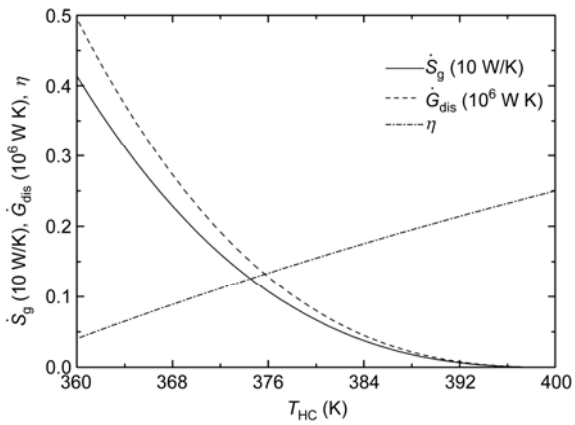

图 6 循环效率、熵产率和㶲耗散率随工质吸热过程温度的变化

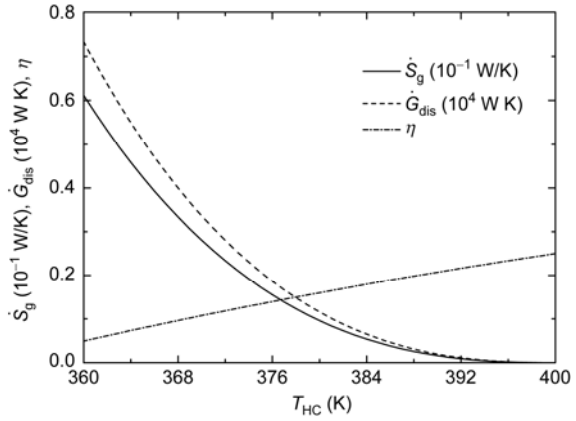

图 7　改变因子时循环效率、熵产率和㶲耗散率随工质吸热过程温度的变化(m=1.5, n=0.8)

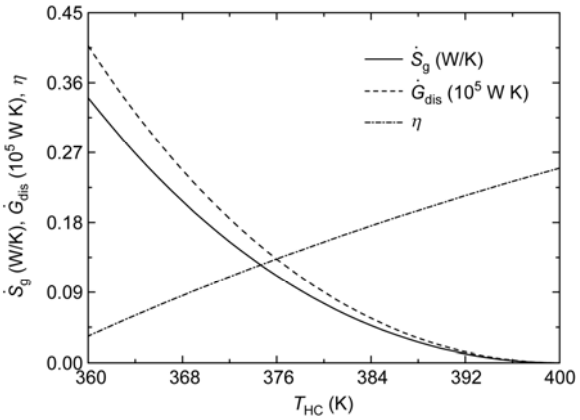

图 8　改变因子时循环效率、熵产率和㶲耗散率随工质吸热过程温度的变化(m=1, n=1.2)

程温度的升高, 熵产率和㶲耗散率均单调降低, 从而表明循环的不可逆性在降低, 这就使得循环效率不断升高. 熵产和㶲耗散在度量内可逆循环不可逆的程度上可以说是等价的.

进一步, 分别改变传热规律中的因子 m, n, 观察熵产率、㶲耗散率与循环卡诺效率随着工质在等温吸热过程的温度 T_{HC} 的变化, 图 7 和 8 所示分别为传热因子为 m=1.5, n=0.8 和 m=0.7, n=1.2 时熵产率、㶲耗散率与循环卡诺效率随着工质在等温吸热过程的温度 T_{HC} 的变化曲线. 可见, 热源与工质间的传热定律中的因子 m 和 n 变化时, 对于熵产率、㶲耗散率与循环卡诺效率随着工质在等温吸热过程的温度 T_{HC} 的变化趋势没有影响, 影响的只是值的大小. 因此, 熵产与㶲耗散均能反映内可逆循环的不可逆性这一结论对于任何传热工况都适用.

3　结论

本文从熵和㶲两个角度讨论了热量传递、功热转换、理想气体自由膨胀过程和等温物质扩散过程的不可逆性. 研究表明, 这些物理过程中均存在熵产, 即表明这些过程都是不可逆的. 但其中, 功热转换、理想气体自由膨胀过程和等温物质扩散过程中均不存在㶲耗散. 对于热传递过程, 本文分析了孤立系统内的传热过程、热传导以及热对流过程, 结果均表明这些传热过程中㶲不守恒, 存在㶲耗散. 综上可见, 㶲耗散只能反映其中传热过程的不可逆性, 而不能反映其它热力学过程的不可逆性.

进一步, 本文对于有限时间热力学中广泛采用的内可逆循环进行了分析, 此循环中同时包含热传递过程与做功过程. 由于内可逆循环将其不可逆性全部归结为工质与热源之间的传热过程的热阻, 因此在该类循环中熵产和㶲耗散同时存在, 㶲耗散可以反映其不可逆性. 最后, 我们以内可逆卡诺循环为例, 计算了熵产率、㶲耗散率和循环效率随工质在吸热段的温度的变化规律. 计算结果表明, 随着熵产率和㶲耗散率的减小, 循环效率单调增加. 这一结果验证了上述分析结论.

参考文献

1　赵凯华, 罗蔚茵. 热学. 北京: 高等教育出版社, 2002
2　魏蔚, 孙全军, 努尔如拉, 等. 热力学过程不可逆性的等效性证明. 新疆师范大学学报(自然科学版), 2010, 29: 55–58
3　Moran M J. Availability Analysis: A Guide to Efficient Energy Use. New Jersey: Prentice-Hall, Inc., 1982
4　曾丹苓, 敖越, 张新铭, 等. 工程热力学. 北京: 高等教育出版社, 2002. 83–88
5　关洪. 原子论的历史和现状: 对物质微观构造认识的发展. 北京: 北京大学出版社, 2006. 80–200
6　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
7　韩光泽, 过增元. 导热能力损耗的机理及其数学表述. 中国电机工程学报, 2007, 27: 98–102

8 程雪涛, 梁新刚, 徐向华. 熵的微观表述. 物理学报, 2011, 60: 060512
9 程雪涛, 梁新刚, 过增元.孤立系统内传热过程的熵减原理. 科学通报, 2011, 56: 222–230
10 程新广. 熵及其在传热优化中的应用. 博士学位论文. 北京: 清华大学, 2004
11 朱宏晔. 基于熵耗散的最小热阻原理. 博士学位论文. 北京: 清华大学, 2007
12 Cheng X T, Xu X H, Liang X G. Homogenization of temperature field and temperature gradient field. Sci China Ser E-Tech Sci, 2009, 52: 2937–2942
13 Xie Z H, Chen L G, Sun F R. Constructal optimization for geometry of cavity by taking entransy dissipation minimization as objective. Sci China Ser E-Tech Sci, 2009, 52: 3413–3504
14 Xiao Q H, Chen L G, Sun F R. Constructal entransy dissipation rate minimization for “disc-to-point” heat conduction. Chin Sci Bull, 2011, 56: 102–112
15 Chen Q, Ren J X. Generalized thermal resistance for convective heat transfer and its relation to entransy dissipation. Chin Sci Bull, 2008, 53: 3753–3761
16 Cheng X T, Liang X G. Entransy flux of thermal radiation and its application to enclosures with opaque surfaces. Int J Heat Mass Transfer, 2011, 54: 269–278
17 Cheng X T, Xu X H, Liang X G. Radiative entransy flux in enclosures with non-isothermal or non-grey, opaque, diffuse surfaces and its application. Sci China: Tech Sci, 2011, 54: 2446–2456
18 Xia S J, Chen L G, Sun F R. Optimization for entransy dissipation minimization in heat exchanger. Chin Sci Bull, 2009, 54: 3572–3578
19 Guo J F, Xu M T, Cheng L. Principle of equipartition of entransy dissipation for heat exchanger design. Sci China Ser E-Tech Sci, 2010, 53: 1309–1314
20 Guo Z Y, Liu X B, Tao W Q, et al. Effectiveness-thermal resistance method for heat exchanger design and analysis. Int J Heat Mass Transfer, 2010, 53: 2877–2884
21 Guo J F, Xu M T, Chen L. The entransy dissipation minimization principle under given heat duty and heat transfer area conditions. Chin Sci Bull, 2011, 56: 2071–2076
22 Li X F, Guo J F, Xu M T, et al. Entransy dissipation minimization for optimization of heat exchanger design. Chin Sci Bull, 2011, 56: 2174–2178
23 Qian X D, Li Z X. Analysis of entransy dissipation in heat exchangers. Int J Therm Sci, 2011, 50: 608–614
24 程雪涛, 徐向华, 梁新刚. 熵在航天器热控系统并联热网络优化中的应用. 中国科学: 技术科学, 2011, 54: 507–514
25 陈群, 吴晶, 王沫然, 等. 换热器组传热性能的优化原理比较. 科学通报, 2011, 56: 79–84
26 Xu M T. The thermodynamic basis of entransy and entransy dissipation. Energy, 2011, 36: 4272–4277
27 Bernardes M. Developments in Heat Transfer. Rijeka: In Tech-Open Access Publisher, 2011. 247–272
28 陈群, 任建勋, 过增元. 质量熵耗散极值原理及其在空间站通风排污过程优化中的应用. 科学通报, 2009, 54: 1606–1612
29 夏少军, 陈林根, 孙丰瑞. 一类单向等温传质过程熵耗散最小化. 中国科学: 技术科学, 2011, 41: 515–524
30 程雪涛, 董源, 梁新刚. 熵与熵减原理. 物理学报, 2011, 60: 114402
31 程雪涛, 徐向华, 梁新刚. 广义流动中的熵原理. 物理学报, 2011, 60: 118103
32 曾丹苓. 非平衡热力学进展. 北京: 科学出版社, 2009
33 吴晶, 程新广, 孟继安, 等. 层流对流换热中的势容耗散极值与最小熵产. 工程热物理学报, 2006, 27: 100–102
34 Bejan A. Advanced Engineering Thermodynamics. 2nd ed. New York: John Wiley & Sons, 1997
35 Cheng X T, Liang X G. Entransy loss in thermodynamic processes and its application. Energy, 2012, 44: 964–972
36 沈维道, 童钧耕. 工程热力学. 北京: 高等教育出版社. 2007. 61–77
37 秦允豪. 热学. 北京: 高等教育出版社, 2004. 247, 260
38 Andresen B, Berry R S, Nitzan A, et al. Thermodynamics in finite time I: The step Carnot cycle. Phys Rev A, 1977, 15: 2086–2093
39 Salamon P, Andresen B, Berry R S. Thermodynamics in finite time II: Potentials for finite time processes. Phys Rev A, 1977, 15: 2094–2101
40 Berry R S, Salamon P, Heal G. On a relation between economic and thermodynamic optima. Resour Energ, 1978, 1: 125–137
41 陈林根, 孙丰瑞. 有限时间热力学理论和应用的发展现状. 物理学进展, 1998, 18: 395–422
42 夏少军, 陈林根, 孙丰瑞. $q\propto(\Delta(T^n))^m$ 传热规律下换热过程最小熵产优化. 热科学与技术, 2008, 7: 226–230
43 Curzon F L, Ahlborn B. Efficiency of a Carnot engine at maximum power output. Am J Phys, 1975, 43: 22–24
44 李俊, 陈林根, 孙丰瑞. 复杂传热规律下有限高温热源热机循环的最优构型. 中国科学 G辑: 物理学 力学 天文学, 2009, 39: 255–259
45 Li J, Chen L G, Sun F R, et al. Power vs. efficiency characteristic of an endoreversible Carnot heat engine with heat transfer law $q\propto(\Delta(T^n))^m$. Int J Ambient Energ, 2008, 29: 149–152
46 Chen L G, Li J, Sun F R. Generalized irreversible heat-engine experiencing a complex heat-transfer law. Appl Energ, 2008, 85: 52–60