

により表出し得べきこと疑ふ可くもあらず、斯も不思議にバルマーの経験公式が事實と吻合するは偶然に非ずして必然なる因果的關係あるべきことは誰人も首肯するところならん、依てボール(Bohr 1918)は次の臆説を建てたり。

ボールの臆説は半ばプランクの量子説に據れり、量子説に依れば振動体が發射するエネルギーは振動數に正比例するものにして其比例常數 h を量子 quantum と稱す、今原子のエネルギー E_1 なる時の振動數を N_1 とすれば $E_1 = N_1 h$ なり、然るに此エネルギーを輻射せしめたるためエネルギーは E_2 に減じたるものとすれば輻射量 $E_1 - E_2$ にして輻射する波數 N は $E_1 - E_2 = hN$ によりて定まるべし。ボールは此量子説を採用する傍ら原子構造に關する他の假定を設けたり、其假定によれば一原子は一個の太陽系統の如きものにして恰も遊星が太陽を公轉する如く電子 electr. u と稱する微粒が原子の中心核を公轉す、而して之に必要な引力は太陽系統の如く重力に非ずして電氣引力なりと云ふ、然るに電氣力も重力も距離の自乗に反比例するを以て動力學に於て學び得たる理論は其儘爰に應用することを得べし、故に §65 (4) に於て天体の質量の代りに中心核及び電子の荷電を入れ $M=Q, m=e, k=1$ と置くときは電子と中心核との距離が r_1 より r_n に減じたる爲失ひたるエネルギー即ち輻射したるエネルギーは

$$W = eQ \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_n} \right) \dots\dots\dots (9)$$

によりて與へらるべし、然るに運動のエネルギーは常に全エネルギーの $\frac{1}{2}$ なるべきによりて振動數 N は $\frac{1}{2}W = hN$ によりて表はさるゝなり。茲まではニュトンの力學に似たるを以て了解し易けれどもボールは此に引續き或窮屈なる第二の假定を設けたり、即ち電子は遊星の如く其距離 r を自由に變化せしむる能はずして常に不連続なる變化をなし $r=2^i r_0, 3^i r_0, 4^i r_0, \dots\dots n^i r_0$ の如くならざるべからず、今 V を光線の傳播速度とすれば $V=N\lambda$ なるゆへ $r_1 = m^i r_0, r_n = n^i r_0$ と置き

$$\lambda = \frac{2hV}{W} = \frac{2hV}{eQ} \cdot \frac{r_1 r_n}{r_n - r_1} = \frac{2hV r_0}{eQ} \cdot \frac{n^i - m^i}{n^i - m^i} \dots\dots\dots (7)$$

に到着しバルマー式と同一なるを認め得べし。上記の如くバルマー式誘導法

は實にプランク量子説の最有力なる應用にして量子説は此以外に尙二三の應用ありと云へ共未だ當座用の臆説たるを免れざるのみならず其立論中に從來の力學に抵觸する点無きに非ず、之に拘らす量子説及び力學の兩部より(上記の方法の如く)理論を借り來りて量子説の應用を試むる場合ありて現今物理學者の立場は多少の撞著を有するなり、嘗て將來に於て量子説の主張と從來の力學とを包擽する臆説の提出を待つの外なし。

前記 $h = \frac{W}{2N}$ により量子のデメンションは

$$[h] = \left[\frac{L^2 MT^{-2}}{T^{-1}} \right] = [L^2 MT^{-1}] \dots\dots\dots (8)$$

即ち運動量の能率と同一のデメンションを有するを見る。

251 群線スペクトラ band spectrum 群線スペクトラに於ては輝線

は處々に群をなし、各群の頭端 head に於ては輝線は他の部分に較べ甚しく密集し光輝強くして線群の終端を明瞭に區劃す、頭端は紅部に向へるものと紫部に向へるものと二種類あれども同一スペクトラに於ては嘗一種の群線を有するのみなり、此種のスペクトラは化合物の未だ解離せざるもの、又は元素の氣體或は蒸氣の場合にはライデン壺を用ひずして感應捲より直接に放電せしむるときに生ず(窒素の如し)、炭酸ガス、青酸ガス、四卵化硅素等は群線を見るに適せり。

之を要するに群線スペクトラは主として分子の運動に由來するものにして第一分子の自轉第二分子を構成する原子の軌道上の運動第三分子の周邊に附纏せる電子の振動に由る三種の群線を生ず從て輝線の位置は分子の慣性能率に關するところ少なからざるを認むべし。

252 吸収線スペクトラ absorption-line spectrum 此種類の適例は即ち

日光スペクトラにしてフラオレホーフ線は即ち吸収線其物なり。輻射と吸収の理 law of emission & absorption はキルヒホーフとブンゼン(Kirchhoff u. Bunsen 1861)の共働實驗の結果により發見したるものにして總べての蒸氣は自ら克く發射する波動を亦克く吸収する力あり、既に熱學 §142 に於て詳

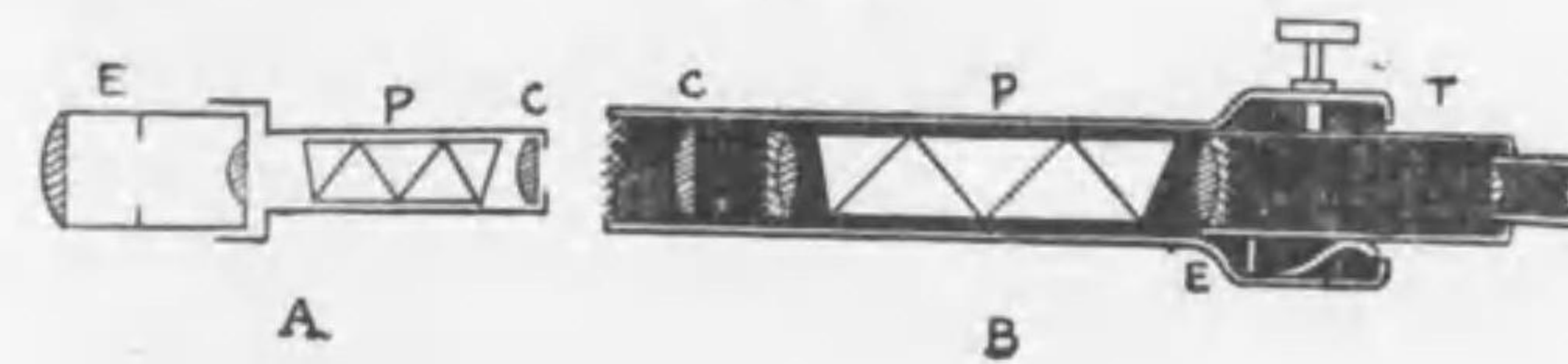
論したる如く同温同波長の波動に於ては輻射能 e は吸収能 a に正比例し、従て其温度と其波長に於ける眞黒体の輻射能 E と $e=aE$ の關係を保つものなり、故に日光スペクトラ中に D 線あるは太陽の彩球中に鹽素の存在するを明示するものにして D 線の位置は全く鹽素が與ふる輝線の位置と一致す、此理を實驗するには弧燈の炭棒若くはドラモンド燈（水酸ガスに點火して白堊棒に吹附けたるもの）の如き光輝ある光源より出づる光線を食鹽にて染色したる焰にて遮り分光器を以て之を眺むれば連續スペクトラ中鹽素の振動に相當する部分は焰に吸収せられ D 線は黒線となりて現出し不連續を生ずるなり。故に實驗室にて諸元素の特有線を取調べ置かば吸収線スペクトラを見て如何なる元素の吸収に由來するかを判定すること容易なり、§245 の表中に掲げたる元素は上述の方法によりて定むることを得たるなり、該表はフラオンホーファー線其他著名なる線に對する元素を枚舉したるに過ぎざれども日光スペクトラ中に現はる、數萬の吸収線を取調べし結果により太陽の彩球中には凡そ地上に存在する元素は殆ど缺くこと無く（炭素、酸素、窒素、硫黃、磷の如き酸性元素の存在する證明は明確と稱し難し）含まれることを確めたり、此に依て考ふれば地球が他の遊星と同じく往時太陽と共に同一團を形成せしものなりとの説（星雲説 nebular theory）の信じ難きものにあらざるを悟るべし、又地球或は他の遊星を高温に熱して光輝を發せしめ之を分光器にて他の星より眺むれば殆ど彩球に同一のスペクトラを生ずべき理なり。

吸収線スペクトラを發する自然物は太陽の外に夥多の恒星あり、恒星は其距離甚遠く至強の望遠鏡を以て之を望むも恒星の表面を見る能はずして單に光点として其存在を現はすものなれ共一度分光器の力を借りて恒星より來る光線を分析すれば其スペクトラによりて其構造を測知することを得るなり、即ち恒星のスペクトラが吸収線を含むる点より考ふれば他の恒星も吾太陽と同じく連續スペクトラを與ふる實體ありて氣體之を圍繞せること恰も大氣が地球が圍繞すると同様なるを知る、且つ吸収線の波長により其成分は水素、ヘリウムを始とし凡そ太陽に存在するものと同一元素より成るを見るなり。抑々恒星には紅白青黃の如き種々の色あり昔者セッキー（Secchi）ファーグ（Vogel）は恒星を色及びスペクトラに從て四種に分類せしが近來流行の分類はピッカリング（Pick-

ering) に始まり一萬個以上の恒星を吟味したる結論として凡そ八九種の分類を得たり、此法は恒星を色及び温度に就き連續的に並ぶると同時に恒星の年齢の順序を追ふものにして最も若きものは無色にして温度は 10000° を超え水素、日素(ヘリウム)多く、シリウス星 (Sirius, 犬星) 之に屬す、次ぎは淡黄にして 8000° の温度を有しカルク線大に發達す、次ぎは黄色にして温度は 6000° カシウム線、鐵線はスペクトラ中に多數現出し吾太陽之に屬す、次ぎは水素衰へて色は紅となり温度は 4400° なり、次ぎは深紅にして温度は 3000° に降り主として變光星之に屬す。

恒星スペクトラの觀察はフラオンホーファーに創まる、氏はプリズム角の小なる大形プリズムを望遠鏡對物子の前面に固定せり、恒星より來る光線は既に平行光線なるを以てプリズムにより分色したるのち望遠鏡に入射して其接眼子の附近にスペクトラを生ず之を接眼子を以て眺むるか或は寫眞乾板を置きて撮影するなり、然れ共此儘にてはスペクトラは長さありて幅無く無効なるゆへ筒形レンズを以て幅を作るなり、筒形レンズの位置は其母線をしてスペクトラの方に垂直ならしむべし。此よりも一層便利なる方法は接眼子の附近に小プリズムを附著し細隙を用ひず單に筒形レンズを附加する在り、其筒形なるものは第四一九圖 A の如くアミチ直視プリズム P と筒形レンズ C

第四一九圖



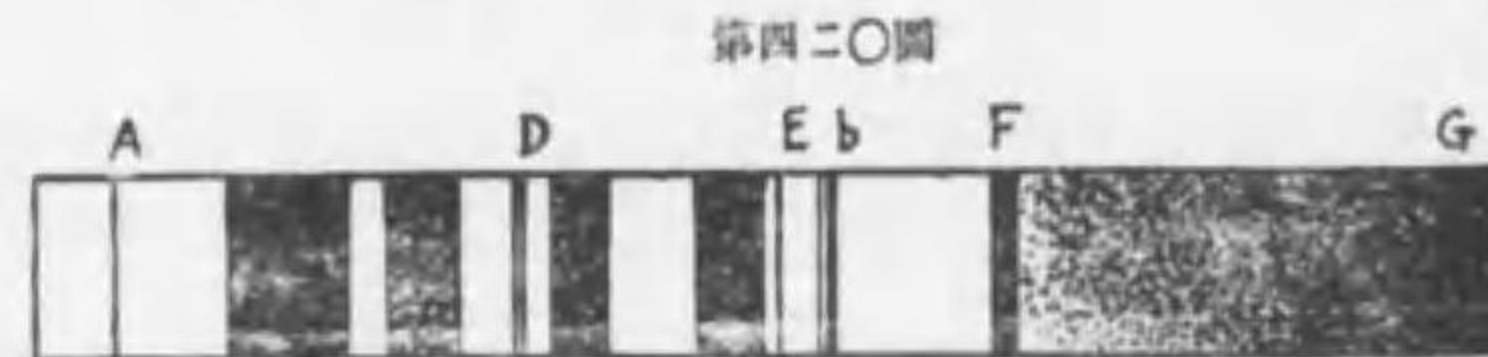
を接眼子 E に附著したるものなり、此よりも完成したるは B 圖の如く小望遠鏡 T を具へ彈機 E により轉向の自由を有するものを大望遠鏡の接眼子の代りに使用する。

月又は遊星の如き表面を視ることを得べき天体のスペクトラを視るには筒形レンズを除去し細隙を設くべし、月、水星、金星、火星等は單に日光を反射するを以て其スペクトラは日光スペクトラと同一なり、木星、土星、天王星、

海王星も日光を反射し大体に於ては日光 スペクトラ に似たれども少許の差異を呈するは其光の全然日光反射のみにあらずして少部は自体より發光するに依るものなりと信ぜらる、木星の如きは温度高く其實体は液体に近き点より察すれば自發的光線比較的大にして他の恒星より眺むれば或は太陽と木星とより成立する二重星の如く視ゆるならん乎。彗星は太陽の附近に来るときは多少は日光を反射すれども大体自發的にして水酸化合物の スペクトラ を發す。

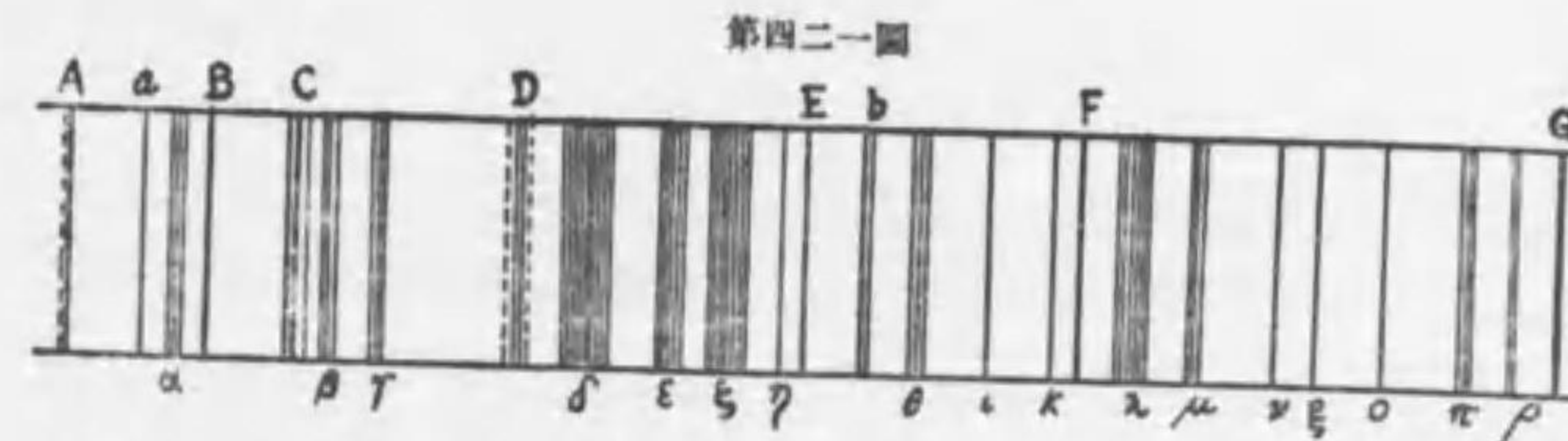
253 吸収群線スペクトラ banded absorption spectrum 此は温度低く從て自ら發光せざる物体を通過し若くは其表面より反射せる光線の スペクトラ にして其形狀は吸収線が處々に群集したるが如き觀を呈すれども各群を構成する夥多の吸収線は一つ宛分離せずして寧ろ互に癒合し各群は果して線の集合なるや將た單に吸収面なるやを疑はしむる程なり。吸収群線 スペクトラ を觀察するには日光をして透明なる物体、種々の溶液、色 ガラス 等を通過せしめ之を分光器にて檢するにあり、然るときは茲に現はる、フラオンホーフアー線は好適なる目標となり吸収帯の位置を判定するに多大の便宜を與ふ。血液を檢すれば動物異なるに從ひ其 スペクトラ も亦同じからざるを見る。葉緑の スペクトラ は 第四二〇圖の如く紅、

黄部の強き吸収帯を始とし他に黄緑部にも吸収帯あり



て青より紫までは次第に暗くなるを見るなり。色 ガラス の吸収は其温度を高むるに從ひ紫の方へ移動す (Königsberger)。

大氣中に存在する炭酸 ガス 及び水分等は日光中の其に相當する振動を吸収して吸収群線を生ず、氣中水分に因る吸収線は炭酸 ガス に因るものに比して優勢なるを以て含著物の如何に拘らず大氣の吸収線を單に雨線 rain lines と稱す、太陽天頂に近き時に比すれば太陽水平に近き時の方雨線濃厚にして其數も亦多し、又一般に平地にて見たるものと高山の頂にて見たるものとは異にして高處に上るに從ひ雨線消滅する理なり、雨線の數は甚多くブリュースター及びグラッドストーン (Brewster & Gladstone 1861) は 2000 本の雨線を精寫したり、第四二一



圖中希臘字を附けたるは皆雨線なり、ジャマン (Jamin 1864) は水蒸氣を以て充たしたる長さ 37 米の管を通過する光を吟味して雨線中水蒸氣に因るものを撰出せり、此種の雨線は一般に空氣中の濕氣の多寡を示すものにして δ 線の如き其消長を見て殆ど天氣豫報に使用し得ると云ふ。フラオンホーフアー線中にも α 線は確に雨線にして群線より成立し其區域は $\lambda = 715 \mu\mu$ より $\lambda = 730 \mu\mu$ に廣がれり、又 AB 間の諸線及び A, B 線の一部は氣中の酸素に歸因す、紫外線は $300 \mu\mu$ 邊にて殆ど停止せるを見れば其よりも短き波動は大氣によりて吸收せられたるものならん、從て地上 900 米を上る毎に スペクトラ の區域は $1 \mu\mu$ の割合に廓張するを見るなり (Cornue)。

254 スペクトラ 分析の應用 及び ドップラー効果 スペクトラ 分析は化學分析に應用すれば從來の焰色反應に較べて一段の進歩なりと評して可なり、鹽素の存在は僅に其の $1/3.16^6$ 程度は D 線を現出せしむる力あり、新元素中にも單に新しき輝線の現出によりて發見に及びしもの尠からず、Rb 及び Cs (Bunsen 1860)、Tl (Crookes 1862)、In (Reich u. Richter 1863)、Ga (Boisbaudron 1875)、He (Ramsay 1895) の如し、其他別法に依りて發見せられ スペクトラ 分析によりて確定せられたるもの枚舉に遑あらず。

天体の化學的成分を知らしめて天体物理學に諸種の效益ありしことは既に前節に詳論せり。

ドップラー の音源速度と調子の變化との關係を示す理は巧に スペクトラ 線の變位に使用せられ天文學に莫大なる貢獻をなせり、色は音の調子に該當するものゆへ光源と觀察者との距離の變化に伴ふて スペクトラ 線 (輝線或は吸収線) の位置は紅方又は紫方に變位す、光源と觀察者との距離が u なる相對速度にて増す場合には (V = 光線速度) u は V に對し常に極小なるを以て § 184 (8

或は 9) により

$$N' = N \frac{V-u}{V} \dots\dots\dots (9)$$

なり茲に N 及び N' は夫々振動数なり、此を變化すれば (N' - N)/N = -u/V 即ち

$$u = -V \cdot \frac{\delta N}{N} \dots\dots\dots (10)$$

然るに $N\lambda = V$ なるを以て

$$u = V \cdot \frac{\delta \lambda}{\lambda} \dots\dots\dots (11)$$

故に $u > 0$ の時は $\delta \lambda > 0$ にして天体地球間の距離増加する場合には輝線は紅方に變位す。太陽は地球と同一の方向に自轉するを以て太陽の東縁より來る光線のスペクトラに於ては吸收線は紫方に偏し西縁より來る線は紅方に偏す、又同様に太陽斑点より來る光線のスペクトラに於て輝線は直線を爲さずして屈曲せるを見ることあり、此れ斑点内の物質が太陽面に對して上下運動をなせることを證するものなり、土星光環のスペクトラも同様に屈曲を示すは光環が本星を公轉せることを表はすものなり。此原理を恒星に應用すれば直に視線 visual line (觀察者と恒星を結ぶ線) の相對速度を算出するを得、此に視線に垂直なる分速度を加ふれば其合速度は恒星の相對速度となる。恒星の固有運動 proper motion の速度を知るには相對速度のゴクトルに觀察者の速度のゴクトルを加算せざるべからず、固有運動の最大なるものは毎秒 500 軒の速度に達す、又太陽系統の空間内に於ける固有運動は毎秒 20 軒 (Cambell 1911) なり。

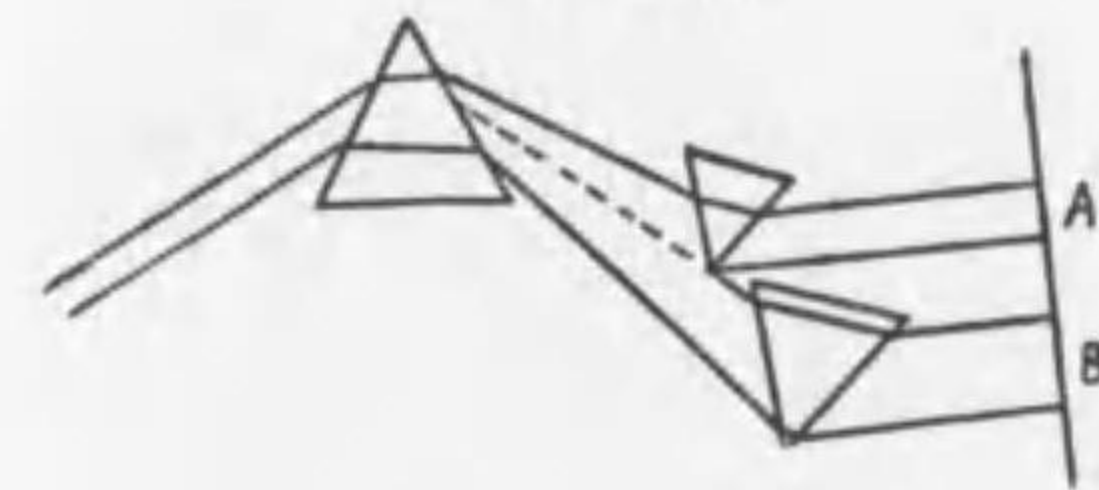
真空管内に目撃する筋線 canal rays 中の陽粒子は光線速度の 300 分の一に等しき速度を有す、故に分光器にて觀れば輝線の變位を検し得べし。

255 物体の色 物体の表面が色を有するは其表面が僅少の深さまで透明にして光線が入射の際前後二回の吸收をなす爲なり、此意義に於て總べて有色なる物体の表面は多少透明ならざるべからず、銅塊が銅色に視ゆるは銅の表面が或僅少の深さまで透明にして外來の光線は其透明層を入射反射する途次に銅色の補色に

等しき色の吸收を受け、吸收せられざる殘餘の色によりて肉眼は之を銅色なりと判斷するなり。色ガラスの如き透明体の場合に於ては此理は一層明瞭なり。故に色ガラスを重ねるときは吸收相重なるを以て色は濃厚となり漸次暗黒に接近す。繪具 pigment の色も其所謂透明色なりと不透明色なりとを問はず其表面は多少透明ならざるべからず故に繪具を混交すれば吸收相加はり益々暗黒色に接近す、此れガラスを重ねる場合と同一なり。

之に反し二個の着色光源より來る色を混合するはエネルギーを相加ふるに等し、若し兩色の混合が白色を生ずるときは兩色は互に補色 complementary colours なりと云ふ、今第四二二圖の如くプリズムにより日光を分色し其スペクトラを甲乙に二分し更に二個のプリズムにより甲部乙部を各々平行ならしむるときは二個の異なる色 A, B を得べし、而して A と B は加ふれば白色なるを以て互に補色なり、然れ共白色は七

第四二二圖



色の總べてを用わず單に紅と綠又は黃と紫とを混じて生じ得べし、故に此等は互に補色なり。

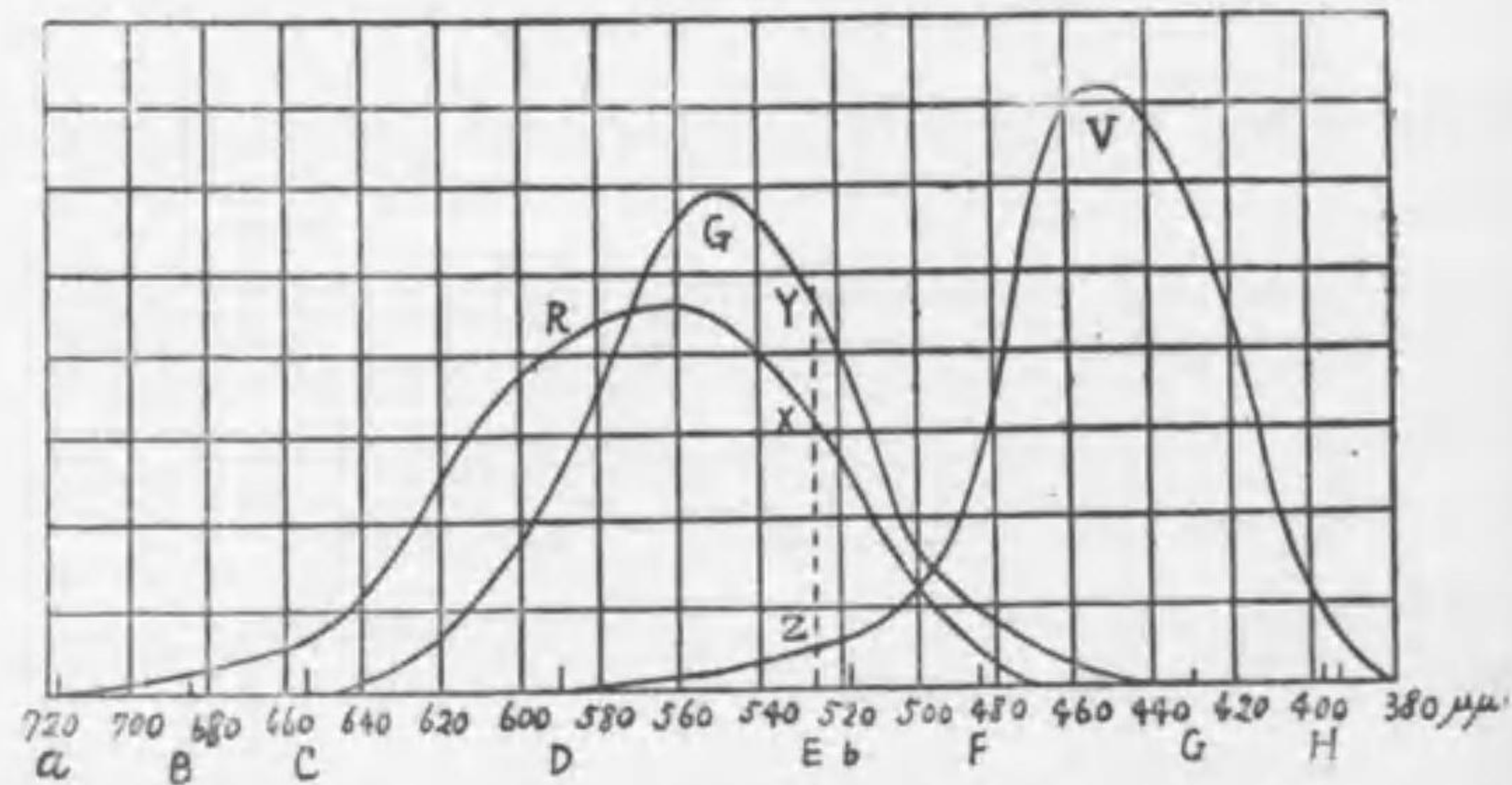
日光スペクトラを見るに紅は次第に橙となり橙は次第に黃となる故に紅と橙との間には紅にもあらず橙にもあらずの色あれども、それは單に紅橙兩色混合の比例異なるのみにして全然別種の色と考ふる能はず、換言すれば日光スペクトラ中には七色以外の異なる色を認むる能はず、然るに記者中屢々スペクトラ中には 160 個の色を認識す云々の言を發するものあり、斯る意義に於てはスペクトラ中に含まるゝ色の数は寧ろ無限大なりと云ふの外なし。

上述の如き矛盾を生ずるは畢竟色の感覺は主觀的にして(總べて感覺は主觀的なり)眼底の網膜中の感色器なる圓錐体 (§231) の反應に依るものなるを忘却したる結果なり。光量微弱なるときは物体は色を有せず單に物体の輪廓を認むるのみなり、此時に當りては圓錐体は毫も刺激を受くることなく單に桿狀体のみ反應し視紫液の分解を生ず、故に日出前及び日没後の自然界の光景は灰色を帯び恰も墨繪を看るの感あり、望遠鏡又は顯微鏡も倍率の適度を過るときは物象は輪廓

のみを有して色を有せず。之に反し圓錐体は色を感じて光度の強弱を感じず此が爲に弱光にて紫を視れば著しく紅色を帯び強光にて紫を視れば殆ど灰色となる。照光甚だ微弱なるときは上記の如く物象は無色となれども其反對に照光強烈なるときは如何なる色も白色に見ゆ（紅色を除く、紅色は黄色となる）故に青色の燈臺光も近處より觀れば殆ど白色に視ゆべし。又光度同一なる綠青黃紅の紙を並べ照光を漸次に減ずれば紅黃は先づ消へて綠青のみ其色を現はすなり、之をブルキンス現象と云ふ (§ 208, Purkinje 1825)、故に肉眼は紅、黃に對するよりも寧ろ青線に對して感覺強しと云ふを得べし。

色の感覺器に關してヤング (Young 1801) は三種あるを説けり、即ち甲は紅色、乙は綠色、丙は藍色を主として感じ、甲乙丙三器共同度に刺激さるゝときは白色を知覺す、ヘルムホルツ (1856) は色盲に夫々紅、綠、紫に感ぜざる三種あることを知りヤング説の正鵠なるを認めたり、ケーニヒ及びデーテリチ (König & Dieterici 1884) は更に此が研究を進め第四二三圖に示す如く甲乙丙

第四二三圖

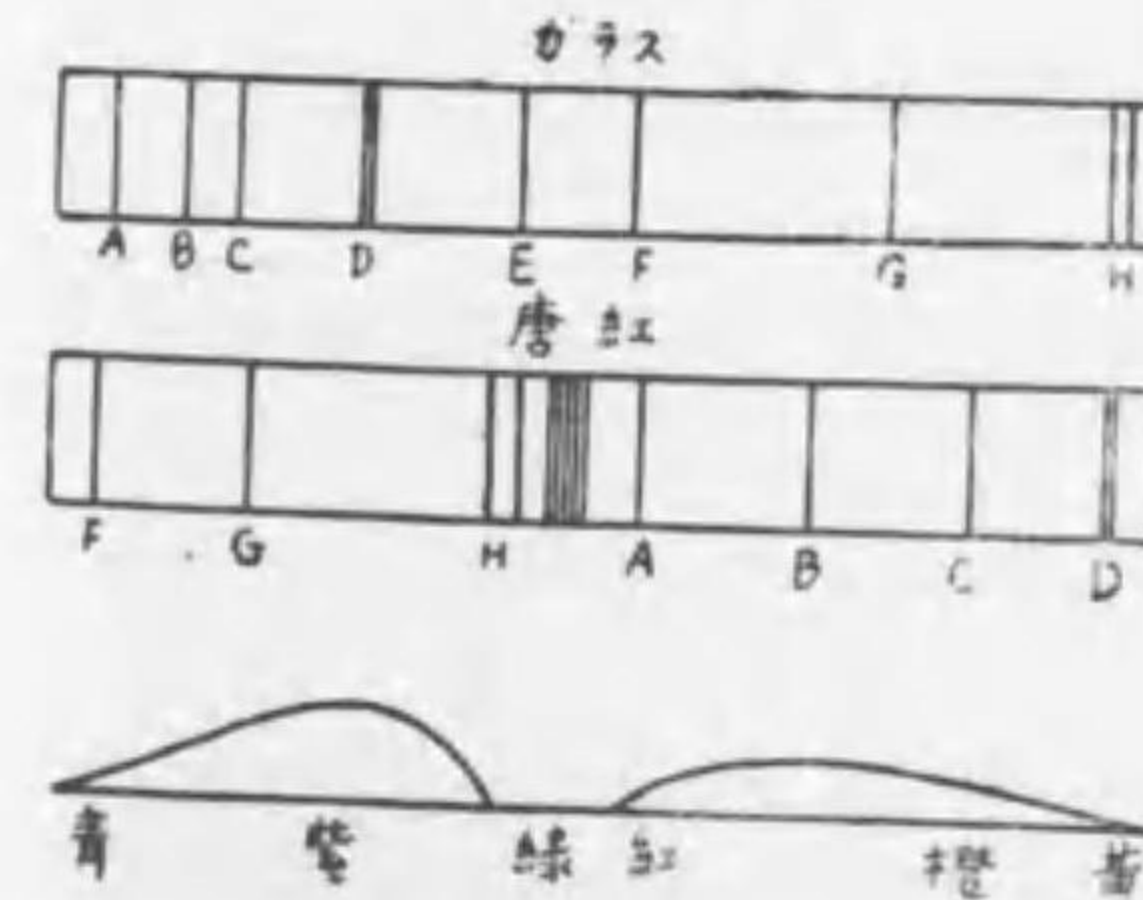


の三器が七色に對する反應の度を曲線にて表はせり（ヘルムホルツは先づ此種の曲線を畫きしなり）、R, G, V 線は夫々紅、綠、紫感覺器の反應曲線なり。總べて白色を混ざる色は淡色なり、白色を交へずして成色を以て飽和されたる色が眼に刺激を授くときは感色器の反應は其色に相當する点に於ける三曲線の高さによりて與へらるべし、例へば上圖 E 線に相當する色を視るときは感色器の反

應は夫々 EX, EY, EZ なり、今此高さを x, y, z にて示し紅、綠、紫を夫々 R, G, V にて示すときは E に相當する色は $xR+yG+zV$ に等しと云ふを得べし。

256 變則分色 anomalous dispersion (Le Ronx 1862, Christiansen 1870, Kundt 1871) 唐紅 (fuchsine) の如き通過光線には紅色を帯び（溶液か或は薄片にせざれば通過せず）反射光線には綠色を呈する（之を表面色 surface-colour と云ふ）物体を以て小角のプリズムを作り日光を分色するときは七色の順序亂れ従てフラオンホーファー線の順序も通常の如くならず又唐紅の場合には終部に強き吸收帶あり、此現象を變則分色と云ふ。變則分色を呈する物質は常に不透明なるを以てプリズム角を極く小さくせざればスペクトラを觀察する能はず、クリスチアンゼンの如きはプリズム角 $1^{\circ} 14'$ なる曇中に唐紅のアルコール溶液を入れて實驗せしが唐紅は分色力頗大なる爲プリズム角小なるに拘らず之を觀察すること困難ならず、下表に唐紅溶液及びアルコールの譜

第四二四圖



線	唐紅液 (18.8%)	アルコール
B	1.450	1.363
C	1.502	—
D	1.516	1.365
F	1.338	1.370
G	1.356	1.373
H	1.374	1.376

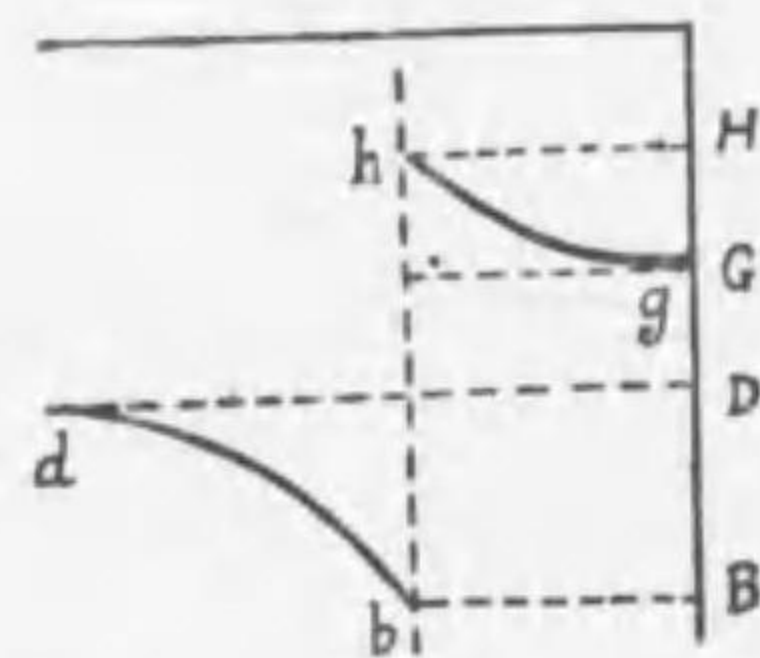
色に對する屈折率を示す、此によりて看れば純アルコールの屈折率はスペクトラ兩端に於て $1.376 - 1.363 = 0.013$ の差あるに對し唐紅液は $1.516 - 1.338 = 0.178$ の差を有しスペクトラの長さ 13 倍を超ゆ、第四二四圖ガラス、プリズムと唐紅プリズムのスペクトラ及び後者の光度を示す、唐紅スペクトラは恰も通常スペクトラを E 線にて兩断し其二片を左右に置換へたるが如し。觀測の便を得んがためソレー (Sorét) はプリズム角 30° なる曇中に唐紅の

稀薄溶液を入れ之を更にアルコールを充たしたる且つ平行なる兩壁を有する器中に置いて實驗せり、此場合にはプリズム内外のアルコールは同一種のものなるゆへアルコールの影響皆無となり單に唐紅の影響のみを吟味し得ることとなる。

クントは他の種々の表面色を發揮する物質に就きて變則分色を研究し表面色の色は即ち其物体が吸収する色と同一なるを確定せり、故に其物質が液体の有様にあるときも分子の表面は其色を反射して通過を拒み従て其スペクトラ中に表面色と同一の色は全く缺乏するに到るなり。クントは更に次ぎの法則を發見せり、波長最大なる紅より出發して波長短き方に向て進行するときは其と同時に屈折率増加し吸収色に近づくに従て彌々増加す、吸収色を超ゆれば屈折率は突然最小となり其後は波長短くなるに従て増加す、此クント則は上述の唐紅の場合を參考すれば自ら明瞭なり。

クントは二個の互に垂直なるプリズムを用ひて有益なる實驗をなせり、先づ細隙の長さ(幅にあらず)を小さくしてガラス、プリズム角を水平に置き上下

第四二五圖



にBDGH(第四二五圖)のスペクトラを得て之を白紙に映せしむ、次ぎに變則分色を呈するプリズムを取り其角を鉛直に置いて白紙上のスペクトラを觀望すればbdとghの如く分れて視ゆ、此に依り變則分色の性質を了解すること容易なり。プリーガー(Pflüger 1895)は溶液を用ひず直に固体の唐

紅にてプリズムを作り變則分色を驗せしに $\lambda = 161 \mu\mu$ の線は屈折率 $n = 0.83$ なることを發見せり、此れ實に奇なることにして此光線は唐紅内に於ては真空に於ける光線速度の1.2倍の速度を有する理なり、フリッケ(Fricke 1605)も Hoffman 紫料(Hoffmann's violet)にて製したるプリズムに依り F 線の屈折率 0.86 を得たり、ニコル(Nichols 1897)は水晶プリズムを用ひて紅外スペクトラを研究せしに $\lambda > 8 \mu$ の場處に吸収帶ありて $\lambda < 8 \mu$ の處に變則分色を呈し $\lambda = 7.4 \mu$ に於て屈折率は 1 に等しく其より左方は屈折率 1 よりも少く $\lambda = 8.05 \mu$ に於て $n = 0.366$ にして水晶内に於ける光線速度は真空内速度

の 2.7 倍に達す。

セルマイヤー(Sellmeier 1866)は變則分色の事實發見以前に既に理論的考察により此現象の存在すべきを豫知せり、其理論の主眼は媒質の分子と媒質内のエーテル間の相互作用を假定し媒質内へ入射するエーテル振動中分子振動の週期と同一のものあらば媒質分子は之を吸収すべしと云ふに在り、然るときは其振動の附近の振動の屈折率は變則分色を誘因すべきなり、此と同一の思索を追ひヘルムホルツは(1874)分色の新説を提出したり其後(1893)電磁波論より出發して $n < 1$ の場合の有り得べきを證明せり。抑々波長 λ 、傳播速度 V 、週期 T 、振動數 N の間には $N = 1/T = V/\lambda$ の單純なる關係あることは屢々説きたれども任意媒質内に於ける屈折率 n と波長 λ との關係には未だ論及せしことなし、兩者の關係を示す爲に最も舊く提出せられたるはコーシー式(Cauchy 1836)にして

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \frac{D}{\lambda^6} + \dots \dots \dots (12)$$

なり、此を狭き區域に於て氣體に應用する場合には單に $n = A + B/\lambda^2$ と置いて充分なり、茲に A, B, \dots は常數にして各媒質に就き實驗に依りて定むるものとす、ケッテラー(Ketteler 1870)が提出せし式は

$$n^2 = a - k\lambda^2 + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4} + \dots \dots \dots (13)$$

なり a, k, b, c は正常數とす、其外に $n = f(\lambda)$ として提出せられたるもの數多あれ其爰には變則分色の説明に便利なる

$$n^2 = a^2 + \frac{M}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{N}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \dots \dots \dots (13)$$

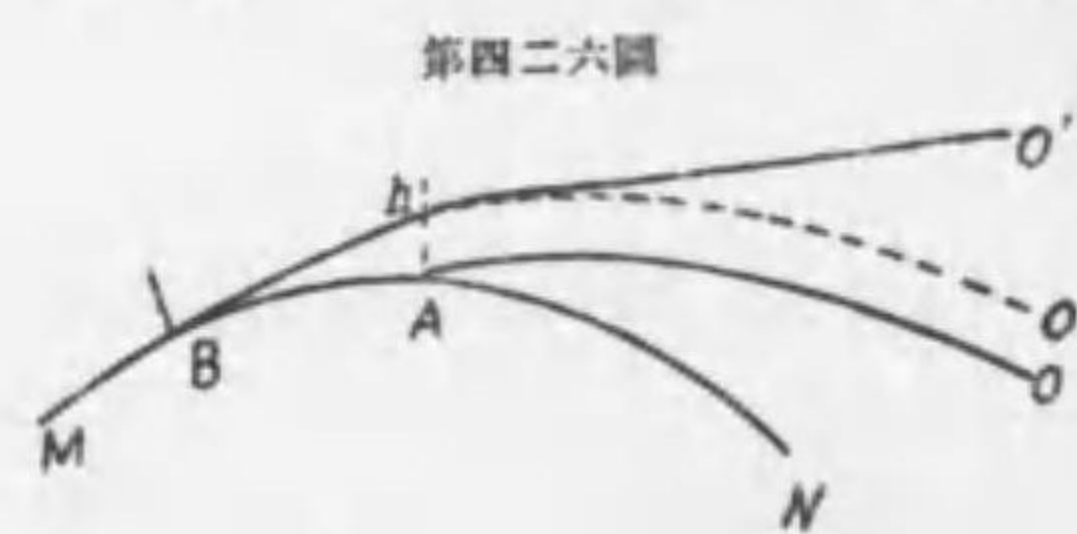
式に據らんとす、 λ_1 及び λ_2, \dots はプリズム媒質が吸収する波長にして其媒質分子の固有振動に相當し従て表面色によりて反射する光線にも相當す。マルテンス(Martens 1901)の取調により $\lambda_1, \lambda_2, \dots$ の如き吸収帶の位置は下表の如し

螢石 CaF_2	KCl	NaCl	水	エシムアルコール
$\lambda_1 = 0.095 \mu$	$\lambda_1 = 0.115 \mu$	$\lambda_1 = 0.1107 \mu$	$\lambda_1 = 0.1151 \mu$	$\lambda_1 = 0.133 \mu$
$\lambda_2 = 24 \mu$	$\lambda_2 = 0.161 \mu$	$\lambda_2 = 0.1563 \mu$		
$\lambda_3 = 31.6 \mu$	$\lambda_3 = 61.1 \mu$	$\lambda_3 = 51.2 \mu$		
$\lambda_4 = 40.53 \mu$		$\lambda_4 = 87 \mu$		

(14) 式によりて考ふるに元來變則分色なる語は不當にして總べての媒質は悉く變則分色を呈すべきものなるを悟るなり、管々吸収帯が可視スペクトラの區域内に存在せざるが爲異狀を認めざるまでのことにして廣く紅外紫外に亘りスペクトラ全体に就きて吟味するときは如何なる媒質も必ず或場處に於て少くとも一個處の變則分色あるべき筈のものなり。前記唐紅の場合に於て既に學びたる如く n と λ との消長は一般に $\frac{dn}{d\lambda} < 0$ 即ち波長減ずるに従て屈折率増すを常則とすれ共吸収線若くは吸収帯前後は突然の變化を呈して此法則行はれざるまでのことなり、即ち(14)によれば $\lambda > \lambda_1$ の時を $\lambda < \lambda_1$ の時に比すれば $M/(\lambda^2 - \lambda_1^2)$ の符號は全く反對なり、故に λ が減じて λ_1 よりも小となる瞬間に突然 n の値は減ずべし、同様に第二吸収線 λ_2 の前後に於ても突然 n の値は變化するなり、故に曰く總べての媒質は變則分色をなす、從て變則と正則との區別を設くべきものあらずと。

257 太陽面に於ける變則分色 従來の説に依れば太陽の實体は温度 6000° 内外の發光液体にして其表面は粒狀面として現はれ (§ 249 を看よ) 透明なる紅彩は氣體にして之を包圍し紅彩は處々より外方に突出す尙外部にはコロナ存在し更に外部は環帶光を生ずる物質によりて圍繞せらる、紅彩は較く低温なる發光体なるを以て皆既日他の際月面が太陽實体のみを隠蔽する瞬時に紅彩のスペクトラは flash-spectrum となりて現はるゝものなり。

然るにシュミット (Schmidt 1891) 説によれば太陽實体は 6000° の高温なるを以て實体を構成する物質は臨界温度を超へ從て液体として存在する能はず粒狀面は矢張氣體と考へざるべからず然れ共重力のために太陽内部に近づくに従て實体の密度漸次に増加すべきことは明かなり、是に於てイウリウス (Julius 1900) は一説を建て、紅彩より來る如く視ゆる光は實は紅彩の自發光にあらずして粒狀面より發射したる光の紅彩を通過する際變則分色をなしたるものに過ぎずと斷定せり、第四二六圖 MN を粒狀面とす、A より出づる光線は正則的に屈折し

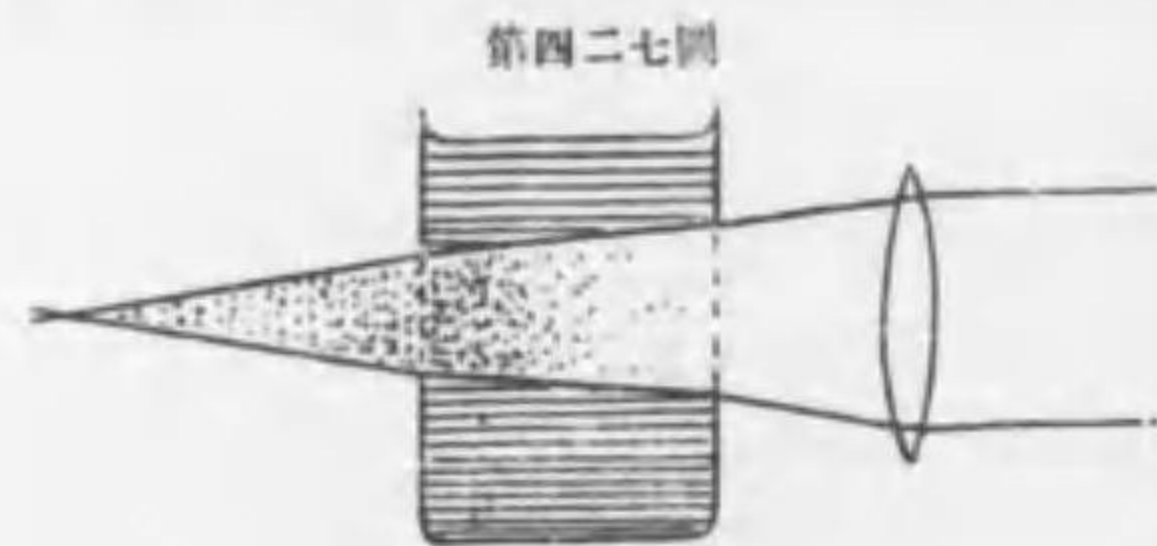


て O に達し觀察者の眼に入るものとす、B より出るものは同様に正則的屈折をなし O' へ行くときは觀察者の眼に入射する能はざれども途中 h の高さに於て鹽素の蒸氣に出遇ふものと假定すれば、而して其蒸氣が偶然にもプリズムの形を具へ居らんには、屈折して O の方向に進行し觀察者の眼に入射し得るなり、此時觀察者は其光を以て h 点より出づるならんと誤認すれ共其實 B より發光したるものなり、若し又プリズム形の鹽素蒸氣の底面の位置轉倒しプリズム角の方向反對に置かれてあらんには O に到着する光線は極少許の轉向をなす理なり、是に依り D 線は屢々二重に視へ其平均位置の上下に離れて現はれ得るものなり、イウリウスは其他紅彩の上下動の速度も外見的にして實は紅彩がプリズム状をなし其回旋によりて錯覺を生ずるに依るものならんと論ぜり。

258 低温發光 Luminescence 吾人は既に §§ 141, 142 に於て温度と輻射との關係を研究し總べて物体は或一定温度に達せざれば發光する能はず、又温度増すに従て輻射エネルギー量も増加することを説きたり此を温度輻射 temperature-radiation と云ふ、然るに極少數の物質中には温度の高下に依らず他のエネルギーを禀くることによりて發光し又其時の温度は比較的低温にして全然キルヒホッフ則に従はざるものあり之を低温發光と云ふ、低温發光に數種の區別あり、光エネルギーを禀けて低温發光するものを光線低温發光 photoluminescence と云ひ螢光 fluorescence 及び磷光 phosphorescence は此裡に含まる、電氣エネルギーに因るものを電氣低温發光 electroluminescence、熱エネルギーに因るものを熱低温發光 thermoluminescence、化學エネルギーに因るものを化學低温發光 chemiluminescence、結晶体を破壊する際低温發光するを結晶低温發光 chrystral-luminescence、摩擦に因り發光するを摩擦低温發光 triboluminescence と云ふ、熱低温發光の例は螢石 (CaF₂) を取り此に少熱を加へ暗處にて見るときは綠色の光を發す、硫化カルシウム 硫化ストロンシウム の如きは手の温度にて發光せしむることを得べし、然れ共此等發光現象の原因は單に熱エネルギーに歸因するものにあらずして其物質が會て禀けたる光エネルギーを加熱の機會を待て發揮するものなり、故に加熱多量なるときは光エネルギーの貯蓄を盡くし低温發光する能はざるに到るなり。摩擦に因るものは砂糖に於て著しく發達す依に暗處

にて砂糖を搗くときは發光す、之を分光器にて見れば スペクトラ は F 線に始まり紫に果るなり。化學發光の好例は燐片を暗處にて見れば發光するは空氣中にて徐々に酸化するに因るものなり、同理により PH_3 の燻環も暗處にて光輝を發す、有機物は腐敗して PH_3 を發生し光輝を發す、其他動植物中發光するもの甚多く悉く同一種に屬す、螢の光は其脂肪体の酸化による其 スペクトラ を檢すれば橙より緑に亘る。電氣に因る發光は § 249. 418 圖 に示したる ガイスター 管内の低温發光を始とし、陰極線、餘線等其種類頗多し、陰極線の場合には NaCl , NaBr , NaI , KCl , KI , KBr , LiCl , LiI , NaF , KF , LiF 其他銀、水銀、鉛のハロイド の如きは陰極線を察して發光しながら分解す、色は青又は紫なり、化學分解を伴はずして發光するものには硫酸鉛(美しき紫色を發す)、臭化水銀(橙)、硫化亞鉛(綠)等あり、ウラニウム の鹽類は總べて綠色を發す。

259 螢 光 fluorescence (Brewster 1833) 螢光とは光の刺激を受けて低温發光する現象にして初て螢石に於て目撃したるを以て螢光の名を得たるものにして決して螢虫の光に關係を有するに非ず。ウラニウム 鹽類を入れて製したるガラス 塊を ウラン、ガラス と云ふ、此は通過光線には黄色に見ゆれども反射光線には紅色なり、葉綠の溶液は綠色なれど反射光線には段紅に見ゆ、硫酸幾那の溶液も殆ど無色なれども淡青色を反射す、栗の樹皮より製したる aesculine も同様なり、石油は黄色を通過せしめ青色を反射す、fluorescine 液又鬱金の根及びてふせんあさがほ の種子の アルコホル 溶液は各々綠色を反射す、マゲダラ 紅は黄棕色を反映す、此等の反射光を螢光と名づく、青化白金 バリウム も通常の光に遇ふて螢光を發す。上記の物体が反射する色は單に其表面のみより來るにあらずして内部の分子の表面より反射するものなり、ブリウスターは此理を説明せんが爲に第四二七圖の如く螢光体中へ日光を導き光線行路の各点より螢光を發するものなるを示せり、而して日光は内部に侵入するに従ひ光度薄弱となるは分子表面の反射を



第四二七圖

らずして内部の分子の表面より反射するものなり、ブリウスターは此理を説明せんが爲に第四二七圖の如く螢光体中へ日光を導き光線行路の各点より螢光を發するものなるを示せり、而して日光は内部に侵入するに従ひ光度薄弱となるは分子表面の反射を

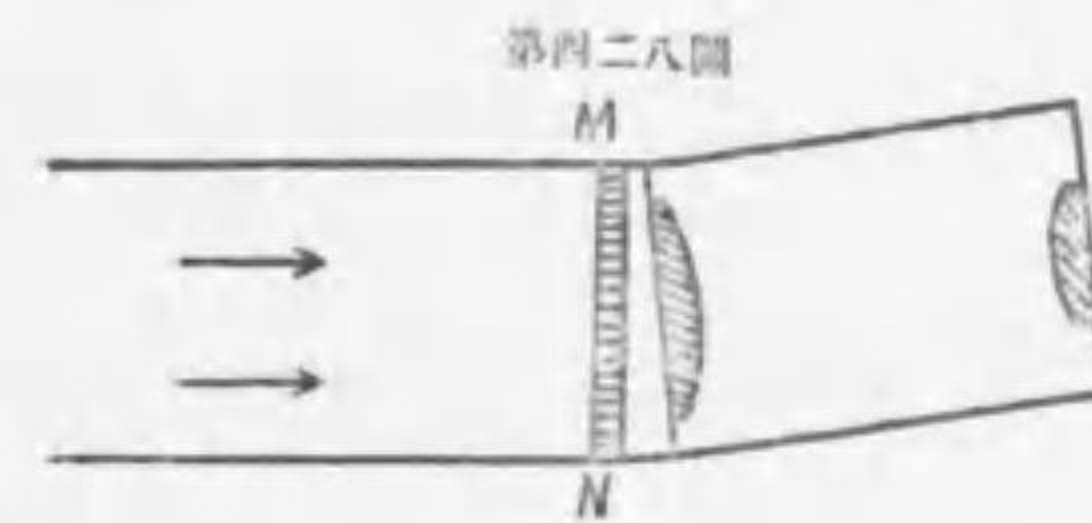
受くるが故なり。

螢光体は入射したる光線の波長 λ を變じて λ' となして反射す(即ち螢光す)、而して λ' は常に λ よりも長く従て入射光線の λ が悉く $\lambda > \lambda'$ なるときは螢光を生ずる能はず、然るに λ' は常定にして之を刺戟する入射光線の λ が λ' よりも小なるを要するのみにして λ の如何に拘ることなし、ストークス (Stokes 1853) は此事實を次ぎのストークス 則にて約言せり『螢光体が發する光の波長は常に螢光を促す光の波長よりも長し』と。其後 ロムメル (Lommel 1871) はストークス 則の一般的ならざることを認めたり、元來固体の螢光体は表面色を具へ變則分色をなすもの多く而して此等は變則螢光即ちストークス 則に準はざる螢光を發す、又固体としては螢光せざるものも溶液としては盛に螢光を發する物質ありて明かに溶媒が大なる影響を有することを示せり。

蒸氣を或光源にて照らし其反射螢光を分光器にて檢すれば輝線 スペクトラ を得べし、其輝線の位置は同一蒸氣の吸収群線 スペクトラ に生ずる吸収線の位置と同一なり、而して此實驗に伴ふ著しき事實は蒸氣の螢光色は常に螢光を促がす光源の波長よりも小なる事なり、此れ確にストークス 則の反對なりと謂つべし。

螢光の理論は未だ精妙ならず、エーテル 振動は螢光体の分子に振動を譲り分子は之を其固有振動に變化して再び外部に輻射するものなるべし。

ソレー (Soret) は螢光体を接眼子に連續し紫外 スペクトラ の一部を望見するを得せしめたり、螢光接眼子は 第四二八圖 の構造を有した方より來る光線は螢光体 MN に其 スペクトラ の像を生じ、ラムスデン 接眼子によりて MN 内に螢光的に發生したる紫外部を廓大して視る装置なり、ストークス 則により紫外部の λ 小なる波動は變化して λ 大なる、従て可視的なる色に變じて肉眼に映ずるものなり、此を使用すれば 380 $\mu\mu$ の I 線附近を可視 スペクトラ の界とせる觀察者にも尙ほ 430 $\mu\mu$ 邊までを視るを得せしむるなり従て吸収線 M, N, O を(第四一四圖參考)



第四二八圖

望見するを得べし。

260 磷光 phosphorescence 磷光は大体に於て螢光と同一にして螢光は入射線の刺激已むと同時に其反應なる螢光も中止するものなれ共磷光は刺激已みて後も永く反應の繼續するを云ふなり従て磷光も光線低温發光の部に屬す、磷片を暗處に置けば徐々に酸化して發光するは前述の化學低温發光に屬する現象にして茲に研究せんとする磷光と全然別物なり。磷光の現象は初は ベックレル (Bequerel 1867) によりて研究せられたり。光源は日光、マグネシウム光、弧燈、陰極線、X 線等を使用す、磷光の繼續する時間は物質及び光源の性質等によりて異なれども一般に アルカリ 土類金屬の硫化物は盛に磷光を發す、多くは硫化物中に混在せる不純物に因るものなりと云ふ、其他金剛石、螢石、霰石、白堊、磷酸、カルク 等も磷光を發す、カルク の鹽類は一般に磷光を發すれ共時間短し、又雪の磷光は古來北國人の知るところなり、廣意義に於ては磷光は萬物の共通性にして其繼續時間の長短あるのみと云ふも不可なし、但し液体中には磷光を發するもの無し。ベックレル は二枚の同心板に各等距離の孔を穿ち同一の軸に固定し甲板の孔は乙板の壁に對峙せしめ兩板の間に物体を置き孔より光線を稜けながら軸上に速うに回轉せしむ、但し物体は安靜を保もち圓板のみ回轉するを以て光は間歇的に物体を照して刺激を與ふ觀察者は背後の孔より物体の磷光を檢するなり、ベックレル は此裝置を磷光計 phosphoscope と名づけたり。

磷光体は刺激光線の振動を變じて自己固有の振動となして外方に輻射し、ストークス 則に従ひ磷光の波長は常に入射光の波長よりも長し、而して刺激已むも其現象の繼續するを考ふれば磷光体には於ては入射 エネルギー は恰も彈力体に入射したる如く内部に分子の歪を惹起し分子が自然の釣合の位置に復歸するまでは磷光を發し得るものなるべし。

261 光線の化學作用 photochemical action 光の エネルギー は物体に入りて化學分解、化合、分子構造變化を促すことは廣く知れ渡りたる事項なり、先づ分子構造の變化より云へば、日光によりて白磷は紅磷に變ず、酸素は紫外線によりて オゾン となる故に太陽より發する紫外線によりて大氣の高層に生じたる

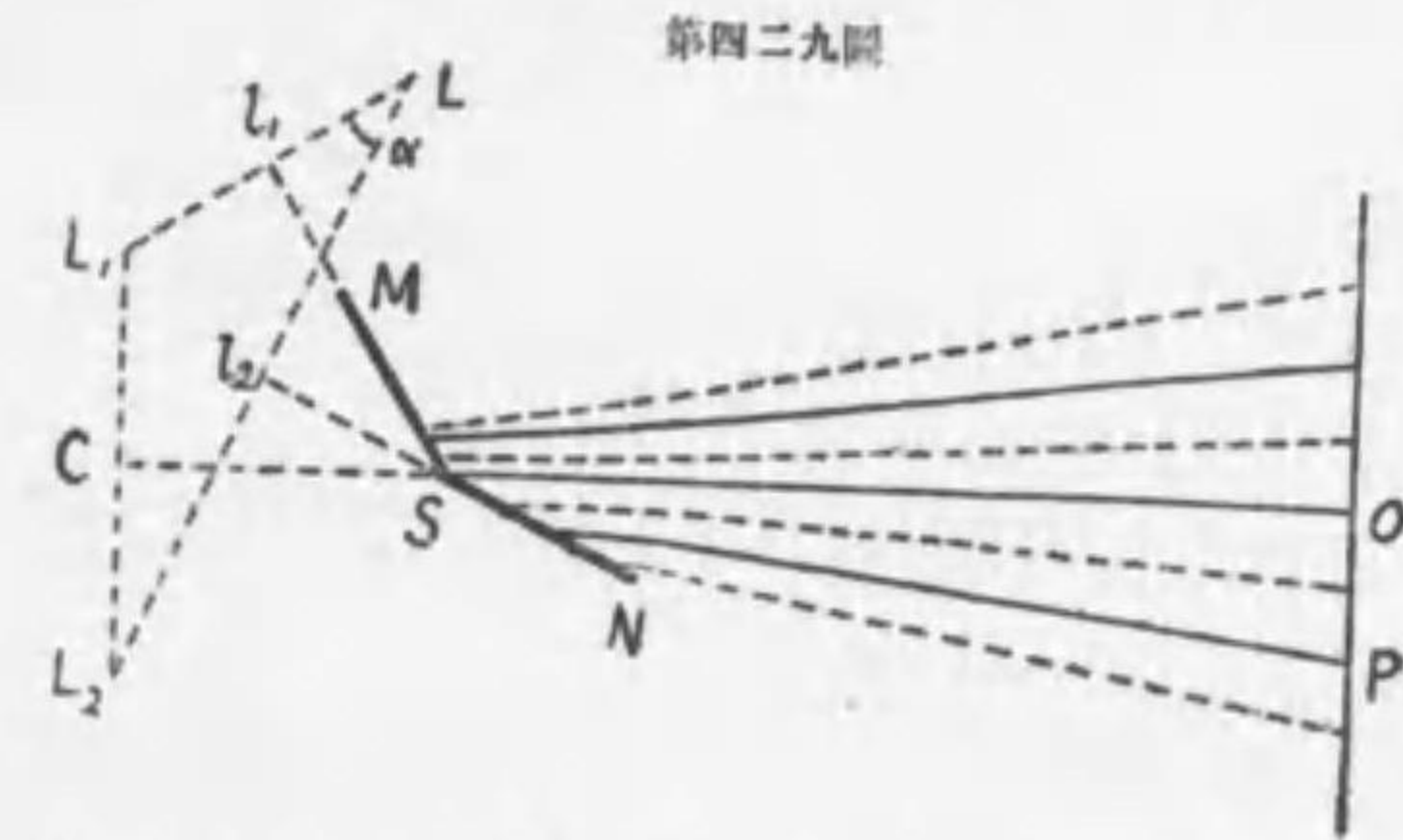
オゾン は地上に降りて酸化作用を逞ふす、無色なる ガラス も日光を受くること久しければ自ら黃、綠又は青色を帯ぶるに到る。光の化合又は分解作用は其例甚多し一例を舉れば いわにし 又は れいし 貝と稱する軟体動物は黄色の液を分泌し日光に遇ふて紫色に變じ古代歐洲に有名なる チリヤ 紫 (Tyrian purple) と稱する顔料を供給す、銀の ハロイド は寫眞術と直接の關係ありて人の克く知るところなり、之を紅又は橙色に對して反應的ならしむるには反應劑として鹽化青酸を加味す、リー (Lea) が研究したる銀の photochloride ($Ag_2 Cl_2$, $Ag_2 O$) は入射光線の色と同一の色を帯ぶるに到る、動物の皮膚に含まるゝ一種の液は周圍の色と同一の色に變化する力を有し多く昆虫の幼虫又は蛹に之を見る動物の保護色も此理に依るものにして銀の photochloride と同種なる物質の存在に因るものならん乎、然るに植物中には之に反對なる性質を有して入射光線の補色に變ずる物質を含有するものあり例へば紅色の到著し難き深海の底に於て却て紅藻の發生を見るが如き是れなり。

第八章 光の干渉 INTERFERENCE OF LIGHT

262 歴史 光の波動説は伊國人 グリマルヂの實驗 (Grimaldi 1665) に始ると云ふも可なり、此有名なる實驗は小孔によりて暗室内に導かれたる光線の行路に不透明なる小物体を置くとき其物体が投ずる陰影は幾何光學にて學びたる如くならずして明暗線の交代せる班紋なり、又小孔圓より暗室内に洩る日光は白紙上に暗明線の交代より成る班紋を映ずるを觀て此等の現象を廻折 diffraction と名づけたり、而して其班紋が著色せるを看てグリマルヂは色は白光の成分なるを説けり。フーク (Hooke 1672) も此實驗を再演して始て光は横振動なるべしとの奇想に到着したるなり、其後 ドシャール (Duchales 1621-1678) は磨きたる金屬板面に密集せる無数の平行線を刻し其上へに日光を入射せしめしに反射光はスペクトラ同様の現象を呈せり、然れ共此に對して適當なる説明を與ふる能はざりき。其後長年月を経て漸く ヤング (Young 1801) に到りグリマルヂの實驗に於て目撃する班紋は光線の行路に置かれたる不透明体の表面を光源となして種々の方向に自由に傳播したる光線の干渉の結果として雙曲線の形を有する明暗線を生ずるものなりと説き、殊に紅色の光線と以て實驗したる故班紋を理論通りに觀察することを得たり。其後 フレネル (Fresnel 1819) は偏光に關する ヤングの見解を開き アラゴ (Arago) と共に實驗せしに同一平面に偏れる二條の光線は干渉し得るも、互に垂直なる面に偏れる光は干渉する能はざることを知れり、此實驗を経て フレネルは漸く 1821 年の頃光線は横振動ならざるべからずとの結論に到着するを得たり、此に引續ぎ フレネルは (1822) 渠の有名なる鏡の實驗をなし光線の波長を測定することを得たり。ブリュースター (Brewster 1831) は平行の位置より少し傾きたる二枚の厚ガラスに依りて光の干渉するを實驗せしが此を基として ジャメン (Jamin 1856-8) は二枚の平行なる厚ガラスの干渉計を製出せり。フレネルは重屈折及び偏光に關する研究により通常光線と非常光線は互に垂直なる平面内に振動するものなることを實證せり。

263 フレネルの實驗 (Fresnel 1822) 此は同一光源より來る光線を二個の鏡にて反射せしめ其反射光を互に干渉せしむる實驗にして兩鏡は 第四二九圖の如く互に殆ど

180° の角を作す、MS 及び NS を鏡とすれば夾角 α は零に近し、L を光源とし SM, NS の延長に垂線



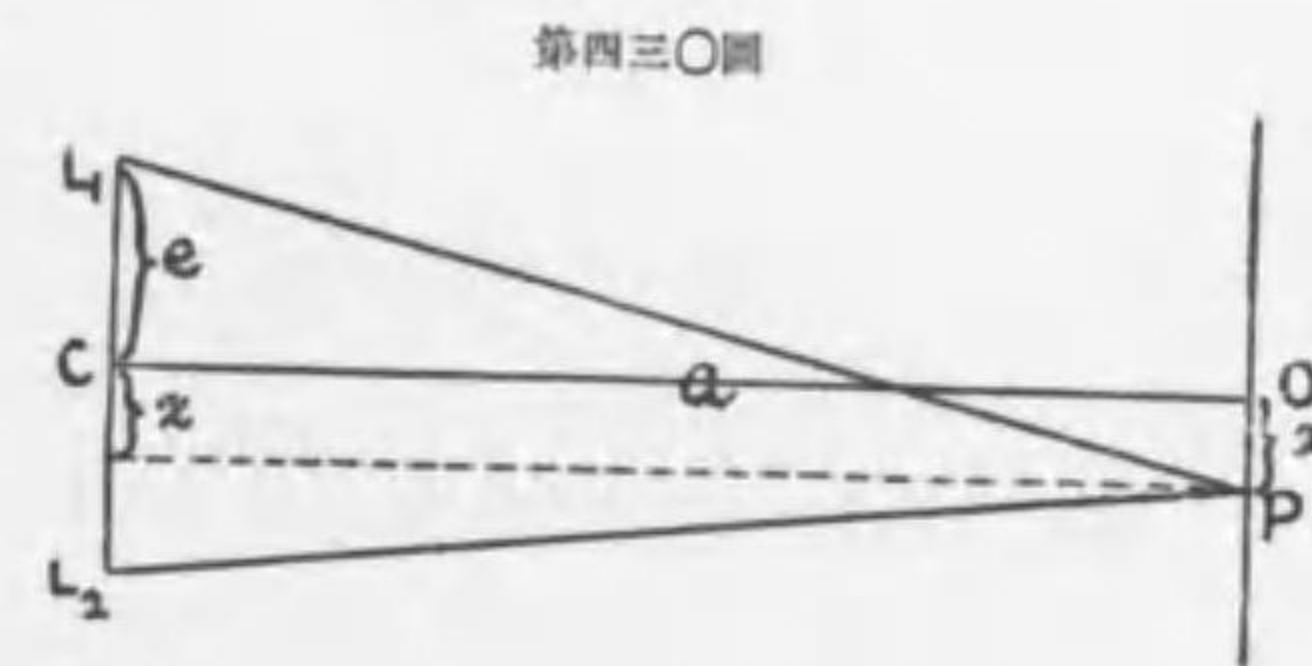
L_1, L_2 を下だし之を延長して $L_1 = l_1 L_1, L_2 = l_2 L_2$ ならしむるときは作法により $SL_1 = SL_2 = SL_2$ なる故 $L_1 L_2$ の中点 C と S とを連ぬる線は $L_1 L_2$ に垂直にして $l_1 l_2 = \frac{1}{2} L_1 L_2$ なり、之を e とす。

L_1 及び L_2 は夫々 L の像なるを以て此二点を同一位相、同一振幅に於て振動する二個の光源と見做すを得べく、任意点 P は L_1 と L_2 より來る二個の波動の干渉によりて合成振動をなすべし、故に § 171 により $L_1 P - L_2 P = (2m+1)\frac{\lambda}{2}$ なるときは P の運動は零となり、 $L_1 P - L_2 P = m\lambda$ なるときは P の運動は最も旺盛なり従て其軌跡は L_1, L_2 を焦点とする雙曲線となる、PO なる對立 (白き階壁なり) 上には殆ど等距離なる干渉班紋を生ずべし。

作圖により $\angle L_1 L_2 = \alpha$ にして IS を直徑とする圓は l_1, l_2 兩点を過る故

$$l_1 l_2 = \frac{L_1 L_2}{2} = e = IS \sin \alpha$$

CO = a と置けば (第四三〇圖) $L_1 P^2 - L_2 P^2 = (L_1 P - L_2 P)(L_1 P + L_2 P) \approx 2a(L_1 P - L_2 P)$ 、又 OP = x と置けば $L_1 P^2 = (e+x)^2 + a^2$ 、 $L_2 P^2 = (e-x)^2 + a^2$; $\therefore L_1 P^2 - L_2 P^2 = 4ex$ なり依て



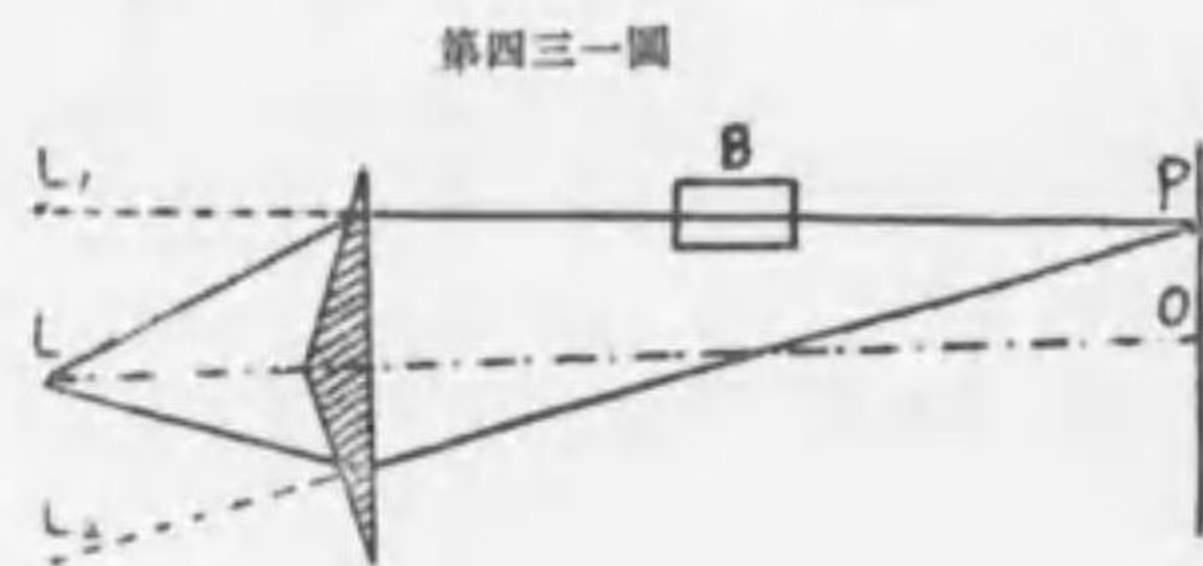
なり依て

$$L_1 P - L_2 P = \frac{2ex}{a} = \begin{cases} \frac{2m+1}{2} \lambda & (m=0, 1, 2, \dots) \dots\dots \text{暗} \\ m \lambda & (m=0, 1, 2, \dots) \dots\dots \text{明} \end{cases} \dots\dots (1)$$

故に O 点には明班を生じ其左右に暗明暗明... の班紋が約等距離に並列することとなる。

此に類似の實驗は二重プリズム (第四三一圖) を用ひて行ふことを得べし、L なる光源より出づる光は

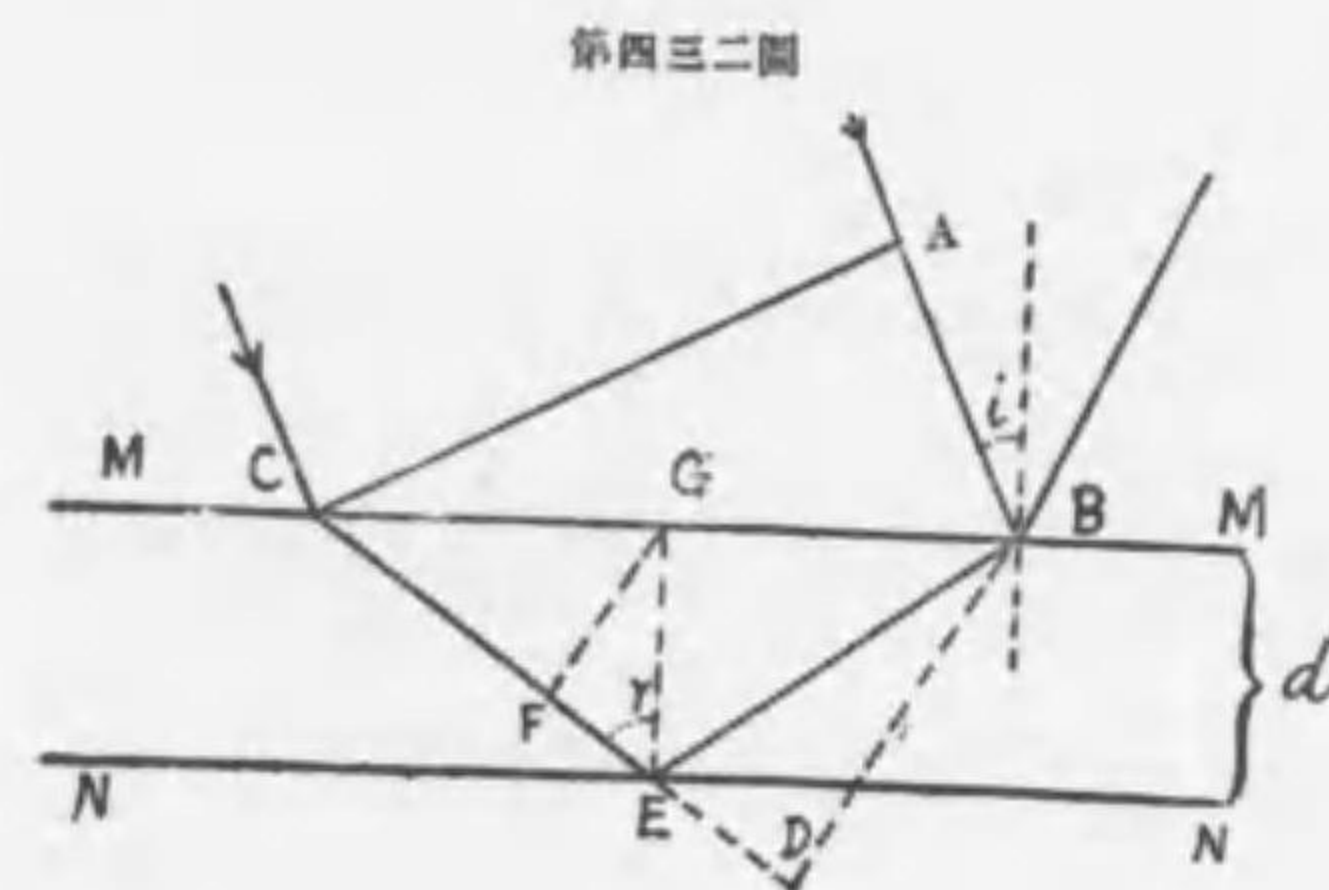
プリズムによりて屈折せられ二條となりて P に來り干涉す、故に恰も L₁ 及び L₂ の光源より出づる如し、班紋の形は前實驗に於



て觀たるものと異なり、今二條の行路の一を透明体 B を通過せしむるときは L₁ P は B 内に於て若干の遅れを取り OP 上に生ずる班紋は上方に少許の變位をなすなり。

此等の實驗に於て光源は分光器に用ひたるが如き細隙を漏るゝ日光を使用す、其細隙の長さの方向は圓形面に垂直なるべし又白紙の對立に映じたる班紋は極めて小形なる故對立を用ひず單に廓大レンズを以て空氣中に生じたる班紋の像を望見し、入射線を單色光 monochromatic light ならしむる爲には畧近的に色ガラスを挿みて望見す、一層嚴密なる實驗を爲さんと欲せば食鹽にて染色したる火焰を光源として使用す、然るときは (1) 式を用ひて鹽素線の波長を測定し得べし。

264 薄き空氣膜の色 (Hooke 1665) 平行なる二面の間に夾まりたる薄き空氣層は常に着色して視ゆ、之を最初研究せしはフークなり、此を實驗するには二枚のガラス板を取り能く其表面の塵埃を拭ひ互に押し合はすときは干涉光現はる、空氣にあらざる他の透明体の薄膜も同様に着色す例へばシャボン球の如し、又は一滴の油を水面に落下して生ずる薄膜の如し、舊き窓ガラスも、空氣中の炭酸ガスの作用を受け珪酸遊離して薄膜となりて着色す。第四三二圖



の MM, NN 間を空氣とし其上下をガラスの如き透明体とす、AC は入射光線の波面にして §174 に於て學びし如く A の振動が B に到着すると同時に C の振動は D に到着し、CD/AB = n = sin r / sin i の關係

を有し、n はガラスの屈折率に等しく D は B より CD へ下だしたる垂線の脚なり、E より CB に垂線 EG を下だすときは G は CB の中点なり、G より CD に垂線 GF を下だすときは F は CD の中点なり。上述の如く AC なる波面は BD となるべき筈なるを以て、CE 反射して EB となるときは直接 A より來りし波と CD+DB の路を経て B に來りし波との歩行の差 Δ は CE+EB - (CD ± λ/2) なり、茲に ±λ/2 を添へたる理由は §174 に證明したる如く濃媒質面にて反射する振動は必ず半波長の差を生ずるを以てなり、故に d を薄膜の厚さとすれば

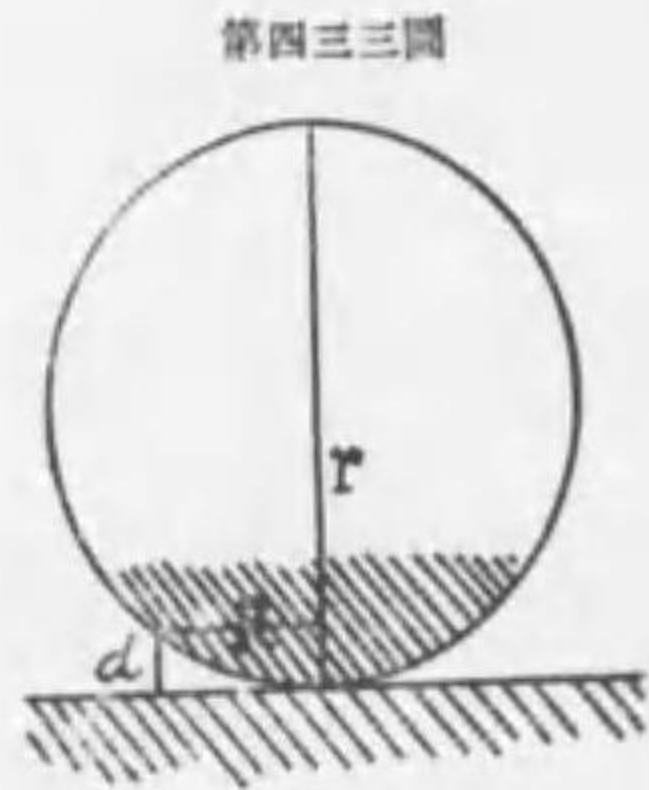
$$\Delta = 2CE - CD \pm \frac{\lambda}{2} = 2(CE - CF) \pm \frac{\lambda}{2} = 2FE \pm \frac{\lambda}{2} = 2d \cos r \pm \frac{\lambda}{2} \dots\dots (2)$$

なり、若し薄膜が屈折率 n なる透明体にして兩側は空氣なるときは前式は Δ = 2nd cos r ± λ/2 となるべし。此歩行の差が λ/2 の奇數倍なるか偶數倍なるかに從て λ の單色光は干涉の結果消ゆるか或は強くなるかは下式に由て知らるべし

$$\Delta = 2d \cos r \pm \frac{\lambda}{2} = \begin{cases} \frac{2m+1}{2} \lambda \dots\dots \text{暗} \\ m \lambda \dots\dots \text{明} \end{cases} \text{即ち } d = \begin{cases} \frac{\lambda}{\cos r} \cdot \frac{2m}{4} \dots\dots \text{暗} \\ \frac{\lambda}{\cos r} \cdot \frac{2m+1}{4} \dots\dots \text{明} \end{cases} \dots\dots (3)$$

265 ニュートンの色環 ニュートンは平面ガラス板上に球面を有するガラス板を第四三三圖の如く重さね單色光を以て之を照らしたるに直上より見れば明

暗の圓環半徑 R の大なるに従て密接して生ずるを見、之を コムパス にて計りたるに R は自然數の平方根に正比例するものなるを知れり。單色光を用ひず白色を用ふれば種々の色環を得べく、直上より視ずして斜視すれば環は橢圓形をなす。今 (3) 式を直上より視る場合に應用すれば (入射線は常に直上より來るものと假定す) 暗環は $d = \frac{\lambda}{4} \cdot 2m$ にして明環は $d = \frac{\lambda}{4} (2m+1)$ なり、球の半徑を r とすれば $R^2 = d(2r-d)$ なれ共 d は常に微小なる故之を $R^2 = 2dr$ として前式に代入すれば



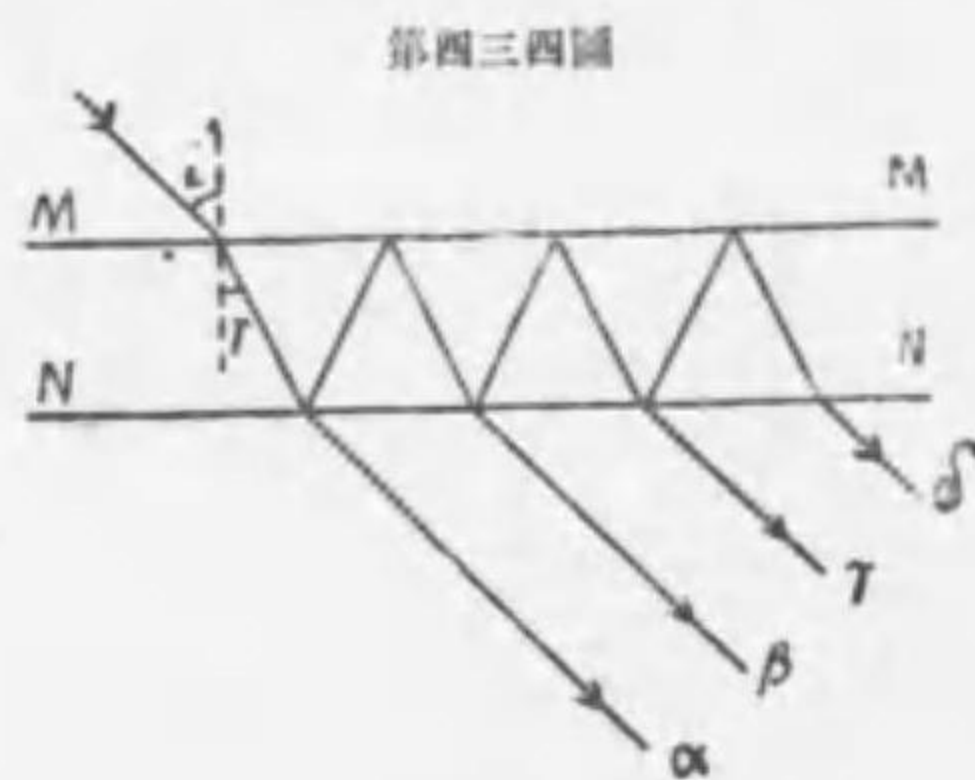
$$R = \left\{ \begin{array}{l} \sqrt{\frac{\lambda}{2} \cdot 2m \dots \dots \text{暗}} \\ \sqrt{\frac{\lambda}{2} (2m+1) \dots \dots \text{明}} \end{array} \right\} \dots \dots \dots (4)$$

故に暗環は $R=0, \sqrt{2}, \sqrt{4}, \sqrt{6} \dots \dots$ 明環は $R=\sqrt{1}, \sqrt{3}, \sqrt{5}, \sqrt{7} \dots \dots$ の半徑を有すべし。

通過光線によりて ニュートンの色環を見るときは色は總べて補色となり、明暗環の半徑は上式の反對となる、其理由は濃厚媒質面に於て反對する度數は一回に非ずして二回なるを以て歩行の差は $2 \times \frac{\lambda}{2}$ となるを以てなり。

266 厚板の光線干涉

前節に於ては第一面に於て直に反射する光線と第二面に於て反射する光線と併せて二條の光線の干涉を論じたれども事實に於ては第二面に於て反射したるものは再び第一面の裏面に於て反射し更に第二面に於て反射し得べく、又第一第二面に於ける反射を幾度も繰返へして後出射するものあり得べし、而して此等數多の出射線は 第四三四圖 に示す如く悉く平行となりて互に干涉する故小望遠鏡を以て其平行出射線を



第二面に於て反射したるものは再び第一面の裏面に於て反射し更に第二面に於て反射し得べく、又第一第二面に於ける反射を幾度も繰返へして後出射するものあり得べし、而して此等數多の出射線は 第四三四圖 に示す如く悉く平行となりて互に干涉する故小望遠鏡を以て其平行出射線を

観ること恰も無限大の距離より來る平行光線を觀る如くせば干涉班紋を望見し得べし、該圖に於ては MM, NN を境界面とする厚板を通過する多くの光線を書きたり、兩面に於て反射する回數多き程光度は減少するなり。今入射線の光度を 1 とし反射線の光度を f 、通過線の光度を θ とすれば f 及び θ は各々 1 よりも小にして f を反射率 θ を通過率と稱す、而して MM と NN の間に於て一回も反射せずして直に通過するものありては (α 線) MM 面通過の際光度は 1 より θ となり更に NN 面通過の際 θ より θ^2 に減ず、兩面間にて二回の反射をなすものは (β 線) 通過のために光度 θ^2 に減ずるのみならず反射のために f^2 に減ずる理なるゆへ β 線の光度は $\theta^2 f^2$ なり、同理により γ は $\theta^2 f^4 \dots \dots$ 等にして光度は

α	β	γ	δ	ϵ
θ^2	$\theta^2 f^2$	$\theta^2 f^4$	$\theta^2 f^6$	$\theta^2 f^8$

故に $\alpha, \beta, \gamma, \delta \dots$ を夫々 0, 1, 2, 3 \dots にて示すときは番號 k の光度は $(\theta f^k)^2$ となる、然るに元來光度は振動のエネルギーにして振幅の平方に正比例するものなれば番號 k の出射線は其振幅 θf^k なること明かなり、且つ又 §264 により番號 k の光線は歩行の差は $k\Delta$ となる、故に α 線の振動變位を

$$\eta_0 = \theta \sin 2\pi \frac{t}{T} \dots \dots \dots (5)$$

とすれば番號 k の出射光線の變位式は

$$\eta_k = \theta f^k \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{k\Delta}{\lambda} \right) \dots \dots \dots (6)$$

なり、上式を伸ばせば $\eta_k = \theta f^k \sin 2\pi \frac{k\Delta}{\lambda} \sin \frac{2\pi t}{T} - \theta f^k \sin 2\pi \frac{k\Delta}{\lambda} \cos \frac{2\pi t}{T}$ を得、即ち η_k は二個の弦運動の合成にして其振幅は夫々 $\theta f^k \cos 2\pi \frac{k\Delta}{\lambda}$ 及び $\theta f^k \sin 2\pi \frac{k\Delta}{\lambda}$ なり、故に合成振動の光度は此等兩振幅の平方の和に等し。上理により $k=0$ より $k=\infty$ まで通過光線全部の合成光度を J とすれば

$$J = \sum_{k=0}^{k=\infty} \left(\theta f^k \cos 2\pi \frac{k\Delta}{\lambda} \right)^2 + \sum_{k=0}^{k=\infty} \left(\theta f^k \sin 2\pi \frac{k\Delta}{\lambda} \right)^2$$

なり、此を加算するには先づ

$$a \cos \delta = \sum_{k=0}^{\infty} \theta f^k \cos 2\pi \frac{k\Delta}{\lambda}, \quad a \sin \delta = \sum_{k=0}^{\infty} \theta f^k \sin 2\pi \frac{k\Delta}{\lambda}$$

と置き第二方程式に虚数 i を乗じて第一方程式に加へ

$$a(\cos \delta + i \sin \delta) = \theta + \theta (f e^{i \frac{2\pi \Delta}{\lambda}} + f^2 e^{i \frac{4\pi \Delta}{\lambda}} + f^3 e^{i \frac{6\pi \Delta}{\lambda}} + \dots)$$

$$= \theta + \theta f \frac{e^{i \frac{2\pi \Delta}{\lambda}}}{1 - f e^{i \frac{2\pi \Delta}{\lambda}}}$$

を得、第二項の分母に $1 - f e^{-i \frac{2\pi \Delta}{\lambda}}$ を乗じて

$$a(\cos \delta + i \sin \delta) = \theta + \theta f \frac{e^{i \frac{2\pi \Delta}{\lambda}} - f}{1 + f^2 - f(e^{i \frac{2\pi \Delta}{\lambda}} + e^{-i \frac{2\pi \Delta}{\lambda}})}$$

$$= \theta + \theta f \frac{\cos \frac{2\pi \Delta}{\lambda} - f + i \sin \frac{2\pi \Delta}{\lambda}}{1 - 2f \cos \frac{2\pi \Delta}{\lambda} + f^2}$$

の形となし、次いで實數虚數に二分し平方して相加ふるときは光度は

$$J = a^2 = \frac{\theta^2}{(1-f)^2} \frac{1}{1 + \frac{4f}{(1-f)^2} \sin^2 \frac{\pi \Delta}{\lambda}} \quad (7)$$

となる。出射線の數が無限大ならざる場合にも此と類似の結果を得べし、又反射率 f が微小なときは分母中の $\frac{4f}{(1-f)^2}$ を省略し單に $J = \theta^2 / (1-f)^2$ とするも可なり。(7) 式の極大は $\sin \frac{\pi \Delta}{\lambda} = 0$ の時にして $\frac{\pi \Delta}{\lambda} = m\pi$ 即ち $\Delta = m\lambda$ に生じ、極小は $\sin \frac{\pi \Delta}{\lambda} = \pm 1$ の時にして $\frac{\pi \Delta}{\lambda} = (2m+1)\frac{\pi}{2}$ 即ち $\Delta = m\lambda + \frac{\lambda}{2}$ に生ず、故に極小極大の位置は(3)式と同一なり、又極小極大の光度は夫々

$$J_{min} = \frac{\theta^2}{(1+f)^2}, \quad J_{max} = \frac{\theta^2}{(1-f)^2}$$

なるを以て

$$\frac{J_{min}}{J_{max}} = \left(\frac{1+f}{1-f}\right)^2 \dots\dots\dots (8)$$

故に反射率 f の小なるに従て上記の比は單位に接近す、例へば ガラス に於ては入射角極て小なるとき、換言すれば ガラス 面に殆ど法線に入射するときには $f=0.05$ にして、(8)より $J_{min}/J_{max}=0.82$ を得て極小極大に大差無し、此に反し f 大なるときは此比は小となる故極小は益々暗くなり干渉の斑紋明晰を増すなり、マイケルソン (Michelson) は

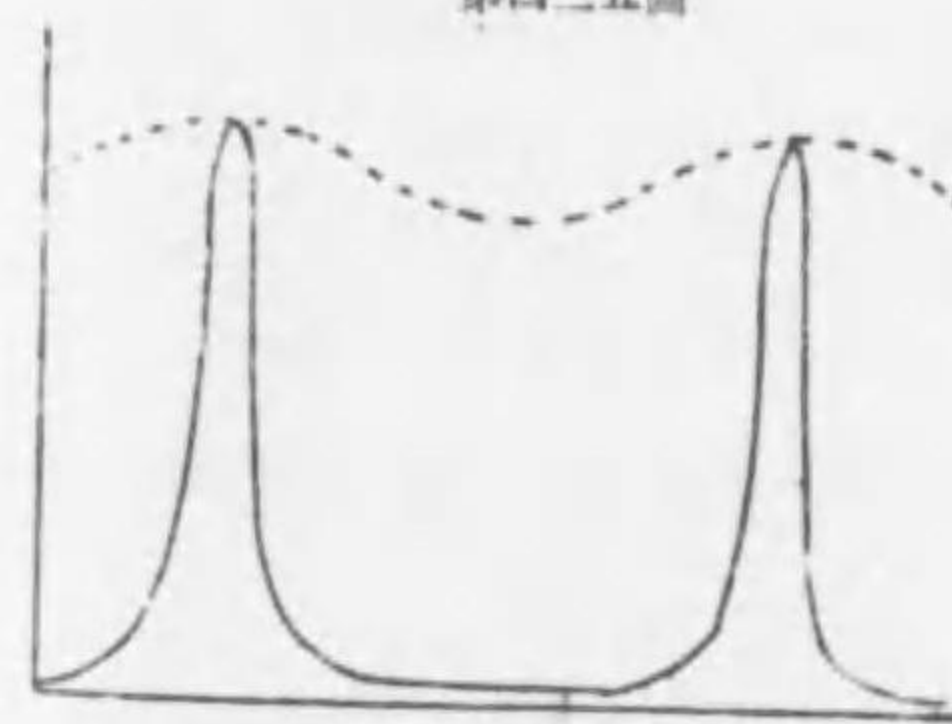
$$V = \frac{J_{max} - J_{min}}{J_{max} + J_{min}}$$

を可視率 visibility と名けたることあり、依て下表に反射率 f の種々の値に對する極大極小の比と可視率とを示す

f	$\frac{J_{min}}{J_{max}}$	V	f	$\frac{J_{min}}{J_{max}}$	V
0.05	0.82	0.10	0.5	0.11	0.80
0.1	0.67	0.20	0.8	0.01	0.98
0.2	0.44	0.39	1.0	0.00	1.00

(7) により J を Δ の函數として考ふるとき、 f 小なれば J は $1 - \frac{4f}{(1-f)^2} \sin^2 \frac{\pi \Delta}{\lambda}$ に正比例するものと見做し得るゆへ J を表はす曲線は弦曲線に似たるものなれ

第四三五圖



共 (第四三五圖に点線にて示す)、 f 大なるとき、例へば $f=0.8$ なるときは (7) は

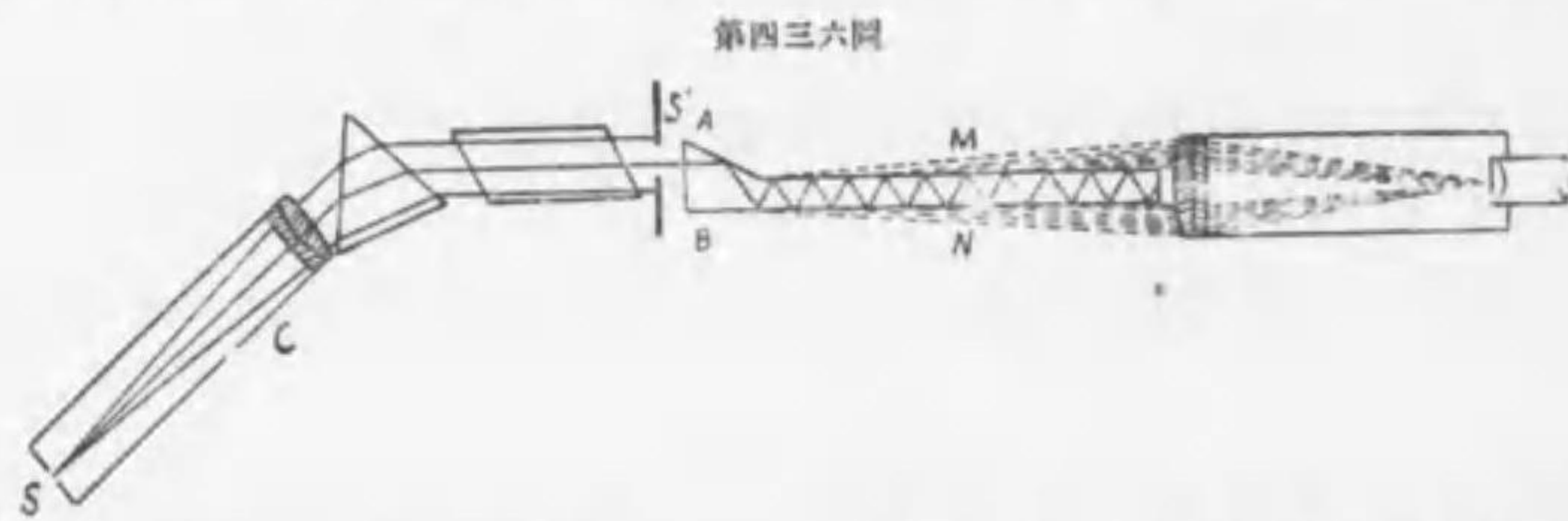
$$J = \frac{J_{max}}{1 + 80 \sin^2 \frac{\pi \Delta}{\lambda}}$$

となる、 $\frac{\pi \Delta}{\lambda} = m\pi$ 即ち $\Delta = m\lambda$ のときは $J = J_{max}$ なれ共其前後は分母大

にして J は殆ど零なり、第四三五圖の連線は $f=0.8$ の場合に示す、此は實驗的には次ぎの事實に該當す、即ち f 大なるときは Δ の或値に對して干渉の斑

紋極めて鮮明に書かれ暗紋は殆ど眞黒にして干涉甚だ明晰なり。

267 諸種の平行面板 ルムマー 及び ゲールケ (Lammer u. Gehecke 1902) が創作したる干涉板は 第四三六圖 MN の如き形を有し兩平面は嚴重に平行す、

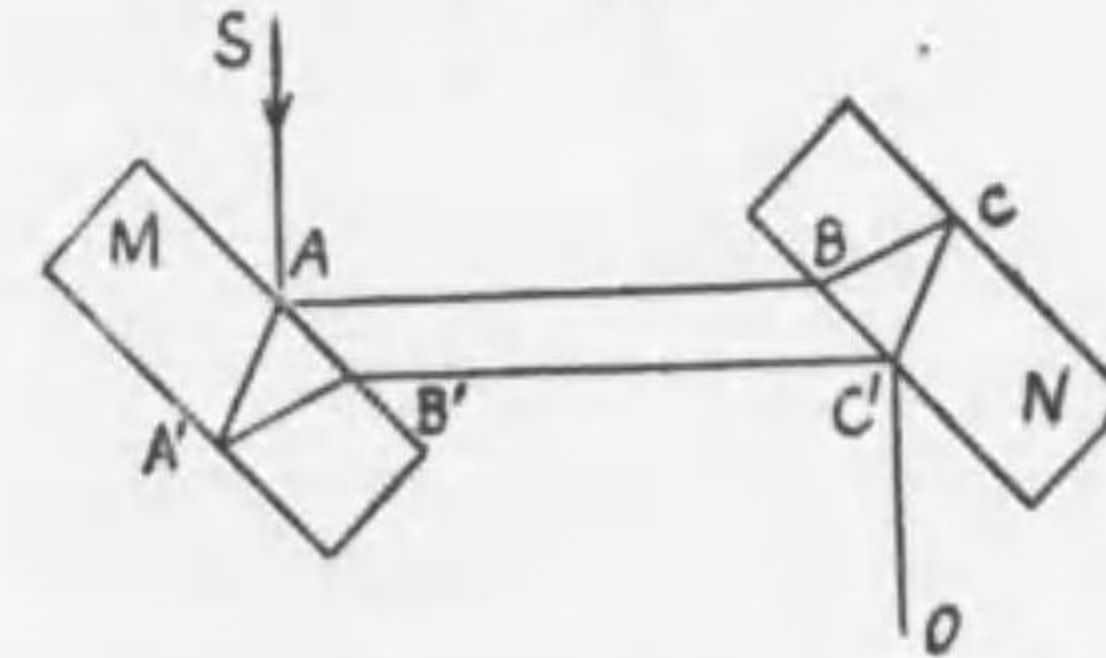


AB 面に垂直に入射したる光線は A 面に於て全反射し其後は平行面に於て全反射角よりも少し小なる角に於て幾回も反射す故に反射する毎に極少量の光線は外部空气中に漏れ、其方向は法線と直角に近き角をなさざるべからず、而して上述に由り θ は甚だ小さく f は甚だ大なるを以て前節の條件を満足し、殆ど眞黒なる地面に明すなる干涉紋を生ずべし、今第四三六圖の如く分光器の整光管 U より出射する平行線を プリズムにて分色したるものにして ニコル (Nicol's prism 後章を見よ) を通過せしめて後第二細隙 S' により必要なる色を選出して平行面板に入らしめ其より出づる干涉線を望遠鏡にて受取り スペクトラを生ぜしむることを得べし、斯くすれば S' を漏れたる光の スペクトラ は甚だ狭き部分なれ共平行板の分色力極て大なるを以て狭き部分を更に分色し精細なる吟味を遂ぐることを得るなり、従て此種の平行面板は スペクトラ の顕微鏡と稱するも不可無く、此に依り任意の輝線又は黒線を其成分に分解して研究するを得るなり。

ペロー 及び ファブリー (Perot et Fabry 1899) は反射率 f を増加せんが爲に平行面板に銀の薄膜を沈澱せしめ光線は殆ど法線の方向に入射して銀層を通過す。

ジャーメン (Jamin 1852) の装置 (第四三七圖) に於ては同厚なる二個の平行面板 M, N の後面 A' 及び C は銀膜にて被はる、先づ M と N を平行に置き入射線 SA をして SABCC'O 及び SAA'B'C'O の兩途を取らしむるときは途

第四三七圖



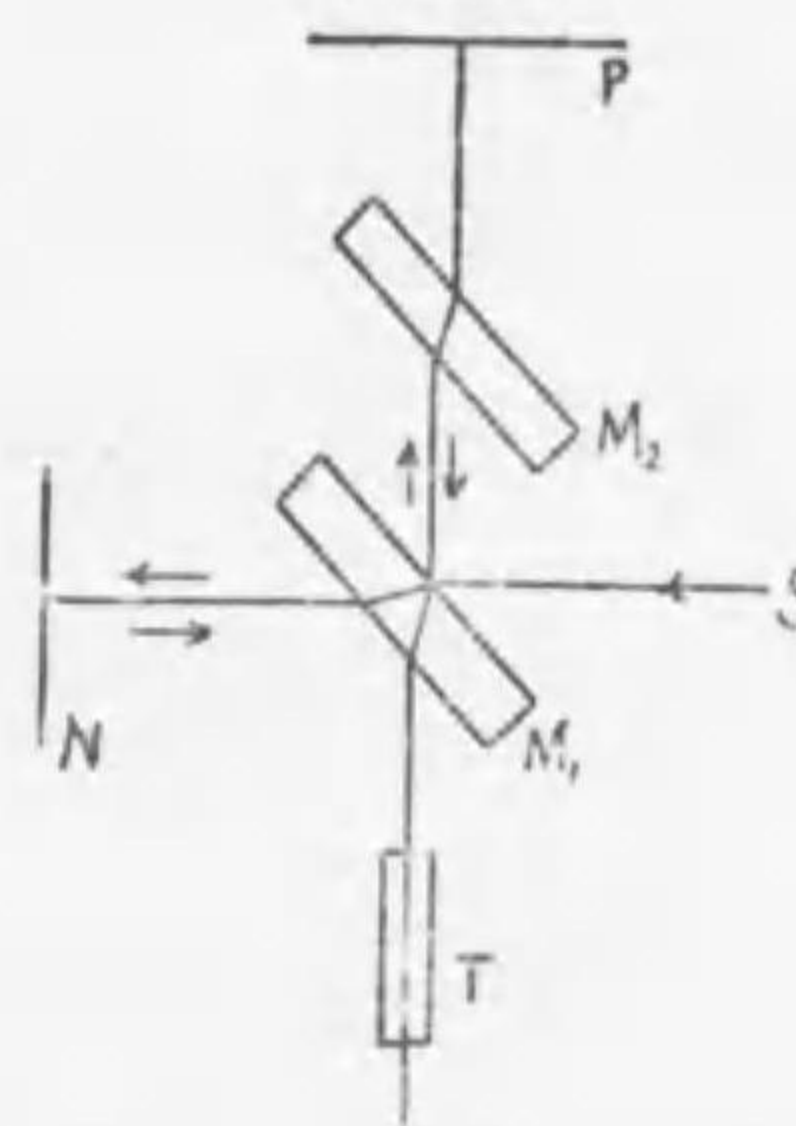
の長さは互に等しくして歩行の差は零なり、然るに M, N 中任意の一つを少許旋轉せば S より入射する光線中終に O に到着するもの二條ありて其二條の光は必ず歩行の差を有すべし、

依て前實驗の如く望遠鏡を無限の距離に調節して O 光線を吟味すれば明暗の班紋を観ることを得るなり、此器械は或透明体を AB 若くば B'C' の通路に置き此に依て生ずる干涉班紋の變位を測ることによりて其物体の屈折率を算出する目的の爲に使用するを得べし。

マイケルソン 及び モーレー (Michelson & Morley 1882) の装置 (第四三八圖) に於ては光源 S より出づる単色光は 45°

に於て M_1 に入射す、 M_1 の前面は半透明の銀膜を以て蓋はる、を以て光は二分し一は直に反射して M_2 に向ひ之を通過す、 M_2 は銀面を被らず、通過線は P により垂直に反射して再び M_1 を通過し望遠鏡 T に入る、他の部分は M_1 の板を通過し N によりて垂直に反射し M_1 にて屈折反射したる後之も亦 T に入る、 45° に傾きたる第二の板 M_2 を置きたる理由は、斯くすれば二分されたる光のガラス内の行路の長さを同一にするを得べきが故なり、故に M_1 と M_2 とは全く同一の厚さを有し同一のガラス塊より切り取りたるものを用ふ。此實驗に於て二光線の空气中の行路も同長なりとせば T に於て干涉を見る事無かるべし、今ガラス板の一に微動螺を設け微並動を可能ならしむるときは干涉班紋を観るに適するなり。行路の差 (歩行の差) が 20 輦の大量に達するも尙克く干涉を目撃し得るを以て、マイケルソン は此装置を使用して米の原型が歳月を経て變化する事無きかを取調べたることあり、此方法は實に萬世に亘りて變化なき光線の波長

第四三八圖



を以て人造原器の精確を判定するものなれば波長は絶対尺度（無上尺度）の役目を務むるものと云ふて可なり。ジャーマン 或は マイケルソ、モーレー の装置を屢々干渉計 *interferometer* と名づく。

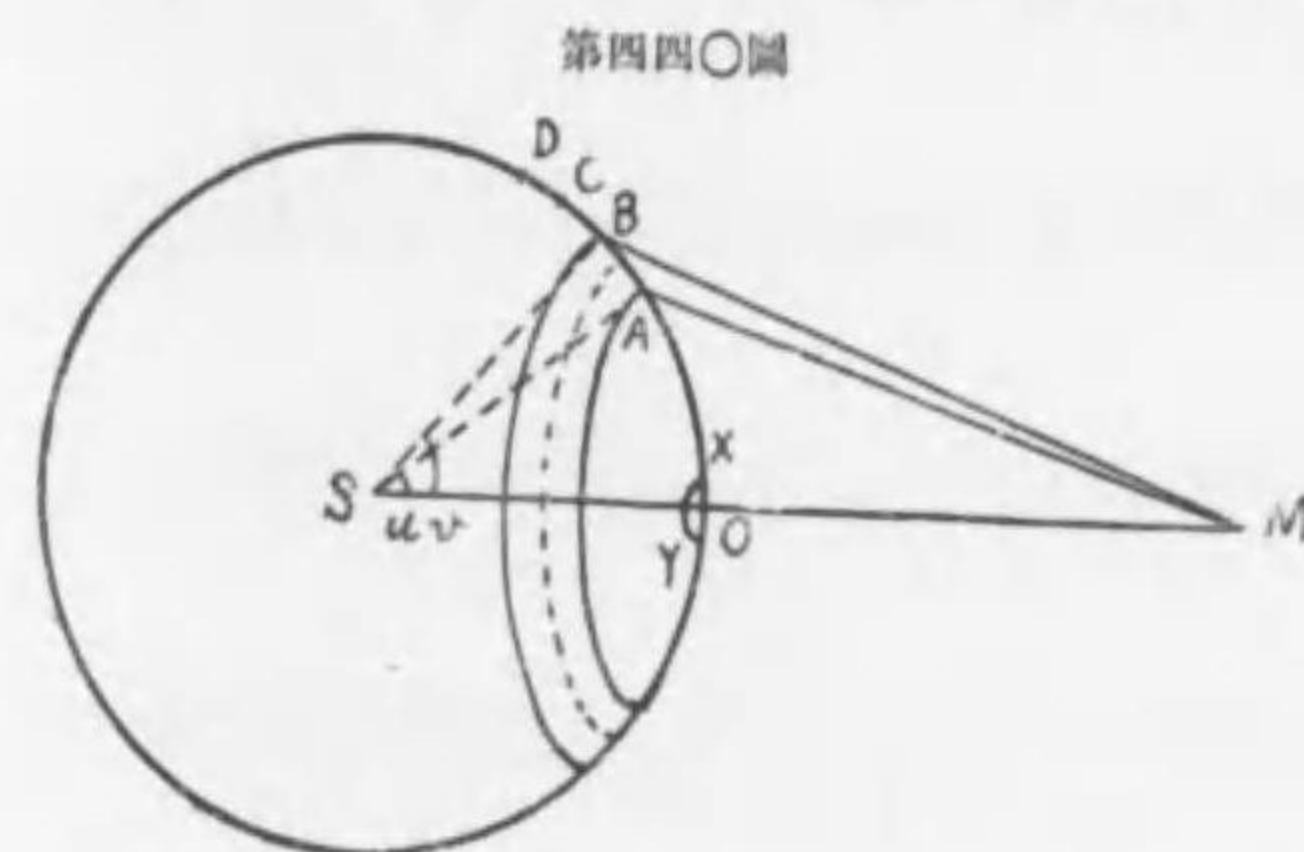
268 光の定滯波動 入射音波と反射音波との干渉により定滯波動を生ずる如く光線も入射線と反射線干渉の爲に定滯波動を生じ節と節との距離及び腹と腹との距離は各々 $\lambda/2$ に等し (§ 175 を看よ)、初めて此種の観察を遂げしは Wiener (1889) なり、其方法は (第四三九圖) ガラス板 M に鍍銀し食鹽蒸氣が發する如き單光色にて之を照らし鹽化銀の薄膜を被れる板を圖の如く M 面に少許傾け置くときは a, b, c …… に於て節 (節は点線にて示す) と交はるなり、然るに節は光の作用零にして節と節との間は光の作用映盛なるゆへ鹽化銀に化學反應を呈し現像後は黒地に平行なる明線の生ずるを見るべし。リップマン (Lippmann 1891) の色寫真も畧々此と同理なり、即ち現像後は銀層は ガラス 面に平行にして互に $\lambda/2$ の間隔を保ちつゝ層々重疊す、故に之を日光にて照せば共鳴の理により原色を現はすなり。

第四三九圖



第九章 光の廻折 DIFFRACTION OF LIGHT

269 光の直線進行 (Huyghens 1678) ホキヘンス 説によれば (§ 173) 光源より出づる波は或時刻には或波面上に傳はり其波面の各点は新しく光源となり



て球面波動を四方に傳へ斯して波面は漸進す、故に第四四〇圖の S を光源とし OABCD … を或時刻に於ける波面とすれば M に傳播すべき光は OAB なる球面の各点より出發せし諸振動の合成ならざるべから

ず、今 $AM = \delta$, $BM = \delta + \frac{\lambda}{2}$ とし $\angle ASM = u$, $\angle BSM = v$ とすれば OA, OB を半徑として球面上に書きたる環帶の面積 Z は ($SO = SA = SB = a$ とす)

$$Z = 2\pi a^2 (\cos u - \cos v)$$

なり、又 $OM = b$ とすれば

$$\begin{aligned} \left(\delta + \frac{\lambda}{2}\right)^2 &= (a+b)^2 + a^2 - 2a(a+b)\cos v \\ \delta^2 &= (a+b)^2 + a^2 - 2a(a+b)\cos u \\ \left(\delta + \frac{\lambda}{2}\right)^2 - \delta^2 &= 2a(a+b)(\cos u - \cos v) \end{aligned}$$

故に

$$\cos u - \cos v = \frac{\delta\lambda + \frac{\lambda^2}{4}}{2a(a+b)}$$

之を Z に代入すれば

$$Z = \frac{\pi a}{a+b} \left(\delta\lambda + \frac{\lambda^2}{4}\right)$$

故に MC, MD を夫々 $\delta + 2 \cdot \frac{\lambda}{2}, \delta + 3 \cdot \frac{\lambda}{2}, \dots$ に引き、依て生ずる環帯の面積を $Z', Z'' \dots$ とすれば、上式の δ に $\delta + \frac{\lambda}{2}$ を代入して順次に

$$Z' = \frac{\pi a}{a+b} \left(\delta \lambda + \frac{3\lambda^2}{4} \right)$$

$$Z'' = \frac{\pi a}{a+b} \left(\delta \lambda + \frac{5\lambda^2}{4} \right)$$

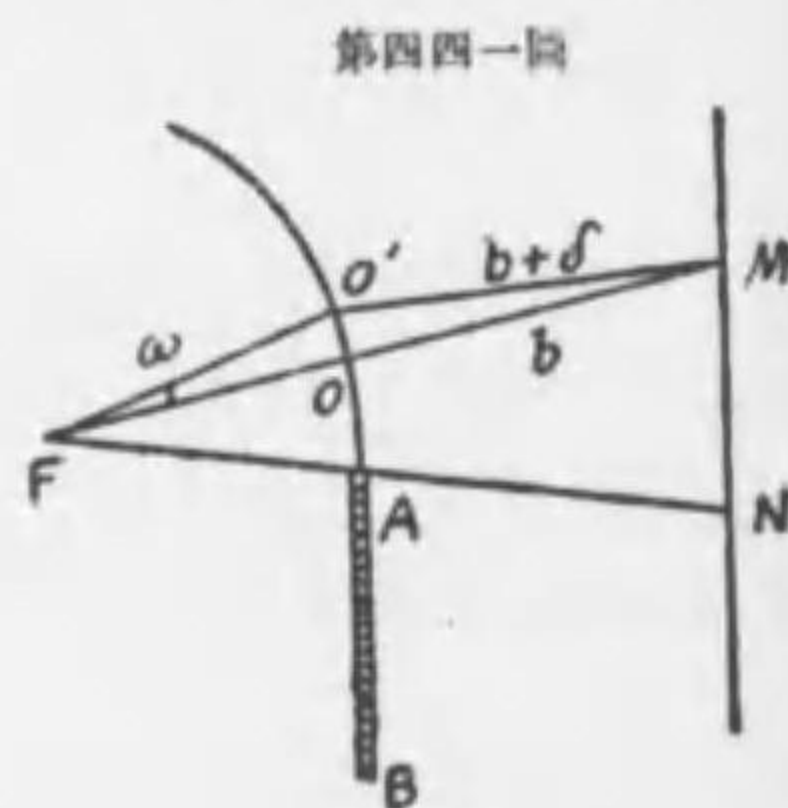
故に

$$Z' = \frac{1}{2} (Z + Z'') \dots \dots \dots (1)$$

即ち各環帯の面積は隣りの環帯面積の等差中項なり。此理に基き各環帯を圓中点線にて示す如く二等分するときは各等分面は一つ置き隣りの等分面に等しく又此と同時に夫々 M までの距離は $\lambda/2$ の差を有するを以て其二面より出づる波動は M に到着して互に打消すべし、即ち Z' の全部は Z の半部及び Z'' の半部と干渉して M に於て消滅すべし、斯して球面を出發して M に集まる振動は全く互に打消し管々残る振動は O 点附近より来る波動のみなり、OM は b に等しく $MX = MY = b + \frac{\lambda}{4}$ の半徑を以て M を中心とし球面上に小圓 XY を書くときは XY 面より来る光波のみは互に打消すべき相手なき爲 M 点に残留す、故に S を出で M に到るべき光線は必ず SM 上の一点 O を通過す、換言すれば光線は直線進行をなすものなり。

270 フレネルの積分 (Fresnel 1826) 光源より出づる光線の一部を障壁によりて遮るときは對立上には幾何學的陰影の附近に干渉班紋を生じ陰影の終端不明瞭となる、此現象を光の廻折と名づく、所謂 *グイマルチ* 現象是なり。

第四四一圖の F を光源、AB を障壁、AOO' を波面、MN を對立、又 $FA = FO = a, OM = b$ とし光源の振動變位を $\eta = \sin \frac{2\pi t}{T}$ にて示すときは M 点に於ては距離平方の反比例則により光度は



第四四一圖

$1/(a+b)^2$ に正比例す、故に振幅は M 点に於ては $1/(a+b)$ に等しく位相の差角は $2\pi(a+b)/\lambda$ なり。今 F なる光源は圓形面に垂直なる、長さ無制限の、直線形のものにして F より出づる光の波面は圓筒形を爲し其母線は F に平行なるものと假定す、又長さ單位に等しく幅 OO' に等しき波面の部分は S なる面積を有すと定む、然るときは其微分面 dS を出で M に到着する波動の變位は

$$\eta = \frac{1}{a+b} dS \cdot \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{a+b}{\lambda} \right)$$

なり、故に極 O の附近点 O' を經て M に到着する波動の變位は、 $O'M = b + \delta$ と置けば、

$$\eta = \frac{1}{a+b} dS \cdot \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{a+b+\delta}{\lambda} \right)$$

茲に振幅を $dS/(a+b+\delta)$ とせざりし理由は $a+b$ に對して δ を無視するも可なるが故なり、然れ共正弦の角中に於ては δ を省く能はず、 δ は正弦に少からざる勢力を有し得るを以てなり、此理により波面全体が M に及ぼす影響は

$$Y = \frac{1}{a+b} \int dS \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{a+b+\delta}{\lambda} \right)$$

によりて與へらる、積分は障壁によりて遮られざる全面に亘るべきなり、此式を伸ばせば

$$Y = \frac{1}{a+b} \left\{ \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{a+b}{\lambda} \right) \int dS \cos \frac{2\pi\delta}{\lambda} - \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{a+b}{\lambda} \right) \int dS \sin \frac{2\pi\delta}{\lambda} \right\}$$

なるゆへ M 点に於ける光度は振幅の平方の和即ち

$$J = \left(\int \cos \frac{2\pi\delta}{\lambda} dS \right)^2 + \left(\int \sin \frac{2\pi\delta}{\lambda} dS \right)^2 \dots \dots \dots (2)$$

よりて表はさる、然るに前圖に於て $\angle OFO' = \omega$ と置けば $(b+\delta)^2 = (a+b)^2 + a^2 - 2a(a+b) \cos \omega$ にして、 ω は極めて小なる故

$$\omega = \frac{OO'}{a} = \frac{S}{a}, \quad \cos \omega = 1 - \frac{S^2}{2a^2}$$

と置くときは

$$(b+\delta)^2 = (a+b)^2 + a^2 - 2a(a+b)\left(1 - \frac{S^2}{2a^2}\right)$$

故に δ^2 を無視すれば此より $2b\delta = (a+b)S^2/a$ 即ち $\delta = (a+b)S^2/2ab$ を得て (2) に代入すれば

$$J = \left(\int \cos \pi \frac{(a+b)S^2}{ab\lambda} dS\right)^2 + \left(\int \sin \pi \frac{(a+b)S^2}{ab\lambda} dS\right)^2$$

なり、今

$$\frac{\pi(a+b)S^2}{ab\lambda} = \frac{\pi}{2} v^2 \dots\dots\dots (3)$$

と置くときは

$$S = v \sqrt{\frac{ab\lambda}{2(a+b)}}, \quad dS = dv \sqrt{\frac{ab\lambda}{2(a+b)}}$$

なる故前式は

$$J = \frac{ab\lambda}{2(a+b)} \left\{ \left(\int \cos \frac{\pi}{2} v^2 dv\right)^2 + \left(\int \sin \frac{\pi}{2} v^2 dv\right)^2 \right\} \dots\dots\dots (4)$$

と書くを得、括弧内の積分を フレネル積分と名づく。積分の上限下限を夫々 ∞ 及び 0 とすれば直に

$$\int_0^\infty \cos \frac{\pi}{2} v^2 dv = \int_0^\infty \sin \frac{\pi}{2} v^2 dv = \frac{1}{2} \dots\dots\dots (5)$$

を得べし、然れ共廻折現象に應用するには上限は v ならざるべからず、此場合に其値を求むるには級數に展開し、一々積分して加算するの外無し、今茲にはフレネルに倣ひ畧算法を用ひんとす、即ち i を u に比して微小なりと假定し又 u を常數と定めて $v = u + i$ と置き i^2 を畧して $v^2 = u^2 + 2iu$ とす、然るときは

$$\int dv \cos \frac{\pi}{2} v^2 = \int di \cos \frac{\pi}{2} (u^2 + 2iu) = \int di \cos \frac{\pi}{2} u^2 \cos \pi i u - \int di \sin \frac{\pi}{2} u^2 \sin \pi i u = \frac{1}{\pi u} \sin \frac{\pi}{2} u (u + 2i)$$

依て

$$\int_u^{u+i} dv \cos \frac{\pi}{2} v^2 = \frac{1}{\pi u} \left\{ \sin \frac{\pi}{2} (u^2 + 2iu) - \sin \frac{\pi}{2} u^2 \right\} = \frac{2}{\pi u} \cos \frac{\pi}{2} (u^2 + iu) \cdot \sin \frac{\pi}{2} iu$$

を得、此公式へ順次に $u=0, 0.1, 0.2, 0.3 \dots\dots$ を代入し i は常に 0.1 となしつゝ先づ 0 と 0.1, 0.1 と 0.2, 0.2 と 0.3 $\dots\dots$ 間の積分を得、次ひで加算により 0 と 0.1, 0 と 0.2, 0 と 0.3 $\dots\dots$ 間の積分を求め得べし、尙他の正弦積分も之と同様に取扱ふを得、斯して得たる フレネル積分の畧近値は下表の如し

v	$\int dv \cos \frac{\pi}{2} v^2$	$\int dv \sin \frac{\pi}{2} v^2$
0.1	0.0999	0.0006
0.2	0.1999	0.0012
0.3	0.2993	0.0140
0.4	0.3574	0.0332
0.5	0.4923	0.0644
0.6	0.5811	0.1101
0.7	0.6597	0.1716
0.8	0.7223	0.2487
0.9	0.7651	0.3391
1.0	0.7803	0.4376
1.4	0.5439	0.7132
1.7	0.3245	0.5492
2.0	0.4886	0.3432
2.2	0.6367	0.4553
2.4	0.5556	0.6194
2.6	0.3895	0.5499
2.8	0.4678	0.3913
3.0	0.6061	0.4959
3.3	0.4061	0.5191
3.6	0.5883	0.4919
3.9	0.4226	0.4750
∞	0.5000	0.5000

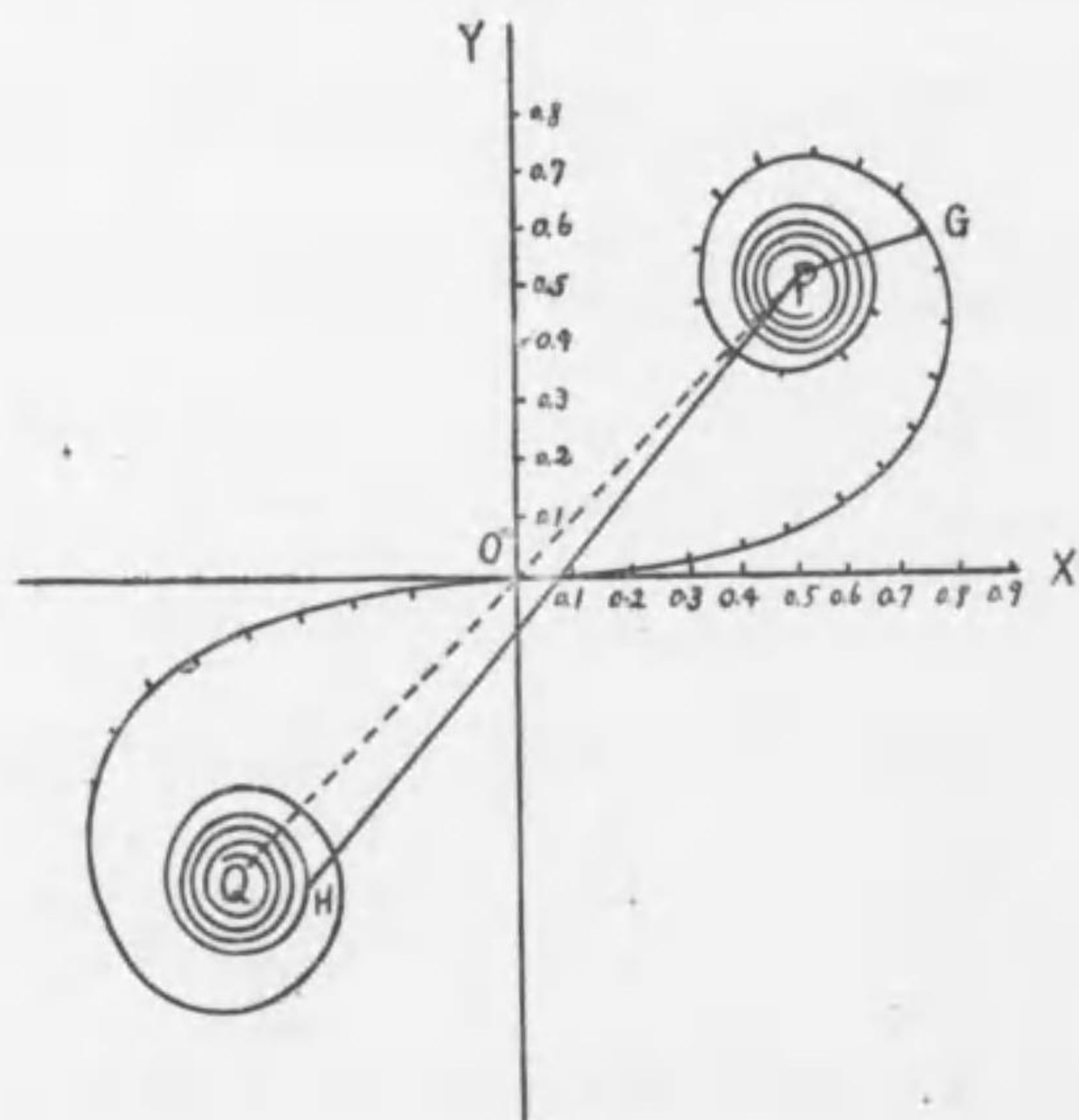
2721 コルニウ螺線 (Cornu 1874)

試に

$$x = \int_0^v \cos \frac{\pi}{2} v^2 dv, \quad y = \int_0^v \sin \frac{\pi}{2} v^2 dv \dots\dots\dots (6)$$

と置きて平面上に曲線を書きたりと假定せよ、 $v=0$ とすれば $x=y=0$ なるを以て此曲線は起点を通過す、又 v を $-v$ に變ずれば上限の符號變ずるのみにして他は前と同一なり故に起点は曲線の對稱中心なり、今 x と y を微分して加ふるときは $dx^2 + dy^2 = ds^2 = dv^2$ を得、故に $ds = dv$ 即ち dv は曲線の微分の長さなり、既述の如く $v=0$ は起点なる故起点より曲線の長さを起算すれば $s=v$ を得べし、 dy/dx は曲線上の一点 x,y に引きたる切線が x 軸と作す角の正切にして明かに $\tan \frac{\pi}{2} v^2$ に等し、故に切線の傾角は $\alpha = \frac{\pi}{2} v^2$ によりて與へらる、依て曲率半径は

第四四二圖



$$\frac{ds}{da} = \frac{dv}{\pi v^2} = \frac{1}{\pi v} \dots\dots\dots (7)$$

なり、起点即ち $v=0$ に於ては曲率半径は無窮大にして v 増すに従て次第に減じ遂に零となるなり、又前式より $v=0$ の時に $\alpha=0$ 、故に x 軸は起点に於て曲線に切線をなし同時に起点は變曲点 point of inflexion をなす、而して $v=\pm\infty$ なるときは (5) により $x=y=\frac{1}{2}$ なるを以て曲線は曲率半径を減じつゝ、 $x=\frac{1}{2}$ 、 $y=\frac{1}{2}$ 及び $x=-\frac{1}{2}$ 、 $y=-\frac{1}{2}$ なる二個の漸近点 P 及び Q に接近するものなり、(第四四二圖)、此螺線は P 若しくは Q を中心として回轉運動をなすが如きものなれば螺線上の任意点の曲率半径は畧近的に其点と漸近点との距離に等しきものと見て不可なし

272 フレネル廻折實驗 (1815)

前二節の研究を 第四四一圖 の廻折實驗に應用せんとするに當り光源 F は既述の如く直線狀をなし障壁 AB の A 端は直線にして光源に平行なるを記憶すべし、然るときは波面は圓筒狀をなし其横斷面は OO' なる圓弧によりて表はさるゝなり、又 S は AO に等しく S と v との関係は (3) によりて與へられ $v = S\sqrt{2(a+b)}/\sqrt{ab\lambda}$ なり、故に S は同時に幅 OA 長さ單位に等しき波面上の面積にも等しきなり、今對立 MN 上に於けるグリマルチ現象の干涉班紋を研究するには先づ M 点は N の下方即ち AB が投ずる幾何學的陰影の裡に在るものと假定すれば FM と波面との交点 O (之を極 pole と稱す) も A の下方に來り OA の距離 S は正數となり従て v も亦正數なり、之を v_1 とすれば光度式 (4) により波面より出射して M に來る光線の光度を算出するには積分は A より始まり波面上方の全体を包括せざるべからず、故に下限を v_1 とし上限を ∞ となせば M 点の光度は

$$J = \frac{ab\lambda}{2(a+b)} \left\{ \left(\int_{v_1}^{\infty} \cos \frac{\pi}{2} v^2 dv \right)^2 + \left(\int_{v_1}^{\infty} \sin \frac{\pi}{2} v^2 dv \right)^2 \right\} \dots\dots\dots (8)$$

然るに v_1 は起点 O (第四四二圖) より計りたる螺線の長さに等しき故 $v_1 = \widehat{OG}$ とすれば $\infty = \widehat{OF}$ なり、従て前記 J は直線 PG の平方に $ab\lambda/2(a+b)$ を乗じたるものなり、然るに 第四四一圖 の M 点を N より漸次下方に移すに従て

OG の長さ即ち v は増加す、而して v 増加すれば PG は漸々小なり、故に幾何學的陰影の上端なる N 点を下方に距るに従て光度は次第に減少し (7) により N までの距離の平方に反比例することを悟る、約言すれば N 以下は漸次に暗くなるのみにて干渉の班紋を生ずること無し。

M 点が N よりも上方に在るときは如何、此時は S は負數となり従て (3) により v も負數となる、故に 第四四一圖 の A 点に相當する コルニウ 螺線上の位置は H によりて示され M 点に於ける光度は HP の平方に正比例することゝなる、故に M 点次第に N より上方に離るるに従て H 点は漸近点 Q に接近し直線 PH は週期的に伸縮し之が爲に光度は無數の極大と極小とを呈す、此に依て觀れば幾何學的陰影の上端 N より上方には干渉班紋整列し光度は増加に傾くなり、PQ 線は 45° に傾くを以て PH 線も畧々 45° の傾角をなすと見るも不可なく、Q を旋轉する螺線へ X 軸と約 45° の角を作せる切線を引くときは其諸切点と P とを結ぶ直線の長さの平方は極大、極小の光度を示すなり、故に m を正數とすれば極大、極小点に於ける切線が X 軸と作す角 $\frac{\pi}{2} m^2$ は

$$\frac{\pi}{2} m^2 = -\frac{\pi}{4} + m\pi \dots\dots\dots (9)$$

なる式を満足せしむ、即ち班紋は

$$v = \sqrt{2m - \frac{1}{2}} = \sqrt{\frac{3}{2}}, \sqrt{\frac{7}{2}}, \sqrt{\frac{11}{2}} \dots\dots$$

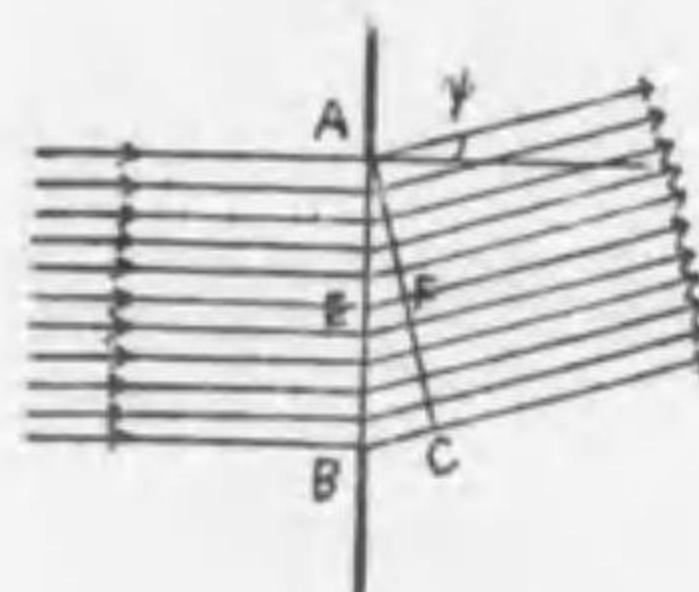
の距離に於て障壁の上端に平行に生ず、又光度は PH^2 即ち約 $(PQ \pm QH)^2$ 即ち (7) により $(\sqrt{2 \pm \frac{1}{\pi v}})^2$ に正比例す。今 H_1 を或極大点とし H_2 を其次ぎの極小点とすれば極大、極小の光度の差は

$$\begin{aligned} H_1 P^2 - H_2 P^2 &= (H_1 P - H_2 P)(H_1 P + H_2 P) \approx 2PQ(H_1 P - H_2 P) \\ &= 2PQ(H_1 Q + H_2 Q) = 2PQ \left(\frac{1}{\pi v_1} + \frac{1}{\pi v_2} \right) \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

に正比例す、茲に v_1, v_2 は H_1, H_2 点と Q 点との螺線上の距離にして $1/\pi v$ は (7) により畧々 HQ に等しきなり、上式によれば極大と極小の差は對立上に於て幾何陰影の上端 N を距るに従て減少す、故に班紋は N 附近に於て最も鮮明なり。

273 フラオンホーフア-廻折の実験 (1823) 障壁に細隙を設け其面に垂直に入射する光線は對立上に細隙と同形の影を映さずして隙邊に平行なる干渉班紋を生ず、今細隙を長さ h 幅 b の矩形とし h に比して b は微小なりと假定す、第四四三圖 は細隙の断面にして $AB=b$ とす、入射光線は遠處の光源

第四四三圖



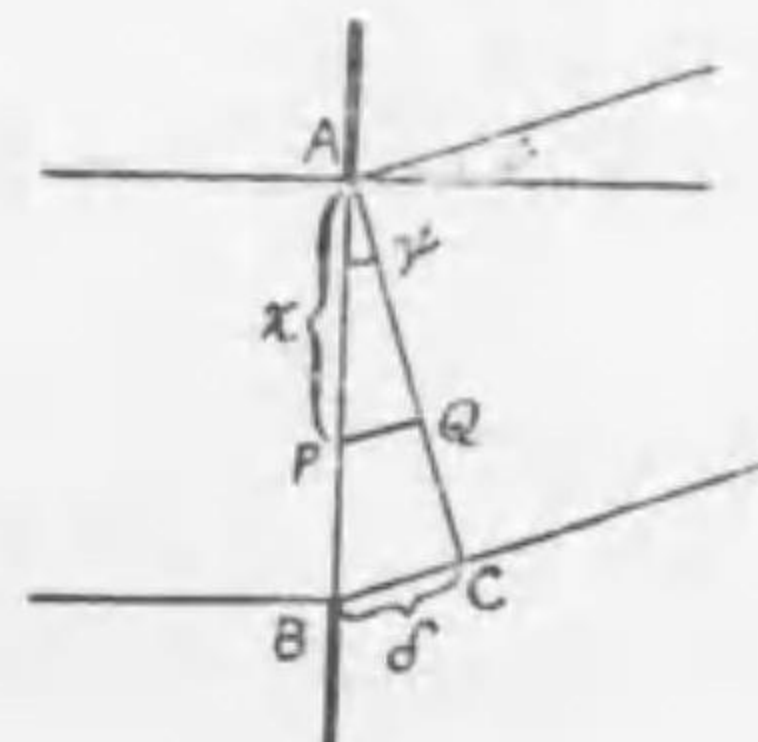
より平行に AB まで來り、ホキヘンスの理により AB 面上の各点は光源となり球面波動を發送す、AB は入射線の波面なるゆへ各点の位相同一なり、今入射線の方に ϕ 角の傾きをなして平行に進む光線が對立上の一点に會して干渉する場合を考ふるに細隙の兩端 A 及び B より出づる縁線 marginal rays の歩行の差が一波長 λ に等しきとき

は干渉の結果として光度は零となるべし、何となれば A より AC を垂線に引くときは $BC = b \sin \phi$ は歩行の差に等しく、E を AB の中点とすれば $EF = \frac{1}{2} \lambda$ となり、従て AF 上の各点は FC 上の相應点に較べて夫々 $\lambda/2$ の位相の差を有す、換言すれば A 及び F より等距離なる二点の位相の差は $\lambda/2$ となり AC 上の全振動の和は干渉のために零となり對立上に暗班を生ず。更に ϕ 角を大にし $BC = 2\lambda$ ならしむるときは $EF = \lambda$ となり、干渉の結果各自の光度零となるべき二個の細隙 AE, EB が並べ置かれたると同一なり、一般に $BC = m\lambda$ (但し m は整數) なる時は光度零となる。

一般の場合に於ては (第四四四圖) $BC = d = b \sin \phi$ とし AB 面上に任意点 P を取り $AP = x$ と名づけ P を通り廻折線に平行に PQ を引くときは $PQ = x \sin \phi$

にして Q の振動は P の振動に較べて $x \sin \phi$ の遅れを有す、今 P の隣点を P' とし $PP' = dx$ と置き、幅 dx 長さ h なる細長の矩形より漏るる光線の振幅は其矩形の面積に正比例し $kh dx$ にて示し得るものと假定すれば P 点の振動變位は

第四四四圖



$y = khdx \sin \frac{2\pi t}{T}$ にして Q 点の變位は

$$y = khdx \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x \sin \phi}{\lambda} \right)$$

$$= khdx \left(\cos 2\pi \frac{x \sin \phi}{\lambda} \cdot \sin \frac{2\pi t}{T} - \sin 2\pi \frac{x \sin \phi}{\lambda} \cos \frac{2\pi t}{T} \right)$$

故に幅 b に等しき細隙を漏る、全光線の ϕ 角の方向に進む部分の合成振動の變位は

$$Y = \left(\int_0^b khdx \cos 2\pi \frac{x \sin \phi}{\lambda} \right) \sin \frac{2\pi t}{T} - \left(\int_0^b khdx \sin 2\pi \frac{x \sin \phi}{\lambda} \right) \cos \frac{2\pi t}{T} \dots\dots (11)$$

となる即ち二個の波運動の和と見ることを得べし、而して對立上に映つる光度は振幅の平方に正比例するを以て光度 J は次ぎの如く算出せらる

$$J = \left(\int_0^b khdx \cos 2\pi \frac{x \sin \phi}{\lambda} \right)^2 + \left(\int_0^b khdx \sin 2\pi \frac{x \sin \phi}{\lambda} \right)^2$$

$$= \left(\frac{kh\lambda}{2\pi \sin \phi} \sin 2\pi \frac{\delta}{\lambda} \right)^2 + \left(\frac{kh\lambda}{2\pi \sin \phi} [1 - \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda}] \right)^2$$

$$= \frac{k^2 h^2 \lambda^2}{\pi^2 \sin^2 \phi} \sin^2 \frac{\pi \delta}{\lambda}$$

即ち

$$J = k^2 h^2 b^2 \left(\frac{\sin \pi \frac{b \sin \phi}{\lambda}}{\pi \frac{b \sin \phi}{\lambda}} \right)^2 \dots\dots\dots (12)$$

此式の極大は括弧内の分母共に零なる時か或は分子が 1 に等きときなり、又極小は分子が零の時にして其値は常に $J=0$ なり、分母共に零なれば

$$J_0 = k^2 h^2 b^2$$

を得、之を中央極大 central maximum と稱す、此時 $\sin \phi = 0$ なるを以て従て $\phi = 0$ となり中央極大の位置は細隙の正面なり、他の極大に於ては $\sin \pi \frac{b \sin \phi}{\lambda} = \pm 1$ 即ち $\pi \frac{b \sin \phi}{\lambda} = (2m+1) \frac{\pi}{2}$ 従て $\delta = (2m+1) \frac{\lambda}{2}$ なり、此

時 J の値は

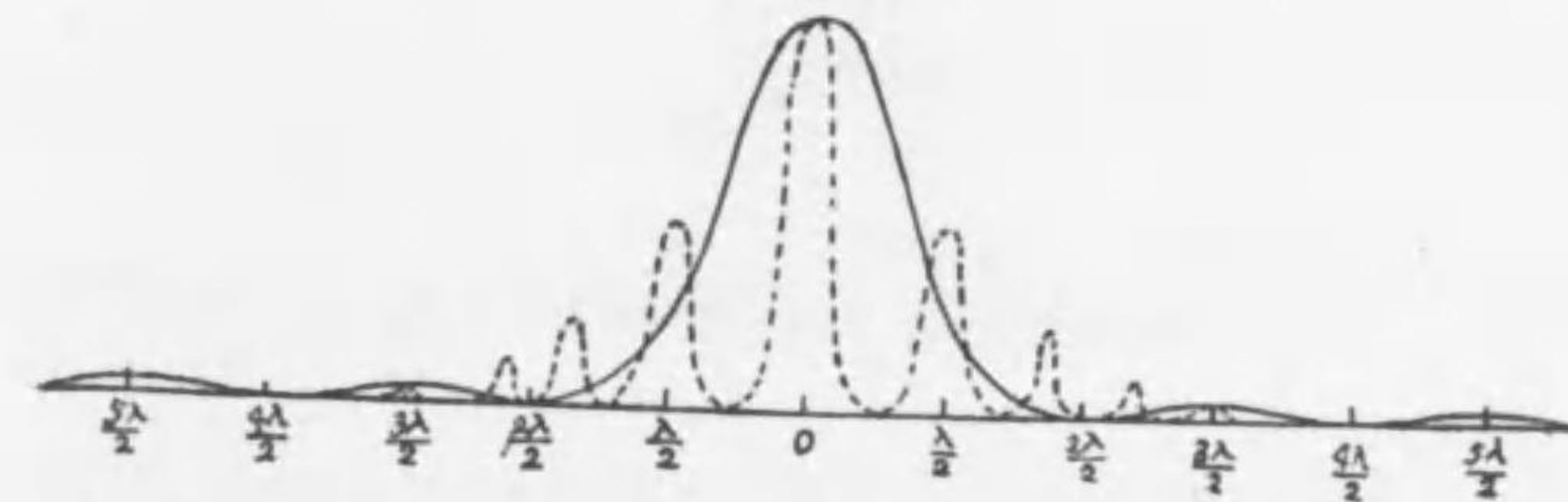
$$J = \frac{J_0}{\left[(2m+1) \frac{\pi}{2} \right]^2} = 0.4053 J_0, 0.0450 J_0, 0.0162 J_0, 0.0083 J_0 \dots\dots$$

なり、(12) は $J = J_0 \frac{\sin^2 u}{u^2}$ の如く書き得る故極大の時は $\partial J / \partial u = 0$ 即ち $u = \tan u$ 従て

$$J_{max} = \frac{J_0}{1 + u_0^2} \dots\dots\dots (13)$$

の關係ありて前と同一の結果に導くなり、但し u_0 は極大に對する u の値なり。又 (12) の光度式を圖形に表はせば 第四四五圖の曲線を得、中央極大の二

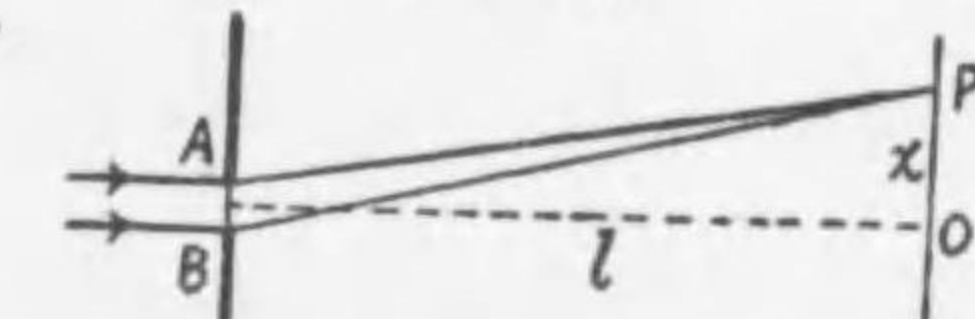
第四四五圖



倍の幅を有す。

第四四六圖

此實驗に由り波長を測るには 第四四六圖の OP を對立とし細隙と對立との距離を l 、O を中央極大、



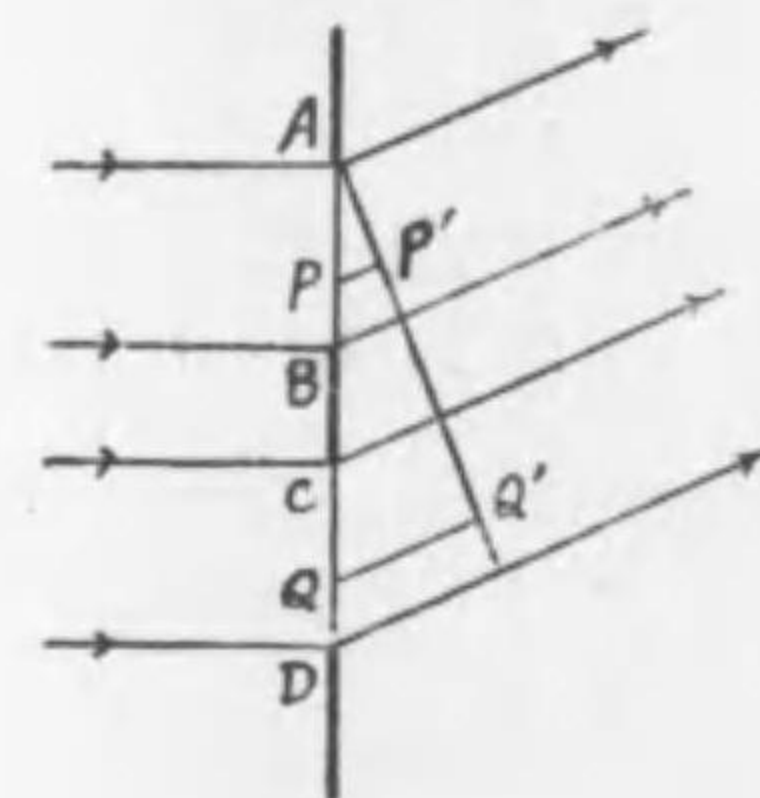
OP = x 、P を或極大とす、然らば AB の孔は極て細きゆへ其より洩るる平行線は P に於て會するものと見て可なり、依て $x/l \approx \sin \phi = \delta/b = (2m+1) \frac{\lambda}{2}$ 即ち

$$\lambda = \frac{2x}{(2m+1)l} \dots\dots\dots (14)$$

より算出することを得べし。

細隙の數二個なる場合 (第四四七圖) に於ては細隙 AB, CD の長さを各々 b とし隙壁の長さ BC を a と定む、廻折角を

第四四七圖



φとし AP 又は AQ を x と置けば P1' 又は QQ' は何れも x sin φ なるを以て前述の計算に倣ひ

$$J = \left(\int_0^b k h d x \cos 2\pi \frac{x \sin \phi}{\lambda} + \int_{a+b}^{a+2b} k h d x \cos 2\pi \frac{x \sin \phi}{\lambda} \right)^2 + \left(\int_0^b k h d x \sin 2\pi \frac{x \sin \phi}{\lambda} + \int_{a+b}^{a+2b} k h d x \sin 2\pi \frac{x \sin \phi}{\lambda} \right)^2 \dots (15)$$

を得直に

$$J = 4k^2 h^2 b^2 \left(\frac{\sin \pi \frac{b \sin \phi}{\lambda}}{\pi \frac{b \sin \phi}{\lambda}} \cdot \cos \pi \frac{(a+b) \sin \phi}{\lambda} \right)^2 \dots (16)$$

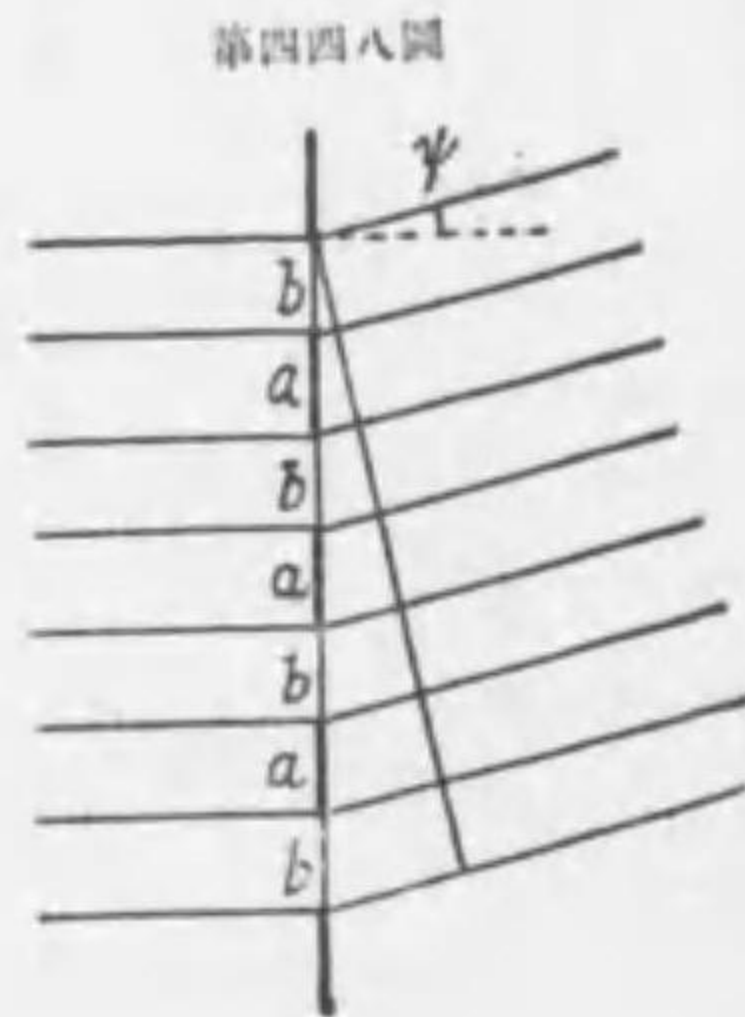
に到着す、φ=0 の時は中央極大は J₀ = 4k²h²b² にして細隙一個なる時の 4 倍なり、括弧内は二因子より成り各因子零となる時に極小を生ずるを以て極小の数多くなる理なり、例へば a=b なる特別の場合に於ける光度曲線は 第四四五圖点線にて示すが如き形となる (高さは便宜上四分一縮尺なり)。

細隙が三角形、菱形、圓形或は數多の整列したる圓孔なる場合に目撃する班紋は皆極めて美麗なり。

274 格子 grating (Fresnel 1815) 同形の細隙が互に平行に且つ等距離

に無數に整列するものを格子と稱す、格子は屢々凹面鏡に平行線を引きて作られたるものあり之を格子鏡 omeave grating と云ふ。窓の幅を b とし障壁の幅を a とし (第四四八圖) 光線は格子面に垂直に入射するものと假定すれば、廻折角 φ に於て出づる平行光線を集光レンズによりて集むれば光線は其焦点に會して干涉す、m を整数とすれば

$$(a+b) \sin \phi = m \lambda \dots (17)$$



第四四八圖

の場合には各隣窓より洩るゝ光線は互に同一位相に在るを以て光度は極大となるべし、m=0 なる時は φ=0 となり中央極大を生ず、m が他の整数なる場合には一般に sin φ = mλ/(a+b) なり、今格子の各一側に引かれたる線數を N とすれば N は同時に一側毎の窓數となるを以て N=1/(a+b) にして上式より

$$\sin \phi = m N \lambda \dots (18)$$

を得、a+b を格子線の距離 grating space と名づく。

m=2 にして a=b なるときは (17) は b sin φ = λ となり §273 の初に説きたる理により光度は零となる、故に a=b, m=2 の場合には (17) は使用すべからず。

最初入射光線が通過する窓の總數を M とすれば其兩端の窓より洩るゝ光線の歩行の差は M(a+b) sin φ なり、若し此値が λ に等しき場合には干涉のために極小の零を生ず、何となれば總數 M 個を二等分して考ふれば各 1/2 M 個の窓より洩るゝ光線は夫々互に λ/2 の歩行の差を有するを以てなり、次に M(a+b) sin φ = 2λ の場合には M 個の窓を四等分して考ふれば各部は一つ置きに隣と互に干涉して零となるべし、同様に M(a+b) sin φ = 3λ の時は窓數を六等分して同一の結果に達す、M を等分し能はざる場合には近似的に等分すべし一個又は二個の窓の剩餘は影響を及ぼす力なし、故に一般に極小零の場合は

$$M(a+b) \sin \phi = m \lambda \dots (19)$$

によりて與へらる (但し m=0 及び m/M=整数 の時を除く)、極小は零なる故極大は輝線として現出し班紋極て鮮明なり。

(17) 及び (18) 兩式によれば輝線の位置は λ の大小に關す。紅色 λ_R = 759 を用ひて實驗すれば (sin φ を單に φ と書いて) φ = m N λ_{R} (m=0, 1, 2, 3, \dots) より}

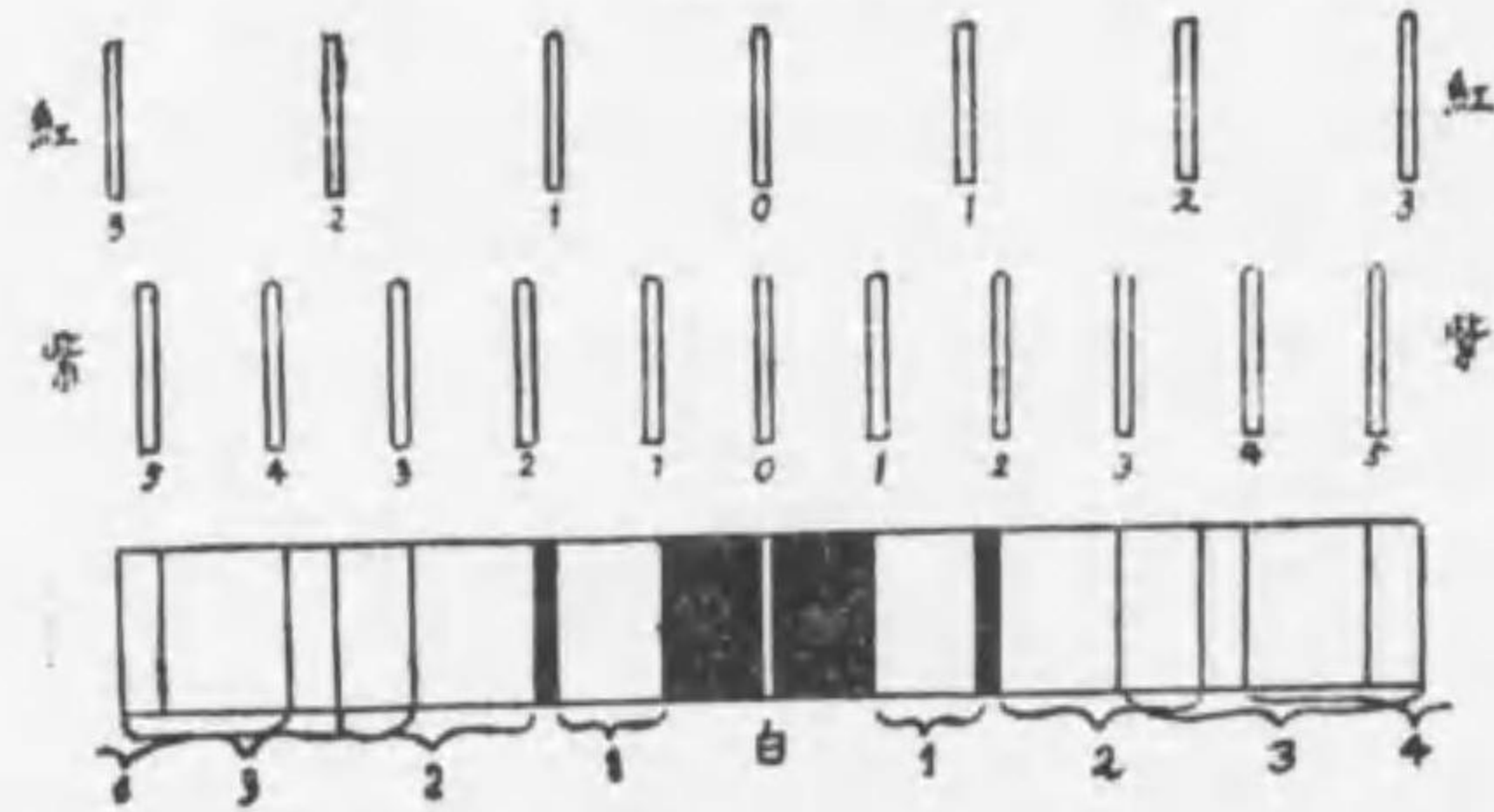
$$\phi_0 = 0, \phi_1 = N \lambda_R, \phi_2 = 2N \lambda_R, \phi_3 = 3N \lambda_R, \dots$$

紫色の λ_V = 393 を代入すれば

$$\phi'_0 = 0, \phi'_1 = N \lambda_V, \phi'_2 = 2N \lambda_V, \phi'_3 = 3N \lambda_V, \dots$$

を得、第四四九圖は紅色と紫色の極大の位置及び白色の日光を使用する時の有様を示す、日光の場合には紫より紅まで波長に應じ各色の輝線並列してスペクトラ

第四四九圖



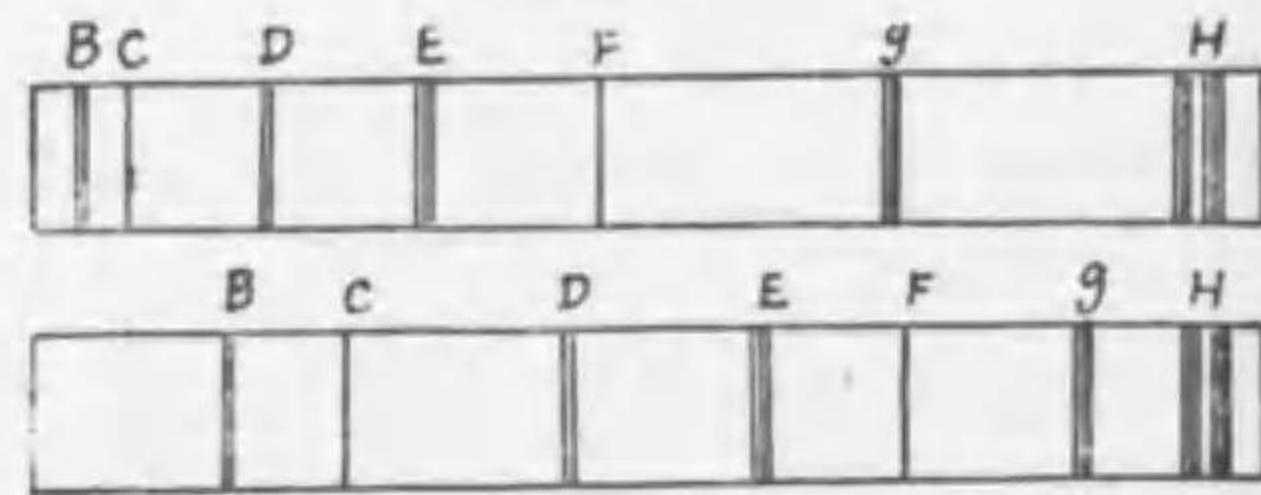
を生ず、中央極大は白色にして他は悉く著色し ψ' より ψ_1 までは純粹なれ共 ψ_2 より ψ_3 までは ψ'

より ψ_1 までの一部と重疊す以下重疊益々頻繁となる、 ψ' より ψ_1 までを第一位のスペクトラ spectrum of first order. ψ_2 より ψ_3 までを第二位、 ψ_4 より ψ_5 までを第三位のスペクトラと稱す、位數増すに従てスペクトラは濁々不純となるなり、故にスペクトラ研究には主として第一及び第二の一部分を使用す。

上記の格子スペクトラ grating spectrum に於ては各色は λ に正比例する順序と距離とを保つが故にプリズム、スペクトラと多少の差違なきに非ず、後者に於ては橙紅部比較的短く青紫部は比較的長し、兩種スペクトラの比較は第四五〇圖に示す如し、格子

第四五〇圖

スペクトラを一名正則スペクトラ normal spectrum と稱す。



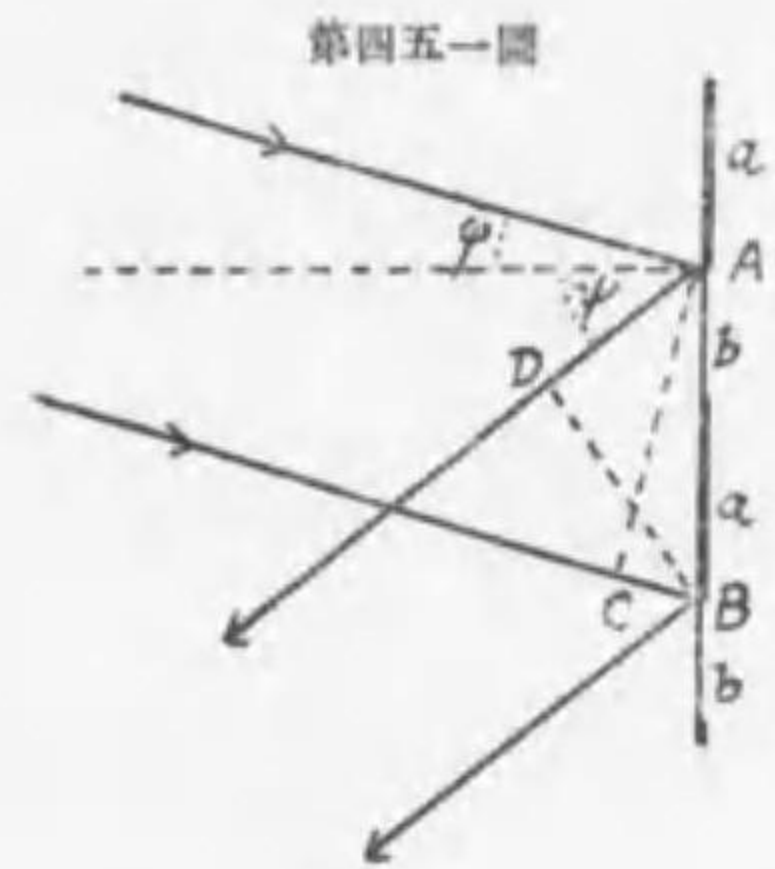
格子スペクトラを始めて研究せしはヤング(1802)

なり、格子の學理はフレネル(1815)に到りて明瞭を致し、前記(17)式を誘導す、次いでフラウンホーファーは一徑毎に135本の細線を張り(螺釘を利用して)或はガラス板上に平行痕を附けて格子を製し此を通過する光線を望遠鏡を以て吟味し始めて波長の精確なる測定を成就するを得たるのみならずプリズムにて垂直に分色し二位以上の格子スペクトラの重疊するを防止せり、又二枚の

格子を重ねて生ずる干渉の現象を研究せり。分光器のプリズムの代りに格子を使用すれば直に分光器の用を爲すべし、斯くすれば光線が厚きプリズムを通過する爲に光線の吸収せらるゝを防ぎ得るも尙整光管及び望遠鏡のレンズによりて吸収を受くる故此をも防止せんがために凹面鏡の表面に平行細線を引き細隙を洩れて暗室に入りたる日光は直に凹面鏡によりて反射して細隙の像を生ずべし、其像を中央極大となして左右に第一第二第三...位のスペクトラは並ぶなり、

ローランド (Rowland 1882) は自動器械を造りて格子鏡を製造し通常各割に $N=5000$ 乃至 $N=7000$ 本を有し多きものは各割に $N=20000$ に達せんとす。

第四五一圖 AB を反射格子の一部とし入射角 ϕ に於て入射したる光線は廻折角 ψ に於て鏡面を出發するものと假定す、鏡面の平滑なるところは窓に相當し刻痕は障壁に相當す、A, B 二点より垂線 AC, BD を引くときは AC は入射線の波面にして其各点は同一位相に在れども BD 上の各点は位相同一ならずして B と D に於ける歩行の差は、 $AB=a+b$ の假定の下に、 $AD-BC=(a+b)$

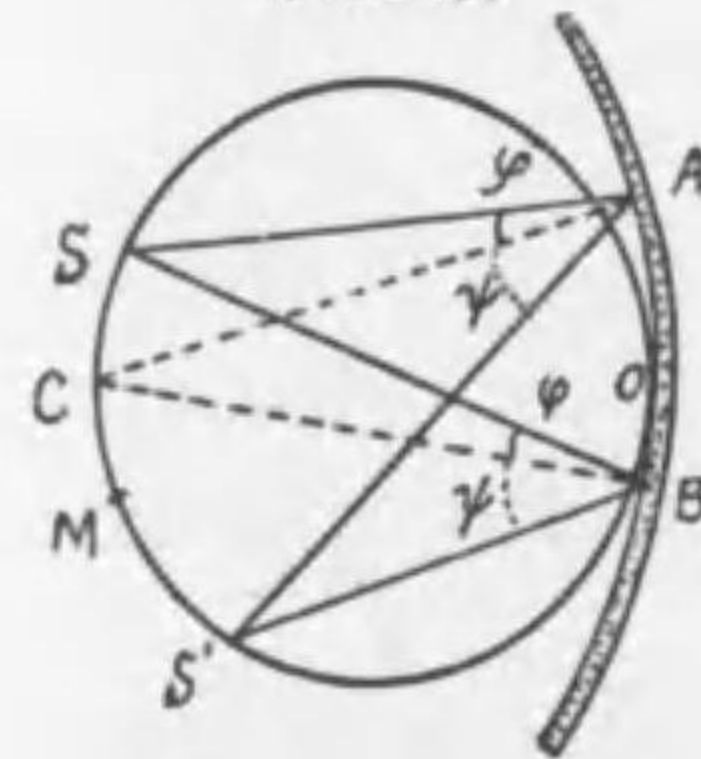


($\sin \psi - \sin \phi$)なり、故に(17)と同理により極大の式は

$$(a+b)(\sin \psi - \sin \phi) = m \lambda \dots\dots\dots (20)$$

茲に m はスペクトラの位數にして $a+b$ は $1/N$ なり。格子鏡を使用する方

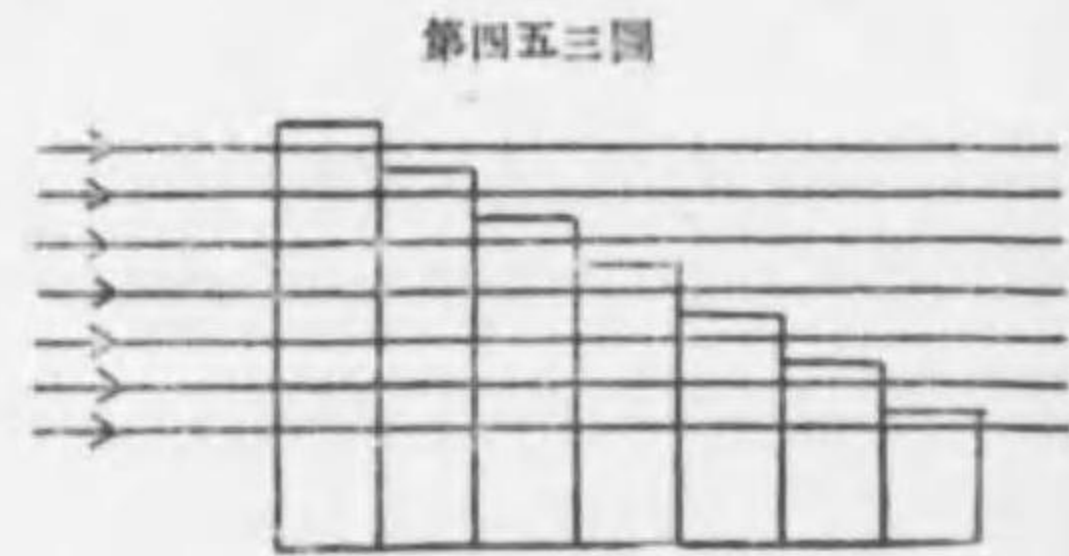
第四五二圖



法は第四五二圖 AB の如き凹面格子なる場合には其曲率中心 C と格子面の一点 O とを連ぬる線 CC を直径として圓を畫くときは入射光線を整光する細隙は其圓周上の一点に設くべし、然るときは S を洩るゝ光線中凹鏡により正則に反射するものは S の像を M に生じ、 $\angle SOC = \angle COM$ なり、又 ψ 角に於て廻折するものは $\angle CAS' = \angle CBS'$ の

理により圓周上の S' に干涉の斑紋を生ず (A, B 二点が小圓周上に在らば上記は嚴重に行はるゝなり)、故に M に中央極大を生じ其左右に第一第二……位のスペクトラは並び生ずるなり、斯の如く彎曲せる格子鏡を使用するときは整光管及び望遠鏡の用無く僅に接眼子を要するのみなるを以て光線の吸収をして最小ならしめ従て紅外紫外線の研究に最も適當す。

階段格子 échelons grating (Michelson 1898) と名づくるものは同厚の平行ガラス板を階段の如く重ねたるものにして (第四五三圖) 入射線の波長を λ とし其同一光線のガラス内に於ける波長を λ' とし屈折率を n とすれば $\lambda = n\lambda'$ なり、故に空氣中に於ける波長とガラス中に於ける波長との差は $\lambda - \lambda' = (n-1)\lambda'$ となる、今ガラス板一枚の厚さを e とすれば e の長さに沿ふて並列する波の数は e/λ' なるを以てガラス板一枚を通過する毎に歩行の差 Δ は $(n-1)\lambda' \times \frac{e}{\lambda'}$ 即ち



$$\Delta = e(n-1)$$

となる、故に m を整数とすれば階段格子を洩るゝ光線が集光せられて互に干涉する時、光度が極大となるべき要件は $e(n-1) = m\lambda$ 即ち

$$m = \frac{e(n-1)}{\lambda} = e \left(\frac{1}{\lambda'} - \frac{1}{\lambda} \right) \dots\dots\dots (21)$$

なり、 $e=2$ 釐にして λ は緑色を用ふれば $m = e(n-1)/\lambda = 20000$ の大數となり隣接せる極大間の距離甚だ近し、故に此格子を用ひてスペクトラを觀んとするには § 267 の平行板の如くスペクトラ中より吟味せんとする部分のみを撰びて細隙を洩らしめ然るのち同節第四三六圖の平行面板の代りに階段格子を入れて更に分色を行ふなり、此に依りて吟味し得べきスペクトラの區域は甚狭く従て用途極て少く蒸氣スペクトラ輝線の二重なるかを取調べ若くはゼーマン効果に於て輝線の二重となるを目撃するに止まる。

廻折の現象は羽毛又は絹織物を眼に宛て点形の光源を眺むるときに目撃し得べ

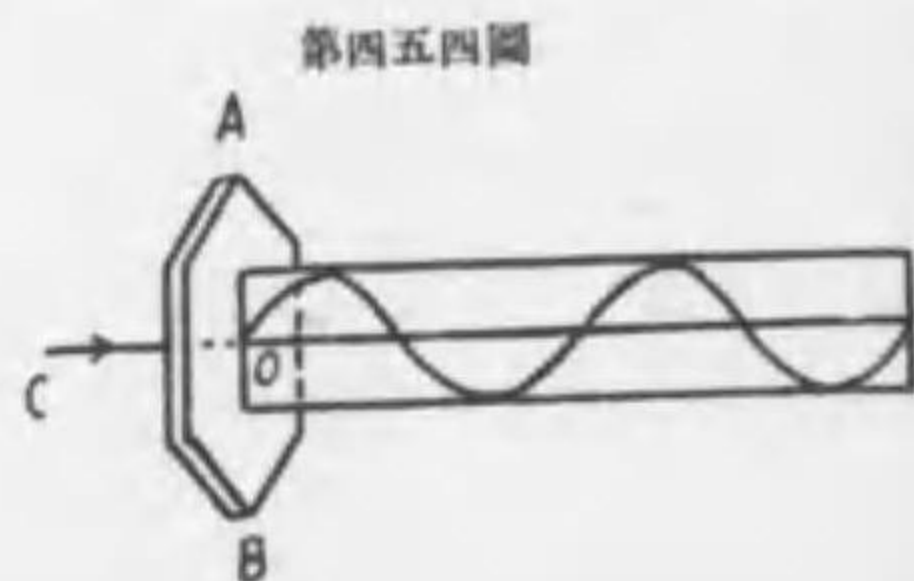
し、眼を細くすれば^{マフザ}睫毛は格子となりてスペクトラを見せしむ、又雲霧を隔てゝ太陽を見るとき其周圍に光輪 aureole を生ずるは雲霧の成分なる水泡の表面を掠りたる日光の廻折に由るものにして常に虹に似たる色彩を帯び視直徑 3 度乃至 4 度のも最多し、水泡大なるに従て光輪の視直徑小なり、一位又は伽羅木の花粉若くは石松 (ヒカゲノカヅラ) の胞子をガラス板上に散布し之を過よして光点を眺むるときにも此と同様の現象を生じ得べし。

第十 章 光 の 偏 極 POLARIZATION OF LIGHT

275 偏 光 偏極したる光線を偏光 polarized light と名づく、偏光の概念を得んがため電気石 tourmaline と稱する六角系に屬する結晶を取り其主軸又は光軸 principal or optical axis に平行なる平面に依り電気石より平板二枚を載取るべし (Biot 1815)、電気石は多くは黒色、綠色、褐色にして無色なるは稀なるを以て褐色を撰ぶを宜しとす、今二枚の平板を重ねて透視すれば二枚の結晶板の主軸が平行なる時視野最も明るくして其夾角直角に近づくと從て益々光度を減じ遂に二軸垂直なるに及びて最も暗し。

如上の現象を説明せんが爲 フレネル は次ぎの假定をなせり。光は光線の方向に垂直なる振動にして其振動の方向は光線に垂直なる平面内に於て速に回轉するものなり之を自然光 natural light と云ふ、然るに一度電気石を通過すれば光線の振動は主軸の方向に偏し主軸に垂直なる分立振動は電気石によりて吸收せらる、此現象を偏極と稱し其光線を偏光と云ふ、而して此事は板の厚さ大なる程完全に行はるゝ次第なれども厚さ大なるに過れば視野暗くして實驗に適せず。斯の如く電気石を通過したる光線は既に偏極せるを以て第二の電気石板の主軸が第一の主軸に平行ならずして或角をなすときは第二の主軸に平行なる分立振動のみが通過し其餘は吸收せられ、夾角直角に近づけば吸收益々甚しく視野彌々暗し。第一板を通過したる光の光度を J_0 とし二板の主軸が作す角を ϕ とすれば第二を通過したるのち光度 J は畧々 $J = J_0 \cos^2 \phi$ によりて與へらるゝなり。第四五

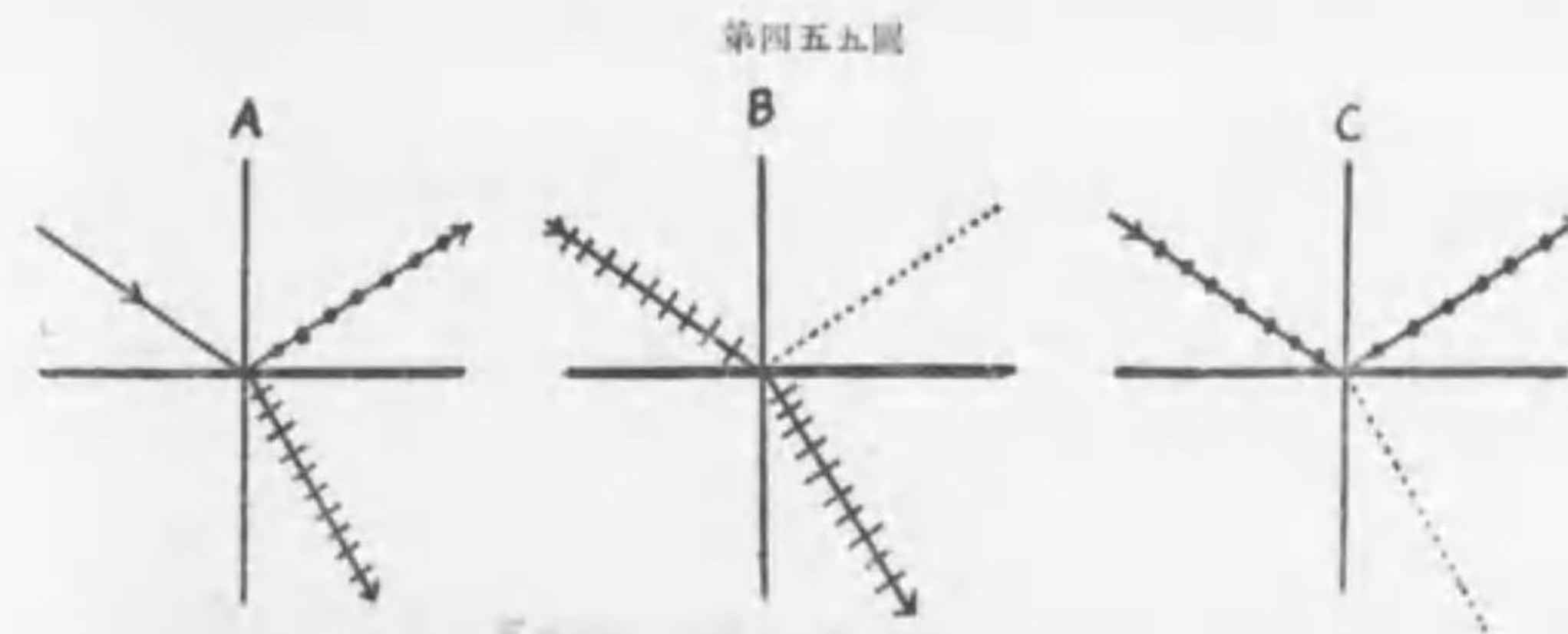
四圖の AB を電気石板の主軸とし、CO を入射線とすれば AOB 及び CO を含む平面は偏光線の振動面なり、今此振動面に垂直に亦同時に AB に垂直なる平面を設くときはフレネルは之を偏極面 Plane of polarisation と



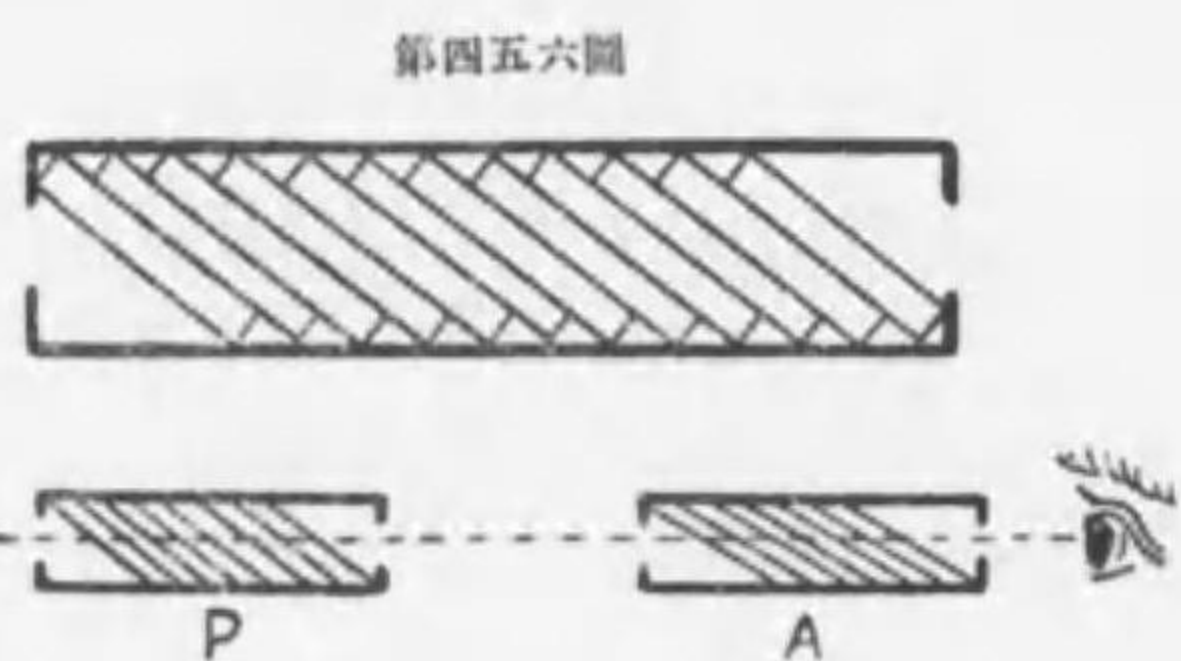
名づけたり (ノイマン Neumann は偏極面と振動面は同一なりと假定す、而して兩人共に偏極面は主軸に垂直となる、光の電磁振動説によれば フレネル 説は電波を光線と見做し、ノイマン 説は磁波を光線と見做すことに該當す。今後は混交の患を避けんが爲に本書は専ら フレネル 説によりて光學を説明すべし)。

光の振動説の最初の主唱者は ホキヘン 然れ共氏は縦振動を假定せし故偏光を説明する能はず、後世に及び マリウス、ラブラース、ホアッソン、ピョー の如き大家も ニュートン の粉塵説を固執せしを以て偏光の理を解する能はず、漸くヤング (1817) に到り アラゴア に送りたる書文中に光線を横振動とせざれば偏光は到底解すべからざる由を通告せりと云ふ。

276 反射に因る偏光 (Malus 1808) マリウス は ガラス 板より反射する光線は常に多少偏極し 56° に於て偏極完全となることを發見せり、ガラス に取りては 56° は偏光角 angle of polarization と稱せらるゝものなり。電気石を以てい味すれば ガラス 面より反射する光の振動は入射面 (入射線と法線とを含む平面) に垂直にして從てガラス面に平行なり、故に 第四五五圖 A の如く入射線



が自然光なるときは反射屈折光線共に具備し其振動の方向は夫々入射面 (即ち圓形面) に垂直及び平行なり、然れ共 B 或は C の如く入射線が既に偏光にして其振動が入射面内に行はるゝか (B圖) 或は入射面に垂直なるか (C圖) に從て夫々反射光線或は屈折光線を偏くこととなるべし、故に偏光器を製するには第四五六圖の如く數枚の ガラス 板を斜に筒内に固定し筒軸と ガラス 面の夾角を 56° の餘角に等しくするときは通過線の振動の方向は圓形面に平行なり。此種の装置



を二個製作し自然光の入射する筒を偏光子 polarizer と名づけ、第二の筒を其と同一直線上に並べ肉眼を之に附けて望見するものを検光子 analyser と稱す、圖中 P は偏光子 A は検光子なり、P を固定し A を筒軸上に旋轉するときは視野は或は明るく或は暗く、其現象は二個の電氣石の場合に目撃したるものと同一なり、偏光子と検光子とを併せて偏光計 polariscope と云ふ。

277 フリウスター則 (Brewster 1815)

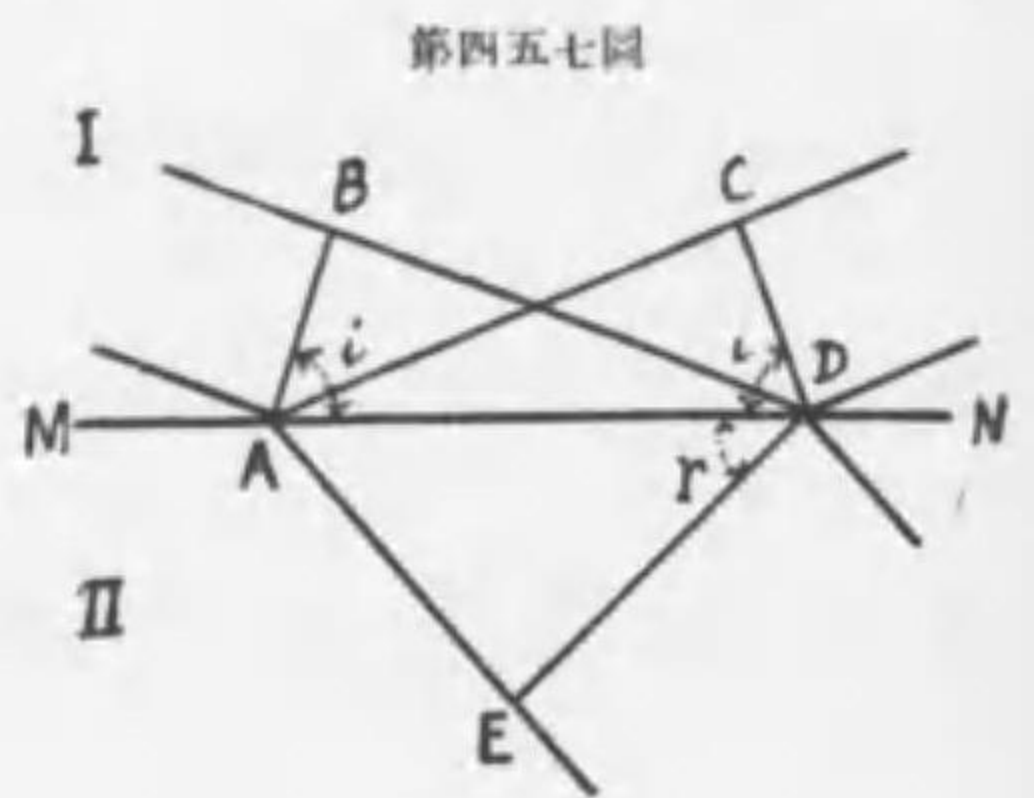
自然光が透明体の表面に於て反射するとき其反射線が完全に偏極せるときは其入射角を偏光角と稱することは前節説きたる如し、ブリウスターは偏光角に於ては反射光線と屈折光線とは互に垂直なるを發見せり、第四五七圖に於て i を偏光角とすればブリウスター則に依り $i+r = \frac{\pi}{2}$ なるべきを以て

$$n = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sin i}{\cos i} = \tan i \dots \dots \dots (1)$$

を得、故に偏光角は $i = \tan^{-1} n$ なり、金属面より反射する光線は楕圓偏光と稱するものにして(後節に明かなり)検光子を用ふるも偏極を認め難し、故に偏光實驗には常に銀層を貼りたる鏡の使用を避くるなり。

フレネル(1821)はブリウスター則を次ぎの如く説明せり。第四五七圖に於て AB, CD, ED を夫々入射線、反射線、屈折線の波面とし又入射線は偏光にして振動の方向は反射面に平行なりと假定す(反射面は圓形面と同一なり)、然るときは B の波が D に到着する瞬時に A の波は C 及び E に到

自然光が透明体の表面に於て



著し又光線の方向は常に振動の方向に垂直なり、故にフレネルは $\triangle ABD$ 内のエネルギーが $\triangle ACD$ と $\triangle AED$ 内のエネルギーに分れしものなりとなせり、此三個の三角形は夫々 $\sin i \cos i, \sin i \cos i, \sin r \cos r$ の面積を有す、又入射、反射、屈折光線の振幅を夫々 a, β, r とし第一媒質の比重を σ 第二媒質の比重を σ' とすれば、三角形内のエネルギーは振幅の平方と三角形の面積と媒質の比重との積に正比例するを以て先づ

$$a^2 \sigma \sin i \cos i = \beta^2 \sigma \sin i \cos i + r^2 \sigma' \sin r \cos r \dots \dots \dots (2)$$

を得、 n を屈折率とすれば $\sin i = n \sin r$ の關係あるにより上式は變じて

$$\frac{a^2 - \beta^2}{r^2} = \frac{\sigma'}{\sigma} \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{\cos r}{\cos i}$$

となるべし、然るに第一第二媒質に於ける光線傳播速度を夫々 V, V' とし弾性率は同一にして之を e とすれば § 163 と同理により

$$n = \frac{V}{V'} = \frac{\sqrt{\frac{e}{\sigma}}}{\sqrt{\frac{e}{\sigma'}}} = \frac{\sqrt{\sigma'}}{\sqrt{\sigma}} \therefore \frac{\sigma'}{\sigma} = n^2$$

なり故に前式は

$$\frac{a^2 - \beta^2}{r^2} = n \frac{\cos r}{\cos i} \dots \dots \dots (3)$$

となるべし、次ぎに振動は總べて波面に平行なるを以て入射線の振幅を兩媒質の境界面 MN に投影すれば $a \cos i$ なり、同様に反射屈折兩線の振幅を MN に投影したるものは夫々 $\beta \cos i, r \cos r$ となる、フレネルは

$$a \cos i + \beta \cos i = r \cos r \dots \dots \dots (4)$$

と假定せり、如何なる理由にて此式は成立するかと尋ねるに元來自然界の事物は悉く連続的にして這般の場合に就て云へば光線の行路に於て第一媒質は突然第二媒質に變化すること能はず、第一と第二との間には兩媒質に共通なる層ありて存ず、換言すれば第一媒質の最後の層は第二媒質の最初の層と同一物ならざるべからず、從て入射反射線の爲に境界面 MN に沿ふて運動する質点は亦同時に屈折線の爲に MN 内に運動する質点と同一物なるべし、此理により(4)式の正

鶴なるを悟るなり。(4)により $(\alpha+\beta)/\gamma = \cos r/\cos i$ を得之を平方して(3)を除すれば

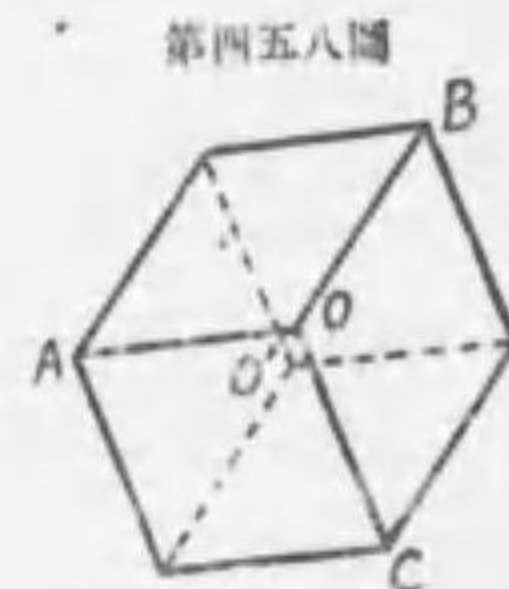
$$\frac{\alpha-\beta}{\alpha+\beta} = \frac{\cos i}{\cos r} \frac{\sin 2i}{\sin 2r}$$

故に

$$\frac{\beta}{\alpha} = \frac{\sin 2r - \sin 2i}{\sin 2r + \sin 2i} = -\frac{\tan(i-r)}{\tan(i+r)} \dots\dots\dots (5)$$

此式によれば $i+r=\pi/2$ の時は $\tan(i+r)=\infty$ となり従て $\beta=0$ なり、即ち(第四五五圖Bの如く)入射面に於て振動する偏光は反射光線を偏如することを證明し得るなり

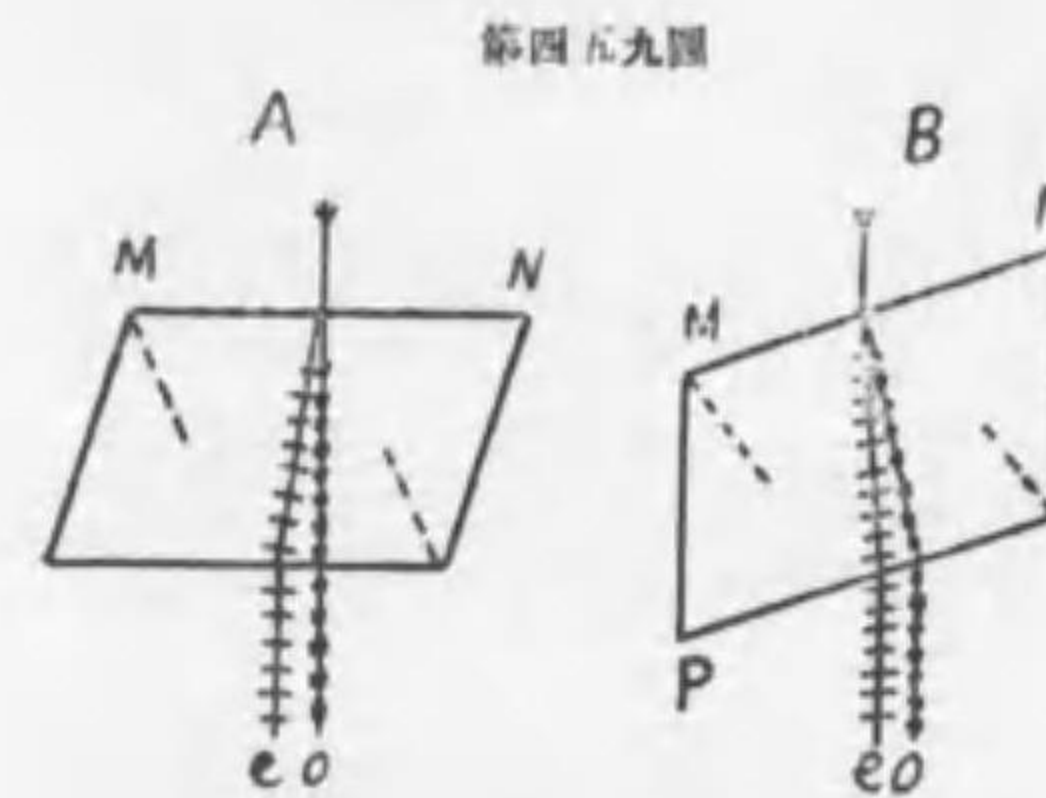
278 重屈折 double refraction (Bartholinus 1669) 重屈折は蘭人 パルトリーヌスにより方解石 calc-spar, calcite, Island spar に於て発見せられたるものなり、試に之を文字の上に置けば文字は二重に視ゆ之を回轉すれば二重文字の一方は固定し他は之を公轉する如く視ゆべし。方解石は六角系に屬する菱面形 rhombohedron にして CaCO_3 の成分を有し之を分割すれば常に平行六面体となる、今(第四五八圖)方解石の最短對角線の一



より計りて $OA=OB=OC$ に取るときは(分割によりて)六面は二つ宛平行なるを以て八個の稜は互に同長となる、然るときは二つの尖 O, O' を連ぬる直線は光學的對稱軸を成し OO' 線の周圍に於て結晶体は全然同一の性質を具有す、依て OO' を光學軸 optical axis 或は主軸 principal axis と云ふ、主軸の名を得たるは結晶學上六角系の結晶軸と合体するを以てなり。パルトリーヌスの発見後同國人ホキハンスは熱心に重屈折の研究に従事し遂に光は振動なりとの結論に到著せしなり、氏は其結果を Tractatus de lumine (1690) に於て世に公にせり、書中載するところの計算に従へば $\angle AOB = \angle AOC = \angle BOC = 101^\circ 55'$ 又 AO, OB, OC の二面角は互に等しく各 $105^\circ 5'$ 又 $\angle O'OA = \angle O'OB = \angle O'OC = 45^\circ 22'$ なり。上記の如く OO' は主軸なるを以て OO' を含む平面にて結晶

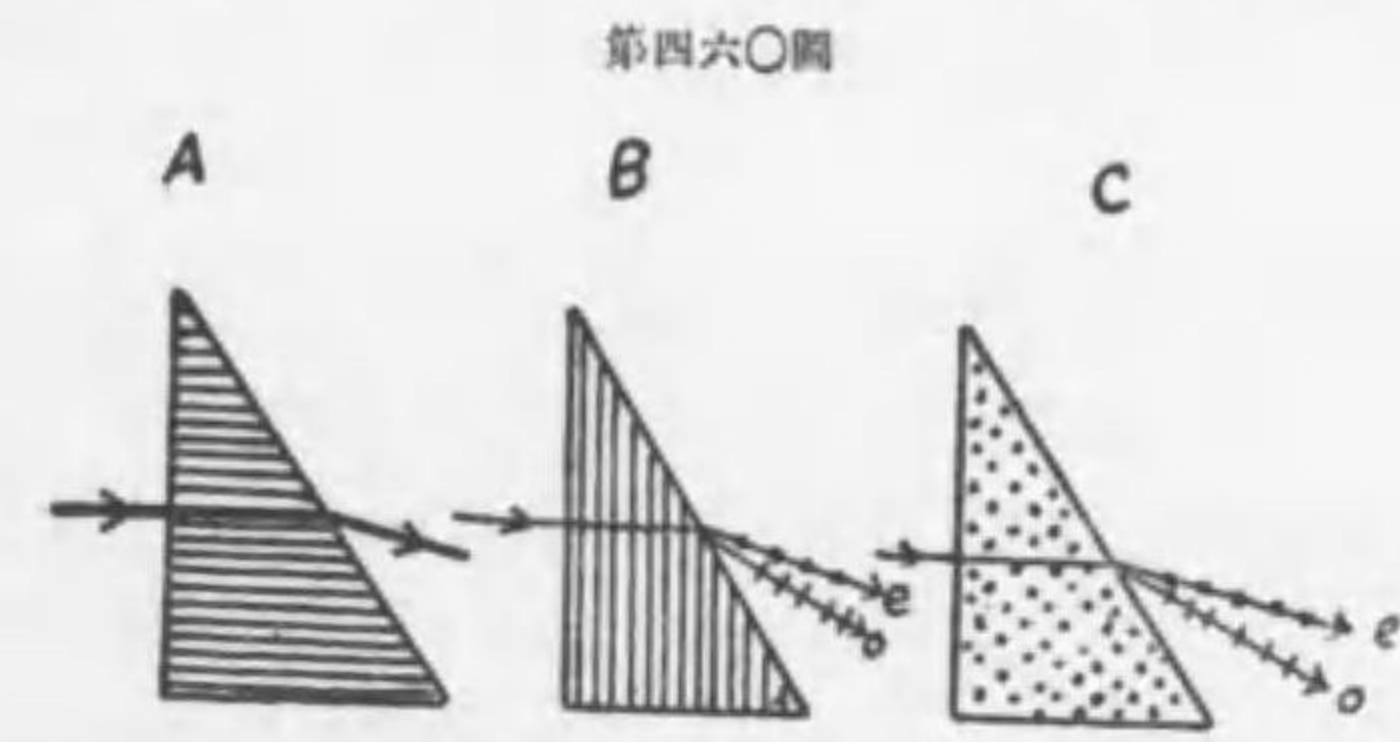
体を截斷するときは如何なる方向に之を截るも其截面は同一なる光學的性質を具有す、即ち主截面 principal section とは光學軸(主軸)に平行なる任意の面を云ふ。

第四五九圖は主截面にして入射線が MN に垂直(A圖)或は MP に平行(B圖)なる場合に於ける光線の行路を示す、光は結晶内に入るや直に二分し A圖に於ては一は MN に垂直に進行して出射すれども他は屈折し其結晶を出づるに及びて最初の方向に平行となる、B圖の場合には入射線は MN に垂直ならざるを以て二線共に屈折し、出射する時は入射線に平行なり、A, B 兩つの場合に於ては o 従來の屈折の法則に従ひ e は之に従はず、故に o を通常光線 ordinary ray, e を非常光線 extraordinary ray と稱して區別す。試に電氣石其他の檢光子を以て e, o 二線を検すれば e 線は主截面に平行に o 線は主截面に垂直に振動するものなるを知るべし。



結晶内に於て主軸の方向及び其に垂直なる方向に進行する光線のみは二重に屈折することなし、此を證するには 第四六〇圖 A, B, C の如く方解石を以てプリズムを作り A に於ては入射線をして軸に平行ならしむるときは通常非常兩線は合併して出射す、B 及び C に於て入射線は軸に垂直なり(プリズム内の細線及び点は主軸の方向を示す)三つの場合に於てプリズム内にて重屈折行はれざるを見るべし。又此實驗が示す如く通常光線は非常光線よりも屈折角大なり、非常光線の屈折率は一定せずして光線が主軸と作す角によりて異なれ其通常光線は其角に

第四六〇圖 A, B, C の如く方解石を以てプリズムを作り A に於ては入射線をして軸に平行ならしむるときは通常非常兩線は合併して出射す、B 及び C に於て入射線は軸に垂直なり(プリズム内の細線及び点は主軸の方向を示す)三つの場合に於てプリズム内にて重屈折行はれざるを見るべし。又此實驗が示す如く通常光線は非常光線よりも屈折角大なり、非常光線の屈折率は一定せずして光線が主軸と作す角によりて異なれ其通常光線は其角に



関係なく如何なる方向にも同一の屈折率を有す、依て主軸に垂直なる方向に於ける屈折率を計るには前圖 C の如く主軸に平行なる三平面を以てプリズムを載取り(第四六一圖)分光計を使用し各線の最小偏向角を定むれば通常線は $n_o = 1.659$ 非常線 $n_e = 1.486$ となる、故に主軸に垂直なる方向に於ては非常光線は通常光線の $1.659/1.486$ 即ち 1.116 倍の速度を以て結晶内を進行す、此理に依り他の任意方向に於ける非常光線の屈折率を計るには其方向に平行なる三平面によりてプリズムを載取りて實驗すべし、主軸の方向に於ては非常光線の屈折率は最大にして通常光線の同一なることは第四六〇圖の實驗により明なり。



水晶も方解石の如く重屈折を呈す、主軸及び主軸と二種光線との関係は方解石と同一なれ共異なる点は水晶に於ては非常光線の方一般に屈折率大にして主軸の方向に於てのみ二種線は同一の屈折率を有す、従て上記の諸説明は e と o とを以替へることに依りて其儘水晶に應用するを得べし、但し水晶の屈折率は軸に垂直なる方向に於て夫々 $n_o = 1.548$, $n_e = 1.558$ なり。

279 方解石及び水晶のプリズム 方解石 プリズム
 中最も有用なるは英人ニコル創製のニコル、プリズムなり(Nicol 1826)、第四六二圖はニコルの主断面を表はす、初め方解石より載取りたる時は ARDC の形を有するものとせば兩端を滑りて AB を A'B' となし CD を CD' となし、此が爲に $\angle ABD = 70^\circ$ は $\angle A'BD' = 68^\circ$ となり従て $\angle BA'D' = \angle A'D'C = \text{直角}$ となる、然るのち A'D' に沿ふて兩斷し、断面を磨き、方解石よりも屈折率小なるカナダバルザムを以て之を膠着して原形に復せしむ、然るときは側面に平行に入射する光線は結晶内にて重屈折し通常線はバルザムの境界面に於て全反射し非常線のみ無事に通過するを得るなり。ニコル、プリズムは電

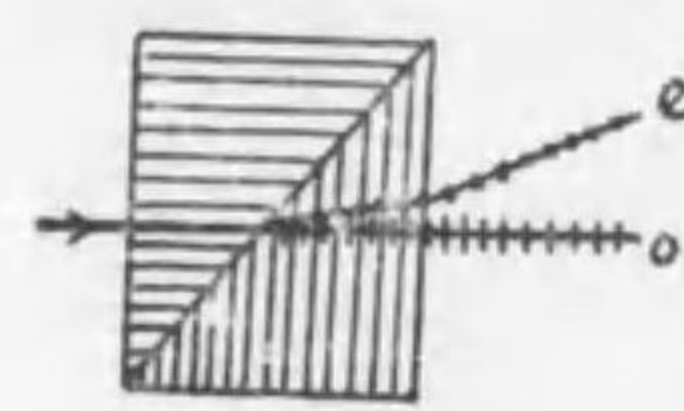
第四六二圖



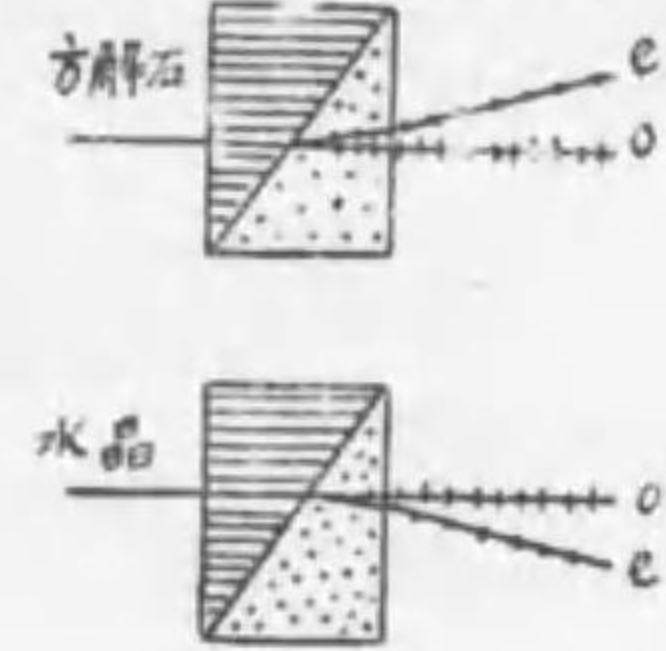
氣石又はガラスによりて生ずる偏光に比較して無色且つ光度大なるを以て檢光子として又屢々偏光子として最も珍重せらるゝものなり。

セナルモン (Sénarmont 1808-1862) のプリズムは甲乙二個の方解石を結合

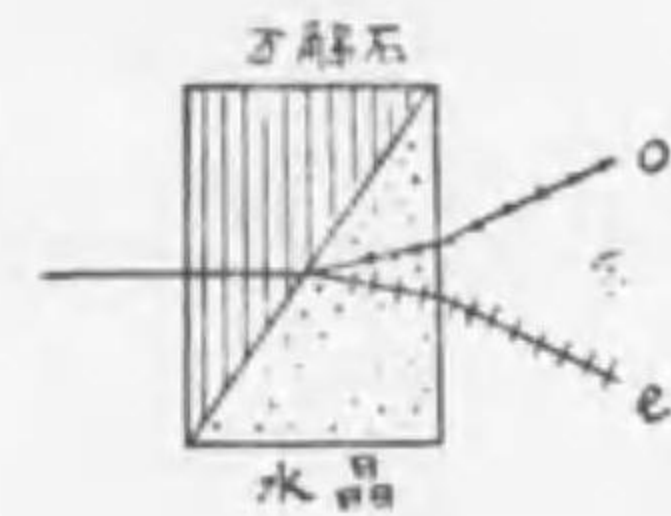
第四六三圖(セナルモン)



第四六四圖(ローション)



第四六五圖(ワラストン)



して製す(第四六三圖)入射線は甲内を主軸に平行に乙内を主軸に垂直に通過す、通常線の行路は一直線なり之に反し非常線は乙内に於て既に屈折を始め、出づるに及び益々屈折して視野外に出づ。

ローション (Rochon 1741-1817) プリズムは二種あり(第四六四圖)一は二個の方解石より、他は二個の水晶より製す。

ワラストンは(第四六五圖)は方解石と水晶とを組合せたるものにして二種の線は同一視野内に現出す。上記諸種のプリズムは悉く没色なれ共ワラストンのみは没色にあらず、然れ共實驗上屢々此種のプリズムの必要を感ずることあり。

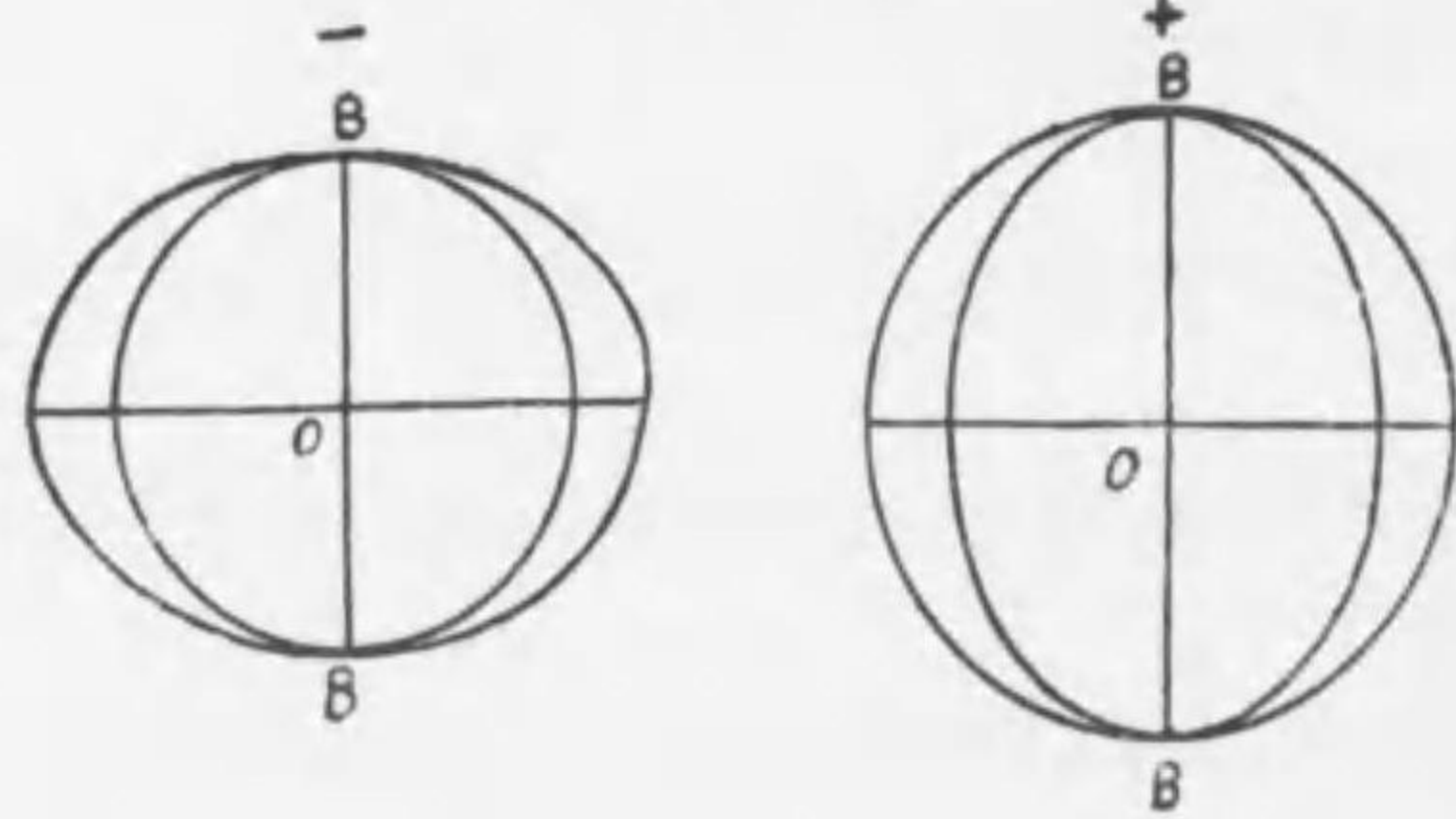
280 單軸結晶内の波動面 wave-surface 方解石、水晶の如く光學軸の唯一なるものを單軸結晶と云ふ、重屈折体に於て二種光線が同一傳播速度を有する方向二個存在するものを二軸結晶 bi-axial crystals と云ふ、爰には單軸結晶 uni-axial crystals に就きて説かんとす。

光學軸の方向に於ては常線非常線の屈折率は同一にして従て傳播速度も同一なれ共他の方向に於ては非常光線は大なる速度、従て小なる屈折率を有す、水晶は全く之に反す、方解石と同種類に屬する結晶を陰性結晶 negative crystals 水晶と同種類のもの陽性結晶 positive crystals と名づく。

陰性結晶	}	方解石	陽性結晶	}	水晶
		電氣石 (常光線を吸収す)			氷
		青玉 (sapphire)			風信子鐵 (Zircon, $ZrSiO_4$)
		硝石 (Chile saltpetre)			朱 (cinnabar)
		鹽素			甘汞 (calomel)

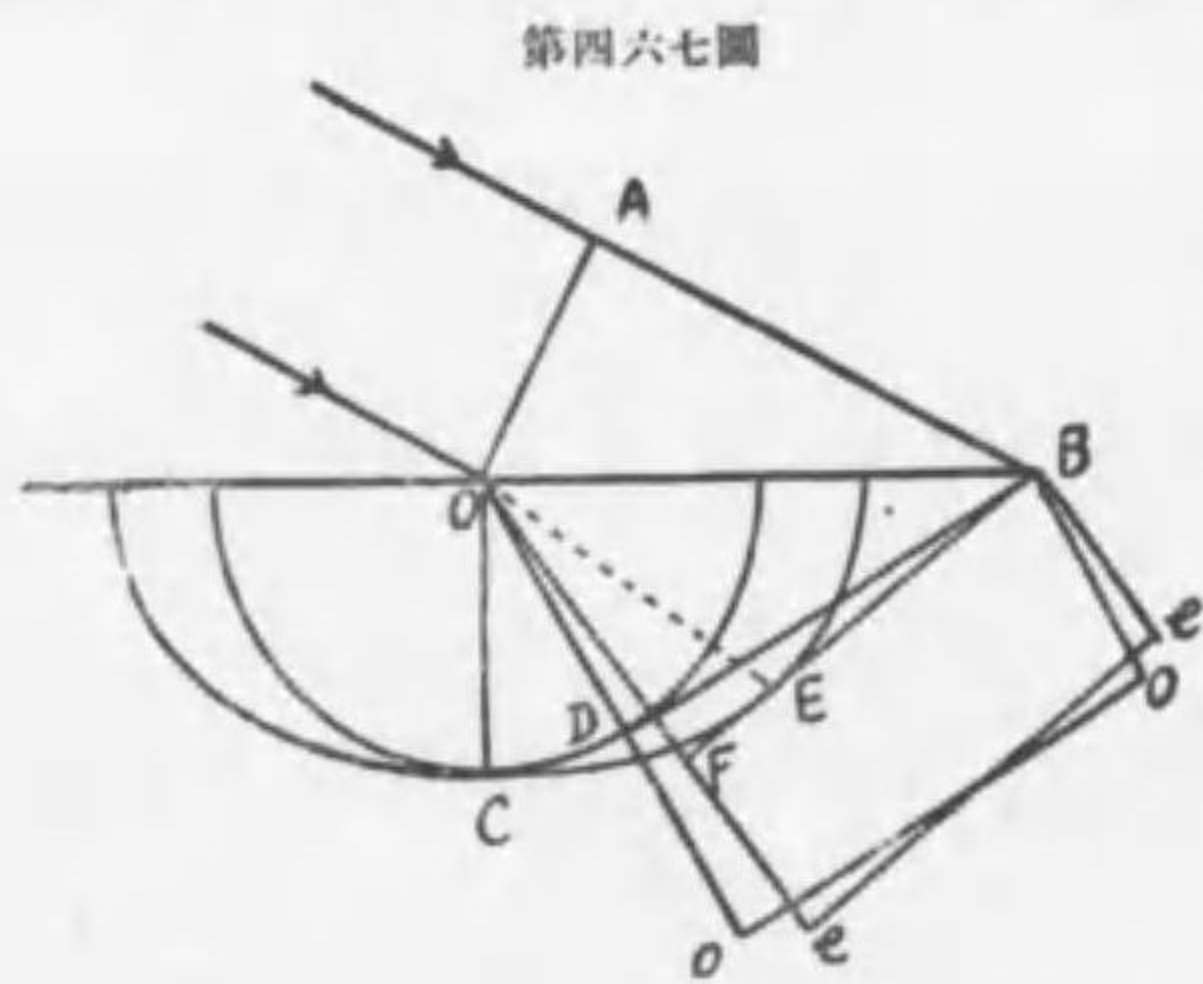
波動面の形状は 第四六六圖 に示す如く圓に内接又は外接する楕圓を書き光學

軸 BB を軸として圖形を回轉することによりて生ずる球及び楕圓体なり、陰性結晶に於ては非常線は一般に常線よりも大なる速度を有する



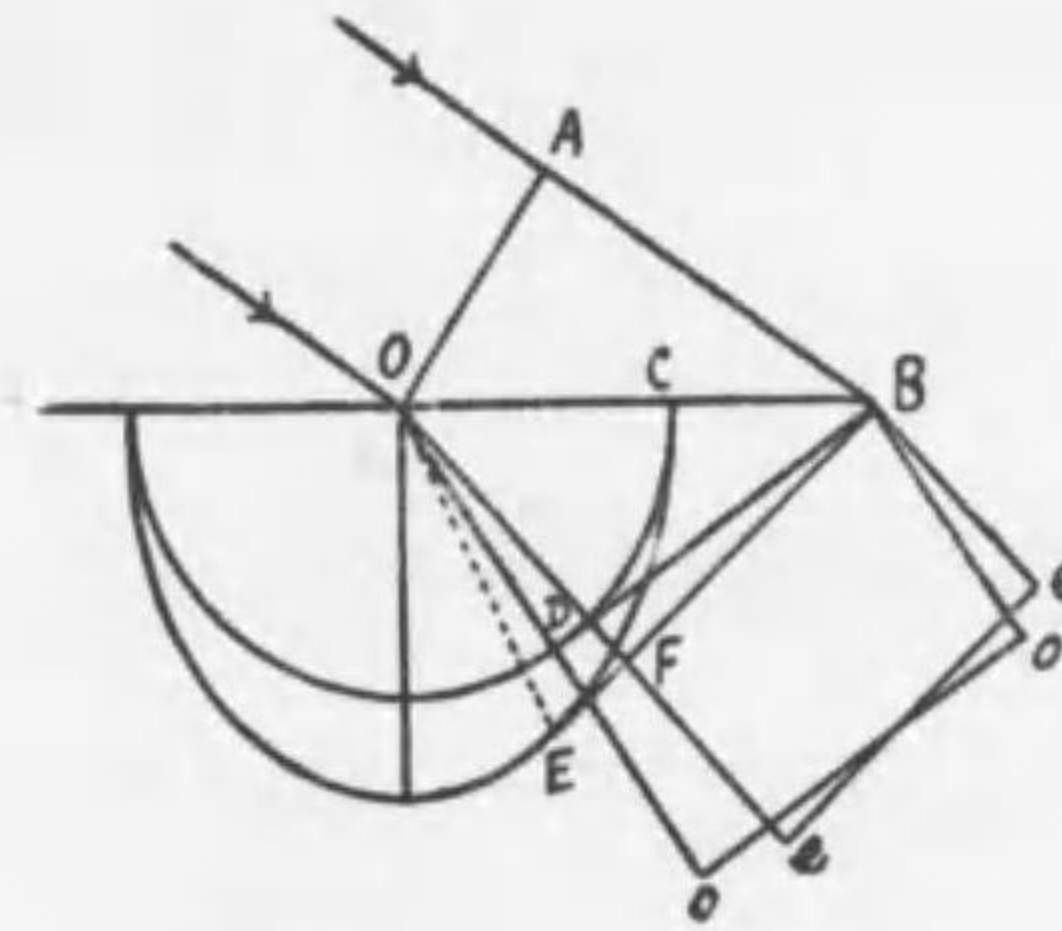
第四六六圖

故非常線の波動面は球に外接する回轉楕圓面となり球は通常線の波動面となる、陽性結晶の波動面は恰も此と反對にして通常線の波動面なる球は非常線の波動面なる回轉楕圓面に外接す。結晶内の一点 O を光源とする光は一定時の後に分れて兩波動面上に傳播す、今主として空氣より方解石に入射する光線の重屈折する状を 第四六七圖 に示し、以て波動面の圖形の應用を明かならしむ

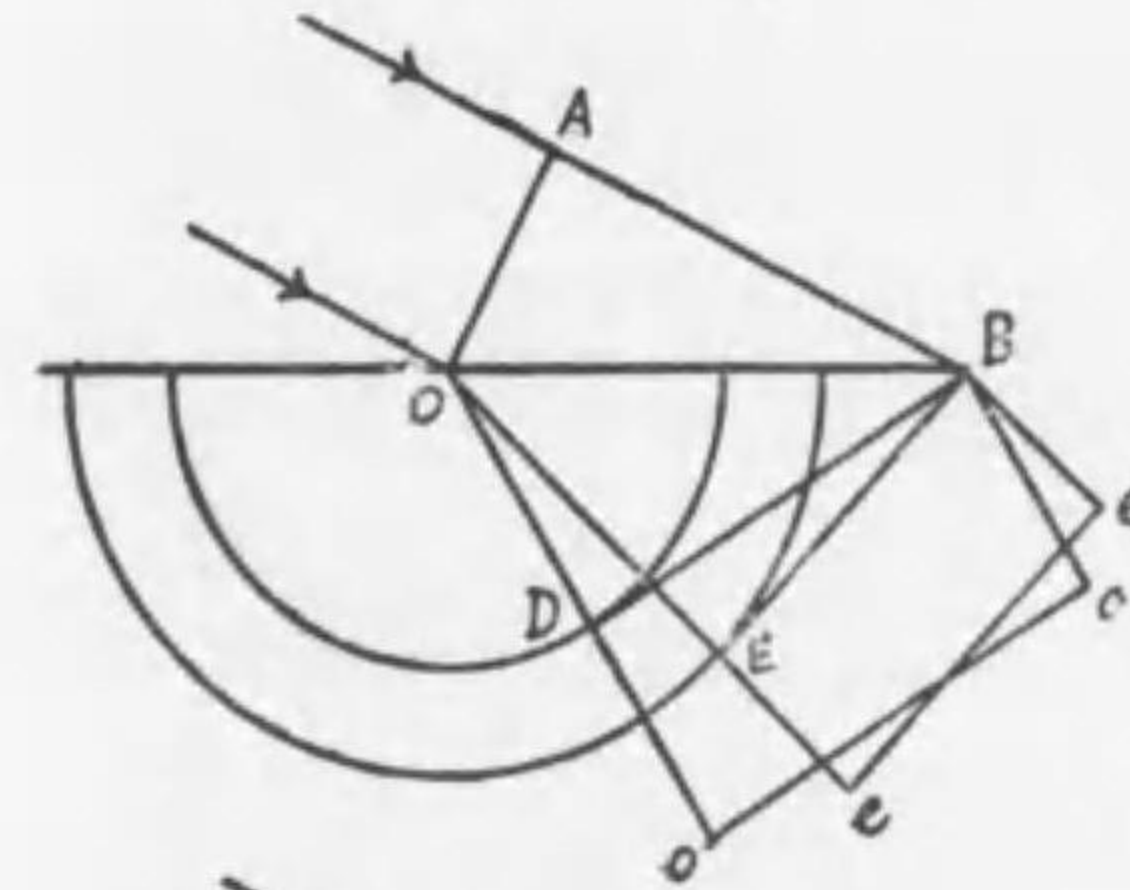


第四六七圖

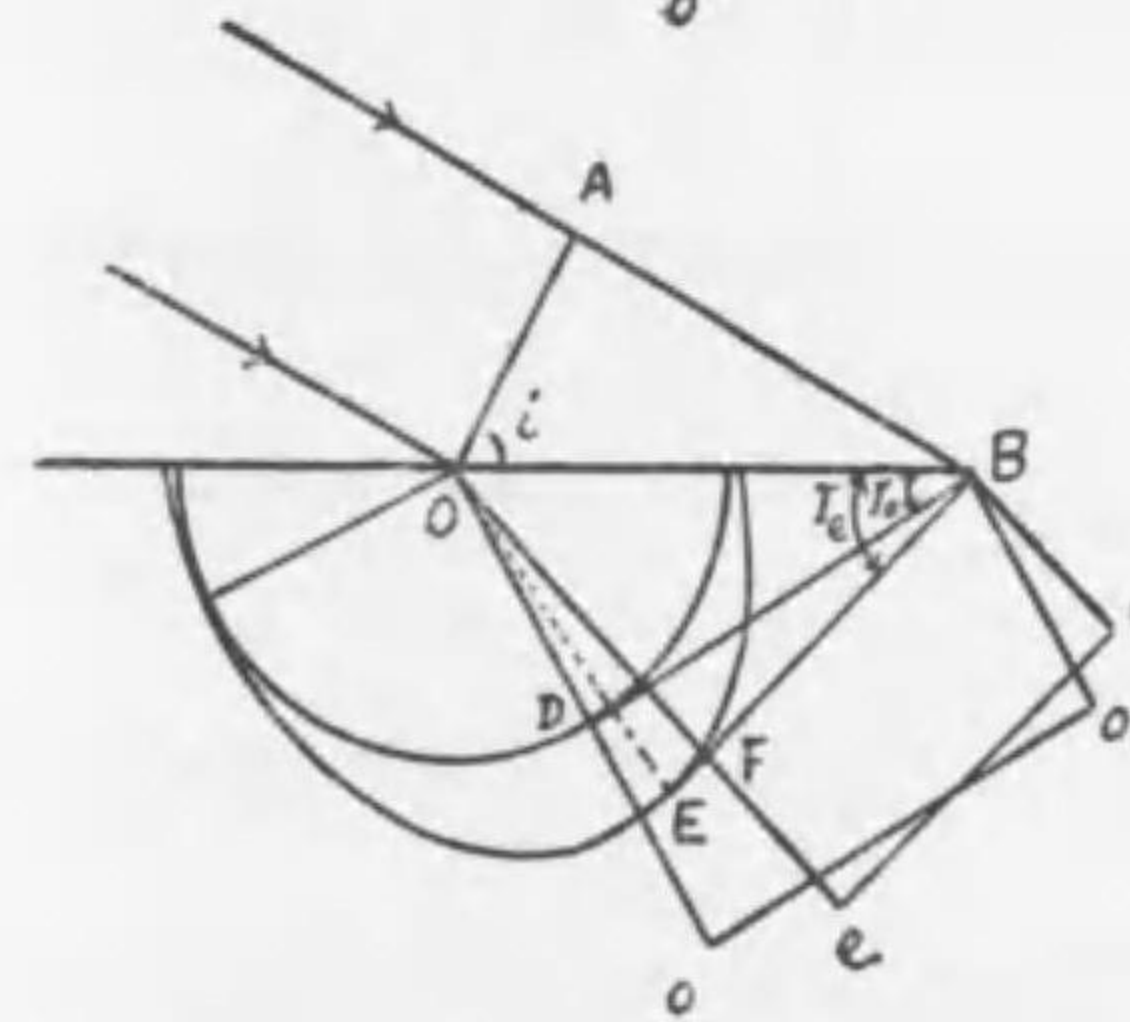
(A) OB は境界面にして上は空氣下は方解石なり光學軸 OC は境界面に垂直なりとす、OA は入射線の波面にして A' 波が B に達すると同時に O の波は B を通り二波動面に切する平面 BD, BE の切点 D 及び E に来る、二切平面に垂直なる Oo, Oe は夫々通常及び非常光線なり。



(B) 光學軸 OC は境界面及び圓形面内に横はる、BD, BE を切平面とすれば Oo, Oe は夫々通常及び非常光線なり、 oo, ee は夫々兩光線の波面なり。



(C) 光學軸は境界面に横はり圓形面に垂直なり、兩波動面は茲には圓形となりて表はる此場合に限り通常非常兩光線は夫々切点を O に連ぬる導徑と一致す。



(D) 光學軸 OC は圓形面内に横はりて境界面と任意の角を作す D, E は夫々切点にして、通常非常光線 Oo, Oe は兩切平面に垂直なること他の場合と同一なり。

光學軸が圓形面内に横はらざるときは非常光線も圓形面より離れ其作畫はやゝ困難なり。第四六七 D 圖 に於て入射角 i は $\angle AOB$ に等しく屈折角は通常線は $r_o = \angle OBD$ 、非常線は $r_e = \angle OBF$ に等し、而して空氣中に於て光が AB の距離を行くと同時に結晶内に在りては夫々 OD, OF の距離を書くと以て此

三線の長さの比は空氣中に於ける速度 V 、結晶内に於ける通常線の速度 V_o 、非常線の速度 V_e の三者に正比例す即ち $V:V_o:V_e=AB:OD:OF$ なり従て

$$\frac{\sin i}{V} = \frac{\sin r_o}{V_o} = \frac{\sin r_e}{V_e} \dots\dots\dots (6)$$

又

$$n_o = \frac{\sin i}{\sin r_o} = \frac{V}{V_o} = \frac{AB}{OD}, \quad n_e = \frac{\sin i}{\sin r_e} = \frac{V}{V_e} = \frac{AB}{OF} \dots\dots\dots (7)$$

非常線の屈折率 n_e は方向に従て異なることを記憶すべし。第四六八圖に示したる球面と同楕圓面とは夫々通常及び非常光線が中心 O を出發し定時後に到着すべき点の軌跡を示すものなれ共振動の方向は各到着点に引きたる切平面の方向と一致し、切平面は波面を表はし、波面は光線進行の方向に垂直ならざるべからず、故に光源 O と到着点とを結ぶ線即ち半径は一般に光線の方向と一致せざるなり。

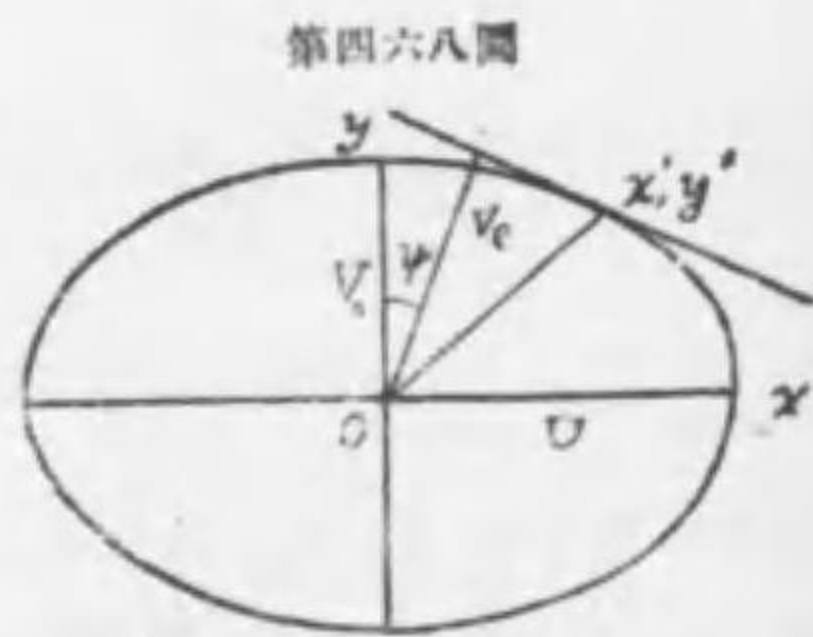
フレネルは重屈折を説明せんが爲に結晶内に於ては何れの方向にも同一彈性存在すれ共密に於ては異にして、主軸と及び其に垂直なる方向は密度の極大、極小に該當するものなりと假定せり、然るに §163 に依り速度は $V = \sqrt{c/\sigma}$ によりて與へられ密度の平方根に反比例するを以て主軸と及び其に垂直なる方向とは速度の極小、極大に該當することゝなるべし。今 V_o を主軸の方向に於ける共通速度とし U を主軸に垂直なる方向に於ける非常線の速度とすれば非常線の波動面の式は

$$\frac{x^2}{U^2} + \frac{y^2}{V_o^2} = 1$$

によりて表はすことを得べし、此楕圓上の一点 x', y' に引きたる切線は(第四六八圖)

$$\frac{xx'}{U^2} + \frac{yy'}{V_o^2} = 1$$

なり、中心 O より此切線に垂線を下だすときは其長さは V_e に等し、 V_e が y 軸と作す角を ϕ と名づくるときは



第四六八圖

なり、此式は前式と恒同なるべきを以て

$$\frac{x}{U \sin \phi} = \frac{y}{V_o \cos \phi} = \frac{1}{V_e} = \frac{1}{\sqrt{U^2 \sin^2 \phi + V_o^2 \cos^2 \phi}}$$

即ち

$$V_e = \sqrt{U^2 \sin^2 \phi + V_o^2 \cos^2 \phi} \dots\dots\dots (8)$$

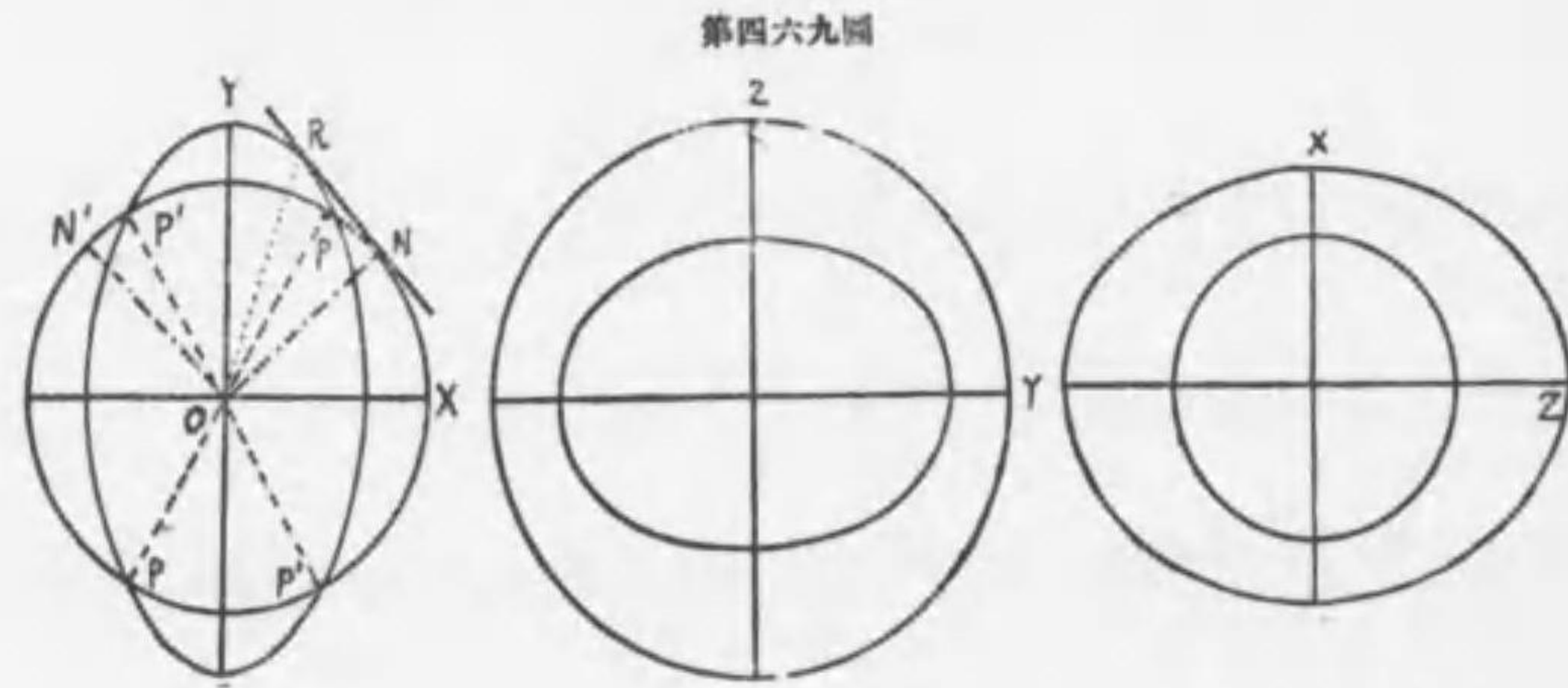
によりて任意の方向に於ける速度を算出し得べし。

281 二軸結晶の波動面 下表に示す結晶体に在りては二種の光線は二個の光學軸の方向に於て同一速度を有し二種共に非常光線なり、此種の結晶は悉く菱角系、一斜系、三斜系に屬す。

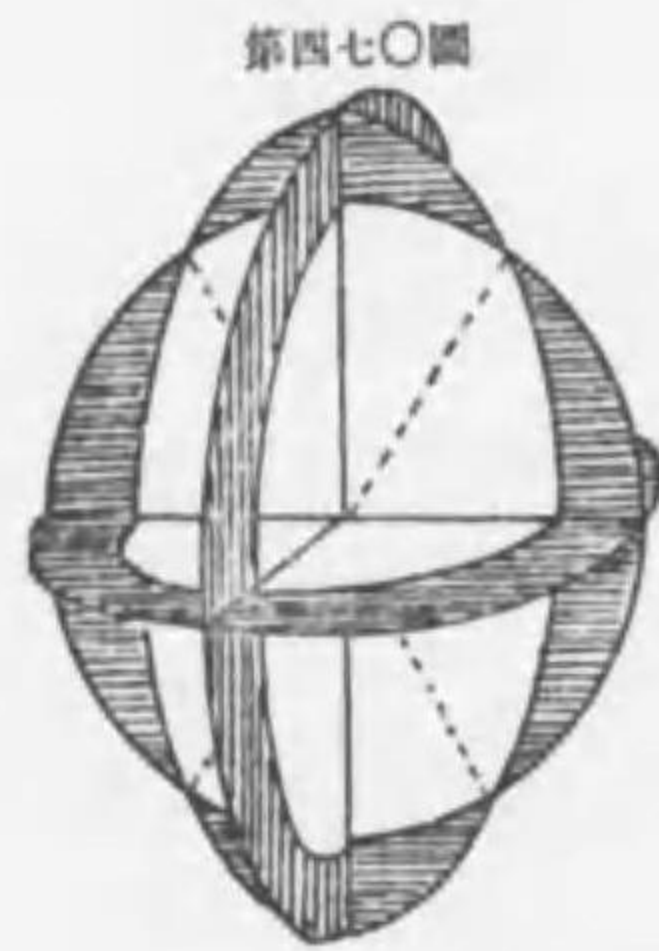
叢石 aragonite	二軸間夾角 = 18° 18'
titanite	30°
雲母 mica	45°
黃玉 topaz (巴刺西產)	49° 乃至 50°
砂糖	50°
石膏 gypsum	57°
長石 feldspar	61°
黃玉 (蘇國產)	65°
硝石 saltpetre	5° 20'
硫酸マгнеシヤ	37° 24'
硼砂 borax	28° 42'
橄欖石 peridot	87° 65'

二軸間の鋭角を二等分する線を第一中線と云ひ鈍角の二等分線を第二中線と云ふ而して二中線に垂直なる線を法線と稱す。フレネル説に據れば二軸を有する理由は互に垂直なる三線の方向に於て結晶は其密度を異にし夫々極大極小及び中間の密度を有す、然るに光線速度は密度の平方根に反比例するを以て密度が極大極小なる方向には夫々極小極大の速度を有し中間密度の方向には中間速度の値を有

するなり。今 OX, OY, OZ の三軸を互に垂直に設け O より出發する光線が一定時の後傳播すべき点を連結すれば 第四六九圖に斷面的に示せる波動面を得



第四六九圖



第四七〇圖

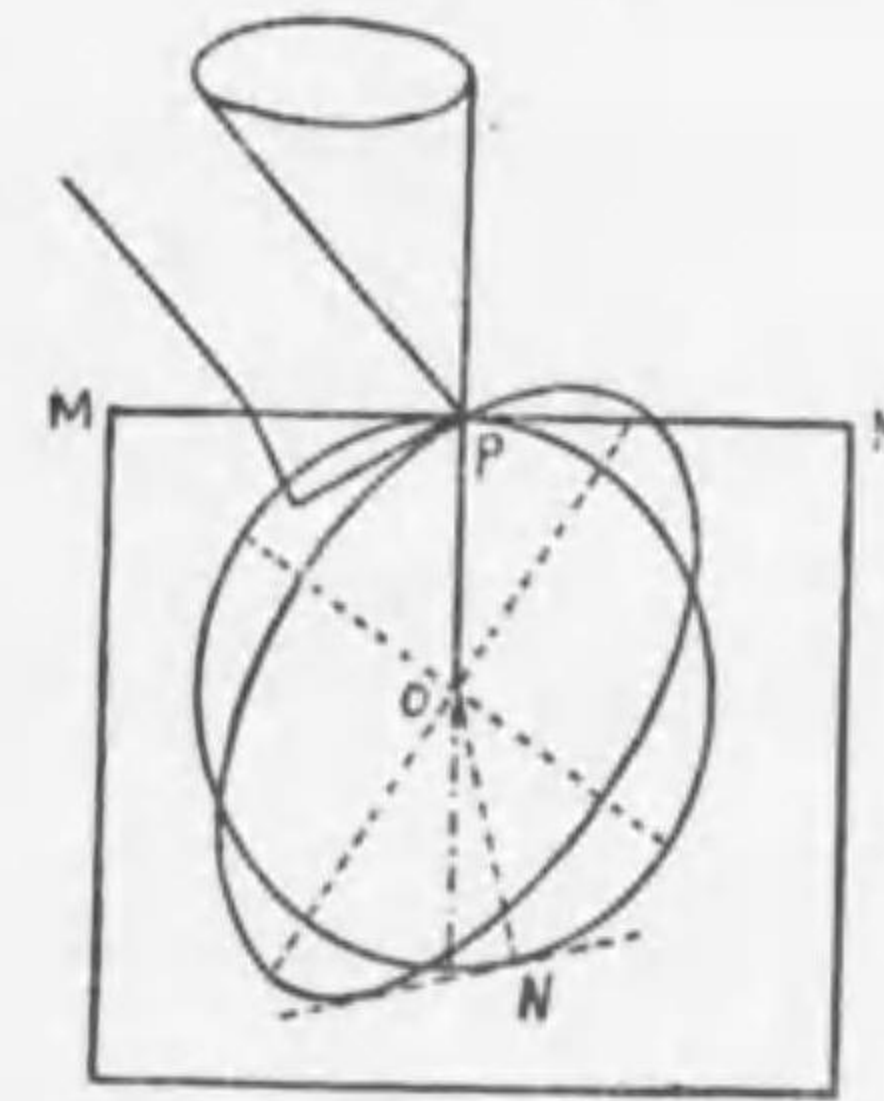
べし、之を合併して透視畫的に表はせば 第四七〇圖の如し。光學軸の方向を知るには二葉 (two sheets) の表面に共通なる切平面 (tangent plane) を設け中心 O より垂線を下だすときは垂線は即ち求むるところの光學軸なり、第四六九圖に於て RN は兩葉に切するを以て ON は光學軸なり而して波動面には四個の切平面を設くるを得て各二個は互に平行なるを以て光學軸は二個存在する理なり ON 及び ON' 此なり。

第四六九圖の如き平面圖にては切平面は單に R, N の二点に於て切する如く視ゆれ共其實 P, P' の附近は臍の如く凹入し切平面は圓周に沿ふて二葉面に切するなり。光學軸 ON 或は ON' の方向には二種の非常光線同一速度を以て進行す、其一は RS に平行に他は RS に垂直に振動す。フレネル説によれば結晶の密度は第一第二中線の方向に於て極大極小にして法線の方向には中間の値を有す。單軸結晶に於ては光學軸は結晶主軸と一致したれ共二軸結晶の場合には結晶軸と光學軸との關係瞭然たらず。

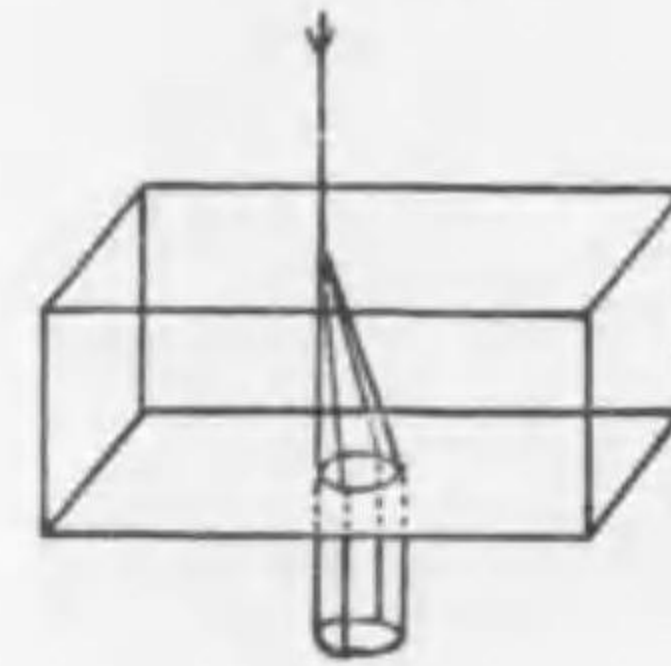
第四六九圖の P 点附近は漏斗狀に窪み P は其最凹点にして OP の方向に進む光線の振動の方向は種々様々なり何となれば P を過り漏斗面に無限數の切平面

を引くを得べければなり、而して此等無數の切平面の方向に振動する光線が OP 線内に含まれ居るが故に此に該當する光線の (各切平面を波面とする) 方向も種々様々なるべき理なり、故に O を出發し P を過りて空氣中に出射する光線は種々の異なりたる方向を有し爰に圓錐屈折 conical refraction (Hamilton 1833) の奇觀を呈すべし、第四七一圖は OP に垂直なる境界面によりて空氣中に圓錐的出射をなす狀を示す、Lloyd (1833) は直に實驗によりてハミルトンの理論を證明せり、光軸に垂直なる二枚の平面にて結晶板を作り入射面を各平面に垂直ならしむるときは内部に於て(第四七二圖)

第四七一圖



第四七二圖



既に圓錐屈折を遂げ空氣中に出射す

る頃は圓筒形となる、此場合の方観察し易し。

結晶体以外に重屈折の現象を呈するもの種々あり、例へばガラスも外壓を加ふるときは重屈折を呈す、其他馬蹄の如きも使用のため上下に

壓力加はり居るを以て之を薄片となして檢するに重屈折するを見る、肉眼も長時間の疲労の後屢々重屈折をなすことあり。

第十一章 色の偏極 CHROMATIC POLARIZATION

282 色の偏極 偏光計は偏光子と検光子とより成立し各々一平面に振動する光線のみを通過せしむる故偏光子の振動面と検光子の振動面とが互に平行なるときは（之を畧して偏光計は平行なりと云ふ）視野明るし、之に反し偏光子と検光子が互に垂直なれば（之を畧して偏光計は正交す *cross* と云ふ）視野は暗し。

先づ偏光計を正交せしめ視野を暗くし偏光子と検光子との間に単軸結晶若しくは二軸結晶の兩軸に平行なる面にて截取りたる薄片を夾むときは視野は忽然明るして著色せるを視るべし、結晶片を其儘回轉するか或は検光子のみを回轉するときは視野の光度は變化するか但しは變色するを目撃す、入射光線として單色光を使用すれば光度のみ變化して色は變ぜず、且つ薄片の厚さは視野の明るさと著色とに關係し、厚さ或定値を超ゆるときは上記現象は全く消失す (Biot 1816)。

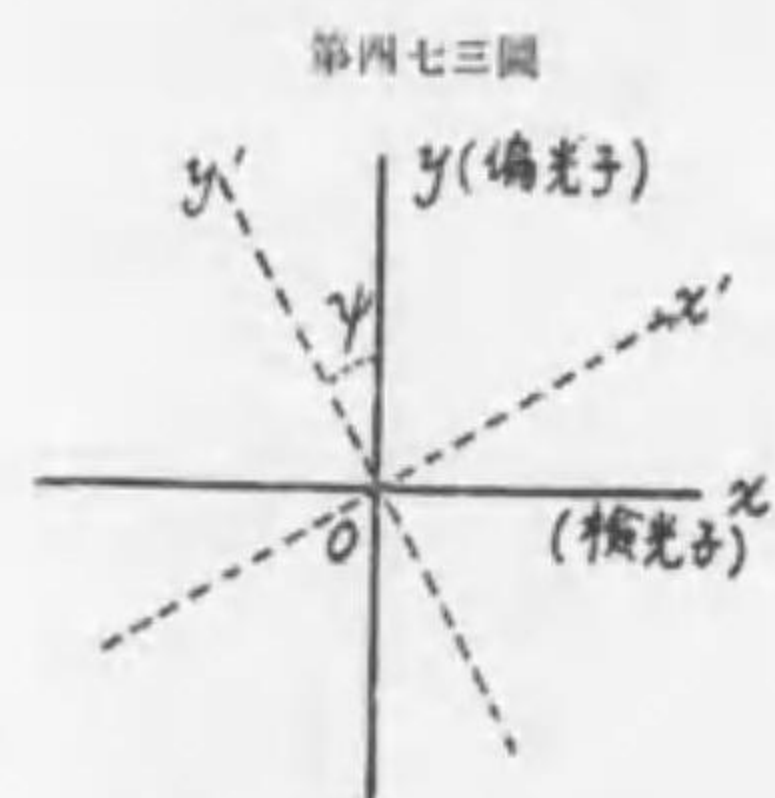
此種の實驗に最も適當なるは石膏薄片なり、自然石膏は分割によりて容易に薄片となすを得、薄片は脆きゆへ常に二枚のガラス間に *バルザム* 液にて挿み置くべきなり、此種の石膏板二枚と楔形に截りたる石膏片とを準備し置かば本章記載の諸實驗を爲すに便益あり。

入射光線として單色光を用ひ、偏光計を正交し、中間に結晶薄片を挿むときは視野は忽ち明るし。結晶を回轉して軸の一方が偏光子の方向（偏光子を通過する振動の方向を斯く畧して云ふ）と 45° を作すときは検光子の方向に對しても 45° なり、此時視野の明るさ極大にして此位置より薄片を左旋又は右旋すれば視野は光度を減じ遂に軸の一つが偏光子或は検光子に平行となるに到りて視野は全く暗し。若し日光の白色を入射線として使用せば視野は薄片の軸が偏光子又は検光子に平行なる時のみ光度零にして他の場合は常に著色す。

偏光計が平行なるときは、換言すれば偏光子と検光子とが其振動の方向を同一にするときは現象は總べて前記の實驗の餘色を呈すべし、從て明と暗とは交代す。

石膏の楔を使用すれば楔の厚さに從て著色に變化あるを確め得べし。石膏薄片を蝶、花其他種々の形状に截りてガラス板間に挿み偏光計にて望むときは總べて美麗に著色す、此時検光子を 45° 回轉すれば畫像の色は悉く補色に變ずるを見る。

283 石膏薄片現象の説明 (Fresnel 1821) 此現象は重屈折したる光線の干渉に由るものなり、先づ偏光計を正交せしめ (第四七三圖) *OY* を偏光子の振動



方向 *OX* を検光子の振動方向とし、*oy'* を石膏を通過する光線の振動方向の一とし、*ox'* を其に垂直なる振動方向とし *y* 軸と *y'* 軸の夾角を ϕ とす。最初 λ なる波長を有する自然光が偏光子を通過するときは其振動は *y* 軸に偏極し光の振動變位は

$$y = \sin \frac{2\pi t}{T} \dots \dots \dots (1)$$

を以て示すことを得、次に結晶薄片を通過すれば *x'* 及び *y'* の方向に於ける分位變位に分れて薄片内を二つの異なりたる速度を以て進行す、其速度を V_1, V_2 とし振動數を N とし波長を λ_1, λ_2 とすれば $N\lambda_1 = V_1, N\lambda_2 = V_2$ なるを以て、薄片の厚さを e とすれば薄片通過後の變位は

$$\left. \begin{aligned} x' &= \sin \phi \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{e}{\lambda_1} \right) \\ y' &= \cos \phi \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{e}{\lambda_2} \right) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2)$$

なり、此二振動は最後に検光子を通過せざるべからず、然るに偏光計は正交せるを以て検光子は *y* 軸の方向に於ける振動の通過を許さず $y=0$ となり *x* 軸の方向に於ては上式の x', y' なる分立變位の x に平行なる部分のみを通過せしむ、故に

$$x = x' \cos \phi - y' \sin \phi = \frac{1}{2} \sin 2\phi \left\{ \sin \frac{2\pi t}{T} \left(\cos \frac{2\pi e}{\lambda_1} - \cos \frac{2\pi e}{\lambda_2} \right) - \cos \frac{2\pi t}{T} \left(\cos \frac{2\pi e}{\lambda_1} - \sin \frac{2\pi e}{\lambda_2} \right) \right\} \dots \dots \dots (3)$$

然るに光度は振幅の平方に正比例するを以て

$$J = \frac{\sin^2 2\psi}{4} \left\{ \left(\cos \frac{2\pi e}{\lambda_1} - \cos \frac{2\pi e}{\lambda_2} \right)^2 + \left(\sin \frac{2\pi e}{\lambda_1} - \sin \frac{2\pi e}{\lambda_2} \right)^2 \right\}$$

$$= \frac{\sin^2 2\psi}{2} \left\{ 1 - \left(\cos \frac{2\pi e}{\lambda_1} \cos \frac{2\pi e}{\lambda_2} + \sin \frac{2\pi e}{\lambda_1} \sin \frac{2\pi e}{\lambda_2} \right) \right\}$$

$$= \frac{\sin^2 2\psi}{2} \left\{ 1 - \cos 2\pi e \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \right\} = \sin^2 2\psi \sin^2 \pi e \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \dots\dots (4)$$

此光度式に依り $\psi = 0$ 或は $\psi = \frac{\pi}{2}$ のとき $J = 0$ なり、又厚さと光度との関係は

$$\pi e \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) = m\pi \text{ 即ち } e = \frac{m}{\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}} \text{ の時 } J = 0 \dots\dots\dots (5)$$

にして厚さに關する極大は

$$\pi e \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) = \frac{2m+1}{2} \pi \text{ 即ち } e = \frac{2m+1}{2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)} \dots\dots\dots (6)$$

にして其光度は $J = \sin^2 2\psi$ なり、故に (6) の條件を満足したる上尙 $\psi = \frac{\pi}{4}$ なるときは光度は最極大なり、而して此等の結果は上陳の實驗と全然符合す。今單色光の代りに白色日光を使用すれば $\psi = 0$ 或は $\psi = 90^\circ$ を除く外は必ず或色が極大となり視野は常に著色す、是れ七色中には (6) の條件を満足せしむる色必ず存在するが故なり。

偏光計平行なる場合に於ては (3) の代りに

$$y = x' \sin \psi + y' \cos \psi = \sin \frac{2\pi t}{T} \left(\sin^2 \psi \cos \frac{2\pi e}{\lambda_1} + \cos^2 \psi \cos \frac{2\pi e}{\lambda_2} \right)$$

$$- \cos \frac{2\pi t}{T} \left(\sin^2 \psi \sin \frac{2\pi e}{\lambda_1} + \cos^2 \psi \sin \frac{2\pi e}{\lambda_2} \right)$$

従て

$$J = 1 - \sin^2 2\psi \cdot \sin^2 \pi e \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \dots\dots\dots (7)$$

之を (4) に較ぶれば (4) と (7) との和は 1 なり故に現象は全く先きのと反對にして白色日光にて實驗するときは常に補色を呈す。

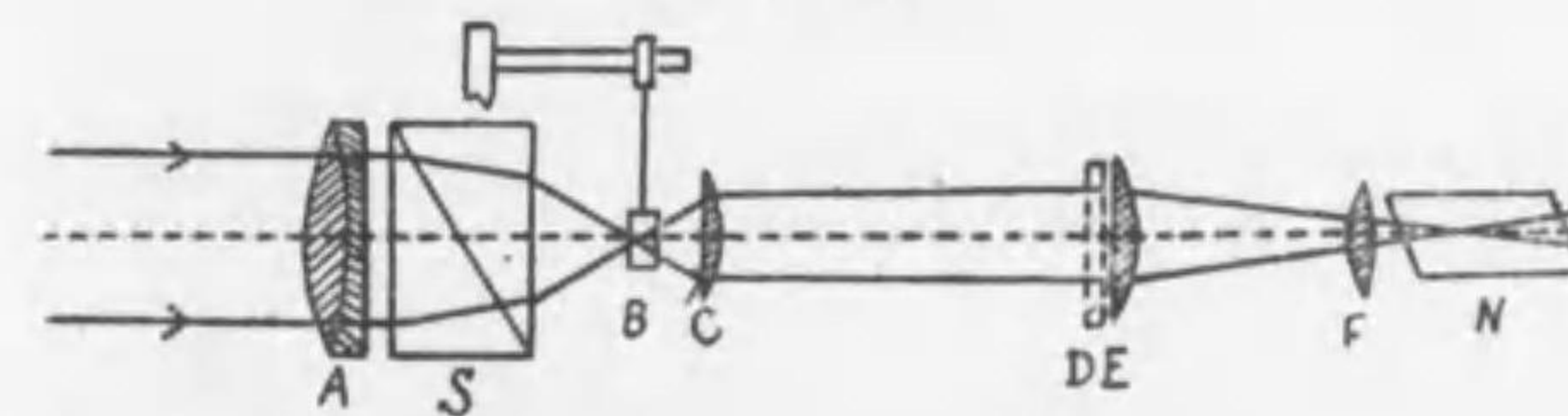
上記諸實驗に於て 第四六五圖 の ヲラストン、プリズム を檢光子として使用するときは偏光計が正交する場合と平行する場合の現象を同時に目撃し得べし。

284 偏光幻燈及び偏光顯微鏡

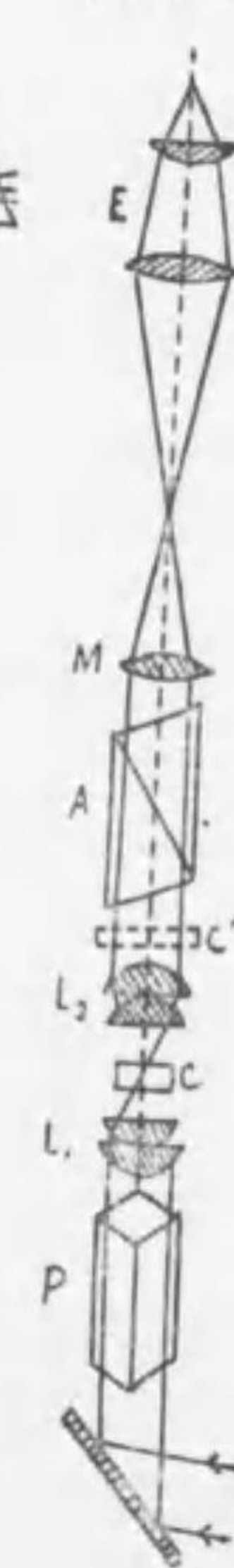
前節の實驗及び其理論の説明に於ては悉く入射線を平行線なりと假定し結晶薄片を通過する光線は總べて結晶板の二面に垂直なるものとせり、今偏光子を過りたる收斂或は分散する光線をして結晶内を通過せしめ之を檢光子を以て吟味するときは通常美しき着色光輪を得べし。故に偏光計は平行光線と收斂光線とを使用し得る装置ならざるべからず、而して之を幻燈的に白紙に投影して衆人同時に觀望し或は顯微鏡に偏光子と檢光子を併用して個人の研究に適するものならざるべからず。

デウボスタ (Duboscq) の偏光幻燈は日光を使用し極めて便利なり (第四七四圖)

第四七四圖



第四七五圖



日光は沒色 レンズ A に入射し セナモン S を通過して偏光となり レンズの焦点 B に於て交はる、故に B に結晶を置けば光線は收斂的に (convergent rays) 結晶を通過する後 C なる レンズによりて畧々平行線となりて E に到着する故に D に結晶を置けば光線は平行に (parallel rays) 通過する理なり、最後に檢光子の ニコル N を通過し或距離に設けたる白紙上に現象を投影す、故に同一器械により單に結晶の適當なる位置を撰ぶことに依りて兩種の實驗を行ふことを得るなり。

偏光顯微鏡は ネーレンベルヒ (Nörrenberg) 式、アミチ (Amici) 式等種々あり爰には近來普通なる アミチ (第四七五圖) を説明せん、日光は先づ偏光子 P を通過しレンズ L₁ によりて收斂したる偏光は結晶 C を通過しレンズ L₂ によりて畧々平行となり檢光子 A を通過したるのちレンズ M によりて集光し接眼子 E に到着す、平行光線によりて現象を見るには C を C' に挿入するなり、A と P とは固定し正交せる

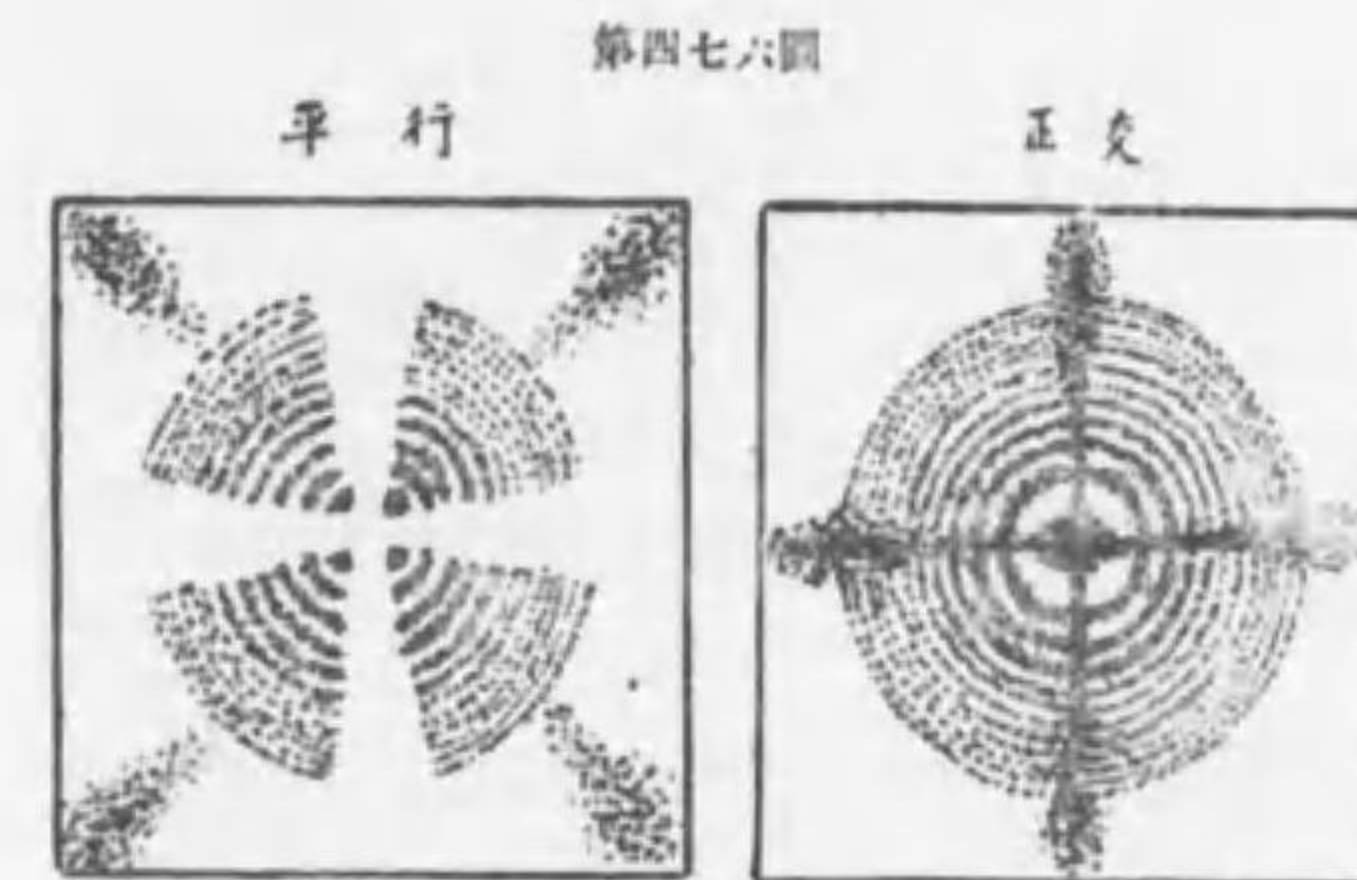
を以て検光子を回轉せんと欲する場合には A を取除き別に E に回轉可能の檢光子を持來る装置を要す、又 M を除去すれば普通の顯微鏡と同一となる。

265 ミラーの毛線 Müller's brushes (1846) 石膏其他重屈折を呈する結晶の軸に平行なる二面にて截取りたる薄片を以て色の偏光を呈せしめ此を分光器にて分色するときは薄片の厚さが或程度を超へざるときに於ては一本又は二本の黒色毛線を現出し或色の欠乏せることを表はすべし、之を實驗するには幻燈の場合には第四七四圖の C, E 間其他適處に直視プリズムを挿入す、第四七五圖の顯微鏡に於ては M を除き E, A 間に挿入するも可なり、唯要するところは挿入すべき分光器の細隙の位置はプリズム及びレンズの結合を通ふして細隙を明視し得る様にすべきなり、故に顯微鏡の場合には M と E を取除き其代りに第四一一圖の簡易直視分光器を其處挿入するを最便法とするなり。

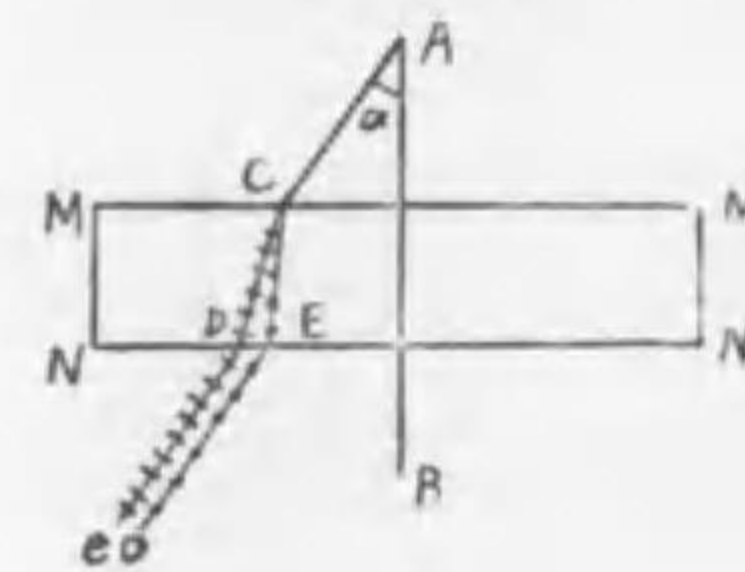
ミラー毛線の現出する理由は結晶内に於て分れたる二種光線の同一平面内(檢光子の振動面)に來りて互に干渉するに由るものなれば § 283 の (5) 式 $e\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) = m$ を直に應用すれば明白となる、即ち空氣中に於ては波長 λ なる光線は結晶中に於て二種に分れ各 λ_1, λ_2 の波長を有することゝなる而して (5) の條件を満足せしむるところの厚さ e を有する薄片に於ては光度零となり黒線と現出するなり、然るに $m = 1, 2, 3 \dots$ の如く變じ得るを以て厚さ次第にては黒毛線の數は多數となり得べき理なれ共線數 2 を超ゆればスペクトラの七色は消えて全部次第に淡色に見ゆ。

一般に廻折干渉の實驗に於て日光を入射線とし分光器を以て吟味すれば如上の黒毛線を目撃す、之をタルボット線 Talbot's brushes と稱す、本節の研究物は此現象の一種なり。

266 收斂光線による色の偏極 收斂光線を使用する方法は § 284 に説きたれ共最簡法は結晶薄片を二枚の電気石板の間に挿みて見るに在り(電気石鍬 tourmaline tongs) 唯々電気石は既に始より著色せるを以て偏光顯微鏡を使用するには若かず、第四七六圖は方解石を光學軸に垂直なる二枚の平面によりて截取りたるものを收斂光線により偏光計にて見たる若色輪なり。



第四七六圖



第四七七圖

MMNN (第四七七圖) を AB を光學軸とする方解石の薄片とし二面 MM 及び NN は各光學軸に垂直とす。A なる光源より入射角 α に於て結晶に入射する光線は重

屈折をなし通常線は非常線よりも多量に屈折し結晶を出づるときは最初の方に平行となる、而して振動は通常線は主截面(圓形面と合す)に垂直に非常線は平行に行はるべし、今逆に A に肉眼を置き光線をして下方より α 角に於て入射せしむるときは e, o の自然光は結晶内にて夫々非常

通常兩線に分れ合して A 点に集合すべし、故に A (肉眼) と MM との間に檢光子を置き NN の下方に偏光子を置き互に平行若くは正交ならしめて日光を眺むれば兩光線は檢光子の振動面に沿ふて互に干渉し依て生ずる光度は (4) 式或は (7) 式に依りて與へらるゝなり、 e 及び o の兩線が通過する行路は夫々 CD 及び CE にして同一にあらざれ共其差を無視し各 e と置くときは e は單に α の函數なる故、AB を軸とし α を常定にし AC 線を MM 面上に回轉すれば C は MM 上に圓を書く、其圓周に沿ふて e は常定となるべし、故に同一の狀況は圓形上に現はれ従て著色したる圓を生ずることゝなる。然るに檢光子と偏光子が正交する場合には偏光子の振動は檢光子に遮断せらるゝを以て互に垂直なる二方向に 第四七六圖 第二圖 に示すが如き黒毛線を生ず、此は前節の $\phi=0$ に該當するものなり、之に反し偏光子檢光子が互に平行なる場合には通常非常兩線の理一つは偏光子の方向に振動せるため干渉を免れ他は檢光子の方向に振動せるため干渉を免れて 第四七六圖第一圖に見る如く白色の十字形を現出するなり、此は (7) に於て $\phi=\pi/2$ に該當す、之を要するに正交と平行との二つの場合は互に補色を呈する理により簡単に説明するこ

とを得。

方解石の軸に平行なる二面を以て薄片を作るときは其現象は第四七八圖の如く

第四七八圖



雙曲線と其漸近線とを呈す、此場合には非常線は一般に入射面内に留らずして外に出張し従て同色の光は同一輪上に整列する能はずして雙曲線となるなり、色彩は光學軸が偏光子又は檢光子に対して 45

の傾を有する時に最も鮮かにして 0° 又は 90° の時消失す。

方解石以外の單軸結晶は畧上記と同一なる現象を呈すれども除外例なる水晶に於ては第四七六圖の如く中央に十字形の毛線を有せず(第四八一圖)。更に特殊なるは魚眼石 *apophyllite* $\{H_7KCa_4(SiO_3)_8\}$ にして色輪は單に深紫色と黄色との交代より成立す。

収斂光線に依る二軸結晶の實驗は普通に石膏或は雲母を用ふ、石膏は容易に二軸に平行なる面によりて分割するを得べく、雲母は二軸が在る鋭角の二等分線に垂直なる面に沿ふて容易に分割せらるゝなり、試に雲母の斯して得たる薄片を取り偏光計に挿むときは正交する場合に 第四七九圖 に書ける光輪を見るべし、檢光子を 45° 回轉するときは扁輪形も回轉し毛線は雙曲線狀をなす、茲に現はるゝ曲線はカシニの卵形 *Cassini's ovals* と稱せらるゝものにして其程 ∞ 形は即ち紐線 *lemniscate* ($r^2 = a^2 \cos^2 \theta + b^2 \sin^2 \theta$) なり。二軸の一に垂直なる二平面にて結晶を截取りて檢すれば一條の毛線を有する色輪を得べし。

第四七九圖



上記の諸現象を綜合し ベルタン (Bertin 1861) は等色面 *isochromatic surface* を案出せり、今單軸又は二軸結晶の内部に光源 O ありて光を四方に傳播するものと想像すれば結晶内の一点 P (OP を r とす) に到着する二種光線の歩行の

差は

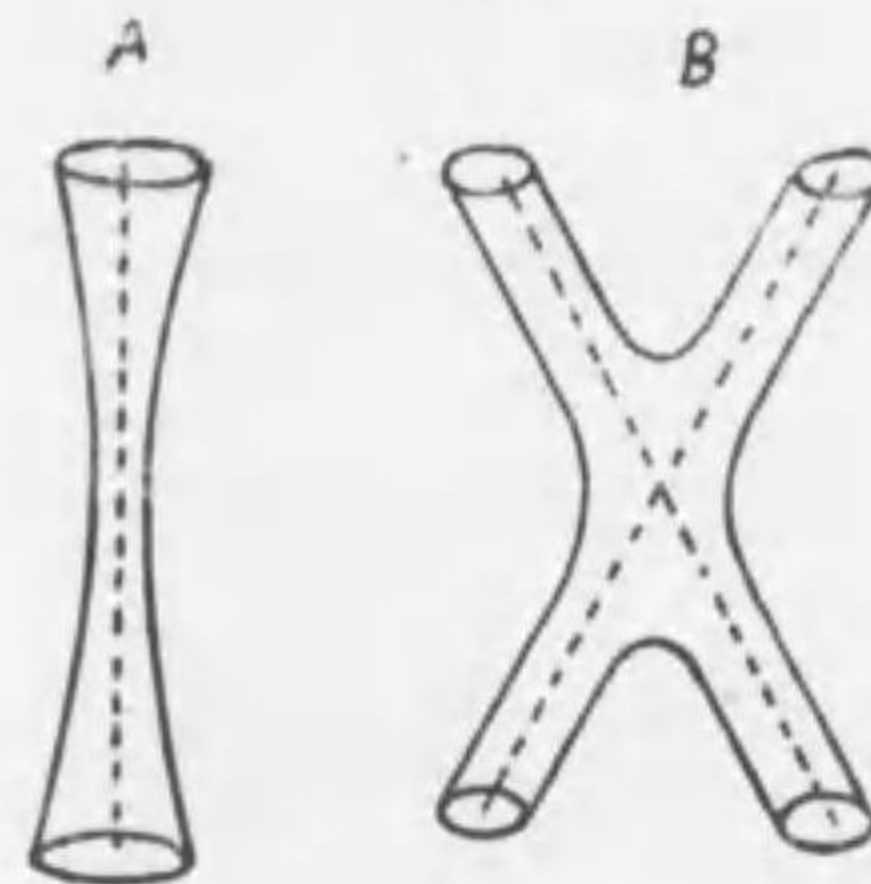
$$\Delta = r \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)$$

なり、然るに N を振動數とすれば速度は夫々 $V_1 = N\lambda_1$, $V_2 = N\lambda_2$ なるを以て $\Delta = rN \left(\frac{1}{V_1} - \frac{1}{V_2} \right)$ を得、故に Δ が常定なる P 点の軌跡は等色面にして其方程式は

$$rN \left(\frac{1}{V_1} - \frac{1}{V_2} \right) = \text{常數} \dots\dots\dots (8)$$

爰に r, V_1, V_2 は各 r の方向の函数なり、然して光學軸の方向に於ては $V_1 = V_2$ なるを以て上式より $r = \infty$ を得べし、第四八〇圖の A は單軸の等色面にして $r = \infty$ は圖の上下の方向にして点線を以て之を示す。B 圖は二軸の等色面を表はし $r = \infty$ は \times 字形に交叉す、上記諸曲線は此等の等色面と平面との交りを表はす、例へば B 圖の又の底部に切平面を設くと假定すれば等色面と切平面との交は ∞ 形なるを見るべし。

第四八〇



ガラス又は透明なる有機体に壓力を加へて歪を生じたるもの、或はガラスを一旦熱して急に冷却したるものは永久の歪を生じ、何れも偏光計に挿みて檢すれば色の偏極を呈す、其他穀粒、魚眼、骨片、筋肉、馬蹄等皆な色の偏極を生ず、又液体結晶 *liquid crystals* の色の偏極はレーマン (Lehmann 1890) よりて研究せられたり。

第十二章 廻轉偏極 ROTATORY POLARIZATION

287 光學軸に垂直に載りたる水晶薄片 (Arago 1812) 方解石の如き單軸結晶を取り軸に垂直なる二面にて薄片を作り偏光計に挿み平行光線にて實驗すれば通常非常兩線は光學軸の方向に同一速度を有するを以て何等の異常を認むること無く恰もガラス板を以て實驗するのと同じの結果を呈すべし、然るに水晶のみは此が例外なり、水晶の光學軸に垂直なる二面を以て作りたる薄片を偏光計に挿入すれば偏光計が正交せるときと云へ共視野(平行光線を使用すれば)又は中央点(收斂光線を使用すれば)は決して暗くなること無くして常に著色す、而して檢光子を徐々に回轉するときは視野若くは中心の色はスペクトラの色順序を追ふて變化するを見るべし、收斂光線を使用して實驗すれば十字形なる毛線の中央部は欠如すること 第四八一圖の如し。

單色光にて實驗するときは視野は交々明く又暗し。

白色日光を使用するときは檢光子を從針の方向に廻轉して視野が紅橙黃綠青藍紫の順序を追ふものを右旋水晶 dextrose quartz、之に反し檢光子を反針的に廻轉して上記の順序を追ふものを左旋水晶 levulose quartz と稱す、依て下記 フラオンホーファー線に該當する單色光を用ひ偏光計を正交し視野を暗くするには下表に示す角を右方若くは左方に回轉することを要するなり

單色光	廻轉角
B	15.746°
C	17.318°
D	21. $\begin{cases} 684^\circ \\ 727^\circ \end{cases}$

第四八一圖



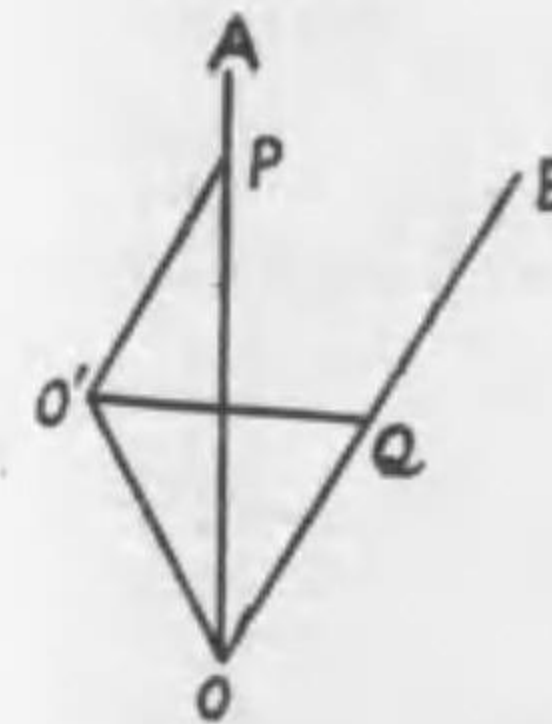
E	27.543°
F	32.773°
G	42.604°
H	51.193°

此廻轉角は水晶板の厚さに正比例す、故に厚さ 2 耗なれば視野を暗くする爲には上表の二倍角を要す、又白色日光を入射せしめ水晶板を通過して分光器を以て観むときは檢光子が最初正交の位置より回轉したる角に相當する色に黒毛線現出して其色の欠乏せるを示すなり、檢光子を回轉するに従ひ黒毛線はスペクトラ上を移動すべし。

水晶の如く偏極面(振動面に垂直なる平面を云ふ §275 を看よ)を回轉する力ある物体を總べて旋光体 rotating body と名づく、水晶の外の結晶には等軸系に屬する鹽化ソーデウムは常に右旋体なり従て結晶の形狀は同形なれ共水晶は二形ありて既に外見により其右旋なるか左旋なるかをトし得べし。

288 水晶薄片現象の説明 (Fresnel 1818) 偏極したる單色光が軸に垂直なる二面を有する水晶板内に入るや直に二分して其振動は二個の右旋左旋の等速圓運動となりて結晶内を軸の方向に進行す、然るに其進行速度は同一ならざるを以て結晶を同時に射出する二つの圓運動が合成して再び直線運動となるとき其方向は最初の偏光振動の方向と等しからずして互に或角度を作すなり、此角は即ち偏極面の回轉角なり。今 OA (第四八二圖) は偏光子を過りたる偏光の振幅とす

第四八二圖



れば OA を振幅とする一つの弦運動は之を左旋右旋の圓運動に分解することを得べし、何となれば $OO' = O'P = \frac{1}{2}OA$ に作り、O を固定し P を常に AO 及び其延長上に在らしめ O' を關節なりと想像すれば P を OA 線上に動かすことに依て OO' は O を中心として圓運動をなし O'P は O' を中心となして反對の方向に圓運動を營むべし。

例へば P 点が O の方に動きつゝあるものと假定すれば OO' は左旋 O'P は右旋圓運動を作すなり、斯の如く OA なる振幅を

有する偏極光線の振動 OP は $\frac{1}{2}$ OA なる半徑を有する二個の右旋左旋の圓運動より成立するものと考ふることを得、即ち一個の平面偏光 plane-polarized rays は二個の圓偏光 circular-polarized rays より成立するものなり。

然るに水晶の光學軸の方向に於ては右旋左旋の圓偏光は互に異なりたる速度を以て進行するゆへ結晶を出射する時兩運動を比較すれば右旋偏光は OO' の位置に來れりとするも左旋偏光は O'P の位置に在らずして O'Q の位置に來れりとせば空氣中に於ては兩圓偏光は再び合成して OQ の變位となり永久に OB を振幅として振動するところの弦運動となり偏極面即ち振動面は $\angle AOB$ を回旋したることとなるなり。出射の際左旋光は O'Q の位置に來り居りしこと故左旋光は右旋光に較べて $\angle QO'P$ の遅れを取りし理なり、今 O' を中心とし O'P を半徑として圓を畫くときは O は圓周に來る故 $\angle PO'Q = 2\angle AOB$ なり、故に振動面の回旋角は遅れ角 (phase-difference) の $\frac{1}{2}$ に等しく而して振動面は右旋したることとなるなり (OA より OB に)。爰に注意すべきは右旋光の進行速度が左旋光のよりも大なるときは振動面は右旋するなり。

上述の理を代數的に表はせば次ぎの如し。

OP を (第四八三圖) 偏光子によりて偏極したる光線の振幅とし $OP = a, \frac{2\pi t}{T} = \xi$ と定むれば三角術により

$$a \sin \xi = \frac{a}{\sqrt{2}} \sin \left(\xi + \frac{\pi}{4} \right) + \frac{a}{\sqrt{2}} \sin \left(\xi - \frac{\pi}{4} \right) \dots (1)$$

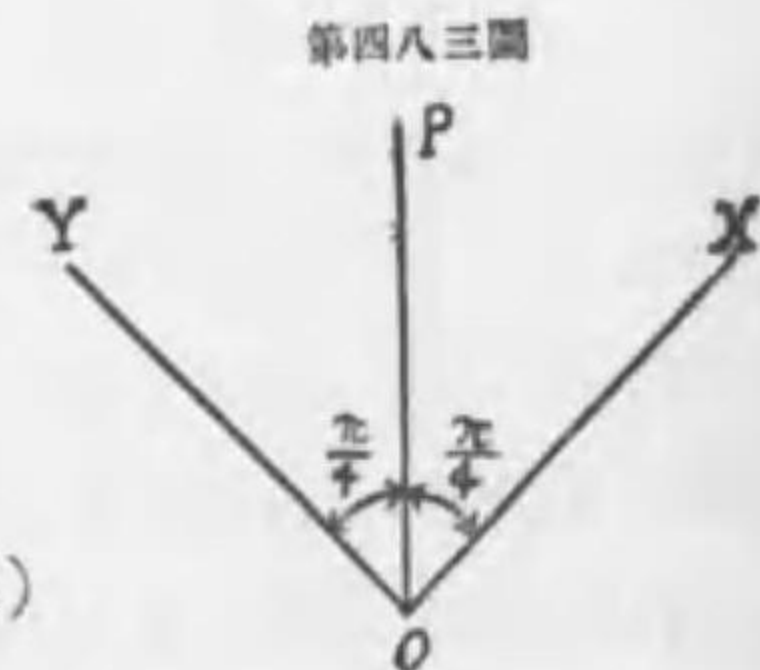
と書くも可なり、之を OP の兩方に 45° 宛傾きたる OX, OY の二軸上に投影すれば X 軸に分解したるものは

$$x_1 = \frac{a}{2} \sin \left(\xi + \frac{\pi}{4} \right) \dots (A) \quad \text{及び} \quad x_2 = \frac{a}{2} \sin \left(\xi - \frac{\pi}{4} \right) \dots (B)$$

Y 軸に分解したるものは

$$y_1 = \frac{a}{2} \sin \left(\xi + \frac{\pi}{4} \right) \dots (C) \quad \text{及び} \quad y_2 = \frac{a}{2} \sin \left(\xi - \frac{\pi}{4} \right) \dots (D)$$

なり、然るに結晶内に入れば直に (A) と (D) は甲組となり (B) と (C) とは乙組となり各異なりたる速度を以て結晶内を軸の方向に進行す、甲組は左旋圓運



動にして乙組は右旋圓運動なり、故に結晶体を同時に射出する二運動を較ぶれば各圓運動に位相の差を生ずべし、今左旋圓運動は θ 角の遅れを取るものと假定すれば出射時の變位は

$$x = \frac{a}{2} \sin \left(\xi + \frac{\pi}{4} - \theta \right) + \frac{a}{2} \sin \left(\xi - \frac{\pi}{4} \right)$$

$$y = \frac{a}{2} \sin \left(\xi + \frac{\pi}{4} \right) + \frac{a}{2} \sin \left(\xi - \frac{\pi}{4} - \theta \right)$$

なり、三角術により變形すれば

$$\left. \begin{aligned} x &= a \sin \left(\xi - \frac{\theta}{2} \right) \cos \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\theta}{2} \right) \\ y &= a \sin \left(\xi - \frac{\theta}{2} \right) \cos \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\theta}{2} \right) \end{aligned} \right\} \dots (2)$$

従て

$$\frac{y}{x} = \frac{\cos \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\theta}{2} \right)}{\cos \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\theta}{2} \right)} = \tan \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\theta}{2} \right) \dots (3)$$

を得、故に振動面は OX と 45° の角をなさずして $45^\circ - \frac{\theta}{2}$ の角を作すに到れり、換言すれば振動面は圓偏光の位相の差の二分の一を右旋したり。

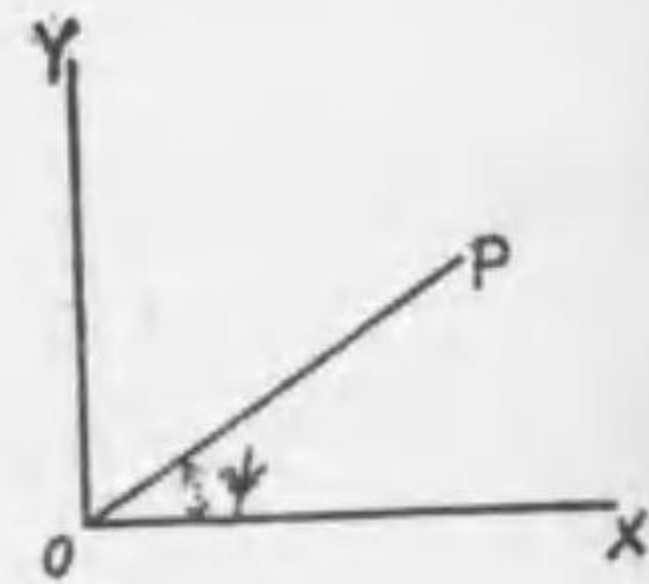
289 直線偏光、楕圓偏光、圓偏光 直線偏光 rectilinear-polarized light

とは直線の方向に振動する偏光にして先きに平面偏光と名づけたるものと同一物なり、自然光は光線進行の方向に垂直なる種々の方向に振動すれ共直線偏光は其振動の方向一平面に限られ不動なる直線上行はるゝなり、而して此種の波動は空氣中に於ても傳播し得ることは既に學びたる所なり。然るに前節に於て研究したる圓偏光は結晶の裡にのみ傳播し空氣中に射出するや直に合して線偏光となれり。本節に於ては空氣中に於ける圓偏光の發生と傳播の可能なるのみならず楕圓偏光と稱し エーテル 質點は楕圓運動をなしつゝ、光波を傳播する場合を研究せんとす。

圓偏光及び楕圓偏光の發生する理由は音響學に於て學びし如く二つの互に垂直なる直線運動は合成して圓又は楕圓運動と成り得べき理由と同一なり。雲母、石

膏又は水晶の光學軸に平行なる二面を以て截りたる結晶片を取り之を偏光計に挿入し平行光線を使用して實驗するときは先づ偏光子を出でたる偏光は結晶片に入り其主截面の方向に振動する偏光と主截面に垂直に振動する偏光とに分れ各異なる速度を以て結晶内を進行すべし、故に結晶を出射するに及びて位相の差を生じ其儘合成する故或は直線運動或は圓運動或は楕圓運動となり得べき理なり、而して位相の差たるや單に薄片の厚さのみ關係するものなれば其厚さを適宜に撰ぶときは圓偏光或は楕圓偏光を現じ得べき理なり、斯く生じたる圓偏光は最後に檢光子を透過して遂に肉眼に入るものなり、然るに圓は方向の區別無きを以て檢光子を如何様に回轉するとも何等の差違を生ずること無し。

OP を (第四八四圖) 偏光子の方向とし OX を結晶片の主截面の方向 OY を其に垂直なる方向とし $\angle POX = \psi$ と置くときは OP の方向に於ける振動 $\sin \xi$ は $x = \cos \psi \sin \xi$, $y = \sin \psi \sin \xi$ に分れ結晶を出づるや位相の差 θ を生じ



第四八四圖

$$x = \cos \psi \sin \xi, \quad y = \sin \psi \sin(\xi - \theta) \dots \dots \dots (4)$$

となるものとすれば合成振動の性質は此二式によりて定まるなり、例へば $\psi = \frac{\pi}{4}$ の時は振幅は互に等しく各 $\frac{1}{\sqrt{2}}$ なるゆへ $\theta = \frac{\pi}{4}$ の時に合成振動は圓偏光を發生す。 ψ が $\frac{\pi}{4}$ にあらざるときは $\theta = \frac{\pi}{4}$ の時は楕圓偏光を生じ θ が $\frac{\pi}{4}$ に非るときも一般に楕圓偏光となることは波動學中 リサチウ 實驗 第二七九圖中の $m=n$ に相當する種々の曲線を一見すれば明白なり。薄片の厚さを e とし單色光の振動數を N とすれば、結晶を出射する時の位相の差は § 286 (8) 式と同理により $\Delta = eN \left(\frac{1}{V_1} - \frac{1}{V_2} \right)$ なり、從て

$$\theta = 2\pi\Delta = 2\pi eN \left(\frac{1}{V_1} - \frac{1}{V_2} \right) \dots \dots \dots (5)$$

日光 スペクトラ の最明部即ち黄色に取りては厚さ $e = 0.032$ 耗なる雲母片は $\theta = \frac{\pi}{2}$ 即ち黄色の波長に就て云へば $\frac{\lambda}{4}$ の位相の差を生ず、換言すれば厚さ 0.032 耗なる、光學軸に平行なる二面にて截取りたる雲母片内を貫く光線は圓偏

光を生ず之を (第四八五圖) 四分一波長薄片 quarter wavelength slice と稱す。

第四八五圖



肉眼は日光の諸色中黄色を最強く感ずるを以て日光を使用して上述の實驗を行ふときは四分一波長薄片によりて畧近的に圓又は楕圓に偏極したる光線を得べし、第四八五圖の矢は主截面の方向を示すなり。

四分一波長薄片を二枚重ねて偏光計に挿入すれば $\theta = \lambda$ 或は $\theta = 0$ となり、之を挿入せざる場合と同一の結果を呈す。二枚の楔形の水晶体を重ね任意の

位相の差 θ を生じ得べき装置を バビネー の補整子 Babinet's compensator と稱す。

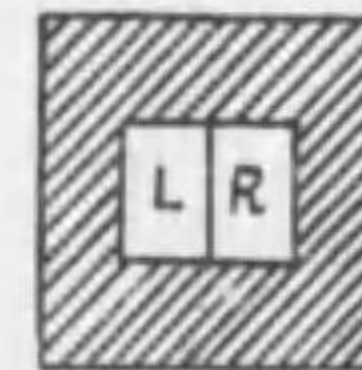
290 液体の旋光性

固体中には振動面を回旋する物質の種類僅少なれ共ビヨール (Biot) の發見に依り旋光性を有する液体は多數なり、左旋液には佛產松樹精、楊梅液、アラビヤゴム溶液、イニウリン (inulin)、扁桃液、幾那、モルヒネ、ストリキネ、ニコチン等あり、右旋液には獨產松樹精、米產松樹精、枸橼油、蔗糖水、酒石酸液等あり。

氣體に於てはビヨールは松樹精の蒸氣が旋光性を有するを目撃したるも蒸氣の厚層を使用せざれば實驗し難し。

液体の旋光性を實驗するには平行面を有する場中に液体を盛り偏光計に挿入して驗するなり、然るに液体の旋光力は微弱なるを以て液の薄き層を用ひて實驗するには鋭敏なる檢光子を要すし。此目的を達するには、ソレイユの二重水晶体 (Soleil's double quartz-plate) を使用す、此は右旋左旋兩水晶体の各々光學軸に垂直なる二面を有し厚さ全く同一なるものを取り左右に並べたるものなり (第四八六圖) 偏光計を正交又は平行ならしめ二重水晶体を挿むときは兩水晶体は全く同色を呈すれ共、檢光子を少許右又は左に轉ずるときは兩水晶体の色は忽然不同とて、此現象は水晶体の厚さ如何に關係せず單に兩板共に同一の厚さを有するを要するのみ、然れ共最も適當なる厚さは 3.75

第四八六圖



耗なり、何となれば此厚さの水晶体は偏光計正交の時は兩つとも黄色を呈し平行

の時は紫色を現はす、而して肉眼は黄色には慣れて無感覺なれ共紫色に對しては感覺鋭敏なるを以て此位置(偏光計平行なる位置)を稱して鋭敏の位置 position と云ふ。上記の装置を檢糖計 Saccharimeter と名づけ溶液中の砂糖の成分を測るに使用せらる、今吟味せんとする旋光液を檢糖計に挿入すれば偏光子と檢光子とが互に平行なるも水晶の兩板は同一紫色を呈せざるを以て檢光子を若干の角を通ふして右又は左に回旋することにより再び兩色を同一に復色せしむることを得るなり、此實驗により其旋光液が右旋なるか左旋なるかを知り得るのみならず旋光液層の厚さに應ずる旋光角を測定し得べし。

當今行はるゝ檢糖計には種々あり、キルデ(Wilde 1862)の檢糖計は偏光子も檢光子もニコール、プリズムにして、檢光子の前位にサヴール(Savart)板を置くなり、サヴール板は方解石又は水晶にて製したる板の平行面を有する板を重ねたるものにして各光學軸をして光線の方向に 45° の傾角を有せしめ且つ主截面は互に垂直ならしむ、故に偏光子を過りたる光線の振動方向が兩板の主截面の一方に横はるときは干渉斑紋は視野の中央に於て消失す、此位置を鋭敏の位置と定むること前記ソレイユ式に於て紫色を鋭角の位置と定めたるに同じ。

檢糖計に挿入すべき液体は平行面を有する管中に收む管の長さ即ち液層の厚さを l とすれば回旋角 φ は l 及び溶液の濃度に正比例す、今 m 瓦の蔗糖を以て一立方厘の水溶液を作るときは

$$\varphi = \rho l m \dots\dots\dots (6)$$

と置くことを得、 ρ は比例常數なり φ を度数にて示し l を釐にて表はし光線はソチアム 焰を用ふれば 25% の溶液に對して $\rho = 0.66441$ なり、5% の溶液に對しては $\rho = 0.66609$ にして ρ は嚴密に常數にあらずして m の函數なり、 ρ を比旋光率 specific rotation 或は分子旋光力 molecular rotatory power と稱す、 ρ は m に無關係なりとするも尙ほ温度の函數なるを記憶すべし。

第六編 電氣磁氣學

第一章 靜電氣學 ELECTROSTATICS

291 大意 摩擦したる琥珀 amber (希臘語 エレクトロン、此より electricity の名起る) は葉、紙片、羽毛の如き輕き物体を吸引する力を生ずることは古く希臘時代より知れ渡りたる事實なりしが、英國の醫師 ギルバート (Gilbert 1600) に到り硫黃、ガラス、松脂の如きも摩擦により同一の性質(即ち電氣性)を帯ぶることを發見し、萬物を二分し摩擦により電氣性を帯ぶるものと帯びざるものとの二種に分類せり。金屬、堇、木材の如きは後者に屬す。其後同國人 グレー (Gray 1729) に到り萬物は悉く摩擦により電氣性を帯ぶるものなれ共(之を摩擦電氣 triboelectricity と云ふ) 其電氣を傳導するものは生じたる電氣を保持する能はずして電氣は實驗者の手を経て地下に邁進し電氣性の痕跡を留めざるが故、萬物を二分して電導體 conductor と不導體 nonconductor とに分類するの至當なるを發見せり。不導體名一絶縁体 insulator に在りては摩擦によりて生じたる電氣は傳導せられずして其場處に停滯するを以て直に其吸引力によりて電氣性を認め得る理なり、故に電導體も此を適當なる絶縁柱によりて支へつ、摩擦すれば其電氣性を發揮せしむること困難にあらず。傳導體に屬するものは上記の外に石墨、炭、鹽類、鹽基類、酸類各液、其他濡りたる物体等なり。不導體即ち絶縁体又は電媒質 dielectrics (此名の起源は凡そ絶縁体は電氣を傳へざるも電波を傳ふる媒質なるを以て名づく) には封蠟、ゴム、エボナイト、陶器、獸毛、絹油、空氣其他の氣體(稀薄氣體を除く)等あり、然れ共元來良導と不導

との區別は相對的にして劃然たるものには非るなり。

佛人デュフェー (Dufay 1733-7) は電氣に陰陽の二種ありて同名は相斥け異名は相引くものなることを發見し、次表中の任意の二物体を取り相摩すれば十號に近き物は陽電氣を帶び、一號に近き物は陰電氣を帶ぶるものなることを告示せり。

十 ガラス、毛、絹、木、金屬、琥珀、硫黃、樹脂、封臘 一

電氣の存在及び陰陽性を驗するには驗電氣 electroscopé を使用す、其最簡式はギルバート (1603) 既に之を製出使用し verisorium (電氣計) と命名せり、此は輕き金屬製の針にして磁針の如く尖り、軸上に支へられ、針端に帶電物に近づぐれば感應 induction により針端を吸引す、之に反して、帶電体と針端とが一旦接觸したる後は兩者は相斥くるものなり。巧に斥力を利用したる装置はデュフェーの電氣驗にして此は二個の葉片又は木髓を絶縁絲にて吊り之に帶電せしむれば斥力の理により葉片又は木髓は開くべし。此は實に今日普く使用せらるゝ電氣計の祖形にして金箔驗電氣 goldleafelectroscope (第四八七圖) に於ては箱

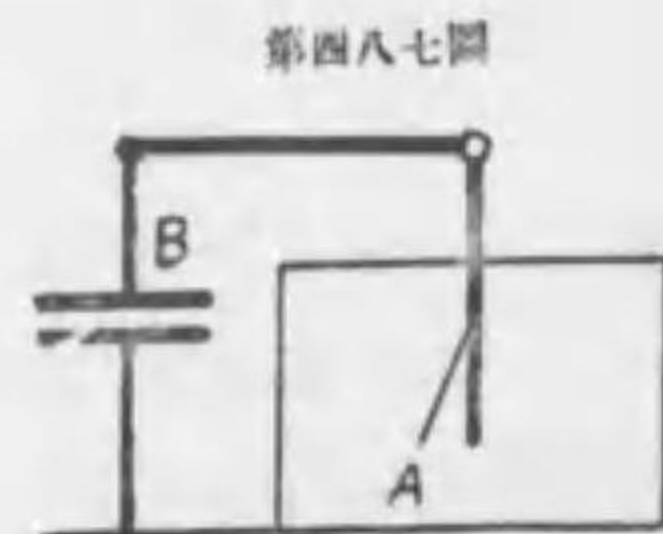
A は B に電氣を附與することにより圖の如く開くなり、其開度により電位 electric potential を概算し得べし。ブラオン針電氣計 needle electrometer (第四八八圖) も同様にして箱の

代りにアルミニウムの針葉を使用す。

第四八八圖



荷電体 charged body を取り之を絶縁柱にて支へられたる導電体に接近する時は、兩者未だ接觸せざるも導電体は既に荷電の有様に在ることは其各處より吊りたる各二個の木髓片の開くを見て知らるゝなり。此現象はグレーが始て實驗したるところにして、之を電氣感應 induction or influence と稱す、其説明は電導体には最初等量の陰陽電氣液存在して中和せしが陰又は陽電氣を帶ぶる物体が之に接近したる爲其反對の電氣液は引かれて成るべく近き處に集合し同様の電氣液は斥けられて成るべく遠處に集合す、其結果



第四八七圖

荷電体 charged body を取り之を絶縁柱にて支へられたる導電体に接近する時は、兩者未だ接觸せざるも導電体は既に荷電の有様に在ることは其各處より吊りたる各二個の木髓片の開くを見て知らるゝなり。此現象はグレーが始て實驗したるところにして、之を電氣感應 induction or influence と稱す、其説明は電導体には最初等量の陰陽電氣液存在して中和せしが陰又は陽電氣を帶ぶる物体が之に接近したる爲其反對の電氣液は引かれて成るべく近き處に集合し同様の電氣液は斥けられて成るべく遠處に集合す、其結果

として凡そ中央部の中性帯 neutral zone を除けば他は陰又は陽の電氣を帶ぶるに到るべし。此陰陽二液説 two-fluid theory によれば所謂不導体と稱するものに於ては兩液は其内部を自由に動く能はず、導電体に於てのみ其表面を自由に移動し得るも、容易に空氣中に遁逸する能はざるものと假定せり。

クーロン (1785) は實驗により二個の電氣量間に働く力はニュートンの重力則の如く、距離の平方に反比例し電氣量の積に正比例することを發見せり。e 及び e' を電氣量とし相互の距離を r とすれば兩者間の力 F は $F = ee'/r^2$ によりて表はすことを得、然るに此式は空氣中に於ける實驗に適合し、其他の電媒質内に於ては其電媒質に固有なる常數 K にて除し

$$F = \frac{ee'}{Kr^2} \dots\dots\dots (1)$$

と書くを要す、茲に e と e' が同符號なる時は F は正にして斥力を表はし異符號なる時は F は負にして引力を表はす。眞空に於ては K=1 とすれば空氣中に於ては K=1.0006 なるを以て 1 とするも大差なし、他の媒質に於ては大量に選するもの無きに非ず、下表の如し

水 = 79-80	ゴム = 4
橄欖油 = 3	雲母 = 8
臘 = 2-2.6	水晶 = 4
ガラス = 3-7	

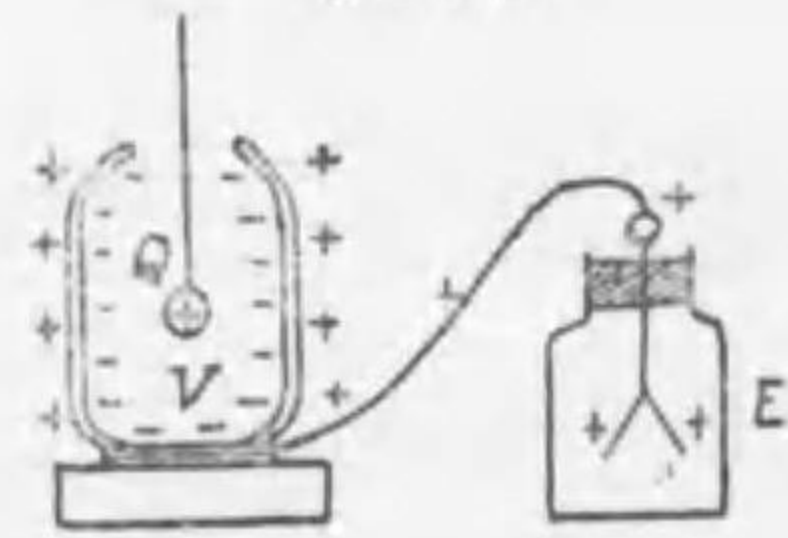
K を電媒常數 dielectric constant (又は specific inductive capacity) と名づく。K は溫度降ると共に少し減少す、又氣體にありては \sqrt{K} は光線の屈折率に近似す。(1) 式に於て左方は力を示す故其デメンション式は $[LMT^{-2}]$ なれ共、K のデメンション不明なる間は電氣量のデメンションも不明なるを以て單に $[e] = [r\sqrt{KF}] = [K^{1/2}L^{3/2}M^{1/2}T^{-1}]$ とするの外なし。今力をダインにて示し距離、質量を夫々物、瓦を以て示すときは、K=1 の場合には e は單位電氣量となる、此單位は小にして取扱上不便なるを以て其 3 倍の 10^9 倍を一クーロンと稱して普通に使用す、即ち一クーロンは C-G-S 系靜電單位 electrostatic unit (即ち abstat coulomb) の三十億倍の電氣量なり。

同性の電氣は互に相斥くを以て一個の導体の荷電 charge は成るべく互に遠

距離の位置を占めんと欲して悉く外部の表面に分布すべし、此時に當りては單位面の電氣量を表面密度 surface density と稱す、例へば半徑 R なる球形の導体に e の荷電を與ふるときは表面密度 σ は $\sigma = e / (4\pi R^2)$ なり、而て動力學、地殻の引力の節に於て説明したる如く質量の積に正比例し距離の平方に反比例する力は球殻の場合には其全質量が球心に集中したるものと見て可なるを以て、之を直に電氣力の場合に應用するを得べく、從て球の表面の荷電 e は球心に集中せるものと見て可なり。此理により球面上の各單位電氣量と其殘量との間の斥力は (1) により $e / (KR^2)$ 即ち $4\pi\sigma / K$ となり、其方向は表面の單位電氣量と球心とを連ぬる直線に沿ふて作用すべし。荷電体の表面球形ならざる時は表面密度 σ は處々不同にして表面の曲率と共に増加する故、尖りたる場合の如きは密度無限大となり電氣は空氣中に通過す。

感應現象の了解を助くるには所謂 ファラデーの氷瓶實驗 ice-pail experiment を用ふるに若くはなし、此は (第四八九圖) の絶縁臺の上に載せたる V なる金屬瓶の外面を最初より導線により驗電器

第四八九圖



と連ね、陽電氣を荷電したる物体 Q を瓶口に觸れざる様徐々に瓶内に吊り下ぐるなり、然るときは中和せる陰陽電氣は感應の爲に分離し陰電氣は成るべく Q に近き處即ち瓶の裏面に來り、陽電氣は

成るべく遠き處即ち瓶の外面に來り甚しきは導線に由り驗電器に渡るなり、故に今まで垂下せし薬は開きて薬片に荷電せるを示すべし、然るに徐々に Q を瓶より取出すときは最初の狀態に歸りて薬は閉づるなり。之に反し Q を瓶内に懸垂中に瓶の裏面に接觸せしむるときは陰陽は中和して零となり、陽のみ瓶の外面乃至驗電器に配置さるゝこと舊の如くにして、薬は依然として開きたるまゝに在るなり。此實驗により感應の爲に裏面に最初生じたる電氣量は Q の荷電と等量にして符號は反對なりしを知るべし。

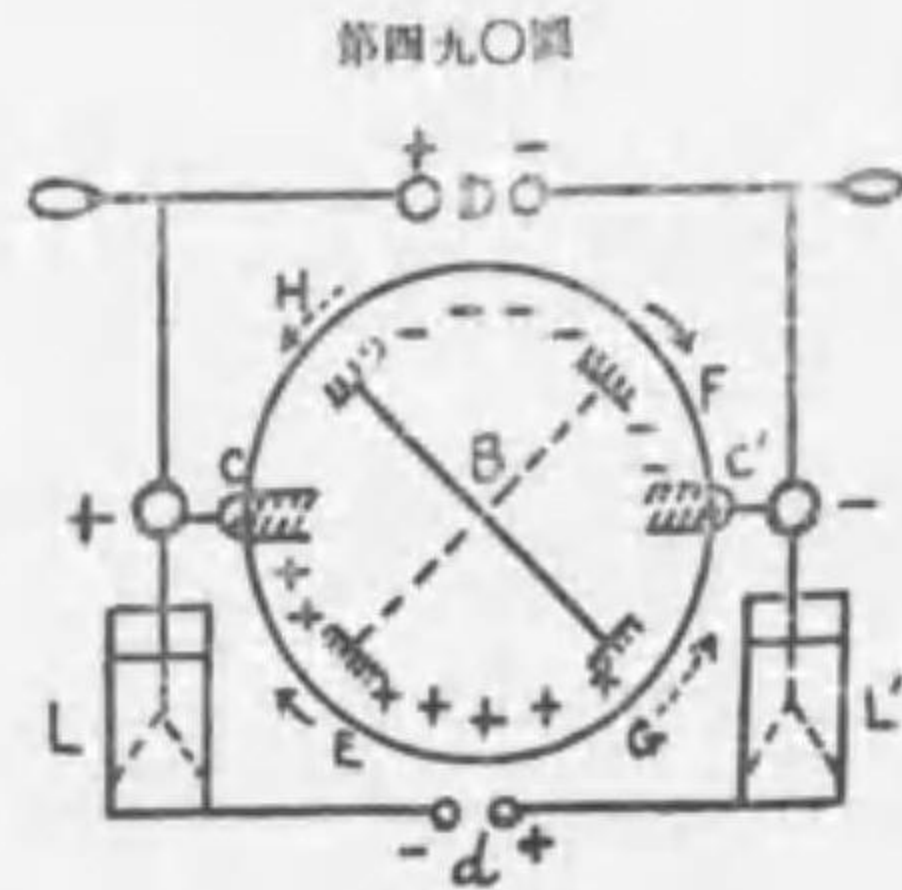
二個の荷電体間の電氣引力又は斥力又は上記の如き感應作用は重力と同く或距離を隔て、間接に働くものなれば之を間隔作用 action at a distance と稱す、然るに人心は間隔作用なるものを了解する能はず其中間に媒介者あるを請求すべ

し、媒質 medium の名稱は此より起りしものにして、ファラデーは電氣力作用は間隔作用にあらずして其中間に介在する媒質内に力線なるものを生じ媒質の質點は悉く力線に沿て整列し、各力線は短くならんと努力し、隣接せる力線は互に遠ざからんと努力す、斯の如き力線發生すればこそ其媒介によりて遠距離を隔つる二個の荷電体が互に引き或は斥くるものなりとの説を主唱せり。故に此説に依れば荷電体が有する電氣乃至 エネルギー は其物体の表面に存在せず寧ろ之を圍繞せる媒質内 (此を電場 electric field と名づく) に於ける力線的歪に宿るものと考へざるべからず。ファラデーの此媒質説が如何に電氣の諸現象の了解を容易ならしめしかは後節に到り次第に明白となるべし、殊に電波の發生は此力線が週動的に且つ生じ且つ消ゆることに依りて エーラル 媒質内に波動的擾亂を生ずることによりて説明せらるるなり。

媒質説は諸現象を説き得て頗る巧なるも、元來電氣とは何物ぞや電流は何故に流るゝや等の問題に到りては ファラデー説の説明の限にあらず。陰陽二液説乃至 フランクリンが唱へたる一液説 (陽は剩餘にして陰は不足なりとの説) は一種の比喩にして當時知られたりし現象を説明し又は計算上の便利を得るには適すれ共、電氣其物を説明したるにはあらず。然るに二十世紀に及び X 線の發見、放射能動的物質 radioactive substance の遊離せられたる事等は前世紀に於て既に知られたる稀薄氣中の電導現象と相待て電氣の素性を次第に明瞭ならしめ、引ては一般に物質に關する見界を廣むることを得たり。此説に據れば陽電氣は其質量水素原子と同格の微粒を單位とし之を陽電子 proton と稱す。之に反し陰電氣の單位は陽電子の千七百分の一に過ぎざる微小粒にして之を電子 electron と云ふ、此兩種粒子の組合せによりて物質なるものを構成し、其物質は摩擦によりて直に其微粒を遊離せしむ。電導体と稱せらるるものに在りては電子は自由に其内部及び表面を運動するを得れ共、不導体に在りては電子は多少の束縛を受く。彼の電流と稱するものは此の電子が導体の原子の間隙を潜りて疾走するものなり、此際多少の抵抗を感じざるに非ず之を電流の抵抗と稱す。故に陽の荷電体は陽粒子の過剰を示し陰の荷電体は電子の過剰に該當すべし、然るに陽粒子は物質構造の主要部を形成し安りに移動する能はざるを以て (氣體に於ては此限にあらず) 寧ろ敏活なる陰性電子の剩餘又は缺乏が其導体の陰性なるか果た陽性なるか

を決定するものと考えべきなり、又同様に由り電流も主として陰性電子の運動に原因するものなり。

292 發電機 electric machine 發電機には種々あり、最初は摩擦により發電せしめし、ホルツ (Holtz 1865) に到り感應作用を使用するに及びて使用極て輕便となり廣く用ゐられし、キムシャースト (Wimshurst 1878) に到りて殆ど完成の域に達せり。此器械は二枚の共通軸を有する圓形なるガラス板と (第四九〇圖) ライデン瓶 (Leyden jar) L, L' と櫛 (comb) C, C' と刷 (brush) B を主要部となす、ライデン瓶 (和蘭ライデンに於て創製す) はガラス瓶の下部の内外面に錫箔を貼附し、内面は金屬によりて櫛と連絡し外面は導線に果はる、櫛は固定し櫛齒はガラス板に向て對峙すれども板に觸ること無し、刷は二本の互に垂直に支持せらるゝ金屬棒の兩端に附著したる金屬製の線毛にして回轉するガラス板



に輕く觸るゝなり。圖中点線は總て後面のガラス板に關係す、故に圓板の回轉は前面は從針的にして後面は反針的なり、偕て此二枚の圓板を互に反對に回轉することによりて發電する理由を説明するには、板上の或点に最初より少量の荷電ありと假定せざるべからず、斯る荷電は單に煙草の煙を板上に吹附けることによりても得らるゝものなり。今前板の下部に + の荷電ありと假定せよ、然るときは其背面の EG 間は感應により - 荷電を得、刷は前面に於ては G は + にして H は -、後面に於ては E は - にして F は + なり、ガラス板回轉して E が C の前を過るときに薄き空氣の層を貫きて + 電氣は櫛に飛遷り L の内部を + 荷電せしむ、同様に F が C' の前を過るときは - 電氣を C' を經て L' の内部を讓るなり。又後板に於ては H の部分は + を C に、G の部分は - を C' に讓るべし、幾度も回轉することに依りて此作用を反覆する結果として、L 及び L' の内部に多量の荷電を得るに到れば同時に外部には感應によ

り各反對の荷電を生じて D 及び d に同時的の火花 sparks を發するを見る。

自然界に於て電氣を發生するものは氣象電氣の條下に屬するものは外に電氣蝕、しびれえひ は各電池を備具す。電氣石 (tourmalin) は之を熱するか或は冷せば荷電す、此現象を焦電氣 pyro-electricity と云ふ。又電氣石は之を引張るか或は縮壓せんとする時にも荷電を生ず、此現象を歪電氣 piezoelectricity と稱す。

293 電位 electric potential 動力學 § 61 宇宙重力節に於て學びたる如く二個の物体の質量を M, m とし相互の距離 r なるときは引力は $k \frac{mM}{r^2}$ にして、M を固定し m を r_1 より r_2 の距離に持行くときの仕事は $kmM \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$ なり、故に單位質量を r より ∞ まで持行くに要する仕事を知るには $r_1 = r$ 及び $r_2 = \infty$ 及び $m = 1$ より $\frac{kM}{r}$ を得、之を重力のポテンシャル (位數) と稱す。

電氣力のポテンシャル 即ち電位を算出するには之に似たる方法を使用し、先づ e の荷電体を固定せしめ e' の荷電体を r の距離に置くときは斥力は $\frac{ee'}{Kr^2}$ なり、此斥力に逆みて dr だけ接近するには $-\frac{ee'}{Kr^2} dr$ の仕事を要すべし、負號は r の短縮せるを示すなり、故に e' を距離 = ∞ より距離 = r まで運ぶに要する仕事は

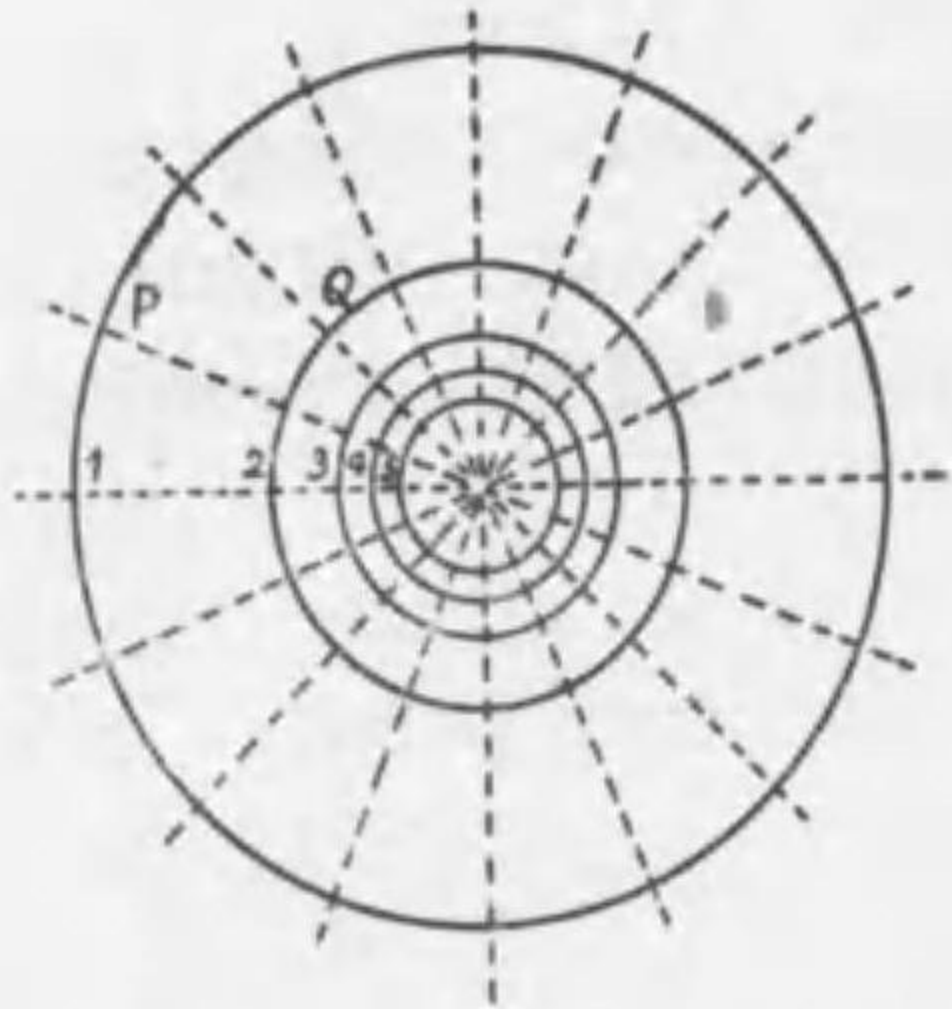
$$-\int_{\infty}^r \frac{ee'}{Kr^2} dr = \left[\frac{ee'}{Kr} \right]_{\infty}^r = \frac{ee'}{Kr}$$

なり、從て單位電氣量を ∞ より r まで持來る仕事は $\frac{e}{Kr}$ となる、之を r の距離に於ける電位と稱し V を以て之を示す

$$V = \frac{e}{Kr} \dots\dots\dots (2)$$

V は單に r の函數なるを以て、e を中心とし r を半徑として球面を書くときは其球面上の諸点に於て V は同一の値を有す、故に此面を等位面 equipotential surface と稱す、故に $r = \frac{e}{K}, \frac{e}{2K}, \frac{e}{3K} \dots\dots$ に相當する半徑を以て數多の球面を書くときは (第四九一圖) 其球面は夫々 $V = 1, 2, 3 \dots\dots$ なる等位

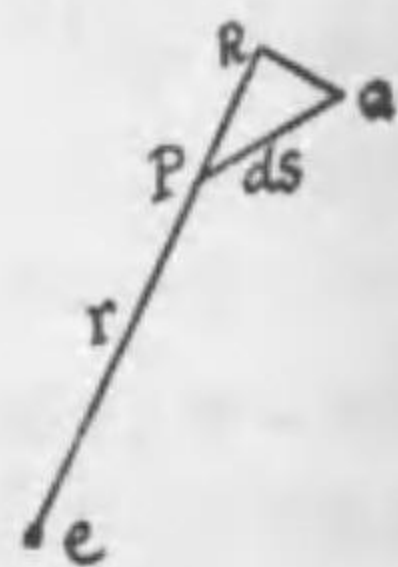
第四九一圖



面を表はすなり。P 点は $V=1$ 面に在り、Q 点は $V=2$ 面に在りとすれば、単位荷電を P より Q に移すには単位の仕事を要すべし、何となれば ∞ より P に持来る仕事は $V=1$ なり、又 ∞ より Q に持来る仕事は $V=2$ なり、而して仕事は單に r の函數なるを以て P より Q に持来るに要する仕事は其差に等しきこと明かなればなり。又 P より Q に移すには如何なる道を通るも可なり單に最初と最後の位置さへ定まり居らば其によりて仕事の量を決定し得るなり。又 P 点に於ては斥力は半徑の方向に、Q 点に於ても半徑の方向に作用するが故に圖中点線にて示すが如く數多の半徑を引くときは此皆な力の方向を示すものなれば此を力線 lines of force と稱す、此圖に於ては力線は明かに等位面に垂直なり。總じて等位面と力線との書かれたる空間を電場 electric field と名づく、故に e の荷電を空間内の或点に置くときは其空間は電場に變じたるものなり。

荷電 e によりて生じたる電場内に (第四九二圖) 極めて接近せる二点 P, Q を取り $PQ=ds$ とし $eP=r$ とすれば単位の荷電を P より Q に移すことによりて成す仕事は Q 点の電位と P 点の電位との差 $V_Q - V_P$ に等し、今 eP を延長し Q より垂線 QR を引くときは $eQ = eR$ なり、依て $PR=dr$ と置くときは、仕事は (V は r の函數なることを記憶しつゝ)

第四九二圖



$$V_Q - V_P = V_R - V_P = \frac{\partial V}{\partial r} dr = \frac{\partial V}{\partial s} \cdot ds \cdot dr$$

故に PQ の方向に働く力を F とするとき P より Q に、即ち力の方向に單位荷電を移すことによりて成したる仕事は $-Fds$ (力の方向に動くと假定したるを以て負號を附く) となり、 $V_Q - V_P = -Fds$ 即ち

$$F = -\frac{\partial V}{\partial s} \dots \dots \dots (3)$$

故に PQ の方向に作用する力即ち電場の強さを知らんと欲せば PQ の方向に取りたる電位の勾配を算出すべし、上式が示す如く電場の強さは電位の減り行く方向に作用するなり、是れ恰も重力の場に於ては物体は低きを求めて運動せんとする傾向あると同一なり、又 PR の方向に働く力は $\frac{\partial V}{\partial r}$ にして $\frac{\partial V}{\partial s}$ との関係は

$$\frac{\partial V}{\partial r} = \frac{\partial V}{\partial s} \cdot \frac{ds}{dr} \quad \text{即ち} \quad \frac{dr}{ds} \cdot \frac{\partial V}{\partial r} = \frac{\partial V}{\partial s}$$

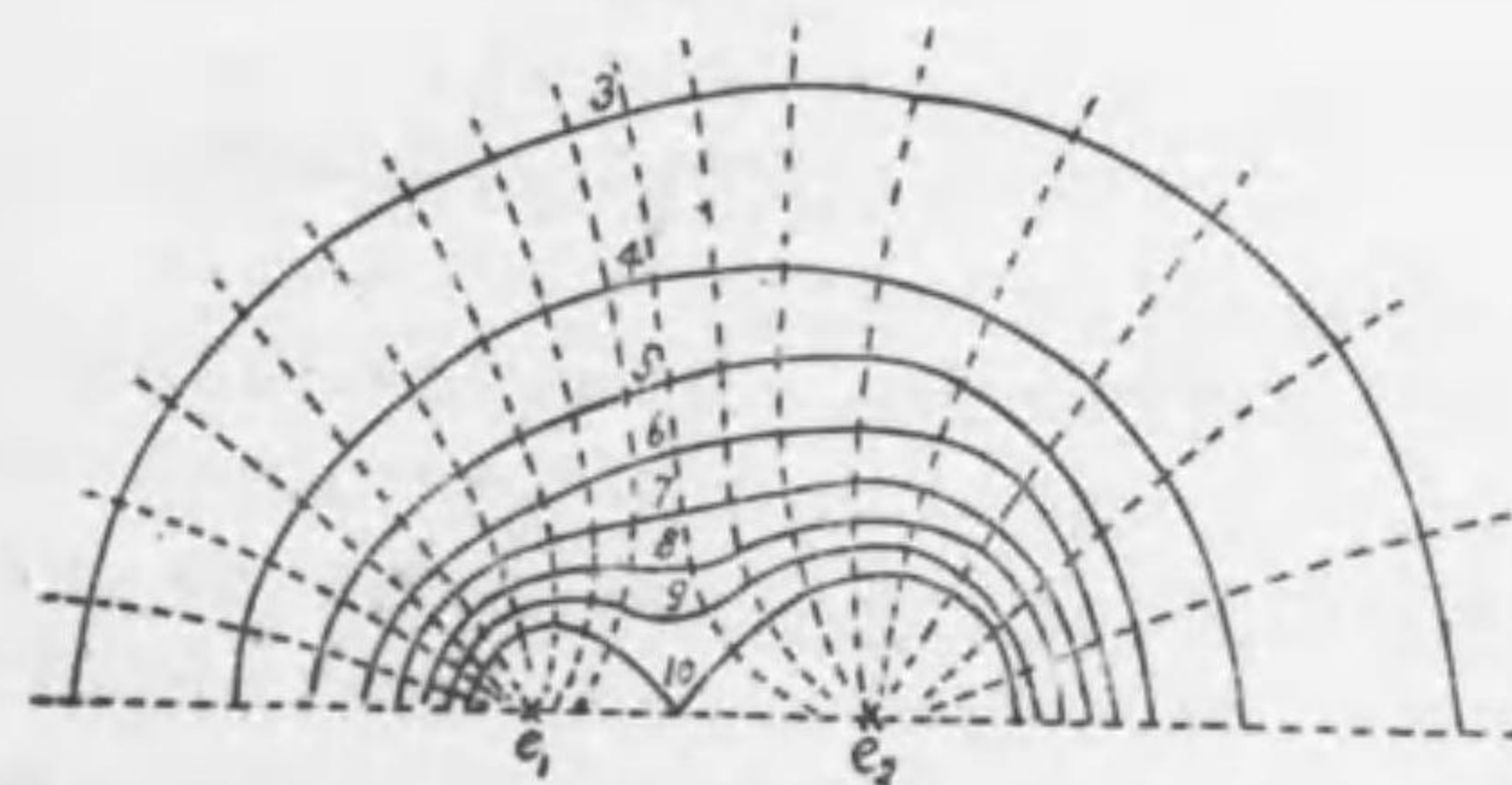
なる故

$$\frac{\partial V}{\partial s} = \frac{\partial V}{\partial r} \cos \angle QPR$$

なり、此に依て看れば PQ の方向には單に分力作用し、PR の方向には合力作用して力の量は最大なり。換言すれば合力は eP に沿ふて作用し、其に垂直なる方向に於ては零なり、故に等位面は半徑 eP に垂直ならざるべからず。

同一媒質内の二個處に e_1 と e_2 の荷電固定せるときは (第四九三圖) 二個の電場重なり

第四九三圖



たるものと見做し得べく、任意点に於ける電位は (電位は仕事と同格にしてエクソトルに非ざる故) 別々の電

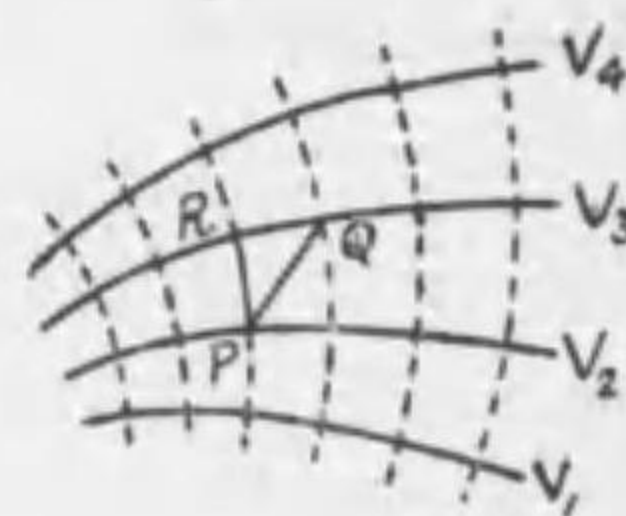
位の和なり、故に P を電場内の任意点とし $e_1 P = r_1$ 及び $e_2 P = r_2$ と置けば、求むる電位は

$$V = \frac{1}{K} \left(\frac{e_1}{r_1} + \frac{e_2}{r_2} \right) \dots \dots \dots (4)$$

となる。等位面を書くには e_1 と e_2 とを中心とし 第四九〇圖 に倣ひ別々に

$V_1 = \frac{e_1}{Kr_1}$ 及び $V_2 = \frac{e_2}{Kr_2}$ なる等位面を書き $V = V_1 + V_2$ が常定なる点を連絡すべし (若し e_1 は陽にして e_2 は陰なるときは $V = V_1 - V_2$ なるは言を俟たず) 第四九三圖は $2e_1 = e_2$ の場合を表はすものにして、点線は力線を示す、而して力線は常に等位面に垂直なり。

第四九四圖



此理を一般的に證明するには 第四九四圖 V_1, V_2, V_3, \dots を等位面とし、 $V_1 > V_2 > V_3, \dots$ と假定す、P, Q を夫々 V_2, V_3 面上の任意点とすれば、假定により $V_2 > V_3$ なるを以て電場力は \overline{PQ} の方向に作用す、故に單位荷電を P より Q に移すときは位置のエネルギーの減少は $V_2 - V_3$ に等しく、P 点に働く力を F とすれば仕事は $F \times PQ$ なり、依て

$$F = \frac{V_2 - V_3}{PQ} \dots\dots\dots (5)$$

故に電場力 F は電位の勾配に等しく、從て PQ 最小の時に F は最大となる、換言すれば相隣れる二面に共通なる垂線 PR を引くときは PR は P より引き得る V_2, V_3 二面間の最短距離なるを以て PR は即ち合力の作用する方向なることを知り得べし。斯の如く合力は常に等位面に垂直に働き、等位面の方向に於ては力は常に零なり、從て或荷電を等位面に沿ふて變位せしむるとも何等の仕事をする事無し。此理に由り一個の電導体の表面に荷電ありて其荷電が既に釣合の状態に在りてせば表面の方向には何等の力も作用せざること恰も液体の放面に於けるが如きものなる故、其表面は一個の等位面ならざるべからず。又逆に一個の等位面を荷電体の表面と見做すことを得べし、例へば第四九三圖の各等位面は一個の荷電体表面と見做し得べきものなれば諸力線は悉く荷電面に垂直なる可き理を悟るべし。力線若し荷電面に垂直ならずして法線と成角 θ を作すと假定し、表面に於ける力を F とすれば表面に平行なる分力 $F \cos \theta$ は電氣量に運動を起して釣合を破ることとなる、故に釣合の唯一條件は $\theta = 0$ ならざるべからず。又 (5) により電場に於て PQ の方向に働く F を算出し得べく、從て此と同一なる (3) は一般的に使用することを得べし。

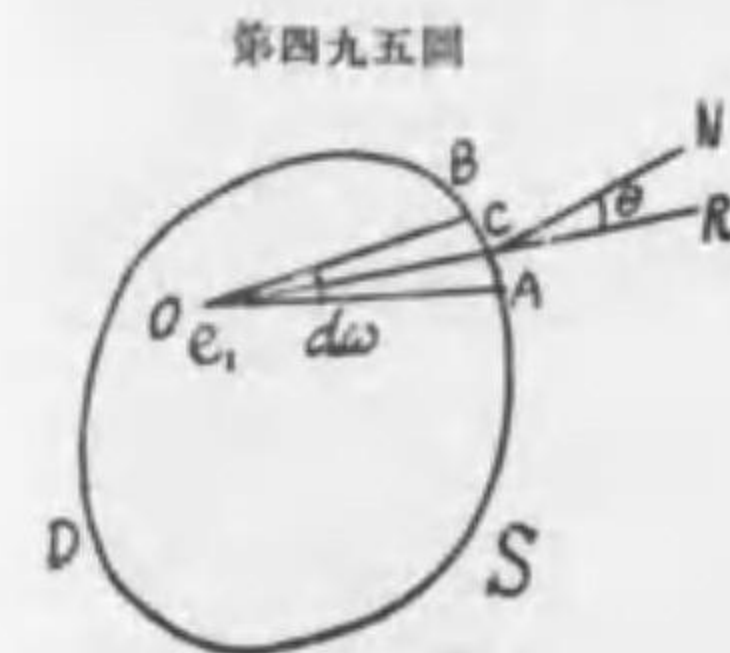
荷電体の表面の形状が數學式によりて與へられある時は表面の各部に於ける微分荷電 de と、媒質内の任意点 P との距離 r との商を積分すれば求むる電位は

$$V = \int \frac{de}{Kr} \dots\dots\dots (6)$$

なり、一般に此積分は極て困難なるを以て通常其逆法を用ひ前記の如く等位面の一つを荷電体表面と定めて研究す。

§ 291 より $[e] = [K^{\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}]$ を $V = \frac{e}{Kr}$ に代入すれば $[V] = [K^{-\frac{1}{2}} L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}]$ を得。電場の二点 A, B に於ける電位差 potential difference を表はす爲に電氣量を靜電單位の電氣とし、仕事の單位を 1 エルグとする時は電位差の靜電單位を得べし、然れ共習慣上電氣量の單位としては 1 クロンを用ひ、仕事の單位としては 1 ジュルを用ふ、而して 1 ジュル = 10^7 エルグ、又 1 クロン = $3 \cdot 10^9$ 靜電單位なるを以て $10^7 \div 3 \cdot 10^9$ 即ち $1/300$ となり、靜電單位の三百分の一を電位差の單位となして常用す、之を 1 ヲルト volt と云ふ。

294 ガウス定理 (Gauss 1839) ACBD (第四九五圖) を閉曲面とし其内部の一点 O に e_1 なる電氣量存在す、曲面上の任意点 C の周圍に小なる AB 面を取り其面積を dS とし (曲面の全面積を S とす) C より法線 CN を建て OC を結び $OC = r$ と置くときは、C 点に單位量の荷電を置くと假定せば e_1 の爲に $\frac{e_1}{Kr^2}$ の力を以て斥けらるべし、故に $\angle NCR = \theta$ とするときは法線の方向に於ける分力 N は



$$N = \frac{e_1}{Kr^2} \cos \theta \dots\dots\dots (7)$$

なり、然るに § 14 の立体角の定義により面積 dS を O 点より測りたる立体角 ω は

$$d\omega = \frac{dS \cdot \cos \theta}{r^2} \dots\dots\dots (8)$$

なるを以て

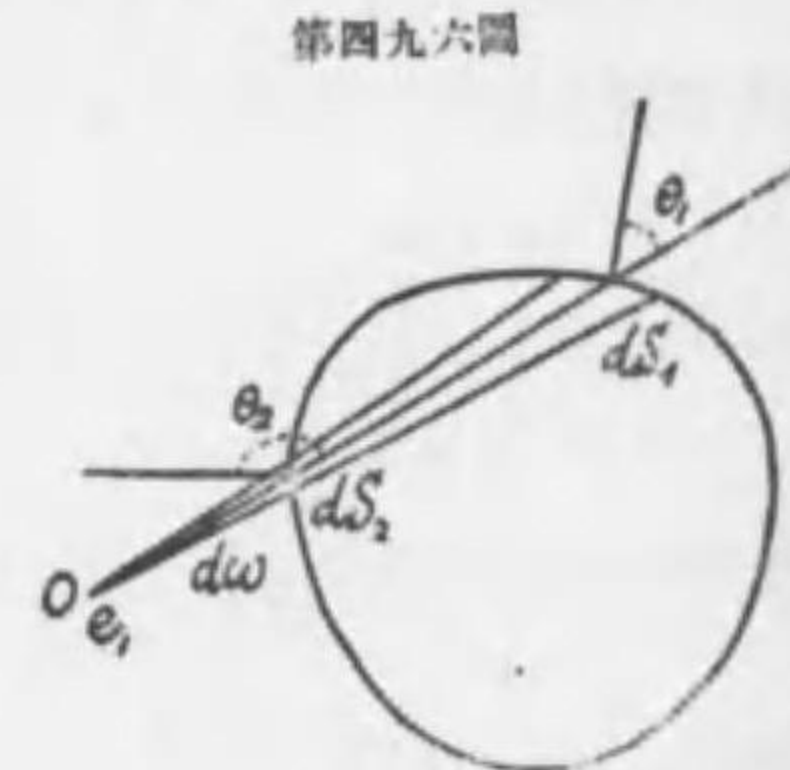
$$N dS = \frac{e_1}{K} d\omega$$

を得、此を曲面に向て積分するときは

$$NKS = 4\pi e_1 \dots\dots\dots (9)$$

を得るなり、 $KNdS$ を dS を通過する電氣感應流 flux of electric induction と云ふ、(9) は全表面を貫く感應流なり、故に閉曲面の全面積を貫出する感應流を 4π にて除じたる商は閉曲面が含有する電氣量に等し。曲面が $e_1, e_2, e_3 \dots\dots$ の電氣量を含有する時は前理に依り NKS

$= 4\pi(e_1 + e_2 + e_3 + \dots)$ なり。之に反し電氣量 e_1 が閉曲面の外に存在するときは(第四九六圖) dS_1 及び dS_2 に於ける斥力は夫々 $\frac{e_1}{Kr_1^2}$ 及び $\frac{e_1}{Kr_2^2}$ にして、法線の方に於ける分力は



第四九六圖

$$N_1 = \frac{e_1 \cos \theta_1}{Kr_1^2}, N_2 = \frac{e_1 \cos \theta_2}{Kr_2^2}$$

となり、又

$$d\omega = \frac{dS_1 \cos \theta_1}{r_1^2} = \frac{dS_2 \cos(\pi - \theta_2)}{r_2^2}$$

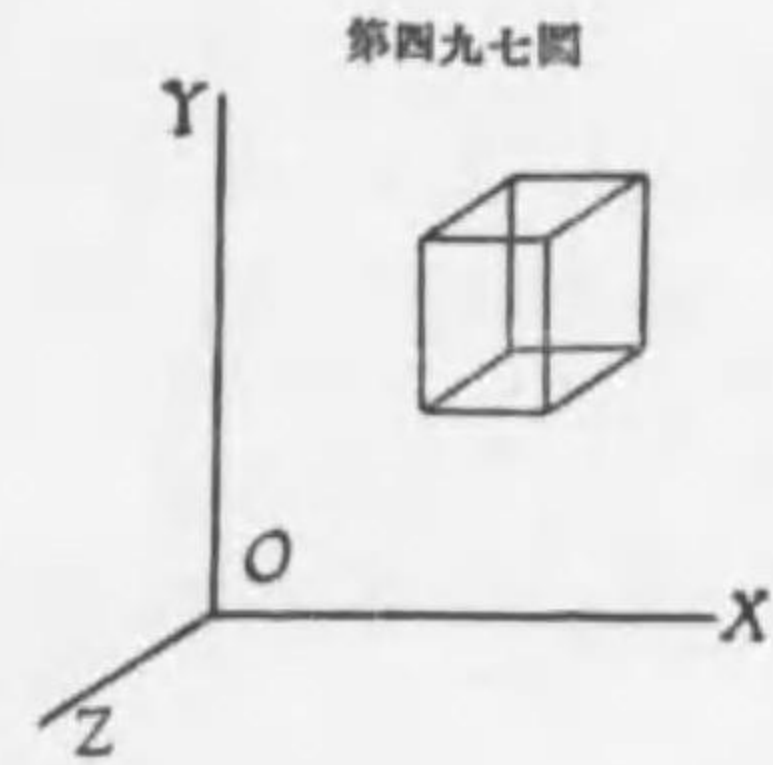
なるを以て

$$K(N_1 dS_1 + N_2 dS_2) = 0$$

を得、故に全曲面に亘りて積分を施すも同様に感應流の総和は零となり $\int N dS = 0$ なり。即ち閉曲面が電氣量を包擁せずして面外に在るときは全感應流は零なり、之を譬ふれば e_1 は恰も源泉の如く、源泉包圍面内に存在すれば若干の水量は常に包圍面を貫流して外に出づるも、源泉内に在らざるときは水量は包圍面の一部を貫出し残部を貫入して出入の和零となるなり、是に依り感應流なる名の起因を明かにし得べし。

295 ポアソン方程式とラプラス方程式 (Poisson 1811, Laplace 1785)

互に垂直なる x, y, z の三軸を設け xy, xz, yz 面に平行なる互に近接せる無数の平面に依りて閉曲面内外の空間を微分の直六面体に分割したりと假定し、其各六面体の稜の長さを dx, dy, dz とし(第四九七圖) 起点に最近なる三面 $dy dz, dz dx, dx dy$ の外部法線の方に働く力を夫々 $-X dy dz, -Y dz dx, -Z dx dy$ とするときは其對面に於て外部法線の方に働く力は夫々



第四九七圖

$$\left(X + \frac{\partial X}{\partial x} dx\right) dy dz, \left(Y + \frac{\partial Y}{\partial y} dy\right) dz dx, \left(Z + \frac{\partial Z}{\partial z} dz\right) dx dy$$

なり、故に各軸の方に於ける合力は

$$\frac{\partial X}{\partial x} dx dy dz, \frac{\partial Y}{\partial y} dx dy dz, \frac{\partial Z}{\partial z} dx dy dz$$

となり

$$K \int N dS = \iiint K \left(\frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z}\right) dx dy dz$$

を得べし、故に内部に電氣量を含有せざるときは

$$\frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z} = 0$$

となる、 V を電位とすれば(3)により

$$X = -\partial V / \partial x, Y = -\partial V / \partial y, Z = -\partial V / \partial z$$

なるゆへ上式は

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \dots\dots\dots (10)$$

之をラプラス方程式と云ふ、所謂ラプラス函数又は Spherical Harmonics は(10)の解答なり。

又電氣の性質には反すれ共假に微分容積 $dx dy dz$ が ρ の電氣密度を有し

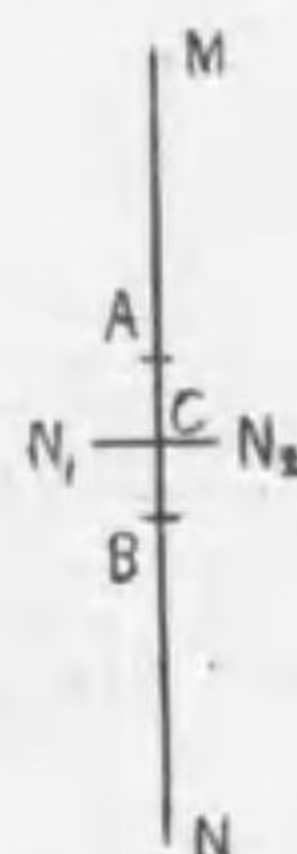
$\rho dx dy dz = e$ とすれば $K \int N dS = 4\pi e$ なる理により

$$K \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right) + 4\pi \rho = 0 \dots\dots\dots (11)$$

を得、之をポアソン方程式と稱す、然れ共空間内の荷電は常に不連続なるを以て上式を其儘電氣に使用する能はず。

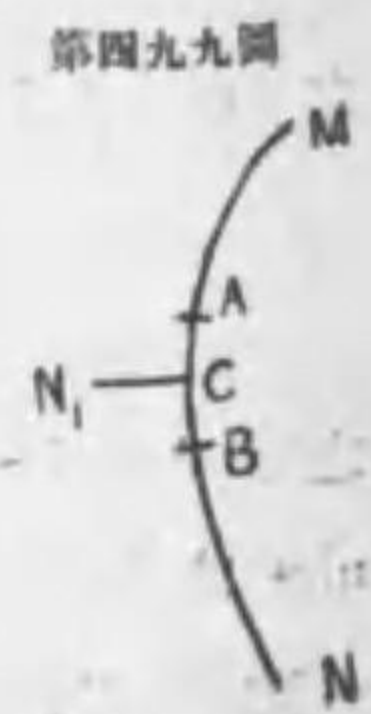
296 ガウス定理の應用 既に § 291 にて説きたる如く電氣力と重力とは類似するを以て重力編に於て論じたる箇條は其儘電氣に應用し得べき場合夥からず、例へば球面上の荷電が球形の一点に於ける荷電に作用する力は恰も球面荷電が残らず球心に集合したる場合と同一なり。ガウス定理を用て之を説明するには次の如くす、球の半径を R とし表面荷電を e とすれば、球心より r の距離に在る ($r > R$) 一点 P を過る同心球を書くときは其面積は $S = 4\pi r^2$ にして感應流の総和は (法線は半径と方向に於て一致する故電氣力 F は法線分力 N と同一物となる) (9) により $4\pi r^2 K F = 4\pi e$ なり、依て $F = \frac{e}{K r^2}$ を得。 P 点が荷電球の内部にありて球心より P までの距離を r とするときは ($r < R$) P を過る同心球は其内部に何等の電氣量を包有せざるを以て、ガウス定理に依り $4\pi r^2 K F = 0$ 即ち P 点に於ては $F = 0$ なり。故に球の表面にのみ荷電ありて内部には電氣量存任せざる時は球内の任意点に於ては電氣力は零にして、從て電位は表面と同一の値を有し隨處同一の電位に在り。

面積大なる荷電平面 MN (第四九八圖) の表面密度を σ とすれば表面上の一点 C に於ける電力は法線 CN_1, CN_2 の方向に働くべし、其力を各 F とし C を中心として單位面積の圓 AB を書き N_1, N_2 に平行なる母線を以て單位面積の底面を有する直圓柱を書くときは圓柱の側面を貫く感應流は零にして、兩底を貫く感應流は $2KF$ なり、故にガウス定理に依り $2KF = 4\pi\sigma$ 即ち



$$F = \frac{2\pi\sigma}{K} \dots\dots\dots (12)$$

荷電表面 MN が (第四九九圖) 曲面にし



て面積大なる時は荷電は凸面に集り凹面の荷電は零なり、故に法線 CN_1 の方向に働く力 F は $KF = 4\pi\sigma$ なる關係を満足して

$$F = \frac{4\pi\sigma}{K} \dots\dots\dots (13)$$

荷電体が長き直圓柱なる場合に於ては圓柱の半径を R とし表面密度を σ とすれば幅 l の帶形上の荷電は $2\pi R l \sigma$ なり、今圓柱の軸と圓柱外の一点 P との距離を r とし、 r を半径とする圓を底面となし、 P を過り軸に平行なる長さ l なる直線を母線として圓柱を書くときは其側面積は $2\pi r l$ なり、之を貫く感應流は $2\pi r l K F$ にしてガウス定理に依り其圓柱内に含まるる電氣量 $2\pi R l \sigma$ の 4π 倍に等しからざるべからず、依て

$$2\pi r l K F = 4\pi \cdot 2\pi R l \sigma$$

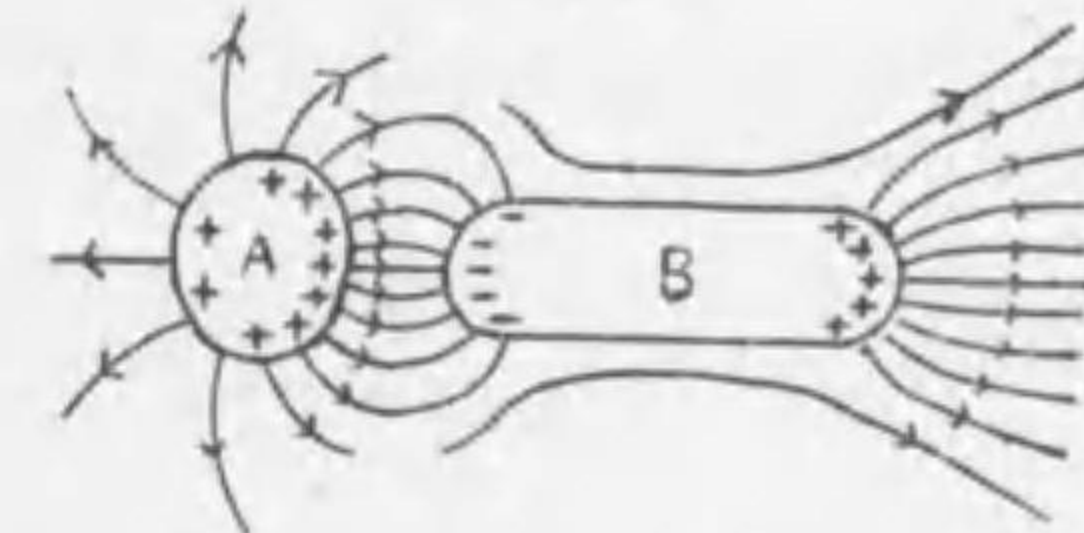
故に

$$F = \frac{4\pi R \sigma}{K r} \dots\dots\dots (14)$$

297 力管 tubes of force

導體 A (第五〇〇圖) に荷電し、荷電せざる導體 B を其近處に置くときは

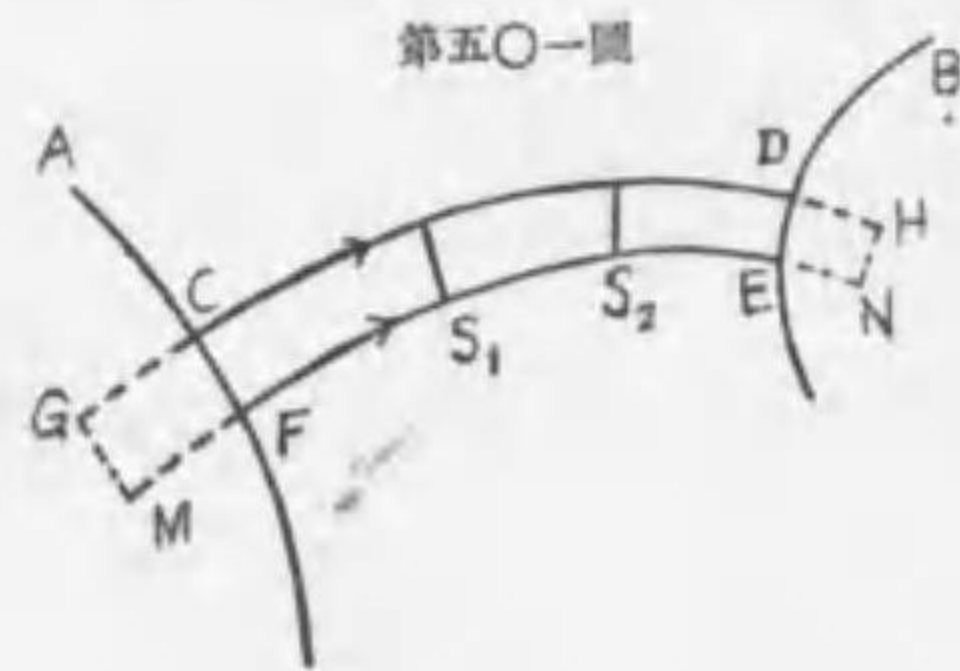
第五〇〇圖



§ 291 に述べたる感應の理により B 中 A に近き部分は反對の荷電を得、 A に遠き部分には正荷電を得べし、然れ共 B は初より荷電無きを以て B 棒兩端の荷電は併せて零ならざるべからず。故に今表面密度 = 1 なるものを一本の力線にて示し、密度 = 2 なるものを二本の力線にて示す規定を設けて力線を引くときは A より出でて B に終はる力線の數は B の他端より出づる力線の數と同一なるべし。又 § 293 の理に依り力線は必ず導體面に於て果はり、其方向は表面に垂直ならざるべからず。

前圖の導體 A 及び B の表面に各閉曲線を書き、曲線が包む小面積内の電氣量を 1 ならしめ、其曲線上の各点より力線を出だすものと定むれば爰に一個の

力管を得べし、曩に述べたる密度=1 に一本の割合に力線を引く代りに電氣量 = 1 に一個の力管を設くることと定めて之を單位力管 unit tube of force と云ふ。任意力管 CDEF (第五〇一圖) の兩端を延長し GHNM 管を得、其表面を



貫く感應流は零なり、又兩端 GM 及び HN は導体内に在るを以て電氣力は零にして GM 及び HN 兩底面を貫く感應流は零なればなり、故にガウス定理に依り GMNH なる閉曲面が包む電氣量は零ならざるべからず、即ち CF 上の電氣量を

p とし DE 上の電氣量を q とすれば $4\pi(p+q)=0$ より $q=-p$ を得、故に $p=1$ とするとき $q=-1$ なり、一般に力管の兩端に於ける荷電は常に等量にして符號反對なり。

此思想を擴張し兩つの導体を隔つる媒質内に於て力管に垂直なる任意の二截面 S_1, S_2 (五〇一圖) を假想し、 S_1 と S_2 を兩底面とする部分にガウス定理を應用すれば S_1 に於ける荷電 p なる場合には S_2 に於ける荷電は $-p$ なりと推論することを得べし、又 S_1 を或導体の表面上に位するものと想像すれば S_1 上の表面密度は σ なるを以て S_1 上の電氣力は (13) に依り $F = \frac{4\pi\sigma}{K}$ なり、然るに表面密度は單位面積に於ける電氣量なるを以て、單位面積を貫く單位力管の數に等しく、上式により電場の任意点に於ける電氣力 F は單位面積を垂直に貫く單位力管の數に $4\pi/K$ を乗じたるものに等し。

298 電氣容量 capacity 荷電せる導体の内部及び表面に於ては電位は常定にして之を U とし、其外部なる電場に於ては電位は處々異にして之を V とす。導体上に於ける電位 U は其荷電 e と、導体の大小、形狀に關するものなれば e と U の比は常定にして、 e/U を其導体の電氣容量と名づく。例へば半徑 R なる球の場合には (2) により $U = \frac{e}{KR}$ なるを以て電氣容量 C は

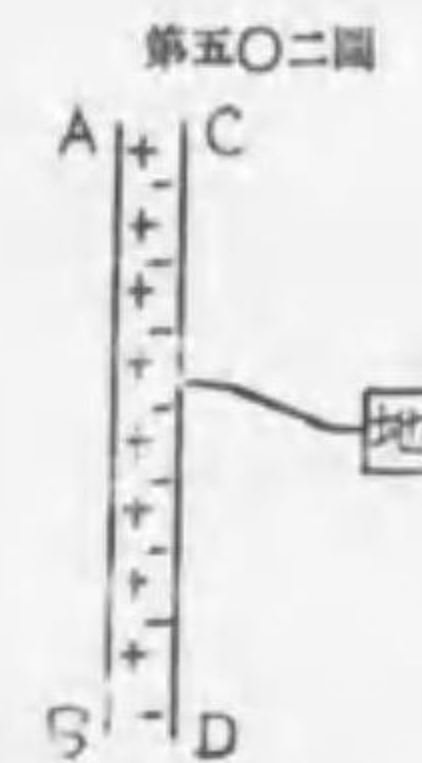
$$C = \frac{e}{U} = KR \dots\dots\dots (16)$$

なり。此式により $[C] = [KR]$ 即ち

$$[C] = [KL] \dots\dots\dots (16)$$

を得べし、從て真空中又は空氣中に於て $R=1$ の時に $C=1$ となる故、電氣容量の靜電單位として一握を用ふるも可なる理なれ共、習用により $e=1$ クロン、 $U=1$ ヲルトなる時の C を 1 ファラッド farad と稱す。然るに 1 クロン $= 3 \cdot 10^9$ 靜電單位、1 ヲルト $= 1/300$ 靜電單位なるを以て 1 ファラッド $= 3 \cdot 10^9 \cdot 300 = 9 \cdot 10^{11}$ 靜電單位となる、故に真空中に在りては $9 \cdot 10^{11}$ 種の半徑を有する球の電氣容量は 1 ファラッドとなる、又時としては其百萬分の一なる ミクロファラッド microfarad を單位とす、ミクロファラッドは $9 \cdot 10^8$ 靜電單位なるを以て $9 \cdot 10^8$ 種即ち 9 軒の半徑を有する真空内に於て 1 ミクロファラッドの電氣容量を有す。

第五〇二圖の如く極て接近せる廣大なる平行二平面の導体を假定し、AB に正荷電し CD を導線にて地球に連接するときは CD 面には感應によりて負荷電し正電氣は地中に逃ぐ、又地球は此導体面に比較すれば殆ど無限大なるを以て其電位を零と假定し從て地球に連結せる CD 板の電位も零なり、然るに兩板間には面に垂直なる力線生じ兩面の荷電の等しく且つ反對なるを示すべし、



故に各面に於ける電氣力は (12) により夫々 $\frac{2\pi\sigma}{K}$ 及び $-\frac{2\pi\sigma}{K}$ となり、其合力 $\frac{4\pi\sigma}{K}$ は AB 面より CD に向ふべし、今兩面間の距離を d とし單位電氣を CD 面より AB 面に運ぶときは $\frac{4\pi\sigma}{K}d$ の仕事を奏すべし、然るに電位は單位量の仕事に等しき故、AB の電位は電位零なる CD に對して $\frac{4\pi\sigma d}{K}$ なり、故に

$$U = \frac{4\pi\sigma d}{K}$$

依て AB の面積を S とし其荷電を e とすれば $S\sigma=e$ なるを以て上式より

$$C = \frac{e}{U} = \frac{KS}{4\pi d} \dots\dots\dots (17)$$

半徑 R, R_2 ($R_1 < R_2$) なる (第五〇三圖) 同心球の中空導体ありて、内球面に e の荷電を持たしめ、外球を地球に導くときは前と同理により外球の裏面に

は $-e$ の荷電を生じ、力管は半径の方向に設けられ、
 兩球面を連絡すべし。電気力は兩面に於て夫々 $\frac{e}{KR_1^2}$ 及び $-\frac{e}{KR_2^2}$ なるを以て平均力は其比例中項 $\frac{e}{KR_1 R_2}$ に等きものと見て可なり、此力に逆つて單位電氣量を電位零なる外球より内面球に運ぶと假定すれば其仕事は

$$U = (R_2 - R_1) \frac{e}{KR_1 R_2} = \frac{e}{K} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$$

従て電気容量は

$$C = \frac{e}{U} = K \frac{R_1 R_2}{R_2 - R_1} \dots\dots\dots (18)$$

半径 R なる極めて長き圓柱に荷電あるときは圓柱軸より r の垂線距離に於ける力は (14) により $F = 4\pi R\sigma / Kr$ なり、故に軸に平行なる單位長の幅を有する帶形の荷電を e_0 と置けば $2\pi R\sigma = e_0$ なるを以て $F = 2e_0 / Kr$ なり。故に $R_1, R_2 (R_1 < R_2)$ なる半径を有する同軸圓柱ありて其外圓柱を地球に導きたる場合に於ては、單位荷電を外柱面より内柱面に移すに要する仕事は

$$U = - \int_{R_2}^{R_1} \frac{2e_0}{Kr} dr = \frac{2e_0}{K} \log \frac{R_1}{R_2}$$

従て

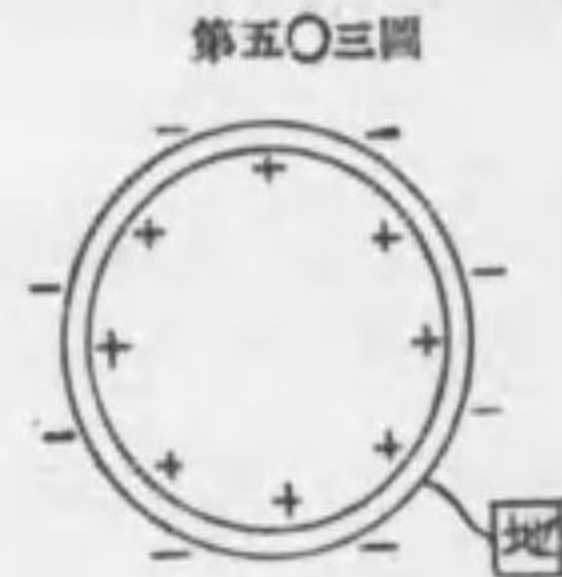
$$C = \frac{e_0}{U} = \frac{K}{2 \log \frac{R_2}{R_1}}$$

故に長さ l なる圓柱の場合には

$$C = \frac{Kl}{2 \log \frac{R_2}{R_1}} \dots\dots\dots (19)$$

若し此式に於て $R_2 - R_1$ 極めて小なるときは

$$\log \frac{R_2}{R_1} = 2 \left\{ \frac{R_2 - R_1}{R_1 + R_2} + \frac{1}{3} \left(\frac{R_2 - R_1}{R_1 + R_2} \right)^3 + \frac{1}{5} \left(\frac{R_2 - R_1}{R_1 + R_2} \right)^5 + \dots \right\}$$



はこの公式を利用し、畧近的に

$$\log \frac{R_2}{R_1} = \frac{R_2 - R_1}{R_1}$$

となすも可なり、依て

$$C = \frac{KlR_1}{2(R_2 - R_1)}$$

を得べし、今 $2\pi l R_1 = S, R_2 - R_1 = d$ と置くときは

$$C = \frac{KS}{4\pi d} \dots\dots\dots (20)$$

此式は (17) と同一の公式なり。

ライデン 壺も平行平面又は同軸圓柱と同じく内外錫箔の各面積を S として其間隙の距離を d とし、容量は (17) 又は (20) によりて表はすことを得べし。

二平行面の一に荷電し他を地中に導くときは常に兩面間に力線を生じ正負電氣は相引き電氣の遷逸を防禦することをを得るを以て、此種の装置を蓄電器 condenser と稱す。

299 エネルギー及び導体面の張力 荷電体の静電 エネルギー を計算する

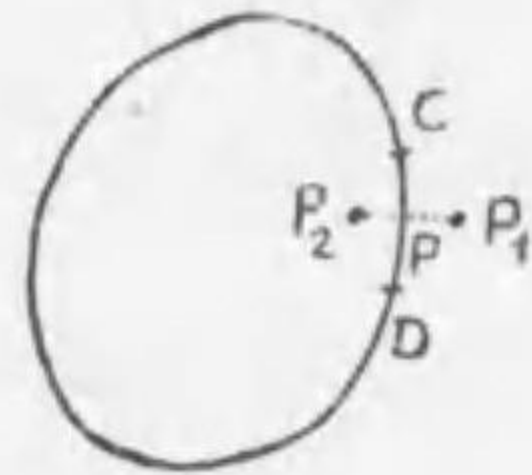
には一個の荷電無き導体へ不斷に微分電氣量 de を無限距離より運び來る場合を想像すべし、其途中に於て既に e の荷電と荷電体の電位 U を得たりと假定せば、元來 U は單位電量を無限の遠處より導体に運び來るに要する仕事なるを以て de なる電量を無限の遠處より運び來るに要する仕事は Ude なり、故に最初零より始まり e 荷電を得るまでの總仕事は $\int Ude$ となる、然るに $e = \int C U$ なるを以て荷電体の静電 エネルギー は

$$W = \int Ude = \int \frac{e de}{C} = \frac{1}{2} \cdot \frac{e^2}{C} = \frac{eU}{2} \dots\dots\dots (21)$$

なり。此 エネルギー は放電 discharge の際光及び音に變じ、力線は破れ エーテル 質點は最初の釣合の位置に歸る、然れ共直に舊態に復する能はずして常に少量の荷電を残す、之を残留電氣 residual electricity と云ふ。

荷電導体の内部に於ては電力は零なり、之に反し其微分表面 CD (第五〇四圖)

第五〇四圖



上の一^レ点 P に於ては一種の張力作用す。P に甚だ接近せる一^レ点 P₁ に在る單位電量に作用する力を F とすれば、F は二部分より成立す、第一は CD 面の電氣に斥けらるる力にして之を F₁ とし、第二は CD 外の電氣に斥けらるる力にして之を F₂ とす、故に

$$P_1 \text{ に作用する力 } = F = F_1 + F_2$$

次に体導の内部なる P₂ に作用する力は零にして、之を二部分より成立するものと考ふるときは、第一は CD 上の電氣の作用にして之は -F₁ に等しく、第二は CD 外の電力の作用にして之は F₂ なり、故に

$$0 = -F_1 + F_2$$

従て

$$F_1 = F_2 = \frac{1}{2} F$$

を得。今 CD を單位表面とし密度を σ とすれば CD 面の張力 τ は (13) により

$$\tau = F_1 \sigma = \frac{1}{2} F \sigma = \frac{2\pi\sigma^2}{K} = \frac{KF^2}{8\pi} \dots\dots\dots (22)$$

故に荷電導体は單位面積毎に $\frac{1}{2}F\sigma$ 即ち $\frac{KF^2}{8\pi}$ の張力を有す。

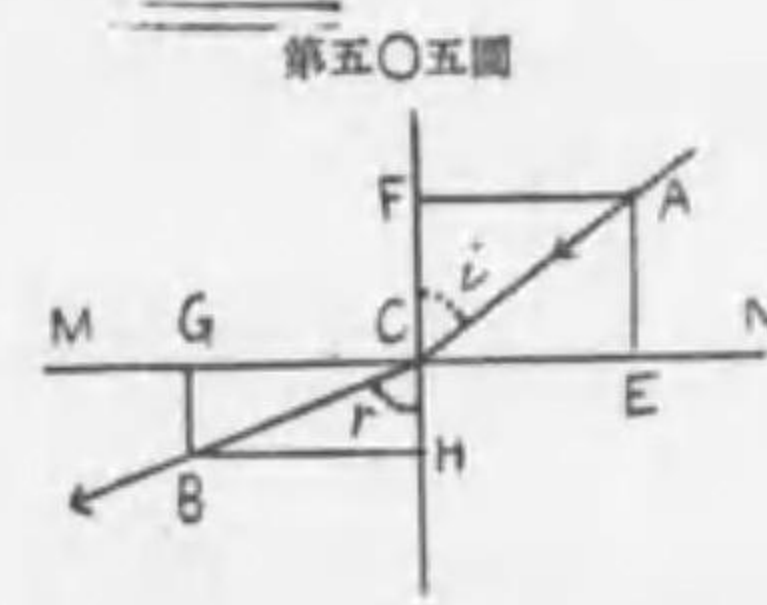
§ 297 に説きたる如く電場の各點に於て其處を通過する力管に垂直なる面は一個の導体面と見做し得べきが故に、張力も其面に垂直に(即ち力線の方向に)作用するものと考へざるを得ず、故に一個の力管は恰も兩端より引張れたるゴム棒と同しく元の長さに縮まらんと努力す、而るに力管の兩端は常に導体面に垂直に導体に固著せるを以て、力管の收縮は同時に二個導体の接近を誘因すべし、フアラデーは此理によりて二個の反對なる荷電体の相互引力を説明せり。又力管の各單位斷面に垂直に張力 τ 作用すると同時に、其側面の各單位面には張力と同値なる壓力作用せざるべからず、然らざれば力管は鈎合を失ふべき理なり。

(22) は力管の張力を表はすと同時に又媒質の單位容積が含有するエネルギーを表はすものなり、何となれば力線の斷面を S と假し其に垂直に働く力 S τ

が假の變位 l を選げたりとすれば エネルギー 變化は S τ l なり、然るに S τ は容積の増加なるを以て單位容積の エネルギー は τ なること明かなり。

300 力線の屈折 力線の方向即ち電氣感應流の方向は兩媒質の境界面に於て屈折す(第五〇五圖)。

今 MN を境界面とし、上を第一媒質下を第二媒質とし、電媒常數を夫々 K₁, K₂、力線を夫々 AC, CB とし、力線が法線 FH と作す角を夫々 i, r と定め、AC の方向に作用する電力を AC の長さによりて示すときは、之を AE, EG の分力に分つことを得べし、§ 297 に説きたる如く媒質内の任意の點に書きたる表面 MN は導体の表面と見做すも不可なく、分力 AE は之に垂直に作用するを以て AE は (12) により K₁ に反比例すべきなり、同理により第二媒質に於ける電氣力 CB を CG, CH に分解すれば CH なる力は K₂ に反比例せざるべからず、之に反し分力 EC, CG は各境界面に平行なるを以て兩媒質に共通なる値を有すべきなり即ち EC=CG、依て



より

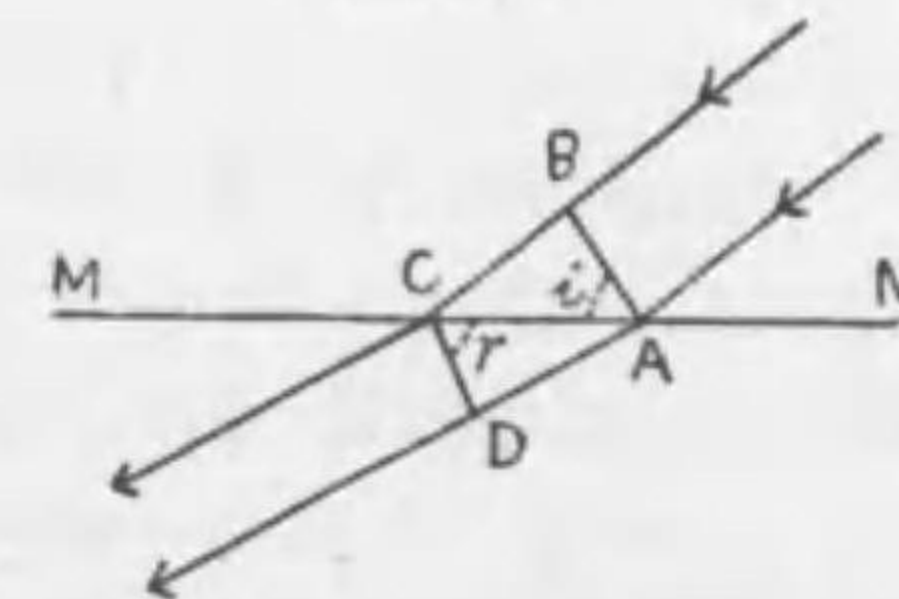
$$\frac{AC \cos i}{BC \cos r} = \frac{K_2}{K_1}, \quad \frac{AC \sin i}{BC \sin r} = 1$$

$$\frac{\tan i}{\tan r} = \frac{K_1}{K_2} \dots\dots\dots (23)$$

を得、故に K₂ > K₁ の場合には r > i ならざるべからず、音波光波屈折の法則式に似たれ共正弦の代りに正切を用ふる故全反射の現象生ずること能はず。

又二條の平行力線を書きて其屈折を求むるときは(第五〇六圖)平行力線の垂線距離 AB, CD の比は AB:CD = cos i:cos r に等し、然るに(9)により表面 S を法線の方向に貫く感應電流は法線の方向に働く

第五〇六圖



力 N と面積 S と電媒常數 K の積に正比例するを以て、此理を上圖 AB, CD 面を貫く感應流に應用すれば（力線の方向に作用する力を夫々 F_1 及び F_2 と名づけつゝ）

$$F_1 K_1 \cdot AB = F_2 K_2 \cdot CD \quad \text{即ち} \quad F_1 K_1 \cos i = F_2 K_2 \cos r$$

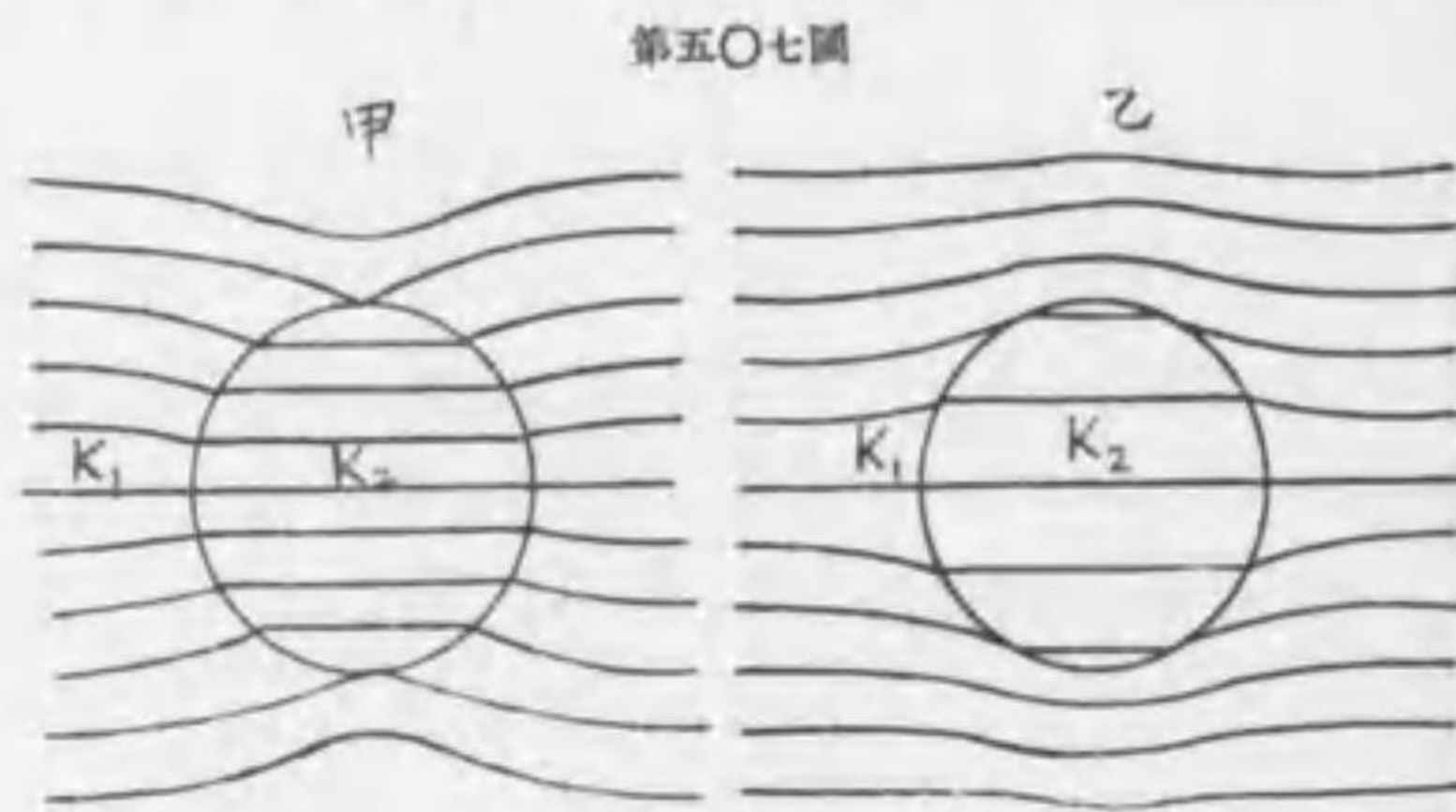
故に (23) より

$$F_1 : F_2 = \sin r : \sin i \dots\dots\dots (24)$$

を得、故に兩媒質の電場的強さは入射角と屈折角の正弦に反比例するを見る。

第五〇五圖に依て考ふれば MN の兩側を比較するに電媒常數の大なる方に於ては力線密集の度大なるを見る、故に元來平行にして等距離なる力線の設けられたる電場へ電媒

常數を異にする媒質を持來るときは第五〇七圖の如く力線の形狀に變化を生ず、甲圖は $K_1 > K_2$ 、乙圖は其反對の場合を示す



301 氣中電氣 atmospheric electricity 氣中電氣の研究はフランクリン (Franklin 1752) の實驗を基とし一般に十八世紀の學者によりて開始せられたり、其後の研究により地面に接近せる空氣は一米毎に百 μ ルトの比を以て電位は上方に増加し、最初は増加率 gradient 次第に増すも後ち増加率減少し、6 軒の高處に於て遂に零となる。空中電位は場處と時間とによりて差違あれ共大体に於て等電位面は地球と同心なる球面をなし従て水平の位置に在れ共、山、岡、建築物あれば其形狀に倣ふて彎曲す。電位は大氣の上方に向て増すを以て上層は陽荷電を有し地盤は陰荷電を有し、従て力線は上方より下方に向ひ地面に垂直なり。地盤の陰荷電は各平方に $3 \cdot 10^{-4}$ 靜電單位 (stat coulomb) にして全地球に合算すれば $1.5 \cdot 10^{19}$ 同單位なり、故に大氣陽荷電も此に似たる値を有する

なるべし、又氣中電位の上下の方向に於ける勾配は平野及び海上は山上よりも大なり、夏及び暖地に比すれば冬又は寒地に於て勾配大なり、又一日中の變化は常に夕刻は大にして夜に入りて小となる。

氣中乃至地中に荷電ある源因は種々あり、地中に在る放射性物質 radioactive substance は電子及び陽粒子（荷電なき原子即ち中性原子は陽性粒子 nucleus 及び其よりも千八百五十倍小なる質量を有する陰性電子 electron との結合より成立す、故に一個の電子を失ひたる原子は陽粒子となるなり）を不斷放射するも、其裡電子の力は地盤の裂罅面に抑留せらるゝ傾向ありて地盤をし陰性ならしむ、又水蒸氣の凝結して雲霧雨雪となるに當り水滴は常に電子又は陽粒子を核となして發生するを常則とす、然るに電子の方遂に水滴凝結作用を誘因する時間短く従て凝結作用に預かる機會多きを以て雲、雨、雪は常に大氣より電氣を奪ひて終には之を地面に運ぶものと見做すも不可なく、従て降雨降雪ある毎に地盤は其陰電氣の貯蓄を増すものなり。而して大氣中に陰陽粒子の遊離存在する源因には二種ありて、第一は日光の光電作用 photoelectric action による、此は太陽より射出する紫外線が大氣上層に在る卷雲 cirrus の成分なる雪片より電子を遊離せしめ若くは直接に大氣高層に作用して電子を驅逐するなり、第二は遊離電子の發生に最も有力なる源因にして之は太陽が日斑點及び其附近より放射する電子が空間の長旅を爲して地球に到着し大氣高層により捕捉せらるるに由るものなり、紫外線も亦太陽渡來の電子も濃厚なる空氣を通過し難きを以て、其宿處は降雨降雪によりて地面に運ばるゝまでは大氣の高層に定む、其影響として前記の如く電位勾配は地面を距ること 6 軒の點に於て既に零となるなり。

電光及び雷は主として荷電せる雷雲より高層に在る稀薄空氣に向て放電するより生ず、雷雲の多數は陽電氣を有し上層の空氣は陰荷電を有するを以て雷雲の位置高き間は上方に向て落雷するを常とすれ共地盤の陰荷電に引かれて下降するときは地上に落雷し得るに到る、而て此現象は劇しき降雨の爲に地盤が適當に多量なる陰電氣を帶ぶるに到て始て發生し得るものなり。然れ共高層より沈下する陰性雷雲は決して稀有なるにはあらず、此場合には陰陽の雷雲は互に引れて接近し適當なる距離を得て放電す。電光の端極は紅色にして陰極は青色なり、一旦上方又は下方或は横方に落雷あるときは雷の通行したる空氣の部分は強く電離 (ioni-

zation) せられ、従て空氣は導電的となり、引續き同一通路を辿りて頻繁に落雷す、換言すれば一回の落雷は短き時間に續生する數十回の落雷の集合と見るべきものとなることは烈風によりて送られたる空氣中に數十條の平行なる電光線を寫真により探影し得るに由りて明なり。

電光には三種あり曲線状のもの最普通にして次は面状なり、面状放電は遠雷の電光の其雲の全部を照らすによりて生ずるものなれば一般に雷鳴を伴はず、之れ遠方なるが故に聞へざるまでのことなり、然れ共表面的に放電するもの無きにあらず例へば電線に落雷するときは光輝ある大風呂敷を廣げたる如き觀を呈す、斯の如きは常に一種の雷鳴之に伴ふを見る。尙他に球状電光あり、時としては數球並列す、球状雷は進行速度遅く其消失に當り爆聲を伴ふものと伴はざるものとあり、其力強烈にして直徑一粉 (dm) の雷球は瞬時に厚さ二粉の花崗石に圓孔を穿ちたることあり、又セントエルモ光 St. Elmo's light と名くる放電は其性温和にして突起物の尖端に固著して現はれ微響を發す。總じて雷は赤道及び温帶地方に限られたる現象にして兩極地方に近づくに従て次第に其數と強さとを減ず、極地方に於ては極光 auroras 顯はれて雷に代り長夜の闇を照す。雷は氣中濕氣の凝結の盛なる時節及び場處に於て最も著しく發生す、故に冬よりも夏、平地よりも山間に多し。濕氣の凝結し始むるや雨滴の大き微小にして百分の一乃至千分の一に過ぎざるも、次第に集合して大滴となれば數毫の直徑を有するに至る、然るに水滴表面の電位は半徑に反比例し荷電に正比例するを以て (§ 292 (2))、小滴の集合により直徑千倍の大滴となりしものとせば電位は $1000^2/1000$ 即ち百萬倍に上るを以て電位差は放電を促進するに充分有力となり得る理なり。

雷の研究は危險之に伴ふを以て其性質未明に屬す、前記の球状雷 (俗間之を火雷と稱す) は稀有の現象なるを以て其性質一層明ならず、リギ (Righi) は容量頗大なるライデン 壘と連絡せる路に抵抗大なる物質例へば大量の水を挟み、少し稀薄なる空氣中にて放電せしめしに電極の間に小形の光輝ある球發生して徐々に運動するを見たりと云ふ。マアチ (Mathias) の説によれば氣中放電の際には發熱反應により重量大にして構造複雑なる分子發生して断面大なる圓柱形をなして集合し、地上に落下すれば圓柱の長さ著しく減じて密度増加し遂に球形に變化す、其成分は素より氣體なれば其密度大なる爲に液体に近似して表面張力を有し従

て球形に變じたるものなり、Koechlin は球雷の發生を實査せしが其報告に依れば高天より落下せし圓柱は最初白色なりしが次第に黃色に變じ遂に深紅となり (此れ温度下降の爲なり) 爆聲と共に飛散し濃重なる氣體は分れて O_2 , N_2 , O_3 となりしが、其初は O_2 , N_2 , O_3 , O_4 , N_4 の如き成分を有せしならんと云ふ、而して爆聲は寧ろ電光の閃きに後るゝものにして濃重なる氣體が其温度を減じて然るのち爆發するものと想像せらる、而して此事は單に球雷に限らず一般雷に適用せらるべきものなりと。

第二章 磁 氣 學 MAGNETISM

302 磁石 magnet 磁鐵礦の發見者は支那人にして古代より之を指南車に使用し沙漠の旅行に便せりと云へ共、歐人は希臘人より傳へ受け、希臘人は小亞細亞の西岸都市 マグネシヤ (Magnesia ad Sipylum. 今の マニサ) に於て發見したるを以て今日の名稱起れり、其成分は Fe_3O_4 にして恰も FeO と Fe_2O_3 を合したる如く視ゆるなり。磁鐵礦は鐵片又は鐵粉を吸引する力は表面上の相反せる二つの場處に於て殊に大なるを以て之を極面 polar areas と稱し其中間の無力なる部分を中立帶 indifferent zone と名づく。磁鐵礦を自然磁石 natural magnet と稱し、之を摩擦することに依て鋼鐵に磁氣 magnetism を帶ばしめ之を人工磁石 artificial magnet と云ふ、人工磁石は其形状により磁針 needle magnet 磁棒 bar magnet 馬蹄磁石 horse shoe magnet の區別あり。極面を畧して極と稱し、北方に向ふものを北極 north-pole 南に向ふものを南極 south-pole と稱す、南北極を連ぬる直線を軸 magnetic axis と名づく。

人工磁石は熱又は震盪によりて其磁性を失ふ恐あり、軟鐵は磁石の附近、即ち磁場 magnetic field に於ては感應 induction によりて磁石同様の性質を帶ぶるも、磁場より取去るに及び其性質を殆ど全く失ふ、故に之を一時磁石 temporary magnet と稱して鋼鐵製の永久 permanent magnet 磁石より區別すれ其實は劇然たる區別あるにはあらず、單に鋼鐵は磁性を保持する力強しと云ふに留まる、此力を保持性 coercion と名づく、保持性の存在を説明するには一個の磁石を無數の分子磁石の集合より成るものと想像し、通常の鐵に於ては分子磁石は種々異なりたる方向を有して一定の規則なきも一度磁石となるときは分子磁石は自轉して其軸は互に平行となり北極南極の方向も全分子一致するに到るものと假定す。故に保持性大なる鋼鐵にありては分子磁石の自轉を促して此等を整列せしむるに多少の勞力を要すれ共、保持性小なる軟鐵に於ては分子磁石は容易に自轉して整列するを得れ共、亦磁場を離るれば容易に其方向を亂るゝに到るべし、此説は既に舊く

より行はれたるものにして、近來の イウイング 説 (Ewing 1922) は上記の思想を基とし磁石の各原子は陽電子を中心として電子が内外二殻に於て陽電子を公轉するものと假定し、内殻に於て公轉する電子は磁氣の保持性を負擔すと想像するものなり。

感應によりて磁性を帶ぶるに到る物質は鐵の外に Ni, Co, Al 等あり此を從磁体 paramagnetic bodies と稱す、然るに Bi, Sb の如きは其反對の性質を有し之を磁鐵に接近するときは正極に近き部分に正極を生じ、遠き部分に負極を生ず、依て此を反磁体 diamagnetic bodies と云ふ、從磁体中殊に其性質の著大なるものを (鐵の如き) 鐵磁体 ferromagnetic bodies と稱す。

303 クーロン則 (1785) 二個の磁極間に作用する力は異名相引き同名相斥くる性を有す (Georg Hartmann 1843)、又極に存在する磁氣量 magnetic mass (即ち極の強さ polar strength) の積に正比例して相互の距離の平方に反比例す、此をクーロン則と稱す、今磁氣量を夫々 m, m' とし相互の距離を r とすれば (磁氣量は北極を正とし南極を負と定む)

$$F = \frac{mm'}{\mu r^2} \dots\dots\dots (1)$$

なり、 μ は媒質の性質に関する常數にして之を媒質の透度 permeability と名づく、真空に於ては $\mu = 1$ なる故、極の強さ (即ち磁氣量) の C-G-S 單位は等量の磁極が (即ち $m = m'$) 1 厘の距離に於て 1 ダインの力を與ふときの値に等しく、其 10^9 倍を 1 エーバー Weber と稱す。又 m のチメンションは $[m] = [r\sqrt{F\mu}] = [L^{\frac{3}{2}}M^{\frac{1}{2}}T^{-1}\mu^{\frac{1}{2}}]$ なり。又 μ は空氣中に於ては殆ど 1 に等し。

磁石の兩極間の距離に各極の強さを乘じたるものを磁氣能率 magnetic moment と稱す。

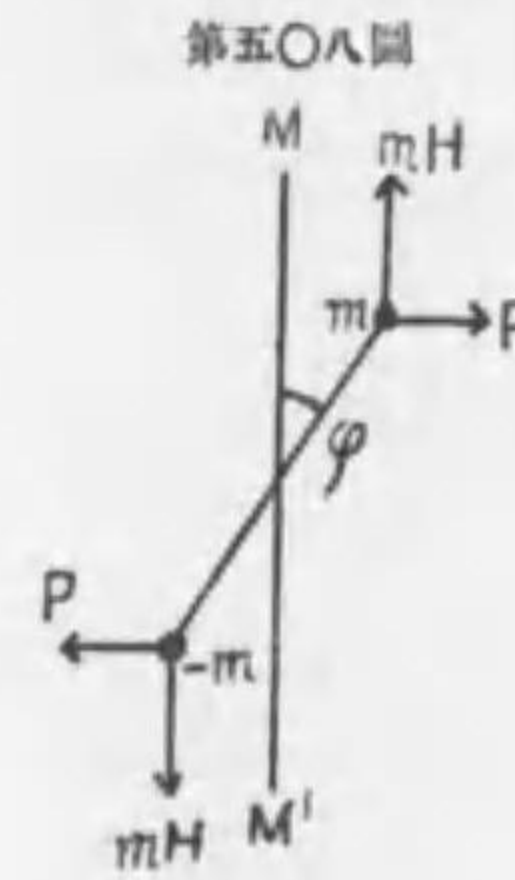
304 磁場 magnetic field 磁極を置きたる媒質は此磁氣の勢力範圍なるを以て之を磁場と云ふ、同質にして同方質なる磁場の強さ intensity 及び方向とは其場處に於て單位の磁氣正量が受くる磁力と方向を云ふなり。今中央に置

きたる磁極を m とすれば (1) により単位量と m との斥力は F/m' なるを以て、磁場の強さ H のチメンションは $[H]=[F/m']=[L^{-1}M^{1/2}T^{-1}\mu^{-1/2}]$ となる。 $\mu=1$ なる場合に於ける H の C-G-S 単位を 1 ガウス gauss と稱す。

二個以上の正又は負の磁量が一個の媒質内の諸處に置かれたる場合には媒質内の任意點に於ける強さ及び方向は各磁量が單獨に置かれたる場合に生ずる磁場の強さの合成となるなり、例へば極めて長き磁石を想像すれば其一極の附近に於ては磁場の方向は其極を過る直線の方なり、何となれば此磁石は極めて長きを以て一極の附近に於ては他極の存在を無視して可なるを以て恰も一個の荷電体を有する電場の如きものにして磁力線は磁量を通過する直線によりて示し得るを以てなり。今一媒質内に二個の正及び負の磁量存在するときは (若し正負磁量が値に於て等しきときは一個の磁石を置きたると同なり) 媒質内任意點に於ける力の方向は正より遠ざかり負に近づかんとする力の方向なるを以て此點を過る力線は正より負の方に走るなり、此理により總ての力線は正量より出でて負量に入るべし。又任意點に於ける磁位 magnetic potential とは磁氣の單位正量を無限の距離より其點まで持來るに要する仕事にして、等磁位面とは磁位の同一なる點を連結して生ずる表面を云ふなり。一個の磁石を媒質内に置いて生ずる力線の形狀は磁石の上にガラス板を置き其上に散布せる鐵粉が形成する曲線に依て畧近的の概念を得べし。又磁場の強さの概念を得んと欲せば針柱の上端に支へられたる磁針の各處に於ける振動數を比較せば可なり、振子の振動數は (週期の逆數) 重力加速度の平方根に正比例する如く磁針の振動數は H の平方根に正比例すべき理なるを以て數多の點に於ける振動數を n_1, n_2, n_3, \dots とし夫々磁場の強さを H_1, H_2, H_3, \dots とすれば $H_1 : H_2 : H_3 : \dots = n_1^2 : n_2^2 : n_3^2 : \dots$ を得べし。

305 ガウスの實驗 (Gauss 1833) ククロン は其法則を捻り天秤 torsion balance の實驗によりて得たる結果より誘導したるなり、其後 ガウス に到り ククロン 則の正鵠を證明せんが爲に行ひたる實驗を茲に記述せんとするに當り、先づ地磁氣の事を説かんとす、抑々地球は一大磁石なるを以て地球表面は地磁氣の一大磁場を形成す、故に此磁場内に一個の磁針を持來るときは南北を指示す、

此に依て看れば磁場の力線は南北に走り地球の南極附近に正量の磁極あり地球の北極附近に負量の磁極ありて力線は南極附近より出發し北極附近に到着するものと思せざるを得ず、從て地球面の一局部に於ては力線は相互に平行し磁場の強さを常定と見て可なるを以て力線相互の距離は畧々一定せるものと云ふを得べし。今 MM' を南北の方向とし (第五〇八圖) mm を磁針とし其長さを $2l$ 、極



の強さを m 及び $-m$ とし、最初 mm は MM' と合したるも外力 P を兩端に於て MM' に垂直に作用せしめ φ の傾角を作すものと假定すれば其能率は $2Pl \cos \varphi$ なり、又一方に於ては磁場の強さ H は南北線 (力線の方向) の方向に働き其能率は $2mHl \sin \varphi$ なり、此兩能率が等しくして反對なるときは磁針は釣合を得、即ち

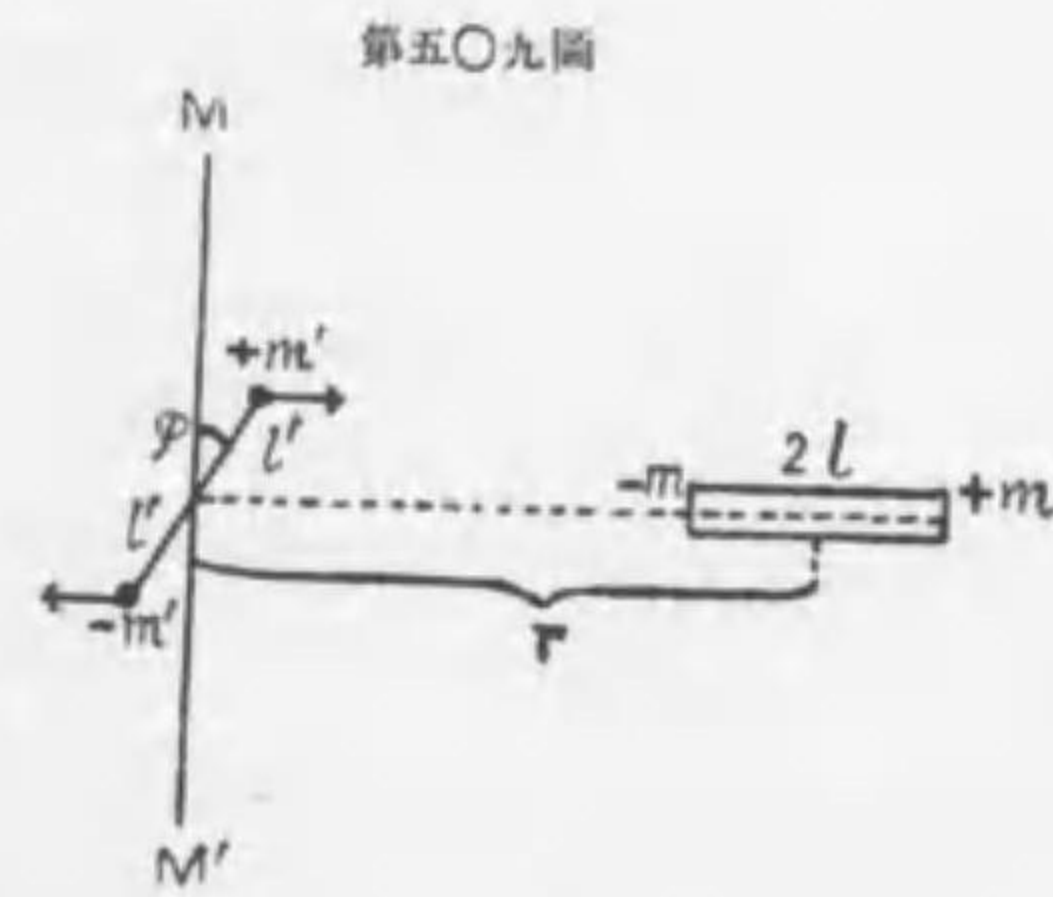
$$2Pl \cos \varphi = 2mHl \sin \varphi$$

故に

$$P = mH \tan \varphi \dots\dots\dots (2)$$

此式を用ひ實驗上 mH を算出し得べし。

第一の位置 (第五〇九圖)、ガウスは小なる磁針 $m'm'$ より r の距離に其中心を有し東西に置かれたる磁棒 mm が磁針に與ふる作用を研究せり、磁針は磁棒の作用によりて傾き南北線 MM' と φ 角を作す、磁針の長さを $2l'$ 、磁棒の長さを $2l$ とすれば磁針が極めて小なる場合に限り $-m$ と $+m$ が m' に與ふる力は r の方向に平行と見て可なるを以て、媒質が空氣なる場合には $\mu=1$ と置きつゝ、



$$-\frac{m'm}{(r-l)^2} + \frac{m'm}{(r+l)^2} \text{ 即ち } \frac{4mm'rl}{(r^2-l^2)^2}$$

なり、此値は l が r に比して極めて小なる時に $4mm'l/r^2$ に畧近す、故に (2) により

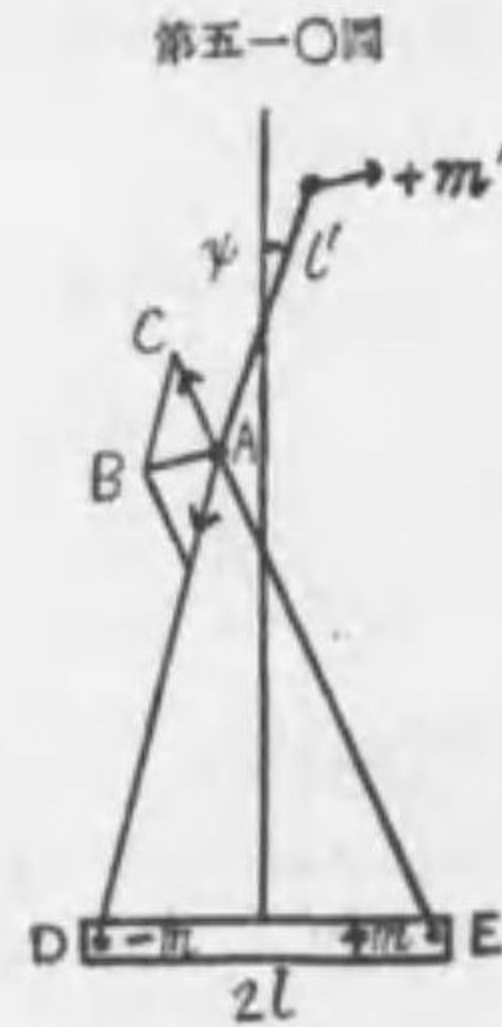
$$m'H \tan \varphi = \frac{4mm'l}{r^2} \dots\dots\dots (3)$$

第二の位置 (第五〇圖)、次に磁棒の中心を磁針の中心の南方 r の距離に東西の方向に在らしむれば磁針の傾角 ψ となる、然るときは $+m'$ と $-m$ との間の引力は $-m'$ と $-m$ との間の斥力に畧々等しくして、 l' は極めて短き故、力は各 mm'/r^2 なり。又 $-m'$ は磁針の中點に在りて見て可なるを以て $\triangle ABC$ は $\triangle ADE$ に相似となり、合力 AB は分力 AC の DE/AE 倍即ち $2l/r$ なり、依て合力は $\frac{mm'}{r^2} \cdot \frac{2l}{r}$ となる、之を (2) に代入すれば

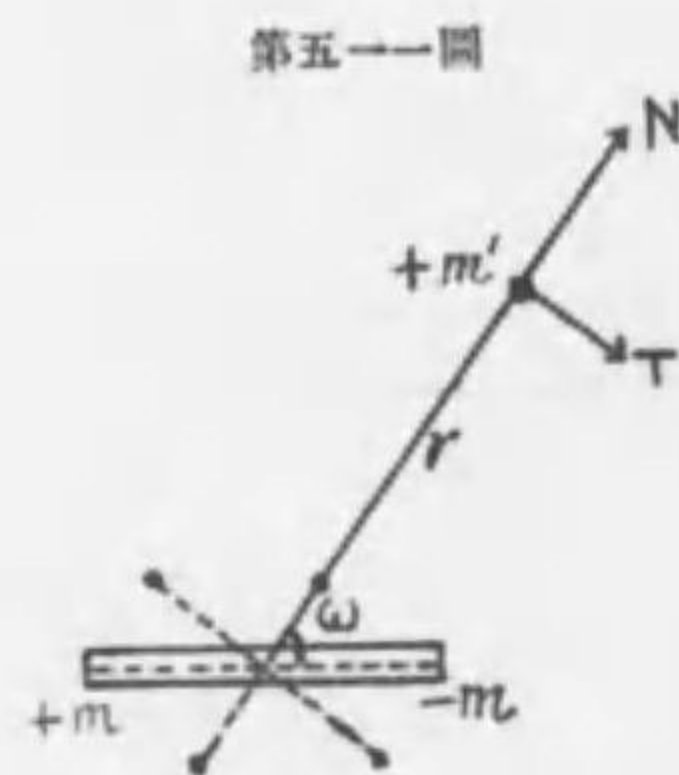
$$m'H \tan \psi = \frac{2mm'l}{r^2} \dots\dots\dots (4)$$

兩結果 (3)(4) を對照すれば $\tan \varphi = 2 \tan \psi$ 即ち $\varphi \approx 2\psi$ を得。

磁棒が磁量 m' に與ふる力は第一位に於ては $4mm'l/r^2$ にして第二位に於ては $2mm'l/r^2$ なり、故に 第五〇圖 の如く $+m'$ と磁棒の中心とを結ぶ線 (其長さを r とす) が磁石と ω の角を作す場合に於て磁棒が m' に與ふる力を計算するには磁棒の磁氣能率 $2ml$ は一個のベクトルなるを以て先づ之を二個の互に垂直なる分立ベクトルに分解すべし。然るときは r に平行なるものは $2ml \cos \omega$ にして r に垂直なるものは $2ml \sin \omega$ なり、而して r に平行なるものは第一位なるを以て m' に與ふる力 N は (3) に依り $N = 2ml \cos \omega \cdot \frac{2m'}{r^2}$ にして、 r に垂直なる作用 T は (4) により $T = 2ml \sin \omega \cdot \frac{m'}{r^2}$ となる、故に合力 F は



第五〇圖



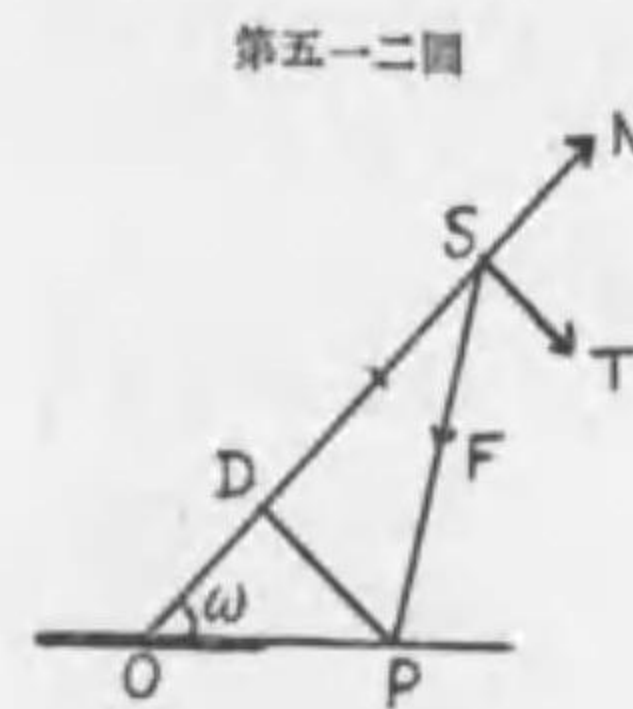
第五一圖

$$F = \sqrt{T^2 + N^2} = \frac{2mm'l}{r^2} \sqrt{4 \cos^2 \omega + \sin^2 \omega} = \frac{2mm'l}{r^2} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \omega} \dots\dots (5)$$

又合力 F が T と作す角の正切は

$$\frac{N}{T} = 2 \cot \omega \dots\dots\dots (6)$$

なるを以て F の方向を知るには (第五二圖) 磁棒の中點 O と S に在る $+m'$ とを結ぶ線 OS を三等分し磁棒に近き分點 D より OS に垂線 DP を引き磁棒の延長と P に於て交るものとせば SP は即ち求むる方向なり、何となれば $\cot \omega = OD/DP$ なる故、作法により $DS/DP = 2 \cot \omega$ 即ち $\tan \angle DPS = 2 \cot \omega$ 或は $\tan \angle PST = 2 \cot \omega$ 、故に (9) により $\tan \angle PST = N/T$ となり SP の方向は F の方向なるを知る。又此



第五二圖

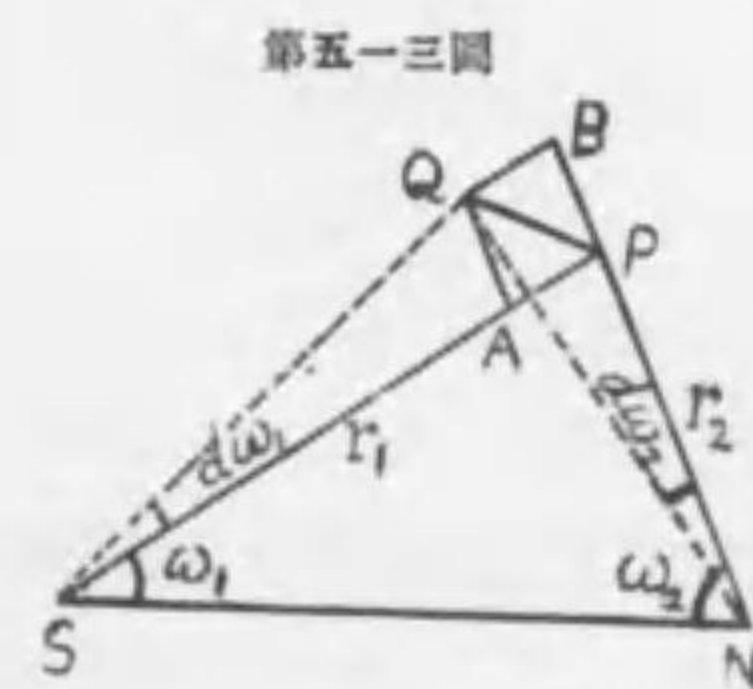
方法により磁場の各點に於ける強さ H の大きさと方向とを知ることを得るなり。磁力線の各點に引きたる切線の方向は H の方向を示すものにして、磁棒の北極を出發し其斥力の爲に徐々に運動すると假定せられたる正量の磁極が畫くところの曲線なり、故に此等の力線は總べて北極を出發して南極に入るものとす。

306 磁力線 magnetic lines of force

磁力線概念を得んが爲に極めて簡單なる場合を一考せん。NS (第五三圖) を空氣中の磁石とし其附近 P に在る正量に作用する引力 PA と斥力 PB の合力 PQ は P を過る力線の切線の方向を示すものなり、今 $SP=r_1$, $NP=r_2$ とするとき PA, PB は夫々 $1/r_1^2$ と $1/r_2^2$ に正比例するを以て便宜上

$$PA = \frac{1}{r_1^2}, \quad PB = \frac{1}{r_2^2}$$

と置くときは 四邊形 $APBQ = PA \cdot r_1 d\omega_1 = PB \cdot r_2 d\omega_2$ なるを以て



第五三圖

$$-\frac{d\omega_1}{r_1} = \frac{d\omega_2}{r_2}$$

なり、然るに $r_1 : r_2 = \sin \omega_2 : \sin \omega_1$ なるを以て上式より

$$\sin \omega_1 d\omega_1 + \sin \omega_2 d\omega_2 = 0$$

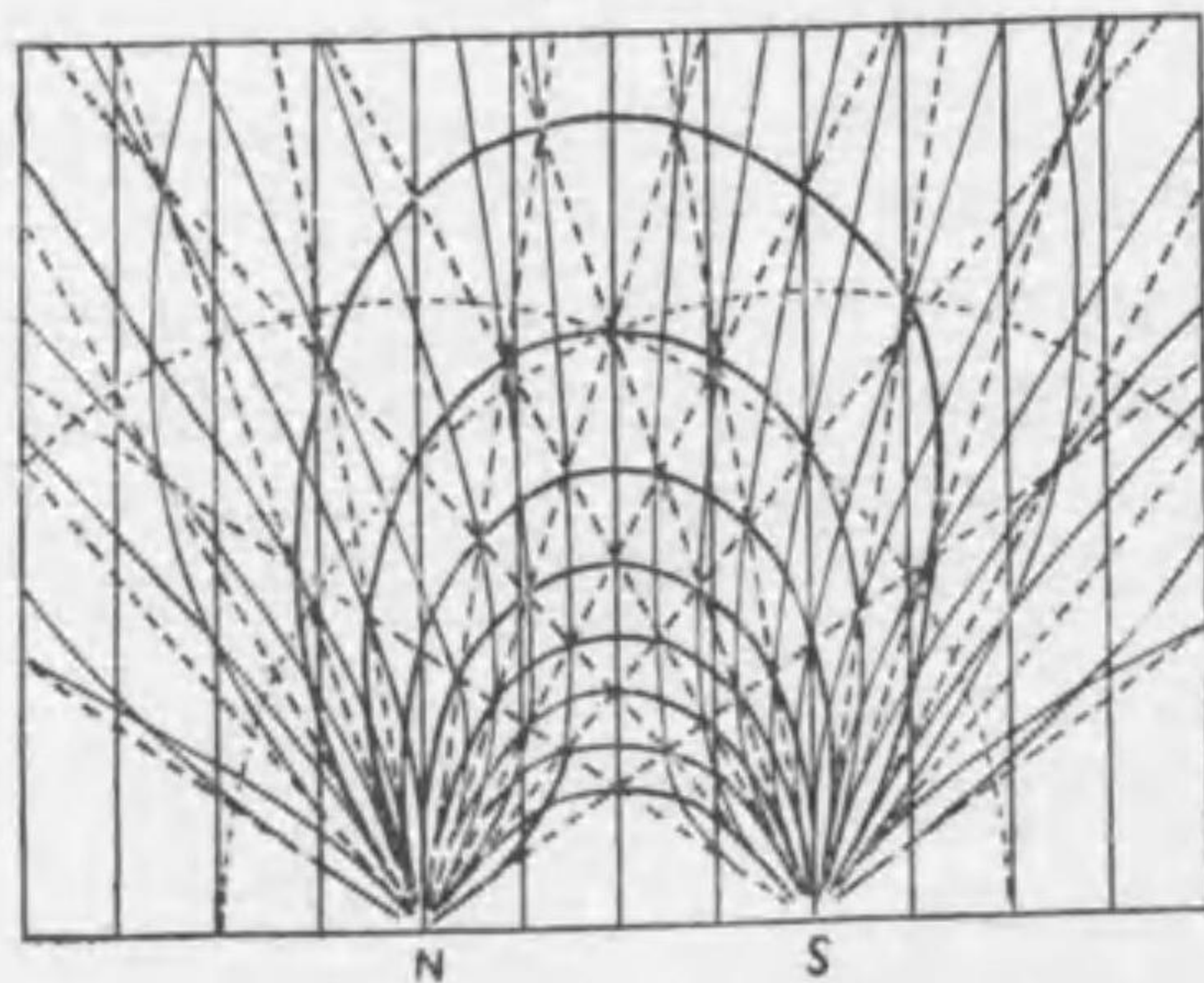
を得、積分の結果は

$$\cos \omega_1 + \cos \omega_2 = C \dots\dots\dots (7)$$

となる、C は積分常數なり、此を磁力線の方程式となす。S, N が同符號を有する場合には力線の方程式は $\cos \omega_1 - \cos \omega_2 = C$ となるべし、C なる常數に種々の異なる値を與ふることによりて同系に屬する諸力線を得べし。

(7) 式に基づき力線を製圖するには NS (第五一四圖) 及び其延長を任意に等

第五一四圖

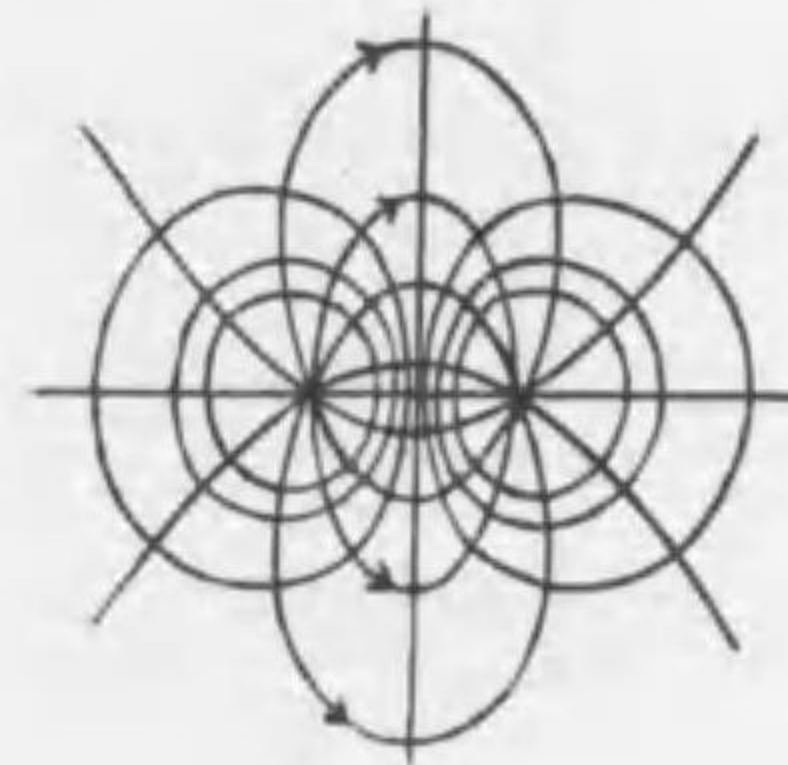


分し、等分點を過りて NS に垂線を引き、S と N を中心とし任意半徑を以て二圓を書き、圓周と垂線との交點を其圓に附屬せる圓心と結ぶ、斯して生じたる多くの四邊形の對角を連ぬる曲線は求むる力線なり

り、上圖は $\cos \omega_1 + \cos \omega_2 = C$ と $\cos \omega_1 - \cos \omega_2 = C$ を同時に示す。

磁場の任意點に於ける位數即ち磁位 magnetic potential は電位と同理によりて誘導することを得べし、例へば空氣中の二個處 S 及び N に夫々 $-m$ と $+m$ の磁量存在するときは磁場内の一點 P に於ける磁位は $V = m(1/r_1 - 1/r_2)$ なり、但し $SP = r_1$ 及 $NP = r_2$ とす。P より任意の方向に ds の微分距離を測るときは其方向に於ける磁力は $-\partial V / \partial s$ なり、 ds 若し等位面上に在るときは $-\partial V / \partial s = 0$ 即 $V = \text{常數}$ なり而して其方向は極大磁力に垂直なり。換言すれば靜電氣の場

第五一五圖



合と同じく力線は等位面に垂直なり (第五一五圖、矢を附したるは力線にして之に正交するものは等位面なり)、磁位の式は透度 μ なる磁場に於ては

$$V = \frac{m}{\mu} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \dots\dots\dots (8)$$

となる、此式の畧近値を算出するには $+m$ と $-m$ との距離を $2l$ とすれば

$$V = \frac{m}{\mu} \cdot \frac{r_2 - r_1}{r_1 r_2} \approx \frac{m}{\mu} \cdot \frac{2l \cos \omega}{r^2}$$

なるを以て磁氣能率を $M = 2lm$ としつゝ

$$V = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{M}{r} \cos \omega$$

を得、但し r は平均距離にして ω は r が M の方向と作す角なり。

ファラデー 説に従へば磁力線も電力線と同じく各自短縮せんと努め同時に隣接せる力線間に斥力を有す、管々異なる點は電力線は無端にして環形をなすものと及び力線の兩端を導体面にて終はるものと二種あれ共、磁力線は常に一種即ち無端のもののみなり、從て磁力線は磁石の兩端より出づるものに非ずして磁石の内部を連續的に通貫す。

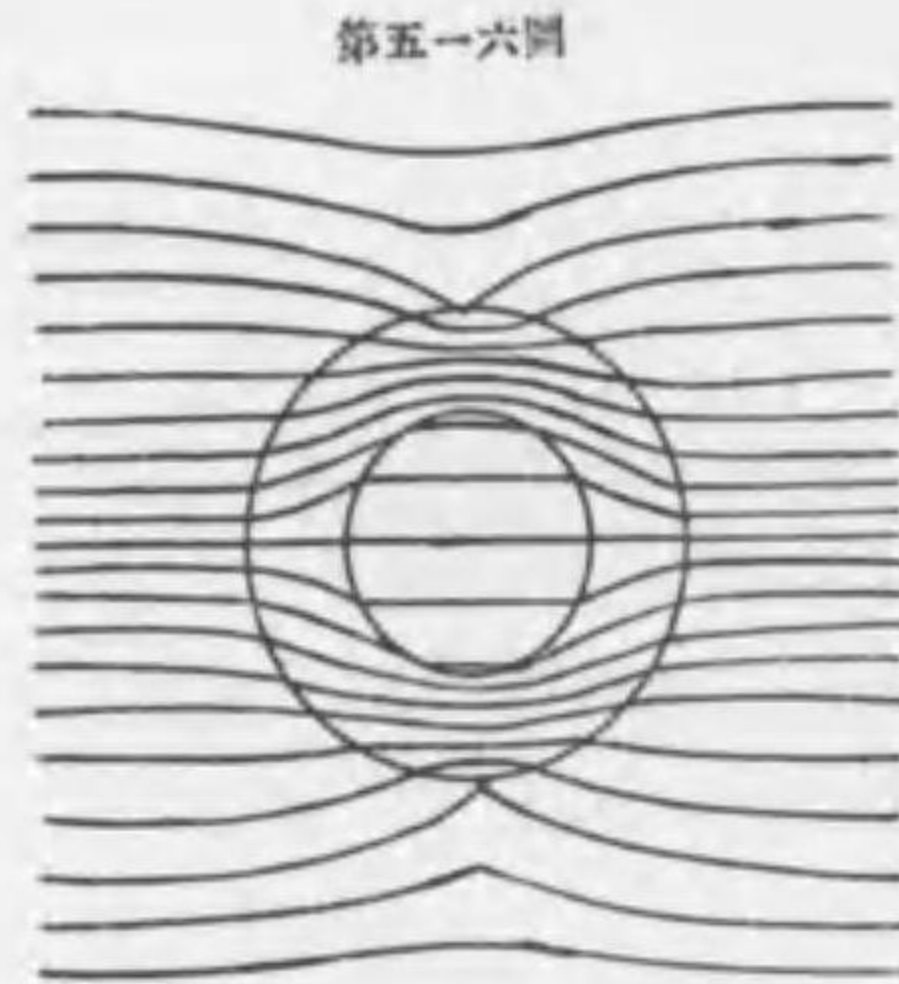
307 磁力の屈折

靜電氣學に於て (§ 294) 電場に一の表面を置くとき其表面上の微分面 dS と、其上に建てたる法線の方向に於ける電場の強さと、電媒常數との積を名づけて dS を貫く電氣感應流と稱したり。磁氣の場合にも此と同様に磁氣感應流 flux of magnetic induction なるものあり、其量は法線が磁場の強さの方向に平行なる場合には μH なり、故に磁氣感應流の方向 (力線の方向と同一) は透度を異にする兩媒質の境界面に於て屈折すること § 300 と同様にして

$$\frac{\tan i}{\tan r} = \frac{\mu_1}{\mu_2} \dots\dots\dots (9)$$

なる關係を生ず、又 μ_1 媒質内に μ_2 物体置れたるとき力線の形勢は第五〇七圖

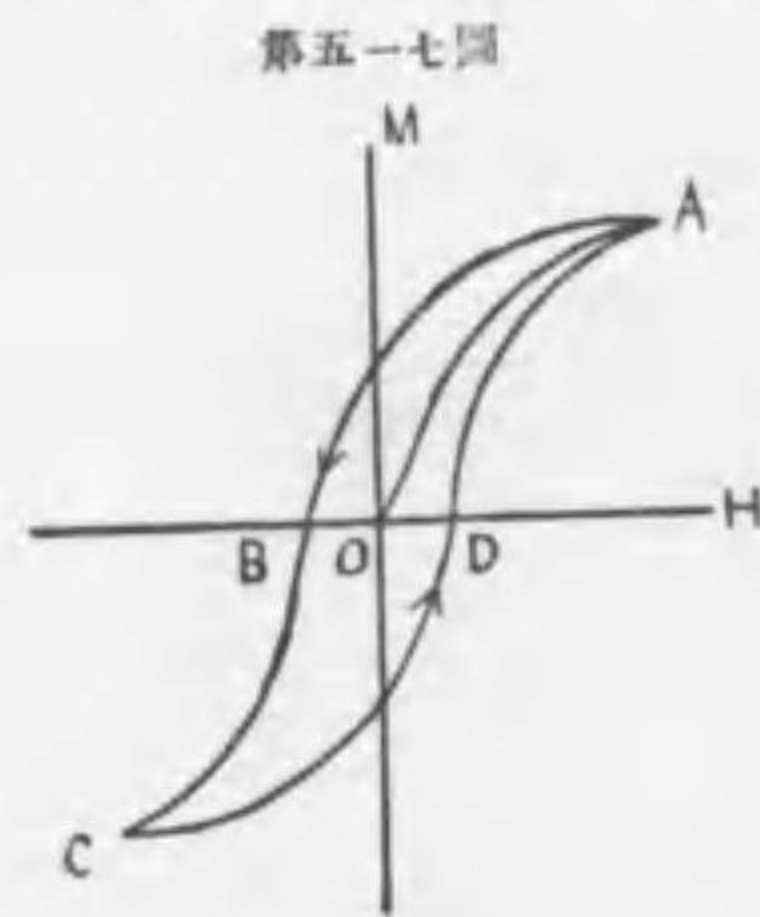
に示すところと異なる無し、 μ_0 の物質が環形なる時の有様は第五一六圖に示すが如し。



第五一六圖

308 残留磁気 residual magnetism (Ewing 1895) 一個の磁性体を或時間磁場内に置き、然る後此を取出すときは其と同時に其磁性体の磁気は消失するものにあらざ、従て磁場の強さを等速に増加するも磁場内に置かれたる磁性体の

磁気能率 M (§ 303) は等速に増加する能はず、何となれば実験を始めて以來の影響残留し居るを以てなり。故に今横軸を(第五一七圖)磁場の強さとし縦軸を



第五一七圖

磁気能率とすれば最初 $H=0$ より始まるときは OA の曲線を得べし、若し能率が磁場の強さ H に正比例するものならば OA は直線となるべき筈なり、従て再 $H=0$ とすれば $M=0$ を得べき筈なるも H を負数となす ($H=-OB$) に非れば $M=0$ を得る能はず、更に H を減ずるときは BC の曲線を書き、之より H を増加して再び A に歸るには CDA の途を経ざるべからず、斯く

して漸く $ABCD$ の輪道を書くなり。之を要するに全仕事は $\int H dM$ に等しく $ABCD$ なる閉曲線が包む面積によりて示さる。此実験に於て OB なる負量は能率を消す demagnetise に要する強さにして、 OB に等しき OD を磁性体の保持性 (§ 302) と見做すことを得べし。残留磁気の影響を磁気履歴 magnetic hysteresis と名づく。

309 地磁気 terrestrial magnetism (Gauss 1832) 地球は一大磁石にして地面は其磁場なるを以て磁針は畧々南北を指し、沙漠旅行及び航海に従事するも

のに便益を興へ來れり。歐洲に於ては漸く十二世紀の頃伊國 アマルフキ にて羅針盤 compass の製造を創む。地磁気學の創立者なる ガウス は地磁気を以て地上二大力の一に算したるも (他は重力なり) 如何せん吾人感覺力の不備なるが爲磁力の作用を以て斯も映盛なるものと認むる能はざるなり。

一地點に於ける地磁気を決定するには三要素の測定を要す。第一、偏角 declination、第二、傾角 inclination or dip、第三、水平磁力 horizontal intensity なり、而して三要素は常に變動絶へざるを以て諸處に磁気測定所を設置し連續的に觀測するを要す、測定所の設置は フムボルト (Humboldt) 及び ガウス に創する。

偏角 (Columbus 1492) とは地理學的南北の方向と磁針が指す方向との差にして、吾邦にては各所西偏し大泊に於て約 8° 、鹿児島に於て約 4° 、台北に於て約 2° なり。此を測るには先づ之に使用する磁鐵の磁気能率の方向が磁棒の幾何學的形狀の縦軸と合するや否やを知らざるべからず、然るに此は通常一致するものにあらざるを以て磁棒は上下面を倒轉して使用し得る装置とす、例へば (第五一八圖) AB が形狀の軸にして NS が磁力の方向なるときは之を反轉すれば形狀の軸は $A'B'$ の位置に來る、故に二回の觀測の平均の方向は眞の地磁気力線の方向なり。此方向と地學的子午線との夾

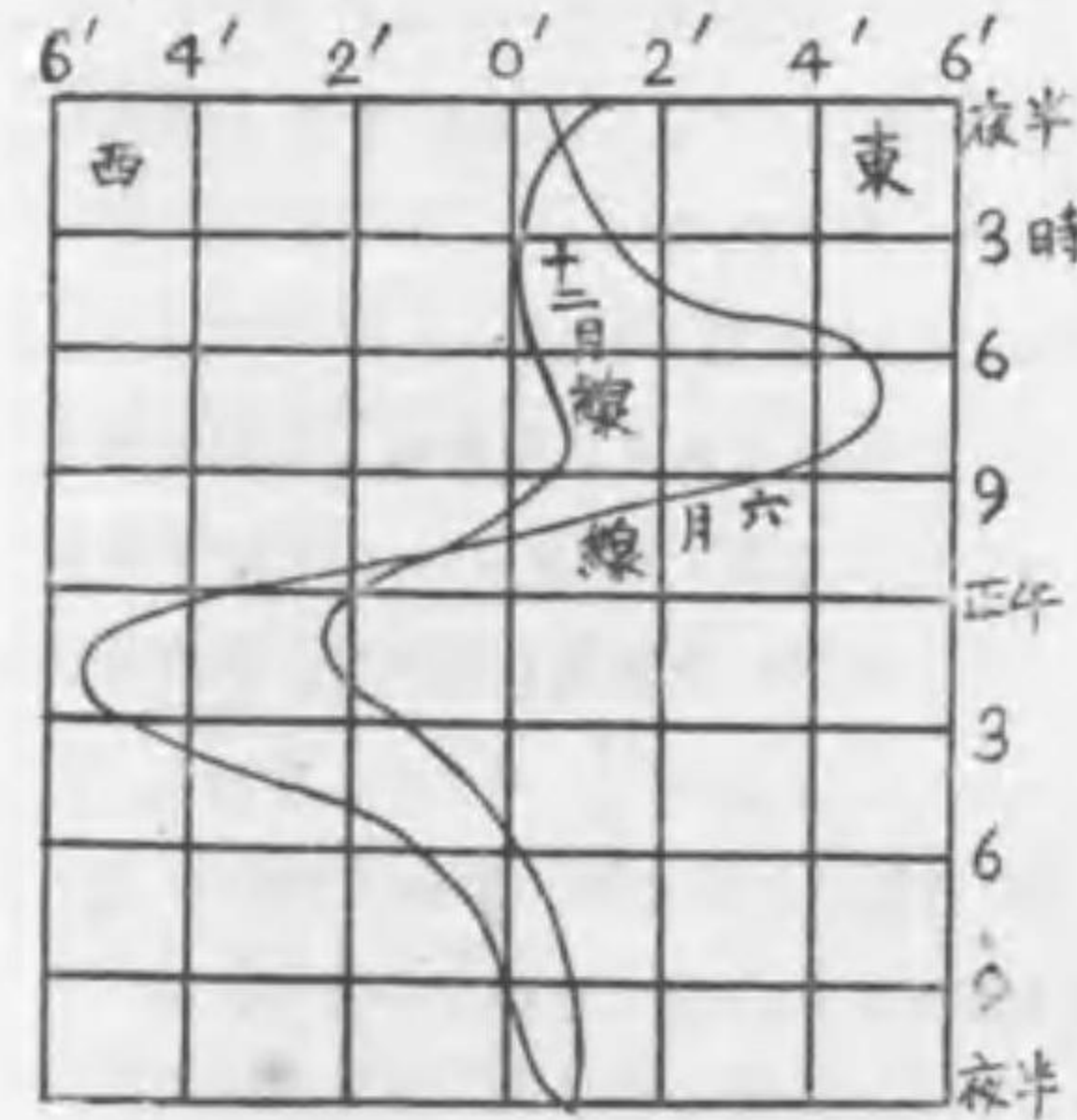
第五一八圖



角は偏角にして此を測定するには先づ一地點

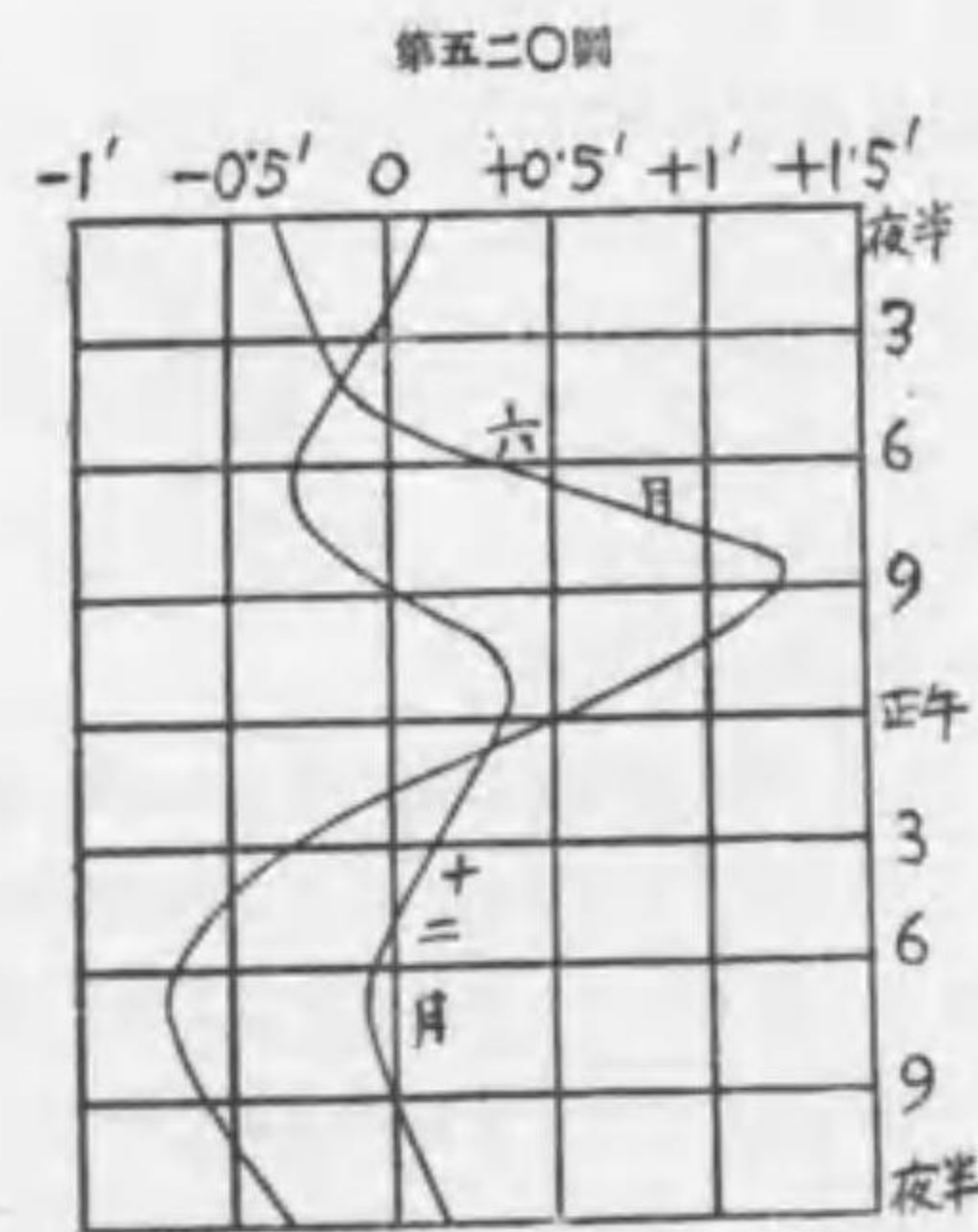
の地學的子午線の方向を定め置くことを要す、次ぎに磁棒を其中心によりて吊り下げ、棒の側面に附着せる鏡に因りて或光源より來る光線を反射せしめ、寫眞の乾板を上下に等速に動かし、其上に鏡より反射する光を受けしむれば、偏角の變動を自

第五一九圖



記せしむることを得べし。此種の観測の結果に據れば偏角は毎日殆ど同一の變動を繰返すものにして(第五一九圖は六月及び十二月なる極端の場合を示す)六月線を見るに磁針の北端は夜半より日出頃までは東に動き日出後は西方に廻り正午過に最西に偏し其後は東に動きて夜半に元位に復す O'O は平均の位置を示す(數字は分の數なり)、故に磁北は恰も太陽を追ふが如く運動す、之を日變 diurnal inequality (Graham 1675-1751、報告文 1724) と稱す、日變の名は一日を週期とするより起る。年變を annual variation、長年に亘る變動を secular change と稱す (Gellibrand 1635)。其他週期を有せずして臨時的に變動を呈するを磁氣嵐 magnetic storm と名づく。

未だ磁化せざる鐵棒を取り其重心を定め然る後之を磁化し重心に依て支ふるときは磁棒は傾きて水平と成角を作すべし之を傾角 dip (Norman 1581) と云ふ、赤道以北に於ては磁棒の北端は下り南端は上り、赤道以南は之に反す。吾邦大泊に於ては傾角は約 60°、鹿兒島に於ては約 45°、台北に於ては約 35° なり。傾角にも日變、年變、長年變ありて傾角の日變は第五二〇圖に示すが如し、

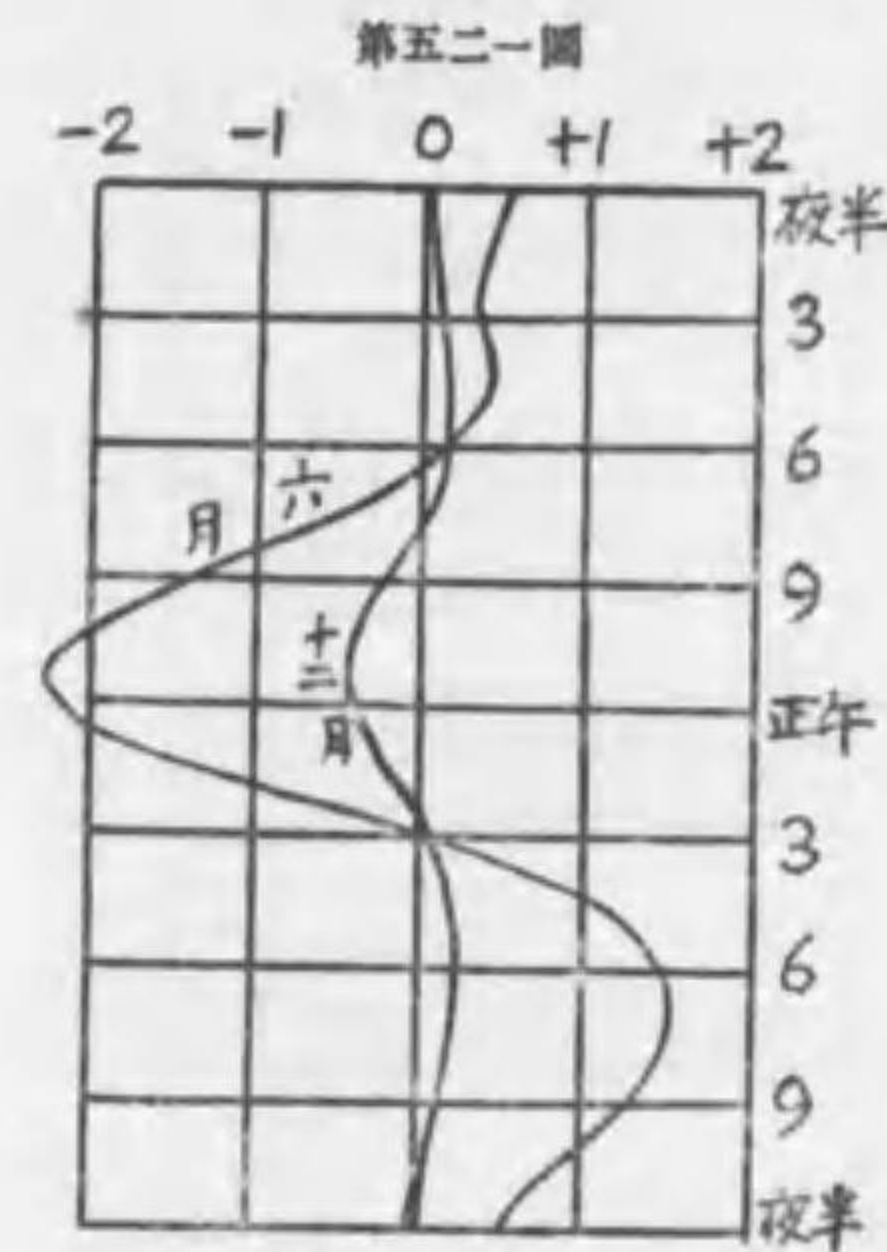


OO は平均の位置を示し、傾角増すものを正量とし減ずるものを負量とす。

水平磁力とは地磁氣によりて生ずる磁場の高さの水平分力なり、之を H にて示し合力を T とし傾角を i とすれば

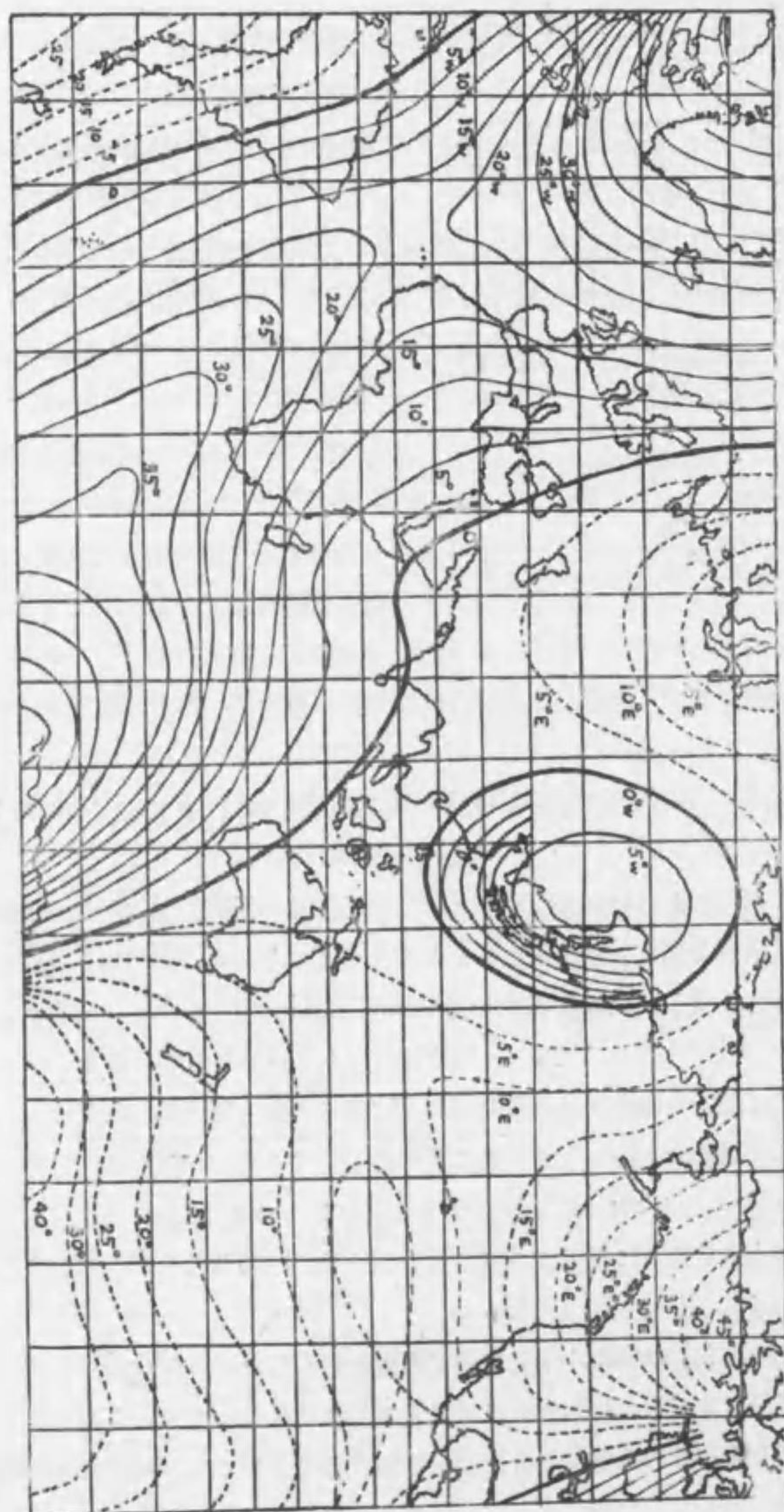
$$T = H \sec i \dots\dots\dots (10)$$

の関係あり、水平磁力を測定するには §304 のガウスの實驗を應用して H を算出し得べし。吾邦に於ては大泊約 $\frac{1}{4}$ ガウス、鹿兒島 $\frac{1}{3}$ ガウス、台北 $\frac{5}{14}$ ガウス なり、此にも週期的變動あること (Arago 1827) 他の要素に似たり、第五二一圖は合力の日變を示すものにして單位は一萬分の一ガウスなり。



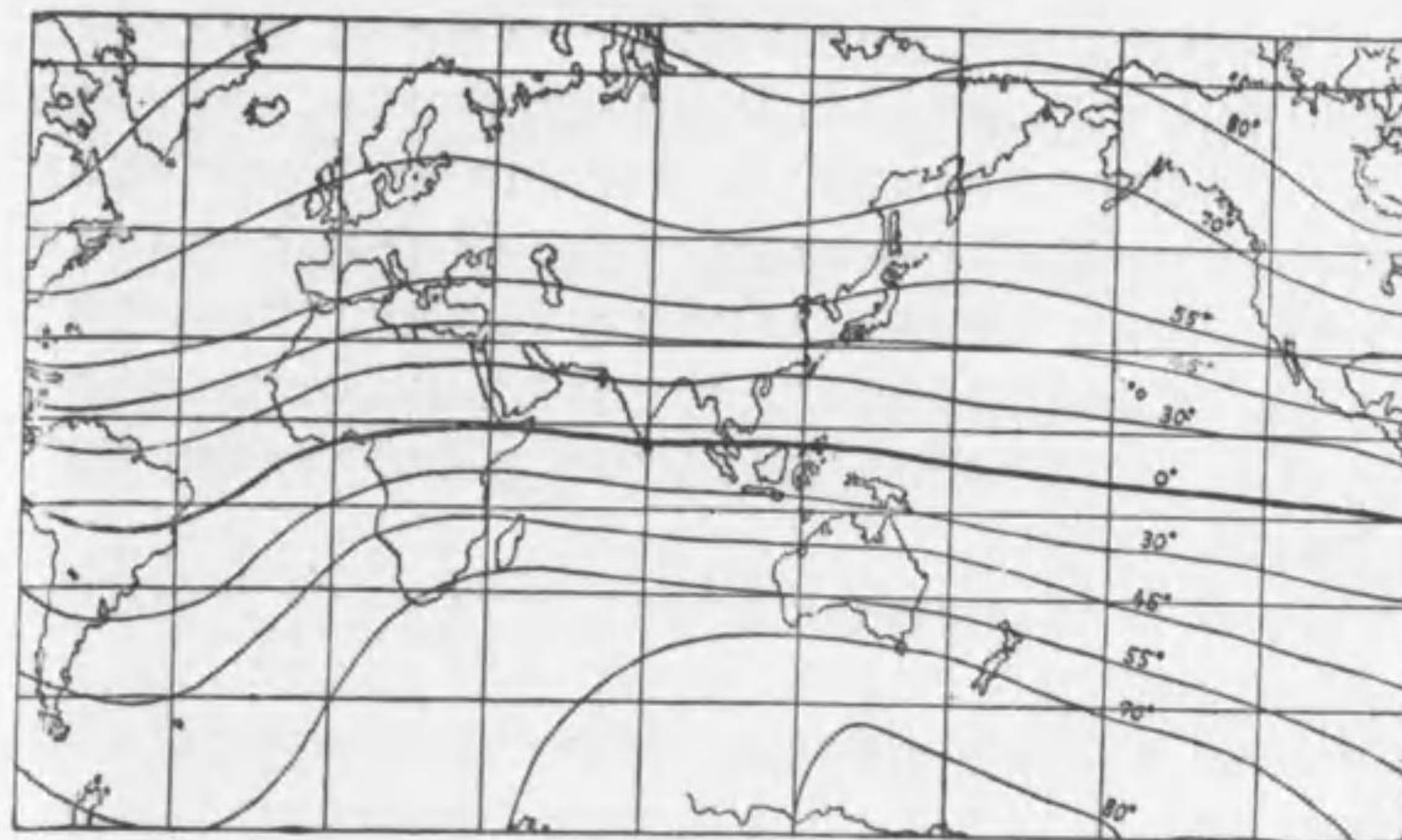
日變と年變とは一日一年を週期とする故常に元値に復歸すれ共長年の變動は週期未だ明かならずして地磁氣の観測開始せられてより今日までの處にては不斷同一方向に變動を重さぬるのみにして復歸の模様なし、從て地球表面上に書かれたる同一偏角を有する點を連結せる曲線即ち等偏線 isogonals、同一傾角を連ぬる等傾線 isoclinals、同一水平磁力點を連ぬる等力線 isomagnetics は徐々に地球面上に移動す。尙精密に吟味する時は日變年變の外に十一年を週期とする變動ありて太陽斑點の週期と一致す。第五二二、五二三、五二四圖は 1907 年に於ける等偏、等傾、等力線を示す。地球上には磁極と稱するもの各二箇處に存在し一は地球の極と一致し他は極より約 28° の距離にありて、恰も地磁氣は約 28° の夾角を有する二個の大磁棒が地球内部に置かれたるに依て生ずるが如く視ゆ。又等傾線の趨勢を見るに平均等温線の形狀に酷似するを認むべし。偏角零なる線は無偏線 agonals と云ふ、此曲線は(第五二二圖)三個處に散在し、一は吾邦を圍繞し他は南北米を縦斷するものと那威、亞刺比亞、濠洲を經由するものとあり。傾角零なる線を磁氣赤道 magnetic equator と稱す、畧々地球赤道と一致す(第五二三圖)。等力線は必しも磁極を包圍するものにあらず、換言すれば地磁氣の強さは赤道を離るゝに從て増加すれ共磁極に於て最大となること無し(磁極より遠からざる點に於て最大となる)。第五二四圖は水平磁力の等力線を示す、故に附記せる數字は水平分力をガウス單位にて表はしたるものにして、赤道を距るに從て却て減少す、又合力 T の値は(10)によりて與へらる。

地磁氣の由來を説明せんが爲に創て考慮を廻らしたる ガウス は地球内部の諸點に磁氣量を分配し、北極附近には負量、南極附近には正量の多額を置き、實測上の結果を生ずるに必要なる分配法を試みたることあるも、此は説明と稱すべき

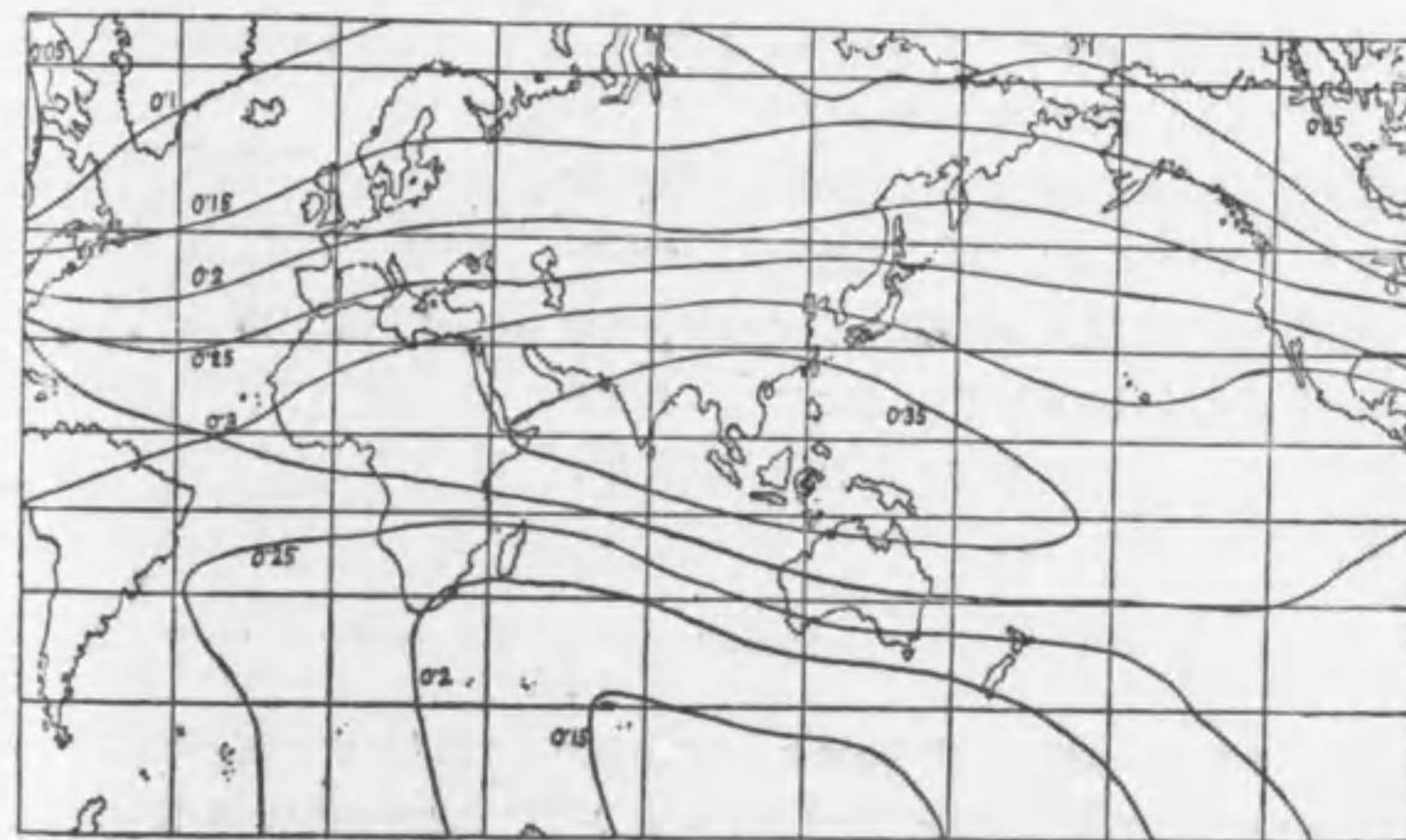


第五二二圖 —— 等偏線 (1907)

第五二三圖 —— 等傾線 (1907)



第五二四圖 —— 等力線 (1907)

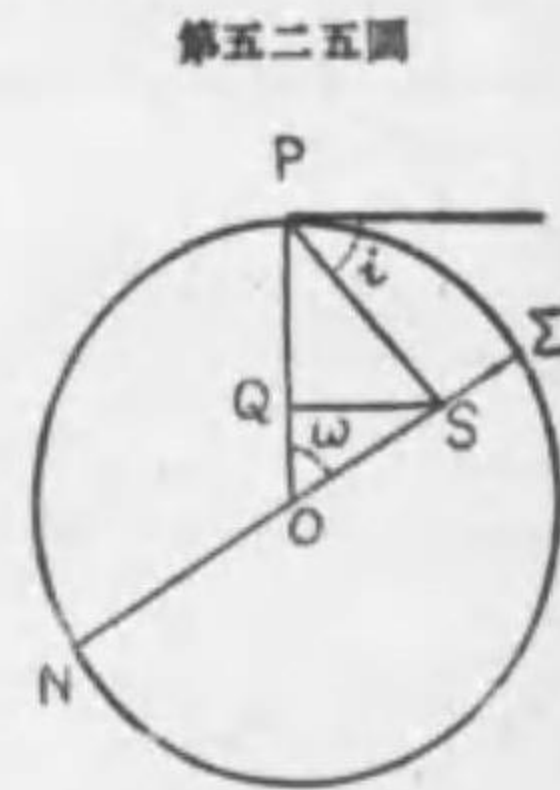


ものに非ず、況や地球内部は高温なるを以て磁氣量は直に其效力を失ふべき筈なり、殊に週期的及び長年的變動を説明するは ガウス 説の企圖し能はざるところなり。變動なるものは其種類多く、前記日變年變の存在は明かに太陽磁氣が吾地球に與ふる勢力の存在するを表示せり、然るに亦月の公轉に依て生ずる變動あり、又太陽活動週期即ち十一年毎に盈虛する變動ありて日面斑点の出沒及び其變化並に之に關係ある極光の盛衰にも連絡を有す、所謂磁氣嵐は常に極光の顯著なる出現と日斑点の突然發生或は分裂或は癒合乃至消失に伴ふて生ず、磁氣嵐の特性とも云ふべきは他の變動の如く緩慢ならずして、振幅は小なるも磁針の振動の迅速活潑なる点在り。

地磁氣の源因としては地盤内の電流に關するもの有るべけれ共、主として地盤に於ける磁鐵の分配、及び外因として太陽磁氣の勢力に依るものならん乎、太陽はヘール (Hale 1908) の實測によれば地球の如く一個の磁場を形成し其磁氣能率の軸は太陽自轉軸と 5° の角を作し其周圍を速に回轉す其週期は 31.4 日にして太陽自轉時間 27.3 日よりも長し。

地磁氣に關する最平凡なる學説は地球内部には一大磁鐵ありて其正極は南極と合し負極は北極と一致するものなりとなすなり

(第五二五圖) 此説に依れば地球表面上 P に於ける磁力の方向を求むるには地心までの距離 OP を Q に於て三等分し QS を垂線に引き PS を結ぶときは PS は力の方向にして P に於ける切線と作す角 i は傾角に等し、然るに (6) により $\tan i = 2 \cot \omega$ なるを以て (λ を P の緯度とすれば $\lambda + \omega = \pi/2$ なり)



$$\tan i = 2 \tan \lambda \dots\dots\dots (11)$$

を得、故に傾角は緯度と共に増加す。次に地軸の長さ即ち地中大磁鐵の長さを 2l とし兩極に於ける磁量を +m 及び -m とすれば其磁氣能率 M は 2ml に等しきを以て磁場の強さは (5) により $\frac{M}{r^3} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \omega}$ なり、茲に $r=l$ 地球半径とす。依て水平磁力 H は

$$H = \frac{M}{r^3} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \omega} \cdot \cos i$$

なり、然るに (11) によ

$$\cos i = \frac{1}{\sqrt{1 + \tan^2 i}} = \frac{1}{\sqrt{1 + 4 \cot^2 \omega}} = \frac{\sin \omega}{\sqrt{1 + 3 \cos^2 \omega}}$$

なるを以て上式より

$$H = \frac{M}{r^3} \sin \omega = \frac{M}{r^3} \cos \lambda \dots\dots\dots (12)$$

を得、故に水平磁力は緯度増すに従て減少す。

第三章 電磁氣學 ELECTROMAGNETISM

810 接觸電氣 contact electricity 往時 ガルヴァニ (Galvani 1789) は二個の異なる金屬を連接し一端を剥皮したる蛙の腰推附近に、他端を脚端に觸れしめしに脚は痙攣するを見て此を動物電氣の所爲に歸せしが、其後 ヴォルタ (Volta 1800) は同一實驗を研究して二個の異なる金屬の接觸面には所謂電動力 electromotive force なるもの發生すとせり。即ち二種の金屬を一旦接觸し分離して後ち電氣計によりて各金屬に反對なる荷電の生ずるを確めたるを以て、種々の金屬に就き實驗して次表を得たり

+ Rb. K. Na. Al. Zn. Pb. Sn. Sb. Bi. Fe. Cu. Ag. Au. Pt. Pd. C. -
表中任意の二個を接觸すれば依て生ずる電氣は + 號に近きものは正、- 號に近きものは負の荷電を得、之を接觸電氣と云ふ。接觸電氣の由來は未明に屬すれ共、總ての放射体、例へば ラヂウム が電子を放射する現象に類似せるものとして説明することを得ざるに非ず、抑諸種の物質は陰陽粒子 corpuscles の結合にして元素中には安定なるものと不安定なるものとあり、ラヂウム は其最不安定にして絶へず破壊されつゝあるものに屬す、從て他の元素にも多少の破壊行はれつゝあるを免れざるべし、今ヴォルタ表中亞鉛と銅とを取りて接觸すれば亞鉛は + 銅は - の荷電を得る理由は亞鉛は銅よりも不安定にして多量の陰粒子 (即ち電子 electron) を放射して之を銅に傳へ銅は少量の電子を放射して之を亞鉛に傳へ、亞鉛には多量の陽粒子残り銅には少量の陽粒子残るが爲ならんか、換言すれば二種の異なる金屬に於ては解離せる電子の群集密度、從て其壓力を異にするが故に電子は壓力大なる方より小なる方に向て移動するものと思ふべきなり而して電子壓力は氣體の如く絶對溫度に正比例することは後章更に説くところあらんとす。

故に銅と亞鉛とを取り或距離を隔て、稀薄酸液中に浸し導線を以て銅板と亞鉛板とを連ぬるときは夫々放射する電子は導線の内部を潜りて疾走し、亞鉛が放射

する電子壓力優勢なるを以て陰電流 negative electric current となりて導線内を亞鉛より銅の方に走るなり。此と同時に亞鉛の陽荷電は良導體なる稀薄酸液の媒介に依りて液内を動き銅板に赴き導線に沿ふて運ばるゝ方向は銅より亞鉛に向ふものと思ふるも不可なき理なれ共、最近物理學の説くところは單に陰電流のみの存在を認めんとする形勢なり。

此を要するに電流の由來するところは未明に屬す。ネルンスト (Nernst 1888) 説によれば金屬の原子は若干の電子を失ひ陽性となりて之を圍繞する液中に溶入るを以て、殘る金屬板は負性となる、然るに總ての金屬は稀薄酸液に對して溶壓 solution-tension を有し自体は負性となり溶液を陽性にならしむる力あるも金屬異なれば溶壓も異にして、例へば亞鉛は大にして銅は小なる溶壓を有す、從て前述と同一の結果に導くべし。

311 電池 electric cell, Galvanic element 二種の金屬を稀薄酸液中に浸し導線を以て金屬板を連ぬるときは陽電氣の流れ (之を單に電流と云ふ) は §310 に示したる ヴォルタ表 - 號より + 號の物質に向て導線内に流るゝなり、例へば亞鉛と銅を稀薄酸液に浸す場合には導線内を流るゝ電流は銅より亞鉛に向ひ液中を流るゝものは亞鉛より銅に向ふ (第五二六圖)、

此と同時に液中には化學反應起り金屬は消費せらるゝを見る、故に化學 エネルギー は電動力となりて電位低き亞鉛板より電位高き銅板に電氣を壓上ぐるの仕事を奏す、斯く高處に運ばれたる電氣は恰も河水の低きを慕ふが如く導線内を流下して銅より亞鉛に赴くものなりと想像せらる、此に由て考ふれば銅と亞鉛との電位差 (高さの差と云ふに同じ) は正に電動力に等しく、電動力は此電位差に逆みて電氣量を上げたるものとせざるを得ず。電池に於ては導線の兩端の金屬板に終る点を極 poles 又は electrodes と名づけ電位高き端を陽極 positive electrode 電位低き端を negative electrode と云ふ、又電池には種々あり下に三四の例を示す。ダニエル電池 (Daniell 1836) の式は $Zn | Zn SO_4 \text{ 溶液} || Cu SO_4 \text{ 溶液} | Cu$ にして電位差 = 電動力 = 1.09 ヴォルトなり、式中 | は接觸を示し || は素燒板にて隔離するを表はす。グローヴ電

第五二六圖



池 (Grove 1839) $Zn | H_2SO_4 || HSO_3 | Pt$, 電動力=1.9. ブンゼン電池 (Bunsen 1842) $Zn | H_2SO_4 || HNO_3 | C$, 電動力=2.13 ヲルト. ル克蘭シエ (Laclanché 1864) $Zn | NH_4Cl || MnO_2 | C$, 電動力=1.5 ヲルト. 電クロム酸電池 (Poggendorff 1842), $Zn | 4 H_2SO_4 + K_2Cr_2O_7 | C$, 2.1-1.7 ヲルト. 標準電池とは電池の種々の欠点を免れて下記の三条件を満足するを云ふ. 第一 其電池を使用せざる間は内部に化学作用無し. 第二 其電池を種々の温度に附するも過去の温度變化の歴史に關せずして常に同一電動力を有す. 第三 其電池使用中は電動力に少々の變化あるも早晚元の値に復歸す. 以上三条件を具備する電池は未だ實現せられざるも此に近似のもの二個あり即ち クラーク電池及ビ エストン電池是なり. クラーク電池 (Clark 1872) は $ZnSO_4$ の飽和溶液を電解質とし陽極は Hg 陰極は Zn 或は其合金を用ふ. 凡ての温度に於て飽和を完全ならしむるため $ZnSO_4$ 結晶を投入し. 又偏極作用を防ぐために Hg_2SO_4 を陽極に貼附す. エストン電池 (Weston 1892, 改良 1908) に於ては $CaSO_4$ の飽和溶液を電解質とし陽極は Hg, 陰極は Cd 合金を用ひ. 前者と同目的を達する爲に之も Hg_2SO_4 を貼附す. 又 $CaSO_4$ 結晶を電解質に投じて偏極を防止す. 電動力は夫々約 1.4 及び 1 ヲルト なり.

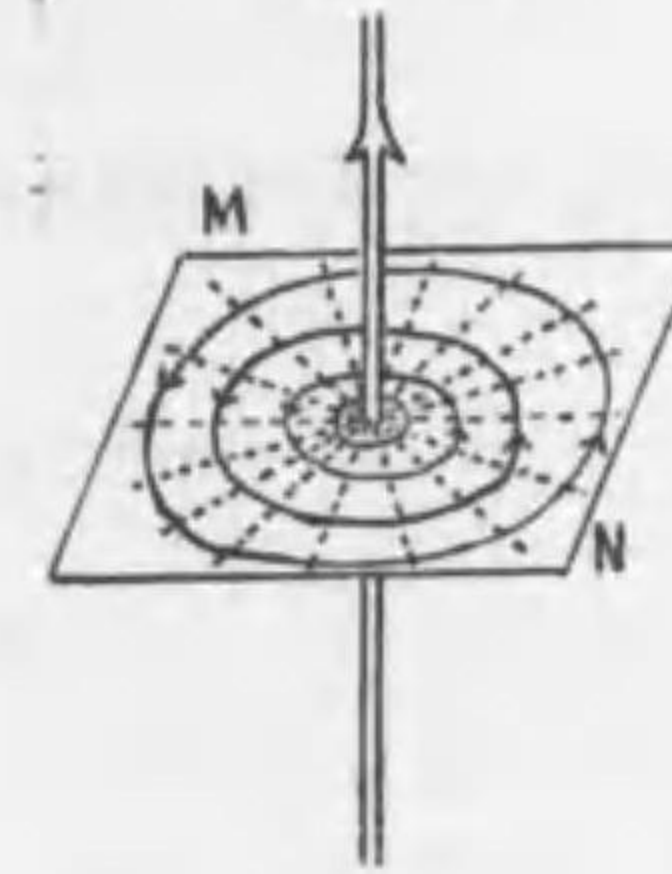
312 エールステッド實驗 Oersted 1820 電流と磁石との間には電磁力 electromagnetic force 作用して電流附近の磁針は之が爲に其方向を變ずる現象は既に エールステッド 以前の (伊國人 ロマニョジ Romagnosi 1802) 發見に係ると云ふ. 電流 (第五二七圖) が磁極の北, 南に與ふる力即ち電磁力は電流の方向に垂直にして右手を電流の方向に置き手掌を磁北に向はしむるときは電流は磁北を拇指の方向に動かすなり. 之を アムペール 法式 Ampère's rule と云ふ. 磁石の南北極は常に共存するものなれ其假に磁北を分離し得可きものと考ふときは磁北は電流を軸とし其周圍を回轉するならん. 而て回轉の方向は

第五二七圖



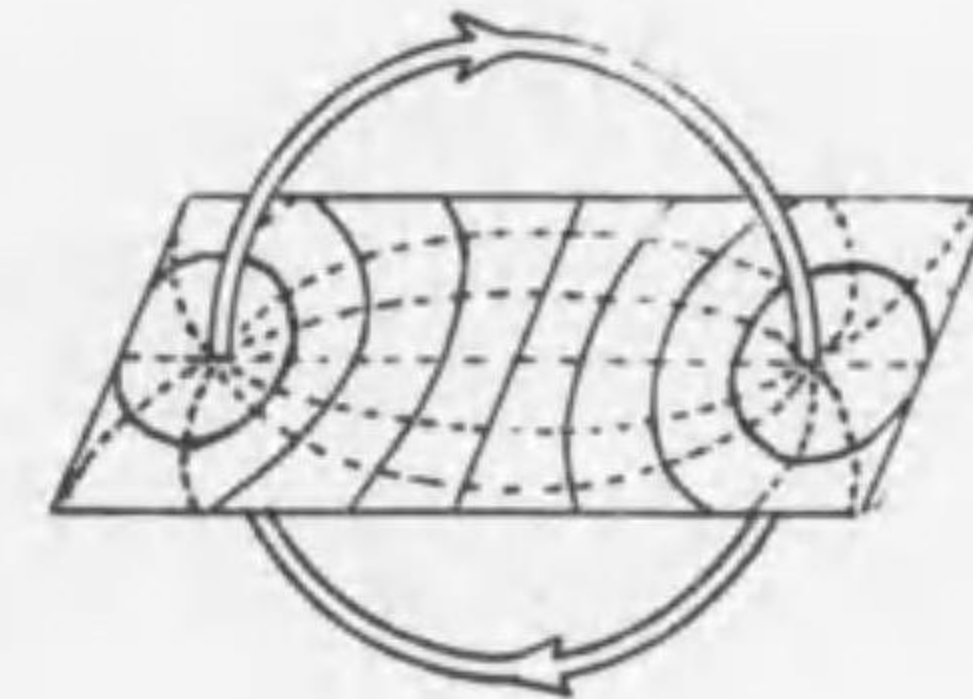
§ 29 第三一圖 に示す如く, 電流と半径 r と電磁力 (圖中 θ の方向) との三ベクトルは互に垂直にして右旋の順

第五二八圖



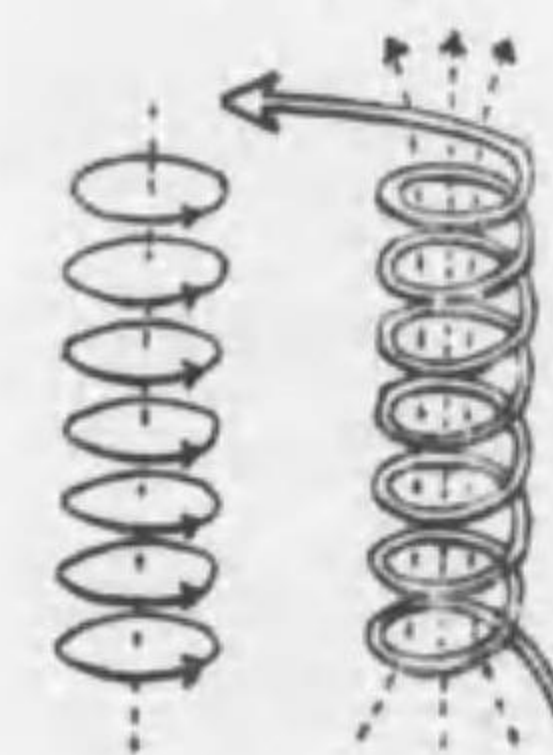
なる紙面上に鐵粉を散布すべし). 電流の形が 第五二九圖 の如く環形を成すと

第五二九圖



序を形成す. 此理により電流の形一直線なる時は (第五二八圖) 電磁力の力線は電流に垂直なる平面 MN 上に書きたる同心圓を以て表はすことを得るなり (之を實驗するには MN

第五三〇圖



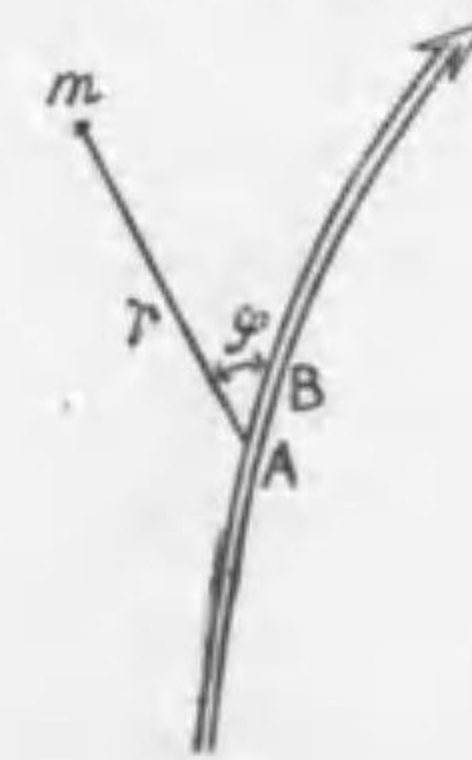
きは力線は環形の中心を通過して設けたる平面上に於ては多數の離心圓となり等位線は離心圓と正交するところの他の多數の離心圓なり. 第五三〇圖の如き形を螺環 coil 又は筒輪 solenoid と云ふ. 此は其傍に書きたる如き環流の數多重疊せるものと見るも可なるを以て力線は点線にて示す如くなるべし.

313 ビヨ一、サワール 則 Biot, Savart 1820

單位時間に導線の斷面を貫流する電氣量を電流の強

さ intensity of current と稱し之を i にて示すことに定むれば, 一つの導線に於ては各處に i の値同一ならざるべからず, 然らざれば或点には電氣量堆積し或点には欠乏するに到るべし. 今電流の附近に磁北を置くに假定すれば電流の各部と磁北との間には電磁力作用し其方向は電流と磁北とを連ぬる直線に平行ならずして電流の方向と其連線の方向とに垂直なることは前節既に説きたる如し. 故に電磁力は中心力と稱せらるゝ種類に屬せず従て第三章 § 65 に説明したる エネルギー 的關係は其儘爰に應用すること能は

第五三一圖



ざるものなり、ビョー、ザブル 兩人は電磁力に關し次の法則を發見せり。第五三二圖の $AB=ds$ を電流の一部分とし、其と φ の角を作しつゝ r の距離に m なる正量の磁氣存在するときは、 AB が m に與ふる力は m を圖面に垂直に上方に動かす方向を有し力の大き f は

$$f = \frac{mi ds}{r^2} \sin \varphi \dots\dots\dots (1)$$

なり故に力は距離の平方に反比例し磁量と電流の強さと其長さ及び r, ds の夾角の正弦の積に正比例す。然るに ds も r も各一個のベクトルにして ds と r とを隣邊とせる平行四邊形を畫くときは其面積は $ds \cdot r \sin \varphi$ に等しく、又其面積を表示するベクトルは ds にも r にも垂直なる一個の直線にして三ベクトルの順序は ds, r, f が右旋回轉を爲す (§29、第三一圖を見よ) なり、故に $ds \cdot r \sin \varphi$ を ds と r との「ベクトル積」と名づけ之を $[ds, r]$ にて示すときは (1) は

$$f = \frac{mi}{r^2} [ds, r]$$

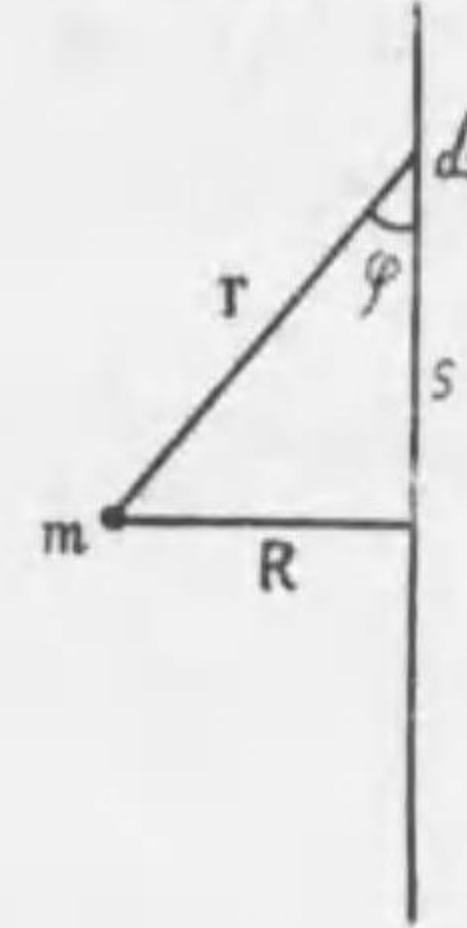
と書くことを得。又電流は必ず電池に始まり電池に終はるべき筈のものにして常に環流 circuit を成すなり、故に環流の全部が磁量 m に與ふる合力を F とすれば

$$F = mi \oint \frac{[ds, r]}{r^2} \dots\dots\dots (2)$$

となる、爰に積分記號の中央に環形を附したるは積分が環流の閉曲線の全長に渡るべきものなることを示すなり。ビョー、ザブル 則は環流の置かれたる媒質が一様なる透度 (§303) を有する場合に限りて行なはるゝものにして透度を異にする諸媒質の隣接せる中に置かれたる場合には異種媒質間の境界面の作用を附加せざるべからず。

透度同一なる媒質内に於ける電磁力の簡單なる例を次に示さんとす。先づ電流が無限長の直線なる場合 (第五三二圖) には磁量 m より電流に垂線 R を下だし、電流上の任意点 ds と m との距離を r 、垂脚との距離を s と定むるときは $r = R \operatorname{cosec} \varphi$, $s = R \cot \varphi$ 従て $ds = -R \operatorname{cosec}^2 \varphi d\varphi$ なるを以て (1) により

五三二圖



$$f = \frac{mi ds \sin \varphi}{r^2} = -\frac{mi \sin \varphi d\varphi}{R}$$

依て $s = -\infty$ より $s = \infty$ まで積分するは $\varphi = \pi$ より $\varphi = 0$ まで積分すると同一なるを記憶しつゝ

$$F = -\frac{mi}{R} \int_{\pi}^0 \sin \varphi d\varphi = \frac{2mi}{R} \dots\dots\dots (3)$$

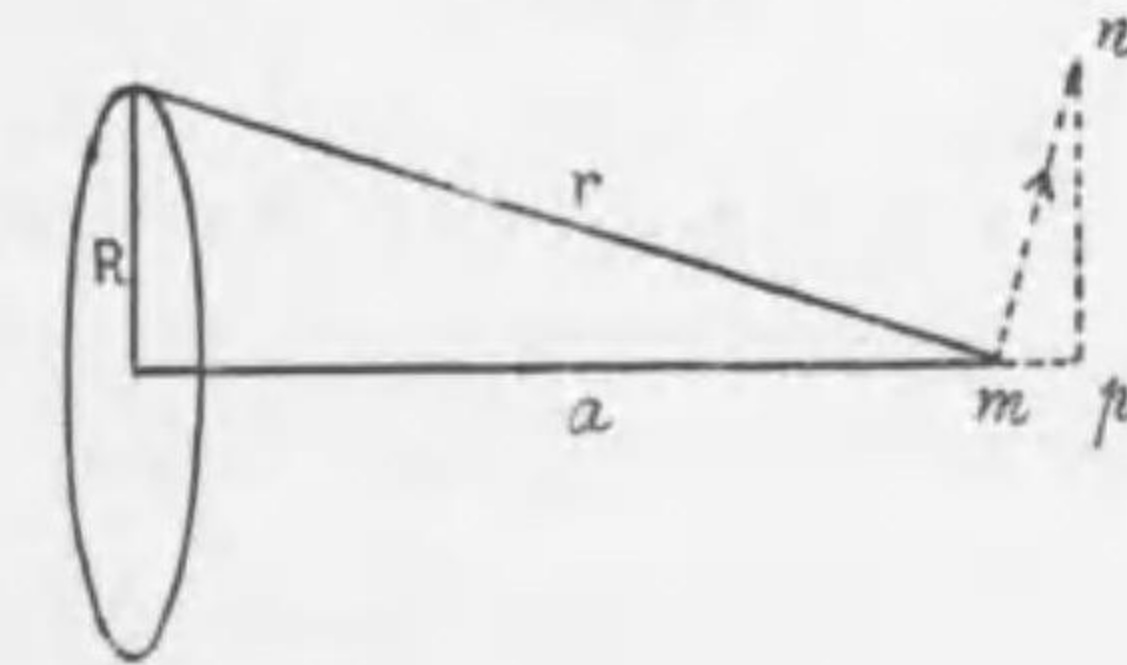
を得べし。若し此力に逆みて磁量 m をして電流を一週せしむるときは其仕事は力 F に道程 $2\pi R$ を乗じたるもの、即ち $4\pi mi$ にして R 無關係なり。

電流が半径 R の圓形をなし磁北 m は圓心に置かれたる場合には常に $r=R$, $\sin \varphi = 1$, $\int ds = 2\pi R$ なるを以て (1) より

$$F = \frac{2\pi mi}{R} \dots\dots\dots (4)$$

環流は圓形なるも m は圓心を通り圓に垂直なる直線上 a の距離に在るときは、 m より電流までの距離 r は一定にして力は mn の方向に働き其大きさは (1) により $f = mi ds / r^2$ なり、 mn 線を以て (第五三三圖) f を示すときは mn は mp と pn の分力に分かたるとも pn は電流の各處に就き其總和を求むるときは零となるにより残り mp のみ有効にして其値は $mi ds / r^2 \cdot mp / mn$ 即ち $mi ds / r^2 \cdot R / r$ となり、環流全部に就き總和を求むれば $F = mi \times 2\pi R^2 / r^2$ を得べし、 R が r に對して極て小なる場合には下の結果に到着す

第五三三圖



$$F = mi \frac{2\pi R^2}{a^2} \dots\dots\dots (5)$$

314 電流の単位 導線の断面を静電単位の電氣量が一秒間に貫流するものを電流の静電単位と名くるときは其デメンションは §291 に於て得たる [e] を時間にて除じたるものに等しかるべし即ち

$$[\text{電流の静電単位}] = [K^{\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-2}]$$

然るに前節に得たる結果により、例へば (4) により、 $i = FR/2\pi m$ なるを以て §303 の $[m] = [\mu^{\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}]$ を代入して

$$[\text{電流の電磁単位}] = [i] = [L^2 M T^{-2} + (\mu^{\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1})] = [\mu^{-\frac{1}{2}} L^{\frac{1}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}]$$

故に兩単位の比は

$$\frac{[\text{静電単位}]}{[\text{電磁単位}]} = [\sqrt{K\mu} \cdot LT^{-1}]$$

となる、然るに兩単位は各自同一物を異なる立場より表はしたるに過ぎざるを以て兩単位の比は単に純數なり、而して純數はデメンション無きが故に上式の右側は 1 に等しく

$$\left[\frac{1}{\sqrt{K\mu}} \right] = [LT^{-1}] \dots\dots\dots (6)$$

の結果に到着す、吾人は未だ K 及び μ のデメンションを別々に識る由無けれ共兩者の積の倒數は或速度を表はすものなる事を知り得たり、而して數回の測定の結果に依れば此速度は實に光線の傳播速度 300000 杼即ち $3 \cdot 10^{10}$ 杼に等しきを確定せり。

(4) 又は (3) を用ひ R を一ダイナとし、F を一ダイナとし m を 1 C-G-S 系単位とするときは電流 i の C-G-S 系に據る電磁単位を得べし、便宜上此単位の十分の一を 1 アムペール (ampère) と稱す、即ち

$$1 \text{ アムペール} = \frac{1}{10} \times \text{C-G-S 系電磁単位} \dots\dots\dots (7)$$

電流は電氣量を時間にて除じたるものなり、故に電氣量の静電単位と電磁単位との比も前理により $[\sqrt{K\mu} \cdot LT^{-1}]$ のデメンションを有すべし、然るに $1/\sqrt{K\mu} = 3 \cdot 10^{10}$ なるを以て $3 \cdot 10^{10}$ [静電単位] = 1 [電磁単位] なる關係を得。今 C-G-S 系にて算するときは静電氣學に於て學びし如く静電単位の電氣量の

$3 \cdot 10^9$ 倍は一クーロン、故に上式により一クーロンの十倍は電磁単位の電氣量に等しきこと明かなり、是に依て考ふれば 1 アムペールとは 1 クーロンの電氣量が導線の断面を一秒間に通過する電流なることを知るべし。

ファラデーの媒質説を數學的研究に附したるマクスウエル (Maxwell 1865) は (6) 式より出發して次の如き思想に達著せり。今一個の媒質の電媒常數を K とし磁氣の透度を μ とし其媒質内の光線速度を v とし真空に於ける光速を v_0 とすれば、真空に於ては $K=1, \mu=1$ なるを以て

$$\frac{v}{v_0} = \frac{1}{\sqrt{K\mu}} \dots\dots\dots (8)$$

なり、然るに v_0/v は光の屈折率 n に等しく、又透明体に於ては μ は常に 1 に近似なるを以て上式より直に

$$n = \sqrt{K} \dots\dots\dots (9)$$

を得べき理なり、尤も n は波長によりて其値を異にすれ共吾人は未だ K と波長との間に何等の關係あるやを知らざるを以て (9) 式が嚴密に成立するを保證し難けれ共、下表に示す如く n は \sqrt{K} に近似なりと云ふを得べし

空 氣	$n=1.000294$	$\sqrt{K}=1.000295$
炭酸ガス	1.000449	1.000473
水 素	1.000138	1.000132
硫化炭素	1.63	1.6

此に反し大に相違するものあり例へば

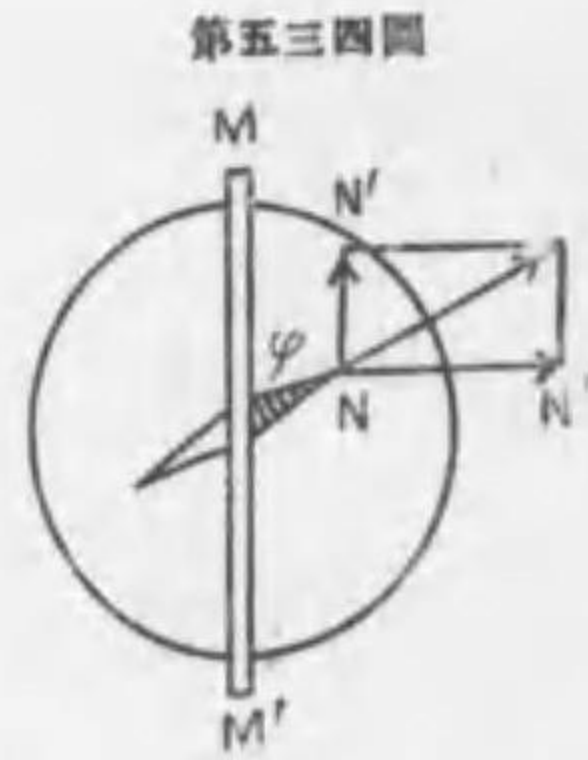
アルコール	$n=1.46$	$\sqrt{K}=5$
水	1.63	9

の如し、此はエーテル分子と物体分子との間に存する係累大なるに因るものならん乎。

315 電流計 galvanometers 電流計は電流の強さを比較するに用ふ、爰に其重要なるものを列記す。

(i) 正切 tangent 電流計 (Pouillet 1837) 此は幾度も捲きたる環流の中心に

小形の磁針を据えたるものにして環流の平面を磁気子午線内に置き、計らんとする電流を通ぜしむるば磁針は磁気子午線面より出張して φ の角を作すべし、第五三四圖は之を上方より観たる形にして MM' は磁気子午線の方を示し同時に環流を示す、磁針は今地磁気 NN' と環流の電磁力 NN'' との爲に釣合に在り、故に H を地磁気の強さとすれば磁針の北端は畧近的に環流の中点に在るものと見て (4) を應用し



$$\tan \varphi = \frac{NN''}{NN'} = \frac{2\pi i}{R} / H \dots\dots\dots (10)$$

を得べし、即ち i は $\tan \varphi$ に正比例するを見る、故に正切電流計の名を得たり。

(ii) 正弦 sine 電流計 (Pouillet 1837) 構造は (第五三五圖) 正切電流計に似た

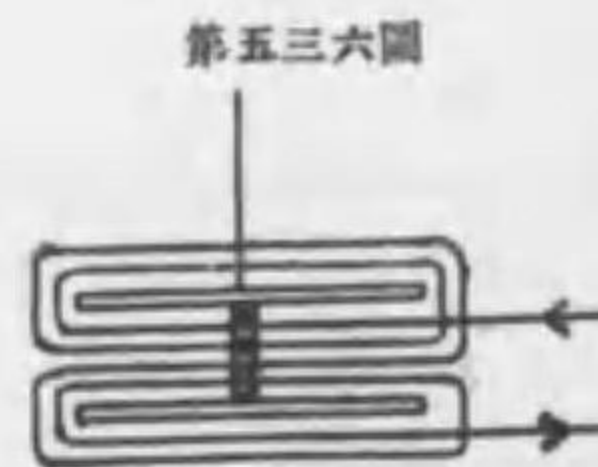


るも磁針は較く大にして全装置は鉛直線の G'P' を回轉するを得せしむ。先づ環流面 GG' を磁気子午線に置きて其位置を讀み、次に電流を通ずれば磁針は偏するを以て其偏したる方向を追ふて環流面を回轉し其位置を讀めば二讀の差は θ 角に等し、此時地磁力は NN' にして電磁力は NN'' となり其合力は環流面内に在りて NP の方向を有す、故に

$$\sin \theta = \frac{NN''}{NN'} = \frac{2\pi i}{R} / H \dots\dots\dots (11)$$

を得、即ち i は θ 角の正弦に正比例す。

(iii) 無定位電流計 (Nobili 1830) は磁氣能率の等しき針を反對に並べて固定したるものにして (第五三六圖) 導線を通る、電流の作用は兩針を同一方向に回轉せしむるなり、磁針の能率は等しくして反對なるを以て地磁氣の作用は零となり電磁力に對しては一層鋭敏となるなり。



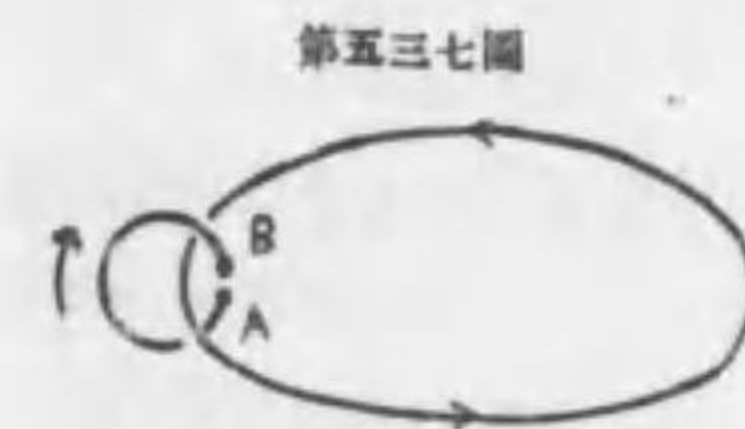
316 磁板 magnetic shell 圓板狀の鐵を取り之を磁化し其兩面に夫々 $+m, -m$ の磁氣量を與へたりと假定し其厚さを $2l$ とすれば之を能率 $2ml$ なる磁板と稱す、圓周の一点に絲端を附着して吊るすときは板の兩面は地磁氣の南北の方向に向ふべし。今磁板の中点を過り垂線を立て中点より a の距離に磁量 m' を置くときは § 305 ガウス 第一實驗にて學びたる如く磁板と m' 間の力は $F = 4mm'l/a^2$ なり。

然るに § 313 (5) により半徑 R なる環流が其中点より垂線距離 a に在る m' に與ふる電磁力は $F = m' i \frac{2\pi R^2}{a^2}$ なり、故に若し此電磁力が上記の磁板の力に等しきときは $2ml = i\pi R^2$ を得べし、今環流の面積を S とすれば $S = \pi R^2$ なり、又磁板の能率を M とすれば $M = 2ml$ なり、故に

$$M = Si \dots\dots\dots (12)$$

即ち面積 S なる圓の周邊を環流する強さ i の電流は之を能率 Si なる一枚の磁板によりて代表せしむるを得べし。

§ 313 に於て學びたる如く m なる磁量が無限長の直線電流 (第五三二圖を看よ) を一周する仕事は $4\pi mi$ にして、書きたる道の大小及び形狀に拘ること無し。故に今一個の環流 (第五三七圖) を含む平面の下側面上の一点 A を出發し矢の



方向に動き上側面上の一点 B に到着する磁量 m も $4\pi mi$ の仕事をなすべし、何となれば A, B 兩点が環流の圓周に近きときは其附近の電流の部分を見做すも不可なきを以てなり、此に依て考ふれば A と B

とに於ける位數 (potential) の差は $4\pi i$ に等しきこと明かにして、此理は A, B 兩点が環流を含む平面上何處に在るも同一に行はるゝなり、其理由は第五二九圖に示せる如く環流平面上に於ては同一位數行はるゝが故なり、然れ共一度び環流を含む平面を貫くときは位數は突然の増減を呈すべし。

317 筒輪 solenoid 第五三〇圖に示したる如き筒輪は n 個の環流の重疊に過ぎざるを以て (12) 式により能率 nSi に等しき磁棒を以て之を代表せし

むるを得べし、従て前節の理に依り筒輪の内部を軸に沿ふて m の磁量を動かすに要する仕事は $4\pi nmi$ に等しく筒輪の両端に於ける位數の差は $4\pi ni$ なり。

今筒輪の長さを a とし其内部に行はるゝ電磁力を F とすれば、内部を軸に沿ふて m の磁量を動かすに要する仕事は Fa なり、故に

$$Fa = 4\pi nmi$$

を得、又内部の電磁場の強さを H とすれば $F = mH$ なるを以て

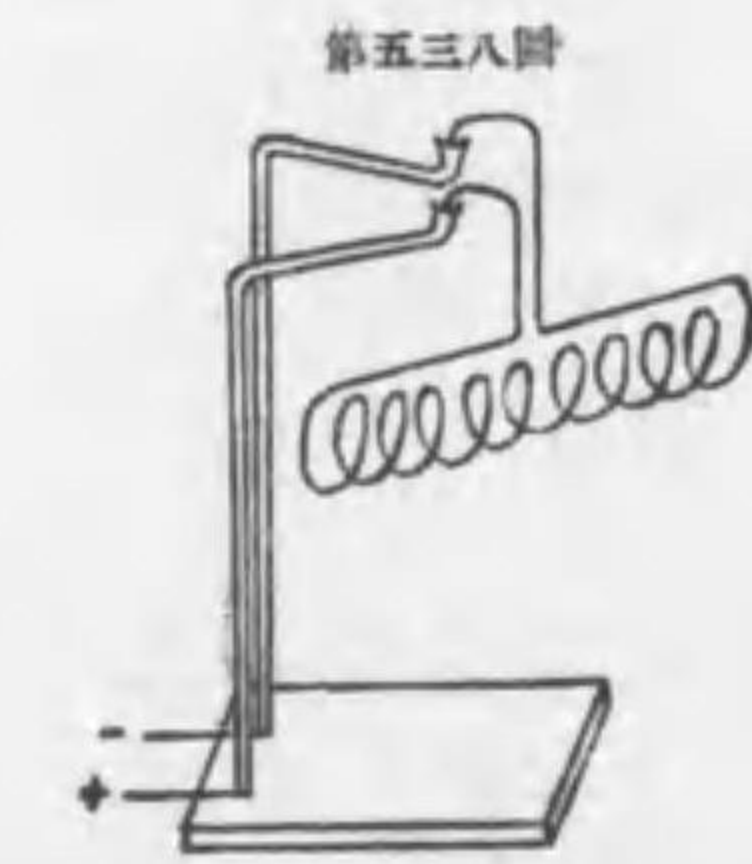
$$H = \frac{4\pi ni}{a} \dots\dots\dots (13)$$

なり、故に筒輪内の電磁場の強さは單位長の捲數 n/a に $4\pi i$ を乗じたるものに等し。

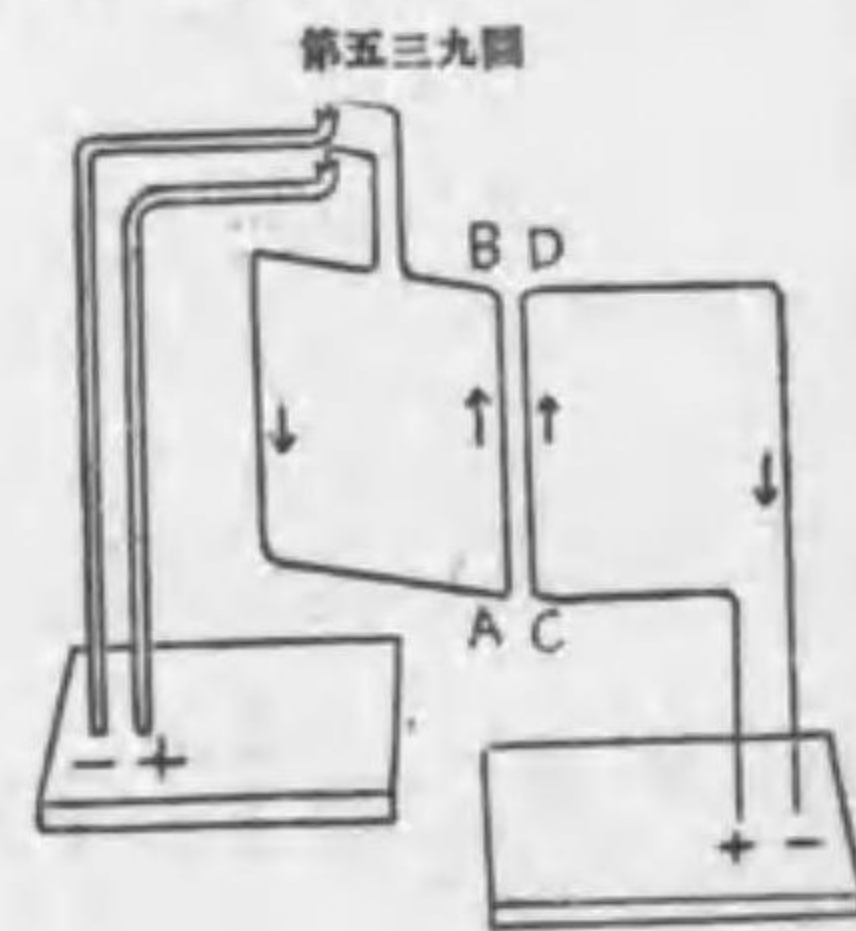
磁棒の正極 (N 即ち北極) は磁力線の出口にして負極 (S 即ち南極) は磁力線の入口なる如く一個の筒輪は能率 nSi なる磁棒と同一にして正負兩極を有し磁力線は正極より出で、負極より入る、正極より眺むれば電流は反針の方向に回轉し負極より眺むれば從針的に回轉す。

逆に一個の磁棒は分子的環流が數列數行を爲して集合せるものと見るも不可なし、之を アムペール 説 Ampère's theory (1826) と云ふ。

318 電流の動力作用 electrokinetic actions 磁棒と電流、又は電流と電流との間には電磁力作用して運動を惹起すべし、何となれば前諸節の説明に依れば電流も亦た一個の磁棒と見做し得べきを以てなり。例へば第五三八圖の如く筒輪を鉛直線を軸として回轉し得る様に吊るして

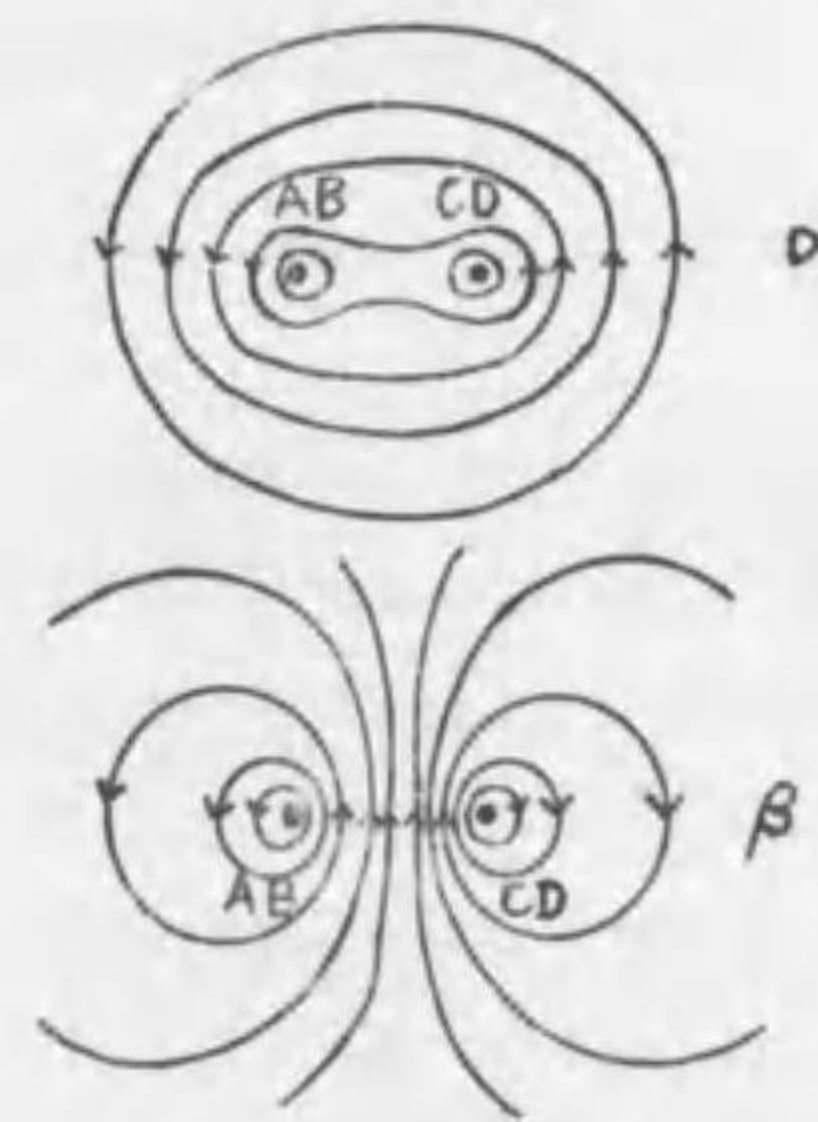


電流を通ずれば筒輪は磁棒同様の性質を得て南北を指すべし、又其一端に磁鐵或は他の筒輪を近づけるときは磁棒を磁針に近づ



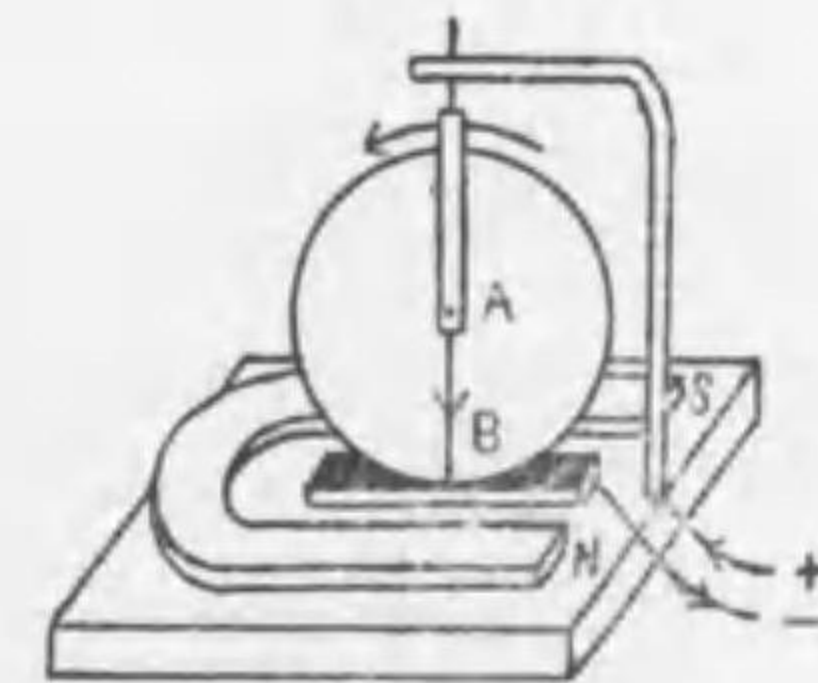
げし時と同様の結果を呈するを見るなり。次に第五三九圖に示す如く矩形の環流の一つを固定し他を回轉自在ならしむるときは AB と CD の部分を平行に流るゝ電流が圖の如く同一方向なるときは互ひに相引くも、若し反對なるときは互ひに相斥くることを目撃すべし、其理由は各矩形環流は磁板と同等のものなる故異名相引き同名相斥くる理によりて動くものと思ふるも可なり、或は力線の理を應用し (第五四〇圖) AB, CD の電流が同一方向なるときは α 圖の如く力線は兩線に共通なるを以て各力線が短縮せんとする努力によりて AB と CD とは互に引く如く視へ、電流の方向反對なるときは (β 圖) 隣接せる力線は互に反撥する努力によりて AB は CD を斥くる如く視ゆるなり。二條の電流が X 字の如く交又せるときも同様にして、此場合には二條の電流が同一方向に志ざす位置に來らんと努力するなり。

第五四〇圖



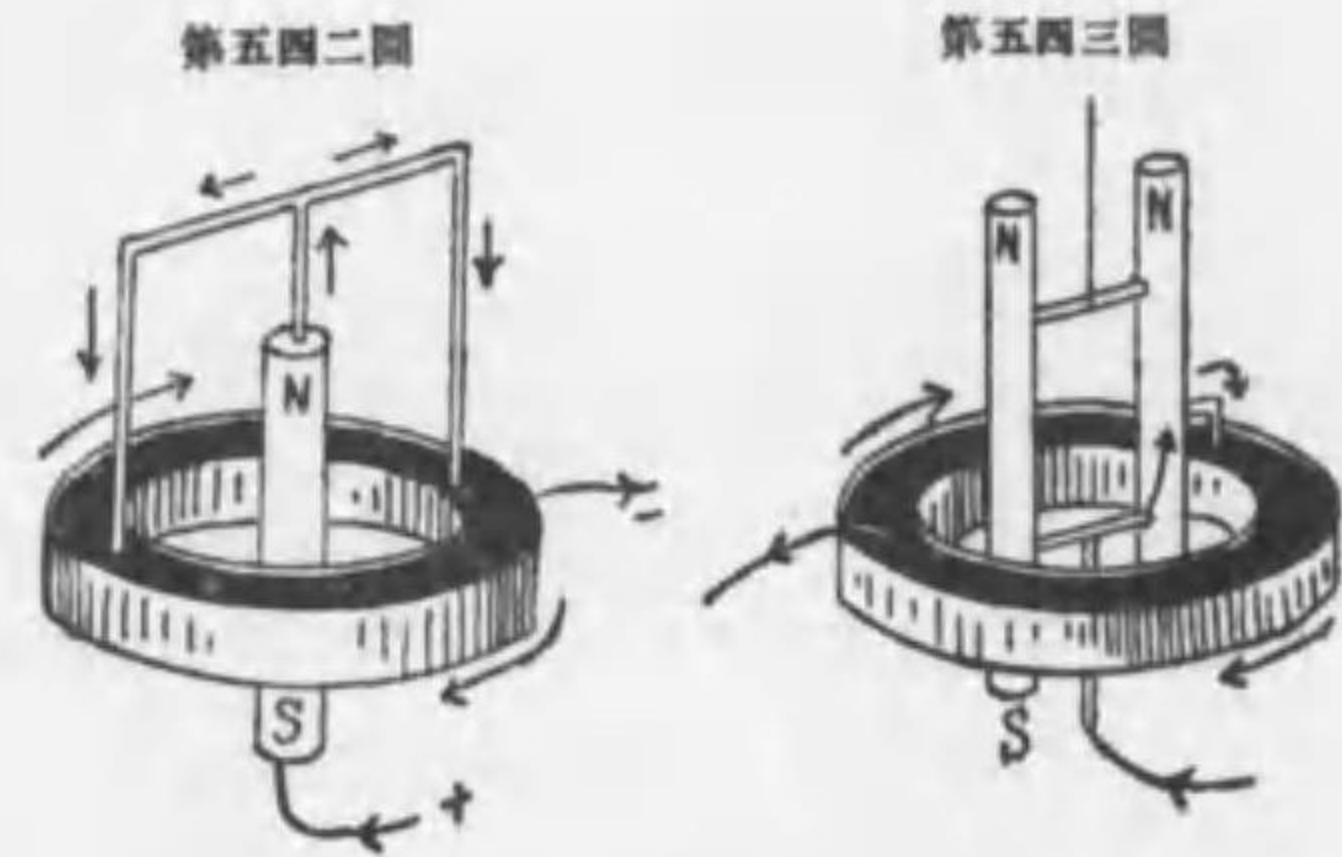
バーロウの車 Barrow's wheel (第五四一圖) に於ては圓形の銅板は其周縁を馬蹄磁鐵の兩極 N, S の間だけに置かれたる水銀槽中に浸しつゝ回轉し得る装置なり、矢の如く電流を通ずるときは銅板内に生ずる電流は馬蹄磁鐵の N を左方に、又同時に S を右方に動かさんと努むれども磁鐵は動かざるを以て AB は反力によりて自ら右方に運動するが故に車は矢の方向に其回轉を繼續するなり。

第五四一圖



此と同理に基づくものは 第五四二圖 に示す如く指環形の水銀槽に兩端を浸しつゝ磁棒 SN の頂に支へられて回轉し得るは N の作用を受くるが故なり。第五四三圖は磁棒が電流の周圍を回轉する實驗を示す。

上記の實驗に於ては電磁作用に因り磁棒は電流の導線を動かし又電流は磁極を動かすことを學びたれども一枚の廣き導板を流るゝ無形の電流も之を磁場に置け



第五四二圖
第五四三圖

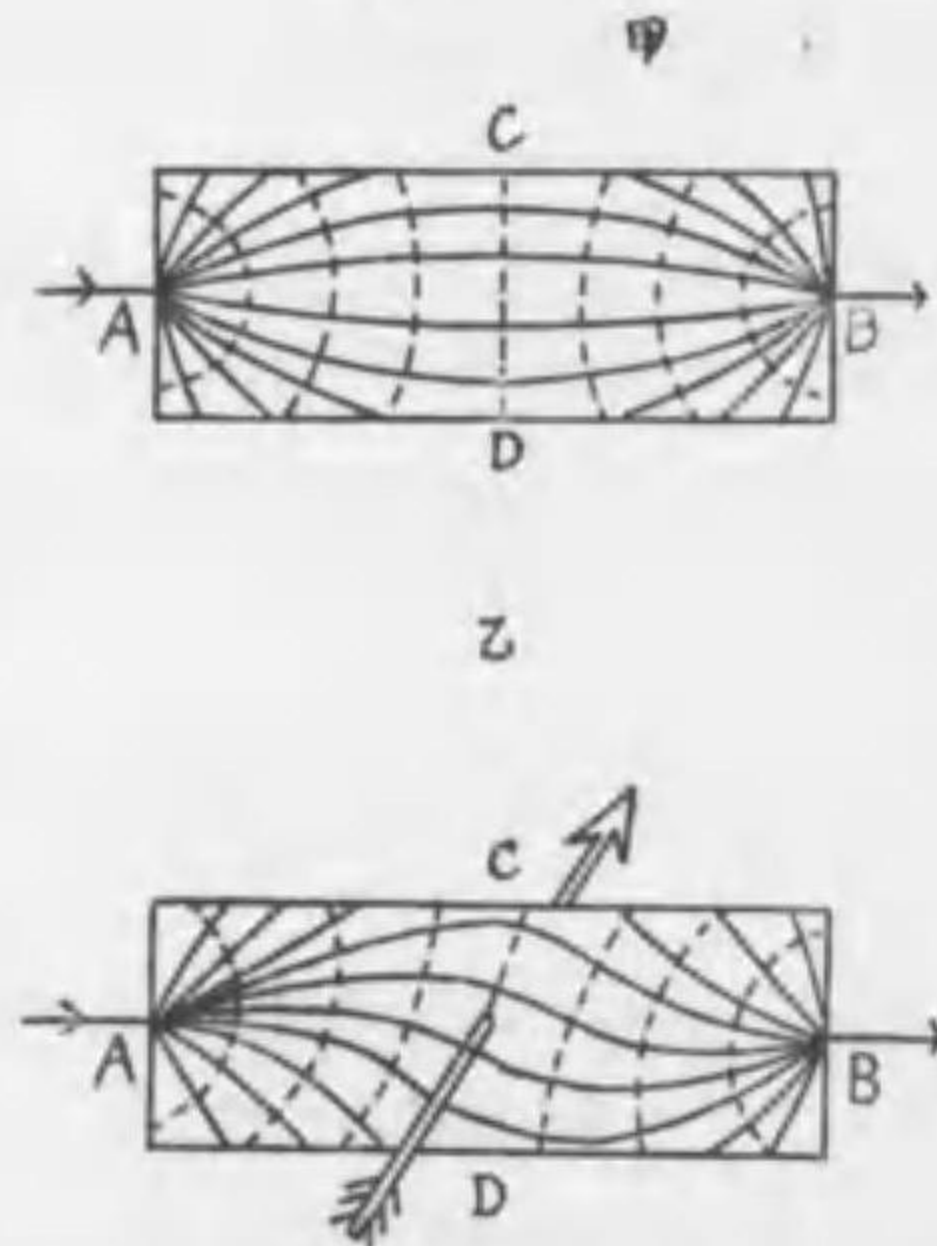
極となして圖に示す方向に電流を通ずるときは流線は板内に於て分枝し等電位線は点線にて示す如くなるべし、然るに乙圖矢にて示す方向に磁場を設くときは（即ち磁力線は矢の方向に向ふ）流線の位置忽ち彎曲し従て等電位線も歪みて隨所互ひに垂直なり、是れ電流を構成し快速を以て流線に沿つて走りつつある陽粒子は A より B に赴く途次力線を軸として從針的に回轉せんと試むるが故なり、斯く甲圖に於ては C, D

二点の附近を通過する電流は AB 線に平行に進行すれ共乙圖に於ては AB 線に垂直なる分速度を生ずるを以て C, D 二点を考ふれば D は出口となり C は入口となりて C, D 二点間に電流を醸成す、其電流は C, D 間に電流計を夾むることによりて驗知するを得べし。

鐵板を用ふれば磁場の力によりて流線は正の方向に捻ぢらるゝを以て鐵其他 Co, Sb, Zn の如きを陽性と稱し、其反對に負の方向に捻ぢらるゝ物体即ち Au, Ag, Cu, Bi, Ni の如きを陰性と稱す、而して Sn, Pb は殆どホール効果を示すこと無し、此陽性陰性の區別は §302 にて陳べたる從磁性、反磁性とは何等の關係を有せざるものなることは Fe, Co は同性に屬し Ni は反對なるを見て

ば電磁作用を受けて電流の方向一變するなり、此をホール効果 (Hall 1879) と稱す、之を實驗するには極て薄き矩形の鐵板を取り (第五四四圖) A, B を電

第五四四圖

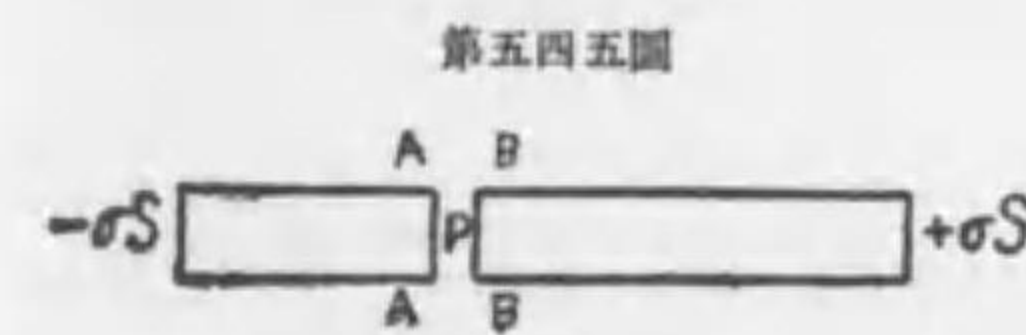


知らるべし。

319 電磁鐵 electromagnet (Arago 1820, Brewster 1826) 筒輪に電流を通ずるときは磁鐵と同一の性質を帯ぶるに到る、筒輪の内空に鐵棒を挿入する時は磁力は一層強し、之を電磁鐵と稱す。長さ a 、断面 S 、捲數 n なる筒輪に i の電流を通ずるときは筒輪内に於ては電磁場の強さ H は (13) により $H=4\pi ni/a$ なり、筒輪内に軟鐵を置くときは軟鐵の透度を μ とすれば (§303 を看よ) μH を磁氣感應流 flux of magnetic induction と稱し之を B 以て表はす、即ち

$$B = \mu H \dots\dots\dots (14)$$

H に其値を代入すれば $B=4\pi\mu ni/a$ 、故に筒輪の内部を其軸の方向に貫流する磁氣感應流の全部は $BS=4\pi\mu n iS/a$ となる。又他の方面より考ふれば B は H なる強さを有する磁場の中に鐵を置きたる結果として生じたる磁場の強さなれば B は H 及び磁化したる鐵に関する H' の和と見るも不可なし、即ち $B=H+H'$ なり、従て内部に於ける磁氣感應流は $BS=HS+H'S$ なり。今筒輪内の鐵の兩極に於ては各々磁氣密度 σ を有するものと假定するときは、断面は S なるを以て兩極の磁氣量は夫々 σS 及び $-\sigma S$ となる、此磁棒 (第五四五圖) を A, B



の處に於て二個に分割し、AA と BB を無限に接近せしめ其間なる空氣中 P に單位正磁量を置く と假定すれば、磁石の性質に依り AA には表面密度 $+\sigma$ なる磁氣を生じ BB には $-\sigma$ を生ずるを以て §296 (12) によりて學びたると同一の理法を應用すれば AA 面は $2\pi\sigma$ 力を以て P を斥け BB 面は $2\pi\sigma$ の力を以て P を引くが故に P が受くる力は $4\pi\sigma$ となり $H'=4\pi\sigma$ を得べし、依て $BS=HS+4\pi\sigma S$ 即ち

$$B = H + 4\pi\sigma \dots\dots\dots (15)$$

なり然るに筒輪内の鐵が磁化したるは元來強さ H なる磁場内に置かれたるが故なれば σ は H に正比例せざるべからず、即ち

$$\sigma = kH \dots\dots\dots (16)$$

と書くときは $B = H + 4\pi kH = H(1 + 4\pi k)$ となる、故に (14) により

$$\mu = 1 + 4\pi k \dots\dots\dots (17)$$

を得、 k を磁化係数 susceptibility (又は magnetising function) と云ひ、 σ を磁化 magnetisation と云ふ。 σ は単位容積の磁気能率に等し、何となれば磁棒の長さを l とし断面を S とすれば能率は $S\sigma l$ なり之を棒の容積 Sl を以て除すれば σ となるが故なり。

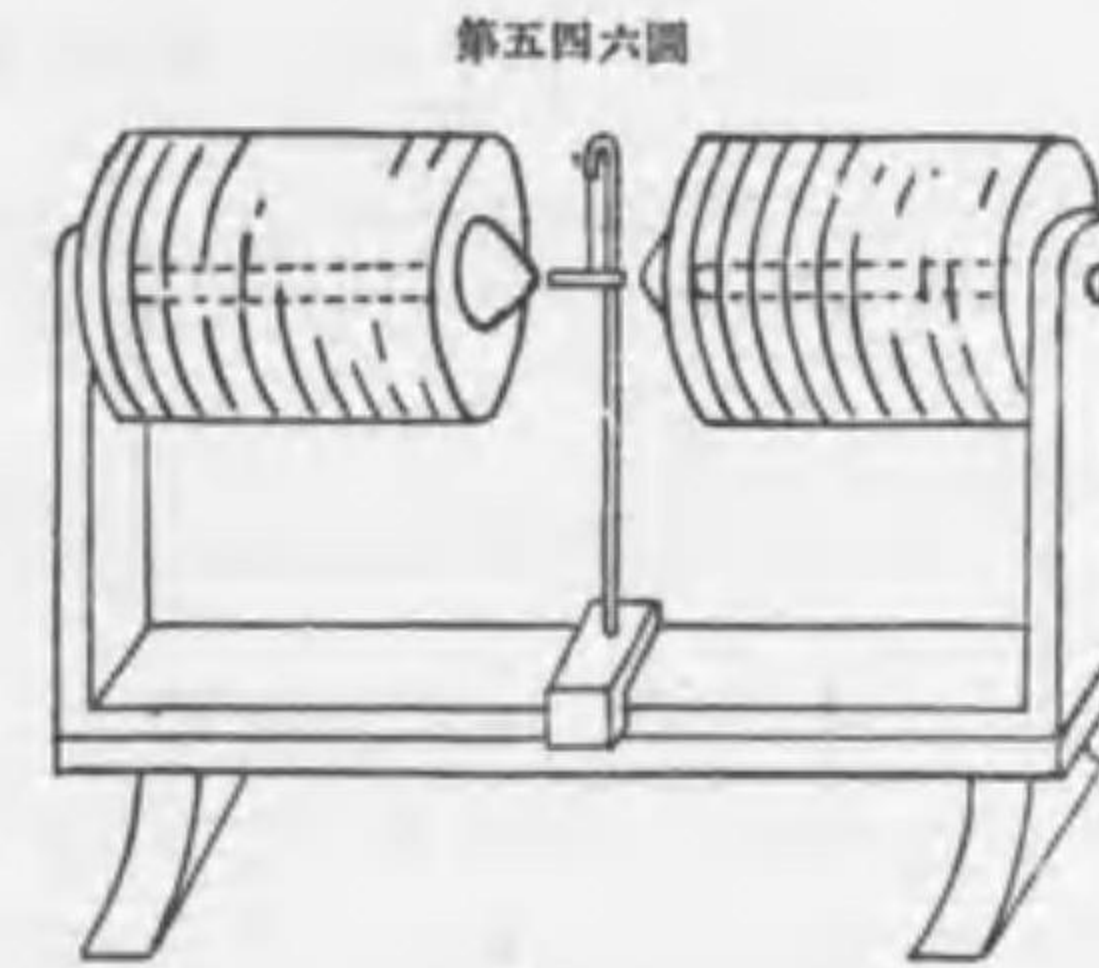
静電氣學 § 299 に使用したると同一論法に依り磁場に生ぜる磁力管に於ては縦の方向に張力 σ 働き横の方向には其に等しき壓力働くこととなりて磁場の媒質の単位容積内に含まるゝエネルギーの量は σ に等しく其値は § 299 (20) に依り $E_0 = \mu_0 H^2 / 8\pi$ 即ち $E_0 = B^2 / 8\pi\mu_0$ なり、但し μ_0 は媒質の透度とす、又媒質内に鐵の如き物体を置けば、其透度が μ なる時は エネルギーは $E = B^2 / 8\pi\mu$ なり。故に媒質に対する鐵の相對エネルギーは

$$E - E_0 = \frac{B^2}{8\pi} \left(\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_0} \right) = \frac{B^2}{8\pi\mu\mu_0} (\mu_0 - \mu) \dots\dots\dots (18)$$

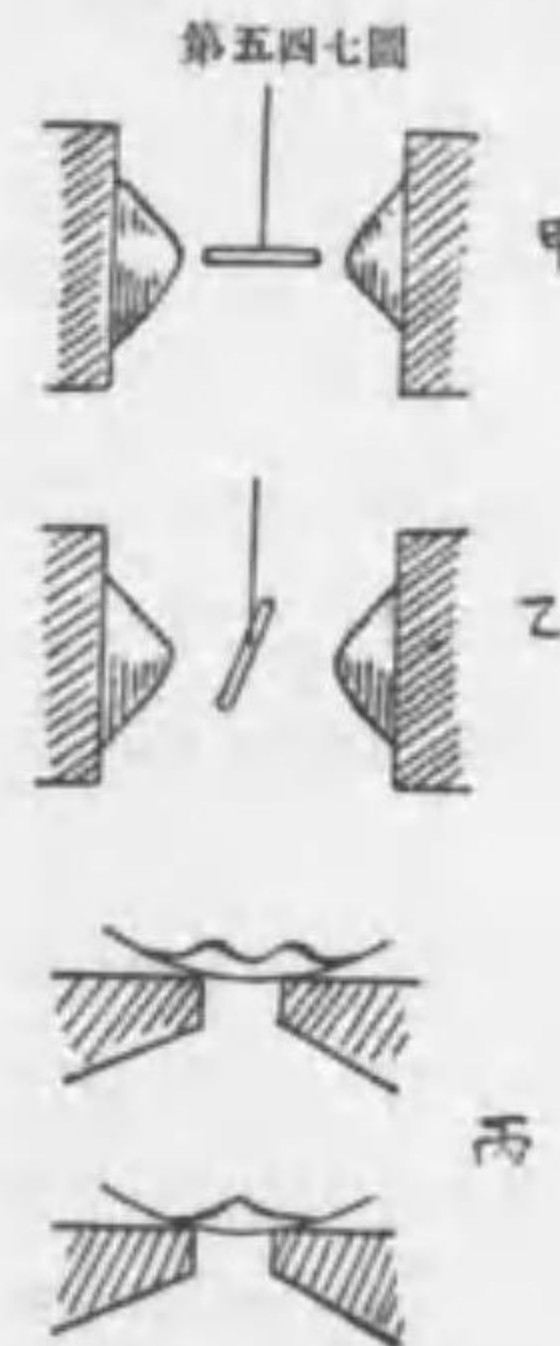
空気中にて實驗するものと假定すれば $\mu_0 = 1$ なるを以て上式は $E - E_0 = \frac{B^2}{8\pi\mu} \times (1 - \mu)$ となる、而して媒質内に置かれたる物体は此エネルギーが極小となるまで運動して止まざるべし。

320 從磁体及び反磁体 paramagnetic and diamagnetic bodies 從磁又は反磁なる形容詞は全然相對的にして例へば鐵を空氣中に置けば $\mu_0 = 1, \mu > \mu_0$ なるを以て (18) により $E - E_0 < 0$ となる、故に鐵は空氣に対しては從磁的なりと云ふが如し、之に反し $E - E_0 > 0$ なるものを反磁体と稱す。今軟鐵の棒を取り之を強き磁場に置くときは鐵棒は磁氣感應流の最多量が自体を通過し從てエネルギー極小となる爲に自体を回轉して力線の最も稠密なる處に於て力線の方向に自体を平行に置かんと努むるなり。之に反し蒼鉛 (Bi) の棒は $k < 0$ 從て $\mu < 1$ なるを以て之を磁場に置けば自体を回轉して之を力線に垂直に置くべし。

如上の實驗を行ふには電磁鐵によりて強き磁場を生ぜしむるの外なし、電磁鐵は(第五四六圖)一種の馬蹄磁石にして南北極は中央に於て對峙し其軸に沿ふて磁場最強く從て力線も亦た最も稠密す、強さは畧々 $4\pi mi/a$ によりて與へらるゝを以て電流 i を増すことによりて或程度



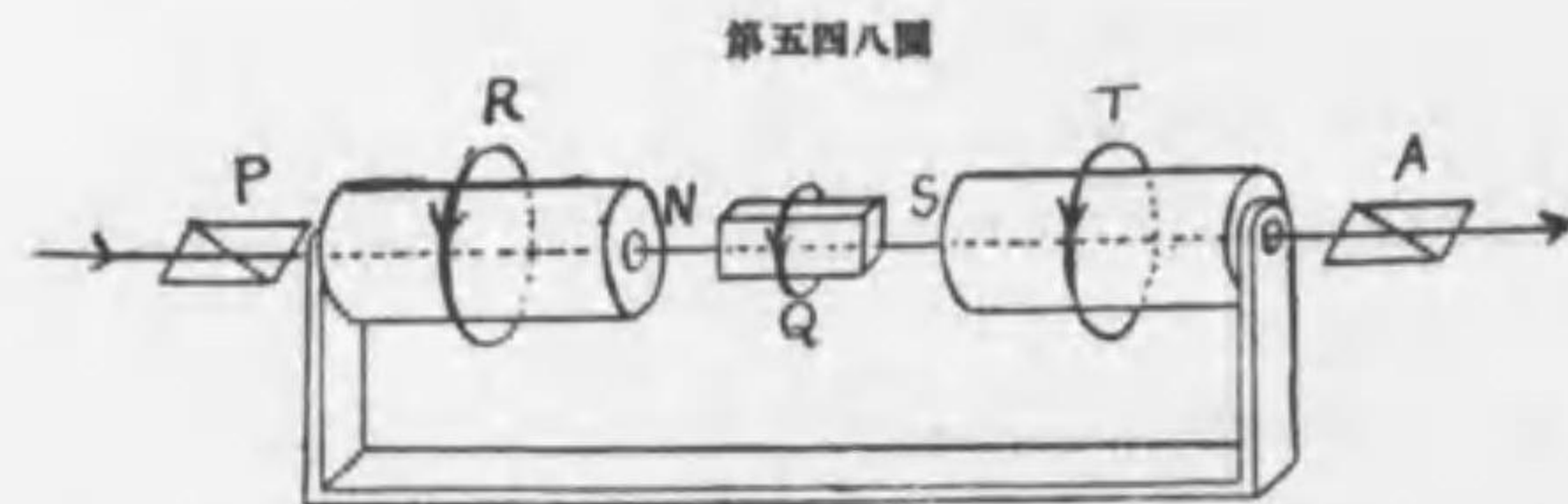
までは其強さを増進せしむるを得べし。電磁鐵は其兩極に挿入せる突起物を除去することにより軸の方向に洞見することを得せしむるを以て磁氣光學の實驗を圖



の如き器械にて執行するを得べし。從磁体の棒を磁場の中央に吊るして實驗するときは 第五四七圖甲の如く棒は軸に平行となり、反磁体の棒は軸に垂直(乙圖)の位置に来る、液体の場合には夫々 丙圖に示す如くなる、蠟燭の火焰にて實驗する時は、此は空氣に對し反磁体なるを以て磁場に於ては火焰は萎縮するか但しは軸外に排斥せらるゝを見るなり。

321 ファラデー効果 (Faraday 1845)

此現象は ファラデー 説即ち電氣磁氣の諸現象は其現象が行なはるゝ媒質の影響を蒙るものなりとの説に連關して興味頗る多し。今電磁鐵(第五四八圖)を用ひて強き磁場を作り、磁場に透明体を置き矢の方向に偏光を送るときは偏光の振動面は恰も偏光が水晶を其軸に沿ふて通過せし時の如く回轉するなり、而して其回轉の方向は大多數の物体に在りては磁場の方向(圖中 R, T)に回轉するを例とすれども(此を陽性と云ふ)極少數の物体は之に反對なり、即水或はメシルアルコール中に溶したる鹽化鐵は陰性回轉を爲す。圖中 P は偏



光子にして A は検光子、Q は透明体なり、左を北極右を南極とせば光線の方向は磁力線の方向と合し電磁鐵の電流の方向は R、T の矢によりて示さる、今 P を通過せる光線は上下に振動せりと假定せば Q を通過したる後は振動面は R 又は T の方向に φ 角の回旋をなして Q を出づるを以て最初暗かりし視野は今明るくなるべし、故に検光子を同方向に φ 角廻らすことによりて再び元の如く視野を暗くするを得べきなり。此現象は §287 に説きたるものと同種なるを以て §290 に於て使用したるソレイユの二重水晶板を併用して實驗すべし。

回旋角 φ は物体の長さ l と磁場の強さ H との積に比例し

$$\varphi = c/H \dots\dots\dots (19)$$

によりて表はさる、爰に c は ヴェルデ 常数 (Verdet's constant) と稱せらる。所謂 ファラデー、ガラスに於ては $c=34$ 、硫化炭素に於ては $c=25$ 、水は $c=0.78$ なり。鐵、コバルト、ニッケルに於ては c は極めて大なり此等は不透明体なるを以て 20.10^{-6} 種の薄片となして吟味するに c は ファラデー、ガラスの二三萬倍の値を有す、 c は全然常数とは稱し難く殊に光線の波長によりて異なり。

又電磁鐵の一極を平滑に砥きて鏡面となし偏光子を通過したる光線を其鏡面より反射せしむるときは入射角が零なるときは反射光線の振動面は極の電流の方向に反対に回す、又入射角が零にあらざるときは反射光線は楕圓偏光となる、此等の現象を ケール 効果 (Kerr 1877) と名づく。

透明なる固体又は液体を強き電場の中に置くときは其透体内の分子に歪を生じ此がために此を通過する光線は二重屈折を呈す、此現象は電氣光學的 ケール 効果 (1875) なり。次に磁場に於ける透明体が二重屈折を呈する事實はマイヨナラ (Majonara 1902) によりて発見せられたり。

上記の諸現象は電氣光學 (Electro-Optics) 又は磁氣光學 (Magneto-Optics) に屬するものにして何れも透明体の分子と エーテル 分子との間に交渉あるを示すものなり。次節に説かんとする現象も亦磁氣光學に屬す。

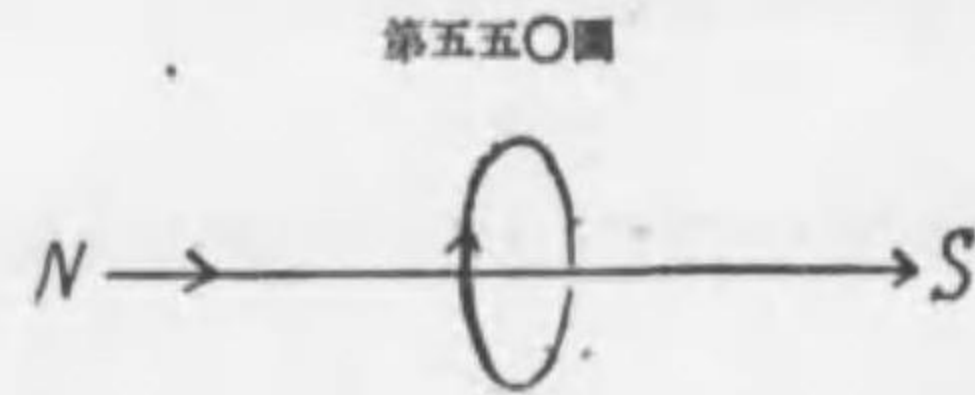
322 ゼーマン効果 (Zeeman 1896) ファラデー は前節に述べたる實驗を了したるのち磁場が光線の振動数を變化することを豫想し此を確めんが爲に百方努力したるも遂に良結果を得る能はざりしが半世紀の後蘭人 ゼーマン に依りて證明を得るに到れり、ゼーマンの発見は磁場に於ける鹽素焰が發する光を分光器にて驗せしに鹽素の輝線は其幅の擴張せるを目撃したり、其後マイケルソンは極めて強き磁場を作りて實驗せしに輝線は分裂して二本或は二本以上になれるを発見したるなり。斯く輝線が左右に幅廣くなる理由は磁場の爲に振動数が増減して一種の振動が二種或は二種以上の振動を産みしことを表はすものなり。

振動数の變化は極微なる故之を觀察するには第一強力なる磁場を要し第二には分色力強き分光器、例へば格子分光器乃至階段分光器或は平行板 (§267) の如きものを使用せざるべからず。光源を (光源としては カドミウム の青線線は最も適せり) 穿孔したる電磁鐵の磁場の最も強き處 (第五四八圖 NS 線上) に置き穿孔を通ふして力線の方向に (NS は力線の方向なり) に於て分光器を以て眺むれば一個の輝線は左右に偏するを見る (第五四九圖 上圖) 又力線に垂直なる方向より檢すれば元線の外に左右の衛線 satellites (下圖) を見るなり。斯く磁力が光の振動を増減して振動数大なるものと小なるものとに分裂し従て二個又は三個の輝線を發現せしむる理由として最初 ローレンツ は次の如き通俗的なる説明を下したり。元來光は



電子 electron の週期運動に基因するが故へ今其週期運動を等速圓運動と假定し彈力体の微振動の如く中心力は變位に正比例するものと考えるときは力線を含む平面内に圓運動を營む電子は毫も磁場の影響を受くること無し、然れ其他の平面内に運動するものは悉く多少の影響を受け、力線に垂直なる平面内のもの最も

大なる影響を蒙るべし、其理由は電子と磁力との間に行はるゝ電磁力は磁力線に垂直に作用して圓運動の中心力を増加するを以てなり。今(第五五〇圖) N を正



第五五〇圖

磁極とし S を負磁極とし NS

を力線とし NS 線に垂直なる平面

に於て圓運動をなす電子の荷電を

e 、其速度を v 、圓の半徑を r 、角速

度を ω とすれば $v = \omega r$ なり、又

ev 即ち $e\omega r$ は電流の強さ即ち i に正比例するを以て、電子の運動の方向に右手を置き手掌を N の方に向くときはビョーサブル則に依り電磁力は N を拇指の方向に動かさんとして反動によりて電子は此圖の如き場合には圓の中心の方に動かさるべき理なれ共、此は陰電子なるを以て i は負數となり電磁力の作用は圓心に反方向することとなりて中心力は減少す、然れ共電子回轉の方向圓の反對なるときは中心力は増加することは無論なり。

電磁力働かざる時は中心力 $m\omega_0^2 r$ は中心よりの距離 r に正比例する故比例常數を k とすれば $m\omega_0^2 r = kr$ 即ち $m\omega_0^2 = k$ なり、但し ω_0 は電磁力働かざる時の角速度とす。而て電磁力は前記の如く ev 即ち $e\omega r$ 及び磁場の強さに正比例するを以て之を $f\omega$ を以て示すときは電磁力働く場合には

$$m\omega^2 = k \pm f\omega \dots\dots\dots (20)$$

となる、然るに ω は ω_0 と大差なきを以て右側の k に前に得たる $m\omega_0^2 = k$ を代入するときは

$$\omega^2 = \omega_0^2 \pm \frac{f}{m} \omega_0$$

を得べし、今 $\omega = \omega_0 + \beta$ と置き之を上式に代入すれば、 β^2 を畧しつゝ

$$\beta = \pm \frac{f}{2m}$$

となる故

$$\omega = \omega_0 \pm \frac{f}{2m} \dots\dots\dots (21)$$

即ち ω_0 の振動数は $\omega_0 + \frac{f}{2m}$ と $\omega_0 - \frac{f}{2m}$ の二種振動に分裂したる理なるを以て電磁鐵の穿孔の方向より檢すれば二本の輝線を目撃す、然れ共力線に垂直なる位置より檢するときは此二種の外に電磁力の影響を全然受けざる圓運動をも見ることが得るが故に三本の輝線を見る理なり。如上の説明法はエレクトロンを以て一個の發光体と見做したるものにして事實に該當せず従て單に歴史的興味を有するに過ぎず。

スタルク (Stark 1913) は電場に於ける此に似たる現象を發見研究せり之をスタルク効果と稱す。

【附】 電磁鐵の應用は電鈴、電信機、可動コイル電流計 moving coil galvanometer 等あり、説明的實驗には Ritchie motor の如きは興味あり。

第四章 電流及び熱電氣 GALVANISM AND THERMOELECTRICITY

323. 抵抗 resistance (Ohm 1827) 電池の電動力 electromotive force を E とし、電池の兩極を連接する導線内に流るゝ電流を i とすれば、 E と i との比を抵抗と稱す、之を r にて示すときは、 $E/i=r$ 即ち

$$i = \frac{E}{r} \dots\dots\dots (1)$$

此を オーム 則と名づく。 r は温度の函數なるのみならず導線の長さ l に正比例し、断面 q に反比例するを以て

$$r = \rho \frac{l}{q} \dots\dots\dots (2)$$

と書くときは ρ は比例常數にして物質に從て異なる値を有し又温度の函數なり ρ を比抵抗 specific resistance と名づく、 ρ は銀に於て最小にして銅之に次ぐ、又 r の逆數を電導度 conductance、 ρ の逆數を比電導度 conductivity と名づく。 ρ は一般に温度上ぼるに從て増加すれ共炭素の如きは高温に於て却て減少す、合金中には温度の影響極めて小なるものあり、マンガニン manganin の如きは此なり之は $84\text{Cu}+4\text{Ni}+12\text{Mn}$ の合金なり、此に續ぎて影響小なるは合金 コンスタantan constant にして構造は $58\text{Cu}+41\text{Ni}+1\text{Mn}$ なり、其他 セレン selenium は照光によりて著るしく ρ を減ず此理を應用して光線に據る無線電話法を案出したることあり (Eddison, Gray)、又蒼鉛は磁場に置くときは ρ を増加する性質を有す。然れ共此等は寧ろ除外例にして電流の抵抗は一般に温度と共に増加し多數の金屬に在りては温度一度毎の抵抗増加率は 0.00366 にして、此は完全氣體のシャルル 則 (§ 115 を看よ) に於て氣體の壓力が温度と共に 0.00366 の増加率を有する事實に酷似するものなり、又他の方面より考ふるに熱の良導體は常に電流の良導體にして電導度と熱の傳導率は何れも絶対温

度に反比例するを見る。故に熱流も電流も同じく電子の運動に歸因するを得べく、高温なる点に於ける電子速度は低温なる点に於ける速度よりも大にして恰も電子は高温点より低温点に向て流るゝが如き結果を呈す。又電子は電動力に從て移動するに當り物質分子に衝突して ジュル 熱を醸成す、然れ共金屬異なるに從ひ解離して可動的となれる電子の數を異にする故へ電子密度を異にし從て電子の壓力一樣ならず、其結果として後節に説かんとする熱電流の現象を惹起す。

(1) 式により $i=1$ アムペール、 $E=1$ ヲルト なるときは抵抗は單位なり此單位を 1 オーム (Ohm) と稱す (10^6 オーム = 1 megohm)。温度零度、長さ一米、断面一平方耗の水銀柱の抵抗は殆ど 1 オーム に等しく、正確に云へば 0.941 オーム なり。

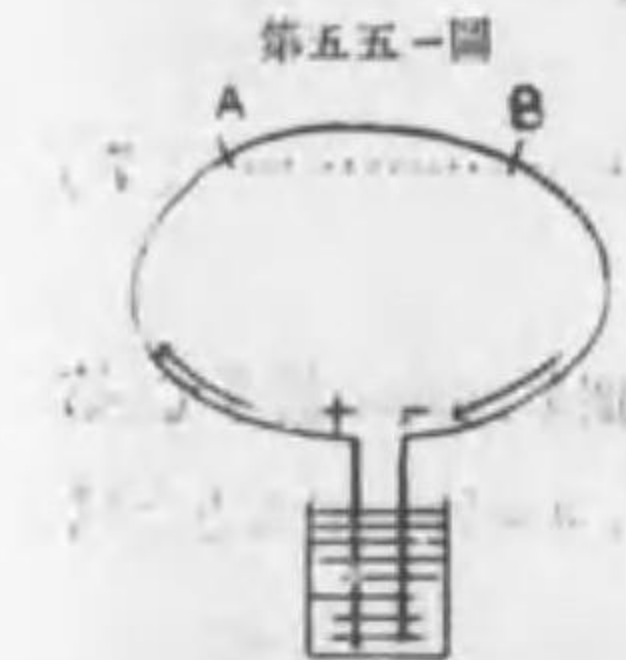
抵抗は二部より成立す。一は電池内の抵抗 r_i にして之を内部抵抗と稱す、他は導線内の抵抗 r_o にして之を外部抵抗と稱す、故に (1) により

$$E = i(r_i + r_o) \dots\dots\dots (3)$$

なり。 i は電流が通過する道途諸点に於て同一の値を有するものなり、兩となれば甲處に於ては大にして乙處に於ては小なるものと假定し電流は甲より乙に向ふも若とすれば甲乙二点に挿まる部分に於ては電氣は次第に蓄積し導體たる性質に叶はざることとなるを以てなり、此理を考ふれば電流は水の如く不可縮性を有するものにして連續則の理に依り導線中何れの場處に於ても断面の廣狹に拘らず同一の電流通過するものと云ふべきなり。

然れ共電位は電池の陽極に於て最高にして導線に沿ふて次第に低下し電池の陰極に於て最低なり、今兩極の高さの差を E' とすれば (1) により $ir_o = E'$ なるを以て (3) により

$$E' = E - ir_i \dots\dots\dots (4)$$



を得、故に兩極の高さの差即電位差 polar tension E' は電池の電動力 E よりも小なり、當 $i=0$ の時のみ $E'=E$ となるを見る。

電池の導線上の二点 A, B (第五五圖) に於ける電位を夫々 A, B とし、AB 間の抵抗を r' と

し、全抵抗を前の如く r とするときは (1) により $E=ir=i(r-r'+r')$ を得、然るに AB 間を流るゝ電流 i は (1) により A-B なる電位差と抵抗 r' との積なるべきを以て $A-B=ir'$ なり、故に

$$A-B=E-i(r-r') \dots\dots\dots (5)$$

電池の電動力 E と内部抵抗 r_i を定むるには二回の実験によりて外部抵抗及び電流の強さを測定すべし、二回の外部抵抗を夫々 r_a 及び r_a' とし、電流の強さを夫々 i 及び i' とするときは (1) により

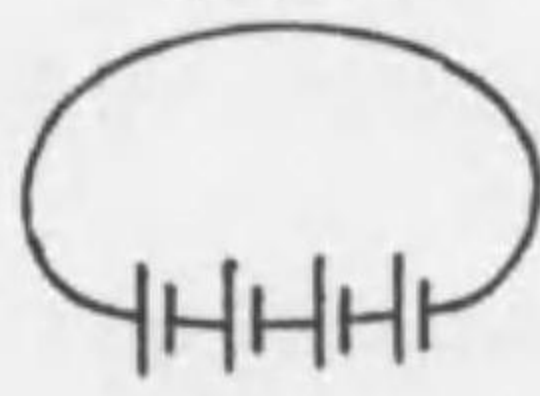
$$E=(r_a+r_i)i, \quad E=(r_a'+r_i)i'$$

なるを以て $r_i=E/i-r_a=E/i'-r_a'$ 、故に

$$E=\frac{r_a-r_a'}{\frac{1}{i}-\frac{1}{i'}}, \quad r_i=\frac{r_a i-r_a' i'}{i'-i}$$

324 導線接続法

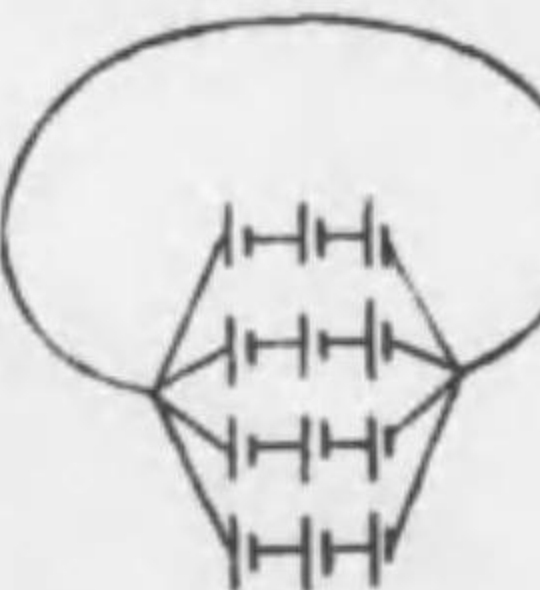
第五五二圖



第五五三圖



第五五四圖



m 個の電池を 第五五二圖 の如く直列接続 series connection に繋ぐときは電池一個毎に E の電位を高むるを以て電位即ち電動力は mE となるも同時に内部抵抗も mr_i となるを以て

$$i = \frac{mE}{mr_i+r_a} = \frac{E}{r_i+\frac{r_a}{m}} \dots\dots\dots (6)$$

を得、但し r_a は導線の抵抗なり。此とは違ひ 第五五三圖 の如く並列接続 parallel connection に繋ぐときは電池内の通路は n 倍に廣くなりたる理なれば従て内部抵抗は $\frac{1}{n}$ となり

$$i = \frac{E}{\frac{r_i}{n}+r_a} = \frac{nE}{r_i+nr_a} \dots\dots\dots (7)$$

を得。故に m 個を直列に n 個を並列に繋ぎて 第五五四圖 の如く (圖中 $m=3, n=4$) するときは (6) (7) 兩式より

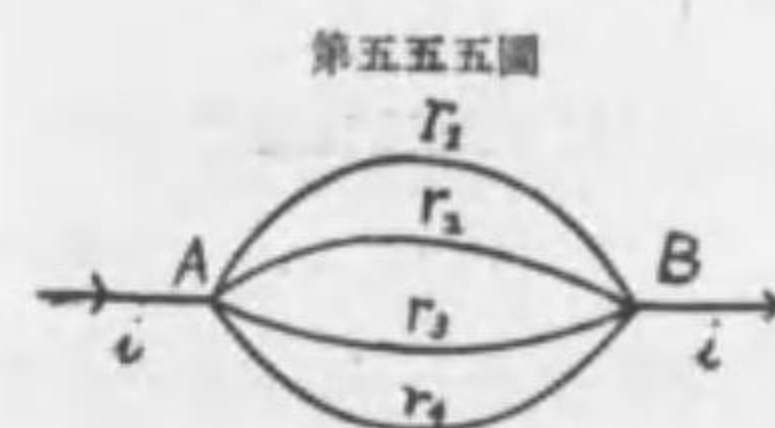
$$i = \frac{E}{\frac{r_i}{n} + \frac{r_a}{m}} \dots\dots\dots (8)$$

を得、(8) に於て i を極大にするには分母を極小にせざるべからず、然るに $\frac{r_i}{n} \times \frac{r_a}{m}$ 於て n, m は電池の総數なる故、若し mn が與へられたるものと假定すれば此分數は常數なり、故に $\frac{r_i}{n} + \frac{r_a}{m}$ が極小となるべき要件は $\frac{r_i}{n} = \frac{r_a}{m}$ となる、換言すれば直列數と並列數との比を外部内部兩抵抗の比に等しからしむるを得ば (或は畧近的に) i は極大となるべし。

數多の導線の合成抵抗を求むるには上と同一の方法を取るべし、今 $r_1, r_2, r_3, r_4, \dots$ なる抵抗を有する導線を直列に接続するときは合成抵抗 r は明かに

$$r=r_1+r_2+r_3+r_4+\dots \dots\dots (9)$$

なり、之に反し並列に接続するときは (第五五五圖) A, B 兩点に於ける電位を



夫々 A, B とし電流を夫々 i_1, i_2, i_3, \dots とすれば (1) により

$$A-B=i_1 r_1=i_2 r_2=i_3 r_3=\dots \dots\dots (10)$$

即ち

$$i_1:i_2:i_3:\dots = \frac{1}{r_1}:\frac{1}{r_2}:\frac{1}{r_3}:\dots \dots\dots (11)$$

故に各枝流に於ける電流の強さは抵抗に反比例するなり、又本流を流るゝ電流は連續則により枝流の電流の和に等しく

$$i=i_1+i_2+i_3+\dots \dots\dots (12)$$

(11) 及び (12) が表示する法則を キルヒホフ 則 (Kirchhoff 1843) と稱す。

(10) と (11) とにより

$$(A-B)\left(\frac{1}{r_1}+\frac{1}{r_2}+\frac{1}{r_3}+\dots\right)=i_1+i_2+i_3+\dots=i$$

なり故に

$$i = \frac{A-B}{\frac{1}{\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} + \frac{1}{r_3} + \dots}} \dots\dots\dots (13)$$

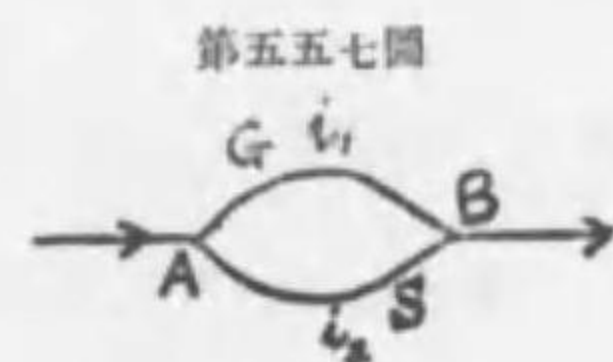
を得、此式を(1)と比較すれば分母 $1/(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} + \frac{1}{r_3} + \dots)$ は合成抵抗に等しきこと明かなり、然るに抵抗の逆数は電導度なるを以て、枝流の電導度の和は合成電流(枝流の総和を斯く名づく)の電導度に等し。

故に導線を直列に繋ぐときは抵抗は重さなり、並列に繋ぐときは電導度重さなるものなりと記憶すべし。

電流諸則の應用として(第五五六圖を見よ) E より發する環流上の二点 A, B に於て二個の分流を作り其一流中に反向せる電動力 E' を設けたる場合を考へんとす、此場合にはキルヒホフ則により $i = i_1 + i_2$ を得、又オーム則により $E = r_1 i + r_2 i_1$, $E' = r_1 i_1 - r_2 i_2$ なり、故に求むる電流は

$$i = \frac{E(r_1 - r_2) - E'r_1}{r_1 + r_2 + r_1 r_2}, \quad i_1 = \frac{Er_2 + E'r}{r_1 + r_2 + r_1 r_2}, \quad i_2 = \frac{Er_1 - E'r - E'r_1}{r_1 + r_2 + r_1 r_2}$$

325 分 流 本流 i は A に於て(第五五七圖)二分し i_1 及び i_2 となり B に於て會す、抵抗を夫々 G 及び S とし



なり B に於て會す、抵抗を夫々 G 及び S とし、岐点に於ける電位を夫々 A 及び B にて示すときは $A - B = i_1 G = i_2 S$ なる故(13)により電導度は

$$\frac{1}{G} + \frac{1}{S}$$

なり従て

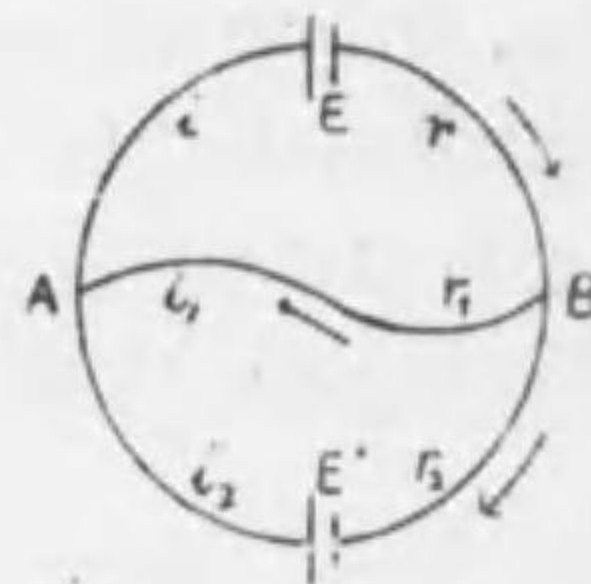
$$E = A - B = \frac{i}{\frac{1}{G} + \frac{1}{S}}$$

故に

$$i_1 = i - \frac{E}{S} = i - \frac{i}{S(\frac{1}{G} + \frac{1}{S})} = \frac{iS}{G+S}$$

同様に

第五五六圖



$$i_2 = \frac{iG}{G+S}$$

を得。今 G 及び S は與へられ i_1 は測せられ得るものと假定すれば上式より

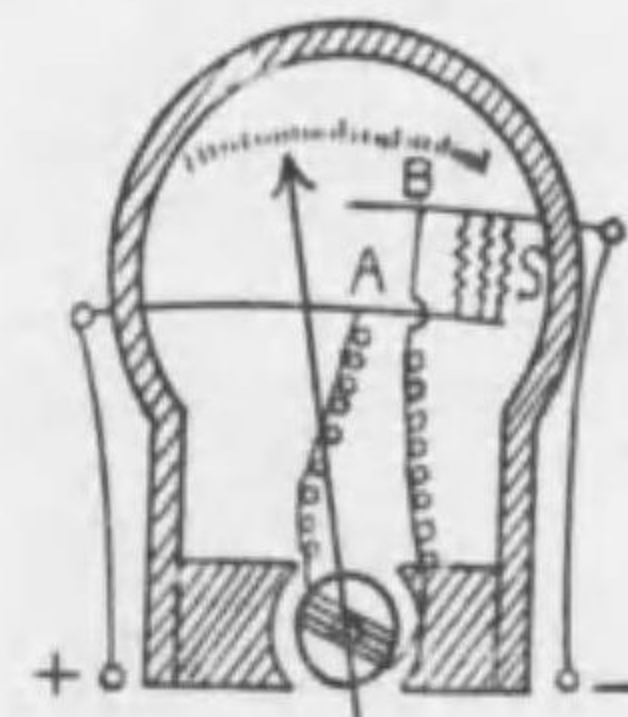
$$i = i_1 \frac{G+S}{S} \dots\dots\dots (14)$$

を得べし、此式の應用は次の如し、本流 i が極めて大なる時は電流計を用て直接之を測るに耐へず、故に前圖の如く分流を設け i_1 をして電流計を通過せしめ i_2 は分流器 shunt と稱する抵抗内を通過せしむるときは上式により i_1 を知て i を算出し得るなり、此際 G は電流計の抵抗 S は分流器の抵抗となる。電流計に附屬せる數多の分流器を通常 $S = \frac{G}{9}, \frac{G}{99}, \dots\dots$ の如き抵抗を有す、従て

$$i = i_1 \frac{G + \frac{G}{9}}{G} = 10i_1, \quad = i_2 \frac{G + \frac{G}{99}}{G} = 100i_2 \dots\dots 0$$

工業界に使用せらるゝ、アムペール計 ammeter (第五五八圖) は上述の理を使用す、即ち本流は A に於て分岐し一分流は馬蹄磁鐵の磁場に回轉自在なる筒螺

第五五八圖

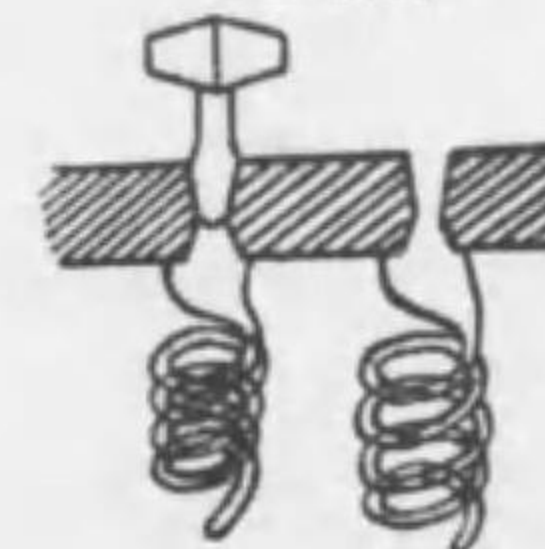


(抵抗 = G) を通過し電磁力を生じて回轉す、他の分流は A より別れて直に分流器 S を通過し、兩分流は B に於て再會す。此装置に於て G を極めて大ならしむるときはヴォルツ計 voltmeter として此器械を使用し得るなり、其理由は測らんとする電動力を E、導線等の抵抗を r、電流を i とすれば $i = \frac{E}{r+G}$ なり又第二の電流を假定すれば同様に $i' = \frac{E'}{r'+G}$ を得べし、然るに G

は極めて大なる故 r 及び r' は G に対して無視するも可なるを以て $i:i'::E:E'$ を得、即ち電動力は單に電流の強さより推算するを得るなり。

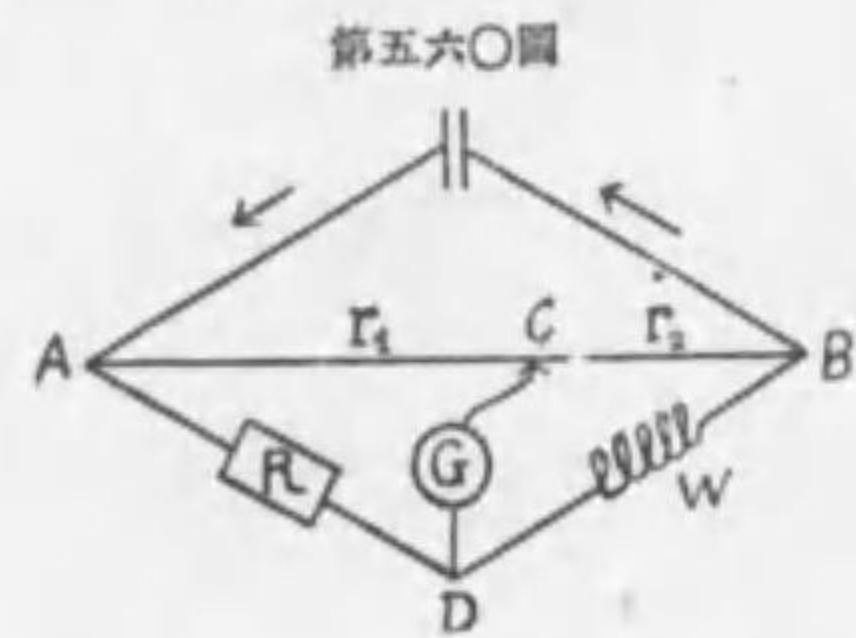
分流器の抵抗線其他一般に抵抗器は抵抗箱 rheostat 内に收めらる、其構造は第五五九圖に示す如く抵抗線と各二個の導板の間に挿み、使用せざる抵

第五五九圖



抗には金属栓を挿入し電流をして抵抗線を通過せずして直接に導板上を流れしむ。

ホイートストン橋 Wheatstone's bridge (1843) は抵抗測定に使用せらる、此は(第五六〇圖) 本流 i は A に於て AB 及び ADB の二流に分かれ B に於て本流に合す、C は AB 線上の可動点にして C, D 間に電流計 G を置く、AD は既知抵抗 R を含み DB は未知抵抗 W を含む、AB は等質なる銀線にして断面も一定せる故抵抗は單に長さ に 正比例す、今 C を AB 上に動かして AC, CB



の抵抗 r_1, r_2 を變更し遂に CD 間に電流の通過零なるに到るときは C と D とは同高の電位に在るべし、従て AC を流るゝ電流は CB を流るゝものに等しく オーム 則により

$$\frac{A-C}{r_1} = \frac{C-B}{r_2}$$

を得、同理により AD と DB の流れも互に等しく

$$\frac{A-D}{R} = \frac{D-B}{W}$$

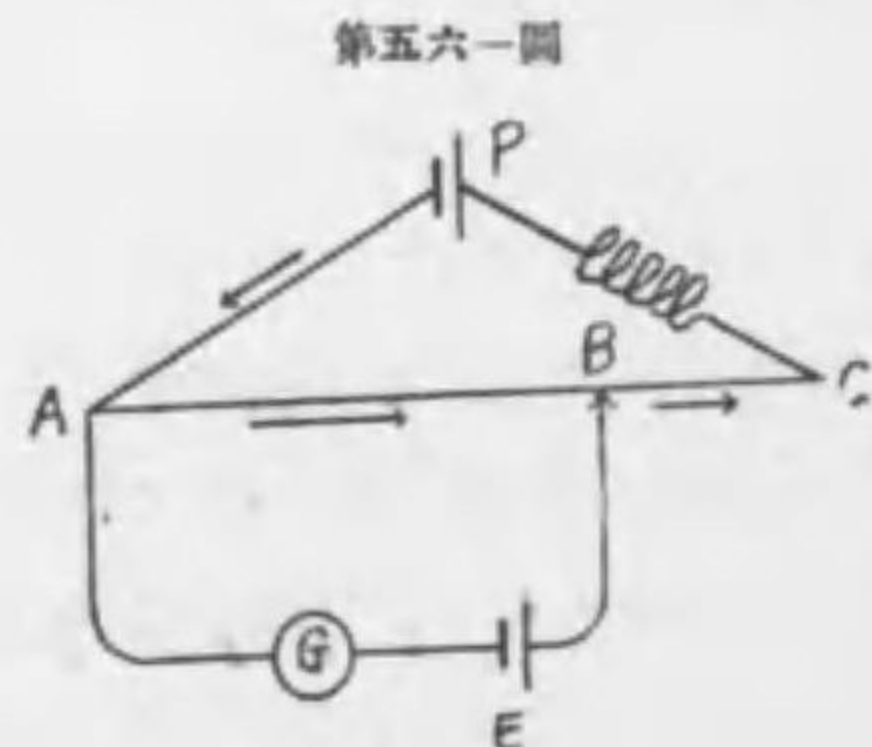
なり、然るに $C=D$ となし得たるを以て上二式により

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{R}{W} \quad \text{即ち} \quad W = R \frac{r_2}{r_1} \dots\dots\dots (15)$$

r_2/r_1 は AC/CB なる長さの比に等しく R は既知なるを以て W は此式により算出せらるゝなり。

電位計 potentiometer (Clark 1873)

は電池の電動力又は導線上任意二点の電位差を計る器なり(第五六一圖) P は電動力 E なる電池又は蓄電池にして AC は等質なる導線なり、電位は A に於て最高、C に於て最低にして A より C



までの途中は同一の勾配を有す、 E_1 なる未知電動力(若くは電位差)を電流計 G と直列に繋ぎ其一端を A に固定し他端 B を AC 上に可動的ならしめ、又 E_2 なる電池は P の電池に反向ならしむるときは、B を適當なる点に置くことに依りて G を流るゝ電流を零ならしめ得べし。今 A, B に於ける電位を夫々 A, B とせば

$$A-B = ir_1$$

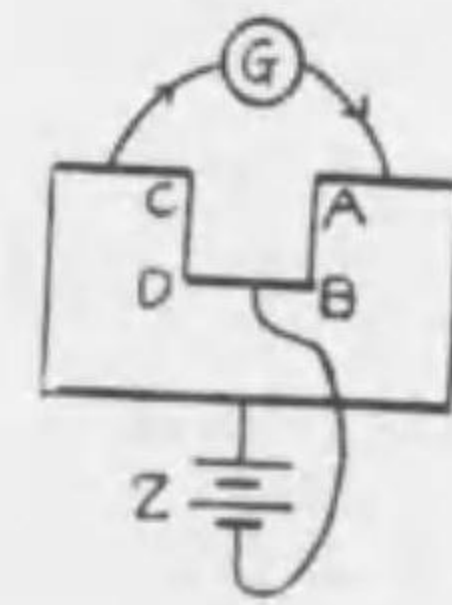
なり、但し AB を流るゝ電流を i とし AB の抵抗を r_1 とす、然るに G 中電流の通過無きを以て $E_1 = A-B$ ならざるべからず、故に $E_1 = ir_1$ を得、同様に他の電池 E_2 を用ふるときは $E_2 = ir_2$ を得べし、但し r_2 は G の電流零なる時の AB の抵抗なり、依て

$$E_1 : E_2 = r_1 : r_2$$

然るに r_1 及び r_2 は前後二回の測定によりて得たる AB の長さ に 正比例するを以て $E_1 : E_2$ の比を算出し得べく又 E_1 は標準電池を用ふれば E_2 の ヴォルト 數を算出すること容易なり。

ボルメーター bolometer は ラングレー (Langley 1881) の創作にして ホーキートストン 橋の原理により温度の極めて小なる差を測る器械なり、第五六二圖の

第五六二圖



Z より出づる電流は左右相稱なる導線を通過して電流計 G に入るを以て G の電流は零なり、然るに細線の一なる AB が少しにても熱せらるゝときは AB の抵抗は CD のよりも大となり電流は矢の方向に G を通過すべし、圖中濃線の抵抗を零と假定す。ラングレーは此器械を用いて太陽の輻射熱を測り熱線スペクトラの大研究を爲せり (§246 を見よ)。

326 ジュール則 (Joule 1841) 導線内を通過する電流は熱を生ず之をジュール 効果と稱す、此熱は導線を不導液(例へば水、石油、テレピン等)にて圍繞し其温度の増加するを見て測定するを得べし、 r, i を夫々抵抗及び電流の強さ とすれば、 t 秒間に發生する熱量 q (之をジュール 熱と云ふ) は

$$q = kri^2 t \dots\dots\dots (16)$$

茲に k は比例常數なり、此式が表はす法則をジュール則と稱す。ジュール熱を仕事に改算するには仕事當量 J を乗ずれば

$$A = Jkri^2t$$

故に $t=1$ 秒, $i=1$ アムペール, $r=1$ オーム とするときは $A=Jk$ の仕事を生ず、此仕事を 1 ジュール と定むるときは $Jk=1$ なるを以て $k=\frac{1}{J}$ となり

$$A = ri^2t \dots\dots\dots (17)$$

を得べし。オーム則により ri は電位差 E に等しく、 i クロンの電氣量が毎秒 ri の電位差を攀ち上るときは毎秒の仕事は ri^2 ならざるべからず、従て t 秒間の仕事は ri^2t となる。

$k=1/J$ なる故 (16) により熱量は $q = \frac{1}{J} ri^2t$ なり、 J は一瓦の重物を 427 米の高處に上ぐる仕事にして糧とダイン とに改算するには 100×980 を乗ずべし、即ち $J = 4194 \cdot 10^4$ エルグなり、依て

$$q = \frac{ri^2t}{4194 \cdot 10^4} \text{ 瓦カロリ} \dots\dots\dots (18)$$

を得べし。又抵抗を C-G-S 系にて表はす時は其單位は餘りに小にして 1 オームの 10^9 分の一に該當す。1 アムペール と 1 オーム とに相當する毎秒の仕事即ち工率を 1 ワット watt と稱す、故に 1 ワット は毎秒 1 ジュールの仕事に等し、其千倍を 1 キロワット kilowatt と名づく。又

電流の 1 C-G-S 系電流單位 = 10 アムペール

抵抗の 1 C-G-S 系單位 = 10^9 オーム

なるを以て r と i を従前の如く オーム と アムペール にて表はすときは

$$\text{熱量} = \frac{r 10^9 \times (i 10^{-1})^2 t}{4194 \cdot 10^4} \text{ カロリ} = 0.238 ri^2t \text{ カロリ} \dots\dots\dots (19)$$

$$1 \text{ ワット} = 0.238 \text{ カロリ} = \text{毎秒 } 1 \text{ ジュール} \dots\dots\dots (20)$$

327 ジュール熱の應用 電流の抵抗熱を點燈用に供せんと試みたる人は白耳義國 Jobart (1836) なれ共廣く行はるゝに到らずして已みしが其後 スワン (Swan 1878) の研究はエヂソンを経て今日の完成を來たせり。最初は木綿絲を酸液に浸して製したる炭素線を使用せしも次第に改良を加へ今日は金屬線殊に

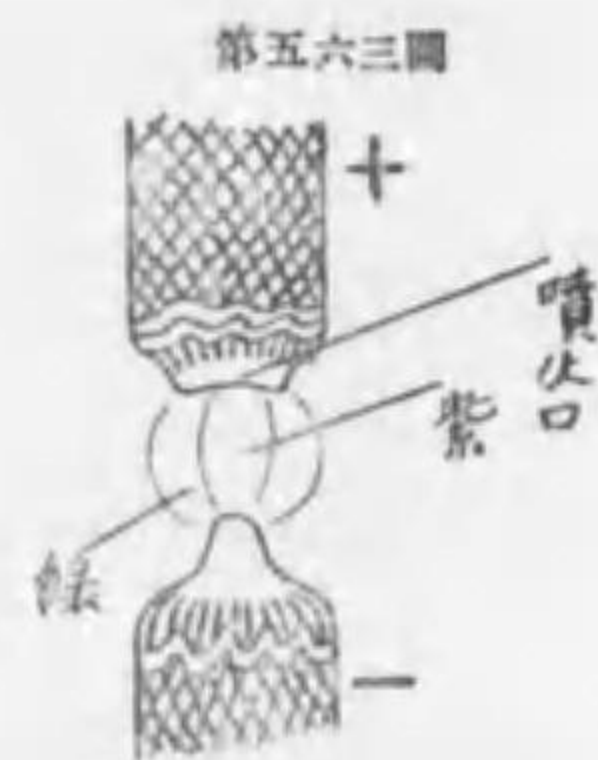
オスミウム線、タンタラム線、又はタングステン線を真空球内に封じて使用す、之を incandescent lamp と稱す、然れ共球内真空なるときは (凡そ 0.0001 耗の水銀柱の壓力) 金屬線は昇華し易く其壽命短きを以て燃焼に預からざる氣體例へば窒素の少量を球内に入ることあり。電燈内の細線は 0.05 耗内外の断面直径を有するを以て抵抗強くしてジュール熱を多量に發生し此が爲温度上昇して發光するに到るなり、今電燈内の金屬線の断面を直径 d なる圓形と假定し、比抵抗を ρ とし線の長さを l とすれば断面積は $\pi(d/2)^2$ なるを以て、(2) により抵抗は $r = 4\rho l / (\pi d^2)$ となる、故に (19) により毎秒 $0.238 i^2 \cdot 4\rho l / (\pi d^2)$ カロリの熱を生ずべし、然るに金屬線の表面積は πdl に等しく、又熱學第三章 § 132 に定めたる如く漏熱率を h とすれば毎秒の漏熱量は自體の温度と外界の温度との差 θ にも正比例するを以て漏熱量は $h\theta\pi dl$ によりて與へらるべし、故に發生する熱量と漏洩する熱量とが釣合を保つに到らば $h\theta\pi dl = 0.238 i^2 \cdot 4\rho l / (\pi d^2)$ 即ち

$$\theta = \frac{4 \cdot 0.238}{\pi^2} \cdot \frac{\rho i^2}{hd^2} = 0.097 \frac{\rho i^2}{hd^2} \dots\dots\dots (21)$$

の温度を維持すべし、爰に i はアムペール、 d は輦、 ρ は單位長單位断面のオーム數なり。此式によれば電燈球内に封ぜられたる金屬線の温度は其長さ l に関係無く單に電流の平方に正比例し線の厚さの立方に反比例するを見るべし、亦此關係は一般に電流線に應用せらるべきものなり。

電燈は炭素線使用の頃は一燭光 3.5 ワットの割合なりしが今日の如く金屬線を用ふれば一燭光 1.5 乃至 1 ワットの電力にて事足るなり。

弧燈 arc lamp は 1801-12 年頃のデーヴィー (Davy) の研究に係るものにして空氣中に於て二本の炭棒間に點燈す、即ち 35 フーベルト以上の電池の兩極を夫々炭棒の兩端に繋ぎ一旦放端を接觸せしめたる後之を分離せば放端間の空氣は熱せられて電導的となり弧燈を生ず (弧燈なる名稱の起源は最初二本の炭棒を水平に置きて點燈する習慣なりし故爰に生ずる燈形は對流の爲に弧狀を呈せしが故なり)。陽極は噴火口形に凹入し陰極は突起し、陽極は温度高く凡 3800° に達し陰極は 2500° にして光度も夫々大小あり、焰は内外二層より成り (第五六三圖) 内層は較々紫色を帯び外層は較々綠色を呈す、之を吟味するには レンズ を用ひ



て白紙上に火焰を投影すべし。電流の強さを變更するも噴火口内の温度變更すること無きは著るしき事項なり、之れ炭素の昇華温度一定せるを示すものならん、而して昇華したる炭素は電流により運ばれて陰極に到着し其尖端に累積するものなれ共大部は途中にて炭酸瓦斯に變ずるは言を俟たず。

分光器を以て弧燈を検すれば兩極の白色光輝は連續スペクトラを提供すれ共弧燈自身のスペクトラは炭素化合物及び不純物の輝線を現出す、弧燈の部分のみを區別して分色するには集光レンズを用ひて弧燈の像を分光器の細隙上に映ぜしめ、入射光線と整光管とを同一直線上に在らしむべし。

弧燈の温度は人工的の最高温度にして従て人工的光源中紫外線を最も多量に且つ區域廣く有するものは弧燈を措いて外に無きなり、故に螢光、磷光、光電氣線（此は第九章 § 363 に説明す）の實驗には缺ぐべからざるものなり、又一般に氣体が發する光は弱光なるものなれ共此は白熾態に在る固体光源なるを以て（炭素粒の）の光度頗大にして全部光量の 85% は噴火口よりし 10% は陰極よりし 5% は弧套により提供せらる、此理により陽極棒と凡 130° の角を作す方向に於て最大量の光線を發射するものなり。

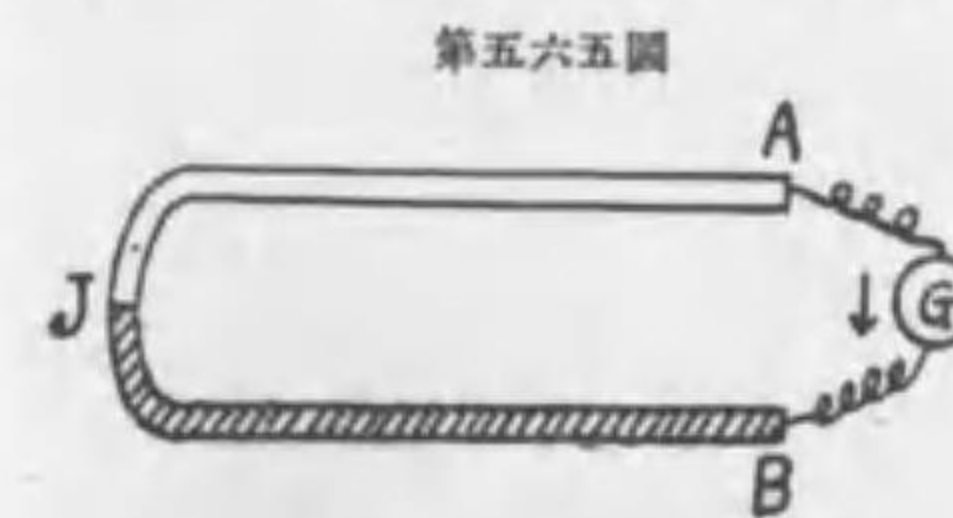
最初弧燈を點火するには先づ炭棒の兩端を接觸せしめ然る後適宜の距離に分離するを通則とすれ共兩極の電位差 35 ヲルト以上なるときは初より若干の間隔を保つとも火花に始まりて早晚弧燈に果るものなり。弧燈内の二個處に於て計りたる電位差は常に少量なるも炭棒と火焰との二点の電位差は常に大なり、換言すれば導線内に放ける電位勾配は常定なるも弧燈に於ては勾配常定ならずして焰の兩端にて急勾配を有す。

石炭の蒸溜により點燈用瓦斯を製造するに際し レトルト の内壁に鎔滓となりて附著する硬炭を取りて (Foucault 1844 に始まる) 弧燈炭棒を製出し得べし、現今行はるゝ方法は炭粉を型に容れて壓搾するか或は炭粉に極煤ニイラツクと含利別を加味して製す。炭棒は空氣中に於て燃焼する故次第に短くなるは言を待たず、兩極間の距離を常定に保つ方法は別に分流を設け (Foucault 1848) 電磁力により自働的

に炭棒の消費に應じて互に接近せしむるなり。又前述の如く陽極は陰極に比し消耗大なるを以て最初より陽極棒として大形のものを用ふ。光度は通例 300 乃至 2000 燭光のものなれ共稀に燈台用として 70000 燭光を與ふ。電力消費量は一燭光 $\frac{1}{2}$ ワットの割合にして全エネルギーの $\frac{1}{10}$ は光力に變ず。銀棒を陽極とし磁鐵棒 (Fe_3O_4) を陰極となすものを magnetite lamp と稱す、陽極の消費殆ど零なり。其他炭棒中に金屬鹽類を混入したるものあり、光は白色にしてエネルギー率は一燭光 0.15 ワットに降らしむるを得ると云ふ。水銀弧燈は第五六四圖の如く π 字形の真空管内に漸く兩枝を充たす程の水銀量を容れ電流を通じ最初震盪を與へて水銀液を往復せしめて後安置すれば發生したる水銀蒸氣は弧燈を造りて電流を傳ふるものなり、光度は大なれ共緑青色を帯び又紫外線に富む。以上に列記したる應用の外か テウルの熱は電爐 electric oven として使用すると得べし。



328 熱電氣 thermoelectricity (Seebeck 1821) 二種の金屬棒 A, B (第五六五圖) の端を接觸せしめ他端を導線によりて電流計 G と結び着点 J を



熱するときは電流生じ電流計の針は動くべし、例へば A を アンチモン (Antimony) B を 錐鉛 (Bismuth) とせば J を熱することによりて電流は B より A の方向に J 点を過り矢の

方向に電流計を通過す、若し J を熱する代りに冷すときは電流は反對の方向に發生す、之を ゼーベック 効果と名づく。

故に J を熱することによりて B の電位は高くなり A の電位は卑くなりて爰に若干の電位差即ち電動力を生ずるものと假定し、諸種の金屬を鉛と比較し温度一度の差によりて惹起せらるゝ電位差を示せば下表の如し、但し電位差はマイクロ ヲルト (10⁻⁶ ヲルト) にて表はす

Bi + 90

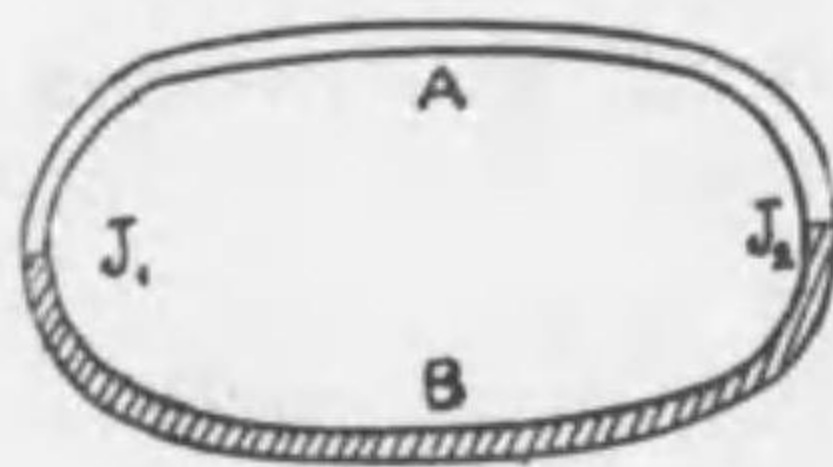
Co	+22
Hg	+0.418
Pb	0
Cu	-0.1
Pt	-0.9
Au	-1.2
Sb(線狀)	-2.8
Ag	-3
Zn	-3.7
As	-13.36
Fe	-17.15
Sb(結晶)	-22.6
P(紅)	-29.7

此表は實驗者によりて大なる不同あれ共大體の順序は爰に示すが如し。又 J を熱する時の温度高きに過ぐるときは電流衰へ更に零となる從て電位差も零となるべし、故に其途中に最高電位差 V₀ を生ずる温度 t₀ あり、今 J の温度 t なる時の電位差を V とすれば此等諸量の關係は次ぎの實驗式にて示すことを得

$$V = \frac{2V_0}{t_0} t - \frac{V_0}{t_0^2} t^2$$

二種金屬 A, B を取り 第五六六圖の如く其各兩端 J₁ 及び J₂ を癒合せしめ

第五六六圖



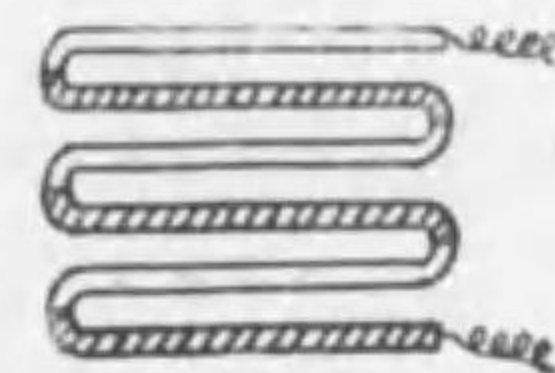
J₁ と J₂ の温度を同一ならしむるとも兩金屬間には既に接觸に由る電位差の存在することは ヲルタ 實驗の説明に於て吾人が學習せしところなり。總じて物体は物質により解離して可動的となれる電子の群を含有して所謂電子壓力を發生し

電子群は擴張せんと努むるものなるを以て癒着点 J₁ 及び J₂ に於ては兩個金屬内の電子壓力の差を生じ電子は壓力大なる方より小なる方に向て快速を以て移動するものなれ共 J₁ と J₂ とは同一條件の下に在りて電子の流れは反向せるが故

に恰も電位差零なる時と同一狀況に在り、然るに一度 J₁ のみを熱すれば電子壓力は シャルル 則 (§115を看よ) に從ひ絶對温度に正比例して増加するを以て J₁ の電位差は J₂ のよりも大となり電流は一方に向て流動し、恰も此時始めて電位差が發生したる如き外觀を呈すべし。第五六五圖の場合には A, B 兩金屬の左端は癒合せれ共右端は直接に接觸せず、然れ共明かに G を媒介として接觸せるものなれば 第五六六圖と同一の狀況の下にありと謂ふも不可無し。

熱電柱 thermopile (Nobili 1850) は精妙なる示差寒暖計にして英人 レスリ (Leslie) により熱線の研究に使用せられたることは熱學篇に記述せるが如し、其原理は上述の熱電氣に基づき測らんとする熱線は二種の異なる金屬の癒合点を熱して電位差を發生せしむるものなり、而して熱の効果を大ならしめんが爲に二種金屬は數回折返して接續せられ(第五六七圖)一個の枠内に收めらるゝなり。又一方には ニッケル 他方には アンチモン 亞鉛合金

第五六七圖

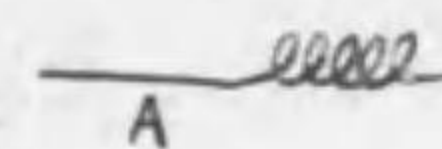


を用ひて熱電池を造り癒合点を熱して電流を生ぜしむることを得べし、例へば此種のもの 66 對を並らべ抵抗 0.7 オーム、電動力 4 ヲルトの電池を製出し得べし。

ルシャトリエの高温寒暖計 Le Chatelier's Pyrometer も亦熱電流の應用なり、此は爐中の高温等を計るに適當なり、其構造は白金線及び白金 ローヂウム線(合金 90 Pt+10Rh)の兩端を癒合せしめ全線を鐵管内に藏め絲の他の兩端は管外電流計に持續し、癒合点を高温に處し依て生ずるゼーベック効果を用て温度を算出するなり。

又 ベックレル (Becquerel 1829) は奇なる實驗を爲したり、一條の白金線を取り 第五六八圖の如く螺旋の節を作り其附近の一点 A を熱するときは電流は忽ち A より節の方に流るべし、此れ螺旋の部分に於ては白金の分子に歪を生じ其部分の電子壓減少せるに依るものならん。

第五六八圖

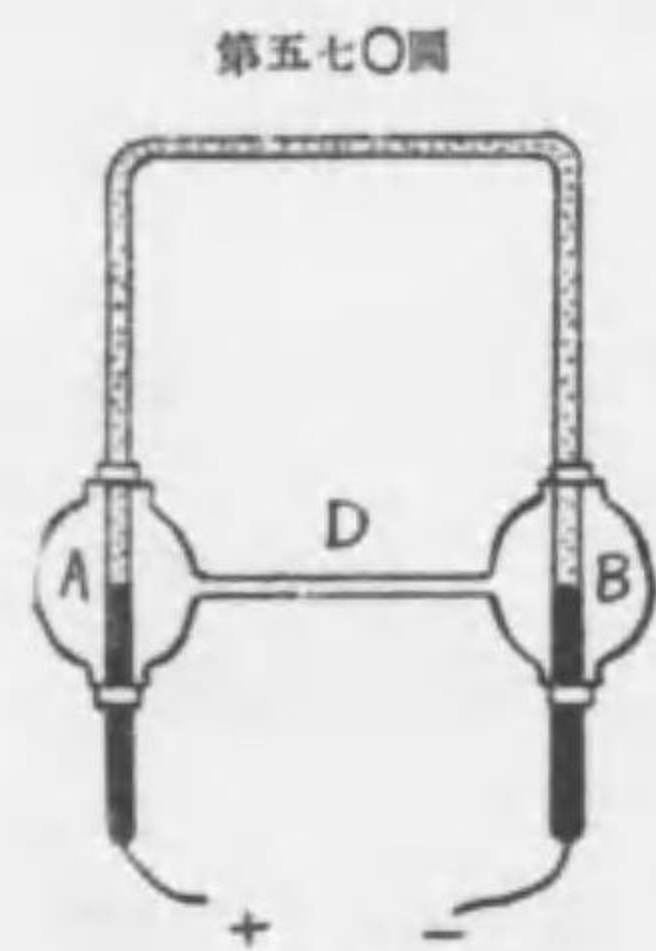


メルソングル及びボーイズ 微量輻射計 d'Arsonval-Boys' radiomicrometer は 第五六九圖に示す如く強力なる磁場内に銅片によりて蒼鉛 (Bi) と アンチモン

(Sb) を接合したるものを吊下げたるものなれば銅片が熱線を受けて其温度を増すときはゼーベック効果に由り環流を生じ磁場内に於て旋轉し鏡に映ずる燈光は其反射光によりて環流の微細なる旋轉を廓大して示すなり。此放射計は一度の 10⁸ 分の一を測定する力を有すれ其缺點は運搬不自由なるにあり。

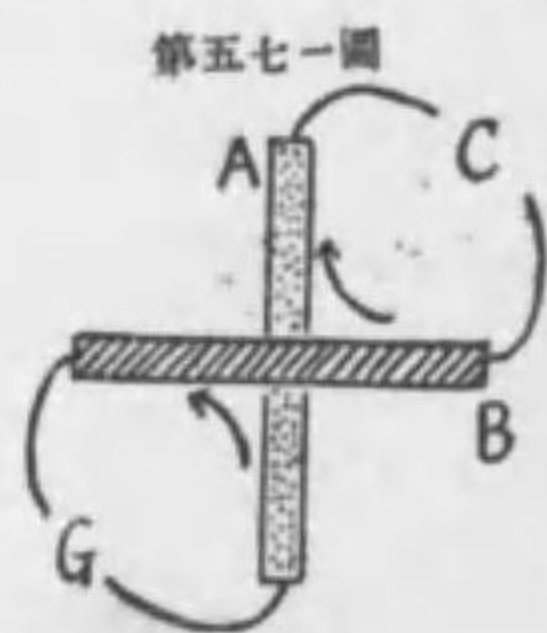


329 ペルチエ効果、トムソン効果 二種の金属棒の各一端を癒合し他の放端より電流を通ずるときは癒合点の温度變化す、例へば蒼鉛と アンチモン を癒合する場合には蒼鉛より アンチモン の方に流るゝ電流の爲に癒合点は冷却す、逆の方向に流るゝときは癒合点は熱せらるゝなり、之を ペルチエ 効果 Peltier effect (1834) と稱す。此効果は前節に學びたるゼーベック 効果の逆法なり、即ち癒合点を熱すれば電流は蒼鉛より アンチモン の方に流るべき筈のものなるに癒合点を熱することなくして電流を其方向に通ずるを以て曩きに必要なりしと同量なる熱量は消失するなり。或は電子説を以て之を説明するには游離電子の群は電子壓大なる点より小なる点に移動して膨脹するを以て氣體膨脹の如く自体は冷却すべきなり (§ 152 参照)。ペルチエ 効果を實驗するには 第五七〇圖の如く



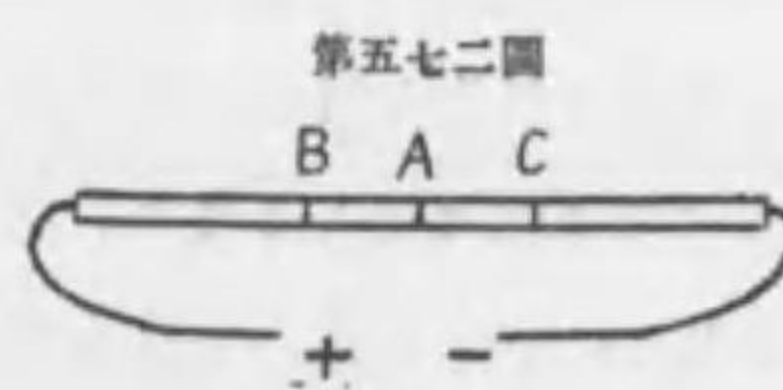
第五七〇圖
ペルチエの十字 Peltier cross と稱し (第五七一圖) A, B 二種の金属棒を其中央に於て十字形に癒合し、

く二種金属の癒合点を各 ガラス 球内に密閉し兩球は水平管にて通じ途中に水滴 D を容れ放端より電流を通ずるときは A 球の空氣は熱して膨脹し B 球は冷へて收縮するを以て水滴 D は移動すべし、故に其運動を検すれば A, B 兩球の何れが熱したるか推定し得るなり、此實驗には極めて弱き電流を使用すべし。又ペ



C に電池を挟み G に電流計を挟むときは C より出づる電流は B より直に A に移り G に赴くこと無きも癒合点を通過する際 ペルチエ 効果を呈し癒合点は熱せられ (或は冷され) 此がため矢の方向にゼーベック 効果を惹起して G の針を動かすべし。

トムソン 効果 Thomson effect (1856) と稱するものは同一金属棒を取り (第



五七二圖) 之に電流を通じつゝ其一点 A を熱するときは其附近点 B 及び C は異なる温度を有するに到る、例へば C は高温となり B は低温となりしものと假定すれば A に與へたる熱は恰も C

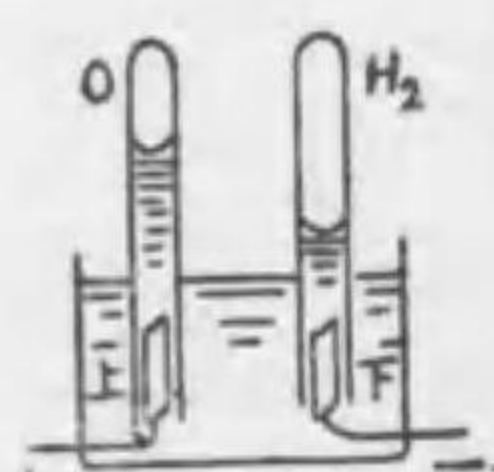
の方へ流動したるが如き外觀を呈すべし。Cu, Sb, Ag に於ては熱は電流の方向に移動する如く視へ、Fe, Bi, Sn, Pt に於ては之に反對なる現象を呈す、Pb に於ては効果殆ど零なり。

第五章 電氣分解 ELECTROLYSIS

330 イオン ions 電池の兩極を各一個の導線にて結び導線の放端を清水を盛りたる器中に互ひに觸れざる様に浸すときは何等の變化を目撃することなし、豫め電燈を清水の容器と直列に繋ぎ置くときは電燈は點火せざるなり。然るに清水中に一滴の酸類を落とすときは電燈は突然點火し、水中に浸したる導線の放端は泡沫を擧るを見るなり、此現象を電氣分解或は電解と稱す。又酸類の外に鹽類又は鹽基類の溶液を用ふるも同様の結果に達すれ共砂糖の溶液其他上記三類に屬せざるもの、溶液は電解を生ずる能はず、又放端は腐蝕を防ぐため白金或は鉛或は炭棒を著け之を電極 electrodes と稱す。ファラデーの命名を襲用し電導的溶液（即ち電解可能なる溶液）を電解質 electrolyte、電解質に浸したる陽極を上極 anode、其陰極を下極 cathode、上極に生ずる泡沫氣體を上向イオン anion、下極に生ずるものを下向イオン cation と稱す。

電極に發生する物質を集めて研究に供せんとするには 第五七三圖 の如き装置を要す。一個の電解質例へば硫酸の稀薄溶液を容器に盛り、同一溶液を以て充たしたる試験管を電極に倒きに立て電流を通ずれば溶液中の H_2SO_4 は H_2 と SO_4 とに分れ、 H_2 は下向して下極（陰極）に集まり SO_4 は一旦第二次反應 $H_2O + SO_4 = H_2SO_4 + O$ を經て O の姿となり上向して上極（陽極）に聚まる。蒐集されたる氣體は H_2 は O の二倍なるを以てアヴァドロ則（§110 を見よ）に依り水素分子數は酸素分子數の二倍なるを知るなり。 HCl の稀薄溶液を以て實驗するときは H は下向イオンとなり、 Cl は第二次反應 $H_2O + 2Cl = 2HCl + O$ により O は上向イオンとなる、又 HNO_3 を用ふるも同様なり。然れ共電解質の濃厚液を取り之を温めたるのち電解に附するときは HCl の場合には H と Cl は夫々上向、下向イオンとなる、 KI の

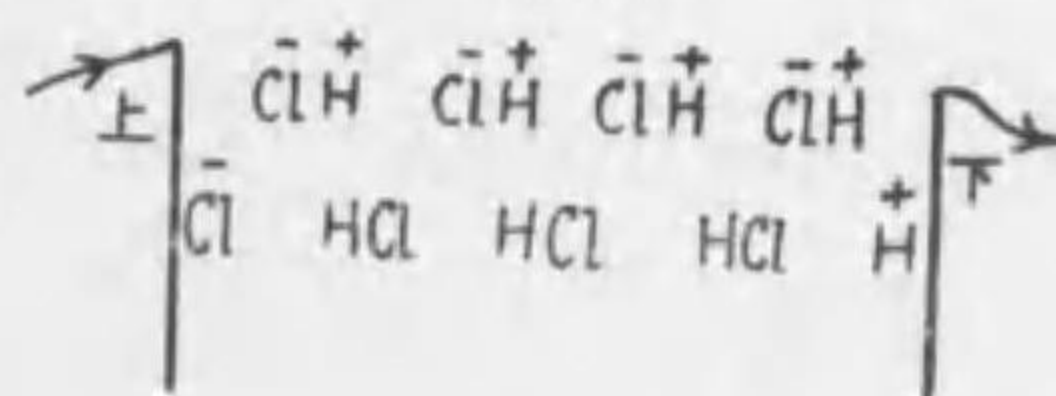
第五七三圖



場合には之を熱して (630° 以上に) 融解し電解すれば K と I は夫々下向、上向イオンとなるなり。

グロツウス (Grotthius 1805) は電解質が電導的なる理を説明せんが爲に電解質を構成せる金屬性の部分は陽性に、酸性の部分は陰性に荷電せるものと想像せり、例へば HCl 溶液の場合 (第五七四圖) に於ては分子は種々の方向を爲し

第五七四圖



つゝ水中に散在せるも電流一過すれば先づ圖中上段の如く整列し、引續き下段に示す如く各分子は分裂して隣分子の成分と結合し兩端は遊離して夫々上向、

下向イオンを形成すと説くなり。此動作は最後の分子が残留せるまで繼續して已まざるを以て上極を出發したる陽電氣は順送りに下極に運ばれ、下極を出發したる陰電氣も逆の方向に順送りに上極に齎されて所謂電流は成立することとなるなり。

HCl なる分子は H と Cl との結合力によりて形成せられたるものなれば、上説の如く電力を用ひて之を分解するには若干の仕事を選げざるべからず、故に電力弱くして HCl の結合を解くに足らざる時は電解現象は全く行なはれざる理なり、然るに實驗に依るに如何に弱き電流も必ず其に相當する電解を選げ得るを以て、溶液中の分子はグロツウスの想像の如くならずして、寧ろ既に分裂せる分子を多量に含有し H と Cl とは或は離れ或は合し、合するも離るも努力を要せざる程度のものならんとの説行はるゝに到れり、此をクラオデウス説 (Clausius 1857) とす。 H と Cl は各陰陽の荷電を有し其引力によりて HCl の分子を形成せるには相違なきも、一度之を水中に投ずるときは水の電導常數 K は約 80 にして (§291 を見よ) 陰陽の引力忽ち $\frac{1}{80}$ に減ずべき理なり従て HCl 分子は水外に在るときの如く安定なるものに非ることを知るべし。

331 ファラデー則 (Faraday 1833)

第一期、同一電解質に於ては電極に發生するイオンの量は電流の強さ及び時間に正比例す。

第二則、同一電流が種々の電極に発生せしむるイオン量は化学当量 chemical equivalents に比例す。化学当量とは分子量 molecular mass 又は原子量 atomic mass を夫々分子價又は原子價 valence を以て除じたるものなり。

t 秒間に電極に発生するイオン質量を M とし電流の強さを i とすれば第一則により

$$M = zit \dots\dots\dots (1)$$

なり、爰に z はイオンに固有なる常數にして之を電化学当量 electrochemical equivalent と稱す。上式は t 秒間に電流の強さに變化無きものと假定して書きたるものなり、若し i の値に變化あるときは $\int idt$ とすべし。 i をアムペールにて示すときは it は t 秒間に通過せし電氣量をクウロンにて表はしたるものに等し、而して兩極に発生するイオン量 M は此電氣量に z を乗じたるものなれば、 z は 1クウロンの電氣に相當するイオン量、即ち毎秒 1アムペールの電流 (之を 1 ampere-second と云ふ) に相當するイオン量なり。

m を分子量 (若くは原子量) とし ω を分子價 (若くは原子價) とすれば m/ω は化学当量なり。第二則に依れば m/ω は z に比例す、故に他のイオンの化学当量と電化学当量とを夫々 m'/ω' 及び z' とすれば第二則により

$$\frac{m}{\omega z} = \frac{m'}{\omega' z'} \dots\dots\dots (2)$$

を得べし。銀の電化学当量 z' は頗る精細に調査せられ $z' = 0.001118$ 瓦と定められたり。銀の原子量は $m' = 107.93$ にして銀の原子價は $\omega' = 1$ なる故

$$\frac{m'}{\omega' z'} = \frac{107.93}{0.001118} = 96540 \text{ クウロン} \dots\dots\dots (3)$$

96540 クウロンをファラデー常數と名づけ F を以て之を示す。銀の原子量は 107.93 なり、故に 107.93 瓦の銀は銀の 1 瓦原子 gramatom と稱せらるゝものに等し、又 0.001118 は 1 クウロンの電氣量によりて発生せしめられたるイオン量なり、故に此を以て彼を除する時は其商 F は 1 瓦原子の銀イオンを発生するに必要な電氣量をクウロンにて表はしたるものとなる。 F クウ

ロンを C-G-S 系に改算すれば $96540 \cdot 3 \cdot 10^9 = 29 \cdot 10^{18}$ 静電單位 (即ち abstat-coulomb) なり。又 (3) の値を (2) に代入すれば

$$\frac{m}{\omega z} = F \dots\dots\dots (4)$$

を得、故に曰く 1 瓦原子 (若くは 1 瓦分子 gram-molecule) のイオンを発生するに必要な電氣量を夫々原子價 (若くは分子價) ω を以て除じたる商は常定にして F に等しと。

(1) により t 秒間に発生するイオン量 M を測ることを得ば電流の強さ i 若くは t 秒間に通過せし電氣量を算出し得べし、故にファラデーは電解装置をヴォルタ計 voltameter (voltmeter 電位計に非ず) と名づけたり、此は事ろクウロン計と命名せし方適當なりしならん。

332 イオンの荷電 ファラデー則の結論とも云ふべき (4) 式が告示するところに依れば電極に於て一瓦原子 (若くは一瓦分子) の任意イオンを発生せしむるに要する電氣量はファラデー常數にイオン價 ω を乗じたるものに等し、然るに一瓦原子中には如何なる元素も原子の同數を含み理なるを以て各一個の原子は如何なる元素も同一の荷電の ω 倍を有するものならんとの思想に到着すべし (Helmholtz 1881)、從て一價元素は如何なる原子も同一荷電 F を有し、二價元素の原子は其二倍、三價元素の原子は其三倍を有す。ヘルムホルツは謂へらく各原子は一定量の荷電の一倍若くは二倍若くは三倍等、常に整数倍の荷電と結合せるものなりと。然るに現代物理學者の計算に依れば一瓦原子中の原子數は約 $60 \cdot 10^{23}$ ならんと (之をロシュミット數 Loschmidt number と云ふ)、果して然らば一價元素の一原子が有する荷電は

$$\frac{29 \cdot 10^{18}}{60 \cdot 10^{23}} = 4.8 \cdot 10^{-10} \text{ 静電單位} = e \dots\dots\dots (5)$$

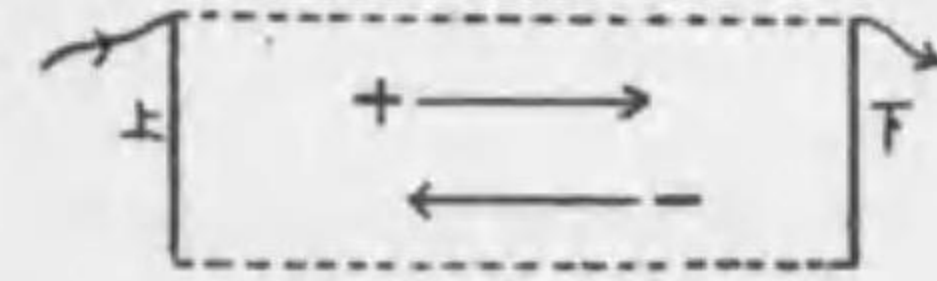
にして之を電氣原子 e と稱するも可なるべし、例へば HCl に於ては H は $+e$ を有し Cl は $-e$ を有し、此陰陽荷電の相互引力に由りて HCl なる化合物を形成するものと思ふを得べし、同様に H_2SO_4 の H_2 は $+2e$ を有し SO_4 は $-2e$ を有し SO_4 は二價イオンなり。

溶媒、例へば水の電媒常数を K とすれば其中に游動せる電質解例へば H_2SO_4 の結合力は クウロン 則に従ひ e^2/K に正比例するを以て、 K 大なるに従て結合力は小なり。ヘルムホルツ 説 (1880) に據れば電解質分子の結合力は殆ど零にして溶液内に於ては電解質は殆ど全部分離し $NaCl$ は Na と Cl とに別れ、 H_2SO_4 は H_2 と SO_4 とに別れ居るものと思ふなり。元より Na 又は SO_4 等は水中に其儘游離存在するは不可能なるべけれ共 $Na(+e)$ 又は $SO_4(-2e)$ の如く荷電の姿にて水中に存在すること取て困難なりと云ふべからず。

上述 ヘルムホルツ の思想は其後 アレニウス (Arrhenius 1887) により完成せられたり、其説によれば電解質は一部分既に分裂の状態に在るものなり其分數を電離の度 degree of electrolytic dissociation と稱す、斯く電離したる部分のみが荷電を有し此に由て電流を傳ふるものとなすなり。而て電離の度は物質に従て大に異にして、克く電流を傳ふるものは電離の度殆ど 1 にして (即ち全部殆ど電離す) 電流を傳ふることを恐るものは電離の度極めて小なり。又他の方面に於ては電離の度は溶液の濃度に關係し、稀薄溶液に於て殆ど 1 なり。抑々溶液は氣體と同一性質を具へ氣壓と同一なる滲壓を有す、而て此滲壓たるや物質の性状には毫も關係無く單に容積に關係し従て密度に關係す即ち單位容積内に含まるゝ分子の數に關するなり、又滲壓の存在により凝固点は降り沸騰点は昇るを以て定則となす、然るに酸類、鹽基類、鹽類即ち電流の良導体と見做さるゝ溶液のみは上記の滲壓の法則に遵ふこと無くして滲壓が凝固点の降下或は沸騰点の上昇に與ふる影響は他の不導体に比較して法外に大なり、其理由は電解質は電離のために既に分裂し恰も單位容積内に含まるゝ分子の數増加したると同一の結果を呈せるが故なり、例へば良導体なる食鹽溶液に於ては食鹽は單に $NaCl$ の形に於て存在せずして Na と Cl とに分かれ居る故恰も分子數は二倍になりたるに等し、同様に H_2SO_4 は一分子として存在せず H_2 と SO_4 とに分裂せるか但しは H , H , SO_4 に三分して存在し二倍乃至三倍の分子數を有することとなるなり。

今電極の表面積を 1 平方釐と假定し、兩電極を兩端とし其間に含まるゝ電解質内の イオン の動作を一考せんとす (第五七五圖)、 β を電離の度とし下向 イオンは U の速度を以て下向し上向 イオンは V の速度を以て上向するものと

第五七五圖



假定す、然るときは一立方釐内に N 瓦 イオン を溶かす場合には一秒毎に下極に到着する下向 イオン の數は $UN\beta$ なり、此と同時に下極を出して上向する イオン は出立の際其相手なる $VN\beta$ 個の イオン を後に残すを以て下極に發生する陽 イオン の總數は $N\beta(U+V)$ なり、今 イオン 價を ω とするとき (4) により 1 秒毎に下極に集まる電氣量は $\omega N\beta(U+V)F$ クウロン なり、即ち

$$i = \omega N\beta(U+V)F \dots\dots\dots (6)$$

兩極の電位を夫々 A 及び K にて示し、兩極間の距離を x とするとき電位勾配は $(A-K)/x$ なり、又溶液の電導度を G と名づくるときは

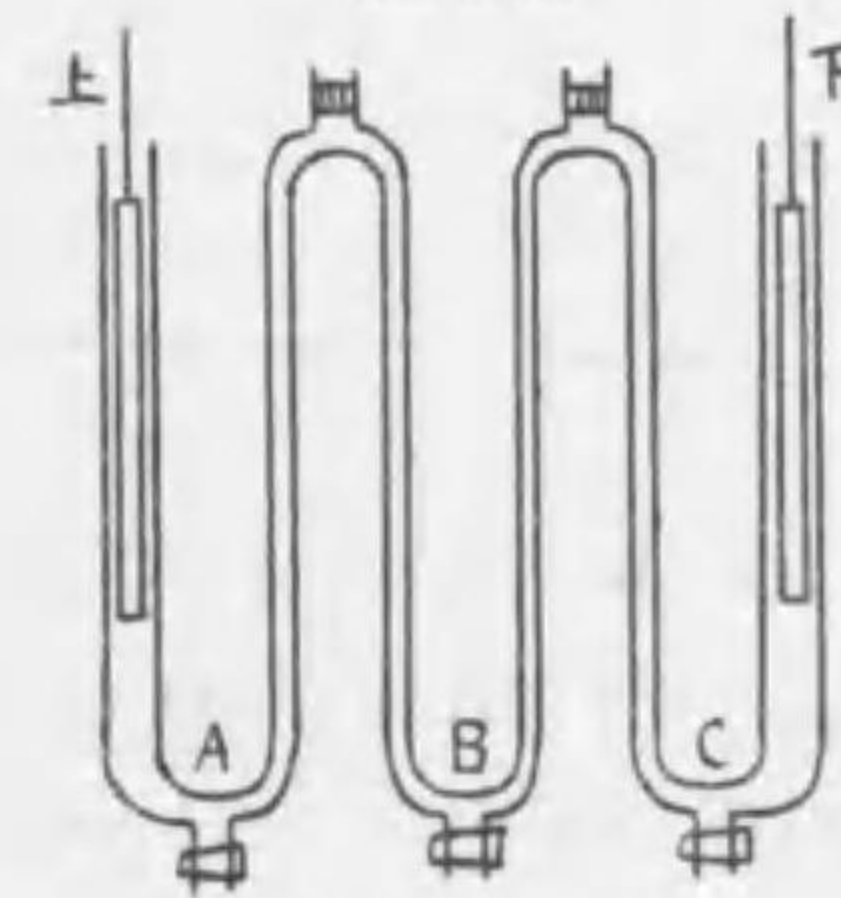
$$\frac{G(A-K)}{x} = \omega N\beta(U+V)F \dots\dots\dots (7)$$

を得、故に電導度は電離の度 β 並びに速度の和 $U+V$ に正比例すること明かなり、溶液が極めて稀薄なるときは殆ど $\beta=1$ なり。

U と V とは相等しからざるを以て兩電極に集まる イオン 數の差は時を経るに従て漸く増加す、例へば $U > V$ なるときは下極附近は次第に溶液濃厚となり上極附近は稀薄となるべし、此事實を ヒットルフ (Hittorf 1853-9) は イオン の移住 migration of ions と名づけ 第五七六圖の如き電解器を用ひて實證せり、

即ち暫時電解作用を繼續するときは上極下極の濃度に大小を生ずるを以て A 及び C の栓を抜き夫々其部分の液を取出して驗するなり、此方法に依れば $V:U$ の比を知り得らる、尙ほ コールラオンヌ (Kohlrausch 1876) は (7) を利用し $U+V$ を實測し得たるを以て兩結果より U と V を別々に算出し得るに到れり、其法 $A-K=1$ ヲルト、及び $\beta=1$, $x=1$ 釐と定め其れに相當する U と V を夫々 u 及び v とし、

第五七六圖



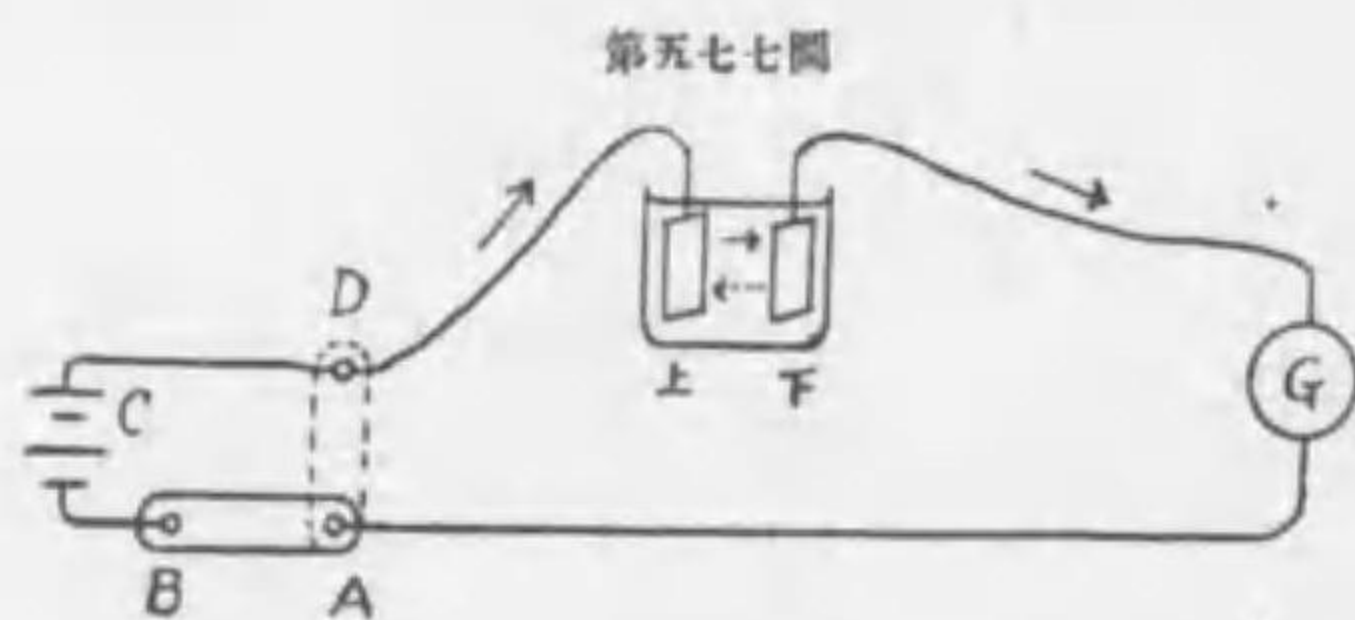
又 $G/\omega N = A$ と置くときは (7) により

$$A = (u+v)F \dots\dots\dots (8)$$

を得、コールラオシユは A を測定したるなり。記算の結果 $u=0.0032$ 概、 $v=0.0008$ 概を得たり。総じてイヨンの速度は其對極イヨンの速度に無關係なる値を有す、此を以て見れば電解に參與するイオンは完全に電離せるものなること明かなり。又鹽化銅は黄色にして其濃溶液は綠色を帯ぶるも稀薄溶液と爲すときは青色となる、斯く色の變更するは電離の度 β の大小に關係するものにして電離したるイヨンの色は青色なるに由るなり。電解現象に於ける大疑問は KCl の如き無機鹽類の溶液は克く電流を導きて電氣分解を遂ぐるに反し砂糖の如き有機物の溶液は全然非電導的なる一事なり。

333 電流偏極及び蓄電池 電解質に電流を通じて電氣分解を促すときは下極には陽性イオン集まり、上極には陰性イオン集まる、之が爲に液内に於て下極より上極に向へる電位を發生し外部より働ける電動力 E に反抗する電動力 e を惹起すべし、之を電流偏極 galvanic polarization と稱す。故に電流の全抵抗を r と名づくるときは電動力の合力は $E-e$ となり、電流の強さは

$$i = \frac{E-e}{r} \dots\dots\dots (9)$$



なり。此を實驗するには最初鍵を以て AB を連結し(第五七七圖)電池 C より出づる電流により電解器内に多少の偏極を生じたる

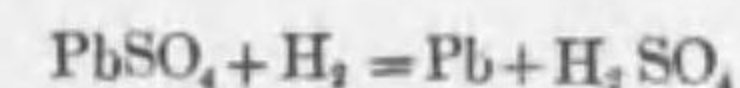
ときは突然 AB の鍵を廻はして AD を結ぶときは電流計 G により逆行する電流の通ずるを確め得べし。電池との連絡を斷つと同時に $E=0$ となるを以て (9) より

$$i = -\frac{e}{r}$$

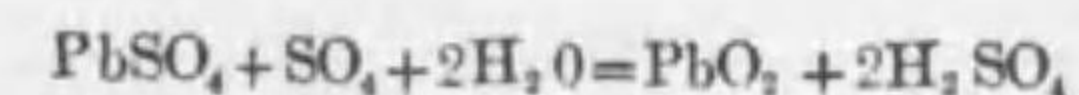
即ち e なる電動力の下に逆行する電流を生ず。電流偏極が本電流の妨害となることは自明にして説明を要せず而て偏極は電解器に限らず一般に電池内に發生して使用中次第に増大し大に其效力を減殺するものなり。

蓄電池 accumulator, secondary battery, storage cells と稱するは上記の偏極を利用して電流發生機が發生する電流 エネルギー を貯蓄し、使用に應じて引出すを得せしむる装置なり。鉛板蓄電池はリッター (Ritter 1805) に始まり、プランテ (Plante 1860) によりて廣く使用せらるゝに到りたるものにして、其原則は二枚の鉛板を稀硫酸中に浸し之を電極となして電流を通ずるにあり、然るときは鉛板は各上極下極となりて其表面に附着せるイオンは鉛に反應し其表面を有孔質に變じ、使用久きに渡れば次第に鉛の内部までも有孔質に變じ從て溶液と鉛との接觸面を増大し又電氣容量も大となり益々多量の電流 エネルギー を抱擁し得るに到るなり。

蓄電池内の化學反應を考ふるに最初鉛板を稀硫酸中に浸したために既に $PbSO_4$ 溶液を生ず、故に下極に於ては集中し來る H は



の變化を呈し Pb は下極面に附着す、上極に於ては集中し來る SO_4 は



の反應を遂げ PbO_2 は上極面に附着す。此に反し蓄電池を放電する際には下極に於ては残留せる SO_4 は $Pb + SO_4 = PbSO_4$ の如く逆行し、上極に於ても同様 H_2 の殘部は $PbO_2 + H_2 + H_2SO_4 = PbSO_4 + 2H_2O$ の如く逆行す。以上四個の反應を一纏めに書くときは



となるが故に充電の際には H_2O は減じ H_2SO_4 は増加し、放電の際には其反對の現象行はる、之に依り蓄電池内の硫酸溶液は充電の爲に濃厚となり、放電の爲に稀薄となるべし、其割合は例へば充電の時の比重 1.2 なれば放電には 1.15 にして電池に挿入せる比重計にて之を測ることを得べし。充電完了するときは盛に泡沫の上ぼるを見る、是れ電極に發生するイオンは既に電極に收容する能は

ざる程度に飽和したるを以てなり。経験に依るに溶液内に浸されたる鉛板面積の各平方糎毎に 2 アムペール以下の電流を通ずる割合に定め置かざるときは蓄電池の保全を期し難し（此は充電放電に通じて云ふ）此目的を達するには極板の各平方糎に 1.5 オームの抵抗を有たしむるを要するなり。又電位は充電作用の始には 2 ヲルトなるも時を経るに従ひ次第に高く、遂に 2.5 乃至 2.7 ヲルトに達す、之に反し放電せんとするときは最初 2 ヲルトなるも次第に降りて 1.8 ヲルトに減ず。斯の如く充電と放電に當り電位の差あるを以て蓄電池の効率は 80 % を超ゆる能はざるものなり。

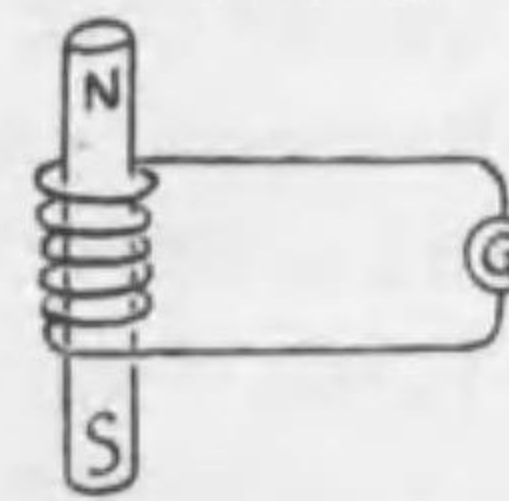
ブランテ式の蓄電池は單に二枚の鉛板を使用すれ共其後 フォール (Faure 1881) の改良により充電に要する時間を短縮することを得たり、其法最初より鉛板（現今鉛とアンチモン合金を使用す）に鉛丹 Pb_2O_3 を塗附け置くなり、然るときは充電の際下極の Pb_2O_3 は下向イオンの作用によりて PbO_2 に變じ、上極は上向イオンの作用によりて PbO_2 に變ずるなり。蓄電池も電池同様に直列又は並列又は其混法に繋ぎて任意に電位と抵抗の關係を變更し得るなり。

第六章 電磁感應

ELECTROMAGNETIC INDUCTION

334 電磁感應 (Faraday 1831) ^{Faraday} 筒輪 (第五七八圖) に電流計 G を挿

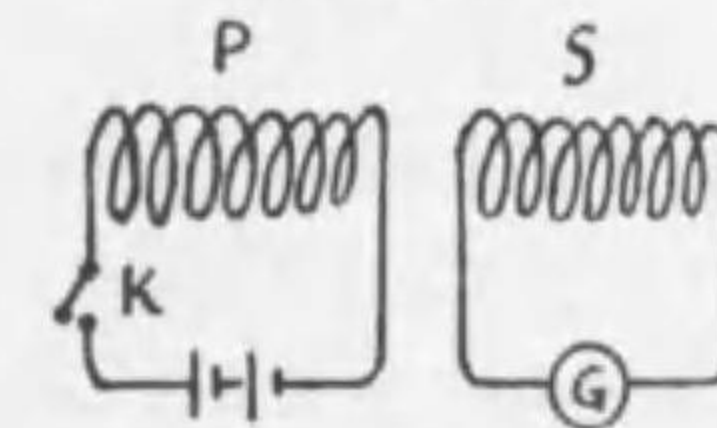
第五七八圖



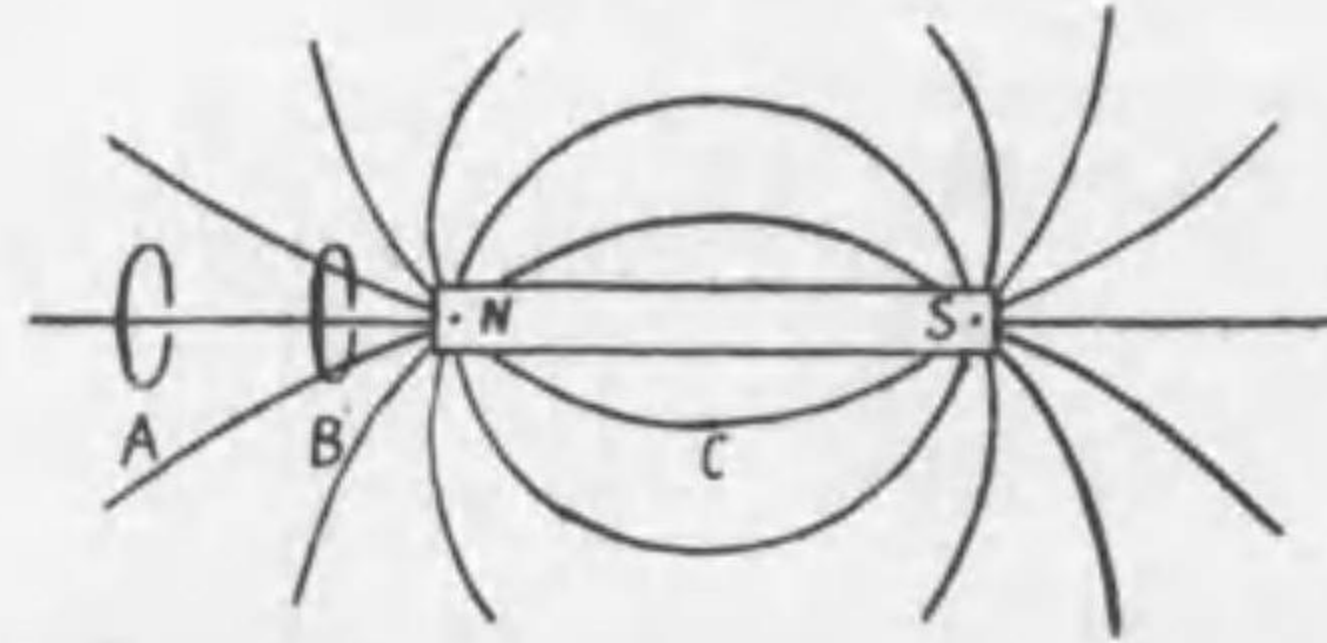
み筒輪の軸に沿ふて磁棒を動かすときは此が爲に筒輪の線内に電動力を感應して電流を生ず其電流の方向と強さとは G によりて測定するを得べし、而て此感應電流は磁棒の運動にのみ伴ふものにして磁棒静止すれば感應電流も中止す又棒の運動が NS になると SN なることによりて感應電流の方向も反對となる。

磁棒は静止し筒輪を磁棒に沿ふて動かすときも同一現象を生ず。然るに磁棒は一個の環流又は筒輪によりて代表せしむることを得るが故に (§317を看よ) 第五七九圖に示す如く一次線 primary P を鍵 K (又は開閉器 switch) に依りて開閉 (開とは電流を中止するを云ふ閉とは電流を通ぜしむるを云ふ) するときは其近處にある二次線 secondary S に電流を感應して電流計 G は感應電流の強さと方向とを示すなり。然れ共感應作用は一次流が開閉する瞬時にのみ起る現象にして一次流が常定なる時は感應作用を呈すること無し。S に生ずる感應電流の方向は K を閉づる時は P の反對にして K を開くときは P と同一の方向に流る。即ち『感應電流は其電磁力によりて感應作用を妨げんとする方向に起る』之をレンツ則 (Lenz 1834) と稱す。例へば一個の輪線を取り (第五八〇圖 A) 其面を静止せる磁棒 NS に垂直に保ちつゝ NS の方向に A より B へ動かすと假定すれば、元來磁棒は N 面に向つて跳むれば反針の方向に廻轉する電流と同一の性質を有するを以て輪線 A 内に促がさるゝ電流の方向は (レンツ則に依り) N 面の電流に反對となるべし、何となれば B の環流と N の環流とは互に反對なるを以て爰に斥力を生じ (§318) AB の方向に於ける環流の運動に妨害

第五七九圖



第五八〇圖



を與ふるが故なり。之に反し輪線を B より A の方に動かさんとするときは N と同一の方向を有する感應電流は B, N 間の引力を生じて環流の運動を妨ぐべきなり。

磁棒に附屬せる磁力線は N を出口とし S を入口とす、故に此圖の場合に於ては輪線が A より B に移ることに依て輪線を貫通する力線の數増加す。今輪線を貫く力線の數を ϕ とすれば $d\phi/dt$ は毎秒の力線數の増加なり、 $d\phi/dt$ は磁棒の極附近に於て最大にして、中央 C を移動するとき零なり。更に S 極に近づくときは負數となり力線は反側より輪線を貫通するに到るべし。輪線の捲數 n なるときは輪線を貫く力線の數は $n\phi$ なり、而て輪線内に促がさるゝ感應電動力 E は此力線數の毎秒の變化に正比例するものにして

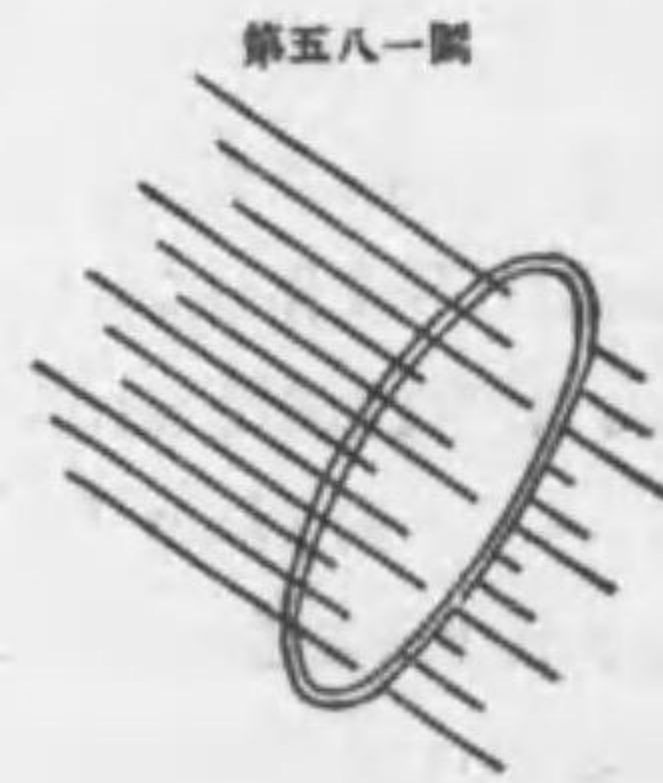
$$E = -\mu n \frac{d\phi}{dt} \dots\dots\dots (1)$$

爰に負號を附したるは感應せらるゝ電流の方向は、レンツ則により、感應する電流に反向するを以てなり。又 μ は媒質の透度を示す (§303)。

一例として地磁氣感應器 earth-inductor を説かんに、捲數 n なる輪線を取り其形を面積 S なる圓と假定し、其直徑上に軸を設け軸を地磁氣力線に垂直に置き (第五八一圖)、最初輪線面の法線と力線とが作る角 θ を零ならしむるときは此時貫通する力線數は最大なり。磁場の強さを G とすれば力線數は GS に等しきが故に法線が傾きて θ 角を作るとき力線數は $GS \cos \theta$ なり、從て

$$E = -\mu n GS \frac{d \cos \theta}{dt} = \mu n GS \sin \theta \cdot \omega$$

爰に ω は角速度なり、依て $\theta=0$ を通過する際 $E=0$ となり其前後に於ては



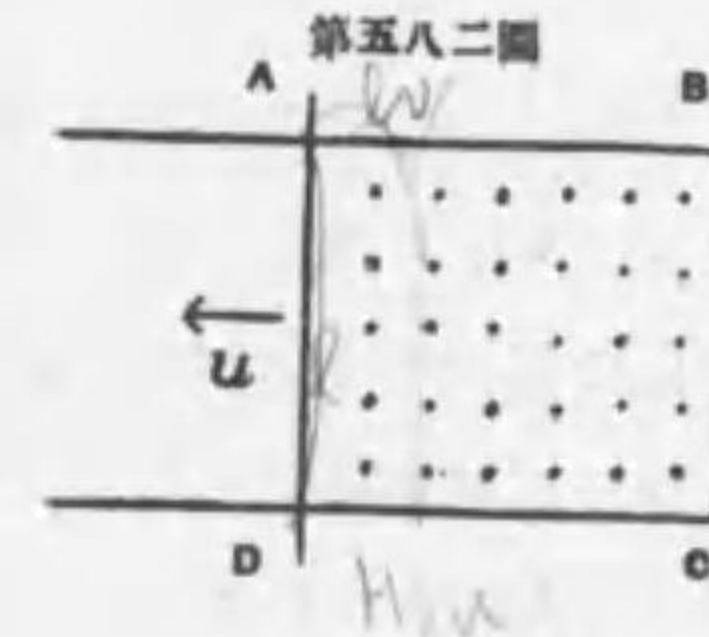
第五八一圖

符號反對なり。故に輪線抵抗を r とすれば感應電流の強さは

$$i = \frac{n\omega}{r} GS \sin \theta$$

を得、從て此器械を回轉すれば交流を生ずるを以て之を直流に整流し電流計を用ひて測ることを得べし。

ABCD なる三邊と並動自在なる第四邊 AD を有する輪線を假想し (第五八二圖)、磁力線は一平方輻毎に H の割合に圓形面に垂直に讀者の眼に向て貫くものと假定し、 $AD=l$ 、 AD の並動速度 $=u$ とすれば輪線の面積は毎秒 lu の増加をなし從て力線の變化は Hlu に等しく感應電動力は



第五八二圖

$$E = \mu Hlu \dots\dots\dots (2)$$

を得、空氣中にて實驗するには $\mu=1$ なり。

(2) を利用し電動力 E の電磁系單位を誘導すること容易なり、即ち §304 により $[H] = [\mu^{-1/2} L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}]$ 又た $[lu] = [L^2 T^{-1}]$ なるを以て

$$[E] = [\mu^{1/2} L^{3/2} M^{1/2} T^{-2}]$$

然るに §293 により電位 V のデメンションは

$$[V] = [K^{-1/2} L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}]$$

而て兩者は同一物を示すものなれ共甲は電磁單位、乙は靜電單位なるを以て兩者の比は

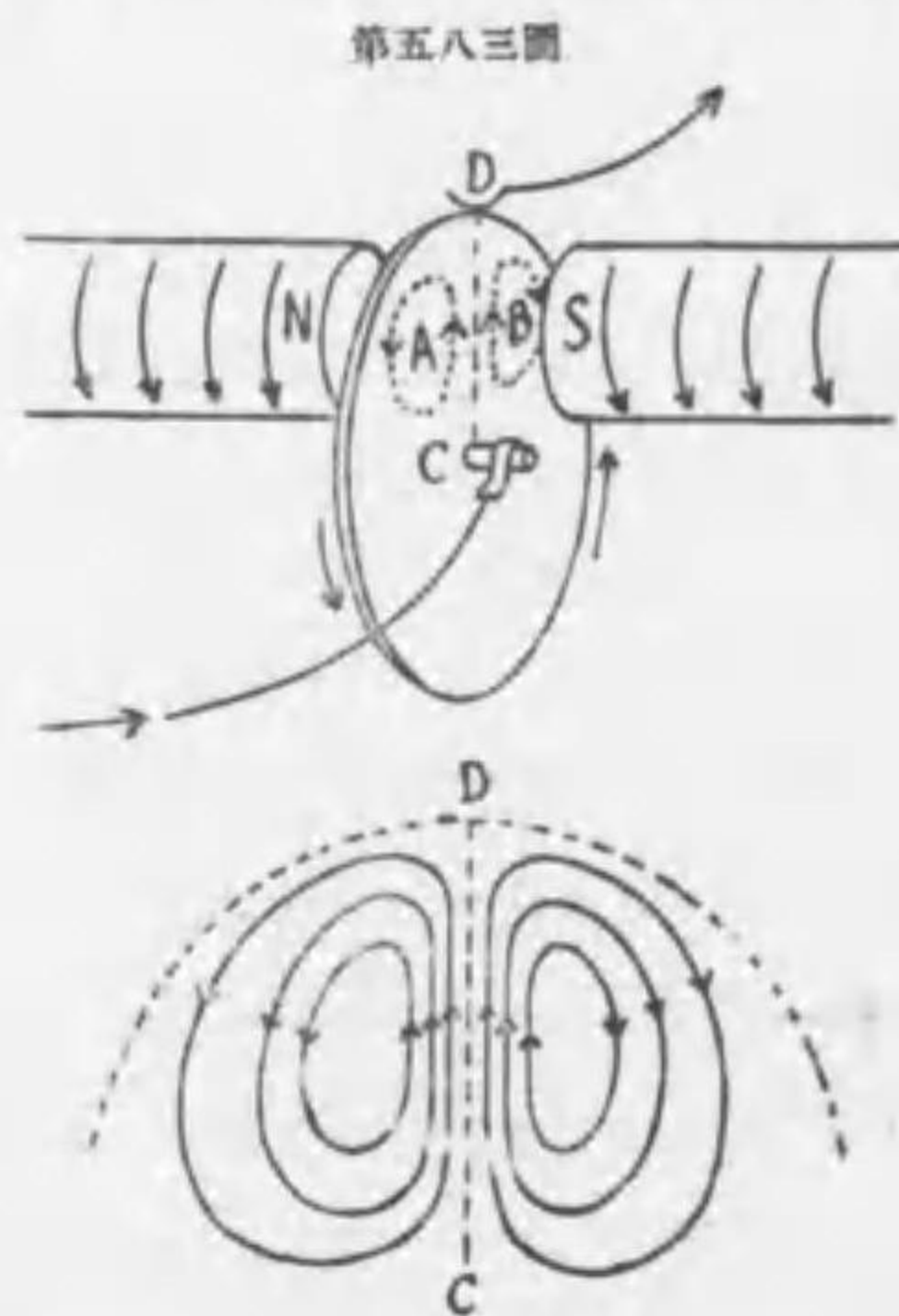
$$\frac{[E]}{[V]} = [\sqrt{K\mu} LT^{-1}] \dots\dots\dots (3)$$

の如く速度を示し、此速度は $3 \cdot 10^{10}$ 輻/秒 即ち光線の速度に等しきものなることは既に §312 に詳説したるところに合す、斯く同一物の電磁單位と靜電單位との比は常に光線速度に等しきなり。E を C-G-S 系にて表はすときは餘りに小なる單位を得るを以て便利上其 10⁹ 倍のものを volt フラット と稱して使用す、即ち

1 ヲルト = 10⁹ C-G-S 系電磁単位

なり。§ 293 に述べたる如く 1 ヲルトは C-G-S 系静電単位の $\frac{1}{300}$ に等し、然るに V の C-G-S 系静電単位は其と同一物なる E の C-G-S 系電磁単位の 3×10^{10} 倍なるを以て 1 ヲルトは上述の如く C-G-S 系単位の $\frac{3 \cdot 10^{10}}{300}$ 倍となるなり。一般に C-G-S 系静電単位より C-G-S 系電磁単位に移るには下の如く考ふべし。(3) に於て [E] と [V] とは元來同一物を表はすものなれば $K^{\frac{1}{2}} = \mu^{-\frac{1}{2}} L^{-1} T$ を得、依て之をデメンション式中の K に代入すべし、例へば § 298 により電氣量の静電單位式 $[e] = [K^{\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}} T^{-1}]$ より直に [e の電磁單位] = $[\mu^{-\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{2}} M^{\frac{1}{2}}]$ となるが如し。同様に電氣容量の式も § 298 により $[C] = [KL] = [\mu^{-1} L^{-1} T^2]$ を得べし。

335 フーコーの渦 (Foucault 1855, Poggendorff 1855) アラゴ (Arago 1824) は振動する磁針の近傍に金属板を置くときは金属板無きときに較ぶれば早く其振幅を減ずるものなることを発見せり、又アラゴは磁針の上方に於て速に金属板を自轉せしむるときは磁針も其自轉の方向に回轉變位するものなるを発見せり、此二實驗はフーコー渦 eddies が金属板内に發生しレンツ則によりて其相對運動を妨ぐる理によりて説明するを得べし、此理を了解するには下に説くところを熟考すべし。



なるを発見せり、此二實驗はフーコー渦 eddies が金属板内に發生しレンツ則によりて其相對運動を妨ぐる理によりて説明するを得べし、此理を了解するには下に説くところを熟考すべし。

ファラデーは (1831) 電磁鐵の強き磁場に於て力線に垂直に置かれたる金属板を速に回轉することによりて電流を發生せしめたり (第五八三圖)。

即ち C を軸となして金属板 (銅板) を回轉するとき B は磁場に近づかんとし A は磁場より遠ざからんとす

るが故にレンツ則により A には電磁棒と同一方向の電流を促がし B には其反對の電流を促さるゝ理なるを以て電流は中央を CD に沿ふて流るゝこととなるべし、依て C, D を夫々導線にて結び電流計を挿むときは電流の強さを測定するを得るなり。CD 線の兩側に發生する環流をフーコー渦と稱す下圖に示すが如し。

銅板の回轉數を n、CD=l、磁場の強さを H とすれば D 点の速度は $2\pi n l$ にして C 点の速度は零なる故 CD 線の平均速度は $\pi n l$ なり、故に $\mu=1$ の場合には (2) により

$$E = n\pi F H$$

を得、之を ヲルト にて表はすときは $n\pi^2 H / 10^9$ ヲルト なり。

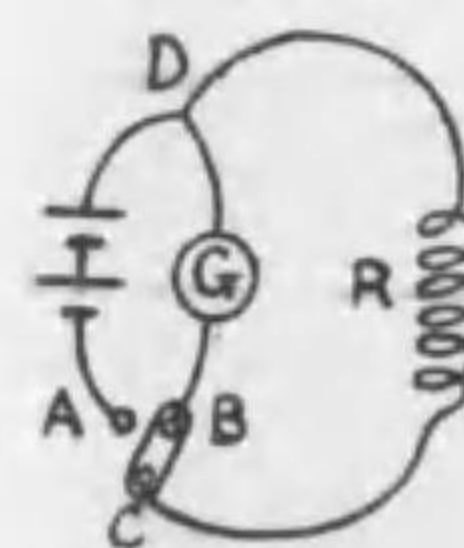
アラゴの二實驗に於ても圓板と磁針間の相對運動の爲にレンツ則によりフーコー渦を生じて其相對運動を妨害す、故に圓板を回轉する場合には相對運動を減ぜんが爲に磁針は同一方向に回轉せんとするなり。

同理により磁場に於て力線に垂直に振子運動を営む銅板は速かに其振幅を減じて早く静止に歸すれ共、豫め銅板を楕形に有孔ならしめ置くときはフーコー渦は途切れて相對運動を妨ぐる力は殆ど零となるを見るなり。

輪線の内部に於て振動する電流計の針も上理に依り速に其振幅を減じて静止に歸す、此を無週期 aperiodic 運動と名づく。

336 自己感應 self-induction 同一の輪線が一次線と二次線との役目を勤むるときは爰に生ずる感應を自己感應と稱す、此場合には輪線内に生ずる電流の變化は同一輪線内に感應電動力を惹起して電流之が爲に感應せらるゝに到る、感應電流を一名伴生電流 extra current と稱す。伴生電流存在の爲に環流を閉ざると同時に相當の電流通ずる能はずして始は電流甚だ弱し、此に反し環流を開く瞬間には電流は直に停止せずして却て火花を生ず。此は物体の慣性に似たるものにして伴生電流は常にレンツ則に従て一次流 (即ち本流) の變化に對し抵抗を試むるなり。此を實驗するには (第五八四圖) 最初 AC を

第五八四圖



應電流を一名伴生電流 extra current と稱す。伴生電流存在の爲に環流を閉ざると同時に相當の電流通ずる能はずして始は電流甚だ弱し、此に反し環流を開く瞬間には電流は直に停止せずして却て火花を生ず。此は物体の慣性に似たるものにして伴生電流は常にレンツ則に従て一次流 (即ち本流) の變化に對し抵抗を試むるなり。此を實驗するには (第五八四圖) 最初 AC を

連絡して CADRC なる環流を成立せしめ突然 BC を連絡し AC を切斷するときは輪線内には最初のと同一の方向に流るゝ伴生電流通ずるを以て今や電池 G より分離せるに拘らず電流計 G の針は動くなり、輪線内の慣性を大ならしむるが爲に R は容量大なるもの例へば電磁鐵を用ふるを可とす。

伴生電流は レンツ 則に隨ひ一次線内電流の變化に反對するものなれば伴生電流の電動力は $-L \frac{di}{dt}$ によりて與へらる、L を自己感應係數 coefficient of self-induction と名づく。一次流の電動力を E とすれば伴生電動力發生の爲に合力は $E - L \frac{di}{dt}$ に減ず、故に r を抵抗とし i を電流とすれば オーム 則に依り

$$i = \frac{E - L \frac{di}{dt}}{r}$$

即ち

$$\frac{di}{dt} + \frac{r}{L} i = \frac{E}{L} \dots\dots\dots (4)$$

を得、此微分方程式を解くには $i = C e^{\alpha t} + \beta$ と置き (4) に代入して先づ $\alpha = -r/L$ 及び $\beta = E/r$ なるを知り、之を上式に代入すれば

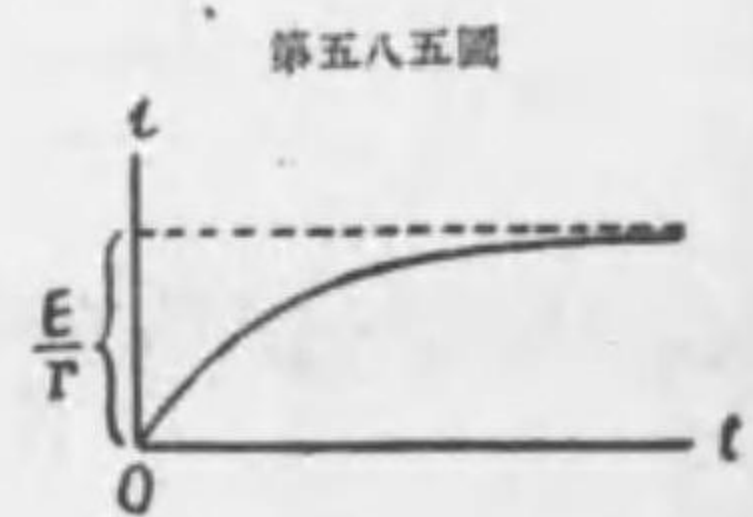
$$i = C e^{-\frac{r}{L}t} + \frac{E}{r} \dots\dots\dots (5)$$

爰に C は或常數なり。環流を閉づる場合に此式を應用するには $t=0, i=0$ を代入して變化すれば上式より

$$i = \frac{E}{r} (1 - e^{-\frac{r}{L}t}) \dots\dots\dots (6)$$

を得、圖形にて示すときは(第五八五圖) t 増すに従ひ電流は漸近的に $i = \frac{E}{r}$ となるを見る、即ち伴生電動力の妨害するところとなりて最初より $i = E/r$ の値を得る能はざるなり、従て伴生電流は $-\frac{E}{r} e^{-\frac{r}{L}t}$ に等しく

其総量は圖中点線と連線との間に挿まれる面積に相當し其値は次式によりて與へらる



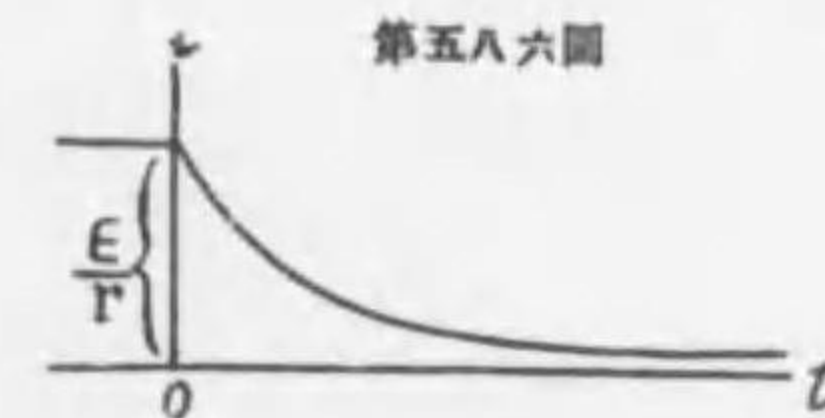
第五八五圖

$$-\frac{E}{r} \int_0^{\infty} e^{-\frac{r}{L}t} dt = -\frac{EL}{r^2} \dots\dots\dots (7)$$

環流を突然開く場合には、開きたる瞬時に於ける電流を i' とすれば (5) により $t=0, E=0$ の時 $i=i'$ なるを以て $C=i'$ なり、而て其後は不斷 $E=0$ なるを以て (5) により $i=i' e^{-\frac{r}{L}t}$ を得べし、然るに $t=0$ なる時刻以前には オーム 則 $i' = \frac{E}{r}$ 行はれたるしものなる故

$$i = \frac{E}{r} e^{-\frac{r}{L}t} \dots\dots\dots (8)$$

従て $t=0$ 以後も電流は衰へつゝ繼續す、
 $t=0$ 以後の電流の総量は (第五八六圖)



第五八六圖

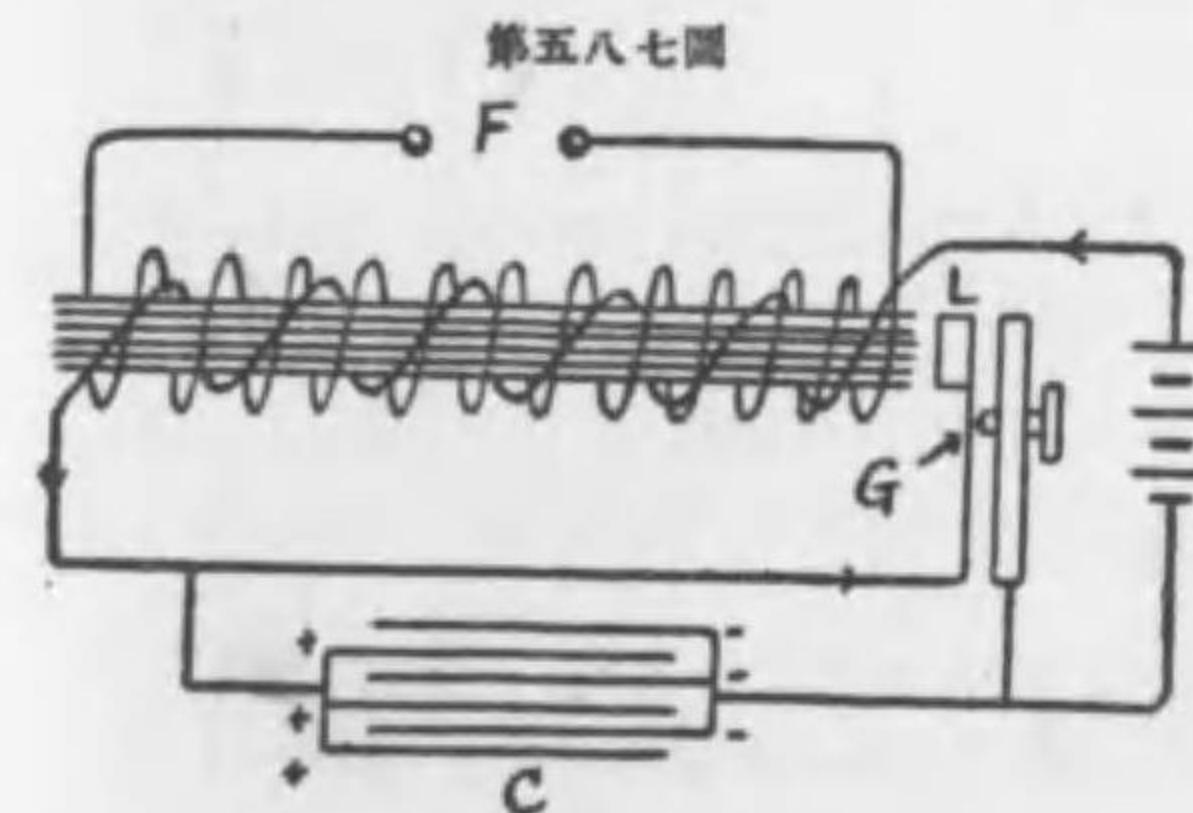
$$\frac{E}{r} \int_0^{\infty} e^{-\frac{r}{L}t} dt = \frac{EL}{r^2} \dots\dots\dots (9)$$

此を (7) と對照すれば閉時に失ふところは開時に挽回するを見る。

$L \frac{di}{dt}$ が 1 ヲルトにして di/dt が毎秒 1 アムペール なる時は L は單位をヘンリー henry と稱す。

337 感應コイル induction coil (Ruhmkorff 1851)

感應コイルの一



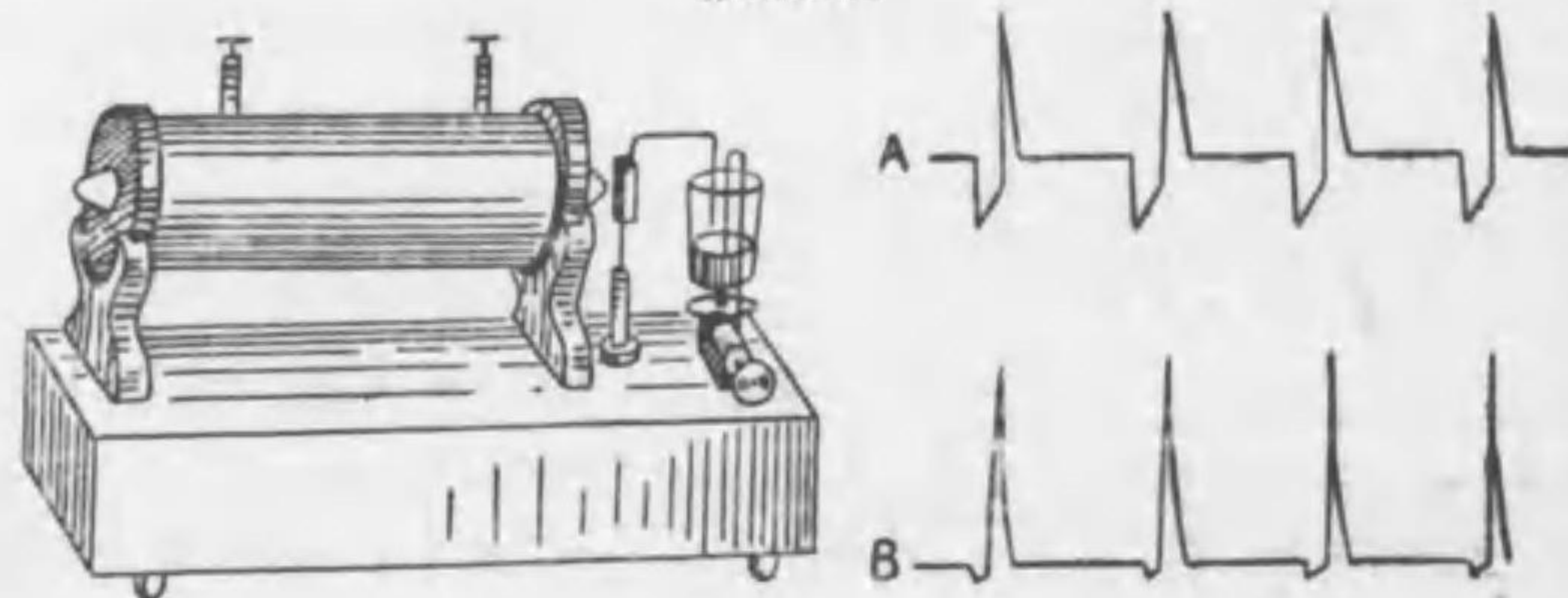
第五八七圖

次線は假漆を塗りたる軟鐵線束に捲き着けたる太き輪線にして、二次線は細線より成り捲數も多く F なる火花の距離 spark distance を有す、捲數の比は一次線 200 の場合には二次線は 50000 なり。電

池より出づる電流は軟鐵線束を磁化しつゝ G の途を取らんとする瞬間に磁化したる線束は L を引き此が爲に G は開くを以て (G を断續器 interrupter と云ふ) 電流は §292 のライデン瓶と同一の目的を有する蓄電器 condenser C (Fizeau 創案 1853) に荷電しつゝ G の閉るを待つなり、C は臘紙によりて互に絶縁せられたる二群の錫箔より成り、各群は左右の導線の端に統一せらる、故にライデン瓶の如く左群に + 荷電ある時は右群に - 荷電を生じ力線を書きて互に相引くを以て荷電は比較的安定にして暈逸の患少なし、然れ共 G 点開きて電流突然杜絶すれば悉く蓄電器に行く能はず一部は逆行するを以て鐵線束は先きに得たる磁力を失ひ (demagnetise) L は離れ G は閉ぢられ C の電氣は蓄電氣を引上げて環流に入る、而て LG なる金屬板の弾力により週期的に此種の運動は繰返さるゝなり、斯く一次線に週期的電流の變化あるを以て二次線には強度の電動力感應せられ脈搏式電流は F に火花を生じつゝ環流す、蓄電器の設置無きときは G 開くときに G に火花を生じて電流を通ぜんとするを以て感應の目的を達せ難し、電流は暫く C 内に隠るゝを以て断續器 G に於ける電流の中絶は劇然たるを得るなり、此を以て G 開くときの電動力は G 閉づるときに比して頗る大量となり (前記の例に依れば約一萬倍に達す)、從て F に於ける火花は G の開くときにのみ生ず、故に電流は常に + より - の方向にのみ流るゝなり而て F に於ける電位差は空氣中に於て一握毎に 27000 ヲルトの割合に達すべし、軟鐵線束が單純なる軟鐵棒となるときは フーコー の渦動を生じて抵抗を増すが故に之を防がんが爲に數十條の鐵線束を使用したるなり。

感應コイルは一種の變壓器にして一次線は抵抗極めて小にして、二次線は極

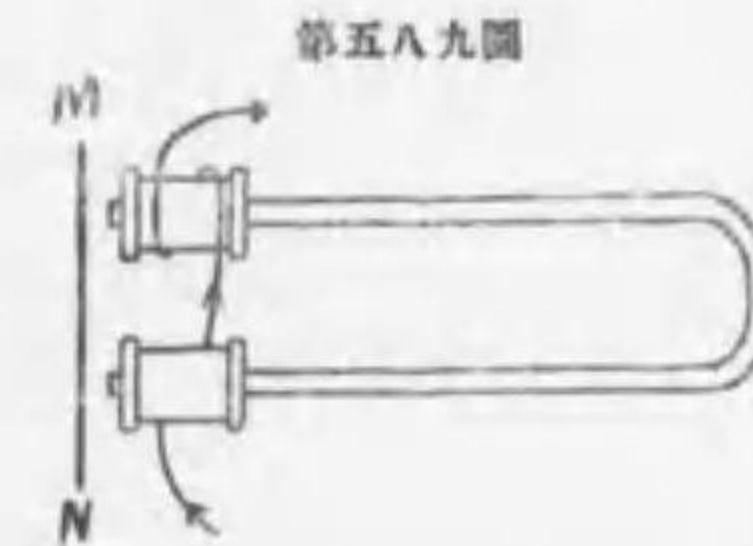
第五八八圖



めて大なり、即ち $r_1 < r_2$ 、故に或瞬間に於ける電流を夫々 i_1 及び i_2 とすれば $i_1 > i_2$ なること明かなり、然るに E_1 と E_2 を夫々電動力とすれば單位時の仕事は各 $E_1 i_1$ と $E_2 i_2$ に等しく、エネルギーの漏洩無しと假定すれば畧式に $E_1 i_1 = E_2 i_2$ と書くも不可なきを以て $E_1 < E_2$ なるを悟るべし、即ち F を通過する電流は甚だ弱きも電位差は前述の如く極めて大なり、第五五八圖は水銀断續器を有する感應コイルを示す其台箱内には蓄電器の錫箔を藏す、又附屬曲線の A は電位の變化、B は電流の變化を表はす、二次線の電流は完全なる脈搏式に非るを見るなり。

333 感應作用の他の應用 電話器 (第五八九圖) telephone (Bell 1875, Gray 1875)

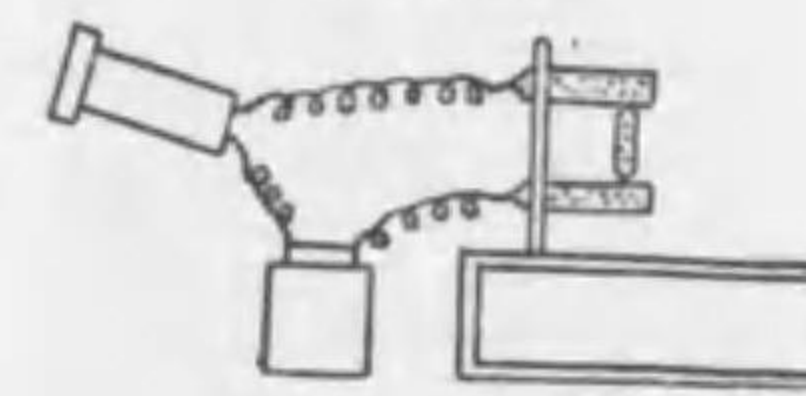
は蹄形永久磁鐵の兩端に各輪線を反對に捲き其前方に薄き軟鐵板を置きたるものなり、故に MN 板は磁化して力線叢生す、今 MN に向て發聲するときは MN は振動し力線は二個の輪線に週期的に近づき又遠ざかるを以て感應電流を輪線内に促すこと



となるべし、故に遠處に此と同一の裝置を設け夫々導線を以て連絡するときは遠處に於ては受話器の用を爲すのみならず亦送話することをも得るなり、然れ共今日は單に受話器として使用せらる。

現今の送話器は微音器 microphone (Hughes 1878) にして其構造は第五九〇圖

第五九〇圖

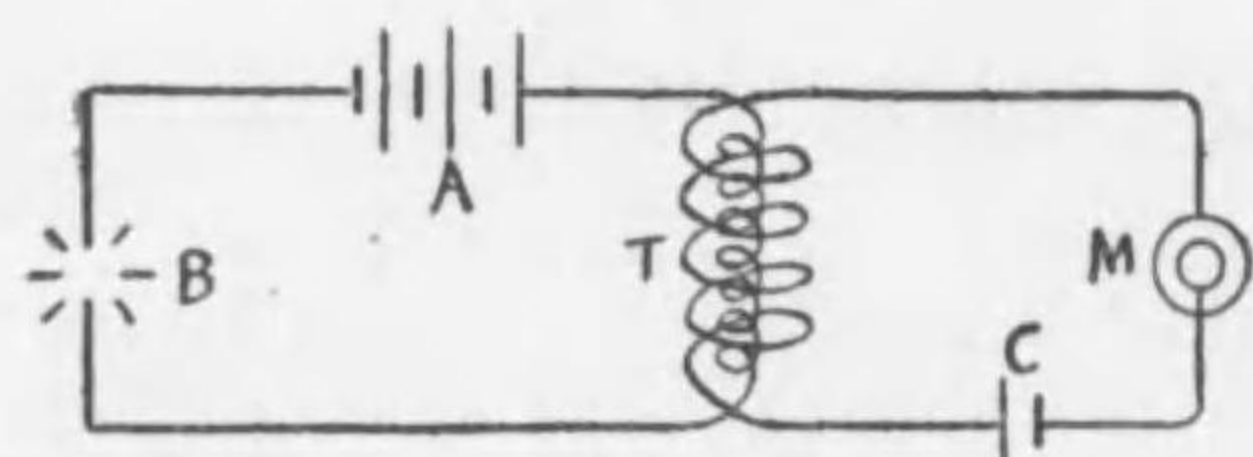


の如く三本の炭棒を接觸せしめ其兩端に在る棒を電池及び電話器と直列に繋ぎ炭棒は共鳴箱の上に座せしむるときは其附近の發音振動は三本の炭棒の接觸点の抵抗を週期的に變化するを以て電話器中の薄き鐵板に

振動を與へ原音と殆ど同一の調子を復生せしむるものなり。

奏歌弧燈 singing arc-lamp (Simou 1898) は電話に用ふる送話器即ち微音器に歌ひ込むことによりて弧燈を養ふ電流に感應を與へ弧燈は此が爲に奏歌する裝置なり、即ち 第五九一圖の如く微音器 M は歌聲の爲に抵抗を振動的に變化し

第五九一圖



に振動を與へ火焰は奏歌す。

C より出づる電流の強さを振動的ならしむる故 T に於ける一次線は二次線に感應を與へ、A なる電池によりて變はるゝ弧燈 B

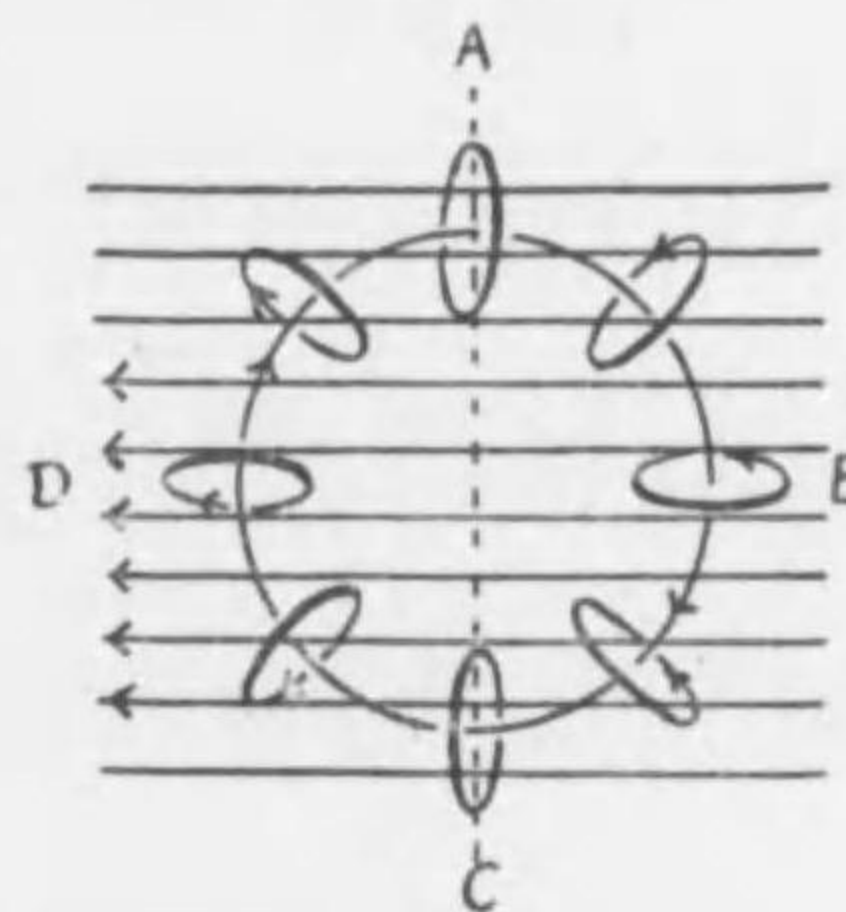
第七 章

電 流 發 生 機

DYNAMO-ELECTRIC MACHINE

339 交 流 alternating current

第五九二圖

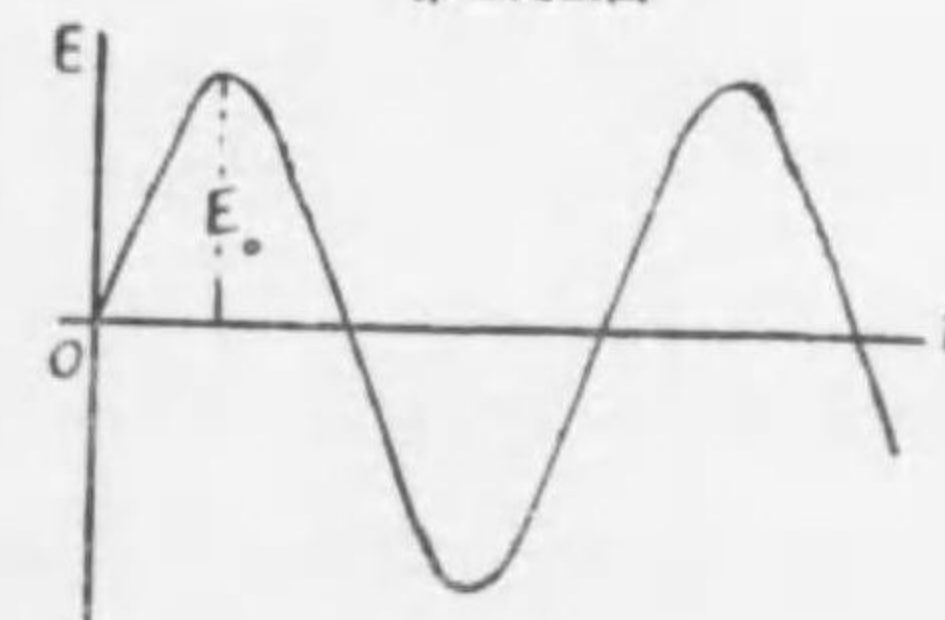


等距離にして平行なる磁力線を有する磁場に於て、力線に平行なる面を有する一個の圓 ABCD (第五九二圖) に沿ふて周行する輪線内に感應せらるる電流は最簡なる交流なり。此種の交流は吾人が既に地磁氣感應の實驗 (§334) に於て目撃したるところにして、最初輪線の平面が A に於て磁場に垂直なりし時より起算すれば感應電動力は

$$E = E_0 \sin \frac{2\pi t}{T} \dots \dots \dots (1)$$

の如き方程式によりて與へらる、爰に T は週期にして E₀ は振幅なり、圖形に示すときは 第五九三圖 の如く所謂正弦曲線を得。此は 第五九二圖 の AC を軸として圓形の輪線を磁場内に於て自轉せしむるときと同一なり、然れ共 第五九二圖 に示したるは小輪線が大圓 ABCD に沿ふて回轉する場合にして、A より B までは輪線を貫く力線の數減じ B より C までは増加するも輪線を貫く方向は B

第五九三圖



点の前後に於て反對なるを以て輪線内に促がさるゝ電流及び電位の方向は AB, BC の道中に於て同一なり、同様に CD, DA の道中に於ても同様なれ共唯 C 点と A 点とに於て方向反對となるなり、故に AC を中線とし中線の兩側に於ては電流の方向互に反對となり、從て感應電動力を示す曲線は矢張第五九三圖

と同形なり。

交流に於ては感應電動力即ち感應電位は不斷其符號を變化するを以て平均の値は零なり、故に交流の電位計(ワルトメーター)は交流の振幅を示すを以て目的と爲さざるべからず。交流電位計は二種ありて、甲は電流の熱作用の爲に或金屬を膨脹せしめ其膨脹の度に依て電位を測る、乙に於ては交流は或導線を磁化し(導線は筒輪を成せるが故に)軟鐵片を吸引し、其吸引力によりて電位を測るなり。何れにもせよ爰に使用する材料は電容量零にして自己感應も零なる物を選ばざるべからず、斯く製出したる電位計の抵抗を r とすれば電流の強さは(1)により

$$i = \frac{E_0}{r} \sin \frac{2\pi t}{T}$$

なるを以て抵抗熱(ジュール熱) Q は一週間に (§ 326 (17))

$$Q = \int_0^T i^2 r dt = \int_0^T \frac{E_0^2}{r} \sin^2 \frac{2\pi t}{T} dt = \frac{T}{2} \cdot \frac{E_0^2}{r} \dots\dots\dots (2)$$

然るに直流 direct current (交流にあらざるもの)に於ては \mathcal{E} を其電動力とすればジュール熱は $T\mathcal{E}^2/r$ に等し、故に此熱量が Q に等しき場合には

$$\mathcal{E} = \frac{E}{\sqrt{2}} \dots\dots\dots (3)$$

なり \mathcal{E} を有效張力 effective tension と名づく、例へば電位計にて $\mathcal{E} = 100$ ワルト なるときは振幅即ち最大張力(交流の最大電位)は $E_0 = \sqrt{2} \cdot 110 = 156$ ワルト なること知るべし。

以上は輪線の自己感應を零と置きて電位計に應用する例を示したれ共、自己感應係數 L なる場合には電流の増減に伴ふところの伴生電動力 $L \frac{di}{dt}$ は(1)が與ふる電動力に妨害を與ふるを以て、 $\frac{2\pi}{T} = p$ と置くときは、電動力の合力は $E_0 \sin pt - L \frac{di}{dt}$ となる、故に オーム 則により

$$ir = E_0 \sin pt - L \frac{di}{dt} \dots\dots\dots (4)$$

今便宜上 di/dt を i' 、 d^2i/dt^2 を i'' の如く書くときは上式の二回微分は

$$i''r = -E_0 p^2 \sin pt - Li'''$$

を得。兩式より $\sin pt$ を消去すれば

$$r(ip^2 + i'') = -L(i'p^2 + i''')$$

此微分方程式を釋くには

$$i = ae^{-\beta t} \dots\dots\dots (5)$$

と書きて代入すれば β に於ける三次方程式

$$\beta^3 - \frac{r}{L}\beta^2 + p^2\beta - \frac{rp^2}{L} = 0$$

を得、其三根は直ちに $\beta = \frac{r}{L}, \sqrt{-1}p, -\sqrt{-1}p$ なることを知る、故に(5)の β に此三根を悉く代入するには

$$i = ae^{-\frac{r}{L}t} + be^{+\sqrt{-1}pt} + ce^{+\sqrt{-1}pt}$$

の如く如く書かざるべからず、然るに元來

$$\sin pt = \frac{e^{+\sqrt{-1}pt} - e^{-\sqrt{-1}pt}}{2\sqrt{-1}}, \quad \cos pt = \frac{e^{+\sqrt{-1}pt} + e^{-\sqrt{-1}pt}}{2}$$

なるを以て β の三個の値を悉く満足せしむるには

$$i = ae^{-\beta t} + \gamma \sin(pt - q) \dots\dots\dots (6)$$

の如く書くに如くはなし。此結果を(4)に代入すれば

$$\gamma \sin pt (Lp \sin q + r \cos q) + \gamma \cos pt (Lp \cos q - r \sin q) = E_0 \sin pt$$

を得、然るに此式は $pt=0$ 時にも亦 $pt=\frac{\pi}{2}$ の時にも成立すべき筈なるを以て

$$E_0 = \gamma (Lp \sin q + r \cos q)$$

$$0 = \gamma (Lp \cos q - r \sin q)$$

となる、兩側を平方にして加ふれば

$$\gamma = \frac{E_0}{\sqrt{L^2 p^2 + r^2}} \dots\dots\dots (7)$$

又第二式より

$$\tan q = \frac{Lp}{r} \dots\dots\dots (8)$$

之を(6)に代入すれば

$$i = ae^{-\frac{r}{L}t} + \frac{E_0}{\sqrt{L^2p^2 + r^2}} \sin(pt - q) \dots\dots\dots (9)$$

爰に q は(8)より與へられ其値は

$$q = \tan^{-1} \frac{Lp}{r}$$

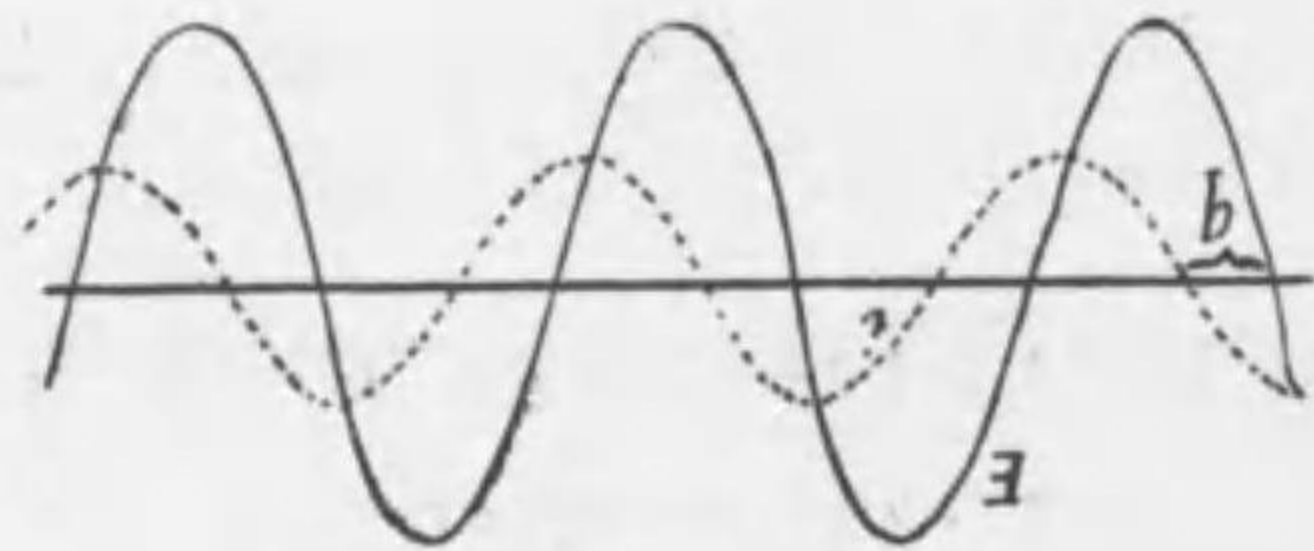
なり、 q を遅滯 lag と名づく、遅滯の量は自己感應及び振動數 p に正比例す。(9)式右側の初項は少時間の後殆ど零となるを以て自己感應 L 、抵抗 r なる輪線内に $E = E_0 \sin pt$ なる振動的電動力が作用する時は電流の強さは少時の後

$$i = \frac{E_0}{\sqrt{L^2p^2 + r^2}} \sin(pt - q) \dots\dots\dots (10)$$

によりて表出せらる、従て電流は電動力と同時に交番せずして q の遅滯を生じ之を時間的に云へば q/p 即ち $qT/2\pi$ の遅刻となすものなるを知るべし、

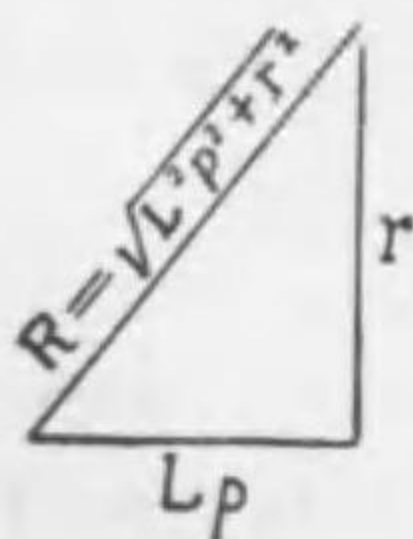
第五九四圖の連線は電動力を示し点線は電流(10)の交番するを示す、電流の上下變位は電位變位に對し常に q の間隔を保つを見るべし。

第五九四圖



前述の如く有效張力 \mathcal{E} は $\mathcal{E} = \frac{E_0}{\sqrt{2}}$ にして有效電流は $\mathcal{I} = \frac{E_0}{\sqrt{2} \sqrt{L^2p^2 + r^2}}$ となり、分母の $\sqrt{L^2p^2 + r^2}$ は恰も オーム 則の抵抗に該當するを以て之を義抵抗 apparent resistance 又は イмпダンス impedance と稱し R を以て之を示す、又 Lp をリアクタンス reactance と云ふ。 R, Lp, r 三者の關係は第五九五圖に示すが如し。

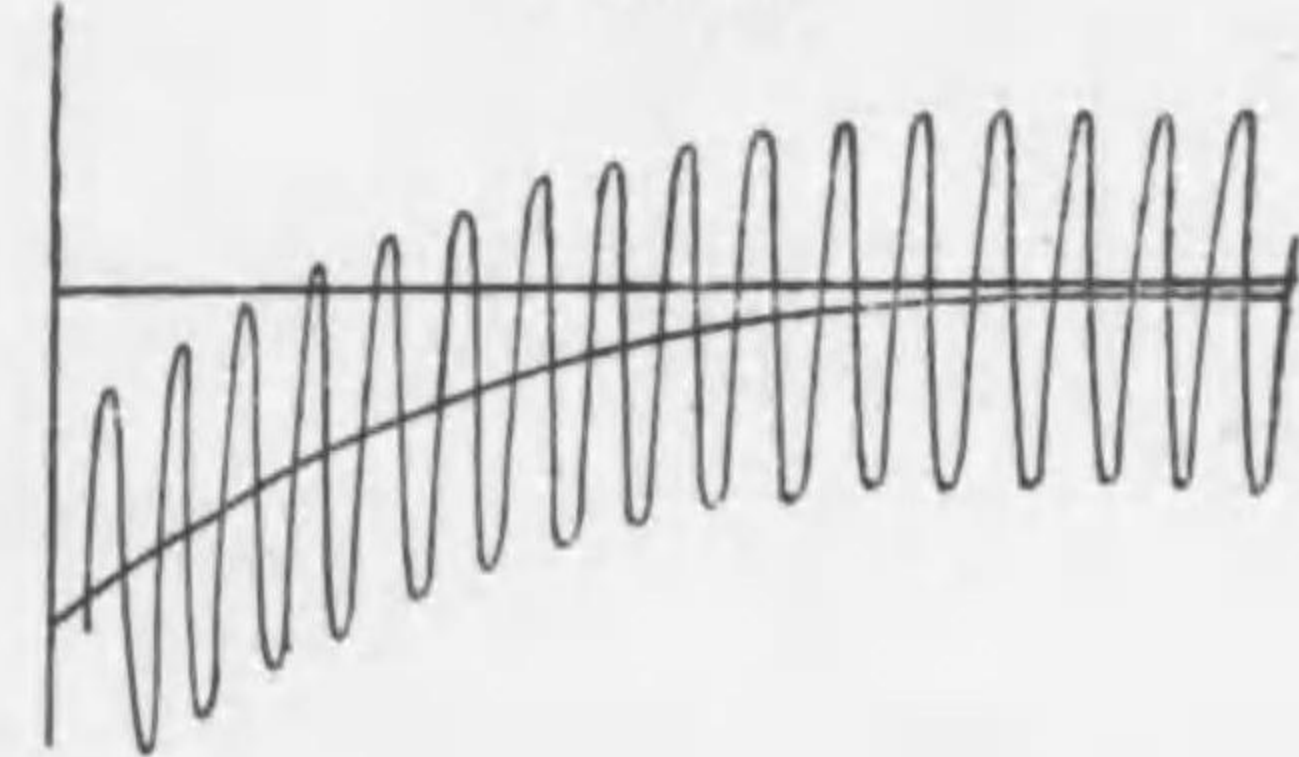
第五九五圖



又交流は最初より(10)の如く流るゝものにあらず(9)

式右側に在る伴生電流 $ae^{-\frac{r}{L}t}$ の妨ぐるところとなり最初は純然たる交流にあらずして一方へは他方よりも多量の電流を送らるるなり、即ち 第五八五圖 と同一の理に基づき初めは第五九六圖に示すが如く一方に偏流し少時を経て普通の正弦曲線の形を帯ぶるに到るものなり。

第五九六圖



340 交流の工率 交流の單位時間の仕事を算するには一週期間の i^2r 即ち Ei を算し之を週期 T を以て除すべし、故に(1)と(10)より工率 W は

$$W = \frac{1}{T} \int_0^T E i dt = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{E_0 \cdot E_0}{R} \sin pt \cdot \sin(pt - q) dt$$

然るに $\sin pt \cdot \sin(pt - q) = \frac{1}{2} \{ \cos q - \cos(2pt - q) \}$ 、又 $\int_0^T \cos(2pt - q) dt = 0$ なるを以て i の振幅を $E_0 / \sqrt{L^2p^2 + r^2} = i_0$ と置きつゝ

$$W = \frac{E_0 \cdot E_0}{2R} \cos q = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cdot \frac{i_0}{\sqrt{2}} \cos q = \text{有效張力} \times \text{有效電流} \times \cos q \dots\dots (11)$$

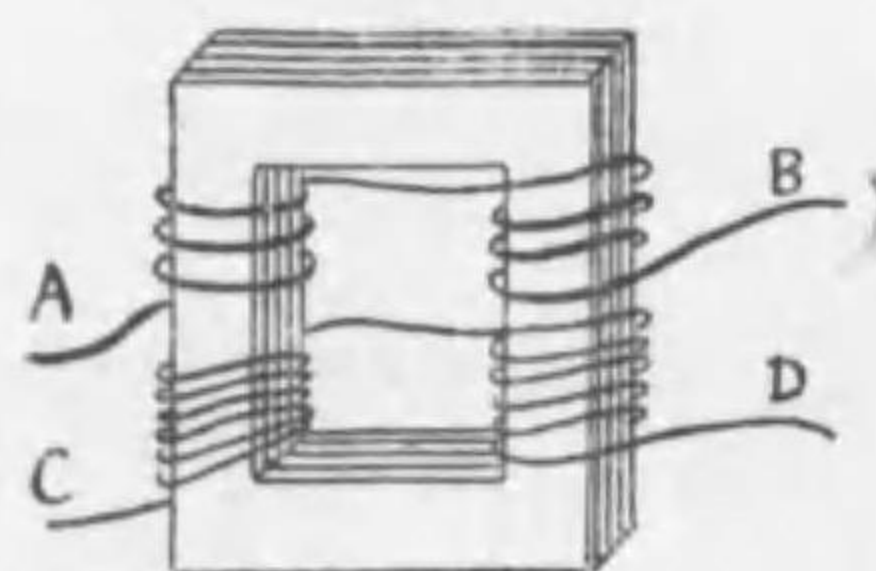
を得、但し $i_0/\sqrt{2}$ を有效電流と稱す、故に工率は遅滯 q に関すること大なり、(8)により

$$\cos q = \frac{r}{\sqrt{r^2 + L^2p^2}} = \frac{r}{R}$$

なること明かなり、故に(11)により 交流の工率 = 有效張力 \times 有效電流 \times 抵抗 / 義抵抗 の關係を得べし。

341 變壓器 transformer 變壓器は感應 コイル の一次、二次輪線の組合せに似たるものにして管異なる点は力線は無端なること及び同過的電流の代

第五九七圖



りに交流を用ふることは是なり、其構造は（第五九七圖）假漆を用て互に絶縁したる軟鐵板の枠に太き短き輪線 AB と細き長き輪線 CD とを對峙せしめたるものなり。今 AB を一次線とし之に交流 i_1 を通ずるときは二次線 CD に感應電動力を促進して之に i_2 の交流生ず、

AB に働く電動力を E_1 とし CD に感應せらるゝ電動力を E_2 とすれば、エネルギーの遁逸無き場合に限り大畧

$$E_1 i_1 = E_2 i_2$$

ならざるべからず。此圖に依れば一次線 (AB) の抵抗は小にして二次線のは大なるを以て オーム 則により $i_1 > i_2$ なり、従て $E_1 < E_2$ 即ち電壓は變じて E_1 より E_2 に昇れり、斯の如き變化を昇變壓 step-up transformation と云ひ、之に反するを降變壓 step-down transf. と云ふ。圖中 AB 内に一次交流を通ずるときは軟鐵の枠内に無端の力線書かれては出へ復た反對に書かれては消ゆることを繰返すものなり。

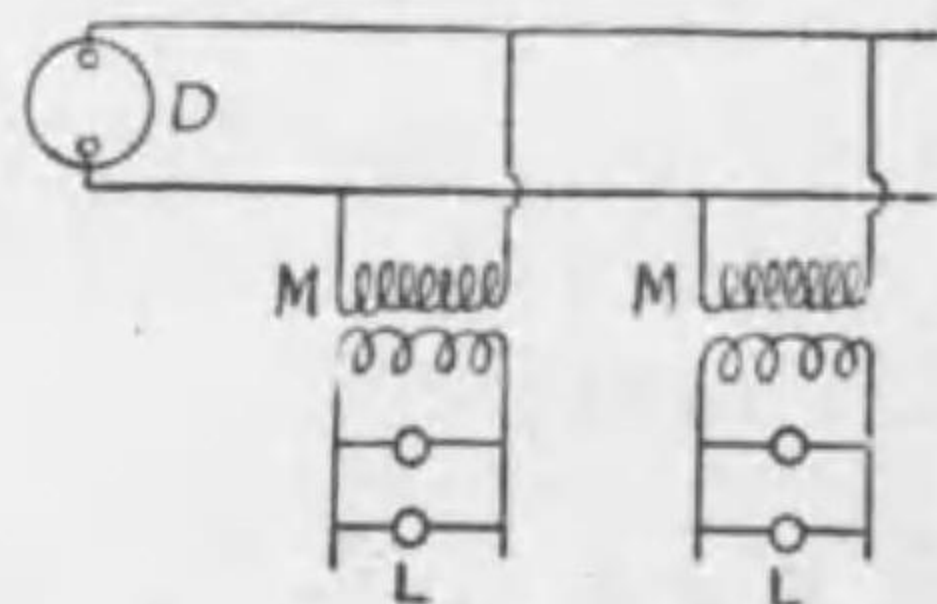
上記の如く感應 コイル は一種の昇壓器と見做すも不可なし。電燈に於ては電燈線が住宅に入るに當り先づ降壓器によりて低壓に變ず、例へば 2200 ヲルトより 110 ヲルト に降變するが如し、故に此種の降壓器に於ては輪線の太さ一定せる場合には二次線の捲数は一次線の捲数の20分の一ならざるべからず、斯くすれば電流の強さは 20 倍となり チュル 熱 $i^2 r$ を増加することを得るなり、即ち交流發生機 D (第五九八圖) より

出づる本流 main は直接に住宅に入ること無くして先づ降壓器 M によりて變壓せられたるもの住宅内に入り並列に繋ぎたる電燈 L に点火す。

變壓の原理を詳説するは容易なる事業に非ざるを以て爰には畧近説を

述べんとす。第二次線は莫大なる抵抗を有すと假定す、電燈の場合には電燈は二

第五九八圖



次線内に挿入せらるゝを以て此假定は適當を得たり。故に二次線の抵抗に對しては一次線の抵抗を無視するも可なるを以て (4) 式に倣ひ一次線内に於ては

$$E_0 \sin pt = L_1 \frac{di_1}{dt} + L_{12} \frac{di_2}{dt} \dots \dots \dots (12)$$

なり、右側の最後項は二次線の電流變化が一次線の電動力に與ふる影響にして L_{12} を一次二次兩線間の相互感應係數 coeff of mutual induction と稱す。此方程式に於ては前記の理により $i_1 r_1$ なる項を省略したり。

次に二次線に於ては電動力は作用せざるも抵抗は大なりと假定したるを以て

$$0 = i_2 r_2 + L_{12} \frac{di_1}{dt} + L_2 \frac{di_2}{dt} \dots \dots \dots (13)$$

但し L_2 は二次線の自己感應係とす。又二次線に生ずる交流は強制運動 (音響學 §200) なるを以て一次線と二次線内の交流は週期は同一なるも位相反對となる、故に夫々

$$i_1 = a \sin (pt - q), \quad i_2 = -\beta \sin pt \dots \dots \dots (14)$$

の如き形状ならざるべからず。此を (12) (13) に代入し

$$E_0 \sin pt = L_1 a p \cos (pt - q) - L_{12} \beta p \cos pt$$

$$0 = -\beta r_2 \sin pt + L_{12} a p \cos (pt - q) - L_2 \beta p \cos pt$$

を得、各方程式兩側の $\sin pt$ 及び $\cos pt$ の係數を比較すれば

$$E_0 = L_1 a p \sin q$$

$$0 = -\beta r_2 + L_{12} a p \sin q$$

$$0 = L_1 a p \cos q - L_{12} \beta p$$

$$0 = L_{12} a p \cos q - L_2 \beta p$$

此等より先づ

$$\sin q = \frac{E_0}{L_1 a p} = \frac{\beta r_2}{L_{12} a p}, \quad \cos q = \frac{L_{12} \beta}{L_1 a} = \frac{L_2 \beta}{L_{12} a}$$

を得、從て

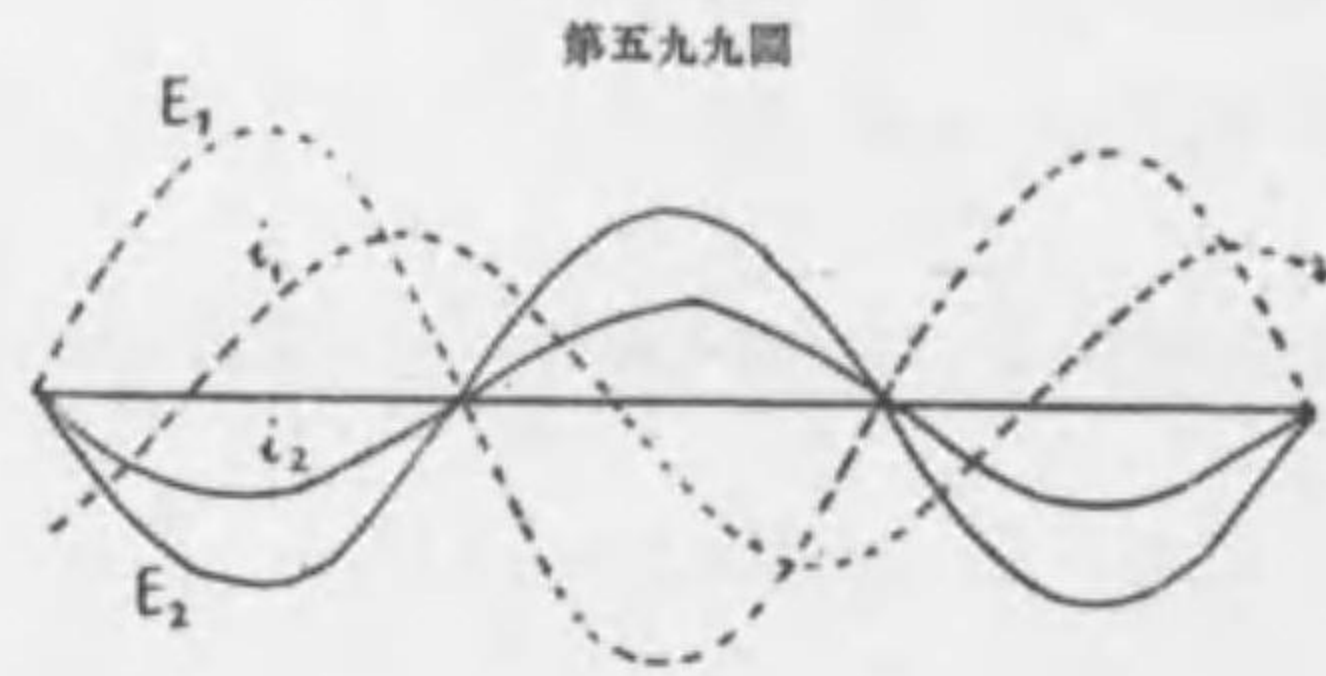
$$\left\{ \begin{aligned} \beta &= \frac{E_0}{r_2} \cdot \frac{L_{12}}{L_1}, \\ \alpha &= \frac{E_0 R_2}{r_2 L_1 p}, \\ \tan q &= \frac{r_2}{p L_1}, \\ L_{12} &= L_1 L_2. \end{aligned} \right.$$

なり、爰に R_2 は二次線の義抵抗にして其値は $\sqrt{L_2^2 p^2 + r_2^2}$ に等し、依て此等の結果を (14) に代入し

$$i_1 = \frac{E_0 R_2}{r_2 L_1 p} \sin(pt - q) \dots\dots\dots (15)$$

$$i_2 = -\frac{E_0 L_{12}}{r_2 L_1} \sin pt \dots\dots\dots (16)$$

故に一次線の交流は q の遅滯角を有し、 q は上式示すが如く二次線の抵抗と共に増加す。 i_1, i_2, E_1, E_2 の関係は大畧 第五九九圖 の如し。



第五九九圖

此よりも一層簡単な場合を一考せんとす、即ち一次線には $i_1 = \sin pt$ の交流あり、二次線は抵抗を零と假定すれば二次線内に感應せらるゝ電動力は

$E_2 = -L_{12} \frac{di_1}{dt}$ 即ち $E_2 = -L_{12} p \cos pt = L_{12} p \sin \left(pt - \frac{\pi}{2} \right)$ となる、故に感應電動力は一次線の交流に對し週期の四分の一の遅滯を呈す、然るに二次線には多少の自己感應あるを以て二次線内の交流は E_2 に對し更に遅滯を呈し、其合併結果として二次線交流は一次線交流に對し $\frac{\pi}{2}$ 以上 π 以内の遅滯を有する理なり、故に大体に於て一次二次交流の位相は常に反對となり従て兩線互に反撥すべし。Elihu Thomson は 第六〇〇圖 に示す装置により A に交流を通じ B の反撥せらるゝを實驗せり。

第六〇〇圖



更に進んで變壓器の工率に関する畧近的理論を示さんとす。一次線の電動力を

$$E_1 = E_0 \sin pt$$

とし、一次線二次線の導線は同一断面を有するも、捲數 n_1 及び n_2 の多少により抵抗 r_1 と r_2 とを定むるものとす、又筒輪の断面を S とし各時刻に於ける筒輪内の磁場の強さ (即ち單位断面を貫く力線數) を H とするときは一次線二次線に於て夫々

$$E_1 = i_1 r_1 + S n_1 \frac{dH}{dt}$$

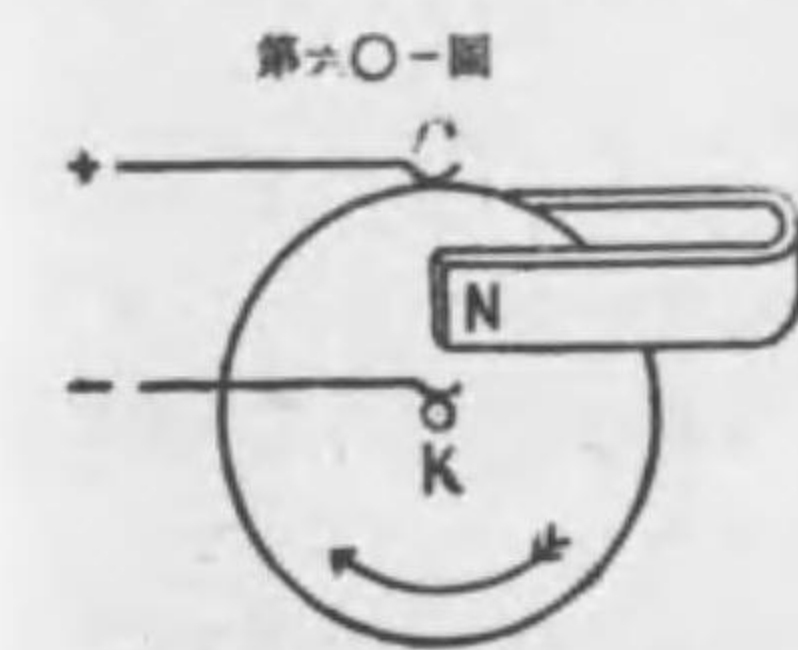
$$E_2 = -i_2 r_2 + S n_2 \frac{dH}{dt}$$

なり、二式に夫々 i_1 及び i_2 を乗じて互に減ずれば

$$E_1 i_1 = E_2 i_2 + (i_1^2 r_1 + i_2^2 r_2) + S \frac{dH}{dt} (n_1 i_1 - n_2 i_2) \dots\dots\dots (17)$$

此式を考ふれば變壓器に注入したる工率 $E_1 i_1$ は $E_2 i_2$ の工率と並に右側第二項の銅線内の熱 (copper loss と云ふ) 及び第三項鐵棒内の熱 (iron loss) とに變ず、此等の熱は全然損耗と見做さるべからず、而して熱としてのエネルギー消耗 (dissipation) は温度増加すると共に増加するのみならず (17) により $E_2 i_2 / E_1 i_1$ は電流の強さによりて變化あるを以て豫め變壓器の效率を確定すること能はず。

342 電流發生機 dynamo (Faraday 1831) ファラデー が § 335 に記したる實驗を行ひしときに電流發生機は創作せられたるものと云ふも可なり、即ち H なる磁場を有する磁鐵 (第六〇一圖) と長さ l なる導線と (圖中 AK) 導線の



第六〇一圖

の回轉速度 u の三要素存在すれば電磁感應によりて

$$E = Hlu$$

の電動力を促進すべし、然るに ビョー、ナゲール 則により電磁力は

$$F = Hl_i$$

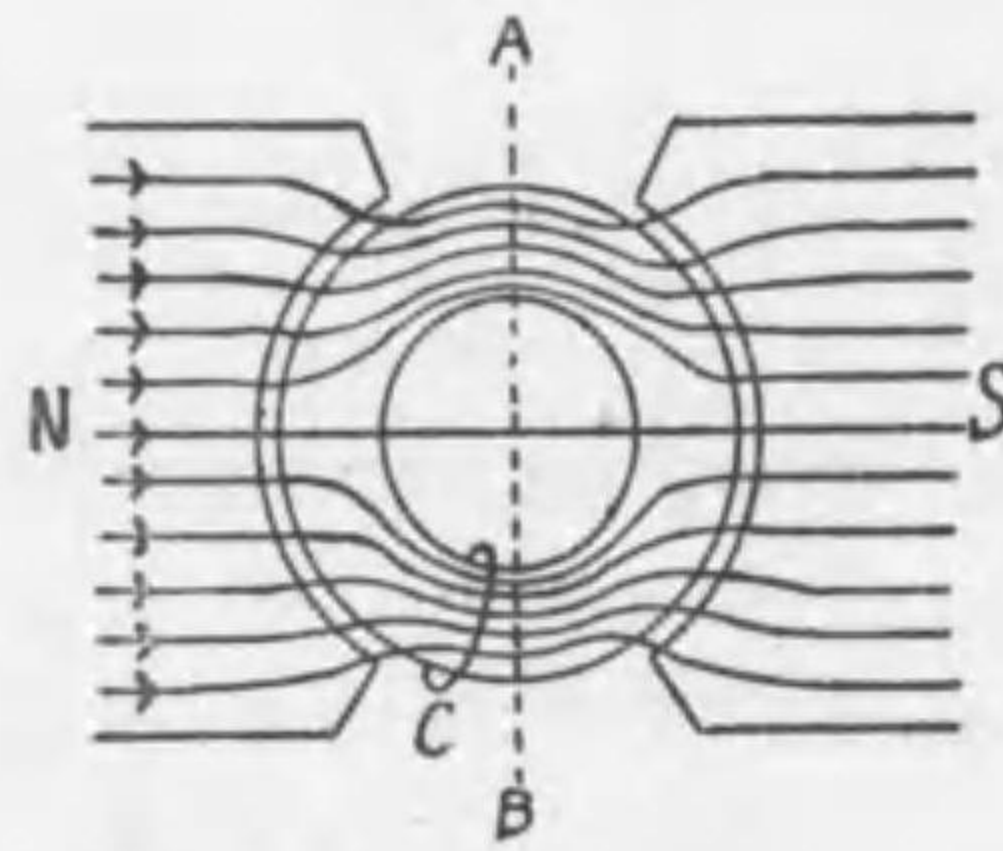
によりて與へらるゝを以て、此力に逆らひつゝ、 u の速度を以て動くには毎秒 Fu の仕事を爲さざるべからず、故に

$$Fu = Hl_i u = E_i$$

を得べし、即ち仕事は電氣エネルギーに等し。

地磁氣の磁場の如き等質なる媒質に於て力線に垂直なる軸を有する輪線が自轉する時に生ずる電動力は地磁氣感應器 (§ 334) に於て既に學びたる如く正弦曲線の形狀を供ふるなり。然れ共磁場に軟鐵の環(之をパチノッチ環と稱す Pacinotti

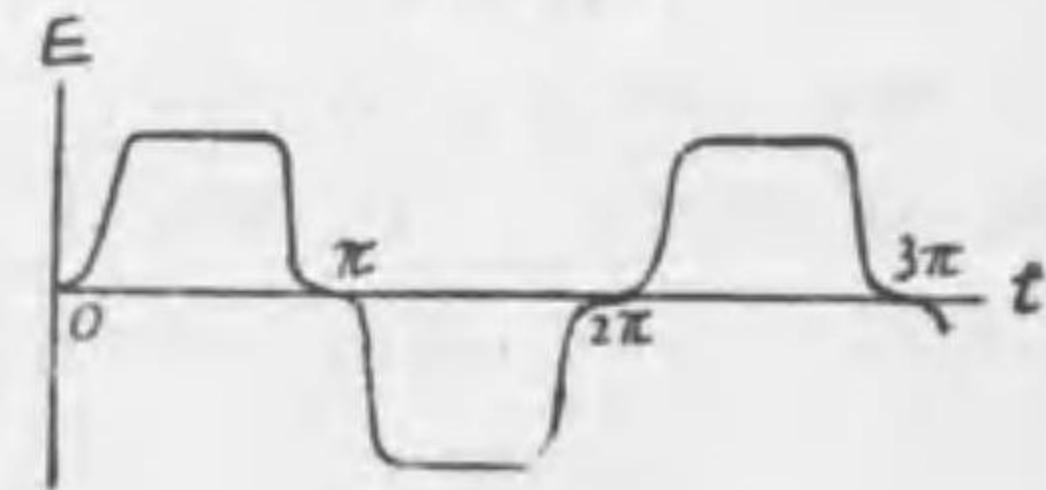
第六〇二圖



1860, Gramme 1870) を置くときは多數の力線は鐵環に吸收せられ(第六〇二圖)互に相對する二個處に於て密集するを以て一個の輪線 C を環に沿ふて等速に動かすときは AB 面とパチノッチ環とが交はる二點(即ち力線の密集點)に於ては電動力の方向一變するも輪線 C を貫く力線數の變化は最小なり、同様に NS 線との交點に於ても力線數の變化最小にして C 内に生ずる感應電動力の形は正弦曲線を爲さずして寧ろ第六〇三圖の如くなるべし。又輪線 C が AB 直線を通過する際電動力及び電流の方向は其符號を變ずるを以て AB 面を中立面 neutral plane と名づく。

1860, Gramme 1870) を置くときは多數の力線は鐵環に吸收せられ(第六〇二圖)互に相對する二個處に於て密集するを以て一個の輪線 C を環に沿ふて等速に動かすときは AB 面とパチノッチ環とが交はる二點(即ち力線の密集點)に於ては電動力の方向一變するも輪線 C を貫く力線數の變化は最小なり、同様に

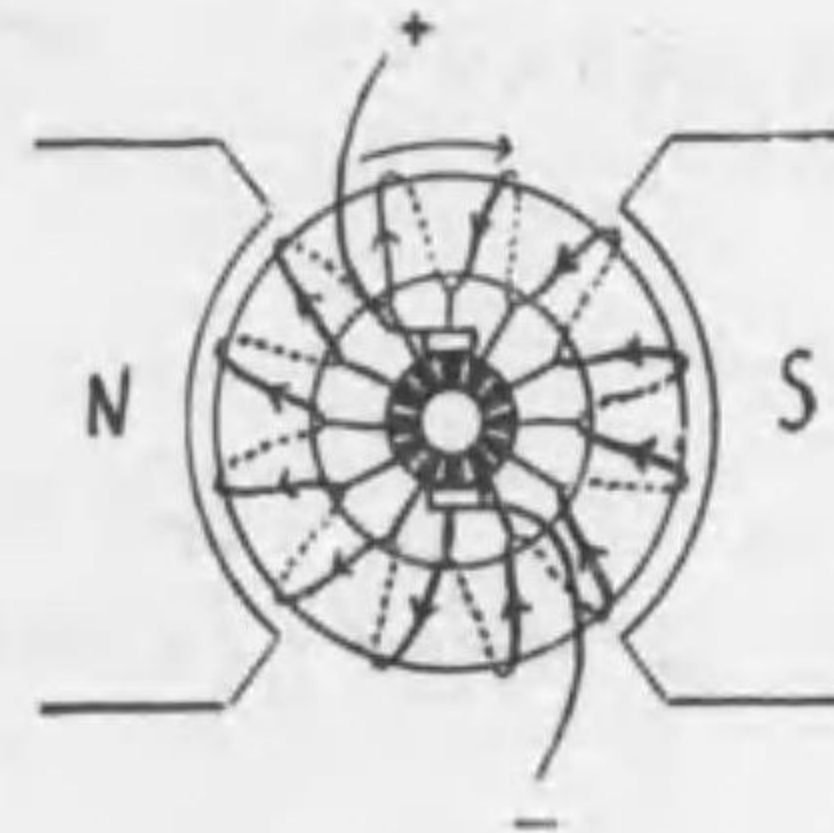
第六〇三圖



343 直流發生機 direct-current dynamo (Siemens, Wheatstone 1867)

此は三部分より成る、第一は電磁鐵なり、之に依りて磁場を作る故に之を磁場鐵 field-magnet と云ふ。第二は導線を捲き着けたるパチノッチ環にして之を發電子 armature と稱す。第三は整流子 commutator にして整流子に接觸するもの

第六〇四圖

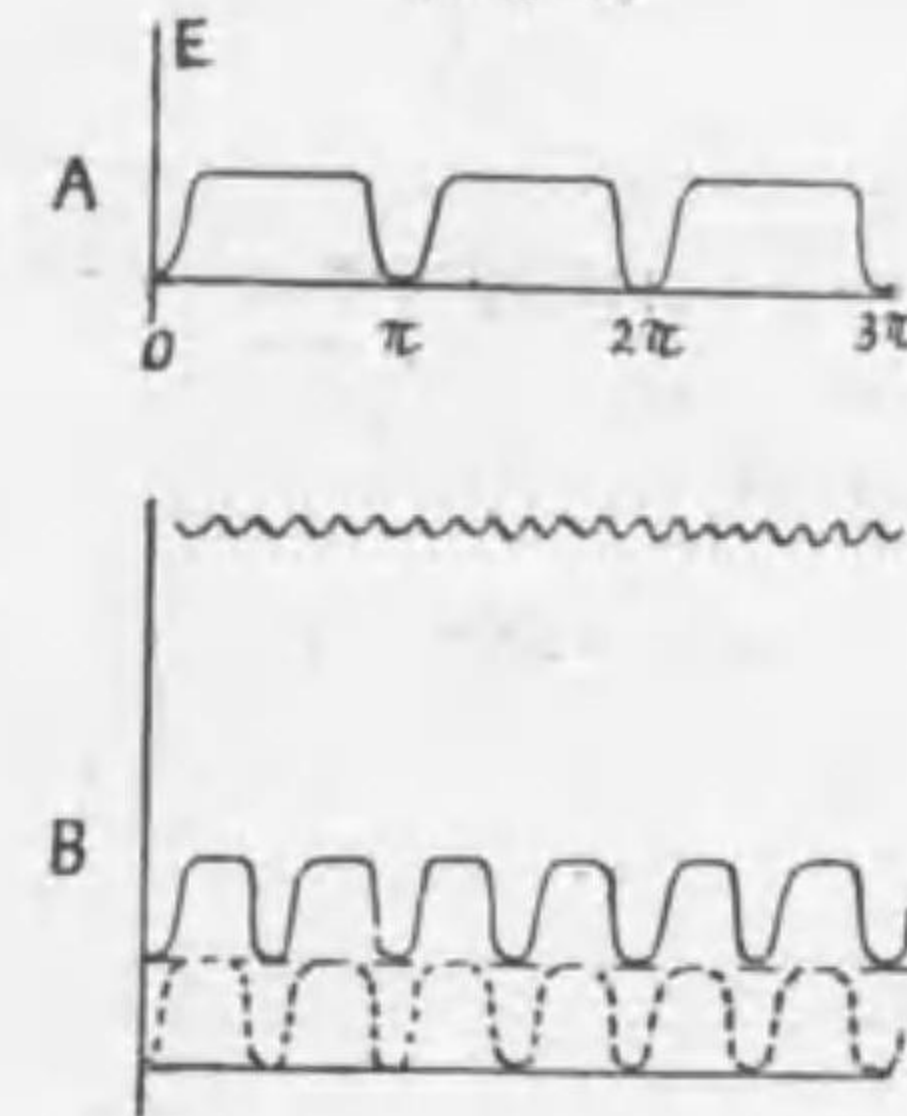


を集電子 collector と云ふ。第六〇四圖中 N, S は磁場鐵、中央に在りて導體(黒)、不導體(白)を交互に連結せる小環は整流子、此に觸るゝ二個の金屬片は集電子にして電流は集電子より環流に入るものなり。爰には十二個の小輪線がパチノッチ環に纏附せるを書きたれ共、假に唯一個の輪線なるときは第六〇五圖 A に示すが如き直

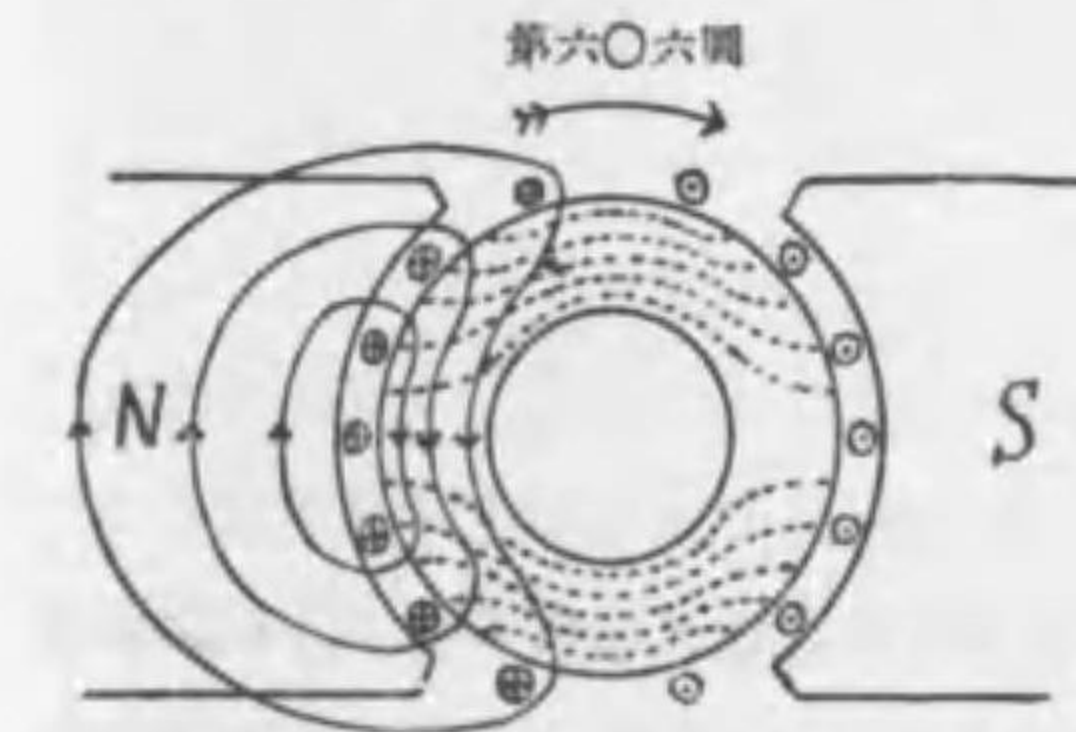
流電動力を生ず。第六〇五圖 B は二個の互に連絡せる輪線の場合にして二個の点線曲線によりて各電動力を表はし連線によりて其合力を示す、故にパチノッチ環に捲き着けたる導線の捲數多きときは電動力の合力は B 圖中上方に示すが如き波瀾狀を呈し畧近に常恒と評するを得べきなり。〰〰〰

直流發生機の實物に於ては發電子は圓形に垂直なる方向に長き圓筒形なるを以て發電子に捲きたる輪線は力線に垂直なる部分甚だ長し、從て其周邊に

第六〇五圖



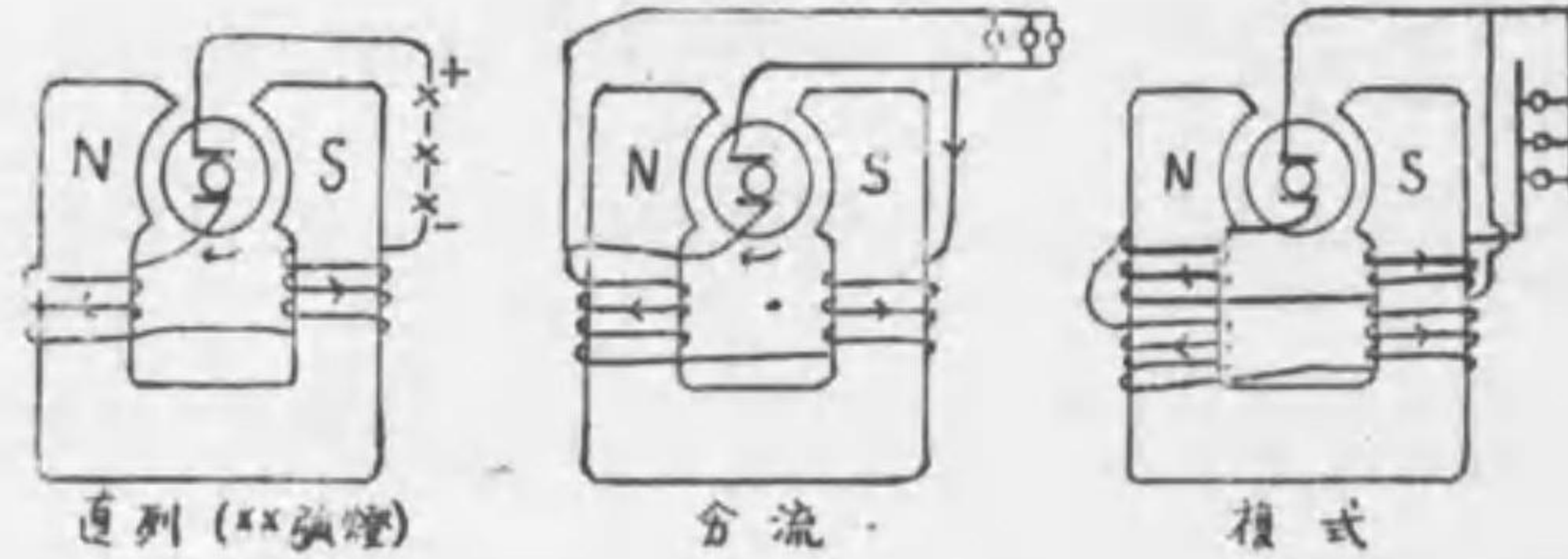
第六〇六圖に示す如く電磁力線を生ずるを以て(圓中 ⊙ は矢の鐵 ⊕ は矢の羽にして電の流方向を示す)磁場の力線と合成して中立面を發電子回轉の方向に回轉變位せしむ。



磁場鐵は最初は電池又は蓄電池より取りたる電流に依りて養はれしが其後直流機は自己製造の直流を用ひて自家の磁場鐵を養ふこととなりし故 (Brett 1848) 従來の永久磁鐵乃至電磁鐵

の廢せられ遂に今日流行の如き自家発電 (self-exciting) の直流機を使用することゝなれり、即ちジーマンスは發電子と外部環流とを直列に繋ぎて自家製造電流の全部を用ひて磁場を養ひ (直列ダイナモ series dynamo 第六〇七圖)。

第六〇七圖



キートソンは發電子を分流となし電流の一部を之に注入して所謂分流ダイナモ shunt dynamo を作り。兩式の混成なる複式ダイナモ compound dynamo (Varley 1876, Brush 1878) は其後製出せられたり。直列及び分流式に於ては外部仕事の多少は直に集電子に於ける電位差 (即ち電動力) に影響するが故に電燈及び電車には常に複式を使用す。以上は二極發生機に就き説明したるものなれ共四極の場合も此と同一なり、四極に於ては N, S は交互に配列せらるゝは言を待たず。直流によりて遠處に電力を輸送する場合ありとせば高きは 3000 ヲルトに達せしむることあり、鍍金等の場合には電位を低くし 5 ヲルトに降らしむ、此場合には強きは 1000 乃至 14000 アムペールに達す、蓄電池に充電せしむるには分流式又は複式を使用す甲者は高壓を要する場合に用ひ乙者は定常壓を要求するときに使用す、點燈には一般に 110 ヲルト、電車には 550 ヲルトを用ふる例なり。

344 交流発生機 alternate-current dynamo (Stöhrer 1844) 交流は通常毎秒 120 以上の振動を要す、然るに二極にて此目的を達せんとせば發電子の回轉數を法外に多くせざるべからずして不便なる故交流機は常に多極のものを製造使用す。交流機に於ては發電子 MM (第六〇八圖) に捲著くる筒輪の對數 (南北兩極を一對とす) は磁場鐵の極の對數に等しからざるべからず、又發電子の筒輪

第六〇八圖



の捲き方 (方向) は一極毎に反對にせざるべからず。斯くすれば發電子の筒輪全長の各点に於て各瞬間に電流は同一の方向に流るべし、然れ共發電子は不斷回轉しつゝあるを以て各筒輪が一極

より其隣極に移つると同時に全長の電流の方向は逆流となるなり、斯くして生ずる交流の振動數は極の數と發電子の回轉數との積に等し。交流機に於ては自家製造の交流を以て磁場鐵を養ふ能はざるを以て別に電池又は蓄電池又は小直流機によりて供給せらるゝものなり。交流機は整流子を設くる必要無きを以て往々大形のものあり、又發電子は固定し磁場鐵を回轉せしむるを普通とす。

交流の電動力を示す曲線 (Joubert 1880 研究) は發電子に心鐵 (パチノット環) 存在せざるものとせば正弦曲線の形狀を帶ぶべき筈なれ共常に心鐵を具備するを以て曲線は最高最低点に於て尖がり (第六〇九圖) 其が爲に $E_0 = \sqrt{2} \mathcal{E}$ の關係成立せず事 $E_0 = \sqrt{3} \mathcal{E}$ となる、爰に \mathcal{E} は有効動力 (§ 339) を示す。交流頻數 frequency は電力輸送の場合には比較的小なれ共、點燈用には頻數は 40 を超へざれば光度の變化の爲に視力を害する恐あり、故に一般に頻數は 50 乃至 100 のもの最多なり。

第六〇九圖



345 四分相、交流機、一名 二相交流機 quarter-phase or two-phase alternator 此は交流機の發電子に第二の導線を捲き著けたるものなり、其法は第一導線と同様に交互に發電子上に分配す、而て各線は二個の端 terminals を有し從て二個の集電子を有す、此場合に生ずる交流は四分の一週期の差を有すれ共各自獨立的に使用するを得るを以て、恰も二台の交流機に同一磁場鐵を使用するが如きものなり、此を圖式にて表はすときは 第六一〇圖甲 の如く AB と CD とは互に獨立しつゝ働き a, b と c, d は夫々集電子の附着点なり、電動力は夫々

$$E_1 = E_0 \sin pt, \quad E_2 = E_0 \sin \left(pt - \frac{\pi}{4} \right)$$

にて示すことを得べし、此交流機は a, b と c, d とを獨立せる目的の爲に使用することを得るなり。若し 第六一〇圖乙の如く bd 兩線を合併するときは合併せざる時と同様に獨立せる二個の目的に使用することを得るなれ共 bd 合併なる故導線の經濟を生ず、何となれば bd 線内の電動力は甲圖 b 線 d 線内電動力の合力にして

$$E_0 \sin pt + E_0 \sin \left(pt - \frac{\pi}{2} \right) \\ = \sqrt{2} E_0 \sin \left(pt - \frac{\pi}{2} \right)$$

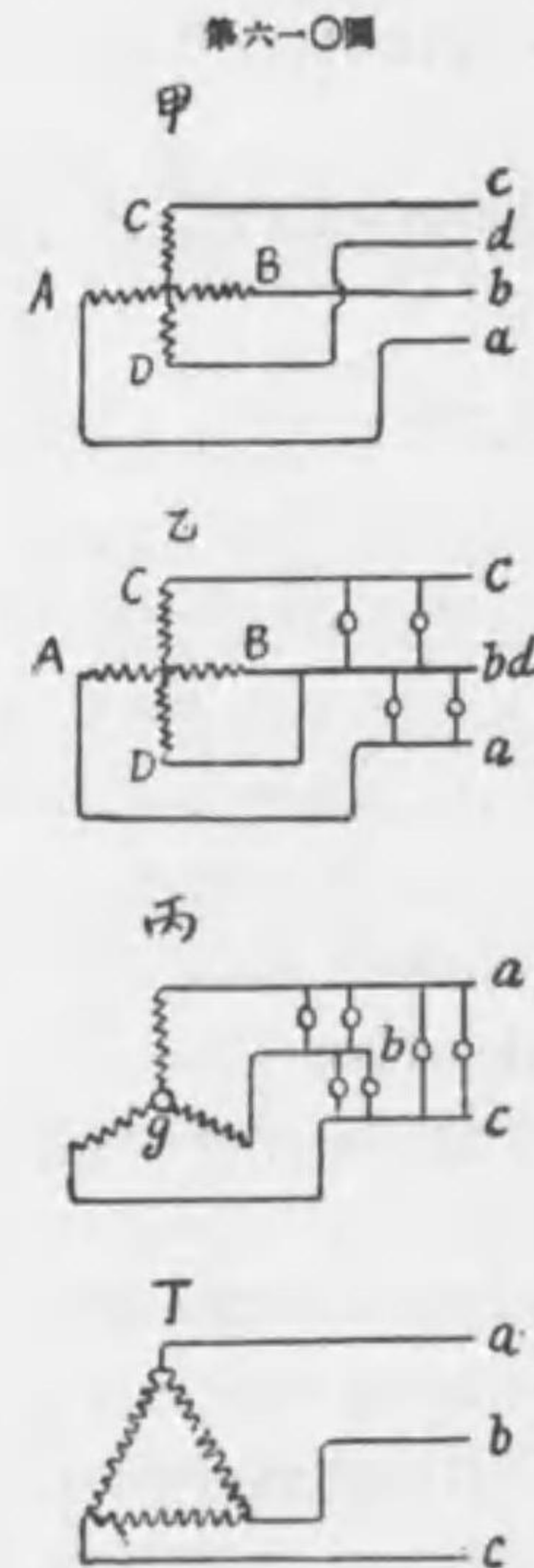
となるを以て線内には $\sqrt{2}$ 倍の電流通過するが故に導線の斷面を $\sqrt{2}$ 倍にする必要あり。

346 三相交流機 three-phase alternator 單相交流機 (344 に説きたる) の發電子に向第二第三の導線を捲くこと恰も二相交流機の場合の如くし、第二第三は常に兩つの相隣接せる第一筒輪の中間に分配し、三導線の端は二相の時の如く互に獨立ならしめずして通常二種の連接法を採用す。第一は星形連接法 star-connection にして (第六一〇圖丙) a, b 及び b, c 及び c, a は各獨立に使用することを得べし、各導線に於ける電動力は夫々

$$\sin pt, \quad \sin (pt - 120^\circ), \quad \sin (pt - 240^\circ)$$

なるを以て中央点 g に於ては

$$\sin pt + \sin (pt - 120^\circ) + \sin (pt - 240^\circ) = 0$$



即ち電動力の合力は零なり、之に反し a, b 間に於ては

$$\sin pt + \sin (pt - 120^\circ) = \sin (pt - 60^\circ)$$

なり、同様に b, c 及び c, a 間に於ては夫々

$$\sin (pt - 180^\circ) \quad \text{及び} \quad \sin (pt + 60^\circ)$$

の値を有す、故に星形連接法は單に導線の經濟を生ずるのみなり。

第二は三角連接法 delta-connection (第六一〇圖丁) にして a, b, c の各端に於ける電位は前述の理に依り同一にして夫々

$$\sin (pt - 60^\circ), \quad \sin (pt - 180^\circ), \quad \sin (pt + 60^\circ)$$

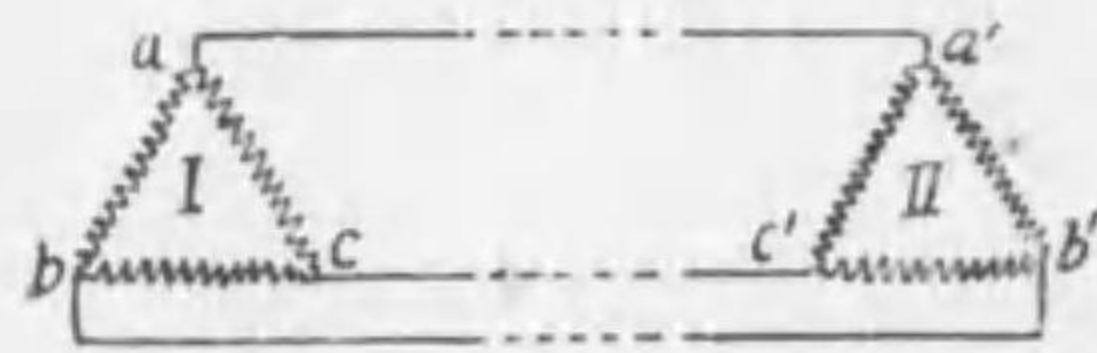
なり、此連接法は遠處へ電力輸送 power transmission を行ふ時に使用せらるゝものにして所謂回轉磁場を發生せしむるに必要なり。

347 電動機 electric motor 直流發生機の原理は運動に因て電流を生ずるに在り、故に電流を直流發生機に注入すれば發生機は自ら回轉すべし、是れ原力と反力との關係上吾人が期待するところなり、電動機は即ち斯の如きものにして其構造に於ては發生機と同一なれ共材料は頑丈なるものを撰ぶの差あるのみ。同様に依り交流發生機も此に交流を注入して電動機として使用することを得べし、但し磁場鐵は別の直流を以て養はざるべからず、何となれば交流機の發電子を流るゝ電流は半週期毎に其方向を變ずるが故に、接近する時に引きし極は遠ざかる時に斥くるを以て發電子は同一の方向に前進回轉するを得ればなり。然れ共此場合に於ては、第一發電子の回轉と電流の振動とは嚴密に同一拍示 synchronous なるを要す、然して發電子の回轉速度が重荷に耐へずして遅くれ勝ちとなるときは毫に注入交流の位相と發電子の位相とが反對となりて發電子は靜止に歸すべし。第二は自働的に其回轉を開始する力無きを以て最初は外力を用ひて發電子の運動を起さざるべからず。此二個條の不便を補ふに足るべき長處とも云ふべきは此交流電動機は回轉數一定なり。

直列或は分流式の直流發生機に交流を注入するも一種の電動機を得べし、何となれば發電子内に電流が其方向を變ずると同時に磁場の力線も其方向を反對にするを以て發電子は前進するを得るなり。

上記の交流は悉く単相交流に關したるものなれ共電力に依て遠處へエネルギーを輸送するに最も便利にして且つ經濟的なるは フェラリ (Ferrari 1888, Tesla 1888) が創意せし如く三相交流を用ひて回轉磁場 rotating field を造るに在り。

第六一圖



第六一圖に示す如く第一工場 I に於て星形三相電流機を回轉し三本の導線に由り遠所に在る第二工場 II に送るときは爰には△形三相電流機に似たる電動機ありて、

此電動機に於ては輪線を星形に繋ぎたる發電子は固定して轉子 rotor と稱するものを回轉す。前節に説きたる如く第一工場の發生機の a, b, c には夫々

$$\sin(p\omega t - 60^\circ), \sin(p\omega t - 180^\circ), \sin(p\omega t + 60^\circ)$$

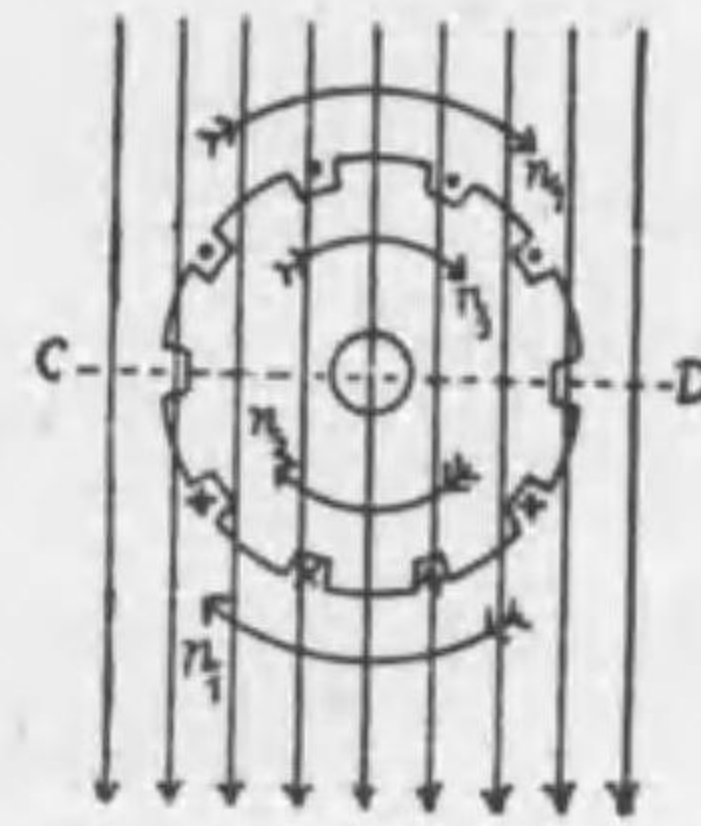
の如く 120° の相差を有する電位生ずるを以て、第二工場の a', b', c' にも夫々同様の電位傳はり、之に據り a'b'c' なる △ 形輪線によりて圍まれたる媒質を所中心として其附近に回轉磁場を製出すべし、而して回轉自在なる轉子 rotor は其磁場の中央に置かるゝを以て轉子も磁場と同一方向に回轉すべきなり、其理由如何と尋ねるに抑々轉子なるものは 第六一二圖に示す如く頗強なる二枚の圓形銅板を銅の矩形片にて連絡したるものにして、其目的は回轉磁場に由り轉子の銅片に フーコー 流動を生じ、從て レンツ 則に依り回轉磁場と轉子との相對運動を最少ならしむるに在り、故に轉子は常に遅くれつゝ磁場回轉の方向に回轉するなり。若し轉子が磁場と同一速度を以て回轉すと假定すれば爰に感應を生ずることなく、從て レンツ 則應用の餘地無し。斯の如く轉子は磁場と同一拍子を

第六一二圖



以て回轉せざるを以て、轉子に罹る重荷は過重なるも不可無く電動機は總べて大小の重荷に對して有效なるを得るなり。此理を他方面より説かんに、第六一三圖は轉子を上方より見たるものにして、磁場は n_1 の矢の方向に回轉するものとせば、静止せる轉子の銅片には ● 及び + を以て示す方向に電流を生じ CD 線

第六一三圖



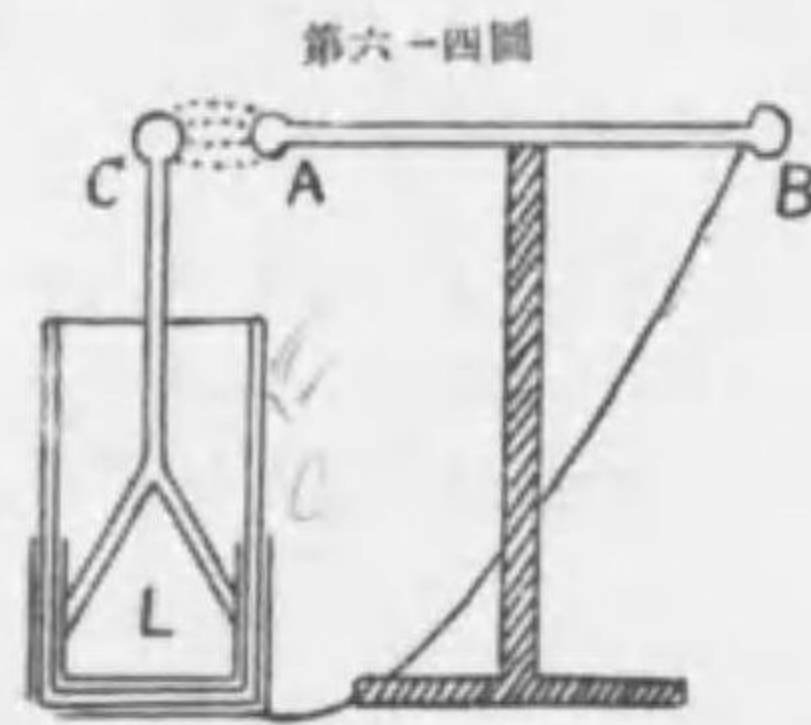
は中立面となる (第五九二圖を参考せよ、但し磁場は止まり轉子は n_1 に反對に廻るものと考ふべし) 從て アムペール 則により轉子は一個の磁石となり D は北極にして C は南極に相當するが故に n_1 と同方向に n_2 の矢の如く廻轉して磁場を追ふなり。今 n_1 と n_2 とを夫々磁場及び轉子の回轉數とするとときは、 $n_1 = n_2$ の時は感應は零となるを以て轉子は其回轉を中止せんとす、從て常に $n_1 > n_2$ ならざるべからず、而て $n_1 - n_2$ は重荷 load に正比例すべし。△形三相を電力輸送に應用したるは Dolivo-Dobrowolski なり、此方法の唯一の弱點とも云ふべきは n_2 を調節することの困難なる點に存ず。近來三相を電車に應用することを始めたなり、此場合には三條の導線を必要とす。

電車は一般に 550 ヲルトの電動力を用ひ複式直流發生機を使用す、若し交流を供給する場合には電車の電動機は直流發生機と同一の構造を有す、而て此電動機が一旦其回轉を開始するときは其發電子に相當する部分は不斷磁場の力線内に回轉するを以て直流發生機と同一の仕事を行ひ、反對なる電動力を感應し以て發電子の回轉運動に抵抗すべし、此理に依り最初より突然全量の電動力を電動機に注加するときは破損を生ずる恐あるを以て發動器 starter を併用して電動力を徐々に増加して遂に全量に達す。

直流を交流に又交流を直流に變ずる装置を變流器 converter と稱し、交流を直流に變ずるものを特に整流器 rectifier と名づく、電解を利用したるものを電解整流器 electrolytic rectifier 其他水銀弧整流器、熱電子整流器 (Konotron) 等あり。

第八章 電氣振動 ELECTRIC OSCILLATIONS

343 振動的放電 oscillatory discharge ライデン 壺 Leyden jar (von Kleist 1745) は ガラス 瓶の底に近き部分の内外表面に錫箔を貼りたるものにして蓄電に便なることは既に説きたり (§ 292)。今内面に e の荷電を與へ外面は地と接するときは $-e$ の荷電は引かれて外面に集まり ガラス 内に力線生じて内外の荷電相引き容易に離散せざらしむる效力あるを以て一に蓄電器 condenser の名あり。 e の荷電あるが爲に ライデン 壺が有する エネルギー量 $eU/2$ 即ち $e/2C$ (U は壺に於ける電位、 C は容量なり) は放電の際離散するものなれ共、放電は一に行はるゝこと無く、時間は短かけれ共逐次的に、委しく言へば振動的に行はるゝものなることは諸家の既に屢々目撃し若くは論證したる (Henry 1842, Helmholtz 1847, W.Thomson 1855, Kirchhoff 1857) ところなれ共、之を始て實驗したるは フェツダスン (Feddersen 1858) にして同氏は ライデン 壺放電の際に生ずる火花を寫眞し其振動的なるを立證せり。其實験に於ては振動の週期は一秒の百萬分の一内外なりき。實驗法は 第六一四圖に示す如く先づ ライデン



第六一四圖

壺 L に荷電し錫箔の外套を絶縁台に支へられたる导体棒の遠き端 B と結び、近き端 A を ライデン 壺の内套と連絡せる导体 C に接近するときは AC 間の力線は突然破れて振動的放電開始するに到る。故に AC に平行なる軸を有する四面鏡を速に回轉すれば其映像によりて振動の状況を審査するを得べし。

振動的放電は振子運動に似たるものにして蓄電壺 L は週期的に荷電放電しつゝ次第に其振幅を減ず、故に或瞬間に於ける電流を i とし、蓄電壺の電位即ち電動力を E 、其容量を C とすれば電流は蓄電壺より外方に向ひ荷電は外より蓄

電壺の方に向ふを以て t 時に於ける荷電は i の符號に反對なる符號を有し $-\int i dt$ とせざるべからず、依て (§ 298 (15))

$$E = \frac{-\int i dt}{C} \quad \text{即ち} \quad C \frac{dE}{dt} = -i \dots\dots\dots (1)$$

又 L を ライデン 壺及び导体の自己感應係數とすれば § 336 (4) により

$$\frac{di}{dt} + \frac{r}{L} i = \frac{E}{L} \dots\dots\dots (2)$$

を得、但し r は全部の抵抗なり、兩式より E を消去すれば

$$i'' + \frac{r}{L} i' + \frac{1}{CL} i = 0 \dots\dots\dots (3)$$

となる、之を解くには

$$i = a e^{nt} \dots\dots\dots (4)$$

と置いて先づ二次方程式

$$n^2 + \frac{r}{L} n + \frac{1}{CL} = 0$$

を得、之を解きて

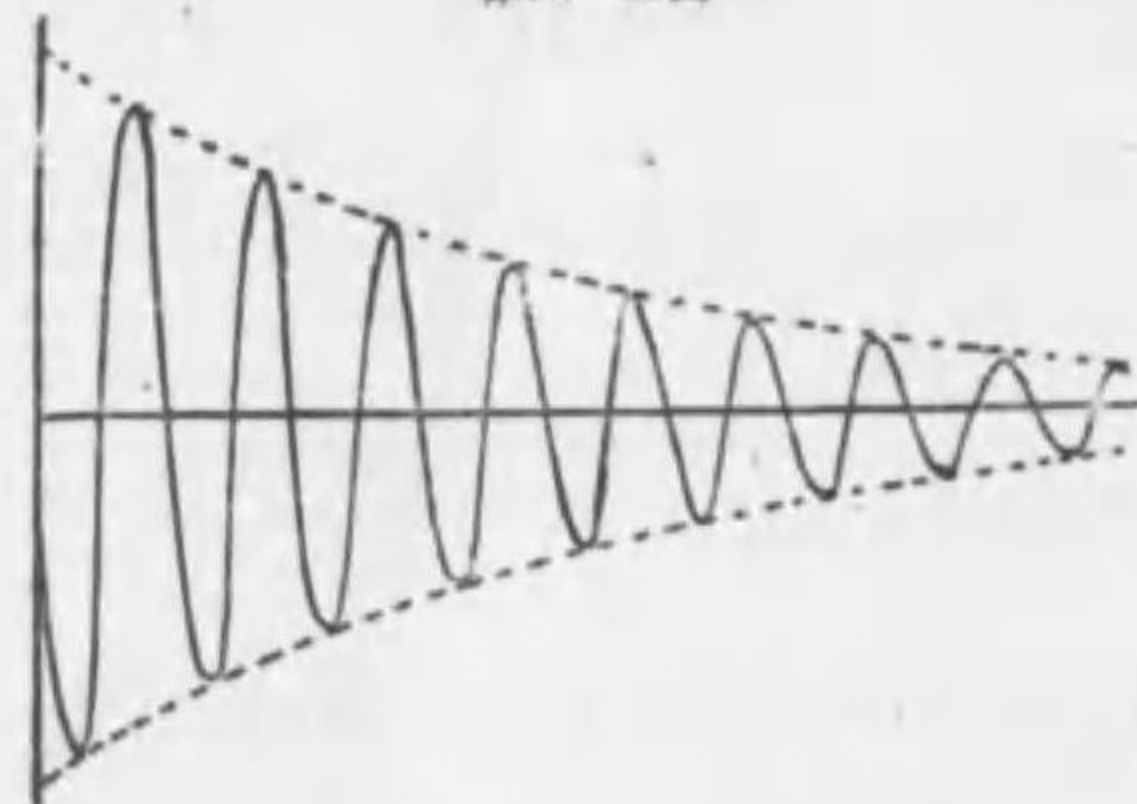
$$n = -\frac{r}{2L} \pm \sqrt{-1} \sqrt{\frac{1}{CL} - \frac{r^2}{4L^2}} \dots\dots\dots (5)$$

爰に $\sqrt{-1}$ を引出したる目的は週期的乃ち振動的なる解を得んが爲なり、萬一 $\frac{r^2}{4L^2} > \frac{1}{CL}$ なる場合には振動的放電行はるゝ能はず。依て (5) を (4) に代入し

$$i = a e^{-\frac{r}{2L}t} \sin \sqrt{\frac{1}{CL} - \frac{r^2}{4L^2}} \cdot t \dots\dots\dots (6)$$

の如き解を得べし、振幅 $a e^{-\frac{r}{2L}t}$ は時間の経過すると共に速に減少するを以て放電曲線は第六一五圖示すが如くなるべし。週期 T を算出するには t の係

第六一五圖



数は常に $2\pi/T$ なる故

$$p = \frac{2\pi}{T} = \sqrt{\frac{1}{CL} - \frac{r^2}{4L^2}}$$

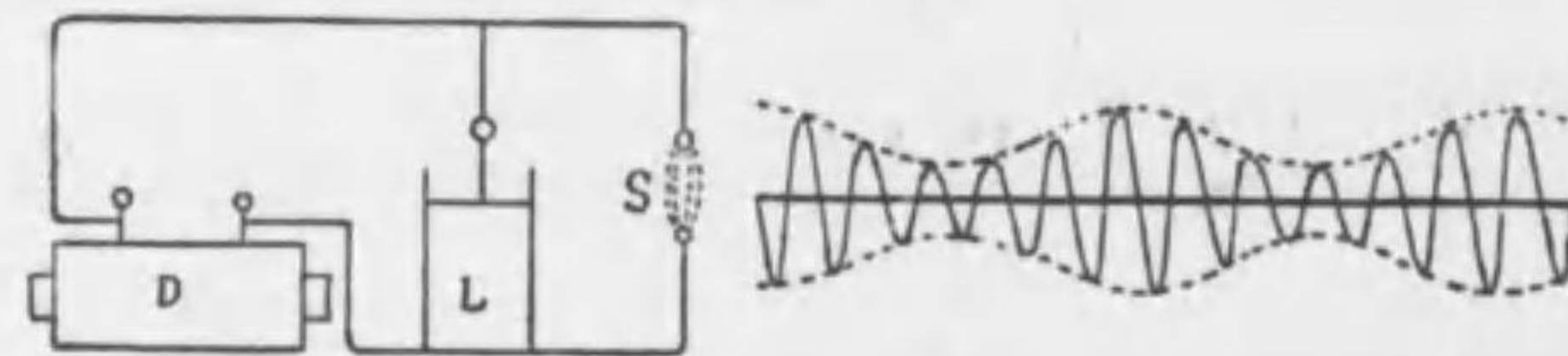
従て

$$T = 2\pi \sqrt{CL} \frac{1}{\sqrt{1 - CL(\frac{r}{2L})^2}} \dots (7)$$

故に抵抗 r 小なるときは單に $T = 2\pi\sqrt{CL}$ と書くも可なり、此式を考ふれば C も L も共に小なる場合には振動数は極て大なるべし。

349 テスラ 變壓器 フェダソンの實驗に於ては放電現象の繼續する時間甚だ短く觀察不便なるを以て 第六一六圖 の如く感應 コイル D を接続して

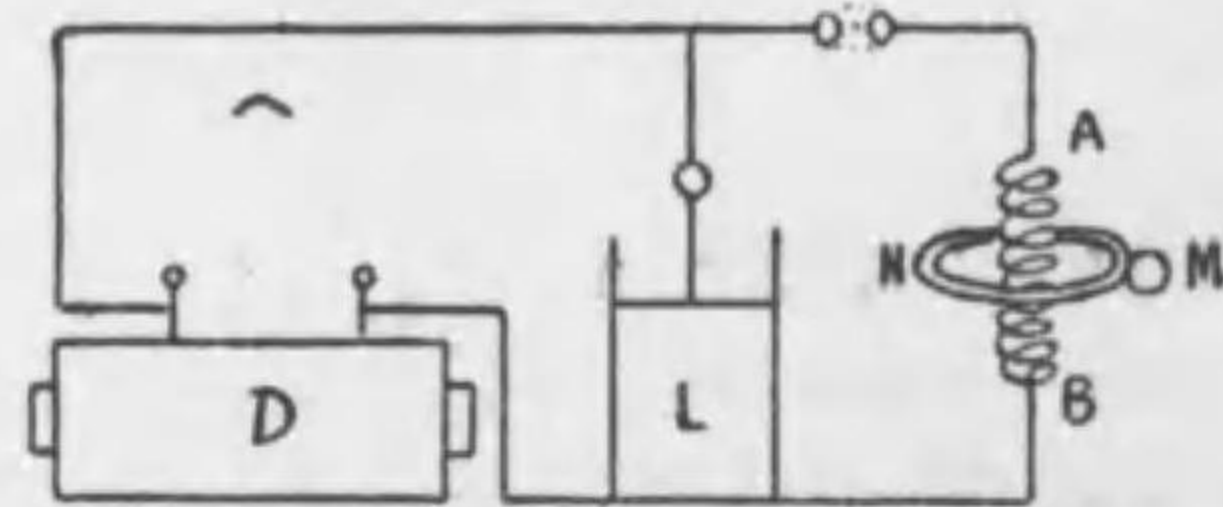
第六一六圖



不斷電流を供給するときは振幅に盛衰はあれ共(附圖)適宜なる觀察を遂げ得べし。

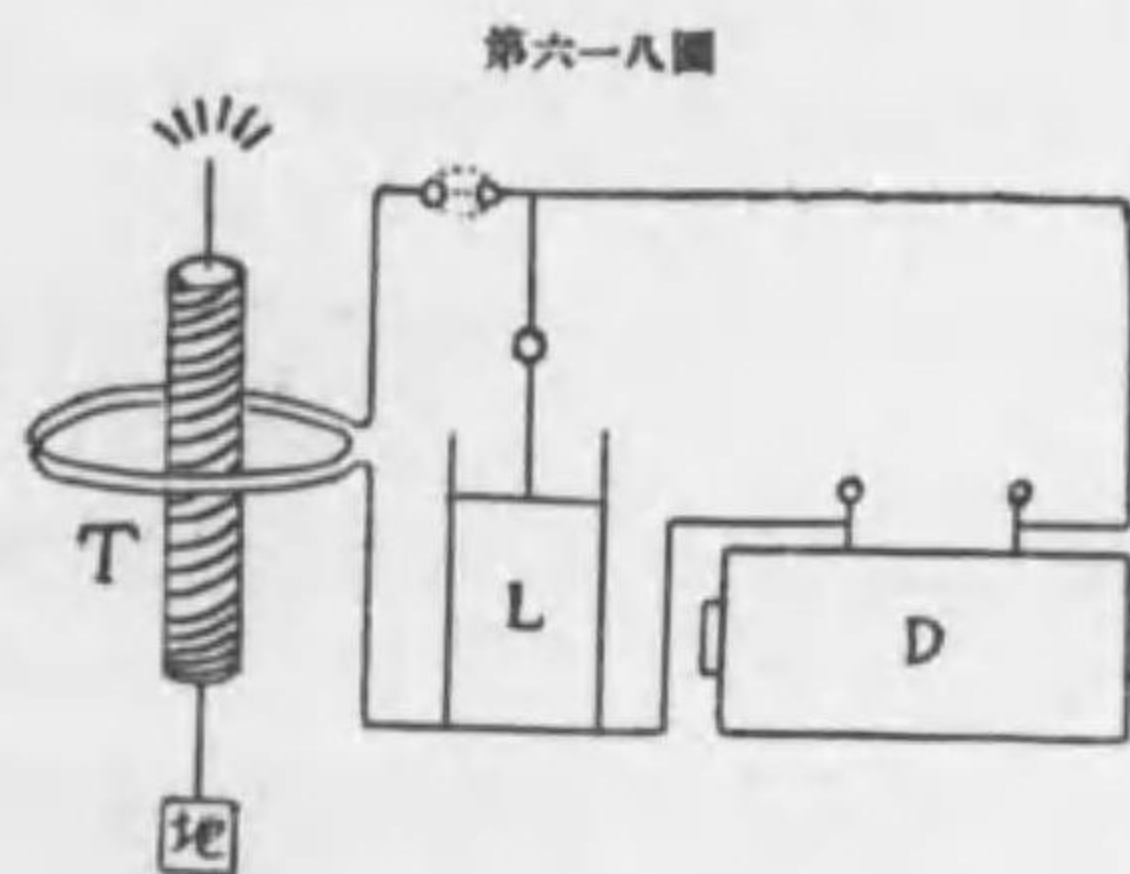
上述の如く振動的放電は之に感應 コイル を接続するときは前章に於て學びたる交流と殆ど何等の差無きを以て、變壓器を用ひて之を降壓せしめ點燈を實驗することを得るなり(第六一七圖)、 AB は一次線にして NM は二次線、 M は電燈なり。此種の實驗は通常電容量及び自己感應の小なるものを用ふるを以て振動數甚大なり従て義抵抗は大にして電流は導線の内部を避け寧ろ導線の表面を辿り

第六一七圖



走る、故に厚肉の導線を用ひて實驗するときは抵抗は表面積に從て増加し電燈の光度に強弱を生ずる傾向あり。

テスラ 變壓器 Tesla transformer (第六一八圖 T) は極度の昇壓器なり、即ち

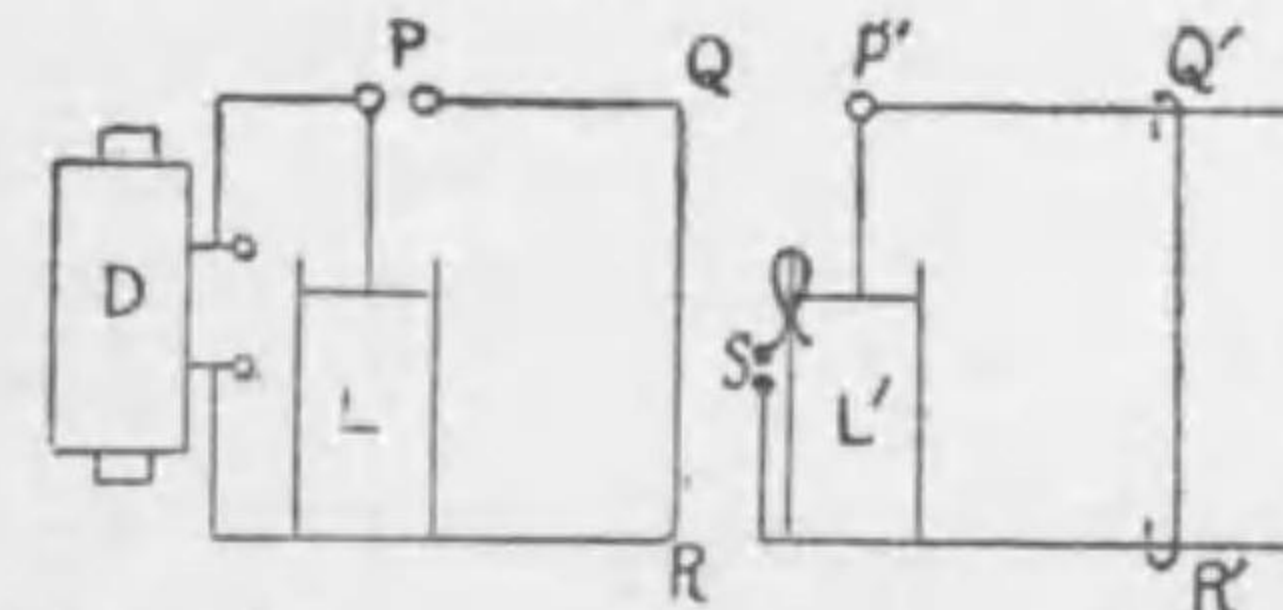


二次線的一端を地中に導くときは他の放端より自由に空气中へ青色の光芒放電をなすを見る、種々の真空管例へばガイストラ管、電燈等は單に放極の附近に持來ることによりて發光す、故に此實驗に於ては凡ての真空管は電極を備ふる必要無きなり。

350 電氣共鳴 electric resonance (Lodge 1890) 音叉が發する音は其波

長の四分の一の長さを有する一端閉ちたる箱中の空氣に共鳴を生ずる如く、交流も其交流が流るゝ導線の CL と等しき CL を有する輪線内に自分と同一週期の交流を感應すべし、何となれば(7)により CL 等しき時は週期は常に等しきを以てなり。此理に基づき ロッジ は フェツダソンの振動放電によりて其導線に平行に置かれたる、又 CL を等しくする他の導線内に電氣共鳴を生ぜしめたり、之を實驗するには 第六一九圖 の如く感應 コイル を挿みたる輪線 $PLQR$ に交流を生ぜしめ、之に

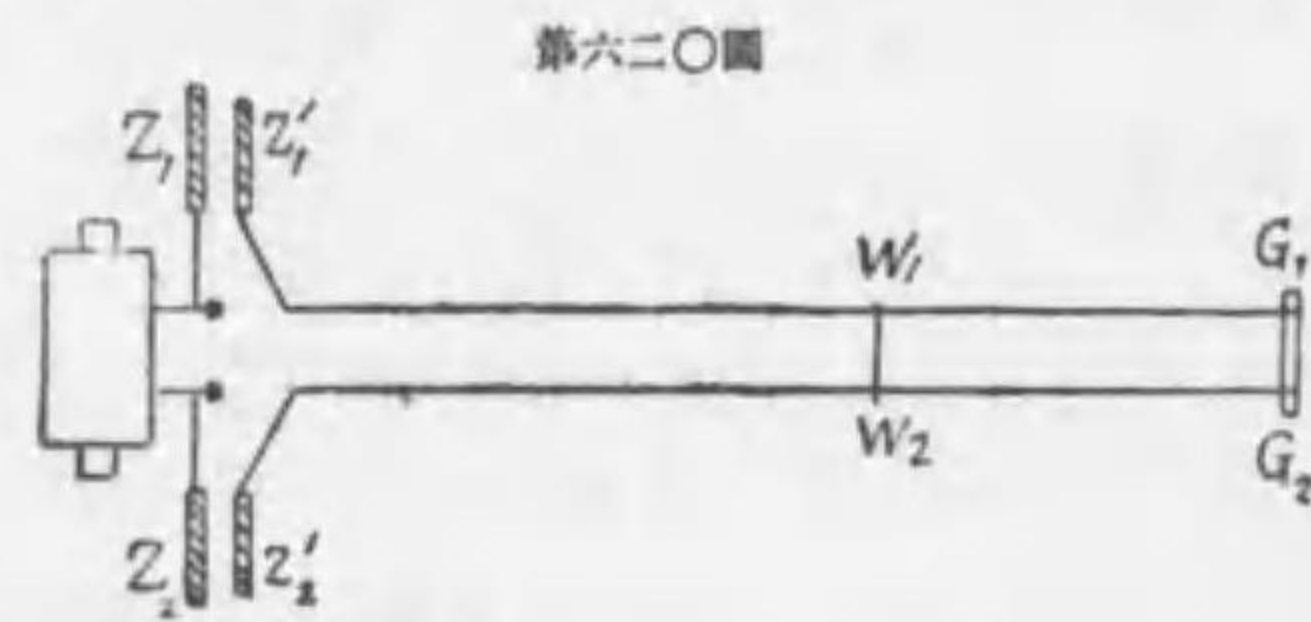
第六一九圖



平行に他の之と CL を等しくする輪線 $P'L'R'$ Q' を置き(此圖が示す如く置くべからず) $Q'R'$ を變位することに依りて CL を加減するときは、共鳴的交流を生ずる結果として S に火花の輝くを見るなり、故に導線兩輪に於て材料同一にして $PQ = P'Q'$, $QR = Q'R'$, $L = L'$ なるときは共鳴の要件

具備ありと稱して可なり、P'Q' の長さに過不及あるときは共鳴小（強制的なるを以て）にして PQ~P'Q' 大なるに到りて火花中止す。兩輪線間に ガラス板を挿し共鳴を妨げず、然れ共鐵板又は人體の如き導體を挿むときは共鳴忽ち停止す、凡ての導體は電磁波を吸收するが故なり。

此に似たる Lecher (1890) の實驗に於ては (第六二〇圖) 感應 コイル 二次



線の兩端は各大形の亞鉛板 Z_1, Z_2 に果り、其と或距離を隔て、平行にやゝ小なる亞鉛板 Z_1', Z_2' を置き此に二條の平行なる導線を繋

ぎ其放端 G_1, G_2 に ガイスター 管を架す。感應 コイル の働中は Z_1 と Z_2 とは常に週期的に反對に荷電せられ、此に對峙する Z_1', Z_2' に於ても同様反對なる電位を感應するを以て、平行導線の長さ適當を得るときは導線内に定滯波動を惹起し、兩端 Z_1' 及び Z_2' は電位の腹 loops となり、中央即ち G_1, G_2 は電位の節 nodes となる恰も兩端開きたる管内に於ける空氣振動に似たるものにして、電位振動の或相 phase に於ける變位は 第六二一圖 の曲線にて



示す如く (此圖は平行導線を引分けて一直線に並べたるものなり) 平行導線の對岸は何處も常に反對なる電位を有す、而て節は電壓 (電位) の變化最も盛なる處なれ共、節に相當する對岸の電位差は常に零なるを以て導線 W_1, W_2 (第六二〇圖) を架するも G_1, G_2 は依然として光輝を發すれ共 W_1, W_2 を移つて節に非ざる他の處に持行くときは G_1, G_2 の真空管は消光す。更に同一方向の變位を續けて次の節に来るときは真空管は再び發光す、故に兩節の距離 d は定滯波の半波長に等しく

$$d = \frac{\lambda}{2}$$

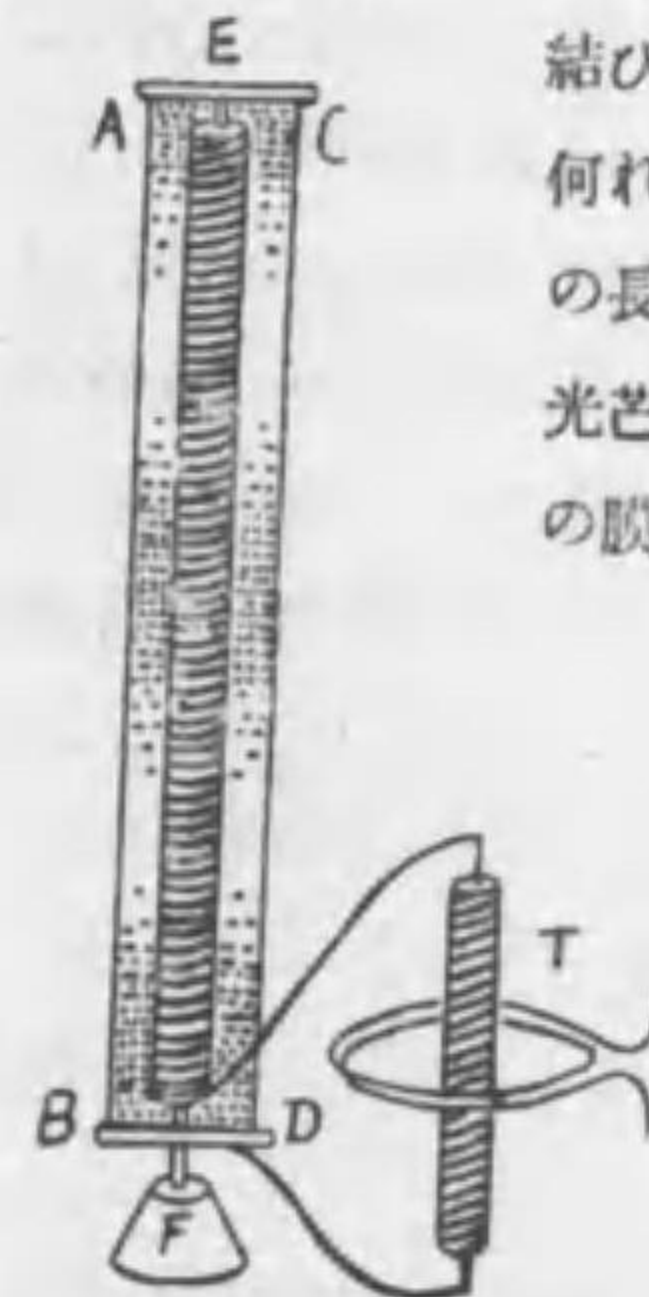
なるを以て $TV = \lambda$ の公式により電波の傳播速度 V は (7) を用ひ

$$V = \frac{\lambda}{T} = \frac{2d}{2\pi\sqrt{CL}} = \frac{d}{\pi\sqrt{CL}} \dots\dots\dots (8)$$

なることを知るべし、而て此により算出したる結果は導線内に於ける傳播速度は空氣中に於けると同一にして光線速度に等しきものなるを教ゆ。上述の實驗に於て導線を W_1, W_2 の如き節に架する代りに真空管を架するときは真空管は常に光輝を發す、又 G_1, G_2 には真空管を架せずして放電球を附着し置くときは盛に火花の飛ぶを目撃すべし、是れ電位の節は電流の腹に相當するを以てなり。

サイプト 實驗 (Seibt 1902) に於ては極めて長き細き導線を圓柱 (第六二二圖

第六二二圖

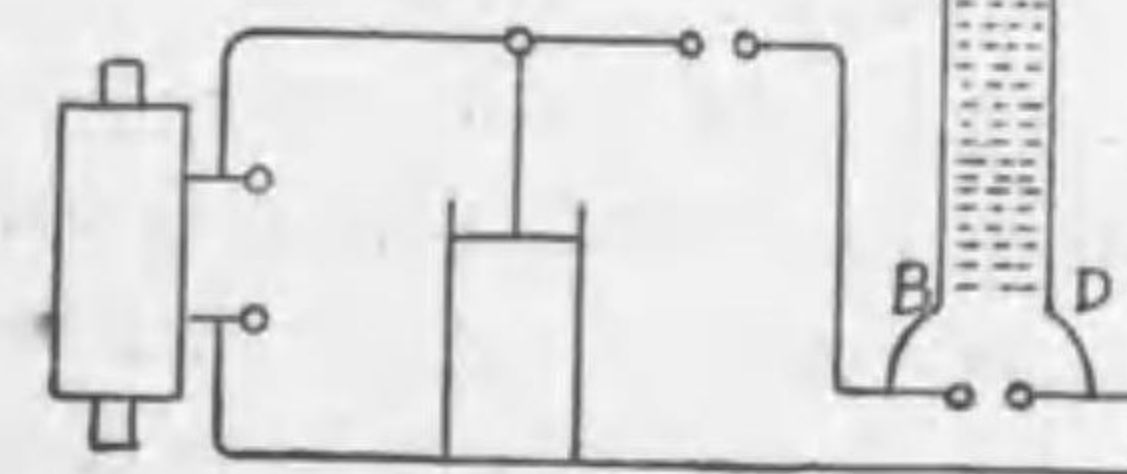


EF) に捲き著け其一端を テスラ 變壓器 T の二次線端に結び、他端は AB, CD なる二本の短き導線に導き其導線は何れも テスラ 二次線の他の端と連絡す、斯くすれば EF の長線内に定滯波を生じ其諸節より導線 AB, CD に直接に光芒狀放電を爲すが故に暗室にて見れば AB, CD 間は光芒の膜を張り其光度は諸節に於て最強にして上下に漸減し腹に

於て光輝零となるなり。EF の導線甚だ長きを以て CL 大となり従て週期 T 及び波長 λ 大なれ共 CL

の小なるものを用ふれば同光度の光芒放電を目撃し得べし、即ち 第六二三圖 の如く感應 コイル と ライ

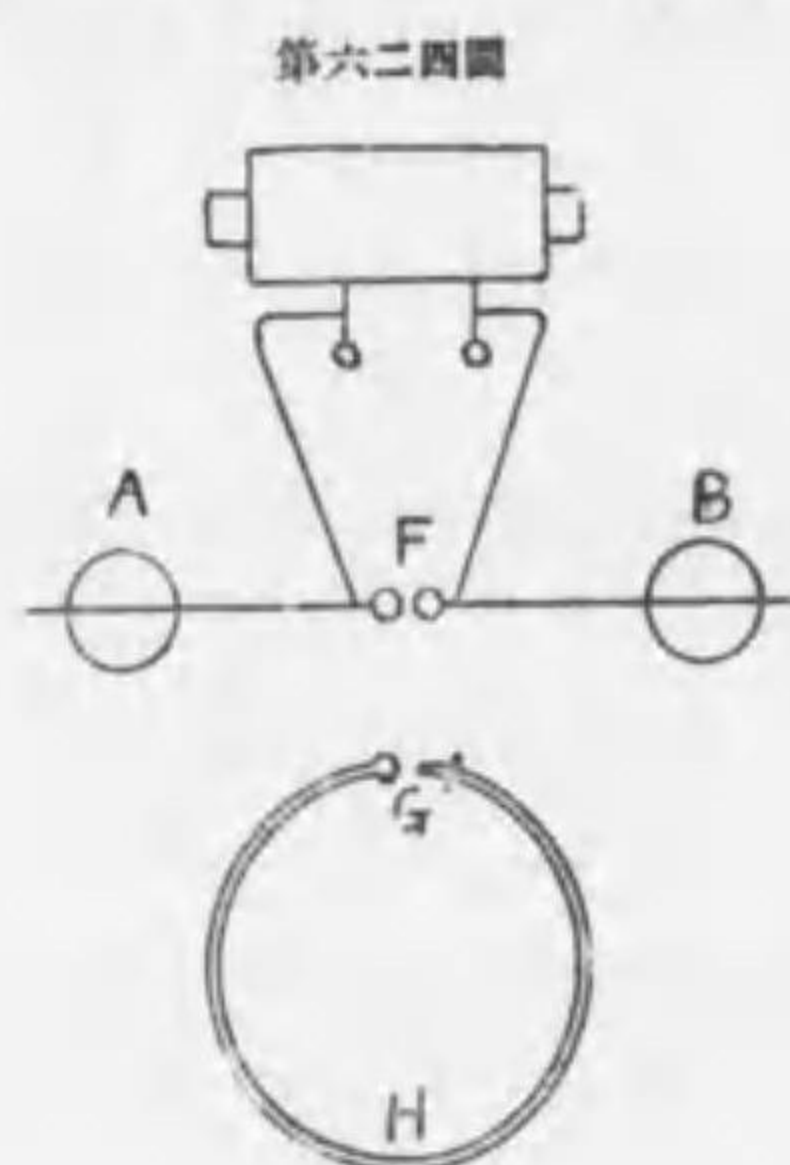
第六二三圖



デン 場とを用ひて交流を生じ其放端に AB, CD なる導線を互に平行に繋ぐときは兩線は光芒放電の膜を張るるなり。

351 ヘルツ 振動 Hertzian oscillations (Hertz 1887) マクスエル は理論的思索により電磁的變動は波動をなして空間に傳播するものなることを證

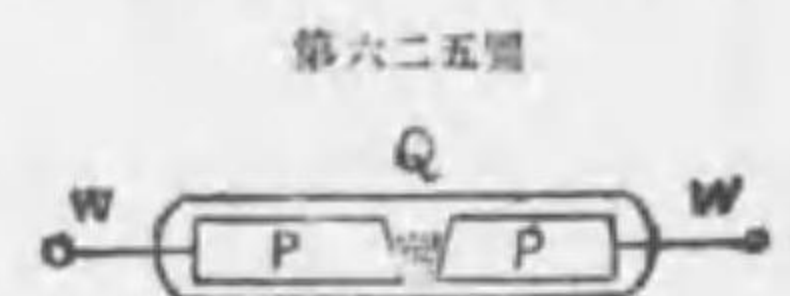
し、フエツダメンはライデン瓶の放電は振動的なることを證せり、兩者を綜合すれば振動的放電は波動となりて四方に傳播すべきものなること明かなり、之を實驗的に立證したるは即ちヘルツなり。ヘルツの送波器 oscillator (第六二四圖)は感應コイルの二次線に連絡し變位可能なる球 A, B 及び放電球 F より



り成立す、F は滑澤に磨き上げた二個の金屬小球にして、F を磨く理由は F 間に生ずる力線は週期的に突然破れ決して徐々に破るゝこと無からしむる爲なり、又放電球の表面に凹凸の皺あるときは荷電は凸起部に沿ふて空中に逸脱し力線の數減じ易し。週期的に且つ生じ且つ破るゝ力線は F の放電球を含む平面 (即ち圓形平面) に於て振動する波動を生ず (故に偏光に似たり) 而て其波は快速に空間内に擴布するを以てヘルツは銅線にて檢波器 detector 即ち共鳴器 resonator を作り (圖中 GH) 空際 G には兩球若くは球と尖端とを對峙せしむ (小電燈を用ふるも可なり)、送波器と檢波器の CL が同一なるときは檢波器は共鳴により G に火花を發す、然るに上述の如くヘルツ振動は偏極せる電波なるを以て共鳴器を電波の振動面に置き G なる放電隙 spark gap を F なる放電隙に平行ならしめざるべからず、此場合に於て尙共鳴少なきときは送波器の A, B を變位して CL の値を加減すべきなり。

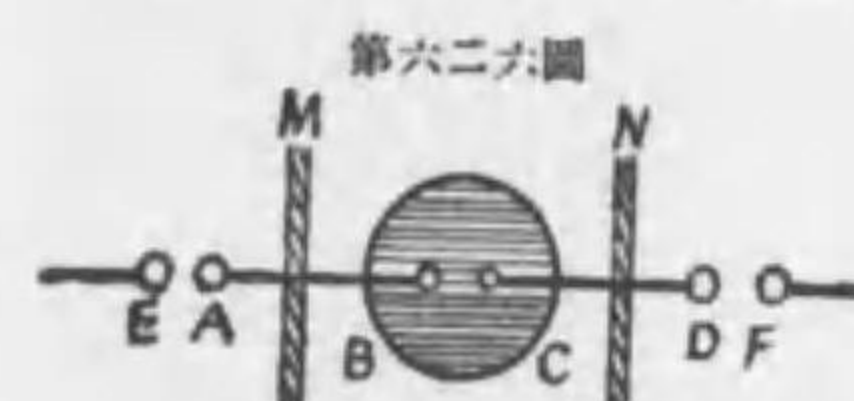
ヘルツ振動を實驗するには送波器としてリギ (Righi 1893) の振動器を用ひ、檢波器としては電糊管 coherer (Galzocchi-Onesti 1884, Brauly 1890) を使用するを便利とす。電糊管は (第六二五圖) の如く白金線 W を有する銀棒 P, P を真空管内に收め契状の隙 Q をニッケル 95 + 銀 5 の混合粉末を以て半ば充たしたるものなり。粉末の微粒は互に軽く接觸し、微音器の如く電氣抵抗甚だ大にして之を電池の環流に挿しむも電流を通ずる能はず、然るに電糊管が一度此に平行なる電波の振動

に遇ふときは粉末間に微力なる火花を飛ばして半ば接觸点を融解し電流通過の可能なる小橋を架するに到るならんとの想像に由りて此名稱を得たるなり、故に今電糊管に小振蕩を與ふるときは粉末間の橋は墜ちて再び抵抗増大し元狀に歸るものなりと云ふ。電糊管は真鍮の棒と真鍮の粉末とにて製することを得、又其代りにカーボランダム SiC を用ふるも可なり、近來は三極管 triode を使用する。



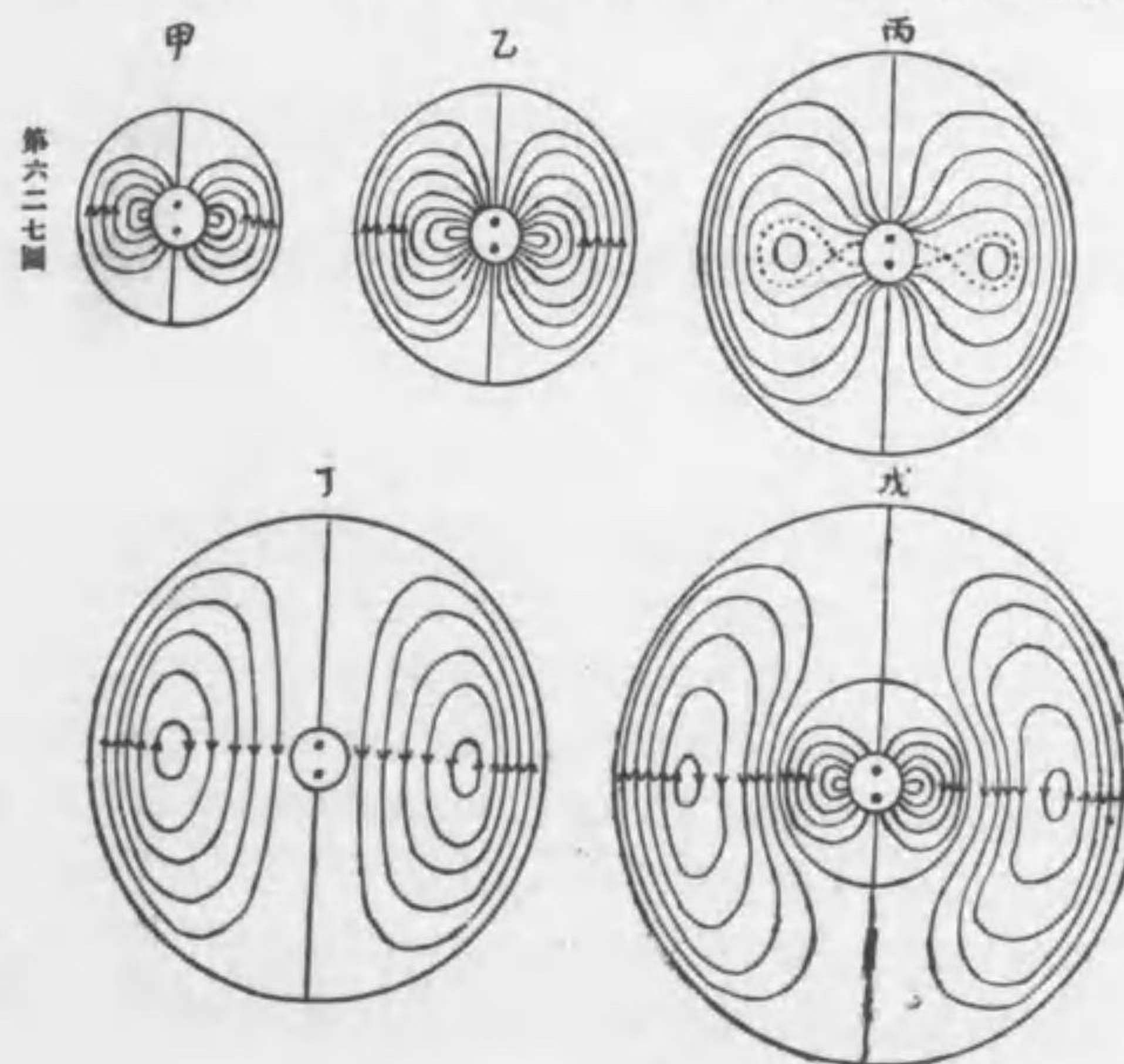
リギの振動器 (第六二六圖) は AB, CD なる金屬棒の端に克く磨きたる球 B, C を附し、之をワセリン油を以て充たしたる黒箱中に收めて日光を遮斷し B, C 間の放電作用を完全ならしむ、又 M, N なる金屬板を變位して週期を加減し得べし。此装置は之を感應コイルに連絡するよりも寧ろキムシャースト發電機に連續使用するを宜しとす。

352 電波輻射 第六二七圖はヘルツ電波の生ずる順序を示し、各圖は



352 電波輻射

第六二七圖はヘルツ電波の生ずる順序を示し、各圖は



八分の一週期毎の力線の形勢及び方向を示す、中央の小圓内に在る二球は放電球を表はす。甲圖は $t=0$ の状況にして力線は常に + 荷電より - 荷電に向へることを注意すべし。乙圖は $t=T/8$ 、力線は相互の斥力の爲に成長し其數も二倍となる。丙圖は $t=2T/8$ 、力線は更に成長し $t=0$ の時の三倍の數を有すれ共今や放電球より分離せんとしつゝありて空線に亘り皺を生ず。丁圖は $t=3T/8$ 、力線は全く分離し放電球は今や瞬時無荷電となる。戊圖は $t=4T/8$ 、分離したるものは左右に無線となり中に新力線を生じたれ共其方向は $t=0$ の時の反對なるに注意すべし、即ち放電球は半週期後に反對なる荷電を得るなり。第六二八圖は送波器の遠距離に於ける力線を示す、力線は其斥力に由り成長して甚だ大形となれり。

磁力は常に電気力に垂直なるを以て磁波は必ず電波に伴ふて起り磁波を含む平面は電波を含む平面に垂直なり、又空間に傳播する電波の力線は其方向に於て交々反對なるを以て磁力線も同様に交々反對なり。斯く電磁波 electromagnetic waves が媒質内に廓張するに當り媒質の質点は週期的變位を爲し其振幅は電気力に正比例すべし。

353 ヘルツ實驗 (1887) 電磁振動の性質を知らんが爲に ヘルツ が行ひし實驗を最演するには便宜上送波器として リギ の振動器、檢波器として電欄管及び電鈴を用ふべし、此際電波を平行にし又之を集中する爲に拋物面の反射鏡を併用す。

第一、金屬製平面鏡に於ける反射の場合には電気振動の方向が鏡面に平行なる時は 入射角=反射角 の法則に従て反射す、然れ共電気振動が鏡面に平行ならざる時は振動の一部分は鏡の爲に吸收せらる。

第二、硫黃板に於て上と同一の實驗を行ふときは 入射角=60° の時反射完全にして、振動の方向を回轉して初の位置に垂直ならしむるときは反射は零なり、



第六二八圖

即ち振動は悉く硫黃の吸收するところとなる。故に 60° は光學に於て學びたる偏光角に相當するものにして硫黃の偏極角 angle of polarization は電波に取りては 60° なるを知るべし。

第三、硫黃製 プリズム (第六二九圖) を製し、プリズムの横断面内に於て振動する電波を送るときは二回の屈折をなして變向 deflection (§ 296) を生ずること光線の場合同一なり。故に二個の同形のプリズム (第六三〇圖) を反對に且つ平行に置くときは最初の線の方角と最後の方向とは互に平行となりて變向を生ぜず。

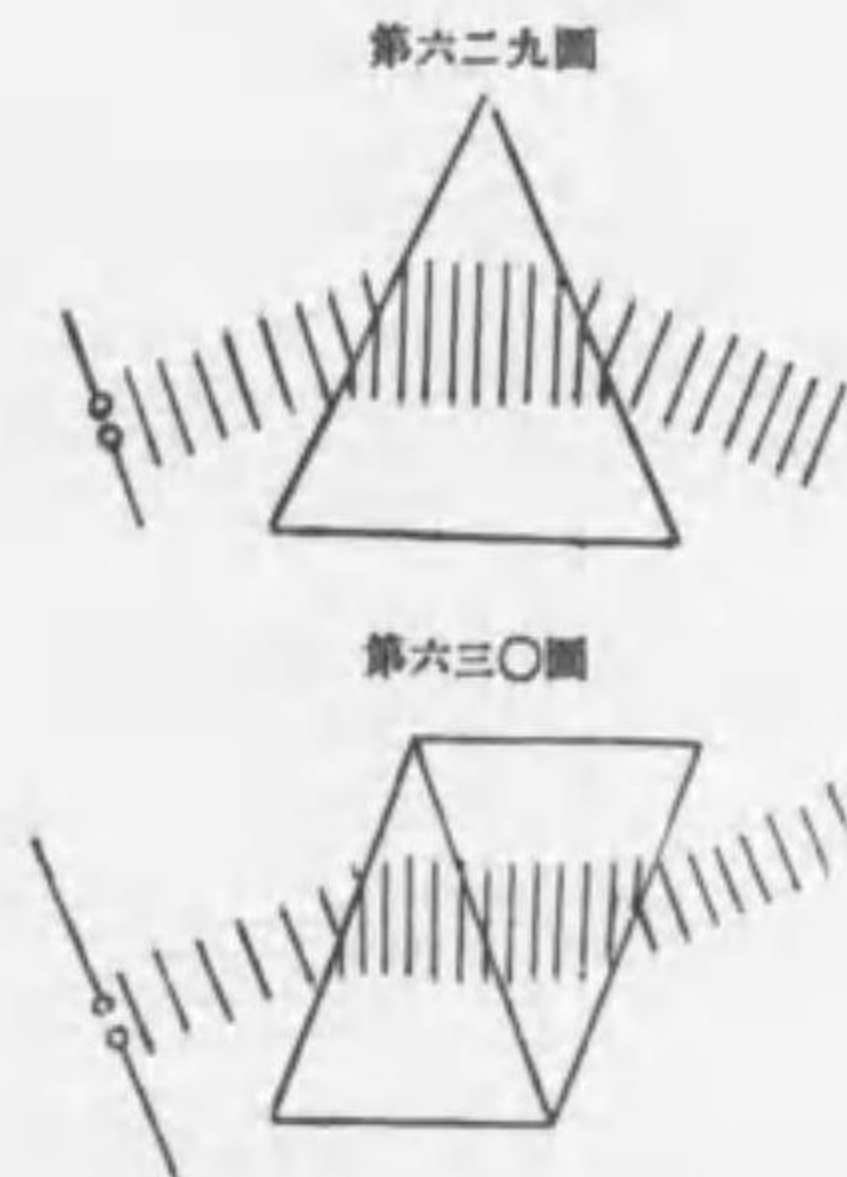
第四、針金を等距離に平行に張りて此を格子として使用す、電波は光波に較ぶれば甚だ長きを以て如上の格子を用ひて干涉を測り或は格子面上に於ける反射を實驗することを得るなり、今電気振動の方向を針金に平行ならしむるときは電波は針金の遮るところとなるも、振動と針金とを互に垂直にするときは電波は無事に格子を通過す。又電波を用ひ光線の干涉と同一の實驗を行ひ光と同一の結果に到着するを得べし。

マクスエル が ファラデー の思想を追ふて力學的に立證し、ヘルツ に依て實驗せられたる光の電磁説によれば、第一光の速度と電磁波の速度とは同一なり、第二電氣の電磁單位と靜電單位との比は光線の速度に等しく $2/\sqrt{K\mu}$ によりて與へらる (§ 314)。

上理により光は週期短き電磁波動に外ならざることゝなるなり、目下研究せられたる最長紅外線は凡そ 300 μ なり、而て實驗室に於て製造し得たる最短 ヘルツ 振動の波長は凡そ 100 μ なり、兩域は各々擴張研究せられて斯く ヘルツ 振動より紅外線を生ずるに到りしものと云ふて可なり。

354 無線電信 wireless telegraphy (Marconi 1896)

マルコニーは

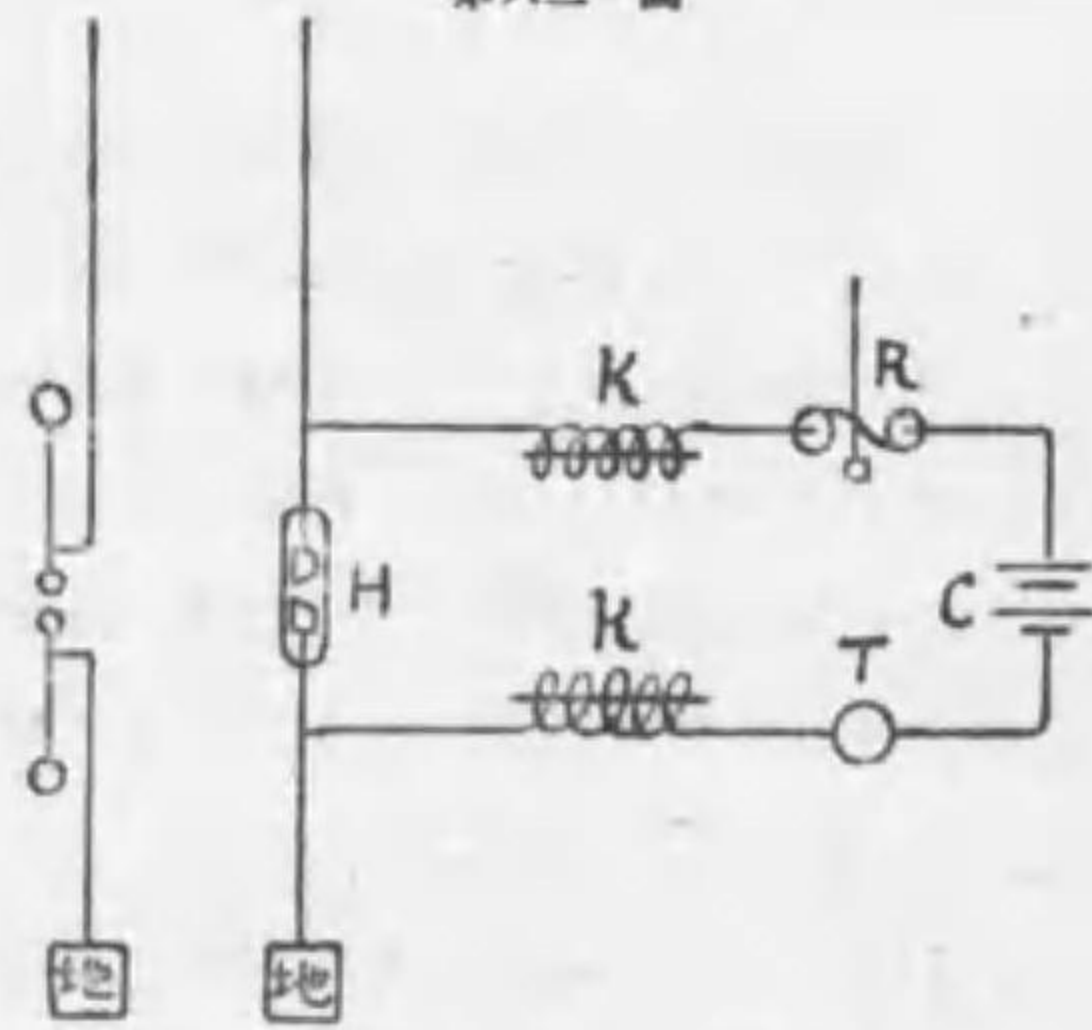


第六二九圖

第六三〇圖

ヘルツ 振動の刺戟を受けて電線に依らず空中電流によりて遠處に信號を發送する方法を案出せり、最初 リギ 送波器を用ひ其一極に共鳴槽 antenna と稱する長さ 150 尺の導線を結び (第六三一圖) 他極を地中に導きたり、共鳴槽を高く

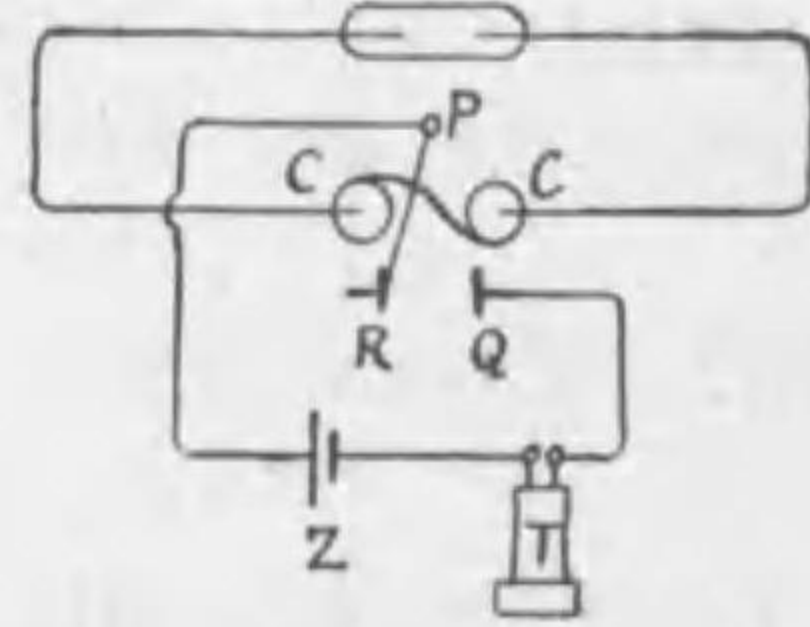
第六三一圖



く樹てたる理由は電気振動を空間に附與するに充分なる面積を得んが爲なりき、而て リギ 器は感應 コイル と連絡し其風流を交流に變化し槽中に定滯波動を生ずるなり。受信器としては同長の共鳴槽を高く樹て其一端を電欄管 H に結び電欄管の他端は地中に導かる、其他インダクタンス K、繼電器 R、電池

G、電話器 T は共に輪線の一部を形成すれ共、電欄管は平常抵抗大なるを以て電流は不通なり、然れ共送波器より ヘルツ 振動を發射するときは電欄管は突然電導的となり共鳴的電流は槽内を往復す、繼電器は其弱流を廓大するを以て電話器 T に刺戟を與ふることゝなるなり。繼電器 relay の作用は弱き電流によりて電磁鐵を動かし此によりて別に設けたる電池の電流を働かしむるに在り、其法は電磁鐵 CC (第六三二圖) は電流によりて鐵棒 PR を引き著けて PQ の位置に來らしめ此が爲に有力なる電池 Z を挿める輪線 PQTZ を閉交せしめ其電池の力に依て電話器 T に刺戟を與ふる装置なり。又電欄管は一度電導的とならば直に振盪器 tapper 作用して不導的とならしむ。インダクタンス は單に導線の一部を筒輪的に捲きたるものにして其目的は感應作用を増加するに在り。

第六三二圖



上記無線電信は最初 マルコニ が製出したる器に説明を加へたるに過ぎず今日の無線機は其後の發展の結果にして構造極めて複雑なり、送信機の電流は交流機

によりて供給せられ先づ變壓器により之を昇壓す、電欄管も數多の種類發生せり、近來流行の三極管は次節に記載す。無線電信に於て使用する電波の振動數は極めて多く、24000 に達することあり、此場合には波長は 12.5 軒なり。

355 無線電話 wireless telephony 無線電話の原理は無線電信のと同小異にして發信處には交流機を必要とす、然るに人聲の振動數區域の音を發送するには交流の頻度極めて大ならざるべからず、而て交流の頻度を増加せんと欲せば (§ 344) 磁場の極數と發電子の回轉數を増すの外なし、然るに極數を増さんとせば勢ひ極を小形にする一途あるのみなれ共、斯くすれば捲き若けたる導線を支ふる力足らざるに到る、又發電子の回轉數を増すときは遠心力莫大となりて破損し易し、加之、フーコー 渦動の障害増加して電力の消耗を來たすが故に パチノチ 環は紙片程の厚さの鐵片を重さね薄き絹紙にて互に絶縁したるものとなさざるべからず、然るに之にも限度ありて其限度を越ゆる能はざるなり、又變壓器の使用に依り頻度を増加し得る理なれ共變壓器の弱點は振動を變形し交流は弦運動を爲す能はざるに到る。如上の理に鑑み高頻 (high-frequency) 交流器は遂に三極管に其位地を譲るに到りしなり。

三極管 triode 一名、熱電子管 thermionic valve は其初め二極管 (Fleming 1904) として製出せられたり。真空の程度極めて高き電氣燈 (第六三三圖) に C なる電池を以て點燈するときは細線 F は發光すると共に熱せられ盛に陰電子を發射す (§ 364) 之を熱電子 thermion と稱す、今此電燈内に他の電極板 P を設け之を電池の陽極と接觸するときは F が發射する熱電子は悉く P に吸收せられ PF 間は電子によりて連絡を生じ陰電子の電流は不斷 F より P に流る、換言すれば陽電流は P より F に流れて CPF の輪線成立するに到るなり。之に反し P を電池の陰極と結ぶときは PF 間に絶へて電流の通行すること無かるべし、故に此真空球は今や著るしき性質を帯ぶるに到りしなり、即ち PF の方向には電流を傳ふるも、FP の方向には電流を傳ふるも能はず、從て之に交流を通ずれば PF の方向に流るゝものは之を傳へ FP の方向に流るゝものは之を遮斷して整流器

第六三三圖

