

XXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXX
X
X 传输原理及在冶金中的应用 X
X
XXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXXX

中 册

武汉钢铁学院
一九七九年

第 二 篇 能 量 传 输

目 录

第 八 章 导 热

§ 8-1 温 度 场	8-3
§ 8-2 导热的基本定律	8-6
§ 8-3 导 热 系 数	8-7
§ 8-4 一维稳定态导热	8-10
§ 8-5 付立叶导热微分方程式	8-20
§ 8-6 二维稳定态导热	8-24
§ 8-7 图 解 分 析 法	8-34
§ 8-8 导热形状系数	8-35
§ 8-9 数 值 方 法	8-37

第 九 章 对 流 传 热

§ 9-1 对流传热简化模型	9-1
§ 9-2 对 流 传 热 系 数	9-2
§ 9-3 层流边界层能量方程	9-4
§ 9-4 热 边 界 层	9-6
§ 9-5 管 内 层 流 流 动	9-16
§ 9-6 整 体 温 度	9-19
§ 9-7 管 内 端 流 流 动	9-22
热的涡流扩散率	9-24

涡流扩散率	9-25
雷诺类似	9-26
§ 9-8 因次分析和实验数据的整理	9-29
§ 9-9 强制对流传热实验关系式	9-36
柯尔本类似和 j 因子	9-40
流体横向流过单根管子	9-45
流体流过散料层	9-48

第十章 自然对流

§ 10-1 竖板上层流传热	10-21
§ 10-2 因次分析和相似转换	10-12
§ 10-3 实验关系式	10-15

第十一章 沸腾传热

§ 11-1 沸腾过程	11-1
§ 11-2 膜状沸腾	11-4
§ 11-3 泡核沸腾	11-9
§ 11-4 过渡沸腾	11-12

第十二章 辐射传热

§ 12-1 传热的两种基本型式	12-1
§ 12-2 黑体和辐射率	12-3
§ 12-3 能量分布和辐射能力	12-5
§ 12-4 灰体和吸收率	12-10

§ 12-5	两无限大平板之间的辐射热交换	12-11
§ 12-6	角 度 系 数	12-15
§ 12-7	炉 壁 的 作 用	12-23
§ 12-8	辐射传热系数	12-27
§ 12-9	温度测量中的辐射误差	12-33
§ 12-10	气 体 辐 射	12-35
§ 12-11	火焰炉内辐射热交换	12-44

第 十 三 章 综 合 传 热

§ 13-1	综合传热系数	13-1
§ 13-2	通过炉壁的热损失	13-3
§ 13-3	园 管	13-7
§ 13-4	细 杆	13-8
§ 13-5	高炉碳矽炉底	13-14

第 十 四 章 不 稳 定 态 导 热

§ 14-1	瞬 变 导 热	14-1
§ 14-2	牛 顿 型 加 热 或 冷 却	14-1
§ 14-3	一维瞬变导热方程	14-10
§ 14-4	无 限 大 平 板 (表 面 突 然 冷 却)	14-12
§ 14-5	无 限 大 平 板 (在 恒 温 介 质 中 加 热)	14-15
§ 14-6	薄 材 和 厚 材 加 热 的 概 念	14-27
§ 14-7	半 无 限 大 固 体	14-28

§ 14-8 长时间值和短时间值的解.....14-37

§ 14-9 数值方法.....14-43

§ 14-10 图解分析法.....14-49

第十五章 凝固传热

§ 15-1 砂模.....15-1

§ 15-2 金属.....15-8

§ 15-3 凝固传热积分解法.....15-25

§ 15-4 连续铸锭传热积分解法.....15-29

第十六章 热交换器计算原理

§ 16-1 热交换器.....16-1

§ 16-2 基本方程式.....16-2

§ 16-3 热交换器效能.....16-5

§ 16-4 气体-固体料块逆流换热.....16-8

§ 16-5 蓄热室.....16-12

§ 16-6 填充床.....16-18

第二篇

能量传输

在自然界中，任何二个物体或者一个物体中的任何二部份，如果温度不同，就会发生能量的传递；能量从较高温度的物体流向温度较低的物体，净的能量总是朝着温度降低的方向流动。诚然，对于能量传递的物理机理，有许多不同的论点；但是，不论在何种情况下，也不论是何种理论，关于转变或传输过程中的能量在热力学上都称为热，而能量的转变或传输过程则称为传热。

对于传热，我们不仅要研究热能如何传递，更重要的是要研究在特定的情况下热能交换的速率，即传热速率。这一点是传热学的研究对象与热力学研究对象不同的地方。

实际上，冶金工程技术人员所从事的日常工作都涉及传热速率。一种工艺过程，往往是传热速率决定了整个工艺过程的速率，或者决定了某一设备的生产率和能力。在许多冶炼过程，往往是传热速率决定了炉子生产率。因此，掌握传热规律和传热的分析方法是十分必要的。

按照通常的说法，传热有三种方式，即传导、对流和辐射。

传导 如果一个连续物体内部存在温度差，热就会流动，而又不出现任何可见的物质运动，这一类热的流动称为热传导或导热。在固体金属，传导起因于自由电子运动。在弱导电体一类的固体和大部分液体，传导起因于各个分子沿着温度梯度的方向进行能量传输。在气体，传导发生自分子的不规则运动，使热从温度较高的区域“扩散”到温度较低的区域。最通常的传导例子是固体导热，例如炉壁或金属管壁的导热。

对流 在流体中，若存在可见的运动，不论是单向流动、混

合或滴流，还是重力流动，流体质点携带热能，它们的运动就造成热的流动。这一类与流体运动有关的热流称为对流。在工程上，涉及对流的大多数系统，有实际意义的热流是气体或液体本体与表面（例如固体表面）之间的热流。例如在火焰炉中，我们通常计算气体燃烧产物向炉壁和炉料的传热，而不详细考虑气体从一部份向另一部份的对流。这种对流，我们往往称之为对流传热。

自然对流和强制对流 对流是一种宏观现象，只有在流体产生或维持流动受力作用，以反抗阻力而维持其运动的情况下才能发生。这种用来产生流体运动的力有两种类型。如果流动是流体本体的温度差造成了密度差，而密度差又产生了浮力的结果，这种作用就叫做自然对流。空气流过热辐射口是自然对流的一个例子。如果是由于诸如鼓风机、泵或搅拌机等机械装置的作用，使之产生运动，这种流动与密度梯度无关，就被称为强制对流。热风炉格子孔的鼓风是强制对流的例子。这两种力也可能同时作用在同一流体，一起产生自然对流和强制对流。

传导和对流均需借物质为媒介，这一点和辐射完全不同。

辐射 辐射是借电磁波超越于空间的能量传递，不需要物质为媒介。如果辐射通过空间，并不转变为热或其他形式的能。只有被吸收的辐射能才转变为热。

在工程过程，上述二种或三种传热机理往往同时存在于一种传热现象中，称为综合传热。例如炉壁或裸露蒸汽管的散热损失，炉内或气体加热的立温设备的传热。其中，辐射和对流是互相独立和并行发生的，其各个效应可以相加一起。通常，辐射传热在立温下占重要地位，与流体的流动情况无关；而对流传热则对流动情况有密切关系，比较不受温度之低的影响。

第八章 导热

§8-1 温度场

温度是表征能量传热过程的基本物理量。

像其他物理过程一样，能量传热过程发生在空间和时间之中；离开时空概念，就无法说明这一过程。因此，能量传热过程的分析研究，势必归结为温度在空间和时间中的变化，即

$$t = f(x, y, z, \tau) \quad (8-1)$$

其中： t ——温度； τ ——时间； x, y, z ——直角坐标。

倘能找到温度 t 和空间坐标及时间之间的函数关系，我们就说找到了这一给定的能量传热过程的规律。

在进行观测的时间内，我们把所研究的空问称之为场。在温度场，每一瞬间在這一空间上的每一点都只有一个确定的温度值与之相对应。换句话说，在所研究的空间中一切点上的瞬间温度值的总合就称为温度场，而式(8-1)也就是温度场的数学表达式。应用这一概念，我们可以这样说，能量传热过程的分析研究就是专门研究温度场的。

温度是标量，所以温度场属于标量场。

温度场可以是稳定的，但更通常的情况则是不稳定的。

凡场内的温度不仅在空间发生改变，且随时间而变化，这种温度场就是不稳定的；这就是所谓“温度是空间坐标和时间的函数”（不稳定态）。式(8-1)也就是不稳定温度场的数学表达式。

场内任何点的温度均不随时间而改变，称为稳定温度场，这就是所谓“温度只是空间坐标的函数”，而与时间无关（稳定态）。

$$t = f(x, y, z), \quad \partial t / \partial \tau = 0 \quad (8-2)$$

在某些问题中，稳定温度场就是当 $\tau \rightarrow \infty$ 时不稳定温度场的极限情况。

8-4

因为 t 是三个空间坐标 (x, y 和 z) 的函数, 所以式 (8-1) 和式 (8-2) 所表示的温度场是三维的。若温度场只是二个坐标的函数, 则为二维温度场:

$$t = f(x, y, z) \quad \partial t / \partial z = 0 \quad (8-3)$$

若温度只是二个坐标的函数, 则为二维温度场:

$$t = f(x, z) \quad \partial t / \partial y = 0 \quad \partial t / \partial z = 0 \quad (8-4)$$

垂直于无限大平板 (其宽度和长度比其厚度大得多的平板) 的平面上进行传热能算的温度场是一维温度场的例子。

一维稳定温度场具有最简单形式的表达式:

$$t = f(x), \quad \partial t / \partial y = 0, \quad \partial t / \partial z = 0, \quad \partial t / \partial \tau = 0 \dots (8-5)$$

为了描述温度场的情况, 引进等温面这一概念。设想场内凡是具有相同温度的点都被连接了起来, 把它视为相等温度的点的轨迹。若某一瞬间对此面进行观察时其上的每一点就都具有相同的温度。这样的面称为等温面。这样, 我们可以把温度场看作为由一系列温度相差为 Δt 的等温面所组成或者是由一系列任意形状的等温壳所组成的; 当然, 在不稳定温度场, 这些等温面或等温壳随着时间而发生变化。

等温面与平面相截, 得到了一族等温线 (具有相同温度的线)。

因为在温度场内, 没有一点会在同一瞬间具有两个不相同的温度, 所以等温面和等温面之间或者等温线和等温线之间都是不会相交的。在连续的温度场内, 等温面或等温线也是不会中斷的。

如果所研究的是物体的导热, 那末温度场指的是这物体内部。前已述及, 沿着等温面或等温线, 温度是不改变的。我们只有在穿过等温面或等温线的方向上, 才能观察到物体内部温度的变化, 而最大的温度变化发生在等温面或等温线的法线方向上, 温度增长最快的方向就是等温面或等温线的法线方向。这一点是特别重要的, 下面对比作一简单的说明。

我们知道, 温度 t 沿某一方向 (譬如 l 方向) 的变化率的数学表达式是

$$\frac{\partial t}{\partial l} = \frac{\partial t}{\partial x} \cos \alpha + \frac{\partial t}{\partial y} \cos \beta + \frac{\partial t}{\partial z} \cos \gamma$$

其中 $\cos \alpha$ 、 $\cos \beta$ 和 $\cos \gamma$ 为 l 方向的方向余弦。我们又知道, 在直角坐标系下, 温度梯度的定义式是

$$\text{grad } t = \frac{\partial t}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial t}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial t}{\partial z} \mathbf{k} \quad (8-6)$$

其中 $\mathbf{i}$ 、 $\mathbf{j}$ 和 $\mathbf{k}$ 为 x 、 y 和 z 坐标轴上的单位矢量。可见温度梯度是矢量, 它在空间三个坐标轴上的分量分别为其对应的偏导数 $\partial t / \partial x$ 、 $\partial t / \partial y$ 和 $\partial t / \partial z$ 。而在 l 方向的单位矢量为

$$\vec{l}_0 = \mathbf{i} \cos \alpha + \mathbf{j} \cos \beta + \mathbf{k} \cos \gamma$$

于是, $\partial t / \partial l$ 可分解为两个矢量的数量积:

$$\begin{aligned} \frac{\partial t}{\partial l} &= \text{grad } t \cdot \vec{l}_0 \\ &= |\text{grad } t| \cos \phi \end{aligned}$$

其中 ϕ 为 l 方向和温度梯度的方向之间的夹角。

另一方面, 如果用 n 表示过点 P 的等温面 ($f(x, y, z) = \text{常数}$) 的法线方向相重合, 故由上式得到

$$\frac{\partial t}{\partial n} = |\text{grad } t|$$

于是

$$\text{grad } t = \vec{n}_0 \frac{\partial t}{\partial n} \quad (8-7)$$

其中: $\vec{n}_0$ — 单位法线矢量, 其指向为温度 t 增加的方向;

$\partial t / \partial n$ — 温度 t 沿等温面 (或等温线) 的法线方向的导数。

至此, 可以知道, 由式 (8-6) 所定义的溫度梯度矢量的方向就是过点 P 的等温面的法线方向; 而溫度梯度在数值上等于溫度沿等温面 (或等温线) 法线方向 (n) 的导数, 即 $\partial t / \partial n$ 。至此后的

8-6

讨论中，往往只论及温度梯度的数值（模），所以对于温度梯度矢量和温度梯度数值有时不加严格的区别。

根据热力学的理论，热量传递需要有温度梯度，在物体内部，有了温度梯度，热量就会沿着一条与等温面相垂直的方向而流动，热流动的方向恰恰与温度梯度的方向相反。换句话说，在物体内部，热量是从最高温度处流向最低温度处，而且是沿着温度降低的方向而流动的。

我们研究热量传递过程，其目的就是要确定温度场和与之相联系的热流动速率的。

§8-2 导热的基本定律

虽然在固体、液体和气体内部都会发生导热现象，但在工程上以固体的导热为最主要。要了解导热，最好从均质的各向同性固体中的热流着手，因为在这些固体中，没有对流热流，而辐射热流又可忽略不计。所谓各向同性固体，指的是在这种固体内，任何一点附近的特性和成分都不随该点引出的方向不同而有所变化。此时，一个点上的热流是沿着一条与通过该点的等温面相垂直的路径而流动的。在以后讨论中，我们只研究这种均质、各向同性固体。

在均质、各向同性固体中，通过单位表面积的熟流（熟通量）和垂直于这一表面积的温度的数值上成比例关系：

$$\frac{\delta}{A} \sim \frac{\partial t}{\partial n}$$

插入比例系数 k 时，

$$\delta = -kA \frac{\partial t}{\partial n} \quad (8-8)$$

对于微元面积，则

$$d\delta = -k dA \frac{\partial t}{\partial n} \quad (8-8a)$$

其中： δ —— 在垂直于等温面的方向上，通过等温面 A 的热流速率的数值，大卡/时；

A —— 等温面的面积，米²；

$\frac{\partial t}{\partial n}$ —— 温度梯度，°C/米。

这就是导热的付立叶定律，研究导热即以此作为起点。式(8-8)中的负号表示热流的方向和温度梯度的方向相反，并用未依热通量成为正值(图8-1)。比例系数 λ 为导热系数，它是热导率在其内流过的材料的一种特性。应注意的是， λ 为在某温度 t 和这一温度 t 的温度为 t 时所测得的数值。

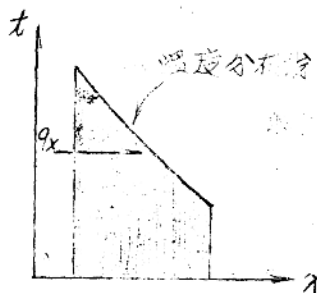


图8-1 热流方向图

为了说明导热系数的物理意义，我们写出二维稳定温度场的基本关系式：

$$\delta = -\lambda A \frac{dt}{dx} \quad (8-9)$$

若 dt/dx 为一常数，即随着 x 的增加，温度成直线变化，则

$$\frac{dt}{dx} = \frac{t_2 - t_1}{x_2 - x_1} = \text{常数}$$

由此得出热流速率 δ 将是一个常数 ($\delta = \text{常数}$)，于是，

$$\delta = -\lambda A \frac{t_2 - t_1}{x_2 - x_1} = \lambda A \frac{t_1 - t_2}{x_2 - x_1}$$

其中 $t_1 > t_2$ ，而 $x_1 < x_2$ 。可见，导热系数 λ 为当温度沿单位法线长度下降 1°C 时，在单位时间内通过单位面积的热量。由此得出导热系数的单位为 $\text{大卡}/\text{米}^2 \cdot \text{时} \cdot (^\circ\text{C}/\text{米})$ 或 $\text{大卡}/\text{米} \cdot \text{时} \cdot ^\circ\text{C}$ 。

应注意付立叶定律和牛顿粘性定律(式1-7)之间的类似。其中的通量却正比于梯度的数值，两个定律实质上都是各自所需的比例系数的定义式。基于这种类似，像牛顿粘度 μ 一样，导热系数 λ 也被看成是材料的一种传输性质。

§8-3 导热系数

付立叶定律虽已表明，材料的导热系数与温度梯度值无关，但并不表明导热系数一定与温度本身无关。实验证明，对所有物质来说， λ 是温度的函数。液体和气体的导热系数，则还与压力有关，

在接近临界状态时尤为如此。但由于 k 与温度并不是显著相关，因此当较小的温度范围内，我们可以把 k 看成是常数；当这种状况下温度分布是线性的。当较大的温度范围内，至少在一定的选定的范围，允许把导热系数视为随温度成直线变化，即

$$k = a \pm bt \quad (8-10)$$

其中 a 和 b 为实验常数。当这种状况下，温度分布则不是线性的。

一般说来，导热系数以固体为最大，液体次之，气体又次之。导热系数的大小，反映是物体导热的好坏和物体内部导热的快慢。

固体的导热系数 各种固体的导热系数差别很大，从具有最高导热系数的金属银和铜（300大卡/米·时·°C以上）到诸如绝棉、石棉、软木塞等轻质、多孔的非金属材料（0.03大卡/米·时·°C），相差约达1000倍之多。

金属作为一类物质来说是良导体。主要是因为它们的自由电子对导热起着很大的作用，正如自由电子能够传输电荷一样，自由电子也能够将热能从高温处携带到低温处。因此，金属的导热系数和导电系数之间有着密切的关系，那就不难为奇了。作为近似计算，可以认为，在一定温度下，对所有金属来说，导热系数和导电系数的比值（称为魏德曼-弗朗茨比）均为同一常数。而且，在许多情况下，金属中加入少量的合金元素，或含有大量杂质，对导热系数和导电系数都有显著影响。

大部分普通耐火材料的导热系数在0.75至4.5大卡/米·时·°C的范围内，但特殊耐火材料石墨碳化硅则为良导体，前者导热系数为75至150大卡/米·时·°C，后者为9至22大卡/米·时·°C，视其温度和材料的形态而定。

隔热材料具有低的导热系数，通常是由于多孔结构所致。可见对一定固体物质来说， k 将随体积密度而显著不同，而且将因材料处于散粒状态还是处于烧结状态而不相同。严格说来，对于热量流过一个多孔的固体的系统，除简单的导热外，在其孔隙的空间内还

涉及其他传热机理,例如对流和辐射。但是,一些最低导热系数的隔热材料是用轻质的松散粉末或纤维做的。这样的系统可以很接近静止空气的导热系数(约为 0.03 大卡/米·时· $^{\circ}\text{C}$)。而且,在这些系统,固体本身的导热系数对于不同的聚合状态只有次要的影响。其中一个显著的例子是石墨的性能:整体的致密的石墨是良导体($k > 75$),而 100 网目以下的石墨粉则是隔热体($k < 0.15$)。

液体和气体的导热系数 由于实验的困难,液体和气体的导热系数数据较固体的为少。主要的困难在于,在大部分流体系统中,借对流或流体运动所造成的热流占主导地位。

液态金属是较好的导热体,但不及固态金属。在金属的熔点下,液态金属的导热系数约为固态金属的 $1/3$ 至 $2/3$ 。水和水溶液,与其他非金属液相比,是较好的导热体;水在平常温度下的导热系数约为 0.5 ,而大部分有机液则为 0.10 至 0.06 大卡/米·时· $^{\circ}\text{C}$ 。

应用气体分子运动论,可以说明气体导热系数、比热、粘度等性质。根据这种理论,温度是动能唯一的函数(即温度决定于动能仅仅决定于动能)。在温度区域,气体分子具有较少的动能,当它们运动到低温度区域时,就将动能传到低温度区域,通过与低动能分子的碰撞就放出这种能量。虽然,分子运动越快,传热能量也就越快。因此气体的导热系数应与温度有关。简化的分析表明,气体的导热系数与其绝对温度的平方根成正比。根据气体分子运动论,还可导出导热系数应与比热和粘度的乘积成比例这一结论。这种关系可表示成如下形式:

$$\frac{C_p M}{k} = Pr$$

$C_p M / k$ 是一个无因次数群,称为普朗特数。在通常情况下,气体的普朗特数实际上与温度和压力无关,对于空气和其他双原子气体约为 0.74 ,对于单原子气体为 0.67 ,对于三原子和较复杂的气体为 0.78 至 0.80 。应用这些数值, k 便可由 C_p 和 M 求出。

与对流和辐射相比，气体本体中的导热通常可忽略不计。因此工程上直接计算气体内的导热为数甚少。气体导热系数的主要应用为间接用以估计对流传热。另一个重要的间接应用为自动气体分析，它是以气体导热系数随成分而变化的根据的。

§8-4 一维稳态导热

现在我们要考虑付立叶导热定律的应用，用它来计算一些简单的一维系统。有几种物理形体可划入一维系统：无限大平板的横向导热，绝热圆柱体的纵向导热，圆筒壁和球壁当其体内的温度仅为径向距离的函数，且与方位角或轴向距离无关时的导热，等等。另外，有些二维或多维热流问题，也可姑且作为一维处理。在这些情况下，我们可以直接应用付立叶定律（式8-9）。

对于一维稳态导热， δ 为常数，且随位置 x 和时间 t 而变，故式（8-3）便可写成沿着热流路径从位置I至位置II积分的形式：

$$\delta \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{A} = - \int_{t_1}^{t_2} k dt$$

上式中， k 和 dt 一起放在积分号内，因 k 随 t 而变，而 k 和 t 的关系通常为已知。若将 A 同 dx 一起放在积分号内，是因为在一般性况下，热流路径的截面积随沿着路程的位置而变，并且在简单的路径下可表示为 x 的代数函数。既然 δ 对于在给定路径上的稳态热流来说是常数，就不放入任一积分号内了。这样，热流率的计算可表示为

$$\delta = \frac{- \int_{t_1}^{t_2} k dt}{\int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{A}} \quad (8-11)$$

求积分 $\int_{t_1}^{t_2} k dt$ ，我们先知道在 t_1 至 t_2 的温度范围内， k 是如何随 t 而变，应用这些数据，可作图解积分。对许多材料，只有一个温度下的 k 值可资应用，我们就假定 k 为常数，于是

$$\int_{t_1}^{t_2} k dt = k(t_2 - t_1)$$

但如 k 和 t 成线性关系，或假定如此（式 8-10），则

$$\begin{aligned} \int_{t_1}^{t_2} k(t) dt &= \int_{t_1}^{t_2} (a \pm bt) dt \\ &= a(t_2 - t_1) \pm \frac{b}{2}(t_2^2 - t_1^2) \\ &= \left[a \pm b \left(\frac{t_1 + t_2}{2} \right) \right] (t_2 - t_1) \\ &= k_{\text{均}} (t_2 - t_1) \end{aligned}$$

其中

$$k_{\text{均}} = a \pm b \left(\frac{t_1 + t_2}{2} \right) = a \pm b t_{\text{均}}$$

$$k_{\text{均}} = a \pm b \left(\frac{t_1 + t_2}{2} \right) = \frac{(a \pm b t_1) + (a \pm b t_2)}{2} = \frac{k_1 + k_2}{2}$$

可见两端温度为 t_1 和 t_2 的热流路径的导热计算，既可应用平均温度下的导热系数，也可应用两端的导热系数 k_1 和 k_2 的算术平均值，因为二者在 k 和 t 呈线性关系的情况下是相等的。

积分 $\int_{x_1}^{x_2} (d\lambda/A)$ 视热流路径的几何形状而定。对于许多平常的系统， A 沿着热流路径不变，故

$$\int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{A} = \frac{x_2 - x_1}{A} = \frac{\Delta x}{A}$$

这一简单的结果应用于计算通过平壁的导热，其中热流与壁面相垂直，如图 (8-2) 所示。也可用于绝热良好的圆棒或电线的轴向导热。对于这些系统，式 (8-11) 往往取如下形式：

$$Q = -k_{\text{均}} A \frac{t_2 - t_1}{\Delta x} = -k_{\text{均}} A \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (8-12)$$

除了 Δt 和 Δx 是有限增量，分别表示热流路径的总温度降和总长度外，式 (8-12) 与式 (8-9) 很相似。虽然，严格说来，式

8-12

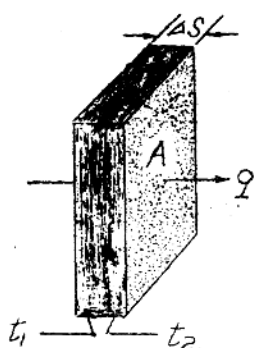


图8-2 通过平壁的热流

(8-12) 仅能应用于厚度比其他尺寸为小的平壁，但也可用于假定为面积近似不变的较复杂的系统。在这种情况下，式(8-12)最好用 A 的平均面积。

例、有一硅砖炉壁厚为230毫米，内外表面温度各为1300°C和300°C。

已知硅砖的导热系数：

在1500°C时为1.31 大卡/米·时·°C，

在1000°C时为1.68 大卡/米·时·°C。

炉壁面积为20米²。

炉内燃烧低热值为4000大卡/标米³的燃气。在正常状况下，燃料利用系数为0.55。

求：(1) 通过炉壁的热损失，大卡/米²·时；

(2) 炉壁内中间的温度；

(3) 与热损失相当的燃料耗。

解：(1) 根据式(8-12)，

$$\frac{q}{A} = -k_{\text{均}} \frac{\Delta t}{\Delta x}$$

因为题目只给出二个温度时的 k 值，且由此计算其他温度时的 k 值，须假定 k 随温度成直线变化。在此情况下， $k_{\text{均}}$ 等于炉壁内外表面平均温度时的 k 值；在本题为800°C时的 k 值。根据题目所给500°C和1000°C时的 k 值，用内插法便可求出800°C时的 k 值为

$$k_{\text{均}} = k_{800} = 1.53 \text{ 大卡/米·时·°C}$$

代入上式，即得

$$\frac{q}{A} = 1.53 \frac{(1300 - 300)}{0.23} = 6650 \text{ 大卡/米}^2 \cdot \text{时}$$

(2) 用试差法求炉壁中心处的温度。作为第一次近似值，可假