

Rに投射した光線については振動の方向が主要面と平行でもなければまた垂直でもない。故に、それは主要面中に振動する異常光 e と、これと垂直に振動する常光 o とに分解される。その二つが結晶體を通過する速度が違ふため、これを出るときには位相が違ふ。そこで、この二つを再び檢光子に通ずると、第440圖と同様に更に各を二つに分解し oo', oe', eo', ee' となし、 oe' と eo' のみを通す。これは同一平面中に振動し且つその位相が違ふから互に干渉することになる。さて、その位相の違ひは、光が結晶體を通過する距離によつて定まり、それはまた垂直投射點Oからの距離によつて定まる。故に檢光子で見たとき、同一色の線はOを中心とする圓となる。

【注意】このときにも oe' と eo' との強さが等しいとき、干渉の影響が最大であるから、PP'とQQ'の二等分線上に於て着色が最も著しい。

§ 238. 圓偏光及び楕圓偏光. §238に述べたように、平面偏光を、複屈折をなす結晶に通すと、互に垂直の方向に振動する o と e とに分れ、それが結晶體を通過する速度が違ふため、結晶體を出るときにはその位相に差を生ずる。その差は結晶體の厚さによつて違ふ。今、光の真空中に於ける速度(即ち近似的に空氣中に於ける速度)を C_0 及び e の結晶體中に於ける速度をそれぞれ C_o 及び C_e 、結晶體の厚さを d とすれば、これを真空中に直した相當行程(§221)はそれぞれ $\frac{C}{C_o}d$ 及び $\frac{C}{C_e}d$ である。即ち、今考ふる單色光の真空中に於ける波長を λ とすると、 o と e との位相の關係を論ずるに當つては、 o は厚さ $\frac{C_d}{C_o}$ を、速さ C 波長 λ にて進行し、 e は厚さ $\frac{C_d}{C_e}$ を、速さ C 波長 λ で進行するものと考へてもよい。故に、もし結晶體の面に投射した平面偏光の振動面が、結晶體の主要面と 45° の角をなし、且つ

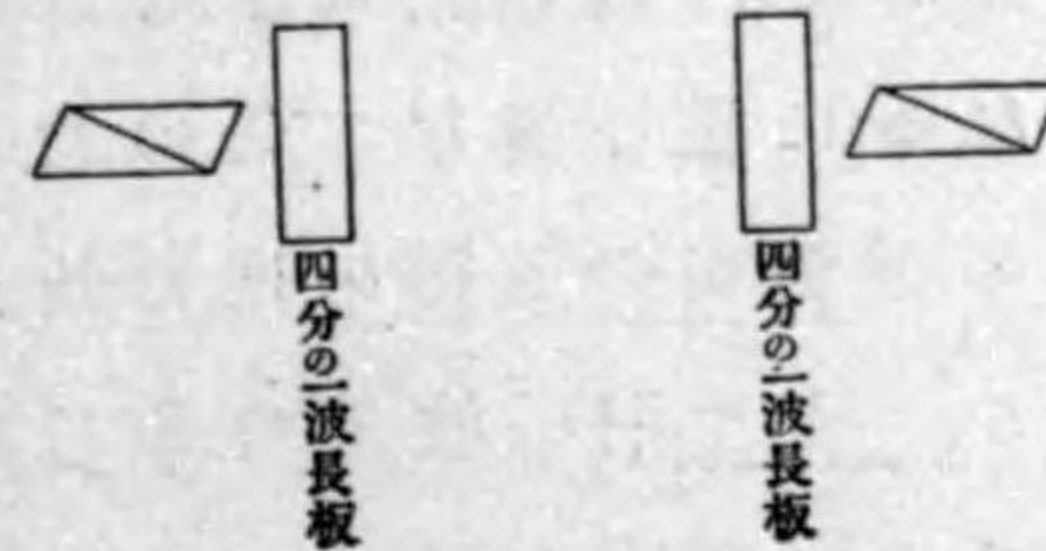
$$\frac{C}{C_o}d - \frac{C}{C_e}d = (2m+1)\frac{\lambda}{4} \quad (m \text{ は 整 數}) \quad (1)$$

ならば、 o と e が結晶體を出るときにはその振幅相等しく、振動の方向互に垂直であつて、位相の差 $\frac{\pi}{2}$ となる。故に、それが合成されて圓偏光となる(§216)。また初め、平面偏光の振動面と結晶體の主要面とが 45° でないときには、 o と e との振幅が等しくないため楕圓偏光となる(§216)。

(1)を満足する厚さの結晶板を四分の一波長板⁽¹⁾といふ。

圓偏光或は楕圓偏光は、肉眼では普通の光と區別することができない。また、ニコルのプリズムを用ひても區別がつかない(ニコルのプリズムを透して見たとき圓偏光ならばプリズムを廻轉しても光の強さは變らないが楕圓偏光ならばプリズムの主要面が楕圓の長軸と一致したとき、光が最も強く、短軸と一致したとき最も弱い。これによつて圓偏光と楕圓偏光との區別がつく)。然るに、更にこれを四分の一波長板に通すと、常光と異常光との位相の差が四分一波長となる故、再び平面偏光となり、その振動面は最初の平面偏光の振動面と垂直である。

【注意1】ニコルのプリズムを二つ組み合せると、平面偏光に對する偏光子及び檢光子となると同様に第449圖の如く、二つのニコルの



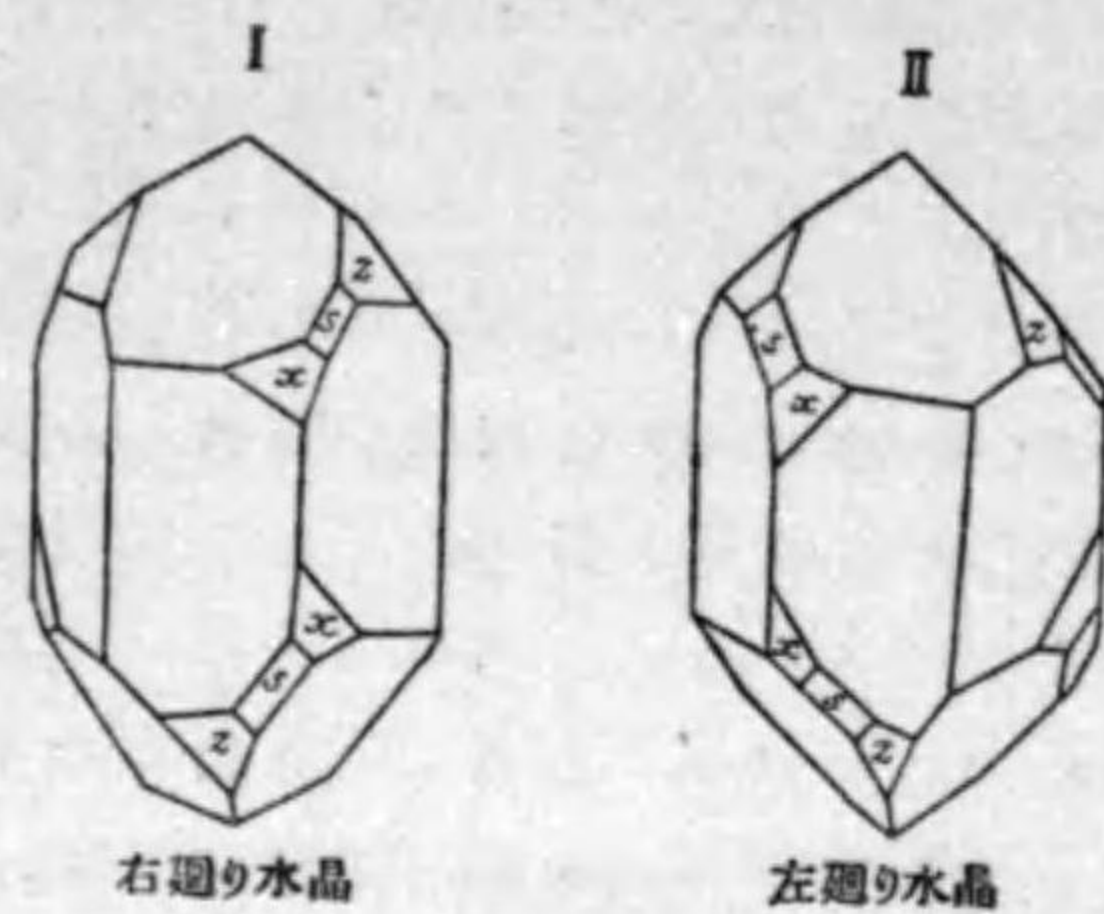
プリズムと、二つの四分の一波長板とを組み合せれば、圓偏光或は楕圓偏光に對して、偏光子及び檢光子の用をなす。但し四分の一波長板は波長の異なるに従ひそれぞれ厚さの異なるものを用ひなければならぬことは勿論である。

第449圖

【注意2】圓偏光或は楕圓偏光は、上述の場合以外に、色々の場合にできる。例へば、上述の四分の一波長板の代りに、これと厚さの違ふものを用ひた場合、全反射及び金屬の表面反射の場合に起る。

§ 239. 平面偏光振動面の廻轉. ある種類の水晶は、第450圖に示すように、面 α, β, γ が右廻りに並び或は左廻りに並ぶ。かくの如き水晶を光軸に垂直に切つて作つた板を、互に平行に置いた二つのニコルのプリズ

(1) Quater-wave plate ; das Viertel-Wellen-Blättchen.



第450圖

ムの間に、光が水晶板に垂直に投射するように置いて単色光を通すと、色の附いた光が見へる。もし、水晶板を入れなければ、光が通らないのであるから、水晶板はこれを通過する平面偏光の振動面を廻轉することが分かる。尙ほ、檢光子を廻轉してみると、その位置の異なるに従ひ異なる色の光が見へる。これにより、上述の振動面の廻轉の度は波長によつて異なることが分かる。また、同一波長の光に対する廻轉角は水晶板の厚さに比例する。 $1mm$ の厚さに對する廻轉角を比廻轉度⁽¹⁾といふ。その値は次表に示す通りである。

フラウンホーフエル線	A	B	C	D	E	F	G	H
波 長 (m μ)	760	686.7	656.3	589.0	527.0	486.1	430.8	396.8
比 廻 轉 角	12.7	15.7	17.3	21.7	27.5	32.7	42.6	51.2

そうして、第 450 圖 I と II は、その廻轉の方向が互に

(1) Specific rotation ; das spezifische Drehungsvermögen.

逆である。檢光子の方から見れば I は右廻りに廻轉する。故に右旋光水晶⁽¹⁾といひ、II は逆であるから左旋光水晶⁽²⁾といふ。

砂糖の水溶液の如きものも、亦平面偏光の振動面を廻轉する。その廻轉の度は、水晶の場合と同様に波長によつて違ふ。同一波長のものについては、光が溶液中を進む途の長さ l と溶液の濃度 c に比例する。濃度 $1 \frac{gr}{cm^3}$ の溶液、長さ $1dm$ に對する廻轉角を溶液の比廻轉度といふ。蔗糖の水溶液のナトリウム光に對する比廻轉度は 66.5 である。

砂糖にもその種類によつて右旋光性のものと左旋光性のものとある。

【注意1】 習慣上水晶の如き固体の比廻轉度はその厚さ $1mm$ の板を採り、溶液については $1dm$ を採つて居る。

【注意2】 水晶に左旋右旋の區別があるのは、結晶の原子構造の相違に基き、溶液のそれは各分子が原子から組み立てられて居る、その組み立て方の相違に基くと考へられて居る。

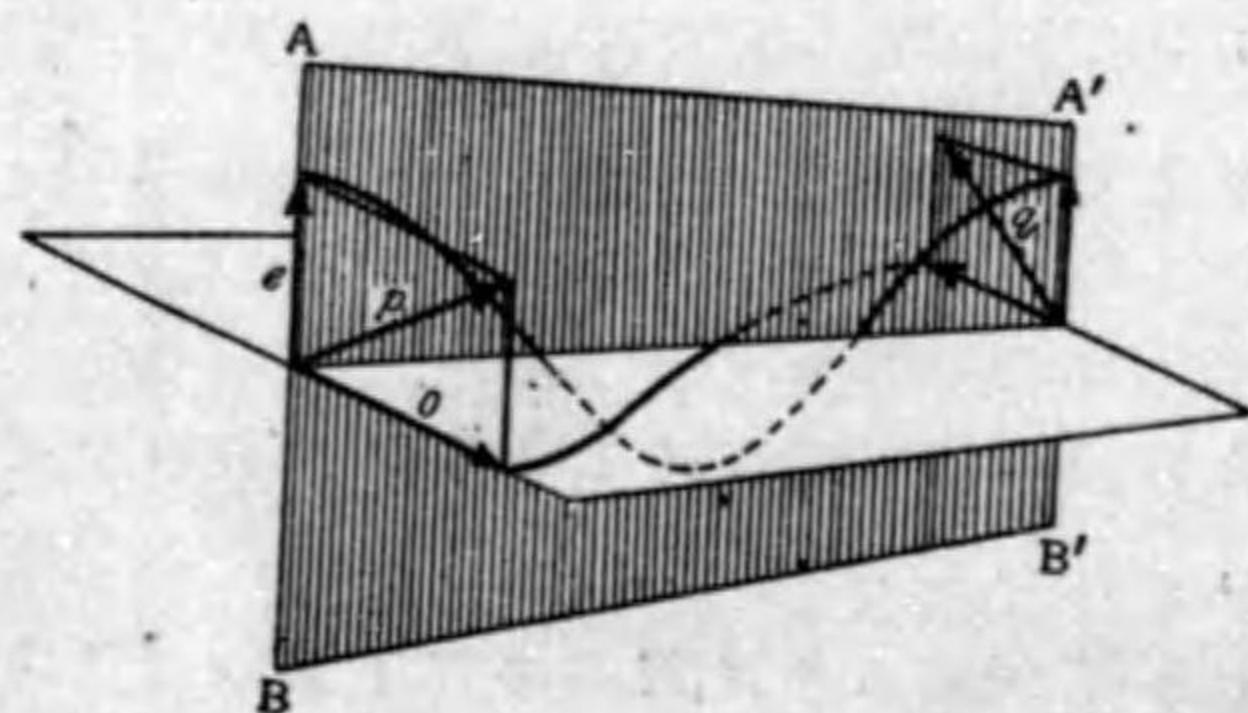
§ 240. 偏光計⁽³⁾或は檢糖計⁽⁴⁾ 溶液が平面偏光の振動面を廻轉する度は、その濃度に比例する故、濃度の知られざ溶液についてその廻轉角を測るときは、比廻轉度よりその濃度を計算することができる。この目的に

(1) Right quartz ; der Rechtsquarz. (2) Left quartz ; der Linksquarz.
 (3) Polarimeter ; da Polarimeter. (4) Saccharimeter ; das Saccharimeter.

用ひる装置を偏光計或は檢糖計といふ。

偏光計の偏光子及び檢光子としてニコルのプリズムのみを用ひては、廻轉角を精密に測ることができない。その爲めに色々の工夫がある。次にローラン⁽¹⁾の檢光子なるものゝ説明をする。

この檢光子にはニコルの外に半影板⁽²⁾なるものを用ひる。それは、普通の水晶をその光軸と平行に切つて作つた板である。今、第 451 圖 AB をその板の光軸の方向とし、P の方向に振動する平面偏光を板面に垂直に投射したとすると、AB に平行なる異常光 e と、それに垂直なる常光 o とに分解される(第 437 圖参照)。

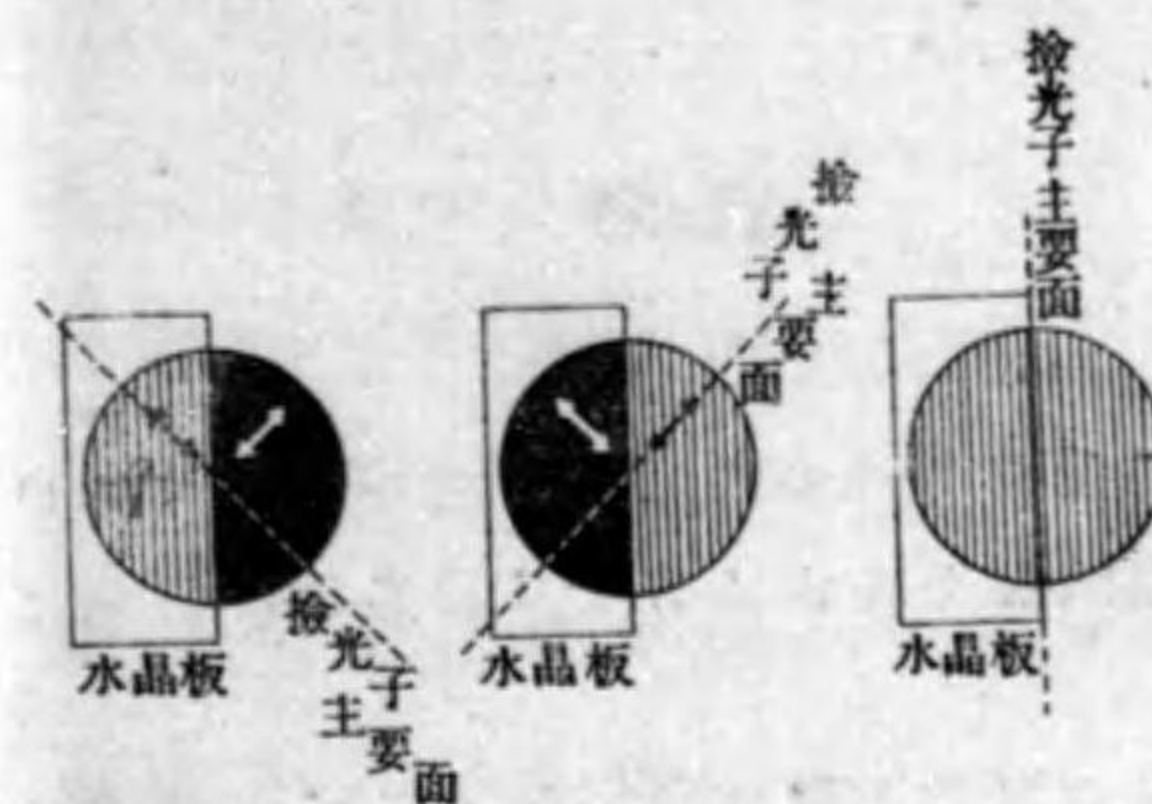


第 451 圖

そうして、その二つが水晶を通過する速さが違ふ、即ち o が e よりも速い。従つて o が e よりも波長が大である。故にその厚さを適當にすれば、常光に對しては半波長の奇數倍であるけれども、異常光に對しては半波長の偶數倍であるようにすることができる(第 451 圖では o の半波長、

(1) Laurent. (2) Half-Shadow plate ; die Halbschattenplatte.

e の 1 波長にしてある)。そうすれば、板を出るときには、二つの偏光が合成され、AB に平行なる A'B' に對して p と對稱^{90°}の方向に振動する平面偏光 q となる。故に第 452 圖に示す如く視野の半分を通る光はこの水晶板を透過し、他の半分は素通しにすれば、前の部分の光は平面偏光 q で、後のものは p である。但し、このようにすると、幾らか水晶板に光が吸収されて二つの部分の

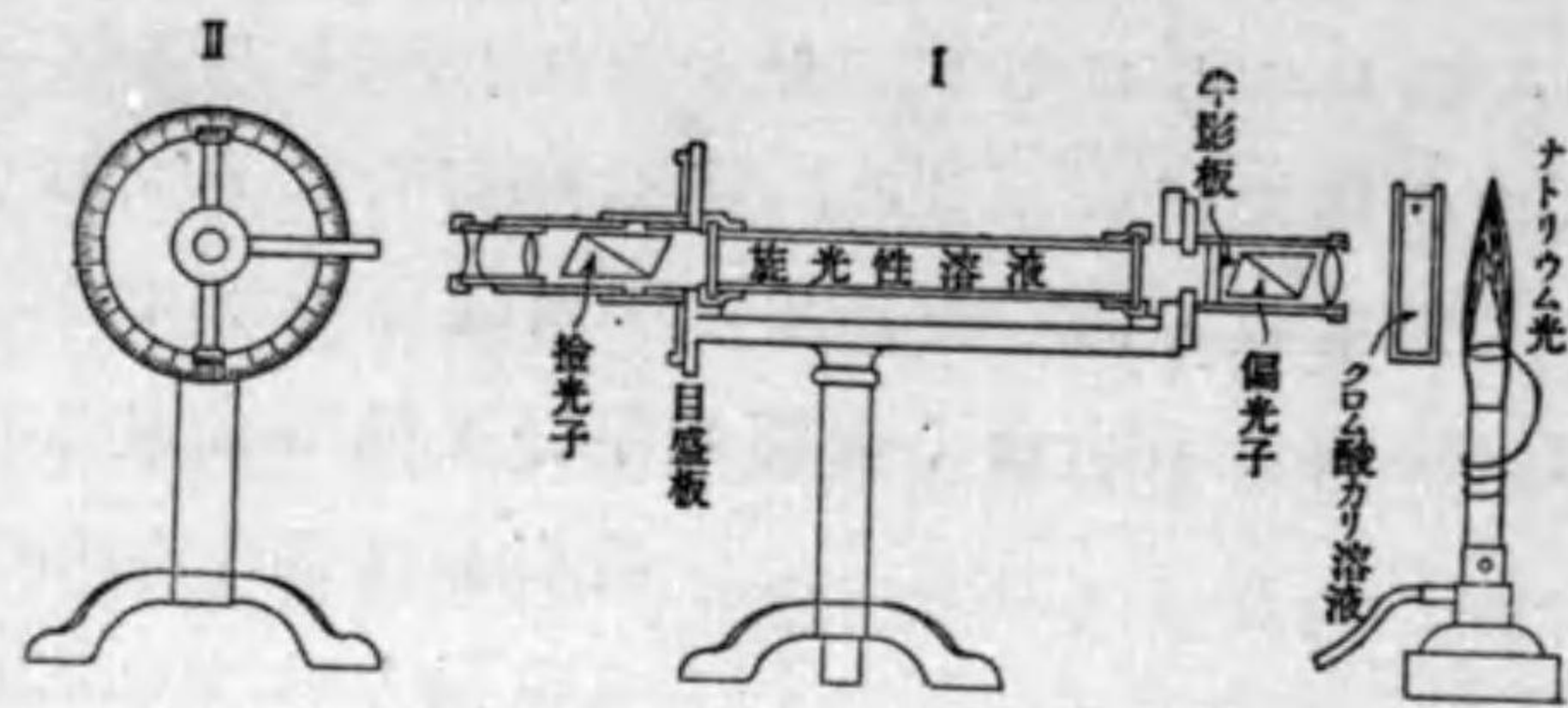


第 452 圖

強さが違つて來るから、それを補ふために、素通しにせず、適當な厚さの硝子板を入れる。

今、ニコル N_1 と N_2 の間に、上述の半圓水晶板を置いて、上述の p, q の二つを檢光子 N_2 に投射せしめ、これを廻轉してその主要面を p 或は q の一方に一致せしむれば、他方は暗くなり、 p と q に對する傾きを等しくすれば、二つの半圓の明るさが等しくなる(第 452 圖)。かくの如き位置を求め置き砂糖の溶液を中間に置くと、(第 453 圖) 偏光面が廻轉せられるから、一方の半圓が明るくなる。そこで、兩半圓が同一の明るさになるように檢光子を廻轉すると、このときの廻轉した角が所要の

(p ⊥ q)??



第 453 圖

廻轉角である。⁽¹⁾

【注意1】 このようにすると、相接する光度の違ふ半圓を比較するのであるから、單獨に明るさの極大極小を求めるよりは遙かに精密に求められる。

【注意2】 第 452 圖に於て、左右の偏光と同一角度を成すべき検光子主要面の位置は二つある。右端の圖に示せるものと、これに垂直なものである。その中偏光と大なる角を成す方を用ひれば、より精密に兩側の視野を比較することができる。何となれば、偏光の振幅を A 、検光子の主要面と成す角を α とすると、その主要面の方向の分振動の振幅は $A\cos\alpha$ である。 α を $\Delta\alpha$ だけ變化させると、一方は $\alpha + \Delta\alpha$ 他方は $\alpha - \Delta\alpha$ となり兩視野に於ける振幅の差は、

$$\begin{aligned} \Delta A &= A\{\cos(\alpha - \Delta\alpha) - \cos\alpha\} - A\{\cos(\alpha + \Delta\alpha) - \cos\alpha\} \\ &= A\{\cos\alpha\cos\Delta\alpha + \sin\alpha\sin\Delta\alpha - \cos\alpha\} - A\{\cos\alpha\cos\Delta\alpha - \sin\alpha\sin\Delta\alpha - \cos\alpha\} \end{aligned}$$

然るに $\cos\Delta\alpha = 1$, $\sin\Delta\alpha = \Delta\alpha$ と置き得るから、

$$\Delta A = 2A\sin\alpha\Delta\alpha$$

このとき $0 < \alpha < 45^\circ$ であるから、 α が大きい程 $\sin\alpha$ が大きい。即ち ΔA が大きくなる。

【注意3】 上述の檢糖計の外に色々のものがある。その一種リッピツヒの檢糖計については、平塚忠之助氏、高等物理學(波動論音響學物理光學) 228 頁を見よ。

(1) 實驗上の注意については柏木好三郎氏、物理實驗三十題 112 頁 - 119 頁及び早川金之助氏、物理實驗測定法、326 頁 - 337 頁を見よ。

第三十一章 輻射波⁽¹⁾

§ 241. 線帯及び連続スペクトル⁽²⁾. 金属鹽類をガス
焰の中に入れると、金属の異なるに従ひ、それぞれ固有
の色が出る。これを分光器で見ると、各の金属は

それぞれ特有の數條の輝線を現らはして居る。また、
第 454 圖の如き装置を用ひて、稀薄なるガス中
に電氣の火花を飛ばしてみても同様である。

この事實から、各の元素は、それが氣體の状態に
あるときには、各元素特有なる數種の單色光を
發するものと考へられる。但し、その線には極
めて細いものと、幾らか幅のあるものがある。

前の方を線スペクトル後の方を帯スペクトル
といふ。前者の發光の源は原子であり、後者の
源は分子であると考へられて居る。

もし、豫め各元素についてスペクトル線の位置、即ち
波長を測つて置いたならば、未知の物質の中に如何なる
元素の含まるゝかを檢することができる。また、こ
の方法により、未知の元素を檢出することができる。



第454圖

(1) Radiation ; die Strahlung. (2) Line (band, continuous) spectrum ; das
Linien (Band, kontinuierliche) Spektrum.

この分析方法を**スペクトル分析**⁽¹⁾といふ。

【注意】スペクトル分析による元素の発見は1860年ブンゼン⁽²⁾及びキルヒホフ⁽³⁾のセシウム⁽⁴⁾(Cs)の発見に初まる。兩氏は續いて1861年ルビジウム⁽⁵⁾(Rb)を発見し、これに續いてこの方法によつて多くの元素が発見せられた。

さて、各の元素がそれぞれ特有の光を出すのは、その原子或は分子がそれぞれ特有の構造を有するためである。それはちようど、大きさ或は形の異なる音叉が、それぞれ特有の振動数を有するのと同様である。然し、もし多くの音叉を糸のようなもので互に連結したならば、各固有の振動をすることができないから、固有の音を出すことができないと同様に、各元素が固有の光を出す爲には、個々の原子或は分子が他の影響を受けずに、自由に振動しなければならぬ。これ、元素が氣體の状態に在ることの必要な所以である。

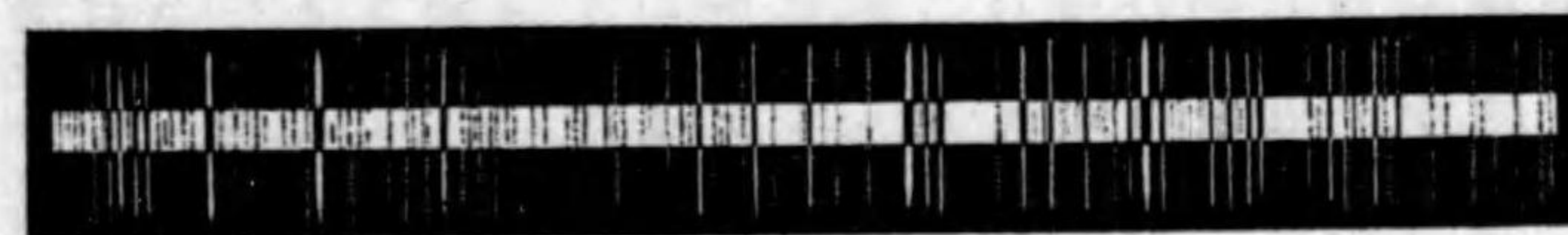
【注意】上述の事實から、ある種の原子、例へば水素原子Hから出る光のスペクトルの波長を精査することにより、その構造が窺はれるといふことが想像される。これについては後に述べる。

物質が固體或は液體の状態に在るときには、原子或は分子は他の影響を受けて自由に振動することができないから、スペクトルは連続したものになる。これを**連続スペクトル**といふ。

(1) Spectral analysis ; die Spektralanalyse. (2) Bunsen (1811—1899).
(3) R. Kirchhoff (1824—1887) (4) Cesium. (5) Rubidium.

アーク燈の光を分光器で見ると、連続スペクトルを現はす。然るに、アーク燈と分光器との間にナトリウムの蒸氣を置き、これを通過した光を見ると、ナトリウムの出すD線の所が暗く見へる。これはナトリウムの蒸氣がD線の部分の光を吸収するからである。

かくの如く、スペクトルの輝線が暗線に變ずることを**スペクトル線の反轉**⁽¹⁾といひ、かくして出來た暗線のスペクトルを**吸収スペクトル**⁽²⁾といひ、これに對して線の明るいスペクトルを**輝線スペクトル**⁽³⁾といふ。太陽



第455圖

のスペクトルの中のフラウンホーフエル線は、太陽を圍繞するガスの吸収によつて生じたものである。

【注意1】スペクトル線反轉の理は後に述べる。

【注意2】第455圖の中央は太陽の吸収スペクトル、兩側のものは鐵の輝線スペクトルである。兩者を比較すれば太陽中に鐵の存在することは明らかである。

【注意3】第455圖に示すような比較により、フラウンホーフエル線は次表に示す物質の吸収によつて生ずることが知れた。

(1) Reversion ; die Umkehrung. (2) Absorption spectrum ; das Absorptionsspektrum. (3) Emission spectrum ; das Emissionsspektrum.

【注意4】 1868年ロツ

キヤー⁽¹⁾はスペクト

ル分析により太陽に

は地球上に在らざる

元素の存在すること

を認め、これをヘリユ

ーム⁽²⁾と名づけた。1895

年ラムゼー⁽³⁾はこれが

地球上にも存在する

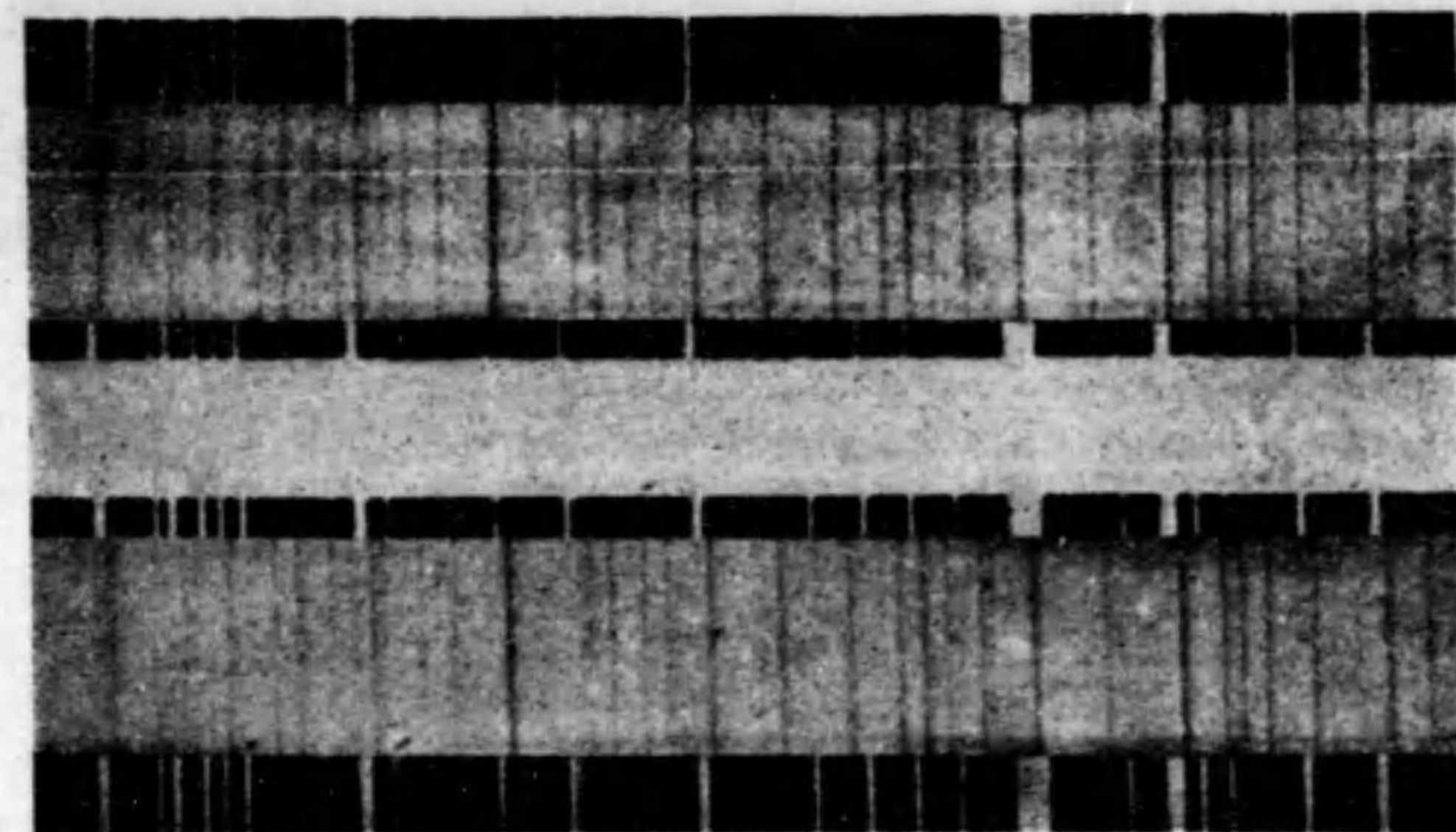
ことを確めた。尙ほ、

ヘリウムについては後に述べる。

§ 242. ドツプラーの効果. 吾々は §99 に於て、音源が観測者に向ひ、或はこれに背いて運動するとき、音の調子が違つて聞えることを述べた。光も波であるから同様の現象がある、即ち發光體と観測者とが相對的に運動するとき、光の波長が變つて見へるため、スペクトルの線が一方へ片寄る。これを音の場合と同様にドツプラーの効果といふ。

これは天文學上に種々の場合に應用せられる。その一二の例を擧げてみると、星と観測者とを結ぶ方向に於ける星の運動は、望遠鏡を用ひて測ることができない。然るに、ドツプラーの効果によつて之を測ることができる。例へば、第 456 圖の中央の吸収スペクトルは、ある同一聯星のものであるが、これを撮つた時刻が違ふ。また、その上下のスペクトルは、比較の標準として地上の光源から撮つたものである。上下の二つを比較すると、明らかに標準スペクトルに對する變位の度が

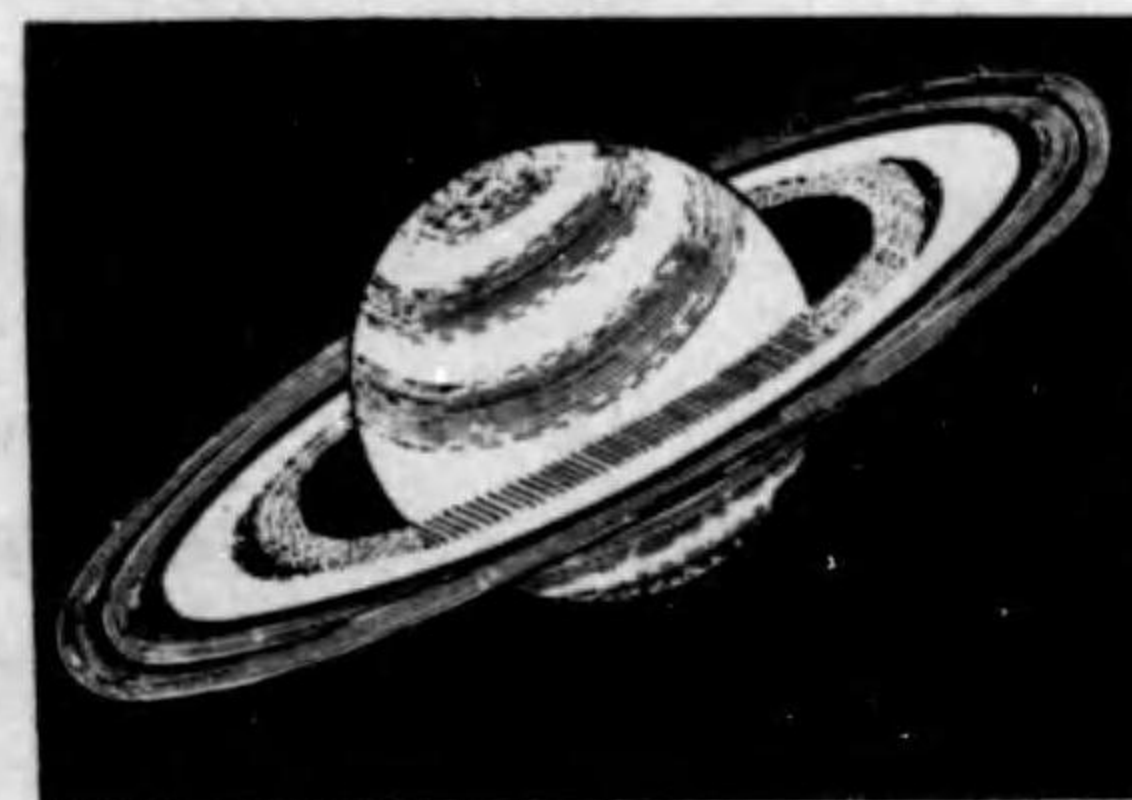
(1) Lockyer. (2) Helium. (3) Ramsay(1892-).



第 456 圖

違ふ。これは、この星がある暗黒なる星の周圍を廻轉しつゝあつて、時によつて視線の方向の速度が違ふためである。

また、土星には第 457 圖のように輪がある。これが何であるかといふことは、天文學上重要な問題であつたが、ドツプラーの現象を應用することによつて之を解決することができた。もし、この輪が連續せる一つの剛體であるならば、その廻轉の角速度は内外同一なる故に、外



第 457 圖

方の速さは内方の速さよりも大きい (§26)。またもし、それが小なる星の集團なるときは、内外速度の關係が逆になる。何故ならば、 M を土星の質量、 m をその集團中の一つの小星の質量、 r を二つの中心距離とすると、その間の引力は §28(4) によつて

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

然るに、求心力は $\frac{mv^2}{r}$ なる故(§27),

$$\frac{mv^2}{r} = K \frac{Mm}{r^2} \quad \text{即ち} \quad v^2 = \frac{KM}{r}$$

故に、 r が大なる程 v は小である。その何れなるかは、ドップラーの現象を利用して決定することができる。その結果後者と一致することが分かった。

また、太陽のスペクトルを多くの恒星のスペクトルと比較してみると、凡ての恒星は共通に太陽に対して $1-100 \frac{km}{830}$ の速度を以て運動することが分かる。これは、吾々の太陽系が宇宙間にこの速度を以て運動しつゝあることを示すものである。

§ 243. 螢光及び燐光⁽¹⁾ フリュオレツシンの⁽²⁾ 淡いアルカリ溶液に日光を当て、透過光で見ると、赤黄色に見へる。

【注意】 フリュオレツシンは水に溶けぬ。これを溶かすためにアルカリを入れたのであつて、アルカリそのものはこゝに述べる現象に關係しない。

然るに、反射光で見ると黄緑色に見へる。また青や紫の光を当てると殆んど全部が吸収せられるため光が透過しないが、反射光で見れば前と同様に黄緑色である。そうして、投射光には黄緑色の光を含んで居なくとも、反射光は黄緑色である。尙ほ、赤色光をこれに当てると、殆んど吸収されずに通り、黄緑色の光も反射されない。これ等の事實から、この液體が反射光で黄

(1) Fluorescence and phosphorescence; die Fluoreszenz und die Phosphoreszenz. (2) Fluoresceine; Fluoreszein.

緑色に見へるのは §211 に説明したような單なる光の反射吸収に基くのではなくて、第一、この溶液の發する光の波長は、投射光の波長によつて變るのではない。 第二、これは比較的短い波長の光を吸収して黄緑色の光を出すものである。 この現象を螢光といひ、螢光を發する物質を螢光物といふ。

【注意1】 普通の石油⁽¹⁾ 或はコールタールから作る染料エオシン⁽²⁾ ($C_{20}H_{16}Br_4O_5$) に於てもこれを見ることが出来る。

【注意2】 螢光と名づけたのは、外見上螢の光に似た所があるからであるが本質的には別物である。

固體についての螢光は螢石⁽³⁾ (CaF_2) によつて見ることが出来る。この礦物は、この性質著しきためかく名づけられたのである。また、シアン化白金バリウム⁽⁴⁾ ($Ba(PtCy_4)$) は美麗なる螢光を發する故、これらを塗つた板はよく物理学の實驗に用ひられる。尙ほ珪亞鉛礦⁽⁵⁾、沸石⁽⁶⁾、閃亞鉛礦⁽⁷⁾ 及びウラニウム化合物 UO を含んだものもよく螢光を發する。

○ ストークス⁽⁸⁾の研究によると、螢光物に螢光を發せしめるには、その波長よりも短い波長の光を当てねばならぬ。 さて螢光は、これを刺戟する光を當てることを止めるとともに消へる。然るに、ある種の物質は、外より光を當てることをやめた後も尙ほ螢光を發する。これを燐光といひ、その物質を燐光物といふ。然し、螢

(1) Petroleum; das Petroleum. (2) Eosin; das Eosin. (3) Fluorite (Fluorspar); der Flusspart. (4) Barium platin cyanite; Bariumplatinzyanür. (5) Willemite. (6) Zeolite. (7) Zinblend. (8) George Gabriel Stokes (1819—1903).

光と燐光との間には本質的の差があるものでなくて、たゞ発光の繼續時間に長短の程度の差があるのみである。

【注意】空氣中に於て、燐或は有機物が外から光を受くることなく自身で光を発するのを俗に燐光といふけれども、これは化學作用(普通緩慢なる酸化)に因るものであつて、上述の燐光とは別のものである。

§ 244. 紫外線及び赤外線⁽¹⁾ 太陽のスペクトルの紫の端の部分⁽²⁾を螢光板に當て、みると、この部分に於ても尙ほ螢光が見へる。これにより、吾々の眼には見へないけれども、太陽の光の中には、紫の波長よりも短い波長の光が在ることが分かる。これを紫外線といふ。

【注意1】紫外線の波長約 340μ のものまでは硝子を透すが、それ以下のものは殆んど硝子に吸収せられる。また約 200μ まで水晶を通し約 185μ までは螢石を通す。故にこの範圍の紫外線に用ひるレンズ等は水晶、螢石で作る必要がある。尙ほこれよりも波長の短かいものは、空氣にも甚だしく吸収せらるゝから、空氣中でこれを検出するのは困難である。シューマン⁽³⁾は真空分光器により水素のスペクトルの中に $\lambda=1200\text{A}$ のものゝあることを発見した(1893)。この部分の紫外線をシューマン線⁽⁴⁾といふ。ライマン⁽⁵⁾及びミリカン⁽⁶⁾は紫外線の範圍を擴張して $\lambda=202\text{A}$ に達した(1920)。

【注意2】紫外線は病的組織に破壊作用をなし、また殺菌作用をなす。

(1) Ultraviolet rays ; die ultraviolette Strahlen (2) Infrared rays ; die infraröte Strahlen. (3) Viktor Schumann. (4) Schumann rays ; Schumannstrahlen. (5) Lyman. (6) R. E. Millikan.

これを利用する療法を紫外線療法⁽¹⁾といふ。その光としては天然の日光或は石英水銀燈⁽²⁾の光を用ひる。石英水銀燈は真空石英管中に水銀を入れたものである。これを電極として電流を通し、水銀蒸氣の出す紫外線を利用するのである。

太陽のスペクトルの赤の端の外に、球を焰で煤した寒暖計を置いてみると、温度が上昇する。これによつて、吾々の眼には見へないけれども、太陽の光の中には赤よりも波長の長い光の在ることが分かる。これを赤外線といふ。

【注意1】§300に述べた輻射熱は赤外線である。これはまた熱線⁽³⁾ともいふ。

【注意2】赤外線はルーベンス⁽⁴⁾によつて研究せられた。氏は一樣なる赤外線を得るに次の如くした。赤外線を含む光を岩鹽の面に當てると、波長 53.6μ の光を多く反射し、他のものは殆んど吸収するか或は透過する。故に、この反射光を第二の岩鹽の面に當て、更にその反射光を第三の岩鹽の面に當て、かくして第四の岩鹽の面より反射するものについて研究した。これは、一樣な光であつて、波長 $\lambda=53.6\mu$ 、 $\lambda=46.9\mu$ の二つであつた。かくの如く、この光は數回の反射を繰り返して残つたものであるから、氏はこれを殘線⁽⁵⁾と名づけた。尙ほ、石英水銀ランプを光源として、氏の得た波長の最も長い赤外線は $\lambda=343\mu$ ($\approx \frac{1}{3}mm$) である。

紫外線赤外線の如き眼に見へぬ光に對し眼に見へ

(1) Ultraviolet therapeutics ; Ultraviolettherapie. (2) Quartzmercury lamp ; die Quarzquecksilberlampe. (3) Heat rays ; die Wärmestrahlen. (4) Heinrich Rubens (1865—1922) (5) Rest rays ; die Reststrahlen.

る光を可視線⁽¹⁾といひ、その在るスペクトルの部分を可視スペクトルといふ。紫外線、可視線、赤外線及び後に説明するX線、 γ 線等は、その本質に於ては何れも同一のものであつて、その性質の異なるは、たゞ波長の異なるに因るのであるから、これ等を總稱して輻射線⁽²⁾或は輻射波⁽³⁾といふ。

(1) Visible rays ; die Sichtbarstrahlen. (2) Radiation ; das Strahl.

(3) Radiate waves ; die Strahlungswellen.

第三十二章 輻射エネルギー⁽¹⁾

§ 245. 一樣媒質中の輻射波の傳播. これから一般的にエーテル波動のエネルギー、即ち輻射エネルギーについて論ずる。先づ平行なる單色輻射線束が一樣な媒質、例へば水、空氣、硝子等の中を傳播する場合を考へる。尙ほ事柄を簡單にするために、廻折の現象は考へる中に入れぬこととする。

今、第 458 圖のように、輻射線の方向に真直な圓筒を



第 458 圖

想像してみると、ちようど水が管の中を流れるように、輻射エネルギーはこの筒の中を流れる。さて、水流の強さは管の直切口を單位時間に通過する水量でいひ表はされる如く、輻射エネルギーの流れの強さは、その方向に垂直な面 A を想像し(第 459 圖)、單位時間にこれを通過するエネルギーによつて表はすことができる。

【注意】光の流れの強さの實用單位ヘフネルケルツ[HK]については後に述べる。

さて、面 A の中に於ては、場所によつて輻射線の密集せる所と稀薄な所とがあり得る。そこで、A 中に極め

(1) Radiation-energy ; die Strahlungsenergie.

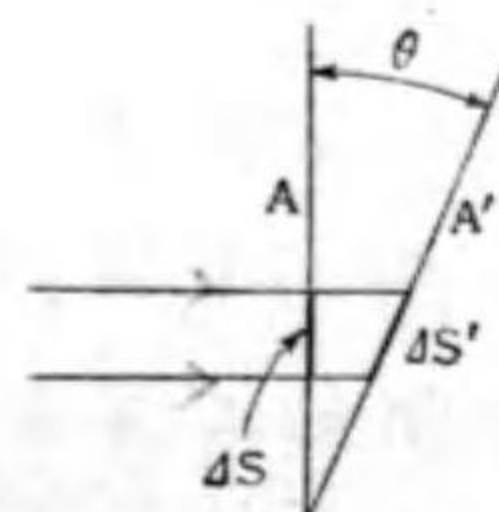
て小なる面積 ΔS を考へ、単位時間にこれを通過する波長 λ の輻射エネルギーを ΔI_λ とすると、

$$J_\lambda = \frac{\Delta I_\lambda}{\Delta S} \quad (1)$$

をこの點に於ける波長 λ の輻射エネルギーの流の密度⁽¹⁾といふ。面積 A の中の密度が一樣なときは、

$$J_\lambda = \frac{I_\lambda}{S}$$

である。また、面 A と角 θ だけ傾ける面 A' 中に小なる



第459圖

面積 $\Delta S'$ をとると(第459圖), $\Delta S = \Delta S' \cos \theta$. 故に, A' の單位面積を單位時間に通過する輻射エネルギーを H_λ とすると、

$$H_\lambda = \frac{\Delta I_\lambda}{\Delta S'} = \frac{\Delta I_\lambda \cos \theta}{\Delta S} = J_\lambda \cos \theta. \quad (2)$$

これを面 A' の照度⁽²⁾といふ。

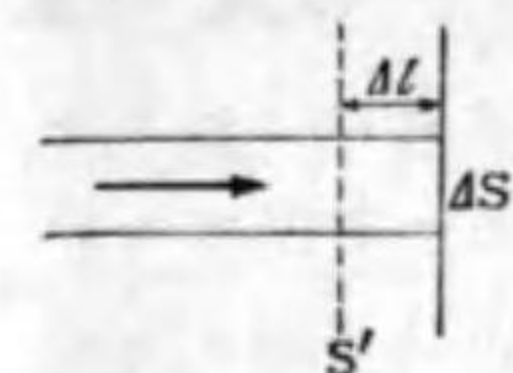
輻射エネルギーの流れが定常状態に在るとき、その流れの中にある體積を考へると、その中には絶えず一定の輻射エネルギーが含まれて居る。今極めて小なる體積 ΔV 中に波長 λ の輻射エネルギーが ΔE_λ 在るとき、

$$u_\lambda = \frac{\Delta E_\lambda}{\Delta V} \quad (3)$$

(1) Density of radiation-energy-flow ; die Dichtigkeit des Strahlungsenergiestroms. (2) Luminosity ; die Helligkeit.

をその輻射エネルギーの體積密度⁽¹⁾といふ。

輻射エネルギーの體積密度と流れの密度との關係を求め、ために、面 ΔS に垂直に投射する輻射エネルギーの流れを考へ、 ΔS から Δl の距離に在る面 S' を考



第460圖

へる。ある瞬間に S' に在る輻射波が Δt の後に ΔS に達するものとすると、 Δt の間には、 ΔS と S' との間の輻射エネ

ルギーが ΔS を通過する。その量は $\Delta S \cdot \Delta l \cdot u_\lambda$ である。故に、

$$E_\lambda = \frac{\Delta S \cdot \Delta l \cdot u_\lambda}{\Delta S \cdot \Delta t} = u_\lambda \frac{\Delta l}{\Delta t}$$

$\frac{\Delta l}{\Delta t}$ は輻射波の傳播速度であるから、これを C_λ とすると、 $E_\lambda = u_\lambda C_\lambda$ 従つて、

$$H_\lambda = u_\lambda C_\lambda \cos \theta. \quad (4)$$

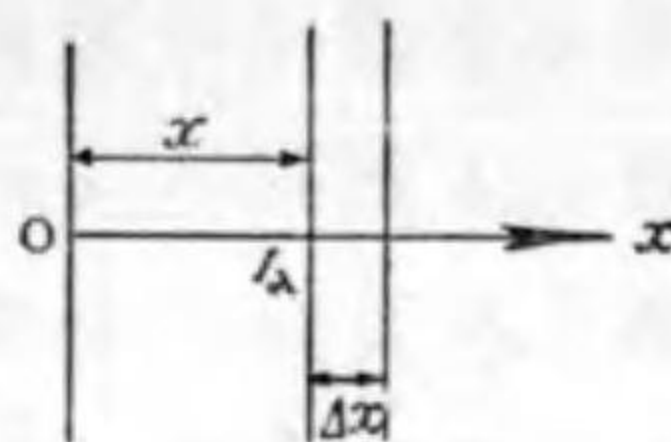
平行輻射線束が媒質中を傳播するとき、そのエネルギーの流れの強さは次第に變化する。その原因の主なるものを次に述べる。

第一、媒質の分子(或は微小なる塵埃)は、輻射波の進路をかき亂す。これを光の散亂⁽²⁾といふ。

【注意】 散亂によつて波長は變らぬが傳播の方向が變るからエネルギー流れの強さが變ることになる。

(1) Volume-density of radiation-energy ; die Volumendichtigkeit der Strahlungsenergie. (2) Scattering ; die Zerstreung.

輻射波の方向に垂直なる厚さ Δx の媒質の層を考へ、その前面に投射する流れの強さを I_λ とすると、 Δx の間に散乱による流れの強さの變化 $\Delta_1 I_\lambda$ は Δx と I_λ との積に比例する。比例常数を β_λ とすると、



第461圖

$$\Delta_1 I_\lambda = -\beta_\lambda I_\lambda \Delta x \quad (5)$$

β_λ を散乱係数といふ。 β_λ は波長によつてその値が違ふ。 レ-レ- の研究によつて、 β_λ は波長の自乗に逆比例する⁽²⁾。故に波長の短い光程多く散亂せられる。空が青く、朝或は日暮に太陽の光が赤く見へるのはこのためである。

第二. 輻射エネルギーは媒質の分子に吸収せられて他のエネルギー(即ち波長 λ の輻射エネルギー以外のエネルギー)になる。

これによる I_λ の變化を $\Delta_2 I_\lambda$ とすると、第一と同様に、

$$\Delta_2 I_\lambda = -\alpha_\lambda I_\lambda \Delta x \quad (6)$$

α_λ を吸収係数⁽³⁾といふ。吸収されたエネルギーは I. 熱的エネルギー II. 化學的エネルギー III. 他の波長の輻射エネルギー即ち螢光に變る。故に、 α_λ はこの三つの部分に分けることができる。これをそれぞれ $\alpha_{\lambda,1}$, $\alpha_{\lambda,2}$, $\alpha_{\lambda,3}$ とすれば、

$$\alpha_\lambda = \alpha_{\lambda,1} + \alpha_{\lambda,2} + \alpha_{\lambda,3} \quad (7)$$

多くの物質では $\alpha_{\lambda,2} = 0$, $\alpha_{\lambda,3} = 0$ であつて、吸収せられた輻射エネルギーの大部分は熱的エネルギーとなる。

第三. 媒質は外から與へられたエネルギーにより、或は吸収した輻射エネルギーにより、 x の方向に波長

(1) Scattering coefficient ; der Zerstreuungskoeffizient. (2) Lord Rayleigh (1842—1919) (3) Absorption coefficient ; der Absorptionskoeffizient.

λ の輻射波を送り、そのため I_λ が増加する。

これを $\Delta_3 I_\lambda$ とすると、上と同様に、

$$\Delta_3 I_\lambda = \epsilon_\lambda I_\lambda \Delta x \quad (8)$$

ϵ_λ を輻射係数⁽¹⁾といふ。

以上述べた三つの原因による I_λ の變化を ΔI_λ とすると

$$\begin{aligned} \Delta I_\lambda &= \Delta_1 I_\lambda + \Delta_2 I_\lambda + \Delta_3 I_\lambda \\ &= (\epsilon_\lambda - \alpha_\lambda - \beta_\lambda) I_\lambda \Delta x \\ &= \gamma_\lambda I_\lambda \Delta x \end{aligned} \quad (9)$$

即ち $\frac{\Delta I_\lambda}{I_\lambda} = \gamma_\lambda \Delta x$ ことに $\gamma_\lambda = \epsilon_\lambda - \alpha_\lambda - \beta_\lambda$ (10)

α_λ , β_λ 及び γ_λ は物質の異なるに従ひ、また波長の異なるに従ひ、その値が異なるのみならず、温度によつて違ふ。 $\epsilon_\lambda > \alpha_\lambda + \beta_\lambda$ なるとき即ち $\gamma_\lambda > 0$ のときは I_λ は媒質を通過することによつて増加し、 $\epsilon_\lambda < \alpha_\lambda + \beta_\lambda$ 即ち $\gamma_\lambda < 0$ のときは減少する。

媒質中に於て $x=x_1$ から $x=x_2$ までの厚い層を考へるときには、これを多くの薄い層に分ち、各の層について(10)と同様の式を作つてこれを加へ合せばよい。 x_1 及び x_2 に於ける I_λ の値をそれぞれ $I_{\lambda,1}$ 及び $I_{\lambda,2}$ とすると、

$$\sum_{I_{\lambda,1}}^{I_{\lambda,2}} \frac{\Delta I_\lambda}{I_\lambda} = \gamma_\lambda \sum_{x_1}^{x_2} \Delta x \quad (11)$$

これから

$$I_{\lambda,2} = I_{\lambda,1} e^{\gamma_\lambda (x_2 - x_1)} \quad (12)$$

【注意】 (11)から(12)に移る計算は次の通りである。

$$\begin{aligned} \int_{I_{\lambda,1}}^{I_{\lambda,2}} \frac{dI_\lambda}{I_\lambda} &= \gamma_\lambda \int_{x_1}^{x_2} dx & \left| \log_e I_\lambda \right|_{I_{\lambda,1}}^{I_{\lambda,2}} &= \gamma_\lambda \left| x \right|_{x_1}^{x_2} \\ \log_e \left(\frac{I_{\lambda,2}}{I_{\lambda,1}} \right) &= \gamma_\lambda (x_2 - x_1) & I_{\lambda,2} &= I_{\lambda,1} e^{\gamma_\lambda (x_2 - x_1)} \end{aligned}$$

(1) Radiation coefficient ; der strahlungskoeffizient.

次に、發光體から光が四方に輻射する場合を論ずる。發光體が單位時間に輻射するエネルギーの量を光度⁽¹⁾といふ。但し、實際には可視輻射線のエネルギーについていふ場合が多い。發光體から四方に一樣に輻射する場合を考へ、發光體を中心とし、その大きさに比して大なる半徑 r の球を描き、その上の照度を H_λ とすると、その値は球面上到る所相等しい。この媒質を傳播する途中に於て輻射エネルギーの總量が變らぬものとするれば、即ち $r_\lambda = 0$ とすれば、球面を單位時間内に通過する輻射エネルギー $4\pi r^2 H$ は光源の光度 L に等しい。故に、

$$L = 4\pi r^2 H \quad \text{即ち} \quad H = \frac{L}{4\pi r^2} \quad (13)$$

§ 246. 輻射能⁽²⁾及び吸收能⁽³⁾ 輻射波が二種の媒質の境に達すると、例へば、空氣中から固體の面に達すると、そこに色々な現象が起る。その境の面が滑かであつて、投射した輻射線の波長の如何に係らず、そのエネルギーの凡てを反射の法則によつて反射するとき、これを完全なる鏡⁽⁴⁾といふ。金、真鍮、銅の如き金屬のよく

(1) Illuminating power ; die Leuchtkraft. (2) Emissive power ; das Emissionsvermögen. (3) Absorption power ; das Absorptionsvermögen. (4) Perfect mirror ; das Perfektspiegel.

磨いた面は各特有の光波の大部分を反射し、他の部分を反射しないため、各特有の色を現はす。次に、面が粗なるときは亂反射が起る。波長の如何に係らず、投射エネルギーの凡てを散亂して反射するものは、完全なる白色體である (§211)。白紙、炭酸マグネシウム(苦土)の板の如きものはこれに近い。また、面が粗であつて、これに投射した輻射波の波長の如何に係らず、その表面から僅かの深さの間に於て全部吸收する場合には完全なる暗黒體である (§211)。白金墨及び焰で煤した面はこれに近い。

普通の場合は、上述のものゝ中間であつて、投射した輻射エネルギーの幾分かを反射し、幾分かを吸收する。波長 λ の輻射波につき、その吸收するエネルギーと投射エネルギーとの比⁽¹⁾を吸收能⁽¹⁾といふ。完全暗黒體の吸收能は何れの波長についても 1 である。また物體表面の單位面積から、波長 λ の輻射エネルギーを單位時間に e_λ だけ輻射するとき、これを輻射能⁽²⁾といふ。

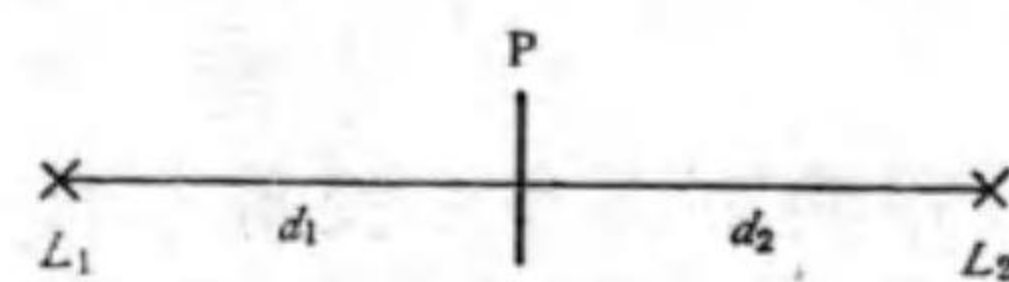
【注意】輻射及び吸收は、物質分子原子の作用に基くもの故、眞の表面に行はるゝものではなく、幾分か内部に於て行はるゝものである。故に、前節の $\alpha_\lambda, \epsilon_\lambda$ はその各の薄層について考へたものであつて、本節の a_λ, e_λ はその各薄層の作用の和である。

(1) Absorption power ; das Absorptionsvermögen. (2) Emissive power ; das Emissionsvermögen.

§ 247. 光度測定⁽¹⁾ 光度或は照度を測ることを一般に光度測定といひ、これに用ふる装置を光度計⁽²⁾といふ。その普通に用ひらるゝものは完全な白色體の反射によるもの、完全暗黒體の吸収を利用するもの及び寫眞作用を利用するものゝ三つである。

ルンマー、プロチューンの光度計⁽³⁾⁽⁴⁾ ルンマー、プロチューンの光度計は、白色板の反射を利用して、二つの光源の光度を精密に比較し得るように工夫したものである。

さて、光を吸収しない様な媒質中に一つの發光點があると、それからは光が四方八方に一様に輻射する。故に、今二つの發光點 L_1, L_2 が、



第 462 圖

それを結ぶ直線に垂直に置かれた板 P の両面を照らすようにし、且つその面は完全に白くする。今、P の位置を色々變へて、その両面から反射する光の強さの相等しき位置を求め、そのとき L_1 と L_2 からの距離がそれぞれ d_1 及び d_2 とする。また、 L_1 と L_2 との光度をそれぞれ L_1 及び L_2 、それが P を照らす照度をそれぞれ H_1 及び H_2 とすると、前節(13)により、

$$H_1 = \frac{L_1}{4\pi d_1^2}, \quad H_2 = \frac{L_2}{4\pi d_2^2}$$

然るに、 $H_1 = H_2$ であるから、

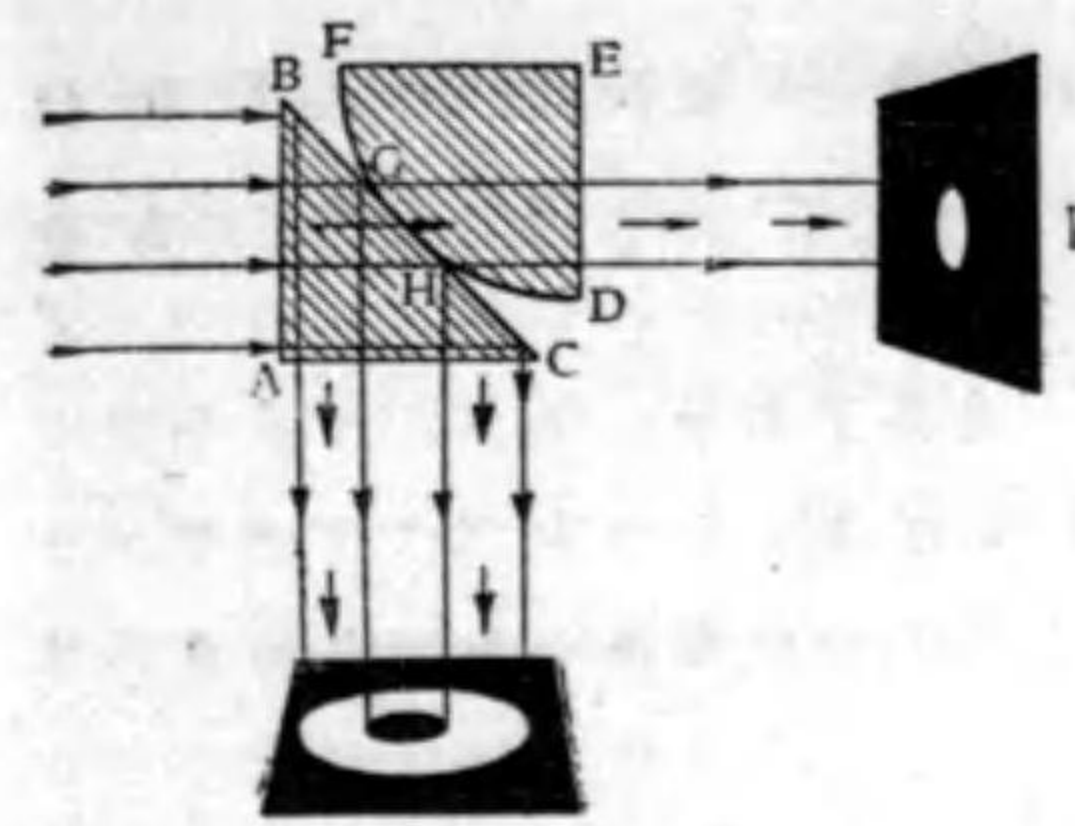
$$\frac{L_1}{d_1^2} = \frac{L_2}{d_2^2} \quad \text{即ち} \quad \frac{L_1}{L_2} = \frac{d_1^2}{d_2^2} \quad (1)$$

故に、 d_1 と d_2 を測れば $L_1 : L_2$ が知られる。ルンマー、プロチューンの光度計は、 H_1 と H_2 とが等しいかどうかを精密に測り得るように工夫したものである(第 463 圖)。

(1) Photometry ; die Photometrie. (2) Photometer ; das Photometer.

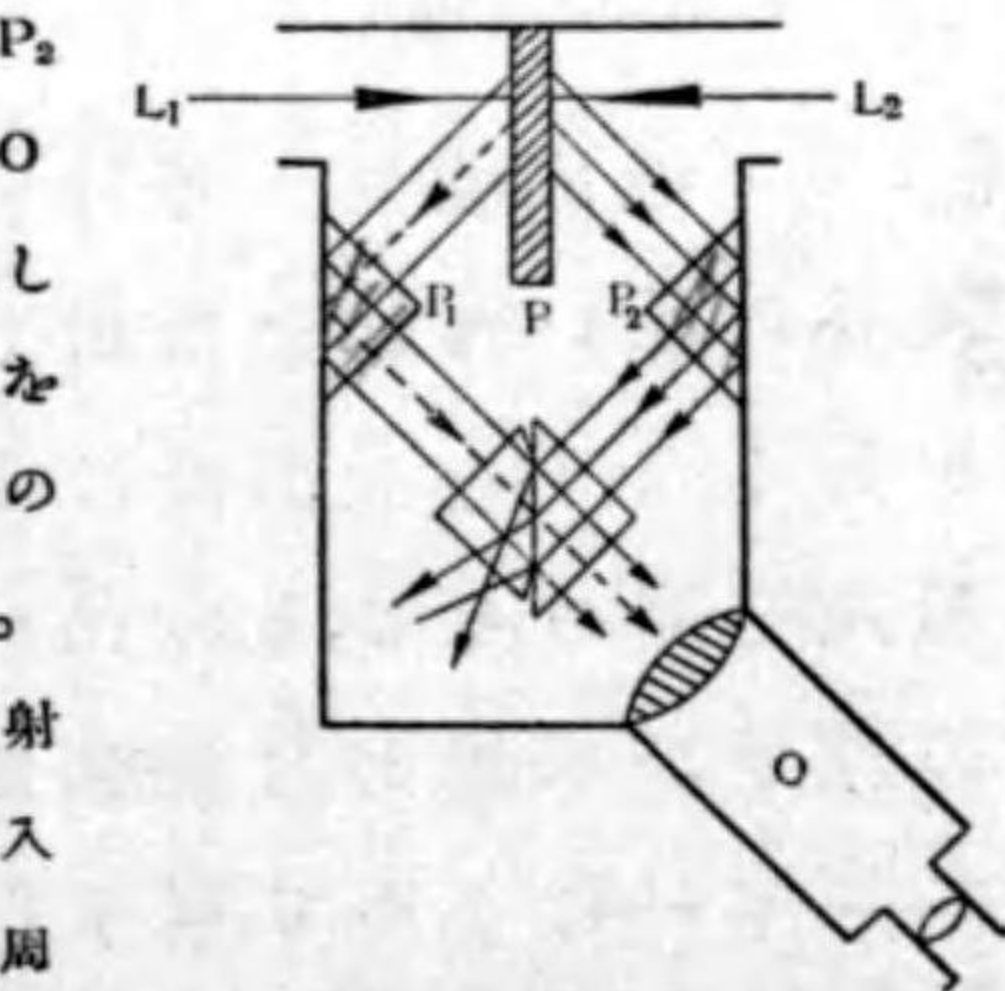
(3) Otto Lummer (1860—). (4) Brodhun.

その主要なる部分は硝子の直角二等邊プリズム ABC と FDE から成つて居る。ABC はすべての面が平面であるが、FDE は直角に對する面が球面である。そして、その球面の中央の部分 GH を平面となし、之を BC の面とよく接觸せしめ、その間に空氣のはいらぬよう密着させてある。故に、光は一つの硝子の塊で出來て居る場合と同様にこゝを通ることが出来る。そこで圖に示すように、AB に垂直に光を送ると、BC 中の中央の部分 GH は光が通りぬけ、他の部分では反射されて AC の面を通りぬける。故に、これを I 及び II で遮ぎると、圖に示すように明暗が互に異なる影を生ずる。今、比較せんとする光源 L_1 と L_2 の間に炭酸マグネシウムにて作った真白い板 P を置き(第 464 圖)、また直角プリズム P_1P_2 と第 463 圖の装置及び擴大レンズ O とを圖に示すように置いて O を通して見ると、 L_1 から出た光は P の左側を照し P_1 に反射され、プリズムの GH の部分を通つた光のみが眼にはいる。また、 L_2 からの光は P の右側から反射し、更に P_2 にて反射され、プリズムに入り、GH の部分の光は通りぬけ、その周圍の部分から反射された光のみ眼にはいる。故に GH の部分とその外の部分との明るさが相等しくて區別がつかぬような位置に P が在るならば、P の両面の照度は相等しい。このような位置を求めると、(1)によつて $L_1 : L_2$ が分る。



第 463 圖

さて、光度及び照度は、理論的には、その絶對單位 $\frac{\text{erg}}{\text{sec}}$ 及び $\frac{\text{erg}}{\text{sec.cm}^2}$

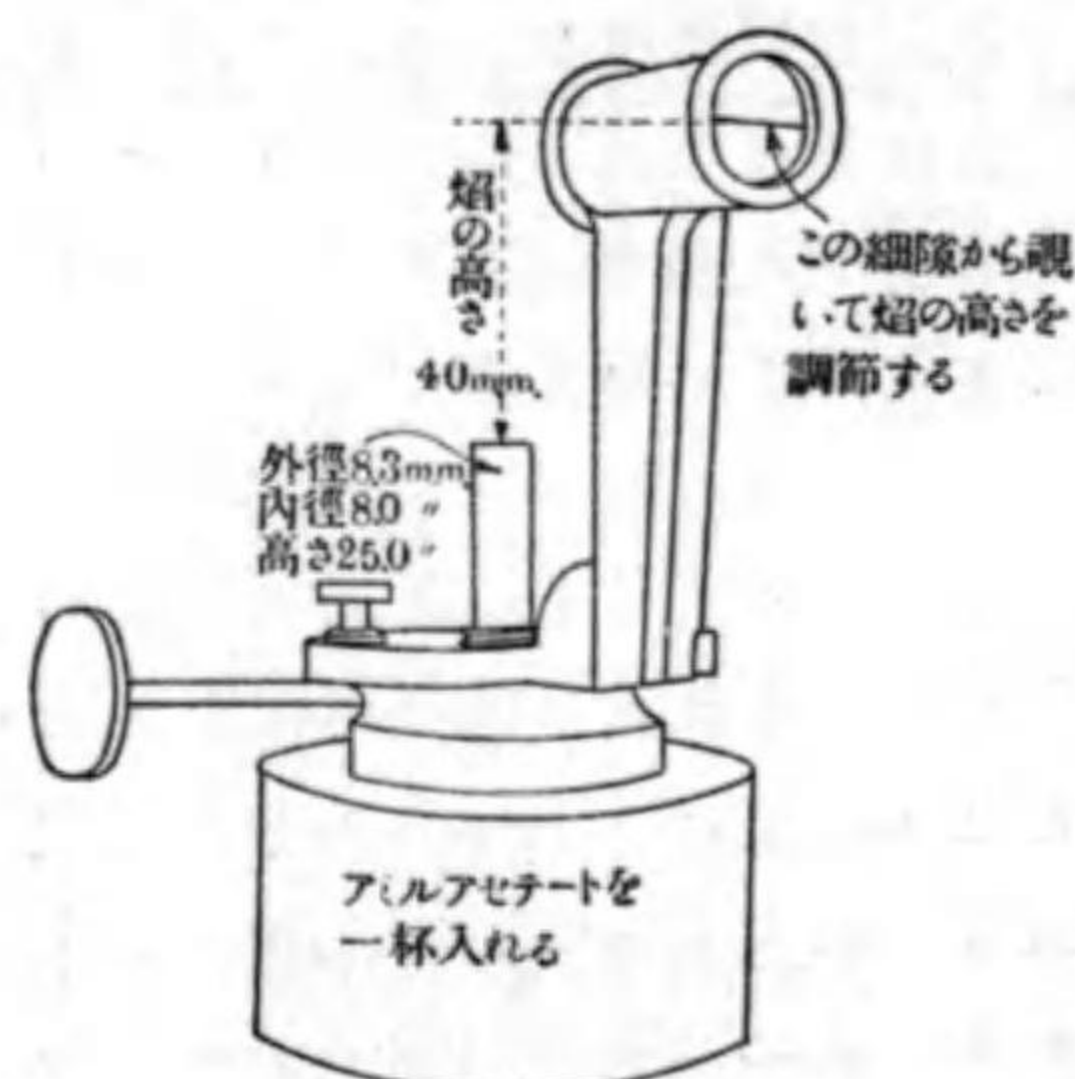


第 464 圖

さて、光度及び照度は、理論的には、その絶對單位 $\frac{\text{erg}}{\text{sec}}$ 及び $\frac{\text{erg}}{\text{sec.cm}^2}$

て表はし得るはずであるが、上述のような方法で測定する場合には人為的に単位を定める必要がある。その従来用ひられて居るものは英米式の燭光⁽¹⁾とドイツ式のヘフネル⁽²⁾とである。

1 燭光といふのは鯨油で作った標準蠟燭が毎秒 120 grain(7.776gr) の割合で燃へるときの光度をいふ。また、単位ヘフネルはヘフネルによつて定められた単位であつて、ア



第465圖

ミルアセチート ($C_2H_2O_2$) を圖に示すようなランプにて燃すときの燭の光度をいふ。このランプにより、1 立體角内に輻射する光の流れの量をヘフネルケルチエ⁽³⁾ ([HK] にて表はす) といふ。また 1 ヘフネルの發光點から距離 1cm の所に、光に垂直に在る、面の照度を 1 ルーメン⁽⁴⁾ ([Lm] にて表はす) といふ。

§ 248. 温度輻射. 鐵棒の如きものを熱すると、初めは波長の長い熱線を輻射し、温度の昇るに従ひその波長が短くなり、ある温度に達すると赤色の光を出し、更に温度を高めると、その色が次第に白くなる。これは、鐵の原子が不規則な振動即ち熱的の振動をなし、そのエネルギーによつて、原子内に輻射波の源となる振動が起り、それが周圍のエーテルの振動として傳播するのである。このとき輻射する光は連続スペクトルを

(1) Candle-power. (2) Hefner. V. Hefner-Alteneck (1845—1907) (3) Hefner-kerze. (4) Lumen.

呈するから、その中には波長の異なるものも小なるものもある。然し、その波長及び各の波長の輻射波のエネルギーは、これを輻射する物體とその温度とによつて定まる。

上の例に於ては、輻射エネルギーの源となるものは、熱的エネルギーであるから、輻射の状態が温度のみによつて定まることは勿論であるけれども、その他のエネルギー、例へば化學的エネルギーがその源となるときに於ても、尙ほその化學變化の状態が温度のみによつて定まるときには、輻射の状態は温度のみによつて定まることとなる。このように、輻射の状態即ち輻射線の波長及びその各のエネルギーが温度のみによつて定まるときはこれを温度輻射⁽¹⁾ といふ。

温度輻射の状態は、輻射するもの自身の温度によつて完全に定まるものであつて、周圍の物體の温度には無關係である。例へば、 $0^{\circ}C$ の氷の輻射状態は、これが液體空氣のような冷たいものに對するときも、熱せられた鐵板のような暑いものに對するときも、同一である。たゞ、前の場合には氷の出すエネルギーが受け取るエネルギーより大なるために冷やされ、後の場合には受け取る方が出す方より大なる爲めに温まるので

(1) Temperature radiation ; die Temperaturstrahlung.

ある。即ち物體の間には、常に輻射エネルギーの交換が行はれて居る。これは、プレヴォー⁽¹⁾が初めて明かにしたこと故、これをプレヴォーの交換の原理⁽²⁾といふ。

§ 249. 温度平衡⁽³⁾ 吾々は、これから温度輻射について、輻射物體と輻射波との關係を論ずる。さて §245 に述べたように、輻射波が物質中を傳播するときには、その途中に於て色々複雑な現象が起るから、なるべく説明を簡單にするために、輻射する物體は固體であつてその物體と物體との間は完全な真空とする。

先づ、真空中に於て傳播する輻射波間の關係を考へる。例へば、波長 λ と λ' の二つの輻射波が互に交叉して傳播するとき(第 466 圖)、その交叉せる場所に於けるエーテルが、兩方の波動の合成運動をすることは明らかであるが、そこを通りぬけた後のものは、相互の影響のために、波長が變り或はエネルギーが一方から他方に移るようなことがあるかどうかといふと、色々の事實から、かくの如きことは起らないものと想像せ



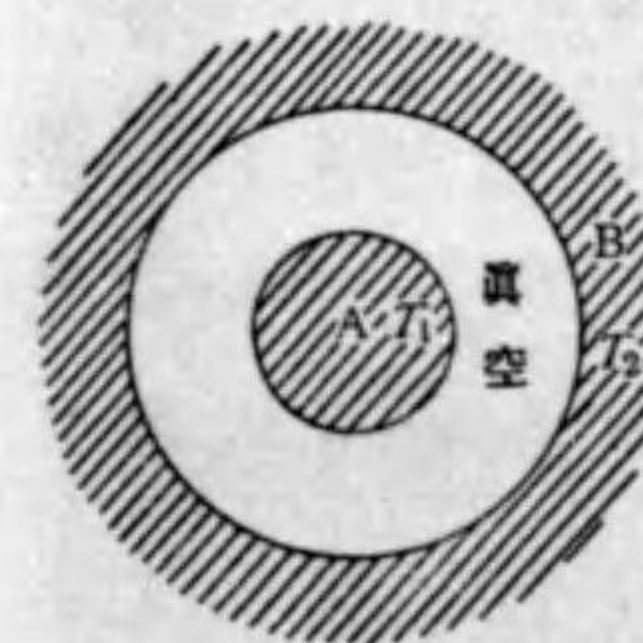
第 466 圖

(1) C. Prévost (1787—1855). (2) Prévost's principle of exchange ; das Prevostsche Wechselsprinzip. (3) Temperature-equilibrium ; das Temperaturgleichgewicht.

られる。即ち、真空中に於ては、輻射波のエネルギーはあるものから他のものに移ることはない。故に、波長 λ の輻射エネルギーが λ' のエネルギーとなるには、必ず物質の媒介を要する、即ち、物質に吸収せられ更に λ' のものとして輻射するを要する。

さて、ある物體が波長 λ の輻射波を輻射するといふのは、その分子或は原子が λ に相當する振動をなし得ることであり、逆に λ の波長のものを吸収することも λ の輻射波に共鳴して振動することができることを意味する。故に、物質はそれが輻射する波長と同一波長の輻射線を吸収する。

次に、温度 T_1 なる物體 A が温度 T_2 の物體 B にて圍まれ、その間を真空とし、且つ $T_1 > T_2$ とする(第 467 圖)。もし、A の吸収或は輻射する輻射波が波長 λ のもののみであり、B のそれは $\lambda(\lambda \neq \lambda')$ のもののみなるときは、この



第 467 圖

空間内に於て λ のエネルギーは λ' のそれに變らないから、たとへ A が B より高温であつても、A から B にエネルギーの移る途がない。然るに、もし A の吸収輻射する波長 λ と、B のそれとの中に共通のものがあるならば、その輻射波を媒介として A と B との間にエネ

ルギーの交換が行はれ、Aの熱は次第にBに移り、遂にはAとBとが同温度になる。一旦この状態に達すれば、熱は一方から他方に移ることはない。何となれば、もし一方、例へばAから他方Bに熱が移つたとすれば、BはAよりも高温となり、熱力学第二法則に背くからである(§170)。このように、物體が輻射波の媒介によつて、同一温度に在るときは、傳導による場合と同様に、温度平衡に在るといふ。

次に、温度平衡に在るAとBとの間の空間に、定常状態を保つて居る輻射波を考へる。普通の場合に於ける如く、こゝには長短種々の波長のものが傳播するものとする。そうすれば、空間の何れの部分を考へても輻射線が縦横に凡ての方向に等しく傳播し、いづれの波長のものについても、その輻射エネルギーの密度 u_λ は一様でなければならぬ。かくの如き輻射波は物體A及びBと温度平衡に在るといふ。

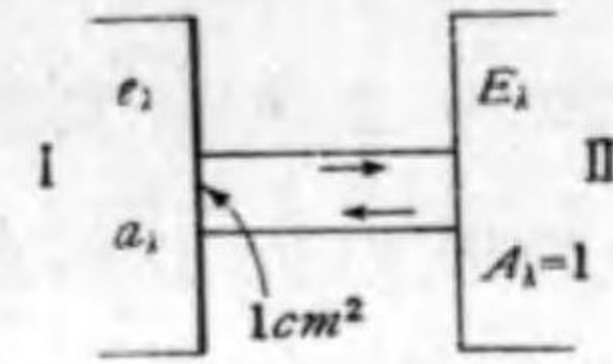
上述の状態に於ては、單位時間にAの輻射する波長 λ のエネルギーは、Aの吸収する同種のエネルギーに等しくなければならぬ。Bについても同様である。何となれば、波長 λ のものゝみを通しそれ以外のものを凡て反射する所謂半透膜をA及びBの表面に接近して入れたとする。そうして、單位時間にAの輻射す



第468圖

る波長 λ の輻射エネルギーが、吸収する同種のエネルギーより ϵ_λ だけ多いとすると、二つの膜の間の輻射線が定常状態に在るためには、同種のエネルギーについて、Bの吸収するエネルギーが輻射するエネルギーより ϵ_λ だけ多くなければならぬ。その結果として、熱はAからBに移ることとなり、熱力学第二法則に背く。故に $\epsilon_\lambda=0$ でなければならぬ。このように、輻射物體と、それが輻射吸収すべき輻射波との平衡は、ちようど液體とそれの蒸氣の平衡に似て居る。即ち、各の液體の蒸氣は各の温度につき一定の飽和密度がある如く、各の波長の輻射波は、各の温度につき一定のエネルギー密度がある。その温度が變れば密度も變り、逆に密度が定めれば温度は完全に定まる。

§250. 輻射能と吸収能との關係. 輻射能と吸収能との關係を極めて特別な場合について説明する。即ち輻射能 e_λ 、吸収能 a_λ の物體Iと、輻射能 E_λ 、吸収能 A_λ (=1)の完全暗黒體IIとの面が平行に真空中に於て對立し、温度平衡に在るとする。さて、物體表面の各點から出る輻射線は、表面に垂直の方向のみならず斜めのあらゆる方向にも輻射するのであるが、事柄を簡単に



第469圖

するために、一方の面から出た輻射線は表面に垂直にのみ出て全部が他方の面に投射するものとする。そこで、IとIIの表面を兩底面とする底面積 1cm^2 なる圓筒を想像し、この中に入出する波長 λ の輻射エネルギーの量を考へる。先づIからは、毎秒 e_λ の割合でこの中に輻射し、これがIIに當ると全部吸収されるから、Iに還ることはない。また、IIから毎秒 E_λ の輻射波が出て、それがIに當り、その中の $a_\lambda E_\lambda$ だけが吸収される。定常状態に在るためには、Iが毎秒輻射する波長 λ のエネルギーと、吸収する同種のエネルギーとは相等しくなければならぬから、

$$e_\lambda = a_\lambda E_\lambda \quad (1)$$

こゝに $a_\lambda < 1$ であるから、 $e_\lambda < E_\lambda$ である。即ち、完全暗黒體の輻射能は如何なる物體のそれよりも大である。

(1)を變形して、

$$\frac{e_\lambda}{a_\lambda} = E_\lambda \quad (2)$$

とする。 E_λ はある λ とある T については一定であるから、輻射能と吸収能との比は總ての物體について一定である。これをキルヒホッフの法則⁽¹⁾といふ。

(1) R. Kirchhoff (1874—1887).

§ 251. スペクトル反轉の説明.

§ 241 に述べたスペクトルの反轉は、前節のキルヒホッフの法則で説明される。今、電弧の温度を T 、ナトリウム電弧の温度を T' とし、且つ炭素棒を完全暗黒體とし、その輻射能を $E_\lambda(T)$ 、ナトリウム蒸氣の吸収能を $a'_\lambda(T')$ とする。尙ほ、波長 λ の光はナトリウム電弧により少しも反射せらるゝことなく、全部吸収或は透過せらるゝものとし、その透過量は輻射エネルギー 1 エルグにつき $d'_\lambda(T')$ とすると、

$$d'_\lambda(T') = 1 - a'_\lambda(T') \quad (1)$$

さて、分光器に達するD線のエネルギー S は、電弧より出てナトリウム蒸氣を透過したものと、ナトリウム蒸氣自身の發するものととの和であつて、前者は $E_\lambda(T)d'_\lambda(T')$ に等しく、後者はナトリウム蒸氣の輻射能 $e'_\lambda(T')$ に等しい。故に

$$S = E_\lambda(T)d'_\lambda(T') + e'_\lambda(T') \quad (2)$$

然るに、前節(2)により

$$e'_\lambda(T') = E_\lambda(T')a'_\lambda(T') \quad (3)$$

(1)及び(3)を(2)に入れて、

$$\begin{aligned} S &= E_\lambda(T)\{1 - a'_\lambda(T')\} + E_\lambda(T')a'_\lambda(T') \\ &= E_\lambda(T) - a'_\lambda(T')\{E_\lambda(T) - E_\lambda(T')\} \end{aligned} \quad (4)$$

故に、ナトリウム蒸氣があるために減少するエネルギーを R とすると、

$$\begin{aligned} R &= E_\lambda(T) - S \\ &= a'_\lambda(T')\{E_\lambda(T) - E_\lambda(T')\}. \end{aligned} \quad (5)$$

もし $T = T'$ なるときは $R = 0$ であるから、ナトリウム蒸氣の影響はないが、 $T > T'$ なるときは、 $E_\lambda(T) > E_\lambda(T')$ であつて、ナトリウム蒸氣のためにエネルギーは減少する。そのため暗く見へるのである。

§ 252. 輻射壓⁽¹⁾. 彗星が太陽の近くに在るとき、その

(1) Radiation pressure ; der Strahlungsdruck. 輻射壓のことは藤村信次氏、光線の壓力(岩波)に詳しい。

尾は何時でも太陽と反対の側に曲る。これは太陽の光の壓力に因るものと想像せられる。

【注意】普通の天體でも太陽からの光の壓力を受け、太陽と反対の側に押されるはずであるけれども、それよりも重力の方が非常に大であるからこれを認めることができぬ。然るに、彗星の尾は非常に微小なるものゝ集合であつて、各の粒の質量はその表面積に比して非常に小である。従て、光に因る壓力が重力よりも大きいために曲るのであると説明される。

かくの如く光が物體に壓力を呈するのを、實驗することもできる。この壓力を輻射壓といふ。ガスの壓力がその密度に比例する如く、輻射壓は輻射エネルギーの密度に比例する。理論的の計算によると、輻射壓 p と輻射エネルギー密度 u との間には次の關係がある。

$$p = \frac{1}{3}u. \quad (1)$$

§ 253. 輻射の法則。吾々は §130 に於て、ニュートンの冷却の法則なるものを述べ、且つこれを應用せる比熱測定法(冷却法)を説明した。もし、物體の温度と周圍の物體の温度との差が大なるときにもこの法則が成り立つものならば、このときの冷却曲線は直線となる理である。然るに、かゝる場合に於て實際直線とならぬことは、この法則の適用範圍の小なることを示すものである。

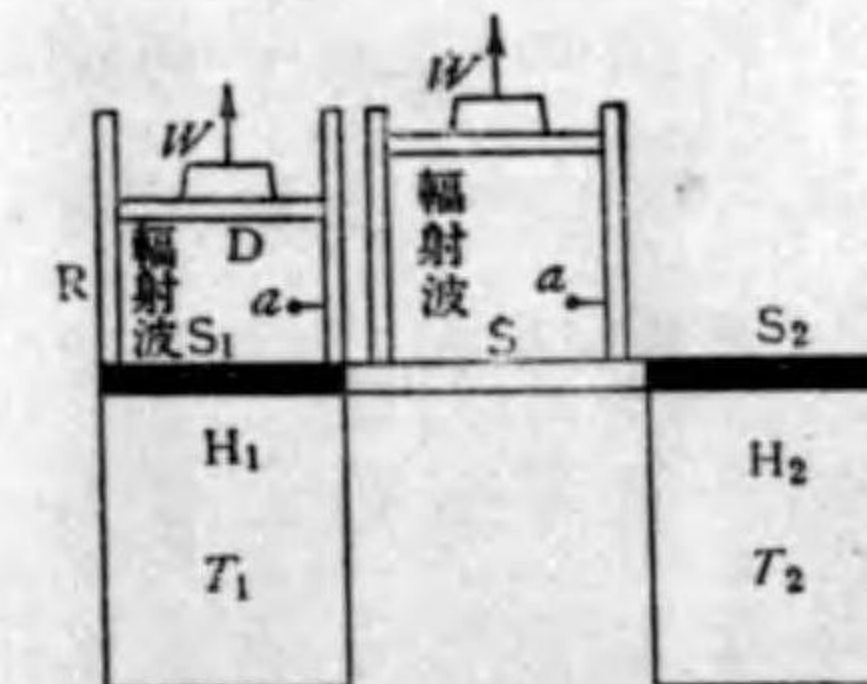
ステファン⁽¹⁾は、冷却比熱測定法と同様の方法により、温度の差の大なる場合の冷却の速さを測り、その結果として次のことを知り得た。完全暗黒體の輻射能は、絶対温度の4乗に比例する。即ち、ある物體Aの温度を T 、周圍の物體Bの温度を T' とし($T > T'$)、何れも完全暗黒體なるとき、單位時間につきAの輻射するエネルギー及びBから受取るエネルギーは、それぞれ σT^4 及び $\sigma T'^4$ であるから、Aの失ふエネルギーは、

$$u = \sigma(T^4 - T'^4) \quad (1)$$

となる。但し σ は比例常數である。この法則は、次の如く理論的に證明せられる。

完全暗黒體と温度平衡に在る輻射エネルギーの密度が、各の温度に對してそれぞれ一定の値を有することは、飽和蒸氣の壓力が、各の温度に對してそれぞれ一定の値を有することとよく似て居る。また、輻射エネルギーの各の密度に對し、それぞれ一定の輻射壓を呈することは、蒸氣の密度に對するその壓力との關係に似て居る。故に、飽和蒸氣の壓力と温度との關係を求めたと同様の方法^(§ 178)を用ふれば、温度の變化に伴ふ輻射壓の變化を求め得るはずであり、また輻射エネルギーの變化を求め得るはずである。

そのために第289圖と同様に第470圖の如き理想上の裝置を考へる。圖の H_1 及び H_2 はそれぞれ温度 T_1 及び T_2 の熱源、 S_1 及び S_2 は完全傳導體、 S の上面は完全な鏡である。Rは底のない圓筒で活

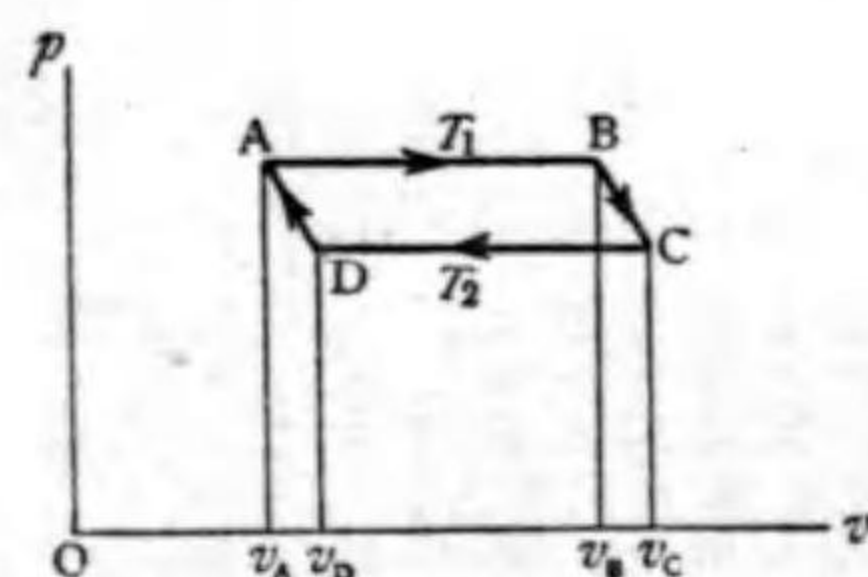


第470圖

(1) J. Stefan (1835—1893).

塞 D を具へ、R 及び D の内面は完全な鏡、R と S₁, S₂ 及び D との接觸部からは、空気及び輻射波が漏れぬように作られ、D と R との間には摩擦なく、且つ D の質量は非常に小であり、W は僅宛變化し得べき重りである。この圓筒を S₁ 或は S₂ の上に置いて中を真空とし、その中に輻射波を閉ぢ込め、W を徐々に變化すれば等温可逆的に壓縮膨脹をなさしめることができ、S の上に置いてすれば、これを断熱的になし得る。但し、S の上に置いたときは、ドブラーの効果により、波長が變化するのであるが、それだけでは、各の波長に対するエネルギーの分布が完全暗黒輻射に於けると同一のものとならぬ。これを同一のものたらしめるために、圓筒の中に微量の完全暗黒體 u を入れて置く。

この理想上の装置により、§172 と同様にしてカルノーの循環變化を行はしめる(その操作は §172 と同一であるから説明を略する)。その循環變化のダイアグラムは第 471 圖の如くなる。圖の A から B 即ち



第 471 圖

$v_B - v_A$ だけ膨脹する間に空洞内にはいつた熱量を Q_1 とする。 Q_1 は外に向つてなした仕事 $p_1(v_B - v_A)$ と、空洞内の體積が $v_B - v_A$ だけ増したため、そこに輻射波を満たすに要するエネルギー即ち、 $(v_B - v_A)u_1$ に費される。故に、

$$Q_1 J = (v_B - v_A)(p_1 + u_1). \quad (2)$$

然るに、前節(1)により $p_1 = \frac{u_1}{3}$ であるから、

$$Q_1 J = (v_B - v_A) \frac{4}{3} u_1 \quad (2)$$

次に、C から D に變化するとき、低熱源に與へた熱量を Q_2 とすると、

§174. により、
上巻 398 頁

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}, \text{ 従つて } \frac{Q_1 - Q_2}{T_1 - T_2} = \frac{Q_1}{T_1} \quad (3)$$

$(Q_1 - Q_2)J$ は ABCD の面積に等しく、また $T_1 - T_2 = \Delta T$ が小なるときは、ABCD は平行四邊形と見なすことができるから、

$$(Q_1 - Q_2)J = (v_B - v_A) \Delta p.$$

但し、 $p_1 - p_2 = \Delta p$ である。然るに、前節(1)から $\Delta p = \frac{1}{3} \Delta u$ であるから、

$$(Q_1 - Q_2)J = (v_B - v_A) \frac{\Delta u}{3}. \quad (4)$$

(2) と (4) とを (3) に入れ、且つ T_1, u_1 の代りに T 及び u と置くと

$$\frac{\Delta u}{\Delta T} = \frac{4u}{T} \text{ 即ち } \frac{\Delta u}{u} = \frac{4\Delta T}{T}. \quad (5)$$

これは温度が僅かに變化したとき、輻射エネルギーの密度の變化を表はすものである。温度の變りが大きいときは、それを無数の微小變化に分ち、それによつて得らる (5) の式を加へ合せばよい。今、温度 T_0 のときの u を u_0 とすると、

$$\sum_{u_0}^u \frac{\Delta u}{u} = 4 \sum_{T_0}^T \frac{\Delta T}{T}. \quad (6)$$

積分を用ひて計算すると、

$$\frac{u}{u_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^4 \text{ 即ち } u \propto T^4. \quad (7)$$

比例常數を a とすると、

$$u = aT^4. \quad (8)$$

即ち、完全暗黒輻射エネルギーの密度は、絶対温度の四乗に比例する。

【注意】(5) から (6) を得る計算は次の通りである。

$$\int_{u_0}^u \frac{du}{u} = 4 \int_{T_0}^T \frac{dT}{T} \quad \left| \log_e u \right|_{u_0}^u = 4 \left| \log_e T \right|_{T_0}^T \quad \log_e \frac{u}{u_0} = \log_e \left(\frac{T}{T_0} \right)^4.$$

故に、

$$\frac{u}{u_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^4.$$

さて、温度 T の完全暗黒體は (8) を満足する密度の輻射波と平衡に在るから、 T^4 に比例する輻射エネルギーを吸収しまた輻射する。故に輻射能 E は次の如く置かれる。

$$E = \sigma T^4 \quad (9)$$

この理論的の証明はボルツマンの⁽¹⁾なしたのであるから、この法則をステファン、ボルツマンの法則といふ。

ニュートンの冷却の法則との関係. 温度 T' の物体 A が温度 $T(T' > T)$ の物体 B の空洞内に在りて、A 及び B を完全暗黒体とすると、A からは T'^4 に比例するエネルギーを輻射し、B からは T^4 に比例するエネルギーを輻射して A がこれを吸収する。故に、A の有する熱量は単位時間に

$$E = \sigma(T'^4 - T^4) \quad (10)$$

だけ減ずる。今 $T' = T + \Delta T$ とすると、

$$\begin{aligned} E &= \sigma[(T + \Delta T)^4 - T^4] \\ &= \sigma[T^4 + 4T^3\Delta T + 6T^2(\Delta T)^2 + 4T(\Delta T)^3 + (\Delta T)^4 - T^4] \\ &= 4\sigma T^3\Delta T \left\{ 1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta T}{T} + \frac{1}{4} \left(\frac{\Delta T}{T} \right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\Delta T}{T} \right)^3 \right\} \end{aligned}$$

$\frac{\Delta T}{T}$ が 1 に比べて小さいとすると、

$$E = 4\sigma T^3\Delta T. \quad (11)$$

さて、空気中に置かれた物体が冷却する場合には、 T は空気及び周囲の物体の温度であつて一定と見ることが出来る。そうして、 ΔT はその物体の温度と周囲の物体の温度との差である。故に、

$$E \propto \Delta T \quad (12)$$

と見なすことができる。これ即ちニュートンの冷却の法則 (§ 130) である。即ちこの法則はステファン、ボルツマンの法則の特別の場合である。

ステファン、ボルツマンの法則は、⁽²⁾ルンマー及びプリングスハイム⁽³⁾(1897)及びクルバウム⁽⁴⁾(1898)によつて液体空気の温度と $T = 2000^\circ$ との間に於て成り立つことが確められた。(1)の中の σ は輻射恒数と稱せられその

(1) Ludwig Boltzmann (1844—1906). (2) Otto Lummer (1860—)

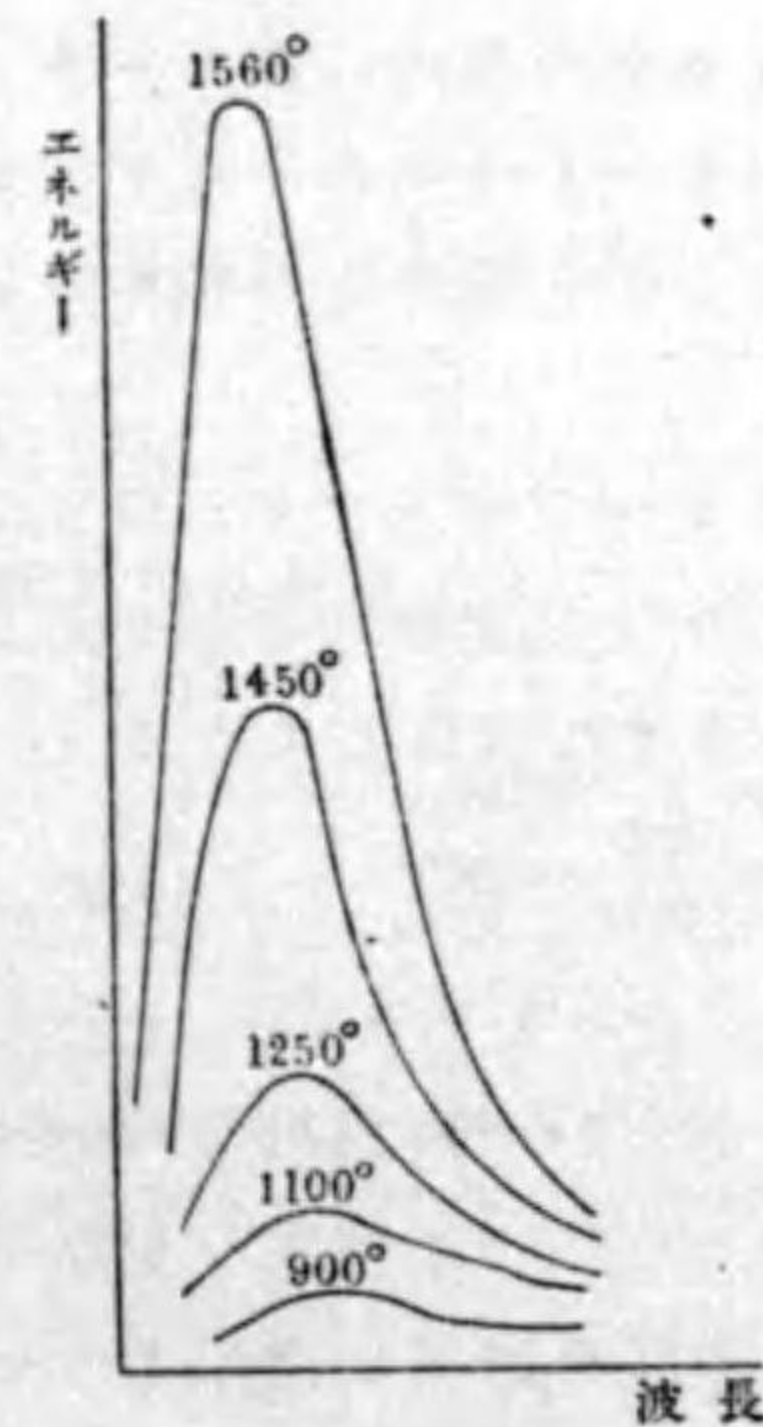
(3) Pringsheim. (4) Ferdinand Kurlbaum (1857—)

値は次の通りである。

$$\text{輻射恒数 } \sigma = 5.72 \times 10^{-12} \frac{\text{watt}}{\text{cm}^2 \cdot \text{deg}^4} \quad (13)$$

§ 254. 完全暗黒輻射の變位則⁽¹⁾. 物体を熱すると、初めは眼に見へない赤外線を出し、温度が高まるに従ひ、赤、黄、白と次第にスペクトルの赤から紫の方に移つて行くことは、輻射線の中に含まるゝ色々の輻射波の中

で、最も強いもの、即ちエネルギーの最大のものが、温度の昇るに従ひ赤から紫の方に移ることを示すのである。實際色々の温度のものにつき、各の波長に對するエネルギーの分布の有様を測つてみると、第 472 圖のようになる。ヴィーン⁽²⁾はこれを理論的に論じ完全暗黒体の輻射線の最大のエネルギーを有する波長 λ_m は、その物体の絶対温度に逆比例するといふ



第 472 圖

結果を得た。即ち、

$$\lambda_m T = \text{定数} \quad (1)$$

(1) Displacement law; das Verschiebungsgesetz. (2) Wilhelm Wien (1864—)

これをヴィーンの變位則といふ。

ルンマー及びプリングスハイムは、これがよく事實と一致することを確かめ、その定數として次の値を得た。

$$\left. \begin{array}{l} \text{完全暗黒體のとき } \lambda_m T = 0.2940 \text{ cm deg.} \\ \text{白金黒のとき } \lambda_m T = 0.2630 \text{ cm deg.} \end{array} \right\} (2)$$

【注意】ヴィーンの変位則は第 472 圖に於ける曲線の極大を與ふるもの、ステファン、ホルツマンの法則は、曲線と横軸間の面積に當るものである。それならば、この曲線は如何なる式で表はさるべきものであるか、換言すれば完全暗黒輻射に於ける各の波長に對しエネルギーが分配さるる法則如何、更に進んで何故かくの如き分配が行はるゝかといふ問題が起る。これは量子論と深き關係ある故、その題下に論ずることとする。

§ 255. 太陽の溫度. 太陽のスペクトルのエネルギーの分布を測つてみると、その極大は $\lambda = 0.5\mu$ に在る。そこで、前節(2)の値を用ひ、ヴィーンの変位則を適用して太陽の表面の溫度を計算してみると、

$$T = \frac{2940}{0.5} = 5880^\circ \quad T = \frac{2630}{0.5} = 5260^\circ$$

となる。

また、太陽が毎分地球上に、光線に垂直なる面上 1cm^2 に投射するエネルギーは、約 $2 \frac{\text{cal}}{\text{cm}^2}$ である。これを太陽恒數⁽¹⁾といふ。この數を用ひ、ステファン、ホルツマンの法則を基として太陽表面の溫度を計算してみると、 6500° となる。これ等の結果から、

$$\text{太陽表面の溫度} \approx 6000^\circ$$

なることが分かる。

【注意】この溫度は太陽の表面の溫度である。内部の溫度は非常に高温のものと想像される。

(1) Solar constant ; die Sonnenkonstante.

第三十三章 電 氣

§ 256. 電氣⁽¹⁾. エボナイト、硝子、硫黄のようなものを毛皮、絹のようなもので摩擦すると、軽い物を引き付けるようになる。これは、エボナイト、硝子等に、何物かゞできて、その作用に因るのであると想像される。この想像上のものを電氣⁽²⁾といひ、このときエボナイト硝子等は帶電した⁽²⁾といふ。

【注意】電氣は英語にて Electricity, ドイツ語にて Elektrizität といふ。ギリシヤ語の ηλεκτρον (エレクトロン、琥珀)より起る。それは琥珀を摩擦することによつて初めて電氣を知つたからである。

水、石、金屬片の如きものでも、エボナイト、硝子のようなものゝ上に載せて毛皮、絹等で摩擦すると帶電する。然るに、これに金屬棒を觸れると、その電氣はこれを傳つて逃げる。硝子棒やエボナイト棒を觸れても逃げない。故に、金屬棒はよく電氣を導き、エボナイト、硝子等は導かぬことが分かる。電氣をよく導く物質を導體⁽³⁾といひ、然らざるものを不導體⁽⁴⁾といふ。もとより、これは比較的のことであつて、その間には色々程度の違ひがある。不導體は、また電氣が通らぬように導體と

(1) Electricity ; die Elektrizität. (2) Electrified ; elektrisiert. (3) Conductor ; der Leiter. (4) Non-conductor ; der Nichtleiter.

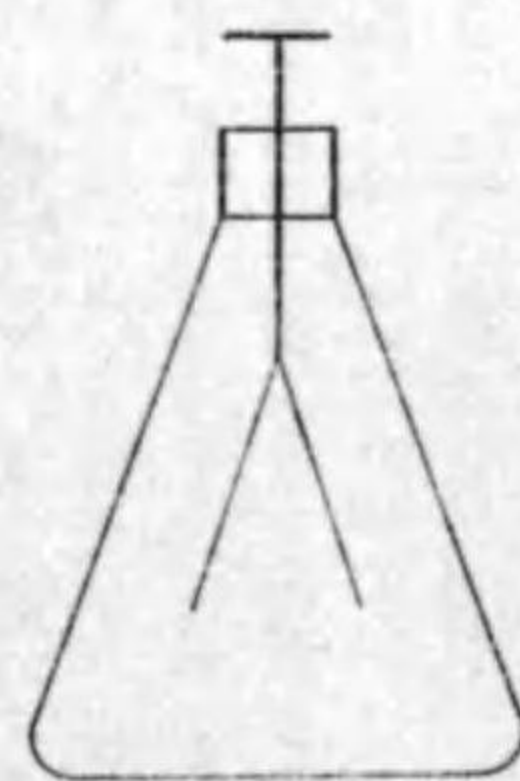
導體との間を絶縁するに用ひられるから、絶縁體⁽¹⁾ともいふ。

【注意1】 エポナイトはゴムに硫黄を入れて硬くしたものである。

【注意2】 こゝでは熱の導體、不導體と間違へる恐れがないから、單に導體、不導體といったが、詳しくは電氣の導體、電氣の不導體といふべきである。熱の導體が、多くは電氣の導體であることは、注意すべきことである。

電氣には二つの種類がある。その同種⁽²⁾のものは相斥け、異種⁽³⁾のものは互に相引く。硝子棒を絹で摩擦したときに、硝子に起る電氣及び之と同種の電氣を陽電氣或は正電氣⁽²⁾といひ、これと相引く電氣を陰電氣或は負電氣⁽³⁾といふ。

金箔検電器⁽⁴⁾(第 473 圖)は、同種の電氣が互に相斥ける事を應用して、僅かの電氣をも検し得る装置である。



第 473 圖

金箔検電器を用ひて検査して見ると、電氣が導體に在る時は皆表面に在つて内部には少しも存在せず、且つ尖つた部分の表面に多く集まることが分かる。これは同種の電氣が互に相

(1) Insulator ; der Isolator. (2) Positive electricity ; die positive Elektrizität. (3) Negative electricity ; die negative Elektrizität. (4) Leaf-electroscope ; das Blattchenelektroskop.

斥けるためである。

§ 257. 電氣感應⁽¹⁾ 金箔検電器に、帶電した物體を近づけると、これに接しなくとも金箔が開き、遠ざけるとまた閉ぢる。これは、帶電體に近い検電器の部分に、近づけた電氣と反對の電氣が集り、遠い部分に同種の電氣が集るからである。この現象を電氣感應或は靜電感應⁽²⁾といふ。

【注意】電氣磁氣の感應現象には、この外に磁氣感應、電磁感應がある。上述のものは靜止して居る電氣についての感應であるから、靜電感應といふのである。

さて、近づけた帶電體を遠ざけると再び金箔が閉ぢるのは、感應によつて生じた二種の電氣が、その量互に相等しく符號相反する事を表はすものである。尙ほこの事實から考へて見ると、物體が帶電して居ないといふのは、實は電氣を有つて居ないといふことを意味するのではなくて、陰陽電氣の等量が同様に配分して、その作用が互に消し合つて居ることを意味するものである。尙ほ、感應の現象は近づけた電氣の作用により、それと同種の電氣を斥け異種の電氣を引くため、これまでその物體中に同様に配布して居つた陰陽の電氣が互に別けられる現象であることが知られる。ま

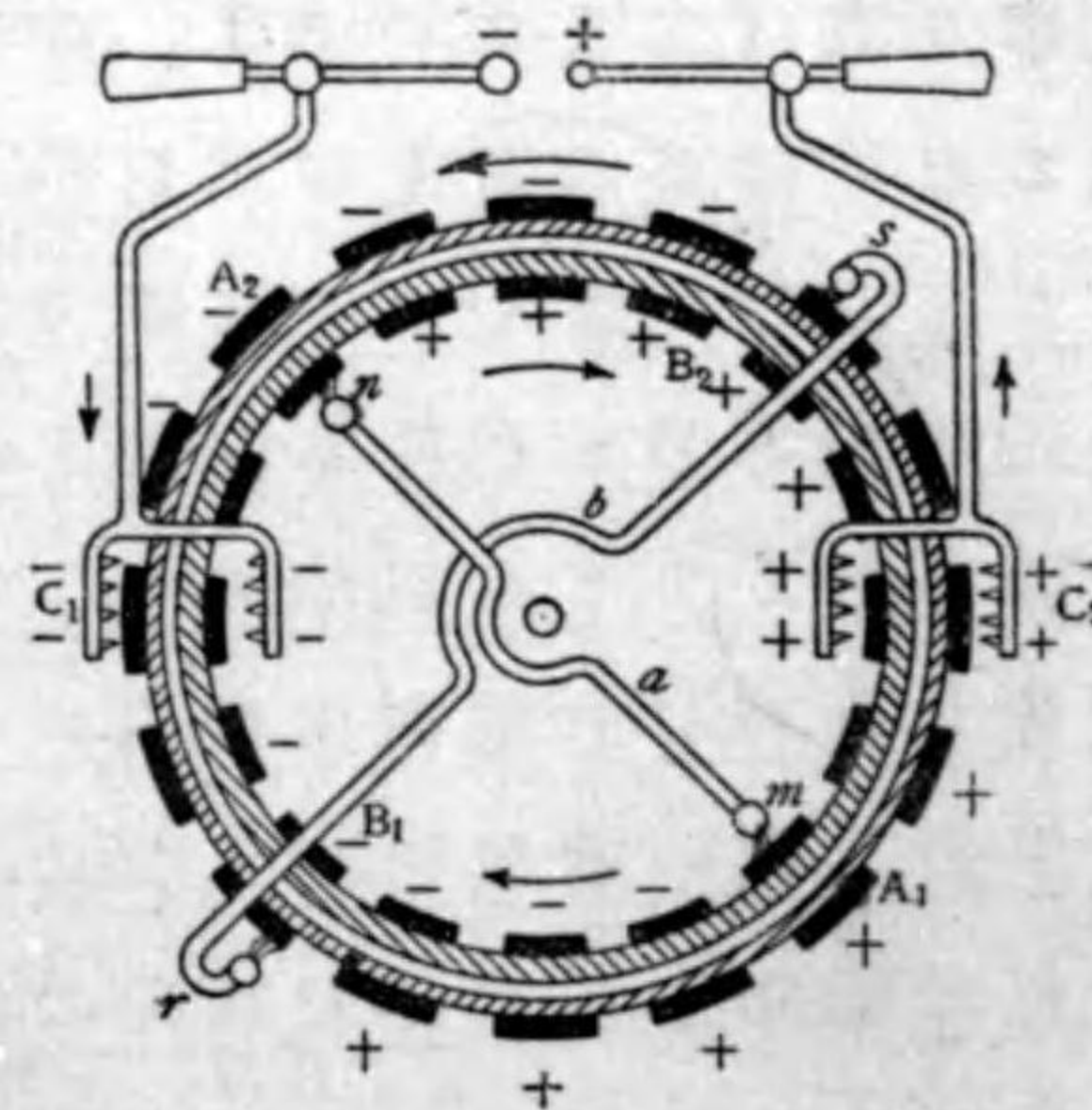
(1) Electric induction ; die elektrische Induktion. (2) Electro-static induction ; die elektrostatische Induktion.

た小なる物體が帯電體に引きつけられるのは、感應に因つて、小物體中帯電體に近い部分には帯電體の電氣と異なる種類の電氣が集り、遠い所にはこれと同種の電氣が集り、その量は相等しいけれども、異種間の距離は同種間の距離より小なるため、引力が斥力より大なるに因るのである。

§ 258. ウィムスハースト感應起電機⁽¹⁾ ウィムスハースト

の起電機は、感應を利用して電氣を起す機械であつて、その原理は次のような模型的なもの(その説明は略する)で説明することができる(第474圖)

先づ、外側の圓が静止し、内側の圓のみ矢の方向に廻轉するものとする。初め A_1 に + 電氣を與へたとすると、感應によつて金屬棒 a の端 m 及びこれに觸るゝ錫箔は -、他の端 n 及びこれに觸るゝ錫箔は + に帯電する。



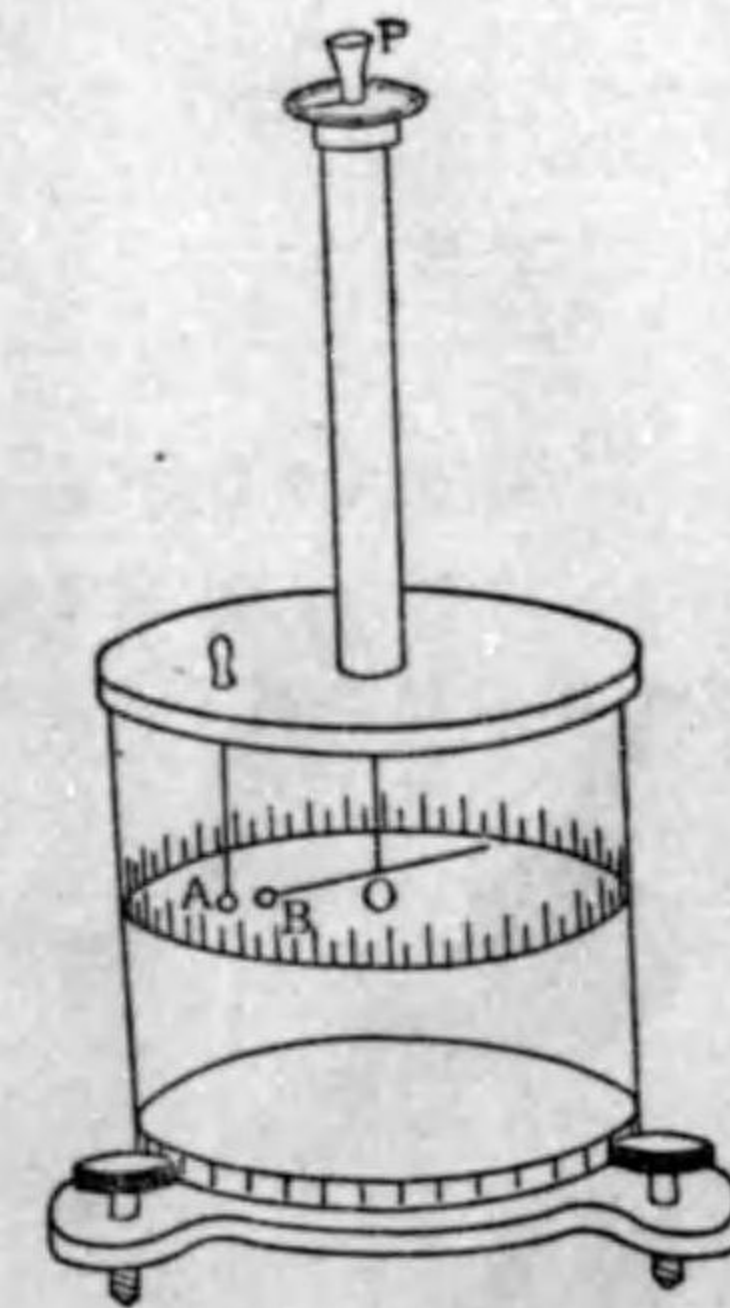
第474圖

故に、 m を通り過ぎた錫箔は皆 - に帯電し、 n を通り過ぎたのは皆 + に帯電する。従つて a と垂直なる金屬棒 b は、感應により r が + に、 s が - に帯電する。次に、外側の圓が内側のものと逆に廻轉するとすれば、 r を通つた錫箔は皆 +、 s を通つたものは皆 - に帯電する。依つて C_1 の部分にある錫箔は皆 -、

(1) Wimshurst electro-static machine: die elektrostatische Maschine v n Wimshurst.

C_2 の部分にある錫箔は皆 + に帯電する。 C_1 及び C_2 に電氣を集める金屬の齒のようなものを置けば、それにはそれぞれ - 及び + の電氣が集る。この機械では初めに少しの電氣があつても、感應により次第に量が増すから、強く帯電し得る。且、空氣中には微量の電氣があるから、初めに A_1 に帯電する必要はない。然し空氣中の帯電の有様は時と場所とにより異なる故、この器械により電氣を起す時には、何れの極が + になり、何れの極が - になるかは一定しない。

§ 259. クーロンの法則⁽¹⁾ クーロンは、1785年に、彼の考案した捻れ秤(§ 70 キャベンヂッシュの實驗参照)^{上巻 147 頁}を用ひて電氣が互に相引き或は斥ぞけるときの力の法則を研究した。その装置は、第475圖に示す。圖の B は小さい金屬球であつて、これを軽い絶縁棒の端に固定し、棒はその中點を彈性體の針

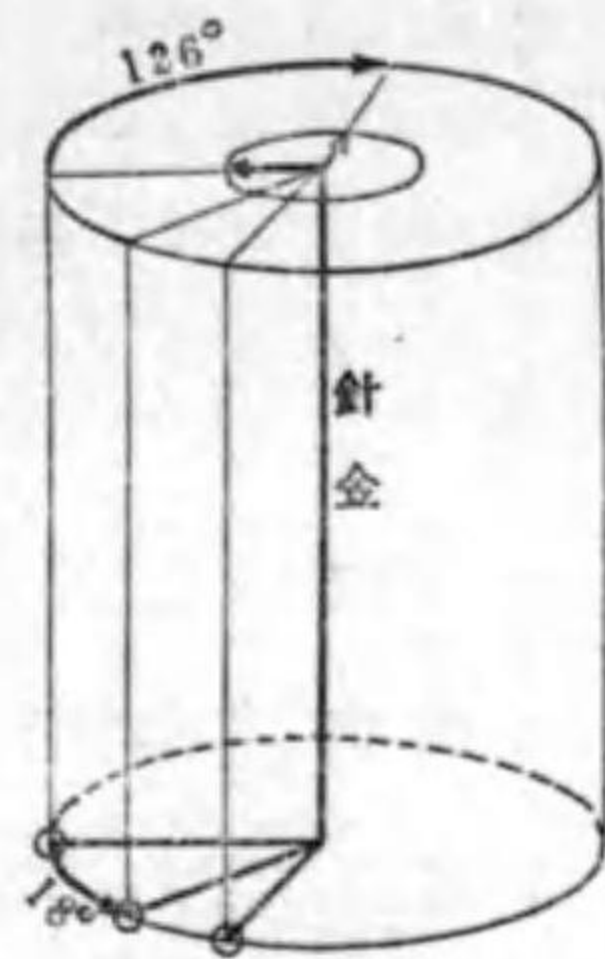


第475圖

金で硝子の圓罫の中に吊し、針金の上端を周圍に目盛した蓋 P に固定し、その目盛と硝子の圓罫の周の目盛によつて針金の捻れの角が分かるようにしてある。また、 B と相對して金屬球 A が在つて、これは取り出して電氣を與へ得るようになって居る。

(1) A.Coulomb (1736—1806)

して置いて、Aに電氣を興へた。そうするとAとBが同種の電氣を有ち、互に斥ぞけ、そのため針金は捻れた。そのときBの廻轉した角が 36°



第476圖

であつた。そこで、BをAに近づけるようにPを廻轉し、 $\angle AOB$ を 18° にした。そのためにPを 126° 廻轉した、このとき針金の捻れは $126^\circ + 18^\circ = 144^\circ$ である(第476圖)。

次に、 $\angle AOB$ を $8\frac{1}{2}^\circ$ にするためにPを更に 441° 廻轉することが必要であつた。このときの針金の捻れは、

$$441^\circ + 126^\circ + 8\frac{1}{2}^\circ = 575\frac{1}{2}^\circ$$

である。

さて、AがBに働く力を F とすると、これが針金を捻る能率は $F \cdot ON$ である(第477圖)。これは針金の捻れの角 θ に比例するから、この比例常数を k とすると、

$$F \cdot ON = k\theta \quad \text{即ち} \quad \theta = \frac{F \cdot ON}{k} \quad (1)$$

然るに棒の長さを $2a$ 、 $\angle AOB = \alpha$ とすると、

$ON = a \cos \frac{\alpha}{2}$ 。これを(1)に入れると、

$$\theta = \frac{F a}{k} \cos \frac{\alpha}{2}$$

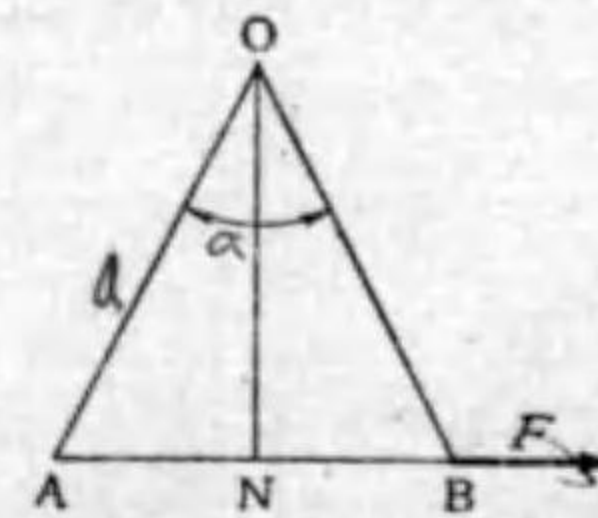
F はAとBとの距離 r によつて變る。今、 r の自乗に逆比例するものと假定すると、

$$F = \frac{C}{r^2}$$

と置くことができる。然るに $r = 2a \sin \frac{\alpha}{2}$ であるから、

$$F = \frac{C}{(2a \sin \frac{\alpha}{2})^2} = \frac{C}{4a^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2}} \quad (2)$$

これを(1)に入れて、



第477圖

$$0 = \frac{C}{4ak} \cdot \frac{\cos \frac{\alpha}{2}}{\sin^2 \frac{\alpha}{2}} = \frac{C}{4ak \tan \frac{\alpha}{2} \sin \frac{\alpha}{2}}$$

即ち、

$$\theta \tan \frac{\alpha}{2} \sin \frac{\alpha}{2} = \frac{C}{4ak} = K \quad (3)$$

この右邊は θ 及び α に無關係である。故にもし F が r^2 に逆比例するとした假定が正しいものならば、實驗によつて得た色々の θ 及び α を(3)に入れて K を計算した結果は一定にならねばならぬ。クーロンの測定した結果は次表の通りであつて、初めの假定が正しい事が分かる。AとBとの何れか $+$ 他が $-$ の場合には、實驗の方法を少しく變更せねばならぬ。然し同様の結果に達する。

α	θ	K
36°	36°	3.615
18°	144°	3.568
$8\frac{1}{2}^\circ$	$575\frac{1}{2}^\circ$	3.169

また、電氣間の作用はその微部分間の作用の和であるから、Aの電氣量を舊のまゝにし置き、Bの電氣量を2倍にすれば、その間の力は2倍となり、Aを3倍Bを2倍にすれば6倍になる。

以上説明した所により次の法則が得られる。

電氣間に作用する力は、電氣量の相乗積に比例し、距離の自乗に逆比例する。これをクーロンの法則といふ。小なる二物體の有する電氣量をそれぞれ e_1 及び e_2 とし、その距離を r とすると、

$$F \propto \frac{e_1 e_2}{r^2}$$

比例常数を C とすると、

$$F = C \frac{e_1 e_2}{r^2}$$

今、 $r = 1 \text{ cm}$ 、 $e_1 = e_2 = e$ であるならば、上式は

$$F = Ce^2.$$

もし、このときに F が 1dyne であるならば、

$$1 = Ce^2$$

このときの電氣量 e を電氣量の單位とし、上式を適用すると(即ち $e=1$ と置く)、 $C=1$ となるから、

$$F = \frac{e_1 e_2}{r^2}. \quad (4)$$

かくの如く定めた電氣量の單位を、**C.G.S. 靜電單位系** (C.G.E.S.U. と書く)の電氣量の單位といふ。⁽¹⁾

實用上此單位は小さ過ぎるから、その 3×10^9 倍を用ひ **1クーロン**⁽²⁾ といふ。即ち

$$1 \text{クーロン} = 3 \times 10^9 \text{C.G.S.E.S.U.}$$

【注意1】電氣に関する單位には、靜電單位系、電磁單位系、實用單位系の三つの系統がある。その中の靜電單位系といふのは、上述の如く靜止せる電氣間の作用に基いて定めたものである。他の二つのものゝ定め方は後に述べる。

【注意2】エボナイト板の如きものを摩擦して最もよく電氣が起つたとき、その 1cm^2 に在る電氣量は、3-5 E.S.U. 位である。これによつて、單位の電氣量のどれ位のものであるかは想像することができる。

導體に於ては、電氣はその表面に配布するけれども、不導體ならばその内部にも配布し得る。電氣が物體

(1) System of C.G.S. electro-static unit ; das System von der C.G.S. elektrostatistischen Einheiten. これからは C.G.S. は略して單に E.S.U. と書くこともある。 (2) Coulomb.

の中に一様に配布するとき、その單位體積中の電氣量をその電氣密度⁽¹⁾といふ。その分布が一様ならざるときは、或點 P の周りに小さい體積 ΔV をとり、その中の電氣量 Δe とすると、

$$\frac{\Delta e}{\Delta V} = \rho$$

を P 點の電氣密度といふ。また、電氣が表面に一様に配布するときは、單位面積にある電氣量を表面密度⁽²⁾といひ、一様ならざるときは、一點 P の周圍に小さい面積 ΔS をとり、その上の電氣量を Δe とすると、

$$\frac{\Delta e}{\Delta S} = \sigma$$

を P 點の表面密度といふ。

§ 260. 電場⁽³⁾ これまで述べた所により、一般に力が傳達する方法には二つの區別のあることが分かる。即ち、重力の如きものは、二物體の間に在る物質の作用を藉らずに傳達するが、氣體液體の壓力、彈性體の彈力の如きものは、物體間に在る物質即ち媒質の助けを藉りて初めて傳達するものである。前の方を、遠隔作用⁽⁴⁾ 後の方を、近接作用⁽⁵⁾ 或は媒達作用といふ。

(1) Electric density ; die Elektrizitätsdichtigkeit. (2) Surface density ; die Oberflächendichtigkeit. (3) Electric field ; das elektrische Feld. (4) Action at distance ; die Fernwirkung. (5) Action at contact ; die Berührungswirkung.

然らば、電氣間の作用はこの中の何れに屬するかといふと、一見遠隔作用のように思はれるが、ファラデー⁽¹⁾は、この作用も帯電體の間に介在する物質の異なるに従つて異なることを實驗的に證明した(その方法は後に説明する)。これによつて、電氣間の作用は媒達作用であることが分つた。然るに、その作用は真空中に於ても傳はる故、もしそれが媒達作用であるならば、真空中に於けるその媒質は何であらうかといふ問題が起る。マツクスウエル⁽²⁾はそれを、光を傳へる媒質即ちエーテル⁽³⁾であると考えた。

これから簡單のため先づ真空中に於ける電氣間の作用について論ずる。



今真空中に於て、第 478 圖のよう

第 478 圖

に、導體 A に正或は負の電氣を與へ置き、その近傍に正或は負に帯電した物體 B を近づけると、これに斥けられ或はこれに引かれる。然るに、媒達作用の考へに従へば、その作用は直接 A から B に及ぶのではなくて、A と B との間に在るエーテルの助けによつて傳はるのであるから、A は先づこれに接するエーテルに何等かの變化を

(1) Michael Faraday (1791—1867) (2) James Clerk Maxwell (1831—1879)
(3) Ether; der Äther.

起し、それが次第に遠く傳はつて B に接するエーテルに達し、然る後 B に作用を及ぼすのである。故に、B を持ち來たさざる以前に於ても、既に A の周圍のエーテルはある變化を受けて居るはずである。このように電氣的の變化を受けて居るエーテルの在る所を電場といふ。

吾々は、電場に於てエーテルが實際如何なる變化を受けて居るかは知ることができないけれども、彈性體に關する知識を基礎として想像すれば、エーテルは歪みて各點相互の位置が變化せるものと思はれる。その變位を電氣變位⁽¹⁾といふ。また、エーテルのある部分がこれに接する部分に及ぼす作用及びエーテルが物體に及ぼす作用は、彈性體に於ける歪力に似たものと想像される。これをマツクスウエルの歪力⁽²⁾といふ。

上述の電氣變位及び歪力なるものは假想的のものであつて、これを直接實驗によつて知ることができない。吾々の電場について知り得るものは、それが電氣に及ぼす作用あるのみである。そこで電場のある點に +1 の電氣を有する微小なる物體を持ち來したとき、それに及ぼす力の大きさとその方向とを併せ考へて

(1) Electric displacement; die elektrische Verschiebung, (2) Maxwell's stress; das Maxwell'sche Stress.

その點の電場の強さ⁽¹⁾といふ。

例へば、 $+e$ の電氣が小さくAに塊まり、それから r の距離に在るB點を考へると、Bに在る $+1$ に及ぼす作用は、

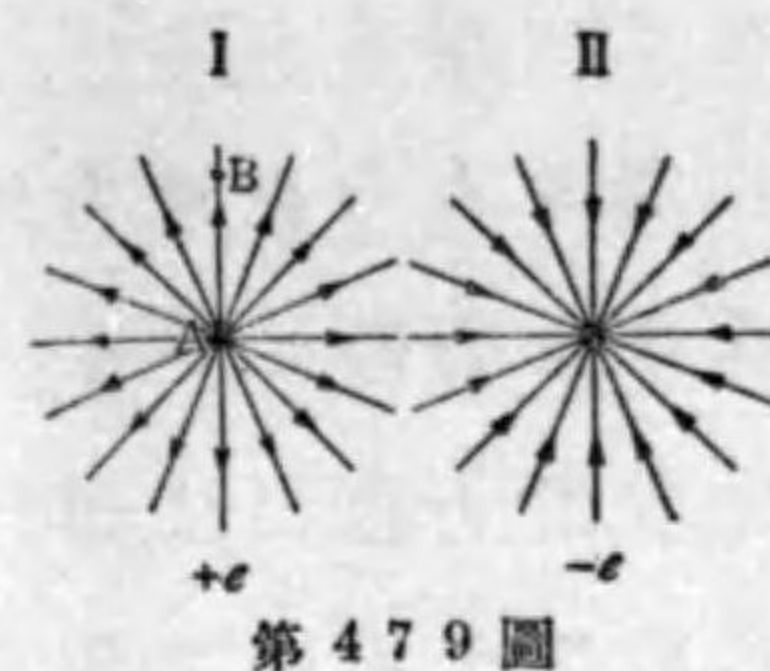
$$F = \frac{e}{r^2}$$

であるから、場の強さは $\frac{e}{r^2}$ であつて、AからBの方に向つて居る。Aに $-e$ の電氣が在るときはその方向が逆になる。

§ 261. 電力線及び電力管⁽²⁾ 前節に述べたように、電場について吾々の實際に知り得るものは、各點に於ける電場の強さのみである。即ち、それが各點について表はされて居れば、それで電場について知り得ることの凡てを盡し居るのである。然し、單にその値を羅列しただけでは、電場の有様を明瞭に心に描くことができない。そのためには、これに何等かの系統を與へて一目瞭然たらしめる必要がある。次にその方法を述べる。

前節に述べたように、Aに小さく塊まつた $+e$ の電

(1) Field intensity ; die Feldstärke (die Feldintensität.) (2) Lines of electric force ; die elektrische Kraftlinien. (3) Tubes of electric force ; die elektrische Kraftrohre.

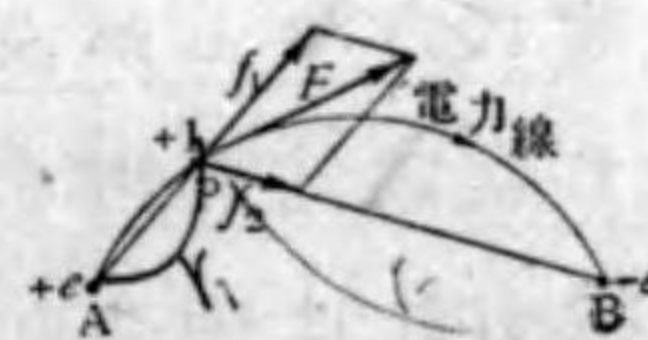


第479圖

氣が在り、その近傍Bに $+1$ の電氣を持ち來すと(第479圖I)、ABの方向に斥力を受ける。その斥力の方向に従つてBを動かしたならば、 $+1$ の電氣の通つた跡は、直線ABとなる。AB外のいづれの點から出發しても同様である。故に、このときの電場の有様は、Aから放射狀に發散する直線で表はされる。またAに $-e$ の電氣が在るときは、その方向が逆になるから、Aに向つて放射狀に收斂する直線で表はされる(第479圖II)。

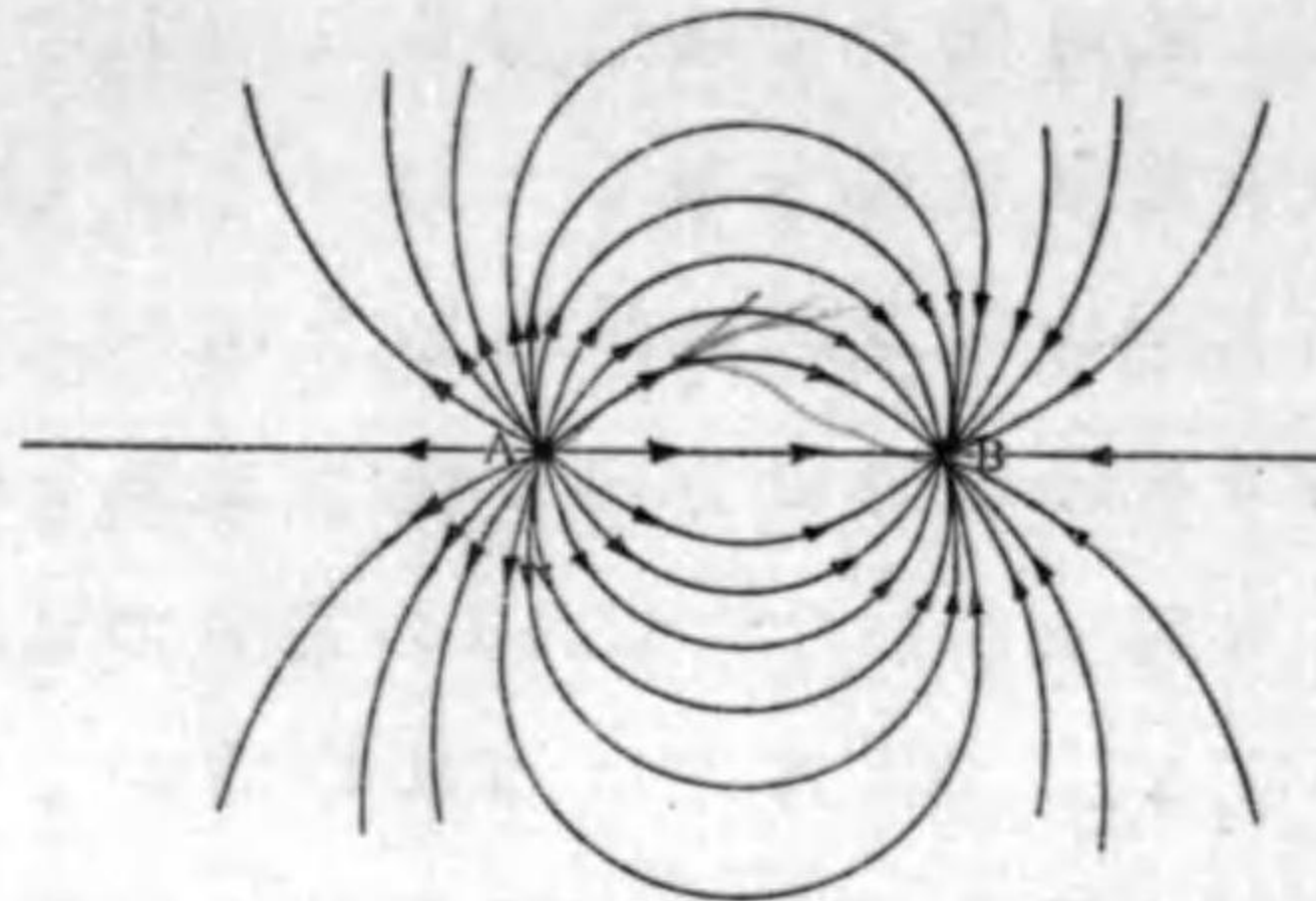
次に、A及びBにそれぞれ $+e$ 及び $-e$ が在るとき、一點Pに $+1$ を置けば、AP及びPBの方向に、それぞれ

$$f_1 = \frac{e}{r_1^2} \quad \text{及び} \quad f_2 = \frac{e}{r_2^2}$$



第480圖

の作用を受け、その合力としてFの作用を受ける(第480圖)。依つて、Fが常に切線になるような曲線で、AとBとを連ねることができ。同様の方法により第481圖に示す如く多くの曲線を引き、これによつて電場の有様を知ることができる。かくの如く、電場に多くの曲線を考へ、その上の各點に於ける切線が、その點の場の強さの方向



第481圖

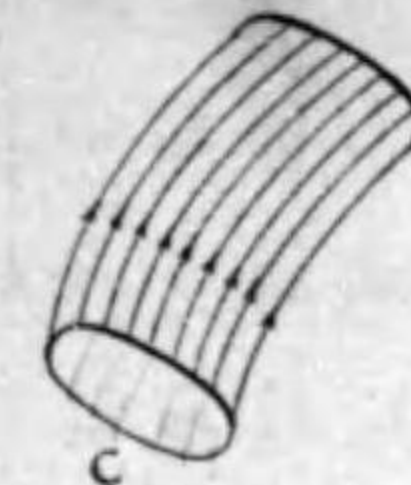
と一致するように
したものを電力線
或は力線といふ。

電力線には、圖に
於て矢の印で示す
ように、常に方向が
ある。それは、+電

氣に及ぼす力の方向を示すのであるから、電力線の初
まる點には常に陽電氣が在る。電氣の存在しない點
或は陰電氣の在る點で初まることはない。また電力
線の終る點があるならば、そこには必ず陰電氣が在ら
ねばならぬ。陽電氣の在る點或は電氣の存在しない
點では終らない。故に、電力線は陽電氣に初まつて無
限遠に達するか或は陰電氣に終り、または無限遠から
來て陰電氣に終る。

電力線は自分自身で交はることはない。何となれば、もしそうなれば、その點では二つの切線が存在する
故、そこに在る陽電氣に作用する力は定まらぬことゝ
なるからである。また二つの力線は交らぬ。何とな
れば、もしそうならば、その交點に於て各の力線に各一
つの切線が引かれるから、そこに在る陽電氣に作用す
る力が定まらぬことゝなるからである。

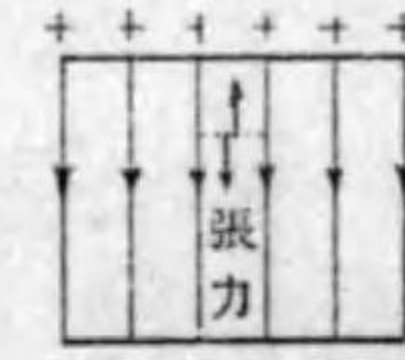
次に、電場に小さい閉曲線Cを考へ、その上の總ての



第482圖

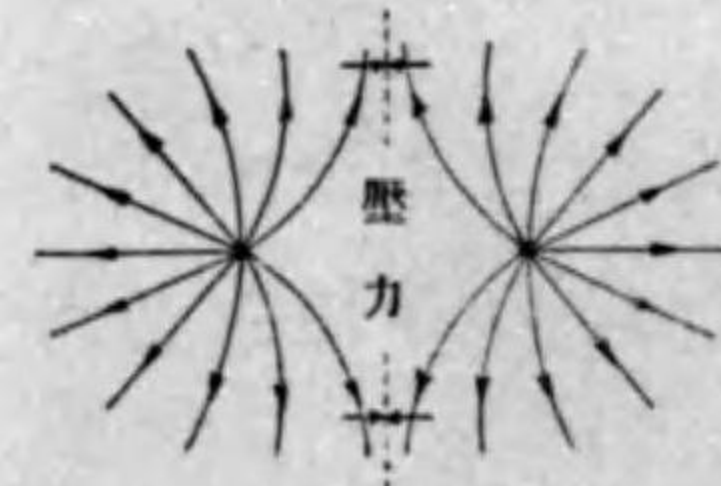
點を通る電力線を考へると、一つの管が
出来る(第482圖)。それを電力管といふ。
電力管内の電力線は常にその管内に在
つて管壁と交はることはない。何とな
れば、この管壁も電力線の集りであるか
ら、もしこれに電力線が交れば、電力線同士が交ること
になるからである。

吾々は電力線によつて略マックスウエルの歪力の
有様を知ることが出来る。例へば、それぞれ正及び負
に帯電した板を平行に置く(第483圖)、力線は+に發
し-に終る平行線と成り、+と-とは相引き、その結果
として力線は縮まる。故に、これを引き
張られた弾性體と比較して考へると、エ
ーテル内に於ては、電力線の方向に張力
が作用するものと想像せられる。また、



第483圖

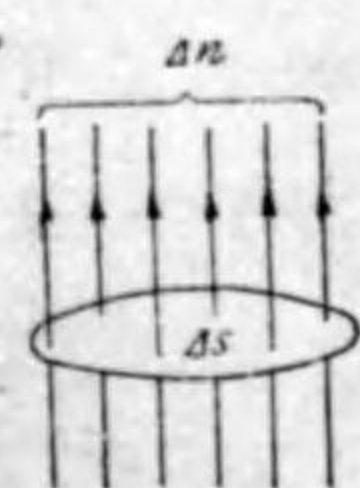
の電氣が二點に在るとき、電力線は第484圖のよう
になり、+は互に反撥し、その結果
として電力線間の距離は遠くな
る。故に、エーテル内に於ては、力
線と垂直の方向に壓力が作用す
るものと想像せられる。



第484圖

§ 262. **ガウスの定理**⁽¹⁾ 吾々は前節に於て電力線なるものを考へ、これによつて電場の有様をある程度まで明らかに心に描がくことができた。然し、前節の方法では、電場の強さの方向を表はし得るに止まり、その値を表はすことができない。そのためには、尙ほ考察を要する。

さて、電力線は電氣の作用の存在するあらゆる點を通つて居るのであるけれども、これによつて電場の強さの値を表はすためには、その密度について次のような規約を要する。力線を引くに、その密度が電場の強さの値に等しいようにする。詳しくいふと、電場の任意の一點Pの場の強さをEとすると、Pの周圍に力線



第485圖

に垂直なる面積 ΔS をとるならば、これと力線との交點の數 Δn は

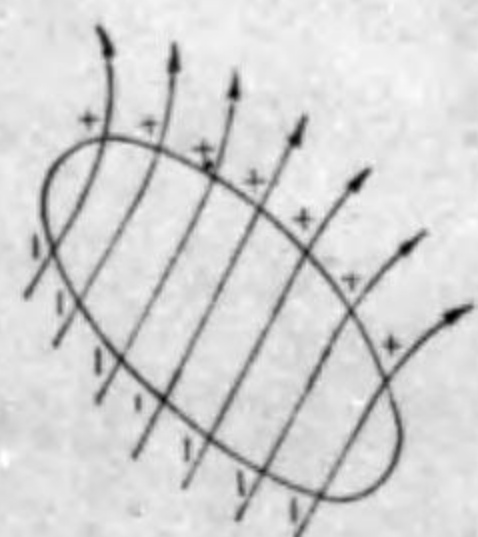
$$\frac{\Delta n}{\Delta S} = E \quad (1)$$

なるように Δn を定める。例へば、電場の強さ1の所では ΔS の 1cm^2 につき電力線1本の割合に、電場の強さ2の所は2本の割合に引くのである。吾々は、これから電力線が常にこの規約によつて引かれあるものとし、これを補助として電場の有様を論ず

(1) Gauss' theorem ; das Gaussche Satz. C. F. Gauss. (1777—1855).

る。そこで、次に論じようとするのは、電場に閉曲面を考へたとき、電力線がそれに交る點の數と、その曲面内に在る電氣量との關係である。但し、その交點には符號を附けて數へる、即ち電力線が閉曲面の内から外に出たときは+、外から内にはいつたときは-とする。先づ簡単な場合から論ずる。

I. 閉曲面内に電氣の無い場合(第486圖)。電力線が有限の所に端を有するとき、そこには常に正或は負の電氣がある。然るに、今考ふる曲面内には電氣がないのであるから、電力線の端は曲面内には存在しない。故に曲面内にはいつた電力線は、必ず曲面外に出る。故に+の交點に對して常に-の交點が在る。依つて曲面上に於ける交點の總數は零である。



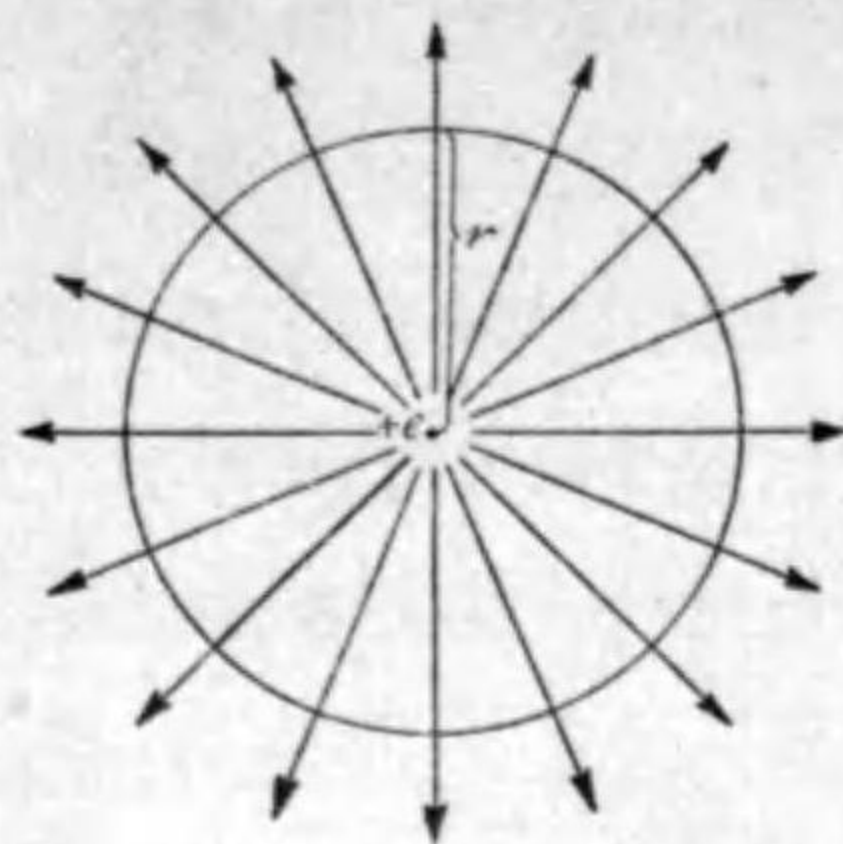
第486圖

II. 閉曲面内の一點に電氣が在る場合。閉曲面として特別のもの即ち半径rの球面を取り、その中心Oに+eの電氣が在るとする(第487圖)。このとき、球面上に於ける電場の強さは一定であつて、

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

(2)

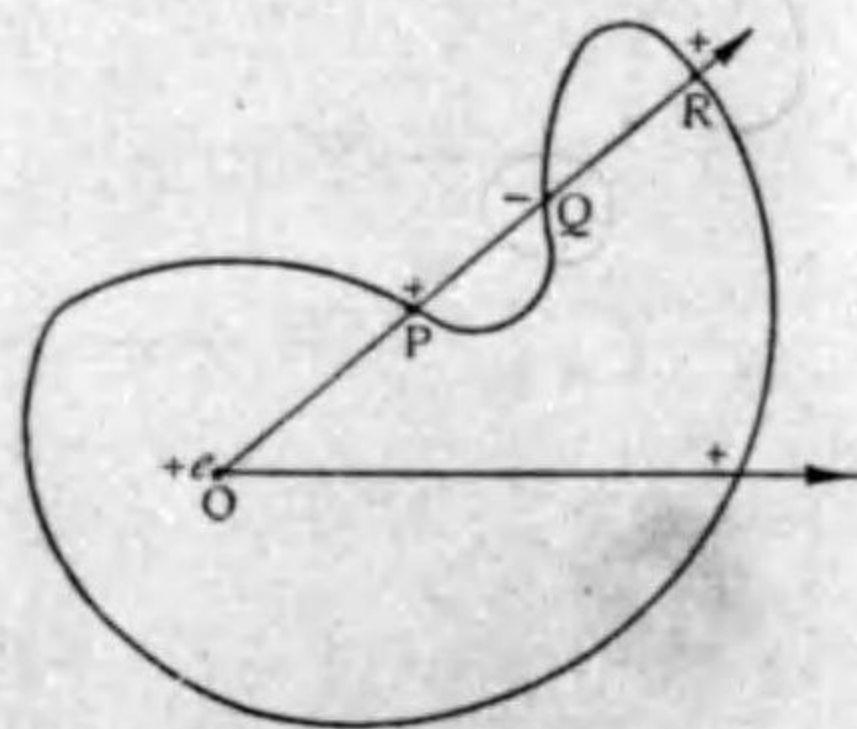
電力線と球面とは垂直、又交點の密度も一定である。



第487圖

値は負となる。

球面の代りに、 $+e$ を含む任意の閉曲面を考えると、電力線のあるものは第488圖OPQRのように、一つよりも多くの點で閉曲面と交はる。然し、Pは $+$ 、Qは $-$ 、Rは $+$ であるから、互に消し合つてたゞ一つの $+$ が残る。故に前と同様に閉曲面上の交點の數は



第488圖

$4\pi e$ である。即ち閉曲面内の一點に電氣 $+e$ があるとき、その曲面と電力線との交點の數は $4\pi e$ である。また次のことが知られる。 $+e$ の電氣からは $4\pi e$ 本の電力線が出で、 $-e$ の電氣には $4\pi e$ 本の電力線がはいる。

Ⅲ. 一般の場合. 閉曲面の中の O_1 及び O_2 にそれぞれ $+e_1$ 及び $-e_2$ の電氣が在るとする(第490圖)。Ⅱに

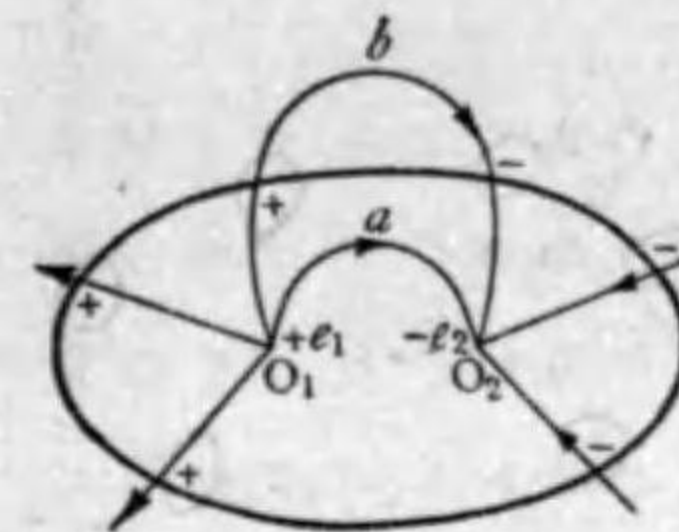
その總數を n とすると、

$$E = \frac{\Delta n}{\Delta S} = \frac{n}{4\pi r^2} \quad (3)$$

(2)と(3)から

$$\frac{e}{r^2} = \frac{n}{4\pi r^2} \quad \text{即ち} \quad n = 4\pi e.$$

$+e$ の代りに $-e$ が在るときは力線の方が逆になり n の



第489圖

より e_1 からは $4\pi e_1$ 本の電力線が出で、 $-e_2$ には $4\pi e_2$ 本の電力線がはいる。その中あるものは、 a の如く曲面外に出ずに $+e_1$ から $-e_2$ に至る、これは一つも交點を與へない。また b のように、一旦外に出て再び内にはいつて $-e_2$ に達する、このときも交點の數は零である。故に、吾々の計算の目的には、 e_1 から出る $4\pi e_1$ は總て曲面外に出で、 $-e_2$ にはいる $4\pi e_2$ は總て曲面外からはいつたものとする事ができる。故に、交點の總數は、

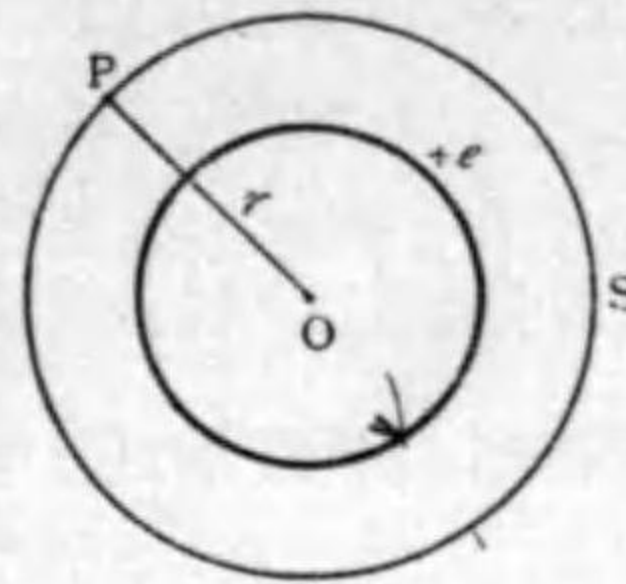
$$n = 4\pi(e_1 - e_2). \quad (4)$$

電氣が曲面内に如何に分布しても同様の理論が成り立つ。即ち、電場内に考へた閉曲面上に在る電力線との交點の數は、その曲面内に在る電氣量の代數的の和の 4π 倍に等しい。これをガウスの定理といふ。

【注意】この定理はクーロンの法則に基いて居る。故に、この法則が成り立つ場合には、電氣以外にもこの定理は應用される。例へば萬有引力の如き場合にも應用せられる。

§ 263. ガウスの定理の應用. I. 帶電した球の外に於ける電場. 導體の球の中心を O 、荷電量を $+e$ 、その近傍には物體が無いものとして、球外の一處 P に於ける電場の強さ E を求る(第490圖)。この場合に球面上の各點を相互に區別すべき條件はない、即ち何れも對等であるから、電氣は一様に球面上に配布する。

【注意】もし近傍に物體が在ると、感應によつて分布が一様でなくな



第 490 圖

る。」

故に、OP を半径とし O を中心とする球 S を考へてみると、その球面上の各点の電場の強さは皆相等しくなければならぬ。且つ、その方向はその点(例へば P)と中心 O とを結ぶ直線上に在つて外に向つて居らねばならぬ。故に、電力線と球面との交点は、S 上に一様に配布する。

電力線の總数を n とすると、S 中の電氣量は e であるから、ガウスの定理によつて、

$$n = 4\pi r^2 \sigma$$

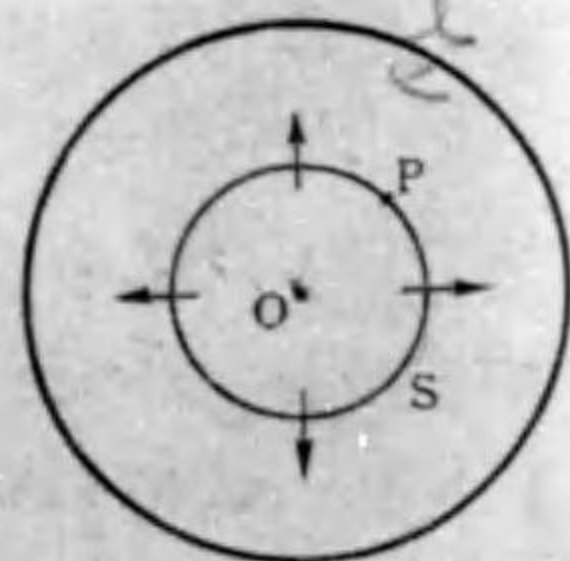
また、S の面積は $4\pi r^2$ であるから、電力線の密度を求めると、

$$E = \frac{n}{4\pi r^2} = \frac{e}{r^2} \quad (1)$$

即ち、この球上に在る全體の電氣が中心 O に集まつたときと、その結果に於て相等しい。球が導体でなくとも、電氣がその表面に一様に配布するとき、また色々な半径の異なる共心球面上に密度の一樣な層を成すときにも同様のことが成立する。

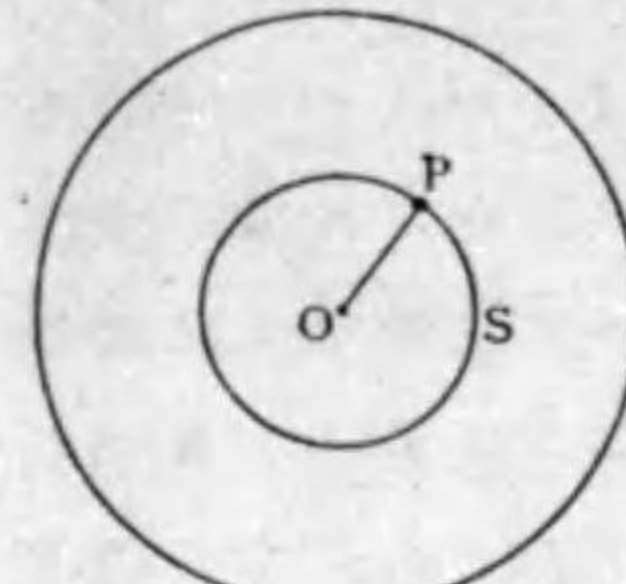
【注意】上述の理により、地球表面外に於て、地球が物體に及ぼす重力は、地球の質量がその中心に集まつて居るときと相等しい(§ 30. 注意) 上巻 61 頁

I. 一樣に帯電した球殻内の電場 球の中心を O、球殻の荷電を $+e$ とし、球殻内の任意の点 P に於ける電場の強さ E を求める。今、O を中心として P を通る球面 S を考へる(第 491 圖)。この S 上の何れの点も對等であるから、電場の強さは S 上何れの点に於ても相等しく、且つ S に垂直であつて、何れも S の内から外に向くか、外から内に向つて居らねばならぬ。従つて、電力線の交点(は S) 上に一様に配布し、その總てが正か總てが負である。然るに S の中には電氣は無いから、その交点の總数は零、従つて電力線は S に交はらない。故に $E=0$ である。



第 491 圖

【注意】これと同様に依り地球内部に一点 P を取り OP を半径とし



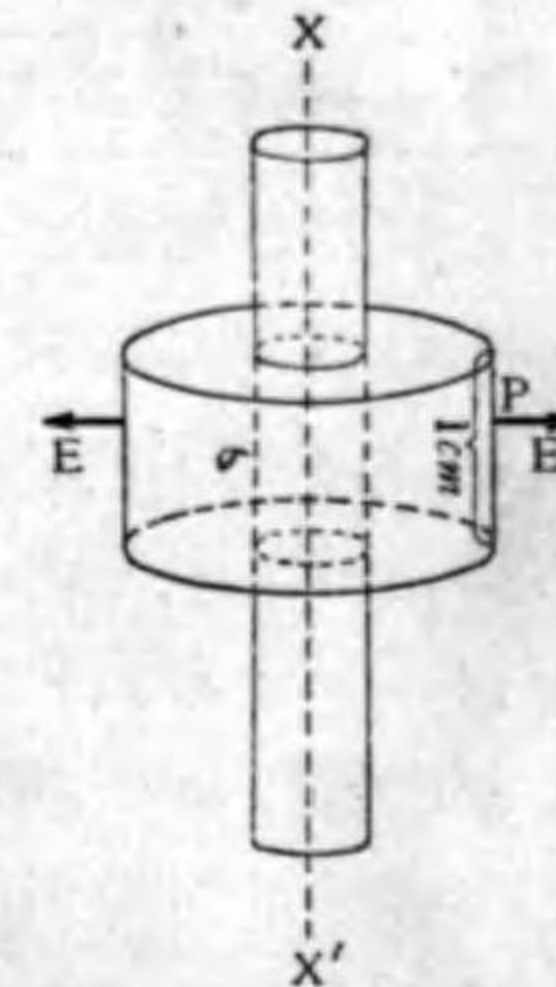
第 492 圖

た球面 S を考へると(第 492 圖)、S の外部に在る質量がそれ以内に在る質点 P に及ぼす引力は互に相殺して零となる。従つて P に作用するものは、S の内部の質量のみである。その大きさは、I によりその質量全部が中心 O に集つたものと相等しい。

II. 一樣に帯電した無限に長い圓筒外の電場

圓筒の軸を XX' とし、圓筒外的一点 P の電場の強さ E を求める(第 493 圖)。P を通り XX' を軸とする圓筒を考へる。

但し、その兩底面は XX' に垂直であつて、その高さを l cm とする。この圓筒の側面の各点に於ける電場の強さは皆相等しく、その方向はその側面に垂直で、向きは何れも内から外に向ふか、何れも外から内に向はなければならぬ。従つて、この側面と電力線との交点の符號は一樣であつて、表面に一様に配布する。然るに、兩底面に於ては電力線の交点はない。故に、中の圓筒の單位の長さについて σ なる電氣が在るとし、P と XX' との距離を R とし、外の圓筒についてガウスの定理を應用すると、



第 493 圖

$$n = 4\pi R l \sigma$$

然るに、圓筒の側面積は $2\pi R l$ であるから

$$E = \frac{n}{2\pi R l} = \frac{2\sigma}{R} \quad (2)$$

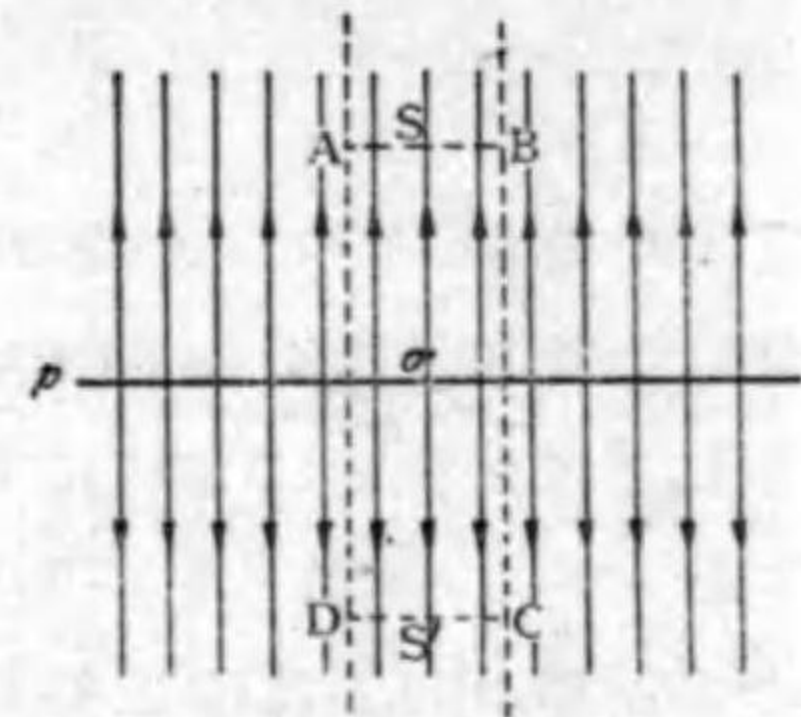
即ち、電場の強さは XX' より距離に逆比例する。

IV. 一樣に帯電した無限に廣い平面に依る電場 真空中に在る導体の板の面に電氣が配布するときには、第 494 圖に示すように、電氣層の一方の側は真空であるけれども、他の側は導体である。かゝる場合は後に論ずることとし、こゝに論ずるのは、電氣層の兩側が真空である



第 494 圖

理想的のものである。電氣層の平面を p とすると(第 495 圖),電力線は p からその両側に向つて, p に垂直に一様の密度で出て居るはずである。故に,側面が p に垂直なる柱状のもの ABCD を考へると,電力線はその側面を貫くことはない。また,その柱状体のいづれの直切口を考へても,電力線の交点の密度は一定である。従つて,電場の強さは至る所一定であつて, p から垂直に兩方に向つて居る。このように電場の強さの値及びその方向が何れの點に於ても一定なるときは,これを一様なる電場⁽¹⁾と名づける。今,上に考へた柱状體を p の兩側に於て,直切口 S



第 495 圖

及び S' にて切り,これを兩端面とし,それと柱状體の側面を併せて一つの閉曲面とし,これにガウスの定理を應用する。 p 上の電氣の表面密度を σ とすると,この閉曲面中に在る電氣量は $S\sigma$ である。故に,電力線が閉曲面を貫く點の總數を n とすると,

$$n = 4\pi S\sigma.$$

然るに,電力線は閉曲面の S と S' のみを貫いて居るから,そこに於ける密度即ち電場の強さは,

$$E = \frac{n}{2S} = 2\pi\sigma.$$

§ 264. 電位⁽²⁾. これまでは,電場の強さといふものを目標として電場内の状態を論じたのであるが,これから更に他の方面から電場の各點を特性附けて電場の

(1) Uniform field ; das homogene Feld.

elektrische Potential.

(2) Electric potential ; das



状態を明らかにしようと思ふ。

地球上に於て,一點 P とこれよりも高い所に在る一點 Q とを取ると,重力に抗して物體を P から Q に運ぶには,常に若干の仕事をなさねばならぬ。故に物體を運ぶに要する仕事によつて地球上に於ける高低を定めることができる。即ち, P から Q に物體を運ぶに外から(地球とその物體を一系と考へその系外から)仕事を加へることを要するならば Q が P よりも高く,逆に外に仕事をするならば Q が P よりも低い。同様の考を電場に應用し,その中の任意の二點に高低の差を附けることができる。即ち $+$ の電氣を P から Q に運ぶに外から(運ばれる $+$ の電氣,電場及び電場の源となつて居る電氣を一系と考へその外から)仕事を加へる事を要するならば Q は P よりも高く,逆に外に仕事をするときには Q は P よりも低いといひ得る。但し,この高低は空間的の高低ではなくて電氣的の高低であるからこれを電位といふ。

【注意1】 $-$ 電氣を探らずに $+$ の電氣を取つたのは,たゞ便宜上の事である。

【注意2】 電氣の場合と同様に重力等の場合にも電位に相等するものを考へる。このときには單にポテンシャルといふ。

このように定めると, $+$ に帯電した物體の周圍に於てはその物體に近い程電位が高く, $-$ に帯電した物體

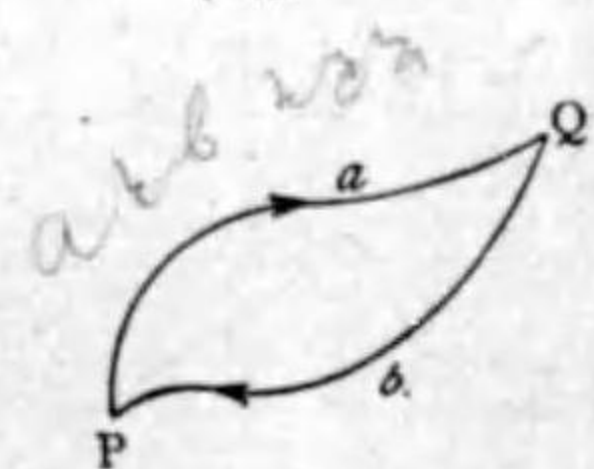


の周圍に於ては、その物體に近い程電位が低い。また + の電氣は電場の電位の高い方から低い方向に向つて動かす方に作用せられ、- の電氣は逆の方向の力に作用される。故に電力線は電位の高い方から低い方向に向つて居る。

さて、電位なるものが、各點について一義的に定まるためには、電場内の任意の二點間に電氣を運ぶに要する仕事が二點間を連ぬるいづれの途についても同一でなければならぬ。これは吾々の經驗上から眞なることが分る。何となれば、今 P から Q に達する二つの道 a と b とを考へ、これを通つて +1 の電氣を運ぶにそれぞれ W_a 及び W_b なる仕事を要するとし(第

496 圖), $W_a < W_b$ と假定する。そこで、初めに a なる道を通つて P から Q に運び、次に b なる途を通つて Q から P に戻したとすると、往きには外から W_a なる仕事を成し、歸りには W_b なる仕事を外にする。

故に、一往復に $W_b - W_a$ なる仕事を外に爲さしめる事ができる。この方法を繰り返すときは、如何に大なる仕事をも爲さしめる事ができる。これは、吾々の經驗に反する。故に、 W_b は W_a より大でない。同様に W_a は W_b より大でない。依つて $W_a = W_b$ でなければな



第496圖

らぬ。即ち、何れの途を取つても仕事の量は同一である。

そこで、電位の高さの單位を次のように定める。+1 なる電氣を P から Q に運ぶに、1 エルグの仕事が必要であるならば、Q の電位が P より 1 だけ高いとする。そうして、かく定めた電位の單位を電位の靜電單位⁽¹⁾といふ。實用上にてはそれの $\frac{1}{300}$ を用ひヴォルト⁽²⁾といふ。従つて +1 の電氣を 1 ヴォルトだけ高い所に運ぶには $\frac{1}{300}$ エルグの仕事が必要である。故に 1 クーロン (3×10^9 E.S.U.) の電氣を電位差 1 ヴォルト高い所に運ぶには、

$$3 \times 10^9 \times \frac{1}{300} = 10^7 \text{ erg} = 1 \text{ joule}$$

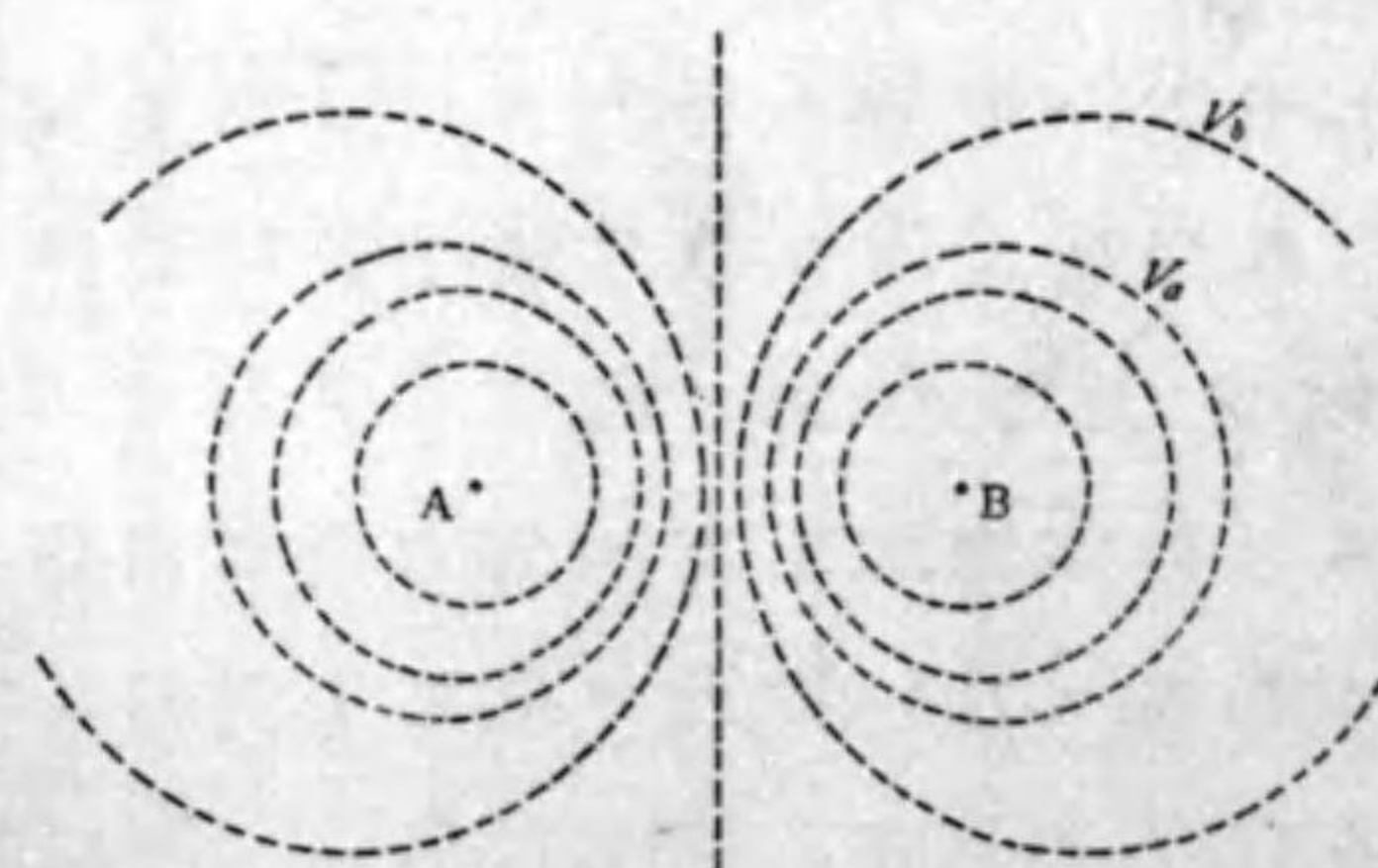
の仕事をする。また e クーロンの電氣を v ヴォルトだけ高い所に運ぶには $e \times v$ ジュールが必要である。逆に $+e$ クーロンの電氣を電氣力のために v ヴォルト低い所に運動せしめたならばその電氣に對して $v \times e$ ジュールの仕事をしたことになる。

地球上に於ける高さの基準、即ち高さ零の所は何處に定めても理論上さし支へない。たゞ基準の異なる

(1) Electro-static unit of potential ; die elektrostatische Einheit des Potentials. (2) Volt. Alessandro Volta (1745—1827) の名を取つて電位の單位名としたのである。

に従つて、高さを表はす数値が違つて来る。例へば、海面上10メートルの所を基準にすると、海面の高さは-10メートルとなる。これと同様に、電場に於ても何れの點を電位零の點と定めてもさし支はない。理論的の計算に於ては、帶電體から無限遠の點、換言すれば考ふる電氣の影響を受けぬ點の電位を零と定める。故に、或點の電位とは、無限遠の點から +1 の電氣をその點に持ち來たすために要する仕事である。

§ 265. 等電位面⁽¹⁾ 吾々が、地圖によつて地勢を知らうとするときには、單にそれに各地點の高さが記されて居るのみにては不十分である。そのためには、よく知られて居るように、同一高さの地點を連ねた等高線なるものを作り、相隣れる等高線間の高さが1メートル、10メートル等一定にして置く必要がある。これと



第497圖

〔1〕 Equipotential surface ; die äquipotentielle Fläche.

同様に、電場の状態を知るために、電位の相等しき點を連ぬる面を考へ、これを等電位面といふ。例へば、第497圖の

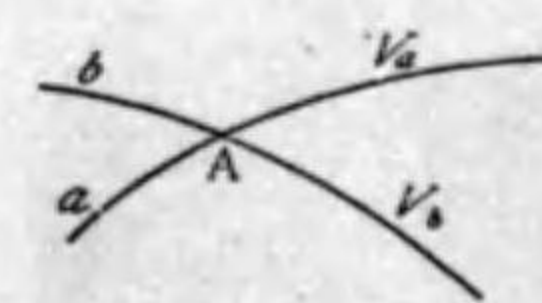
點線はA及びBに同量の電氣の在る場合の等位面を示す。尙ほ、相隣れる等電位面間の電位差が一定、例へば1になるようにする。等電位面とある面例へば平面との交りを等電位線といふ。

電位 V_a の等電位面上の任意の點から、電位 V_b の等電位面上の一點に +1 の電氣を運ぶに要する仕事は、 $V_b - V_a$ である。故に、 e なる電氣量を運ぶには、

$$W = e(V_b - V_a)$$

の仕事に要する。 e をクーロン、 V_a, V_b をヴォルトで測ると、 W はジュールで表はされる。これから、等電位面の主なる性質を順次に述べる。

I. 電位の異なる等電位面は交はることはない。



第498圖

何となれば、電位 V_a と V_b ($\neq V_a$) なる等電位面 a 及び b が、Aに於て交つたとすると(第498圖)、無限遠から +1 の電氣をAに運ぶに要する仕事は、Aが a 上の點とすれば V_a であり、 b 上の點とすれば V_b である。これは不合理である。故に、 a と b は交らない。

II. 等電位面には端がない。何となれば

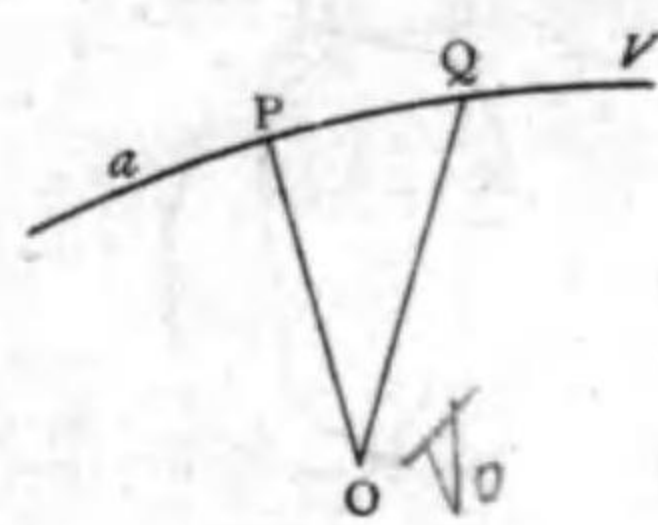
(第499圖)、電位 V_a なる等電位面 a に端Aが在るとすると、Aに極めて接近するBを取れば、Bは V_a と異なる電位を有たねばならぬ、こ



第499圖

これは、BがAに如何に接近しても成り立つから、 a はAに於て V_a と異なる値の等電位面に交はることとなる。これは上述の結果に戻る。故に a に端はない。

Ⅲ. 同一等電位面上の二點間に電氣を運ぶには仕事を要しない。 何となれば、電位 V なる等電位面 a 上



第500圖

に二點PとQ、電位 V_0 なる等電位面上に一點Oを取ると(第500圖)、+1の電氣をOからQに運ぶに、先づOからPに運びそれからQに運んでも、直接OからQに運んでも要する

仕事は相等しい。これを $W_{OP}+W_{PQ}$ 及び W_{OQ} とすると、

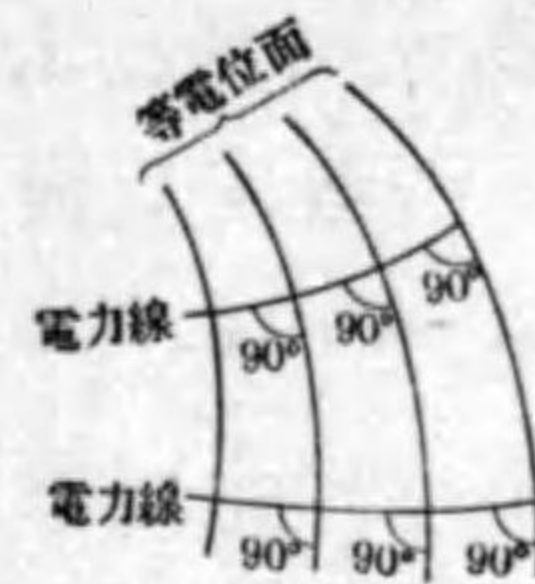
$$W_{OP}+W_{PQ}=W_{OQ}$$

然るに、 $W_{OP}=W_{OQ}=V-V_0$ 。故に、

$$W_{PQ}=0$$

Ⅳ. さて、電氣を等電位面中に動かすに仕事を要しないといふことは、その仕事に抗する力を電場から受けないといふことである。言ひ換へると、電場は等電位面に沿ふて電氣を動かす作用をしない。更にいひ換へると、電場の強さは等電位面に垂直である。 そうして、等電位面間の距離が十分小なるときには、相隣れる等電位面に境せらるゝ電力線の部分は直線と見な

し得る故、かゝる場合には、一つの等電位面上の任意の一點から出發して、その隣りのものに垂線を下し、その足から次のものに垂線を下し、同様にして、次へ次へと延長すれば、連続した一つの電力線が得られる(第501

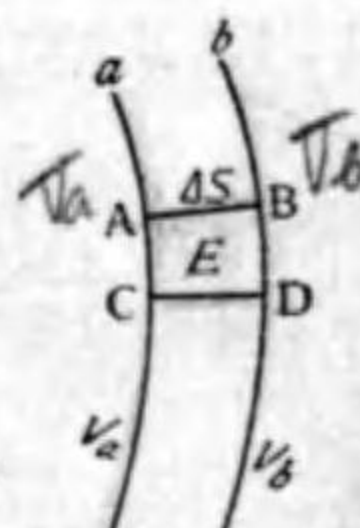


第501圖

圖)。逆に力線が十分密に引かれてあるならばそのいづれにも直交するような曲面を引き得る、そうしてそれは等電位面である。

Ⅴ. 今、第502圖 a 及び b を二つの等電位面、AB及びCDを、これに交る二つの電力線とし、且つ a と b との距離が十分小であつて、AB、CD

は近似的に直線と見なし得るとする。且つ、AC及びBDは十分小であつて、AC=BDと見なし得るとする。そうすると、ACDBの中に於ける電場は一様なものと考へ得る。 a 及び b の電位をそれぞれ V_a 及び V_b 、AB=ΔS、AB間の電場の強さを E とすると、 V_a-V_b は+1の電氣をBからAに運ぶに要する仕事であるから、



$$V_a-V_b=E\Delta S, \text{ 即ち } E=\frac{V_a-V_b}{\Delta S} \quad (1)$$

V_a-V_b が一定なるように多くの等電位面が引かれてあるならば、 E は ΔS に逆比例する。即ち電場の強さは等電位面の密度に比例する。

さて、(1)に於て $V_a - V_b = \Delta V$ とすると、

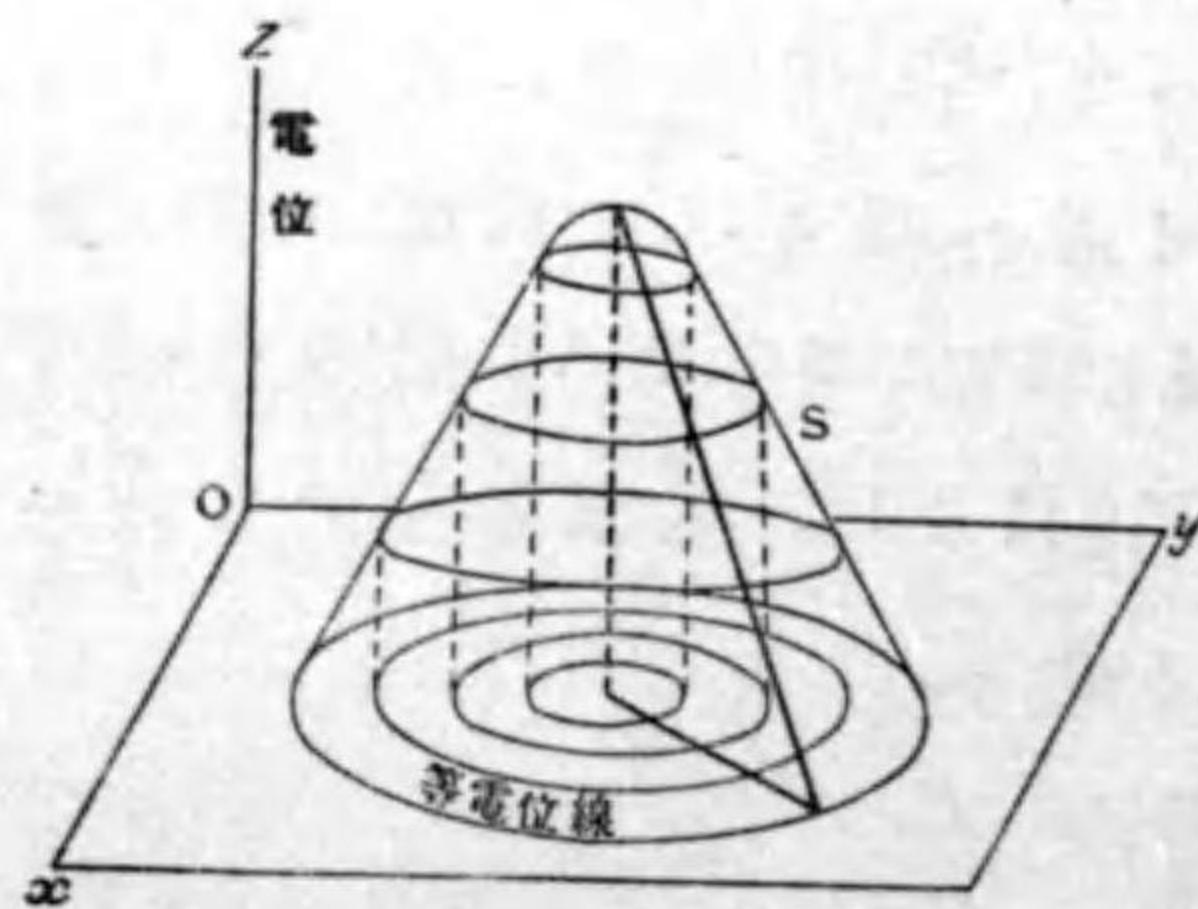
$$E = -\frac{\Delta V}{\Delta S} \quad (2)$$

こゝに $-$ を附けた譯は、 S を A から B に向つて測ると $\Delta S > 0$ として、 $E > 0$ 、然るに V は次第に減少するから $\Delta V < 0$ であるからである。 ΔS を次第に小さくした極限に於ては、次の如く表はす

$$E = -\frac{\partial V}{\partial S} \quad (3)$$

$\frac{\partial V}{\partial S}$ は電力線に沿ふて、電位の變化する割合である。これを電位の勾配⁽¹⁾といふ。故に、電場の強さは、電力線に沿ふて測つた電位の勾配に等しく、その符號は相反する。

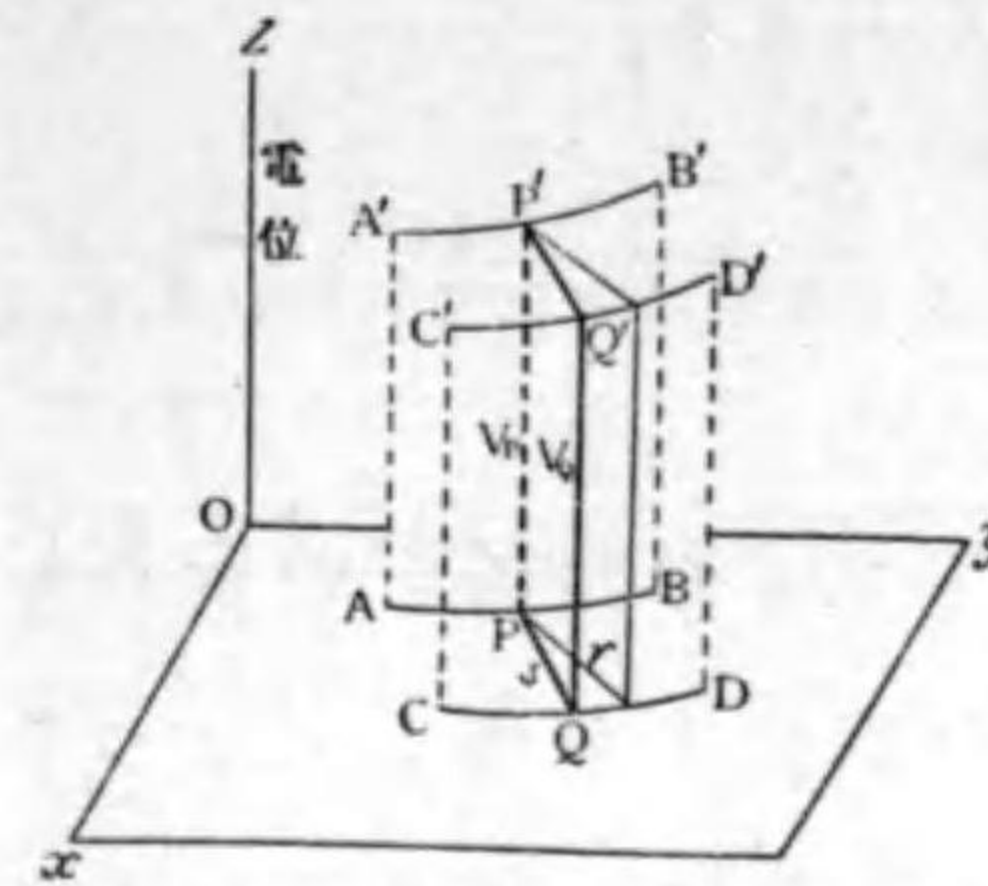
次に説明を簡単にするため、一平面上に在る電力線と、其の上に在る



第 503 圖

等電位線を考へる(第 503 圖)。その平面を xy とし、その線の各点を通り Z 軸に平行なる直線を引き、その長さが各点の電位を表はすようにすると、その端の軌跡は一つの曲面と成る。これを S とする。 S は xy 平面上に於ける電位分配の状況を圖に表はしたものである。今、 xy 平面上の

(1) Potential-gradient ; das Potentiellegradient.



第 504 圖

二つの等電位線 AB 及び CD を取り(第 504 圖)、その各点から引いた xy 平面への垂線が曲面 S と交はる曲線を $A'B'$ 及び $C'D'$ とする。また PQ を一つの電力線とし、 P 及び Q に於て xy 平面に立てた垂線と S 曲面との交りをそれぞれ P' 及び Q' とする。 $PP' = V_P$ $QQ' = V_Q$ であるから、

$$\frac{V_P - V_Q}{PQ} = \frac{PP' - QQ'}{PQ}$$

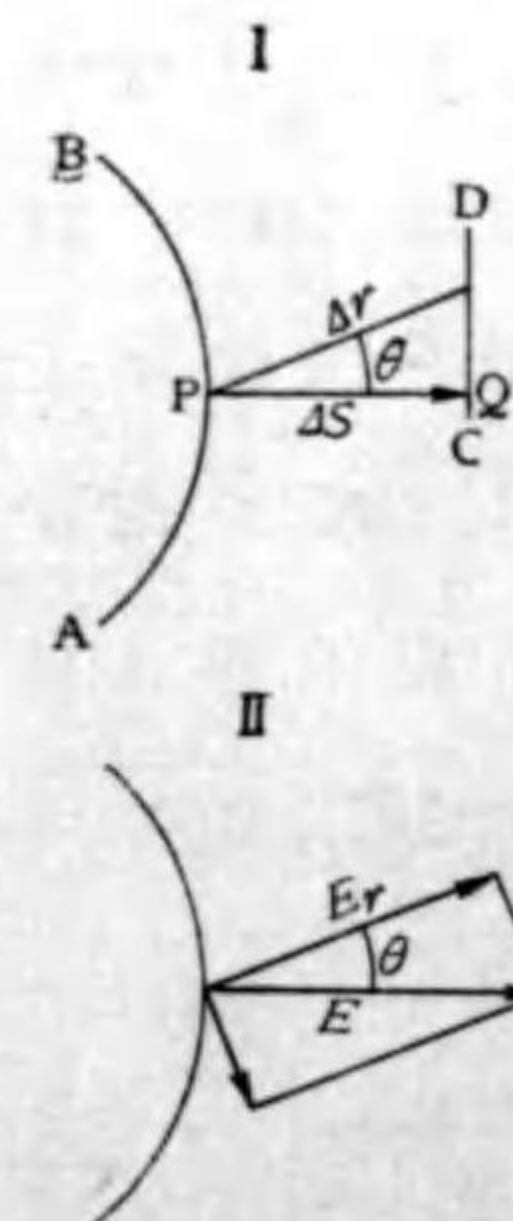
が P に於ける電位の勾配である。さて $P'Q'$ は P' から曲面 S に沿ふて $C'D'$ に至る最短の距離である。故に、 P' から S 面上に色々の方向に線を引くことができ、その各に対して xy 平面に對する勾配があるが、その中 $P'Q'$ の勾配が最も急である。依つて次の事が知られる。 S 面上の任意の点から xy 平面に對して最も急な勾配の線を引けば、これを xy 平面上に投影したものは、電場の強さの方向を表はし、その xy 平面に對する勾配は電場の強さの値を表はす、

xy 平面上に於て P からは S の方向以外色々の方向を考へ得る。その各の方向に對して V の變化する割合がある。このような場合に、その一つの方向に於ける變化の割合を表はすには $\frac{dV}{dS}$ を用ひず、 $\frac{\partial V}{\partial r}$ を用ひる。 S の方向の代りに r の方向を取れば $\frac{\partial V}{\partial r}$ である。今、 ΔS と Δr との間の角を θ とすると(第 505 圖 I)、 $\Delta S = \Delta r \cdot \cos \theta$ であるから、

$$\frac{\Delta V}{\Delta r} = \frac{\Delta V}{\Delta S} \cos \theta,$$

$$\frac{\partial V}{\partial r} = \frac{\partial V}{\partial S} \cos \theta,$$

また、 r の方向の E の分力を E_r とすると(第 505 圖 II)



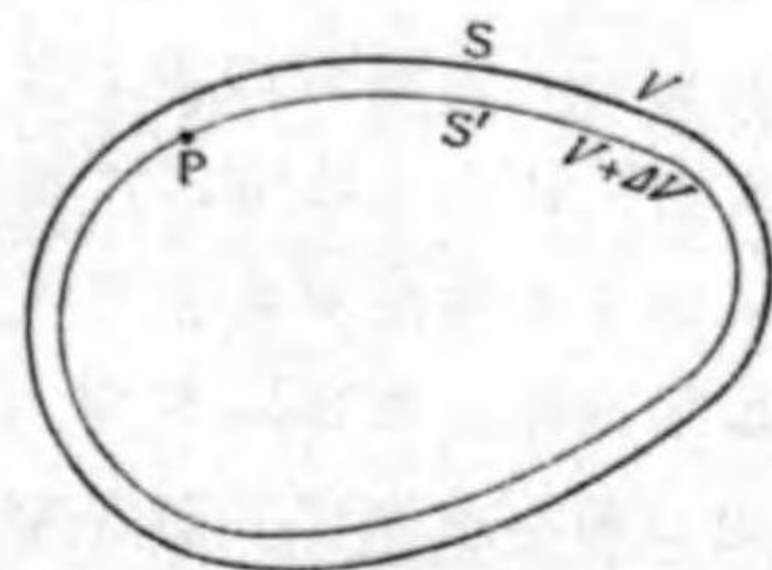
第 505 圖

$E_r = E \cos \theta$ であるから、

$$E_r = -\frac{\partial V}{\partial s} \cos \theta = -\frac{\partial V}{\partial r}$$

故に電場の一点から任意の方向に於ける電位の變化する割合は、その方向に於ける電場の強さの分力に等しい。

Ⅵ. 一つの等電位面に包まるゝ空間内に電氣がなければ、その中のいづれの點の電位も相等しく、且つその値はその等電位面上の値と等しい。 何となれば、もし今第 506 圖 S をその等電位面、その電位を V とする。もし、S の中で電位が一定でないとする、電位は電氣のない所では連続的に變化すべきであるから、S より



第 506 圖

僅か dr 内部にはいつた點 P に於ては $V + dV$ なる値でなければならぬ。そこで、P を通る等電位面 S' を考へると、これには端がなく、また S に交らないから、これも閉じた曲面でなければならぬ。尙ほ、 S' を通る電力線は凡てが内から外へ向くか或は外から内に向き、その電場の強さは $E = -\frac{\partial V}{\partial r}$ である。今、その交點の總數を n とし、ガウスの定理を S' に適用すると、

$$4\pi n = e (=0). \quad 4\pi e = n \quad (e=0)$$

故に $n=0$ 、そうして、交點は凡て同號であるから、交點は存在しない。故に、

$$E = -\frac{\partial V}{\partial r} = 0.$$

である。即ち S の内部では、至る所 V は一定で、 E は零である。

§ 266. 導體と電場。 吾々は、これまでは真空内の電場を論じたが、これから導體の表面及びその内部の電場を論ずる。導體の表面に電氣が静止せる場合には、電氣がその中を自由に動き得るに係はらず静止して居るのであるから、電氣の各の微部分に外の部分から作用する力は、互に相殺して零となつて居るのである。即ち電氣を導體の表面に沿ふて動かすには仕事を要しない。故に、導體の表面は一つの等電位面である。 依て、導體の表面から外に出る力線は、その表面に垂直であり、表面の直ぐ外の電場の強さの方向は何れも表面に垂直であらねばならぬ

【注意1】 電氣が静止して居ないときには、導體の表面は必ずしも等電位面ではない。

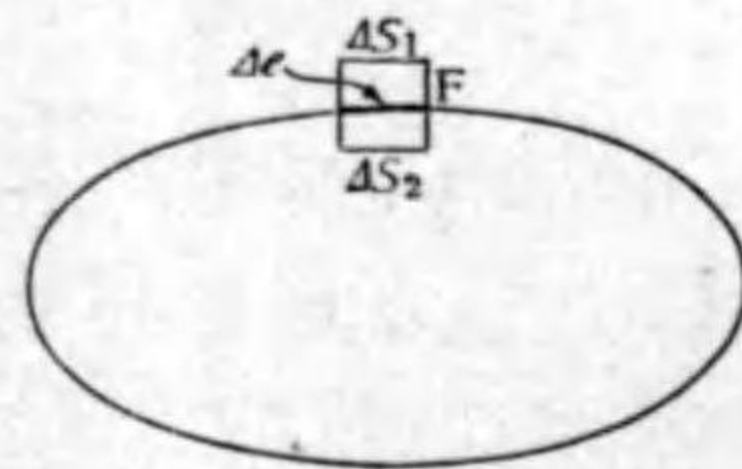
【注意2】 導體の表面密度と電位とを混同してはならぬ。電氣が導體の表面に在るとき、その表面密度は普通一様ではない。然しそのときでも表面は等電位面である。

導體の表面は等電位面であつて、その内部には電氣がないから、前節 Ⅵ によつて導體内部の電位は至る所表面の電位と相等しい。従つて、電場の強さは零である。

【注意】導體で包めば外に如何なる電氣的變化があつても内部には及ばない。これを利用して電氣に関する實驗に於て外部からの電氣的妨害を避くるために、装置を金屬板或は金網で包みこれを土地につなぐ(土地につなぐ理は後に述べる)。

このように、導體の表面及びその内部の電位は一樣なる故、その電位をいふには、一々の點を區別する必要はない。單に、その導體の電位といへば十分である。

導體の表面に小なる面積 ΔS を取り、その周圍を通り、導體の表面に垂直なる曲面 F を考へ、表面の直ぐ外及び直ぐ内に於けるその直切口 ΔS_1 及び ΔS_2 を考へる(第 507 圖)。 $F, \Delta S_1$ 及び ΔS_2 の閉曲面につき、ガウスの定理を應用すると、



第 507 圖

の定理を應用すると、

$$4\pi \Delta e = \Delta n.$$

但し、 Δn はこの閉曲面に交る力線の總數である。そうして、力線は ΔS_1 以外の面を通過しない。然るに、 ΔS_1 に於ける力線の密度は電場の強さに等しいから、これを E とすると、

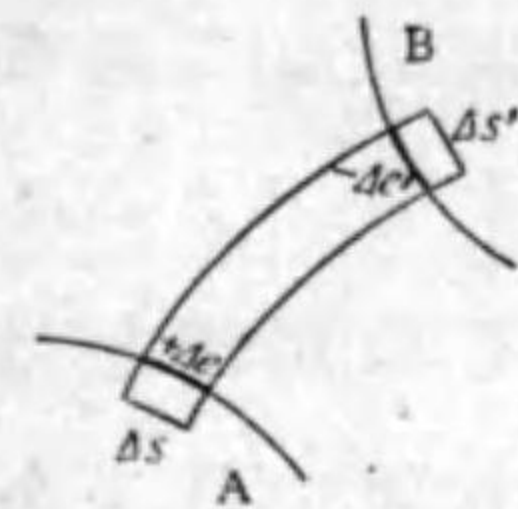
$$E = \frac{\Delta n}{\Delta S_1} = \frac{4\pi \Delta e}{\Delta S_1}.$$

表面密度を σ とすると $\Delta e = \sigma \cdot \Delta S_1$ であるから、

$$E = 4\pi\sigma. \quad (1)$$

【注意】この場合の E は § 263 に述べた、電氣が平面に配布せる場合の 2 倍になつて居ることに注意せよ。

次に導體 A の表面に始まり導體 B の表面に終る力管を考へる(第 508 圖)。 A 及び B に於て力管内に圍まる電氣量をそれぞれ $+ \Delta e$ 及び $- \Delta e'$ とし、力管を少しく A 及び B の内部にまで延長しその直切口 ΔS 及び



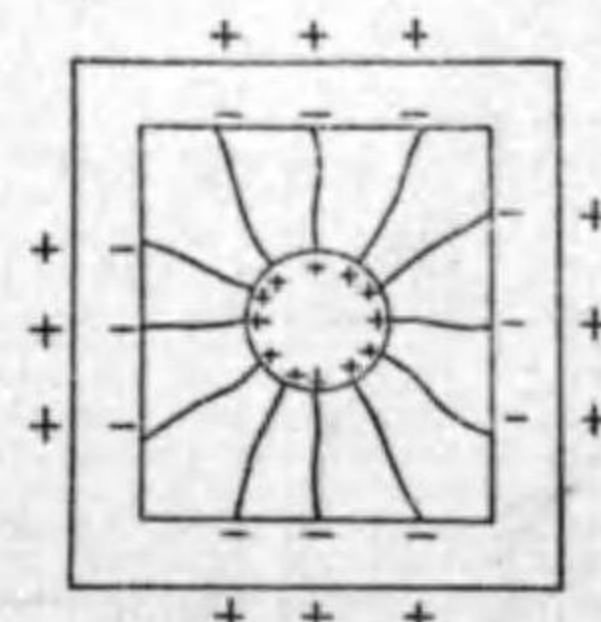
第 508 圖

$\Delta S'$ と、力管の側面とより成る閉曲面を考へる。力線は、力管の側面に交ることはない、また ΔS 及び $\Delta S'$ を通過しない。この閉曲面にガウスの定理を應用すると、

$$4\pi(\Delta e - \Delta e') = 0, \text{ 即ち } \Delta e = \Delta e'.$$

即ち、一つの力管の兩端に在る電氣量は相等しくその符號は逆である。

今、絶縁した導體の箱の中に、任意の帶電體を箱に接せざるように入ると、その内面には入れた電氣と異號の電氣が現はれ、外面には同號の電氣が現はれる(第 509 圖)。その量は、上述の理によつて入れた電氣量と相等しい。そこで、一旦この箱の外面に他の導體を觸れると、外面の電氣はそれを傳つて外に逃れるから、その導體を箱から離し、中の帶電體を取り出すと、内部に在つた電氣は外部に現はれる。このようにして、帶電體の電氣量と相等しく、符號逆の電氣を箱に與へることができる。これは、帶電體の電氣量を測るによく用ひられる方法である。



第 509 圖

§ 267. 簡單なる場合に於ける電位. I. 電氣が一點に集まれる場合. 一つの點に $+e$ なる電氣がある

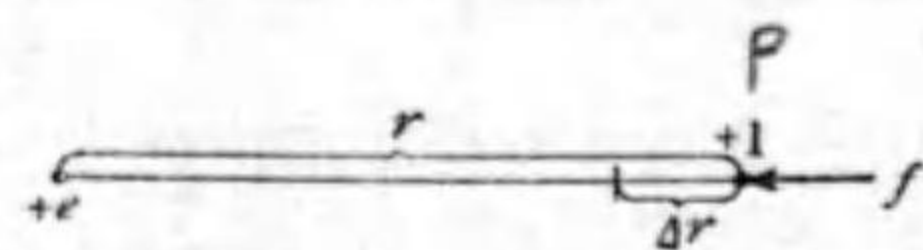
とき、それより距離 r なる点 P の電場の強さは

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

である(第 510 圖)。 r から $r + \Delta r$ の間、 E 一定と考へられるから、外力 f により r から $r + \Delta r$ に $+1$ の電氣を運ぶに要する仕事を ΔV とすると、

$$\Delta V = -f \Delta r = -\frac{e}{r^2} \Delta r \quad (1)$$

こゝに $-$ を附けたのは $\Delta r < 0$, $\Delta V > 0$, であるからである。



第 510 圖

ばよい。

$$V = \sum \Delta V = - \sum_{r=\infty}^{r=r} \frac{e}{r^2} \Delta r \quad (2)$$

その結果は、

$$V = \frac{e}{r} \quad (3)$$

【注意 1】 (2) から (3) に移る計算は次の通りである。

$$V = - \int_{\infty}^r \frac{e}{r^2} dr = \left[\frac{e}{r} \right]_{\infty}^r = \frac{e}{r}$$

【注意 2】 上の計算はまた §265(3) から

$$E = \frac{e}{r^2} = - \frac{\partial V}{\partial r}$$

故に、

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

但し、 C は積分常数である。 $r = \infty$ のとき $V = 0$, 従つて $C = 0$ 故に

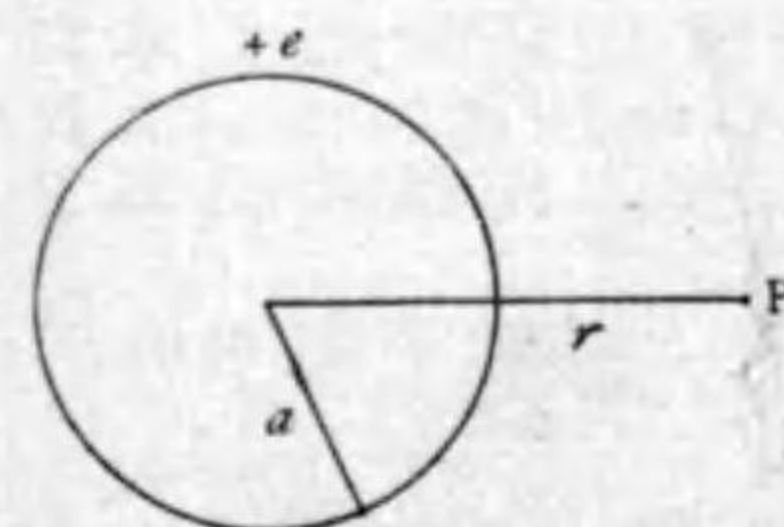
$$V = \frac{e}{r}$$

としてもよい。

【注意 3】 電氣が $-$ なるときは (3) の e を $-$ とすればよい。これから以下に於ても同様である。

II. 電氣が球面に一様に配布する場合。電氣の總量を $+e$ とし、球の中心から r の距離に在る球面外の一 点 P を考へる(第 511 圖)。

P に於ける電氣的作用は、電氣が總て球の中心に集まると同様である (§263)。故に、 I と同様に、



第 511 圖

$$V = \frac{e}{r} \quad (4)$$

球の半径を a とすると、球面上に於ける電位は、

$$V = \frac{e}{a} \quad (5)$$

である。

【注意 1】 (4) の式は球面内には適用されない。球面内に於ける電位の値は球面上の値に等しいから、 $V = \frac{e}{a}$ である。

【注意 2】 吾々は V と e とは E.S.U. とで表はされたものとして (4) を出したのであるから、これにすぐに實用單位を入れてはならぬ。

地球帯電の表面密度。 地球が帯電して居るとすれば、電氣は大體表面に一様に配布されて居ると見なされる。故に、地球の半径を R , その電氣量を e , 地表に於ける電位を V . とすると (5) により、

$$V_0 = \frac{e}{R} \quad (6)$$

また、地表より高さ h に於ける電位を V とすると、

$$V = \frac{e}{R+h} \quad (7)$$

(6)と(7)から

$$V_0 - V = e \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R+h} \right) = \frac{eh}{R(R+h)} \quad (8)$$

$h < R$ とすれば、

$$V_0 - V = \frac{eh}{R^2} \quad \text{即ち} \quad e = \frac{R^2}{h} (V_0 - V) \quad (9)$$

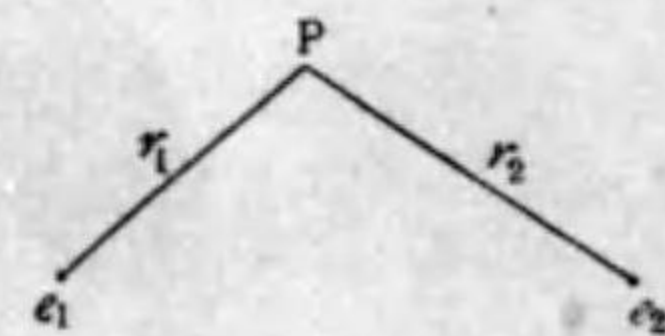
従つて、

$$\sigma = \frac{e}{4\pi R^2} = \frac{V_0 - V}{4\pi h} \quad (10)$$

實測の結果によると(その実験方法は後に述べる)大體 $h=100\text{cm}$ に対して $V_0 - V = 100\text{volt}$ であるから、

$$\sigma = \frac{100}{4 \times 3.14 \times 100 \times 300} = 2.7 \times 10^{-4} \frac{\text{E.S.U.}}{\text{cm}^2} \quad (11)$$

II. 電氣が數個の點に集まれる場合(第 512 圖)。二つの點に夫々 e_1 及び e_2 なる電氣が在つて、それからの距離がそれぞれ r_1, r_2 なる點の電位は、各々の電氣に關する電位の和に等しい。故に、



第 512 圖

$$V = \frac{e_1}{r_1} + \frac{e_2}{r_2}$$

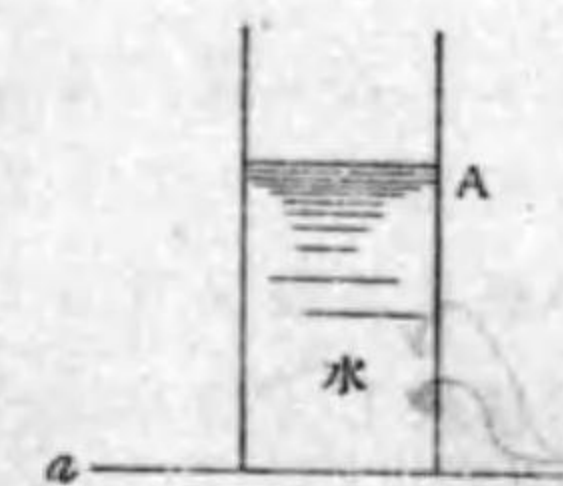
である。多くの點に集まれる場合は、これと同様にして、

$$V = \frac{e_1}{r_1} + \frac{e_2}{r_2} + \frac{e_3}{r_3} + \frac{e_4}{r_4} + \dots$$

である。

§ 268. 電氣容量⁽¹⁾ 半径 a なる導體の球に e なる電氣を與へたとき、その電位は $\frac{e}{a}$ である。即ち、その電位は + の電氣を與ふる程高くなり、- の電氣を與ふる程低くなる。このように、導體の電位はこれに與ふる電氣量に比例するものである。電位の意味に立ち戻つていへば、+1 の電氣を無限遠から導體に運ぶに要する仕事は、その導體の有する電氣量に比例する。

これは圓筒形の器に水を入れる場合によく似て居る。何となれば、



第 513 圖

今 a なる水平面から水を A なる器に入れるとき、初めの間は A 内の水面が a よりさ程高くないから、水を運ぶに要する仕事も僅ですむけれども、 A の水面が高くなるに従つて、水を運ぶに要する仕事も次第に多くなり、水の單位質量についての仕事は、 A の中の水量に比例する。水面の高さは電氣の場合の電位に相當して居る。

さて、上述の場合に於ては、同一量の水を入れても、器底面の廣さによつてその水面の高まる度が違ふ。これと同様に、同一量の電氣を與へても、その與ふべき導體の形、大き及び近傍に在る物體の異なるに従ひ、電位の高まる度が違ふ。

【注意 I】 水面の高まる度は、その容器だけで定まり、近傍の物體には無關係であるが、電位の場合には、近傍の物體にも關係する。その理は後に述べる。これからは、近傍に物體が無いものとして論ずる。

(1) Electric capacity ; die elektrische Kapazität.

【注意2】電位を水面の高さで説明することはよく行はるゝ方法である。然しこれは何處までも例へてあつて、眞物ではないことに注意せねばならぬ。



第514圖

電位と水面の高さとを同一のものと見なすために、往々非常なる誤に陥る。注意1に述べたこともその一つである。また第514圖の如き導體に電氣が配布するとき、その密度を假りに厚さで表はしてみると、圖の點線のようになる。その結果曲率の大なる部分は小なる部分よりも電位が高いのではないかと疑を起すことがある。これは電氣を液體に例へ、電位をその深さと考へたいめに起る誤である。

蓋し物理學に於ける抽象的の概念は、多くその源は直觀し得べきものに採り、これを一般化したものである。故に、その概念の源となり支柱ともなつて居る直觀物を心に描くときは、吾々の思考を容易ならしめる便宜がある。従つて、物理學に於ては、比喩例示は決して排斥すべきものではない。然し、その概念はその母なる直觀物とは相異せる點のあることに注意せねばならぬ。

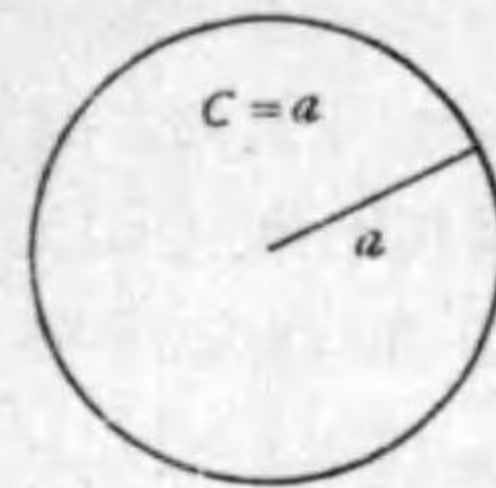
同一量の電氣を與へたときに、その電位の變化の少ない物體程電氣容量が大きいといふ。 初め電位が0なる導體に電氣 e を與へてその電位が V になつたならば

$$C = \frac{e}{V} \quad (1)$$

で與へられる C をその導體の電氣容量といふ。今この式に於いて $V=1$ とすると、 $C=e$ になるから、また電氣容量と云ふのは、その物體の電位を1だけ變化させ

る爲めに、これに與ふべき電氣量に等しいといふ事ができる。

今、導體で作つた一つの球があつて、その近傍には一つも物體が存在せず、理論的にいへば、この球以外の物體は總て無限の距離に在るものとする。この場合に、この球の電氣容量を計算して見よう。



第515圖

この球に電氣量 e を與へるとその電位は前に述べたように $V = \frac{e}{a}$ 。故に、

$$C = \frac{e}{V} = \frac{e}{\frac{e}{a}} = a \quad (2)$$

即ち、半径 a 厘の球の電氣容量は a である。依つて靜電單位に於ては、電氣容量の單位として、總ての導體から無限の距離に在る半径1厘の球の電氣容量を採る。その單位の名稱もセンチメートルといふ。

實用上に於ては、電氣量の單位としては1クーロン、電位の單位としては1ヴォルトを用ひるから、電氣容量の單位は自然にこれから定まる。即ち1クーロンの電氣を與へて、電位が1ヴォルト變化するやうなものゝ電氣容量を單位としこれを1ファラッド⁽¹⁾といふ。

(1) Farad. Faraday の名を採つて單位としたものである。

$$1 \text{ クーロン} = 3 \times 10^9 \text{ E.S.U.}, \quad 1 \text{ ヴォルト} = \frac{1}{300} \text{ E.S.U.}$$

であるから、

$$1 \text{ ファラッド} = \frac{3 \times 10^9}{\frac{1}{300}} = 9 \times 10^{11} \text{ cm}$$

即ち 1 ファラッドといふのは半径が 9×10^{11} 厘なる球の電気容量に等しい。

【注意】月と地球との中心の距離は 3.8×10^{10} 厘であるから、電気容量 1 ファラッドの球は、月と地球との距離の 23 倍の半径を有する。これは実用上過大であるからその $\frac{1}{10^6}$ をとつて之をマイクロファラッド (μF と書く) といふ。従つて $\mu F = 9 \times 10^5 \text{ cm}$ 。

さて、吾々が実際に導体を接続し得る物體中、最も電気容量の大きいものは地球である。地球は、その電気容量が大なるため、少しの電氣をこれに與へても、又少しの電氣をこれから取つても、吾々が認め得る程その電位は變化しない。故に、實際上に於ては、地球を標準とし、その電位を零と定めるのが便利である。従つて、これからは、地球或は之と導体で連結したものの、電位を零とする。そうして導体によつて地球に連結することを ⁽²⁾ 接地といふ。

§ 269. 電氣的エネルギー。さきに吾々は、一つの連続せる物體でも、これを細分したものと假想して、質點

(1) Microfarad, (2) Erth; die Erdung.

の集り即ち質點系と見なした (§32)。^{上巻 68 頁}これと同様に、電氣を、その微部分の集りと見なして一つの系と考へる。系内の電氣微部分相互の間には引力或は斥力が作用する。これが即ちその系の内力である。その内力に抗して電氣の位置を變ずるとき、外より成したる仕事は、電氣間の位置のエネルギーとして蓄へられる。この位置のエネルギーを特に電氣的エネルギーといふ。

さて、吾々が質點間の位置のエネルギーを論ずるときには、その零の状態として安定平衡状態を取つた。然しこれはたゞ便宜上のことであつて、理論的にかくせねばならぬ理由はない。例へば、地球と地球上の物體との間の位置のエネルギーは、必ずしも物體が地表に在るときを零としなくともよい。電氣の場合にもこれと同様である。尙ほ、この場合には + と - とがあつて、内力に引力と斥力とがあるため、安定平衡が如何なる状態であるかを知ることが普通困難であるから、これを位置のエネルギーの零とするのは不便である。そこで位置のエネルギー零を何れに定めるかといふと、理論的の計算に於ては、考ふる系を形成せる電氣の微部分相互の位置が無限の距離に在るとき、即ち微部分相互の影響の無い状態を位置のエネルギー零の状

態と定める。かくの如く標準状態を定めると、ある帯電體の有する電氣的エネルギーは、その電氣を微部分に分ち、それが互に無限遠に在る状態から考ふる帯電體に集めるに要する仕事に等しい。

次に、電氣容量 C なる物體 A に、 e なる電氣を與へたときの電氣エネルギーを計算する。 e を非常に小さく等分し、その一部分を Δe 、その數を n とし、最初 n 個の Δe の相互の距離及び A との距離を無限に大きくなし置き、 Δe を一つ宛順次に帯電せしめる。初め A に電氣がないから、第一の Δe を A に運ぶには仕事を要しない。

(これを $\Delta_1 W$ とすると $\Delta_1 W = 0$)。然るに、第二の Δe を運ぶときには、 A の電位は $\Delta V = \frac{\Delta e}{C}$ になつて居るから、要する仕事は $\Delta W_2 = \Delta V \cdot \Delta e$ 。第三の Δe を運ぶとき、 A の電位は $\frac{2\Delta e}{C} = 2\Delta V$ であるから、要する仕事は $\Delta W_3 = 2\Delta V \cdot \Delta e$ 。以下同様に $\Delta V \Delta e$ 宛増加し、最後の Δe を運ぶには、 $\Delta_n W = (n-1)\Delta V \cdot \Delta e$ 。故に e 全部を運ぶに要する仕事を W とすると、



第516圖

$$W = \Delta W_1 + \Delta W_2 + \dots + \Delta W_n$$

これを圖に表はすと、第516圖の如き階段狀の面積の和になる。然るに、 Δe を限りなく小さくするとき、 $(n-1)\Delta V$ は全體の e を A に運んだ

ときの電位 V に等しくなり、 W は三角形 OPQ の面積になる。即ち、

$$W = \frac{eV}{2} \quad (1)$$

然るに、

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

であるから、

$$W = \frac{e^2}{2C} = \frac{1}{2} CV^2 \quad (2)$$

故に荷電量が同一なるときは、その電氣容量が小なる程電氣的エネルギーは大きい。例へば同一量の電氣を球に與へるとき、その球が小なれば小なる程エネルギーが大きい。また、電位が同一ならば、電氣量が大きい程エネルギーが大きい。

§ 270. 電場のエネルギー。吾々は前節に於て、帯電體の有する電氣的エネルギーなるものを計算した。本節には、そのエネルギーが何處に存在するのである

かを論ずる。今質點 A と B との間に彈性螺線を入れ、これを兩方から押し縮めると(第517圖)、それに要した仕事は彈性エネルギーとして螺線の中に蓄へられる。然しもし、吾々がこの螺線を見ることができなければ、このエネルギーは單に A と B と相互作用に因



第517圖

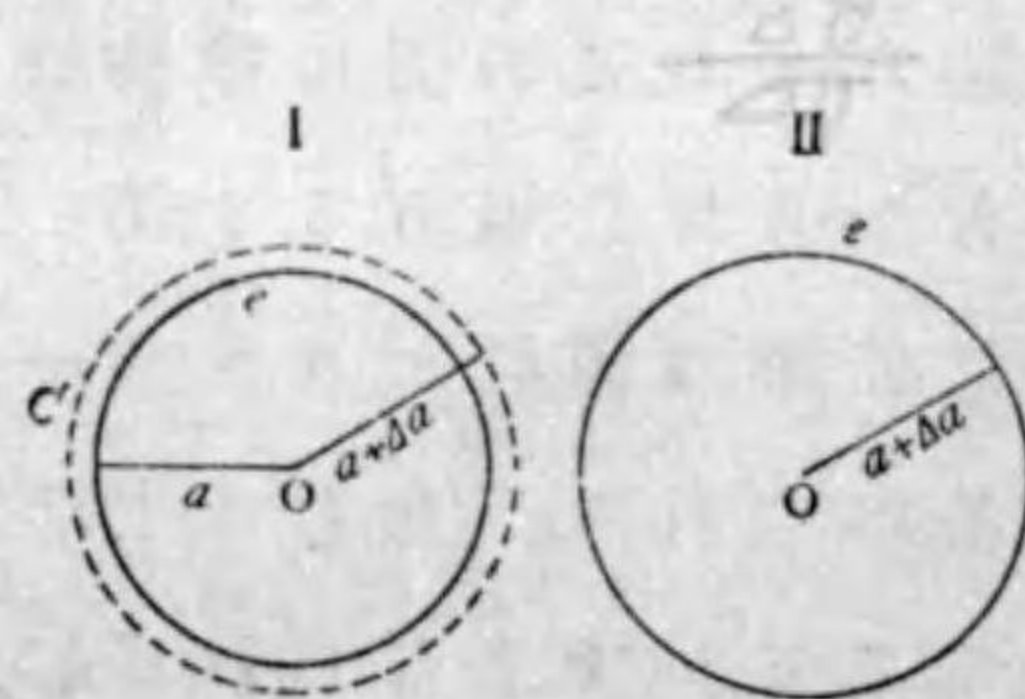
るものと考へ、それ以上は追究しないかも知れない。電氣の場合には、この螺線に相當するものは、吾々の見ることのできないエーテルであつて、電氣の力といふのは、實はそのエーテルの歪に基くのである。故に電氣的エネルギーは、エーテルの中に蓄へられて居るものと考へるのが至當である。即ち、電場にはエネルギーが在る。これを電場のエネルギーといふ。

電場が一様なるときは、単位體積中に在るそのエネルギーを電場エネルギーの密度といふ。電場が一様でないときには、小なる體積 ΔV を取り、その中のエネルギーを ΔU とすると、

$$u = \frac{\Delta U}{\Delta V} \quad (1)$$

は、その所の電場エネルギー密度である。

さて、電場の状態は、電場の強さ E によつて完全に定まるのであるから、 u は E によつて定まるはずである。



第518圖

その關係を求めるために、計算に都合のよい場合を探る。今、半径 a の球に電氣 e を與へると(第518圖)、球の直ぐ外に於ける電場の強さは、

$$E = \frac{e}{a^2} \quad (2)$$

である。この外側に於ては e が中心 O に集まれるものとして計算せられる。また、このときの電氣的エネルギーは、 $C=a$ であるから、

$$U = \frac{e^2}{2a} \quad (3)$$

然るに、半径 $a+\Delta a$ の球にこれと同一電氣量 e を與へると、その電氣的エネルギーは、

$$\begin{aligned} U' &= \frac{e^2}{2(a+\Delta a)} = \frac{e^2}{2a} \left(1 + \frac{\Delta a}{a}\right)^{-1} \\ &= \frac{e^2}{2a} \left(1 - \frac{\Delta a}{a}\right) \end{aligned} \quad (4)$$

であつて、その減少は、

$$\Delta U = U - U' = \frac{e^2}{2a^2} \Delta a \quad (5)$$

C' 以外の電場の有様は二つの場合に於て變りはない。故に ΔU は C と C' との間の電場に在るエネルギーに等しくなければならぬ。その體積は $4\pi a^2 \Delta a$ であるから、そのエネルギー密度は、

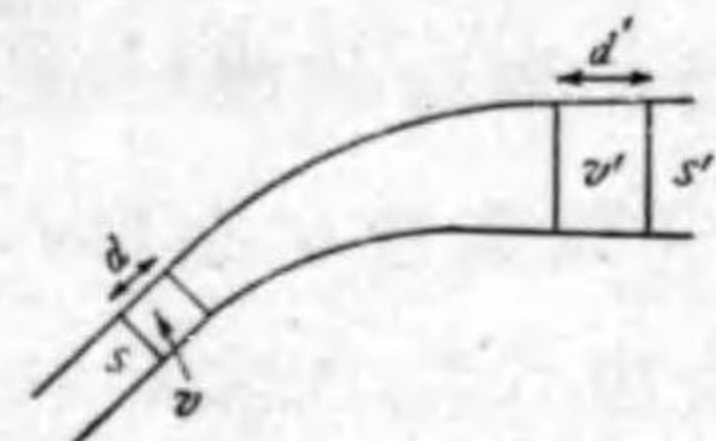
$$u = \frac{\Delta U}{4\pi a^2 \Delta a} = \frac{e^2}{8\pi a^4} \quad (6)$$

(6) を入れて、

$$u = \frac{E^2}{8\pi} \quad (7)$$

次に力管及び等電位面と電氣エネルギーとの關係

を考へる。一つの力管の中の力線の数は同一であるから、その密度は力管の直切口の面積に逆比例する。従つて、 E はその直切口に逆比例する。即ち、二つの切口をそれぞれ S 及び S' 、その電場の強さをそれぞれ E 及び E' とすると(第 519 圖)、



第 519 圖

$$\frac{E}{E'} = \frac{S'}{S} \quad (8)$$

また等電位面の距離は電場の強さに逆比例する。 E 及び E' に於けるこの距離をそれぞれ d 及び

d' とすると、

$$\frac{E}{E'} = \frac{d}{d'} \quad (9)$$

(8) と (9) とから、

$$\frac{E^2}{E'^2} = \frac{S'd'}{Sd} \quad (10)$$

二つの等電位面間に在る力管の體積を v 及び v' とすると、 $S'd' = v'$ 、 $Sd = v$ であるから、

$$\frac{E^2}{E'^2} = \frac{v'}{v} \quad (11)$$

従つて、そのエネルギー密度を u 及び u' とすると

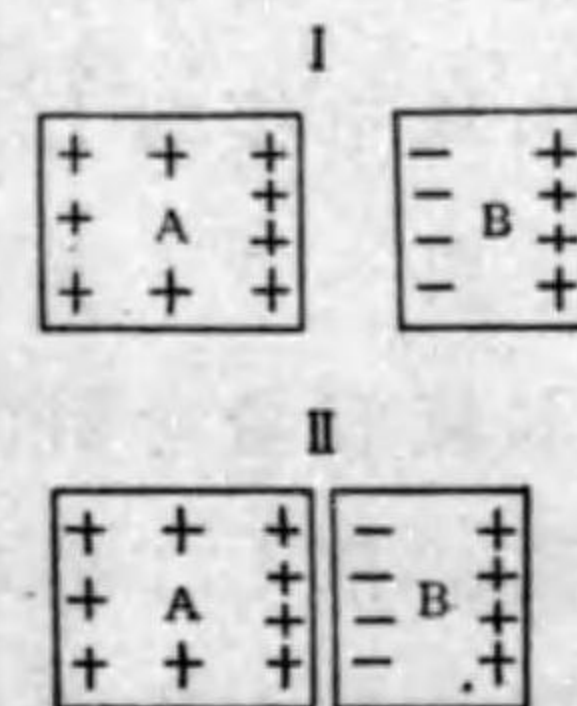
$$\frac{u}{u'} = \frac{v'}{v} \quad uv = u'v' \quad (12)$$

故に電力管及び等電位面によつて電場を多くの區劃に分つとき、その各區劃内のエネルギーは相等しい。

第三十四章 電 媒 質

§ 271. 蓄電器⁽¹⁾ 吾々は § 268 に於て、近傍に物體の無い場合に於ける、ある導體の電氣容量なるものについて述べた。これから、その導體の近傍に他の導體が在る場合について論ずる。

導體 A の近傍に、他の導體 B が在る場合に、A に + の電氣を與へると、B がこれに感應して、A に近い側に -、遠い側に + の電氣が現はれる(第 520 圖 I)。その結果、A の電位は降る。その譯は、B を非常に A に接近せしめた極端の場合を考へるとよく分かる(第 520 圖



第 520 圖

II)。何となれば、かくすれば、A と B の相向ひ合つた側に在る + と - とは、その距離が非常に近いから、これから少し離れた所では、その作用が互に打ち消し零となり、結局もと A に在つた + の電氣が A と B の兩方に配布されたのと同様の結果となる。

従つて、その電位の下ることは明らかである。これから考へると、導體の電氣容量を増すには、出來

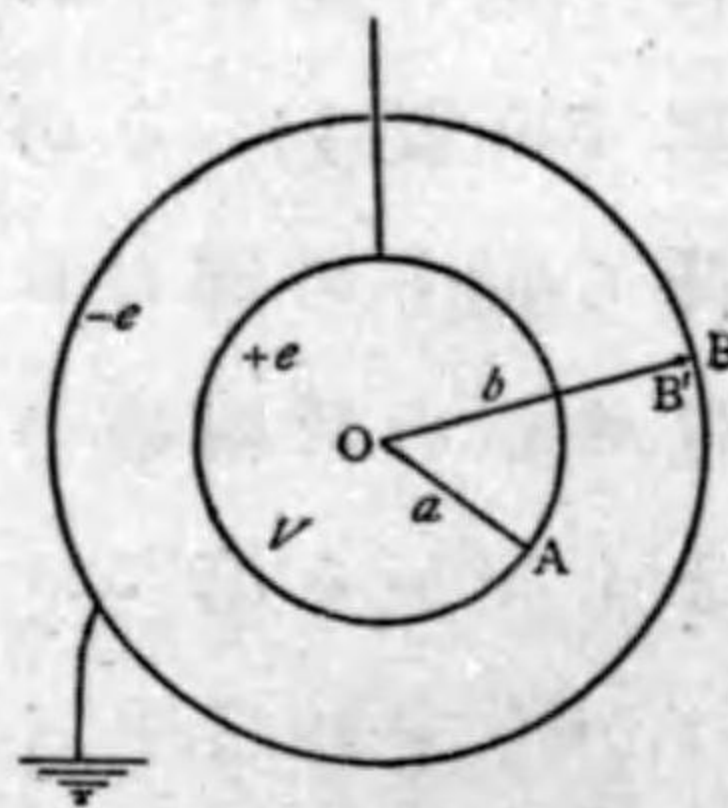
(1) Condenser; der kondensator.

この一定の電位が大きいから、電氣容量が大きいから、電位の下ることは明らかである。

るだけ容量の大きい導體を出来るだけ近く接近せしむるがよい。故にBとして、接地した導體を用ふるがよい。この理を應用して電氣を溜める装置を蓄電器といふ。次にその簡単なものについて容量を計算しよう。

【注意】蓄電池も電氣を蓄めるものである。然し、こゝに述べる蓄電器は感應作用を利用し、蓄電池は化學作用を利用する點に於て違ふ。

I. 二つの共心球 半徑 a なる導體の球を薄い導體の板で作つた半徑 b の空球で包み、二つが共心なる



第 521 圖

ようにし、外側の球を接地し、内側の球に電氣を與へるようにした蓄電器の電氣容量を計算しよう(第 521 圖)。但し、この場合に、その周圍に在る物體は總て土地につないであるものとする。従つて、周圍の物體は皆外側の球と同一の電位即ち零に在る。今、内側の球に $+e$ なる電氣を與へ、その電位が V になつたとする。このとき、電力線は、半徑の方向に内側の球の外面から出て外側の球の内側に終る。そして、前に述べたように、力管の兩端には符號を異にする同量の電氣が在るのであるから、外側の球の内面には $-e$ なる電氣が

存在せねばならぬ。然も、外側の球の外面に於ては、電力線の出はいりはない。何となれば、電力線は必ず電位の高い方から低い方に向つて進むのであるから、同一電位の物體間には電力線はないはずである。

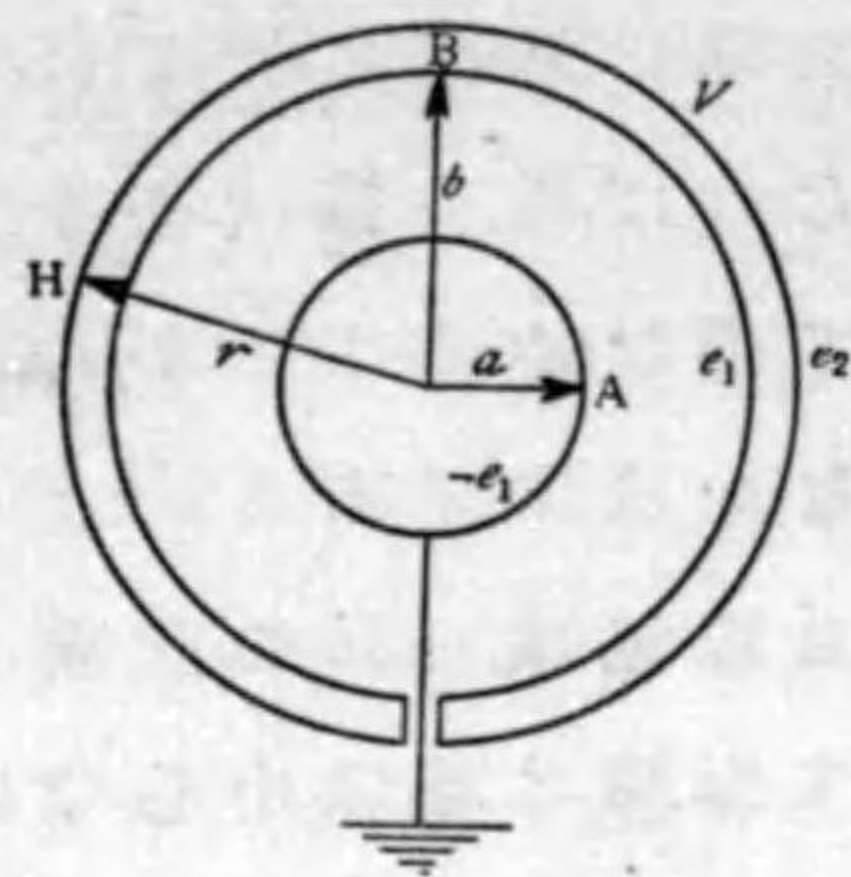
さて、内側の球に在る $+e$ なる電氣は、一樣に配布されて居るから、それが外に及ぼす影響は球の中心 O に集つて居ると同様である(§263)。また外側の球の内面にも電氣が一樣に配布されて居るから、それによる球内の點に及ぼす影響は零である。故に、外側の球の内面から極僅かに内に寄つた點 B' を取り、 $OB' = b - \Delta b$ とすると、 B' 點に於ける電位は $\frac{e}{b - \Delta b}$ である(§267)。 Δb は如何に小さくともよいから、 Δb が零に向ひ B' が B に向つたとき、その値は $\frac{e}{b}$ に向ふ。また、内側の球面の一點 A に於ける電位は $\frac{e}{a}$ である(§267)。故に、 $+1$ の電氣を B から A に運ぶには $\frac{e}{a} - \frac{e}{b}$ なる仕事を要する。これが、内側の球の電位 V に等しくなければならぬ。故に

$$V = e \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b} \right). \quad (1)$$

従つて、電氣容量は

$$C = \frac{e}{V} = \frac{1}{\frac{1}{a} - \frac{1}{b}} = \frac{ab}{b-a}. \quad (2)$$

次に、内側の球を接地し、外側の球に電氣を與へる場



第 522 圖

合を考へる。外側の球に +e の電氣を與へ電位が V になつたとする(第 522 圖)。その内面に在る電氣量を e₁ とすれば、内側の球には -e₁ なる電氣が在る譯である。そうすると、前と同様に電氣容量は、

$$\frac{e_1}{V} = \frac{ab}{b-a} \quad \text{従つて,} \quad e_1 = \frac{ab}{b-a} V. \quad (3)$$

然るにこの場合には、前とは違ひ、外側の球は周囲の物體よりも電位が高いから、その外面からも電力線が出て周囲の物體に終つて居る。故に、その外面にも陽電氣が存在する。これを e₂ とすると、

$$e = e_1 + e_2.$$

また、一つの導體の各點の電位は互に等しいから、外球の外面の一點 H の電位も V である。そうして、この點に對しては總ての電氣が中心に集つて居ると同様であるから、外球の外面の半径を r とすると、

$$V = \frac{e_1 - e_1 + e_2}{r}.$$

故に、

$$e_2 = rV.$$

従つて、

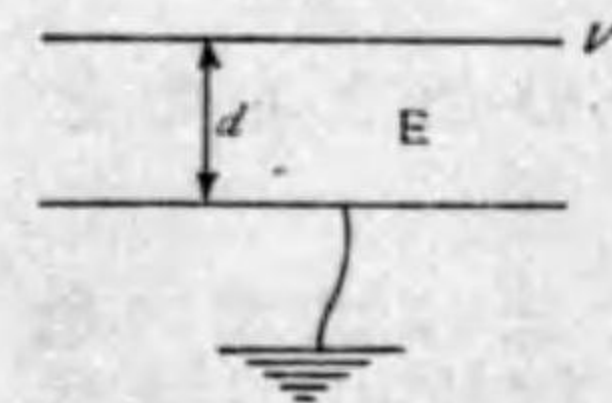
$$e = e_1 + e_2 = \frac{ab}{b-a} V + rV.$$

$$\frac{ab}{b-a} V + rV$$

依つて、

$$C = \frac{e}{V} = \frac{ab}{b-a} + r. \quad (4)$$

II. 二つの平行平面 十分廣い金屬の二枚の板を d だけ隔て、平行に置き、一方を接地し他方に電氣を與へた場合の電氣容量を計算する(第 523 圖)。この場



第 523 圖

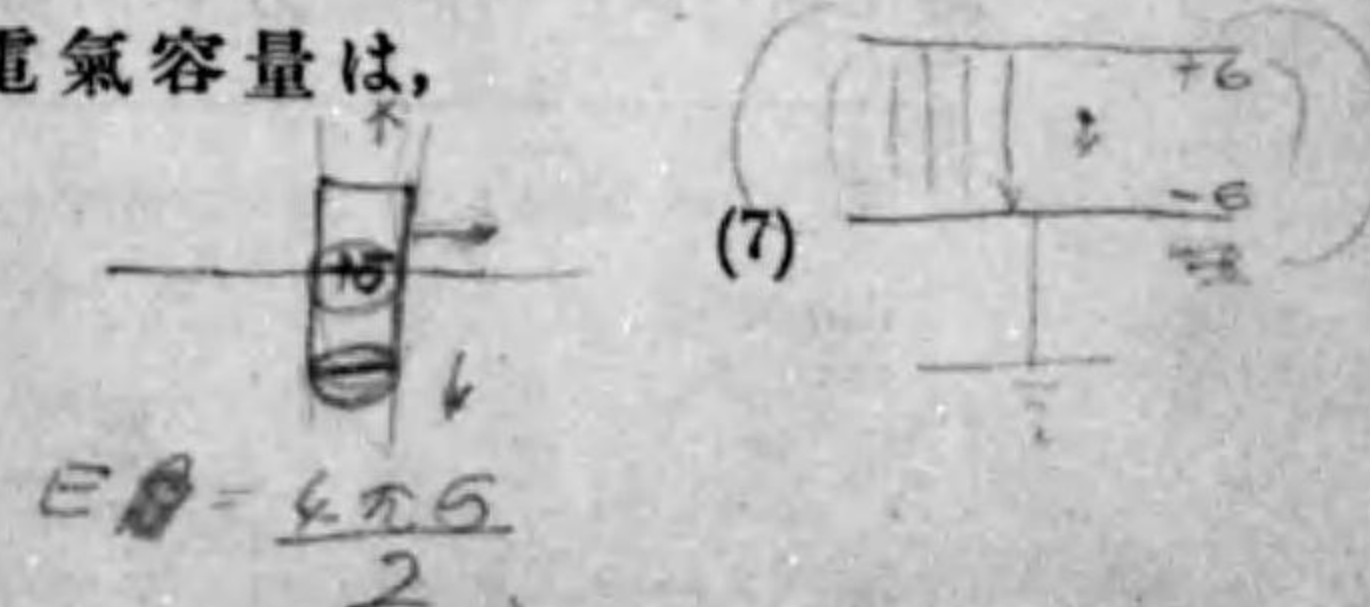
合には、板の間の電場は一様であつて、電力線は總て板の内側に在り、且つ板に垂直である。その電場の強さを E とすると、+1 の電氣を接地した板から他の板に運ぶには、E なる

力に抗して d なる距離を動かすのであるから、これに要する仕事は Ed である。故に接地せざる板の電位を V とすると、V = E.d である。また、二枚の板の内面に配布せる電氣の表面密度を σ とすると、E = 4πσ であるから V = 4πσ.d である。従つて、この板の單位面積に對する電氣容量は、

$$C_1 = \frac{\sigma}{V} = \frac{\sigma}{4\pi\sigma d} = \frac{1}{4\pi d}. \quad (6)$$

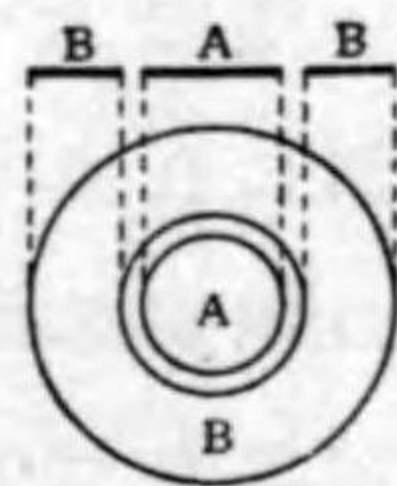
依つて板の面積 A に對する電氣容量は、

$$C = \frac{A}{4\pi d}.$$



(7)

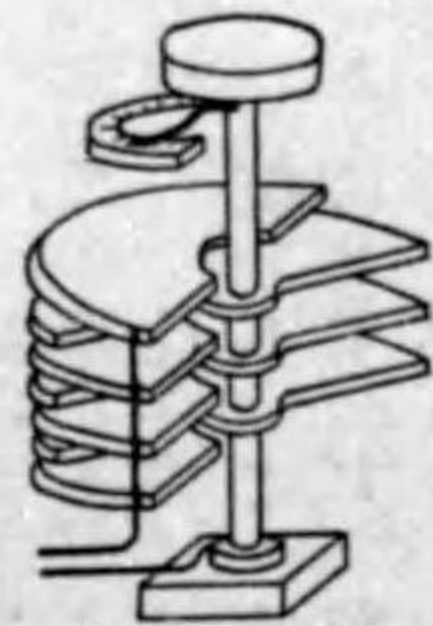
板が無限に廣くないときは、その端に於ける電力線の状況は中央とは違ふから、正確にはこの式で容量を表はす事が出来ない。然し、 A なる面積の板の周圍に A と僅かの間隙を隔て、 A と同一平面上に在るように板 B を置き、これを A と同一電位に在らしめると、 A から出て居る電力線の有様は殆んど中央と同一と見なすことができる。従つて、この場合には上式で A に對



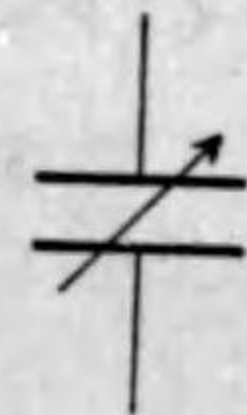
第 524 圖

する電氣容量を計算することができる(第 524 圖)。この場合の B の如きものを保護輪⁽¹⁾と名づける。

第 525 圖のように各々數枚の半圓形金屬板より成る二組の導體が、組の中同士では連結され、他の組とは互に絶縁され、且つ互に交互に重なるようになり、その重なる度を加減することができるようにしたものは、その重なる面積を加減することによつてその電氣容量を加減することができる。かゝる蓄電器を加減蓄電器⁽²⁾といふ。普通、第 526 圖の如き記號



第 525 圖



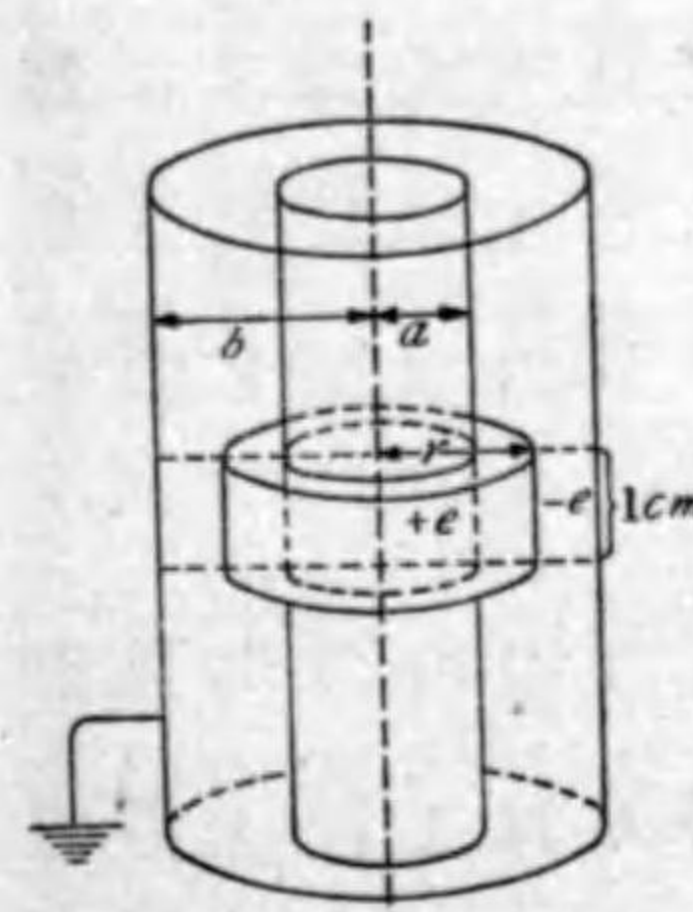
第 526 圖

(1) Guardring ; der Schutzring. (2) Variable condenser ; der variable Kondensator.

で表はす。その矢の印は容量を變へ得ることを表はすのである。

【注意】ラジオでは加減蓄電器 Variable Condenser のことを略してヴァリコンといふ。

Ⅱ. 共軸圓環. 十分に長い導體の圓環を、これと共軸なる導體の圓環で包み、その外の方を接地し、内の圓環に電氣を與へたとする(第



第 527 圖

527 圖)。このとき、電力線は凡て内側の圓環から出て外側の圓環の内面に終る。故に、今この二つの圓環の軸に垂直であつて、その距離 1cm なる二つの平面を假想し、その間に在る圓環について考へる。さて、その内部の圓環に $+e$ なる電氣があるならば、外の圓環には $-e$ なる電氣がある譯である。尙ほ、内外圓環の中間に半径 r 、長さ 1 厘の共軸圓環を考へ、その側面を通過する電力線の數を n とすると、ガウスの定理 § 262 により、

$$n = 4\pi r e$$

である。そして、その側面積は $2\pi r$ であるから、その電場の強さを E とすると、

$$E = \frac{n}{2\pi r} = \frac{2e}{r} \quad (8)$$

故に、 $+1$ なる電氣を Δr の距離だけ軸に近づけるに要する仕事は、

$$\Delta W = -E \Delta r = -\frac{2e}{r} \Delta r \quad (9)$$

こゝに $-$ を附けたのは、 $\Delta r < 0$ 、 $E > 0$ 、 $\Delta W > 0$ であるから、兩邊の符號を一致せしめるためである。外の圓環から内の圓環に $+1$ の電氣を運ぶに要する仕事を計算するには、その途を無数の小なる部分に分ち、その各の部分に要する仕事を加へ合はせばよい。即ち、

$$W = \sum_{r=b}^{r=a} \Delta W = -2e \sum_b^a \frac{\Delta r}{r} \quad (10)$$

積分により、 Δr を無限に小さくした場合を計算すると、

$$W = 2e \log_e \frac{b}{a} \quad (11)$$

となる。

【注意】(10)から(11)に移る計算は次の通りである。

$$W = -2e \int_b^a \frac{dr}{r} = -2e \left[\log_e r \right]_b^a = 2e \log_e \frac{b}{a}$$

これが内外の圓環の電位差であるから、

$$V = 2e \log_e \frac{b}{a}$$

従つて、電氣容量は、

$$C = \frac{e}{V} = \frac{1}{2 \log_e \frac{b}{a}} \quad (12)$$

圓環の長さ l に就いては

$$C = \frac{l}{2 \log_e \frac{b}{a}} \quad (13)$$

◎ § 272. **ケルビンの絶対電氣計**⁽¹⁾ 吾々は、これまで電氣について色々論じて來たが、電氣に關する量を測ることについては、たゞクーロンの法則を證明するための實驗のみである(§ 259)_{下巻 635 頁}。それとても、たゞ法則の證明が目的であつて、電氣的の量を測ることが目的ではない。

これから、これまでに述べた理論に基いて、電位、電氣容量、電氣量を測ることを述べる。先づ電位差を測ることから述べる。

(1) Lord Kelvin (1824—1907). (2) Absolute electrometer ; der absolute Elektrometer.

二枚の平行金屬板 A と B があつて、A は接地して電位零、B は + に帯電してその電位を V_n とする(第 528 圖)。二枚の間の電場は、その端を除けば一様である。且つ B



第 528 圖

の内面の表面密度を σ とすると、A の内面の表面密度は $-\sigma$ である。従つて、互に相引かれる。その力は次のように計算せられる。A と B との間の電場は一様であるから、吾々は、A と B に垂直に交り、直切口が單位面積なる柱狀のもの PQRS を想像し、その中について論ずればよい。

さて、明らかに A と B とが引き合ふ力は、板の面に垂直である。その大きさを、單位面積につき f とする。今、A を固定し B を f によつて徐々に Δd だけ A の方に動かしたとすると、 f のなした仕事は、

$$W = f \cdot \Delta d \quad (1)$$

である。その結果はごうなるかといふと、AB 間の體積が小さくなり、電氣的エネルギーが減少する。そのエネルギー密度を u とすると、その減少は PQRS の中に於ては $u \Delta d$ であつて、これが W に等しくなければならぬ。故に、

$$f \cdot \Delta d = u \cdot \Delta d \quad \text{即ち、} \quad f = u \quad (2)$$

然るに、AB の電場の強さを E とすると、§ 270(7)により

$$u = \frac{E^2}{8\pi} \quad (3)$$

であるから、

$$f = \frac{E^2}{8\pi} \quad (4)$$

また、AB間の距離を d とすると、 E に抗して $+1$ の電氣を A から B に運ぶに要する仕事は Ed であつて、これは V_B に等しくなければならぬから、

$$E = \frac{V_B}{d} \quad (5)$$

これを(4)に入れて

$$f = \frac{V_B^2}{8\pi d^2} \quad (6)$$

【注意】 f は PR 及び QS 上の電氣の間に作用する力と考へて、

$$f = \frac{\sigma^2}{d^2}$$

としてはならぬ。何となれば、このように遠隔作用的に考へるならば、PR 上の $+\sigma$ に引力を及ぼすものは、QS 上のもののみではない、その以外の A の電氣も考への中に入れねばならぬ。

B の面積 S については、

$$F = \frac{SV_B^2}{8\pi d^2} \quad (7)$$

である。この式により F, S, d を測れば、 V_B を知ることが出来る。

ケルピンはこれを利用して電位差を測る装置を作つた。それには F を知るために第 529 圖に示すよう



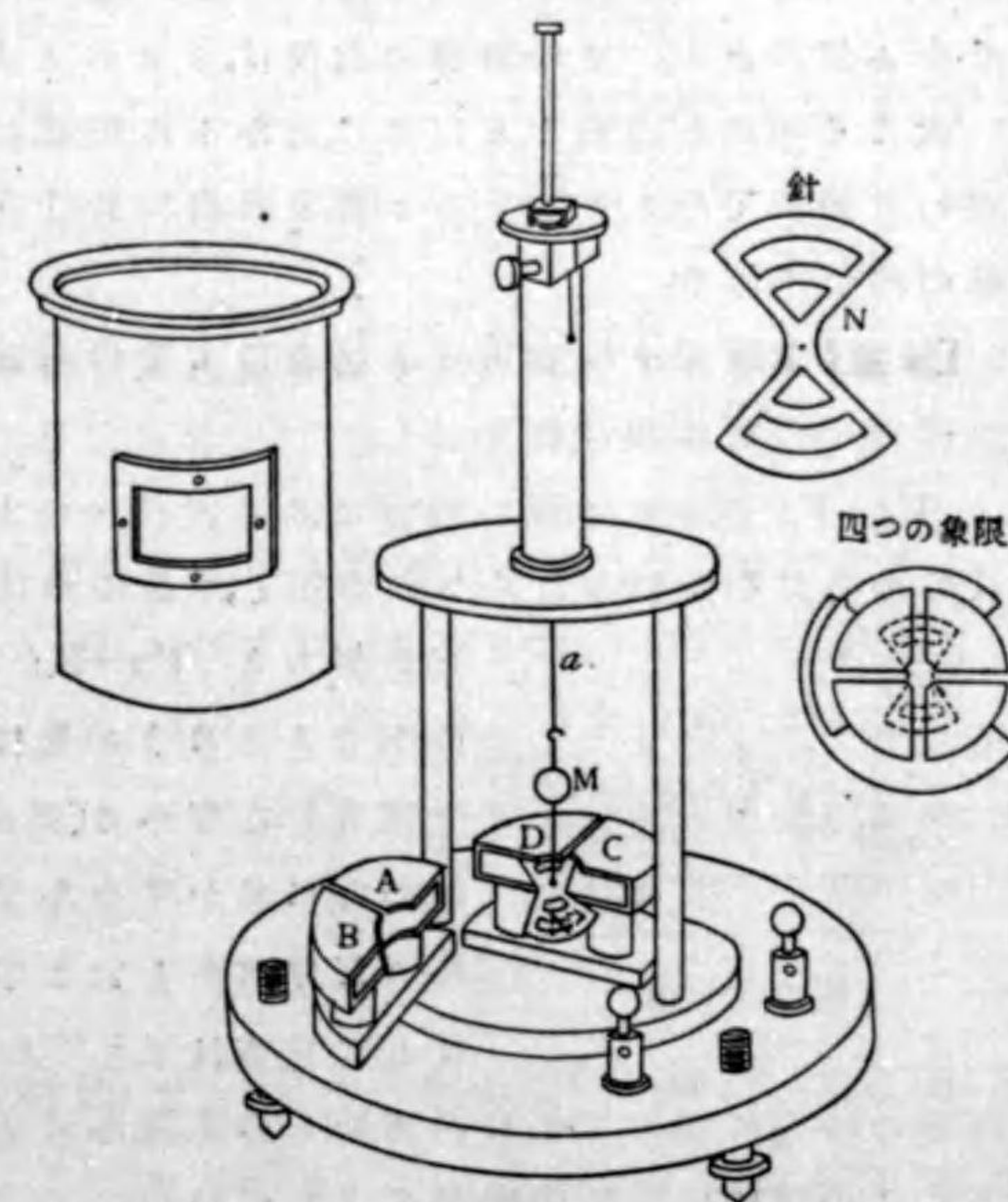
第 529 圖

に、天秤を用ひた。この器械を用ふれば電位差を絶對的に求め得る。

故にこれを絶對電氣計といふ。

§ 273. 象限電氣計。前節に説明した電氣計は、電位差を絶對的に求め得る便利はあるが、その二枚の板の引力 F は、電位 V_B の自乗に比例する故に、 V_B が小さくなると F が急に減少し、小なる電位を測る事のできない不便がある。ケルピンはこの缺點を補ふために、象限電氣計なるものを考案した。

その構造の主要點を述べて見ると(第 530 圖)、四つの象限 A, B, C, D に分れて居る金属の箱があつて、互に少し宛の間隙を置いて各別々に絶縁體の上に載せてある。且つ、相對する象限 B と D, A と C は針金で連続してある。従つて、對角線的に相對するものは同一の電位にある。この四つの



第 530 圖

象限から成つて居る箱の中に 8 字形のアルミニウムの薄い板、或は

(1) Quadrant electrometer; der Quadrantelektrometer.

紙に箔をはつたものNが、水晶を溶かして作つた細い糸 a で吊るされてある。Nを電氣計の針といふ。その水晶の糸には鍍銀して、良く電氣が通るようにしてある。尚ほ、針Nの上には糸の捻れを知るために小鏡Mを附けてある。今、針が四つの象限の真中に在つて、且つAとB及びCとDに對して對稱の位置にあるようになし置き、Nに電氣を與へてその電位を V_N とする。

【注意】Nの電位は普通100 ヴォルト位にする。その實際の方法は土地と絶縁した電池の一端をNに連れ他の極を接地するのである。

今、AとBとが同一の電位にあるならば、針は何れの方にも廻轉せぬが、若し異つた電位にあるならば一方に廻轉し水晶の糸の弾力と釣り合ふ所に止る。その廻轉の角度は、AとBとの電位差に比例する。

次にその理を説明するために、針を+に帯電したとする(-としても説明は同様である)そうすると、各象限内に於ける電力線はNに發して箱の内面に終る。

【注意】象限が+に帯電する場合にもその内面に-が付き象限の+はその外面に現はれる。

$V_B > V_A$ とすると、圖の前方に於てNはAの方に引かれ、後方に於てはCの方に引かれるため、Nは廻轉し、水晶の糸は捻られる。Nを廻轉



第531圖

する偶力と $V_B - V_A$ との關係を知るために、NをAとBとの界に垂直な帯に分ち、その一部分Pを考へる(第531圖)。今Pを水平にAの方に動かす力を f とし、これによつてPを x だけ動かしたとする。このとき電場のなした仕事は $f \cdot x$ である。Pが箱の上下の

器壁の中央に在つてその内面からの距離を d とすると、AとN及びBとNとの間には單位體積毎にそれぞれ、

$$\frac{1}{8\pi d^2} (V_N - V_A)^2 \quad \text{及び} \quad \frac{1}{8\pi d^2} (V_N - V_B)^2$$

の電場のエネルギーが在るから、Pの幅を ϵ とすると、動いたためにB

とPとの間のエネルギーは、

$$\frac{2\epsilon x d}{8\pi d^2} (V_N - V_B)^2 = \frac{\epsilon x}{4\pi d} (V_N - V_B)^2$$

だけ減する。同様の理でAとPとの間では、

$$\frac{2\epsilon x d}{8\pi d^2} (V_N - V_A)^2 = \frac{\epsilon x}{4\pi d} (V_N - V_A)^2$$

だけ増す。故に全體としてエネルギーの減少は、

$$\begin{aligned} \Delta E &= \frac{\epsilon x}{4\pi d} \{ (V_N - V_B)^2 - (V_N - V_A)^2 \} \\ &= \frac{\epsilon x^2}{4\pi d} \{ V_B^2 - V_A^2 - 2V_N V_B + 2V_N V_A \} \\ &= \frac{\epsilon x^2}{4\pi d} \{ 2V_N (V_A - V_B) - (V_A^2 - V_B^2) \} \\ &= \frac{\epsilon x}{2\pi d} (V_A - V_B) \left\{ V_N - \frac{V_A + V_B}{2} \right\}. \end{aligned}$$

故にエネルギー不變の法則(§134)により、

$$f x = \frac{\epsilon x}{2\pi d} (V_A - V_B) \left\{ V_N - \frac{V_A + V_B}{2} \right\}. \quad (1)$$

そして、普通象限電氣計で測る時には、 V_N は V_A 及び V_B に比して大きく、 $\frac{V_A + V_B}{2}$ は V_N に比べて省略してもよい。故に、

$$f = \frac{\epsilon}{2\pi d} (V_A - V_B) V_N. \quad (2)$$

象限電氣計の針の各部分に、このような力が働く。そして、象限は對角線的に連結されてあるから、前方の二つの象限が針の前方を向つて右の方に動かせば、後方の二つの象限は、針の後方を向つて左の方に動かす。従て針を廻轉する偶力が作用する。その能率を C とすると(2)により、

$$C = n(V_A - V_B) V_N \quad (3)$$

と置かれる。こゝに n は器械の構造によつて定まる一つの定數である。また、水晶の糸が捻られたとき舊に歸らんとする偶力の能率は、捻られの角度 θ に比例する(§67)。故に、 m を一つの定數とすると、その能率は $m\theta$ と置くことができる。この二つの能率が等しい所で釣合ふ

のであるから、

$$m\theta = n(V_A - V_B)V_N \quad \text{即ち} \quad \theta = \frac{n}{m}(V_A - V_B)V_N \quad (4)$$

今

$$\frac{n}{m}V_N = k$$

と置けば、

$$\theta = k(V_A - V_B) \quad (5)$$

即ち捻れの角 θ は、二つの相隣れる象限の電位差 $V_A - V_B$ に比例する⁽¹⁾。その比例定数 k は絶対電位計と比較して定めることができる。

【注意1】 k を定めるには、普通後述に述べる標準電池 (§ 301) を用ひる。
下巻766頁

即ち、その二つの極を相隣れる象限につなぎ、その時の θ を測るのである。そうすると、標準電池の極の電位差は絶対電位計を基として精密に測られてあるから、その値を用ひて k を求めることができる

【注意2】 θ を測るには尺度及び望遠鏡 (§ 207) を用ひる。
下巻500頁

【注意3】 象限電位計はケルビンによつて考察せられ、一二の變遷を経て上に述べたものに達した。これはドレザレツク⁽²⁾によつて改良せられたものである。コンプトン⁽³⁾はまたこれよりも電氣容量少く感度の大きなものを考案した。

【注意4】 金箔検電器に、箔の開きを示す目盛を附し、繰め他の電氣計或は電池によつて目定をなし置けば、これによつて電位を測ることができる。但し、このとき箔の周囲の電氣的状態を一定にするために、検電器の箔の大部分は導體にて作り、且つこれを接地する必要がある。金箔検電器を改良し感度をよくしたものにウイルソンの傾斜検電器⁽⁴⁾がある。

【注意5】 非常に大なる電位差を測るにはまた各その目的のために考案せられた装置があるがこゝには説明を畧す。

(1) 實際の使用法については早川金之助氏物理實驗測定法 472 頁 - 474 頁を見よ。(2) Dolezalek. (3) Compton. (4) Wilson's tilted electroscope; die Wilsonsche Schiefenelektroskop.

§ 274. 電氣量、電氣容量の測定. 前二節に述べたような方法に従ひ電位差を測ることにより、任意の導體の電氣容量を測ることができる。例へば、象限電氣計の容量を知らうと思へば、その一組の象限を接地し、他の組の象限を適當な電位に帯電し、その電位を V (これは象限電氣計それ自身で知ることができる) とする。これを細い導線にて、理論的に容量の計算し得る適當の大きさの蓄電器につなぐ。そうすれば、電位は下つて V' となる。今知らうとする象限電氣計の容量を C 、分つて居る蓄電器の容量を C' 、帯電されて居る電氣量を e とすると、

$$e = CV, \quad e = (C + C')V' \quad (1)$$

従つて、

$$CV = (C + C')V' \quad C = \frac{V'}{V - V'} C' \quad (2)$$

によつて所要の容量 C を知ることができる。

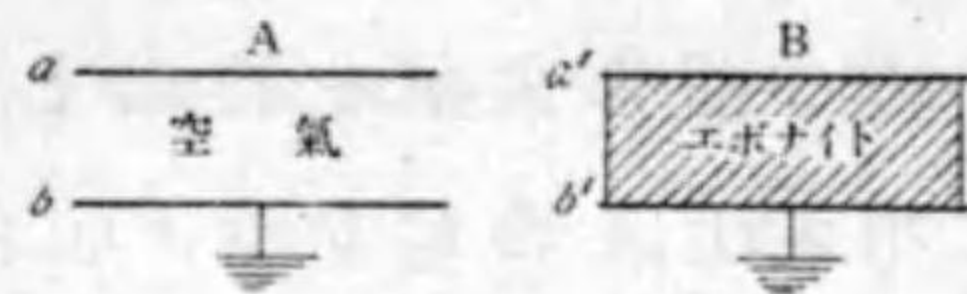
【注意】 $C + C'$ の中には象限電氣計と蓄電器とをつなぐ導線の容量もはいつて居る。

C 或は $C + C'$ の値が分れば、帯電された電氣量は (1)

によつて求めることができる。

§ 275. 電媒質. § 271 に述べた蓄電器の電氣容量は、その中が真空なるか、もしくは空気を以て充たされて居る場合である。然るに、ファラデー は蓄電器の金屬

板の間に空気以外の絶縁體、例へば硝子、エポナイト、油の如きものを充たす事によつてその容量が増加する



第 5 3 2 圖

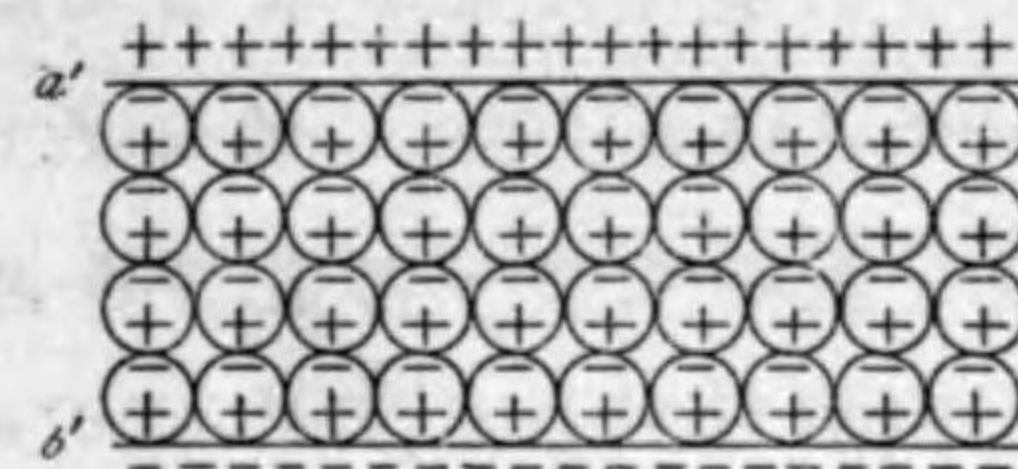
事を発見した。例へば、二つの相等しき蓄電器 A と B (第 532 圖) とがあつて、A にはその金属板の間に空

氣があり、B には空気の代わりにエポナイトを入れてある。その一方の板 b と b' と共に接地し、前節の方法によつてその容量を比較してみると、B の容量 C_B は A の容量 C_A の約 2.5 倍である。故に、もし a と a' とを同一電位と成すならば、B には A の 2.5 倍の電氣を蓄め得る。

【注意】蓄電器の金属板の間に硝子雲母等の絶縁體を入れると、二重の利益がある。第一、金属板の間の電位差を同一にしても空気の場合より多くの電氣を蓄へることができる。第二、空気の場合には、あまり金属板間の電位差を大きくすると放電する。然るに絶縁物を挿入すれば、それよりも電位差を大ならしめることができるから、尚ほ多くの電氣を蓄へることができる。

ファラデーは、この原因を電氣分解の現象から類推して、次の如く考へた。もし、a' と b' の間に電解質例へば食鹽の溶液を入れて置けば、電氣分解が起る。電場に置かれた絶縁體の分子は、分解はされないけれども、各分子は分解に至る途中の状態に達する。例へば、a' を + に帯電すればエポナイトの各分子の a' に向つた

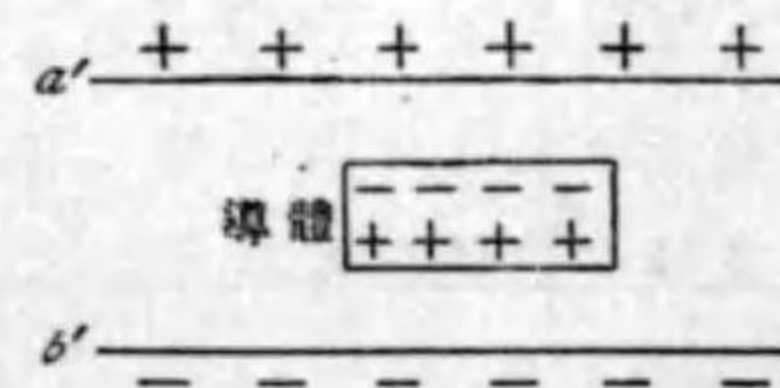
方へ、b' に向つた方に + の極を生ずる(第 533 圖)。こ



第 5 3 3 圖

のように、一つの分子に + 及び - の兩極が生ずる現象を分極¹⁾といふ。分極の結果、外部に如何なる影響を及ぼすかといふと、エポナイトの内部に在る + 極及び - 極はその作用が互に打ち消して外に現はれないけれども、a' に接して居る - は a' の + の作用の一部分を打ち消し、b' に接して居る + は b' の - の作用の一部分を打ち消すことになつて、a' の電位が下る。今、もし a' と b' との間に、これに接せずに導體を置いたならば(第 534 圖)、感應によつてその a' に近い方には -、b' に近い方には + が現はれる。これと比較して考へると、分極なるものは、畢竟一つ一つの分子に感應の現象が起つて居るものと考へられる。その結果として、C_B が C_A よりも大きくなつたのであるから、ファラデーは、

このように、一つの分子に + 及び - の兩極が生ずる現象を分極¹⁾といふ。分極の結果、外部に如何なる影響を及ぼすかといふと、エポナイトの内部に在る + 極及び - 極はその作用が互に打ち消して外に現はれないけれども、a' に接して居る - は a' の + の作用の一部分を打ち消し、b' に接して居る + は b' の - の作用の一部分を打ち消すことになつて、a' の電位が下る。今、もし a' と b' との間に、これに接せずに導體を置いたならば(第 534 圖)、感應によつてその a' に近い方には -、b' に近い方には + が現はれる。これと比較して



第 5 3 4 圖

考へると、分極なるものは、畢竟一つ一つの分子に感應の現象が起つて居るものと考へられる。その結果として、C_B が C_A よりも大きくなつたのであるから、ファラデーは、

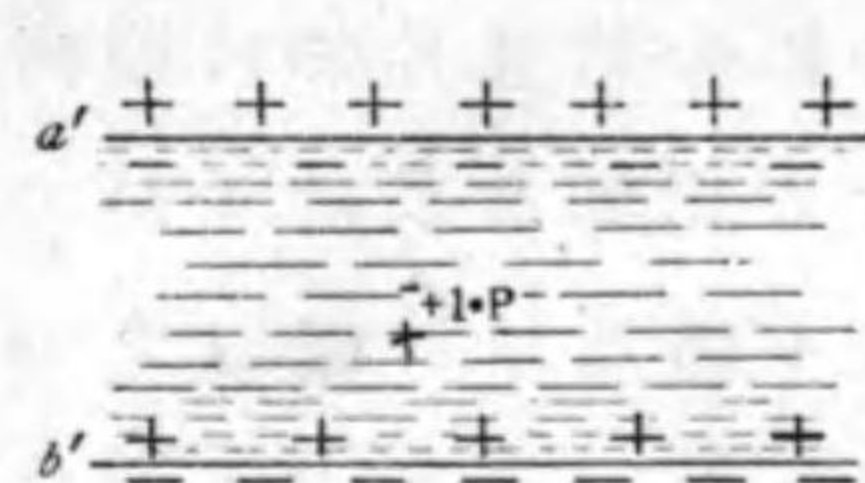
$$\frac{C_B}{C_A} = \epsilon \tag{1}$$

(1) Polarisation ; die Polarisation.

Polarisation

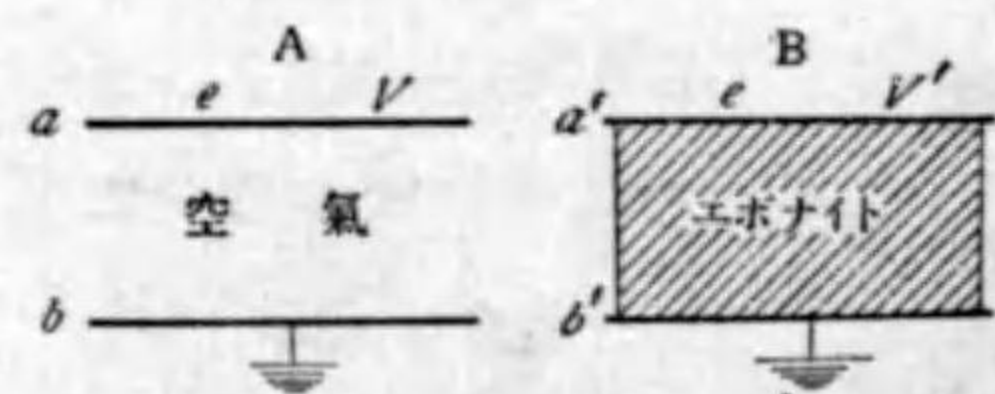
を絶縁體の比感應容量⁽¹⁾と名づけた。

分極の現象はまた次のように見ることが出来る。次には便利のため、Bのエポナイトの代りに油を入れ、その中の點Pに +1 の電氣を置いたとする(第 535 圖)。



第 535 圖

もし油がなければ、Pには a' の + と B' の - の影響が及ぶのであるが、油の分極のために、a' に接した面に -, b' に接した面に + が現はれて、その作用の一部を打消す。故に、P の受ける作用即ち電場の強さは、油のなかつた時よりは弱くなる。即ち、分極の大なるもの程その内部に電氣作用の透過することが少くなる。その電氣作用の變化と ε との間に如何なる數量的關係があるかを知るために、前と同様に、A と B の



第 536 圖

二つの蓄電器を比較する。

今、a 及び a' に共に e なる電氣を與へたものとし、その電位をそれぞれ V 及び V' とする。そうすると、

$$C_A = \frac{e}{V}, \quad C_B = \frac{e}{V'}$$

(1) Specific inductive capacity ; die spezifische induktive Kapazität.

故に、

$$\epsilon = \frac{C_B}{C_A} = \frac{V}{V'}$$

従て、

$$V' = \frac{V}{\epsilon} \tag{2}$$

A 及び B の内部の電場の強さをそれぞれ E 及び E', a と b 及び a' と b' の距離を d とすると、

$$V = Ed, \quad V' = E'd.$$

故に、

$$\frac{V}{V'} = \frac{E}{E'} = \epsilon, \quad E' = \frac{E}{\epsilon} \tag{3}$$

依つて、蓄電器に蓄へた電氣量が同一ならば、その中の電場の強さは電場を充たして居る絶縁體の ε に逆比例する。即ち ε は絶縁體が電氣的作用を透過する良否を表はすものである。依つてこれを透電恒數⁽¹⁾或は電媒常數といひ絶縁體のことをまた電媒質⁽²⁾といふ。普通の物質の透電恒數を次表に示す。

透電恒數表

エポナイト	2.7—2.9
硝子	5—10
ゴム	2.1—2.3
雲母	5.7—7
パラフィン蠟	2—2.7
水	81
石油	2.0—2.2
空氣(0°C1氣壓)	1.000586

【注意】この表に示すように空氣の透電恒數は殆んど 1 に等しいから空氣中の電氣間的作用は眞空中に於けるものと大體相等しい。

ファラデーは、上述の事實を基礎と

(1) Dielectric constant ; die Dielektrizitätskonstante. (2) Dielectric ; das Dielektrikum 複數 Dielektrika.)

して、電氣間の作用は、ファラデー以前に考へられて居つたように中間の物質に無關係に傳達せられるもの、即ち遠隔作用ではなくて、途中の媒質の作用によつて傳達せられるもの即ち媒達作用であると考へたのである。

電氣 e が透電恒數 ϵ の媒質中に於て一點に塊まれる場合についても、これより r の距離の電位は真空中に在るとき $\frac{1}{\epsilon}$ でなければならぬ。即ち、

$$V = \frac{1}{\epsilon} \frac{e}{r} \quad (4)$$

これに作用する力は、

$$f = -\frac{\partial V}{\partial r} = \frac{e}{\epsilon r^2} \quad (5)$$

従つて、その媒質中に於てはクーロンの法則は、

$$f = \frac{e_1 e_2}{\epsilon r^2} \quad (6)$$

でなければならぬ。

以上述べた真空と電媒質の比較は、第 536 圖の a と a' に同一量の電氣を與へた場合についてであるが、次には a と a' とを同一電位 V に高めた場合について考へる。このとき、兩蓄電器内の電場の強さは等しくなければならぬ。これを E とする。また、このときの蓄へられた電氣量を e 及び e' とすると、各々に蓄へられ

た電氣的エネルギーは §269 によりそれぞれ、

$$U = \frac{1}{2} V e \quad \text{及び} \quad U' = \frac{1}{2} V e'$$

である。故に、

$$\frac{U'}{U} = \frac{e'}{e} = \epsilon.$$

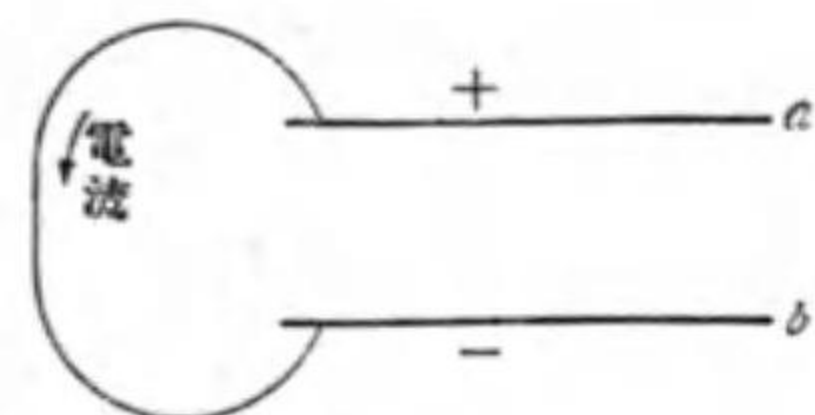
然るに、真空或は空氣中の電場には、單位體積につき $\frac{E^2}{8\pi}$ の電氣的エネルギーがある §270(7)。故に透電恒數 ϵ の電媒質の中には、單位體積につき

$$\frac{\epsilon E^2}{8\pi} \quad (7)$$

のエネルギーがある。

第三十五章 電 子⁽¹⁾

§ 276. 電流⁽²⁾ 蓄電器(第 537 圖)の絶縁されて居る金屬板 a に + 電氣を溜めると、接地した板 b には - 電氣が溜まる。今、これを圖のように針金で連絡すると、+



第 537 圖

の電氣は針金を通つて中和する。このように、電氣が流れるのを電流といふ。但し、このとき - はそのまゝ b に止り + のみが a から b に流れるので

あるか、或は + は a に止り - のみが流れるのであるか、或は + と - とが互に逆の方向に流れるのであるかは、こゝでは分らない。それは後に論ずることとする。然し、電氣の流れる量だけからいふと、- の或量が b から a に流れるのは、同量の + が逆に流れるのと同ーと見なすことができるから、考を簡単にするため、+ が a から b に流れ、- はそのまゝ b に在るものと假定して議論を進めて行かふ。

【注意】 a に + e , b に - e の電氣が在り、+ - がともに流れるとしたとき、針金を流れる電氣の總量は a の方から e , b の方から - e , 總計 $2e$

(1) Electron ; das Elektron. (2) Electric current ; der elektrische Strom.

としてはならぬ。このときは a から $\frac{e}{2}$, b から $-\frac{e}{2}$ 總計 e が流れると全部が中和するのである。

かく定めると、電流は電位の高い方から低い方に向つて流れる。これは水が高さより低きに流れ、熱が温度の高い所から低い方に流れるのとよく似て居る。

針金 C の或る切口を單位時間毎に通過する電氣量を電流の強さ⁽¹⁾といふ。E.S.U. では、毎秒 1 の電氣量がその切口を通過するとき、電流の強さが 1 である。實用單位では、毎秒 1 クーロンの電氣が流れる電流を 1 **アムペア**⁽²⁾といふ。然るに、1 クーロンは 3×10^9 E.S.U. であるから、

$$1 \text{ アムペア} = 3 \times 10^9 \text{ E.S.U.} \quad (1)$$

電流の強さ i が一定であるとき、 t 秒間に流れる電氣量 e は、

$$e = it \quad (2)$$

である。また、 i が一定でない時には、極僅かの時間 Δt の間はこれを一定と見なし得るから、その間に流れる電氣量 Δe は、

$$\Delta e = i \Delta t \quad (3)$$

である。

(1) Intensity of current ; die Stromstärke. (2) Ampere. これは Ampère (1775-1836) の名から採つたのである。

【注意1】 このとき $0 \rightarrow t$ の間に流れる電氣量は

$$e = \int_0^t i dt \quad (4)$$

で表はされる。

【注意2】 e を第 537 圖 a 或は b の電氣量, Δe をその變化(従つて増加のときは正減少のときは負), i を a 或は b を出入する電流(流れ込むときは正、流れ出るときは負)とすると、(3)と同一の式が成り立つ。

電流が c を傳はつて a から b の方へ流れるのは、電氣相互の作用によるのである。今、もしその作用に抗して $+1$ の電氣を b から a に運んだとすれば、 b と a との電位差だけの仕事を要するのであるから、その作用のために $+1$ の電氣が a から b に流れたとすれば、 $+1$ の電氣になした仕事は a と b の電位差に等しい。故に、電位差を以て電流を流す原動力であると見なすことができる。故に、この場合には電位差のことを動電力⁽¹⁾といふ。またこれは水の流れるときの壓力に似て居るから電壓ともいふ。但し動電力電壓といつても、電氣を動かす電氣力そのもので測るのではなくて、そのなす仕事で測るのである。動電力の實用單位は電位差と同様にヴォルトである。即ち、

$$\text{動電力, 電壓 } 1 \text{ ヴォルト} = \frac{1}{300} \text{ E.S.U.}$$

【注意1】 電流が流れつゝあるとき、針金の各點の電位は同一でない。

(1) Electromotive force ; die elektromotrische Kraft.

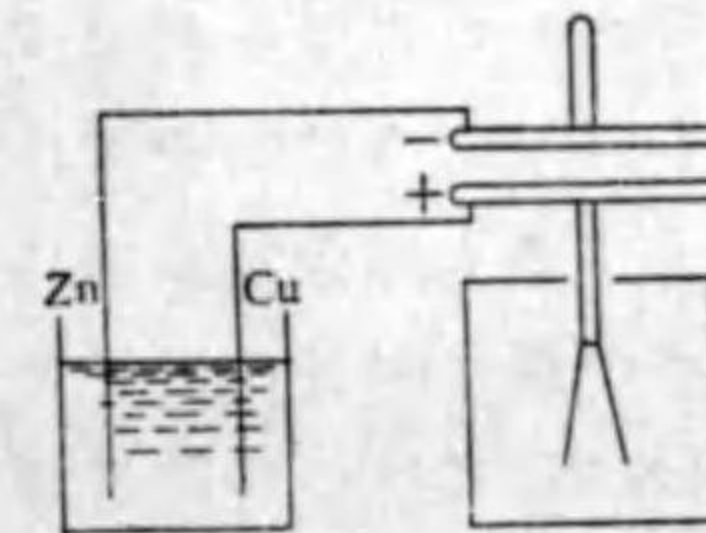
このとき、導體の各點の電位を同一と思ひ違ひをせぬよう注意を要する。

【注意2】 電氣が流れるのは、水の流れるのと似て居る。然しその作用は同一ではない。何となれば、水は重力の作用によつて流れるのであつて、これを流す原因は水と水以外の物體との作用に因るのであるが、電氣の場合には電氣相互の作用に因るのである。従つて、水の高さはそれ自身の量に無關係であつて、一合一勺の水でもこれを數萬メートルの高きに在らしめることができる。然し、電氣の場合には帶電すべき物體が定まつて居れば、その電位は帶電量によつて自然に定まる。

【注意3】 動電力は著者によつては電動力ともいふ。これは電流で工業的の仕事させるときに原動力即ち電氣的の動力と紛はしいから本書では動電力といふ。

§ 277. 電池. 蓄電器の二つの金屬板を針金でつないだ場合には、電流の流れる時間は極く短い。長時間電流を流す爲には、絶えず電氣を補充するような装置がなければならぬ。電池はその目的に用ひられる一つの装置である。

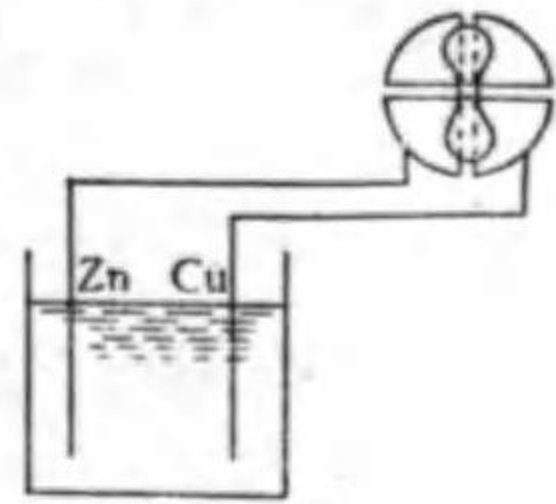
I. ヴォルタ電池⁽¹⁾ 稀硫酸中に銅板と亜鉛板とを對立すると、兩板の間に電位差が生ずる。それを簡単に観るには、第 538 圖のように、蓄電器の一方の金屬板に金箔檢電器を繋ぎ、これに銅板と亜鉛板とを繋ぎ、一旦蓄電器の兩板を近づけ、電池との連絡を絶ちて離せばよい。そうすると、箔が開く。また第 539 圖のように、象限電氣計の如きものを用ひて、



第 538 圖

(1) Volta (1745—1827).

銅板は亜鉛板より約 1.08 ヴォルト電位が高いことが分かる。故にその器を土地と絶縁し、亜鉛を接地すると銅板は +1.08 ヴォルトとなり銅板を接地すると、亜鉛板は -1.08 ヴォルトとなる。また、このようなもの n 個を並べ、一つの銅板を次の亜鉛板と連ねて n 個を連続すると、両端の亜鉛板と銅板との電位差は $n \times 1.08$ ヴォルトになる。かくの如く電位差のできるのは、銅板に + 亜鉛板に - の電気が溜るからである。針金 C で銅板と亜鉛板とを連られると、蓄電器の場合と同様に溜った



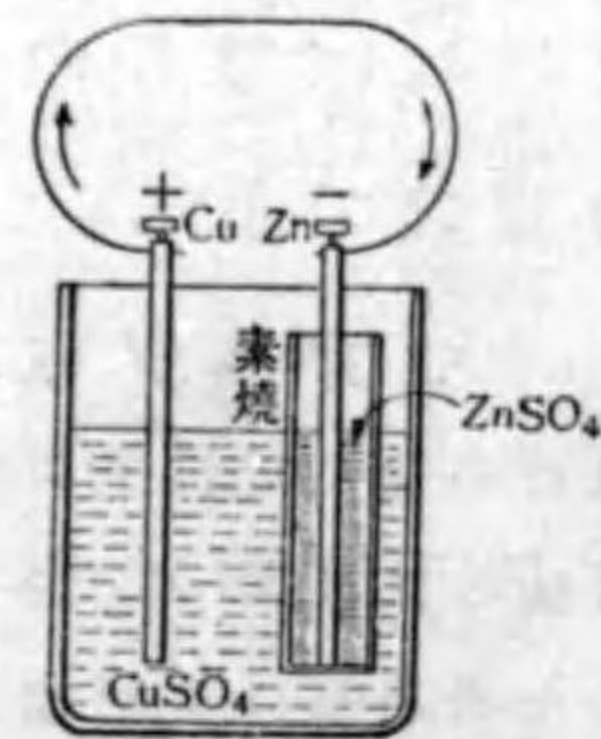
第 539 圖

電氣は C を通つて流れる。従つて、電位差を 1.08 ヴォルトに保つて置くことはできない。然し、蓄電器の場合とは違ひ、溶液の中に於て電氣が補充せられる。故に續いて電流を流すことができる。この装置は **ヴォルタ** の考案した電池であつて、電池の中では最も簡単なものである。この電池には、色々不便な點があるため色々の

電池が考案せられて居る。よく用ひらるゝ乾電池もその一種である。

II. **ダニエル電池**。(第 540 圖)。ダニエル電池は、硫酸銅

(CuSO_4) 溶液を入れた器中に、硫酸亜鉛 (ZnSO_4) の溶液を入れた素焼圓筒を立て、その中に亜鉛棒を入れ、外の硫酸銅溶液中に銅板を入れたものであつて、亜鉛は陰極、銅は陽極と成る。その電位差は約 1.1 ヴォルトである。兩極を針金で連結すると、その中を陽極から陰極の方に電流が流れる。そうすると、亜鉛は溶液に溶け込み、硫酸銅溶液の銅は銅板に附着する。



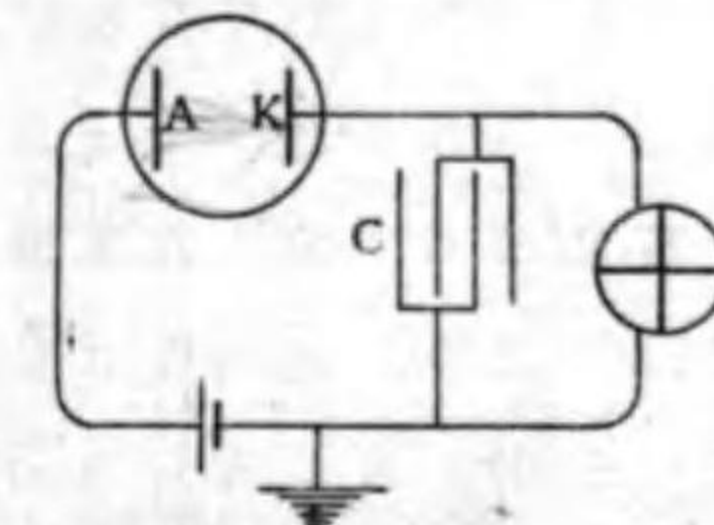
第 540 圖

【注意】電池の理論は後に述べる。またこゝに説明したものゝ外に色々の電池がある。それについては平塚忠之助氏、高等物理學(電氣

(1) Daniell (1790—1845).

學、磁氣學上)121頁—128頁を見よ。

§ 278. **電氣分解**。(1) 酸、鹽或は鹽類の水溶液中に二枚の白金板を對立し、その一方 A を電池の陽極に、他方 K を陰極につなぐと電流は溶液中を流れ溶質は分解されて白金板に附着し、或は更に化學變化を起す。このように、電氣的に物質が分解されることを**電氣分解**或



第 541 圖

は**電解**といひ、分解せられる物質を**電解質**(2)といふ。

電解する際電流が電解物にはいる所を**陽極**(3)、電流の出て行く所を**陰極**(4)といふ。

第 541 圖に示すように、電池の陰極を蓄電器の接地した方の極につなぎ、陽極を電解物を通して蓄電器の他の板につなぎ、象限電氣計を用ひて二枚の板の電位差を測ると、初めはその電位差は零であるが、電流が流れ、電解が進むに伴ひ、その電位差が増加する。その増加を V 蓄電器及びこれと接続せるものゝ電氣容量を C とすると、電解質中を通つた電氣量は、

$$e = CV$$

(1) Electrolysis ; die Elektrolyse. (2) Electrolyte ; der Elektrolyt. (3) Anode ; die Anode. (4) Cathode ; die Kothode.

である。他方に於て、電解によつて生成する物質の量 M は、各の場合にそれぞれ適当な方法によつて測ることができる。そこで、先づ同一電解質につき e と M とを比較すると次のことがわかる。

I. 同一の電解質を電解するとき、分解せられて電極に生ずる物質の量は、兩極の間を通過した電氣量に比例する。これを電氣分解に關するファラデーの第一法則といふ。

今、 M と e との比例常數を m とすると、

$$M = me \quad (1)$$

と置かれる。この m は同一電解質、同一電解生成物について一定のものである。これをその物質の電氣化學當量⁽¹⁾といふ。また(1)に於て $e=1$ と置くと $M=m$ であるから、電氣化學當量といふのは、單位電氣量、例へば1クーロンの電氣量によつて、電解さるべき質量である。

さて、これまで述べたことで明らかなる如く、電氣量を測ることは、その根本に溯れば、絶對電氣計と幾何學的に、電氣容量の分つた蓄電器とを用ふることに歸着するのであるが、一々この方法にて測ることは不便であるから、實際に用ふるため、中間の標準として次の如

(1) Electrochemical equivalent ; das elektrochemische Äquivalent.

く定める。

○ 硝酸銀の溶液を電解して 1.118mg の銀を電解するに要する電氣量が1クーロンである。従つて、一定の電流によつて一秒間に 1.118mg の銀を分解する電流は1アムペアである。

【注意】硝酸銀を採つたのは實驗上の便利に基く。

次に、色々の物質を同一の電流にて分解して、その電解物を比較してみると次のことが分かる。

II. 種々の電解質を同一の強さの電流にて分解するとき、同一時間中に電解せられる質量は、各の生成物の化學當量⁽¹⁾に比例する。これを電氣分解に關するファラデーの第二法則といふ。

【注意】吾々は色々の化合物の成分を比較することにより、化合物中の原子或は根を、水素原子一個に相當するもの、水素原子二個に相當するもの等に類別することができる、これをそれぞれ一價の原子或は一價の根、二價の原子或は二價の根といふ。例へば鹽酸 HCl の Cl は一價、HNO₃ の NO₃ は一價、AgNO₃ の Ag は H の代りにはいつて居るから一價、H₂SO₄ の SO₄ は二價、CuSO₄ の Cu は二價である。原子の原子量或は一つの根の中の原子量の和を、その原子價で割つたものを化學當量といふ。つまり化學變化に於てはそれだけが水素一原子に當るといふ意である。例へば CuSO₄ 中の Cu の原子量は 63.57 であり原子價は 2 であるからその化學當量は $\frac{63.57}{2} = 31.79$ である。故に原子の原子量、或は根の分子量を W 、原子價を v 、化學當量を w とすると

(1) Chemical equivalent ; das chemische Äquivalent.

$$w = \frac{W}{v} \quad (2)$$

次に第一と第二の法則を組合して考へる。今種々の電解質を電解するに、1 アンペアの電流を1秒間通したとすると、いづれも電気化学當量 m だけ電解せられ、そうしてこれが化学當量に比例するのであるから、

$$m \propto w \quad \text{即ち} \quad m \propto \frac{W}{v}$$

比例常数を k とすると、

$$\frac{W}{v} = km \quad (3)$$

然るに、硝酸銀に於ては $m=0.001118gr$, $v=1$, $W=107.88$ であるから、

$$k = \frac{W}{mv} = \frac{107.88}{0.001118 \times 1} = 96494 \quad (4)$$

(1) と (3) とから、

$$M = \frac{1}{k} \frac{We}{v}, \quad \text{即ち} \quad e = k \frac{vM}{W} \quad (5)$$

1 瓦原子或は 1 瓦分子を電解するに要する電氣量 e を求めるには、(5) に於て $M=W$ と置けばよい、即ち、

$$e = kv \quad (6)$$

即ち、次のことが知られる。

III. 電解物 1 瓦原子或は 1 瓦分子を電解するに要する電氣量は、單に電解物質の原子價に關係するのみであつて、それ以外の物理學的及び化學的性質には無

關係である。その電氣量は原子價に比例し、原子價 1 に對しては 96494 クーロンである。然るに 1 クーロン $= 3 \times 10^9$ E.S.U. であるから、

$$96494 \text{ クーロン} = 96494 \times 3 \times 10^9 = 28948 \times 10^{10} \text{ E.S.U.}$$

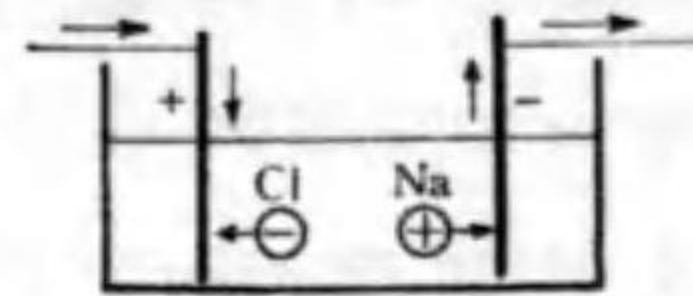
これを ファラデーの電解常數 或は 1 ファラデー (F で表はす) といふ。即ち、

$$\begin{aligned} F(\text{電解常數}) &= 96494 \text{ クーロン} \\ &= 28948 \times 10^{10} \text{ E.S.U.} \end{aligned}$$

さて、1 瓦原子中の原子の數、或は 1 瓦分子中の分子の數は、何れの物質についても一定であるから、一瓦原子を分解するときには、常に同數の原子或は根が溶液から電極に到達して居るはずである。そうして、このとき $v=1$ なる原子或は根については、物質の相違には無關係に 96494 クーロンの電氣が溶液中を流れるのであるから、このときの電流は、各の原子或は根が同一分量だけの電氣を荷つて運ぶものと想像される。 また、 $v=2$ の場合には、各の原子或は根の荷ふ電氣量が $v=1$ の場合の 2 倍になる。

以上の事實を基礎として、ファラデーは次のように考へた。例へば、食鹽溶液を電解するときには、 NaCl が陽極白金板の + と陰極白金板の - とに感應して Na に +, Cl に - の極が生じ、 Cl は陽極白金板の方に向ひ、

Na は陰極白金板の方に向つて引かれ、その電氣的作用が十分大なるときは、Na と Cl は引き離され、Na は



第 542 圖

+電氣を荷つて陰極の方に流れ、Cl は -電氣を荷つて陽極の方に流れるのである(第 542 圖)。そして、このときの原子は 1 價であるから、Na と Cl の荷電はある單位量の電氣である。

また硫酸銅 CuSO_4 の如きものが電解するときには Cu 及び SO_4 は 2 價であるから、各二單位宛の電氣を荷ふこととなる。このように、電氣を荷ふて居る原子或は分子をイオン⁽¹⁾と名づけた。今日では、これを普通 Na^+ , Cl^- , Cu^{2+} , SO_4^{2-} の如く表はす。

上述の如くファラデーは、電解質の分子は電氣的作用を俟つて初めてイオンに分解するのであつて、電氣的作用の無い溶液中に於ては NaCl , SO_4 , Cu の如く、分解せざる分子として存在するものと考へた。然し、これでは酸鹽、鹽基の溶液中に於ける化學的性質を十分に説明することができない。そこで、アルレニウス⁽²⁾はこれを修正して、これ等の分子は電氣的作用を俟たずして、初めからそのある部分がイオンに分解して居る

(1) Ion ; der Ion. (2) Svante August Arrhenius (1859—)

ものとした。これ即ち、今日に用ひられて居る考へである。

§ 279. **ヴォルタメーター**⁽¹⁾. 前節に述べた所により、銀を電極として硝酸銀の溶液を電解すると、陰極には銀が附着し、陽極には NO_3 が来る。然るに、このときの陽極は銀であるから、 NO_3 はこれと化合して NO_3Ag となつて溶解する。故に、電流を通さざる前に兩極の質量を別々に測り置き、或時間 t の間電流を通した後、陰極及び陽極の質量を測り、その増加 M_1 , 減少 M_2 を測り、その平均、

$$M = \frac{M_1 + M_2}{2}$$

を求める。この間流れた電氣量を e とすると、前節(5)により、

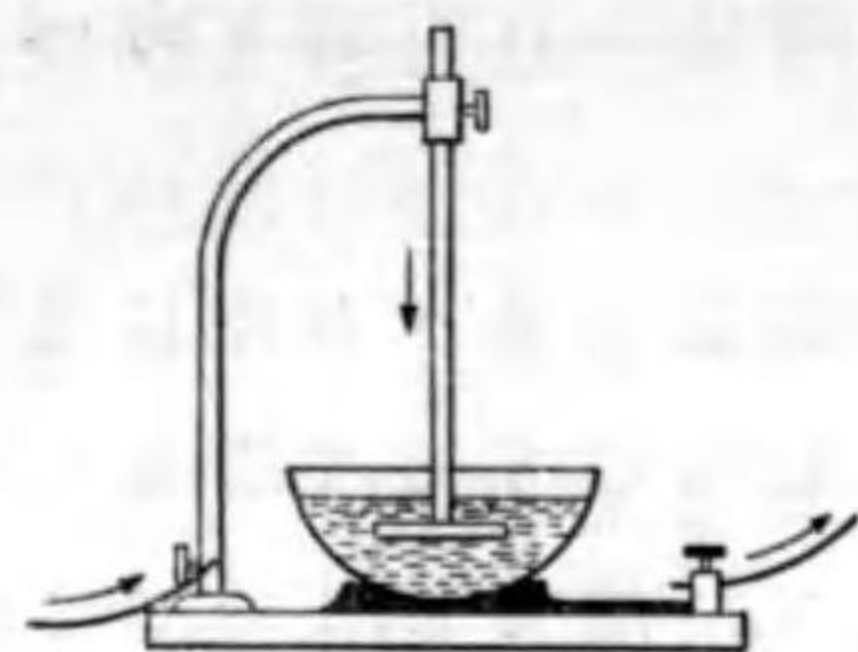
$$e = k \frac{M}{W}$$

依つて、電流の平均の値を i とすると

$$i = \frac{e}{t} = k \frac{M}{Wt} \quad (1)$$

但し W は銀の原子量である。これによつて、後に述べる色々の電流計の目定めをすることができる。このように、硝酸銀の電解を利用して電流の強さを測る装置を、銀ヴォルタメーターといふ(第 543 圖)。また、硝酸

(1) Voltmeter ; der Voltmeter.



第543圖

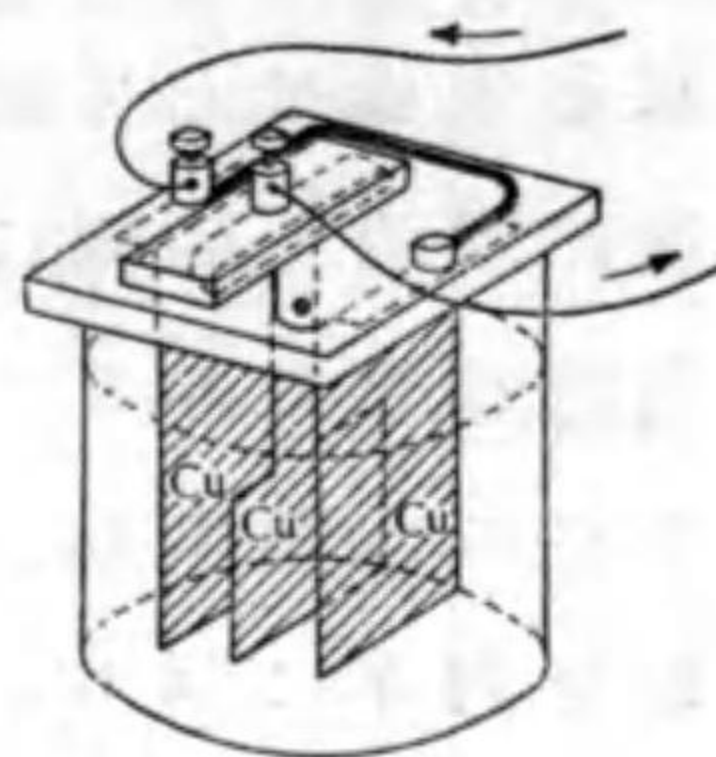
銀の代りに硫酸銅を用ふるものを、銅ヴォルタメーターといふ(第544圖)。この場合には、兩電極として銅板を用ひる。そして、 $v=2$ であるから(1)の式は次の如くなる。

$$i = \frac{e}{t} = \frac{2Mk}{Wt} \quad (2)$$

§ 280. 最小荷電⁽¹⁾ ファラデーの電気分解の法則によると、一價のイオンはいづれもある單位量の電氣を荷ひ、二價のイオンは二單位の電氣を荷ふて居る。この事實から考へると、物質が不可分の微粒子より成る如く、電氣も亦不可分の微粒子より成るものと想像せられる。そして、その最小の荷電は一價イオン一個の荷電に等しくなければならぬ。即ち H, Ag, \dots の \cdot はその最小荷電の $+$ を表はし、 Cl', NO_3' の $'$ は最小荷電の $-$ を表はすのである。

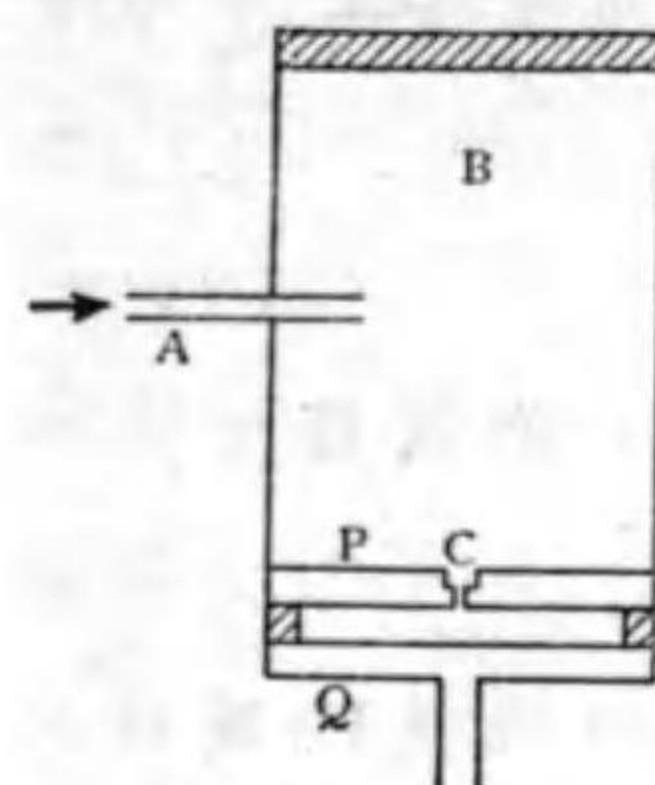
ミリカン⁽²⁾は次の如き方法によつて最小荷電を測つ

(1) Elementary charge; das elektrische Elementarquantum. (2) R. A. Millikan.



第544圖

た。第545圖のAは霧吹きであつて、こゝから油の小さい霧をBの中に吹き入れると、その油滴は摩擦によつて普通正或は負の電氣を有つて居る。PとQとは



第545圖

互に絶縁した金屬板であつて、Pの中央には孔Cが在る。Bの中の多くの油滴の中には、Cの中に落ち込むものがある。PとQとの間を横から光で照らし、Cの下を顕微鏡で覗いて居ると、落ち込んだ油滴は光を反射するからよくこれを観ることが出来る。一つ落ち込んだ後は、餘分のものが落ち込まぬようにCに蓋をする。そして、油滴の落下速度 v_1 を測る。

さて、ストークスの計算によると、半径の微小な球形の物體が重力の作用により、粘性係數 η なる氣體中を落下する速度 v_1 は、

$$v_1 = \frac{2a^2\rho g}{9\eta} \quad \text{従つて} \quad a = \sqrt{\frac{9\eta v_1}{2\rho g}}$$

但し ρ は油滴の密度である。然るに、油滴の質量 m は、

$$m = \frac{4\pi}{3} a^3 \rho = \frac{4\pi}{3} \rho \left(\frac{9\eta v_1}{2\rho g} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (1)$$

これによつて油滴の質量が分かる。

次に油滴は正或は負の電氣を有つて居るから P と Q との間に適當な方向の電場を作つて油滴を靜かに上昇せしめることができる。その速度 v_2 を測る。今、このときの電場の強さを E 、油滴の荷電を Q とすると油滴に作用する力は、

$$f = EQ - mg \quad (2)$$

である。さて、 v_1 と v_2 とは §90 に述べた終速度であつて、油滴に作用する力は抵抗に等しい。そして、實驗の結果このように速度の小なるときの抵抗は速度に比例する。故に、比例常數を k とすると、

$$mg = kv_1, \quad f = EQ - mg = kv_2 \quad (3)$$

依つて、

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{mg}{EQ - mg}, \quad Q = \frac{mg}{Ev_1}(v_1 + v_2) \quad (4)$$

この m に (1) の値を入れると

$$Q = \frac{18\pi\eta}{E} \left(\frac{\gamma v_1}{2\rho g} \right)^{\frac{1}{2}} (v_1 + v_2) \quad (5)$$

これによつて Q が計算せられる。このようにして多くの油滴の荷電量を測つてみると、いづれも

4.774×10^{-10} E.S.U. の整数倍である。故に、これが最少荷電であらねばならぬ。即ち、

$$\text{最小荷電 } e = 4.774 \times 10^{-10} \text{ E.S.U.} \quad (6)$$

従つて、1 價の + イオンの荷電は $+4.774 \times 10^{-10}$ E.S.U. で

あり、1 價 - イオンの荷電は -4.774×10^{-10} E.S.U. である。

さて、1 價イオンの物質 1 瓦原子を電解するには、 28948×10^{10} E.S.U. の電氣が流れるを要する。故に、1 瓦原子の中の原子の數は、

$$N = \frac{28948 \times 10^{10}}{4.774 \times 10^{-10}} = 6.06 \times 10^{23}$$

§108 のロシユミットの數はこの方法で計算したものである。⁽¹⁾

§281. 電子及びプロトン⁽²⁾ 前節の結果によると、+ 及び - の電氣の最小荷電は、 $\pm 4.774 \times 10^{-10}$ E.S.U. であつて、それより小さい電氣量は存在しない。これによつて、物質が帶電するといふのは、物質の最小微部分なる原子が、各々上記の正或は負の電氣量を帯びるに因ると考へられる。然らば、その電氣なるものは原子の實質を形成せる物質以外に附け加へられて居るものであるか、それとも物質それ自體が電氣であるかといふ問題が起る。後に述べるように、色々の事實から想像してみると、吾々が初め不可分と考へた原子なるものは、實は尙ほ分つことができるのであつて、それは + 及び - の電氣の微粒子から組み立てられて居る、即ち

(1) 最小荷電測定については Robert Andrews Millikan, The Electron に詳しく述べられてある。(2) Proton; das Proton

電氣以外に物質はないのである。その陰電氣の微粒子を電子といひ、陽電氣の微粒子を**プロトン**といふ。

プロトンの質量は水素原子の質量と等しく

$1.66 \times 10^{-24} \text{gr}$ であつて、その荷電は $+4.774 \times 10^{-10} \text{E.S.U.}$ である。また、電子の荷電はやはり $-4.774 \times 10^{-10} \text{E.S.U.}$ であるけれども、その質量は非常に小さく、プロトンの $\frac{1}{1800}$ である。このプロトンと電子とが如何なる状態に結合して原子を作つて居るかといふと、一個或は數個のプロトン及び電子は非常に小さく塊まつて原子の核心となつて居る。但し、そのプロトンの數は常に電子より多く、核心全體としては陽電氣の作用を呈するから、これを原子の陽電核⁽¹⁾といふ。原子には各々たゞ一つの陽電核があつて、原子の異なるに従ひその質量及び荷電が違ふ。この陽電核の周圍に電子が在る。原子を形成せる電子の中には比較的陽電核に近いものも、或は比較的陽電核から遠いものがあつて、數個の層に分れて存在する。原子が化合して分子を作るときには、陽電核それ自體は變化せず、外周の電子のみその變化に與る。原子の原子價は、この外周電子によつて定まるものであるから、これを價電子⁽²⁾とい

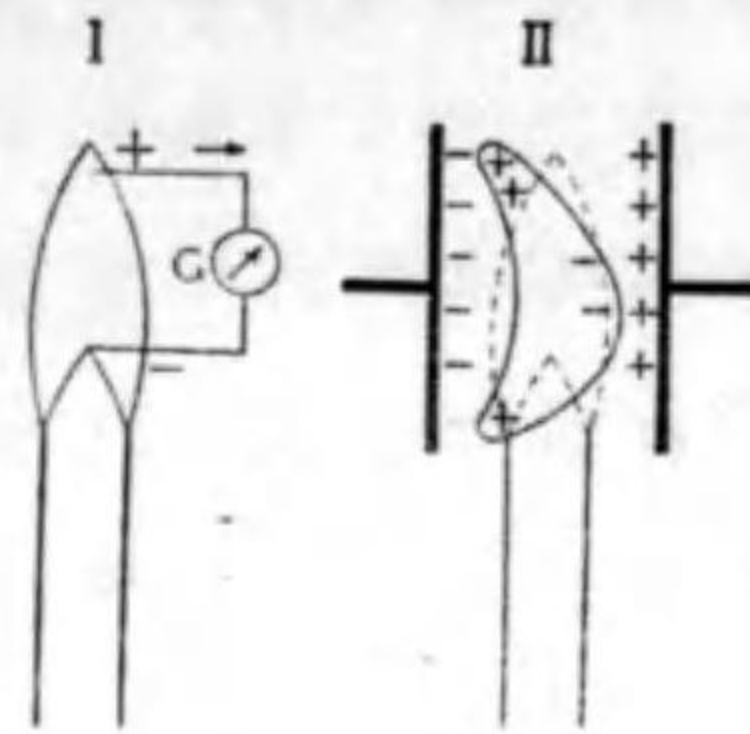
(1) Positive nucleus ; der positive Kern. (2) Valency electron ; das Valenzeloktron.

ふ。また光の反射屈折等もこの種の電子の作用であるから、これをまた光學的電子⁽¹⁾ともいふ。

普通の状態に於ては、一つの原子中の正負の電氣量は相等しいから、原子が原子として存在する場合に於ても、分子を形成せる場合に於ても、少しくこれを離れると正負の電氣的作用は互に打消して外に表はれない。かゝる原子、分子を中性の原子、分子⁽²⁾といふ。然るにもし、その中の一個若しくは數個の電子が原子或は分子を離れたならば、その残りの部分は陽電氣の作用を表はすことになる。かくの如き分子、原子を陽イオン⁽³⁾といふ。また中性の分子或は原子に一個または數個の電子が附着するときは陰電氣の作用を表はす。かくの如きものを陰イオン⁽⁴⁾といふ。そうして中性の分子或は原子がイオンになる事をイオン化⁽⁵⁾といふ。

【注意1】上の説明によつて明らかなる如く、さきに述べた溶液中のイオン H^+ Na^+ は中性の原子が一個の電子を失つたもの、 Cl^- NO_3^- は、一個の電子が加はつたものである。またイオンは溶液中に於てのみならず、氣體中或は固體中に於ても存在し得ることも明らかである。例へば、第 546 圖のように、焰を電極間に置くと、ある部分は+の方にある部分は-に引きつけられる。これは焰の中にイオンがあ

(1) Optical electron ; das optische Elektron. (2) Neutral atom (Molecule) ; das neutrale Atom (Molekül). (3) Positive ion ; das positive Ion. (4) Negative ion ; das negative Ion. (5) Ionisation ; die Ionisation.



第 546 圖

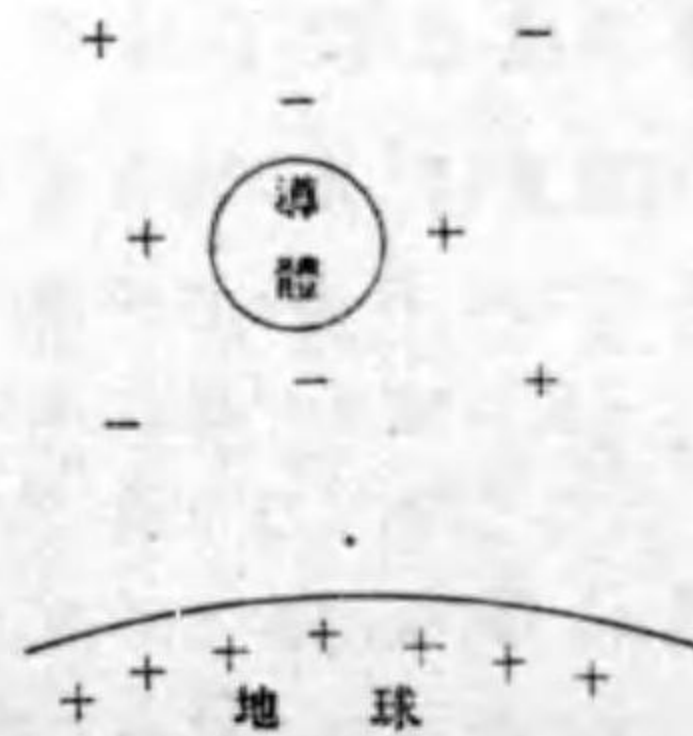
るからである。従つて圖 I のように針金を挿入すると電流が流れる。また、摩擦によつて帯電したエボナイトの棒の如きものを焰の上に持ち来すとその電氣が無くなるのは、イオンが附着するためである。

【注意2】歴史的の順序からいふと、先づ電磁氣に関する色々の現象を説明し、真空放電のことを述べた後で電子及びプロトンについて説明すべきであるが、かくする

と、電磁的の現象を二度繰り返して説明することとなり多くの紙数を要するから、本書ではこゝに實驗的の説明なしに電子及びプロトンなるものを持ち出したのである。

§ 282. 空中電位差の測定。吾々は § 267 に於て、空中に昇るに従ひ地表に対する電位が降ることを述べ、それから地表の電氣密度を計算した。本節に於ては、その空中電位差を測る方法を述べる。今空中のある點 P と地表との電位差を測らうとすれば、どうしても P に導體を置く必要がある。然し、置いた導體はその周圍の點と同電位に在るとはいへない。これを同電位にする

には、その近傍にイオンがあればよい(第 547 圖)。どうしてかといふと、もしその導體が周圍よりも電位が高ければ、陰イオンは導體の方に引かれこれに附着して電位を下げ、もし周圍より低くければ、陽イオンは導體に引かれこれに附着して電位を上げる。このようにして電位が等しくなると平衡に達するからである。



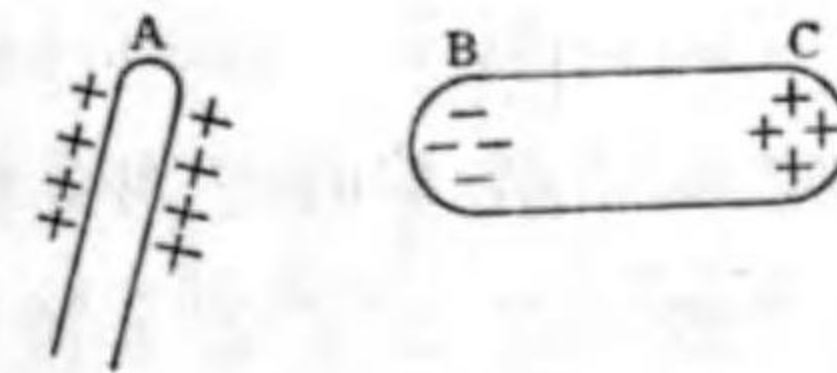
第 547 圖

かくの如くイオンを撒布する一つの方法は、導體に蠟燭を點じ、その焰のイオンを用ふるのである。そして暫くの後その導體と地球とを象限電氣計の二つの象限に連結して測ればよい。

§ 283. 是迄述べた諸現象の電子論的説明。負の電氣は電子より成り、正の電氣はプロトンより成ることが分つたから、これを基礎として是迄述べた色々の現象の説明を試みようと思ふ。

【注意】このように原子が電子と陽電核より成り、電氣微部分相互の間にクーロンの法則が成立するものとして諸種の現象を説明する物理学の部門を電子論⁽¹⁾といふ。

④ I. 導體と絶縁體。導體に帯電體を近づけると感應の現象が起る。例へば、第 548 圖のように、正に帯電



第 548 圖

した物體 A を導體に近づけると、A に近い端 B に負の電氣が現はれ、遠い端 C に + が現はれる。これは電子が A の + に引かれて B の方に集

まり、C の方はその電子が取り去られたために + が残つたのである。即ち、導體には外からの電氣的の作用によつて容易に原子を離れて導體中を動き得る電子が在る。かくる電子を自由電子⁽²⁾といふ。故に導體が負に帯電するといふのは、實はそれが普通の状態よりも過剰に自由電子を有することであり、正に帯電するといふのは、實はそれが普通の状態よりも自由電子が

(1) Electron theory ; die Elektronentheorie. (2) Free electron ; das freie Elektron.

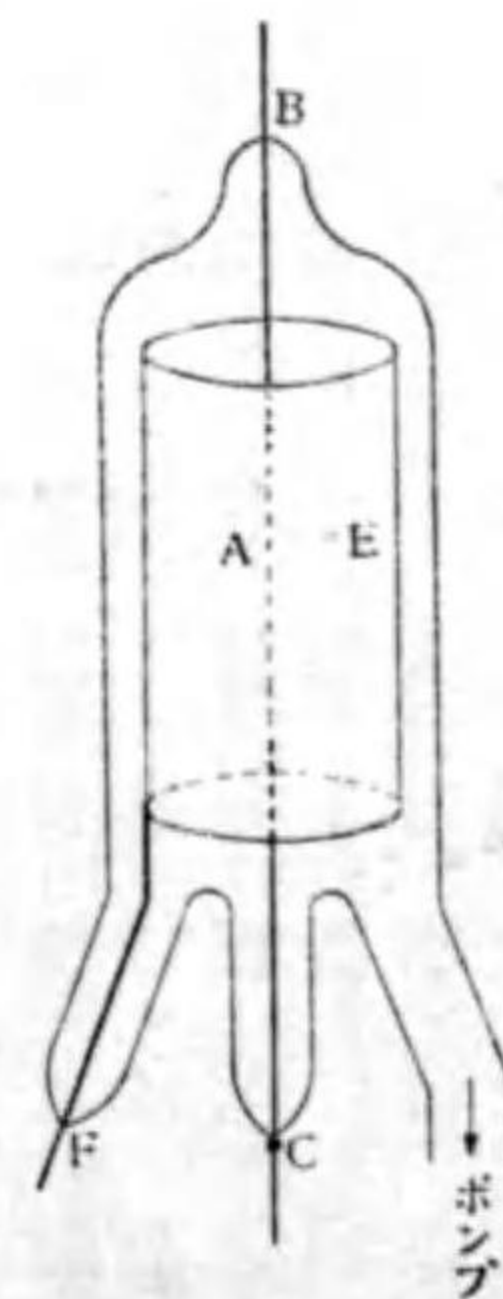
欠乏せることを意味するのである。従つて、蓄電器に電氣を溜め、兩方の金屬板を針金で連結した時、針金の中を電流が流れるといふのは、一方の板の過剰の電子が針金を傳つて、電子の欠乏せる+の板に流れ込んで普通の状態に成るのである。さて吾々は§276に述べたように、+電氣の流れる方向を以て電流の方向とした。然し、實はこのとき+は流れないので、流れるものは-である。然し、外に及ぼす影響からいふと、-がある方向に流れるのは、+が逆の方向に流れるのと同様であるから、これまでの習慣に従ひ、電子の流れる方向と逆の方向を電流の方向と定めて置くのである。

「絶縁物を電場に置くときは、導體に於ける如き感應の現象は起らない。これは自由電子が無いからである。然し、その代りに各分子は分極の現象を起す。これは各の分子或は原子を作つて居る電子が電場の方向と逆の方向に分子或は原子内に於て變位するからである。このように、導體と絶縁體との區別は自由電子の有無によつて説明される。」

II. 分子力. 中性の原子或は分子は、同量の正及び負の電氣より成る。故に、少しくそれから離れた所に於ては、その作用が互に打ち消して外に電氣的の作用を現はさない。然し、極めてこれに近い所に於ては、正

と負との電氣からそこまでの距離が違ふから、その作用は零と見なすことはできない。§109に述べた分子力なるものは、この電氣的作用であると考へられて居る。尙ほ、食鹽の結晶の如きものに於て、空間格子に排列されて居るものは中性のNa及びClではなくて、イオンNa, Cl'であるといふことが色々な事實から説明されて居る。従つて、かゝる場合の原子間の引力は、イオン間の引力即ち距離の自乗に逆比例する力である。但し、このときの斥力はこれとは違ふ法則に従ふものである。

§284. 熱電子⁽¹⁾. 第549圖のように、硝子管中に白金線Aを封じ込み、これに對して金屬板Eを置き、管中の空氣をぬいて高度の眞空にし、白金線に電流を通して白熱し、EとAとの間に電位差を生せしめ、Eが+,Aが-になるようにすると、Aの自由電子はAを出てEに流れる。かゝる電子を熱電子といふ。これは、Aの温度が高くなつて分子振動のエネルギーが増加した



第549圖

(1) Thermoelectron ; das Thermoelektron. また熱イオンともいふ。

ため、自由電子の有する運動のエネルギーが増し、外から加へた電場の助けにより、周囲の分子の作用に打ち勝つてAから出るのである。

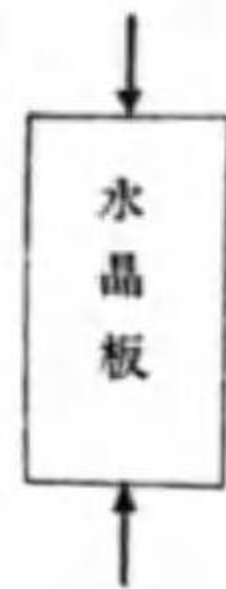
【注意】熱電子は近時は盛に應用されて居る。これについては後に述べる。

§ 285. 壓電氣⁽¹⁾及び焦電氣⁽²⁾ 水晶の板を第 550 圖のように押し或は引き張り或は捻ると、兩側面に互に異號の電氣が現はれる。このように、結晶體を壓し或は引き張り或は捻ることにより、その表面に現はれる電氣を壓電氣といひ、かくの如き性質を有する結晶を壓電氣結晶⁽³⁾といふ。

またかゝる結晶を外力によつて壓縮する代りに、冷却して收縮せしめ、引き張る代りに熱して膨脹せしめても同様の結果が現はれる。これを焦電氣といふ。但し、その本質に於ては壓電氣と同一である。

水晶板に種々の大きさの壓力を加へ、その各に應じて表面に現はれる電氣量を測つて壓力の大きさと電氣量との關係を知り置くときは、逆に未知の壓力を加へたるとき、その現はれる電氣量を測ることによつてその

(1) Piezoelectricity ; die Piezoelektrizität. (2) Pyroelectricity ; die Pyroelektrizität. (3) Piezoelectric crystal ; die Piezoelektrizitätskrystal.



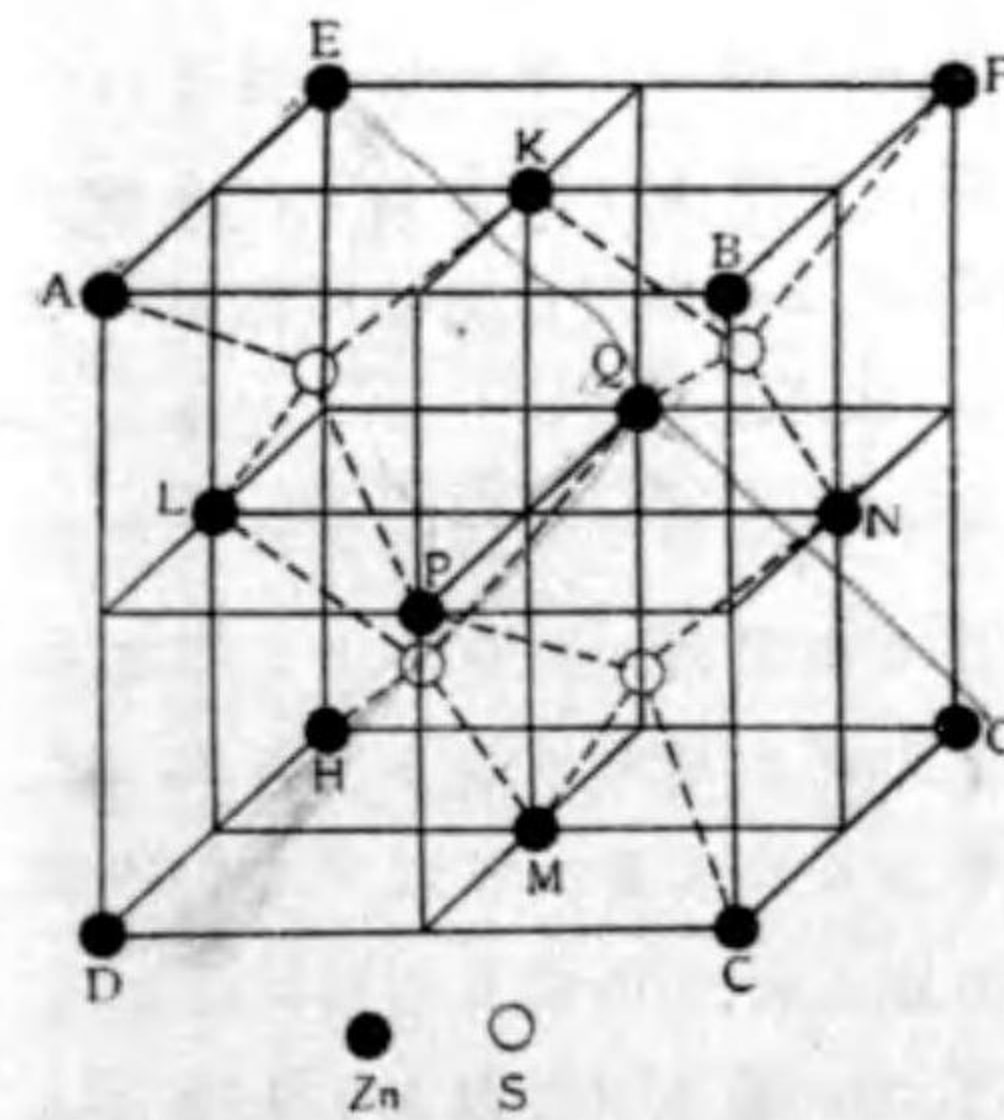
第550圖

壓力を知ることができる。これは激力による壓力を知るに便利であるから、工業上の研究によく利用せられる。

またロツセル鹽⁽¹⁾ $\text{KNa}(\text{C}_4\text{H}_4\text{O}_6)$ の結晶の壓電氣を利用するときは非常に微弱なる器械的振動を電氣的に観測することができる。

壓電氣の現はるゝ理由を閃亜鉛礦⁽²⁾ ZnS について説明しよう。

X 線的研究の結果によると、閃亜鉛礦中の Zn と S の原子は第 551 圖の如き空間格子に排列されて居る。即ち立方體の各の隅 A, B, C, D, E, F, G 及び H と、各面の中點 KLMNP 及び Q に各一つの Zn が在る。尚ほこの立方體を相等しい 8 個の小立方體に區劃してみると、その對角線 QD 及び EG に沿ふて居る 4 つの小立方體を除き、他の 4 つの小



第 551 圖

立方體の真中に各一つの S が在る。即ち 4 つの S が在る。このような立方體が上下前後左右に繰返して結合されたものが閃亜鉛礦の結晶である。

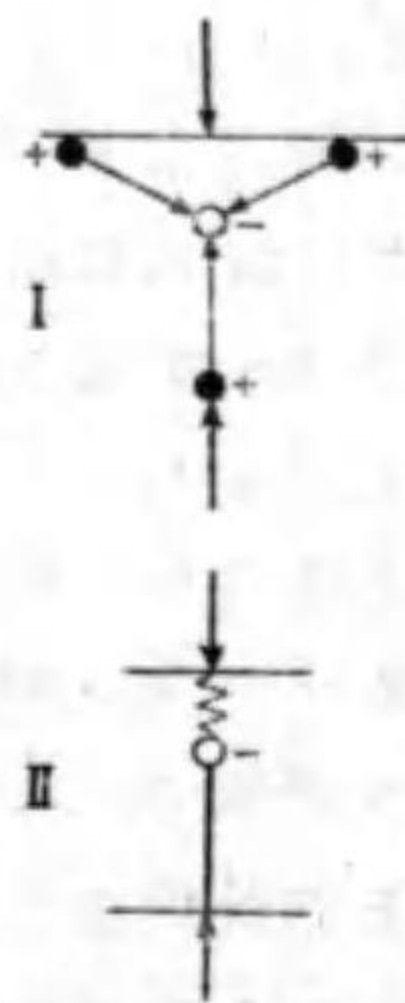
【注意】第 551 圖に於ては、一見 4 つの S に対して Zn の數が多過ぎるように思はれる。けれども、全體としては S と Zn とは同數である。何となれば、このような立方體が前後左右上下に繰返して結合される

と、圖の立方體の各の隅には 8 個立方體が、その角項を突き合はすことになるから、隅の一つの Zn はその $\frac{1}{8}$ が一つの立方體に屬するも

(1) Rochelle salts ; Seignettesatz. (2) Zinc blend ; Zinkblende.

のを見なされる。故に、總計 8 個の Zn はその $\frac{1}{8}$ 、即ち 1 個がこの立方體に屬する。また、各面の中點の Zn は二個の立方體の共有であるから、その $\frac{1}{2}$ がこの立方體に屬する。故に、面の真中に在る 6 個の Zn は 3 個と計算すべきである。依つて合計 4 個になつて S の數と等しい。

今、これを平面 AFC に平行な平面で切つてその面を上にして水平に置き、これを横から見ると Zn と S は第 552 圖 I の如く交互に層をな



第 552 圖

して排列されて居る。但し、この S の層は Zn の層に對して對等の位置に在るのではない、いづれも同じよう一方に片寄つて居る。

さて色々の方面からこの結晶中の Zn は \bar{Zn} イオン、S は S'' イオンとなつて結合して居ることが知られて居るから、この Zn 及び S の層の單位面積には同一量の正及び負の電氣が在る。普通の状態に於ては、その作用は互に相殺して外には現はれない。然るにこれを圖に示すように上と下から押すと、S の層はその兩隣の Zn の層に對等の關係にならないから、圖の上の方の Zn の方により多く近寄ることになる。

何となれば、このように原子が空間格子に排列されて平衡を保つて居るのは、 \bar{Zn} 及び S'' の各がそれぞれ + 及び - として互に引き合つて居る力の外に互に反撥する力が作用するからである。この反撥力は原子間の距離が近づくと引力よりも急に増大する(§ 109)故に原子間の距離の變化に基づく引力の變化は、その斥力の變化に比しては非常に小さい。そこで、第 552 圖 I の S を上下に動かしたとすると、下の方からの斥力の變化は上の Zn からの斥力の變化よりも大きい。極端にいへば、下からは剛體の棒で突き上からは彈性螺線で押して居るのと同様である(第 552 圖 II)。故に、外力によつて上下の Zn 間の距離を押し縮めたときには、より多く上の方の Zn に近寄ることになる。

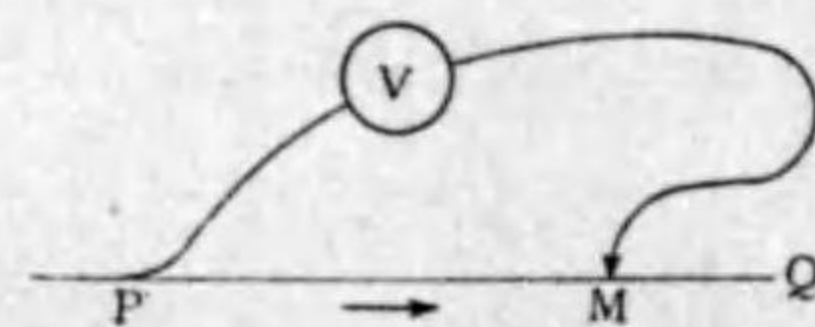
従つて全體の S を全體の Zn に對して少しく上にずらしたことになるから、上面に - 下面に + が現はれる。壓力の代りに張力を加へると現はるゝ電氣の符號が逆になることは明らかである。

第三十六章 傳導電流⁽¹⁾

§ 286. 電氣抵抗⁽²⁾ 針金の中を流れる電流のように、自由電子が導體の中に流れる電流を傳導電流といふ。§ 276 に述べたように針金の中を電流が流れつゝあるときには、針金に沿ふその各點の電位は等しくない。電流は電位の比較的高い部分から比較的低い部分に向つて流れる。その電位差は象限電氣計で測り得ることは勿論であるが、尙ほそれよりも簡便にポルトメーター(その構造及び理論は後に述べる)で測ることができる。

また電流の強さは、電流計或はアムメーター(その構造及び理論は後に述べる)によつて簡単に測ることができる。

そこで針金 PQ を引き張り(第 553 圖)、これに一定の電流を通し置き、



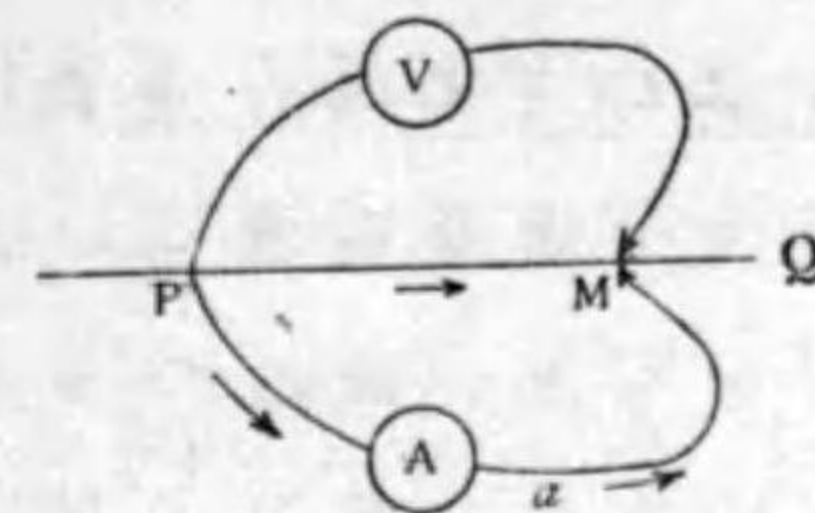
第 553 圖

ポルトメーター V の一極を P に接觸し、他の極に針金を附けてその端 M を針金 PQ 中の一點に接觸せしめながら、接觸點を P から Q の方に動かして、P と M との電位差即ち電壓を測つてみ

(1) Conduction current ; der Leitungsstrom. (2) Electric resistance ; das elektrische Widerstand.

ると、P から Q の方に進むに従ひ電位は次第に降下して居ることが分る。

そこで P に他の針金 a を接続し(第 554 圖)これをアムメーター A に



第 554 圖

つなぎ、またこれに針金を附けてその端を M に接觸すると、電流の一部分は P から A の方に分れ A を經て M に流れる。

その強さは A で知ることができる。さて PAM を一續きの針金と考へると、その兩端の電位差は V で知られ、その中に流れる電流は A で知られる。今、M を P

から Q の方に動かして、所々に於て A の示す電流 i と V の示す電壓 V とを計つてみると、 i は V に比例することが知られる。

即ち、一定の針金の中を流れる電流の強さは、その兩端の電位差に比例する。これをオームの法則⁽¹⁾といふ。

その比例常數を R とすると

$$V = Ri \quad \text{即ち} \quad i = \frac{V}{R} \quad (1)$$

【注意1】 第 554 圖の針金 PQ は、針金 a の兩端に色々の電壓を與へるために用ひたのである。これを用ひずに、直接 a の兩端を電池の兩極につなぎ、電池の數を變へることによつて電壓を變へてもよい。

【注意2】 上述の如くオームの法則は金屬につき普通の電壓を用ひて實驗的に得たものである。故に金屬以外の物質例へば糸木のようなもの、また非常に電壓の大なる場合には、この法則から喰ひ違ひが生ずる。

(1) に於て V を一定にして R を増せば i が減する故、 R は電流の流れることの邪魔をすることを表はす量

(1) Georg Simon Ohm (1787-1854)

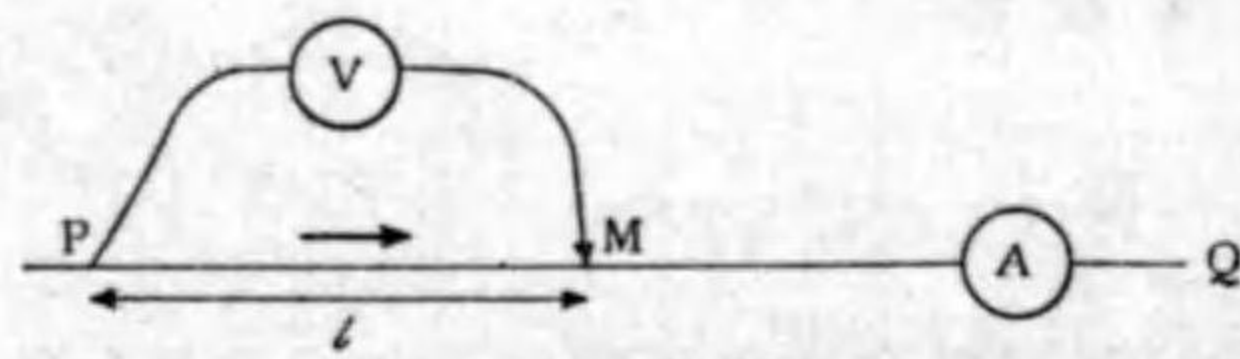
である。これを抵抗といひ、その単位をオームといふ。
 (普通 Ω にて表はす)。1 オームとは針金の両端の電位差が1 ヴォルトなるとき、これを流れる電流が1 アンペアなるような針金の抵抗をいふのである。また

$$\frac{1}{R} = K \quad (2)$$

と置くと、 $i = KV$ (3)

となり、同一の V に對し、 K の大なるもの程 i が大きい。即ち K は電氣を導く良否を示すものであるからこれを電氣傳導度⁽¹⁾といふ。

さて R 或は K は針金の長さ、太さ、質及び温度によつて違ふ。先づ太さ、質及び温度を一定にし、その長さによつて如何に變化するかを知る



第 555 圖

ために、太さ及び質の一樣な針金を引き張り(第 555 圖)その端にアムメーター A を接続し、一定の電流 i (電流が一定なるや否やは A で知る)を通し置き、P に他の針金を接続し、これをヴォルター V につなぎ、またこれに針金を附け、その尖端 M を針金 PQ に接觸して P と M との間の電位差を測る。但し、このとき電流の一部は分岐して V を經て M に流れるけれども、それは非常に小であるから無視することができる(その理由は後に分かる)。

そこで、M を色々動かし、長さ $PM = l$ と V との關係を研究してみると、 V は l に比例することが分かる。即ち

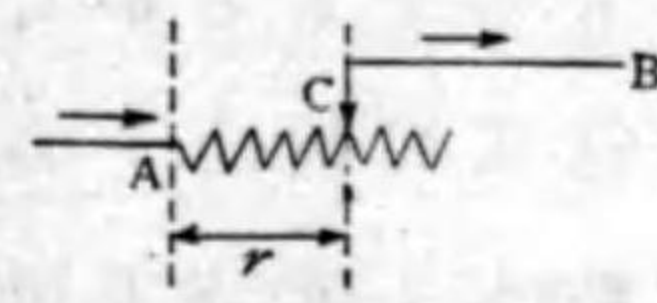
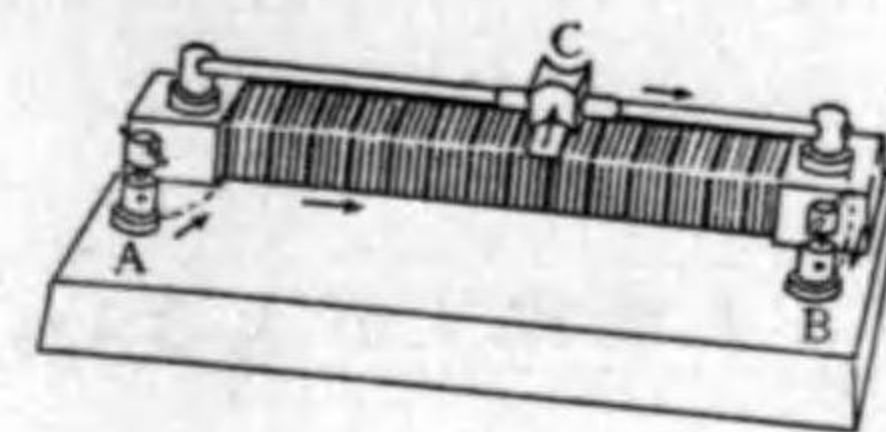
(1) Conductance ; die Leitungsfähigkeit

$$\frac{1}{R} = K \text{ conductance}$$

$V \propto l$ 従つて $R \propto l$

さて、このとき i は PQ 中至る所一定であるから、 V が M の位置によつて變るのは、 R が變るのである。故に、

$$R \propto l, \quad R = rl, \quad r = \frac{R}{l} \quad (4)$$



第 556 圖

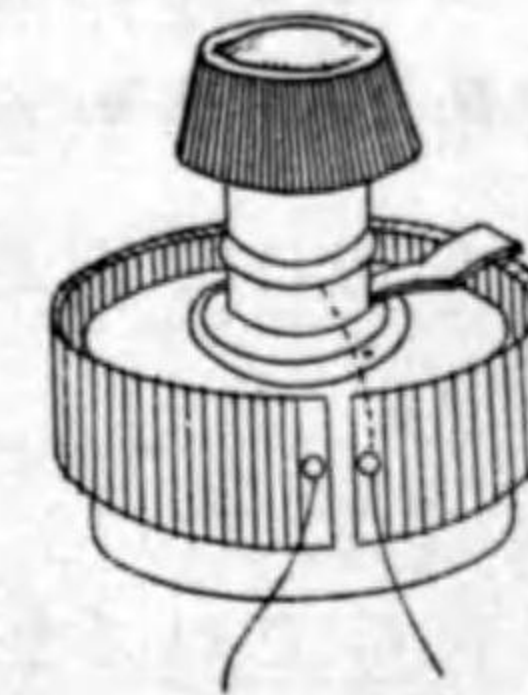
即ち、 r は單位の長さの抵抗である。

【注意】電流の強さを加減するには抵抗を加減する。その装置を抵抗器といふ。それには色々な形がある。第 556 圖の如き抵抗器を摺動抵抗器⁽¹⁾といふ。

ラザオに用ひ

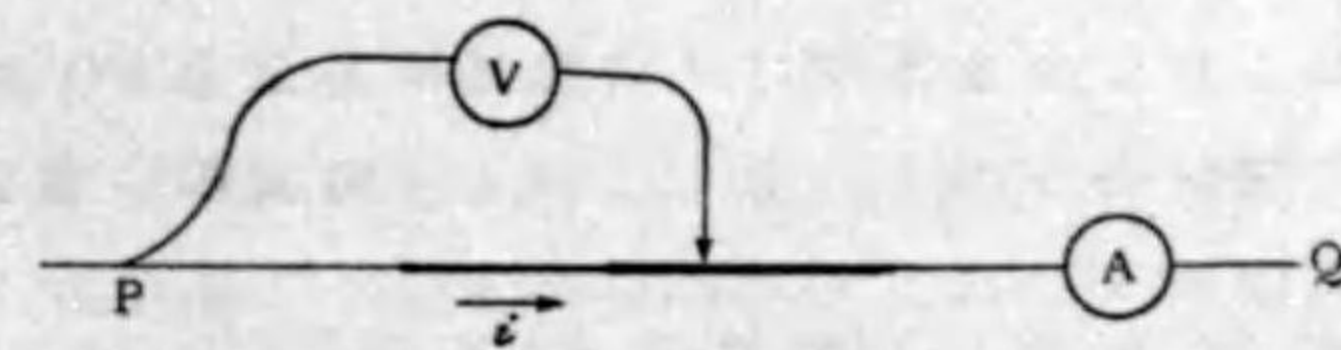
るレオスタ(Rheostat の器) (第 557 圖)は一種の摺動抵抗器である。

次に、針金の太さ即ち切口の面積と抵抗との關係を知るために、第 558 圖のように圖の QP として色々太さの違ふ針金を繋ぎ合はしたものを



第 557 圖

ひ、P と各接合點との電位差を測り、これをそれぞれ V_1, V_2, V_3 とする。また各部分の



第 558 圖

長さ及び切口の面積を $l_1, l_2, l_3 ; S_1, S_2, S_3$ とすると、

$$\frac{V_1}{l_1} S_1 = \frac{V_2}{l_2} S_2 = \frac{V_3}{l_3} S_3 \quad (5)$$

(1) Slide resistance ; der Schieberwiderstand.

$$\frac{S_1}{l_1} = \frac{S_2}{l_2} = \frac{S_3}{l_3}$$

なることが知られる。さて、PQの中に於て電流の強さは一定であるからこれを*i*とすると、

$$i = \frac{V_1}{R_1} = \frac{V_2}{R_2} = \frac{V_3}{R_3} \quad (6)$$

また、各部分の單位の長さについての抵抗を r_1, r_2, r_3 とすると、

$$R_1 = l_1 r_1, \quad R_2 = l_2 r_2, \quad R_3 = l_3 r_3,$$

であるからこれを(6)に入れて、

$$\frac{V_1}{l_1 r_1} = \frac{V_2}{l_2 r_2} = \frac{V_3}{l_3 r_3} \quad (7)$$

(5)と(7)から

$$S_1 r_1 = S_2 r_2 = S_3 r_3 \quad (8)$$

即ち、

針金の單位の長さについての電氣抵抗は、その切口の面積に逆比例することが知られる。依つて、切口の面積 1cm^2 の針金の長さ 1cm についての抵抗を σ とすると、切口の面積 S 長さ $l\text{cm}$ の抵抗は、

$$R = \sigma \frac{l}{S} \quad (9)$$

で表はされる。 σ は各物質に特有のものであつて、これを比抵抗といふ。また

$$k = \frac{1}{\sigma} \quad (10)$$

と置くときは、全體の傳導度 K は次の如く表はさる。

$$K = \frac{kS}{l} \quad (11)$$

である。 k はその物質の電氣傳導の良否を表はすも

(1) Specific resistance (resistivity); der spezifische Widerstand.

のであつて、これを比傳導度⁽¹⁾といふ。

【注意1】吾々が普通導體と稱するものは、 k の比較的大なるもの(従つて σ の小なるもの)不導體と稱するものは k の比較的小なるもの(従つて σ の大なるもの)をいふのである。

【注意2】(3)と(11)によつて

$$i = \frac{kS}{l} V \quad (12)$$

切口の面積を 1cm^2 とすると、 $S=1$ であるから、このときの $i=i_1$ とすると、

$$i_1 = k \frac{V}{l}$$

さて $\frac{V}{l}$ は電位降下の勾配であるから、 $-\frac{dV}{dl}$ と書くことができる。またその針金のある切口を單位時間に通る電氣量を e_1 とすると、

$$e_1 = i_1 = -k \frac{dV}{dl} \quad (13)$$

故に、比傳導度とは、電位降下の勾配 1 なるとき、單位時間に單位面積の切口を通る電氣量であると解釋することができる。

【注意3】(11)により、針金が電氣を導く作用は、その切口の面積に比例する故、針金の内部も外周と同様にその傳導に與つて居ることが分かる。即ち電氣は一樣に内部をも通るのである。また電場の強さを E とすると、

$$E = -\frac{dV}{dl} \quad (14)$$

である。然るに、同質同一の太さの針金については電位の降下は一定であるから、この右邊は一定である。故に針金の内部に於て電場の強さは一定である。この電場によつて電氣が運ばれるのであると見なされる。

さてこれまでは、針金の温度を一定と見なしたの

(1) Specific conductivity; die spezifische Leitungsfähigkeit.

であるが、温度が變ると抵抗が變ずる。温度變化の範圍が小なるときは、

$$\sigma = \sigma_0(1 + \alpha t)$$

と置くことができる。αを電氣抵抗の温度係數⁽¹⁾といふ。普通の金屬のσ及びαを次に掲ぐ。

【注意】炭素普通の絶縁物の如き非金屬的の物質は温度が上昇すると抵抗が減少する。

金 屬	温 度	$\sigma \times 10^5$	$\alpha \times 10^4$
アルミニウム	18°C	3.08	38
銅.....	18	1.78	42.8
金.....	18	2.42	40
鋼.....	18	19.9	16-42
水銀.....	0	94.07	9
白金.....	18	11.0	38
銀.....	18	1.66	40
真鍮.....	18	6-9	10
洋銀.....	18	16-40	2.3-6
マンガニ(70Cu,30Zn)	18	44.5	0.02-0.5

§ 287. 電氣抵抗の電子論的説明. § 283に述べたように傳導電流なるものは自由電子が一方から他方に導體中を流れるのである。然しながら、水が砂利の中を通つて流れるように、外から針金にはいつた電子の總てが針金を構成せる原子の中を通り抜けるといふのではない。何となれば、もしそうであるとすると、針金の一部分 AB を考へると(第 559 圖),初め帯電せざる AB に電流が流れ初めるには、必

(1) Temperature coefficient ; der Temperaturkoeffizient.

$$e_1 = -k \frac{dV}{dt}$$



第 559 圖

ず餘分の電子が AB 中にはいつて來なければならぬ。そうすると、AB の部分は陰に帯電しなければならぬ。然るにオームの法則によると、針金の切口の單位面積を單位時間に通る電氣量は、

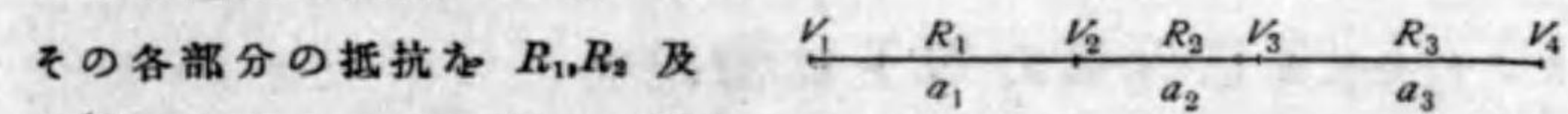
$$e_1 = -k \frac{dV}{dt}$$

と置かれ、同一の針金についてはいづれの切口に於ても $\frac{dV}{dt}$ は一定である。故に相接近する切口 A 及び B を考へると、單位時間にこの中にはいる電氣量はこれから出て行く電氣量と相等しく、電氣は AB 間に溜るようなことはない。即ち、帯電することはないからである。それならばどう考へるかといふと、大多數の電子は途中で原子に衝突しあるものは返され、あるものは原子にはいり込み、その代りに原子からはそれと同時に他の電子が出るといふ風に、電子は原子を中繼物として一方から他方に移動するのである。従つて、原子は電子の移動の邪魔をする。これが電氣抵抗である。

温度が昇ると抵抗の増すことは次のように説明される。温度の昇るといふことは、原子の振動の振幅が増すことであるから、そうなれば電子がこれに衝突することも多くなる。これは即ち抵抗が増すといふことである。

§ 288. 抵抗の連結. 針金 a_1, a_2, a_3 を第 560 圖の如く連結する

ことを直列の連結といふ。今



第 560 圖

その各部分の抵抗を R_1, R_2 及び R_3 、全體としての抵抗を R とし、 R と R_1, R_2, R_3 との間に如

何なる関係があるかを考へる。これに電流 i を通したとき、その端及び連結點の電位を V_1, V_2, V_3 及び V_4 とすると § 286(1)により

$$V_1 - V_2 = iR_1, \quad V_2 - V_3 = iR_2, \quad V_3 - V_4 = iR_3.$$

(1) Series connection ; die Reihenschaltung (Hitereinander)

これを邊々相加ふるときは、

$$V_1 - V_4 = i(R_1 + R_2 + R_3)$$

然るに全部を一つの抵抗と考へ、その値を R とすると、

$$V_1 - V_4 = iR$$

故に、

$$R = R_1 + R_2 + R_3 \quad (1)$$

即ち、抵抗を直列に連結するとき、全體としての抵抗は、各部分の抵抗の和に等しい。

次に針金 a_1, a_2 及び a_3 を第 561 圖の如く連続することを 並列の連結⁽¹⁾ といふ。

このときその各の抵抗 R_1, R_2 及び R_3 と全體としての抵抗 R との關係を知る

ために、電流 i を通し、これが a_1, a_2 及び a_3

に i_1, i_2 及び i_3 として分れたとする。A 及び B の電位をそれぞれ V_A 及び V_B とすると、§ 286(1)により、

$$V_A - V_B = i_1 R_1, \quad V_A - V_B = i_2 R_2, \quad V_A - V_B = i_3 R_3. \quad (2)$$

即ち

$$\frac{V_A - V_B}{R_1} = i_1, \quad \frac{V_A - V_B}{R_2} = i_2, \quad \frac{V_A - V_B}{R_3} = i_3.$$

邊々相加ふるときは、

$$(V_A - V_B) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} \right) = i_1 + i_2 + i_3 = i. \quad (3)$$

然るに全體としての抵抗を R とすると、

$$V_A - V_B = iR \quad \text{即ち} \quad \frac{V_A - V_B}{R} = i. \quad (4)$$

(3) と (4) とから、

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}. \quad (5)$$

また全體として及び各部分としての傳導度を K 及び K_1, K_2, K_3 とす

(1) Parallell connection ; die parallele Schaltung.

ると、

$$\frac{1}{R} = K, \quad \frac{1}{R_1} = K_1, \quad \frac{1}{R_2} = K_2, \quad \frac{1}{R_3} = K_3.$$

であるから、

$$K = K_1 + K_2 + K_3. \quad (6)$$

抵抗を並列に直結するとき、全體としての傳導度は各部分の傳導度の和に等しい。

また(2)から

$$i_1 R_1 = i_2 R_2 = i_3 R_3, \quad \frac{i_1}{R_1} = \frac{i_2}{R_2} = \frac{i_3}{R_3} \quad \text{即ち} \quad \frac{i_1}{K_1} = \frac{i_2}{K_2} = \frac{i_3}{K_3}$$

故に

$$i_1 = \frac{K_1}{K_1 + K_2 + K_3} i, \quad i_2 = \frac{K_2}{K_1 + K_2 + K_3} i, \quad i_3 = \frac{K_3}{K_1 + K_2 + K_3} i. \quad (7)$$

針金を並列に連結して電流を通すとき、電流は各の針金の傳導度に比例して配分せらる。

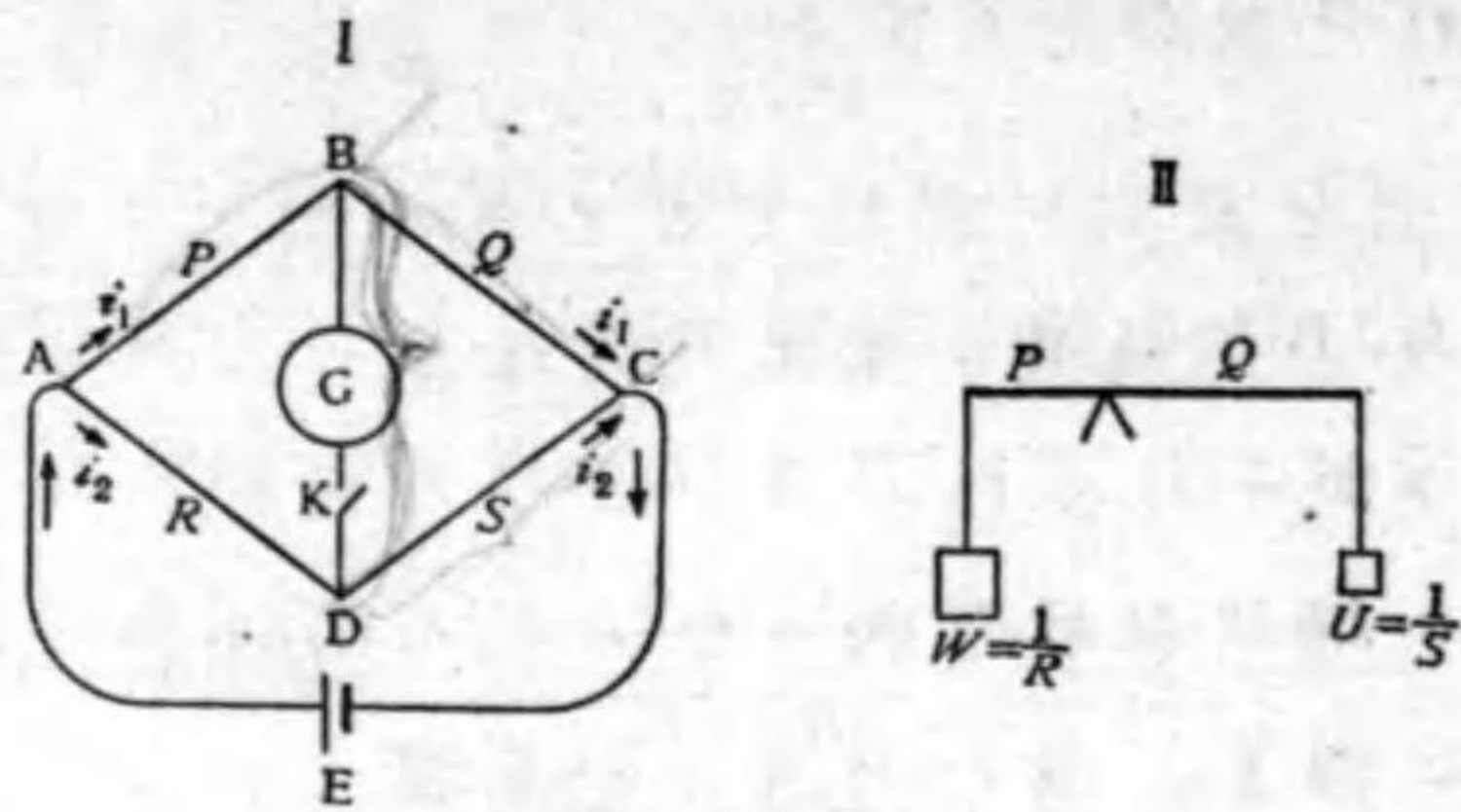
§ 289. ホイートストーン橋⁽¹⁾ ホイートストーン橋は抵抗を測る器械である。先づ、その原理を説明し、次にその用法を説明する。

今抵抗がそれぞれ P, Q, R 及び S なる 4 本の針金を、第 562 圖 I の如く四邊形 ABCD に連ね、その一つの相対する角頂 A と C とを電池の兩極に連ねると(例へば A を + 極, C を - 極)電流は A に於て二つの途に分れ、C に於て再び合する。もしこのとき B と D とが同一電

(1) Wheatstone Bridge ; die wheatstonesche Brücke. Charles Wheatstone (1802—1875).

位に在るならば、たとひこれを針金で連結しても、その中に電流は流れない。かくあるためには、 P, Q, R 及び S の間に如何

なる関係のあ
ることが必要
であるかとい
ふことを考へ
てみる。A, B, C
及び D の電位



第 562 圖

をそれぞれ V_A, V_B, V_C 及び V_D, PQ の方の電流を i_1, RS の方の電流を i_2 とすると、§286, (1) により、

$$\begin{aligned} V_A - V_B &= i_1 P, & V_A - V_D &= i_2 R, \\ V_B - V_C &= i_1 Q, & V_D - V_C &= i_2 S. \end{aligned}$$

故に、

$$\frac{V_A - V_B}{V_B - V_C} = \frac{P}{Q}, \quad \frac{V_A - V_D}{V_D - V_C} = \frac{R}{S}.$$

然るにもし、 $V_B = V_D$ なるときには、

$$\frac{V_A - V_B}{V_B - V_C} = \frac{V_A - V_D}{V_D - V_C}$$

であるから、

$$\frac{P}{Q} = \frac{R}{S}, \quad \text{即ち } PS = QR. \quad (1)$$

即ち相對する邊の抵抗の積が相等しきときは、B と C とが同一電位に在る。故に若し B と C とを針金で結

んでもそれに電流が流れぬときには(1)なる関係の成立せねばならぬ。また、AD 及び DC の傳導度をそれぞれ W 及び U とすると、 $W = \frac{1}{R}$, $U = \frac{1}{S}$ であるから、

$$PW = QU \quad (2)$$

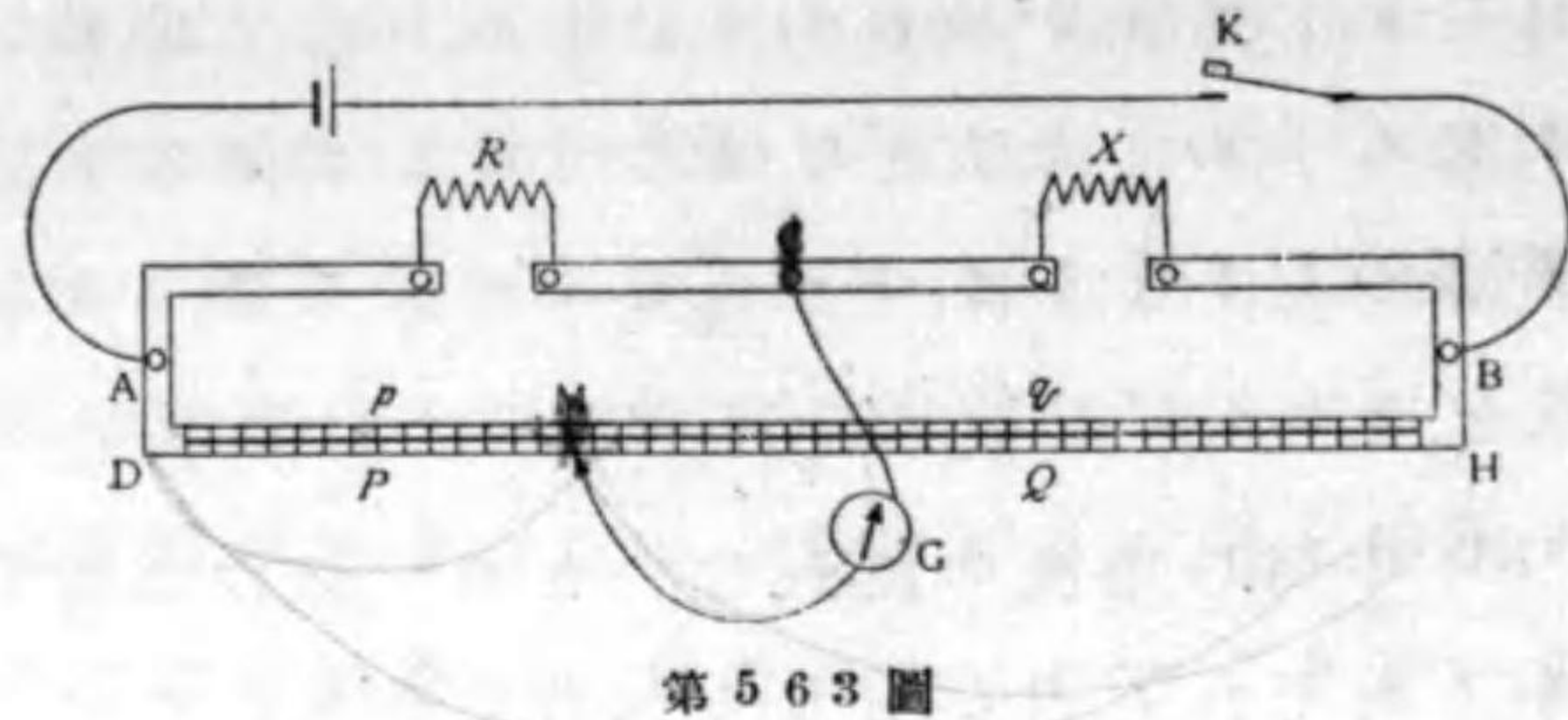
即ち、BD の間に電流の流れないための條件は、兩臂の長さがそれぞれ P 及び Q なる天秤に W 及び U なる質量を掛けたとき釣り合ふための條件と相等しい(第 562 圖 II)。故に P 及び Q を臂⁽¹⁾といふ。

【注意】(1)の式は電流計と電池を入れ換へても成立する。

そこでもし、 S が値の未知なる抵抗、 R が既知の抵抗であつて、 $P:Q$ が知られるときは、A と B との間に電流計 G を入れ $P:Q$ の値を色々に變へて G に電流の通らぬ値を求めると、(2)によつて S の値を計算することができる。ホイートストーン橋はこの理を應用したものである。普通に用ひられるものに、線型と局型の二つがある。

I. 線型⁽²⁾ 第 563 圖は線型ホイートストーン橋の構造の要點を示すものである。 X は測らうとする抵抗、 R は既知の抵抗である。 X と R の間及びその兩側は抵抗を少くするために相當幅の廣い金屬の板であ

(1) Arm ; der Arm. (2) Linear form ; die lineare Form.



第563圖

る。その両端DとHとの間に、太さ及び質の出来るだけ一様な一條の針金を張つてある。これが抵抗 P, Q の役目をする。AとBとを電池(乾電池一個で十分である)の兩極につなぎ、途中に電鍵Kを入れ、常にはこれを開いて置く。また R と X との間のCに電流計Gをつなぎ、またこれを針金DH中の一處Mに接觸させる。Mは任意に左右に動かす事ができ、且つ常には接觸點が離れ、上からボタン様のものを押すとそれが閉ぢるようになって居る。故に、これを使ふときには、先づKを押し、次にちよつとMを押し、Gの針の動き方を見るのである。さて、針金DH各部分の抵抗はその長さに比例するから、 $DM=p$, $HM=q$ とすれば、

$$\frac{P}{Q} = \frac{p}{q} \quad (3)$$

である。

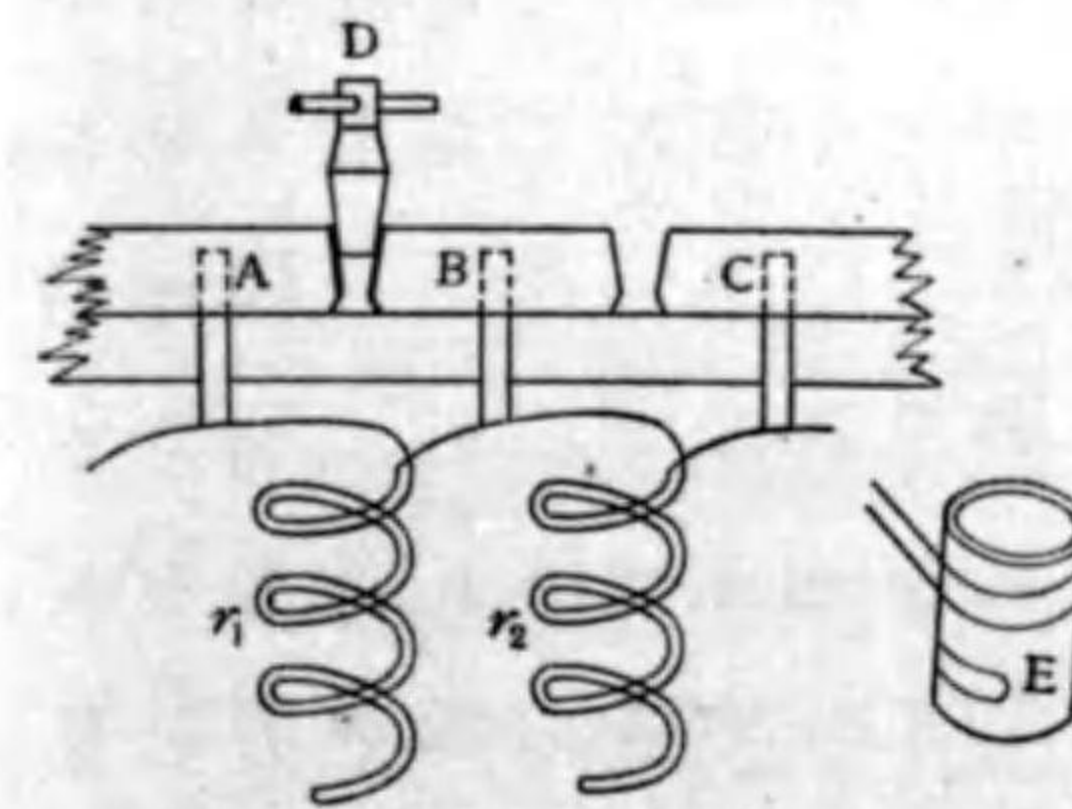
實際に測定するには、先づ大體Gの針の動かない位

置がDH中のごの邊に在るかを見る。もし、あまり一方に片寄るときには、精密な値を出すことができないから、事情が許すならば R を適當に増減する。次に、Mの位置をできるだけ精密に定める。それにはGの針がある方向に振れる側と逆の方向に振れる側とから段々攻め寄せてどつちへも振れない位置を求める。そうすると、(2)と(3)から

$$X = \frac{q}{p} R \quad (4)$$

によつて X が計算せられる。⁽¹⁾

II. 箱型⁽²⁾ この型では、臂 P, Q , 標準 R を第564圖のように装置してある。



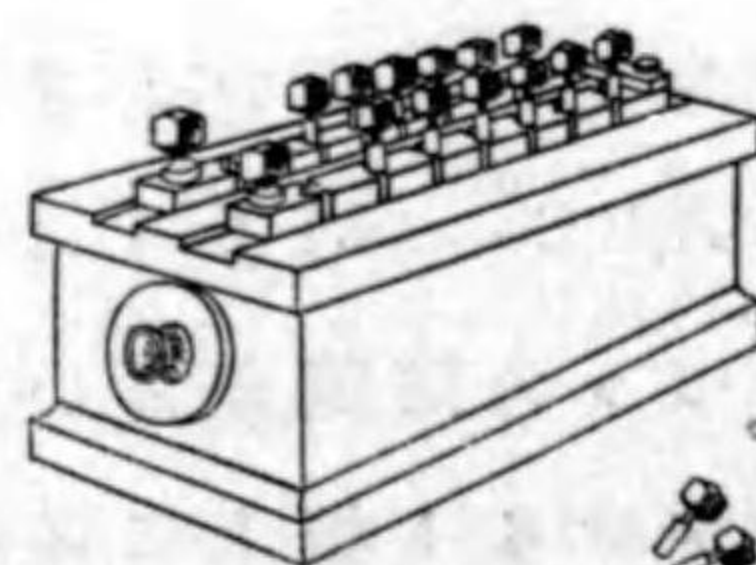
第564圖

即ち太い短かい金屬片をA, B, C……のように少しづつの間隙を置いてエポナイト板上に並べて固定し、その各間隙には、よくこれに適合する丸い棒狀の栓Dがある。また、A, B, C……は抵抗の知れて居る針金 r_1 (例へば10オーム), r_2 (例へば20オーム)で順

(1) 實驗法の詳細については早川金之助氏物理實驗測定法 378頁—380頁及び柏木好三郎氏物理實驗三十題 135頁—139頁を見よ。
 (2) Box type; die Kastentype. 電信局型 Post-office type ともいふ。

次に連結されある。但し、 r_1, r_2, \dots は A, B, C, ... の反対の側に引き出して圖の E のように巻いてある(その譯は後に分かる)。さて、A, B, C, ... は r_1, r_2, r_3, \dots に較べると非常に切口が大きいから、その抵抗は無視することができる。故に圖のように AB 間に栓をさして置けば電流は金屬片を通るから、少しも抵抗が無く、BC の間のように、栓をぬいて置けば、 r_2 の抵抗があることになる。このように、抵抗を取り附けたエポナイト板を蓋にして箱に固定し、A, B, C, ... の金屬棒のみを上に見はし、 r_1, r_2, \dots の抵抗を箱の中に藏めてある。

【注意】抵抗を第 565 圖のように装置した箱を抵抗箱⁽¹⁾といふ。



第 565 圖

箱型ホイートストーン橋に於ては、上述の如き抵抗を第 566

圖のように排列してある。即ち臂 P 及び Q は各 10,

(1) Resistance-box ; der Widerstandskasten.

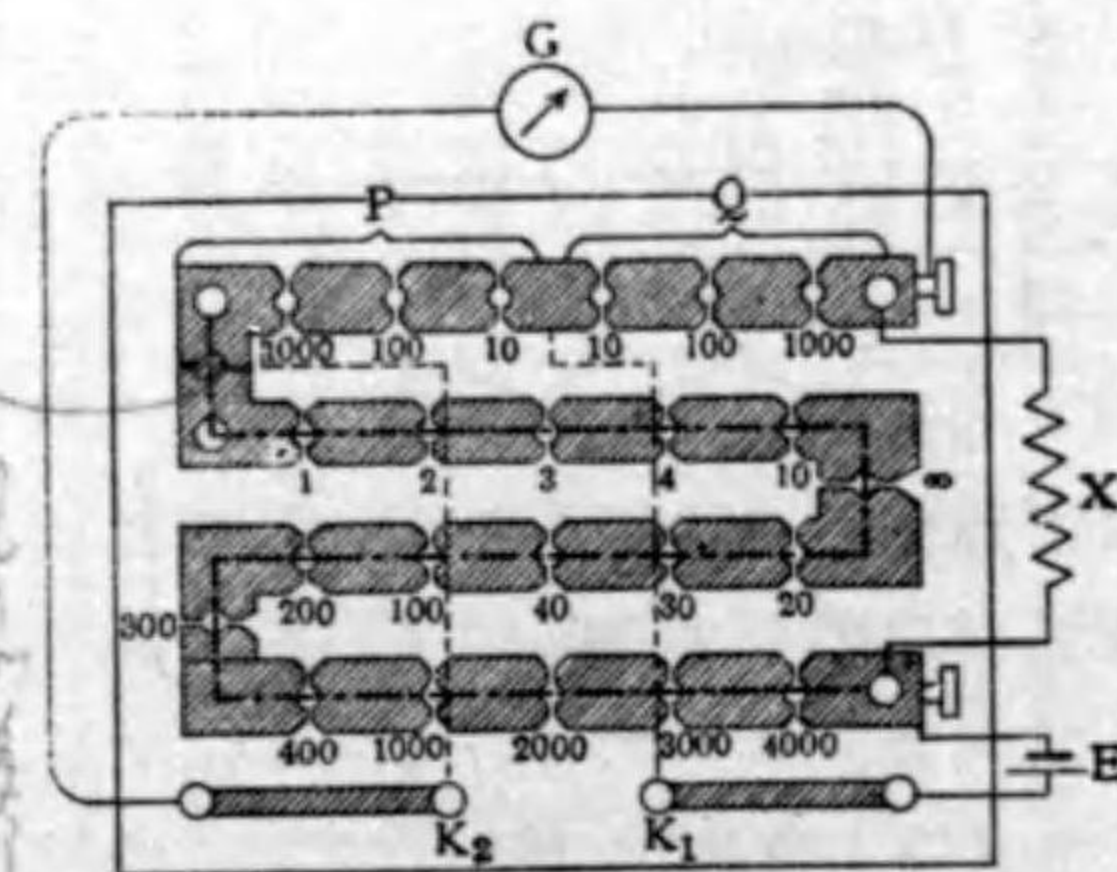
100, 1000 オーム(數字は抵抗の値を示す)の抵抗から成つて居る。故に栓を適當にさせば、その比を 100, 10, 1, $\frac{1}{10}$, $\frac{1}{100}$ の 5 通りに變へることができる。また、分銅に相當する抵抗 R は 1 から 4000 までを三列に並べてあつて、適當に栓をさせば、最小 1 最大 11110 までのあらゆる整數値を與へ得る。R の中に、 ∞ と印した所がある。こゝには抵抗の針金がはいつて居ない、即ち栓をぬけばそこで切れるから、抵抗が無限大である(これの役目は後に述べる)。次に P と Q との接合點は電鍵 K_1 に P と R との接合點は電鍵 K_2 に繋いである。また測るべき抵抗 X 電池 E, 電氣計 G は圖のように繋ぐのである。

これを用ひて抵抗を測るには、次の順序で進む⁽¹⁾。

第一 器械の検査 總ての栓をさし込み、兩臂の 10 だけをぬき、 K_1 を押して居つて K_2 を一瞬間押す(強く押すと電流のために熱が発生し抵抗が變化し或は電流計が焼け切れる恐れがある)。このときには、R の抵抗零であるから、電流は殆んど總てが R の方の途を通る。そのときの電流計の針の振れ方を見る。次に、R の ∞ の栓をぬき、前と同様に K_1 と K_2 とを押す。このとき電流は總て X の途を通るから、電流計の針は前と逆に振れる。もしそうでなければ何處かに悪い所がある。

第二 X の概測 やはり臂を兩方とも 10 とする。このときは天秤と同様に、R の 1 は X の 1 と釣り合ふのであるから、天秤の皿に分銅を

(1) 尙詳細については柏木好三郎氏、物理實驗三十題 148 頁—150 頁、早川金之助氏、物理實驗測定法 380 頁—385 頁を見よ。



第 566 圖

置くときと同様に、 R の大きい所から順次に小さい方に進む。その結果例へば 25 ohm では過大 24 ohm では過小となつたとする。そうすると $24\text{ ohm} < X < 25\text{ ohm}$ である。

第三. X の精測. R の10が X の1に釣り合ふように臂の比を變へ、 R の250から初め、次第に小さい方に進む。もし、254では過大、243では過小ならば $25.3\text{ ohm} < X < 25.4\text{ ohm}$ である。以下同様にして今一桁出すことができる。

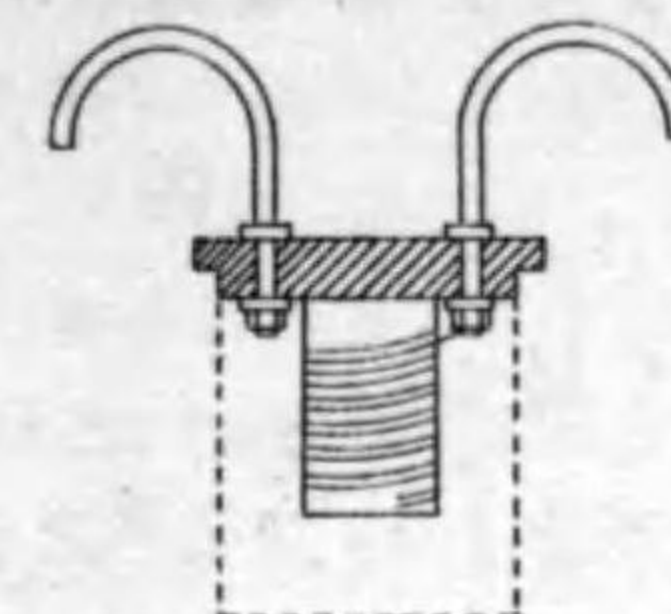
§ 290. 標準抵抗. 抵抗は § 286 の

$$R = \frac{V}{i}$$

なる関係を利用し、 V は絶対電氣計或はこれを基として目定めをなした象限電氣計、ヴォルトメーター等で計り、 i はヴォルトメーター或はこれを基として目定めた電流計にて測つて算出し得る。然し、何時でもこのようにすることは手数を要することであるから、電流の單位を硝酸銀の電氣分解量で定めたように、何にか便利な中間の標準を定めて置くのが都合がよい。それには、水銀を採り純粹の水銀柱の抵抗は長さ 106.3 cm 、切口 1 mm^2 、温度 0°C のとき 1 ohm であるから、これを標準に採る。

【注意】この標準は1893年シカゴで開かれた國際電氣學會に於て定められたものである。

このような水銀柱の標準抵抗でも、尙ほ常に實驗室に於て標準として用ひるには多くの手数を要する故



第567圖

更に簡便な第567圖の如きものが作られてある。これを油槽の中に入れて指定せる温度に保つときは、中の針金(マンガン、コニスタン等)は表記された抵抗を有つのである。兩方から出て居る曲つた金屬棒は、抵抗を少くするために太くし、且水銀を用ひて外の導線と連結をするに便利なように下方に曲げてある。

§ 291. ジュール熱⁽¹⁾ 針金に電流を通すと熱が発生する。これは、電子が針金を作つて居る分子或は原子に衝突してその熱的振動を盛ならしめるからである。このとき發生する熱量と、針金の抵抗及び電流との關係は次のようにして求めることができる。但し、混雜を避けるため、暫くの間電氣的の諸量は E.S.U. で測るものとし、且つ計算に都合のよい場合を採る。

今、土地と絶縁した電氣容量 C なる導體 A に $+e$ なる電氣を溜め、その電位が V になつたとすると、

$$V = \frac{e}{C} \quad (1)$$

(1) Joule's heat ; die Joulesche Wärme.

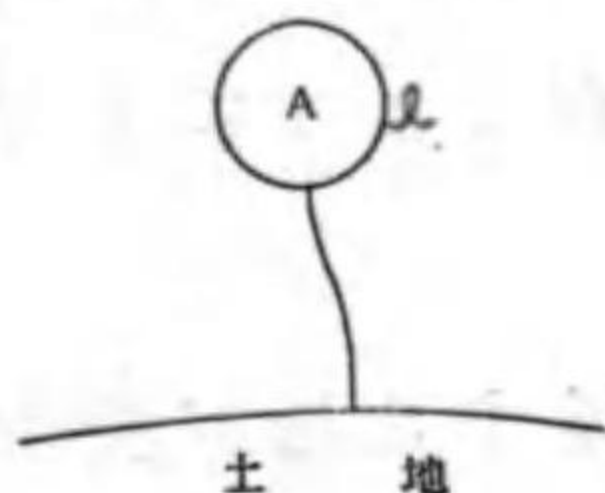
である。このとき、§269に説明したように、電氣間には

$$U = \frac{eV}{2} = \frac{e^2}{2C} \quad (2)$$

なる位置のエネルギーが蓄へられて居る。

【注意】この式では e となつて居るから $+e$ の代りに $-e$ となつても U の値は變らない。

今、針金でAと土地とを繋いだとし(第568圖)、そのとき



第568圖

き流れる電流を i とする。無論これは時々刻々變化するけれども、非常に僅かの時間 Δt を考へてみると、この間の電流の大きさは一定であつて、その間に流れた電氣量を Δe とすれば、

$$\Delta e = i \Delta t \quad (3)$$

である。そのために、Aの電氣的エネルギーが U' になつたとすると、

$$U' = \frac{1}{2C} (e - \Delta e)^2 = \frac{1}{2C} (e^2 - 2e\Delta e + \Delta e^2) \\ = \frac{1}{2C} (e^2 - 2e\Delta e) \quad (\Delta e^2 \text{ is negligible})$$

故に U の減少を ΔU とすると、

$$\Delta U = U - U' = \frac{e}{C} \Delta e \quad (4)$$

然るに、地球に逃れた Δe の電氣は殆んど地球全面に擴

$$\frac{1}{2} C V^2$$

がる故、その位置のエネルギーは零と見なすことができる。従つて、導體A、針金、地球及びその帶電を一系と考へるときは、 Δe の電氣が流れたため、この系中の電氣的エネルギーは $\frac{e}{C} \Delta e$ だけ減少したのである。そして、そのため針金に熱が生じたといふ以外には變化はない。故に、エネルギー不變の法則(§134)により、この位置のエネルギーの減少は發生せし熱的エネルギー $J\Delta Q$ に等しくなければならぬ。即ち、

$$J\Delta Q = \Delta U = \frac{e}{C} \Delta e \quad (5)$$

【注意】この式は符號に頓着せず書いてある。もし符號を考へるならば熱の發生を正として $\Delta Q > 0$ 、電氣量の變化 $\Delta e < 0$ であるから、

$$J\Delta Q = -\frac{e}{C} \Delta e \quad (6)$$

とする必要がある。

(1),(3)及び(5)により、

$$J\Delta Q = Vi \Delta t, \quad \frac{J\Delta Q}{\Delta t} = Vi \quad (7)$$

然るに $V = Ri$ であるから、

$$\frac{J\Delta Q}{\Delta t} = Ri^2 \quad (8)$$

即ち、單位時間に發生する熱量は、抵抗と電流の自乗との積に等しい。これをジュールの法則といひ、そのとき發生する熱をジュール熱といふ。

【注意1】(8)には i が i としてはいつて居るから、電流の方向が變つ

でも発生する熱は變らぬ。これは熱の発生する理から考へても當然そうあるべきことである。

【注意2】 $t=l_1$ から $t=l_2$ まで電流が一定ならば、その間に発生した熱量は、

$$JQ = Ri^2(t_2 - t_1) \quad (9)$$

によつて計算せられる。また、 i が t の函数として與へられるならば、

$$JQ = R \int_{t_1}^{t_2} i^2 dt \quad (10)$$

によつて計算せられる。

今 $V = 1 \text{ volt} = \frac{1}{300} \text{ E.S.U.}$, $i = 1 \text{ amp} = 3 \times 10^9 \text{ E.S.U.}$ とすると、(6) により、

$$\frac{JQ}{Jt} = \frac{1}{300} \times 3 \times 10^9 = 10^7 \text{ erg.}$$

即ち、電位差 1 ヴォルトの所を 1 アムペアの電流が流れると、毎秒 1 ジュールの熱が発生する。 また 1 ヴォルトの電圧があるとき、1 アムペアの電流が流れるためには抵抗は 1 オームであるから、1 アムペアの電流が 1 オームの抵抗の所を流れると、1 ジュールの熱が発生するといつてもよい。従つて、(7) 及び (8) は次のようになる。

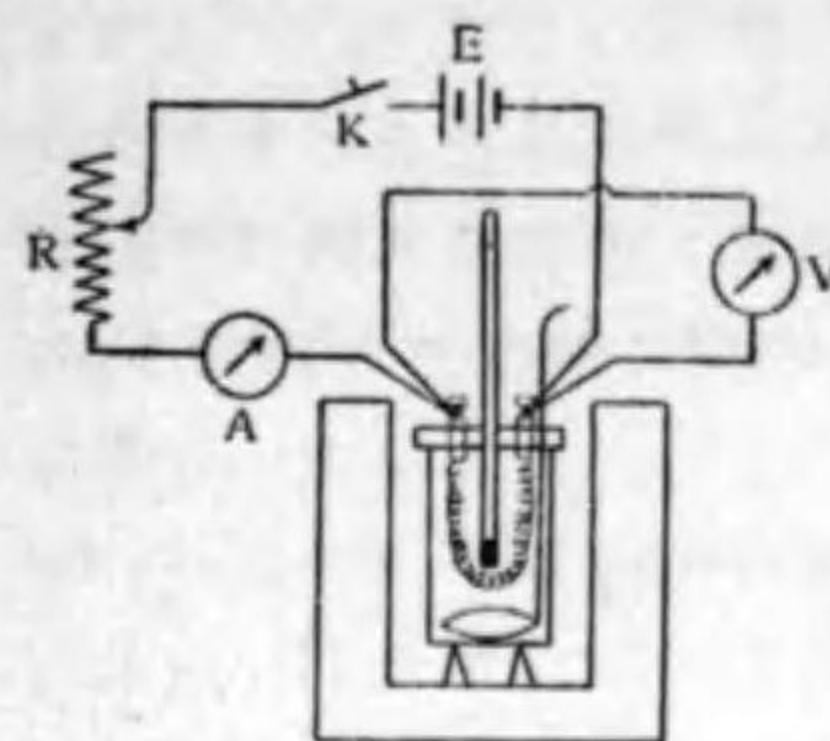
$$V[\text{volt}], i[\text{amp}], \quad \frac{JQ}{Jt} = Vi \frac{\text{Joule}}{\text{sec}} \quad (12)$$

$$R[\text{ohm}], i[\text{amp}], \quad \frac{JQ}{Jt} = Ri^2 \frac{\text{Joule}}{\text{sec}} \quad (13)$$

熱の仕事當量 J の測定。一定の電流を t 秒流すとき (12) により、

$$JQ = Vit, \text{ 即ち } J = \frac{Vit}{Q} \quad (14)$$

$$\frac{1}{300} \times 3 \times 10^9$$

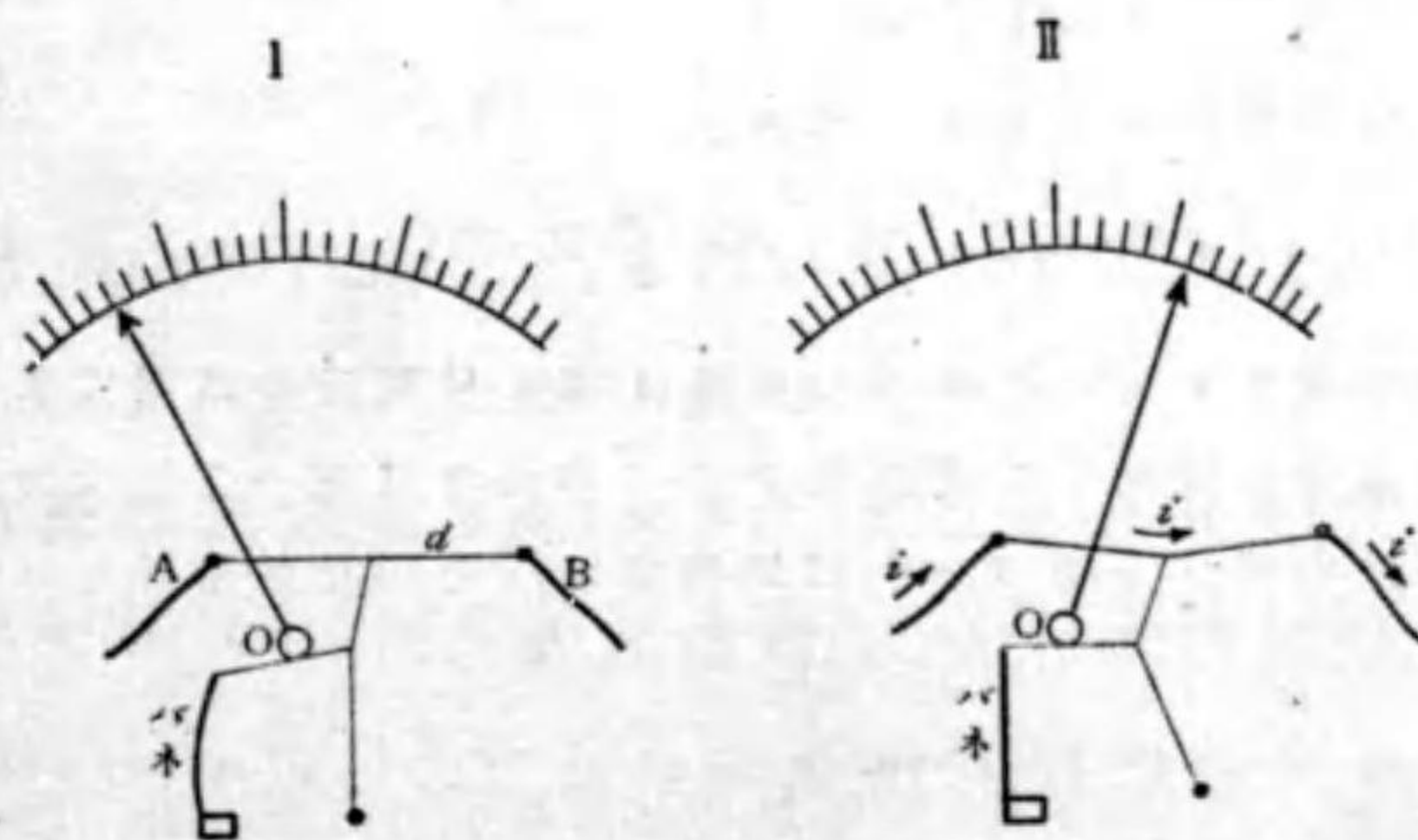


第 569 圖

故に第 569 圖のように、抵抗を熱量計の中に入れて電流を通し、一方に於ては Q をカロリーを單位として測り、他方に於ては i をアムペア、 V をヴォルトを單位として測ると (14) によつて J が計算せられる。

§ 292. 熱線アムメーター
(2) 及びヴォルトメーター (3)

これからジュール熱の應用を述べる。ジュール熱を利用して電流の強さを測る器械を熱線アムメーターといふ。第 570 圖にはその構造の要點を示す。



第 570 圖

圖の A と B との間に張つてある d は細い針金である。これに電流を通すと、そこに発生する熱のために針金が伸びる。但し針金の温度が高くなれば高くなるほど周圍に輻射する熱量が増し、遂にはある時

(1) 詳細のことは柏木好三郎氏、物理實驗三十題 144 頁—148 頁或は早川金之助氏、439 頁—443 頁を見よ。 (2) Hot wire ammeter ; der Hiszdrahtammeter. (3) Hot wire voltmeter ; der Hiszdrahtvoltmeter.

間中に發生する熱量と輻射する熱量とが相等しくなる。そうなる
それ以上に温度は昇らない。さて輻射する熱量はニュートンの法則
(§130)により針金の温度と周圍の空氣の温度との差に比例する。即ち
上巻301頁針金の温度を T 周圍の空氣の温度を T' Δt 間に輻射する熱量を ΔQ , 比
例常数を k とすると §130(3) により,

$$-\frac{\Delta Q}{\Delta t} = k(T - T') \quad (1)$$

然るに, d の抵抗を R , 電流を i , そのため Δt の間に發生する熱量を $\Delta Q'$
とすると, 前節(8)により,

$$\frac{J\Delta Q'}{\Delta t} = i^2 R \quad (2)$$

である。故に,

$$-\frac{\Delta Q}{\Delta t} = \frac{\Delta Q'}{\Delta t} \quad (3)$$

に至つて定常状態に達する。即ち,

$$i^2 R = Jk(T - T'), \quad i^2 = \frac{Jk}{R}(T - T') \quad (4)$$

さて, 電流を通さざる時の d の長さは素より氣温の高低によつて違
ふ。然し氣温の變化する範圍位では d の長さは略一定と見なし得る。
依つて針金の伸び ϵ は $T - T'$ に比例する。その比例常数を a とする
と,

$$T - T' = a\epsilon \quad (5)$$

(4)と(5)とから

$$i^2 = A\epsilon \quad \text{但し} \quad A = \frac{aJk}{R} \quad (6)$$

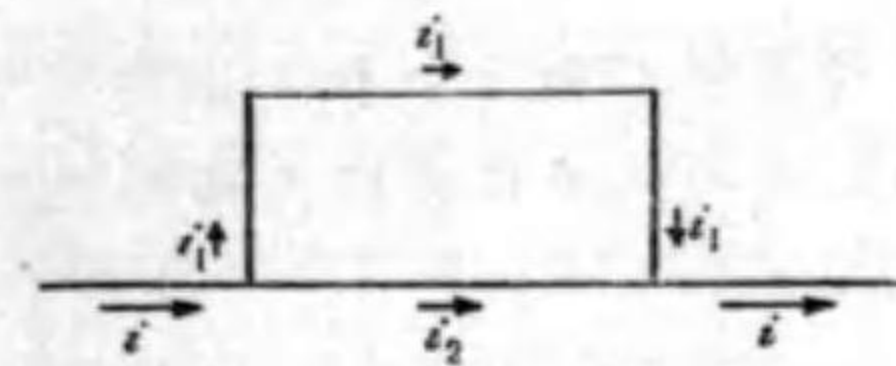
即ち, 電流が大なれば大なる程 d の伸びは大きい。故に圖に示すよう
に, d の伸びるに従つて, 針が中心 O の周りに廻轉して目盛を指すよう
にすれば, 電流が大きくなるに従つて指す目盛は多くなる。但し, その
目定めは §279 に述べたヴォルタメーターによるか, 或はこれによつて
下巻711頁目定めした他のアムメーターを標準として定めなければならぬ。

さて, 上述の如き構造では測り得る電流の範圍が甚だ狭い。何とな

$$-\frac{\Delta Q}{\Delta t} = k(T - T')$$

れば, もし d として細い針金を用ひるならば, 小さい電流は測ることが
できるけれども, 大きい電流は測ることができない。もし, 大きい電流
を通せば, 針が目盛をはずれ或は d が焼き切れる。また d として太い
針金を用ひると, 大きい電流に対してはよいけれども, 小さい電流では
感じないことになる。

かゝる場合には, 通常 d を細い針金で作置き, 大きい電流を測ると
きは第 571 圖のように副道として, d と並列に他の導線を入れ, 一部



第 571 圖

分の電流はこれを通し, d にはその
残りの部分を通すようにする。今,
 d 及び副道の傳導度をそれぞれ k_1
及び k_2 とし, 測らんとする電流を i ,
及び副道を通る電流をそれぞれ i_1
及び i_2 とすると, §288 により,
下巻 735 頁

$$i_1 = \frac{k_1}{k_1 + k_2} i, \quad i_2 = \frac{k_2}{k_1 + k_2} i \quad (1)$$

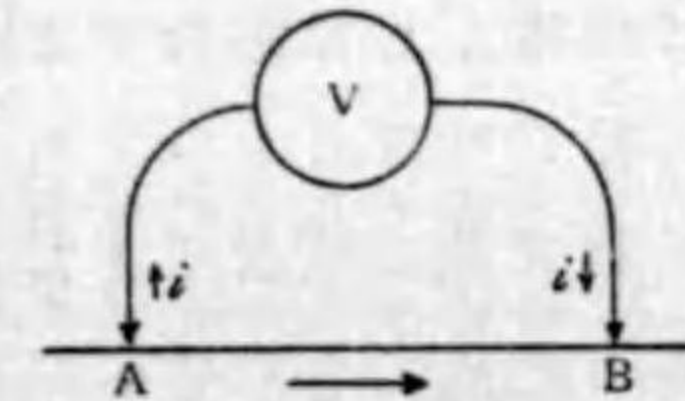
である。故に, 例へば,

$$\frac{k_1}{k_1 + k_2} = \frac{1}{10} \quad \text{即ち} \quad \frac{k_1}{k_2} = \frac{1}{9}$$

とすれば, $i_1 = \frac{i}{10}$ であるから, 副道を入れたときは, 入れないときの目
盛に 10 倍の値を有たせばよい。このように, ある電路と並列に入れた
電路を ⁽¹⁾シヤントといふ。

【注意】 一般に抵抗が非常に小さい副道で連結することを ⁽²⁾短絡する
といふ。

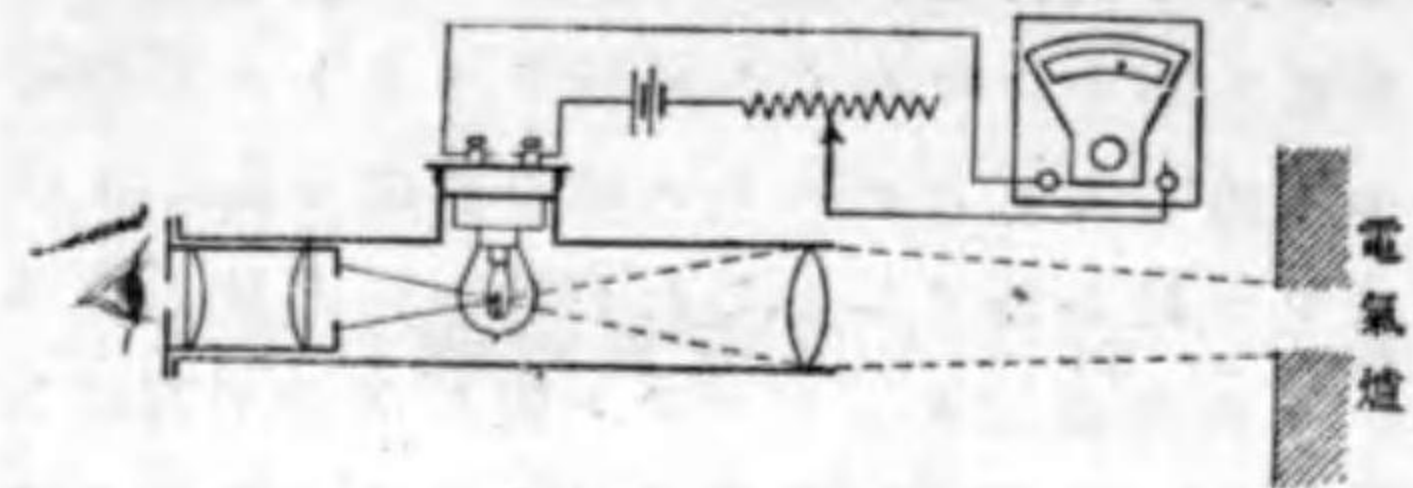
次に熱線ヴォルトメーターを説明する。
上に説明したアムメーターの d と直列に
大なる抵抗を入れるときは, これを通る電
流を小さくすることができる。かゝるア
ムメーターを第 572 圖のように電流の流



第 572 圖

(1) Shunt ; die Nebenschliessung. 或は分道ともいふ。 (2) Short.

第574圖のように電燈線を電氣爐の光と重ねて見るようにすると、その



第574圖

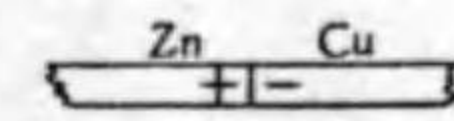
色を比較することにより、電燈線の温度と爐の中の温度の高低を判断することができる。然るに、電燈線の温度は、これに通す電流によつて定まる故、豫めこれを標準温度の爐と比較して、通す電流と温度との関係を表に作り置くときは、これによつて未知の温度を測ることができる。この器械を光學高温計⁽¹⁾といふ。

【注意】温度の標準については後に述べる。

(1) 温度の測定法は山田光雄氏、山本正一氏温度とその測定法(岩波)に詳しい。

第三十七章 接觸電氣及び熱電氣

§ 295. 接觸電氣⁽¹⁾ これまでは、電氣が流れてさへ居らなければ、互に連絡された金屬中に於ては、その連絡されて居る金屬が同一種類のものであつても、また異種類のものにあつても常に同一の電位に在るとした。然し、これは大體のことであつて、詳しくいふとそうではない。例へば、初め少しも帯電しない亜鉛と銅とを接觸すると(第575圖)、亜鉛は+銅は-に帯電するため、亜鉛は銅より0.54ヴォルト高くなる。換言すると、+1なる電氣を、互に接觸せる銅から亜鉛に



第575圖

運ぶには、0.54ヴォルトの仕事を要する。この電位差⁽²⁾は、接觸面積の大小や形に關係せず、たゞ接觸する金屬の種類にのみ關係する。これを接觸電位差⁽²⁾と云ふ。このような現象は接觸によつて電子が亜鉛から銅に移動するために起る。その原因に對する一つの説明は次の通りである。金屬の種類によつて自由電子の密度が違ふから、これを接觸すると、擴散によつて密度の大なる方から小なる方

(1) Contact electricity ; die Kontaktelektrizität. (2) Contact potential difference ; die Kontaktpotentialdifferenz.

に電子が流れ込む。但し、ある程度まで流れ込むと、これを引き止める電場が出来るから、それ以上には進まないのである。

さて、今三種の金属 A, B, C があつて、それを二つづゝ互に接觸したとき、A を基準とした B の電位を V_{AB} , B を基準とした C の電位を V_{BC} とすると、實驗的に、

$$V_{AB} + V_{BC} = V_{AC} \quad (1)$$

なる關係が成立することが分る。故に、ある一つの金属、例へば白金を基準にした接觸電位の表があれば、表中の任意の二つの金属間の電位差を知ることが出来る。次に白金を基準とした接觸電位の表を掲げて置く。

白金に対する電位

金属	Mg	Al	Zn	Sn	Fe	Cu	Ag
電位 (vol)	1.47	1.04	0.64	0.32	0.24	0.10	0.05

大
切
な
注
意

【注意1】 この接觸電位差は、表面の錆及び附着せるガスの影響を避けるために高度の真空中に於て互に接觸せしめて測つたものである。かくしても尙ほ内部に侵入せるガスの影響は免れぬ。そのために真空中に於て金属を熱しガスを追ひ出して測つた人もある。このような實驗上の困難があるため、尙ほ一致せる結果を得るに至らない。

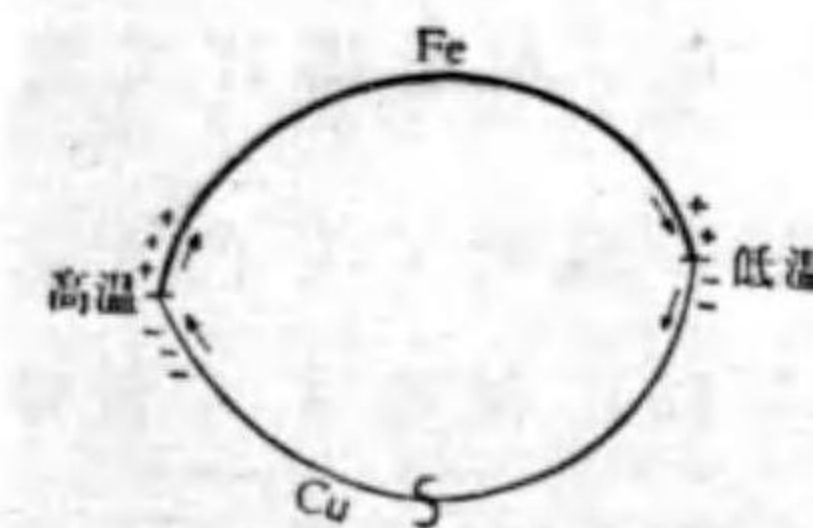
【注意2】 (1)の關係が在るから、如何に異なる金属を連續しても、接觸電位差を利用して同一種類の金属間に電位差を生ぜしめることは

ア
リ
マ
ヘ
ツ
(計
測
室)
(注
意)

できない。何となれば、同種の A なる金属の針金の間に B, C, E, …… F, G, H なる金属を挿入するときは (1) の式を繰り返して、
 $V_{AB} + V_{BC} = V_{AC}$, $V_{AC} + V_{CB} = V_{AB}$, …… $V_{AG} + V_{GH} = V_{AH}$, $V_{AH} + V_{HA} = V_{AA}$
 となり V_{AA} は A と A とを接觸したときの電位差であるから零である。

【注意3】 摩擦電氣も接觸電氣に外ならぬものと考へられて居る。然し、その帯電の符號及び表面密度は互に摩擦される物質のみによつて定まらぬ。その面の粗であるか滑かであるか等表面の性質によつて違ふ。その原因については色々の説がある。

§ 296. 熱電流⁽¹⁾ ある金属線例へば鐵線の兩端に他の金属線例へば銅線を接合すると(第 576 圖)、前節に述べた接觸電氣により、兩方の銅線は鐵線より電位が低



第 576 圖

くなる。然し、兩接合點の温度が同一ならば、兩方の銅線間に電位差はない。然るに、その二つの接合點の温度を異ならしめるときは、兩方の銅線に電位差ができて高温の方のものが低温の方のものより低電位に在るようになる。故に、二つの銅線を結ぶときは、その中に、低温接合點から高温接合點に向つて電流が流れる。従て、電流は鐵に於ては高温接合點から低温接合點に流れる。このような電流を熱電流といひ、

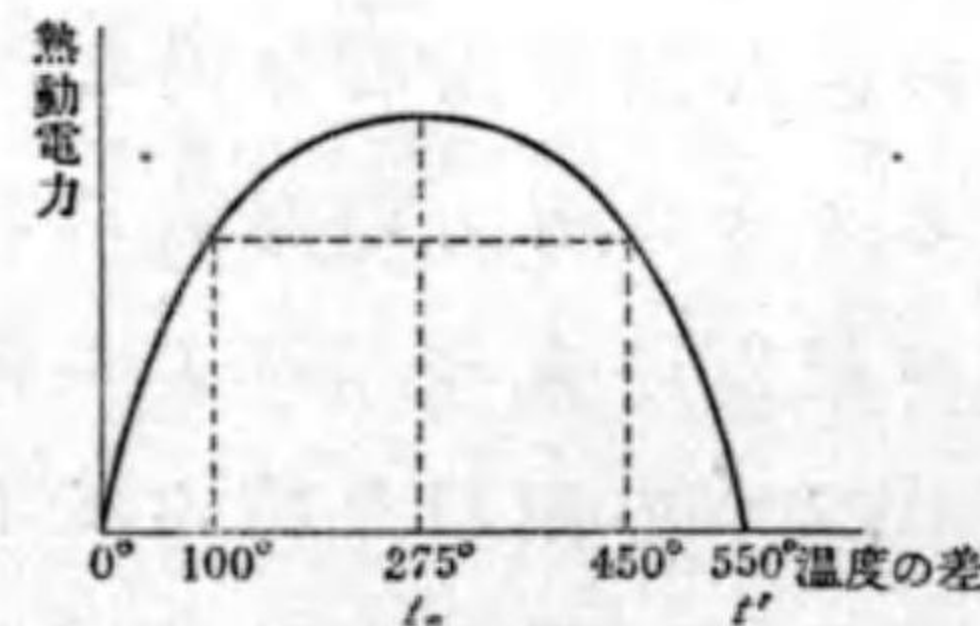
電子の移動
Cu, Fe の電位差

(1) Thermo-electric current ; der Thermoelektrizitätsstrom.

このように接ぎ合せた一組の金属を熱電對⁽¹⁾といふ。

① 熱電流は次のように説明される。接觸電氣の所で述べたように、電子は擴散によつて鐵から銅に移る。然るに、高温接合點に於てはその移る量が低温部に於けるよりも多い。故に兩接合點の間に電位差ができる。このように熱電流は接觸電氣に基くのであるから、その動電力は中間に外の金属を挟んでも變りがない。例へば、第 576 圖の低温接合部に白金を入れ鐵と白金、白金と銅の二つの接合點を前の低温と同一にして置いてもその値は變らぬ。

實驗の結果によると、熱電流の動電力は、接合せる金属の種類及び兩接合點の温度の差によつて定まり、針金の長さ太さ及び針金中に於ける温度の分布には無關係である。兩接合點の温度の差と熱動電力との關係を知るために、Fe-Cu の熱電對の一方の接合點を温度一定、例へば 0°C に保ち、他の接合點の温度 t を色々



第 577 圖

に表はし得る。

變へ、それに相應する電壓を測つてみると、第 577 圖のように大體拋物線になる。その頂點を中性點⁽²⁾といふ。

さて拋物線は次のよう

(1) Thermo-couple ; das Thermoelement. (2) Neutral point ; der neutrale Punkt.

$$V = at + \frac{1}{2}bt^2 \quad (1)$$

a と b は常數であつて熱電力係數といふ。 b に $\frac{1}{2}$ を附けたのは後の便利のためである。

② さて、第 576 圖に於て熱電流は高温接合部に於ては銅から鐵に流れ、低温接合部に於ては逆の方向に流れるから、その電壓の符號を定めるには、いづれの接合部に着目するかを規約して置く必要がある。吾々は、これから低温接合部に着目することとし、B に對する A の電位を (AB) とする。尙ほ、低温接合部を 0°C、高温接合部を t °C に保つたときの (AB) の値を $(AB)_t$ とする。そうすると、

$$(AB)_t = -(BA)_t \quad (2)$$

なることは明らかである。

次に A, B 及び C なる三種の金属の二つづの熱電對を作つてその熱電位差を測つてみると次のことが分る。

$$(AB)_t + (BC)_t = (AC)_t \quad (3)$$

故に、多くの種類の金属間の熱電力係數の表を作るには、その二つづのあらゆる組み合わせを取らなくとも、いづれか一つを標準に採り、それに対する値を掲げて置けば十分である。例へば鉛を標準に採り、

$$(CuPb)_t = a_1t + \frac{1}{2}b_1t^2 \quad (FePb)_t = a_2t + \frac{1}{2}b_2t^2$$

とすると、

$$(CuFe)_t = (CuPb)_t + (PbFe)_t = (CuPb)_t - (FePb)_t.$$

故に、

$$(CuFe)_t = (a_1 - a_2)t + \frac{1}{2}(b_1 - b_2)t^2. \quad (5)$$

次に、鉛を標準とした熱電位差を 10^{-6} ヴォルト即ち micro volt 單位とし、低温として 0°C を採つたときの値を掲げる。これによつて、表中の任意の二つの金属線を組合した熱電對の動電力を知ることができる。然し簡単に、その中性點を知り、且つその動電力の大體を簡単に比較するには、電位差そのものを取らずに、兩接合點の温度の差の變化に對す

る動電力の變化の割合を圖に表はして置くのが便利である。次にその方法を述べる。

今ある金屬 A と他の金屬、例へば鉛とで熱電對を作り、その接合點を 0°C 及び t°C に保つたとき、0°C の接合點

金 屬	a	b
銅	2.86	0.0080
亞 鉛	2.73	0.0138
カドミウム	3.11	0.0334
鐵	13.20	-0.0286
ニッケル	-19.16	-0.0290
コバルト	-15.51	-0.0760
水 銀	-3.21	-0.0168
白 金	-3.10	-0.0206

に於ける電位差 V は(1)で表はされるから、低温接合點の溫度を變へずに高温接合點の溫度を t+Δt としたときの V を V+ΔV とすると、

$$V + \Delta V = a(t + \Delta t) + \frac{1}{2}b(t + \Delta t)^2 \quad (6)$$

(1)と(6)とを邊々相減じて、

$$\Delta V = (a + bt)\Delta t$$

$$Q = \frac{\Delta V}{\Delta t} = a + bt \quad (7)$$

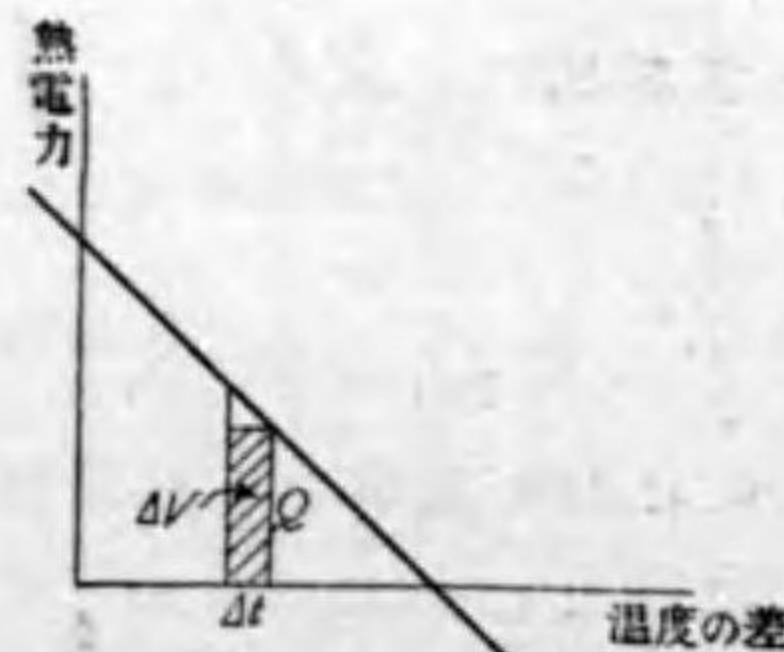
これを熱電力⁽¹⁾といふ。

【注意】このときの式が簡単になるように b に $\frac{1}{2}$ なる係数を付けて置いたのである。

そこで、t を横座標 Q を縦座標としてこの關係を表はすと、第 578 圖のように直線になる。そして(7)により

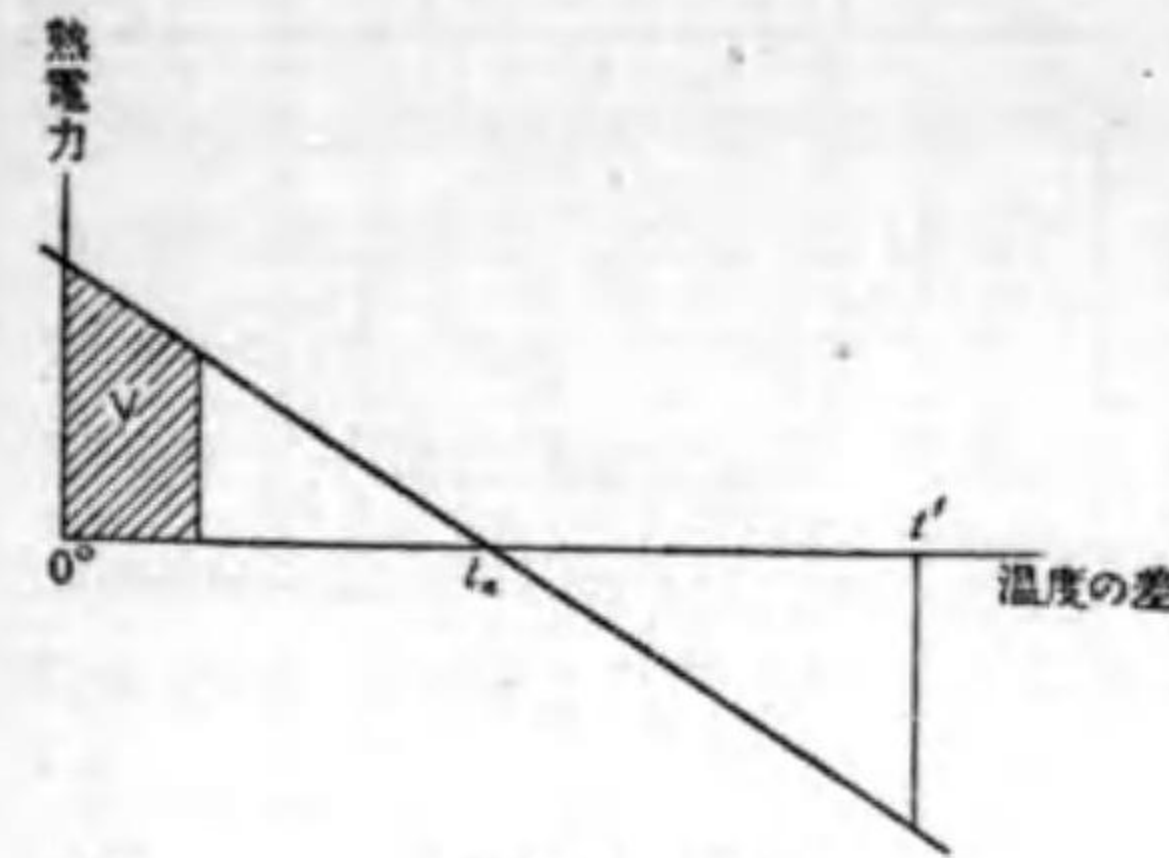
$$\Delta V = \Delta t \cdot Q$$

であつて、ΔV は細い帶狀の面積で表はされる。従つて、V は第 579 圖の影を施した部分の面積で表はされる。また、直



第 578 圖

(1) Thermoelectric power ; die thermoelektrische Kraft.



第 579 圖

線と t 軸との交點を t_n とすると、溫度 t_n では

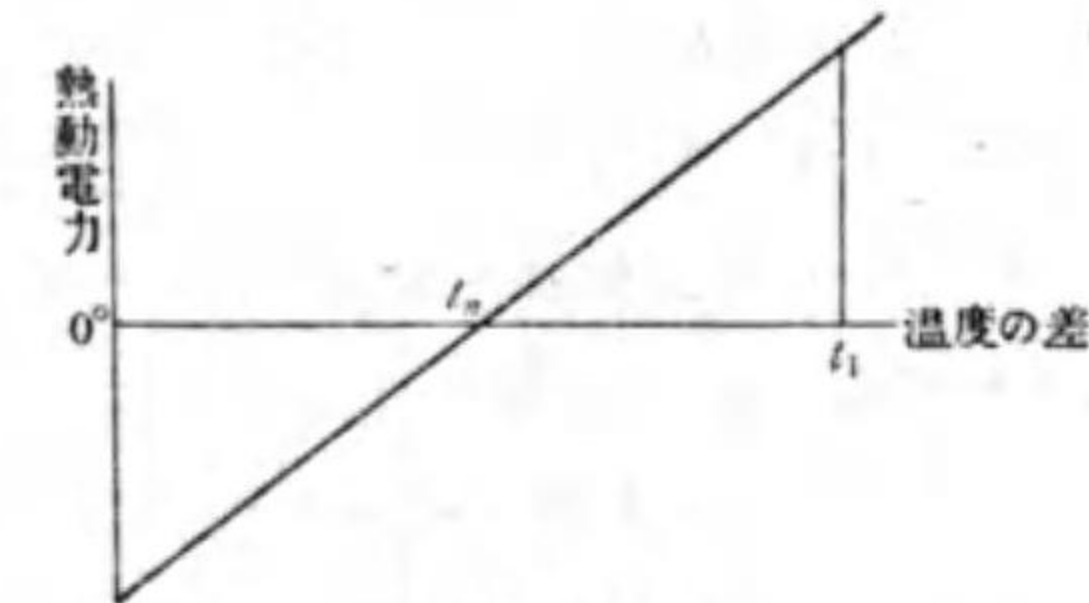
$$\frac{\Delta V}{\Delta t} = 0$$

であるから、t_n は中性點を表はして居る。尙ほ t_n までは $\frac{\Delta V}{\Delta t} > 0$ であるから、溫度の昇るとともに V が増し、t_n 以上に於ては $\frac{\Delta V}{\Delta t} < 0$ であるから、溫度が増すとともに V は減

少する。故に 0 → t_n = t_n → t_1 なるような t_1 では、V = 0 となり、これから

t が増せば V < 0 となる。また第 580 圖についていふと、t_n までは V < 0、t_n 以上は V > 0 である。

次に、金屬 A 及び B が P_b に對する直線を第 581 圖 A 及び B とし、その交點を N、それと Q 軸



第 580 圖

との交點をそれぞれ H 及び K、t_1 から Q 軸と平行に引いた直線が A 及び B と交る點をそれぞれ E 及び F とすると、

$$(A, P_b)_{t_1} = \text{面積 } H O t_1 E,$$

$$(B, P_b)_{t_1} = \text{面積 } K O t_1 F.$$

故に、

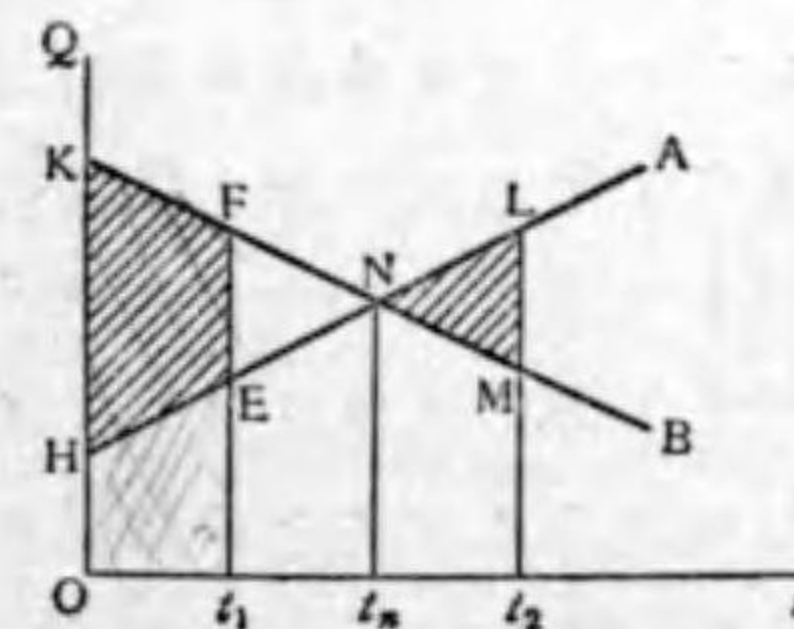
$$(AB)_{t_1} = (A, P_b)_{t_1} - (B, P_b)_{t_1}$$

$$= \text{面積 } H O t_1 E - \text{面積 } K O t_1 F$$

$$= \text{面積 } K H F E.$$

従つて A と B の交點 N に相當する溫度 t_n に於ては、

$$(AB)_{t_n} = \text{面積 } H K N.$$

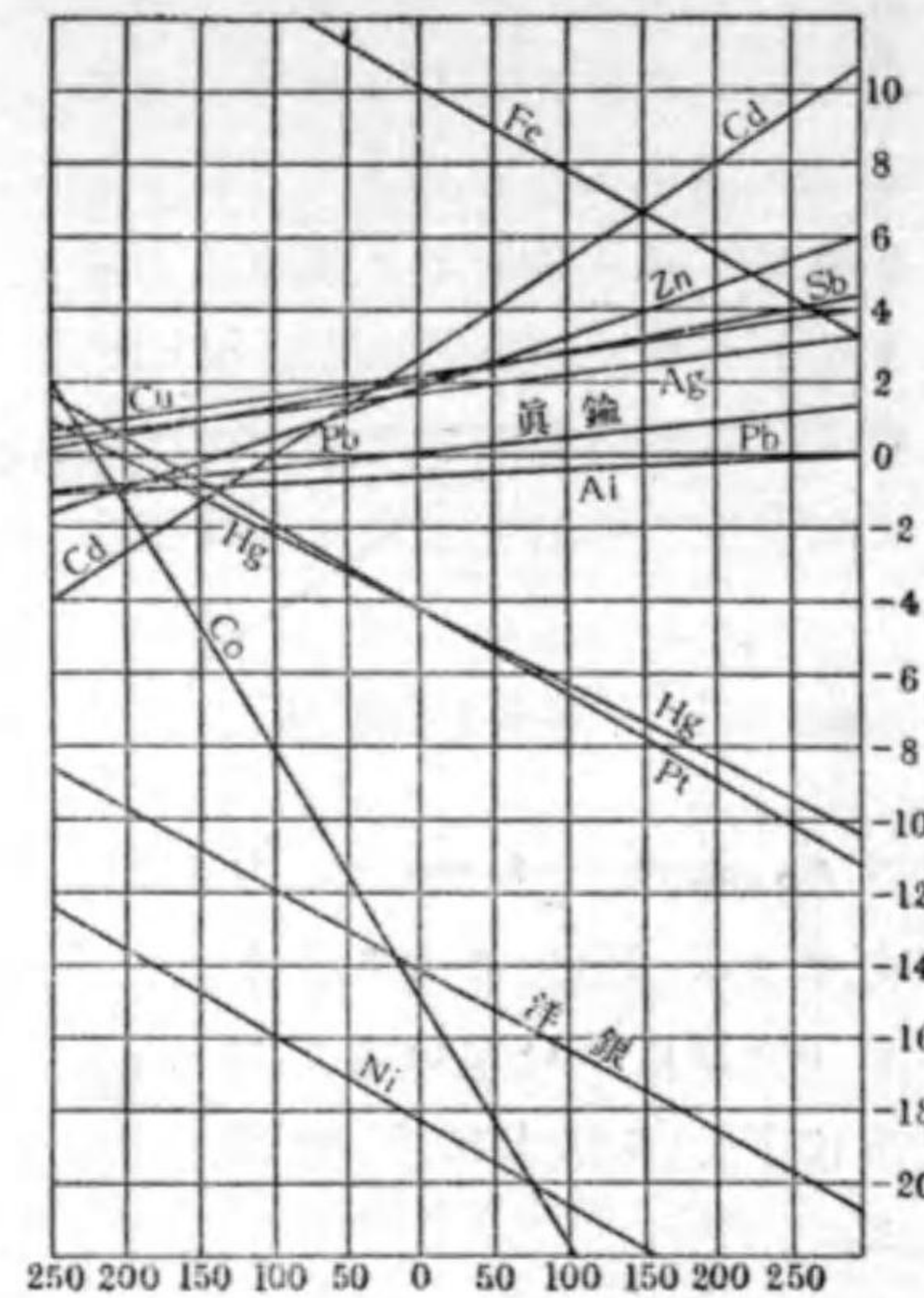


第 581 圖

である。また t_1 以上の點 t_2 に於ては、

$$(AB)_1 = \text{面積 HKN} \\ - \text{面積 MLN}$$

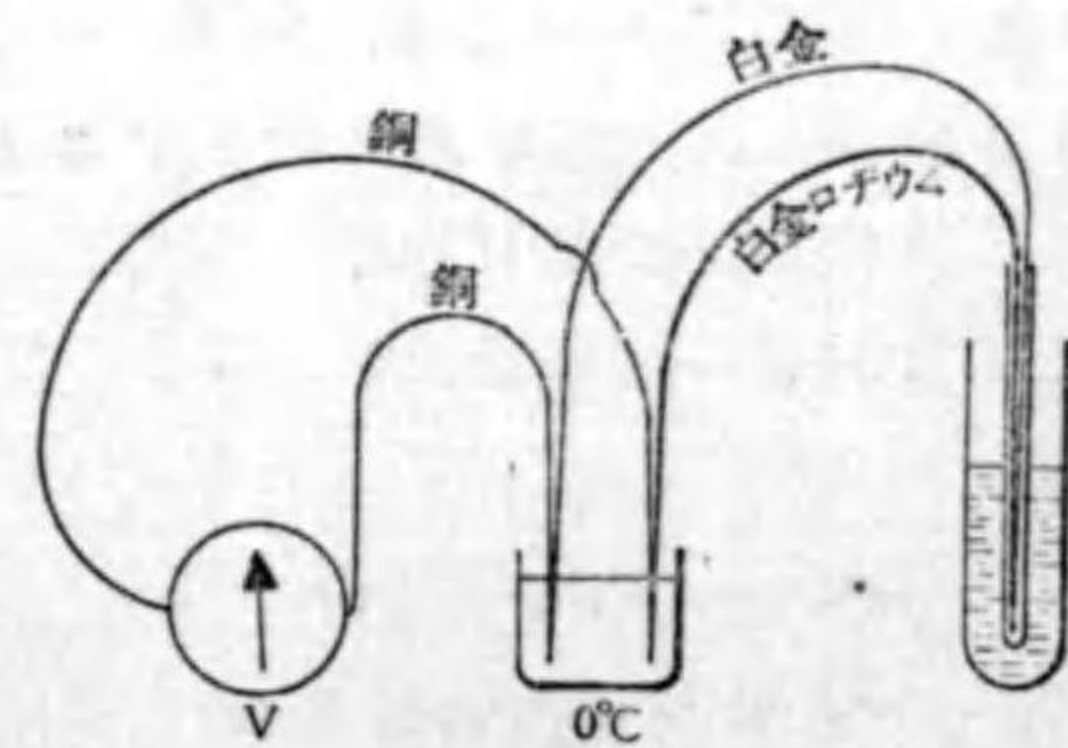
即ち (AB) は t_1 まで次第に増加し、それから次第に減少する。故に t_1 は中性點である。また中性點を離るゝに従ひ動電力の増減する割合は、A と B との間の角 HNK で比較することができる。このような目的で、色々の金屬の熱電力を圖に表はした第 582 圖の如きものを熱電圖⁽¹⁾といふ。



第 582 圖

§ 297. 熱電對に依

る温度の測定. ある熱電對につき、兩接合點の温度の差と動電力との關係を豫め測り置くときは、それを用ひて未知の温度差を容易に測ることができる。



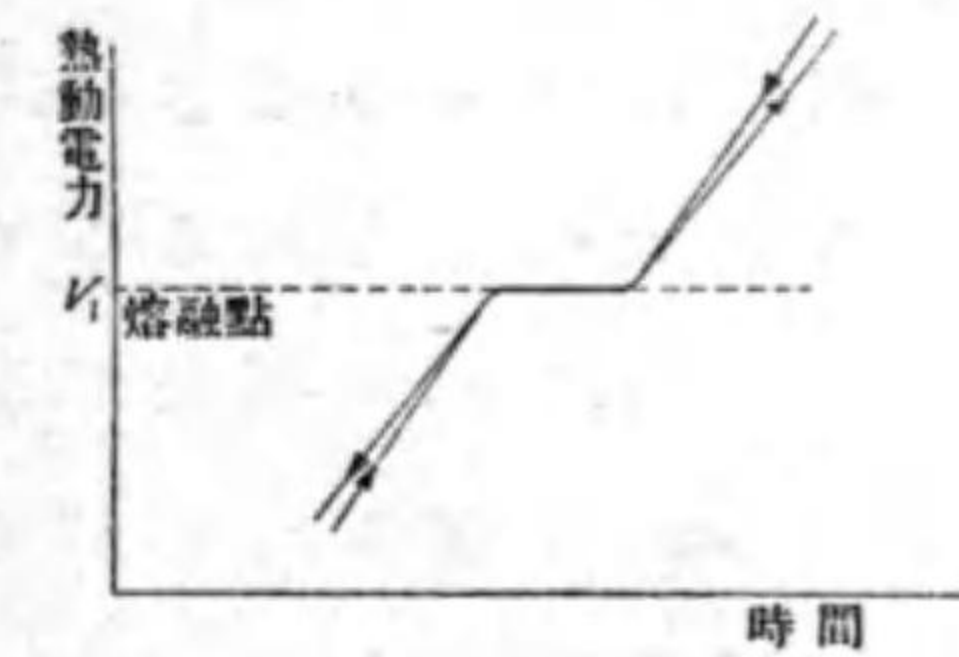
第 583 圖

常溫附近の温度に對しては銅と鐵、高温に對しては白金と白金ロヂウムの合金、低温度に對しては銅とコンスタンタンの對がよく用ひられる。

その常溫用のものは、氣體寒暖計或はこれと比較して目定

(1) Thermo-electric diagram ; die thermoelektrische Diagramm.

めした水銀寒暖計と比較して目定めをすることができる。また、高温のものは、普通純粹の金屬の熔融點を利用して目定めをする。例へば、第 583 圖のように、白金と白金ロヂウムの對の一つの接合點を一端を閉じた細い熔融石英管の中に挿入し、他の端を銅線に接合してこれをミリヴォルトメーターに繋ぎ、その接合點を氷水の中に入れ、ルツボの中に純粹錫を入れ、その中に上の石英管を挿入し、これを徐々に熱して V の示す電壓と時間との關係即ち加熱曲線を描くと、錫の熔け初め



第 584 圖

てから終る迄は V は變化しない。また、全部熔けた後冷却曲線を描くときは凝固し初めてから終るまで温度は變化しない(第 584 圖)。錫の熔融點は 232°C であるから、そのとき $V = V_1$ とすれば、 V_1 は 232°C に相當するものである。

同様にしてタリウム(熔融點

301°C)、鉛(熔融點 327°C)といふように、段々熔融點の高い金屬を用ひ、各熔融點に相當する V を求め、温度と V との關係をグラフに作つて置けば、これによつて未知の温度を測ることができる。⁽¹⁾

また低溫用のものについては寒劑、固體炭酸の如き各種の物質の熔融點を利用する。

【注意 1】 § 274 に述べた光學的高温計は上述の熱電對と比較して目定めをするのである。

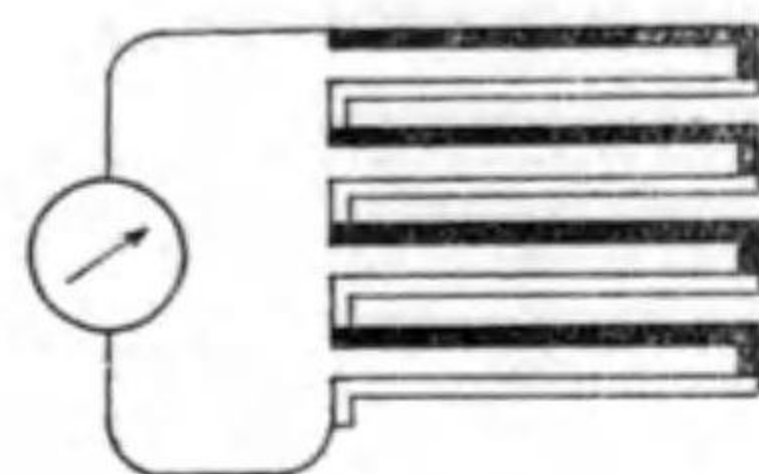
【注意 2】 純粹の金屬の熔融點は、その低いものは氣體寒暖計によつて定め、氣體寒暖計を用ひることの出來ない高温のものについては、それと、それよりも熔融點が低くて既に測られて居るものとの差を求めるのである。また、熱電對が用ひられぬ程熔融點の高いものについては、それ以下の温度で目定めした光學的高温計をその外まで

(1) 詳細は山田光雄、山本正一兩氏温度とその測定法(岩波)に在る。

擴めて測定するのである。

【注意3】 §254に述べたヴィー
下巻 630 頁ンの變位則の定數は、上述の如き方法で測り得る輻射體について求めたのであつて、これで太陽などの溫度を測るのは、かゝる範圍に於て確めた法則を、太陽の溫度まで擴めて測るのである。

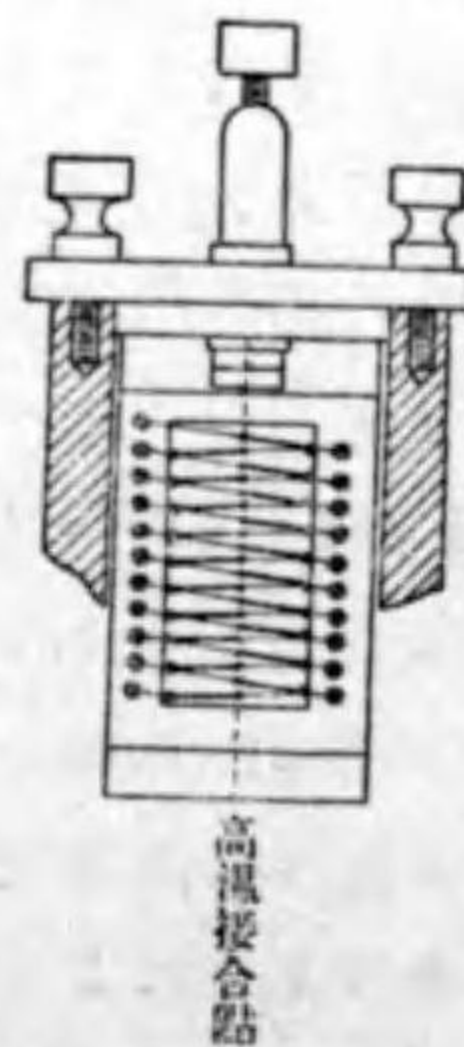
§ 298. 輻射高溫計⁽¹⁾



第 585 圖

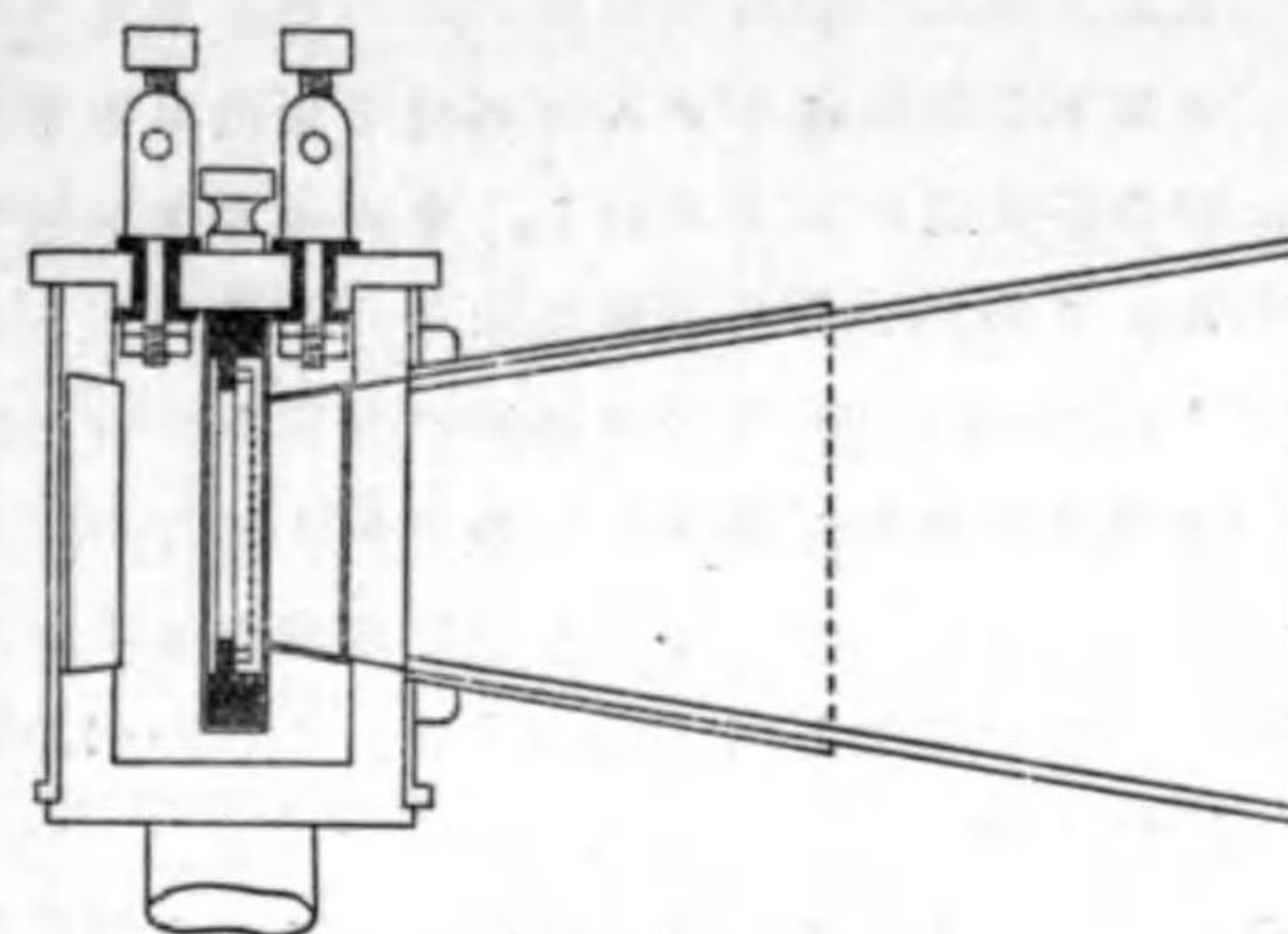
二種の金屬の針金を接合した熱電對の數個を、第 585 圖のよう
に直列に連結するときは、その動電力を大ならしめることができるから、これを用ひて溫度の僅かの差を測ることが
できる。これを熱電堆⁽²⁾といふ。普通金屬としてビスマスとアンチモニーを用ひる。第 585 圖のように連続

した一方の端面を焰で煤ぶしてよく輻射線を吸収するようにし、これに輻射線を當てる
と、兩端面の溫度の差が生じ、熱電流の電壓が生ずる故、これを測ることにより輻射エネルギーを知ることができる。
また第 586 圖のように、一方の接合點が一直線上に並ぶように作り第 587 圖のように裝置して



第 586 圖

(1) Radiation pyrometer (Borometer) ; der Strahlungspyrometer.
(2) Thermo-pile ; die Themosäule.



第 587 圖

その接合部をスペクトルの各部分に當てるときは、各部分の輻射エネルギーが異なるに從ひ

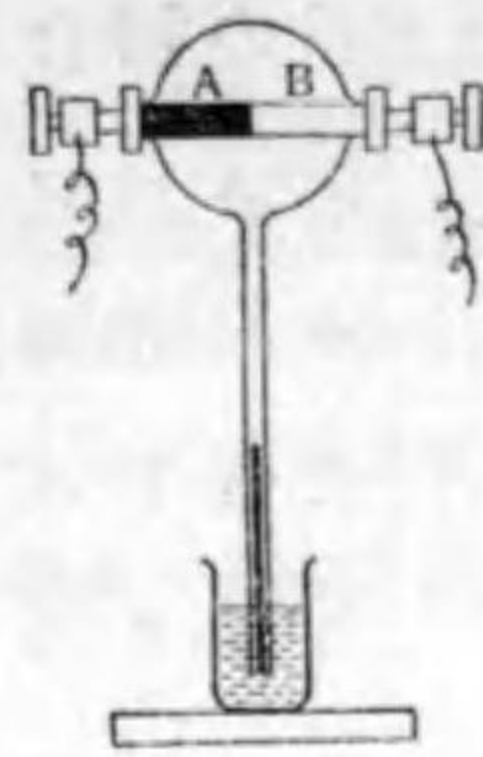
接合點の溫度が違ひ、それに伴つて熱電流の動電力が違ふから、スペクトルの各部分のエネルギーを比較することができる。このように、熱電流を利用して輻射エネルギーを測る器械を輻射高溫計といふ。

【注意1】 太陽恒數(§ 255)
下巻 630 頁は輻射高溫計を用ひて測るのである。但しそれには豫め溫度を測ることのできる輻射物體を用ひて高溫計の面に投射する輻射エネルギーと熱電壓との關係を求めて置かれね。

【注意2】 第 587 圖の如き輻射高溫計を用ひ、既知の溫度の物體より輻射する輻射線のスペクトル中のエネルギーの分布を測つてヴィー
ンの變位則を検證することができる。そして、更にこれを高溫に擴張することにより太陽の如きもの、溫度をも測ることができるのである。

§ 299. ヘルチエ効果⁽¹⁾ 第 588 圖に示すように、細い硝子管の附いた小さい硝子球の中に銅とコンスタンタンを接合したものを入

(1) Peltier's effect ; der Peltiereffekt, Peltier (1785—1845).

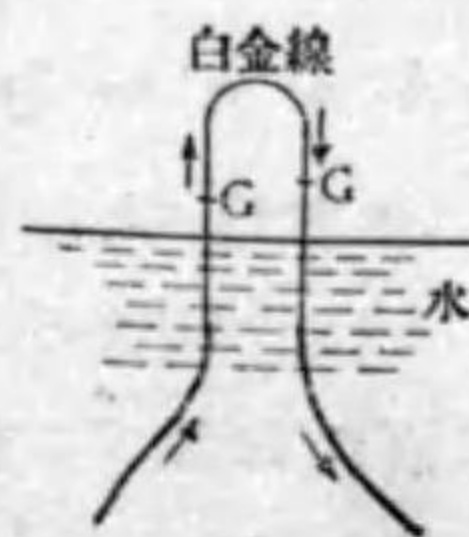


第588圖

れ、硝子管を水中に立て、環め水を管の半まで昇らせ置き、金属棒に1アマペア位の電流を通すと、管中の水面は一方に動く。電流の方向を逆にするとその動く方向も逆になる。これは銅とコンスタンタンの接合點の温度に相違を來たし、球内の空氣の壓力が違つたためである。このように二種の金属を接合したものに電流を通すと接合點に熱が発生し或は吸収する。これをペルチエ効果といふ。

【注意】これはジュール熱とは違ふ。何となればジュール熱は電流の方向を逆にしても發熱作用は同一であるからである。また、上の實驗に於て電流を多く通さないのは、ジュール熱の影響を避けるためである。

§ 300. トムソン効果⁽¹⁾ 第589圖のように、U狀の白金線の兩端を冷水に浸し、これに電流を通して赤熱してみると、水面の直ぐ上に於て光を放つ有様が兩枝に於て同様でない。即ち光り初まる點Gが、電流の上の方では水面に近づき、下の方では上の方に離れる。電流の方向を逆にしてみると、兩枝の狀態が交換する。もしジュール熱のみによつて白金線が熱せられるものならば、その熱の發生は電流の方向に無關係であるから、このように兩枝が不平等に熱せられるはずはない。故に、ジュール熱以外に熱の發生或は吸收の原因があるものとしなければならぬ。



第589圖

さて、この白金の兩枝に於て如何なる相違があるかといふと、今第590圖のように、白金線を一直線に延ばしたとすれば、電流の上の方に於ては電流の方向に温度が次第に昇り、他の端に於ては次第に下つて

(1) Thomson effect ; der Thomson-effekt.



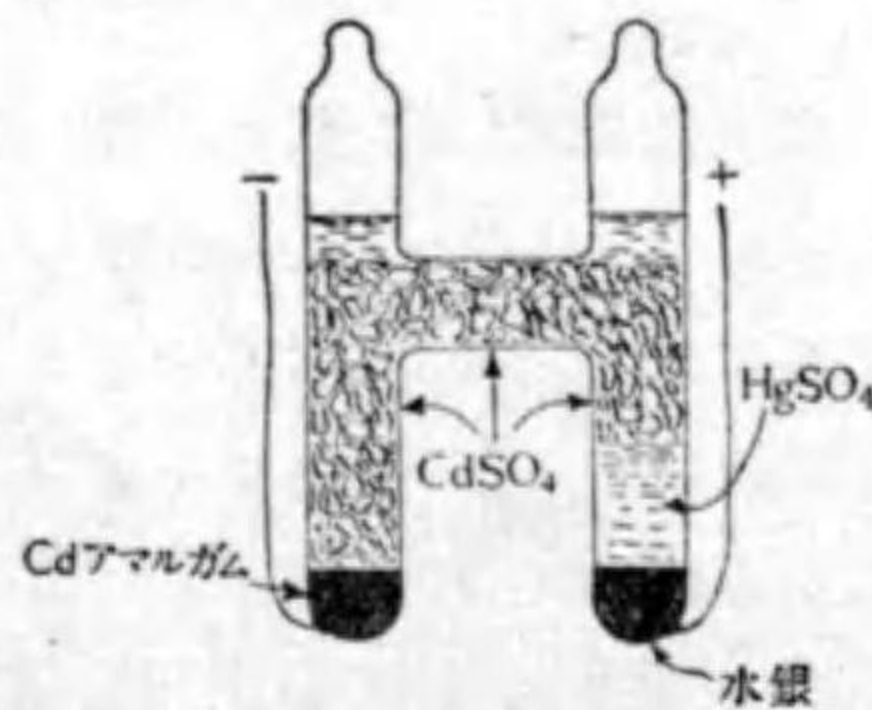
第590圖

居る。この相違によつて熱の發生と吸收とがあるものと思はれる。このように電流が針金を流れるとき、針金の温度が一様でないために熱の發生或は吸收がある。これはトムソンが発見した現象であつてトムソン効果といふ。

第三十八章 電 池 ⁽¹⁾

§ 301. 標準電池 ⁽²⁾ § 272 に述べたように、電位差を測るに最も根本となるものはケルビンの絶對電氣計である。然し、吾々が電位差を測り或は象限電氣計、ヴォルトメーター等の目定めをなす場合に、何時もこの絶對電氣計に依るのは非常に手数を要する事である。故に、電流の強さ、抵抗等について中間的の標準を定めた如く、電位差にも何か中間標準を定めて置くのが便利である。標準電池はこの目的のために作られたものである。

その最も普通に用ひらるゝものはカドミウム標準電池 ⁽³⁾ であつて、



第 591 圖

その構造は第 591 圖に示す如きものである。即ち、H 状の硝子管の兩枝の下端に白金線を封じ込み、それを兩極とする。その陰極とする方には、カドミウムアマルガムを入れ、その上に硫酸カドミウム (CdSO₄) の結晶を入れる。また、陽極の方には、水銀を入れ、その上には硫

酸水銀 (HgSO₄) を入れ、更にその上に硫酸カドミウムの結晶を入れ、兩枝ともその上部は硫酸カドミウムの飽和溶液を満たして封じたものである。

かくの如く組み立てた電池の兩極の電位差を、ケルビンの絶對電氣計或はこれで目定めした象限電氣計で測つてみると、次のような式で

(1) 電池に於ける化學的變化についての詳しい事は化學に譲り、本章に於ては、たゞその物理學に必要な方面のみを述べる。 (2) Standard cell ; das Normalelement. (3) Cadmium standard cell ; das Kadmiumnormalelement. (Weston (會社の名)の標準電池ともいふ)。

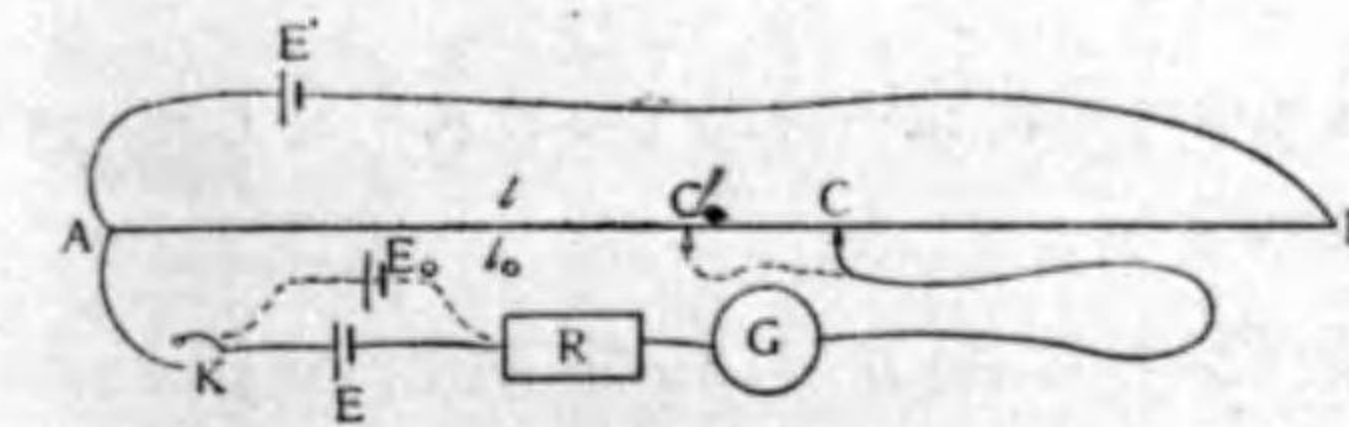
表はされる。

$$V_t = 1.0183 - 0.0000406(t - 20^\circ) - 0.00000095(t - 20^\circ)^2 + 0.00000001(t - 20^\circ)^3 \text{ volt} \quad (1)$$

但し、 t は攝氏の温度である。即ち、 20°C に於ては 1.0182 volt であつて、それから 1°C 違つても電位差の變化は $5 \times 10^{-5} \text{ volt}$ 以下である。そして、中に入れたものが純粹であれば、何時作つても (1) だけの電位差があるから、これを電位差の中間標準とすることができる。

【注意】このように、一旦標準電池の電位差が精密に表はされた以上に於ては、これを用ひて象限電氣計其の他電位差を測る器械の目定めをすることができる。

§ 302. 電池動電力の測定. 電池の動電力は、象限電氣計の如きものを用ひて測り得ることは勿論である



第 592 圖

が、また次のようにしても簡単に測ることができる。

その方法は第

592 圖のように、一樣な針金 (普通白金の針金を用ひる)、AB の兩端を補助電池 E' (普通蓄電池を用ひる) の兩端に繋ぎ、これに電流を流す。今、A を E' の + 極に、B を - 極に繋いだとすると、針金 AB 中に於ける電位は A からの距離に比例して降下する (§ 286)。故に、 $AB = L$ 、その電位差を V' とし、AB 間に $AC = l$ なる一點 C' を取るならば、A と C' との電位差は、

$$V = \frac{l'}{L} V' \quad (1)$$

である。

そこで、標準電池 E_0 の + を A に、- を適當の抵抗 R と電流計 G を經て接觸點 C に繋ぐ。但し、 C の接觸は常には離れ、ボタン様のものを押すと接觸するように仕掛ける。今、 C が C' の位置で AB に接觸したと假定し、 E_0 の動電力を V_0 とすると、 E_0 の一極は A よりも V_0 だけ電位が低い。然るに (1) により C' は A よりも $\frac{l'}{L} V'$ だけ低い。故に $V_0 > \frac{l'}{L} V'$ ならば C' から R へ、 $V_0 < \frac{l'}{L} V'$ ならば逆の方向に電流が流れる。その方向は G で分かる。

【注意】このときの電流を流す時間は一瞬間でなければならぬ。そうでないと E_0 の動電力が變る。

そこで、 C の位置を色々に動かして電流計が振れない所を見附ける。そのときの l' を l_0 とすると、

$$V_0 = \frac{l_0}{L} V'$$

次に E_0 の代りに動電力を測らうとする電池 E を前と同様に廻路内に入れ、前と同様にして電流計の振れない C の位置を求め、 $AC = l$ とすると、

$$V = \frac{l}{L} V'$$

故に、

$$\frac{V}{V_0} = \frac{l}{l_0}, \quad V = \frac{l}{l_0} V_0 \quad (2)$$

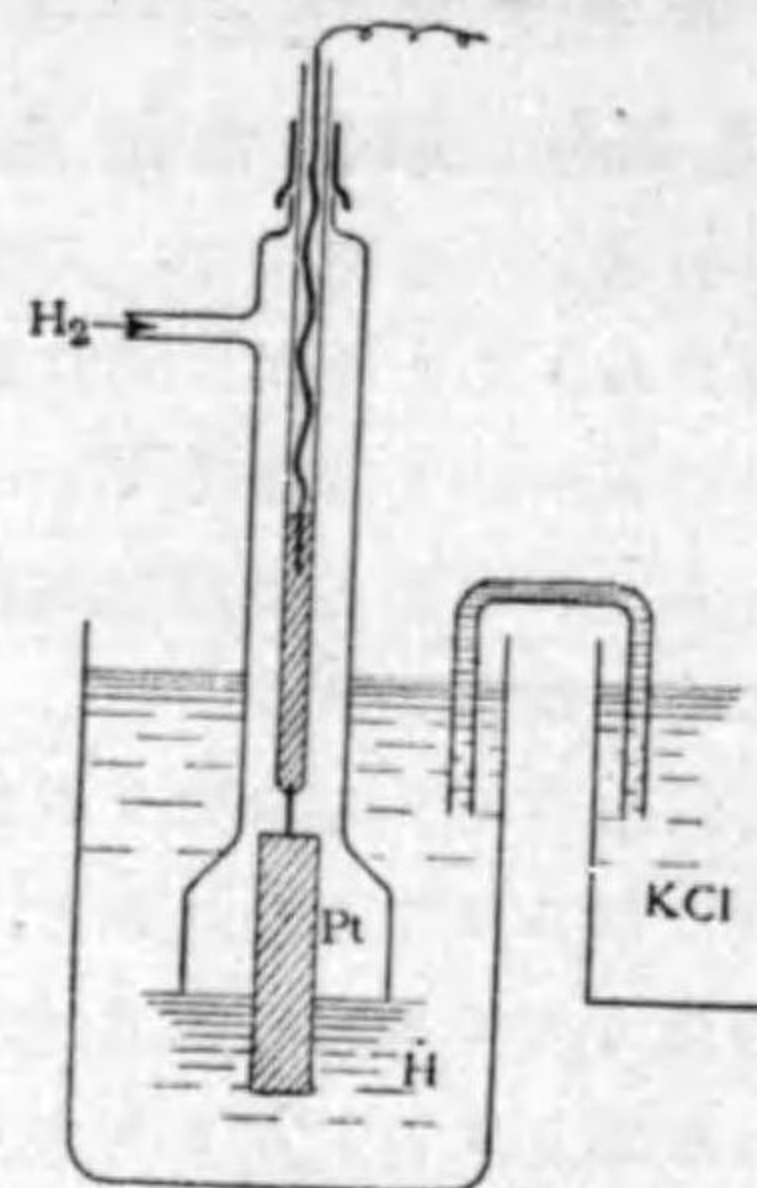
この V_0 の代りに前節 (1) の値を入れると、 V が計算せられる。このような方法で電位差を測る装置をポテンシオメーター⁽¹⁾といふ。

§ 303. 單極電位差及び標準電極⁽³⁾ 吾々はこれから、電池の動電力の起源について考究しようと思ふ。さて、電池には皆二つの極があつて、その間に電位差がある。然し、二極があつて初めて電位差ができるのではなくて、いつれかの一つの極を電池の液中に挿入したとき、これと液との間に既に電位差があるものと想像される。これを單極電位差といふ。

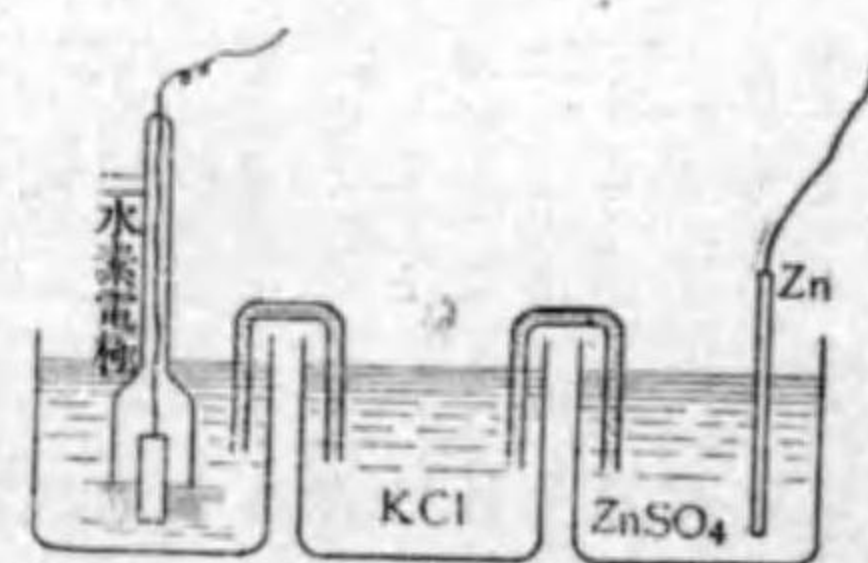
電池の理論を研究するには、先づこの單極電位差の生ずる理を明らかにせねばならぬ。然し、それには單極電位差なるものが如何なる條件のもとに如何に變化するかを測る必要がある。ところで、實際にこれを測らうとすると大なる困難がある。例へば、亜鉛と硫酸亜鉛の溶液との電位差を象限電氣計で測らうとすれば、亜鉛板を電氣計の一つの象限に連結し、溶液を他の象限に連結しなければならぬ。そのためには何か金屬を溶液中に挿入する必要があるが、そうすると、それと溶液との間の電位差があつて、これが邪魔することになる。そこで、かくの如き相手の電極を用ひることは己むを得ざることとし、その電極としては、それと液との關係を何時も一定ならしめることのできるものを選ぶこととする。かくの如き要求のもとに定められた電極を標準電極といふ。これまで標準電極として多く用ひられて居るものは、甘汞電極と水素電極であるが、後の説明の便宜上水素電極について述べる。

(1) Potentiometer ; das Potentiometer. (2) 詳細は拍木好三郎氏、物理實驗三十題第151頁—153頁を見よ。(3) Single electrode potential difference ; die Einzelelektrodenpotentialdifferenz. (4) Standard electrode ; das Normalelektrod.

水素電極といふのは、白金板を白金黒で蔽ひ、これを鹽酸に浸したものである。但し、その鹽酸1リットルの中には1モルの水素イオンが在るようにその濃度を定める。尙ほ、絶へず水素ガスを通し、白金黒に接する水素を常に一氣壓に保つ(第593圖)。この白金の代りにロザニウム、パラジニウムの如きものを用ひても、白金の場合と同一の結果を與へる。故に、白金はたゞ水素に電導の媒介をなすに止まるものであつて、電極の役目をなすものは水素である。故にこれを水素電極といふのである。この水素電極を一極とし、それと他の一極、例へば硫酸亞鉛の中に浸した亞鉛板との間の電位差は、第594圖の如く、中間を鹽化加里 KCl の溶液で繋いで測るのである。この装置に於ては、水素を吸収した白金黒と鹽酸、鹽酸と



第593圖



第594圖

鹽化加里、鹽化加里と硫酸亞鉛、硫酸亞鉛と亞鉛の各接觸部に於て電位差があるものと想像せられる。然るに、この第一の接觸は何時も同一條件の下に保ち得るから、その電位差を V_H とすると、これは未知であるけれども一定である。また、他のもの即ち溶液間の電位差は非常に小なることが外の方面から知られて居る。故に、このとき白金を零として測つた亞鉛の電位を V_H 、硫酸亞鉛に對する亞鉛の電位を V とすると

$$V_H = V + V$$

である。この V_H の如きものを、水素電極を基準とした單極電位差と

水素電極を基準とした單極電位差

金屬	イオン	V_H (volt)
K	\cdot K	-2.92
Na	\cdot Na	-2.71
Zn	\cdot Zn	-0.76
Ni	\cdot Ni	-0.22
Pb	\cdot Pb	-0.12
Fe	\cdot Fe	-0.04
Cu	\cdot Cu	+0.34
Cu	\cdot Cu	+0.52
Ag	\cdot Ag	+0.80
Hg	\cdot Hg	+0.86
Au	\cdot Au	+1.3

いふのである。普通の金屬についての値を次表に示す。但し、これは金屬をその金屬イオンの中に浸し、イオン濃度が1(1リットル中に1モルの金屬イオンの在るとき)のときの値である。

§ 304. イオン濃度と單極電位差との關係.

金屬を、そのイオンを含める溶液に浸したとき、兩者の間に電位差のできるのは、その接觸面を透して、正或は負の電氣が移るに關することは明らかである。例へば、亞鉛を硫酸亞鉛溶液の中に入れたとき、亞鉛は溶液に對して負となるのは、電子が溶液から亞鉛に移るか、或は亞鉛が Zn

となつて溶液に移るかである。その何れであるかを決定するために、溶液中の Zn の濃度を變へて、この電位差の變りを觀ると、Zn の濃度を多くすれば多くする程電位差が少くなる。この事實は、電子が溶液から亞鉛に移るのではなくて、亞鉛原子が陰電氣を亞鉛極に残して Zn として溶液にはいることを示すものである。何となれば、固體が液體に溶解する色々の場合を考へてみると、飽和するまでに溶解する量は、初めの溶液が淡い程多い。これから類推して考へてみると、この場合には亞鉛が Zn として溶解するため、亞鉛板は一に帶電するのであるが、初め溶液中の Zn の濃度が小なれば小なる程、それが飽和までに多くのイオンが溶け得るから、亞鉛と溶液との電位差が大きくなるのである。

このように單極電位差は溶液のイオンの濃度 Zn に對しては Zn の

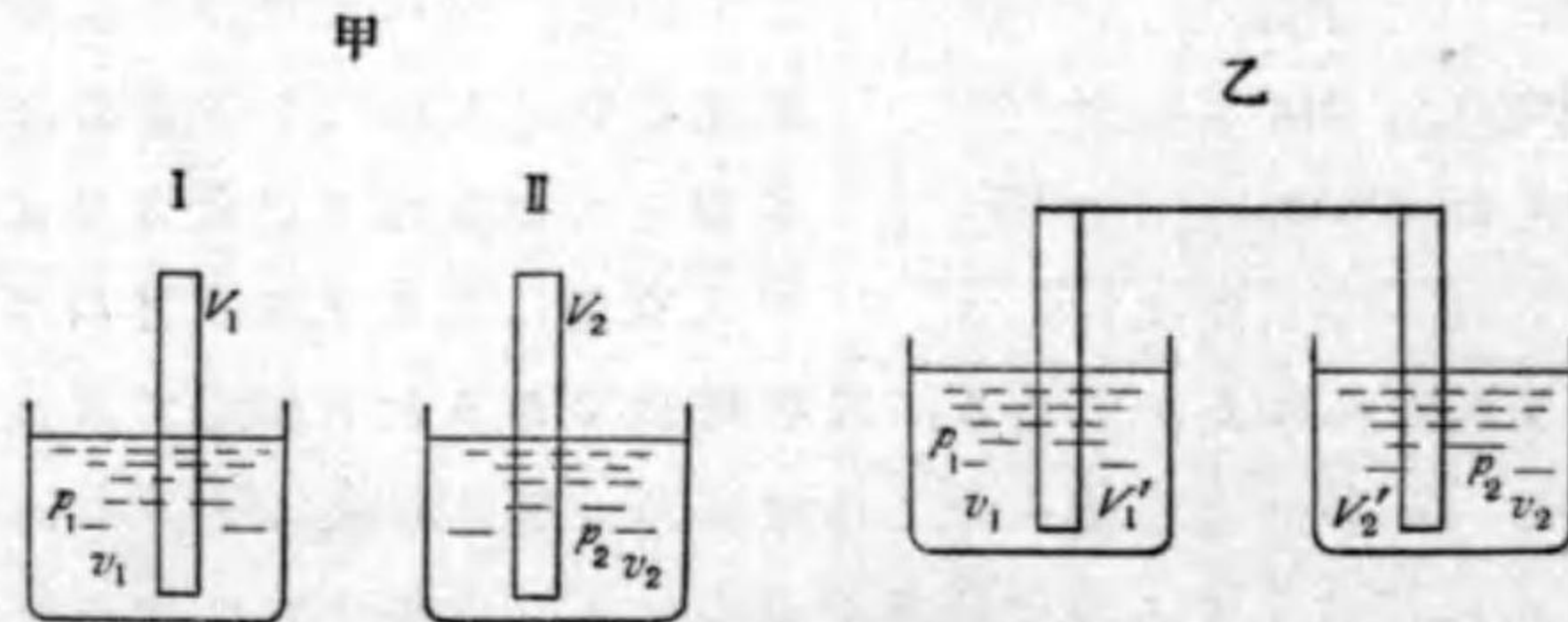
濃度、他の陽イオンの在る場合は論じないが、關係するとすれば、兩者の間の數量的關係如何といふ問題が起る。次に理論的にこれを論じてみよう。

さて、實驗の結果によると、溶液中のイオン例へば Zn は、その濃度が十分小なるときは、それが理想氣體の状態に在ると同一の滲透壓を呈する。即ち、その 1 モルが溶液 cc. 中に在るときに呈する滲透壓を p とすると、

$$pv = RT \quad (1)$$

である。こゝに R はガス恒數、 T は絶對溫度である。

【注意】さきには 1 モルの占める體積を V で表はしたが、こゝでは電位差を V で表はすからそれとの混同を避けるため v に代へる。そこで、濃度の異なる二種の硫酸亜鉛の溶液 I 及び II に於て、 p 及び

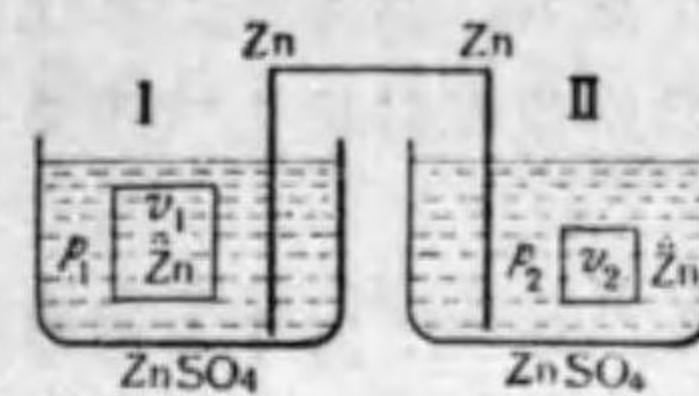


第 595 圖

v がそれぞれ $p_1 v_1$ 及び $p_2 v_2$ 、これに対する Zn の單極電位差を V_1 及び V_2 とし、 V_1 と V_2 との關係を求めようと思ふ(第 595 圖甲)。今計算の便利のために、I と II の Zn を連結する(第 595 圖乙)。そうすると、二つの Zn は同一電位になるから、これに対する溶液の電位をそれぞれ V_1' 及び V_2' とする。即ち、

$$V_1' = -V_1, \quad V_2' = -V_2.$$

尙ほ、この溶液の量は十分大であつて、これに 1 モル位の Zn を増減してもその濃度は變らぬものとする。そこで I の Zn 1 モルを取つて



第 596 圖

II に移したとする(第 596 圖)。これは電氣を電位の高い所から低い所に移すのであるから、その位置のエネルギーは減少する。それを W_1 とすると、

$$W_1 = (V_1' - V_2') 2F \quad (2)$$

こゝに $2F$ としたのは、Zn が 2 價なるためである。もし、 n 價ならば nF とすべきである。然るに、Zn は v_1 から v_2 に等温的に壓縮されるから、これに要する仕事は §146(4) により、
上 336 頁

$$W_2 = RT \log_e \frac{v_1}{v_2} \quad (3)$$

である。エネルギー不變の法則によつて、この二つは等しくなければならぬ。故に、

$$(V_1' - V_2') 2F = RT \log_e \frac{v_1}{v_2}, \quad \text{従つて、} V_1 - V_2 = -\frac{RT}{2F} \log_e \frac{v_1}{v_2}. \quad (4)$$

【注意】第 596 圖に於て、Zn を I から II に移すことは、高所に在る空氣を低所に移し、その位置のエネルギーが減じ、それだけの仕事で壓縮されるのと同様である。

I 及び II の Zn の濃度をそれぞれ C_1 及び C_2 とし、 $V_1 - V_2 = V$ とすると、

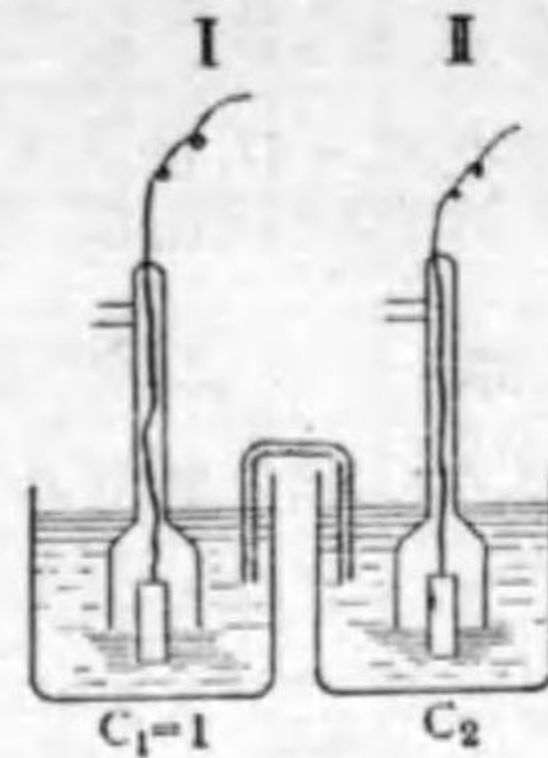
$$V = -\frac{RT}{2F} \log_e \frac{C_2}{C_1}. \quad (5)$$

故に、もし二枚の亜鉛板を、Zn の濃度がそれぞれ C_1 及び C_2 なる ZnSO₄ 溶液の中に入れ、その溶液が相通するときは、その二枚の Zn の間に(5)によつて與へられる電位差ができる。かゝる電池は濃度電池に屬するものである。故に(5)を濃度電池に関するネルンストの式といふ。

§ 305. 電位差による水素イオン濃度の測定. 生物體內に於ける水素イオンは、生理作用と大なる關係を有するため、その

(1) Nernst.

濃度を測定することは生物學上重要な事である。然るに、これは前節(5)を應用し、電極の電位差を利用して測ることができる。



第 597 圖

次にその原理を述べる。第 597 圖 I を標準水素電極とする。その中の H の濃度を C_1 とすれば、 $C_1=1$ である。また、II は I の鹽酸の代りに、H の濃度を測らうとする液を入れたものであつて、この中に水素電極を挿入する。I と II とは溶液で連結し、その電極間の電位差を測る。今 I を零とした II の電位を V 、II の H の濃度を

C_2 とすると、前節(5)により、

$$V = -\frac{RT}{F} \log_e \frac{C_2}{C_1} = -\frac{RT}{F} \log_e C_2$$

但し $2F$ の代りに F と置いたのは H が 1 價であるからである。そこで、

$R=8.313$, $F=96494$ クーロンと置き、また \log_e を \log_{10} に直すと、

$$\log_e C_2 = \frac{\log_{10} C_2}{\log_{10} e} = \frac{\log_{10} C_2}{0.43425}$$

$$\text{故に、} \quad -\log_{10} C_2 = \frac{96494 \times 0.43425}{8.313} \frac{V}{T} = 50405 \frac{V}{T} \quad (1)$$

きて、上述の方法で水素イオンの濃度を測ることゝすると、イオンの濃度そのものを用ひるよりは $-\log_{10} C_2$ をそのまゝ用ひる方が便利である。それ故普通これを P_H で表はしてこれで水素濃度を表はす。

即ち、

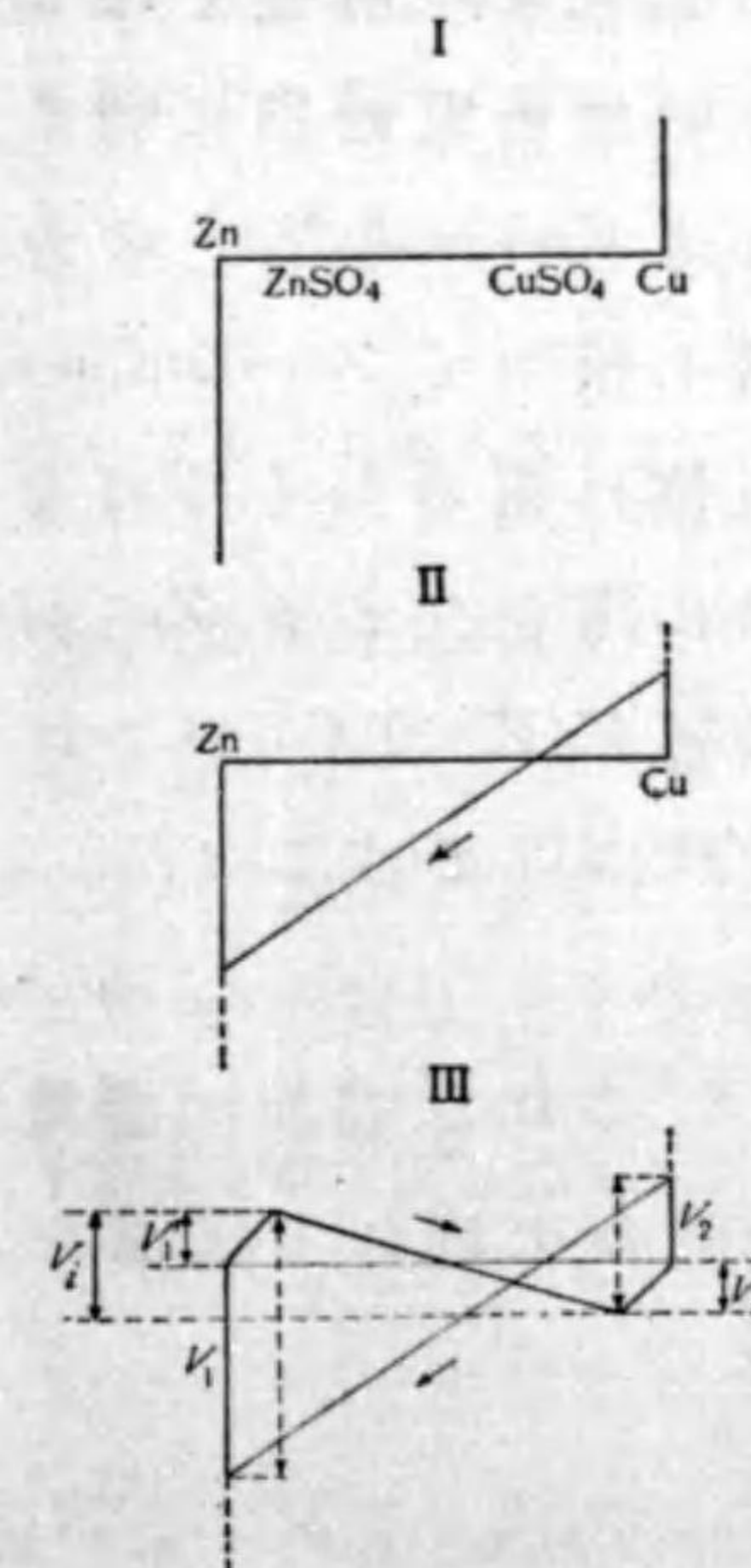
$$P_H = 50405 \frac{V}{T} \quad (2)$$

§ 306. **ダニエル電池の理論。** これから、ダニエル電池を例に採つて電池の理論を述べる。ダニエル電池の兩極を針金で繋がぬ場合には、硫酸亜鉛の溶液及び硫酸銅の溶液は同一電位に在りて見なし得る。故に、

もし兩溶液中のイオン濃度が 1 なるときは § 303 の表により、Zn は水素電極より 0.76 volt 低く、Cu は同じ極よりも 0.34 volt 高い。そうして水素電極と二つの溶液との電位差は相等しと見なし得る故、Zn は Cu より

$$0.76 + 0.34 = 1.1 \text{ volt}$$

低くなる。その電位の有様は第 598 圖 I のようにな



第 598 圖

る。また溶液のイオン濃度が 1 でないときには § 304 (5) を用ひて Zn と Cu との電位差が計算せられる。

次に、Zn と Cu とを針金で繋いだ場合を論ずる。但し説明を簡單にするため、Zn 及び Cu の濃度を 1 とする。先づ、繋いだ瞬間を考へる。Cu は Zn より電位が高いから、電流は Cu から Zn に針金を傳つて流れる、即ち電子は Zn

→ Cu の方向に流れる(第 598 圖 II)。そうすると、Cu の SO_4Cu 溶液に對する電位、Zn の SO_4Zn に對する電

位が、その各の単極電位差より少くなる。故に、Zn は \ddot{Zn} として溶解込み、 \ddot{Cu} は Cu に附着する。そのために、Zn は陰電氣を得、Cu は陽電氣を得るけれども、そのとき針金に續いて電流が流れるため、Zn と Cu の電位は舊の如くにはならぬ。

さて、この $Zn \rightarrow \ddot{Zn}, Cu \leftrightarrow \ddot{Cu}$ の變化により、Zn 附近では \ddot{Zn} の濃度が 1 よりも大になり、Cu 附近では \ddot{Cu} の濃度が 1 より小になる。そのため電池内に於て電位の差が生じ、そのため \ddot{Zn}, \ddot{Cu} は Zn から Cu の方に SO_4^{2-} は逆の方向に流れる。然し續いて $Zn \rightarrow \ddot{Zn}, \ddot{Cu} \rightarrow Cu$ の變化が起るから、電池内の電位は舊の如くにはならぬ。かくの如くして定常状態に達したとき、Zn がこれに接する $ZnSO_4$ との電位差を $V_1 (V_1 < 0)$ 、Cu がこれに接する SO_4, Cu との電位差を $V_2 (V_2 > 0)$ とすると、

$$V_2 - V_1 = V_t \quad (1)$$

は針金の両端の電位差である。これを電池の極電位差⁽¹⁾といふ。針金の抵抗を R_e 、針金を流れる電流を i とすると、

$$V_t = iR_e \quad (2)$$

また、Zn 附近の溶液中の \ddot{Zn} の濃度は 1 より大であるけれども、Zn を離れるに従ひ 1 に近づく。その間

(1) Terminal voltage ; die Klemmenspannung.

電位差を V_1' とする。また Cu 附近の溶液中の \ddot{Cu} の濃度は 1 より小であるけれども、これを離れるに従つて 1 に近づく。その間の電位差を $V_2' (V_2' < 0)$ とすると、

$$V_1' - V_2' = V_t \quad (3)$$

は溶液中に於ける電位の降下である。さて、電池内に於ける電流は、陰陽イオンの運動に因るものであつて、これにも抵抗がある。これを R_i とする。また、定常状態に於ては、電池内の電流は電池外の針金の電流に等しくなければならぬから、

$$V_t = iR_i \quad (4)$$

さて、 $V_1 - V_1'$ 及び $V_2 - V_2'$ は、それぞれ濃度 1 なる \ddot{Zn} 及び \ddot{Cu} に對する Zn 及び Cu の単極電位差である。故に(1)と(3)から

$$V_t + V_t = (V_1' - V_2') + (V_2 - V_1) = V. \quad (5)$$

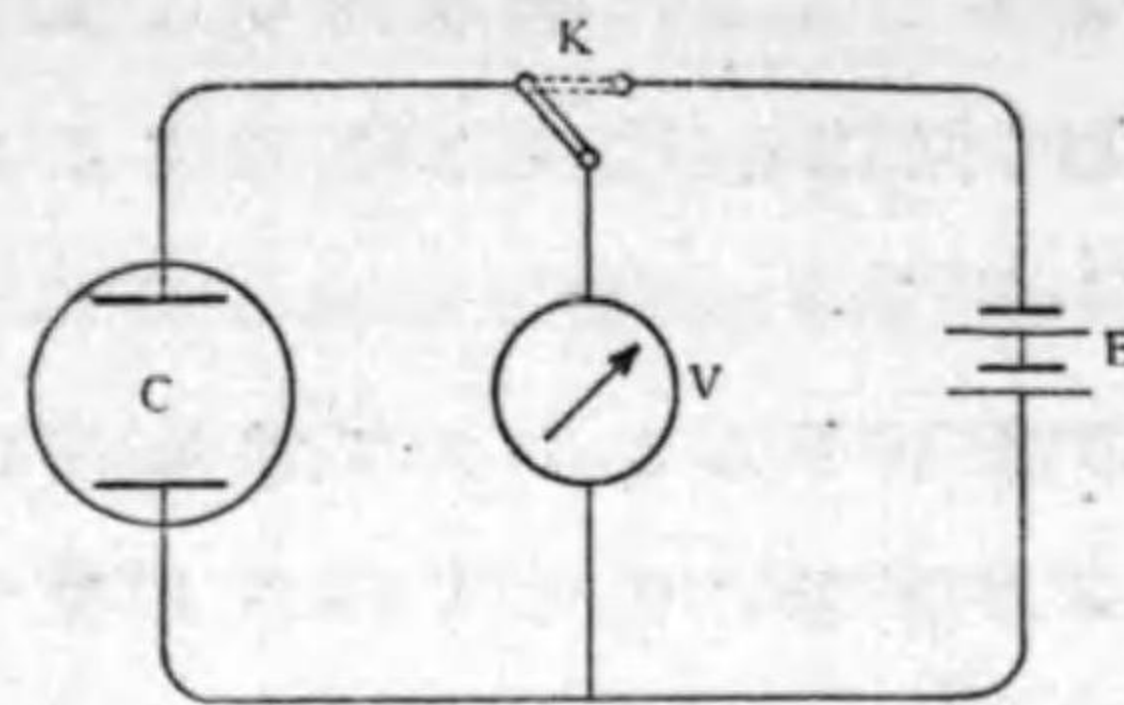
V は電池を開いたときの兩極の電位差であつて、これを電池の動電力といふ。(2)と(4)及び(5)から、

$$V = i(R_e + R_i). \quad (6)$$

この式により、電池の動電力 V 、電流 i 、外抵抗 R_e 、内抵抗 R_i の中三つが分ると、残りの一つが計算せられる。

R_i は極板が液に接する面積の大なる程、また兩極板の距離の小なる程小である。

§ 307. 分極電流及び蓄電池⁽¹⁾⁽²⁾



第 599 圖

第 599 圖のように、稀硫酸に二枚の白金板を浸し(圖の C)、これを電池 E とヴォルトメーター V 及び切り換え電鍵 K とを圖の如く連結し、K を圖の點線のように上にあげ

て置くと、水の電解が行はれ、白金板の一方から酸素他方から水素の氣泡が出る。然るに、電流は次第に弱くなる。そのとき、K を下にさげて、C と V のみが廻路にはいり、E を除外すると、もとゝ逆の方向に電流が流れる。そうして、白金板に附着した水素及び酸素の泡が溶液に溶け込み、それと共にその電流も止む。この逆の方向の電流は、水素及び酸素のガスが電極となつて生じた電圧に因るものであつて、その値は 1.47volt である。このように、電氣分解によつて生じたものが新たな電極となつて逆の電流を流す電圧を生ずることを分極といひ、これに因る電流を分極電流といふ。

§ 277 に述べたヴォルタ電池は、分極電流のためにその

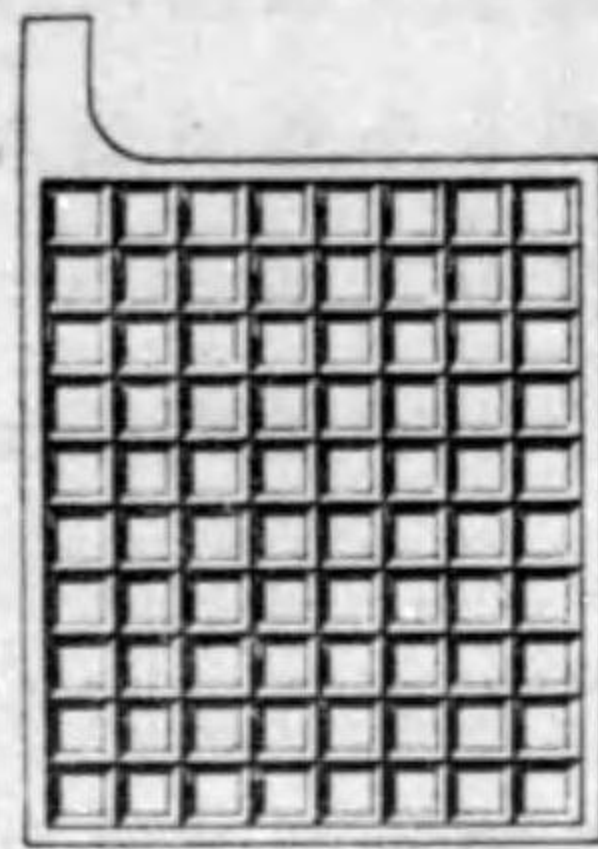
(1) Polarisation current ; der Polarisationsstrom. (2) Accumulator ; der Akkumulator.

電流が直ぐ弱くなる。然し、ダニエル電池では、電流が流れても Zn, Cu 以外の極ができない、即ち分極が起らないから、一定の電圧を保たしめることができる。

【注意】水の電氣分解をなすには、この分極電圧 1.47volt より大なる電圧を外から加へる必要がある。

第 599 圖の二枚の白金板の代りに、二枚の鉛の板を用ひ、長時間電流を通すと、陽極板は褐色の物質で蔽はれる。これを化學的に検査してみると、酸化鉛 PbO_2 であることが分かる。これは、電氣分解に因つて生じた酸素が、鉛と化合してできたのである。このようになったときに、K を下にさげてみると V は強く振れる。故に、稀硫酸の中に浸した二枚の鉛の板は、最早同一の板でないことが分かる。この分極作用を利用して電氣的エネルギーを蓄積するように工夫したものが蓄電池である。

さて、上述の如く、初めに鉛板を用ひると、そこに生じた PbO_2 は非常に薄い層であるから、これから僅かの電流しか流すことができない。多くの電流を得るには、數回充電及び放電をなし、鉛板の面に小なる孔を生せしめ、液に接する面を多くするのであるが、これは非常に手数を要する。故に、初めに鉛の板を第 600 圖のように格子状となし、鉛丹 Pb_2O_3 をこれにつめて稀硫酸



第600圖

に浸す。そうすると H_2SO_4 と作用して硫酸鉛 $PbSO_4$ になる。更にこれに電流を通ずると、

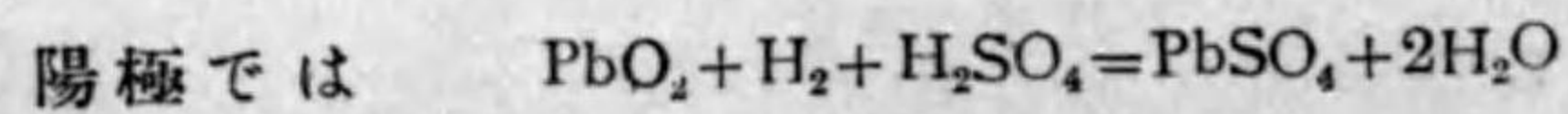
陽極では

$$PbSO_4 + SO_4 + 2H_2O = PbO_2 + 2H_2SO_4,$$

陰極では

$$PbSO_4 + H_2 = Pb + H_2SO_4,$$

なる化学反応が起る。その結果は、初めに鉛板を用いた場合と同様である。たゞ、この場合には多量の PbO_2 ができる。この操作を蓄電池の充電⁽¹⁾といふ。その結果として電池液では硫酸の量が増し水の量が減ずる。従つて液の比重が増す。もし、十分充電するならば上記の化学変化はそれ以上起らぬから、尙ほ電流を通ずるときは、水の電気分解が起つて陽極からは酸素、陰極からは水素の泡が出る。故に、これによつて充電せられたことが分かる。蓄電池に充分充電すると、その電圧は一つで 2.2volt である。充電した蓄電池の兩極を導線で連結するときは、



なる化学変化が起り、導線には陽極から陰極に電流が

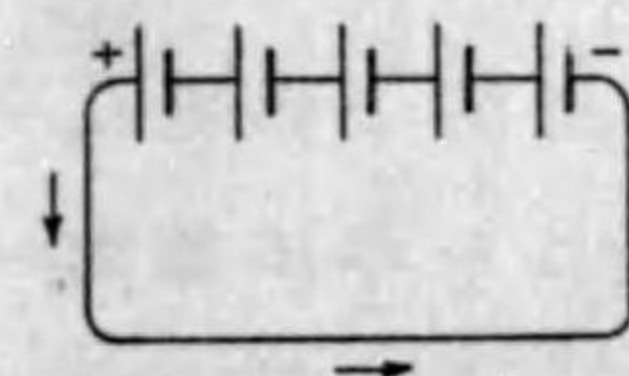
(1) Charge ; laden

流れる。これを放電⁽¹⁾といふ。蓄電池を放電するときには、初めは電圧が急に降り、電圧 2volt 附近に於て比較的長時間一定に保たれ、1.85volt に達すると再び急に降下する。故に、2volt 附近に於て使用するが便利である。蓄電池を 1.8volt 以下になるまで放電すると、電池が損するから、そうならぬ前に充電するを要する。蓄電池の容量は、普通 *ampere-hour* でいひ表はす。例へば、120 *ampere-hour* といふのは、各々の蓄電池が 2.2volt から 1.8volt になるまでには、1amp の電流を 120 時間流す事が出来ること云ふ意味である。また容量を *kilowatt-hour* で表はすこともある。

【注意1】蓄電池は、普通交流を直流に直して充電する。これについては後に述べる。

【注意2】普通の電池(例へばダニエル電池)と充電した蓄電池とは同一の作用を呈する。故にこれからはこの兩方を含めて単に電池といふこともある。

§ 308. 電池の連結. 多くの電池を連結する方法は、通常次の三通りである。



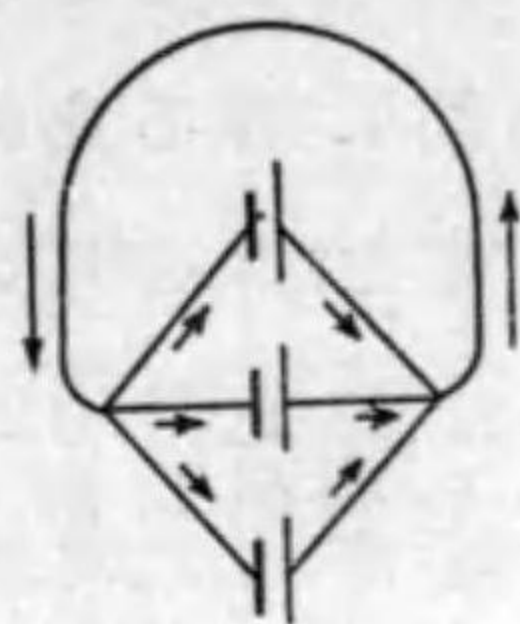
第601圖

I. 直列接続⁽²⁾ 第601圖に示すように、電池を一系列に+極と-極とを接続する繋ぎ方を直列の接続といふ。この場合に電池を同一の種類のものとし、その数を n とすると、動電力は一個の場合の n 倍になり、電池の内抵

(1) Discharge ; entladen. (2) Series connection ; die Reihen (od. Serien) schaltung.

抗も亦 n 倍になる。故に

$$i = \frac{nV}{R_e + nR_t} \quad (1)$$



第 602 圖

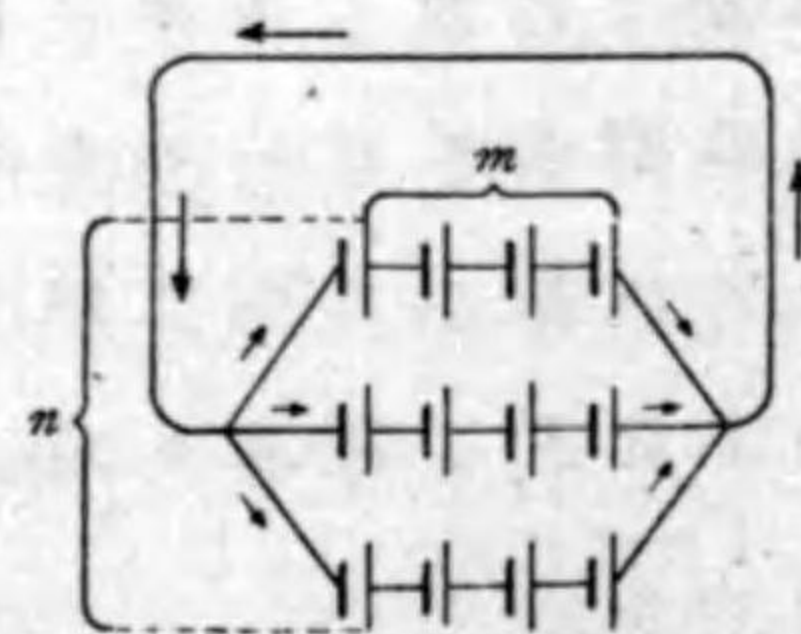
I. 並列接続(第 602 圖) 先づ電池の陽極同志陰極同志を連られ置き, その二つを針金で連絡する繋ぎ方を並列の接続といふ。これは, 電池の極板の面積を大きくしたのと同様であるから, 動電力は増さぬ。その代りに内抵抗は $\frac{1}{n}$ に減する故,

$$i = \frac{V}{R_e + \frac{R_t}{n}} \quad i = \frac{nV}{nR_e + R_t} \quad (2)$$

II. 群列接続(第 603 圖) 直列に m 個つないだもの n 個を並列につらねると,

$$i = \frac{mV}{R_e + \frac{mR_t}{n}} \quad \text{即ち}$$

$$i = \frac{mnV}{nR_e + mR_t} \quad (3)$$



第 603 圖

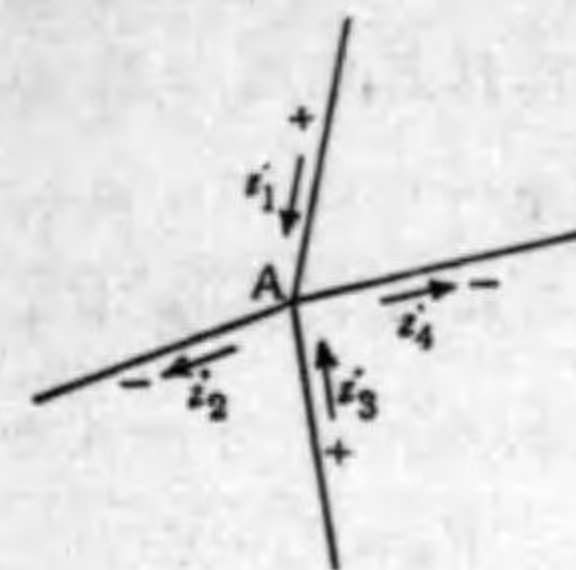
かくの如き繋ぎ方を群列接続といふ。

§ 309. **キルヒホーフの法則.** 數個の電池を針金で色々に連結して廻路を作り, これに電流を流して定常状態に達したとき, 電流の強さ動電力, 抵抗の關係は次の二つの法則でいひ表はされる。これを**キルヒホーフの法則**といふ。

第一. 第 604 圖のように, 數本の針金が一點 A に會

(1) Parallel connection ; die Parallelschaltung. (2) Group connection ; die Gruppenschaltung. (3) Kirchhoff (1824—1887)

合するとき, A に向つて流れ込む電流を+, A から流れ出る電流を-とすると, それ等の代數的和は零である。



第 604 圖

何んとなれば若しそれが 0 でなければ定常状態にならぬからである。

第二. 任意の一つの廻路を考へ, それをある方向に廻る廻り方を正, 逆の廻り方を負と定める。そうすると, その廻路の或部分では正, ある

部分では負の電流が流れる。その廻路の中に電池がある場合には, この正の方向に電流を流す動電力を正, その反對のものを負とすると, 任意の廻路に就て動電力 V の和と電流 i 及び抵抗 R との間に次の様な關係がある。

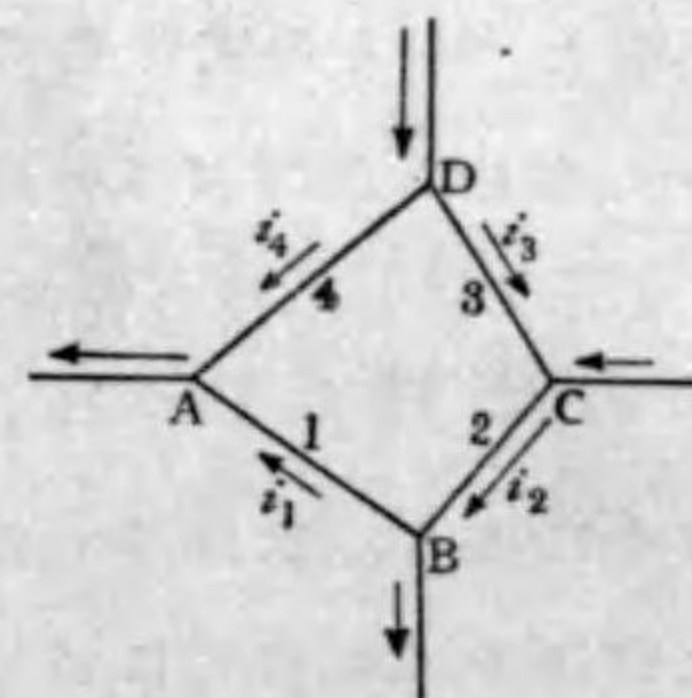
$$\Sigma V = \Sigma iR \quad (1)$$

これを次の場合に分けて證明する。

I. 考ふる廻路の中に電池のない場合. (第 605 圖)

分岐點 ABCD によつて 1, 2, 3, 4 の 4 つに區分された廻路を考へる。その各部分の電流を i_1, i_2, i_3, i_4 . 分岐點の電位をそれぞれ V_A, V_B, V_C, V_D . とすると,

$$\left. \begin{aligned} V_A - V_B &= i_1 R_1 \\ V_B - V_C &= i_2 R_2 \\ V_C - V_D &= i_3 R_3 \\ V_D - V_A &= i_4 R_4 \end{aligned} \right\} (2)$$



第 605 圖



第607圖

$$V_H - V_G = V_{E1}, \quad V_L - V_K = V_{E2} \quad (11)$$

故に(10)によつて,

$$\left. \begin{aligned} V_1 - V_{t,1} &= V_1 - (V_H - V_G) = iR_{t,1} \\ V_2 - V_{t,2} &= V_2 - (V_L - V_K) = iR_{t,2} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

然るに

$$V_A - V_G = ir_1, \quad V_H - V_K = ir_2, \quad V_L - V_B = ir_2 \quad (13)$$

(12)と(13)を邊々加ふるときは,

$$V_A - V_B + V_1 + V_2 = i(r_1 + r_2 + r_2 + R_{t,1} + R_{t,2}) = iR$$

考ふる廻路の凡ての區間について加ふるときは,

$$\Sigma(V_A - V_B) + \Sigma V = \Sigma iR.$$

然るに, $\Sigma(V_A - V_B) = 0$. 故に, $\Sigma V = \Sigma iR$.

第三十九章 磁 氣

§ 310. 磁氣⁽¹⁾ 磁石の兩端は鐵片を引く力が最も強い。これを磁石の極⁽²⁾といふ。水平面内に廻轉し得るようにした磁石は、大體南北を指す。その北を指す極を北極⁽³⁾南を指す極を南極⁽⁴⁾といふ。磁石の北極同志或は南極同志は互に反撥し、異極は互に相引く。

磁石に鐵片を近づけると鐵片はまた一つの磁石になる。この現象を磁氣感應⁽⁵⁾といふ。磁石はこれをいくら小さくしても、その各々が又一個の磁石である。故に、これを次第に小さくしていつたとしてみると、鐵の原子それ自身は各々小なる磁石でなければならぬ。それにも關らず、通常の鐵が磁性を表はさないのは、その小磁石が不規則に並んで居るため、その作用が互に打消してこれを外に表はさぬためである。然るに、これに他の磁石を近づけると、その排列が幾分か規則正しくなるから他に向つてその磁性を表はす。これが即ち磁氣感應である。

(1) Magnetism ; der Magnetismus. (2) Magnetic pole ; der magnetische Pol.

(3) North pole ; der Nordpol. (4) South pole ; der Südpol. (5) Magnetic

induction ; die magnetische Induktion.