关于热的动力及实现方式的思考 ①

S. 卡诺

1824

① 英文版本来自： *The Second Law of Thermodynamics – Memoirs by Carnot, Clausius and Thomson.* Translated and Edited by W. F. Magie, Ph. D. Professor of Physics in Princeton University. New York & London: Harper & Brothers Publishers, 1899 和 *REFLECTIONS ON THE MOTIVE-POWER OF HEAT, Edited by H. Thurston, Director of Sibley College, Cornell University. Second Revised Edition, New York: John Wiley & Sons. London: Chapman & Hall Limited, 1897* , 最后以 Dover 1960 年版的 *REFLECTIONS ON THE MOTIVE POWER OF FIRE* 校订.

每个人都知道热可以产生运动. 在这个到处都熟知蒸汽机的时候, 没有人能够怀疑热具有巨大的动力这件事.

热也是地球上大多数运动的原因. 它导致大气的躁动, 云的上升, 下雨和其它大气现象, 在地球表面冲出沟槽的水流, 人们目前只能使用其中的很少的一部分. 甚至地震和火山喷发都是热的结果.

我们可以从这个巨大的热库获得为我们的目的所需的动力. 大自然通过在各个方面提供燃料, 给予我们在所有时间和地点产生热和以其为结果的推进力. 开发这种能力, 并使其适用于我们的需求, 是热机的目标.

人们研究这些热机有浓厚的兴趣, 它们有巨大的重要性, 它们的应用在不断增加, 它们似乎注定要在文明世界引发一场伟大的革命.

蒸汽机已经为我们的采矿, 推动船舶, 开凿港口和河道, 锻造钢铁, 加工木材, 碾磨谷物, 旋织衣物, 运送最重的货物等而工作. 显然在某一天它将成为一种通用的动力, 代替动物的动力, 落水及空气流动.

代替第一类, 它更为经济; 代替另外两种, 它具有不可估量的优势, 因其能够在所有时间和地点不间断地使用.

倘若, 在某一天, 蒸汽机性能优异到将能够利用很少的花费建造和提供燃料, 它将具有所有需要的优点并将使工业界的最新技术发展到一个很难预测的程度. 它不仅是一种可获得强大动力和方便运送到任何地方, 取代正在使用的动力机器的机器, 而且它将导致使用中的先进技术的快速扩展, 并且将产生全新的技术.

蒸汽机在英国的标志性表现无疑是煤矿业的复兴. 作为持续增加的开挖和排水困难的结果, 它已经衰退, 并被威胁将完全停止. ① 我们可以把蒸汽机对于铁的生产的促进排在第二位, 一方面是在木材开始稀少的时候, 大量的煤代替了木材, 另一方面是由于蒸汽机的出现使各种强大的机器得以使用或方便使用.

众所周知, 铁和热是机械技艺的支撑和基础. 很难设想在英国会有一个不依赖于这些, 或不能自由的使用这些的工业设施. 今天, 从英国拿走蒸汽机就意味着同时拿走她的煤和铁. 这将使其财富的源泉枯竭, 使其兴旺所赖被毁灭, 简言之, 毁灭那个巨大的强国. 而毁掉她的被认为是其最强支撑的海军, 或许并没有如此致命.

---

① 可以说英国的煤矿业在蒸汽机发明后提升了十倍. 这也差不多是铜矿, 锡矿, 铁矿的真实情形. 半个世纪前在英国矿业产生的效应正在今日新大陆的金矿和银矿重复, 这些矿业主要因为排水和提取矿物所需动力的不足而日益衰退.

由蒸汽船提供的安全和快速的航行可以认为是蒸汽机带来的全新技艺. 这个技艺已经允许建立合适的跨海和在新旧大陆的河道上的迅速且规则的交通. 这使得进入以前绝少进入的蛮荒之地成为可能. 这使得我们可以把文明的成果传送到地球上那些经年期待的地方. 蒸汽航行拉近了最远国家间的距离. 它趋向于联合地球上的国家, 如同继承于一个祖国. 事实上, 减少旅行的时间, 疲劳, 不确定, 和危险不是同缩短距离一样吗？[①]

同大多数发明一样, 蒸汽机的发明者归属于不同的进行尝试的人, 而真正的发明者并不确切知道. 当然, 首次对于蒸汽机原理的尝试确实小于一系列不断地改进直至现在所用的近乎完美的蒸汽机. 第一个展示蒸汽的昂贵动力的设备与现在的机器之间的巨大距离, 几乎就是第一个人造的木排和现代巨轮之间的距离.

如果发明的荣誉归于一个使其成长和发展的国家, 这个国家就是英国. Savery, Newcomen, Smeaton, 著名的 Watt, Woolf, Trevithick, 和其他英国工程师, 是名副其实的蒸汽机创造者. 在他们的手上蒸汽机不断获得改进. 一个发明自然会在有强烈需要的地方诞生, 特别是发展和完善.

尽管蒸汽机做了各种类型的工作, 尽管它已经为今天带来满意的条件, 但关于它们的理论很少进步, 改善它们的尝试仍然沿着纯粹偶然的方向.

常常提出这样的问题, 热的动力[②]是否没有上限, 对于蒸汽机的可能的改善是否有一个给定的极限, 一个由自然赋予的不能以任何方式越过的极限; 或者这种改善可以一直进行下去. 发明者长期以来并至今仍在探寻, 以确定是否存在比水蒸气更好的利用热能的介质. 例如, 大气在这方面是否具有更大的好处. 我们现在对这些问题进行审慎的考察.

热产生运动的现象还没有从非常一般的观点给予考虑. 我们仅仅在机器中考虑了它, 而机器的特性和作用模式不允许我们对它做完整的研究. 在这样的机器中, 这个现象在某种意义下是不完整的. 这使得认识其原理和研究其规律变得困难.

为了最一般地考虑热产生运动的原理, 必须不依赖于任何特定的

① 我们讲减少旅行危险. 事实上, 尽管在船上使用蒸汽机确实伴随被严重夸大了的危险, 但这总是能够被沿着规定的熟知路线航行, 能够抵抗风力把船吹向岸边, 浅滩和礁石的好处超额抵消.

② 我们这里用动力来表示马达可以提供的有用的效果. 这个效果总是可以与把一个重物提升一定高度相联系. 我们知道, 作为度量, 它是重量和它提升的高度的乘积.

介质来思考. 必须建立不仅能用于蒸汽机的原理, ①而且也能用于所有可以想象的热机, 无论使用什么工作物质和运行方法.

那些不是从热获得动力的机器, 如人力, 畜力, 落水, 气流等等, 可以用力学理论研究到其最详细的部分. 所有的情形都可以预测, 所有可想象的运动可由这些完全建立的, 适用于所有情况的一般原理来理解. 这是一个完整理论的特征. 显然, 热机需要一个类似的理论. 这只有当物理定律足够扩充, 足够推广, 使得对于所有的热在任何物体上以确定的方式作用的效应能够预测时, 我们才算有了它.

下面我们假设已经有了组成蒸汽机的各个部分的一个粗浅的知识; 我们认为无需解释火炉, 汽化锅, 汽缸, 活塞, 冷凝器等等.

在蒸汽机中产生运动总是伴随着一个我们必须注意的情形. 这就是重新建立热量的平衡; ② 即热量从高温物体向低温物体的转移. 在实际的蒸汽机中发生的情况是什么呢? 火炉中因燃烧而放出的热量通过汽锅的壁传入汽锅, 产生蒸汽, 并以某种方式带着它们. 蒸汽带着热量, 首先进入汽缸, 在那里做一些事情, 并从那里进入冷凝器, 通过与冷水接触而凝结. 然后, 作为最后的结果, 冷凝器中的冷水拥有了燃烧放出的热量. 它通过蒸汽的加热获得, 如同直接从火炉中得到. 蒸汽在这里只是起到传递热量的作用. 它同蒸汽加热浴缸的原理一样, 只是在这种情形下使得其运动有用.

在我们刚才描述的操作中, 容易识别出重建热量平衡, 即热量从或多或少热的物体转移到较冷的物体. 在此情况下, 这些物体的第一个是火炉中加热了的空气, 第二个是冷凝水. 热量平衡, 即便不是完整的, 但至少是部分的重建发生于二者之间, 因为一方面加热的空气在完成其功能后, 绕过汽锅, 以远低于其作为燃烧结果产生时的温度从烟囱中排出; 另一方面, 冷凝器中的水, 在凝结了蒸汽后以高于其进入时的温度离开了机器.

这样, 在蒸汽机中产生动力并不是由于实际上消耗了热量, 而是*由于从热的物体到冷的物体转移热量*, 即由于重建热量平衡, 这个平衡可以考虑为因任何原因打破, 因化学作用如燃烧, 或任何其它. 我们很快会看到, 这个原理对任何由热建立运动的机器都适用.

按照这个原理, 仅仅产生热不足以产生推进力: 必须还要有冷; 没有它, 热将是无用的. 事实上, 如果我们周围只有与火炉同样热的

① 我们这里区别蒸汽机和一般的热机, 它可以使用任何工作物质, 而不仅仅是蒸汽来实现热的动力.

② [热量被认为是一种不能消灭的物质. 卡诺将其与 feu, 火, 热交换使用]

物体, 我们如何凝结蒸汽呢？我们不能假定我们可以如同有些机器所做的那样, 把它排放到大气中去. [①]大气不会接收它. 在实际情况下大气确实接收空气, 这仅仅是因为大气被作为一个巨大的冷凝器, 因为它处于较低的温度. 否则它会很快被排满, 或者已经饱和了. [②]

只要存在温差, 只要有可能使重建热量的平衡发生, 就可能产生动力. 蒸汽是实现这种力的方式, 但并非唯一. 自然界的所有物质都可以用于这一目的, 所有的物质都能够改变体积, 通过改变冷热, 可以相继收缩和扩张. 所有物质都能在体积变化中克服一定的阻力, 从而产生动力. 一块固体, 例如一根金属棒, 相继加热和冷却, 会增加和缩小其长度, 并能够移动固着于其端点的物体. 对液体相继加热和冷却, 会增加和减小其体积, 并能够克服较大或较小的, 逆向其扩大的阻碍. 气态的流体对于温度变化有可观的体积变化. 如果将其封装于一个可以扩展的空间内, 例如带有活塞的汽缸, 它将产生大的运动. 所有能够蒸发产生蒸汽的物质, 如酒精, 汞, 硫等等, 可以起到和水相同的作用. 对水蒸气相继加热和冷却, 可以按照永久气体的方式产生动力, 即没有返回到液态. 大多数这样的物质被建议为, 或已经被作为工作物质进行实验, 尽管迄今为止或许没有明显的成功.

我们已经解释了在蒸汽机中的动力来自于热量的重建平衡; 这不仅在蒸汽机中发生, 也发生于每个热机, 即每个以热量作为动力的机器. 显然, 只有通过改变体积和物体的形式, 热才能够成为运动的原因.

这些改变不是由均匀的温度导致, 而是相继的加热和冷却. 现在, 加热任何一个物体需要有一个比被加热的物体更热的物体; 而冷却需要更冷的物体. 我们提供热量给第一个物体, 我们可以通过中间物质将其转移到第二个物体. 这是重建, 或至少是努力重建热量的平衡.

这里, 自然会提出如下有趣和重要的问题：热的动力是否在量上不变, 或者它会随选择来实现它的作用的工作物质而改变？

显然, 这个问题只有对给定量的热量可以提出, [③] 温差也应该已

---

① 代替冷凝, 在高压下的某些机器把蒸汽排到大气中. 他们特别应用到难以获得足够的冷水来冷凝蒸汽的场合.

② 这里必须假设存在液态的水, 没有它, 蒸汽机无法注入, 这里假设存在一个压强能够阻止水的汽化, 即一个大于或等于在此温度下蒸汽的张力. 如果大气没有加上这样一个压强, 就会立即有足够量的蒸汽产生, 足以给出这个张力, 总是必须要克服这个压强以放出蒸汽到新的大气中. 现在, 这显然等价于克服蒸汽冷凝后的张力, 如同通常情形下一样.

如果在地球表面有非常高的温度, 如同确实在其内部存在那样, 所有海洋的水将为大气中的水蒸气, 没有液态状态的部分.

③ 这里不必解释热量的量或热的量（我们不加区别地使用这两个表达方式）, 或描述如何用

经给定. 我们取, 例如, 物体 A 处于温度 100°, 另一物体 B 处于温度 0°, 并问从第一个物体向第二个物体转移给定的热量（例如, 正好可以熔化一千克冰的热量）时, 能够产生多少动力. 我们研究这个动力的数量是否必须有限, 是否与实现的物质有关, 是否水蒸气或多或少比酒精, 汞, 永久气体或任何其它物质更好. 我们将利用已经建立的观念试图回答这些问题.

我们已经提到过这个自明的事实, 或者至少在我们思考因热导致的体积变化时变的显然的事实：*1 只要存在温差, 就可以产生动力*. 反过来, 只要我们消耗这个动力, 就可能产生温差, 可能导致热量平衡的破坏. 物体间的撞击和摩擦不就是实际意味着自发地升高其温度, 使其温度高于环境的物体, 导致先前存在的热量平衡的破坏吗? 经验证明, 气态流体的温度在压缩时升高, 稀疏时降低. 这是一个确切的改变物体温度, 以期望的方式破坏同一物质的热量平衡很多次的方法. 水蒸气以蒸汽机的相反方式的应用也可以认为是一种破坏热量平衡的方式. 为了确信这一点, 我们需要仔细观察热对水蒸汽作用产生动力的方式. 考虑两个物体 A 和 B, 每个保持在恒定的温度, 且 A 的温度高于 B. 这两个物体, 我们可以拿走或给予热量而不改变其温度, 起到两个无限热库的作用. 我们把第一个称为热库, 第二个称为冷库.

如果我们希望通过从 A 转移一定量的热量到 B 产生动力, 我们应如下进行：

（1）从 A 拿出热量, 以制造蒸汽, 即让这个物体起火炉的作用, 或起实际机器中构成汽锅的金属的作用, 在这里我们假定产生的蒸汽具有与物体 A 相同的温度.

（2）蒸汽到达一个可以膨胀的空间, 例如汽缸加活塞, 增加这个空间的体积, 也同时增加蒸汽的体积. 这样稀释后, 如同所有弹性气体中发生的, 温度自动下降; 允许继续稀释直到温度下降到精确的 B 的温度.

（3）与 B 接触并外加一个恒定的压强使蒸汽凝结, 直到完全液化. 这里的物体 B 起实际机器中的注入水的作用, 但有如下区别, 没有与蒸汽混合, 没有改变自己的温度. ①

量热计测量这些量. 我们也不解释诸如潜热, 温度, 比热等等. 读者应该通过研读物理或化学的基础著作熟悉这些名词.

① 我们或许怀疑物体 B 与蒸汽的温度相同是否能够凝结蒸汽. 无疑这不是严格地可能, 但是温度的很小的差别将决定凝结, 这足以建立我们论证的正当性. 因此, 在微分计算中, 若我们能

我们刚才描述的过程可以以相反的方向和顺序进行. 没有什么可以阻止在 B 的温度下, 利用物体 B 的热量形成蒸汽, 以能使其达到 A 的温度的方式压缩它, 最后在与 A 接触的情况下继续压缩使其凝结到完全液化.

通过我们的第一个操作, 在从 A 转移热量到 B 的过程中, 同时会产生动力. 通过逆操作, 同时有动力的消耗和热量从 B 还给 A. 如果我们在每个操作中使用相同数量的蒸汽, 没有动力和热量的丢失, 第一个操作产生的动力将和第二个操作消耗的动力相同, 第一个操作转移的热量将等于第二个操作还回的热量; 因而无穷多个相继的这样的正反操作可以进行, 而没有动力的产生和热量的转移.

现在, 如果存在一种比我们所用的方式更有效的利用热的方式, 即, 如果有可能通过任何方式使得热量产生比我们描述的第一个操作更多的动力, 其中的一部分动力足以利用第二个操作把传递到 B 的热量还回到 A, 恢复初始条件, 并可开始前一过程并一直进行下去: 这将不仅是永动, 而且是在不消耗热量或其它任何东西的情况下产生无限的动力. 这样一种创造完全与已经接受的概念, 与力学的定律和可靠的物理相违背. 这是不能接受的. ① 我们于是得到结论, *利用蒸汽能够获得的最大动力也是利用其它任何物质可以获得的最大动力.* 我们很快将给出这个理论的一个更为严格的论证. 这里的论证应该看做是一个近似. (见第 7 页)

对于刚刚阐述的命题, 我们可以问如下问题: 在这里最大是什么意思? 有何标志能使我们知道这个最大已经达到? 有何标志可使我们知道使用的蒸汽在产生动力时达到了最大的可能?

由于每个热量平衡的重建可以是产生动力的原因, 每个没有伴随有产生动力的热量平衡的重建将考虑为真正的损失. 现在, 只要略作思考, 便知所有不是由于体积改变引致的温度变化就仅仅是无用的热量平衡重建. ② 这样, 最大动力的必要条件是: *在用以实现热的动力*

够设想出方程中略去的量与保留的量相比是无穷小就充分保证了结果的精确.

物体 B 凝结蒸汽而不改变温度–这来自我们的假设. 我们已经允许这个物体保持在恒定的温度. 我们拿走蒸汽给予的热量. 这是凝结器的金属在伴随外来冷水液化蒸汽时所处的条件, 如同在若干个机器上所做的那样. 类似地, 水库也可以通过一边流入, 一边流出而维持在一个恒定的高度.

人们甚至可以设想物体 A 和 B 即使在失去或获得一定热量时维持恒定的温度. 例如, 物体 A 是大量的准备被液化的蒸汽而物体 B 是大量的准备被熔化的冰, 这些物体, 如我们所知, 放出或吸收热量而不改变温度.

① 附录 B, 注记 A.

② 这里我们假设用以实现热的动力的物体之间没有化学作用. 火炉中发生的化学作用在某种

的物体中, 不应发生任何不是由体积改变导致的温度变化. 反过来, 只要这个条件得到满足, 就达到了最大动力. 这个原理在构建热机时绝不能被忽视; 这是它的根本本基础. 如果它不能被严格遵守, 就应该使其偏离尽可能小.

每个不是来源于体积变化或化学作用（这里我们暂时假定不会发生）的温度改变必是热直接从一个多少热一些的物体到较冷物体的转移. 这种转移主要在不同温度的物体接触式发生; 因此, 这样的接触应该尽可能避免. 也许这无法完全避免, 但至少应该安排到使得接触的物体的温度之差尽可能的小.

我们刚才在论证中假定了物体 A 的热量形成蒸汽, 这个蒸汽与 A 的温度相同; 从而物体只在相同温度下接触; 此后蒸汽温度的变化来自膨胀, 因而是体积的改变. 最后, 凝结发生在没有不同温度物体接触的状况下. 它发生于与相同温度的 B 接触并外加一恒定压强的条件下. 最大的条件因而得到满足. 实际上的操作不可能精确地按照我们的假定发生. 为了确定热量从一个物体到另一个物体的转移, 第一个物体应该有一稍高的温度, 这个温度的差别当然可以假定为任意我们需要的微小量. 我们可以在理论认为它就是零, 因而不会破坏论证的精确.

对于我们的证明可以有一个更正当的异议：当我们从物体 A 取出热量产生蒸汽, 这些蒸汽随后在与 B 接触时凝结, 形成这蒸汽的水, 它们开始时与 A 有相同的温度, 现具有与 B 相同的温度. 它变冷了. 如果我们要开始一个与前类似的操作, 如果我们要利用同一设备, 同一蒸汽产生新的动力, 必须首先重建初始的条件, 把水恢复到初始的温度. 这无疑可以通过与 A 接触来达到, 但这样一来, 将使不同温度的物体接触并损失动力. [①]这将无法进行逆向操作, 即, 无法还回物体 A 那些用于升高液体温度的热量.

这个困难可以通过假定物体 A 和物体 B 的温差是无穷小来解决. 相对于产生蒸汽必须的热量（一个总是有限的量）而言, 把液体提升到原来温度所需的热量也是一个不重要的无穷小量.

意义上是预先过程, 是一个注定不直接产生动力, 而只是破坏热量平衡, 产生最终给出运动的温差的过程.

① 这类损失存在于所有的蒸汽机中. 事实上, 注定要进入汽锅的水总是比锅中的水冷, 在它们之间发生无用的热量平衡重建. 我们很容易后验确信, 这个热量平衡的重建将导致动力的损失, 例如我们设想有可能在把水注入前作为一个小的辅助机器的冷凝水而得到预热, 使用从大的汽锅中获得的蒸汽, 而且冷凝是在介于汽锅和主冷凝器之间的温度进行. 这个小的机器产生的动力没有热的损失, 由于所有使用的热量都通过冷凝水还回了汽锅.

这样对两个物体的温差是无穷小的情形证明了的命题可容易推广到一般情形. 事实上, 如果操作是把热量从 A 转移到 Z 以产生动力, 两者之间的温度很不一样, 我们可设想一系列温度介于 A 到 Z 之间的物体 B, C, D, ... , 选择成 A 到 B, B 到 C, 等的温度差都是无穷小. 来源于 A 的热量只有在经过了 B, C, D, 等等, 并在这些步骤上产生了最大动力后, 到达 Z. 这里, 逆向的过程是完全可以的, 第5 页的论证将严格可用.

按照目前已经建立的原理, 我们能够以足够的精度比较热的动力和瀑布的动力. 每个都有我们无法超越的极大, 不管如何作用, 一方面是由水驱动机器, 另一方面是由热作用于物质. 瀑布的动力依赖于高度和液体的量; 热的动力也依赖于所用热量的量, 和一个我们将称之为*热落差*①的量, 即交换热量的两个物体之间的温差. 在瀑布情形下, 动力精确正比于两个水库之间的高度差; 在热量下落的情形, 动力无疑随着热冷物体之间的温差而增加, 但我们不知道它是否正比于这个温差. 例如, 我们不知道, 在热量从 100 度落入 50 度时提供的动力比从 50 度落入 0 度时提供的动力是多还是少. 这是一个我们此后将要研究的问题.

我们将在此给出第 6 页所阐明的基本命题的第二个展示, 目前这个命题以更一般的形式给出.

当一个气态流体快速压缩时其温度上升. 反之, 当其快速膨胀时温度下降. 这一点是由实验很好展示了的事实之一. ②

如果一个气体的温度由压缩而升高, 我们希望把其温度降低到原来的温度而不改变其体积, 必须移出一些热量. 这些热量可以在加压时按比例移出, 从而使气体的温度保持恒定. 类似的, 在气体稀释时我们可以通过提供热量来避免温度的下降. 我们把这些没有温度变化发生的情形涉及的热量, 称为*体积变化导致的热量*. 这个命名并不是表明这些热量附属于体积, 它不附属于体积的情形不多于与压强的附属, 所以也可以称之为*压强变化导致的热量*. 我们不知道其随体积变化的规律, 它的数量可能随气体的类型, 密度, 或其温度而变. 关于这一点, 实验没有告诉我们任何东西. 它只是对我们表明在压缩弹性流体时或多或少有这个热量.

在建立了这个初等想法后, 让我们设想一弹性流体, 例如大气, 装入一个汽缸 $abcd$ 内（见图 1）, 提供一个可动的隔板或活塞 cd. 有两

① 这里研究的事情完全是新的, 我们不得不引入没有用过的短语, 这也许比期望的更不清楚.

② 附录 B, 注记 B.

个处于恒定温度的物体, A 和 B, A 的温度高于 B 的温度. 让我们设想将要描述的一系列操作：

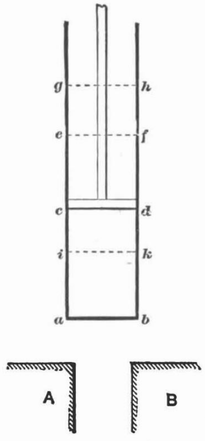

Fig. 1

（1）把空间 $abcd$ 中的气体, 或这个空间的壁（假定是透热的）与物体 A 接触. 气体由此接触变为与 A 有相同的温度; cd 是活塞的实际位置.

（2）活塞逐步升高到 ef. 物体 A 一直与气体接触, 从而在膨胀过程中一直保持恒温. 物体 A 给予所需保持恒温的热量.

（3）移开物体 A, 现在气体不再能够与提供其热量的任何物体接触. 活塞继续运动, 通过 ef 到达 gh. 气体在没有热量获得的情形下膨胀, 温度下降. 我们设想它一直下降到与 B 的温度相同; 此时, 活塞停止, 保持在 gh.

(4) 把气体与 B 接触, 活塞从 gh 运动到 cd, 气体被压缩. 在此过程中气体因与 B 接触, 保持在 B 的温度, 并向 B 放出热量.

（5）移开 B, 继续压缩气体, 此时气体孤立, 温度上升. 继续压缩气体直到其温度达到 A 的温度, 在此过程中活塞从 cd 到 ik.

（6）气体再次与 A 接触. 活塞从 ik 回到 ef; 温度不变.

（7）第 3 步更新, 然后是相继的 4, 5, 6, 3, 4, 5, 6, 3, 4, 5; 等等.

在这些操作中, 活塞经受一个由封闭的气体给予的或大或小的力, 这个气体的弹力如同随温度变化一样随体积变化而变. 但需要指出的是在相等体积下, 即活塞在同一位置时, 气体膨胀时的温度高于气体压缩时的温度. 从而膨胀运动产生的动力超过压缩运动消耗的动力. 因此, 我们可以获得净的动力, 可用于任何目的. 气体在这里作为热机. 事实上, 我们已经以最可能优化的方式使用它, 因为没有无

用的热量平衡的重建.

上述所有操作可以反向进行. 我们设想, 第六步后, 即活塞到达位置 ef, 我们让它回到位置 ik, 同时让气体与 A 接触. 由此物体在第六步转移的热量将还回给源, 即物体 A. 条件将精确地变到第五步结束时的情形. 如果现在移开物体 A, 并让活塞从 ik 移动到 cd, 气体的温度将下降在第五步所增加的度数, 变为 B 的温度. 显然我们可以继续进行一系列那些已经描述过的操作的逆操作. 仅仅必须在同样的情形下对每一步用膨胀运动取代压缩运动, 以压缩运动取代膨胀运动.

第一个操作的结果是产生一定的动力和从 A 向 B 转移热量. 反向操作的结果是消耗产生的动力和从 B 到 A 还回热量. 这样. 这两个系列的操作互相抵消, 时髦的说法, 一个中和了另一个.

使热量产生比我们描述的第一个系列的操作更多动力的不可能性, 现在可以容易证明. 这能够以第 6 页非常相似的论证来展示, 这里的论证更为精确. 我们用来建立动力的空气, 在每个操作的循环结束后精确地回到原状, 如我们已经指出的, 这并不是水蒸气的确切的情形. ①

我们选定空气作为建立热的动力的工具, 显然, 其论证对于其它的气态物质, 和所有其它在温度作用下可以发生收缩和扩展的物质都是相同的. 这包括了所有自然的物质, 或至少所有用来实现热的动力的物质. 这样, 我们被引导建立如下的命题:

热的动力②与用来实现它的介质无关; 其量值完全由起效的物体的温度, 最终③, 转移的热量固定.

我们必须理解每个获得动力的方式达到了相关变化的最好. 这个条件, 如我们前面指出的, 在不存在因体积变化导致之外的温度变化时可以达到, 或, 换言之, 没有具有可感知温差的物体的接触.

可以采用不同的实现动力的方法, 如采用不同的物质, 或同一物

① 在我们的论证中, 我们隐含假定当一个物体经历任何改变, 经过一定数量的变换后会精确回到初始状态, 即回到那个以密度, 温度, 聚合方式确定的状态 — 让我们假设, 这个物体包含与开始同样数量的热, 或者说在这些变换中吸收和放出的热量精确抵消了. 这个事实从来没有被质疑, 它首先不加思考的被认可, 在其后的很多情况下通过量热实验所证实. 拒绝这一点就推翻了作为基础的整个热的理论. 在此, 我们可以说, 热的理论依赖的主要原理需要做最仔细的考察. 许多实验事实显示出在现有的这个理论下非常费解. [此处表达的对于热的本质的假定的有效性的怀疑, 在卡诺的认识中逐步发展为拒绝这些假定, 并导致卡诺怀疑热的本质. 见 Life of Carnot. —英译者注]

② [注意卡诺用“动力”作为现在“功”的同义词. —英译者注]

③ [即完成一个循环. —英译者注]

质的两种状态 – 例如, 在两个不同密度下的气体.

这自然把我们引导到那些对气态流体的有趣的研究 – 在热的动力方面导致新的结果的研究, 给于我们在一些特定情形下验证上述基本命题的方式. ①

我们看到我们的证明在假定 A 和 B 的温差很小时得到简化. 这样活塞在第 3 步和第 5 步的运动甚小, 这些步骤可以被压缩掉而不会影响动力的产生. 体积的非常小的变化事实上足以保证产生温度的微小变化, 这个体积的微小变化在存在范围不受限制的第 4 步和第 6 步时, 可以略去.

如果我们在上面描述的操作中略去第 3 步和第 5 步, 它简化为下面的步骤:

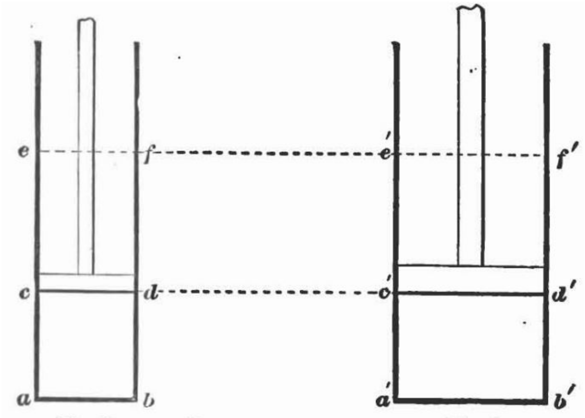

Fig. 2　　Fig. 3

(1) 使约束在 $abcd$ (图 2) 中的气体与物体 A 接触, 活塞从 cd 移动到 ef.

(2) 移去 A, 把约束于 $abef$ 中的气体与 B 接触, 活塞从 ef 退回到 cd.

(3) 移去物体 B, 把气体与 A 接触, 活塞从 cd 移动到 ef, 即重复第一步, 并继续.

由组合 1 和 2 获得的动力显然是气体在温度 A 时膨胀产生的动力与在温度 B 时压缩消耗的动力之差.

如果设想操作 1 和 2 在两种化学性质不同但压强相同的气体上进行 – 例如压强为大气压. 这两种气体在同样的状况下将有精确相同的表现, 即他们的膨胀力, 开始时相同, 不管是如何的体积变化和温度变化, 只要在两种情况下这些变化相同, 将总是相同. 这一结果

① 此后, 我们将假定读者熟知气体物质和热相关的现代物理的最新进展.

从马略特和盖吕萨克先生和道尔顿先生的定律来看是显然的. 这定律对于所有弹性流体成立, 对所有这些流体, 在体积, 膨胀力和温度之间存在着相同的关系.

由于两个不同的气体在相同温度和相同压强下应该在相同状况下表现相同, 如果我们对二者按照上述描述操作, 他们将给出相同数量的动力.

现在, 这意味着, 按照我们已经建立的基本命题, 使用了两个相等的热量; 即, 不论用什么气体, 从 A 转移到 B 的热量是一样的. 从 A 转移到 B 的热量显然是气体在膨胀时吸收的热量, 或气体在压缩时放出的热量. 我们被引导建立如下命题:

当气体等温的从一个确定体积和压强到另一个确定体积和压强时, 吸收或放出的热量总是相同的, 无论何种气体被选来做实验.

例如, 拿一升大气压下 100° 的空气. 如果我们想将其体积翻倍同时保持温度为 100°, 必须对其加入一定数量的热量. 如果代替空气, 我们用碳酸气体, 氮气, 氢气, 水蒸汽或酒精蒸汽做此操作, 即在一个大气压和 100° 下将其体积翻倍, 这个数量将精确相同.

反过来, 代替翻倍气体的体积, 我们通过压缩使其减半, 也是相同的. 弹性流体在体积变化时放出或吸收热量的数目从没有直接的实验测量, 无疑这样的实验是非常困难的, 但存在非常接近等价的数据. 这由声的理论所提供. 因为导致其建立的精确条件, 它值得信赖. 这数据是:

大气在突然压缩导致体积缩小 $\frac{1}{116}$ 时, 温度升高一摄氏度. ①

在 760 毫米汞柱和 6° 的温度下做了声速的实验, 只有在此情况下的参考数据. 为了便利, 我们将以其作为非常靠近的 0° 的结果.

空气压缩 $\frac{1}{116}$, 从而温度升高一度, 与直接加热升高一度的空气只有密度的差别. 原始体积假设是 V, 压缩 $\frac{1}{116}$ 将其减小为 $V-\frac{1}{116}V$. 按照盖吕萨克先生的规律, 在恒定压强下加热, 将使大气体积比 0° 时增加 $\frac{1}{267}$: 这样, 大气的体积一方面缩减到 $V-\frac{1}{116}V$, 另一方面增加到 $V+\frac{1}{267}V$. 显然, 在两种情况下空气具有的热量之差是直接让空气升高一度的热量; 从而空气从体积 $V-\frac{1}{116}V$ 到体积 $V+\frac{1}{267}V$ 吸收的热量等于直接升高一度所需.

假设, 代替在恒定压强, 体积可变情况下加热使温度升高一度, 我

① 获得这个数据的 Poisson 先生证明这与 Clement 先生和 Desormes 先生关于空气返回真空, 或进入有些稀疏的空气的实验非常一致. 这也与盖吕萨克先生和 Welter 先生发现的结果一致. (见第18页的注)

们将其放入不变的空间, 并在此条件下使其温度升高一度. 这样, 空气加热一度和压缩 $\frac{1}{116}$ 的差别仅仅在于其 $\frac{1}{116}$ 的大出来的体积. 于是空气在压缩 $\frac{1}{116}$ 的体积时放出的热量等于在恒定体积下升高一度所需的热量. 由于 $V-\frac{1}{116}V$, V, 和 $V+\frac{1}{267}V$ 的差别与体积本身比起来很小, 我们可以认为空气从第一个体积到第二个体积, 从第一个体积到第三个体积时吸收的热量与体积的变化成正比. 这样引导我们建立如下关系:

在恒定压强下空气升高一度所需的热量和恒定体积下升高一度所需的热量, 为如下数字之比

$$\frac{1}{116}+\frac{1}{267} \quad \text{比} \quad \frac{1}{116}$$

或, 乘以 116×267, 为 $267+116$ 比 267.

于是, 这个比值就是恒定压强的热容和恒定体积的热容之比. 如果使这两个热容的第一个为一, 第二个将由 $\frac{267}{267+116}$ 表示, 其非常接近 0.700; 它们的差, $1-0.700$ 或 0.300, 显然代表在恒定压强下加热一度产生体积增量的热量.

按照盖吕萨克和道尔顿先生的定律, 这个体积的增加对所有体积都相同; 按照第18页证明的理论, 这个相等体积增量所吸收的热量对所有弹性流体均相同, 这导致如下的命题:

等压比热与等容比热之差对所有气体均相同.

这里应该指出所有被考虑的气体是处于相同的压强下, 例如大气压强, 以及比热也有参考体积的测量.

现在, 非常容易通过气体的等压比热构造一个其等容比热的表. 这是表:

气体比热表

气体	等压比热	等容比热
空气	1.000	0.700
氢气	0.903	0.603
碳酸	1.258	0.958
氧气	0.976	0.676
氮气	1.000	0.700
氧化氮	1.350	1.050
乙烯气	1.553	1.253
氧化碳	1.034	0.734

第一列是 Delaroche 先生和 Berard 先生在大气压下直接测量比热的结果, 第二列是由第一列减去 0.300 得到.

第一列和第二列的那些数字使用的是相同的单位, 即空气在恒定压强下的比热.

第一列的每个数字和对应第二列的数字之差是常数, 这些数值之间的比值应该是可变的. 从而气体在恒定压强和恒定体积下的比热之间的比值对不同气体可以变化.

我们已经看到空气经历突然压缩其体积 $\frac{1}{116}$ 时升高一度. 其它气体通过类似压缩也应该升高温度. 它们升高的量不相等, 应该反比于等容比热的比率. 事实上, 体积的缩小由假定应该总是一样的, 这个收缩对应的热量也应该相同, 因此产生的温度提升仅仅依赖于压缩后的比热, 且显然与其成反比. 这样, 我们容易构造不同气体压缩 $\frac{1}{116}$ 时的温度上升表.

气体经由压缩效应的温度上升表

气体	体积压缩 $\frac{1}{116}$ 时上升的温度 °
空气	1.000
氢气	1.160
碳酸	0.730
氧气	1.035
氮气	1.000
氧化氮	0.667
乙烯气	0.558
氧化碳	0.955

对于压缩过的气体的第二次 $\frac{1}{116}$ 的压缩, 将使温度上升差不多第一次的数量; 但第三次, 第四次, 第一百次这样的压缩, 将会不一样. 气体的热容量随体积而变. 且也不是不能随温度而变. ①

现在, 我们将由第10页的一般命题导出第二个定理, 它将与刚才所论证的定理互为补充.

设想把装入在一个汽缸 $abcd$（图 2）的气体转移到相同高度, 但底面更宽的 $a'b'c'd'$（图 3）. 气体的体积增加, 密度和弹性力按照体

① [*Regnault (Memo de l'Acadèmie, xxvi., p. 58)* 发现“永久气体”的比热与温度和压强无关.]

积 $abcd$ 和 $a'b'c'd'$ 的比值反比减小. 至于作用在每个活塞 cd, $c'd'$ 上的总压力, 由于活塞的面积与体积成正比, 从而将都相同.

设想对包含于 $a'b'c'd'$ 中的气体做第11页描述的操作, 在那里气体包含于 $abcd$, 即设想给予活塞 $c'd'$ 与 cd 相同的运动, 使其相继占据对应于 cd 的 $c'd'$ 和对应于 ef 的 $e'f'$, 同时使气体如同在 $abcd$ 那样通过物体 A 和 B 改变温度. 两种情况下, 活塞上的总的效果在每一对应的瞬间将都相同. 这一结果完全来自于马略特定律. ① 事实上, 对于两个类似位置的活塞, 两个气体的密度总是保持相同的比值, 两者的温度总是相同, 两个作用于活塞的总的压力总是保持同样的比值. 如果这个比值在任何时刻是一, 那么他们将一直相等.

进一步, 两个活塞的运动有相同的幅度, 产生的动力也显然相同: 为此我们可以做出结论, 按照第10页的命题, 每一个所消耗的热量是一样的, 即他们从 A 转移到 B 的热量是一样的.

从物体 A 吸收的热量转移到物体 B, 简单的就是在气体膨胀时吸收的热量此后将在压缩时放出. 我们因而可以建立如下定理:

当一个弹性流体在不改变温度的情况下从体积 U 过渡到体积 V, 并且一个同样重量的同样气体在同样温度下从体积 U' 过渡到体积 V', 如果 U' 对 V' 的比值与 U 对 V 的比值相同, 那么在两种情况下吸收或放出的热量是相等的.

这个定理也可如下表示:

当一气体在固定温度下改变体积, 若体积的增加和减少是几何的, 这个气体吸收或放出的热量是代数增减的. ②

当一升维持在十度的气体被压缩, 当其缩小到半升时, 一定量的热量放出. 当体积进一步从半升缩至四分之一升, 从四分之一升到八分之一升等时, 每次放出的热量是相同的.

如果代替压缩, 我们使其不断的扩张到二升, 四升, 八升等等, 将必须对其每次提供相同的热量以维持恒定的温度.

这即是快速压缩空气时达到高温之原因. 我们知道这个温度可

---

① 在这里作为建立我们论证基础的马略特定律, 是最好的被证实了的物理定律之一. 它是许多已经由经验证实了的理论的基础, 同时也反过来证实了所有的基于它的定律. 我们也可以引证杜隆先生和佩替先生的实验, 作为很大温差下一个有价值的对于马略特定律的验证及对于盖吕萨克先生和道尔顿先生定律的验证. (See Annales de CMmie el de Physique, Feb. 1818, t. vii. p. 122.) 亦可引证戴维和法拉第的更近的实验.

此处导出的理论在应用于密度或温度的某个界限之外时, 或许是不精确的. 它只应在马略特定律及盖吕萨克先生和道尔顿先生定律成立的界限下是真实的.

② [在后面的一个脚注中, 卡诺给出等温膨胀下体积从 1 变到 v 时吸收的热量的公式为 $e = T(t)\log v$, $T(t)$ 等同于克拉佩龙的 $C(t)$ 并事实上与绝对温度成正比. — 英译者注]

以点燃引火索或者使空气发光. 如果我们暂时假定空气的比热是常数, 与体积和温度的变化无关, 则温度在体积以几何方式压缩时按照代数方式增加.

以此数据为起点, 并认可温度升高一度对应于压缩 $\frac{1}{116}$, 我们立即知道体积缩小到 $\frac{1}{14}$ 时温度上升大约 300 度, 这足以点燃引火索. ①

如果空气的比热随着体积减小而变小的话, 温度的上升显然将更为可观. 这是可能的, 而且似乎由 Delaroche 先生和 Berard 先生在不同密度对比热所做实验的结果所证实. (See the Memoire in the *Annales de Chimie et de Physique* Ixxxv. pp. 72, 224.)

在第 11页和第 15 页给出的定理足以比较弹性流体在体积变化时吸收或放出的热量, 不论这个流体的密度及化学性质如何, 只要其总是保持在一个不变的恒定温度. 但这些理论没有提供如何比较在不同温度下弹性流体体积变化时吸收或放出热量的方式. 因而我们对于零度时一升气体的体积减少到一半放出的热量和 100° 时一升同样的气体体积减半所放出热量之间的关系完全无知. 这个关系与不同温度下气体的比热的知识紧密相联, 并与其它物理学目前还没有提供的数据有关.

我们的定理的第二个给出了确定气体的比热如何随其密度变化的规律的方式.

对于第11页描述的操作, 代替温度相差为无穷小的两个物体 A,B, 我们设其温差为有限值, 例如一度. 在一个完整的循环下, 物体 A 给予弹性流体若干热量, 这可以分为两部分, （1）保持膨胀时流体温度不变的部分; （2）在体积恢复后, 流体继续与 A 接触, 从 B 的温度恢复到 A 的温度所需的热量. 我们称第一个为 a, 第二个为 b. 由 A 传出的总的热量表示为 $a+b$.

从流体传递给 B 的热量也分为两部分, 一是由于 B 降低流体温度所吸收, 记为 b'; 另一个为流体缩小体积所放出, 记为 a'. 二者之和

① 当体积减小 $\frac{1}{116}$, 即当其变为 $\frac{115}{116}$, 温度升高一度. 另一个减小 $\frac{1}{116}$ 使其变为 $\left(\frac{115}{116}\right)^2$ 且温度再升高一度. 在 x 步类似的缩小后, 体积变为 $\left(\frac{115}{116}\right)^x$, 而温度升高 x 度. 如我们设 $\left(\frac{115}{116}\right)^x = \frac{1}{14}$, 两边取对数, 有

$$x = \text{大约} \ \ 300^\circ.$$

如果我们假设 $\left(\frac{115}{116}\right)^x = \frac{1}{2}$, 则有

$$x = 80^\circ;$$

这表明空气压缩到一半升高 80 度.

所有这一些基于空气的比热不变的假定, 虽然体积在变小. 但如果, 由于后面会给出的理由, （第17, 18 页）, 我们认为空气压缩一半时比热按照 700 对 616 缩减, 所以 80° 必须乘以 $\frac{700}{616}$, 这将其提高到 90°.

是 $a'+b'$; 这应该等于 $a+b$, 因为经过一个完整的循环, 流体精确回到初始状态 ①. 所以必须放出所有吸收的热量. 我们有

$$a+b=a'+b';$$

或,

$$a-a'=b'-b.$$

.

现在, 按照第15页给出的定理, 只要气体的重量不变, 体积的变化与原始体积成比例, 则 a 和 a' 与气体的密度无关. $a-a'$ 应满足同样的条件, 及 $b-b'$, 因为与其相等. b'（b?) 是包含于 $abcd$ 中流体的温度升高一度所需（图 2）, b' 是包含于 $abef$ 中的流体降低一度所放出. 这些量可以用来作为比热的量度. 我们由此可建立如下命题:

一气体比热因体积改变导致的变化完全依赖于原始体积与变化后体积之比. 即比热之差并不依赖于体积的绝对值, 只依赖于其比值.

这个命题也可以表示为不同形式:

若一气体的体积以几何方式增加, 则其比热以算术方式增加. ②

于是, 如果 a 是气体在给定密度下的比热, $a+h$ 是密度减半时的比热, 则对于密度减小到四分之一时为 $a+2h$, 八分之一时为 $a+3h$; 等等.

这里的比热相对于重量而取. 并假定是定容比热, 我们将看到, 定压比热也满足同样的规律.

引起定容比热与定压比热之差的原因是什么呢? 是在第二种情况下需要热量来增加体积. 按照马略特定律, 对于给定的温度改变, 增加一气体的体积应该是原体积的一个确定的份额, 与压强无关. 按照第13页的定理, 若原始体积与改变后体积的比值给定, 就决定了产生体积增加所需的热量. 它仅仅依赖于这个比值和气体的重量. 我们由此得出:

只要重量不变, 无论密度如何, 定压比热与定容比热之差总是相同的.

① [在这里使用热量理论损害了证明过程并导致错误的结论. —英译者注]

② [不幸的是, 理想气体的比热按照 $\log v$ 方式增加的结果被认为由随后所引用的 *Delaroche* 和 *Berard* 的一个实验所证实. — 英译者注]

这些比热均随密度的减小而增加, 但他们之差不变. [①]

由于两个热容量之差为常数, 若一个按照算术方式增加, 另一个也类似增加：因而我们的定律也适用于等压比热.

我们隐含假定了比热随体积增加. 此增加由 Delaroche 先生和 Berard 先生的实验所指明; 事实上这些物理学家发现在取 0.760 米汞柱的比热为单位时, 在 1 米汞柱的值是 0.967（见已引用的论文）. 依照比热随压强变化的规律, 只需要两个特定情况的观察即可导出所有可能的情形：因此, 利用 Delaroche 先生和 Berard 先生的实验结果, 我们准备了下面的空气在不同压强下的表：

空气的比热

压强（大气压）	比热, 大气压下的压强为1	压强（大气压）	比热, 大气压下的压强为1
$\frac{1}{1024}$	1.840	1	1.000
$\frac{1}{512}$	1.756	2	0.916
$\frac{1}{256}$	1.672	4	0.832
$\frac{1}{128}$	1.588	8	0.748
$\frac{1}{64}$	1.504	16	0.664
$\frac{1}{32}$	1.420	32	0.580
$\frac{1}{16}$	1.336	64	0.496
$\frac{1}{8}$	1.252	128	0.412
$\frac{1}{4}$	1.165	256	0.328
$\frac{1}{2}$	1.084	512	0.244
1	1.000	1024	0.160

可见, 第一列以几何方式增加, 第二列是算术增加.

我们把表中的数据推到了压缩和膨胀的极端情形. 一般认为空气在压缩到正常密度的 1024 倍之前, 即在比水的密度更高之前, 就

① 盖吕萨克先生和 Welter 先生由实验直接证实定压比热和定容比热之比随密度变化很小, 这个结果引用在 Mécanique Céleste 和 Annales de Chimie et de Physique, July, 1822, p. 267. 依我们刚才所见, 应该是二者之差不变, 而不是比值. 进一步, 因气体的比热随密度变化很小, 显然其比值只会有微小的变化.

按照盖吕萨克先生和 Welter 先生, 空气的定压比热和定容比热之比是 1.3748, 对于所有的压强和所有的温度几乎是常数. 在前面的讨论中, 通过另外的考虑, 我们得到的是 $\frac{267+116}{267} = 1.44$, 与其相差 $\frac{1}{20}$, 且我们用其做了一个气体的等容比热表. 所以, 我们不应认为这个表及第18页的表是精确的. 这些表主要是用来演示气态流体的比热所满足的规律.

已经液化, 如果我们把表做的更长, 比热可能变为零, 甚至变负. 进一步, 我们认为第二列的数字减小的太快. 作为我们计算基础的实验是在很小的范围内所做, 不能期望我们由此所得的数值会很精确, 特别是那些极端压强下的数字.

我们一方面知道了热量在压缩时离开气体的规律, 另一方面知道了比热随体积变化的规律, 我们就可以容易地计算在压缩且不允许热量离开时温度的增加①. 事实上, 压缩可以考虑为相继的两步:（1）等温压缩;（2）恢复失去的热量. 在第二步时温度将会按照缩小了体积的比热反比例的上升, 这个比热可以由前述的规律计算. 压缩时放出的热量, 以第15页的规律, 必可以表示为

$$s = A + B\log v,$$

s 是此热量, v 是压缩后的体积, A 和 B 是依赖于气体原体积, 压强及所选单位的两个常数.

按照刚才展示的比热随体积变化的规律, 比热可以表示为如下公式

$$z = A' + B'\log v,$$

A' 和 B' 是与 A 和 B 不同的两个常数.

压缩的效果导致的温度升高, 正比于比值 $\frac{s}{z}$ 或 $\frac{A+B\log v}{A'+B'\log v}$, 可由此比值表示, 称为 t

$$t = \frac{A + B\log v}{A' + B'\log v}.$$

如果气体的初始体积是 1, 初始温度为 0, 我们将同时有 $t = 0, \log v = 0$, 从而 $A = 0$; t 将不仅表示温度增加, 同时也是温度计的零度之上的温度.

我们无需考虑这个公式对于气体体积很大改变时的应用. 我们认为温度的升高与比热成反比, 这隐含着假定了比热在所有温度都是常数. 气体体积的大变化导致温度的大变化, 没有证明在不同的温度下比热相同, 特别是温度相差很大时. 这一常数性仅仅是类比来认可的一个假定, 在某种程度上对于固体和液体在温度计上的部分范围验证过, 但杜隆先生和佩替先生的实验已经证明了将其推到在远高于 100° 时的不精确. ②

① [这个证明因假定热质论以及比热随体积变化而错误. 结论不成立. —英译者注]

② 附录 B, 注记 C.

按照 Clémenthe 先生和 Desormes 先生直接由实验建立的定律, [①] 相同重量的水蒸汽, 无论形成的压强如何, 总是包含相同的热量; 这意味着不论是压缩或膨胀, 如果没有热量的损失, 则蒸汽总是处于饱和的状态, 如果开始时是这样产生的话. 在此条件下的蒸汽可以看作永久气体, 并满足所有的气体定律. 因此如下的公式对它可用, 且发现其与道尔顿先生直接由实验导出的张力表的数据一致.

$$t = \frac{A + B \log v}{A' + B' \log v}.$$

我们确信, 通过方便的方式确定了其中的任意常数后, 我们的公式非常接近实验结果. 其中很小的不一致没有超过可以合理的归因于观测误差的幅度. [②]

我们将回到我们的主题, 即火的动力. 我们已经离开太远了.

我们已经证明了热量从一个物体转移到另一个物体时产生的动力依赖于两个物体的温度, 但我们还没有给出产生的动力与这两个温度之间的关系. 一个自然的假设是相同的温度差将会产生相同的动力; 也就是说, 通过从维持在 100° 物体 A 转移给定的热量到维持在 50° 的物体 B, 所产生的动力应该与从温度为 50° 的物体 B 转移相同数量的热量到零度的物体 C 产生的动力相同. 这个规律确实是非凡的, 但我们没有足够的理由先验的承认它. 我们将通过精确的论证来考察其真实性.

假设11页描述的过程对两份等重量, 等体积但处于不同温度的气体进行, 同时假定两种情况下 A 和 B 的温差相同. 例如, 一种情况下是 100° 和 $100^\circ - h$（h 是个无穷小量）, 另一种情况下是 1° 和 $1^\circ - h$. 在每种情况下产生的动力等于气体在膨胀时放出的动力减去为了使其返回原来的体积所需的动力. 这个差是相同的, 这可以通过一个简单的论证而证实, 但这里没有必要给出; 因此, 产生的动力是相同的.

现在我们比较两种情况下所用的热量. 第一种情况是在膨胀时为了维持空气的温度为 100 度不变 A 放出到空气中的热量, 第二种是同一个物体为维持空气的温度为 1 度所放出的热量. 显然, 如果这两个热量相同, 我们假设的定律就成立. 但是, 没有任何证据表明是这样; 我们将证明这两个热量不相等.

① [*Rankine* 和 *Clausius* 已经证明这个定律并不成立. —英译者注]

② 附录 B, 注记 D.

我们所假设的初始时占据体积 $abcd$（见图 2）温度为 1 度的气体, 可以有两种方式变换到占据 $abef$ 体积, 温度为 100 度的气体.

(1), 首先等容加热气体, 然后等温膨胀.

(2), 先等温膨胀到所需体积, 然后等容加热.

令 a 和 b 是第一种方式相继的两步的热量, b' 和 a' 是第二种方式相继两步的热量. 由于最终的结果相同, 每一种方式的热量应该相等

$$a + b = a' + b',$$

由此

$$a' - a = b - b'.$$

我们利用 a' 表示气体占据体积 $abef$ 时从 1 度升高到 100 度所需的热量; a 表示气体占据体积 $abcd$ 时从 1 度升高到 100 度所需的热量.

气体的密度在第一种情况下比第二种情况下小, 由已经在 18引用过的 Delaroche 先生和 Bérard 先生的实验, 其热容量应该略大一些.

由于 a' 比 a 大, b 应该比 b' 大, 这样, 一般而言, 我们有

因改变气体体积而致的热量, 随温度升高而变大.

因此, 在体积加倍时, 为保持 100 度的气体温度不变所需的热量比为保持相同的气体在 1 度所需的热量要多.

这些不相等的热量在不同的温度下, 降低相同的热落差并将产生相同的动力. 由此可以得到如下论断: *降低热量在低温下比在高温下产生更多的动力.* ①

因而给定的热量在从 1 度物体转移到零度物体时产生的动力将多于从 101 度转移到 100 度.

这个差别当然非常小. 如果气体的热容量在密度改变时仍然是常数的话, 它将会是零. 按照 Delaroche 先生和 Bérard 先生的实验, 这个热容量变化确实很小, 小到观察到的差别必须归结于观察误差或归结于没有考虑到的某种原因.

以我们能够掌握的数据, 精确确定热的动力与温度的关系是不可能的. 它与比热随温度变化的规律相联系, 这个规律还没有精确确立.

---

① [上述论证因热质说的假设错误而不正确. 其结论的形式是正确的, 这是因为错误地应用了气体热容量随温度变化, 热容量可以考虑为常量, 以卡诺的原理, 效率在所有温度下都相同. 产生的动力与热量之比应该等于温度差乘以一个常数, 即“卡诺函数”. 我们现在知道, 这个函数不是常数, 而与热源的绝对温度成反比.]

①

我们现在将尝试确定性地定出热的动力, 为了证明基本定理, 为了确定用于产生动力的物质确实对于所产生的动力的量是不重要的, 我们将相继选择几种这样的物质—空气, 水蒸气和酒精蒸气.

首先考虑大气压下的空气; 按照11描述的方式来运行, 并作如下假定：空气的压强为大气压, 物体 A 的温度为零上 $\frac{1}{1000}$ 而 B 的温度为零. 我们看到其差别确实如应该的那样非常小.

在我们的操作中空气的体积增加原来的 $\frac{1}{116}+\frac{1}{267}$; 从绝对值讲, 这是一个非常小的增加, 但相对于 A 和 B 的温度差而言, 是大的.

在第 11页描述的两个操作产生的动力将非常接近正比于体积的增量和温度为 0.001° 及零的两个压强之差.

按照盖吕萨克定律, 这个差为气体弹性力的 $\frac{1}{267000}$, 或非常接近大气压强的 $\frac{1}{267000}$.

大气压强等于一个 $10\frac{40}{100}$ 米水柱的高度; 这个压强的 $\frac{1}{267000}$ 等于 $\frac{1}{267000}\times 10.40$ 米水柱高度的压强.

关于体积的增量, 由假设, 是原始体积（即零度时 1 千克空气所占体积）0.77 立方米的 $\frac{1}{116}+\frac{1}{267}$, 如果我们考虑到气体的重力, 从而乘积

$$\left(\frac{1}{116}+\frac{1}{267}\right)\times 0.77\times\frac{1}{267000}\times 10.40,$$

表示产生的动力. 这个动力这里以 1 立方米水升高 1 米来表示.

算出这个乘积, 得到 0.000000372.

现在我们试图确定得到这个结果所用的热量—即从物体 A 转移到 B 的热量. 物体 A 给出的热量：

(1), 把 1 千克空气从零度升高到 0.001° 所需的热量.

(2), 在气体经历

$$\frac{1}{116}+\frac{1}{267}$$

膨胀时为维持其温度为 0.001° 所需的热量.

第一个可以忽略, 由于它比第二个小很多, 由第 13页的讨论, 第二个等于在大气压下把 1 千克空气升高 1 度所需的热量.

由 Delaroche 先生和 Bérard 先生的实验, 空气的比热以重量是水的 0.267. 如果我们以 1 千克水升高 1 度所需热量作为单位, 1 千

① 附录 B, 注记 E.

克空气升高 1 度所需热量是 0.267. 从而 A 放出的热量是

$$0.267\text{单位}.$$

这个热量通过从 0.001° 转移到零度能够产生 0.000000372 单位的动力.

对于转移一千倍的落差, 或一度, 其动力非常接近这个值的一千倍, 或

$$0.000372.$$

现在, 代替使用 0.267 单位的热量, 我们用 1000 单位, 产生的动力由如下乘积给出

$$\frac{0.267}{0.000372}=\frac{1000}{x},\quad \text{由此}\quad x=\frac{372}{267}=1.395\,\text{单位}.$$

从而如果 1000 单位的热量从温度为 1 度的物体转移到另一个零度的物体, 其作用于空气将产生

$$1.395\ \text{个单位的动力}.$$

我们将与热作用于水蒸气的结果比较.

假设 1 千克的水处于气缸 $abcd$ (Fig. 4) 内基底 ab 和活塞 cd 之间, 同样假设存在两个物体 A 和 B, 每一个保持固定的温度, A 比 B 略高一点. 我们设想如下的操作：

(1), 把水与物体 A 接触, 把活塞的位置从 cd 移到 ef, 在 A 的温度下形成的蒸气将充满因体积改变形成的空间. 我们假设 $abef$ 足够大, 能够容纳所有处于蒸气状态的水.

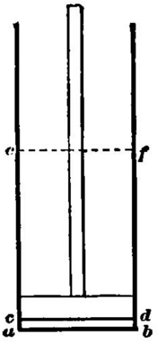

Fig. 4

(2), 移开物体 A, 把蒸汽与 B 接触, 析出这个蒸气的一部分, 降低其弹性力, 活塞从 ef 回到 ab, 通过压强和与 B 接触的联合作用使剩下的水蒸气液化.

(3), 移开物体 B, 重新与 A 接触, 使水的温度回到这个物体的温度, 重复第一个操作, 等等.

在一个完整循环中产生的动力由蒸气的体积和在物体 A 与 B 的温度时的张力之差的乘积来量度. 所用的热量, 即从物体 A 转移到 B 的热量, 显然等于把水变为蒸气所需的热量, 忽略把水的温度从物体 B 升到物体 A 所需的热量.

假设 A 的温度是 100 度, B 的是 99 度, 由道尔顿的表可得这个张力的差别是 26 毫米汞柱或 0.36 米水柱. 蒸气占据的体积是水的 1700 倍, 从而, 如果我们用 1 千克, 将会是 1700 升或 1.700 立方米. 因此产生的动力是

$$1.700 \times 0.36 = 0.611 \text{ 单位},$$

其单位是我们先前所用的.

所用的热量是把水转化为蒸气所需的热量, 水已经处于 100 度. 实验发现这个热量等于 550 度, 或更精确地说, 等于 550 个我们所用的单位.

因此 0.611 单位的动力由 550 单位的热量产生.

由 1000 单位热量产生的动力由比例得到

$$\frac{550}{0.611} = \frac{1000}{x}, \quad \text{由此} \quad x = \frac{611}{550} = 1.112$$

因此, 当作用于蒸汽时, 1000 单位的热量从 100 度的物体转移到 99 度的物体产生 1.112 单位的动力. 1.112 与 1.395(这是先前得到的, 作用于空气时 1000 单位热量产生的动力) 大致相差 $\frac{1}{4}$, 但我们必须记住在空气的情形 A 和 B 的温度分别是 1 度和零度, 而在目前的情形是 100 度和 99 度. 温差相同, 但温度不同. 为了进行精确的比较, 需要计算蒸气在 1 度是产生并在零度时凝结所产生的动力, 也要确定在 1 度时形成的蒸气所包含的热量.

Clément 先生和 Desormes 先生的定律, 我们曾经在第19页引用, 能够给出这个信息. 水蒸气的组成热量不论在那个温度下都是一样的. 因此, 既然需要 550 度的热量使 100 度的水汽化, 我们必须要有 $550 + 100$, 即 650 度, 来使零度的同样重量的水气化.

利用这样得到的数据, 以及如我们在 100 度的水时所做的其它论证, 我们立刻得到 1000 单位的热量在 1 度和零度之间操作所产生的动力是

$$1.290$$

这个数字比前一个更加接近

$$1.395$$

.

差别仅为 $\frac{1}{13}$, 考虑到为了做此比较需要的大量不同类型的数据, 这没有超过可能的误差. 因此我们的基本定律在一个特殊的情形下得到验证. ①

我们现在考察热作用于酒精蒸气的情形. 这一情形所用的方法与水蒸气的情形完全相同, 但数据不同. 纯酒精在常压下的沸腾温度是摄氏 78.7°. 根据 Delaroche 先生和 Bérard 先生, 在此温度下, 1 千克酒精变为蒸气吸收 207 单位的热量.

酒精的张力在低于其沸点 1 度时降低 $\frac{1}{25}$. 比大气压小 $\frac{1}{25}$, 这至少是 Betancour 先生的实验结果, 这个结果记载在 Prony 先生的 *Architecture Hydraulique*, pages 180, 195 第二部分. ②

利用这些数据, 我们发现, 在 78.7° 和 77.7° 的温度之间, 作用于 1 千克酒精, 将产生 0.251 单位的动力.

这来源于使用 207 单位的热量. 对于 1000 单位的热量, 我们通过比例关系

$$\frac{207}{0.254} = \frac{1000}{x}, \quad \text{whence} \quad x = 1.230.^{③}$$

此数据比利用水在 100 度和 99 度的 1.112 略高; 但是, 通过 Clément 先生和 Desormes 先生的定律, 如果假定水蒸气在 78 和 77 度, 我们得到 1000 单位热量产生 1.212 单位的动力. 我们看到, 这个数据非常接近 1.230; 仅仅相差 $\frac{1}{50}$.

我们或许做其它此类比较, 例如, 计算作用在固体或液体时产生的动力, 水结冰时产生的动力等等; 但是在目前物理学的状况下我们无法获取所需的数据. ④

我们希望确认的基本定律似乎还需要更多的验证以解出怀疑; 它基于目前建立的热的理论, 必须承认, 这对我们而言不是一个坚实的

---

① Petit 先生的一篇论文中 (*Annales de Chimie et de Physique*, July, 1818, page 294) 有热作用于空气和水蒸气的动力的计算. 这个计算的结果对空气非常有利, 但这是由于其考虑热的作用时非常不合适而致.

② 附录 B, 注记 F.

③ [这些结果准确到 2%, 瓦特定律在 78°C 时相当精确. —英译者注]

④ 缺少的数据是在给定的温度增加下固体和液体获得的膨胀力, 以及这些物体的体积改变时吸收或放出的热.

基础. 新的实验可以解决这个问题; 与此同时, 我们将致力于上面所述的理论思路的应用, 并认为它们在考察目前为实现热的动力所提出的各种方法时是正确的. ①

曾经建议通过作用热在固体上以产生动力. 在我们心目中最自然的实现方式是固定一个固体—如一个金属棒—的一端, 而把另一端与一个机器的运动部件相连; 然后, 通过不断的加热和冷却, 使得棒的长度变化, 产生某种运动. 我们试图决定以这种方式产生动力是否有益. 我们已经证明利用热产生动力时得到最佳结果的方式是改变温度发生于体积的改变, 越接近这个条件, 热的利用越好. 现在, 以刚才描述的方式, 我们远离这个条件; 温度的改变不是由于体积的改变; 所有温度的改变是由物体与不同温度的接触, 即金属棒或者与放出热量的物体接触, 或者与吸收热量的物体接触.

满足所提条件的唯一办法是对固体采用第 19页描述对于气体所用的方法, 但是, 为此我们必须能够仅仅通过体积的改变产生足够大的温度改变, 至少, 我们希望利用足够的热量落差. 现在, 这似乎是不实际的, 有几点考虑使我们认为固体和液体的温度因压缩或膨胀的改变是很小的.

(1), 我们常常观察到机器内（特别是蒸汽机内）的固体部件经受相当大的各类应力, 尽管这些应力有时大到所用物质允许的极限, 但极少能察觉到温度的变化.

(2), 在打击金属, 滚动磨盘, 或拉丝板, 金属经受我们利用最硬和最有抵抗力的物质给予的压缩. 尽管如此, 由此导致的温度升高并不大, 否则, 所用的钢制部分将很快失去其硬度.

(3), 与冷却（例如从 100 度冷却到零度）导致的体积收缩相比, 我们知道需要对固体或液体施加非常大的力来产生体积的收减. 现在, 冷却需要比简单减小体积更多的热量减少. 如果这个体积减少由机械方式产生, 放出的热量不会导致如冷却时那么多的温度变化. 当然, 需要一个相当可观的力.

由于固体的温度改变对体积改变的敏感性较小, 进一步, 在产生动力时好的使用热的条件是任何温度的改变应该来自体积的改变, 固体似乎不合适实现这个动力.

---

① [在思考的手稿中, 这一段的语气完全不同: “我们希望确认的基本定律似乎已经无需怀疑, 无论是通过建立它时所做的论证, 还是通过我们刚才所作的计算. 我们将利用上面所述的理论思路, 来考察目前为实现热的动力所提出的不同方法. ” 可以确定在书完成的时候, 卡诺开始怀疑一个物体内的热量由压强和温度确定这个基本事实. 整个循环运行的想法因而被怀疑, 卡诺可能在校样中修改了这一段. — 英译者注]

这一点在液态情形也一样真实; 同样的理由可以拒绝液体. ①

我们这里不讨论非常多的实际的困难. 固体或液体的膨胀和压缩产生的移动很小. 为了扩展这种移动, 我们被迫使用复杂的机制和有最大强度的材料来传递巨大的压强; 最后, 相比于普通的蒸汽机, 相继的操作必须进行的非常慢, 以致庞大和昂贵的机器将只能产生很普通的结果.

弹性流体, 气体或蒸气是特别适宜于产生热动力的工作物质; 他们集合了为此需要的所有必须的条件; 它们可以容易压缩, 具有几乎无限膨胀的性质; 体积的改变导致其温度的大改变, 以及它们非常易动, 可以很快地加热或冷却, 方便从一处转移到另一处, 从而它们能够很快地产生期望的效应. 我们可以容易地利用弹性流体构想出许多适合产生热动力的机器, 不论在那一方面对其审视, 下面的条件必须不能忽视.

(1), 为了获得热量的大的落差并产生大的动力, 流体的温度应首先升到尽可能高.

(2), 基于同一原因冷源的温度要尽可能的低.

(3), 操作必须如此安排, 使得弹性流体的温度从最高温到最低温的下降是由于体积的膨胀. 即气体的冷却应该自发地由膨胀效应产生.

在第一步使流体能达到的温度极限, 就是燃烧所能达到的温度极限; 它们远高于通常的温度.

冷却的极限由能够大量方便得到的最冷的物体决定; 为此目的而最多使用的物体是在操作地能够获得的水.

关于第三个条件, 是当工作物质具有大的温差, 使用大的热量的落差时, 涉及到的实现热的动力的困难. 简言之, 气体必须通过膨胀从非常高的温度变到非常低, 需要体积和密度的大的变化, 为此气体必须首先置于很高的压强下, 或它必须通过膨胀获得巨大的体积, 每一个这样的条件都很难实现. 第一个需要用非常坚固的容器来包含高压高温下的气体; 第二个需要非常大的容器. 事实上, 这是有益的使用蒸汽机的大部分热动力的两个主要障碍. 我们必须限制使用小的热量落差, 虽然燃煤给了我们获得大的落差的可能.

在使用蒸汽机时, 弹性流体的压强极少超过 6 个大气压, 这对应于差不多摄氏 160 度, 冷凝极少发生于 40 度以下; 热量从 160 度到

① 最近 Oersted 先生压缩水的实验表明对于 5 个大气压, 液体的温度没有可以觉察的改变. (见 *Annales de Chimie et Physique*, February, 1823, p. 192.)

40 度的落差是 120 度, 而我们通过燃烧可以得到 1000 到 2000 度的落差.

为了更好地想象这一点, 我们回忆先前所说的热量落差: 这是把热从一个高温的物体 A, 转移到一个低温的物体 B. 我们说落差为 100 度或 1000 度, 是指 A 和 B 之间的温差是 100 度或 1000 度.

在一个工作于六个大气压的蒸汽机中, 蒸发器的温度是 160 度, 这是物体 A 的温度, 它通过与与 160 度的炉子接触, 保持连续提供必须的形成蒸气的热量. 冷凝器是物体 B; 它通过流动的冷水维持在差不多恒温的 40 度, 并连续地吸收由蒸气从物体 A 带来的热量. 这两个物体的温差是 $160^\circ - 40^\circ$, 即 120 度; 由此我们说在这个情形下热量的落差是 120 度.

煤的燃烧能够产生超过 1000 度的高温, 我们通常使用的冷水的温度大约是 10 度, 所以我们可以很容易地获得 1000 度的热量落差, 而其中仅仅 120 度用于蒸汽机, 而且即便这 120 度也没有得到最好的应用; 总是存在相当大的由于无用的重建热量平衡带来的损耗.

现在很容易理解那些称为高压机器相对于低压机器的优越之处; *这个优越处基本上依赖于利用更大的热量落差的能力.* 在高压下产生的蒸气同时具有高的温度, 而冷凝器的温度基本上总是一样的, 热量的落差显然更大. 为了从高压机器得到最有利的结果, 热量的落差必须以最优的方式使用, 在高温下产生蒸汽并不够, 还要通过膨胀到达足够低的温度. 因此好的蒸汽机的特征不仅能使用高压下的蒸气, 而且它能 *相继使用在非常可变, 相互很不一样, 逐步下降的压强之下.* ①

为了在某种程度上证明高压机器的优越, 我们假设蒸汽形成于大气压下, 包含于一个活塞 $abcd$ 中 (Fig. 5), 在活塞 cd 之下, 活塞开始与底 ab 接触; 在活塞从 ab 移动到 cd 后, 蒸气将随后以一个我们无需细述的方式作用.

假设在活塞到达 cd 后, 在没有蒸汽逃逸, 不损失任何热量的情况下强制其下降到 ef, 它将被压缩到 $abef$, 其密度, 弹性力, 和温度将一起增加. 如果蒸气不是在大气压下形成, 而是精确的在压缩到 $abef$ 的状态形成, 而且在活塞从 ab 移动到 ef 时引入汽缸, 它将仅仅通过膨胀从 ef 移动到 cd, 产生的动力将大于第一种情况. 事实上, 活塞的在更高的压强下做同样的移动, 虽然压强是变化并逐渐减小的.

① 附录 B, 注记 G.

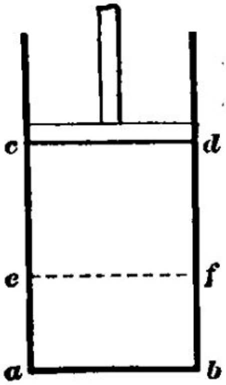

Fig. 5

蒸汽的形成需要的热量精确相同, 但这个热量在更高的温度下使用.

基于此类考虑, 两缸的机器（联合机器）由 Hornblower 先生发明引入, 并由 Woolf 先生改进. 在节约燃料方面, 他们被认为是最好的机器. 它们由一个小的汽缸和一个四倍于第一个的大的汽缸构成, 小汽缸在每一次冲击中基本上充满蒸气, 第二个汽缸只接收第一个用过的蒸气. 从而蒸气在使用后的体积至少是原始体积的四倍. 它从第二个汽缸直接到达冷凝器; 但是显然可以继续引入第三个汽缸, 为第二个汽缸的四倍体积, 即原始体积的十六倍. 使用第三个汽缸的主要障碍是其所需的大的空间, 以及大的让气体逃出的开口. ① 我们将不再讨论这个论题, 我们的目的不是讨论制造热机的细节. 这应该在一个独立的论文中处理. 目前还不存在这样的论文, 至少在法国是如此②.

如果蒸汽的膨胀受限于其膨胀时的容器的容量, 可能使用的开始凝结的温度, 仅仅受到用于产生蒸汽的容器的抵抗力的限制, 即蒸发器的抵抗强度的限制.

在这方面我们离开可能达到的极限还很远. 通常使用的蒸发器的品质都很差; 尽管蒸汽的张力极少超过四到六个大气压, 但经常爆裂并造成严重事故. 无疑有可能避免这些事故并同时使其压强比通常使用的更大.

除了我们所说的两缸高压蒸汽机之外, 还有单缸的高压机器. 大多数此类机器由两位灵巧的英国工程师建造, 他们是 Trevithick 和

① 附录 B, 注记 H.

② 在题为 De la Richesse Minèral, 由 Héron de Villefosse 先生所写, vol. iii., p. 50 *seq.* 的论文中, 我们发现有目前用于采矿的蒸汽机的很好的描述. 这个论题在英国的大英百科全书有足够完整的处理. 我们用到的部分数据来自后者.

Vivian 先生. 他们在很高的压强下使用蒸汽, 压强有时达到八到十个大气压, 但没有冷凝器. 蒸汽进入气缸后, 经历一定的膨胀, 但其压强总是高于大气压. 在做完功之后, 射入大气. 显然这种过程的模式在产生动力方面, 完全等价于在 100 度冷凝, 我们失去了一部分有用的效应. 但这样的机器可以省去冷凝器和空气泵. 它们比其它的要便宜, 且不是很复杂, 它们占地小, 并能够用于不能有效实现冷凝的水流的场合. 在这样的场合它们具有无可估量的优越性, 因为没有别的可用. 它们在英国主要用于拖动轨道上运煤的车辆, 包括地面和矿内.

进一步, 我们仅仅再给出一些使用永久气体或蒸气而不是水蒸汽产生动力的注记.

已经有各种通过把热作用于空气产生动力的尝试. 这一气体, 相比于水蒸汽, 具有一些优点和缺点, 我们现在予以考察.

(1), 在相同体积下, 如我们先前所证明的, 它的热容量要小很多 (此事实已经由先前的表述所证明), 故在相同的膨胀下降温更多, 这是明显地优于水蒸汽的地方. 我们已经看到了通过只改变体积产生尽可能大的温度变化的重要性.

(2), 水蒸汽只能产生于蒸发器, 而空气可以在其内部燃烧直接加热. 这样可以避免大量的损失, 不仅是热量的损失, 还有温度的损失. 这个优越性为空气所独有; 其它气体不具有这一点; 它们甚至比水蒸汽更难以加热.

(3), 为了产生空气的大的膨胀, 从而导致大的温度变化, 在开始加热前需要使其受到高的压强, 通过空气泵或其它方法压缩. 这个操作需要蒸汽机之外的特殊的设备. 对蒸汽机而言, 水进入蒸发器之前处于液态, 只需要很小的水泵导入.

(4), 通过与冷源接触, 水蒸汽比空气更快和更容易冷却. 当然, 对于空气, 我们可以使用将其直接射入大气这个资源. 这个过程具有的好处是, 不使用我们并不总是建议的冷源, 但在此情况下空气就不能进一步膨胀到大气压之下.

(5), 使用蒸汽最严重缺点之一是, 除非有极端坚固的容器, 它不能用在很高的温度. 这对于空气并不存在, 因为没有必须的温度和弹性力之间的关系. 这样, 空气似乎在实现高温下的热量落差以产生动力方面更好; 或许在低温下水蒸汽更好. 我们还可以设想使同样的热量相继地作用于空气和蒸汽. 所有必须的就是保证在使用之后, 空气的温度还足够高, 代替立即射入大气, 将其包围在蒸发器周围, 如同直接来自火炉一样.

使用空气产生热的动力有非常大的实际困难, 但并非无法克服. 一旦这些困难被克服, 它无疑将优于水蒸汽. ①

对于其它的永久气体, 最终都应该被拒绝; 它们都具有大气的不方便之处, 而没有其优点. 同样, 与水蒸汽相比, 其它的蒸汽也是这样.

无疑更好的是如果有一种丰富的液体, 其沸点比水更高, 其蒸汽的热容量更小, 而且不会伤害建造机器的金属; 但这样的物质在自然界不存在.

曾经建议使用酒精的蒸气, 并为了使其成为可能而建造了机器, 在其中通过从外部使用冷的物体代替注入以避免其蒸气与冷凝水的混合. 曾经因酒精的蒸气的张力在同样温度下比水要大而认为它存有明显的优势. 在此我们看到另一个必须克服的困难. 水蒸汽的一个主要的缺陷是其在高温下的超越的张力；而这个缺陷在酒精蒸气中更显著. 至于曾经相信其对于产生更大的动力的优势, 我们从上面所述的原理可以看到只是想象.

因此未来改善蒸汽机的尝试应该使用水蒸汽和大气. 所有的努力都要指向通过利用这些物质的最大可能的热量落差.

最后, 我们将展示我们离实现目前所知的一切可燃物的动力还有多远.

1 千克煤在量热器燃烧给出的热量能够把大约 7000 千克水的温度升高 1 度— 由第 22给出的定义, 它给出 7000 单位的热量.

可以实现的最大的热量落差是由燃烧产生的温度和冷源的温度所决定. 除了燃烧时需要合并氧气的效应外, 看不出还有燃烧的任何温度极限. 我们假设, 这个极限是 1000 度, 这肯定在真实的限制之内. 我们假设冷源的温度是零度. 我们在第24页已经计算了 1000 单位的热量从 100 度到 99 度的转移中产生的动力, 发现这是 1.112 单位, 每个单位是 1 立方米的水升高一米.

如果动力正比于热量的落差, 且对于每个温度都相同, 没有什么比估算从 1000 度到零度的动力更简单了. 其数值是

$$1.112 \times 1000 = 1112.$$

因为这个定律只是近似成立, 或许高温下与真实偏离较远, 我们只能做一个粗略的估计. 让我们假设数字 1112 减少一半, 到 560.

既然 1 千克煤产生 7000 单位的热量, 560 对应于 1000 单位, 我

① 附录 B, 注记 I.

们应该乘以 7, 给出

$$7 \times 560 = 3920.$$

这就是 1 千克煤能产生的动力. 为了将这一理论结果与实验结果进行比较, 让我们来确定一千克煤在最有名的蒸汽机中实际产生了多少动力.

到现在为止使用的最先进的结果是在 Cornwall 的锡和铜矿上用来排水的大型二缸机器. 它们给出的最好结果是这样的：

燃烧一布舍尔的煤（布舍尔的重量是 88 磅）可以把六千五百万磅的水升高一英尺. 这个结果等价于一千克煤把 195 立方米的水升高一米, 即产生了 195 单位的动力. ①

195 单位仅仅是理论极限 3920 的二十分之一; 也就是只有燃烧动力的 $\frac{1}{20}$ 被使用.

我们已经在已知最好的蒸汽机中选择例子.

大多数其它的机器比这些差的非常多. 例如 Chaillot 的机器消耗 30 千克煤能把 20 立方米的水升高 33 米, 等价于 1 千克煤 22 单位的动力, 比上述的机器小了九倍, 比理论极限小了一百八十倍.

我们不期望在实际上使用所有可燃物的动力. 倘若这样的企图导致忽视其它更为重要的需要考虑的因素, 它将会更有害而不是更有用. 燃料的经济仅仅是满足热机的条件之一. 在很多情况下它只是第二位的考虑因素. 通常更为重要的是考虑安全, 机器的坚固和耐用, 它必须占据的空间, 以及建造费用等等. 能够在每种情况下合理地考虑其真实价值, 即每种情况下所表现出的方便性与经济性的考量; 能够从那些仅仅是辅助因素中判别出更重要的, 并合适地调整他们, 最终通过最简单的方法达到最好的结果—这些是那些领导者具有的特征, 这些领导者指导, 协调劳力和同事使他们协调一致地达成一个有用的结局, 无论此结局是什么.

附录 A：卡诺的简要生平

尼古拉-列奥纳多-萨迪-卡诺 1796 年 6 月 1 日生于巴黎; 是一位在法国革命期间的历史上发挥过显著作用的杰出的工程师, 军人, 和发言人的儿子. 他受教育于 École Polytechnique, 曾经做过几年一般职员, 是工程师官员. 他研究科学的倾向是如此强烈, 以致控制了他

① 附录 B, 注记 J.

的整个生命. 在他在职期间, 他利用一切空余时间从事科学研究, 最后他从军队中辞职, 以便有更多的时间开展研究. 他于 1832 年 8 月 24 日死于霍乱. "论火的动力" 是他发表的唯一一篇论著, 表明了他具有深入问题核心的思想, 以及发明论证的一般方法的能力. 由他弟弟发表的他的笔记摘录, 表明他也善于进行实验. 有趣的是, 他对于在他论文中表述的热质论的怀疑, 以及后来完全不相信, 他不仅接受了热的运动理论, 而且计划了类似于焦耳的实验去验证, 并且计算出热功当量为 370 千克米.

附录 B

注记 A. — 此处或许有可以做出这样的反对, 永动只是在机械作用中证明了不可能, 当我们使用某种热或者电介质时, 可能不是这样; 但是, 我们能够设想出不是由于某种物体运动的热或者电的现象吗? 这样, 他们不应该满足力学的一般规律吗? 此外, 我们难道不知道所有产生永久运动的各种各样的尝试没有任何成效; 从来没有产生过任何意味着不改变作为介质的物体的持续无限运动的永久运动吗? 电动设备（伏打堆）有时被认为可以产生永久运动, 有通过建造干堆以实现永久运动的尝试并声称是不变的; 但是尽管做了很多, 这些设备总是在任何能量的持续使用中有明显的衰退.

在一般意义和哲学意义上对于永动的接受应该理解为不仅是第一推动后持续的无限运动, 而且是一个设备的作用, 无论是如何建造的, 能够产生无限的动力, 以及能够使得自然界的每一个物体相继地运动, 即便它们开始时是静止的, 并且能克服惯性原理, 最后能够自发地给出足以移动整个宇宙的力, 持久和不断地加速其运动. 这是一个真正地动力的产生. 如果这是可能的, 就没有必要寻找燃烧的动力, 水流的动力和气流的动力. 我们就有了一个用之不竭的源泉, 从那里能够以我们的需要获取.

注记 B. — 能最好地证明气体的温度在压缩和膨胀时变化的经验是:

(1), 置于空气泵的接收器（其中产生真空）下的温度计测得的温度下降, 能够超过 40 或 50 度, 利用的 Brèguet 温度计, 可以很容易测到. 在此操作中出现的雾气似乎是因空气温度降低而导致的水蒸汽的凝结.

(2), 在压缩引火器中引火索的点燃, 众所周知, 来自一个小的泵室对空气的快速压缩.

(3), 在一个可以使空气通过活门逃出的存有压缩空气的容器中, 温度计指示的温度下降.

(4), 声速的实验结果. 拉普拉斯先生证明了为了使结果与理论计算和谐一致, 必须假定空气在快速压缩时升温. 唯一与此相反的是盖吕萨克和 Welter 所做的实验, 记录在 *Annales de Chimie et de Physique*. 如果在一个大的压缩空气的库上有一个小孔, 把温度计的感温泡置于由此孔流出的空气中, 看不到明显的温度降低.

我们可以用两个方式解释这一点：

(1) 空气与小孔壁的撞击可能产生可观的热量; (2) 气体撞到温度计的感应泡上将因撞击, 或由感应泡强制的绕路, 而立刻恢复到其原始密度, 这一点可以类比于当水遇到障碍时, 可以升高到其平面之上.

由于体积改变导致的气体的温度变化可以考虑为物理学中的一个重要事实, 这是因为它导致了无数的后果, 同时也是最难以阐明和通过确切的实验测量的事实之一. 在某些方面它似乎有奇异的反常.

我们能把高处空气的变冷归结为气体的膨胀吗？到目前为止关于高处空气变冷的解释是完全不充分的; 一种说法是高处的空气, 接受到很小一部分地球反射的热量, 同时向空间辐射, 将失去热量从而变冷; 但是, 这个解释在我们考虑在同样的高度下高原的空气与山顶或者远离地面的空气同样冷, 甚至更冷一些, 就被推翻了.

注记 C. — 我们看到没有理由事先假定物体在不同的温度下比热相同—就是说假设同样的热量升高同样的温度, 甚至物体状态和密度不发生变化, 如弹性流体置于刚性的容器中的情形. 在固体和液体中的实验证明了在零度到 100 度之间, 同样增量的热量几乎产生同样增量的温度; 但最经杜隆和佩替的实验（见 *Annales de Chimie et de Physique*, February, Mnl'ch, and April, 1818) 已经证明了这个关系在温度远高于 100 度时不成立, 无论用水银温度计测量还是用气体温度计测量.

不仅比热在不同温度下不同, 他们的比值也不同; 从而不存在可以同时建立所有比热为常数的温度范围. 考察气态物质的不规则性是否相同是有趣的问题, 但必须的实验存在几乎无法克服的困难.

似乎固体比热的不规则性可能可以归结为为了产生开始熔化的潜热, 在很多情况下，这些物体远在完全熔化发生前就能感知到软化. 我们可以有下面的观察支持这个看法：由杜隆先生和佩替先生的实验, 在固体中比热随温度的增加比液体中快, 尽管后者的扩展性更大. 如果这个解决无规则的建议是真实的, 它在气体中应该完全不出现.

注记 D. — 要从道尔顿先生表中获取的数据中确定任意常数 A, B, A', B', 我们首先必须通过蒸汽的压强和温度来计算蒸汽的体积, 蒸汽重量保持为固定, 这是由马略特和盖吕萨克的定律确定的. 体积由方程给出

$$v = c\frac{267+t}{p}$$

其中 v 表示体积, t 表示温度, p 表示压强, c 是一个恒定的量, 这取决于蒸汽的重量和所选的单位. 下表是在不同温度下, 因而在不同压力下形成的一克蒸气所占的体积:

t 或摄氏温度	P 或蒸汽的张力以毫米汞柱表示	v 或一克蒸汽的体积，以升表示
○	Mm	Lit.
0	5.060	185.0
20	17.32	58.2
40	53.00	20.4
60	144.6	7.96
80	352.1	3.47
100	760.0	1.70

表中前两列取自 *Traité de Physique* of M. Biot (vol, i, pp 272 and 531), 第三列根据上述公式计算, 以及在大气压下, 水的蒸气体积是液态时的 1700 倍的实验事实.

通过使用第一列中的三个数字和第三列中的相应数字, 可以很容易地确定如下方程的常数

$$t = \frac{A+B\log v}{A'+B'\log v}.$$

我们将不讨论确定这些数量所需的计算细节; 只是指出下述数值

$$A = 2268, \qquad A' = 19.64$$

$$B = -1000, \qquad B' = 3.30$$

充分满足规定的条件, 使方程

$$t = \frac{2268-1000\log v}{19.64+3.30\log v}$$

非常好地近似表示蒸汽体积与其温度之间存在的关系. 需要注意的是, 量 B' 是正的, 而且非常小, 这往往证实弹性流体的比热随体积的增加而增加, 但速度很慢.

注记 E. — 如果认为比热在体积固定时不随温度改变, 分析将给出一个动力和温度的关系. 我们现在考察如何得到这个关系; 这同时给我们一个证明一些形式上表述的论断的代数形式.

令 r 是给定量的气体在等温下从体积为 1 升膨胀为 v 时产生的动力, 如果 v 增加一小量 $\mathrm{d}v$, r 将增加 $\mathrm{d}r$, 由动力的本性, 将等于 $\mathrm{d}v$ 乘以弹性气体的膨胀力. 如果用 p 表示膨胀力, 我们有方程

$$(1) \qquad \mathrm{d}r = p\mathrm{d}v.$$

假设膨胀发生时的恒定温度为 t, q 是同样温度 t 下 1 升气体的膨胀力, 由马略特定律

$$\frac{v}{1} = \frac{q}{p}, \text{由此} \quad p = \frac{q}{v}$$

如果 P 是同样气体在 1 升体积, 温度为零时的弹性力, 由盖吕萨克先生的定律

$$q = P + P\frac{t}{267} = \frac{P}{267}(267+t)$$

由此

$$\frac{q}{v} = p = \frac{P}{267}\frac{267+t}{v}$$

为方便起见, 我们用 N 表示 $\frac{P}{267}$, 方程成为

$$p = N\frac{t+267}{v}$$

由此, 从方程 (1),

$$\mathrm{d}r = N\frac{t+267}{v}\mathrm{d}v.$$

考虑到 t 是常数, 对方程两边积分, 得到

$$r = N(t+267)\log v + C$$

若假设 $v=1$ 时 $r=0$, 应有 $C=0$, 由此

$$(2) \qquad r = N(t+267)\log v.$$

这是温度 t 下气体的体积由 1 升膨胀到 v 时产生的动力. 代替在温度 t, 如果以相同的方式在 $t+\mathrm{d}t$ 膨胀, 则产生的动力为

$$r + \delta r = N(t + \mathrm{d}t + 267)\log v.$$

减去方程（2）得到

$$(3) \qquad \delta r = N\log v\mathrm{d}t.$$

令 e 是用来保持气体膨胀过程中温度不变所需的热量. 由第**??**页的讨论, δr 是热量 e 从温度 $t+\mathrm{d}t$ 转移到 t 产生的动力. 令 u 代表单位热量从 t 转移到零度产生的动力, 从第 10页建立的一般原理, u 应该仅仅依赖于 t, 可以用函数 $F(t)$ 表示, 由此 $u=F(t)$.

当 t 增加为 $t+\mathrm{d}t$, u 变为 $u+\mathrm{d}u$, 由此

$$u+\mathrm{d}u=F(t+\mathrm{d}t).$$

减去前一方程, 有

$$\mathrm{d}u=F(t+\mathrm{d}t)-F(t)=F'\mathrm{d}t.$$

这显然就是单位热量从温度 $t+\mathrm{d}t$ 转移到 t 所产生的动力.

如果不是单位热量, 而是 e, 产生的动力将是

$$(4)\qquad e\mathrm{d}u=eF't\mathrm{d}t,$$

但 $e\mathrm{d}u$ 与 δr 是同一个东西, 即热量 e 从 $t+\mathrm{d}t$ 转移至 t 产生的动力, 因而

$$e\mathrm{d}u=\delta r,$$

由方程 (3) 和 (4),

$$eF'\mathrm{d}t=N\log v\mathrm{d}t;$$

除以 $F'\mathrm{d}t$, 用 T 表示 $\frac{N}{F'}$, 这仅仅是 t 的函数, 我们有

$$e=\frac{N}{F'}\log v=T\log v.$$

方程

$$e=T\log v$$

是第15页所述定律的解析表达式, 它对于所有气体都成立, 因为我们用的定律是气体共有的.

如果用 s 表示我们所用气体的体积从 1 到 v, 温度从零到 t 所需的热量, s 和 e 的差就是体积固定为 1 时, 温度从零变到 t 所需的热量. 这个量只依赖于 t. 它将是 t 的某个函数, 如果把它称为 U, 我们有

$$s=e+U=T\log v+U.$$

把这一方程对 t 求导, 并以 T' 和 U' 表示 T 和 U 的导数, 它变为

$$(5)\qquad \frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t}=T'\log v+U';$$

$\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t}$ 是气体的等容比热, 方程 (5) 就是第 17页所述定律的解析表达式.

如果假设比热在所有温度都是常数, 如第19 页讨论的假定, $\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}t}$ 将与 t 无关, 为了使方程 (5) 对于两个特殊的 v 满足, T' 和 U' 也必须与 t 无关; 我们有 $T' = C$ 为一个常数. 乘以 $\mathrm{d}t$ 积分, 得到

$$T = Ct + C_1;$$

但 $T = \frac{N}{F'}$, 有

$$F' = \frac{N}{T} = \frac{N}{Ct + C_1}$$

两边乘以 $\mathrm{d}t$ 积分, 得到

$$F(t) = \frac{N}{C}\log(Ct + C_1) + C_2;$$

改变任意常数, 并由 $t = 0^\circ$ 时 F 为零, 有

$$(6) \qquad F(t) = A\log\left(1 + \frac{t}{B}\right).$$

这样, 函数 $F(t)$ 就确定了, 并可以用来计算转移任意热量时产生的动力. 但是这个最后的结论基于等容比热是常数的假定, 这个假定还没有得到实验的充分检验. 除非得到进一步证实, 方程 (6) 只能用于一个小的温度范围.

如已指出, 方程 (5) 的第一项代表占据体积 v 的气体的比热. 实验告诉我们比热对于相当大的体积改变只有很小的变化, 所以 $\log v$ 的系数 T' 必为一小量, 如果假定其为零, 对 $T' = 0$ 乘以 $\mathrm{d}t$ 积分, 有

$$T = C, \quad \text{一个常量.}$$

但

$$T = \frac{N}{F'}$$

由此

$$F' = \frac{N}{T} = \frac{N}{C} = A;$$

由此我们可以再做一次积分得到

$$F(t) = At + B.$$

因为当 $t = 0$ 时 $F(t) = 0$, B 是零; 因此

$$F(t) = At;$$

即产生的动力严格正比于转移的热量. 这是第22页所述的解析表示.

注记 F. — 道尔顿先生认为他发现了不同的液体的蒸气在离开其沸点相同温度处有相同的张力; 这一定律当然不是精确成立, 仅仅近似正确. 关于蒸气的潜热与其密度的比值的定律也是同样的情况(见由 M. C. Despretz 的论文, *Annales de Chimie et de Physique*, vol. xvi., p. 105, and vol. xxiv., p. 328, 中获取的数据). 这类问题与热的动力的问题紧密相联系. Davy 先生和 Faraday 先生在做了通过高压的效应液化气体的漂亮实验后, 最近试图辨认出液化了的气体在小的温度变化下张力的改变. 他们把应用新的液体产生动力作为目的. (见 *Annales de Chimie et de Physique*, January, 1824, p. 80)

由上述理论, 我们可以预计利用这些液体对于经济的使用热没有益处. 其益处仅仅可能是认识到其在低温下可能工作, 以及由此原因, 通过由此而来获取热量的热源.

注记 G. — 这一原理是蒸汽机理论的真正基础, 它已经由 Clément 先生很清楚地建立并在几年前提交到科学院的论文中表述. 这个论文从未印刷, 我从善意的作者手中获得. 在其中不仅建立了这个原理, 而且也应用于实际使用的各种机器; 每一个的动力都通过第19页引用的定律做了计算并与实验做了比较.

这个原理知道者甚少, 也甚少得到理解, 以致著名的伦敦技术员 Perkins 先生, 最近建造了一个机器, 其蒸气形成于 35 个大气压, 这在此前从未达到过, 但几乎没有膨胀, 这可以很容易通过很少的关于这个机器的了解来确认. 它由一个汽缸构成, 且很小, 在每一次冲击时由 35 个大气压产生的蒸汽充满. 蒸汽膨胀时没有做功, 因为没有膨胀可以发生的空间: 它一旦通过小的汽缸就被冷凝. 它只在 35 个大气压下作用, 而没有最好的利用所需的, 相继的减小压强. Perkins 的机器没有实现开始激发的希望. 曾经声称这个机器的煤的节约比瓦特的最好的机器高 $\frac{9}{10}$, 而且还具有其它的优越性. (见 *Annalels de Chimie et de Physique*, April, 1823, p. 429.) 这些声明没有得到检验. Perkins 的机器无论如何也可考虑为是有价值的发明, 因为它证明在比以前高的多的压强下使用蒸气是可能的, 而且, 若做合适的修正, 可能导致真正有用的结果.

瓦特是第一个在相继减少压强下使用蒸汽的人. 所有的蒸汽机的大的改善均可归功于瓦特, 他把这种机器改进到已经很难超越的程度. 在很多情况下他通过控制活塞处于一半, 三分之一, 四分之一时引入蒸气到活塞. 活塞在持续降低压强下完成其冲击. 在此原理下的

第一个机器从 1778 年开始运转. 瓦特的想法孕育于 1769 年, 并在 1782 年拿到了专利.

这里给出附于瓦特的专利的一张表. 其中他假设蒸汽在活塞的第一个四分之一冲击时进入, 然后通过把冲击分为二十个部分计算平均压强:

从活塞头部起所占部分体积			压强, 总压强为 1	
	0.05	蒸汽由汽锅自由导入	1.000	
	0.10		1.000	
	0.15		1.000	总压强
	0.20		1.000	
四分之一	0.25		1.000	
	0.30	停止蒸汽进入, 仅由膨胀推动活塞运动	0.830	
	0.35		0.714	
	0.40		0.625	
	0.45		0.555	
一半	0.50		0.500	原压强一半
	0.55		0.454	
	0.60		0.417	
	0.65		0.385	
	0.70		0.375	
	0.75		0.333	原压强三分之一
	0.80		0.312	
	0.85		0.294	
	0.90		0.277	
	0.95		0.262	
	1.00		0.250	原压强四分之一
		总计	11.583	
平均压强, $\frac{11.583}{20} = 0.579$				

在此计算里他指出平均压强超过原始压强的一半, 从而四分之一的量的蒸气可以产生大于一半的效果 [从蒸发器自由导入直到冲击结束. —英译者注]

这里, 瓦特假设蒸汽的膨胀满足马略特定律. 这个假设不能认为是正确的, 一方面, 弹性流体的温度在膨胀过程中降低, 另一方面, 没

有证据表明在膨胀中部分流体不冷凝. 瓦特应该也考虑了冷凝后排除残余的蒸气必须的力, 其量值在进一步膨胀中有更大比例. Robinson 博士为瓦特的工作增加了一个计算蒸气膨胀效果的简单公式, 但我们注意到这个公式受同样误差的影响. 当然, 它对于制造者进行在实际中足够精确的计算是有用的. 我们认为值得指出这些事实, 因为知道者很少, 特别是在法国. 机器依照发明者的模型被制造, 而这些模型后面的原理没有很好的理解. 忽视这些原理常常会导致严重的故障. 原始很好设想的机器在不熟练的制造者那里退化, 他们为了引入小的改进而忽视了他们不是充分理解的基本考虑.

注记 H. — 很容易理解两个汽缸的优越性, 如果只有一个汽缸, 压强在活塞开始和结束冲击之间变化很大. 机器的所有设计用来传递作用的部分都必须足够坚固以承受第一个冲击, 并且要最好地组装在一起以避免突然运动导致破坏或很快被磨损. 这对于步进梁, 支撑架, 链接棒, 曲柄和第一级齿轮是特别重要的. 这些部件将感受到最多的不规则的冲击和破坏. 蒸汽室也必须足够坚固以承受最高的压强, 并要足够大以包含体积增大了的蒸汽. 如果用两个汽缸, 则第一个的容量不需要太大, 所以比较容易满足所需的强度, 而第二个必须很大, 但不需要特别坚固.

两缸的机器是按照合适的原理而设计, 但常常无法获得期望的优势. 这主要是由于很难安排不同部分的尺寸, 且常常不是处于合适的比例. 还没有这类机器的很好的模型, 但瓦特的设计有非常优异的机器. 对此, 我们观察到前一种所产生效应的不规则性, 而后一种产生的效应几乎是一致的.

注记 I. — 在利用空气产生热的动力的尝试方面, 我们特别注意到 Niepce 先生的工作, 几年前在法国制造并由其发明者命名为 *pyréoloplwre* 的设备. 这个设备基本上是一个汽缸和活塞, 并充入常规密度下的大气. 在这个里面喷射某些可高度稀释的可燃的物质, 它们悬浮于空气中一会儿, 然后点燃. 燃烧的效果与弹性流体是空气和可燃气体混合—如空气与碳氢混合物混合—相同, 这类似于一种爆炸, 弹性流体突然膨胀, 通过其全部作用于活塞而使用. 这个运动通过一定的距离, 从而实现动力. 没有什么可以阻碍重新引入空气和重复这个操作.

这个非常天才的机器, 其新的原理非常有趣, 在一个基本的特殊点失败. 用于作为燃料的的物质 (lycopodium powder, 石松粉, 在第一步用来产生火焰), 非常昂贵, 所有的优点都被抵消, 而且不幸的是

很难使用价格合适的燃料, 因为需要一种能够成为非常细的粉状的物质, 使得点燃是即时的, 扩展很快, 剩余的灰很少或没有.

代替跟随 Niepce 先生的操作方式, 对我们而言, 更好的是用空气泵压缩空气, 令其通过一个很好封闭的火炉, 少量的燃料通过可以设想的机制导入; 让其在一个有活塞的气缸内, 或可以变大的容器内发生作用; 然后射入大气, 或甚至可以将其引导蒸汽的蒸发炉使用其剩下的热.

在这个运行模式下我们会遇到的主要的困难将会是把火炉封装于一个坚固的容器, 对于燃烧的合适的控制, 在机器的几个部分维持合适的温度, 以及防止气缸和活塞的快速磨损. 我们不认为这些困难是无法克服的.

传说英国已经在把热作用在空气上以产生动力方面有成功的尝试. 如果他们真的做到了, 我们还不知道这是什么.

注记 J. — 这里给出的结果由一个具有 45 英寸直径的大气缸, 7 英尺冲程的大机器给出; 它用于在 Cornwall 的一个称为"Wheal Abraham" 矿的泵出. 这个结果可以看作是一个例外, 因为它仅仅在一个月期间的短时间内实现. 一个通过一布舍尔煤把八千万磅升高一英尺的机器, 一般考虑为是蒸汽机的优秀结果. 它有时在瓦特系统的机器中达到, 但极少超越. 这个结果用法国的单位表示是燃烧一千克煤获得升高 104000 千克米.

由我们通常理解的计算蒸汽机效率的马力, 10 马力的机器应该在一秒内升高 10×75, 即 750 千克米, 或者一小时 $750 \times 3600 = 2700000$ 千克米.

若我们假设每千克煤升高 104000 千克一米的高度, 需要把 2700000 除以 104000 以求出 10 马力的机器一小时所烧掉的煤, 给出 $\frac{2700}{104} = 26$ 千克. 但是, 10 马力的机器每小时消耗少于 26 千克煤是极其稀少的.