

之壓力成正比。而短臂內空氣體積之長度與空氣之體積成正比。波義耳即由此實驗知壓力大於一氣壓時，其定律為確實。在壓力小於一氣壓時，彼用一如圖 125 所示之直管作實驗。管之一端為開口，一端為閉口。先以空氣及水銀充入管內。然後將開口一端插入貯有水銀之深容器中。若將管向上移動，則空氣所受之壓力減小，而體積增大。由此彼又得證明在壓力小於一氣壓時，上述之定律為確實。

222. 波義耳氏定律之歧差 在普通實驗上，波義耳定律可稱確實，然細心考察之，則知並非為完全確實。最完全之實驗當為阿美加(Amagat)實驗。氏發見空氣由一氣壓至 78 氣壓時， PV 之值逐漸減小，直至為 PV 在一氣壓時之 0.93 倍。壓力增大至 3000 氣壓時， PV 之值則逐漸增大，直至為 PV 在一氣壓時之 4.2 倍。故在第一階段中（即由一氣壓至 78 氣壓）， V 之減小較波義耳定律所示者為速。其後則 V 之減小較緩。蓋在 3000 氣壓時，空氣之體積較波義耳定律所示者可大 4.2 倍。在 3000 氣壓時，空氣之密度為 0.93，與水之密度相近。

其他氣體，波義耳定律亦有同樣之歧差。但 PV 有最小值時之壓力，則視各種氣體而定。因此， PV 之最小值亦視各種氣體而定。

氣體為運動質點所組成。各質點之互相碰撞，即成為氣體之壓力。根據此原則，凡得瓦爾(Van der Waals) 推知在一定溫度時，可有如下之公式。此公式與實驗結果頗相切近，（雖仍不能完全準確）。

$$(P + a/V^2)(V - b) = \text{常數}$$

a 及 b 為兩常數，其值視各種氣體而定。壓力 P 須加上 a/V^2 ，因各分子互相吸引使內壓力增大。體積 V 須減去 b ，因氣體內分子亦有

體積，故分子在運動時所佔之體積 V 當較小。由實驗求得 b 之值後，可用以推知分子之大小為何。

223. 氣體之彈性係數 因氣體之切變係數為零，故氣體惟有一彈性係數，即體積彈性係數。此係數即為氣體在一定溫度時之壓力 P 。此可由波義耳定律推得之。設壓力為 P 時，體積為 V 。使壓力略增大 p ，同時體積減少 v ，則由波義耳定律，可有

$$(P + p)(V - v) = PV$$

略去 p 及 v 兩值之乘積，則有

$$Vp = Pv$$

體積彈性係數既為壓力增大之值 p ，除以體積減小之比 v/V ，故由上式可知 P 即氣體之彈性係數。

224. 氣體之浮力 (buoyancy) 若一物體如氣球之重量較其排開空氣之重量為輕，即在空氣中上升。其重量與排開空氣重量之差，即為使此物體有向上加速度之力。氣球向上達其平均密度與四周稀薄空氣之密度相等時，若不將其載重擲去若干，則不再上升。一體積頗大之人體，約能排開 $1/4$ 磅之空氣。在空氣中用砝碼衡物體時，設砝碼之重量在空氣中與在真空內為相等。但欲得物體之實在重量，則須減去其所受空氣之浮力。

225 液體壓力計 (manometer) 液體壓力計為測量液體壓力之器械。其形式之最簡單者（圖 126）為一彎管。使欲測量之壓力與在管內某種液體如水銀之壓力成平衡。此即開口液體壓力計，或虹吸壓力計。所欲測量之壓力即等於管內兩端水銀面之差，乘以水銀之密度。若壓力為每平方釐米上之達因數，則欲測量之壓力 $P = h\rho g +$ 大氣壓力。若壓力為每平方釐米上之克數，則成為 $P = h\rho +$ 大氣壓力。

另有一種閉口液體壓力計(圖 127), 使所欲測量之壓力, 與任一均勻截面閉管內某種氣體(常為空氣)之壓力成平衡。由波義耳(Boyle)定律, 知管

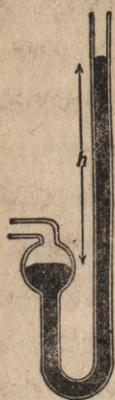


圖 126

開口液體壓力計



圖 127

閉口液體壓力計

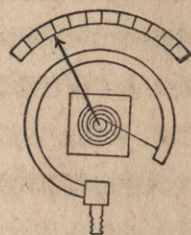


圖 128

包頓流體壓力計

內氣體之壓力, 與其體積成反比。換言之即與管內空氣體積之長度成反比。於是所欲測量之壓力等於管內氣體之壓力, 加以管內兩端液面差所示之壓力。

包頓(Bourdon)流體壓力計(圖128)為一橫截面成橢圓形之金屬管, 彎成一大於 180° 之圓弧。管之一端為開口, 一端為閉口。使所欲測定壓力之液體, 由開口一端灌入管內。於是由管曲度之大小可知液體壓力之大小為何。管之自由端附着一指針, 轉動於一刻度尺之前。管內壓力之增大能使管之容積增大。在橫截面之周長為一定時, 橫截面成圓形之管, 較橫截面成橢圓形之管容積為大。故管內壓力增大時, 其橫截面漸變為圓形, 而管之曲度亦隨之變更。

226. 氣體之黏性 氣體之黏性係數較液體所有者為小。例如空氣之黏性係數約為水之 $1/80$ 倍。但空氣之黏性係數雖小, 猶能阻礙水滴在飛塵及雲霧中之下降。在雲霧中(空氣之濃度較水小

1000 倍)直徑為 $1/1000$ 吋之水點, 下降之速度約為每秒 0.8 吋。直徑為 $1/10000$ 吋之水點, 則約為每分 0.5 吋, 或較小 100 倍。但普通雨點則幾不受空氣黏性之阻礙。普通雨點下降時不致有極大之速度者, 實因於空氣之慣性。

氣體之黏性係數隨溫度而增大。此適與液體相反。在一定溫度時, 氣體密度隨壓力之變易頗大。但其黏性係數之變易則極微。

227. 氣體動力論 (kinetic theory of gases) 氣體為運動質點所組成。此假設為真實無疑。由此假設可推知氣體之一切特性。又由此假設演繹而得之結果, 亦可與實驗事實相符合。此當非偶然之事。關於氣體質點之構成, 尙未能知其底細。故有若干氣體之特性, 尙未能用此假設說明之。若氣體之某種特性與由此假設演繹之結果顯然相違反, 則此假設即不能成立。然迄今尙未有與此假說違反之事實發見。

氣體動力論可說明氣體之各種特性, 茲以波義耳 (Boyle) 定律為例示之。

在引用此假設前, 須先將此假設詳細陳述之。以下所述雖不完全, 但已足為說明波義耳定律之用。(a) 一簡單氣體為由大小相等之質點所組成。各質點運動之方向無一定。(b) 各質點被碰撞或碰撞於器壁時, 即被彈回。其回復係數為 1, 一如各質點為有完全彈性之光滑球然。(c) 若氣體之各質點不互相緊合, 則質點間之距離較之質點之大小, 可認為極大。故捨在互相碰撞時外, 彼此所施之引力可略去而不計之。各質點運動之速度必不能相等而相差甚大。故質點運動之速度假定為不相等, 較為合理。兩質點碰撞時, 可視為互相驟然擊退, 而未相接觸。在碰撞時, 各質點之動能無稍喪失。因不如是, 則在室內之空氣分子將盡行落於地板上。設各質點大小為相等, 是指氫, 氧, 氮, 及氬等無同位元素之氣體而言 (§ 522)。然在有同位元素之氣體, 亦可證明有與上述相同之效應。

為簡單計, 可設所有氣體儲於一長方形之容器內。此容器三邊之長為 $a, b,$ 及 c 。使 A_1 及 A_2 兩面之面積為 bc 。各與 a 邊成垂直。設有一質點於某方向以速度 V 運動。 V 於 $a, b,$ 及 c 三邊之方向, 可分成為三分速度 $u, v,$ 及 w 。 u 為 a 邊方向之分

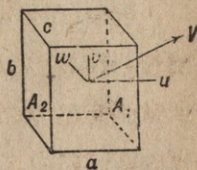


圖 1:9

速度。若此質點碰撞於 A_1 面，則 A_1 面所受之衝量視該點之質量 m ，及分速度 u 而定，與另兩分速度 v 及 w 無關係。若此質點碰撞於 A_1 面而不被彈回，則 A_1 面所受之衝量等於 m 乘 u ，或 mu 。但質點係有彈性，彈回時在 a 邊方向分速度之大小仍為 u 而方向則反之。因此， A_1 面所受之衝量為 $2mu$ 。設此質點彈回時未與其他質點相碰撞，直達於 A_2 面，則其由 A_1 至 A_2 之時間為 a/u 秒。此質點達於 A_2 面後復被彈回，於 a 邊方向之分速度仍為 u ，而不與其他質點相碰撞，復達於 A_1 面。其碰撞於 A_1 面前後兩次間之時間為 $2a/u$ 。其後此質點復由 A_1 面彈回達於 A_2 面，如是在兩面間往復無已。每秒碰撞於 A_1 面之次數為 $u/2a$ ，而每秒 A_1 面所受之衝量為 $2muu/a$ ，或 mu^2/a 。 A_1 面所受衝量之總和，即每秒內所受之衝量，為各質點所有 mu^2/a 之和。欲求 A_1 面上之壓力 p ，須以 A_1 面之面積或 bc ，除其所受有衝量之總量，即

$$p = \frac{m}{abc} (u_1^2 + u_2^2 + \dots)$$

現若使 N 為容器內質點之數，而 n 為每單位體積內質點之數， abc 既為容器之容積。故有 $nabc = N$ 。於是

$$p = mn \frac{(u_1^2 + u_2^2 + \dots)}{N}$$

乘積 mn 為單位體積中各質點質量之和，或為容器內氣體之密度 ρ 。再 $(u_1^2 + u_2^2 + \dots)/N$ 為容器內 N 個質點所有 u^2 之平均值。若以 \bar{u}^2 表示之，則有 $p = \rho \bar{u}^2$ 。任何一質點有

$$V^2 = u^2 + v^2 + w^2$$

各質點運動之方向既無一定，故各質點所有 u^2 ， v^2 ，及 w^2 之各平均值為相等。而每一平均值為 V^2 之三分之一。於是有

$$p = \frac{1}{3} mn V^2 = \frac{1}{3} \rho V^2$$

若氣體之質量為 M ，而體積為 v ，因 $\rho = M/v$ 故

$$pv = \frac{1}{3} M \bar{V}^2$$

氣體位移之動能，等於各質點位移之動能之總量。此顯為 $\frac{1}{2} M \bar{V}^2$ 或 $\frac{2}{3} pv$ 。吾人已有充分理由，可信在一定溫度時，氣體之動能無有變易。因此，在一定溫度時，氣體之壓力及其體積之乘積為一常數，此即波義耳定律。

在上所述，兩質點之碰撞未計及之。根據牛頓 (Newton) 運動第三律，兩質點碰撞時，於任何方向之動量無有變易；因此，各質點於 a 邊方向之動量無變易，而施於 A_1 面之壓力為恆等。

波義耳定律之所以有歧差者，因各質點不相接觸時，彼此有極微之引力。且各分子皆有極小之體積，並非一點。以上討論中此兩點均未計及。凡得瓦爾 (Van der Waals) 曾計及此兩點，而推得一較為準確之公式 (§ 222)。

228. 表面凝結 (surface condensation) 及吸留 (occlusion) 氣體與固體接觸時，氣體之質點常因有分子引力，凝結於固體之表面。故玻璃器內常留有微量之氣體，未能用抽氣唧筒抽去之。如於玻璃片上用細桿畫一圖形，而呼氣其上，則圖形之輪廓立顯。此因經細桿劃過之處，呼出之氣不易凝結之故。

氣體易透入多孔之固體。而凝結於孔內固體之表面上。此謂之固體之吸留。多孔之木炭可吸收氧氣，達於其體積之九倍。二氧化碳，達於其體積之三五倍。氮，達其體積之九十倍。椰子炭之吸留作用更較為大。故木炭常用為驅臭劑，及製防毒面具之用。海綿狀之鉑可吸收氧氣達其體積之 250 倍。鈀可吸收氫氣達其體積之 1000 倍，而使其自己之體積亦因之而脹大十分之一。故氫氣在一鈀塊內，其體積僅為其原有體積之千分之一。若用壓力壓小之，則每方吋上須施若干噸壓力。

229. 氣體之擴散 氣體較液體易於流動，故其擴散較速。若有兩種氣體分別貯於兩容器內，而以一粗管連通之，則此兩種氣體即互相擴散頗速。於短時間內，每一氣體能滿佈於兩容器中，如無另一氣體之存在然。若一為有色之氣體如氯氣，則並可觀察其擴散之過程。兩氣體擴散最後之結果，一氣體之於另一氣體，宛如真空。但在擴散時，則互受阻滯。又地心引力亦有影響於擴散。例如有兩氣體氫與二氧化碳，若後者居上，前者居下，則兩者混合較速。但擴散最後之結果，則與地心引力無關係。

兩氣體彼此擴散時，每一氣體由其密度較大之處，向密度較小之處擴散。其速率與密度梯度成正比 (§215)。在某一定壓力時，又與其密度之平方根成反比（此可由 §227 之公式 $p = \frac{1}{3}\rho\bar{v}^2$ 推知之）。

230. 氣體之射流 (efflux) 氣體自一薄壁之孔內逸出時，其速度可由能量之原理推知之。每一部分逸出之氣體有其速度及動能。此動能必等於容器內氣體之壓力使此一部分氣體逸出時所施之功。設容器內之壓力大於容器外之壓力為 P 。使一小體積 V 之氣體逸出時， P 所施之功與在一圓筒內推動一活塞時所施之功相等。

於是容器內氣體之壓力，對於逸出一部分氣體所施之功為 PV 。若氣體之密度為 ρ ，則氣體之體積為 V 時，其質量為 $V\rho$ 。又若氣體逸出之速度為 v ，則其動能為 $\frac{1}{2}V\rho v^2$ 。使此動能等於 P 所施之功，即得

$$v = \sqrt{\frac{2P}{\rho}}$$

由此可知氣體逸出之速度，與容器內壓力之平方根成正比，而與其密度之平方根成反比。

本生(Bunsen)氣體密度之比較法，即使各種氣體於同壓力下，自同一之孔逸出，而比較彼此速度之大小為何。

231. 透過細孔之擴散 氣體透過細孔隔離物如未搽油之磁器擴散時，與上述情形異。細孔之大小可與氣體分子之大小相比擬。在同溫度時，各種氣體自細孔逸出之速度不同。故一混合氣體自一細孔逸出時，各組成氣體之速度有異。用此法，可使一部份混合氣體之各組氣體分離之。疊用此法，能將各組成氣體完全分離之。含有同位元素之氣體，其一部份原子量相同之原子，亦可用此法分離之。

232. 液體唧筒 (pumps for liquids) 最舊式之唧筒為吸取唧筒。其結構為使一活塞在一圓筒內運動。此圓筒由管通入於井。在管頂有一活瓣，但能向圓筒開啓，謂之入口瓣。活塞上亦有一瓣，但能向上開啓，謂之出口瓣。在活塞起始上升時，圓筒內空氣之體積膨脹而壓力減小。於是因筒外之壓力較大，使出口瓣閉而入口瓣開。管內一部分空氣即入於圓筒內，使管內空氣之密度較前為小，而壓力降低。因此井內水面上之大氣壓力即將水壓入管中。活塞上下運動數次後，水即入於圓筒，而自出口瓣流出。

水在吸取唧筒內所以能上升，因大氣壓力。故水上升之高度，不能過於大氣壓力在真空中支持水柱之高度。水之密度較水銀小 13.6 倍。故理論上，水上升最大之高度當為 34 呎。但實際上，水在吸取唧筒內上升之高度遠小於此。因水中含有空氣，又活塞與圓筒

不能十分貼合。欲使吸上之水達於較高之處，可用壓力唧筒（圖 131）。此與吸取唧筒不同之點，爲其出口瓣不在活塞上，而在一與入口瓣相近而與圓筒連通之支管內。活塞向下運動時，水由此支管壓出。其所及之高度視作用於活塞之力，及唧筒所能忍受之壓力而定。

水由壓力唧筒之流出成爲間歇。若欲使之連續不斷，須用一空氣室。空氣室內之壓力因自圓筒流出水之壓入而增大。於是支管內之水受空氣室內空氣之壓力而連續流出。



圖 130 吸取唧筒

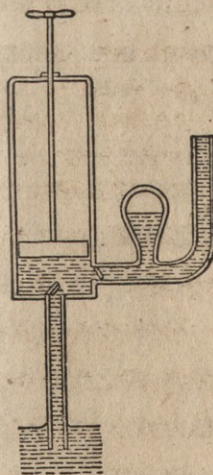


圖 131 壓力唧筒

233. 虹吸 (siphon) 使在一容器內之液體由一彎管流出，謂之虹吸。其法先將液體充滿於管內。然後將其一端 C 閉住，一端 A 浸入容器之液體內。現若將 C 端開放，則容器內之液體即由 C 端繼續流出，直至 C 端內與容器中之液面，達於同一水平而後已。

欲說明虹吸之理，試思在 C 端未開放前，其內液體之壓力爲如

何。若容器內液體之水平 D ，與 C 端內液體之水平相差為 h ，則在 C 端液體所受之壓力較大氣壓力小 gph 。所以 C 端開放時，在容器內液面之大氣壓力，即將液體自 C 端壓出，直至 D 及 C 之水平相等而後已。其時管之另一端仍可浸入於液體內。若管之最高點 B 與液面 D 之距離，大於大氣壓力在真空中支持水柱之高，則即無虹吸作用發生。

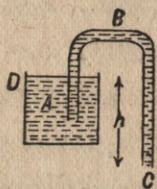


圖 132

234. 空氣唧筒 (air-pumps) 欲排除容器內之空氣，最初所用之唧筒為加利克 (Otto

Von Guericke) 於 1650 年所發明。與抽水吸取唧筒實相同。不過活塞與圓筒頗為緊合，不致漏氣。但用此唧筒不能得有高度之真空。蓋在管端扁薄之活瓣，當容器內壓力極小時，不復能自動開閉。但此可用一圓錐插頭，由一連桿通過活塞之孔，桿與孔略有摩擦。然活塞與圓筒之下端未能緊合，仍不能將容器流入圓筒內之空氣盡行排除之。但此可用仇立克 (Geryk) 唧筒 (圖 133) 之裝置補救之。此唧筒圓筒之下端貯有油液，使活塞上下運動時不致漏氣。而於活塞上之油液，又可使活塞之活瓣不致漏氣。

235. 高度真空唧筒 欲使一容器有高度真空，曾有多種唧筒發明，大都利用水銀。其最舊式者為一大玻璃球與容器相連通。玻璃球內貯有水銀，使水銀之平面交替升高與降低，容器內之空氣即入於玻璃球，另自一支管洩出。或使水銀點滴在一細管內落下，而將容器內之空氣自一通於細管之支管吸出於外。但此等水銀唧筒現已不用。茲將效力最佳之幾種新式唧筒分述之如下。

萊恩謀 (Langmuir) 汞氣唧筒利用 § 193 所述抽氣管之原則而構成。使汞氣自一受熱之瓶 A 向上衝射，經過 B 及 C 兩管，

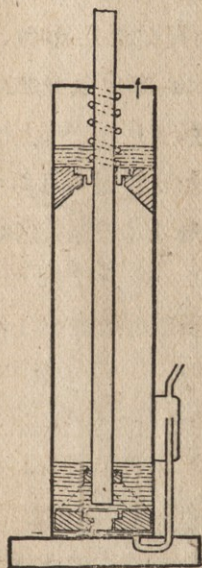


圖 133 仇立克空氣唧筒

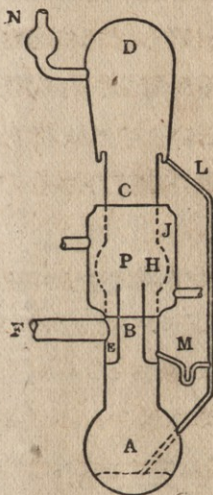


圖 134 萊恩謀汞氣唧筒

(圖 134)入於冷凝器 D 。 B 管之四周為圓環形之空隙 E ，與容器相連通。 C 管在 B 管之上端處擴大為 H 。 H 之四周有通過水流之冷凝器 J 。 汞氣於 D 及 H 內凝結後，由 L 及 M 兩管還入於 A 。 容器之氣體由 E 自由向上流動，與向上衝射之汞氣遇於 P ，而被汞氣依 H 之壁向上吹出。 然後混入汞氣內，經過 C 而入於冷凝器 D 。 一效率較小之空氣唧筒連通於 N ，能有 0.3 毫米或 (400 巴) 之真空。 入於 D 內之氣體即被此空氣唧筒所抽去。 用萊恩謀 (Langmuir) 唧筒可使一容積為 11 呎之容器，於 80 秒內由一氣壓降為 0.00001 毫米 (0.015 巴) 之真空。 因其動作之簡捷，於排氣法上可謂一大貢獻。

尚有若干他種空氣唧筒，茲以作用較為簡單之兩種述之如下。

圖 135 表示伽特 (Gaede) 分子唧筒之原理。一圓柱 C 在一圓筒 D 內，除在 A 及 B 之中間部分外，圓柱與圓筒互相貼合。空氣（或其他之氣體）由 A 吸入，因於分子之衝動達於 B 而排出。此唧筒之構造較圖所示者為複雜。若以若干圓筒連通之，而用一單獨之轉動圓柱，可得有極高度之真空。另有一種唧筒則效率較遜（圖 136），為一圓柱 C ，在一圓筒內作偏心轉動。空氣由 A 入於圓柱與圓筒之間，而由圓柱之偏心轉動將空氣自 B 排出。一塞子 P 在一小孔內隨圓柱之轉動作往復運動。其一端有一彈簧使其緊觸於 C ，如是空氣不致由 B 入 A 。

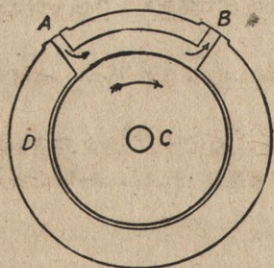


圖 135

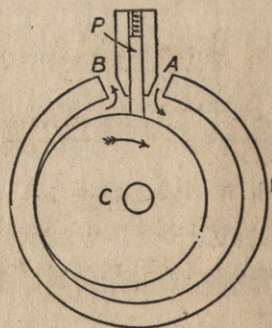


圖 136

由唧筒所得最高度之真空，更可用貯有木炭之管連接於容器，使其真空度更為加高。此等貯有木炭之管，侵入液體空氣內，可將餘留之氣體空氣吸去之。

參 考 書

克羅 (Crew) 力學原理 (Principles of Mechanics), 用初等向量及微積分法敘述力學各原理，頗為簡明。

包恩頓(Poynting)及湯姆孫(Thomson)物性學(Properties of Matter),關於引力,彈性,及流體特性之敘述,尤為有價值。

欲於力學作有系統較深之研究,上述兩書頗為有用。

麥許(Mach)力學原理(Principles of Mechanics),敘述力學之進步,極為顯淺而有意味。

服新頓(Worthington)轉動力學(Dynamics of Rotation),為初學用書,載有有價值之實驗極多。

裴蘭(Ferry)陀螺(Spinning Tops)一書,敘述迴轉儀之普通原理。

萊甫(Love)論理力學(Theoretical Mechanics),敘述力學上各原理之關係,頗為詳盡。

馬克司威(Maxwell)物質與運動(Matter and Motion),敘述雖淺顯然實為大物理學家之傑作。

台脫(Tait)物性學(Properties of Matter),述敘引力,彈性,及流體等特性之初步原則。

勞極(Lodge)科學之先進(Pioneers of Science)評論伽利略,牛頓等對於科學之貢獻。

包恩頓(Poynting)地球之平均密度(Mean Density of the Earth),敘述地球平均密度之各種求法。

凡賽姆(Whetham)科學史(History of Science),敘述科學之歷史,極有興趣。

英百科全書(Encyclopedia Britannica),載有權度(Weight and Measure),力學(Mechanics),及彈性(Elasticity)等各節。

習 題

速度及
加速度

1. 一火車開行五分鐘後,速度為每小時 40 千米。設加速度為恆等,在第五分鐘內其行距為若干? 答 0.6 千米

2. 一火車之速度為每小時 70 千米。用制動機於 600 米內使其停止。其減速度(設為恆等)為若干? 答 -13 米/分²

3. 一物體以等加速度於兩分鐘內進行 72 米。其末速度為何? 設 (a) 初速度 = 0, (b) 初速度 = 15 釐米/秒 答 120 釐米/秒; 105 釐米/秒

4. 一壘壕白蠟之彈出砲口時之速度為 180 呎/秒。若彈在砲膛內行 35 呎, 此彈在砲膛內之(平均)加速度為何? 答 4629 呎/秒²

5. 一物體在斜面上滑下,於第三秒鐘內行 110 釐米,斜面之斜度為何? 答 $2^{\circ}35'$

6. 一球自拋上迄落下達原處時爲時 10 秒。其垂直初速度爲何？ 答 4900 釐米/秒
7. 一船之速度爲每小時 4 哩。水流之速度爲每小時 2 哩。欲船直達對岸，須與岸成何角度？ 答 60°
8. 一點以等速度作圓周運動。圓周之直徑爲 10 釐米。若該點每秒繞圓行四次，其加速度爲何？ 答 $3/58$ 釐米/秒²
9. 一棒球上升 50 呎。在水平上 200 呎處落地，其擊出時速度之大小及方向爲何？ 答 45° ; 80^2 呎/秒
10. 一物體射出時速度爲每秒 30 米，與地平成 30° 。問在何時及何處落下至原有水平？又升高若干？ 答 3.06 秒; 79.5 米; 11.4 米
11. 一壘壕白蠟之彈出礮口時速度爲 180 呎/秒。在仰角爲 40° 時，其射程爲 295 碼。問此射程被空氣阻力減少若干？ 答 35 碼
12. 一升降機之加速度爲 100 釐米/秒²。一重 70 千克之人立於其內。問當升降機上升與下降時，此人施於機底面上之力分別爲若干？ 答 62.8 千克; 77.1 千克
- 力 及 質 量** 13. 以 1000 達因之力作用於千克之質量，經一分鐘之久。問此質量在此一分鐘內所得之速度，及所行之距離各爲何？ 答 60 釐米/秒; 1800 釐米
14. 一重 10 磅之砲彈，自一重 3 噸之砲身射出。其初速度爲每秒 1200 呎。問砲身後退之初速度爲何？ 答 2 呎/秒
15. 設有三力 5; 12, 及 15 成平衡。求此三力所成之諸角？ 答 $62^\circ 11'$; $134^\circ 58'$; $162^\circ 51'$
16. 兩物體質量爲 10 與 8 千克，分別繫於一繩之兩端，而懸於一滑輪上。使兩者由靜止而運動。最初兩秒鐘內，兩者之行距爲若干？ 答 218 釐米
17. 一壘壕白蠟之彈重 12 磅。在砲膛內行 35 呎，而出礮口時之速度爲 180 呎/秒。問在礮膛內受有平均作用力若干？ 答 1725 磅
18. 一飛機依曲線途徑而進行。此曲線途徑所成之面與地平成垂直。當此機達於最高點時，機內物體適能向地面起始落下。設此曲線途徑之曲度半徑爲 40 呎。問飛機之速度爲何？ 答 24.5 哩/時
19. 一質量爲 300 克之棒球，速度爲每秒 20 米。用棒迎頭擊之，其折回之速度爲每秒 30 米。問所有之衝量及平均作用力各爲何？設棒與球之接觸時間爲 0.02 秒。 答 15×10^5 克釐米/秒; 7.5×10^7 達因
- 功 及 能** 20. 一彈重 20 克，自一高出地平 4 米之礮依水平方向射出。欲使彈落地時與礮相距 300 米。問射出時須有能量若干？ 答 1.11×10^{10} 爾格
21. 一射出物射入一物體內達 2 吋深時，其速度爲每秒 700 呎。若欲射入達 3 吋時，其速度須爲若干？ 答 857 呎/秒
22. 一重 6 千克之鏈，運動速度爲每秒 100 釐米。打入一板內達一釐米深，問板之抵抗

力(設爲恆等)爲何?

答 3×10^7 達因

23. 一人在平滑路面上踏自由車, 速度爲每小時 12 哩。每踏一次之作用力爲 20 磅, 而作用距離爲 1 呎。若曲臂每轉動一次車進行 17 呎。問此人作功之馬力爲若干?

答 0.075 H.P.

24. 一人重 18 磅。於 4 秒鐘內向上跑 26 步。若每步升高 4 吋。問其作功之馬力爲何?

答 1.2 H.P.

25. 一賽跑者重 161 磅。於 $4 \frac{3}{5}$ 秒內前進 40 碼。 $6 \frac{2}{5}$ 秒內前進 60 碼。而 10 秒內前進 100 碼。問(a)此人由 40 至 60 碼, 及由 60 至 100 碼時, 速度分別爲何?(b) 在 40 碼末了時所有之動能爲何?(c) 欲得此動能須有功率若干馬力?(d) 此人於跑路外又如何耗費其能?

答(a) $33 \frac{1}{5}$ 呎/秒; (b) 2777 呎磅; (c) 1.09 H.P.

26. 試求一馬力之五數。

答 746

27. 一賽跑者重 160 磅。在平地上於 105 秒內行 100 碼。在山坡上於 175 秒內行同一之距離, 而升高 32 呎。設其進行之速度在平地上及在山坡上爲相等。問此人於山坡上在多行之 7 秒內多作功若干? 又其功率爲何?

答 1.33 H.P.

28. 在一秒內 100 立方呎之水自一高 10 呎之壩內溢出。問此水能供給馬力若干?

答 1.9 H.P.

29. 一質量爲 30 克之來福槍彈, 打入重 15 千克之懸起木塊內。若懸起木塊之繩長兩米, 而木塊被推動之角度爲 20° 。問彈之速度爲若干? 注意彈與木塊碰撞時, 兩者動量之和恆等 (§ 46)。又木塊受彈碰撞起擺動時, 其能之總量不變。

答 770 米/秒

轉 動

30. 火車轉動輪之直徑爲 1.5 米。每分鐘轉動 250 次時, 輪緣上一點之平均直線速度爲何? 又輪緣之最高點及最低點之速度分別爲何?

答 19.6 米/秒; 29.5 米/秒零

31. 一馬達之轉動子每分鐘轉動 1800 次。於電流斷止後 20 秒鐘, 始行停止。問在此時間中, 其平均角加速度及轉動次數各爲何?

答 -9.42 弧度/秒²; 300 次

32. 試求地球自轉之角速度, 以每秒若干弧度表示之, 又在通過緯度 40° 之直徑方向, 分速度爲何(佛科 Foucault 擺原理)?

質 量

中 心

33. 設一圓片之直徑爲 16 釐米, 割去一直徑爲 12 釐米之圓片。若此兩圓片成內切, 問餘下部份之重心在何處?

答距公切線 10.6 釐米處

34. 兩圓柱各長 20 吋, 直徑分別爲 12 及 16 吋。若使兩者接合, 彼此之軸位於同一直徑上, 問兩者之重心在何處?

答距接合面 6 吋處

35. 一方桌面長, 闊, 高分別爲 4 呎, 3 呎及 1 吋。與桌面四角相連接之四足, 長, 闊, 高分別爲 2 呎, 2 吋, 及 2 吋。求該桌之重心在何處?

答距桌面 0.233 呎

36. 月球之質量爲地球之 $1/86$ 倍。兩者中心之平均距離 240000 哩。問兩者之質量中心在何處?

答距地心 2963 哩處

37. 以 1, 2, 及 3 磅之質點分別置於一等邊三角形之三角上。設此三角形每邊長為 1 呎, 問此三質點之質量中心與 BC 邊之距離為何? 答 0.144 呎

力 矩 38. 一長 6 呎之棒, 支起於中點。一端懸一重 24 磅之砝碼。在下述各情形時; 求砝碼之力矩: (a) 棒成水平; (b) 棒有一傾角 30° ; 棒有一仰角 60° 。 答 75; 62.3; 36 呎磅

39. 在地上欲用一繩牽倒一柱。若繩與柱之長為相等, 繩須繫於柱之何處? 若繩較柱長兩倍, 繩須繫於何處?

40. 一球之質量為 20, 而半徑為 2。問該球繞球面切軸之轉動慣量為何? 答 112

41. 三圓片同在一平面內, 彼此相切, 質量各為 10 克。半徑各為 6 釐米。問此三圓片於過任何圓片之心而與圓面成垂直之軸上之轉動慣量為何? 答 34200 克/釐米²

42. 一千克與兩千克之兩質量, 用一質量可略計之剛棒連接之。若將兩質量擲出, 兩者對於其重心每秒轉動 10 次, 而其重心每秒移動 20 呎。求兩者之動能為何?

答 192×10^3 爾格

43. 一重 1000 千克之礮石, 直徑為 $1\frac{1}{2}$ 米。若每 2 秒震動一次, 其動能為何?

答 13.9×10^9 爾格

44. 一鐵圓柱直徑為 100 釐米。於一長為 6 呎, 而斜度為 30° 之斜板上轉動而下。其直線速度為何? 答 627 釐米/秒

45. 一正方石塊, 每邊長一碼, 重 2.5 噸, 放在平地上。若欲使此石塊繞其一水平邊而轉動, 問最小需用力若干? 答 1768 磅

平行力 46. 設有三平行力 1, 2, 3 單位分別作用於一等邊三角形之三角。若此三角形每邊長為一尺, 三力之合力與 BC 邊之距離為若干?

答 0.144 呎

47. 設有兩方向相反之平行力 10 與 6 單位, 作用於一棒上。作用點距棒之一端分別為 8 與 3。求二者合力之大小及作用點。 答 415.5

48. 設有兩方向相反之平行力, 各為 50 達因。作用於長為 10 釐米之棒之兩端。若棒與兩力所成之角為 45° 。求所有之力偶矩。 答 8535 達因/釐米

49. 一成人與一孩子以一長 2 尺而重 5 千克之均勻棒, 扛一重 20 千克之物體。若成人負重為孩子之兩倍, 物體應懸於棒之何點? 答距棒中心 64.6 米

平衡力 50. 一質量為 1 千克之棒。一端用鉸鏈裝在一垂直牆壁上, 另一端擺置於光滑地板上, 求此棒施於鏈及地板之力? 答 500 克; 500 克

51. 一均勻梯長 30 尺, 重 30 磅。上端擺在一垂直光滑壁上。下端以一短栓支之, 使不能滑動。若梯之斜度為 30° , 求此梯施於牆壁及栓上之力。

答 43.3 磅 66.1 磅

52. 一倉間門長 10 尺, 闊 5 尺 而重 500 磅。兩鉸鏈分別與門之上兩端相距一呎。門

之重量完全由在上之鉸鏈支持之，問作用於在上鉸鏈之合力，大小及方向為何？

答 209 磅與垂直成 $17^{\circ}21'$

週期
運動

5). 夾住一棒之一端，推動其另一端使離其原有位置 1 釐米後而釋放之。此端即開始以 10 釐米/秒² 之加速度起振動。問其振動週期為何？

答 1.98 秒

54. 一錶之平衡輪每兩秒鐘作完全振動 5 次。若將其平衡位置撥動 30° 後而釋放之，問開始運動時之角速度為何？

答 129.34 弧度/秒²

55. 一環懸於木釘上，其半徑為 25 釐米。試證明此環與一長 50 釐米之單擺運動週期相等。

56. 一鐘每日快 3 分。若其擺為一單擺，求此單擺長度之差誤為何？

答 0.414 釐米

57. 一擺在 $g=980$ 時，為一秒擺。在山頂上每分鐘僅振動 59.95 次。問山頂上 g 之值為何？

答 978.37

58. 將一長 2 米之棒懸起於一端使能自由振動。問其振動週期為何？

答 2.31 秒

59. 將一秒擺拉向一邊而釋放之。同時使一球自由落下。若適於擺之位置成垂直時，擺錘與落下之球相碰撞。問球下落之距離為何？

答 122.5 釐米

摩擦

6). 設兩面間之摩擦係數為 0.14。二千克之拉力，適能移動兩板，問兩面間之壓力為何？

答 143 千克

61. 將一重 100 千克之木塊 在一仰角為 20° 之斜板上向上推動。若木塊與斜面間之摩擦係數為 0.24。問：(a) 使木塊成等速運動，須用力若干？又 (b) 使木塊有每秒 100 釐米之加速度，須用力若干？

答 56.7 千克；63.9 千克

62. 一物體於一水平板上運動，其減速度為每秒 100 呎，於 200 呎內完全停止。問物體與水平板間之摩擦係數為何？

答 0.776

63. 一雪車在一仰角為 20° 之跑道上，於 11 秒內滑下 100 碼。求雪車與跑道之摩擦係數為何？

答 0.20

64. 一板於水平方向轉動。一小木塊於此板上距轉動軸為 40 釐米。若板與木塊之摩擦係數為 0.3，則板之轉動角速度為何，適能使木塊起始滑動。

答 2.71 弧度/秒

機械

65. 一人用第一種槓桿將一石舉高 1 呎。槓之長為 10 呎，重為 50 磅，支點距用力之處為 1 呎。若此人用力 100 磅，則舉石之力為何？又作功若干？

答 1100 磅；75 呎磅

63. 一童子能施力 50 磅，欲將 200 磅之桶在一斜板上轉動而上，使入一高為 $2\frac{1}{2}$ 呎之貨車內。設施力之作用線通過桶之中心，而與斜板成平行，問斜板須長若干？又此童子作功若干？

答 10 呎；500 呎磅

67. 將一物體懸於天平之一端，權其重為 12 磅。懸於另一端，則為 12.5 磅。問天平兩臂長之比為何？

答 1.021

68. 一人重 150 磅，坐於一動滑輪之懸盤內，而牽動越過一定滑輪之繩，使自已上升。若連絡兩滑輪之各繩皆成平行，問此人須用力若干？ 答 50 磅
69. 一半徑為 25 釐米之輪，固定於螺旋軸之一端，螺旋之螺距為 1 毫米，以 1 千克之力作用於輪緣，其方向與輪緣相切，問螺旋軸施於螺旋帽之力為何？設摩擦力可略去不計。 答 1570 千克
70. 有一滑輪組，繩端繫於上滑輪與繩端繫於下滑輪時，兩機械利率之比為何？
- 地心引力
71. 欲一物體減少其重量 0.1%，須高出地面若干？ 答 2.0 哩
72. 若月球之質量為地球之 $1/80$ 倍，而直徑為 316 哩。又地球之直徑為 7900 哩，問在月球表面重力加速度為何？ 答 164 釐米/秒
73. 欲使在地球赤道上之物體失其重量，地球自轉之週期應為若干。 答 1.41 小時
- 彈性
74. 一線長 300 釐米，直徑為 1 毫米，用 3000 克之重力，能使其伸長一毫米，問其楊氏係數為何？ 答 11.2×10^{11} 達因/釐米²
75. 一重量用一線自天花板下懸，此線由一長為 2 米，而直徑為一毫米之鋼絲，及一長為 1 米尺直徑為 0.5 毫米之銅絲所連成。現若加以另一重量，使該線伸長 1 毫米，問兩絲各伸長若干？ 答 0.19 毫米；0.81 毫米
76. 一正方形膠塊，每邊長 20 釐米，以兩力施於其相對之兩面，大小各為 1 千克，而方向分別與此兩面成平行，結果使此兩面之相對位置移動 1 釐米，問所有之切變應力及切變係數各為何？ 答 0.05245 達因/釐米²；49000 達因/釐米²
77. 一體積為 400 立方釐米之鐵棒，自船面沉入深 100 米之海底，其體積將減少若干？設每 10 米之水，其壓力等於 1 氣壓，即 10^6 達因/釐米² 答 0.026 立方釐米
78. 一球重 20 千克，速度為每秒 500 釐米，與一重 100 千克之靜止球相碰，設第一球以每秒 100 釐米之速度被彈回，問靜止球之速度若干？ 答 120 釐米/秒²
- 液體之特性
79. 兩體積不同之物體在水中之重量相等。試比較兩者在水銀中之重量，又在真空內之重量。
80. 一疑為空心之銅球，在空氣中重 523 克，而在水中重 447.5 克，問球內空隙之體積為何？ 答 16.8 立方釐米
81. 冰之比重為 0.918，海水之比重為 1.03。若一冰山露出於水面之體積為 700 立方碼，問冰山之完全體積為何？ 答 6438 立方碼
82. 一木塊重 1 千克，比重為 0.7，欲使排開水之體積為其體積之 0.9 倍，問須加以若干重之鉛塊，設此鉛塊置於木塊之上，又設懸於此木塊之下面。 答 286 克；3135 克
83. 一比重計沉入比重為 0.6 之液體內，液面達於某刻度。其沉入水內，使水面達於同一刻度時，須加重 120 克，問此比重計之重量為何？ 答 180 克
84. 設有一 U 形之玻璃管，其一臂內水銀之高度為 0.175 釐米，另一臂內某種液體之

高度為 0.47 釐米。若兩者成爲平衡，則此液體對於水銀及水之比重各爲何？

85. 在靜水內使一冰塊載一重 150 磅之人。冰塊之體積最小須爲何？試以立方呎計之。
答 293 立方呎
86. 一物體 A 在空氣中重 7.55 克。在水中重 5.17 克。又在某種液體 B 內重 6.35 克。問此物體 A 與液體 B 之比重各爲何？
答 317; 0.504
87. 一厚 10 釐米之銅塊浮起於水銀之面。問其浮出於水面上之體積爲何？若加水於水銀之面，使銅塊之面與水面相平，問須水若干？(水銀之比重 = 13.6, 銅之比重 = 8.5)
答其體積之 0.375 倍 4.05 釐米
88. 在同一之水平之兩管，插入一盛有水之容器內。兩管之直徑分別爲 0.5 毫米及 0.25 毫米，而長度分別爲 20 釐米及 10 釐米。問在同一時間內，自兩管流出水量之比爲何？
答 8:1
89. 設有一水壓機，大小兩活塞之直徑分別爲 2 吋及 2 呎。若欲支持大活塞上兩噸之重，小活塞上須施重若干？
答 2777 磅
90. 水之壓力在湖底較在水面下 2 米處大 3 倍。問湖底深度爲若干？(大氣壓力 = 76 釐米水銀柱)。
答 26.67 米
91. 容器之一側面闊 3 米，長 40 米，而與水平成 30° 之角。當水面達於容器之頂時，施於此側面上之全壓力爲何？
答 9×10^4 千克
92. 一直立圓筒直徑爲 1 米，貯水達 150 米深。問水施於圓筒曲面上，及圓筒底面上之全壓力分別爲何？
答 3532 千克; 1178 千克
93. 肥皂泡之表面張力爲 27.45 達因/釐米，問一半徑爲 3 釐米之肥皂泡，其內壓力較其外空氣壓力大若干？
答 36.6 達因/釐米
94. 水自一器壁之孔內流出，若孔在水面下 3 米，而在地面上 10 米處。問水於水平方向流出時，射程爲何(空氣之阻力不計)？
答 10.96 米
95. 一物體在空氣中重 100 克。若該物體之比重爲 2。空氣之比重爲 0.0013，而砝碼之比重爲 9。問此物實在重若干？
答 100.05 克
96. 氣壓計之讀度減少 15 毫米時，氣壓每平方釐米減少若干達因？
答 19392 達因/釐米²
97. 一空氣泡在深 6 米之池底時體積爲 1 立方釐米。求其在水面時之體積。設氣壓爲 76 毫米水銀柱。
答 1.58 立方釐米
98. 一完好之氣壓計，讀度爲 75 釐米。另一長 85 釐米之氣壓計，因真空部份含有空氣，讀度爲 70 釐米。問在完好之氣壓計讀度爲 72 釐米時，此另一氣壓計之讀度爲何？
答 67.67 釐米
99. 氣壓計之讀度爲 73 釐米。木塊一側之面積爲一平方呎。問受有大氣壓力若干？
答 9928 千克

氣體之
特性

100. 一氣壓計之橫截面為 2 平方釐米。水銀柱之高為 76 釐米，真空之長度為 10 釐米。若於此真空內放入空氣，使水銀柱下降 10 釐米，問此空氣未放入前之體積為何？
答 5.24 釐米³
101. 欲使氣壓計之讀度降低 1 毫米，須在海平面上升高若干？空氣之密度約為 0.0013。
答 10.4 米
102. 一玻璃管長 60 釐米，一端開口，一端閉口。將開口一端浸入海底，而復取起時，見水入於管內距閉口一端 5 釐米處。問海之深度為若干？設大氣壓力 = 76 釐米水銀柱；在海底水之密度為 1.026。（愷氏 Kelvin 測深器之原理）。
答 110.8 米
103. 將氫，氮，氧三種氣體納入容積為 1 立方呎容器內。三者之量為：(1) 氫之體積在 1 氣壓時為 1 立方米；(2) 氮之體積在 2 氣壓時為 3 立方米；(3) 氧之體積在 3 氣壓時為 2 立方米。求在容器內三者合成之壓力為何？
答 13 氣壓
104. 一垂直圓筒長為 18 吋，用一面積為 6 方吋之活塞蓋閉之。若大氣壓力為每方吋 14 磅，則活塞上加重 100 磅時將下降若干？設溫度為恆等，而摩擦力不計之。
答 98 吋
105. 一圓柱形之潛水鐘高 7 呎，浸入靜水中，至其頂在水面下 20 呎處。若氣壓計之讀度為 30 吋，問水入鐘內達何高度？若欲使水不入鐘內，鐘內之空氣壓力應為若干？
答 2.96 呎；1.82 氣壓
106. (a) 空氣內兩點水平之差為 1 釐米。在溫度為 0°C. 及氣壓為 76 釐米時，此兩點壓力之差為 1 氣壓之幾分之幾？(b) 若欲使此兩點氣壓之差為 1 氣壓之 0.01%，問兩點水平之差應為若干？
答 126×10^{-6} ；80 釐米

波 動 學

加利佛尼亞 (California) 大學已故物理學教授

哲學博士路易斯 (E. Percival Lewis) 著

同大學物理學教授

波奇 (R. T. Birge) 及郝爾 (E. E. Hall) 訂正。

236. 波動之特徵 波(wave)之一字，使我人憶及水面擾動時之現象。大波無一定形狀，故不易知其組織或進行規則為何。觀察較簡單之波，如一石子落於靜止池內，或容器內水銀面或水面擾動時所有者，則知波之表面交替為圓環形之陵谷，自擾動點四向均勻擴大。若有軟木屑浮於波面，則可知波動之另一重要特徵。軟木屑先則向上而前，升至波峯，繼復向下而後，沉入波谷。如是於一垂直平面內作圓周或橢圓周之運動。夫軟木屑既隨水而動，故知波面各水點並不隨波進行，惟繞其靜止位置而運動。待一波列經過後，各水點均復還原位，故波動者不過為一種形態之進動而已。

237. 在物質介質內一切波動之基本特性；均可以水波為例說明之。

(1) 凡介質受擾動之各部份，均對於其平衡位置，起週期位移。

(2) 所有之擾動以等速進行。被擾動之各質點，由壓力或某種機械關係，將其運動傳與相鄰之質點。各部分運動之介質，因運動而有動能，又因位移而有勢能。此兩種能皆來自擾動之源，而由介質之各部份傳遞之。故在波進行時，有能之連續流動。

238. 波之形式 水波之位移不深入水面之下。所有擾動之進

行可視為限於長闊兩方向，而成爲表面波 (superficial waves)。另有一種與水波相似之波，爲緣直線形之介質如線或繩而進行。此稱爲直線波 (linear waves)，(雖其擾動亦在於某一定之面積內)，因其進行惟限於一方向。此種直線波可研究之如下。以一貯有鉛珠之橡皮管，上端夾住，下端拉緊。若於近下端處突然擊之，則受擊部份所成波狀彎曲，即緩緩向上進行；上達於固定端時，因彈力起反射，彎曲方向與前相反(圖 137 a, b, c)，而緩緩向下進行；達於下端時，又起反射。如是所有彎曲在上下兩端間迭起反射。直至所有之能盡耗於摩擦而後已。此爲一實質波 (solitary wave)。若使下端迅速作振幅頗小之振動，而位移之時間又適當，則可得有一向上進行之波列，同時又得一向下反射之波列。此兩波列合併，使橡皮管於(圖 137, d)實線及虛線所示之兩位置間作振動。



圖 137

在上述諸例，介質振動之全部或一部與波之進行方向成垂直，使介質之邊界起有一定之波形。但介質振動之方向亦可使之與波之進行方向相同，如水波之水平分位移。若二方向完全相同，則因介質之周界不起位移，故波之外表無顯現之形狀。但介質之密度，則起週期之變易。因在任何時，介質各質點位移之相位不同。在某區間之質點較密，同時在另一區間之質點較疏。此可示之如下。將若干小球，用一彈性線或彈簧串連之，如圖 138 a 所示。若在下之第二球不能使之運動，則將第一球拉下而釋放後，必獨自作上下振動。但若各球均能自由運動，則因受第一球之衝動，各球均起振動。然各球有慣性，及各球之連接物有彈性，故每球之位移較在其下者稍爲落後。因此，各球振動之相位不同，及 B 球(圖 138 b)

始作第一次振動時，*A* 球起始作第二次振動。

圖 138. (b) 表示第一球完成一次振動時，各球之位置及運動方向。(c) 表示第一球由靜止完成一次半振動時，各球之位置及運動方向。由圖觀之，各球之疏密隨波動而前進，而各球之排列，則恆在一直線上。今若從各球之靜止位置，作向左或向右之直線，以表示各球向上或向下之位移，使直線之長度與各球之位移成正比（此即設各球之位移均向左或向右轉動 90° ），則經過各直線之端點，可作一光滑曲線。其形狀似一橫波 (longitudinal) (b, c)。故縱波可用與橫波 (transverse) 相同之圖以表示之。

將若干棒繫於一線而懸起之，使各棒均為水平，而彼此距離相等。若使最下之棒作扭轉振動，則即有角位移之波向上進行。此種扭轉波 (Torsional waves) 亦可作圖表示之，以懸棒之線為軸線，而於軸線上懸棒之點各作一垂直線，其長短與扭轉之角度成正比。

在許多情形下，例如物體在空氣中振動發生聲波時，其擾動在介質內向各方向進行，而在相等時間內，各方向進行之距離相等；故各波均以擾動點為中心而成各圓球形。擊一巨塊金屬表面上某點，金屬塊內部即發生半圓球形之波。

以上所述，但以介質受機械擾動後之現象述之。然波字之意義，亦可用之於在介質內某點，任何物理狀況之週期變易，及此變易在介質內以一定之速度進行。例如地

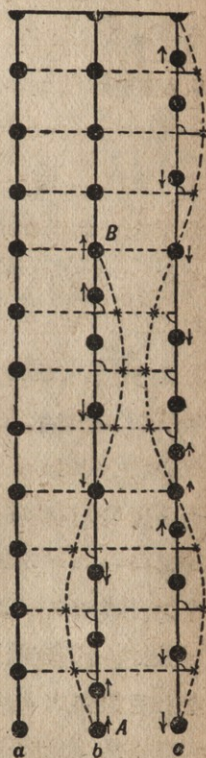


圖 138

而溫度晝夜起週期變易，成爲熱波傳入地內。午後地面溫度爲最高。地之傳熱不速，故此溫度緩緩向下傳佈。又地內各質點僅以其所得溫度之一部份傳於其他質點，非如有彈性之介質可將所受之能完全傳遞之，故入地熱波之振幅，逐漸減少。夜間地面溫度最低，其傳入地內之速度，則與午後之最高溫度相等。圖 139 之實線及虛線表示午後及夜間之溫度，在地內之分佈。A 點之橫坐標表示入地之平均溫度。AB 線之長表示在二十四小時內熱波進行之距離。其他之非物質波如導體內及自由空間 (Free space) 之電波，爲由於各點之電磁狀況之週期變易。至於光波則不過爲極短之電波 (§574)。



圖 139

239. 波動之振動 全部物理學，尤其在聲學及電學等部，波動占重要地位。故波動之研究，實爲基本。波動之特徵爲週期位移，或週期狀態變易，故先宜以此等現象詳細研究之。週期運動之易於分析者，莫如等速圓周運動，或等速圓周運動於一直線上射影運動。後者謂之簡諧運動 (§108)。

凡彈性體之振動，不爲簡諧運動，即爲若干簡諧運動之合成。此已於 § 111 述之。因至少在位移不大時，使物體還復原有位置之力，與位移成正比。

240. 簡諧運動之分解 簡諧運動之位移爲直線位移，故亦可知其他位移，分解爲若干分位移 (§25)。例如活塞桿 AB (圖 140)，在水平方向作簡諧運動 (飛輪拐臂栓之射影運動)。若此活塞桿上有一小栓 P，能在一短棒之隙縫內移動，此短棒垂直附着於另一桿 CD，則當活塞桿作簡諧運動時，CD 桿亦依 CD 直線作簡諧運動。若 AB 桿之振幅爲 r ，即飛輪拐柄之長，則 CD 桿之振幅爲 $r \cos \alpha$ 。

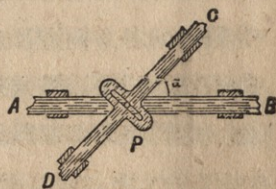


圖 140

241. 簡諧運動之重疊 在許多情形下，一物體同時可受多個簡諧運動之位移。此許多位移之方向相同或互異，而其週期相等或不相等。常見之例，如樂器發聲時，空氣柱或弦線之振動 (§ 605 及以下各節)；又如不相同之兩波列，彼此重疊或相交。若各位移係完全獨立，則可用幾何加法以求其合成效應 (§ 13)。

例如有一輕擺懸於一重擺之下，如圖 141 所示，而兩者在同一平面內作振動，則在任何時，輕擺之合成位移為 $x = x_1 + x_2$ 。若兩者振動之方向互相垂直，則輕擺之合成位移為 $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ 。在此種情形下，兩擺之振動，因受慣性及連接物之影響，彼此不能完全獨立，故均不能保持其簡諧運動。若一單擺在振動時，



圖 141

加以垂直於運動方向之衝動，則該擺將沿一圓周，或橢圓周，(錐動擺 conical pendulum)，或與其原有運動方向成一角之直線而運動。在研究此等振動時，最切應用者為分位移之週期相等，或彼此成簡比。

242. 在同一直線上兩等週簡諧運動之合成 設一物體在 O 點 (圖 142) 同時受兩簡諧運動，其方程式為

$$x_1 = r_1 \cos(\omega t + e_1) \quad (1)$$

$$x_2 = r_2 \cos(\omega t + e_2) \quad (2)$$

在 t 時，此物體之位移 X 為 x_1 及 x_2 之代數和。 X 之式可從圖 142 求之如下。 x_1 為 $OC_1 (=r_1)$ 在 x 軸上之射影。此 OC_1 以等角速度 ω 繞 O 點而轉動。在 $t=0$ 時，與軸所成之角為 e_1 。同樣 x_2 為 $OC_2 (=r_2)$ 在 x 軸上之射影。此 OC_2 亦以相等之角速度 ω 繞 O 點而轉動。在 $t=0$ 時，與 x 軸所成之角為 e_2 。故 x_1 及 x_2 亦即 C_1 及 C_2 之相位差為定值 $(e_1 - e_2)$ (§ 114)。現試作一平行四邊形 OC_2CC_1 。此

平行四邊形以角速度 ω 繞 O 點而轉動。其對角線 R 與 x 軸在 $t=0$ 時所成之角為 θ ，在其他時所成之角為 $(\omega t + \theta)$ 。由幾何學， R 在 x 軸上之射影，為 OC_1 及 OC_2 兩者射影之和，或 $(x_1 + x_2)$ ，即

$$X = R \cos(\omega t + \theta) \quad (3)$$

由此公式，可知物體之合成運動為簡諧運動，週期與兩組成簡諧運動相同，振幅為

R ，而開始運動時之相位 θ 介於 e_1 及 e_2 之間。此簡諧運動為 C 點沿半徑為 R 之參考圓而運動時之射影。

欲決定 X 之值，須先將 R 及 θ 以已知數 r_1, r_2, e_1 ，及 e_2 表示之。由圖 142，可有

$$R^2 = r_1^2 + r_2^2 + 2r_1r_2 \cos(e_1 - e_2) \quad (4)$$

$$\tan \theta = \frac{CE}{EO} = \frac{CD + DE}{EF + FO} = \frac{r_1 \sin e_1 + r_2 \sin e_2}{r_1 \cos e_1 + r_2 \cos e_2} \quad (5)$$

由(4)式，可知在 $(e_1 - e_2) = 0$ 時， R 之值 $(r_1 + r_2)$ ，為最大，而在 $(e_1 - e_2) = 180^\circ$ 時，則其值， $(r_1 - r_2)$ ，為最小。

上所述者，為兩等週簡諧運動之合成。擴而充之可求兩非等週簡諧運動之合成，祇須設 $e_1 - e_2$ 之值與時間成正比。現設有兩簡諧運動同時起始，即 $e_1 - e_2 = 0$ 。在 t 時間後， $e_1 - e_2$ 之值將為 $(\omega_1 - \omega_2)t = 2\pi(n_1 - n_2)t$ 。此處 n_1 與 n_2 為兩簡諧運動之頻率。在 $(n_1 - n_2)t = 0, 1, 2, 3$ 等時， $\cos(e_1 - e_2) = 1$ ，由(4)式可知 R 之值 $(r_1 + r_2)$

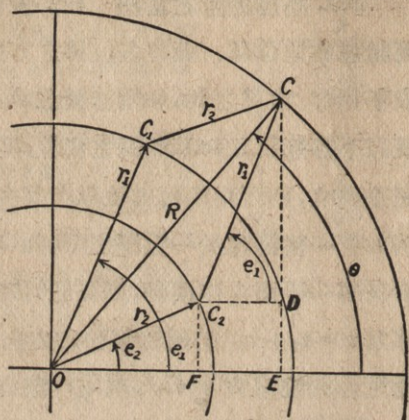


圖 142

為最大。在 $(n_1 - n_2)t = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots$ 等時，則 R 之值 $(r_1 + r_2)$ 為最小。兩連續 R 最大值時之時間為 $1/(n_1 - n_2)$ ，而每秒內 R 有最大值之次數為 $(n_1 - n_2)$ 。聲波之節拍 (§60²) 足為明徵。

243. 兩垂直等週簡諧運動之合成 設兩運動之振幅分別為 r_1 及 r_2 。以 $2r_1$ 及 $2r_2$ 為兩邊作一長方形 $BADE$ 。再以 $2r_1$ 及 $2r_2$ 為直徑作兩圓周，如圖 143 所示。若 C_1 及 C_2 分別以相等之角速度，依所作之兩圓周而運動，則 C_1 於 X 水平軸上之射影，與 C_2 於 Y 垂直軸上之射影，即為所欲合成之兩簡諧運動。此兩簡諧運動合成之運動，即為 P 點之運動。此 P 點之平衡位置為 O 。其位移限於長方形 $BADE$ 之內。

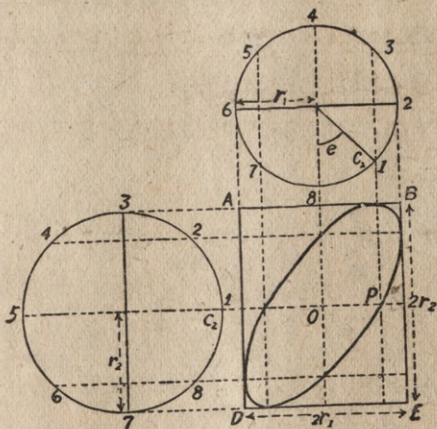


圖 143

合成運動之軌道，視兩組成簡諧運動相位差而定。若 X 簡諧運動之相位較 Y 簡諧運動之相位，為前八分之一週期，即 $\delta = 1/8 T$ ，即兩者相位角之差為 $e = 45^\circ$ 。更若兩者起始運動時， $t = 0$ ， e 與 C_1 及 C_2 兩點如圖 145 所示，則所有之合成運動，可用在下兩方程式

表示之

$$x = r_1 \sin(\omega t + \pi/4), \quad y = r_2 \sin(\omega t)$$

現若將兩圓周各從 C_1 及 C_2 起分成若干段，彼此之段數相等，而同一圓周各段之長度相同，則可知所有合成運動軌道之各點即為 1—1, 2—2, 3—3, 等線之交點。而通過此各交點，可作一光滑曲線，以表示合成運動之軌道。例如上述合成運動之軌道為一橢圓線，其長短兩軸分別與 X 及 Y 兩軸成一角度。兩組成節諧運動之相位差為零時，則合成運動之軌道為一直線，即 BD 對角線。兩組成運動之 $e = 90^\circ$ ，或 $\delta = 1/4 T$ 時，則合成運動之軌道為以水平及垂直二線為軸之橢圓線。更設 $r_1 = r_2$ ，則此橢圓變為圓。圖 144 第一列表示若干 e 之值自 0 至 π 時，各合成運動之軌道。此處組成運動均假定為正弦函數。 e 之值自 π 至 2π 時，合成運動之軌道與上相似。

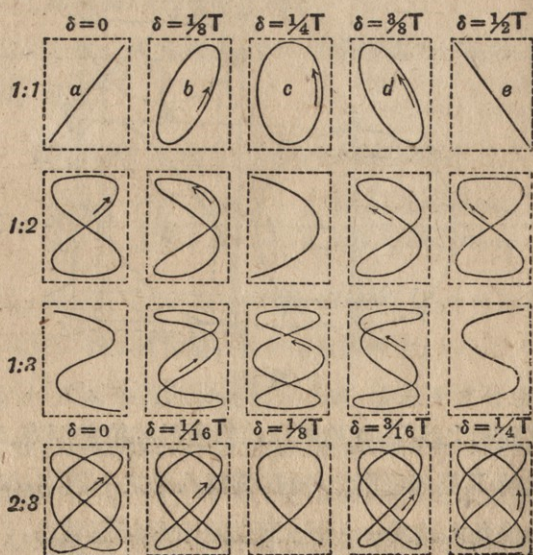


圖 144

若兩組成簡諧運動之週期稍有差異，則兩者於每一完全振動後，相位之差亦稍有差異。合成運動之軌道，將為經過自 $\delta=0$ 至 $\delta=T$ 時之各軌道。在前半部份之各軌道，如圖 144 第一列所示。若兩組成運動之頻率分別為 n_1 及 n_2 ，則當一者較另一者前一完全振動時，合成運動之軌道即完成一循環，或每秒內共完成 $(n_1 - n_2)$ 次循環。

244. 兩週期成簡比之垂直簡諧運動之合成 在此合成之方法與前述相同。但所有兩參考圓周之分段分別與兩簡諧運動之週期成正比。如是兩簡諧運動在其參考圓周上，經過每段之時間彼此相同。在此情形下，要知因兩簡諧運動之週期不相等，故彼此相位之差續起變易。設兩週期之比為 $T_1/T_2 = 1:2$ ，而起始運動時，兩相位之差為 $\pi/4$ ，則所有之合成運動可如圖 145 所示。其方程式為

$$x = r_1 \sin 2\omega t$$

$$y = r_2 \sin (\omega t + \pi/4)$$

又可為

$$x = r_1 \cos (2\omega t - \pi/2)$$

$$y = r_2 \cos (\omega t - \pi/4)$$

圖 144 表示若干合成運動之軌道，所有兩組成簡諧運動 x 及 y 之週期 T_1 與 T_2 之比如圖所示。在 $t=0$ 時， x 較 y 為前而兩者相位之差 (δ) 以 x 之週期之分數表示之。合

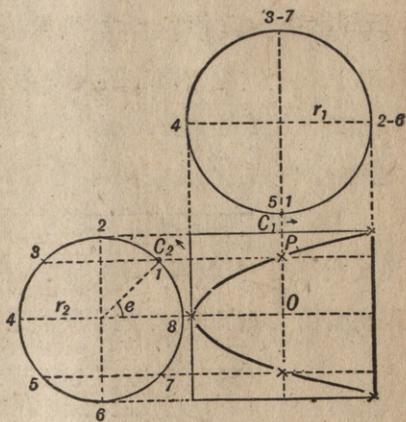


圖 145

成運動路線上之各點 x 與 y ，均由正弦函數決定之。

245. 力薩朱 (Lissajous) 圖形 前節所述合成運動之軌道，力薩朱曾由實驗得之如下。以兩小鏡分別附着於兩音叉之一股。使光線自一鏡反射至另一鏡，而再自此另一鏡反射至一屏上。現若使兩

音叉作互成垂直之振動，即有力薩朱圖形顯現於屏上。另一法為用一 Y 形之擺，如圖 146 所示。使擺錐於圖面之內作振動，其有效長為 PQ 。使其於與圖面成垂直之面內作振動，其有效長為 CQ 。在此兩面內之振動各自獨立，且週期不相同。現若使 PQ 及 CQ 有各適宜之長度，則擺錐即畫成各個力薩朱圖形。若使擺支起於一點上，則 $T_1 = T_2$ ，而擺錐將畫成圓周，橢圓周，或直線，視其所受兩垂直衝動相位之差而定。

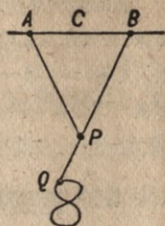


圖 146

一細長之長方棒，夾住一端，使作橫振動時，其週期與棒之厚度有關。若棒橫截面之兩邊長度不相同，則使棒分別依此兩邊之方向作橫振動時，所有之兩週期與此兩邊之長度成反比。而使棒依其橫截面之對角線方向作橫振動時，棒並不持續在此方向振動，蓋將分成爲兩組成振動，分別與橫截面之兩邊成平行。若此兩組成振動之週期成一簡比，則棒端即畫成力薩朱圖形。

246. 由簡諧運動發生之波 設有一列質量相等之球，用彈性連接物連絡之，如圖 147 所示。現若使第一球作橫簡諧振動，則將依次衝動其他各球，亦使作橫簡諧振動。設連續各球相位之差爲振

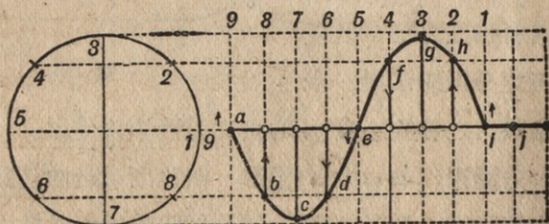


圖 147

動週期之八分之一。於是在 a 球完成一次振動時， b 球振動八分之七次， c 球振動八分之六次等，直至於 i 球開始作振動。各球之位置為一參考圓周上 1, 2, 3 等各點分別於 1, 2, 3 等各垂直線上之射影。此參考圓周之半徑，即為所有橫簡諧運動之振幅。經過各射影點之光滑曲線，即表示所有波之形狀。在光滑曲線上任何點之橫坐標，與該點由平衡位置達於此位置時之時間成正比，或與該點之相位角成正比。在光滑曲線上任何點之縱坐標，則與該點相位角之正弦成正比。如是之曲線，謂之正弦曲線，表示介質起簡諧振動時，所成橫波之形狀。若圖 138 所有各質點之振動均為簡諧運動，則所有縱波之形狀，與上述者相似，而亦可用正弦曲線表示之。

所有波之週期及振幅，與介質任何點起簡諧運動時所有者相同。所有波之波長，為兩相位相同之連續點如 a 及 i 所有之距離（圖 107）。若波進行之速度為 v ，則因 a 球完成一次振動時，所經軌道之長為 λ ，故 $vT = \lambda$ 。再若振動頻率為 $n = 1/T$ ，則 $v = n\lambda$ ，即為於一秒內所成波列之長度。

縱波之位移，在與其進行方向成垂直之平面內，任何方向觀察之，所見相同。橫波則不然。如圖 137 及 147 所示之橫波，在其振動面內觀察之，振動之方向與視線位於同一平面內。在與其振動面成垂直之方向觀察之，振動之方向與視線成垂直。故橫波有極性 (polarity)，能使其起平面偏極化 (plane polarized)。

一弦線一端夾住，另一端附着於音叉之一股。音叉振動時，弦線即有橫波。一螺旋彈簧一端夾住，另一端附着於音叉之一股。音叉振動時，彈簧即有縱波。在此兩情形下，彈簧與弦

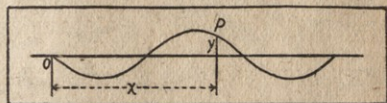


圖 148

線之振幅均遠較音叉之振幅為大。

若以一小鏡附着於音叉之一股，而使光線自小鏡反射至一轉動之鏡，再由此轉動之鏡反射至於一屏上，即有光點於屏上畫成一正弦曲線。因視覺暫留之作用，此正弦曲線成為連續。

欲使所有曲線永久保持，其法如下。以一鋼針附着於音叉之一股，而使其與一熏有烟煤之玻璃面相觸。使音叉振動而玻璃以等速度 v 移動時，玻璃面上即劃有一曲線痕跡。

波於 x 方向之進行公式，可自圖 148 所示關係求之如下。

在原點 O 之質點，於 y 方向之振動公式為

$$y = r \sin \omega t = r \sin 2\pi \frac{t}{T} \quad (1)$$

可如圖 147 所示。在 O 點右邊之質點如 P 與在 O 點之質點振動週期同為 T ，但相位之差則與 P 距 O 點之遠 x 成正比。若此距離適為一波長 λ ，則相位之差為 2π 。若此距離為一波長之 x/λ ，則相位之差為 $2\pi(x/\lambda)$ 。所以在任何時，於任何位置之質點，其 y 位移之公式為

$$y = r \sin (\omega t - \theta) = r \sin \left(2\pi \frac{t}{T} - 2\pi \frac{x}{\lambda} \right) = r \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) \quad (2)$$

此方程式表示一正弦曲線，於每一時間 T 及距離 λ 內成一循環。在波進行之方向相反時，此方程式內之正負號亦相反。既 $\lambda = vT$ ，故此方程式亦為

$$y = r \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v} \right) \text{ 或 } y = r \sin \frac{2\pi}{\lambda} (vt - x) \quad (3)$$

在特例 $t=0$ 時，可有

$$y = -r \sin \frac{2\pi x}{\lambda} \quad (4)$$

此方程式表示圖 147 及 148 所示曲線，任何點 x_0 之運動為簡諧運動。起始運動時之相位為 $\theta = 2\pi x_0/\lambda$ 。在特例 $x=0$ 時，所有之運動由方程式(1)表示之。

247. 波之重疊 (superposition) 及干涉 (interference) 兩個或兩個以上之波列重疊時，各波列各使介質起位移。各波列合成之波列，可用下法求之。於同一軸線上作各波列，使各波列彼此之相對位移與相位之差成對應。然後以各波列之縱坐標加合之，即得合

成波列之縱坐標。若各波列相位之差以波長表示之，則為法尤便利。例如，一波列較另一波列後半週期，則此波列之前端，即較另一波列之前端後半波長。在圖 149 A, B, 及 C, 所有之實線表示兩波之合成波。所有兩波之波長為相等，而相位之差分別為 0, $\lambda/4$, 及 $\lambda/2$ 。在最後之例，若兩波之振幅為相等，則合成波之振幅將為零，或合成波成一直線。兩波重疊時振幅之變易，謂之干涉。若兩組成波之波長相等，則合成波之波長亦必與兩組成波之波長相等。若兩組成波之形式各為正弦曲線，則合成波之形式亦必成一正弦曲線。

248. 複波 (complex waves) 波長不等之各波，若進行速度相同，則亦得用上法合成之。若有一波之波長 λ_1 ，為另一波之波長 λ_2 之 $\frac{1}{2}$ ，或 $\frac{1}{3}$ ，或 $\frac{1}{4}$ 等倍，則此兩波合成波列之波長為 λ_2 。其形式視兩波之波長，振幅，及相位之關係而定。例如，在圖 150 A, B, 及 C, 兩波波長之關係為 $\lambda_1 = \frac{\lambda_2}{2}$ ，振幅之關係為 $r_1 = \frac{r_2}{3}$ ，而相位之關係則各不相同。又在圖 151, 兩波波長之關係為 $\lambda_1 = \lambda_2/3$ ，振幅之

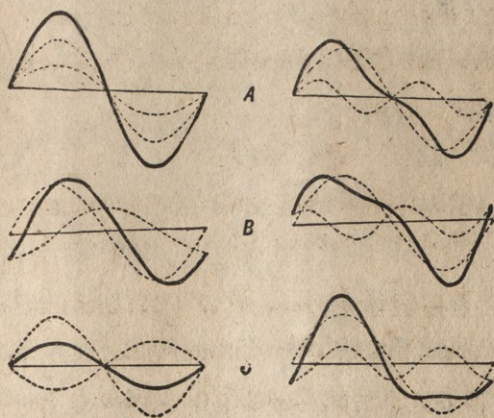


圖 149

圖 150

關係爲 $r_1 = r_2/3$ ，而在起始振動時兩波之相位均爲零。

若兩波之波長成一簡單之比，如 $\lambda_1 = 5$ ， $\lambda_2 = 3$ 等，則合成波之波長爲 $3\lambda_1 = 5\lambda_2$ 。因 $3\lambda_1$ 或 $5\lambda_2$ 爲 λ_1 及 λ_2 之公倍數。圖 152 表示兩波波長之比爲 $4\lambda_1 = 3\lambda_2$ ，振幅相等，而起始運動時相位相同。在此情形下，試注意在合成波中點位移較小之區域，與波之進行方向相合。因於兩波列兩端之相位相同，中心之相位相反，而近中心之相位亦約相反。若兩波列之頻率分別爲 n_1 及 n_2 ，則在兩波列進行 v 距離（即兩波之速度）時，共有 $n_1 - n_2$ 個區域，兩波列之相位約爲相反，或介質之位移爲最小。而於每一區域之前後有個數相等之區域，其介質位移爲較大，此即爲聲波節拍之圖示，俟於 §602 述之。

上述合成波之形式，又可如 §246 所述之正弦曲線，由光學實驗法得之。先使頻率不等之兩音叉，於同一平面內振動，發生某節拍之聲波。於是使光線相繼由附着於兩音叉股之小鏡，反射至於一轉動鏡。再由此轉動鏡反射至於一屏上，即有光點於屏上畫成一合成波。

介質之位移，亦可由兩互成垂直之位移合成之。在前所述水波之位移即爲其例。設有一橫截面爲長方形之細棒，使其如 §245 所述畫成

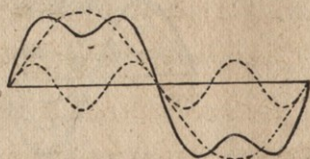


圖 151

力薩朱圖形。現若用一線附着於此棒之一端使與棒成平行，則線之逐段亦將依次畫成力薩朱圖形。在棒之橫截面爲正方形時，線之逐段將於與其長成垂直之面內，畫成圓周或橢圓周等。但線逐段運動之相位不相同，故在任何時，線所成波之形式作螺旋形。此種螺旋波可使其起圓或橢圓偏極化。

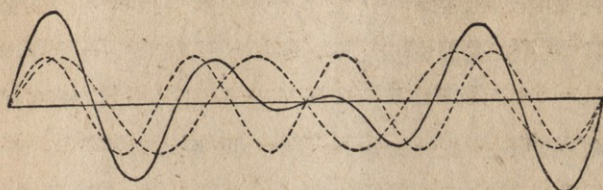


圖 152

249. 傅立葉(Fourier)定理 由上述諸例,可知各種形式不同之複波,可由若干波長及相位不同之簡諧運動合成之。再者,若各簡諧運動週期之最大者為餘者之公倍,則能使合成之複波有持續之形式。傅立葉曾證明凡週期運動或持續週期波,均可由若干組成簡諧運動波之式子,加併而得之。即

$$x = r_1 \sin \omega t + r_2 \sin 2\omega t + r_3 \sin 3\omega t + \dots \text{等}$$

此諸組成簡諧運動波之週期及波長,彼此之比為 1, $\frac{1}{2}$, $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{4}$ 等。圖 151 表示若增多波長較短之波,則合成波之形式將成為長方形。

複波之形式可用射影法得之如下(圖 153),一於 O 點有一垂直隙縫之屏,置於一拉直水平線 AB 之前,使光線透過一凸透鏡而照於此直線上,則於屏隙縫之彼邊即現有一線段之黑影。若使穿過屏隙縫之光線,於一轉動鏡 M 上反射,則此黑影可現於另一 S 屏之上。在 AB 直線為靜止時,因鏡之轉動,此黑影成一黑線。在 AB 直線於一垂直面內振動時,則其波經過屏隙縫之前,波各點之相位將連續現於 S 屏之上,使黑影成一波狀線。



圖 153

250. 波在線上進行之速度 設有一波於一線上

以速度 v 向左進行。或使問題較為簡單而原則仍同,設波之位置不動而線向右移動。經過波之線段速度為 v 。此可於一升降機之鍊見

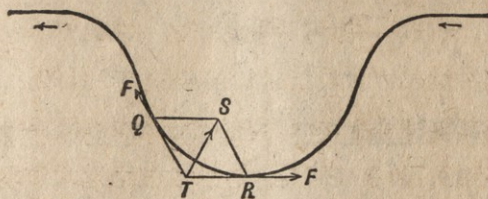


圖 154

之。在升降之鍊迅速運動時（在下之滑輪未受重），若使鍊起一彎曲，則此彎曲之位置將留駐片刻。而使鍊驟然停止運動時，此彎曲即逆運動之方向而移動，其速度與鍊原有運動之速度相等。此彎曲與鍊之相對速度，全視鍊之質量及張力而定。

現使 QR 為波之一小部份，其長度 l 為極短，而可認為波曲度圓之一弧段。作 TQ 及 TR 兩切線，而完成一平行四邊形 $QTRS$ 。在 Q 及 R 兩點之線速度分別由 QT 及 TR 表示之。在 t 時間內，線每部份自 Q 達 R 時，受有向於波曲度圓心之加速度 a 。其方向即為 $QTRS$ 之對角線 TS 。 QS 或 TR 既為 TS 及 QT 之和，故 TS 為 t 時間內速度之變易 at 。於是

$$\frac{TS}{QT} = \frac{at}{v}$$

作用於 QR 線段之力僅為線之張力，即等於作用於線兩端相等之兩 F 力。用適當之比例，此兩力亦可用 TQ 及 TR 表示之，而其合力 TS 即為使 QR 線段有向心加速度之力。若每單位長線段之質量為 m ，則 QR 線段之質量為 ml 。於是

$$\frac{TS}{TQ} = \frac{mla}{F}$$

在上兩方程式僅表示數值之關係，故可使 $TQ = QT$ 。因此，若使兩式所示 TS/QT 之值相等，而 $l = vt$ ，則

$$v = \sqrt{\frac{F}{m}}$$

（滑輪之皮帶按此速度運動時，滑輪將不受皮帶之壓力，試參閱 §149）。

251. 彈性波 (elastic wave) 之速度 在彈性介質內，波之速

度視介質之彈力及密度而定。因各部份介質衝動之速率，由彈力決定之。（在完全剛性及不可壓縮之介質，各部份之衝動不稍遲滯）。又各部份介質衝動之慣性，與介質之密度有關。波之速度 v ，介質之密度 ρ ，與彈性係數 E ，三者之準確關係，在若干例下，易能求得之。

例如在橫截面為一單位之介質內，一縱波擾動之前端，於某時之位置為 A 點，而於短時間 t 後為 B 點。於是此縱波進行之速度為 $v=l/t$ ， $l=AB$ 。設一通過 A 點之想像平面，在介質擾動時，被推動一距離 x ，而達於 D 。若 l 為波長之小分數部份，則在 D 及 B 間介質之密度可認為均勻。於是介質在 AB 間之重心自 C 移至於 C' 點。移動之距離為 $x/2$ 。在此距離內， C 點移動之平均速度為 $x/2t$ ，而其末速度為 x/t 。最後作用於此介質之力為 Ex/l ， E 為介質之彈性係數。又平均作用力為 $Ex/2l$ 。此平均作用力所作之功與介質中心之動能相等。於是

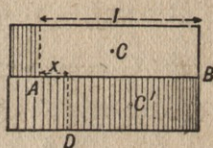


圖 155

$$\frac{Ex}{2l} x = \frac{1}{2} \rho l \frac{x^2}{t^2}, \text{ 而有 } \sqrt{\frac{E}{\rho}} = \frac{l}{t} = v, \text{ 即波之速度。}$$

在任何液體內之聲波，均合於此公式。 E 為液體之體脹係數。又一金屬線或細棒內之縱波（由棒之橫向收縮及膨脹所發生）亦合於此公式。

252. 波之反射 (reflection)

波在線上進行達於線之固定端時，因固定端之彈性反作用力，其位移立即反其方向，而以相反之相位起反射。一如在此固定端所有之入射波歸於消滅，而同時發生一位移及進行方向相反之波，可由圖 156 表示之。在此固定端入射波與反射波之位移互相消除。在一波列達於線之固定端時，一若此波列為無限長，而在固定點 A

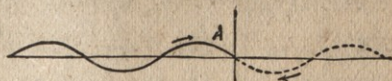


圖 156

分成兩段。在 A 點右者立即

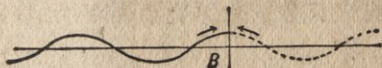


圖 157

反其進行方向。在 A 點左者則仍保持其原有進行方向。有如入射波列入鏡面內進行，而其倒像出鏡外進行。

波在線上進行達線之自由端時，因不受羈束，故其位移較假定波仍繼續前進時所有者大一倍。於是波達於線之自由端時，立即發生一反射波與入射波相位相同，而進行方向相反。越半週期後，線之自由端於相反方向經過其靜止位置，所有反射波乃始與在先之入射波相位相反。在一波

列達於線之自由端時，一如在首之波陵在 B 點(圖 157)



圖 158

分爲兩段。在 B 點之右者立

即反其進行方向。在 B 點之左者則仍保持原有進行方向。有如入射波列入鏡面內進行，而其直像則出鏡面外進行。

波於線固定端及自由端之起反射，又可如下法示明之。設有一入射波列，其達於線自由端之部份及反射，如圖 158 所示。試與圖 156 比較之，即可知反射波與入射波相位之相反，在線自由端時，較在線固定端時，爲遲半週期。一若在圖 156， A 點右端之波列被止住半週期。然後依與入射波相反之方向而進行。

縱波之反射，可以圖 159 各彈性擺之運動說明之。各擺質量相等，而排成一列。最後一擺靠於一固定阻礙物上。現若將 a 擺拉動後而釋放之，即衝動 b 擺。 b 擺復衝動 c 擺。如是即成一壓縮波向 g 擺進行。 g 擺不能向前運動，而由彈性反作用力，立即發生一進行方向相反之壓縮波。此壓縮波達於 a 擺時， a 擺不受阻止而離 b 擺運動。若各擺由彈性連接物連絡，即發生一稀疏波向 g 擺進行。越半周期後， a 擺還至其靜止位置，而復發生一反射壓縮波向 g 擺進行。

若有兩列質量不同之擺連成一直線，如圖 159 b 所示，則不論波動之方向為何，擺位移之一部份經過 A 點而傳遞。另一部份則在 A 點起反射。在波向右進行時，a 擺於 A 點立起反射。在波向左進行時，則 a 及 b 兩擺碰衝後，較重之 b 擺仍繼續前進。越半週期後此 b 擺還至其靜止位置，而發生一反射波向右進行。

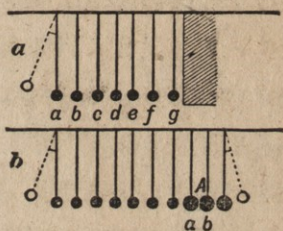


圖 159

由上所述，足示明波在介質中進行達於固定或受阻之邊界時，其振幅為最小，而達於自由或受阻較小之邊界時，其振幅為最大。在波由一介質入於另一密度較大之介質時或反之，亦均遵守此原則 (§§609—697)。

253. 定波 (stationary wave) 設想在弦線上有一波列向右進行，而同時一相同之波列 (反射或非反射) 向左進行。在此情形下，兩波列即起干涉。在弦線各點之位移為兩波列波之獨立位移所合成。試在連續各時 (相越八分之一週期) 作兩波列之位置。若以虛線代表入射波列，而直線代表反射波 (圖 160)，則可知每越半週期，兩波列之相位恆相反，而所有之合成位移 N 為零。(在兩波列之振幅不相等時，此合成位移為最小)。在兩相隣合成位移為零之中點，兩波之相位相同，而合成位移 L 為最大。凡合成位移為零之各點，謂之波節 (node)。合成位移為最大之各點，

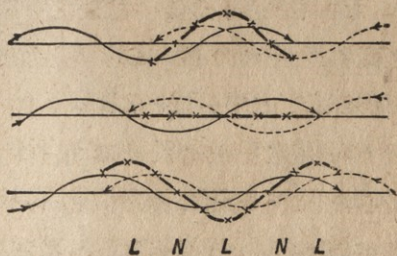


圖 160

謂之波腹 (anti-node)。在相隣兩波節間之線段作往復振動。而相隣兩線段振動之方向相反。故舍在半週期之各時外，弦線振動之形狀常近於一正弦曲線。在半週期之各時，則弦線不受擾動而成一直線，(如圖 160 中間者所示)。在縱波亦然。凡介質有此形式之擾動，謂之定波。定波既由於入射波及反射波互相干涉而起，故在弦線固定端必為波節，而在弦線自由端必為波腹。

圖 161 表示介質起縱振動時所成之定波。所示之位移為已達於最大而在減小中，即圖之實線位置，向圖之虛線位置而減小。此表明在 N_1 點之左及 N_2 點之右，介質之動向為負。而在 N_1 及 N_2 兩點間，介質之動向為正。結果在 N_2 點

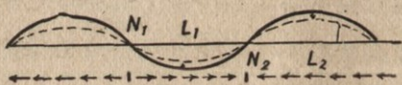


圖 161

兩側之介質，均趨近 N_2 點，而於 N_1 點兩側之介質，則均離遠 N_1 點。故介質在 N_2 點密聚而在 N_1 點稀疏。越半週期後，此情形適反。但於 L_1 點四周之介質，各點之運動方向相同，而速度亦相等。故介質各點之相對位移幾無變易。又在 L_2 四周之介質，各點亦為然。因此，在波節處之介質，運動小而壓力之變易大。在波腹處之介質，則運動大而壓力之變易小。

§54. 液體內之波 若干有意味之波動特性，可以水面之波動顯示之。液體表面起始之位移，皆因於液體表面受有某種外力，使液體表面之水平起變易，如落下石塊之衝動，或風力等。在另一方面，則液體之重量，壓力，或表面張力等均能使液體之表面還復其原有水平。但各質點復因有慣性，不能適還復其原有水平，而歸於靜止。例如，在一 U 形之管內，液體作往復振動。在此等情形下，液體所有之振動為於水平及垂直兩方向。故液體所有之位移為縱橫

兩者所合成。此兩組成位移皆屬於簡諧運動。因液面所受之結果壓力，與液面對於平衡位置之垂直位移成正比。介質抵於波峯時，其運動方向向前。抵於波谷時，其運動方向向後。在其他位置時，其運動方向為水平及垂直兩者所合成。圖 162 表示水面若干質點起波動時之位置，及繞動之方向。各質點相位之差為八分之一週期。而在靜止時於液體表面上之位置為 a, b, c 等。質點 a 之加速度完全

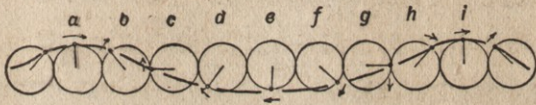


圖 162

向下。質點 e 之加速度完全向上。質點 c 及 g 之加速度則方向為水平，因位於水平平衡面內，受有水平方向之力。由此可知，垂直於水平之兩加速度相位相差四分之一週期，與質點作圓周運動或橢圓周運動時條件相合。所有波之形狀顯非為正弦曲線。

液體表面波動速度之式子極為複雜，未能在此述之。但要知大波之發生皆因於液體之重力。故其進行速度與液體密度可無關係。因波動之作用力與液體之重力成正比，故不論液體密度為何，波動之加速度恆等。又波動之速度與波長俱增大。常見在水面波長較大之波列，能超過一波長較小之波列。在液體之深度不大時，波動之速度亦隨液體之深度而異。在另一方面，液體常因有表面張力而發生微小之波，與彈性膜所起之橫波相似。在此情形下，波長減小，波動之速度反增大，而波動之速度與液體密度及表面張力均有關係。此種微小之波，謂之紋波 (ripple)。

255. 波之折射 (refraction) 水波進行之速度在淺水表面較在深水表面為小。故前端為 AB 之海面波，依箭頭方向趨近沙灘 CD

時，與沙灘較近之部份 B ，較與沙灘較遠之部份 A ，進行為緩。因在 B 下之水較在 A 下之水為淺，於是波之前端按 $A'B'$ ， $A''B''$ 等之連續位置而繞動，至於與沙灘約相平行而後已。凡波之進行方向隨速度而變易者，謂之折射。其他如聲波，及光波等由一介質入於另一介質時，若在此而介質中進行之速度不相同，亦常有此折射現象發生。

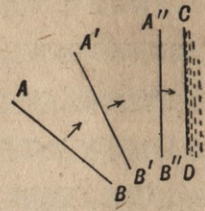


圖 163

256. 紋波之傳播及反射 紋波之形狀可由實驗得之如下。一橫截面約為兩平方呎之淺箱，底為玻璃，有四足支起如桌，內充以水而平置之。現若使弧光或由鏡面反射之日光從箱底射上，則箱內水面之紋波，其作用可與透鏡相同，使在天花板上光之照度起變易，而現有紋波之運動。

若以釘觸動箱內水面之中心，則即有圓周形紋波，自觸動點四向擴大，達於箱之四壁，起局部反射。若箱內水面更較為太，則此圓周形波紋之位置，可如圖 164 所示，即局部反射之部份，與假定波仍前進時之對應部份大小相同。所有圓弧形之反射波以 C_1, C_2, C_3, C_4 為中心，此四中心均為觸動點 C 在箱四壁內之像。每一中心距箱壁之遠，與 C 距箱壁之遠相等，因 C 與各中心對於箱壁成對稱。此四反射波彼此重疊，各自進行而起重復反射（即多次反射），每經一次反射，波之曲度即減小一次，直至最後成為一系方形之直線紋波。

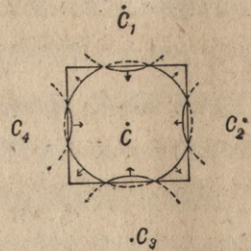


圖 164

一圓周形波達於一圓周形金屬壁時，若波與壁之曲度相同，則其反射後曲度不變，先則漸漸向原有之觸動點收縮，繼復漸漸自此觸動點於相對之一面擴大（圖 165 a）。若壁之曲度較波之曲度為大，則波之兩邊先行反射，而曲度增大（圖 165 b），達於 C' 點時波完全收縮，此 C' 點為 C 之真像，或反射波之焦點。若壁之曲度較波之曲度為小，則反射後為擴大（圖 165 c），使 C' 點成為 C 點之假像。若壁之曲度與波之曲度方向相反，則反射波常自壁後一虛點而擴散（圖 165 d）。

箱內水面以一直線形金屬線觸動時，即發生直線形紋波。若此直線形紋波衝擊於有一小隙縫之屏上（圖 166 e），則水面之擾動即通過此隙縫，於屏之彼一面成一半圓形

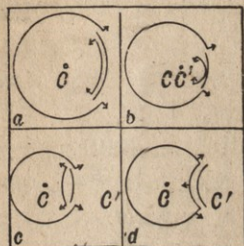


圖 165

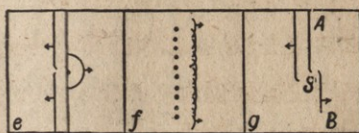


圖 163

波前進，水通過隙縫之直線形紋波，自屏面反射後，仍為直線形波進行。

使若干個釘固着於一木條上，排成一行而彼此距離相等。現若以此各釘觸動水面，則各觸動點即有各圓周形紋波發生。此等圓周形紋波進行一短距離後，即合成一直線形波，其位置為各圓周形紋波之公共切線（圖 163 f）。各圓周形紋波之其他部份，則因彼此相位相反，乃互相干涉而歸於消滅。由此可知一直線形波之前端，可認為由於液面受一直線擾動時所成，或可認為由於液面受一系列點擾動時所成。各擾動點各發生一圓周形紋波。蓋使一直線形紋波之一點經過一屏之隙縫時，即成為一圓周形紋波，此觀念頗有用處 (§651)。

使一 S 屏立於箱內，將箱之一部份分隔為兩，如圖 163g 所示。一入射波達於屏時，其一部份 AS 即起反射，另一部份 SB 則仍前進。在此情形下， AS 及 SB 兩者之 S 端，均向 S 彎曲， S 顯為兩波之擾動中心。此現象謂之波之繞射 (diffraction)。若使 AS 及 SB 兩波之 S 端，與圖 163f 所示波之兩端比較之，即可知何以有此繞射現象發生。

257. 紋波之折射 紋波之曲折，可由水波之速度因水之深淺而變易，說明之。一箱底之一部份蓋以一厚玻璃（圖 167），使玻璃面上水之深度，較其他底面上水之深度小四分之三。現若觸動水面之 C 點，使發生圓周形紋波，由深水之表面向淺水之表面而進行，則波之前端較兩側速度先行減小，而波之曲度亦因之減小 (h)。若波由淺水之表面向深水之表面而進行，則結果適得其反 (i)。在此第二情形時，擾動點 C 之像為 C' 。在第一情形時，擾動點 C 之像位於箱壁之外。

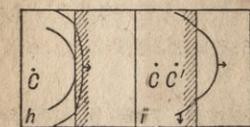


圖 167

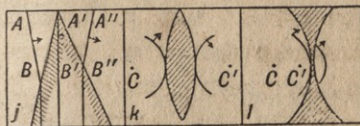


圖 168

若箱底蓋以一三角形玻璃，則一直線形之紋波經過玻璃上之水面時，其方向起兩

次變易，最後為 $A'' B''(j)$ 。若箱底蓋以一兩邊為凸出或凹進之玻璃片，如凸透鏡或凹透鏡之截段，則一圓周形紋波達於凸出玻璃片上之水面時，其前端較其兩側速度先行減小 (k)，而達於凹進玻璃片上之水面時，其前端較其兩側速度後行減小 (l)。在此兩情形下，紋波之曲度皆起變易，擾動點 C 之像均為 C' 點，如圖所示。

258. 波紋之干涉 若以兩釘同時觸動水面之兩點，即有兩圓周形紋波發生，彼此相突而起干涉。但兩者存在之時間極為短促，未能清楚觀察之。然如能有一系連續之紋波或定波，則可詳為觀察。最善以水銀充入一圓玻璃盆內，盆之直徑最小約須為四寸。使一附着於振動音叉股上之玻璃絲，擾動水銀面之中心。如是即可得一系圓周形紋波，自水銀面中心四向進行，而達於玻璃盆壁起反射後，即向水銀面中心收縮，成一系圓周形定波，如圖 169 所示。若使光線自波面反射，透過一凸透鏡，而射於一屏上，則即得圓周形定波之像，極為清晰。

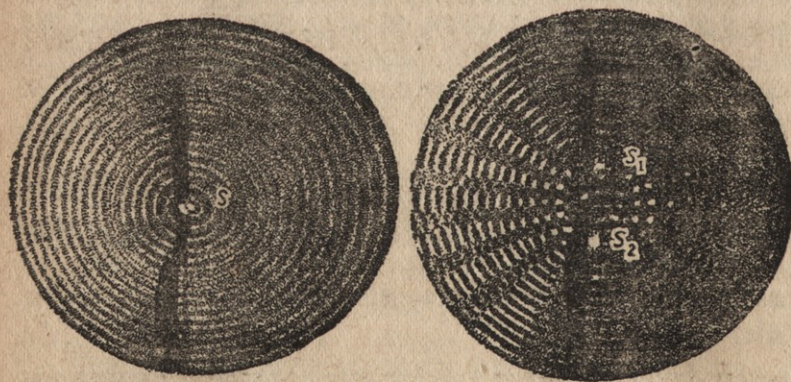


圖 169

使兩隣近之玻璃絲附着於一振動音叉之股上，則即得兩系圓周形紋波。各自成一系定波。若在水銀面之任何點，兩波列進行之相位相同，即該點與兩擾動中心之距離相差為零或波長之正數倍數，則兩波列即彼此加強。若在水銀面之任何點，兩波列進行之相位相反，即該點與兩擾動中心之距離相差為半波長之奇數倍數，則兩波列彼此消滅。於是在水銀面上有若干直線，不受入射波與反射波之擾動（圖 513）。而在此若干直線中間之水銀面，則成圓周形截段之定波，如圖 169 所示。

259. 波能及波強 物體振動之能，既與其振幅之平方成正比 (§61)，故介質各點振動之能，與其振幅之平方成正比，而隨波動

流動。某區域內波之強度與每秒內經過單位面積之波能成正比。此單位面積與波動之方向成垂直。所以波之強度與振幅之平方，及波動之速度均成正比。在黏性介質如糖，醬，膠，及鉛等內，波之振幅漸為減小，終於消滅。蓋波能耗於介質之內摩擦。此現象謂之阻尼(damping)。圖 139 表示一阻尼波列。在無阻尼波，不論波進行至於何遠，或波前端之面積及形狀起如何變易，波能均為一定。一無阻尼波於一線上，或橫截面均勻之管內進行時，波強與進行距離無關係。因波前端之面積未有變易。如在話筒內之聲波，及平行光波均為其例。在液體表面一圓周形波之波能為一定。但此圓周形波之周長與其距波源之遠成正比。故波強與波距波源之遠成反比。而因之波之振幅與波距波源之遠之平方根成反比。一圓球面波前端之面積與其距波源之遠之平方成正比。而一圓球殼厚一波長時之波能為一定。若以 F 為每秒由波源出射之能，而 r_1 與 E_1 及 r_2 與 E_2 分別為波距波源之遠及波強，則因能源每秒發射之能為相等，故有

$$F = 4\pi r_1^2 E_1 = 4\pi r_2^2 E_2 \quad \therefore \frac{E_1}{E_2} = \frac{r_2^2}{r_1^2}$$

所以波強與波距波源之遠之平方成反比。而因之波之振幅與波距波源之遠成反比。

參 考 書

佛蘭銘(Flemin?)水，空氣，及以太之波及紋波(Wave and Ripple in Water Air and Ether) 敘述各種不同之波，為著名傑著。

習 題

1. 以一重量可略去之螺旋彈簧，懸起質量 980 克。彈簧之幅強性為每懸重 50 克，伸長 2 釐米。現若將此懸起之質量拉下 5 釐米而釋放之。試求 (a) 振動週期；(b) 以

餘弦公式表示質量中心之運動，時間自釋放時算起；(c) $t=3$ 秒時之位移；(d) 在此時之非平衡作用力；(e) 在 $t=2$ 秒時之速度；(f) 最大動能。

答 (a) $T=0.4\pi$ 秒

(b) $y=5 \cos(5t+\pi)$

(c) $y=+3.773$ 釐米

(d) $F=-92,450$ 達因

(e) $v=-1361.6$ 釐米/秒

(f) $T=306,250$ 格爾

2. 將一 U 形管內之水或水銀擾動時，即起簡諧運動。試證運動週期為 $T=2\pi\sqrt{l/2g}$ ， l 為管內兩液面水平之差。

3. 在同一實線上，兩簡諧運動之方程式為

$$x_1=4 \cos 3t \quad y_2=3 \cos(3t-3\pi/4)$$

試求兩者合成運動之振幅，起始時之相位，及其方程式。

答 $R=2.8336$

$\theta=-48^\circ 28'$

$Y=2.8336 \cos(3t-48^\circ 28')$

4. 在一直線上，兩簡諧運動之方程式為

$$x_1=2 \cos(5t+\pi/6) \quad x_2=4 \sin(5t+5\pi/6)$$

試求兩者合併時之(a) 振幅；(b) 起始相位；(c) 方程式

答 $R=5.8186$

$\theta=49^\circ 59\frac{1}{2}'$

$X=5.8186 \cos(5t+49^\circ 59\frac{1}{2}')$

或 $5.8186 \sin(5t+139^\circ 59\frac{1}{2}')$

5. 試作前題兩簡諧運動之圖線，用同一橫軸以表示時間。將兩圖線之縱坐標相加，以得合成運動之圖線。更將此合成運動所示圖線之振幅，與前題由計算而得者比較之。

6. 兩垂直簡諧運動之方程式分別為

$$x=4 \sin 3t$$

$$y=3 \sin(6t+\pi)$$

試用作圖法，表明兩者之合成運動。

7. 兩垂直簡諧運動之方程式為

$$x=8 \cos 2t$$

$$y=4 \cos(6t-\pi/2)$$

試作兩者合簡時之力薩朱圖形。

8. 兩垂直簡諧運動之方程式為

$$x = 4 \sin(3t + \pi/4)$$

$$y = 6 \sin 2t$$

試作兩者合併時之力薩朱圖形。

9. 兩垂直簡諧運動之方程式爲

$$x = 4 \sin(3t + \pi/2)$$

$$y = 6 \cos(2t - \pi/2)$$

試作兩者合併時之力薩朱圖形。

10. 設有三波列，波長之比爲 1, $\frac{1}{2}$, 及 $\frac{1}{3}$ 。振幅之比爲 3, 2, 及 1。而起始時之相位相同。試用作圖法合併之。

11. 設有兩波列波長之比爲 5 及 4。振幅相同。試用作圖法合併之。

12. 由 Smitsonian 表，知溫度爲 19°C 。而未含空氣之水，傳聲之速度爲 1461 米/秒。試求在此同一溫度時，水之彈性係數每平方釐米爲若干達因。又在一氣壓時，此水之壓縮係數爲何？

答 $E = 2.1345 \times 10^{10}$ 達因/平方釐米。

$1/E = 4.743 \times 10^5$ 每氣壓

13. 一橫截面爲平方毫米之銅絲，受有 5 千克重之張力。試求在此銅絲上，一橫波進行之速度爲何？

答 5.2408×10^3 釐米/秒

14. 於前題所述之銅絲上，一縱波進行之速度爲何？

答 3.5116×10^5 釐米/秒。

15. 一半徑爲一毫米之鐵絲，由兩支點以張力 F 緊張之。一縱波與一橫波同時由此鐵絲之一端出發，在縱波已達於彼一端時，橫波僅進行鐵絲線全長之 $1/100$ 。試求張力 F 爲若干克？

答 7.373 千克重

熱 學

維斯康新 (Wisconsin) 大學物理學教授
哲學博士門敦郝爾 (Charles E. Mendenhall) 著

引 言

260. 最初之觀念 在上各節所述之物理變化，以整個物體之運動及其變化為範圍。現須將其他與整個物體運動無顯然關係之物理變化言之。最普通者，如物體之冷熱，及熔解與騰沸等之狀態變化。辨別物體冷熱，最初又最簡單之方法為用吾人之觸覺。由觸覺可將物體之冷熱依序判別之。即 A 較 B 為熱，而 B 較 C 為熱等。但欲由觸覺測定熱度之大小，則不可靠。且觸覺忍受冷熱之限度極低。過此限度，即失去其直接作用。因此，欲測定物體之冷熱，須用一種完全根據於物理特性之測量法 (§ 263)，即利用物體之某種物理性質，藉以比較物體之冷熱。物體之冷熱用此有定之物理方法測定時，謂之溫度 (temperature)。其計度則以較熱之物體有較高之溫度。

物體溫度增高之普通原因有多種。例如使物體與火燄或熱體相接觸。又如使兩物體如兩手相摩擦等皆是。此等使物體溫度增高之普通原因，在相當情形下，亦可使物體起熔解或騰沸，以及其他之物理變化。其最著者，莫如使物體體積增大。由此等普通原因與效果，吾人乃不得不承認有某種質素，謂之熱 (heat) 或卡 (caloric)，出入於物體之內。即凡與熱有關係之現象，皆因於此種質素出入於物體之內。依據此理論，熱即成爲一種物質。但此物質不能權其

重量，或以他種普通物理方法覺察之。然有許多事實均可用此假說解釋之。例如物體之溫度，乃視其所含卡之多少，及所能含卡之容量而定。而物體所能含卡之容量，又視其物理狀況而定。物體之卡容量，在其研成粉末時較其成爲整塊時爲小。故兩物體摩擦時溫度之所以增高，皆因於此兩物體之一部份或爲粉末。蓋物體成爲粉末時，其卡容量減少而將所含之卡放出，遂使兩物體全部之溫度增高。由此觀念，可知在同一情形下，放出之熱量，應與研成粉末之量成正比。

261. 熱與功 在 1798 年倫福德 (Count Rumford) 對於上述熱質之觀念，提出一嚴重之問題。彼在慕尼黑 (Munich) 地方將一礮身鑽一孔。所用之鑽不甚鋒銳，故鑽去之物質並不多。彼將所得之熱質，使多量之水溫度增高，以至無火而沸。由此實驗，彼發見礮身放出之熱質，並非與其擦下物質之量成正比，而與鑽孔時所作之機械功則約成正比。在次年，復有台維 (Sir Humphrey Davy) 作相似而更顯著之實驗，尤足引起注意，即使兩冰塊互相摩擦而起融解。但冰之溫度常在於熔點之下。於是彼即斷定冰之容解，實由於摩擦時之運動，傳給於冰之原子所致。自彼時起，熱與機械運動可以互相轉變之觀念，或如今日所云，熱爲能之形式之一種，漸爲學者所接受。但直至 50 年後，有焦耳 (Joule) 及其他諸氏測定某量之功等於某量之熱，始將此觀念完全承認之。此觀念與氣體動力論 (§227)，及由化學與放射性研究所提出之物質分子組織論，合成爲今日之熱之分子或動力理論。

262. 分子論 依據分子論，凡物質皆由其單位體分子所組成，而分子由更小之單位元素 (氧，氫，鐵等) 所謂原子者所組成。原子內含有更小之單位體，即荷有負電之電子 (§159)，及荷有正電之原

子核。此原子核由若干電子及單位正電荷或質子所組成。吾人對於原子構造之知識，尚不完全。但電子在原子內運動之區域極大，有如行星繞日球而運動則無疑。又原子在分子內運動，而分子在物質內運動。分子之運動在物質為氣體時，較在物質為液體或固體時更為自由（§§ 157—161）。又在各種狀況下，可使電子脫離原子而存在，成為自由電子，或負電荷，而其時之原子即因失去若干電子而荷有正電。若遇有其他電子行近之，即被吸引。自由電子尤為金屬物質之特徵。於是概括言之，加熱於物體，能使物體分子運動之能（即動能）增大，或各分子之位勢（即勢能）增大，如使物體發生溶解或騰沸時，其事即為然。

更詳細討論之，則可知凡分子，原子，及電子之一切可能運動，均含有動能。而於分子，原子，及電子間，彼此又皆有作用力。無論其為電力或為化學力。使分子，原子，及電子之位置起變易時，必逆此作用力而作功。故此位置之變易實即為勢能之變易。因此足見物體受熱時，可為

1. 若分子間之平均距離增大，即增大分子間之勢能。
2. 增大分子及自由電子之動能。
3. 增大分子內原子及電子之動能及勢能。

上述物質內部能量可能變化之分析，讀熱學者，當銘記之。蓋所謂熱學者，其大部分即討論物質內部能量起變化時，於物質狀況及性質之影響為何。

計 溫 學

263. 標準溫度標 在後溫度一詞用以表示一種量。其意義現將述之。溫度之高低與通常冷熱之感念，意義相同。惟所用之溫度標，為國際法庭所定，係根據熱於氫之壓力之效應決定之。溫度之變易與等體積定量氫之壓力成正比。此謂之等容氫溫度標。在測定某物體如水之溫度時，可將貯有氫之容器置於水內，而測定其壓力為何。但如欲以數目表明之，則須更用一種單位及一參考點或零

點。有此參考點後，即得比較溫度之高低。通常所用之零點，謂之冰點 (ice point)，即純水與冰在一氣壓時之溫度。欲定溫度之單位，須用一第二參考點，謂之沸點 (steam point)。即沸水在一氣壓時之溫度。於是在沸點與冰點間分成一百度。故溫度相差一度，即為氫自冰點熱至沸點時壓力變化之 $1/100$ 。此種溫度單位及參考點之規定，即成為百度標零度，及百度標溫度之定義，而為在科學上所通用者。

溫度計為依據某一溫度標，以測定溫度之器械。等容氣體溫度計為由等容氣體壓力之變易，以測定溫度之器械。所用氣體之體積為恆等或約為恆等。若所用之氣體為氫，則此溫度計所示之溫度即為標準溫度。若為他種氣體，則須以此標準溫度標為標準，加以校正。此種等容氣體溫度計，如圖 170 所示，為一球狀泡，由一細管與一壓力計相連通。此壓力計為一開口流體壓力計，如圖所示。所有之球狀泡，可用玻璃，塗釉之瓷，熔化石英，白金，或白金鉍等製之，視所欲測定溫度之高低而定。球狀泡內氣體之壓力，即為壓力計內兩水銀柱高度之差，加以氣壓計所示之大氣壓力。

用等體積氫之壓力為溫度標之根據時，所示之溫度亦可用其他數目表示之。但在此情形下，須用其他數目以表示冰點，而在冰點與沸

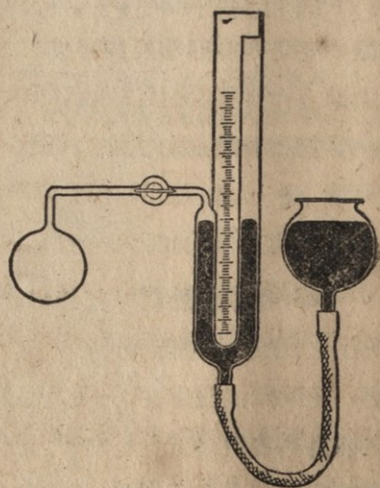


圖 170 等容氣體溫度計

點間，須分成其他數目之度數。例如英語國家常用之華氏 (Fahrenheit) 溫度計，以 32° 表示冰點，而在冰點與沸點間分成一百八十度 (華氏原用非為水其他物質之溫度，以定其溫度計之刻度，即以水，冰，及食鹽三者合成冷劑之溫度為 0° ，而以血溫為 96°)。由此可得華氏溫度標，與百度溫度標之轉換公式如下

$$(t_F - 32) \frac{5}{9} = t_C$$

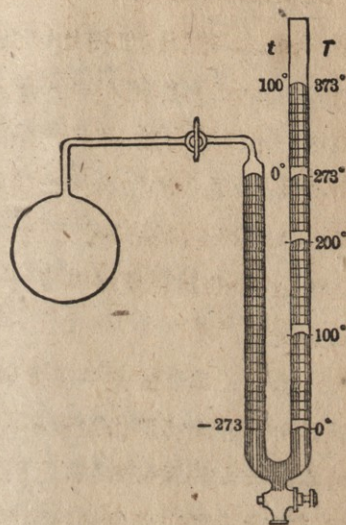


圖 171 由等容氣體壓力之變易所決定之溫度標， $P_0 = 1$ 氣壓 = 外壓力。

測溫性質 (thermometer property) 之擇定 (在此為氫之壓力)，與溫度標之刻度即零度與每度之大小，全無關係。故百度標與華氏標之刻度，均可用之於其他任何測溫性質。

氫 (體積恆等) 之壓力每升降 1°C 之變易為其在 0°C 時壓力之 $1/273.2$ 。若據此以計算在百度標零度下之溫度，則在 -273°C 時，氫之壓力將為零。此即為等容氫溫度標之絕對零度 (absolute zero)。依據氣體動力論 (§227)，此時氫分子之運動速度為零。蓋氣體之壓力即為其分子碰衝之力。但此絕對零度未能用氫溫度計測量之。因未達此溫度時，氫早已液化。在後將以 T 表示氫溫度標所示之溫度，自絕對零度算起，謂之絕對溫度。欲知百度氫溫度標所示之溫度，可注意下列諸值。

$$-273.2^\circ = \text{絕對零度}$$

- 272° = 曾經測得之最低溫度
- 190° = 液體空氣在 1 氣壓時之溫度
- 80° = 大氣溫度之最低記錄
- 0° = 冰之熔解點
- 100° = 在 1 氣壓時水之沸點
- 760° = 許多固體在暗紅熱時之溫度
- 1400° = 許多固體在白熱時之溫度
- 3800° = 約為電弧之溫度
- 6000°至7000° = 日球大氣之溫度

264. 等容氣體溫度計 欲用一等容氫溫度計，依據標準氫溫度標，以測定溫度時，溫度計球狀泡之容積必須為絕對恆等，而所用氣體之全部（包括在毛管內水銀面上者），其溫度必須使與所欲測定之溫度相等。但於事實上，此為不可能。故由觀察所得之值，必須加以校正。現此點姑不論之，試求一近似之公式，以表明壓力與球狀泡溫度之關係為如何。

使 P_0 = 在冰點時氫之壓力，

P_{100} = 在沸點時氫之壓力，

t = 球狀泡之溫度自百度標零度算起，

P_t = 在 t 溫度時氫之壓力。

於是從百度標溫度 1° 之定義 (§263)，可用在下之方程式，以決定百度氫溫度標之溫度 t 為何

$$t = \frac{P_t - P_0}{P_{100} - P_0} = \frac{P_t - P_0}{bP_0}$$

b 表示分數式 $\frac{P_{100} - P_0}{100P_0}$ 。在氫時，此分數式即等於

每 1°C 壓力之增大
在 0°C 之壓力

現若使 t_0 爲在 $P_t = 0$ 時之溫度，則有

$$t_0 = -\frac{P_0}{\frac{P_{100} - P_0}{100}} = -\frac{1}{b}$$

因此可知絕對零度（即在 $P_t = 0$ 時）爲在百度標 0°C 下 $1/b$ 度。故若使溫度 T 爲自絕對零度算起，則得

$$T = t + \frac{1}{b} = t + T_0,$$

T_0 爲絕對溫度標之示度，與百度標零度相合。

常數 b 謂之氣體壓力增大係數，或簡稱壓力係數。在氫， b 之值爲 $1/273.01$ 。因此，上述之百度等容氫溫度標，絕對零度將爲 -273.04° 。在大氣與氮， b 之值亦與 $1/273$ 相近。故用此兩氣體時之溫度標，可與標準溫度標約相符合。但要知標準溫度標之確實定義，完全根據於氫之測溫性質。溫度大於 1100°C 時，氫溫度計即失其效用。因此時氫之分子能穿射測量高溫之金屬球狀泡壁，而逸出於外。故在測量高溫時，常用氮以代替氫。

一切氣體不變其體積而加熱時，其壓力必增大。在任何溫度，氣體之壓力可用在下之約近方程式表示之

$$P_t = P_0(1 + bt)$$

P_0 爲在 0°C 時之壓力， b 之值於各種氣體稍有差異 (§279)。

265. 等壓氣體溫度計 使氣體之壓力爲一定時，其體積將隨溫度而變易。利用此點，可製成等壓氣體溫度計。此溫度計便於表



圖 172
等壓氣體溫度計

演上說明之用。但欲精確測定溫度，則甚少用之。此種溫度計如圖 172 所示。所有之一定壓力，即為外界之大氣壓力。此溫度計內氣體體積之變易，與在一均勻管孔內水銀（或其他液體）柱之升降成正比。

在氫，大氣，氧，及氮等氣體，其膨脹係數均約為 $1/273$ 。此即為 $\frac{V_{100} - V_0}{100V_0}$ 之值。 V_0 及 V_{100} 分別為 0° 及 100°C 時氣體之體積。由此可得有一極為靈敏之指示器，如下所述。

若溫度計球狀泡之直徑為 0 釐米，而其管之直徑為 5 毫米，則球狀泡之溫度變易一度時，管內一水銀珠之升降將為 10 釐米。空氣受熱後即膨脹，為最先所知熱效應之一。在 1593 年，伽利略最初發明之溫度計，即以此為原則。

266. 水銀溫度計 通常所用最便利之溫度計，為水銀溫度計，即由在一管莖內水銀之膨脹，以測定溫度之高低。此管莖用玻璃或其他透明物質製成。圖 173 所示者，為此種溫度計之兩種標準樣式。所有之水銀貯於一薄壁泡內，此泡與一細長毛管相連通。在普通溫度時，毛管之上端，僅有水銀蒸汽。因在溫度增高 1°C 時，水銀之膨脹，不過為在其 0°C 時之 $1/5000$ （試與空氣比較之），故須用一極為細長之毛管，方能使毛管內之水銀柱，於溫度變易 1°C 時升降之距離，易於觀察。欲精確測定溫度，所用之水銀溫度計，須用標準溫度計校正之。

圖 173 表示水銀溫度計標刻度之兩種標準方法。其一為將標直接刻於溫度計之管內，此比較為準確而永久。科學及醫學上皆用之。其二為將標印於紙或白色玻璃上，而將此紙或白色玻璃貼於一玻璃管內壁上。然後將此玻璃管套於溫度計毛管之外，使標位於毛管之後。如是標易於指讀，但標與毛管之相對位置易於變動。另有一方法為將標刻於支持溫度計之框上，家庭中所用之溫度計，皆用此法。

製造溫度計（尤其在泡）之玻璃，極關重要。輒近對於此種玻璃之性質，大有改良。普通玻璃所製成之泡，其容積隨時變易，



圖 173 兩種刻度不同之溫度計

而熱至 100°C 以上，其容積即起永久或急速之增大。此種變易，殊有礙溫度之讀度。但泡經久後，此等變易可漸漸消除。故常在泡製成多時後，或使泡屢經冷熱，然後刻其標度。

自能有高熔點之特種玻璃後，可製成讀度在 550°C 上之溫度計。此種測高溫之溫度計，水銀柱上面之空隙，常充以某種氣體（如二氧化碳或氮），以避免管內水銀之騰沸。此等氣體之壓力約為 19 氣壓。此種溫度計所用之玻璃，頗為重要，以 Jena 59^{III} 玻璃最為合宜。然此種玻璃在溫度 550°C 時，歷一小時久後，猶不免起永久膨脹，使溫度計之冰點減低。但若以此冰點減低之度數，加於其他之讀度，則其他讀度可得校正之。欲測量大於 700°C 之溫度，所用之溫度計常用純粹之熔解石英製成之，結果頗佳。

使用溫度計時，須避免計之驟熱或驟冷，而測量大於 100°C 之溫度時（或欲準確測量任何溫度時），當知欲讀度準確，須使溫度計泡與管之溫度，與欲測量之溫度相同。若溫度計之管較其泡為冷，則讀度必因之減低。在 550°C 時，此差誤竟有達於 40° 左右。在舉行準確實驗時，所用之溫度計，須常與標準溫度計比較，或校正其所示某等已知之溫度 (§271)，或送至度量局請為校正。

267. 特種形式之溫度計 酒精與其他若干種液體之膨脹係數，較水銀為大，而所有之表面張力，則較水銀為小（因此在毛管內之升降較水銀為有規則）。但在準確溫度計，則鮮用此等液體。在 -38.5°C 時，水銀即凝固。故測量低溫時，常用酒精溫度計，有時亦用 C_5H_{12} 之液體，讀度可達於 -190°C 。

在最高及最低溫度計，其水銀柱所達之最高或最低點，常用一指示器以記錄之。最高溫度計之樣式可有兩種。第一種當水銀柱上昇時，其上端推動一金屬小指示器，而當水銀下降時，此指示器即留住於其所達最高之位置。故指示器之下端，指示水銀柱之最高讀度。第二種如圖 174 所示，在其管與泡相近之處，管孔特為細小。當水銀柱上昇後復下降時，水銀柱即於此細小孔處分成兩段。上段仍留住於其所達最高之點。醫學上所用之溫度計即為此種，如圖 175

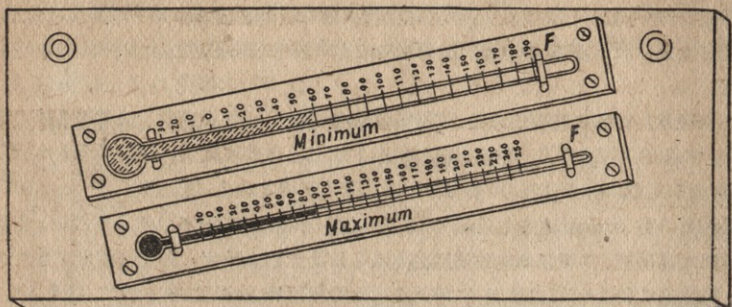


圖 174 最高及最低溫度計

所示。最低溫度計之玻璃泡內，常用酒精，如圖 174 所示。在酒精柱之液面下，有一輕質之指示器。酒精柱上升時，得經過此指示器不使移動，但酒精柱下降時，即牽引此輕質小針使下降。若將此溫度計持於水平之位置，所有之指示器，即留於酒精柱液面所及最低之點。

在等某情形下（尤其在普通之恆溫器），常用金屬溫度計，由物質不同之兩金屬棒疊合而成，如圖 181 所示。因各種金屬有各別之膨脹係數，故兩棒升高同一溫度時，即起彎曲。但在精確之實驗，此種溫度計不甚適用。

268. 電阻計溫術(resistance thermometry) 近來常利用電阻以測定溫度。所有測溫性質為金屬線之電阻隨溫度而異。此種溫度計之刻度，亦須以標準氫溫度標為標準，與其他溫度計相同。所用之金屬線大多為純粹之白金絲，因取其能耐久且有高熔點及耐酸等特性。但測量普通溫度時，亦常用銅絲或鐵絲。用白金絲製成之電阻溫度計，其普通樣式如圖 175 所示。測定電阻之金屬線圈（與水銀溫度計之泡相當），常用一玻璃管為護套。在測量普通溫度時，此護套為一金屬管。在測量高溫時，則為一瓷管。

圖 175
醫用溫度計

白金電阻溫度計之優點，在其能耐久而可靠，讀度之範圍頗大(可達 1200°C)，讀度時可離溫度計數百呎，且能使其作精確之自動記錄。再者，此溫度計之讀度極為靈敏，可達於 $1^{\circ}/10000\text{C}$ 。固有此種種優點，在科學上及工程上，用處頗廣。

在圖 177, L_1 及 L_2 為金屬電阻圈之引線, L_3 及 L_4 為抵償引線, 用以抵償 L_1 及 L_2 溫度變化之影響。此四引線均接入於一惠斯登(Wheatstone)電橋 (§466)。電阻圈之電阻即由此電橋測定之。電阻圈有任何電阻時之對應溫度, 可用考倫特(Callendar)之經驗公式計算之。此經驗公式之各常數, 可從三個已知溫度決定之。因此, 欲校正一白金電阻溫度計為事頗易。

269. 熱電溫度計 (thermoelectric thermometer) 若將兩物質不同之金屬線連成一環, 如圖 178 所示。而將所有兩接合點之一加熱, 則圈內常有電動力及一定方向之電流發生(參考 §485), 如圖所示, 所發生電動力之大小, 視兩接合點之溫度差而定。故此又可用為一種測溫特性, 其效用頗廣。在某等情形下, 但須用一伏特計 (§480) 即可測定一接合點受熱時, 所發生之電動力為何。所有伏特計之刻度, 可使直接表示溫度。此種熱電溫度計, 或稱電熱偶(thermo-couple)之優點, 在其測量溫度之靈敏, 又在其測量溫度時, 但須使在接合點處之一小部分之金屬絲受熱。此



圖 176
鉑阻溫度計

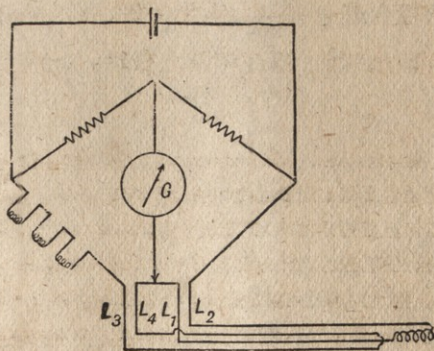


圖 177 測定鉑阻溫度電阻之惠斯登電橋

一小部分之金屬絲，與水銀溫度計之泡，或電阻溫度計之金屬線圈相當。

實驗時之溫度不過於 500°C 時，可用銅絲與銅鎳合金絲之電熱偶。溫度大於 1000°C 時，可用鎳及鎳鉻合金之電熱偶，既能尋約近之結果，小於 1600°C 時，可用白金及白金加 10% 鉑合金之電熱偶，即能尋極為準確之結果。

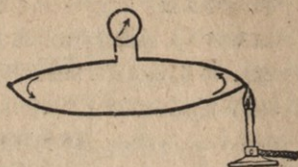


圖 178

熱電偶表示由熱發生電流之方向

270. 最高及最低溫度之測定 欲測定最高或最低之溫度，另有困難之問題發生。一則因普通物質之特性在極高溫度時，皆不免發生變化。例如在高溫度時，許多物質易起化學作用，而金屬及瓷等均將起溶解或軟化。二則在極高溫度，即超出氫溫度計之有效範圍時，另須因一經驗公式，以推算所測量之溫度為何。在高溫度自 1100°C 至 1550°C 時，等容溫度計內須用氮。在 1550°C 以上某小範圍內，可用熱電測溫計。過此小範圍，則但能用輻射測溫法及輻射溫度標 (§339)。在極低溫度時，等容溫度計內須用一種不易液化之氣體氮，其壓力須小於 10 釐米水銀柱。否則用阻電溫度計，或熱電測溫器等均可。

271. 標準溫度 欲校正氣體或水銀溫度計，熱電偶，及電阻溫度計等，可利用某等曾經精確測定之標準溫度。此等標準溫度，須為易能得到，且無變易。其最便利者莫如某等物質之熔點及沸點。在取用某物質之沸點作標準時，須使此物質保持騰沸，而將溫度計伸入其蒸汽內。在取用某物質之熔點作標準溫度時，須將溫度計浸入此物質之固體及液體之混合體內。下表為若干最有用之標準溫度。

第一表
標準溫度
(壓力恆為一氣壓)

氫 (液體)	沸點	-253°C
氧	沸點	-183
二氧化碳	沸點	-78.2°
水銀	熔解點	-38.8
水	熔解點	0
醚	沸點	34.6
乙醇	沸點	78.3
水	沸點	100
石腦油精	沸點	218.0
錫	熔解點	231.9

石炭酸	沸點	306.0
硫黃	沸點	444.7
氯化鈉	熔解點	801
銀	熔解點	960
金	熔解點	1063
鈹	熔解點	1557
鉛	熔解點	1764

272. 壓力, 體積, 及溫度圖 由 § 262 所述, 可知欲明瞭一物體之狀況, 須知其單位質量內各種形式不同之能量, 即分子, 原子, 電子等之動能及勢能之量。此等內能之總量, 吾人向未能知之。但出入於物體之熱能, 及物質所作之功; 則吾人能測量定之。此二者皆能使物質內能起變化。故我人能知如何可使物質還復其某定量之內能。因在普通情形下, 物質還復其某定量之內能時, 其壓力, 體積, 及溫度三者必有一定之值, 而其他種物理狀況亦必還復其原。因此, 壓力, 體積, 及溫度三者為決定物體物理狀況之三要素。

但此 P , V , 及 t 三變數, 並非各自獨立, 彼此有一定之關係。此關係即謂物質之狀況公式。其普通公式, 吾人向未能知之。其所表示之實驗事實, 則為若 P , V , t 三變數中任何兩者之值為已定, 則餘一變數之值亦必為一定。例如, 一氣體有一定之體積及壓力時, 必有一定之溫度。

因一物體之物理狀況視 P , V , 及 t 三變數之值而定, 故一物體之某已知狀況, 可用一點以表示之。該點對於某直角坐標系之三坐標, 即表示 P , V , 及 t 之值, 如圖 179 所示。在該圖內每點, 皆可表示某一已定之物理狀況。若以所有坐標系之原點為 P , V , 及 t 三變數之絕對零值, 則 V 及 t 之負值無其意義。但 P 之負值為物體之張力。在與 PV 平面成平行之面內各點, 所表示之溫度為相等。在與 Vt 平面成平行之面內各點, 所表示之壓力為相等。在與 Pt 平面成平行之面內各點, 所表示之體積為相等。因通常 P , V , 及 t 三變數, 但須決定其兩者。故一物體之物理狀況, 常以在一平面內之各點表示之。此平面可自 PV , Pt 或 Vt 三者中擇定之。

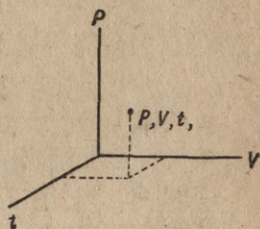


圖 179 P, V, t 之用為坐標

膨脹(expansion)

273. 引言 物體受熱時其主要變化有三, 即為其大小之變易, 其分子排列之變易, 及其液化或氣化之狀態變易。固體, 液體, 及氣

體三者之差別，已於 § 157 述之。固體對於使其變形之力抵抗頗大。其分子羣有一定之組織，謂之結晶組織。此非特於結晶之礦物如石英等為然，凡固體皆如是。有時可由物體分子之結晶組織，以決定其是否為固體。但液體之分子亦能有結晶組織。故固體與液體實難能判別之。根據於熱之意義論之，則固體之重要特徵，在其分子運動範圍，較液體及氣體所有者遠為小。故物體為氣體時，其分子間之勢能為最大。再者，凡固體，液體，及氣體三者之勢能，皆隨其熱膨脹而變易。討論固體膨脹時，可以線膨脹 (linear expansion) 及體膨脹 (cubical expansion) 兩者述之。討論液體膨脹時，則但須以體膨脹述之。

274. 固體之線膨脹 固體之線膨脹最為顯著，而其效應亦最為有用。張佈於天空之電線，在夏日伸長而在冬日縮短。貨車之皮輪，火車之飛輪，及大礮之護套，均於受熱膨脹時裝置之，則冷縮後得緊合不致滑脫。各種固體之溫度起相等變異時，其膨脹不相同。欲測定物體之膨脹，一簡易之實驗裝置，可如圖 180 所示。在圖內之 *A* 棒，為所欲測定膨脹之物質，置於一傳熱槽內，使能變易其溫度。兩顯微鏡裝置於與傳熱槽不相連接之架上。由一測微尺螺旋之轉動，可使此兩顯微鏡或其一，在與 *A* 棒成平行之方向移動。

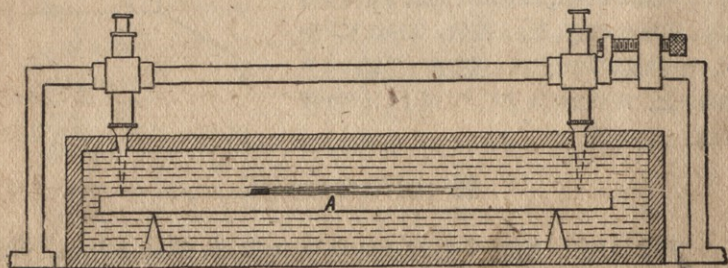


圖 180 固體線膨脹係數測定之裝置

兩顯微鏡之焦點，先使位於 A 棒之某兩記號上。 A 棒受熱膨脹時，將測微尺之螺旋轉動，使顯微鏡之叉絲恆位於 A 棒之某兩記號上。於是 A 棒之膨脹可自測微尺螺旋轉動之度數讀得之。在某一溫度如 0°C 時， A 棒上兩記號間之長度，可用一標準米尺量得之。此長度加以膨脹伸長之長度，即為在某任何溫度時， A 棒上兩記號間之長度 L_t 。所有膨脹伸長之長度，約與溫度之變易成正比。故若以 L_t 之各值為橫坐標，而其對應 t 之各值為縱坐標，即可得一曲度極小之近似直線。通常 L_t 之值可以下式表之，頗為準確。

$$L_t = L_0(1 + at + bt^2 + ct^3 + \dots) \quad (1)$$

在此式內， a ， b ，及 c 為三常數。 t 為百度標溫度。 a ， b 等常數之個數，可視所欲測定溫度之範圍及準確度而定，而其值則隨各種物質而異。在溫度相差頗小時，用第一常數 a 已足。此常數 a ，常謂之物質之膨脹係數 (coefficient of expansion)。由 (1) 式，其值顯為

$$a = \frac{L_t - L_0}{L_0 t}$$

有時亦用在 t_1 及 t_2 兩溫度間之平均膨脹係數。其值為

$$a_m = \frac{L_2 - L_1}{L_1(t_2 - t_1)}$$

在適中溫度範圍內 (即自 0° 至 100°C)， a 及 a_m 之值幾相等，可無須分別之。

由下表觀之，可知物質膨脹係數之值皆頗為小。故欲準確決定之，須施以極精細之實驗，即如可用一某種形式之干涉計 (§723)。

第 二 表
線 膨 脹 係 數

物質	每1°C
鉛	25.5×10^{-6}
黃銅	18.9
銅	16.7
玻璃	7.8
玻璃	3.2
金	13.9
硬橡皮	80
冰	50.2
因鋼	0.7
生鐵	10.2
熟鐵	11.0
鉛	27.3
鎳	12.8
橡樹(與紋理成平行)	4.9
橡膠(與紋理成無直)	54.4
鉑	8.9
瓷(柏林)	2.8
石英(與結晶軸成平行)	8.0
石英(與結晶軸成垂直)	13.4
熔化石英	0.3
銀	18.8
錫	22.5
鋅	29.5

凡各向同性之固體，及立方系結晶體(即有三相等對稱軸者)，於各向膨脹相同。但對稱軸結晶體，於對稱軸方向及與此對稱軸成垂直之平面內之各方向，膨脹係數不相同。又有三不等稱軸之結晶體，則於各軸方向之膨脹係數均不同。甚至在某一軸之方向非特不為膨脹，而反為收縮。凡結晶體有此不均匀膨脹時，其角度常因膨脹而變易。

275. 線膨脹之效用 在製造金屬溫度計，自記溫度計，及恆溫度器等，皆須利用固體之膨脹，尤其為固體之差動膨脹。普通常使一銅條與一鐵條相釘合。因銅與鐵之膨脹不同，故兩者受熱時即起彎曲。若使兩者之一端為固定，則另一端可成一指針。在恆溫度器，由此另一端之動作，使電路成向右或向左之接合，如是改變電路之長短以調節溫度。圖 181 為其普通裝置之一。

時錶之平衡輪，其邊緣亦由兩種不同之金屬條鑲合而成，溫度起變易時，兩金屬條之曲度各自變易，使輪質量之一部份，與輪軸離遠或趨近。結果輪之轉動慣量，或振動週期，因之變易。有此平衡輪後，時錶之其他各部份如彈簧，平衡輪承軸之催滑油等，所受溫度變化之影響，均得消除。

圖 182 為一水銀鐘擺，所有水銀槽之長度，務使水銀受熱膨

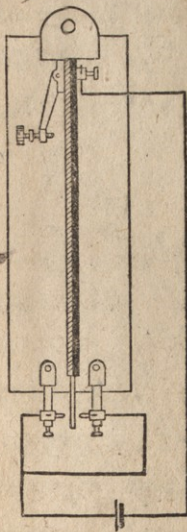


圖 181 恆溫度器之金屬溫度計由
於兩金屬條膨脹之不相同

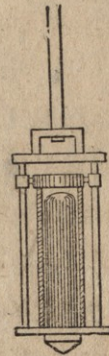


圖 182 水銀抵償擺

脹時重心之升高，與支架受熱膨脹時重心之降低彼此抵償。如是擺之振動週期得免受溫度變易之影響。此種抵償法用之於因鋼 (invar)，即鎳鋼合金，結果尤佳。因鋼之膨脹係數僅為黃銅之 $1/100$ ，即約在 0.00000075 至 0.00000015 之間。用因鋼製成之標準米尺及捲尺等均甚佳。因在溫度變化不甚大時，此種棒或尺之長度變易極微。

物體受熱時，尤其為驟然受熱時，所起之爆裂，因於物體各部分之溫度及膨脹有不同之故。瓷較玻璃為不易爆裂，因瓷較玻璃膨脹係數為小。又薄玻璃較厚玻璃亦不易爆裂，因薄玻璃各部分之溫度易相等。以金屬鑲入玻璃內，使彼此貼合不通氣，如電線之引線鑲入白熱燈內時，所用之金屬與玻璃膨脹係數須相同。否則，兩者之貼合處受冷時，玻璃即將爆裂。結晶石英與熔化石英，兩者膨脹係數之不同，殊足驚異。蓋結晶石英稍受熱後即爆裂，而熔化石英則雖從氫氧燄內取出，立即浸入液體空氣內，亦不致爆裂。

276. 固體之體膨脹 若一固體之體積在 $t^{\circ}\text{C}$ 時為 V_t ，而在 0°C 時為 V_0 ，則 V_t 可用下式表示之

$$V_t = V_0(1 + a't + b't^2 + c't^3 + \dots) \quad (1)$$

即固體之體膨脹為其溫度之函數。此方程式與線膨脹之方程式相似。所有之常數 b' 及 c' 等遠較常數 a' 為小。於是在溫度變化不甚大時，可有

$$V_t = V_0(1 + a't) \quad (2)$$

現設有一正方形之物質，其每邊之長度為 L_t ，則可有

$$V_t = L_t^3 = L_0^3(1 + at)^3$$

或由 § 274 之方程式(1)，可有

$$V_t = L_0^3(1 + 3at)$$

若將此式與(2)式比較之，則 $V_0 = L_0^3$ ，故有

$$3a = a'$$

於是可知固體之體膨脹係數，爲其線膨脹係數之三倍，而其值可從第二表計算之。

277. 液體之膨脹 液體之體積亦隨溫度而變易，水銀溫度計等之製造，即根據於此。上已述之，水銀或火酒在溫度計之玻璃管內，因溫度增高而上升。此足證明水銀與火酒之膨脹，較玻璃爲甚。在其他之液體及固體，彼此膨脹之比較亦常爲如是。若使液體之體積在 $t^\circ\text{C}$ 時爲 V_t ，而在 0°C 時爲 V_0 ，則 V_t 可用下式表示之，與體膨脹之公式相似，即

$$V_t = V_0 (1 + a't + b't + \dots)$$

或約爲

$$V_t = V_0 (1 + a't)$$

一有細莖之玻璃球似溫度計然，可用以測定液體與固體之差示膨脹。泡壁之膨脹，與泡內滿盛泡之物質時所有之膨脹相同。設於溫度 0°C 時，泡內滿盛泡之物質，則在任何溫度 t 時，泡之容積即與其所盛物質膨脹之體積相等。現若使

V_0 = 在 0°C 時，泡之容積或其內所盛某種液體之體積

V_t' = 在 $t^\circ\text{C}$ 時，泡之容積

V_t = 在 $t^\circ\text{C}$ 時，泡內液體之體積

a' 及 a'' = 泡之物質之體脹係數，及泡內液體之體脹係數

於是有

$$V_t - V_t' = V_0 [(1 + a''t) - (1 + a't)] = V_0 (a'' - a')t$$

此 $V_t - V_t'$ 即爲所有固體與液體之差示膨脹，或視膨脹。其值可由液體在與泡連通之細莖內，上升之高度以測定之。若膨脹係數 a'

爲已知，則膨脹係數 a'' 即可由計算得之。因由上式，可得

$$a'' = \frac{V_t - V_t'}{V_o t} + a'$$

$a'' - a'$ 之差謂之視膨脹係數。

液體之膨脹係數，亦可用度隆(Dulong)及普替(Petit)兩氏之方法測定之。在此方法，液體與其容器之膨脹，彼此可無關係。其最簡單之裝置，如圖 183 所示。兩垂直之玻璃管，下端由一水平玻璃管連通之，此水平玻璃管內盛以液體。此液體之膨脹係數即欲測定者。兩垂直玻璃管分別置於兩傳熱槽內，一傳熱槽之溫度使保持爲 0°C 。另一傳熱槽之溫度使保持爲 $t^\circ\text{C}$ 。在兩垂直管下端之液體壓力相等。因否則液體將由水平管，自一垂直管流至另一垂直管。又在兩垂直管上端之液體壓力亦相等，因同在大氣壓力之下。於是兩垂直管內，液體上下兩端壓力之差相等，而由 § 185，可得

$$h_t \rho_t g = h_o \rho_o g$$

而
$$\frac{\rho_o}{\rho_t} = \frac{h_t}{h_o}$$

若使 $V_o =$ 在 0°C 時，液體單位質量之體積 $= \frac{1}{\rho_o}$

又 $V_t =$ 在 $t^\circ\text{C}$ 時，液體單位質量之體積 $= \frac{1}{\rho_t}$

則 $V_t = V_o(1 + a''t)$

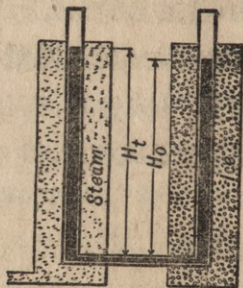


圖 183

水銀絕對膨脹係數之測定法

而
$$\frac{\rho_0}{\rho_t} = \frac{V_t}{V_0} = 1 + a''t = \frac{h_t}{h_0}$$

於是有
$$a'' = \frac{h_t - h_0}{h_0 t}$$

第三表
液體之體脹係數

物質	每 1°C
酒精(乙醇).....	110 × 10 ⁻⁵
酒精(甲醇).....	118 ,,
輪質.....	124 ,,
水銀.....	18.18 ,,
地蠟油.....	90 ,,
戊烷.....	159 ,,
甲烴.....	109 ,,
水 150—100°.....	37.2 ,,
二甲烴.....	101 ,,

上述度隆及普替兩氏之方法，常用以測定水銀之絕對膨脹係數。已知水銀之絕對膨脹係數後，即可用水銀及差示膨脹係數測定法，以求各種固體之膨脹係數。凡液體（除水外）壓力增大時，其膨脹係數皆常減小。

278. 水之膨脹 各種液體之膨脹以水最為特著。因水之密度在一氣壓及 4°C 時為最大。或水之體積在 4°C 以下，因溫度增大而收縮。而在 4°C 以上，則因溫度增大而膨脹。

水因有此特性乃發生若干頗為重要之結果，可用侯坡 (Hope) 儀器實驗之，如圖 180 所示。若在玻璃容器中間之周圍覆以冰鹽冷劑，而玻璃器內貯以溫度大於 4°C 之水，則在容器中間之水，即因密度增大而下降。但容器上部之水則為靜止。在此情形下，在容器上部之溫度計所示之溫度未有變易，而在容器下部之溫度計所示

之溫度則下降，直至於在容器下部之水，其溫度達於 4°C 而後已。此後在容器上部之水溫度亦起始下降，直至於 0°C 。此時容器內之水面開始凝固為冰。或近於容器中間之水較先開始凝固，因其四周有冷劑之故。溫度 4°C 之水，因其密度為最大，故沉於容器之底。池沼或河流內風浪不大，在冬日僅在水面

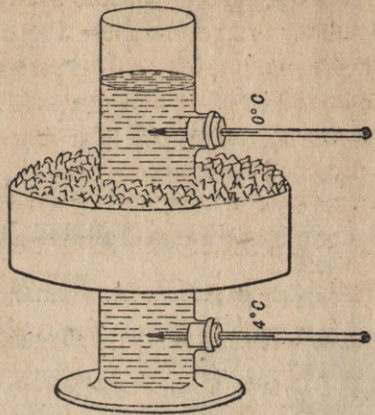


圖 184

侯坡測定水最大密度之儀器

結冰，亦為此理。因在面上水之溫度為 0°C 而較為輕。在底下水之溫度為 4°C 而較為重。凝固之所以常在於水之表面，一則因於在底下水之溫度為 4°C 而密度最大。二則因於水之熱量皆由水之表面發散。但在某等情形下，水之全部份因受有寒流，其溫度下降近於 0°C 。此時凝固亦常起始於底下，或於沉在水中固體之附近處。因在底下及沉在水中固體之附近處之水，由放射而致冷。如是結成之冰，謂之水底冰。在北方河流中常有之，殊有礙於航行之安全。在1氣壓下，一克之水於不同溫度時，所有之體積如圖 185 所示。

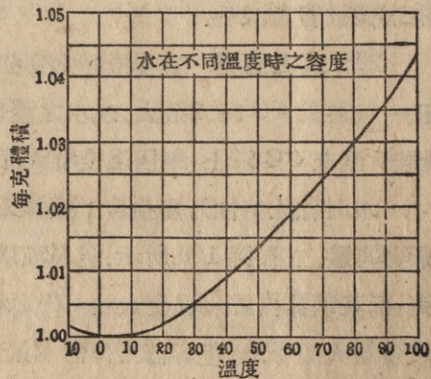


圖 185 水之膨脹曲線

根據阿麥加脫 (Armagat) 之意，水有最大密度時之溫度，因壓力之增大而降低。在 98 氣壓時，水有最大密度時之溫度為 2°C 。調整壓力之大小，可使水保持其液態。在此情形時，可使水之體積在 0°C 下，仍繼續縮小。而在 100°C 上，仍繼續膨脹。若將鹽類溶解於水內，亦可使水有最大密度時之溫度降低。水內溶有普通食鹽百分之四時，其有最大密度時之溫度可降為 -5.63°C 根據太姆恩 (Tammann) 之意，水之膨脹所以有特著之現象，因於在低溫度時水之分子或分子羣之組織有多種。而在溫度增大時，此多種分子或分子羣皆分裂為一種。因此其體積收縮。

279. 氣體之膨脹 壓力於氣

體體積之影響既頗大 (§221)，故在討論氣體之熱膨脹時，須注意其壓力為如何。在最簡易之例，可使氣體之壓力為恆等，而測定其在玻璃泡內，受熱膨脹時體積之增大為何。其實驗可使氣體在玻璃泡內膨脹時，推動一水銀活塞，如圖 172 所示。若用如圖 186 所示之裝置，使有不相同之恆等壓力而實驗之，則尤為完全而準確。

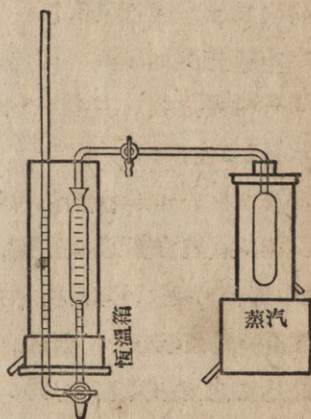


圖 186 測定氣體膨脹之儀器。一置在蒸汽內玻璃泡中氣體之膨脹，由一刻度玻璃泡測定之。

在實驗時玻璃泡自身之膨脹，及在連管內增多氣體之未受熱，均須加以校正。給呂薩克 (Gay Lussac) (1802) 及查理 (Charles) (1787) 兩氏，對於氣體之膨脹會各作獨立之實驗，而得有查理及給呂薩克定律，即一切普通氣體溫度增高 1°C 時，其體積之脹大為在其 0°C 時之某一定分數。此分數之值約為 $0.00366(1/273)$ ，與氣體之壓力係數 (§264) 約相等。此定律之方程式為

$$V_t = V_0(1 + at) \quad (P \text{ 為常數})$$

但要知此定律僅約為確實。又於各種氣體常數 a 之值不相同。而在

同一之氣體，其值又隨壓力與溫度而異，然其與壓力係數 b 之變易則不為完全相等。

在後賴格那脫 (Regnault) 及其他諸氏曾證明舍氣之外，一切氣體之膨脹係數，在普通溫度下，皆隨密度而增大。又有若干氣體之膨脹係數，在低壓力或高溫度時，與其壓力係數愈為接近。

第四表

溫度每增高 1°C 時氣體之膨脹及壓力係數

氣體	a	b
空氣	0.003671	0.003674
二氧化碳	0.003728	0.003712
氫	0.003661	0.003662
氮	0.003673	0.003672

溫度自 0°C 至 100°C 壓力為 1 氣壓

280. 氣體方程式：理想氣體 在 § 221, 已述及凡氣體均約能遵守波義耳 (Boyle) 定律，即凡氣體在一定溫度時，其壓力與體積之乘積約為恆等。又在 § 264, 已述體積一定之氣體，其壓力隨溫度而變化，所有方程式約為 $P_t = P_0 (1 + bt)$ 。又在 § 279, 已述壓力一定之氣體，其體積隨溫度而變化。所有方程式可約為 $V_t = V_0 (1 + at)$ 。現為便利計，可將上述之三種結果合併之，而以單獨之方程式表示氣體壓力，體積，及溫度之關係為何。其法如下。

使 P_0 及 V_0 為某質量之氣體在 0°C 時之壓力及體積。又使該氣體之體積為一定而加熱至 $t^{\circ}\text{C}$ 。於是有 (§ 264)

$$P_t = P_0 (1 + bt) \quad (1)$$

而得

$$P_t V_0 = P_0 V_0 (1 + bt)$$

再者，使 $P_0, V_0, 0^{\circ}\text{C}$ 如上所述，又使氣體之壓力為一定而加熱至同一溫度 $t^{\circ}\text{C}$ 。於是由查理定律 (§ 279), 可有

$$V_t = V_0 (1 + at) \quad (2)$$

而得

$$P_0 V_t = P_0 V_0 (1 + at)$$

在上述之兩情形下，氣體加熱後之溫度同為 $t^{\circ}\text{C}$ 。因此由波義耳定律，可知在此兩情形下，壓力與體積之乘積為相等。又在其他情形下，但須使溫度亦為 $t^{\circ}\text{C}$ ，壓力與體積之溫度亦莫不相等。即

$$P_0 V_t = P_t V_0 = (PV)_t \quad (3)$$

或
$$P_0 V_0 (1 + at) = P_0 V_0 (1 + bt)$$

由此可知
$$a = b \quad (4)$$

而
$$(PV)_t = P_0 V_0 (1 + bt)$$

但由 § 264, 有
$$t + \frac{1}{b} = T$$

故
$$(PV)_T = P_0 V_0 b T$$

或
$$PV = RT \quad (R = P_0 V_0 b) \quad (5)$$

為便利計，可設想有一理想氣體，能完全遵守此氣體定律。此理想氣體應有之某等特性，在後將述之。現若使此理想氣體之體積係數及壓力係數分別為 a 及 b 。又用此理想氣體製成絕對溫度計之絕對溫度為 T 。又使上述氣體公式內之常數 R 為 R' 。即得此理想氣體之公式為 $PV = R'T'$ 。

281. 在上已述，凡實在氣體均約能遵守定律

$$PV = RT$$

T 為等容氫溫度計所示之絕對溫度。而在高溫度及低壓力時，凡實在氣體愈能遵守此定律。

常數 R 之值，視各種氣體而定，在同一種氣體，又隨質量而異。某種氣體質量為一克時所有 R 之值，謂之此某種氣體之氣體常數。其值顯為在 0°C 時某氣體 $P_0 V_0$ 乘積之 $1/273.2$ 。在氣體之質量為 M 克時， $PV = RT$ 公式內之 R 應易為 $M \cdot R$ 。因在壓力與溫度無變易時，體積與質量成正比。

在高溫度及低壓力時，實在氣體何以與理想氣體尤相切近，可述之如下。根據簡易之氣體動力論 (§277)，若氣體無分子力，或無分子間之勢能，又其分子之體積得略而不計，即完全遵守定律 $PV=RT$ 。實在氣體溫度愈大，其分子間之勢能與分子動能之比愈小。又設其他條件無有變易，則其體積愈大，每分子之體積與氣體全體積之比愈小。因此，在氣體之溫度愈大，或其密度愈減少時，愈能合於簡易氣體動力論之條件。

現可引用一假設，使方程式(5)更為普遍。根據亞佛加德羅 (Avogadro) 定律，各種等體積之氣體，在同一溫度與壓力下，所有分子之個數相等。即各種等體積氣體之質量與各種氣體之分子量成正比，或

$$M_1 : M_2 : M_3 = m_1 : m_2 : m_3$$

m_1, m_2 及 m_3 分別為某三種氣體之分子量。現若使某三種氣體之質量分別為 m_1 克、 m_2 克及 m_3 克 (克分子重量)，則在同一之壓力及溫度時，此三種氣體之體積為相等。於是

$$PV = m_1 R_1 T = m_2 R_2 T = m_3 R_3 T$$

而

$$m_1 R_1 = m_2 R_2 = m_3 R_3 = R''$$

此 R'' 可為任何氣體之體積常數。其值不難求得之。例如設氮之 $m = 28$ ， $V = 796.2$ 立方釐米， $T = 273^\circ$ ，而 $P = 1$ 氣壓 = 1,019,633 達因/平方釐米，則有

$$R'' = \frac{PVm}{T} = 8.305 \times 10^7 \text{ 格爾 / 每 } 1^\circ\text{C}$$

282. 等溫線 (isothermal curve) 方程式 $PV = RT$ 可用

§ 272 所述之作圖法表示之，使其意義愈為明顯。在 T 有不變值 T_1 時，波義耳 定律，即 $PV = \text{常數}$ ，可作一直交雙曲線以表示之。此雙曲線之所在面與 PV 平面成平行，而與 T 軸交於 T_1 點。在 T_1 以後之各溫度，可同此作一系直交雙曲線。若從每一雙曲線之

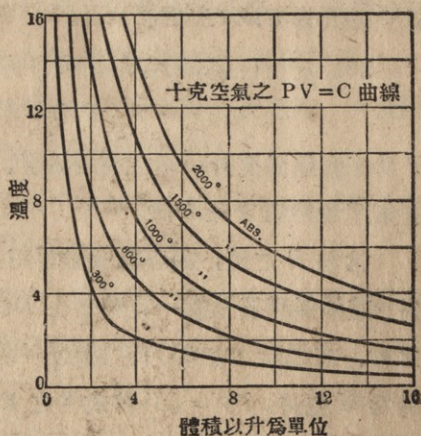


圖 187 空氣之等溫線

各點，作垂直於 PV 平面之直線，使各雙曲線投射於 PV 平面上，而表明各雙曲線之溫度爲何，則在大氣時，所得結果可如圖 187 所示。一曲線表示某物質於一定溫度時，壓力與體積之關係，謂之該物質之等溫線。由上可知，一理想氣體之等溫線爲一直交雙曲線。而一實在氣體之等溫線則爲一與直交雙曲線近似之曲線。在高溫度時此近似愈甚。

283. 分子之能與溫度 已知各種普通氣體，皆頗能遵守波義耳定律 (§221)，即 $PV = \text{常數}$ ，溫度爲一定。而在溫度增高時， PV 之值亦增大。再者，根據氣體動力論，在一簡易理想氣體， $PV = \frac{1}{3} Mv^2$ 。此式所示之值，在每一分子於任何方向之平均動能無變易時，將爲一常數，而與各分子之平均動能 $\frac{1}{2} Mv^2$ 成正比。由上兩點觀之，可斷定一理想氣體之溫度，與其分子動能最少約成正比。在液體與固體時，亦可有此決定。但所有解釋不能如是簡單。然各種實在氣體之平均分子動能，與其溫度頗能成正比。故上述之關係實極爲有用。惟要知實在氣體分子之結構（較之理想氣體）頗爲複雜，故各種實在氣體所有上述之關係，未能如在理想氣體之爲簡單。

量 熱 學

284. 熱之單位 量熱學爲討論熱之測定法。欲測定熱量，首須有一熱單位。熱爲能之一種。其單位自可用能之單位。但若能利用某種熱現象，以表示熱之單位，則尤爲便利。

欲純粹以熱現象以定熱之單位，當取用熱之某種效用，即一單位熱爲能使一單位質量之標準物質，發生某定量之熱效應。此定量之熱效應公認爲溫度 1°C 之變易，而此準標質量公認爲水。欲熱單

位之定義愈爲準確，當指定某特殊之溫度。即一熱單位爲一克之水，溫度自 14.5° 至 15.5°C 時，所需之熱，其名爲卡 (calorie 即 cal_{15})

熱單位與機械能單位之關係如何以後當以實驗述之 (§340)。若以 J 表示熱之功當量，即一單位熱等於若干單位功之數值，則有

$$J = 4.187 \times 10^7 \text{ 爾格/卡}$$

有時常用一平均卡爲熱單位，即一克水自 0° 至 100°C 時所須熱之百分之一，與一卡約相等。再測定大熱量時，常用一大卡爲熱單位，即 1000 卡。在工程上（於英語國家），常用英國制熱單位 (B. T. U.)，即 1 磅水增高 1°F 時所須之熱。由磅與克，及 F 與 C 溫度標之關係可得

$$1 \text{ 英國制熱單位} = 252 \text{ 卡}$$

用英國制熱單位與呎磅表示熱之功當量時， J 等於 778 呎磅/英國制熱單位。

測定熱之最普通方法爲混合法，即使欲測定之熱放入某定量之水內，而觀察水之溫度增高若干。使熱放入水內之方法頗多——例如將一受熱之銅塊投入水內，或將某種受熱之液體傾入水內，或將蒸汽通入水內等皆是。欲求計算簡便計，當使水之原有溫度在 15°C 左右，即在決定熱單位時之水之溫度。因在此情形下，水之質量與其升高溫度之乘積，即可等於放入之熱。

285. 比熱 (specific heat) 由一穩定熱源，以同一方法在同一時間內，分別使兩質量不同之水受熱。則此兩水溫度之增高，必與兩水之質量成反比例。若兩水易以與兩水質量相同之兩銅塊，則將見兩銅塊溫度之增高，較兩水約大十倍許。而兩銅塊溫度之增高，則仍與兩銅塊之質量成反比。由此可知，在同一時間內，熱對於物體之溫度效應，視物體之質量而定外，又隨物體之某種因素而

定異。此因素即為使一克物質溫度增高 1°C 時需熱之卡數，謂之該物質之比熱。常以 S 表記之。然物質之比熱隨溫度而異。例如，使一克物質自溫度 0°C 增高至 1°C 時所需之卡數，與使其自溫度 49°C 增高至 50°C 時所需之卡數不相同。故欲準確決定某物質之比熱，更須指定其在何特殊之溫度。通常溫度相差不甚大時，如在 1° 與 100°C 之間，物質之比熱幾為相等。習慣上所用之比熱，常指在某溫度範圍內之平均比熱。

一各部分不相同之物體，不論其質量為何，在某溫度範圍內平均增高溫度 1°C 時所需之卡數，謂之該物體之熱容量 S 。物體之熱容量顯然視其各部份之質量及比熱而定。若以 m_1, m_2, m_3 及 S_1, S_2, S_3 分別為各部份之質量及比熱，則有

$$S = m_1S_1 + m_2S_2 + m_3S_3 + \dots + m_nS_n$$

286. 水之比熱之變易 水之普遍存在，及其有各種物理及化學之特性，使其在測定各種熱現象時，頗為有用。現先須知在不同溫度時，水之比熱為何。凡水之比熱在決定熱單位時之溫度 (§284) 時，當然為一致。在其他溫度時，則將較大或小。對於水之比熱之變易，以在 1878 年勞倫 (Rowland) 之研究為最完善。其後又經其他諸氏之研究，證明水之比熱因溫度之增大而減小。在溫度為 32°C 時其值為最小。在 0° 及 100°C 內，其平均值約等於 1。

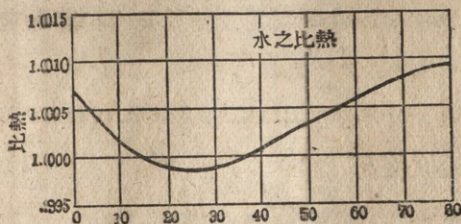


圖 188 水之比熱隨溫度而變易

287. 測定熱之混合法 現若將 § 284 所述測定熱之混合法詳細研究之，則可知在實驗時，更有其他附屬諸要點，須加以考慮，可從圖 189 所示之儀器示明之。第一，當有一盛水容器 C，其內有一攪動器及一溫度計，此三者合稱為一量熱器 (calorimeter)。欲測定之熱放入此量熱器之水內時，量熱器之溫度即增高。第二，在實驗時不免有一部份熱，由量熱器逸出於外，使放入之熱與增高之

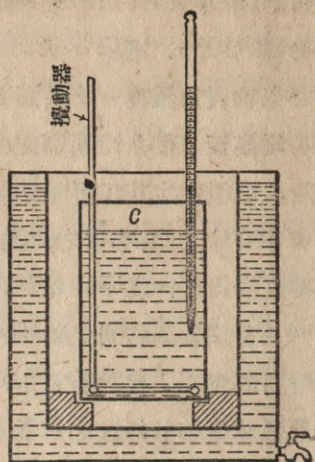


圖 189 混合法量熱器

溫度未能成正比。關於第一點，欲計算量熱器所吸收之熱，須先知其熱容量為何。關於第二點，欲計算由量熱器逸去之熱，須加以冷卻或輻射之校正。現若對於此校正姑不論之，則一混合法量熱器之基本公式可為

$$H = (ms' + \Sigma m_1 s_1)(t_2 - t_1)$$

此公式表示放入之熱 H ，等於水與量熱器吸受之熱。 s' 、 s_1 及 s_2 等分別為水及量熱器各部份之平均比熱。 m 為水之質量。 $\Sigma s_1 m_1$ 為量熱器之熱容量。 t_1 及 t_2 分別為量熱器與水在實驗起始及末了時之溫度。

在實驗時，若不設法減小由量熱器逸去之熱，則此逸去之熱為量不小，必加以冷卻之校正。熱之逸出大部分由於對流 (§ 323)。故常使量熱器之四周不發生氣流。其法為磨光量熱器之外面，使其四圍之溫度恆等。此溫度須較 t_1 稍大而較 t_2 稍小。有時因用水不甚方便或不可能，故亦用其他比熱為已知之液體或固體。

288. 混合法之應用 混合法有許多用處，視所欲測定熱之熱

源而定。最重要者為測定各種物質之比熱。其法為先使質量為 M 之物質，受熱達於溫度 t （較 t_1 為大或小），然後將此物質投入量熱器之水內，量熱器與物質之溫度不久即達於相等。現若使 t_2 為水與物質最後之混合溫度。則加入於量熱器之熱，即等於物質由溫度 t 降至 t_2 時所放出之熱。由比熱之定義，其量為 $sM(t - t_2)$ ， s 為質量 M 在 t 及 t_2 內之平均比熱。於是有

$$H = Ms(t - t_2) = (ms' + \sum m_{1s_1})(t_2 - t_1)$$

從此方程式即可計算比熱 s 為何。

有時常不欲使熱體與水相接觸。其法可將熱體置於另一易於傳熱之薄壁容器內，而將此另一容器浸入量熱器之水中。

第五表

比 熱

（每克物質升高 1°C 時所須之卡數）

物 質	比 熱	溫 度
酒精(醚)	0.548	0。
鋁	0.219	15 至 185
鉛	0.0093	-240
黃銅	0.090	0
銅	0.0933	20 至 100
銅	0.00036	-250
金鋼石	0.113	11
金鋼石	0.0003	-220
玻璃(火石)	0.117	10 至 50
金	0.0316	0 至 100
花崗石	0.19 至 0.20	0 至 100
石墨	0.160	11
石墨(acheson)	0.057	-79 至 -190
冰	0.502	-21 至 -1
鐵	0.119	20 至 100
鉛	0.0305	20 至 100
鉛	0.143	-250

水銀	0.0333	20
水銀 (固體)	0.00329	-40 至 -75
鎳	0.109	18 至 100
鉑	0.0323	0 至 100
石英	0.174	0
銀	0.0559	0 至 100
鈉	0.2433	-83 至 -190
錫	0.052	19 至 99
松節油	0.420	18
海水	0.980	17
銻	0.0935	0 至 100
銻	0.0017	-240

混合法亦可用以決定物質之熔解熱 (§305), 氣化熱 (§312), 及物質起化學作用時放出或吸入之熱。其方法為使某質量之物質置於上述之另一容器內, 使起熔解, 凝結, 或化合。常有特製之量熱器, 謂之熱燒量熱器, 爆炸量熱器等, 以供此等測定之用。

289. 測定熱之續流法 測定熱之第二種方法為續流法, 如圖 190 所示。使溫度為一定之某種量熱質, 按等速率流過某點 (常為自一容器流出之水)。此某點有熱放出, 被流過之量熱質所吸收, 而量熱質之溫度因之增高。若於每單位時間內, 某點所放出之熱量為恆等, 則於每單位時間內, 量熱質溫度之增高亦必為恆等。而 (若不計有熱之逸去如在混合法然) 在 T 時間內, 此某點放出之熱必等於流過某點量熱質之質量 W , 乘以量熱質增高之溫度 $(t_2 - t_1)$ 及其比熱 s' 。因在此情形下, 某點放出之熱, 完全耗於使水之溫度增高。於是

$$H = Ws'(t_2 - t_1)$$

在測定氣體或液體燃料之燃燒熱時, 此續流法特為有用。因在每單位時間內可使燃燒恆等, 而因之放出之熱亦恆等。用此續流法, 又可求量熱質之比熱為何。其法為使某量之機械能或電能完全化為熱, 而由流動之量熱質吸收之。在此情形下, 上述之方程式得為

$$H = Ms(t_2 - t_1)$$

H 之值為已知 (可由所耗之機械能或電能測定之), 其單位即為能之單位。 M 為在 t 時間內量熱質流過之量。 s 為量熱質之比熱, 即量熱質溫度升高一度時吸收之機械能, 可由在上之方程式計算之。伯奈司 (Barnes) 曾用此法以測定水及水銀之比熱, 結果頗為準確。

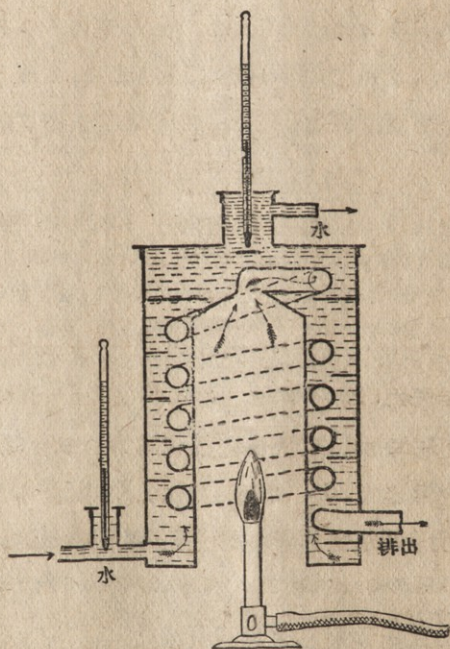


圖 190 測定氣體燃燒熱之續流量熱器

290. 測定熱之第三種方法為潛熱法，此法可分為兩種。其一為使所欲測定之熱以熔解若干可計量之冰。在此情形下，須先知熔解一克冰時所需之熱（即冰之熔解熱）。此方法之優點在可使量熱器之溫度常為 0°C 。所用之量熱器最普通者為本生（Bunsen）冰量熱器。其二為使 M 克質量溫度自 t 增高至蒸汽溫度即 100°C 時所需之熱，由某量蒸汽凝結時放出之熱量，以測定之。在此情形下，須先知一克氣體凝結時放出之熱。所用之量熱器常為荷里（Joly）蒸汽量熱器。在使用此量熱器時， T_2 及 T_1 溫度之次序，與前節所述者相反。此方法最為便利而可靠。

291. 氣體之比熱 在上述固體與液體之比熱，可不涉及物體之熱膨脹。現欲述氣之比熱，此點極關重要。已於 § 279 指明之，若使一氣體密閉於有一活塞之圓筒內，如一與毛管連通之玻璃泡，而

此毛管內有一水銀活塞，如圖 172 所示，然後使此氣體受熱，則此氣體即將水銀活塞向外推動。活塞之外面受有大氣壓力。此大氣壓力與毛管橫截面之乘積，即為阻止活塞推動之抵抗力。氣體逆此抵抗力使活塞推動某距離時，其所作之功謂之外功。此外功顯由膨脹氣體作之。

由氣體動力論觀之，在圓筒內之氣體未受熱時，氣體分子在水銀活塞內面之衝擊，與大氣分子在水銀活塞外面之衝擊，彼此成平衡。在氣體之溫度增高時，其分子於活塞內面之衝擊加甚。結果使活塞外面之衝擊不能與之成平衡，而活塞遂被推動。當活塞向外推動時，其反射外面大氣分子之力，較其在靜止時為烈。因此，使外面大氣分子之速度增大而得有動能。故在圓筒內之氣體膨脹時，所作之外功，實即為圓筒內氣體動能之一部份，傳給圓筒外大氣之分子而已。

由上所述，可知施於圓筒內氣體之能，其一部份因膨脹而外逸。此逸去之能，在 § 262 內未計及之。所以氣體溫度增大時，其體積恆等與不恆等所須之能不相同。因在氣體膨脹時，不獨增大其內部之勢能，且作有外功。或易言之，氣體或任何物體受熱膨脹時，其受熱之一部份為增大氣體之動能及勢能，而另一部份則為作某量之外功。

氣體內部動能與勢能之增大，及所作外功之量，顯然視其膨脹之大小而定。在溫度增高 1°C 時，氣體之膨脹既遠較液體與固體之膨脹為大。故氣體受熱膨脹時，所作之外功亦遠較為大。再者，氣體之膨脹又隨其壓力之大小而異。其最要之例為使其在一定壓力下起膨脹。於是氣體之比熱可有兩種。一為氣體之等容比熱 s_V 。一為氣體之等壓比熱 s_P 。前者為一克氣體溫度升高 1°C 而體積不變時所須之熱。後者為一克氣體溫度升高 1°C 而壓力不變時所須之熱。由上所述，可知 s_P 之值常較 s_V 之值為大，或遠為大。

等容比熱 s_V 之測定，以用蒸汽量熱器為最準確 (§290)。其法

第六表
氣體與汽之比熱

物質	溫度	比 熱		S_P/S_V
		S_P	S_V	
火酒(乙)	108—220	.453	.400	1.133
空氣	20—440	.237		1.402
汽	20—90	.123		1.667
輪質	34—115	.299	.214	1.397
一氧化碳	15—100	.2025		1.299
氮	16—343	.113		1.336
醚蒙精	27—118	.144	.125	1.152
乙醚(C_2H_5) ₂ O	25—111	.428		1.024
氫	18	.1251		1.63
氫	12—198	3.409	2.42	1.408
水銀蒸汽	310			1.66
氮	20—440	.242	.171	1.41
氧	20—440	.224		1.398
水汽	100	.480		1.33

即爲由蒸汽之凝結，使密閉於一金屬泡內之某量氣體，由溫度 1°C 增高至 100°C 。然後測定凝結之蒸汽爲若干克。惟在計算時，須加以金屬泡熱容量之校正。等壓比熱 s_p 之測定，可逕使受熱之氣體通過一量熱器。根據賴加挪脫(Regnault)及在後其他諸氏之實驗結果，知普通氣體之 s_p 值，受壓力之影響極微。而空氣之 s_p 值幾與溫度無關。惟 CO_2 之 s_p 值則顯隨溫度而增大。又空氣及 CO_2 之 s_v 值隨密度而增大。有許多氣體之 s_v 值常不能直接測定之。但各種氣體 s_p/s_v 之值則易能由聲之速度以求得之 (§585)。

292. 氣體之自由膨脹 已知氣體之分子及原子間有力之存在。故在氣體膨脹時，因其分子間之平均距離有變易，其分子(或原子)間之勢能必有增減。如是逆氣體內力所作之功，謂之氣體膨

脹時所作之內功，與氣體逆外界壓力所作之外功不相同。

給呂薩克(Gay-Lussac)及在後焦耳(Joule)兩氏曾欲由氣體之自由膨脹，以測定其所作之內功爲何。如圖 191，將一有高壓力之氣體，密閉於一容器 A 內，而使其經過一 C 塞作急速膨脹，以入於另一容器 B 內。容器 B 內爲高度之真空。 A , B ,

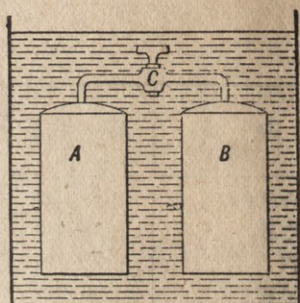


圖 191 焦耳氣體膨脹之實驗

及 C 均置於一貯有水之容器內。水之溫度爲已知。氣體在真空內膨脹時完全爲自由膨脹（即不受任何抵抗力），故其未作有外功。若氣體在自由膨脹時作有內功，則其溫度必變易。因氣體內部之勢能增大時，其內部之動能必減小，或其溫度必降低。反之亦然。焦耳氏作此實驗時，未能測定氣體溫度之變易爲何，而僅就其四周水之溫度計算之。然在四周水之量爲極大，故其溫度之變易極微，未能覺察之。因此焦耳由實驗結果，僅能承認氣體膨脹時所作之內功，爲量極微。

293. 運動氣體之溫度 若使有普通溫度之氣體，於高壓力下自一細管逸出，如圖 192 所示，則此氣體於細管內流動速度最大之處，起有冷卻之效應。全部氣體之動能於未逸出前與既逸出後當爲相等。所有冷卻之效應，其解釋爲：凡氣體之溫度，由於氣體分子於任何方向運動之動能。現在細管內逸出之氣體，其運動方向爲一定，故其溫度減小。若使自細管逸出之氣體入於一大容器內，待其寧靜後再測量其溫度，則將見其較未膨脹前爲稍高。故若使圖 191 之 A , B , C 分別置於三容器內，則氣體之自由膨脹使 A 之溫度降



192 逸出氣體分子之運動由無定向成爲有定向

低，而 B 之溫度升高。兩者降低與升高之量幾相等。其解釋爲：一則因於自 A 逸出至 B 之氣體分子，其原在 A 內之運動速度較其他分子爲大。二則因於自 A 逸出之氣體，對於留在 A 內之氣體，可與圖 172 水銀活塞之上升相當。故留在 A 內之氣體，對於逸出之氣體作有外功。結果使其自己熱量之減小，適等於逸出氣體熱量之增大。

294. 等容比熱與等壓比熱之差 由 § 291 s_p 及 s_v 之定義與 § 292 所述，可知若以 W_e 及 W_i 爲氣體膨脹時所作之外功及內功，則有

$$s_p = s_v + W_e + W_i$$

但要知所有氣體膨脹時壓力爲一定，而溫度增高 1°C ，又 W_e 及 W_i 須用熱單位表示之。在若干將近液化之氣體如 O_2 , H_2 , N_2 及空氣等，在普通溫度下，於膨脹時所作之內功爲極微，可略而不計。於是若以 P 爲等壓力， ΔV 爲每一單位質量溫度增高 1°C 時體積之變易，而 J (§284) 爲熱之功當量，則氣體於膨脹時所作之外功

$$= \frac{P\Delta V}{J} \text{卡}$$

而
$$s_P - s_V = \frac{P\Delta V}{J}$$

再者
$$PV = RT$$

又
$$P(V + \Delta V) = R(T + 1)$$

於是有
$$P\Delta V = R$$

而
$$s_P - s_V = \frac{R}{J}$$

美尤 (Rober Mayer) 在 1842 年, 首用此公式以計算 J 之值。其他各量皆已知。

295. 等壓比熱與等積比熱之比 由前節所述而將氣體膨脹時所作之內功亦計算之, 則可知 s_P 及 s_V 之比當為

$$\frac{s_P}{s_V} = \frac{s_V + \frac{W_i}{J} + \frac{R}{J}}{s_V}$$

根據氣體動力論, s_V 為溫度增高一度時, 分子動能及原子能兩者增大之和。分子動能之增大, 可以 E_m 表示之, 原子能之增大, 即為分子內能之增大, 可以 E_a 表示之。由 § 227, 有

$$PV = \frac{Mv^2}{3} = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{2} Mv^2 = RT$$

於是
$$E_m = \frac{1}{T} \cdot \frac{1}{2} Mv^2 = \frac{3}{2} R$$

而
$$s_V = \left(\frac{3}{2} R + E_a \right) \frac{1}{J}$$

及
$$\frac{s_P}{s_V} = \frac{\frac{5}{2} R + E_a + W_i}{\frac{3}{2} R + E_a}$$

若 E_a 及 W_i 之值均比較為小, 可略而不計。如在各種頗能遵守波義耳定律之單原子氣體例如氫, 則可約有

$$\frac{s_P}{s_V} = \frac{5}{3}$$

若 R 及 W_i 之值較 E_a 之值遠為小，而可略而不計。如在各種分子結構極為複雜之氣體如醚等，則可約有

$$\frac{\Delta P}{\Delta V} = 1$$

296. 氣體受有壓力時之膨脹 用壓力強迫氣體由一細孔噴出，使噴出前後氣體之壓力各無變易，此可如圖 159 之裝置以得之。即在圖中所示之兩活塞，在氣體經過細孔時，均向右移動。而施於兩活塞上之壓力 F_1 及 F_2 各為恆等。現若以



圖 193 愷氏 (Kelvin) 多孔塞實驗 不平衡不自由之膨脹

P_1 = 在膨脹前氣體之壓力

V_1 = 在膨脹前氣體之容度

P_2 = 在膨脹後氣體之壓力

V_2 = 在膨脹後氣體之容度

於是氣體流過細孔一單位質量時，在左邊之活塞施於氣體之外功為 $P_1 V_1$ (§195)。膨脹後之氣體，施於右邊活塞之外功為 $P_2 V_2$ 。完全由氣體所作之外功 W_e 為 $(P_2 V_2 - P_1 V_1)$ ，其值可為正或負。所有實驗之裝置，須使在實驗時，與外界無熱之傳授。在膨脹前後之溫度均須記錄之。

現若使 W_i 為氣體逆其分子力所作之內功，而 Δt 為膨脹前後溫度之差，則完全由氣體所作之外功 W_e ，及逆分子力所作之內功 W_i ，必等於氣體分子之動能及其內能變易之和。而氣體分子動能及內能變易之和，即等於 S_V 。此已於 §295 述之。現若使 W_e 及 W_i 均為正，即氣體分子動能之一部份，用之於上述之外功 W_e 及內功 W_i ，則氣體之溫度必降低，而得有下方程式

$$-\Delta t S_V = W_e + W_i$$

若所有之氣體能完全遵守波義耳定律，而其溫度無有變易，則 $P_1 V_1$ 等於 $P_2 V_2$ ，即外功 W_e 為零。而由上方程式，可知內功 W_i 亦必為零。但事實上， O_2 ， N_2 ，及 CO_2 等氣體在膨脹時有冷卻之效應，而 H_2 在普通溫度下膨脹時有發熱之效應。由此等冷卻或發熱之觀察與等容比熱 S_V 之值及 PV 之變易，焦耳所不能測定之內功 W_i ，現可用在上之方程式計算之。由各種氣體實驗之結果，知凡氣體之分子間皆有引力之存在。在實驗時，欲避免氣體分子按一定方向運動時有冷卻之效應 (§293)，可用愷氏方法。即使氣體流過極細之孔——或流過一多孔之插頭——所有之實驗即謂之多孔插頭實驗。

297. 比熱間之關係 在上已述分子之構造頗為複雜。故各種物質之比熱，或同一物質在不同溫度時之比熱，彼此雖有簡單之關係。惟由下所述，亦足知比熱間關係之大概為何。

各種物質比熱之關係，以度隆 (Dulong) 普替 (Petit) 定律 (1819 年) 為最著明。此定律謂各種物質之原子量與其比熱之乘積，在物質為固體時相等。但此定律於化學上應用時，並不十分準確。

普通物質之比熱，液體較固體為大 (例如在水大兩倍，在水銀大 10 倍)。又物質在氣體時之等壓比熱 SP ，與其在固體時之比熱約為相等。固體化為液體時比熱之變易，在金屬較在非金屬常為小。

有許多物質，不論在固體，液體，或氣體時，其比熱常因熱度增高而加大。但在固體時，除碳，硼及矽等外，增大之值均頗小。根據 § 265 所述，比熱變易之原因可有多種，如分子及原子內動能相對值之增大，自由電子個數之增多，及分子羣與原子羣間勢能之增高等。最重要之原因則當為分子羣組織之變易。因分子羣之組織隨溫度而異。度隆普替 定律之所以不能普遍，當因於比熱隨溫度變異之故。

涅恩斯特 (Nernst) 曾使各種物質之溫度降低至於絕對溫度 23° (-250°C)，然後測定其比熱。彼發見在低溫度時各種物質之比熱減小頗甚 (第五表)。彼又曾創立化合物與原素比熱之新關係，均為重要。

298. 燃燒熱 (heat of combustion) 量熱器最重要之用處，在測定各種燃料之燃燒熱，即一克燃料如煤，木材，油，氣等在空氣或氧中燃燒時放出之熱量。凡此等燃料為在地球上有效能惟一之

第七表

燃 燒 熱

(每克質量燃燒時放出之卡數)

物 質	燃 燒 熱	物 質	燃 燒 熱
甲醇	7183	氣 (煤氣)	5800—1.000
乙醇	5307	氣 (發光氣)	5200—5500
苯	9979	炸藥	730
碳 (金鋼石)	7860	氫	34100
碳 (石墨)	7800	煤油 (美國產 未煉製)	11100
煤 (無烟煤)	7800	木材 (樺)	4163
煤 (有烟煤)	6100—7800	木材 (橡)	3990
煤 (焦炭)	7000	木材 (松)	4420

來源。一單位質量之燃料可產生若干有效能，此在工程上為極重要之問題。求固體燃料之燃燒熱，常用混合法，而多以爆炸量熱器測定之，即使某量之燃料與氧同密閉於一鋼彈殼內，而由電流使之發火。此鋼彈殼按置於一量熱器之水中。求液體或氣體燃料之燃燒熱，常用續流法 (§289)。燃燒熱常以每克質量燃燒時放出之卡數表示之。或以每磅質量燃燒時放出之英國制熱單位數表示之。

物態之變化

299. 物態之變化 (change of state) 物體物理特性變化之最著者，為自固態變為液態或氣態等之狀態變化。

由固態變為液態，謂之熔解 (fusion)。反之謂之凝固 (freezing)。

由液態變為氣態，謂之氣化 (vaporization)。反之謂之凝結 (condensation)。

由固態直接變為氣態，謂之昇華 (sublimation)。反之亦謂之凝結 (condensation)。

凡此等變化均須變易分子，或分子內原子及電子之排列。氣化與昇華使分子間之距離特為增大。固體變為液態及氣態時，分子間之距離增大又排列變易。凡此足使物體內部之勢能增大。又當物體之體積增大時，須作外功 (§292)。因之，物體在熔解及氣化時，皆須吸收某量之能。反之，物體在凝結及凝固時，皆須放出某量之熱。因液體之分子羣，變成有某種排列之固體分子時，其原有之勢能易為動能，而在物體之表面發散為熱。所以可得一普通之關係如下。

熔解或氣化時所須之能 = 分子間增大之勢能 + 外功。

300. 熔解 凡結晶固體於等壓力下受熱時，須達一定之溫度，方起熔解。此溫度謂之正則熔解點 (normal fusion point)。固體

在熔解時必保持此溫度，直至全體熔解而後已。欲決定此溫度為何，可使一溫度計之泡浸入正在熔解之固態及液態混合物內，而讀其溫度為何。此溫度計之泡須以金屬管或瓷管保護之，如圖114所示。或可將一溫度計之泡浸入已熔解之物質內，而使此物質漸漸放熱而溫度降低，直至其開始凝固。此時物質將其內部之勢能（即熔解熱）放出，但其溫度恆定，直至全體凝固而後已。此恆定溫度即為物質之凝固點（freezing point），亦即為物質之熔解點。

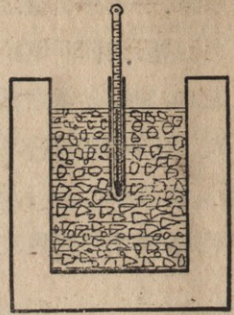


圖 194 冰點測定法

水之凝固點，可以溫度計插入水與冰之混合物內而得之。但須無外界熱之傳入。在 1 氣壓下，水之凝固點即為溫度計上兩定點之一，此在上已述之。

301. 壓力與熔解之影響 若物質在熔解時體積縮小，則須受有外功。此外功為物質熔解時所需能之一部份。因此，增大外壓力即增大外功時，可使物質易於熔解，而熔解點降低。反之，若物質在熔解時體積張大，則增大外壓力時，其熔解點升高。熔解點隨壓力而變易，與熔解時體積之變易，此兩者之關係，首由湯姆孫（James Thomson）由理論推定之。在 Pt 圖上，使 P 及 t 兩軸代表各熔解點及其對應壓力。所成曲線即謂之熔解曲線（圖 200）。此曲線表明在所示之壓力與溫度下，物質之固態或液態彼此之變化，成為平衡。壓力於熔解點之影響常不甚大。如水之熔解點每增高一氣壓僅降低 0.0072°C 。根據勃立及門（Bridgman）及湯姆恩（Tammann）兩氏研究之結果，知水之固態可有五種與普通之冰或水成平衡。所有之溫度與壓力如圖 200 自虛線 I 端點起，所有各線段所示。水之凝

固點在 2500 氣壓時為最低，即 -22°C 。冰之熔解點在 20000 氣壓時，可升至 80°C 。

第八表

物質之熔解點

物質	熔解點	物質	熔解點
鋁	675°C	水銀	-38.8
銅	1083	鎳	1452
金	1063	鉑	1753
氦(在 25 氣壓時)	-271.8	銀	960
鈦	2290	錫	232
鐵	1530	鎢	3270
鉛	327	銻	419

水之凝固點因壓力增大而降低，由此發生種種重要結果，可述之如下。將約在 0°C 之冰兩塊貼合而緊壓之，兩者即合成為一體。將雪壓入一筒內，即成為冰。用手將約在 0°C 之雪壓緊之，即成一球。將一線套於冰塊上，而懸以重量，線即漸漸陷入冰內。但在線以上之冰復合成一體。滑冰者恆覺溫度近於 0°C 時較在 0°C 下，易於滑動。在上所述各例，均施有壓力於所有之冰或雪。在某若干點，此壓力特為大，使冰或雪之熔解點降低。而在冰或雪原有之溫度不甚低時，其一部份即起熔解。但壓力除去後，旋復凝固。所以在滑冰者之冰鞋與冰面之間，必有薄層之水。若冰或雪原有之溫度甚為低，則熔解點因壓力而減低時，不能較此原有之溫度更為低。故所有之冰或雪不起熔解。其他如路上之雪塊，水谷中之冰河，其成因皆為積雪受壓力起熔解後復凝固之故。又山谷中冰河常滑動，其原因之一，為冰塊下有若干點，受壓力後熔解為水。但此水向下流動時，使冰塊下各點之壓力除去，而復起凝固。

302. 結晶固體及非結晶固體 上述物質在某一定溫度時，即

由固態變為液態。但此僅在結晶固體為然。在非結晶固體如脂油，臘，玻璃及許多合金等，於溫度漸漸增高時，即由固態漸漸變為液態。或其全體逐漸成軟化，並無一定之熔解點。凡非結晶固體大都為混合物，但有若干種合金雖為化合物，亦為晶體，而有一定之熔解點。各種成分不同之鉛錫合金，其熔解點曲線可如圖 195 所示。

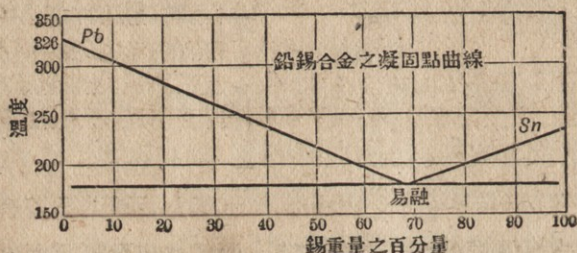


圖 195 合金之凝固點 在上之線指示凝固開始 在下之線指示凝固終止 最低熔點為有一定之凝固點

303. 凝固時體積之變易 有許多物質，在凝固時體積常縮小。在液面先凝成之固體，即沉入於液面下。但鐵，鉍，錫及其他若干種合金如活字金（即鉛鉍錫合金）等，則於凝固時，體積反脹大。此特性於工業上極為有用，因可得有完好之熔鑄物。水管之折裂，植物細胞之破碎致死，及樹幹與石塊等之發生裂縫，皆因於水凝固時膨脹所致。乾燥種子放入液體空氣內，可無損害，但曝露於稍潮濕之空氣中，即致於死亡。

304. 溶液之凝固點 凡稀溶液如海水等之凝固點，常較純粹溶劑為低。其較低之度數，約與溶解物之量成正比。在 100 克之溶劑內溶解克分子量之鹽類時，其凝固點之降低，可從各成分不同之稀溶液推算之。此凝固點降低之度數，謂之凝固點之分子降低度。若使重量與原子量成正比之各種鹽類，分別溶解於某定量之溶劑

內，則此溶劑凝固點降低之度數各相同。但有若干種鹽類使溶劑凝固點降低之度數，較大兩倍或三倍。

根據分子分離之假說，若溶劑凝固點之降低反常而較大，則因於溶解物之分子分離為若干部分。若反常而較小，則因於溶解物之分子合成為分子羣。例如，食鹽溶解於水內時，其分子分離為 Na 及 Cl 兩部分，使所有之溶液易於傳電，而凝固點之分子降低度為 3.6° 。若使某種稀溶液之溫度降至其凝固點之下，即有一部份之溶液先行凝固。例如火酒與水在輻射器內起始凝固時，成爲一種冰及液體之膠狀混合物。此因於一部分之水先行凝固，使其餘之溶液濃度加大。在溫度繼續降低達於某濃度（視壓力而定）時，火酒與水兩者同時起凝固，而成爲兩種固體之混合體。此混合體即謂之寒劑。合金之成爲混合物，其情形與此相同。即合金之熔解點隨其成分而異，而有最低熔解點時謂之最低熔點(eutectic)合質。

305. 熔解熱 (heat of fusion) 熔解熱爲使一克質量，由固態變爲液態而溫度始終爲熔解點時，所須之卡數。熔解熱之測定法，與前述之混合法相似。

例如若使

M = 熔解物質之克數

t_3 = 熔解物放入量熱器時之溫度

t_m = 熔解物之熔解點

t_2 = 量熱器之最後溫度

t_1 = 量熱器之最初溫度

m = 所用水之質量

$\Sigma m_1 s_1$ = 量熱器之熱容量

s_l = 熔解物熔解後之比熱

s_s = 熔解物熔解前之比熱

L = 熔解熱

於是

$$(m + \Sigma m_1 s_1)(t_1 - t_2) = M[s_s(t_m - t_3) + L + s_l(t_2 - t_1)]$$

由此方程式，即可計算 L 之值爲何。

第 九 表

熔 解 熱

(熔解每克質量之卡數)

鋁.....	77	水銀.....	3
銅.....	43	鉑.....	27
冰.....	79.6	硫.....	9
鉛.....	5	銻.....	28

306. 汽化 根據分子論，汽化為分子逆分子引力而飛散。飛散之分子動能減小而勢能增大。最先飛散之分子，其運動速率較為大，故其餘分子之平均動能減小。所以液體起汽化時，發生冷卻效應。若將在液面上之汽用罩蓋住之，則若干飛散之分子將撞擊液面，而復反入於液體內，每單位體積內分子之個數（即汽之密度）增多時，每秒還入液體內分子之個數亦增多，直至自液面飛散之分子，與還入液體內之分子個數相等而後已。在此情形時，汽與液體互成平衡，而汽之密度或壓力視溫度或分子之平均速率而定。汽與液體成平衡時，謂之飽和汽(saturated vapor)。其時汽之壓力謂之飽和汽壓（或謂汽之張力）。各種物質之飽和汽壓力僅視溫度而定。若液面上之汽不得留於液面上，或不使為飽和，則液體連續蒸發，直至於完全消滅而後已。

飽和氣壓雖視溫度而定，然兩者未能有一普通之關係。有若干得自經驗之關係，在某等物質頗為確實。水之飽和汽與溫度如第十表及圖 196 所示。在此圖內之任何點均表示水之各物理狀況。但在曲線上之各點，如在溫度 140°C 而壓力 270 釐米水銀柱時，則表示水汽與水成平衡時之物理狀況。在此情形下，水之分子可為液體或氣體。若在汽與水成平衡時，使壓力增大而溫度如前，則汽之全部即行凝結。或若使溫度增大而壓力如前，則全部水將行汽化。因此，所有之曲線表示汽與水成平衡時之物理狀況外，更將所有物

第十表
水之汽壓及密度

溫度	水汽壓 水銀柱為單位)	飽和汽密度(每釐米之克數)
-20 °C	0.770	0.892
-10	1.947	2.154
0	4.579	4.835
10	9.205	9.330
20	17.54	17.118
30	31.83	30.039
40	55.34	50.625
50	92.54
60	14.95
70	233.8
80	355.5
90	525.8
100	760
140	2709
180	7514
260	35127
360	139480

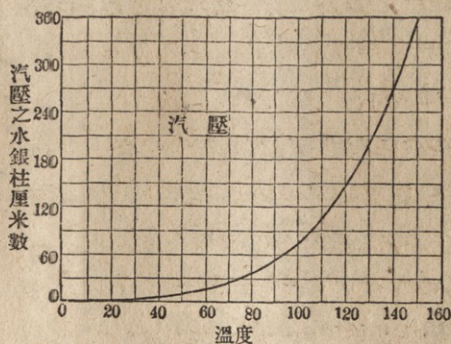


圖 196 在不同溫度時飽和蒸汽之壓力

理狀況分為兩部份。一部份完全屬於汽，由曲線下面之各點表示之。一部份完全屬於液體，由曲線上面之各點表示之。

307. 溼度 (humidity) 如汽內含有不與其化合之其他氣體時，則其他氣體之存在，於某溫度之飽和汽壓無關係。故在云空氣內之汽達於飽和狀態時，其意即為所有飽和汽之本身達於飽和狀態，與空氣無關係。因在水面上空氣之壓力，不能改變汽與水成平衡時之汽壓。但在汽與水未達於平衡時，則空氣壓力與水之蒸發作用亦稍有關係。

空氣內汽之飽和度與氣候頗有關係。因氣候可決定水面及其他潮溼面如人體等蒸發之快慢。在蒸發時既常發生冷卻效用，故空氣內汽之飽和度愈低，則空氣之溫度亦愈低，因蒸發頗甚之故。在夏天於同一溫度時，若空氣愈乾燥，則愈為涼快，亦因此故。空氣之乾燥與否，視其所含汽飽和度之大小而定，謂之溼度。相對溼度為空氣內實含汽之量，與在同一溫度時飽和汽量之比。絕對溼度為每立方釐米空氣內所含之汽量。

倘汽（或空氣與汽）之壓力，與量無變易而受熱，如在一熱氣爐內之汽，則其體積即起膨脹而密度減小。但在溫度增大時，飽和汽之密度亦增大。故在空氣受熱時，其溼度必降低。冬日室內有火爐時常覺乾燥，即為此理。

測定溼度之方法，謂之測溼法。乾溼球溼度計（圖197）為兩相同之溫度計，同時露於空氣中。一溫度計之泡裹以燈心。燈心之一端浸入貯有水之杯內。如是可使溫度計之泡潮溼。水由泡面蒸發時，此溫度計泡之溫度即較另一

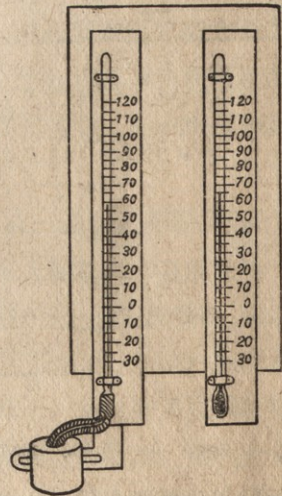


圖 197 乾溼球溼度計

溫度計泡之溫度爲低。若空氣愈乾燥，則水之蒸發愈甚，而兩溫度計示度之差愈大。易言之，空氣內之濕度與兩溫度計示度之差成爲反比。所以由兩溫度計示度之差，即能用一濕度表檢查相對濕度及絕對溼度爲何。欲使觀察正確，須將溼度計置於空氣流通處。

若設法使上述溼度計之兩溫度計，在空氣內作急速擺動，則觀測結果更爲可靠。如是裝置之溼度計，謂之擺動溼度計。另一測定溼度之法，根據於露點(dewpoint)之決定。露點爲空氣內實含汽成飽和時之溫度。賴加挪脫(Regnault)露點溼度計爲此種溼度計之一種，如圖 198 所示。此溼度計爲一貯有醚之容器，此容器因醚之蒸發而冷卻。其溫度之降低得由一插在容器內之溫度計測定之。在溫度降下，至於容器外光滑面上，有水汽凝結時，所有之溫度即爲空氣內實含汽達飽和時之溫度，或即爲露點，由此露點即可由表查知絕對溼度及相對溼度爲何。通常室內最適宜之相對溼度約爲 60% 至 70%。欲有此溼度，須使火爐旁或室內有水汽之蒸發。水汽於火爐旁蒸發時，須使熱空氣(非冷空氣)通過於水面上，以吸取多量之汽，如是則空氣受熱後不致爲乾燥。欲使一長 40 呎，闊 30 呎，而高 25 呎，或容積爲 30000 立方呎之室，於溫度 68°C 時，有 70% 之相對溼度，約須水 22.5 磅或 2.8 加侖。而於一日內欲保持此溼度，須水之量當爲上述之若干倍。

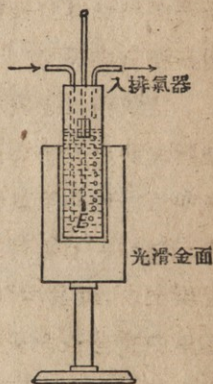


圖 198 賴加挪脫
露點溼度計

§8. 沸點 (boiling point) 液體之沸點即爲其飽和汽壓等於

第十一表

在一氣壓時各種物質之沸點

物質	沸點
乙醇.....	78.3°C
苯.....	80.2
二氯化碳.....	-78.2
醚酒精.....	61.
乙醚.....	34.6
鐵.....	2450
水銀.....	357
氧(液體).....	-182.9
戊烷.....	36.2

液面上大氣壓力時之溫度。液體有此溫度時，其內即發生氣泡，自液面逸去。此氣泡之發生與逸去，謂之騰沸(boiling)。在液體表面之壓力加大時，液體之沸點因之增高。所以沸點隨壓力之變異，與飽和汽壓隨溫度之變異，兩者為事相同。欲測定某種液體之沸點，須將溫度計放入正在騰沸之蒸汽內，且不使溫度計受熱之輻射作用，及汽之凝結作用，以免有影響於沸點。

§09. 壓力對於沸點之影響 使一液體密閉於器內而騰沸，且變易液面之壓力，即可知沸點如何隨壓力變異。其實驗可使液體在一細頸瓶內，而將瓶置入抽氣唧筒之玻璃罩中。若液體面上僅有飽和汽時，可使壓力驟然減低。如密閉於一瓶內之水及汽，在其溫度較沸點稍低時，以冷水澆於瓶面上。則瓶內之水即騰沸。由沸點隨壓力變易之現象，可決定高山各部之氣壓及高度為何。水之沸點在 100°C 時，若氣壓變易一釐米水銀柱，將變易 0.37°C 。

第 十 二 表

水之沸點隨壓力之變易

壓力 (水銀柱釐米數)	沸點	壓力 (水銀柱釐米數)	沸點
680	96.91°C	740	99.25°C
690	97.32	750	99.63
700	97.71	760	100
710	98.11	770	100.37
720	98.49	780	100.73
730	98.88		

310. 沸點變易之其他原因 液體騰沸時，其內小汽泡之易於發生與否，視液體內有無溶入他種氣體，及固體微粒而定。因此，欲防止液體之猛烈騰沸，或急速發生汽泡，可將玻璃碎片，或其他之固體微粒投入之。以比較不易蒸發之物質溶入液體內，如以糖溶入水內，可增高液體之沸點。以比較易於蒸發之物質溶入液體內，則對於此液體而言，其沸點為降低，而對於此物質而言，其沸點為增高。例如，將火酒溶入水內，所有溶

液之沸點將較火酒之沸點為高，而較水之沸點則為低。不易蒸發之被溶質溶入一溶劑內後，所成之稀溶液，其沸點之增高與被溶質之質量成正比。例如，若干種克分子量之被溶質，分別溶入同一重量溶劑後，所成之溶液，其沸點約各為相等。若干種易於蒸發之溶液，其沸點可較被溶質與溶劑所有者為高或低，視有無分子起分離或集合而定。以一千克分子量之物質溶入於 100 克之水內，水之沸點將升高 5°C 。此謂之水沸點之分子增高度。

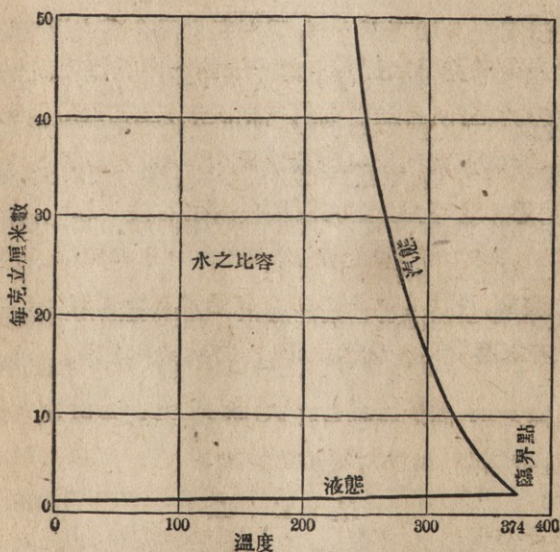


圖 199 在不同溫度時 飽和蒸汽與水之容度

311. 汽之容度與密度 普通物質在騰沸時體積脹大頗甚。例如，一克飽和蒸汽在 100°C 時體積為 1671 立方釐米，而一克水在 100°C 時體積僅為 1.043 立方釐米。一克物質所有之體積謂之容度。其值為 $1/\rho$ ， ρ 為物質之密度。在溫度增大時，任何飽和汽之容度必減小，而液體之容度則增大。圖 199 表示水與汽之容度與所有溫度之關係。在某一定溫度時，液體與汽之容度可為相等。此溫度謂之臨界溫度(critical temperature)，將於 § 316 述之。

312. 汽化熱(heat of vaporization) 汽化熱為在某一指定壓力下，使一克物質自某溫度液體變為同溫度氣體時，所需之卡數。常以 L_t 表示之。汽化熱常用混合法測定之。即將液體騰沸時之汽，導入在一量熱器水內之容器中。汽凝結時即有熱放出。若有溫度為 t_3 之汽 M 克，在凝結時使 m 克之水及量熱器（熱容量為 $\Sigma m_1 s_1$ ）之溫度自 t_1 增高至 t_2 。 t_2 為汽與水混合體之溫度。則有

$$M[L_t + s(t_3 - t_2)] = (m + \Sigma m_1 s_1)(t_2 - t_1)$$

若已知汽凝結後之比熱為 s ，則 L_t 即可由此方程式計算之。

凡物質在汽化時，其體積既常反抗外界壓力而增大，故於汽化時之汽必作有外功。因之，汽化熱須分成兩部分。其一為增大分子之勢能。其二為膨脹時所作之外功。

物質之汽化熱因溫度增高而減小。在臨界溫度或液體與汽不能判別時（§ 318），其值為零。使一克物質從 0°C 之液體變為 $t^\circ\text{C}$ 之汽時，所需之熱，謂之該物質在 $t^\circ\text{C}$ 時之全熱。若以 H_t 為全熱，而設比熱與溫度無關，則有

$$H_t = st + L_t$$

液體汽化時所需之熱，可即得自液體，或得自四周之接觸物——汽化時所以發冷即因此故。所以汽化之快慢視受熱之快慢而定。火上沸水，金屬容器較不導熱容器效率為佳。熱水管之效應在於汽之汽化熱。先使水在鍋爐中受熱而汽化，然後使汽在輻射器內凝結而放熱（即使分子之勢能復變為分子之動能）。暑天用扇或電扇驅熱，其理與熱水管適相反。蓋揮扇時由空氣之流動，使人體之水分易於汽化而發涼。

第十三表

汽化熱

物質在正則沸點時汽化熱之卡數

乙醇.....	205	液體空氣.....	50
H ₂ 液體.....	123	CO ₂ 液體.....	96
O ₂ 液體.....	58	水銀.....	68
N ₂ 液體.....	50	水.....	530

313. 昇華 物質由固態直接變為氣態，謂之昇華。反之，謂之凝結。此現象常見者，如在乾燥天氣，雪之化為汽，及汽之變為霜。又如密閉於一瓶內之樟腦，先則由固態化為氣態，繼復由氣態變為固態。昇華亦如熔解與汽化，在一定溫度時，有一定之汽壓，使固態與汽態互成平衡。若在 Pt 圖面內，將各平衡點連成一昇華曲線，即可知平衡壓力因溫度降低而減小。昇華亦增大勢能而作外功，故亦有昇華熱。

314. 不穩定狀況 上述物質在某溫度與壓力下，有凝固，汽化，及凝結等現象發生。但另有某等特異狀況未述及之。即液體溫度降至其冰點下時，可不致凝結。又其溫度增高至其沸點上時，可不致騰沸。但此種狀況不為正常與穩定。因所有物體一經凝固或騰沸後，其進行極為猛烈，直至還復正則冰點或沸點而後已。例如，一小水點在與其密度相等之油液內，於大氣壓力下，可冷至 -20°C 而不致凝固，又熱至 178°C 而不致騰沸。微小之鉑球或其他之金屬球可冷至其正則熔解點下數百度，方始凝固。擾動或微小固體或質點可催促液體之凝固。又尖端與微小多孔固體可催促液體之騰沸。如液體熱至其沸點上尚不騰發，可用釘頭或紙條觸動之，即可發生劇烈騰沸，但釘頭與紙條乾燥後並不受任何影響。

汽內如無塵粒，液點，或游子即帶電之分子或原子等，則汽之開始凝結頗難，因此等微粒子有使汽凝成較大水點之效能。蓋此等微粒子有為直徑較大之圓點，使汽在圓點表面起凝結。且在較大之液點及帶電粒子，汽與液點成平衡時之蒸氣壓力較為小，而其對應溫度或露點亦較為低。

315. 三態平衡點 固態與液態，液態與氣態，及固態與氣態，三者之平衡曲線，上已述之。試將此三曲線作於同一 Pt 圖中，而詳細研究之。因在各線每邊之面積，僅表示三態之一，例如，在熔解點曲線左邊之面積表示固態，而在右邊之面積表示液態，故稍加思考，即可知所有三曲線必交於一點，方與事實相符。否則在三曲線內之面積，對於每線所表示之狀態，將發生衝突。再者，每一曲線表示二態之平衡，故三曲線之交點必

表示三態之平衡。此實為惟一可能之狀況。該點謂之三態平衡點。水之三態平衡點所表示之狀況，為溫度 $+0.0072^{\circ}\text{C}$ ，壓力水銀柱 4.6 毫米。

有謂三態平衡點之特性，與普通經驗相抵觸。因常見冰，水，與汽可於各溫度時共同存在。然在此種情形下，三態實並未成平衡，因所有之冰可自行熔解，所有之汽可自行凝結，而所有之水可自行汽化。三態平衡點圖所示之一切特徵在各種物質皆為確實，惟獨氮則在近此平衡點時，稍起反常。

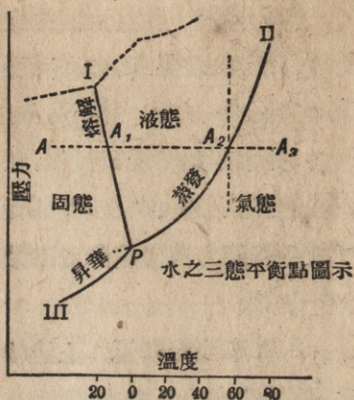


圖 200 三態平衡點

316. 臨界溫度 於 1822

年加奈阿德 (Cagniard de la Tour) 對於液態與氣態之關係，有重要發見。彼使酒精及其汽密閉於一玻璃管內而加熱。設在普通溫度時，液體之體積約為全體積之三分之一，則溫度漸增時，因受分子引力而下凹之液面 (§ 208)，或液體與氣體之界面，曲度漸減小。液態與氣態亦漸為不分明，直至於不可辨別。在溫度約為 243°C 時，液體與氣體之分子引力相等，而兩者之界面隨即消失。

可辨別液態與氣態時之極限溫度，謂之臨界溫度。在前曾述在溫度增高時，液體與氣體之容度漸為相等，而同時汽化熱亦漸減小，凡此等關係，現可知其為何故。

317. CO_2 之等溫線 在 1863 年安竹斯 (Andrews) 以 CO_2 密閉於一玻璃管內，不變其溫度而壓入水銀使其壓力增大。同時測定 CO_2 在各體積時之壓力為何。如是在各不同溫度即由 13° 至 48°C ，作相同之實驗。將所得結果於 PV 圖上作成各曲線，即得 CO_2 之若干等溫線，如圖 201 所示。

一克 CO_2 溫度為 21.5°C 而起始體積為 12 立方釐米，受壓縮後

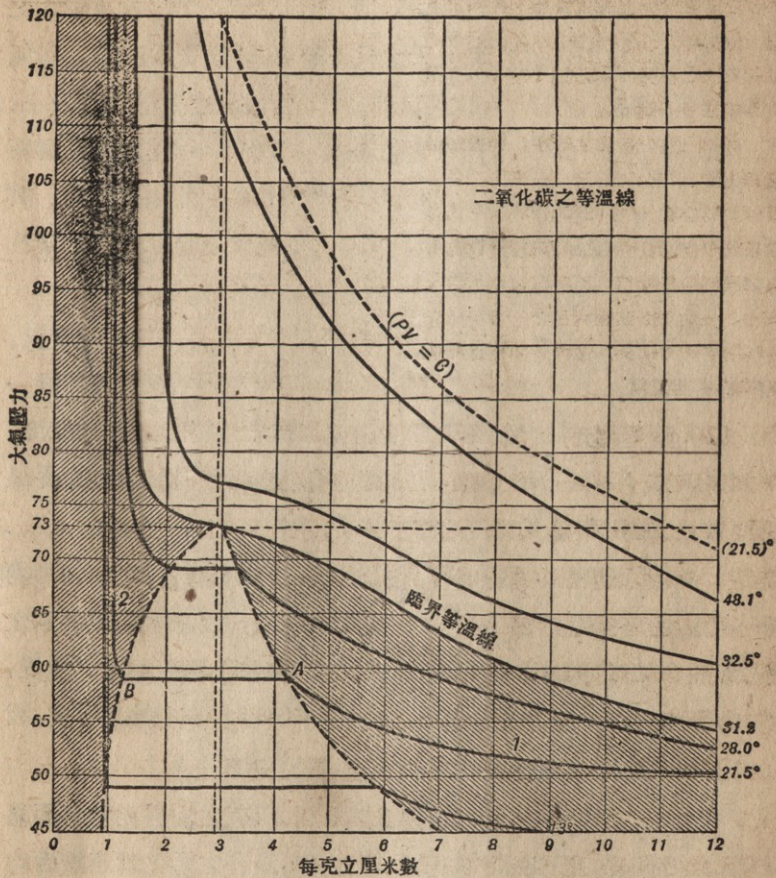


圖 201 二氧化碳之等溫線

所呈之現象，可如所有曲線所示，即先則其壓力漸漸增大。至於 59 氣壓時（即 A 點），管內忽現有 CO_2 液體。其後雖其體積繼續減小，但其壓力不見增大。至於 B 點時，所有 CO_2 之氣體盡化為液體。其後欲使其體積更減小，則須施極大之壓力。因液體之壓縮性為極小之故。

在較高溫度時，施以同樣之壓縮，則須在較小之體積及較大之壓力時，始現有液體。又在較大之體積時，氣體盡化為液體。即氣體與液體同時分離而並存之可能體積範圍，因溫度之增大而減小。在溫度加高至 31.2°C 時，所有之等溫線不復有水平部份，而在壓縮時，亦不復有液體與氣體之判別。此溫度 31.2°C 即為臨界溫度。其定義又可為任何氣體在其臨界溫度時，不能單以壓力使之化為液體。使氣體化為液體云者，謂液體與氣體可得分離而並存。

AB 線段表示液態與氣態成平衡時，所有壓力及體積之狀況。在其他等溫線之水平線段亦為然。連接各平行線之端點，可作成一虛線。在此虛線內之面積，表示液態與氣態成平衡時之一切狀況。此虛線之最高點，謂之臨界點。其縱橫兩坐標分別表示在臨界溫度 t_c 時之臨界體積 V_c ，及臨界壓力 P_c 。

318. 飽和線 在臨界點右邊之虛線，表示飽和汽之一切可能狀況，謂之飽和線。所有汽之質量既為一單位，故此飽和線各點之橫坐標，表示在不同溫度時，飽和汽之容度。在臨界點左邊之虛線，謂之液體線。其各點之橫坐標，表示在不同溫度時液體之容度。因此，在臨界點時，液體與飽和汽之容度顯為相等。

在臨界點以上，液態與氣態不復分別。所有之物質從稀薄而易壓縮之氣體，變為稠密而不易壓縮之物體。所有之變化為連續而均勻，故在變化時，實無液態與氣態之可分。若使壓力，體積，與溫度三者調整適當，可使圖 201 內之任何狀況 1，不經過虛線，變化為狀況 2。即在變化時，不經過液態與氣態同時並有之歷程。此特性謂之物態之連續性。

物質之狀態，在臨界等溫度線之下，飽和線之右，謂之汽。在臨界等溫度線之上，則謂之氣。但此區別，並不重要。凡 CO_2 各等溫線

第十四表
物質之臨界溫度與臨界壓力

物質	臨界溫度	臨界壓力(大氣壓力)
空氣	-140	39
乙醇	243	62.7
氯	130	115
氫	-117	52.9
二氧化碳	30.92	73
氯	146	93.5
氮	-268.5	2.3
鹽酸	52.3	86
氫	-234.5	20
氮	-146	33
氧	-118	50
鐳射氣	104.5	62.5
水	374	194.6

所有之特性，在其他物質亦莫不有之。

319. 物態方程式 物態離臨界等溫線頗遠時，可認為合於公式 $PV = RT$ ，但在如圖 201 所示各等溫線時，則尚無一確當公式，足以表示之。比較為最妥者，當為凡得瓦爾(Van de Waal)之物態方程式，即

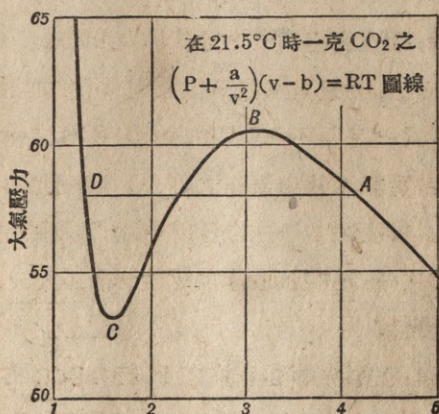


圖 202 凡得瓦爾方程式之圖線

$$\left(P + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT$$

a , b , 及 R 各為常數。其值視各種氣體而定。此方程式與實驗結果頗能符合。但在等溫線之水平線段(圖 201), 此公式所示者為一弧線段, 與水平線段相交於三點, 如圖 202 所示。湯姆孫曾根據恩特路實驗之結果, 指明氣態改為液態時, 有經過 $DCBA$ 弧線之可能性。但捨 AB (使汽內無液點或塵點而冷卻) 及 CD (使液體過熱) 兩線段得由實驗證實外, 其餘 CB 之線段, 尙未能從實驗證實之。此似為必不可能, 因 CB 線段表示, 在體積增大時, 壓力亦須增大。

對比態 (corresponding state) 凡得瓦爾由上述之物態方程式, 推知任何物質之壓力, 體積, 及溫度, 若其單位不以大氣壓力, 立方釐米, 及百度標溫度表示之, 而以臨界常數 P_c , V_c , 及 t_c 表示之, 則任何物質之物態方程式將皆相同。即 a , b , 及 R 三常數之值於各種物質相等。因此, 若以 P_c , V_c , t_c 為單位而使各物質之 P , V , 及 t 三值相等, 則各物質之物態當為一致。要知此對比態之定理, 為凡得瓦爾方程式之必然結果, 雖非普遍確實, 然於某等物質無可疑議。

320. 熱力面 (thermodynamic surface) 若將圖 201 之各等溫線依一溫度軸排列之, 則經過各等溫線可作成一熱力面, 如圖 203 所示。此熱力面上各點之坐標 P , V , 及 t 表示一克物質之各平衡狀況。一克物質同時可有氣態與液態時, 其狀況亦可由此熱

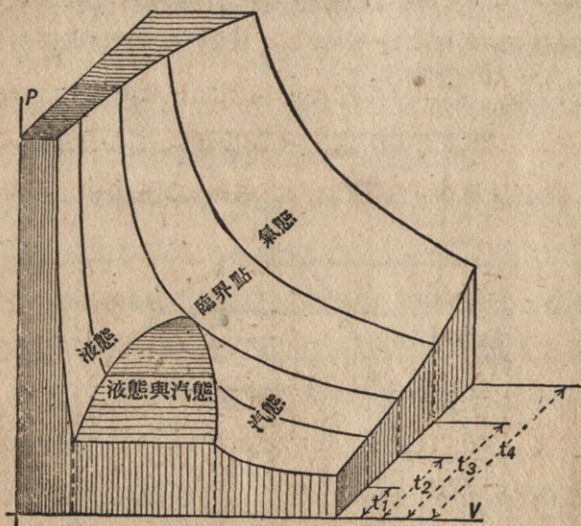


圖 203 以 P , V , t 為坐標之熱力面

力面表示之。若將在此熱力面之各線投射於 Pl 平面上，即成圖 200 之曲線。若使投射於 PV 平面上，即成圖 201 之諸曲線。

321. 氣體之液化法 在 1823 年之初，法拉第(Faraday) 將二氧化碳，二氧化硫，及氯等未嘗知有液態之氣體，壓縮而冷卻之，使成爲液體。據現在所知，法拉第使此等氣體液化時之溫度，必在臨界溫度之下。然在彼時尙未知此事。又在彼時以氧，氮，氫及空氣等爲永久氣體。直至 1877 年有安竹斯之實驗後，方始知此等氣體，在極低溫度及極大壓力時，亦可成爲液體。欲使氣體成爲液體，最重要之點爲使有極低之溫度。對於此點現在已得圓滿解決之。故一切已知之氣體，現在均能使成爲液體。茲將使有極低溫度之各種方法，述之如下。

(1) **化學方法** 此即利用冷劑以降低溫度。因有某等物質互起溶解或化合時，能吸熱而致冷。例如，固體 CO_2 溶入液體 SO_2 時，溫度可降爲 $-32^\circ C$ 。此爲用化學方法所能得到之最低溫度。但現在使氣體液化，均不用化學方法。

(2) **汽化法** 圖 204 示明如何由氨之汽化以發冷。在左邊螺管內氨液表面之氨，由一壓縮器吸取後壓入在右邊浸在入水流內之螺管中。氨在壓縮凝結時所放出之熱，由水流帶去。凝結後之氨

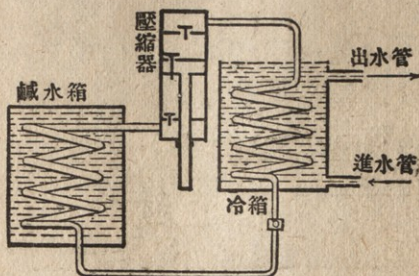


圖 204 氨氣冷却器

液使經過一節制瓣，而復還入於左邊之螺管內，再行汽化。此左邊之螺管浸在欲使冷卻之物質中（在普通發冷裝置，此物質常為循環流動之鹽水），氨汽化時所需之熱，即取自欲使冷卻之物質。所以氨液先則在左邊之螺管內汽化而吸熱。繼復在右邊之螺管內液化而放熱。如是循環無已。

現若將上述之循環裝置若干個連接之，則即成為串聯發冷法。在 1877 年，皮克推爾 (Pictel) 曾用此法使氧液化。但其所用之循環流動物質，不為氨與鹽水，而為 SO_2 與 CO_2 。即由 SO_2 之汽化，使 CO_2 冷卻而凝結，而另將壓力為 10 氣壓之氧輸入一管內，由管四周液體 CO_2 之汽化，使氧之溫度降至 -140°C 。從第 14 表可知氧在此壓力與溫度時，已成為液體。故若將管塞拔去，即有白色之物質流出，此即為氧之液體或固體。用串聯發冷法，可使溫度逐步降低，而使氧，氮及氫等在大氣壓力下，凝結為液體。

(3) 不平衡膨脹冷卻法 已知捨氫外一切氣體經過一小孔後，其溫度皆降低 (§286)。使空氣之壓力減小一氣壓時，其溫度即下降 0.25°C 。而在溫度愈低時，其下降為愈甚。故若將膨脹而發冷之空氣，復壓入一壓縮器內，由水流吸去其熱，如圖 205 所示，然後使其復行膨脹，則其溫度可逐漸降低，直至最後有一部份之空氣，由膨脹而液化。

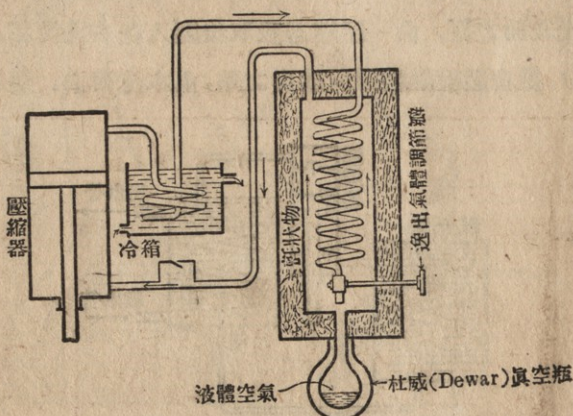


圖 205 林特 (Linde) 液化空氣之儀器

林特(Linde),漢坡孫(Hampson),及崔蒲勒(Tripler)諸氏曾各別利用上述之方法,發明氣體液化之器械。現在使氧,氮,及氫等液化,皆用此方法。因其既經濟而復合於科學原理。每小時用11馬力之壓縮能,可得有2至4立方米之液體空氣。在初之壓力為120至200氣壓。氫在膨脹時之熱效應,於 -80.1°C 時可為零。在此溫度下,其膨脹時亦發冷。故若在初使氫冷至 -80.5°C ,則亦可用不平衡冷卻法,使氫氣液化。此在1898年,杜瓦(Dewar)首先實驗之。

(4) 平衡膨脹冷卻法 先使約在40氣壓下之氣體,經過一發冷器,起一部份之冷卻。此與不平衡膨脹冷卻法相似,然後將此受壓縮而起冷卻之氣體,導入一圓筒內,使其膨脹而推動一活塞。如是此氣體即作有內功與外功。其溫度降至 -160° 或更甚。現若將此膨脹之氣體導至一液化器之四周,此液化器內貯有壓力為40氣壓之空氣,即有一部分之空氣起液化。在液化器之四周之膨脹氣體,自液化器吸取熱後,再經過浸入水流內之螺管,而還入於壓縮器。

上述之方法較林特方法為優。因氣體所作之內功較多,故其冷卻較甚。又其推動活塞時所作之外功,可得利用之。克勞特(Claude)曾使一氣體經過如上述之膨脹三次,每小時用10馬力可得有9立方米之液體空氣。

第十五表

各種物質在大氣壓力下及在壓力減少時之沸點

物 質	沸 點 (在大氣壓力下)	壓 力 (水銀之毫米數)	沸 點 (在壓力減少時)
氫	-186.2	300	-194.2°
二氧化碳	-78.2	2.5	-130
氮	-268.5	10	-270
氫	-252		-256
氦	-109	2.4	-257.5
氮	-195.8	86	-210.6
氧	-183	200	-194
鐳射氣	-63	9	-127

氮爲最後難使液化之氣體，但在 1907 年，翁奈司 (Kammerlingh Onnes) 用不衡膨脹冷卻法使其液化。在一氣壓時，氮之沸點爲 -268.5°C 。使氮壓力減低而起汽化時，其沸點最低可爲 -272°C ，或與絕對溫度零度僅差 1°C 。此等低溫度之測定，可用低壓力之氮溫度計，或熱電溫度計，或電阻溫度計等均可。

熱之傳佈

322. 對流 (convection) 傳導 (conduction) 及輻射 (radiation) 熱之傳佈藉三種不同之過程。

熱由運動物質傳佈，謂之對流。如近火爐之熱空氣向上流動。

熱在靜止物體內傳佈，謂之傳導。如以鐵棒之一端伸入火內，熱即傳至另一端。

熱在空間中無須任何物質而傳佈，謂之輻射。如熱自一白熾燈之真空玻璃泡內，向外射出。

323 對流 氣體與液體在溫度增高時，因密度之變易而發生對流。若氣體或液體各部分之密度不相同，而保持其隱平衡，則須在最下部分之密度爲最大，而在上各部份之密度遞爲減少。因凡氣體與液體受熱時，其體積常脹大，而密度減小(在 4°C 下之水爲例外 §278)，故其受熱之部分必向上流動，而不受熱之部分則向下流動，即成爲對流。然若使在一閉器內之氣體或液體上部受熱，則可不發生對流(在 4°C 下之水爲例外)。

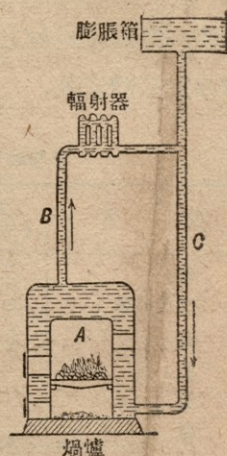


圖 206 由熱水對流之傳熱

液體之對流爲例頗多。如煮茶時，液體下部所受之熱，傳至其他部分。熱水管內之熱，可傳至室內各部分。蓋熱水管內之水，先在 A 受熱，乃由 B 上升，入於輻射器而散熱。然後由 C 下降。液體大規模之對流，如高而夫河 (Gulf Stream) 及日本海流 (Japan current)，及其他洋面之熱流。凡此最少水流之一部份爲對流，從赤道出發，而由海底向赤道流還。

熱氣煖室爲氣體之對流。熱空氣自爐之氣管或通氣裝置上升。冷空氣自室外流入爐內。或較善即使室內最冷之空氣流入爐內。如是可使在室內之空氣成循環流動。

又房屋之自然通風亦爲氣體之對流。不純潔之熱空氣自室頂之氣孔流出，而純潔之冷空氣自室之下部流入。煙突內之氣流亦成對流。煙突愈高，其內不受擾動之熱空氣柱愈長，而氣流愈大。經過冷熱混合之空氣流以暗物，常見物體起閃動，因於光之速度在溫度不同之空氣內不相等。當烈日之下在曠野眺覽，或經過已受熱之鋪路面或火爐面以暗物，亦常有此現象發生。

風之發生亦常由於空氣之對流。例如，陸地風及海洋風早晨由海面吹向陸地，而晚間由陸地吹向海面。因早晨陸地受熱較速，使地面空氣上升，海面空氣遂吹向陸地。晚間海面散熱較緩，使水面空氣上升，陸地空氣遂吹向海面。

熱之傳導

324. 熱傳導之特性 在上已述熱在靜止物體內傳佈，謂之傳導。例如，鍋子底下之熱可傳至於鍋內之水。

在兩點間熱之傳導，不論由 A 至 B ，或由 B 至 A ，必視兩點之相對溫度而定。因熱之傳導常自溫度較高之點，達於溫度較低之點。若兩點之溫度相差愈甚，而其他情形爲一定，則每秒內熱之流量愈多。鍋內之水在烈火上較在緩火上易沸，即爲此故。但若

鍋底之火與鍋內之水溫度之差爲一定，則鍋底愈薄，水愈易沸。以 A, B 兩點之距離 l 除 A, B 兩點溫度之差，或 $\frac{t_A - t_B}{l}$ ，即爲 A, B 間每一釐米溫度之平均降低度，謂之 A, B 間之溫度梯度。由此可知在兩點間熱傳導之快慢，由兩點溫度之差，及兩點之距離而定。或綜合言之，與兩點間之溫度梯度成正比。再者，常見火與鍋底之接觸面愈大，鍋內之水愈易沸。因此可知，在其他情形爲一定時，每秒內熱之流量又與熱之傳導面積成正比。

最後，在其他情形爲一定時，每秒內熱之傳導量，亦視傳導熱之物質而定。凡物質常分爲佳導熱體，與非佳導熱體。佳導熱體能傳導多量之熱，常爲金屬。非佳導熱體但能傳導小量之熱，常爲木材，玻璃，石棉，皮，麻等。此兩種導熱體導熱之不同爲例甚多。如一玻璃杯內盛有熱水時，可用手持之。但一金屬杯內盛有同溫度之熱水時，則不能用手持之。一爲金屬與一爲木材之兩物體，在較於人體溫爲低之同一溫度時，以手觸兩者，即覺金屬之物體較爲冷。此因於自手傳至金屬之熱，立即傳至金屬各部。而自手傳至木材之熱，則留住於木材與手接觸之表面處，使此表面之溫度增高頗速。所以木材之覺爲暖（在起始時），正因其爲暖之故。熱之傳導量非特隨各種物質而異，又且與物質之散聚及密度有關。例如，木屑較木塊傳熱爲緩，軟木塞傳熱之量頗微。因其內有空隙，使其截面傳熱之效率減少。潮溼之物質較乾燥之物質傳熱爲速，因在物質空隙內之水較空氣易於傳熱。

物體傳熱之快慢，謂之導熱性(thermal conductivity)。其數量測定即爲導熱係數(coefficient of thermal conductivity)。此係數之定義如下節所述。

325 導熱係數 欲綜合上述各點，而得有導熱係數之定義，可設想熱自溫度為 t_2 之區域(2)，由一橫截面為 $A (=ab)$ 而長度為 l 之棒，傳導至於另一熱度為 t_1 之區域(1)，如圖 207 所示。若使在 T 時間內，熱之傳導量為 H ，則依前節所述，在棒為某物質時，可有

$$H \propto \frac{T(t_2 - t_1)A}{l} \quad (1)$$

若對於此棒之物質，用一相當之比值因數 K ，則上式可寫為

$$H = \frac{KT(t_2 - t_1)A}{l} \quad (2)$$

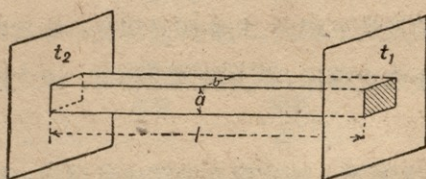


圖 207 熱之傳導之簡例

此因數 K 即為棒物質之導熱係數。若使 $A=1$ ， $T=1$ ， $t_2 - t_1=1^\circ$ ，而 $l=1$ ，則 $K=H$ ，或 K 為某物質於單位時間內，通過單位面積，依單位均勻溫度梯度之導熱量。在釐米克秒單位制，各單位當然為釐米，秒， 1°C ，及卡。但卡之定義係指定某一定之平均溫度 $(t_1 + \frac{1}{2})^\circ$ ，而 K 之值則隨溫度而異。故在 $t_2 - t_1$ 之差頗大時，(2)式即不確實。然若 K 為在兩溫度間之平均值，而此兩溫度間之溫度梯度為均勻，則(2)式為確實。

測定 K 之各種方法，均根據於方程式(2)。各個測定法之原則雖頗為簡單，但欲得正確結果，殊非易事。

設有一某種物質之均勻棒，其兩端之面分別與水汽及冰相接

觸，而使各保持一定溫度，即 $t_2=100^\circ\text{C}$ 及 $t_1=0^\circ\text{C}$ 。若棒之各邊不使有熱傳失，則在 T 時間內，由該棒導熱溶解之冰量，及該棒之橫截面，可計算 K 之值為何。此 K 值當然為在 0°C 及 100°C 間之平均值。間亦用其他方法以測定熱量，或在 T 時間內之導熱量。又在物質為非佳導熱體時，常不用棒，而用片或板使得測定熱之傳導率。

地殼之平均溫度梯度，於近地面時，為每降下 144 呎溫度升高 1°C 。而在若干千呎以下，則為每降下 90 呎，升高 1°C 。由此可知地球內之熱量，常在傳失。但因泥及石等均為非佳導熱體，故其所失之熱量不甚多。又地球表面溫度之日變易，僅及於地球表面下三呎處，年變易則約及於五呎處。此亦因於泥及石等為非佳導熱體之故 (§238)。湖面凝成之薄冰，亦由於熱之傳導。冰之厚度與時間之方根成正比。

326. 液體之傳導 測定熱在液體內傳導時，須使不受對流之影響，而加熱於液體之上部（在 0°C 與 4°C 間之水為例外）。若加熱於液體之下部，必膨脹而上升。且因在許多液體內，常發生輻射 (§330)。故液體之傳導易與其輻射相混。液體之導熱性，與非佳導熱之固體約相等。但水銀，水及水之鹽溶液則為例外。因水銀為金屬，故為佳導體。而水及其鹽溶液為介於金屬與非金屬導熱體之間。

327. 氣體之傳導 氣體之輻射與對流尤易與傳導相混。因氣體為之遷移率及透明性較大，而其導熱性甚小。氫與氦之導熱性較任何氣體為大。此可由氣體動力論推知之。蓋此兩種氣體之分子量為最小，故在任何溫度時，其運動速度為最大，又其分子間動能之傳遞亦至為快。由氣體動力論，又可知氣體之導熱性在極大範圍內，可與其壓力無關係。空氣之導熱性極小，故在固體內，或在固體

間之空氣層，如房屋與冰箱等夾壁內之空氣，又棉，毛皮，羽毛等空隙內之空氣，均能使各該物體之導熱性為小。

328. 合金與晶體之導熱 一銅塊受壓縮時，其導熱性即增大。鍛硬之鋼，其導熱性減小。合金之導熱性不但與各金屬配合之量成比例，且在各金屬起化合時，有一定之最小值。在無各向同性之固體，如木材，及晶體等，導熱性視熱之流向而定。例如，木材之導熱性，在熱之流向與其纖維組織之紋理成平行時，較成垂直時為大兩倍或三倍。晶體之導熱對稱軸與其結晶軸相合，而其導熱性則隨熱之流向而異，可實驗之如下。一晶體片之一面塗有蠟，在面之中心用一金屬絲，垂直於面插入之。現若小心使金屬絲受熱，則蠟即漸被熔解，熔解之區域成一橢圓形或圓形。將各向相性之物質實驗時，即無此現象。破碎之固體較整個之固體導熱性為小。此在上已述之。棉或毛等物質受壓縮時，其導熱性增大。其故非因於各該物體之特性有變易，而因於其所含之非佳導體（即空氣）有減少。

第十六表

導熱係數

(釐米克秒單位制)

物質	係數	物質	係數
鋁	0.504	鉛	0.083
黃銅	0.260	鎳	0.142
空氣	0.00005	橡	0.0006
混凝土	0.0022	鉍	0.166
銅	0.918	瓷(柏林產)	0.0025
軟木	0.00013	石英 ¹¹ 軸	0.030
生棉	0.00004	石英 ¹ 軸	0.016
地殼	0.004	木屑	0.00012
法蘭絨	0.00023	絲	0.00022
玻璃	0.0024	銀	0.974
金	0.700	錫	0.155
冰	0.005	水	0.0014
鐵	0.144	銻	0.265

329. 熱傳導之性質 已述熱之大部分可分為分子，原子，及電子等之動能。於是可推想此等動能（或熱）在物質內可由質點之碰撞傳佈之。一物體一面受熱時，該面分子之平均動能即增大，而

由分子之碰撞，傳佈至其他動能較小之分子。故在物質內熱之傳佈，有如在人羣中，一處擾動波及全體。

在上所述為熱傳導之普通觀念，但湯姆孫及其他諸氏，曾提出另一假設以說明之。此假設為熱之傳導由於自由電子 (§262) 之對流。根據此假設，物質之一部份受熱時，該部分自由電子之動能即增大，結果不但此等自由電子之動能由碰撞而傳佈，且此等電子即由較熱之部分向較冷之部分而擴散。又根據此假設，此種自由電子起擴散時即成為電流，故凡佳導熱體如金屬等，亦必為佳導電體，而在普通溫度時，許多金屬之導電係數，及導熱係數有一之比值。但此假設在某等觀察事實，尤其在電導隨高壓而變易（勃力極門所發見），又電導隨低溫度而變易（即超導性，為翁奈司所發見 § 47）等，均太為簡單，不能用以說明。此外又有以固體之導熱與其彈性有關係，此觀念頗有意義，但尤為複雜。

輻 射

330. 輻射能 輻射為能在空間中無需物質之傳遞。凡如是傳佈之能為輻射能，而非為熱。因熱與物質有特殊之關係。輻射能雖可透過物質，但不能為熱。例如，使日光透過玻璃而射於一黑色溫度計，此溫度計之溫度顯然增高。但玻璃仍冷。輻射與對流及傳導速度相差殊甚。試注意空氣對流時所需之時間（可由烟塵等之運動觀察之），可知其速度常不過為每秒若干呎。又以銀棒之一端浸入熱水內，必歷若干秒後，其熱始傳至另一端。但以一不透明之屏，將輻射阻隔，則雖置屏於極遠處，立即發生影響。

在初認輻射熱為由於一種微粒子之流動——即認為一種對流。但現在則以輻射為一種波動。其特徵與普通波動相同，可以水波喻之。水波之擾動為水質點之上下運動。水質點上下運動時，水波之擾動即向前進行。輻射波之擾動經過一點時為與其進行方向成垂直之電力 (§238) 及磁力 (§574) 之量與方向有變易。與水波經過一點時該點運動方向變易相同（即作上下運動）。若能有一相當

小之磁針，可使受輻射波電力之影響。輻射波之特徵為有週期，波長，及進行時電力之大小或振幅。此振幅與水波之波峯相當，輻射波之強弱，及輻射波能之大小可由此振幅決定之（§259），但與波長則全無關係。因一強波之波長，可為長或短。而一長波之波強，可為強或弱。

331. 光與輻射 輻射在自由空間中進行時，其速度與光之速度相等（§641）。又輻射亦能如光之可用透鏡或稜鏡使起折射，或可用鏡使起反射。由此等事實，可證明輻射波與光波性質完全相同。蓋光波不過為可見之輻射波。其波長為介於 0.0004 及 0.00076 毫米之間。一切輻射波之波長約自 1×10^{-8} 毫米起，至 0.348 毫米止，統謂之輻射光譜。可見之光波位於近此光譜之一端，不過為一極小部分而已。在紅外線部分之光譜，其波長較可見光波之波長為長，而波能亦為大。此部分之光譜，於熱之輻射最為重要。故在昔常謂之輻射熱。凡輻射波均能在自由空間中進行，此事實為我人所知空間基本特性之一。

但由 X 射線之某種觀察事實（康普吞 Compton 效應）言之，則輻射為波動之觀念，似有所未合。根據波動論，X 射線之波長極為短，約在 1 與 10^{-8} 毫米之間。然總括言之，則可謂自某等關係觀之，輻射當由於能量子所組成，而自另某等關係觀之，則當由於波動所組成。故今日所有之輻射理論，為波動論與微粒論兩者所合成。

332. 互換定律 (law of exchange) 若有溫度不同之兩物體，如圖 208 所示之兩銅球 A 及 B，置於真空內使不相接觸，則兩者之溫度必達於相等而後已。自兩球全體觀之，則較熱之 A 球有輻射熱傳至於較冷之 B 球。現若使 B 之溫度及狀況如前，而使 A 之溫度較低於 B，則由輻射之結果，可謂 B 球有輻射熱傳至於 A 球。B 球之一切情形既未嘗有改變，故可斷定在 A 球之溫度較高於 B 球時，B 球亦必有輻射熱傳至於 A 球。但其量不及 A 球

傳至於 B 球者為大。此謂之伯萊服司脫 (Prevost) 互換定律。由此定律可知凡兩物體之輻射成平衡時，不過為兩者之輻射能相等而方向相反，並非兩者之輻射有終止。

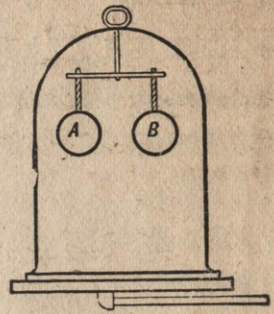


圖 208 在真空內之輻射體

333. 輻射之測定 欲測定輻射能，可先使吸收輻射之物質將輻射能變為熱。而後由物質溫度之增高，以計算熱量為若干。欲測定輻射能，須有一種極靈敏方法，以察知由輻射能增高之溫度，常用 §§ 268, 269 所述之電熱阻方法。

圖 209 及 210 所示之熱電堆 (thermopile)，為由兩種金屬如鐵與康銅，或較佳兩種合金如銻銻與銻鈣，之多個接頭所組成。其排列如圖 210 所示。此接頭之一組可使吸收輻射，而另一組須使與外界無熱之受授。欲使吸收輻射之一組接頭，增大其吸收量，可用塗黑之銅片或銀片罩於此組接頭之外。另一組之接頭亦以相同之銅片或銀片遮護之。現若用導線使此熱電堆之兩端與一極為靈敏之電流計相連接，則吸收輻射之一組接頭溫度微有變易時，如變易 $\frac{1}{1,000,000}^{\circ}\text{C}$ 或更小，電流計之指針即起可讀之斜度。

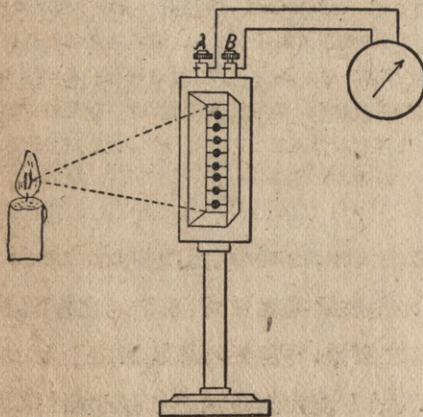


圖 209 測定輻射能之熱電堆

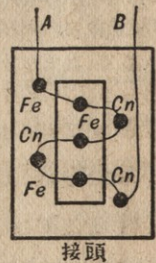


圖 210 一熱電堆顯露(在內)及遮護(在外)諸接頭之排列

接頭溫度之變易，與其所吸收之輻射能成正比。此輻射能之量可為極微，如在 50 米外一支燭光所有之輻射能等。欲使接頭之電熱作用極為靈敏，其質量須小。

圖 211 為一測輻射熱計 (bolometer)。其作用較上述之電熱堆尤為靈敏。主要部分為兩相同之塗黑平行鉛條，厚度各為 0.001 毫米。兩者之電阻為相等而同接入於一惠斯登電橋 (§466)。使一鉛條吸收輻射能而增高溫度時，其電阻即變易。兩鉛條電阻之差得由電橋測定之。

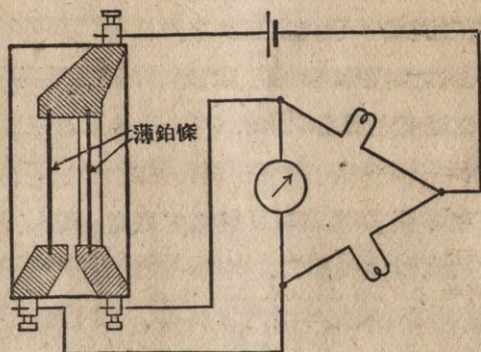


圖 211 測定輻射能之輻射測熱計及量電阻之惠斯登電橋

另一極為靈敏之器械，用以檢察或測定輻射能，謂之克魯克司 (Crookes) 輻射計。主要部分為一輕質之垂直軸，有若干鉛或玻璃之平面翼子固着其上。各翼子之平面以軸為交線。各翼子同一之面塗黑，另一面磨光。此翼輪懸起或支起於一潔淨之玻璃器內。玻璃器內之氣壓為 $1/1000$ 毫米。現若以此玻璃器置於日光之下，或其他之強烈輻射之前，則翼輪即起轉動。其方向為各翼子塗黑之一面，對於入射之輻射後退。此作用頗為複雜。但其主要原因，則由於各塗黑面較各磨光面，吸收輻射之量為大。於是各塗黑面之溫度較高，其面內分子之運動較烈，使碰撞於塗黑面上之空氣分子，較碰撞於磨光面上之空氣分子，所受彈力較大。此儀器曾經尼科爾 (Nichols) 及拍靈興 (Pringshein) 兩氏改良之，使測定輻射極為準確。

334. 發射 (emission), 吸收 (absorption), 及反射 (reflection)

輻射波之射出，謂之發射。發射波通過物質時，輻射能之變為熱，謂之吸收。對於輻射為不透明之物質，不能使輻射透過之。如木材及金屬等，對於光波為不透明，故不能使光透過之。吸收輻射頗強烈之物質，其表面薄層之吸收，謂之表面吸收 (surface absorption)。

將此表面磨光時，其反射亦頗甚。

一面之吸收本領 (absorbing power)，為該面之吸收輻射能與入射輻射能之比，常隨輻射波之波長而異。使 A_λ 為一面對於波長 λ 之吸收本領。而 A 為其對於一切波長之吸收本領。此 A 及 A_λ 之值可與面之溫度無關。一面之發射係數 (emissivity) 為該面每平方釐米，於每秒內射出輻射能總量之爾格數。因輻射由於一面之熱而起，故物體愈熱，其輻射愈甚。或發射係數與溫度成正比。常使 E 為一切波長之總發射係數，而 E_λ 為波長 λ 之發射係數，或謂之部分發射係數。

一面之反射本領 R 為該面反射輻射之能，與入射輻射之能之比，隨該面之物質及波長而異。例如一光滑銀面能反射藍光波之 82%，黃光波之 98%，及紅外線之 98% 等。一光滑鐵面能反射黃光波之 57%，及紅外線之 78% 至 97% 等。

一面之吸收本領與其發射係數有密切關係，可示之如下。加熱於一有黑標記之白瓷片。在通常溫時，此黑標記對於白瓷片現為黑暗。因其吸收多量之光。但在高溫度時，此黑標記對於白瓷片現為明亮。因其發射多量之光。同樣，一鉑球上之黑色標記。在鉑球受熱時將現為明亮。普通佳吸收體常為佳輻射體，可設想一物體 B 懸起於一不透明之真空器 C 內以知之。因由經驗，可知 B, C 兩者必因輻射之互換，達於同一溫度。既達於同一溫度後，每秒內 B 之吸收量必等於其發射量。所以若 B 為佳吸收體，則其亦必為佳輻射體。反之亦然。

在不透明面，若一切入射輻射不被反射，即被吸收。因此，若以 I 為入射輻射，則必有 $I = AI + RI$ ，或 $A + R = 1$ 。同理， $A_\lambda + R_\lambda = 1$ 。有許多金屬在高溫度時，其反射本領常起變易，而各波長

反射之變易，又復不同。

335. 克希荷夫(Kirchhoff)定律 克希荷夫曾由理論推知吸收本領與發射係數之確切關係，謂之克希荷夫定律。此定律謂在任何溫度時，一切面之發射係數與吸收本領之比皆同，或

$$\frac{E}{A} = E$$

又在某特殊之波長 λ 時，有

$$\frac{E_{\lambda}}{A_{\lambda}} = E_{\lambda}$$

E 及 E_{λ} 各為常數，與面之物質無關。

336. 完全吸收體與完全發射體 吸收一切入射輻射之面，謂之完全吸收體，或黑體。在此等面，

$$A = A_{\lambda} = 1, \text{ 於是有 } E = E \text{ 及 } E_{\lambda} = E.$$

易言之， E 及 E_{λ} 兩常數為一黑體之完全及部分兩發射係數。因 A 及 A_{λ} 各不能大於 1，故在任何溫度時，黑體之完全及部分兩發射係數為最大。因此，一黑體謂之完全輻射體。一不透明而中空之物體，面上有一小孔時，可認為一黑體。因自小孔入射之輻射，在此物體內腔迭起部分反射，結果將一切輻射盡行吸收之。又一中空而尖銳之圓錐體，或具有兩光滑斜面之劈縫，不論屬於何種物質，亦能將一切入射輻射吸收之。反之，使一閉器或中空之圓錐體或劈縫等之內壁均勻受熱時，自體壁小孔出射之輻射，當等於一完全輻射體，在同一溫度時，所有之輻射。因由 §335，可知凡完全輻射體與其內壁之性質無關係。所以上述諸體，均可成為一完全吸收體，及完全輻射體。

337. 輻射總能與溫度 一切物質之輻射，皆隨其溫度而增高。但捨完全輻射體外，尙未知其定律為何。在完全輻射體，先由斯忒藩(Stefan) 提出一假設，而於 1883 年，復由波爾茲曼(Boltzmann) 由理論推知其定律為

$$E = s T^4$$

E 為輻射能。 T 為完全輻射體之絕對溫度。 s 為一常數，據研究結果，知其值約為每方釐米每秒 5.7×10^{-5} 爾格。由此定律，可知一方釐米之黑體，在絕對溫度 400° (127°C) 時，於一分鐘內出射之輻射能，能使一克之水增高溫度 1.5°C 。若一溫度為 T 之黑體面，對

於另一在其周圍而溫度為 T_1 之物體，發射輻射。則由互換定律，此兩物體輻射能之差當為

$$E = s(T^4 - T_1^4)$$

此公式雖根據黑體得之，但在其他之面亦約為確實。在普通各種金屬 T 之指數，不為 4 而約為在 4.5 與 5.8 之間。現若將上公式寫成下式，

$$E = s(T - T_1)(T^3 + T^2T_1 + TT_1^2 + T_1^3)$$

則知在 T_1 與 T 相差不大時，可約有

$$E = 4sT^3(T - T_1) = K(T - T_1) \quad (T_1 \text{ 無變易})$$

一與上述相似之關係，謂之牛頓冷卻定律，其對於輻射及對流共同失去之熱，頗為確實。此定律為：

一物體由輻射與對流，傳熱於在其周圍之物體時，所失之熱與此兩物體之溫度差成正比。此關係極為簡易。而於所有溫度之差不甚大時，又頗為正確。

338. 光譜中能之分配 一輻射面之溫度增高時，各波長波能之發射，亦隨之增大。但各波長波能之增大，無同一比例。由經驗可知一輻射面之溫度增高時，其發射之光起變易。即先則由紅色而變為黃色，繼復由黃色而變為白色。最後在溫度極高時，則成為青白色。

若以在任何溫度時之各 E_λ 值為縱坐標，而各 λ 值為橫坐標，則可得在此任何溫度時之波能曲線。例如圖 212 之各曲線，為在若干溫度時，一完全輻射光譜內波能之分配。在一切面，波能曲線之形狀大概相似。即波長短，發射弱。波長漸增，發射亦漸強。達於發射最強後，波長更增大時，發射復漸轉為弱。再者，在輻射面溫度增高時，波能曲線之縱坐標皆增大。而最大之縱坐標，則移向波長較短

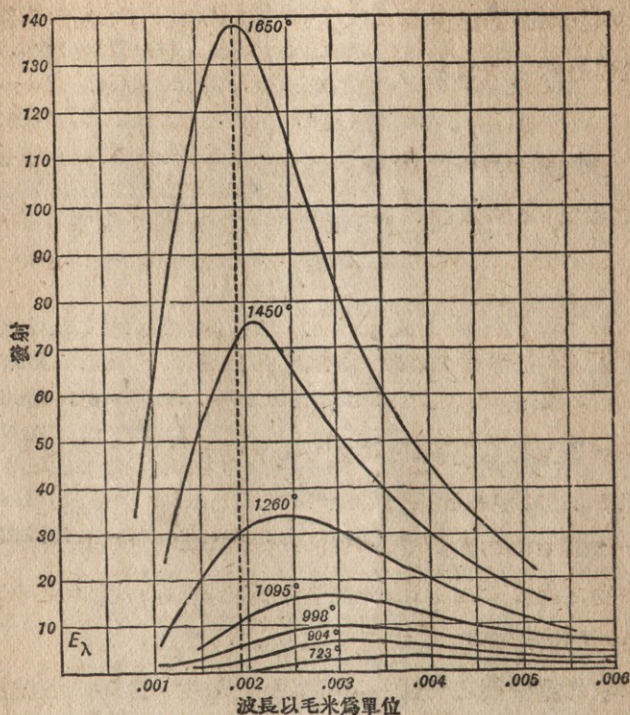


圖 212 在不同溫度下一完全輻射體光譜內能之分配曲線

之一端。此曲線之移動，使發射波內藍色部分之光增強。白熾燈顏色之所以起變易，即為此故。在 100°C 時，完全輻射體之波能曲線，其最大縱坐標約位於波長 0.008 毫米處。炭在發弧光之溫度時，其波能曲線之最大縱坐標移向可見光之一端。日球波能曲線之最大縱坐標位於黃色光處。

一黑體任何波長之發射能 E_{λ} ，可由下式表示之

$$\log E_{\lambda} = K_1 + \frac{K_2}{T}$$

K_1 與 K_2 各為常數。 T 為絕對溫度。在其他輻射面， E_{λ} 之值亦可

由上式表示之。但常數不相同。

339. 輻射高溫測定法 此為由觀察完全發射，或部分發射隨溫度之變異，以測定極高之溫度。在觀察完全發射時，使欲測定溫度之面，所有之一切發射入射於一某種形式之熱電堆，而注意弗計或電流計之讀度為何。由觀察溫度為已知之面，可使弗計或電流計 (radiation pyrometer) 之刻度，直接表示溫度。蕃萊 (Fery) 或斯文 (Thwing) 完全輻射測高溫計即屬於此種。若計之刻度由觀察完全輻射體而定之，則用以觀察其他發射面時所得之溫度，不能為該面之實在溫度，而為一完全輻射體，與該面有同一輻射強度時之溫度。此溫度謂之所有面之全亮度溫度 (total brightness temperature)，常較面之實在溫度為小 (不能較為大)。

光測高溫法為觀察部分發射以測定溫度。使所欲測定溫度之面之某波長 (常為紅色波) 之輻射，與一標準光源之輻射相比較。此標準光源常為一白熾燈。在實驗時，由調整電流之強弱，使標準光源之光，對於熱面之光隱滅不現。儀器之刻度，可觀察溫度為已知之黑體以定之，而更用 §338 之公式，使在可能之比較範圍內，擴充其度數。用此方法測定溫度之最高記錄為 3600°C 。用此方法測定非完全輻射面之溫度時，所得之溫度為小於實在溫度之亮度溫度。光測高溫計 (optical pyrometer) 有耗蓬 (Holborn)，毛斯 (Morse) 及凡奈 (Wanner) 等計。圖 213 所示者為耗蓬光測高溫計。現在測定大於 1750°C 之溫度，以此輻射測溫法為唯一方法。

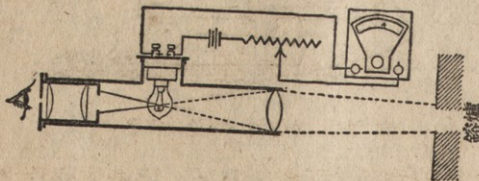


圖 213 測定高溫度之光測高溫計及測定標準燈內電流之安計

能 量 之 不 滅

340. 機械能變為熱 因熱為能之一種，而可由機械能得之，故一單位熱等於若干單位機械能之測定，極為重要。在釐米克秒單位制，熱與能之當量，為一卡等於若干爾格，以 J 表之。

熱之功當量先由焦耳在 1843 年測定之。自此之後，熱質說始完全被推翻。其後於 1878 年，勞倫 (Rowland) 又將焦耳之實驗方

法改良之，而得正確測定 J 之值。其方法用一盛水之量熱器（圖 214）及兩組葉子。一組葉子可轉動，固着於一通過量熱器底之轉動軸上。一組葉子為固定，其裝置使在量熱器內之水不作轉動，而受劇烈之擾動。轉動一組之葉子由蒸汽機關使作等速轉動時，另用一力偶使量熱器不隨之轉動。此力偶作用於繞在一圓片上兩繩之

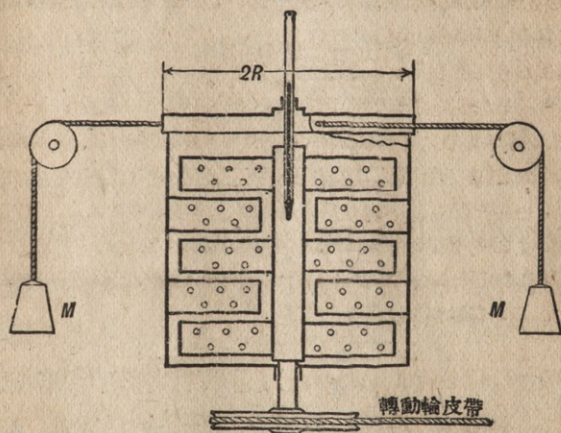


圖 214 測定熱功當量之儀器

端。此圓片與量熱器相連接而半徑為 R 。兩繩依圓片之切線方向，各跨過一無摩擦之滑輪。於另一端各懸一質量 M 之重錘。在轉動一組之葉子轉動時，使量熱器欲起轉動之力偶，必等於轉動葉子所受之抵抗力偶。而在轉動葉子轉動愈快時，其所受之抵抗亦愈大。若在轉動葉子有某速度時，調準兩繩所懸之重錘 M ，使量熱器不起轉動，則有

$$L = 2RMg$$

L 為葉子所受之抵抗力偶。由此方程式，即可計算轉動葉子所作之功，即

葉子轉動一周時所作之功 = $2\pi L = 4\pi RMg$

葉子轉動 N 周時所作之功 = $4\pi NRMg$

若在葉子轉動 N 周後，量熱器之溫度增高 $(t_2 - t_1)$ 度，又若量熱器內水之質量及量熱器之水當量分別為 m 及 m' ，則有 $(m + m')(t_2 - t_1) =$ 水受有及保持之熱。但此外又須加以由對流及輻射傳失之熱 H 。至於葉子所作之功，則可無須加以校正。因其僅為反抗摩擦力所作之功。於是 $(4\pi NRMg)$ 爾格與 $(m + m')(t_2 - t_1) + H$ 卡為相當之量，或

$$J = \frac{4\pi NRMg}{(m + m')(t_2 - t_1) + H} \text{ 爾格/卡}$$

但水溫度增高時，其比熱有變異，尙未計及之。

又有其他熱之功當量測定法。如使兩金屬相摩擦時發生之熱，由一量熱器或流過兩金屬之急水流吸收之。在工程學上，又有吸收功率計 (absorption dynamometer)，用以測定引擎或馬達之功率。其原則與上述之測定法相同。又電之功當量頗易測定，故考倫特 (Callender) 及其他諸氏即使電能變為熱。而由之計算 J 之值。此方法頗為便利。由四個 J 之最佳測定值，所得 J 之平均值為

$$J = 4.187 \times 10^7 \text{ 爾格/卡}$$

此與勞倫求得 J 之值相差不過為 $1/30\%$ 。 J 之值當然隨所用單位而異，最通用者為

$$J = 427 \text{ 米千克/千卡}$$

$$J = 778 \text{ 呎磅/英國制熱單位}$$

341. 能量不滅定律 在力學上，已知反抗機械力作功時，動能 $(\frac{1}{2}mv^2)$ 常變為勢能。又有充分理由，足信熱為動能與勢能之特殊形式。在後討論電力與磁力，及反抗此兩力作功時，又可知電與

磁之動能及勢能性質爲如何。在化學上所討論之化學能常爲勢能。現在知其性質亦屬於電力。

自有熱爲能之觀念，及焦耳測定 J 之值後 (1843) 赫爾姆霍斯 (Helmholtz) 卽於 1847 年提出一學說，謂不獨熱與機械能有當量，凡兩種任何之能均莫不有之。而在某種形式之能消失時，必有他種形式之能產生，且其量爲相等。例如，鐘彈簧之勢能消失時，鐘內卽有由摩擦而產生之熱，及聲波與鐘內各部分運動之動能。又一蒸汽機關可使蒸汽熱變爲機械能。此機械能再可由發電機使反抗電力與磁力而作功。結果其一小部分變爲熱，而大部分變爲電勢能。此電勢能發生電流時，一部分變爲導線內之熱，而大部分變爲電動機所作之機械功，或電燈之光及熱。凡各種形式不同之能皆有當量。此觀念之陳述，有在下幾種：

能有不滅性。

宇宙內能之總量爲常數。

凡一物體系由某一狀態入於另一狀態時，所需之能與在中間所經過之各狀態無涉。

凡此均爲能量不滅定律之表述，而以在最後者爲最善。因我人未能支配全宇宙，又未能以任何物體所有能之總量測定之。在能之一切變化程序中，如上述由蒸汽能變爲機械能及光等，所有之基本概念爲先由某種能源得一總能流，然後將此總能流分成爲各支能流如熱，機械功及光等。由普通經驗，可知任何形式之能常易變爲熱。例如，用電池使電鈴發聲，或用風力輪抽水等時，電池及風所有能之一部分，皆變爲熱。

能量不變之定律不能直接證明之。其他各個偉大之物理基本定律，亦莫不爲然。能量不滅之定律屬於一種假設，可用以說明各

項已知之事實。在未發見其與任何事實相衝突前，此假說當可認為成立。此假說之應用極廣，在物理，天文，化學以及各工程，均用以為理論之根據。由此假說，可知欲得一永久運動之機關，即不費任何形式之能以得到機械能，其事為不合理。

熱 力 學

342. 熱力學之第一定律 熱力學研究熱變為其他形式之能，或其他形式之能變為熱之問題，係由兩個普遍原則演繹所得之各種結果。此兩普遍原則之一，即為能量不滅定律 (§341)。

設有一與外界分離之物體或物體系。此物體系所有內能之總量以 U 表示之。內能一詞之意義，在前 (§ 262) 已述之。在任何情形下，一物體系內能 U 之值究為何，我人尙未知之。此在前亦已述之。但 U 之變化為如何則可加以研究。若所有之物體與外界之物體有熱之受授，則由能量不滅之定律，可有

$$\left. \begin{array}{l} \text{物體系內} \\ \text{能之增加} \end{array} \right\} = \text{其所增加之熱} + \left\{ \begin{array}{l} \text{施於此物} \\ \text{體系之功} \end{array} \right.$$

此不過為 § 291 所述之概括。§ 291 謂：加於一物體之熱 = 物體內能之增加 + 物體所作之外功。故熱力學之第一定律，其要義即為能量之不滅，但其形式可變易。

343. 等溫過程 (isothermal processes) 一物體系內任何情形之變化或過程，若與其溫度無關，則謂之等溫過程。一物質之等溫曲線與等溫過程須判別之。設所有之物質為氣體，則由 § 281 可知該物質在絕對溫度 T 時，其壓力與體積得由公式 $PV = RT$ 表示之。其所有之等溫曲線為一直交雙曲線。再若一氣體於某溫度時，其壓力與體積如公式 $PV = RT$ 所示。則將此氣體充入於圓柱

筒內，而使此圓柱筒活塞之重量調整得當時，此氣體即入於平衡狀況，或活塞不作上下移動。由公式 $PV = RT$ 所決定之一切狀況，或在物質不為氣體時，其等溫方程式所示之一切狀況，皆為平衡狀況。即所有之壓力對於所有之溫度及體積為平衡壓力。欲使物質之

狀況變異時 (T 為恆等)，須使其壓力自其平衡壓力起變異。

即欲使物質壓縮時，須增大其

壓力。而欲使其脹大時，須減小

其壓力。若壓力之變易為極微，

則物質狀況之變易亦極微。若

使壓力，即由 $PV = RT =$ 常

數，所示之平衡壓力連續微起

變易，則所有之氣體即經過一系狀況，即成為等溫過程。若將氣體

所有之各體積，及活塞所施之各對應壓力，在一壓容圖上表明之

(圖 215)，則即得兩虛曲線，分別位於一定溫度之等溫曲線之上

下。所有過程之進行達相當慢時，所有之兩虛曲線尤與所有之等溫

曲線相切近。將一氣體等溫壓縮時，所施之功等於在等溫曲線下，

兩端縱坐標之間之面積。由能量不滅定律，可知施於氣體之功，等

於使此氣體保持一定溫度時由其取去之熱。至於氣體之內力隨其

體積之變化，則為量極微而可略而不計。同樣，在等溫膨脹時，氣體

所作之功等於其所受之熱。

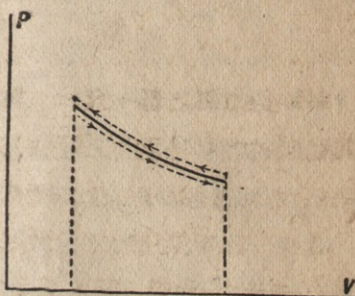


圖 215

等溫平衡曲線及可逆等溫過程曲線

344. 絕熱過程 (adiabatic processes) 一物體系經過一任

何過程起變化時，若無熱之增減，則謂之絕熱過程。絕熱過程與絕

熱曲線須判別之。一絕熱曲線為表示一系平衡狀況。

在一 PV 圖上之任何點，可通過一等溫曲線與一絕熱曲線。在

任何點絕熱曲線之斜度必較等溫曲線為大。因氣體之熱無增減，則在膨脹時必溫度減小而作功，而在壓縮時必增高溫度。其所得熱之功當量保持於物質內，由於絕熱曲線下兩端縱坐標內之面積表示之。等溫壓縮與絕熱壓縮之不同，可以自由車胎之打氣筒表明之。將打氣筒徐徐壓縮使幾成為等溫壓縮時，所生之熱可由打氣筒之壁逸去。將打氣筒急速壓縮時，則筒與筒內氣體之溫度即增高，可用手驗之。由傳導，對流，及輻射所失之熱既無法免除，故壓縮愈急速，愈成為絕熱。聲波之壓縮為絕熱壓縮，即為此故。

一理想氣體之絕熱曲線方程式，在 PV 圖上為

$$PV^K = \text{常數}$$

K 為兩種比熱之比，即 S_P/S_V 。凡甚能遵守波義耳氏定律之實在氣體，其絕熱曲線方程式約與上式相同。又 CO_2 雖不能遵守波義耳定律，然其絕熱曲線方程式，亦與上式相似。雖所有 K 之值不為 S_P/S_V 。

345. 絕熱曲線之方程式 欲導出此方程式，須先將氣體之絕熱與等溫過程，及所含熱與功之量之關係研究之。

設有一約能遵守波義耳定律之氣體，將此氣體一克納入一有活塞之圓筒內。

使 $V =$ 在初時氣體之體積

$P =$ 氣體之壓力

$T =$ 氣體之溫度

此狀況可由 PV 圖上之一點 a 表示之 (圖 216)。因在 PV 圖上之任何點，皆表示某一定之狀況。此已於 § 277 述之。現若將活塞推動使氣體受絕熱壓縮。壓縮之體積為 $ab = \Delta V$ ，則所有之過程必依一絕熱曲線而達於 d 點。壓力與溫度均增大。最後之溫度為 $T + \Delta T$ 。此狀況 d 亦可由 a 至 b 及由 b 至 d 兩步得之。即先將氣體在等壓力下依 ab 線壓縮之。在此壓縮時，不特須除去所施熱之功當量 (由面積 $abef$ 所表示者)，並須除去使氣體在 ΔT 溫度內冷卻之熱。其總量為 $S_P \Delta T$ 。然後使氣體在等體積下受熱 $S_V (\Delta T + \Delta T)$ ，而達於狀況 d 。於是絕熱過程之定義，可有

$$S_P \Delta T = S_V (\Delta T + \Delta T) \quad (1)$$

但 (§264) 氣體在等體積時，其壓力與溫度約成正比，故有

$$\frac{\Delta P}{\Delta'P} = \frac{\Delta T + \Delta'T}{\Delta'T}$$

用以代入(1)式，即得

$$\frac{\Delta P}{\Delta'P} = \frac{S_P}{S_V} = k \quad (2)$$

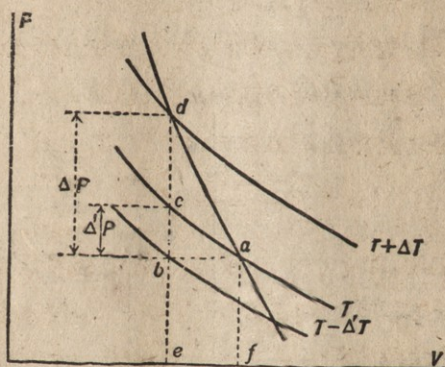


圖 216 一微小之絕熱變化解爲一等容及一等壓變化

K 爲 S_P/S_V 之符號。

此氣體在等體積下受壓縮時，經過一 c 點，此 c 點位於一通過 a 點之等溫曲線上。於是，由氣體等溫定律 (§223)，有

$$(P + \Delta'P)(V + \Delta V) = PV$$

(此爲一普通式， $\Delta'P$ 及 ΔV 各有其自己之符號。即在 $\Delta'P$ 爲正時， ΔV 爲負，或反之)。

遂得
$$V\Delta'P + P\Delta V = 0 \quad (3)$$

將(2)式之 $\Delta'P$ 代入之，有

$$V\Delta P + kP\Delta V = 0$$

在 ΔP 及 ΔV 爲無限小時，

$$\frac{dP}{P} + k \frac{dV}{V} = 0$$

將此式積分之，即得

$$PV^k = \text{常數}$$

須知直接過程所施之功，即由面積 $adef$ 所表示者，較間接過程所施之功，即由面積

$abef$ 所表示者，大一三角形 abc ，但在體積之變易 ΔV 為極小時，此所有差在比較下可略而不計。故 $abcd$ 過程可以 ab 過程代替之。

343. 絕熱氣體之彈性 由 § 169，氣體容積彈性係數之定義為

$$E = - \frac{dP}{dV} V$$

於是由 § 345 方程式(4)，即可知氣體在絕熱壓縮時，有

$$E_{ad} = - \left(\frac{dP}{dV} \right)_{ad} V = kP$$

347. 循環過程 (cyclic operation) 循環過程為一連續過程。

物質經過此過程時，仍能返至其原有之狀況。在 PV 圖內一任一閉線可表示一循環過程。每一循環過程均可分為膨脹與壓縮兩部分(圖 217)。在曲線 ABC 下之面積，表示物質膨脹時所作之功。在曲線 CDA 下之面積，

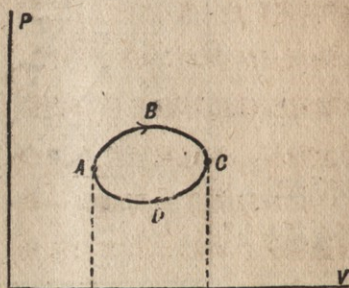


圖 217 表示一循環手續之曲線

表示物質在壓縮時所受之功。物質所作之淨功，則由閉綫 $ABCD$ 內之面積表示之。若循環過程之方向相反，即為 $ADCB$ ，則閉綫 $ABCD$ 內之面積，表示施於物質之功。不論所有曲線之形狀為何，上述均為確實。

348. 可逆過程與可逆循環 一可逆過程為使所有狀況微起變易時，能使其於相反之方向進行，或表示此過程之曲線 (§ 343) 與所有之平衡曲線無限切近。例如，欲使一等溫過程為可逆，須使在膨脹時，壓力與 $PV = RT$ 所示之平衡壓力無限切近而較小。又須使在壓縮時，壓力與平衡壓力無限切近而較大。再者，須使熱在無限小之溫度梯度內流動，即使熱自四周之物質流向氣體，而四周物體

之溫度，較氣體之溫度大 dT 。或使熱自氣體流向四周之物體，而氣體之溫度，較四周物體之溫度大 dT 。在此情形下，在 P 與 T 微起變易時，均可使所有之過程為可逆。由可逆過程合成之循環，謂之可逆循環。

349. 噶爾諾 (Carnot) 循環 噶爾諾循環 (圖 218) 由兩等溫過程及兩絕熱過程所合成。最初與最後之狀況相同。設有一物質，密閉於一圓筒內。此圓筒之側面及活塞為非佳傳熱體，而其底為佳導熱體。所有物質謂之資料，最好為氣體 (但亦不一定為氣體)。再設有一熱容量極大之物體 (1)，其溫度為 T_1 ，一不傳熱之座子 (S)，及另一熱容量極大之物體 (2)，其溫度為 T_2 。於是，可得噶爾諾循環如下。

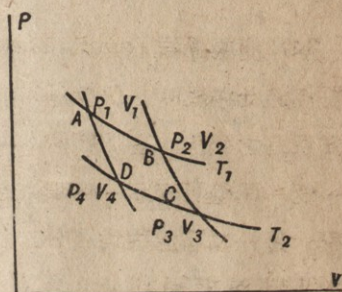


圖 218 噶爾諾循環

(1) 在初時所有資料之狀況為 $P_1 V_1 T_1$ (圖 218)。將圓筒置於 (1) 之上，使其內氣體自 (1) 吸熱，而漸漸膨脹達於狀況 $P_2 V_2 T_1$ 。若膨脹頗緩，則所有之過程為等溫而可逆。

(2) 將圓筒移置於 (S) 之上，使資料繼續絕熱膨脹 (可逆) 而達於狀況 $P_3 V_3 T_2$ 。

(3) 將圓筒移置於冷卻體 (2) 之上，使其內氣體傳熱於 (2)，而漸漸壓縮達於狀況 $P_4 V_4 T_2$ 。若壓縮頗緩，所有過程亦為絕熱而可逆。

(4) 將圓筒復移置於 (S) 之上，使資料絕熱壓縮，而歸於在初之狀況。

根據 § 347, 所有資料作上述方向之循環時, 其所作之淨功 W 爲由 $ABCD$ 表示之。

使 $H_1 =$ 在溫度 T_1 時, 吸入熱之機械功當量

$H_2 =$ 在溫度 T_2 時, 放出熱之機械功當量

於是根據熱力學之第一定律, 可有

$$W = H_1 - H_2$$

若所有循環之方向與上述相反, 則有

$H_1' =$ 在溫度 T_1 時, 放出之熱

$H_2' =$ 在溫度 T_2 時, 吸入之熱

$W' =$ 在此循環內施於氣體之功

而復有

$$W' = H_1' - H_2'$$

及 $W = W'$

若欲使所有之循環爲可逆, 須使熱於無限小之溫度梯度內流

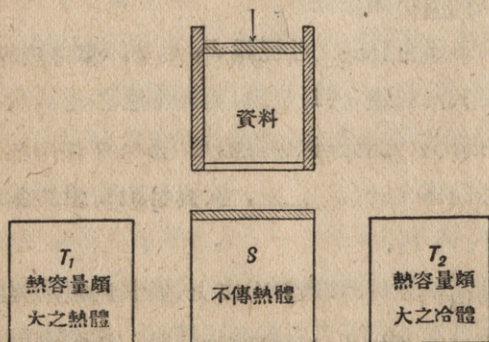


圖 219

動, 而壓力與平衡壓力無限切近. 欲滿足第一條件, 可使所有之等溫變易爲極緩. 欲滿足第二條件, 可使作用於活塞之力大小得當.

上述之過程即爲一理想引擎之過程，表示由一噶爾諾循環得到之有效機械功。一理想引擎之機構應爲如何，姑不論之。其基本特徵，則爲其須有可逆之噶爾諾過程。各種理想引擎之特徵，皆爲如此。但在動作時所用之資料，溫度，與壓力則各不相同。若有一引擎動作於兩溫度 T_1 及 T_2 之間，而在某定量之溫度梯度內，有熱之吸入與放出，或在其膨脹與壓縮時，活塞所受之力未得調整適當。或兩者兼之，則此引擎即成爲一不可逆引擎。

350. 引擎之效率 一引擎之效率，爲其在一循環過程內所作之機械功，與其資料吸入之熱之比。在噶爾諾循環時

$$e = \frac{W}{H_1} = \frac{H_1 - H_2}{H_1}$$

此效率表示引擎所作之機械功爲其資料吸入熱之分數。

351. 熱力學之第二定律 此熱力學之普遍原則，首由克勞修司 (Clausius) (1850) 及愷氏 (Kelvin) (1856) 分別提出之。彼此意義相同，但表述互異。

欲使一自動機械，將熱由一物體傳至另一溫度較高之物體，其事爲不可能 (克勞修司)。

欲使一任何連續而不生活之機構，使物質任何部份之溫度降至其周圍最低溫度之下，而由之以取得機械功，其事爲不可能 (愷氏)。

此兩者表述同一之公理或假設。此假設雖未能直接證明之。然由其演繹所得之一切結果，未嘗遇有不合，故自可用爲理論根據，此假設表示而亦承認，一切現象有某種自然之傾勢。例如，凡熱必依溫度梯度而下流。凡壓縮氣體必膨脹。若用他種說法述之，此假設可成一易於承認之概括原則，即一切自然過程，或一切不受

維持與支配之過程，皆為不可逆之過程。不可逆一詞之意義則如在上所述。

352. 噶爾諾定理 現可證明一極重要之定理，為噶爾諾於 1824 年所提出。

一切可逆引擎在相同兩溫度間吸入與放出之熱，其效率相同，而一不可逆之引擎動作於此同兩溫度間，不能有較大之效率。

噶爾諾曾根據熱質說證明此定理，但有差誤。克勞修司及愷氏證明此定理為第二定理之必然結果。先設想有兩任何可逆理想引擎 E 及 E' ，動作於兩溫度 T_1 及 T_2 之間，而使 E' 過程之方向與 E 相反。若以 H_1 及 H_2 為 E 前進時吸入與放出之熱，而 H_1' 及 H_2' 為 E' 後退時吸入與放出之熱，又由機械連繫，使兩引擎之速度為 E 前進時所作之功，適能開動 E' 使後退，則設 E 之效率較大於 E' 時，有

$$e = \frac{H_1 - H_2}{H_1} > \frac{H_1' - H_2'}{H_2'} = e' \quad (1)$$

兩者所受及所作之功既相等，故有

$$W = H_1 - H_2 = H_1' - H_2' = W' \quad (2)$$

於是由(1)及(2)兩式，得

$$\frac{1}{H_1} > \frac{1}{H_1'}$$

或 $H_1 < H_1'$

而由(2)， $H_2 < H_2'$

因此可有一淨量之熱

$$H_2' - H_2 = H_1' - H_1$$

自一溫度 T_2 較為低之物體，傳至於一溫度 T_1 較為高之物體，而無

須施以任何之功。然此與克勞修司所述之第二律相矛盾。於是可斷定 e 不能較 e' 為大。現若使引擎 E' 為前進而 E 為後退，則同理可證明 e' 不能較 e 為大。於是，定理之第一部份得以證明。

現若設引擎 E 為不可逆，則依上法可證明 e_{ir} 不能較 e' 為大，又 E 既為不可逆，故亦不能證明 e' 不能較 e_{ir} 為大。因此， e_{ir} 必等於或小於 e_{rev} 。或

$$e_i \leq e_{rev}$$

定理之第二部份遂亦得以證明。

353. 熱力溫度標 可逆引擎之效率既與所有之資料及壓力無關，故可知其效率但視其動作時所有之兩溫度而定。又若 $\frac{H_1 - H_2}{H_1}$ 但視 T_1 及 T_2 而定，

則 $\frac{H_2}{H_1}$ 亦必但視此兩溫度而定。愷氏即由

此提出熱力溫度標。因此溫度標係由噶爾諾定理得之，而與資料之物質無關，故謂之絕對熱力溫度標。根據此溫度標，任何兩溫度之比，等於一可逆引擎，在此兩溫度間，完成一噶爾諾循環時，吸入及放出熱量之比。即若以 θ_1 及 θ_2 為此兩溫度根據熱力之測定值，則有

$\frac{\theta_2}{\theta_1} = \frac{H_2}{H_1}$ 。熱力溫度標之刻度，可與百度氫溫度標相同。即在水之冰點及沸點間分為 100° ，如圖 220 所示。此即等於將在 0° 及 100°C 兩等溫曲線及兩任何絕熱曲線間之面積，分成一百等份。

於是可有在下諸方程式，用以決定在百度熱力溫度標上之任何溫度 θ 。因由定義，可有

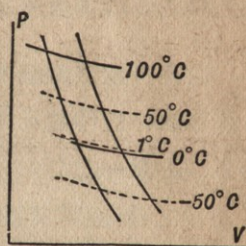


圖 220 熱力學溫度標
溫度差異與作功成正比

$$\frac{\theta}{\theta_{100}} = \frac{H}{H_{100}}$$

及

$$\frac{\theta}{\theta_0} = \frac{H}{H_0}$$

再因冰點及沸點間分成爲一百度，故有

$$\theta_{100} - \theta_0 = 100$$

因此，由此式消除 θ_{100} 及 θ_0 ，即得

$$\theta = \frac{H}{\frac{H_{100} - H_0}{100}}$$

設有實效之理想可逆引擎，即可用以決定熱力溫度如下。先使此引擎動作於沸點及冰點之間，而測定其能作功若干。然後使其動作於冰點及一熱源如一大桶之水之間，而調整桶內水之溫度，使引擎所作之功，適爲其在沸點與零點間所作之功之百分之一。由此即可知桶內水之溫度，較熱力溫度標之冰點爲大一度。其他溫度，亦可同樣決定之。再設此引擎之動作如圖 220 所示，則可知兩任何熱力溫度之差，必與 $H_1 - H_2$ 成正比。 $H_1 - H_2$ 爲於此兩溫度間引擎所作之功，可由所有之等溫度曲線及絕熱曲線間之面積表示之。由此可知熱力溫度 1° 爲在兩絕熱曲線及兩等溫曲線間面積之百分之一。此兩等溫曲線一爲冰點，一爲沸點。又在冰點上 50° 之等溫曲線適將此面積分成兩等分。而冰點下 -50° 之等溫曲線與冰點之等溫曲線間之面積，與此兩等分面積之一相等。

由上可知一可逆引擎之效率，得由熱力溫度表示之，即

$$e = \frac{H_1 - H_2}{H_1} = \frac{\theta_1 - \theta_2}{\theta_1}$$

根據實驗，在各種引擎所有之溫度範圍內， θ 及 T 幾爲相等，於是

可得一實用方程式

$$e = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

354. 熱力溫度標與氫溫度標之比較 熱力溫度標與氫溫度標完全不同，故欲用熱力溫度標為標準溫度標時，須有一可實驗之測定法，以熱力學溫度表示標準溫度。不然，則須使其與其他之溫度標相比較，其法如下。

在理論上，可證明一理想氣體溫度計所示之溫度，與熱力溫度為相合。故熱力溫度可用理想氣體為資料而定之。然在實際上，未能有一理想氣體可用之於溫度計。但前已述之，實在氣體在密度近於零時，其特性可與理想氣體相似。因此，若使一氣體如氫，有各不相同之密度，而分別用之於溫度計，則將所有之各溫度標比較後，可推知在氣體密度為零時之溫度標為何。此溫度標當與熱力學溫度標相合。再者，實在氣體與理想氣體有下列不同諸點：

- (1) 理想氣體能完全遵守定律 $PV = RT$ 。實在氣體則僅約能遵守之。
- (2) 理想氣體自由膨脹之內功為零。實在氣體不為零。
- (3) 理想氣體在等壓力下之比熱恆等。實在氣體不恆等。

因此，若用多孔塞頭實驗 (§296)，以測定一實在氣體在各溫度時之壓力及體積，又計算其在各情形下之比熱，則即可決定實在氣體與理想氣體之相差為如何。而由此可推知一等容溫度標及熱力溫度標之關係。對於實在氣體之特性，尤其在自由膨脹時逆分子力所作之內功，尙未能知其底細。但由氫及氮等溫度標所推知之熱力溫度標，則頗為可靠，可如下表所示。

第十七表
等容溫度標之校正
 $P_0 = 1000$ 毫米水銀柱

溫度(百度標)	氫	氮
-240		
-200	+0.62	+0.18
-150	+0.62	+0.06
-100	+0.10	+0.033
-50	+0.03	+0.010
+10	-0.002	+0.005
+40	-0.006	+0.000
+70	-0.004	-0.001
+200	+0.04	-0.001

+450	+0.19	+0.001
+1000	+0.70	+0.02
+1200	+1.00	+0.07

由此表可知在普通溫度時，於約近計算上，熱力溫度標與氫溫度標可認為相同。
 355. 熵 (entropy) 現再試以噶爾諾循環論之。則可知由熱力溫度標之定義，有

$$\frac{H_2}{\theta_2} = \frac{H_1}{\theta_1}$$

即在兩任何絕熱曲線間，一切等溫曲線之熱之吸入 (與放出)，與溫度之比皆為相等。
克勞修司即此謂 H/θ 實為資料某種特性之變易量。在任何 (可逆) 之絕熱過程，此特性為恆等。但在資料由一絕熱過程達於另一絕熱過程，則此特性即起變易。克勞修司稱此特性為熵，其關係極為重要。

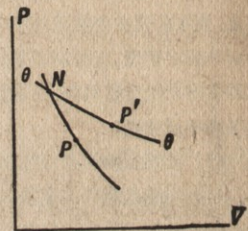


圖 221 P 點表示任意擇定之零熵。P' 點之熵由自 P 點之絕熱等溫變易決定之

欲測定一物體在每一物理狀況時，其熵之定值，須先在 PV 圖內，擇定某一狀況點作為零熵。比如在測定高度及深度時，擇定海平面為零度。設狀況點 P 表示零熵 (圖 221)，則另一狀況點 P' 表示之熵，可從自 P 至 P' 可逆過程內所吸入 (或放出) 之熱以定之。最為簡單之路線，為一絕熱路線 PN 及一等溫路線 θ 。若自 N 至 P' 吸入之熱為 H ，則 P' 對於 P 之熵即等於 H/θ ，可以 $S(P, P')$ 表記之。設由其他可逆路線以達於 P' ，而其路線為若干絕熱部分及若干等溫部分所合成，則若在 $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ 等溫度時，吸入或放出之熱為 H_1, H_2, H_3

等，則 $S(P, P') = \frac{H_1}{\theta_1} + \frac{H_2}{\theta_2} + \frac{H_3}{\theta_3} = \Sigma(H/\theta)$ 。若 H_1, H_2 等有為放熱，則頂冠以負

號。由此定義觀之，每一狀況必有一定之熵。

356. 熵與可逆循環 已知一物質完成一噶爾諾循環時，其熵不起變易。此結果可用之於圖 222 閉線所示之任何可逆循環。因經過此閉線可作一系絕熱曲線，而延繞此閉線可作一系等溫曲線。如是所有之可逆循環，分成為一系噶爾諾循環。此一系噶爾諾循環之個數增多時，其面積之和即切近於可逆循環之面積。再者，各等溫曲線 AA', BB', CC', DD' 等吸入之熱必等於曲線 $A-D$ 吸入之熱。因彼此之差由各小三角形面積之和表示之。而此各小三角形面

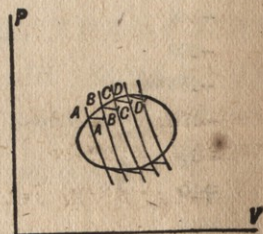


圖 222 一任何循環可分解為一系噶爾諾循環

積之和切近於零為極限值。於是在每一噶爾諾循環，既有

$$\frac{H_1}{\theta_1} = \frac{H_2}{\theta_2}$$

故在所有之完全可逆循環，有 $\Sigma (H_1/\theta_1) - \Sigma (H_2/\theta_2) = 0$ 。

或若以放出之熱 H_2 為負，則有

$$\Sigma (H/\theta) = 0.$$

或噶爾諾循環之個數無限增多，有

$$\int \frac{dH}{\theta} = 0$$

由此可知在兩狀況間一切可逆路線，其熵之變易為相等，或 $\frac{dH}{\theta}$ 為一完全微分。

357. 熵之增大 若有一熱量 H ，自一溫度為 θ_1 之物體，傳給另一溫度為 θ_2 之物體，則前者之熵減小 $\frac{H}{\theta_1}$ ，而後者熵增加 $\frac{H}{\theta_2}$ 。在熱之任何傳導時， $dS = H \left(\frac{1}{\theta_2} - \frac{1}{\theta_1} \right)$ 常為正，或所有兩物體之熵必增大。

其他自然過程，如不平衡膨脹，擴散，物體因地心引力而下墜，機械能因摩擦而變為熱等，均可證明有熵之增大，凡此等過程均為不可逆過程，使溫度 壓力，及物體與分子之速度等，更歸於平均。因此，可將此觀念概括言之如下。一切自然過程均為不可逆而使熵增大。在熵增大時，各物理狀況更歸於齊一。一切自然演變似均欲達於最高度之齊一。一切自然過程，常使熵增大之假設為在化學及物理上討論各種平衡問題時之根據。此等平衡問題如液體與氣體之平衡，固體與液體之平衡，及化合物彼此之平衡等皆是。

一不可逆循環，在溫度 θ_1 及 θ_2 時所吸入及放出之熱，其關係為

$$\frac{H_1' - H_2'}{H_2'} \leq \frac{\theta_1 - \theta_2}{\theta_1}$$

由此，

$$1 - \frac{H_2'}{H_1'} \leq 1 - \frac{\theta_2}{\theta_1}$$

$$\frac{H_2'}{\theta_2} \leq \frac{H_1'}{\theta_1} \text{ 或 } \int \frac{dH}{\theta} \geq 0$$

故在普通情況下，由熱力學第二律，可證明在任何過程內有熵之增大。而由此更可知凡不可逆過程不能使熵減小。

358. 往復汽機 (reciprocating steam engine) 普通之往復汽機，如圖 223 所示，為一極普通之機械，用以使熱變易為機械功。此種汽機常用水為資料 (試與 § 347 所述比較之)。溫度較高之熱源

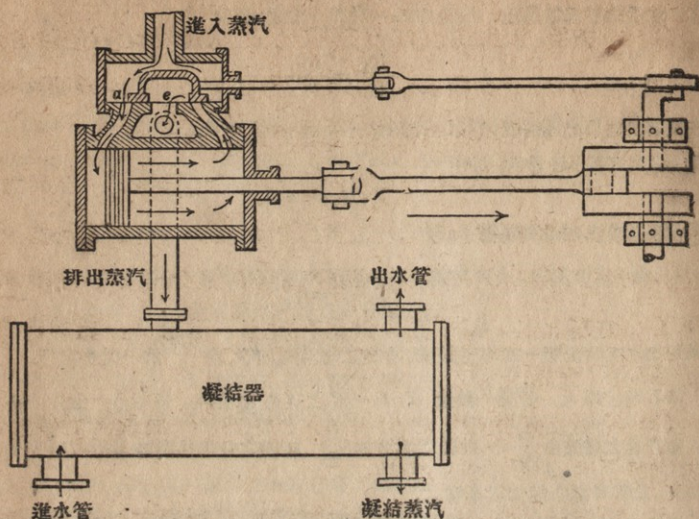


圖 223

爲一鍋爐。溫度較低之散熱物體爲一水流冷凝器。不使有一圓筒形汽缸移動於兩溫度之間，而使有資料流動於溫度不同之各點。此與 § 349 所述不同而較爲便利。資料經過之循環，因機械上結構之困難，未得爲噶爾諾循環，而爲如圖 224 各步動作所示。可述之如下。

(1) 鍋爐內之水於溫度 T_1 起蒸發。其每一單位質量吸收熱量 L_1 (蒸發熱)。

(2) 蒸汽在等壓力 P_1 下，自鍋爐經過 a 瓣(圖 223)，而入於汽缸。其時汽缸內之活塞開始向右推動。蒸汽在壓力 P_1 下因蒸發而成等溫膨脹。由 AB 線表示之。其所作之功則由 $ABGF$ 面積表示之。

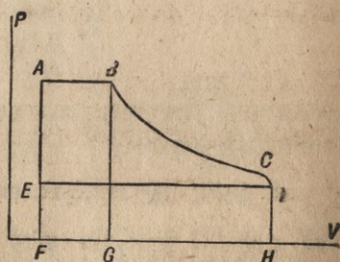


圖 224 一可逆汽機之理想循環

(3) a 瓣閉。飽和蒸汽自 B 膨脹至 D 。此膨脹愈為絕熱愈佳。所作之功由 $BDHG$ 面積表示之。蒸汽膨脹至 C 時， a 瓣開而與泄氣管 e 相通，使蒸汽入於冷凝器，而壓力由 C 降至 D 。

(4) 活塞之推動起始反其方向。此向左之運動受一等壓力 P_2 之反抗。因在此時，在冷凝器內之蒸汽於溫度 T_2 作等溫凝結。此溫度 T_2 由冷水流保持之。在一無冷凝汽機， T_2 約須為絕對溫度 373° (100°C)。在凝結時，每單位質量蒸汽放出一熱量 L_2 。施於蒸汽之功由 $DEFH$ 面積表示之。

(5) 冷凝之氣體於等體積 (EA) 下受熱 H ，而復入於鍋爐。如是氣體復還至 A 而完成一循環。

由一種機械裝置，可使引擎於動作時，自行畫成一曲線。此曲線各點之縱坐標及橫坐標分別與汽缸內蒸汽之壓力及體積成正比。此曲線謂之指示曲線。其形狀與圖 224 所示者頗相似。

汽機之效率

359. 由上所述，可知每磅蒸汽所作之功 W ，可由 $ABDE$ 面積表示之。其吸入之全熱量為 $L_1 + H$ 。此比值 $\frac{W}{(L_1 + H)J}$ ，謂之引擎之熱力效率。 J 為熱之功當量。熱力效率表示引擎熱力過程之優善與否。汽機在動作時，當然有一部分之能，耗於各部分之摩擦（變為熱）。故汽機實在所作之功 W' ，常較 W 為小。此比值 $\frac{W'}{W}$ ，謂之汽機之械率，表示機械結構之優良與否。在上兩效率之乘積，即比值 $\frac{W'}{(L_1 + H)J}$ 為汽機使熱變為有效功之效率，常較熱力效率為小。

試將熱力效率 $\frac{W}{(L_1 + H)J}$ ，與在同兩溫度間一理想噶爾諾汽機效率相比較，頗為有味。

根據 § 354, 等容氫溫度標與熱力溫度標, 可認為相等。故一理想汽機之效率, 可由 $e = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$ 表示之。一實在汽機動作於鍋爐溫度 T_1 , 及冷凝器溫度 T_2 之間時, 其效率可望能與此相近。例如, 在鍋爐溫度為 777°C , 而冷凝器溫度為 77°C 時, $e = \frac{100}{450} = 22\%$ 。此即表示一理想汽機能將所受熱之四分之一變為機械功。第十八表為若干種最優良之汽機, 與一理想汽機實在熱力效率之比較。

於上述之兩汽機效率外, 鍋爐之效率即比值 $\frac{\text{傳於水之熱}}{\text{得自燃料之熱}}$ (在一某時間內), 在計算由燃料取得機械功時, 亦為重要。鍋爐之平均效率約為 60%。其最大可為 80%。因此, 最優良之汽機及鍋爐配合時, 可有最大實在效率 21%。

由 § 298, 軟煤之燃燒熱為每克 2.9×10^{11} 爾格, 或每磅 12500 英國制熱單位。而 § 57, 一馬力為每小時 2.68×10^{13} 爾格, 或 1.98×10^6 呎磅。1 英國制熱單位既等於 778 呎磅, 故一磅煤於燃燒時放出之能, 可為 4.8 馬力小時。於是最優良汽機與鍋爐配合時, 在一小時內可從一磅之煤, 取得 0.82 馬力。

第 十 八 表

汽機之效率

	溫 度		效 率 百分	噶爾諾 循環之效率 百分數
	t_1	t_2		
維倫 (Willan) 機汽 (無氣冷)	164°	401.5°	10.4	1.5
萊維脫 (Levitt) 抽水汽機 (二次膨脹)	181.6°	377°	19	3.7
萊維脫 (Levitt) 抽水汽機 (三次膨脹)	19.19°	46.7°	20.8	3.8
挪特裝 (Nordberg) 汽機 (四次膨脹)	26.35°	43.1°	25.5	3.9

360. 實在汽機之缺點。前節所述，忽略若干要點。蒸汽在 BC 膨脹時，因活塞與汽缸皆為傳熱體，故未能為完全絕熱。此足使蒸汽在汽缸內起凝結。欲增高溫度 T_1 以得到較大之效率時，蒸汽在汽缸內之凝結尤甚。但若用多個汽缸（二個三個及四個等），使蒸汽在每個汽缸內起膨脹，則蒸汽之溫度在每個汽缸內起變易。如是得減小蒸汽之凝結，而增高其起始溫度 T_1 。若欲使蒸汽之凝結更為減小，而在增高其起始溫度 T_1 時，其起始壓力並不增高，則可使蒸汽過熱。即使其在等壓力下，通過在鍋爐熱氣內之螺管，如圖 225 所示。如是蒸汽入於汽缸內時不為飽和，而在 PV 圖內，所有之曲線亦與在前所述者不相同。

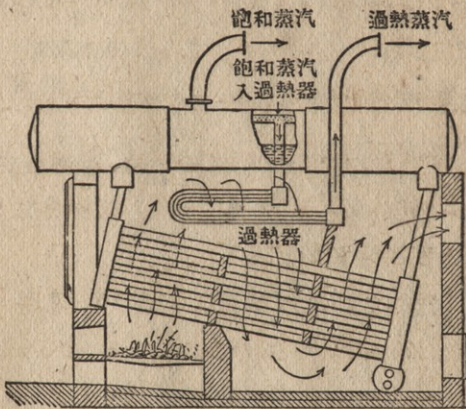
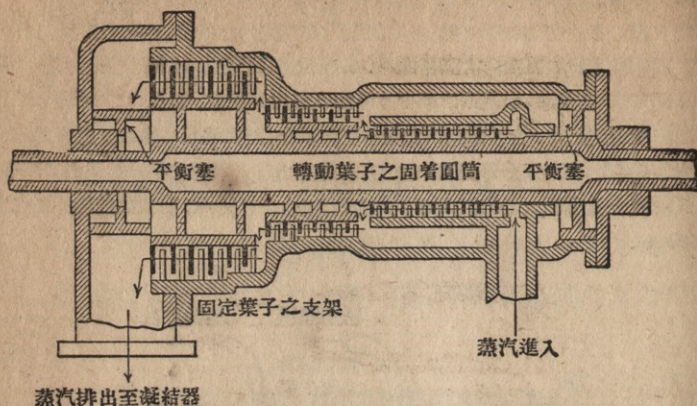


圖 225 鍋爐及過熱器

361. 蒸汽輪機 (Steam turbine) 此為另一較新之機械，用以使蒸汽熱變為機械功。其主要部分有二。一為轉動軸有某種排列之葉片。一為若干固定管嘴，用以控制汽流之方向。此氣流在初時之壓力極大。蒸汽輪機常分為兩種。一為速度式，使蒸汽由某種形狀之管嘴噴出。蒸汽之壓力即因膨脹降至最低。其速度極大之汽注，衝擊於葉片上使轉動。此與某種形式之水輪，受水注衝擊時轉動相似 (§204 圖 104)。若用若干組葉片，各組間有固定之導管以變易汽注之方向，則可使蒸汽之速度逐漸減低，而輪軸轉動之速度不增大。一為壓力式，如圖 226 所示。使蒸汽經過若干組之轉動及固定葉片而膨脹。作用於轉動葉片上之壓力，使葉片發生轉動。蒸汽輪機較之往復引擎，有許多機械上之便利。如能有極大而均勻之角速度，而所佔位置不大等。汽船常用蒸汽輪機，取其不受震動。在低壓力，蒸汽輪機較往復汽機效率稍為大，但在高壓力，則稍為小。故常將兩者配合之，先使高壓力蒸汽通過一往復汽機起一部分之膨脹後，再通入一蒸汽輪機。



在各組葉子間蒸汽之途徑

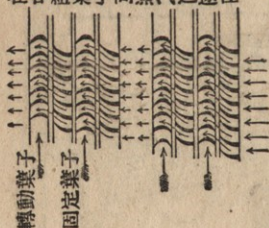


圖 226 壓力式蒸汽輪機結構之大概及蒸汽在各組葉子間之途徑

362. 內燃機 (internal combustion engine) 在此機械，汽缸與鍋爐之功用合而為一，即燃燒發生於汽缸內。四程式內燃機之動作，可如圖 227 各步所示。在 I 吸汽瓣開，而活塞向右推動，使汽缸內滿充配合適宜之爆炸燃料（煤氣汽油或醇氣）及空氣。在 II 吸氣瓣閉，活塞起始向左推動，將燃料壓入汽缸一端之空隙，謂之爆炸隙。在此壓縮動程之末了，燃料由電花而起爆炸。在 III 燃料爆炸時發生之高壓力，作用於活塞，使復向右推動。在此爆炸動程之末了，泄氣瓣閉。在 IV 爆炸後之廢氣，由泄氣瓣排出於外。如是即完成一循環。有如是四動作之內燃機，謂之四程內燃機。此外更有其他形式之內燃機，如兩程內燃機，及狄賽爾 (Diesel) 內燃機等。二程內燃機僅須兩動程即完成一循環。狄賽爾內燃機僅使空氣受壓縮，而將燃料注入之。其燃燒為無聲，不若四程內燃機之成為爆炸。四程內燃機之熱效率約為 30%，狄賽爾內燃機則約為 40%。內燃機之優點，在能有較大效率外，又所佔位置甚小，且取制與發動均易。開動一內燃機最困難之點，莫如使空氣與燃料混合適當。此常另用一附屬器，謂之揮發器。現在所有之最內燃機

能有 4000 馬力。

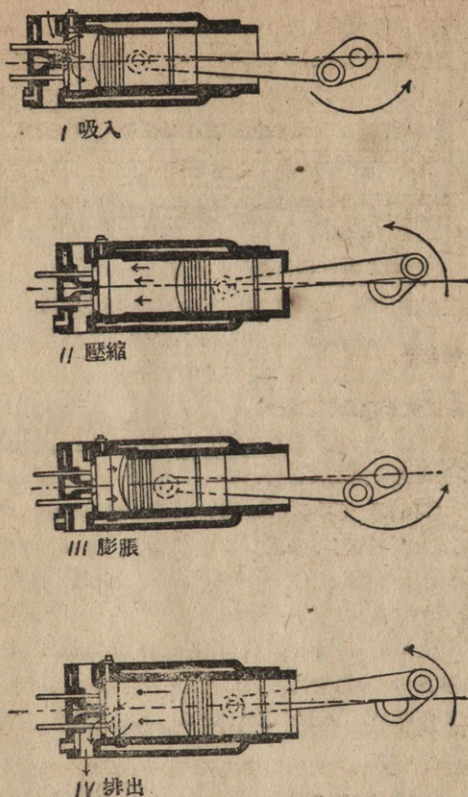


圖 227 四程內燃機之循環

參 考 書

包恩卡 (Poincaré H.) 最新物理學 (New Physics) 有物態, 熱力學, 及能量不滅等諸章。
 吞台爾 (Tyndall) 熱為一種運動之狀態 (Heat is a Mode of Motion) 為通俗講義, 有各種實驗表明。

英百科全書 (Encyclopaedia Britannica), 第十四版與本書所述大概相同。

克立弗斯(Criffiths) 能之熱力測定 (Thermal Measurement of Energy) 敘述自倫福特 Rumford)迄於 1900 年熱爲能之觀念之發展，頗爲明瞭。

愛台賽 (Edser) 熱學 (Heat), 所述與本書相同，但較爲詳盡。

包恩頓 (Poynting) 及湯姆孫 (Thomson) 熱學 (Heat), 在理論方面較愛台賽 (Edser) 熱學爲深。

柏萊斯頓 (Preston) 熱學論 (The Theory of Heat), 爲極有價值之參考書，頗詳盡而
易誦讀·融貫理論及實驗。

台維斯 (Davis) 初等氣象學 (Elementary Meteorology), 爲一極善之教本。

宜林 (Daring) 熱工學 (Heat for Engineers), 偏重實驗方面，包括工程上應用各部分。

哥德挪 (Goodenough) 熱力學原則 (Principles of Thermodynamics), 敘述熱力學之
原則，及其於蒸汽機，內燃機，及其他熱機關與冷卻機關等應用之發展。

脫拉浮斯 (Travers) 氣體之研究 (Study of Gases), 於液化過程之一章爲最佳。

裴貴斯 (Burgess-Le Chatelier) 高溫測定法 (High Temperature Measurement), 第
三版，爲討論高溫測定最佳之書。

達哀 (Day) 及叔斯門 (Sossman) 氣體高溫測定法 (High Temperature Gas Ther-
mometry). 敘述最新之方法及其結果。

良梅斯 (Ames) 氣體之自由膨脹 (The Free Expansion of Gases), 此書載有給呂薩
克 (Gay-Lussac) (1807) 焦耳 (Joule) (1845) 及愷氏 (Kelvin) 與焦耳 (Joule)
(1852-1862) 等氏之論文。愷氏 (Kelvin) 與焦耳 (Joule) 之論文敘述多孔塞頭實驗。

梅旗 (Magie) 熱力學第二定律 (The Second Law of Thermodynamics), 載有嚶諾爾
(Carnot 1824), 克勞修斯 (Clausius 1850) 及愷氏 (Kelvin 1851) 等氏之論文，
敘述熱力學之發展。

勃拉特萊 (Bradley) 物理學報 (Physical Review 9. 1904), 敘述如何測驗製造液體空
氣之機械。

章特奈 (Waidner) 及伯克孫 (Dickenson) 標準儀器使用法 (Bull. Bur. Standards
3, 1907), 敘述各種溫度計及其在 0° 及 100°C 間之用法。

裴奈司 (Barnes) 羅伊思 (St. Louis) 國際電學會刊 (Trans. Inter. Electr. Congress)
1, 1908, 53 頁，載有由電能以測定熱之功當量法。

章特奈 (Waidner) 裴貴斯 (Burgess) 標準儀器使用法 (Bull. Bur. Standards I, p. 189),
敘述測定高溫之儀器及方法。

鮑斯斐特 (Bousefield) 及鮑斯斐特 (Bousefield) London 皇家學會哲學刊 (Phil
Trans, Royal Sec. 211, 1911), 載有水之比熱及卡之機械能當量。

溫度

1. 試求百度標所示下列之各溫度。人體之溫度(98°F)；室內之正常溫度；冬日之溫度(在零度下 20°F)。 答 36.6°C ； 20°C ； -28.9°C 。

球之溫度。

2. 試求華氏表所示下列各攝氏表之溫度。絕對溫度零度；金之熔解點；日 答 -459.4°F ； 194.7°F ； 10832°F 。

3. 在華氏表與攝氏表上有何兩溫度相等？又有何兩溫度華氏表為攝氏表之兩倍？

答 -40° ； 160°C ；

膨脹

4. 一鐘所報之時間，在其銅擺之溫度為 20°C 時為準確。問銅擺之溫度降至 0°C 時，該鐘將快或慢若干秒？ 答快 16.3 秒

5. 街車之鋼軌各段緊接，而鑲入混凝土內，使不能鬆動。設在鑲接時之溫度為 20°C ，則在 -20°C 時，軌內之應力為何？ 答約 75×10^8 達因/釐米²

6. 在溫度自 44°F 升高至 116°F 時，一 3 吋 \times 4 吋 \times 10 吋鐵塊之體積變易為何？

7. 在大氣壓力下，將氫充入一均勻圓筒內。圓筒之活塞在 20°C 時高度為 400 釐米。問若壓力無變易，則在下列各溫度時，活塞之高度為若干 100°C ， 300°C ， -80°C ， -180°C 。 答 510 釐米；783 釐米；263.4 釐米；127 釐米

8. 若在前題所示諸溫度時，將氣體壓縮，使其體積無變易，而活塞之高恆為 200 釐米。試求在各溫度時氣體之壓力。 答 1935；297.0；100；48.2 釐米水銀柱

9. 在壓力為 10 氣壓而體積為 2 升之後，10 克空氣之 PV 曲線為一斜度 45° 之直線。試述溫度之變化為何(圖 187)？

10. 在溫度為 30°C ，而壓力為 120 氣壓時氫之體積為 10 升。問在溫度為 100°C ，而壓力為 200 氣壓時，其體積為何？ 答 7.4 升

11. 一空氣泡由深度為 20 米而溫度為 4°C 之湖底上升，至於溫度為 20°C 之湖面，其先後體積之比為何？ 答 $V_2 = V_1 \times 3.1$

12. 一氣球之容積為 84000 升。在溫度為 20°C ，而壓力較一氣壓大 20 釐米水銀柱時，充以(a)氫，及(b)氮。問此氣球可分別升至何高？在充以氫時，若溫度分別為 0°C 及 30°C ，則其上升高度之差將為何？

13. 在前題若氣球上升至 6000 呎時，其內外之壓力與其在地面上時相同，則其內氣體之體積增大若干？(氣球內常備有氣袋以防止氣球之爆裂。)氣球急速上升，與徐徐上升使溫度為恆等時，將有何差異(在 6000 呎高時壓力為 24.02 吋水銀柱而溫度為 42.5°F)？

測溫法

14. 將一銀塊放入於量熱器之水內。銀之質量為 100 克，溫度為 100°C 。量熱器之質量為 40 克。水之質量為 160 克。問在起始時，若水之溫度為 15°C ，則在後其溫度將增高若干？ 答 2.8°C

15. 溫度為 100°C 之物質 50 克，投入溫度為 4°C 之水 100 克內，若水在一質量為 60 克之銅量熱器內，而其溫度升高至 10°C ，試求所有物質之比熱為何？

答 0.1403 釐米克秒單位制

16. 一煮水器在一分鐘內，使 50 升之水，溫度自 15°C 升高至 80°C 。若此煮水器之效率為 250%，則須受熱若干卡？

答 13×10^6 卡

17. 在前題，試求每分鐘內須用煤氣若干升？煤氣之密度在溫度為 0°C 而壓力為 760 毫米水銀柱時，為 0.0050。

答 44 升

熱之
功當
量

18. 在三分鐘內，用 0.8 馬力在一鐵塊內鑽一孔，將生熱若干？若所生熱之三分之四，使鐵塊發熱，而鐵塊之質量為 700 克，則其溫度將增高若干？

答 25.6×10^3 卡； 330°C

19. 水受重力下降 200 呎，而衝擊於一物體上。設其動能皆變為熱，則其溫度將增高若干？

答 14°C

20. 一飛輪之質量為 112 磅，半徑為 2 呎，每秒鐘轉動一次。設其質量均集中於輪之邊緣，則使其停止時將生熱若干？

答 364 英國制熱單位

21. 若每 1000 瓦特時之電能值銀 12 分，而每 1000 升之煤氣值銀 1 元，則煤氣熱與電熱價值之比為何？煤氣之密度見習題 17。

答 電能之價值 = 煤氣之價值之 100 倍

物態
之
變化

22. 輻射器內有 1000 克之蒸汽凝結時，室內 $6 \times 5 \times 3$ 呎空氣之溫度將增高若干？若該室不通風，則其內空氣之溫度將升高若干？

答 19.4° ； 27.2°

23. 一溫度為 50°C 之鉛彈，擊中於一阻礙物上。若彈受阻止時發生之熱，完全由彈吸收之，則欲彈適盡熔解時，其速度最小為何？

答 335 米/秒

24. 須用 150°C 之蒸汽若干克，通入 10°C 之冰 1 千克內，方能使兩者成為 0°C 之水？

答 128.5 克

25. 若露點為 10°C ，則在 30°C 時之相對溼度為何？

答 23.7%

26. 在一氣壓下，使 0°C 之水一克化成 150°C 之蒸汽，須熱若干卡？

答 663 卡

27. 試計算在 100°C 時水之汽化熱之外熱部分為若干？

答 40.2 卡

28. 使一某質量之物質，經過 § 315 所示三相點圖之各狀況。試說明在各點有何現象發生？說明時依虛線分別使壓力及體積為恆等。

29. 若將 CO_2 納入一閉管內，使其於等體積下受熱，而經過三相點，則在 20°C 時，其液體及氣體兩部分之比例為何？

答 氣體與液體兩部分之比約為 $4\frac{1}{2}$ 與 1 之比

30. 將某量之醚注入一貯有空氣之瓶內，而將瓶口塞住。瓶內空氣之壓力為一氣壓。現若將瓶搖動後而拔去塞子，則聞有爆發之聲。何故？

31. 一汽油 (gasoline) 桶之容積為 50000 升。其容積之 9 充以 22°C 之汽油。若夜間之溫度降為 12°C ，而使該桶緊閉不與外界相通，則桶內壓力之變化為如何？若桶頂有一孔，則每日汽油之蒸發量為若干？(每升汽油蒸汽之質量在 15°C 時為 0.25 克)

32. 測定飛機引擎之溫度時，所用溫度計，以乙醚蒸汽壓力之變易為原則。由一金屬

泡，一與泡連通之毛管，及一壓力計三者所組成。試求泡內須充入醚若干，則可使其內醚之蒸汽壓力，但視泡之溫度而定，與此溫度計其他部分之溫度無關？

63. 若在前題用一普通曲管壓力計(包頓)，則升高 6000 呎時，讀度 100°C 及水之沸點各將變易為何？(醚之蒸氣壓力在 100°C 時為 495 釐米水銀柱)

熱
傳
導

34. 一冷却器壁之面積為 15000 方釐米，由厚 3 釐米之軟木所製成。若外界之溫度為 86°F ，則器內每日可熔解冰若干？ 答 21 千克

35. 一蒸汽箱用一石板為蓋。此石板長 61 釐米，闊 50 釐米，厚 10 釐米。箱內蒸汽之壓力為一氣壓。若蓋之蓋上覆以冰，而在 39 分鐘內融解 4.8 千克，則石板之傳熱係數為何？ 答 0.0054 釐米克秒單位制

36. 有一銅棒長 80 釐米，橫截面為 4 方釐米。若將其一端伸入壓力為一氣壓之蒸汽內，而另一端觸於正在熔解之冰上，問其於 10 分鐘內，將熔去冰若干克？由輻射傳失之熱不計之。 答 34.3 克

37. 設室內空氣之溫度為 25°C ，而室外空氣之溫度為 -20°C 。一窗玻璃之面積為 3 方米，厚為 3 釐米。若欲補償由此玻璃每日傳失之熱，須燃燒無煙煤若干磅？有何要點未計及之？ 答 257 磅

輻
射

38. 室內有一面積為二方米之黑輻射體。若室內牆壁之溫度為 18°C ，而黑輻射體之溫度為 100°C ，則該室每秒受熱若干？在斯忒藩定律 $Q = sT^4$ 內，常數 s 之值為 5.7×10^{-12} 瓦特/釐米³。 答 326 卡/秒

39. 一火爐之溫度，可由其壁孔之輻射能，使在孔前某量水溫度之增高測定之。若孔之面積為一方釐米，水之質量為 100 克，而於一分鐘內水之溫度增高 13°C ，問火爐之溫度為何？設壁孔之輻射能，完全被水所吸收，而由水反射入於火爐之熱不計之。 答 1726°C

40. 一直徑為 5 釐米之黑色銅球，熱至 500°C 。而用一不傳熱之線，懸起於一真空器內。若球及器壁之吸收本領為 0.98，而器壁之溫度為 0°C ，則在起始時球之溫度每秒減少若干？ 答每秒 0.67°C

熱
力
學

41. 在 15°C 時，使乾燥之空氣受絕熱壓縮，減少其體積之 $\frac{1}{2}$ 。其溫度將升高若干？ 答 260°C

42. 使空氣由 $P=760$ 毫米水銀柱，而 $V=800$ 立方釐米之狀況點，受絕熱膨脹，而達於 $P=400$ 毫米水銀柱之狀況點。問其作功若干？試用圖解法解之。

答 337×10^6 克

43. 試作一曲線表明氫溫度標改為熱力溫度標。而用此曲線，試求氧沸點及鉛熔解點之熱力溫度。

44. 設有一鍋爐之直徑為 3 呎。其內水之溫度為 180°C 時，其每端面所受之全壓力為何？ 答 151000 磅

45. 一機車每小時燃燒軟煤 100 磅。若所生之熱完全變為機械功，機車之引擎可作功若干？在實際上，機車之引擎僅能有 20 馬力。問鍋爐與汽機之合成效率為何？
答 1097×10^6 呎磅；3.6%
46. 一機車以 622.4 馬力，使一列車作等速運動歷 10 分鐘之久。若所作之功完全變為熱，則在鐵軌及軸承等內將發生熱若干？
答 665×10^7 卡
47. 欲使一挪特斐四次膨脹汽機，於一小時內燃去軟煤 1 磅，而發生 1 馬力，則鍋爐之效率須為何？
答在用普通軟煤時，效率為 88%
48. 試以熵為橫坐標而熱力溫度為縱坐標，作一噶爾諾氏循環閉線。問在閉線內之面積表示為何？並導出此循環之效率式子。



版權所有
翻印必究

中華民國三十六年四月五版

特夫物理學(全二册)

上册實價國幣

外加運費匯費

主編者	特夫
譯者	張方潔
發行人	李煜瀛
出版者	世界書局
發行所	世界書局

期 限 卡

Date Due

68. 1. 24

館 書 圖 學 大 治 政 立 國

著者 () 特 夫 書 碼 530
Author Call No. 376
1:1

書名 特夫物理學
Title

登錄號碼 212836
Accession No.

月日	借閱者	月日	借閱者
Date	Borrower's Name	Date	Borrower's Name

1/10 陶子 2066838

國立政治大學圖書館

書 碼 530
376
1:1 登錄號碼 212836



* A212836 *