々 r 及 R(但し $R>r$ とす)なる二つの導體球あり各球に Q なる電氣量を與へたる時各球の電位 v 及 V は夫々 §87,(2) 式より

$$v=Q/r \quad 及 \quad V/R$$

故に $\qquad V<v$

即ち二球は等しき電氣量を有するに拘らず半徑大なる球は電位の高まること小なり。斯かる時は半徑大なる球は小半徑の球より**電氣容量**(Electric capacity)大なりと稱す。

次に兩球を同一の電位 V になす爲めに必要なる電氣量を夫々 q 及 Q とすれば

$$\frac{q}{r}=V=\frac{Q}{R}$$

$$\therefore \quad \frac{Q}{q}=\frac{R}{r} \cdots\cdots\cdots\cdots (1)$$

即ち電氣容量大なる大半徑の球に與ふべき電氣量(共に同一の電位にする爲めに)は電氣容量小なる小半徑の球に與ふべき電氣量の R/r 倍なり。斯かる時は大半徑の球の電氣容量は小半徑の珠の電氣容量の $\frac{R}{r}$ 倍即ち Q/q 倍なりと云ふ。此れ電氣容量の大小の比較法を定義するものなり。

唯に球のみならず一般に導體の電位を一定量丈け變化せしむるに必要なる電氣量從つて電氣容量は導體の大小形狀及其導體の近傍にある他の導體との相對的位置及導體の置かれたる媒體の性質等によりて異る(導體の近傍に存在する他の導體との相對的位置によりて電氣容量の異るは §111に說明すべく又媒體によりて異るは §116に於て述ぶべし)ものなり。又一般に導體の電氣容量を比較するには其導體の電位を一定量丈け變化せしむるに要する電氣量の多少を以てするものなり。

從つて導體の電氣容量を表はすには其導體の電位を單位丈け變化せしむるに必要なる電氣量を以てする事を得。されば電氣容量の單位は導體の電位を單位丈け變化せしむるに單位の電氣量を要する如き導體の電氣容量を以てする事を得べし。

依つて電氣容量の $C.G.S.E.S.U.$ は電氣量の $C.G.S.E.S.U.$ を與へたる時 $C.G.S.E.S.U.$ 丈けの電位差を生ずる導體の電氣容量なり。從つて或る導體に $Q\,C.G.S.E.S.U.$ の電氣量を與へたる時 $V\,C.G.S.E.S.U.$ の電位の變化を生じたりとせば其電氣容量 C は

$$C=Q/V \quad or \quad Q=CV \cdots\cdots\cdots\cdots (2)$$

但し C,Q, 及 V は總て $C.G.S.E.S.U.$ にて表はさる。

電氣容量の實用單位は1クーロムの電氣量を與へたる時1ボルトの電位差を生ず導體の電氣容量なり。此れをファラッド(Farad)と稱す。又此 $1/10^6$ をミクロファラッド

(Microfarad) と云ふ。故に(2)式は C をフアラッド, Q をクーロム, V をボルトにて表はせば又成立す。依つて

$$(\text{フアラッド})=\frac{(\text{クーロム})}{(\text{ボルト})} \cdots\cdots\cdots\cdots (3)$$

然るに 1クーロム$=3\times10^9 C.G.S.E.S.U.$ 又 1ボルト$=\frac{1}{300}C.G.S.E.S.U.$ なる故

$$1\text{フアラッド}=3\times10^9\Big/\frac{1}{300}=9\times10^{11}C.G.S.E.S.U.$$

$$1\text{ミクロフアラッド}=9\times10^5 C.G.S.E.S.U.$$

§109 種々なる帶電體を互に連絡したる時の電位　前節(2)式の應用の一例として電氣容量夫々 $C_1, C_2, C_3, \cdots$ なる導體 $A_1, A_2, A_3, \cdots\cdots$ が夫々電位 $V_1, V_2, V_3, \cdots\cdots$ に帶電せる場合に此等の導體を極めて細き導體線を以て互に連絡したる場合を考察せん。針金にて各導體を連絡せば各導體間には電氣の移動を生じ總て同一の電位 V になりて釣合ふ。今此等全體の電氣容量を C とせば全荷電 Q は

$$Q=CV \cdots\cdots\cdots\cdots (1)$$

なり。然るに此荷電 Q は初め各導體の有せし荷電 C_1V_1, C_2V_2, $C_3V_3\cdots\cdots$ の和なるを以て

$$CV=C_1V_1+C_2V_2+C_3V_3+\cdots\cdots$$

$$V=\frac{C_1V_1+C_2V_2+C_3V_3+\cdots}{C}$$

若し針金にて連絡したる爲めに個々の電氣容量は變らざるものとせば

$$C=C_1+C_2+C_3+\cdots\cdots$$

$$\therefore\quad V=\frac{C_1V_1+C_2V_2+C_3V_3+\cdots\cdots}{C_1+C_2+C_3+\cdots\cdots}$$

§110 空氣中に置きたる單獨なる球の電氣容量　玆に單獨に置かれたる球とは其球の近傍に何等他の導體存せず從つて此球の帶電狀態は外界よりは何等の影響を受けざるものを云ふなり。今球に Q なる電氣量を與へたりとせば其電位 V は §87 (2) 式によりて

$$V=Q/r \quad (\text{但し } r \text{ は球の半徑})$$

故に其電氣容量 C は

$$C=\frac{Q}{V}=Q\Big/\frac{Q}{r}=r \cdots\cdots\cdots\cdots (1)$$

即ち球の電氣容量は其半徑と同値なり。故に半徑 r 糎の球の電氣容量は $r\ C.G.S.E.S.U.$ なり。從つて半徑 1 糎の球の電氣容量は $1\ C.G.S.E.S.U.$ なり。

地球を球と見れば其半徑 6367.4 粁なる故其電氣容量 C は

$$C=636740000\ C.G.S.E.S.U.$$

$$=\frac{636740000}{9\times10^5}\text{ミクロフアラッド}=707\text{ミクロフアラッド}$$

にして其値頗る大なり故に地球の帶電に變化あるも其電位は不變なりと考ふることを得。此れ地球の電位を電位の標準と取る理由なりとす。

半徑 R 及 r なる二球を細き針金にて連絡し之れを帶電せしめたる時各球は夫々 Q 及 q なる荷電を得て同一の電位 V になれりとす。若し二個の球を接近して置けば各球の電氣容量は次節に說明する如く各球が單獨にある場合の電氣容量と等しからざるも今假りに其等の電氣容量は單獨なる球と同一(即ち各球の半徑に等し)なりと假定せば

$$V=\frac{Q}{R} \quad 及 \quad V=\frac{q}{r}$$

$$\therefore \quad \frac{Q}{R}=\frac{q}{r} \quad 即 \quad Q:q=R:r \cdots\cdots\cdots\cdots(1)$$

卽ち同一の電位にある二球の電氣量は其半徑に比例す。

今兩球は一樣に帶電せられたるものとし各球の荷電の表面密度を夫々 Σ 及 σ とせば

$$Q=4\pi R^2\Sigma \quad 及 \quad q=4\pi r^2\sigma$$

$$\therefore \quad Q:q=R^2\Sigma:r^2\sigma=R:r$$

$$\therefore \quad \Sigma:\sigma=r:R \cdots\cdots\cdots\cdots(3)$$

即ち同一の電位にある二球の荷電の表面密度は其半徑に逆比例す。換言すれば帶電の表面密度は其表面の

曲率(Curvature)に比例す。

任意の導體の表面を曲率の異なる球面の集合と見做せば導體面上曲率の大なる所程荷電の表面密度大(§70參照)なる理を上記の說明によりて窺ふことを得べし。

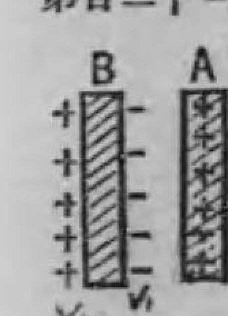
§111 導體の電氣容量が他の導體の存在によりて蒙る影響及蓄電器　導體は次の條件によりて其電氣容量を變化す。(1)導體の形狀及大さ　(2)其導體の近傍にある他の導體の形狀大さ及相互の距離　(3)導體を取圍む媒體の性質　(1)は明白なる事實にし其理由を說明するを要せず　(3)に關しては§116に於て說明す。今(2)即ち一つの導體が他の導體の存在によりて其電氣容量を異にする理由の觀念を與ふる爲めに二三の例を擧げて說明せん。

例一　導體板 A が單獨に存する時此れに例へば陽電氣 Q を與へ其電位 V となれりとせば A の電氣容量 C は

$$C=Q/V \cdots\cdots\cdots\cdots(1)$$

今他の導體板 B を A に相對して置けば第百二十一圖に示す如く此れに電氣を感應す。B に感應したる陰電氣及陽電氣より板 A のある場所に與ふる電位を夫々 V_1 及 V_2 とせば導體 A の電位 V' は

第百二十一圖



$$V'=V-V_1+V_2$$

$V+(-V_1)+V_2$ ノ方ガ理解シヤスイ、

となる。然るに

$$V>V_1>V_2$$

なること明白なるを以て

$$V'<V$$

今此場合に於ける導體 A の電氣容量を C' とせば

$$C'=\frac{Q}{V'}>C \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(2)$$

即ち電氣容量は增加す。

例二　例一に於て導體 B を地絡せば感應せる陽電氣は地に逃れ去るを以て $V_2=0$ となる。從つて導體 A の電位 V'' は

$$V''=V-V_2$$

となり。且つ

$$V''<V'<V$$

なるべきを以て此場合の導體 A の電氣容量を C'' とせば

$$C''=\frac{Q}{V''}>\frac{Q}{V'}>\frac{Q}{V}$$

或は　$C''>C'>C \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(3)$

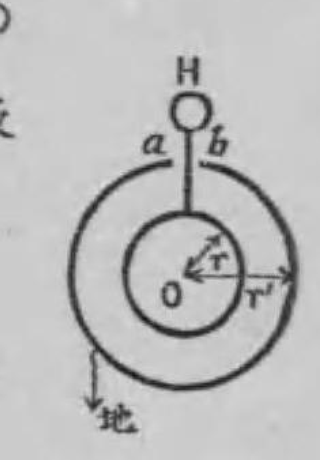
即ち導體 A の電氣容量は更らに增大す。

例三　半徑 r の球に電氣量 Q を與ふれば其電位 V 及電氣容量 C は

$$V=Q/r;\quad C=r \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(4)$$

なり。今此球を半徑 r' なる同心球を以て包み（第百二十二圖）外球を地絡せば（實際に於ては外球に小孔 ab を穿ち之れを通じて導體棒 H を入れ內球に接觸せしめ內球に電氣を與ふるに便ならしむ。小孔 ab が十分小なる時は外球は完全なる球と見做して差支なかるべし）外球には $-Q$ なる電氣を感應し內球の電位は V' に變化す。內球の電位 V' は勿論中心 O の電位と等しく其値は內球及外球の荷電 Q 及 $-Q$ より起る電位 $\frac{Q}{r}$ 及 $-\frac{Q}{r'}$ の和にして

第百二十二圖



$$V'=\frac{Q}{r}-\frac{Q}{r'} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(5)$$

故に內球の電氣容量 C' は

$$C'=\frac{Q}{V'}=1\Big/\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{r'}\right)$$

$$=\frac{rr'}{r'-r}=\frac{r}{1-\frac{r}{r'}} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(6)$$

(6)式に於て $r'>r$ なる故 $C'>C$ なること明かなり即ち球の電氣容量は此れを他の球にて包むことによりて著しく增加す。又(6)式より兩球間の間際小となる程卽ち r' が r に近づく程 C' は益々增加するを知る。

上記の諸例によりて導體の電氣容量が近傍に他の導體の存在することによりて變化する有樣を窺ひ得べく又例二及三に示す如く二つの導體を空氣なる絕緣體にて境して相對せしめば著しく其電氣容量を增大するを

知る。

一般に電氣容量の甚だ大となる如く置かれたる導體系を**蓄電器** (Condenser) と云ひ。例二及例三は夫々**平板蓄電器** (Plate condenser) 及**球狀蓄電器** (Spherical condenser) と稱するものなり。

蓄電器には少くとも二つの導體ありて互に絕緣體を以て境せらる。其電氣を與ふ方の導體を**收電板** (Collecting plate) と云ひ地絡し得る方の導體を**蓄電板** (Condenser plate) と云ふ。

收電板と蓄電板とを境する絕緣體は空氣なるを要せず其他任意の絕緣體なるも其作用類似す (§116參照) 絕緣體が空氣,白蠟,雲母,硝子等なるによりて夫々**空氣蓄電器** (Air condenser), **白蠟蓄電器** (Paraffin Condenser), **雲母蓄電器** (Mica condenser), **硝子蓄電器** (Glass condenser) 等と稱す。

一般に蓄電器を圖に示すには第百二十三圖の如く太き等長なる二つの平行線を以てし各を夫々收電板及蓄電板と見做す。

第百二十三圖

蓄電器の收電板の有する電氣量を其蓄電器の有する**電氣量** (the Charge of that condenser) と云ひ。收電板に電氣を與ふ (從つて蓄電板には反對の電氣を感應す) るを其蓄電器を**充電する** (to charge) と云ふ。蓄電器を充電するには上記の如く必ずしも蓄電板を地絡して零電位となすを要

せず。各板を夫々電位 V_1 及 V_2 なる電源に連絡す (例へば感應起電機の兩球又は電池の兩極に連絡するが如し) るも高電位に連絡したる板が陽に帶電せば他の板には等量の陰帶電を得て蓄電器は充電さる。此場合に於ても收電板の有する電氣量を其蓄電器の有する電氣量と云ひ。此場合に於ては蓄電器の有する電氣量 Q と兩板の電位 V_1 及 V_2 の差との比を以て其蓄電器の電氣容量とす。

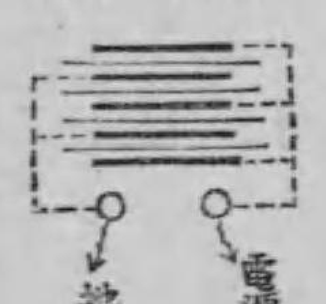
此定義に從へば蓄電板を地絡したる時の收電板の電位 V を兩板の電位差 V_1-V_2 と見れば上記の理論に何等の變化を來す事なし。斯く蓄電器の電氣容量は兩板の電位差と電氣量とによりて決定するものなるを以て電氣容量の計算には兩板を夫々 V_1 V_2 なる電位にする代りに一方の板は常に地絡され零電位なりと假定して計算を行ふも求むる電氣容量の値に變化を來さゞる事を知る。

§112 蓄電器の電氣容量を大ならしむる條件 蓄電器の電氣容量大なる理を案ずるに畢竟蓄電板に反對の電氣を感應し爲めに收電板の電氣が拘束せられ實際多量の電氣を有するに拘らず少量の電氣を有すると同一の結果を來し從つて電位の上昇僅少なるによるものなり。去れば蓄電器の容量を大ならしめんには收電板に對する蓄電板の感應作用を大ならしむるを必要とす故に兩

板の距離近き程有効なること言を俟たず。又兩板間の絶緣體が空氣なるよりも若し空氣より更らに感應作用の大なる絶緣體あらば此れを以て空氣に代ふる方有効なり即ち蓄電器の容量は絶緣體の感應に關する性質によりて變化す。蓄電器の兩板の面積等しからざる時は面積小なる板と之れに對する他の板面とのみが殆ど感應作用に有効なるべきを以て兩板の相對面積の大なる程其容量を增大す。斯く兩板の蓄電作用に有効なる面積を**有效面積**(Effective area)と云ふ。而かも實驗幷に理論上の結果(§118の諸式參照)によるに蓄電器の容量は有効面積に比例す。

例へば平板蓄電器に於て其容量を大ならしめんには其導體の面積を大にする事を要す從つて其形大となりて使用に不便なり。故に普通第百二十四圖に示す如く導體と絶緣板とを交互に重ね導體を一つ置きに連絡して一方を電源に絡ぐ。今 n 枚の同樣なる導體板を用ひたる時は各絶緣板の兩側に於ける二導體毎に一つの蓄電器を形成するを以て其電氣容量は唯二枚の導體を用ひたる時の $(n-1)$ 倍となる。

第百二十四圖



上記の理論に基き容量大なる蓄電器を作るには絶緣板としては薄く剝ぎたる雲母又は石蠟を浸したる薄き

紙或は薄き硝子板等を用ひ導體としては薄き錫箔を以てし此れを第百二十四圖の如く重ぬるものとす。

§113 導體の電位及電氣量從つて電氣容量が他の導體の存在によりて受くる影響，電位係數及び容量係數

此問題は§111に於て例を以て示したるも更らに他の方面より數學的に論究せん。今第一，第二，第三，………第 n なる n 個の導體あり。第一のみに單位の電氣量を與へて他の導體を充電せざる時其第一導體の電位の上昇(此電位の上昇は勿論他の導體の存在の影響を受くるを以て唯第一導體のみが單獨に存在する時と異れり)を v_{11} とすれば第一のみに Q_1 なる電氣量を與へたる時其電位の上昇は明かに $v_{11}Q_1$ なり又第一導體のみに單位の電氣量を與へたる爲めに第二導體の受くる電位の上昇を v_{12} とすれば第一が Q_1 なる電氣量を得たる時爲めに第二導體の受くる電位の上昇は $v_{12}Q_1$ なる事明かなり。同樣に第一導體のみに單位の電氣量を與へたる時其爲めに第三導體の受くる電位上昇を v_{13} とすれば Q_1 なる電氣量によりて受くる電位の上昇は $v_{13}Q_1$ なり。

順次斯くの如く $v_{11}, v_{12}, v_{13}, v_{14}\cdots\cdots v_{1n}$; $v_{21}, v_{22}, v_{23}, v_{21}\cdots\cdots v_{2n}$;………等を定義する事次表の如くす。

	導體の電位の上昇					
	第一	第二	第三	第四	……	第 n
第一導體にのみ單位荷電を與ふ	v_{11}	v_{12}	v_{13}	v_{14}	……	v_{1n}
第二　同　上	v_{21}	v_{22}	v_{23}	v_{24}	……	v_{2n}
第三　同　上	v_{31}	v_{32}	v_{33}	v_{34}	……	v_{3n}
第四　同　上	v_{41}	v_{42}	v_{43}	v_{44}	……	v_{4n}
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	……	⋮
第 n　同　上	v_{n1}	v_{n2}	v_{n3}	v_{n4}	……	v_{nn}

此等の値は各導體の大小形狀及其等の相對的位置によりて異るも與へられたる導體系の與へられたる排列に就きては各々一定の定數なる事明かなり。

表中 $v_{11}v_{22}v_{33}\cdots\cdots v_{nn}$ 等は或る導體にのみ單位の電氣量を與へたる時其導體自身の電位の上昇を表はす。之れを夫々其導體自身の**電位係數**(Coefficient of potential)と稱し。其他のもの一般に v_{rs} にて表はさるゝものは第 r の導體に單位荷電を與へたる時第 s 導體の受くる電位にして之れを第 r に對する第 s の電位係數と稱す。茲に二様の電位係數即ち導體自身の電位係數 $v_{11}v_{22}\cdots\cdots v_{nn}$ 幷びに二つの導體間の電位係數 v_{rs} を定義せり。此等を區別する爲め前者を單に電位係數と謂ひ後者を感應電位係數と稱する事とせん。

今 n 個の導體系に於て各に夫々 $Q_1, Q_2, Q_3, \cdots\cdots Q_n$ なる電

氣量を與へたる時各導體の電位の上昇を夫々 $V_1V_2V_3\cdots\cdots V_n$ とせば明かに次ぎの關係あるべし。

$$\left.\begin{aligned} V_1&=v_{11}Q_1+v_{21}Q_2+v_{31}Q_3+\cdots\cdots+v_{n1}Q_n \\ V_2&=v_{12}Q_1+v_{22}Q_2+v_{32}Q_3+\cdots\cdots+v_{n2}Q_n \\ V_3&=v_{13}Q_1+v_{23}Q_2+v_{33}Q_3+\cdots\cdots+v_{n3}Q_n \\ &\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\ V_n&=v_{1n}Q_1+v_{2n}Q_2+v_{3n}Q_3+\cdots\cdots+v_{nn}Q_n \end{aligned}\right\}\cdots\cdots\cdots\cdots(1)$$

更らに n 個の導體系に於て第一導體以外の總ての導體の電位を零に保ち第一導體のみの電位を單位丈け上昇せしめたる時第一,第二,……第 n 導體の得べき電氣量を夫々 $q_{11}, q_{12}, q_{13}\cdots\cdots q_{1n}$ とす。從つて第一導體が V_1 なる電位になりたる時の各々の電氣量は夫々 $q_{11}V_1, q_{12}V_1, q_{13}V_1\cdots\cdots q_{1n}V_1$ なり。同様に第二導體以外の總ての導體の電位を零に保ち第二導體のみの電位を單位丈け上昇せしむる時第一,第二,……第 n 導體の得べき電氣量を夫々 $q_{21}, q_{22}, q_{23}\cdots\cdots q_{2n}$ とす。從つて第二導體が V_2 なる電位になりたる時各々の電氣量は夫々 $q_{21}V_2, q_{22}V_2, q_{23}V_2\cdots\cdots q_{2n}V_2$ となる。順次斯くの如く $q_{11}q_{22}q_{33}\cdots\cdots q_{nn}$ 並びに一般に q_{rs} を次表の如く定義す。

	各導體の得る電氣量					
	第一	第二	第三	第四	……	第 n
第一導體のみの電位を單位丈け高む	q_{11}	q_{12}	q_{13}	q_{14}	……	q_{1n}
第二　同　上	q_{21}	q_{22}	q_{23}	q_{24}	……	q_{2n}
第三　同　上	q_{31}	q_{32}	q_{33}	q_{34}	……	q_{3n}
第四　同　上	q_{41}	q_{42}	q_{43}	q_{44}	……	q_{4n}
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	……	⋮
第 n　同　上	q_{n1}	q_{n2}	q_{n3}	q_{n4}	……	q_{nn}

此等の値は各導體の大小形狀及其相對的位置に關係するも與へられたる導體系の與へられたる排列に就きては各々一定の定數なり。又此等の値は前きに定義したる電位係數と一定の關係を有し決して無關係のものにあらざるなり。(後に特別の場合に就きて證明す)

表中 $q_{11}, q_{22}, q_{33} \cdots\cdots q_{nn}$ 等は或る導體のみの電位を單位丈け高むるに其導體自身の得べき電氣量にして之れを夫々其導體の**容量係數**(Coefficient of capacity)と云ひ。其他の q_{rs} にて表はさるゝものは第 r の導體のみの電位を單位丈け高むる時に第 s 導體の得る電氣量にして之れを前者に對する後者の**感應容量係數**(Coefficient of induction)と稱す。

今 n 個の導體系に於て各々が夫々 $V_1, V_2, V_3 \cdots\cdots V_n$ なる電位となりたる時各々の有する電氣量を夫々 $Q_1, Q_2, Q_3 \cdots\cdots Q_n$ とせば明かに次ぎの關係成立すべし。

$$\left.\begin{array}{l} Q_1 = q_{11}V_1 + q_{21}V_2 + q_{31}V_3 + \cdots\cdots + q_{n1}V_n \\ Q_2 = q_{12}V_1 + q_{22}V_2 + q_{32}V_3 + \cdots\cdots + q_{n2}V_n \\ Q_3 = q_{13}V_1 + q_{23}V_2 + q_{33}V_3 + \cdots\cdots + q_{n3}V_n \\ \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\ Q_n = q_{1n}V_1 + q_{2n}V_2 + q_{3n}V_3 + \cdots\cdots + q_{nn}V_n \end{array}\right\} \cdots\cdots\cdots\cdots (2)$$

偖(1)式及(2)式の特別の場合として導體が唯二つの時を考究せん。此場合に於ては(1)式及(2)式は夫々

$$\left.\begin{array}{ll} \text{(i)} & V_1 = v_{11}Q_1 + v_{21}Q_2 \\ \text{(ii)} & V_2 = v_{12}Q_1 + v_{22}Q_2 \end{array}\right\} \cdots\cdots\cdots\cdots (3)$$

$$\left.\begin{array}{ll} \text{(iii)} & Q_1 = q_{11}V_1 + q_{21}V_2 \\ \text{(iv)} & Q_2 = q_{12}V_1 + q_{22}V_2 \end{array}\right\} \cdots\cdots\cdots\cdots (4)$$

となる。今 (i) $\times v_{22}$ − (ii) v_{21} を作れば

$$v_{22}V_1 - v_{21}V_2 = (v_{11}v_{22} - n_{12}v_{21})Q_1$$

or
$$Q_1 = \frac{v_{22}}{v_{11}v_{22} - v_{12}v_{21}}V_1 + \frac{-v_{21}}{v_{11}v_{22} - v_{12}v_{21}}V_2$$

此式と(iii)と比較して

$$\left.\begin{array}{l} q_{11} = \dfrac{v_{22}}{v_{11}v_{22} - v_{12}v_{21}} \\ q_{21} = \dfrac{-v_{21}}{v_{11}v_{22} - v_{12}v_{21}} \end{array}\right\} \cdots\cdots\cdots\cdots (5)$$

同樣に　(i)×v_{12}−(ii)×v_{11} を作り(iv)式と比較して

$$\left.\begin{aligned} q_{21}&=\frac{-v_{12}}{v_{11}v_{22}-v_{12}v_{21}} \\ q_{22}&=\frac{v_{11}}{v_{11}v_{22}-v_{12}v_{21}} \end{aligned}\right\}\cdots\cdots\cdots\cdots(6)$$

を得べく。又逆に (iii)×q_{22}−(iv)×q_{21} を作りて(i)と比較し及び(iii)×q_{12}−(iv)×q_{11} を作りて(ii)と比較し夫々

$$\left.\begin{aligned} v_{11}&=\frac{q_{22}}{q_{11}q_{22}-q_{12}q_{21}} \\ v_{21}&=\frac{-q_{21}}{q_{11}q_{22}-q_{12}q_{21}} \\ v_{12}&=\frac{-q_{12}}{q_{11}q_{22}-q_{12}q_{21}} \\ v_{22}&=\frac{q_{11}}{q_{11}q_{22}-q_{12}q_{21}} \end{aligned}\right\}\cdots\cdots\cdots\cdots(7)$$

を得べし。斯く二つの導體間の電位係數と容量係數との間に一定の關係存す。啻に二導體の時のみならず一般に n 個の導體系の場合も亦一般に證明する事を得。

§114 二つの導體間の感應電位係數及感應容量係數は相等し。 二つの導體系に於て各々の電位及電氣量を夫々 V_1, V_2 及 Q_1, Q_2 とすれば前節(3)式によりて

$$V_1=v_{11}Q_1+v_{21}Q_2 \cdots\cdots\cdots\cdots(1)$$

$$V_2=v_{12}Q_1+v_{22}Q_2 \cdots\cdots\cdots\cdots(2)$$

從つて各の有するエネルギ E_1 及 E_2 は §104 (1) 式により

$$E_1=\tfrac{1}{2}V_1Q_1=\tfrac{1}{2}v_{11}Q_1^2+\tfrac{1}{2}v_{21}Q_1Q_2$$

$$E_2=\tfrac{1}{2}V_2Q_2=\tfrac{1}{2}v_{12}Q_1Q_2+\tfrac{1}{2}v_{22}Q_2^2$$

故に全エネルギー E は

$$E=E_1+E_2$$

$$=\tfrac{1}{2}v_{11}Q_1^2+\tfrac{1}{2}(v_{21}+v_{12})Q_1Q_2+\tfrac{1}{2}v_{22}Q_2^2 \cdots\cdots\cdots\cdots(3)$$

となる。

今此各導體の充電を次ぎの二段に分ちて考へん。

(i) 第一導體 A のみに Q_1 なる電氣量を與ふる時は A は $v_{11}Q_1$ なる電位となるを以て其エネルギー(即ち A のみに Q_1 を與ふる仕事)は $\tfrac{1}{2}v_{11}Q_1Q_1=\tfrac{1}{2}v_{11}Q_1^2$ なり。而して此時第二の導體 B は未だ荷電を有せずと雖ども A の影響を受けて其電位は $v_{12}Q_1$ なる電位となれり。

(ii)次ぎに既に $v_{12}Q_1$ なる電位となれる第二導體 B に Q なる電氣量を與ふる仕事を考ふるに假りに B に荷電を與ふるも其電位が變化せざるものとすれば其仕事は $v_{12}Q_1Q_2$ なり。(一般に電位 V なる所迄電氣量 Q を動かす仕事は VQ にて與へらる)然るに實際 B が Q_2 なる電氣量を得れば其電氣量によりて自己の電位は $v_{22}Q_2$ 丈け上昇し自己の荷電による電位の上昇の爲めに $\tfrac{1}{2}v_{22}Q_2Q_2=\tfrac{1}{2}v_{22}Q_2^2$ なるエネルギーを生ず。換言すれば B に Q_2 を與ふるには自巳の電位上昇に起因する仕事 $\tfrac{1}{2}v_{22}Q_2^2$ を要す。故に A を充電したる後 B を充電するに要する全體の仕事は $v_{12}Q_1Q_2+\tfrac{1}{2}v_{22}Q_2^2$ なり。

上記の理論により先づ A を充電し然る後 B を充電し

たる時其全體の仕事即ち兩導體の有する全エネルギー E は

$$E=\tfrac{1}{2}v_{11}Q_1^2+v_{12}Q_1Q_2+\tfrac{1}{2}v_{22}Q_2^2 \cdots\cdots\cdots\cdots (4)$$

となる。

(3)式と(4)式のエネルギーは無論同一なるべきを以て兩者を等しと置きて

$$\tfrac{1}{2}(v_{21}+v_{12})Q_1Q_2=v_{12}Q_1Q_2$$

$$\tfrac{1}{2}(v_{21}+v_{12})=v_{12}$$

$$\text{or} \qquad v_{12}=v_{21} \cdots\cdots\cdots\cdots (5)$$

なるを知る。

前節(5)式及(6)式に於て $v_{12}=v_{21}$ と置けば

$$q_{12}=q_{21} \cdots\cdots\cdots\cdots (6)$$

を得。

之れによりて二導體の感應電位係數及感應容量係數は互に等しき事を證し得たり。更らに語を換へて記述すれば，二つの導體 A と B に於て

(i) 一方 A に單位の電氣量を與ふる時 B の電位上昇 v_{12} は B に單位の電氣量を與ふる時 A の電位上昇 v_{21} に等し。

又必ずしも與ふる電氣量が單位なるを要せず一般に

(ii) A に電氣量 Q を與ふる時 B の電位上昇 $v_{12}Q$ は B に等量の電氣量を與ふる時の A の電位上昇 $v_{21}Q$ に等し。

(iii) A の電位を單位丈け上昇せしむる時 B の得る電氣量 q_{12} は B の電位を單位丈け上昇せしめたる時 A の得る電氣量 q_{21} に等し。

又一般に

(iv) A の電位を或る量 V 丈け高むる時 B の得る電氣量 $q_{12}V$ は B の電位を同一丈け高むる時に A の得る電氣量 $q_{21}V$ に等し。

上記の關係は必ずしも二つの導體の場合のみならず n 個の導體の場合にも亦成立し一般に

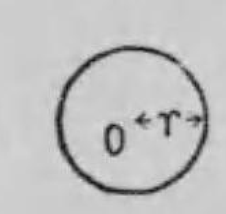
$$v_{rs}=v_{sr}; \quad q_{rs}=q_{sr} \cdots\cdots\cdots\cdots (7)$$

なる事を證明する事を得。

§115 感應係數の理論の應用

(1) 單獨に充電されたる球の電位 半徑 r なる球が單獨に置かれ之れに e なる電氣量を與へたりとす其時球の電位を求めん。今球の中心 O に極小なる導體 O 有りと考へ此れに e なる電氣ありとせば球面は正さに其等位面をなし其電位は $\frac{e}{r}$ となる。故に球に e なる電氣ある時は O の電位は又 $\frac{e}{r}$ なり（前節による）然るに球の内部及表面の電位は到る處同一なるを以て O の電位 $\frac{e}{r}$ は即ち球の電位に等しく

第百二十五圖

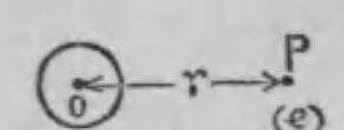


$$V=\frac{e}{r}\cdots\cdots\cdots\cdots(1)$$

なるを知る。之れ§87の結果と一致す(前節$v_{12}=v_{21}$の例)

(2)　點荷電eの近傍の球導體の電位　P點に點荷電eあり其近傍に球導體を置く時其電位Vを求めん。球がeなる電氣を得たりとせばP點の電位は$\frac{e}{r}(r=OP)$となる。故にP點に荷電eが有れば球の電位Vは又

第百二十六圖



$$V=\frac{e}{r}\cdots\cdots\cdots\cdots(2)$$

となるべし。(前節$v_{12}=v_{21}$の例)

(3)　中空導體の内部に極小帶電導體ある時の中空導體の電位　第百二十七圖の如く中空導體Sの内部の一點Pに電氣量eを有する極小導體Aが有る時Sの電位Vを求めん。Sが電氣eを帶ぶる時其電位がV'となるものとす(Sが(甲)圖の如く任意の形狀なる時はV'の數値は不明なるも(乙)圖の如くSが球なる時は$V'=\frac{e}{r}$なり)ればS表面の内部の各點從つてP點の電位はV'となるを以てAがeなる電氣量を有する時Sの電位Vも亦V'に等し。即ち

第百二十七圖

$$V=V'\cdots\cdots\cdots\cdots(3)$$

從つてSが球なる時は

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

となる。

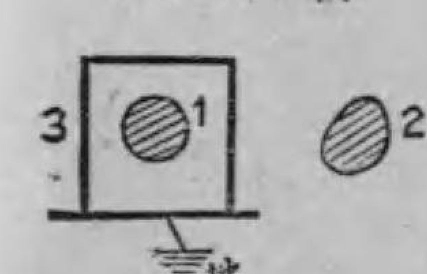
(4)　電氣隔壁の理論　第百二十八圖の如く三つの導體1,2及3ありて1は3を以て全く包まれ且つ3は地絡して常に零電位に保つものとす。此導體系に於て各々の電位及電氣量を夫々V_1, V_2, V_3及びQ_1, Q_2, Q_3にて表はせば§113,(2)式より

$$\left.\begin{aligned}Q_1&=q_{11}V_1+q_{21}V_2+q_{31}V_3\\Q_2&=q_{12}V_1+q_{22}V_2+q_{32}V_3\\Q_3&=q_{13}V_1+q_{23}V_2+q_{33}V_3\end{aligned}\right\}\cdots\cdots\cdots\cdots(5)$$

然るに$V_3=0$なる假定により

$$\left.\begin{aligned}Q_1&=q_{11}V_1+q_{21}V_2\\Q_2&=q_{12}V_1+q_{22}V_2\\Q_3&=q_{13}V_1+q_{23}V_2\end{aligned}\right\}\cdots\cdots\cdots\cdots(6)$$

第百二十八圖



但しqは容量係數にして與へられたる三つの導體の一定の位置に於ては$V_1V_2V_3$の如何に拘らず常に一定の確定値を有するを以て

$$V_1=0,\ V_2=1,\ V_3=0\cdots\cdots\cdots\cdots(7)$$

なる特別の値に就きても(5)及(6)式は成立せざるべからず。此特別の値に對する各導體の電氣量を夫々$Q_1'Q_2'Q_3'$

とせば

$$Q_1'=q_{21},\quad Q_2'=q_{22},\quad Q_3'=q_{23}$$

然るに(7)式の條件の場合に於ては假定により常に$V_3=0$にして且つ導體3は1を全く包むを以て當然$Q_1'=0$ならざるべからず。(Q_2'は無論零ならず。又Q_3'も必ずしも零ならず)即ち

$$Q_1'=0,\ Q_2'\neq 0,\ Q_3'\neq 0$$

依つて　$q_{21}=0$
従つて　$q_{12}=0$ ……(8)
但し　$q_{22}\neq 0,\ q_{23}\neq 0$ ……(9)

(8)及(9)式を(6)式に代入して

$$\left.\begin{aligned} Q_1&=q_{11}V_1\\ Q_2&=q_{22}V_2\\ Q_3&=q_{13}V_1+q_{23}V_2\end{aligned}\right\}\cdots\cdots(10)$$

(10)式より導體1の電位及電氣量は導體2の夫れと全く無關係(導體3は1及2の影響を受くるも)なるを知る。斯く第三の導體の電位を常に零に保ち而かも第一を全く包む事によりて第一と第二との電氣的作用を全然無關係ならしめ第三導體は所謂**電氣隔壁**(Clectric screen)をなす。此理は既に§86に記述したる所にして靜電氣機械の取扱上緊要なるものなり。彼の避雷裝置に於ても此理により避害物體例へば火藥の如きものを全部地絡せる導

體を以て包む如く施設せられたるものあり。

§116 誘電率　蓄電器の絕緣體が空氣の時より硝子,白蠟,雲母等を用ゆる方其電氣容量著しく增加す。Faradayは二つの同形同大の蓄電器に於て一つは絕緣體が空氣にして他は種々なる絕緣體を用ひて各の電氣容量を比較したる結果同形同大の蓄電器に於ては或る絕緣體を用ひたる時の電氣容量と空氣を絕緣體とせる時の電氣容量との比は其絕緣體に特有なる定數なる事を發見せり。此れ絕緣體が蓄電器の蓄電板(§111參照)に電氣を感應する作用を異にし從つて收電板(§111參照)に蓄積する電氣量を大ならしむるなり。故にFaradayは上記の比を其絕緣體に關する**誘電率**(Specific inductive capacity)と稱せり。

今空氣蓄電氣器の電氣容量をC_aとし此れと同形同大の他の絕緣體を用ひたる蓄電器の電氣容量をCとせば

$$\frac{C}{C_a}=K\quad or\quad C=KC_a\cdots\cdots(1)$$

但しKは絕緣體の誘電率なり。從つて此蓄電器の兩板の電位差がVなる時は蓄電器の荷電Qは

$$Q=CV=KC_aV\cdots\cdots(2)$$

となる。

斯く絕緣體の性質によりて電氣感應を異にし從つて蓄電器の電氣容量を異にするを見れば電氣現象は其中

間物たる絶縁體の作用に起因するの觀あり。換言すれば絶縁體即ち不導體は電氣作用の媒介物たるが如し(此觀念より Faraday は電氣現象の原因を帶電體自身に歸せしめずして全く中間物たる絶縁體の作用なりと論斷せり。此れ即ち電氣の媒體說(§126參照)にして媒體說に就きては更らに本編第四章に詳述すべし)斯くの如き考によりて Faraday は絶縁體にヂエレキ體(Dielectric)なる名稱を附せり。誘電率はヂエレキ體に關する定數なるを以て又**ヂエレキ定數**(Dielectric constant)とも稱す。

§117 ヂエレキ定數の二樣の定義の一致　§67 Coulomb の定律に於て二つの荷電 ee' 間の靜電力 f は $f=ee'/Kr^2$ にて與へらるゝ事幷びに式中の K をヂエレキ定數と定義し更らに前節に於て蓄電器の電氣容量よりヂエレキ定數を定義せり。此二樣の定義は一致するものなり。何となれば今空氣蓄電器が電氣量 Q を有し且兩板の間を單位正荷電を動かす仕事を W とせば W は其蓄電器の兩板の電位差を表はすを以て其蓄電器の電氣容量 C_a は

$$C_a=Q/W$$

なり。今此空氣蓄電器の空氣をヂエレキ定數 K なる絶縁體を以て代へたりとせば(電氣量 Q は不變にて)兩板の間を單位正荷電を動かす際此單位荷電に働く力は $\frac{1}{K}$ となる(§67の定義により)を以て其仕事は又 $\frac{1}{K}$ となり其値は $\frac{W}{K}$ に等し。此れ即ち兩板間の電位差なるを以て此蓄電器

の電氣容量 C は

$$C=Q\Big/\frac{W}{K}=K\frac{Q}{W}=KC_a$$

となる。故に

$$C/C_a=K$$

となり前節の定義と一致す。

§118 種々なる蓄電器の電氣容量

(1)　單獨なる球(Freely electrified sphere)　一個の導體球ありて其近傍に何等の導體存在せず從つて球上の帶電には何等の影響を與へざる時は其球の電氣容量 C は §110に於て求めたる如く

$$C=r\text{……空氣中にある時……}(1)$$

$$C=Kr\text{……誘電率}K\text{なる媒體中にある時……}(1)_a$$

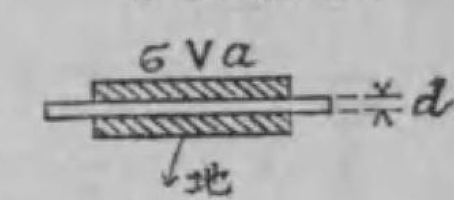
(2)　球狀蓄電器(Spherical condenser)　§111例三の計算法によりて

$$C=\frac{rr'}{r'-r}=\frac{r}{1-\frac{r}{r'}}\text{……絶縁體が空氣なる時……}(2)$$

$$C=K\frac{rr'}{r'-r}=K\frac{r}{1-\frac{r}{r'}}\text{……絶縁體が誘電率K なる時……}(2)_a$$

(3)　平板蓄電器(Plate condenser)　平板蓄電器に於て a を收電板の面積, d を兩板の距離即ち絶縁板の厚さとし收電板を電位 V なる電源に連絡す。兩板の距離は十分小にして兩板の間には一樣なる電場を生ずるものとす

第百二十九圖



即ち收電板より發する電力線は悉く平行にして且悉く蓄電板に終るものとす從つて蓄電板に感應せる電氣量は收電板に與へたる電氣量と等量なり。

先づ絕緣板が空氣なりとせば兩板の間に生ぜる電場は一様にして其電力は Coulomb の定理によりて $4\pi\sigma$ となる。但し σ は收電板に於ける電氣の表面密度なり。又收電板の電位 V にて蓄電板の電位零なる故兩板間の電位降度は V/d なり。故に

$$\frac{V}{d}=4\pi\sigma.$$

$$\text{or}\quad V=4\pi\sigma d$$

然るに收電板に於ける電氣量 Q は

$$Q=\sigma a$$

$$\therefore\quad C=\frac{Q}{V}=\frac{\sigma a}{4\pi\sigma d}=\frac{a}{4\pi d}\cdots\cdots\cdots(3)$$

若し絕緣板が誘電率 K なる物質なる時は

$$C=K\frac{a}{4\pi d}\cdots\cdots\cdots(3)_a$$

即ち平板蓄電器の電氣容量は收電板の面積に比例し兩板の距離に逆比例す。

(4) レーデン罎 硝子罎の內外に錫箔を貼附し罎口

第百三十圖

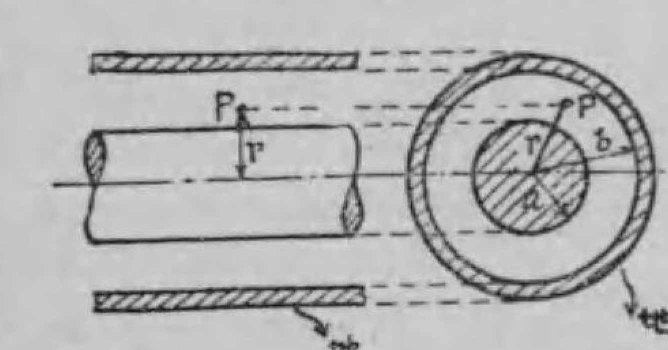
の絕緣栓に金屬棒を貫き其下端に金屬鎖を吊して內箔に觸れしめ內箔を收電板となしたるものを**レーデン罎** (Leyden jar) と稱す。レーデン罎は彎曲せる平板蓄電器と見做し得るを以て其電氣容量は

$$C=K\frac{a}{4\pi d}\cdots\cdots\cdots(4)$$

にて與へらる。但し a は內箔の面積にして d は硝子の厚さ, K は硝子の誘電率なり。

(5) 圓筒蓄電器 共通の軸を有する大小二個の圓筒を互に絕緣し內部の圓筒を電源に外部の圓筒を地絡する裝置を**圓筒蓄電器**(Cylindrical condenser) と稱す。今內圓筒及外圓筒の半徑を夫々 a 及 b とし兩圓筒の間の媒體を空氣と假定して軸より r なる一點 P の電力 H を考ふるに P 點の電力は內圓筒に與へし荷電より起る電力 F と外圓筒に感應せる荷電より起る電力 F' との和なり。然るに

第百三十一圖



$$F=4\pi a\sigma/r\cdots\cdots\text{§93 (1)式より}$$

$$F'=0\cdots\cdots\cdots\text{§98 (3)式より}$$

$$\therefore\quad H=4\pi a\sigma/r\quad \text{但}\sigma\text{は內圓筒に於ける荷電の表面密度}$$

or $-\frac{dV}{dr}=4\pi a\sigma/r$

∴ $V=-4\pi a\sigma\int\frac{1}{r}dr$

$=-4\pi a\sigma\log_e r+A$ ……(5)

但しAは積分定數なり（解說§95參照）

今内圓筒の電位をV_sとし且外圓筒を地絡せりとせば(5)式に於て

$r=a$ の時は $V=V_s$, $r=b$ の時は $V=0$

となる即ち

$V_s=-4\pi a\sigma\log_e a+A$

$O=-4\pi a\sigma\log_e b+A$

此兩式の差を取れば兩圓筒の電位差Vを知る即ち

$V=V_s-O=4\pi\sigma a\log_e\frac{b}{a}$

今内圓筒の有する電氣量をQとすれば

$Q=2\pi al\sigma$

但しlは内圓筒即ち圓筒蓄電器の長さなりとす。從って此蓄電器の電氣容量Cは

$C=\frac{Q}{V}=2\pi al\sigma/4\pi\sigma a\log_e\frac{b}{a}$

or $C=\frac{l}{2\log_e\frac{b}{a}}$ ……(6)

若し兩圓筒の間が誘電率Kなる物質なる時は

$C=K\frac{l}{2\log_e\frac{b}{a}}$ ……$(6)_a$

今$b-a$即ち絶縁體の厚さをdとせば

$\log_e\frac{b}{a}=\log_e\left(1+\frac{d}{a}\right)$

$=\frac{d}{a}-\frac{1}{2}\left(\frac{d}{a}\right)^2+\frac{1}{3}\left(\frac{d}{a}\right)^3-\frac{1}{4}\left(\frac{d}{a}\right)^4+\cdots\cdots$（解說§9參照）

にしてdがaに對し十分小なる時は二乘以上の項を無視して

$\log_e\frac{b}{a}=\frac{d}{a}$

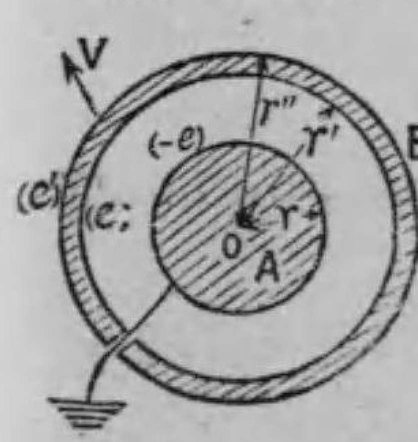
とすることを得然る時は$(6)_a$式より

$C=K\frac{la}{2d}=K\frac{2\pi al}{4\pi d}=K\frac{S}{4\pi d}$ ……(7)

但しSは内圓筒の全表面積なり。(7)式によりて圓筒蓄電器は絶縁體の厚さが十分小なる時は平板蓄電器と同一に考ふることを得。($(3)_a$式參照)

(6) 球狀蓄電器に於て内球を地絡し外球を充電する時の電氣容量 内球の半徑r外球の内半徑及外半徑を夫々r'及r''とす。外球を電位Vとなす時其内側面の電氣量をe,外側面の電氣量をe'とすれば内球の表面に感應する電氣量は $-e$ なる事明かなり。此時兩球の電位を考ふるに夫々次表に示す如

第百三十二圖



くなるは容易に知り得べし。

	$-e$によるもの	$+e$によるもの	$+e'$によるもの	合成の結果	
Aの電位	$\frac{-e}{r}$	$\frac{e}{r'}$	$\frac{e'}{r''}$	$\frac{-e}{r}+\frac{e}{r'}+\frac{e'}{r''}=O$	(a)
Bの內側面の電位	$\frac{-e}{r'}$	$\frac{e}{r'}$	$\frac{e'}{r''}$	$\frac{-e}{r'}+\frac{e}{r'}+\frac{e'}{r''}=V$	(b)
Bの外側面の電位	$\frac{-e}{r''}$	$\frac{e}{r''}$	$\frac{e'}{r''}$	$+\frac{e'}{r''}=V$	(c)

(a)と(b)より

$$\frac{-e}{r}+\frac{e}{r'}+V=O$$

$$\text{or}\quad \frac{e}{r}-\frac{e}{r'}=V$$

$$\text{or}\quad \frac{r'-r}{rr'}e=V$$

$$\therefore\quad e=\frac{rr'}{r'-r}V$$

$$\text{從つて}\quad -e=\frac{-rr'}{r'-r}V \qquad \cdots\cdots\cdots(8)$$

又上表(c)より

$$e'=r''V\cdots\cdots\cdots\cdots(9)$$

故に收電板たるBの有する全電氣量Qは

$$Q=e+e'=\left(\frac{rr'}{r'-r}+r''\right)V\cdots\cdots\cdots(10)$$

從つて其電氣容量Cは

$$C=\frac{Q}{V}=\frac{rr'}{r'-r}+r''\cdots\cdots\cdots\cdots(11)$$

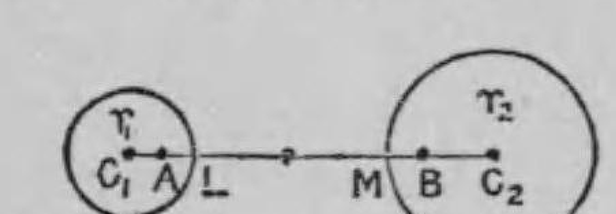
にして內球を充電する時（(2)式參照）に比し其電氣容量はr''丈け增加す。若し兩球間に他の絕緣體を用ゆる時は

$$C=K\left(\frac{rr'}{r'-r}+r''\right)\cdots\cdots\cdots\cdots(11)_a$$

§119 平行に且つ互に外に置かれたる二つの圓筒の電氣容量　半徑夫々r_1及r_2，軸の切口夫々C_1及C_2（第百三十三圖）長さlなる平行圓筒の電氣容量を求めん。但し圓筒の長さlは十分大にして殆んど無限と見做し得べく從つて圓筒の兩端に於ける不規則は無視し得るものとす。

今C_1C_2直線上に二點A及Bを取り

第百三十三圖



$$AC_1.BC_1=r_1^2,\qquad AC_2.BC_2=r_2^2\cdots\cdots\cdots(1)$$

ならしむればA及Bは圓C_1及C_2に對し所謂可逆點（§92參照）にして圓C_1及C_2は各々A及Bを切口とせる無限長平行直線が夫々其單位長に付きμ及$-\mu$なる荷電を有する時の等電位面をなす（§92參照）されば直線A及Bの代りに單位長に付き夫々μ及$-\mu$なる荷電を以て充電されたる圓筒C_1及C_2と置換する事を得（§100 Greenの定理）

故に圓筒 C_1 及 C_2 の電位 V_1 及 V_2 は夫々 §92 (1)式により

$$\left.\begin{aligned} V_1&=2\mu\, log\frac{BL}{AL} \\ V_2&=-2\mu\, log\frac{AM}{BM} \end{aligned}\right\}\cdots\cdots\cdots\cdots(2)$$

從つて今兩圓筒の單位長に對する電氣容量を C' とせば

$$C'=\frac{\mu}{V_1-V_2}$$

$$=1/2log\frac{BL.AM}{AL.BM}$$

故に圓筒の全長に對する電氣容量 C は

$$C=K\frac{l}{2log\dfrac{BL.AM}{AL.BM}}\cdots\cdots\cdots\cdots(3)$$

にて與へらる。

然るに(1)式より　$\dfrac{AC_1}{r_1}=\dfrac{r_1}{BC_1}$

或は　$\dfrac{AC_1}{r_1-AC_1}=\dfrac{r_1}{BC_1-r_1}$

即ち　$\dfrac{AC_1}{AL}=\dfrac{r_1}{BL}$

或は　$\dfrac{BL}{AL}=\dfrac{r_1}{AC_1}=\dfrac{BC_1}{r_1}$

同樣に　$\dfrac{AM}{BM}=\dfrac{AC_2}{r_2}=\dfrac{r_2}{BC_2}$ $\Bigg\}\cdots\cdots\cdots\cdots(4)$

(4)式の邊々相乘じて

$$\frac{BL.AM}{AL.BM}=\frac{BC_1.AC_2}{r_1r_2}$$

$$=\frac{r_2}{r_1}\frac{BC_1}{BC_2}\cdots\cdots\cdots\cdots(5)$$

更らに(5)式の $\dfrac{BC_1}{BC_2}$ を求むる爲めに $AB=f$ とせば

1) 式より　$BC_1.AC_1=BC_1(BC_1-f)=r_1^2$

或は　$BC_1^2-f.BC_1-r_1^2=0$

之れを解きて　$BC_1=\dfrac{f}{2}\pm\sqrt{r_1^2+\dfrac{f^2}{4}}$

BC_1 を正ならしむる爲め正附號を採用して

$$\left.\begin{aligned} BC_1&=\sqrt{r_1^2+\frac{f^2}{4}}+\frac{f}{2} \\ \text{同樣に}\quad BC_2&=\sqrt{r_2^2+\frac{f^2}{4}}-\frac{f}{2} \end{aligned}\right\}\cdots\cdots\cdots\cdots(6)$$

(6)式を(5)式に代入して

$$\frac{BL.AM}{AL.BM}=\frac{r_2}{r_1}\frac{\sqrt{r_1^2+\dfrac{f^2}{4}}+\dfrac{f}{2}}{\sqrt{r_2^2+\dfrac{f^2}{4}}-\dfrac{f}{2}}\cdots\cdots\cdots\cdots(7)$$

更らに(7)式を(3)式に代入して C を求むれば

$$C=K\frac{l}{2\left\{log\frac{1}{r_1}\left(\sqrt{r_1^2+\frac{f^2}{4}}+\frac{f}{2}\right)-log\frac{1}{r_2}\left(\sqrt{r_2^2+\frac{f^2}{4}}-\frac{f}{2}\right)\right\}}$$

$$=K\frac{l}{2\left\{log\left(\sqrt{1+\frac{f^2}{4r_1^2}}+\frac{f}{2r_1}\right)-log\left(\sqrt{1+\frac{f^2}{4r_2^2}}-\frac{f}{2r_2}\right)\right\}}\cdots\cdots(8)$$

となる。

猶玆には便宜上 AB の距離 f を用ひたり。之れ未だ不明のものなり。今兩圓筒の距離 $C_1C_2=d$ とせば

$$d=C_1C_2=BC_1+BC_2$$

$$=\sqrt{r_1^2+\frac{f^2}{4}}+\sqrt{r_2^2+\frac{f^2}{4}}\qquad\text{((6)式より)}$$

轉項自乘して　$r_1^2=r_2^2+d^2-2d\sqrt{r_2^2+\frac{f^2}{4}}$

更らに轉項自乘して書き直せば

$$f^2=\frac{1}{d^2}(d^2-r_1^2+r_2^2+2dr_2)(d^2-r_1^2+r_2^2-2dr_2)$$

又は　$$=\frac{1}{d^2}(d^2+r_1^2-r_2^2+2dr_1)(d^2+r_1^2-r_2^2-2dr_1)\cdots\cdots(9)$$

となる。之れを以て f の値を計算する事を得。

上記の諸式は送電用架線の場用に適用する事を得べし。

今假りに直徑 $0.5cm$ の導線が $0.5m$ 隔てゝ架せられたる時長さ $1Km$ に對する電氣容量を計算せん。此場合に於ては

$$r_1=r_2=0.25cm,\quad d=50cm,\quad l=100000cm,\quad K=1$$

從つて　$$f^2=(d+2r_1)(d-2r_2)=(50+0.5)(50-0.5)$$

$$=2500-0.25$$

$$f=\sqrt{2500-0.25}=50-0.0025$$

(8)式に代入して

$$C=\frac{100000}{2log39999}C.G.S.$$

$$=\frac{100000}{2\times2.3026\,log_{10}39999}C.G.S.$$

$$=\frac{100000}{2\times2.3026\times4.60205}C.G.S.$$

$$=\frac{100000}{2\times2.3026\times4.60205\times9\times10^5}\text{ミクロファラッド}$$

$$=0.005243\text{ ミクロファラッド}$$

(8)式は補助角を用ゆれば更らに簡單なる形にする事を得。今

$$\frac{2r_1}{f}=tan2\theta_1\cdots\cdots\cdots\cdots(10)$$

とせよ　但し $tan2\theta_1$ は常に正即ち $2\theta_1$ は第一象限の角を取れば從つて $tan\theta_1$ 及 $cot\theta_1$ 等も亦正なり。然らば

(10)式より　$$\frac{f}{2r_1}=cot2\theta_1=\frac{cot^2\theta_1-1}{2cot\theta_1}$$

或は　$$cot^2\theta_1-\frac{f}{r_1}cot\theta_1-1=0$$

之れを解き且つ正根を採用すれば

$$cot\theta=\frac{f}{2r_1}+\sqrt{1+\frac{f^2}{4r_1^2}}$$

即ち　$$\sqrt{1+\frac{f^2}{4r_1^2}}+\frac{f}{2r_1}=\frac{1}{tan\theta_1}=tan\left(\frac{\pi}{2}-\theta_1\right)\cdots\cdots\cdots(11)$$

同樣に　　$$\frac{2r_2}{f}=tan2\theta_2 \cdots\cdots\cdots\cdots (12)$$

或は　　$$\frac{2r_2}{f}=\frac{2tan\theta_2}{1-tan^2\theta_2}$$ とし

之れを $tan\theta_2$ に就きて解き且つ正根を採用せば

$$\sqrt{1+\frac{f^2}{4r_2^2}}-\frac{f}{2r_2}=tan\theta_2 \cdots\cdots\cdots\cdots (13)$$

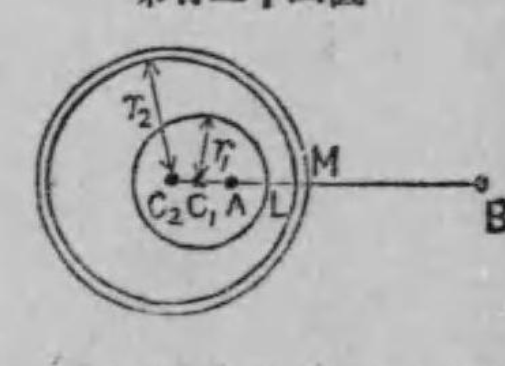
となる。(11)及(13)式を參考せば(8)式は

$$C=K\frac{l}{2\left\{logtan\left(\frac{\pi}{2}-\theta_1\right)-log\,tan\theta_2\right\}} \cdots\cdots\cdots\cdots (14)$$

なる形に直す事を得。但し θ_1 及 θ_2 は夫々(10)式及(12)式を滿足する補助の角なり。

§120 軸の一致せざる圓筒蓄電器　軸の切口夫々 C_1 及 C_2; 半徑夫々 r_1 及 r_2; 長さ l なる二圓筒が第百三十四圖の如く其一つが全く他の中に有る如く置かれたる蓄電器を考究せん。但し長さ l は十分長く兩端より起る不規則は無視し得るものとす。

第百三十四圖



A 及 B を二圓 C_1, C_2 に對する可逆點とせば前節と同樣の理論によりて

$$V_1-V_2=2\mu\,log\frac{r_2}{r_1}\,\frac{BC_1}{BC_2} \cdots\cdots\cdots\cdots (1)$$

但し V_1 及 V_2 は圓筒 C_1 及 C_2 が夫々其單位長に付き μ 及 $-\mu$ なる荷電を有する時各の電位にして(1)式は前節(5)式と全く同一なり。

從つて求むる電氣容量 C は

$$C=K\frac{l}{2log\frac{r_2}{r_1}\,\frac{BC_1}{BC_2}} \cdots\cdots\cdots\cdots (2)$$

今　　$C_1C_2=d;\quad AB=f$

とせば又前節と同樣の計算法により

$$BC_1.AC_1=BC_1(BC_1-f)=r_1^2$$

$$\therefore\quad \left.\begin{aligned} BC_1&=\sqrt{r_1^2+\frac{f^2}{4}}+\frac{f}{2} \\ \text{同樣に}\quad BC_2&=\sqrt{r_2^2+\frac{f^2}{4}}+\frac{f}{2} \end{aligned}\right\} \cdots\cdots\cdots\cdots (3)$$

(3)式を(2)式に代入して

$$C=K\frac{l}{2\left\{log\frac{1}{r_1}\left(\sqrt{r_1^2+\frac{f^2}{4}}+\frac{f}{2}\right)-log\frac{1}{r_2}\left(\sqrt{r_2^2+\frac{f^2}{4}}+\frac{f}{2}\right)\right\}}$$

$$=K\frac{l}{2\left\{log\left(\sqrt{1+\frac{f^2}{4r_1^2}}+\frac{f}{2r_1}\right)-log\left(\sqrt{1+\frac{f^2}{4r_2^2}}+\frac{f}{2r_2}\right)\right\}} \cdots\cdots (4)$$

但し f なる値は

$$d=BC_2-BC_1=\sqrt{r_2^2+\frac{f^2}{4}}-\sqrt{r_1^2+\frac{f^2}{4}}$$

なる關係より此式を二度轉項自乘して得らるべく前節(9)式と全く同一なり。

又前節と同様に

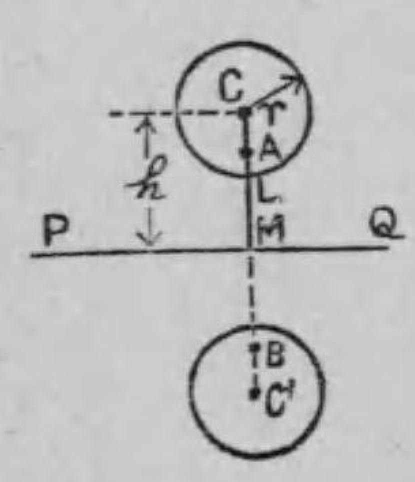
$$\frac{2r_1}{f}=tan2\theta_1;\quad \frac{2r_2}{f}=tan2\theta_2 \cdots\cdots(5)$$

なる補助の角を用ふれば(4)式は次の形となる。

$$C=K\frac{l}{2\{logcot\theta_1-logcot\theta_2\}} \cdots\cdots(6)$$

§121 地面と之れに平行なる圓筒との電氣容量　PQを地面とし之れよりhなる高さに半徑rなる圓筒が地面に平行に置かれたるものとす。今PQに對し圓筒Cと對稱に同一の半徑rを有する圓筒C'ありて且つ圓筒C及C'は夫々其單位長に付μ及$-\mu$なる荷電を有するものとせばCC'の垂直二等分面PQは等電位面にして且零電位なり。從つて Green の定理により圓筒C'の代りに地面PQを置換して考ふるを得。

第百三十五圖



偖A及Bを各可逆點とすれば圓筒Cの電位V_1は

$$V_1=2\mu log\frac{BL}{AL} \cdots\cdots(1)$$

にして地面PQの電位V_2は零なり。故に求むる電氣容量Cは

$$C=K\frac{\mu}{V_1-V_2}.l$$

$$=K\frac{l}{2log\frac{BL}{AL}} \cdots\cdots(2)$$

但しlは圓筒の長さにしてKは圓筒と地面との間の絶緣體のヂエレキ常數なり。

又 §119 (4) 式と同様の計算により

$$\frac{BL}{AL}=\frac{BC}{r}$$

又　$$BC.AC=r^2 \cdots\cdots(3)$$

∴　$$\frac{BL}{AL}=\frac{r}{AC} \cdots\cdots(4)$$

然るに　$$CA+CB=CA+AB+BC'=2h \cdots\cdots(5)$$

(5)式のCBに(3)式の値を代入して

$$CA+\frac{r^2}{CA}=2h$$

CAに就きて解き且つCAのhより小なる根を取れば

$$CA=h-\sqrt{h^2-r^2} \cdots\cdots(6)$$

(6)式を(4)式に代入して

$$\frac{BL}{AL}=\frac{r}{h-\sqrt{h^2-r^2}} \cdots\cdots(7)$$

(7)式を更らに(2)式に代入して

$$C=K\frac{l}{2\log\dfrac{r}{h-\sqrt{h^2-r^2}}} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (8)$$

而して又 $$\frac{r}{h-\sqrt{h^2-r^2}}=\frac{r(h+\sqrt{h^2-r^2})}{(h-\sqrt{h^2-r^2})(h+\sqrt{h^2-r^2})}$$

$$=\frac{h+\sqrt{h^2-r^2}}{r}$$

となす事を得。從つて

$$C=K\frac{l}{2\log\dfrac{h+\sqrt{h^2-r^2}}{r}} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (8)_a$$

(8)式又は$(8)_a$式は送電用架線と地面とよりて形成する蓄電器の電氣容量の計算に用ゆる事を得べし。

今 $h=10m,\ r=0.25cm,\ l=1Km,\ K=1$ とせば

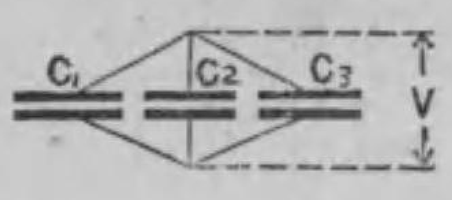
$C=0.006182$ ミクロファラッド

を與ふ。

§122 蓄電器の連絡　蓄電器の連絡に**列連絡** (Parallel connection) 及**行連絡**(Series connection) の二様あり。列連絡とは各蓄電器の外箔を悉く互に連結し又內箔を悉く互に連結す(第百三十六圖)るを云ひ。行連絡とは第一の蓄電器の內箔を第二の外箔に,第二の內箔を第三の外箔に,順次連結す(第百三十七圖)るを云ふ。次ぎに列及行に連絡したる多くの蓄電器の全電氣容量を求めん。

I. 列連絡　電氣容量夫々 $C_1, C_2, C_3, \cdots\cdots$ なる蓄電器を列に連絡し(但し連結に用ひたる針金は電氣容量に何等の影響を及ぼさゞるものとす)此れを電位差 V なる電源に繋ぎたる時各蓄電器の得る電氣量を夫々 $Q_1, Q_2, Q_3, \cdots\cdots$ とせば

第百三十六圖



$$Q_1=C_1V,\quad Q_2=C_2V,\quad Q_3=C_3V,\cdots\cdots$$

なり。從つて蓄電器系の得たる全電氣量 Q は

$$Q=Q_1+Q_2+Q_3+\cdots\cdots=(C_1+C_2+C_3+\cdots\cdots)V$$

なる事明かなり。今此組合せ蓄電器の電氣容量を C とせば

$$C=\frac{Q}{V}=\frac{(C_1+C_2+{}_3+\cdots\cdots)V}{V}$$

$$or\quad C=C_1+C_2+C_3+\cdots\cdots \cdots\cdots (1)$$

卽ち全電氣容量は各蓄電器の電氣容量の和に等し

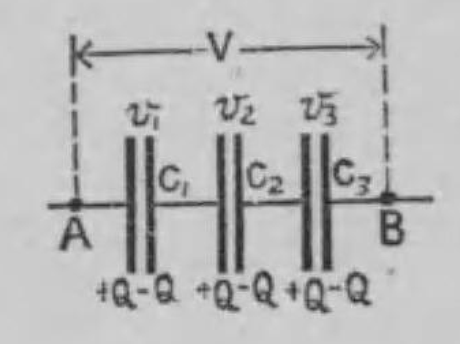
從つて電氣容量 c なる蓄電器 n 個を悉く列に連絡する時は其全電氣容量 C は ((1)式に於て $C_1=C_2=C_3=\cdots\cdots=c$ として)

$$C=nc \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (1)_a$$

卽ち一個の電氣容量の n 倍となる。從つて蓄電器全體の有する電氣量も亦一個の蓄電器の有する電氣量の n 倍なり。

II. 行連絡　電氣容量夫々 $C_1, C_2, C_3\cdots\cdots$ なる蓄電器を順次行に連絡し其兩端 A 及 B を電位差 V なる電源に繋ぎ

第百三十七圖



たる時第一の蓄電器の內箔に Q なる電氣量を得たりとせば第一の外箔,第二の內箔第二の外箔……には順次夫々 $-Q,+Q,-Q,$……の電氣を感應すべし。此時各蓄電器の兩箔の電位差を夫々 v_1, v_2, v_3……とせば

$$v_1=\frac{Q}{C_1},\quad v_2=\frac{Q}{C_2},\quad v_3=\frac{Q}{C_3},\cdots\cdots$$

且　$$V=v_1+v_2+v_3+\cdots\cdots$$

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

今此等の蓄電器系の全電氣容量を C とせば

$$V=Q/C=Q\times\left(\frac{1}{C}\right)\cdots\cdots\cdots\cdots(\beta)$$

となる。(α) 式と (β) 式とを比較して

$$\frac{1}{C}=\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C_2}+\frac{1}{C_3}+\cdots\cdots\cdots\cdots(2)$$

卽ち全電氣容量の逆數は各の電氣容量の逆數の和に等し。從つて電氣容量 c なる蓄電器 n 個を悉く列に連絡せば其全電氣容量 C は

$$C=\frac{c}{n}\cdots\cdots\cdots\cdots(2)_a$$

即ち一個の電氣容量の $\frac{1}{n}$ となる。從つて行に連がれたる n 個の蓄電器を一定の電位差 V にて充電したる時の電氣量は唯一個の蓄電器を同一の電位差にて充電したる時の $\frac{1}{n}$ となる。

III. 列及行の組合せ連絡　電氣容量夫々 $(C_1, C_2, C_3,\cdots\cdots)$ $(C_1', C_2', C_3',\cdots\cdots)$ $(C_1'', C_2'', C_3'',\cdots\cdots)$ なる蓄電器を行に連絡したるものを列に連絡せば(第百三十八圖)其全電氣容量 C は

$$C=\frac{1}{\frac{1}{C_1}+\frac{1}{C_2}+\frac{1}{C_3}+\cdots\cdots}+\frac{1}{\frac{1}{C_1'}+\frac{1}{C_2'}+\frac{1}{C_3'}+\cdots\cdots}+\frac{1}{\frac{1}{C_1''}+\frac{1}{C_2''}+\frac{1}{C_3''}+\cdots\cdots}+\cdots\cdots\cdots\cdots(3)$$

第百三十八圖

又此等を列に連絡したるものを行に絡連せば

$$\frac{1}{C}=\frac{1}{C_1+C_2+C_3+\cdots\cdots}+\frac{1}{C_1'+C_2'+C_3'+\cdots\cdots}+\frac{1}{C_1''+C_2''+C_3''\cdots\cdots}+\cdots\cdots\cdots\cdots(4)$$

にて與へらるゝ事明かなり。((1)式と(2)式とを組合せて得らる)

§123 蓄電器の有するエネルギー　一般に電氣量 Q を有し電位 V にある導體の有するエネルギー E は次式にて與へらる。(§104參照)

$$E=\tfrac{1}{2}QV \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(A)$$

從つて電氣量 $Q_1, Q_2, Q_3, \cdots\cdots$ 等を有し電位夫々 $V_1, V_2, V_3, \cdots\cdots$ にある導體系の有するエネルギー E は

$$E=\tfrac{1}{2}Q_1V_1+\tfrac{1}{2}Q_2V_2+\tfrac{1}{2}Q_3V_3+\cdots\cdots=\tfrac{1}{2}\sum QV \cdots\cdots\cdots\cdots(B)$$

となる。今(A)式及(B)式を充電せる蓄電器に應用して其エネルギーを計算せん。

I. 一個の蓄電器　一個の蓄電器に於て內箔の電氣量を Q とせば外箔の電氣量は $-Q$ なり。又內箔の電位を V とし外箔の電位を V' とせば

內箔のエネルギー　$=\tfrac{1}{2}QV$

外箔のエネルギー　$=-\tfrac{1}{2}QV'$

$$\therefore \quad E=\tfrac{1}{2}Q(V-V')$$

但し E は蓄電器の有する全エネルギーなり

今蓄電器の電氣容量を C とせば $C=\dfrac{Q}{V-V'}$ なる故

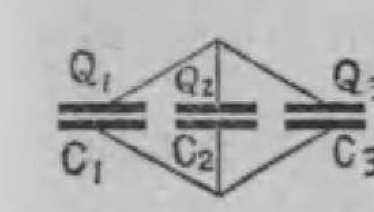
$$E=\tfrac{1}{2}Q(V-V')=\tfrac{1}{2}\frac{Q^2}{C}=\tfrac{1}{2}C(V-V')^2 \cdots\cdots\cdots\cdots(1)$$

となる。若し外箔を地絡せば $V'=0$ なる故

$$E=\tfrac{1}{2}QV=\tfrac{1}{2}\frac{Q^2}{C}=\tfrac{1}{2}CV^2 \cdots\cdots\cdots\cdots(1)_a$$

II. 列連絡の場合　電氣容量 $C_1, C_2, C_3, \cdots\cdots$ なる蓄電器を列に連絡し電位夫々 V 及 V' なる電源にて充電したる時各の蓄電器の得たる電氣量を夫々 $Q_1, Q_2, Q_3, \cdots\cdots$ とせば(第百三十九圖參照)求むるエネルギー E は各蓄電器のエネルギーの和にして

第百三十九圖



$$E=\tfrac{1}{2}Q_1(V-V')+\tfrac{1}{2}Q_2(V-V')+\cdots\cdots \qquad \cdots\cdots(\alpha)$$

$$=\tfrac{1}{2}\frac{Q_1^2}{C_1}+\tfrac{1}{2}\frac{Q_2^2}{C_2}+\cdots\cdots\cdots\cdots \qquad \cdots\cdots\cdots\cdots(\beta)$$

$$=\tfrac{1}{2}C_1(V-V')^2+\tfrac{1}{2}C_2(V-V')^2+\cdots\cdots \qquad \cdots\cdots(\gamma)$$

となる。從つて

(α) 式より　$E=\tfrac{1}{2}(Q_1+Q_2+\cdots\cdots)(V-V')$

$$=\tfrac{1}{2}(\text{全電氣量})\times(V-V') \cdots\cdots\cdots\cdots(2)$$

(β) 式より　$E=\tfrac{1}{2}\left\{\dfrac{Q_1^2}{C_1}+\dfrac{Q_2^2}{C_2}+\cdots\cdots\right\} \cdots\cdots\cdots\cdots(2)_a$

(γ) 式より　$E=\tfrac{1}{2}(C_1+C_2+\cdots\cdots)(V-V')^2$

$$=\tfrac{1}{2}(\text{全電氣容量})\times(V-V')^2 \cdots\cdots\cdots\cdots(2)_b$$

然るに又連絡蓄電器に於ては

$$(\text{全電氣容量})=(\text{全電氣量})\div(V-V')$$

なる關係成立するを以て $(2)_b$ 式より

$$E=\tfrac{1}{2}\{(\text{全電氣量})^2\div(\text{全電氣容量})\} \cdots\cdots\cdots\cdots(2)_c$$

をも得べし。

若し蓄電器の數が n にして各の電氣容量が c に等しく從つて各の電氣量も亦 q なる時は

$$E=\tfrac{1}{2}nq(V-V') \cdots\cdots\cdots\cdots(2)\text{式より}$$

$$=\tfrac{1}{2}n.\frac{q^2}{c} \cdots\cdots\cdots\cdots(2)_a\text{式より}$$

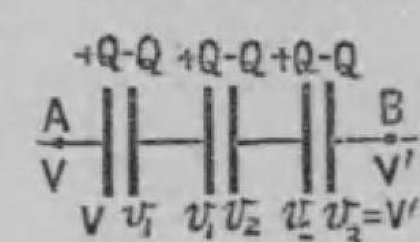
$$=\tfrac{1}{2}nc(V-V')^2 \cdots\cdots\cdots\cdots(2)_b\text{式より}$$

$$=n\times(\text{一個の蓄電器のエネルギー}) \cdots\cdots\cdots\cdots(2)_d$$

蓄電板を地絡したる場合には上式に於て $V'=0$ とせば可なり。

III. 行連絡の場合　電氣容量 $C_1, C_2, C_3, \cdots\cdots$ なる蓄電器を行に連絡し(第百四十圖參照)第一の內箔を電位 V に,最後の蓄電器の外箔を電位 V' となす時各箔に感應する電氣量は順次に $+Q, -Q, +Q, -Q, \cdots\cdots$ なり。第一の內箔の電位は V にして其外箔の電位を v_1 とせば從つて第二の內箔も電位 v_1 なり。又第二の外箔の電位を v_2 とせば第三の內箔の電位も亦 v_2 なり。順次斯くの如くして最後の蓄電器の外箔の電位は V' となる。今各の蓄電器に夫々 (A) 式を適用して其等の和を求むれば蓄電器の全エネルギー E を得べし。

第百四十圖



$$E=\tfrac{1}{2}[(QV-Qv_1)+(Qv_1-Qv_2)+(Qv_2-Qv_3)$$
$$+\cdots\cdots+(Qv_{n-1}-QV')]$$

or　$$E=\tfrac{1}{2}(QV-QV')=\tfrac{1}{2}Q(V-V') \cdots\cdots (3)$$

但し n は蓄電器の數を表はす。

連絡蓄電器の全電氣容量を C とせば $C=\dfrac{Q}{V-V'}$ なるを以て(3)式は又

$$E=\tfrac{1}{2}Q(V-V')$$
$$=\tfrac{1}{2}\frac{Q^2}{C} \cdots\cdots (3)_a$$
$$=\tfrac{1}{2}C(V-V')^2=\tfrac{1}{2}(\text{全電氣容量})(V-V')^2 \cdots\cdots (3)_b$$

となる。

若し一端 B を地絡したる場合には(3)及$(3)_b$式に於て $V'=0$ とすれば可なり。

今 n 個の蓄電器が悉く等しき電氣容量 c なる時は各蓄電器の兩箔の電位差は夫々 $\dfrac{Q}{c}$ に等しく且 $V-V'$ の $\dfrac{1}{n}$ なる事明かなり。即ち

$$V-v_1=v_1-v_2=v_2-v_3=\cdots\cdots=v_{n-1}-V'=\frac{V-V'}{n}=v$$

從つて　$$V-V'=nv \cdots\cdots (\delta)$$

又此場合には全電氣容量 C は個々の夫れの $\dfrac{1}{n}$ なる故

$$C=\frac{c}{n} \cdots\cdots (\varepsilon)$$

(δ) 及 (ε) 式を前きの各式に代入して

$$E=\tfrac{1}{2}nQv=n(\tfrac{1}{2}Qv) \cdots\cdots (4)$$
$$=\tfrac{1}{2}n\frac{Q^2}{c}=n\left(\tfrac{1}{2}\frac{Q^2}{c}\right) \cdots\cdots (4)_a$$
$$=\tfrac{1}{2}ncv^2=n(\tfrac{1}{2}cv^2) \cdots\cdots (4)_b$$

となる。然るに上式の括弧內は個々の蓄電器の有するエネルギーなり。故に

$$E=n\times(\text{個々の蓄電器のエネルギー}) \cdots\cdots (4)_c$$

此關係は n 個の蓄電器を悉く行に連絡したる時に於ける全エネルギー E と個々のエネルギーとの比較を示すものにして若し唯一個の蓄電器を同じく電位差 $V-V'$ を以て充電したる時は其電氣量は行に連絡したる場合

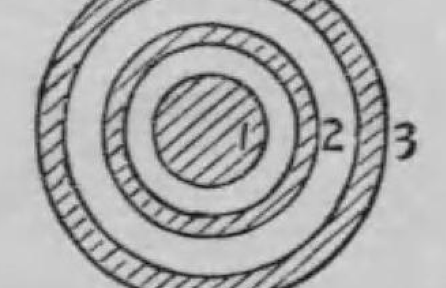
に於ける一個の蓄電器の電氣量の n 倍となる(前節II.參照)を以て其エネルギー E_1 は次式にて與へらる。

$$E_2=\tfrac{1}{2}nQ(V-V')=nE \quad\cdots\cdots\cdots\cdots(5)$$

(4)$_c$と(5)式とを比較して n 個の同樣の蓄電器を行に連絡したる時の個々のエネルギーは唯一個を單獨に同一の電源にて充電したる時のエネルギーの $\frac{1}{n^2}$ となるを見るべし。

§124 共通軸を有する數個の圓筒の電氣容量　先づ圖の如く三つの圓筒の場合を考ふ。第一の圓筒の半徑を a, 第二の圓筒の內半徑及外半徑を夫々 b 及 c, 第三の圓筒の內半徑及外半徑を夫々 d 及 e とせば第一と第二及第二と第三との電氣容量は夫々 §118(6)$_a$ 式によりて

第百四十一圖



$$C_{1,2}=K\frac{l}{2\log_e\frac{b}{a}}$$

$$C_{2,3}=K\frac{l}{2\log_e\frac{d}{c}}$$

なり。今の場合に於ては此二つの蓄電器が行に連絡さるゝ場合に相當するを以て求むる合成電氣容器は

$$C=1\Big/\left(\frac{1}{C_{1,2}}+\frac{1}{C_{2,3}}\right)=K\frac{l}{2\log_e\frac{b}{a}\cdot\frac{d}{c}} \quad\cdots\cdots\cdots\cdots(1)$$

$$=K\frac{l}{2\log_e\frac{d}{a}\cdot\frac{b}{c}}$$

にて與へらる。

若し第二圓筒無き時は第一と第三の圓筒の電氣容量 $C_{1,3}$ は

$$C_{1,3}=K\frac{l}{2\log_e\frac{d}{a}}$$

なる故 C は $C_{1,3}$ より大なり。即ち圓筒蓄電器に於て兩圓筒の間に(但し兩圓筒の距離を不變として)他の圓筒を介在せしむれば其電氣容量を增加す。

同樣に若し更らに內半徑及外半徑が夫々 f 及 g; h 及 i; ……なる第四, 第五, ……の圓筒を組合す時は其電氣容量は次式にて與へらるゝ事明かなり。

$$C=K\frac{l}{2\log_e\frac{b}{a}\cdot\frac{d}{c}\cdot\frac{f}{e}\cdot\frac{h}{g}\cdots\cdots} \quad\cdots\cdots\cdots\cdots(2)$$

§125 蓄電器の絕緣板の受くる力　今一つの平板蓄電器を電位差 V を以て充電し兩板が表面密度夫々 σ 及 $-\sigma$ なる帶電を得たりとせば §102 に示したる如く兩板は互に

$$F=\frac{2\pi\sigma^2 a}{K} \qquad \text{§102(2)}_a\text{式}$$

$$=\tfrac{1}{2}\frac{VQ}{d}\cdots\cdots \text{§102(6)式} \quad\cdots\cdots\cdots\cdots(1)$$

なる力を以て相引くべし(但しaは兩板の面積,dは距離,Kは絕緣體の誘電率,Qは全電氣量)爲めに絕緣板は

$$p=\frac{F}{a}=\frac{2\pi\sigma^2}{K}$$

$$=\frac{1}{2}\frac{VQ}{ad}=\frac{1}{2}\frac{CV^2}{ad} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots(2)$$

なる機械的壓力(Mechanical pressure)を受けVが大なる時は遂に絕緣板が破壞するに至るべし。よし蓄電器の兩板を固定し上記の機械的壓力が直接絕緣板に及ぼさゞる如く裝置するも兩板間に於て絕緣體中に電場を生じ力管を生ず。然るに電氣の媒體說(Medium theory)(次章§126照)によれば兩板が互に引き合ふは板其者が引き合ふに非ずして絕緣體に生じたる力管に一種の張力が起る(例へば絕緣體が引き張されたるゴムの如く)なりと云ふ。さればよし兩板自身は固定せられたりと雖ども絕緣體內には(2)式にて與へらるゝ張力が働き絕緣體の內部に電氣的に一種の機械的壓力を生ずるなり。力管に沿ふて絕緣體の內部に起る此壓力Tは後節§148に示す如く

$$T=\frac{K}{8\pi}H^2 \quad \cdots\cdots\cdots\cdots(3)$$

にて與へらる。而してTは前記pと同値なり。何んとなれば

$$H=\frac{V}{d}$$

$$C=\frac{Ka}{4\pi d}\cdots\cdots(\text{§118(3)式})$$

なるを以て

$$T=\frac{K}{8\pi}H^2=\frac{K}{8\pi}\frac{V^2}{d^2}$$

$$=\frac{1}{2}\frac{V^2}{ad}\cdot\underbrace{\frac{Ka}{4\pi d}}$$

$$=\frac{1}{2}\frac{V^2}{ad}\cdot C=p$$

となればなり。

蓄電器を餘り高電位に充電すれば絕緣板の破壞するは前記の力p又はTによるものと解せらる而してpはV^2に比例するを以て電位の僅かなる上昇は破壞に對して大なる影響を及ぼすべし。絕緣板が未だ破壞せられざるに電氣は絕緣板の緣を廻りて破壞性大なる空氣を通じて放電し放電の衝擊の爲めに絕緣板の緣に近き部分が龜裂する事あるを以て高電位に充電すべき蓄電器の絕緣板は其緣程厚く作らるゝ事あり。

斯く蓄電器を餘り高壓に充電すれば遂に破壞す　故に今絕緣力等しく電氣容量を異にする數個の蓄電器を行に連絡し其兩端より之れを充電する時は各蓄電器に流入する電氣量は各が充電されつゝある間は等量なるべきを以て電氣容量少きもの程其電位の上昇急激にして最も早く絕緣を破壞さる。反之此等の蓄電器を列に

連絡して同時に充電する時は各々に流入する電氣量は其電氣容器に比例して多く各々は同樣の電位に高めらるゝを以て必ずしも電氣容量の小なるもの先きに破壞さるゝ事なし。

§126 電氣容量の單位及ダイメンション 本章に述べたる電氣容量の單位を總括し併せて其ダイメンションを擧げん。

1*C.G.S.E.S.U.*＝電氣量の 1*C.G.S.E.S.U.* を與へたる時 1*C.G.S.E.S.U.* の電位の變化を生ずる導體の電氣容量。

又 半徑1糎の單獨なる球の電氣容量は 1*C.G.S.E.S.U.* なり。

1ファラッド＝1クーロムの電氣量を與へたる時1ボルトの電位の變化を生ずる導體の電氣量。

$$=9\times10^{11}\,C.G.S.E.S.U.$$

$$1\text{ミクロファラッド}=\frac{1}{10^6}\text{ファラッド}=9\times10^5\,C.G.S.E.S.U.$$

§108 (2) 式より $[C]=[\text{電氣量}]/[\text{電位差}]$ なるを以て電氣量及電位差のダイメンションに夫々 §77 及 §106 の値を代入して

$$[C]=[KL] \quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(1)$$

第四章

媒體說

§127 電氣の媒體說 電氣に關する媒體說は其一般を§69に於て一言せり。抑是迄の理論に於て 帶電體の電氣作用は唯此等が他の帶電體に或る距離に於て或は引力を或は斥力を及ぼすものとして說明し來りたり即ち電氣作用は所謂**距離作用**又は**直達作用**(Action at a distance)と考へ何故に帶電體が引力或は斥力を及ぼすかの理由は唯此れ其等物體の有する特性なりと考ふるの外なかりしなり。換言すれば電氣作用は帶電體其者の有する性質なりと假定せり。凡そ二物體間の相互作用例へば吾人が物體を引き又は押す等の場合には必ず吾人の手と物體とを糸又は棒を以て連絡し糸又は棒の媒介によりて作用を及ぼさゞるべからず直達作用は到底吾人の想像し能はざる所なり。此點に就きて注意したる最初の學者は Faraday (1791–1867) にして氏は電氣作用は帶電體の周圍にある絕緣體の作用によるものなることを唱導し且つ氏は實驗的に電氣作用が此等の中間物所謂媒體(Medium)の性質によりて異ることを發見し其理由は到底直達說を以て說明し能はず所謂媒體說(Medium theory)を以て說明すべきを示せり。其後 Clerk Maxwell (1831--1879)

1867
1791
76

は Faraday の媒體說を理論的に取扱ひて**光の電磁論**(Electro magnetic theory of light) なる論文を公にし(1873年)次いて Hertz は實驗的に電波なるものゝ存在を證明し(1886年)玆に媒體說は益世界の學者間に認めらるゝに至れり。

媒體說は電氣現象の原因を物體其者の有する性質と考へずして媒體內に電力の働くことによりて媒體に一種の電氣的變動所謂**電氣歪**(Electric strain) を生じ此歪によりて起りたる媒體の一種の彈力と電力とが釣合ひて所謂**電氣ストレス**(Electric stress) を形成して媒體の狀態に一種の變化を來し從つて種々なる現象を現はすに至るものなりと云ふ。

本章は此媒體說によりて種々なる電氣現象の說明を試みんとするにあり。

今媒體說と流體說との差異及び關係を案ずるに上述の如く電氣の媒體說は電氣現象は電力によりて起る媒體の電氣歪なりと云ふ然らば其歪を起す電力の原因は何なるかと云ふに此れ元より電氣と稱する一種の物理量を有する物體即ち帶電體に歸せしむるを便とするなり。然れども元來媒體說の基礎は物體が電氣を帶ぶる原因も亦結局電力の作用として說明し其電力の原因に就きては更らに論及せざるものなり。去れば媒體說にありては電氣現象の一切の原因を電力なる一種の力に

歸着せしめんとす。然れど吾人は電力の存在は物體に電氣を分離せしむることによりて始めて認め得るものにして物體に電氣を分離すれば物體は又其周圍の媒體に電力を及ぼし更らに他物體に同樣の結果を與ふ。此れを以て物體が電氣を帶びたりと云ふは其物體に一種の電力が作用したることを意味するものにて其電力の原因の何たるを問はず物體は帶電を得て更らに電力を他に及ぼすを以て吾人は電力の原因を一つの帶電體に歸せしむるも亦敢て不可なく却て諸般の說明に便なる場合多し。故に媒體說に於ても亦電氣なる一種の物理量の存在を承認するも敢て不當ならざるべし。

然らば電氣なる物理量は何物なるか即ち電氣の本性如何と云ふ問題に到着す。電氣の本性元より不明なりと雖ども其本性に關する觀念を得るには依然流體說によるの外途なきを遺憾とす。

此れを以て見れば媒體說は流體說を放棄せんと欲して此れを能はざるものにして而かも電氣の本性を說明するに於ては流體說に劣れりと云はざるを得ず。媒體說の長所は電氣の本性の說明にあらずして電氣現象の說明に便利にして且合理的なるに存す。詳數云へば流體說は電氣の本性を明かするも電氣作用を不合理なる直達說を以て說明し媒體說は電氣の本性の如何に拘ら

ず電氣作用を合理的に說明す。更らに語を換へて云へば流體說は電氣の本性に重きを置きたる爲めに如何にして電氣作用が行はるゝか即ち電氣作用のメカニズムを閑却し媒體說は電氣の本性の如何を論ぜず電氣作用のメカニズムを明かならしむるものなり。

電氣現象の說明に何れの徑路を取るも吾人は電氣は何物なるかを度外視すること能はず。電氣の本性は前記の如く流體說によるの外なし。然るに流體說に所謂二流體說及一流體說の二樣あるを述べたり(§69參照)前者は不明の流體の二種を假定し後者は唯一種を假定せり。學術としては假定の少きを尊ぶや論を俟たず。されば吾人は媒體說の說明に於ては一流體說を取らん。即ち總ての物體內には既に一定量の陽電氣に相當する流體を含有す。此物體に更らに此流體を流入せしめば物體は陽に帶電し若し此流體を流出せしむれば物體は陰に帶電す。此流體を假りに**電液**(Electric fluid)と命名せん。

電液の性質に關しては (1)質量なく (2)完全なる流體にして (3)且決して壓縮されざる(Incompressible)ものなりとす。又流體說にては電液は互に相反撥するものとの假定を述べたれど媒體說にては此假定を要せず。

絕緣體を通じて電氣作用を及ぼし得るを以て吾人は絕緣體を媒體即ちメヂウムと考ふるを憚らず。されば絕

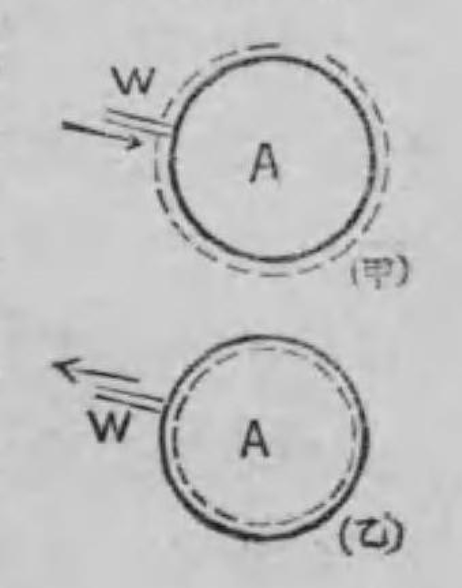
緣體を又**ヂエレキ體**Dielectric)と名付く。

眞空を通じて電氣力の作用する時は其ヂエレキ體はエーテルなり。

茲に一言すべきは電液なるものは物體の性質の何たるに拘はらず含有せらるゝものにして絕緣體即ちヂエレキ體中にも亦電液の一定量を含有す從つてエーテル中にも亦存在するものなりとの假定を置かざるべからず。

§128 **導體に電氣を與ふる事** 導體球Aあり此れに導線Wを附しWよりAに電液の一定量Qを流入せしめたりとせばAは帶電す。然るに假定によれば電液は壓縮せられざるものなり換言すれば總ての物體中に於ける電液の密度は常に一定なり。今A內に流入したる電液Qが若し導體A內に止まらば當然A內の電液の密度は增加す此れ電液の壓縮せられざるものたる假定に反す故にAに流入したる電液Qは元A內にありし電液を外部に壓し流入したる電液と同量の電液は導體の表面外のヂエレキ體中に壓出せらると考へざるべからず而して此時には導體は陽に帶電したりと云ふなり。第百四十二圖(甲)は其有樣を示す。

第百四十二圖



若し導體AよりWを經て一定量の電液Qを流出せし

めば同樣の理論によりて導體面外のヂエレキ體より等量の電液が物體內に流入したりと考へざるべからず。第百四十二圖(乙)は其有樣を示す。此場合にはAは陰に帶電したりと云ふ。

されば導體の帶電の有無は其導體の表面に於て電液が壓出又は流入したる痕跡の有無を表はすものにして壓出の痕跡ある時は陽帶電流入の痕跡ある時を陰帶電と云ふに過ぎず。

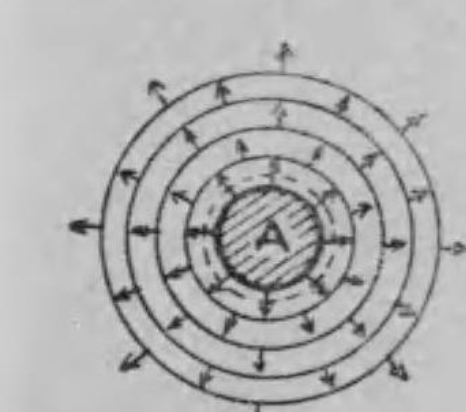
導體の表面を超えて電液の壓出又は流入したる面(第百四十二圖(甲)及(乙)に點線を以て示せる面)を**帶電面**と稱せん。帶電面の厚さ即ち電液は如何なる程度迄導體の表面を超えて壓出又は流入せらるゝかは元より殆んど認むべからざる極薄なる層に限らるゝものなれど帶電の大なる所は此帶電面の厚さ大なる事電液は壓縮せられざる假定により當然なりとす。されば第百四十二圖(甲)及(乙)の如く帶電面の厚さを一樣に畫きたるは帶電の一樣なることを示し。第百四十四圖の導體BCに於ける如く場所によりて其厚さを異にして畫きたるは帶電が場所によりて異なるを示す。

倩電液は壓縮せられざるものとして取扱ひ來りたれど導體に電液を導き入るゝことによりて導體內の電液は多少其密度を增し爲め大なる壓力を周圍のメヂウム

に及ぼすものなりと考ふるも敢て不可なからん。然れども其密度の增加は極めて小にして殆んど認むべからざるの程度なりとす。此れ恰かも普通の液體が壓縮せられたる狀態に於て强き壓力を外界に及ぼすも其液體の壓縮率は非常に小にして通常吾人は液體を壓縮せられざるものと見做すが如し。

§129 導體の帶電が周圍のヂエレキ體に及ぼす影響　ヂエレキ變位　導體球A(第百四十三圖)に陽電氣を與ふればAの表面を通過して一定量の電液が壓出すること前節に述べたるが如し。然るに導體Aの周圍に於けるヂエレキ體も亦電液を含有し而かも其電液は壓縮せられざる性質を有するを以てAより壓出せられたる電液は順次ヂエレキ體の各層に一種の壓力を呈しヂエレキ體內の電液を變位せしむべし。今圖に示す如くヂエレキ體を球Aと同心なる球面の層に分ちて考ふれば各球面層に於けるヂエレキ體內の電液の變位は矢を以て表はす如く順次外層に及ぼしヂエレキ體の遠隔の場所に迄及ぶべし。斯くヂエレキ體內の電液の變位を**ヂエレキ變位**(Dielectric displacement)又は**電氣變位**(Electric displacement)と云ふ。ヂエレキ變位の方向并に其模樣に關しては

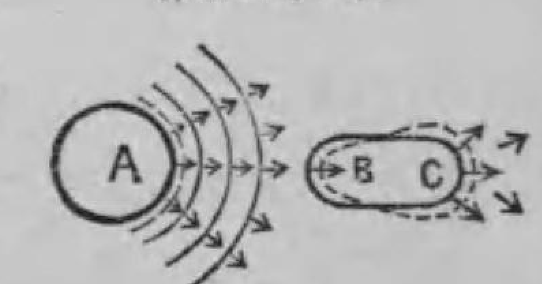
第百四十三圖



後節更らに說明する所あるも導體球Aが單獨に存在する時はAよりの電液の壓出及周圍のヂエレキ體中のヂエレキ變位は第百四十三圖の如く球の周圍に同樣なるは對稱の理によりて明かなるべし。若し導體Aに陰電氣を與ふれば周圍のヂエレキ變位は第百四十三圖と逆となる從つて同圖の矢を逆に附して其有樣を示すことを得べし。

§130 媒體說による電氣感應の說明　導體Aに陽電氣を與ふれば電液は導體の表面に壓出せられ從つて周圍のヂエレキ體に一種の壓力を及ぼし此壓力は漸次ヂエレキ體の各部に波及してヂエレキ變位を起すこと前節に述べたる如し。今此ヂエレキ體中に他の導體BCの存するあればヂエレキ變位が導體の表面に到着し從つて導體の表面に變位の方向に一種の壓力を呈しBCのAに向ふ端に於ては導體內に電液の流入を生じ流入したる電液は又順次導體BCの各部に壓力を及ぼして爲めにBCのAと反對の端に於ては再び電液がヂエレキ體內に壓出せらるへし。即ち導體BCの陽帶電體Aに近き端と遠き端とに夫々電液の流入と壓出を來し從つてB端に陰,C端に陽の帶電を現はす。此れ即ち電氣感應なり。若し導體Aに陰電

第百四十四圖



氣を與ふれば導體BCのB端及C端には夫々電液の壓出と流入とを來し從つてB端及C端には夫々陽及陰の帶電を現はすことと同樣の論法を以て說明することを得。

上記の論述は帶電體Aが如何にして其近傍の導體に電氣作用を及ぼすかのメカニズムを明かにし電氣感應の現象をメヂウムの作用として說明したるものにて媒體說による感應の理論なりとす。

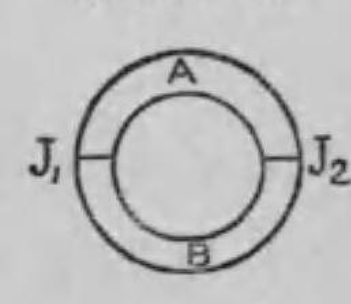
玆に一言すべきはメヂウムのヂエレキ變位が導體BCの表面に達したる時其壓力の爲めにB端に電液の流入を生じ從つてBCの各部に其影響を波及し遂にC端に又電液の壓出を來す有樣は全く導體も絕緣體即ちヂエレキ體も何等の差異なきが如く述べたれど導體內に於ける電液の移動は自らヂエレキ體內のヂエレキ變位と其趣を異にするなり。此れ導體と不導體との依つて區別さるゝ所以にして次節に於て更らに說く所あるべし。

§131 ヂエレキ彈性及導體と不導體との區別　第百四十四圖に於て帶電體Aを暫時放置せば其帶電を失ひ殊にAに指頭を觸るれば忽ちにして其帶電を失ひ此れと同時にヂエレキ體のヂエレキ變位及び導體BCの感應電氣も亦消失す。此れによりて考ふれば帶電によりて電液を或る方向に變位せしむる一種の壓力を生じ(§128)其結果として導體又はヂエレキ體內に電氣變位を起せ

ば再び此變位を元に返さんとする一種の力が又導體或はヂエレキ體內に生じ此力と後の壓力とが平衡を保ちて靜止するの觀あり。其有樣恰かも彈性體に外力を加ふれば歪を生じ歪の結果として元に返さんとする彈力を生じて兩者が平衡を保ちて靜止の狀態に到着するに似たり。されば吾人はヂエレキ變位によりて此れを元に返さんとする一種の力の誘起せらるゝものと假定し此れを**ヂエレキ彈性**(Dielectric elasticity)と稱す。ヂエレキ彈性は電液を一方に變位せしめんとする壓力と到る處平衡を保つものなり。又ヂエレキ彈性はヂエレキ變位と共に增加すべく且ヂエレキ彈性はヂエレキ變位に比例するものと假定するを至當す。

上記の說明に於てはヂエレキ彈性は導體もヂエレキ體も共に有する如く述べたれど實は導體內には此彈性全く存在せざるものと考ふべき事情あり。今二個の異なれる金屬 A 及 B を兩端にて附着して一個の輪を作り(第百四十五圖)其二つの接合點 J_1 及 J_2 が同一の溫度なる時は何等の電氣現象を認めずと雖ども兩接合點が溫度を異にする時は此輪に沿ふて不絕電流即ち電液の運動を生ず此れ熱電流(Thermo-electric current)(§214參照)と稱するものにして假令小なりと雖ども一定の方向に電

第百四十五圖



液を運動せしむる力を生じて電液の運動を繼續せしむ(電液の運動所謂電流の存在は其磁氣作用によりて此れを認むるを得)而かも J_1 及 J_2 の溫度の差が不變なる間は電液の運動も亦常に同一なり。若し導體がヂエレキ彈性を有し電液の運動によりて此れを元に返さんとする力を誘起するならば電液の不斷運動は到底起る能はざるべし。さればヂエレキ彈性は導體內に存する能はざるものなりと結論することを得。

之れに反しヂエレキ體內にては電液は變位することを得るも同方向に永續して運動を起すこと能はずされぱヂエレキ彈性は唯ヂエレキ體即ち不導體に於てのみ有する特性なり。

然らば導體內にては電氣の運動は如何に行はるゝかと云ふに,導體內に於ける電氣が壓力を受くる時は其壓力の方向に何處迄も導體內を傳はり進み終りに導體の一端に達するものなりと考ふ。略言すれば,導體內に於ける有らゆる電氣の運動は**傳導**(Conduction)によるものとす。

導體はヂエレキ彈性を有せず電氣の運動は全く傳導によるものとすれば,前節に述べたる感應の現象の說明は次の如く修正せざるべからず。即ち導體 A に(第百四十四圖)電氣を與へ從つて周圍のヂエレキ體に壓力を生じ

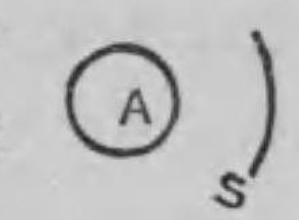
其壓力によりて電氣の變位を生じ其變位が他の導體BCのAに向ふ端Bに到着せば導體の表面を通じて電氣が導體內に押し入れらる即ちB端は陰に帶電す。而して此B端に押し入れられたる電氣は直ちに傳導によりて導體の他端Cに達し此所に又一種の壓力を呈するに至る其壓力によりてC端に於ける導體の表面を通じて又電氣がヂエレキ體內に壓出せらる即ちC端は陽に帶電するなり。

次ぎにAの帶電の消失と共にBCの帶電が消失するは此れ又ヂエレキ體の作用によるものなり。卽ちAの帶電の消失によりAとBCとの間に於けるヂエレキ變位が消失せばAが帶電を得たる時に右方に變位せし電氣は再び左方に變位してヂエレキ體が舊狀に復すると同時に前きにBCのB端に押入れられたる電氣は再び表面外に引き出さる從つて通俗なる語を以てすればB端には電液の缺所を生ず。然るに此れと同時にBCの右方のヂエレキ變位も亦消失するを以て前きに導體よりC端の右方に壓出せし電氣はC端より再び導體內に入り導體內に入りたる此電氣は直ちに傳導によりてB端に進みB端に生ぜし缺所を補ひ玆に導體BCは全く舊狀に復するなり。

§132 ヂエレキ變位の傳播　今導體Aに（第百四十六圖）電

液を流入し又は流出せしむれば壓力を周圍のヂエレキ體に及ぼしてヂエレキ變位を起す事已に述べたり。然らばAの電液が其壓力を變化するや周圍のヂエレキ體の各部は瞬時且到る所同時に其變化を受け從つて到る所瞬時に且同時にヂエレキ變位を受くるか。或はヂエレキ體內の電液の壓力從つてヂエレキ變位は一定の速度を以てAより四方に傳播するものなるかは媒體說に於て頗る重要なる問題なりとす。媒體說の理論の開拓者たるMaxwellは理論上必然の結果として電液の壓力從つてヂエレキ變位は一定の速度を以て傳播する事を證明せり。其傳播の速度は實にエーテル中に於ては光の速度（3×10^{10}糎/秒）に等し。

第百四十六圖



されば先づ導體Aの電液の壓力が變化せば其變動の極めて微少が先づヂエレキ體內の任意の面Sに到着し玆に又極めて微量のヂエレキ變位を生じ。續いて壓力の變動が次第に增加するに從ひて之れに相當してヂエレキ變位も增加し從つてヂエレキ彈性を增し。壓力が一定値に達したる時又變位も一定値に達し玆に其壓力とヂエレキ彈性とが釣合ふに至りて平衡の狀態となる。

§133 ヂエレキ分極及電氣歪　ヂエレキ體にヂエレキ變位が起りたる時其ヂエレキ體は**ヂエレキ分極**(Dielectric polarization)をなしたりと稱す。デエレキ變位によりてデエレキ彈性を生ずるは恰かも彈性體が歪を得て彈力を生ずるが如し故にデエレキ變位を受けたるデエレキ體は又**電氣歪**(Electric strain)を受けたりとも稱す。さればデエレキ分極と云ふも電氣歪と云ふも又デエレキ變位と云ふも唯着眼點を異にするものにして前二者はデエレキ體の狀態の變化に與へたる名稱にて後者は其狀態の變化の本性を表はす名稱なり。

電氣歪を起す力即ち電液を變位せしむる一種の壓力と此れによりて誘起するデエレキ彈性とはデエレキ體の各部平衡を保つこと恰かも彈性體内に歪を生じたる時各部に平衡を保つストレスの働くに類するを以てデエレキ體内に起れる此平衡狀態を又**電氣ストレス**(Electrical stress)と稱することあり。

§134 帶電は導體の表面にあり 導體の内部に於て任意の閉ぢたる面を想像して他の部分と區別して考ふるに此部分が傳導によりて或る電氣を得たり(導體内の電氣の運動は常に傳導による, §131 參照)とせば電氣は壓縮せられざるの性質によりて必ず夫れ丈けの電氣は此部分外に傳導によりて失はる,此部分が電氣を失ひたる時亦同じ。故に此部分の電氣は常に普通の狀態にあり即ち帶電の存する事なし。

導體に電氣を入るゝ時は等量の電氣は導體の表面より外部に壓出せらる之れ即ち陽帶電の現象にして,反對に電氣を導體より惹き出す時は表面を通じて之れと等量の電氣は流入す之れ即ち陰帶電なり。されば導體の帶電は其表面に限らると云ふことを得べし。

§135 電場,變位線及變位管 デエレキ變位を受けたるメヂュームの部分を**電場**(Electric field)と云ふ。從つて第百四十三圖の導體 A の周圍は電場をなす。

電場内の任意の一點 P より P 點に於けるデエレキ變位の方向即ち電液の變位したる方向に無限小なる直線 PQ を引き,次ぎに又 Q 點に於ける變位の方向に無限小なる直線 QR を引き順次斯くの如くして電場内に連續線の多數を得べし。此連續線を**變位線**(Lines of displacement)と稱す。變位線には通常方向を與へ電液の變位したる方向を以て其方向とし圖上矢を附して之れを示す。されば變位線は §81 に述べたる電力線に相似たり。加之後に說明する如く變位線は全く電力線と一致せしむべきものなり(§143,(d)參照)。變位線は一般に曲線をなす只單獨なる球體より發するものは直線なすと明かなり。第百四十三圖に示せし矢の方向は唯變位の方向を所々部分的に表はせるものなれど若し同圖に於て變位線を畫けば導體 A より半徑の方向に射出する直線となると明かなり。

電場内に取りたる任意の表面積の周圍の各點を過り

て變位線を引く時は管狀のメヂュームの部分を得べし此れを**變位管**(Tube of displacement)と稱す。上述の如く變位線が電力線と一致せしむべきものなる時は從つて變位管は又力管と一致すべし。(§143,(d)參照)

導體内の電氣の運動は傳導によるを以て導體内にはヂエレキ變位の生ずる事なし。從つて導體内には變位線及變位管の存在する事なし。換言すれば變位線及變位管は必ず其兩端を導面體上に有す。

§136 **チエレキ變位及帶電量の測定**　ヂエレキ變位の大小所謂**チエレキ變位の強さ**(Intensity of dielectric displacement又は單にdielectric displacement)は變位線に直角なる單位面積を通過してヂエレキ體の歪が零の時より現在の狀態に達する迄に變位したる電氣量を以て測定するものとす。從つて今電場内の一點Pに於ける變位線に直角なる面積Sを通過して變位したる電氣量がeなる時は其點に於けるヂエレキ變位の強さDは

$$D=e/S \cdots\cdots\cdots\cdots (1)$$

任意の變位管に於て(第百四十七圖)S及S'を任意の斷面積とし面積Sを通じて變位したる電氣量をeとせば電氣の壓縮すべからざる性質によりて面積S'を通じて變位したる電氣量も亦eなり。依つてS及S'に於けるヂエレキ變位の強さD

第百四十七圖

及D'は夫々

$$D=e/S;\quad D'=e/S'$$

$$\therefore\quad D:D'=S';S$$

即ちヂエレキ變位の强さは變位管の斷面積に逆比例す。

導體の表面より電氣の或る量が壓出せられたる時は其物體は陽帶電を有するなり(§128)されば導體の帶電量(Electric charge)は壓出せられたる電氣量を以て測定せらるべし。陰帶電の場合も同樣に導體の表面より流入したる電氣量を以てする事を得。

導體の表面よりeなる電氣量が壓出したる時の陽帶電量を$+e$を以て表はせば表面よりeなる電氣量が流入したる時の陰帶電量は$-e$を以て表はす事を得べし。

§137 **帶電の表面密度及帶電面**　帶電は導體の表面に限られ帶電量の多少は表面より壓出又は流入したる電氣量を以て測定すること前節に述べたる如し。導體の表面より壓出又は流入する電氣量は表面の諸部分の等しき面積に於ても必ずしも等量ならず。卽ち表面の各部分の等しき面積上の帶電量に差異あり。帶電の狀態を明かにするには導體の表面の各部分を通じて壓出又は流入したる電氣量即ち表面の各部分の帶電量を知るを要す。

導體の表面上の一點に於ける極小面積Sを通過して

電氣量 e が壓出又は流入したる時卽ち面積 S 上の帶電量が e なる時 e/S を P 點に於ける**表面密度**(Surface density)と稱す。即ち

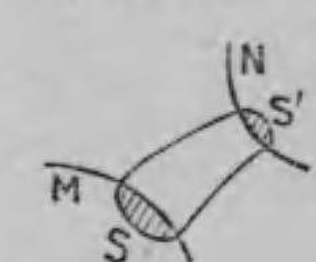
$$\sigma=e/S \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (1)$$

σ は表面密度なり。表面密度は帶電が陽又は陰なるに從つて夫々正及負とす。

表面の一部分を通じて電氣の壓出又は流入大なれば電氣の壓縮されざる性質によりて通過したる電氣は表面を遠く離るべし。即ち帶電面(§123參照)は導體の表面を遠く離る。而して此兩面の距離は通過したる電氣量即ち帶電量に比例するや明かなり。依つて 表面密度は帶電面と導體面との間の薄層の厚さに比例す。と述ぶるを得。

§135 に述べたる如く變位管は必ず其兩端を導體面上に有するを以て今一つの導體面 M より出でゝ他の導體面 N に走る變位管を想像せよ(第百四十八圖)此變位管の各導體面に於ける切口の面積を夫々 s 及 s' とせば面積 s に e 丈けの電氣の壓出(即ち陽帶電 e)あれば s' には又 e 丈けの電氣の流入(即ち陰帶電 $-e$)あり。故に今 s 及 s' に於ける帶電の表面密度を夫々 σ 及 σ' とせば

第百四十八圖



$$\sigma=\frac{e}{s} \qquad \sigma'=\frac{-e}{s'} \quad (\sigma' \text{は負數なり})$$

即ち $\sigma s=e=-\sigma's'=|\sigma'|s'$

但し $|\sigma'|$ は表面密度の絕對値を表はす。

$\therefore \quad \sigma:|\sigma'|=s':s$

即ち 二つの導體面上に於ける同一の變位管の切口なる相當對面に於ける帶電の表面密度は其相當對面の面積に逆比例す。

§138 **導體の帶電の細說** 帶電の現象は電液の呈する一種の壓力によりて起る電氣變位とヂエレキ體のヂエレキ彈性との釣合ひによりて說明せらるゝこと前記の各節に述べたるが如し。偖 §128 第百四十二圖に於て導體 A を帶電せしむる爲めに導線 W を經て電液の一定量 Q を流入又は流出せしむる事を述べたり。然るに電液の運動は一種の壓力によりて起るものなるを以て導線 W より電液を導體 A に流入せしむるには W の一端を導體 A よりも更らに大なる壓力を有する或る場所所謂電源(Electric source)に連絡するを要す。又 W より A の電液を流出せしむるとは W の一端を A より壓力小なる電源に連絡せしことを示す。導線 W の一端に連絡したる電源の壓力が導體 A の壓力より大なれば電液は W を經て傳導によりて流入し壓力が平衡に達して靜止す。此際 A に流入したる電液は直ちに傳導によりて其表面に達して周圍のヂエレキ體に壓力を呈す若しヂエレキ體が傳

導性を有するならば此壓力によりて更らに電液はヂエレキ體內に傳導すべきもヂエレキ體が全く傳導性を有せざれば導體Aの表面に於ける壓力とヂエレキ彈性とが釣合ひてAは帶電の狀態を保つ。電源の壓力が導體Aの壓力より小なる時も亦同樣なり。

茲に電源又は導體の電液の呈する壓力は後節(§143)に說明する**電位**(Electric potential)なる語を以て表はさるゝものなり。

帶電體の周圍のメヂウムが完全なる絕緣體のヂエレキ體ならば帶電體に於ける電液の壓力と周圍のヂエレキ彈性と釣合ふも若し帶電體を導線を以て他の導體又は大地に連絡せば此れ電氣の傳導路を與ふるを意味するを以て其壓力の爲めに電氣は導線を經て其一部分又は全部を失ふ。されば導線とは電氣を受け又は失ふ傳導路を意味するものなり。

導體はヂエレキ彈性を有せず從つて導體內の電氣の運動は傳導によりてのみ起る(§131參照)を以て電氣が傳導路を見出す時は壓力の大なる所より小なる所に何處迄も傳導し遂に各所の壓力平均して釣合ふ。されば帶電が平衡の狀態に達せる一つの導體の表面及內部の各點の壓力并びに導線を以て互に連絡せられたる二つ又は二つ以上の導體群の壓力は導體の帶電の如何に拘は

らず常に同一なり。何となれば若し壓力が導體の部分により又は導體によりて高低を有する時は電氣は運動を起すべきを以てなり。

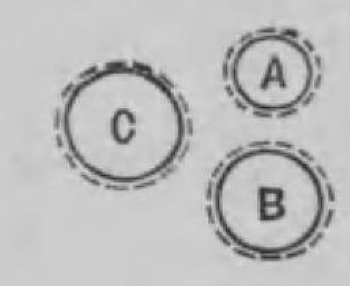
地球は甚だ大なるを以て此れに多少の電氣を導き入るゝも又導き出すも其壓力に變化なく常に壓力は零と見做し得べし故に地絡せる導體は其壓力常に零なりと述ぶるを得。

§139 電流 一般に電氣の運動を**電流**(Electric current)と稱す。導線即ち電氣の傳導路を經て電氣が壓力高き所より低き所に運動するは所謂**傳導電流**(Conduction current)と稱するものなり。電場內に於てヂエレキ變位が行はれつゝある間は電氣は變位線に沿ひて運動す。元より此電氣の運動は一瞬時にして且其變位は極薄の部分に限らるゝと雖ども電氣の運動即ち電流に外ならず。斯くの如き電流を**變位電流**(Displacement current)と稱す。

§140 帶電量及電氣量の單位 帶電量は表面を通じて壓出又は流入したる電氣量(電液の量)を以て測定する事§136に述べたり。されば帶電量の單位は電氣量の單位によりて決定せらる。電氣即ち電液の本性の何たるに拘はらず帶電體相互の引力又は斥力の大小を以て電氣量を比較測定することを得べし。實驗の結果によれば帶電體の相互作用は其距離及メヂュームの性質によりて

異なる故に今帶電體A及Bの帶電量を比較するには任意の帶電體Cを取り。或るメヂユム內に於てAとCとが或る距離に於て働く引力又は斥力がf，又同一のメヂウム內にてBとCとが同一の距離に於て働く引力又は斥力がf'なる時，若し$f=f'$ならばA及Bの帶電量は等しく，若し$f=nf'$ならばAはBのn倍の帶電量を有するものと定む。換言すれば上記の如き場合には夫々Aの表面を通じて變位したる電氣量はBの表面を通じて變位したる電氣量に等しく又はn倍なりとす（此比較法は全く§65に述べたると同樣なり）

第百四十九圖



帶電量の單位としては等しき帶電量を有する二物體がエーテル（眞空）中互に1糎の距離にて其引力又は斥力が1ダインなる時各物體の帶電量を以てす。之れ即ち帶電量の$C.G.S.E.S.U.$なり。從つて斯くの如き場合に各物體の表面を通じて變位したる電氣量は電氣量の$C.G.S.E.S.U.$なり。

上記の單位は全く§66に於て定めたると同一なる事明かなり。媒體說に於ては計算幷に理論を便ならしむる爲め更らに一種の新單位を用ゆることあり。新單位に就きては更らに§151に述ぶべし。

§141 媒體說による帶電の諸現象の說明 旣に第二編

に於て帶電の諸現象の流體說による說明を擧げたり。媒體說によるも亦此等の說明に遺憾なき事を示さん。

I. 導體の內部には帶電の存することなし（§70と對照）

II. 帶電は導體の表面にのみ存す（§70と對照）

此等の理由の媒體說による說明は§134に述べたり同節を參照せよ。

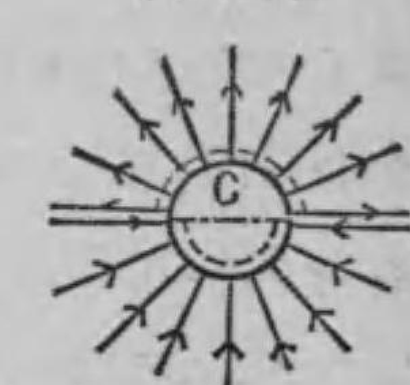
III. 感應にて生ずる兩種の帶電は等量なり。§130第百四十四圖に於て導體BCのB端に電氣量eの流入（即ち陰帶電量$-e$）あれば電氣の壓縮すべからざる性質によりて導體の何れかの場所即ちC端に於ては必ず等量の電氣が壓出せらる（即ち陽帶電量$+e$）べし。即ち兩種の帶電量は相等し。

IV. 帶電の分布は導體の存在によりて異なる，導體の帶電は電液の壓力によりて表面を通じて壓出又は流入するものなり而して電氣即ち電液の出入は其出入に最も便利なる路を撰ぶことや明かなり即ちヂエレキ彈性が最も小なる抵抗を與ふる場所に向つて多く壓出せられ又は斯くの如き場所より多く流入すべし。此れ恰かも水を充たせる器に壓力を加へ又は器內の壓力を減じたる時器壁の薄き場所程多く膨脹又は吸入せらるゝが如し。

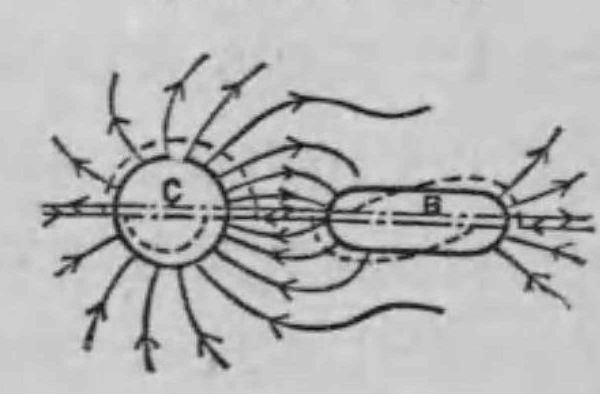
一樣なるメヂウム內に單獨に存する帶電球にありて

は何れの方向にも總て同樣の狀況なるを以て帶電の表面密度は球面の何處も同一にして變位線は球の半徑の延長線となる事第百五十圖に示すが如し。第百五十圖に於て肉太き線は導體 C の表面にして上半は C が陽帶電なる時,下半は C が陰帶電なる時の有樣を示す且つ點線は帶電面,細き實線は變位線を示す。若し導體 C の一方に於てヂエレキ彈性の小なる抵抗を有するヂエレキ體が譬へ空間の一部分なりとも存在する時は其側に於ける電氣の壓出又は流入が大なる傾向を有し從つて其側に於ける電氣の表面密度は反對の側の夫れよる大となる。導體はヂエレキ彈性全くなきを以て C の一方に於て導體の存する時は此傾向益々顯著にして其側の表面密度は愈大なり。第百五十一圖は C の右方に導體 B の存在する時の帶電及變位線の趨勢を示す。圖に於て肉太き線は導體の表面にて且圖の上半及下半は夫々 C が陽及び陰帶電なる時の有樣を示す。又點線は帶電面　實線は變位線なり。

第百五十圖



第百五十一圖



V.　陰陽等量の帶電が同時に生ずる事　傳導其他如何なる手段によるも一物體に一定量の電氣を導けば自然他物體より等量の電氣を引き去らざるべからず。換

言すれば一物體に一定量の電氣の壓出卽ち陽帶電あれば他の何れかの物體には等量の欠陷を生じ從つて等量の流入を來すべし此れ卽ち陰帶電の現象に外ならず。依つて一物體が陽電氣を得る時は他に必ず等量の陰電氣を得る物體ありと結論する事を得。

摩擦による帶電も亦然り。例へば硝子棒を絹布にて摩擦する時硝子棒は陽電氣を得。硝子棒に他より電氣を附與せざる限りは此れ硝子棒が絹布より電氣を引き取りたるなり。依つて硝子の得たる電氣の過剩丈け絹布は電氣を失へり。卽ち双方の帶電は等量にして互に反對ならざるべからず。

全く同種にして且全く同狀態の二物體を摩擦するも帶電せず此れ其一が他より電氣を引く理由なければなり。

VI.　帶電の表面密度は其表面の曲率大なる程大なり。今第百五十二圖 A の如き楕圓形の導體を帶電せしめたりとせよ。A より非常に大なる距離に於て A の任意の一點を中心とせる球面 S を想像せよ。球面 S が A に比し十分大なる時は A の帶電の有樣の如何に拘らず S の表面に於けるヂエレキ變位は總ての點に於て相等しと見做すを得べし。

A の表面に於て面積等しき二つの微部分 s_1, s_2 を取り

s_1, s_2 を切口とせる變位管 T_1, T_2 が球面 S 上に於ける切口を夫々 s_1', s_2' とせば

第百五十二圖

(s_1 上の帶電)=(s_1' を通じての電氣變位)

(s_2 上の帶電)=(s_2' を通じての電氣變位)

なり。然るに變位管は常に導體の表面に垂直なるを以て(§143參照)導體 A の表面の曲率大なる部分 s_2 より出ずる變位管は曲率小なる部分 s_1 より出ずるものより大なる頂角を有す。從つて $s_2' > s_1'$ なる事明かなり。故に

(s_2' を通じての電氣變位)

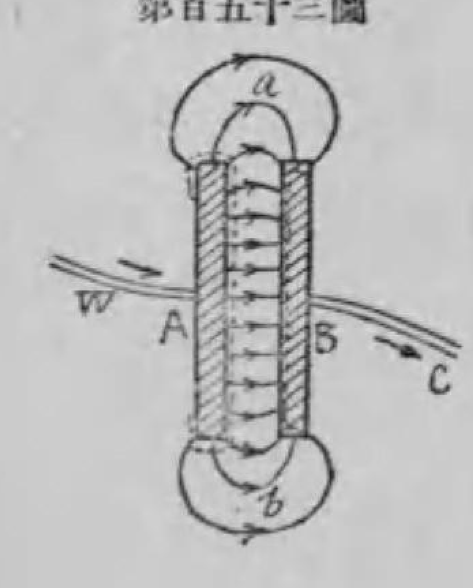
$>$(s_1' を通じての電氣變位)

從つて　(s_2 上の帶電)$>$(s_1 上の帶電)

然るに s_1 及 s_2 は假定によりて面積等しきを以て曲率大なる部分 s_2 に於ける表面密度は曲率小なる部分 s_1 に於ける表面密度より大なり。

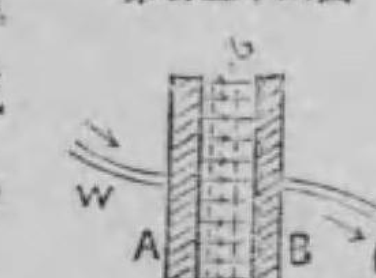
§142 平板蓄電器の電場 諸種の事項を說明するに屢々必要なる平板蓄電器(§111參照)の電場を說明せん。表面積等しき二枚の平行板 A 及 B を對立し(第百五十三圖) A を導線 W にて電源に連絡し且 B を導線 C にて地絡せば電源の電液の壓力の爲めに板 A の表面に電氣の壓出あり而して其壓力は §141, IV に述べたる理由によりて大部分は板 B の對面に起る故に兩板間の變位線は第百五十三圖に示す趨勢あり沓緣に近き部分に於て a 及 b の如き曲線の部分を生ず。

第百五十三圖



若し兩板の距離 d が板面の廣さに對して十分小なりとせば A 板の表面に於ける電氣の壓出は益々 B 板の對面に多量にして兩板の變位線は第百五十四圖の如く兩板の總ての部分を通じて平行にして且デエレキ變位も一樣なりと見做し得べし。今 A の表面を通過して板 B の側に壓出したる電氣量卽ち A 板の帶電量を e とせば電氣の壓縮すべからざる性質によりて板 B の表面に入りたる電氣量卽ち板 B の帶電量並びに兩板の間に於ける任意の P 面を通過して變位したる電氣量は共に又 e なり。されば A 及 B 板の面積を S とせばデエレキ變位が一樣なりとの假定によりて A 及 B 板の表面密度 σ 及 σ' は

第百五十四圖



$$\sigma = e/S,\quad \sigma' = -\sigma = -e/S \cdots\cdots\cdots(1)$$

なり。又任意の P 面の單位面積に對するデエレキ變位卽ち兩板間のデエレキ變位の强さ D は又

$$D = e/S \cdots\cdots\cdots(2)$$

にして σ, σ' 及 D は其大さに於て同値なり。

又兩板間のメヂウム内に於て電氣が變位線に沿ひて變位したる距離(元より此距離は極めて小なり)をδとせばδは又電氣の壓縮すべからざる性質によりて當然A及B板の帶電面の厚さに等し。任意の面Pの單位面積を通じて變位する電氣は此表面を底とし高さδなる壔形空間内に存するものに等しき故單位體積中に有する電液の量をNを以て表はせば

$$D=N\delta \quad\cdots\cdots(3)$$

とすることを得。

§143 媒體説による電位電氣力及電場の强さの定義

簡單の爲めに平板蓄電器を以て題目の諸事項を定義せん。偖電氣の運動は恰かも水の運動に類する事流體説に於て示したるが如く、又媒體説に於けるヂエレキ彈性は恰かも彈性學に於ける物體の彈性に類似せる事己に屢々説明したるが如し。今題目の事項を定義するに當りて其觀念を明かならしむる爲め平板蓄電器に似たる液體の容器を想像し兩者を對照して説明せん。

(1)A及Bは二個の水の容器にして之れを太き一本の管GHを以て連絡す。管GHにはm_2を以て示す如く所々ゴム膜を張り又容器ABには夫々管W及W'を附し水の容器中に出入する路となす。

(2)容器A,B及ゴム膜間の空間に水を充しゴム膜間及容器内の水の壓力が到る所均等にならばゴム膜は眞直に(圖中實線の位置)に張られ何等の歪を受けず。

(3)管W又はW'を通じて容器に水が流入せば陽電氣を帶び水が流出せば陰電氣を帶ぶるものと考へん。

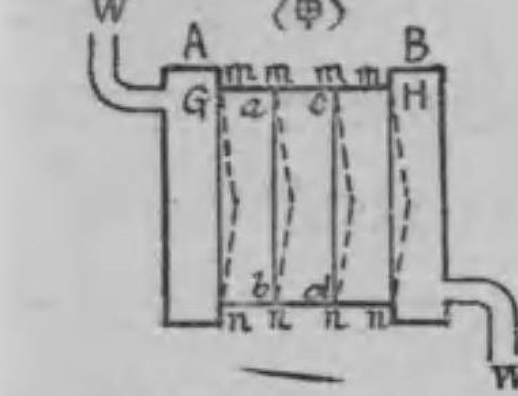
(4)今容器Aに水の或る量を流入せしむる場合を考察せん。

(5)容器Aに水を流入せしめんには管Wを水壓高き或る水源に連絡するを要す。

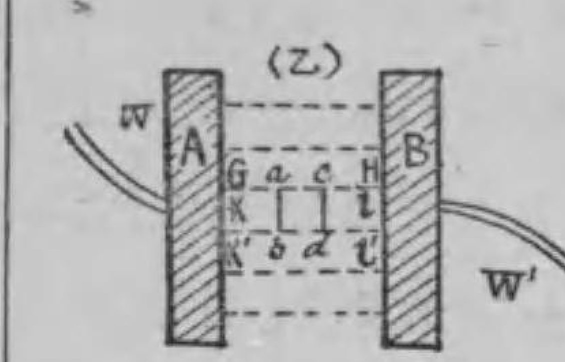
(1)A及Bは二枚の金屬板にして其間に任意のヂエレキ體GH介在す。導線W及W'は板A及Bに附したる電氣の傳導路にして電氣の流入又は流出の路をなす。

第百五十五圖

(甲)



第百五十五圖



(2)金屬板A,Bが通常の狀態にある時兩板間のヂエレキ體HGは從つて何等の電氣歪を受くる事なし。

(3)導線W又はW'を通じて金屬板A又はBに電氣が流入せば板は陽電氣を帶び,電氣が流出せば板は陰電氣を帶ぶる事既に屢々記述したるが如し。

(4)今板Aに電氣を流入せしめ(卽ち陽に帶電せしめ)從つて板Bを陰に帶電せしめて此蓄電器を充電する場合を考察せん。

(5)板Aに電氣を流入せしむるには導線Wを電液の壓力高き或る電源に連絡するを要す。

(6)板AをWを以て電液の壓力大なる電源に連絡し。板BはW'を經て之れを地に連絡したりとせ

(6)容器 A を W を以て水壓高き貯水池に連絡し,容器 B は W' を經て水壓低き貯水池に連絡したりとせよ。

(7)然る時は容器 A に一定量の水 e が流入し,爲めに兩容器間のゴム膜に壓力を及ぼしゴム膜は圖中點線の位置迄緊張せられ管 W' より容器内の水は流出すべし(水は壓縮せられざるものとせば此流出は A に流入したる量と相等しきこと明かなり)即ち兹に水の壓力とゴムの彈性と平衡の狀態に達す。

(8)此際容器 A に流入し又容器 B より流出したる水量は元より管 W を連絡したる水源の壓力によるのみならず,ゴム膜の彈性の大小によりて決定さる。

(9)斯く平衡の狀態に達したる時容器 A の水壓は高く B の水壓は低し故に其間に張られた

よ。

(7)然る時は板 A に一定量の電氣 e が流入し。爲めに兩板間のヂエレキ體に壓力を及ぼし,ヂエレキ體のヂエレキ彈性と釣合ふ迄ヂエレキ變位を生じ此ヂエレキ變位は板 B に到着して B 板より W' を經て又 e 丈けの電氣を流出せしめ玆に再び電液の壓力とヂエレキ彈性とは平衡の狀態に達す。

(8)此時板 A に流入し又板 B より流出したる電氣量(卽ち板 A 及 B の帶電量)は元より導線 W を連絡したる電源の壓力に關するのみならず兩板間のヂエレキ體のヂエレキ彈性の大小によりて決定さる。

(9)斯く平衡の狀態に達したる時板 A に於ける電液の壓力は電源の壓力にして高く板 B に於ける壓力は零(地絡せる故)なるを以て兩板間のヂエレキ體內に於ても

るゴム膜に及ぼす水壓は左方の膜程强く右方の膜程漸次低下す。

(10)今任意の相隣る二膜 ab 及 cd 內に含まるゝ水の受くる力を考察せん。

(11)膜 ab が左方の水より受くる壓力の强さを p とし cd が其左方の水より受くる壓力を p' とし,且つ膜の面積を s とせば

$$P=ps-p's$$
$$=-(p'-p)s \cdots\cdots\cdots\cdots(1)$$

なる力を以て兩膜間に含まるる水は右方に送られ此力によりてゴム膜に歪を生じ依つて生ずるゴムの彈力と釣合へるなり。

(12)今兩膜間の距離を d とし,且つ d を右方に測りたる時を正とし,反對の方向に測りたる時を負と約束し, (1)式を次ぎの形に書き直せ。

左方の壓力は高く漸次右方に進むに從ひて其壓力低下す。

(10)今任意の變位管 $KlK'l'$ に於て其極めて接近せる任意の二つの斷面 ab 及 cd 間に含まるゝ電液が受くる力を考察せん。

(11)斷面 ab 及 cd に於ける電液の壓力を夫々 p 及 p' とし,且つ其斷面積を s とせば

$$P=ps-p's$$
$$=-(p'-p)s \cdots\cdots\cdots\cdots(1)$$

なる力にて兩斷面間に含まるゝ電液は右方に送られてヂエレキ變位を生じヂエレキ彈性と釣合へるなり。

(12)今兩斷面間の距離を d とし且つ d は右方に向つて測りたる時を正とし,反對の方向に測りたる時を負と約束し, (1)式を次ぎの形に書き直せ

$$P=-\frac{p'-p}{d}sd \cdots\cdots\cdots\cdots(2)$$

$$P=-\frac{p'-p}{d}d \cdots\cdots\cdots\cdots(2)$$

(13)(2)式の$\frac{p'-p}{d}$は兩膜間に於ける壓力變化の割合(實際水の場合に於ては兩膜間に於ける水の壓力は到る所同一にしてゴム膜を超ゆる毎に不連續的に壓力の變化を來せど電氣の場合と比較する爲め兩膜間に於ても漸次左方より右方に壓力は連續的に變化するものと假定す)

(14)又(2)式に於けるsdは兩膜間に含まるゝ水の容積なり。

依つて次ぎの結論を得。

(15)ゴム膜を有する水路の或る一點に於て水壓の差によりて水のv容積をゴム膜の彈力と釣合ふ迄變位せしむるに必要なる力Pは其點に於ける水壓の變化の割合と容積vとの積

$$-\frac{p'-p}{d}.v \cdots\cdots\cdots\cdots(3)$$

(13).(2)式の$\frac{p'-p}{d}$は兩斷面間に於ける電液の壓力の單位の長さに對する變化の割合にして實際に於て此壓力の變化は必ずしもdに比例するものにあらずと雖どもdが假定の如く極めて小なる時は實用上dに比例するものと考ふる事を得べし。故に$-\frac{p'-p}{d}$は兩斷面間に於ける壓力變化の割合所謂**壓力降度**(Pressure gradient)を表はす。

(14)又(2)式に於けるsdは兩斷面間の空間の容積即ち兩斷面間に含まるゝ電液の容積を表はす。

依つて次ぎの結論を得。

(15)デエレキ體内の或る一點に於て電液の壓力の差によりて電液のv容積をデエレキ彈性と釣合ふ迄變化せしむるに必要なる力Pは其點に於ける電液の壓力降度と容積vとの積

$$-\frac{p'-p}{d}v \cdots\cdots\cdots\cdots(3)$$

にて與へらる。

(16)從つて水の單位容積を送るに必要なる力Fは

$$F=-\frac{p'-p}{d} \cdots\cdots\cdots\cdots(4)$$

(17).今單位容積中に含まるゝ水の質量即ち水の密度をNとせば單位質量の水を送るに必要なる力Hは

$$H=\frac{F}{N}=-\frac{p'-p}{Nd}$$

$$=-\frac{\frac{p'}{N}-\frac{p}{N}}{d} \cdots\cdots\cdots\cdots(5)$$

(18).(5)式の$\frac{p'}{N}$及$\frac{p}{N}$を夫々膜cd及abに於ける水位と稱せん。今此等を夫々V'及Vを以て表はせば

$$V'=\frac{p'}{N} \quad V=\frac{p}{N} \cdots\cdots\cdots\cdots(6)$$

從つて(5)式は

$$H=-\frac{V'-V}{d} \cdots\cdots\cdots\cdots(7)$$

となす事を得。

(19).(7)式は水壓の差或は水位の

にて與へらる。

(16)從つて電液の單位容積を送るに必要なる力Fは

$$F=-\frac{p'-p}{d} \cdots\cdots\cdots\cdots(4)$$

(17).今デエレキ體の單位容積中に含まるゝ電液の量即ちデエレキ體の電液密度をNとせば單位の電氣量を變位せしむるに必要なる力Hは

$$H=\frac{F}{N}=-\frac{p'-p}{Nd}$$

$$=-\frac{\frac{p'}{N}-\frac{p}{N}}{d} \cdots\cdots\cdots\cdots(5)$$

(18).(5)式の$\frac{p'}{N}$及$\frac{p}{N}$を夫々斷面cd及abに於ける**電位**(Electric potential)と稱す。今此等を夫々V'及Vを以て表はせば

$$V'=\frac{p'}{N} \quad V=\frac{p}{N} \cdots\cdots\cdots\cdots(6)$$

從つて(5)式は

$$H=-\frac{V'-V}{d} \cdots\cdots\cdots\cdots(7)$$

となすことを得。

差によりて單位質量の水に働く力なり。

(20).(6)式より水位と水壓との差異を考ふるに p 及 p' は水壓にして此れ等と N との比は水位を表はす。されば水壓大なれば從つて水位も高く水位は水壓に比例す。

されば吾人は水壓其物を水位と考ふるも敢て不可なきも唯水位の數値を表はすには水壓に一位の定數 $\frac{1}{N}$ を乘じたるものを以てするに外ならざるなり。

(19).(7)式は電液の壓力の差或は電位の差即ち電位差によりて單位の電氣量に働く力なり。H を名附けて**電氣力**(Electric force)と稱し。又 H を其點に於ける**電場の強さ**(Intensity of electric field)とす。

(20).(6)式より電液の壓力と電位との差異を考ふるに此れ水壓と水位との差異に於けるが如く便宜上電液の壓力 p に一定の定數 $\frac{1}{N}$ を乘じたるものを以て電位の數値と取るに過ぎず。故に電液の壓力其物を以て電位の觀念となすも敢て不可なし。

偖て液體と電氣との類似點を對照して電位の觀念を明かにし其數値を定義し併せて電氣力及電場の強さを說明せり。更らに進んで電位及電氣力に關する必要なる事項を說明せん。

(a) 等電位面　電場內に於て電位の等しき諸點を含む面を**等電位面**(Equipotential surface)と稱す(此定義は§83の定義と同一なり)

(b) デエレキ變位即ち電氣の變位を起さしむる力たる(1)式及(2)式の P,從つて(4)式の F 幷びに(5)式及(7)式の H 等は何れも電位高き場所より電位低き場所に向ふ。即ち電氣變位は常に高電位の所より低電位の場所に向つて生ず。此れ二流體說を以てすれば陽電氣は高電位より低電位に陰電氣は低電位より高電位に運動すと云ふに相當す。此事實は又§83に述べたる所と一致を失はず。

(c) 等電位面に沿ふては電位降度零なるを以て全く電氣を變位せしむる事なし。故に電氣變位の方向即ち變位線の方向は常に等電位面に垂直なり。

(d) 變位線の方向とは電氣變位を起す力即ち(1)式及(2)式の P,從つて(4)式の F 幷びに(5)式及(7)式の H の方向にして而かも H の方向は電場の強さの方向即ち電力線の方向に外ならず。斯く考へ來れば吾人は變位線は全く§81に述べたる電力線(Lines of force)と全然同一のものなるを知る。唯變位線とは電氣の變位其物に着眼して附したる名稱にして電力線とは電氣の變位の原因に着眼して附したるに外ならず。從つて變位管は又力管と全然同一物なりと解釋して可なるを知る。

依つて舊來の慣用に從ひて以下變位線及變位管なる語に代ふるに夫々電力線(又は略して單に力線)及力管なる語を專ら使用することゝせん。

(e) 內部の充實せる一つの導體に電氣を與へ電氣が

平衡の狀態に達したる時は其導體の內部及表面の各點は總て同一の電位にあり,何となれば電位の等しからざる二點存する時は電氣は高電位の所より低電位の所に運動すべし。之れ電氣が平衡の狀態にありと云ふ假定に反すればなり。

從つて此導體の表面は等電位面をなし。又導體の內部には電氣力即ち電場の存する事なし。

斯く導體の內部には電場存せざるを以て力線は唯導體の表面より外部のヂエレキ體中に趨り導體の內部には力線存せず。

然るに導體の表面は等電位面をなすを以て力線は常に其表面より垂直に射出す。

(f)　唯に一個の導體のみならず互に導線を以て連絡されたる數個の導體も亦其等の導體の內部及表面は到る處同一の電位にあり。而かも其等導體の表面は等電位面をなすこと明かなり。

(g)　次ぎに帶電せる中空導體に於ても其導體の表面は等電位面をなす事明かなり。導體の內部の空間は如何と云ふに之れ又到る所電位等しく從つて力線の存在する事能はず。何となれば導體の內壁の一點 a (第百五十六圖)より出ずる力線ありとせば其力線の一端は必ず又導體面に終る(§135參照)べきを以て必ずや內壁の一點 b に終る

第百五十六圖

べし。之れ a に陽帶電ありて b に陰帶電あるを表はす。之れ導體が或る一種の電氣を帶ぶるなる假定に背く。若し又導體の內部に cde の如き自ら閉づる力線ありとせば(元より力線はヂエレキ體內に於て自ら閉づる事能はずと雖ども)力線に沿ひ電位は次第に降下しつゝ再び元の同一の電位に戻るなる不合理に到着すべければなり。

故に中空導體の內部に於ては電場の存する事なく其導體の表面の帶電の如何に拘はらず又外部より如何なる電氣作用を受くるも依然として電場なく從つて電氣力の作用を蒙る事なし。此れ既に §85 及 §86 に說明したる所なりとす。

(h)　(7)式 $H=-\dfrac{V'-V}{d}$ を見るに $\dfrac{V'-V}{d}$ は距離 d の正の方向に於ける電位の變化の割合なるを以て之れを微分學の記號に從へば

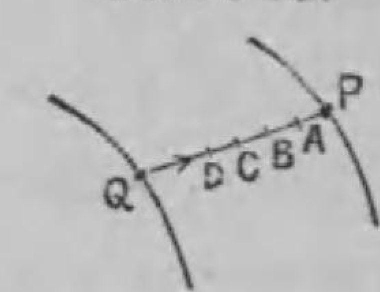
$$H=-\frac{dV}{dd}\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(8)$$

となる。(7)式及(8)式は §83 に於て出したる所にして流體說に於ける理論と一致せるを認むべし。

§144 電氣を動かすに要する仕事及電位并びに電場の强さの他の定義　電場內の一つの等電位面上の一點 P より電力線 $PAB\cdots Q$ に沿ふて極小なる電氣量 e を動か

す仕事Wを計算せん。但し電氣量eは其の存在又は運動によりて電場内の各點の電位は何等の變動を受けざる程小量なるものとす。

第百五十七圖



電氣量eの運動の路上に$A, B, C, \cdots\cdots$なる極めて接近せる諸點を取りて之れを多くの微小部分に分てば求むる仕事WはPよりA迄、AよりB迄……DよりQ迄動かす仕事夫々${}_PW_A$、${}_AW_B$、${}_BW_D$、……${}_DW_Q$の和によりて與へらる。

先づ${}_PW_A$を考ふるにP點及A點の電位を夫々V_P, V_Aとし且つ其距離をdとせばPA間に於ける電氣力即ち單位の電氣量に働く電氣力Hは§143(7)式により

$$H=\frac{V_A-V_P}{d}$$

なり。從つて電氣量eに働く力Fは

$$F=e\frac{V_A-V_P}{d}$$

$$\therefore \quad {}_PW_A=F.d=e(V_A-V_P)$$

同樣に$B, C, \cdots\cdots Q,$點に於ける電位を夫々$V_B V_C \cdots\cdots V_Q$とせば

$${}_AW_B=e(V_B-V_A) \qquad {}_BW_C=e(V_C-V_B)$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \qquad {}_DW_Q=e(V_Q-V_D)$$

$$\therefore \quad W={}_PW_A+{}_AW_B+{}_BW_D+\cdots\cdots+\ W_Q$$

$$=e(V_Q-V_P) \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (1)$$

卽ち電場内の一點より力線に沿ひて他の一點迄或る電氣量を動かす仕事は其電氣量と二點の電位差との積によりて與へらる。此れ已に§83に述べたる處にして全く一致せるを見るべし。

上記の仕事は唯に力線に沿ふて動かす時に限らず其路に無關係にして且P點及Q點が等電位面上の何所にあるも常に同一なる事§25に記したる論法を用ひて證明せらるゝこと明かなり。

(1)式に於て$e=1$とせば

$$W=V_Q-V_P \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (2)$$

となる。此れによりて次の如く述ぶるを得。

電場内の二點P及Qの電位差は其二點間を單位の電氣量を動かすに要する仕事の量に等し。

更らに(2)式に於て$V_P=0$なる時は

$$W=V_Q \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (3)$$

となる。之れによりて更に次の如く述ぶるを得。

電場内の一點Q點の電位とは電位が零なる點卽ち帶電體より無限に遠き一點(帶電體より無限に遠方の一點にてはヂエレキ體の電波は何等の壓を受くる事なく從つて其電位は零なり)より其點迄單位の電氣量を動かす仕事なり。

斯く論じ來れば前節に述べたる電位の定義は流體說に於て(§83)述べたる電位と其定義の法式異るに拘らず

全く同一の事實を表はすを認むべし。

電位のみならず電場の強さも亦然り。前節(7)式にて說明したる如く或る一點に於ける電場の强さHとは其點に於ける單位の電氣量に働く力なり。されば電場の强さHなる一點に電氣量eを置けば之れに働く力Fは

$$F=eH \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(4)$$

にて與へらる。此等の事實は又夫々流體說に於ける§80及§80(1)式と全く一致す。

§145 電力とヂエレキ變位との關係 ヂエレキ變位は電液の呈する壓力によりて起るものなる事既に論じたり。今ヂエレキ變位と壓力との關係を論究せん。ヂエレキ變位は單に電液の壓力に關係するものに非ず 勿論壓力の强き所より弱き方に向へど其變位量は壓力の變化の度合に關す(若しヂエレキ體內の電液の壓力が至る所同一ならば電氣の變位すべき理無き事恰かも水の壓力が到る所同一ならば水は全然運動を起さゞると同樣なり)る事§143に於て水の變位と對照して述べたり。

然るに電液の壓力の大小は電位の大小を意味するを以て壓力の變化の度合は電位の變化の度合卽ち電氣力を意味す。故にヂエレキ變位は全く電氣力の大小に關して行はるゝものたるを理解し得べし。

偖てヂエレキ變位は電氣力の大なる程大なるや論を

俟たずと雖ども兩者の數量的の關係を吟味せんと欲せば玆に一つの假定を設くるを要す。

Maxwellはヂエレキ變位は電氣力と同方向に起り且つ電氣力の大さに比例するものなりと假定して種々なる理論を硏究しよく實際と一致するを見たり。

此假定に從へば今電氣力がHなる時ヂエレキ變位がDなりとせば

$$D \propto H \quad or \quad D=\varepsilon H \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(1)$$

玆にεは比例常數にして$H=1$なる時のDの値にしてヂエレキ體のヂエレキ彈性の大小に關係す。ヂエレキ彈性小なるヂエレキ體にありては同一の電氣力によりて大なる變位を受くる事明かなり。(此れ恰かも§143の水の例に於てゴム膜の彈性小なる程ゴムの膨れ大にして從つて水の變位大なるが如し)故にヂエレキ彈性小なるヂエレキ體程εの値大なり。

斯くεは全くヂエレキ體の性質に關する常數なるを知れり。然るに§67及§116に述べたるヂエレキ常數Kも亦ヂエレキ體の性質を定義する定數なり。さればKとεとの間に一定の關係あるを想はしむ。實際εはKに比例するものにして

$$\varepsilon=\frac{K}{4\pi} \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(2)$$

なる關係を有す。(此關係は次節に證明す) 故に(1)式は次ぎの如く書く事を得るなり。

$$D=\frac{1}{4\pi}.KH \quad or \quad D\propto KH \cdots\cdots(3)$$

即ち前記 Maxwell の假定は又次の如く述ぶるを得。

デエレキ變位は電氣力と同方向に起り且つ電氣力の大さ及デエレキ體のデエレキ常數に比例す。但し此場合の比例常數は$\frac{1}{4\pi}$なり。

デエレキ變位が電氣力と同方向なるは詳數云へばデエレキ體が等方體なる場合にしてデエレキ體が結晶體なる時は一般に兩者の方向同じからず。本書に於てはデエレキ體が結晶體なる場合は論外に置くものとす。實際に於て吾人がデエレキ體即ち絕緣體として用ゆるは空氣其他の氣體又は液體狀の不導體或は硝子エボナイト硫黄等の如き無定形物質なる場合多し。

§146 Coulomb の定律及 ε の値 §67 に述べたる Coulomb の法則は實驗の結果に基くものなり。今之れを證明せん。

極めて小なる導體 A (第百五十八圖) が帶電 e (陽帶電と假定せん) を有す。即ち A の表面を通じて電液が e 丈け壓出せりとせば其電力線 (變位線) は A を中心とせる圓の半徑の方向なり。今 A を中心とし半徑 r が物體 A に比し十分大なる球面 S を想像せば此球面の總面積を通じて變

第百五十八圖

位したる電液の量も亦 e なり。而して其變位は球面上の各點同一にして且球面に垂直なり。依つて球面の單位面積を通過する電液の變位卽ちデエレキ變位の强さ D は次の如し。

$$D=\frac{e}{4\pi r^2} \cdots\cdots(1)$$

今球面上に於ける電氣力即ち球面上に於ける單位の電氣量に働く力を H とせば前節(1)式より

$$D=\varepsilon H \cdots\cdots(2)$$

$$\therefore \quad \varepsilon H=\frac{e}{4\pi r^2} \quad or \quad H=\frac{e}{4\pi\varepsilon r^2} \cdots\cdots(3)$$

今球面上の一點に帶電 e' を有する極小なる物體 B ありとせば之れに働く力 F は

$$F=e'H=\frac{1}{4\pi\varepsilon}\frac{ee'}{r^2} \cdots\cdots(4)$$

なり。

(4)式は極小なる帶電體 A (帶電量 e) が他の極小なる帶電體 B (帶電量 e') に距離 r に於て働く力を表はすものなり。同樣の理論により B が A に及ぼす力も亦(4)式により て與へらるゝを證し得べし。即ち知る。夫々電氣量 e 及 e' を有する極小物體が或るデエレキ體內に於て r なる距離にて互に作用する力 F は

$$F=\frac{1}{4\pi\varepsilon}\frac{ee'}{r^2} \quad or \quad F\propto\frac{ee'}{r^2} \cdots\cdots\cdots(5)$$

にて與へらる。此れ帶電體間の相互作用は電氣量の相乘に比例し距離の自乘に逆比例し。且つヂエレキ體(即ちメヂウム)の性質 ε に關係する事を示す Coulomb の法則なり。

然るに §67 に述べたる如く電氣量 ee' を $C.G.S.E.S.U.$ にて且 F 及 r も $C.G.S.U.$ にて表はすならば

$$F=\frac{1}{K}\frac{ee'}{r^2} \cdots\cdots\cdots(6)$$

なる事實驗の示す結果なり。

(5)式と(6)式とを比較して e,e' 及 F,r 等を總て $C.G.S.U.$ にて表はすならばヂエレキ體に關する常數 ε は

$$4\pi\varepsilon=K \quad or \quad \varepsilon=\frac{K}{4\pi} \cdots\cdots\cdots(7)$$

なる關係あるを知る。

本節に於ては唯帶電體相互の引力又は斥力に關する法則を理論的に誘導したるに過ぎず其引力又は斥力に對しヂエレキ體が如何なる作用をなすか。換言すれば引力又は斥力に對するヂエレキ體のなすメカニズムを更らに §148 に説明すべし。

§147 帶電體のエネルギー及電場のエネルギー 或るヂエレキ體内に於て帶電 e を有し電位 V なる導體の有するエネルギー A を計算せんとせば §104 に述べたると

同一の理論により極めて小なる電氣量 $\frac{e}{n}$ (n は無限に大なり)づゝ電位零なる所より n 回此導體迄持ち來して此帶電體を構成するものと考へ毎回になす仕事の量の總和にて與へられ

$$A=\tfrac{1}{2}eV \cdots\cdots\cdots(1)$$

なる公式を求むる事を得べし。

從つて半徑 R なる球がヂエレキ常數 K なるメヂウム内に於て電氣量 e を有する時は球の電位は $\frac{e}{KR}$ なるを以て其エネルギー A は

$$A=\tfrac{1}{2}eV=\tfrac{1}{2}\frac{e^2}{KR} \cdots\cdots\cdots(2)$$

にて與へらる。

又平板蓄電器の收電板の電位 V_1, 蓄電板の電位 V_2, 電氣量 e なる時は其エネルギー A は

$$A=\tfrac{1}{2}e(V_1-V_2) \cdots\cdots\cdots(3)$$

となる。

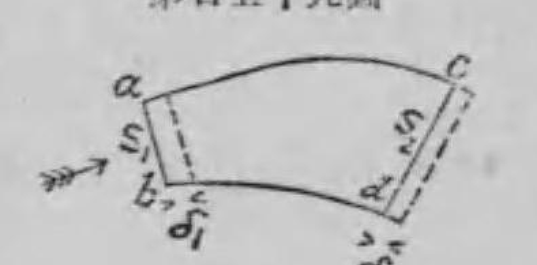
上記の議論はメヂウムの作用に無關係に唯電氣なる流體を動かす仕事を根據とし而かもエネルギーは帶電體其物が有するものとしての計算にして媒體說とは因緣なきものなり。

抑導體に帶電を與ふるとは媒體說を以てすれば其導體の周圍のメヂウムに其ヂエレキ彈性と釣合ふ迄電氣

變位を起さしむる事なり。デエレキ彈性に抗して電氣變位を起すには仕事を要し此仕事がメヂウム内に電氣的位置のエネルギーとして貯へらるゝなり。されば流體說に於ける帶電體のエネルギーとは媒體說に於ては電場の各部分に貯へらるゝエネルギーを電場の總てに加へたる總和ならざるべからず。今デエレキ變位を受けたるメヂウムの單位容積が幾何のエネルギーを有するかを計算し。倂せて電場の總てに於ける此エネルギーの總和が帶電體のエネルギー(流體說に於ける)と同値なる事を一二の例によりて證明せん。

今デエレキ體内に任意の力管(變位管)を考へよ。其變位管に直角にして極めて接近せる二つの斷面 ab 及 cd を取り(第百五十九圖)デエレキ體内に於て例へば左方より電液の壓力が傳播し來りて ab に到着せり(即ち電液の壓を增す原因例へば導體の帶電等が左方にありと假定す)とせば此壓力は最初 ab に到着したる時は極めて微弱なりと雖ども次第に其値を增し遂に一定値 p_1 に達す(§132參照)從つて ab を通じて變位する電氣量も亦壓力の變化に比例して增加し壓力が一定値 p_1 に達したる時 ab を通じて變位したる電氣量も亦一定値 e に達し玆に平衡の狀態となる。

第百五十九圖



今 ab を通じて電氣量 e を δ_1 丈け變位せしめたりとし且つ斷面 ab の面積を s_1 とせば最初壓力が到着して一定値 p_1 に達する迄の平均の壓力は $\frac{1}{2}(o+p_1)=\frac{1}{2}p_1$ と見做し得。從つて面積 s_1 を通じて電氣を δ_1 丈け變位せしむる爲めの平均の力 f は

$$f=\tfrac{1}{2}p_1s_1$$

故に s_1 を通じて電氣を變位せしむる爲めに力管の一部分 $abcd$ の上になされたる仕事 W_1 は

$$W_1=f\delta_1=\tfrac{1}{2}p_1s_1\delta_1$$

同樣に斷面 cd を通じて電氣を變位せしめたる距離を δ_2, 斷面 cd の面積を s_2, 且つ s_2 に於ける電液の壓力を p_2 とせば力管の一部分 $abcd$ より外部になしたる仕事 W_2 は

$$W_2=\tfrac{1}{2}p_2s_2\delta_2$$

故に $abcd$ 部がデエレキ變位を受くる爲めに其上になされたる仕事は W_1-W_2 にして之れ $abcd$ 部がデエレキ變位の爲めに得たる位置のエネルギーに外ならず。依つて

$$E=\tfrac{1}{2}(p_1s_1\delta_1-p_2s_2\delta_2)\cdots\cdots\cdots\cdots(4)$$

今デエレキ體の單位容積中に含む電氣量を N とし上式を

$$E=\frac{1}{2N}(p_1s_1\delta_1N-p_2s_2\delta_2N)\cdots\cdots\cdots\cdots(5)$$

と書き直すに $s_1\delta_1$ は s_1 面に於て變位を受けたる電氣の

容積なるを以て $s_1\delta_1 N$ は s_1 を通じて變位したる電氣量 e なり。同様に $s_2\delta_2 N$ は s_2 を通じて變位したる電氣量にして又 e に等し（力管の任意の斷面を通じて變位する電氣量は常に等量なる故）故に(5)式は

$$E=\frac{1}{2}\frac{p_1-p_2}{N}.e \cdots\cdots\cdots\cdots (6)$$

となる。

今兩斷面 s_1, s_2 の平均の距離を d, 力管の平均斷面積を s とし。且つ s_1, s_2 兩面は極めて近き故其間にては一定の電場の强さ H を有すると見做し得べし。然る時は平均面積 s を通じて變位したる電氣量 e は §145(3) 式によりて

$$e=D.s=\frac{K}{4\pi}Hs$$

なり。但し D はヂエレキ變位の强さとす。

依て(6)式は次の如くなる。

$$E=\frac{K}{8\pi}\left(\frac{p_1}{N}-\frac{p_2}{N}\right)Hs$$

$$or\quad E=\frac{K}{8\pi}\left(\frac{\frac{p_1}{N}-\frac{p_2}{N}}{d}\right)H.sd \cdots\cdots\cdots\cdots (7)$$

(7) 式に於て p_1/N 及 p_2/N は s_1 及 s_2 面に於ける電位にして（§143(5)式參照）從つて $\left(\frac{p_1}{N}-\frac{p_2}{N}\right)/d$ は s_1, s_2 兩面間の電力

（電場の强さ）H に等し（§143(7)式參照）

故に(7)式は

$$E=\frac{K}{8\pi}H^2.sd \cdots\cdots\cdots\cdots (8)$$

となる。然るに E は力管 $abcd$ 部の有するエネルギーにして,且 sd は同部の容積を表はす。依つて單位容積に含まるゝエネルギー U は

$$U=\frac{K}{8\pi}H^2. \cdots\cdots\cdots\cdots (9)$$

即ち,一般に電場内の單位容積毎に含まるゝエネルギーは電力の自乘と $\frac{K}{8\pi}$ との積に等し。

(9)式に §145(3) 式を參考せば又

$$U=\frac{1}{2}DH \cdots\cdots\cdots\cdots (10)$$

$$U=\frac{2\pi}{K}D^2 \cdots\cdots\cdots\cdots (11)$$

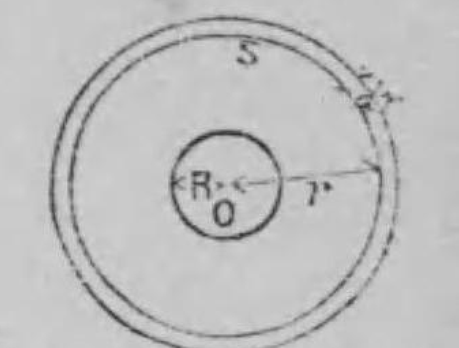
とする事を得。

斯く媒體說による電氣變位を基として電場の單位容積のエネルギーを計算せり。されば媒體說による理論が流體說による理論と矛盾せざるならば任意帶電體のエネルギ例へば(1)(2)及(3)式等は此等の帶電體より起る電場の各部に於けるエネルギー（(9),(10)及び(11)式）を電場の全體に取りたる總和と合致せざるべからず。今球狀の

帶電體及平板蓄電器に就きて計算を試み其よく合致するを示さん。

(i) 球狀帶電體 半徑 R なる球體に帶電 e を與へたる時半徑 r なる同心球面を通じて變位したる總電氣量は又 e なり。故に此球面上に於けるヂエレキ變位 D は

第百六十圖



$$D=\frac{e}{4\pi r^2}$$

從つて此球面上に於ける單位容積の有するエネルギー U は

$$U=\frac{2\pi}{K}D^2=\frac{e^2}{8\pi Kr^4}$$

今半徑 r 及半徑 $r+dr$ なる二つの球面を考ふれば此兩球面間の容積は $4\pi r^2dr$ にて與へらるゝを以つて此兩球面間に含まるゝエネルギー dA は

$$dA=U.(4\pi r^2dr)$$

$$=\frac{1}{2}\frac{e^2}{K}\cdot\frac{dr}{r^2}$$

依て此球狀帶電體より起る全電場のエネルギー A は上式を $r=R$ なる所より $R=\infty$ なる場所迄加へたる總和にして

$$A=\int_R^\infty dA=\frac{1}{2}\frac{e^2}{K}\int_R^\infty\frac{dr}{r^2} \quad \cdots\cdots (12)$$

にて與へらる(解說§92參照)。(12)式の計算は積分法の問題にして積分學によれば

$$A=\frac{1}{2}\frac{e^2}{KR} \quad \cdots\cdots (13)$$

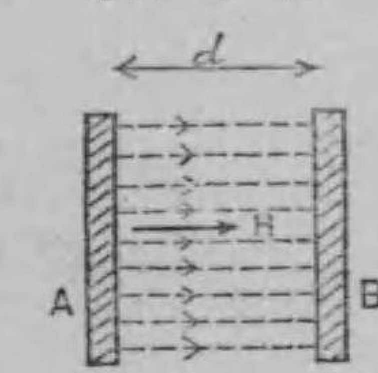
となる。

$$\because\left\{A=\frac{1}{2}\frac{e^2}{K}\int_R^\infty\frac{dr}{r^2}=\frac{1}{2}\frac{e^2}{K}\left[-\frac{1}{r}\right]_R^\infty=\frac{1}{2}\frac{e^2}{KR}\right\}$$

之れ電場の有する總エネルギーにして流體說によりて求めたる(2)式と一致す。

(ii) 平板蓄電器 平板蓄電器の收電板 A を電位 V_1 に蓄電板 B を電位 V_2 に置きて充電したりとす(第百六十一圖)兩板 A 及 B の距離十分小にして電場は兩板の間にのみ限られ且力線は兩板間に於て平行なりとす。然る時は兩板間の電氣力 H は

第百六十一圖



$$H=\frac{V_1-V_2}{d} \quad (d\text{は兩板の距離})$$

$$\therefore \quad U=\frac{K}{8\pi}H^2=\frac{K}{8\pi}\frac{(V_1-V_2)^2}{d^2}$$

今板 A 及 B の面積を S とせばエネルギーを含有する電場の容積は Sd なるを以つて電場內の總エネルギー A は

$$A=U.Sd=\frac{K}{8\pi}\frac{(V_1-V_2)^2}{d^2}.Sd$$

$$=\frac{1}{2}\frac{K}{4\pi}\frac{V_1-V_2}{d}S.(V_1-V_2)$$

$$=\frac{1}{2}\frac{K}{\pi}.H.S.(V_1-V_2)$$

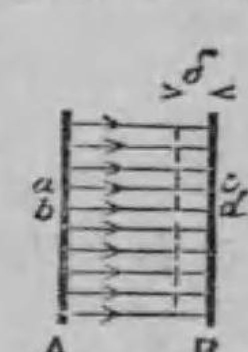
然るに $\frac{K}{4\pi}H$ は電場內のヂエレキ變位の强さ卽ち電場の單位面積を通じて變位したる電氣量なる故 $\frac{K}{4\pi}H.S$ は電場の全面積を通じて變位したる電氣量卽ち蓄電器の有する電氣量 e に等し。

$$\therefore\quad A=\frac{1}{2}e(V_1-V_2)$$

となる。之れ平板蓄電器の電場の有する總エネルギーにして流體說によりて求めたる結果(3)式と一致す。

§148 力管に沿ふ張力及電氣引力又は斥力のメカニズム　板の面積 S なる平板蓄電器に於て A 板を電位 V_1 に B 板を電位 V_2 に $(V_1>V_2)$ 置けば板 A は陽に板 B は陰に帶電す從つて兩板は互に力 Q を以て相牽引す。今電場は唯兩板の間にのみ存在し且電場は一樣なりとし。且つ電場の單位容積の含むエネルギーを U とす。

第百六十二圖



A 板を固定し B 板が引力 Q によりて極小なる距離 δ 丈け運動したりとせば引力のなしたる仕事は $Q\delta$ なり。此仕事はヂエレキ體のなす所なるを以てヂエレキ體のエネルギーは夫れ丈け減少せざるべからず。ヂエレキ體は B 板の運動によりて $S\delta$ 丈け其容積を減少せしを

以てヂエレキ體のエネルギーの減少は $US\delta$ なり。故に

$$Q\delta=US\delta \quad or \quad Q=US \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(1)$$

次ぎに B 板を固定し A 板が運動すると考ふるも同樣なり。依つて兩板の相互引力 Q は(1)式にて與へらるゝを知る。

此引力 Q は兩板の帶電が互に作用するものにあらずして媒達說によれば兩板間のヂエレキ體がヂエレキ變位を受けたるが爲めに恰かも兩板間に引き張られたるゴムが其彈力によりて兩板を引くが如く作用するものなる事に注意すべし。

斯く板の引力をヂエレキ體の作用に歸して考ふるに兩板間の電場は一樣なりとの假定によりヂエレキ變位は兩板間の何處も同狀況にあるべく又板の表面 S の總ての點に於けるヂエレキ體は到る所均等に作用すと假定して差支なし。故に單位面積例へば ab と cd（第百六十二圖）とがヂエレキ體の作用によりて相引く力 T は

$$T=\frac{Q}{S}=U\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(2)$$

なり。

板面の單位面積 ab と cd とが上式の T なる力にて相引くは此れ媒體說を以てすれば ab より cd に趨る力管に沿ふて張力の働くものと見做す事を得。從つて次の結論

を得。

デエレキ變位を受けたるデエレキ體に於ては其力管(變位管)に沿ひて一種の張力が働く而して力管に直角なる單位斷面積に働く張力の强さは其點に於けるデエレキ體の單位容積の含むエネルギーと同値なり。((2)式)

前節(9)(10)及(11)式を參考せば(2)式に與へらるゝ力管の單位切口に働く張力Tは又次式にて與へらる。

$$T=U=\frac{K}{8\pi}H^2=\tfrac{1}{2}DH=\frac{2\pi}{K}D^2 \cdots\cdots(3)$$

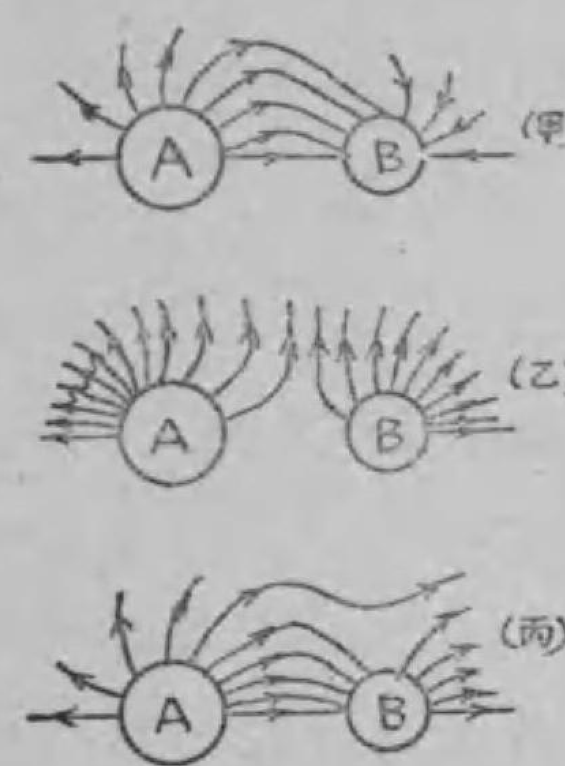
之を以て見れば張力は電場の强さH從つて電氣變位D大なれば愈大なり。

斯く力管に沿ふて張力の存する事に着眼せば帶電體の間に働く引力又は斥力に對しメヂウムが如何なる作用をなすか即ち引力又は斥力のメカニズムを明かにする事を得べし。

(i)　反對の帶電を有する二物體A及Bあれば其間に趨る力管は第百六十三圖(甲)の如く兩物體の間に於て電場最も强く反對の側に於て電場弱し。此等の力管は何れも張力を呈し自己の長さの方向に收縮せんとする力働けど電場の强き所即ち兩物體間に於て特に其力强く反對の側に於て弱し故に物體は互に牽引す。

(ii)　同名の帶電を有する二物體A及Bにありては力

第百六十三圖

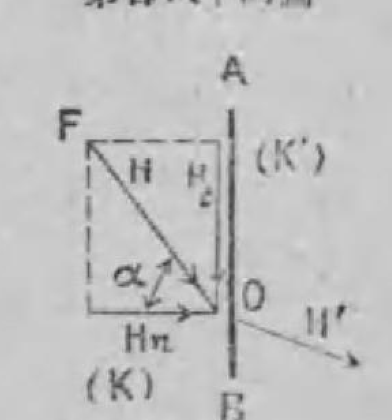


管の有樣は第六十三圖(乙)の如く電場は兩物體の相對する側に於て弱く反對の側に於て强し。故に反對側より出づる力線の張力大にし爲めに物體は逐斥す。

(iii)　次ぎに帶電體Aと電氣を有せざる物體Bとある時AはBに感應を起し從つてBは又Aに感應を起し兩體間の力線は第百六十三圖(丙)の如く兩體間に於て電場最も强し。故に兩體は又互に牽引す。

§149 力線の屈折　力線は導體の內部に入る事なく且導體の表面に垂直なる事己に述べたり。同一のデエレキ體內にては四周の事情によりて漸次彎曲して連續的曲線をなせど若し異種のデエレキ體の境界面に達せば急に屈折す。今其屈折の有樣を見ん。第百六十四圖に於てABを二つのデエレキ體の境界面とし。左方及右方のデエレキ常數を夫々K及K', 左方のデエレキ體內に於ける電氣力の方向及其大さを$FO=H$とせよ。今HをABに平行及垂直なる分力夫々H_t及H_nに分解して考ふるに左方のデエレキ體內に於けるAB

第百六十四圖



に平行及垂直なる方向のヂエレキ變位 D_t 及 D_n は夫々

$$D_t=\frac{K}{4\pi}H_t=\frac{K}{4\pi}H\sin\alpha \cdots\cdots(1)$$

$$D_n=\frac{K}{4\pi}H_n=\frac{K}{4\pi}H\cos\alpha \cdots\cdots(2)$$

但しαは力線 FO の投射角なり。

換言すれば左方のヂエレキ體にては境界面に沿ふ電氣力 H_t (＝$H\sin\alpha$) にて單位面積を通じて D_t 丈けの電氣を變位せしめたり。故に境界面に沿ふ此電氣力 H_t が右方のヂエレキ體中に於て其方向に與ふる電氣變位即ち右方のヂエレキ體內のヂエレキ變位の AB に平行なる分變位 D_t' は

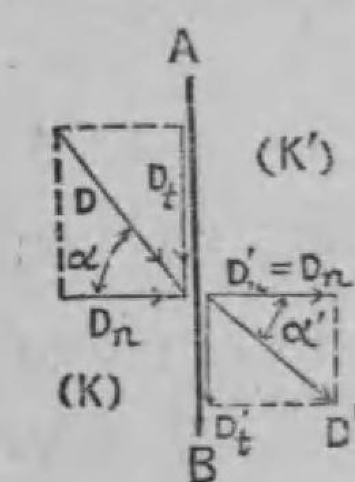
$$D_t'=\frac{K'}{4\pi}H_t=\frac{K'}{4\pi}H\sin\alpha \cdots\cdots(3)$$

又左方のヂエレキ體にては AB に直角なる電氣力 H_n (＝$H\cos\alpha$) を以て AB の單位面積を通じて D_n 丈けの電氣を變位せしめたり。電氣の壓縮すべからざる性質により右方のヂエレキ體に於ても亦 AB に直角なる方向の電氣の變位は此れと同値ならざるべからず。即ち右方のヂエレキ體に於けるヂエレキ變位の AB に直角なる分變位 D_n' は

$$D_n'=D_n=\frac{K}{4\pi}H\cos\alpha \cdots\cdots(4)$$

なり。此等の關係を更らに圖に示せば第百六十五圖の如し。(但し圖に於て D は D_t と D_n との合成にして左方のヂエレキ體中のヂエレキ變位を表はし其方向は前圖 OF 即ち H と同方向なり。D' は D_t' と D_n' との合成にして右方のヂエレキ體中のヂエレキ變位なり。而して D' の方向は右方のヂエレキ體中に於ける電氣力 H' の方向を示す。從つて α' は力線の屈折角なり) 力線の屈折角を α' とせば第百六十五圖により

第六六十五圖



$$\tan\alpha'=\frac{D_t'}{D_n'} \cdots\cdots(5)$$

然るに(3)及(4)式より

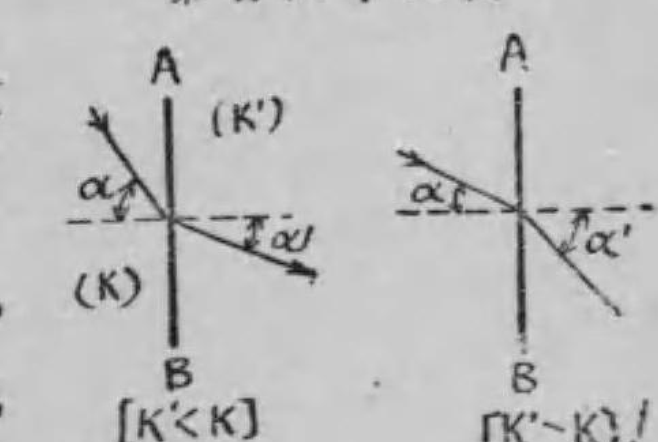
$$\frac{D_t'}{D_n'}=\frac{K'}{K}\tan\alpha$$

$$\therefore \quad \tan\alpha'=\frac{K'}{K}\tan\alpha$$

$$or \quad \frac{\tan\alpha}{\tan\alpha'}=\frac{K}{K'} \cdots\cdots(5)$$

即ち知る。異なるヂエレキ體の境界に於ける力線の投射角と屈折角との正切の比は各デエレキ體のヂエレキ常數の比に等し。

第百六十六圖



故に $K'>,=,<K$ なるに從ひて $\alpha'>,=,<\alpha$ なり (第百六十六圖參照)

若し $\alpha=0$ なる時は $\alpha'=0$ 即ち力線が境界面に直角に投射する

時は力線は屈折せず。

若し何れか一方が導體なる時はヂエレキ常數は無限大なるを以て

$K=\infty$ ならば $a'=0$ 即ち力線は導體面より垂直に出で

$K'=\infty$ ならば $a=0$ 即ち力線は導體面に直角に投射す

次ぎに各ヂエレキ體內に於ける電氣力 H 及 H' の比を求めんに

$$D=\frac{K}{4\pi}H \qquad D'=\frac{K'}{4\pi}H'$$

$$\therefore \quad \frac{H}{H'}=\frac{K'}{K}\frac{D}{D'}=\frac{K'}{K}\sqrt{\frac{D_t^2+D_n^2}{D_t'^2+D_n'^2}}$$

となる。$D_tD_nD_t'D_n'$ に (1) 式乃至 (4) 式の値を代入せば

$$\frac{H}{H'}=\frac{K'}{K}\frac{K}{\sqrt{K'^2sin^2a+K^2cos^2a}}$$

$$=1\Big/\sqrt{sin^2a+\frac{K^2}{K'^2}cos^2a}$$

$$=1\Big/\sqrt{sin^2a+\left(\frac{tana}{tana'}\right)^2cos^2a} \quad \text{((5)式による)}$$

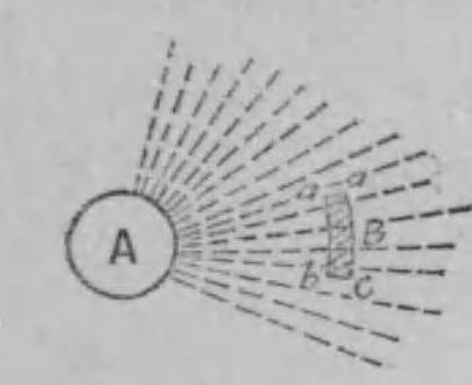
$$=1/sina\sqrt{1+cot^2a'}=1/sina\cdot coseca'$$

$$\therefore \quad \frac{H}{H'}=\frac{sina'}{sina} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots(6)$$

即ち兩ヂエレキ體內の電氣力の比は投射角及屈折角の正弦に逆比例す。

§150 **ヂエレキ體內に於ける他のヂエレキ體の運動**

第百六十七圖



ヂエレキ常數 K なるメヂウム中に帶電體（陽帶電と假定せん）A あり。今此電場內に A と同心なる二つの球面の一部にて限られたる容積 V なる部分 $abcd$ に於ける平均の電氣力を H とせば此部分の有するエネルギー A' は §147 (9) 式により

$$A'=\frac{K}{8\pi}H^2V \quad \cdots\cdots\cdots\cdots(1)$$

なり。若し $abcd$ 部をヂエレキ常數 K' なる他のヂエレキ體 B にて置き代へたりとせば其エネルギー A'' は

$$A''=\frac{K'}{8\pi}H'^2V \quad \cdots\cdots\cdots\cdots(2)$$

但し H' は第二のヂエレキ體中に於ける平均の電氣力なりとす。然るに此場合に於て力線は B の表面に到る所垂直なるを以て屈折する事なく、從つて B 內に於ける平均の電氣變位 D はヂエレキ體の如何に拘らず相等し。即ち

$$\frac{K}{4\pi}H=D=\frac{K'}{4\pi}H'$$

or $KH=K'H'$ or $H'=\frac{K}{K'}H$ ....(3)

なる關係あり。

今abcd部をデエレキ常數K'なるデエレキ體にて置き代へたる時と然らざる時に於けるエネルギーの變化$A'-A''$を求むるに

$$A'-A''=\frac{V}{8\pi}(KH^2-K'H'^2)$$

$$=\frac{V}{8\pi}\{(KH)H-(K'H')H'\}$$

となる。(3)式を參考せば上式は

$$A'-A''=\frac{VKH}{8\pi}\{H-H'\}$$

$$=\frac{VKH}{8\pi}\left\{H-\frac{K}{K'}H\right\}$$

$$=\frac{VKH^2}{8\pi K'}\{K'-K\}\quad\cdots\cdots\cdots(4)$$

となる。

Aの周圍が全部同一のデエレキ體なる時メデウム中に含む全エネルギーAは§147(13)式により

$$A=\frac{1}{2}\frac{e^2}{KR}\quad\cdots\cdots\cdots(5)$$

(但しeはAの帶電量, RはAの半徑にして既知數なり)

故にabcd部をデエレキ常數K'なる他のデエレキ體Bを以て置き代へたる時の總エネルギーEは

$$E=A-(A'-A'')=\frac{1}{2}\frac{e^2}{KR}-\frac{VKH^2}{8\pi K'}\{K'-K\}$$

$$=C-C'(K'-K)H^2\quad\cdots\cdots\cdots(6)$$

但しC及C'は夫々A及$\frac{VK}{8\pi K'}$にして定數なり。

一般に二つの物體系は其位置のエネルギーが小となる方向に運動しエネルギーが最小となりて平衡す。故に今Aを固定しBが自由に動き得るならばBは(6)式のEの値の減少する方向に運動す。

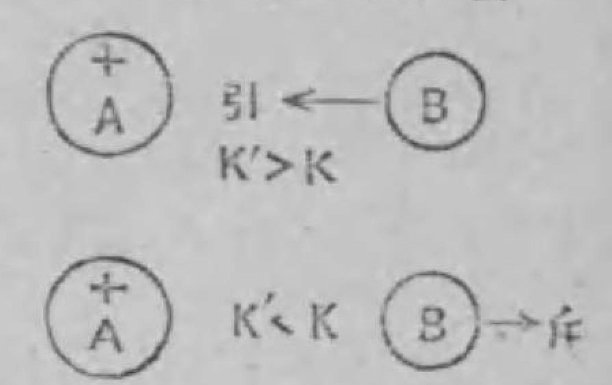
(6)式に於て$K'>K$ならばH大なる程E減少し$K'<K$ならばH小なる程E減少す。依つて$K'>K$又は$K'<K$なるに從ひてBはAに引かれ又は斥けらる。

デエレキ體Bは二つの球面にて境されたる特別なる形狀なりと假定したれどBが任意の形狀なる場合に於ても議論は大體同一なるを豫期し得べし。依つて次の結論をなすことを得。

デエレキ常數Kなるメデウム中の電場内にデエレキ數K'なる任意の形狀のデエレキ體(不導體)Bを置く時$K'>K$又は$K'<K$なるに從ひてBは電場の強き方又は弱き方に運動す。

第百六十八圖に於てAが陽帶電を有する時不導體B

第百六十八圖



を其電場内に置くも元より B は不導體なる故之れに電氣の感應する事なしと雖ども $K'>K$ なる時（K' 及 K は夫々 B 及 A の周圍のメヂウムのデエレキ常數）A と B が相引くは恰かも感應によりて B の A に對する端に陰帶電を之れと反對の端に陽帶電を生じたるの觀あり（B は恰かも導體の如く働く）斯くの如き帶電を**見掛けの帶電**(Appearent change)と稱す。此れに反し $K'<K$ なる時は B の A に對する端に陽反對の端に陰の見掛けの帶電を生じて互に相斥く。

§151 新らしき電氣量の單位　§145（電力とデエレキ變位の關係）に於てデエレキ變位 D は電力 H に比例する事を假定し

$$D=\varepsilon H\cdots\cdots(\S145(1)式)\cdots\cdots\cdots\cdots(1)$$

と置き。且つ ε はデエレキ體のデエレキ彈性の大小に關する定數なる事を述べたり。抑デエレキ彈性の大小即ち ε の大小は唯各デエレキ體に就いて相對的に定めらるゝを以て今エーテルに對する ε の値を1と取り。エーテルの ε の値に對して他のデエレキ體の夫れの値を一般に ε と書く事とせば

$$\left.\begin{array}{ll}\text{エーテル內にては} & D=H\\ \text{他のメヂウム內にては} & D=\varepsilon H\end{array}\right\}\cdots\cdots\cdots\cdots(2)$$

とする事を得。

今吾人は ε の値を已に定義したるデエレキ常數 K と無關係にデエレキ常數と定義せん。然れども K も ε も共にデエレキ常數と稱する時は混同の患あるを以て ε を假りに新デエレキ常數と名附けんか。（玆に ε は K とは全く無關係に定義したる事を注意せよ）

然る時は §146 Coulomb の法則に於て任意のデエレキ體中電氣量 e 及 e' が r なる距離にて作用する力 F を表はす式

$$F=\frac{1}{4\pi\varepsilon}\frac{ee'}{r^2}\cdots\cdots(\S146(5)式)\cdots\cdots\cdots\cdots(3)$$

は同節に述べたる理論に何等の修正を與ふる事なく到着する事を得。

吾人は實驗の結果には無關係に（§146に於て(5)式より ε の値を見出すには實驗の結果を用ひたり）電氣量 e の單位を次の如く定義せん。

エーテル中に於て相等しき二つの電氣量が互に1糎の距離に於て作用する力が $\frac{1}{4\pi}$ ダインなる時各の電氣量を以て電氣量の單位とし此れを**電氣量の新單位**（假りに新單位と稱せん）と名附けん。

然る時はエーテル中（即ち $\varepsilon=1$ なる時）e 及 e' [新單位]が r 糎の距離にて作用する力 F ダインは

$$F=\frac{1}{4\pi}\frac{ee'}{r^2}$$

にて與へられ。他のメヂウム中にては

$$F=\frac{1}{4\pi\varepsilon}\frac{ee'}{r^2}$$

にて與へらる。但しεはエーテルの新ヂエレキ常數1に對する任意メヂウムの新ヂエレキ常數なり。

電氣量に新單位を採用すれば其他の理論に於ても夫々新單位より誘導したる單位を用ひざるべからず。然れども電氣量の新單位を用ゆるは要するにエーテルのヂエレキ常數Kの値を1と取る代りに新ヂエレキ常數εを1と取りたる迄の事にして而かもKとεとは

$$\varepsilon=K/4\pi \quad \cdots\cdots\cdots\cdots(4)$$

なる關係を有する事§146に求めたるが如し。故に電氣量の新單位及新ヂエレキ常數を以て總ての理論を論ずるは唯舊來の理論に於てKの代りに$4\pi\varepsilon$を用ゆる事によりて十分なり。

されば新單位による理論は玆に詳述せずと雖ども例へば新單位を用ゆれば

§145(3)式は同節(1)式と同一に　$D=\varepsilon H$

Coulomb の法則は　$F=\dfrac{1}{4\pi\varepsilon}\dfrac{ee'}{r^2}$

§147(9)式は　$U=\frac{1}{2}\varepsilon H^2$

§147(10)式は　$U=\frac{1}{2}DH$

§147(11)式は　$U=\dfrac{1}{2\varepsilon}D^2$

從て§148(8)式は　$T=U=\frac{1}{2}\varepsilon H^2=\frac{1}{2}DH=\dfrac{1}{2\varepsilon}D^2$　$\cdots\cdots\cdots\cdots(5)$

等となる。

§152 媒體說より電液の觀念の除去　§127に述べたる如く媒體說は電氣現象のメカニズムを說明するに便なるも電氣の本性を說明する事能はず。吾人は電氣現象の說明に如何なる手段を用ゆるも電氣は何物なるかの考を度外視する事能はざるを以て今迄は電液なる一種不明の流體を假定して諸種の現象を說明したり。斯く電液なる流體を假定したりとて强ち媒體說が其價値を損せらるゝ事なく電液の假定は唯說明の便宜上用ひたるに過ぎずして是迄の說明が明かなる電氣現象のメカニズムを吾人に示したるは到底流體說の企て及ぶ所に非ざるなり。然れども元來媒體說は電氣の本性如何に拘らず有ゆる現象の原因を電力なる一種の力に歸し且つ現象の起る徑路メカニズムを明かにするを目的とするを以て吾人は玆に全く電液の觀念を除去し媒體即ちヂエレキ體內に電力が働けば爲めにヂエレキ體內に電氣歪と稱する一種の電氣變動を生じ此變動はヂエレキ體に於てヂエレキ體の性質の必然の結果として一定

の速度を以て傳播しヂエレキ彈性と釣合を保ち若しヂエレキ彈性なき導體の存するあらば玆に導體に一種の現象を與ふるものなりと考ふる時は電液の觀念無くしてよく電氣現象を說明する事を得べし。

然らば諸種の電氣現象の原因たる電力の依つて起る原因は何なるかとの疑義を生ずるも之れ又既に述べたる如く(§127參照)電力の原因に就ては全く論究せざるなり否寧ろ媒體說の目的が現象のメカニズムを合理的に說明するにある以上電力の原因を探究するは目的以外の事なり。然らば電力によつて起る電氣歪とは如何なるものなるか之れ又其本性の何たるを探究するの必要無し唯吾人は先きに便宜上電液なる流體を假定したるを以て電氣歪の觀念を明かにする爲め電液の變位即ち電氣變位なる名稱を附したるに過ぎず。されば電液の觀念を除去したる以上變位(變位と云へば其字義により直ちに或る何物かゞ運動したるの感を起さしむ)なる語に代ふるに歪又は變動等なる語を以てするを至當とすべきか。

§153 磁氣作用の媒體說 第一編の磁氣學に於ては磁氣現象の原因を磁極に存在する磁氣なる一種の量の性質として論ぜり。換言すれば磁氣現象も亦磁石なる物體の磁極間の直達說(Action at a distance)(§127參照)として論ぜり。然れども電氣の直達說が不合理なると同樣に

磁氣の直達說も不合理なるべし。Faraday は磁氣作用も亦媒體即ち磁性體の性質によりて異る事を示し且つ媒體說を以て之れを論ずるの至當なるを唱導せり。

電氣作用を論ずるに電液を假定したる如く磁氣作用も亦磁液とも稱すべきものを假定すれば同樣に論ずる事を得るも媒達說に於て電液の觀念が已に無用なる以上強ち磁液を假定するに及ばず磁氣作用の原因を磁力なる一種の力に歸せしめ磁力によりて磁性體に磁氣歪(Magnetic strain)を生じ從つて磁性體に起る一種の彈力と釣合ひて所謂磁氣ストレス(Magnetic stress)を形成して磁性體に一種の變化を來すものなりと考ふ。

斯く考ふれば磁氣學に於ける磁力,磁力線,磁力管,磁場誘磁率等は夫々電氣學に於ける電力,電力線,電力管,電場ヂエレキ定數に相當し從つて磁石の有するエネルギーとは媒達說によれば其磁場內に貯へられたるエネルギーなるを知るべく且つ磁場內の單位容積中に含まるゝエネルギーUは磁場の強さをHとすれば

$$U=\frac{\mu}{8\pi}H^2 \cdots\cdots (§147(9)式參照) \cdots\cdots (1)$$

にて與へられ又磁力管に沿ふては

$$T=U \cdots\cdots (§148(2)式參照) \cdots\cdots (2)$$

なる張力の働くを證明する事を得べく,從つて磁極の引

力斥力等のメカニズムを說明する事を得る事電氣現象と同樣なり。

上　卷
索　　引

數字は頁數を示す，解は解說編の意，例へば32—35とあるは32頁乃至35頁を意味す。

アの部

イ（ヰ）の部

ウの論

エ（ヱ）の部

オ(ヲ)の 部

カ(ガ)の 部

キ(ギ)の 部

ク（グ）の　部

ケ（ゲ）の　部

コ（ゴ）の　部

サ（ザ）の　部

シ（ジチ）の部

ス(ズツ)の部

セ（ゼ）の部

ソ（ゾ）の部

ダ（ダ）の部

チ（ヂ）の部

ツヅ(ズの入に部る)の部

テ(デ)の部

ト(ド)の部

ナ の 部

ニ の 部

ヌ の 部

ネ の 部

ノ の 部

ハ(バパ)の部

ヒ(ビピ)の部

フ(ブプ)の部

ヘ(ベペ)の部

ホ(ボポ)の部

マ の 部

ミ の 部

ム の 部

メ の 部

モ の 部

ヤ の 部

ユ の 部

ヨ の 部

ラ の 部

リ の 部

ル の 部

レ の 部

ロ の 部

ワ の 部

大正十年十二月二日印刷
大正十年十二月五日發行

【電磁氣精義上卷奥付】

正價金五圓

不許漢譯

不許複製

著者　桑田敬治
東京市神田區今川小路一丁目五番地

發行者　金刺源次
東京市神田區三崎町三丁目一番地

印刷者　百目木智璉
東京市神田區表神保町二番地

關東大賣捌　東京堂書店
大阪市東區南本町四丁目

關西大賣捌　三宅書店
東京市神田區三崎町三丁目一番地

印刷所　株式會社共榮舍

發行所
東京市神田區今川小路一丁目五番地
金刺芳流堂
電話九段二二六番
振替貯金口座(東京八四二四)

地方大賣捌店

大阪市淡路町四丁目	寶文館
京都市二條通り河原町	寶文館
京都市寺町通り二條	若林書店
名古屋市下長者町	川瀬書店
名古屋市玉屋町一丁目	百架堂書店
名古屋市榮町六丁目	丸善書店
靜岡市吳服町	東京堂
神戸市元町通り五丁目	寶文館支店
廣島市鹽屋町	積善館
廣島市東横町	友田書店
福岡市博多中島町	金文堂支店
久留米市米屋町	菊竹書店
熊本市新町二丁目	長崎次郎
佐賀市吳服町	大坪書店
鹿兒島市中町	吉田書店
鹿兒島市中町	谷村書店
德島市西新町五丁目	黒崎書店
高知市種崎町	富士越書店
高松市丸龜町	宮脇書店
松山市湊町	向井書店
朝鮮京城本町	大阪屋號
大連市[illegible]通り	大阪屋號

金澤市片町	宇都宮書店
埼玉縣浦和町	須原屋書店
福井市佐佳枝上町	中村書店
富山市東四十物町	中田書店
高岡市守山町	學海堂書店
長野市大門町	西澤書店
松本市本町一丁目	松榮堂書店
松本市大名町	明倫堂書店
新潟市古町通り六	萬松堂支店
長岡市表四の町	目黒書店
長岡市城内町	覺張書店
仙臺市大町四丁目	金港堂書店
仙臺市大町五丁目	鈴木書店
盛岡市材木町	東山堂書店
青森市米町四丁目	今泉支店
弘前市土手町	今泉本店
秋田市大町二丁目	石川書店
前橋市曲輪町	煥乎堂書店
函館區末廣町	魁文舍書店
札幌區南一條西三丁目	富貴堂
旭川區三條通八丁目	旭屋書店
小樽區花園町	八木魁文堂

終