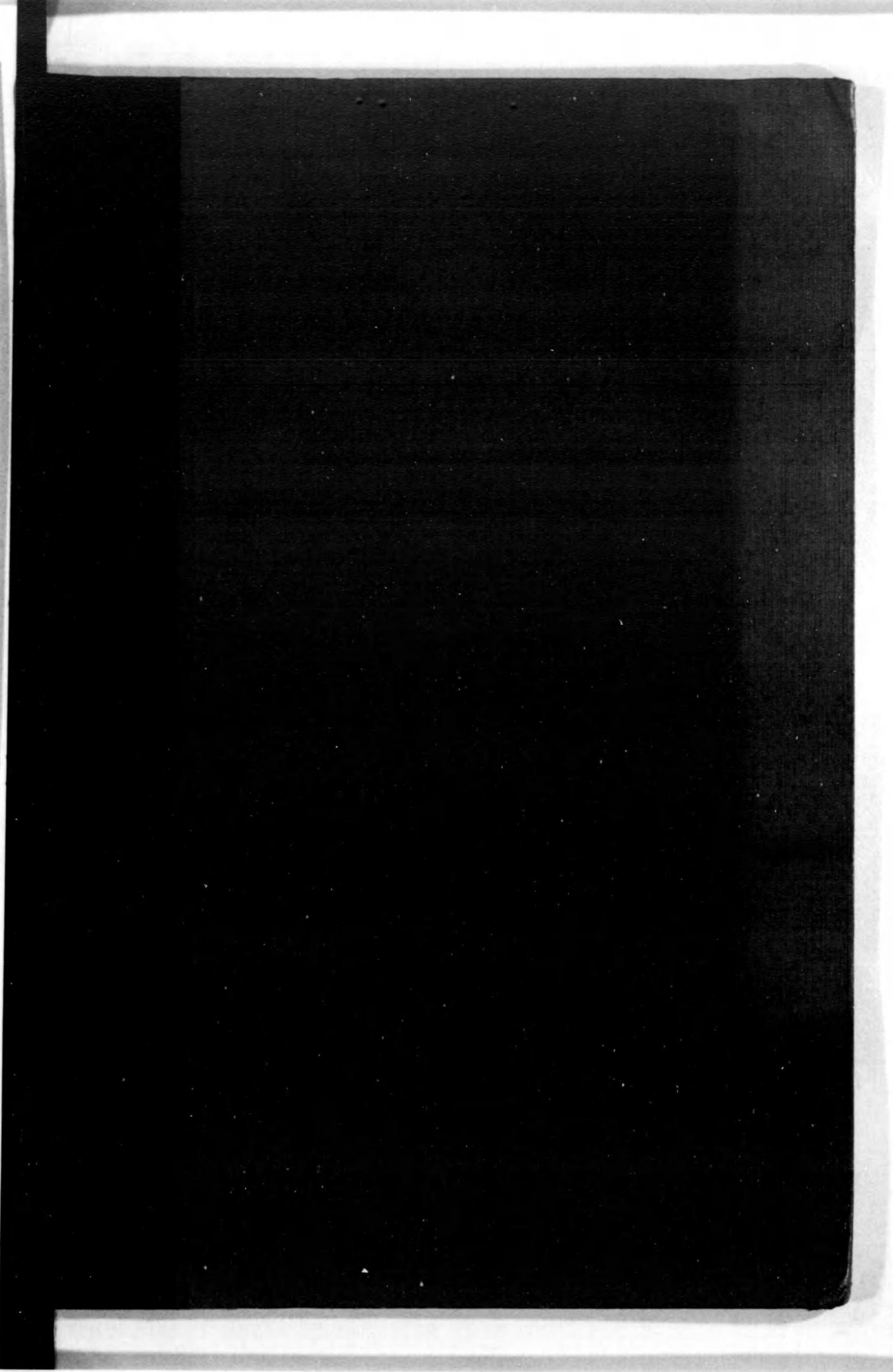
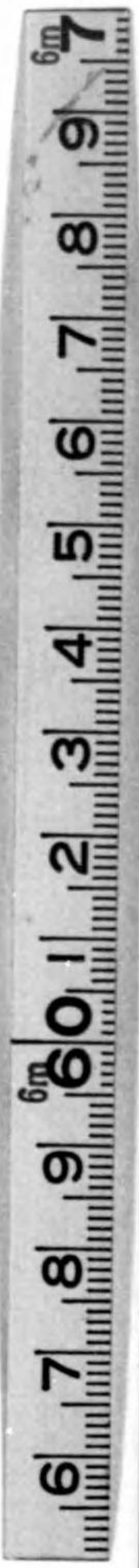




始



~~48~~
~~412~~

420
TA 95

26. L. 31

420
TA95

4114
0

物理學小論

田 幸 彦 太 郎 編

東 京

前 野 書 店



46-412

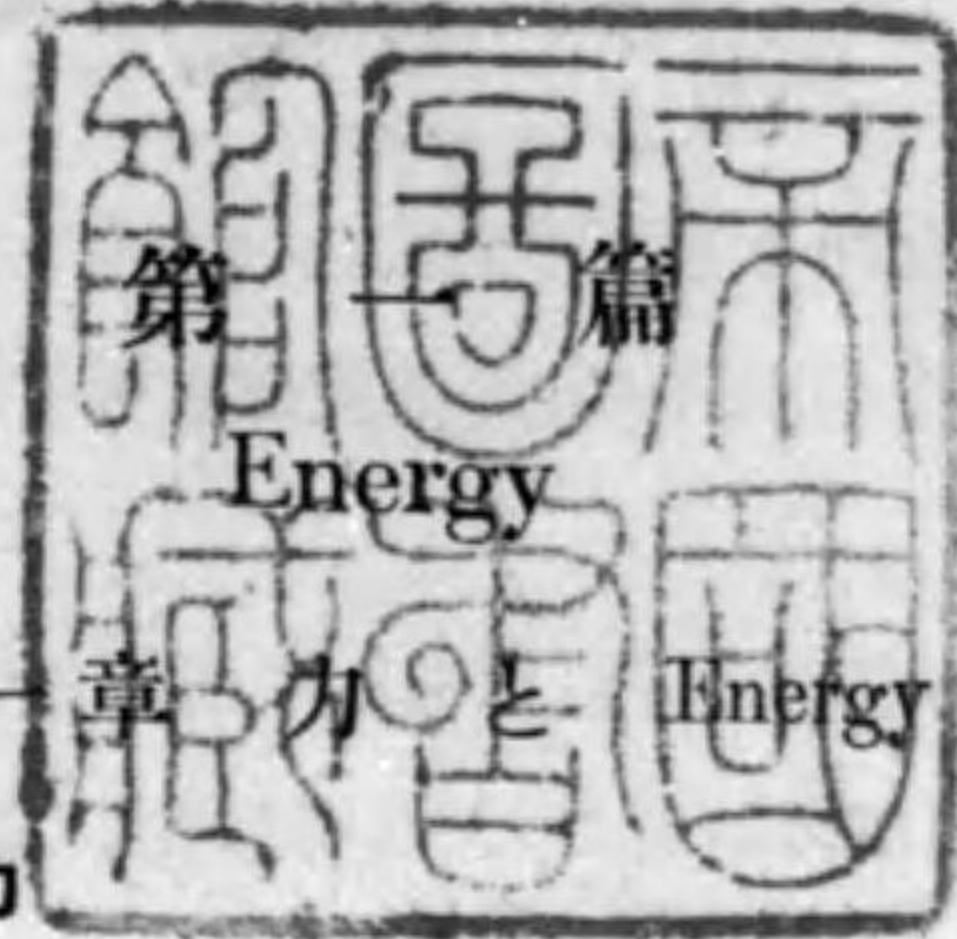
物 理 學 小 論

目 次

第一篇 Energy	1
第一章 力と Energy	1
第二章 熱と Energy	43
第三章 氣體運動論	71
第二篇 電氣磁氣學	89
第一章 磁 氣	89
第二章 靜 電 氣	98
第三章 電流の磁氣作用	129
第四章 電流の Energy	150
第三篇 光 學	191
第一章 光の反射及び屈折	191
第二章 分 散	218
第三章 光の干涉	231
第四章 偏 光	269
第四篇 放 射 線	287
第一章 高速度粒子	287
第二章 光 子	342
第三章 放 射 能	377

第一篇
Energy

1938



第一章 力と Energy

1. 運動と力

Galilei は高い塔の上から物體を落して 落下に要する時間 t がその高さ h に従つて如何やうに増して行くかを研究して見た. 実際には 落下體の形狀により着しく異なるけれども これは結局 空氣の存在のために運動が妨げられる程度が異なるからで この妨害が無かつたならばすべての落下運動は

$$h = \frac{1}{2}gt^2$$

なる式に従ふべきであると云ふ結論に達した. Galilei は 又斜面に沿つて真直ぐ落ちる場合に就ても同様の形式を持つ關係式を得た. 但し こゝでは上記の恒數 g に斜面の勾配 $\frac{h}{l}$ を乗じ

$$s = \frac{1}{2} \frac{h}{l} g t^2$$

によつて空氣や板の摩擦のない假想的運動が表はさるべしと言ふのである.

斜面に沿つて t_1 より t_2 までの時間中に滑り落ちる距離 $s_2 - s_1$ を時間 $t_2 - t_1$ で除したるものを以てこの時間内の平均速度とすると 此の斜面の式から

$$\begin{aligned} \frac{s_2 - s_1}{t_2 - t_1} &= \frac{h}{l} g \frac{t_2^2 - t_1^2}{t_2 - t_1} \times \frac{1}{2} \\ &= \frac{h}{l} g \frac{t_2 + t_1}{2} \end{aligned}$$

これは $t_2 - t_1$ を限りなく小さくとり $t_1 = t_2 = t$ とするときは $s_2 - s_1$ も小さくなるが 其の速度は

$$\frac{h}{l} g t$$

となり離してから時間に比例して速くなつて行く。これでわかることは 斜面の勾配の大きい程速度の變り方は大きく $h=l$ の自由落下のときの速度の變化が最も急である。

今 斜面上で物體を離したときを $t=0$ としたが 更に $t < 0$ に遡つて斜面に沿つて物體が上るときにもこの同じ式がそのまま成り立ち 速度は斜面を上るに従ひ小さくなつて行く。

水平な板面上の運動は斜面の勾配が無限小なる極限の場合と見ることが出来 上るのでもなく 又 下るのでもなく 従つて 速くなるのでもなく遅くなるのでもなく 一定不變の速度を有するのである。

自由落下運動のときは重力のみ作用し 斜面上では板より垂直に作用する壓力のために重力の全部が有効に作用しない。而して 水平板面上の運動は重力の作用が丁度打ち消されてしまつた特別例である。

この Galilei の研究の結果に基礎を置いて 極めて一般的に述べられたる Newton の運動の第一法則は

他より全く何の作用も受けてゐないか 又は すべての作用が互に打ち消されてゐるときには 物體は静止又は一定不變の速度を以て直線的運動を續けるべきである。

若し 物體が静止の状態又は運動の速度を變へるときには

必ずその變化の原因が物體の外部より働きかけてゐるものと見て 物理学ではこの原因なるものをすべて力と名づける。

重力は今定義したる力である。ところが 正しく重力が作用せるに拘らず物體が水平板面上に静止するのは 真下に向ふ重力と同時に 真上に向つて板面より壓力が作用して この二力が互に打ち消されて何も作用しないのと同じ結果になるためである。そこで この重力を K 壓力を P としこの二つを加へて 0 となるやうな算法の式

$$K + P = 0$$

の如きが用ひられると甚便利である。尙又 この式から普通の代數の計算のやうに

$$P = -K$$

とし 負の符號は方向正反對の印で P が K と正反對に向ひその大き等しいことを示す。糸に物體を吊してゐるときにも糸の張力 T と物體に作用する重力 K とが大き等しく方向正反對で

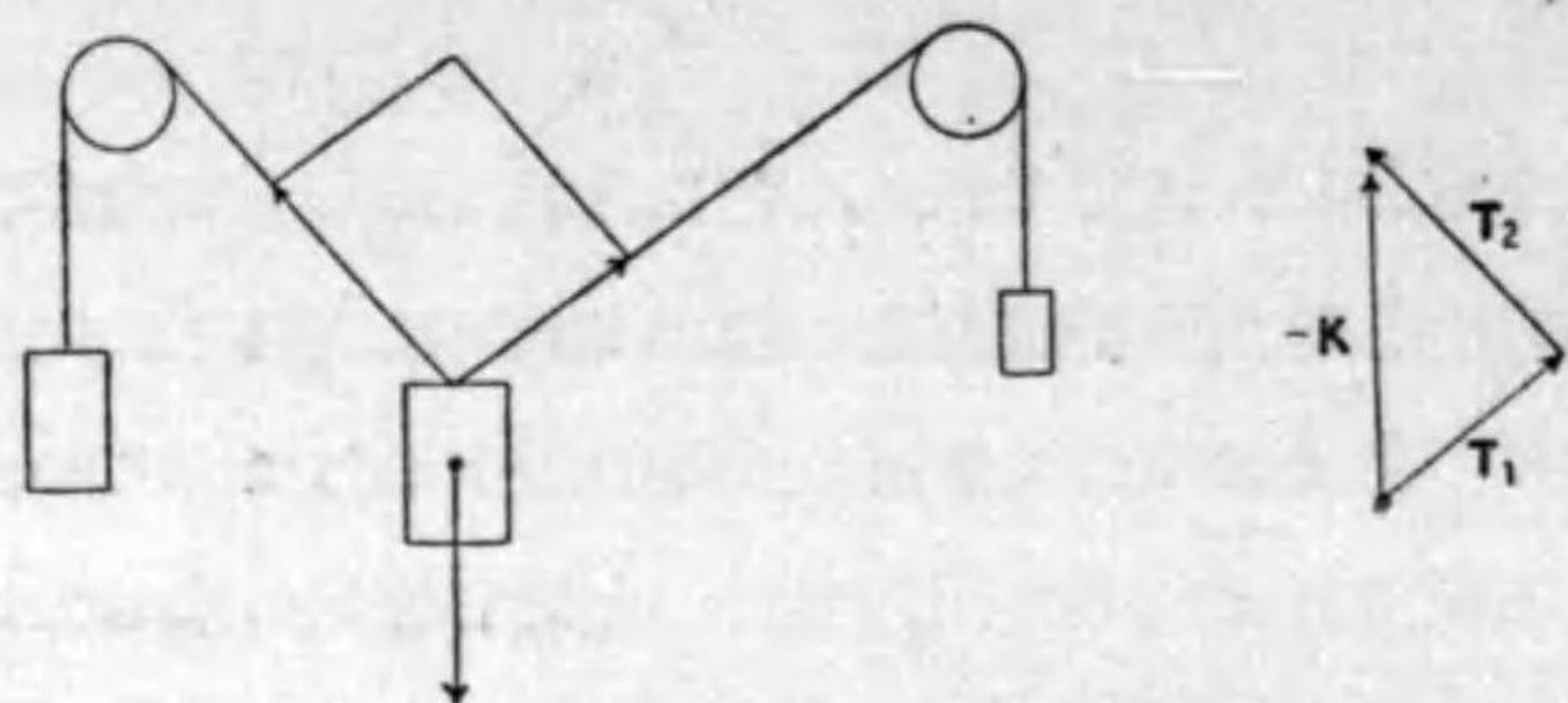
$$K + T = 0$$

$$T = -K$$

なる式が書かれる。

二本の糸で一つの錘りを吊して静止するときの條件は Stevin により研究されたところである。任意の一點を原點とし 一方の糸に平行にその糸の張力に比例した長さの矢を引き その尖

端より第二の糸に平行にその張力に比例した長さの矢を引き
更にその先から真下に向ひ重力に比例せる長さの矢を描くとし



第 1 圖

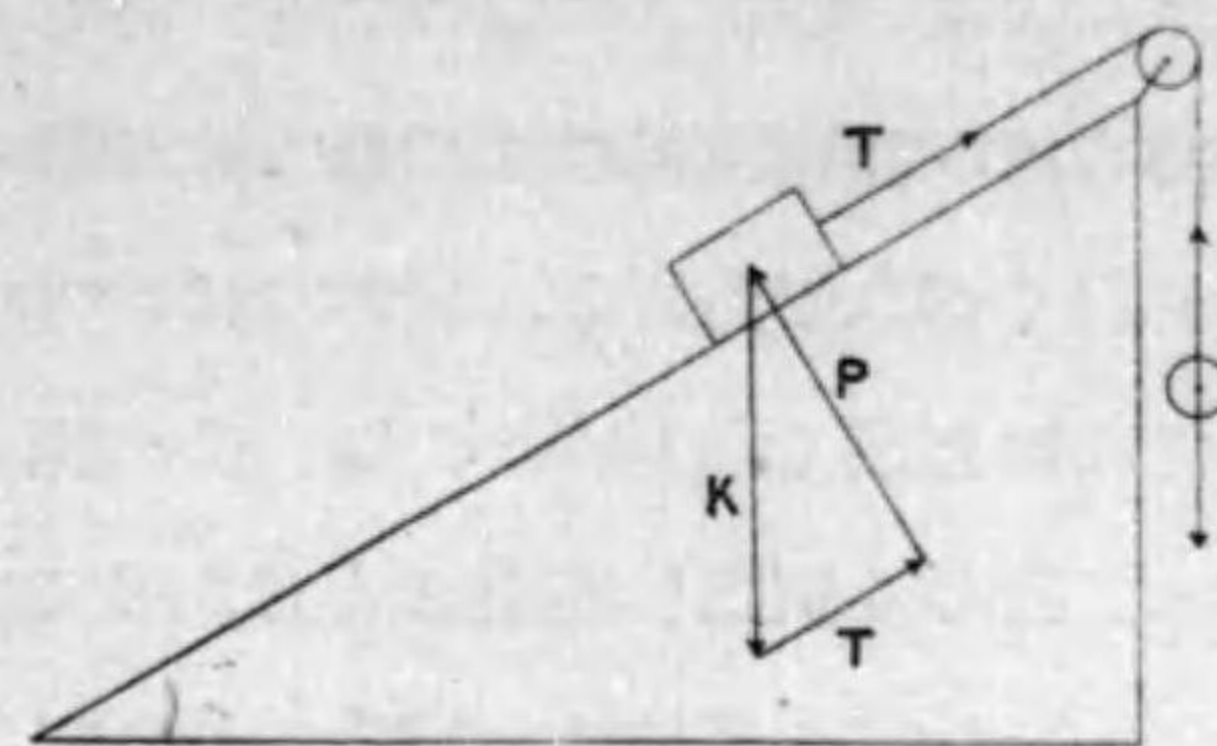
この三本の矢で丁度一つの三角形が出来る場合にのみ静止の状態が保たれる。重力 K と合成して 0 になる力は真上に向ふところの $-K$ である。

即ち二本の糸の張力が同時に作用するのと その代りに $-K$ なる力が作用するのと同様である。このことを式で表はし

$$T_1 + T_2 = -K$$

$-K$ は真上に向ふ力 T_1 は第一の糸の張力 T_2 は第二の糸の張力で 何れもその大きさと圖に示されるやうな方向を有する量を代表せる文字である。この式は 單に T_1 T_2 をその大きさのみを加へるのでなく圖の三角形の方法で幾何學的に加へる算法を意味するのである。この算法によつて加へることが出来 方向と大きさを有する量をすべて Vector 量と言ひ今後太字で表はすこととする。

摩擦のない斜面上に物體があるときには 重力は真下に作用し 板よりの壓力は面に垂直であるから 互に正反對でない。



第 2 圖

この二力のみでは合力は 0 とならない。そこで圖の如く糸をつなぎ適當な錘りをつけて静止に保ち得たとする。この場合にも 三力を vector 算法に従つて幾何學的に

加へて 0 になるときにのみ静止し 或は 第一法則の示す通りこのまゝで斜面上の物體も糸の下端に吊した錘りも等速度運動をなすのである。実際には必ず多少の摩擦が存するから K の値がこれより幾分大きくも小さくも静止し得るし 又 等速度運動をなさしむるには摩擦の分だけ T が大きい (上るとき) か小さい (下るとき) かを要する。

扱て力の合成の式

$$P + K + T = 0$$

より重力と壓力の力のみを合成せるものは

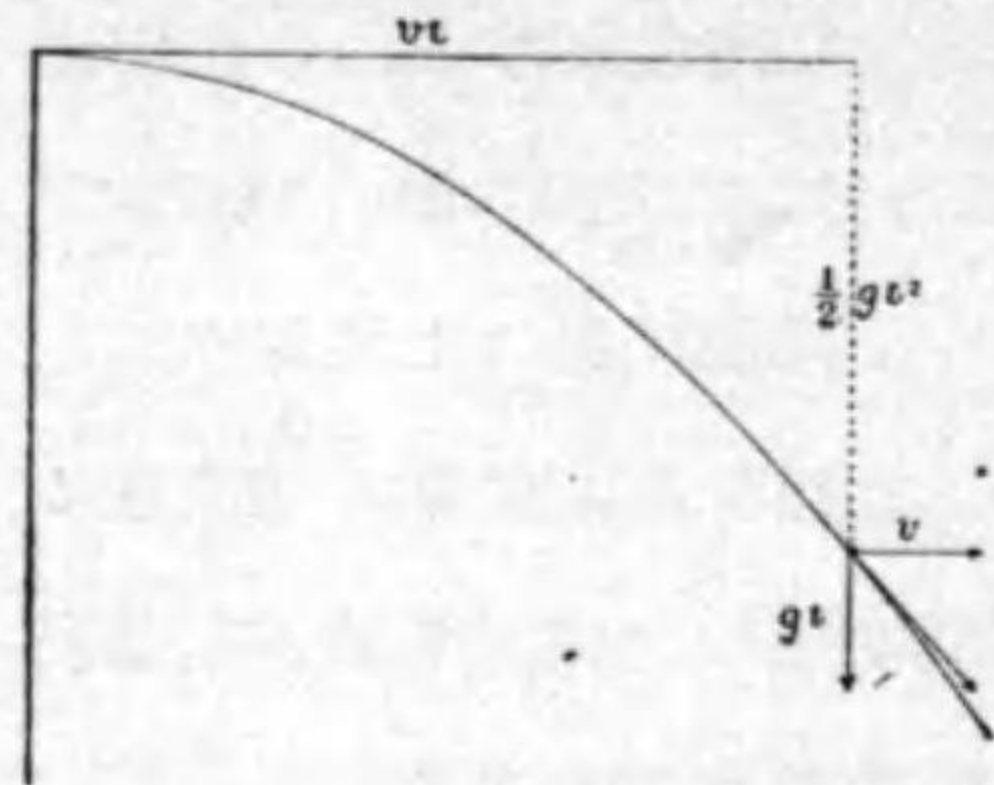
$$K + P = -T$$

となり 若し 糸で引かないとこれだけの力の作用で斜面上に沿つて滑り落ちる。この大きさは 圖より幾何學的に直ぐわかるやうに

$$T \frac{h}{l}$$

である (vector もその大きさのみを表はすとき細字で示すこととする。)

水平に投げられたる物體に 空氣の妨害は勿論のこと 若し 假りに重力も作用しなかつたら第一法則に従ひそのまま 水平の 方向に等速直線運動を續けて行くべきであらう。實際には 重力の作用で下方に曲り所謂拋物線を描く。Galilei は この運



第 3 圖

動をも研究し眞上より見たるこの物體の運動は 重力の作用に 無頓着に一定の速さで進むやう に見えること、横より同じ運動を見ると 最初の水平なる速度に無關係に 自由落下の法則に從ふところの落下距離 $\frac{1}{2}gt^2$ だけ始めの水平線より下に落ちることを知つた。つまり 運動を水平の方向の成分と上下の方向の成分とに別けて見ると 重力の作用する下方にのみ變化が起るのである。水平の方向には v なる一定の速度成分 下方には gt なる速度成分を有し 速度が時間と共に變化する割合 即ち 加速度の方は 水平には成分なく 下方に g なる値を有つ。變位も 速度も 加速度も その水平成分と鉛直成分とを 力のやうに vector 算法によつて幾何學的に合成したものと見ることが出来る。

自由落下では加速度の大きさが g なる定數で眞下に向ひ 力は同じく下に向ふ一定大の重力 K である。同じ物體の斜面上の運動では勾配 $\frac{h}{l}$ に比例した加速度となり 力も 重

力の一部が斜面のために打ち消されて加速度の方向に向ふところの $\frac{h}{l}$ に比例したる部分だけが有効に残ることは今述べたところである。水平に投げられたる拋物體の運動を見ても 加速度と有効なる力とは方向が一致して大きさが比例してゐる。運動の第二法則は Galilei の之等の實驗の結果を基礎に立てられたるもので 重力に限らず 落下體に限らず 如何様な作用があるときにも一般に成立すべきものとして

物體に作用する力と その時の加速度とは方向が一致し 大きさが互に比例する。

この法則より直ちに

一つの物體に作用する力と そのときの加速度との比は 力の大小に關せずその物體に特定の常數である

この常數をその物體の質量と云ふ。重い物體が質量大きいことになる。若し一定の力を種々の物體に作用せしむるときには重い物體に對する程加速度小さく 又 標準の加速度を生ぜしむるには 質量大きい程大なる力を要する。質量の値は慣性の大小を表はす尺度ともなる。此の質量なる量を加へ用ひて運動の第二法則を述べると

物體に外より力が作用するとき その力の方向に加速度を生ず 力の大きさはその物體の質量とそのときの加速度の積に等しい。

物體の質量を m 加速度を a 力を f で表はすと この法則は

$$ma = f$$

なる vector 方程式で言ひ表はされてしまふ。

結局 一般に 力 質量 及び 時間は第一第二の法則に合致すべきもので 重力に限らず 糸の張力 板の壓力 摩擦 粘性による力 電氣的 磁氣的等如何なる作用あるときにもこの法則が成立するのである。

自由落下の加速度は如何なる物體も同一であるから 作用する重力はその質量に比例する。故に 何か質量の標準になるものを定めておいて これと物體が受ける重力を直接或は間接に比較して直に物體の質量を決定することが出来る。天秤 桿秤 皿秤等は皆 質量の既に知られたる分銅との重力比較によつて物體の質量をきめる器である。

質量の單位としては 普通の純粹な水が大氣中で 4°C 附近の密度最大の時 その 1 立方 cm の有する質量を以て 1gram とするが 精密には 國際的に規約されたる kilogram の原器がある。又 長さを cm 時間に 秒 なる單位を用ひたるとき力の單位を dyne と云ふ。従つて 1gram の質量の物體に作用する重力は凡そ 980dyne である。

第三法則 以上二つの法則に次いで第三法則といふのがある。
即ち

二つの物體の間に力が働き合ふときは 第一の物體から第二の物體に作用する力と 第二の物體から第一の物體に作用する力とはその大きき互に等しく方向は正反對で 共に兩物體を結ぶ直線に沿つてはたらく。

この法則は 前の二法則と共に 自然界に起るすべての現象について積極的に證明されたわけではなく Newton 以來之等の法則を否定しなければならぬやうな事柄が起らなかつたと云ふので 運動の三つの法則として普く用ひられて來たのである。

一物體に二力が作用して釣合ふ場合に此の第三法則を誤つて用ゐられることがよくある。例へば 机の面上に物體が靜止するとき この物體に作用する重力と机の面よりの壓力とが大きさ等しく方向相反するから二力を加へて 0 となり物體に加速度を與へない。この重力と机の面よりの壓力とは第三法則で云ふ作用と反作用の關係になつてはゐない。

この場合第三法則を用ふべきところは

1. 地球より物體に作用する重力と 物體より地球を引く力 (次の項に述べる萬有引力) とが作用と反作用との關係にある。
2. 机面よりの壓力と 物體が机面に加へる壓とが大きさ等しく方向相反することが第三法則の示すところである。

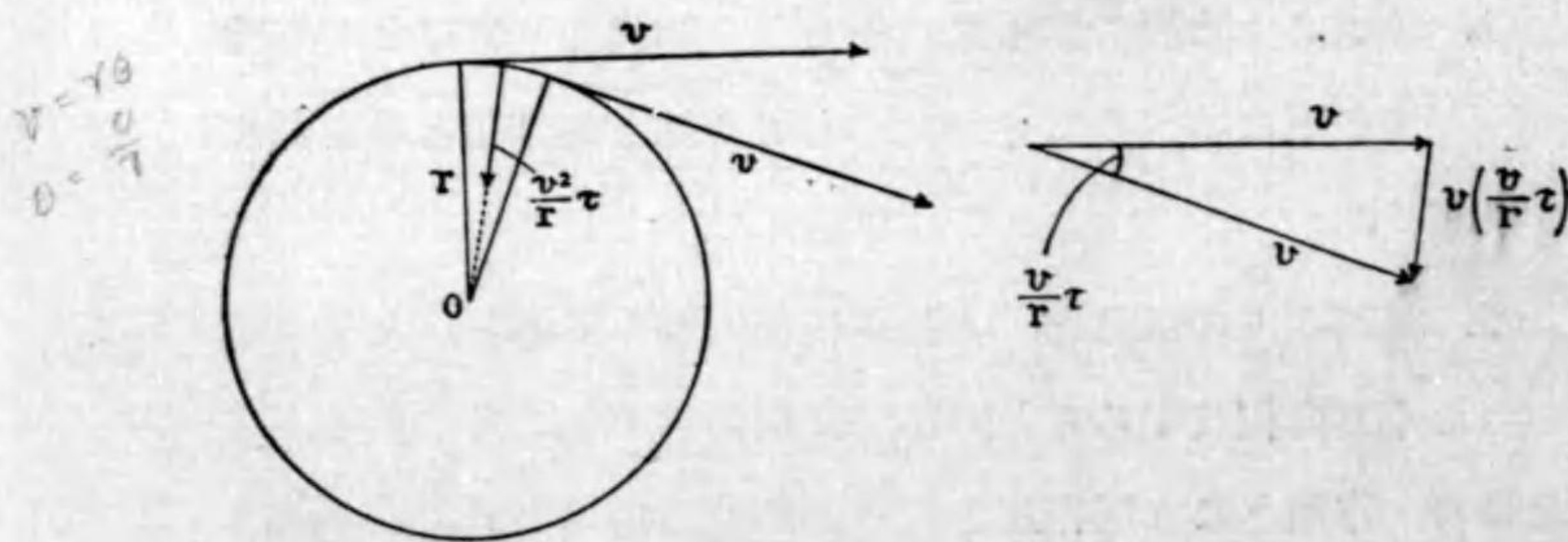
之等の 作用となり反作用となる力が第三法則の云ふ通り大きさ等しく方向相反すると云ふことは 物體が勝手に運動してゐる途中に於ても常に成立すべきで 必しも力の釣合ふ場合のみ

には限らないのである。

2. 圓運動

物体が一定の速さで一つの圓周上を走るときは 一秒間の變位の大きさは等しいがその方向は常に等しくはない。この圓運動では 各點に假りに切線を引き その上に圓周上を一秒間に走るべき長さを取るとその點を通過するときの速度となる。これは 非常に短い時間 τ の間にそこでなす變位をその τ で除したるものである。即ち 速度の大きさは一定だが方向はだんだん變化して行く。

極めて小時間 τ の間の速度の増加をその τ で除したるものが加速度である。半徑 r の圓周上を毎秒 v なる速さで走る運動では 圓の中心 O より物体に引く直線は毎秒 $\frac{v}{r}$ だけの角を描いて行く。 τ 間には $\frac{v}{r}\tau$ だけ方向が變り その間に速度も同じだけ方向が變る。其の間の速度の増加を



第 4 圖

vector の計算の規約に従つて圖上で求めると $v \times \left(\frac{v}{r}\tau\right)$ 也

れを τ で除したるもの $\frac{v^2}{r}$ が加速度の大きさに これは圓の中心 O に向ふ。即ち この運動では 加速度も大きさが變らないでその方向が時々刻々變り行く。

我々の天體の如く 太陽を中心に夫々殆んど一定の速さで圓運動をする物体は その中心に向ふ加速度 $\frac{v^2}{r}$ を有すること今述べた通りである。遊星の質量を m とすれば この星は軌道の中心太陽の方向に $m\frac{v^2}{r}$ なる大きさの力で引かれてゐることになる。Newton は その頃既に Kepler により明かにされてゐた之等遊星の運動を基に 天體間に作用する力を計算し 所謂萬有引力の法則を出した。

天體の軌道は何れも圓に近い。Kepler の法則は頗る精密なもので 軌道を楕圓と述べてゐる。然しこれを先づ圓とすると

		r	T	$r^{\frac{3}{2}}$
水	星	0.3870986	0.2409	0.2408
金	星	0.7233315	0.6152	0.6153
地	球	1.0000000	1.0000	1.0000
火	星	(1.494 × 10 ¹¹ m) 1.523688	1.8809	1.881
木	星	5.202803	11.862	11.864
土	星	9.538844	29.458	29.461
天 王 星		19.19098	84.015	84.07
海 王 星		30.07067	164.78	164.94

その第三法則は 各遊星に就き周期 T の自乗と半徑 r の三乗との比は一定である。即ち $\frac{T^2}{r^3}$ の値はすべての遊星に對して等しい。

引力の式は

$$\text{引力} = m \frac{v^2}{r}$$

$$\propto m \frac{v^2}{r} \frac{T^2}{r^3} = m \frac{(2\pi r)^2}{r^4} = 4\pi^2 \frac{m}{r^2}$$

太陽が質量 m の遊星を m に比例する力で引くならば 逆に太陽を遊星が引くのも太陽の質量 M に比例すべき筈で 運動の第三法則によりこの兩方の力の大きき等しい故 $\frac{Mm}{r^2}$ に比例すると見なければならぬ。これを天體の場合のみに限らず 更に一般にし 質量 M 及 m なる二物體間にはこの種の力が常に作用するものと考へ Newton は之れを萬有引力と名づけた。尙 比例式の代りに

$$\text{萬有引力} = k \frac{Mm}{r^2}$$

と書くことが出来 比例常數 k は萬有引力の恒數と呼び Cavendish が初めて行つたやうな捻れ秤による精巧なる實驗の結果によると C.G.S. 單位では

$$k = 6.6579 \times 10^{-8}$$

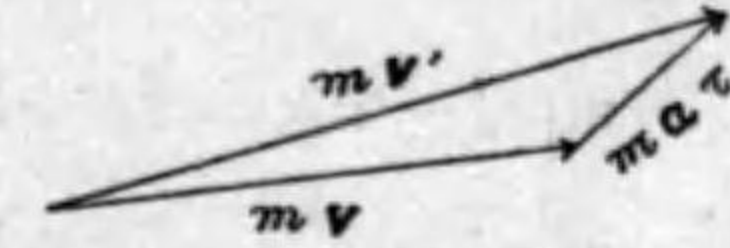
である。

3. 運動量と力積

f (dyne) の力が m gr の物體に作用して a ($\frac{cm}{sec^2}$) の

加速度を生ずるとする。此の力が τ 秒間作用する間には その物體は $a\tau$ ($\frac{cm}{sec}$) の速度變化を來すわけである。運動の第二法則より

$$mv' - mv = ma\tau = f\tau$$



第 5 圖

無論 之は圖に示すやうな vector

算法の式である。之によつて見ると

物體の運動に大きな變化を與へようとするには大きい力を用ひるか 若しくは 力を長時間作用するかしなければならぬ。此の $f\tau$ を物體に加へた力積と言ふ。一方 mv なる量は物體の運動状態を表はす一つの量であつて これの大なる状態に至らすには 或は これの大きい状態より静止せしむる爲めには 大きな力積を必要とする。この mv なる vector 量を運動量と云ふ。即ち 上式は 運動量の變化はその間に加へられたる力積に等しいことを述べたものである。

次に n 個の小物體の集團に就いて考へる。

質量は	m_1	m_2	m_3	m_n	
速度は	v_1	v_2	v_3	v_n	
τ 後の速度	v_1'	v_2'	v_3'	v_n'	
力	外力	f_1	f_2	f_3	f_n
	内力	k_1	k_2	k_3	k_n

此の集團の外より各の小物體が受ける力を外力と云ふのに對し 集團内の物體相互間に作用するのを内力と名づけ 之に

は各の小物体が他の幾つかから受けてゐる内力をまとめた合力を書いた。各小物体につき 上述の運動量の式を書き下して見ると

$$m_1 v_1' - m_1 v_1 = f_1 \tau + k_1 \tau$$

$$m_2 v_2' - m_2 v_2 = f_2 \tau + k_2 \tau$$

.....

$$m_n v_n' - m_n v_n = f_n \tau + k_n \tau$$

之等 n 個の式の左邊のみを集めたる *vector* と 右邊のみを集めたる *vector* とは相等しい。然るに

$$k_1 + k_2 + k_3 + \dots + k_n$$

は總べて物体相互間の力のみを加へたるもので m_1 より m_2 に作用する力あれば 必ずその反作用として m_2 より m_1 に働きかける力がありと言ふ如く 作用 反作用の對の集りと見るべきもので その各の對の *vector* 和は皆 0 であるから k の總和は 0 となり 結局得るところの式は

$$(m_1 v_1' + m_2 v_2' + \dots + m_n v_n') - (m_1 v_1 + m_2 v_2 + \dots + m_n v_n) \\ = (f_1 + f_2 + f_3 + \dots + f_n) \tau$$

左邊の () の内のものは 夫々その時刻に於ける物体集團の全運動量と名づけられるものである。即ち τ 間に起る集團の全運動量の變化は その間に集團外より作用せる全合力の力積に等しく 之には内部で相互間に作用せる力は全く關係しない。特別な場合として 外力の 0 のときは集團の全運動量は不變である。前に運動の法則として述べられた力と運動

量の變化の關係は 物体が大きい場合にも全く同じ形式で成立つことになる。

上に述べた

$$m v' - m v = f \tau$$

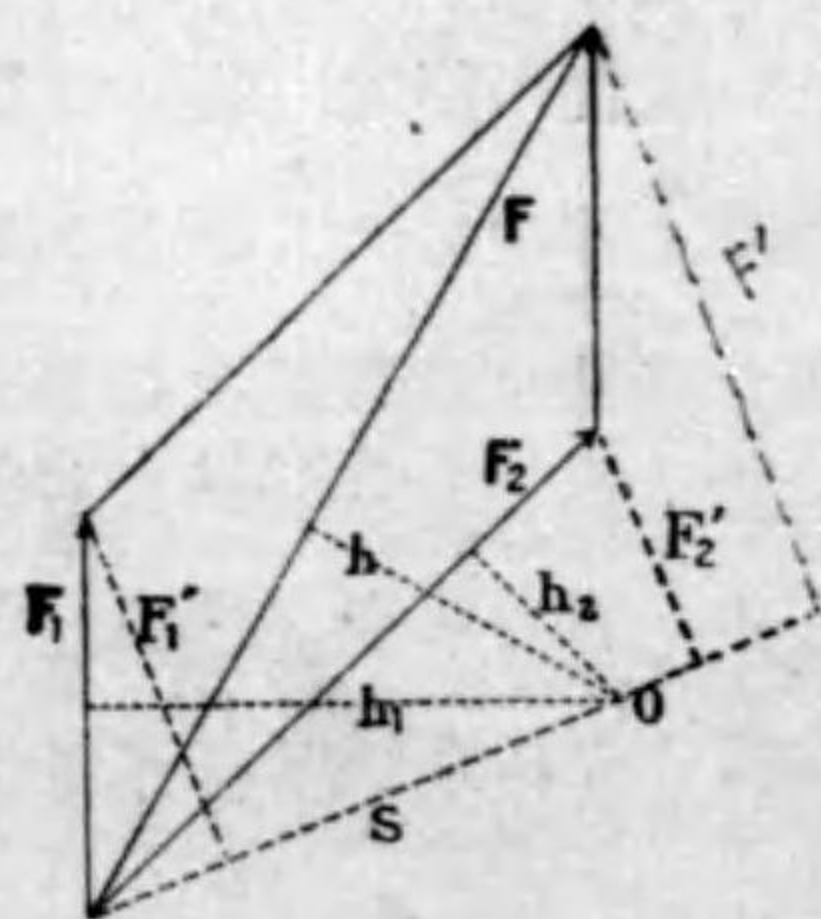
の式は Newton の運動の法則を言ひ換へたものになるが 此の式の關係からわかる様に v ($\frac{cm}{sec}$) の速度で運動せる m gr の物体に 時間的に變化しない力が作用して 之れを 1 秒間に静止せしむるには $m v$ *dyne* の大さでよいが $\frac{1}{2}$ 秒間に静止せしむるには $2 m v$ *dyne* の力を要し 更に一般に $\frac{1}{n}$ 秒間には $n m v$ *dyne* の力を作用せしめなければならぬ。逆に 静止せる m gr の物体に作用して $\frac{1}{n}$ 秒後に v ($\frac{cm}{sec}$) の速度を得させるためには $n m v$ *dyne* の力を要する。斯く 物体の運動量を徐々に變化するには 小さい力が長い時間作用すればよいけれど その運動量を急激に變へるには その變化を短時間に起す時程大きい力を作用せしめなければならぬ。

打撃や衝突は 極めて短時間に着しい速度の變化 従つて運動量の大きな變化を生ずるから その際は非常に大きい力が働いてゐることになる。殊に 速い速度で運動せる質量大なる物体が衝突する場合には著しく大きな力が生ずるわけで 汽車 汽船などの衝突のときなどには其の損害は甚だ大となる。又 釘を立て その上に重い物体を載せても中々板に入り込まないが 鐵鎚で打つと容易に入り込むのは この打撃に際して生ずる

瞬時の大なる力を利用したものである。槌の質量は一定であるから槌の速度が大きい程槌の運動量は大きく物體に衝突して極めて短時間に止まる時の力も亦大きい。又槌が同一の運動量を有して居つても打たれる物體が堅い程槌の速度は早く0となる故物體は大なる力を受けることになる。若し衝突する二物體の間に適当な装置を施して衝突の際に於ける速度變化を緩慢ならしめると衝突のために起る激動は少なくなる。汽車の客車の間にあるバネの如きはこの作用がある。

4. 力の能率

重い扉の把手が若し蝶番の近くに附いてゐたなら扉の開閉は容易であるまい。固定した軸の周りに廻轉し得る物體に作用するときには同じ大きさの力でもその働きかける場所によつて効果が異なるものである。次の節の角運動量の定理にはこの廻轉運動に関する事柄を論じてあるが力そのものの代りに力の能率なるものが問題になつてゐる。本書では一般の難しい場合は避け運動並に力が一平面に平行



第6圖

なるもののみを取扱ふこととする。一點に作用する力 F_1 と F_2 との合力を F とする。O 點に関する F_1 の能率とは O より F_1 の作用線上に下したる垂線の長さ h_1 と F_1 との相乗積のことを

云ふ。之れは F_1 の s に垂直なる分力 F_1' と s との相乗積に等しい。又 F_2 及 F の s に垂直なる分力を失々 F_2' 及 F' とするとこの圖より幾何學的に

$$F_1' + F_2' = F'$$

$$sF_1' + sF_2' = sF'$$

然るに F_1 のときと同様に

$$h_2 F_2 = sF_2'$$

$$h F = sF'$$

であるから

$$[h_1 F_1] + [h_2 F_2] = [h F]$$

即ち一點に作用する二つの力の一定點に関する能率の和はその點に関する合力の能率に等し。

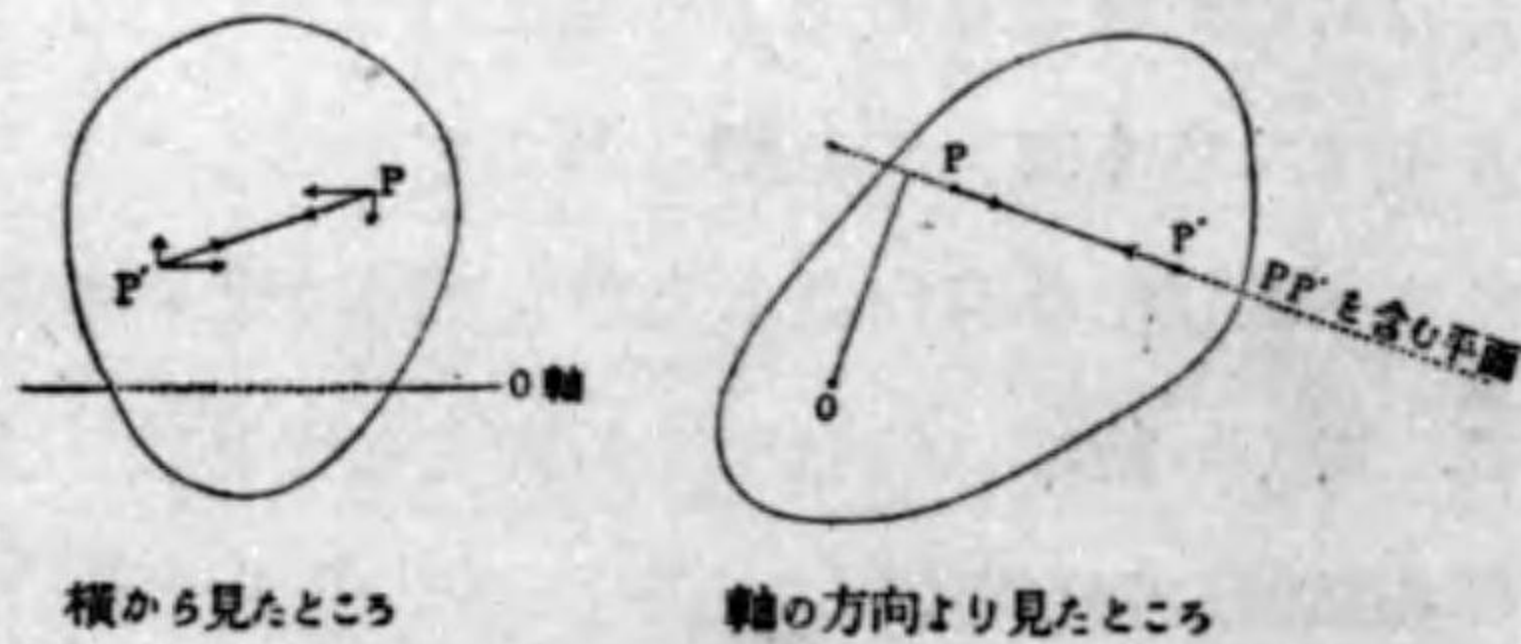
今力の能率を取る時に一定點を選んだが平面運動に於ては其の平面に垂直なる一直線(軸)を選びこれと力の作用線との最短距離とその力との積を以て力の能率と定義する。且つ力のはたらく向きに右廻りのネヂを廻したとき軸の正の方向にネヂが進むやうな向きするとき能率が正の符號をとることとする。斯く能率に符號をも持たせるために上記の如く [] なる記號を用ひる。

尙此の力の代りに物體の運動量を置き換へて運動量の能率或は角運動量と名づけたるものがある。力の能率或は角運動量では力の作用する點或は物體の位置が問題になることに注意しなければならぬ。

5. 角運動量の定理

固体内の一定直線上に並ぶ各点が常に静止し、その他の諸点はこの定直線上の一点を中心とし、且つこの直線に垂直なる平面内に圓運動をする場合、即ちこの定直線を軸とせる固体の廻轉運動を論ずる。この運動に於ては、各点は軸に平行なる分速度を全然持たないから、そこにある小部分が受ける力の和も軸に垂直でなければならぬ。諸方より之れに作用する力をすべて二つに分けて考へ、軸に平行なる分力に等しい力と、軸に垂直なる分力に等しい力とが同時に作用するものと假定して、おいても差支ない筈で、而もその軸に平行なる方の力のみを加へたものが 0 になるべきである。即ちこの小部分の運動を吟味する場合には、この物体の外部より直接作用する外力も、物体内の各部より作用する所謂内力も、すべて軸に平行なる分力を無視し、これに垂直なる分力のみを問題にすればよい。

さて P なる小部分が P' なる部分より受ける力は Newton の第三法則により P より



第 7 圖

P' に及ぼす力と大きさ等しく方向正反對である。又この作用及反作用になるところの二力は P 及 P' をつなく直線に沿つて働くから、それ等のものの軸に平行なる分力と、軸に

垂直なる分力に等しい力が作用すると假定して見ると、軸に平行なる方の力も、垂直なる方の力も、大きさ等しく方向正反對になる。但し、それ等の分力の作用線は、も早や、必しも PP' をつなく直線に沿つてはゐない。然しながら、今問題にしようとするところの軸に垂直の方の力は、方向は相反するがその作用線と O なる廻轉軸との距離は互に等しいから、この両者は 0 軸の周りの力の能率を取ると、大きき等しく符號は互に反對である。従つて内力に関する限り、固体を無數に分割して考へたる各小部分の間に作用する力は、その軸の周りに取りたる能率の大ききが互に等しく符號の相反する如き力の對になつてゐると見てよいのである。尙、その内力の外にこの固体の外部より作用する力も、軸に垂直なる分力のみ作用するとしてよい。

扱て、固体内の一小部分を取り、その運動の式及 τ なる小時間の運動量の増加の式は

$$ma = f + k$$

$$ma\tau = mv' - mv = f\tau + k\tau$$

v, v', f, k はすべて *vector* でその加法減法も *vector* 式の幾何學的方法によるのである。これ等の *vector* の O 軸の周りの能率に就ては、すべて力の能率の場合と全く同じやうに取り扱ひが出来るから (f なる外力も k なる内力も共に軸に垂直なりとする)

$$[mv' \text{ の能率}] - [mv \text{ の能率}] = [f\tau \text{ の能率}] + [k\tau \text{ の能率}]$$

このやうな式を、固体を無數に分割せるすべての小部分につき

一つづつ書き それ等の左邊 並に 右邊を夫々相加へて

$$\frac{\Sigma[mv^2 \text{の能率}] - \Sigma[mv \text{の能率}]}{\tau} = \Sigma[f \text{の能率}] + \Sigma[k \text{の能率}]$$

が得られる。この式の内、内力の能率は 上に既に述べておいたやうに すべて 大きさ等しく符號相反する對のもの集であるから その總和を取ると 0 となり 右邊は第二の Σ はなくなり外力の能率のみの和となる。 $\Sigma[mv \text{の能率}]$ はこの物體の角運動量と稱するもので この最後の式は 固體の角運動量の時間と共に變化する割合が 之れに作用する外力の能率の總和に等しいことを示し 角運動の定理と云ふ。

6. 重心と慣性能率

一つの水平なる軸が固定されたる固體の各部に作用する重力の この軸の周りの能率は

$$\Sigma -mgx = -g \Sigma mx$$

である。

原点より各點にある質量 m へ引きたる方向 vector r の一種の平均とも見るべき

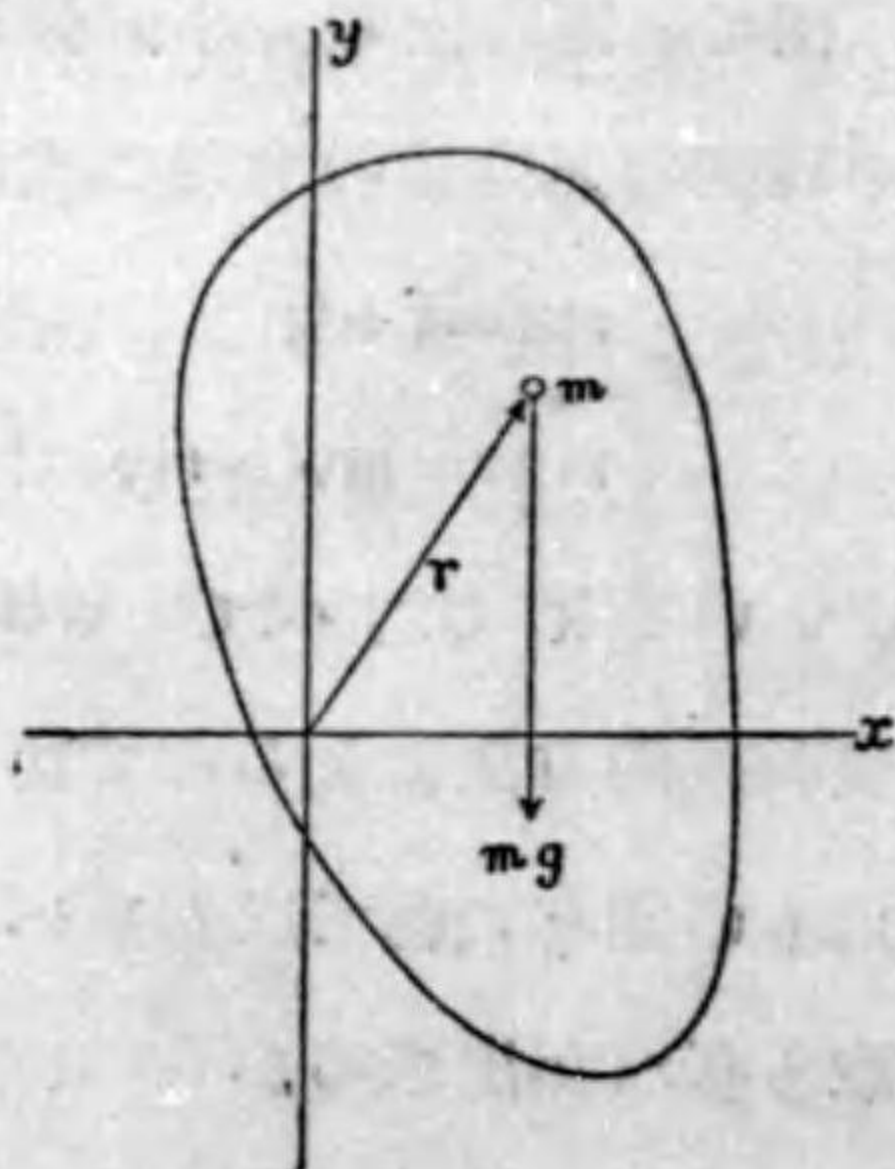
$$\bar{r} = \frac{\Sigma mr}{M}$$

なる方向 vector で示される一點は

この物體に就ては一つのきまつた

位置にあり その坐標は この vector 式の x, y, z の成分

$$\bar{x} = \frac{\Sigma mx}{M}$$



第 8 圖

$$\bar{y} = \frac{\Sigma my}{M}$$

$$\bar{z} = \frac{\Sigma mz}{M}$$

である。従つて 上の重力の能率は

$$-g \Sigma mx = -Mg \bar{x}$$

となり 全質量がこの一點に集中してゐると假定したのと同じ値となり この $\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}$ なる點を重心と呼ぶ。

固體が この水平軸だけで支へて靜止するためには 角運動量の定理により この水平軸の周りの重力の能率が 0 なることを要し

$$Mg \bar{x} = 0$$

即ち 重心が水平軸の眞下になければならぬ。この性質を利用して 固體の重心の位置を實驗的に求めることが出来る。

固體がその軸の周りに廻轉する角速度 (之れは時間的には變化して行くが 或る時刻には固體内の各點が同一の値を持つ) を ω とすれば 各點の速度 v は

$$v = r\omega$$

となり (r はその點より軸までの距離 即ち その點がなす圓運動の半徑である)

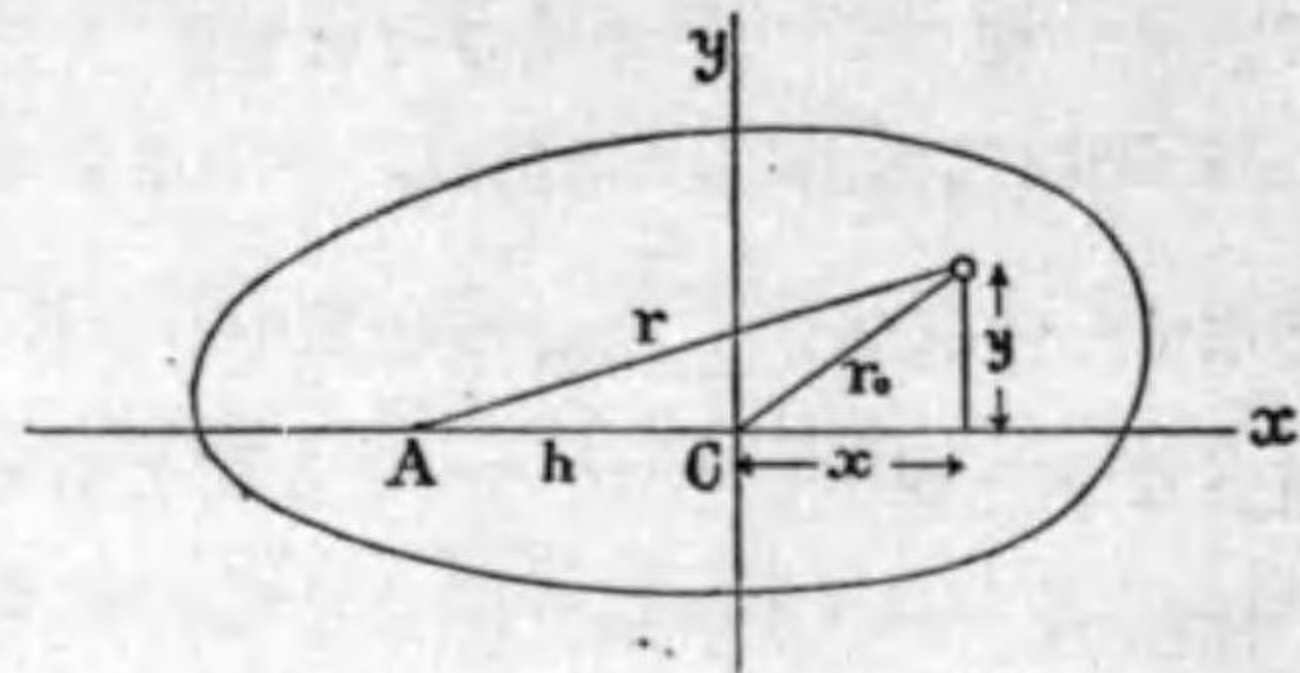
$$mv \text{の能率} = (m\omega r^2)$$

$$\text{角運動量} = \Sigma (m\omega r^2)$$

$$= \omega \Sigma mr^2$$

$\Sigma(mr^2)$ は 軸が指定されれば幾何學的に算出さるべきものでこの軸の周りの慣性能率と云ひ 物體の形 質量分布による量である。

今重心 C を坐標原点とし この原点を通る z 軸の周りの慣性能率を I_0 原点より h 離れた A 点を通り z



第 9 圖

軸に平行なる軸の周りの慣性能率を I とすると

$$r^2 = (h+x)^2 + y^2 = h^2 + 2hx + x^2 + y^2 = h^2 + 2hx + r_0^2$$

$$I = \Sigma m (h^2 + 2hx + r_0^2) = h^2 \Sigma m + 2h \Sigma mx + \Sigma mr_0^2 = Mh^2 + 2hM\bar{x} + I_0$$

重心は原点にあるから $\bar{x} = 0$ となり

$$I = Mh^2 + I_0$$

尚 慣性能率を全質量 M で除したるものを R^2 と書きこの R のことを廻轉半徑と呼ぶ。

$$I = MR^2 = Mh^2 + MR_0^2$$

$$R^2 = h^2 + R_0^2$$

即ち 廻轉半徑 R は その軸が重心より遠かるに従つて大きくなる。

7. 物理 振 子

固體に固着せる knife edge を一つの堅い水平板面上におき 之れを廻轉軸として 振動を起してやることが出来る。knife edge の方向を z 軸とし x 軸を水平にとると 固體内の各點は xy 平面に平行なる平面運動をなし 廻轉運動の式は

$$\frac{I\omega' - I\omega}{\tau} = \text{重力の能率} = -Mg\bar{x}$$

但し 外力としては knife edge に於て 軸受板より作用する力もあるが z 軸の周りの能率をとると 0 になる。

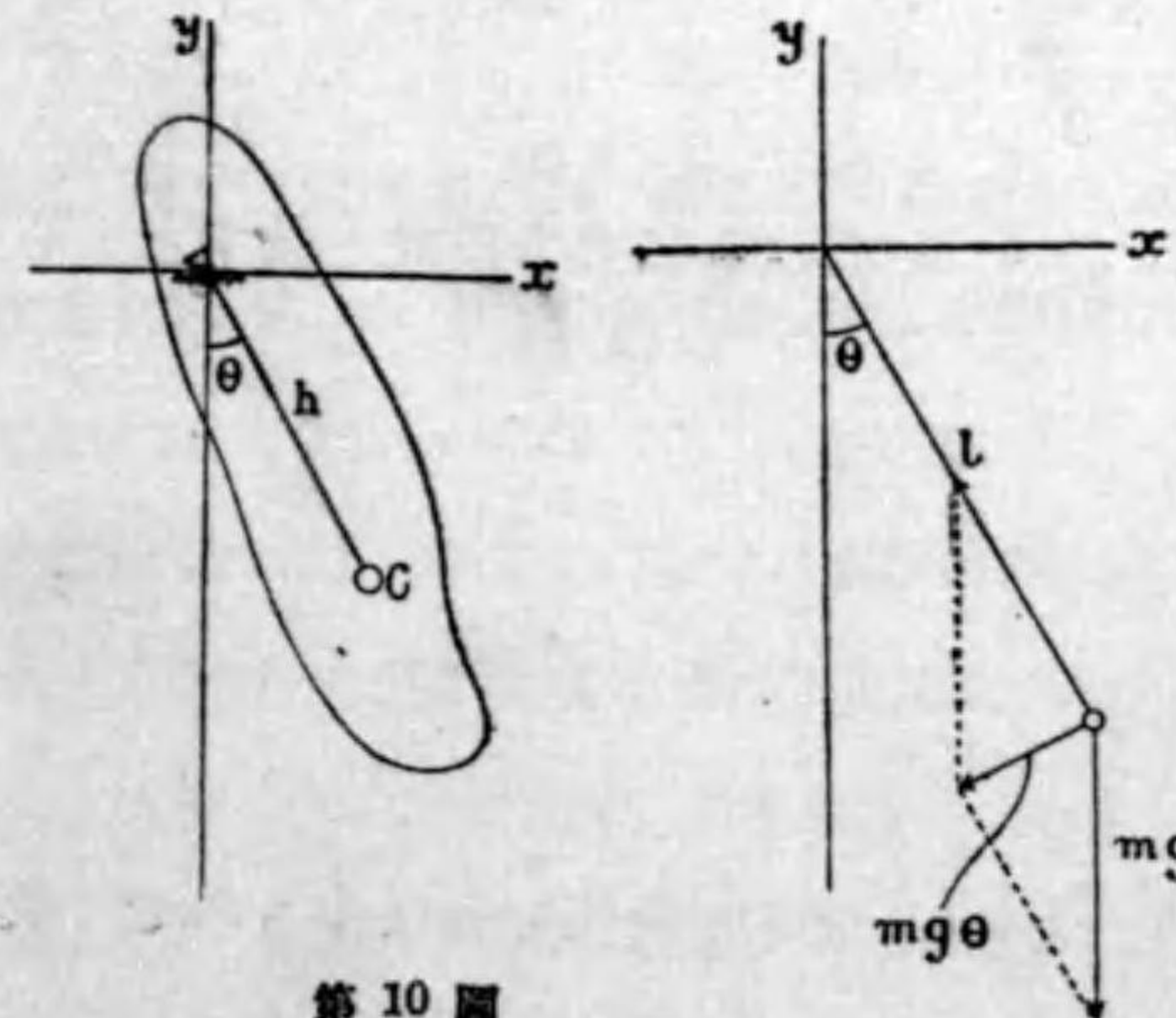
今 ω が割合に小さく

$$x = h\theta$$

と書いてよいやうな特別な場合では 式は

$$\frac{\omega' - \omega}{\tau} = -\frac{Mgh}{I}\theta$$

となる。この運動と比較して見るために 糸の長さ l の單振



第 10 圖

子の運動で 同じく θ が極めて小さく m なる小球が殆んど直線的の運動をなすと做される場合の式を書いて見ると

$$\frac{m(v' - v)}{\tau} = -mg\theta$$

$v = l\omega$, $v' = l\omega'$ とおくと

$$\frac{\omega' - \omega}{\tau} = -\frac{g}{l}\theta$$

即ち θ が常に小さく その最大値 θ_0 が等しく

$$\frac{I}{Mh} = l$$

なる条件を充すやうにすれば θ の時間的の變化に関する限り
この物理振子と單振子とは全く同一型の運動をなし その振動
の週期も

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}} = 2\pi\sqrt{\frac{I}{Mhg}}$$

この l をこの物理振子の Equivalent length と云ふ。

I は knife edge の周りの慣性能率であるが 重心を通り
これに平行なる直線の周りの慣性能率 及 廻轉半徑を 夫
々 I_0 及 R_0 とすると

$$I = Mh^2 + I_0 = M(h^2 + R_0^2)$$

となり Equivalent length l は

$$l = \frac{I}{Mh} = h + \frac{R_0^2}{h}$$

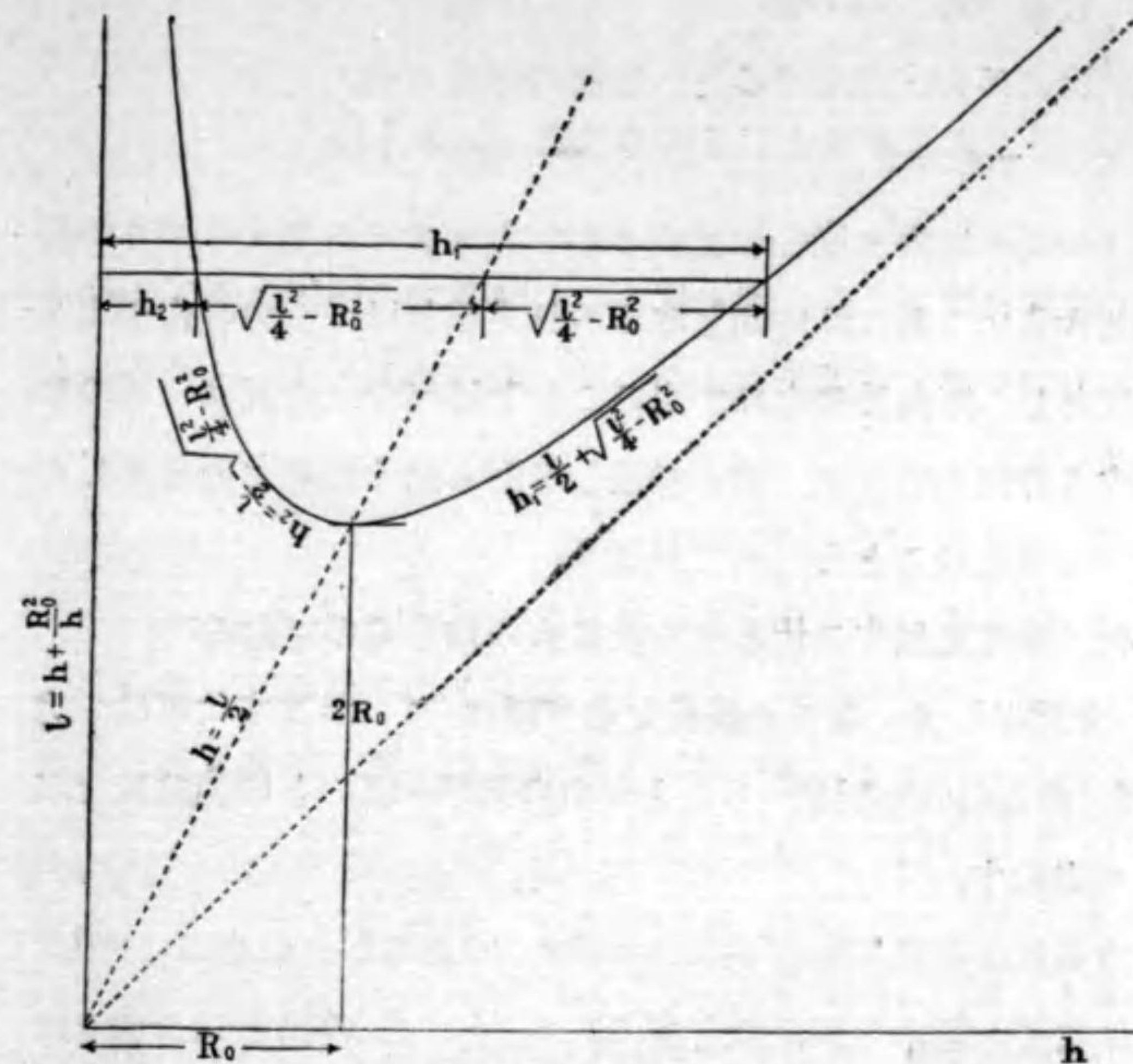
$$h^2 - lh + R_0^2 = 0$$

これを l が與へられて h を求める二次方程式と做すと そ
の二根は

$$h_1 = \frac{l}{2} + \sqrt{\frac{l^2}{4} - R_0^2}$$

$$h_2 = \frac{l}{2} - \sqrt{\frac{l^2}{4} - R_0^2}$$

これ等は 何れも h と l の間の關係を表はすもので 次
の圖でその様子を知ることが出来る。



第 11 圖

同じ l に対する二根 h_1 h_2 の和は丁度 l になる。そこで
重心を通り x y 平面内に引いた直線上の一方に h_1 の距離
に一つの knife edge を他の側で h_2 の距離に之れに平
行なる第二の knife edge を設けたる振子は 何れの knife
edge を用ひて振動させても互に等しい週期を有し 且つ そ
の二つの knife edge の距離が Equivalent length l に
なる。かゝる振子を可逆振子と云ひ之れによりその l と T
とを測つて 重力の加速度 g を求めることが出来る。

8. 仕事と Energy

物體に外力が作用すると 運動の法則

$$ma = f$$

によつて 運動に変化を生ずるが 力が多く作用すればその変化も大きい. 前には時間を取り入れ力積を以て 力の作用する分量とし 運動量の定理が出ることを述べた. 今度は 力の作用する時間の代わりに 力が採用しながら動く距離を問題にした仕事なる量のことを述べて見よう.

物理学で定義する仕事なる量は次の如きものである.

物體が s なる小變位をなす間に f がなす仕事は f の方向の分變位 s_r と 力の大きさ f との相乗積を以て表はす.

力積及び運動量は 共に *vector* であるが 仕事は *vector* ではなく 通常の代數量とする. s_r と f の積と云ふ代りに f の s の方向の分力と s との相乗積と云つても同じことである.

今 τ なる小時間中になす變位を s で表はすと

$$s = v\tau$$

である. 實は 速度も τ の間に v_1 より v_2 に變つてゐるが 此 v を v_1 と v_2 との平均とすればよい. 即ち v_1 と v_2 を二邊として三角形を畫き その第三邊へ引く中線が丁度それになる. s_r はそれを用ゐた $v\tau$ の f の方向の分變位で 之は $v_r\tau$ となる.

そこで Newton の法則から

$$f \cdot s_r = ma \cdot v_r \tau = mv_r a \tau$$

v_r は 此三角形の頂點

O から對邊 AB 上に下した垂線の足 H と AB の中點 C との距離になる. 又 $a\tau$ は τ の間の速度の變化 $v_2 - v_1$ で

今の三角形の第三邊 AB で表はされる.

即ち

$$v_r(a\tau) = CH \cdot AB$$

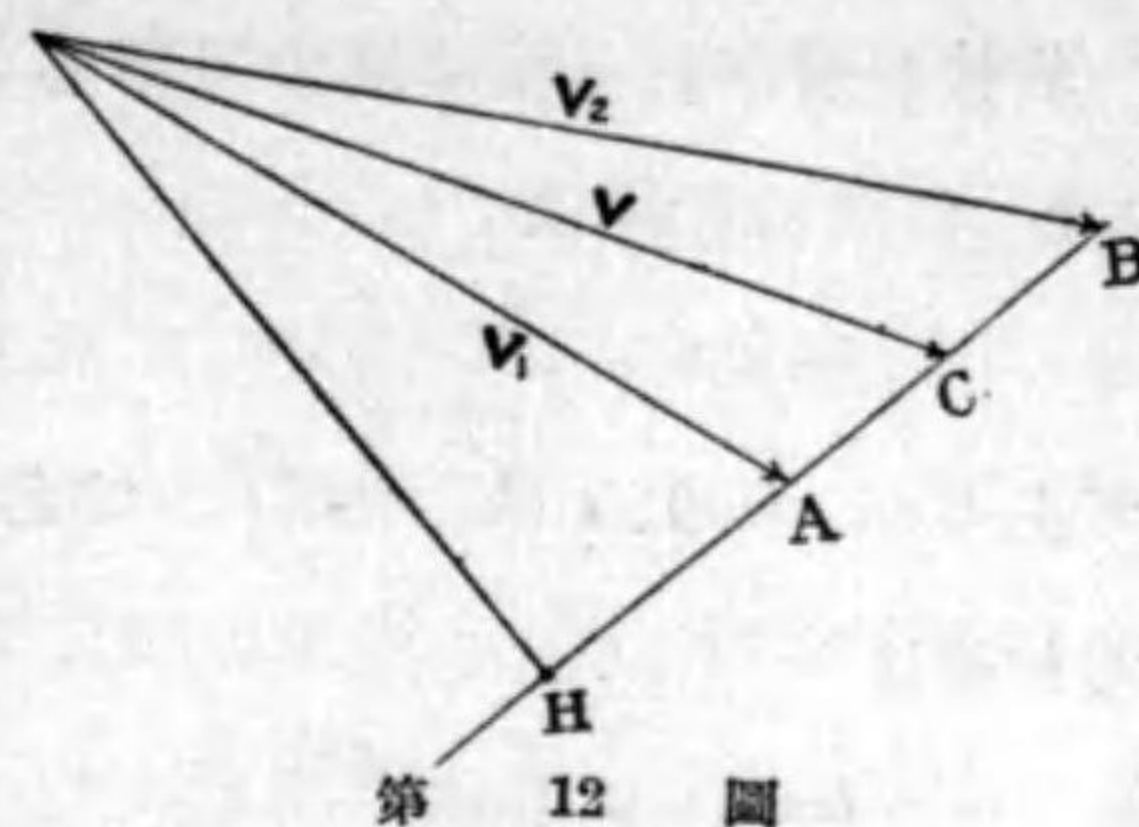
此式を上図形で變化して行くと

$$\begin{aligned} CH \cdot AB &= \frac{HB + HA}{2} \cdot (HB - HA) \\ &= \frac{1}{2} (HB^2 - HA^2) \\ &= \frac{1}{2} (OB^2 - OA^2) \\ &= \frac{1}{2} v_2^2 - \frac{1}{2} v_1^2 \end{aligned}$$

之を用ゐて上の仕事の式は

$$f \cdot s_r = \frac{1}{2} mv_2^2 - \frac{1}{2} mv_1^2$$

此右邊にある量 $\frac{1}{2} mv^2$ は m なる物體が v なる速さを有する時の運動の Energy と云ふ. 即ち 此關係式は 物體が s なる變位をなす間に受ける仕事が その間の運動の Energy の増加に等しいことを示す. 仕事及び運動の Energy



の C. G. S. 単位は *erg* と云ひ 1 *dyne* の力を受けて力の方向に 1 *cm* 動く間になされる仕事の量である。

物体が滑らかな面に沿つて落ちる例

s の間の仕事は

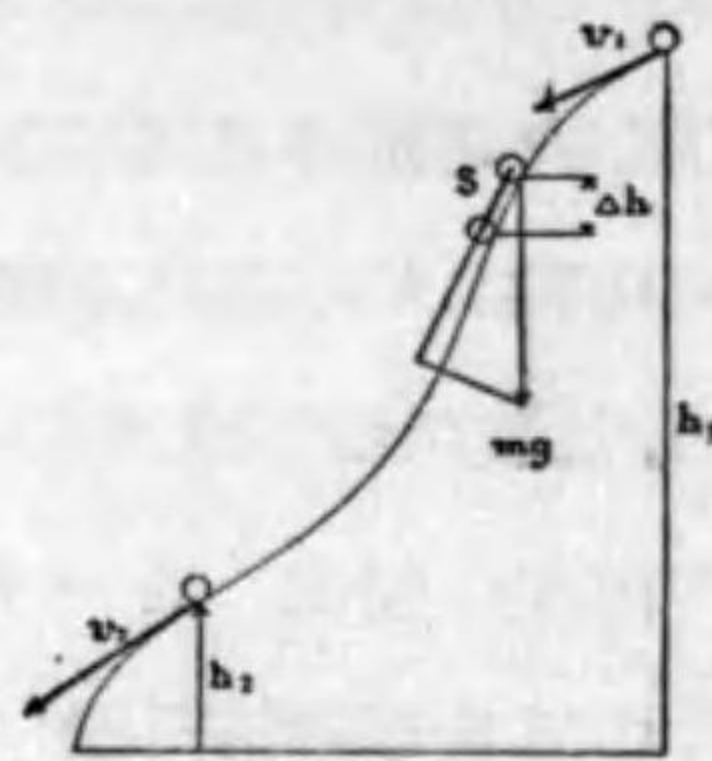
$$(mg)_s s$$

であるが $(mg)_s$ は $mg \frac{\Delta h}{s}$ であるから

仕事は

$$\begin{aligned} (mg)_s s &= \left(mg \frac{\Delta h}{s} \right) s \\ &= mg \cdot \Delta h \end{aligned}$$

即ち 迂り落ちた高さ Δh と mg との積に等しい。



第 13 節

h_1 から h_2 迄迂り落ちる間の運動の Energy の増加は

$$\begin{aligned} &\frac{1}{2} (mv_2^2) - \frac{1}{2} (mv_1^2) \\ &= \Sigma mg \Delta h \\ &= mg (h_1 - h_2) \end{aligned}$$

或は 之れを書き直して

$$\frac{1}{2} mv_1^2 + mgh_1 = \frac{1}{2} mv_2^2 + mgh_2 = \text{不変}$$

即ち その位置高き程運動の Energy が小さく 低くなるに従ひ運動の Energy が増す。

Spring

Spring の一端を固定し 他の端を持つて引張り その伸びが x なるときの力は

$$f = kx$$

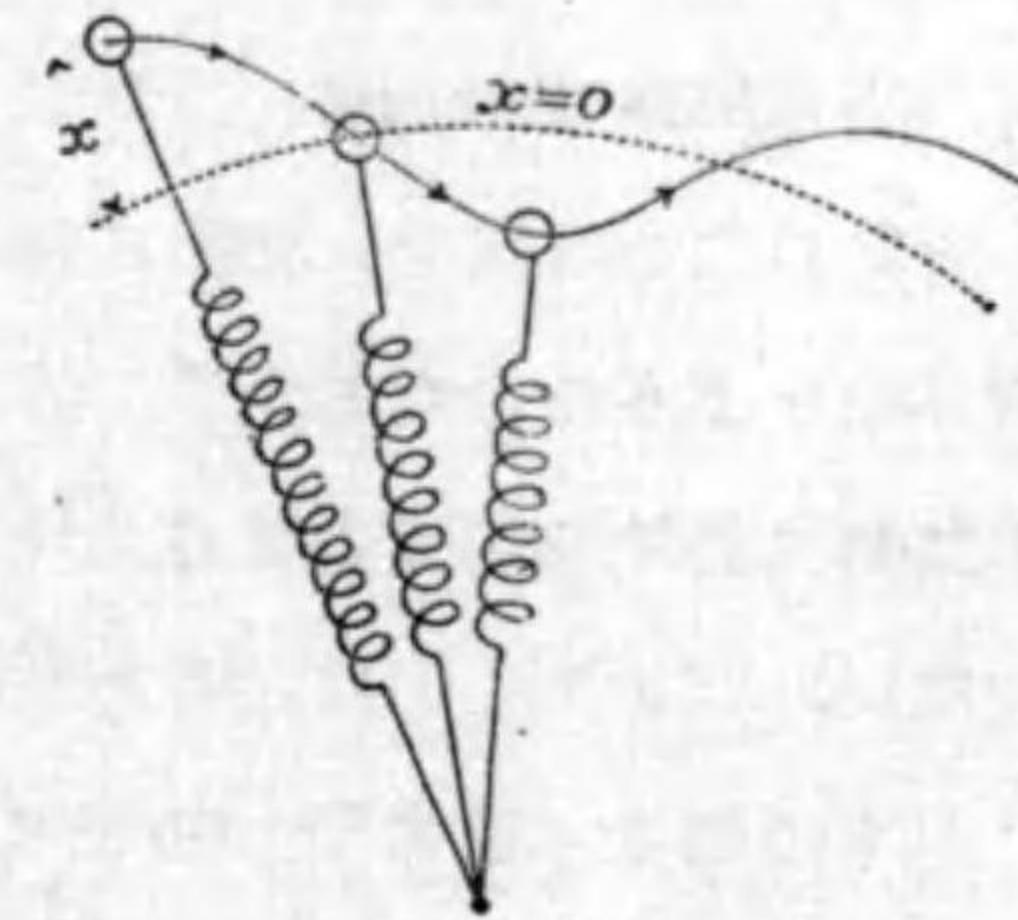
である。この k は Spring の弾性の常數である。Spring の伸びが x_1 より x_2 になるまでの平均の力は

$$f = \frac{kx_1 + kx_2}{2}$$

その間の仕事は

$$\begin{aligned} f(x_2 - x_1) &= k \frac{x_1 + x_2}{2} (x_2 - x_1) \\ &= \frac{k}{2} x_2^2 - \frac{k}{2} x_1^2 \end{aligned}$$

これは Spring を引き伸ばす間に Spring に対してなす仕事である。



第 14 節

今 若し Spring の固定してない方の端に m *gr* の物体を結びつけておいて滑かなる水平板上で伸縮運動

をさせて見ると Spring よりこの物体に作用する力は 今述べた Spring が受ける力とは正反対に向ひ 従つて この物体が Spring より受ける仕事も 上述のものと符號を異にし

$$\frac{1}{2} kx_1^2 - \frac{1}{2} kx_2^2$$

となる。之れと運動の Energy との関係を書くと

$$\frac{1}{2} mv_2^2 - \frac{1}{2} mv_1^2 = \frac{1}{2} kx_1^2 - \frac{1}{2} kx_2^2$$

或は之を書き直して

$$\frac{1}{2}mv_1^2 + \frac{1}{2}kx_1^2 = \frac{1}{2}mv_2^2 + \frac{1}{2}kx_2^2 = \text{不変}$$

運動の途中で バネの伸び 又は 縮みの大きいとき程 v が小さい. $x=0$ の所で運動の Energy 最大である.

始めに於て更に多く伸ばしておいて この運動をさせると 手よりなす始めの仕事が大きかつたために $x=0$ のときの運動の Energy も大きい.

9. 位置の Energy

前節の二つの例で 物體に仕事をしてゐるのは 重力 並に Spring よりの力であつて 第一例に於ける斜面よりの壓力や 第二例に於ける板面の壓力 及 重力は仕事の勘定にはいつて來ない.

かくの如く 重力や Spring の力以外の力があつても 實際に仕事をするのが 重力 或は Spring の力のみなるときは 物體が 二點間を移動する間に受ける仕事量は 途中の道程の如何には全く無關係で その二點の位置のみで書き表はされるべきことはこの二例の仕事の計算を見て明かである.

一般に 物體が同じ位置に來るときいつも其の點に相當した力が作用すると言ふばかりでなく 或る二點間を移動する間に受ける仕事が 中間の道程には關せず その二點の位置のみで定まる場合には その仕事量を書き表はすに用ひられる mgh 並に $\frac{1}{2}kx^2$ の如き その位置に特定なる量は位置の Energy と呼ばれ 仕事はその二點の位置の Energy の差とし

て書き表はされる.

上の二例で 最後に求めたる關係式

$$\frac{1}{2}mv^2 + mgh = \text{不変}$$

並に

$$\frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}kx^2 = \text{不変}$$

は 共に

運動の Energy + 位置の Energy = 不変

なる關係になつてゐる. 之れ 力學的 Energy 保存の原理である.

次に 更に萬有引力の場合につき論じて見る. 質量 m の地球が 質量 M の太陽より受ける引力は

$$f = k \frac{Mm}{r^2}$$

である. 地球が 太陽よりの距離 r_1 より r_2 に遠かる間で受ける力の平均を

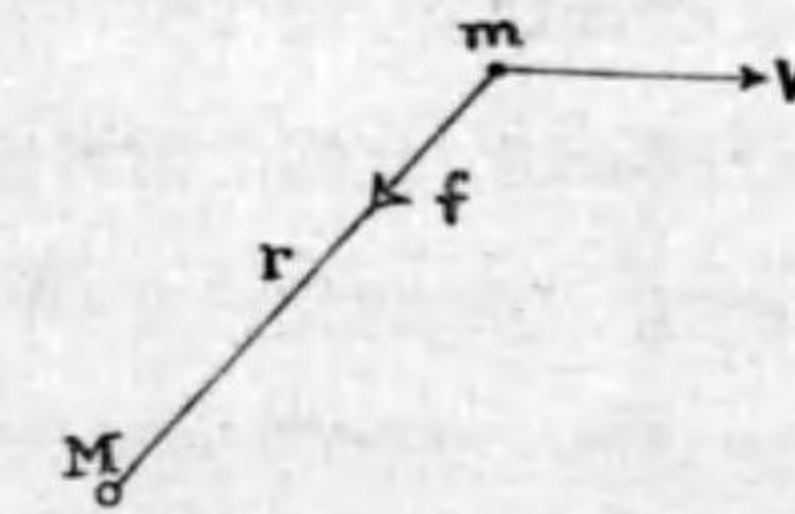
$$f = k \frac{Mm}{r_1 r_2}$$

を以て表はすと その間に受ける仕事は

$$\begin{aligned} f s_r &= -k \frac{Mm}{r_1 r_2} (r_2 - r_1) \\ &= k \frac{Mm}{r_2} - k \frac{Mm}{r_1} \end{aligned}$$

之れと 運動の Energy との關係を式に書くと

$$\frac{1}{2}mv_2^2 - \frac{1}{2}mv_1^2 = k \frac{Mm}{r_2} - k \frac{Mm}{r_1}$$



第 15 圖

$$\frac{1}{2}mv_2^2 - k\frac{Mm}{r_2} = \frac{1}{2}mv_1^2 - k\frac{Mm}{r_1} = \text{不変}$$

この場合では $-k\frac{Mm}{r}$ が地球が太陽の重力の Field 内に於ける位置の Energy で 物體が萬有引力の作用を受けて運動する間にも力學的 Energy 保存の原理が成立する。

若し 物體の運動中 位置の Energy の存在する力の外に特に 別な力を作用してこの物體に仕事をなすときは 物體は勿論その仕事の量だけ特に運動の Energy を増す。而してこの力の作用前に通つたことのある或る點に來た時の運動の Energy は も早や前と等しくはならない。その全 Energy が 前とは異なるところの第二段の運動には入つたわけである。

運動中の全 Energy を變化せしむるためには 位置の Energy の殆んど變らない間に 急に物體を撃つかなどしてその運動の Energy のみを變ぜしむべき仕事をなすか 運動の Energy を變へないで 位置の Energy を變化せしむるか (例へば 物體を重力にさからつて 靜かに高所へ持ち上げるにも その位置の Energy の増加に等しい仕事を要する) 或は 又 球を高く投げるときのやうに 運動の Energy も 位置の Energy も 共に變化せしむべき仕事を加へることも出来る。

10. 振動の Energy

Spring を鉛直に吊し その下端に mgr の錘りをつける

と Spring は

$$y_0 = \frac{mg}{k}$$

だけ伸びたところで靜止する。このとき Spring がこの錘りを mg dyne の力で上方に引つ張り 重力と釣り合つてゐるわけであるが 又 同時に Spring は mg dyne の力で引かれるために y_0 cm だけ伸びてゐるのである。

この Spring の下端を持つて 更に下方に y cm 伸ばすには 重力の mg dyne の他に 更に ky dyne の力を増してやらなければならない。そのとき Spring の力も 無論上方に $k(y_0 + y)$ dyne 作用して釣り合ひになる。若し 始めに下端を

$$y = a$$

だけ伸ばしておいて離してやると Spring は伸縮し 錘りは上下の振動をする。 $y = 0$ のときは Spring が上に引き上げる力と重力とが釣り合つて 錘りに作用する力は 0 であるが これより y cm だけ下にあるときは 重力の mg dyne に對して Spring の力は $k(y_0 + y)$ で 錘りには 差引 ky dyne だけが有効に働く。即ち 振動の中點よりの距離に比例する力の作用のもとで行はれてゐる運動である。この點では $Mg^2 \left(= \frac{Mg}{l} \omega \right)$ なる力による振子の運動と同形式の運動をなし 以下述べて行くことも兩者の運動に相通ずることが多い。

さて この錘りは前の水平面上に於ける問題の ω の代りに

y を用ひたる場合と同じ運動をなし Energy の式は

$$\frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{2}ky^2 = \frac{1}{2}mv_0^2 = \frac{1}{2}ka^2$$

但し v_0 は $y=0$ のときの速さで a は上に述べたやうに $v=0$ のときの y である、 a をこの簡単な振動の振幅と云ふ。振動の Energy は 振幅 a の自乗に比例する。

v y の関係は

$$\frac{m}{k}v^2 + y^2 = a^2$$

$y=0$ の点 O を中心とし 半径

a なる圆周上を走る P 点の高さ

y で錘りの位置を示し P 点と振動線との距離が そのときの速さに

比例せる $\sqrt{\frac{m}{k}}v$ と等しい。錘りの上下運動につれて P 点がこの圆周上を走るのであるが その P 点の速度 V の鉛直の分速度が錘りの速さ v に等しいことを利用して V を上圖の幾何學的關係より出して見ると

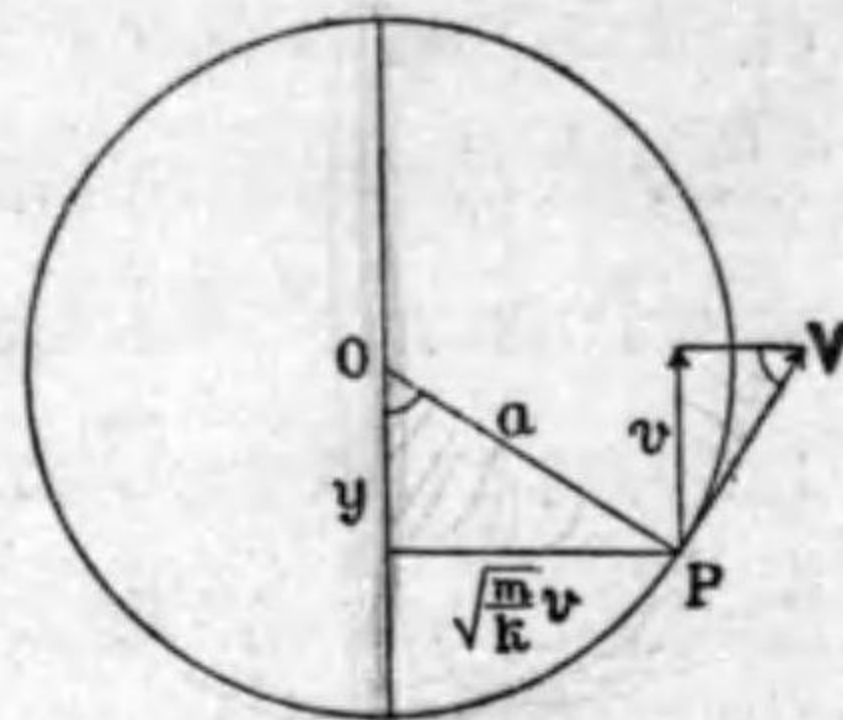
$$\frac{v}{V} = \frac{\sqrt{\frac{m}{k}}v}{a}$$

$$\therefore V = \sqrt{\frac{k}{m}}a$$

即ち V は一定値を保ち v_0 に等しい。

錘りは P 点がこの圓を一周する毎に同じ運動状態に立ち戻り 所謂週期運動をなす。その週期 T は

$$T = \frac{2\pi a}{v_0} = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}$$



第 16 圖

即ち 振幅 a には關せず 錘りの質量及 Spring の強さで決定する。振子に於ては ky の代りに Mg 、即ち $\frac{Mg}{l}$ 従つて k の代りに $\frac{Mg}{l}$ を用ひて

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{M}{Mg/l}} = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}$$

なる週期の式が得られる。

糸の横振動

張られたる糸の各部が その平均の位置を中心としてなす横振動が 糸に沿つて傳はつて波動となる。

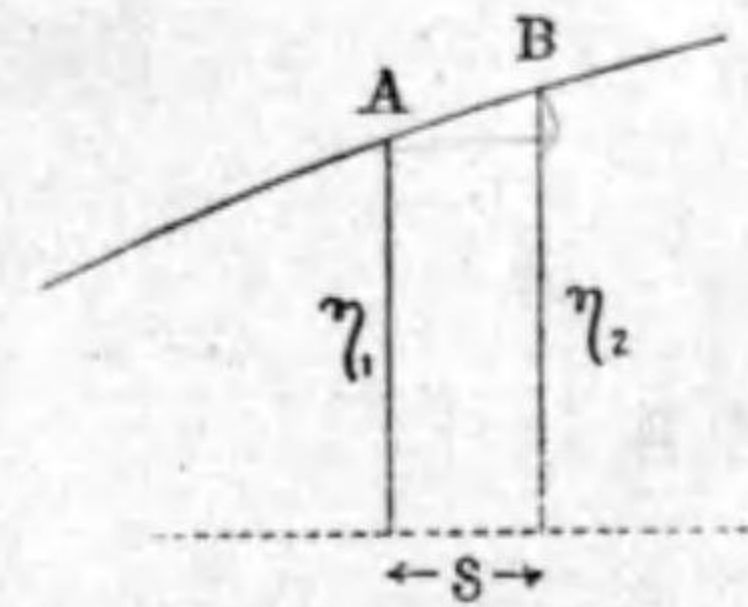
糸の s なる小部分が 一直線のと看には その兩端で作用する張力が方向正反對になり加速度 0 である。

その小部分の兩端が 平均の位置より

夫々 η_1, η_2 なる變位をなして 任意の位置 A, B にあるときの力と速度を求めて この小部分の運動を吟味し 傳播速度 V を出して見やうと思ふ。

(1) 此の運動に於ける力。

振幅の小さい横振動では 張力は殆んど一定であるが その傾斜角 θ に比例せる横の分力が 各部の運動に問題となつて来る。 θ は場所によつても 時刻によつても變り A 點では θ_1 B 點では θ_2 A 點に於て左から働く張力の η の方向の分力は $-F\theta_1$ で B 點に於て右から作用する張力の分力は $F\theta_2$ 従つて AB 部分に作用するそのときの力は



第 17 圖

$$-F\theta_1 + F\theta_2 = F(\theta_2 - \theta_1)$$

である。

(2) 此の部分の速度。

波の相が V なる速さで糸を傳はり τ の間に A より B に達するとすれば

$$s = V\tau$$

A B 二點の變位の相異は $(\eta_2 - \eta_1)$ で この τ の間に A B 間にある各部は皆 變位を $(\eta_2 - \eta_1)$ だけ感じ τ 後の B は今の A と同じ變位となるのである。この部分の物質速度 v は上へ向つて

$$v = \frac{\eta_1 - \eta_2}{\tau}$$

これに $\frac{1}{\tau} = \frac{V}{s}$ を入れて書き直すと

$$v = V \frac{\eta_1 - \eta_2}{s} = -V\theta$$

これは A B の中間にあるものの有する速度の大きさであるが A 點では $-V\theta_1$ B 點では $-V\theta_2$ である。この値の相異も η と同様に A B 間にある各點の τ 間に起る物質速度の變化に等しい。

(3) 以上の (1) 及 (2) を用ひて V を求むること。

s 部分が受ける τ の間の力積は (1) より

$$F(\theta_2 - \theta_1)\tau = F(\theta_2 - \theta_1) \frac{s}{V}$$

となり 又 之れに相當する運動量の増加は (2) より

$$\text{質量} \times (-V\theta_1 + V\theta_2) = \sigma s V(\theta_2 - \theta_1)$$

σ は糸の單位長さの質量 即ち 線密度

此の兩者は互に等しきものであるから

$$\frac{Fs}{V}(\theta_2 - \theta_1) = \sigma s V(\theta_2 - \theta_1)$$

$$V = \sqrt{\frac{F}{\sigma}}$$

この振動波では その張力により糸の各小部分が平均の位置に立戻らうとし その傾向は $(\theta_2 - \theta_1)$ で示されるところの糸の彎曲度に準じて大きく 之れは彈性體の振動とよく似て居り 彈性的振動の位置の Energy がその變形の度に從つて大きいやうに この糸の振動に於ても その各小部分が その彎曲の甚しいとき程大きな位置の Energy を有すと見られる。

そこで この s なる小部分が $(\eta_1 - \eta_2)$ なる小變位をなす間に s の兩端に於て作用する力より受ける仕事を計算して見ると

$$\text{仕事} = \text{力} \times \text{變位} = F(\theta_2 - \theta_1) \times (\eta_1 - \eta_2)$$

$$\frac{\eta_2 - \eta_1}{s} = \theta = \frac{\theta_1 + \theta_2}{2}$$

$$\text{仕事} = F(\theta_1 - \theta_2) \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} s$$

$$= \frac{Fs}{2} (\theta_1^2 - \theta_2^2)$$

これを運動の Energy の増加と等しと置き

$$\frac{1}{2} m v_2^2 - \frac{1}{2} m v_1^2 = \frac{1}{2} F s \theta_1^2 - \frac{1}{2} F s \theta_2^2$$

$$\frac{1}{2} m v_2^2 + \frac{1}{2} F s \theta_2^2 = \frac{1}{2} m v_1^2 + \frac{1}{2} F s \theta_1^2$$

これは Spring の Energy の式と形式上全く同一で この

場合 $\frac{1}{2}Fs^2$ を位置の Energy として この小部分は Spring の先端に着いてゐる Mass の如く Energy 不変の弾性的運動をなすことがわかる。

振動の Energy 減衰

完全弾性の Spring に錘りをつけて振動せしむるときは その全 Energy はいつでも一定不変に保たれるべきことは既に述べたが 実際の Spring の伸縮運動は 時間と共に振幅が減じ つひには静止するに至る。これは Spring の運動に常に反する力 例へば 空気の粘性による抵抗の如きが作用するために 歪力 0 で速度最大の位置より 歪力最大で速度 0 に至るまでの間では 粘性のために 弾性的に豫定せるより早く速度 0 に至らしめるし 又 その歸路速度最大になるまでの中間でも 運動を妨げ速度を殺ぐ作用が原因して 歪力 0 の位置 即 位置の Energy が最小のところでは 又 弾性的に豫定せるより更に速度小さくなる。かくして 空気の粘性による抵抗のため 位置及 運動の Energy の和は漸次減少して行くのである。

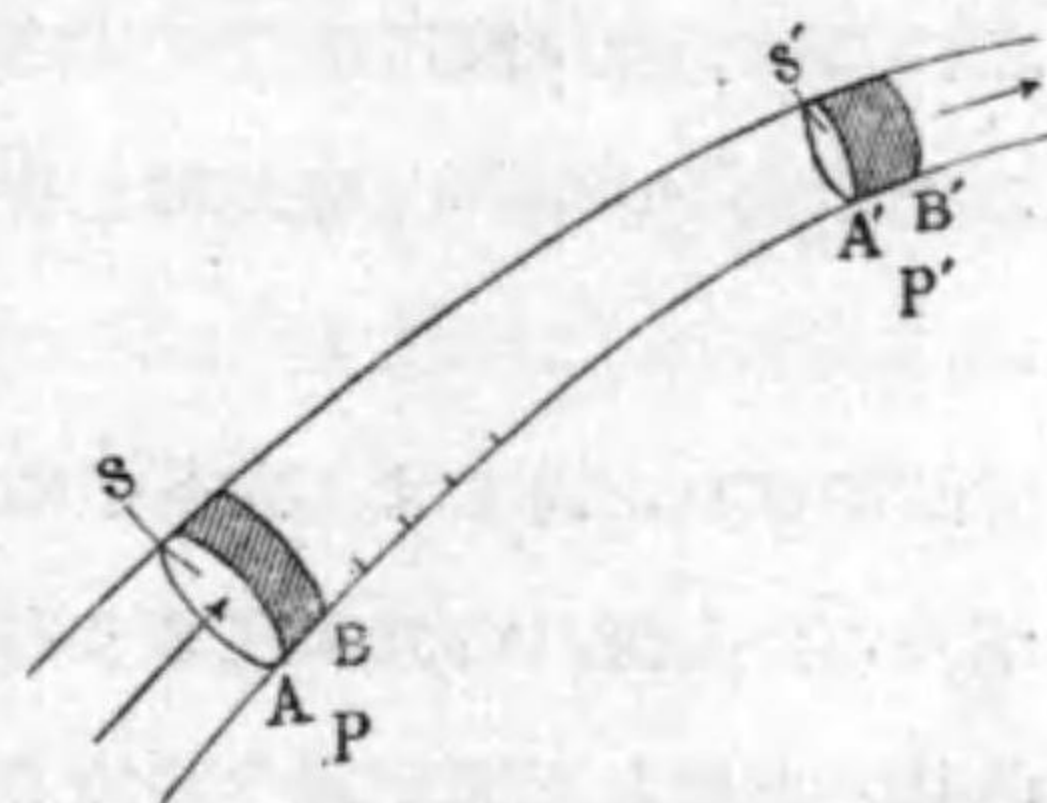
これと同じ結果を招致するものに 外部よりの作用の外に 振動体の内部に存する内部磨擦とも言ふべきものによる影響もある。歪と歪力との関係が完全弾性的なれば その Graph は直線であるのに 実際には 幾分 Plastic の性を含むから Graph は細長い Loop を描き その Loop の面積に相當する Energy 量だけ一週期間中に Energy が衰へるのであ

る。この減衰せる力學的の Energy は つひには すべて熱に轉換されると見られる。

11. Bernoulli の定理

流體が空間を水平に流れてゐて 全體としては時間的に何處も変化がないとする。この空間に 圖の如く AB なる小部分が流れに沿つて移動し

A'B' なる位置に至るとする。その間に この部分が受けたる仕事を吟味して見るに 側面からの壓力は變位と垂直な



第 18 圖

るため仕事は常に 0 であるから これは後の面に於て受ける仕事量より前の面で B より B' に至るまでにこの小部分より前方になしたる仕事を差引きたるものになる。然るに後面が B の位置より A' の位置に至るまでの間に受ける仕事と 前面で同じく B の位置より A' の位置までに外部に向つてなしたる仕事とは大さ等しいから 結局この小部分の受けたる仕事は後の面で AB の間に受ける仕事 $pS \cdot AB$ より前の面で A'B' の間に外になしたる仕事 $p'S' \cdot A'B'$ を差引きたるもので これだけがこの移動中の運動の Energy の増加 $\frac{m}{2}(v'^2 - v^2)$ に等しくなる筈であるから

$$pS \cdot AB - p'S' \cdot A'B' = \frac{1}{2} m (v'^2 - v^2)$$

この $S \cdot AB$ 及 $S' \cdot A'B'$ は その部分の體積にして 質量 m は密度 ρ と體積の積であるから この式は

$$\frac{S \cdot AB}{m} p + \frac{v^2}{2} = \frac{S' \cdot A'B'}{m} p' + \frac{v'^2}{2}$$

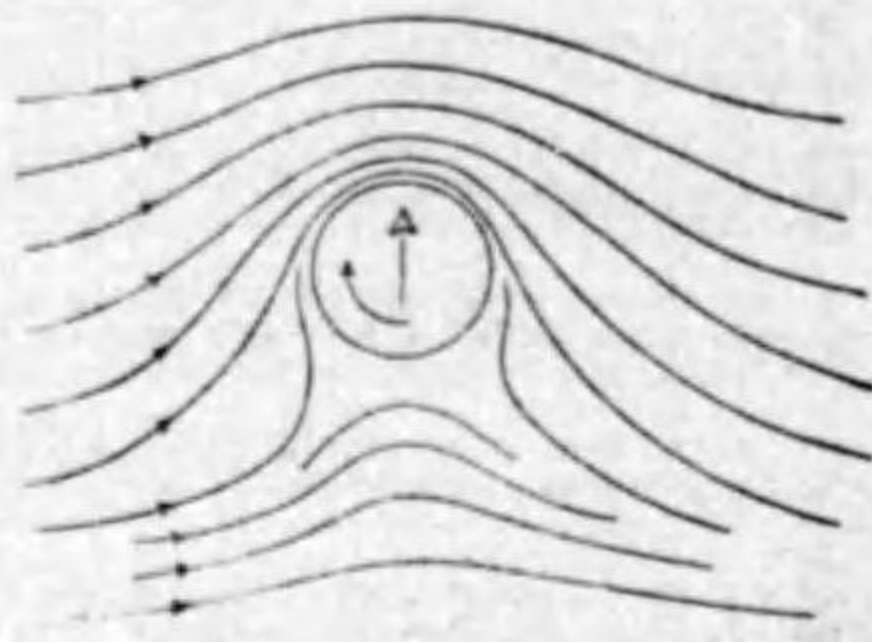
$$\left(\frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} \right) = \left(\frac{p'}{\rho'} + \frac{v'^2}{2} \right) = \text{不変}$$

之れは一つの流線に沿つて成立す

る式で Bernoulli の定理と

云ふ。

圖はボールが右より左へ走るの
であるが 流れの方が左より右へ
流れると做して書いたのである。



第 19 圖

ボールが空氣中を廻轉しつゝ行
く時には空氣の粘性があるため圖の上方が下部より氣流は速
い。氣流の分れる前の邊と比較して上部は速く 下部は遅くなり
壓力は下部が上部より大となり ボールの道は大矢の如く
上方へ Curve するのである。

上に述べた關係式は粘性なく 又壓縮されない理想的の流體
ならば正しく成立すべきであるが 實際は多少粘性もあり壓縮
されて密度が増すものであるから $p v$ の關係は上式より幾分
變つて來る。例へば 一樣な切斷面積の細い管に流體を流すと
きは その流れの速さが何處も同じとしても 壓力はだんだん
小さくなる。このために起る Energy の減少も皆熱に轉換し
てしまつたものと見られる。

第二章 熱 と Energy

12. 寒 暖 計

水寒暖計は 目盛せる毛細管のついてゐる硝子瓶に水を入れ
たもので 水の溫度の昇降するに従ひ毛管内の水面も上下する。
今 これを 水と氷とを容れた器の内に立て 水の氷點近くま
で冷却した後水寒暖計の外が常に一樣の溫度になるやうにかき
混ぜながら その溫度と水寒暖計の毛細管内の水面の高さを讀
んで行くと 水は 4°C に達するまでは收縮するが硝子の溫
度膨脹による容積増加のため 通常 5°C 以上にもな
らなければ毛細管内の水面は上り始めない。又 熱傳導には相
當時間を要するため 水寒暖計内の溫度は 外器の水溫より常
に低く 夏季の如きは外器の水溫 10°C を越してから水寒暖
計が昇り始めるやうなこともある。

水銀寒暖計は 一定量の水銀が各溫度で 夫々 定まつた體
積を有すると言ふ原則のもとに 溫度測定用に供せられるわけ
だが 若し 水銀の代りに 水の體積變化をたよりに溫度測定
をしやうとすると 上述の如く 10°C 以下では同體積の溫度
が二様あつて不都合を來すことは明かである。又 更に上の溫
度でも 水の膨脹は溫度變化に對して一樣ではない。假りに水
銀寒暖計の指度を標準に取つて見たときに 水の膨脹程甚しく
はなくとも 多くの液體は多少溫度の變化に伴ふ體積變化が不

同で 現にアルコール寒暖計と水銀寒暖計との指度を 0°C 及 100°C をそろへ 他の温度では單に容積の等分により目盛すると 相當の喰違を來すのである。

然るに 氣體は一定壓力のもとで 0°C より 100°C まで 温めると その體積は 0°C のときの

$$\left(1 + \frac{100}{273}\right)$$

倍に増し 而も その途中の温度に於ける體積増加の割合も 大抵の氣體に就き殆んど同一であることが Charles によつて 確められてゐる。氣體の Boyle の法則とこの Charles の法則によつてその體積の變化或は壓力の變化で温度の決定を すると 用ひたる氣體の種類によつて生ずる相異は極めて僅少であるので 温度の決定の標準としては この原理による氣體寒暖計を用ひるのが先づ合理的と思はれるのである。

水銀寒暖計は 一定量の水銀を毛細管の一端を膨らしたのに 容れて密閉し 之れに度盛りをしたもので 先づ 一氣壓の下に於て融けかけてゐる氷の中にある時の毛管中の水銀面の位置に印を附け之れを 0° となし 同じく一氣壓の下で沸騰せる水の蒸氣中に寒暖計を全部入れておいた時の水銀面の位置に 100° の印をする。而して 0° と 100° の間を 體積で百等分した目盛りで示したのが攝氏の温度度盛りである。又 0° 以下 及 100° 以上の温度に對しても 毛細管で同じ體積の差にある所を度盛りして行く。

尙ほ 水銀は -39° で凍結し 356° 邊で沸騰するから

この範圍外では寒暖計として使用出來なくなる。但し 實際には 水銀面上を真空にする代りに窒素などの氣體をつめて 500° 位まで輕便に使用出來る寒暖計が造られてゐる。又 低い温度の方にはアルコール寒暖計が便利で -100° 位まで使用に耐へる。

以上は 主に 水銀の體積變化のみを考へて見たのであるが こゝに用ひる硝子の温度膨脹のことも吟味して見なければならぬ。今 假りに 硝子が温度上昇により膨脹しないとしたときに その寒暖計の示すべき温度を t とすると 即ち 0°C のときの水銀の體積を V_0 。その温度膨脹係数を α とすると t° のときの體積増加は $V_0\alpha t$ となる。又 寒暖計の硝子の實際の温度膨脹係数を α_0 。一目盛の 0°C のときの體積を v_0 。 t° のとき水銀の昇る目盛數 即 寒暖計の讀みを t' とすると t° のときの水銀の體積増加は

$$V_0\alpha t = v_0 t' (1 + \alpha_0 t) + V_0\alpha_0 t$$

$$V_0(\alpha - \alpha_0)t = v_0 t' (1 + \alpha_0 t)$$

100° では

$$V_0(\alpha - \alpha_0)100 = v_0 100 (1 + \alpha_0 100)$$

相除して

$$t = \frac{t'(1 + \alpha_0 t)}{1 + \alpha_0 100}$$

$$t' - t = \alpha_0 t (100 - t')$$

即ち

$$t > 100 \qquad t' < t$$

$t = 100$	$t' = t$
$0 < t < 100$	$t' > t$
$t = 0$	$t' = t$
$t < 0$	$t' < t$

$\alpha_0 = 0.000025$ とすれば $t = 50^\circ$ のとき

$$t' - t = 0.1$$

となる。

水は 前に述べたやうに 他の液體と異なり 0° のときより漸次熱して行くとき 先づその體積は收縮し 4° に於て最小の體積 従つて最大の密度となり 更にそれより溫度昇ると始めて次第に膨脹する。硝子の膨脹係数が 0.000025 とすると 水と硝子容器とは 4° のときと 7° と二度同じ體積を示し 5.5° のとき 水の體積最小なるかの如く見えるのである。

氣體の膨脹係数は液體に比し遙かに大きいから 氣體寒暖計に於てはかゝる問題はなくなる。

13. 熱 量

或る物體が高温にあるのと低温にあるとの差は その物體内に藏する熱量の多少によるものと解して 物理学ではこの熱量と云ふ特別な物理量を取扱ひ 物體の溫度の變化に伴ふすべての變化は通常その物體に出入する熱量に相當して起るものとした。物體が得た熱量又は失つた熱量を測るには先づ熱量の單位

を定めなければならない。このために普通の純粹な水 $1gr$ を攝氏 14.5° より 1° だけ温めるに要する熱量を取り 之れを 1calory と云ふ。之れは 同じく $1gr$ の水を 0°C より 100°C 迄温めるに要する熱量の $\frac{1}{100}$ と殆んど等し。他の溫度で 1° だけ温めるための熱量はこれとは幾分の相異がある。又 溫度を測るのに 水銀の溫度膨脹をたよりとせる水銀寒暖計を用ひると アルコールの膨脹によるアルコール寒暖計を用ひるとでは結果が異つて来る。

然し 極めて精密を要する場合の外はすべての變化が一樣に起るとして 單に 水の $1gr$ の溫度 1° 上昇せしむべき熱量を 1calory と見做してよい。

或物體の溫度を一樣に 1° だけ高めるに要する熱量をその物體の熱容量と云ふ。熱容量の大きさは その質量に正比例するのみならずその物質の種類によつて異なる。或物體の熱容量とそれと同質量の水の熱容量の比を物質の比熱と云ふ。

即ち 此の値は各々の物質 $1gr$ の熱容量と等しい。比熱を知ると 之れにその質量を乗じて任意の物體の熱容量を出すことが出来る。即ち 比熱 s で質量 $m\text{gr}$ の物質を溫度 t より t' に迄温めるには

$$sm(t' - t)\text{calory}$$

の熱量を要するわけである。

氣體の場合にあつては 定壓のもとで熱するのと 體積一定のもとで熱するのとでは比熱の値が異なる。前者を定壓比熱と

云ひ 後者を定積比熱と云ふ。定壓比熱は定積比熱より常に大きく 兩比熱の比は 1.66 のもの 1.40 のもの 1.3 のもの等がある。又 兩比熱の差はその氣體の分子量に逆比例するが 此のことに就いては次の節に再び述べる。茲に種々の物質の比熱を掲げる。

物 質	比熱	原子熱	物 質	比熱
アルミニウム	0.214	5.8	眞 銻	0.089
白 金	0.0324	6.0	洋 銀	0.095
金	0.035	6.1	氷	0.5
銀	0.0556	5.9	硝 子	0.19
銅	0.0901	5.8	水晶硝子	0.174
鉛	0.0305	6.3	金 剛 石	0.12
亞 鉛	0.093	6.1	エボナイト	0.33
錫	0.055	6.1	エチルアルコール	0.58
鐵	0.11	6.1	エチルエーテル	0.56
ニ ッ ケ ル	0.106	6.2	オリーブ油	0.47
水 銀	0.0335		テレピン油	0.42

氣體比熱の表

	c_v	c_p	$\frac{c_p}{c_v}$	$M(c_p - c_v)$
H ₂	2.41	3.40	1.41	1.98
He	0.76	1.26	1.66	2.00
N ₂	0.178	0.249	1.40	1.99
O ₂	0.156	0.218	1.40	1.98
A	0.077	0.127	1.65	1.99
CO ₂	0.155	0.202	1.30	2.07
M は分子量	c_v は定積比熱	c_p は定壓比熱		

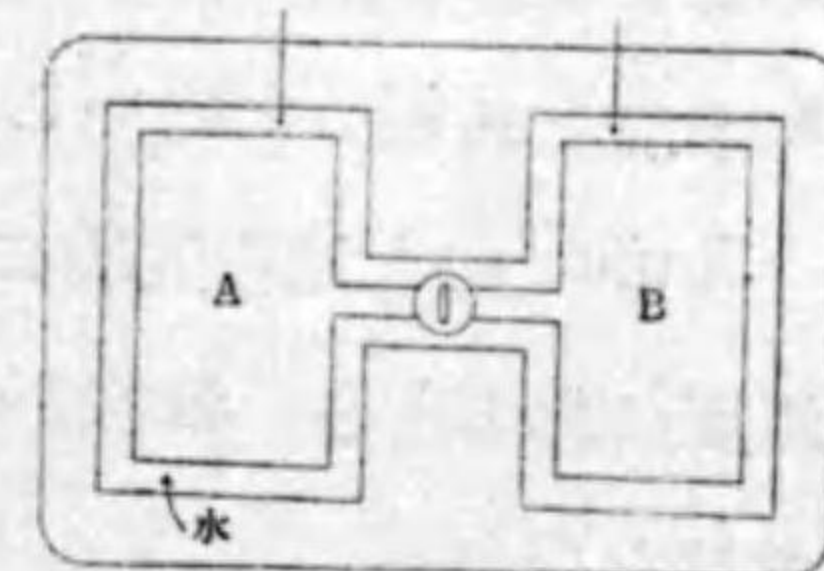
上の表からわかるやうに 液體の比熱は固體の比熱に比べ著しく大きい。液體の中でも 水が最大の比熱を有することは注意すべきことである。海上の温度の變化が陸上より相が遅れ、而も 高低の差の小さいのはこれによるところが多い。

尙 比熱の表を見て特に興味あるのは 金屬の比熱にその原子量に乗じたもの 即ち 原子熱が大體 6 であること、この原子熱の一定なることを Dulong-Petit の法則と云ふ。

14. 氣體の膨脹に伴ふ仕事

氣體の内部に貯藏せられたる熱量が その温度のみに關し、その占むる體積には無關係なることは Joule が實驗で確かめてゐる。その實驗装置の略圖は次の通りである。

容器 A の方には一定量の氣體をつめ B の方は眞空にし AB の中間のコックを開くと氣體が A B 一様の壓力に擴がるやうにしてある。



第 20 圖

先づ A の内にある氣體も 容器の周圍の水も すべて同じ温度にして置き 又 熱はこの水の容器の外へは逃げないやうに注意しておく。そこで コックを開き再び水の温度の一樣になりたる後をしらべて見ると コックを開いた前と後との温度變化が認められない。即ち氣體が A の内にのみあるときも それが A と B とに一樣に

擴がつて居るときも 氣體と 周りの水との間に熱量の出入はなく 而も 氣體の溫度にも變りがない。

この Joule の實驗法は非常に精密なものではなかつたが後に Joule と W. Thomson とが共同してこの方法を少しく模様がへして行つた精密な實驗があり それにより Joule の得た上述の結論が大體正しいことが確められた。

上の Joule の實驗では 膨脹の際 氣體内で部分的には仕事をしたりなされたりしてゐるが 全體として容器に對しては仕事をなして居らぬ。壓力は加はるが容器の壁が動かぬから仕事が 0 になるのである。

一定量の氣體の状態は 單位面積に對する壓力 p 1 gr の氣體の占める體積 v 及 その溫度 t で示されるが $p v$ が變つても その溫度に變化がなければ内部に貯藏される Energy に變りがないことをこの實驗が結論してゐる。

Joule の上述の實驗に先だち Mayer は壓力不變のまゝで溫度の昇るとき 氣體が膨脹して外部に仕事をなすことを考へて見た。

一定壓力 p のもとで 氣體が溫度 0°C より t° に昇るための體積増加は 0° のときの $\frac{t}{273}$ 倍であるから

$$\frac{v - v_0}{v_0} = \frac{t}{273}$$

今 Piston で限られたる 1 gr の氣體が $p v t$ より $p v' t'$ となつたとする。

$(v' - v)$ は Piston の移動による氣體膨脹で Piston の面積を S その動いた距離を d とすると

$$Sd = v' - v$$

となる。

Piston の面に作用する氣體の全壓力は pS であるから 此の膨脹に伴ひ Piston が受ける仕事は

$$pSd = p(v' - v)$$

最初の氣體の變化の式を参照すると この仕事は溫度の變化に比例し

$$p(v' - v) = pv_0 \frac{t' - t}{273}$$

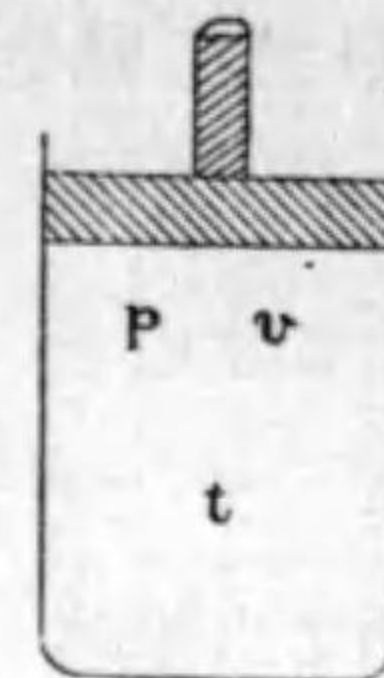
となる。

一方 此の熱膨脹のために氣體に供給すべき熱量は $(t' - t)$ に氣體の定壓比熱を乗じたる

$$c_p(t' - t)$$

でなければならぬ。Mayer が此の問題を考へた時には まだ前述の Joule の實驗的の證明はなかつたが 氣體の $p v t$ のときに保有する熱量と $p' v' t'$ のときの熱量の差は定積比熱 c_v と $(t' - t)$ の相乗積となし $c_v(t' - t)$ と $c_p(t' - t)$ との差は 氣體が v より v' に膨脹の際なしたる仕事のために費されると云ふのが Mayer の考へである。

その頃は 丁度 Energy 保存の議論が沸騰してゐた頃で Mayer も保存論を力學的の Energy のみに限らず極めて廣



義にし 熱量を Energy の變形と做し 上の関係より

$$(c_p - c_v)(t' - t)$$

なる熱量と

$$pv_0 \frac{t' - t}{273}$$

なる力學的 Energy (上述の仕事) とは同等で 上の思考實驗に於ては これだけの Energy が熱量なる形より力學的のものに變形すると断定し 兩方の數字より熱量 1 calory が

$$\frac{1}{273} \frac{pv_0}{c_p - c_v} \text{ erg}$$

の力學的 Energy に相當するとなした。

v_0 及 p は氣體 1 gr が 0°C で有する値であるが その同壓の M (=分子量) gr をとつて見ると 各種の氣體につき 體積 Mv_0 はすべて等しく $\frac{pv_0 M}{273}$ は實際に求められ

$$R = 8.313 \times 10^7$$

なる値として知られてゐる。そこで 1 calory に相當する

Energy は

$$\frac{R}{M} \frac{1}{c_p - c_v}$$

となり $M(c_p - c_v)$ は氣體の比熱の表で多くの氣體の値が殆んど一致し 平均 1.99 なることが示されてゐるから この二つの數字より

$$\frac{R}{M} \frac{1}{c_p - c_v} = 4.18 \times 10^7$$

なる値が得られる。此の Mayer の考へからすると氣體比熱の表に $M(c_p - c_v)$ が 種々の氣體で殆んど同一値になつてゐることは重大な意味をもつものである。

1 calory に相當する仕事 $4.18 \times 10^7 \text{ erg}$ を熱の仕事當量と云ひ J なる文字を以て代表されてゐる。

15. 等温變化 と 断熱變化

氣體の變化は その状態式

$$pv = p_0 v_0 \left(1 + \frac{t}{273}\right) = \frac{R}{M} (273 + t)$$

に従つて進行するものであつて その定壓のもとで起る變化は前節に述べ 定積で起る變化に於ては 氣體は外部に對して仕事をしないから Energy の變化はすべて熱として出入し $c_v t$ に従つて増減する。

尙 特別な變化としてこゝに述べたいのは 等温變化と断熱變化である。前者は温度一定のもとで p と v とが變化するもの 後者は p も v も t も變るが 外部より熱の出入を禁じたる變化である。何れも全體が一様な状態を保ちつゝ 變り體積の變化に伴ふ仕事がある場合を述べる。

(1) 断熱變化

熱的に外部と絶縁して體積が増加する時には その時の仕事に等しい Energy の減少を來してそれだけ温度降ることになり v の變化 δv と t の變化 δt の間の式として前節のときと同じやうに

$$p\delta v = -Jc_v \delta t$$

が成立つとする。但し c_v は calory で表はされてゐるから その Energy を erg で表はすにはかくの如く

$J(4.18 \times 10^7)$ を乗じておかなければならぬ。

之れを 温度の變らない變化に保つためには 之れと等しい熱量を供給してやらなければならなくなる。盛夏の日光に焼きつけられた地面より 多分の水蒸氣を含み乍ら熱せられて上昇し 上空で更に膨脹する際 外部よりの熱の補給が遅いから冷却して積雲を生ずる。これは この断熱變化に近いものである。

上式の δv δt なる小變化は 何れも氣體狀態式の成立する範圍内のものであるから

$$(p + \delta p)(v + \delta v) - pv = \frac{R}{M} \delta t$$

$$\therefore p\delta v + v\delta p + \delta v\delta p = J(c_p - c_v)\delta t$$

の式の中にあるときと同じ値を有す。此の式の中で $\delta v\delta p$ なる積は他の諸項に比し小さいとして略して差支ない量である。そこで 此の式と始の式とより δt を消去すると 断熱變化に於ける p と v の關係式が得られる。 δt を消去するためには前の式に

$$\frac{(c_p - c_v)}{c_v}$$

を乗じて後の式に加へる。

$$\frac{c_p}{c_v} p\delta v + v\delta p = 0$$

$\frac{c_p}{c_v}$ なる比は 氣體比熱の表に見られるやうに 各の氣體につきそれぞれ一定の値を有し 之れを γ で表はすこととする。即ち

$$\gamma p\delta v + v\delta p = 0$$

断熱變化では p 及び v は常に此の式に従つて變化して行く。

尙 之れを計算し直す〔註〕と

$$pv^\gamma = \text{不變}$$

なる式となる。

(2) 等温變化

一方 一定の温度に於ける變化では 常に Boyle の法則の式

$$pv = \text{不變}$$

が成立してゐるから

$$(p + \delta p')(v + \delta v') - pv = 0$$

$$p\delta v' + v\delta p' = 0$$

之れは p v を座標軸とする圖面では双曲線に沿つて進行する變化である。同じ v の變化に對する p の變化を等温及断熱の兩變化に就き比較して見ると

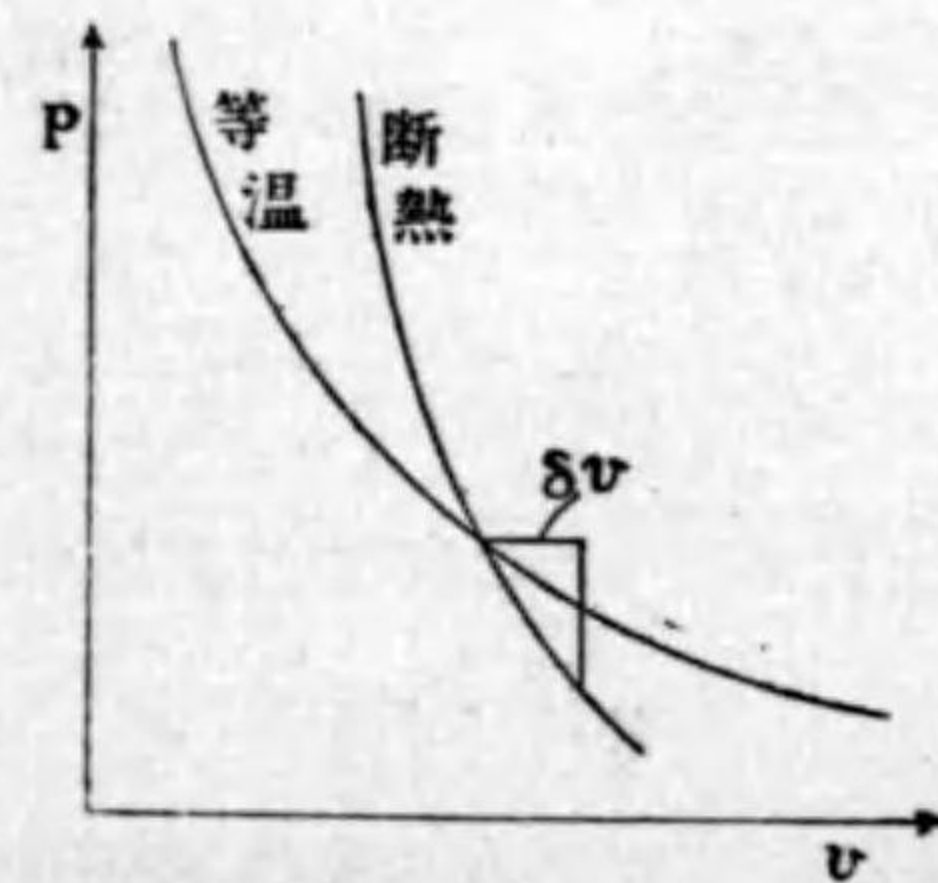
$$\delta v = \delta v'$$

$$\frac{\delta p}{\delta p'} = \gamma$$

即ち断熱の δp の方が等温の

$\delta p'$ に比し γ 倍大きい變化である。

〔註〕 $\frac{c_p}{c_v} = \gamma = \frac{m}{n}$ とおくと $\gamma p\delta v + v\delta p = 0$ は



第 22 圖

$$n \frac{\partial p}{p} = -m \frac{\partial v}{v}, \quad 1 + n \frac{\partial p}{p} = 1 - m \frac{\partial v}{v}$$

$\frac{\partial p}{p}$ 及 $\frac{\partial v}{v}$ は共に非常に小さい数なる故 此の式は

$$\left(1 + \frac{\partial p}{p}\right)^n = \left(1 - \frac{\partial v}{v}\right)^m$$

$$\left(\frac{p + \partial p}{p}\right)^n = \left(\frac{v - \partial v}{v}\right)^m = \left(\frac{v}{v + \partial v}\right)^m$$

變化を少しづつ行はれる階級に分け

$$p_0 v_0 \rightarrow p_1 v_1 \rightarrow p_2 v_2 \rightarrow \dots \rightarrow p v$$

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^n &= \left(\frac{v_0}{v_1}\right)^m \\ \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^n &= \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^m \\ \dots & \\ \left(\frac{p}{p - \partial p}\right)^n &= \left(\frac{v - \partial v}{v}\right)^m \end{aligned} \right\}$$

左邊を全部乗じたるものと 右邊を全部乗じたるものとは相等

しいわけ

$$\left(\frac{p}{p_0}\right)^n = \left(\frac{v_0}{v}\right)^m$$

之れの n 乗根をとると

$$p v^{\frac{n}{m}} = p_0 v_0^{\frac{n}{m}}$$

即ち

$$p v^\gamma = p_0 v_0^\gamma$$

γ は氣體比熱の表にある様に

$$1.67 = \frac{5}{3}, \quad 1.4 = \frac{7}{5}, \quad 1.3 = \frac{9}{7}$$

16. 音波の速さ

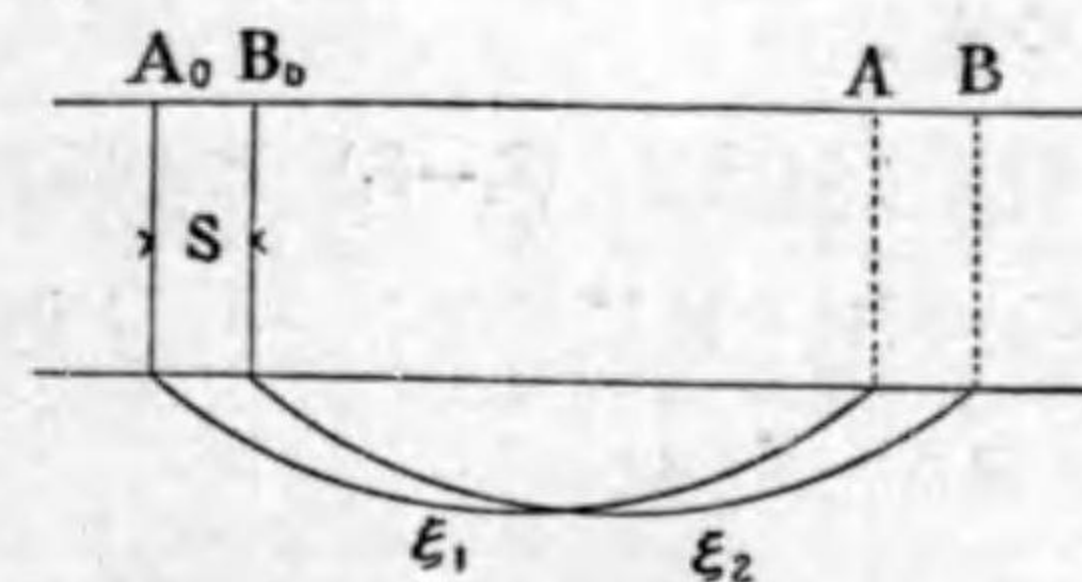
氣體中を傳はる音の振動は 棒の内の縦振動と同様のものと考へられてゐるが 氣體に関する如何なる式を用ひるか問題である. Newton は Boyle の法則に従つて計算したが

Boyle の法則は等温變化の時のもので變化に伴ひ熱の移動を必要とする. 音波の場合には 氣體が熱の不良導體なるのと振動が急激なるがため 此の熱の供給は殆んど不可能である.

断熱變化の式

$$\gamma p \delta v + v \delta p = 0$$

を用ふべきである.



第 23 圖

$A_0 B_0$ に於ける p 及 v の値を p_0 及 v_0 とする. その p_0 よりの相異 δp のみを問題にすればよい.

$$\delta p = -\gamma p_0 \frac{\delta v}{v}$$

音波の場合に體積は縦の方向にのみ増減するから

$$\frac{\delta v}{v} = \frac{\xi_2 - \xi_1}{s}$$

となり 従つて

$$\delta p = -\gamma p_0 \frac{\xi_2 - \xi_1}{s} (= -\gamma p_0 \gamma \text{ とおく})$$

但し此の δp は断面に作用する全圧力ではないが δp の値の A B での相異は A B での全圧力の差に等しいから AB 部分の運動をしらべるのには之れでよい。

(1) 此の運動に於ける力

今述べたやうに δp が問題になる。A の面で左より作用する力と B の断面で右より作用する力の大きさ等しい場合は $A_0 B_0$ に於ける場合で $\delta p = 0$ の時である。一般の位置では (S を断面積とし)

$$-S\gamma p_1 y_1 - (-S\gamma p_2 y_2) = S p_0 \gamma (y_2 - y_1)$$

が二断面で受ける力の合力である (右の方向へ)

(2) 此の部分の速度

A B 二点の變位の相異は $(\xi_2 - \xi_1)$ で小時間 τ の後には B は $(\xi_2 - \xi_1)$ だけを減じて今の A と同じ相となる。即ち相の進行する速さ V は

$$V = \frac{s}{\tau}$$

此の同じ時間中に A 或は B に於ける物質は此の $(\xi_2 - \xi_1)$ なる變位の減少を生ずるのであるから

$$-\frac{(\xi_2 - \xi_1)}{\tau} = \frac{\xi_1 - \xi_2}{\tau}$$

がその物質速度 (右へ) である。前の $V = \frac{s}{\tau}$ を入れて

$$\text{物質速度} = \frac{\xi_1 - \xi_2}{\tau} = V \frac{\xi_1 - \xi_2}{s} = -Vy$$

(3) 次に (1) 及 (2) を用ひて V を求めること
先づ (2) より A B 二点の物質速度の相異は

$$-Vy_2 - (-Vy_1) = V(y_1 - y_2)$$

之れは此の二点間を相が移動する時間 $\frac{s}{V} = \tau$ の間の物質速度の減少に等しい。一方之れと同じものを (1) の方より出せば

$$\begin{aligned} -(\text{加速度}) \times \tau &= -\frac{\text{力}}{\text{質量}} \times \tau = -\frac{S p_0 \gamma (y_2 - y_1)}{\rho (sS)} \times \frac{s}{V} \\ &= \frac{p_0 \gamma (y_1 - y_2)}{\rho V} \end{aligned}$$

両者を等しとあき

$$V(y_1 - y_2) = \frac{p_0 \gamma}{\rho V} (y_1 - y_2)$$

$$V^2 = \frac{p_0 \gamma}{\rho}$$

相の傳はる速度 即ち 音波の速度は

$$V = \sqrt{\frac{p_0 \gamma}{\rho}}$$

p_0 はその時の平均圧力で ρ は氣體の密度である。音波の速さを種々の氣體で測定して γ を決定することが出来るのである。

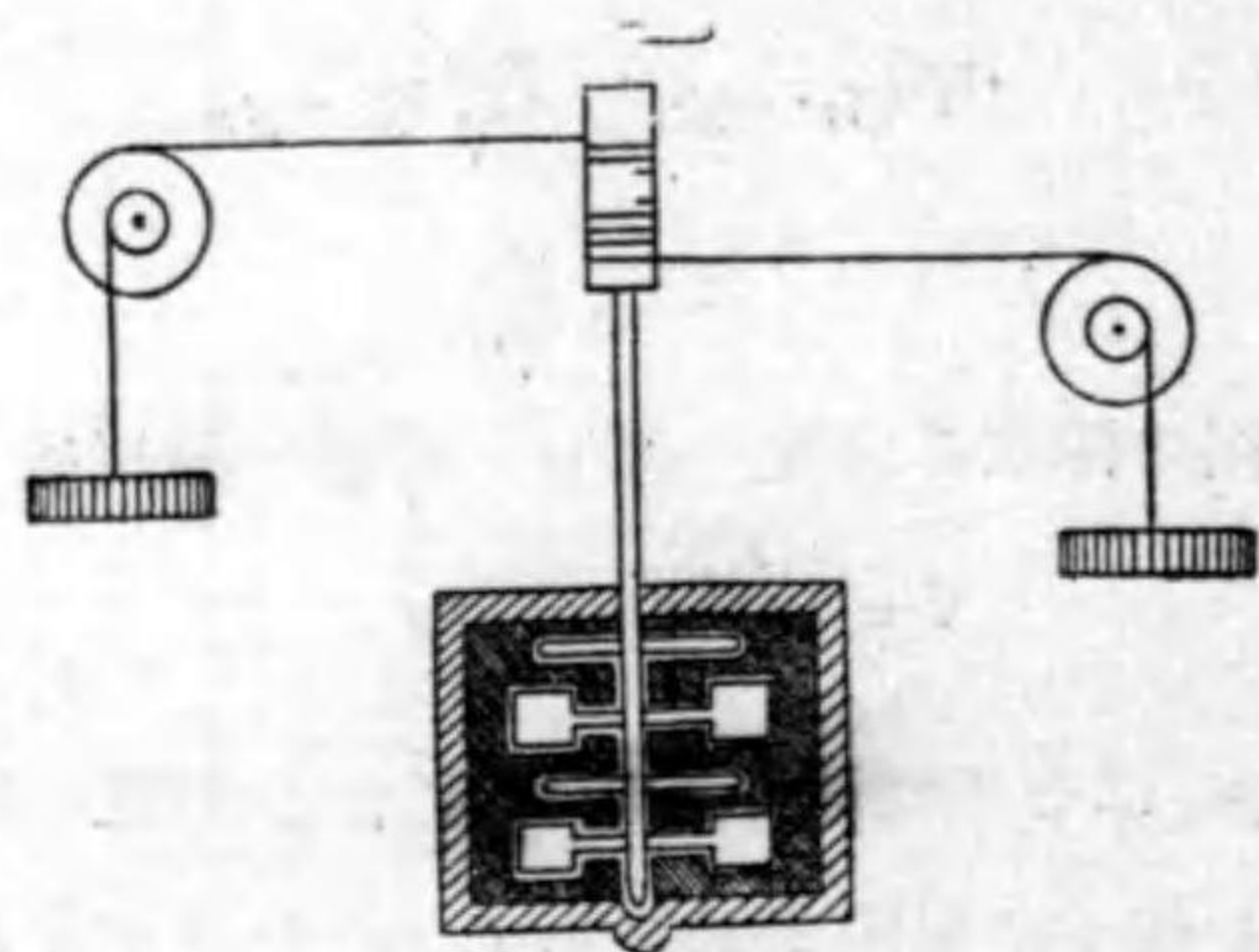
17. Joule の仕事當量決定の實驗

力學的 Energy の保存則は 摩擦 粘性等のある場合は除かれてあつた。摩擦力等の作用の際には そこに熱を生じ 同時に力學的 Energy の消耗を來し これは 廣義の Energy 保存則を認むるからはむしろ當然のことであつて 摩擦粘性等の力を作用せしむることは 力學的の Energy を熱的の Energy に轉換させる一つの好手段となるのである。重力 完全弾性等の力の純粹なる組合せだけでは 即ち 力學的 Energy の保存則の成立する範囲内では 此の熱への轉換は出來な

い管である。

Joule は 錘りによつて熱量計内の羽根車を廻し 液體の粘性の作用で熱を生ぜしめた。羽根車を廻すためには 重力の作用を受け乍ら $M gr$ の錘りが高さ $h cm$ 落ちて位置の Energy が $Mgh erg$ だけ減少する。若し 摩擦粘性等の作用がなければ その間に錘りの落下 羽根の廻轉 等の運動の Energy の増加となる

べきのを Joule の實驗では 液の粘性が充分の作用を表はし 錘りの落下は極めて静かに 羽根の廻轉等と共にすべて一様の運動が續くやうにしてある。



第 24 圖

故に 重力のなした Mgh なる仕事は 装置の運動状態を少しも變へないで 熱量計内に於てすべて熱量に轉換されてしまふ。此の實驗により Joule は 失はれたる力學的の Energy と 其の代りに發生したる熱量とが同等であり その數量的關係が常に一定なることを證明し 前述の Mayer の計算と共に廣義の Energy 保存則の基礎を固めたのである。熱量が力學的 Energy に換算されることを熱力學の第一法則と云ふ。尙 Joule は 後章に述べるやうに 電流に依つて生ずる熱量に就いても 同じ目的の實驗を完成してゐる。

Joule が 1843 年に出した J の値は

$$J = 4.173 \times 10^7(erg)$$

である。

次に水の $1 gr$ を 温度 1° (氣體寒暖計により) 昇すに要する Energy を示すと

-5°	4.246×10^7	30°	4.175×10^7
0°	.219	40°	.173
5°	.202	50°	.175
10°	.191	60°	.180
15°	.184	70°	.187
20°	.180	80°	.194
25°	.177	90°	.202
		100°	.211

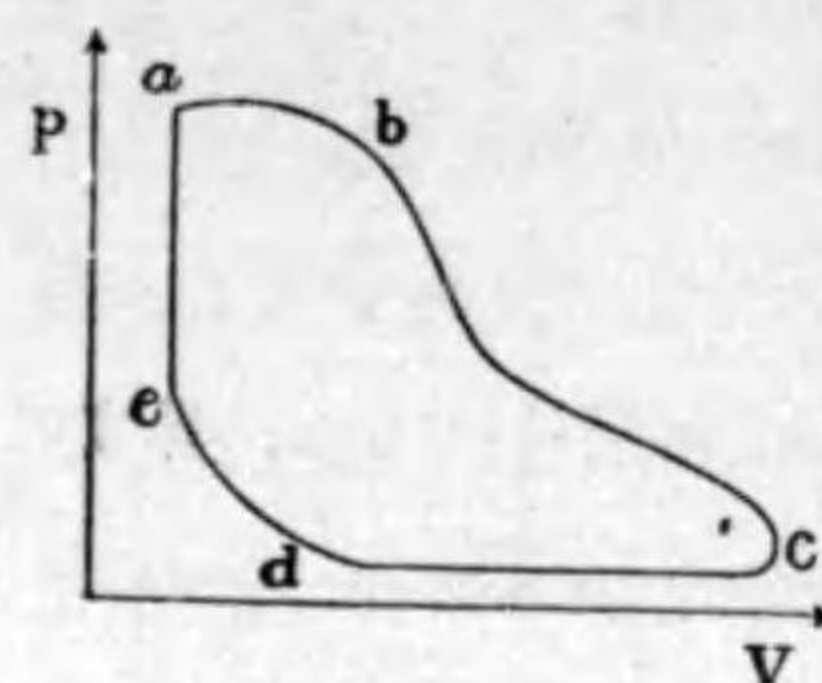
18. 蒸 汽 機 關

氣體が之れを圍む壁に壓力を加へ乍ら膨脹するとき 外部に向つて仕事をするをたよりに 熱量を用ひて繼續的に仕事をする機械が色々あるが その一つに蒸汽機關がある。

圖は Watt が始めて考案したやうな複動機關を示す。滑り辯 A を圖の位置におくと C は氣罐 B に連結せられ B にあつた高壓の水蒸氣が C に迄進入し Piston P の面を壓す。P は壓されて後退し 蒸氣が之れ



第 25 圖



第 26 圖

を壓して進み仕事をする。此の間に蒸氣は膨脹して密度減少しようとするが氣罐内で新たに生ずる水蒸氣により大部分補はれる (pV の圖で a より b)。然し 滑り辦 A が少しく動いて C が氣罐 B より絶縁された後は P を壓し乍ら膨脹し 密度 並に 壓力が減少する ($b \rightarrow c$)。 C が仕事をするのはこゝまでで 次に A が更に動き C が D を經て低温の熱源に連結されて後は C の内の蒸氣は凝結して低温に相當する蒸氣壓にまでなり Piston P が逆行して來る間は C の内の蒸氣の方が P より仕事を受ける ($c \rightarrow d$)。 P の面が適當のところまで戻つて來た時 (d) 滑り辦が C の入り口を閉ぢて C の内の蒸氣は壓縮せられ ($d \rightarrow e$) 次いで C が氣罐 B に連結されて始め述べた状態に戻る ($e \rightarrow a$)。これだけのことを絶えず繰り返すかへし 熱の Energy で仕事が續けられる。今は P の一方 C の側についてのみ述べたのであるが 反對側の C' についてもこれと同様のことが行はれる。この複動機關に於ては C の側よりなす仕事の幾部分は C' の側の蒸氣に對してなすことになつてゐる。

蒸汽機關に於て 熱は先づ氣罐内の熱湯より受けて壓力の大きな蒸氣をつくり 次いで その蒸氣の有する熱の Energy が上述の如き仕事をなすのである。

蒸汽機關が高熱源より蒸氣と共に熱の Energy を受け入れるのは C が B に連結されてゐる間 即ち 變化が e より a を經て b に至るまでである。そこで受け入れた熱量を H_1 とすると その内一部は仕事に費され 残りの H_2 は熱のまゝで低熱源に與へられる。摩擦等なき理想の場合を假想しても 受け入れた熱量 H_1 の一部 ($H_1 - H_2$) が仕事にかへられただけである。この仕事に轉換される割合

$$\frac{H_1 - H_2}{H_1}$$

が大きい程 熱が有効に利用されるわけである。

今 熱量と共に蒸氣をも高温の氣罐より受け入れたのであるが 一定量の氣體が高熱源に接して熱量だけを受け入れて その一部を費して仕事をなし 残りを低温の熱源に與へるやうな熱機關が考へられる。

若し 二つの熱源の溫度を 最初或る溫度差にして外界と絶縁してからこの機關を働かすと 高熱源の熱量は減じ低熱源の熱量は増し 兩者の溫度差が次第に少なくなるにつれて高熱源より受け入れる熱量 は少なくなつて行き つひには 兩熱源に熱の Energy は貯へられてゐるけれども たゞそれだけで仕事に轉換が出来なくなる。熱機關がいつまでも有効に作業を續けるためには 兩熱源が適當の溫度差を保つてゐなければならぬ。若し 熱が外部に何等の變化も残さないで 低熱源より高熱源に移動して 時々自働的に兩者の間に溫度差を作つて呉

れたなら 或は 機關が時には低熱源より熱量を受け入れその一部を以て仕事をなし残りの熱量を高熱源に與へることが出来たら (此の時 Energy 保存則には従ひ乍ら) 石炭などを用ひないで永久に仕事をして呉れる都合のよい装置が得られることだらう。

然し これは Energy 保存則には矛盾しないけれど 熱傳導の法則にも反することで 今迄 かやうな装置を造ることに成功したものはない。

19. 熱力學の第二法則

Clausius (1850) 及 W Thomson (1851) は 夫々 別な表現法で次の如く熱力學の第二法則を立てた。Clausius によると

熱は 自ら低温の物體より高温の物體へは移ることが出来ない。

又 W Thomson (Lord Kelvin) によると

單に 一つの熱源の冷却のみにより仕事をなし 週期的に作用を續ける如き機關は存在しない。

この機關が働く結果として機關以外に残る變化は 一つの熱源の冷却と 外部になした仕事であり 機關自身の變化は全く週期的で 一週期毎に同一状態に立ち戻るべきものである。

かゝる機關が若し出来ると假定すると 多少なりとも熱量を保有する物 (次の節に述べるところの絶対温度の 0° では熱

的の Energy は皆無と見られてゐる) より熱量を奪ひ これを仕事に變へて行くことが出来 こんな物が出来るとうまいのであるが かゝる虫のよい機關を第二種の永久機關と云ひ 熱力學の等二法則はその存在を否定するものである。但し この機關も熱力學の第一法則には必ずしも矛盾しない。これに對し熱力學の第一法則に合はないやうなのを第一種の永久機關と云ふ。

20. van der Waals の状態式

氣體の式としては

$$pv = p_0v_0 \left(1 + \frac{t}{273}\right)$$

なる式を用ひることが出来るがこの p_0v_0 は 第 14 節に述べた様に $\frac{R}{M}$ を用ひて書くことが出来 又 この式が假りにどこまでも成立すると -273°C で pv が 0 となることになる。そこで温度の原點を -273°C におき

$$273 + t = T$$

なる温度尺度を用ひると

$$pv = \frac{R}{M} T$$

然し これは p 及 T の廣い範圍に亘つては成立しないので 之に代る式として van der Waals の式

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = \frac{R}{M} T$$

がある。式の中の a b はその氣體の性質によるもので 完全氣體よりの偏りの程度を示す尺度となる補正の常數である。

完全氣體では 次の章で述べられてゐるやうに 氣體分子の大きさを無視し それが その温度に相當する速さで直線的運動をなし 途中では分子間の引力など作用しないと考へてゐる。ところが 氣體が壓縮されて v が小さくなり 分子間の平均距離が小さくなると この力は無視出来なくなり 容器の壁に向ふ氣體分子に對して働き 後方にある氣體母體がその分子を引き戻さうとする引力作用となつて 壁の受ける壓力を小さくする。

それで 實際の p に對し 之れに相當する補正を加へることに依つて 完全氣體の式の形にすることが出来るものと考へられる。即ち a なる常數は v が小さい時にだけ問題になるもので それは式の形を見てよく了解される。

補正の常數 b に関しては 分子自身の占むる容積を考へに入れそれだけ v より差引いたものを氣體内の間隙と見たものである。これも v が大きくなれば問題にならぬ。

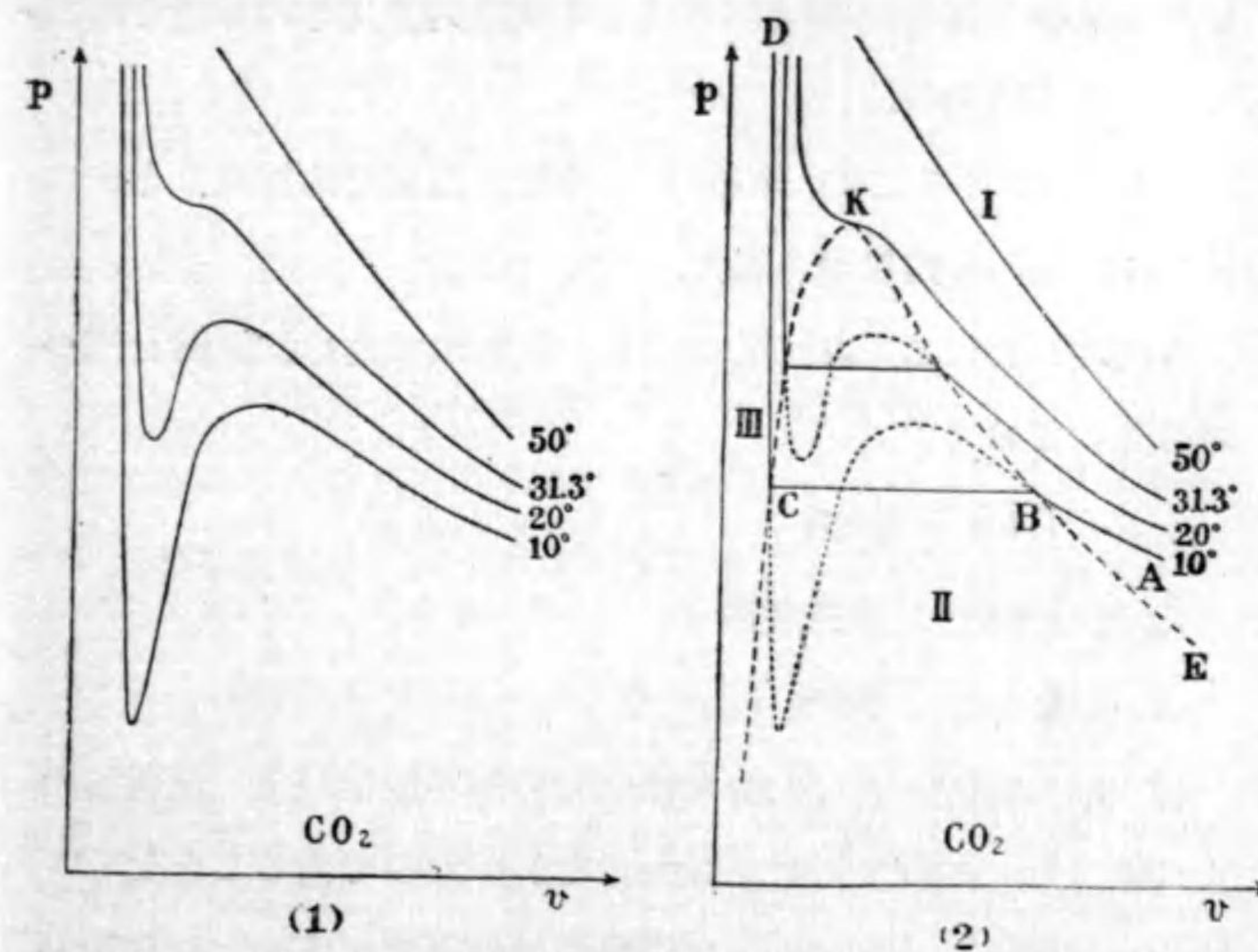
兎に角 a 及 b を含む項が無視出来る位の時完全な氣體としてしまひ 之等の項が相當な役割を持つやうになると 分子の大きさなり 分子力なりが有効に利いて來るときで その極端な場合には分子は最早自由に飛びまわることが出来なくなり 液体内にある場合となる。

その邊の様子は van der Waals の式にある p 及 v の座標軸を用ひ描きたる等溫曲線により明となる。

第 27 圖の (1) は van der Waals の式により炭酸瓦斯

につき 10° 20° 31.3° 50°C の四等溫線を描いて見たものである。

先づ 10°C で v の大きい方から壓縮して行くとき AB に沿つて來るが B に達すると van der Waals の式にはよらず實際には (2) 圖の BC 直線に沿ひ一定壓力で變つ



第 27 圖

て行く。これは B 點からは氣體が少しづつ液化し その總容積が小さくなり C 點では全部液化しつくす。即ち BC 線上では氣體と液體とが共存する飽和の状態にある。更に C より壓縮すると 再び van der Waals の式に乗り v は殆んど變らないが p は急激に増加し液體の特徴を表はす。

温度が高い時程 この直線部分の長さが減じ 31.3°C のときにはつひに一點となる。この BC 直線は 31.3°C 以下の van der Waals 曲線を三點で切り 31.3°C で其の三點が一致したのである。31.3°C 以上の曲線では v 軸 に平行なる直線を引いても 一點で曲線を切るのみ。即ち 31.3°C 以上では此の氣體を如何に壓縮して見ても氣體液體共存の状態を發見することが出來ぬ。

CO₂ に於けるこの 31.3°C の如き温度を臨界温度と云ひ K 點の p を臨界壓と云ふ。

各温度に於ける B C 及 K を連ねた曲線は圖面を三つの部分に分ける。

- I は 氣體
- II は 氣體液體
- III は 液體

昔 永久氣體と云つたものは この臨界温度以上で壓縮したために B の如き點にぶつからなかつたのであることを 1869 に至り Andrews は炭酸瓦斯の研究に依り之れを明かにし 1877 には Cailletet が先づ空氣を液化し 酸素 窒素 水素等に次いで He も Onnes に依つてつひに液化せられるに至つた。(更に Keesom は He を固化した) 液體 He の出現により種々低温の實驗が行はれたが 一旦低温で磁化されたる物質より急に磁氣を除くことにより更に低温が得ら

		臨界温度	臨界壓 (氣壓)		臨界温度	臨界壓 (氣壓)	
水	素	-241	15	水	374	224	
窒	素	-147		水	銀	1200	456
酸	素	-118.8	50	CO ₂	31.3	73	
He		-268	2.3				
アムモニア		130	115				

れ 1933 には de Haas により $T < 0.05$ なる温度の達せられたことが報ぜられ 其の後 0.016 以下になつたとも言はれてゐる。

空氣の液化

空氣の臨界温度は非常に低いから これを液化するには先づ非常に冷却しなければならぬ。氣體冷却の手段としては 斷熱的に氣體を膨脹せしめて外部に向ひ仕事をさせるのがある。

即ち

$$pv^\gamma = \text{不変} = p'v'^\gamma$$

なる式に従ひ $p v$ より $p' v'$ なる價に急變させ 之れに相當して温度は T より T' へ變ると 變化の前後に於ては

$$pv = \frac{R}{M} T$$

$$p'v' = \frac{R}{M} T'$$

即ち

$$\frac{T'}{T} = \frac{p'v'}{pv} = \frac{p'}{p} \times \frac{v'}{v}$$

然るに 此の變化では最初述べたところにより

$$\frac{p}{p'} = \frac{v'^{\gamma}}{v^{\gamma}}$$

$$\therefore \frac{v'}{v} = \left(\frac{p}{p'}\right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

なる故 結局

$$\frac{T'}{T} = \frac{p'}{p} \times \left(\frac{p}{p'}\right)^{\frac{1}{\gamma}} = \left(\frac{p'}{p}\right)^{1-\frac{1}{\gamma}}$$

例へば 空気を 0°C で $p = 10$ (気圧) に壓縮しておいて $p' = 1$ (気圧) まで膨脹せしむると 空気では $\gamma = 1.4$ なる故

$$\frac{T'}{T} = \left(\frac{1}{10}\right)^{1-\frac{1}{1.4}} = 0.518$$

$$T' = 273 \times 0.518 = 142 (= -131^{\circ}\text{C})$$

となる計算である。この計算のやうにして低温を得るに際しては 氣體壓縮の仕事により熱せられるのを 先づ 外部より冷却しておくべきで 実際には生石灰や苛性加里の中で水蒸氣や炭酸瓦斯を除いた空気を壓縮ポンプで 100 気圧 以上にしたものを外部より寒剤を用ひて出来るだけ冷やしておく。

尙 壓縮されたる氣體が小孔より低壓のところへ噴出するときに その氣體分子間に弱い乍らも存在する引力による位置の Energy が急に増大するので それに相當して分子の運動の Energy が減少し これがために生ずる温度の降下も有効な手段として用ゐられる。

空気を液化するには 寒剤を以て空気を冷却するに止らず 壓縮した空気を小孔より噴出させたり 斷熱的に膨脹させたりする。

第三章 氣體運動論

21. 氣體運動論

今日 熱として取扱はれてゐる量は Clausius (1850) の考へによると 物質を造り上げてゐる最小粒子なる分子の活動 (運動の Energy) によるもので Bernoulli 等も此の考へを理論的に進展し 氣體に就いては最も都合よく理論が出来上つた。之れ氣體運動論である。

化學元素が 何れもその微細なる原子より成り 同種 或は異種の原子が幾つか結合して 所謂分子を構成すると云ふ考へは決して無理なものでない。その分子自身は 夫々 特殊の構造を有し 互に接近する場合には吾々には適確に考へも及ばぬ作用が働くであらうが 氣體の状態に於ては 固體の場合に比し通常は密度極めて小さく 相互の距離比較的に大きく 大體から見れば氣體の各分子は直線の道を描いて運動し 力の作用は 器の壁より 或は 時に分子同志が極めて接近せる際のみ相手の分子より受けると思はれる。今 この考へ方を基礎として氣體の壓力其の他に關する考察を少しく試みて見よう。

個々の氣體分子の有する速度が如何なる配置になつてゐるかはわからないとし 一つの器に封じられた氣體が一樣の温度となつて静止せる場合には 器壁の何れの部分に於てもその單位面積に對する壓力は等しく p とすれば 之れは 氣體分子

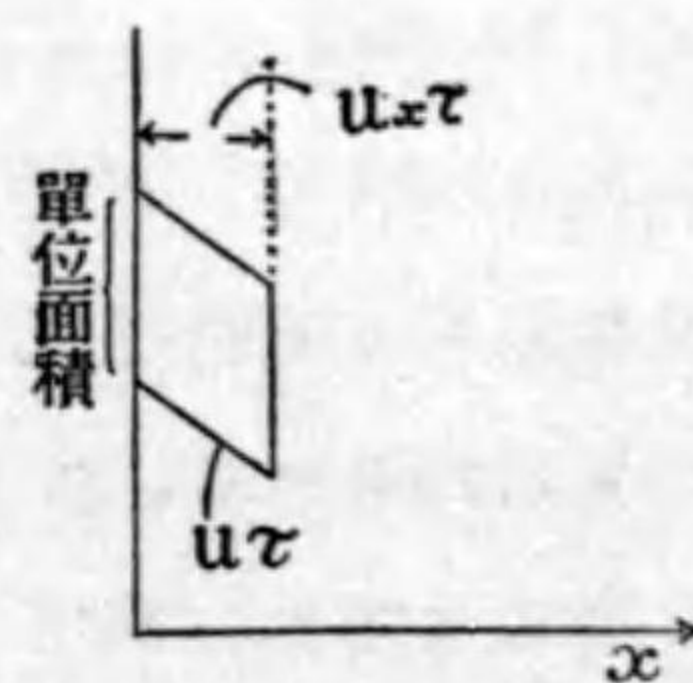
が壁に衝突するために生ずるものと考へ 単位時間に之れに到着する氣體分子の速度分布は壁の何れの部分を取つて見ても一様なりと解釋する。壁についてのみならず 氣體の内部の何れの位置に 又 如何なる向きに境界を想像しても 之れを一方より通過する分子については壁に對すると同様の考へ方をする。

器も亦氣體そのものも全體として一定の状態になつてゐて 温度も Energy も不變なる場合で 単位時間に壁の面に近づく分子の 到着前に有する速度分布も 壁より離れ行く方の速度分布も 全體としては面に對して對稱であると見て可い。

m なる質量の或る分子の速度の大きさを u とし その分速度を夫々 u_x, u_y, u_z とすると

$$u^2 = u_x^2 + u_y^2 + u_z^2$$

今 x 軸の方向に向ふ單位面積をとる。この壁面に近づいて來



る分子が 壁に接近するに従ひ力の作用を感じて來て つひに $u_x = 0$ となるまでに受ける力積は その x の方向に $-mu_x(>0)$ である。 $u_x < 0$ の同じ値を有する分子が單位體積の内に n 個あ

第 28 圖

るとすると 其の内 τ 時間内に壁の單位面積に到着するもの (τ を小さく取ると途中衝突することなしに進行する) の數は

$$-n \cdot u_x \tau$$

之れ等が 壁に垂直な分速度 0 になるまでの間に 即ち 各

分子の衝突の前半に於て壁より受ける運動量の變化は

$$-mu_x(-n \cdot u_x \tau) = n \cdot u_x^2 \cdot \tau$$

である。但し 面の法線に對し 速度分布は對稱なりとして 面の切線の方向の運動量變化は全體としては 0 と見る。かゝるもので τ 時間にこの單位面積に到着する全部の分子について和を求めると 單位面積につき

$$\Sigma n \cdot mu_x^2 \tau$$

之れは 各分子につき壁に衝突の前半のみを加へ合せたものであるが 更に 衝突の後半に於て 面に垂直なる分速度が 0 より u_x なる値になつて 壁の力の圏外に飛び去るものに與ふる運動量の變化は x の方向に $mu_x(>0)$ であり 一定状態で 而も 對照なりと云ふことよりして 同一の $|u_x|$ を有する分子の數は面に近づく場合と同一で單位體積につき n と見てよいから 之等について衝突の前半と同じ値のもの

$$\Sigma n \cdot mu_x^2 \cdot \tau$$

を得。但し 此の場合すべて $u_x > 0$ で結局 單位面積の壁より單位時間に氣體に與ふる運動量の變化 (氣體が受ける運動量の時間的變化の割合) はこれを τ で除したるもの即ち單位體積内のすべての氣體分子につき

$$\Sigma mu_x^2$$

なる和を作ることにより得られる。之れ氣體に與へられる壓力 p である。此の値は 方向に對稱なる考へより

$$\Sigma mu_y^2 \quad \Sigma mu_z^2$$

等と全く等しく

$$p = \Sigma mu_x^2 \\ = \frac{1}{3} \{ \Sigma mu_x^2 + \Sigma mu_y^2 + \Sigma mu_z^2 \}$$

此の三つの Σ の内には単位体積中のすべての分子の有する値が一回宛あるから その同一分子のものを先づ加へて

$$u_x^2 + u_y^2 + u_z^2 = u^2$$

とし

$$p = \frac{1}{3} \Sigma mu^2$$

単位体積中にある分子の数を N とし すべて同一種の分子の集りなる場合に u^2 の平均値を \bar{u}^2 とすると

$$p = \frac{1}{3} N m \bar{u}^2$$

又は

$$p = \frac{2}{3} N \cdot \frac{1}{2} m \bar{u}^2$$

即ち 壁の単位面積の受ける壓力は氣體の単位体積内にある分子の運動の Energy の總和の $\frac{2}{3}$ である。

分子の平均速さ 及 平均の Energy

mN は単位体積内にある N 個の分子の全質量で氣體密度の ρ であるから 上の式は

$$p = \frac{1}{3} \rho \bar{u}^2$$

$$\therefore \sqrt{\bar{u}^2} = \sqrt{\frac{3p}{\rho}}$$

此を二三の氣體の 0°C のを計算して見ると

O_2	461	m/sec
N_2	492	„
H_2	1850	„

次に 完全氣體の式と比較するため $\rho = \frac{1}{v}$ とおき

$$pv = \frac{2}{3} \frac{1}{m} \frac{m \bar{u}^2}{2}$$

假りに 分子量 1 なるものがあるとし、その一分子の質量を m_0 (大體水素原子と等し) とし

$$pv = \frac{2}{3} \frac{1}{m_0 M} \frac{m \bar{u}^2}{2}$$

之れに對して完全氣體の式は

$$pv = \frac{R}{M} T$$

分子の運動のエネルギーの平均値は

$$\frac{1}{2} m \bar{u}^2 = \frac{3}{2} m_0 RT$$

m_0 の値は電氣學に於て述べるやうに ion の電氣量 及 Faraday の電解の法則より決定せられるもの 又 R は既に述べたやうにすべての氣體に共通な常數で結局 $m_0 R$ は常數

$$k = m_0 R = 1.38 \times 10^{-16} (\text{C. G. S.})$$

此の k を Boltzmann の氣體常數と云ふ。そこで

$$\frac{1}{2} m \bar{u}^2 = \frac{3}{2} kT$$

同一の溫度に於ては 運動の Energy は分子の種類には無關係な値を有す. (u^2 の代りに u_x^2 を用ひ $m \bar{u}_x^2 = m \bar{u}_y^2 = m \bar{u}_z^2 = kT$)

氣體の比熱

1 gr の氣體では $Nmv = 1$ であるから その全 Energy は

$$\frac{\bar{u}^2}{2} = \frac{3}{2} pv$$

之れは 勿論 T に比例する。 0°C のときの値と比較して

$$\frac{\bar{u}^2}{2} = \frac{\bar{u}_0^2}{2} \cdot \frac{T}{T_0}$$

温度差 1° に対する Energy の相異は $\frac{\bar{u}_0^2}{2} \cdot \frac{1}{T_0}$ でこれが c_v に相当すると見ると

$$c_v = \frac{\bar{u}_0^2}{2T_0} \cdot \frac{1}{J}$$

c_p の式は膨脹による仕事に費される Energy だけ c_v より大きいとして算出される。即ち

$$pv = p_0 v_0 \frac{T}{T_0}$$

の式より 定圧で δT の上昇の間の仕事は

$$p\delta v = \frac{p_0 v_0}{T_0} \delta T$$

1° に就いては

$$\frac{p_0 v_0}{T_0} = \frac{1}{3} \frac{\bar{u}_0^2}{T_0}$$

即ち

$$\begin{aligned} c_p &= \frac{\bar{u}_0^2}{J \cdot 2T_0} + \frac{1}{3} \frac{\bar{u}_0^2}{JT_0} \\ &= \frac{\bar{u}_0^2}{2JT_0} \left(1 + \frac{2}{3} \right) \end{aligned}$$

即ち

$$\frac{c_p}{c_v} = \frac{5}{3}$$

Hg He A Kr ……等の一原子的分子の氣體は分子として廻轉が問題にならないから 丁度此の場合に相當し 實驗の値も之れに殆んど同じ。他の氣體分子の Energy は 今迄述べて来た並進運動の Energy の外に廻轉運動の Energy もあるため

$$1 < \frac{c_p}{c_v} < \frac{5}{3}$$

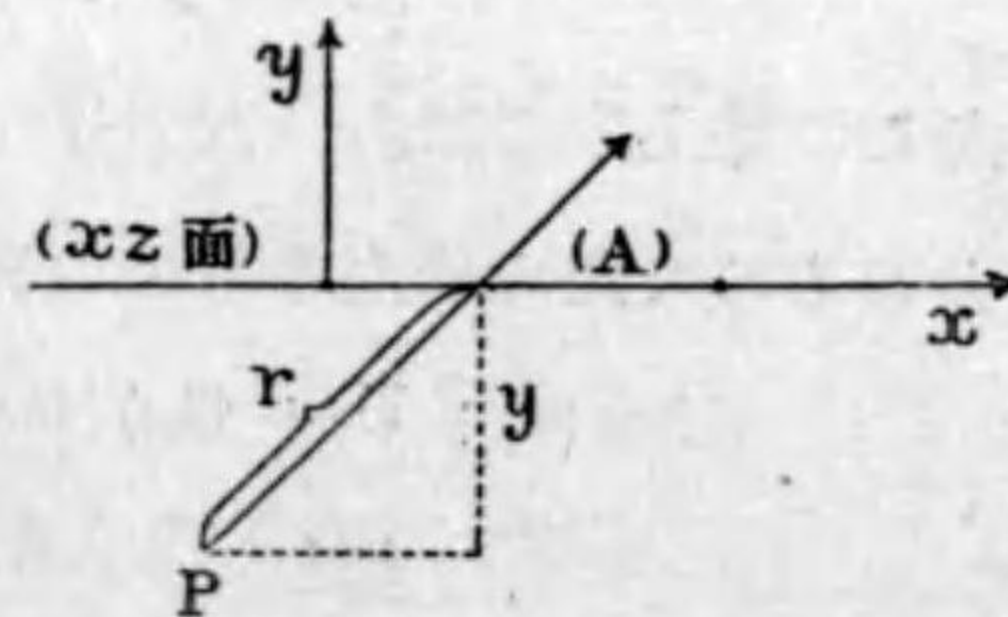
となる。 $\frac{c_p}{c_v}$ の實測の値は一原子の分子の氣體では $\frac{5}{3}$ 二原子分子の氣體では $\frac{7}{5}$ 三原子分子の氣體では $\frac{9}{7}$ に近い。

22. 粘性と分子の自由到着距離

流體の運動中 速度相異なる部分が境界に沿つて互に力が作用し 速い方は遅い方を引つ張り 遅い方からは速い方を引き戻さうとする。此の力は 勿論その境界の大きさに比例するが 又速度の勾配にもよる。流體が x の方向に流れ xz 面ではその流れの速さ U で y の方向に行くに従ひ 単位距離毎に G の割合で速さが増す場合については xz 面内の単位面積 (圖の A なる部分) で作用する粘性による力は 下より上の流體部分に對し

$$K = -\eta G$$

となることが實驗上よく知られ この η は粘性の常數と云ふ。



今 此の問題を氣體運動論

的に論じて見よう。

P 點で最後に衝突した分子が 途中他の分子に衝突することなしに此の A 部分を通過して上半部に入るとすれば その一分子のために xz 面より上にある部分が受ける x 方向の運動量の變化は

$$m(u_x + U + Gy)$$

である () の中はその分子の x 分速度で その中 u_x は P 點を流れる氣流に対する分子の分速度で $U + Gy$ は P 點に於ける氣流の速さである。此の分子と同じ速度 (y 分速度を u_y とす) を有し 同じく A なる部分を通過すべき分子の数がその附近では單位體積につき n 箇あるとすると τ なる小時間中にかゝる分子のために氣體の上半部が受ける運動量の増加は x の方向に

$$m(u_x + U + Gy)u_y \tau \cdot n$$

である。そこで 此の A 部分を通過して下より来るすべての分子のために上半部が受ける運動量の増加は一秒間には

$$\Sigma m(u_x + U + Gy)u_y n$$

$$\text{但し } y < 0, u_y > 0$$

尙この外上半部にあつた分子でこの A を通して下方に逃げ去るものゝために上半部は毎秒

$$\Sigma m(u_x + U + Gy)(-u_y)n$$

$$\text{但し } y > 0, u_y < 0$$

だけ x の方向の運動量を失ふ。

この二つを差引いたる總和 即ち この A 部を通して出入するすべての分子の中 y 及び u_y が互に異符號をもつものについて “ $m(u_x + U + Gy)u_y$ ” を加へ合せたものが 之等分子の出入のため 上半部分が一秒間に受ける x 方向の運動量の増加で 従つて これが粘性による力 K に等しいと置くのである。

$$K = \Sigma m u_x u_y + \Sigma m U u_y + \Sigma m G y u_y$$

$\Sigma m u_x u_y$ 及 $\Sigma m U u_y$ に就いて見るに各分子の u_x 及 u_y の値は今迄述べて來てゐるやうに その分布が全く對稱的なりと考へられる點から $u_y > 0$ のもの 及 $u_y < 0$ のものが各の u_x に對し同數宛あり 又 U に對しても同様で此の二つの Σ は 0 としてよい。

又 第 29 圖より明なる如く

$$\frac{u_y}{u} = \frac{-y}{r}$$

$$\therefore y = \frac{-u_y r}{u}$$

なる故

$$K = - \Sigma m G u_y^2 \frac{r}{u}$$

分子が xz 面を通過後初めて衝突するまでの距離の平均は上の r の平均と等しと見ることが出來 之れを分子の平均自由到達距離と云ひ λ で表はす。

尙 各分子に関するすべての値をその平均値で書き直すと u の代りに $\sqrt{\frac{3p}{\rho}} = \sqrt{\frac{3p}{\rho}} r$ の代りに λ , $\Sigma m u_y^2 = p$ とな

b

$$K = -G \frac{\lambda}{\sqrt{\frac{3p}{\rho}}} \Sigma m u_y^2$$

$$= -\lambda \sqrt{\frac{\rho p}{3}} G$$

これを最初の式と比較して

$$\eta = \lambda \sqrt{\frac{\rho p}{3}}$$

$$\lambda = \eta \sqrt{\frac{3}{\rho p}}$$

	η	λ (0°C 1 気圧)
H ₂	0.000086	0.000016
He	0.000189	0.000029
N ₂	0.000166	0.000081
O ₂	0.000187	0.000085

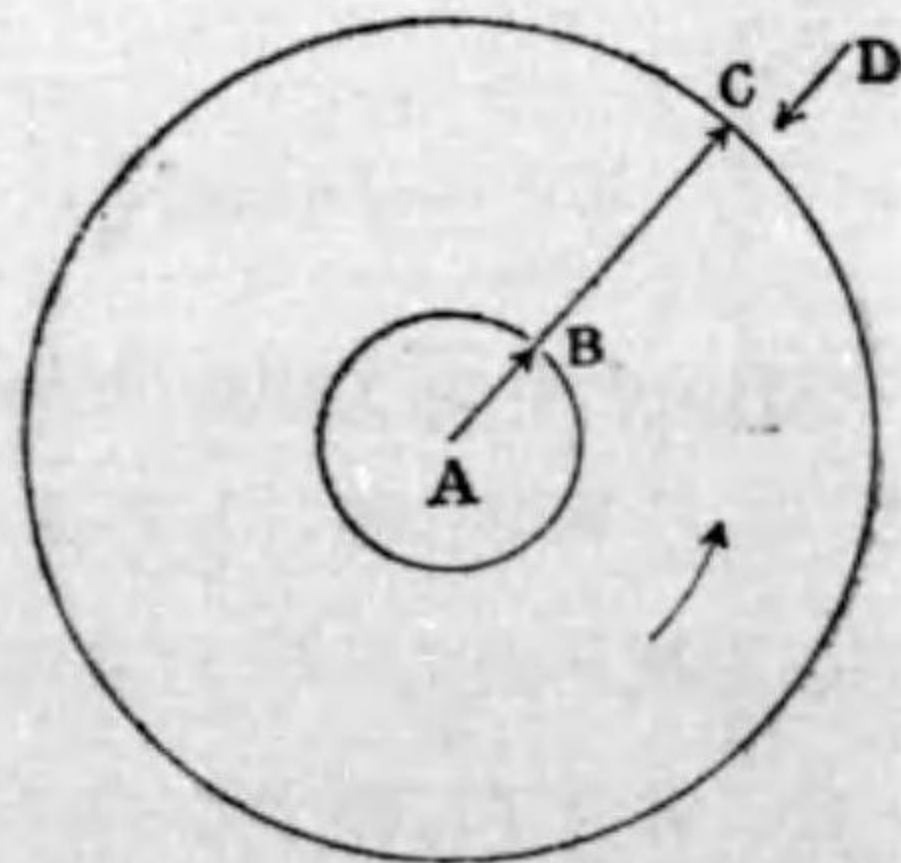
23. Stern の 実験

Stern は真空中で白熱された銀の表面より散逸する銀の分子の速度を初めて直接に測定し

$$\frac{1}{2} m u^2 = \frac{3}{2} kT$$

なる関係式が成立することを実証するを得た。

二つの中空の真鍮製圓筒が軸を同じうして互に堅く結合し その



第 30 圖

軸には鍍銀せる白金線が張られてある。内の圓筒には針金に平行なる細長い間隙があり 全體を真空にして白金線に電流を通して白熱すると 表面より銀の分子が放射され この細隙を通過して外の圓筒の壁に着き 銀線條の像が出来る。

二圓筒を静止のまま像を作らせると A を出発した銀分子は途中他の氣體分子に衝突することなく B の細隙を通過して AB と一平面内にある C に集まるが 二圓筒を堅く連結せるまま廻轉して像を作らせると 細隙 B を通過せる銀分子が外の圓筒の内壁に到着するとき C より少しく隔りたる D が来てゐてそこに像を結ばしめる。分子速度 u に對し外の圓筒の周圍の速さを V とすると

$$\frac{BC}{u} = \frac{CD}{V}$$

C D に出来る像の距離を測り u を知ることが出来る。

白熱せられたる銀の表面の温度は 銀の融解點 930°C より遙かに高くその輝度より推して 1200°C と観測され銀は熔けて白金線上に附いてゐるらしい。上のやうにして實測されたる分子速度は $600 \frac{m}{sec}$ 之等の値は實驗の精密度の範圍では

$$\frac{1}{2} m u^2 = \frac{3}{2} kT$$

なる氣體運動論的關係を充分満足せしむるものである。

24. 眞 空

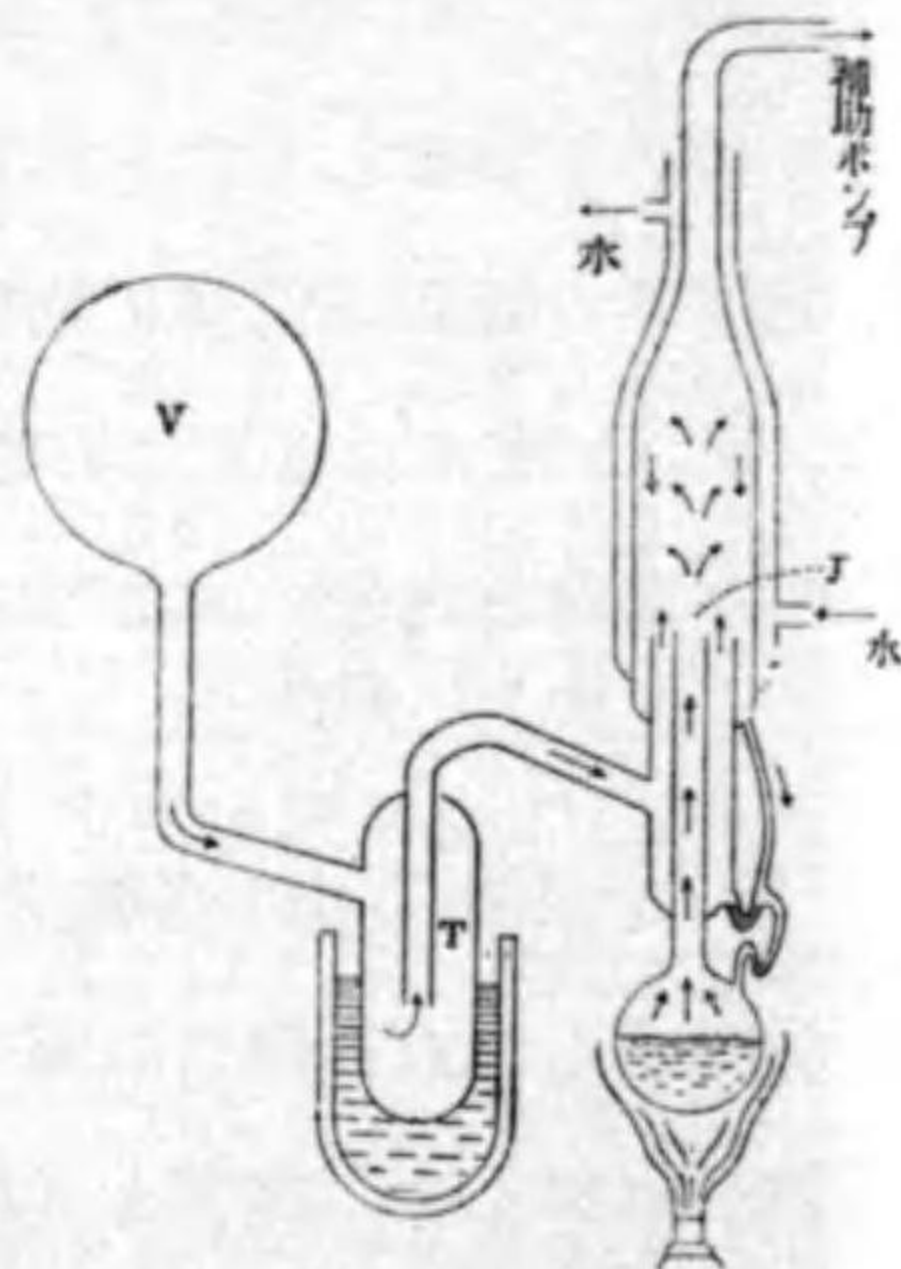
普通の真空用油ポンプは大氣の壓力の百萬分の一 (水銀柱の 0.001 mm 位) 位までしか稀薄にすることが出来ない。(今は

10^{-5}mm. Hg にまで排気する油ポンプもある)。X線管ラヂオ用真空管 其の他前節の Stern の実験や 電子波の研究などにはこれより遙かに高度の真空が必要なことがある。それ等の排気装置に水銀蒸気利用の真空ポンプがよく用ひられる。

ポンプの最下部に適量の水銀を入れて下より熱し 其の自由表面上より水銀蒸気の流れが昇つてゐる。この水銀蒸気流は補助真空ポンプのために引かれて行き 後からの蒸發を容易ならしめる。水銀蒸気流が J なる口から出て擴がり 流水で冷却される壁に當ると共に水銀蒸気の大部分はそこに凝結し 液状の水銀となり壁を傳はつて下り 蒸気のまゝで跳ね返るものは少い。

V にある氣體分子は 夫々の速さで走つてゐるうち 一部は連結管を通つて矢の方向に移動し 少しづつ、ポンプの内の水銀蒸気流中に飛び込んで上方に連れて行かれる。一旦飛び去つた氣體分子の或るものは 逆に V の方へ向つて戻るわけだが水銀蒸気流に妨げられてその数は少く V の中の氣體の達する極限の壓力は可なり小さいものになる。

圖の T はポンプより迷ひ來る水銀蒸気が V の方へ行かない様にこゝで喰ひ止めるところで 液體空氣で冷し 水銀



第 31 圖

の蒸気はすべてこゝに凝結する。

この排気装置では V の内が 10^{-5}mm. Hg (10^{-11} 氣壓) の低壓まで得られる。

壓力の低いところでは Boyle の法則がよく成立し 従つて第 21 節に述べた事柄も考へ易くなるわけである。

通常の油ポンプで得られる百萬分の一氣壓では Boyle の法則の示すところに従ひ氣體分子の数も大氣壓のときの百萬分の一になる。上の装置で得られる真空が 10^{-11} 氣壓であるとすれば分子数は 1mm 立方の内に 三十萬位になる。(これは 21 節の N より換算するのであるが 更に N は電氣學のところの電氣素量 e と 電解の法則とより算出されるものである) 自由到達距離も 第 21 節の式で計算すると 10^{-11} 氣壓の空氣分子は百軒と云ふことになる。

かやうな低壓力の測定には Knudsen が考案したやうな氣體運動論的方法が都合よい。

第 32 圖で A は 雲母板などの薄板を上より吊し O の周りに廻轉出来るやうにしたものである。先づ 氣體も容器もすべて一樣な溫度に保つておいてから B なる金屬板だけ電流を通して T' に迄熱する。

然るときは 一度 B の面で衝突して來て 途中他の分子に衝突せずに A 面に衝突する分子の平均の Energy は

$$\frac{1}{2} mu^2 = \frac{3}{2} kT'$$

反対側より A の面に衝突する分子の平均の運動の Energy は

$$\frac{1}{2} mu^2 = \frac{3}{2} kT$$

1 c.c. 内の分子の数を N すると A が B の反対側より来て衝突する分子より受ける圧力は

$$p = \frac{2}{3} N \frac{1}{2} mu^2 \\ = NkT$$

分子が B 側より来て A に圧力を與へるには 先づ B より来た分子が A の面に於ける衝突の前半では T' に相當する運動量を A に與へるが 其の後半に於て A 板より 分子に A 板自身の温度 T に相當する運動量を與へる. 従つて

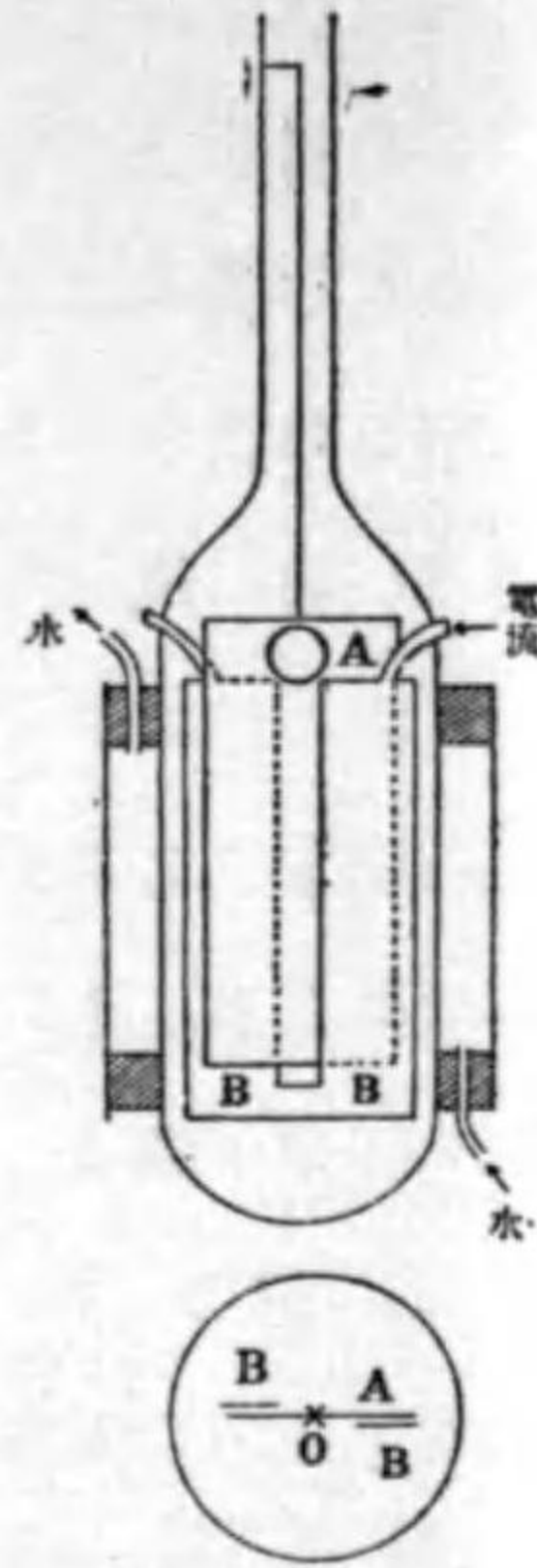
$$p' = \frac{1}{3} N \cdot \frac{1}{2} mu'^2 + \frac{1}{3} N \cdot \frac{1}{2} mu^2 \\ = \frac{1}{2} Nk(T' + T)$$

$$\therefore \frac{p'}{p} = \frac{T' + T}{2T}$$

$$\therefore \frac{p' - p}{p} = \frac{T' - T}{2T}$$

$$p = (p' - p) \frac{2T}{T' - T}$$

$(p' - p)$ は A 板が B に面する側で受ける圧力と 其の裏面に受ける圧力の差で 之れは A 板を吊す針金の捻れの



第 32 圖

力及 B と A の重なる面積によつて計算出来るから之れと T 及 T' を合せ測ればこの式で p を決定することが出来る.

第 二 篇
電 氣 磁 氣 學

第二篇 電氣磁氣學

第一章 磁 氣

1. 磁石 Coulomb の法則

天然に産する磁鐵礦は鐵片を吸引する性質を帯びてゐる。この磁鐵礦を以て鋼鐵の棒を摩擦すると鐵棒は又鐵を引くやうになる。かくして出来る磁石は 支那では古くから方角を知るのに用ひられてゐた。

磁石棒が鐵を引く力は部分によりその強さが異なり 通常其の中央部で弱く 兩端に近く最も強いところがある。そこを磁極と云ふ。磁針の中央を支へて水平にしてやると その兩極は略々南北を指して止る。北を指す方の磁極を磁石の北極と云ひ 南に向ふ方の極を磁石の南極と云ふ。又 南北の極を結ぶ直線を磁石の軸と云ふ。

二つの磁石を相近けると その極の間に力が作用し 北極と北極或は南極と南極とは相斥け 北極と南極とは互に引き合ふ。即ち 同名の極は相斥け 異名の二極は相引く。

一つの磁極が 或るきまつた距離にある第二の磁極に作用する力の大小により 磁極の強さを表はすことが出来る。例へば 甲乙の二磁極の強さを比較するにあたり 甲磁石の一極が一定の距離で丙なる第三の磁針の一極に作用する力と 乙磁石の一

極が同一の距離で磁針丙の一極に作用する力の大きさが等しいときには 甲乙のそれ等の極の強さは互に相等しと稱する。若し 同じ距離で磁針丙の極に作用する甲の極の力が 乙の極の力の大きさの2倍なるときは 甲の極の強さは乙の極の強さの2倍なりと言ひ その力が3倍なるときは極の強さも3倍なりと稱する。一つの磁石の兩極はその強さ互に等しいものである。

Coulomb は 尙 二つの磁極の間に作用する力がその距離の自乗に逆比例することを捻れ秤りで確め 結局二極の強さを m m' 距離を r とすると その力の大きさは

$$K = C \frac{mm'}{r^2}$$

なる式で示されることを明にした。

此の比例の常數の C は m m' を表はす單位の取り方で定まるもので 力を *dynes* r を *cm* にして C が 1 になるやうに定めた極の強さの單位を C. G. S. 電磁單位 と云ふ。電磁なる文字は 後に述べるところの電流の方にも連關してゐるため附けてある。

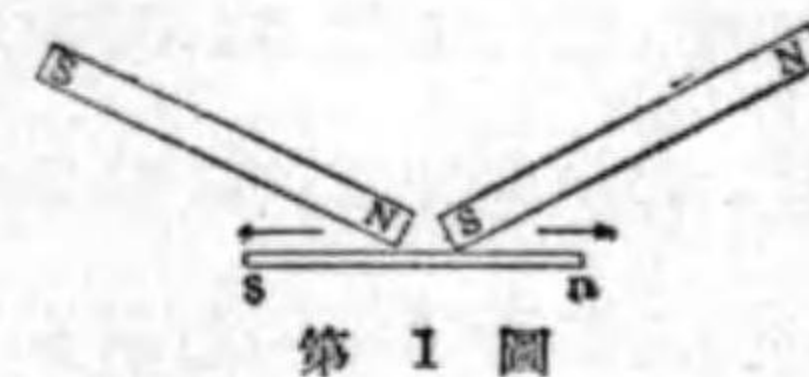
2. 磁 氣 感 應

鐵片を棒磁石に近づけると 鐵片は新たに磁石となつて他の鐵片を引きつけるやうになる。この現象を磁氣感應と云ふ。感應により生じたる磁石の極をしらべると 元の磁石の一極に近いところには異名の極を生じ 遠い方には同名の磁極を生じてゐる。即ち 鐵片が磁石に吸引されるのは 先づ 鐵片が感應

により磁石となり その異名の極の方が近いため それと元の磁極の間に作用する力の方が大きいのであつて 新たに出て來た磁石も無論その兩極の強さは互に相等しい。

鐵を感應によつて磁石にする簡単な方法としては 磁化しようとする鋼の棒の中央に 二本の強い磁石の反對の極を置き、それより鋼の棒を摩擦しながら圖の如く反對の方向に動かす。この操作をくりかへして行ふと相當な強さの磁石が得られる。

特別に強い磁石を造りたいときには 元の磁石も特に強い必要あり 後に電流のところでも述べるやうな電磁石によるのである。



二本の棒磁石を同じ向きに平行に並べておくと その各の北極は 相手の磁石の北極に感應されて 自身の内に新たに南極を生ずる如き作用あるため 各の磁石は弱くなる。故に 棒磁石を保存するには 通常逆の向きに平行に置き 一方の北極と他の磁石の南極とが互に感應して其の強さを増すやうに働かせる。馬蹄形磁石は この異名の二極が割合に近くしてあるから 棒磁石よりは磁氣を失ひ難いが 軟鐵片を相對する極の間に渡しておけば保存にはなほ都合よい。

感應により一時磁石になつた軟鐵は これを原の磁石より遠ざけると 直ちにその磁性の大部分を失ふけれども 鋼鐵は 尙ほ大部分の磁性を保つてゐる。普通 永久磁石を作るに鋼鐵を用ひるのはこのためである。いづれにしても かくの如く感

應によつて磁性を帯びる物質を磁性體と云ふ。鐵 ニッケル コバルトは特に強い磁石になるので これを強磁性體と名づける。

鐵の如く感應により原の磁石の一極に近い所に異名の極を遠いところに同名の極を生ずるものゝ外に 蒼鉛 アンチモン のやうに 原の磁極に近いところに同名の極 遠い方に異名の極を生ずる物質がある。これを反磁性體と名づけ これに對し 前のものを常磁性體と云ふ。

尙 既に磁化されて永久磁石となつてゐるものでも 之れを他の強い磁極に接近させると 同名の極が近くても 新たな感應作用が強くて引かれることがある。

3. 磁 場

磁石の近くに他の磁石をもたらずと力が作用する。かく 磁石の周りに於けるやうに 磁極が力の作用を受ける場所を磁場と云ふ。無論 磁石の周圍は何處でも磁場であるが 磁極間の力は距離の二乗に逆比例して減少するから 實際にその作用の認められるのは磁極に近いところに限られる。

磁場内に於て 磁針の北極が受ける力の方向を其の點に於ける磁場の方向と云ひ その力の大きさを磁針の極の強さで除したるものを以て磁場の強さを表はす。

磁場の強さを表はす C. G. S. の單位を gauss と云ふ。電磁石の強いのをを用ひると二三萬ガウスの強さのものが得られ 又 極く短時間中なれば百萬ガウスも得られる (英の Kapitza

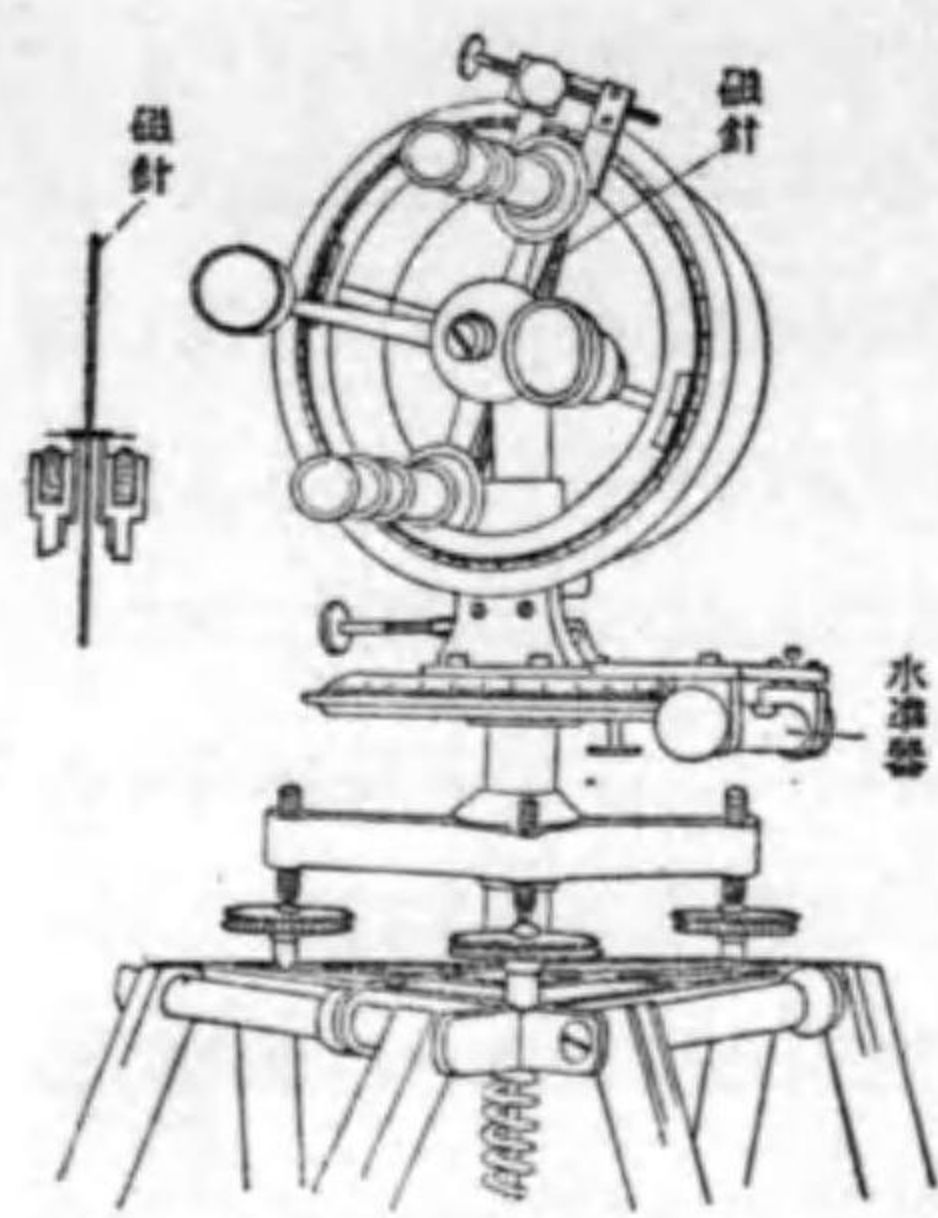
により)

極めて小さい磁針が磁場にあるときには 其の北極及び 南極の受ける力の方向が相反する。その小磁針が自由に廻轉し得るやうにしてあると 其の軸が磁場の方向に置かれたときにのみ靜止する。

磁石の上に 枠に強く張つた紙を置いて その上に鐵粉を撒くと 鐵粉は感應により皆小さい磁石となり 紙を軽くたたくと鐵粉は磁場の方向につながり 無数の曲線を畫くので 各點に於ける磁場の方向がわかる。この曲線の各點に於ける切線の方向は鐵粉で出來た小磁石の軸の方向で 磁場の方向に一致する。この例の如く その切線が常に磁場の方向に重なる曲線を磁場の指力線と云ふ。

4. 地 球 磁 場

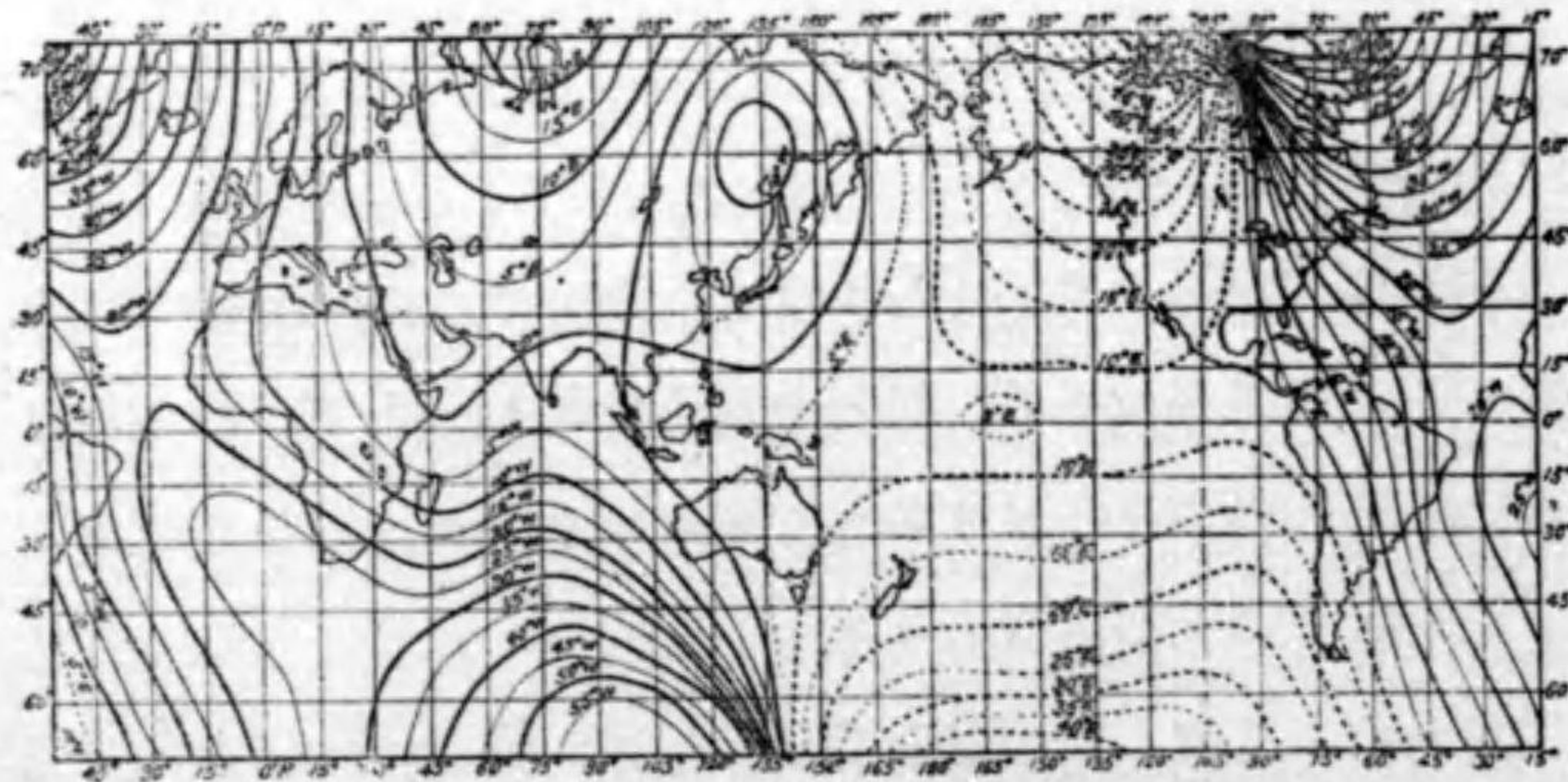
最初に述べたやうに 磁極は地球の表面で力の作用を受ける。即ち そこは磁場である。磁針を重心で吊し 上下及び左右に自在に廻轉し得るやうにすると 磁針は水平面と或る角度をなし 北半球では大抵磁石の北極が下を向く。此の下を向く角度を伏角といふ。又 針の軸を含む鉛直線が南北の方向となす角を方位角と云ふ。細長い磁針の重心を通り短かい針形の軸を附け この軸を水平なる目盛圓盤上を鉛直軸の周りに廻り得る枠の軸受で軽くおさへておく。この枠には伏角を測るために他の目盛盤が取りつけてゐる。



第 2 圖

先づ 枠を廻して磁針が鉛直になる位置を水平目盛盤上で読み 枠をその位置より 90° 廻すと磁針は地球磁場の方向を指すから伏角は直ちに豎の目盛り盤より読み取ることが出来る。方位角は太陽の位置より地理學上の南北を知りたる上、之れと比較して決定しなければならぬ。各地の方位角は第 3 圖に示さ

れてある。



第 3 圖

水 平 分 力

地球磁場の強さを表はすには 通常その水平分力を以てする事になつてゐる。之れと伏角とで磁場の強さが直ちに算出され

る。この水平分力 (H とする) を測定するには一つの大きな棒磁石が必要である。その極の強さを m 磁極間の距離を l とするとき

$$M = ml$$

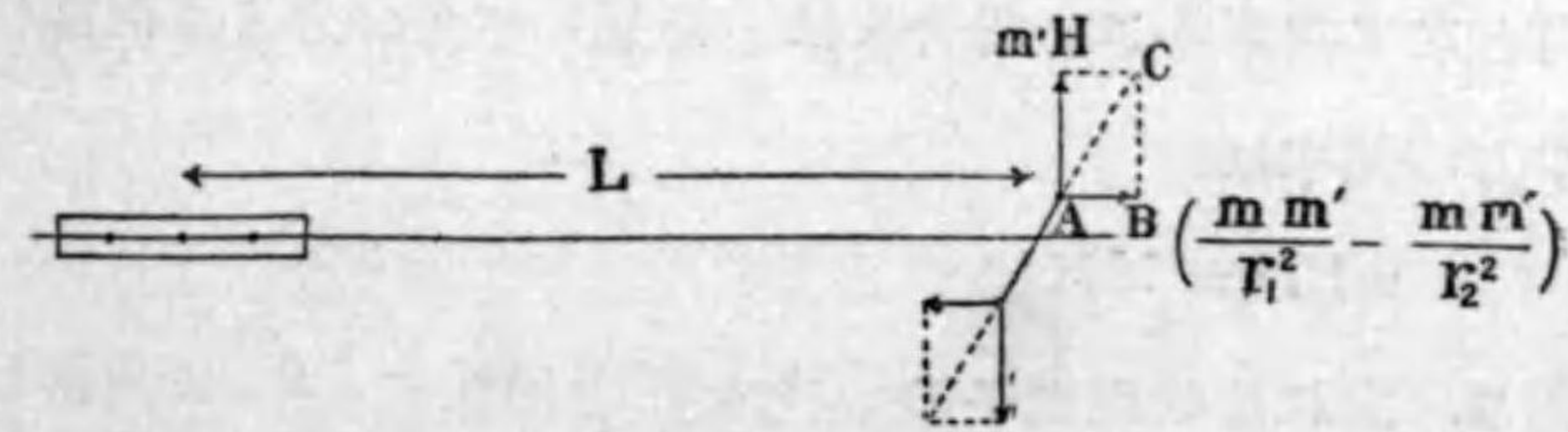
を磁石の能率と云ひ この値がわからないと H を知ることが出来ないので H を決定する實驗としては 二つの異つた方法の組み合わせが必要となつて来る。

實 驗 1

此の磁石は通常長さ數極の直六面體形をなし 水平面内で磁場に垂直に置く。その中心より L の距離に圖の如く小磁針をおく。此の小磁針の極の強さを m' とすると 磁針の極が地球磁場より受ける力の水平分力は $m'H$ で 大きい磁石の兩極より受ける力は

$$\frac{mm'}{r_1^2} - \frac{mm'}{r_2^2}$$

である。 r_1 r_2 は左の磁石の兩極より小磁針迄の距離とす。



第 4 圖

先づ 小磁針の方向をしらべ 圖に示すやうな AB と BC の比 (之れを α とす) を求めておくと それは

$$\alpha = \frac{AB}{BC} = \left(\frac{mm'}{r_1^2} - \frac{mm'}{r_2^2} \right) / m'H$$

$$= \frac{m}{H} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_2^2} \right)$$

なる関係にあるから之れを更に變形して

$$\alpha = \frac{m}{H} \left\{ \frac{1}{\left(L - \frac{l}{2}\right)^2} - \frac{1}{\left(L + \frac{l}{2}\right)^2} \right\}$$

$$= \frac{m}{H} \frac{2Ll}{\left(L^2 - \frac{l^2}{4}\right)^2}$$

$$= \frac{M}{H} \frac{2L}{\left(L^2 - \frac{l^2}{4}\right)^2}$$

$$\therefore \frac{M}{H} = \frac{\alpha L^3}{2} \left(1 - \frac{l^2}{4L^2} \right)^2$$

此の實驗で 先づ $\frac{M}{H}$ の値が決定される。

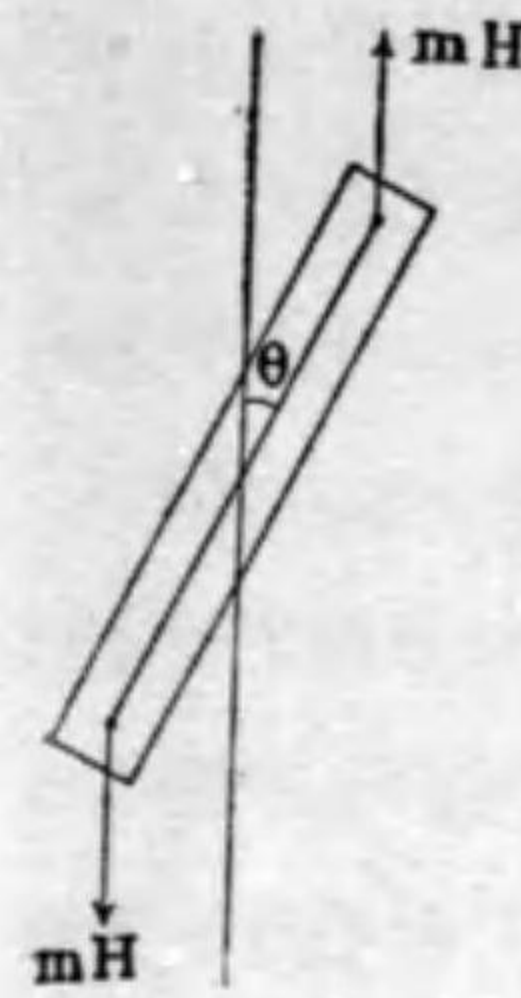
實驗 2

此の磁石の中央に絲をつけて水平に吊し 先づ 南北の方向に静止せしめ その位置より水平のまゝ僅かに廻して 絲の方向の周りに廻轉運動を起してやる。磁石の軸が地磁氣の南北の方向となす角が小さい場合には 磁場の水平分力より磁極に及ぼす力の能率は

$$mH\theta = MH\theta$$

である。之れは物理振子の $Mgh\theta$ と同様に θ に比例し 全く同種型の廻轉運動をなし その週期 T は彼の Mgh の代りに MH を入れ

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{MH}}$$



である。但し 磁石棒の慣性能率 I は幾何學的に計算より求められるものであるから 此の實驗で

$$MH = 4\pi^2 \frac{I}{T^2}$$

の値が求められ 實驗 1 で得たる $\frac{M}{H}$ の値と組合せて M と H の値が別々に得られることになる。

第 4 圖 地球磁氣の變化

地球磁氣は時間的に少しづつ變化して行くものである。その變化は週期的に起るものと 否らざるものがある。例へば 方位角は 我國內では朝最小で日中になると増して行き 午後一二時頃に至つて最大となる。但し 此の最大値最小値の差は數分に過ぎない。又 長年月に亘り徐々に起る變化がある。百年以前には我國の方位角は殆んど 0 で その頃は磁針により眞北を知ることが出来たわけである。尙 磁氣嵐と稱し急激に來る變化がある。これは太陽の黒點に關係したり 又 極光の現れた時など起り 全く 一時的の變化である。

第二章 靜 電 氣

5. 帶 電

よく乾いた硝子棒や樹脂棒を 乾かした絹布で摩擦すると 近くにある小さい紙布の片や燈心のやうな軽いものを吸引する 性質を帯びて来る。これは すべて よく乾燥した毛皮 毛布 エポナイト 硫黄等の摩擦に於ても同様に起る現象で かくの 如く相異なる二つの物體を互に摩擦して軽い物體を吸引する性 質を帯びること 或は 他の方法によつても之れと同じ状態 になることを帯電すると云ひ、帯電せる物體を帯電體と云ふ。

この現象は 實は 2000 年以上も前に Thales により琥珀を摩擦せる時に認められてゐたのであるが 17 世紀の初めに Gilbert は 大抵の物質にこの現象が見られるところを知つたのである。

軽い木髓の球を細い絹絲で吊して一つの振子を造り置き 之れに絹布で摩擦して強く帯電せる硝子棒を近づけると 先づ 之れを引きつけるが 一旦觸れると球は直ちに反撥される。次に 絹布で摩擦した樹脂棒を之れに近づけると 球は吸引せられる。即ち 帯電せる硝子棒に觸れた此の球を標準にして見ると 絹布を以て摩擦せる硝子棒と樹脂棒とは 相反する帯電状態にある。

そこで 此の同じ木髓の球を標準として種々の帯電體をしら

べ その帯電状態が 硝子棒 或は 樹脂棒の何れに同じかを 決めることが出来る。而して 更に 帯電せる物體相互間に作用する力について廣くしらべたるところによると

“同種の帯電體は相斥け 異種の帯電體は相引く” と云ふ法則が例外なく成立する。

二種の帯電状態には便宜上名を付けられてゐる。“絹布で摩擦せる硝子棒” の如く帯電すると 正に “絹布で摩擦せる樹脂棒” の如く帯電すると 負に帯電されたと稱する (Du Fay 1733)

絹絲に吊した木髓の球は 或る帯電體に觸れるとそれと同種の帯電状態となり反撥せられるやうになるが 之れに異種の帯電體を近づけると吸引せられる。帯電状態は 此の場合の如く接觸によつて物體より物體へ移るが 又 同一物體の内部を通つても多少傳はつて行くものである。よく乾燥したエポナイトの棒を手を持つて帯電せる物體に觸れてもその物體の帯電状態は殆んど失はれないが 金屬棒や多少の濕氣のある硝子棒を持つて觸れると帯電の状態は間もなく失はれる。これは よく乾いたエポナイトや硝子の内は帯電状態が傳はり難いが 金屬や水分又は人體では容易に傳はり帯電體より逃れ去るからである。

物質には電氣のよく傳はるものと 否ざるものとあり 金屬のやうによく電氣を導くものを良導體と云ひ 硝子 エポナイト 硫黄などの如く電氣を導かない物質を不良導體 或は 絶縁體と云ふ。

硝子 エボナイト 毛布 絹布等に 摩擦で起つた電氣が長く保存されるのは それ自身が不良導體で 摩擦された部分の帯電状態が長くそのまゝであるからである。所謂 帯電現象の最初の発見が 硝子 樹脂などより 2000 年も前でこれが最もよい絶縁體なる琥珀の摩擦に於てなされたことは偶然とは云へない。然るに 金屬に電氣を與へ又は之を摩擦して帯電させようとしても直ちに他の部分へ傳はり逃れてしまふ。若し 金屬棒につけた不良導體の柄を手を持つて之を帯電すれば 帯電状態はそのまゝ保たれる。かく充分乾いた不良導體は 物體を隔離して帯電状態に保ち得るので 之を絶縁體といふのである。

6. Coulomb の法則 電氣量

電氣に関する諸種の現象を取り扱ひ説明するには 帯電體が電氣量と云ふ特殊の量を所有するものと考へるのが便利である。この電氣量を定めるには 磁氣の場合と全く同様に その帯電體が他の帯電體に及ぼす力の大きさによる。即ち 甲の帯電體が一定の距離にある丙の帯電體に及ぼす力と 乙の帯電體が同一の距離で 同じく丙の帯電體に及ぼす力と相等しい時に 甲乙兩帯電體の有する電氣量は相等しと云ひ 若し 此の場合 甲の及ぼす力の方が大きく n 倍であれば 甲の有する電氣量は乙の有する電氣量の n 倍なりと定める。つまり この電氣量なるものは 物體の帯電状態の強弱の尺度となる量と心得べきである。

Coulomb は かくの如き意味を有つ電氣量を用ひ種々の距離におかれたる二つの帯電體の間に作用する力を捻れ秤で實測し 磁氣に於ける Coulomb の法則と同一の形式の法則を得た (1785) 即ち

帯電せる二物體の間に作用する力は 各々の電氣量の相乗積に比例し その間の距離の二乗に逆比例する。

これを Coulomb の法則と云ふ。距離 r が cm 二帯電體の間に作用する力の大きさ K が $dyne$ で表はされるとき Coulomb の法則の式

$$K = \frac{ee'}{r^2}$$

に於ける電氣量 e 及び e' の單位は C.G.S. 静電單位である。若し 用ひる單位が異なると Coulomb の法則を表はす式には場合により常數がはいつて来る。

電氣量の實用單位として

$$1 \text{ coulomb} = 3 \times 10^9 \text{ 静電單位}$$

があるが 之れは電流方面の必要より定められたもので 静電氣で用ひる單位としては大きすぎるものである。例へば 1 coulomb の電氣量を有する帯電體二個を 1 km の距離に置くととき 兩者の間に作用する力は

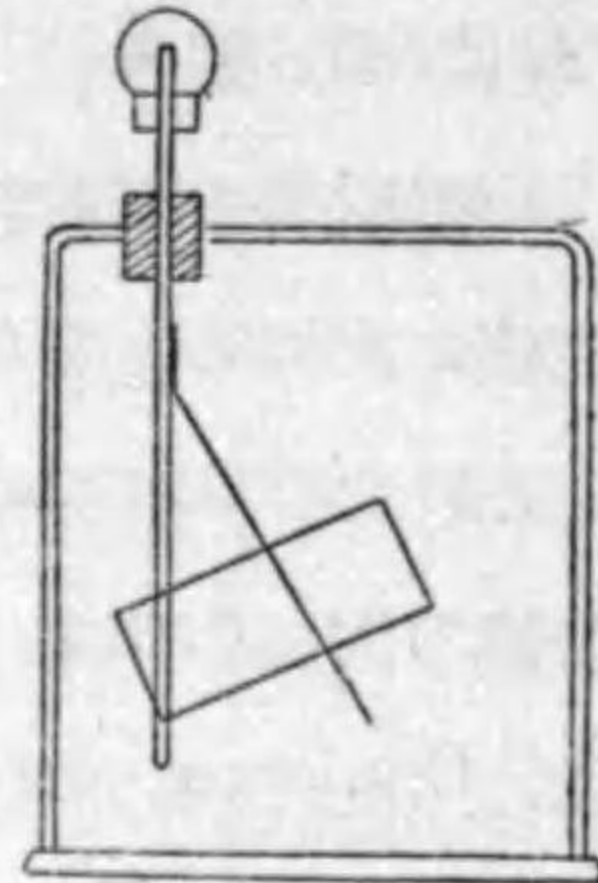
$$K = \frac{(3 \times 10^9) \times (3 \times 10^9)}{100000^2} = 0.9 \times 10^9 \text{ dyne}$$

即ち殆んど 1000 kg の重量を支へる力になる。然し この電氣量は 100 燭光の電燈内を 1 秒間に通過する程度のもになる。

$\frac{1000000000}{1000000000}$

7. 驗 電 器

木髓の振子で電氣量の有無を驗し得るが尙詳細にその作用をしらべるには通常箔驗電器を用ひる。これは上端に金屬板又は金屬球を具へた金屬棒の下端を硝子窓のある金屬の箱の中に入れこれに金箔又はアルミニウム箔を圖の如くはりつけたもので棒と箱との絶縁にはアンブroidを用ひる。上端の金屬板に帶電せる物體を觸れると帶電状態は下の金屬棒と箔にまで傳はり箔は開く。その角度はこの箔片に傳はつた電氣量の尺度となりこれにより觸れた物體の帶電状態をうかがふことが出来る。箱との絶縁には硝子エポナイト等では不十分な場合が多い。



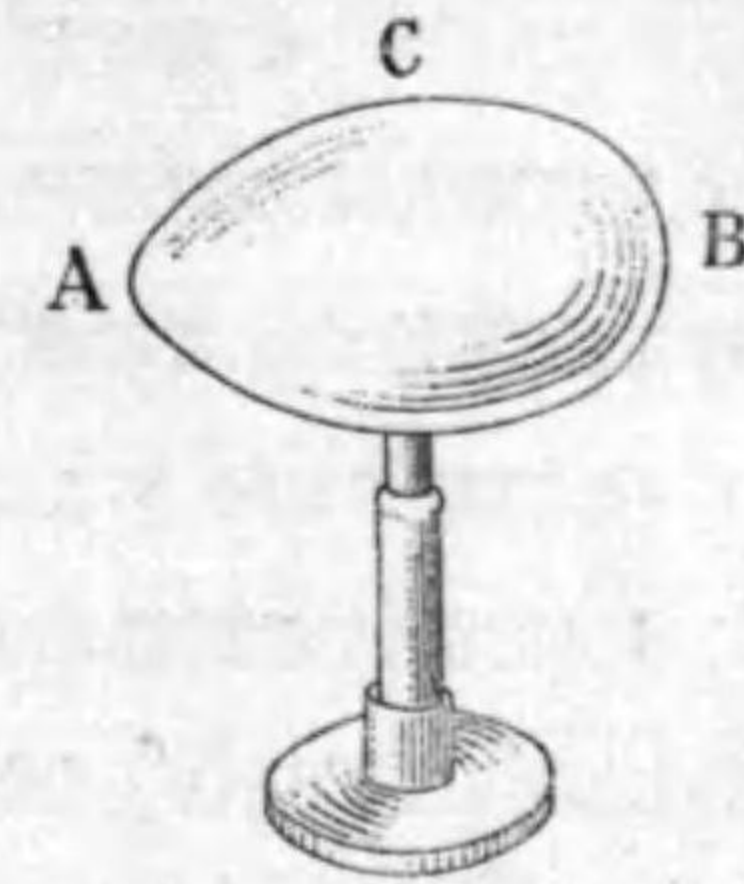
第 6 圖

この驗電器があると良導體の各部に於ける電氣量の分布などもしらべて見る事が出来る。

小孔のある中空の金屬球を他より絶縁して電氣を與へておき金屬の小さい板に細長いエポナイトの柄をつけたる檢し板を小孔から入れて中空の球の内壁に接觸し或は球の外表面に接觸したる後驗電器でしらべて見ると電氣量は外の表面には一樣に分布されるが内面には少しも存在しないことが認められる。外形が等しく内の空なのと充實したのと二つの金屬球を比較して見ると帶電の仕方は同じである。

又金網で小さい箱を造りこの内に驗電器を入れておいて金網と驗電器の板とを金屬線でつなぎ外部より電氣を與へても驗電器の箔は少しも開かぬ。

導體の表面が球形なるときには何れの部分も同様に帶電されてゐるが圖の如く卵形の導體に電氣を與へておいて驗し板を先づAの部分に觸れた後驗電器に觸れたときの箔の開きはBの部分に觸れた後驗電器の板に觸れたときの箔の開きより大きく又Cに觸れた場合は箔の開き最も小さい。



第 7 圖

一般に表面の扁平な部分の電氣量は小さく彎曲度の強い突出部分程多量の電氣量を保有す。

8. 電 場 力 線

磁極の周圍が磁場であるのと同様に帶電體の近傍には電氣力の作用する場所がある。かやうに帶電體に力が作用する空間を電場と云ふ。電場の一點に小帶電體をもたらすとき之れに作用する力の方向を以てその點に於ける電場の方向としその力の大きさをこの小帶電體の電氣量で除したるものを其の點の電場の強さといふ。之れは大きさと方向を有つ vector 量として取扱はれる。

帶電粒子 (電氣量 e) を中心として半徑 r の球面を畫き

その表面に面積 S なる小部
分を取るとき

$$S = r^2 \omega$$

と書くことが出来る。

ω は S を底とし 帯電粒
子を頂点とする錐形の頂点に於
ける立體角で この錐形を半径
1 の球面で切りとる切斷面積に等しい。

S に於ける電場の強さ E は

$$E = \frac{e}{r^2} \text{ (或は } E = \frac{er}{r^3} \text{)}$$

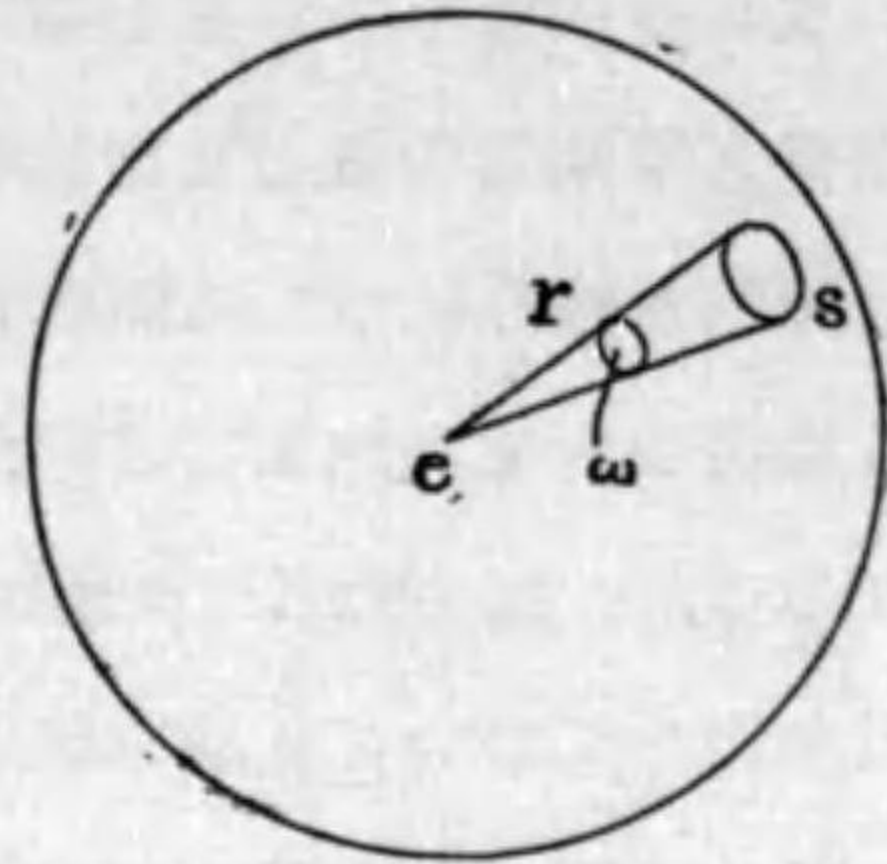
であるから こゝに於ける E と S の積を求めて見ると

$$ES = \frac{e}{r^2} \cdot \omega r^2 = e \omega$$

ES なる積のことを S を通る力流と云ふ。この場合には
力流は球の大きに關せず 立體角 ω に比例する。

力流が 1 になるべき大きさの ω を以て球面全體を分割し
その各の眞中を通り一本づつの線を引くことにより e より出
る力流や電場の模様を或る程度まで示すことが出来る。この線
を力線と云ふ。或る表面を出る 力線の數と力流 ES とは等
しいから力線の密度が電場の強さ E に等しくなる。

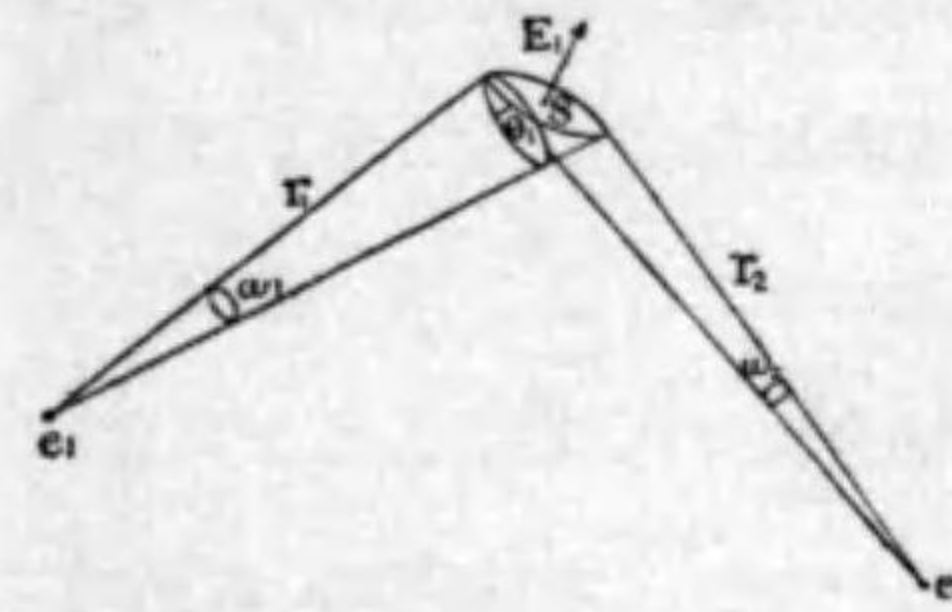
空間に只一つの帯電粒子があるときには これより出る力線
は直線的に走り無窮遠にまで延び その總數は $4\pi e$ である。
帯電粒子が幾つもあるときには 自然 力流の取扱ひを變へて
行かなければならぬ。



第 8 圖

空間の一點で その電場に垂直に向ふ小面積 S を取る。
 e_1 より來る力線で S を通るものは $e_1 \omega_1$ 本あり。 e_2 よ
り來る力線で S を通るものは $e_2 \omega_2$ 本あり 兩方の和を計
算して見ると

$$e_1 \omega_1 + e_2 \omega_2 = e_1 \frac{S \cos \theta_1}{r_1^2} + e_2 \frac{S \cos \theta_2}{r_2^2} = S(E_1 \cos \theta_1 + E_2 \cos \theta_2) \quad \text{〔註〕}$$



第 9 圖

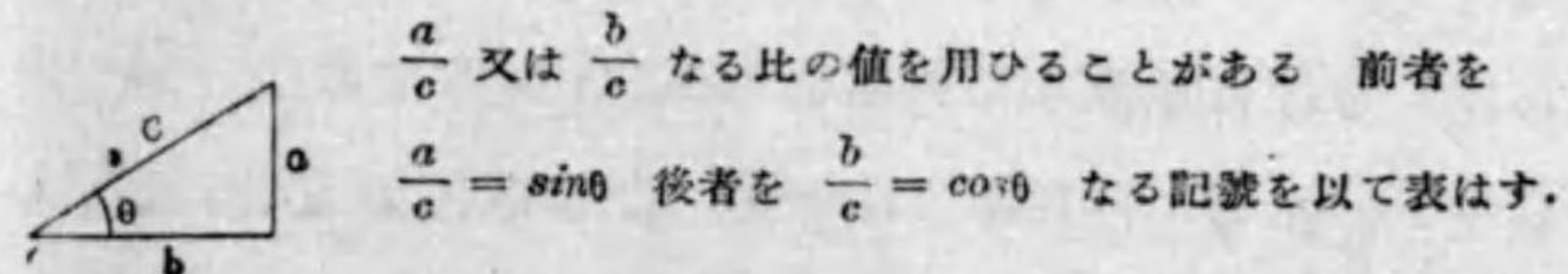
小面 S は電場に垂直に
取つてある。従つて この面
に垂直なる E_1 の分力と
 E_2 の分力を加へたるものが
 E であるからこの大きさは
 ES 即ち この小面積を通つ

て出る力流となる。

二つ以上の帯電體があるときにも 各の帯電體より夫々
 $4\pi e$ なる力流 或は 同數の力線が出ることに變りはない
が 空間の各點に於て その小面積を通る力線の數の和を變
へないでそのまゝ電場の方向に向けて通してやる。かくして力
線は常に電場の方向に向ひ 而も その密度が電場の強さに比
例する性質が保たれる。

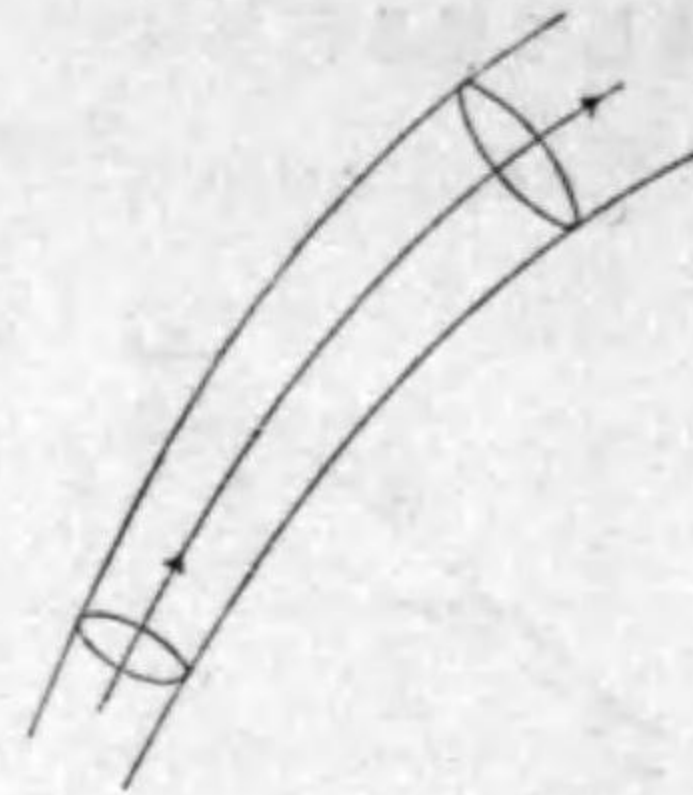
〔註〕

直角三角形の一銳角 θ の大きさを表はすのに



電場内に 任意に 一つの閉曲面を畫いて見る. その面を通つて外に出る力線總數は その閉曲面内に存する電氣總量 (代數和) の 4π 倍である.

今 電場内に一つの細い筒形を考へ その側面では どこでも電場の方向が切線的なりとする. かゝる筒形の内を走る力線は側面よりは出入することがないから 若し この筒形の二ヶ所で切口を作ると 内部に電氣量がないと



第 10 圖

きには 力線は一方の切口より入り 其他の切口より同數だけ出て行き 力線は電氣のないところでは決して始まりも終りもしないことがわかる.

9. 電 位

電場内で帯電體が移動するときは 電場よりの力により仕事 がなされ 帯電體の位置の Energy が變る. 此のとき 變位の方向の電氣力の分力が正であれば 仕事は正で 位置の Energy はそれだけ減少し 分力が負なれば 即ち 電場の方向と變位の方向とが 90° 以上の角をなすときは 仕事は負で 帯電體はそれだけ位置の Energy を増す. 又 帯電體の變位が 常に 力線に垂直なる間は仕事は 0 で位置の Energy は變らない. 即ち 位置の Energy は帯電體が電場に順應して變位するときには減少し 電場にさからつて移動するとき

は増加し 電場に直交して移動する間は不變である.

小帯電體が電場内の一點にあるときの位置の Energy をその帯電體の保有する電氣量で除したる量は その帯電體の電氣量には無關係で電場内のその點の位置に特定な値を持ち これを電場のその點に於ける電位と云ふ. 逆に 二點間の電位の差に帯電體の電氣量を乗じたるものは 帯電體がその二點間を動く間に電場より受ける仕事に等しい.

上に述べたところでわかるやうに 電場内で 力線に常に直交するやうな面に沿つて小帯電體が移動しても その位置の Energy は變らず 従つて此の面内は電位一定である. かゝる面を等電位面と云ふ.

一定の電位差毎に電場内普く等電位面が畫かれてゐると 之れにはより 又 電場の様子がよくわかる. かゝる等電位面の相隣れるものゝ間の距離とその點に於ける電場の強さとの相乗積 即ち その間を單位の電氣量を移動せしむる仕事はその電位差に等しい. 即ち 電場の強さは 力線の密度に比例するとともに 又 かくの如き一定の電位差毎に引きたる等電位面の込み方に比例する. 従つて かくの如き等電位面が描かれてあれば それに直交し且つその込み方に比例した密度を以て力線を畫くことも出来るのである. 逆に 力線の方が先に畫かれてゐれば 之れに直交して等電位面を畫くことが出来る.

導體は 帯電状態にあるときは勿論であるが 又 電氣量のないときにも内部には等量の正負の電氣量が同時に存在すると

も考へてよい (14. 電氣感應のところを参照). これが一旦電場内にもたらされると 高電位より低電位に向つて作用する電場よりの力のため 導体内にある電氣量の移動が起り 導體全體が等電位となつて始めて靜的の狀態に落ちつく. 即ち 靜電場内にあつては導體の表面は一つの等電位面をなし 力線は此の表面より垂直に出てゐる. 但し 電場内に 新たに導體を持つて來ると その前と後とでは電場の様子は變ることあるは勿論である.

導體の表面近くでは電場が面に垂直に向つてゐるが 又その單位表面積上にある電氣量を σ とすると 之より出る力線の數は $4\pi\sigma$ であるから その電場の強さも $4\pi\sigma$ である.

電位差の C. G. S. 單位は 1 C. G. S. 靜電單位の電氣量がその間を變位するとき 1 *erg* の仕事を受ける如きものを云ふ. 實用單位として用ひられる 1 *volt* は 1 *coulomb* の電氣量がその間を移動するとき 1 *joule* の仕事になされる如きものである.

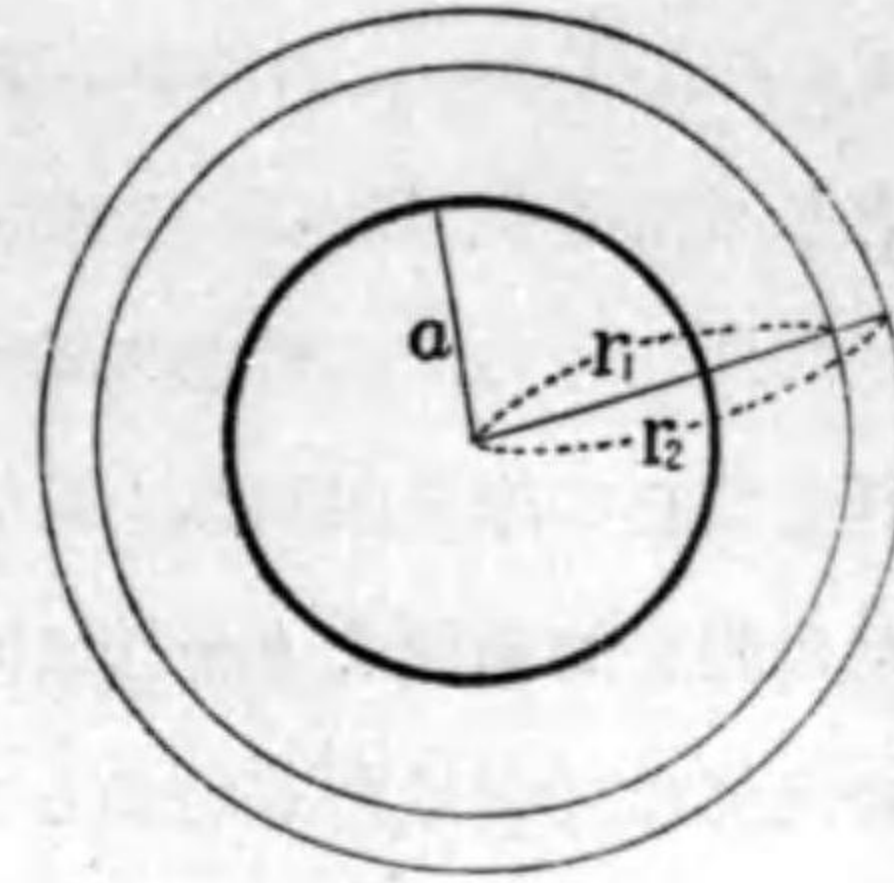
即ち

$$1 \text{ volt} \times \text{coulomb} = 1 \text{ joule}$$

$$1 \text{ volt} = \frac{10^7}{3 \times 10^9} = \frac{1}{300} \text{ C. G. S. 靜電單位}$$

10. 電氣量が球面に一樣に分布せる問題

e なる電氣量が半徑 a の球面上に一樣に分布されてゐるとす. この表面より出る $4\pi e$ 本の力線は對稱なりといふことから 面に垂直に且つ一樣な密度で出發して直線的に走り 電場は全電氣量が恰も球の中心に集中せりと做し



第 11 圖

たる場合と全く同じく 中心より r のところの電場の強さは

$$E = \frac{e}{r^2}$$

である.

次に 中心より r_1 なる點 及 r_2 なる點の電位 V_1 及 V_2 の差は 此の間を單位電氣量をして變位せしめたときの仕事で表はすことが出来る. 萬有引力のときと同様にして求められる. 即ち この間の電場の強さの平均値として

$$\frac{e}{r_1 r_2}$$

を用ひると

$$\begin{aligned} V_1 - V_2 &= E(r_2 - r_1) = \frac{e(r_2 - r_1)}{r_1 r_2} \\ &= \frac{e}{r_1} - \frac{e}{r_2} \end{aligned}$$

即ち 此の問題に於ては電位の變化は $\frac{e}{r}$ なる量の變化と全く等し. 位置の Energy の絶對の値が意味を有しないのと同様に 電位 0 なる標準點は何れに選ぶも勝手である. 故に $r = \infty$ のところを電位 0 の標準に選ひ 電位を

$$V = \frac{e}{r}$$

としても差支ない。

之は a の球の外部に於ての話であるが 内部に就いてもこれと共心の球を假想し 對稱なりと云ふことよりして 力線は此の假想的球面より一様に出るか入るかどちらかであるが その内部に電氣量がないから力線の数は 0 で 電場の強さは 0 でなければならぬ。従つて 内部はすべて同じ電位にあることになる。

附 電氣力と萬有引力とを大きさだけに就いて比較すると

$$\text{Coulomb の法則は } \frac{ee'}{r^2}$$

$$\text{萬有引力の法則は } k \frac{mm'}{r^2}$$

r の距離にある m gr の物體と $m'gr$ の物體との間に作用する萬有引力は 同じ距離に m 靜電單位の電氣量と km' 靜電單位の電氣量があるとき作用する力と大きさ等し。

球面上に一様に電氣量が分布する代りに 球面上に一様に分布せる質量が中心より r の點にある $1gr$ の物體に作用する萬有引力は その全質量の瓦數と同數 (靜電單位で) の電氣量を同じ球面上に一様に分布せるとき r の距離にある k 靜電單位の電氣量に作用する電氣力と同じ大きさである。萬有引力量場合にも矢張り球面上に質量が一様に分布するときには全質のが球の中心に集中すると假定したのと同じ力となる。

地球が 若し その中心より同じ距離のところが同一の密度の物質で占められてゐると假定すると 地球の外にある物體に

作用する萬有引力は 地球の全質量がその中心に集中せりとした時と同じになる。そこで k なる常數 (6.66×10^{-8}) と地球の半徑 $R = 6.37 \times 10^8 \text{ cm}$ がわかつてゐるから

$$g = k \frac{M}{R^2}$$

なる式により地球の全質量が算出し得られる。

11. 電 氣 容 量

空間に 他の何物よりも遠かつて一つの球面導體があり 之れに Q なる電氣量を與へると それが表面に一様に分布されて表面の電位は

$$V = \frac{Q}{a}$$

となる。これで見と球面の電位と 與へられたる電氣量とは比例し。單位の電位を高めるために與ふべき電氣量は

$$\frac{Q}{V} = a$$

即ち 球面の半徑に等しい。かくの如く 導體の電位を單位だけ高めるに要する電氣量の大きさをその導體の電氣容量と云ふ。電氣容量は 一般に 導體の大きさや形状によるのみならず 又所近に分布せる物體にも影響される。

電氣容量の單位は 單位電氣量を與へて電位が單位だけ高まる如きもので C. G. S. 靜電單位は上の例でわかるやうに 1 cm である。實用單位としては 1 coulomb の電氣量を以て 1 volt を高め得る如きもので これを 1 farad と云ふ。 1 farad の電氣容量を有する導體は 3×10^9 靜電單位の電氣量を得て

電位が $\frac{1}{300}$ 静電単位だけ高まるものであるから

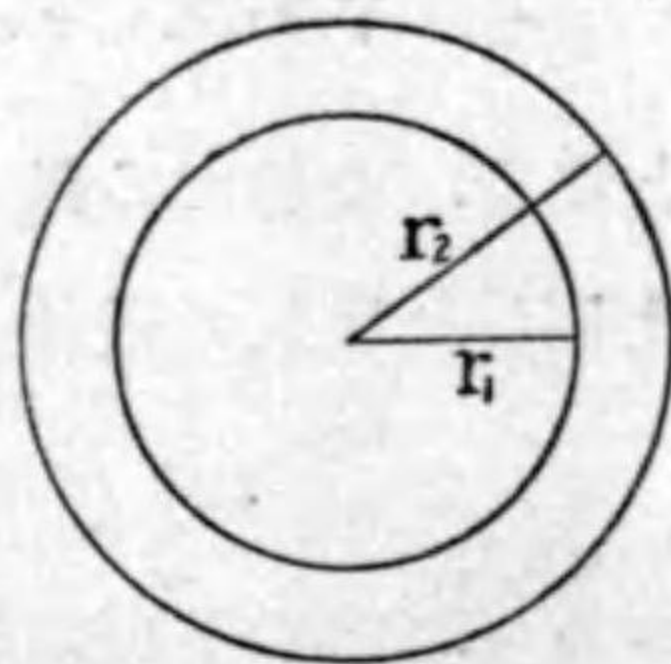
$$1 \text{ farad} = \frac{3 \times 10^9}{1} = 9 \times 10^{11}(\text{cm})$$

で恐ろしく大きな単位である。地球の如き大きなものでも其の半径で示される容量は $6.37 \times 10^8 \text{ cm}$ であるから 0.0007 farad に過ぎない。通常 1 farad の 10^{-6} 倍の micro-farad なる単位がよく用ひられる。

導体の有する電気容量を主眼とし 電気量を蓄へるものと云ふ見方をするときは 特に 蓄電器なる言葉を用ふ。

(1) 球面形の蓄電器

圖の如く 内には半径 r_1 の金属面があり それと共に半径 r_2 なる金属面が面を内側にしてその外にある。外の金属面を導線を以て地面につなぎ之れを電位の標準 0 にする。



第 12 圖

内の金属面に Q なる電気量を與へると中間の電場の強さは前節で述べたところにより

$$E = \frac{Q}{r^2}$$

で 之れは 今の様に 外に第二の球面導體があるときも同じである。従つて單位の電気量を r_1 の面の際より r_2 の面の際まで移動せしむる間の仕事 即ち兩面の電位差は

$$\frac{Q}{r_1} - \frac{Q}{r_2}$$

となり 電気容量を C とすると

$$C = Q / \left(\frac{Q}{r_1} - \frac{Q}{r_2} \right) = \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1}$$

で 表面が廣く半径の差の少ない程電気容量は大きい。

(2) 平板蓄電器

二枚の金属板を d だけ離して平行におき 一方 A を地面につなぎ 他方 B に Q なる電気量を與へる。この電気量の作用により A 板の面には B 板とは異符號の電氣が現はれ 若し 板の廣さ F に比し距離 d が充分小さいと 電気量の殆んど全部は相手の板上の電氣と互に引き合つて平板の内面にのみ並び 板の間の等電位面は板の面に平行に力線は之れに垂直になる。従つて 二板の間は電場の強さ殆んど一定で 之れは單位表面より出る力線の數に等しく。

$$E = 4\pi \frac{Q}{F}$$

兩板の電位差 V は

$$V = Ed = \frac{4\pi Q}{F} d$$

電気容量 C は

$$C = \frac{Q}{V} = \frac{F}{4\pi d}$$

球面形蓄電器の球面間の距離小なる場合と同じく 面積に比例し兩板の距離に逆比例するのみならず 全く同じ式で表はされる。つまり表面の曲率が甚しくなく 二面の距離が充分小さいときには 蓄電器の各部を平板蓄電器として計算すればその電気容量が得られることの例である。

硝子 エポナイト 雲母等の絶縁板を平板蓄電器の二板の間に挟むと 同じ電気量についてその電位差減少し 更に電気量

第一高子院
早稲田

を増さないと元の電位差とならない。つまり 之等の絶縁板を入れたために電氣容量が大きくなるのである。絶縁板のあるときと無いときの電氣容量の比はその絶縁物の種類に持定な常數で 之れを其の電媒常數と云ふ。farad なる單位はこの事實を發見したる (1835) Faraday の名に準據したものである。

蓄電器を造る時には この事實に基づいて 二枚の金屬板の間に適當の絶縁物を入れ 電位差を高めずに多量の電氣量を蓄へるやうにすることが出来る。薄いパラフィン紙 又は 雲母板の両面に錫箔を貼ると電氣容量の大きな蓄電器が得られる。

電 媒 常 數

硝子	5—10	エポナイト	2.7—2.9
雲母	6—7	水晶	4.5
紙	2—2.5	パラフィン	2—2.5

Leyden 瓶は硝子瓶の下部の内外面に錫箔を貼つたもので圓筒の半径に比し厚さ小なる故 各部分を平板蓄電器のやうに見做して その電氣容量を

$$\left(\frac{2\pi r l}{4\pi d} + \frac{\pi r^2}{4\pi d}\right) \times \text{電媒常數}$$

なる式で算出することが出来る。之れはオランダの Leyden で 1745 年頃始めて用ひられ 其の後電氣の實驗にはなくてはならぬ器具の一つとして珍重されたものである。

12. 蓄電器の連結

(1) 第 13 圖の如く 一個宛順次に連結して行くのを行に

つなくといふ。各の蓄電器板に正 又は 負の同量の電氣量を有する。その容量を夫々 C_1, C_2, C_3 とすると 各蓄電器に於ける電位差は

$$V_1 = \frac{Q}{C_1}, \quad V_2 = \frac{Q}{C_2}, \quad V_3 = \frac{Q}{C_3}$$

之れを相加へると 全體を組合せたる蓄電器の電位差となり

$$V = Q \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \right)$$

組合せ蓄電器の容量 C は

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3}$$

なる式で與へられる。

(2) 第 14 圖の如く 各の蓄電器の一方の板を皆地面につなぎ 他方も導線をつないで一まとめにして之れに Q なる電氣量を與へる。

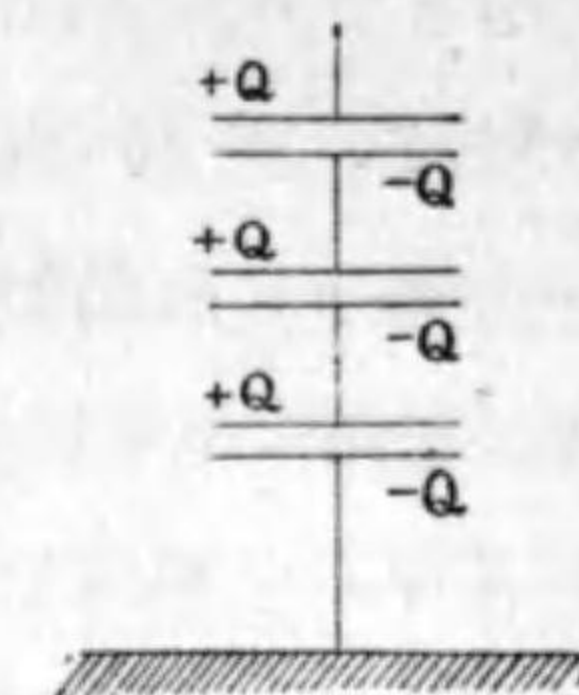
このとき 各の蓄電器板に受ける電氣量は夫々 Q_1, Q_2, Q_3 とし すべて同じ電位 V となる。各々の電氣容量を C_1, C_2, C_3 とすると

$$V = \frac{Q_1}{C_1} = \frac{Q_2}{C_2} = \frac{Q_3}{C_3} = \frac{Q_1 + Q_2 + Q_3}{C_1 + C_2 + C_3}$$

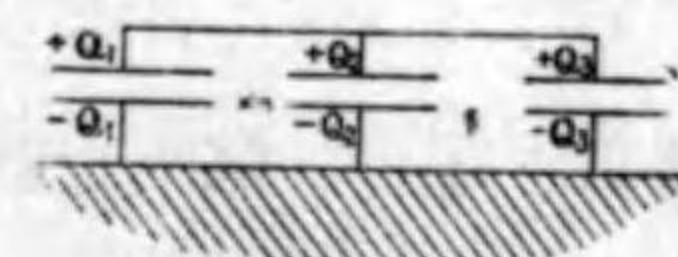
即ち この全體を一つの組合せ蓄電器と見てその容量を C とすると

$$\frac{Q}{C} = \frac{Q_1 + Q_2 + Q_3}{C_1 + C_2 + C_3}$$

で



第 13 圖



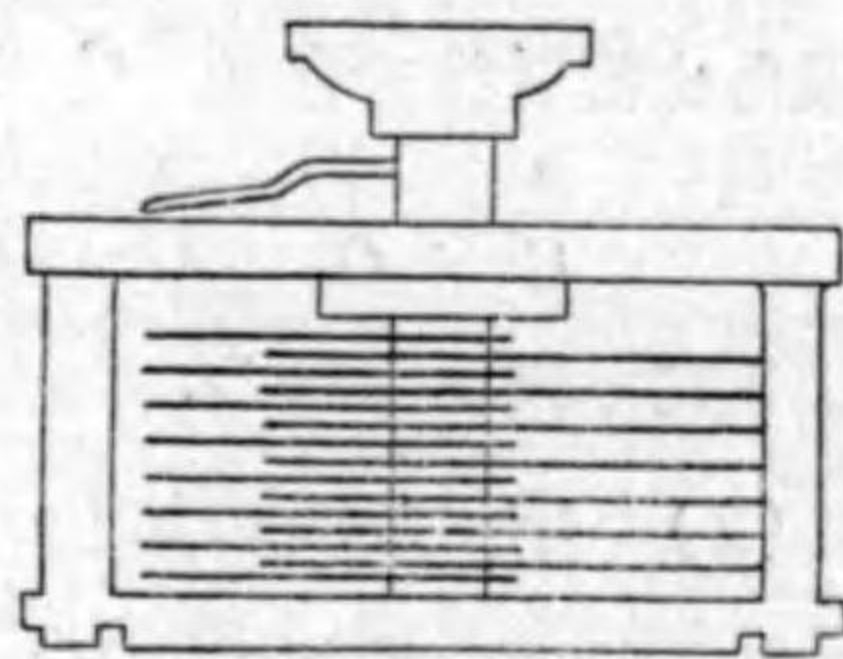
第 14 圖

$$C = C_1 + C_2 + C_3$$

である。ガラス板 或は 雲母板と錫箔を交互に重ね 錫箔を一つおきに連結して二組にすると 容量の大きい組合せの蓄電器が出来る。

扇形の金属板を等間隔を置いて重ねたるもの二組を互に絶縁し その一方は固定し 他方はその廻轉軸のまはりに廻すと その各の板は固定せる方の板と板との間にはいり込んで行き重なつた部分だけが蓄電器の役目をなす。

板と板との距離はすべて一定にしておくと 二組が互に重なり合ふ面積を適當に變へることにより 電氣容量の自由に變り得るやうな 所謂可變蓄電器が出来上る。



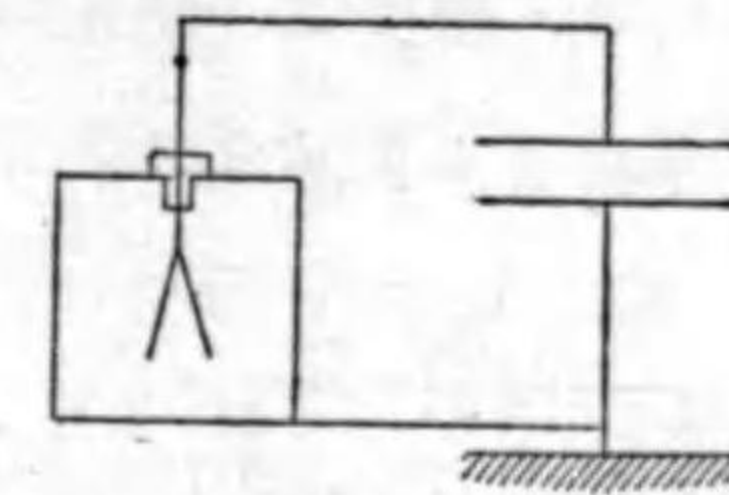
第 15 圖

13. 電 氣 計

箔驗電器を帶電せしむると 箔にある電氣量に相應して箔は開く。そのとき もし 驗電器の上から手でも近づけると 驗電器の電氣容量が變るためにか箔の開き方が小さくなる。然るに 若し 驗電器の電氣容量に比し遙かに大きな容量を有する蓄電器を驗電器の頭に連結しておいて この蓄電器を帶電せしめると 箔もその得たる電氣量に相應して開くが 前のやうに 驗電器の上より手など近づけても 殆んど 箔の開き方が影響されない。つまり 驗電器は もともと 電位差を測定する器

具であつて 電氣量を測るときには 特に その電氣容量を一定に保つておかなければならぬ。いづれにしても その開き方が尺度となるので 之れを明確に見届けるためには 目盛板をつけるか 目盛を有する顯微鏡を以て 箔の開きを見るなど適當の手段をとる。

圖の如く 驗電器の箔の方を可變蓄電器の一方の板に連結し 外函 及び 蓄電器の他の板は地面につなぐ。即ち 驗電器と蓄電器とは列に連結されてある。この組合せを或る電氣量を以て帶電せしめると 驗電器の箔はその電位に相當して開く。而して 蓄電器の板を廻してその容量を變へると 箔の開きもそれに従つて變り 容量を小さくする程開き方は増す。その組合せの電氣容量は 殆んど 蓄電器によるもので 又 電氣量を常に一定にしておくと この組合せ蓄電器内の電位差はその電氣容量に逆比例する。故に 種々の電氣容量に於ける驗電器の目盛りの讀みと電位との比較をしておくことが出来る。



第 15 圖

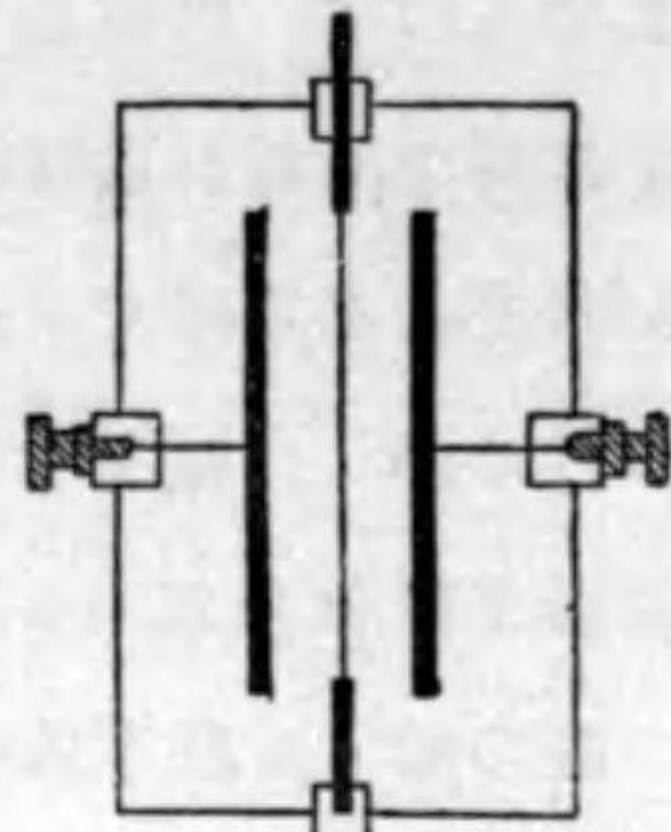
又 驗電器は電位差少きとき 例へば 數十ボルトでは其の開きを見る事が出来ないものであるが 今述べたと同じ原理に基き 大きな可變蓄電器と組合せて先づ帶電して後蓄電器の容量を減じ電位を廓大して見る事が出来る。

織 維 電 氣 計

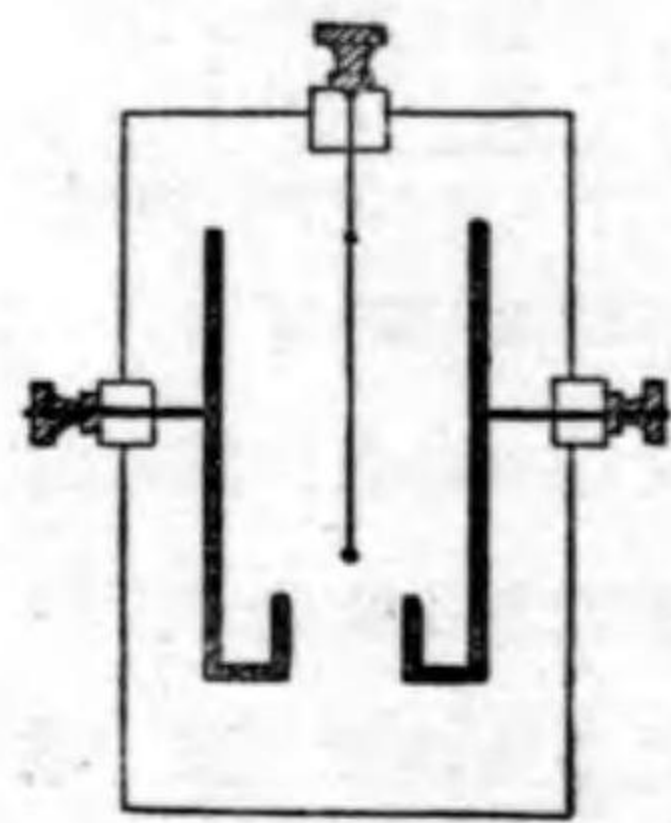
これは 箔驗電器と同じ目的に作られたもので 極めて細い

白金線又は鍍金せる硝子線を二枚の金属板の間に張つてある。

通常 外箱は地面につなぎ 之れに對し金属板のうち一方は正に 他方は負に 何れも地面と同じ電位差に置き 真中の線の電位は顯微鏡内の目盛りで見積るのである。感度は 兩板の距離 及 線の張力により加減する。



第 17 圖

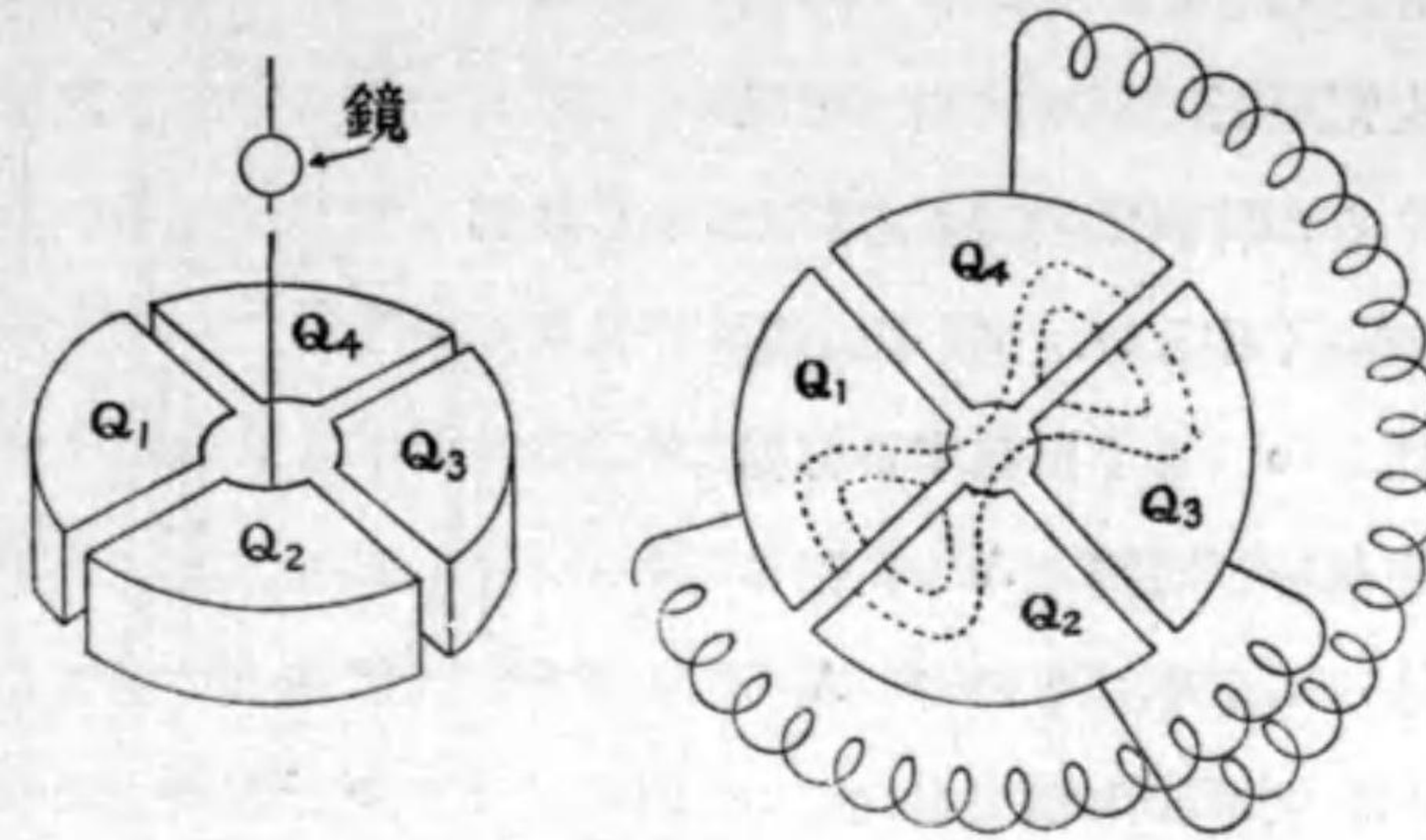


第 18 圖

象限電氣計

第 19 圖のやうに 短かい中空の眞鍮圓筒を四つの扇形に切りたる如き 相等しい象限形を作る。之等を アンブroidの臺の上に絶縁して二つ宛對角線的に連結し 中空の内には 軽いアルミニウム等の 8 形の 針 と稱するものを上より細い線で吊し 通常 之れと一方の組の象限との間に 100 volt 乃至 200 volt の電位差をつけておく。二組の象限の間の電位差に應じて針は水平面内に廻り 吊した線の捻れの弾性と釣り合ふ

又 清水式電氣計は 線を引張る代りに鍍銀せる硝子絲の先に小さい錘りをつけて下げ 左右の金属板を第 18 圖の如く曲げて中央に於ける電場を適當に調整して顯微鏡内の目盛りと電位とが比例するやうに努め 感度も甚だ高い (清水武雄博士考案)



第 19 圖

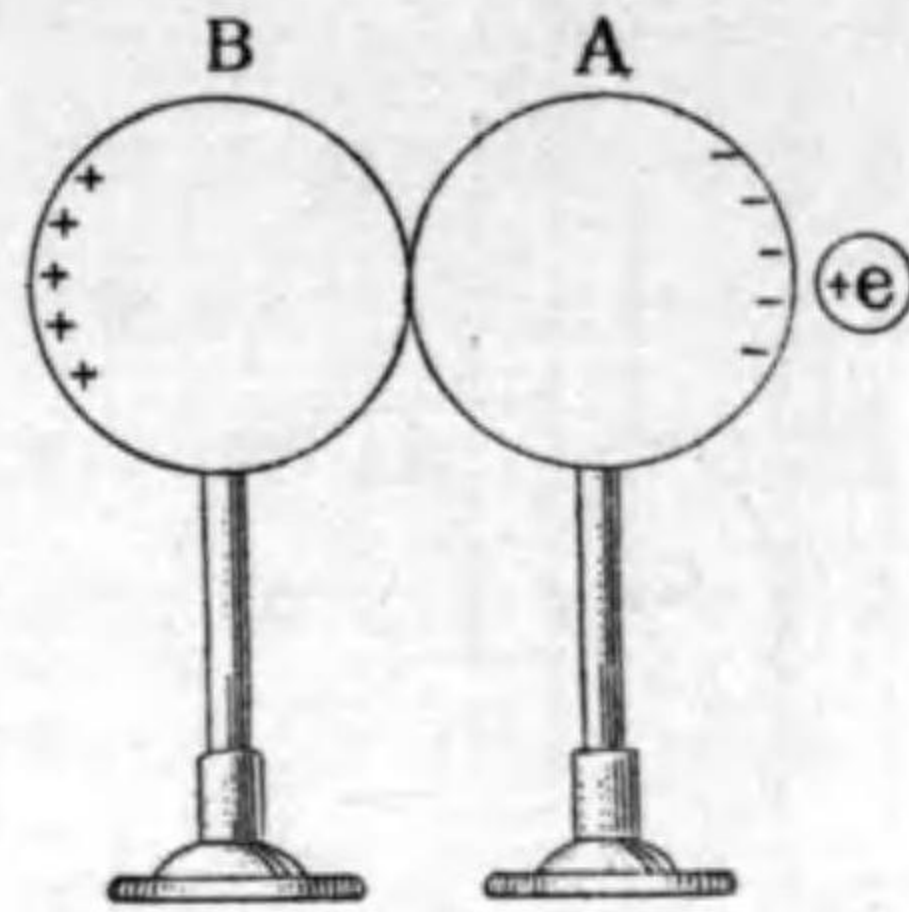
ところに止る。その廻轉の角度は針の上に附けたる鏡が其れと共に廻るので外より計ることが出来る。

14. 電 氣 感 應

電氣を帯びない導體を絶縁して電場内にもたらすと 先づ導體内の場所により電位の異なる場所が出来たために 導體内に常に存在する電氣に力が作用してその移動を促し 全部同一の電位となり 内部に電氣力が作用せず 表面に於ては電場の方向が面に垂直となるやうな状態になつて靜電的釣合が出来たときに變化が止る。

+e なる電氣量による電場内に A 及び B なる全く同形の導體で 共に絶縁體の柄で支へたものを接觸して置くと +e に近い A の右側には負の電氣量が現はれ +e より遠い B の左側には正の電氣量が現はれる。こゝで 直ちに兩

者を分離し その各が有する電氣量を電氣計で別々に測つて見ると その符號は相反するが大きさは全く等しい。又 此の電氣量は $+e$ より出發する力線の内幾部分が導體 A に終るかによつて定まるもので A 或は B に生ずる電氣量は $+e$



第 20 圖

そのものより大きくはない。かくの如くして 導體が電場内にあつて その各部に電氣量の現はれる現象を電氣感應と云ふ。

互に等量の 符號相反する電氣量を有する A B 兩者を $+e$ より離れて再び接觸せしめて後電氣計でしらべると 全く電氣量を失つてゐる。即ち 導體内に 符號相反する等量の電氣量が同時にあつても 之れが電場内には全く電氣現象を表はさず 電氣量を有しないのと同様である。又 逆に電氣的に中性なる導體内には 常に 等量の 符號相反する電氣量が存在すると云つてもよい。而して その正負の電氣量に對し 電氣感應は之れを分離せしめると云ふ重大なる一手段となることを知るのである。

電氣感應なる現象は 又 最初より幾何かの電氣量を有する導體にも起るもので 導體内の電氣分布の變化は 外よりの電氣作用が働いてゐる間だけで 外部よりの作用を取り去ると共に 直ちに元の状態に戻ることは前の場合と同じ。即ち 導體

内の總電氣量は それを完全に絶縁しておけば如何なる變化を経て來ても變ることはない。尙 又 二つの導體の有する電氣量は 他の第三者と絶縁しておけば 兩者の間だけで如何なる交渉があつてもその電氣量の和は變らない。これは電氣量なる量の不滅保存を示す大切な事柄である。

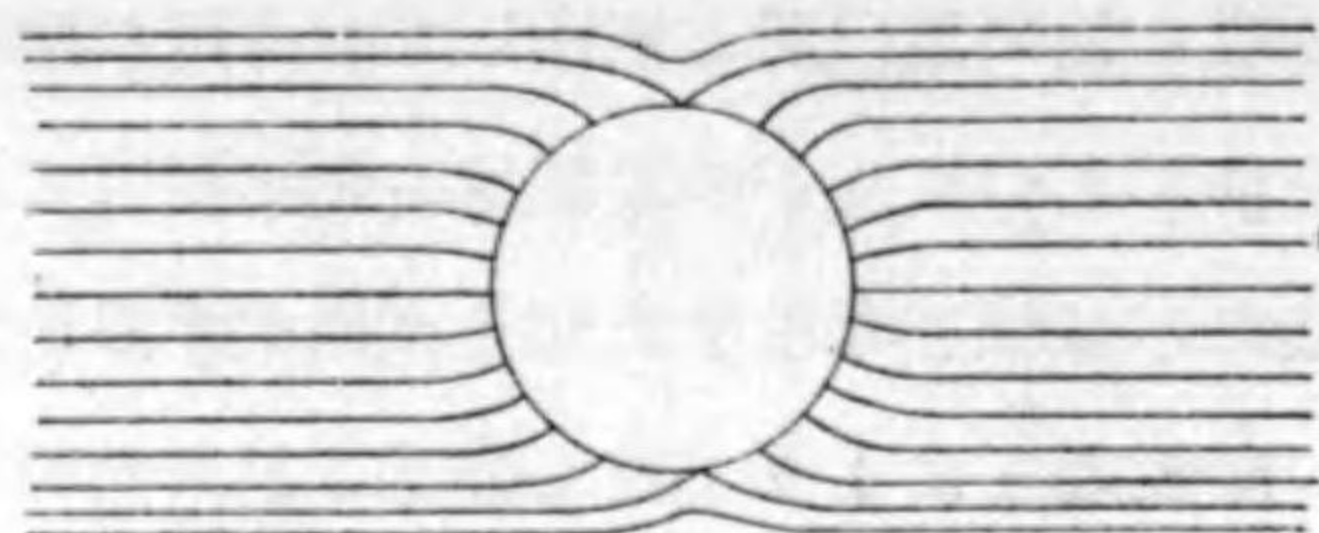
摩擦などにより 強く帯電された物體が物の小片を吸引するのは 先づ 感應によりその小片内の近い方に異種の 遠い端に同種の荷電を生ぜしめ 而も その兩種の電氣量が等しいから Coulomb の法則により 遠い方の斥力が近い方の引力より小さく 引力の方が勝つためである。これは導體の小片では勿論 半導體でも起る。感應された小片が 原の帯電體に觸れるか 又は 接近したとき この異なる方の荷電が中和されてなくなると 小片に残つた同種の電氣の斥力のみ作用で跳ね返されて行く。

電場内の高電位と低電位とに二つの絶縁されたる導體あるとき 之れ等を針金でつなぐと高電位より低電位に向ふ電場の作用により一方の導體より他方の導體へ電氣量の移動起り 針金の内には所謂電流が通る。この際 電氣量の保存することの結果として一方に於て 失はれただけの電氣量が他方の導體が得全體としては電氣量はかはらぬ。

かくの如く 電場にもたらされた導體内では 外の電場と新たに分布された導體上の電氣の作用とで 内部は電氣力が 0 となるが 又 導體の外部では 在來の外部の電場と新たに表

面に現はれたる電氣量による作用の合力が新しい電場の状態を表はすことになる。

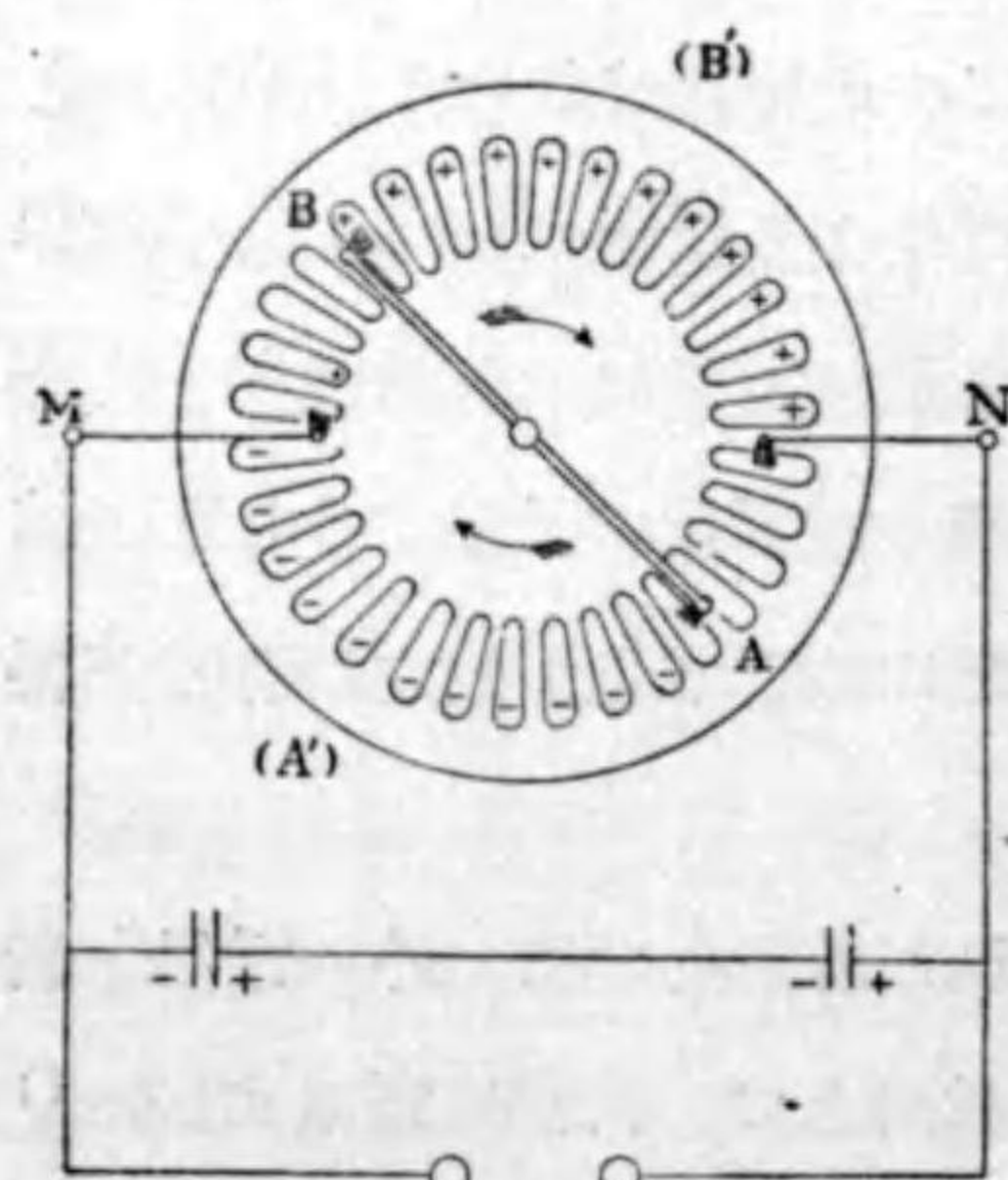
圖は 一様な電場内へ金屬球をもたらし たときの状態を方線を以て示したものである。



第 21 圖

Wimshurst の感應起電機

此の起電機に於ては 多くの錫箔を扇形に貼りつけたる硝子又は エポナイトの 全く同じ二枚の圓板が 把手によつて互に反對の向きに廻轉し 感應によつて錫箔に正又は負の電氣を生ぜしめ 之れにより二つの Leyden 瓶に電氣量を蓄へて行くものである。この二つの蓄電器に於ける電位差は 空中で充分長い電氣火花を飛ばし得るまでに達する。



第 22 圖

刷毛 A に対する後板の錫箔が正の電氣量をもつとすると 感應により 刷毛 A は負の電氣を帯び B は正の電氣を帯びる。故に 前の板が矢で示す向に廻轉すれば A を過ぎる錫箔は皆負の電氣量を得て M の刷毛の方に向ひ B を過ぎる錫箔は

皆正の電氣量を得て N の刷毛の方に向ふ。M 及 N にある刷毛は 電氣を帯びて之れに近づく錫箔の爲めに感應により電氣量を得 之れ等に連結せる蓄電器には圖の如く電氣が感應され M N の刷毛の電氣量は そこを通過する錫箔の電氣量を中和してなくなるが 二つの蓄電器には電氣量が段々増加し電位差高まつて行く。

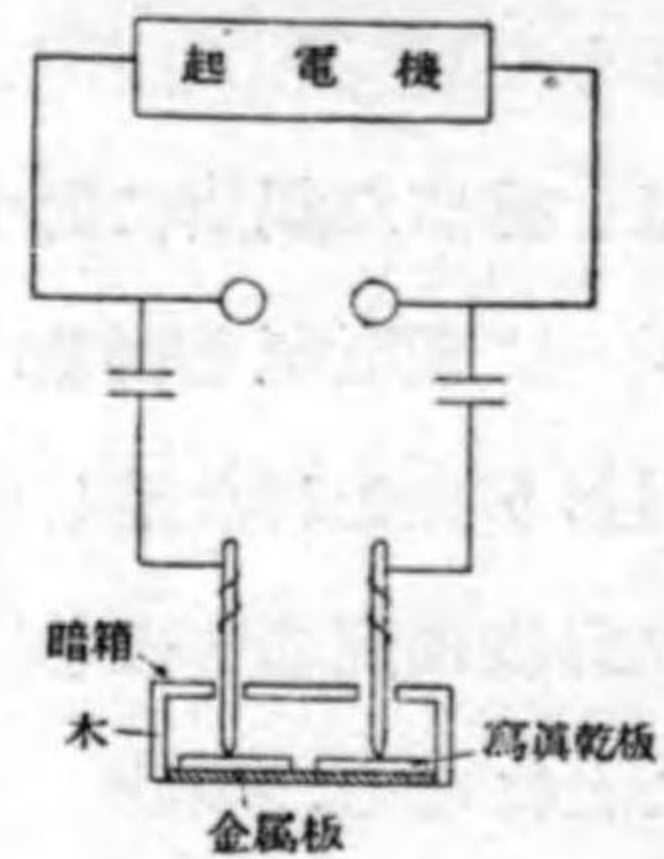
一方 前板の正電氣を帯びた錫箔に對する後板の刷毛 B' は負 他端の刷毛 A' は正電氣を得る。M 及 N には後板の側にも夫々刷毛があり これを通して感應により二つの蓄電器に與へる電氣量は前板に依るものと同じ符號を有し その電位差を一層高めることになる。

この起電機は 一旦 働き初めると この説明のやうに多量の電氣量を得られるが 周りの空氣が濕つてゐると發電しないから充分乾して各部の絶縁をよくしてやらなければならぬ。殊に 蓄電器の容量が大きいと 起電機がよく働き始めるに必要な電位に上らぬうちに電氣は逃げてしまつて どうしてもよく起らぬことがある。

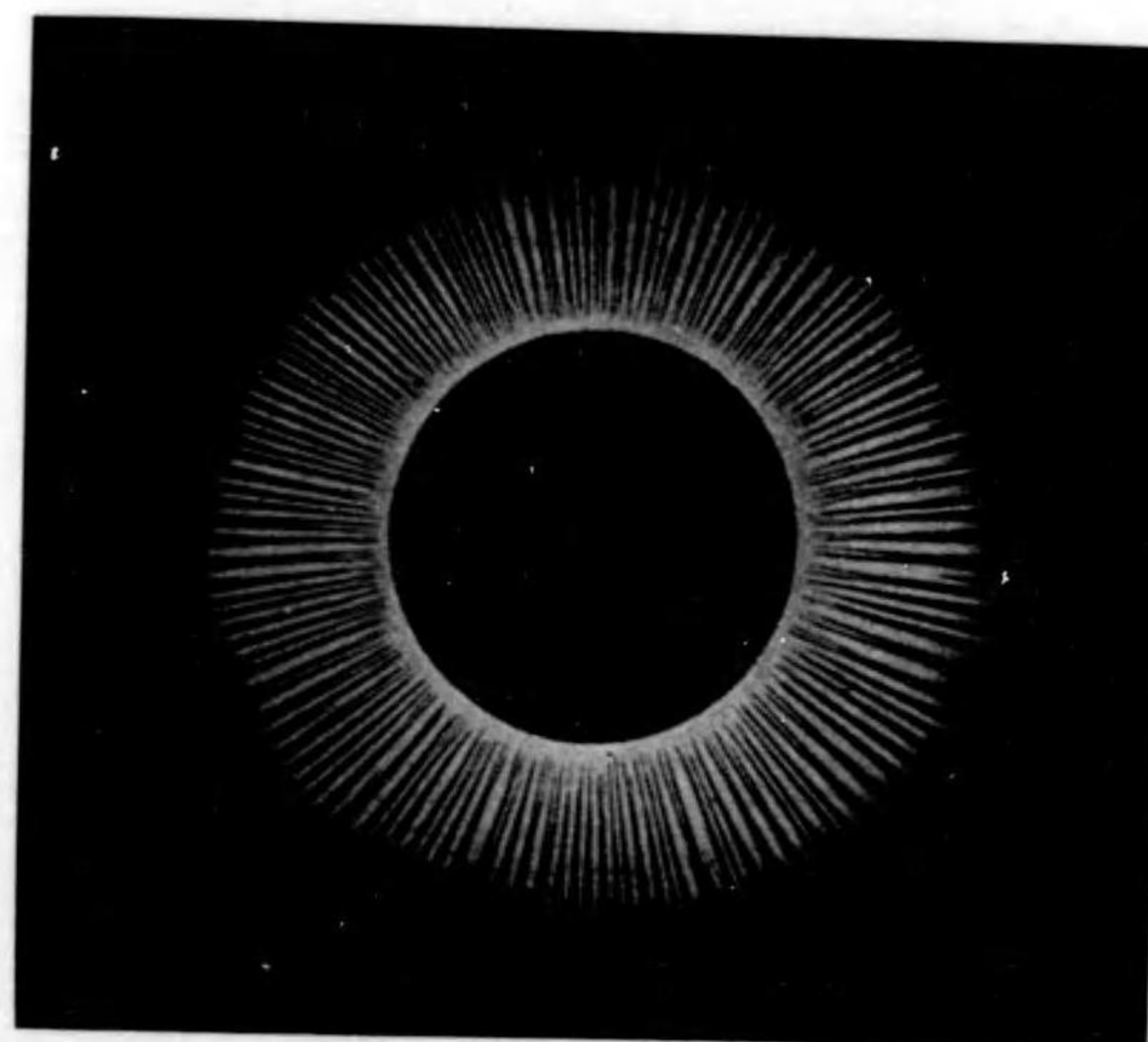
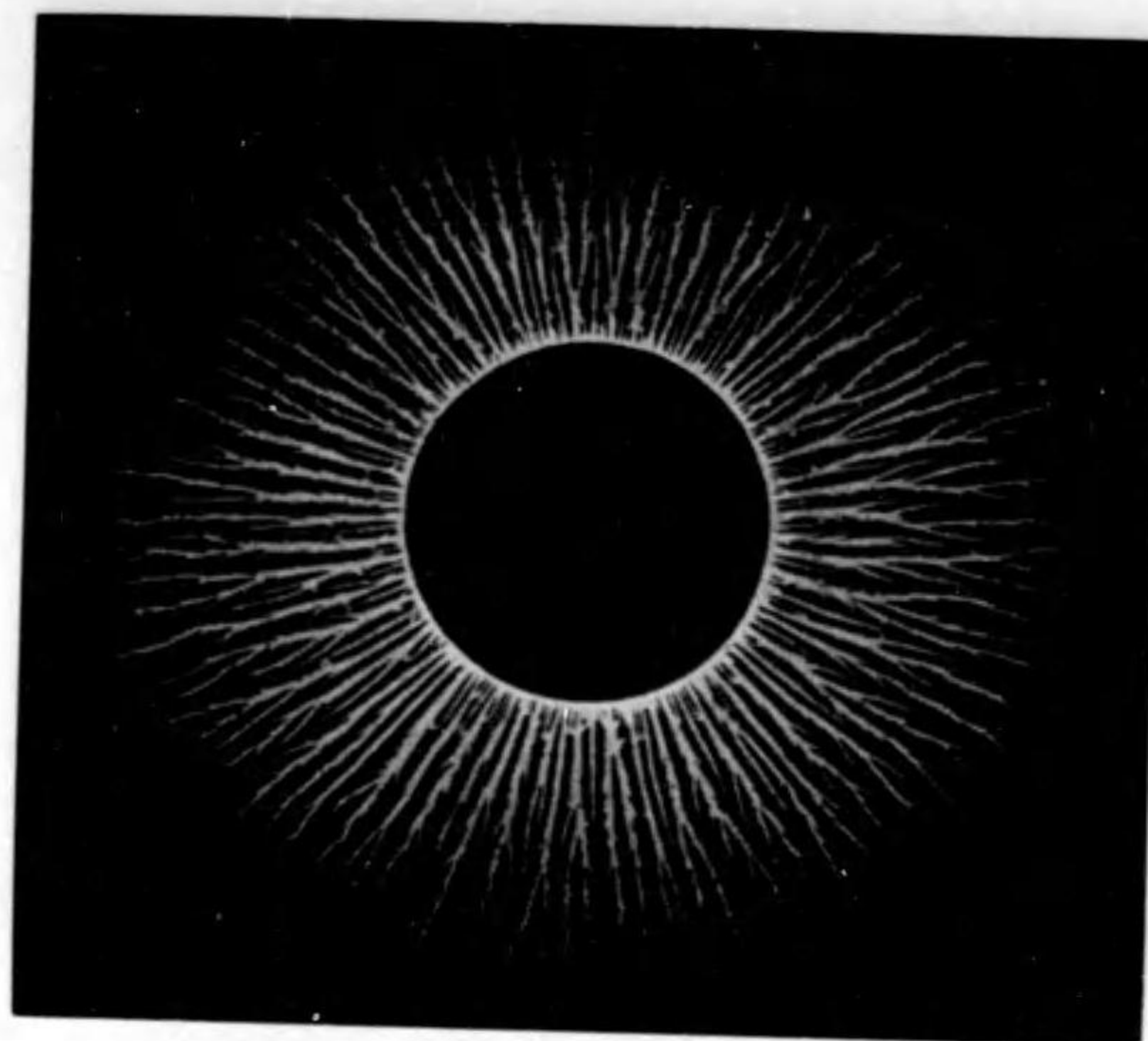
Wommelsdorf の感應起電機

廻る圓板は一枚で それを挟んで左右に 各 二枚宛長い錫箔がエポナイトで包んで二組あるのが特徴である。此の長い錫箔は蓄電板と稱し 更に不良絶縁體とも云ふべき紙を數倍の面積に切つて錫箔の上に貼りその上をエポナイトで包み 電氣量は この紙にすこしづゝにじみ出すやうにしある。

Lichtenberg の圖

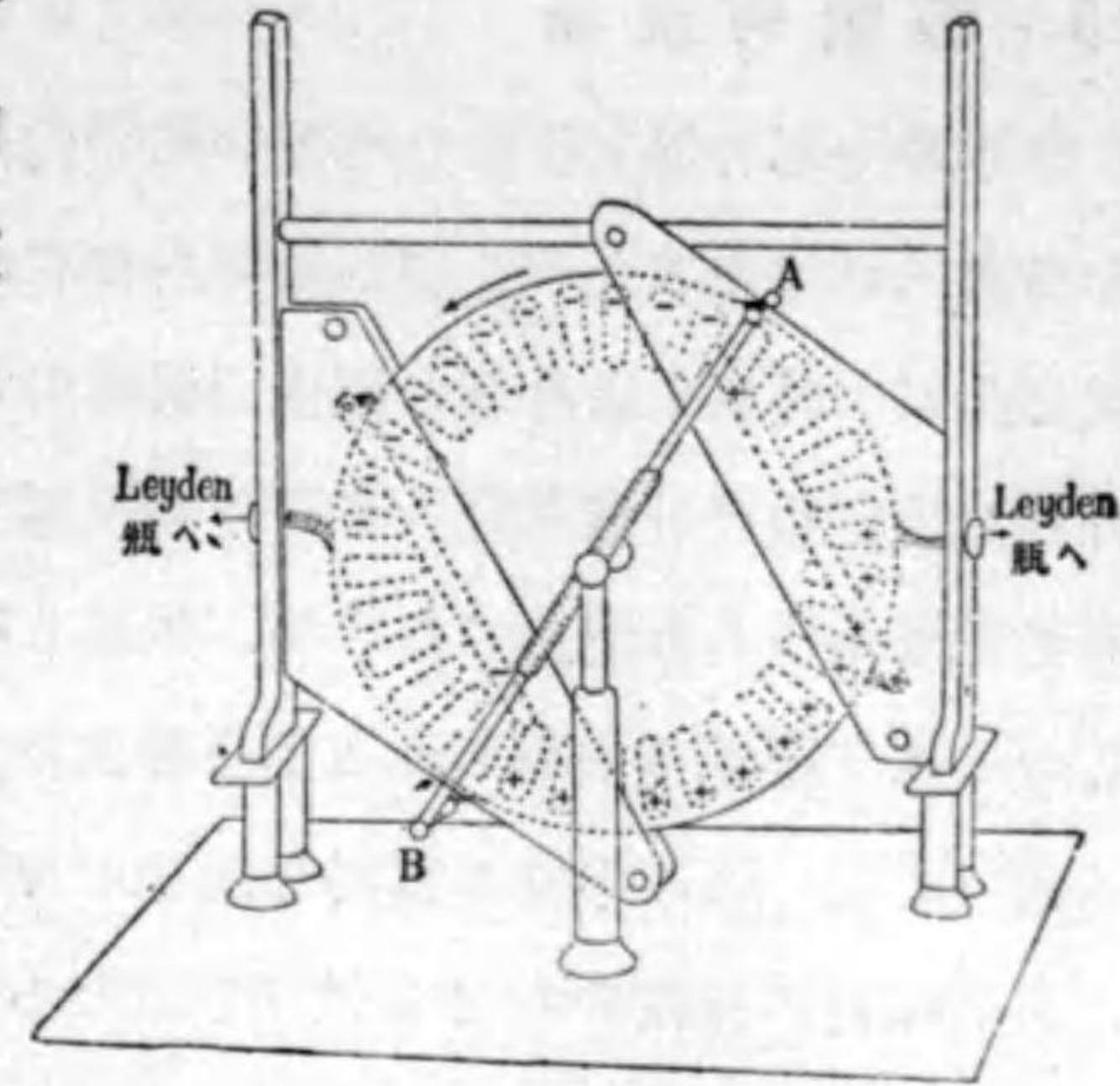


この説明圖のやうにつなぎ小さい電氣火花を一つ飛ばして後乾板を現像して見ると 所謂 Lichtenberg の圖が得られる。寫真上は陽極 下は陰極



圓盤はエボナイトで出来、その肉の内に圖の點線のやうに金屬板を幾枚も埋めてあり、その各の一端はかすかに圓盤の周りに現はれてゐる。

圓盤が矢の向きに廻轉するとき、右の蓄電板の正電氣の間を通る



第 23 圖

金屬板が A の刷毛に觸れ、そのとき B の刷毛は左の蓄電板の負電氣の間を通る金屬板に觸れ、金屬板には左右の蓄電板の電氣の感應により、圖の如く蓄電板とは反對の電氣量を得て行く。そして、先づ反對側の蓄電板に出来るだけの電氣を與へて、其の電位を高め、尙、大部分が残るから、それを Leyden 瓶に與へることになる。この起電機に於ても刷毛を通して電氣量が移動するには、前の起電機の場合と同様に、すべて一旦は感應によつて近きに符號反する電氣量を生ぜしめ、それと中和すると見てよいだらう。

15. 靜電的遮斷

中空の金屬容器を絶縁しておいて 内部に帶電體を觸れないやうに入れてやると この容器の内面には感應により異名の電氣を生じ 外側にはそれと同量の同名の電氣を生ずる。内部に入れた帶電體の位置を變へて 外側の電氣的の状態を色々しらべて見ても少しも變つてゐない。然し 帶電體の荷電の大小によつては 應感の強弱があるから外側の狀況も異つて來る。然るに 若し [この中空の容器を針金で地面によくつなぐと 内にある電荷の位置のみならず その大小も器の外側の電氣的の狀況には何等の關係を及ぼさず 感應で外側に生ずべき電氣は すべて容量の大なる地球に持つて行かれたものと見られる。又 内部より外部へ電氣力を及ぼさないと同時に 外部よりの電氣力をも器の内部に傳へることが出來ず この接地せる中空の金屬容器は その内と外とを靜電的に所謂遮斷するのである。]

起電機などの附近に電氣計などを置くとき その性能を有効に現はさせるためには 電氣計 及 その導線をすべてよく接地せる金屬で包んでおくといふ。

16. 電 氣 素 量

物質が各種元素の最小の粒子なる原子の集團であると考へられてゐるのに連關して 物質の有する電氣量にも最小の電氣素量なるものゝ存すべきことが 19 世紀の末頃考へられ始めた。米國の Millikan は 此の考へに對して斷定的の證左を與へ

る積りで次のやうな實驗を行つた。

平板蓄電器の二枚の金屬板の間の一様な電場内に 細微なる油滴 O を落してやつて その運動を横から顯微鏡で觀察する (略圖の紙面に垂直に視る) 小さい球が或る力を受けて空中を運動するときには 空氣の粘性あるために 加速度一定で無限に速くなると云ふやうなことはなく むしろ一定の速度になつてしまふ。その速さは 之れを走らすために作用する力に比例するものである。

顯微鏡の視野内で 一つの油滴を拉へ 先づ 電場を與へず 重力の作用のみで落下せしめるときは

$$v_0 = Cmg$$

m はこの油滴の質量で C は粘性による常數とす。

次に 強さ E なる電場をかけたるとき 油滴の有する電氣量が Q (これは最初霧吹を出るときから有つてゐるが 時々電化せる空氣分子によつて變化す) とすれば その速さは

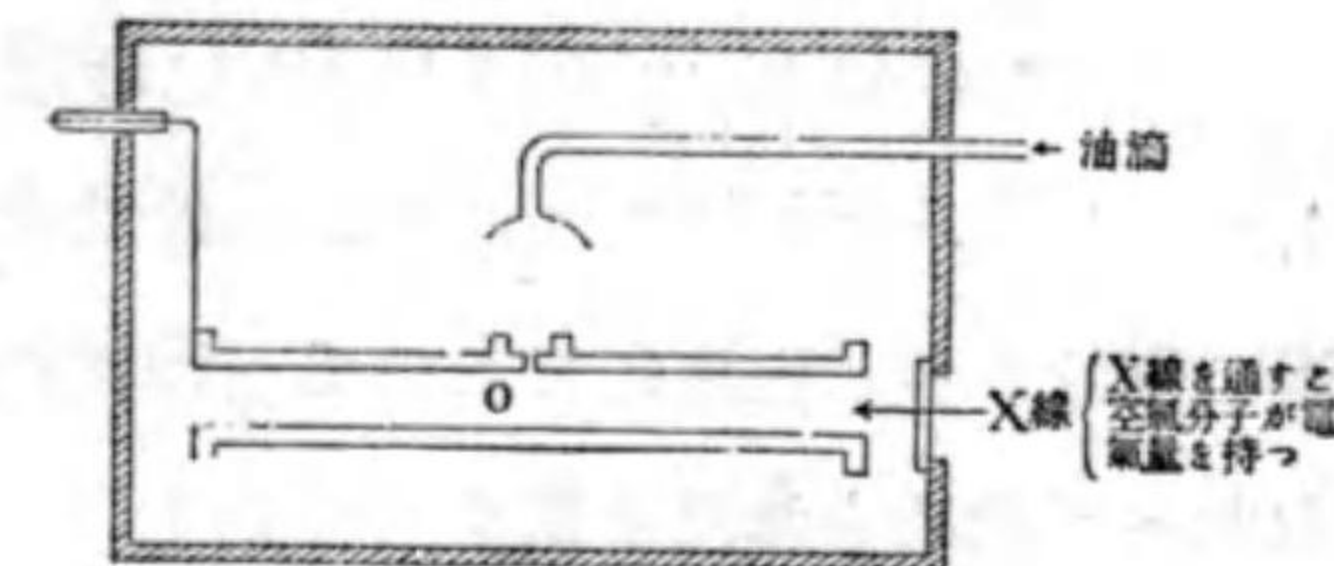
$$v = C(mg \pm EQ)$$

正の符號と負の符號とは電場の向を變へるとき取りかへる。

この二つの式より

$$\frac{v}{v_0} = \frac{mg \pm EQ}{mg}$$

Millikan の實驗では重力のみの作用で落下するときの速さ



第 24 圖

v_0 は常に等しく v の方は油の有する電氣量に變化あるため時々變る。その變化に伴ふ $\frac{v}{v_0}$ の變化

$$\Delta\left(\frac{v}{v_0}\right) = \pm \frac{E\Delta Q}{mg}$$

は ある定量の一倍二倍等であつて この油滴に飛び込む電氣量

$$\Delta Q = \pm \frac{mg}{E} \Delta\left(\frac{v}{v_0}\right)$$

は 明かに 或る一定電氣素量の整數倍なることを示す。

Millikan はこの實驗により電氣素量を

$$e = 4.774 \times 10^{-10} \text{ C. G. S. 靜電單位}$$

と決定した。Millikan の實驗に於て最も困難であつたのは油滴の質量 m の決定であつて 後にこの m に適當な補正を加へて改められたる値は

$$e = 4.80 \times 10^{-10} \text{ C. G. S. 靜電單位}$$

である。

第三章 電流の磁氣作用

17. 電 流

Leyden 瓶の 内外の錫箔を起電機で數萬ボルトの電位差に荷電し その兩方より出したる針金の端を互に近づけると その尖端の間に火花が飛んで電位差が殆んどなくなる。このとき内外の錫箔に蓄へられたる反對名の電氣が 針金 及 火花を通して一方より他方に移動して中和し 放電前高かつた電位差を殆んどなくしてしまつたものと解せられる。この放電の最中針金及火花を通して電氣量の移動するのが所謂電流である。高い空中線から引いた針金の下端を 接地した針金の端に近づけておくと 夏 附近に雷の放電があるとき その間にも火花が飛ぶことがある。若し Lichtenberg の装置にならひ空中線からの針金の下端を寫眞乾板上に接し その裏面に接地せる金屬板をおくときに 矢張り小さい Lichtenderg の圖が得られる。急激なる雷放電に際し 感應により空中線 針金等の間に急に電氣の移動が起ると見られる。

Leyden 瓶を放電するときの電流はほんの一瞬で止むが 若し 針金の中途を切り その中間に 石筆とか硝子管に水を容れたる如き半導體を挿入してやると 放電は瞬間的でなくなり電流の繼續時間も長くなる。然し 放電の進行と共に兩錫箔の電位差も減少し 電流の通り方も穩かになつて行く。

導線中を通る電流の強さが變らぬときには 導線の途中には殆んど電氣が溜つてゐない。

例へば 針金の途中に半径 10 cm 位の金屬球があるとしてそこに 若し 10^{-6} coulomb の電氣量(これは 100 volt 百燭光の電球内に 1 秒間通過する電氣量の百萬一位である)が溜つてゐると假想すると それがためには

$$V = \frac{\text{電氣量}}{\text{電氣容量}} = \frac{3000 \text{ E.S.U.}}{10 \text{ (cm)}} \\ = 300 \text{ E.S.U.} = 90000 \text{ volt}$$

即ち これ丈の電氣量を放電せずに常に溜めておくためには針金の中を電流が通りながらこの金屬球より針金を通して 90000 volt もの 電位差が保たれるやうにしなければならぬ。之れは實に大變なことである。

18. 電流の方向

共に絶縁されたる二つの導體が異なる電位にあるとき これ等を針金でつなぐと 全體の電位が同一にならうとするために一方の導體では電氣量を減じ 他方では増すが全體としては電氣量の増減がない。従つて 前者に於て減じただけの電氣量が後者で増してゐる。このとき 針金でつないだために電氣量が前者より後者に針金を通して移動したと見て この移動の方向を電流の方向と定める。實は 電氣量が針金を通して流れたとしても陽電氣がその方向に流れるのか 陰電氣が今定めた電流の方向と反對に向つて流れるのかはわからないが 以後に述べ

る諸事項はその何れであるかを未決定のままにしておいて述べ得ることが多い。

電流が高電位より低電位へと云ふことは 實は いつでも正直に成立つとは限らない。

例へば 電池の二極を針金でつなぐと電流はその陽極と稱する高電位のところより 針金を通して低電位にある陰極へ流れるが 此の電池の内部を見ると電氣量は陰極より溶液へ 溶液より陽極へ 何れも低電位より高電位へと化學的の Energy を利用して移動させられるのである。

又 充電されたる蓄電器の兩板を適當な針金でつなぐと 最初は高電位で陽電氣を多く蓄へてゐる極より低電位の方へ流れるが 電流が通つてゐる間に兩板の電氣量の符號が逆になり始めても 直ちに移動が止むのではなく 或る程度まで 蓄電器板は最初と逆の符號に充電されるまで移動が繼續する。即ち恰も電流には惰性があるかのやうに見えるのである。但し この場合には 電流の變化に伴ひ新たに電位差が生じて 靜電氣的に計算せる電位と相加はり 而して その合成の高電位より低電位へ移動を續けると解釋し 單に 陽電氣の集まりより陰電氣の集りへ向つて移動すると云ふのと 高電位より低電位への移動とを區別して見るべきであると云ふことも出来る。後に述べる接觸電氣の場合は 電池のときと同じくその接點では低電位より高電位へ移動する。

19. Oersted の発見

1800年 Volta の研究によつて始めて作られたる 所謂 Volta の電池の出現で一定の強さの電流が得られてから 19世紀の前半には 電流に関する幾多の研究が進められた。電流が磁極に力を及ぼすと云ふ Oersted の発見 (1820) はその第一のものである。

電線を南北 (地球磁氣の南北) の水平に張り 南より北に向つて電流を通すとき その真上では磁針の北極が東に南極は西に傾き 真下に於ては東西逆になり 針の北極は西に南極は東に傾く。この傾きの角は電流が強い程大きく 又 磁針を電流に近くする程大きい。即ち 電流の通る附近は磁場である。直線電流を鉛直の向きにし その周りの磁場 (水平分力) を小磁針でしらべると 磁氣指力線は電流の近傍では水平面内で電流を中心とする同心圓をなし 遠い所 又は 電流が弱いときには地磁氣の影響が著しくなり圓形がくづれる。兎に角 直線電流による磁場の方向は電流を含む平面に垂直である。

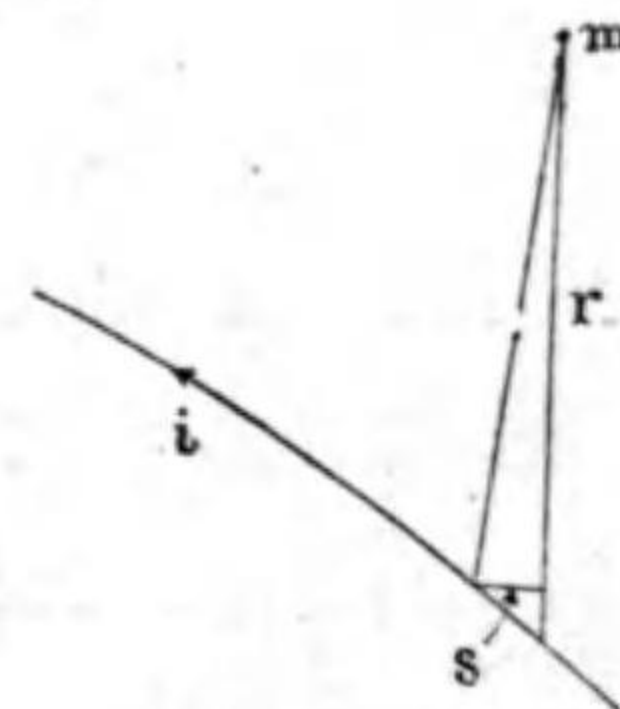
圓形にした導線を地磁氣の子午面内に立て その中心に 水平面内で滑かに廻り得る小磁針を置いて電流の磁氣作用をしらべて見ると 電流が Coil の下より北上 南の向へ通るときは磁針の北極が東へ 南極が西へ傾き 電流の向きが逆になると針の傾も東西逆になる。電流より作用する力が大きい程 その傾の角度も大きい。圓の面に垂直でその中心を通る直線に沿ひ 小磁針を遠けて行くに従つて傾の角が減少し 電流より作

用する力の小さくなる様が見られる。

Oersted の発見の後直ちに Biot 及 Savart は直線及圓形の電流の磁氣作用に關し數量的の研究をなし 針金を通る電流が磁極に及ぼす力の大きさを求むるときの計算法を示して呉れたのである。即ち 電流の強さを i (これは針金を一秒間に通過する電氣量を以て表はされる) 磁極の強さを m 針金の一小部分を磁極の位置より見たる長さを s , m と s の間の距離を r とする。然るときは大きさが

$$\frac{mis}{Cr^2}$$

で方向が s m を含む平面 即ち 圖の面に垂直で m が北極のとき紙の裏面に向ふやうな力が 恰かも s 部分より極に對して作用するやうに考へて 計算すれば電流より磁極に作用する力が求められる。このことを Biot-Savart の法



第 25 圖

則と云ふ。但し C は比例の常數で 之れが 1 になるやうに選んだ電流の強さの單位を C. G. S. の電磁單位といふ。

この力の方向を示すため左手の規則と云ふのがある。第 26 圖の如く左手の三本の指により 磁極への方



第 23 圖

向 電流の向 力の方向の間の關係が示される。

一つの実験問題として Biot 及 Savart が実験した圓形の電流がその圓の中心にある強さ m の磁極に及ぼす力を計算して見よう。

$$\begin{aligned} \sum \frac{mis}{Cr^2} &= \frac{mi}{Cr^2} \sum s \\ &= \frac{2\pi rmi}{Cr^2} \\ &= \frac{2\pi mi}{Cr} \end{aligned}$$

すべてが C.G.S. 単位で i も C.G.S. 電磁單位で表はされてあると この力の大きさは

$$\frac{2\pi mi}{r} \text{ dyne}$$

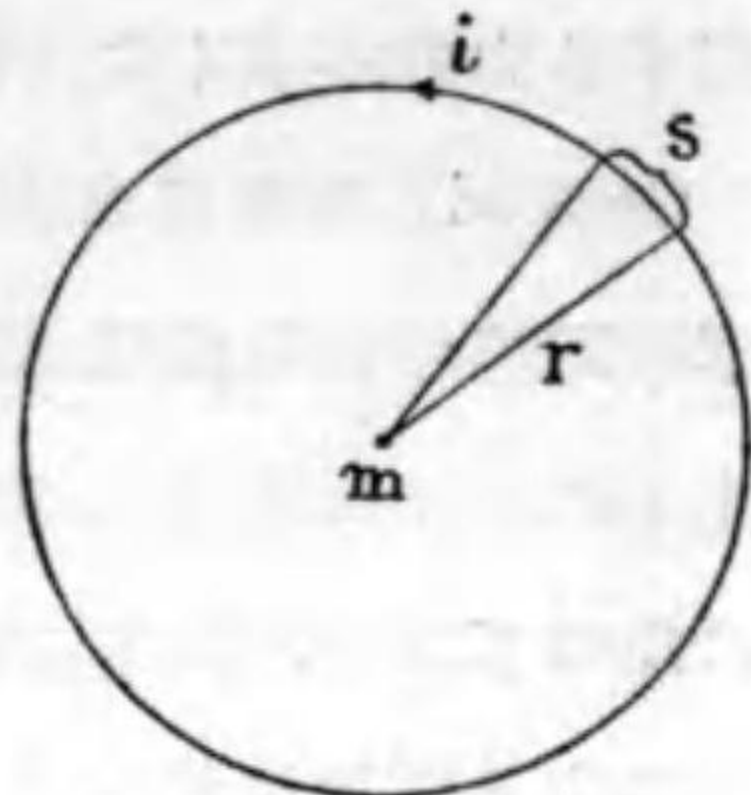
で 此の紙面の上方に向ふ。

次の節に述べるやうに この結果を用ひ 電流より磁極に作用する力を測つて元の電流の強さを求むる電流計が出来る。

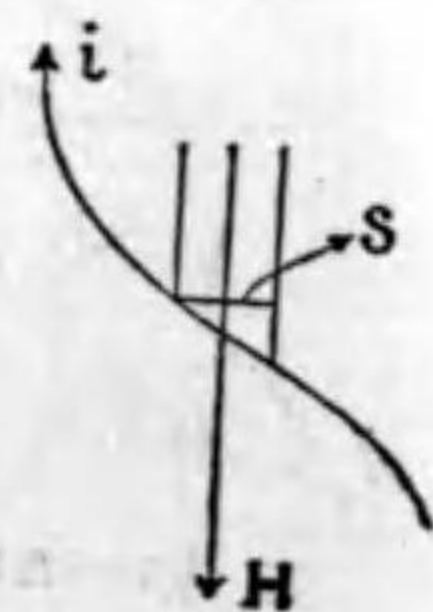
尙 電流より磁極へ作用する力の反作用として 逆に m 磁極より電流に作用する力がある筈で それも上述の Biot-Savart の式

$$\frac{mis}{Cr^2}$$

で計算し得るわけである。即ち $\frac{m}{r^2}$ は m 磁極が s の位置に生ずる磁場の強さで H と書き この H が 一個の磁極によるものみに止らず 幾つかの磁極による合力でも 又



第 27 圖



第 28 圖

他の電流等の如何なる組合せより生ずる磁場でも 磁場そのもの性質としては皆同一であると見ると その電流への作用は同様に

$$\frac{is}{C} H$$

で計算する。但し s は H の方向より見たる針金部分の長さである。又 力の方向は前に述べた左手の規則に於て 磁極への方向の代りに H の方向を入れてそのまゝこゝに用ひられ 上圖の場合では s と H に垂直で紙の上に向ふ。

第 29 圖の如く針金を輪にし 左方に向ふ磁場内 (強さ H) で 細い 撚りのない絹絲に吊して電流を通すと 電流は磁場よりの作用を受け 輪の左方の部分は手前に 右方の部分は向へと廻り 輪の面が磁場に垂直にならうとする。これも亦電流を測定するに用ひられる原理で 次の節に述べる可動コイル電流計の如きはそれである。

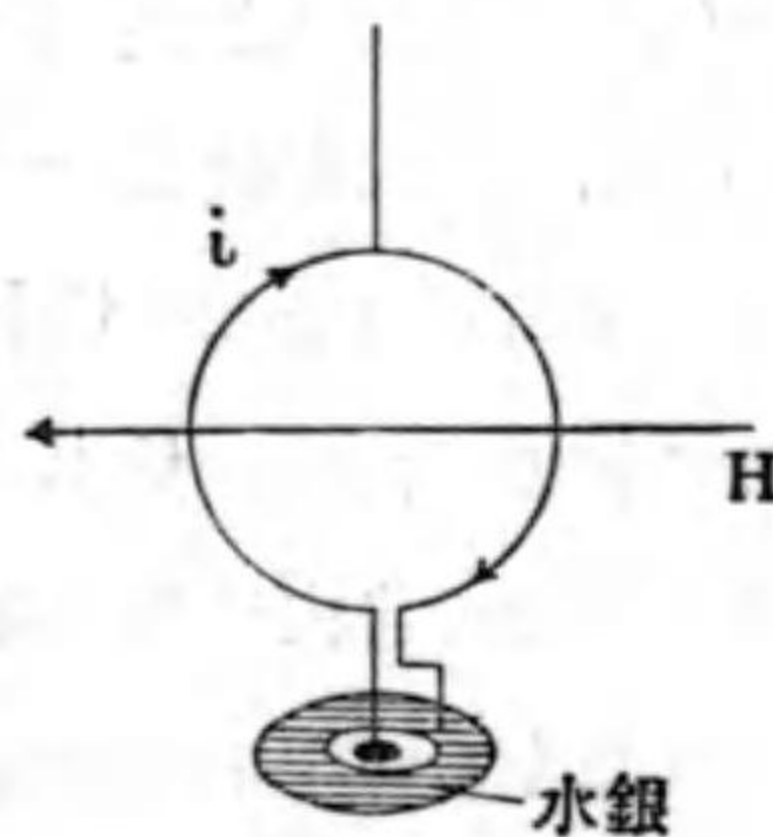
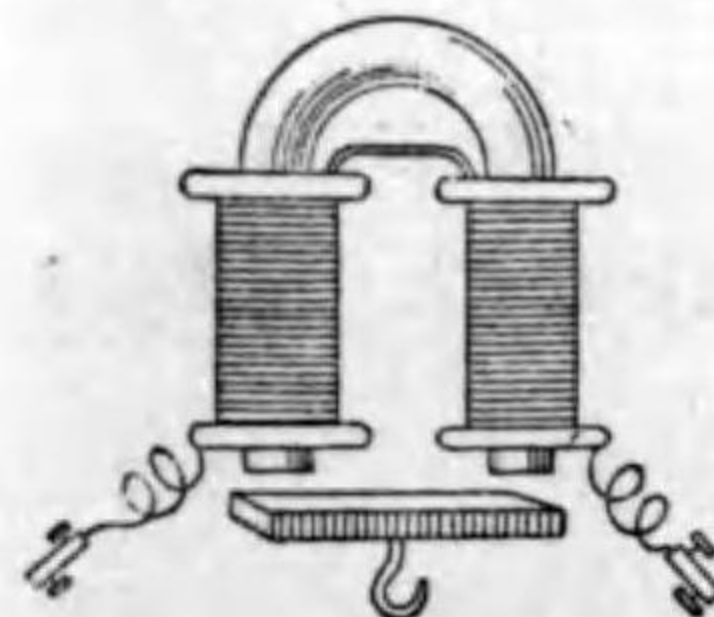


圖 29 圖

電 磁 石

電流を通した Coil の中の軟鐵片は電流の通つてゐる間だけ磁石となり電流を断つと直ちに磁氣を失ふ。かくの如く 軟鐵棒に Coil を巻いて電流を通し一時磁石にする装置を電磁石



第 50 圖

と云ふ。その小さいものは 電鈴 電信電話器 の主要な構成部分であり 又 その大きなものは 工場などで鐵材等を運搬するに用ひられる。軟鐵の代りに鋼鐵を入れて強い電流を通し強い永久磁石を造ることが出来る。

20. 電 流 計

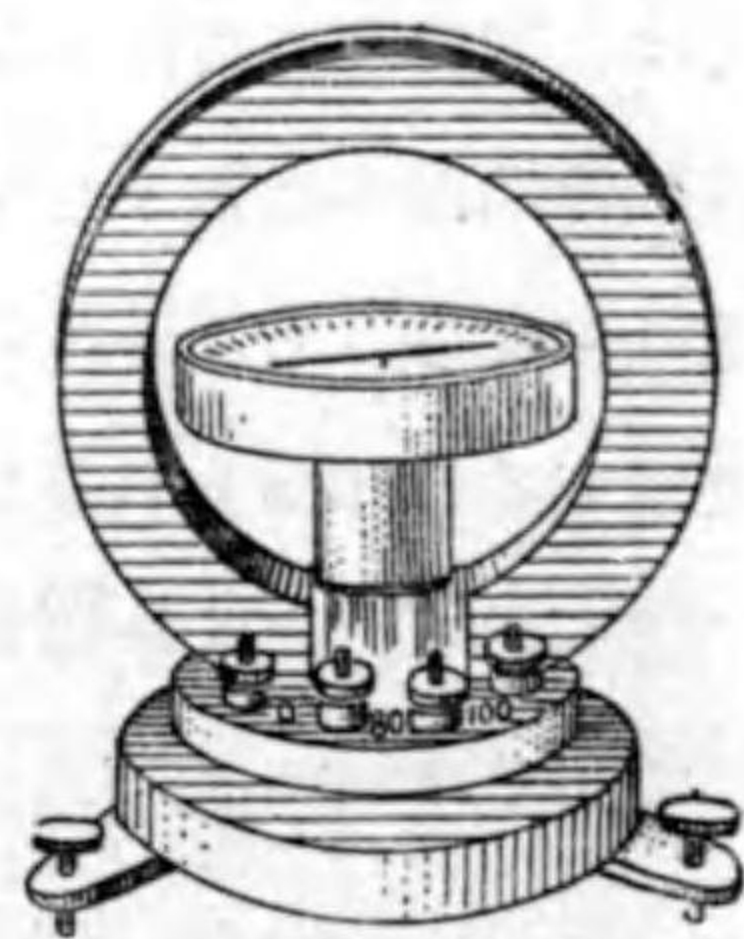
前節にも述べたやうに電流と磁極との間に作用する力が電流の強さに比例することを用ひて その電流の強さを知ることが出来 各種の電流計が製作されてゐる。

(1) 正 切 電 流 計

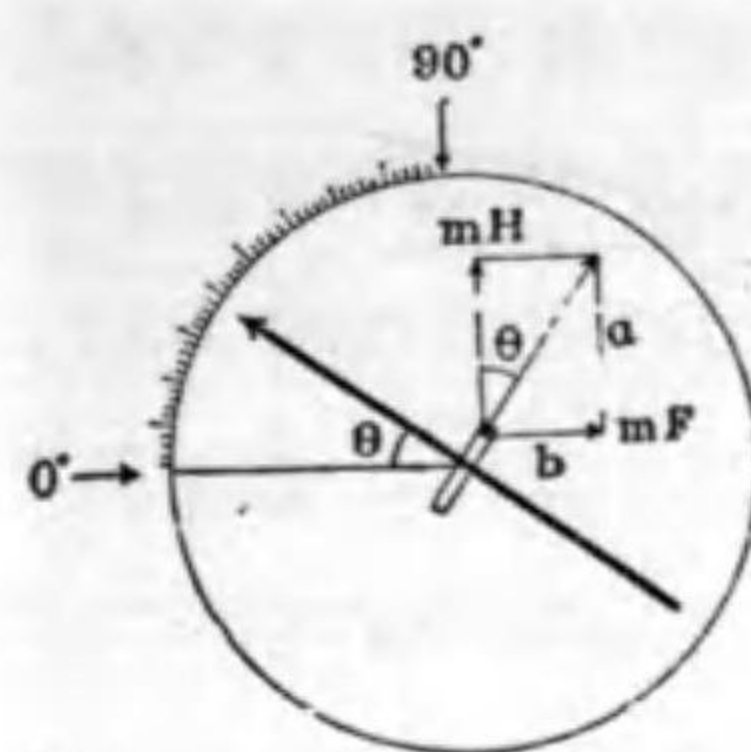
圖は 正切電流計で 電流の磁氣作用を顯著にするために針金を幾回も巻いた Coil を豎の圓い枠に納めてある。Coil の中心には 水平面内で自由に廻る磁針があり これは強くて短かいもので 針の方向を知るには この軸に垂直に附けた長い指針による。前節の例で述べたやうに Coil の面を地磁氣の子午面に一致せしめて (即ち 電流を通じないとき 指針が 0 を指すやうな位置にし) 電流を通すと 電流による磁場の強さは Coil の中心で

$$F = \frac{2\pi ni}{r}$$

但し r は Coil の半径 n は その巻數 i は電流



第 31 圖



第 32 圖

の強さである。これが磁極に作用する力 mF と地磁氣の水平分力のため磁極が受ける力 mH の比

$$\frac{mF}{mH} = \frac{2\pi ni}{rH}$$

は磁針の方向よりわかるもので 第 32 圖の直角三角形の二邊の比 $\frac{b}{a}$

に等しいから この關係より電流の強さ i がわかる。即ち

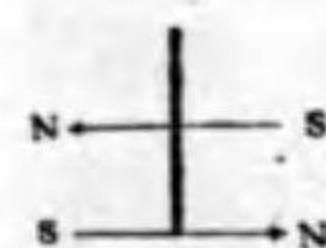
$$i = \frac{rH}{2\pi n} \cdot \frac{b}{a}$$

即ち 此の電流計では電流の強さ i は $\frac{b}{a}$ に比例する。正切電流計の名は $\frac{b}{a}$ なる比が 三角法で言ふ角 θ の正切 $\tan\theta$ であることによるのである。

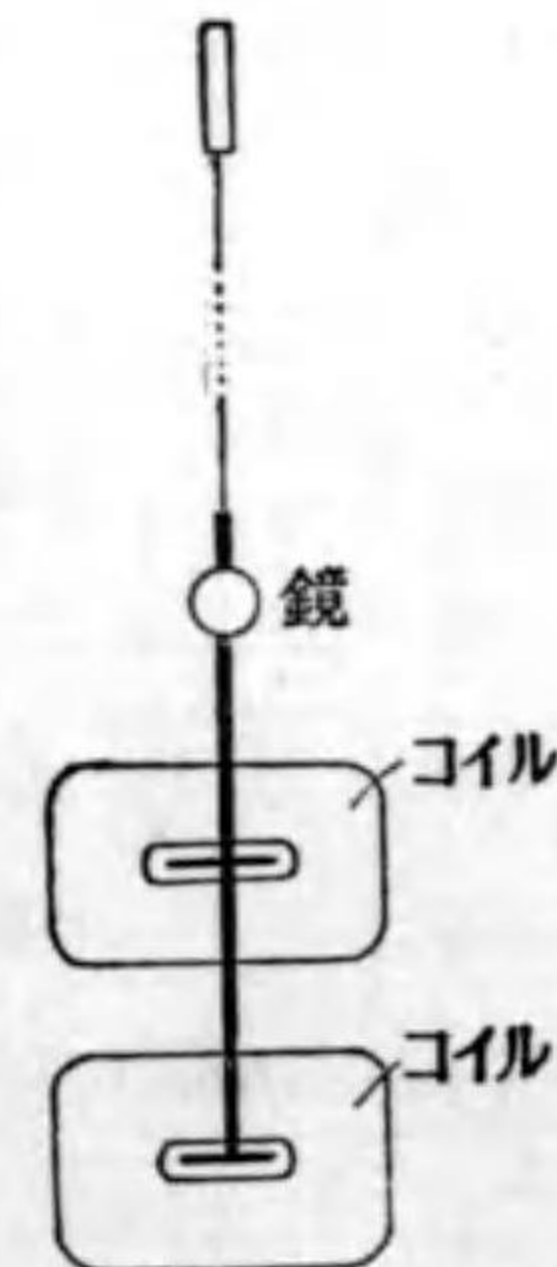
(2) 不 定 位 磁 針 電 流 計

二本の全く等しい磁針を 第 33 圖の如く 一本の棒に正反對の向きに固定し 之れを細い針金で吊すときは地磁氣からの廻轉作用は二本の磁針に於て全く正反對であるから磁針は常に針金の捻れない位置で静止する。この組合せ磁針を不定位磁針と云ふ。

前後上下に四個の Coil をおき その中間に不定位磁針を吊し 上下の Coil を通る電流の向は逆になるやうに連結しおくと

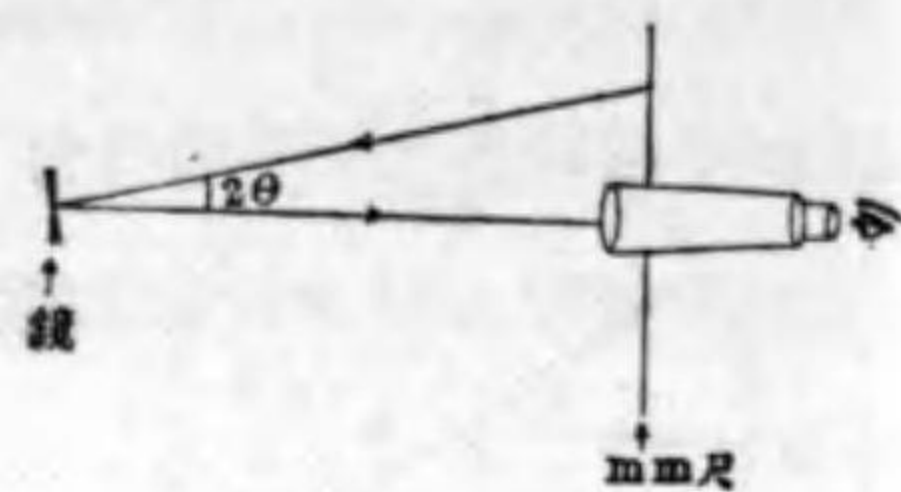


第 33 圖



第 34 圖

電流より作用する力の能率は上下の磁針で同じ向きになり これと磁針を吊す細い針金の捻れが丁度釣合ふ位置で針は止る。このとき捻れの角は電流より作用する能率

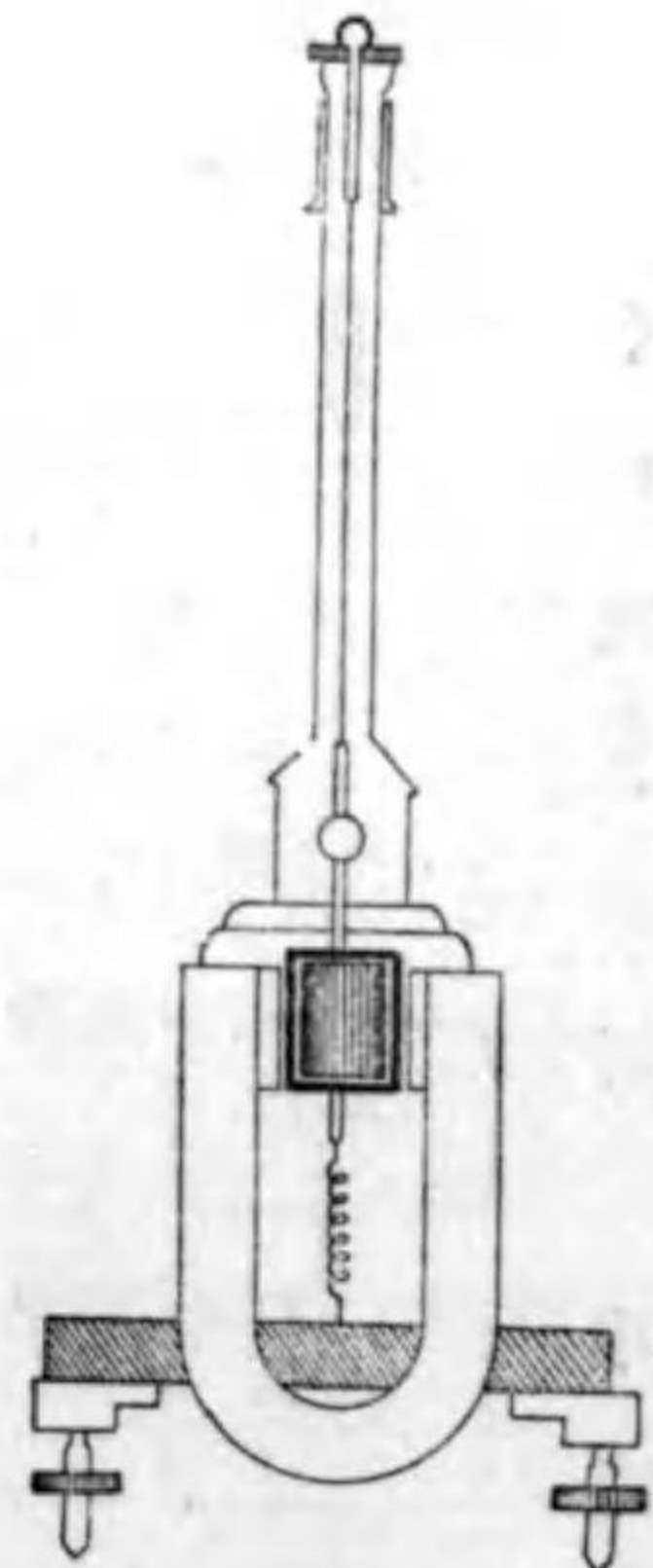


第 35 圖

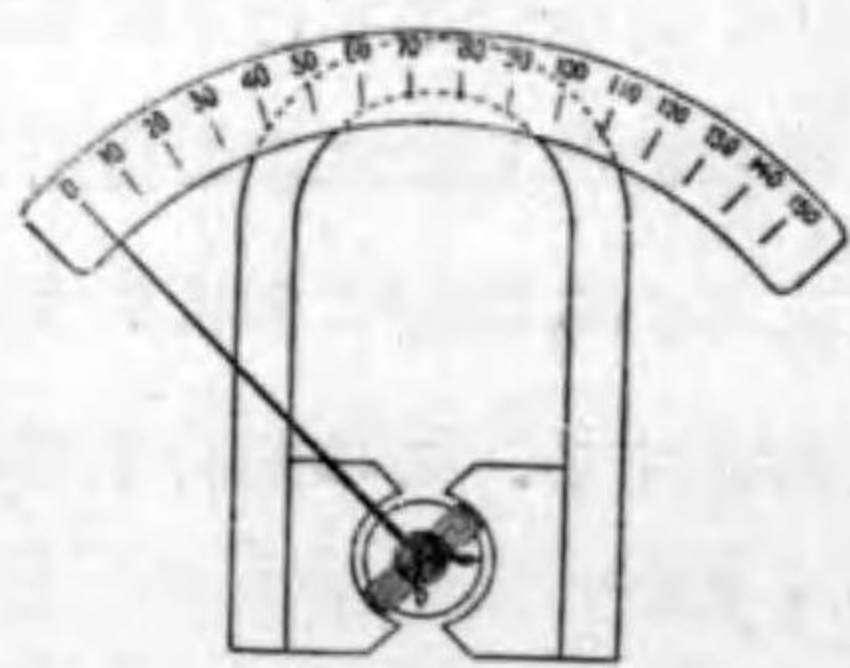
に比例するから この角を針の上につけた鏡をのぞいて測り電流の強さを知ることが出来る。この角度を測るには一米程の距離より望遠鏡上に附けたる mm 尺を読むのである。

(3) 可動コイル電流計

馬蹄形の永久磁石の極の間の磁場に 小さい Coil を吊しこれに電流を通すとき Coil が磁場より受ける力の廻轉能率と Coil を吊す細い針金の捻れの弾力とが釣り合つて止るときの傾きの角を尺度として 流れる電流の強さを知る。



第 36 圖



第 37 圖

Coil が受ける力を大きく 又 磁場をなるべく一様の強さにするため 兩磁極の中間に軟鐵片をおき そのまはりの隙間を Coil が廻轉し得るやうにしたものもある。

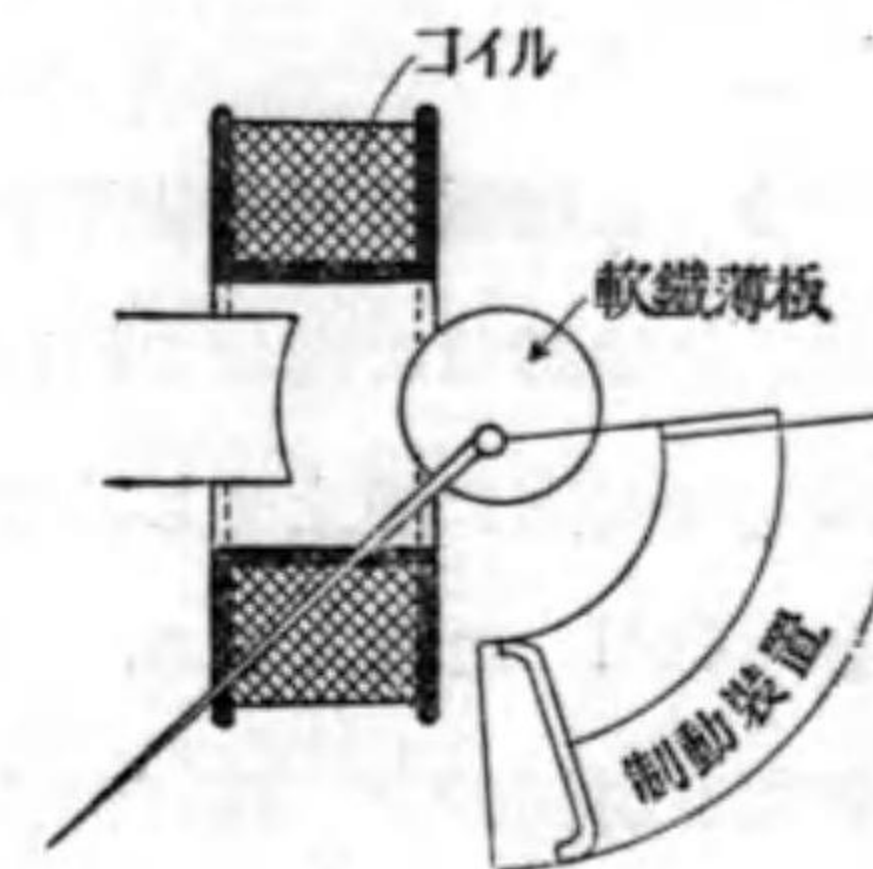
可動コイル式には 細い針金で吊す代

りに針の尖端で軽く支へ 力の能率は Spring で釣り合せたものもある。(第 37 圖)

(4) 簡單なる交直流用電流計

上に述べたものに於ては 電流の向が逆になると力も逆になり 所謂交流の如く 一秒間に數十回電流の向が變るものには用をなさぬ。第 38 圖は交流或は直流何れにも用ひられる電流計の一つで 簡單なるため精確を

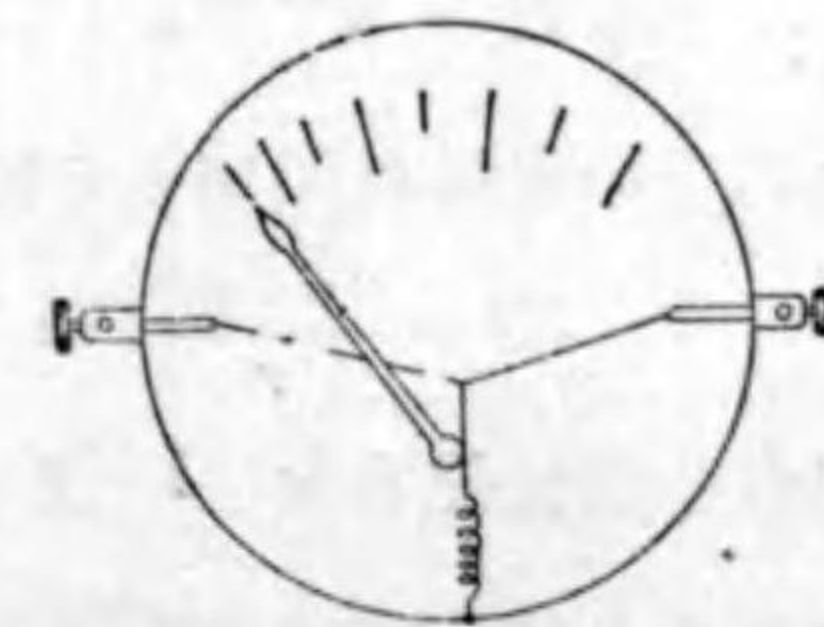
要しないところにはよく用ひられる。測るべき電流の通る Coil は軟鐵板のはいる隙間だけを密に巻いてある。Coil に電流を通すと その向きの如何に拘らず常に軟鐵薄板は Coil の内に吸



第 33 圖

ひ込まれる。その力を尺度として電流の強さが決定されるのであるが 針の激しい運動を制するために制動装置 (Air damper) をつけてある。

次章に述べるやうに針金に電流を通すと針金は熱せられて伸びる。これも電流の向きに無關係であるから その伸び方に依り電流の強さを示すことが出来る。



第 39 圖

21. 放電電氣量の測定

電流なるものを或る電氣量の通過するものと見るならば 1 電磁單位の電流が幾靜電單位の電氣量を運ぶかは興味ある問題である。

蓄電器に蓄へられたる電氣量を 電流計を通して放電してその全量を測定することが出来る。特に 此の目的のために用ひる電流計には 慣性能率の大きな磁石が吊してあり 彈動電流計と云ふ。

(1) 正切電流計を使用するときと同じやうに 電流計の Coil を地磁氣の南北の鉛直面内に立て 従つて 又 磁石も Coil の面内に靜止せしめて蓄電器につなぎおき その放電電流を Coil に導入する。

放電は瞬間的に 磁石が始めの位置を出ない間に完了するのであるが その小時間内に於ても電流の強さは變る 放電の途中で電流の強さ i C.G.S. 電磁單位 なるとき Coil より 磁極に作用する力 K は 前節に計算したやうに

$$K = \frac{2\pi mn}{r} i$$

この力の廻轉軸の周りの能率は

$$Kl = \frac{2\pi mnli}{r} = \frac{2\pi nM}{r} i$$

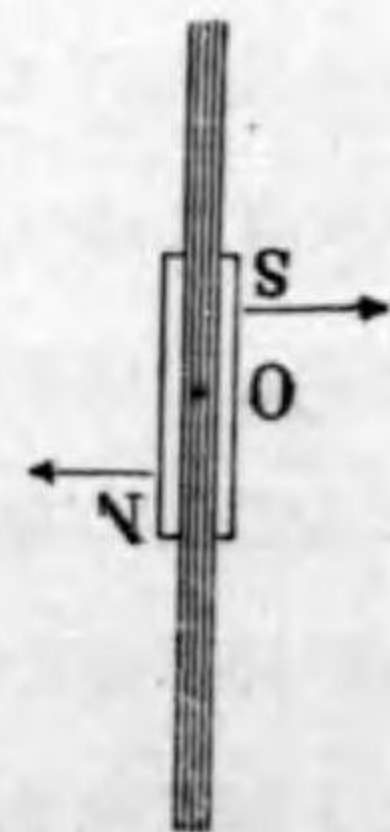
磁石の慣性能率を I このときの角速度を ω

とすると角運動量の定理に依り

$$I(\omega' - \omega) = \frac{2\pi nM}{r} i\tau$$

これは τ なる小時間内に $i\tau$ なる電氣が通過

し 角速度が ω より ω' に變るその關係を示して居るもの



第 40 圖

で τ 時間の角速度の變化は その間に通る電氣量 $i\tau$ の $\frac{2\pi nM}{rI}$ 倍である。此の關係より

$$\Sigma(\omega' - \omega) = \frac{2\pi nM}{rI} \Sigma i\tau$$

角速度は 0 より始まり放電の完了の際 ω_0 となるとすれば 此の式の左邊が ω_0 に等しく 又 $\Sigma i\tau$ は放電せる全電氣量 Q であるから 此の式は

$$\omega_0 = \frac{2\pi nM}{rI} Q$$

(2) 次に 放電が完了したる後の磁石の運動をしらべる。この廻轉運動は 角速度が ω_0 より始まり ω が段々小さくなつてつひに止る。

力の能率としては 今度は地磁氣より作用する mH によるもので 兩極のを合せると

$$2mHy$$

角運動量の定理は

$$I(\omega_1 - \omega_2) = 2mHy\tau$$

τ なる小時間中に角速度は此の式に

より ω_1 より ω_2 に減ずる。 ω_1

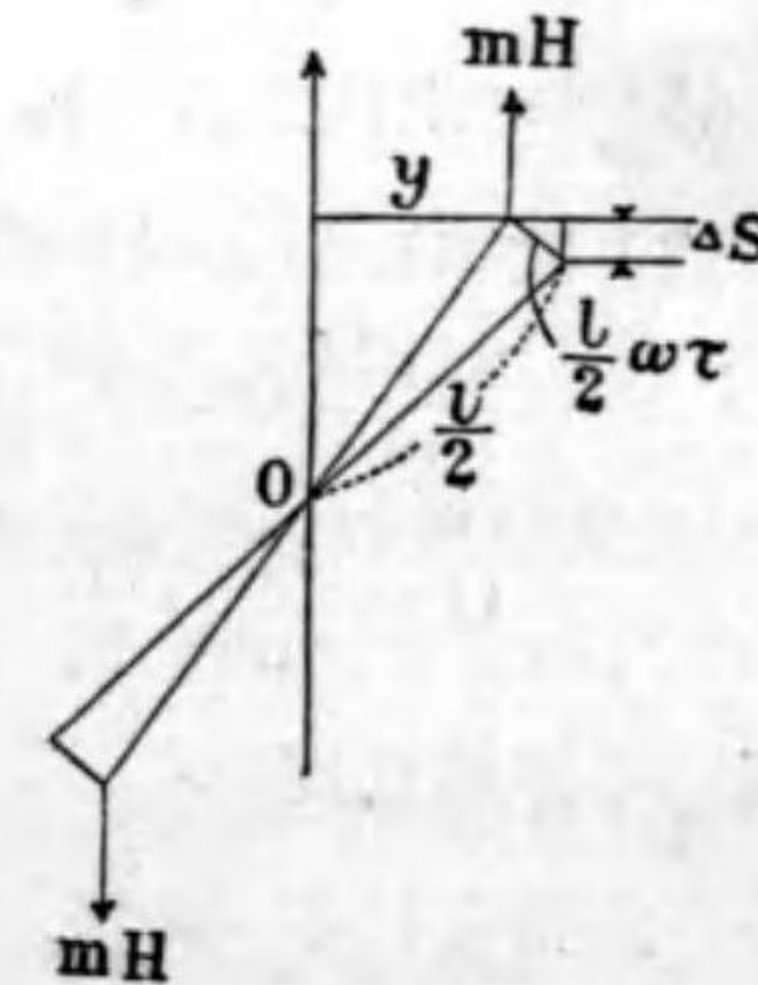
と ω_2 の平均値を

$$\omega = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$$

とし 之れを上式に乘じ

$$\frac{1}{2} I(\omega_1^2 - \omega_2^2) = 2mHy\omega\tau$$

別に 第 41 圖より



第 41 圖

$$\frac{\Delta s}{\frac{1}{2}l\omega\tau} = \frac{y}{\frac{1}{2}l}$$

$$\therefore y\omega\tau = \Delta s$$

之れを代入して

$$I(\omega_1^2 - \omega_2^2) = 4mH\Delta s$$

角速度が ω_0 より 0 になるまでこの式を加へ合せ

$$\Delta I(\omega_1^2 - \omega_2^2) = 4mH\Delta s$$

$$I\omega_0^2 = 4mHs$$

$$\omega_0^2 = \frac{4mH}{I}s$$

第 42 圖に示したる直角三角形で

$$s = \frac{b^2}{l}$$

之れを ω_0^2 の式に入れ

$$\omega_0 = \frac{2b}{l} \sqrt{\frac{MH}{I}}$$

(1) で求めたる α_0 の値と (2) で求めたる α_0 のこの値とは等しかるべき筈故 二式より

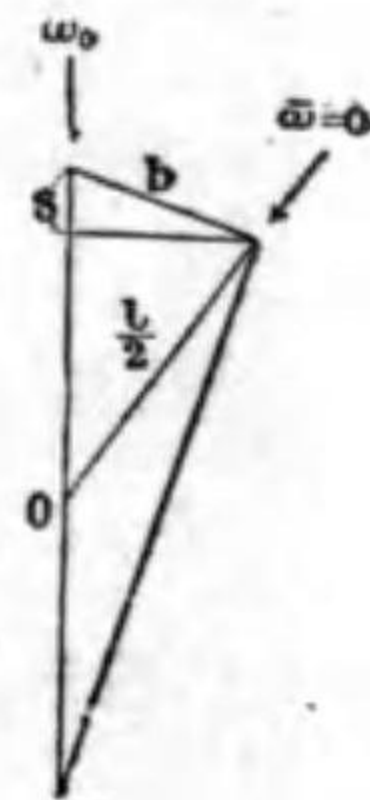
$$\frac{2\tau nM}{rI} Q = \frac{2b}{l} \sqrt{\frac{MH}{I}}$$

$$\therefore Q = \frac{rb}{\pi nI} \sqrt{\frac{IH}{M}}$$

磁石の廻轉速度 ω が 0 になつたときの その傾きより $\frac{b}{l}$ が得られる。尙ほ 第 4 節の實驗 2 の時と同じやうに 電流を通さないで磁石を小さく振動させると その周期は

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{MH}}$$

この T を測り



第 42 圖

$$Q = \frac{rbHT}{2\pi^2nl}$$

により放電する全電氣量 Q を C. G. S. 電磁單位を以て決定することが出来る。

今述べたやうな正切電流計の形式にする代りに 可動コイルの形式によつても同様の彈動電流計が得られる。そのときは地磁氣によらないで Coil を吊す線條の彈性で $\omega = 0$ に迄達せしめる。

電氣量が放電する前 蓄電器中にあるとき 其の全量を C. G. S. 靜電單位で測ることが出来れば 電氣量の兩 C. G. S. 單位の大きさを比較することが出来るわけである。Weber 及 Kohlrausch は 1856 年に今述べたやうにして電氣量の電磁單位と靜電單位とを比較して見て それまで嘗て物理學者の知らなかつた驚くべき新事實にぶつかつた。即ち 前者の方が

$$3.1 \times 10^{10} \frac{cm}{sec}$$

倍大なることである。今日の精密なる値は

$$2.9978 \times 10^{10} \frac{cm}{sec}$$

之れは Michelson 等に依つて精しく測定された光の速さ

$$2.99774 \times 10^{10} \frac{cm}{sec}$$

とよく一致し 光と電磁氣の間に密接なる關係の存することを暗示するものである。

精密を要しないときは 1 電磁單位の電流 或は 電氣量は 3×10^{10} 靜電單位と等しく 従つて 實用單位の 1 ampere 或は 1 coulomb の 10 倍の大きさである。

22. 感應電流

Oersted が電流の磁氣作用を發見したのに刺戟された多くの研究が行はれたが Faraday は 1831 年に至り 磁石 又は電流により磁場を變化せしめて 新たに電流を誘發し得ることを發見した。之れ感應電流である。Coil の内に感應により生ずる電流は この近くにある磁石 或は 第一次の電流の強さが變化し 又は 位置の變化が持續してゐる間だけ流れ 而も其の電流は原因たるべき變化の急激なる程強いことも認められた。現今用ひられる大小の發電機 及 變壓機等はすべてこの電磁感應の理を應用したものである。

1834 年には Lenz により感應電流の方向に關する法則が發見された。それによると

感應によつて生ずる電流は 自分自身の磁氣作用のために原因たる電流 又は 磁極の運動若くは變化が妨げられるやうな向きに流れる。

これが Lenz の法則である。

第 43 圖は 磁石棒

及 電流を通した

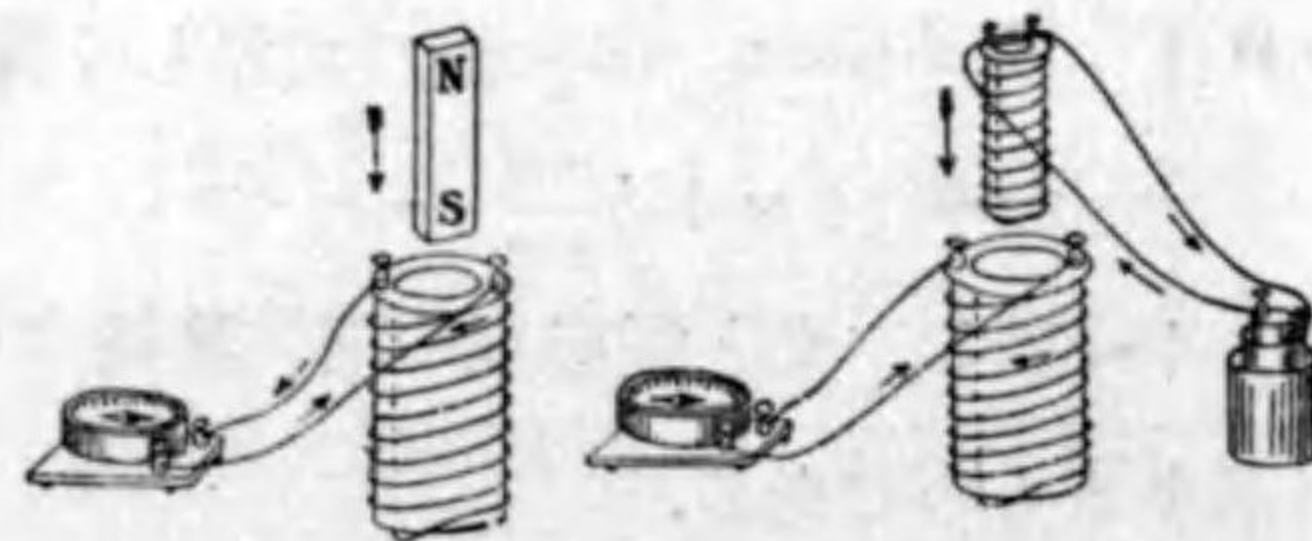
Coil を動かすとき

生ずる感應電流の方

向を示したものであ

るが 第一次のコイルの電流の向を逆にし 又は磁石の極の

N S を逆にして動かすと感應電流も圖とは逆に流れ 又



第 43 圖

動かす方向が反對になると 又 感應電流の方向が逆になる。

電流の相互感應と自己感應

第一の Coil を第二の Coil の内に入れておいて 第一次 Coil の電流を増すと 第二次 Coil に起る感應電流は 第一次電流とは反對の向きに 又 第一次 Coil の電流を減ずると 第二次 Coil に起る感應電流は第一次電流と同じ向きに流れる。これ等は 二つの Coil 相互の間に起る電磁感應であるので これを電流の相互感應と云ふ。只一つの Coil がある場合にも その内を流れる電流の強さを増減するときその Coil の磁場の強さも増減するから Lenz の法則で示される方向に感應電流を生じ それだけ原の電流につけ加はる

(實は原の變化を補ふ) ことになる。この現象を電流の自己感應といふ。

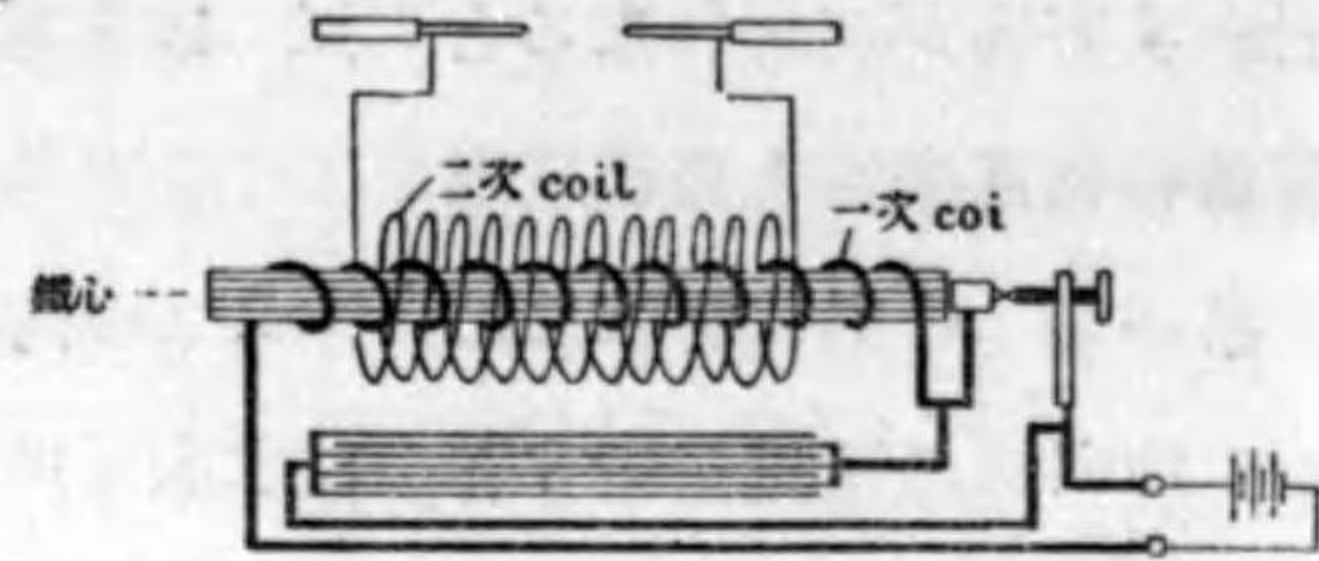
23. 感應コイル

感應コイルは 相互感應の原理により高電位差の電流を得る装置である。

元來 感應により針金の内に電流の生ずるのは 針金の周りの磁場が變るために針金に沿つて電氣力が現はれるための結果と見るべきである。而して その針金に沿つて “+1” の電氣量を移動せしめた時の仕事が其の間の電位差で これを感應により誘發される電動力と云ふ。

それで 相互感應に於ては 第一次 Coil の電流の變化に

伴ひ 第二次 Coil
の針金一卷毎に同じ
電位差を生ずるから
Coil の兩端に誘導
される電位差は巻數
に比例する。



第 44 圖

感應コイルに於ては 第一次 Coil は太い針金を絶縁して軟鐵の心棒に數十回巻きつけたものであるが 第二次 Coil の巻數を著しく多く 數萬巻にしてこれにより先づ電位差を高めることに努める。

次に第一次の電流を變化せしむるには 一次電流自身を斷續する。第一次 Coil に電流が通つてゐる間は心棒が斷續器の軟鐵片を引き 電流が切れると軟鐵片を支へるバネの力で元に戻り電流は自ら斷續する故 その度毎に 第二次 Coil の兩端に高電位差を生ずる。

Coil の内にある軟鐵心は相互感應を大きくするために入れたものであるが 又 第一次 Coil の自己感應をも大きくし斷續に際して第一次電流の變化を妨げる。それがために 斷續器が閉ぢても瞬間的に大きな電流にはならないし 又 斷續器が開いても一次電流が直ちに切れなくて斷續器のところに生ずる火花を通して尙流れようとする。そこで 圖の如く 斷續器に並列に適當な蓄電器を入れ火花を通して流れようとする電氣量をこの蓄電器に導入し 第一次電流がなるべく速やかに切斷

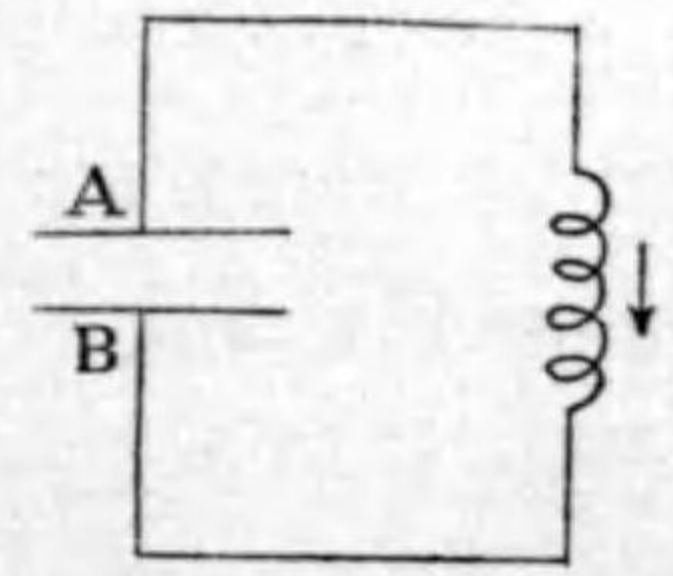
されるやうにして 斷續器が閉ぢるときに比し遙かに高電位差を得せしめる。

かくして 第二次 Coil の兩端には 兎も角 交流的の電壓が起るのであるが 長い電氣火花などは斷續器の切れるとき生ずる高電位差に際して飛ぶので その高電壓の電流は一方向である。これに反し 變壓機は 第一次 Coil に交流を通し主として 第一次 Coil と第二次 Coil の巻數の比を加減して種々の電壓の交流を得るやうにした装置である。

24. 電氣振動

普通 市中の電燈線に送られる電流は 一秒間に 50 とか 60 の割合で流れの方向の變る電氣振動である。19 世紀の中頃 蓄電器の兩板を高電位差に荷電した後 之れを細い針金で結ぶことにより非常に速い電氣振動が得られた。

蓄電器の A 板が +, B 板が - に荷電され 之れを細い針金でつないでからのことを考へると その電氣は 先づ 針金を通して A 板より B 板に向つて流れ それに従つて兩板の電位差は段々減少し 蓄電器板に電氣量がなくなるときが来る。

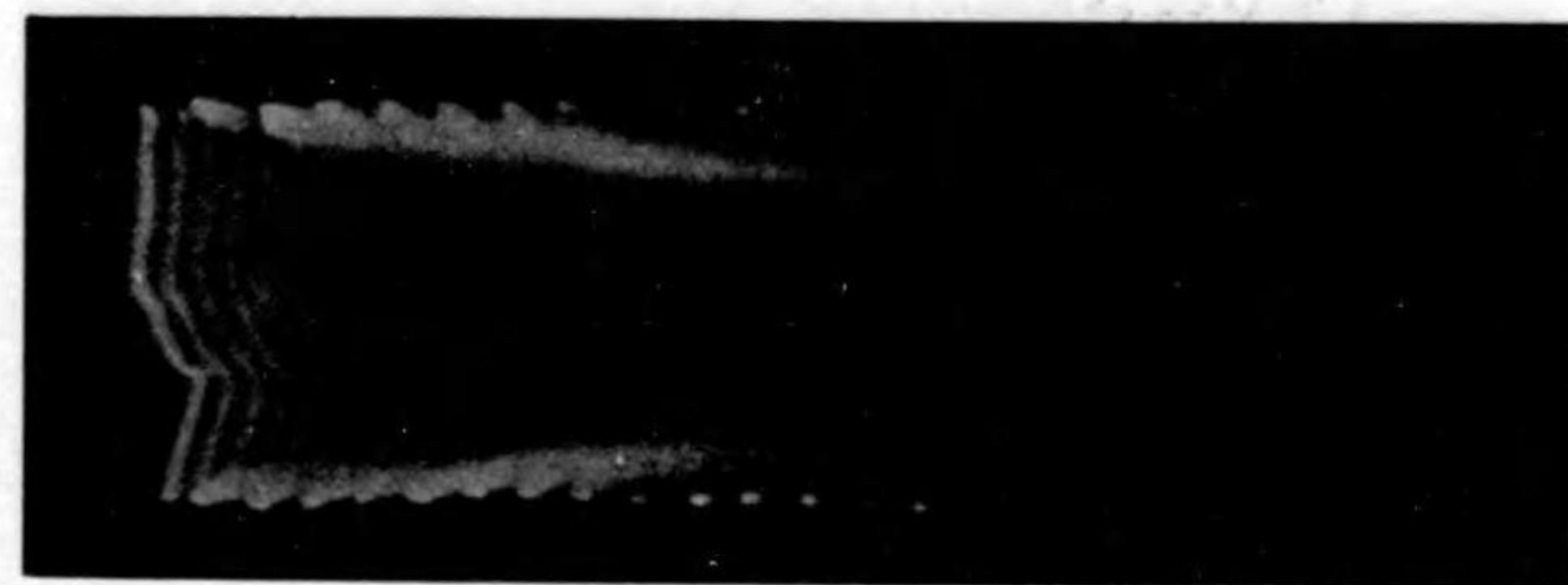


第 45 圖

このとき 針金の自己感應あるため電流は尙も同じ向きに流れ續け 其の後は A 板が - に B 板が + に荷電されて行く。針金の自己感應係數の大きい程 此の傾向は大きい。

Leyden 瓶を用ひて振動性電氣火花を飛ばし
(Feddersen の電氣火花) 之れを廻轉鏡を以
て反射して寫眞を撮つて見たもの。

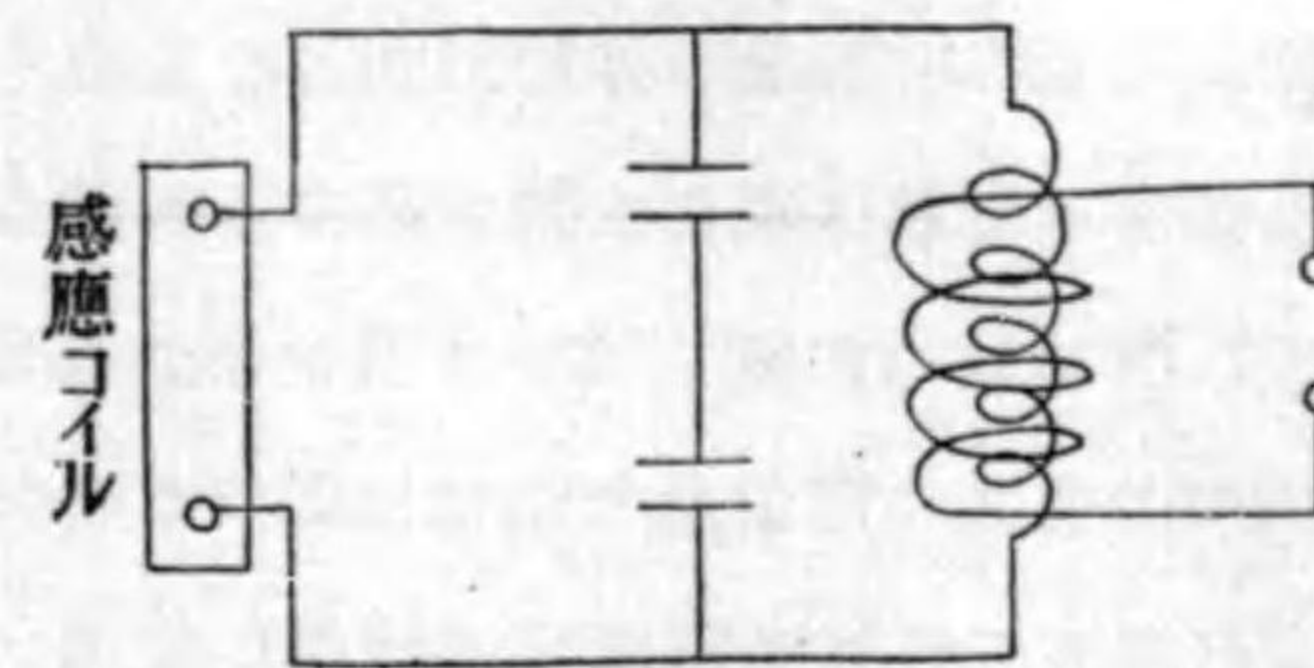
陰極として Start する方の極が特に光輝
強く 火花電流の向きが一回毎に變る様
が認められる。



此の電流がつひに止まると 次には逆の電流が流れ初め 以後同様のことを繰り返へして 電氣振動となるのである。1850年には W Thomson が之れを計算し 蓄電器の容量 針金の自己感應の小さい程振動が速いことを示した。

1900 年頃 Tesla が示した方法によると振動数の頗る大きく 而も 電位差の大きい振動電流が得られる。感應コイル

の第二次 Coil の
 両端を Leyden 瓶
 につなぎ 之れに絶
 えず高電壓を送り
 この Leyden 瓶よ



第 46 圖

りは同時に太い銅線
 を出して Tesla coil の巻数少き第一次 Coil となし その
 外に巻く第二次 Coil の両端を離しておくと そこから
 Brush 放電が出るやうになる。Geissler 管や Neon 管を
 近づけると直接電流を通さないのに光る。

第四章 電流の Energy

25. Ohm の法則

電場内の二ヶ所にある導體が電位異なるとき これ等を一本の針金で結ぶと電氣量は高電位より低電位に流れ 両者が同電位になつて電氣量の移動が止む。このとき 放電電流をなして動移する電氣量は 物體が高きより低きに落下する如く 位置の Energy の高い所より低い所へと移動したのである。若し二つの導體の電位差を一定に保つことが出来ると これをつなぐ針金には絶えず電氣量の移動が續く。Volta はその手と段なる電池を作つたのであつた。

二つの水溜めの水位の差を一定に保つて種々の管でつなぐとき 同一時間に管内を流れる水の量は其の太さや長さにより異なる。このとき流れを妨げようとする粘性の作用は 管が細い程 又 長い程大きい。

Ohm (1826) は導線を通る電流の強さと その兩端に於ける電位差を實測し 同一の導線については其の比が常に一定なることを確めた。此の事實を Ohm の法則と呼び 電位差と電流の強さの比は導線の質及形状による量で その導線の電氣抵抗と云ふ。1 volt の電位差で 1 ampere 通るものを實用單位とし 1 ohm と云ふ。針金の抵抗を R ohm その兩端の電位差を V volt そのとき通る電流の強さを I ampere とす

ると Ohm の法則は

$$R = \frac{E}{I} = \text{一定}$$

なる式で示される。

電流の源の電壓が與へられてゐて それより得る電流の強さを加減するには 丈夫な適當な針金の抵抗器を用ひればよい。

比 抵 抗

針金の電氣抵抗の値を決定するには その兩端を一定の既知の電位差に保ち置き その針金の中を通る電流の強さを測ればよい。針金の抵抗が その太さや長さで何う變るかをしらべて見ると 一樣の太さの針金ならば 抵抗の値はその長さに比例し その切斷面積に逆比例し 長さを l 斷面積を A とすると

$$R = \sigma \frac{l}{A}$$

と書くことが出来る。

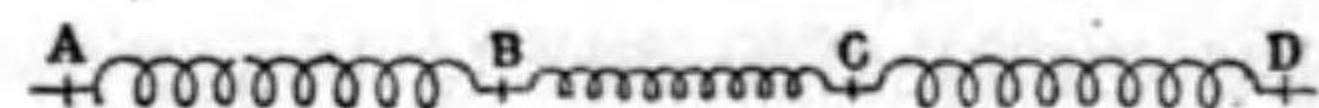
この比例常數 σ はその針金の質に特定な値を有し その物質の比抵抗と云ふ。これは その溫度でも變るし 合金などではその成分によつても變る。

	比 抵 抗			
	比 抵 抗 $\sigma \times 10^9$	溫度係數 $a \times 10^3$	熱傳導度 λ	$\sigma \lambda \times 10^4$
銀	0.016	+ 4.1	1.01	0.0162
銅	0.017	4.3	0.90	0.0153
亞鉛	0.060	4.2	0.27	0.0162

	$\sigma \times 10^4$	$a \times 10^3$	λ	$\sigma\lambda \times 10^4$
鐵	0.086	6.6	0.16	0.0155
白 金	0.107	3.9	0.17	0.0177
蒼 鉛	1.20	4.2	0.019	0.0228
マンガン	0.43	± 0.02		
コンスタンタン	0.50	± 0.05		

抵抗の組合せ

幾本かの抵抗線を順次に一行につなぐことを 行並び にすると云ふ。



第 47 圖

圖の如く 行並びにつないだ AB BC CD なる針金の抵抗を 夫々 $R_1 R_2 R_3$ とし A B C D に於ける電位を $V_A V_B V_C V_D$ 之れを流れる電流の強さを I とすると Ohm の法則により

$$V_A - V_B = R_1 I$$

$$V_B - V_C = R_2 I$$

$$V_C - V_D = R_3 I$$

故に

$$V_A - V_D = (R_1 + R_2 + R_3) I$$

かやうにつないだ三本の針金も全體として一つの抵抗線と見ることが出来る。これに就ても 矢張り Ohm の法則が成立す

べきで

$$R = (R_1 + R_2 + R_3)$$

がその電氣抵抗である。

これで見ると 一樣な太さの導線の抵抗がその長さに正比例するのは當然である。

幾本かの抵抗線の各の端を一束にして第 48 圖のやうにつな

ぐのを列並びと云ふ。今 n 本の

抵抗線を列並びにつなぎ 之れに

強さ I なる電流を通す。電流は

無論 n 本に分れるが各分流の強さの和は I となり

$$I = I_1 + I_2 + \dots + I_n$$

兩端 A B 間の電位差を V 支線の抵抗を 夫々 $R_1 R_2$

$\dots R_n$ とすると Ohm の法則により

$$I_1 = \frac{V}{R_1} \quad I_2 = \frac{V}{R_2} \quad \dots \quad I_n = \frac{V}{R_n}$$

$$\therefore I = \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dots + \frac{1}{R_n} \right) V$$

かくの如くつないだ全體としての電氣抵抗を R とすると

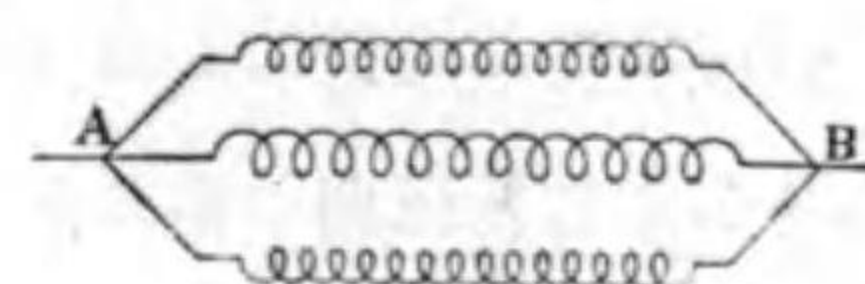
$$I = \frac{V}{R}$$

であるから

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dots + \frac{1}{R_n}$$

一樣なる太さの針金を細い n 本の同じ太さの針金の (その各の抵抗は r) 集りと考へて見ると

$$\frac{1}{R} = \frac{n}{r}$$



第 48 圖

$$\therefore R = \frac{r}{n}$$

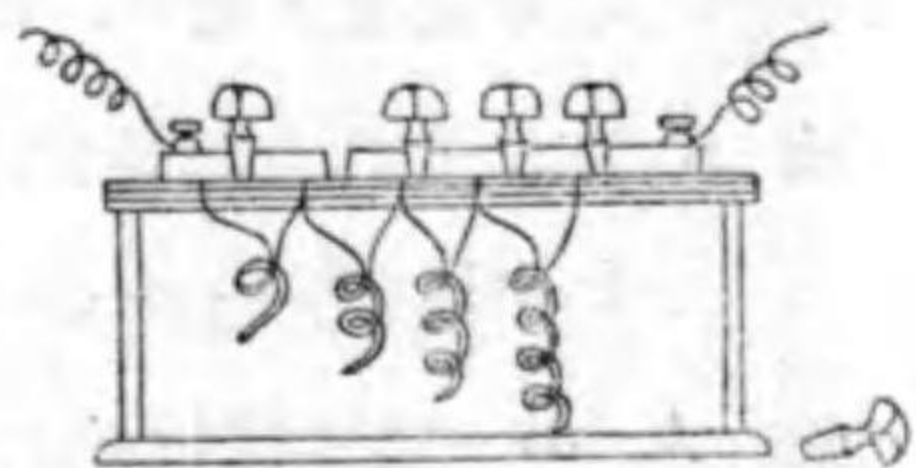
となり n 倍の太さの針金の抵抗は $\frac{1}{n}$ 倍になり、一様な太さの針金の電氣抵抗が切口の面積に逆比例する事が了解される。

26. 電氣抵抗の測定

抵抗箱

電氣抵抗その他の電氣測定に 抵抗の値の知れた抵抗線の組合せがあると便利であるが 抵抗箱がその用をなす。圖は抵抗箱の内部を示したもので その

主なる部分は厚い眞鍮片に切目を入れ それに列に Manganin の二重巻きの Coil を入れてある。Manganin は温度の變



第 49 圖

化に対する抵抗の變りが小さく 二重巻きにしておくと自己感應も小さく 又 電流を通したときその周囲に磁場を生じない。この眞鍮の切れ目には圓形の孔があり これにエポナイトの柄のついた眞鍮の栓が密に嵌まるやうになつてゐる。此の栓を抜めるとその抵抗は 0 になるが 栓を抜くと電流は下の Coil を通る。必要に應じ 適當に栓の抜かれたる抵抗の和だけの抵抗線として用ひられる。

Wheatstone 橋

電氣抵抗の大きさを比較するために 四つの抵抗線と 電流計 G 及び 電池を第 50 圖の如く連結せる電流の回路を

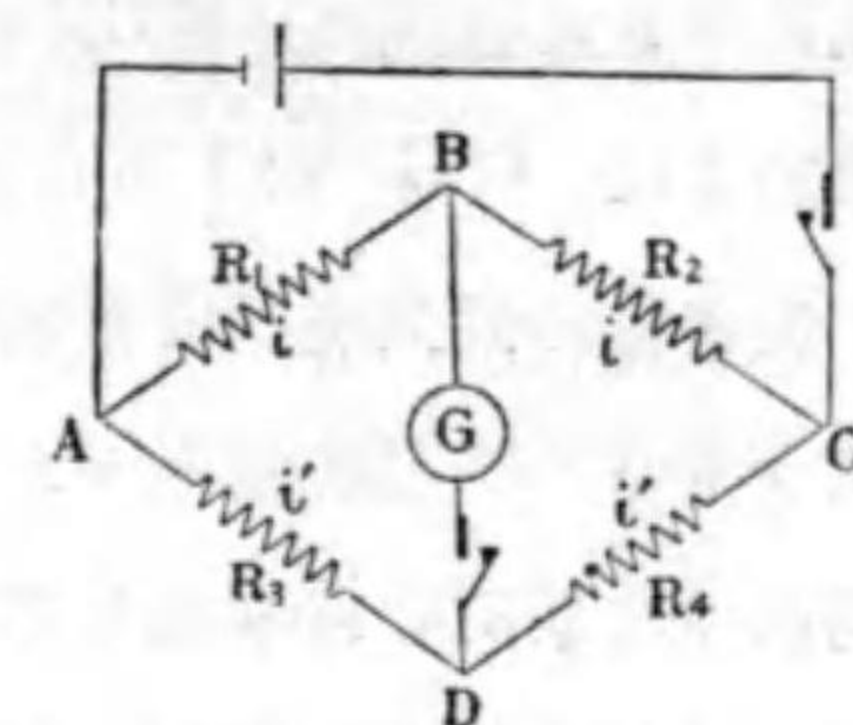
stone 橋と云ふ。今 A B C D 間の電氣抵抗 R_1 R_2 R_3 R_4 の値が G に電流が通らぬやうに適當に調節されたとすると AB 間の電流 i はそのまま BC 間を通り AD 間の電流と DC 間の電流とは強さ等しく 之れを i' とす。又 B と D とは同じ電位にある。Ohm の法則により

$$iR_1 = i'R_3$$

$$iR_2 = i'R_4$$

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{R_3}{R_4}$$

$$R_1 = \frac{R_3 R_2}{R_4}$$



第 50 圖

此の方法は 抵抗測定に用ひられ R_3 R_4 の比を一定にしておいて 電流計に電流が通らない様な R_2 を探すのである。

針金の兩端の電位差と 中を通る電流の強さを測つて抵抗の値を決定するときには 電位計 電流計の讀みを取らなければならぬが 此の方法では 電流計内を電流が通るか否かを判断するだけでよいから 電流計の讀みに少し位くるいなどがあつても差支へがない。但し 電流計があまり鋭敏でない場合に 大きな抵抗の組合せを用ひると そのときの電流の相當部分が電流計を通るとしても電流計があまり動かないから 實際 これで抵抗比較をするときはこれも注意しなければならぬ。

27. 電氣抵抗の温度による變化

タングステン電球の織條の抵抗を Wheatstone 橋で測ると

き 大きな抵抗の組合せにより弱い電流を通して求めた値は
 小さい抵抗の組合せにより強い電流を少し長い間通して求めた
 値よりは小さい。これは タングステンも一般金属線と同様に
 熱せられると電気抵抗を増すためである。銅の如き 500°C
 に於ける比抵抗は 0°C のときの 1.4 倍あり。-190°C
 に於ては 0°C のときの値の $\frac{1}{10}$ に過ぎない。

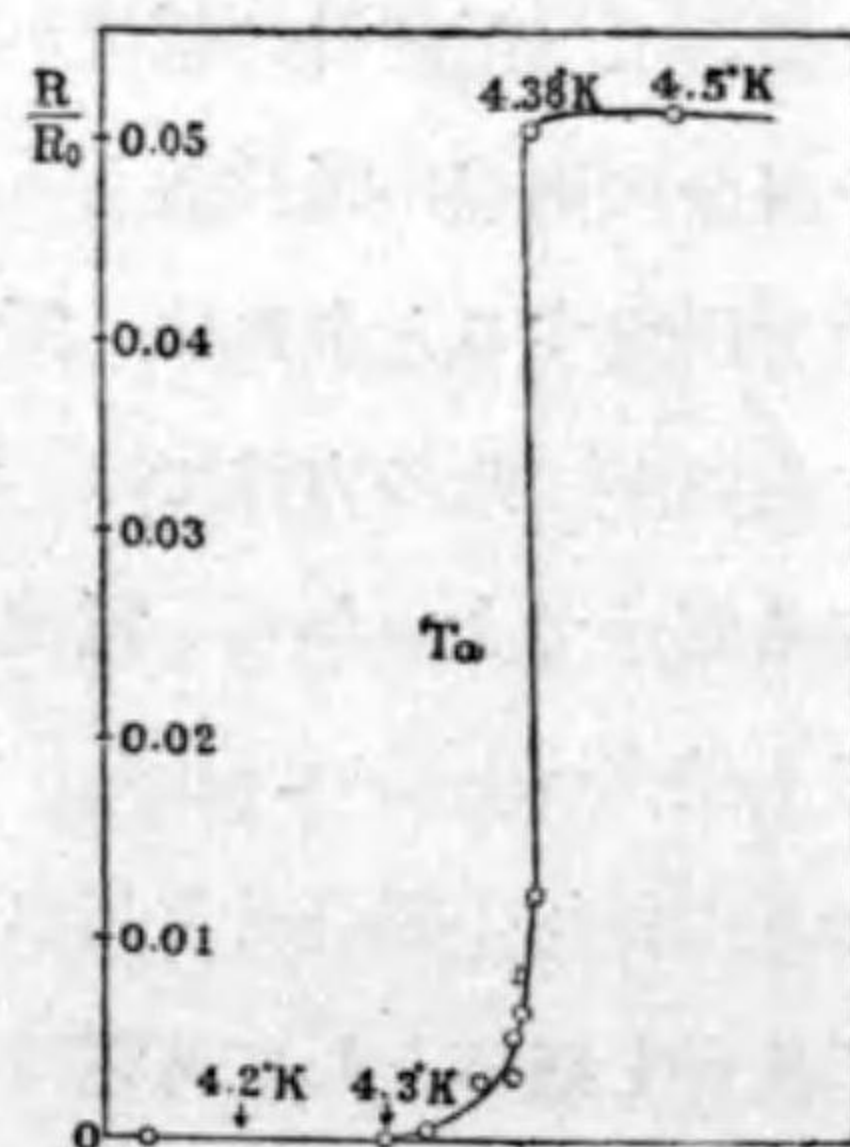
炭素線の電気抵抗は普通の金属線と異なり 温度昇ると共に
 減少する。同じ燭光のタングステン電球と 炭素線電球とを並
 列につなぎ同時に電流を通すと タングステン電球の方は直ち
 に光るが 炭素線電球の方は少し遅れて光るのがわかる。

金属の電気抵抗は 上に述べたやうに温度が下ると共に益々
 減少するが 絶対温度の 0° 附近まで下ると更に急激に下り
 抵抗は殆んど 0 になることが

1911 Onnes に依り発見された。
 この状態になるのを超良導体にな
 るといひ その金属に特定なる温
 度に於て起る。それを絶対温度で
 示せば

Ti	Ta	Tl	In	Sn
1.13°	1.34°	2.47°	3.4°	3.7°
Hg	Ta	V	Pb	Nb
4.2°	4.3°	4.4°	7.2°	8.3°

常温に於ける金属線の抵抗は 大體



第 51 圖

$$R = R_0(1 + at)$$

なる式で變り a を抵抗の温度係數と云ふ。 a は前節の比抵抗
 の表に書いておいたが 金属では大抵

$$0.004 = \frac{1}{250}$$

で 氣體の温度膨脹係數の $\frac{1}{273}$ と略ぼ同じ値であるから 金
 属の抵抗は常温では凡そその絶対温度に比例すると云つてよい。

合金の Manganin 及 Constantan は温度係數が特に小
 さく 常温では殆んど不變の抵抗を有つと見てよい位である。

抵抗寒暖計は 温度により電気抵抗の變るのを利用して温度
 を測定するものである。細い白金の線を Spiral にし その
 抵抗の變りを Wheatstone 橋で測つて温度を知る。

Bolometer は白金を薄くのばし表面は白金墨で黒くし 之れ
 に輻射を受けて温度昇るのを抵抗寒暖計と同様に Wheatstone
 橋で抵抗の變化を測つて受けたる輻射の Energy を決定する。

尙 Selen に光をあてると電気抵抗の値が著しく減ずること
 は注目すべきことで 寫眞の電送などにも用ひられた性質であ
 る。

28. 電流と熱の傳導

電流が電位の高いところより低い方へ向ふやうに 物體中で
 熱量も高温より低温へと流れる。何れも Energy の大なる點
 より小さい位置へ移ることに於ては酷似してゐる。のみならず

熱傳導の法則と 電流の Ohm の法則が形式の上に於てもよく似て 溫度差に比例して熱量が流れる如く電位差に比例して電流が流れ 又 同一の溫度差 同一の電位差に對しては 何れも 短かい程 又 切口の廣い程 流れが強い。

電氣傳導率 (電氣比抵抗の逆數) の大きなものは概して熱の傳導率も大きく 第 25 節の表に見られるやうに 金屬に於ては兩者の比殆んど一定であることは最も注目すべきでこの事實を Wiedemann Franz の法則と云ふ。

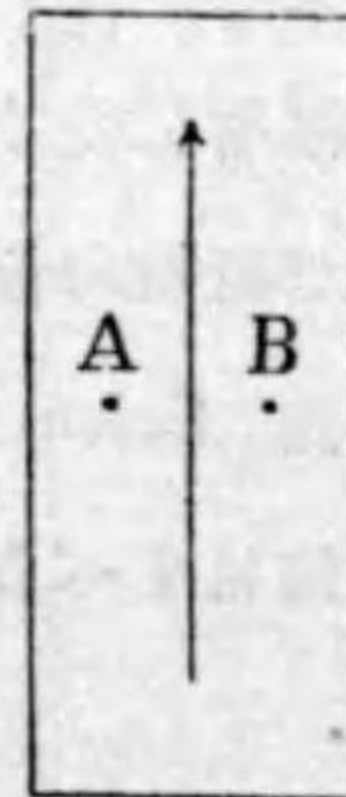
電流 又は 熱の通じたる金屬板に磁力を作用せしめたる時の様子なども極めてよく似てゐる。

(1) 金屬板に矢の方向に電流を通すと A B 二點は同じ電位にある。然るに 此の板の面に垂直に磁場をかけると A B には磁場の強さに比例する電位差を生ず。

又 同時に溫度差をも生ずる。之れに對して 矢の方向に熱を流しておいて板の面に垂直に磁場をかけると 同じく A B には溫度差並びに電位差を生ず。

(2) 板の面に垂直に磁場をかけると 金屬板の電氣傳導率も熱傳導率も減ずる。

之れ等の現象は蒼鉛に於て最も顯著に見られ 蒼鉛を Spiral にし その電氣抵抗の變化より狭い場所などの磁場の強さを測定し得る。



第 52 圖

29. 電流の熱作用

電流が通つてゐる針金の内部のことを考察して見よう。

針金の兩端を或る電位差に保つておくと 針金に沿つて電場が出来 針金の内にある電氣量 (之れは 金屬内に平素多數存在する電子が保有してゐると考へられる) に力が作用してその移動を促すわけで これが 若し 真空中を移動するのであつたら 丁度 落下體が重力より受ける仕事の量に相當して運動の Energy が増して行くやうに 電子も電場より受ける仕事に相應して速度を得て行くのであらう。然し 實際には針金には電氣抵抗があるため 一定の電場が作用してゐても電氣量の移動する速さが 限りなく大きくなることはなく 電場の強さに比例した或る平均速度を得ることになるらしい。之れは 恰も空中を雨粒が一定の速さで落ちることや Millikan の實驗で帶電せる油滴が電場の強さに比例した一定速度で運動するのと類似した見方である。

針金の内の電子の運動を一定の平均速度にするものは此の粘性の如き作用で 電子が電場より單位時間に受ける仕事は 直ちにこの粘性類似の作用を通して針金の内の一般分子に移管されてゐるので そこに Energy 保存則を用ひるならば 電子群は電場より仕事を受けてゐるにも拘らず その電流としての Energy は不變に保たれ 仕事は全部針金内の分子運動 即ち熱量に轉換される筈である。

即ち針金の兩端に V なる電位差が保たれるとこの間を單

位電氣量が移動すれば V なる仕事を受ける。電流の強さ I であると 時間 t の間には It なる電氣量が移動するからその間に受ける仕事は

$$VI t$$

となり その間に針金の内にはこれに相當する熱量の發生を見ることがなる。

熱の仕事當量を實測した Joule は 又 この考へに基き針金より發生する熱量と $VI t$ を比較して前と同じ J の値を得 之にも Energy 保存則の成立することを確めた。

今 實用單位を用ひて V を *volt* I を *ampere* で表はすと $VI t$ は *joule* で表はされ 一秒間に發生する熱量 Q は

$$Q = \frac{1}{4.18} VI t \text{ calory}$$

實用的には 1 *joule* なる仕事の單位は尙ほ小さ過ぎるので

$$\begin{aligned} 1 \text{ kilowatt hour} &= 1000 \times 60 \times 60 \text{ joule} \\ &= 3.6 \times 10^6 \text{ joule} \\ &= 8.6 \times 10^5 \text{ calory} \end{aligned}$$

が用ひられる。これは

$$\left. \begin{array}{l} 100 \text{ volt} \\ 10 \text{ ampere} \\ 1 \text{ 時間} \end{array} \right\}$$

で 10 リットル の水を 86° 即ち 14°C の 10 リットルの 水を 100°C まで熱し得る Energy である。

電流の熱作用は 上に述べたやうに電子の運動を妨げる粘性的の作用が存在するため 若し 針金に此の電氣抵抗がなかつたら 熱的の Energy への轉換が出来さうもない。第 27 節に述べた金属の絶対 0° 附近に於ける超良導體の状態は正にその特例で その電氣抵抗は 0°C のときの値の百萬分の一以下になり 金属を輪形にし 此の超良導體の温度まで冷し 一度 電流を起すと 外部よりの電場の作用がなくても數時間電流が流れ続け 而も 此の電流のために針金に熱を發生することがないとのことである。

電 氣 爐

電流を針金に通して生ずる熱を Joule の熱と云ふ。ニクロム線を耐熱の素焼の圓筒に巻きつけたり 又 素焼の板に溝をつけておいて 螺旋形に巻いたニクロム線を之れに埋めて數百度に熱し得るものを主體とする電熱器は家庭に於ても用ひられる簡便な電氣爐と云へよう。

1000°C 以上を必要とする場合には 夫々の温度に耐へ 空中ならば 酸化しない白金の如き金属線を用ひなければならぬ。炭素の筒に直接電流を通すと 2000° 以上にもすることが出来る。

抵抗線のみならず 熱せらるべき物質の酸化を防ぐため 全體を真空中に納めたる真空電氣爐もある。その特別なものとして 中の Coil には直接電流を通してやるのではなく 外で強力なる高周波電流を起し その電磁感應によつて真空内の金属

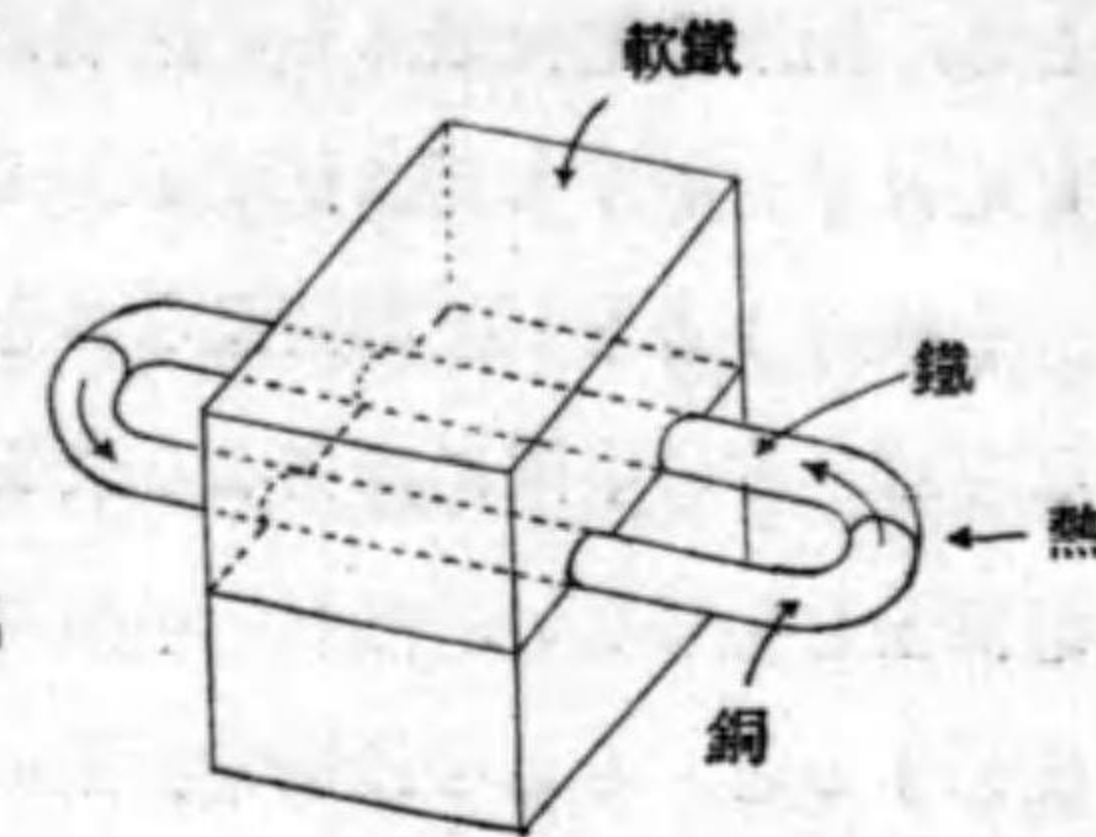
内に別に電流を誘發して熱する 所謂 電磁感應爐と稱するものもある。

白 熱 燈

電流を通した金屬線が熱せられて高温に達すると つひに光を放つに至る。Edison は 1879 細い炭素線を用ひて始めて白熱電燈を作つた。炭素が熱せられるとき 酸化により燃えてしまふのを防ぐために硝子球の内に入れて真空にしてある。物體の表面より發せられる光の Energy はその温度の四乗に比例すると云ふ Stefan Boltzmann の法則がある。故に光を利用する電燈では温度を高くする程能率がよいわけである。タングステンのやうな融解點の高い (3300°C) 物質が白熱燈の纖條としてよい。これ等が普通の電球のやうに真空中に封入されてゐると纖條の酸化は防がれるが 纖條の物質が次第に蒸發して線が細くなり (炭素線は殊に之れが甚しいので 1700°C 以上に熱することが出来ない) 比較的低温で用ひなければならぬので光が赤味を帯びるのみならず能率が悪い。(第四編第二章參照) タングステンの如きは融解點は 3300°C であるが 2100°C 以上では使用することが出来ない。そこで 窒素 アルゴン等の不活潑性氣體を適當な壓まで入れて纖條の蒸發を防ぐと 2400°C と云ふ高温で使用に耐へ 強い白光を出し 而も 光として不良部分の赤い方が少いから能率は二重に上ることになる。大きい瓦斯入電球では一燭光につき $\frac{1}{2}$ watt と云ふ高能率にも達する。(炭素球では 3 watt を要す)

30. 熱 電 流

銅及鐵の棒の 切口 1 cm^2 長さ 15 cm 位のものを輪形につなぎ 一方のつなぎ目を熱し 他方を冷却し その温度差を 80° 位にすると 輪道に沿つて凡そ 5 ampere の電流が流れる。これを絶縁して圖のやうに軟鐵の片の間に挟むと電流のため鐵片は磁石となり二つを離さうとするには大きな力が要る。かやうにして起る電流を熱電流と云ふ。



第 53 圖

元來 異なる金屬を接觸せしむるとき その接觸面の兩側に所謂接觸電位差を生ずるもので その値は金屬の種類によるのみならず 又 温度により異なり 温度 t との関係は

$$C + at + \beta t^2$$

なる式で示される

上に述べたやうにつないで 二つのつなぎ目が同温なれば電流も流れないが 温度が異なると此の式でわかるやうに二つのつなぎ目に於ける接觸電位差が異なるから 電氣的の釣合が破れて電流が流れる。銅と鐵の場合には二つのつなぎ目の温度差 80° あると接觸電位差を二點で差し引いて

$$0.0007\text{ volt}$$

あり 上に述べた輪道の抵抗は

0.00015 chm

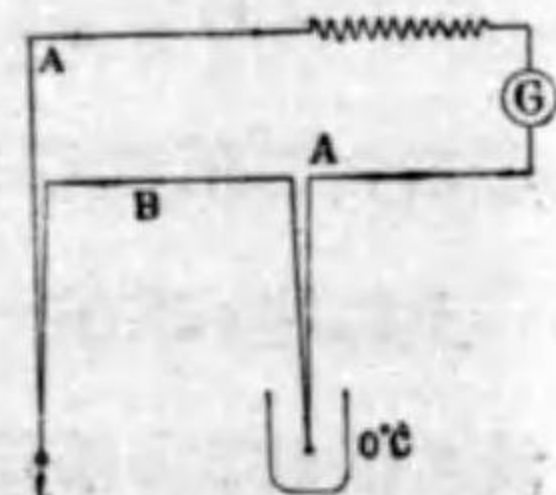
あるから約 5 *ampere* の電流が通ることゝなる。熱の Energy が電氣的の Energy に轉換されたのである。

各種の金屬線の幾本かをすべて行につなぎ全部を同温に保つとき 兩端の電位差はその兩端にある二本を直接つないだと同じ電位差を示すと云ふ法則がある。

それによると 全部同温なるとき 兩端の針金が同種の金屬ならば その中間に如何なる金屬線をつないでにおいても兩端に電位差を生じない。然し 中間の一つのつなぎ目だけ異なる温度にすると その接觸電位差の温度による相異が兩端に現はれて来る。このことは次に述べるやうに温度測定に利用されるが又 敏感なる電流計を以て精密なる觀測をなすときなど 各のつなぎ目に於て問題を起すから注意を要する。

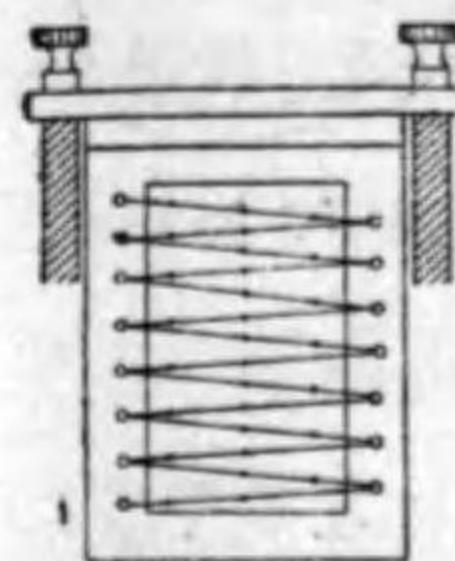
A B 二種の金屬線を圖の如く二點でつなぎ 一方を一定の温度 例へば $0^{\circ}C$ に保ち 他方の接觸點を種々の温度に變へて兩端の電位差をはかり 或は 定まつた抵抗線をこれに入れてその電流の強さをはかつて記録しおき必要に應じ 此の装置を用ひて温度を測ることが出来る。

高温度には 白金 ロヂウム の合金と白金線がよく用ひられ 常温では 銅と鐵 銅とコンスタンタン 鐵とコンスタンタン等が用ひられ 又 蒼鉛とアンチモンが最も感度よい。



第 54 圖

輻射線の Energy を測るには蒼鉛とアンチモンの線を交互に二三十本つなぎ 一つおきの接觸點を輻射にさらし 他を全部輻射線より隠すやうにしたものが作られてゐる。輻射の Energy を吸収し 一旦 熱の Energy にし更に電氣的の Energy に直して輻射の Energy の測定をするのである。これは スペクトル寫眞の原板につき 各スペクトル線の輝度比較をする Micro-photometer の重要な部分となす。



第 55 圖

31. 感應電流の Energy

Faraday の研究により 感應電流を起す原の變化の急激なる程感應は強いといふ性質的結果が得られてゐた。その後 Energy 保存の論議の旺んな 1845 には Neumann により 保存則を電磁感應に應用し つひに その的確なる數量的の法則を得 實驗からも正しきことが立證せられるに至つた。

時間的に變化しない磁場内で 導線の輪の方が變形して感應電流が誘發される場合の仕事量を計算して見やう。若し 線輪が I より II となる小變化に要する時間 τ の間は この電流の強さが殆んど一定なりとすると この變位の間 導線の各小部分が磁場より受ける力も 夫々 一定と見ることが出来る。線輪が I の位置より II の位置になる間に受ける仕事量を求めるにあつては 先づ 線の小部分 δ が移動して畫く小面

積 f に垂直なる磁場分力 H からは isH なる力が面 f に沿ひ s に垂直の方向に作用するやうに考へて計算してよいのであるから この isH と 力の方向の分變位 h の積

$$isHh = iHf$$

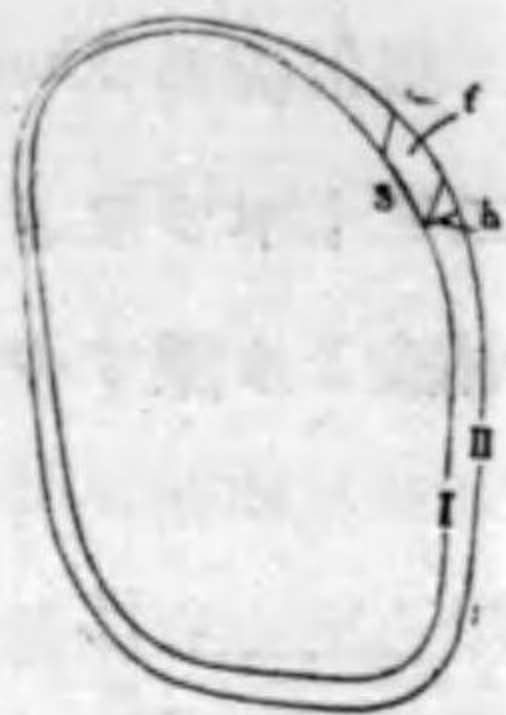
を線輪全體に加へ合せるとよい。

電力線に倣ひ Hf がその面を通る磁力線の數になるやうに定めると 線輪全體に亘つて Hf を總和せるものは この線輪に圍まれたる部分を通る磁力線の τ の間の數の増加になりこれを $(N' - N)$ と書くとこの間になされたる仕事は $i(N' - N)$ と書かれる。

Ohm の法則によると 電流 i が變らぬ間は 線分 s に沿つて落ちる電位差 E_s も變つて居らず 電氣量が τ の間にそこを流れる間に受ける仕事は $E_s i \tau$ である。線輪全體としては この間 電流の Energy も一定で 磁場より受ける仕事量は 同時に 導線を熱することなどに費されてゐるのであるから そこに Energy の保存を認めるならば 感應電流の通つてゐる線輪が變形の際受ける仕事 $i(N' - N)$ と この $\sum i E_s \tau$ とが等しとあき

$$\sum E_s = \frac{N' - N}{\tau}$$

なる式が書かれる。 $\sum E_s$ なる量は 線に沿つて起る電動力と云ふ。



第 56 圖

f なる面に平行なる磁場分力の方では s 部分に作用する力を面に垂直と見るから s 部分の變位に伴ふ仕事は皆 0 になつてしまふ。尙上の計算では H が時間的に不變で線輪の形が變るやうにして電動力の式を誘導したが 磁場も線輪も同時に變る場合にも こゝに導かれた式が一般に成立つと見られてゐるのである。

$$i \sum E_s = i' \frac{N' - N}{\tau}$$

の左邊は C. G. S. 靜電單位 で表はし 右の方は 電磁單位 で表はされたとしても これは兩方共 *erg* になるからこのまゝ成立する。

若し $\sum E_s$ を *volt* で表はし V とすると

$$V = 300 \sum E_s = 300 \frac{i'}{i} \frac{(N' - N)}{\tau} \\ = \frac{1}{10^8} \frac{N' - N}{\tau}$$

地球磁場内で Coil を廻轉するとき 感應により Coil 内に起る電動力も 上の式によつて大體の計算が出来る。矩形狀の Coil を 第 57 圖の如く相對する二邊の中點を貫く直線 OO' を磁場に垂直において 之れを軸として ω なる一定の角速度を以て廻轉する。圖の如き位置で Coil の面を通る磁力線の數 N は

$$N = 2lyH$$

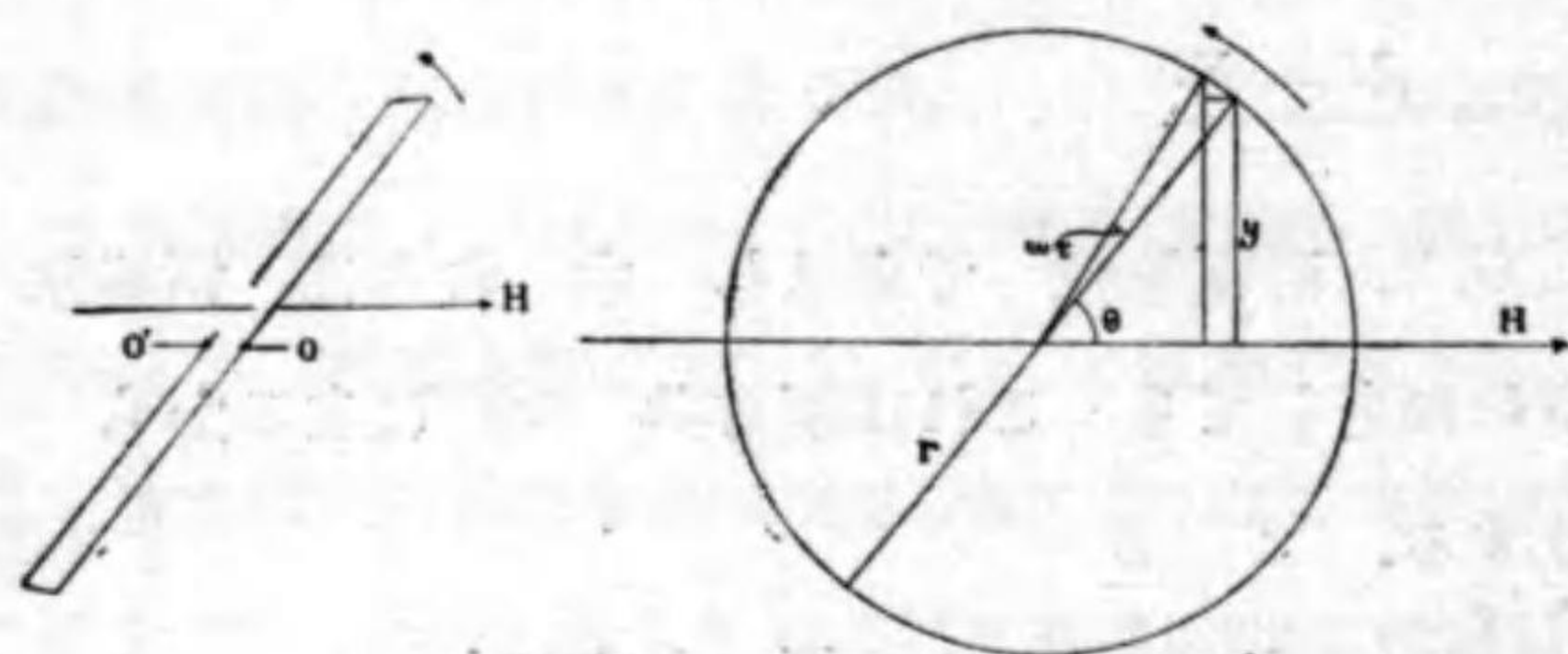
感應電流を小さいとし 自己感應を無視して前節に得た式を基礎とし感應電動力を計算して見ると

$$\frac{N' - N}{\tau} = \frac{2 \cdot H (y' - y)}{\tau}$$

但し $\frac{y' - y}{r\omega\tau} = \cos\theta$

$$\therefore \Sigma E_s = \frac{N' - N}{\tau} = 2 \omega r l H \cos\theta$$

$$V = \frac{1}{10^8} 2 \omega r l H \cos\theta \text{ volt}$$



第 57 圖

水車を
廻轉させ
て發電せ
しむるに
も水車
を廻すと

きの仕事は そのとき生ずる感應電流の Energy の外に 摩擦 熱等を通して失はれる部分をも加へたものでなければならぬ。即ち發電された電氣的の Energy は 水車のなした仕事よりも必ず幾分は小さいものである。然し 兎に角 幾キロワットの發電には幾何の水力が必要かは大體見通しが出来る筈である。又變壓機により電壓を變へる場合にも Energy は幾分は無駄に逃げるから減少するがあまり變らない。

地球磁場の強さ $H = 0.4$ C. G. S. の所で

$$\left. \begin{aligned} l &= 30 \text{ cm} \\ r &= 30 \text{ cm} \\ \text{卷數 } n &= 100 \end{aligned} \right\}$$

の Coil を

$$\omega = 6\pi \text{ (每秒 3 廻轉)}$$

の割合で廻轉すると 波形の最大のところに相當する V_0 は ($\cos\theta = 1$)

$$\begin{aligned} V_0 &= 2 \times 0.4 \times 30 \times 30 \times 100 \times 6\pi \\ &= 1.36 \times 10^6 \text{ C. G. S. 電磁單位} \\ &= 0.0136 \text{ volt} \end{aligned}$$

となる。實際の發電機には 先づ H をこれより大きくしなければならぬ。それがため 自分の起した電流を軟鐵心を有する電磁石に通して發電に必要な強い磁場を作る ことを考案したのが 1867 Siemens である。

かくして 機械的の Energy より電氣的 Energy を得るがこの發電機に電流を通してやると 逆に 電氣的 Energy を機械的 Energy に轉換する Motor として廻轉するのである。

電流の Energy

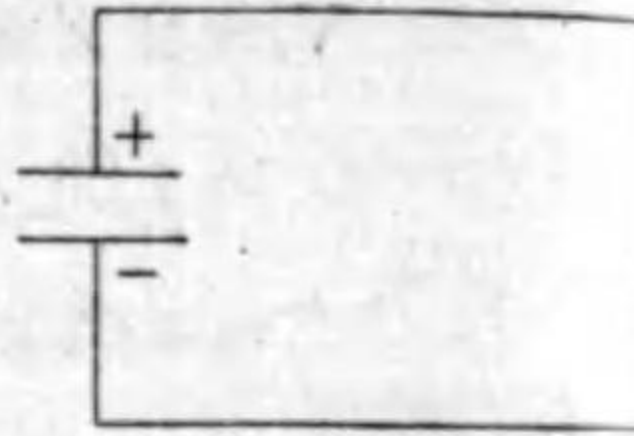
$$Vir = 2 H i a c r$$

は τ 時間の仕事であり 之れは i にも比例するもので 與へられたる電位差を起すのに それに相當せる速さで廻轉しなければならぬが 又 電流の強さをも與へられた値にするためには それに相當した大きさの力が必要となり 従つて仕事はそれに相當した値になる。毎秒なされるべき平均の仕事 即ち工率 之れは 起つた感應電流の方の値は之れを起す原の仕事

の方の率よりも途中で無駄に費消される分だけ必ず小さい。

32. 變位電流

蓄電器を含む回路に交流が通ると 電流はいつも蓄電器の兩板に始まり 又は終り 電流は蓄電器の内だけはないから普通の閉じた電流廻路とは少し様子が異なる。



第 58 圖

針金に沿つて電流が運ぶ電氣量は 蓄電器の板に段々蓄積され つひに極限に達して電流が止まる瞬間が蓄電器の兩板の間の電場が最も強い。それより 蓄電器に蓄積された電氣量は針金を通して逆の向きの電流によつて放電し 兩板の電氣量が 0 のとき針金の電流最も強く 更に 惰性により自己感應あるため引き續き流れて 今度は蓄電器の兩板を逆の符號に帯電せしめる。

かゝることが繰返して行はれてゐる間は 針金の内を所謂交流が流れてゐるわけであるが その間 蓄電器の兩板の間の電場は 交互に 其の方向も強さも變る。

Maxwell はかくの如く 蓄電器の内だけが電流が途切れてゐるやうな廻路をも 一般には 途中切れてゐない所謂閉ぢたる廻路と全く同等な電磁的性質を有すべきことを主張した。即ち 電流が針金を流れてゐるときは 蓄電器の兩板の間も 針金の中と常に同じ強さの電流が流れ 針金の中の電流と同様に Oersted Biot-Savart の法則に従つてそこに磁場を生じ 更に

この變位電流の變化は Faraday の電磁感應の現象をも現はすと云ふのである。之れを變位電流と名づけた。只 導體内の電流の如く この電流の方向に実際には電氣量の移動がない。

蓄電器に Q なる電氣量があるとき その一方の板より出て他方の板に終る電氣力線の數は $4\pi Q$ である。蓄電器板の間の電場の強さを E その面積を f とすると

$$Ef = 4\pi Q$$

之れが τ なる小時間後には

$$E'f = 4\pi Q'$$

之れが時間と共に變化する割合は

$$\frac{E' - E}{\tau} f = 4\pi \frac{Q' - Q}{\tau}$$

$(Q' - Q)$ は τ 時間に針金を通して移動せる電氣量であるから $\frac{Q' - Q}{\tau}$ がそのときの針金の内の電流の強さであり 又従つて 變位電流の強さにも等しいものである。故に

$$\text{變位電流の強さ} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{E' - E}{\tau} \right) f$$

之れは電場の變化の急激なる程大きく 又 最初述べたやうに Oersted-Biot-Savart の法則により

(1) 電場が時間と共に變化するときは 電氣的力線は輪形の磁場によつて取りまかれる。

この逆が丁度 Faraday の電磁感應現象で

(2) 磁場が時間と共に變化するときは 磁氣指力線は輪形の電場 (力線が輪形) によつて取りまかれる。

而して この兩方共 第二次的に生ずる電場 或は 磁場は

第一次の時間的變化の急激なる程強いのである。

Faraday-Neumann の電磁感應は

$$\Sigma E_s = \frac{N' - N}{cr}$$

なる式で示されるが 之れに倣つて 變位電流により誘發される磁場の式を誘導するのに 先づ 小面積 f を通る直線的電流の強さを

$$I = \frac{(E' - E)f}{4\pi r}$$

で表はし 磁極 m をこの直線電流を軸として一廻りし 半徑 D なる圓を描かしめるときの仕事の計算は

$$\Sigma m H s = m H 2\pi D$$

なる式で出来る。H は上下無限に延びてゐる直線電流によるもので Biot Savart の法則に従ふと

$$H = \sum_{(s_0)} \frac{I s_0}{cr^2}$$

であるから この仕事量は

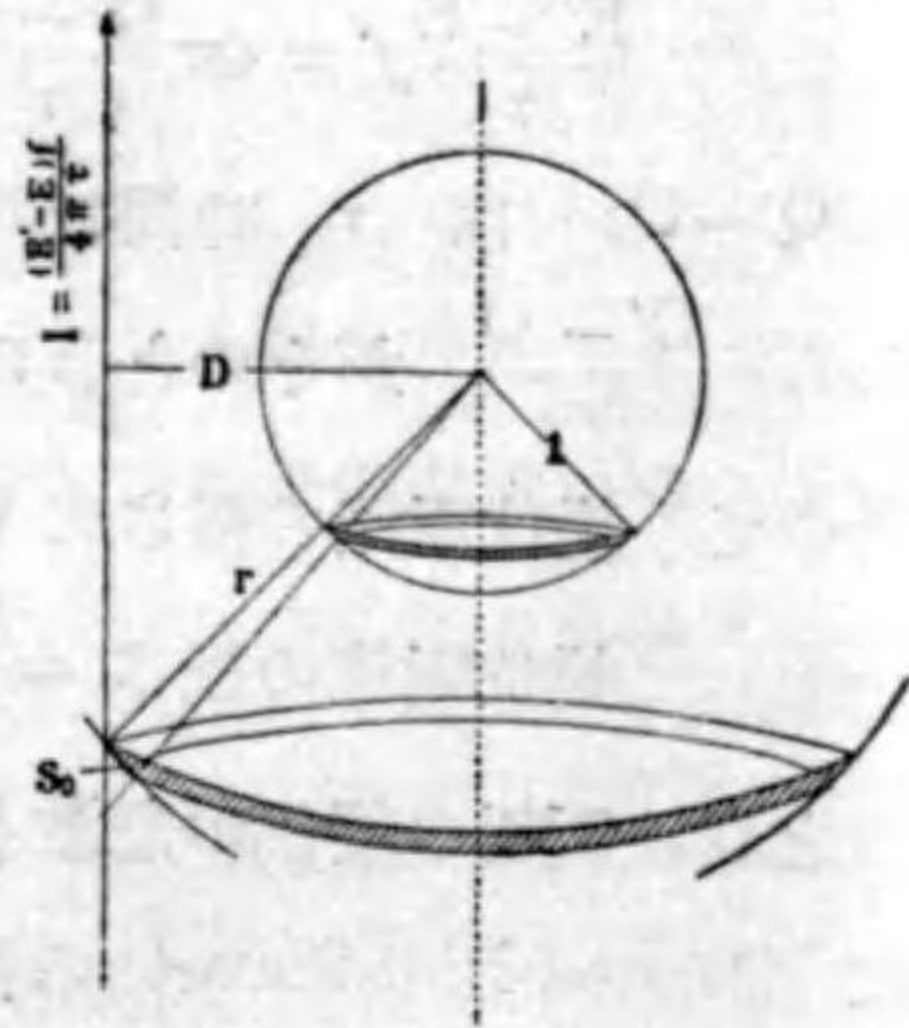
$$\Sigma m H s = \sum_{(s_0)} m \frac{I s_0}{cr^2} 2\pi D$$

然るに $2\pi D s_0$ は r なる半

徑の球面上で 幅が s_0 周が $2\pi D$ なる帯形の面積である。之れを r^2 で除すると半徑 1 なる球面上で之れに相當せる帯形の面積になる。之れを ω で示すと

$$\Sigma H s = \frac{I}{c} \Sigma \omega = \frac{(E' - E)f}{4\pi cr} \Sigma \omega$$

$\Sigma \omega$ は半徑 1 の球面積 4π であるから



第 59 圖

$$\Sigma H s = \frac{(E' - E)f}{cr}$$

となる。上の計算をするときに磁極を一つの圓周上に動かしたが 實は 此の直線電流を含む平面に沿つて動く間は仕事は全く 0 であるから 結局 磁極がこの導線電流の周りを一廻りして如何なる形の閉曲線を描いても仕事は $m \Sigma H s$ なる式で表はされ 上の式は成立することになる。E'f 並に Ef は f なる小面を通過する電氣力線の數である。電場内を一つの閉曲線に沿つて $\Sigma H s$ を求めるときには 此の閉曲線内を通る電氣力線の總和を計算に入れて

$$\Sigma H s = \frac{\Sigma(E' - E)f}{cr}$$

なる式が成立し 電磁感應のときの式の H と E とを交換したる形を取る。

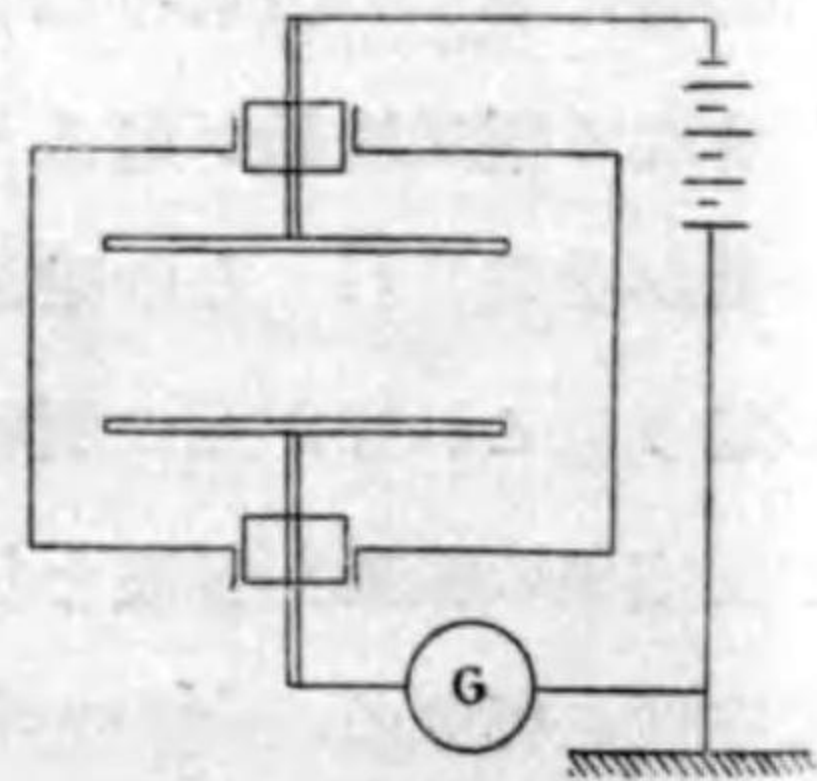
電場及び磁場が時間的に急激に變化する時には これ等の事柄は特に著しい現象として現はれる筈で 空間に 何とかして急速なる電氣振動が起ると その爲めに 又 そこに磁氣的の振動が誘發され その磁氣的の振動のために逆に振動的の電場が起り これ等が互に刺戟し合ふ電氣的 及 磁氣的の振動は 丁度空氣の振動が音波として傳はるやうに 所謂 電磁波として空間に傳はる。Maxwell がかくの如き考のもとに誘導せる電磁波の存在は 15 年を経て 1888 Hertz により實驗的に確認された。

33. 氣體中の電流

氣體は普通の状態に於て電場が餘り強くなければ 電流を通さないもので まづ絶縁體と云つてよい。これを 電流が通るやうにするには Ion とか電子の如き 電氣量の携帶者を氣體中に供給してやる。これ等電氣量携帶者があると 氣體中に置かれた二枚の金屬板に或る電位差をかけてその間を電場にしたとき そこを彼等が電氣量を運搬して電流となる。

絶縁のよい驗電器を正負何れかに帯電して放置すると 長時間かかつて徐々に放電する。然し 帯電された驗電器にラヂウムを近づけ 又は 驗電器の箔の周りに X 線をやつたりすると驗電器の放電は速くなる。これはラヂウムから出る放射線や X 線の作用により 氣體の中に Ion が發生し それと驗電器の箔の有する電氣量とが中和して行くためである。或は これをそこに發生せる正負の Ion が 箔と外面との間の電場に従つて流れて放電すると云つてもよい。この放電時間を尺度として ラヂウム等より出る放射線の強さや變化を比較することも出来る。

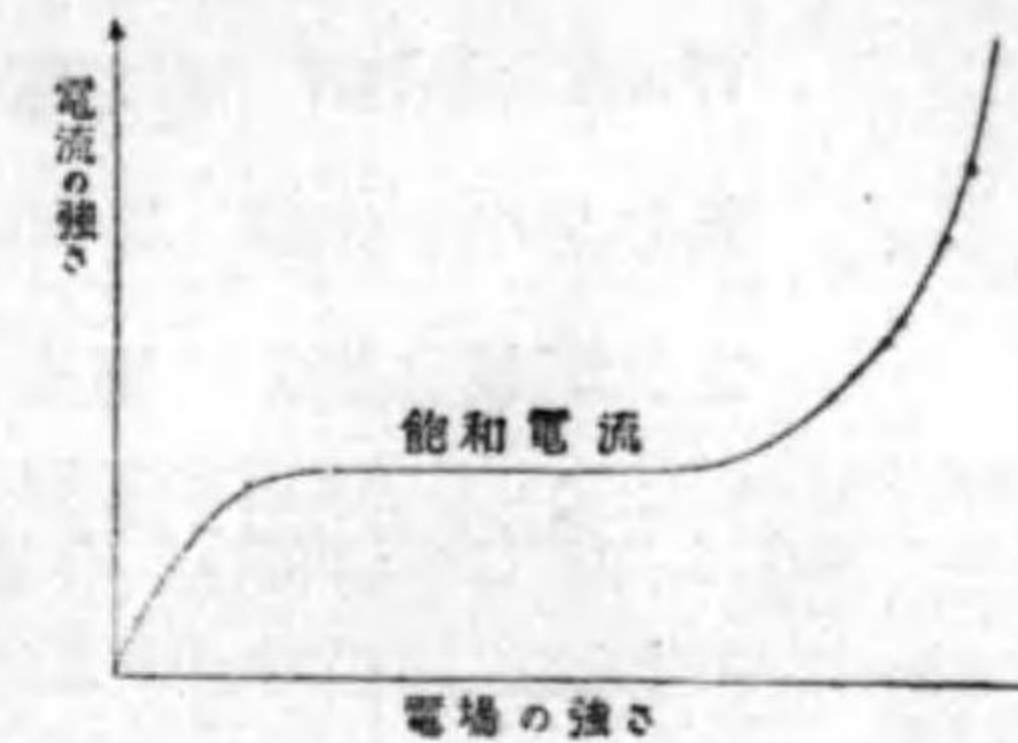
始め驗電器を帯電しないで X 線やラヂウム等で Ion を作り 後に 驗電器を帯電しても前程速くは放電しない。かくして出來た正負の Ion は 互に中和してなくなるためである。



第 60 圖

そこで 第 60 圖のやうな装置で二金屬板の間を通る電流をしらべるに當り 二金屬板の間の電場が弱いと そこにある

Ion 同志の中和するものを除いた中和しない Ion だけが放電電流として観測にかゝる。電場が弱い間は 電場の強さに従つて電流も變る。然し この放電電流の強さには限りがあり 二金屬板の間に



第 61 圖

單位時間に出来る全 Ion によつて運ばれる電流以上の強さにはならない。これを飽和電流と云ふ。ところが 電場をずつと強くして或る強さに達すると 再び 急に電流が増す。これは Ion が電場で速度を得て他の中性の氣體分子と衝突する際新たに Ion を作るためである。

かくの如く 最初より電場内に Ion などが無い場合に電流を通さうとしても通らない。然し電場が著しく強く 1 cm につき幾萬ボルトと云ふ強さに達すると火花放電、コロナ放電などの激しい形式の放電をなすに至る。

眞 空 放 電

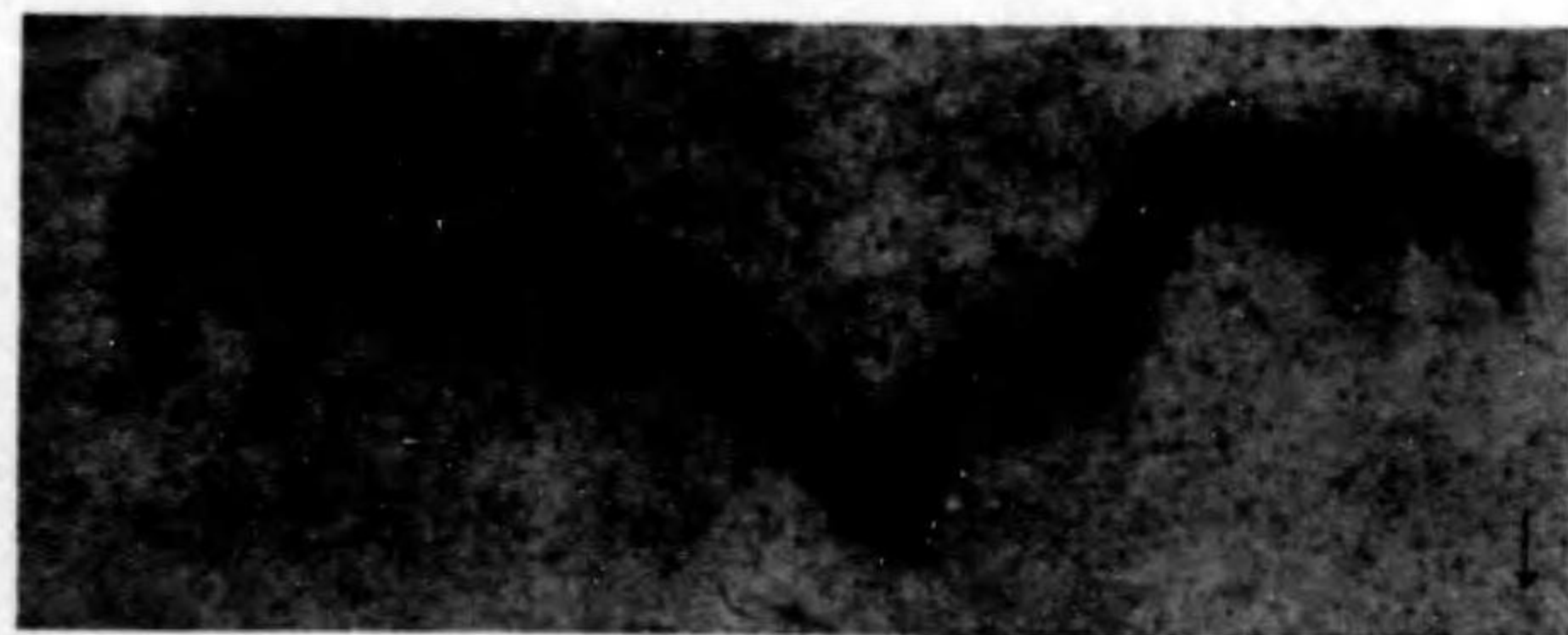
氣體の壓力を減じて二極の間に適當な電位差をかけてやると所謂 眞空放電が見られる。これは そこに豫め僅少なながら Ion があるのに 高壓ではその Ion の自由到達距離が小さく

Wommelsdorf の起電機 30 m Leyden
瓶を用ひ 球徑 3 cm の電極間に飛ばした
長い電氣火花を 寫眞の Film を速く動か
して撮影したるもの。

上は 火花間隙 3.6 cm 強い Main spark
に先だつこと $\frac{1}{30000}$ 秒 のとき先づ
細い火花が現れる。

下は 火花間隙 4.8 cm Main spark よ
り $\frac{1}{100000}$ 秒前に細い spark が
飛んでゐる。

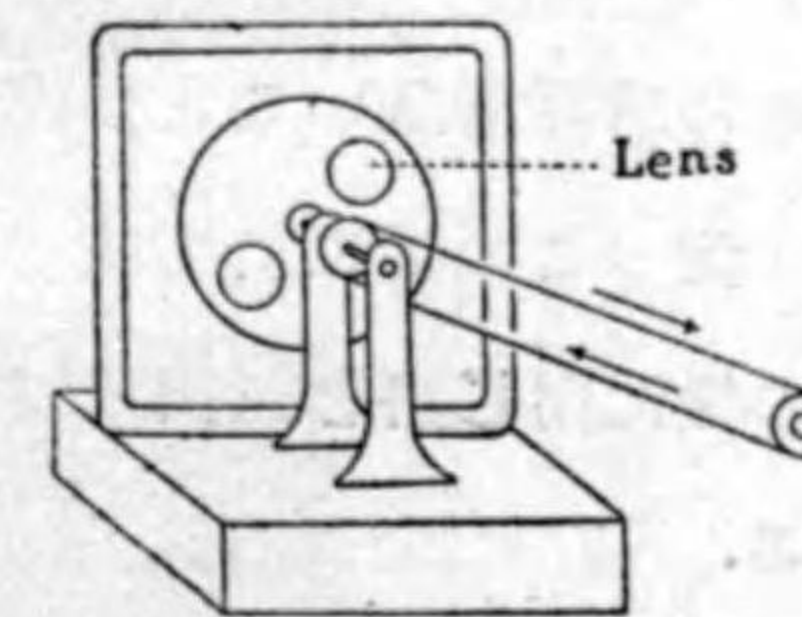
(寺田寅彦博士 中谷宇吉郎博士 山本龍三氏)



Lightning Discharge

雷は大気中の電氣的現象なることが Franklin 以來知られてゐるが 雷の放電が如何なる方式に於て起るかについては今日なほ色々々と研究が進められてゐる。雷雲による電場の観測地點に於ける時間的變化を調べたり又 これと放電寫真圖形と比較して見たりしてゐる。

C V Boys は 雷が如何様に進行するかを観察するために Revolving lens camera を作



つた。Zeiss の F6.3 の同じ Lens を二個 その中心を互に 10 cm 離し 毎秒 25 回と云ふ高速で廻轉せしめ 固定せる寫真乾板上に像を作らしめた。

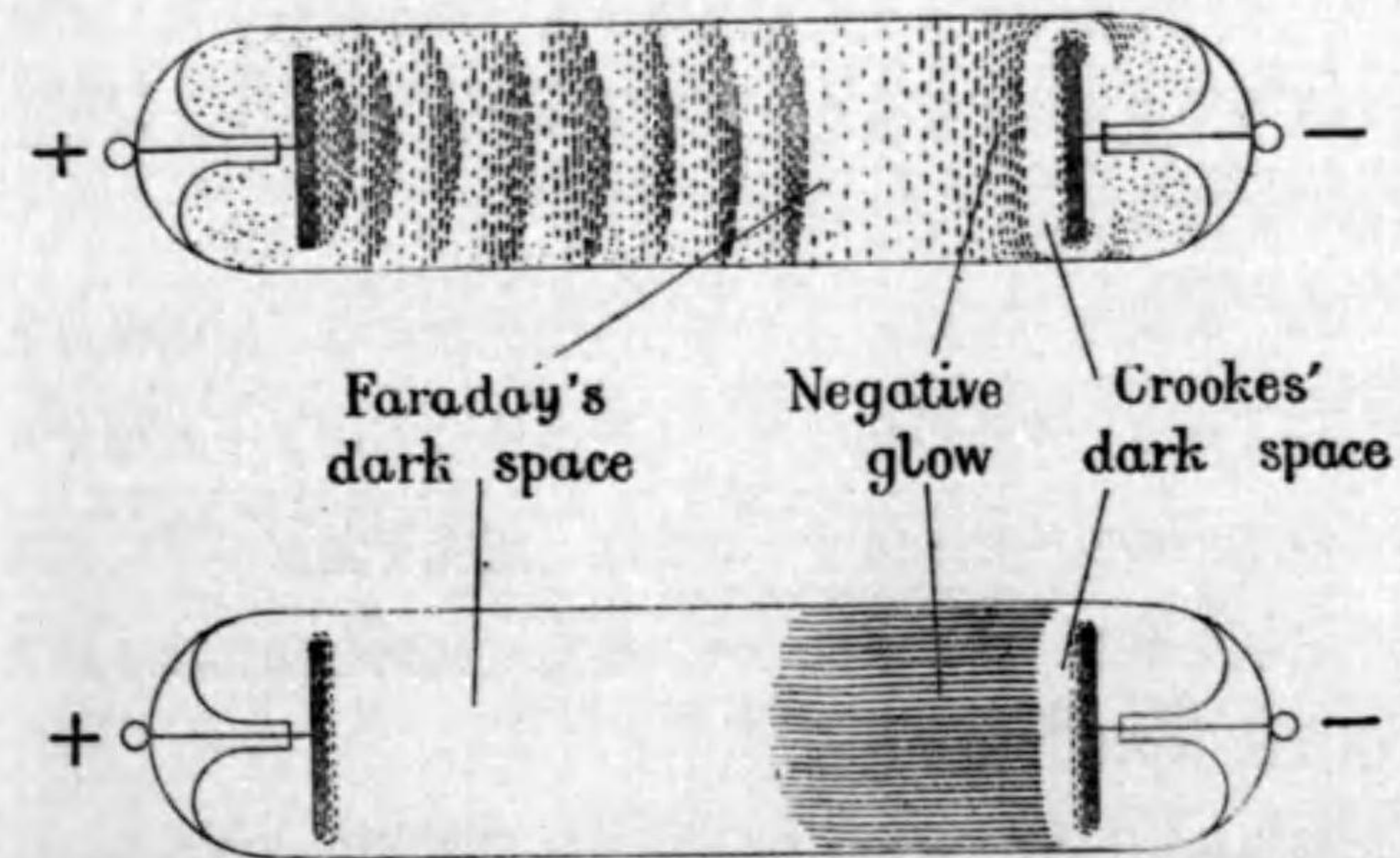
之れは C. V. Boys 式のカメラを用ひて Schonland と Collens が 1933 の夏南阿で撮影せる寫眞の一である。この雷の高さは 2.4 km 先づ 細い放電が雲より降下しこれが 0.0003 秒かかつて地面につくと直ちに強い上向きの放電が地面より出發し 0.000035 秒で雲に到着したもの。この上向きの放電は その中途までは特に光輝強く發光の時間も長いことが寫眞より見られる。

尙 この雷に於ては こゝに複寫せる放電の後に同じ路を三四回同様の放電が飛んでゐる。



て充分の速度を得るに至らないが 氣體が稀薄になり相當の距離を電場の作用で自由に動き その間受けたる仕事の量が更に他の氣體分子を Ion 化するだけの Energy に達すると Ion 電流を形成することになる。

真空放電はその真空の度により種々の外観を呈する。第一の圖は 窒素の 0.001 氣壓で放電せるもの。陰極の面が狭い光つた層に蔽はれ その外に Crookes の暗層があり これとその左の Negative glow の間には くつきりとした境界がある。その左に 更に Faraday の暗層があつて それより陽極に向つて幾條かの明暗の縞がある。



第 62 圖

これより真空度がわるくなると此の明暗の横縞が細くなり数も増し つひには一様な陽光となり 更に壓力が増すに従ひこの陽光が右方へ延び その右にある他の各層は陰極面に押し

つけられた形となつてしまふ。又 逆に壓力が減ると縞は大きくなり その數も減り つひに一本となり その間に陰極方面の各層は左に延びて來て第二の圖のやうな外觀となる。眞空度がよくなり 0.01 mm. Hg 程度になると美しかつた放電色も薄くなり 代りに 硝子管の内壁が淡綠色に輝くのが見えるのみとなる。之れは陰極の金屬表面に於て發生せる陰極線が硝子壁に衝突して螢光を放つのである。

電 弧

二本の炭素棒の尖端を接觸せしめ 60 volt 位かけて電流を通すと 接觸部は特に電流密度が大きいからそこが直ちに熱せられる。これをそのまま少し引き離すと 焰が弧状をなして炭素棒の間をつなぎそれを通して幾アンペア或は幾十アムペアと云ふ強い電流が引續いて流れる。

この時 炭素棒の尖端からは強い白色が放たれ 陽極面の方が特に強く輝き 中間の焰の内でも炭素棒の尖端より遊離せる炭素の粒子が青白い光を出す。之等は 電流を運ぶ Ion が炭素棒の尖端を撃ち 或は 焰の内の衝突で高熱を發したる結果で 温度は 4000° にも及ぶ。

この炭素棒の一方 又は 兩方共各種の金屬棒で置き換へ同様の電弧が得られる。電弧は 強烈な光を放散するから 之れを弧燈として用ひるが 又 その焰の内の高温を利用して種々の金屬の熔接作業など行はれ 或は 電氣爐が作られてゐる。

電弧の兩極を水銀を以て代へたるものが水銀燈である。これ

は熔融水晶管に水銀を入れ その兩端に 鐵 又は タングス
ランの電極を封入し 管内の空氣を排除してある。此の管を傾
け水銀を連結して電流を通じて水銀の蒸氣を作つてから水銀を
引離して水銀弧燈を光らせる。これが働き出すと 電極なる水
銀面より引續き多量の水銀蒸氣を發生してこそその壓力が大き
なり 空中のやうな電弧となる。その光は特に莖外線に富み
醫療 寫真用に供せられる。

34. 熱 イ オン

Edison が炭素線電球の中に第二の電極を封入し これを炭
素線の+の端線につなぐときに 眞空を通して炭素線とこの第
二の極との間に電流が流れることに注目した。この現象は炭素
線に限らず すべての金屬線を高熱するとき高度の眞空の内
で見られ 第二の電極を白熱纖維の何れの點よりも高電位に保つ
ときに現はれることより 白熱纖維の表面より負の電氣量を携
帶する粒子の發散されるものと解せられた。

J. J. Thomson その他の學者が運動學的にこの粒子の $\frac{e}{m}$
を測定せるところ これは水素原子 Ion⁺ の 1800 倍の値を
有し e は Millikan の測定せる如き電氣素量で 水素原子
Ion⁺ のも此の粒子のも同じとすると この粒子の質量が水素
原子の $\frac{1}{1800}$ となる。これは 前節で述べた眞空放電に於て
陰極より出る陰極線の粒子と同質のもので 何れも電子に外な
らないのであるが 高温の物體の表面より發散するので特に熱

イオンとも稱せられる。

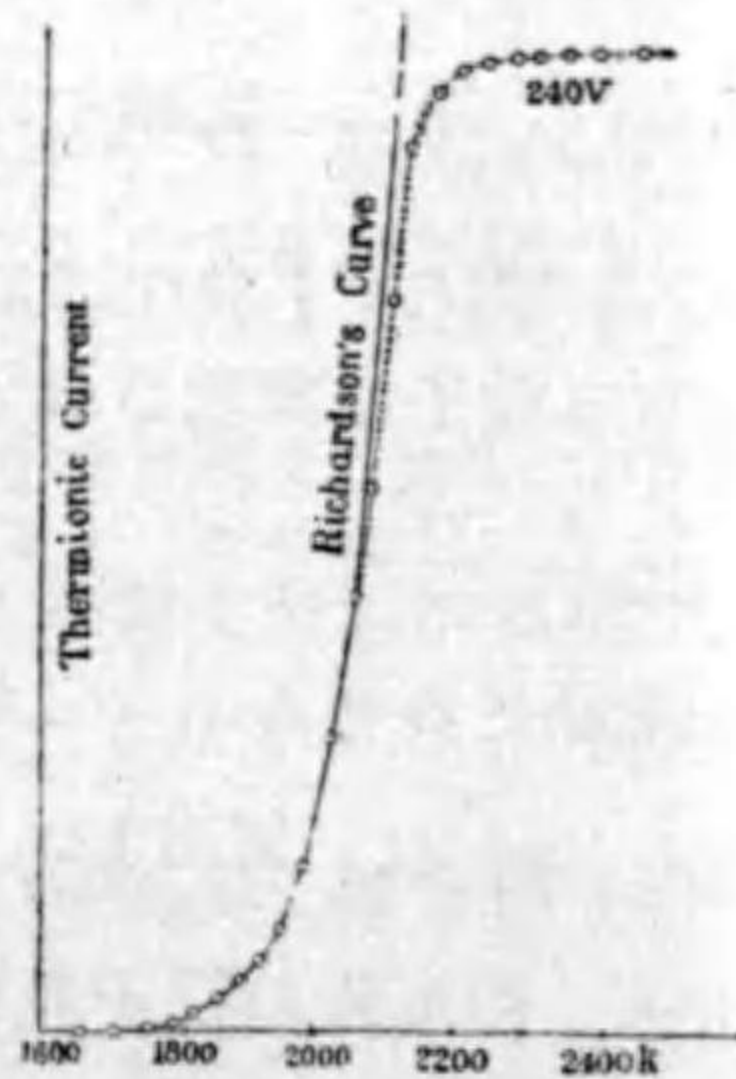
白金線の表面にアルカリ土金属の酸化物を塗りたる 所謂 Wehnelt 陰極 及 トリウムの微量を含むタングステン線は白熱に至らざる温度でも多量の熱イオンを發散する。

熱イオンは 金属線中にある電子が高温度でその Energy が増して體外に飛び出すものと云はれ その量は温度上昇と共に著しく増す。Richardson の實驗に依ると (Richardson は之れに關し熱力學的の理論も出してゐる。) 單位表面より單位時間に發散する熱イオンの數は電氣量にして

$$i = AT^b e^{-\frac{b}{T}}$$

b は金属纖維の性質による常數である。

高真空のとき 其の表面を最初飛び出る電子電流の強さは Richardson の式により陰極纖維の温度で決すべきものであるが 陰極纖維の周圍に浮游する熱イオン自身のために後より出て來る熱イオンが再び陰極纖維に追ひかへされ 陽極に達しないものもある。そこで兩極間の電位差を増すと共に陽極に達する熱イオン電流の強さは増して來て つひに Richardson の式に示される限度まで達し更に電位差を増しても同じ温度ではこの限度以上に電流の強さを増すことは出來ない。



第 63 圖

然るに 真空度が充分よくないと熱イオンは氣體分子を Ion 化するから 前節の氣體中の電流のやうに第二次的イオン電流のため 電位差を高めて行くとき電流の強さを急に増すことになる。

熱イオンは高真空中を通る電流の主體であるが 白熱纖維と陽極板の間に高電位差をかけると電子は その電位差に相當せる運動の Energy

$$eV = \frac{1}{2} mv^2$$

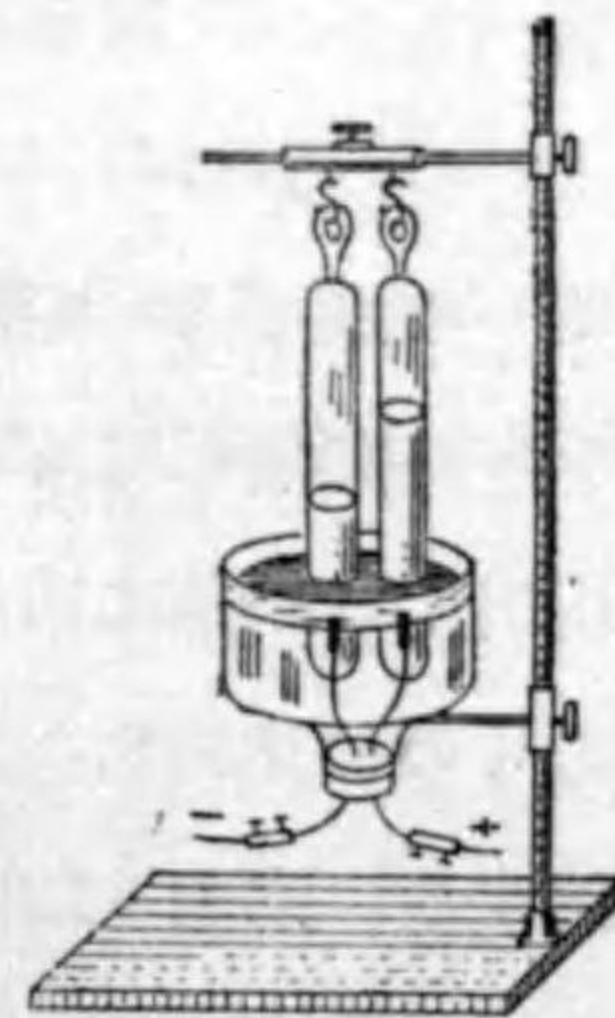
を得て陽極板を強く打ち つひには之れを赤熱乃至白熱し 其の金属を融解せしむるに至ることもある。

35. Faraday の電氣分解の法則

水に少量の稀硫酸を加へてその内に二枚の白金板を浸し 兩電極となして電流を通すと 陽極から酸素を 陰極板の面から水素を發生する。酸 アルカリ 鹽類などの水溶液に兩極を浸して同じく電流を通すと分解が起り 金属及水素は陰極面に游離する。

その際 兩極に到着する分解物の各原子は その原子價 Z に等しい數の電氣素子を運搬するものと考へられ 従つてその各 Ion は Ze なる電氣量を電極に與へる。

毎秒 n 個の原子が游離するとすれば そのために溶液を通



第 64 圖