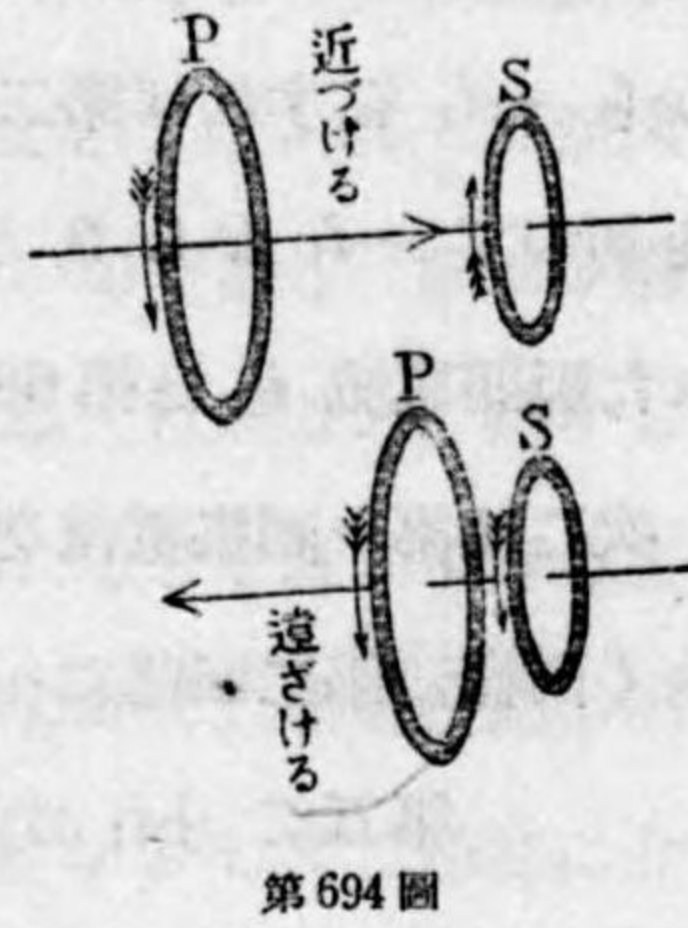
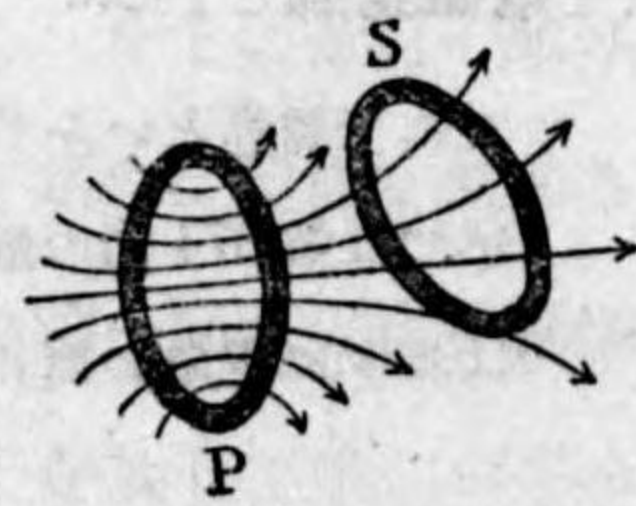


を圓輪で代表させて電池、檢流計その他を一切省略し第一の主電流の回路を P 字で第二回路を S 字で表はした。先づ P, S 二つを平行に据ゑ甲圖の如く兩者を急に近づけると實驗の結果は S 中に電流が誘導せられ、その方向は P のと反対の方向に流れ、兩者を遠ざけると、同方向に流れるのである。本節に於ける上記の實驗は兩回路の相對運動による誘導で之を第二群の實驗とする。



第694圖

扱て第一回路の P 電流には之に伴つて周圍の媒質中に磁氣指力線があることは既に第423節に述べた通りである。然るときは前節の第一群の實驗では P の電流を變じてその指力線の數を變じ従つて S が一定位置に居ても之を通過する指力線の數が變じ又本節の第二群の實驗では P が一定の指力線をもつた儘で S に近づき又は遠ざかつて S を通過する指力線の數を變じたので、要するに二つの場合は共に S 回路を横切つて之を通過する P の指力線の數を變化させたのだと見てよいから結局回路 S を横切つて之を通過する P の磁氣指力線の數に變化があるとき S 中に誘導電流が発生するなりと要約して述べてよいことになる。

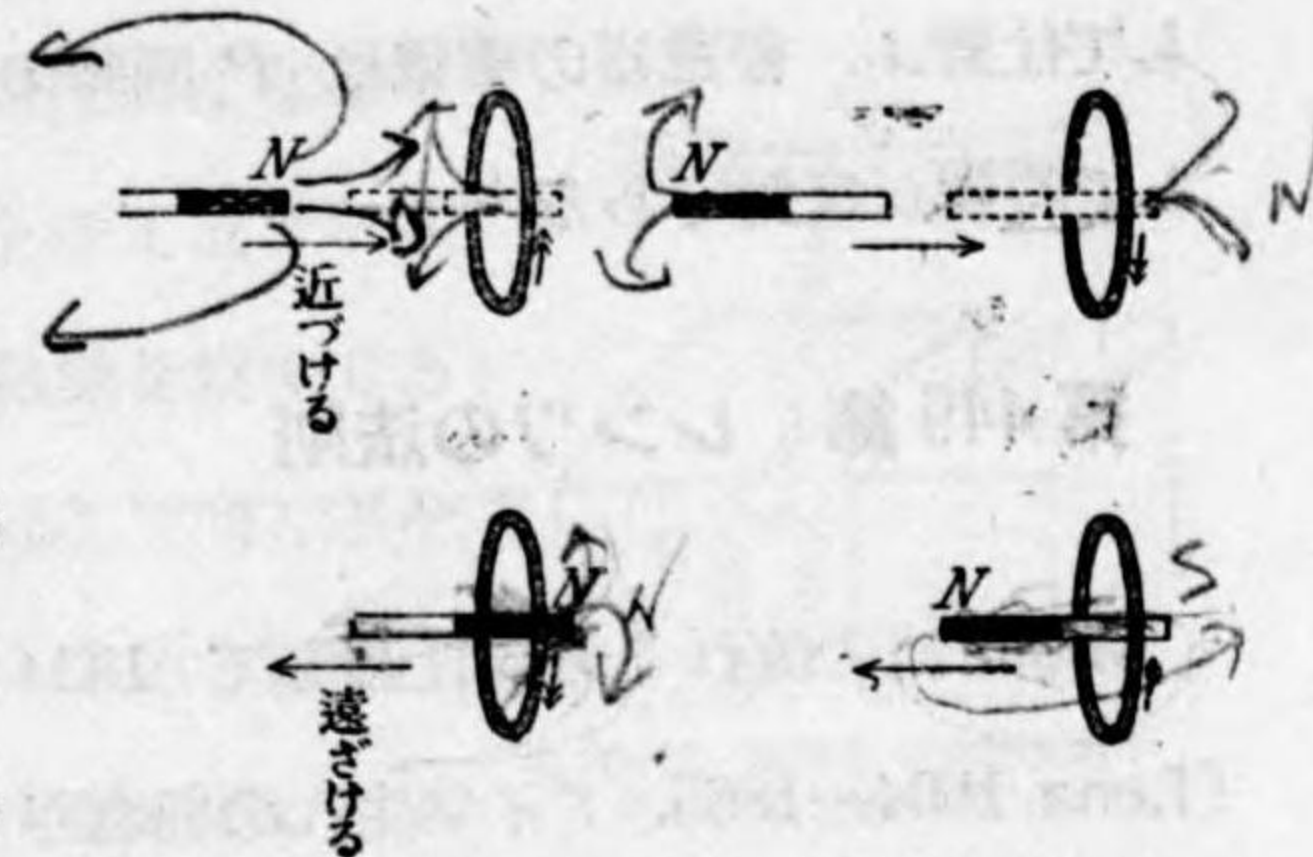


第695圖 P を動かして S を横切る指力線を變化する

回路 P の形は唯一個の圓輪よりは多數の捲き數を有するコイルの方が同一電流に對して磁界が強く指力線の數が多いし回路 S の方も同様に一つの圓輪よりはコイルの方が之を横切つて通過する指力線の數の變化も大であるから P, S 兩回路共にコイルの方が實驗に有利である。又 S を平行に動かさずとも之を廻轉しても或はその他の運動をしても S を通過する P の指力線數に變化がありさへすれば誘導電流が発生するのである。

扱て電流の通して居るコイルは第431節に説く如く一つの永久磁石と同一の

作用を爲すものであるから上記の第一回路たる P コイルの代りに一本の棒磁石を以てし之を S コイルに近づけ或は遠ざけたりして S コイル中に誘導電流が起されるか否かを検査することは實驗に値する事柄である。ファデーは之を試みて第696圖に示す如き

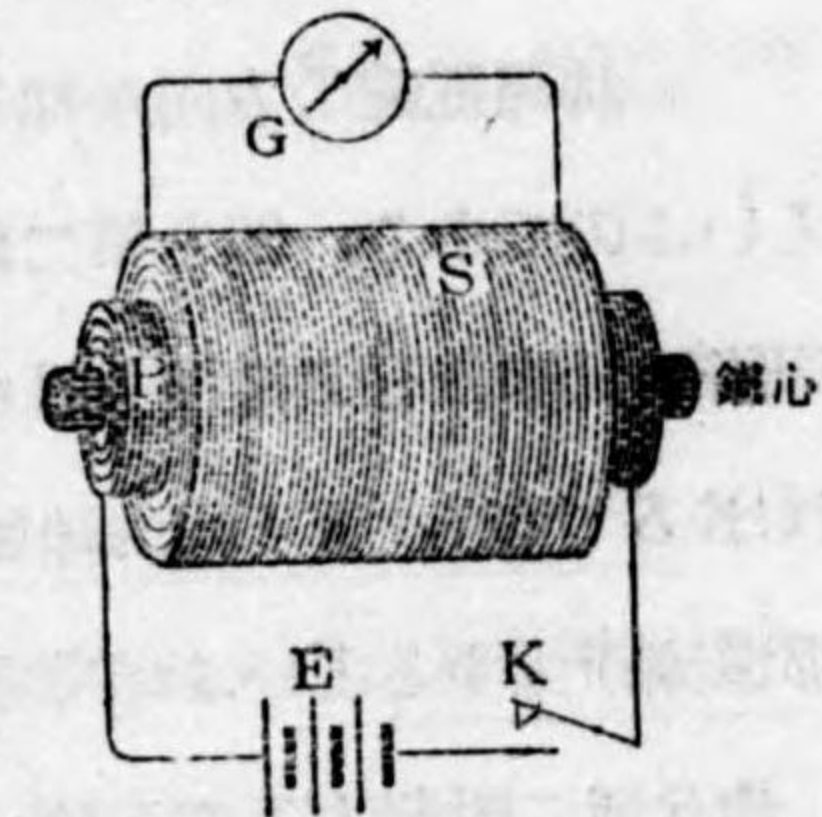


第696圖 (1) 磁石の N 極を近づける (2) 同上を遠ざける (3) 磁石の極を近づける (4) 同上を遠ざける

誘導電流の發生を見た。磁石を用ゐる此實驗を第三群として置く。

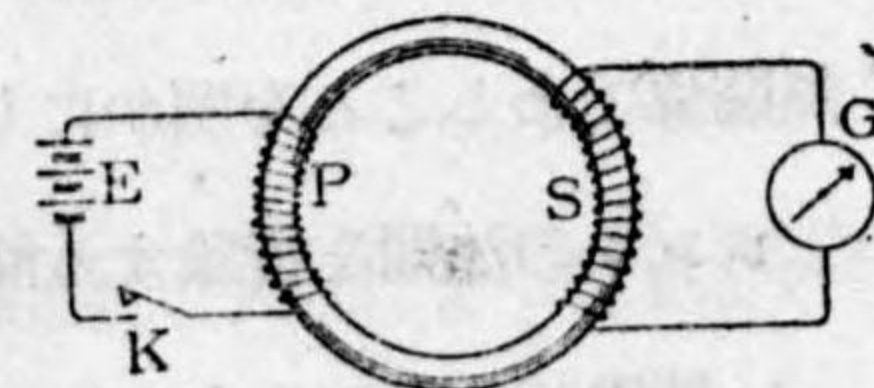
以上の事實から推論すればコイルの中に鐵心を有するものを使用すれば電磁誘導の現象が顯著なることも容易に知り得らるゝことである。此場合には例へば第697, 698圖に示す如く装置し P コイル中の電流を變化すれば同時に鐵心の磁性が著しく變化するからコイルと鐵心との作用が相助けて現象が著しく現はれるのである。

序に附記して置くが此等の鐵心は太い棒状のものであると電流を切つても残留磁氣が残こつて S コイルに起る電流が十分に發揮せられないから残留磁氣の小さな鐵の針金の束を使用したがい。



第697圖 P の電流を斷續する毎に S 回路中に入れた衝擊檢流計 G が跳り出す

電磁誘導の實驗に於て S 回路が第699圖に示す如く金屬導線で閉ぢられて居ないで回路中に一つの蓄電器 C が挿入してあるときに於ても S の導線中に發生した誘導起電力 e (第450節) によつて蓄電器が帶電せられる。此帶電は勿論瞬間的であつてその發生は P 回路中に電流の變化があるときのみであるが蓄電器の兩板は終始導線で連結してあるのだから誘導現象が終ると兩板の電氣は導線を通して放電



第698圖 前圖と同様

して仕舞ふ。蓄電器の帯電は P 回路の電流の断と續とで符號が反對である。

第 449 節 レンツの法則

誘導電流の流れる方向に關して 1834 年にレンツ (Lenz 1804—1865. ドイツ生れの物理學者、ペテルスブルグ大學教授) が一つの法則を公にした。之を**レンツの法則**といふ。曰く

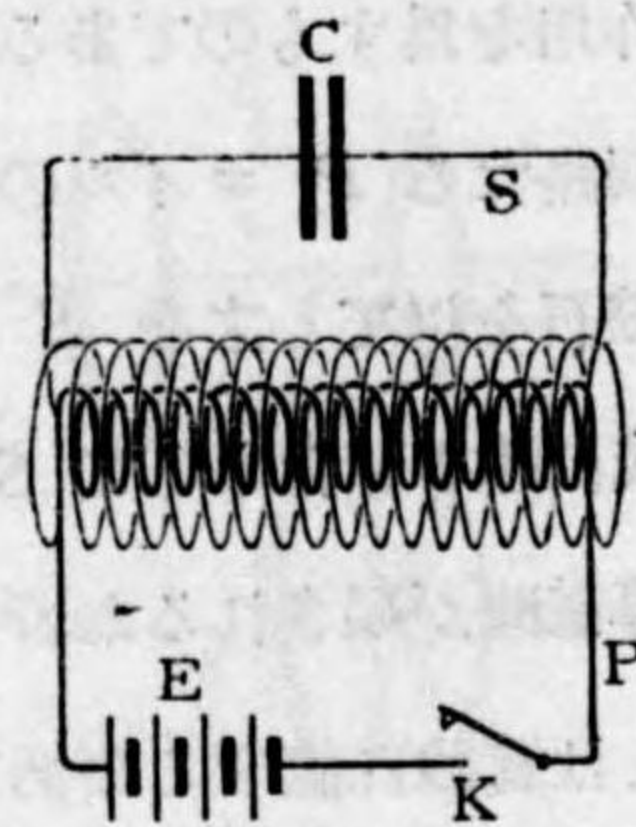
電流回路 P 又は磁石が回路 S に對する相對的運動によつて誘導電流を發する場合には此等の間の電磁力學的の作用は運動を阻止せんとする如くに働く。

電流又は磁石の強さの變化による誘導電流の場合には強さの増大又は減少を、それぞれ距離の減少又は増大する運動に置き換へることによつて誘導電流の方向を知ることが得る。

といふのである。即ち第二群及び第三群の實驗では S 中に發生した電流は P 回路又は棒磁石の接近を阻止せんとする如き方向であつた。違つた言葉を用ゐれば S 回路を貫く指力線數が増す如く變化すれば之を減せんとする方向の誘導電流が生ずるといふのである。

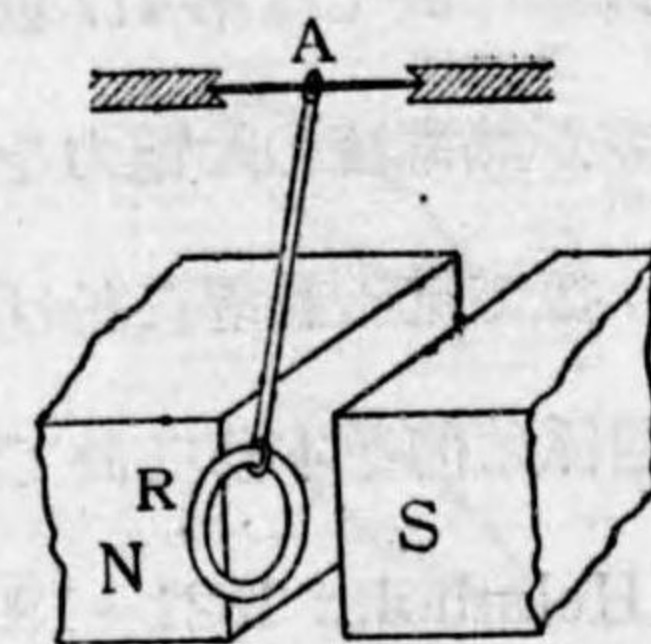
尙此所に附記することはレンツは多くの實驗によつて S 回路中の誘導電流の大きさは回路の電氣抵抗が同一であればその導線の金屬材料の何たるには全く無關係であることを明かにした。

レンツの法則を實驗する簡単な裝置が第 700 圖に示してある。 N, S は強い電磁石の兩極で之を接近させて、その間の狭い隙間の中で一つの銅環 R を動かして見るのである。此銅環は成るべく太い導線で電氣抵抗の小なるものを以て作り之を振子の如く A から吊して横振れすることなく自由に兩



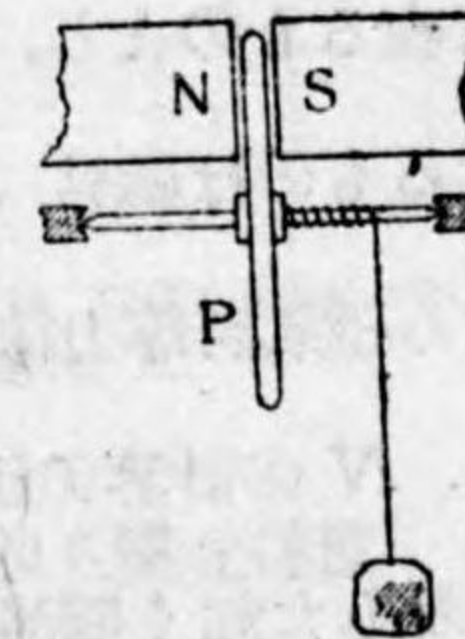
第 699 圖 S 回路中に蓄電器 C を入れた場合

極間を通り抜ける様にする。先づ電磁石に電流を通することなく銅環を一方に持ち上げて放すと R は兩極間を素直に通って抜けて數回振動を爲すであらう。そこで次に電磁石に電流を通して同じ事をやると環は極めて靜かに兩極間に入り込み振動することなく其儘靜止して仕舞ひ恰も兩極間が水飴の如き粘體を以て充たされてあるかの觀を呈する。又環を兩極間から外に引き出そうとすると同様に粘體中から引き出す如き抵抗を感じるのである。即ち出入共に環の運動を妨げるのを感じ得る。



第 700 圖 磁界中で回路を動かんとするとその運動が阻止される

全く同様な尙一つの面白い實驗は銅の平圓板 P でその中心を貫く廻轉軸を有するものを電磁石の狭い兩極間に差し入れ廻轉軸を指力線と一致させて之を廻轉するに電磁石が勵磁してないときには自由に廻るが之を勵磁すると圓板中に誘起された誘導電流の爲に廻轉が非常に困難になる。



第 701 圖 磁界内で平圓板を動かす實驗

電磁石でなく強い永久磁石の兩極間の狭い間隙でも同様に上記の圓環や圓板は運動が非常に困難である。第 438 節の積算電力計では電流の大きさを代表する廻轉子が餘り急速に廻轉することを抑制する爲に廻轉軸に垂直なる平圓板を附け此圓板を兩極が近くて且つ強い永久磁石の間に挟んだのである。

第 450 節 誘導電流の起電力

S 回路中を流れる誘導電流の強さは回路の電氣抵抗の大きさによつて支配せられることは一般の電流の通りであるが、電磁誘導の現象に於て S 回路を横切つて通過する指力線の數の變化が誘導電流の何を決定するかといば、それは實は電流の強さではなくして回路に於ける起電力(之を誘導電壓とも呼ぶ)である。

此點に於ては第 417 節の熱電流に於て二つの異金屬の兩接合點に於ける溫度の差が熱電流の起電力を決定すると云ふのに似て居る。

扱て電磁誘導に於ける起電力と S 回路を横切る指力線の數の變化との間の關係如何を本節に於て解説せんとするのである。此關係は最初 ヘルムホルツ (Helmholtz 1821—1894, ドイツの生理學者, 物理學者) がエネルギー保存の法則によつて明かにしたものである (第 453 節参照)。

今一般の場合として S 回路は真空や空氣の中にありとせず透電率 ϵ 透磁率 μ なる媒質中に在るものとし、従つて S を横切つて通過するものは磁界 F の指力線ではなく $B = \mu F$ なる磁氣誘導力線の數でそれが N 本あるとする。



第 702 圖 磁界内にある回路の有効面積

N の計算の仕方は第 431 節の (431/4) 式に示した如く回路を B に垂直なる平面上に投影したときの面積が S' で回路は導線 n 本を重ねて巻いてあるとすれば S' が有効面積で

$$N = n \cdot B \cdot S'. \quad (450/1)$$

である。ヘルムホルツによれば此 N に變化があれば回路中に電磁誘導の起電力が

発生するといふのである。 N の變化は色々にして起り得る。或は回路がその平面の向きを變ずることによつて S' が變じその結果として N が變化することもある (第 703 圖) 或は又回路が平面を變じないが導線の形が變化して回路の面積を大きくしたり小さくしたりすることもある (第 704 圖)。或は又 B の



第 703 圖 回路の方向變換

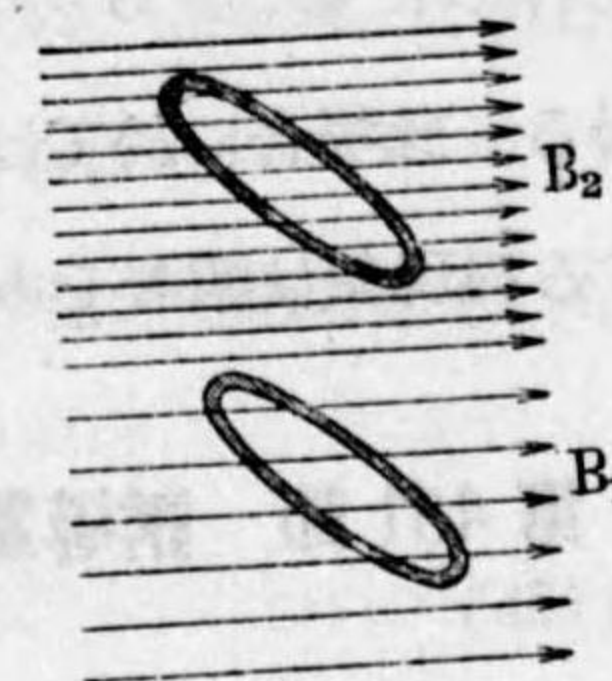


第 704 圖 回路の形の變化

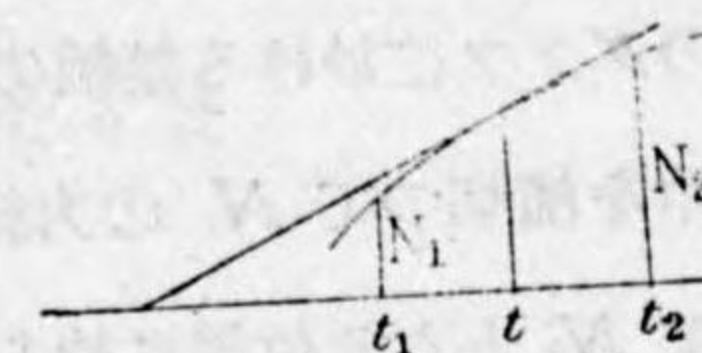
大なる所から B の小なる所へ回路の位置を移してもよからう (第 705 圖)。

ヘルムホルツの證明は本書に於て之を解説するのは餘りに難解であるから之を省略して單にその結論を述べることとする。或時刻 t_1 に S を過ぎる誘導力線の數が N_1 で之が變化して時刻 t_2 には N_2 になつたとすればは $(N_2 - N_1) \div (t_2 - t_1)$ は單位時間中に N の變化する平均値であるが、今この時間 $(t_2 - t_1)$ を漸々短かくして極度に至らしめ $t_2 - t_1 = 0$ に近づけたときに得た極限值

$$\left(\frac{N_2 - N_1}{t_2 - t_1} \right)_{t_2 - t_1 = 0} \quad (450/2)$$



第 705 圖 回路を磁界の強さの異なる所へ移す



第 706 圖 時刻 t に於ける指力線の數 N .

は $t_1 t_2$ の間にある或時刻 t に於ける力線の變化する割合即ち變化速度である之を a_N とする。 N 對 t のグラフを描いて見れば此 a_N は時刻 t に於ける曲線 N の接線の傾斜、即ち勾配を示すことは第 21 節の速度、第 78 節の加速度、等で同様な考察をしたので明らかなことである。

ヘルムホルツに依れば或時刻 t に於て S 回路中に發生した起電力 e は量に於て N の變化速度 a_N に等しく、その方向はレンツの法則に述べた如く N の變化を阻止せんとする如くに向ひて居るのである。故に起電力 e を式で表はせば

$$e = -a_N. \quad (450/3)$$

$$= - \left(\frac{N_2 - N_1}{t_2 - t_1} \right)_{t_2 - t_1 = 0}$$

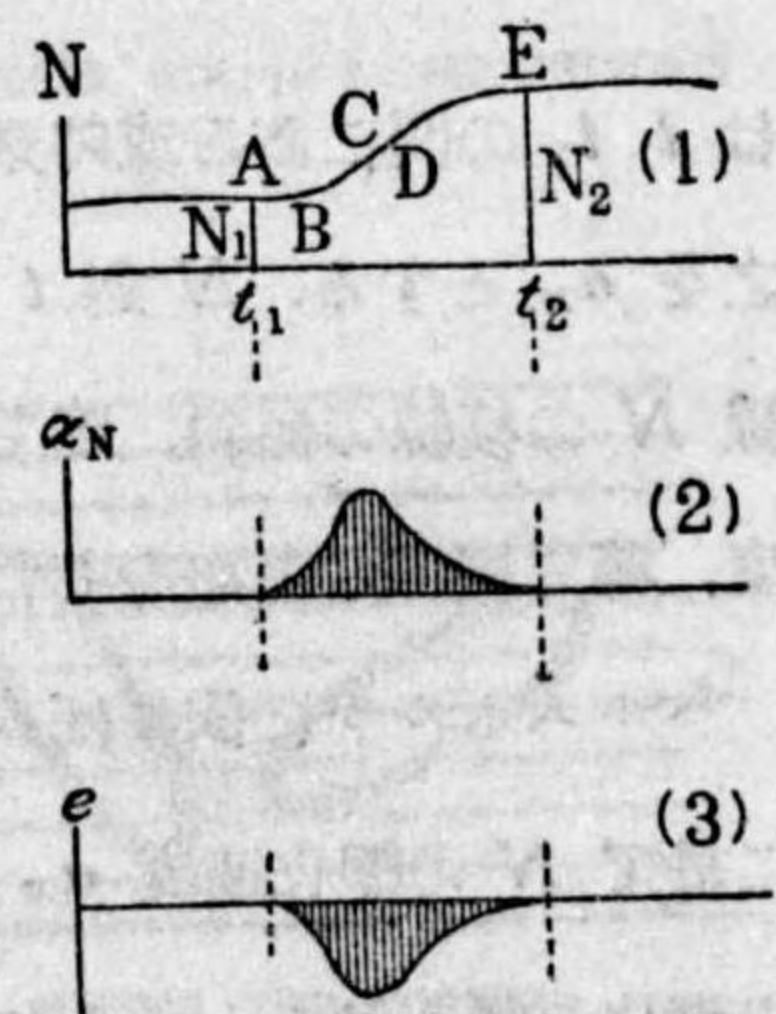
となるといふのである。

(450/3) 式に示す如く e は N の變化速度 a_N によつて定まるのであるから、第 448 節の第二群の實驗の如く P, S 二つのコイルの運動によつて P

の作つた B が S を過ぎつて通過する N に變化を起し之によつて誘導電流を得る。此場合に於てはコイルの動かし方が成るべく急速で $t_2 - t_1$ の時間を小にする程現象は顯著である。

第 451 節 誘導電流に於ける電流の強さ

前節に説く如く誘導電流の起電力即ち誘導電圧 e は誘導力線の數 N の變化速度 a_N によつて決定せられるのであり、 a_N は第 706 圖に示す如く N 對 t のグラフに於ける接線の傾斜で表はされるのであるから、今時刻 t_1 に S コイル中を横切つて N_1 の力線が通して居るときから運動を開始して、時刻 t_2 に於て N_2 となる位置に持ち來たつたとすれば (第 707 圖の 1) 其途中の時刻に於ては起電力 e が如何に變化しつゝあるかは第 707 圖の 2 によつて推知することが出来る。即ち N 曲線上の A, B, C, \dots 等の點に於ける切線の傾斜を圖示した (2) の圖を (3) の如く反轉して e 對 t のグラフを作つて見ればよい。運動を開始した t_1 に於ける A 點では切線が水平だから a_N は零であり B 點に於て傾斜が稍大になり C 點に於て最大値に達して e も最大値を得、それより傾斜が減少して時刻 t_2 の運動終了點 E には切線は水平となつて a_N は零となる。



第 707 圖 (1) N 對 t 曲線 (2) N の變化速度 a_N (3) 誘導電圧

起電力 e が上記の如き経過をとるから電流の強さも亦同様の経過をとるのである。 S 回路の電氣抵抗を R とすれば電流の強さ i はオームの法則により

$$i = \frac{e}{R}$$

で i 對 t のグラフは e 對 t のグラフと同形である。此變化はオシログラフ (第 441 節) で實際に調べることが出来る。

時々刻々變化しつゝある e 及び i の價は N 對 t 曲線の形によつて色々の

場合があつて一概に述べ得ないが i を時間的に累計して t_1 より t_2 に至る間に S 回路を流れた電氣の總量 q は次の如くして求め得られる。

S が時刻 t_1 に於て運動を開始し、時刻 t_2 に之を終つたのであるから ($t_2 - t_1$) 中に於ける e の平均値は

$$e_m = -\frac{N_2 - N_1}{t_2 - t_1} \quad (451/1)$$

である。故に電流の強さの平均値は

$$i_m = \frac{e_m}{R} = -\frac{1}{R} \frac{N_2 - N_1}{t_2 - t_1} \quad (451/2)$$

となり此時間 $t_2 - t_1$ 中に S 回路を流れた電氣の總量 q は

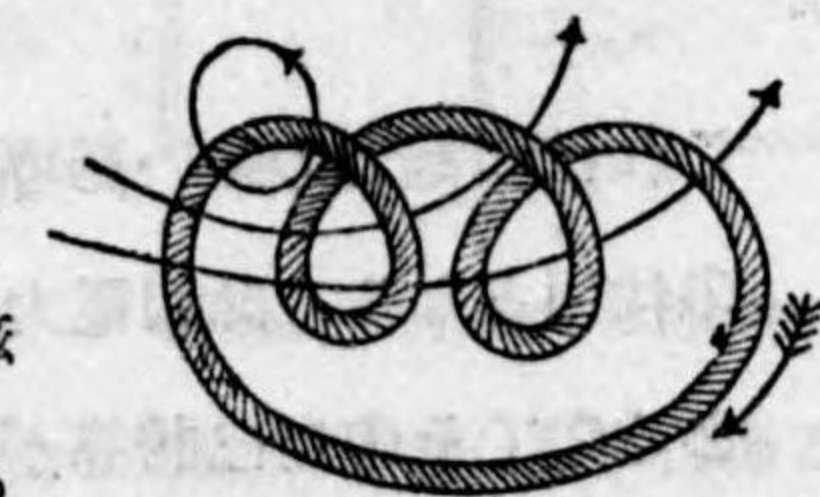
$$\begin{aligned} q &= i_m(t_2 - t_1), \\ &= -\frac{1}{R}(N_2 - N_1). \end{aligned} \quad (451/3)$$

である。以上の計算は簡單のために平均値で行つたが實は e を累計すれば a_N を累計した $N_2 - N_1$ となるのだから上の結果は一般に正しいのである。而して此 q の大きさは第 440 節の衝撃檢流計を使用すれば實驗的に測定し得られる。

第 452 節 相互誘導と自己誘導

電磁誘導の現象は上述の如く 1831 年にファラデーが発見して先づ第 447 節の第一群の實驗を爲し P 回路中の電流を變化すれば S 回路中に誘導動電力を發生したのである。然るにファラデーは 1834 年に至つて次の事に想到して豫想通りその實驗に成功した。

即ち P, S 二つの回路でなく唯一個の回路でもその回路中の電流の變化があれば自身の作つた磁界に變化があるから自己のコイルの面積を過ぎる N の數に變化があり (第 708 圖) 従つて自己回路



第 708 圖 或回路に電流の變化があると
その回路を貫く N に變化あり

中に誘導現象が発生する筈だといふのである。P, S 二の回路のときの電磁誘導を相互誘導といひ、自己の回路中のものを自己誘導といふ。

P, S 二つの回路があるとき P に変化があれば S に誘導作用を生じ S に変化があれば P に誘導作用が生じて相互的であるが、何れの場合にも同時に又自己の回路に誘導作用が伴ふことは當然である。

自己誘導の實驗を行ふには使用するコイルは鐵心を有し導線の捲き数の多いものが有利であることは明白である。此の如きコイルに電流を通し置き、突然之を切つて電流を零にせんとすると、レンツの法則に述べた如く之を阻止せんとする逆の起電力が現はれる。此起電力は事情によつては例へば變化を非常に急激にやれば使用して居た電池の起電力よりは著しく強大で、回路の切斷點に於て強い火花と爆音とを發することがある。これは此切斷點の所の導線が加熱せられて蒸氣を發生し空氣中にイオンを飛ばし電流は此イオンを通して尙流れつゞけるのである。一層面白い實驗の方法は電池とコイルとから來る導線の一方を目の荒い鐵の鑢につなぎ置き他の一方を手にして鑢の目を摩するのである。電氣回路の急速なる開閉に應じて鐵の火花が線香花火の如く飛んで一寸美觀を呈する。此等の實驗に於てコイルの中の鐵心を抜き取り、或は更に導線を解き長く延ばして仕舞つて實驗すると現象は殆ど全く見られなくなる。

尙一つの實驗は普通の電鈴で鈴が鳴るとき槌が振動して回路を急速に開閉する場所がある。此開閉點の兩側から各一本の導線を出してそれを兩手で一本づゝ保持すると電鈴の音と調子を合はせてビリビリと筋肉に衝擊的の痙攣を感じる。

これは起電力の強い誘導電流が人體を通るからであつて電氣療法の醫療器の代用となる。此起電力の大きい所以は電鈴の回路中に電磁石が使用してあるのでその自己誘導が大なる故である。

自己誘導の大なる回路に於ては之に電流を通せんとすれば電流の増大を阻

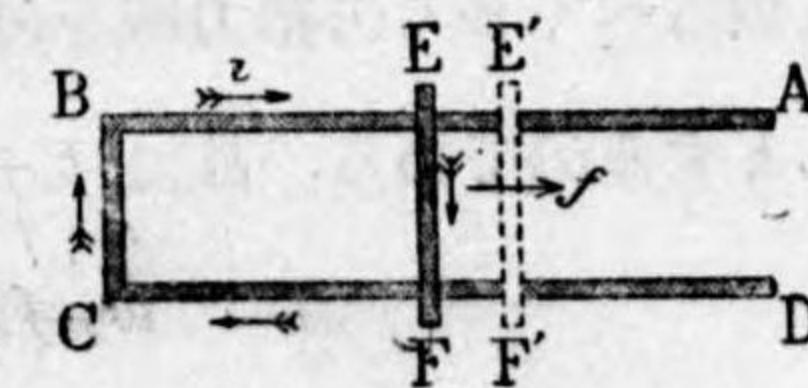
止する如き逆起電力が現はれるから電流の生長は緩慢である。尤も最後の電流の大きさは電池の起電力 E と回路の電氣抵抗 R とでオームの法則によつて與へられる

$$i = \frac{E}{R}$$

となることは勿論だが此最後の價になるまでの時間の長さは誘導の大小に支配されるのである。誘導電流の第 448 節の實驗に於て S コイルを一本の長い導線を一定の向きにクルクルと巻いて作つた普通のコイルでなく、導線の全長を先づ二つ折にしてそれを巻いて作つたコイルを使用すると第 694, 695 圖の實驗に於て S 回路中に誘導電流が発生しない。これは斯くすれば S コイルが逆巻きに巻いた二つの S_1 及び S_2 のコイルを直列にしたのであるからその作用が相消し合ふからである。本節の自己誘導の實驗でも同様で斯くの如きコイルを使用して荒い鑢で火花を出させて見ようとしても全く火花は出ない。第 408 節の抵抗器のコイルは斯くの如き巻き方をしてあることを彼の所で述べたが、これは斯くしないと實驗に際し電流を開閉する毎に抵抗器のコイル中に瞬間的の起電力が発生して實驗の妨害となるからである。

第 453 節 自己誘導に於ける起電力の理論

第 709 圖の ABCD は一つの導線を曲けて作つたものでその平面を水平(之を紙面とす)にしその上に導線 EF を架して、これを平行に滑動し得べからしめてある。尙電池を BC の邊に挿入して圖に示す如き電流 i が通してあるが電池は圖から省略してある。電流による磁氣指力線は紙面に直角で紙背に向つて居るが、可動導線が EF にあるときは EFCB の回路を横切る指力線(今は導線が空氣中にあるとして $B=F$ と



第 709 圖 自己誘導の電路の説明

する)の数は

$$N_1 = F \times \overline{BE} \times \overline{BC}. \quad (453/1)$$

であり可動導線が EF' に在れば

$$N_2 = F \times \overline{BE'} \times \overline{BC}. \quad (453/2)$$

である。上記の回路は可動導線 EF の運動によつて其形を變ずるもので(第704圖の場合)此變形によつて回路を過ぎる N に上記の如き變化があるから自己誘導による起電力が発生する筈である。今ヘルムホルツが爲せし如くエネルギー保存の法則を應用して此起電力の大きさを計算して見よう。

時刻 t_1 に可動導線が EF にあり時刻 t_2 に EF' にありとし此時間 $t_2 - t_1$ が非常に小なりとし變位 EE' も小だから回路の電氣抵抗は不變で R であるとする。此 $t_2 - t_1$ の時間中に電池の化學變化によつて供給されたエネルギーの量は第412節所説の如く電池の起電力を V 電流の強さを i とすれば $Vi(t_2 - t_1)$ である。此エネルギーの一部は導線を熱するジュール熱のエネルギー $i^2R(t_2 - t_1)$ となりその残りは導線を EF から EF' に運ぶ仕事に充當せられるのである。此仕事の量は次の如くに計算せられる。

導線 EF に働く電磁力 f はビオー、サベールの法則(第424節)によれば、その長さ EF 、電流の強さ i 及び磁界の強さ F の相乗積に等しく

$$f = \overline{EF} \times i \times F.$$

その方向は i と F との兩方に直角であつて第431節の終に述べた如く回路中に成るべく多くの指力線を包容せんとする如く EF をして EF' に至らしめんとするのである。故に $t_2 - t_1$ の時間中に爲す仕事の量は

$$\begin{aligned} w &= f \times \overline{EE'} = \overline{EE'} \times \overline{EF} \times i \times F, \\ &= i \times F \times (\overline{BE'} - \overline{BE}) \times \overline{BC}. \end{aligned}$$

であるから(454/1)(453/2)によると

$$w = i(N_2 - N_1). \quad (453/3)$$

となる。故にエネルギー保存の法則は次式を與へる。

$$Vi(t_2 - t_1) = i^2R(t_2 - t_1) + i(N_2 - N_1). \quad (453/4)$$

即ち或瞬間 t に於ける關係式は

$$V = iR + \frac{N_2 - N_1}{t_2 - t_1} = iR + a_N \quad (453/5)$$

$$i = \frac{1}{R}(V - a_N) \quad (453/6)$$

であつて導線が動いた爲に電池の起電力 V に反對する起電力

$$e = -a_N. \quad (453/7)$$

が発生した。是れ即ち自己誘導の起電力であつて正に(450/3)式と一致する。

本節に於ては回路の形を變じて之を過ぎる N の數を變ぜんとすると之に反對してそれを阻止せんとする如き起電力が現れることをエネルギー保存によつて説明、解釋したのである。此他の場合でも總て回路を過ぎる N の數に變化があれば常に同様な逆起電力が現はれるのである。そしてその變化が急激で a_N が大なれば大なる程逆起電力が大きいのである。

第454節 誘導係數

電流 i が通して居る回路を過ぎる N の數に就て少しく詳細に考へる。

長さ l 、斷面積 A なる圓柱の上に導線を全體として n 回捲いたコイルがある。但し鐵心は入れて無いとする。此回路を過ぎる N の數は(450/1)式に述べた如く有效面積と誘導量との相乗積であるが、此コイルは面積 S の圓輪を n 個並べたものだからコイルとして有效面積は nS である。誘導量はコイル中に鐵心がない空氣だから $B = F$ である。然るに F の大きさはコイル内の場所によつて其價を異にすることは第426節に記した通りである。今暫らく圓柱の軸上の價を使用することにして、(450/1)式を應用して見ると此コイルの長さ 1 纏毎に n/l の導線が巻かれてあるので

$$F=4\pi\frac{n}{l}\cdot i.$$

従つて

$$\begin{aligned} N &= nS \times 4\pi\frac{n}{l}i \\ &= 4\pi n^2 \frac{S}{l} i = Li \end{aligned} \quad (454/1)$$

となり N は電流 i に正比例する。此比例定数は

$$L=4\pi n^2 \frac{S}{l} \quad (454/2)$$

であつてその價はコイルの形をきめる S 及び l と導線の捲き數 n の二乗で定められる。

上の計算には F の價として圓柱の軸上の價を使用したので勿論正確を缺いて居るが、然し一般の場合に於ても

$$N=Li. \quad (454/3)$$

として可なることは疑を容れない。而して L はコイルの形と導線の捲き數の二乗とで決定せられることも肯定し得られる。此のコイルの性能を表はす L をコイルの自己誘導係數といふ。

何故に斯く命名するかと云へば此回路の電流を i_1 から i_2 に變すれば力線數は $N_1=Li_1$ から $N_2=Li_2$ となり

$$\frac{N_2-N_1}{t_2-t_1} = L \frac{i_2-i_1}{t_2-t_1},$$

となる。今電流の變化速度を a_i 即ち

$$a_i = \left(\frac{i_2-i_1}{t_2-t_1} \right)_{t_2-t_1=0} \quad (454/4)$$

とすれば誘導の逆起電力は

$$e = -a_N = -La_i \quad (454/5)$$

となる。斯く此 a_i に L を乗じて e を得るから L を自己誘導係數と呼ぶのである。 L の大なる回路は同じ電流の變化速度に對して逆電壓が大である。

之と全く同様に二つの回路 P, S がある場合に P の回路に電流 i_1 が流れて居るとき S の回路を過ぎる力線數は Mi_1 であり i_1 が變化すると S 回路に起る起電力は

$$e_2 = -Ma_{i_1}.$$

と記し得られる譯である。此 M は二つの回路の各の形、兩回路の相對的位置及び兩方の導線の捲き數 n_1, n_2 の相乘積等に関することは容易に推知できる。前例に依つて M を相互誘導係數といふ。

L 又は M の大きさを數量的に表はすに使用する實用單位はヘンリー (Henry) といひ略字 H の符號で示すことは既に第400節に記してある。

第455節 電磁誘導と力學

電磁誘導の現象の真相を了解するに大なる援助となるものは蓋し力學に於て物體に力が作用して運動を起す場合と此現象とを對比することであらう。類例によつて一を以て他を理解することは時として研究上推奨すべきことである。

今質量 m といふ物體に外力 f が作用したために時刻 t_1 に於て速度が v_1 であつたものが時刻 t_2 に速度が増大して v_2 となり即ち運動量は t_1 に於て $M_1=mv_1$ のものが t_2 に於て $M_2=mv_2$ となつた。然るときは (86/1) 式によれば $t=t_2-t_1$ であるから

$$f = \frac{mv_2 - mv_1}{t_2 - t_1} = \frac{M_2 - M_1}{t_2 - t_1}.$$

である。今は外力 f が一定だとしたから f の平均値は即ち實値であるが若し f が一定でなければ (t_2-t_1) を短かくした上式の極限值を求めれば t_1, t_2 の間にある或時刻に於ける力 f の大きになり運動量の變化速度を a_M とすれば

$$f = \left(\frac{M_2 - M_1}{t_2 - t_1} \right)_{t_2 - t_1 = 0} = a_M \quad (455/1)$$

となつて形式上外觀は全く (450/3) 式と同じである。但し兩式の間には右邊

の符號を異にして居るが、それは問題を見る人の立脚地を異にするからである。即ち (455/1) 式の力學の方では f は外力であつて物體に附屬したものは無い。若し物體の方に立脚して考へるならば外力が物體を押したので速度が v_1 から v_2 に増大したならば此際物體の方からいへばその慣性によつて v の増大せんとするのに反抗して自身を押さんとする他物を押返して即ち反作用を働かせて自身の運動を阻止せんとする如き力を現はすのである。此阻止せんとする力を今更めて f と命ずればその方向は v や M の方向に反するので

$$f = -\left(\frac{M_2 - M_1}{t_2 - t_1}\right)_{t_2 - t_1 = 0} = -a_M. \quad (455/2)$$

となり (450/3) (455/2) 兩式は完全に一致する。即ち電磁誘導の現象を電磁的の慣性現象と見ることが出来る。

之より更に此類推を進めて見よう。相互誘導でも自己誘導でも考の上では本質的に相違がないが後者の方が簡單であるから自己誘導を之から主題として取り上げる。

扱て上記の如く誘導電流の逆起電力は

$$e = -a_N.$$

であり力學的慣性による反作用の力は

$$f = -a_M.$$

であつたが e は (454/3) 式に示す如く

$$e = Li.$$

であり運動量 M は

$$M = mv.$$

であり、兩方に於て L 及び m を一定に保つて電流 i と速度 v が變化したとすれば

$$a_N = La_i, \quad a_M = ma_v.$$

と置いてよい。但し a_i 及び a_v はそれぞれ i と v との變化速度であつて力

學では a_v を單に**加速度**と呼び慣はしたものである。斯くして見ると次の如き對比が成立する。

電磁的の變化	運動狀況の變化
誘導係數 L	質量 m
電流 i	速度 v
電流の變化速度 a_i	加速度 a_v
誘導作用による逆起電力 e	慣性による反作用の力 f
力線の數 $N = Li$	運動量 $M = mv$
$e = -La_i$	$f = -ma_v$
誘導の逆電壓, $e = -La_i$	反作用の力, $f = -ma_v$
電流の電磁エネルギー, $\frac{1}{2}Li^2$	運動のエネルギー, $\frac{1}{2}mv^2$

此對比の最後のものを次節に説明する。

第 456 節 電流回路の電磁エネルギー

誘導係數 L なる一つの回路がある。最初に電流が通じてないのに之に電流を送つて段々に之を増大して最終値 i_0 に至らしめんとする。途中の或状態に於て電流が i ($0 < i < i_0$) のときには回路を過ぎつて力線の數 $N = Li$ が成立して居るので此 i を増大せんとすれば此増大を阻止せんとする逆起電力 e が作用するのであるから、之に反抗して電流を押し流すには仕事を要するのである。而して此仕事の最後まで量を累積すればそれは最後に電流が i_0 なるときに回路にこれに相當するエネルギーが與へられて回路の有する電磁エネルギーとして蓄積せられるのである。此エネルギーは何所に宿つて居るかといふと、それは電池でもなく導線でもなくして回路の存在する媒質中に藏せられて

居るのである。

此仕事の量を計算するのに先づ N 對 i のグラフを考へる。 $N=Li$ であるからグラフは第710圖に示す如く一直線である。 R が最終點で $\overline{OR'}=i_0$, $\overline{OR''}=N_0=Li_0$ である。或途中の状態 P に於て電流 $i=\overline{OP'}$ であるものを増して $i=\overline{OQ'}$ になさんとすれば此ために要する仕事の量 w は (453/3) 式に示した如く

$$w = i(N_2 - N_1).$$

で今は

$$N_2 = \overline{OQ''}, \quad N_1 = \overline{OP''}$$

$$w = i(\overline{OQ''} - \overline{OP''}) = i \times \overline{P''Q''}.$$

i として $\overline{OP'} = \overline{P''P}$ をとれば小に失し $\overline{OQ'} = \overline{Q''Q}$ をとれば大に過ぎるので結局此仕事は梯形 $PP''Q''QP$ の面積で表はされ之を累計すれば仕事の全量 W は三角形 ORR'' の面積で表はされて

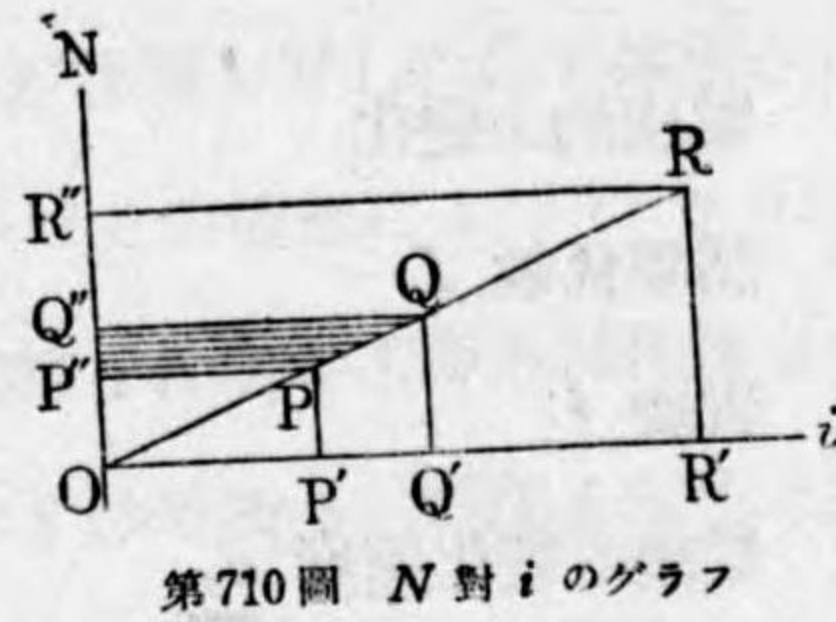
$$W = \frac{1}{2} \overline{RR''} \times \overline{OR''},$$

$$= \frac{1}{2} i_0 \times N_0 = \frac{1}{2} Li_0^2. \quad (456/1)$$

となる。これ即ち回路 L に電流 i_0 が流れて居るとき有する電磁的エネルギーの量である。

力學に於て之に對比して質量 m の物體が速度 v_0 で運動しつゝあればその機械的の運動エネルギーは $\frac{1}{2} mv_0^2$ であることを指摘すれば今考へつゝある類例の面白さが感得せられるであらう。

P, S 二つの回路が組合つて一系を爲すときにも同様の考へ方をして良い譯であるが計算は個々の場合に就て一々爲さねばならぬ。然かし吾等の陳述し得



第710圖 N 對 i のグラフ

る所は此エネルギーは P と S とが獨自に各別に有するものと P, S の結合によるものとの三部から成ることは察知するに難くない。

扱て電氣抵抗の條下 (第401節) に於て抵抗といふ語に就て讀者の注意を喚起して置いた。即ち日常語に於ては抵抗といふ語は二つの異なつた場合に於て使用せられて居て第一の場合は物體間の滑り摩擦のあるときの如く力 f を働かせて物體を動かさんとするとき滑り摩擦力 f' は f より減すべき抵抗として $f-f'$ が有效なる力として作用する。 f' が大なれば摩擦抵抗が大である。第二の場合は電氣抵抗の如く同一の E を働かせても電流 i が小なる場合は E を除すべき R が大なるので之を抵抗が大なりといふのである。(453/6) 式は要するにオームの法則を L のある回路に就て記したものであるが、この式中の R は第二種の性質のもので起電力 V を除すべき量であるが誘導起電力 La_t は第一種の性質のもので V から減すべき逆起電力で、兩種の量が同一の式の中に現はれて居るのである。而して此所に注意すべきは R の存在は電流のエネルギーが熱エネルギーと變形して空間に散逸せられて取り返し得ざるものであるが La_t の方は回路の周囲の透磁質中に電磁エネルギー $\frac{1}{2} Li^2$ として蓄積せられて後に回路を切るときに自己誘導の火花とか音とかになつて現はれてその時始めて熱となり音となつて散逸し出すのである。

(453/6) 式に相當する力學の類例を挙げると次の場合である。質量 m の物體に外力 F を働かせて、そのために物體は速度 v , 加速度 a_v で動くが尙此物體は空氣の摩擦の如き運動を阻止する力に作用されて居るとする。此摩擦力は速度に正比例するもので kv といふ形のものだとする。然るときは此 kv は外力から反作用の力 ma_v を減じた残りだから

$$kv = F - ma_v.$$

である。故に

$$v = \frac{F - ma_v}{k}$$

となる。之を第 455 節の對比表に照らして見れば k が電氣抵抗 R に相當して、これが大であれば熱として散逸するエネルギーの大消費がある。

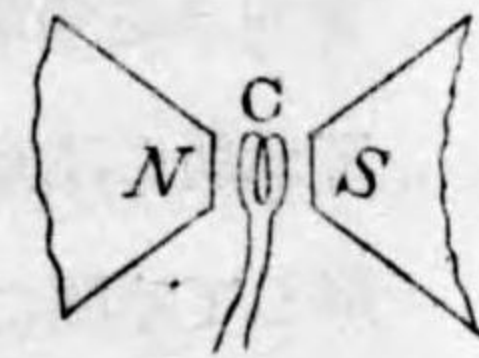
第四十六章 電磁誘導の應用

第 457 節 物理學實驗への應用

電磁誘導の現象の應用は電氣工業に於て甚廣汎なる部門に亘つて之を認めるのであるが、今先づその極めて簡單なる物理學實驗に於ける應用二三を記さう。

第一例 第 711 圖に示す N, S は第 664 圖に記した電磁石の兩極であつて電磁石の導線に電流 i を送つて之を勵磁してある。此兩極間の空間は空氣だとして今此所に於ける磁界の強さ F を實測せんとするのである。此目的を以て導線の圓輪を數回重ねた扁平なる圓環狀のコイル C を作り之を電磁誘導用の S コイルとして、之を兩磁極間にその平面を指力線に垂直に置く。C コイルの導線の兩端は之を第 440 節の衝擊檢流計につなぐ。最初に電流計の指針がその零位に於て靜止して居るとき此 C コイルを突然、成るべく急速に磁極間から抛出する如く取り出して電磁石の磁力の及ばざる遠距離へ驅逐すると C コイル中に發生した誘導電流のために檢流計の指針が動く。此際誘導電流による電氣の總量 q が電流計を通したのを檢流計の第一回の偏角 α によつて測定し得られるのである。一方 q は (451/3) 式によれば C コイルを横切る N は最初には N_1 で最後には $N_2=0$ であるから、(451/3) より

$$q = -\frac{1}{R} \cdot N_1.$$



第 711 圖 磁界の強さの測定

である。故に C コイルの導線の巻数が n で圓の平均半徑を r_m とすれば有效面積は $S = n\pi r_m^2$ であり且つ B は此際は磁界の強さ F であるから

$$N_1 = n \cdot \pi r_m^2 \cdot F.$$

で結局

$$q = \frac{n\pi r_m^2}{R} \cdot F. \quad (457/1)$$

によつて F が求め得られる。

第二例 上記のと全く同様な圓環狀のコイルで平均半徑 r_m が數握程度で捲き數 n も可なり多く百に近いものを作り第 712 圖に示す如く廻轉軸を取付ける。先づ廻轉軸を鉛直にし圓環の平面を磁氣子午面に垂直ならしめる。地球磁界の水平分力を H とすれば此位置に於ては

$$N_1 = n \cdot \pi r_m^2 \cdot H. \quad (457/2)$$

である。そこで此コイルを 180° 廻轉して裏返しにし再び磁氣子午面に直角ならしめると磁氣指力線がコイルを逆に通過するから

$$N_2 = -N_1.$$

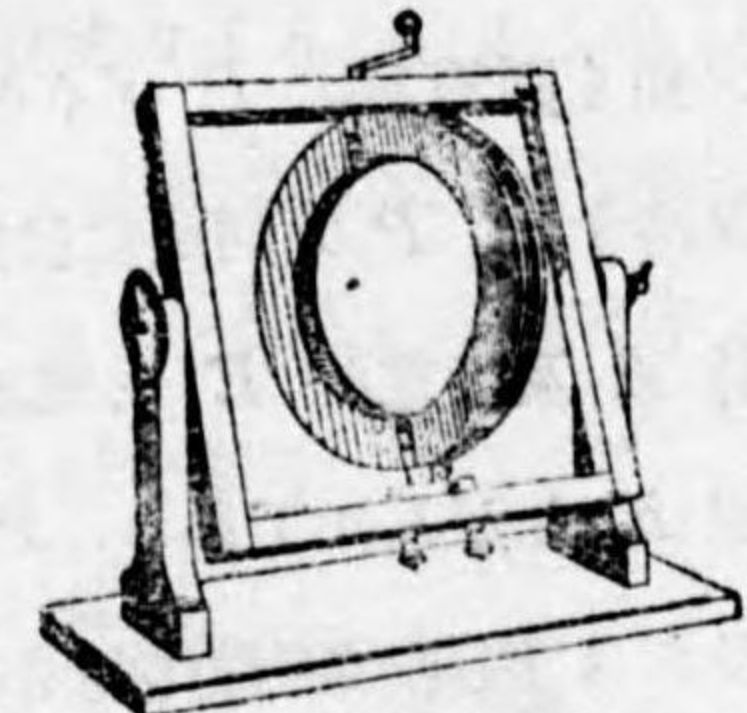
となり此廻轉によつて發生した電氣量 q は

$$q = \frac{1}{R} 2n \cdot \pi r_m^2 \cdot H. \quad (457/3)$$

となる。此 q を前の如く衝擊檢流計で測れば H が知られる。或は H を他の方法 (第 368 節) で測定して知つて居れば、之によつて使用した檢流計の定數を知り、そしてそれを上記第一例の場合に利用して電磁石間の F の測定に使用してもよいのである。

上記の裝置を再び廻轉軸を水平に子午線と一致させ最初コイルの平面を水平にして地磁氣の垂直分力 V をしてコイルを貫通せしめ置き

$$N_1 = n \cdot \pi r_m^2 \cdot V.$$



第 712 圖 地磁氣誘導器

それから前の如くコイルを半廻轉すれば此度の電氣總量は

$$q = \frac{1}{R} \cdot 2n \cdot \pi r_m^2 \cdot V. \quad (457/4)$$

となる。故に之によつて V を測定することが出来、或は又第 633 圖により

$$\frac{q}{q} = \frac{V}{H} = \tan \theta. \quad (457/5)$$

として其土地の伏角 θ を測定することが出来る。

第 712 圖の装置を地磁氣誘導器と呼ぶ。

第三例 一つの鐵の丸棒の上に成るべく隙間のない様に絶縁線を密着して巻いて之を S コイルとする (第 713 圖)。之を衝擊檢電流計につないで全體を圖

の如く圓筒形の P コイルの中心軸上に

保持する。 P の回路には抵抗器 R 電流

計 A 及び電源 E と電流の方向反轉裝

置 K とが入れてある。 P コイルはその

長さ 1 繩毎に導線の捲き數が n_p であ

つて之に通じた電流は電流計が i アンペ

アであることを示したとすれば P コイルの中心軸上に於ける磁界の強さは

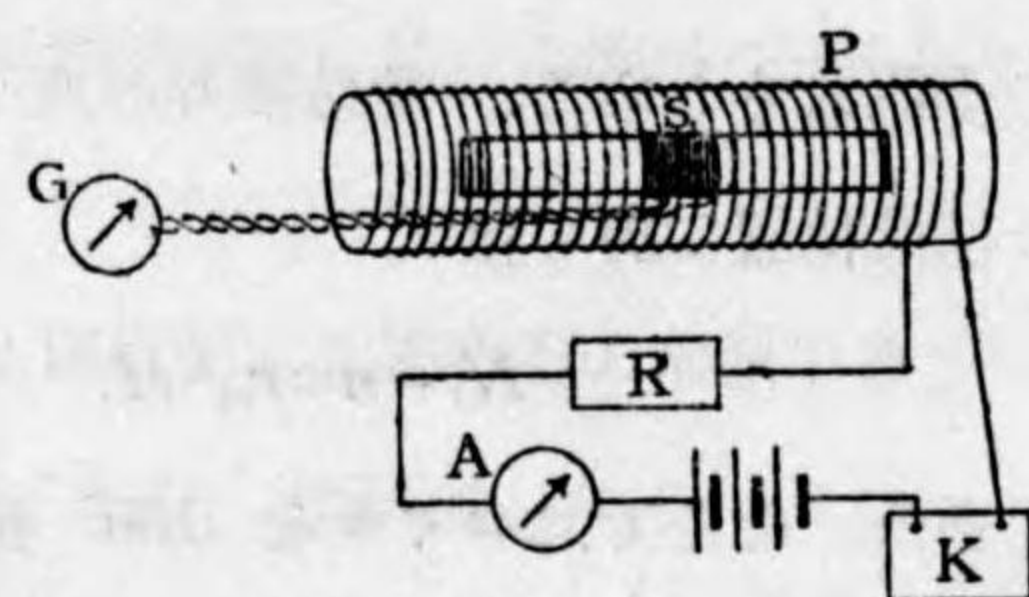
(426) 式によつて

$$F = 4\pi n_p \cdot \frac{i}{10}.$$

である。鐵棒の透磁率が μ ならば鐵棒中に於ては $B = \mu F$ であるから S コイルの導線の捲き數が總計 n_s でコイルの面積即ち鐵棒の横斷面積が A ならば

$$N = \mu F \cdot n_s \cdot A. \quad (457/6)$$

である。扱て實驗は突然 P コイルを通ずる電流を逆轉して電流を $+i$ から $-i$ に變じて N を逆にするのである。然るときは S コイルに連絡してある衝擊檢電流計は



第 713 圖

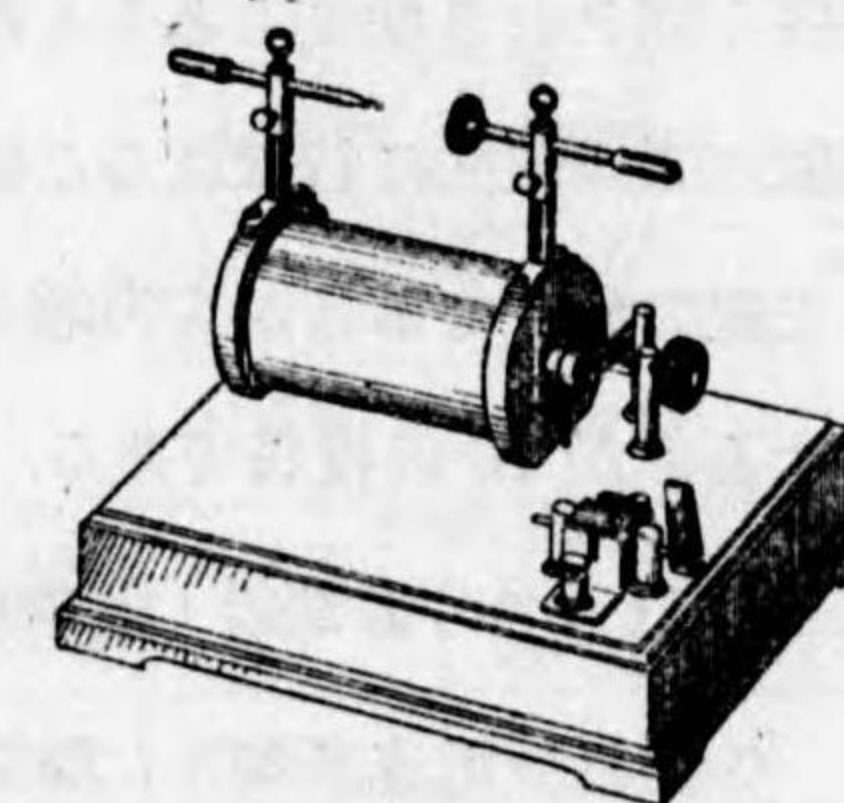
$$q = \frac{1}{R} \cdot 2\mu F \cdot n_s \cdot A \quad (457/7)$$

なる電氣量を示すから之によつて種々の F に対する鐵材の μ の價を知り μ 對 F のグラフによつて使用した鐵材の磁性の研究を爲し得るのである。

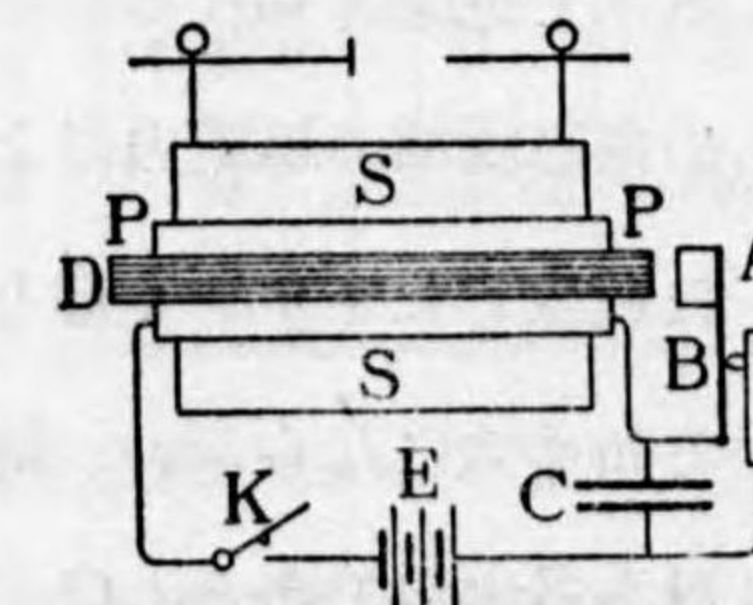
第 458 節 誘導コイル

電磁誘導の應用で前節記述のものよりは稍規模の大なるものに就いて以下數節に互つて記述する。その第一は第 697 圖に示した回路を利用して P には起電力の十數ヴォルト程度の電壓の餘り大ならざる電流を送つて S コイルに非常に強大なる起電力を發生せしめる装置である。之を誘導コイルといふ (第 71 圖)。これは物理實驗に於て數千又は數萬ヴォルトといふ高壓電流を得る器械として電氣放電の研究に賞用せられる。此器械の P コイルは太い導線で作られ S コイルは甚細い導線の數千、數萬回の捲き數のものである。

第 715 圖は器械の構造圖であつて第 697 圖の S 回路の檢流計 G の所が尖端と小圓板とを對せしめた火花間隙となつて居る。此尖端と小圓板とを此器械の兩極といふ。 P 回路は電流の方向轉換器 K (第 668 圖) と電池 E 、及び電流の斷續部 A とが直列に繋いである電流斷續點は P の鐵心となる鐵線の束の前にベネ B の先に支へられた小鐵片 A があつて、これがその右側にある螺子の尖端と觸れて居る。 P に電流が通じ回路が閉ぢれば鐵心が磁性を得て鐵片 A は之に吸引されて左に動く。同時に B は螺子との接觸が離れて電流が切られ A は鐵心を離れて右に復歸して B は螺子に觸れて電流



第 714 圖 誘導コイル



第 715 圖 誘導コイルの斷面圖
A: P コイルの電流斷續器
C: 蓄電器 A に並列
D: コイルの鐵心
K: P 回路の方向轉換器
E: 電源

が再び通ずる。斯くしてペネの弾性によつて A は左右に振動しその一振一動に應じて電流の斷續がつけられる。(之の装置は電鈴の鐘の運動を爲させるものと全く同じである)。電流が斷續せられると斷の時にも續の時にも S に誘導起電力が発生するのであるが(勿論その方向は兩者反對)斷の方が電流の變化が短時間に行はれ電流の變化速度 a_i が大であるから誘導起電力が續の時よりは著しく大である。後文第466節以下に尙その説明があるが電氣は尖端から放電し易く又陰電氣の方が陽電氣よりは放電し易いものであるから P 回路の電流の斷の瞬間に S 回路の尖端極が陰(圓板極が陽)になると兩極間に火花放電が行はれ續の瞬間には誘導電力が小さいから放電が行はれない。故に此際には S 回路には鐵片 A の振動に應ずる一定の向きに流れる間歇的電流が通ずるのである。 P 回路中に入れてある電流の方向轉換器 K を操作して上記の如くするのが正しいので、若し K が反對になつて居て P 回路の電流が斷の瞬間に圓板が陰になる如くであると兩極間に火花が成立し得ず、放電が S コイルの相隣れる導線間に行はれると器械は破損する恐れがある。

上記の如くであるから尖端を誘導コイルの陰極、圓板を陽極と呼びと呼ぶ。斯くするのが K の役目である。

C は一つの蓄電器(第380節)で電流斷續部と並列につないである。之れの役目は電流が切れた瞬間に P 回路を通じて居た電氣を C の中に流し込んで電流の切れるのを容易ならしめる爲めである。これが無ければ P の自己誘導の起電力による火花が B と螺子との接觸點との間に飛び其所に發生したイオンを通して電流が流れることを繼續するので a_i が希望する如く大にならない。即ち C は B の所に於ける火花の發生を妨げる役目を爲すのである。 C に蓄へられた電氣は B が螺子に觸れて回路が閉ぢられた時に之を通じて流れて陰陽中和して放電して仕舞ふ。此放電による電流は電池による電流と一緒に流れるのである。

第459節 發電機

發電機或はダイナモ(Dynamo)は電磁誘導の最顯著なる應用の一つで近世工業の大革新を來たしたものと稱してよからう。これには種々の型式のものがあるが、その詳細なる記述や發達の歴史等は電氣工學の他書に譲つて今は唯その原理に就て要點のみを説く。

第716圖はグラム(Gramm)式發電機の原理を示すものである。強い電磁石 N, S の間に磁氣力線に垂直なる廻轉軸 m を有する一つの鐵環が装置せられ、その一部に圓輪狀の導線の小回路が巻かれてある。磁石 N, S を磁界磁石といひ鐵環を回轉子又は電機子と呼ぶ。界磁石及び回轉子を通過する磁氣誘導力線は點線を以て示してある。回轉子が廻轉するとき小回路が a にある時刻を $t=0$ とし、一回轉に要する時間を T とすれば



第716圖 グラム式發電機

小回路が a, b, c, d 等にあるときの指力線の數 N , その變化速度 a_N 及び誘導起動力 $e = -a_N$ の價は表記した如くである。即ち d より a を

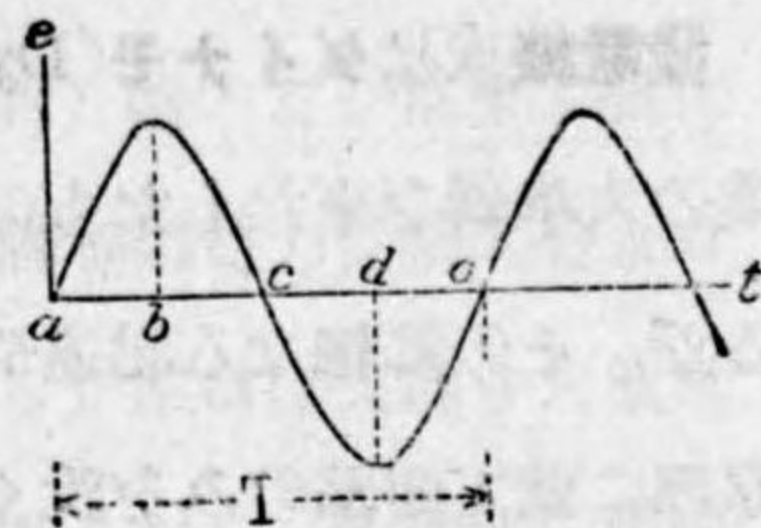
經て b に至る迄の間の如く力線が小回路を貫くときの N を正とすれば b より d までは小回路を逆に貫くので N は負であり又 a より b を經て c に至るまでは N は減少するので a_N は負、従つて e は正であり c より d を經て

時刻	小回路の位置	力線數 N	N の變化速度 a_N	動電力 $e = -a_N$
0	a	正最大	0	0
$\frac{T}{4}$	b	0	負最大	$+e$ 最大
$\frac{T}{2}$	c	負最大	0	0
$\frac{3T}{4}$	d	0	正最大	$-e$ 最大
T	a	正最大	0	0

a に至るまでは e は負である。第717圖は小回路中に於ける e を圖示したものである。此圖は第217圖と全く同じものであつて上下の單振動を x 軸上に時間を取つて振動の工合を圖示したものと思へばよい。彼圖の點3が前表の時刻0に相等して $e=0$ であり、彼圖の點6が時刻 $T/4$ で e の最大値に達

したとき、點9が時刻 $T/2$ で $e=0$ である。以下之に倣つて變化して行くのである。之を要するに起電力 e が單振動的に變化するのである。

此 e を外部に取り出すには小回路の導線の端を廻轉軸に取附けた二つの金屬環 p, q に連絡し(廻轉軸とは電氣的に絶縁して)此二つの環を彈性あるバネで接觸して此バネにつけた導線によつて e を外部に取り出すのである(第718圖)。此バネは廻轉子が廻轉中絶えず軽く p, q に接觸して居る爲に針金の一束を刷毛の如くしたものを使用するから通常**ブラシ**と呼んで居る。



第717圖 回轉子を一定速度で廻轉するときの e 變化

外部に取り出した誘導電流は第717圖に示す如く時間 T 中に一回づゝ方向を逆轉するもので電池等から出る電流の如く方向一定のものとは違ふ。後者の如き方向一定の電流を**直流**といひ、上記のものゝ如き方向が周期的に逆轉するものを**交流**といふ。交流では T はその周期であるが $\frac{1}{T} = \nu$ は一秒間に於ける第717圖の波の数であるから之を**周波數**といひ通常 ν サイクルの交流と唱へる。



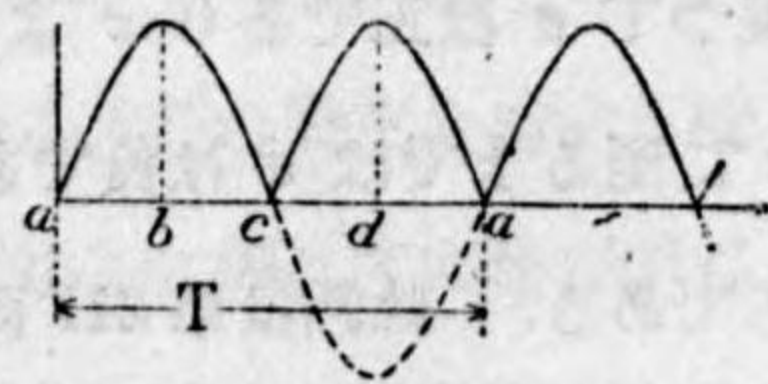
第718圖 回轉子中に發生した電氣を外に取り出す装置

交流は電氣分解の如き一定方向の電流を要する工業には使用し得ないが電燈や電氣爐等の如き電流の方向を論ぜざるものには交流を使用し得る。



第719圖 交流を生ずる回轉子から直流を得る装置

上記の廻轉子から直流を得んと欲するならば小回路が a 及び c にあつて起電力の方向が逆轉せんとする瞬間に外部の導線と逆向きに之に連絡せればよいのであるから小回路より來る導線の端を二つの圓環でなく第719圖の如く二つの半圓環 p, q にして之をブラシで挾



第720圖 第719圖の裝置によつて得たる直流の形

めばよい(第719圖)。これ即ち第668圖の電流の方向轉換器の應用である。

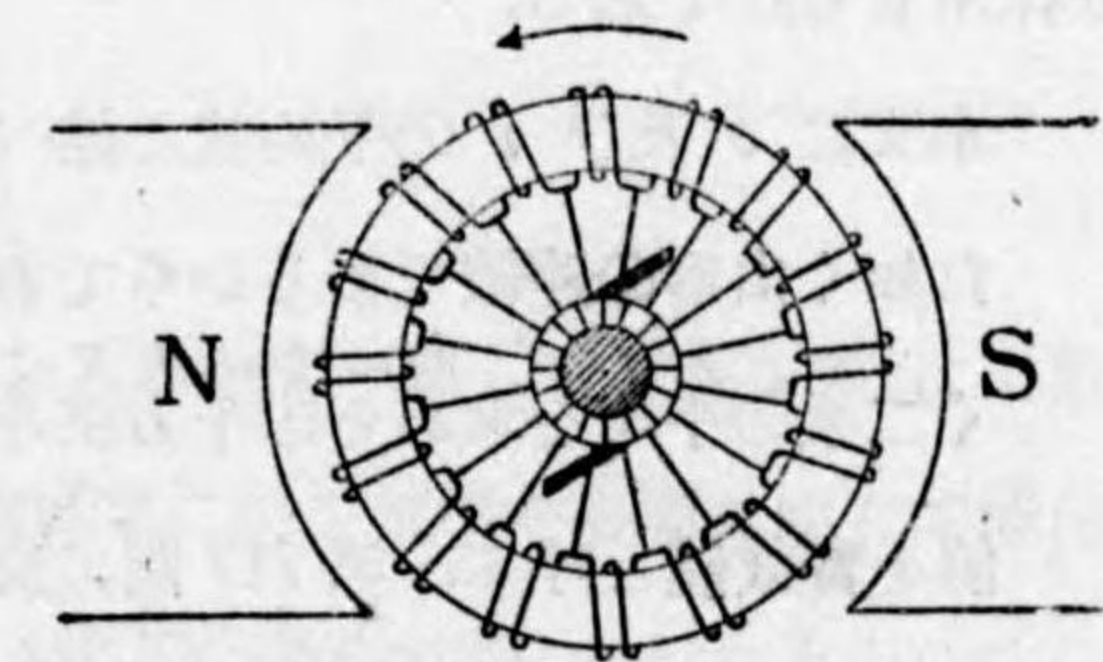
p, q の切れ目は恰も小回路が a, c にある所に一致することは必要である。斯くすれば外部に於ける電流は第720圖に示す如く時間 T の間に二つの山を有する所の變化する直流である。

廻轉子に巻いてある小回路の導環を一個でなく第721圖の如く二つの小回路 A, B にして之を並列にして半圓環 p, q に連絡してあると恰も二つの電池を並列にしたときと同様で起電力は一個のときと同じであるが外部に對しては廻轉子の抵抗が二分の一である利益がある。



第721圖 廻轉子の小回路を二つにしたもの

廻轉子の鐵圓環に巻いた小回路が第721圖の如く A, B 一組の時は T の間に二つの山形のある直流であるが小回路を數組巻けてあると山形の數が多くなつて電流の變化が少なくてよい。第722圖に示すものでは十六個の小回路が八組を爲し相隣れる小回路の接觸點から共通の導線が廻轉軸上に配置した端子に連絡されてある。此等の端子は



第722圖 廻轉子の小回路を八組にしたもの、最有效なものは上下の二つ

互に絶縁してあつて二個のブラシによつて電流が外部に取り出される。小回路中に發生せられる起電力はブラシに近いものは小であるから恰も起電力の違ふ八個の電池を直列にしたもの二組を並列にしてある如くである(第723圖)。

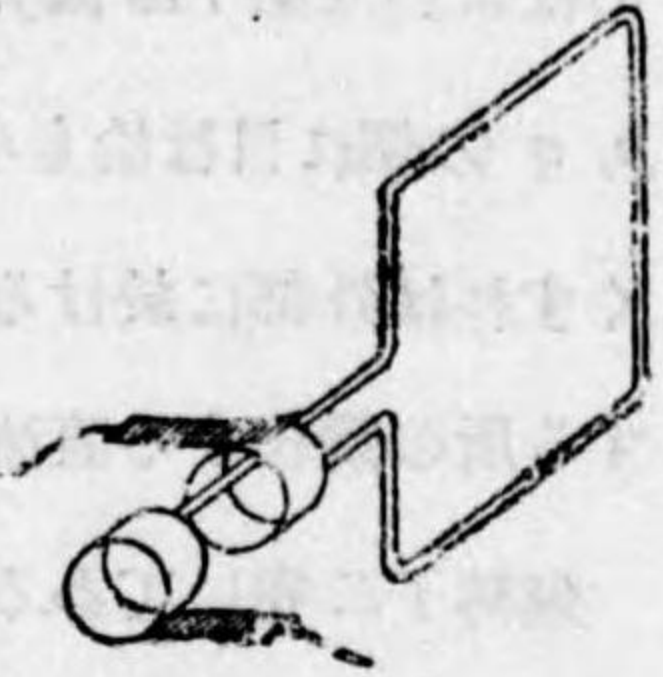


第723圖 起電力を異にする八つの電池を直列にした二組を並列にしたもの

發電機の回轉子の巻き方に尙一つ多く用ゐられて居るのにシーメンス式(Siemens)といふのがある。第724圖のは同式の交流型である。此者に於ても前記グラム式と同様にブラシの觸れる所を半環にすれば直流型となる。之は第434節の發動機と全く同じものである。グラム

式でもシーメンス式でも外から電流を送れば動力機關となり逆に機械的エネルギーを供給すれば電流エネルギーを生ずるのである。

斯く發電機に於ては水車又は内燃機關等の原動力によつて廻轉子を廻轉するに使用する機械的エネルギーを電流のエネルギーに変形するのである。発生した電



第724圖 シーメンス式發電機

流の起電力の平均値が e ボルト、電流の平均値が i アンペアであるとその電力即ち一秒毎に得られるエネルギーは $W = ei$ ワットである。 e を大にするには界磁石を強く勵磁し又廻轉を速にして N の變化速度 a_N を大にすればよい譯であるが交流ダイナモでは廻轉速によつて周波数が左右せられるから此方は實際には廻轉速は一定に保たれる。普通電氣工業では周波数 ν は 50 又は 60 が採用せられて居る。

本文に e 及び i の平均値と述べたのは此等が一定でなく第720圖に示した如く山形の連続であるからである。平均の取り方は第38節に述べた如く二乗の平均を求めその平方根を取り第234節の例にならつて此等の平均値を實効値と呼ぶ。第717圖の交流電壓 e の圖に於てその波形の山の高さ即ち e の最大値 (或は e の振幅) を e_0 とすれば e の實効値は $e_0/\sqrt{2}$ である。 i の實効値に就ても同様である。

e の實効値が $e_0/\sqrt{2}$ となることは容易に知り得られる。即ち今第213圖の半徑を e_0 だとし、圓周を 16 等分した 1, 2, 3 等の諸點から水平直徑 AA' に下した垂線 (11)(22)(33) 等は $T/16$ 毎の e の値を圖示したものとす。然るときは求める所の實効値は縦線 (11)(22) 等の二乗を累和し、その平均値の平方根を計算すればよいのである。此計算には交流のままでも整流したものでも起電力の正負に拘わらず二乗すれば皆正になるから交流、整流の區別はない。故に先づ累和すべきものは

$$0^2 + (11)^2 + (22)^2 + (33)^2 \\ + (44)^2 + (55)^2 + (66)^2 + (77)^2$$

$$+ 0 + (99)^2 + (1010)^2 + (1111)^2 \\ + (1212)^2 + (1313)^2 + (1414)^2 + (1515)^2$$

である。圖を見て明白な通り

$$(55) \cdot \text{は水平線上の (41)}$$

$$(66) = \quad (42)$$

$$(77) = \quad (43)$$

$$\text{又 } (11)^2 + (41) = e_0^2$$

$$(22)^2 + (42) = e_0^2$$

$$(33)^2 + (43) = e_0^2$$

$$(44)^2 = e_0^2$$

であるから上記の累和は $8e_0^2$ となる。これを 16 で除した e の二乗の平均値は $\frac{1}{2}e_0^2$ となり、求むる所の實効値は $e_0/\sqrt{2}$ となる。圓周上を 16 より多く等分して行つても同じであることは明白である。

第460節 變壓器

電磁誘導の應用として變壓器(又はトランスホーマー略してトランス)は工業上看過すべからざるものである。之は交流電氣に於て電壓を必要に応じて變化させるもので、その構造及び原理は既に第448節の第698圖に示したものに外ならぬ。唯彼所の記述と異なる所は彼所では P コイルの電流を斷絶して S コイルに發生する誘導起電力即ち誘導電壓を實驗したのであるが變壓器としては P コイルに交流を送つて S コイル中に交流を發生させるのである。此際 P コイルの導線の巻き数が n_p で S コイルが n_s であると兩コイルの電壓が大體

$$e_p : e_s = n_p : n_s \quad (460/1)$$

となるので n_s を n_p より大にすれば所謂低壓の交流を P に通して S から高壓の交流を得られるのである。之を**昇壓變壓器**といふ。勿論 P, S を逆に使用すれば P の高壓の交流から S に低壓の交流を得られる。之を**降壓變壓器**といふ。 P, S 兩回路に於ける周波数は同じである。

變壓器の鐵心は鐵板又は鐵線の束を使用してある。それは交流であるから鐵中の磁氣誘導の方向が交流の周波數に應じて頻繁に逆轉するので之が爲に生ずる熱の發生を小ならしめんとするにある。

第 461 節 電力輸送

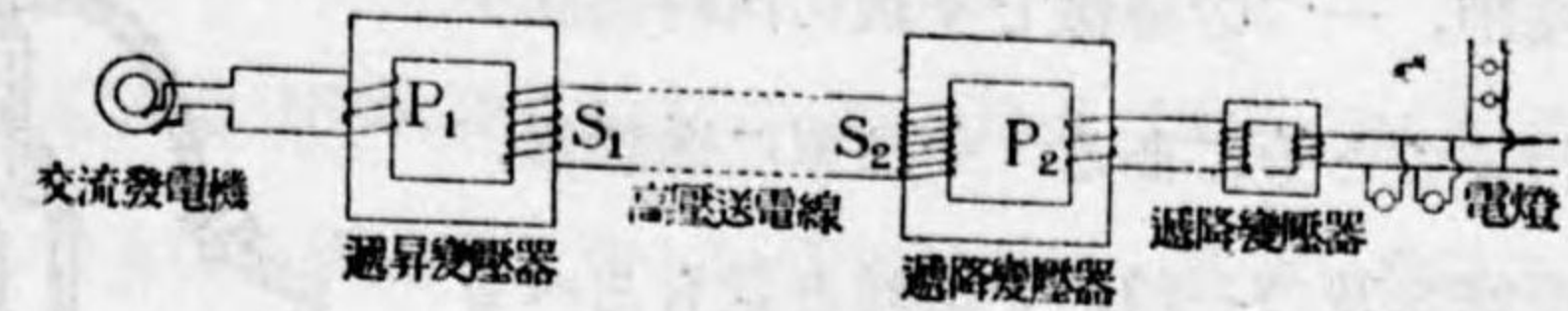
變壓器がその效用を最良く發揮するのは蓋し電力輸送に關してであらう。これは山間僻遠の地にある水力を利用してダイナモを運轉して得た電力を都會又は工業地域に送つて之を實用に供するに當つて輸送中に於けるエネルギーの無益なる損失を小ならしめんとする問題である。

發電所のダイナモが實効値 e ボルト、 i アンペーアの電流を發生して $w = ei$ ワットの電力を出したとして輸送中に於けるエネルギーの損失を考へれば、それは主として導線の抵抗に基因するジュール熱である。導線の電氣抵抗を r オームとすればジュール熱は $i^2 r$ であるから解決の方法は r を小にすること、と、 i を小にすることの二途がある。第一の r を小にすることは導線の長さは發電所と使用地との距離で定められてあるから導線を太くするより外に方法が無い。然し此長距離の導線を太くすることはその價が高くなり經營資金を固定するので經濟上避くべきことである。然らば r は普通程度の導線のものとする i を小にするのが唯一の解決案であり、而も i の二乗に比例するのだから i を $1/n$ にすればジュール熱は $1/n^2$ になるといふ著しい利益がある。

次に考慮することは i を小にすると決定したとして輸送さるべき電力は $w = ei$ であるから w の大きさに既定の價があるから之に適する様に e を大にする必要がある。故に發電所から大なる e 、小なる i で所定の w が送られることを必要とする。

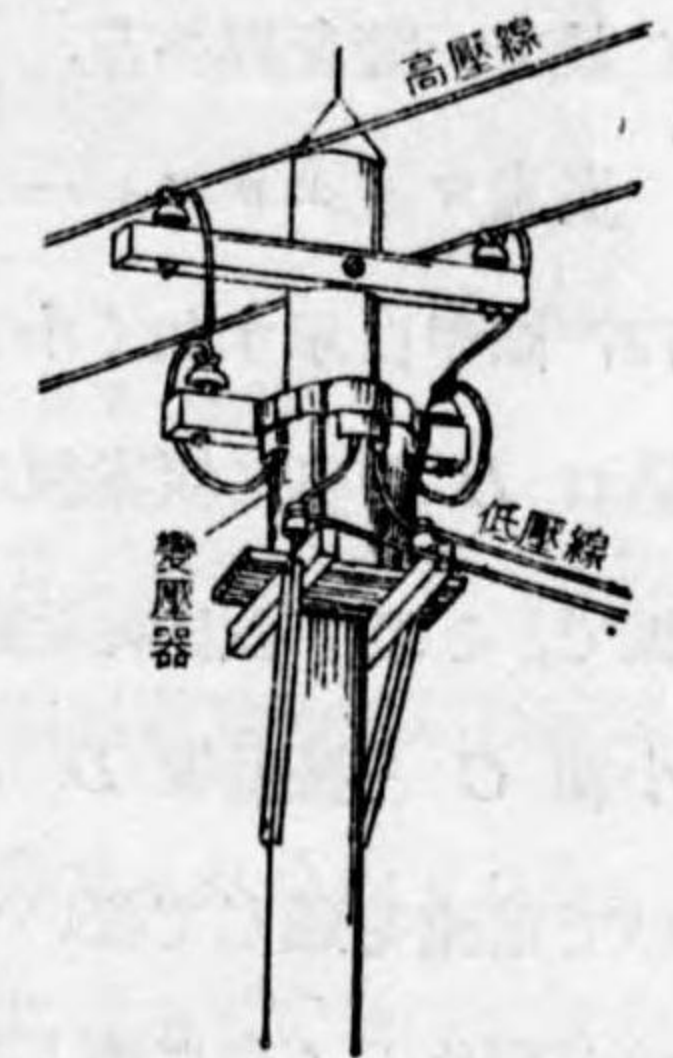
ダイナモはその設計によつて e は或範圍内に於ては自由に變じ得るが而かも限度があるので此所に變壓器が登場するのである。

即ち發電所に於てダイナモより出る交流を先づ其所の遞昇變壓器



第 725 圖 二種の變壓器

の P_1 に送つて S_1 の電壓を數萬ボルト程度の高壓のものとして之を輸送導線に通ずる。此高壓交流が使用地に達し其所の變壓所内にある遞降變壓器の S_2 に入り電壓を低下して P_2 から外部に配電せられるのである (第 725 圖)。尤も變壓所の P_2 から來る電流を以て直に電燈 L に送つてもよいが多くの場合には電燈と P_2 との間に小型の遞降變壓器を介在させて段々に電壓を下けるのが普通である。此小型の變壓器は通常之を電柱に取付けてある (第 726 圖)。



第 726 圖 電柱に取付けた小型の變壓器

我邦では法令で電流に就て次表の如く規定してある。

低壓は人體に觸れても大體危険がないといふ程度を限度としたものであるが、これでも電撃をうける身體の場所と皮膚の條件等によつて危険なしとはしない。

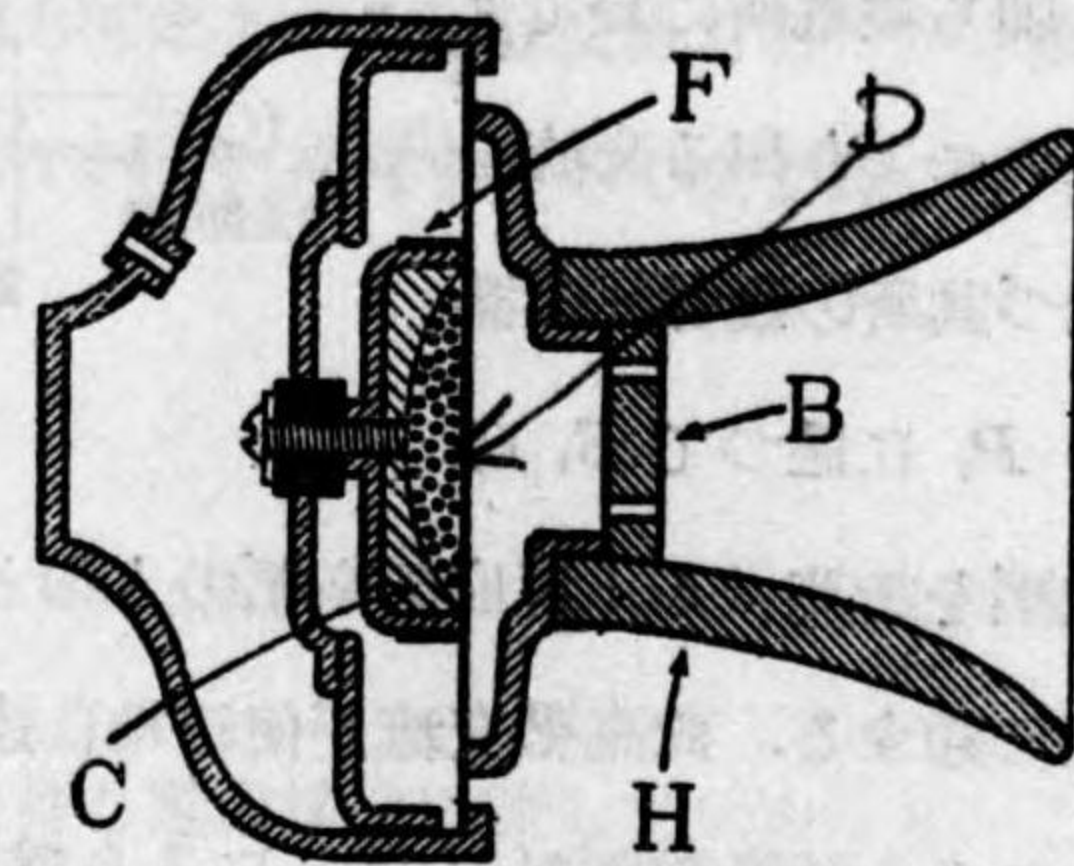
	直 流	交 流
低 壓	600V 以下	300V 以下
高 壓	3500 以下	3500 以下
特別高壓	3500 以上	3500 以上

第 462 節 電話

電話は音聲其他一般の音の振動、強弱等の變化を電流の變化に改めて之を遠方の受話所に送ると受話所では之を音の變化に復原するのである。その發達の歴史を顧みると原理としては電磁誘導が重要な役目を演じたが現在の狀況では送話器として炭素マイクロフォン受話器として電磁的のものが専ら使用せられて居る。電話の近世の發達は主として技術的の方面にあつて電話交換網の

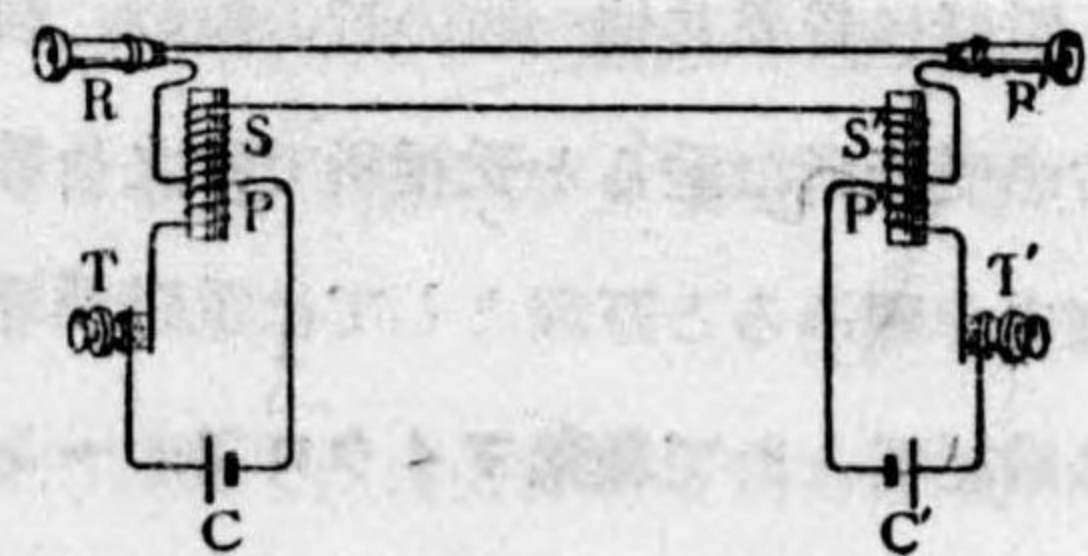
整理，一つの導線で多數の同時通話を行ふこと等にある。今は單に送話器，受話器及び一種の受話器と見らるべきラヂオ，電氣蓄音機等に於ける擴聲器に就て一瞥を與へる。

炭素マイクロフォンの送話器は第727圖甲に示す如く小さい喇叭形の吹込口 *H* の奥に炭素製の振動板 *D* がある。これは周邊を固定した圓形の薄板で，その中心が炭素製の小箱 *C* の中に填充してある炭素粒を押して居る。此小箱 *C* と振動板 *D* とが送話器の兩極であつて之を數ヴォルトの電池につないで電流を通じて置いて音聲を吹込んで見ると音波の強弱に應じて振動板の振幅が變化しこれに應じて之に接觸する炭素粒を押す壓力が變化し炭素粒間の接觸點に於ける電氣抵抗が音波と等しい波動的變化を爲すのである。送話器に必要な條件は音波の振幅，位相及び周期を忠實に代表する振動電流に變ずるにあるので若し假に振動板 *D* が音聲の振動數の範圍内にある自己振動の固有周期を有して居たならば此の如き音に同調して振幅が特に大となりその結果電流が其所だけ特に大になつた歪められた振動電流となる。炭素粒間の接觸に固有振動がなく振動板は殆自由振動を爲し得ざる如き構造になつて居ることが大切なことである。オシログラフ（第441節）と電池と送話器とを直列につないで一つの回路を作れば振動電流の形を見ることが出来る。



第727圖甲 送話器

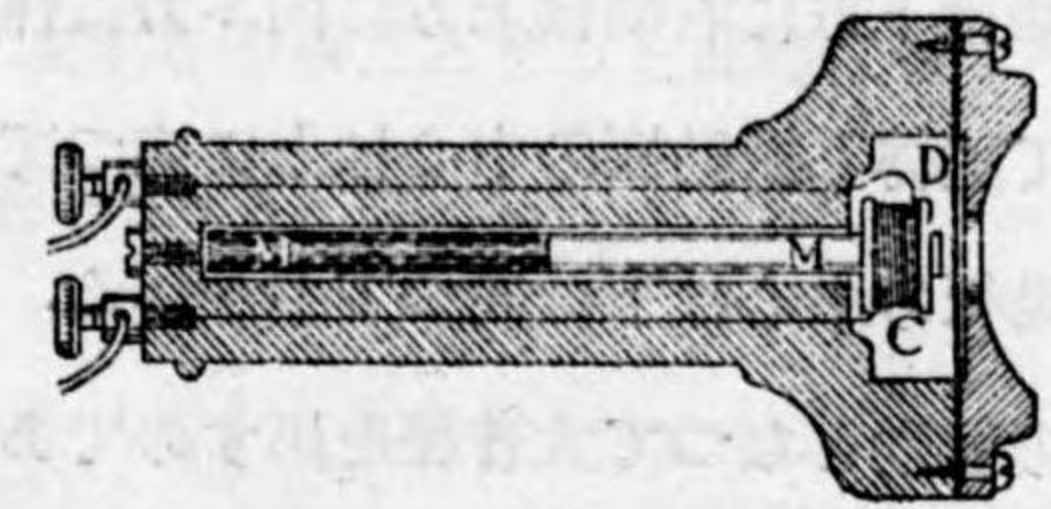
電話通信では送話器からの振動電流を直に受話局に送るのでなく第727圖乙に示す如く變壓器を介在させる。即ち各局で電池，送話器，變壓器の *P* コイルで回路を完成させ，*S* コイルに



第727圖乙 電話回路

誘發された電流が自局の受話器 *R* を經て他局の受話器に送られる。

受話器は第728圖に示すもので1876年に最初にベル（Bell 1847—1922 アメリカの發明家）が發明したものと現在でも著しい變化はない。甚強い棒磁石 *M* の一端に小コイル *C, D* を捲きつけ，その前に周邊を固定した鐵の振動圓板が置いてある。送話局から來る振動電流が此コイルを通ずると電流の變化に應じ鐵板が振動して音を發するのである。此場



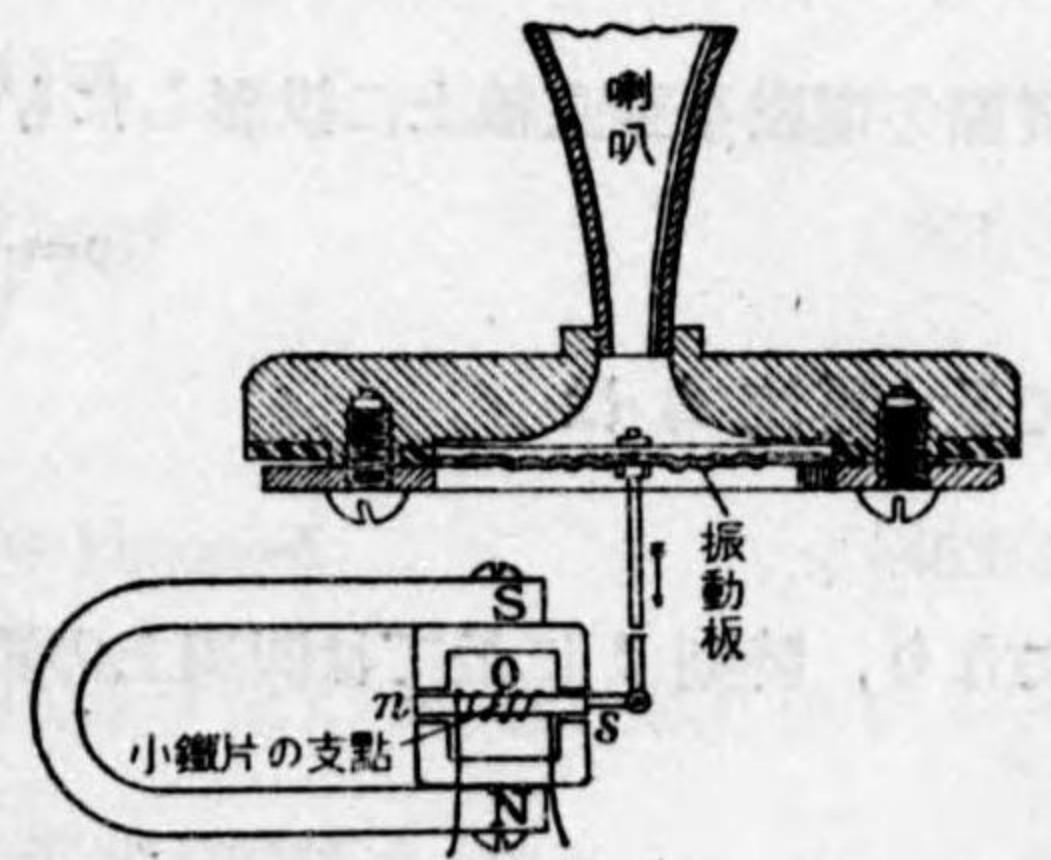
第728圖 電話器

合にも音が歪められないで復原される爲には前同様の注意が必要である。そのために強い棒磁石で振動板を引きつけてあるので，その固有振動の周期は甚短かく普通の音聲の範圍外にあるから音波の形が忠實に復原せられるのである。若し *M* を棒磁石でなく軟鐵棒にして之にコイルを巻いた電磁石であつたならば板の振動が忠實に原音波を表はすことは出来ない。

第728圖は棒磁石を使用した單極式の受話器であるが蹄鐵形磁石の兩極にコイルを巻いて振動板を強く引きつけるものを雙極式受話器といふ。

講演會場等で大衆に音聲を届かせる爲に使用する擴聲装置に於ては，講演者の音聲の外に場内の器械的振動がマイクロフォンに入つて雜音となつて妨害

せられるのを防ぐ爲にマイクロフォンを四つ程のパネで支持して講演者の前に出して置く。而してその發聲部は電話の受話器と同種類のものであるが音量の大なる必要があるので振動板の振幅を著しく大ならしめねばならぬ。



第729圖 一種の擴聲器

第729圖に示すのは擴聲器の一種である。強い蹄鐵磁石の兩極 *N, S* には各二つの極片を出して相對立せしめ，その

間にコイルを巻いた小鐵片が O を貫く廻轉軸によつて支持せられてあり且つ此鐵片の一端は棒の蝶番細工で振動板の中心と連絡せられてある。マイクロフォンから來る振動電流がコイルに入り鐵片の左端が n , 右端が s となれば左端は下方に右端は上方に向ふ力に作用されて鐵片は此偶力の爲に O を軸として廻轉し振動板の中心は上に向つて押される。コイルの電流が反對になれば振動板の中心は下に向つて引かれる。斯くしてコイルを通ずる振動電流が振動板の振動となつて大音聲を出すのである。

第四十七章 交流

第 463 節 交流回路

導線に直流が流れて居るときその二點 A, B 間の電壓 e 及び抵抗 r と電流の大きさ i との間にはオームの法則で表はされた關係が成立して

$$e = ir.$$

であるが交流の場合には斯く簡單には行かない。交流に於ける e 及び i を表はす曲線は第 717 圖の正弦曲線である。之は上下に振動する單振動を右方に時刻を測つて圖示したものである。而して此上下振動を第 213 圖の $t=0$ に於て A 點から出發して一定角速度 ω を以て半徑 OA の圓周上を反時計的に回る質點の運動を垂直線上に投影したものと考へれば、交流の周波數 ν は

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$$

で最大電流 i_0 は

$$i_0 = OA$$

になり、時刻 t に於ては圓周上の質點は第 214 圖の P' にあつて

$$\varphi = \omega t$$

に居ることになるから、電流 i は

$$i = PP' = OA \cdot \sin \varphi$$

$$= i_0 \sin \omega t \tag{463/1}$$

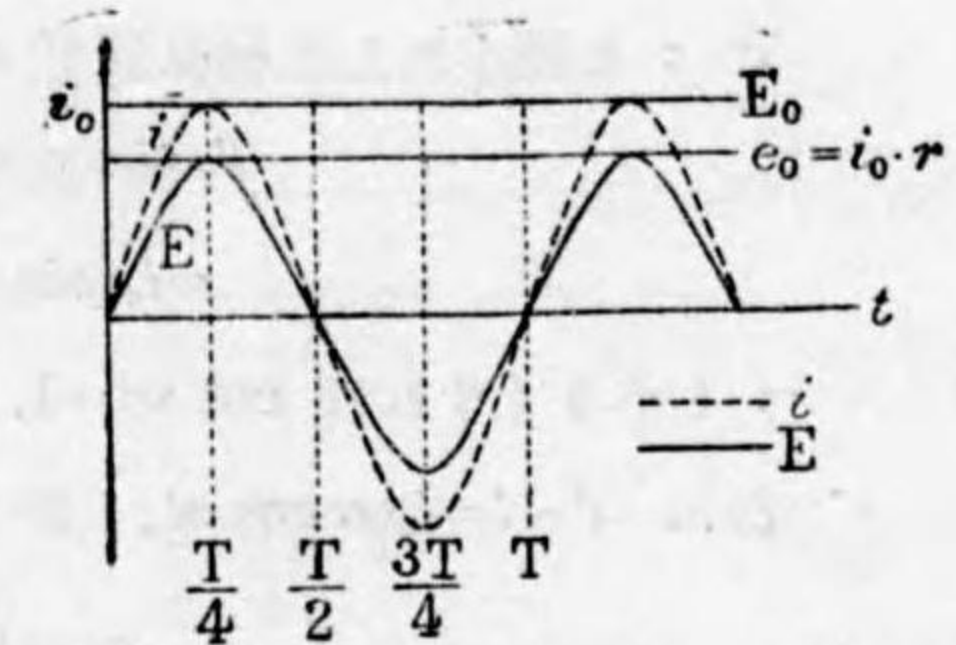
で與へられる。之が交流を表すは式である。

これより交流が通ずる三種の異なつた場合を考へて見る。

(一) 先づ A, B 間には唯抵抗 r が存在するのみだとすると此時にはオームの法則が適用せられ A, B 間の電位の差 $V_A - V_B$ は

$$V = V_A - V_B = ir = i_0 r \sin \omega t, \\ = E_0 \sin \omega t. \tag{463/2}$$

電壓の振幅即ち最大値は $E_0 = i_0 r$ で電流と電壓との時間的變化の工合は同調で位相に喰違ひがない。



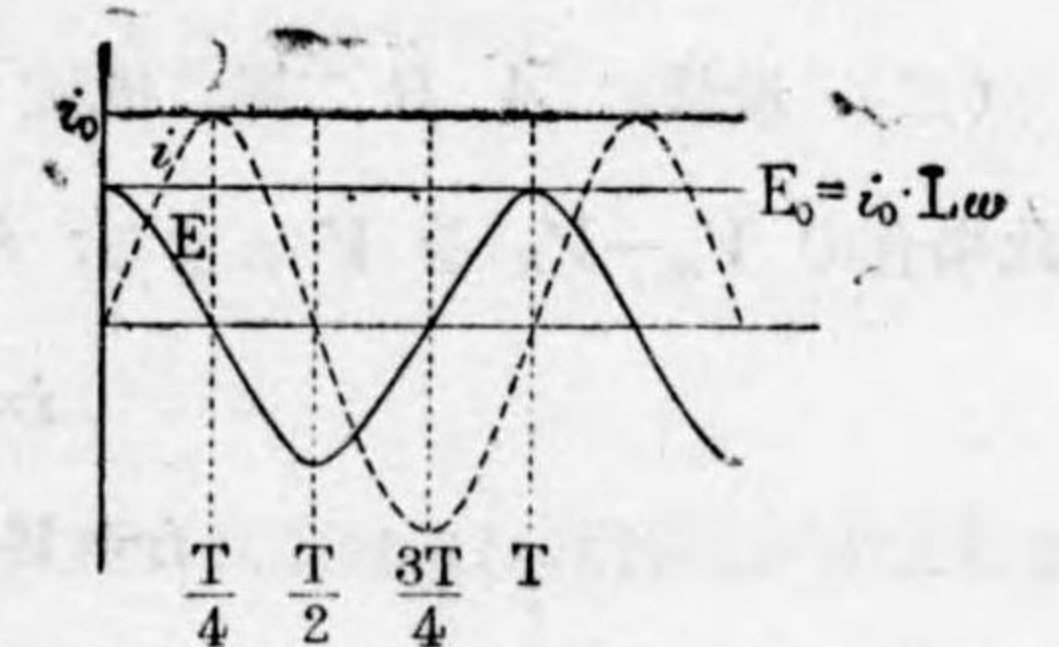
第 730 圖 抵抗のみにて自己誘導のない場合

(二) A, B 二點間の抵抗は零であるが自己誘導係數 L なるコイルが介在して居る。

電流は (463/1) の如く變化しその變化度 α_i は

$$\alpha_i = i_0 \omega \cos \omega t \quad (\text{次記の註を見よ})$$

であるから自己誘導による逆電壓は $L\alpha_i = Li_0 \omega \cos \omega t$ となり第 453 節の (453/5) 式



第 731 圖 抵抗なくして自己誘導のみある場合

と同様に、今度の電壓を $V_A - V_B = V$ すれば

$$ir = V - Li_0 \omega \cos \omega t. \tag{463/3}$$

である。今は $r=0$ としてあるから結局

$$V = i_0 L \omega \cos \omega t = V_0 \cos \omega t. \tag{463/4}$$

となる。 V と i とを圖示すれば第 731 圖に示す如く V は位相に於て $\frac{T}{4}$ だけ i に後れて居る。又電壓の振幅 V_0 , 電流の振幅 i_0 は

$$V_0 = i_0 L \omega, \quad i_0 = \frac{V_0}{L \omega}. \tag{463/5}$$

であるから恰も ωL が抵抗の如き役目をして居る観があつて ω や L が大であると電流は小さい。

【注】 $i=i_0 \sin \omega t$ から $\alpha_i=i_0 \omega \cos \omega t$ を得ること。これは時刻 t に於て $i=i_0 \sin \omega t$ であり次の時刻 $t' = t + \tau$ に於てそれが變化して $i' = i_0 \sin \omega(t + \tau)$ となつたとして電流の變化度は

$$\left(\frac{i' - i}{i' - t}\right) = \left(\frac{i' - i}{\tau}\right)$$

$$\frac{di}{dt} = i_0 \omega \cos \omega t$$

の τ を極小にした極限值が α_i である。扱て

$$i' = i_0 \sin(\omega t + \omega \tau),$$

$$= i_0 \{\sin \omega t \cos \omega \tau + \cos \omega t \sin \omega \tau\}.$$

τ を小さくすれば $\cos \omega \tau = 1, \sin \omega \tau = \omega \tau$ であるから $i' = i_0 \{\sin \omega t + \omega \tau \cos \omega t\}$.

故に $i' - i = i_0 \omega \tau \cos \omega t$, 斯くして

$$\alpha_i = \left(\frac{i' - i}{\tau}\right)_{\tau=0} = i_0 \omega \cos \omega t.$$

を得るのである。

(三) 最後に A, B 二點に抵抗 r と自己誘導 L と兩方が存在するとする。此場合の $V_A - V_B$ を V とする。然るときは (463/1) (463/3) 兩式により

$$i = i_0 \sin \omega t,$$

$$ir = V - Li_0 \omega \cos \omega t.$$

が成立して居るから兩式を結合して

$$V = i_0 \{r \sin \omega t + L \omega \cos \omega t\}. \quad (463/6)$$

となる。之を變形するために

$$\left. \begin{aligned} r &= R \cos \varphi \\ L \omega &= R \sin \varphi \end{aligned} \right\} \quad (463/7)$$

と置く。即ち

$$\left. \begin{aligned} R^2 &= r^2 + L^2 \omega^2 \\ \tan \varphi &= \frac{L \omega}{r} \end{aligned} \right\} \quad (463/8)$$

である。斯くすると (463/6) 式は

$$V = i_0 R \{\cos \varphi \sin \omega t + \sin \varphi \cos \omega t\}$$

$$= i_0 R \sin(\omega t + \varphi) \quad (463/9)$$

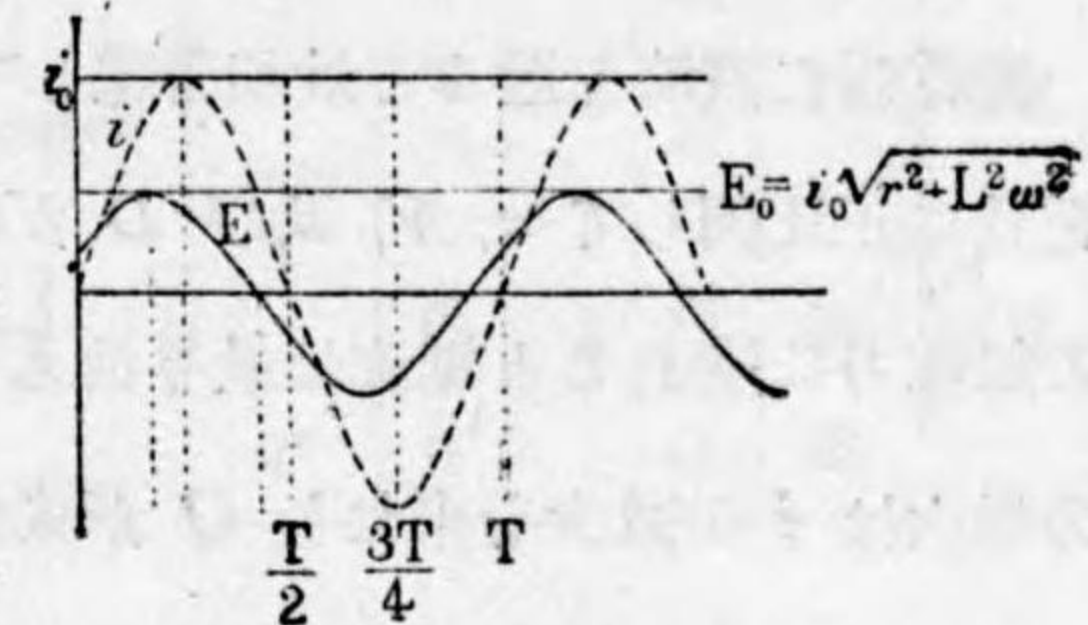
故に V の振幅は

$$= i_0 R = i_0 \sqrt{r^2 + L^2 \omega^2}$$

となつて第 730, 731 圖に相當するグラフが第 732 圖に示すものになる。即ち

此際にも恰も $R = \sqrt{r^2 + L^2 \omega^2}$ が見掛け

の抵抗になり、 i と V との位相が角度にして φ , 時間にして $2\pi : \varphi = T : \tau$ なる τ だけ違ふのである。



改めて述べるまでもないが第三の場合
は第一第二の場合の一般のものであつて

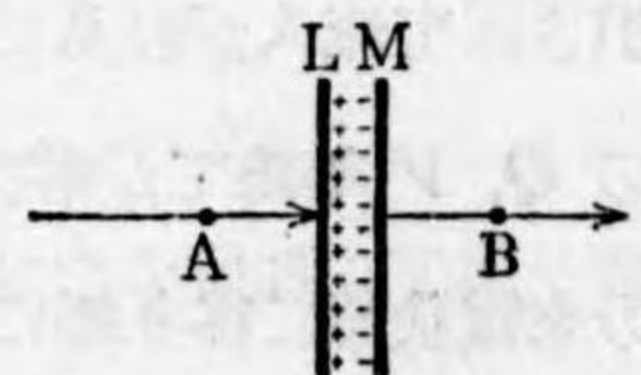
第 732 圖 抵抗と自己誘導とある場合 V_3

(463/9) 式から (463/2) (463/4) 式が出ることは勿論である。

第 464 節 交流と電氣容量

A, B 二點間に蓄電器が置かれてある。此時には直流なれば電流が成立しない。それは蓄電器の兩板の間の空氣が電流を通さないからである。然るに交流

だと全く趣を異にするのである。これより、少しく詳細に蓄電器に電流が出入するときの工合を考察して見よう。



第 733 圖 蓄電器の兩極に交流をかける

蓄電器の電氣容量が C で、兩板 LM の面積が共に S , その間隔が d , 兩板間の媒質の透電率が ϵ だとする。 L と M との帶電量は常に相等しく符號は反對であるから L 板の帶電だけを考へればよい、之を Q とする。然るときは

$$L \text{ 板の表面密度は } \sigma = \frac{Q}{S}$$

LM 間の電位差 $V = \frac{Q}{C}$

LM 間の電界の強さ $E = \frac{V}{d}$

LM 間の電氣誘導量 $D = \epsilon E$ (387/1)
 $= 4\pi\sigma$ (445/2) と同様に

で σ, V, E, D は皆 Q に正比例して變化する。

蓄電器に直流を送ると最初帯電して居ない L 板に段々帯電が行はれその帯電量に正比例して σ, V , 及び D が段々増大して行くが V が電源例へば電池の起電力に達すると電流は最早流入をつづけることが出来ない筈だから Q の増大は i の減少を來たし Q が或大さになつたとき $i=0$ となる。これ即ち蓄電器の充電で此状態は極めて短時間に達成せられ絶縁が完全なれば此状態を永久持続し媒質中には誘導力線が存在した儘で居る。電池を取り去ると放電が始まり以前と逆方向に現象が進行して Q, σ, V, D が皆減少して終に零となる。之も勿論極めて短時間に行はれて萬事休止となる。

交流を蓄電器に送る場合には交流の周期中一半では電流が L に向ひ他の一半では L から出る如くなるのである。今 L 板に陰電氣があるとき交流導線から陽電氣が之に入らんとするときには導線の陽電氣が L 板の陰電氣に吸引されて流入が容易に行はれ異名電氣の中和の爲に L の陰電氣は放電してその Q, V 等總てが零になる。茲に於て尙同方向の電流がつづけば L は陽電氣の充電状態に移り終には電流がその流入を阻止されて $i=0$ となる。此時蓄電器の Q, V, σ, D はその最大値たる Q_0, V_0, σ_0, D_0 になる。恰も此瞬間に交流の方向反轉になつて現象は前半と全く逆に行はれて先づ陽電氣の放電が行はれ續いて陰電氣の充電に移つて一周期 T の後舊態に復する。而して交流がつづく間、此放電、充電が交代し媒質中の誘導力線の消失、發生が振動的に周波數 ν を以て繰返される。此狀況を表記すれば右表の如くである。電流の方向が

$\rightarrow L$ のときが交流の前半なる正電流で $\leftarrow L$ のときが後半なる負電流のときである。

此の如き Q の變化は第 217 圖で表はされてあると見てよいが、之を表はす式として

$$Q = -Q_0 \cos \omega t \quad (464/1)$$

とする。斯くすれば $t=0$ に於て $\omega t=0, \cos \omega t=1, Q=-Q_0$ であり、 $t=\frac{T}{4}$ に於て $\omega t = \frac{\omega T}{4} = \frac{\pi}{2}, \cos \omega t=0, Q=0$ であり $t=\frac{T}{2}$ に於て $\omega t=\pi, \cos \omega t=-1, Q=+Q_0$ で以下之に倣ふて、表記の如くなる。

t	i		Q		備考
	値	方向	・	符號	
0	0		Q_0 減少	陰	} 放電
$\frac{T}{4}$	増大	$\rightarrow L$	0	陰	
$\frac{T}{2}$	減少	$\rightarrow L$	増大	陽	} 充電
$\frac{3T}{4}$	0		Q_0 減少	陽	
T	増大	$\leftarrow L$	0	陽	} 放電
$\frac{5T}{4}$	減少	$\leftarrow L$	増大	陰	
$\frac{3T}{2}$	0		Q_0	陰	} 充電
$2T$	0		0	陰	

電流 i は Q が増大するとき減少するのであるから Q の變化速度 a_Q と符號が反對で

$$i = -a_Q = -\left(\frac{Q-Q}{t-t}\right)_{t-t=0} \quad (464/2)$$

である。第 463 節の註に於て a_i を計算したと同様に計算すれば

$$a_Q = -\omega Q_0 \sin \omega t \quad (464/3)$$

従つて

$$i = +\omega Q_0 \sin \omega t = i_0 \sin \omega t, \quad (464/4)$$

$$i_0 = \omega Q_0$$

となり恰も前表の i の變化を表はすに適して居る。(實は之を豫測して斯くなる如く (464/1) 式を選んだのである)。

(464/1) の兩邊を電氣容量で除して

$$V = -V_0 \cos \omega t \quad (464/5)$$

を得る。故に i 對 t, V 對 t のグラフは第 734 圖に示す如く i は V よりは

位相が $\frac{T}{4}$ だけ後れて居り恰も ωC だけの電氣抵抗があるが如き觀を呈する。

第 465 節 抵抗と自己誘導と電氣容量

前節の更に一般の場合として最後に抵抗、自己誘導 L 及び電氣容量 C を直列につないで之に交流 $i=i_0 \sin \omega t$ を送つた場合を考へる。(第 735 圖)

A, B 二點間の電壓は第 463 節の(一)

の(463/2)により

$$V_A - V_B = i_0 r \sin \omega t.$$

で B, C 二點間のは同節の(二)により

$$V_B - V_C = Li_0 \omega \cos \omega t.$$

C, D 二點間のは第 464 節(464/5)により

$$V_C - V_D = -\frac{i_0}{\omega C} \cos \omega t.$$

であるから此三つを加へたものが兩端 A, D 間の電位差である、之を V とすると

$$V = V_A - V_D = i_0 \left\{ r \sin \omega t + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) \cos \omega t \right\}. \quad (465/1)$$

此式中には $\sin \omega t$ と $\cos \omega t$ とを含むから之を

$$V = V_0 \sin(\omega t + \varphi). \quad (465/2)$$

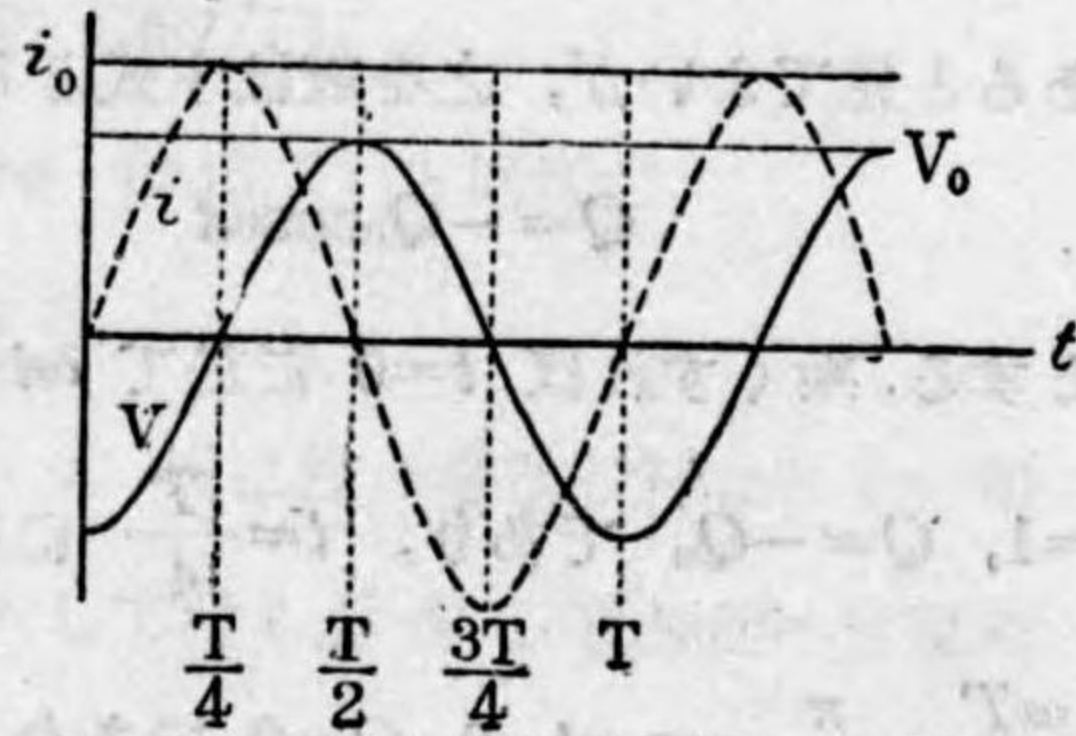
と置き之を展開して

$$V = V_0 \{ \cos \varphi \sin \omega t + \sin \varphi \cos \omega t \}. \quad (465/3)$$

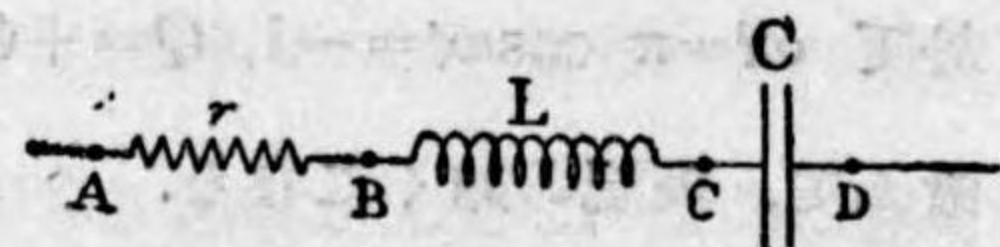
とすれば(465/1)(465/3)兩式を比較して、

$$V_0 \cos \varphi = i_0 r,$$

$$V_0 \sin \varphi = i_0 \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right).$$



第 734 圖 交流による蓄電器の振動的電壓



第 735 圖 抵抗と自己誘導と電氣容量の直列

此二式を邊々二乗して加へたものと後式を前式で除したのから

$$V_0^2 = i_0^2 \left\{ r^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2 \right\}.$$

即ち

$$V_0 = i_0 \sqrt{r^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}, \quad (465/4)$$

及び

$$\tan \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{r}. \quad (465/5)$$

を得る。即ち V の振幅 V_0 を i の振幅 i_0 と比較すると恰も抵抗が r でなくして $\sqrt{r^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}$ の抵抗があるかの如き觀を呈する。直流なれば抵抗 r だけで V と i との関係が定まるのに交流では L や C が見掛上の抵抗の如き役目をするのである。交流に於ける

$$\sqrt{r^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2}.$$

を **イムピーダンス** といふ。此語は妨害といふ様な意味で廣義の一種の抵抗である。

又 V と i との間の位相の関係は第 732 圖に示すものと同じで角度に於て(465/5)の φ だけの差があり時間にすれば

$$2\pi : \varphi = T : \tau,$$

$$\tau = \frac{\varphi}{2\pi} \cdot T. \quad (465/6)$$

τ だけ V の方が i に後れて居る。

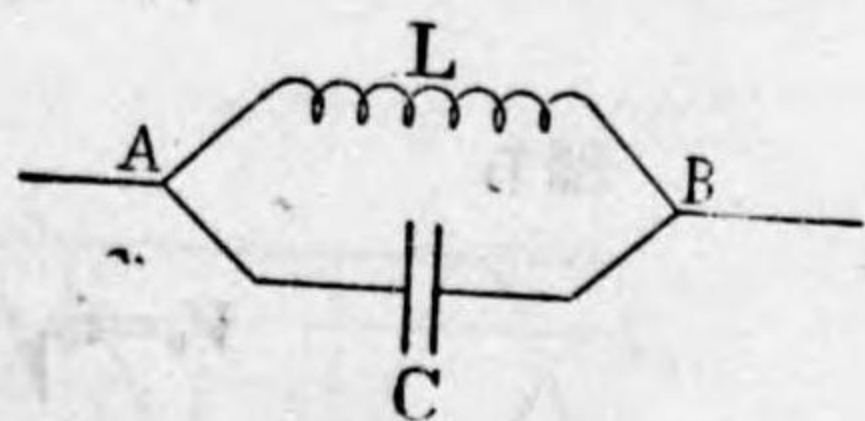
此特別の場合なる $r=0$ のときには

$$V_0 = i_0 \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right), \quad \tan \varphi = \infty,$$

$$\varphi = \frac{\pi}{2}$$

で位相に於ては V が $\frac{T}{4}$ だけ i に後れて居る。

自己誘導と電氣容量とが第 736 圖の如く並列に繼いでであると計算は中々面倒になるから今は省略する。



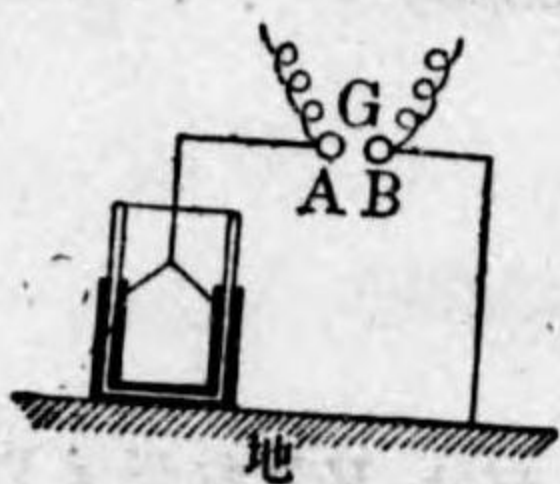
第 736 圖 自己誘導と電氣容量の並列

第 464, 465 節を通覽すると一定の強さの直流の場合には蓄電器は全く無用の長物であるが交流の時には大に現象に關與して活躍して居る。周波數が ν , $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi\nu$ なる交流では $i = i_0 \sin \omega t$ ならば $Q_0 = \omega i_0$ なる電氣量が同じ周波數で振動的に充電、放電を繰返し媒質中には $D_0 = 4\pi\sigma_0 = 4\pi \frac{Q_0}{S}$ の電磁誘導が発生、消失して指力線が交代して振動的に右に向ひ左に向つて居るのである。而して振動の位相や振幅は電氣抵抗 r や自己誘導 L が支配して居る。

第四十八章 放電と電氣振動

第 466 節 火花放電 コロナ放電

ライデン瓶 C の外箔を接地し内箔に連絡して放電間隙 A, B を置き B を接地する。此 A, B は靜電起電機 (第 375 節) 又は誘導コイル (第 458 節) 等の高壓電源の兩極につなげば蓄電器が充電せられる。電壓が V 帶電量が $Q = CV$ となると蓄電器中に蓄へられたエネルギーは $\frac{1}{2} CV^2$ (第 381 節) である。扱て V を漸々高くして行くと終には陰陽の電氣が A, B 間の大氣を押破つて放電し上記のエネルギーが火花の光と熱と爆音のエネルギー等となつて散逸する。此放電の起るときの電壓を放電電壓といふ。



第 737 圖 火花放電

放電々壓の値は種々の因子に支配せられる。第一には空氣が清淨でないとき著しく小さい。殊に一旦火花が飛ぶと兩極の金屬が蒸發し又空氣中にイオンを發生して空氣が傳導性を得るので次回の放電は著しく容易になる。第二に大氣の壓力に關するが普通の壓力の範圍では氣壓に比例する。第三に兩極が金屬なれば殆その種類に無關係と見てよい。但しアルミニウムとマグネシウムでは稍放電が容易である。第四に兩極間の間隙 l 第五に兩極の大きさに關するが兩極が直徑 D の同大の球のときの放電々壓は表記した通りである。此表に於て l と D とは釐、 V はキロヴォルトで表はしてある。此表の値は大氣が標準状態にあり極 A は陰に帶電した場合である。要するに間隙が遠くなり電極が大きくなると放電は困難になる。

l	V (キロヴォルト)		
	$D=2$	$D=5$	$D=10$
0.5	18.0	—	16.9
1.0	31.2	32.0	31.6
1.5	40.0	—	45.6
2.0	46.2	57.4	59.1
3.0		75.4	84.1
4.0			105
5.0			123
6.0			138

此表の價は可なり正確のもので之によつて高壓に帶電した導體の電壓の測定に利用し得られるのである。但しその場合には一旦火花が飛べば兩極の表面を丁寧に磨き又間隙には新鮮なる空氣を吹掛けて之を清洗することを怠つてはならぬ。

火花の大きさ、その光の強さ及び音の大きさは放電する電氣量 Q によるのであるから C 及び V が大なるとき火花は強烈である。火花の繼續時間の非常に短かいことは次の實驗によつて知られる。即ち色の混合に使用する着色した廻轉圓板 (第 336 節) を急速に回轉して混合色を認めるとき之を放電火花で照らして見ると圓板上の色の分野が明瞭に識別せられる。

火花間隙が甚遠くて放電する電氣量が多いときには放電は稲妻と同じく分岐した太い糸状のギザギザした形となる。之に反して極の兩方又は一方が尖端を爲すときは放電は極めて容易で 2000 ヴォルト附近の電壓で既に靜穩に行はれる。此時陰極の尖端には暈光と稱する朦朧たる光が現はれ陽極の尖端には芒光

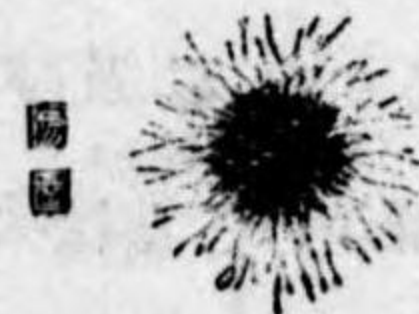
と稱する董青色の刷毛状の光が現はれる。冬期極地を航海する船の檣の先端に現はれる**聖エルモの火** (St. Elmo's fire) と呼ぶ光は空中電氣の放電による暈光である。斯くの如き火花放電に先だつ暈光放電を**コロナ放電**ともいふ。

第 467 節 リヒテンベルグの圖形

前節の尖端放電に於て陰極と陽極とに現はれる光の性質が異なるので之を見て直に極の陰陽を識別し得るのであるが、火花放電でも陰陽の極に近い光の強さが異なつて居る。尙同様に陰陽極の相異を示す有名なる實驗がある。それは 1777 年にリヒテンベルグ (Lichtenberg ドイツの物理學者 1744—1799) が行なつたものである。

その實驗は放電間隙 AB の間に一枚の絶縁體例へば硝子又はエポナイトの板を挿んで兩極をして板面に接觸せしめ置き放電を行はしめる。通常此の如き板面には必ず凝着した水分の薄層又は固着した何等かの微粒があるもので放電に際して電氣は此等の傳導層を傳つて板面を匍匐して擴がり行くのである。その擴がり工合を見る爲に第 371 節に記した硫黄と光明丹との粉末を混合したものを板の兩面に別々に撒布し靜かに之を叩き落すと一面には赤色の粉、他面には黄色の粉が残つて陰電氣と陽電氣とが極との接觸點から如何に四方に擴がつて行くか々明瞭に現はされる。此圖形を**リヒテンベルグの圖形**といふ。第 738 圖に示す如く陽極と陰極とは全然その状況を異にして居る。

此實驗は又絶縁體の板を水平に置き其上に石松子の粉を一様に撒布し置き電源の陰極及び陽極と別々に連絡した二つの金屬球を板上に並べて置いて此等の球の間に放電を行はしめてもよい。石松子の粉の飛ばされ様が兩極全く異なつて居る。

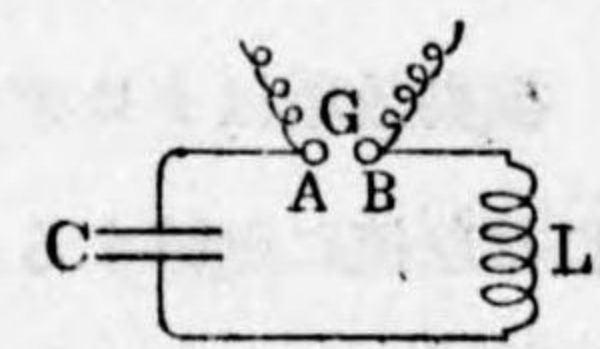


第 738 圖

第 468 節 振動放電 電氣振動

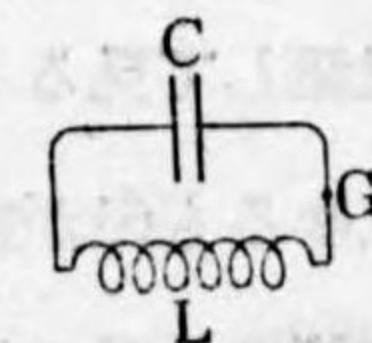
ライデン瓶の放電に於て普通の場合には唯一個の火花が飛んで瓶中に蓄へられた電氣が一度に全部放電して仕舞ふ場合が多いのであるが、今より百二十年程以前から學者が特殊の場合には一個の放電と見ゆるものが實は多數の放電の連続であることを注目し始めた。そして夫れは火花間隙 A, B の兩球が第一の放電に於て A が陰なれば第二放電に於て B が陰、第三放電に於て再び A が陰と交互に陰陽が入れ代ることを發見した。換言すれば放電が振動的なので之を**振動放電**と呼んだ。

振動放電を爲すに適したののは導線の電氣抵抗が殆んど零で尙自己誘導の伴ふことを條件とする。故に之を圖示すれば第 739 圖の如く蓄電器 C , 自己誘導 L と火花間隙 G とより成る回路に於て放電が行はれる時である。火花のない時には G に於て回路は切斷されてあるが火花が飛ぶと G に於ける A, B 間の空氣がイオンの傳導性を有して居て此所の隙間が橋渡しされて回路が此所で閉ぢて此閉回路中に交流が流れるのである。



第 739 圖 振動火花を發せしめる装置

A, B から發電装置に行く導線は C を充電する爲めのもので放電の現象には關與しないから振動放電の回路を圖示すれば第 740 圖の如く G を閉ぢたものである。



若し此回路に抵抗があれば(實際火花間隙 G には抵抗がある)此交流の振幅は漸々減衰して終に消滅するので放電振動は所謂減衰振動であることになる。若し抵抗が非常に大なれば振動は成立せず放電は唯一個の火花で終る。

放電が振動的であることの實驗的證明の最鮮かなるものは 1862 年にフェッセンデン (Fessenden) が行つたものである。實驗の方法は火花間隙 G の光

を急速に廻轉する平面鏡に反射させて観察すればよいのである。之を寫眞に取るには第741圖に示す如く G から出る光をレンズ L で受けて G の像を寫眞板 P 上に作らしめるのであるが、その途中に上記

廻轉鏡 S を仕掛けて置くと P 上に火花の像が長い帯の如くに展開して現はれる。普通の放電なれば火花の繼續時間に相當する長さの光の帯であるが振動放電であると第742圖に示す如く兩球 AB から交互に光を

出す横縞のある帯になり兩極が交代して陰と、陽との極になつて居ることを明瞭に示す。鏡の廻轉軸 m の廻轉速が知れて居れば振動の周期が測定できるのであ

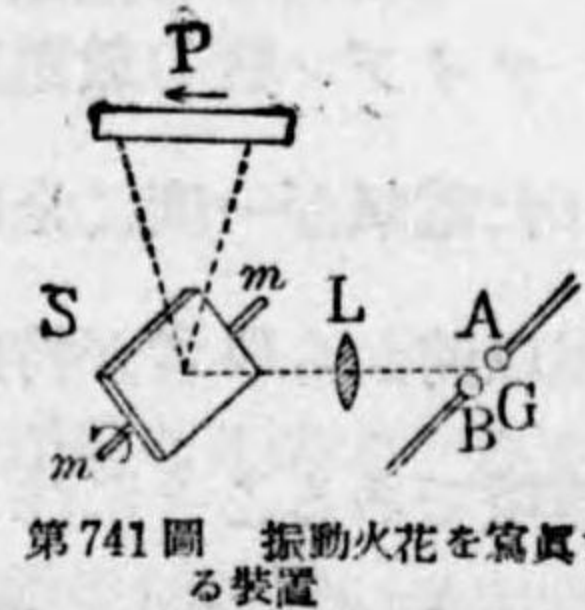
るが、フェッセデンは周期 T は放電回路の L 及び C の平方根に正比例することを示した。

振動放電はリヒテンベルグの圖形によつても、實驗することが出来る。それ

には急速に廻轉するエポナイトの圓板を装置し、その周邊の速度の大なる所へ火花間隙の一球 A を近づけて唯一回のみ放電を行はしめる。此圓板上に生ずるリヒテンベルグの圖を硫黄、光明丹の混合粉で現像して見ると第743圖に示す如く唯一つの放電と見ゆるものが實は多數の放電の連続であつて第一第三等の放電に於ては球 A が陽であり第二第四等ではそれが陰であることが明瞭に示される。

第469節 電氣振動の周期

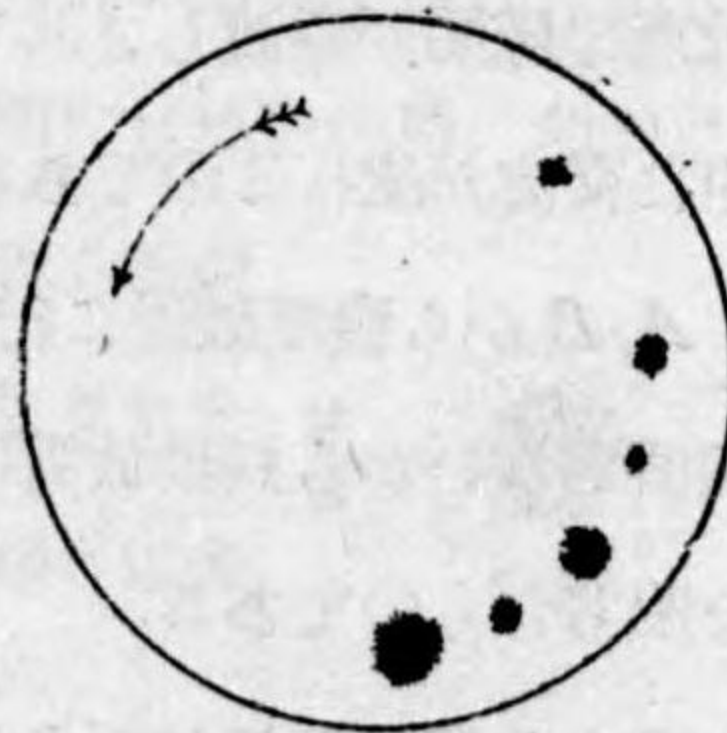
第740圖に示す回路に於て或時刻 t に蓄電器の兩板間の電位差が V で電氣



第741圖 振動火花を寫眞する装置



第742圖 振動火花の寫眞



第743圖 振動放電の記録

量 $Q=CV$ がその中に蓄へられてあり導線中には電流 i が流れて居て自己誘導 L には逆起電力 La_i が發生して居る。それは回路の電氣抵抗が $r=0$ だとすると(453/5) 或は (454/5) 式により

$$V = -La_i \quad (469/1)$$

であるからだ。

此 i は前既に説明した如く振動放電に於ては一つの交流であるから

$$i = i_0 \sin \omega t. \quad (463/1)$$

で表はされるとする。又一方では蓄電器から電氣が流れ出して Q が減少して行くのであるから、 Q の變化速度 a_Q と i とは

$$i = a_Q.$$

である。故に第462節の註により

$$\begin{aligned} i &= i_0 \sin \omega t, \\ a_Q &= \omega i_0 \cos \omega t. \end{aligned} \quad (469/2)$$

(469/1) 式から

$$V = -La_i = -L\omega i_0 \cos \omega t \quad (469/3)$$

故に

$$Q = CV = -CL\omega i_0 \cos \omega t = -Q_0 \cos \omega t, \quad (469/4)$$

と書けば第464節の如くにして

$$a_Q = \omega Q_0 \sin \omega t \quad (469/5)$$

$$i = CL\omega^2 i_0 \sin \omega t.$$

となり結局 (469/2) (469/5) 兩式から

$$CL\omega^2 = 1. \quad (469/6)$$

を得る。然るに $\omega = \frac{2\pi}{T}$ であるから此交流の周期即ち電氣振動の周期は (469/6) から

$$T = 2\pi \sqrt{CL}. \quad (469/7)$$

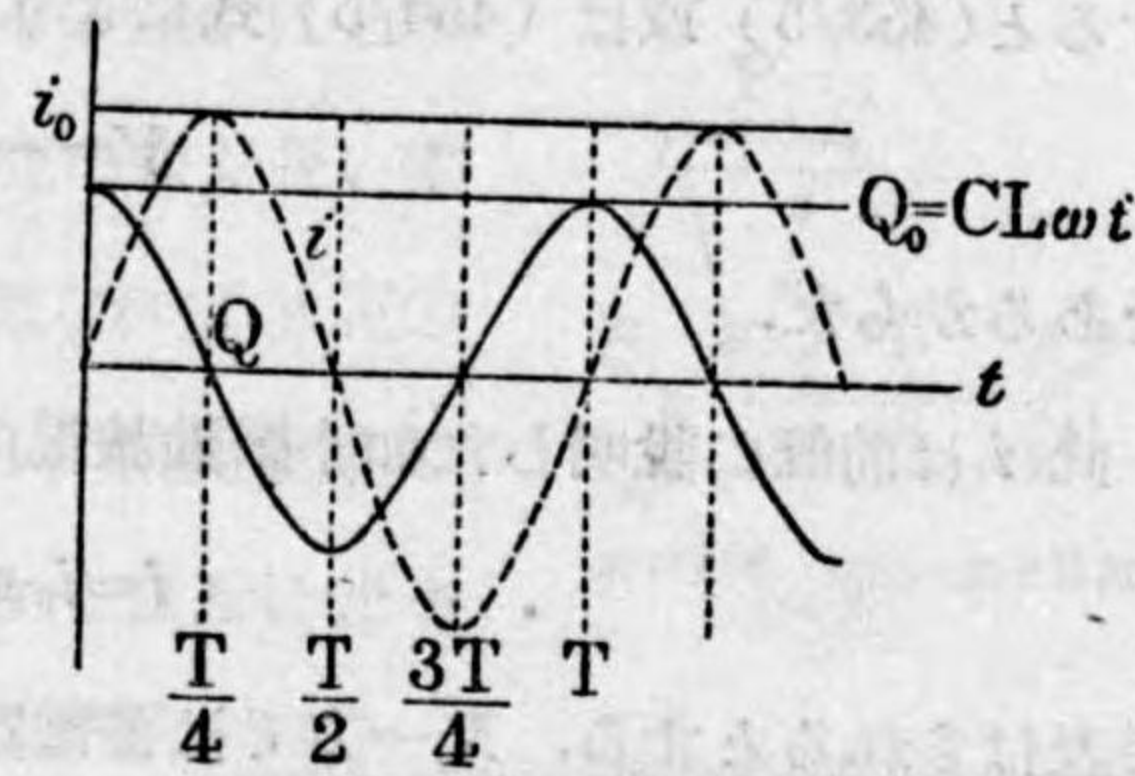
となつてフェッセデンの實驗結果と一致する。此式は電氣振動に於ては極め

て重要な式である。

(469/4) (469/3) (469/2) を比較すると Q と V とは同じ位相で i の位相は $\frac{T}{4}$ だけ後れて居る (第 734 圖参照)。

(469/7) 式に於て L, C 及び T に数値を入れて計算を行ふときには単位の系統に注意を要する。即ち三者共に C. G. S. 系統の静電単位とか或は電磁単位とかに統一しなければならぬ。實際電氣工業では總てに實用単位を使用して C には

ファラッド L にはヘンリーを使用して居る。斯くすれば三者共に T が秒で出て来る。



第 744 圖 振動放電に於ける Q

第 470 節 電氣振動に於けるエネルギー

今或時刻 t に於て蓄電器中に蓄へられたエネルギーを考へ、それを C によるエネルギーとして E_C で表はすとすれば (361/1) 式の e が今は Q としてあつたから

$$E_C = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C}$$

である。之に (446/9) 式の Q を代入すると

$$E_C = \frac{1}{2} CL^2 \omega^2 i_0^2 \cos^2 \omega t$$

となる。更に (469/6) 式から ω^2 を代入すると

$$E_C = \frac{1}{2} Li_0^2 \cos^2 \omega t \quad (470/1)$$

となる。此 E_C は蓄電器の透電質中の電界に蓄へられてあるものである。

次に自己誘導コイル L 中にある電磁エネルギーは (456/1) 式により同式に W とあつたのを L によるエネルギーとして E_L で表はすと

$$E_L = \frac{1}{2} Li^2$$

$$= \frac{1}{2} Li_0^2 \sin^2 \omega t \quad (470/2)$$

これは導線コイルの周囲の透磁質中の磁界に蓄へられてあるエネルギーである。此兩エネルギーの和を求めると

$$E_C + E_L = \frac{1}{2} Li_0^2$$

となるから吾人は總ての時刻に於て、二つのエネルギーの和は一定で L の有するエネルギーの最大値 $\frac{1}{2} Li_0^2$ に等しいことを知る。然らば此場合にはエネルギーが蓄電器からコイルに又コイルから蓄電器にと往復してコイルの方のエネルギーが最大値に適すれば蓄電器の方が零になり前者が零になれば後者は最大値になる。その證據には $\frac{1}{2} Li_0^2$ を次の如く書き改めると此事が明になる。(469/4) 式により

$$CL\omega i_0 = Q_0$$

だから

$$i_0^2 = \frac{Q_0^2}{C^2 L^2 \omega^2}$$

$$\frac{1}{2} Li_0^2 = \frac{1}{2} \frac{Q_0^2}{C^2 L \omega^2}$$

(469/6) 式の ω^2 を代入すれば

$$\frac{1}{2} Li_0^2 = \frac{1}{2} \frac{Q_0^2}{C}$$

即ちコイルの有する最大エネルギー $\frac{1}{2} Li_0^2$ が蓄電器の有する最大エネルギー $\frac{1}{2} \frac{Q_0^2}{C}$ に等しい。

要するに此電氣振動に於ては

$$E_C + E_L = \frac{1}{2} Li_0^2 = \frac{1}{2} \frac{Q_0^2}{C} \quad (470/3)$$

で蓄電器とコイルとがエネルギーの授受を爲して恰も毬投げの遊戯をして居る様なものである。故にエネルギーが外に逸し無ければ振動は永久に続く。回路

中に少しでも電氣抵抗 r があればジュール熱となつてエネルギーが損失するから振幅は漸々小さくなり減衰振動を爲して終には振動は止む。

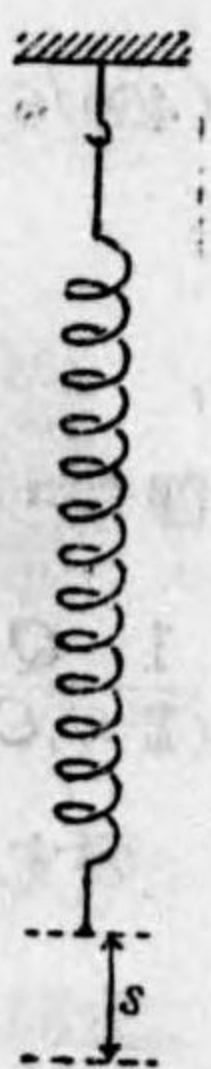
第 471 節 電氣振動の解釋

前節に於て電氣振動の數理的の説明を行つたのであるが以下同現象の物理的解釋を試みる。

先づ第一に記憶を喚起して置き度いのは第 456 節に於て電磁現象と力學との比較を行つて表記した對比である。即ち電流 i は之を動體の速度 v に自己誘導係數 L は之を物體の質量 m に對比した。

之れより同様に蓄電器の作用を力學的の類例によつて解釋して見る。蓄電器に電氣量 Q を與へてそれが $V = \frac{Q}{C}$ なる電位差を得た。此電位差があると蓄電器は出來得べくんば放電せんとする謂はゞ緊張した状態にあるので V は此緊張の程度を示す目安である。然かるに同量の Q を與へても C が大なれば V は小さく C が小なれば V が大で後者の方が容易に緊張の程度が高くなるのである。而して V が放電せんとする傾向は Q を小ならしめ V も亦同時に小ならんとする。即ち放電して Q も V も共に零になれば平衡状態となつて落つるのである。

そこで弾性力學から一つの類例を擧げる。即ち一本の蔓卷バネを採る。第 745 圖の如くその一端 A を固定し他端 B を s だけ變位してバネをその本來の長さ AB よりだけ長くしたとするとバネはその弾性によつて元の長さに戻らんとする緊張状態にあつて成るべく s を小にして終には $s=0$ なる無緊張の平衡状態に戻らんとして彈力 F が現はれ $s=0$ になれば $F=0$ になる。此 F がバネの緊張度を示す目安である。而して s と F との間にはフックの法則(第 46 節)による (198) 式に示す如く



第 745 圖 蔓卷バネの弾性

$$F = k \cdot s.$$

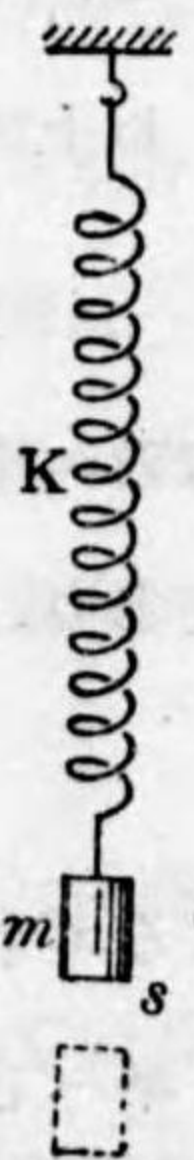
の關係がある。此 k はバネの性能を示すものでバネが細い針金で作られ全體の長さが長ければ k が小でバネは容易に延長し太い短かいバネなれば k が大で延長し難く k によつて同じ s に對して前者は小なる緊張度 F を示し後者は大なる緊張度 F を示す。之を蓄電器と對比すれば電氣容量 C の逆數 $\frac{1}{C}$ がバネの k に相等して此所に示す如き對比表を得る。

蓄電器	バネ
帶電量 Q	變位 s 平衡状態よりの距り
電流 $i = \alpha Q$	速度 $v = \alpha_s$
電壓 V 帶電の程度	彈力 F 緊張の程度
$V = \frac{Q}{C}$	$F = ks$
$\frac{1}{C}$	k 性能を示す定數
帶電のエネルギー $-\frac{1}{2} \frac{Q^2}{C}$	歪んだバネのエネルギー $-\frac{1}{2} ks^2$

扱て蓄電器と自己誘導係數を有するコイルとを組合せた如くに一つの蔓卷バネの下端に質量 m の物體を附加して第 746 圖に示す如く裝置する。即ち第 192 節に説明した弾性振動の場合である。此時には振動の周期は第 201 節に示した如く

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} \tag{201/1}$$

となつたものである。此實驗に於て外力を作用して先づ s を s_0 に保つてバネを緊張して $F_0 = ks_0$ (193) ならしめ置き突然外力を去つて物體を自由に動かさしめると s は漸々小になるが $s=0$ に止まらず m の慣性によつてその有する速度 v を以て進行を続け s は負の價を取つてバネは縮小せられて $-s_0$ に達して始めて復歸して振動したのである。而して m の速度は s_0 に於て零で $s=0$ に於て最大値 v_0 を得たのであつた。全く同様に蓄電器を電源につない



第 746 圖 蔓卷バネによる物體 m の振動

で帯電量 Q_0 を與へて置き電壓 V_0 なる緊張を與へて置く。突然電源を除き去つて電氣をして自由に流れしめると Q は漸々小となつて行くが $Q=0$ に止まらず自己誘導 L なる慣性によつて更に進んで Q は反對の符號をとつて $-Q_0$ に達して復歸し斯くして振動放電を行ふ。而して電流 i は Q_0 に於て零で $Q=0$ に於て最大値 i_0 を有するのである。

バネの彈性的振動に於てエネルギー關係は第 195 節に説いた如く任意の時刻に於て物體の運動のエネルギーとバネのエネルギーとの和は (199/5) に示す如く一定で

$$\frac{1}{2}mv_0^2 = \frac{1}{2}ks_0^2$$

ある。之を前節の (470/4) 式と對照すると對比は完全である。尙振動の周期は電氣振動では

$$T = 2\pi\sqrt{LC}$$

でバネの彈性振動では

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

で本節の對比表を参照すれば此對比も亦全く見事である。

以上の説明で明かになつたであらうが

$$E_c = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C}$$

なるエネルギーは電氣容量 C なる所にある靜電氣的の一種の 位置のエネルギー であり、又

$$E_L = \frac{1}{2} Li^2$$

なるエネルギーは自己誘導係數 L なる所にある動電氣的の一種の運動のエネルギーである。別の言葉で言へば電磁界には、その電界たるが故に上記の位置のエネルギーがあり、その磁界たるが故に上記の運動のエネルギーがあるのだ。此エネルギーは導體の中にあるのではなくして周囲の電磁媒質中にあること

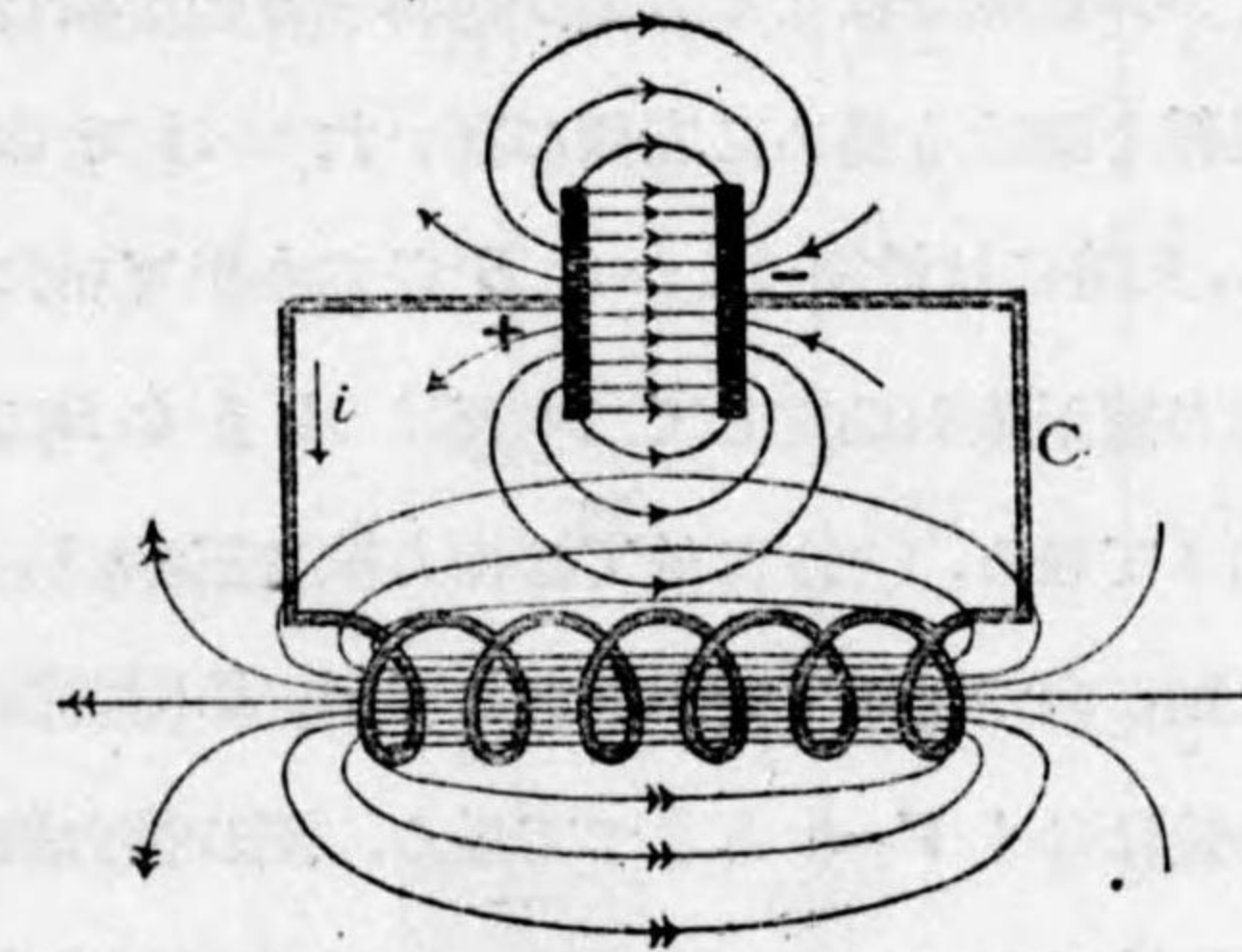
を知らねばならぬ。

第 472 節 電氣振動に於ける指力線 電磁振動

電氣振動に於ては蓄電器中の電界に於て電氣指力線が発生したり消失したり方向を逆轉したりして透電質中に於て此等の指力線が動いて居る。又電流が流れて居るときには導線の周囲の透磁質中に磁氣指力線があるが電流の強さが一定なれば磁氣指力線に變化がなく即ち動かずに居るが電氣振動の如き交流に於ては磁氣指力線も亦之に應じて

透磁質の磁界に於て動いて居る。

第 747 圖は振動回路中にある火花間隙を通して電氣が流れつゝありとして即ち回路が閉ぢてある或時刻の指力線を示したものであるから火花間隙 G が圖から故意に省いてあるが電氣指力線 \rightarrow は主として蓄電器の所に多く密集して居り磁氣指力線 \rightarrow の方は主としてコイルの所に密集して居るから圖上の混雜を避ける爲に兩種の指力線を態と別々に偏在させて畫いてある。要するに蓄電器、コイル等から成る回路の周囲は一つの媒質にしてそれが同時に透電質であり又透磁質でもあつて其中は電界であると同時に磁界であるから之を電磁界といふ。此電磁界中に於て兩種の指力線が動いて居る。今此等の指力線の運動を少しく詳細に考察する。



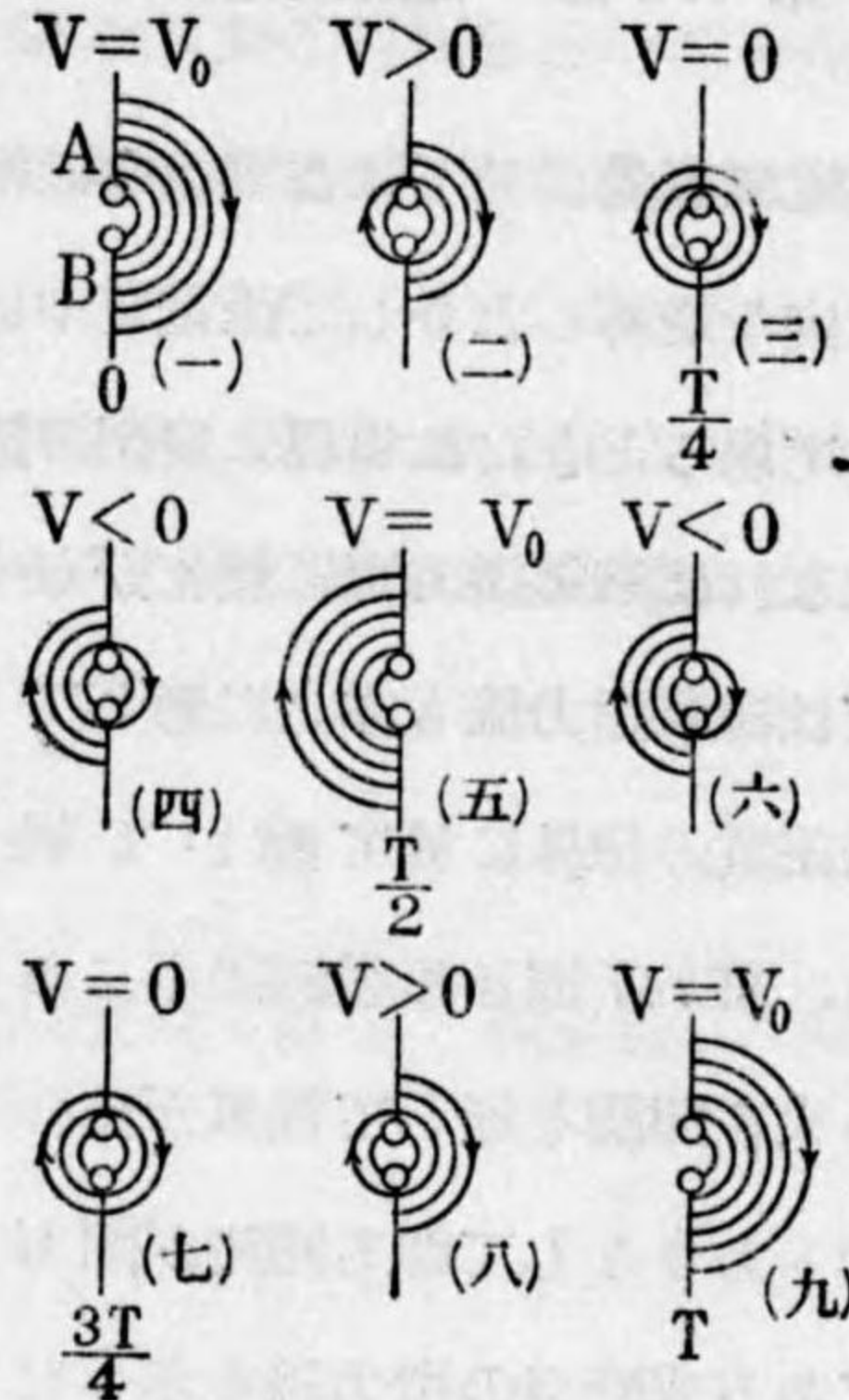
第 747 圖 電氣誘導力線 \rightarrow と磁氣誘導力線 \rightarrow

火花間隙の所で對立する兩極 A, B 間に $t=0$ に於て放電が開始せられ此時には A に連絡する蓄電器の板が B に對して $+V_0$ の電壓にありとして先づその時の電氣指力線を圖示すれば第 748 圖(一)の如くである。但し圖の混雜を避ける爲に導線の右側にのみ畫いてある。そこで放電が始まり V が $V=$

火花間隙の所で對立する兩極 A, B 間に $t=0$ に於て放電が開始せられ此時には A に連絡する蓄電器の板が B に對して $+V_0$ の電壓にありとして先づその時の電氣指力線を圖示すれば第 748 圖(一)の如くである。但し圖の混雜を避ける爲に導線の右側にのみ畫いてある。そこで放電が始まり V が $V=$

$V_0 \cos \omega t$ で示された如く變化して、(第744圖の Q は V と同じ形であることは第469節に述べてある) 先づ V が低下して $t = \frac{T}{4}$ に於て $V=0$ となる。此推移が(二)から(三)に示してある。

假に(一)に於て指力線が六本あつたとして(二)に於ては二本の指力線が慣性があるので逆轉して B から A に向ふものとなる。之を左側に示してある。之は右側から左側に移るといふ意味ではなく方向が逆轉するのを圖の混雜を避ける爲めに左側に畫いたゞけである。此時には最初 A から B に六本出て居た指力線が差引勘定して二本だけ A から B に向ふて居る。(三)に於ては指力線は三本づゝ反對に向つて居て差引勘定して A, B 間に指力線はなく $V=0$ となつて居る。更に指力線



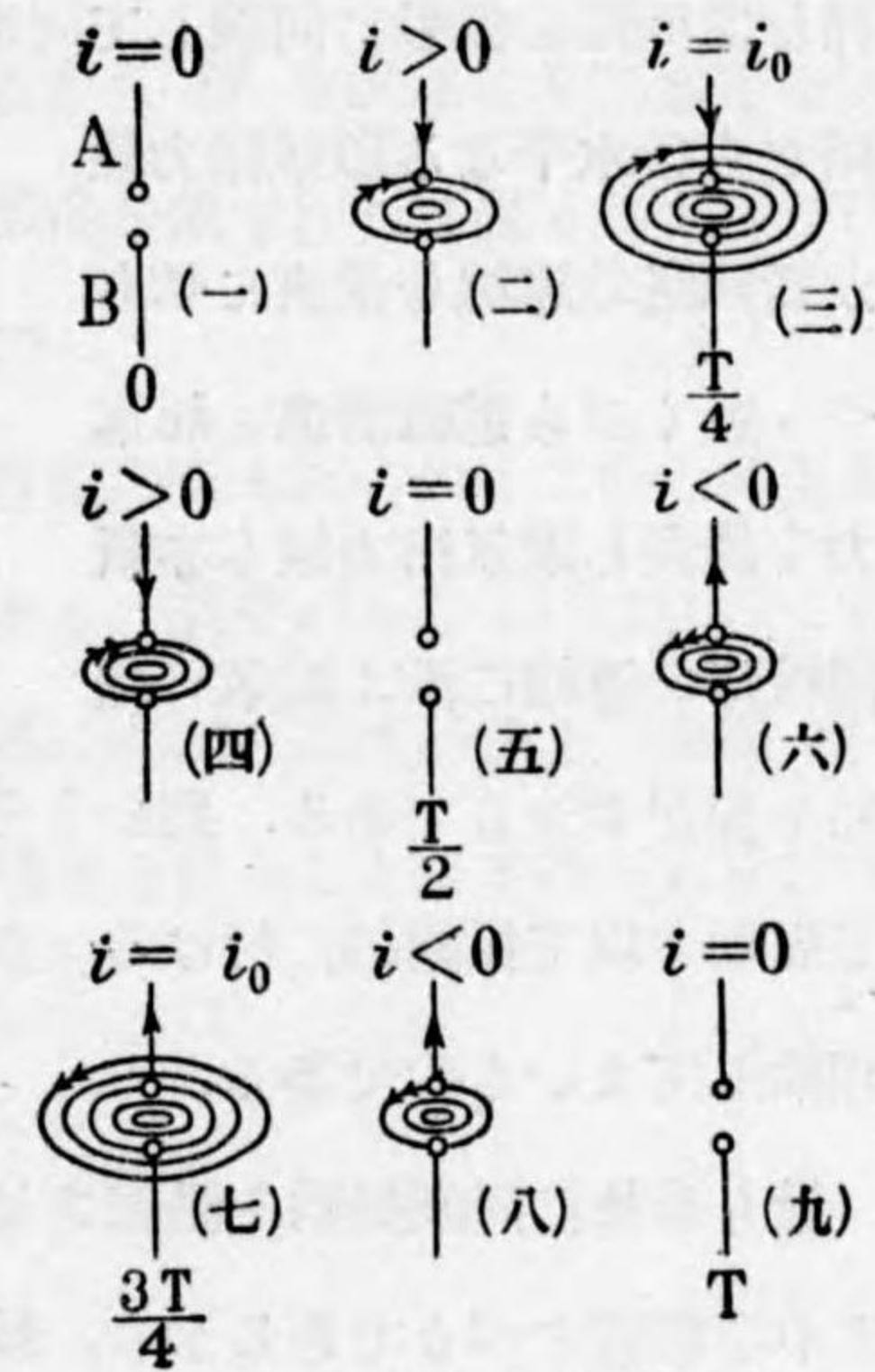
第748圖 火花間隙 G の附近の電氣指力線の動き方

は慣性によつてその運動をつゞけて(四)(五)と推移して $t = \frac{T}{2}$ に於ては六本共皆逆になつて B から A に向ひ $V=-V_0$ となる。その後の推移は一々説明する迄もなく(六)(七)(八)を経て $t=T$ の(九)に於て最初の状態に復歸して一振動を完了する。此場合には指力線は消滅することなく慣性によつて振動的に方向變換を行つて居る。此圖は指力線の方の變化して行く工合を示して居るだけで幾何學的に形の變化を示して居るのでは無い。

これより同様に磁氣指力線の運動を考へる。電流は最初に零であつて $t=0$, $i=0$ から初まるのだがその變化は第744圖の i 曲線で示してあるものと同じである。第749圖は磁氣指力線の變化を示すものである。先づ $t=0$ に於ては電流はなく従つて指力線がない。振動が始まり電流が流れ出すと、その方向は A から B に向ふので G に於ける磁氣指力線は(二)に示す如く AB に垂

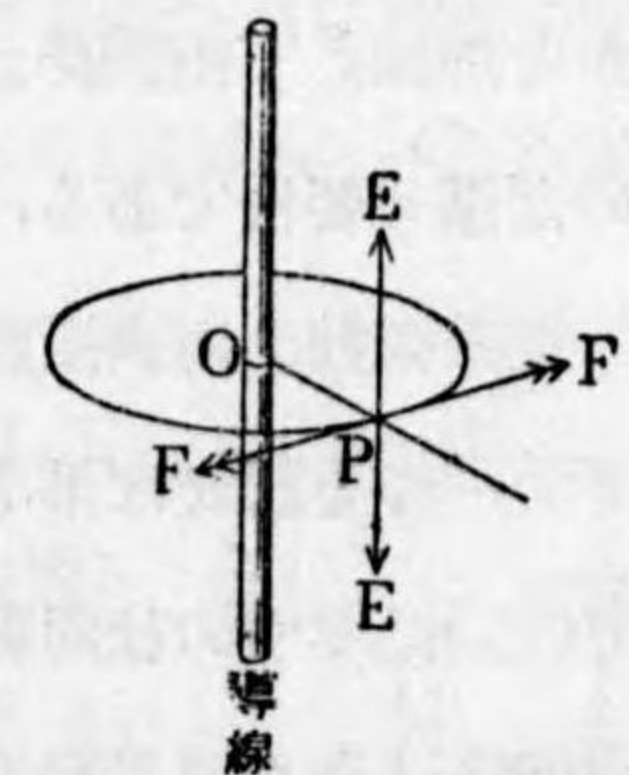
直なる平面内にある圓輪で A から見て時針的に旋回する。 $t = \frac{T}{4}$ に於ては(三)に示す如く電流は最大となり $i=i_0$ でそれより(四)を経て(五)の $t = \frac{T}{2}$ までは漸々小となつて終に $i=0$ となり指力線はなくなる。それより以後は最後の $t=T$ なる(九)まで電流に逆轉して B より A に向ひ指力線は圓輪上を反時針的に旋回するが今一々之を説く必要はあるまい。

此故に電氣振動に於ては周圍の電磁媒質中に電氣指力線と磁氣指力線との運動があつて此等の指力線の向ふ方向は周期 T を以て變化する。即ち媒質中的一点 P を考へ第750圖に示す如く導線に垂直にして P を含む平面を畫き此平面と導線の交點を O とすれば P 點に於ける電氣指力線及び磁氣指力線の指す方向、換言すれば電界及び磁界の方向は互に垂直で電界は導線に平行なる EE に沿ふて振動し磁界は OP を半径とする平面内の圓の接線 FF に沿ふて振動する。 $EE, FF,$ 半径 OP の三者は互に垂直である。



第749圖 火花間隙 Q の附近の磁氣指力線の動き方

此故に上文に於ては電氣振動と唱へ來つたが實は之は電磁振動と命ずるのを正當とする。電だけの振動でなく電と磁との結成による振動である。而して兩者は第744圖及び(469/2)(469/4)式等で明かな如く位相を異にして一方が最大なる時他は零である。今後は現象全體を表現するには正しい電磁振動の語を使用し、その半面のみをいふ場合に限り今後電氣振動又は磁氣振動の語を使用する。



第750圖 導線の周圍の電磁界中的一点 P に於ける電氣力 E 磁氣力の振動の仕方

第 473 節 電磁的同調振動

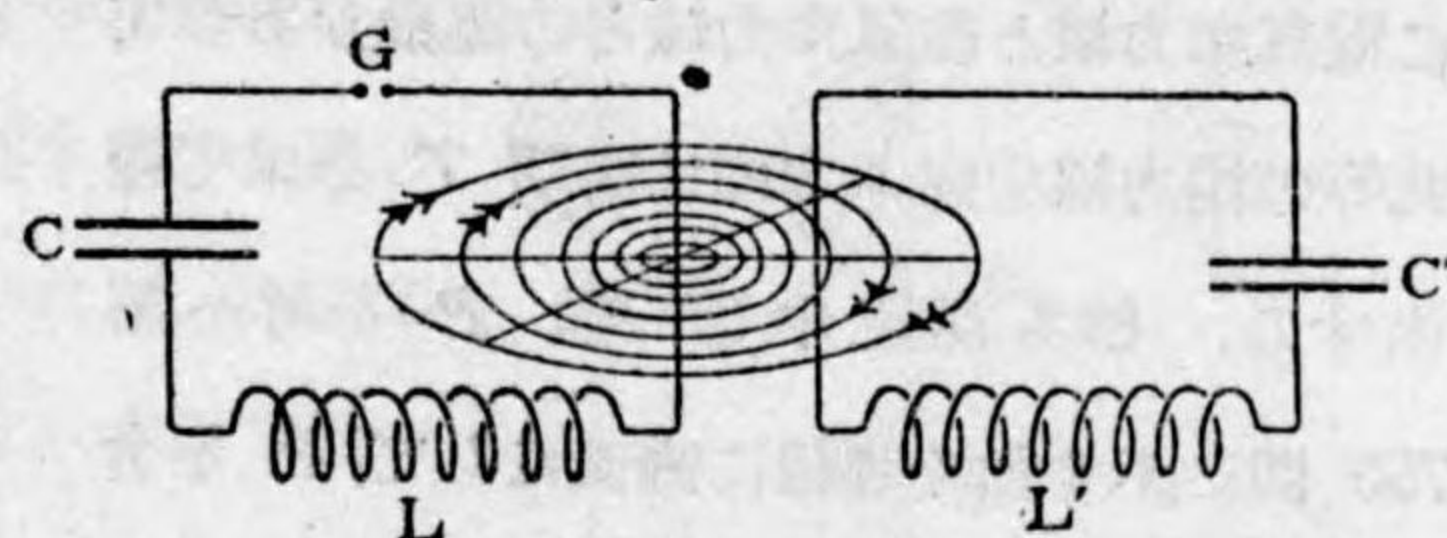
第 740 圖の振動回路の導線に近い媒質中的一点 P に於て電磁界が周期 T を以て振動しつゝあるとき別の振動回路の導線を第 750 圖の EE に並行なる如く装置しその電氣容量 C 及び自己誘導 L' が $CL' = CL$ であつたならば此回路は原回路の振動に同調して同周期 T の振動を開始すべきである。これ原回路からの水平なる磁氣指力線

が新回路の導線を垂直に切りつゝ動くから電磁誘導の起電力を誘發し電氣指力線も亦新回路の導線に沿ふ電氣の流

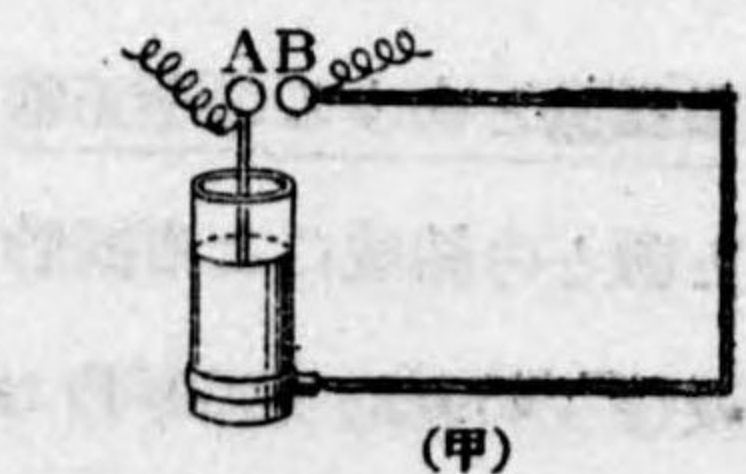
動を促がすからである。然かもその誘起作用は新回路が自己の有する周期と同じ周期を以て振動的に行はるゝからである。現象は全く第 240 節の音の共鳴と類推してよいものである。

最も有効に同調振動を勵起させるには原回路の指力線が成るべく多く同調回路中を貫通すべきであるから、最有利なのは第 751 圖の如く二つの回路を同一平面中に並べず両者を重ね合せる如く密接させるがよい。兎に角 L' か C を加減して兩回路が同一周期を有する如くするのが第一要件である。

電磁振動の同調振動を示す實驗は色々あるが、その一つを記せば第 752 圖(甲)に示すのは原回路で(乙)に示すのは同調回路である。便利のために兩回路に全く同じ形のライデン瓶を使用し内箔を火花間隙の球 A 又は A' に連絡してある。外箔から太い導線の枠形を出しその端に火花間隙の球



第 751 圖 電磁的の共振



第 752 圖 電磁共振を示す實驗

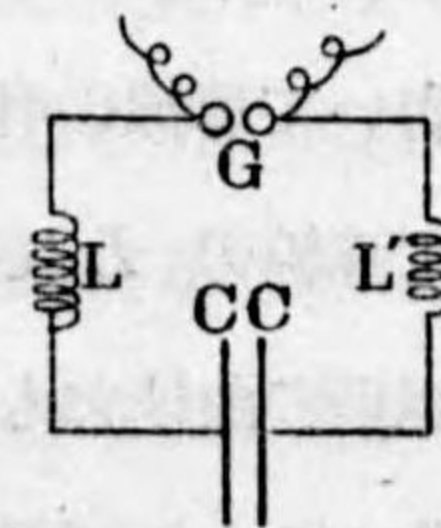
B 又は尖端 B' に連絡してある。此回路には兩方とも自己誘導用のコイルが備へて無いが此導線を曲けて作つた枠は假令一卷でも尙若干の L を有して居るからそれで差支ないのである。但し同調回路の L' を原回路の L に等しからしめる爲めに同調回路の方はその枠の一邊なる導線 P を上下の邊の間に架し之を左右に滑らせて L' の調整を爲し得るやうにする。原回路の方は球 A, B を起電機又は誘導コイルの如き電源に連絡することは慣例の通りである。同調回路に於ける火花は非常に微小であるから B' を尖端にして放電を容易ならしめ尙之を殆 A' に接觸せしめ置く。尖端を鐵で作つて置くと火花が目立つて都合がよい。

圖に於てライデン瓶を左右にしたのは實驗の際上記の如く二つの枠を互に平行にして成るべく密接させんためである。調整が正しく行はれると原回路の火花間隙に火花が飛ぶ毎に同調回路に小なる火花が飛ぶ。尖端 B' の代りに其所に真空管を置いて管中の放電光を見ることにすると火花よりは見易くて一層便利である。

第 474 節 振動回路の種々の型

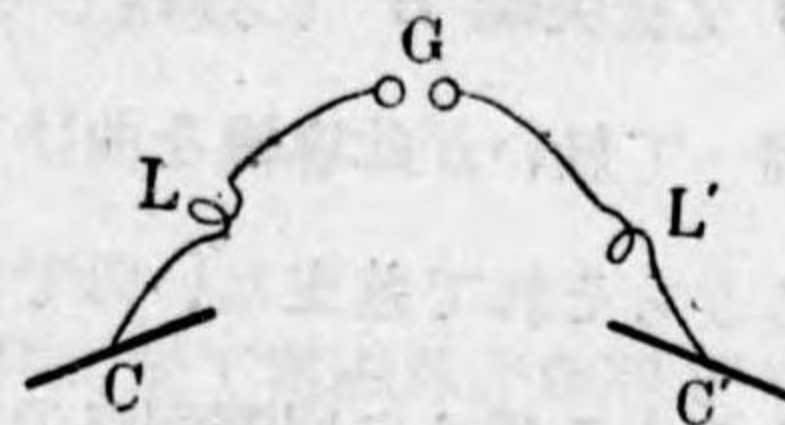
電磁振動の實驗を行ふに當り L や C の特に小なるものを使用すると T は小であるが装置が簡単になつて便利である。前節の實驗では特に自己誘導用のコイルを入れず導線の有する小なる L ですませたのであるが同時に C も小なる回路が欲しいときは次の如くして得られる。

先づ第 753 圖の模範型の振動回路を火花間隙 G に對して對稱的ならしめるために L を左右二つに分ける(第 754 圖)次に LL' を小さくするためにコイルの巻き数を減し C を小さくするために C の兩板を離す(第 754 圖)更に進んでコイルの L を極度に減して導線を直線にして又兩極板 CC' を

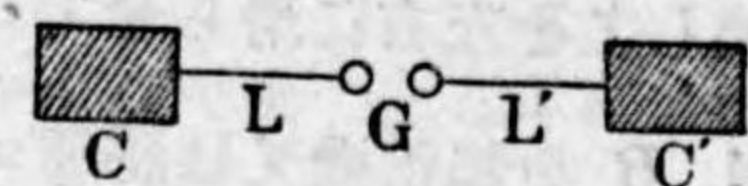


第 753 圖 動回路の模範型

極度に離すと第755圖の如くなる。斯く變形すると一見回路を爲して居らぬやうであるが周囲の電磁媒質が之に參與して居るので振動回路たる要件は全部具備して居る。即ち火花間隙の兩側にある導體 C, L を C', L' につなぐ電氣指力線があるのでそれは若干の電氣容量の存在を意味し又導線 L, L' 等の周圍にある磁氣指力線の存在は若干の

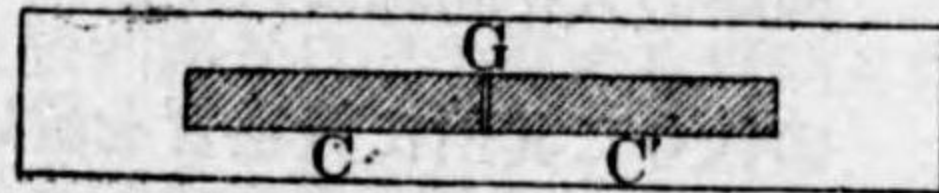


第754圖 第753圖の變形



第755圖 ヘルツの振動回路

自己誘導 L の存在を意味して居る。第755圖は電磁振動を初めて實驗したヘルツ(Hertz)の使用したものである。同調回路は更に之を變形したものが用ひられる。即ち第756圖の如く二枚の錫箔を少しく離して硝子板上に貼りつけたものである。二枚の箔の間の離れ目が G で一見 LL' の導線が除かれた觀がそる。然れども箔の幅や長さを變ずればそれで C や L が變ぜられるので色々の T のもの



第756圖 第755圖を更に變形したもの

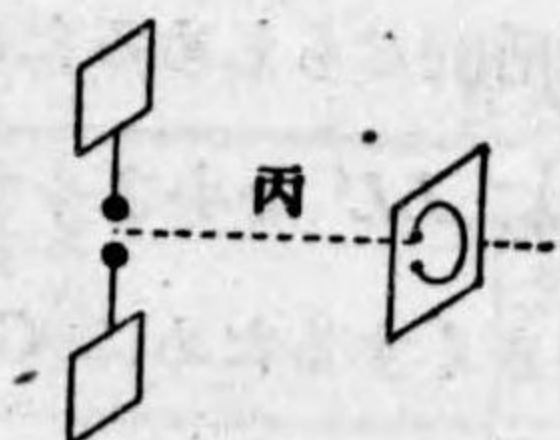
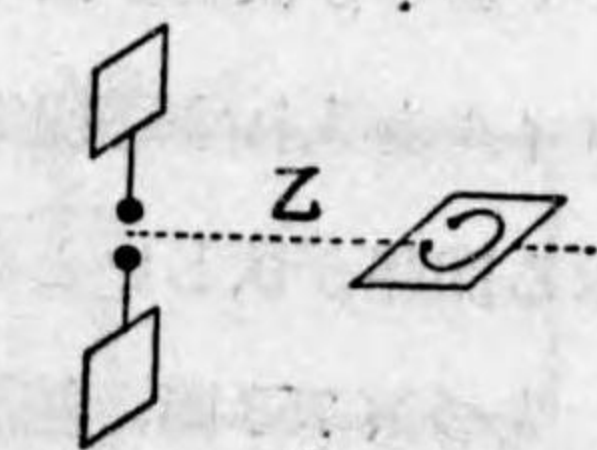
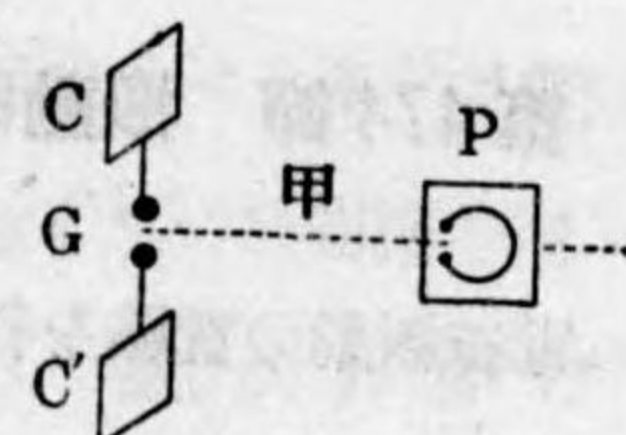
のが得られる。第755圖の振動器を電源につないで G に火花を發せしめ第756圖の同調器中で同周期のものを選んで之に近づけると錫箔の間に小なる火花が飛ぶ、これは暗室の中で觀察する。



第757圖

尙一つ屢用ひられる共振器の形は第753圖の蓄電器を省いて導線の有する小なる C ですませ又コイルも省いて導線の L ですませ第757圖の如く導線を圓形又は矩形に曲げたものにする。導線の太さやその圍む面積を色々にすれば種々の T のものが得られる。

第755圖の振動器と第757圖の同調器とで同調し得る



第758圖 共振實驗

ものを使用して行はれる一つの興味ある實驗がある。即ち振動器の導線を鉛直にして振動せしめ置き同調器を P に置いて検査する。共振器の主なる据ゑ方が第758圖に示す如く(甲)(乙)(丙)の三つある。(甲)に於ては共振器の平面を鉛直にして振動器の軸に平行ならしめる。此時には振動器から出る電氣指力線は P に於て火花間隙に平行に鉛直であり磁氣指力線が水平で共振器の面積中を貫いて動くから振動が誘起せられて火花が飛ぶ。(乙)では共振器の平面を水平にしたから電氣指力線は P の回路に垂直であり又磁氣指力線は共振器の平面を貫かないから誘導は起らず無感覺である。(丙)では共振器の平面は鉛直であるが(甲)とは一直角まわして振動器の方へ向けてある。此時にも磁力線がその面積を貫かないから振動を誘起しない。

第四十九章 電磁波と光の電磁論

第475節 マックスウェルの功績

電磁振動の現象に於ては回路中に電氣量の動き即ち電流の往復振動があり、それに伴つて、その周囲の媒質中に電界及び磁界の振動的變化があるので之を音響學から類推すれば次の如く考へてよからう。即ち物體が振動して音を出しそれが周囲の空氣を動搖し音波といふ波動になつて擴がつて行く。此音波の達する所に同じ周期を有する振動可能の他の物體があれば此音波が物體の振動を誘起して共鳴現象を起す。それと同様に電磁振動回路の周囲の媒質中にある指力線の變化が一種の波となつて擴がり行きその波の波及し來る場所に同調回路がある故にそれに振動を誘起したのである。此媒質中の波は媒質が物質的に運動するのではなくして電界、磁界が結合して振動し、その振動狀況が擴がり行くものと考ふべきで之を電磁波と呼ぶ。

マックスウェル(Maxwell 英國の物理學者 1831—1879)は以上の如き思想

を數學的に發展して理論上此の如き電磁波の存在を豫言し更に進んで光は電磁波の特例であることを示して光の電磁論を唱へ出した。マックスウェルの理論は純數學的のもので之を追跡することは到底本書の程度に於ては爲し能はざる處であるから以下その結論を擧げるに止める。

彼の理論の發表は1863年であるが單に理論に止まつて何等電磁波の實在を證明する事實が知られて居なかつたが1888年に至つて始めてヘルツ (Hertz ドイツの物理學者 1857—1894) がマックスウェルの所説の正しいことの實驗的證明を行ない電磁波に於ても光と全く同じ法則によつて反射、屈折、廻折等の現象が行はれて居ることを實驗した。マックスウェルは彼の著述に於て電磁波の理論は要するにファラデーの指力線の觀念を數學の言葉に翻譯したに過ぎないと公言して居るが、然りとすればヘルツの實驗はファラデーに源を發しマックスウェルによつて發展した指力線の觀念が正鵠を得て居ることを裏書きしたものであると稱してよい。實に電磁波の理論、光の電磁論の如き大功業を建設するのは一人のよく爲す所に非ずして多くの偉人の協力に待つものであることを痛感する。

第 476 節 電磁波

電磁波の如何なるものかを了解するには先づ第 750 圖から始めるが便利と思ふ。導線の近傍にある一點 P を考へれる。此點では電界が EE 、磁界が FF に沿ふて互に直角に又 OP に直角に振動して居る。そして指力線は電氣指力線は第 390 節、磁氣指力線は第 448 節に説いた如く線の長さに沿ふては收縮せんとして居り相隣れる線は互に反撥して成るべく離開せんとして居る、而して EE も FF も共に導線から發生するのだから導線に近い方の側にある指力線に押されて自身は又遠い方にあるものを押して \overline{OP} の方向に動く。即ち電界 EE は上下に振動し磁界 FF は前後に振動しつつ OP の方向に波動が進行するのである。此進行速度はマックスウェルの理論によると真空中に於ては光の

速度 $c=3 \times 10^{10}$ 浬/秒に等しく媒質が透電率 ϵ 透磁率 μ のものであれば

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (476/1)$$

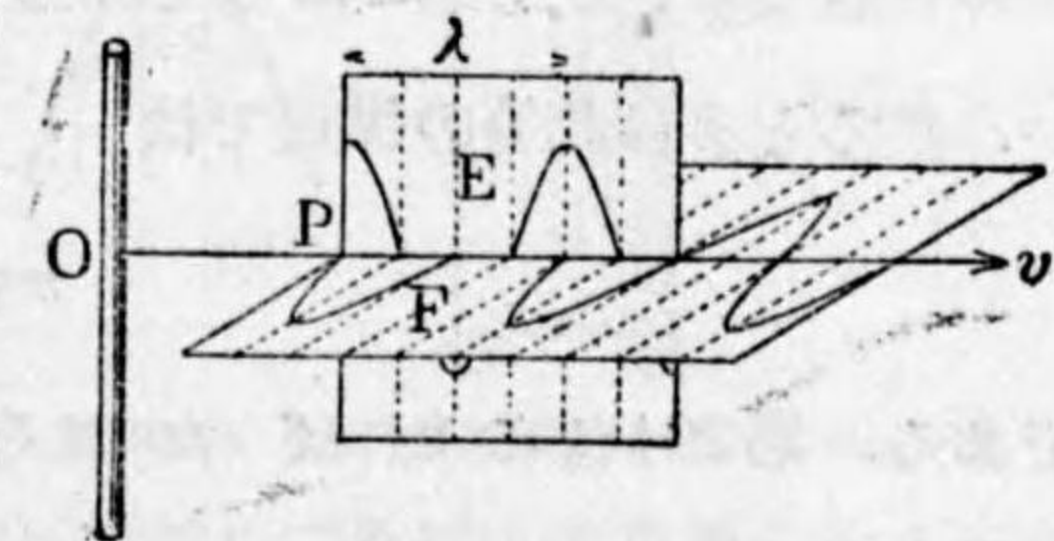
である。而して此電磁波の波長 λ は

$$\lambda = vT. \quad (476/2)$$

式で計算せられることは波動一般の通則である。

電界と磁界との振動は (469/4) (469/2) 式及び第 744 圖に示す如く位相を異にして時間に於ては $T/4$ だけ、距離に於ては $\lambda/4$ だけ喰違つて居て磁界

(i による) が電界 (V による) より先んじて居るので波動の狀況は第 759 圖に圖示した通りである。此圖では O 點から出る波が畫いてあるが O の上又は下にある諸點からも同様の波が出て居ることは勿論である。



第 759 圖 電磁波

電磁波に於ては電氣振動も磁氣振動も兩者共に進行の方向に垂直であるから之は一種の横波である。此點を見ても電磁波と光波とが同性質であつて兩者はその波長に於て相異があり即ち數量的には差があるが、性質的には差はないのであることが知れる。今日知られてある電磁波の波長を示せば表記の如くである。

光波に於て光の振動が一平面内にあるものを偏光 (第 340 節) と呼び振動に垂直なる平面を偏光面と呼んだ。電磁波に於ては電波と磁波とが相伴なつて離れないのであるが光の振動と稱したのは電波の振動を指すのか磁波の振動を指すのかと問へば吾人の目には電波と磁波とを見分ける能力は

波の種類		波長(浬)
無線用電磁波	長波	{ 2000000
	中波	{ 300000
	中短波	{ 20000
	短波	{ 5000
	超短波	{ 1000
赤外線		{ 10
	可視光線	{ 0.5
	紫外線	{ 0.000081
		{ 0.0000380
		{ 0.0000010

無いのであるから此問題を解決するために電磁波を以て定常波 (第 224 節) を

作つて電氣振動の最強の所と磁氣振動が最強の所が $\lambda/4$ だけ離れてあるのを利用して、その何れに於て光的作用が著しいかを實驗するのがよい。然る處實際の試験では電氣振動の方が光の振動と稱するものであるらしいと謂はれることになつた。然りとすれば第759圖の電磁波は偏光の一種でその偏光面は水平なる FF 平面であることになり電波は偏光平面に垂直に振動し磁波は偏光平面内に於て振動して居るのである。

電磁波の速度は (476/1) 式に示す通りであるとする普通固體や液體は強磁性體でないから第445節で注意して置いた通り $\mu=1$ と見てよいものが多い。然るときは此等の媒質では

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}} \quad (476/3)$$

である。第294節によれば c/v はその媒質の有する光の屈折率 n であるから (彼所では n を μ と記してある)。

$$n = \sqrt{\epsilon} \quad (476/4)$$

といふことになる。此事は光學的測定による n と電氣的測定による ϵ と互に獨立に得られた値が表に示す通りであるから、水を除いて (476/4) は事實に適合して居ると見てよく、光の電磁波論の有力なる證據の一つとなる。

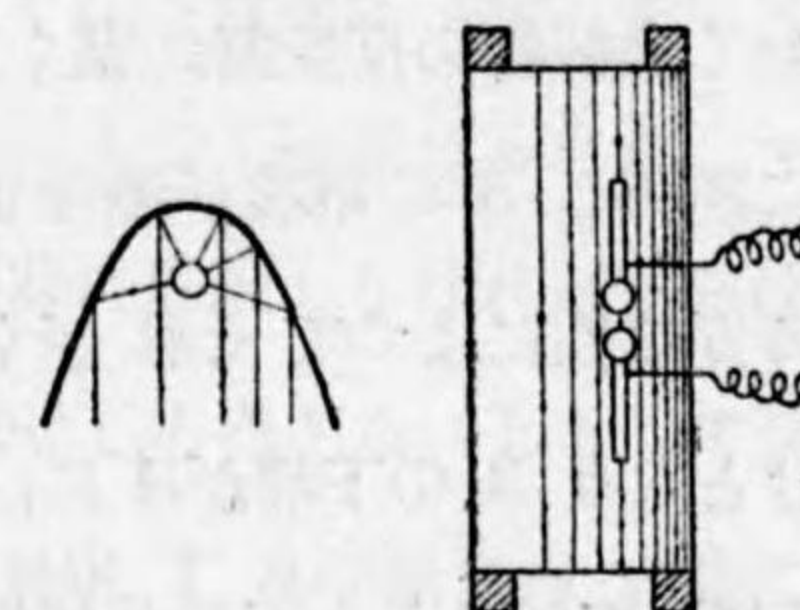
第477節 ヘルツの實驗

前節に於てマックスウェルの光の電磁論の梗概を述べたのであるが最有力なる支持はヘルツが行つた電磁波の反射、屈折、廻折及び偏り等が光と同様に行はれることの實驗的證明である。

ヘルツは電磁波を發生させる波源として第755圖に示した振動回路を使用した。實はこれは彼の創意に成れるもので今でも之をヘルツの發振器と呼んで居

	n	$\sqrt{\epsilon}$	
空氣	1.000294	1.000295	
水素	1.000138	1.000132	
二酸化炭素	1.000449	1.000473	
一酸化炭素	1.000346	1.000345	
硫黃	第一結晶軸	2.166	2.185
	第二 "	1.971	1.992
	第三 "	1.895	1.952
二硫化炭素	1.611	1.615	
トリュオーン	1.491	1.538	
フリント硝子	1.6	2.6	
水	1.33	8.9	

る。高壓電源としては誘導コイルを使用した。又電磁波が或場所に到來して居るか否かを驗するには其所に第757圖の共振回路を置いた。今は斯の如き裝置を檢波器と呼んで居る。無線放送の如き電磁波に關する技術的方面が非常に發達して居る今日では種々の甚鋭敏なる檢波器が發明せられてあるから現在ヘルツの實驗を行つて見度い人はそれを利用した方がよい。それからヘルツは電磁波を或一定の方向に送るために平面波を作る目的を以て拋物線反射鏡第760圖を使用した。金屬板を曲けて拋物線形の筒面を作り圖の如くその焦點の所へ發振器を保持した。そして全く同じ第二の拋物線筒鏡の焦點に檢波器を置いて平面波を之で受けた。



第760圖 ヘルツ發振器を備へた拋物線反射鏡

一般に波の反射屈折を研究するに當つて反射面や二媒質の境界面の大きさが波長に比して極めて大でないといふ廻折の爲に妨害されて理想的の正しい現象が見られない。光の場合には光の波長が甚小さいので普通の大きさの反射鏡等を使用しても此點何等顧慮する必要がない程であつたが電磁波の場合は波長の短かい所謂短波を使用しないと反射鏡など莫大の大きさのものが要になるのでヘルツの發振器は第474節に説いた如く成るべく L と C とを小にせんと努力した產物である。

扱て上記の裝置を使用して光學實驗と全く同じやうに (一) 金屬平面を反射鏡として、それからの反射の法則 (二) 又は松脂等の如き透電質を以てプリズムを作つて屈折の法則、(三) 針金を並べた格子を使つて廻折の現象等を實驗した。尙 (四) 平面波を平面鏡から垂直に反射させて投射波と反射波とを干涉させて定常波を得るによつて波長の測定を行つた。今は此等の實驗を詳細に述べることを省略する。

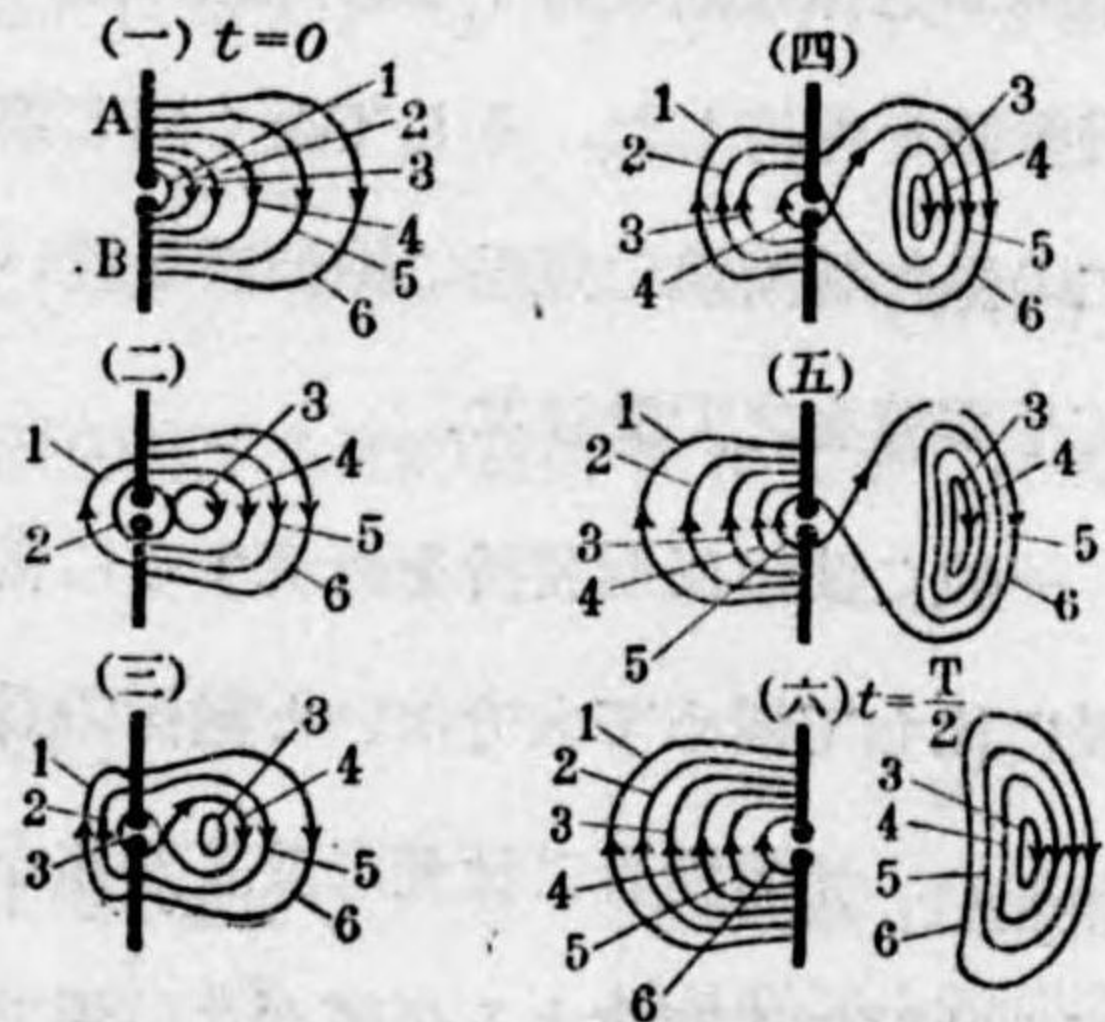
ヘルツは尙理論的に發振器に於ける指力線の動きを研究したので、それを次

に概説する。

振動が正に開始せられんとする瞬間 $t=0$ に於ける電氣指力線の形を示すのが第 761 圖 (一) である。

指力線を六本がき之に 1, 2, 3 等の番號をつけてある。これが陽の A 極から陰の極に向つて居るが前の第 748 圖の時と同様に發振器の一侧にのみ畫いて圖の混雜を避けてある。扱て振動が始まり指力線が, 1, 2 と順次に逆轉すると矢張り前例の如く發振器の反對側に畫くことにすると (二) に示した時刻に於ては 1, 2 は既に逆轉し 3 の兩端が融合せん

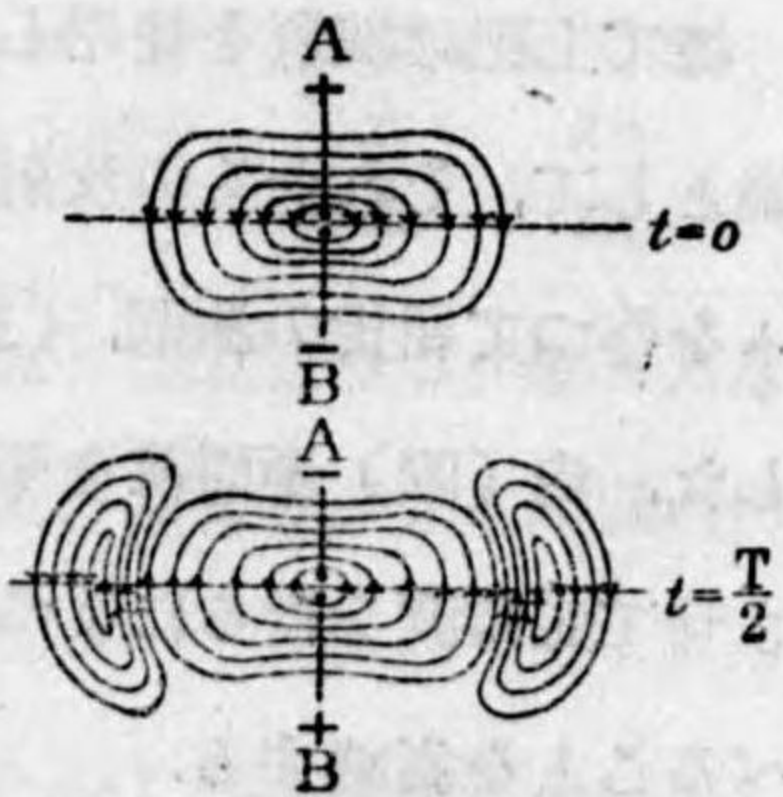
として居るが慣性によつてそれがくびれて禱^{タスキ}がけとなり 3 の下端が A に, 上端が B に届いて居るそして自分は長さが縮少せんとし又 4, 5, 6 に押されて次の (三) の時刻に於て 3 が二つに切斷せられて發振器に近い方は 1, 2 と同じく他側に畫かれ發振器に遠い方は一つの閉塞環となつて離れ 4, 5, 6 に包圍せ



第 761 圖 ヘルツ發振器に於ける指力線の變化

られ同時に 4 が禱^{タスキ}がけとなつて居る。順次同様の過程を踏んで (四) では 3 4 が閉塞環状になり (五) では 3, 4, 5 が閉塞環状となつて發振器から遠ざかり行き終りに $t = \frac{T}{2}$ なる (六) に於て發振器の V は全く逆

に A 極が陰, B 極が陽になり指力線は 6 本とも B から A 極に向ひ遊離した 3, 4, 5, 6 の一團の閉塞環が發振器から離れ行きつつある。此場合に指力線 1, 2 はその長さが短かいのでくびれることが出来ないが 3, 4 等はその長さが長いので上記の如くになつたのである。そこで $t=0$ 及び $t = \frac{T}{2}$ に於ける全



第 762 圖 ヘルツ發振器に於ける指力線

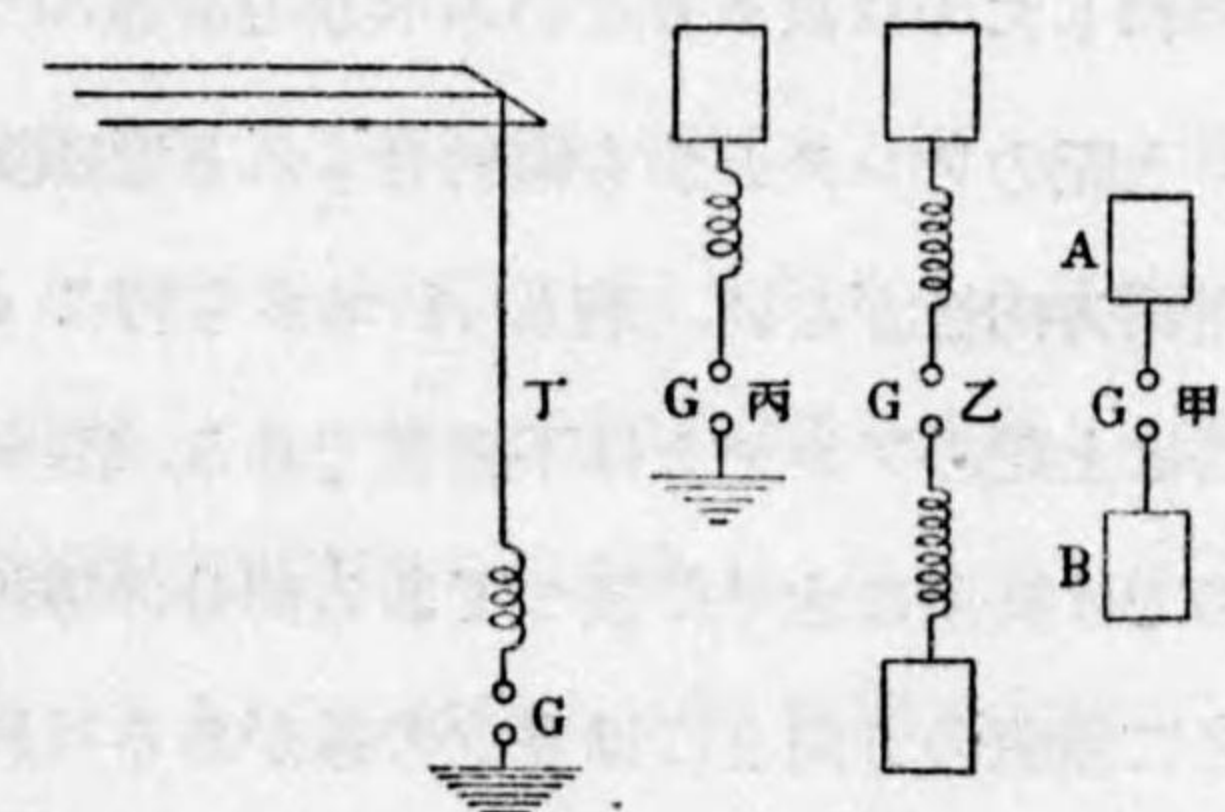
體の指力線の狀況は第 762 圖のものを發振器 A, B のを軸として廻轉した形をとるのである。

第 478 節 無線用電磁波

電磁波を通信の目的に應用することはヘルツの實驗が公にせられてから多くの人々によつて考へられた問題であるが、その實現は 1895 年にマルコーニ (Marconi イタリアの電氣工學者 1874—) によつて達成せられた。マルコーニの考へは成るべく多量のエネルギーを發振器に供給しなければ電磁波が十分の強さを有せざるべく遠隔の地に信號を到達せしめ得ざるべしとして發振器の L も C も共に大にし、従つてその結果として周期 T 及び波長 λ が共に大となるが、それで満足した。そこでヘルツの發振器を變形して L, C を大にする爲に第 763 圖の如く (甲) から (乙) にし更に (乙) が火花間隙 G の所で對稱であつて G に一つの反射鏡を置いたと考へれば下半の B は恰も A の像とも見られるから地面を反射鏡とした (丙) の形に改めたものを採用し即ちアンテナと稱する高く直立した導體の柱を立て之に火花間隙を附した。然かし此アンテナの上

端に電氣容量を持たせるのに平板をつけることは不便であるから數本の針金を水平に張つたものをつけた。(丁) は其圖である。

アンテナに電氣振動をさせるには直接之を高壓電源に連絡せずアンテナから G を除き別にアンテナ回



第 763 圖 マルコーニの發振器

路と同調する回路を設けてこれを變壓器 T によつてアンテナ回路と連結した。それが第 764 圖に示してある。アンテナの下端にあるコイル L の自己誘導係數を調整して (アンテナ全體の自己誘導係數は T の中にある部分のと L

との和) 二つの回路が共振をすれば G の火花が大きくなる。

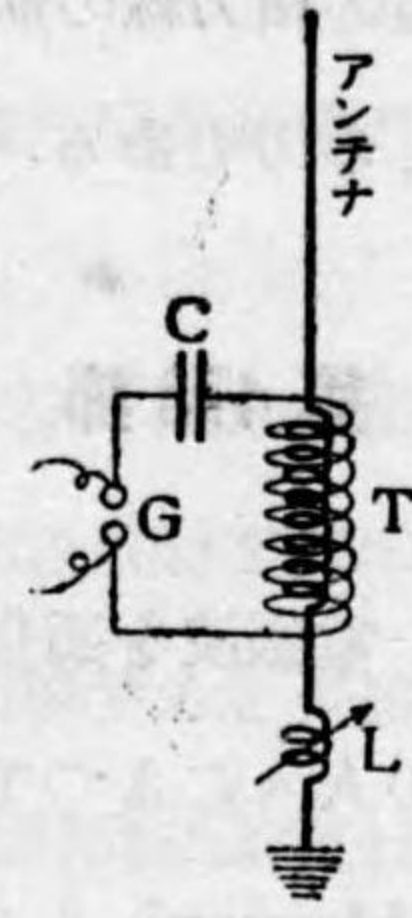
無線通信の發達の初期に於てはエネルギーを大にすることに努力した結果第 476 節の表に示す如く波長は數軒の大なるものが行はれた。

此アンテナから送り出される電磁波の電波の指力線は此發振器が第 763 圖 (丙) で地面を反射鏡にした普通の發振器 (乙) の上半だから第 762 圖のもの上半だけを畫いた第 765 圖の如きものであることは明かである。これが四方八方へ水平に横に擴がり行く。

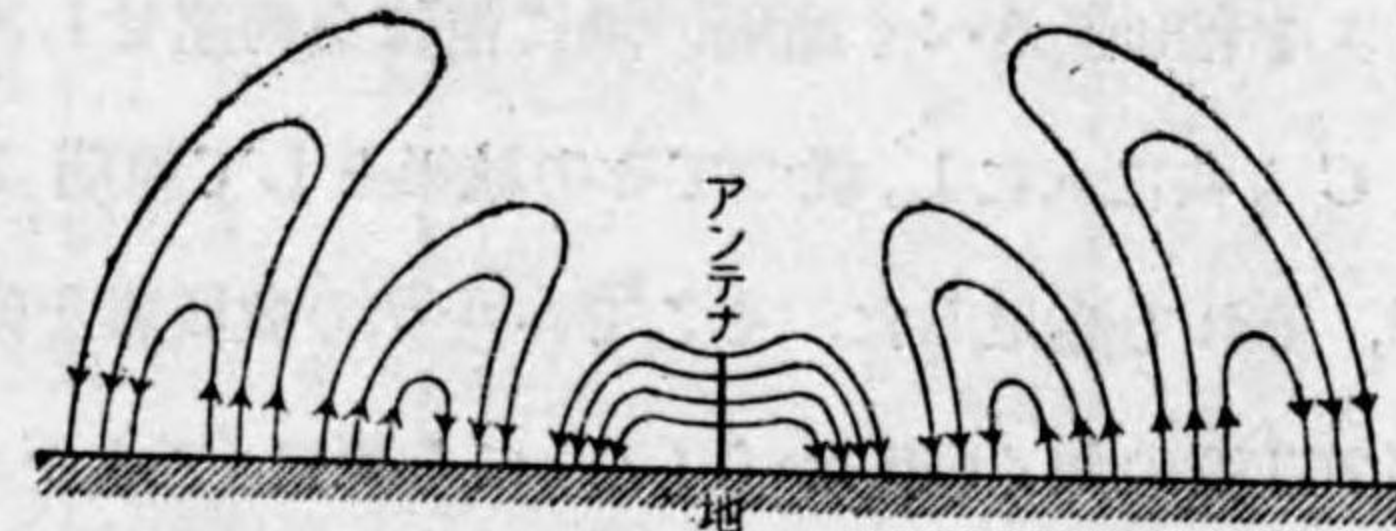
受信所に於ても同様なアンテナを立て之に發信所と同調させた適當なる檢波器を具へればよいのであるが之に到

着するエネルギーが如何にも微小であるから受信檢波器は特別に鋭敏であることを要する。三極真空管を使用する檢波器の發明が無線技術に劃期的の進歩を來たしたのは故ありといふべきである。

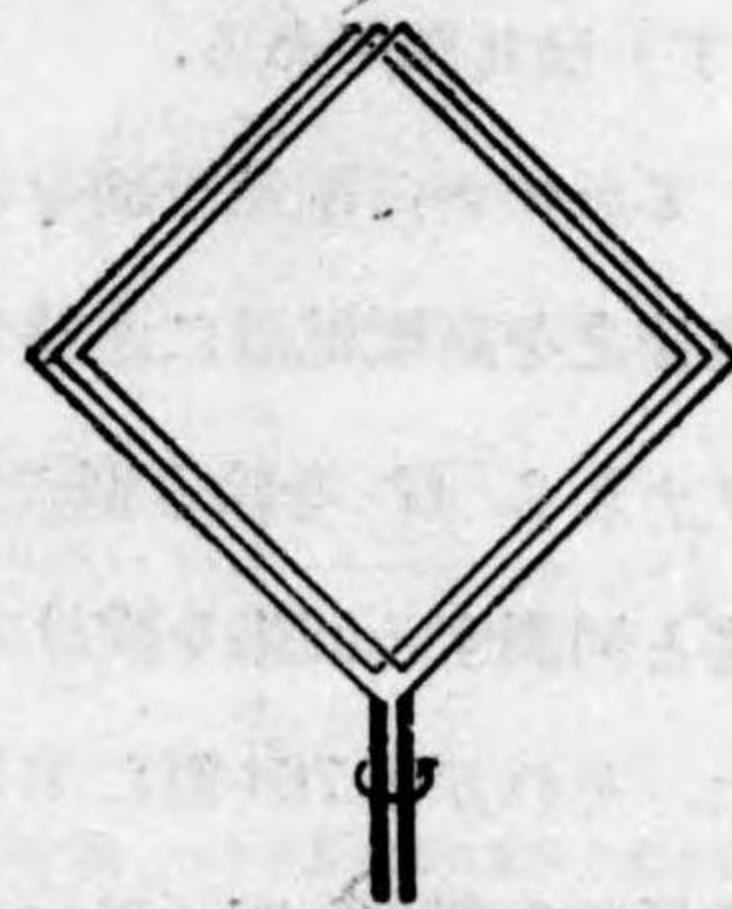
上記のアンテナから輻射せられる電磁波のエネルギーは四方へ一様に擴がり所謂**方向性**がない。若し A 地から特に B 地に向つて電磁波を送りたい場合には上記のアンテナは不適當である。第 763 圖丁のものでは高所に水平に張つてある部分の導線の方向と之に垂直の方向とは多少の差があるけれど充分でない。方向性を有する、アンテナとしては第 766 圖に示す**ループアンテナ**或は**棒形アンテナ**といふ式のものがある。然かし此式のものには發信用としては餘り有利のものでない。受信用としてはその方向性を



第 764 圖



第 765 圖 無線通信に於けるアンテナからの電氣指力線



第 766 圖 棒形 アンテナ

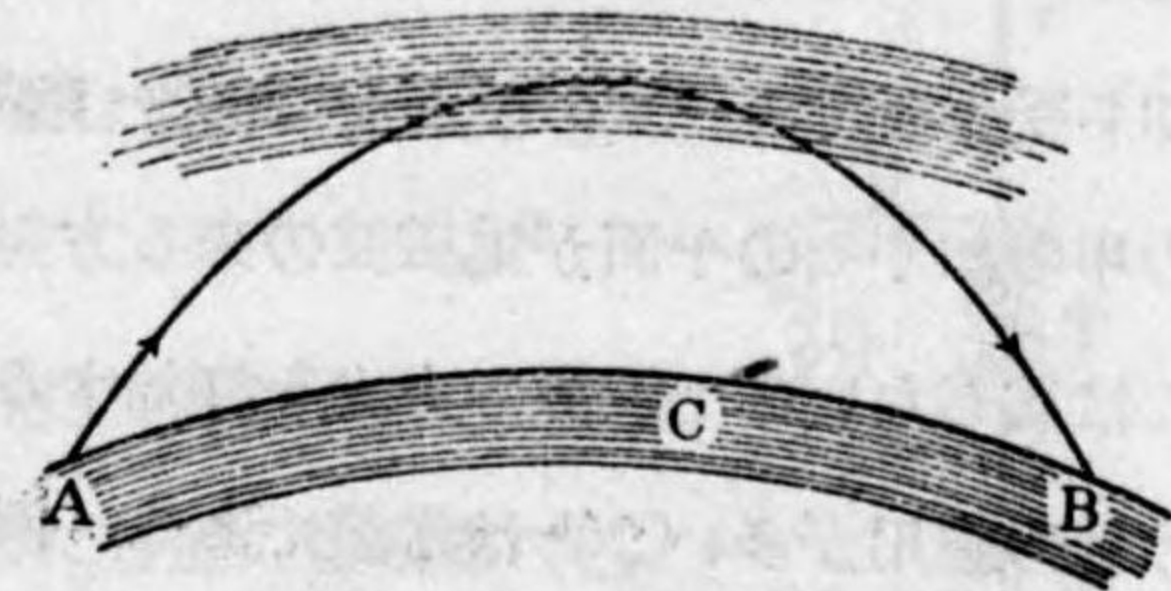
有して居ることが利用せられる。それは第 758 圖の實驗を見ても明瞭で第 757 圖をループと考へるとその向け方によつて感ずるときと感ぜぬときがある。即ち受信所でループの平面を 360° 一廻轉しながら受信するとループが第 758 圖の甲の如くその平面が電磁波の來る方向に一致したとき最強く感受し丙のときには感じないので波源の方向を探知することが出来る。此アンテナが軍事上その他の應用が多いことは當然である。例へば金屬製の飛行機の位置を知るために發信所から短波を送つて飛行機體の金屬から反射波の來る方向を上記の方法で定め、之を二つの發振所で同時に行へば丁度普通の三角測量で行ふ通り二つの方向線の交會點として位置が明かに知れる。

第 479 節 短波通信

物事の發達の歴史には往々意外な面白いことがある。無線通信の初期には諸發信所は成るべく大なるエネルギーを發振装置に供給して之によつて遠隔の土地と通信せんと莫大な費用を投じて設備の豪華を誇つたものであつた。

然るに波長の短かい電磁波略して**短波**と稱するものは方向性を有せしむることを得又適當に設計した短波發振器を使用すれば非常に小なる電力を以て通信し得ることを發見した。此の如き方向性を有する電磁波は特別な方向にのみ進むのであるから光波の用語を使用するならば殆一本の光線とも見るべき甚狭い光束を使用するのであるから遠方に至るもエネルギーが廣い面積の波面上に散布せられることなく衰弱せずによく長距離に到達するのである。之に加ふるに尙一つ短波通信に取つて有利なる事實がある。それは地上 100 軒程の大氣の上層にイオンを多量に含む電離層が存在することである。之を**ケネリー・ヘビサイド** (Kennelly Heaviside) の E 層と云ふ。尙 200 軒にも第二 F 層がある。此イオンは日光の照射によつて大氣中に發生せしめられるものと信ぜられて居るがイオンの存在の爲めに電氣の傳導性を有して居るので此電離層は電磁波に對して

は恰も其所に金属の如き導體の反射鏡があるが如くに作用し地球上の *A* 地から斜めに上方に向つて送られた短波はイオンの量に應じて漸々その方向を變じて彎曲し上層に於て反射せられた如く下方に向つて降下すること尙音波の彎曲（第 231 節）及び光波の彎曲（第 256 節）と全く同様であつて終には地面上の *B* 地に到着する。即ち *AB* の中間の *C* 地には波が來らず *A* からの信號が此の中間地點を飛ばして遠き *B* に到着するのである。此特殊な電離した氣層の高さは季節に應じ又緯度の高低によつて變化するから *A* から特別の *B* に信號を送るには *A* に於ける發信の仰角を適當にしなければ效を奏しないのは勿論である。此の如き短波による通信も亦三極真空管の如き鋭敏なる檢波器の發明によつて始めて可能となつたのである。短波の發信受信装置の詳細はこれを無線専門の著書に譲るが兎に角携帯可能であるから通信所が轉々する短距離用にも亦便利である。獨軍では大本營と戦争の總ての方面の前線とを短波の移動通信網で連結して軍隊の行動は全部大本營からの直接命令によつて行はれて居たといふことである。



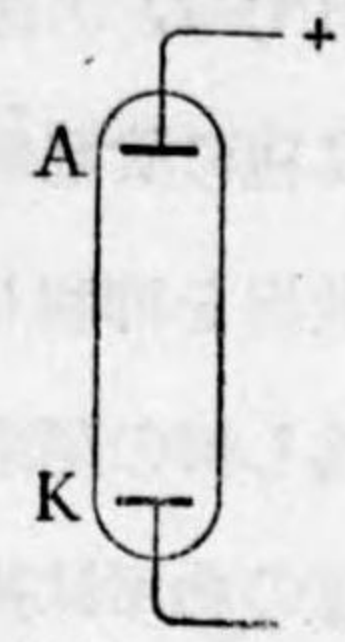
第 767 圖 短波の彎曲進行

第 480 節 三極真空管

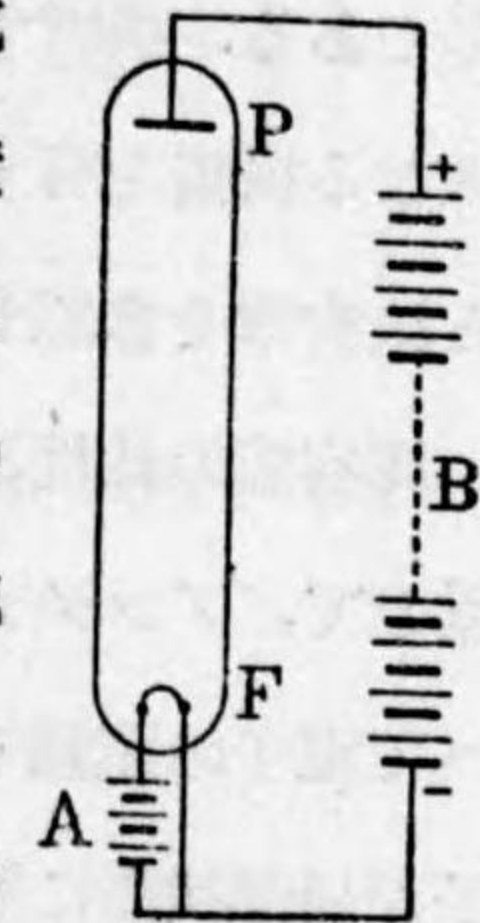
三極真空管は本來は真空放電の條に於て説明すべきものであるけれど便宜上此所で檢波器としての作用を解説する。

真空管とは硝子管中に空氣又は他の氣體を封入し成るべく之を抽出して真空に近いほど稀薄にしたものである。管壁を貫く導線によつて管中にある電極に連絡し之によつて管中に電氣を導入する。普通の真空管に於ては二つの電極があつてその一つ *A* は高壓電源の陽端につなぐれ之を真空管の陽極といひ他 *K*

は電源の陰端につなぐれ之を陰極といふ。兩極間の電壓が十分に大であると管中に於て放電が行はれ *A* から *K* に向て電流が流れる。第 769 圖に示す真空管に於ては陰極 *K* がタンダステンの如き高熱に耐へる金属の纖條 *F* でその兩端を導線によつて管外に導き少數の電池 *A* によつて纖條に直流を通じて *F* を非常なる高温度に加熱する。斯くすると陰陽兩極間の電壓は普通の真空管に比して著しく小で數個の蓄電池 *B* を電源としても、よく放電が行はれる。此加熱陰極を有する真空管の作用の要點は高温度の導體からは陰電氣を帯びた電子が放出せられ、それが陰極に反撥せられ陽極に吸引せられて陰電氣を陰極から陽極に運ぶので管中に電流が流れる。それが即ち放電であつて此電流は檢流計によつて檢出することが出来る。此真空管に於て大切なることは加熱電極が陰極であることで *B* 電池を逆にすると放電が行はれないことは檢流計によつて示される。故に若し *B* 電池の代りに交流電源を使用すれば交流中の一方向の電流のみが通過し反対方向のは遮断せられて交流が間歇的の直流となる。之を真空管の整流作用といふ。



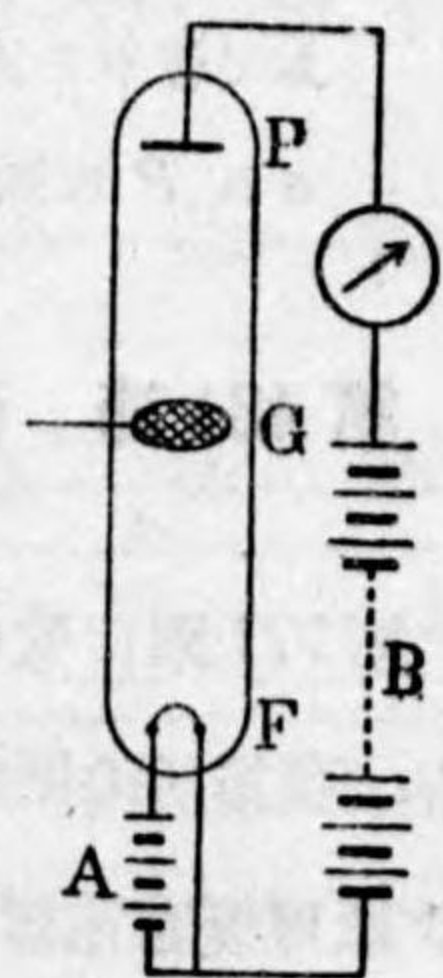
第 768 圖 普通の二極真空管



第 769 圖 加熱陰極の真空管

扱て當面の問題たる三極真空管とは第 770 圖の如く二つの電極 *PF* の外に更に尙一つの第三電極 *G* を有するものである。電極 *G* の形は金網又は孔を多數穿つた金属薄板である。陽極は板狀極プレート *P*、陰極は纖狀極フィラメント *F*、第三極は格子極グリッド *G* と呼ぶ。

電源には *B* の電池を使用してあるとして (*A* 電池は陰極加熱用) 陰極から電子が放出せられるとき *G* 極に管外から陽電氣を與へると陰極 *F* から出る電子が *P* 極よりは近い所にある *G* 極に吸引せられ放出が旺盛になり加速度を得て大速度を



第 770 圖 三極真空管

以て G の格子の間隙を通過して陽極に達して放電電流が大になり之に反して G 極に陰電氣を與へればそれが F からの電子を反撥するので陰極からの電子の放出を抑制して放電電流を小ならしめる。故に G 極は恰も開閉瓣の如き作用を爲し瓣の開閉は G に與へる電氣の陰陽によつて自由に統制される。三極真空管の功用は甚微小なる電氣的變化を G 極に與へると、それが著しく廓大せられて放電電流に大變化を生じ檢流計によつて容易にそれが認知せられるに至るのである。換言すれば三極真空管は微小なる振幅を有する一つの現象の變化を大なる振幅を有する他の現象の變化として書き直す器械である。尙真空管のことは次章を参照せよ。

真空管の此性質を利用して受信所に於て B 電池による回路中に真空管を装置して、アンテナより來る甚微弱なる電磁波の陰陽交代する電壓を G 極に與へて電子の運動を統御し、電子をして軽い瓣の作用を爲さしめる。斯くして電子が局部回路に第 133 節に説明した如く引金作用を及ぼして、 B 電池の有するエネルギーが電話器その他の受信装置を適正に働かしめる。

斯くして受信所にある備附けのエネルギーを利用して受信所の器械の運轉を行はしめ發信所からの通信を讀取り得るやうになるのである。

三極真空管中に於ける電流に就て一言注意して置く。プレート極は陽極、フィラメント極は陰極であるから普通の意味の電流は B 電池の陽極から出て P から F に向ふて管中を流れて居る。然し實際管中を流れて居るのは電子でそれが F に反撥され P に吸引されて上記の電流とは反對に F から P に向つて居るのである。

第 481 節 受信及び發信回路

第 771 圖に受信所に於ける三極真空管を使用した受信装置の一例を示してある。發信所の振動に共鳴する共振回路がアンテナの下部に設けてあるが、その C は可變蓄電器によつて調節され L は一つの變壓器 T の P コイルの變化で定められる。

此共振回路の振動を變壓器 T の S コイルが受取り蓄電器 C' で共振させて電壓の變化を生ぜしめ小蓄電器 C'' と大抵抗 r とを媒として真空管の G 極の帯電に變化を生ずる。これによると放電電流の變化が受話器 R 又はその他の装置によつて感知せられるのである。

發信所に於ける電磁振動は波長を第 476 節の最も長いものを取れば $\lambda_1 = 2 \times 10^6$ 糎であり短波中の最も長いものを取れば $\lambda_2 = 5 \times 10^3$ 糎として、 $\lambda = cT$ 、 $\frac{1}{T} = \nu$ により周波数は

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{3 \times 10^{10}}{\lambda}$$

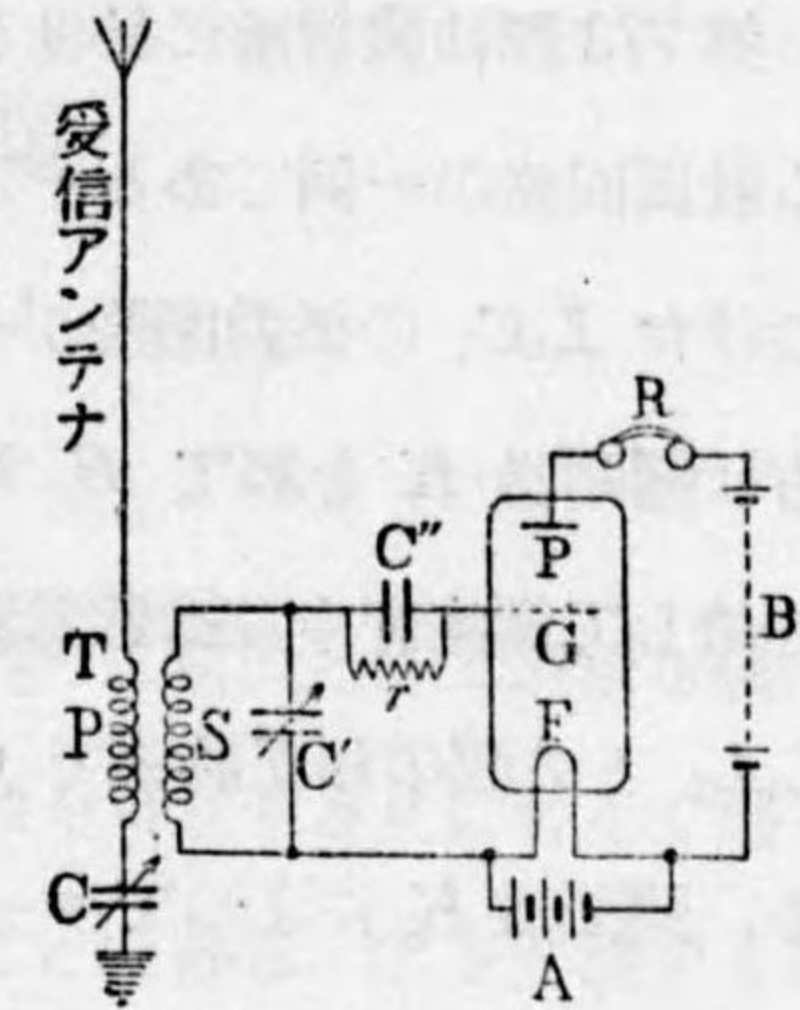
から計算して

$$\nu_1 = 1.5 \times 10^4,$$

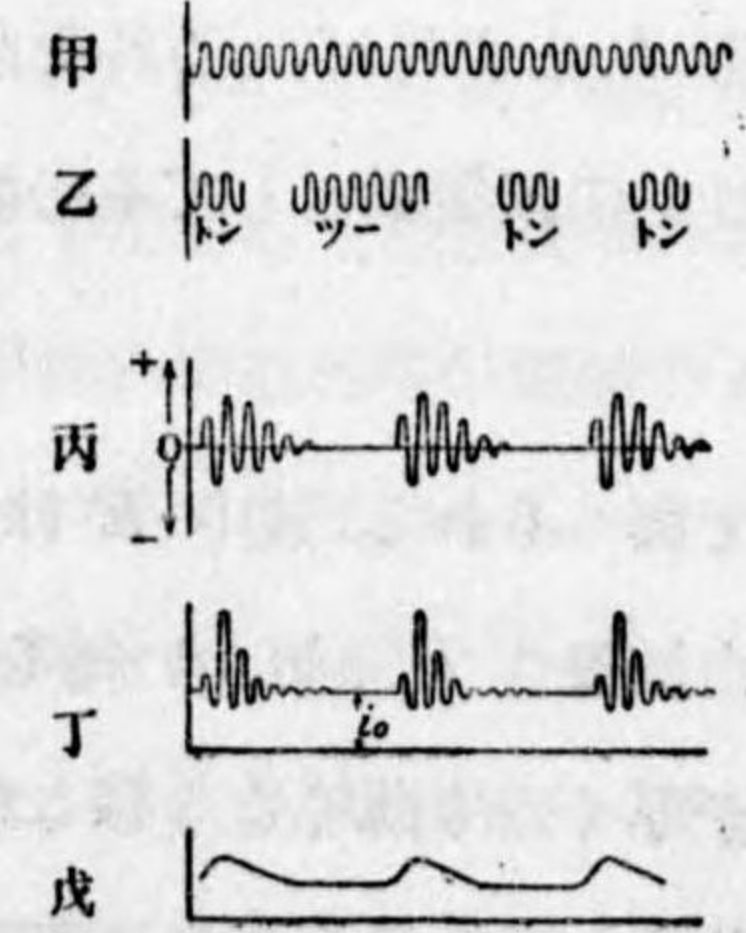
$$\nu_2 = 6.0 \times 10^6.$$

となる。前者は毎秒一萬五千回振動し後者は毎秒六百萬回振動するものである。此等の振動を今假りに第 772 圖の (甲) で表はしたとする。そして通信は發信所でモールス式の電信方法でツ、トンと長短の二種の繼續時間の組合せで一秒に數回程度でこれを (乙) 圖の如く斷續する。

受信所ではそれが (丙) 圖の如くになつて來る。モールス信號の短かい方が一秒の百分の一しか繼續しないとすると其間に周波數 ν_1 の波が百五十個もあるのだ。之を受信所で受けて三極真空管の G 極に送ると整流されて (丁) 圖の如くなるが、それが (第 771 圖) P 極、 F 極の間に入れた電話の受話器 R を働かせる。受話器の振動板はその慣性が大きであるから此細かい周波數の振動を一々追ふ譯には行かず、之に對しては全く無感覺で波の繼續時間の長短だけをモールス信號として戊圖の如く示すの



第 771 圖 電磁波受信装置



第 772 圖 三極真空管による拾波

である。

無線電話も略同様の原理による。

第 773 圖は發信所に於ける三極真空管による發振回路の一例である。アンテナの下端につけた L_1C_1 の振動回路が一方は P 極に他方は開閉器 K を経て B 電池より F 極に連絡して真空管中に振動電流が起る。然るに

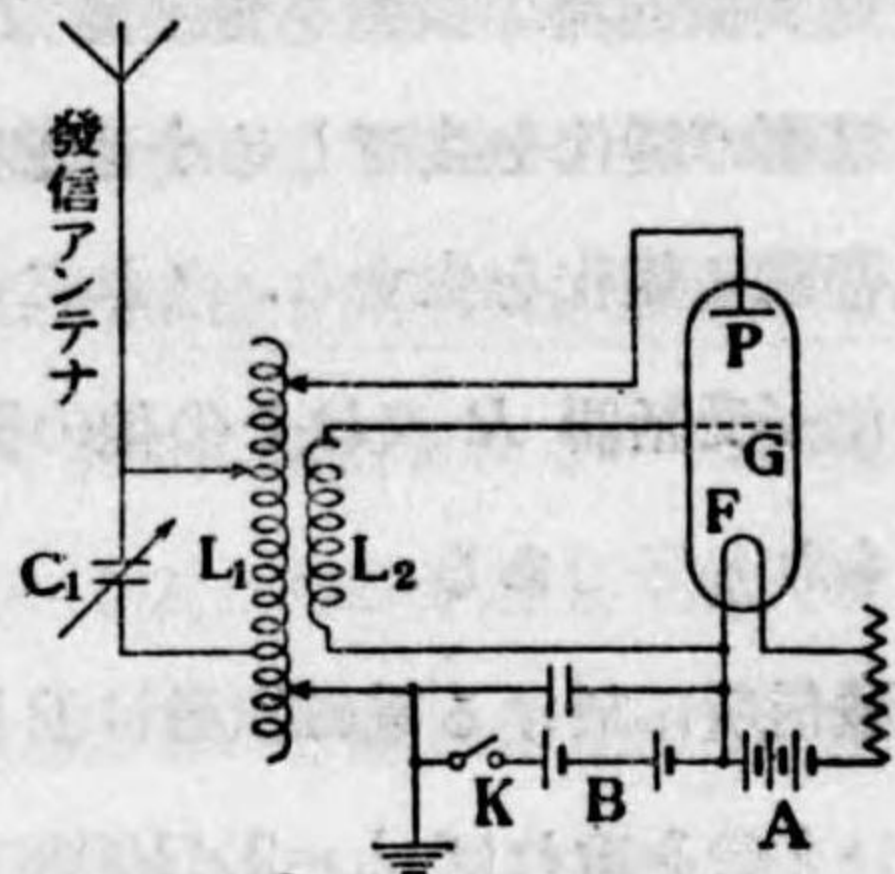
L_1L_2 との間の相互誘導で G 極に同じ振動が働くから振動が永續するのである。開閉器 K によつてモールス信號が作られる。

第 383 節に記した水晶の壓電氣（ピエゾ電氣）の性質を利用して電氣振動を長時間一定に持続せしめる装置がある。無線通信に於ては此水晶安定器が非常に重要な役割を演じて居る。

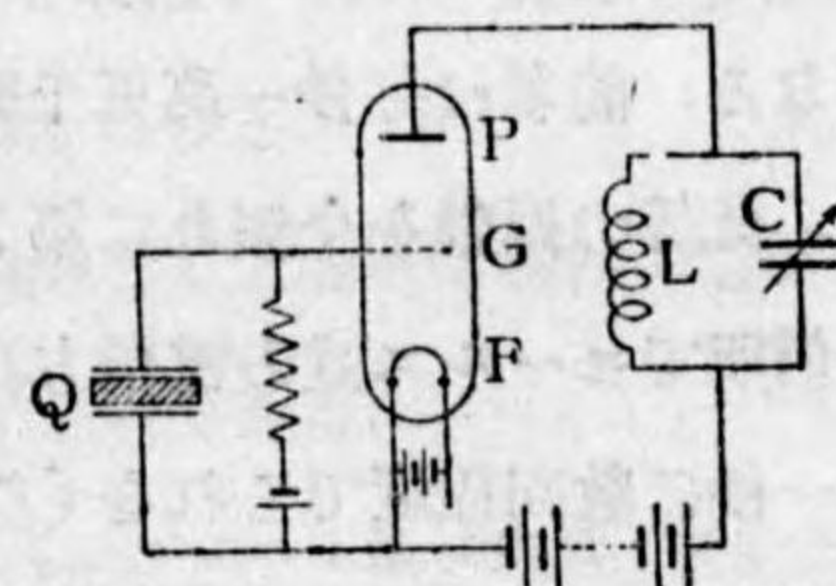
第 774 圖は三極真空管の格子極 G に水晶板 Q がつないである。水晶板はその両面に錫箔を張るか或は鍍銀したもので外觀は一つの水晶でできた蓄電器の如くに見える。水晶板の厚さを l とすれば、これを此長さの短かい棒の弾性的の縦振動としてその振動数は第 211 節の

$$\nu = \frac{1}{2l} \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (211/2)$$

で與へられる。式中 E は長さの彈性率 ρ は密度である。(211/2) 式を用ゐる理由は長さ l の短かい棒を多數に並べて薄い板としたと見てよいので板の厚さが厚くなり薄くなる様な振動は棒の縦振動の式があてはめられるべきである。此の如き水晶板を格子回路に入れると電氣振動の爲に水晶板の厚さが弾性的に變化する振動が勵起せられる。而して此際振動回路 LC の C を調整してその振動が水晶板の振動と同調共振するに至らしめると、水晶板の此形の變化は壓電



第 773 圖 發信所に於ける裝發信置



第 774 圖 ピエゾ水晶 Q による振動の持續

氣的に電氣帶電を喚起するので弾性的振動が反作用的に電氣振動を助長して結局彈性振動と電氣振動とが相助けて振動の安定器を爲すのである。

第五十章 真空放電

第 482 節 真空放電

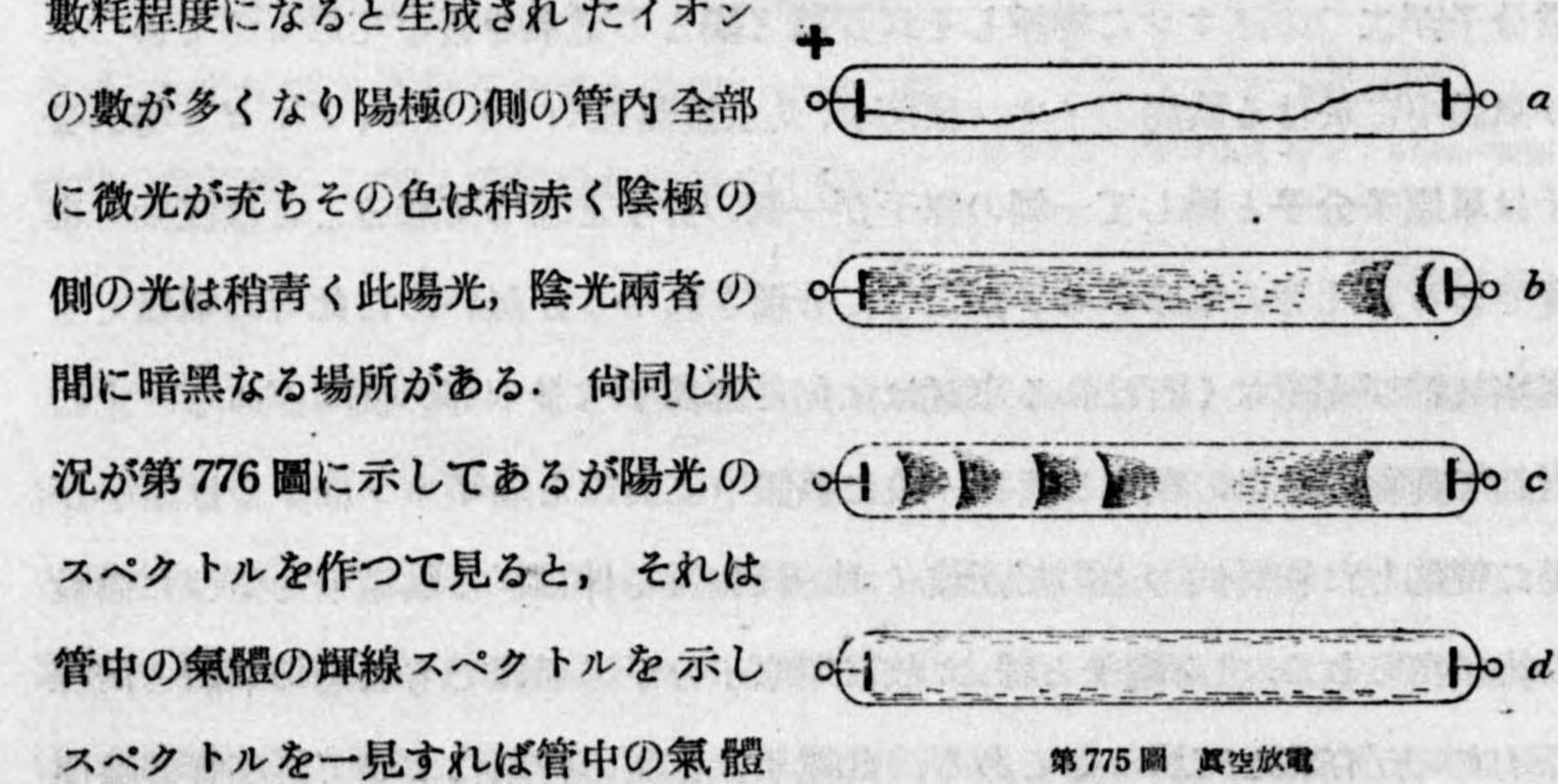
真空放電と稱するのは前節に記した真空管中に於ける電流に伴ふ現象を總稱して斯く呼ぶのであつて實は管内は真空でなく氣體を可なり多量に含んで居る場合もあるから要するに稀薄なる氣體中の電流のことである。之を實驗するには直徑 4 糎許り長さ 60 糎程の真空管で側管を有し之によつて真空管を空氣ポンプと連絡して豫め管内に封入して置いた氣體を漸々排出しながら放電を行はしめて現象の推移を研究するがよい。

學者の研究による氣體中に於ける電流の真相を略説すると氣體中の電流は金屬導線中の電流とは全く異なつて電解質中に於ける電流（第 392 節）と趣を同うし陰陽のイオンによつて電氣が運ばれて居るのである。電解質中に於ては通常分子が二つのイオンに解離しそれが陰と陽との電氣を帯びて居るのであつたが氣體中に於ける陰陽のイオンは何か、又水銀蒸氣やヘリウム、アルゴン等の分子は單原子分子と稱して一個の原子が一個の分子となつて居ることは既知の事實であるが此等の單原子分子が二つに分離されやうが無いのに此等の氣體でも真空放電が支障なく行はれる事實は如何に解釋すべきや等の疑問がある。之に對して實驗の結果の教へる所は一般に氣體中に於ける陽イオンは多くは原子が陽に帶電した物質的のものだが陰イオンは物質を伴はざる陰電氣を帯びた微粒子的存在である。之を電子と呼ぶ。故に單原子分子の氣體でも普通の氣體と同様にイオンが存在して居るのである。此電子は電壓の作用によつて真空管の陰極から放出せられ特に氣體が稀薄で自由行路（第 381 節）が大なる場合には飛行中

速度が加速度を以て増大してそれが氣體分子に衝突して之をイオン化し管中に多量のイオンを産出し、此新イオンが又電界の力に作用せられて速度を得又衝突して更に陰陽のイオンを産出する。斯くして陽イオンは眞空管内を陽極より陰極に向ひ陰イオンは反對に陰極より陽極に向つて動いて放電々流を形成するのである。而して此際陽イオンは質量が大であるからその得る速度は小であり陰イオンの電子は質量が非常に小であるので速度が大であるから放電々流は主として電子の運動によつて行はれて居るものと見てよい。

以上の見解を以て本節の初頭に述べんとした實驗の推移に注目するがよい。電子の陰極からの放出は陰極が高温度にあるときは彼の電氣弧燈の陰極の場合と同じであるから前節の三極眞空管では加熱陰極の考案が採用されたのである。

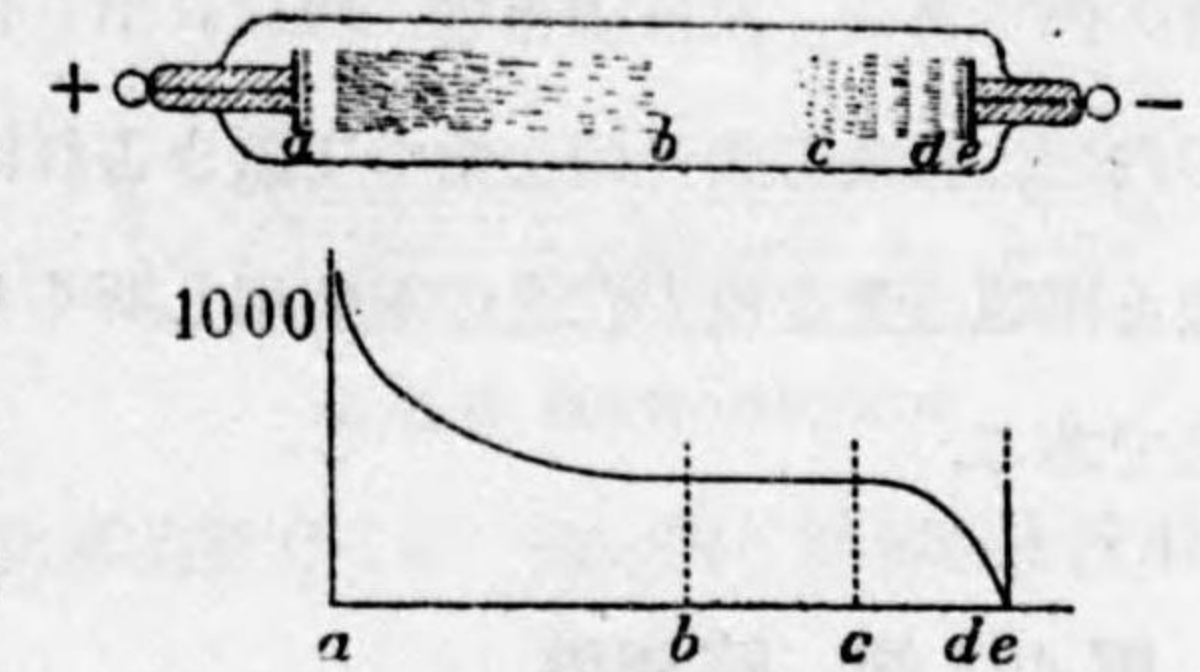
先づ陰極は加熱してない普通の二極眞空管（第768圖）に就て實驗すると、管内の氣壓が未だ低からず氣體が十分に稀薄でない時には放電は困難で第775圖 a に示すが如く兩極の間に亂れたる糸の如き曲がり且つ折れたる紫青色の線狀の光が現はれる。次に氣壓が減少して一氣壓の百分の一程度即ち水銀柱の數耗程度になると生成されたイオン



第775圖 眞空放電

が何者であるかを直に告げ得るのである。而して此氣體中に他の氣體が混入し

て居ると極微量でも陽光の色は變じスペクトル中には此混入氣體の輝線が現はれる。尙管内の光を詳しく検査すると陽極の面上に著しく輝いた光があり小なる暗黒層を隔て、陽光となる。陰極の表面にも又著しく輝



第776圖 第775圖に於ける管内の電位の分布

いた光があり次にクルックス (Crookes) の暗黒層 ed を隔て、陰光 dc となる。陽光の末端と陰光の末端との間にある暗黒部をファラデーの暗黒層と云ふ。管中の電位の分布は均一でなく第776圖に示す如く兩極の附近に於て著しく急激なる變化がありファラデー暗黒層 bc に於ては變化なく陽光内に於て緩漫なる降下があり陰光内に於て比較的稍大なる變化がある。此眞空程度の眞空管をガイスレル (Geissler) 管と稱する。

眞空が更に進んで行くと陽光は漸々短かく陰光は之に反して漸々長くなり更に進むと第775圖 c に於けるが如く陰光は青白く薄くなり陽光は全く消失して陽極側に鱗片を等距離に並べた如き光班が行列し、眞空が更に第775圖 d に於ける極度に進めば管内の氣體は全く光を發することなく管壁が黄綠色の螢光を發するを見るのみとなる。此最後の眞空程度の眞空管をクルックス管といふ。

上記の總ての階段に於て氣體が光を放つ場所はその所に於ける氣體の分子が分裂してイオン化するときに發光するからである。第775圖 d に於ては氣體分子が殆存在しない程に薄稀になつて居るので陰極から發射せられた電子が何者にも遭遇することなく直接に硝子壁に衝突して其有するエネルギーを消費して硝子から螢光を出さしめたのである。陰極より發する此電子の直線狀に放出せられる一束を陰極線といふ。

ガイスレル管の出す光は照明用の光源として使用せられる。ネオンランプは

その例である。又近頃市場に現はれ出した螢光燈(第320節)はガイスレル管の内壁に特殊の螢光體を塗つて置きこれに螢光を勵起せしめ氣體の放つ光と螢光と兩種の光を混じたものを使用し斯くして晝間の日光に近いものを出させるのである。

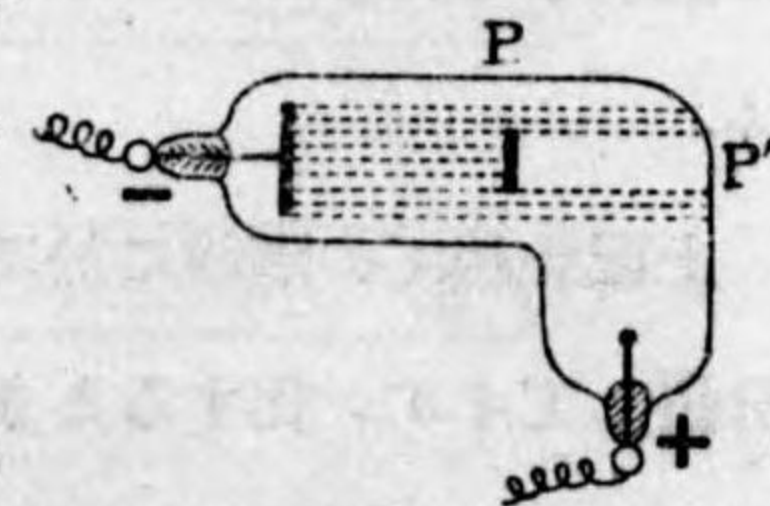
第483節 陰極線

陰極線は陰極面より直線的に放射せられる電子の連続した群團の粒子線であるがそれ自身は不可視のものである。然し物體に衝突すると物質によつて螢光を發するので此螢光によつて、陰極線の存在や又進行し來る方向を推知することが出来る。次に陰極線の重なる性質を列挙する。

(一) 螢光作用 真空管の硝子壁は陰極線が投射すれば普通黄綠色の螢光を發する。特別に美しい螢光を發する化合物(硫化カルシウム、硫化亜鉛、等)を板に塗つたもの即ち**螢光板**を真空管中に入れて置くと陰極線の通路が明瞭になる。此の如き真空管を**ブラウン(Braun)管**といふ。ブラウン管では通常陰極線を後文(三)に記す如くして成るべく細い線状にして實驗する(第780圖)。

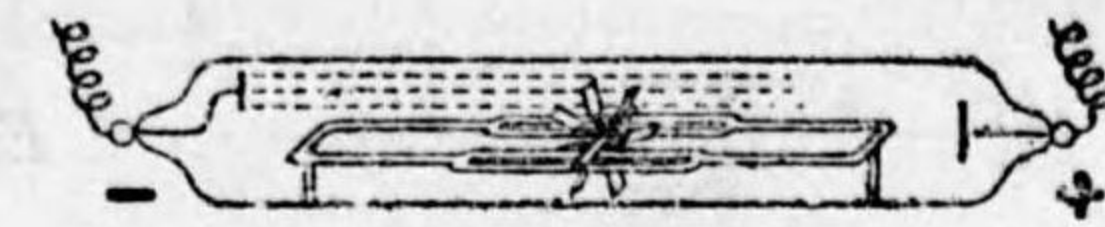
(二) 陰極線は陰極の表面からそれに垂直に放出せられるもので陽極の位置には全く關係しない。陰極が平面なれば陰極線は平行束を爲し(第777圖)、若し陰極が球の凹面なれば球の中心に集中する収斂束を爲す(第779圖)

(三) 陰極線の通路に障害物 P を置けば之に遮断せられて第777圖に示す如く真空管の壁上 P' にその陰影を生ずることが管壁の螢光で示される。又 P の所に小圓孔を穿てる金屬板を置いて大部分の陰極線を遮断すれば一本の細い陰極線を得られ管壁に小光點が現はれる。前記ブラウン管では此の如くしてある。此金屬板を陽極としてもよい。



第777圖 陰極線による金屬板の影

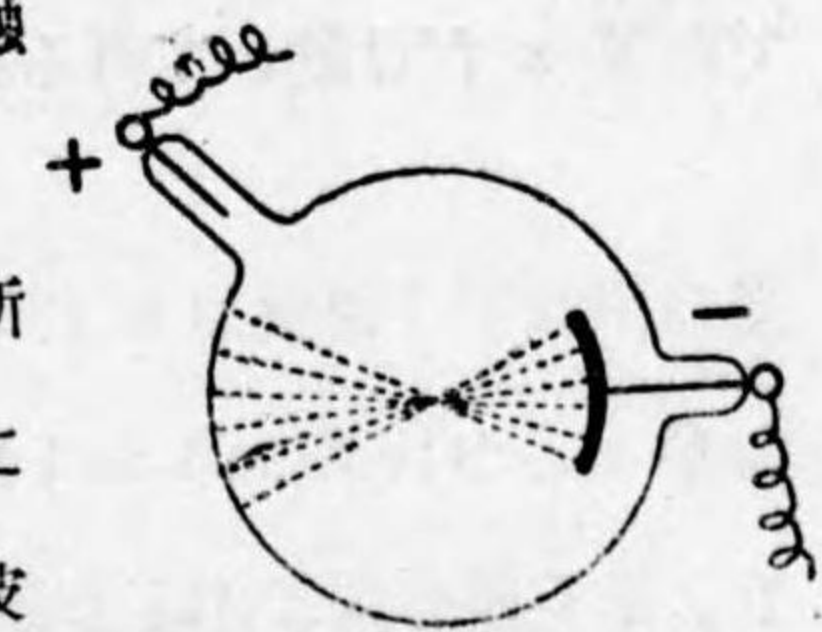
(四) 陰極線を爲す電子は速度を有するので、その運動のエネルギーによつて、その通路に軽い可動の物體があれば之を押し動かす。第778圖に示すのは風車の如き軽い車の心棒を水平な硝子棒のレールの上に載せたものを入れた真空管でその一側の翼に陰極線を投射



第778圖 陰極線の機械的作用

すると車が動き出す。

又第779圖の球面の陰極を有する真空管に於て球の中心の所に物體を置くと電子の衝突によつて烈しく熱せられて金屬小塊は融解せられるに至る。



第779圖 陰極線の衝突による發熱

(五) 第779圖の如く陰極線を一點に集中した所に熔融し難い金屬片を置き高速度の電子をして之に衝突せしめると此金屬面から所謂 **X線** と稱する波長の甚短かい光波と同種の横波を出す。エックス線に就いては後文第五十一章に詳説する。

第484節 電界に於ける電子

陰極線を形成する電子は陰電氣を帯びて居るから電界の中に於ては電位の低い方から高い方へと推進せしめられる。真空管内に於て電子が陰極から陽極に向つて運動せしめられるのも兩極間に存在する電界の作用によるのである。陰極を出發するときは速度が零でも電氣力の支配を受けて速度は大加速度を以て増大し陽極附近の電界の指力線の制御を受けざるに至るのである。

次に電界中にある電子の運動に就て二つの特別なる場合を考へる。

その**第一**は指力線が平行線を爲すとき之に沿ふて電子が運動する場合である。之は丁度陰極板が平面で第777圖の如く電子が極板に垂直に進行する場合のことである。陰極板直前に於ける電界の強さを E とすれば指力線に沿ふて

距離 s だけ進むと電位は第 (363) 節によれば Es だけ上る。今陰極の電位を零と取り

$$Es = V.$$

とする。

電子の質量を m としその帯電を e とすれば電子に作用する電氣力は $f = Ee$ であるから得る所の加速度 a は

$$ma = f = Ee.$$

で距離 s だけ動いて得る速度は

$$v^2 = 2as = 2 \frac{Ee}{m} s$$

$$= 2 \frac{e}{m} V. \quad (484/1)$$

となる。故に電子は陰極を離れる時の初速が $v_0 = 0$ であつても電位 V だけ進行すると V の平方根に正比例する速度を得るのである。後文に記す e 及び m の實測値を上式中に代入し V を實用單位のヴォルトで表はせば

$$v = 5.93 \times 10^7 \sqrt{V} \text{ 糎/秒} \quad (484/2)$$

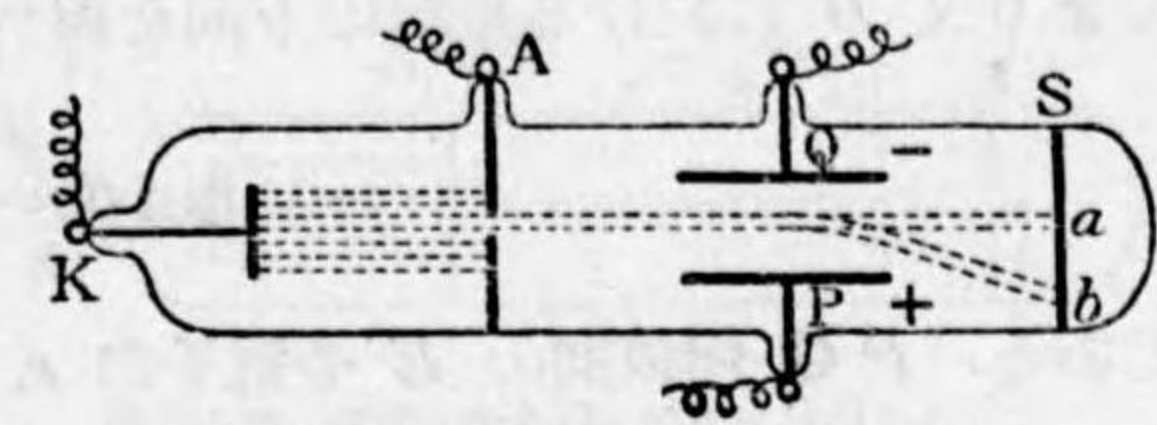
となる。通常電子の速度は糎秒で表はさずに上式中の V で表はして略して之を電子ヴォルトの速度といふ。今上式によつて計算すると V の値は表記した通りである。之で見ると電子が電界を 100

ヴォルトだけ進んで得る 100 電子ヴォルトの速度は光の速度の百分の二の大速度を得るのである。それだから陽極の位置に關せず電子は眞空管中を直線的に進行する陰極線を爲すのである。

その第二は電子が平行なる指力線を有する電界に垂直に動き始める場合を調べる。

V 電子ヴォルト	v 糎/秒
1	5.93×10^7
5	1.33×10^8
10	1.88×10^8
50	4.19×10^8
100	5.93×10^8
500	1.33×10^9
1000	1.88×10^9

之を實驗するには第 780 圖に示す如きブラウン管を使用するがよい。その陽極 A には小なる圓孔を穿つて細い陰極線を作りその正面に螢光板 S を



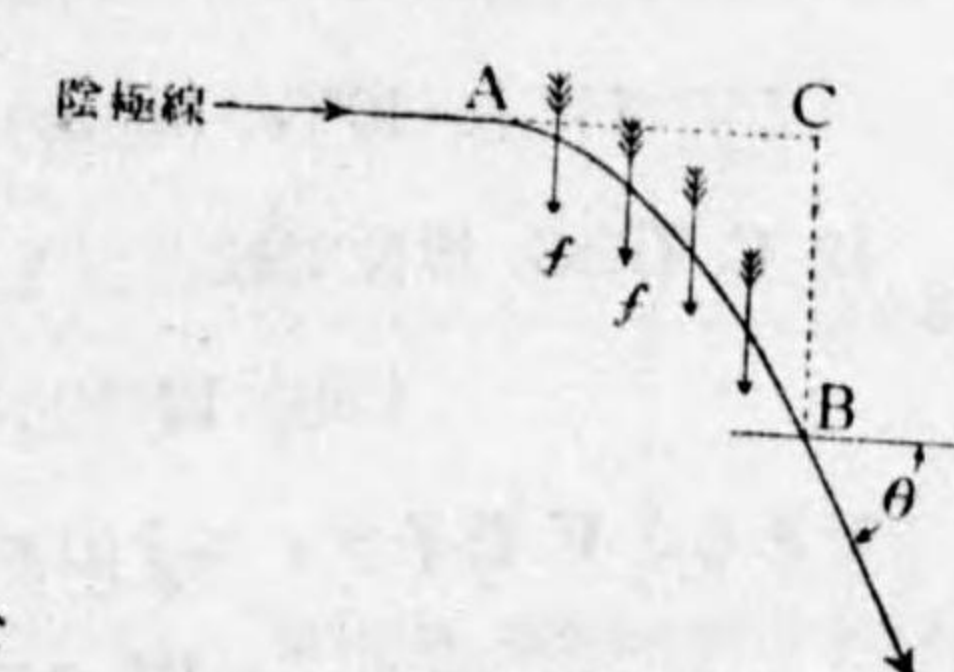
第 780 圖 陰極線の電界中に於ける偏倚

置かれてある。又別に P, Q 二つの電極を設けその各は同大の互に平行なる平面板でも此兩板間に靜電界 E を作る。 P, Q 兩極の電位差を V とし間隔を d とすれば

$$E = \frac{V}{d}. \quad (484/3)$$

である。

先づ始めに電界 E を作らずに置けば陰極線は直線的に a に投射して此所に螢光を發し一小光點を現出する。そこで電界を作ると電子は P に吸引せられ Q に反撥せられて恰も水平に抛出された質點が重力に作用せられて拋物線を畫くが如く、電子は拋物線の徑路を辿つて進行し、電界外に出づれば徑路の接線の方法に再び直線的に進行して b 點に達し此所に



第 781 圖 電界が陰極線に垂直に作用するとき

螢光を發する。第 781 圖に於て A に於ける水平速度が v なる電子が電界内に入り

$$f = eE.$$

なる力に作用せられて拋物線を畫き B に於て電界外に出で、接線の方法に飛び行くとす

る。然るときは A より B に行くまでの時間を t とすれば第 92 節の如く

$$AC = x = vt,$$

$$CB = y = \frac{1}{2} at^2, \quad f = ma = eE,$$

$$= \frac{1}{2} \frac{eE}{m} t^2,$$

$$= \frac{1}{2} \frac{eE}{m} \frac{x^2}{v^2}. \quad (484/4)$$

であり又 B に於ける接線の方向を與へる角 θ は

$$\tan \theta = \frac{eE}{m} \frac{x}{v^2} \quad (484/5)$$

である。 PQ 兩板間の E や電子の e, m, v が知れて居れば上式から螢光板上の二點 b, a 間の距離は容易に計算し得られる。

(484/2) 式によつて電子の速度を言ひ表はす単位として電子ヴォルトといふ單位を述べた。電子の有するエネルギーはそれが運動のエネルギーならば $\frac{1}{2}mv^2$ であるが (484/1) 式により、それを位置のエネルギーとして表はせば eV である。こゝに e は電子の荷電量であるから 1 電氣素量 $e = 1.59 \times 10^{-20}$ ($e. m. u.$) に外ならない。斯く e が一定だからエネルギーの量は V を擧示すればよいことになり、之をこれだけの**電子ヴォルトのエネルギー**といひ表はしてよい。故に電子ヴォルトは速度の單位名ともなり、又エネルギーの單位名ともなり、記號としては共に eV を使用する。而して一々速度とかエネルギーとか述べるから混雜を來す心配はない。そこで $1V$ は 10^8 ($e. m. u.$) であるから 1 電子ヴォルトのエネルギーは C. G. S. 單位では

$$1.59 \times 10^{-20} \times 10^8 = 1.59 \times 10^{-12} \text{ エルグ}$$

である。 V 電子ヴォルトのエネルギーは

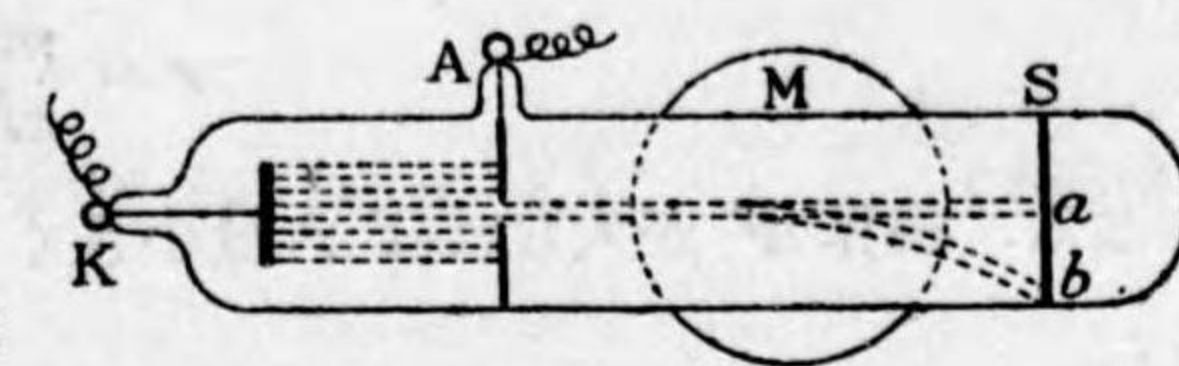
$$W = 1.59 \times 10^{-12} V \text{ エルグ} \quad (484/6)$$

になる。

第 485 節 磁界に於ける電子 其一

前節に於て電界に於ける電子の運動を考へて電界が陰極線に垂直に作用すると陰極線の進路は拋物線狀に彎曲せられることを説いたが磁界中に於ても亦類似の現象を示すのである。

第 782 圖に於て一つのブラウン管を磁石 M の兩極 (圖には一つの極のみが示してある) にて挟みその指力線は水平に陰極線に直角で即ち紙面に垂直



第 782 圖 磁界が陰極線に垂直に作用するとき

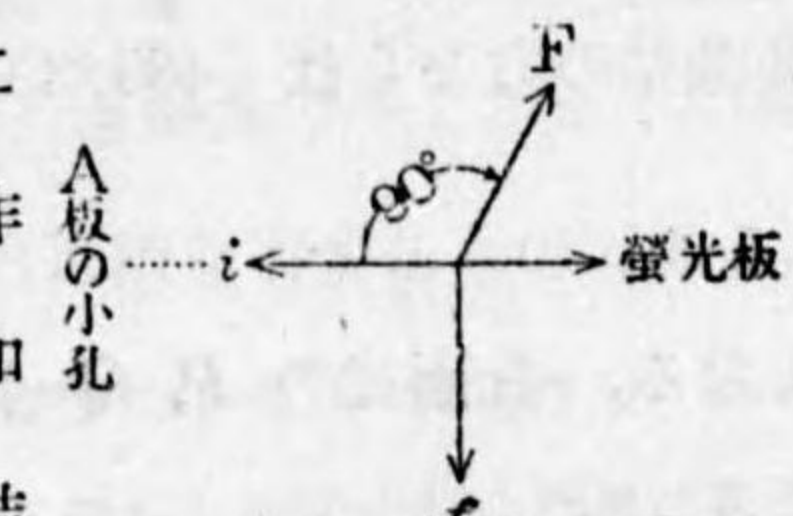
に前方から紙背に向はせてある。磁石は十分に大でその磁界 F は管内に於て均齊であるだけの大磁石を使用することにする。

一體帯電量 e なる質點が高速度 v を以て飛行するときには、それは普通の導線中を流れる電流と同じ電磁作用を呈してその電流の強さは

$$i = ev. \quad (485/1)$$

で與へられ第 422 節のエルステッドの法則に示す如くに磁界に作用せられるものであることが學者の實驗によつて證明せられた。

それ故に第 782 圖の裝置に於ては動くものが陰電氣を帶びた電子で、それが左から右に向つて居るから電流としては i は右から左に向つて居り磁界 F は前方から紙背に向つて居るからビオーサールの法則に示す i から右螺子を 90° 旋はして F になる様な螺子の進む方向 f は下方に向ふので陰極線はその進行方向に垂直なる力 f に作用せられてその徑路は下方に彎曲せられる。此の如き力は徑路上の總ての所で同様に働いて居るから結局電子は圓運動を爲す (第 784 圖)。



第 783 圖 陰極線に作用する力 f の方向

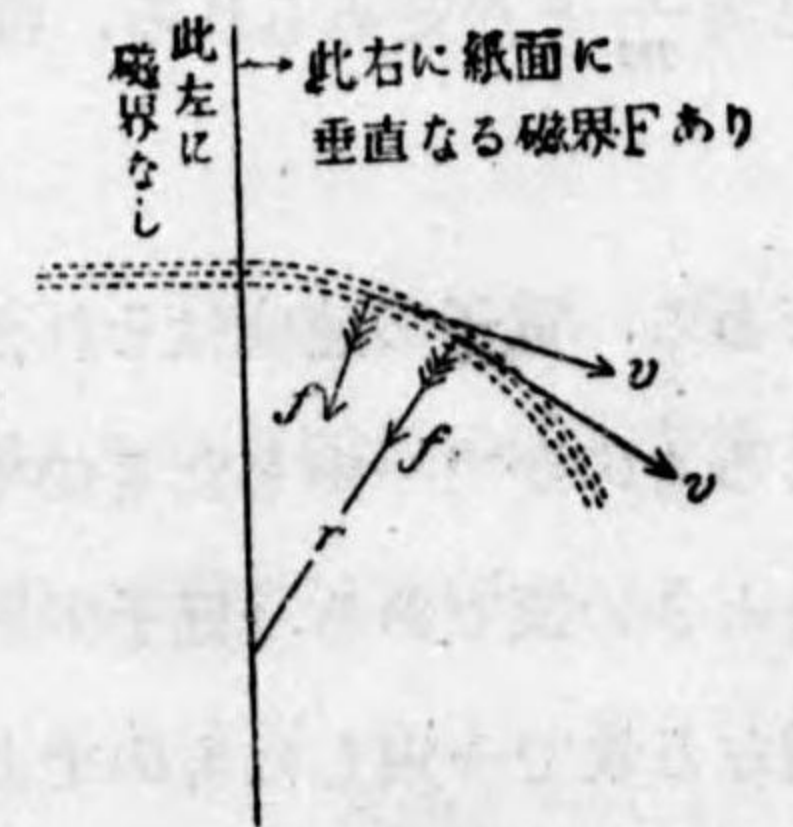
電子の流れに相當する電流に作用する力 f は第 429 節によれば

$$f = iF = evF. \quad (485/2)$$

でそれが徑路の半径 r なる圓運動の向心力 $\frac{mv^2}{r}$

に等しいのである。即ち

$$evF = \frac{mv^2}{r},$$



第 784 圖 磁界中に於ける陰極線の圓形徑路

$$r = \frac{mv}{eF} \quad (485/3)$$

となる。磁界 F が大なれば r は小さく又陰極線の速度 v が小なれば r が小さい。

第 486 節 電子の比荷電量

質量 m の物體に電氣量 e がかゝつてあるときに e/m をその比荷電量といふ。比といふ形容詞は單位質量といふことで熱學に於て比熱といふ語を使用したのと同じである。尤も力學に於て比重といふのは單位體積の質量で用例を異にして居る。

扱て第 484 節及び第 485 節の二つの實驗を組合せる。即ち一つの陰極線に上下の方向に電界を働かせ同時に前後の方向に磁界を働かせて、その徑路が偏せられるのを測つたとすると電界の方からは (484/3) 式により

$$\frac{e}{m} \frac{1}{v^2} = \frac{2y}{Ex^2} = P.$$

又磁界の方からは (485/3) 式により

$$\frac{e}{m} \frac{1}{v} = \frac{1}{rF} = Q.$$

となる。此兩式の P, Q は共に x, y, r, E, F から實驗上測定し得る量であるから此二式から v 及び $\frac{e}{m}$ なる二つの未知量即ち電子の速度 v とその比荷電量 $\frac{e}{m}$ とが定められる。即ち

$$v = \frac{Q}{P}, \quad \frac{e}{m} = \frac{Q^2}{P} \quad (486/1)$$

である。電子の速度はそれが陰極を出てから幾ヴォルトの所を進み來つたかによるものかで一定したものではない。その實驗の時に電界、磁界中の或一點にあるときの價である。電子の質量 m とその荷電 e とは電子の特性を標識する貴重なる量で一定したものである。 e と m との夫々の價のことは後文にあるが上の實驗ではその比なる e/m が測定せられるのである。

實驗の結果は電子の比荷電量は

$$\left(\frac{e}{m}\right)_E = 1.7602 \times 10^7 \text{ (e. m. u. 瓦)}. \quad (486/2)$$

なることが知られた。

電解質の條下に記した水素イオンは質量 $m_H = 1.662 \times 10^{-24}$ 瓦なる一個の原子に電氣素量 $\epsilon = 1.59 \times 10^{-20}$ (e. m. u.) が帶電されて居るのであるから水素イオンの比荷電量は

$$\left(\frac{e}{m}\right)_H = \frac{1.59 \times 10^{-20}}{1.662 \times 10^{-24}} = 9.57 \times 10^3 \text{ (e. m. u. 瓦)}$$

であつて電子の比荷電量とは格段の相異がある。尙後文に説く如く電子の荷電量 e は電氣素量 ϵ であるから水素と電子との比荷電量の割合は結局兩者の質量 m_E と m_H との割合である。

$$\frac{\left(\frac{e}{m}\right)_H}{\left(\frac{e}{m}\right)_E} = \frac{m_E}{m_H} = \frac{9.57 \times 10^3}{1.76 \times 10^7} = \frac{1}{1840} \quad (486/3)$$

従つて $m_E = 1.662 \times 10^{-24} + 1840 = 9.03 \times 10^{-28}$ 瓦 (486/4)

即ち電子の質量 m_E は水素原子の質量 m_H の一千八百餘分の一しかなく小數點下に零を二十六個ならべた次に 1 と記した程度の瓦數を有するものである。

電子は實に驚くべく軽いものである。それが三極眞空管の中で G 極に作用されてその進路を曲げられて瓣の働きを勤めたのであると思ふと此瓣の引金作用は驚歎に値する。

第 487 節 磁界に於ける電子 其二

第 485 節に於ては磁界が電子の徑路に垂直に作用したので圓形の軌道を描くことになつたのであるが磁界が電子の進行方向に傾いて居れば如何。

此時には電子の速度を(第 785 圖)指力線に平行なる分速度 v_p と、それに垂直なる平面内に於ける分速度 v_s とに分解して考へればよい。先づ磁界が均齊

で指力線が平行だとする。

然るときは v_p の方は何等磁界に影響を蒙ることは無いが v_s の方は第 485 節に説明した通り電子はその進行方向を絶えず變じて F の方向に直角なる平面内に於て(485/3)式の $v=v_s$ とした半径

$$r = \frac{mv_s}{eF}$$

の圓を描き又 v_a で F の方向に進むので電子の軌道は半径 r の圓筒上に巻きついた螺旋形になる(第 786 圖)。

尙一つ甚興味のある場合は磁界が一つの點狀磁極 m による場合である(第 787 圖)。

此時には指力線が m から發散(又は收斂)する場合で磁界の強さは m に近づく程大になる。遠方から飛び來つた電子が此磁界内に進入して來ると恰も指力線に捕捉せられた如くに指力線を廻つて螺旋を畫く。而して進むに従つて F が大になり従つて r が小になつて彎曲が烈しくなるので圖に示す如く今度は圓錐上に巻きついた螺旋形になる。而して此場合を理論的に詳に計算して見るとその螺旋は無限に m に近づくに至らずして或所から逆行して同じ圓錐上を巻き戻るのである。此事は特殊な真空管を作つて實證された。

第 780 圖及び第 782 圖に於て上文までに説明し來つたのは陰電氣を帯びた電子に就てであるが、若し陽電氣を帯びた微粒子があつて動いて居るときには同様にその進行方向を變ぜしめられるが重要な差は徑路が電子の場合とは反對の側に偏倚せられることである。



第 785 圖 電子の速度 v が磁界に傾いて居るとき



第 786 圖 第 785 圖のときの電子の徑路



第 787 圖 一つの磁極 m が作る磁界中を進む電子の徑路

第 488 節 極光

極光は地球の磁極地方(第 365 節)に於て屢空中に現はれる薄光である。その形は種々あつて或は遠地の火災を見る如く上空が廣く漠然と赤く照らされて居る微光狀極光のこともあり、或は又帷幕を垂れた如き美しい色彩を有する雲の如きものが空中に鉛直に垂れ下がつて、その下端が判然と終つて居る垂幕狀帷幕狀極光のこともあり、或は又放射狀の光が地上の一點に向つて集中する如く見える放射狀極光のこともあり、尙其他の形のこともある。

その高さは低いものは地上 100 杵、高いものは 800 杵に及ぶものがある。分光器で検査すると極光は輝線スペクトルを示して水素、窒素等の既知元素によるもの、外に極光特有の緑色の輝線($\lambda=5577$ A. U.)があるが兎に角一見して極光は直に稀薄なる氣體中の放電に伴ふものなることが推定せられる。二世紀に互る觀測の結果は極光と太陽の黒點との間に密接の關係があつて黒點の多い年は極光が頻繁に現はれる。又極光の現はれる日には磁氣嵐(第 369 節)があるを常とする。

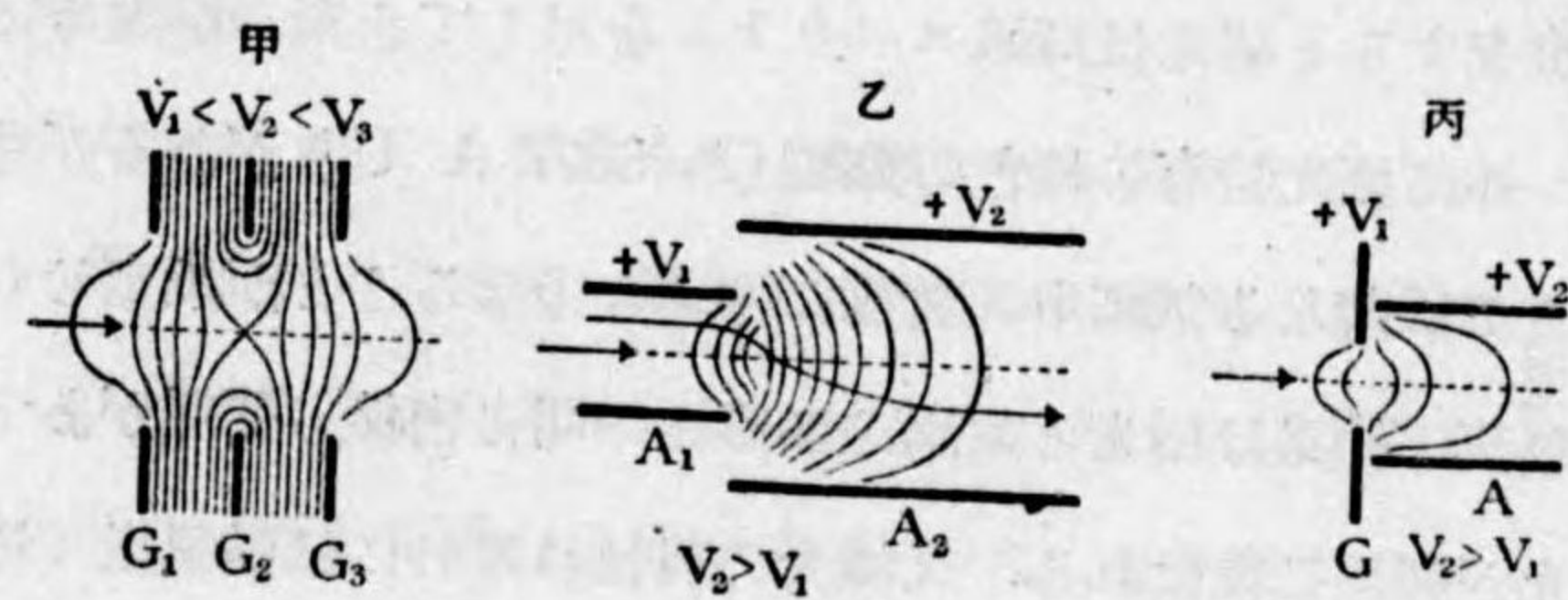
多くの學者の唱へる處では太陽からは電子が放射せられるものであり、又日光が大氣の上層に於て陰陽のイオンを生成する。それ等の帶電粒子が地球磁界の指力線に捕捉せられて第 787 圖の如く地磁氣の極に向つて螺旋形に指力線に巻きついて地面數百杵の所まで舞ひ下がり極の上空に於て大規模の眞空放電を行ふものであると解釋されて居る。

第 489 節 電子顯微鏡

電子顯微鏡は陰極線束を適當なる電界内に送つてその運動を牽制して或は之を收斂させ或は之を發散させて陰極線の通路に試料を置きその透明不透明を利用して陰極線をして試料の擴大したる影像を螢光板又は寫眞乾板上に作らしめ

ること恰もレンズを組合せて光學顯微鏡を構成して光線を巧に驅使して物體の擴大像を作らしめると同じことを行ふのである。その倍率は光學顯微鏡の到底及ばざる高倍率のものが得られるので電子顯微鏡は遙かに光學顯微鏡を凌駕した。唯不便とする處は真空管内の作業であるから設備に於ても亦使用法に於ても兩者の間には著しい懸隔がある。

電子顯微鏡に於てレンズの役目を爲すものは何か。それは適當な形をした陽極の配置によるのである。その配置には色々ある。第788圖には三種が示してある。(甲)は有孔金屬板 $G_1 G_2 G_3$ を組合せたもの(乙)は中空圓筒形 $A_1 A_2$ を二つ(丙)は中空圓筒 A と有孔金屬板 G とを組合せたもので此等を



第788圖 種々の電界に於ける等ポテンシャル面

皆真空管の陽極とし、陰極より遠いもの程電位を高くして電子が電位の高い方へと進行を促進する様にしてある。此等の陽極の配置による等ポテンシャル面は圖の如く彎曲して居るので電子が此の如き第一陽極の電界内に入ると漸々その徑路を曲けて收斂せられ、それから第二陽極の電界内に入ると發散せられて電子の進行方向の變化することはレンズに於ける光線の徑路の變化に似て居る。故に此の如き陽極を電界レンズと呼ぶことにする。第788圖の乙の場合と第789圖のレンズ系とを對照して見よ。

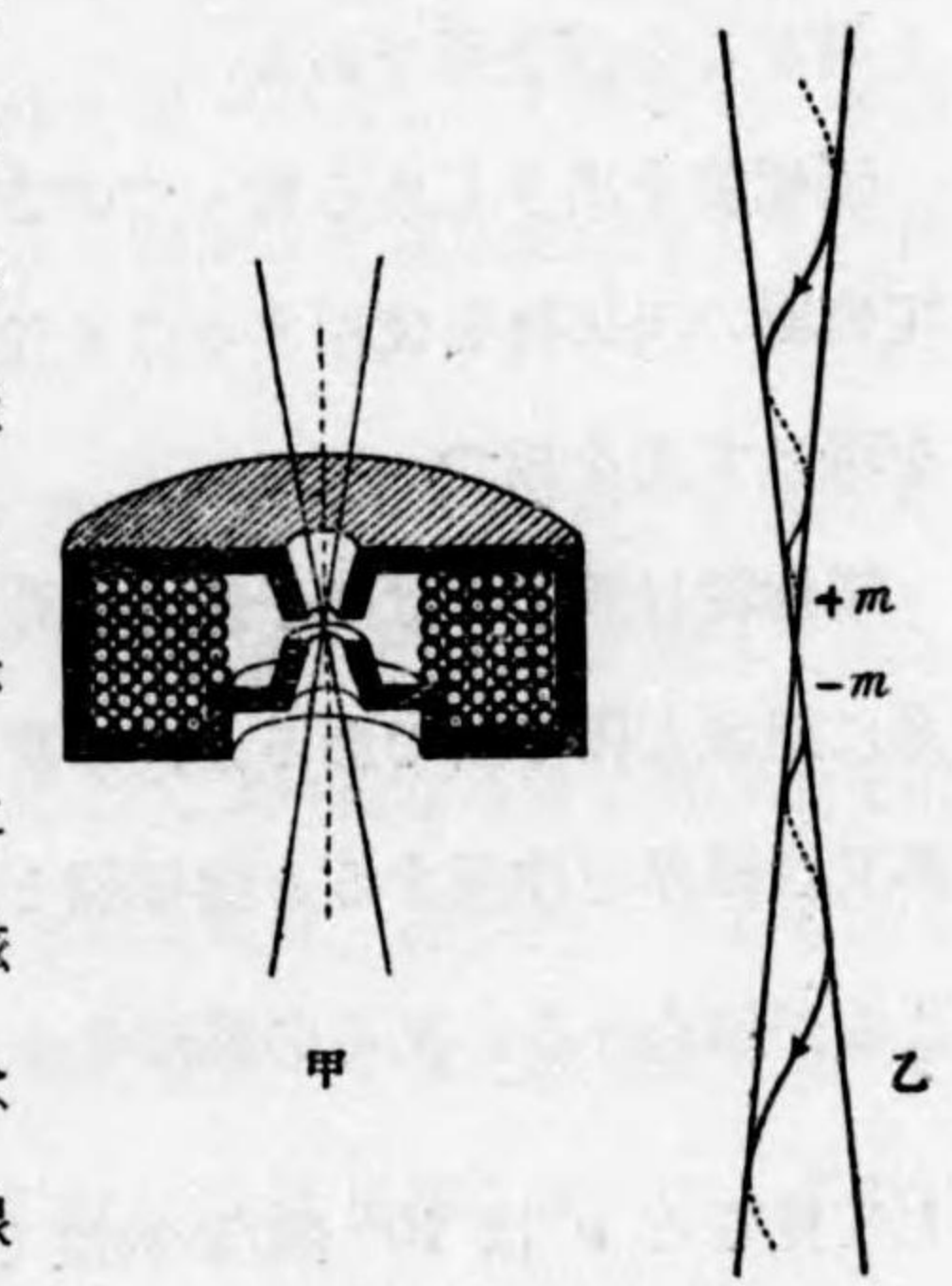


第789圖 光學レンズに於ける光線の集中

光學顯微鏡に於て集光レンズを以て光を檢鏡さるべき試料の上に集め之を對物レンズと接眼レンズ(或は映寫用レンズ)を以て作像せしめる。之と同様に

電子顯微鏡に於ては真空管の陰極と他端にある螢光板との中間に上記の電界レンズを數個適當に配列して試料を陰極線の集中して居る所に置いてその影像を螢光板上に作らせるのである。電界レンズが或る規定された電界を作つて居ても之に投入せられる電子の速度が適當のものでないとレンズが有効に作用しないから裝置の調節は簡單ではないのである。

電子レンズに尙一つの型がある。之は磁界レンズとでも命すべきもので陰極線の徑路を磁界によつて制御するのである。第790圖甲に示すのは磁界レンズである。これは一つの電磁石の兩極が甚だ近く接近してあつて且つ之に孔が穿たれたものである。孔を連ねる直線は電磁石のコイルの軸と一致し又それが真空管の軸と一致する様に管内に收めてある。此電磁石の指力線はその兩側に於て收斂發散して居て恰も乙圖に示す如く $+m$, $-m$ の二つの磁極が相接したものに相當する。此の如き異性の電極又は磁極が二つ組合つたものを双極子といふ。今は磁氣双極子が真空管の軸上にあるから陰極線束が之に近づくと第787圖に示す如く指力線

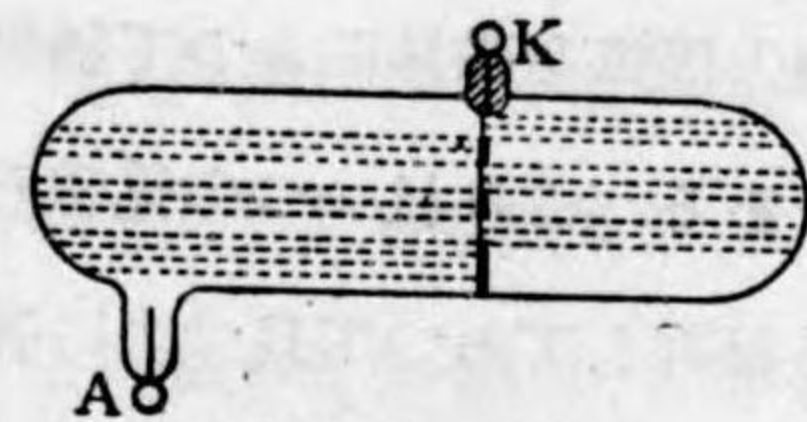


第790圖 磁界による電子顯微鏡

に捕捉せられて螺旋を巻きながら $+m$ 極に集中せられその有する速度によつて磁界レンズの他側に進出し之より發散する指力線に巻きつきながら次第に離れて終に磁界外に脱出して(第790圖乙)レンズと同様の作用を爲すのである。斯くの如き磁界レンズを適當に組合せれば電子顯微鏡が出来ることは明かである。此方が上記の電界レンズよりは使用が容易であるが、電子が螺旋を巻きつゝ進むことが鮮明なる像を生ぜしめるに適しないといふ缺點がある。

第 490 節 陽極線

真空管の陰極板に孔を穿つたものを使用して放電させると陽極に向つて陰極線を放射すると同時に第 791 圖に示す如く孔の所から反対の側に一種の線が抜け出て来るのを見る。之を陽極線といふ。陽極線は陰極線と同様にそれが物質に投射すると之に螢光を發せしめることがあるが、その光の色は物質が同じでも陰極線のと異異なるのが普通である。



第 791 圖 陽極線

陽極線を出さしめる尙一つの方法は陽極として金属の沃化物を使用することである。此時には陽極物質に特有なスペクトルを現はす光を放つ。

陽極線は原子又は原子群が陽電氣を帯びて居る所の陽イオンであることは容易に想像し得る所であるが、事實然ることは實驗的に證明された。即ち之に電界又は磁界を作用すると陰極線とは反対の側に偏せられて、その陽イオンなることが知られる。又その偏倚量から陽極線の速度 v 及び比荷電量 $\frac{e}{m}$ を測定して見ると v は 10^7 糎/秒程度で陰極線のより小さく(第 484 節の表) $\frac{e}{m}$ も亦小である。電解質の中のイオンと同様に氣體中のイオンもその荷電は一價のものは電氣素量を一つ、二價なれば二つであるから H, O, He 等の一價イオンによる陽極線の $\frac{e}{m}$ が陰極線のより小であることは m が大なることを告げるのである。陽極に Na の沃化物を使用したときにはその比荷電量は $\frac{e}{m} = 4.1 \times 10^3$ (e, m, u 瓦) 位と測定せられてあるが Na の原子量が 23 であるので Na イオンが水素イオンの 23 倍の質量を有して居るから水素イオンの $(\frac{e}{m})_H$ (第 486 節) から算出すると Na の比荷電量の推定値は

$$\left(\frac{e}{m}\right)_{Na} = 9.57 \times 10^3 \div 23 = 4.2 \times 10^3.$$

となつて上記の實驗値と著しくよく一致して居る。之れを以てしても氣體中の電流が電解質中の電流と同じくイオンによるものであることが窺はれる。

第 491 節 タムソンの實驗

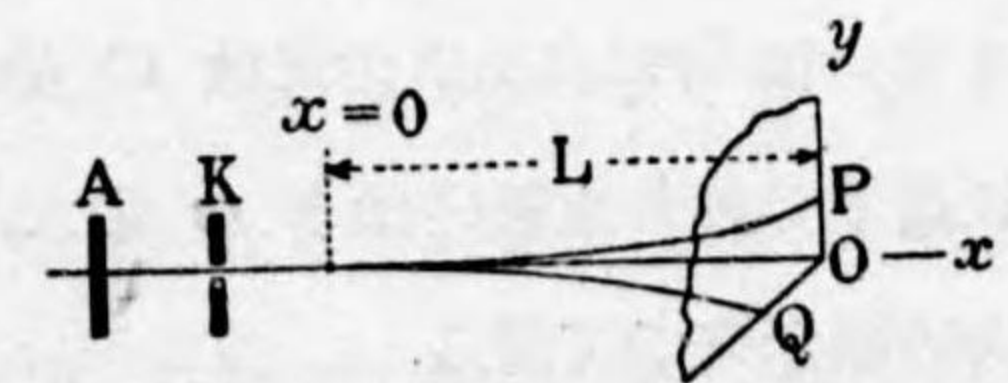
電界磁界中に於ける陽極線の偏倚に関する實驗で甚興味あるものをタムソンが行つた。第 484 節及び第 485 節の實驗では電界と磁界とが互に垂直で偏倚が同一直線上に生ぜしめられたがタムソンは兩界を同一方向にして而かも之を同時に重ねて働かせて電界による偏倚と磁界による偏倚とを互に垂直ならしめたのである。

今真空管の軸の方向を直角座標の x 軸とし電界と磁界とを同時に y 軸に平行して働かせて電界による變位が y に、磁界による變位が z 軸に沿ふて起る如くした。陽極線の偏倚が始まる所を $x=0$ として $x=L$ なる所に螢光板を置いて陽極線を受けたとする。但し螢光板のある所は電界、磁界内にあるものとする。第 792 圖の O は力界が働いて居ない時に直進して來た陽極線が螢光板に當る所であり電界のみが働くと螢光點は y 軸上の P に移り磁界のみが働けば z 軸上の Q に移るとする。然るときは

第 484 節の電界による (484/4) 式により

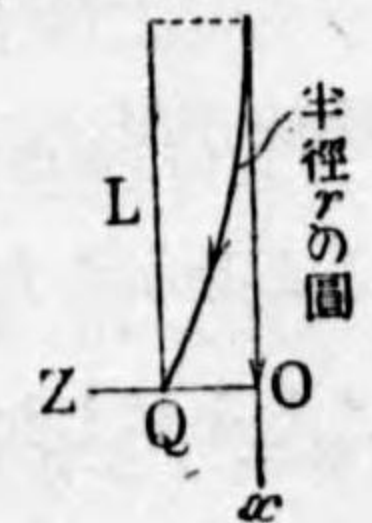
$$x=L$$

$$OP=y = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} \frac{L^2}{v^2}. \quad (491/1)$$



第 792 圖 電界磁界による電子の偏倚

をある。勿論此場合 e は符號が反對であるが今は變位量だけで考へるのであるから符號の正負に頓着しないでよい。磁界による方は xz 平面内で半径 r の圓形軌道を動き第 485 節に説明たし通り (485/3) 式により



第 793 圖 陽極線の偏倚

$$r = \frac{mv}{eF} \quad (491/2)$$

であるから xz 平面を示す第 793 圖に於て $OQ = z$ は

$$L^2 = 2rz.$$

なる故に

$$OQ = z = \frac{L^2}{2r} = \frac{eFL^2}{2mv} \quad (491/3)$$

(491/1) (491/3) 二式から v を消去すると一定の $\frac{e}{m}$ を有して居りさへすれば v は大小色々であつても陽極線は皆 C を定數とした

$$z^2 = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{F^2}{E} \cdot y = C \cdot y. \quad (491/4)$$

なる拋物線上に於て螢光板に投射する。即ち定まつた質量 m を有する特殊の陽イオン例へば O^+ は螢光板上に一つの拋物線状の影像を生ずる。此等の一定元素の陽イオンは眞空管中の所々で産出せられるから速度は色々のものがあるが、それが皆同一拋物線上の何所かに於て螢光板に出逢ふ。質量の異なつた別種の陽イオン例へば Cl^+ は又別の拋物線を現出する。電界は一定にして置いて界磁石 NS の方向を反轉させると拋物線の他の脚が現はれる。眞空管中の氣體が混合物であれば螢光板上に第 794 圖の如き多くの拋物線が現はれ各拋物線が異なつた陽イオンに屬する。(491/4) 式によれば水素の如き m の小なるイオンは (491/4) 式の定數 C が大で拋物線

は扁平であり水銀の如き m の大なるものは拋物線が尖つて居る。

タムソンの實驗では多くの場合に澤山の拋物線が現はれて種類の違つた多くのイオンが同時に陽極線の中に混在して居ることを示した。又普通の化學分析や分光學的分析では知られない物が存在することを示した。即ちメタン CH_4 瓦斯で實驗したときには C, H, CH_3, CH_2, CH_3 等の存在を認めた。此等は蓋し高速度の陰極線又は陽極線がメタン分



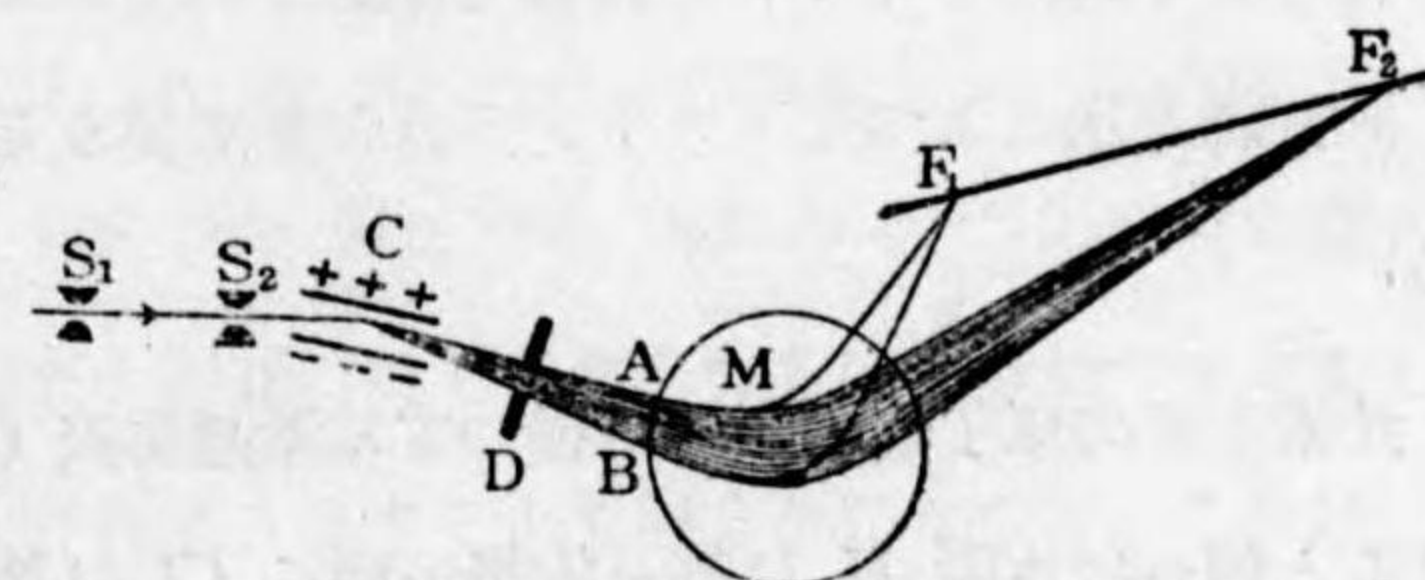
第 794 圖 タムソンの實驗

子に衝突して之を分裂して生じたものであらうが極めて不安定のものであるので普通の方法で發見し得ない前に直に更に他物に變じて仕舞ふたのであらう。その様な生命の短かいものが上の實驗方法では存在が認められるに至つたのである。

第 492 節 アストンの實驗 同位元素

アストン (Aston 英國の物理學者 1877-) は前節のタムソンの實驗を少しく變更して甚巧に種々のイオンをその速度に關せずその質量 m の順序に整理する手段を考案した。之をアストンの質量スペクトルの方法といふ。分光器は光のスペクトルを作つて光を波長の順序に整理するものである。アストンの裝置では陽イオンをその質量の順序に整理するから之を質量スペクトルと名づけたのである。

第 795 圖に示すものは全部眞空管中にある裝置である。陽極線束を二つの細隙 S_1, S_2 に



第 795 圖 アストンの實驗 C: 電界 M: 磁界

よつて一本の線状のものに絞つて之を陰陽に帶電した二枚の平行平板 C の作る電界を通過せしめる。

先づ陽極線は唯一種の陽イオンのみを有して居て m は一定だとする。然るときは此陽イオン中の速度の大なるものは偏倚せられること少く CA の方向に、速度の小なるものは多く偏倚せられて CB の方向に進み中間の速度のものは兩者の中間を進むので一本の陽極線が再び束線に分かれる。速度の餘り大なるものや餘り小なるものは後の都合が悪いから再び D の隔板で制限する。此くして得た狭い陽極線束を紙面に直角なる磁界を作る二つの磁極 M (圖には一つしか書いてない) の間を通過せしめて偏倚させると速度の大なる CA を進み來つたものは少しく彎曲せられ、速度の小なる CB を進み來つたものは

大に彎曲せられて一點 F に於て相會する。中間の速度のものも CA, CB 等と速度の差が大でないから (D で左様に制限した) 皆同一点 F に於て交叉、集中する。即ち F は此陽極線の像である。

そこで陽極線の粒子は唯一種のものでなく質量が m_1, m_2 等數種の陽イオンの混合したものだとする。 m の大なるものは偏倚が常に小であるから若し $m_1 < m_2$ とすれば m_1 の像は圖の F_1 に生じ m_2 の像は F_2 に生ずる。實際に検査して見ると質量の異なる多くの陽イオンの像は幸に F_1, F_2 が略一直線上にあるので此所に螢光板又は寫眞板を置けば、その上に質量の異なる陽イオンの像が質量の順序に整理して質量スペクトルを形成する。

光のスペクトルに於て波長の知れた光のスペクトルの位置から未知波長を定め得る如く質量スペクトルに於ては質量の知れた二三の陽イオンの像の位置から他の質量未知のイオンの質量を推算し得るのである。

此實驗方法によつてアストンが得た甚重要なる結果は同位元素の存在である。

元素をその原子量の順序に従つて元素週期表 (附録にあり) の序列に並べて見ると例へば水素 H は第一族第一列に Cl は第七族第三列に位する、以前には元素の化學的性質はその原子量で決定せられるのであると考へられて居た。然るに放射性元素の研究から原子量を異にして化學的には區別し得ず、物理學的には區別さるべき必要のある元素の存在を認め従つて週期律表の同一族列の中に原子量を異にした元素を同居させる必要に迫られた。此等の同一族列の中に位すべき元素を同位元素と呼ぶことにした。同位とは週期表中の位置が同じといふことである。

アストンは上記質量スペクトルの方法によつて殆ど、すべての元素に同位元素があることを證明した。それは或元素から發生せしめた陽イオンが即ちその元素の原子の有する質量によつてスペクトル上に像を作るときに二つ或は二つ

以上の像を作つて此元素には質量を異にした同位元素があることを知つたのである。例へば Cl は化學的にはその原子量は 35.46 であるがアストンは Cl の陽極線から質量 35 と 37 との二つの陽イオンを得た。そこで普通に化學的に純粹だと謂はれる Cl は同位元素 35 と 37 との混合物で前者が 75% 後者が 25% から成つて居るのであると解釋すればよいことを認めるに至つた。

$$35.0 \times 0.75 + 37.0 \times 0.25 = 35.5$$

斯くして此種の研究を徹底的に行つた結果、同位元素の知られて居ない元素として Na, Al, Au, Bi 等があるが多數の普通の元素には同位元素がある。例へば水素には二つあつてその質量數 (化學的元素としては原子量といふ所を同位元素として混雜を避けるために斯く呼ぶ) は一は 1, 他は 2 で前者が普通の水素で後者が俗に謂ふ重い水素である。後者は酸素と化合して重水を作るのである。原子量 12.01 の炭素には質量數 12, 13 の二つの同位元素があり、原子量 55.85 の鐵には質量數 54, 56, 57, 58 の四つの同位元素、原子量 200.61 の水銀には質量數 196, 198, 199, 200, 201, 202, 204 の七つの同位元素がある。元素の原子量は化學の發展の初期に於て豫想したものを裏切つて整数でないが質量數は整数であることが質量スペクトルで明らかになつた。これは一つの化學的元素は多くの同位元素の混合であつて此等の同位元素が即ち最初の豫想の如く質量數といふ整数で特性づけられるのである。即ち元素を整数で特性づけるといふ化學者の最初の考は矢張り正しかつたのである。

尙同位元素に就ては後文第 516 節以下を見よ。

第八篇 X線, 放射能及び宇宙線

第五十一章 X線

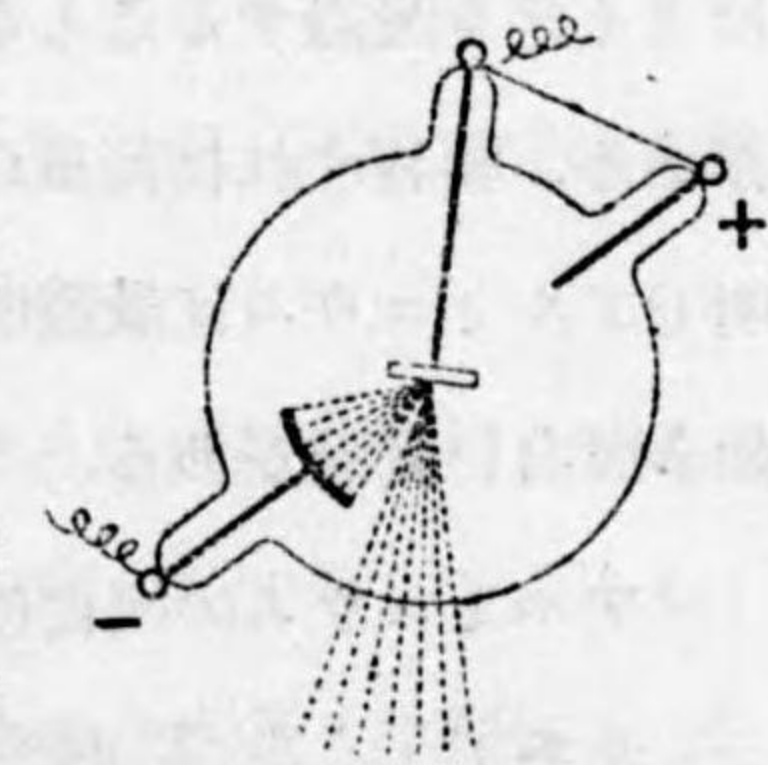
第493節 X線の発見

陰極線の発見は新しい研究題目を學者に提供し又上文に説明した如く、それが續々著しい成績をあげたので真空管は物理學界の寵兒となつた。然るに1895年にレントゲン(Röntgen ドイツの物理學者 1845—1923)が更に新しい一種の線を発見し、而もそれが真空管外に出て大氣中に於て實驗し得られることを発見したので此方面に於ける學者の好奇心を一層唆らしめた。一體發生源から直線的に擴がり行くものには光線、電外線等の如き波動であるものと陰極線、陽極線の如き粒子的のものがある。今日は此兩者を區別する爲に波動的のものを總稱して輻射線と呼び粒子的のものを粒子線と呼ぶのである。レントゲンが新線発見の最初にはその本質が誠に不可思議のもので輻射線か粒子線か決定し得なかつたので本質は未知數に屬するとしてX線と命じたのである。今日では此線の本質は全く明かにせられて光波よりは一層波長の短かい輻射線なることは確定せられた。

レントゲンが新線発見は全く偶然と稱してよい。極度に真空を良くしたクルックス管に高壓の放電を行はしめたときに陰極線が硝子壁の一ヶ所に強く集中して居て硝子壁が特別に強い螢光を發し居つた。その時此螢光部の直前に在る大氣中に恰も陰極線が存在するが如き觀を呈する現象を見たのである。即ち其所に螢光板を置くと板は螢光を發して輝き又其所に帶電せる金箔檢電器を置くと忽ち放電して仕舞ふので大氣がイオン化せられて傳導性を得たことも示したのである。然かし此現象は其所に陰極線があるからでは無い。何となれば陰極

線は真空管の硝子壁を透過し得ないものであるからだ。故に此現象を説明するには一種の新らしい線が發生して管外に出たと見るより外はないのである

X線の發生せられる場所はクルックス管内の陰極線の集中して螢光を發する點であることが確かめられた。即ち陰極線を成す高速度の電子(放電が特別に高壓の下に行はれて居る)の有するエネルギーが硝子壁との衝突によつて新らしい線のエネルギーとなりそれが硝子壁を貫通して外に出て來つたと見るべきであつた。そしてその後の實驗によつて最強くX線を發生させるには陰極を凹なる球面とし此球の中心の所にタングステンの如き高温に耐える重金屬の面を置き之に陰極線を集中させると此陰極線の焦點から強力なX線が發生せられることを知つた。此金屬面を對陰極といふ、それは陰極に對向して居るからである。陰極から來る電子が運ぶ陰電氣が此上に蓄積せられて放電を妨げることを避けるために之を主陽極と電氣的に連絡してある。



第796圖 X線管球

此目的に協ふ真空管が第796圖に示してある。此真空管を名稱は少し奇妙だが真空管にして球形だからX線管球と呼ぶ。

第494節 X線の性質

X線の有する主なる性質を列挙すると

- 第一 物質に螢光を發せしめること。之は電外線や陰極線等と共通の性質であるが同一物質でも作用する線によつて螢光の色や強さは異なるを常とする。
- 第二 寫眞乾板に作用すること。之も前同様である。
- 第三 大氣をイオン化し之に電氣の傳導性を與へること。
- 第四 荷電體を放電せしめること。之は第三のとは趣を異にしたもので第三

のは氣體がイオン化せられそのイオン化した氣體の中に存在する荷電體の電氣がイオンによつて運び去られるのであるが此所に記すものは荷電體が真空中にあつてイオンが存在しないときでも放電する場合である。それは陰に帯電した絶縁體に董外線又は X 線を投射すると荷電體から電子が放出せられて之と共に陰電氣量が漸々減少して後にはその絶縁體が陽に帯電せられるに至るのである。光による此電子の放出を光電効果といふ。X 線には光電効果があるのだ。

第五 物質に対する透過度のこと。硝子は陰極線に對して不透明だが X 線はよく之を透過することを既に述べた。X 線の透過度は物質により著しい差異がある。換言すれば比重の小なる物質は透明であつて金屬でいへば鉛は最不透明でアルミニウムは最透明である。アルミニウムは硝子よりも透明なので次の如き面白い實驗がある。

アルミニウムの板に任意な形の窓を穿ちその上に窓よりは稍大なる硝子板をあて、之を X 線管と螢光板との間に置いて見ると稍薄暗いアルミニウム板の影繪の中に黒い硝子板の形が現はれ窓の形は之に覆はれて認められない。

物質に対する透過度の相違は X 線の発見の初期から大に人の注意を惹いたもので手掌の螢光像又は寫眞像を作つて指骨や關節の工合が明かにせられて夙に一般世人を驚かしめたものであつた。それが發展して醫科診斷用として今日でも大功績を挙げつゝあることは周知の事實である。

透過度の大小は物質によつて色々あるが又その大小は X 線の側からも考へられねばならぬ。同一物質でも X 線の種類によつて例へば對陰極を成す金屬によつて非常に良く透過する場合と然らざる場合とがある。透徹力の強大なる即ち物質によつて吸収せられることの小さな X 線を硬 X 線といひ然らざるものを軟 X 線といふ。

醫療診斷其他の應用に使用するに當つては硬軟適度のものを選択すべきであ

つてその効果は著しく違ふ。X 線發生用の真空管球の構造は之が爲に非常なる進歩を示した。

第六 X 線は陰極線、陽極線等とは異なつて電界又は磁界を作用させても何等の効果を現はさない。之は X 線は荷電粒子に非ずといふことを立證する。

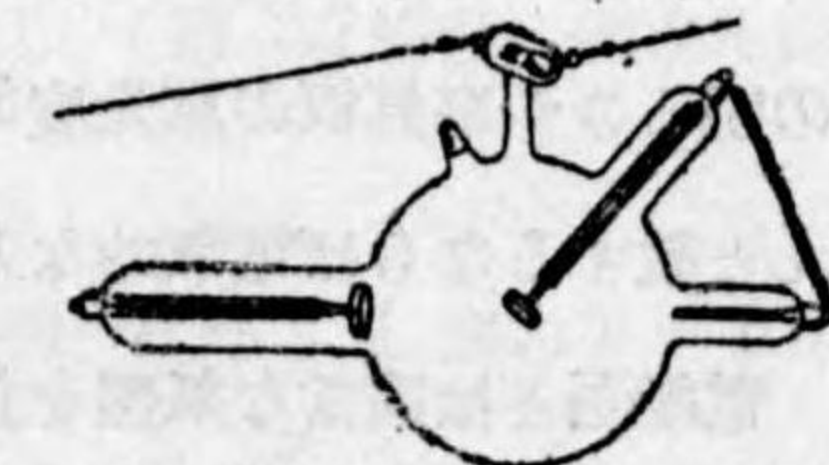
第七 X 線は光の如く直行するが然かし反射し又屈折させることが出来ない。此故に X 線は光線に非ずと考へられ又第六により粒子に非ずとせられて學者をしてその本質の何たるかを解釋し得ざらしめたのであるが後になつて X 線は波長が甚短かい光波であることが明かにせられた。而して之を反射させることの出来ないのは平面鏡として何物を提供してもその表面が粗雜で普通光學でいふ如き平面鏡が得られないからであることが明かになつた。

第八 人體に生理的の作用を及ぼすこと。X 線を人の皮膚に照射させると輕度のときは日焼けの如き程度であるが強度なれば炎症を生ずることがある。又諸種の疾患の治療用にも用られる。此の如き場合には患者も亦醫師も X 線から有害なる作用を受けざる爲めに X 線を遮斷する鉛の被服を以て身體を保護する必要がある。

第 495 節 X 線用の真空管球

X 線を發生させる真空管は最初は所謂クルックス管であつたが漸次改良されて X 線管球となつた。その構造に就て見ると之を二つに大別するがよい。

第一種はレントゲンが最初に使用したもの即ち第 797 圖のものに順次改良を加へたもので改良の第一は對陰極が衝突する電子の爲に加熱せられることを防止する目的を以て之を水冷式にしたことである。第二の改良は連続使用すること長ければ管内の真空が高度になり過ぎて陰極線の發生を鈍くするので管内に適度に氣體

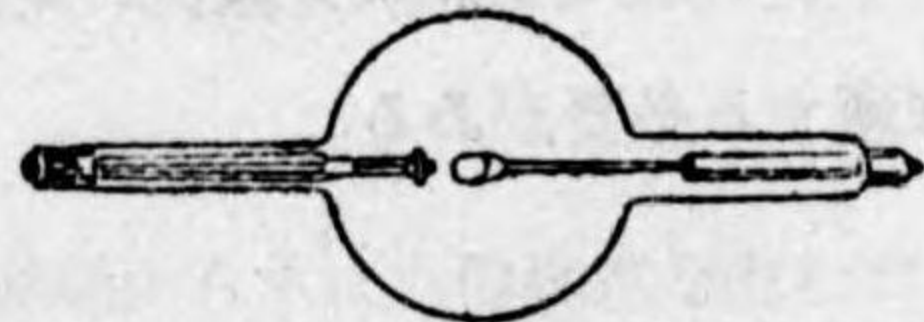


第 797 圖 第 796 圖のを改良した X 線管球

を導入して管内の残留氣體の壓力を調整する爲に管球に小側室を設けその中に主放電路と並列する小放電路を置き必要に応じて此室内で放電を行はしめてその電極から微量の氣體を發生せしめ之を管球内に彌散せしめて以て氣壓を調整せしめるのである。

第二種の管球は新式のもので之をクーリッジ(Coolidge)型管球といふ。之は陰極からの電子の發生を容易ならしめる爲に第769圖や第770圖の三極真空管の陰極と全く同じくタングステンの如き耐熱性の金屬纖維を螺旋形にしたものを電池で赤熱する。斯の如き陰極を熱陰極といふ。總て高溫度にある金屬からは電子が射出せられるもので此現象を熱電子放射と呼ぶが之に電壓をかけると一層放射が昂進する。第798圖に示すものに於ては左方にある極が斯くの如き熱陰極で普通の電燈球の如くソケットに挿入するとそれで陰極の纖維が赤熱せられる。右方にある極は陽極で別に對陰極は設けてない。此種の管球でも陽極は水冷式にしたのもあるが残留氣體の調整等のことは全然之を行はず、却つて管球内の真空を極度に高からしめてある。

新式のものに於ては陰極線速度を大ならしめる爲に軟 X 線用には三萬ヴォルト硬 X 線用には七萬ヴォルトの電壓をかけ得るもの



第798圖 クーリッジ式の熱陰極 X 線管球

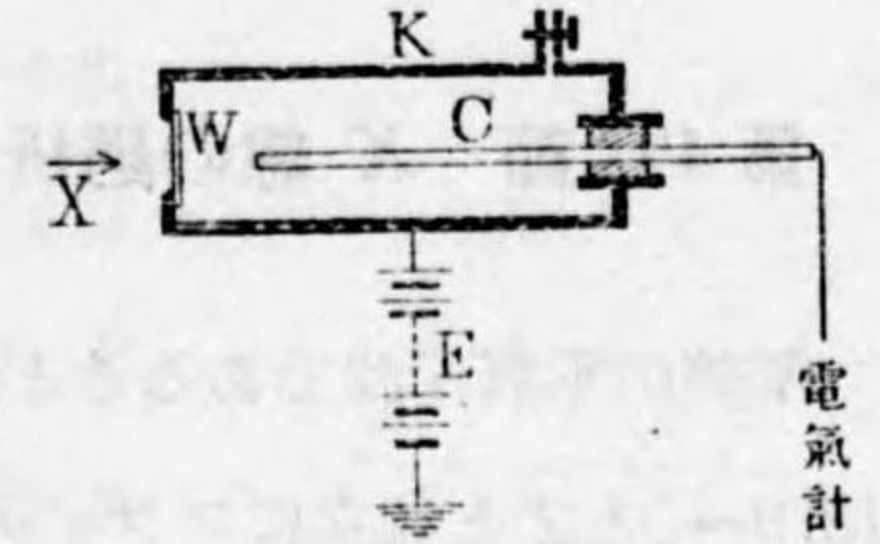
もあつて内臓や骨格の瞬時寫眞撮影が容易に實施せられるに至つた。

第496節 電離函

X 線の強弱、硬軟を測り或は物質の X 線に對する透過度を測るのに螢光板の明るさや寫眞板の感光度等を以てするのは良法では無い。數量的な結果を得んと欲するならば電氣的な方法なる電離函によるのが最適當なものである。

電離函とは適當な氣體を封入した金屬函 K でその一方に普通アルミニウムを窓板とした窓 W があり又函の中央軸部に函とは電氣的に絶縁した一つ導體

體 C がありそれが鋭敏なる電氣計と連絡してある。函 K は全體として地とは絶縁せられ高壓電池 E によつて陽に帶電せられる。



第799圖 電離函

扱つて此窓板を透過して X 線を函内に導入して函内の氣體をイオン化させると、そのイオン生成の程度に応じて K と C との間に流れる

イオン電流が定まるから此電流の強さを電氣計によつて測定して之によつて射入 X 線の強さを定めるのである。射入線は唯 W からのみ函中に入ることを必要とするから K は厚肉の鉛板で作るを普通とする。又函内の氣體は容易にイオン化せられるものが有利だから空氣以外にアルゴン或は CH_3I , CH_3Br , SO_2 等を使用することがある。

イオン電流の強さ i は電氣計の電氣容量が C でありその電位が時間 t の間に V だけ變化したとすれば電氣量 $Q = CV$ が時間 t の間に流れたのであるから明に

$$i = \frac{Q}{t} = \frac{CV}{t} \quad (496)$$

である。電氣計の示度と V の關係及び C は豫め測定して置くべきは勿論である。

窓 W の前に X 線に對する吸収 (或はその逆の透過能力) を知り度いと思ふ物質で厚さの知れた板を置いてその時のイオン電流 i' を測れば板を透過した量の板に投射した量に對する比は $\frac{i'}{i}$ である。板の厚さ d を色々に變化して實驗を繰返せば d に對する透過の法則が知られる。(第330節光に對する物質の透明度を参照せよ)

此實驗に於て窓板として一定標準板を使用して(例へば厚さ 1 厘のアルミニウム板) 種々の X 線管球から發する X 線につき一々 $\frac{i'}{i}$ を測定して之を

比較すれば此等の X 線の硬軟の差が明になる。

第 497 節 X 線の廻折と結晶體

X 線の本質が波であることは 1912 年にラウエ(Laue ドイツの理論物理學者 1879~)と之と獨立にブラッグ父子(W. H. Bragg, 1862—W. L. Bragg 1890—英國の物理學者)が結晶體を廻折格子として實驗を行ひ廻折現象を確認したので始めて明かにせられた。實は之より前に大略、波であるべき豫想が多くの人によつて抱かれ、その波長の大體の見當もついて居たので、それ故に結晶體を廻折格子に利用するのは當然の成り行きであつてそしてそれが成功したのである。

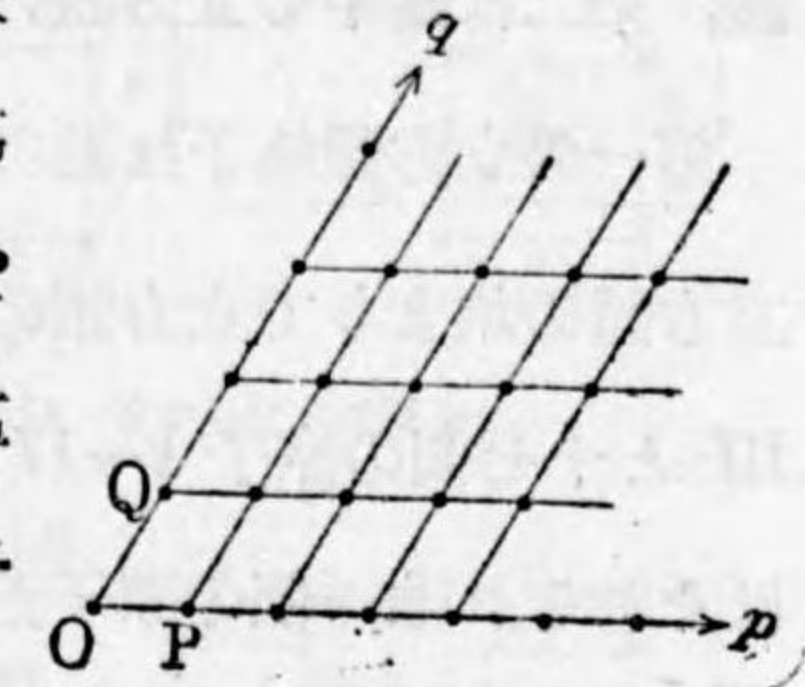
今本書に於て此等一連の研究の大體を歴史的に序述するときは却て難解の虞が多いので逆に先づ此等の研究から得られた結晶體の内部構造の簡單なるものに就て略説して、それより之を廻折格子として使用することを説明することにする。

第 498 節 結晶體の内部構造

結晶體の特色は對稱中心とか對稱平面とかその他幾何學的の法則によつて律せられた整然たる構成を有し、それが外形にも現はれ又内部構造にも行渡つて居ることである。今結晶體の一例としてそれが A, B 二元素の化合物であつて A, B 各一原子から一つの分子が構成せられる場合を取る。然るときは原子 A も亦原子 B も共に必ず整然と配列せられてある筈であつて例へば相隣れる原子 A を一直線で連ねて見るならば此直線上に多數の A 原子が等間隔に配列せられてあり又相隣れる A 原子と B 原子とを連ねると此直線上に A, B, A, B……等の原子が交互に一定間隔で整列して居る筈である。

今姑く注意を一種の原子 A のみに向けて見る。その中の一つの原子を O とし之に隣れる原子を P とすると OP 直線上に整列する原子は一つの點列 p を

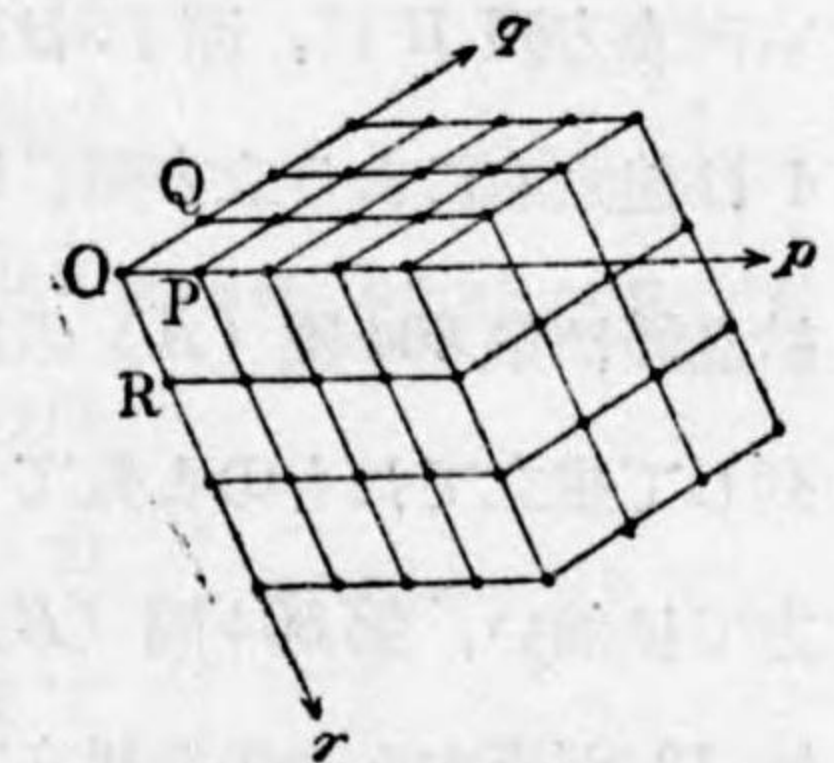
作る。Q を O に隣れる別の原子とし第二の點列 q を考へると此二點列で決定する平面内には A 原子が p, q を兩邊とする多數の平行四邊形の隅點に位置して一つの網平面(第 800 圖)を形成する。更に O に隣る第三の原子 R を取り第三の點列 r を考へると此三點列は空間を區切つて多數の平行六面體をなして一つの空間格子(第 801 圖)を形成しその隅點に原子が位置する形状



第 800 圖 網平面

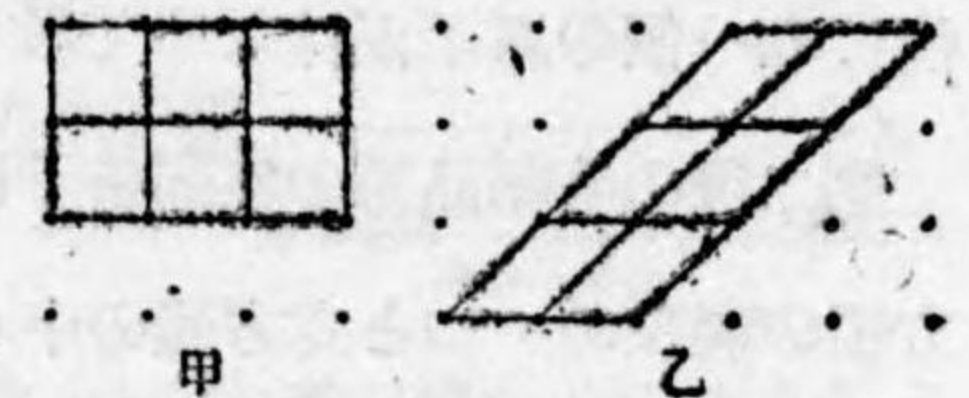
を爲すのである。即ち結晶體に於ては原子が空間格子的に配列せられてあるのである。

以上の考へ方に於て最初に取り上げた原子 O を通ずる點列 p に之でなければならぬといふ制限はなく q, r 等に就ても同様だから p, q, r の取り方によつて色々の空間格子が出来る。要は原子が空間に於て規則正しく配列せられてあるといふそ



第 801 圖 空間格子

の配列の工合が重要なので原子と原子とを連ねる稜の如き直線は唯便宜の爲に場合場合に假に設けるのである。例へば第 802 圖の如き一平面上にある原子の配列を(甲)の如き正方形の網平面とするも(乙)の如き平行四邊形の網平面をなすものとするも自由である。然し原子の排列は正方形であるから(乙)の排列の平邊四角形は勝手次第のものではなく特殊の形を有して居る。



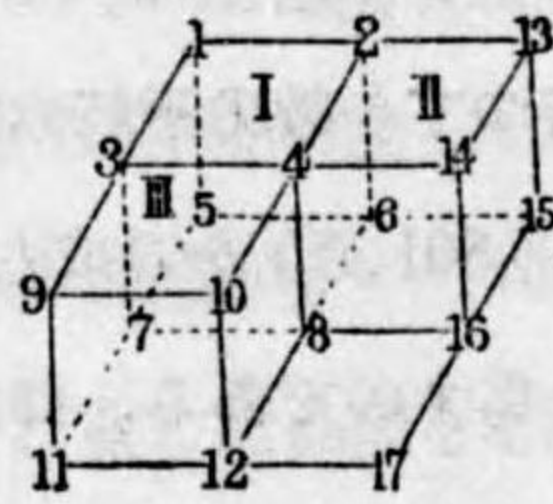
第 802 圖 同一の原子の排列を異なつた網平面を爲すものと見る

第 499 節 等軸晶系の空間格子

結晶體中の最も簡單なものは等軸晶系に屬するものである。此晶系に屬する結晶體に於ては X, Y, Z の互に垂直なる座標軸を考へ此三軸は三者全く同等にして此三方向に於ける物體の物理的性質が全く同じで區別のないものである。此 X, Y, Z の方向が所謂結晶軸である。

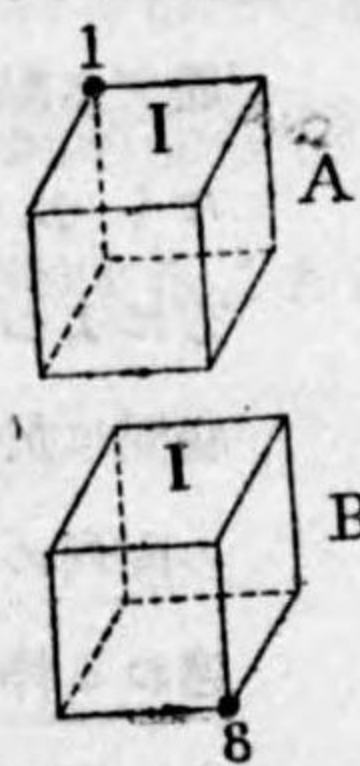
此特色を有する等軸晶系の結晶の有する空間格子には三種ある。第一は立方體、第二は體中心立方體、第三は面中心立方體である。

第一の立方體格子は誰にも直に氣附かれるもので第803圖に示す如き簡単な立方體の集まりで立方體の隅點に原子が位置して居る。圖には三個の格子 I, II III と十七個の原子 1~17 が圖示してあるが各立方體にはそれぞれ唯一個の原子が附屬して居ると見るべきである。即ち原子 1 は後列左の立方體 I に原子 2 は後列右の立方體 II に、原子 3 は前列にある立方體 III に原子 4 は前列右にある立方體に屬して居る。故に第803圖の



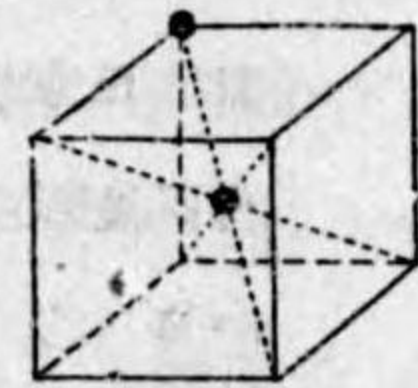
第803圖 立方體格子

結晶體は第804圖(A)の如きものを前後左右上下に無數に並列して組立てたものと見てよいのである。但し之は唯一の考へ方では無い、第804圖(B)の如き I には 8, II には 16, III には 12, が屬するものを組立てたとしてもよい。要は一つの立方體に唯一個の原子が伴なつて居るといふことである。



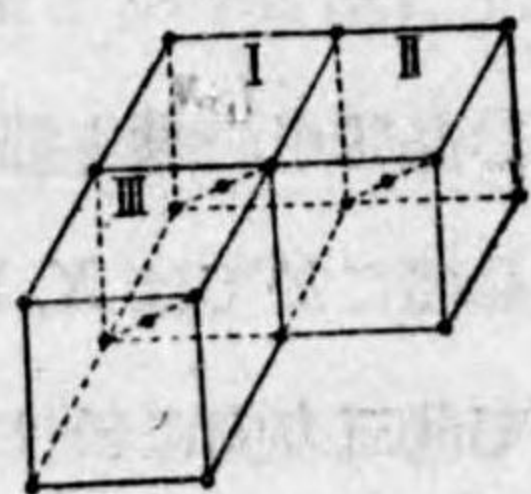
第804圖 立方體に屬する原子は一個

第二種の等軸晶系の空間格子は體中心立方體格子であつて立方體の隅點の一つと立方體の中心とに原子があつて一つの立方體に二つの原子が伴なつて居る(第805圖)之を組立てると第806圖の如くなる。立方體の隅點にある原子を連ねる一つの立方體が出来又中心にある原子を連ねると他の立方體が出来。此二つの立方體が喰合つて組まれて居る。



第805圖 體中心立方體に屬する二つの原子

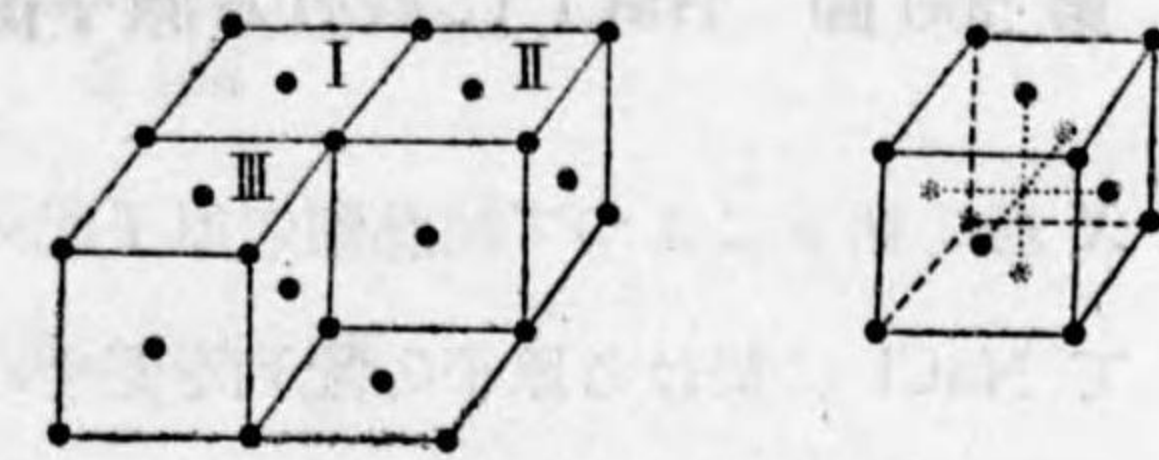
第三の空間格子は面中心立方體で第807圖に示す如く立方體の側面の中心點にも原子が存在するものである。此場合には一つの立方體を考へる八個の隅點、六側面の中心と十四個の原子があるが構造の上から考へれば各立方體には四個の原子が伴なつて居て第808圖の如きもの



第806圖 體中心立方體格子

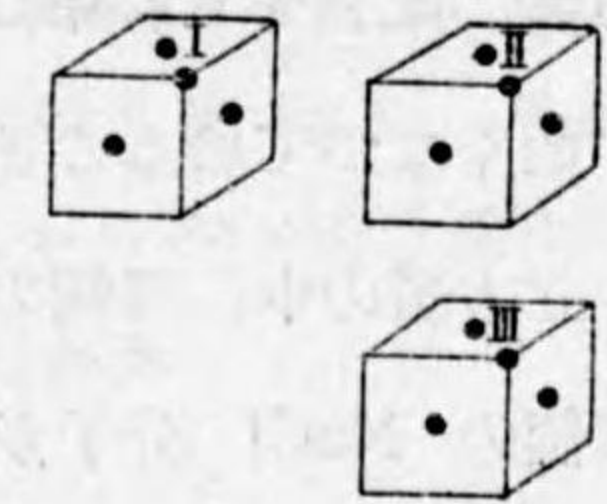
を多數に並べて組立てると第807圖のものになる。

以上は原子 A のみの配列を考へたのであるが結晶體が A, B 二種の原子各一個より成る化合物であつた



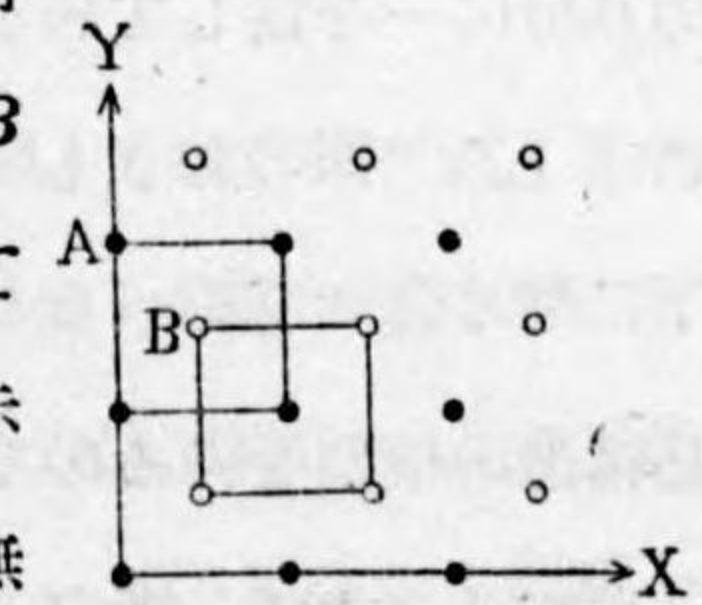
第807圖 面中心立方體格子

ならば A の空間格子に對して B の空間格子は結晶體の對稱關係に背馳せざる如き相對位置を占めねばならぬ。



第808圖 各立方體には四つの原子が屬して居る

今説明を容易ならしめる爲に空間格子でなく二次元の問題だとして正方形的の網平面を取り上げその邊が對稱軸 X, Y に相當するものとして第803, 804圖の立方體格子を二次元化して第809圖の正方形の網目の角に原子 A が位置して居るとする。第二の同數の原子 B が同様の正方形の網をしたものを此上に重ね合せて X, Y 軸は元の通り對稱的である爲には第809圖に示す如く B は A 正方形の中心に置くより外に方法が無いのである。



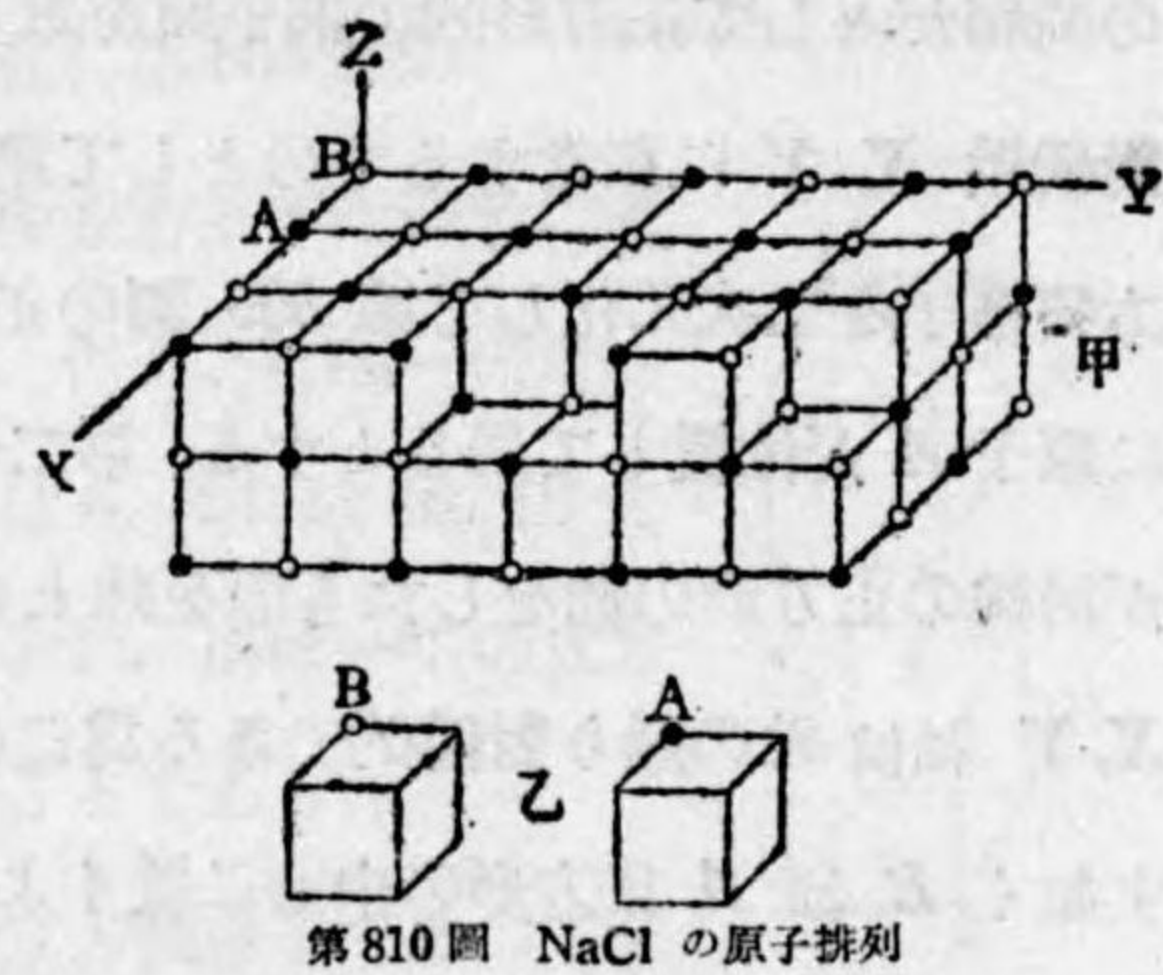
第809圖 二原子が正方形網平面を作る場合

之を三次元化すれば A は立方體の隅角に B は立方體の體中心にあることとなる。

第809圖より吾等が學ぶ一つの重要な事實がある。それは此結晶體は元素 A, B の各一個の原子の結合による化合物であるのだが此等の原子は空間に均等に配置せられて居て、その中の何れの原子 A と何れの原子 B とを以て一分子を構成して居ると選ばれる理由がないことである。氣體に於ては化合物が分子としての存在を認められたが結晶體に於ては化學分子といふことは氣體に於ける分子と同様な物理的存在とは考へられないのである。

第 500 節 NaCl に於ける原子配列

X 線の研究によつて結晶體の原子配列が闡明せられたのであるが、その例として NaCl に於ける原子の配列を記す。KCl のも全く同様である。此等の結晶體は等軸晶系に屬して對稱性の高いものであるが一種の原子 A が面中心立方體に配列せられ第二種の原子が又同じく面中心立方體を爲して第 810 圖に示す如くなつて居ることが研究の結果明かにせられた。故に前節に説く如く一つの立方體の中に四個の A 原子と四個の B 原子とがあつて化學的にいへば四個の NaCl 分子が一立方體を爲すのである (第 810 圖)。若し此立方體の八分の一を爲して居る小立方體を取れば (乙) 圖の如きものを前後左右上下に集め合せて並べると NaCl の結晶構造の模型を得るのである。



第 810 圖 NaCl の原子排列

扱て此立方體の實際の大きさは幾何

であるかといふと、それは次の如く容易に計算することが出来る。

先づ NaCl の質量を計算する。Na の原子量は 23.00 で Cl のは 35.46 であり水素一原子の質量は $m_H = 1.6618 \times 10^{-24}$ 瓦であるから NaCl 一分子の質量は

$$(23.00 + 35.46) \times 1.6618 \times 10^{-24} = 58.46 \times 1.6618 \times 10^{-24}$$

瓦である。それが上述の如く四個で一立方體を爲すから一立方體の質量は

$$m = 4 \times 58.46 \times 1.6618 \times 10^{-24}$$

である。然るに NaCl の結晶即ち岩鹽の密度は可なり精確に測定せられてあつて密度は

$$\delta = 2.164 \text{ (瓦/立方體)}$$

であるから求める所の立方體の體積は

$$V = \frac{m}{\delta} = \frac{4 \times 58.46 \times 1.6618 \times 10^{-24}}{2.164}$$

で立方體の一邊の長さは

$$a = \sqrt[3]{V} = 5.628 \times 10^{-8} \text{ 糎}$$

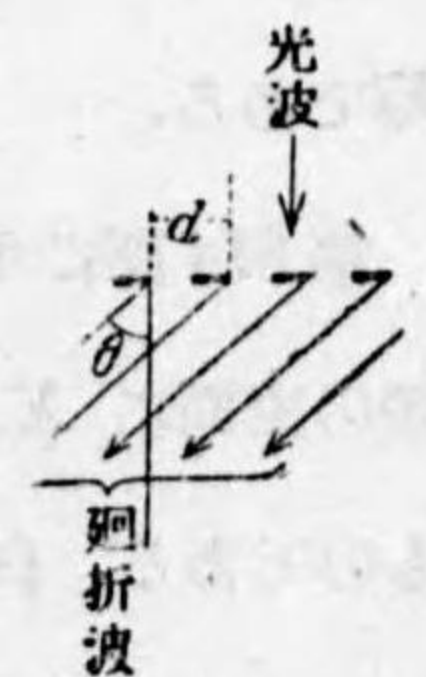
である。

此立方體の一邊を點列とする直線上にある Na 原子とそれに隣して居る Cl 原子との距離即ち第 810 圖乙の小立方體の一邊の長さは 2.814×10^{-8} 糎である。普通の眼に見える光の波長は (第 312 節, 第 476 節) 8.1×10^{-5} から 3.8×10^{-5} 糎の間にあることを願れば結晶體の内部構造の微細なるに驚くのである。

第 501 節 ブラッグの廻折實驗 其一

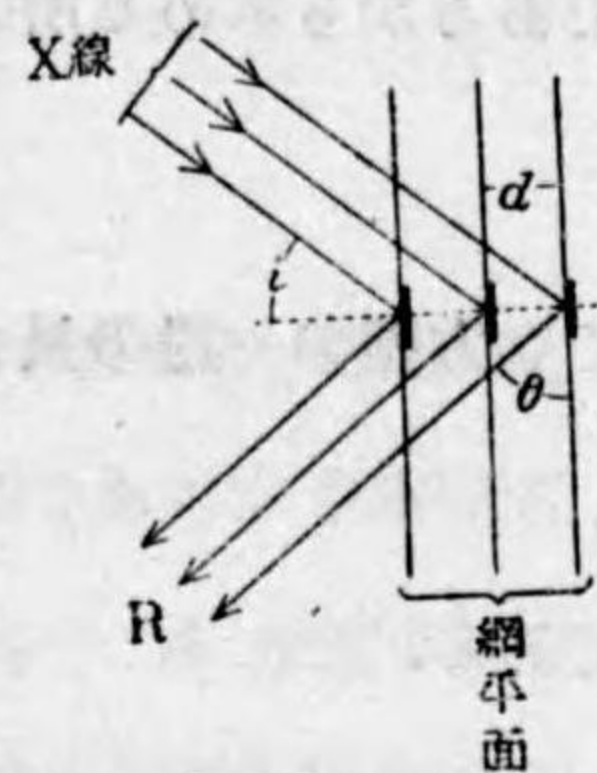
結晶體を使用して X 線を廻折したのは第 497 節に説いた如くラウエとブラッグとであるがラウエの方が少しく早く公にされたので世人を驚かしたことも大であつた。之は廻折像を寫眞したのでありブラッグの方は電離函によつて波長の測定を爲したのである。説明の便利上今は先づブラッグの實驗から解説を行ふ。

光波の廻折に於ては既に學んだ如くその實驗を行ふには波長の大きさと同程度の細かさを有する規則正しい一定間隔を以て整列した格子を必要とした。而して之に光波が投射すると格子の各點を起點とした多くの波が (第 436 圖) $d \sin \theta = \lambda$ にして廻折角 θ なる特殊の方向に於て位相を同じくするものが合成して廻折現象を示したのである。それと全く同様に今は結晶體が多くの互に平行なる網平面の集合であつて、その一つの網平面上には多數の原子が整然と配列せられ又斯くの如き網平面の多數が一定間隔を以て規則正しく層をなして並列して一つの立體格子を形作つて居るから之を廻折格子に利用せ



第 811 圖 光に於ける廻折

んとするのである。即ち第812圖に於て結晶體の網平面に投射角 i を以て X 線を投じ相隣れる網平面上の諸點から出る X 線が角 θ の方向に於て同位相を有すれば此方向に廻折現象を起すべきである。角 θ は投射角 i の餘角であるが之を照角と呼ぶ。第811圖と對照すれば此角が光の場合の廻折角に相等するものである。

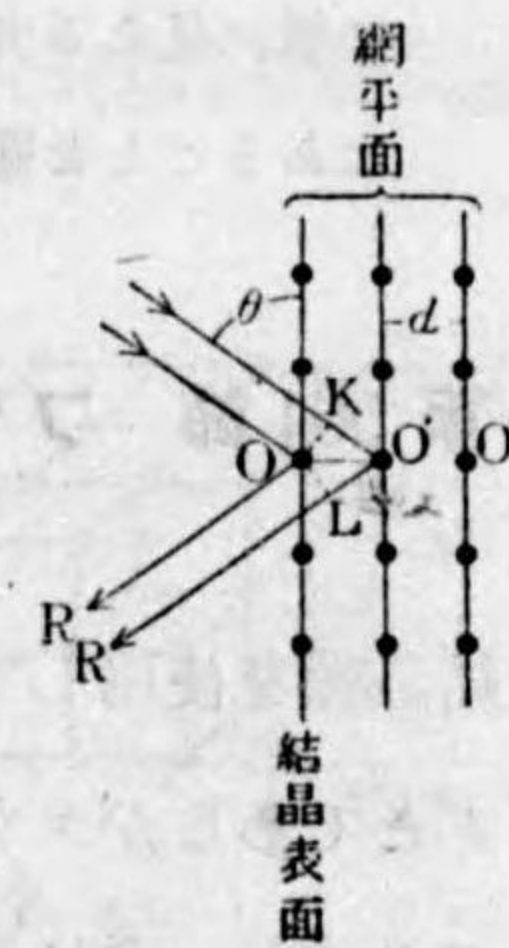


第812圖 X線に於ける廻折: 第811圖と對照せよ

廻折の條件式は次の如くして求められる。即ち結晶體の表面にある原子 O とその次にある網平面上にある原子 O'O'..... 等に投射する波長 λ の X 線を取つて先づ相隣れる OO' から廻折するものゝ位相の差が

$$KO' + O'L = 2d \sin \theta = n\lambda$$

が波長 λ の整数倍であれば OR, O'R' は互に相助けるから O'R' も亦 O' から来る O'R'' と相助け結局斯の如き O'R', O'R'', O'R'''..... 等は θ の方向に廻折像を生ずるのである。光波の時と同様に $n=1, 2, \dots$ 等



第813圖 網平面列

に従つて第一次第二次等の廻折像を得る。即ち廻折角 $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ 等は

$$\left. \begin{aligned} 2d \sin \theta_1 &= \lambda \\ 2d \sin \theta_2 &= 2\lambda \\ 2d \sin \theta_3 &= 3\lambda \end{aligned} \right\} (501/1)$$

等である。

第814圖に示すものは白金を對陰極板とした X 線管球に於て岩鹽の正六面體の表面に X 線を種々の照角 θ を以て投射したときの廻折線の強さを示すものである。白金より出る X 線は單純でなく光でいふなれば三本の輝線を有するのであるが之を A, B, C と名づけると圖の $A_1B_1C_1$ はその第一次の廻折像で $A_2B_2C_2$ が第二次 B_3C_3 が第三次の廻折像である。最強の B 線に就て言

へば第一次の B_1 は $\theta_1=11^\circ.55$ に第二次の B_2 は $\theta_2=23^\circ.65$ に第三次の B_3 は $\theta_3=36^\circ.65$ にその廻折像が生じて居る。そして

$$\sin \theta_1 = 0.2002,$$

$$\sin \theta_2 = 0.4011, \quad \sin \theta_3 = 0.59$$

70. だから (501/1) 式の示す如く恰も

$$\sin \theta_1 : \sin \theta_2 : \sin \theta_3 = 1 : 2 : 3$$

になつて居る。

岩鹽の結晶に於て前第500節に記した立方體の表面は結晶軸に垂直なる正六面體の表面であるが之を網平面とした廻折角 θ を測るには光學分光器の望遠鏡の代りに電離函(第496節)を用いた X 線分光器とでも稱すべきもの(第815圖)を使用するのである。第814圖のものは斯くして得られたのである。

上記の θ によつて X 線の波長を計算して見ると次の通りである。

網平面間の間隔 d は第810圖を見れば明白な通り立方體の邊 a の二分の一であるから

$$d = \frac{a}{2} = 2.814 \times 10^{-8} \text{ 糎}$$

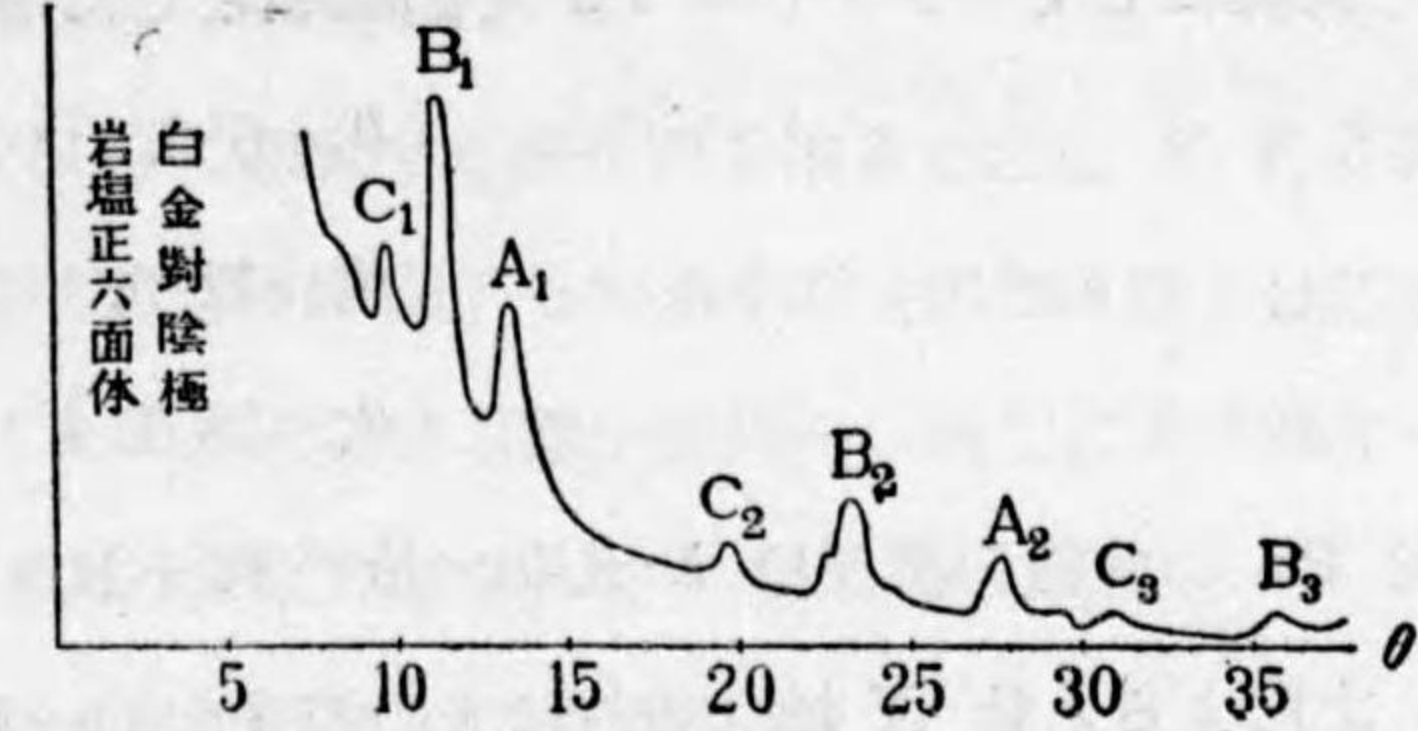
として計算すれば

$$\theta_1 = 11^\circ.55, \quad 2d \sin \theta_1 = \lambda = 11.26 \times 10^{-9} \text{ 糎}$$

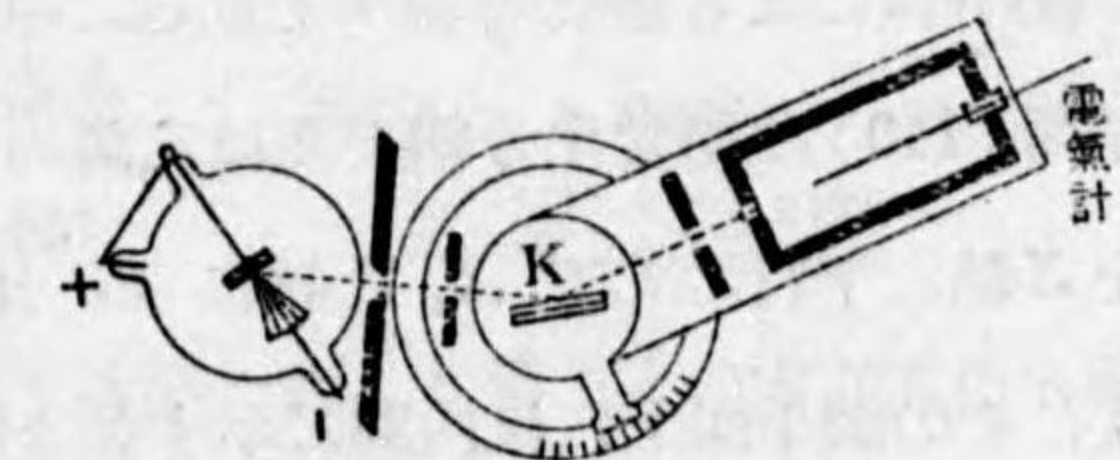
$$\theta_2 = 23^\circ.65, \quad 2d \sin \theta_2 = 2\lambda = 22.56$$

$$\theta_3 = 36^\circ.65, \quad 2d \sin \theta_3 = 3\lambda = 33.60$$

となつて白金 B 線の波長は $\lambda = 11.26 \times 10^{-9}$ 糎となる。



第814圖 白金を對陰極としたとき岩鹽の正六面體の作る X線スペクトル



第815圖 ブラッグの X線分光器

同様にしてパラヂウム Pd を對陰極とした場合には

$$\theta_1 = 5^\circ.9,$$

$$\theta_2 = 11^\circ.9,$$

$$\theta_3 = 18^\circ.1.$$

で Pd の此線の波長は $\lambda = 5.78 \times 10^{-9}$ 糎であることが知れた。

之によると此 X 線の波長は光の波長の約一萬分の一程度のもので又岩鹽の結晶に於ける相隣れる二つの Cl 原子間の間隔の十分の一程度である。是を以て考へると X 線をして正反射せしむべき平面鏡の得がたきことが肯かれ第 494 節に述べた如く反射, 屈折等の現象が實驗し得られなかつたのは當然であることが了解し得られるであらう。

第 502 節 ブラッグの廻折實驗 其二

前節に於ては岩鹽結晶の正六面體の面を網平面とした廻折に就て述べたが結晶體には種々の網平面があるから之より他の網平面による廻折を調べて見る。甲圖の斜方十二面體の結晶面 (110) に相當する網平面は乙圖の如く第 810 圖の立方體を Z 軸に平行にして X, Y 軸に 45° 傾斜した縦断面である。故にその網平面上には丙圖に示す如き原子の配列があつて相隣れる網平面間の間隔 d は立方體の一邊を a とすれば

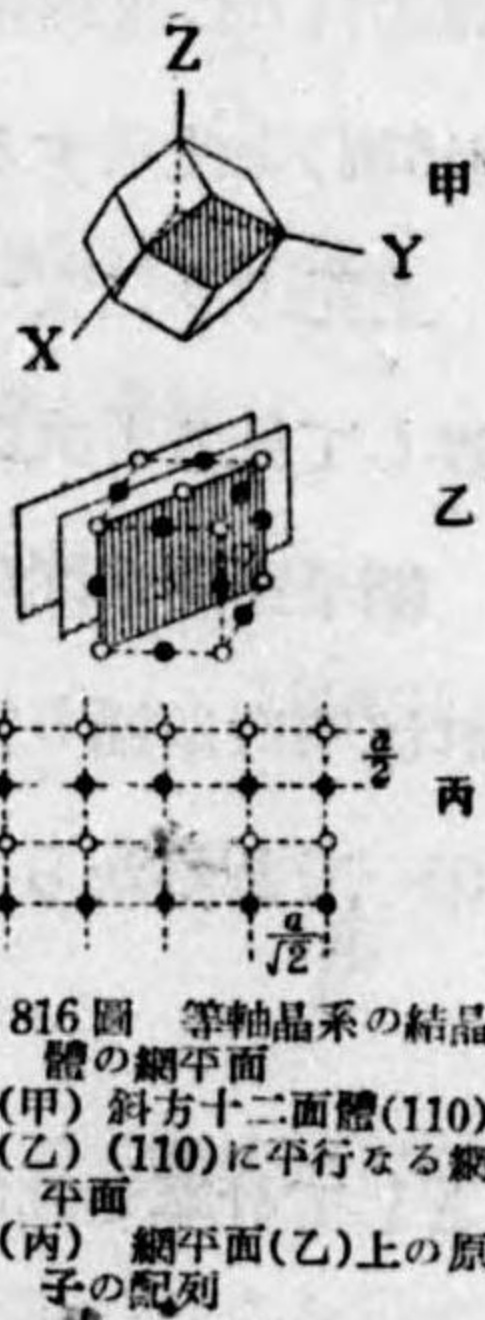
$$d = \frac{a}{2\sqrt{2}} = 1.990 \times 10^{-8} \text{ 糎}$$

である。之によつて前節の終に掲げた Pd 線の廻折角から十二面體に於ける廻折角を計算して見ると

$$\theta_1 = 8^\circ.5,$$

$$\theta_2 = 17^\circ.1,$$

$$\theta_3 = 26^\circ.2.$$



第 816 圖 等軸晶系の結晶體の網平面
(甲) 斜方十二面體(110)
(乙) (110)に平行なる網平面
(丙) 網平面(乙)上の原子の配列

である。實測して見ると極めてよく一致した。

更に尙正八面體の結晶面 (111) に相當する網平面を取ると之は X, Y, Z 軸に相等しき角で傾斜して居るので (第 817 圖) その網平面 (第 818 圖) は乙一, 乙二に示す如き二通りあつてその上に於ける原子は丙一, 丙二に示す如く一つ置きに二種の中の一の原子のみが配列せられてある。

而して相隣れる網平面乙の一と乙の二との間隔は

$$d = \frac{a}{\sqrt{3}} = 3.25 \times 10^{-8} \text{ 糎}$$

となり Pd 線を以て實驗すれば廻折角は

$$\theta_1 = 5^\circ.2,$$

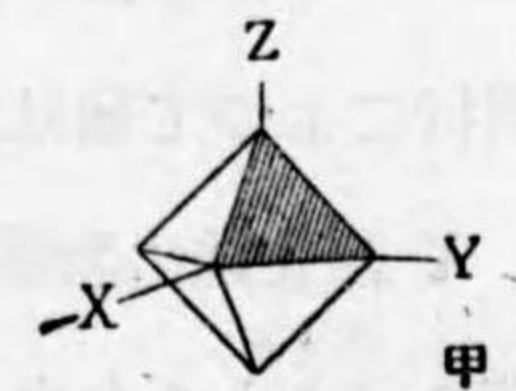
$$\theta_2 = 10^\circ.3,$$

$$\theta_3 = 15^\circ.7.$$

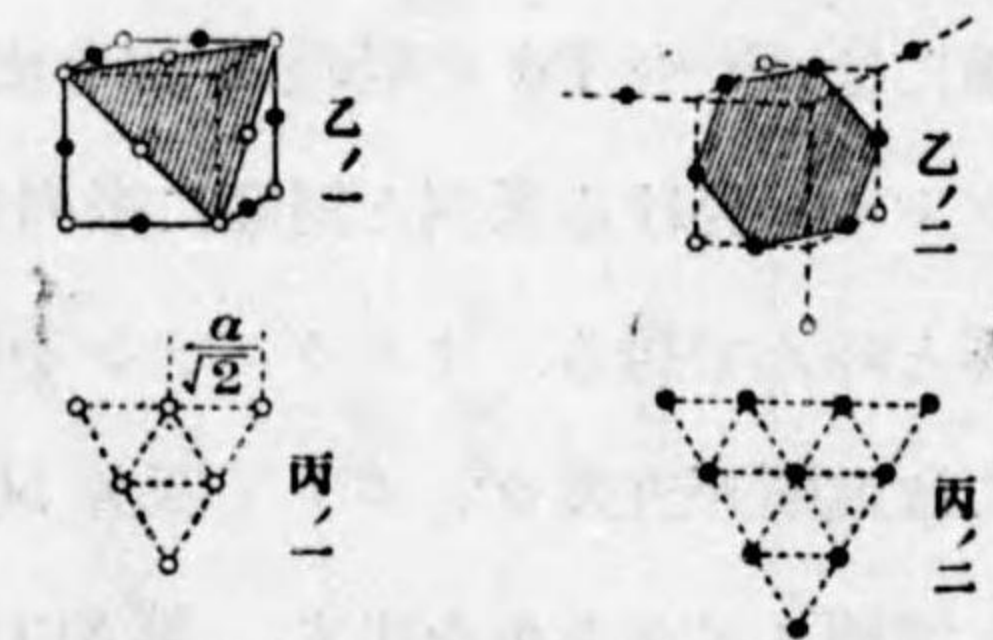
となると計算された。然るに網平面が丙圖に示す如く一つ置に原子が異なつて居るので光學用廻折格子で譬へるならば一本置に太い細い格子の線があるものゝ如くであるので廻折像が高次のもの程弱いといふ譯には行かないのであつてブラッグの實驗では第一次より第二次の方が五倍も強く第三次は弱くて殆んど觀測できなかつたのである。

要するにブラッグの實驗は完全に結晶體に關する構造論を肯定し又 X 線の波なることを證明したのである。

上記の波長の知れた X 線を使用して方解石とかダイヤモンド等の原子間の距離や構造等が逆に知り得られる。これは結晶學の研究題目であるから今姑く之に論及しない。



第 817 圖 等軸晶系の結晶體の正八面體 (111) の面



第 818 圖 第 817 圖に於ける廻折格子
(甲) (111) の平面
(乙) (111) に平行な網平面
(丙) 平面上の原子の配列

第503節 種々のX線

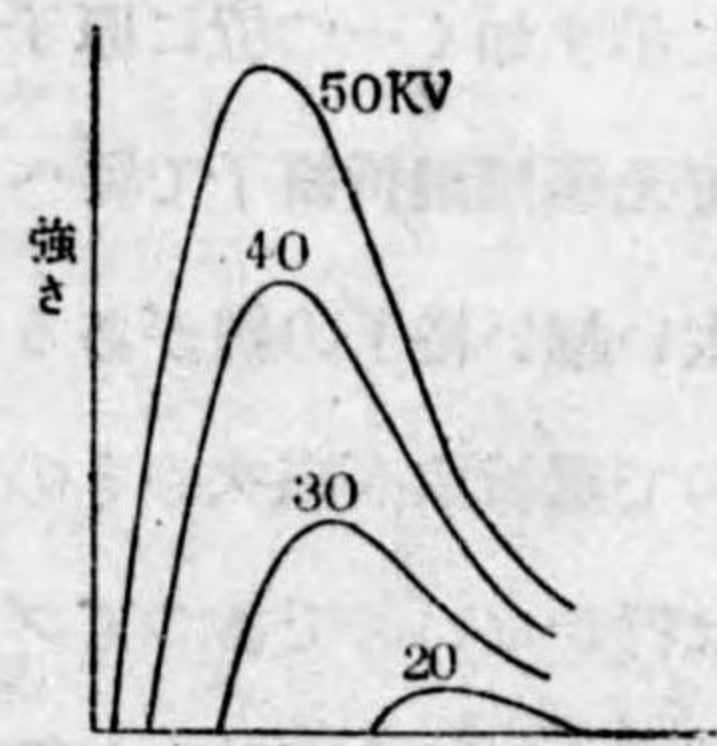
光の廻折の實驗に於て光源が白色光で長短種々の波長の色光の混合であるときには廻折スペクトルは連続スペクトルであり之に反して光源が幾つかの單色光の集まりであると數本の輝線から成るスペクトルを現出した。而して後の場合に於て光源が水素其他特殊の金屬によるものであると各光源に特有する系列スペクトルを示した。それと全く同様なことがX線にもあることがX線の廻折によつて發見された。

X線管球の對陰極の金屬が何であつても之にかけた電壓が低いときには連続スペクトルを生じて區別がつかぬが高いときには金屬特有の異なる輝線スペクトルを示す。此金屬特有のX線をその金屬の特性X線といふ。前節の實驗にはPtやPdの特性X線を使用したのである。特性X線は光の線輝スペクトルに於ける系列と同様に系列を爲すことが知られ之をK系L系M系等と呼んで居る。タングステンを對陰極としたとき

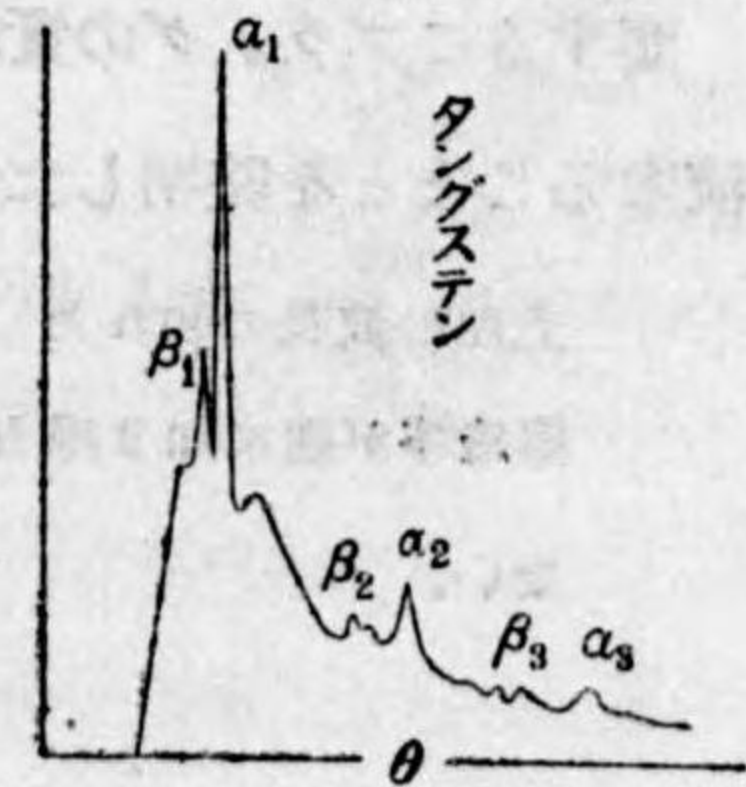
には電壓が五萬ヴォルト(即ち50KV)以下であると連続スペクトルを出す。第819圖には種々の電壓に對するX線の波長と強さとを示すものである。

然るに電壓を高くすると第820圖に示す如く連続スペクトルに重なつて特性X線の輝線が現はれ電離函の位置 θ によつて第一次第二次第三次の輝線 α, β が繰返し現はれて居る。

斯くの如き特性X線の存在はX線が波であることが確認せられる以前に既に1906年にパークラ(Barkla)が發見した。そして之をK線L線等と命じた。それが即ち今日のX線のK系列L系列でその後M系列N系列等が發見されたのであ



第819圖 タングステンの低電壓に於けるX線スペクトル



第820圖 タングステンの高電壓に於けるX線スペクトル

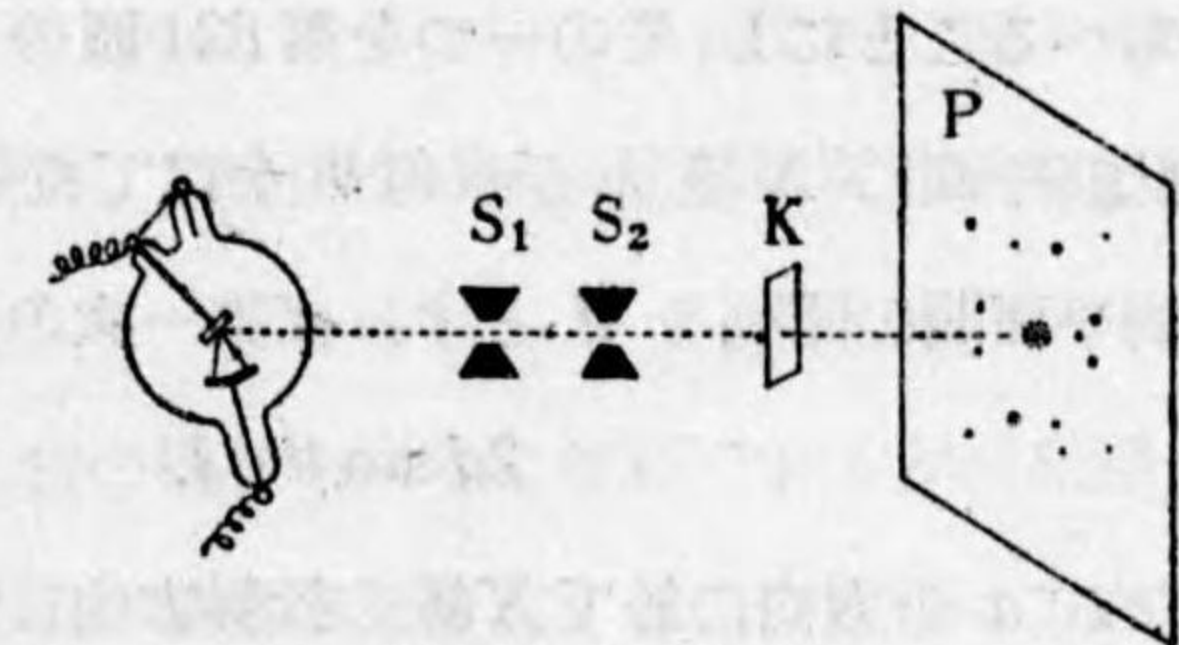
る。次に二三の元素の特性X線の波長を表示する。波長の單位は 10^{-11} 糎である。

Na	$K\alpha_1$	11885				
	$K\beta_1$	11594				
Cu	$K\alpha_2$	1541	$L\alpha$	13306		
	$K\alpha_1$	1537	$L\beta$	13027		
	$K\beta_1$	1389				
	$K\beta_2$	1378				
Pd	$K\alpha_2$	589	$L\alpha_2$	4367		
	$K\alpha_1$	584	$L\alpha_1$	4358		
	$K\beta_1$	519	$L\beta_1$	4137		
	$K\beta_2$	509	$L\beta_2$	3901		
W	$K\alpha_2$	213	$L\alpha_2$	1484	$M\alpha_1$	6969
	$K\alpha_1$	209	$L\alpha_1$	1473	$M\alpha'$	6948
	$K\beta_1$	184	$L\beta_1$	1279	$M\beta$	6743
	$K\beta_2$	179	$L\beta_2$	1242	$M\beta'$	6718

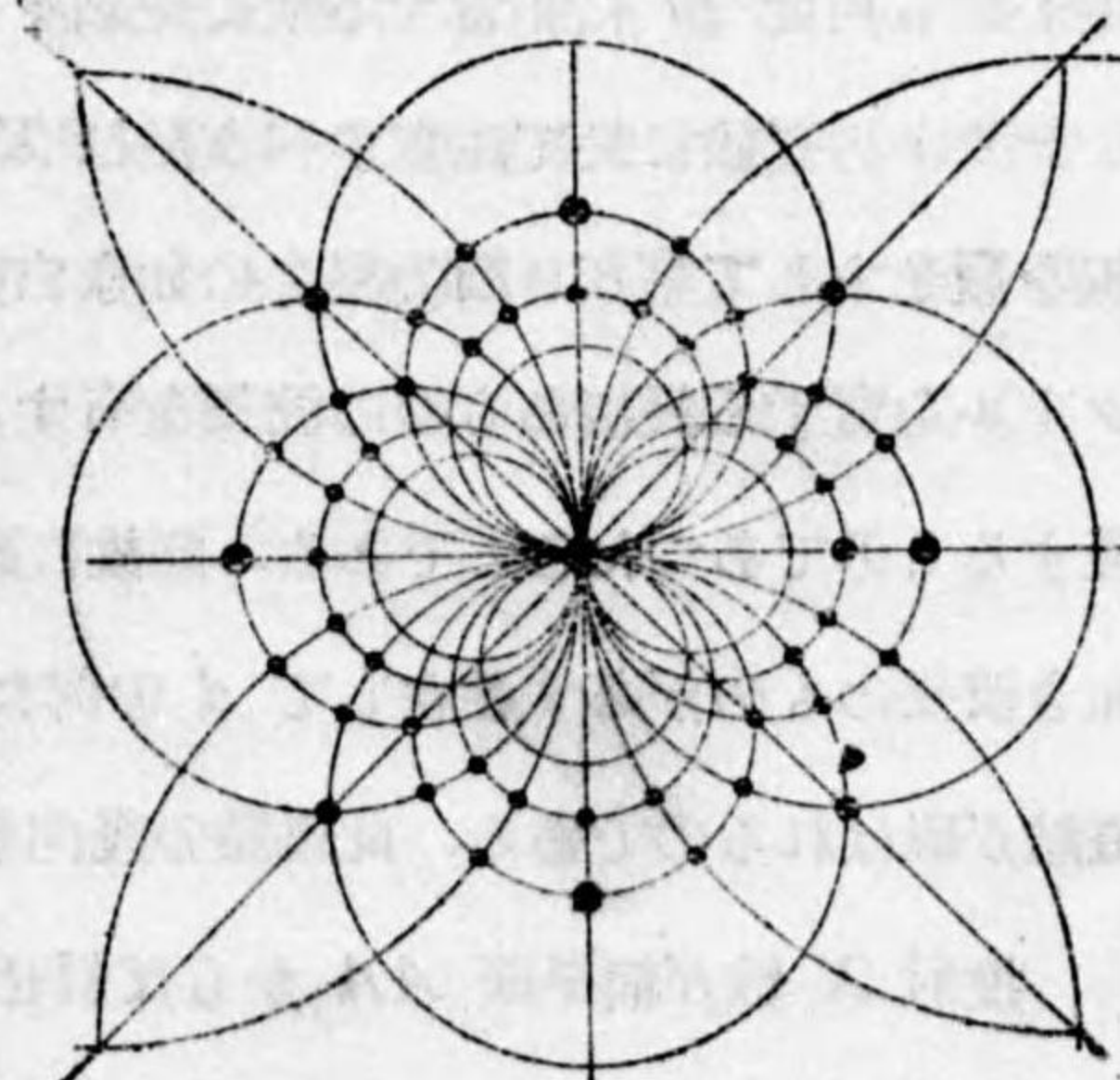
第504節 ラウエの實驗

ラウエの實驗法は概略第821圖に示した如くX線管球から發するX線束を細隙 S_1, S_2 等によつて幅狭きものとして之を結晶板 K に垂直に投射貫通せしめ之を寫眞感光板 P で受けるのである。露出には時として數時間を要するのであるが感光板上に現はれる廻折像はX線の直通した點を中心としてその周圍に多數現はれ之をラウエ斑點と呼ぶ。

第822圖に示すのは等軸晶系に屬するKClの結晶の正六面體の面



第821圖 ラウエの實驗



第822圖 岩鹽の(100)面によるラウエ斑點

(100) に垂直に X 線を通したときの斑點で點の關係位置を示す爲めに圓形の線で連ねてある。此等斑點の配列は使用した結晶體の内部構造と實驗に際し結晶を X 線に對し如何に据ゑたかによつて定まるもので一見して結晶體の對稱關係が明かにせられるのが利益である。但し X 線の波長等に関しては此斑點からは知識を得られない。

これよりラウエ斑點の生成に就て説明する。KCl は前節の NaCl の場合と全く同じく K と Cl との原子が面中心立方體の空間格子を成し第 823 圖に示すものである。此結晶の正六面體の面に垂直に x 軸の方から X 線を貫通せしめたとする。之が結晶體内に存在する網平面に投射するのであるがその多數の網平面中先づ z 軸に平行なるものを取り上げて考へることにし、その一つを第 824 圖の AA とする。此網平面に X 線 λ が照角 θ を以て投射し相隣れる網平面間の間隔を d とすれば第一次の廻折像は

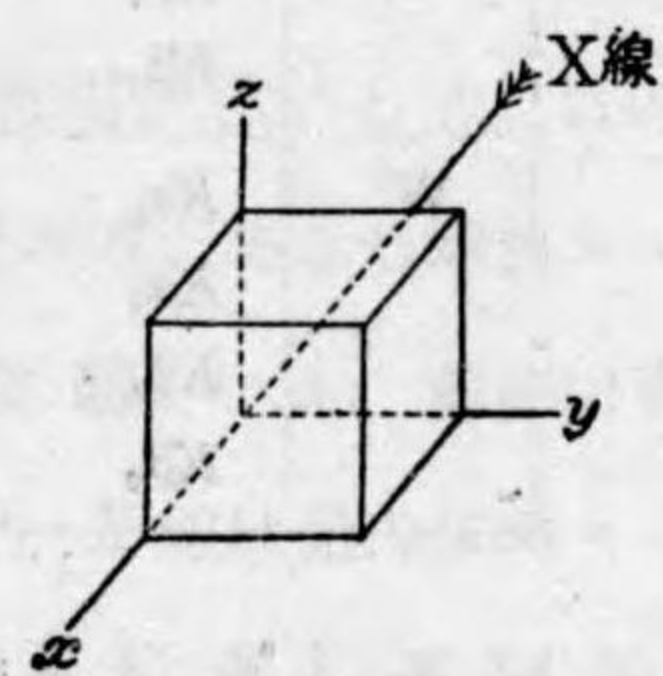
$$2d \sin \theta = \lambda$$

なる a の方向に於て X 線の投射方向に垂直なる感光板の中心から角度 2θ に相當する所に斑點を生ずるのである。

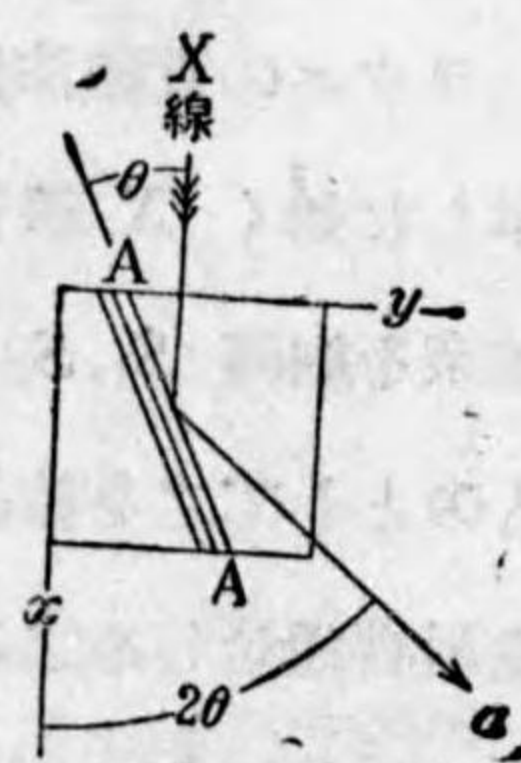
ラウエの實驗に於て注意すべき點は X 線管球が特性 X 線を發せずして第 819 圖の場合の如き白光的の連続スペクトルを有する長短あらゆる波長を有する X 線の混合を

發するものであつたことである。此故に此等の X 線の中には上の條件に協ふ如き波長のものが必ず存在して d の何たるに關せず問題の網平面に相當する斑點が現はれるのである。此斑點の幾何學的の位置は單に 2θ で定まり

投射 X 線が網平面 AA から反射せられて a の方向に進行し感光板上に斑點を生ず



第 823 圖 等軸結晶體の結晶軸 x, y, z .



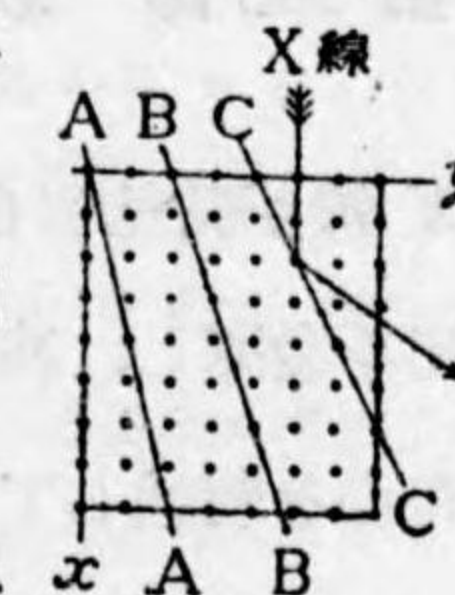
第 824 圖 AA: 第 823 圖の網平面の一つ

と見て可なる如き觀を呈して居る。故に網平面 AA の外に z 軸に平行なる網平面 BB, CC……を考へれば(第 825 圖)その各に相當して b, c ……の方向に斑點を生ずる。それが第 822 圖の中心像の左右に並ぶもので結局此等の斑點は結晶體中に如何なる網平面が存在するかを明示するものであると解釋してよい。

同様に y 軸に並行なる網平面を考へればそれは第 825 圖の中心像の上下に現はれた斑點を生ずるのである。

次に一般の網平面を考へて見るとそれは x, y, z 軸に傾斜して居るからその傾斜の程度に應じて中心像から斜め上又は斜め下などに位する斑點を生ずるのである。而して此等の斑點からして結晶體中にある重要な網平面が何々であるかを推定し得られるのである。又 NaCl や KCl の如き x 軸と y 軸とが全く差別のないものでは第 822 圖に示す如く斑點は上下と左右とに全く同じ配置を示して結晶體の對稱性を如實に示して居る。

ラウエの寫眞による實驗法は結晶體の構造を知るに便利であるが結晶體に限らず種々の蠟とか纖維等の物質の組織構造を研究するのに同様な方法が用られる。それには現今は X 線管球は特性 X 線を發するものを使用し廻轉法と稱して検査さるべき物體を廻轉して廻折像を生ずべき位置を求め或は粉末法と稱して物體を粉末にしたものを使用して X 線に對し豫め網平面をしてあらゆる方向を取らしめ置き以て廻折像を生ぜしめるのである。此等の技術的のことは成書によつて學ばれたい。



第 825 圖 ラウエ斑點によつて結晶體中の網平面を推定する

第五十二章 放射能

第505節 放射能

X線が発見せられて、それが普通不透明體と謂はれる物體を透過して寫眞作用を發揮し、筋肉の中にある人骨を撮影し得ることが世人を驚かし、學者の好奇心を刺戟して、同様な不思議な線が他にもあるまいかとの詮索が諸國で始められた。X線が螢光を起すことから、螢光とX線との間に親密な關係があるならんとの想像の下に、先づ種々の螢光體を黒紙に包んで、それが寫眞板に感光するか否かを調べ、或は昆虫の螢を箱中に封じ込んで之を感光板上に載せたりして調べたが此等は多くは無効であつた。唯一つ効果のあつたのはベックレル (Becquerel フランスの物理學者 1852—1908) が X線の発見の翌年 1896年に金屬ウランを含む鑛物が希望を満足することを発見し次で金屬ウランそのものが一層有效であることを知つた。此金屬元素は X線と同様に放射線を發し、それが不透明體を透過し寫眞作用、螢光作用を呈し又大氣に傳導性を附與することを知つて此等の能力を總括して放射能と呼んだ。そして學界ではウランの發する放射線をベックレル線と命じた。

越えて 1898年にシュミット (Schmidt) とキュリー夫人 (Curie フランスの物理學者 1859—1906) とが殆同時に互に獨立に金屬トリウムが同様な能力を有することを発見し引續いてキュリーはピッチブレンヂ (瀝青ウラン鑛) と稱する鑛物が化學分析では金屬ウランの 50% しか含有して居ないのに金屬ウランよりは著しく放射能力の強きを認め、それはウランよりは一層強力なる放射性を有する元素を含有するに相違ないとの想定の下に此鑛物の精鍊に努力し終に鑛物の 1000 疋の大量から有名なるラヂウムの化合物の一たる臭化ラヂウムの 0.2 瓦を得た。之は金屬ウランに比して約一百万倍の放射能を有するのであ

る。

キュリー夫人が此精製に採用した方法は實に科學的の典型ともいふべく忍耐、精進の標本である。先づ鑛物を適當なる藥品によつて二つに分解しその分解品の各の放射能を測定して放射能を有する部分と有せざる部分とに分解し放射能を有する部分を更に又二つに分解して放射能を檢査して漸々有效成分の濃度の高きものを得たのである。此際放射能の測定には螢光作用や寫眞作用の如き定性的のものによらずして放射能によるイオン電流の強さを測定 (第 496 節) したのである。蓋し此數量的測定方法の採用が成功を齎したのであらう。そして此年の最後に得たのは臭化物であつてまだ金屬元素を得る迄に至らなかつたが此元素そのものをラヂウムと命じたのである。

翌 1899年にドビエルヌ (De Bierne) が更にアクチニウムと命じた放射性金屬を発見した。

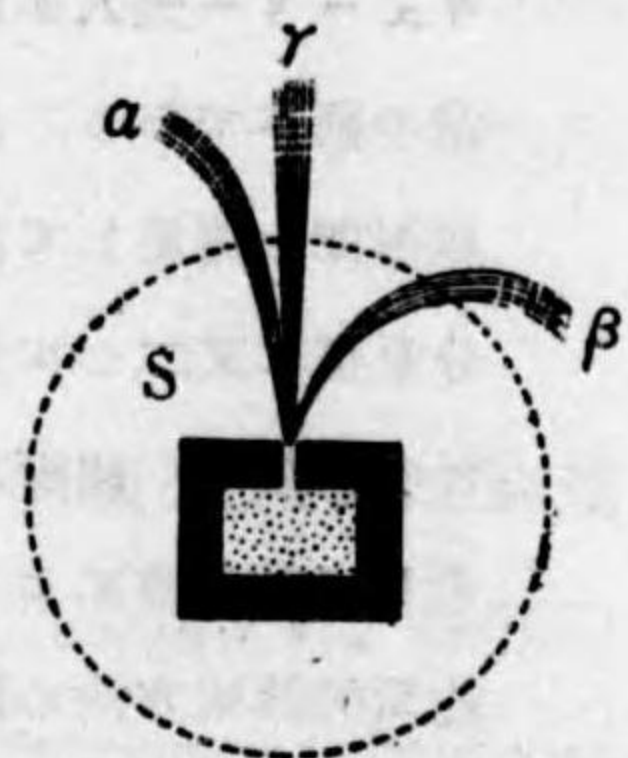
1910年に至つて鹽化ラヂウムを電解して元素ラヂウム *Ra* を得、又更に進んでその原子量は 225.97 で特有の輝線スペクトルを有することを知り、それが金屬バリウムに似た元素で元素週期表に於て今迄空位であつた第二族第十二列を占めて然るべきことを知つた。

第 506 節 放射性物質の發する三種の線

放射性物質の發する線はその作用が概して X線よりは弱いのである。而して兩者の重要なる相違は X線は既述の如く粒子的の放射線に非ずして波長の甚短かい輻射線であつたが放射性物質からは二種の放射線と一種の輻射線合計三種の線を發することが研究の結果明らかにされた。此三線を α 線 β 線及び γ 線といふ。 α , β の二つは放射線であり γ は輻射線である。

三線中 α 線は陽に帶電した粒子であり β 線は陰に帶電した粒子である。此相違を見るに三線をして磁界内に進入せしめてその行動を調べて見るのが最良い。即ち放射性物質を厚い鉛の器の中に密封して三線の透過逸出を遮断し唯器

壁の一点にある小孔より甚細い束線として三線を外界に取り出し之を強い磁界の中に導く。今磁界が紙面に垂直で紙背に向ふものとするれば第 485 節に説明した如く陽電氣を帯びた α 粒子は左方に圓形の軌道を畫く如く彎曲せられ陰電氣を帯びた β 粒子は右方に彎曲せられる。之に反して波動である處の γ 線は何等の作用を蒙ることなく直線的に進行するのである。



第 826 圖 α, β, γ 線の相違

尙次に三線の相違を簡単に表記すれば次の通りである。

	α 線	β 線	γ 線
発見者	ラサフォード Rutherford (1902)	ギーセル Giessel (1899)	ヴェラード Villard (1900)
帯電	陽電氣素量 2	陰電氣素量 1	
質量	ヘリウム原子	電子	
電離作用の比	10000	100	1
寫眞作用	最強	弱	最弱
硫化亜鉛に及ぼす螢光作用	強	弱	最弱
全部吸収される迄の厚さ	空氣約 7 糎 Al 約 0.05 糎	鉛約 3 糎	鉛約 7 糎
射出速度 (糎/秒)	$1 \times 10^9 - 2 \times 10^9$	$1 \times 10^{10} - 2.9 \times 10^{10}$	3×10^{10} (光の速度 = c)

放射性物質から出る此等の線の有するエネルギーは著しく大なるものと謂ふべく其最後の變形した熱エネルギーを測定して見るとラヂウムの場合ではその一瓦から一時間毎に出るエネルギーの量は 130 瓦カロリーと測定せられた。而して之は主として α 線によるもので總量の約 10% のみが β, γ によるのである。

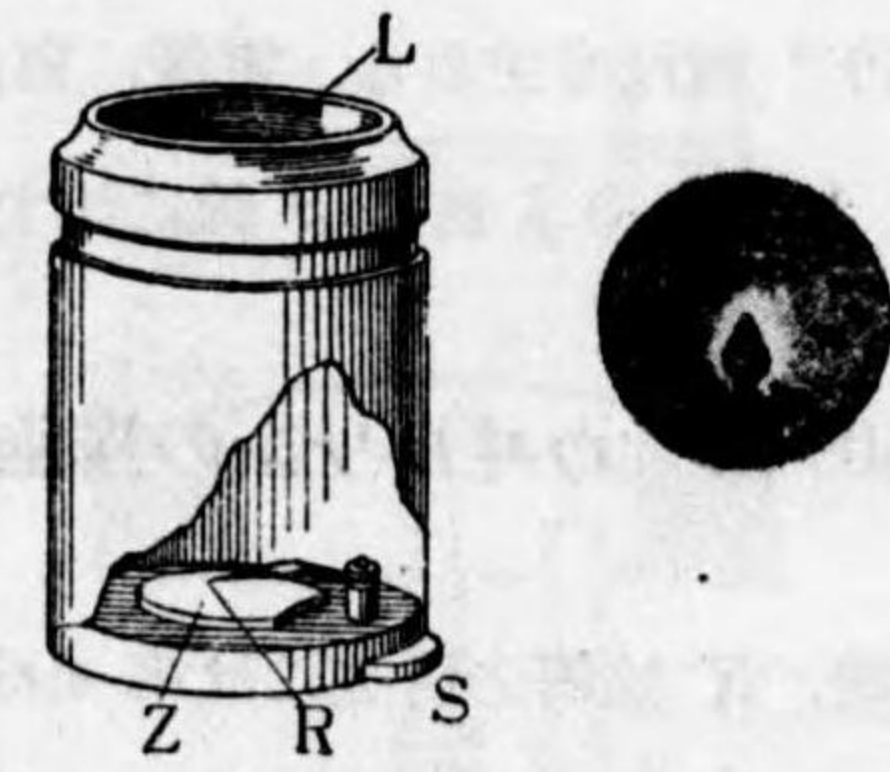
第 507 節 α 線

α 線は既述の如く陽電氣の二素量 $+2e$ を荷ふて居る粒子でその質量はヘリ

ウム原子の質量に等しい。即ち α 粒子はヘリウム原子から二素量の陰電氣が飛び出した跡のイオンと見てよいのである。實際密閉した容器の中に α 線を集めてその帯電を除去すると氣體ヘリウムが得られる。

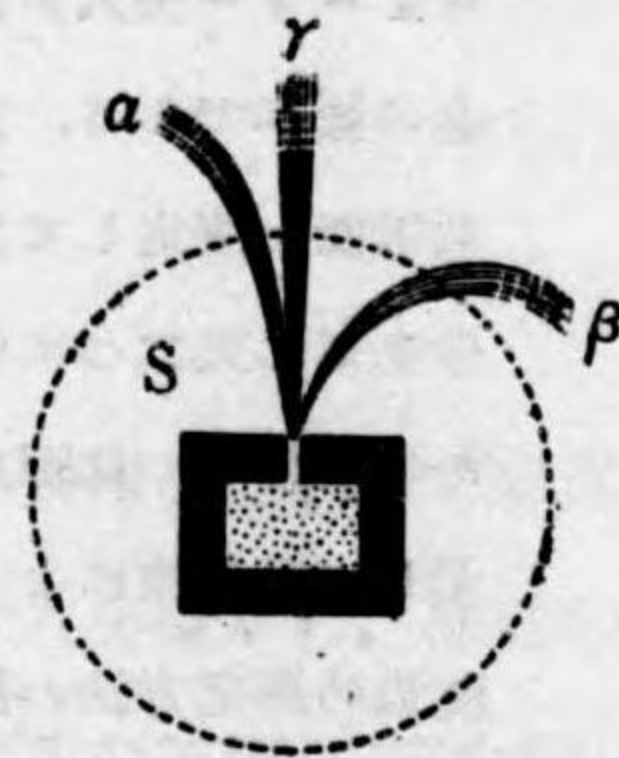
α 線は電離作用、寫眞作用及び螢光作用に於ては三線中最強いものである。而して他の物質によつて吸収せられることも亦最甚しい。即ち透過能は最小である。アルミニウムならば厚さ $\frac{1}{20}$ 糎のものが既に α 線を全部遮断して仕舞ふのである。 α 線の進行速度は光の速度の $\frac{1}{30}$ から $\frac{1}{15}$ 程度で放射性物質から飛び出すのであるが急にその速度を減損して空氣中に於ては約 7 糎進むと全く速度を失なつて仕舞ふ。故に此距離より遠い所に於ては電離、寫眞、及び螢光等の作用を示さないのである。此距離を α 線の飛程といふ。

α 線の螢光作用を見るには硫化亜鉛を使用するものが最良い。之にはスピントリスコープ (閃光鏡) と稱する小器具が玩具としてあるが、之は甚面白いものである。これは第 827 圖に示す如く直徑 2~3 糎の短かい金屬圓筒の底に硫化亜鉛を塗布した板 Z を藏し、その直前に小さい針 R の尖端にラヂウム製品の微量を點附したものを置き圓筒の他端に嵌入してあるレンズ L を以て暗室の中で螢光板面を窺い見るのである。(此際眼を馴らす爲に事前に豫め暗室内で眼を休ませる必要がある)。R と Z との距離は微動螺子 S によつて加減し得る如くしてある。針頭から發散する α 粒子が螢光壁面に衝突した場所が點々火花を發して實に奇觀である。而して R を Z より離して α 粒子の衝突の数を減ずれば個々の衝突の数を數へ得るのである。此方法に基づき之を改良して α 粒子の計數器を考案して射



第 827 圖 スピントリスコープ (閃光鏡)

壁の一点にある小孔より甚細い束線として三線を外界に取り出し之を強い磁界の中に導く。今磁界が紙面に垂直で紙背に向ふものとするれば第 485 節に説明した如く陽電氣を帯びた α 粒子は左方に圓形の軌道を畫く如く彎曲せられ陰電氣を帯びた β 粒子は右方に彎曲せられる。之に反して波動である處の γ 線は何等の作用を蒙ることなく直線的に進行するのである。



第 826 圖 α, β, γ 線の相違

尚次に三線の相違を簡単に表記すれば次の通りである。

	α 線	β 線	γ 線
発見者	ラサフォード Rutherford (1902)	ギーセル Giessel (1899)	ヴェラード Villard (1900)
帯電	陽電氣素量 2	陰電氣素量 1	
質量	ヘリウム原子	電子	
電離作用の比	10000	100	1
寫眞作用	最強	弱	最弱
硫化亜鉛に及ぼす螢光作用	強	弱	最弱
全部吸収される迄の厚さ	空氣約 7 糎 Al 約 0.05 糎	鉛約 3 糎	鉛約 7 糎
射出速度 (糎/秒)	$1 \times 10^8 - 2 \times 10^8$	$1 \times 10^{10} - 2.9 \times 10^{10}$	3×10^{10} (光の速度 = c)

放射性物質から出る此等の線の有するエネルギーは著しく大なるものと謂ふべく其最後の變形した熱エネルギーを測定して見るとラヂウムの場合ではその一瓦から一時間毎に出るエネルギーの量は 130 瓦カロリーと測定せられた。而して之は主として α 線によるもので總量の約 10% のみが β, γ によるのである。

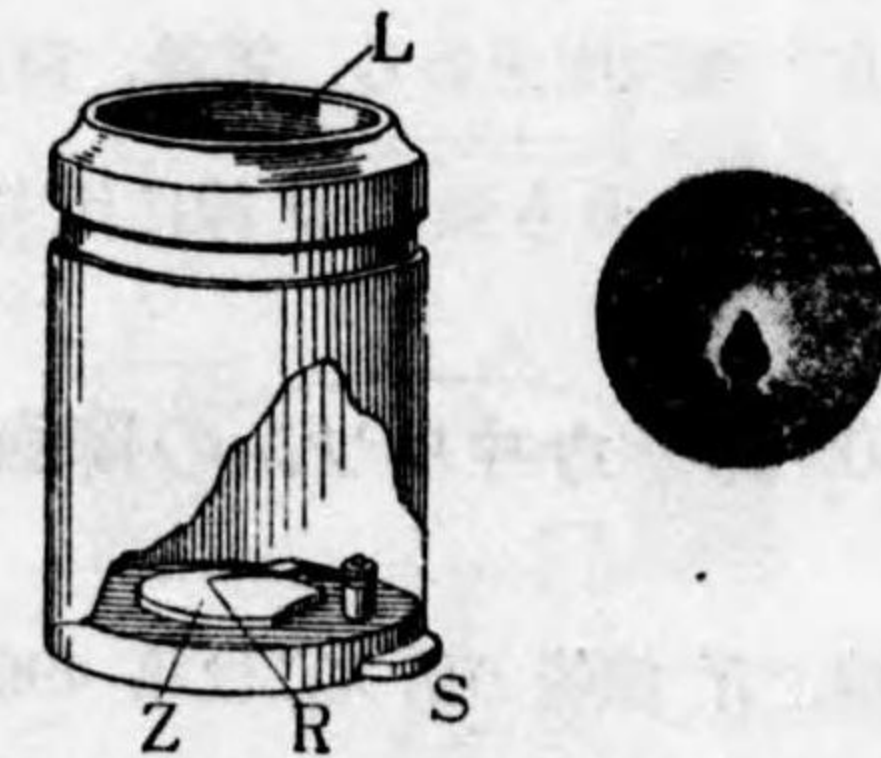
第 507 節 α 線

α 線は既述の如く陽電氣の二素量 $+2e$ を荷ふて居る粒子でその質量はヘリ

ウム原子の質量に等しい。即ち α 粒子はヘリウム原子から二素量の陰電氣が飛び出した跡のイオンと見てよいのである。實際密閉した容器の中に α 線を集めてその帯電を除去すると氣體ヘリウムが得られる。

α 線は電離作用、寫眞作用及び螢光作用に於ては三線中最強いものである。而して他の物質によつて吸収せられることも亦最甚しい。即ち透過能は最小である。アルミニウムならば厚さ $\frac{1}{20}$ 糎のものが既に α 線を全部遮断して仕舞ふのである。 α 線の進行速度は光の速度の $\frac{1}{30}$ から $\frac{1}{15}$ 程度で放射性物質から飛び出すのであるが急にその速度を減損して空氣中に於ては約 7 糎進むと全く速度を失なつて仕舞ふ。故に此距離より遠い所に於ては電離、寫眞、及び螢光等の作用を示さないのである。此距離を α 線の飛程といふ。

α 線の螢光作用を見るには硫化亜鉛を使用するものが最良い。之にはスピントリスコープ (閃光鏡) と稱する小器具が玩具としてあるが、之は甚面白いものである。



第 827 圖 スピントリスコープ (閃光鏡)

これは第 827 圖に示す如く直徑 2~3 糎の短かい金屬圓筒の底に硫化亜鉛を塗布した板 Z を藏し、その直前に小さい針 R の尖端にラヂウム製品の微量を點附したものを置き圓筒の他端に嵌入してあるレンズ L を以て暗室の中で螢光板面を覗くのである。(此際眼を馴らす爲に事前に豫め暗室内で眼を休ませる必要がある)。R と Z との距離は微動螺子 S によつて加減し得る如くしてある。針頭から發散する α 粒子が螢光壁面に衝突した場所が點々火花を發して實に奇觀である。而して R を Z より離して α 粒子の衝突の數を減ずれば個々の衝突の數を數へ得るのである。此方法に基づき之を改良して α 粒子の計數器を考案して射

出する α 粒子の数を数へる實驗に成功して 1 瓦のラヂウムから毎秒射出せられる粒子の数は 3.7×10^{10} 個であると推定せられた。

第 508 節 β 線 γ 線

β 線は陰電氣の素量を荷ふ粒子で陰極線と全く同じ電子線であることが知られた。放射性物質から射出せられる速度は種々あるが α 線に比しては大で光速の $\frac{1}{3}$ 位から殆ど光速に等しいものまでである。電離作用は α 線に比して大に劣つて $\frac{1}{100}$ 程度であるが他の物質を透過することは α 線よりは強く鉛の約 3 耗を通過して始めて全部吸収せられる。故に α 線と β 線とを分離するには厚さ $\frac{1}{10}$ 耗程度の Al 板を通過せしむれば兩者を漉し分けることが出来るのである。 γ 線は X 線と同じく波長の短い輻射線である。X 線の波長は第 503 節に記した如く 10^{-8} 耗程度であつたが γ 線のは更に短かく $1 \times 10^{-8} \sim 0.01 \times 10^{-8}$ 耗程度である。電離、寫眞及び螢光作用は X 線に劣るが物質の透過能は X 線よりも強く β 線に比すれば約 100 倍である。

第 509 節 ウィルソンの霧函

放射線、X 線等の研究には第 496 節に記した電離函は極めて有力なる武器であつて使用の目的に応じて適當に變形してあるが尙一つの大切な器械はウィルソン (Wilson イギリスの物理學者 1869—) の發明した霧函である。これは電離函の如き數量的知識を與うることを主とせず専ら現象の成行を眼に訴へて示すものと稱すべく α 粒子の空氣中を進行して或距離まで進むと速度を失ふことや或は氣體と衝突して之をイオン化する所を如實に示すものである。此器械の原理は誠に平凡極まるまで大氣中の水蒸氣が凝結して水滴となつて現はれるのは大氣中に浮遊する塵埃の微粒或はイオンを凝結核として現はれる

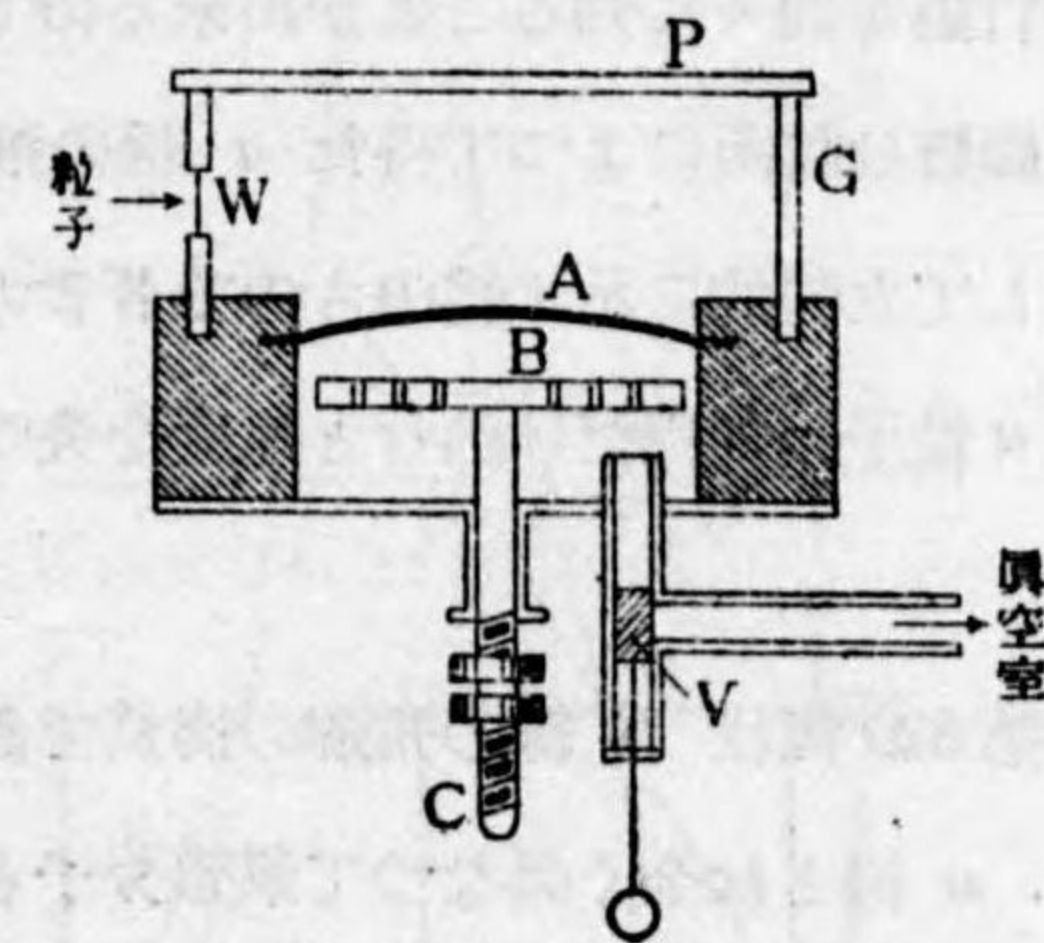
のだと言ふ事實を利用したものである。

早春桑畑が霜害にかかることを防ぐ爲めに畝の中で焚火をして多量の煙煤を畝の中に漲らせるのは露點が 0°C 以下になつたときに煙煤の粒子を凝結核として大氣中の水蒸氣がその上に凝結するので桑葉の上に霜として附くのを避けられるからである。

此事實を示す面白い實驗は同形同大の二つの廣口の硝子燻を取り之に温湯を深さ 1~2 耗程注入して蓋をして並置すると燻内には湯から立昇る水蒸氣が上部で凝結して細かい霧となつて燻内に漂ふて居る。そこで、手早く一方の燻の蓋を取つて點火した線香の先を寸時燻内に入れて取り出し蓋をすると燻内に入れた線香の煙の微粒が凝結核となつて霧を結び此方の燻は白霧濛々として他の燻とは著しき相違を示すのである。

第 828 圖はウィルソン霧函の大體の様子を示すものである。G は直徑數拾耗の硝子の圓筒で硝子板 P で氣密に被はれてある。函は革膜 A で上下二室に氣密に區劃せられてあつて上室にはアルミニウム又は鉛の窓板で氣密にした窓 W があり之を通して左方から放射線又は X 線を室内に導入する。下室は導管によつて眞空室に連絡してあるが平常は瓣 V によつて交通が遮斷してある。

又此下室内には數個の孔を有する平圓板 B があつて革膜 A との間隔はその柄 C の螺旋によつて任意に調整し得る如くしてある。尙上室は空氣、アルコール蒸氣又は其他の氣體でイオン化の目的に適するもので充たし且つ適當な水蒸氣を含まして置く。



第 828 圖 ウィルソン霧函

今 W を通して左方から例へば α 粒子を上室内に導くと α 粒子の飛跡上にある氣體分子がイオン化せられるのを見計らひ適當な時刻に於て突然上室の溫度を低下せしめると此飛跡上にあるイオンが凝結核となつて水蒸氣を凝結するから α 線の飛跡の形が白線となつて現はれる。之を G の側壁から強き光を以て室内を照らせば P の上方から此

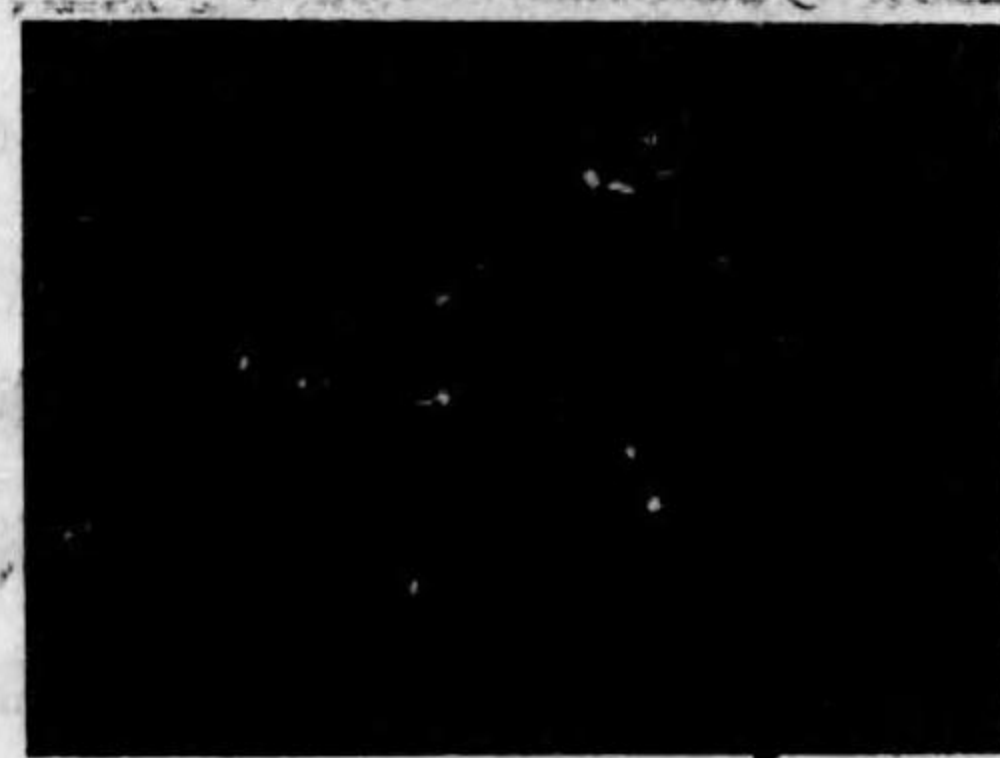
飛跡の形が直接肉眼で観察せられ或は電氣火花で照射して寫眞の瞬時撮影が行はれるのである。(第 829 圖, 第 830 圖, 第 831 圖) 而して上室の溫度を突然低下させる手段は誠に巧妙な方法によるのである。それは飛跡を見んと欲する時刻に突然 V を引下げて下室を眞空室と連絡すれば革膜 A は突然下方に吸はれて圓板 B に張りつき上室の容積は之が爲に忽然膨脹して斷熱膨脹(第 184 節)によつて溫度が急激に下降して水蒸氣が α 粒子に凝結して水滴となり, その質量が突然大になると速度は突然小となつて上室内に水を衣として纏ふて居る α 粒子の飛跡が現はれるのである。

此装置の原理は平凡であると述べたがウキルソンが之を研究上極めて大切な器械に仕上げたことに就て看過し得ざる彼の大功績は斷熱膨脹に關する彼の用意周到なる研究である。それは膨脹の程度即ち原體積と膨脹後の體積の比に關するもので此比が 1.25 以下であると陰イオンが凝結核となり 1.31 以上であると陽イオンが凝結核となることである。此差別を知つて吾々は陰陽のイオンの行動を別々に知ることが出来るのである。

圖版は霧函によつて得た α 線の飛跡を實體鏡(説明本節の終に在り)を使用して立體的に示す爲のもので著者の撮影にかかる。放射性物質から飛び出した α 粒子が飛程だけ進むと速度を失つて一齊に消失することが明にせられて居る。

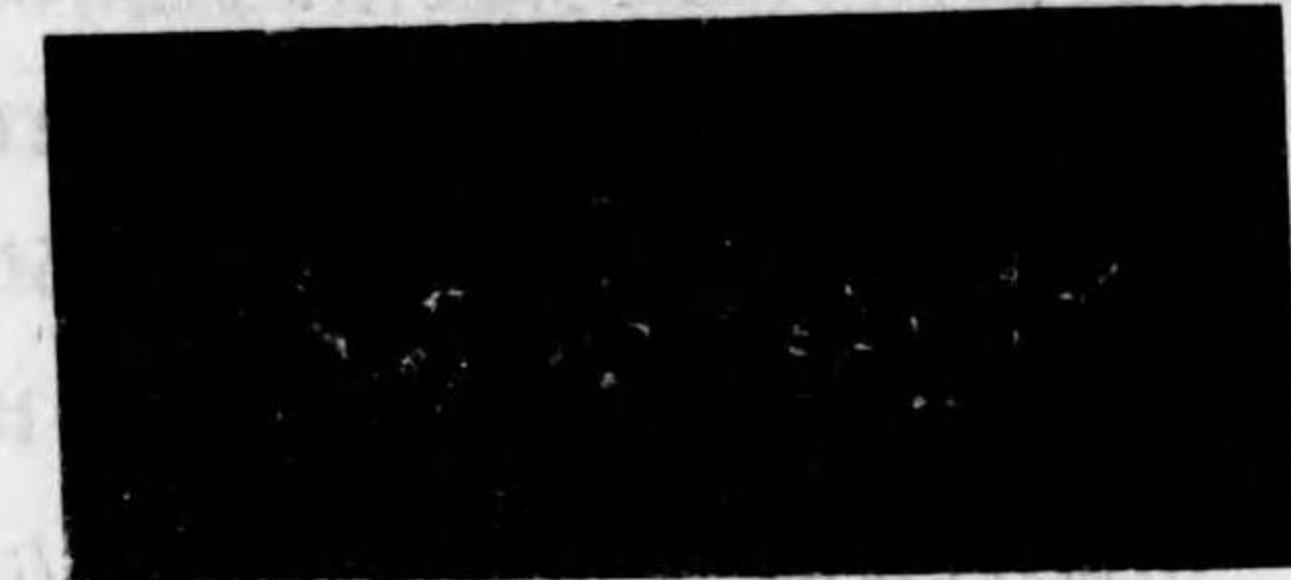
第 829 圖は β 線の飛跡の寫眞である。 α 線とは全く異なつて氣體分子と衝突してその徑路が折れ又所々にイオンを多量に作つて點々とし膨れた如くになつて居る。

第 830 圖は左から右に X 線即ち γ 線を霧函中に送つたときの寫眞で X



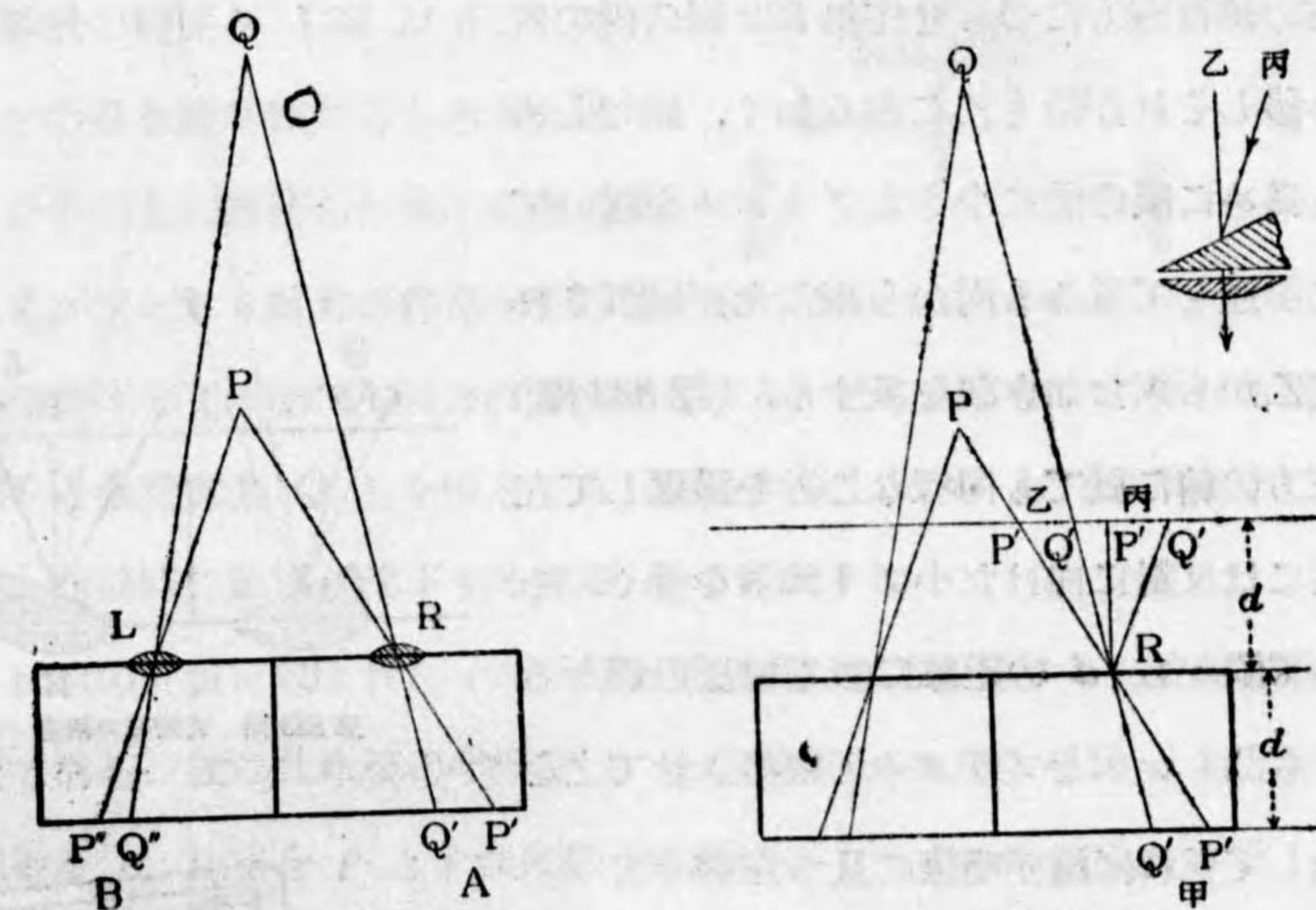
第 829 圖 β 線の飛跡

線は細い束線であるのにその通路にある氣體分子に衝突して多數の電子を發生しその電子が側方に飛び行きて更に氣體をイオン化したので可なり幅廣い所に飛跡が現はれて居る。



第 830 圖 γ 線の飛跡

霧函を電界又は磁界内に入れて實驗すればイオンの徑路の彎曲が一目瞭然と認め得られる。斯くして第 484, 485 節の計算と同様にして α 粒子が陽電氣の二素量を帶びその質量はヘリウム原子と同じく水素原子の四倍に等しきこと、 β 粒子は電子で陰電氣の一素量を帶びて居ることが證明せられるのである。



第 831 圖 双眼寫眞機

第 832 圖 物體の圖の置き方

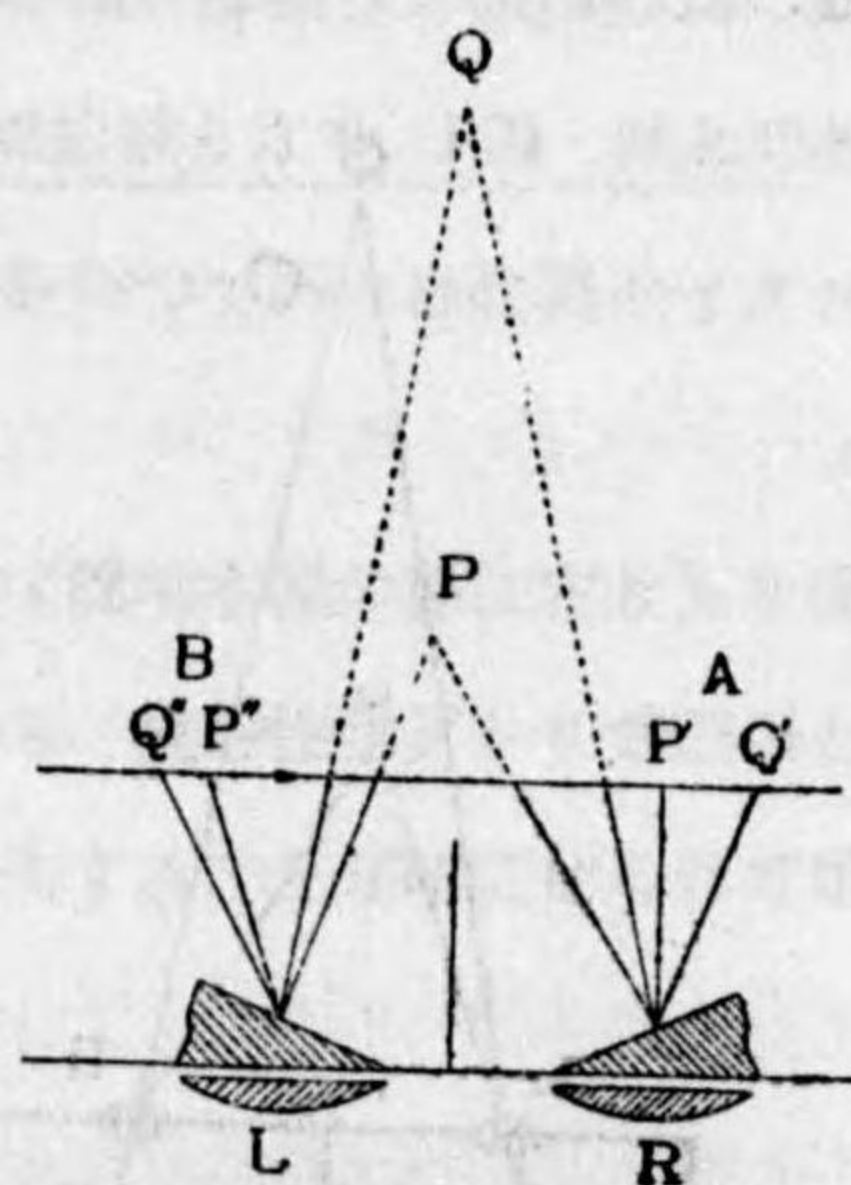
實體鏡に於ては先づ左右兩眼で見た物體の圖 AB 二枚を製作し之を一枚の厚紙に並べて貼りつけ, それを實體鏡を以て兩眼で見ると二つの圖が一つに融合して物體が立體的に浮き上がつて見える仕掛けになつて居る。

先づ此 A, B 二枚の圖を作ることから述べると第 831 圖に示した如き全く同じ暗箱を二つ並べた双眼寫眞機械で物體(圖の PQ)を撮影する。此兩暗箱のレンズ R, L は左右兩眼の間隔だけ離したものである。これで得た寫眞は右側の R で取つた畫 $P'Q'$ は右眼で見た物體の形 A であり左側ので得た $P''Q''$ は左眼で見た形 B である。今暗箱の奥行を d として丁度 d だけ前方に於て一つの平面で投射光を切つて見ると(第 832 圖)乙の如く PQ から來る光線を切る $P'Q'$ は暗箱で撮影した甲にある $P'Q'$ と同じで唯それを左右逆轉しただけの差があるのみだから甲の畫を逆轉して乙に置き R に右眼を置いて之を眺めると $P'Q'$ は恰も PQ にある實物と同じ方向に見える。左方の繪に就ても同様である。然かし此儘では右の繪と左の繪が餘り密接して都合が悪いから

右の繪は右方にづらせて第 832 圖の丙の所へ移しそれが恰も乙に在る如く、感ぜしめる爲めに眼の前に小さなプリズムを置いて之を通して見ると丙から來た光が屈折されて乙から來た如き觀を呈する。(第 833 圖)

左方の繪に就ても同様なことを繰返して左眼には反對に向けた小プリズムを置く。そして眼から d の距離にある繪は近過ぎるから凸レンズをプリズムと密接させて之を通して見れば繪が明瞭に且つ左右の二つが融合して實物 PQ を見る如くに感ずることになる。

實體鏡は此の如き二つのレンズとプリズム RL を通して双眼寫眞機で取つた



第 833 圖 實體鏡の構造



第 834 圖 實體鏡

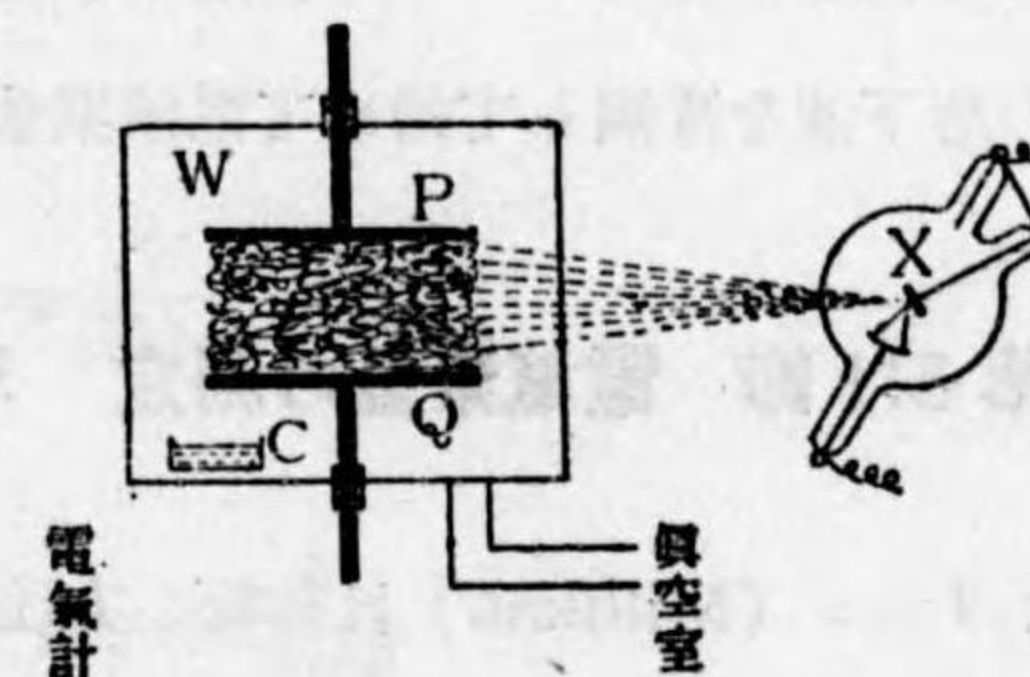
二つの繪を逆轉したもの A, B を圖版の如く適當に離して一枚の原紙に貼り附けたのを見るのである(第 834 圖)。

第 510 節 電子の帶電

電子が陰電氣の素量一個を帯びて居ることは上文に屢々之を記述したが、その測定は 1897 年にタムソン其他がウキルソン霧函を使用して初めて之を實施したのである。

その方法の大體は第 835 圖に示す如き装置によつたのである。 W がウキルソン霧函でその中の氣體に濕氣を與へるために水を容れた器 C があり又 P, Q 二枚の金屬板が互に平行に水平に電氣

的に函と絶縁して支持せられてある。此際膨脹の程度を 1.25 以下にして陰イオンのみを凝結核たらしめると陰イオンがその上に凝結した水の皮膜の爲に重量が大となり重力の作用を受けて



第 835 圖 X 線を照射して電子をつくる

靜かに落下して下の Q 板上に蓄積せられる。之によつて Q 板は水滴の全質量 M と全帶電量 Q とを得る。此 M を秤量し又 Q は電氣計によつて測定する。尙同時に此霧が沈下する速度 v を實測する。

v は水の皮膜で包まれたイオンの落下速度であるが要するに之は水滴の落下速度である。故に此水滴の半径を r 、その比重を ρ_0 ($\rho_0 = 1$) とし、氣體の粘性係数を η 、比重を ρ とすれば第 141 節のストークスの式によつて

$$v = \frac{2}{9} \frac{r^2}{\eta} (\rho_0 - \rho) g. \quad (141/3)$$

であるから實測値 v から此式によつて水滴の半径 r を計算しその體積 $\frac{4}{3} \pi r^3$ その質量 $m = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_0$ を求める。然るときは Q 板上に落下した水滴の數は

$n = \frac{M}{m}$ であり従つて各陰イオンの荷電量は

$$e = \frac{Q}{n} \quad (510)$$

として與へられる。

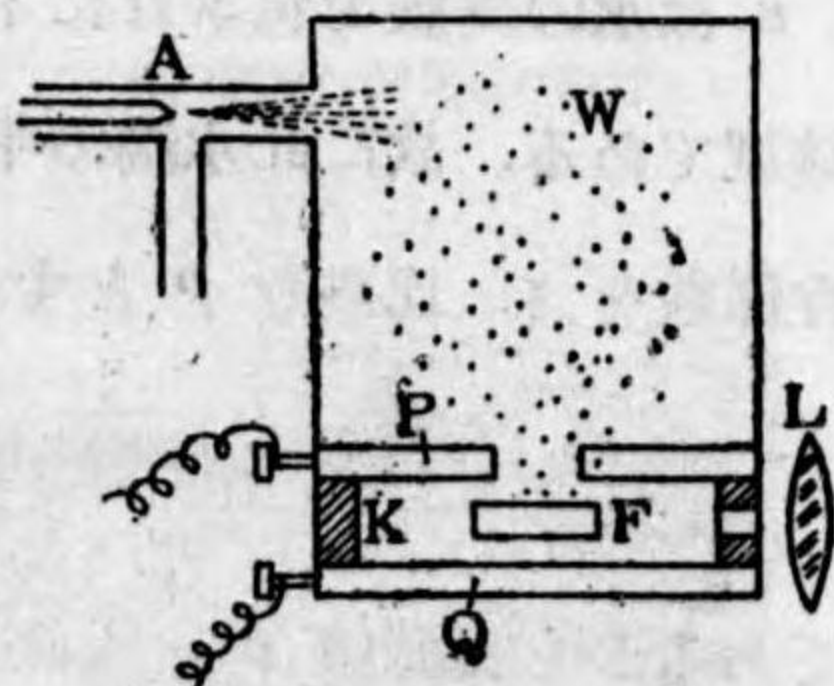
此實驗に於て落下した水滴が必ずしも電氣素量一個を帯びた電子を核としたもののみでなく又 v は落下する霧の全體の速度即ち統計的の平均速度であるので e の最小値の計算値は必ずしも電氣素量 e の正確なる値とは認められないが大體の値としては電解質中に於ける水素イオンの帶電と等しいことを知つた。

次の實驗に於てミリカンは落下するイオン粒子を顯微鏡の視野の中に捕へてその落下速を實測して始めて電氣素量の精確なる價を得た。

第 511 節 電氣素量の測定 ミリカンの實驗

ミリカン (Millikan) は前節の方法を改良して 1910 から實驗を開始して終に電氣素量の正しい價を得ることに成功した。

ミリカンの裝置 (第 836 圖) は上下二室から成る函で上室 W の中へ噴霧器 A によつて油又はグリセリンの小さい霧滴を吹き込むと此霧滴は相互の摩擦によつて陰又は陽に帶電した粒子となつて W 中に散在する。下室 K は互に絶縁した二枚の金屬板 PQ によつて作られ上板 P の中央に小孔があつて帶電粒子が之を通して下室に入り来る。 PQ 兩板は間隔 d なる一つの平板蓄電器を形成して居り電池を使用して之を適宜充電して兩板間に電界 E を作る。今 P が陽, Q が陰に帶電せられたとすると上室から入り來つた粒子の中陽性のものは上板に押され下板に吸はれて急速に落下し之に反して陰



第 836 圖 ミリカンの實驗

性のものは上方に吸ひ上げられて或は落下の速度が遅くなるか或は上昇し始める。そこで PQ 兩板間の電壓を適當に調整して、陰粒子に作用する重力が恰も電氣力によつて打消さるる如くすれば、粒子は上昇もせず、落下もせず一定所に靜止する。故にレンズ L によつて側方から下室を照らし、紙背にある窓 F から、顯微鏡を以て此粒子の靜止して居るのを、窺ひ視ることが出来る。

此時重力の作用は氣體の浮力を考慮すれば

$$\frac{4}{3} \pi r^3 (\rho_0 - \rho) g.$$

であり PQ 間の電壓を V ヴォルト即ち C. G. S. 靜電單位で $\frac{V}{300}$ (第 400 節)

とすれば、電界の強さは $E = \frac{V}{300d}$ であるから、粒子の帶電を e とすれば電氣力は

$$eE = e \frac{V}{300d}$$

である。故に粒子の釣合の條件は

$$\frac{4}{3} \pi r^3 (\rho_0 - \rho) g = e \frac{V}{300d} \quad (511/1)$$

で與へられる。此所で特に注意する迄もないが前節の實驗では水滴で $\rho_0 = 1$ であつたが、今は粒子は油 (又は其他) であるから $\rho_0 \neq 1$ である。

ミリカンの實驗は二部から成ると考へるがよい。上記のものが第一部である。第一部では上記の如く顯微鏡の視野中に捕捉した特別の粒子を靜止せしめる爲めの V の測定である。之が終れば直に第二部に移る。先づ PQ 間の電壓を増して上記の特別の粒子を上方に引き揚げて次に電壓を除き去つて此粒子をして重力の作用によつて落下せしめその落下速度を測定する。此速度は前節の (141/3) 式の通りで

$$v = \frac{2}{9} \frac{r^2}{\eta} (\rho_0 - \rho) g. \quad (141/3)$$

である。

(511/1) (141/3) 兩式を結合して r を消去すれば特別粒子の帯電は

$$e = 9\sqrt{2} \pi \frac{r^{\frac{3}{2}} v^{\frac{3}{2}}}{g^{\frac{1}{2}} (\rho_0 - \rho)^{\frac{1}{2}}} \frac{d \times 300}{V} \quad (511/2)$$

である。

斯くしてミリカンは種々の粒子を捕へて、その一々につき e の測定を行つたが e が素量 ϵ に等しい場合は極めて稀で多くは ϵ の數倍に等しい帯電を示した。これは噴霧器で作つた粒子であるからであると考へられるが ϵ の大體の價は既に知れて居るから之によつて各粒子の e を測ると皆 ϵ の整數倍なることが明かにせられた。斯くして ϵ の價が

$$\epsilon = \left\{ \begin{array}{l} 4.804 \times 10^{-10} \text{ (e. s. u.),} \\ 1.602 \times 10^{-20} \text{ (e. m. u.),} \\ 1.602 \times 10^{-19} \text{ クーロン} \end{array} \right\} \quad (511/3)$$

と決定せられた。此實驗に於ける粒子の半徑 r は $10^{-4} \sim 2 \times 10^{-2}$ 糎であつた。

第 512 節 α 粒子の散亂 原子の構造

ウキルソン霧函を用ゐて α 粒子の飛跡 (第509節の圖版) を検査すると多くの場合にはそれは一直線を成して居るが時としては第 837 圖の P に於けるが如く急に少しく方向を變化することがあり、又甚稀ではあるが Q に於けるが如く飛跡が二つに分かれて一方は長く他は短かいものが現はれることがある。此事實を説明する爲にラザフォード (Rutherford イギリスの物理學者 1871—) は原子の構造に就て 1908 年に一つの假説を提出した。此假説は其後種々の新しい事實によつてその正しいことを認められるに至り次節に於ける放射性元素の變態といふ破天荒の現象も之によつて説明せらるゝに至つたのである。



第 837 圖 α 粒子の徑路

ラザフォードの説によると原子は全體としては電氣的には中性であるが原子は原子核と稱する陽に帯電した核心と之を取巻く電子群から成つて居る。そして電子群の陰電氣が恰も原子核の陽電氣を中和する。而して電子は原子核の周圍を運行して居てその狀況は原子核を太陽とし電子を遊星とした太陽系の如き有様を呈するとしたのである。

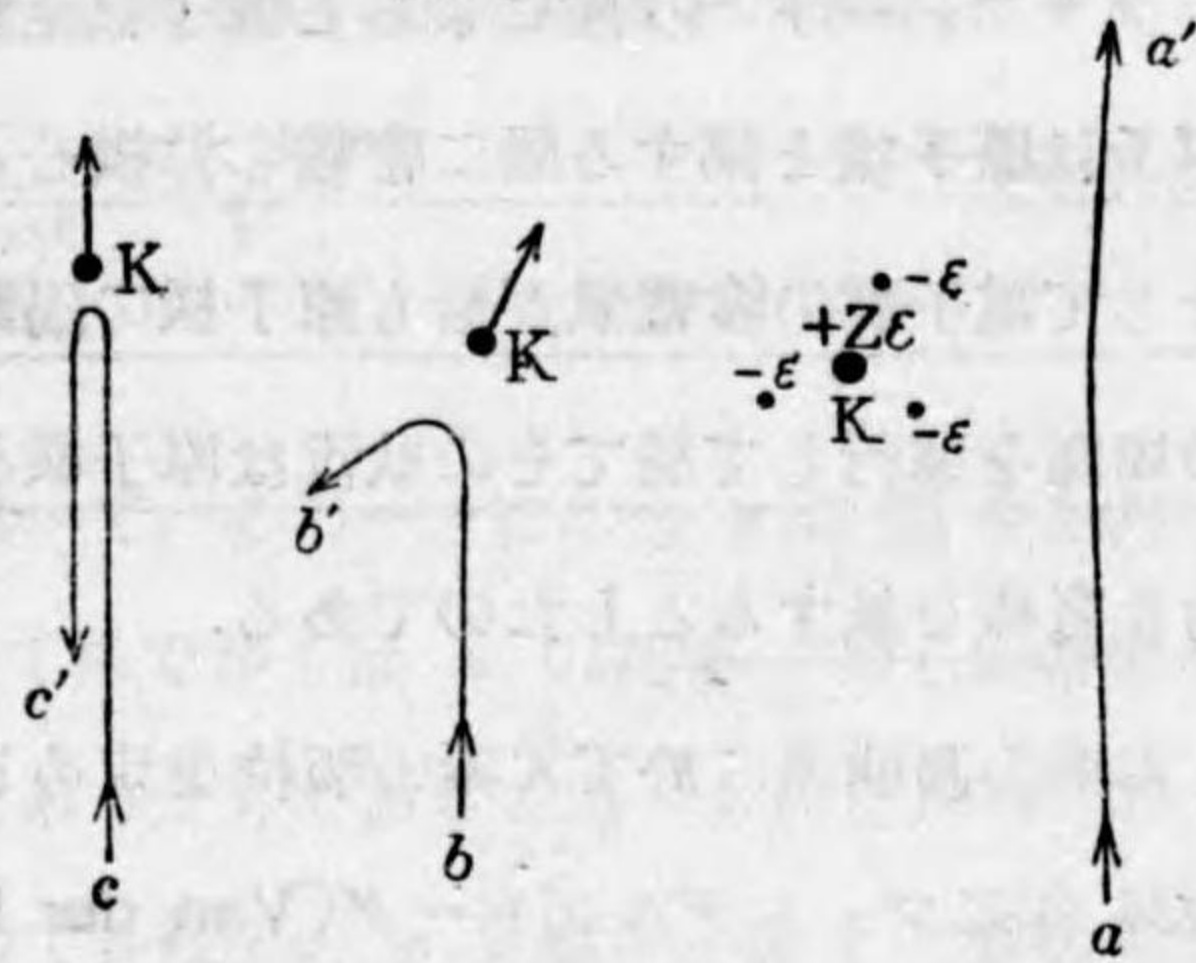
元素の週期表に於て元素の順位を定めるに役立つ原子番號といふ數があるが 1924 年にファンデルブレーグ (Van der Broeke) は此數は原子核の帯びて居る陽電氣素量數に等しいといふ説を唱へ出した。故に原子番號を Z 字で表はすと原子核の帯電は $+Ze$ であり原子核の周圍にある電子の數は Z 個であるといふことになる。

諸元素の原子番號 Z の價は第 869 頁の元素の周期表に元素名の下に記してある。

原子核や電子の質量は如何といふに電子の質量は $m_e = 9.105 \times 10^{-28}$ 瓦であり $Z=1$ なる水素原子の質量は $m_H = 1.6618 \times 10^{-24}$ 瓦であるから水素の原子核の質量は $m_H - m_e = 16609 \times 10^{-28}$ 瓦で水素の原子核と電子の質量の比は $16609:9 = 1845:1$ である。故に原子の主なる質量は原子核にあつて電子の質量は事實上省略してもよい。又 $Z=80$ なる水銀に於ては原子全體の質量は $m_H \times 200.61 = 333.4 \times 10^{-24}$ で電子 80 個の質量は $m_e \times 80 = 7.28 \times 10^{-26}$ であるから水銀の原子の質量は水素と同様に主として原子核の質量と見てよいのである。

扱て α 粒子は陽電氣の二素量 $+2e$ を帯びその質量は水素原子の四倍である。即ち質量數 (第 492 節) は $M=4$ である。此 α 粒子が光速度の $\frac{1}{30} \sim \frac{1}{15}$ 程の速度で氣體 (例へば酸素) 中を飛行して行くときその氣體元素の原子の近傍を通過することがあらう。今第 838 圖に於て K を此氣體の原子核とし

その周囲に Z 個の電子 $-e$ が之を取り巻いて居る。若し α 粒子が a の如き徑路を辿つて K に近づくと兩者の陽電氣が互に反撥して α 粒子はその進路を變じて a' の方向に進むが K の質量は大で α の質量は小であるから K は著しい變化を蒙らず α だけが進行方向を變ずる。それが



第838圖 α 粒子が原子核 K の陽電氣 Ze によつて反撥せらるゝ圖

第837圖の P の場合である。然るに若し α 粒子が c の如く真正面に K に向つて驀進するときは之に反撥せられて元の進路を逆行するが此の如き場合は殆全く實際には起るまい。若しそれ程ではないが、 b の如く α 粒子の進行方向が殆 K を貫く程に近い場合には K と α との反撥力の爲めに α 粒子は圖の如き双曲線を描いて b' の方向に追はれ K も亦その反動によつて少しく動かされ矢の方向に向つて進み行く。それが第837圖の Q の状況である。

α 粒子の徑路の形と K , α の質量から K の帯電即ち Z の價が計算し得られるのであるが斯くして酸素は $Z=8$, Cu は $Z=29$ なること等が測定し得られたのである。

又此實驗によつて原子核の大きさは 10^{-13} 糎より大ならざることを推定することが出来た。

第513節 放射性元素のその後の発見

放射性元素は第505節に述べたウラニウム、トリウム、ラヂウム及びアクチニウムの外に其後續々として新らしいものが発見されて殆應接に遑なき程の觀を呈した。即ち1900年にドロン(Dorn)はラヂウム鹽の水溶液の中に放射能を有する一種の氣體が存在することを発見し之を溶液からポンプで吸出した。

その放射能はラヂウムのとは異なつて全く別の物であるが、研究の結果此氣體は標準壓力の下に於ては -65°C に於て沸騰する新元素で特有の輝線スペクトルを有することが知られた。此元素は最初はラヂウム、エマナチオンと命ぜられた即ちラヂウムから發生したものの義であるが現在はラドン(記號 Rd)又はニトンと呼ばれ Rn の記號で表はされて居る。

ニトンはラヂウムと同様に α 線を放射するが此氣體の放射能の奇妙なる性質はその放射能の強さが時を経るに従つて著しく衰弱して行くことでラヂウムには殆かかる衰弱が認められない。此放射能力の強さを測定するには第496節の電離函を使用して電氣的にイオン生成の能力を検査するのが最良の方法である。ニトンに就て實驗した結果はその能力が3.82日毎に二分の一になるので最初に能力1のものが3.82日の後には $\frac{1}{2}$ となり $3.82 \times 2 = 7.64$ 日の後には $\frac{1}{2} \times \frac{1}{2} = \frac{1}{4}$ になり $3.82 \times 3 = 11.46$ 日の後には $\frac{1}{2} \times \frac{1}{2} \times \frac{1}{2} = \frac{1}{8}$ になつて仕舞ふのである。此事實をニトンの放射能の半減期が $T=3.82$ 日なりと稱する。

斯く時間が一日、二日と等差數列的に進むと放射能力が等比數列的に減衰して行く事實は第330節の光の吸収から第332節の透明度のことを思ひ出さしめる。即ち或一定の割合のものが消失し残りの一定の割合が残存するのである。今放射能が毎日 p だけ失はれ $q=1-p$ だけ残存するとして計算して見ると最初に1のものが第一日の終には q だけ残存し第二日の終には q^2 , 第三日の終には q^3 だけ残存してラドンの場合には3.82日に残存量が $\frac{1}{2}$ になるのであるから

$$q^{3.82} = \frac{1}{2}. \quad (513)$$

である。此れより q を計算すると

$$q = 0.834,$$

$$p=1-q=0.166$$

で毎日約 17% が消失して 83% が残存するのである。

此数を使用して日々の現存量を計算して見ると表記した

通りで第三日の終には 0.580 第四日の終には 0.484 で

丁度 3.82 日にして 0.5 となり 7.64 日にして 0.25 とな

るのである。此表を圖示して見ると此消息が一層明白に

なる。

ニトンの放射能の減衰する所以はニトンが α 線即ち質量
数 $M=4$ を有するヘリウム原子に陽電氣素量 2 を帯びて居

る α 粒子を射出するからであつてニトンだけを密閉した容器に入れ置くと最初
はニトンだけのものが段々ニトンが減少してヘリウム氣體が増加して行くこと
は分光器によつてその輝線スペクトルを検査すれば全く疑が無いのである。前
に第 507 節に於て放射性元素から α 線が出ればヘリウムを得ることを述べた
がラヂウムではヘリウムが出てその残りがニトンとなるのである。然らば斯くニ
トン原子から α 粒子が飛び出した残りは如何になるかといふと之が又前同様
不思議な現象を示すのである。

即ちニトンを容れた器の中に新しい放射能を有する固體が器壁に沈降して
附着して居るのを發見した。此固體はラヂウム A (RaA) と命名せられて之
を調べて見るとその半減期 T がニトンに比して一層短かく僅に $T=3.05$ 分
である。此急速に減衰する放射性元素は更に α 線を出して他の放射性元素ラ
ヂウム B (RaB) となりその半減期は $T=26.8$ 分であつた。斯くしてラヂウ
ムから出發して續々と多數の新放射性元素が産み出されて最後のラヂウム G に
至つて終ることを知つた。此等の新元素名は後文に記載する。

ニトンを産み出したラヂウムの放射能力は殆ど變化しないと述べたがラヂウム
から α 粒子が飛び出してニトンが出来るのであるし第 507 節によるとラヂウ

日	現存量
0	1.000
1	q 0.834
2	q^2 0.696
3	q^3 0.580
4	q^4 0.484
5	q^5 0.404
6	q^6 0.337
7	q^7 0.281
8	q^8 0.234

ム 1 瓦からは毎秒 3.7×10^{10} 個の α 粒子が飛び出すのであるから、ラヂウム
と雖も減衰があるには相違ない。此問題を研究して見るとラヂウムの半減期は
驚くべく長くて $T=1590$ 年であつた。

ラヂウムは最初に述べた如くウランの鑛石の中から取り出されたものである
が、之も用意周到な研究の結果ラヂウムはウランから産み出されたものであつ
て其途中に放射能を有する幾つかの元素が介在して段々變化して行くので茲に
ウラン、ラヂウム系と稱すべき一聯の放射性元素のあることを認められた。次
に此系統に屬する放射性元素の名とその半減期と放射する線とを表記する。

元素	記 號	半減期 T	放射線	質量數 M	原子番號 Z
ウラン I	U-I	4.4×10^9 年	α ,	238,8	92
ウラン X_1	UX ₁	24.5 日	β, γ	234	90
ウラン X_2	UX ₂	1.14 分	β, γ	234	91
ウラン Z	UZ	6.7 時	β, γ	234	91
ウラン II	UII	3×10^6 年	α	234	92
イオニウム	Io	8.3×10^4 年	α ,	230	90
ラヂウム	Ra	1590 年	α ,	226	88
ニトン	Rn ⁽¹⁾	3.82 日	α	222	86
ラヂウム A	RaA ⁽²⁾	3.05 分	α	218	84
ラヂウム B	RaB	26.8 分	β, γ	214	82
ラヂウム C	RaC	19.7 分	β, γ	214	83
ラヂウム C'	RaC'	0.9×10^{-9} 秒	α	214	84
ラヂウム C''	RaC''	1.32 分	β, γ	210	81
ラヂウム D	RaD	22 年	β, γ	210	82
ラヂウム E	RaE	5.0 日	β, γ	210	83
ラヂウム F (ポロニウム)	RaF	140 日	α	210	84
ラヂウム G (ウラン鉛)	RaG			206	82

(1) Rn

(2) RaA, RaF はポロニウム Po と同位の元素(第 516 節)である。

上表中 UX₁ は UX₂ と UZ の二つに分かれその中 99.65% が UX₂ で跡
の 0.35% が UZ であり後合して UII となり又 RaC は 99.97% の RaC' と

0.03% の RaC' とになり後合して RaD となるのであるが, その他の元素は表記の順序に段々に變化して行くのである。

以上はウラン, ラヂウム系であるが同様にして尙二つの系が発見された。研究は非常に面倒なもので一々之を記すのは餘りに煩はしいから單に元素名とその符號だけを記して置く。

アクチニウム系 アクチノウラニウム (AcU) ウラン Y (UY)
 プロトアクチニウム (Pa), アクチニウム (Ac), ラヂオアクチニウム
 (RdAc), アクチニウム X (AcX), アクチノン (An), アクチニウム A
 (AcA), アクチニウム B (AcB), アクチニウム C (AcC), アクチニウ
 ム C' (AcC'), アクチニウム C'' (AcC''), アクチニウム D (AcD)

トリウム系

トリウム (Th), メソトリウム 1 (MsTh₁), メソトリウム 2 (MsTh₂),
 ラヂオトリウム (RdTh), トリウム X (ThX), トロン (Tn), トリウム A
 (ThA), トリウム B (ThB), トリウム C (ThC), トリウム C' (ThC'),
 トリウム C'' (ThC''), トリウム D (ThD).

上表中アクチニウムのアクチノン (An) とトリウム系のトロン (Tn) とは共にラヂウム系に於けるニトン (Rn) に相當する氣體元素である。又アクチニウム C が二つに分かれてアクチニウム C' とアクチニウム C'' となり同様にトリウム C が二つに分かれてトリウム C' とトリウム C'' になることもラヂウム C と同様で變化の機構は全く似寄つて居るものと見える。

第 514 節 放射平衡

前節に列挙したラヂウム系統の放射性元素は單獨に存在して居る譯では無い化學分析によつて別々に精製して之を容器中に密閉して純粋品を貯藏して置くといふことは不可能である。例へば鹽化ラヂウムを假に精製したものを水溶液

にして之を硝子器中に密閉して置くとすると金屬ラヂウム一瓦から毎秒 3.7×10^{10} 個の α 粒子が出てそれに相當するだけのヘリウムとニトンとが生成せられる。これは吾々は抑制することも出來ず又促進することも出來ないのである。吾人の知る如く普通の化學反應に於ては, その溫度を上げると反應が促進せられるものであるが, ラヂウムからニトンの產出せられるのは, 化學反應ではなくして, ラヂウム原子内に生じつつある變化であつて, 全く溫度の支配を受けない。而して此ニトンが又 3.82 日の半減期を以て α 粒子を射出しつつ之に相當するだけのヘリウムと RaA となる。以下その通りに逐次に變化をつづけるのであるから容器内にはあらゆるラヂウム以下の放射性元素が混在して居り, それぞれの各元素の一定の割合の量が含まれてある。何故に一定かといへば例へばニトンでは一方からラヂウムが變成してニトンの量を増さんとし他方ニトン自身は壞變して RaA になるのでその量は減じつつある。此收入, 支出が釣合つて平衡状態を爲すので總ての同居して居る放射性元素が放射平衡を爲すのである。

放射平衡にある元素の量を $N_1 N_2 N_3 \dots$ とすると理論的に計算をすれば此比はそれ等の元素の半減期に $T_1 T_2 T_3 \dots$ に正比例し (第 513 節の表)

$$\frac{N_1}{T_1} = \frac{N_2}{T_2} = \frac{N_3}{T_3} = \dots \quad (514)$$

である。之によるとラヂウム 1 瓦と放射平衡にあるニトンの量は $N_1=1$, $T_1=1590 \times 365$, $T_2=3.82$ として計算すると $N_2=6.54 \times 10^{-6}$ で一瓦の百萬分の六しかない。此ニトンの體積は標準状態で 0.6 立方寸である。ニトンの此分量を 1 キュリーと呼ぶ。

鑛泉等に含有せられてある放射性元素の量を示すには通常此單位が使用せられる。例へば我國に於て放射性の最大なりとせられる伯耆三朝の温泉 ($71^\circ 0C$) は 516.9×10^{-10} キュリー, 甲斐増富の鑛泉 ($21^\circ 5C$) は 3012.1×10^{-10} キュリーのニトンを含んで居る。

斯く放射平衡にある諸元素の混在した放射物ではその中の或元素は α 線の

みを出し或者は β, γ 線を出すのであるが一々之を區別されないから第 505 節に述べた如く全體の標本からは α, β, γ の三種の線が放射せられると言ふことになるのである,

温泉の放射能を言ひ表はすのに屢々マッへと云ふ単位を用ゐる。これは 3.7×10^{-10} (キューリー / リットル) に等しい。

第 515 節 放射性元素の變遷

化學の發達の歴史に於て原子及び原子量といふ觀念は非常に大切なものでその功績も亦實に大であつた。之によつて化學變化の種々相が都合よく解釋せられたことは今改めて説く必要もない。そして元素の性質が甲から乙へと次第に變つて行く工合を原子量 A の順序に配列してメンデリエフ (Mendeleiev ロシヤの化學者 1834—1907) が有名なる元素周期表を編成した。然るに A の順序が必ずしも元素の性質の順位を定める目標とならず寧ろ原子番號 Z の方が一層適切であることが知られた。例へば以前に週期表の第三週期第 3 列第三族に位置せしめたアルゴン A の原子量は $A=39.944$ で第四週期第 4 列第一族のカリウム K の原子量は $A=39.096$ で順序が逆であるが原子番號でいふとアルゴンは $Z=18$ カリウムは $Z=19$ で順である。同様にテルル Te ($A=127.5, Z=52$) と沃素 I ($A=126.9, Z=53$) とも原子量では逆であつた。それで原子番號の順序に並べた新しい元素週期表が出来た。ここに掲げたのが、それである。

そこで放射性新元素の週期表中に於ける位置如何を考へて見ると之に關して 1913 年から 1915 年にかけてファヤンス (Fajans) 及び ソッディ (Soddy) が變位律といふものを考へ出した。それは

- (1) α 線を放射するときは生成元素は母體元素より原子番號が 2 だけ減じて族の番號が二つ逆に戻る。

元 素 週 期 表											
列	第一族	第二族	第三族	第四族	第五族	第六族	第七族	第八族			第九族
	R_2O	RO	R_2O_3	$RH_4 RO_2$	$RH_5 R_2O_3$	$RH_2 RO_3$	$RH R_2O_7$	RO_4			
I	1	H 1									He 2
II	2	Li 3	Be 4	B 5	C 6	N 7	O 8	F 9			Ne 10
III	3	Na 11	Mg 12	Al 13	Si 14	P 15	S 16	Cl 17			A 18
IV	4	K 19	Ca 20	Sc 21	Ti 22	V 23	Cr 24	Mn 25	Fe 26	Co 27	Ni 28
	5	Cu 29	Zn 30	Ga 31	Ge 32	As 33	Se 34	Br 35			Kr 36
V	6	Rb 37	Sr 38	Y 39	Zr 40	Nb 41	Mo 42	Tc 43	Ru 44	Rh 45	Pd 46
	7	Ag 47	Cd 48	In 49	Sn 50	Sb 51	Te 52	I 53			Xe 54
VI	8	Cs 55	Ba 56	La 57	Ce 58	Pr 59	Nd 60	Il 61			
	9	Sm 62	Eu 63	Gd 64	Tb 65	Dy 66	Ho 67	Er 68			
	10	Tm 69	Yb 70	Lu 71	Hf 72	Ta 73	W 74	Re 75	Os 76	Ir 77	Pt 78
	11	Au 79	Hg 80	Tl 81	Pb 82	Bi 83	RaA 84	At 85			Rn 86
VII	12	Fr 87	Ra 88	Ac 89	Th 90	Pa 91	U 92	Np 93	Pt 94	Am 95	Cm 96

元素記號の下の數字は原子番號 Z なり

- (2) β 線を放射するときは生成元素は母體元素より原子番號が 1 だけ増して族の番號が一つ進む。

といふのである。

此事實は既に 1902 年にラザフォード及びソッデイによつて唱へ出された放射性元素の原子壊變説によつて極めて自然に又實に容易に説明せられる。此壊變説はそれが初めて唱へ出されたときには學者はその所説の餘りに大膽にして在來行はれて居た原子の觀念とは相容れないものとして疑つたのである。蓋し在來の原子説はドルトン (Dalton 1766—1844) が唱へ初めたものが漸々補足せられて化學の根柢を成し來つたものであつた。けれども原子の觀念に就ては多くの人には誤解があつたことを此所に指摘して置き度い。それは普通に原子とは化學的、物理學的の如何なる方法を以てしても分解し得ざるものと解せられて居た。然かし實は左様では無いのである。分解し得ざるものではなくして分解し得ざりしものであるのだ。化學的方法で分析を試みたり或は物理學的の手段によつて或は種々の溫度に於て蒸溜する分溜法を試みたり或は分別結晶法を行ひ或は化學的に分別沈澱や分別分解との手段に訴へても分解し得ざりしものがあれば、それを元素としそれが原子の集團より成るとせられて九十有餘の原子の種類を認め異種の原子の結合によつて種々の化合物が成るものとせられた。それで放射性元素の發見以前には種々の事實が此考にあつて支障なく解釋せられ來つたのである。

然かるに放射性元素の發見は從來全く知られて居なかつた新事實を教へ新知識を吾等に與へたのである。事實は枉けることは相成らぬ。新知識を吾等の思想體系中に取り入れて吾等を首肯せしめ得る如き觀念を與へる様に原子説を適當に修正することは出来まいか。それが出来ることをラザフォード、ソッデイの原子壊變説が教へたのである。

放射性元素に於ては吾等の知つて居る化學的物理學的の手段では分解できないものが、自然に放任して居ても分解するのであつてその分解の進行を吾等は抑制することも促進することも出来ず唯拱手傍觀するのみである。これを原子壊變といふ説で表現したのである。即ちラヂウム原子は壊變してヘリウム原子と

ニトン原子とに分解しニトン原子は更に壊變してヘリウム原子とラヂウム A 原子に分解するのである。此自然壊變は α 線の放射に伴ふものであるが α 粒子は質量數 4 なるヘリウム原子に陽電氣の二素量が帶ばされてあるのだから此粒子がラヂウムの原子核内から飛び出すと此飛び出たものはヘリウムとなり母體に残るのは質量數が 4 だけ減じ原子番號は 2 だけ減するのである。又 β 線を放射する場合には β 線は質量が殆零 (第 506 節) で陰電氣の一素量を帶びて居るから之が飛び出すと原子核の質量數には變化がなく原子番號が 1 だけ増すのである。斯く原子核に變化があつたのだとする原子壊變説は極めて自然に變位律の解釋を與へる、尙(第 513 節)に表記した諸元素の質量數と原子番號の變り方と α 線 β 線の放射とを對照して見ると此關係が明かになるのである。

今此の如き觀點から元素週期表の一部でウランラヂウム系元素の在る所を掲げて見よう。但しアクチニウム系やトリウム系のものは表の混雜を避ける爲めに兩端の元素と氣體元素の An, Tn とだけを記入して多數のものが態と此表から省いてある。表の各列各族はその原子番號で特性が示されるのである。原子量 は各元素の次にある括弧内に記してある。此表と第 513 節の表とを比較参照せられたい。

週期	列	第一族	第二族	第三族	第四族	第五族	第六族	第七族	第八族	第九族	第十族
VI	11	Z=79	Z=80	Z=81	Z=82	Z=83	Z=84	Z=85		Z=86	
		Au(197.2)	Hg(200.6)	Tl (204.4) RaC'(210)	Pb(207.2) RaB(214) RaD(210) RaG(206) AcD(207) ThD(208)	Bi (209.0) RaC(214) RaE(210)	RaA(218) RaC'(214) RaF(210)			Rn(222) Tn(220) An(219)	
VII	12	Z=87	Z=88	Z=89	Z=90	Z=91	Z=92				
			Ra(226)	Ac(227)	Th(232.1) UX ₁ (234) Io(230)	Pa(231) UZ(234) UX ₂ (234)	UI(238) UII(234)				

第 516 節 同位元素

同位元素のことは既に第 492 節に於てアストンの質量スペクトルに關聯して記述してあるが實は此事は放射能の研究から生れ出た考であつて放射性元素には原子量を異にして化學的には全く區別し得ざるものがある。此等の元素は性質が同じであるから周期表中の同一區劃内に收むべきものであるから同位元素と呼んだ。而して周期表の或特別の區劃を特色づけて化學的性質を表現せしむべき數は原子量に非ずして原子番號 Z であるといふことに學者の意見が一致した。故に元素の位置を指示するのに周期 VI の第 9 列第二族といふ如き形式で指定せず單に $Z=80$ と言へば良いのである、そして前既に述べた如く化學的の水銀の原子量 A は整数でないがこれは七種の同位元素の混合物で此等の元素の原子量は皆整数であるから一つ一つの元素を指定するには此整数を質量數 M と呼び質量數 M と原子番號 Z で定めるのである。化學的原子量は重要性を失つて仕舞つた。

扱て放射性同位元素を例示するに最適當なものは $Z=86$ に屬する三つの元素である(第 515 節の表を参照) 此等は皆氣體元素で半減期の餘り長からぬものである。これは以前は皆何々エマナイオンと命名されたものである。此の中のニトン Rn はラヂウムを母體としトロン Tn はトリウム X を母體としアクチノン An はアクチニウム X を母體とする。此等の母體は皆 $Z=88$ なる同位元素である。而して $Z=86$ の Rn, Tn 及び An が α 線を放射して壞變してそれぞれ RaA, ThA 及び AcA なる $Z=84$ の同位元素になるのである(ThA と AcA とは第 515 節の表には記入してない)

更に尙一つの例をとる。質量スペクトルで鉛 $Z=82$ の同位元素が四つ知られた。その質量數は $M=204, 206, 207, 208$ で混合の割合は 1.5:23.6:22.6:52.3% である。放射能の研究から言へば放射能元素の最後の生成物はウラン、

ラヂウム系のは RaG($M=206$) でアクチニウム系のは AcD($M=207$) トリウム系のは ThD($M=208$) で此等は放射線を發することがない普通の元素である。即ち RaG, AcD, ThD は三種の鉛である。 $M=204$ の鉛は餘りに微量で化學的には求め得られないのであらう。 $Z=82$ には上記の四種の鉛の外に RaB($M=214$), RaD($M=210$), AcB($M=211$), ThB($M=212$) が收められて居る。

第 517 節 原子の人工破壊 人工放射能

古代の鍊金術に於ては鉛を變じて金を得んとする如き一つの元素を他の元素に轉換せしめることが空想せられたが十九世紀以後の化學の發達は斯くの如き手段の不可能なることを信ぜしめた。然るに十九世紀末に於ける放射性元素の發見は少なくとも此等の元素に於ては自然的に原子の壞變が行はれて元素の變質を結果する現象の存在を示した。それから學者は從來知られて居た化學的方法でなく直接に原子核を攻撃することによつて之を破壊し得る可能性を認めるに至つた。1919 年にラザフォードは窒素原子に α 粒子を衝突させたところが其結果として窒素と α 粒子たる He とが破壊されて酸素と水素とになつた。之を式で表はすと



である。此式に於て元素記號の左下の數字は原子番號 Z で原子核の荷電を示し右上の數字は質量數 M で原子核の質量を示すのである。故に此式の兩邊の Z の和は互に相等しく M の和も亦互に相等しかるべきものである。上式では窒素原子核 ${}_7\text{N}^{14}$ に α 粒子 ${}_2\text{He}^4$ を衝突させれば酸素 ${}_8\text{O}^{17}$ と水素イオン ${}_1\text{H}^1$ が生成したことを示すのである、此水素イオン ${}_1\text{H}^1$ は陽子と呼ばれて原子構造論に於て重要な役目を爲すものであつて α 粒子が α 線を成す如く陽子は水素線として放射せられるといはれる。

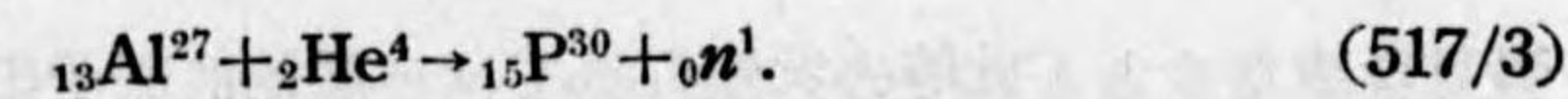
これが元素の人工轉換に成功した最初の實驗であるが更に研究を進めて硼素や弗素等十餘種の輕元素を α 粒子で破壊することに成功した。此等の場合には皆陽子を放出した。

1932 年に至つてボーテ (Bothe) 及び ベッカー がベリリウム ${}^9_4\text{Be}$ を α 粒子で破壊した所が從來全く知られて居ない新粒子が放射せられた。此粒子はその質量は陽子と同じく質量数は 1 であるが全く電氣を帯びざる中性のものであるので之を中性子と呼び ${}_0n^1$ で表はすことにせられた。即ち此實驗では



炭素が出来たのである。

更に 1934 年にはジョリオ (Joliot) 夫妻が同様に Al に α 粒子を衝突させたところが中性子が放射されて磷が生成した。



此磷は質量数が 30 で之は甚不安定な元素であつて半減期が僅に 3 分 15 秒といふ急速度を以て減衰して仕舞ふ所の放射性元素である。之は天然には存在しないもので全く人工で作り出した放射性元素である。而して此元素の放射するものは α 線でも β 線でも無く全く新しい陽電子と稱すべきものであつた。 β 線を成す電子は質量が零荷電が $-\epsilon$ であるが陽電子は質量が零荷電が $+\epsilon$ である。故に之を e^+ で表はし普通の電子は e^- で表はすことにする。而して磷から陽電子が放射せられた後の原子は安定なる珪素 Si であつた。即ち此磷の自然壞變は



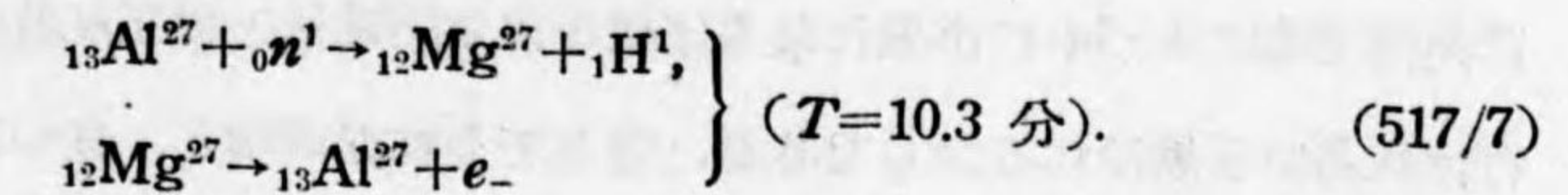
である。

以上では原子の破壊に皆 α 粒子 ${}^4_2\text{He}$ を使用したのであるが、其後の實驗では陽子 ${}^1_1\text{H}$ を衝突させたり或は重水素イオン ${}^2_1\text{H}$ を使用したり又中性子 ${}_0n^1$ を使用して原子の破壊を行つた。破壊の結果は元素の轉換に終ることもあ

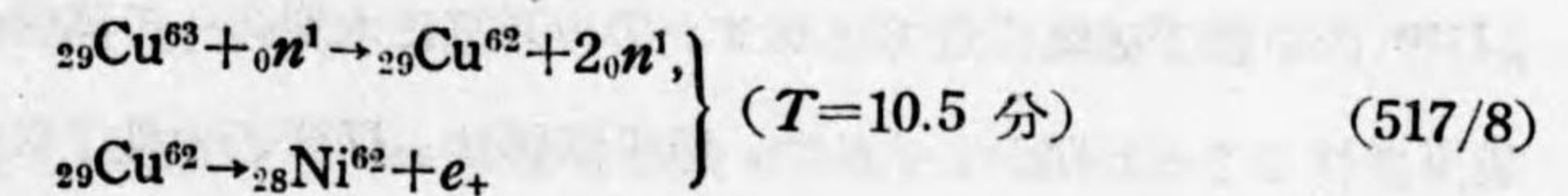
るが又人工放射性元素を得ることもある。之を例示すれば



では重水素イオンによつて中性子が得られた。又次の例では



中性子によつて半減期 $T=10.3$ 分なる放射性元素 ${}_{12}\text{Mg}^{27}$ が得られそれが β 線 e^- を放射して元の ${}_{13}\text{Al}^{27}$ に逆戻りする。又



では放射性銅が出来それが陽電子 e^+ を放射してニッケルとなるのである。斯くして現在では 300 種に近い人工放射性元素が得られた。

第 838 圖の原子はその K といふ原子核は $+Ze$ の陽電氣を帯びて居り、之を包圍して $-\epsilon$ の陰電氣を帯びた電子が Z 個あつて原子核を護衛して居る如き状態である。而して彼圖では c の如く α 粒子即ち ${}^4_2\text{He}$ が之に正面衝突をなさんとして進行して來たのだが、始めは α 粒子の陽電氣が電子の陰電氣に吸引されて進行を促がされるが愈々 K に近づくと、その陽電氣に反撥されて空しく後戻りをしたのである。然し原子に向つて進み行く粒子の性質やら、その速度の関係次第で粒子が電子を捕捉して去ることもあらうし、或は又原子核に逼つて原子核を二つに破壊することもあらう。前記ラザフォードの人工原子破壊は α 粒子を $Z=7$ なる窒素原子に衝突させて成功したのである。原子破壊を目的とする立場から考へると攻撃に使用する粒子としては中性子 ${}_0n^1$ を使用するのが最利益である。何となれば中性子は充分速度は大きく且つ電氣を帯びて居らないから核外の電子とも亦原子核との間にも何等電氣的の作用を蒙らないから、その高速度を利用して容易に原子核に肉薄することが出来るから

である。これが昭和十四年頃から諸國の學者が中性子を利用してウラン原子を破壊せんと企てた所以である。ウランは $Z=92$ で、同位元素が澤山ある。その質量數 M は 235, 236, 238 其他のものがあり、非常に複雑な原子である。而して原子破壊の研究が此等のウラン原子に試みられた。それは若し此原子核に肉薄することが幸に出来たならば核を爲す陽電氣の相互反撥によつて破壊が行はれ易いと思はれるからである。而してそれが成功し、且つ此破壊に伴つて同時に放出する多量のエネルギーがあることを知つた。木炭の燃焼(即ち酸化)に於ては炭素の 1 瓦毎に 8000 カロリーの熱エネルギーが放出されるが ${}_{92}\text{U}^{235}$ の中性子破壊に於てはウランの一瓦毎に木炭の一千萬倍のエネルギーが放出されることが明かにされた、原子爆弾は ${}_{92}\text{U}^{238}$ の中性子破壊を利用した一例であるが同様の試みが今後平和産業の諸方面に行はれるものと思ふ。

第 515 節に掲げた元素の周期表にある如く $Z=85$ 及び $Z=87$ なる元素は自然界にその存在が知られて居らず又 Z の最大なるものは $Z=92$ のウランであつた。然るに原子の人工破壊の研究によつて $Z=85$, 及び 87 の元素の存在が認められて周期表中の空位は充された。又ウランよりは Z の大なる元素 $Z=93, 94, 95, 96$ の存在が認知されて周期表の擴大となつた。此等の元素には次の如く命名された。

Z	名 稱		記 號
85	アスタチン	Astatin	At
87	フランシウム	Fransium	Fr
93	ネプチュニウム	Neptunium	Np
94	プルトニウム	Plutonium	Pl
95	アメリシウム	Americium	Am
96	キューリウム	Curium	Cm

第 518 節 原子核の構造

扱て上文に説明せし所を綜合すると元素の性質はその原子に屬する二つの整数即ち質量數 M と原子番號 Z とで決定せられるもので重視され來つた所の原子量は却て重要性を有しない。而して第 512 節に記した α 線の散亂の研究等から原子核の大きさは 10^{-13} 極程度であると推定せられたので原子の質量は可なり密に核の所に凝集せられその周圍に可なり疎らに核から離れて殆無質量の核外電子が之を取り巻いて居るのである。

1815 年にプラウト (Prout) は當時知られて居た原子量が略整数に近かつたので原子量 1 なる水素原子を以て物質を構成する唯一の基本粒子なりとする考へを公にし、その基本粒子の數によつて種々の元素の差別を來たすものとした。然るに其後原子量の測定が精密になるとそれが整数に非ざることが明かになつたので此説は學者の支持する所とならなかつた。原子の質量數 M が整数であることを知つた今日では原子量 A を質量數に代へさへすればプラウトの説は妥當のものとして復活せられ得るのであつて ${}^1\text{H}^+$ なる陽子を以て基本粒子としてもよいのである。然るに M と Z とが其數が等しくないので先づ原子核は A 個の陽子と $(A-Z)$ 個の電子とから成るとして質量を M , 帶電を $M\epsilon - (M-Z)\epsilon = Z\epsilon$ とならしめて合理的なものにした。然かし其後の研究によつて原子核内には電子の存在することは理論上許容せられないことが明かにせられて此説は撤回せられた。其後陽電子や中性子の發見せられるによつて原子核は或は α 粒子と中性子と陽子との結合より成るとし或は中性子と陽子との結合より成るとし或は又中性子と陽電子との結合より成るとする種々の説が唱へ出された、兎に角中性子が重要なものと認められるのである。新事實の發見と共に此等の學説は動搖して居る現狀に於ては原子核の構造は未だ確實なる所は未知で今後も改變せられるかも知れぬと考ふべきである。現狀では

原子核は陽子と中性子とから成るものといふ説が専ら行はれて居る。次の表は之を例示するものである。

元素	${}^1_1\text{H}^1$	${}^2_1\text{H}^2$	${}^3_2\text{He}^3$	${}^4_2\text{He}^4$	${}^6_3\text{Li}^6$	${}^7_3\text{Li}^7$	${}^9_4\text{Be}^9$	${}^{10}_5\text{B}^{10}$	${}^{11}_5\text{B}^{11}$
陽子数	1	1	2	2	3	3	4	5	5
中性子数	0	1	1	2	3	4	5	5	6

此説では陽子数で Z が定まり陽子と中性子の数の和で M が定まるのである。

第五十三章 宇宙線

第 519 節 宇宙線

陰極線, X 線, α 線等が相繼いで発見せられてから此等の線の諸物質に對する透過能力を研究せられる中に 1910 年にゴッケル (Gockel) が此等の線とは比較にならぬ程度の著しい透過能力を有し又氣體をイオン化する性質を有する特殊の線が存在することを認めた。而して此線の源泉は或は地中にある放射性元素に非ずやと疑ひ地球を離れたならば漸々此作用が減ずるであらうと思ひ 1912 年にヘッス (Hess) は氣球を使用して大氣中の高所に於けるイオン化を調査した所が地上 3 軒の高所まではイオン化が漸々減少して行くがそれ以上の高所では却て豫想に反して段々増大することを知つた。故に此線は地中の放射性元素に由來するに非ずして、その源は宇宙間の何所かにあるものとして之を**宇宙線**と名づくるに至つた。然しそれが α 線の如き粒子線であるか X 線の如き輻射線であるか不明であつた。

此線は地上 25 軒に於てもその存在が證明せられ、またレーゲナー (Regener) はボーデン湖の深さ 230 米の湖底水中に於ても之を認め仁科氏は地表下 1200 米の清水トンネル内に於て長年月に涉つて觀測を行つて居る。宇宙線は

實に驚くべき透過力を有して居るものである。地表の觀測に於ては地面に垂直に上方から投射し來るものが最多く此方向から來る宇宙線の数を 1 とすれば天頂から Z の傾角を爲す方向から來るものは $\text{Cos}^2 Z$ に比例し $Z=30^\circ$ では 0.75 $Z=60^\circ$ では 0.25 になる。それから地球上に於ける分布に就ては高緯度の地點の方が多くて、緯度 50° 以上の所よりは赤道附近の方が 14% ほど少ない。之は多分第 488 節に説いた極光の成因を爲す荷電粒子が地磁氣力線に捕へられて極地に多く集められる如き作用によるのであらうが、その進行速度が大なるために彼の場合ほど著しく多く捕へられないからであらう。

宇宙線には透過能の大なるものと小なるものと二つの成分が認められ大なるものを**硬成分**、小なるものを**軟成分**といふ。硬成分は物質を貫徹すること甚強く即ち物質によつて吸収せられるエネルギーが甚少ない。硬成分は物質の表面 1 平方糎に投射してその 1 瓦を通過するときに吸収せられるエネルギーが物質の何たるに殆關係なく $1\sim 0.3\times 10^{-3}$ 平方糎/瓦 であるのに軟成分だと吸収せられるエネルギーが著しく大で鉛では 30×10^{-3} 空氣や水では $4\sim 8\times 10^{-3}$ 平方糎/瓦である。而して大氣の上層では軟成分が比較的に多量で地表では全量の 30% が軟成分で地中に於ては零である。故に硬成分は大氣中に於て軟成分から二次的に生成せられたものと考へられるのである。

第 520 節 宇宙線用の器械

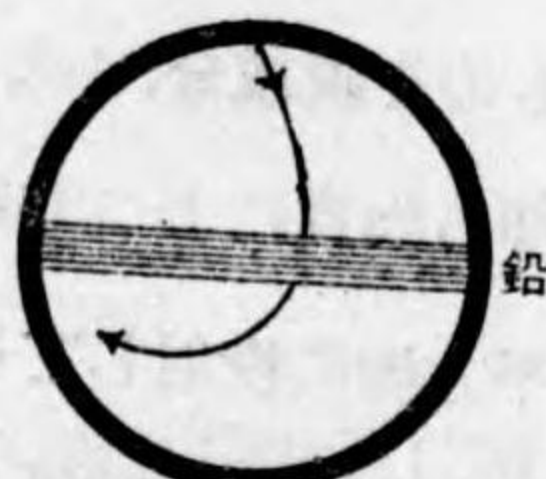
宇宙線の研究に使用する器械は他の線の研究に使用せられた電離函 (第 496 節) 計數器 (第 507 節) 及びウキルソン霧函 (第 509 節) 等であるが宇宙線は何時何方向から來るかは不明であり觀測者が器械を準備して其中を通過するものが來るのを待ち伏せする有様であるから自然大型のものを利益とする。就中霧函は宇宙線の通り方が明かにせられる有力なる研究器械であるから之を賞用するのである。宇宙線の荷電の有無及び陰陽を知るために霧函を強い電磁石の

極間に据付けたものを使用する。此の如き霧函では大なるものは $35 \times 30 \times 8$ 厘ものもあり磁界の強さ 15000 C. G. S. に及ぶものもある。宇宙線は一般に速度が大であるから磁界内に於ける径路の彎曲が少なく霧函に現はれるその飛跡は半径の大なる圓である。而して帯電は陰陽兩種ある。第 839 圖は宇宙線の飛跡の見取圖である。a, b 二つは同時に通過したものではなく先づ a が通過し數分の後に b が通過したのである。又第 840 圖は宇宙線が鉛板を透過した爲めに速度が小となり透過後の飛跡の圓形径路の半径が急に小さくなつたことを示すものである。



第 839 圖 宇宙線の徑路

扱て此陰陽二種の帯電を有する宇宙線の本性如何と云ふに飛跡の圓の曲率半径から之は電子であるとするが穩當であつて此宇宙線によつて普通の陰電子の外に陽電子のあることが知られたのである。



第 840 圖 鉛による宇宙線の速度の減少

第 521 節 宇宙線シャワー

此所に宇宙線に不思議な現象がある、これを宇宙線シャワーといふ。これは霧函の中で時々見られるものであるが霧函中の氣體の所で見ることもあり又其中に装置した鉛板の所で見られることもある。

シャワーといふのは植木に水を注ぐに使用する如露の口から噴出する多數の水滴が一度に飛散する如く陰陽の電子の多數が一ヶ所から飛び出すのであつて第 841 圖がその見取圖である。之を最初に認めたのはアンダーソン (Anderson) で 1932 年のことであつたが此時に陽電子の存在を知つたのである、それは圖の飛跡に右方に偏するのと左方に偏するのとがあるので明かである。圓の半径の大小は速度の大小によることは勿論である。



第 841 圖 宇宙線シャワー

シャワーの現象は一時に陰陽の電子が爆發的に生成せられたのでなくして先づ一つの大エネルギーを有する粒子又は電子があつてそれが物質を通過するときに電子の数が鼠算的に増して行く結果であると考へられる。即ち先づ粒子又は電子が物質に衝突して大エネルギーの γ 線を出し此線が陰陽の電子を創出する。これが再び γ 線を出しそれが又陰陽電子を放出するので斯くして陰陽電子の数が逐次段階的に増加して行くのである。

第 842 圖に示す霧函の見取圖では鉛板を通過する毎に飛跡の数が増して居るが之は電子が鉛原子に衝突する毎に二次的に γ 線を生じそれが電子を生じたからであると解釋せられる。



第 842 圖 宇宙線が鉛板を通過する毎に起るシャワー

第 522 節 中間子

宇宙線の研究によつて見出された尙一つの新しい粒子的存在がある。それを中間子と呼ぶ。

1937 年にアンダーソンが宇宙線粒子が物質を通過して失ふエネルギーの量を測定する爲に霧函の中に種々の物質を入れてそれを貫通する前後に於ける飛跡の圓の半径の變化から之を計算せんとした。此目的で Pt の厚さ 1 厘のものを入れて實驗したときに宇宙線に二つの群があることを知つた。その一つは疑もなく電子であつたが、他はその質量が電子と陽子 (即ち水素核) との中間にある新粒子なりとし之を中間子と命じたのである。

中間子の質量は其後の測定者によつて相當異なつた數値を示し電子の 120~350 倍となつて居るから先づ 200 倍程度と見てよからう。中間子は陰陽二種あるが帯電量は電氣素量に等しく、その有するエネルギーは 10^9 電子ヴォルト (第 484 節) 程度である。而してその壽命は極めて短かく 10^{-7} 秒で自然に崩壊、消失して仕舞ふから之は一次的宇宙線ではあり得ない、必ず大氣中に於て

二次的に発生したものに相違ない。

アンダーソンの中間子の発見に先だつこと二年前に湯川氏は原子核に関する理論的研究に於て電子と陽子との中間に位する粒子の存在せざるべからざる所以を論じて中間子の存在を豫言した。それが宇宙線中に発見せられたので豫言が的中したのである。

宇宙線の源泉は何所か又それが如何にして発生するかには就ては今日未だ確に知られて居ない。星の大爆發と考へられる新星の出現がその源泉であるとか或は又太陽の表面の彩層から爆發的に高さ數十萬杆の高さまで毎秒數百杆の大速度で噴出せられる紅焰は主として水素であるが此時に發射せられる多量の水素核が宇宙の空間に向つて送り出され、それが地球の雰圍氣の上層に到着して此陽子群が宇宙線の源泉であるとか種々の説が唱へられて居る。現在の處ではいづれも未だ想像の範圍を脱しない。然かし兎に角驚くべき大なる透過力を有する線で宇宙間に瀰漫して居ることだけは異論はなく、之に宇宙線の名稱を與へたことは穩當とせられて居る。

宇宙の空間より吾大氣中に入り來る最初の産物は軟成分の電子であつて、それが氣體分子に衝突してシャワーを起して多量の陽電子と γ 線とを生じ、それから中間子が發生せられて宇宙線の硬成分となり、それが又二次的に地表に近い所に存在する軟成分を生ずるものと考へられる。

宇宙線の有する恐るべき透過力はその有する莫大なるエネルギーに負ふものであつて一次宇宙線粒子のエネルギーは實に $10^9 \sim 10^{15}$ 電子ヴォルトであると推定せられ、それが大氣中に入つてシャワーを起すときは100米程度の直徑を有する範圍内に地上に宇宙線を注ぎかけるのである。吾等は此粒子に絶えず身體を貫通せられて居るのを知らずに生活して居ることを思ふと啞然たらざるを得ない。

第九篇 量子論と相對性原理

第五十四章 量子論

第 523 節 量子論の必要

物質が連続的のものか粒子的のものかは昔より學者の問題であつて最初は連続的思想が優勢であつたが次第に粒子的になり分子、原子等の説が行はれるに至つた。これは此説の發生を要求する新事實が段々と発見せられたからである。然るに近世に至つて吾等の得た自然現象に関する新事實は全く夢想だもしなかつた現象の連続であつて光の輝線スペクトルとか X 線、放射線、とか澤山にあるが之を説明する爲めには更に色々のものが粒子性を持つものとせざるを得なくなつて陰電子、陽電子、陽子、 α 粒子、中性子、中間子等が今日では最早その實在を否定することの出来ないものとなつた。そして、それ等の粒子の大きさは顯微鏡では視ることの出来ない微小なるもので、それが同時に亦光の速度の數十十分一程度の莫大なる高速度を以て飛行するものであることが知られるに至つた。此等の粒子は此大速度で長時間進行を續けることは寧ろ稀で、普通は分子、原子又は他の粒子に衝突してその進行方向を變じたり、その速度を損失したりして此際或は衝突した原子から電子を引離してイオン化したり、或はイオン化するに至らずとも、一旦母體から引離された電子が、再び母體に復歸して、その際此原子をして輝線スペクトルを有する光を發射せしむる等種々の現象を示すと考へざるを得なくなつた。

ニュートンの力學は互視的の力學であつて物體一つ一つに就てその運動や之に作用する力に就て議論するものであるが新発見の原子的現象は微視的の力學を必要とし又ニュートン力學に於ては考慮しなかつた大速度で動きつゝある物

體の力學を必要とした。前の要求は量子論を後の要求は相対性原理の發展を促した。此二つは全く新発見の現象が要求した舊物理学、舊力学の修正擴張である。

第 524 節 プランクの作用量子

量子論の發端は高温度にある物體が發する光即ち熱輻射の連続スペクトルに於けるエネルギー分布に関する 1900 年のプランク (Planck) の研究 (第 326 節) から始まる。彼はエネルギー分布に関する有名なる彼の公式 (326/4) を得るために全く破天荒の考を採用した。先づ光速を c , 波長を λ とし $\frac{1}{T} = \frac{c}{\lambda} = \nu$ を一秒間に於ける振動數とする。

一體或る物體或は原子から光を發射させるにはエネルギーを供給しなければならぬのは當然であるが連続性の考へ方からすれば、少量のエネルギーを與へれば弱い光を出し、多量のエネルギーを與へれば強い光を出して、光の強さが與へたエネルギーの函数であるならんと思はれるが、プランクの考へ方は之と異なつて波長 λ の光を發射させるには少なくとも $E = h\nu$ なるエネルギーを必要とし之れより小なるエネルギーでは光を全然發射せられることが無く、與へたエネルギーの量が零から始められて $h\nu$ に達するとき始めて光のエネルギーの一粒子が現はれるのである。故に ν といふ色の光のエネルギーの總量は $h\nu$ の或整数倍であると假定したのである。斯く光のエネルギーを粒子的だとして $h\nu$ を光の量子だとするのがプランクの提案であつた。此假定の下に作り上げたプランクの式は觀測事實と完全に一致して實際工業的の温度測定等にも大功績を挙げつゝあるのである。

力学では f を力, t を時間, s を距離とすると fs は仕事 (第 117 節) ft は力積 (第 86 節) であるが fst 即ち仕事と時間の相乗積或は力積と距離との相乗積を作用と命ずる。之は理論力学に於て大切な量である。プランクの説で

は此作用と稱する量には作用量子と呼ばれる最小限度があつて之を h とすれば運動は此量子の整数倍 nh なる作用を有すべしといふ條件の下に可能であるといふのである。

例へば質量 m なる質點が半径 r の圓周上を角速度 ω で周行する場合には上記の力積 ft は運動量 $mv = m\omega r$ で距離は圓を一周する距離として $s = 2\pi r$ を取れば作用は $2\pi m\omega r^2$ であるから作用量子に関するプランクの條件は

$$2\pi m\omega r^2 = nh. \quad (524/1)$$

といふことになる。吾等が力学篇で取扱つた様な巨視的な運動では n が非常に大なるものであるから問題にならぬが原子物理学の微視的運動に就ては上式を満足する様な圓運動しか成立しないと論ずるのである。そしてその場合には n が 1, 2, 3, …… 等の大ならざる數なのである。

プランクは以上の考の下に暗黒體の温度輻射に於けるスペクトルの各所のエネルギー分布を研究して第 326 節に示す公式を得たのである。此公式にある定數 C, c の實測値から h の數値を計算すると

$$h = 6.626 \times 10^{-27} \text{ エルグ 秒}. \quad (524/2)$$

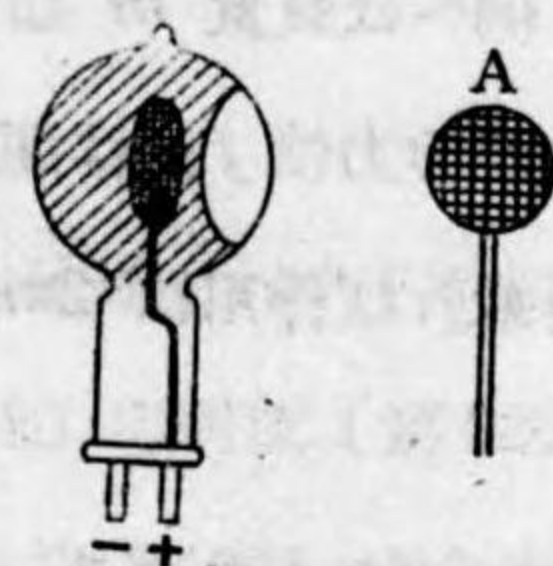
を得る。これが作用量子の値である。

第 525 節 光電効果

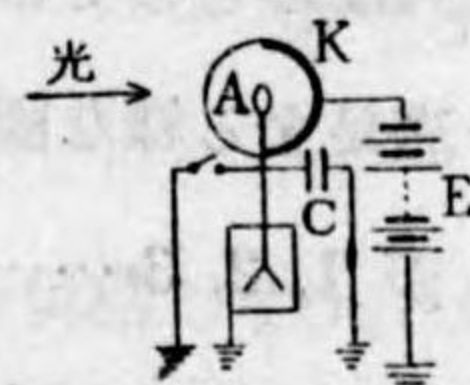
1888 年にハルワックス (Hallwachs) は陰電氣を帯びた導體を空氣中で絶縁させ之に電氣計をつないでその帶電量を見得るやうにして置いたものに紫外線を投射するとそれが放電して仕舞ふことを發見した。之を光電効果といふ。此現象は光に照射された物體から電子が飛出すからである又陽に帶電した物體に紫外線を投射すると同じく電子が飛び出すから物體の陽の電壓が段々高くなるのである。此現象の特に顯著なのは金屬の K と Na とである。

此現象を數量的に實驗するには第 843 圖に示す如き眞空管を使用するがよ

い、即ち球形真空管の内壁が一方の窓を除いて他は總て鍍銀してあつてその上に研究資料たる金属が被つてありそれが陰極となる。陽極 A は球の中央に置かれ圓形の枠に金網を張つたもので此網の目を通して光が陰極に投射する様にしてある。特に注意したものでは窓を水晶の板にして紫外線を良く透過する様にしてある。実験の装置は第 844 圖に示す如く電池 E によつて陰極 K に適當な電位を與へ陽極 A は電氣計と蓄電器 C とに連絡してある。最初に A を接地して電位を零にして、それから光を投射して電子が K から A に来ると此電流 i は電氣計の示す指度と蓄電器の電氣量 Q とで電氣量を知り之を時間で除して i を知るのである。



第 843 圖 光電管効果用の真空管、即ち光電管



第 844 圖 光電管の実験

此の装置によつて実験すると電圧が大なるときは電流の強さは光の強さに正比例する。之は電子の数が光の強さに正比例して増すからである。然るに電子の速度は光の強さに無関係なのである。そして此所に初めて 1905 年にアインシュタイン (Einstein) によつて明かにせられた甚注目すべき特殊の現象がある。それは投射する光の波長が小即ち ν が大なるときは一般に電流が大であるが ν が小なるときには特殊なことがある。即ち陰極たる金属によつてそれぞれ特別の價を有する。 w_0 といふ價より小なるときは電子の放出がなく従つて電流は零であるといふ事實である。故に照射光の ν が小でそのエネルギーが $h\nu$ なるとき之によつて飛出した電子の速度を v とすれば質量 m なる電子は $\frac{1}{2}mv^2$ なるエネルギーを有するのであるが、これは投げられたエネルギー $h\nu$ の全部ではなく

$$h\nu = \frac{1}{2}mv^2 + w_0 \quad (525)$$

であつて一部分が運動のエネルギー $\frac{1}{2}mv^2$ となり一部分の w_0 は電子を極

板より引離すに要する仕事として用ひられるのである。若し投射光の ν の價が小で $w_0 = h\nu_0$ 或はそれより小であれば全く飛出し得ないのである。故に $h\nu_0$ は光のエネルギーの最小の量即ち光のエネルギーの最小粒子である。アインシュタインは之を光量子と呼んだ。光は波動であるから之に関するものは總て連続性を有するであらうと考へて居たのに此事實は光のエネルギーが粒子的であることを示した。そしてそれはプランクの量子説と一致して居るのである。

光電効果によつて飛び出した電子を光電子といふ。

第 843 圖の真空管は光電管といふ。投射光の ν が大であると之を通ずる電流が光のエネルギーに正比例するから光電管は光の強さを測る計器として費用せられる。例へば電送寫眞に於ては寫眞畫像の各部を通る光を順次に光電管にあて、光の強さを電流の強さに變じ之を遠地に電送し受信所に於て此電流を使用して適當の装置によつて再び光の強さを變化させて畫像を復元するのである。

第 526 節 熱電子

光電効果に於ける光電子の放出に類する現象が是より先に 1879 年にリチャードソン (Richardson) によつて発見された。それは金属を高温度に熱すると、それから電子が放出せられるので之を熱電子といふ。第 480 節に於て記述した三極真空管の陰極を織條にして之を局部電池で熾熱したのは即ち熱電子の放出を利用したのである。高熱しないで陰陽兩極間の電圧のみで電子を陰極から引出すには大なる電圧を必要とするが陰極を赤熱 (曰熱) して置けば電圧がなくとも熱電子が飛び出すから真空管が低電圧でも作用する利益があるのである。

真空管を普通の陰陽二極のものとし陰極を絶対温度 $T^\circ K$ にすると熱電子による電流 i は

$$i = AT^2 e^{-\frac{h}{T}} \quad (526)$$

なることが知られた。式中 b は金属による定数で A は總ての金属に共通の定数である。

陰極の金属がタングステン織條のときは熱電子の放出を始めるのは $2300 \sim 2500^\circ K$ でありタングステン織條の上にトリウムを被覆したものを使用すれば $1900 \sim 2100^\circ K$ を要する。若し酸化物を以て被覆すると温度は $900 \sim 1100^\circ K$ で十分である、之を微熱陰極といふ。無線電信電話の發信用には白熱陰極、受信用には微熱陰極を使用する。又 X 線管球の陰極は現今は殆ど白熱陰極に限られてある。

X 線管球の如き直径數寸の球形の真空管で普通の金属板と白熱織條とを陰極としたものがある。之に交流を通すと織條が陰極の時には電子の流による電流が管内を流れるが電壓の方向が反對になつて織條が陽極となると電子の放出がなく電流が流れない。故に交流が此真空管によつて整流せられて間歇的の直流となる。此整流器をケノترون管といふ、醫局等で使用する X 線設備には市場より送電せられる交流を電源とするが便利で且つ電流でさへあれば間歇的でも差支ないから醫療用の X 線設備にはケノترون管を回路中に入れて交流を整流して使用するのが常である。

第 527 節 水素の線スペクトル系列

1908 年にラザフォードは第 512 節に記した如く原子は原子核と之を取巻く電子群より成ることを説き 1913 年にボーア (Bohr) が之を採用して先づ水素原子から發する光の輝線スペクトルの系列に就て量子的説明を行ひ所謂ボーア原子を作り上げた。之によると核外電子の運行する軌道は數個あつてエネルギー準位を異にする、これを K, L, M 等と名づけ電子の定常状態はこれに限られてあるとした。此状態は量子數と稱する整数によつて決定せられるのである。その後 1924 年から電子の運動は進行速度の外に廻轉運動をも考慮すべきこと

を知つてこれを電子スピンと稱し之を定める別の量子的の數があることを知つた。そして輝線スペクトルは電子が或量子數で定められた一つの定常状態たる軌道から他の量子數によつて定められる他の軌道に移行する毎にそのエネルギーの差が $h\nu$ に等しいやうな振動數 ν の光を出すことを知つたのである。之を輝線スペクトルの量子説といふ。

水素は $Z=1$ であるから、その原子核は $+e$ の帯電を有し之に唯一個の電子が遊星の如く伴はれて居るのだが今一般に原子核が $+Ze$ の陽電氣を帯びて居るとして $-e$ の電氣を帯びた電子が唯一個圓形の軌道を畫いて之を循環して居るとして如何なる圓形軌道が可能なエネルギー準位を與へるかをボーアの説く所に従つて考へて見よう。

第 845 圖に於て K を原子核 E を電子とする。クーロンの法則による靜電的引力の大きさは

$$\frac{Ze \times e}{r^2} = \frac{Ze^2}{r^2}$$

でそれは電子の質量を m 速度を v とした向心力で

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{Ze^2}{r^2}$$

$$\therefore Ze^2 = rmv^2 = m\omega^2 r^3. \quad (527/1)$$

然るに第 524 節の量子條件たる (524/1) 式によれば

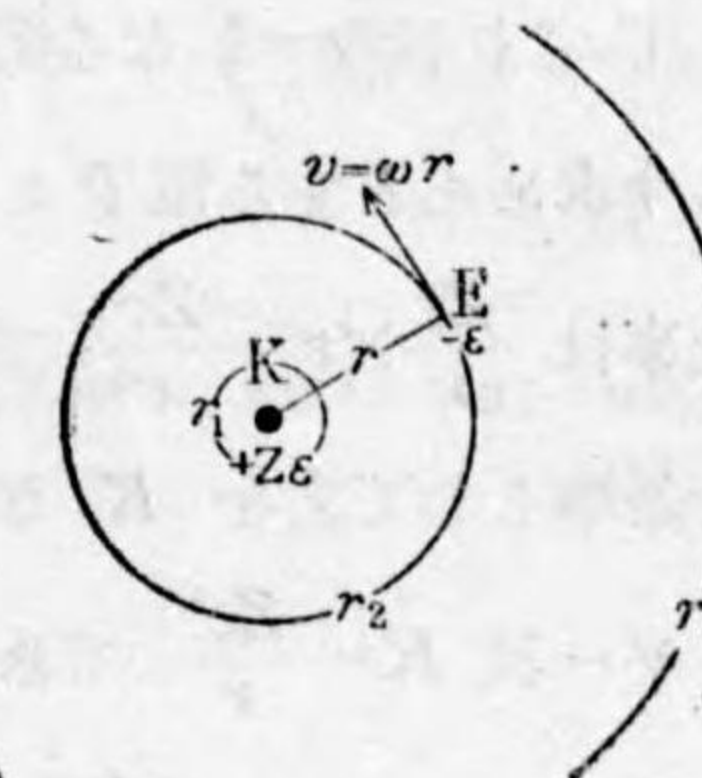
$$2\pi m\omega r^2 = nh. \quad (527/2)$$

此兩式から ω を消去すれば

$$r = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m Ze^2} \quad (527/3)$$

なる半径を有する圓運動のみが許容せられるのであつて $n=1, 2, 3, \dots$ とした r_1, r_2, r_3, \dots なる圓を安定なる軌道として電子は此定常状態に於てのみ運行して居られるのである。而して軌道の半径は

$$r_1 : r_2 : r_3 : \dots = 1 : 4 : 9 : \dots$$



第 845 圖 原子核 K の周圍を循環する電子 E

である(第845圖).

扱てポアーは此の如き定常状態に於て運行しつゝある電子の有するエネルギーの計算を行ふ爲めにその運動のエネルギーと位置のエネルギーとを先づ別々に計算した.

運動のエネルギーは $\frac{1}{2}mv^2$ であるからそれは(527/1)式によれば

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2} \frac{Ze^2}{r} \quad (527/4)$$

である. 位置のエネルギーは原子核から r の距離にある電子をクーロンの引力に抗して無限遠の $r=\infty$ まで運ぶ仕事を求めればよい. 然るに第378節に於て電界内のポテンシャルを論じたとき $r=\infty$ に於けるポテンシャルを零と取れば r に於ては $e=Ze$ によるポテンシャルは $\frac{Ze}{r}$ なることを示した. 而して, これは $e=1$ なる電氣量を $r=\infty$ まで運ぶ仕事の量に等しいのであるから今求めんとする電子 e を原子核 Ze からその引力に抗して $r=\infty$ まで運ぶ仕事は $\frac{Ze}{r} \times e = \frac{Ze^2}{r}$ である. 故に無限遠 $r=\infty$ に於ける位置のエネルギーを基準として之を K なりとすれば原子核より r の距離に於ける位置のエネルギーは $K - \frac{Ze^2}{r}$ である. 之を以て電子の有する全エネルギーは

$$E = \frac{1}{2} \frac{Ze^2}{r} + \left(K - \frac{Ze^2}{r} \right) = K - \frac{1}{2} \frac{Ze^2}{r} \quad (527/5)$$

である. 故に r が前記許容し得る定常状態にある r_1, r_2, r_3, \dots のときのエネルギーは

$$\left. \begin{aligned} E_1 &= K - \frac{1}{2} \frac{Ze^2}{r_1} = K - \frac{2\pi^2 m Z^2 e^4}{h^2}, \\ E_2 &= K - \frac{1}{2} \frac{Ze^2}{r_2} = K - \frac{2\pi^2 m Z^2 e^4}{4h^2}, \\ &\dots\dots\dots \\ E_\infty &= K. \end{aligned} \right\} \quad (527/6)$$

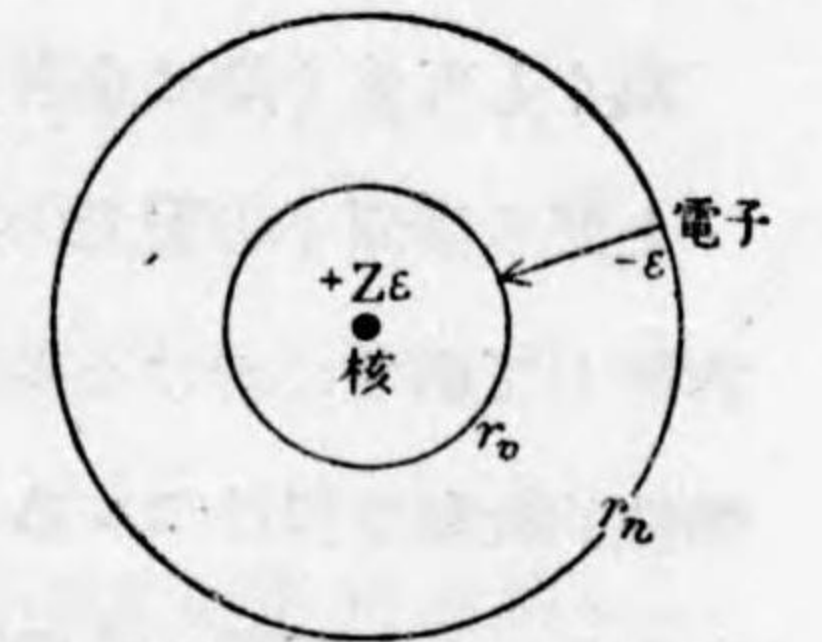
である. 即ち一般には

$$\left. \begin{aligned} r_n &= \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m Z e^2}, \\ E_n &= K - \frac{2\pi^2 m Z^2 e^4}{n^2 h^2}. \end{aligned} \right\} \quad (527/7)$$

である. 電子は r_n なる半径の圓軌道を定常状態として E_n なるエネルギーを有して運行を續けつゝあるので此エネルギーの變化はないのである. そこでポアーは電子が何等かの作用で一つの定常状態 r_n から他の定常状態 r_p に移り行くことがあれば $n > p, E_n > E_p; E_n - E_p$ だけのエネルギーの差があるから若し此原子エネルギーの差額が光の輻射エネルギーと變態するならばそれはプランクの説く如く $h\nu$ なる光となるのであるとしたのである. ν は振動数であるから ν を波数とすれば $\nu = c\nu'$ (第318節)

だから

$$\begin{aligned} h\nu &= hc\nu' = E_n - E_p = \\ &= \frac{2\pi^2 m Z^2 e^4}{h^2} \left\{ \frac{1}{p^2} - \frac{1}{n^2} \right\}, \\ \nu' &= \frac{2\pi^2 m Z^2 e^4}{ch^3} \left\{ \frac{1}{p^2} - \frac{1}{n^2} \right\} \end{aligned} \quad (527/8)$$



第846圖 許容される電子の圓運動

水素原子の場合には $Z=1$ であるから

$$\nu' = \frac{2\pi^2 m e^4}{ch^3} \left\{ \frac{1}{p^2} - \frac{1}{n^2} \right\} \quad (n > p) \quad (527/9)$$

となる. 而してこれは第318節に述べた輝線スペクトルの系列の式と完全に一致して

- $p=1$, ライマン系列 $p=2$, バルマー系列
- $p=3$, パーシェン系列 $p=4$, ブラケット系列
- $p=5$, ブント系列

である. そして定数は

$$R = \frac{2\pi^2 m e^4}{ch^3} \quad (527/10)$$

となる.

今此 R の数値を計算して見ると

$$m=9.105 \times 10^{-28}$$

$$\epsilon=4.804 \times 10^{-10}$$

$$c=3 \times 10^{10}$$

$$h=6.626 \times 10^{-27}$$

を上式に代入すると

$$R=1.097 \times 10^5$$

第318節に掲げたリドベリーの定数と實に

良く一致する。

斯くして量子論は水素のスペクトル系列を實によく解釋したのである。

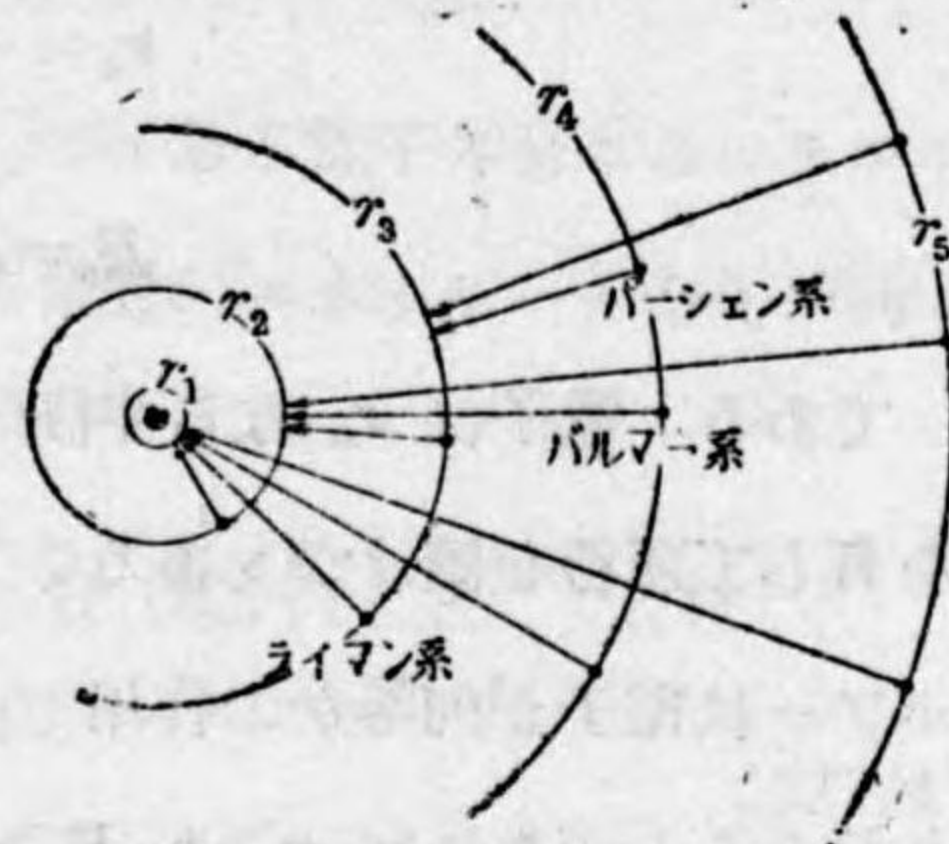
上記水素原子の發光の機構を發音體に於て音のエネルギーを輻射する機構と對照して兩者に於ける差異を今一應確實に認識したい。發音體に於てはそれが彈性的振動を行ひつゝあるものがその振動のエネルギーを周囲の媒質に波のエネルギーとして與へるので發音體自身は漸々そのエネルギーを失つて遂には靜止するに至るのである。今假に振動體として最簡單なる場合の質量 m の質點が振幅 a , 周期 T 即ち振動數 $\nu = \frac{1}{T}$ で振動しつゝありとすればその有するエネルギーは (201/2) により

$$E=2\pi^2 m a^2 \nu^2$$

であるがそれが、一定振動數 ν を保持しつゝ、即ち一定高度の音を發しつゝ、エネルギーを失なうので振幅 a が次第に減少して音の強さが次第に弱まつて遂に音を發せざるに至るのである。而してその發音體の發し得る振動數 ν の値は如何といふに例へば絃の如きものならば原音、倍音等の振動數に $\nu_1, \nu_2, \nu_3 \dots$ があつて

$$\nu_1 : \nu_2 : \nu_3 \dots = 1 : 2 : 3 : \dots$$

で倍音といふ名の示す如く振動數が原音の整数倍であつた。



第847圖 水素のスペクトル系列とエネルギー単位

然るに光の場合は發光する水素原子 ($Z=1$) の有するエネルギーは (527/7) 式の $Z=1$ とした

$$E_n = K - \frac{2\pi^2 m \epsilon^4}{n^2 h^2}$$

で m, ϵ, h, n 等一つも變化し得ない數である、即ち此エネルギーは定常状態のエネルギーであつて、此エネルギーを漸々放出するといふやうなことは全然あり得ない。發光は原子が一の狀態 n より他のエネルギーの小なる狀態 p に移る時にその差額だけが光のエネルギーとして輻射せられ、その光の振動數 ν は (527/9) 式で示される如く

$$h\nu = \frac{2\pi^2 m \epsilon^4}{h^2} \left\{ \frac{1}{p^2} - \frac{1}{n^2} \right\}$$

で與へられるのである。即ち水素に於ては定常状態として許容されるのは $n=1, 2, 3 \dots$ といふ整数で定められる半径

$$r_n = \frac{n^2 h^2}{4\pi^2 m \epsilon^2}$$

なる電子の圓形軌道があつて $n=1$ がエネルギーが最小で之を安定状態とし $n=2, 3 \dots$ と n が増すに従て此等の定常状態に於けるエネルギーが段々大きく $r=\infty$ に於て最大のエネルギー K を有して居る。此 n を水素原子の量子數と呼ぶのである。ライマン系に屬する輝線は量子數が大なる高エネルギー状態から最小エネルギーの安定状態 $n=1$ に移行する際に發する光でありパーシェン系に屬するものは $n=4$ なる高エネルギー状態から $n=3$ に移行するときの發光だとするのである (第847圖)。

水素はその原子が最簡單で核外には唯一個の電子しかないのであるから上記の如くその軌道は圓形なりとして唯一つの量子數 n の値を考へればよいのであつたが他の元素では例へばヘリウムならば二個の電子の軌道を調べねばならぬ。核外電子數が多くなれば軌道の形も橢圓形であるとか、或は多くの電子間の相互作用で歳差運動を考へる必要があるとか、其他種々の複雑なる事情があ

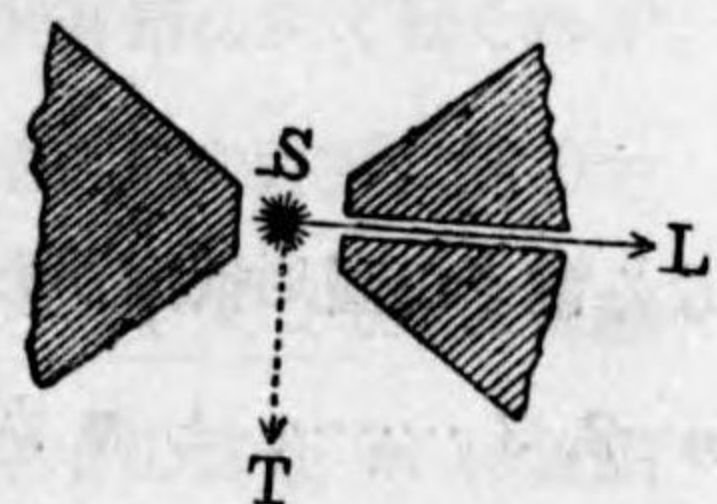
つて、量子数の種類も一種では不可となる。その詳細の理論は数学も面倒になり到底本書に於て記述することを得ない。

ウランの如き元素は最複雑を極めて居て原子核には陽子が九十二個あり核外の電子も九十二個ある。此多数の電子の畫いて居る軌道の形は如何であらうかと尋ねても逆も常識で答へられるものではない。又ウランには同位元素が澤山あるが、その中の一つの質量数 M が 235 のものでは原子核には中性子が百四十三個もあるのだ。

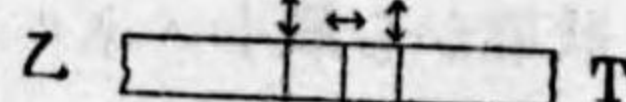
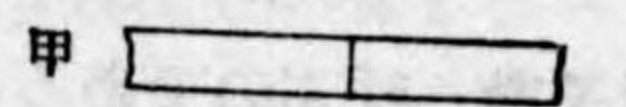
第 528 節 ゼーマン効果 スタルク効果

ゼーマン (Zeeman) は 1896 年に磁界の中に置かれたる光源より發する光の輻射に就て著しい現象を發見した。之をゼーマン効果といふ。その現象は或一定の波数 ν の光を出す光源 S を強い電磁石の兩極の間に置き (第 848 圖) 此光を磁氣指力線に垂直なる方向 T から分光器を以て觀察すると磁界がなければ一本の輝線であるもの (第 849 圖甲) が互に等間隔なる三本の輝線に分裂して見える。(第 849 圖乙) 中央の線はその本來の位置を占めて居て指力線に平行なる直線偏光 (第 340 節) であり兩側の二本は共に指力線に直角なる直線偏光である。之をゼーマン横効果といふ。若し觀測の方向を變じて磁極に穿つてある孔を通して L の方向から指力線に平行

に進み來る光を分光器で檢査すると此時には第 849 圖丙の如く横効果に於ける兩側の二本の位置の所に二線が現はれて原線の位置には何も無い、而して此二本は互に反對に廻轉する圓偏光 (第 345 節) である。之を縦効果といふ。以上は正規の場合で最簡單なる分れ方であるが一般の場合には上記よりは遙かに複



第 848 圖 ゼーマン効果の實驗



第 849 圖 ゼーマン効果
甲: 磁界なきとき
乙: 横効果
丙: 縦効果

雑で、分かれた線の数も多く、偏光状況も込入つて居る。

ゼーマン効果と類似して磁界の代りに電界の中に置いた光源に就てスタルク (Stark) が 1913 年に實驗した。光源は真空管中に於ける陽極線 (第 490 節) の光であつた。此時には線の分裂が非常に複雑で縦効果、横効果共に線の数が多く一半は電界の指力線に平行で一半は之に垂直なる偏光であつた。

此等のゼーマン効果とスタルク効果との満足なる説明はニュートン力学では爲し得ざる所であつたが量子論によつて始めて穩當なる解釋を得たのである。

第 529 節 特性 X 線の系列

第 503 節に於て X 線管球の對陰極を爲す金屬には特有なる特性 X 線があり之に K, L, M 等の系列があることを述べた。それは恰も輝線スペクトルに於ける系列と同様である。此特性 X 線に就て 1913 年にモーズレー (Moseley 英國の物理學者 1887—1915) が研究した所によると金屬の原子番號が Z であると波長 λ は

$$\frac{1}{\lambda} = \nu = R(Z-b)^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right) \quad (529/1)$$

で表はされ第 527 節の光線の場合の Z の代りに $(Z-b)$ となつて居るだけの相違があるのみなることを發見した。式中 R はリドベリーの定數 (第 318, 527 節) で b はその金屬に特有の定數であり、又 n と k とは線を指示する量子的整数である。即ち特性 X 線系列も輝線系列と全く同一型の式で表現せられ、その成因も全く同様に説明せられるのである。

尤も K 線も L 線も共に數本から成つて居て上式で表はすよりは事實は複雑である。今 Z が種々の値をもつ金屬元素に就て K, L, M 系 X 線の中から $K\alpha_1, L\alpha_1$ 及び $M\alpha_1$ の系列線に就て實測による $\sqrt{\nu}$ を Z に對して圖示すると第 850 圖に示す如く直線を爲し上式 (529/1) の正しいことを示すのであ

る。

(529/1) 式に $n=1, k=2$ と入れた

$$\nu_{K'} = R(Z-b)^2 \cdot \frac{3}{4}$$

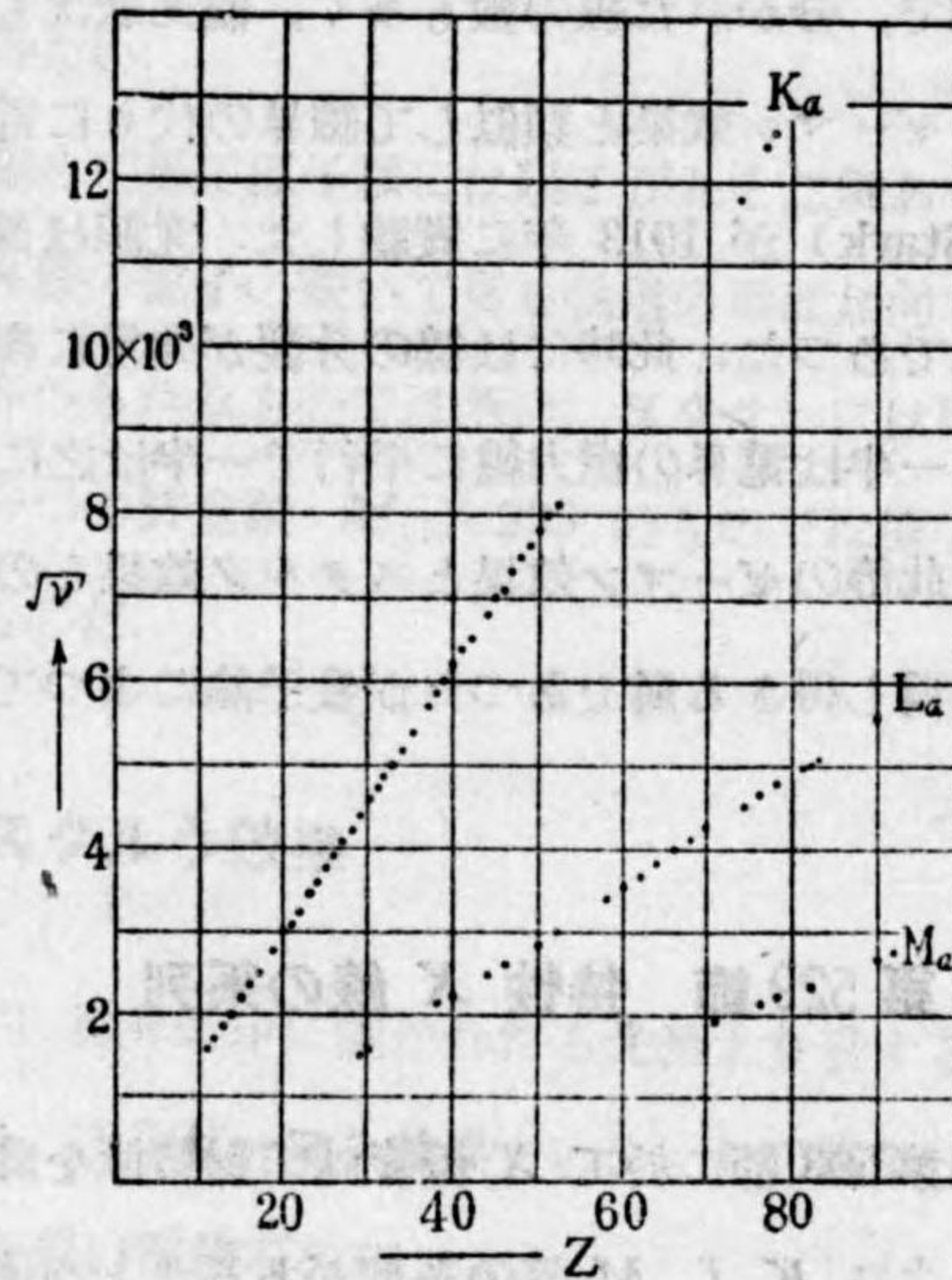
が K 系の線である。之は(527/8)にある通り $h\nu = E_2 - E_1$ で $n=2$ なる定常状態から $n=1$ なる最低エネルギーの安定状態に復歸するときに發する X 線と考へられる。此 $n=1$ なる安定状態に於けるエネルギー E_1 は

$$E_1 = K - R(Z-b)^2 \cdot h$$

である。 K は無限遠に於けるエネルギーであるから $R(Z-b)^2 h$ だけのエネルギーを費やせば原子に最接近して居る電子を引離して之を無限遠まで放逐して原子をイオン化することが出来るに相違ない。即ち $R(Z-b)^2 h$ は原子を電離するに必要なエネルギーを與へるのである。

第 530 節 電離電圧

前節に説く如く原子の安定状態即ち平衡状態にあるときのエネルギーが前節の E_1 式に示すものであるとして如何なる手段を以てしたならば此エネルギーを原子から奪ひ取つて電子を無限遠に放ち原子を完全に電離させ得るかといふと、それには問題の氣體を充たした管の中に陰陽兩極の間に電圧 V を與へて陰極から電子を陰極線として放出させ之を氣體の原子に衝突させて原子を電離させるのが一つの手段である。



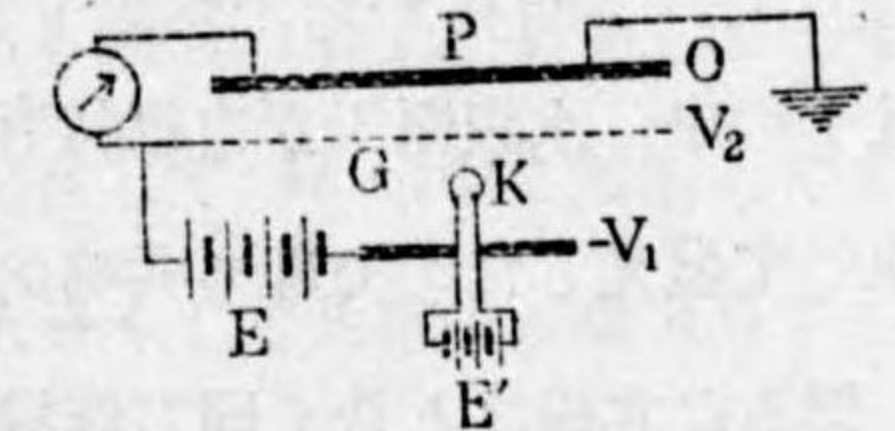
第 850 圖 特性 X 線に於ける ν と原子番號

即ち第 484 節に述べた電子のエネルギーを電子ヴォルト単位で表はしたその V を與へるのである。此際陰極線はその電子ボルトに相當する速度で飛び出すのである。此電圧を漸々小にして電離を行ふ限度をなす V の最小値を求め之を V_0 とすれば此時の陰極線の有するエネルギーが恰も今求めるところの電離エネルギー

$$E = R(Z-b)^2 h = \epsilon V_0 \quad (530)$$

である。此式は勿論單位は絶對單位 ($e. m. u$ でも $e. s. u$ でもよい) で兩邊を揃へねばならぬが電圧を V_0 ヴォルトであるとすれば $e. m. u$ では上式の $V_0 = V_0 \times 10^8$ とすべきである。此ヴォルトで表はした電圧 V_0 を問題の電離電圧といふ。

フランク・ヘルツ (Franck, Hertz) の兩人は 1913 年に第 851 圖に示す装置で電離電圧を實測した。 K は電池 E' で熱した白熱陰極で之が衝突を起さしめる電子源である。 P は金屬の極板で之を接地して置く。 G は金網で作つた中間極で電池 E



第 851 圖 電離電圧を求める實驗

によつて之を電位 V_2 , K を電位 $-V_1$ にする。最初に V_1 が相當なる價で $V_2 + V_1$ の電位差が GK 間にあつて電界は G から K に向ひ、 PG

間には V_2 の電位差が G から P に向つて GK 間とは反對に向つて居る。而して全體は水銀柱 $\frac{1}{10}$ 耗程度の壓力の氣體の中にある。然るときは K から發する熱電子が電界に加速せられて漸々速度を増し G に達する前に氣體をイオン化して陰陽のイオンが G を取り卷く。此等のイオンの中 PG 間に在る陽イオンは P に向つて動くので PG の間にある電氣計に此電流が感ぜられる。そこで電極 K の $-V_1$ を漸々小さくして $V_2 + V_1$ が小になると電子の速度が全體として減ぜられるので氣體の電離せられる場所が漸々 K に近くなつて終には丁度電極 G の前の K に面する側で電離せられる状況に達すると其所で

生じた陰陽イオンは PG 間に入り込むことを得ず電気計の電流は零となる。此時の $V_2 + V_1$ が即ち前記の求める所の電離電圧 V_i である。

此方法によつて實測した電離電圧 V_i の値は下記の通りである。

氣體	電離電圧 V_i (ヴォルト)
K	4.1
Na	5.1
Hg	10.3
O ₂	15
H ₂	16
N ₂	18
Ne	21.5
He	24.5

第 531 節 共鳴電圧

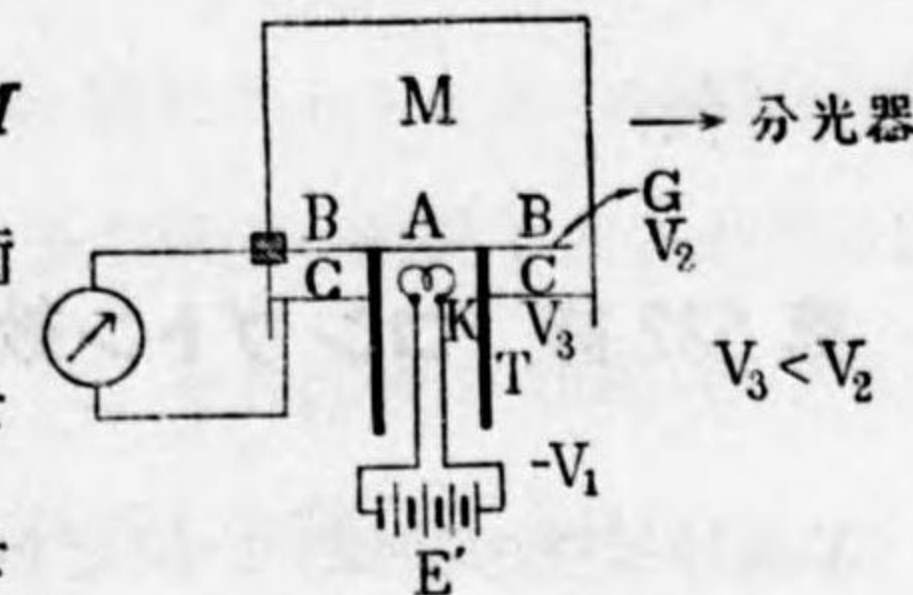
ウッド (Wood) が 1912 年に新奇な甚興味ある發光現象を發見した。それは硝子器に封入した低壓水銀蒸氣 ($p=0.001 \text{ mm}$ 水銀柱) を水銀燈の莖外線で照し之を垂直の方向から分光器で検査すると、それが波長 0.2537μ の一本の輝線を有する光を發しつゝあることを見たのである。ヨード蒸氣でも全く同様なことがあつた。

ウッドの説明では之は照射用の莖外光線のエネルギーの中に含まれてある光量子の中に水銀原子が自己特有の光を發するに適した光量子があるのでそれを取つて發光したので即ち共鳴的の發光であるとしたのである。

然るに其後之と全く同じ輝線の共鳴的の發光を電氣的に行ひ得ることを知つた。即ち水銀蒸氣の共鳴發光に適したエネルギーを有する電子を衝突させて水銀原子を勵起、發光せしめるのである。此の如き電子を發しそのエネルギーを實測するには大體は前節の第 851 圖の装置に類似したものを使用して電子を放出させ、その放出に要した電圧 V_r を測るのである。此電圧は前節の電離電圧 V_i の如くに原子を完全に電離せしめる程の大なる仕事を爲すのではなく原子の發光に適した勵起状態に移せばよいのであるから共鳴電圧 V_r は V_i より小さいのである。勵起状態とは原子が正規状態なる量子數 $n=1$ にあるものから電子を外に取り出して他のエネルギー準位例へば量子數 $n=2$ なる位置にあらしめれば電子が勵起状態に復歸する際に前後のエネルギーの差に相當する

光を發するのである。

第 852 圖は共鳴電圧を測る装置である、 M は研究さるべき蒸氣を容れた器である。 K は衝突用の電子を發生させる白熱織條の陰電極でその電位は $-V_1$ とし、 G は金網狀の電極でその電位は $+V_2$ である。 K は金屬圓筒 T で



第 852 圖 共鳴電 V_r を測定する實驗

包まれてあるが K に面する G の面積 A の外側にある部分を B として之に對向して C なる圓形電極があるが、その中央には T を入れる孔があつて T とは絶縁され居る。 C の電位は V_3 にする ($V_1 V_2 V_3$ のための電池は圖から省いてある)。但し V_3 は V_2 より小さく時には零にもする。此實驗には先づ V_2 を小なるものから始めて段々に大きくして行くのであるが、初め KG 間の電圧 $V_1 + V_2$ が小なるときは K から發する電子の速度が小であるから A の所で金網の目を通過して M の中に入り其所にある蒸氣の分子と衝突しても唯弾性的の衝突で電子は電子、分子は分子として混在して M の中に散亂してあるのみである。そこで M 室の大きさは充分に大きくして此電子が蒸氣分子との衝突の爲に器壁に達することが出來ない程に大にして在るので散亂した電子は或者は面積 A に或者は面積 B 中に歸り來るが次第に $V_1 + V_2$ を大にして行くと電子はその有するエネルギーを以て蒸氣分子を勵起して共鳴發光を出し得る状態に近づくと速度は減少して弾性的衝突は弱くなり B 部を通過して極に向ふものは數が減少する。終に M 中の蒸氣が共鳴發光の状態に達すれば電子はそのエネルギーの全部を之に費されて速度は零になつて B を通過して C に達するものがなく B, C 間に入れた電気計は電流零なるときを示す。而して此時 M に向けた分光器は共鳴發光による水銀蒸氣の輝線 $\lambda=0.2537$ を示すのである。此時の $V_1 + V_2 = V_r$ が即ち求むる所の共鳴電圧である。水銀蒸

氣體	共鳴電圧 V_r (ヴォルト)
K	2.0
Hg	4.9

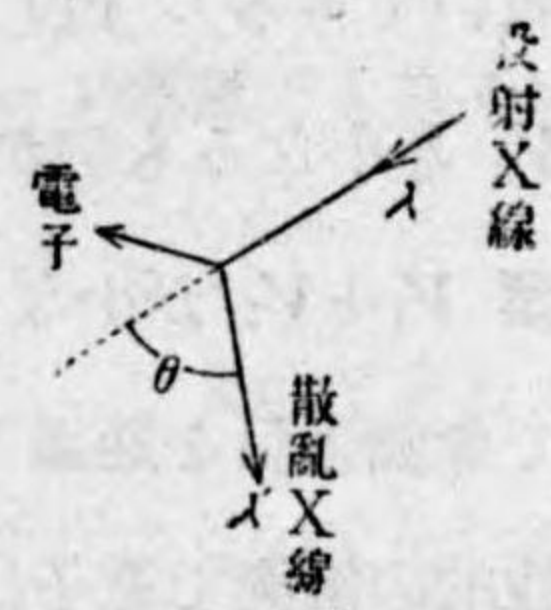
気の場合には V_r が 4.9 ヴォルトで前節所記の電離電圧 10.3 ヴォルトよりは著しく低い。

第 532 節 コンプトン効果

X 線は波長の甚短かい波であるのにそれが如何にも粒子性を有すると思はしめる一つの實驗がある。1922 年にコンプトン (Compton) がパラフィンや石墨の如き軽元素から成る物質の原子に X 線を投射して、それから散光的に反射する X 線を調べて見た所が投射 X 線の波長を λ とし散乱反射 X 線の波長を λ' とすれば常に $\lambda' > \lambda$ であり投射線と散乱線との間の角を θ とすれば

$$\lambda' - \lambda = \frac{2h}{mc} \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (532)$$

であることを発見した。但し h はプランクの作用量子、 m は電子の質量、 c は光速である。そして此際原子から一つの電子が追出されることが霧函を使用すれば寫真に影撮し得られる。上式は X 線の光量子を弾性的粒子



第 533 圖 コンプトン効果

と見做して、それが衝突するとき、エネルギーの恒存と運動量の恒存とが成立すると見て計算したものと一致するのである。

反射エネルギーの方が投射エネルギーよりは小であるべきは勿論であるから、反射 X 線の $h\nu'$ が投射 X 線の $h\nu$ より小である。斯く $h\nu' < h\nu$ 従つて $\nu' < \nu$ とすれば $\lambda' > \lambda$ であるは當然である。此事は螢光體に紫外線を投射すると投射光よりは波長の長い可視螢光を發する事實を思ひ浮ばしめるのである (第 320 節)。

第 533 節 量子論の現状

以上記述した種々の新事實に満足なる説明を與へる爲めに漸く微視的なる原子物理學に適する特別なる力學の必要を痛感するに至り終に 1925 年にハイゼ

ンベルヒ (Heisenberg) が量子力學といふ新しい力學の一體系の創設を企て高等數學に於て從來、實用的價値の認められずに居たマトリックスの理論を利用して之を完成した。ディラック (Dirac) は此量子力學の一闘將であるが彼は此力學によつて陽電子の存在を 1929 年に豫言した。それは後に 1932 年に至つてアンダーソンによつて宇宙線の中に發見せられてその豫言が的中した。

その後ドブローイー (De Broglie) は甚奇抜なる意見を發表して世の學者を驚かした。それは從來電子といふものは粒子的の存在でその質量は m 帯電は $-e$ で、その速度 v は事情によつて大小種々の價を取り得るものとして一種の粒子なることが確實的のものであつたのにド・ブローイーが此粒子的存在の電子に波動性を有するとしてその波長は

$$\lambda = \frac{h}{mv} \quad (533)$$

なりとしたのである。

これは從來連続性を有して居ると信ぜられた光波に光量子といふ粒子性の存在を説き出したのとは正反對の行き方である。然るにド・ブローイーの所説は空想ではなくして、その實驗的證明が多くの學者によつて行はれた。それは種々の速度 v を有する電子を波源として雲母の如き結晶體を使用して恰も X 線に於けるが如く廻折實驗を試み廻折像の寫真を撮影して波長がド・ブローイーの所説と一致することを明かにしたのである。

此事情が出發點となつて 1926 年にシュレーディンガー (Schrödinger) は波動力學といふ量子論の最新體系を完成してボアール原子の定常状態といふものに甚興味ある意義を有せしめるに成功した。其他尙種々の結果を出した。

量子論では早くから光波には波動性と粒子性の二面ありとし光の干涉を論ずるときには光は波であるとして、そのエネルギーが若干の空間に廣がりを持つとした。又光電効果を論ずるときには光量子を考へてそのエネルギーが粒子的に一點に集中してあるとしなければならなかつた。波動力學では質量 m 速度

v の物質的存在たる粒子に波動性ありといふ。斯く一つのもの兩半面に、相容れないものが、同時にありとして居る現状である。此の一見矛盾する事柄が、如何なる妥當的な解釋を見出すかは、學問の今後の發達を待つ外は無い。原子物理學の前途には種々の困難と、その克服の歡喜とが學者の努力を待つて居る。

物理學の近世の發達中最目覺しいものは原子物理學であらう。而してその發展は實に量子論によるのである。原子物理學以前の巨視的の物理學を今は一般に**古典物理學**と呼び慣はして居る。從來の力學、彈性學、熱學、音響學の如き部門は巨視的な現象を取扱つて來たのであるから、その研究方法では、原子の構造や原子の發光機構等の微視的現象を論ずるには、不足であるのは當然である。古典物理學の中に於ても、本書第一第二篇等に述べた普通の剛體や液體の力學では物質構造を考慮する必要のない巨視的現象を取扱つて居たのであるが、氣體の力學となると既に氣體は分子から成るとする不連続的な粒子性を導入せざるを得なくなつて、統計的な研究方法をも採用することになつた。而して化學の發展は分子は原子の集團なりと考へることの必要を知らしめたが、尙未だ原子の構造論を爲すまでには至らなかつた。近世の物理學は化學の此發展を繼承し更に一步その先に前進して原子物理學の領域に進入したのである。普通の力學をニュートン力學といふが之を**古典力學**と稱して之を無力のものゝ如く貶し或は誤れるものゝ如く述べる人を往々見受けるが、之は認識不足の議論である。巨視的現象を取扱ふ範圍に於ては古典力學は正しいのである。微視的な現象を取扱ふとき始めて量子論を必要とするのである。振子の運動や發音體の振動を論ずるに當つてその振動數が ν なるとき、そのエネルギーが $h\nu$ なるエネルギー量子から成つて居るとする必要は毫もないのである。丁度之は流水の運動を論ずるに當つて水の分子を考へたり水の分子が酸素や水

素の原子から成つて居ると考へる必要のないのと同様である。小銃の發射には地球が丸いことは考へず平面なりとして差支ないが遠方の要塞射撃や海軍砲の發射には地球が球なることや地球の自轉等を考慮した彈道學が必要である。研究問題の題目や範圍に相應した學問があることを忘れてはならぬ。

第五十五章 相對性理論

第 534 節 視動と實動

物體の運動を觀察して居るとき吾等は屢奇妙な經驗をすることがある。人のよくいふ最卑近な例は北に向つて進行する汽車の乗客が靜止して居る他の汽車の傍を通過するときに自己の車體が靜止して居て彼の汽車が南に向つて進行しつゝあるかの如く感ずることである。その時、理性が働いて自分の車體が運動して居ることに氣付き、我にかへると彼車が靜止して居ると感ずる。此感じの差を乗客が

彼の汽車が南に動くのは視動でその實動は靜止であり我車の實動は北に向つて動くことであつて靜止と感じたのは視動であつた。

と述べたならば、それは此乗客は識らずしらずの間に運動を地球を基準としたものを實動とし自分の乗つて居る車體を基準としたものを視動としたのである。此見解は普通の常識で理性のある見方である。

吾等は物體の位置やその位置の變化たる運動を論ずるには座標とといふものを利用し來つた。上の問題は座標を地球に固定したものにしたか自分の乗つて居る車體に固定したものにしたかの相違によるものである。理論上は何座標でなければならぬといふ根本的の理由はない。便、不便を論ずればそれは大にあるが正、不正の問題では無い。

本書に於ても第 19 節に於て初めて運動のことを説いた所で運動の相対性を述べ運動は何に對してといふべきことを注意したがそれは何を座標として居るかといふ意味である。同一の運動（又は静止）が座標の選び方によつて異なることを注意したのである。而して更に通常は地球に固定した座標系が採用せられることが多いから特別に断らなければ此座標によつて居るのであることを述べて置いた。

更に尙一つの例を考へる。四輪車が水平に東に向つて地上を進行して居る（第 854 圖）。地上に立つ観察者が地球に固定した座標系を基準として之を見ると車體を爲す質點は總て水平に東に向つて同一の速さで動いて居り車輪は第 103 節の輻轉運動を爲して居る。即ち車輪の中心たる心棒 O の所は車體と共に東に向ふ直線運動を爲すがその他の點例へば車輪の周邊上にある一點 A は第 116 圖に示す擺線を畫いて居る。然し若し観察者が車體上にあつて車體に固定した座標系によつて判断するならば車體についた質點は何れも観察者からの距離も方向も變らずそれぞれ一定の座標の値を保有して居て静止して居る。而して車輪は如何といへば、その中心 O は不動であつて車輪のその他の點は皆 O を中心として迴轉運動を爲して居る。更に此車上の観察者から視れば地面は静止せず西に向つて進行して居てその運動たるや大地は車輪に接觸しつゝ西行すること恰も調べ革の如くに前後の車輪によつて後方に押し遣られて居る、

便不便を別とすれば此二種の座

標の採り方による車の運動や大地の静止の解釋は共に正しい見

解である。視動と實動とは觀點の相違のみである。

ニュートンの力學では上記の如く地球に固定した座標によるを原則として居る。即ち地球は静止して居るものと見做して居るのである。

然るに地球は静止しては居ない。一日一回轉の自轉、一年一回の公轉があ



第 854 圖 進行する四輪車

る。更に又太陽は太陽系に屬する諸遊星、諸衛星を提けてヘルクレス星座に向つて大宇宙の中を毎秒 18.8 杆の大速度を以て進行しつゝある。此の如き事情を考慮すると力學に論じた種々の事柄は修正を要すべきや否や。例へば運動の第二法則で質量と加速度との相乗積は此加速度を起した力に等しいといふが、此事は静止して居る地球上では正しいが運動して居る物體の上では正しく無いかも知れぬ。若し後者であつたならば地球の運動の影響は如何。之を次節以下で解説する。

第 535 節 ニュートンの力學

ニュートンの力學で教へる所の中で最大切なものは蓋し運動の第二法則であらう。之によつて力といふものが定められ、それが運動と如何なる關係にあるかを示すのである。此法則は科學の祖と言はれるガリレオによつて創建せられた實驗物理學の所産で此學問では總ての推理は之を實驗に訴へてその正否を實地に検査して始めて之を採用し整頓して學問の體系を組立てるのである。古代の學者例へばアリストテレスの所説の如く獨斷的に「斯くあるべし」と論ずるのでなくして「斯くある」といふ點に科學の特色がある。

扱て第二法則では力 f が質量 m の物體に作用すれば

$$f=ma.$$

なる加速度 a を生ずるといふ。故に物體 m に作用する力 f を原因とすればその結果は加速度 a であり従つて f が零なれば a も零で加速度の無い運動を爲す、即ち運動の第一法則にいふ如く等速直線運動である。こゝに加速度の大きさを論じて速度の大きさを言明せぬ所が重要なのである。速度が大であらうが小であらうが將又零であらうが速度が一定でさへあれば力が作用して居らぬのである。古代の學者（現代の多くの人士も）は大速度で動いて居る物體を見れば大なる力が作用して居ると思つたのであるが左様ではない。

大速度で動いて居る物体が大なる運動のエネルギーを有して居るといふ事實を言ひ表はさんが爲めに大なる勢力を有して居る、或は仕事を爲す大能力を有して居るといふのは正しい。定義を明かにした術語を正しく使用し得る程に綿密な思想を持たない人が力といふ語を混用して混雑するのは已むを得ないやうだが然し残念である。動體が大なる仕事を爲す能力を有して居るので大なる力に外方から作用せられて居るのでないのである。

第二法則では速度のことに就ては何等の議論を爲さず唯加速度即ち速度の變化に就て述べてあるのが緊要な點である。速度の大小は全く問ふ所がなく速度の變化する割合に就てのみ論じて居るのである、故に上述の大速度で動いて居る物体に於て、それが一定不變なれば現在は力が作用しては居ないのであつて此物体が過去に於て静止して居たのが大速度を得るに至つたのであるならば、その過去には力が作用して速度の變化を生じたのである。故に過去の力は現在の速度を生ずる原因であるが現在の力は現在の加速度を生ずるのである。

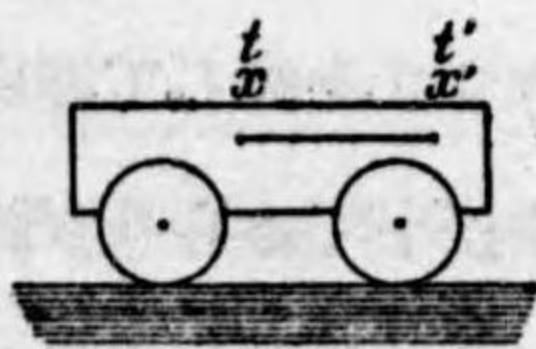
今一定速度 V で進行しつゝある一つの汽車の箱の中で運動の第二則に関する實驗を施行したとする。そして

$$f=ma.$$

を検證せんとする。但し力 f は汽車の進行方向と一致して居るとする。

地球上の實驗に於て地球の運動を知らないで行つて居る實驗の如く車内に居る觀測者が汽車の進行を知らずに例へば外界の全く見えない様な車室内で實驗したとする。車室に固定した座標系を取りその x 軸を力 f の方向にとつたと

して物体 m の位置が時刻 t, t' に於て車体内の x, x' であつたとすれば速度の測定は位置の變化 $x'-x$ を所要の時間 $t'-t$ で割つて平均速度を知り此の如き時間を極小に取つた極限値を v 及び v' の各所で測定して其所に於ける速度 v, v' を得たとする。そして同じ筆法で $v'-v$ な

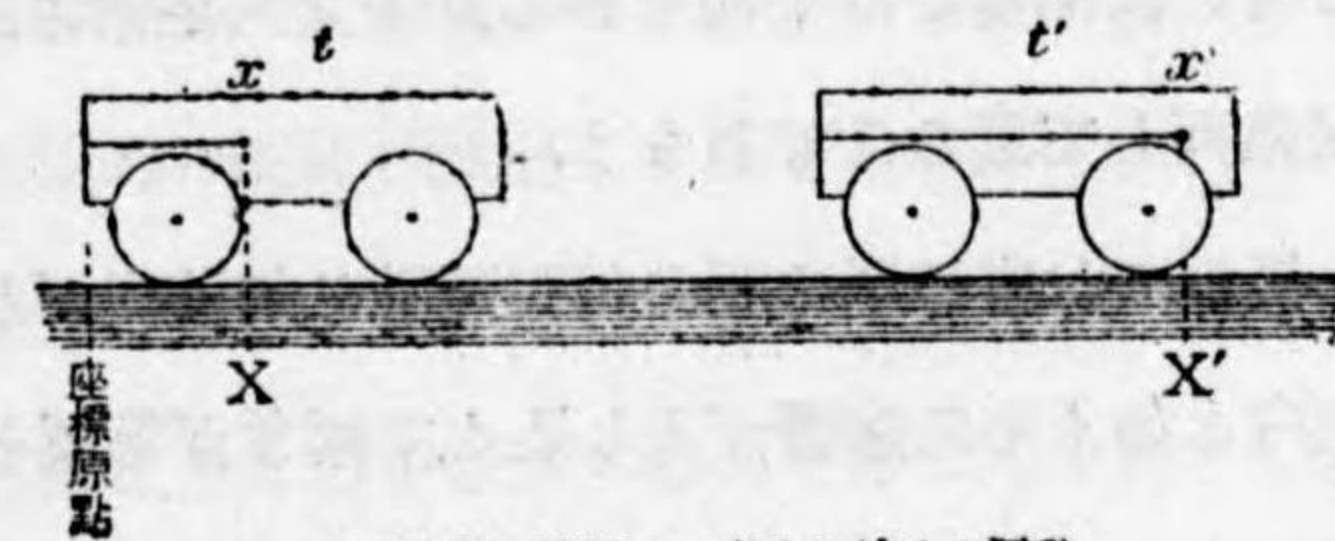


第855圖 静止する車上に於ける運動

る速度の變化を所要の時間 $t'-t$ で割つて平均加速度とし、その極限値を以て眞の加速度 a として第二法則を検證したとする。

以上は測定者が車内に居て車の進行しつゝあるを知らずに静止して居る車内の實驗だと思つて行ふたのであるが之を地上に立つ第二の觀測者が立ち會つて見て居たならば、此人は如何なる結果を同一實驗から引き出すであらう。

第二の觀測者は地上に座標軸を設けてその原点は時刻 t に於ける車内の座標原点のありし所とする。此人から見れば時刻 t に於ける物体の位置は座標 $X=$



第856圖 進行する車上に於ける運動

x で與へられ、時刻 t' には $X'=x'+V(t'-t)$ で與へられるから地上の人が見た物体の速度は

$$\begin{aligned} \frac{X'-X}{t'-t} &= \frac{x'+V(t'-t)-x}{t'-t} \\ &= \frac{x'-x}{t'-t} + V. \end{aligned}$$

の極限値であるから車體に對する物体の速度と車體の進行速度との和である。これは常識でも容易に知り得る所である。

地上に居る第二觀測者が見た物体の速度は時刻 t に於ては $v+V$ で時刻 t' に於ては $v'+V$ である。故に速度の變化

$$(v'+V)-(v+V)=v'-v.$$

を $t'-t$ で割つて得る加速度は V が式中から自然消失したから

$$a = \frac{v'-v}{t'-t}.$$

の極限値であつて車中の第一觀測者の得たものと全く同一である。

斯く車が動いて居れば位置や速度は車の運動の影響を受けてその値を變ずるが加速度は影響を受けない。従つて運動の第二則は静止して居る座標系に關し

でも運動して居る座標系に關しても後者が等速運動である限り全く等價で區別はない。以上を等速運動を爲す座標系間の運動の相対性といふ。

ニュートンは絶対に静止して居るといふ絶対空間なるものを理想的に考へて彼の力學を建設したのである。上記の如く此絶対空間に對して等速運動を爲して居る總ての座標系に就て彼の力學は成立するとして居る。此の絶対空間なるものは何者かは不明であるが多分大宇宙の空間で、その中に天體や地球などが羅列して居るのであらう。

異なつた座標系の中の相對運動に加速度がある場合には上文に就て考ふれば明白な如くその影響が入り込んで両者が等價といふ譯には行かぬ。例へばエレベーターや船の中で常に經驗する所であるがエレベーターが一定速度で昇降しつゝある間は何等の作用を感ずることなく静止して居るときと同じであるが急に動き出し或は急に止まるとき即ち加速度があるときには自分の重量が一時重くなり或は軽くなつたりして此加速度に相等するだけの力が現はれるのを感じ、即ち自分の質量を m とし加速度を β とすれば急に此加速度で落下し始めるときには $m\beta$ だけ重量が軽くなつたと感じ急に落下を止めるときには此力 $m\beta$ で床板から押上げられる様に感ずる。

以上は直線運動であるが廻轉運動を爲す物體の中に居ると圓運動による加速度 $\frac{v^2}{r}$ があつて其方向は圓の中心に向ひ運動方向に垂直だから一定の速さ v で動いて居ても $\frac{mv^2}{r}$ の力に働かれて居る如くに取扱はねばならぬ。物體に作用する問題の力 f の外に之を附加して始めて絶対空間中に設けた座標に對する力學となるのである。

第 536 節 光波の媒質

音は縦波であり光は横波であることは實に顯著なる對照である。縦波は疎密波とも呼ばれて媒質が密度の變化即ち體積に對する彈性を有し換言すれば可壓

性を有することを必要條件とする。故に氣體、液體、固體の何れに於ても音波が成立するのである。之に反して横波は形の歪に對する彈性を有する媒質に於てのみ成立するもので普通の物質では固體に限られて居る。然らば光波は縦波の伴はざる純横波であるといふ事實はその媒質が普通の物質的のものであるならば全く不可壓性の固體なりとすべきである。光波は太陽からは言ふ迄もなく幾百光年といふ遠方の宇宙の果にある星からも來るのであるから此宇宙の大空間にも此の如き純固體たる彈性物質的の媒質が瀰漫して居ると考ふべきか。前世紀から學者は此の如き物質的媒質の存在を必要として之をエーテルと命じた。エーテルとはその質極めて稀薄なるものを意味するのであつて今日でも特別に稀薄な液體 $(C_2H_5)_2O$ にもエーテルの名稱を與へて居る。古代から西洋の學者は大宇宙の空間には靈妙なる種々の氣が瀰漫して居ると考へ之をエーテルと命じた。中國の學者も同様な考を有して之を精氣と呼んだ。故に光の媒質たるエーテルは具さには光のエーテル、光の精氣と呼ぶべきである。光の精氣は氣體でなくして固體の性質を有して居るのであるから兎に角珍妙不可思議のものであるといふべきだ。果して左様なものが存在するのか。

發音體から出る振動が例へば媒質の一たる空氣に傳はりその一部分から隣の部分へと傳つて行くとき發音體を全體として動かせば媒質たる空氣は之と共に動く。又空氣中の音波が風に吹かれると、音波は風と共に運ばれて、音波の本來の速度が c 、風の速度が v ならば順風のときには $c+v$ 、逆風なれば $c-v$ の合成速度で音波は擴がる。

同様なことが光波の場合にもあるか如何。エーテルは發光體と共に動くか動かぬか。光波の速度は媒質の運動に影響せられるか如何。

光波を以てエーテルの彈性波なりと見る解釋は上記の如き難問題を發生したが尙その外にも色々の疑問がある。例へば硝子又は水の中に於ける光速度は眞空中に於けるものよりは小さいといふ事實を如何に解釋すべきか。彈性波と見

るならば水中に於てはエーテルの弾性率が小であるのか或はエーテルの密度が大であるのか或は両方ともあるのか等である。そこで此等の説明のために實に數種のエーテル説が斯學の歴史中に現はれた。然るにマックスウェルが光の電磁波論を唱へ出してから弾性波論は退場を逼られたが、それにしてもマックスウェルの電磁論はファラデーの所説たる靜電気、磁氣現象を以て遠隔作用にあらずして透電質、透磁質中に於ける近接作用なりとする考を繼承したものであるから新たに透電率 ϵ 、透磁率 μ なる電磁媒質が登場して弾性的エーテルから電磁的エーテルに移つたと稱してよい状態となつた。そして此媒質が纏てニュートンの絶對空間と一つに成つて仕舞つた觀を呈するに至つた。此新しい電磁媒質が光波と共に動くか動かぬか等の問題は矢張り依然として解決を要するのであるから運動する媒質中の電磁論の研究を必要とするに至つた。

解釋は兎に角上記の問題に關係する事實は何々であらう。光波に就て差當り攻究すべきものは次の三件である。

- (一) 振動數
- (二) 進行速度
- (三) 進行方向

此等の三件に就て如何なる場合に之が變化するかを調ぶべきである。但し光が甲の媒質から乙の媒質に進入するときに反射と屈折とによつて進行方向の變化することや又屈折率の差による進行速度の變化すること等は既知のことでもあり又當面の主題に關係することでないから差し當り取上げなくてよろしい。

第 537 節 ドップラー効果

光の振動數は光源の振動を特色づけるもので甲の媒質から乙の媒質に進入しても振動數は變化することはない。即ち振動數は一種の**不變量**である。光が可

視光ならば之は赤とか緑とかその色を決定するものであつた。一定の媒質に於ては色の差は波長の差で言ひ表はされるけれど或特別の光が種々の媒質中に於てその個性を特徴づけるものは實に振動數 ν である。

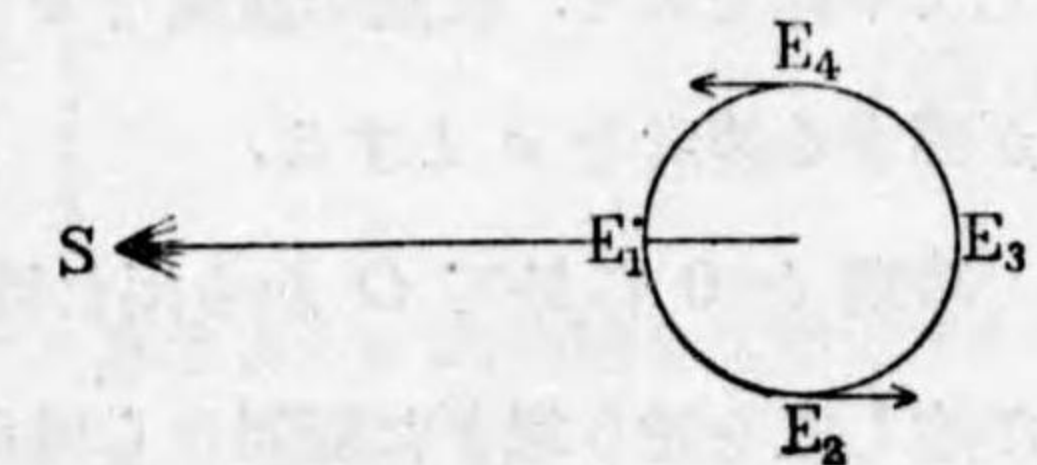
波動の振動數は波源が運動する場合と又觀察者が運動する場合とに於て觀察者の感覺する振動數は波源本來の振動數とは異なるのである。之を**ドップラー効果**といふ。之は 1842 年にドップラー (Doppler) が初めて音波に於て發見した現象である。即ち發音體が大速度を以て聽き手に近づきつゝある場合にはその音がその本來の調子よりは高く聞こえ、遠ざかりつゝあるときは低く聞こえるのである。又發音體が一定所にあつて聽き手が運動するときにも同様で、近づくときは高く遠ざかるときは低いのである。

之を實驗するには第一の發音體の運動する場合は汽車の線路の傍に立つて居るとき汽笛を鳴らしつゝ通過する汽車があると好都合である。汽車が通過する前後に於て突然その音が高いものから低いものに激變するのを觀察するのである。音の強さは此際變化せず(距離が著しく變るのではないから)調子のみが突然變化するのが面白い。

第二の場合は工場の汽笛を鳴らしつゝある所を急行の汽車で通過するとき經驗し得られる。

光の場合のドップラー効果は地球の軌道の平面(第 857 圖では紙面)内にあ

る恒星 S から來る光の輝線スペクトルに於て之が觀測せられる。即ち此光を分光器を以て波長の測定を行つて見ると地球が E_1 又は E_2 にあるときの波長はその光本來の波長であるが地球が E_3 にあ



第 857 圖 ドップラー効果

るときは振動數が小さく従つて波長が大で輝線の位置がスペクトルの赤色端に偏し E_4 にあるときには波長が小になつて輝線の位置はスペクトルの靑色端に

偏する、此輝線の偏することが一年間の周期で規則正しく現はれる。然し軌道の平面に直角なる方向にある星に就ては左様なことがない。

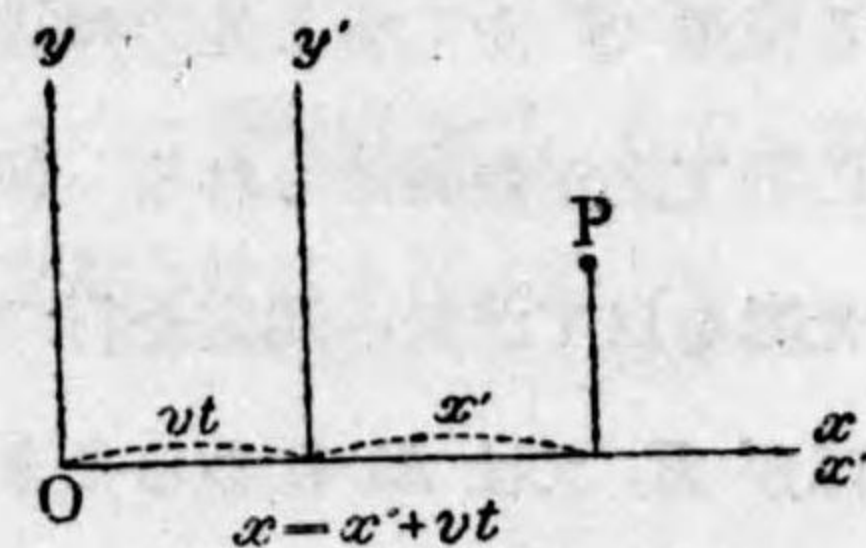
恒星によつては固有運動と稱してそれが宇宙の一定所に静止せずに大速度を以て運動しつゝあるものがある。此運動の速さは大なるものに於て毎秒 300 軒を超えるものがある。此星の速度は此等の星から来る光のドップラー効果から推算したものである。

地上の光源に就てはスタルク (第 528 節) が 1906 年に真空管中の水素の陽極線 (第 490 節) に就て始めてドップラー効果を観察した。陽極線をその進行方向からと垂直の方向からと分光器を以て観測して見たれば同一の輝線の波長が前者の方が後者に比して小であつた。之は陽極線の速度が $v=10^8$ 糎/秒程度であるからドップラー効果が著しく良く現はれたのである。序に記すが軌道上に於ける地球の速度は 3.0×10^8 糎/秒である。

扱て波動の進行速度を c とし波源が速度 v を以て運動しつゝあるとき、波源の振動数 ν を観察者は ν' と感ずるとして之を計算して見る。第 858 圖に於て座標軸 Ox', Oy' を波源に固定したものと Ox, Oy は観察者に固定したものと Ox', Oy' が v の速度で右方に向て動きつゝあるとする。但し $t=0$ に於て Ox', Oy' は Ox, Oy と重なり合つて居たが第 858 圖は時刻 t に於ける座標軸 Ox', Oy' の位置を示すとする。P は観察者の位置で之は Ox, Oy に對して不動である。波動の速度を c' とし観察者が感ずる速度を c とする。

時刻 $t=0$ に於て O から出た特別の波が P に達し之を通り過ぎた瞬間から現在の時刻 t までの間に P を通過した波数は幾個あるか。

座標系 Ox, Oy から云へば O を出た波が P 點に達するに要する時間は $\frac{x}{c}$ である。故にその瞬間から現在の t までの時間は $(t - \frac{x}{c})$ で毎秒 ν 個



第 858 圖 トップラー効果の説明

づゝの波が通るのだから求むる波の数は $\nu(t - \frac{x}{c})$ である。座標系 Ox', Oy' から云ふても同様で $\nu'(t - \frac{x'}{c'})$ であつて此だけの波数が P を実際に通過するのであるから

$$\nu(t - \frac{x}{c}) = \nu'(t - \frac{x'}{c'}). \quad (537/1)$$

然るに

$$x = x' + vt.$$

である故に之を代入して

$$\nu(t - \frac{x' + vt}{c}) = \nu'(t - \frac{x'}{c'})$$

$$t\{\nu(1 - \frac{v}{c}) - \nu'\} - x'\{\frac{\nu}{c} - \frac{\nu'}{c'}\} = 0.$$

此關係は t 及び x' の總ての價に就て満足せられることを要求するから

$$\nu(1 - \frac{v}{c}) = \nu'. \quad (537/2)$$

$$\frac{\nu}{c} = \frac{\nu'}{c'} \quad \therefore c' = c - v. \quad (537/3)$$

故に第 858 圖の P にある観察者に波源が左方から速度 v で近づきつゝあるとし波源は座標系 Ox', Oy' に屬するとし、上式の $c'\nu'$ をそれぞれ波源の $c_0\nu_0$ とし之を座標系 Ox, Oy に屬する観察者は c, ν と感ずるとすれば

$$\left. \begin{aligned} \nu &= \frac{\nu_0}{1 - \frac{v}{c}} \\ c &= c_0 + v \end{aligned} \right\} \quad (537/4)$$

で振動数が大となり波の速度が早くなつたと感ずる。 v の符號を反對にすれば波源が遠ざかりつゝあるときでその場合には観察者は

$$\left. \begin{aligned} \nu &= \frac{\nu_0}{1 + \frac{v}{c}} \\ c &= c_0 - v. \end{aligned} \right\} \quad (537/4')$$

と感ずる。

(537/2) (537/3) の式はその儘観察者が速度 v で運動し波源が静止して居る場合に讀直すことが出来る。即ち $v > 0$ は観察者が波源から遠ざかりつゝある場合で上式の c, ν を波源の c_0, ν_0 , 上式の c', ν' を観察者の c, ν として

$$\nu_0 \left(1 - \frac{v}{c_0}\right) = \nu,$$

$$\frac{\nu_0}{c_0} = \frac{\nu}{c}.$$

故に観察者は

$$\left. \begin{aligned} \nu &= \nu_0 \left(1 - \frac{v}{c_0}\right) \\ c &= c_0 - v. \end{aligned} \right\} \quad (537/5)$$

と感ずることになる。之を (537/4) と對照せよ。共に $\nu < \nu_0$ である。 ν の符號を反對にして観察者が波源に近づきつゝあれば

$$\left. \begin{aligned} \nu &= \nu_0 \left(1 + \frac{v}{c_0}\right) \\ c &= c_0 + v. \end{aligned} \right\} \quad (537/5')$$

となる。之を (537/4) と對照せよ。共に $\nu > \nu_0$ である。

尙第 549 節を参照せよ。

第 538 節 フレネルのエーテル隨伴運動説

エーテルは物體と共に動くか。

光の屈折率が μ なる静止して居る物體中の光の速度を c_μ としたときに此物體が速度 v で運動しつゝあるならばその中の光の速度 c'_μ は何であるか。此問題に就て之れから考察せんとする。

問題の物體が率静止して居るときは (294/2) により

$$c_\mu = \frac{c}{\mu}.$$

である。但し c は真空中の光速度である。

若し物體のみが動いてエーテルは之に隨伴せず静止して居るとすれば

$$c'_\mu = c_\mu. \quad (538/1)$$

である。之に反してエーテルが物體と共に運ばれて行くとすれば

$$c'_\mu = c_\mu + v. \quad (538/2)$$

である。前の場合には物體は恰も魚網が水中を動くが如く物體内にも瀰漫して居るエーテルの中を物體を組成する分子、原子等の比較的疎鬆なる組織がエーテルを揺き分けつゝ進むであらうし後の場合には物體のエーテルは静止し物體内のエーテルは之と共に動くから物體内にはエーテルが無きも同然で恰も船が水中を進行するが如くに物體はエーテルの海の中を進み行くであらう。

此論争には兩説が對立して居たがフレネル (Fresnel 1788—1827 フランスの物理學者) は兩説の中間に位する**エーテル隨伴説**なる學説を立てた。即ち物體の速度 v の一部分の速度でエーテルが物體に隨伴して之と共に動くといふのであつて物體内の光の速度は

$$c'_\mu = c_\mu + \left(1 - \frac{1}{\mu^2}\right)v. \quad (538/3)$$

といふのである。故に硝子が v の速度で動けば $\mu = \frac{3}{2}$ とすれば

$$1 - \frac{1}{\mu^2} = 1 - \frac{4}{9} = \frac{5}{9}$$

エーテルは $\frac{5}{9}v$ の速度で動くといふのである。

フレネルの議論の立て方に就ては稍明哲を缺く憾があるが三十年後の 1851 年にフィゾウ (Fizeau フランスの物理學者) は極めて鋭敏なる干涉計を使用して流水中に光を送つて實驗してフレネルの結論の正しいことを示した。唯憾むらくは流水の速度は願はしい程の大なる價を與へ得ないものであるから精度に於て不十分の點があつて確實なる證據を與へたとは言ひ難いのである。故に v として地球の軌道上に於ける運動速度を採用したフォンヘーク (Von Hoek) の 1868 年に實施した干涉計による實驗を次に説明する。

第 859 圖の干渉計に於て Q は単色光を出す光源、 P は薄く鍍銀した半透明の平行平面の硝子板、 S_1, S_2, S_3 は平面反射鏡、 F は望遠鏡である。 W は屈折率が μ なる透明體でそれが静止して居れば

は其中に於ける光速度は $c_\mu = \frac{c}{\mu}$ である。

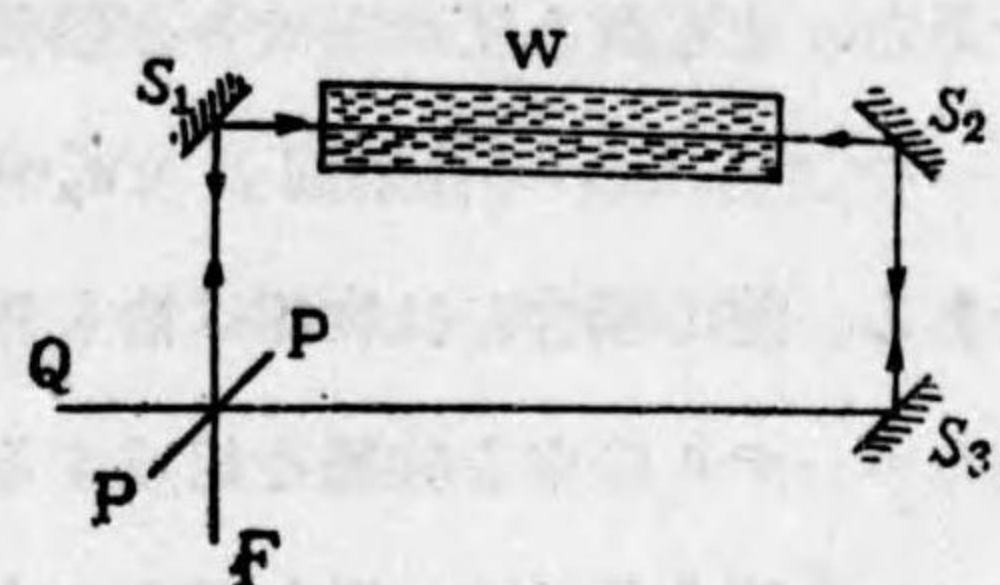
Q から出た光が硝子板 P に於て二つに分かれる。その第一は P の前面で反射し更に反射鏡 S_1 によつて W 中に送られ之

を通過して後更に S_2, S_3 及び P の後面で反射せられて望遠鏡 F に送られる。その第二は P を通過して S_3 に向ひ前とは丁度反対の行路を辿つて S_2, W, S_1 の順序に進行して P を通過してこれも亦望遠鏡に送られる。 P を通過する間に光の受ける位相の變化は二者に共通で問題の主要點でないから議論を簡單にする爲に今之を省略して硝子板 P は厚さは零なりとして置く。然るときは上記二つの光線は大體同一の徑路を W の中を順と逆とに進むだけで光行路が相等しく F に入る二つの光束は干渉可能の状態に在る。

そこで W の方向を實驗當日に於ける地球の軌道上の位置の接線の方向と一致させて全装置が地球と共に S_1 から S_2 に向つて地球の速度 v で運ばれつゝあるとする。然るときは第一光束では光波の進行方向が W の進行方向と一致し第二光束では之が逆になつて居るから W 中に於ける兩光束の光速度の相違のために位相の差が生じて干渉現象にそれが現はれるであらう。

第一光束に於ける如く光波が W 中を S_1 から S_2 に向ふとき W 中のエーテルが之と共に動けば光速度は $c_\mu + v$ であり静止して居れば c_μ であるが今は何れか不明であるから之を $c'_\mu = c_\mu + \varphi$ とする。 φ は未知の量である。斯くすれば第二光束が逆に S_2 から S_1 に向ふときには光速度は $c''_\mu = c_\mu - \varphi$ である。

$S_1 S_2 = S_3 P = l$ として干渉現象に寄與する位相差を時間で言ひ表はして見る



第 859 圖 エーテルの隨伴運動を見る實驗

と PS_1 及び $S_2 S_3$ 間は第一第二兩光束に共通だから之を省略すると第一光束に就いては $S_1 S_2$ 間に要する時間は地球に対する相對速度が $c_\mu + \varphi - v$ で $S_3 P$ 間は $c + v$ であり第二光束に就てはそれぞれ $c_\mu - \varphi + v$ 及び $c - v$ であるから結局

$$\frac{l}{c_\mu + \varphi - v} + \frac{l}{c + v}$$

$$\frac{l}{c_\mu - \varphi + v} + \frac{l}{c - v}$$

の二つを比較してその差の有無が問題となるのである。實測によると干渉計の示す所では此差はなく干渉計の据ゑ方の方位を如何にしても干渉像に何等の變化がなかつた。故に上記二つの時間は相等しく

$$\frac{l}{c_\mu + \varphi - v} + \frac{l}{c + v} = \frac{l}{c_\mu - \varphi + v} + \frac{l}{c - v}$$

である。之によつて φ を求めると此式は φ の二次方程式となるが v は c に比して餘り大ならずとして

$$\frac{v}{c} = \beta.$$

が 1 に比して小なりとして適當な省略計算を行へば

$$\varphi = v \left(1 - \frac{1}{\mu^2}\right), \quad c' = c_\mu + \varphi = c_\mu + v \left(1 - \frac{1}{\mu^2}\right)$$

となつて正にフレネルの隨伴説 (538/3) 式と一致する。

即ち此實驗によれば運動する物體中のエーテルは物體と全く運動は共にはせぬが然かも一部分之に伴はれて動くものと見なければならぬのである。但し $\mu = 1$ ならば $\varphi = 0$ で隨伴運動は無い。

宇宙間に瀰漫して静止して居ると考へるエーテルの中を速度 v で動く物體中の光速度はエーテルに対しては $c_\mu + \left(1 - \frac{1}{\mu^2}\right)v = c_\mu + \left(1 - \frac{1}{\mu^2}\right)v$ で物體に対しては $c_\mu - \frac{v}{\mu^2} = \frac{c}{\mu} - \frac{v}{\mu^2}$ であるといふ結論になつた。

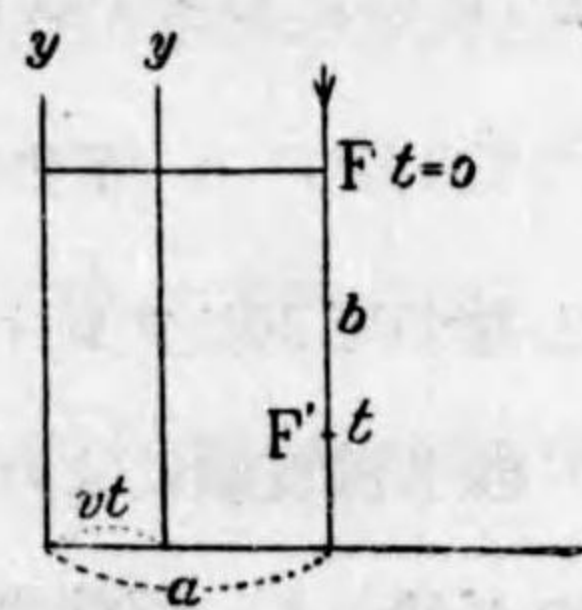
第 539 節 光の錯行

第 536 節に於て光の受ける變化の三つを掲げた。即ち第一振動數、第二進行速度、第三進行方向である。第 537 節のドップラー効果は振動數の變化で第 538 節のフレネルの隨伴説は進行速度の變化であつた。本節に於て第三の進行方向の變化を考へて見る。之に相當する現象は 1727 年に天文學者のブラッドレー (Bradley) が發見した天體から來る光の錯行と稱する現象で既に第 288 節に記述したものである。

光の錯行は地球の運動によつて光の進行方向が變化して感じられるのである。此場合には光は宇宙の空間に靜止して居るエーテルの中を進行し來る所の波であつて光波の速度が何等の影響を受けるのでは無く、單に觀察者が動いて居るといふに過ぎない。單なる相對運動の問題である。

故に靜止せるエーテル中に固定せる座標軸 Ox, Oy を設け光線 FA が地面に垂直に進行し來りて時刻 $t=0$ に於て $OA=a, AF=b$ なる F 點まで光が來たとし時刻 t には光が FA 線上を ct の距離だけ進行して (第 860 圖)

$$\left. \begin{aligned} x &= a, \\ y &= b - ct \end{aligned} \right\} \quad (539/1)$$



第 860 圖 光の錯行の説明

に來て G に在りとする。そこで Ox が地球の進行する v の方向と一致するとし地球と共に動く座標軸 Ox', Oy' を設け $t=0$ に於ては Ox, Oy と一致させてあるとすると座標の轉換式は

$$\left. \begin{aligned} x' &= x - vt \\ y' &= y \end{aligned} \right\} \quad (539/2)$$

であるから光線を Ox', Oy' 座標系に基いて表はせば

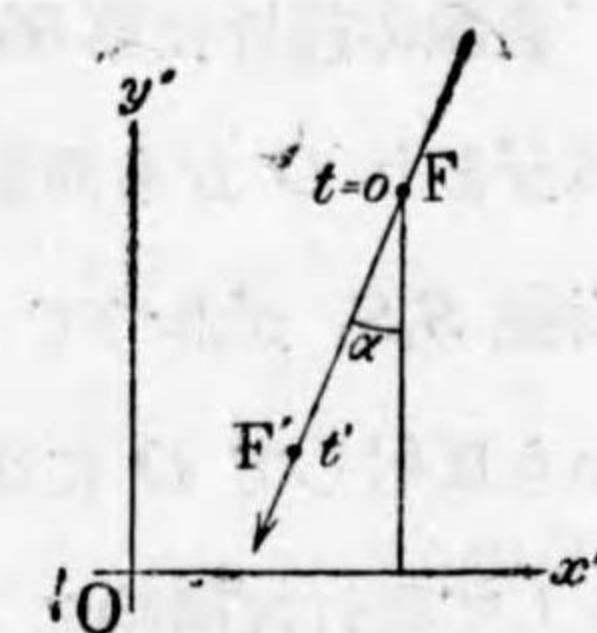
$$\left. \begin{aligned} x &= a = x' + vt \\ y &= b - ct = y' \end{aligned} \right\} \quad \therefore \left. \begin{aligned} x' &= a - vt \\ y' &= b - ct \end{aligned} \right\} \quad (539/3)$$

であるので t を消去すれば Ox', Oy' 座標系即ち地上の觀察者から言へば光線の方程式は(第 861 圖)

$$y' = \frac{c}{v} x' + \frac{bv - ca}{v}$$

であつて FF' の方向に光が進行して

$$\tan \alpha = \frac{v}{c}$$



第 861 圖 地上の觀察者の見た光線の進行方向

なる傾斜した直線を表はすのである。此所に記したのは第 288 節の $\theta=90^\circ$ とした場合である。光線が地面と角 θ をなして來る場合も同様に計算して見るがよい。

光速度は $c=3 \times 10^{10}$ 糎/秒で地球の軌道上の速度は $v=3 \times 10^6$ (糎/秒) であるから

$$\tan \alpha = \frac{1}{10000}$$

であり α は僅に角度の $20''$ ほどである。ブラッドレーは天體觀測から α を測定して之によつて光速度を推算したのは光學の歴史上顯著なことであつた。

尙第 548 節を参照せよ。

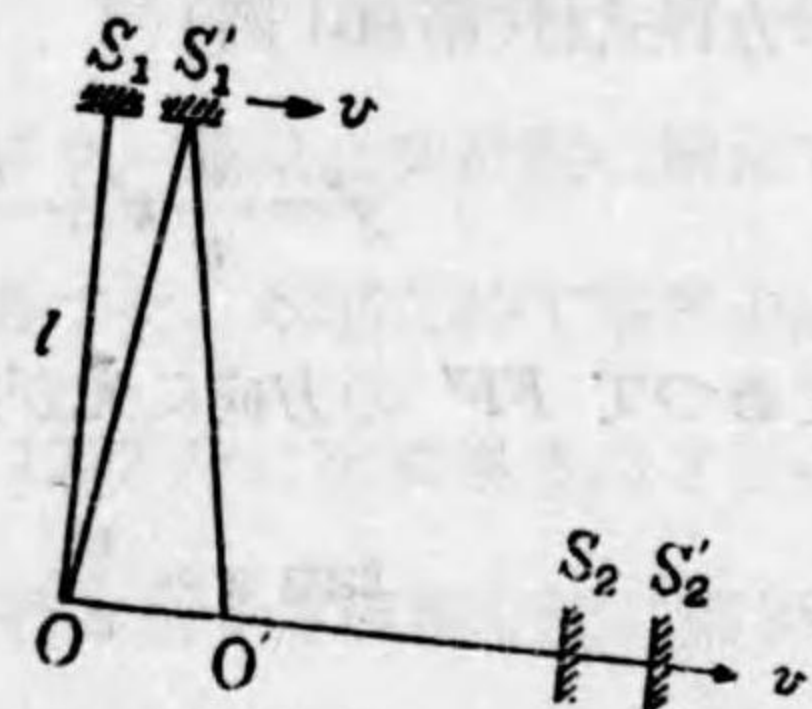
第 540 節 マイケルソン、モーレーの實驗

地球の運動が光波の速度に影響するか如何といふ根本問題を實驗に訴へて検査せんとした多數の學者の努力の中で一頭地を抽でたものは蓋しマイケルソン (Michelson 1852—1931. アメリカの物理學者) の實驗であらう。彼は 1881 年に之を開始し 1887 年にモーレー Morley との共同研究に於ては非常に精度の高い實測を行つた。今その概略を述べる。

實驗の方法は干涉計によるもので光波をして空氣中を地球の運動の方向と一

致する行路を取らしめたものと之に垂直なる行路を取らしめたものの二つを干渉させたのである。假にエーテルは地球と共に動かず光速は常に $c=3 \times 10^{10}$ 糎/秒なりとして計算し之を實驗して見る。

實驗の趣旨は第 862 圖に示す如くで O に光源があり O から同距離で互に垂直な方向に反射鏡 S_1, S_2 があつて O から出た光が此等の鏡から反射して O に復歸する。全體の装置が静止して居れば同時に O から出た二つの光が同時に O に復歸するが若し此装置全體が v なる



第 862 圖 マイケルソン、モーレーの實驗

速度を以て OS_2 の方向に移動しつゝある所で實驗するならば如何なる變化があるか。若し假りに變化があるとすれば、 v が少しでも大なる方が檢定に有利であるから、 v として地球の軌道上の速度 $v=3 \times 10^6$ 糎/秒を利用するが最も良い。故に OS_2 の方向を實驗當日の軌道の接線に平行ならしめたとする。そこで次の計算を行ふ。

O から光が時刻 $t=0$ に於て一つは S_1 に、一つは S_2 に向つて同時に O 點から出發した。第一の光線が鏡 S_1 に達するまでには S_1 は S_1' に運ばれて居る。そして光は、絶對空間に静止して居るエーテルに對しては、斜に OS_1' の徑路を進み、それから復路には光源が O' に在る時刻に之に到達するとすれば復歸の徑路は $S_1'O'$ である。此往復に要する時間を t_1 とし、 $OS_1=l$ とすれば

$$OS_1' = S_1'O' = v \cdot \frac{t_1}{2}$$

であり

$$\overline{OS_1'}^2 = l^2 + \left(\frac{1}{2}vt_1\right)^2 \quad (540/1)$$

である。而してエーテルは静止して居て光速は c なりとするのであるから

$$OS_1' = c \times \left(\frac{1}{2}t_1\right)$$

従つて (540/1) から

$$c^2 \frac{t_1^2}{4} = l^2 + v^2 \frac{t_1^2}{4}$$

$$t_1^2 = \frac{4l^2}{c^2 - v^2}$$

$\frac{v}{c}$ を β とすれば

$$t_1 = \frac{2l}{\sqrt{c^2 - v^2}} = \frac{2l}{c\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (540/2)$$

である。

第二の光線が鏡 S_2 に達するときには S_2 は S_2' にある。之れ迄に要する時間を t' とすれば

$$OS_2' = ct'$$

而して

$$OS_2' = OS_2 + S_2S_2' = l + vt'$$

故に

$$t' = \frac{l}{c-v} \quad (540/3)$$

S_2' からの復路には O は O' にあるが S_2' から O' までに要する時間 t'' は

$$S_2'O' = ct''$$

である。而して OO' は時間 $(t'+t'')$ の間に O が動いた距離だから

$$S_2'O' = S_2'O - OO' = (l + vt') - v(t' + t'')$$

$$t'' = \frac{l}{c+v} \quad (540/4)$$

即ち往復に要する全時間は (540/3) (540/4) を加へて

$$t_2 = t' + t'' = l \left(\frac{1}{c-v} + \frac{1}{c+v} \right) = \frac{2lc}{c^2 - v^2}$$

$\frac{v}{c} = \beta$ とすれば

$$t_2 = \frac{2l}{c(1-\beta^2)} \quad (540/8)$$

である。そこで当面の問題は t_1 と t_2 とが相異なるか否かを突止めんとするのである。

扱て c は光の速度 3×10^{10} (糎/秒) で v は地球の軌道上の速度 $v = 3 \times 10^6$ (糎/秒) であるから此実験に於ける β は $\frac{1}{10000}$ である。 $\sqrt{1-\beta^2}$ 及び $1-\beta^2$ を β の昇幂に展開して

$$t_1 = \frac{2l}{c\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{2l}{c} \left(1 + \frac{1}{2}\beta^2 + \dots \right) \quad (540/2)$$

$$t_2 = \frac{2l}{c(1-\beta^2)} = \frac{2l}{c} (1 + \beta^2 + \dots) \quad (540/5)$$

とすれば

$$t_2 - t_1 = \Delta t = \frac{l}{c} \beta^2.$$

となる。此差を干渉計で見究めんとするのである。

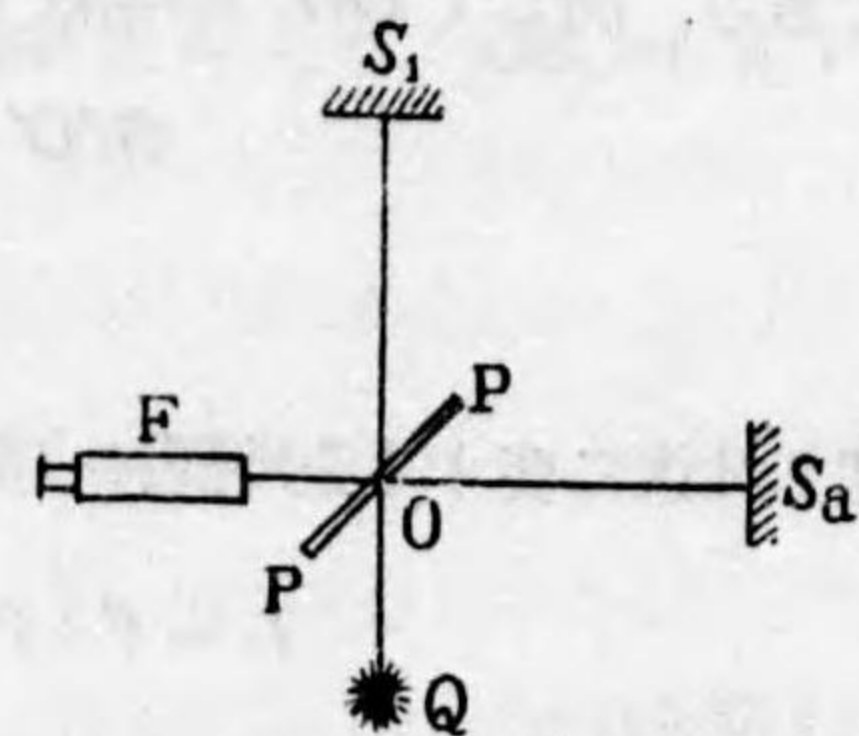
マイケルソンの使用した干渉計は第 863 圖に示す如くで P が半透明に鍍銀した硝子板、 S_1, S_2 が反射鏡、 Q が単色光を出す光源、 F が干渉像を見る望遠鏡である。而して全装置が水銀面上に浮ぶ臺の上に載せられ極めて圓滑に OS_2 の方向を軌道の接線方向に向けられ或は全装置を 90° 廻轉して OS_1 をして此方向を取らしめたりして、それが爲めに生ずる干渉像に變化を見得るやうにした。即ち上記の差の二倍なる

$$\Delta t = \frac{2l}{c} \beta^2.$$

を検出せんとしたのである。此差は上式では時間を表はしてあるが之を波長で表はすと

$$\Delta t : T = \Delta \lambda : \lambda, \quad \lambda = cT,$$

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{2l}{c} \beta^2 \times \frac{c}{\lambda} = \frac{2l}{\lambda} \beta^2.$$



第 863 圖 マイケルソン、モーレーの干渉計

となる。

此式によると l が大なる方が有利であるからマイケルソンは巧妙なる装置によつて l を 11 米の長さに大きくし光源 $\lambda = 5.9 \times 10^{-5}$ 糎の単色光としたので

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = 0.37.$$

即ち干渉計の二つの位置に於て干渉像の異動が波長の約 $\frac{4}{10}$ ほどの大きさと期待されたのであつたが彼の装置の精度は甚高く此差の百分の一までは見究はめ得るものであつたに拘はらず干渉像の變化は全然認められなかつた。

即ち上の計算に於ける如く光が O から S_1 に行くときに光波が横風に吹かれ S_2 に行くときは順風に追はれ S_2 から歸るときは逆風に抗する如き計算のやり方は不當なるものと見える。

第 535 節に述べた等速運動の力學的相対性を此場合に當てはめて地球の運動などは全く無視するか或はエーテルなどを全く抹殺して仕舞へば勿論干渉像の移動等は起る筈がない。

マイケルソンの光學的實驗に對してトラウトン(Trouton)ノーブル(Noble)の二人は 1903 年に共同して電磁的實驗を行つたが矢張りエーテルに對する地球の運動の影響を見出さなかつた。

第 541 節 ローレンツ收縮

ローレンツ(Lorentz 1853—1928 オランダの理論物理學者)は光の媒質に関する研究に於て造詣の深い人で彼は電子論を根據とした特殊の媒質論を出した。

その學説は之を本書に於て解説する邊はないが彼のマイケルソンの實驗に関する説明は此所に之を述べざるを得ないのである。彼はマイケルソンの實驗に

於て Δt の差が見られなかつた理由として彼装置では実際に $\Delta t=0$ であるのだとした、そしてその理由は

エーテルに対して v なる相対速度を以て運動する總ての物體は運動の方向に於てその長さが $1:\sqrt{1-\beta^2}$ の割合で収縮する。

といふのである。即ち静止して居るとき l_0 の長さのものは運動して居るときには

$$l=l_0\sqrt{1-\beta^2} \quad (541/1)$$

の長さに縮まるといふのである。之をローレンツ収縮といふ。

此収縮は別に或力が現はれてその力の作用によつて壓縮せられたといふのでなく運動するが爲に自然と収縮するといふので之は實は彼のエーテル論の産物の一つである。之をマイケルソンの實驗に應用すると第540節の t_1 の計算は彼儘でよいが t_2 の計算は修正を要するのである。即ち t_2 の計算の (540/3) (540/4) 式中の l は運動の方向にあるものだから (540/8) 式の l を $l\sqrt{1-\beta^2}$ とすべきものである、即ち此修正を施せば

$$t_2 = \frac{2l\sqrt{1-\beta^2}}{c(1-\beta^2)} = \frac{2l}{c\sqrt{1-\beta^2}} \quad (541/2)$$

となつて (540/2) によると $t_2=t_1$ となり

$$\Delta t=t_2-t_1=0$$

となるので説明は誠に簡単である。

ローレンツ収縮は殆荒唐無稽の説の如くにも聞こえ若しその説く所を眞とすれば進行する汽車の中にある一つの定まつた物體が汽車の進む方向に置かれた縦の長さは短かく之に垂直な横の長さは本來の長さで縦よりは長いといふのだから、そんな馬鹿氣たことがあつたら長さの比較も出來ないだらうと考へられるが實は左様でもない。長さを測る物指もローレンス収縮を爲すから縦に置けば

横に置いたときは長さの單位も亦同じく $1:\sqrt{1-\beta^2}$ に収縮するので測られる長さも測る物指も同じ割合に變るから長さを表はす數値は縦でも横でも同じで何等不都合を生ずることはないのである。

尙 β 即ち $\frac{v}{c}$ が大でないと言へば運動體の速度 v が非常に大でないと言へばローレンツ収縮は日常生活等には實際上顧慮する必要のないものである。陰極線を爲す電子や或は α 粒子の如き大速度を以て飛行するものに於ては、それが静止して居るとき眞球であるならば飛行中は前後の直徑のみが短くなつて扁平楕圓體を爲すといふことになる。要するに原子物理学では閑却し得ざる事件である。

ローレンツの媒質論では尙一つ大事件が唱へられて居る。それは運動によつて長さに上記の収縮があると同時に時間に延長があつて静止して居る時に t_0 の時間が運動して居るときには

$$t = \frac{t_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (541/3)$$

となり時間の單位の大きさが大になるといふのである。

ローレンツの學説では絶対の長さといふものがなく絶対の時間といふものがない。第535節に説く如き相対的に等速運動を爲す二つの座標系に於ては物體の座標や速度は兩座標に於て違ふけれど加速度は同じであると云ふのが普通の力學的相対性であると述べたがローレンツの所説によれば兩座標に於ける長さも時間も共に異なつて、それぞれの座標系は測長、測時のやり方を異にして居るべきだといふのである。

長さは兎に角、時間は古來絶対不變の特殊性を有して居るものとせられて居たのに時間にも相対性ありとするローレンツの一見奇怪なる學説はその次の時代に現はれた 1905 年のアインシュタインの相対性理論の先驅を爲すもので學問の發展の機運が長く鬱積されて居たのが天空に新星の爆發出現した如くに

相対性理論の出現によつて大速度の運動を含む物體に關する學界の諸難問が一刀兩斷的の明快なる解決を與へられて困難が一掃せられるに至つたのである。

第 542 節 同時刻の問題

第 535 節の説明に於ては等速度を以て相對的に運動して居る座標間に於て座標 x や速度 v は價を異にし加速度は値を同ふすることを述べた。然るにマイケルソンの實驗の結果によれば光の速度は地球と共に動く座標系でも靜止して居る座標系でも同一の値を有することを示した。此一見相容れざる矛盾は如何にして除くことが出来るであらうか。之に合理的なる説明を與へんと苦心した結果がアインシュタインをして相對性原理を考へ出さしめた動機であつたであらうと考へる。彼の解決方法は從來誰人も疑を挿まなかつた時間の絕對性を否認して時間は空間と同様に相對的のものであるとしたことにある。

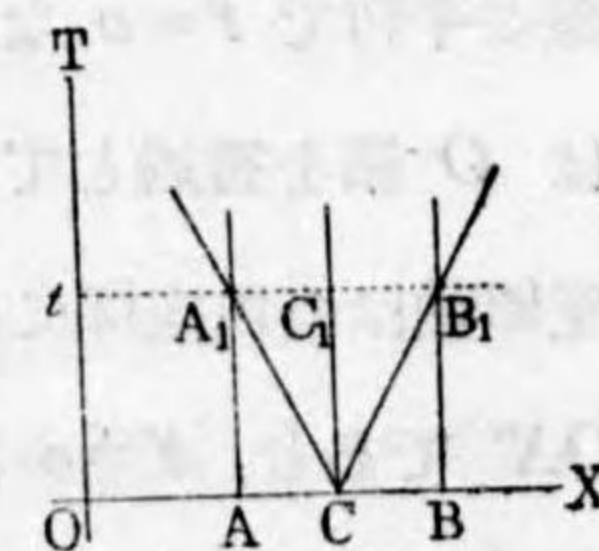
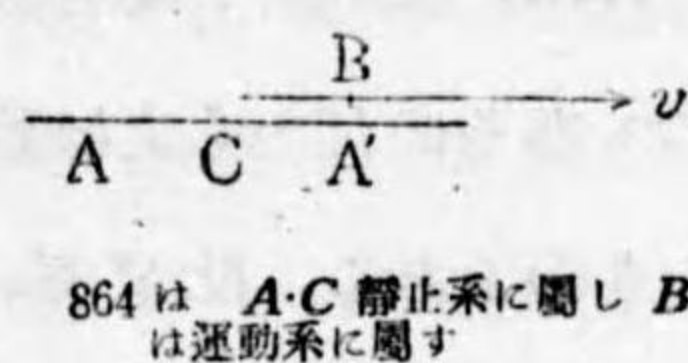
吾等は宇宙間の現象が何時に起つたかといふことを時間の前後で一義的に定め得るもので、その様なことは自明のものだとして何等特別なる注意をしなかつたことであるがアインシュタインは相對的に運動して居る二つの異なつた座標系に於ては同時刻といふことさへも意味を與へ得ざるものであることに注意し唯同一の座標系内に屬する A, B 二ヶ所に起つた現象の同時刻であるか否かは決定できることを強調したのである。

一體時刻の前後を定め時間の長短を測るには時計を以てするがその時計は何式の時計でも之を互に比較して同時刻といふことを如何に定めるかといふことを考へる必要がある。此問題を少しく詳細に考へると實は簡単なことではない。時計が正しく運轉して居るといふことを如何にして定めるかといふことを先づ考へて見る。此二つの時計が同一座標系に屬して互に其關係位置を變ぜず(即ち靜止し居て)一が A 點にあり他が B 點にありとする。 A, B 二點の眞中にあつて $AC=CB$ なる C 點に發信所を設け之から信號を發するものとする。

信號は音でも光でも或は又無線電信でもよい。要は A, B, C が同一座標系に屬して相對的に靜止して居ればよい。然るときは A 及び B に於て C の信號を受取つた時刻を AB に於ける同時刻とするのである。又此信號を反覆すれば A, B 二つの時計が歩調正しく運轉して居るかを定め時間の長短の測定も出来る譯である。

若し A と B とが異つた座標系に屬し B が A に對して運動しつゝあれば上法は行ふことは出来ない。信號所 C にも時計を置いて A と C とは同一座標系に屬して互に靜止して居るならば C に於ける發信時と A に於ける受信時は兩點間の信號の傳播時間だけの差を有して幾度信號を繰り返しても常にそれだけの差を示せば AC 二つの時計は歩調を正しうして居るのだが、 B なる時計が A, C とは別の座標系に屬して運動しつゝある時計であつたならば(勿論運搬の爲に時計が狂ふといふ様なことはないとして) A の座標系に於て $AC=CA'$ なる A' の前を B が通過するときに C で信號を發したとしても信號が A' に到着する迄には B は既に動いて他所にある。相對的に動きつゝある二つの座標系間の同時刻といふことは定め得られないのである。

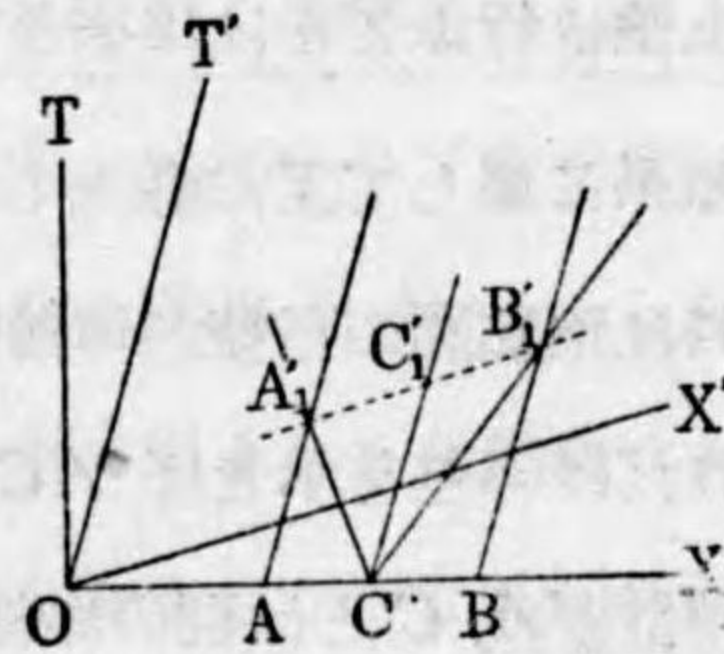
上記同一座標系 S に屬する ACB 三點の信號のことを別の座標系 S' から見たら如何といふことを考へて見る。第 865 圖に於て S 系に屬する空間時間を OX 軸及び OT 軸で示することにする。 S 系の空間は一般には XYZ の三軸を有する三次元の空間であるが今は簡單の爲に一次元の空間だとして X 軸だけを考へる。然るときは信號所 C 、と二つの時計 A, B の所在地は $t=0$ に於ても或はその他の時刻 t に於ても x の價は變化せず $x_A=OA, x_B=OB, x_C=OC$ であるから A, C, B を通過する時間軸 OT に平行なる線 AA_1, CC_1, BB_1 等が靜止して居る A, C, B を代表する。



第 865 圖 靜止系

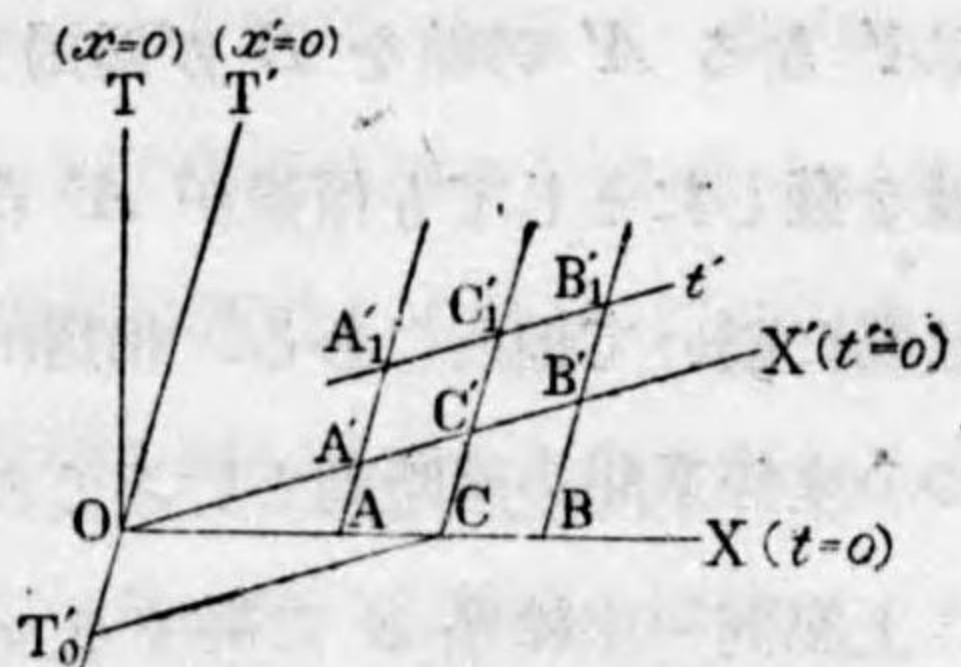
扱て $t=0$ に於て C 點から信號を發したのが同一時間の後に A 及び B に達するその時刻に於ける A, B を代表する點を A_1 及び B_1 とする。即ち A_1 の座標は $(OA_1=OA, AA_1=t)$ であつて、 C から出た信號が t の時刻に A に届いたので信號の傳はる速度は $c = \frac{AC}{t}$ である。而して同一信號が同時間 t の後に B に到着するのだから到着時刻に於ける B を代表する點は B_1 にあつて A_1B_1 は OX 軸に平行で CA_1, CB_1 は OX 軸に対して等しい傾角を有して居る信號を光によつてすれば c は光の速度である。

そこで ACB 全體が x 軸の方向に一定速度 v で移動するとすると三點の位置は時と共に右方に移つて AA', BB', CC' なる三直線を描く。而して $t=0$ に於て C から出した信號は此度は A_1' 及び B_1' で AA', BB' 線と相會する。此 $A_1' B_1'$ とは如何なる點か。



第 866 圖 運動系 OX, OT'

ACB 三點は今全體として右方に進行しつゝあるのだから之は動く座標系 S' に屬するものである。此 S' 系の中では A, C, B が互に静止して居るものであるから總ての時刻に於て AC 間の距離は CB 間の距離に等しかるべく而して C から發した信號が同時刻



第 867 圖

に A と B とに達する。その到着點が A_1' 及び B_1' であるといふのだから $A_1' B_1'$ の直線は同時刻點を連ねるべきであるから S' 系の OX' 軸はこの $A_1' B_1'$ 線に平行で $t'=0$ なる O 點を通過するものである。従つて S' 系の時間軸 OT' は O 點を通過して AA_1', BB_1' 等に平行であるべきことになる。即ち S' 系の座標軸は直角座標にあらずして第 867 圖に示す如き時間軸は OT' 距離軸は OX' であり、 $t'=0$ に三點は $A_1' C B_1'$ にあり S' 系から言へば $t' = -T_0'$ に $A_1' C = C B_1'$ なる $x' = OC$ から出發したものが同時刻線上の $A_1' B_1'$ に到着した

のである。 S' 系に於て同時刻なる A', B', C' は S 系では同時刻ではない。

第 543 節 ローレンツ轉換

簡單の爲に尙前節につゞいて空間を一次元として空間座標 x と時間座標 t の二つを考へる。

一つの座標系 S (座標軸 OX, OT) に對して或點の座標を x 、及び t とし之に對して速度 v で動く他の座標系 S' (座標軸 OX', OT') に對して x' 及び t' なりとして S 系から S' 系に或は逆に S' 系から S 系に移る座標の轉換公式を作らんとする。但し此二つの系は天然現象を記述するに同一の式で書き現はされ特に光速に關してはマイケルソンの實驗的に證明した如く SS' 兩系に就て各の系に於て同一の速度 c を與へることを大切なる條件とする、

扱て S' 系は S 系に對して等速度 v を以て X 軸の正方向に動いて居るし $t=0, t'=0$ の瞬間に於て兩系の原點 O が一致して居るとする。 S' 系の時間軸 $x'=0$ は、これを S 系から見れば $x=vt$ にあるのだから x' と $x-vt$ とは互に對應し又同様に S の時間軸 $x=0$ は S' 系から見れば $x'=-vt'$ にあるので x と $+vt'$ とは互に對應する。故に

$$\frac{x-vt}{x'} = \frac{x'+vt'}{x} = a \tag{543/1}$$

が場所と時とを問はず常に成立するとせざるを得ない。斯くの如き a は如何。

上式から

$$\left. \begin{aligned} \frac{a^2-1}{v} \cdot x &= at' - t \\ \frac{a^2-1}{v} \cdot x' &= t' - at \end{aligned} \right\} \tag{543/2}$$

が出て来る、

S 系に於ける速度 $\frac{x}{t} = u$ は S' 系に於ける之に對應する速度 $\frac{x'}{t'} = u'$ とは一般にはその値を異にする筈であるが光速に限つて之は兩系間の關係速度

v の如何に關せず常に不変量の c であることいふのが相対性原理の基本根據であるから (543/2) 式中に

$$\frac{x'}{t'} = \frac{x}{t} = c.$$

として t, t' を消去すれば

a の價が次の如く定まる。即ち

$$a^2 = 1 - \frac{v^2}{c^2} = 1 - \beta^2. \quad (543/3)$$

斯く a が $\sqrt{1-\beta^2}$ と定まれば (543/1) (543/2) 式は座標の轉換式として

$$\left. \begin{aligned} x' &= \frac{x-vt}{\sqrt{1-\beta^2}} \\ t' &= \frac{t - \frac{v}{c^2} \cdot x}{\sqrt{1-\beta^2}} \end{aligned} \right\} (543/4)$$

及び

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{x'+vt'}{\sqrt{1-\beta^2}} \\ t &= \frac{t' + \frac{v}{c^2} x'}{\sqrt{1-\beta^2}} \end{aligned} \right\} (543/5)$$

を與へる。此式によつて S 系の座標 x, t から S' 系の座標 x', t' に或はその逆に x', t' から x, t に轉換し得られる。これは **ローレンツ轉換式** と呼ばれる。ローレンツの光媒質の議論に之が出たものであるから左様に呼ばれて居るが實は既に遠く 1887 年にフォークト Voigt, 1900 年にラーモア Larmor 等によつて論ぜられたものである。ローレンツは運動する電磁媒質に就てマックスウェルの理論を取扱つたときに之を得たのである。けれども先人の心付かなかつた此式に干鈞の重みを加へたのはアインシュタインその人の功績である。

以前に第 535 節等で述べたニュートン力學に於ける相對運動の議論に使用した静止系と運動系の座標の轉換式を上記の形式で記すならば (彼所の V は今の v) 時間 t は絶對性を有すとして問題にして居なかつたのだから

$$t = t'.$$

$$x = x' + vt'.$$

であつた。而してローレンツ轉換式の β は彼所の議論では v が小さいのであるから $\beta=0$ とすべく従つて $a=1$ であるから (543/1) (543/2)

$$x = x' + vt',$$

$$t = t'.$$

を與へて上式と一致する。故にローレンツ轉換式は $\beta=0$ なるニュートン力學の場合の式と毫も矛盾するところがないことを了解して置くべきである。

第 544 節 速度の轉換と加速度の轉換

S' 系中に於て t_1' 時に x_1' にあつた物體が t_2' 時に x_2' に動いて行つた此速度

$$\frac{x_2' - x_1'}{t_2' - t_1'}$$

を S 系から見たれば何程の速度になるか。 S 系に於ける相當する座標を t_1, x_1, t_2, x_2 とすれば (543/5) 式によつて

$$\frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1} = \frac{(x_2' - x_1') + v(t_2' - t_1')}{(t_2' - t_1') + \frac{v}{c^2}(x_2' - x_1')}$$

となるから

$$\frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1} = u, \quad \frac{x_2' - x_1'}{t_2' - t_1'} = u'$$

とすれば速度の轉換式が得られる。即ち

$$u = \frac{u' + v}{1 + \frac{u'v}{c^2}} \quad (544/1)$$

である。同様に u' から u に轉換するには (543/5) 式によつて

$$u' = \frac{u - v}{1 - \frac{uv}{c^2}} \quad (544/2)$$

であつて v の符號を變じただけである。

此の u, u' 式は勿論ニュートン力學の教へるものとは違ふ。

(544/1) (544/2) 式を見ると u' と v とが形の上では對等に式中に現はれ居て兩者を交換しても原式の通りになるから此式を相対性原理に於ける二つの速度 u, v の合成式と解釋する人もある。成る程分母の c^2 を含む部分を省略すれば $v = u' + v$ となつてニュートン力學の速度合成の式となるが u' は S' 系中に於ける速度であり v は SS' 兩系の相對速度であるから性質上兩者は異なつたものである。之を合成と見るのは穩當でない。

之れより S' 系に於ける加速度 a' が S 系に於ける加速度 a と如何なる轉換式で結ばれるかを調べる。

S' 系に於て時刻 t_1' 及び t_2' に於てそれぞれ u_1', u_2' の速度があつたとすると S 系に於ては一般に

$$\left. \begin{aligned} (544/1) \text{ により} \quad u &= \frac{u' + v}{1 + \frac{u'v}{c^2}} \\ (543/6) \text{ により} \quad t &= \frac{t' + \frac{v}{c^2}x'}{\sqrt{1-\beta^2}} \end{aligned} \right\} (544/3)$$

であるから一定 x' に対しては

$$\begin{aligned} u_1 &= \frac{u_1' + v}{1 + \frac{u_1'v}{c^2}}, & u_2 &= \frac{u_2' + v}{1 + \frac{u_2'v}{c^2}}, \\ \therefore u_2 - u_1 &= \frac{c^2(u_2' + v)}{c^2 + u_2'v} - \frac{c^2(u_1' + v)}{c^2 + u_1'v} \\ &= \frac{c^2(u_2' - u_1')(c^2 - v^2)}{c^4 + c^2(u_1' + u_2')v + u_1'u_2'v^2} \end{aligned} \quad (544/4)$$

又 x' は變化しないから

$$t_2 - t_1 = \frac{t_2' - t_1'}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad (544/5)$$

である。此故に加速度は

$$a = \frac{u_2 - u_1}{t_2 - t_1}, \quad a' = \frac{u_2' - u_1'}{t_2' - t_1'}$$

だから (544/3) (544/4) によつて計算すると

$$a = \frac{a'(\sqrt{1-\beta^2})^3}{1 + \frac{u_1' + u_2'}{c^2}v + \frac{u_1'u_2'v^2}{c^4}}$$

となり $a \neq a'$ である。若し分母を省略して 1 とすれば

$$\text{静止加速度 } a_0 = \text{運動加速度 } a \times (\sqrt{1-\beta^2})^3 \quad (544/5)$$

を得る。ニュートン力學では第 535 節にある如く $a = a'$ であつた。(544/5) 式でも $\beta = 0$ とすれば勿論 $a = a'$ を與へる。

第 545 節 アインシュタインの運動學 其一

ロレンツ轉換式の第一の應用として S 系に於て $t=0$ なる時刻に $x=0, x=l$ なる二點間の距離 l を取り之が S' 系に於て如何なる長さとなつて居るかを調べる。然るときは $x=0$ は $x'=0$ と對應し $x=l$ は $x' = \frac{l}{\sqrt{1-\beta^2}}$ と對應する。此 x' の長さを運動して居る長さ l とすれば、 S 系の l 即ち静止の長さ l_0 が S' 系の運動の長さ l と對應して

$$\text{静止 } l_0 = \text{運動 } l\sqrt{1-\beta^2}$$

即ち S 系にある人が他系 S' に於ける長さ l のものが短縮して $l_0 = l\sqrt{1-\beta^2}$ の長さの如く視える。又 S' 系にある人が $t'=0$ に於て $x'=0, x'=l'$ の二點を取ると l' は此人と共に静止して居る長さ l_0 で之は運動して居る S 系に於ては $x=0, x = \frac{l'}{\sqrt{1-\beta^2}}$ となる。此 $x = \frac{l'}{\sqrt{1-\beta^2}}$ を l とすれば、之は此人から見れば運動して居る長さで、それが

$$\text{静止 } l_0 = \text{運動 } l\sqrt{1-\beta^2} \quad (545/1)$$

となるから短縮して見えるのである。