

大學教本

大學物理學

中 冊

(電 磁 學)

德國 WILHELM H. WESTPHAL 著

杜若城譯

上 海

勵志書局發行

PHYSIK

EIN LEHRBUCH FÜR STUDIERENDE AN DEN
UNIVERSITÄTEN UND TECHNISCHEN HOCHSCHULEN

VON

WILHELM H. WESTPHAL

A. O. PROFESSOR DER PHYSIK AN DER UNIVERSITÄT BERLIN UND
LEITER DER PHYSIKALISCHEN ÜBUNGEN AN DER
TECHNISCHEN HOCHSCHULE BERLIN

杜若城譯述



上海
勵志書局出版

1936

目次

第六編 電磁學 289

第二十一章 靜電學 §209—241..... 291

靜電基本實驗・正電及負電 291. — 電量及電荷 293.
 — 庫侖定律・電荷之單位 293. — 電量不滅律 295.
 — 電的物性及物質之電的本性 296. — 電荷重心・電
 偶極子 297. — 良導體及不良導體・非導體 297. —
 電在金屬中之移動 298. — 用驗電器之若干實驗 299.
 — 電場・電場強度 301. — 電壓 303. — 電位 304.
 — 電力線 305. — 等位面 306. — 一點電荷及一偶極
 子之電場 307. — 導體內電場強度及電位 309. — 電
 荷在一導體表面之棲息 310. — 尖端作用 312. — 靜電
 感應 312. — 電場對於偶極子及不帶電導體之力作用 31
 4. — 電容量 316. — 容電器 318. — 靜電計用充伏特
 計 319. — 用平行板容電器之若干實驗 322. — 一帶電
 容電器之電能 323. — 介電質・介電質極化 325. — 介
 電質位移 328. — 庫侖定律之一般 328. — 電場對於介
 電體之力作用 329. — 壓電現象及焦熱電現象・電伸縮
 現象 329. — 起電盤・感應起電機 330. — 以實用單位
 表示之靜電學中最重要之方程式 332. — 以靜電單位表
 示之電數量之因數 334.

第二十二章 固態導體內之電流 §242—263..... 335

電源・電動勢 335. — 在通電導體內之電壓變 335. —
 電流 336. — 金屬體內之電路 339. — 歐姆定律 340.
 — 金屬體內電之流動速度 342. — 維持曼・弗蘭茲定
 律 342. — 克希荷夫定律 343. — 導體之串聯及並聯・
 電壓之區分 344. — 變阻器 346. — 電阻之測定 348.

——電容由電橋之測定351。——約翰生·來培克效應351。——電阻之溫度係數·超導現象352。——固體內之電解傳導體354。——導體之特性曲線355。——電源之內電阻，串聯法及並聯法355。——在分路系內電流強度之算法357。——電流之功及功率358。——電流熱量之實用360。——接觸位差·摩擦電363。——熱電現象364。

第二十三章 液態導體內之電流 §264—280……………368

純粹液體之傳導性368。——水溶液·電解368。——電極上之沉澱369。——電解分離370。——電解質內電傳導之機構371。——法拉第之電解定律372。——在電極上之副化學過程374。——在非水溶液中及熔融體中之電解傳導376。——工業上電解之應用376。——電解質之電阻377。——與電解質相接觸之金屬377。——電解極化作用378。——賈法尼電池379。——蓄電池382。——電能及化學能384。——局部電流385。——動電現象386。

第二十四章 氣體中之流動 §281—295……………386

氣體中傳導之性質386。——氣體中電傳導之基本式387。——外放電388。——熾熱電子·熱游子389。——溫度游離391。——導電氣體徑路之電阻及特性曲線391。——自放電·通論393。——無聲放電或尖端放電393。——火花放電394。——輝光放電395。——陰極射線397。——輝光放電中之陽射線398。——電弧398。——電像399。——大氣電400。

第二十五章 真空中之磁場 §296—335……………400

磁鐵400。——無真實磁性·磁偶極子401。——關於磁極之庫倫定律402。——磁場強度·力線403。——磁場對於一磁偶極子之磁力作用405。——地磁405。——直線電流之磁場409。——圈線電流之磁場410。——拉普拉斯定律

419.——磁場對於通電導體之力414.——磁場對於可動帶電子之力415.——陰極線之磁偏轉及電偏轉417.——電場對於一動磁極之力419.——磁場對於電流之力420.——循環電流之磁矩420.——羅蘭德·倫琴及愛仙懷德之實驗422.——電流間之力效應422.——電磁量度制424.——絕對單位及國際單位426.——光速度之電法測定427.——磁壓·磁位427.——電磁感應429.——法拉第感應定律430.——動導體或其一部分在不變均勻磁場內之感應432.——單極感應434.——導線在不變非均勻磁場中移動時所起之感應434.——導線在變動磁場中靜止時所起之感應435.——斷路中之感應436.——關於感應現象之梗概436.——電磁場437.——位移電流437.——電擾或磁擾之傳播439.——無渦流場中之多義439.——楞次定律440.——磁場由感應線圈之測定441.——磁壓之測定442.——互感應443.——自感應444.——渦電流446.——皮膚作用447.

第二十六章 物質之磁性 §336—362.....448

順磁性，反磁性及鐵磁性448.——磁感，導磁係數，磁化係數449.——順磁性及磁性之學說451.——磁感為在磁化物質中之真正磁場452.——磁化強度453.——質量磁化係數·分子磁化係數454.——鐵磁性454.——磁飽和455.——頑磁性，矯頑力及磁滯現象456.——去磁457.——被磁化體周圍之磁場458.——磁力線之折射459.——地磁場中之磁化459.——磁力線恆為閉線460.——磁力線·磁阻461.——鐵磁性之學說461.——排考遜效應463.——居利點464.——線圈內之鐵心·電磁鐵464.——磁場對於順磁體，反磁體及鐵磁體之磁力作用465.——關於實介質中磁極之庫侖定律467.——在實介

質中之感應定律 467. ——磁場及磁場之能量 468. ——
馬克士威方程式 469. ——熱磁現象及電流磁現象 472.
 ——CGS 制中之磁量因次——實用磁單位 473.

第二十七章 電磁計器，儀器及電機 §363—374……………476

電流計·正切電流計 476. ——無定向電流計 477. ——直
 流圈轉電流計 478. ——電流計之租尼 480. ——賴鐵計
 482. ——一般測電流，電壓及電工率之計器 482. ——帶
 轉動圈之交流計器·功率計 484. ——電磁繼電器 484.
 ——電報及電話 485. ——感應圈 487. ——發電機 490.
 ——電動機 492.

第二十八章 交流 電振動及電波 §375—395……………494

交流 494. ——交流電阻 495. ——交流電阻之串聯及並聯
 498. ——電共振 500. ——交流之功率·電流及電壓之有
 效值 501. ——電感及電容依橋接法之測定 502. ——三相
 交流 503. ——變壓器 504. ——電振動電路之振動 506.
 ——忒斯拉振動 509. ——電波 510. ——電振動電路及閉
 振動電路 512. ——電波接收 512. ——赫芝實驗 513. ——
 定電線波 514. ——無線電報 515. ——機械式發報器·巴
爾遜振動 515. ——無線電話原理 516. ——檢波器接收法
 518. ——電子管接收法 518. ——用電子管惹起振動 522.

第六篇 電磁學

中國人在上古時代——雖不一定自黃帝時代——已能應用磁針。在古希臘時代，磁鐵礦——以後稱爲天然磁鐵——吸鐵及琥珀由摩擦得電能吸取輕物，早由達雷士(Thales, 紀元前 600年)察見。不過其時常混認琥珀之電的吸引與磁鐵之磁的吸引爲同種作用。關於此等作用之正確理論首見於吉柏(William Gilbert)在1600年所出版之„De Magnete“一書內，其中由實驗表明此二現象完全不同，據是，遂將靜電學(Elektrostatik; electrostatics)與靜磁學(Magnetostatik; magnetostatics)分立。

十八世紀中對於電的研究尙限於靜電學之一小部分。賈法尼(Galvani 1786)的蛙腿研究，始開發動電的門徑。伏打(Alexander Volta)對於此現象作深切的注意，在1800年發明用電池產生電流之方法，由是創了動電學(Elektrokinetik; electrokinotics)之基礎。越二十年，丹麥物理學者奧斯特(Hans Christian Oersted)發見在電流周圍有一個能轉動磁針之區域——磁場。過去電與磁的分立至是復合成爲一了。

原來電與磁之間當有關係存在。此思想由來頗久，不過無可據的材料發見。迨庫侖(Coulomb 1785)在電與磁兩方面發見了相同的定律之後，電與磁間之關係，更促起一般的注意，至是遂知電的流動爲一種電磁現象，換言之，其效應同時爲電的及磁的。此等現象即爲電磁學(Elektromagnetismus; electromagnetism)之基礎。同年，安培(Ampère)公布其„游泳定則“；不久霍爾頓(O. Holton)創„右手定則“，安培發見兩平行電流，隨其方向之異同，或互相推拒，或互相吸引

• 他爲增加強度起見，用螺線管代替簡單的線環。1922年時，他發見他所用的螺線管本身就是人工的磁鐵。電與磁的分別，於是根本的打破了。他在磁之理論中，以分子電流解釋磁性體之磁性。對於地磁現象，他亦應用此根本觀念，以地球東西方向內之電流說明之。此外動電學上之基本公式亦由安氏最先推出。

但是在近世電磁學上貢獻最大者當推法拉第氏 (Faraday, 1791—1867)。法氏對於電磁學的供獻，不僅在他的發見極多，但因其根本上改變了向來對於電之作用的觀念，此即爲其新創的，力線“之觀念。此觀念之意義不僅及於電磁學，實將全部物理學之思想爲之一變。在法氏之前，物理學家多認若干物理作用之傳遞爲可以超空間(超距作用)，不須有介質，自法氏藉力線之假說以說明電磁現象後，始知任何物理作用均須中間有介質爲之傳遞(介遞作用)，不僅電磁現象已焉。1831年時，法拉第發見感應電流，並由實驗證明一線環通電時，在附近之第二環上亦發生電流。同年又發見了磁性感應，給安培氏之磁性理論一個證明。在他的實驗中，他證實紙須使磁鐵及線圈有一個相對的運動，線圈中即有電流發生，并知天然磁或人工磁以及由流電所產生之磁對此亦無分別，所以法氏又能用地球磁力於線圈內發生電流。在電解的方面，他的電流化學作用之研究，包括在他的電解定律內。法氏對於近代物理學上的供獻實在太多，無法縷述，其種種發見及工作，是處所提及者，僅其最重要之數種而已。

法拉第之門生馬克士威 (Maxwell)亦爲當代一個傑出的人才。在一般物理學者均反對法氏之見解時，他獨能服膺其說，繼續工作，以完成電磁學的基礎，將向來各不相干之光熱及其他輻射現象均歸納於電磁學之領域內。他由比較電單位之大小，發見用電磁量時與用靜電量時相差甚遠，其比率是一個速度性質。此速度非他，即光速是。因此，馬氏便斷定光與電之介質爲一物，即爲以太，其光之電磁說於焉成立。馬氏的理論發表之後，光學上有許多問題均迎刃而解。此說不久即成爲確立的學說了。赫芝 (Heinrich Hertz)以實驗證明馬氏之學

說並證明電波的存在。在 1889 年，赫氏尚不敢肯定電波在無線電上之應用。但不到六年，馬可尼 (Marconi) 應用電波以製造無線電報機。

與馬克士威之理論同時並進並與之相輝映者為十九世紀以來的羅倫茲 (H.A. Lorentz) 之電子論。然明白的以電為微粒子之電子論，其理論的基礎與實驗的證明，則於 1896 年時始經瑞曼效應證實。利用電子論不但可以解釋金屬導電與電解現象所遵循之各定律，如歐姆定律，焦耳定律，法拉第電解定律等及放射各現象，且可藉以說明物體之磁性。

但由電子論的確立又引起了若干其他問題，1901 年時，考夫曼 (W. Kaufmann) 測得電子電荷對於其質量之比，知電子之質量是並不固定的。同時，方射方面的種種現象以及其他發見都使我們不能不假定一切質量都是電磁的來源，於是物質與電成為不可分離之物。赫爾姆霍斯 (Helmholtz) 根據法拉第電解方面種種所發見的現象，肯定電必為物質之原子的構造無疑。至於最近薄郎克 (Planck 1901) 之量子論與愛因斯坦 (Einstein 1905) 之相對論，皆為補馬氏之光之電磁說及羅氏之電子論之假說而非與之相反對者也。由是觀之，電磁學之範圍實甚廣大，其重要亦可想見之矣。

第二十一章 靜電學

靜電學 (Elektrostatik; electrostatics) 者，乃討論靜止電荷¹⁾間作用之力及由是種力決定之平衡狀態之學科也。

為便常起見，應用在本章中擬說明之著名摩擦實驗法以起電，其實情擬於 §202 中正確敘述之。

209. 靜電基本實驗。正電及負電。用乾燥絲線一條，在其下

1) 西文 Elektrizität 之來源，採自希臘字 „Elektron“，其意義為琥珀。希臘人在紀元前六百年，發現琥珀經摩擦後，可吸引極輕之物體。其後英人佛蘭克林 (B. Franklin) 復證明尚有甚多物體，如玻璃之類，經摩擦之後，亦具此特性。凡物體之具有此種性質者，稱有電荷 (elektrische Ladung; electric charge)。

端懸一輕物體，如紙筒，木髓球之類（圖181）。設將用軟毛皮——最好用貓皮——擦過之硬橡膠棒或硫磺棒移至輕物體之近旁，則其結果

如下：

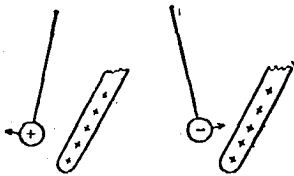


圖181. 靜電基本實驗。

1. 輕物體被硬橡膠棒吸引而去。
2. 既接觸或相擦之後，輕物體轉被棒推開。

今以手撫輕物體（放電），再將用絲巾擦過之玻璃棒近之，則察見與用軟毛皮擦過之硬橡皮棒時相同之現象。

3. 與擦過之玻璃棒相擦之物體，此時被玻璃棒推開，但以擦過之硬橡膠棒近之，物體被吸引。然若令擦過之硬橡膠棒與物體相擦，則發生物體被推開之情形。

在棒上由摩擦而惹起之狀態，謂之電態，物體上經摩擦而發生之物曰電。（此名詞由吉柏（Gilbert）所取，1600。）電之本性以後當詳為之說明。在是處僅須視其為一種物質。若用別種物體依同法實驗之，則由所得之結果表示所生之電，其性質與擦過之玻璃棒上或與擦過之硬橡膠棒上所有者同。除此兩種而外，不能再有第三種之電。

設令懸體先與擦過之硬橡膠棒相擦，然後不經放電手續，立即令其與一擦過之玻璃棒相擦，或顛倒其先後，則其結果如下：

4. 玻璃棒上之電及硬橡膠棒上之電，其作用可互相抵消。視在物體上兩種電之量比，一種電之作用經第二種電之作用減衰，抵消或物體改呈第二種電之作用。

由此實驗觀之，用絲巾擦玻璃棒在棒上所生之電，與用毛皮擦硬橡膠棒在棒上所生之電性質適相反。通常稱玻璃棒上之電，曰正電或陽電（positive Elektrizität; positive electricity）；硬橡膠棒上之電，曰負電或陰電（negative Elektrizität; negative electricity）（李希登堡 Lichtenberg 1777）。此種命名完全任意為之，吾人可以前者為負或陰，後者為正或陽，原無分別也。電分為兩種之事實係當 1734 年由

杜法Dufay 發見。

210. 電量及電荷。吾人爲理解電，既以電爲一種物質，則其在一物體上之多寡自然可以其量表明之。於是名電之多寡，曰電量(Elektrizitätsmenge; quantity of electricity)。在一物體上之電量（嚴格言之，物體上正電量對於負電量之過剩），曰物體之電荷(elektrische; Ladung; electric charge)。

兩電量相等時，其在同一狀況下對於另一電荷依大小及方向惹起完全相等之作用。若其在同一狀況下對於另一電荷惹起相等但相反之作用者，則此兩電量大小相等方向相反。

帶有等量正電及負電之物體，若正負電分佈全相同者，其性質完全如一不帶電體。凡物體其向外無電的效應者，謂之電的中和(elektrisch neutral; electric neutral)。電荷之容密度(Raumdichte; density by volume)爲在1立厘米或一容積單位內之電荷。通常電荷僅限於物體面上一極薄之表層內。在此情形中，每方厘米表面內之電量，謂之電荷之面積密度(Flächendichte; density by surface)。

211. 庫侖定律·電荷之單位。今除將上述之實驗之第1項 (§90) 留待以後說明外，由2,3兩項可成立如下之廣泛結論：

凡具有同種電荷之物體彼此相拒；具有異種電荷之物體彼此相引。

此廣泛結論，經庫侖定律(Gesetz von Coulomb; Coulomb's law 1785, 先庫侖而研究者，有柏努利；Daniel Bernoulli, 加文地希Cavendish)量的精密確定：

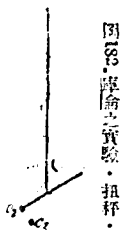
作用於兩電荷e及e'間之引力或拒力k與兩電荷之乘積爲正比例，與其間之距離r之平方爲反比例。

$$k = \frac{ee'}{r^2} \times \text{常數} \quad (1)$$

此力之作用方向係依連兩電荷之直線。若式中之常數爲一正數，則e及e'之符號相同時，物體間彼此相拒(k之符號爲正，換言之，距離r增加)，符號相反時，物體間彼此相引(k之符號爲負，換言

之，距離 r 縮短)，俾與實驗之結果相照合。

此定律早由加文地希根據其他觀察提出，其有效性以後經庫侖氏



用一扭秤精密確定（圖182）。在一細線下端懸一水平可旋轉之桿，桿之一端附一木髓球，再於相近之處設一等高之同樣球，兩球之距離可隨意使其變動。然後令兩球皆帶電。由桿之旋轉（線之扭轉，§83），乃確定兩球間引力或拒力之大小。

庫侖定律及牛頓萬有引力定律（§63）二者之方程式在形式上完全相等。在兩定律中，力與 $1/r^2$ 之比例性表示在引力作用下可自由運動之兩異種電之運動，其定律與互相吸引之兩質量之定律同。此種運動，故又服從開卜勒之 1, 2 兩定律，其性質與行星之運動（§66）相同。至開卜勒第 3 定律僅於環繞在同一吸引中心（太陽）之多數帶電體（行星）有等大之 e/m （ e 表電荷， m 表質量）比時有效。 e/m 之比在此情形中代替引力質量對於慣性質量（§54）之比。後者不拘物體，恆等於 1，但 e/m 之比可有相差頗大之值。

在方程式 1 中，尚有一個未決定之常數，其所以有一個常數者，因尚未決定電量單位之故。在靜電單位制（elektrostatishes Maßsystem, electrostatic system of units）中，由選擇適當電量單位，俾當沿用達因及厘米（即選定 $C G S$ 制之單位）作用力及距離之單位時，庫侖定律中之常數恰等於 1 且為一純數，如是，此常數遂可消去。（此種確定法頗屬隨意，但為許可的，其選擇全憑實用上的理由。後面尚須提出其他單位制而說明之。在牛頓萬有引力定律中並無此種自由，因質量已由牛頓第二運動律規定之故。以是萬有引力定律難免有一普遍常數 G 。）

庫侖定律故可有如下之簡單方程式：

$$k = \frac{ee'}{r^2} \text{ 達因。} \quad (2)$$

靜電制中之電量單位之定義遂如下：

兩等量電荷相隔 1 厘米之距離時，若彼此互相作用之引力或拒力

適等於1達因，則兩電荷之電量各等於一靜電單位。

電量之靜電單位，未免過小，故不切實用。（例如在一正常電燈中每秒間通常已可有 10^9 至 10^8 之靜電單位通過。）實用電量單位比較靜電單位大30億倍，名曰庫侖，簡稱曰庫（Coulomb; coulomb），故

$$1\text{庫} = 3 \times 10^9 \text{靜電單位}。$$

從靜電學之立場言之，1庫已為一極大之電量。若兩電荷各有1庫之電量，則當相距1厘米時，其間互相作用之引力或拒力依庫侖定律當近於 10^9 達因，約與1000仟克之力相當。

在本章中，恰如在理論物理學中，一切計算均採靜電單位制，是以方程式比較簡單而又明顯。各最重要方程式依實用單位制之換算擬於§240中提出之。

213. 電量不滅律。全部物理經驗指出電如物質然 (§12)，不能創生，亦不能消滅。若在一處新發現某量正電或負電，則在各個情形中均可同時在別處發現等量之異種電。此兩電量之和故等於零。一切物體均含有非常大的電量。故“產電”云者，無非從一物體移開其一種(正或負)電量之一部分而輸之於另一物體之謂。物體被提去一部分某種電後，其含異種電流較多，而成爲荷此異種電之物體。換言之“產電”一語僅指分開一物體內之兩種電使各種電之作用得向外表顯。吾人既無理由可假定在宇宙內別處發生與上述不同之情形，故惟有承認此定律。其說法如下：

宇宙內正電之含有量及負電之含有量均不變。

至宇宙內是否含有等量之正電及負電雖非就吾人今日之知識所能決定，但亦有理由作肯定之說法。

故電亦有一不滅律，所謂電量不滅律(Erhaltungsgesetz der Elektrizität; law of conservation of electricity)。除物質 (§12)，動量 (§33)及能量 (§42)三者外，此爲宇宙之第四種不變量的成分。據此並觀乎電與物質之不可分離的聯繫，吾人有理認電爲物質的一種。準此，則物質不滅律及電量不滅律二者在原則上實可合併爲一。

313. 電的物性及物質之電的本性。前節以電爲一種意義未曾精密確定之似質物，而如一流質然，能存在於物體之內部或表面，且可由外流入，在數十年前，盛行一種假說，以爲電乃一種不可秤的流質，惟其如此，故並非爲有質的流質，且就其性質分爲與正負電相當之兩種。此兩種流質，除符號不同外，其他性質均完全相同（兩元說；dualistische Theorie; dualistic theory）。

吾人今日知電並非爲一種不可秤的物質，但實爲各物質所通有之基本性質。無物質即無電；但反是亦可謂無電即無物質，此二者實不能分離也。物質之各原子皆帶有不能與之分離之電荷。平時物質之所以不呈電的性質者，實因其中所含之正電荷及負電荷二者向外之效應適相抵消之故。若能將物質分解至此種最小的成分，則不難顯出電荷與此種最小的成分相連合而不能與之分離，恰如慣性及重力不能分離者然。關於原子之構造，是處僅述其大概如下（其詳見§493及以後各節）：

各原子含有一原子核（Atomkern; atomic nucleus），爲原子大部分之質量之所在。各原子核帶有一正電荷，其電量恰成某一定之電量所謂電量子或原子電荷（elektrisches Elementarquantum; atomic charge）之整倍數。一原子核恆含有與其元素週期系（§501）中之序數等多之正電量子，例如一氫原子核含 1 正電量子，一氦原子核含 2 正電量子，一鋁原子核含 3 正電量子等。

原子核爲電子（Elektron; electron）所包圍，恰如太陽周圍有行星者然。（電子之概念在1881年由斯頓納Stoney提出。）電子之質量極小，僅有一氫原子之質量之 $1/1846$ 而已，故自然界所有之實體以電子之質量爲最小。凡電子其性質均相同，各帶一負電荷，其量亦等於電量子之量，且各電子僅有一個電量子。由此觀之，凡電的中和原子，其電子之數恆與其核之正電量子之數相等。有時一原子（或分子）失去其一或數個電子，致其中正電荷多於負電荷，此原子成爲正電體。有時在一中和原子（分子）上增添一個或數個電子，致負電荷較正電荷爲多，此原子成爲負電體。凡是種帶正電荷或負電荷之原子或

分子，曰游子 (Ion; ion)。

電量子為一極小的電量，其值

$$\varepsilon = 4.76 \times 10^{-10} \text{ 靜電單位} = 1.59_1 \times 10^{-19} \text{ 庫} \cdot (3a)$$

(其一測定法見§492.) 一氫原子之質量約為 $1.66_2 \times 10^{-24}$ 克 (§96)。
準此，則一電子之質量

$$\mu = \frac{1662 \times 10^{-24}}{1846} = 0.9000_3 \times 10^{-27} \text{ 克} \cdot (3b)$$

帶正電之電子或帶如是小質量之正電荷並不存在。同樣，帶有負電荷之原子核亦不存在，原子核恆帶正電荷。此種事實已足以助讀者瞭解本書以下諸章。

214. 電荷重心、電偶極子。電荷一般係分配在物體上。恰如依空間分佈之質量(廣大體，由多數物體組成之體系)有一重心而在多數情形中可設想諸分質量集中於是點者，依空間分佈之同種電荷亦有一重心，曰電荷重心 (elektrischer Schwerpunkt; electric center of gravity)。若正負電荷同時存在，則各種電荷之重心須分別決定。如是，一分散之同種電荷可設想由一等量之點電荷 (Punktladung; point charge) 代替之，由是所得之利益正與以一質心代分散之質量同。

為確定一電荷之重心，適用確定質心之定律 (§34) 平均分佈在一球面上之電荷，其重心係在球心。

凡由一正點電荷 $+e$ 及一相距 l 之等量負點電荷 $-e$ 所形成之物，曰電偶極子 (elektrischer Dipol; electric dipole; 圖183)， el 之量，曰偶極子之電矩 (elektrisches Moment des Dipols; electric moment of dipoles)。若電荷並非為點電荷，但為分散電荷，則在多數情形中是種電荷系仍可視為一偶極子，蓋吾人可設想正電荷及負電荷分別集中在電荷重心而由等量點電荷代替之。

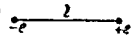


圖183. 電偶極子。

然在複雜電荷分佈中，此種假定不再許可。偶極子之兩點電荷之連接線，曰電軸線 (elektrische Achse; electric axis)。偶極子之電矩為一向量，其方向係依電軸線自負電荷指向正電荷。

215. 良導體及不良導體、非導體。在第209節之靜電基本實驗

中，如用以懸物體之絲線潮濕或代以撚絲線或金屬線或當令擦過之棒與懸體相擦，同時又用手指撫物體，則此種實驗不能成功。在各個情形中，物體不能再保留賦予之電量，但經由濕線，金屬線，手指等流入地中。實驗時曾許用一手執硬橡膠棒或玻璃棒，一手握貓皮或絲巾擦棒生電者，殆因硬橡膠，玻璃，貓皮等不容許電流通過之故，否則所生之電立即逸去，無從實驗矣。

凡如金屬，手指等類物質，其容電通過者，曰導體 (Leiter; conductor); 又如玻璃等類，其絕不或祇略許容電通過者，曰非導體 (Nichtleiter; non-conductor) 或曰絕緣體 (Isulator; insulator) 或曰介電體 (Dielektrika; dielectric)。

物體導電之性質極不一致，導體與非導體之間，並無顯明之界限，但自極良導體以至完全絕緣體，中間可有種種可能的過渡體 (參考第二十二表 §246)。物質中，其祇能導少量之電，但仍呈顯著導電之性質者，成為良導體及介電體之中等導體，名曰半導體 (Halbleiter; semi-conductor)。

完全良導體為金屬，而尤以銀及銅為最著，極良絕緣體如石英，雲母，琥珀，硬橡膠，火漆，絲巾，石油，瓷，以及在正常狀態下之氣體。至於乾木，棉，紙等，其絕緣性稍劣，稱為半導體。至於絕對非導體惟真空一種，實用上稱為完全非導體之物質實際亦能導去微量之電。

據 §213，各電荷必有其負載者 (游子，電子)，故電量之流動實際即為電荷負載者之流動。凡有能自由移動之電荷負載者之物質，即為導體，反之，不帶或祇有極少量之自由電荷負載者之物質，即為非導體。

216. 電在金屬中之移動。由設想上述之結果並據 §213 之說明已得推知在導電最良之金屬中流動之電荷非為正電荷，蓋正電荷之流動恆連帶原子核或原子之流動。若然，則此在導線中必能顯出，在導線銲接處之銲錫自必逐漸從銲接之處移至別處而由移來之銅補其空位。又白熾燈之鎢絲經久必因此而變化。然由平日之經驗知並無若是之效

應，則在金屬固體內流動者，至少在普通狀況下，僅限於電子，故即限於負電荷，至正電荷則仍留在原位。

電子在金屬內自由移動，爲此所須之力（作用於其上使其移動之力）却甚小。

電子移去之結果，使金屬導體起正電荷，導體內含有之正負電荷之外效應此時不能再抵消，但過剩之正電荷向外表顯其效應，若於帶過剩正電荷之金屬導體內流入多數電子，以致過剩之正電荷全被抵消，則導體失其電荷，是曰放電。

關於電荷或電量移動之方向，今日仍沿用舊電說時代之習慣，認此爲正電荷移動時所取之方向，在金屬中電實際移動之方向故與規定者適相反。

217. 用驗電器之若干實驗。爲驗電量常用驗電器 (Elektroskop; electroscope)，構造最簡單之一種，曰金箔驗電器 (圖184)，此器由一金屬箱A（在粗製器中亦用玻璃瓶）而成，上口插入一絕緣體（如硬橡膠，琥珀或火漆之類）之塞，由塞上插入金屬棒一條，棒之頂端，有一金屬球或金屬板；下端

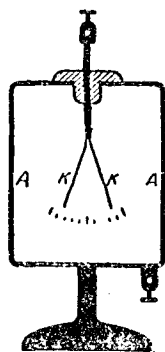


圖184. 金箔驗電器。

則有細長之金箔兩張K（其用鋁箔之一種，曰鋁箔驗電器），係不在帶電狀態，密接垂下，今若以帶電之物體與驗電器之頂相接觸，則所帶之電傳至金屬棒及金箔全部，兩張金箔所得之電，均屬同種（或符號），因彼此相拒之結果，遂分離而呈如圖所示之狀況（較正確之說明見§228末段，及§231）。電荷愈大時，張開之角亦愈大，在許多驗電器中，金屬棒之下端展開而爲一長金屬板，其上僅懸一金箔。

若驗電器帶有一標度或其他供讀出其效應之大小之裝置，則稱曰靜電計 (Elektrometer; electrometer)，然爲精密測定電量，靜電計惟在某一定條件下用之（參考§231，其中復述別式靜電計）。

用驗電器可作如下富有教學價值之實驗。

1. 若將擦過之一硬橡膠棒或玻璃棒持近驗電器之頂部，但不令其

接觸，則箔張開，將棒移去又復垂下。

2. 令擦過之硬橡膠棒與驗電器頂部相接觸。若防箔之張角過大，先令硬橡膠棒與帶有絕緣體柄(如硬橡膠柄或玻璃柄)及有1—2厘米直徑之金屬球相擦，如是硬橡膠棒上一部分之電荷傳於金屬球上，然後將金屬球上之電荷傳於驗電器，此時兩箔片所得之電亦屬同種，因彼此相拒之結果，箔復張開。以後雖再將硬橡膠棒或金屬球移開亦有同種之電殘留於驗電器之導體上，故其箔依然張開，驗電器帶負電荷。若令擦過之玻璃棒與驗電器相接觸，驗電器遂得正電荷。

3. 用上述之兩實驗雖可檢出硬橡膠棒上或其他物體上有電與否，然不能知其所有之電究為負電，抑為正電。如並欲查知其種類，則當另用其他實驗。例如先加已知其種類之電(正或負)少許於驗電器上。於是箔即張開，成一適當之角度，然後再令欲檢查其電荷之物體與驗電器之頂部相接觸，如箔愈張愈大，則物體上之電與驗電器上之電為同一種類。反之，如角度漸次收小，則物體上之電與驗電器上原有之電為反對之種類。不過電種相反對時，角度固然愈收愈小，以至於完全閉合，但既閉合，轉又徐徐張開。

4. 將擦過之玻璃棒持近帶正電荷之驗電器，但不任其接觸。當時箔之角度愈張愈大，如將玻璃棒移開，則角度回下至原有之大小。若持近擦過之硬橡膠棒，角度愈收愈小；若持近擦過硬橡膠棒之貓皮，則角度復張大；最後若持近擦過玻璃棒之絲巾，角度復回下。由此觀之，擦過之玻璃棒及貓皮之效應相同，均使箔之角度愈張愈大，其電荷為正，反之，擦過之硬橡膠棒及絲巾之效應復相同，均使箔之角度愈收愈小，其電荷為負。

5. 以乾燥絲巾輕拂驗電器之頂部，箔即張開。將擦過之玻璃棒持近檢查之，證明驗電器帶負電荷。

此種實驗之意義可以簡單說明之如下：除實驗1及實驗4前部須待稍後(§27)方能解釋外，實驗4後部證明擦過之棒上之電荷與用以擦棒之物質上之電荷正相反。

實驗²及³不難就以前曾經說明之事實理會之。

實驗⁵證明驗電器頂部之金屬經摩擦亦生電。因擦過之金屬與其他導體絕緣，所生之電，不能流去，但仍留在驗電器之導體內，其產生之電故可察見。若用持在手上之金屬棒，則此作用無從察見矣。依此種或其相似之方法可證明凡一切物體均能因摩擦而獲電荷（參考§62）。

218. 電場、電場強度。據庫倫定律，在一電荷周圍之空間內，其他各電荷莫不受一種力之作用。舊日之觀念以為此力由一電荷直接作用於其他電荷上，而與中間之空間無關（超距作用說，參考 § 68），然據現代物理學之觀念，則謂電荷所受之力作用惟在該電荷周圍空間內之狀態能促成之（連續作用說或力場說）。電的力作用既亦能發生於真空內，故在空間內存在之物質（例如空氣）對於此種作用至多僅有間接的影響，其存在並非為此種力作用之條件。為直觀的解釋此種事實，假定在整個宇宙連視真空在內，均含有一種非吾人所能察見之物質，其狀態同受其中存在之電荷之影響，發生變動，致起機械的張力，後者為對於遠處電荷之力作用之直接原因（以太假說；Aether-hypothese; ether hypothesis）。物理學上依此種機械的及直觀的意義解釋電之力作用為時已久。吾人稱此種假想物質為以太或光以太（因其亦為光之傳遞者）並以以太為一種不能秤的物質。此物質不僅彌漫整個宇宙，且充滿宇宙內一切物體中。根據以後擬說明之理由，此種直觀的假想今日不再堅持，對於電之力作用不再機械的說明，但認此為一特種現象。惟機械作用，換言之，惟如實體之運動及狀態等有形像觀念之作用，可依直觀的假想說明。對於電之力作用之性質，基本的不能有機械的直觀觀念，因此作用實屬於另一現象領域。故在今日吾人認真空在電荷之作用下有能變某種狀態之特性，而以為是種狀態為一電荷對於另一電荷之力作用之原因。吾人今說：一電荷在其周圍產生一電場(elektrisches Feld; electric field)，而此電場為一電荷對於其他一電荷之直接原因。

一電荷之電場之範圍視其力作用所能達到之遠近而定。據庫侖定律，各電荷之電場布滿整個宇宙，蓋推當 $r = \infty$ 時，力作用始為零， $k=0$ 。（無論如何，此種力作用可被遮蔽，換言之，經一反對電荷之力作用，可使其作用在一定領域內不能顯出，雖然，嚴格言之，兩電荷之力效應在該領域內亦必存在，但因其等大而相反，互相抵消。）一電荷之作用自然距離愈遠愈小，而在一定遠處幾難察見。

一正單位電荷在電場內某點所受之力，謂之在該點之電場強度 (elektrische Feldstärke; electric field intensity)，而係由 E 表示之。電場強度故為作用於一正單位電荷上之電力。至力之單位，在靜電單位制中為達因。恰如力然，電場強度亦為一向量，電場向量之方向與在電場內作用於一正電荷上之力之方向相同。若一點受多數電荷之作用，則各電荷之電場互相重疊，而在該點之電場強度依向量加法 (§11) 係等於各電場強度之合成強度。

據上述之電場定義，電場對於有 e 單位之電荷之作用力，等於電場強度 E 及電荷 e 之乘積：

$$k = eE \text{ 達因。} \quad (4)$$

兩個相等電場強度，不但數值相等，方向亦須一致。凡電場強度就數值及方向到處相同之區域，謂之均勻電場。

219. 電壓。設想在電場內 A 點有一電荷 e 。今欲將此電荷移至 B 點且假定係循徑路 $AB = s$ (圖185)。當移動之際，能量發生變動。依電荷之正負，復視電荷徑路之方向與電場之方向成一銳角，或一鈍角，電場妨礙或助電荷移動。其時或消耗功以促成移動，或因移動而得



圖185. 示電位差意義之由來。

功。命 ds 表徑路 s 之各分子並以 $E_s = E \cos(\theta, ds)$ 表電場強度依移動方向之成分。在徑路各點，電力依移動方向之成分故為 $k_s = e E_s$ 達因，而電荷自 A 點移至 B 點對於電荷 e 所作之功

$$A = -e \int_A^B E_s \, ds = eU \text{ 爾格。} \quad (5)$$

由此得

$$U_A^B = - \int_A^B \mathbf{E}_s \cdot d\mathbf{s} \text{ 爾格/靜電電荷單位。} \quad (6)$$

方程式5右方之負號即表示電場強度之方向係自A向B，即與移動方向一致；因當時 e 及 E_s 均為正，對於電荷 e 所作之功故為負。

由方程式6規定之 U_A^B 量，稱曰B點對於A點之電壓 (elektrische Spannung; voltage)。其與A點對於B點之電壓數值相等，方向相反，即

$$U_A^B = -U_B^A. \quad (7)$$

電場為無渦電場時，兩點間電壓之值係經方程式6決定而與所選之徑路（即自A點移至B點之徑路）無關。在無渦電場內假定無完閉之電力線 (§111, 又參考§328)。在本章擬討論之純粹靜電場，換言之，凡由靜電荷惹起之電場均為渦電場。

如由方程式5及6讀出，電壓 U_A^B 表將一個在A點之單位正電荷移至B點時所須之功。如為此須費1爾格之功，則稱B點對於A點有一靜電單位電壓。在實用單位制中，電壓之單位，曰伏特，簡稱曰伏 (Volt; volt)。

$$1 \text{ 伏} = \frac{1}{300} \text{ 靜電電壓單位。}$$

(參考§240)。電荷之單位為庫侖，其值既等於 3×10^9 靜電單位 (§211)，故將一庫侖之正電荷自A點移至B點（B點對於A點假定仍有一靜電單位電壓），其所須之功為 $3 \times 10^9 \times \frac{1}{300} = 10^7$ 爾格或一焦耳。

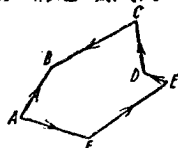
設想在一均勻電場內有A, B兩點，並假定自A點依電場方向進行恆可達B點，兩者間之距離為S。準此，則沿路徑S，到處 $E_s = E$ ，並由方程式6，得

$$U_A^B = -E_s \cdot S, \quad \text{或} \quad E = \frac{U_A^B}{S}. \quad (8)$$

又命 A, B, C, D, E, F 表在一電場內之各點。於是電壓 U_A^B 可依數

方法計算。或依方程式 6 直接由 A 至 B 計算，或間接先自 A 至 F，再至 E，終達 B 點 (圖 186)。電壓 U_A^B 既與徑路無關，故

$$U_A^B = U_A^F + U_F^E + \dots + U_C^B.$$



或依方程式 7

$$U_A^B + U_B^C + \dots + U_E^F + U_F^A = 0.$$

圖 183. 沿一閉路之電壓之和為零。

在一無渦電場內，沿一閉路之電壓之和係等於零。

2. 0. 電位。今選定電場內一點 O 為比較點，而將其餘各點之電壓均與該點相比較，在實用上通常與地面上之一點 O 或整個大地相比較，因如以後所述，地球為一導體 (§224)，其上之電位到處相等。電場內一點 A 對於 O 點之電壓 U_O^A ，謂之 A 點之電位 (elektrisches Potential; electric potential)。故吾人言某點之電位為若干，概即指該點對於地面上任何一點之電壓為若干。蓋絕對電位一詞，根本不能成立，其理與絕對高度一詞之不能成立者同。吾人常認大地之電位為零，此殆因大地體積甚大，其電位不易變更之故。以地面之電位為零點，與用海面作高度之零點具有同一理由。故凡電位較大地為高之物體，其電位視為正；反之，視為負。更自電子說言之，若電子有自地球移至物體之傾向，則物體之電位為正；反之，則為負。由是觀之，某點或某物體 A 之電位實等於自大地上一點 O 移動一單位正電荷至該點或至某物體所作之功。若此功為正，則為移動正電荷必須作功，而該點或該物體之電位亦為正；反之，若此功為負，換言之，如該正電荷移動時能供給相當之功，則該點或該物體之電荷為負。

今命 P_e 表電位其在某一定 A 點之值， P_e^A 係等於 V 點對於 O 點之電壓，即

$$P_e^A = U_o^A, P_e^B = U_o^B \text{ 等}.$$

由此得

$$U_A^B = U_o^B - U_o^A = P_e^B - P_e^A. \quad (9)$$

兩點間之電壓故等於其電位之差，因而電壓往往亦稱曰電位差 (Pot-

entialdifferenz; potential difference).

$$P_e^A = U_0^A = - \int_0^A E_s ds \quad (10)$$

表為移動一正單位電荷自 0 點以至 A 點所須之功而 P_e^A 表為移動電荷 e 所須之功。故一電荷在電場內移動時得位能或失位能，其在電場內各點有一定之位能——對於 0 點之位能而言——，恰如一質量在重力場內有一定之位能然。

將方程式 10 偏微分並將指數 A 消去，得

$$\frac{\partial P_e}{\partial s} = \frac{\partial U_0}{\partial s} = -E_s, \quad (11)$$

式中 P_e 表電場內任一點之位能， E_s 表電場強度依 ds 方向之分強度。同樣，依三坐標軸之方向，

$$\frac{\partial P_e}{\partial x} = -E_x, \quad \frac{\partial P_e}{\partial y} = -E_y, \quad \frac{\partial P_e}{\partial z} = -E_z, \quad (12a)$$

或依向量書法

$$E = -Pe \text{ 梯度} \cdot \quad (12b)$$

故電場強度又稱曰位能梯度。(Potential gradient, Potentialgefälle; potential gradient). 電場均勻時，方程式 11 及 12a 變為方程式 8，換言之，方程式 8 表有均勻電場時之特種情形。

電位之單位與電壓之單位同，在實用單位制中亦以伏特計算。在靜電單位制中，電場強度之單位等於每厘米 1 靜電電壓單位，即

電場強度之 1 靜電單位 = 1 靜電電壓單位 / 厘米。在實用單位制中，電場強度之單位

$$1 \text{ 伏特/厘米} = \frac{1}{300} \text{ 電場強度之靜電單位} \cdot$$

221. 電力線。依直觀法表示電場，或用法拉第 (Faraday 1859) 之電力線 (elektrische Kraftlinie, Feldlinie; electric line of force) 或等位面 (§222)。電力線係假想線並遵下列之規定：

1. 電力線在空間各點之方向即示電場之方向。

2. 設想在空間任一處與電場方向垂直之一平面內，穿過每方厘米平面之磁力線數與電場強度之數值相等。若電場強度等於 E ，則此力線數 n (所謂力線密度) 等於之 E 絕對數值 $|E|$ 。即 $n = |E|$ 。由力線排列之疎密，可推出電在何處為強，何處為弱。

力線既遵電場強度之方向，故如電場強度然，恆自正電荷通至負電荷。在空間之一點電荷其力線向四周輻射。電場既僅因電荷之存在而發生，故力線恆出自正電荷而終於負電荷。是種電場為一無渦電場，前已述之。至帶循環力線之電場或渦電場以後亦擬討論。

力線自然並非為物理的實物，但為依直觀法示電力在空間分佈狀況之假定線。

為表顯力線之分佈狀況，在一電場內，置一玻璃板，其上撒布金紅石或石膏之結晶，並用指輕敲之。電場夠強時，各結晶 (如磁場內之鐵屑) 沿電力線之方向而成曲線之形狀。圖 187 即示依此法產生之在一正電荷 (A) 及一相等負電荷 (K) 之電場內之力線之分佈狀況。見圖，知各力線之始末均在電荷。電荷附近力線密集之處即表示電場甚

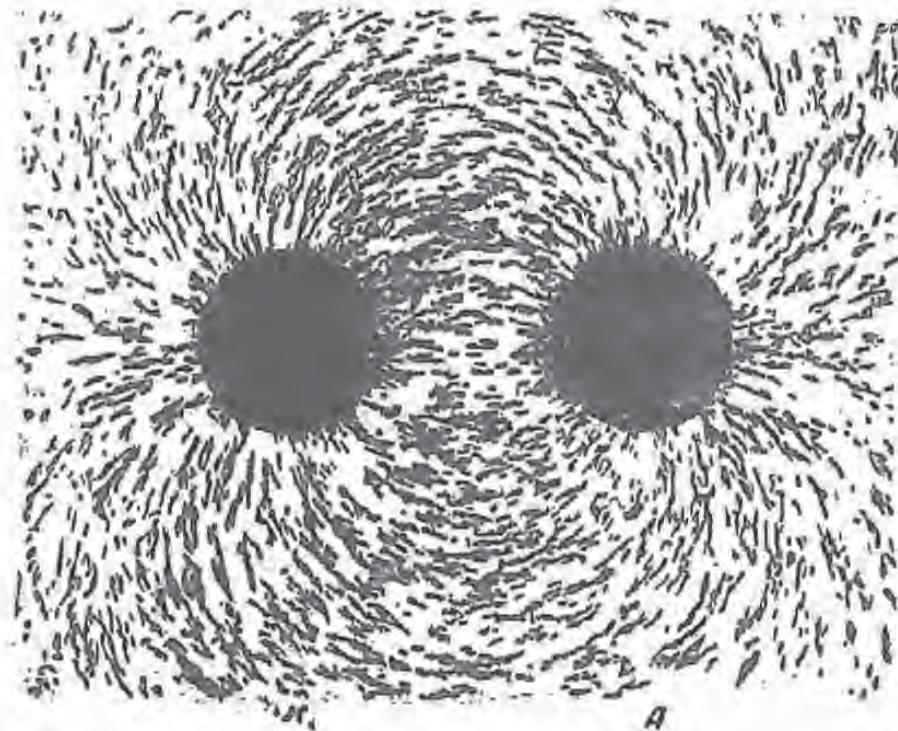


圖 187. 在兩相等但相反之電荷之電場內，電力線分佈之狀況。

強之處；遠處力線漸疎之處即表示電場漸弱之處。(至力線之指向自然不能由此種實驗決定。)

232. 等位面。在電場中電位相等之各點恆在一個或多數閉合之

面內。今名此種由連接電位相等各點而得之曲面為等位面 (Equipoten-

tialfläche, Niveaufäche; equipotential surface) • 依此定義，一個電荷所生之等位面即為以該電荷為中心之若干同心球面。

設想在電場內選出等位面若干，並假定在兩鄰近面間恆有等大之電位差（電壓），則由方程式 12a 不難推知電場強度 E 愈大之處，而之排列亦愈密。其一例見 §223。

等位面到處與電力線之方向垂直。蓋在一等位面上之 A, B 兩點間， $U_A^B = 0$ ，故方程式 6 之積分表示到處 $E_s = E \cos(E, ds) = 0$ ；換言之，電場強度 E 到處與 ds 正交，即又與面正交。一導體之表面，當其已達平衡狀態時，既為一等位面，故電力線進出於導體表面上時，必與導體正交。

223. 一點電荷及一偶極子之電場。據 §211 及 220，一電荷 e' 在僅有一點電荷 e 之電場內所受之力 $k = e'E = e'e/r^2$ 。準此，則該點電荷周圍之電場強度

$$E = \frac{e}{r^2} \quad (13a)$$

電場在一正點電荷之處向外輻射，而在一負點電荷之處向內輻射。在電場一點之強度係與點電荷之距離 r 之平方為反比例。等位面為以電荷為中心之球面。圖 188a 示若干等位面，其中每兩鄰近等位面間之電位差係相等。等位面離電荷愈近則愈密，故電場強度亦愈大。

在論點電荷時，通常以無窮遠之等位面之電位為 0 。於是在離點電荷 r 遠處之電位為

$$P_e = - \int_{\infty}^r \frac{e}{r^2} dr = \frac{e}{r} \quad (13b)$$

電位及電位差之大小均以功表示，故皆為無向量。欲求由多數電荷所生之電場中各點之電荷，可先求各個電荷在該點所生之電

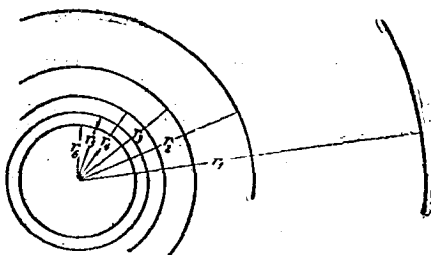


圖 188 a. 一點電荷電場內之等位面。鄰近之等位面因排列過密並不表出。

位，而後將各結果相加，即

$$P_e^A = \frac{e_1}{r_1} + \frac{e_2}{r_2} + \frac{e_3}{r_3} + \dots \quad (13c)$$

據§221及方程式13a,通過任一等位面之電力線數

$$n = |4\pi r^2 \times E/r^2| = |4\pi e|. \quad (14)$$

此數自然不隨等位面與電荷之距離而變，蓋力線莫不始於一正電荷而終於一負電荷，故必以同一之數通過各等位面。由此觀之，則從 $+e$ 電荷發出 $4\pi e$ 力線，而有同數之線終於 $-e$ 電荷。

一偶極子之磁場為其兩極子之磁場之向量和而此易由方程式13a計算之。應特別注意者，為其兩個主位置(Hauptlage; principal position)之磁場強度。在偶極子軸線延長線上之一點P，當其與偶極子之距離 r 遠大於極距時，依庫侖定律，磁場強度

$$E = \frac{m}{(r-l)^2} - \frac{m}{(r+l)^2} = \frac{4mlr}{(r^2-l^2)^2} \quad (\text{假定兩偶極子之距離} = 2l, \text{各偶極子所含之磁量為} m).$$

與 r 相較既甚小，則 l^2 可以忽略，而上列方程式可書作：

$$E = \frac{4lm}{r^3} = \frac{2M}{r^3} \quad (\text{第一主位置, 圖188b}) \quad (15a)$$

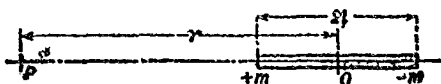


圖188b. 示軸線上之磁場強度。

在與偶極子軸線正交並平分該軸線之線上之一點P，一單位極受一推拒力(圖188o中PA)之作用及一相等之吸引力(圖中PB)之作用，其合力PQ當表磁場強度E。

$$\text{由圖} \quad \frac{PQ}{PA} = \frac{NS}{NP} = \frac{2l}{(r^2+l^2)^{3/2}} \cdot \text{依庫侖定律} \quad AP = \frac{m}{(r^2+l^2)} \quad (15b)$$

故

$$PQ = E = -\frac{2lm}{(r^2+l^2)^{3/2}} = -\frac{M}{(r^2+l^2)^{3/2}}$$

若P離O點甚遠，則 r^1 與 r^2 相較可以略去，

$$E = -\frac{M}{r^3} \quad (\text{第二主位置, 圖188c}).$$

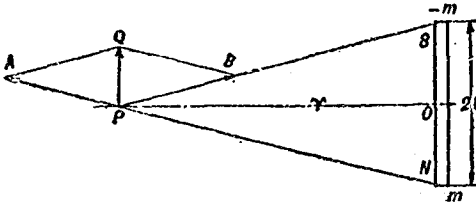
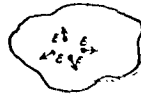


圖188c. 示垂直分線上之磁場強度。

在第一主位置，磁場強度與偶極子軸同向；在第二主位置，則與之相反，且其強度僅及第一情形中之一半。

224. 導體內之電場強度及電位。金屬導體內之電子既隨作用於其上之電力而移動，故在是種導體上之電平衡，換言之，電荷之靜止，惟當導體上無電場



之作用時可能，例如在一導體之一點有一由極多數電子 e 所成之電荷（圖189），此種電子互起吸引或推拒作用，於是在導體內部發生一電場，而電子即隨此電場而移動，並為之驅達導體之表面。此時電子達其移動之限界，蓋就一般而言，電子不能離去物體之表面也。若當時之電場有一與表面平行之成分，則電子或可沿表面移動。故電子之移動在下列二條件下始能停止：

示189. 示一導體上之電位。

1. 導體內部之電場強度（導體上之電場強度；elektrische Feldstärke des Leiters；electric field intensity of conductors）到處已為零時，

2. 在表面之電場強度已與表面正交時。

在不與一電源（例如一蓄電池）相聯絡之導體內，此狀態極由電之運動而發生。電子終則分佈於導體上，各電子之電場互相重疊以致在導體內部各點之電場強度均為零。而電力之方向到處與導體表面垂直。若導體中一點有過剩之正電荷（因在是處缺少電子），則後者施力

於導體之電子上（同時亦施力於正電荷上，但後者在金屬上不能移動）·電荷之分佈因而變動，至上述二條件實現時，此變動復停止，電荷之分佈終則與有過剩負電荷時同，惟僅帶相反之符號·故

在呈靜電平衡狀態之導體之內部，電場強度 $E=0$ 。

已達此平衡狀態之後，因力與路之乘積恆等於零之故，任意使電荷在導體內部移動毋須耗費功。（設想被移動之電荷極小，其移動不致顯然影響電平衡。）故在靜電平衡狀態之導體內之一電荷到處有相等位能·此即表示在一導體內，電位到處相等（導體內部之電位；Potential im Innern eines Leiters; potential in a conductor）。

在呈靜電平衡狀態之導體內電位恆一定不變。因此：

在呈靜電平衡狀態之導體之表面恆為一等位面，故沿表面移動一電荷，或即依與表面之力正交之方向移動一電荷毋須作功。

若導體內之電場強度到處為零，則此表示從在表面之電荷發出之力線係全部向外，並非向內，且如以前所述，力線之方向恆與導體之表面正交，又導體之表面為一等位面·在此狀態下，若設想將導體挖空為周圍閉合之空心體，則當不致發生變化，又為空心體包圍之空間，因無電力線，其電場強度到處為零，且恰如導體表面然有到處相同之電位·

此事實之一重要應用為保護靈敏之儀器以防外電的擾亂·其法將儀器置在周圍閉合而至多僅有小孔及出口之金屬箱（法拉第籠；Faraday Käfig; Faraday's cage）內，並令此箱與地聯絡·故外電場之力線不能擾亂箱內之儀器（靜電的保護）·在多數情形中祇須以網孔不過分小之金屬網罩包圍儀器·若干電力線雖進入網孔，但離網不遠立即折回，故內部仍無力線或電場，此可由放置驗電器於其內而證實之·

225. 電荷在一導體表面之棲息。 若在平衡狀態時，帶電體之內部並無電力線，但僅有自導體表面向外發出之電力線·此即指示電荷（較準確的說法：一電荷對於異號電荷之過剩）僅能在表面存在（所謂表面電荷；elektrische Oberflächenladung; electric superficial cha-

reg)·若在導體內部有一點有過剩之某種電荷，則亦必有力線發出，因而在內部亦有力線，此與事實不符。

(嚴格言之，在導體內部恆有電場·此電場係由原子核及電子之電荷發生，故係在原子核及電子之間·其始末恆在導體內，且以在原子之範圍內為限·又因在導體內正負電荷到處相等，此種電荷之效應不能向外表顯，僅在表面上，一種電荷可較他種電荷過剩，得保留經久，並向外表顯其效應·故導體內部，無電荷“一語，即謂在極小但與原子間之距離相較却已極大之微小容積內，並不存有過剩的電荷。)

為證明一導體之電荷僅棲息在導體表面之事實，例如用一帶有小孔之金屬容器¹⁾，此器絕緣且帶電·試取一絕緣金屬球，先令與容器表面相接觸，然後以驗電器檢查之，則知其已帶電·再令球由小孔徐徐垂入容器中(圖190)，先不使其與容器相接觸，俟其抵容器內之後，乃令其與容器內面相接觸，然後取出此球而檢查之，則知其原有之電荷已完全失去。

反之，若金屬球當初帶電而金屬容器則不帶電·令金屬球與容器接觸時，金屬球成為容器之一部分之表面，故僅其一部分電荷移至容器之表面，而金屬球本身仍保留原有一部分之電荷·為令金屬球之電荷全部移至金屬容器上，或令金屬球完全放電，必須將金屬球移在金屬容器之內部並令其與內面相接觸。

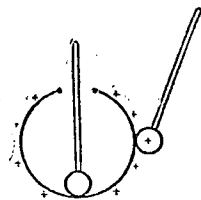


圖190. 一導體之電荷僅棲息於導體表面之證明。

置一靈敏之驗電器於一用導線編成之籠內，置籠於絕緣架上並令驗電器之箔經由一線與籠相連接·次用感應起電機(§239)使籠強烈充電，驗電器之箔片仍毫不分離，是為籠內面毫無電荷之證·又若將一帶電驗電器置在一絕緣架上，並將全部置於一金屬箱內，則當令其箔片與金屬箱由導線聯絡時，驗電器之箔片不再分離，是為驗電器上原

1) 小孔不應帶銳稜，否則當將球垂入金屬容器時，容器上之電能在銳稜處移至球上(空中尖端放電 §226)。

有之電已移至金屬箱上之證。

226. 尖端作用。因導體表面各處彎曲程度不同，導體上電之分佈，隨處疎密不同，而以彎曲極急之突出部分上蓄電最多。圖 191 示

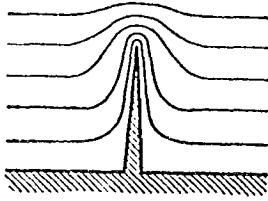


圖191. 在一尖端之等位面。

在一帶電體之突出金屬尖端上之等位面。在近尖端之處，其分佈極密，卽在是處存有一特別強之電場。尖端所蓄之電至爲濃厚，結果電卽由一點洩於空氣之中。得電之空氣，因與尖端之電爲同種，受拒力作用，立由尖端離去，其周圍之空氣流來以補其缺，

而新來者，又同樣得電，同樣離去。如此繼續不已，結果使導體上之電，盡在尖端逸去，同時在尖端之前，發生一種帶電之空氣流，如是之現象，曰尖端作用(Spitzenwirkung; action of points) 或尖端放電(Spitzenentladung; point discharge; 另詳§238)。在感應起電機(§239)上用尖銳之梳，卽本此作用。此種作用，常可用電氣反動車(elektrische Reaktionsmühle; electric reaction mill)表示之。此器爲置在絕緣體上之一導體，由數個兩端彎曲之金屬桿爲輻組成，輻端均依同一方向彎曲。當此輪與起電機之一端連接而帶電時，得電之空氣與各輻端相拒之結果，使全輻轉動(依牛頓第三運動律)，如輻端係順時針方向彎曲，則輪依逆時針方向轉動。

尖端作用之最重要的實用爲由佛蘭克林(Benjamin Franklin 1750)發明之避雷針(Blitzableiter; lightning arrester or rod)。因此器之尖端作用，雲中之閃電易被導至於地。如此，卽可免去激烈之放電，房屋人畜不致蒙其損害。

227. 靜電感應。⑧ 設將未帶電之一導體置在一電場內，例如將其移近一電荷 e (圖192)，則因電子移動之故，在§224中之平衡條件在是處亦有效。在成電的平衡時，導體內部之電位相等。然當初因其各部在不同電位之區域內，在導體內部確發生一電場，導體內之電子經

此電場擾亂之後，重行分佈至成靜電平衡時由導體內電荷惹起之電場與在導體內各點之外電場正相償，而電場之電力線到處與導體表面垂直。迨電荷重行分佈之後，在當初未帶電之導體內，電荷之總和仍為零，但今則正負電荷之分佈與當初非在電場中時已不同，蓋此時導體之一部分獨多正電 $+e'$ ，他部分獨多負電 $-e'$ ，電荷 $+e'$ 或 $-e'$ 之量視外電場之電力線達導體之數而定，但決不能多於 e 。此現象謂之靜電感應 (Influenz; electrostatic induction)。圖 192 示在由電荷 $+e$ 惹起之電場內一導體之靜電感應。經靜電感應作用，導體變為一電偶極子 (§214)，換言之，此導體已極化。

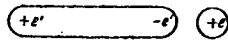


圖192. 示一電荷之靜電感應。

若令被感應之導體之左端與地相聯絡，則聚集在該端之電荷流入地內（一種較準確之說法，在該端之電荷 $+e'$ 被自地流入於導體內之電子中和而消滅），此後若令導體與地分開，則在此情形中，導體內獨多負電荷。吾人於此學得分離電荷之一重要方法（或依較不精密之說法，學得產生電荷之方法，§212），即據靜電感應分離電荷，並使某號電荷因與地或與任一導體暫時之聯絡而逸去，致在導體內獨留下異號電荷。

設令一絕緣金屬球A帶正電荷（圖193），次移近同樣絕緣之金屬圓筒B。在B內於是發生如圖192所示之電荷分佈。今置一絕緣金屬球C於圓筒B向A之一端（圖193a），C與B相接觸，併成一導體，B中之負電荷流入於C球內，且可用驗電器證實當A帶正電荷時，C帶負電荷。同樣，亦可證實B上帶正電荷。此後若令圓筒B放電並重行如上之實驗，但此時令球C接觸圓筒B背A之一端（圖193b），則可證實C帶正電荷，B帶負電荷。

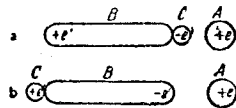


圖193. 靜電感應之證明。

設於未帶電之驗電器之近旁，置一帶電體，例如一擦過之玻璃棒，但不使之接觸，則箔片立即張開，以後將棒移去時，復行閉合。此殆因箔片柄上發生靜電感應作用所致（圖

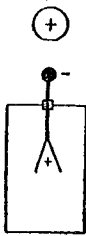
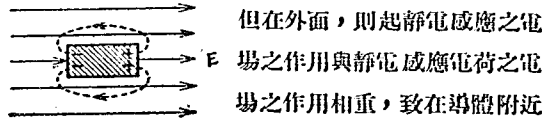


圖194. 驗電器內之靜電感應。

194). §217中之1, 4兩實驗可由是解釋之。

在電場內，導體內部之電場雖因導體內電荷重行分佈而消滅，換言之，雖與靜電感應電荷之電場正相償，



但在外面，則起靜電感應之電場之作用與靜電感應電荷之電場之作用相重，致在導體附近

之電場發生畸變。力線之一部分自導體發出或終於導體，但在導體內則無力線。圖195 示在電場內之導體，其內部不帶電場，在外面，感應電荷之電場之力線在兩端與外電場之力線一致，故在是處電場增強，在兩旁則與外電場之力線相反，故在是處電場減衰。

228. 電場對於偶極子及不帶電導體之力作用。設置一電偶極子於一均勻電場 E 內，則在其兩極上，換言之，在其兩相等之異號電荷上，作用等大但方向相反之兩力， $+eE$ 及 $-eE$ ，此二力成一力偶，故對於偶極子起一種力偶矩，使偶極子之電軸線呈與電場力線方向一致之傾向(圖196a)。若命 l 表兩電荷 $+e$ 及 $-e$ 之距離，則其電矩 (§214) $M = el$ ，而偶力矩或轉矩 $N = eE \sin \varphi = ME \sin \varphi$ 。一均勻電場對於一偶極子僅有一整向作用，但無加速作用。

若含電偶極子之電場為一非均勻電場，其在正負電荷之處之電場強度概不相等，但依大小及方向而異(圖196b)。作用於偶極子之上

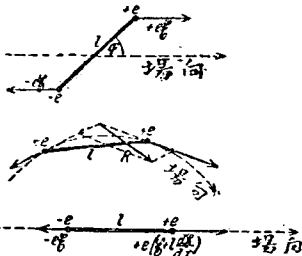


圖196. a 偶極子在均勻電場內，b及c在非均勻電場內。

諸力之總和在一般情形中為一力偶及一合成單力 R ，後者驅偶極子向有較大電場強度之一側移動——雖然，在一般情形中並非嚴格依此方向。換言之，偶極子被吸引在電場內。

今設想一簡單情形，假定在偶極子處之電場之方向到處相同

(依坐標系之 x 軸), 又偶極子之軸線方向已與電場方向一致(圖196c)·電場強度依正電場方向增加·命 E 表在負偶極子電荷 $-e$ 處之電場強度·當電場強度隨處之變動不過分大時, 在正偶極子電荷 $+e$ 處之電場強度當為 $E + 1 \frac{dE}{dx}$ ·方向相反之二力之合力係依電場之方向, 其大小可由下列方程式表示之:

$$+e \left(E + 1 \frac{dE}{dx} \right) - e E = e l \frac{dE}{dx} = M \frac{dE}{dx} \text{ 達因. (16)}$$

故作用於偶極子上之力並非由電場強度本身, 但由其微分商, 即電場強度之局處梯度決定· dE/dx 愈大故當電場愈不均勻時, 此力愈大·又此力與電荷 e 無關, 但隨偶極子之電矩 M 而異·由是可知偶極子之舉動極由力矩而並非由電極強度決定·

若置一個不帶電導體於電場內, 則如以上所述, 此導體經靜電感應作用變為一電偶極子·故凡以上對於偶極子所述者在是處亦有效·若電場均勻, 則其對於導體僅有轉動作用, 結果, 導體依長軸線之方向與電場方向一致·若當初有如圖197a所示之位置, 則祇須使其略許離開此位置, 導體內靜電感應電荷之分佈立即變動(圖197b), 致發生使導體長軸線與電場方向一致之轉動力偶·圖197a所示之平衡為一種不穩平衡, 此後導體長軸線與電場方向一致時, 變為穩定平衡·

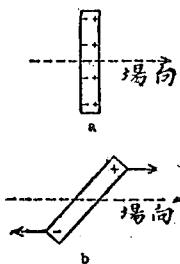


圖197. 在均勻電場內之不帶電導體。

在非均勻電場內, 經靜電感應作用變為一偶極子之導體必受與上面所述者正相同之作用·此導體亦依電場強度增長之方向移動, 換言之, 亦被吸引在電場內·在並非極大之帶電體附近, 大都有極不均勻之電場·電場強度隨距離而逐漸遞減·在此種電場內, 各個不帶電導體均向產此電場之電荷移動, 故一帶電體吸引一不帶電體·在靜電基本實驗 (§209)中, 關於觀察1之解釋亦本此理·

本書後面 (§502) 將說明凡分子皆為電偶極子(往往又為磁偶極子)或能在電場內變為是種偶極子·職是之故, 上面之設想之一重要

應用爲解釋作用於分子上之力。

在一帶電體與一不帶電體間之吸引作用自然爲一種相互作用（牛頓第三運動定律）。故如有一電荷與一導體之表面相對待，則前者被後者吸引，此力之大小恰如在導體表面之後存有一異號電荷。若導體表面爲一鏡面，則恰如在鏡後電荷之像點存有一等大異號之電荷。此種像點，曰電荷之電像（elektrisches Bild; electric image），而其間之吸引力，曰像力（Bildkraft）。

故據此種理由，當作關於量的靜電實驗時，必須令全體參加之電荷離導體或地面愈遠愈妙，如是始可不由像力惹起擾亂的影響。

吾人今可較以前更嚴格的了解驗電器之作用方法。設於驗電器內之一絕緣部分上加一電荷，則此電荷由靜電感應作用在與地相聯絡之匣之內壁上惹起異號靜電感應電荷。此時從箔片發出之電力線皆終於匣。於是在箔片與匣之內壁之間而非在有等電位之箔片之間發生一電場。此電場之力驅箔片向匣之內壁之方向張開。

§29. 電容量。命A及B表兩導體，其與其他導體相距頗遠，但兩者之間祇隔某一定大之距離。A帶正電荷+e, B帶等量之負電荷-e。自A發出之全部電力線皆終於B, 其間存有一電場。由是可知A B之間必有一電壓。若依 §221解關於導體間任一路程s之積分 $U = - \int_A^B E_s ds$, 則得有某一定值之電壓。此即表示帶正電荷之A對於帶負電荷之B有一正電壓U。但在帶電體附近，各點之電場強度係與帶電體之電荷之絕對量e爲比例，故 $E_s = -e\psi_s$ ，其中 ψ_s 表空間坐標之一函數，換言之，其在各空間點之值僅與體系之幾何形狀——與兩導體之形狀及其相互位置——有關。故

$$U = e \int_A^B \psi_s ds = \frac{e}{C}, \text{ 或 } \frac{1}{C} = \int_A^B \psi_s ds.$$

式中C量之值亦僅由導體系之形狀決定。電壓U既與路程s無關，故C亦可由上列方程式無疑的決定，C稱曰AB導體系之電容量，簡稱曰電

容 (Kapazität; capacity), 故AB間之電壓

$$U = \frac{e}{C} \quad (17a)$$

或在A及B上之電荷: $e = CU$. (17b)

準此, 則在帶有等大但異號之電荷之兩導體間存有與此電荷為比例之電壓 (方程式17a). 反轉言之, 若在兩導體間存有某一定大之電壓, 則此兩導體必各帶等大而異號之電荷, 其多寡與電壓為比例 (方程式17b). 當時假定電力線祇在兩導體間存在, 而不伸至附近之其他導體.

若對於導體間施等於一靜電電壓單位之電壓, 致在導體上發生等於一靜電電荷單位之電荷, 則稱此種由兩導體組成之體系具有電容之一靜電單位, 此電容單位曰1厘米. (在是處之單位必為一長度, 其故因 $Ue = e^2/C$ 為功, e^2/r^2 為力 [§211] 而功 = 力 \times 路程.)

在上述定義中, 若以實用單位 (伏特, 庫侖) 代替靜電單位, 則得電容之實用單位, 此單位曰法拉 (Farad; farad) 或微法拉 (Mikrofarad; microfarad), 因一伏特等於 $1/300$ 靜電單位, 一庫侖等於 3×10^9 靜電單位, 故

$$1 \text{ 法拉} = 10^9 \text{ 微法拉} = 9 \times 10^{11} \text{ 厘米}.$$

試舉一例, 假定欲計算帶半徑 R 之球之電容, 並假定此球與其他導體相距頗遠. 球帶有電荷 $+e$, 因其與其他導體相距頗遠, 故此電荷在其他導體處之電場必極弱. 若設想以一個與此球同心之空心球 (其半徑 $R' > R$) 代替相距頗遠之導體當不致惹起顯著的誤差. 在此空心球之內面, 經帶電荷 $+e$ 之球之感應作用, 惹起等大之電荷 $-e$, 而由 $+e$ 發出之電力線皆終於帶 $-e$ 之空心球之內面. 在距球心 r 遠之處, 呈輻射方向之電場之強度 $E = e/r^2$ (§223), 而兩球面間之電壓

$$U = - \int_{R'}^R \frac{e dr}{r^2} = e \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R'} \right)$$

或 (既然 R' 遠大於 R)

$$U = \frac{e}{R} = \frac{e}{C}; \quad C = R \text{ 厘米}, \quad (18)$$

此可由參考方程式17n明之。故在靜電單位制中，一帶電球對於相距頗遠之一導體之電容等於其半徑之厘米數。此事實例如就一金廚球對於相距夠遠處之牆壁之電容充分有效。

地球之半徑計6370仟米，故地球對於其他天體約有 6.37×10^8 厘米或約700微法拉之電容。

230. 容電器。凡可以儲積電容之裝置，通稱曰容電器 (Condensator; condenser)。在簡單情形中，容易計算一容電器之電容。

在實用上一特別重要之容電器，曰平行板容電器。此器由相距 d 遠之兩等大金屬板相成，各板之面積假定為 F (圖198)。

若令其兩板與電壓 U 相連接，並命 C 表容電器之電容，則在一板上發生一電荷 $e = +CU$ ，而在其他一板上發生一等大負電荷。若板間之距離 d 與面積 F 相較頗小，則此兩電荷之力線實際由一板垂直通至他板¹⁾。在板之單位面積上存有 $+e/F$ 或 $-e/F$ 之電荷，故由正板各方厘米發出 $4\pi e/F$ 之力線以達負板 (§223)。準此，則容電器內之電場強度亦為 $E = 4\pi e/F$ 。兩板各為帶等位面之導體。其間之電位差為 U 。依據方程式^a, §319, $U = Ed$, 故

$$U = \frac{4\pi d}{F} e = \frac{e}{C} \text{ 或電容 } C = \frac{F}{4\pi d}. \quad (19)$$

若干容電器可依種種方法聯合，致有其他之電容量。命 C_1 及 C_2 表兩容電器 (圖199a)，兩者依所示之方法互相串聯。

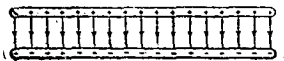


圖198. 板狀容電器。

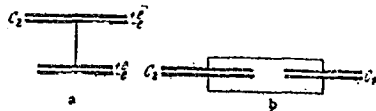


圖199. a串聯容電器, b並聯容電器。

¹⁾事實上，在平行板容電器中，力線在緣邊略許向外彎曲，結果，使電容稍稍增加。但當板間之距離 d 與板面之直徑相較愈小時，此種增加亦愈小。在是處亦假定在容電器附近並無其他導體。

若令不相串聯之兩板與一電壓 U 相連接，並命 C 表該組合之電容，則此兩板可有 $e = CU$ 之電荷。但經靜電感應作用，其他相串聯之兩板亦容等量電荷 $e = CU$ 。因而容電器內之力線均始於一板而終於他板。若命 U_1 及 U_2 分別表 C_1 及 C_2 上之分電壓，則 $U = U_1 + U_2 = e(1/C_1 + 1/C_2) = e/C$ ，是以 $C = C_1 C_2 / (C_1 + C_2)$ ，其值恆小於 C_1 或 C_2 ，而當 $C_1 = C_2$ 時， $C = C_1/2$ 。

圖199b示兩並聯容電器 C_1 及 C_2 ，以電壓 U 連接之，則在 C_1 中發生電荷 $e_1 = UC_1$ ，在 C_2 中發生電荷 $e_2 = UC_2$ 。故該組合之全電荷 $e = e_1 + e_2 = U(C_1 + C_2)$ 而其電容 $C = C_1 + C_2$ 。

容量較大之容電器可由互相絕緣之兩金屬板組成，各組金屬板互相平行且相連接。其中一組靜止不動，他組則可轉動。當兩組之板同在圓之一側時，其電容最大而當分據圓之半時，其電容最小。此種電容可變之容電器曰轉動容電器或可變容電器（圖200），尤其在無線電及無線電話器中（廣播無線電其中）常用之。

工業上應用之容電器，常用兩長條錫箔製出，中間夾蠟紙絕緣並捲成筒形以便攜帶。如是可有面積 F 及小距離 d ，故可得頗大之電容。至蠟紙（介電質）之作用——以前均假定板間僅由空氣隔離——擬於§234中解釋之。

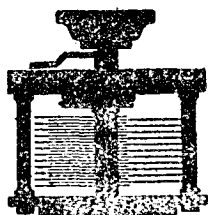


圖200. 轉動容電器。

平行板間之距離愈小時，電容愈大，但此距離仍有其最小極限，蓋板間之電場強度（ $E = U/d$ ）不應過大，否則，電壓或電位差雖則不甚大，電可衝破介電質透過，毀壞容電器。

在容電器兩板上之正負電荷，其量相等，故全電荷等於零。但依習慣，一容電器之電荷概指其各板上之電量而言，例如兩板帶 $+e$ 及 $-e$ 電荷時，即言該容電器帶有 e 之電荷。

231. 靜電計用充伏特計。今可嚴格解釋在§217中提出之靜電計之作用方法。在該節中，且曾指出利用此計器可證明電量，並在特種狀況下可量出此電量，雖然，其最重要的應用為測電壓。

欲用靜電計以測電壓，法將電壓插在經絕緣之可動組（例如金屬箔）及靜電計之匣間，後者恆與地相聯絡（接地），以防靜電計內部受外面之電的擾亂（§225）。靜電計以其互相絕緣之兩部分（箔片及匣）成爲如在§220中說明並有一定電容之導體組合，其電容由其幾何的狀況決定之。接電壓之後，在可動組一方面有電荷 $e=CU$ 而在匣一方面

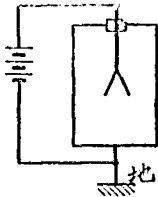


圖201. 用靜電計以測電壓。

而有等大異號之電荷。可動組電荷之一部分係在可動箔片上，且因箔片及匣之間存有電壓，在匣內必有一電場，帶電荷之箔片在此電場內故被曳向匣壁。（此情形與在§233中容電器板間之吸引完全類似。）今靜電計內部之電場強度及金屬箔上之電荷均隨電壓 U 而增加，是以作用於箔上之力係與電場強度與電荷之乘積爲比例，即金屬箔之張角視電壓大小而定。

若靜電計帶有一定電壓校準之標度，則此計可用以測計電壓。縱使連接於靜電計上之饋電線等起電容變動，其標度仍有效。此時電量雖變動，但如若電壓不變，匣內之狀況仍照舊。

據原理，靜電計自然亦可依電量而校準，然此惟當與金屬箔連接之饋電線等之電容不變時有效。若移一定之電量於靜電計上，則此電量依金屬箔柄及饋電線之電容之比例分佈在二者之上。此比例變時，電量之分佈故即箔之張角亦變，蓋箔之張角僅隨箔上之電荷而增減。（參考§232（圖205）中說明之實驗。）

以下擬略述數種重要靜電計。至於金箔驗電器（亦爲靜電計之一種）已於§217中說明。布朗式針形靜電計（Braun'schea Elektrometer; Braun's electrometer; 圖20）在原則上係與金箔驗電器同式。

象限靜電計（Quadrantelektrometer; quadrant electrometer）含有分爲四象限 Q_1, Q_2, Q_3, Q_4 之金屬匣一個。各象限互相絕緣，中隔一細空隙（圖203）。在匣內用一極細金屬絲或鍍金屬之石英絲以懸計器之可動部分 N ，後者爲一呈8字形之指針而係用鋁片或鍍銀紙片製出

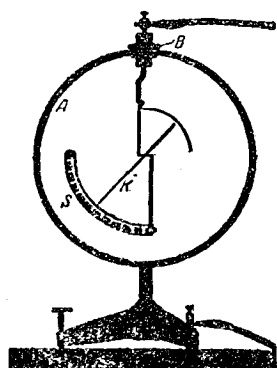


圖202. 扭力靜電計。

用導線將對面兩象限如 Q_1 與 Q_3 及 Q_2 與 Q_4 各連接為一組，指針在匣內依水平方向自由轉動。用時，令指針接一定之

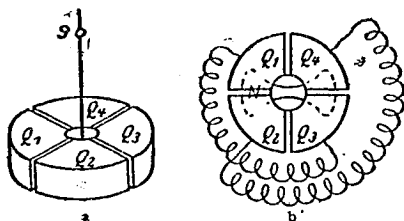


圖203. 象限靜電計之構造。

高電壓。其鄰近之兩象限則各接於欲求其電壓（電位差）之兩點，指針成平衡時，或當此兩點無電壓時，針之位置正對兩組象限之分界線上。若兩點有一電壓，或一象限對帶有一正電荷，他對帶有一負電荷，則指針將受一力偶之作用，而視其電荷符號，向正象限對方面或負象限對方面旋轉，直至作用之偶力與線之扭力互成平衡時為止。如轉角不大，指針之偏轉角與電壓或與電荷成正比例，故由偏轉角即可讀出其電壓或電荷。針之偏轉角常藉繫在絲上之小鏡 S 讀出。

設 U 表加於指針之電壓， U_1, U_2 連接於 Q_1, Q_3 及 Q_2, Q_4 之兩點之電壓。 Q_1, Q_3 有吸引 N 之作用，使彼此有最大之相對面積，吸力之大小，依與電壓差 $U - U_1$ 之平方為正比例 (§223)，故可寫作 $a(U - U_1)^2$ 。同時 Q_2, Q_4 亦有吸引 N 進入其中之作用，其吸力為 $a(U - U_2)^2$ 。式中 a 表一係數。此指針所受之力故為

$$\begin{aligned} a(U - U_1)^2 - a(U - U_2)^2 &= a(U_2 - U_1)(2U - U_2 - U_1) \\ &= a(U_2 - U_1) \left(U - \frac{U_2 + U_1}{2} \right). \end{aligned}$$

當吸力與懸掛 N 之金屬線之扭力相等時，指針 N 遂停止不動。至其所轉之角度，則與扭力成正比例而得寫作

$$\theta = a(U_2 - U_1) \left(U - \frac{U_2 + U_1}{2} \right).$$

由此公式，可推知若 $U_1 = U_2$ 則 $\theta = 0$ ，此時指針係靜止不動，故得作確定靜電計電位之用。其法即以導線連接 Q_1, Q_2, Q_3 及 Q_4 四象限而調準其指針至於零度。

象限靜電計亦有不加高電壓於指針而使用者，但此時須令針與一象限對相連接，由此所得之偏轉角，則與電壓之平方為正比例。象限靜電計之構造頗不一致，其僅含有一對直立之象限及一直立指針之一種，專供測千伏特以上之高電壓之用，特稱曰靜電伏特計。

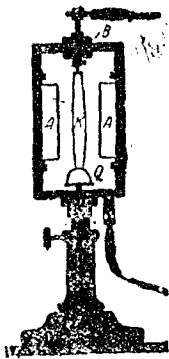


圖204. 一雙絃靜電計之圖形。

絃線靜電計 (Saiten- oder Faden-*elektrometer*; string electrometer) 含有由一或二細銅絲組成之可動部分，圖 204 示一雙絃靜電計之圖形，為調整其靈敏度，兩絃 K 下端係繫在一石英彎曲棒上 (圖中 Q)，與此兩絃相對立者，為二枚與匣相連接之 A，充電時絃線張開，其距離係用帶目鏡測微計之顯微鏡讀出。(他如絕對靜電計另見 §233。)

232. 用平行板容電器之若干實驗。用板間距離可變動之平行板容電器一具，令其一板與一驗電器之金屬箔相連接，或用一轉動容電器時，令其一組之板與金屬箔相連接，其他一板或其他一組之板與匣相連接 (圖 205a)，如是使容電器及驗電器之電容互相並聯 (§230) 或加積。次於容電器上，加一電荷，其存在可由驗電器證實之。今由增減板間之距離或由轉動板組，變更容電器之電容，金屬箔之張角亦變更，而當容電器之電容愈小時，張角則愈大，因容電器及驗電器體系 (其電容為 C) 上之電荷故又 UC 之乘積 (據 §229, 方程式 17b) 不變之故。由驗電器指出之電位差或電壓 U ，當電荷 e 不變時，係與體系之電容 C 成反比例。

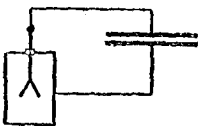


圖205a. 電容可變的證明。

根據此事實，吾人可用不甚靈敏之驗電器

以測電壓或電位差。電壓小者(例如一蓄電池之約 1 伏特大之電壓)，其單獨與驗電器連接時，常不惹起可察見之張角。爲此，乃應用如圖 205 所示之裝置。當初令容電器有最大可能的電容，次令蓄電池之一接線螺旋與驗電器之匣相連接，再令從其他接線螺旋接出之線與遠金屬箔之饋電線接觸片刻之久，容電器及驗電器今帶 1 伏特之電荷，但因電壓小之故，驗電器中並不顯出可量之張角。茲若儘量減小容電器之電容，則顯出一可量之張角。命 U 表蓄電池之電壓， C_1 全體系(容電器+驗電器)之初電容， C_2 終電容，則當初在全系內流動之電量 $e = UC_1$ 。此電量當電容遞減之後仍不變，故 $e = U'C_2$ 。 U' 表電容變動後之電壓，即 $U' = UC_1/C_2$ 。例如 $C_1/C_2 = 100$ ，則電壓當增至 100 倍。此實驗易用一普通驗電器及一具如在廣播無線電具中所用之約 500 厘米電容之轉動容電器爲之。

233. 一帶電容電器之電能。 容電器板間之吸引作用。 電能密度。爲計算儲蓄在一容電器內之電能，最簡單之方法係由計算令容電器徐徐充電所須之功，爲此可用如下之假想實驗。假定容電器內已有電壓 U ，其電荷故爲 $e = CU$ 。今欲將其電荷增加一極小量 de ，爲此從負號板再提取一正電荷 $+de$ 並將此依反對容電器內電場 $E = U/d$ 之方向移至正號板上。(或較準確之說法：從正號板提取 de 量之電子並將此反電場之力移至負號板上。其效應自然仍相同。)據 §219，方程式 5，爲此所須之功 $dA = Ude$ 爾格。故爲使容電器自零電荷充電至有 e 電荷，其所須之總功可由積分求得之。即

$$A = \int_0^e Ude = \frac{1}{C} \int_0^e ede = \frac{1}{2} \frac{e^2}{C} = \frac{1}{2} CU^2 = \frac{1}{2} eU \text{ 爾格}.$$

(20)

今右方之 U 表容電器之終電壓 ($U = e/C$)。 A 表儲蓄於帶電容電器上之能量，此能量當放電時復放出。

在帶電容電器之板間，以兩板電荷異號之故，存有一吸引力 k 而此可依方程式 20 計算之；命 x 表一平行板容電器兩板間之距離。若令

此距離增加 dx ，則爲此所作之功 $dA = k dx$ 爾格。故 $k = dA/dx$ ，由應用方程式20，得

$$k = \frac{d}{dx} \left(\frac{1e^2}{2C} \right) = \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{2} U^2 C \right) \text{ 達因。} \quad (21a)$$

若依方程式19, §230, 代入電容 $C = F/4\pi x$ ，則得 $A = e^2 \frac{2\pi x}{F}$ 及

$$k = \frac{2\pi e^2}{F} = \frac{2\pi C^2 U^2}{F} = \frac{F}{8\pi x^2} U^2 = \frac{F}{8\pi} E^2, \quad (21b)$$

蓋 $U/x = E$ 即表容電器內之電場強度。

在有一定之電荷 e 時， $k (= 2\pi e^2/F)$ 不隨板間之距離而變，其故因容電器內通過之電力線之數故即容電器內之電場不因該距離變更而異，因而對於板之電荷作用之力亦不變。（然須略去緣邊作用[見§230, 脚註]，後者促成吸引力因板間距離增加逐漸遞減。）如電荷不變，板間之電壓與距離同比例增加，反之，如電壓不變，吸引力因板間距離增加依 $1/x^2$ 之比例遞減，蓋距離愈大時，電容愈小，而電荷及其間作用之力均隨之而減。

在一平行板容電器間作用之力可依純粹力學的方法用以測定電壓。其法令居下之一板A（圖205b）固定，令居上之一板B與天秤之一端相連接。A及B係與欲測其電壓之兩點分別連接。茲於天秤之他端加上砝碼若干以抵償居上之板被居下之板之吸引力。A與地聯絡，B帶電荷時，爲使在中心之電

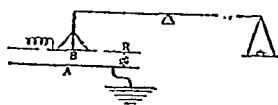


圖205b. 絕對靜電計。

場呈均勻狀況，庶免受板邊影響，特用R環保護之，如是，電壓之大小可由B之面積 F ，兩板間之距離 x 及天秤所示之吸引力測定，即依據方程式21b, $U^2 = 8\pi x^2 k/F$ 。此種靜電計測出絕對制之單位，稱曰湯姆遜絕對靜電計或電位秤 (absolute Electrometer von W. Thomson, Potentialwaage; W. Thomson's absolute electrometer, potential balance)。

在上面當導出一容電器之儲能時，設想電子從一板移至他板，

至電子本身則不發生變化。所變化者惟容電器內之電場強度，因而板間之電場可設想為儲能之場所（恰如經一緊張彈簧連繫之體系，其能實在彈簧內）。若於方程式20中，命 $C = F/4\pi d$ ，則容電器內電場之能量 (Energie des elektrischen Feldes; energy of electric field) $A = F^2 U^2 / 8\pi \epsilon$ 爾格。茲命 E 表容電器內之電場強度，則 $U = Ed$ 及 $A = \frac{1}{8\pi} \times E^2 Fd$ 爾格。但 Fd 表容電器板間經電場充滿之空間之容積。準此，則在電場單位容積上之能量，所謂電場之電能密度 (elektrische Energiedichte; density of electric energy) 為

$$e_e = \frac{1}{8\pi} E^2 \text{爾格厘米}^{-3}. \quad (22)$$

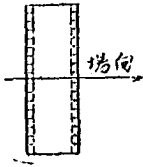
此方程式對於真空內之各電場一般均有效（但參考§934，方程式26）。

234. 介電質。 介電質極化。以上均假定在容電器之板間存有空氣。若於兩板之間置一其他絕緣體，則電容變動，為證明此事實，可應用如圖205a所示之裝置。假定容電器帶電，故驗電器之金屬箔張開。今於容電器之板間置一玻璃板或硬橡皮板，則金屬箔之張角減小，證明電容增加——等於令兩板接近。如插入其他絕緣體（所謂介電質或介電體，略稱介質；Dielektrikum; dielectric）亦發生相同之現象，惟程度深淺不同已耳。若將介電質移開，則復呈如前時之張角，證明容電器之電荷未曾變動。

此現象之解釋如下：介電質亦由帶電的原子成分組成，但非如金屬及其他導電物質，不帶可自由移動之電子。在固態介電質中，原子的電子經原子電力固定在靜止位置並經電力祇略許移動，當作用於其上之電場之強度增加時，移動該種荷電子之力亦略許增加。結果，固態介電質之正電成分略許向電場而負電成分略許背電場移動，致在界面上發生表面電荷，是種位移之作用，大致如圖206表示。此現象稱曰介電質極化 (dielektrische Polarisation; dielectric polarization Faraday 1837)。

在一液態或氣態介電質中，分子不固定於一靜止位置，且係電的中和，換言之，其正負分子電荷之總和係等於零。職是之故，一均勻

電場（即力線平行之電場）對於是種分子並不施移動之力，但在電場



內其正負電荷之重心不在一處（在分子中），一分子成爲一電偶極子，其電荷在均勻電場內既受等大力之作用而向反對之方向移動，故在是種偶極子上，作用一種轉矩，使偶極子轉動之後，其正負電荷重心之連線與電場之方向一致，如圖206所示，在固態介電質

圖206. 示介電質極化之理論。

內，分子偶極子亦受相類似之作用，分子之熱運動對於電場整向之力顯然反對，氣體及液體之介質常數（見下段）故至少在帶偶極子性之分子之物質中與溫度有關。

若在一帶電容電器之板間含有一介電質，則經容電器內之電場，



圖207. 在容電器內之介電質。

介電質內發生介電質極化，其向正號板之一側，發生負號表面電荷而向負號板之一側發生相當之正號表面電荷，電荷如是之分佈在介電質內惹起一種電場，此電場之方向與容電器電荷

之電場之方向相反，故容電器電場之一部分爲之抵消（圖207）。

介電質之表面電荷 e' 與容電器之電荷 e 爲比例，即 $e' = \rho e$ 。式中 ρ 爲表介質內荷電體移位性強度之一種量，由容電器電荷惹起之電場，據§330，爲 $E_0 = 4\pi e/F$ ，而由電荷 e' 惹起之電場爲 $E' = -4\pi e'/F = -\pi \times \rho e/F = -\rho E_0$ 。此兩電場相重之結果使容電器內之電場有如下之強度

$$E = E_0 + E' = E_0 (1 - \rho) = \frac{1}{\epsilon} E_0.$$

$\epsilon = 1/(1 - \rho)$ 謂之介電質常數（Dielektrizitätskonstant; dielectric constant），故在容電器板間之電壓

$$U = Ed = \frac{1}{\epsilon} E_0 d = \frac{U_0}{\epsilon}, \quad (23)$$

式中 U_0 表容電器帶有同電荷 e 但無介電質時之電壓，若命 C_0 表容電器之電容， C 帶介電質時之電容，則當電荷 e 不變時

$$e = U_0 C_0 = U \times C = \frac{1}{\epsilon} U_0 C, \quad (24)$$

$$\text{故 } C = \epsilon C_0. \text{ 或 } \epsilon = \frac{C}{C_0}. \quad (25)$$

介電質常數 ϵ 可有之最小值為 1, 當時分子中之電子概不能移動 ($d = 0$)——此在實際物質中決不能成立——或絕無是種電子存在之可能。此種情形惟真空有之, 故真空之介電質常數之值等於 1, d 可有之最大值等於 1, 此時 $e' = e$ 。在此情形中, 介電質常數 $\epsilon = \infty$ 。此為一導體在容電器板間可有之臨界情形。實際物體之介電質常數均大於 1。在第十九表中示若干物質之介電質常數:

第十九表 介電質常數。

| | | | |
|---------|-----|----------|--------|
| 石蠟..... | 2.2 | 雲母..... | 6-8 |
| 石油..... | 2.0 | 硬橡膠..... | 2.7 |
| 水..... | 81 | 空氣..... | 1.0006 |
| 琥珀..... | 2.8 | 真空..... | 1.0000 |
| 玻璃..... | 5-7 | | |

在尋常之氣壓及溫度下, 各種氣體之介電質常數, 恰如空氣之介電質常數然, 甚近於 1, 故在容電器板間存有真空, 空氣或別種氣體, 實際不成問題。雲母之介電質常數特大, 因此 (及為他種理由) 特適於製造容電器, 應用頗廣, 為增加工業上容電器之電容, 常用油灌充容電器, 蓋如是當電場強度稍高時不致立即發生電閃。因此, 在是種容電器上可施以比較空氣容電器上為高之電壓。以玻璃為介電質之容電器亦為最古式之容電器, 即所謂萊頓瓶 (Leidener oder Kleistsche Flasche; Leyden jar; 圖 208)。



圖 208. 萊頓瓶。

若干在常溫下不導電之固體, 其擦後置於電場內有呈極化之特性, 以後物質在電場內凝固時, 此極化現象仍定住不變, 而當電場作用停止之後, 物體仍保留極化現象, 換言之, 其一端帶正電荷而他端帶負電荷。依此方法, 故可製出與磁石相類似之棒, 所謂可起電體 (Elektret; electrics)。

在有一定之電壓 U 時, 帶介電質之容電器之電荷既較在真空中之容電器之電荷大 ϵ 倍, 故充電至此電壓所須之功亦必大 ϵ 倍。準此, 則不難想像在電場內之電能密度 (§233) 在有介電質時比較在真空中

時大 ϵ 倍。故方程式 22 可代以如下之一般方程式：

$$q_c = \frac{\epsilon}{8\pi} E^2 \text{爾格厘米}^{-1}. \quad (26)$$

235. 介電質位移。若在容電器板間並無介電質，但僅有一真空，則當容電器有電荷 e 時，電場強度 $E_0 = \frac{4\pi e}{F}$ 。此已於 §234 中述之矣。在習慣上，此量不以 E_0 。但以 \mathcal{D} 表之，即在帶介電質常數 ϵ 之物質內

$$\mathcal{D} = \epsilon E. \quad (27)$$

據 §234，充電至達電壓 U 之平行板容電器之電荷

$$e = \epsilon \frac{F U}{4\pi d} = \epsilon \frac{F}{4\pi} E = \frac{F}{4\pi} \mathcal{D}. \quad (28)$$

當施電壓於容電器時，此電荷即流入於容電器內。其量與 \mathcal{D} 量為比例，故名 \mathcal{D} 為容電器內之介電質位移 (dielektrische Verschiebung; dielectric displacement)。然此概念不限於容電器，依據方程式 27，凡在一介電質內含有一電場 E 之各個情形中皆有效。在真空中， $\mathcal{D} = E$ ，在其他情形中，則大於 E 。

236. 庫侖定律之一般化。假定在一帶介電質常數 ϵ 之電介質內，施一電荷 e 。在電荷之場內於是惹起周圍介電質之介質極化，且恰如在容電器中，在介電質對於電荷之境界面上發生一電荷 $-q_c = -(1 - 1/\epsilon)e$ 。該電荷之電場與電荷 e 之電場之相重，有抵消後者一部分之作用。留下者為等於 $e - (1 - 1/\epsilon)e = e/\epsilon$ 之電荷之作用。結果，因介電質之存在，作用於電場內第二電荷 e' 上之力，減至兩電荷在真空中所有者之 $1/\epsilon$ 。在 §211 中之第 2 方程式僅表庫侖定律在真空中 ($\epsilon = 1$) 時之特殊情形。表示一般庫侖定律之方程式如下：

$$k = \frac{1}{\epsilon} \frac{ee'}{r^2} \text{達因}. \quad (29)$$

(至在電荷 e' 之周圍亦起極化電荷之事實對於在 e' 上之力作用並無影響。)

287. 電場對於介電體之力作用。試置一介電體(或曰感電體)於一電場內，則此介電體經介電質極化作用變為一電偶極子，若當時介電體係在一真空內，則凡在§228中就電場對於偶極子而言者，在是處當然亦有效。然若在該介電體之周圍有一第二介電體，則作用於其上之轉動力或加速力之大小及方向當視其介電質常數比較第二介電體所有者為大或為小而定。其介電質常數較大時，就質的方面言，發生如一非帶電導體在電場中之情形，在均勻電場內，其縱軸線與電場方向一致，在非均勻電場內，則依電場強度增加之方向移動。反之，其介電質常數較小時，在均勻電場內，其縱軸線與電場方向正交，在非均勻電場內，其依電場強度遞減之方向加速移動，故被逐出電場。

288. 壓電現象及焦熱電現象，電伸縮現象。結晶係由原子或帶異號電荷之游子排成柵形組成(詳§528)。以上論介電質之極化時，已說明是種柵形組織之正負電荷經電力之位移在結晶境界面上惹起電荷。與此相同之結果亦可經機械作用促成某種結晶例如石英及電氣石經壓縮或伸張而變形後，在表面極化而生電荷，極化之程度與壓力或張力為比例，此現象曰壓電現象，而如是發生之電，謂之壓電(Piezoelektrizität; piezoelectricity)。極化程度與壓力或張力之關係不但正確且極靈敏，故在地震計，火藥爆發檢查器，熱機馬力測定器，海底深度測定器及音強測定器等中常利用之。此外電量之測定及放射性物質之定量等亦利用此關係。又電氣石加熱時，其主軸之兩端現異號之電荷，冷卻時，起相反之電荷，此種因結晶體溫度變動而起之現象，謂之焦熱電現象，而如是發生之電，謂之焦熱電(Pyroelektrizität; pyroelectricity)。為證明是種電荷，在結晶上常撒布硫磺及鉛丹粉末之混合物。經接觸(摩擦，§262)，硫磺粉末帶負電荷，鉛丹粉末帶正電荷，故黃色硫磺粉末附着於結晶表面之正電處，赤色鉛丹粉末附着於其負電處。

壓電現象有其對待現象。在壓電體中，由彈性變形可促成極化；反之，在各介電體中，由電場(即施於物體上之電壓)促成之強迫極化

可惹起壓電體之變形(電伸縮現象; Elektrostriktion; electrostriction)設於壓電體上施一交變電壓(電振動),後者之頻率等於該體之彈性固有頻率,則該體起機械的共鳴。其一例如石英是。此現象之一重要的應用為維持廣播無線電發送機之波長(晶體振盪器,石英共鳴器)。

239. 起電盆。 感應起電機。 起電盆(Elektrophor; electrophorus)為惹起(分離)電荷之儀器。其重要部分為一個容易摩擦起電之膠木盤¹⁾及一帶絕緣柄之金屬板狀蓋(圖209)。用時,先以貓皮敲打膠木盤或與之摩擦,取去貓皮後,盤帶有負電。今若置金屬板於盤上,

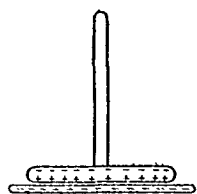


圖209. 起電盆。

則因感應作用,板之底面帶正電,上面帶負電。繼用手指觸板面,則板上面之自由負電荷被導至於地。執柄取去金屬板,其上留下之正電荷可移至其他導體,盤上之電並不因此減少。故若再蓋在盤上,仍照前法以手指觸金屬板,隨即取去,又復得電。如是反覆行之,即可蓄積多量之電。其理如下:貓皮與盤摩擦,則盤得負電,但盤之表面凹凸不平,故金屬板蓋上時,真正接觸處僅不過三五點而已,其餘部分均由靜電感應,使金屬板之下面生正電,上面生負電。觸金屬板,則負電經手移入於地,提起之,正電即遍佈其上,且盤上之電並不因此減少,故可反覆行之。

比起電盤更進一步,則有種種之感應起電機(Influenzmaschine; influence machine)。近代感應起電機之構造頗為複雜。因此,在是處祇說明一簡單裝置。此種裝置雖無實用,但足以解釋若干種起電機之基本原理。今先作一簡單假想實驗如下(圖210)。

兩絕緣金屬板 α 及 β 在一帶電之容電器(A, K)之電場內互相接觸(a)並由靜電感應惹起相反之電荷。次令其分離(b)並將其電荷移至絕緣之驗電器之金屬柄及匣上(c),驗電器由其張角指出電荷。金屬

¹⁾ 以松節二份及細石膏末一份混合製成之一種最佳。

板如是接觸時既成爲驗電器表面之一部分，故其電荷並非全部移至驗電器上(§225)。今將金屬板插在固定於容器板上之金屬筒 F_1 及 F_2 內，令其充分放電(d)。容器器之電荷因而增加(注意此器之電荷以前未曾變動)。如是反覆行之，兩金屬板之電荷比較第一次尤大，因容器器之電場強度已增加故也。

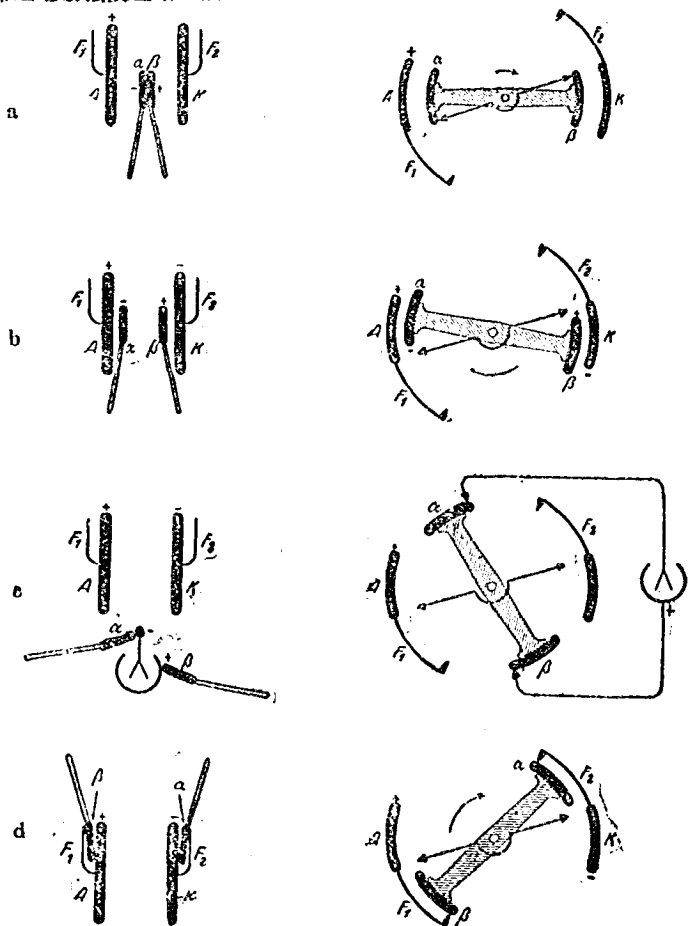


圖210. 感應起電機依倍加法之作用方式。 圖211.

此法若反覆行之不已，依原則而言，可使靜電計有任意大之電荷。此法曰“倍加法”(Multiplikation; multiplication)。因此法可使原來有效電荷增加不已之故。

圖211示在一轉動器中與實際情形更近似之相同過程。A及K成一容電器。兩金屬板 α 及 β 係裝在絕緣之一輪輻上，其在A及B之對面時，經一金屬橫桿互相聯絡(a) (矢首帶金屬刷毛)。輪依時針之方向轉動時， α 及 β 經靜電感應而起相反之電荷(b)，並與另一刷桿相接觸，後者與一驗電器相連接(c)，終則(d)將殘餘之電荷移至A及K之金屬延長部分 F_1 及 F_2 ，此兩部分各與一金屬葉相當。結果，靜電計充電而A及K上之電荷增加，下次轉動時，此作用相當增強，故若繼續轉動不已，A及K上可蓄積多量之電。

上述第二實驗依簡單方法表示某種感應起電機起電之情形。他種起電機則依他種方法而工作。起電機開始工作時，祇須在容電器之一板上有些微起電電荷，此質顯而易見者。此後起電機自行激發，但電荷符號之分配係出於偶然。感應起電機之電壓一直增加，至因絕緣不完善而起之電荷損失，尤其因空氣中放電而起之損失與新生成之電荷相等為止。所起之電荷概任其流入於一容電器(萊頓瓶)之兩金屬套，其電容大者，可儲積多量之電荷而不致使電壓過於迅速增加。由感應起電機常可發生數千伏特之電壓。

240. 以實用單位表示之靜電學中最重要的方程式。在討論靜電學時，概應用靜電單位制 (elektrostatisches Maßsystem; electrostatic system of units)。此制根據庫侖定律中關於真空之常數應有1之數值之規定(見§211)。以此制表示之公式一般較為明瞭而簡單，是以在理論物理學中亦用之。在實用上，則以庫侖(安秒)，伏特，安培，法拉(或微法拉)等組成之實用單位制 (praktische elektrische Maßsystem; practical system of electric units) 為主，故常須將靜電學中最重要的方程式又以實用單位表示。在兩制之單位之間存有下例之關係：

第二十表 靜電單位及實用單位。

| | | | |
|----------------|-------|-------|--|
| 電量 | | 1靜電單位 | $= \frac{1}{3} \cdot 10^{-9}$ 庫侖 (安秒)。 |
| 電流強度 (參考 §244) | ,, | | $= \frac{1}{3} \cdot 10^{-9}$ 安培 (安)。 |
| 電壓 | | ,, | $= 300$ 伏特 (伏)。 |
| 電場強度 | | ,, | $= 300$ 伏特/厘米。 |
| 電容 | | ,, | $= \frac{1}{9} \cdot 10^{-11}$ 法拉 $= \frac{1}{9} \cdot 10^{-5}$ 密法拉。 |
| 電阻 (參考 §246) | | ,, | $= 9 \times 10^{11}$ 歐姆 (歐)。 |

在實用制中，能量之單位曰瓦秒 (焦耳) $= 10^7$ 爾格，與之相當之力單位等於 10^7 達因，故當 1 庫侖之電量在有 1 伏特/厘米之電場內受 10^7 達因之力作用時，即稱此電場有 1 電場強度單位。

用實用單位表示方程式時，為便於書寫起見，常採用

$$D = \frac{1}{4\pi \times 9 \times 10^{11}} = 8.84 \times 10^{-4}$$

之常數。茲將用實用單位表示之靜電學中最重要的方程式列之如下：

方程式 2, §211. $k = \frac{1}{4\pi D} \times \frac{e_1 e_2}{r^2} \cdot 10^7$ 達因。

,, 4, §218. $k = eE \times 10^7$ 達因。

,, 5, §219. $A = eU_A^B \times 10^7$ 爾格 $= eU_A^B$ 焦耳 (瓦秒)。

,, 8, §219. 在實用制中亦有效。

,, 13a, §223. $E = \frac{1}{4\pi D} \times \frac{e}{r^2}$ 伏特/厘米。

,, 13b, §223. $P_e = \frac{1}{4\pi D} \times \frac{e}{r}$ 伏特。

,, 14, §223. 由 e 庫侖之電量發出 e/D 之力線。

1 伏特/厘米之電場應與 1 力線/方厘米相當。

,, 17a 及 b, §229. 在實用制中亦有效。

,, 19, §230. $O = D \frac{F}{d}$ 法拉。

,, 20, §233. $A = \frac{1}{2} eU \times 10^7$ 爾格 $= \frac{1}{2} eU$ 焦耳 (瓦秒)。

$$\begin{aligned} \therefore 21b, \S 233. \quad k &= \frac{1}{2} \frac{e^2}{FD} \cdot 10^7 \text{ 達因} = \frac{C^2 U^2}{FD} \cdot 10^7 \text{ 達因} \\ &= \frac{1}{2} FD \frac{U^2}{x^2} \cdot 10^7 \text{ 達因} = \frac{1}{2} F D E^2 \times 10^7 \\ &\quad \text{達因} \cdot \\ \therefore 23-25, \S 234 \quad &\text{在實用制中亦有效} \cdot \\ \therefore 27, \S 235 \quad \mathcal{D} &= D \mathcal{E} E. \\ \therefore 29, \S 236 \quad k &= \frac{1}{4\pi D \mathcal{E}} \times \frac{c_1 c_2}{r^2} \cdot 10^7 \text{ 達因} \cdot \end{aligned}$$

常數 D 亦名曰真空之絕對介電質常數 (absolute Dielektrizitätskonstante; absolute dielectric constant). 乘積 $D \mathcal{E}$ 曰物質之絕對介電質常數 (見方程式 27).

241. 以靜電單位表示之電數量之因次。隨靜電單位之確定而成立者為是種單位與 CGS 制中各單位之形式的聯繫，故電數量又各有一個屬於 CGS 制之一因次 (§52)——靜電單位制中之因次 (Dimensionen im elektrostatischen Maßsystem; dimensions in the electrostatic system of units). 然此特別的聯繫原屬隨意。後面在 §313 中舉示另一種聯繫，由此導出另一種因次。

$c_1 c_2 / r^2$ 或 e^2 / r^2 之量既有一力之因次 $[mlt^{-2}]$ ，故電量 e 有 $[m^{\frac{1}{2}} l^{\frac{3}{2}} t^{-1}]$ 之因次。電壓與電量之乘積 Ue 表示功，故有 $[ml^2 t^{-2}]$ 之因次。電壓 U 之因次為 $[m^{\frac{1}{2}} l^{\frac{1}{2}} t^{-1}]$ 而電場強度 E 之因次為 $[m^{\frac{1}{2}} l^{-\frac{1}{2}} t^{-1}]$ 。電容 C 在靜電制中有一長之因次 $[l]$ ，前已述之。為完備起見，復補入以後將說明之電流強度 i 及電阻 R 之因次。據 § 244，電流強度有電量/時間之因次，即 $[m^{\frac{1}{2}} l^{\frac{3}{2}} t^{-2}]$ 。又據 § 246，電阻係電壓對於電流之比 U/i ，其因次故為 $[l^2 t]$ 。

茲將此種因次關係列表列之如下：

第二十一表 靜電量度制中之因次。

| | |
|------|---|
| 電量 | $[m^{\frac{1}{2}} l^{\frac{3}{2}} t^{-1}]$ |
| 電壓 | $[m^{\frac{1}{2}} l^{\frac{1}{2}} t^{-1}]$ |
| 電場強度 | $[m^{\frac{1}{2}} l^{-\frac{1}{2}} t^{-1}]$ |

| | |
|-----------|--|
| 電容..... | 1 |
| 電流強度..... | $m^{\frac{1}{2}} l^{\frac{3}{2}} t^{-2}$ |
| 電阻..... | $l^{-1} t$ |

第二十二章 固態導體內之電流

242. 電源·電動勢· 在本章中必須豫言——其詳細情形保留在第二十七章中說明——在計器中有能指出 1 秒間通過之電量之多寡者——電流強度。其中依安培數分度之一種，稱曰安培計。至量電壓之計器（靜電計）已於§231中言之矣。在以下將說明之實驗中，概用依伏特分度之伏特計，其原理與安培計 (§365) 相同。

此外又須假定——其詳細情形保留在§276, 277及373 中說明——裝置中有能長期供給電流者（電池，蓄電池，發電機等），是種裝置總稱曰電源 (Stromquelle; source of current)。

一電源之接線螺旋經一導線連接後，組成一閉導體系。在關於靜電之各情形中，當組成之導體系成平衡狀態時，電位到處相等，換言之，在導體各點間並無電位差或電壓而在其中自由移動之電子完全靜止。電源促成電子在導線內成閉流通過，故當時在導體系內並無靜電平衡。

連接電源既促成在成閉路之導體系內電荷不絕的移動，故稱電源為電動勢 (elektromotorische Kraft; electromotive force) 之所在。電動勢有與電壓相同之因次，故在實用單位制中，恰如電壓然，亦以伏特數計算 (§249)。但電動勢 E 與電壓 U 之間卻有分明的差別，務須注意。

243. 在通電導體內之電壓變· a) 令若干較大來頓瓶相並聯並將如是組成之帶電組（容器）之金屬外套用銅絲與一長約 1-2 米之細長乾燥木棒 ab （半導體）之兩端相連接。次用一比較靈敏之靜電計 E 以測電壓。其匣與木棒之一端 (a)

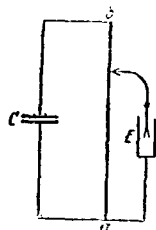


圖212a. 在通電木棒內之電壓降。

) 相連接，其金屬柄柄與一導線相連接。後者之一端經用一絕緣柄可沿木棒上移動(圖212a)，由箔之張角可知該點與棒上一點間之電壓係依自 a 向 b 之方向增加，而當導線之接觸端愈近 b 點時，張角亦愈大。但張角隨時間而逐漸減小，終至完全消滅，表示來頓瓶組已失去電荷，換言之，在兩金屬套上之電荷已由木棒逐漸平均，此實驗之目的在證明電壓在木棒內。整個裝置為一互相聯絡之導體系——有趨均等之傾向。此外又證明在一導體(木棒)之兩點間存有一電壓時，電位在此兩點間自較高一方面向較低一方面遞降，而電之所以能流動者，即因存有是種電壓降之故。

b) 今依另一方法重演此實驗。是處用一蓄電池 S 以代來頓瓶組。在蓄電池之兩接線螺旋間存有略大於 2 之永久電壓。又用長約 2—3 米之鐵絲 ab 以代木棒及一電磁電壓計 V 以代靜電計，為證實在線內通過電流，在蓄電池及鐵絲之間插入一安培計 A (圖 212b)。

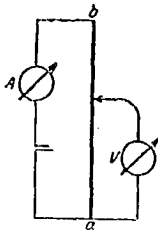


圖212b. 在通電金屬線內之電壓降。

今沿有電通過之 ab 線移動由 V 計接出之線，則由 V 計指出在 ab 線內對於 a 點之電壓隨處變動，計之偏轉今不隨時間而遞減，其故因蓄電池之電壓不變而非如帶電之來頓瓶組中逐漸降落。除電壓始終不變外，此實驗之結果與第一實驗之結果相同。同時在此實驗中由安培計指出電流之強度。

在第一情形中，使電流動之原因為在來頓瓶組之電壓，因由來頓瓶發出使電荷在電路內移動之電動勢。在第二情形中，使電流動之原因為電源 S 之電動勢。結果，在導體系之各點間發生電壓或電位差，而當兩點沿導體之距離愈大時，此種電壓亦愈大。

244. 電流。一電流 (elektrischer Strom; electric current) 之強度，所謂電流強度 (Stromstärke; current strength)，係表 1 秒間通過一導體之任一橫斷面積之電量。在固定狀況下，此量不因導體橫斷面

積隨處變化而異。蓋在通電之導體內並無電荷永久聚積之處。換言之，導體內並無電荷不絕的增加之處。如命 q_1 及 q_2 表導體兩端之面積，則在進入 q_1 面積內之電必與在同一時間內離開 q_2 面積者相等。

設在與電流方向相正交之 q 橫斷面積內，通過 i 量之電流，則在1方厘米內通過之電流之強度為

$$j = \frac{i}{q} \quad (1)$$

此量稱曰電流密度(Stromdichte; current density)。

茲命 de 表在時間 dt 內通過導體任一橫斷面積之電量，則據上述關於電流強度之定義，

$$i = \frac{de}{dt} \quad (2a)$$

表在1秒間通過導體之一橫斷面積之電量，故即表通過該導體之電量。在時間 t 內通過之電量故為

$$e = \int_0^t i dt, \quad (2b)$$

或者電流強度 i 不變，通過導體各橫斷面積之電量

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

視測電流強度時所用之單位為靜電電荷單位或實用電荷單位(庫侖)，電流強度之單位有靜電單位與實用單位之分。若於1秒間在導體之一橫斷面積內有一靜電電荷單位通過，則稱當時之電流強度等於一靜電單位。若於1秒間在導體之一橫斷面積內有1庫侖電量通過，則當時之電流強度等於一實用單位，稱曰1安培(簡稱曰安; Ampere; ampere)。與靜電電荷單位及庫侖(§240)之換算比例相應，1安培(安) = 3×10^9 之電流強度之靜電單位。由安培導出之一常用單位，稱曰1毫安培(毫安) = 10^{-3} 安培。

1安之電流在1秒間既輸送 $e(=it)$ 庫侖之電量，故稱經1安培之電流在1秒間輸送之電量，即1庫侖之電量，為1安秒(Amperesekunde;

ampere-second). 其較大之單位係以時為時間單位, 稱曰安時 (Ampere-hour; amperehour) = 3600 安秒或庫侖。

金屬導體原無電荷, 換言之, 在是種導體之各容積單位內含有等量之正電及負電 (原子電), 今由連接一金屬導線於一蓄電池之兩接線螺旋, 使導線上任何兩點間發生電壓, 則導體內之電子移動, 其作用有消去電壓之傾向。在關於靜電之情形中, 其消去極速, 但在是處則不然, 蓋蓄電池有維持電壓故即電流之作用。在一端離開導體之電子之數與在他端由蓄電池進入於導體之新電子之數相等。蓄電池之作用如一閉循環管系內之環流唧筒。導體之電荷當電流動時並不變動, 其在全部及各部內互相中和, 蓋動電子之負電荷與金屬之固定游子之正電荷相抵償。電子以與未通電時相同之密度在帶正電荷之靜止游子間通過導體。在非金屬導體內則往往不致如是之簡單。

又電壓不同之金屬導體之各部分, 當其極相接近時, 亦發生與上述不同之情形, 當時各部分呈如帶電壓之容電器之金屬外套之作用, 而帶電荷 (所謂電容作用), 例如在燈電網絡之平行往返線中是。

設令一導體與一電源之接線螺旋相連接, 則在導體內發生一電場, 其形狀視導體之形狀而定。導體呈簡單線形時, 電力線與導線之軸平行而縱使線彎曲時亦與導線之方向一致。例如施電壓 U 於長 l 之均勻導線 (橫斷面積不變) 之一端, 則在導線內發生一電場, 據 §219, 其強度為 $E = U/l$, 且此與導線彎曲之形狀無關。電子由此種電場獲得在導線內移動之力, 且因帶有負電荷之故, 係依電壓遞減之方向移動。

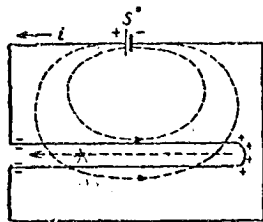


圖213. 電流迴線內電場之分佈。

為正確瞭解電場最後分佈之情形, 今以如圖213所示之電路為例, 尤應注意在其中迴線處之分佈情形。在導線通電之前, 由電源 S 發出之電力線成從正極以達負極之彎曲線而此種電場分佈當導線通電之際仍存在。此預先存在之電場使導線內之

電子反電場正方向移動。在迴線內，電荷必起如圖 213 所示之分佈，在右端發生過剩之正電荷而在左端發生過剩之負電荷。由電荷發出自正電荷以至負電荷之力線，其方向與電源電場之力線之方向相反，故使電源電場減衰。電荷在兩端之聚積非由其發生之附加電場約略可抵消電源電場之後不會停止。終則，電源電場在迴線之上半部幾乎全被抵消而在迴線之下半部且已被略許過分抵消。結局，線內電場之方向到處相同，換言之，在線內電場之方向為自電池組之正極以達負極。

電流之方向假定與組成電流之正電荷之流動方向一致，前已述之。在金屬導體內，真正電流方向，即電子之方向，適與此相反。舊日之說法然已成為習慣，在是處亦從是說，而以電流流動之方向為自較高之電位以至較低之電位，換言之，自電源之正接線螺旋以達負接線螺旋。

245. 金屬體內之電路。金屬內電路之多數合法關係可根據一種關於電路之機構之簡單假想而說明之。據此假想，電子在一電場之作用下，在金屬之組織內恰如在摩擦介質內移動，故恰如一小物體在空氣中落下。是種落體落下不遠即遇與其重力 mg 相等但方向相反之摩擦力 d_v (§116)，此兩力互相抵消而物體遂以一定之速度落下。此種情形可比諸電子在金屬內遭遇之情形，而祇須以電場 E 作用於載電荷 e (量子，§213) 之電子上之力 εE 代替重力 mg 。準此，乃得下列之關係

$$d_v = \varepsilon E \quad \text{或} \quad v = \frac{\varepsilon}{d} E. \quad (3)$$

(事實上，是種電子在金屬內並無直線徑路，但因與金屬原子(或金屬游子)衝突不絕，有鋸齒形徑路。式中 v 僅表依電場方向之分速度。其數值變動不絕。但在一較長時間內，有一定之平均值，即 v 是焉。) 又式中 ε/d 之量稱曰電子遷移率 (Beweglichkeit der Elektronen; mobility of electrons)，蓋若電場強度 E 不變，此量愈大時，電子速度 v 亦愈大。

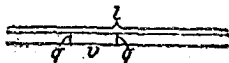


圖214. 示電流之機構。

今設想導體之一部分(圖 214)，假定其長度為 l ，橫斷面積為 q ，

並假定該導體每立厘米可有 n 電子以輸送電流。電子之自右向左移動每秒間通過左邊橫斷面 q 之電子數與在右邊在右 v 長之一段內所含之電子數 nqv 相等，蓋凡在左邊橫斷面 q 並與之相距 v 厘米之電子在次一秒之末，即達此面，而較近之電子在該秒完終之前已通過此橫斷面。故在一秒間通過一橫斷面之電量，換言之，導體內之電流強度

$$i = n \xi qv. \quad (4)$$

在長之全段導體之兩端間存有電壓 U 。據 §219, 方程式 8, 導體內之電場強度。

$$E = \frac{U}{l}. \quad (5)$$

由方程式 3, 4, 及 5, 得。

$$i = \frac{n \xi^2}{\rho} \times \frac{q}{l} U. \quad (6)$$

246. 歐姆定律。第 6 方程式為表示歐姆定律 (Ohmsches Gesetz; Ohm's law 1827) 之方程式，其簡式如下：

$$i = \frac{U}{R} \text{ 或 } U = iR. \quad (7)$$

式中 R 表導體之電阻 (Widerstand; resistance)。據方程式 6 及 7

$$R = \frac{\rho}{n \xi^2} \times \frac{l}{q} = \epsilon \frac{l}{q}. \quad (8)$$

電阻係由兩部分組成。其一部分 $\epsilon = \rho / n \xi^2$, 係由導體之物質而定，蓋輸送電流之電子之數及其移動時遭遇之抵抗力 (視 ρ 而定) 視導體之物質而顯有差別。其第二部分，所謂“型因數” l/q 係與該段導體之幾何形狀有關。 ϵ 曰導體物質之電阻係數 (spezifischer Widerstand; specific resistance)。如 $l = 1$ 厘米， $q = 1$ 方厘米，則 $R = \epsilon$ 歐姆。故各種物質之電阻係數等於其物質長 1 厘米橫斷面積 1 方厘米之電阻。電阻之逆數 $G = \frac{1}{R}$, 曰電導 (Leitvermögen; conductance)，而電阻係數之逆數，曰導電係數 (spezifisches Leitvermögen; specific conductance or conductivity)。若導體之橫斷面積 q 並非到處一致，則其電阻由一與方程式 8 相當之積分計算

$$R = \rho \int_0^l \frac{dl}{q} \quad (8a)$$

電阻之實用單位，曰歐姆 (Ohm, ohm)，簡稱1歐。1歐姆即導體兩端受1伏特之電壓時，其電流強度恰為1安時之電阻。1歐姆之百萬倍，曰兆歐姆 (Megohm; megohm)，即1兆歐姆=10⁶歐姆。在靜電單位制中之電阻單位等於10⁻⁹歐姆。電導之實用單位，曰姆 (Mho; mho，即 ohm 之倒寫)。

據歐姆定律而命義之歐姆， $R = U/i$ ，曰絕對歐姆，其定義與法定歐姆，所謂國際歐姆之定義根本不同。據後者之定義，1歐姆為橫斷面積1方毫米，長106.3厘米之水銀柱在0°C時對於電流所呈之電阻（參考 §314）。惟因二者之數值相差甚微，故在實際問題中，不必區別之。

第二十二表表示若干金屬之電阻係數 ρ 及數種待說明之數據。其中又示若干特別不良導體或有實用之絕緣體之電阻（參考 §248及255）。

第二十二表 電阻係數（以歐姆厘米計算）。

| 金屬 | $\rho \times 10^3$ | $\alpha \times 10^3$ | λ | $\rho \times \lambda \times 10^4$ | 極不良導體 | ρ |
|----|--------------------|----------------------|-----------|-----------------------------------|---------------------|---------------------|
| 銀 | 0.016 | +4.1 | 1.01 | 0.0162 | 頁岩 | 10 ⁹ |
| 銅 | 0.017 | 4.3 | 0.90 | 0.0153 | 大理石 | 10 ¹⁰ |
| 鋅 | 0.020 | 4.2 | 0.27 | 0.0162 | 玻璃 | 5×10 ¹³ |
| 鐵 | 0.086 | 6.6 | 0.16 | 0.0155 | 石英，與軸 ¹⁾ | 10 ¹⁴ |
| 鎳 | 0.107 | 3.92 | 0.17 | 0.0228 | 火漆 | 8×10 ¹⁵ |
| 鋁 | 1.20 | 4.5 | 0.010 | 0.0182 | 石英，與軸 ¹⁾ | 3×10 ¹⁶ |
| 錫 | 0.43 | ±0.02 | — | — | 雲母 | 5×10 ¹⁶ |
| 康銅 | 0.50 | ±0.05 | 0.027 | 0.0270 | 火石玻璃 | >5×10 ¹⁸ |

由上表知異方性體（如石英）之電阻隨方向而異，表中關於金屬之 $\rho \times 10^3$ 值表長1米，橫斷面積1方毫米之線之電阻。

為證明歐姆定律或為測定電阻（電阻測定；Widerstandsmessung；resistance measuring），可用如圖 215 所示之接線法¹⁾。由應用電動

1) 在分立圖中應用之攝記如下：

⊙安培計或伏特計。
 ~~~~~ 變阻器電阻之標積。

⊠若電池或其他永久電。  
 — 變極小而對可略去者之電阻之標積。

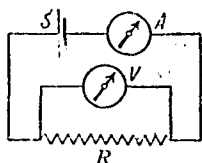


圖 215. 歐姆定律之實驗或

電阻之測定, S=電源

A=安培計, V=伏

特計, R=電阻線。

勢不等之電源可使一電阻線 R 之兩端有大小不同之電壓。依是法知  $U/i=R$  之比例, 所謂導體之電阻, 恆有等大之值 (歐姆法)。實驗時, 須注意外電阻 R 恆須大於電源之內電阻, 且須導體不因此而發生顯著之熱 (參考圖 § 255

及 258)。

247. 金屬體內電之流動速度。若對於一導體突然加一電壓, 則推動電子移動之電場約以與光相同之速度 (§ 327) 沿導體傳播, 故電流一旦與導體連接, 實際立即遍布於導體之各部分。反之, 電子在導體內之速度所謂真正流動速度 (Stromungsgeschwindigkeit; velocity of flow) 則甚小。(恰如在管內液體流動之傳播——或促流動之壓波——以聲之速度立即遍布於管內各部, 但液體流動之速度係由完全不同之原因而定, 且遠小於是。)

關於電子流動速度  $v$  之數值可由下列之概算決定。設在橫斷面積為 1 毫米之銀絲內流過 1 安培 = 1 庫侖/秒之電流。假定在各銀原子上有一導電電子——此種假定不拘數值大小如何均正常。準此, 則在 1 立厘米內含有之導電電子約等於  $n = 5.9 \times 10^{23}$ , 蓋在 1 立厘米之銀量內有如此多之原子數也。今若於第 4 方程式 (§ 245) 中代入  $\epsilon$  之值, 即  $\epsilon = 4.79_4 \times 10^{-10}$  靜電單位 =  $1.59_4 \times 10^{-19}$  庫侖, 則得

$$v = 0.0106 \text{ 厘米/秒} \quad \text{或約} \quad \frac{1}{100} \text{ 厘米/秒。}$$

248. 維特曼·弗蘭茲定律。金屬中在電阻係數  $\epsilon$  (或導電係數  $1/\epsilon$ ) 與導熱係數  $\lambda$  之間存有一種密切關係, 在第二十二表 (§ 246) 中, 除示電阻係數外, 又列入金屬之導熱係數。由該表知  $\epsilon \times \lambda$  之乘積故即  $\lambda/1/\epsilon$  之比在大多數金屬中及在等溫下幾乎有同大之值。此定律曰維特曼·弗蘭茲定律 (Wiedemann-Franz'sches Gesetz; Wiedemann-Franz's law)。金屬之導熱係數幾乎與導電係數為比例, 其故因金屬之熱傳導及電傳導均由自由電子之移動而致。在兩情形中, 電子之移動決定電或熱之傳導。

240. 克希荷夫定律。在簡單電路中，電流強度與電壓之關係可由歐姆定律決定之。但在較繁複之電路系中，如欲計算各部分之電流強度或某兩點之電壓或電位差，則須用克希荷夫氏之兩個定律 (Kirchhoffsche Sätze; Kirchhoff's laws)。

1. 克希荷夫第一定律。在電路系之各點，流入之電流之總和等於流出之電流之總和。特別應注意者，為電流之分路 (Stromver-zweigung; branching of current)，換言之，即三個或更多電路集中在一點之情形。圖216即表示其一例。在此情形中， $i = i_1 + i_2 + i_3 + i_4$ 。若假定流入分路點之電流為正號，在該點流出者為負號，則克希荷夫第一定律可書作

$$\sum i_k = i_1 + i_2 + \dots = 0 \quad (9)$$

式中  $i_k$  表在各分路內流動之電流

。此定律直接根據一個事實，即電

流之流行，恰如管內之水流，不能聚集於電路中任何一點，故在各點流出之電量必與同時在該點流入之電量相等。

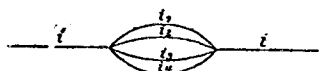


圖216. 分路。

2. 克希荷夫第二定律。命  $R_k$  表電路系各部分之電阻， $i_k$  表其中之電流強度，在電路系任何完閉分路中或在整個電路系中，該電路各段之電流與其電阻之相乘積  $i_k R_k$  之總和或系中各段之分電壓  $U_k$  之總和等於其電動勢  $E$  之總和，

$$\sum E = \sum i_k R_k = \sum U_k \quad (10)$$

在求分電壓之總和時，自電路系中任一點出發，再沿閉路至該點，在由若干分路組成之電路系中可取各個可能徑路，縱使一再通過同一分路亦無關係。各段通電之方向與正電流方向一致時，假定其  $i_k R_k$  之乘積之符號為正，否則為負。

克希荷夫定律對於交流亦有效，而在此情形中，在分電壓之總和內，不但包括  $i_k R_k$  之乘積且須納入在電路內容電器之電壓。

克希荷夫第二定律給一個關於電動勢觀念之嚴格的定律。插在一閉路系內之一電源之電動勢既等於該系內各分電壓之總和，故其單

位必與電壓之單位同，而在實用制中即以伏特計算。若在該閉路系內並無電動勢 ( $E=0$ )，則按第二定律在是種電路系中，分電壓之總和等於零。其一例如圖 217 所示。設想在 1 及 2 兩點之間，由電阻線  $R_1$  及  $R_2$  組成一閉路系，令該兩點與一電源  $S$  相連接，在  $R_1$  及  $R_2$  內有電流通過，但在由該兩電阻線組成之電路系內並不含有電動勢。設自 1 出發，依時針方向回至同點並假定在  $R_1$  中係依電流之方向，在  $R_2$  中反電流之方向，則  $i_1 R_1 - i_2 R_2 = 0$  或  $i_1 R_1 = i_2 R_2$ ，此事實已在 §250 中又由歐姆定律導出之。若以克希荷夫第二定律應用於如圖 216 所示之整個電路系上，亦得同一之結果，在兩情形中，均略去電源之內電阻 (§258)。自 1 出發經過  $R_1$  或經過  $R_2$  既並無關係，則自 1 出發通過  $R_1$  及電源  $S$  或通過  $R_2$  及電源  $S$  各成爲一閉路時， $E = i_1 R_1$  及  $E = i_2 R_2$ 。

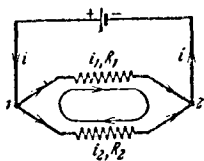


圖 217. 示克希荷夫第二定律。

250. 導體之串聯及並聯。電壓之區分。命帶電阻  $R_1$  及  $R_2$  之兩導體先後順接 (串聯)，如圖 218。此種接法，名曰串聯法 (Reihenschaltung; series connection)。若

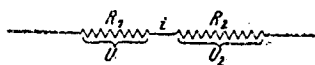


圖 218. 串聯法。電壓分法。

在其兩端施一電壓  $U$ ，則有電流通過，且據克希荷夫第一定律，其強度  $i$  在兩線內相等。假定導體組合之總電阻爲  $R$ ，在  $R_1$  及  $R_2$  兩端之分電壓爲  $U_1$  及  $U_2$ 。據歐姆定律，

$$U = iR, \quad U_1 = iR_1, \quad U_2 = iR_2.$$

又此組合兩端之電壓  $U$  係等於各個電阻兩端之電壓之和，即

$$U = U_1 + U_2.$$

由上列方程式經簡單計算得

$$R = R_1 + R_2 \quad (11)$$

及  $U_1 : U_2 = R_1 : R_2$  (12)

$$U_1 = U \frac{R_1}{R_1 + R_2} = U \frac{R_1}{R} \quad \text{及} \quad U_2 = U \frac{R_2}{R_1 + R_2} = U \frac{R_2}{R}. \quad (13)$$

故串聯電阻之總值等於各電阻之值之總和，在分電阻兩端之電壓與分

電阻之值爲比例，其與總電壓  $U$  之比，恰如分電阻對於總電阻  $R$  之比，此種關係，在串聯之電阻  $R_k$  之數多於二時亦有效，故就一般言之，在串聯法中

$$R = R_1 + R_2 + R_3 + \dots + \dots = \sum R_k \quad (11a)$$

$$U_k = U \frac{R_1}{R} + U \frac{R_2}{R} + U \frac{R_3}{R} + \dots = \sum \frac{R_k}{R} \cdot U \quad (13a)$$

設  $R_1$  及  $R_2$  各電阻之一端，均接於一點，其他端亦均接於一點如圖 219，則名爲並聯法 (Parallelschaltung; parallel connection)。假定在分路點間有電壓  $U$ ，在通至兩分路點之饋電線內有電流  $i$ ，在各分路內有電流  $i_1$  及  $i_2$ ，則依據克希荷夫第一定律

$$i = i_1 + i_2$$

命在分路點間之導體組合之總電阻爲  $R$ 。據歐姆定律，

$$U = iR = (i_1 + i_2)R,$$

$$U = i_1 R_1 = i_2 R_2.$$

由此，則得

$$i = \frac{U}{R} = \frac{U}{R_1} + \frac{U}{R_2}$$

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad \text{或} \quad R = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \quad (14)$$

及  $i_1 : i_2 = R_2 : R_1$ 。 (15)

即並聯導體組合之總電阻之逆數，等於各導體之電阻之逆數之總和。此種關係在有多於二之電阻  $R_k$  時亦有效，故就一般言之，在並聯法中

$$\frac{1}{R} = \sum \frac{1}{R_k} \quad (14a)$$

方程式 15 表示在兩分路內之電流強度與各分路之電阻爲反例。又由方程式 14，知數個並聯電阻之總值，較各個電阻之最小值猶小。

利用由方程式 13 表明之理，遇有現成電流因過大不適於用時，用

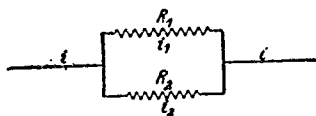


圖 219. 並聯法。

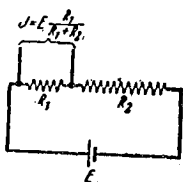


圖220a 電壓分法。

一電阻頗大之導線插入電路中，如圖220a，今量此電阻使其一部分 $R_1$ 間之電壓適等於所欲有之電壓，故為得此分電壓從其兩端接出導線。在如圖所示之情形中，此分電壓等於電池 $E$ 之電動勢之一部分，而此可由連接電位計證明之，此法曰電壓分法 (Spannungsteilung; splitting of voltage)

或電位計接法<sup>1)</sup> (Potentiometerschaltung; potentiometer connection)。

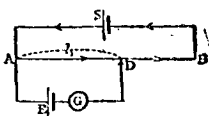
又遇有強電流不便直接測定時，用電阻相差頗大之兩導線，同時並聯，插入電路中，如圖319，次在 $R_1$ 及 $R_2$ 兩分路中，先後插入安培計，則可證明在各路中通過之電流僅為總電流之一部分，而兩者之總和即等於總電流之強度。

251. 變阻器。為其電阻而製造並供變電阻用之裝置，曰變阻器 (Rheostat; rheostat)，其用途

1. 增減電路中之電阻以調整電路內之電流使有一定之強度。
2. 充作比較標準以量未知的電阻並供其他測定之用。

為調整電流強度概用滑動變阻器 (Schieberheostat; sliding rheostat)，如圖221，其主要部分為一大都用錳銅線（參考§255）捲在一絕緣（瓷製）圓筒上而成之線筒，相鄰部分各不接觸。上部有一金屬棒 $L$ ，棒上套一滑動器 $G$ ，其下兩銅片，由彈條將其壓緊，與筒上之錳銅線接觸，且可左右滑動，線之 $A$ 端或 $K$ 端及金屬棒 $L$ 與電路相連接。

1) 一定之電流在粗細一樣之導線內通過時，其各點之電位降度亦復相同，即兩點間之電壓與此兩點間之距離為比例。利用此理以測電位之裝置，曰電位計 (Potentiometer; Potentiometer)。如圖220b，用導線將棒 $AB$ 之兩端連至電池 $S$ ，電流沿矢首方向由 $A$ 向



$B$  流動。另一電路，其中有標準電池 $E$ 及電流計 $G$ ，一端與 $A$ 連接，他端 $D$ 則沿 $AB$ 滑動，移 $D$ 使 $G$ 不生偏轉時，表示 $AE$ 中無電流通過。此時由 $S$ 而來之 $A$ 及 $D$ 間之電位差，恰與 $E$ 之電動勢相等，其值又與 $AD$ 之長成一定之比例，命 $l_1$ 表 $AD$

圖220b，示電位計之接法。之長， $U$ 表 $E$ 之電動勢，次代入欲求其電動勢 $U_x$ 之電池，同樣求得

$$U: U_x = l_1: l_2$$

之關係，故由已知電動勢之標準電池，可以推算一新電池之電動勢，



視 G 之位置故可將線匝之一部分或全部分插在電路內。用時，令電壓 V 與接線螺旋 A 及 K 相連接，如是電壓 V 之一部分例如在 A 及 G 之間消耗(電壓分法 §250)。在此器中，電阻之變動並非完全連續，但呈階進式。



圖221. 滑動變阻器。

供比較電阻用之標準器，大都為如圖222 所示之一種名曰插

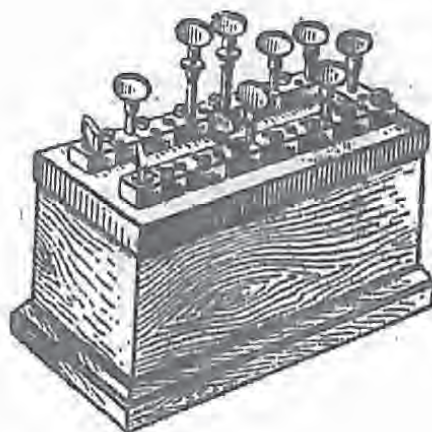
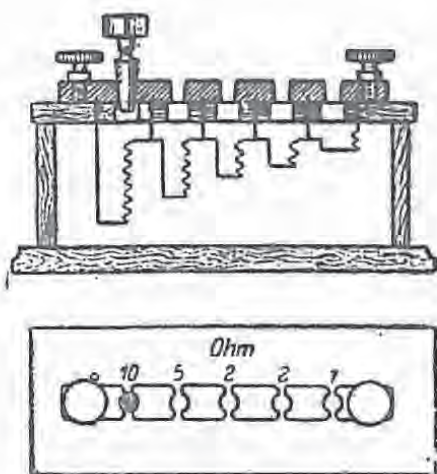


圖222. 插頭變阻器。

頭變阻器 (Stöpselrheostat; plug-rheostat. 精確電阻組)。此器為一箱，其上面有若干黃銅塊排作數列，相鄰兩塊，斷而不連，須用黃銅柱形之插頭插於其間，方能相通。各黃銅塊在箱內係由錳銅線圈相連絡，各線圈均應用“無感應”繞法，先將線褶為半長，然後將兩線平行繞在圓筒上。各圈之電阻，各記於插頭之旁而恰如天秤之砝碼然，通常分為若干級(如 0.1, 0.2, 0.2, 0.5; 1, 2, 2, 5; 10, 20, 20, 50; 100, 200, 200, 500 歐姆等組，常又有 1, 2, 3, 4 歐姆等組，各組視電阻之大小而選用)。

今將兩端之黃銅塊連於電路，若一切之插頭均盡行插入，則兩端之間，有一粗而且短之黃銅整條，為之連絡，故兩端間之電阻，可視

爲零。如將其中之一插頭拔去，則此黃銅條即於此拔去之處切斷，而電非經由下面之線圈不能通過，在兩端之間，即有此線圈之電阻，拔去若干插頭，即與用與此各插頭相當之線圈串聯時相同，此時兩端間之電阻，即等於此各插頭旁所記之數字相加之歐數。故欲於兩端間插入一任意大小之電阻，只須用此方法，拔去若干之插頭，使其總和與目的之數相同即可，應注意者，兩黃銅塊經一插頭相通時，其下面箱內之線圈即被短接，故當時有效者，惟插頭已拔去之諸電阻而已。

在實驗室中，又常用一轉盤式變阻器，其所含之電阻亦分爲數組，每組由十個同值之電阻串聯而成，每個電阻之數值均係單位電阻之十進倍數或分數。欲得相當之電阻，可旋轉各組之轉盤，以與箱上相當之接頭接觸，轉盤式變阻器之構造與插頭變阻器相同，二者均稱曰標準電阻副器，至所謂標準電阻原器，則須按照國際歐姆定義製出。

252. 電阻之測定。測一導線之電阻之最直接的方法係由直接應用歐姆定律，即先用一安培計測出導線內流動之電流，次用一伏特計測出在其兩端間之電壓，終則計算  $R = U/i$  即得。其接線法恰如第 215 圖所示。

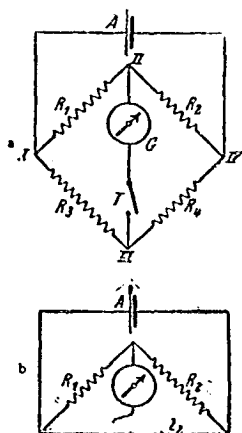


圖223. 電阻依惠斯登橋法之測定。

測定導線電阻最普通之方法，曰惠斯登電橋法 (Wheatstonesche Bruckenschaltung; Wheatstone's bridge connection)。命  $R_1, R_2, R_3$  及  $R_4$  表四個互相連接之電阻，如圖 223a，其中至少須有一可變電阻。在對待之兩連接點 (II, III) 間，以一靈敏測電之儀器  $G$  (電流計) 相連絡，在其他兩對角 (I, IV) 之間插入一蓄電池或電池  $A$ ，在接電流計之導線 (所謂“橋”) 內，裝一瞬間開關  $T$ 。以此可將此導線關閉至片刻之久。當電流計電路關閉時，在電流計內概有電通過，而此可由其偏轉指出之。此

時在此線兩端(ⅡⅢ)之電位不等，故在此分路內，電位差或電壓並非為零，然由變動其中一線之電阻，恆可使此兩端間之電壓等於零，此時在電流計內並無電流通過。當將 T 關閉時，此計器（此時用充零電計）不呈偏轉。（開關 T 有特殊之應用，第一由其片刻之關閉可決定當電阻相差懸殊時，其內通過之電流能否對於該靈敏計器惹起損害。次之，由其短時間之關閉可促成指針之閃動，縱使當時因電流極微弱，指針離開標度上零位幾乎微不可視也。終則由此種關閉可阻止在任一電阻內存在之自感應 (§333) 惹起擾動作用，後者當將此開關用充電鍵插在通達電源之導線內時，即可發生。）在電源之路內有時亦有開關，求平衡狀態時，須先將此開關關閉，然後啓閉 T 數次，以視電流計指針是否不動，若先關閉 T，再開電源電路內之開關，則因各電阻所舍之自感應不同之故，縱使已得平衡狀態，電流計亦將於啓閉電源電路內之開關時，呈相當暫時偏轉。

將 T 關閉時，若在電流計內並無電流通過，則據克希荷夫第一定律，在  $R_1, R_2, R_3$  及  $R_4$  之電阻內之電流  $i_1, i_2, i_3$  及  $i_4$  有如次之關係： $i_1 = i_2, i_3 = i_4$ 。又據克希荷夫第二定律，在左半，自 I 經過 Ⅱ 及 Ⅲ 回到 I，又  $i_1 R_1 - i_2 R_2 = 0$ 。同樣，在右半  $i_3 R_3 - i_4 R_4 = i_1 R_1 - i_2 R_2 = 0$ 。或

$$i_1 R_1 = i_2 R_2, \quad i_1 R_3 = i_2 R_4。$$

將此二式互相分除之，得

$$R_1 : R_3 = R_2 : R_4 \quad \text{或} \quad R_1 : R_2 = R_3 : R_4。$$

準此，則若已知其中之三電阻，即可求出第四電阻。例如為測計  $R_1$  祇須知與  $R_1$  相鄰之一電阻（例如  $R_2$ ）及其他兩電阻之比例  $R_3/R_4$ 。

在極精密之測定中，用插頭變阻器之電阻以資比較。在不甚精密之測定中，往往用一量線以代  $R_3$  及  $R_4$  之部分，此線係張在帶毫米標度之尺棒上，其上可令金屬接觸片移動，在連接此接觸片之線上有一電流計（圖 223b）。經接觸片區分之線上之兩部分  $l_1$  及  $l_2$  成爲電阻  $R_3$  及  $R_4$ 。  $R_2$  表由插頭變阻器所成之電阻， $R_1$  表欲測之電阻。將接觸片滑動，尋出一點，使電流計上指針不爲移動。此時  $R_1 = R_2 \times R_3/R_4$ ，但  $R_3/R_4$

之比等於量線兩部分之比，因此線假定為粗細一樣之導線，故其兩部分之電阻之比等於其長之比，即  $R_1 = R_2 \frac{l_1}{l_2}$ 。

在惠斯登橋法中，各電阻之比值，在平衡時既不受電流計，電源等各部分電阻之影響，故實際上可令電源及電流計之位置交換，而仍不失平衡狀態。但此裝置之靈敏度則概因此變更。至以用何一接法為宜，必須視電流計，電源及兩臂之相對的電阻而定。若電流計之電阻大於電源之電阻，則為得最靈敏之裝置，將電流計放在較大電阻及較小電阻兩接點之間。

惠斯登橋法之一優點在所用之測電流或電壓之計器毋須校準，而當用一量線時，祇須用一插頭變阻器。

第223a或b圖所示之簡單接法，惟當用者比較之電阻與其連接線之電阻相較極大，故後者可略去不計時適用。為量極小之電阻，須用一種較繁複但根據同一原理之接法，所謂湯姆遜橋法 (Thomson Bruckenschaltung; Thomson bridge connection)。如圖224所示，各分路必在a, b, c, d, 分路點直接與擬比較之兩極小電阻  $R_1$  及  $R_2$  相連接。用時，令電阻  $R_3$  及  $R_4$  及  $R_3', R_4'$  變動，至  $R_3:R_3' = R_4:R_4'$  而同時電流計G不再指出電流為止。因在G中無電流通過，故通過  $R_1$  及  $R_2$ ,  $R_3$  及  $R_4$ ,  $R_3'$  及  $R_4'$  之電流  $i$  及  $i'$  在各對之線內必相等。

在分路之左半自 a 點起經過 b, c, e, f 再回至 a, 據克希荷夫第二定律

， $JR_1 + i'R_3' - iR_3 = 0$ 。又在分路之右半， $JR_2$

， $+i'R_4' - iR_4 = 0$ 。或經簡單換算

$$JR_1 = R_3 \left( i - i' \frac{R_3'}{R_3} \right), \quad JR_2 = R_4 \left( i - i' \frac{R_4'}{R_4} \right) .$$

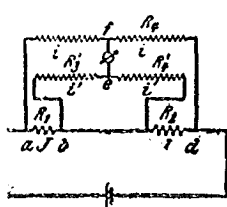
今因當時  $R_3/R_3' = R_4/R_4'$ ，故在兩括弧內之值相等。若令二方程式互相分除，則得

$$R_1:R_2 = R_3:R_4,$$

圖224. 湯姆遜橋法。

恰如在惠斯登橋法中，以是在 b, c 間之線之電阻

，其值在某種情形中可遠大於  $R_1$  及  $R_2$ ，在此計算中並無關係。比較電阻  $R_3, R_3', R_4, R_4'$  概極大，故與連接線之電阻相較，後者之電阻可略



去不計。

253. 電容由電橋之測定。惠斯登電橋又可供測電容之用，除其他方法 (§380) 外，是處所述者為馬克士威 (Maxwell) 之方法。電橋之四電阻之一，經一擺動接觸 K 代替而擬測之電容 C 則與之連接，如圖 225。該接觸在兩接觸點之間每秒往返擺動  $n$  次。在其分路內，存有電壓  $U$ 。因此電容器每秒間充電  $n$  次，每次均充電至電壓  $U$ ，即每次納取電荷  $e = CU$ ，且每次充電後，復經短接放電，故其每秒間納取之總電量為  $ne = nCU$ 。此電量必由饋電線導入，其值係與在此分路內之平均電流強度  $i = ne = nCU$  相當。設命  $1/nC$  表  $R$ ，則可知  $i$  與  $U$  間之關係即為由歐姆定律規定之關係。有電容  $C$  之電容器，其在每秒間充電及放電  $n$  次之作用與一  $1/nC$  大之電阻相當。

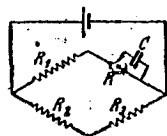


圖 225. 馬克士威之電容測定法。

故如已知，則可計算電容  $C$ ，蓋若先依如圖 225 所示之接法，由變更其餘電阻使電流計之指針不再偏轉（平衡狀態），次移開  $K$  並於其處代入一可變的電阻  $R$ ，然後由變動後者之值復令發生平衡狀態，則所得之  $R$  之值等於  $1/nC$ 。今既知  $n$  及  $R$ ，則  $C$  必等於  $1/Rn$ ，即

$$R = \frac{1}{nC}$$

$$RnC = 1$$

$$C = 1/Rn.$$

254. 約翰生·來培克效應。約翰生來培克效應 (Johnson-Rahbek-Effekt; Johnson-Rahbek's effect)，又名曰電黏力 (elektrische Klebkraft; electric adhesive force) 係根據沿導線之電壓降。用一不良導體（半導體，例如黏板岩）之平板一方，其一面塗金樹箔，其他面係放在一金屬板上。若於此兩金屬層上施一電壓（例如燈電之 220 伏特電壓），則金樹板與半導體互以極大之力相黏合。其解釋如下：因半導體之表面不能絕對平滑，其與金樹板實際僅在數點（A, B, 圖 226）相接觸，故電流僅由此數點通過。通過半導體之極弱電流係遵循圖 226 所示之徑路而 220 伏特之全部電壓降即沿是種“電流線”發生。結果，在半導體底面上之若干點（例如 C）對於金屬板可有一極大電

壓。在是處於是發生板間距離極小之容電器，後者充電至達 100 伏特之電壓，故其板間互以極大之力相吸引 (§233)。此效應例如製造電報之替續器（或曰繼電器）時用之。

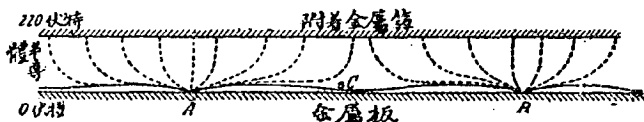


圖220. 示約翰生·萊培克效應。

255. 電阻之溫度係數·超導現象· 試用惠斯登電橋例如量出一鐵絲之電阻，此後將鐵絲用火焙加熱，則察見其電阻發生變化。金屬導體之電阻與溫度有關，且隨之增加。例如就銅而言，其在 $500^{\circ}\text{C}$ 時之電阻為其在 $0^{\circ}\text{C}$ 時之1.4倍，而在 $-190^{\circ}\text{C}$ 時之電阻僅為在 $0^{\circ}\text{C}$ 時之 $1/10$ 。

為觀察電阻隨溫度而變之情形，設用若干蓄電池，一金屬絲燈及一有適當靈敏度之安培計組成一電路。將該電路關閉時，因初電阻較小之故，當初安培計指針之偏轉較大，此後因燈絲通電加熱 (§260)，其電阻因而增加，指針之偏轉遂逐漸回後。在炭絲燈中，則發生相反之情形。炭絲之電阻當溫度增加時反下降——至少在加熱之初期，職是之故，將電路關閉之後，金屬絲燈立即極度照明，而炭絲燈則須片刻（一秒之幾）之後始能呈全部光強度。在並聯一等金屬絲燈及一炭絲燈並以後同時通電時，此情形顯出頗佳。

在尋常溫度  $t$  之範圍內，金屬電阻之變動約可由下列方程式表明之

$$R = R_0(1 + \alpha t), \quad (16)$$

式中  $R_0$  表金屬在  $0^{\circ}\text{C}$  時之電阻。  $\alpha$  在不甚大之溫度範圍內幾乎為一常數。其值（見第二十二表，§246）在尋常溫度範圍內等於  $\frac{1}{250} = 1/250$ ，故約與理想氣體之膨脹係數  $1/273$  (§163) 相等。準此，則在尋常溫度之範圍內，金屬之電阻幾乎與絕對溫度為比例。 $\alpha$  名曰電阻之溫度係數 (Temperaturkoeffizient des Widerstands; temperature coefficient of resistance)。物質中其溫度係數亦有負者，此即表示當

溫度增加時，該種物質之電阻反隨之而遞減，其一例如前述炭絲燈中之炭。在極高及極低溫度範圍內，第16簡單方程式不復適用，換言之， $\alpha$ 變為溫度之一函數。

此外尚有數種合金，如錳銅<sup>1)</sup>及康銅<sup>2)</sup>，其溫度係數遠較純金屬為小，而係約在0.0004及0之間。因此，尤其是錳銅特適於製造準確電阻，以免電阻受溫度之影響。

金屬電阻隨溫度之增加至少在質的一方面可根據 §245 中之理由而解釋之。蓋在金屬內熱運動愈激烈時，電子之運動遇阻力亦愈大。

應用電阻隨溫度而增加之理可製出測溫度之計器，名曰電阻溫度計 (Widerstandsthermometer; resistance thermometer)。要部為細鉑絲捲成螺旋狀，鑲在石英管之一端內。設已知鉑絲之溫度係數，則依惠斯登電橋法量得其電阻後即可計算當時其所有之溫度。鉑絲電阻溫度計所能量出之溫度範圍甚廣，上自1200°C，下至甚低之溫度皆適用之。

為防電流超過某一定大之強度，有時於電路內插入一鐵絲螺旋，後者係置在一充滿輕氣之玻管內。電流強度增加時，鐵絲經電流通過而加熱，其電阻 (鐵氫電阻; Eisen-Wasserstoff-Widerstand; iron hydrogen resistance) 當初隨溫度增加甚緩，終則甚速，因其電阻係數不但極大且復隨溫度而增加之故，電流強度遠較電壓增加為緩，蓋所增加之電壓之一大部分須用以抵償電阻 (輕氣阻止發化作用，且由其良導性，可免鐵絲之燒毀。)

溫度極低時，金屬之電阻非常之小。若干金屬在絕對零點左右 (§155) 且發生特殊情形 (§155)，在此溫度之電阻幾乎完全消滅。此現象曰超導現象 (Supraleitfähigkeit; superconductivity; 卡梅林歐納斯 Kamerlingh Onnes 1911)。在此種“超導”狀況下，若電路有相當之電感量 (§333)，縱使取去電壓，其電流常可維持至數小時之久。

1) 錳銅 (Manganin)，成分：Cu84%，Mn12%，Ni4%。 2) 康銅 (Constantan)，成分：Cu60%，Ni40%。

金屬之過渡而入於超導狀況焉，恆在一定之溫度，此溫度視金屬之性質而定，名曰間斷溫度(Sprungtemperatur) (第二十三表)。

第二十三表 間斷溫度 (絕對溫度值)。

| Ga   | Th    | Tl    | Tl    | In    | Sn    | Hg    | Ta    | Pb    | Nb    |
|------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| 1.1° | 1.43° | 1.77° | 2.40° | 3.40° | 3.71° | 4.12° | 4.36° | 7.26° | 8.40° |

又若干碳化物及氮化物示超導現象。關於此現象之解釋，似根據量子論 (第三十三章)，在今日尙未發見。

256. 固體內之電解傳導體。金屬之傳導性雖根據其中所含之電子之運動，但在其他固態物質中，尤其在許多鹽類中，荷電者為物體之游子，故即為帶有一個或多數量子之帶電原子。是種由帶電原子移動而起之傳導性，曰電解傳導性(elektrolytische Leitfähigkeit; electrolytic conductivity 參考 §265)。

今以在高溫度之玻璃為例示之。鑲兩饋電銅線於一金屬管上，將其在管周圍繞極數匝並使兩者之線間約距  $1/3$  厘米，然後令饋電線之兩端與一通強電之導線之兩極 (110 或 320 伏特，不拘直流或交流) 相連接，中間並插入一白熾燈。今以火焰令玻璃管加熱。片刻之後，當玻璃管尙未達熾熱狀態之前，即在饋電線上見有細小白色電火發生；同時見白熾燈初呈微光，後呈強光。玻璃復因通電而熾熱，且將火焰移開之後，電流亦不因而立即停止。玻璃久則熔融。

懷爾堡(Warburg)曾指出依電解法可令鈉通過玻璃。吾人應用此現象可將極純粹之鈉移在一高度真空玻璃器內 (供電學上及光學上研究之用)。試於一盤內置熔後之鈉鹽 (硝石，具電解傳導性)，次浸該種玻璃器之下部於其內，復將鈉鹽故又玻璃器之下部加熱至約達  $300^{\circ}\text{C}$ 。次使帶有高壓之一電源 (電池) 之正極與鈉鹽相連接，其負極與玻璃器內之一金屬電極相連接。此後在金屬電極與在玻璃器壁用充第二電極之燒熱處之間有電流通過 (輝光放電，§290)，此電流並通過在此高溫度已能導電之玻璃。是處帶正電者，為含在玻璃 (大都為硅酸鹽) 內之鈉游子，後者向玻璃器內部移動並在玻璃器之內壁成金



屬鈉沉澱。在溶液內之鈉游子則進入於玻璃內以代替之。玻璃之成分故不因此而變。(參考帶一銅正極之硫酸銅液溶內之完全相類似之傳導 §270。)在由稀有土金屬製成之白熾棒(所謂涅恩斯特燈)間之傳導現象亦為一種電解現象。

當電流極強時，在金屬內亦可察見極弱電解傳導現象。

257. 導體之特性曲線。導體內電流強度  $i$  為電壓之一函數。以圖表示此種關係時，則得一曲線，名曰導體之特性曲線 (Charakteristiks des Leiters; characteristics of conductor)。歐姆定律絕對嚴格有效時，申言之， $R$  為一常數時，此種特性曲線為一直線。事實上則因導體通電加熱而其電阻至少間接的為電流強度之一函數 ( $R = R(i)$ )，此情形決不能準確實現。在多數導體中，電阻自身已為  $i$  之一函數，例如導體內帶電之電子數或游子數與電流強度成比例時是，以下係以經游離化者之氣體以解釋是種情形 (§285)。歐姆定律遂有廣義化的必要，其方程式於是改為

$$U = iR(i). \quad (17)$$

視特性曲線之微分商  $dU/di$  之值為正或為負，特性曲線有昇降之別。一般言之。

$$\frac{dU}{di} = R(i) + i \frac{dR(i)}{di}. \quad (18)$$

在某種情形中，函數  $R(i)$  之值改變，以致在有充分高的電流強度  $i$  時， $dU/di$  為一負數。

在呈下降特性曲線時，在導體內發生不穩定狀態。電流強度偶然略許的增加促成電阻之低降，而此復促成電流更大的增加，因而電阻再行低降，結果，視電路內之電阻，電流強度逐步增加。

258. 電源之內電阻，串聯法及並聯法。在含有一電源 (蓄電池，電池等) 之閉電路內，電流不但通過接達電源之導線且又通過電源。電流如是完成一循環，電流在電源內自負接線螺旋以達正接線螺旋，在電源外則自正接線螺旋以達負接線螺旋 (正電流之方向! §244)。故為計算電路內之電流強度，除須注意外電路之電阻  $R_a$  外，又須顯

及電源之內電阻  $R_i$ ，茲命電源之電動勢為  $E$ ，在電路內之電流為  $i$ ，則據克希荷夫第二定律。

$$E = i(R_a + R_i) = U_a + U_i, \text{ 及 } i = \frac{E}{R_a + R_i} \cdot (19)$$

由是又得

$$U_a = E \frac{R_a}{R_a + R_i} \text{ 及 } U_i = E \frac{R_i}{R_a + R_i} \cdot (20)$$

觀此，可見在外電阻  $R_a$  內之電壓  $U_a$  小於電源之電動勢，但當  $R_i$  比較  $R_a$  愈小時，兩者亦愈近，若  $R_i \ll R_a$ ，則  $U_a = E$ 。  $U_a$  既又為電源接線螺旋之電壓，故常稱之曰，電源之路端電壓 (Klemmenspannung; terminal voltage)。在有極大外電阻時，其值與電源之電動勢幾乎相等。以是之故，一電源之電動勢可由應用一具帶極大電阻之伏特計測定之。在尋常情形中，路端電壓恆小於電動勢。自電源導出電流時，在電源之內已發生一部分之電壓降，所謂內壓降  $U_i$ 。就一般而言，自然以用帶有最小可能的內電阻  $R_i$  者之電源為有利，而用蓄電池比較用舊式電池為有利之一原因即據此理。

設將一電源之接線螺旋以一極小之電阻 ( $R_a \ll R_i$ ) 連接之，則發生電源之短路或捷路 (Kurzschluss; short circuit)。據方程式(19)，此時電流之強度  $i = E/R_i$ 。由該電源不能導出更強之電流。然為防電源損壞，通常祇許導出遠小的電流。例如祇許有 3 安培負載之蓄電池約有 0.02 歐姆之內電阻  $R_i$ ，故其約有 2 伏特之電動勢  $E$  時，約供給 100 安培之短路電流。

常用若干現成之同種電源以產電流時，常須決定對於產生可能的最強電流最適宜的連接法。茲命  $n$  表同種電源之數， $R_i$  表各電源之內電阻， $E$  表各電源之電動勢。電源之連接法 (Schaltungsweise; ways of connection) 如下：

1 將全數之電源先後串聯，如圖 227a。於是此電源組有  $nE$  電動勢及  $nR_i$  總電阻；因而其電流強度為  $i = nE/(nR_i + R_a)$ 。若  $R_a \gg nR_i$ ，則電流強度當近於  $nE/R_a$ 。準此，則  $n$  數電源先後串聯時，其作用等

於僅有一電源時之 $n$ 倍。反之，若 $R_a \ll nR_1$ ，則電流強度幾乎與 $n$ 無關而極近 $i = E/R_1$ 。在此情形中，由串聯多數電源並無顯著利益，故串聯法 (Reihenschaltung; series connection) 惟當外電阻比較內電阻遠大時利用之。

2. 將 $n$ 數之電源相並聯，如圖227b。此時電源組僅有一電源之電動勢 $E$ ，而總內

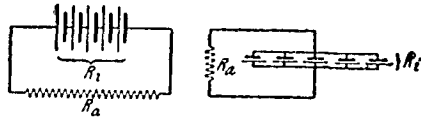


圖227. a 電源之串聯法，b 並聯法。

電阻為 $R_1/n$  (§250)。故電流強度為 $i = E/(R_1/n + R_a)$ 。若 $R_a \gg R_1/n$ ，則 $i$ 極近於 $E/R_a$ 而與電源數 $n$ 無關。然若 $R_a \ll R_1$ ，則 $i = nE/R_1$ ，即與並聯之電源數為比例而與 $R_a$ 無關。故並聯法 (Parallelschaltung; parallel connection) 惟當有小外電阻及須有強度電流時利用之。

以 $n$ 數電源自然尚可構成別種可能的連接法，其中一部分並聯，一部分串聯者，曰混聯法 (Parallel-Reihenschaltung; parallel and series connection)。由簡單計算，可知將電源相聯，使其內電阻等於外電阻時，其產出之電流最強。

259. 在分路系內電流強度之算法。

第19方程式 (§258) 在多數情形中頗有用。今舉兩例示之。設想有一電路，如圖228a所示，電源組有電動勢 $E$  (外電阻假定極大，而內電阻與此相較，可以略去不計，其路端電壓極可視為與電動勢相等。) 今欲計算電阻 $R_1$ 內之電流強度。此自可根據歐姆定律及克希荷夫定律為之。然若依下法，則遠較簡單。設想在 $R_1$ 之末端之A及B兩點為電源之兩接線螺旋。先計算該電源之電動勢 $E'$ ，其值顯然與電源開時之電壓相當，故即等於當A及B不由外電阻 $R_1$ 連接

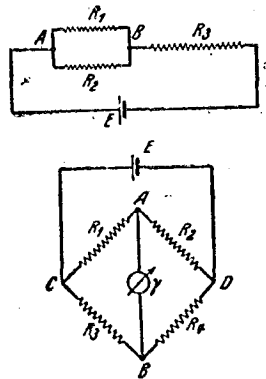


圖228. 在分路內電流強度之算法。

時在AB間之電壓。由方程式13, §250, 得  $E' = ER_2/(R_2 + R_3)$ , 外電阻爲  $R_a = R_1$ , 爲計算內電阻, 必須設想A及B—— $R_2$ 略去不顧——係相重連接, 一則經由  $R_2$ , 一則(經過電源組, 其電阻可略去不計)經由  $R_3$ , 此兩電阻互相並聯, 成爲電源A B之內電阻。據方程式14, §250,  $R_i = R_2 R_3 / (R_2 + R_3)$ 。若將  $E'$ ,  $R_a$  及  $R_i$  之各值代入於第19 方程式內, 則直接得

$$i = \frac{E \frac{R_2}{R_2 + R_3}}{R_1 + \frac{R_2 R_3}{R_2 + R_3}}$$

此方程式經稍稍練習後即可直接寫出。由交換  $R_2$  及  $R_1$ , 則得  $R_2$  內通過之電流。上述設想之一更顯著的優點例如下列較複雜之一例所示。假定須計算惠斯登電橋中(當各電阻不成平衡時)通過電流計之電流。假定A及B兩分路點(圖228b)爲電源, 而係經有  $\gamma$  歐姆電阻之電流計相連接。先計算此電源之電動勢, 假定電源組B之電動勢等於E。當電流計電路不關閉時, 在A及C之間有電壓  $ER_1/(R_1 + R_2)$ , 而在B及C之間有電壓  $ER_3/(R_3 + R_4)$ 。故當電流計電路開時, 在A及B之間之電壓爲  $E [R_1/(R_1 + R_2) - R_3/(R_3 + R_4)]$ , 此爲電源AB之電動勢。其內電阻係依下法由電阻  $R_1, R_2, R_3$  及  $R_4$  合成。在A點,  $R_1$  及  $R_2$  互相並聯而其他端C及D經電源組導線短接(電源組之內電阻是處復略去不計)。在C及D兩點之後, 繼以在  $R_3$  及  $R_4$  兩並聯電阻內之內電阻, 此兩電阻之他端則在B點。準此則電源AB之內電阻等於  $R_i = R_1 R_2 / (R_1 + R_2) + R_3 R_4 / (R_3 + R_4)$ 。電流計之外電阻爲  $R_a = \gamma$ 。由應用方程式19, 得電流計內之電流強度

$$i = \frac{E \left( \frac{R_1}{R_1 + R_2} - \frac{R_3}{R_3 + R_4} \right)}{\gamma + \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} + \frac{R_3 R_4}{R_3 + R_4}}$$

此根據歐姆定律及克希荷夫定律而導出之繁複方程式, 其計算比較前式費時。

260. 電流之功, 電流之功率。設在帶電阻R及兩端帶電壓U之

導體內，有電流  $i = U/R$  通過，則電子或游子不絕的從導體之一端向他端輸送。若此種荷電子之運動不受阻力，則其運動加速，而當時荷電子沿路能量之增加當等於  $\varepsilon U$ ，其中  $\varepsilon$  表荷電子之電荷。但事實上因荷電子遇摩擦阻力依定速運動，其所得之能量當其與導體之分子或原子相衝突時即過給於分子或原子 (§245)，而變為導體內之熱分子運動。若總共有電荷  $e$  通過導體，則對於該電荷  $e$  所作之功 (所謂電流之功; Stromarbeit; work done by the current)  $A = Ue$  變熱 (所謂焦耳熱或電流熱; Joulesche Wärme oder Stromwärme; Joule's heat or current heat) 過給於導體。故電流之功率 (Stromleistung; current output; 參考 §45)  $L = dA/dt = Uda/dt$ 。但  $de/dt = i$  為導體內之電流強度 (§244)，即

$$L = Ui \text{ 爾格/秒或瓦特,} \quad (21)$$

視  $U$  及  $i$  用靜電單位或實用單位計算而定 (見下文)。

由電流在  $t$  時間內所作之功，據 §45，方程式 29，得

$$A = \int_0^t L dt = \int_0^t iU dt \text{ 爾格或瓦秒。} \quad (22)$$

電流強度及電壓不變時可書作

$$A = Uit \text{ 爾格或瓦秒。} \quad (23)$$

在是處導出之關係不但在固態導體，即在其他當荷電子通過導體時速度不顯然增加之一般情形中，尤其在液體中亦有效。

由利用歐姆定律，上述之方程式又可書作如下：

$$L = Ui = \frac{U^2}{R} = i^2 R \text{ 爾格/秒或瓦特} \quad (24)$$

$$A = \int_0^t U^2 dt = \int_0^t \frac{U^2}{R} dt = \int_0^t i^2 R dt \text{ 爾格或瓦秒,} \quad (25)$$

或電流強度及電壓不變時，

$$A = U^2 t = i^2 R t \text{ 爾格或瓦秒。} \quad (26)$$

1瓦特 =  $10^7$ 爾格/秒及1瓦秒 =  $10^7$ 爾格 (§45)。根據§240所述之理由，不難決定

$$1\text{伏特} \times 1\text{安培} = 10^7\text{爾格} = 1\text{瓦秒}。$$

1瓦秒亦常稱曰1焦耳。

若據§193命1瓦秒 = 0.239卡，則在導體內由功變成之熱量與電壓  $U$ ，電流強度  $i$  及時間  $t$  為比例，即

$$Q = 0.239Uit \text{卡} \text{ 或 } Q = 0.239i^2Rt \text{卡}。 \quad (27)$$

由此方程式表示之定律，曰焦耳定律 (Joulesches Gesetz; Joule's law)。

由克希荷夫定律知在一完閉不分歧的電路內，電流  $i$  之電功率 (Stromleistung; current power)

$$L = i^2 \sum R_k = i^2 \sum U_k = Ei \text{爾格/秒或瓦特}。 \quad (28)$$

上述之每焦耳等於 0.239卡之數值又稱曰電熱當量 (elektrisches Wärmeäquivalent; electric equivalent of heat)。

在實用上，瓦秒過小不適於用，為此當量電功率或電力時常用仟瓦特 (Kilowatt; kilowatt) 以代瓦特，而以仟瓦時 (Kilowattstunde; kilowatt-hour) 為功之單位，即1仟瓦時等於1仟瓦特在1小時內所作之功。故

$$1\text{仟瓦時} = 1000 \times 60 \times 60 \text{瓦秒} = 3600000 \text{瓦秒}。$$

$$= 3.6 \times 10^9 \text{爾格} = 3.67 \times 10^6 \text{米仟克重} = 8.6 \times 10^5 \text{卡}。$$

1仟瓦特等於1.36 (或約 4/3) 匹馬力 (§45)。

261. 電流熱量之實用。電流之熱量，例如在電機及輸電之電線中發生者，恆視為無用之損失，但其實用亦廣，茲分別述之如下：

電流在電路上發生之熱，如為量過大，即輻射成光。種種之電燈即利用此原理製成。在白熾電燈中其鎢絲通電之後即呈熾熱而放光。為免除氧化起見，燈絲係封在玻璃泡內，兩端由玻棒導出泡外，泡內空氣排除殆盡。在多數鎢絲燈泡中，常充滿純粹淡氣(壓力約 1 氣壓)，如是其能負電之本領更強，即其所能達到之溫度更高，而其光效率

(optischer Nutzeffekt; optical efficiency)亦更大(參考§486)。(碳絲在高温時汽化, 泡內充滿淡氣, 即所以阻止其汽化。)愛迪生(Edison)初發明電燈(1879)時, 係以碳質為燈絲, 然炭絲可達之溫度有限, 其光效率不大。自採用金屬絲燈之後, 尤其發明製鎢絲方法以來, 舊日之炭絲燈逐漸被鎢絲燈代替, 蓋由極難熔之鎢製成之絲較炭絲容易達到高温也。不充淡氣之白熾燈, 其效率約每支燭光須電功率1瓦特; 充淡氣之白熾燈每支燭光僅須0.5瓦特(參考§400)。在弧光燈(Bogenlampe; arc lamp)中, 電流(電光弧§293)在兩炭棒之間穿過空氣而在陽極棒成一熾熱陷口, 其溫度常達 $3000^{\circ}\text{C}$ 左右。弧光燈所發之光大部分即由此陷口射出, 令兩炭棒漸次接近至僅隔一薄紙片之距離時, 兩棒間開始通電。因接觸點之電阻甚大, 故在該點遂有極大之熱量發生, 其溫度遠白熾程度。此後若引離兩炭棒, 其間即充滿已游子化之氣體而成爲甚良之導體。接在電源負極之炭棒名曰陰極炭, 接於電源正極之炭棒名曰陽極炭。自陰極白熾點所發出者, 有電子, 亦有帶負電荷之游子, 其速度較由陽極白熾點發出之帶正電荷之游子爲大。此等速度較大之游子衝擊陽棒, 使之呈凹狀之陷口並發生高温, 棒間光弧之維持, 全賴陰極之高温度, 否則陰極不能發出游子而弧立熄。反之, 陽極之溫度可減低而弧仍能繼續不滅, 普通弧光燈約須自45至60伏特之電位差, 自6至50安培之電流, 其每耗一瓦特, 可供給一支或二支燭光。交流電亦適用, 但在此情形中, 兩炭棒外觀相似。炭棒經碳化作用而消耗, 陽極棒較陰極棒消耗快一倍。爲減炭之消耗速度, 常限制空氣對於光弧之供給, 例如在閉式弧光燈中, 陽極棒愈燒愈低, 空隙距離隨之增大, 終至熄滅。欲其長明, 非設法使炭棒間保持一定之距離不可, 圖229a即示此項裝置之一種。陽極炭棒在槓桿之一端, 帶兩螺線圈A及B之一鐵心係在他端。在串聯圈A內之過分強之電拉下鐵心, 使炭棒分離, 並聯圈

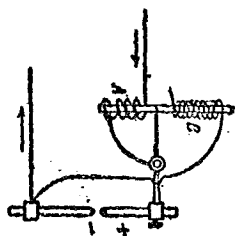


圖229a. 差動裝置。

B之作用則反是。在焰弧光燈中，炭浸染鹽類以增進光效率。

輝光燈 (Glimmlichtlampe; glow lamp.) 並非根據焦耳熱量，但當電通過其中封入之氣體（氙氣或其他氣體）時，惹起輝光放電作用致呈輝光 (§290)。

在無線電報及無線電話之放大管中 (§394)，其陰極——一緊張鎢絲——因通電而呈輝光。又如煖室，烹飪，冶金等亦常利用電熱。保險絲（或曰熔絲）之保護電路亦根據絲內通電發熱之原理。保險絲之溶化溫度較銅線為低。當過強電流通過全部線路時，保險絲先被燒斷，使電流中止，故其他導線得藉此保全無恙。

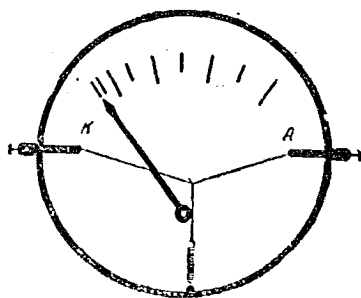


圖229b. 熱線安培計線圈。

焦耳熱量之一重要應用係在熱線安培計 (Hitzdrahtstrommesser; hot wire ammeter) 中，其一線通電後發熱伸長，此結果傳於指針，使其在一標度上移動並由其指出計內通過之電流強度 (圖229b)。據方程式 (24)，線之加熱與  $i^2$  為比例而線之伸長亦然，故不隨

電流之方向或  $i$  之符號而異。職是之故，熱線安培計對於直流及交流 (§375) 均適用。熱線安培計之偏轉不與電流強度為比例，但隨電流強度之平方而增加，前已述之。就一般而言，凡偏轉與  $i^2$  為比例之安培計不拘直流或交流均適用；反之，凡偏轉與  $i$  為比例之安培計僅能供測直流之用。

依照電子說，在金屬導體中之電流，係因電子移動而致，前已述之。此等電子不與一定之原子結合，可以自由移動，故可視作自由電子。其數約與原子之數相等。當導線兩端無電位差時，線內電子向各方亂動，毫無偏向任何一方之趨勢，故導線中無電流通過。當導線兩端發生電位差之後，各電子不但向電位較高之處移動，同時其亂動亦



較激烈。爲簡便起見，假定導線內之電子當初均靜止。當加電動勢於導線之後，各電子向電位較高之處移動，但因與原子碰撞立被阻止，且因反跳之方向向各不同，此自由亂動之能量即變爲熱。不拘運動之實際狀態如何，此種效應必繼續不息，且是種亂動並無回至依一方向移動之可能，故電流一部分之能量繼續化爲熱能，而當電流強度不變時，其電能係經電源不絕的補助，後者維持電流強度。在每秒間恆有一定電量之電能變爲亂動之動能或熱量。今各電子向前移動之動能與其速度 $u$ 爲比例，而如以上所述， $i$ 與 $u$ 爲比例，故在每秒間所生之熱量與 $i^2$ 爲比例，是即焦耳之定律也。

262. 接觸位差·摩擦電· 令兩種不同之金屬相接觸，則在其間發生一電位差。例如置帶一絕緣柄之銅板於一帶絕緣柄之鋅板上（圖230a）即構成板間距離極小故電容極大之容電器，而板間發生之電壓促成板之顯著充電。若將二者迅速分開，則可用一驗電器證明其具有相反對的電荷。此效應係在1793年由伏打（Volta）發明，名曰伏打效應（Voltaeffekt; Volta's effect）。板間由接觸而起之電位差曰接觸位差（Berührungsspannung; contact potential difference）。接觸位差與相接觸之二物質之種類及溫度而定，而與接觸面之大小無關。

吾人可將金屬組成一序，所謂電勢序（Spannungsreihe; electromotive force series）。序中任一金屬與其左側之另一金屬接觸時，其所起之電爲負；反之，與其右側之一金屬接觸時，其所起之電爲正。例如·

(+) Rb--K --Na-- Al--Zn-- Pb--Sn--Sb  
--Bi--Fe--Cu--Ag--Au--Pt(--).

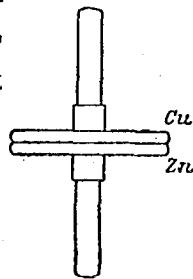


圖230a. 示金屬之接觸位差。

設在一閉路內含有數種不同之金屬，則在其間發生之接觸位差促成路內之電動勢。假定閉路之各部分係在同一溫度 (§263)，則其間諸電動勢之和恆等於零而閉路內無電流通過。例如 $E(\text{Cu--Al}) + E(\text{Al--Cu}) = 0$ 及 $E(\text{Cu--Al}) = -E$

(Al-Cu)或 $E(\text{Al-Sn}) + E(\text{Sn-Cu}) + E(\text{Cu-Al}) = 0$ 。

又在同一溫度之若干導體順次串聯時，末端兩導體間之電位差等於此二者直接接觸時之電位差。例如

$$E(\text{A-B}) + E(\text{B-C}) + \dots + E(\text{L-M}) = E(\text{A-M})$$

或  $E(\text{A-M}) = -E(\text{M-A})$

故  $E(\text{A-B}) + E(\text{B-C}) + \dots + E(\text{L-M}) + (\text{M-A}) = 0$

此關係曰伏打法則。導體中，例如電解質之類不服從此法則，故稱曰第二種之導體。至服從伏打法則之金屬，稱曰第一種導體。

電荷由一物質過渡至相接觸之另一物質之傾向，不但在金屬間即在非導體間亦有之。不過在非導體中僅由接觸尚不足促成其中極固結之電子之過渡。為此須有極密切之接觸，換言之，須令二者互相摩擦。如是發生之電曰摩擦電(Reibungselektrizität; frictional electricity)，其發生情形及利用已於第二十一章中述之矣。

摩擦電發明最早而在18世紀末葉以前為惟一已知之電的現象。在古代已知將琥珀摩擦即可令其吸引輕體。吉柏(Gilbert)於1600年時發見若干其他物體亦有相同的特性，此後即名此種現象曰電。

關於摩擦電之量所知不全。依據哥尼(Coehn)，凡帶有較大介電質常數之物質對於帶有較小介電質常數之物質起正電。

就某種意義與摩擦電相連屬之一現象，稱曰瀑布電(Wasserfalllektrizität; waterfall-electricity)。水落在阻礙物上，而反跳時發生正電荷，而周圍之空氣起負電荷。

263. 熱電現象。在§262中說明之兩金屬間之接觸位差係與溫度有關。設用兩種不同之金屬成一閉路，例如接一銅條與一鐵條，繼熱此裝置之一接點，使兩接點溫度不同，則其中之電動勢，不再相等而其和不再為零。此時在閉路內有電流通過，其中之能顯係由接點所吸收之熱能而來，蓋當一接點之溫度增高時，在一種導體內自由電子之運動速度與其在其他種導體內之速度常不相同，故由此點移入於其他導體者之電子數將較在冷點移入者為多，結果，在閉路中遂有電流通過。

(圖231a) • 在高温處，電流由銅入鐵，在低温處，由鐵入銅。此現象在1821年經席貝克(Seebeck)首先發見，稱曰熱電(Thermoelektrität; thermoelectricity)，熱效應(Thermoeffekt; thermoeffect) 或席貝克效應(Seebeck-Effekt; Seebeck-effect)。

上述由連接兩不同金屬而成之裝置，曰熱電偶(Thermopaar; thermocouple)或曰熱電池(Thermoelement; thermoelement)。其中兩接點之溫度差為 $1^{\circ}\text{C}$ 時之電動勢，曰該熱電偶之熱電係數(Thermokraft; thermoelectric power)，其值視兩接口之平均溫度而定。在第230b圖中，縱坐標表對於鉛而言之若干金屬之熱電係數，橫坐標表平均溫度。在此種平均溫度界限內，此種曲線實際為直線。為求有某一定平均溫度之任一電偶之熱電係數，例如為求有 $50^{\circ}\text{C}$ 平均溫度之鐵銅電偶之熱電係數，讀出在橫坐標 $50^{\circ}\text{C}$ 直上在鐵與銅兩線間之直坐標距離。在此情形中，每一溫度差約 $8.7$ 微伏特，即 $8.7 \times 10^{-6}$ 伏特。

由兩金屬之交點，得該電偶之中立溫度(見下文)。

任取兩金屬假定鐵與銅接合成一熱電池，使一接口B恆保持零度，他一

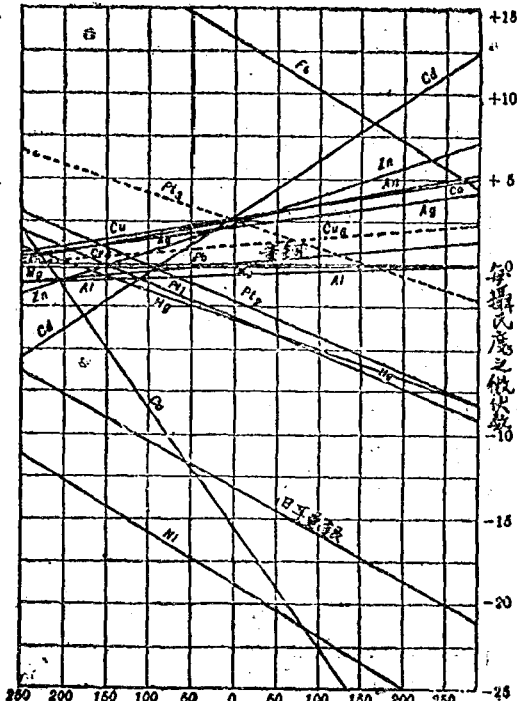
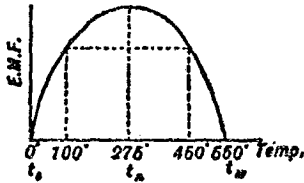


圖230b. 熱電係數圖。

接口A之溫度為 $t^{\circ}\text{C}$ ，其值可任意變化，則所生之熱電勢 $E$ 與A點溫度之關係如下：



$$E = \alpha t + \frac{1}{2} \beta t^2$$

式中之 $\alpha$ 及 $\beta$ 表兩種常數，其值由接合之金屬種類（是處經假定為銅與鐵）以圖表示之，成為一拋物線。當A點溫度初增時，熱電勢亦隨之而增，至溫度約為 $275^{\circ}\text{C}$ 時，達其頂值，

圖231a. 示電動勢與溫度之關係。

是為熱電池之中立溫度。此後如再增加A點之溫度，則熱電勢反漸減，至A點之溫度達 $550^{\circ}\text{C}$ 時，熱電勢降至零。此溫度常名曰反向溫度，蓋此後熱電池中之電勢方向係與前相反，而電流將自鐵經過熱接口而入於銅，復經過冷接口而回至於銅。若B點之溫度被維持在 $100^{\circ}\text{C}$ ，則電勢與A點之關係由另一拋物線表示。當時反向溫度降至 $450^{\circ}\text{C}$ ，而中立溫度仍為 $275^{\circ}\text{C}$ 。故中立溫度可視為熱電勢改向時，熱冷兩接口之溫度之平均值。如已知在三適當溫度之熱電勢，則可決定此種拋物線。由以上所述，可知熱電勢之大小視熱電池之金屬，接口之溫度差及接口之平均溫度而定。在一定之溫度差及平均溫度下，鉍與銻之熱電池所生之熱電勢較其他熱電池所生者為大。

熱電偶因其電動勢微小，且內電阻頗大，不能用充電源。其主要用途為測定溫度，尤其為測極微之溫度差，極高及極低之溫度。利用此器以測溫度之優點，在因線細而接口極小之故，可用以測一定點之溫度；反之，水銀溫度計僅示為水銀泡占有之空間之平

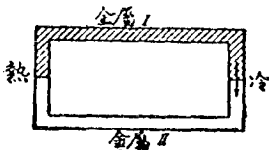


圖231b. 示熱效應。

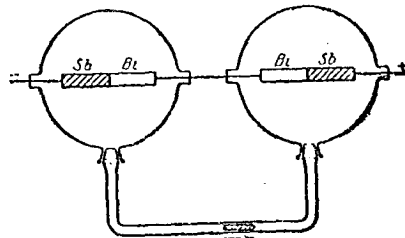


圖231c. 示證明珀爾提致燃之方法。

均溫度。其他一優點在其有極小之熱容量，因此，其從欲測其溫度之物體僅收取微量之熱。熱電偶之用途故頗廣（另詳§467）。

測定微小之溫度差時，常用多數熱電池互相串聯以成一熱電堆（Thermosäule; thermopile），其中各高溫接口露出於一面，低溫接口露出於他面。

與席貝克效應相反之現象，於1834年，經拍爾提（Peltier）發見。令電流通過兩金屬之接口，則依電流之方向在接口發熱或冷卻；換言之，即一接口之溫度增大而其他接口之溫度減少。此效應曰拍爾提效應（Peltier-Effekt; Peltier effect）。欲證明此效應，可用如圖231b所示之裝置。若令電流通過銻與銻之兩接口，則一接口加熱，其他一接口冷卻，而此係由玻管內水銀絲之移動指出之。該玻管連接兩玻泡（空氣溫度計），在泡內含有兩接口。

拍爾提效應，可由在兩金屬接口處有一相當熱電勢解釋之。此電勢之值視所用兩金屬之性質及接口之溫度而定。在一接口，電流與此電動勢之方向相同，其所供給之能量係取諸該接口，故接口冷卻並由四周吸取相當之熱能以補償之。在其接口，電流之方向與此電動勢之方向相反，電流作功而此電能成熟現出。此種拍爾提熱之性質與焦耳熱完全不同。蓋前者視電流之方向而有吸收之熱量與放出之熱量之別，而後者則不論電流之方向為何，均係放出之熱量焉。換言之，焦耳熱與電流平方 $i^2$ 為正比，而拍爾提熱與電流 $i$ 為正比，故視電流之方向有正（吸收熱）與負（放出熱）之分。

湯姆遜（Thomson，即愷氏 Lord Kelvin）引用熱力學原理以為即在同一之金屬內，如全體之溫度不同，當有電流自其高溫部流向低溫部或自其低溫部流向高溫部時，亦吸收熱或放熱。如是之現象，曰湯姆遜效應（Thomson-Effekt; Thomson effect）或曰愷氏效應（Kelvin-Effekt; Kelvin effect）。熱之放出或吸收，隨金屬性質而異，電由高溫部流向低溫部時，在銅則生熱，在鐵則反冷卻。試於任意之導線上，任取A, B兩點，命 $t_1$ 及 $t_2$ 表此兩點之溫度，假定 $t_1 > t_2$ 。如電流自A

向B流過，每單位時間內，在A,B間發生之熱量 $h$ 應由下式計算之，即

$$h = \sigma i(t_1 - t_2) \text{ 克卡,}$$

式中之  $i$  表通過之電流強度，係用電磁單位測定之， $\sigma$  為一常數，其值由導線之種類而定，通稱之曰，電比熱。鉛之電比熱幾等於零，故鉛之湯姆遜效應等於零，鉛之所以被選為標準金屬，即由於此。

湯姆遜效應亦可由一相當之熱電勢解釋之。例如當銅線一端之溫度較其他端為冷時，湯姆遜熱電勢係自冷端指向熱端，故常電流依此方向流動時，銅線變冷；反之，則變熱。鐵之湯姆遜效應與銅相反，其熱電勢常視為負。

設以A,B兩組成一熱電池。命 $p_1$ 及 $p_2$ 分別表接口溫度為 $t_1$ 及 $t_2$ 時之拍爾提電勢，其方向係自B向A。又命 $K_A$ 及 $K_B$ 分別表常溫度差為 $(t_2 - t_1)$ 時，在A,B中之湯姆遜電勢，其方向係自低溫部（溫度 $t_1$ ）指向高溫部（溫度 $t_2$ ）。如是，則在此熱電池中之總熱電勢 $e$ 可書為

$$e = p_2 - p_1 + K_B - K_A.$$

在多數熱電池中，其拍爾提電勢係溫度 $t$ 之直線函數，而湯姆遜電勢則為兩端之溫度 $t_2$ 及 $t_1$ 之二次函數，與其中間各點之溫度無關，故 $e$ 與溫度 $t$ 之關係常可由一拋物線表示之。

## 第二十三章 液態導體內之電流

204. 純粹液體之傳導性。若不顧及液態金屬及熔鹽類，其他一切液體，如若性質化學的純粹者，大都為不良導體，其大部分且為良好絕緣體。例如化學的純水為一種非常不良之導體。

據以前之說明，不難明瞭一液體之有無傳導性焉，視其中有無可自由移動之荷電子（游子 Ionen; ions 及電子; Elektronen; electron）而定。凡液體其缺少是種荷電子者，其傳導性不良。

205. 水溶液，電解。如圖 232，浸蝕板 A 及 K 入盛蒸餾水至滿之洗淨玻璃杯中，自外用導線連接，中插一電池（4—10伏特）及一安培計，使電流由 A 流入，由 K 流出。通電之後，安培計指出微弱電流

，證明水（決非化學的純水）有微弱傳導性。今於水中加酸或鹽溶液數滴，則電流強度立即增加，而濃度愈大時電流亦愈強。觀此，可見水之傳導性幾乎全由其所含之溶解物而來。然並非凡可溶解之物質，均有此特性，有之者，惟鹽類，鹽基及酸類而已。例如水之傳導性不因含糖質而增加。一溶液之傳導係數或比傳導無論如何不及金屬之傳導係數。

電流出入液體處之金屬板，曰電極（Elektroden; electrodes）；其與電池之陽極相連接者，曰陽極（Anode; anode），其與電池之陰極相連接者，曰陰極（Kathode; cathode）。故在液體內，電流自陽極板流向陰極板。因含鹽類，酸類等而具傳導性之液體，名曰電解質（Elektrolyte; electrolyte）。此種液體通電之現象，曰電解（Elektrolyse; electrolysis）。如是之裝置，曰電解器（elektrolytische Zelle; electrolytic cell）。

266. 電極上之沉澱。如用鉑電極，令電流通過含酸類（例如硫酸）之水溶液，則見電極處放出大量之氣體（圖233）。為便於嚴格研究此現象，應用一電量計（Voltmeter; voltmeter）。其時可將在兩電極放出之氣體量分別收集在兩管內，且知在陰極收集之氣體較在陽極收集者多一倍。由實驗知在陽極放出之氣體（以帶火之木片近之，木片輝煌或竟至燃燒）為養氣，在陰極放出之氣體為氫氣（燃之，呈青色火焰）。（實際氫氣多於養氣兩倍，其故因在陽極放出之養氣其一

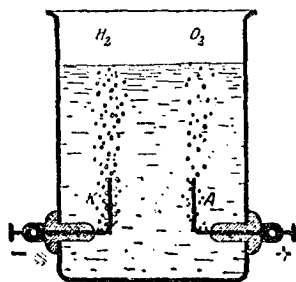
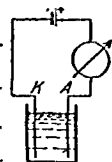


圖233. 水之分解。

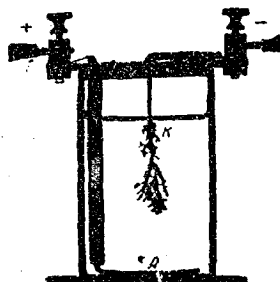


圖234. 析出之鎊，呈樹枝狀。

部分溶解於水中。)若將兩氣體混合,則得含養氣一份及輕氣兩份之混合氣,所謂炸氣。設將此種炸氣在水面下收集於一試管內或任其通過一胰皂液,再以火點所成之氣泡,則見該混合氣帶爆炸性而燃燒(小心! )。

一極著明之現象係當令電流通過醋酸鉛之水溶液時發生,其時應用一鉛絲為陰極,一鉛板為陽極。通電之後,在陰極上沉澱結晶質鉛,構成樹枝狀,頗為美觀(圖 34)。

967. 電解分離。電解質在平衡狀態,即無電流通過時,亦不免有若干分子,分離存在,各帶若干電荷。如是者,曰自由游子,其性質與金屬中之自由電子相同。例如食鹽,  $\text{NaCl}$ , 溶解於水中之後,則食鹽不再成  $\text{NaCl}$  分子但成  $\text{Na}$  原子及  $\text{Cl}$  原子而存在;且濃度不過分小時,互相分離,  $\text{Na}$  原子帶陽電或正電,  $\text{Cl}$  原子帶陰電或負電。(至何故成游子之  $\text{Na}$ , 不如金屬  $\text{Na}$ , 不與水起反應, 則當以後在 §503 中解釋之。)分子在溶液內分解而為游子之現象,曰電解分離 (elektrolytische Dissoziation; electrolytic dissociation)。在硫酸溶液中, 每  $\text{H}_2\text{SO}_4$  分子分離而為二  $\text{H}$  陽游子或正游子及一  $\text{SO}_4$  陰游子或負游子, 他如在硫酸銅溶液中,  $\text{CuSO}_4$  分子分離而為一  $\text{Cu}$  陽游子及一  $\text{SO}_4$  陰游子。在游子上之電荷僅等於電量子之小整倍數 (§213), 且其量子數與該原子或原子羣 (例如  $\text{SO}_4$  基) 之在該化合物中之原子價相符合。在元素週期表左列之元素, 尤其鹼素及金屬均帶正電荷, 在右列之元素, 幾乎全帶負電荷。  $\text{SO}_4$  基帶負電荷, 其量子數與其化學原子價相當, 故  $\text{SO}_4$  游子帶子有兩負量子 (參考 §502)。

分離現象在水中特強, 其故因水具有非常大之介電常數 ( $\epsilon = 81$ )。據庫侖定律一般之說法 (方程式 20, §236), 兩電荷間之吸引力, 其強弱與其介質之介電常數為反比例。觀此, 則兩異號之電荷之吸引力在水中比較在空氣中小 81 倍。分子原係由游子經其電荷間作用之力而結合 (§502), 其分離而為游子之傾向是以前在水中特強, 而由熱運動促成之碰撞已不難使分子之游子分離。(水之所以有特殊電態焉, 因



其分子具有特別大之電矩。結果，一方面使水之介電常數特大，一方面使在水分子之四周有特別強之原子電場，此電場使被解質之分子起分離作用。）

268. 電解質內電傳導之機構。綜上所述，知電解質中之電流，乃由帶正電荷及負電荷之兩羣游子移動而成。此等游子在電解質中原已存在，惟因未加電動勢之故，其運動無一定之方向，故電解質中初無電流。既加電動勢之後，各游子乃依一定之方向移動以成電流。在濃度較大之電解質中，各分子化為游子後，同時距離較近之游子常重合而為分子，故隨時往往僅有一部分分子化為游子，可參加導電之作用。若濃度減小，各游子之距離較遠，其重合而為分子之機會遂減少；在極稀薄之解質中，游子距離甚遠，游子分離後而重合者不多，換言之，其中各分子可視為已悉數化為游子。據此，則可知電解質之導電率，不與其濃度成正比，蓋濃度增時，其中負導電之貴者之游子數不依同比例而增加也。

電解質內有電流通過時，陽游子趨向陰極，又名曰陰向游子(Kation; cation)，陰游子趨向陽極，名曰陽向游子(Anion; anion)。既達電極，各失其電荷，遂與電極或電解質發生化學作用。據此，則電解質之傳電，完全出於帶電之游子之運動，而與未成游子之分子無關。游子數愈多，電解質之抵抗愈小，分離之分子數，對於解質內分子之總數之比，曰電解質之游離度，其值與濃度有關。濃度減則游離度增，濃度減至無窮小或電解質變為無限稀薄時，游離度等於1，此時電解質內全部之分子，均成為游子。

在有相同濃度時，對於游子遷移之阻力，其強弱係視游子之性質而異，例如對於Cl游子之阻力當為對於H游子之阻力之五倍。因此游子之遷移速度亦視游子而異。在有每厘米1伏特之電場內，一游子之運動速度，曰游子之遷移率(Beweglichkeit von Ionen; mobility of ions; 參考245)。

關於電流通過電解質之過程，其細目係屬於物理化學之事項。以

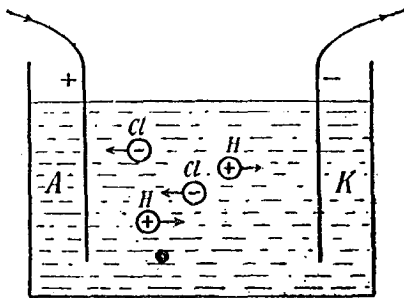


圖235. 示HCl溶液內游子之遷移。

是以下僅舉若干最重要之事實言之。

269. 法拉第之電解定律。電解質內通電時，卸於電極之電荷既係由被解質之原子或原子複合物所載來，故是種原子定必到達電極而後在是處析出。（在若干情形中，原子

並不直接析出，其故因在電極發生化學變化。）

今由歸納上述各節之情形，不難導出通過電解質之電流  $i$  與經此電流在電極處析出之物質之量之關係。命  $n$  表 1 秒間在兩電極之一極上析出之游子（帶電荷之原子或原子羣）， $m$  表一電子之質量， $z$  該種游子之化學原子價， $\epsilon$  電量子，故  $z\epsilon$  表各游子之電荷，蓋如以前所述，一游子含有之量子數等於其原子價。準此，則電流強度，換言之，在 1 秒間在電極上卸下之電量

$$i = nze. \quad (1)$$

同時在 1 秒間在電極析出之質量等於  $n\mu$ ，故在  $t$  時間內析出之質量

$$m = n\mu t. \quad (2)$$

由第 1 及第 2 兩方程式在  $t$  時間內經電流  $i$  析出之質量  $m$  為

$$m = \frac{\mu}{z\epsilon} it = Ait = \Delta e, \quad (3)$$

式中

$$A = \frac{\mu}{z\epsilon}, \quad (4)$$

又  $e = it$  表由質量  $m$  遷移之電量，方程式 3 及 4 包括法拉第之兩電解定律（法拉第定律；Faradaysche Gesetze；Faraday's laws 1833）。其第一定律謂：在陰極析出之質量  $m$  與所通過之電流  $i$  及時間  $t$  為正比。式中之  $A$  為一比例係數，其值視游子之性質而定，蓋據方程式 4，此係數包括游子之質量  $\mu$  及原子價  $z$ ，故名曰該物質之化學當量 (elektroche-

mische Äquivalent; electrochemical equivalent)。如以1克原子之原子數，所謂羅斯密特數  $N$  (§96) 與方程式4右邊之分子及分母相乘積，則分子  $N$  必等於游子之原子量  $d$ ，或在由多數原子組成之複合物(例如  $SO_4$ ) 中，等於其成分之原子量，故此式又可書作

$$A = \frac{N/d}{zN\xi} = \frac{d}{zQ}, \quad (6)$$

式中

$$Q = N\xi \quad (6)$$

名曰法拉第常數。方程式5示法拉第第二電解定律。此定律云：游子之化學當量與原子價對於原子量之商為比例；換言之，即與其化學化合當量為比例。在由多數原子組成之複合物(例如  $SO_4$ ) 中，以其諸成分之原子量之總和代替原子量。

凡化學的相等之游子必帶有相等之電荷，而析出量  $m$  之與在同時間內遷移之電荷  $e$  成比例焉，為此事實之自然的結果。

法拉第常數  $C$  係等於與游子之性質及其他外界的條件無關之兩個普通常數之乘積。據就銀之實測，其值為

$$C = N\xi = 96494 \text{ 庫侖/克原子或末}。 \quad (7)$$

經一克原子或1末之  $z$  價游子所帶之電荷故等於  $zN\xi$ ，例如二價之  $Cu$  或  $SO_4$  帶有  $2N\xi$  電荷。

法拉第常數在原子物理學中具有重要之意義，因如已知  $N$  或  $\xi$ ，即可據以計算其他一未知數。例如決定  $\xi$  之值為  $\xi = 1.591 \times 10^{-19}$  庫侖 (§213)，即可計算在 §96 中已提及之羅斯密特數  $N = 6.06 \times 10^{23}$ 。

在第二十四表中示若干元素之實測電化當量  $A$  而係以每末之庫侖數計算，此外並示原子量  $d$ ，原子價  $z$  及  $d/A$  之比例，後者據方程式5必等於  $zC$ ，最後又示其  $N\xi = d/zA$  之值。此表示實測之結果證實此定律之合法。

電化當量之倒數  $\frac{1}{A}$  等於放出一克質量所須之電量。試以氫為例，由實驗結果知放出一克氫所須之電量等於 96494 庫侖。故氫之電化當

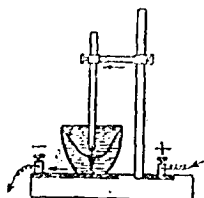


圖236. 銀解電量計。

第二十四表 電化當量。

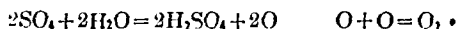
|    | $A \times 10^3$ | $\gamma$ | $z$ | $d/A$  | $N \xi = d/zA$ |
|----|-----------------|----------|-----|--------|----------------|
| H  | 0.01045         | 1,008    | 1   | 96450  | 96450          |
| Ag | 1.118           | 107.88   | 1   | 96494  | 96494          |
| O  | 0.0829          | 16.00    | 2   | 193094 | 96502          |
| Cu | 0.3294          | 63.57    | 2   | 152037 | 96494          |
| N  | 0.0484          | 14.00    | 3   | 289256 | 96410          |
| Al | 0.6636          | 27.1     | 3   | 289330 | 96510          |
| Sn | 0.3083          | 119.0    | 4   | 386030 | 96500          |
| V  | 0.1657          | 51.0     | 5   | 482498 | 96502          |
| U  | 0.4110          | 238.5    | 6   | 578784 | 96464          |

量爲  $\frac{1}{96494} = 1.045 \times 10^{-5}$ 。又如用各種不同之物質，欲由電解得與其化學當量作正比之質量，其所須之電量悉相等，例如欲得107.88克之銀或31.8之雙價銅，其所須之電量悉爲96494庫倫。

由實測而得之值以關於銀者爲最可靠。以是電流強度之法律的單位即根據銀之電化當量，所謂法律的安培或國際安培係在1秒間能析出1.118毫克銀之電流強度(參考§314)。實測時，用一銀解電量計(Silbervoltameter; silver voltameter, 圖236)。計內置一銀鹽之溶液，然後通以不變之電流，如每秒在鉑極上析出之銀量適爲1.118毫克，則此不變之電流適等一個國際安培。此單位之定義與由絕對制度所推導出者根本不同，惟在實用上，因二者相差不多，概不分別。安培計精確的校準亦多用銀解電量計。

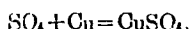
270. 在電極上之副化學過程。在大多數情形中，被解質之化學成分並不在電極上析出，例如由稀薄硫酸並不析出氫及 $SO_4$ 基，但祇析出水之成分，即氧及氫是也。此現象以在電極上進行一種過程，所謂副化學過程(sekundäre chemische Prozesse; secondary chemical process) 解釋之(丹聶爾; Daniell, 1839)。今以稀薄硫酸 $H_2SO_4$ 爲例。在此液中，每兩H陽游子必有一 $SO_4$ 陰游子。H游子趨向陰極，又有電子從電源循導線流至陰極。在陰極上，H游子各與一電子聯合而變爲中性H原子。(應注意者如下：據電流方向之定義[§244]，正電流在電解質內係由趨向陰極之陽游子構成，但在線內由依相反之方向趨向陰極之帶負電之電子構成。)每兩H原子聯合而爲一 $H_2$ 分子。此分子成爲輕氣泡上昇，故在陰極處分離H成分。至在陽極處，每一兩價 $SO_4$

游子與兩電子相聯合而變為電的中性。但在此狀態能與水起化學反應（假定不與電極之物質起反應，見下文）。至於何故一游子其電荷中和後能起化學反應之理由另詳 §502。此化學反應係依下列方程式進行：



變為自由之氧原子聯合而為氧分子，並在陽極處成養氣泡上昇。至當時生成之 $\text{H}_2\text{SO}_4$ 復回入溶液中，重行游離。每成一 $\text{SO}_4$ 游子既必有兩 $\text{H}$ 游子生成，故每放出一 $\text{O}_2$ 分子，必同時放出兩 $\text{H}_2$ 分子。故水之成分確依正常之比例而離開溶液，是種過程恰如水之分解過程。

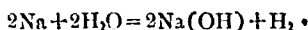
然若陽極係由銅或其他非貴重金屬製成，則 $\text{SO}_4$ 游子不與水但與該金屬相作用，例如依下列方程式，



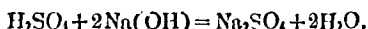
變為硫酸銅，後者溶解，故在陽極上不生沉澱。在陰極上，如以前同，仍放出輕氣。但為補償此損失，陽極之銅逐漸溶解，致每析出一單電荷 $\text{H}$ 游子必生成一雙電荷銅游子。於是 $\text{H}_2\text{SO}_4$ 溶液逐漸代以 $\text{CuSO}_4$ ，而由後者在陰極處析出 $\text{Cu}$ 。

若電解質當初即為一 $\text{CuSO}_4$ 溶液，則自始即在陰極處有 $\text{Cu}$ 從溶液析出，而此析出之 $\text{Cu}$ 復由陽極之銅補償之，故電解質之成分始終不變，僅陽極之銅經溶液趨向陰極。

又如用鉛電極令電流通過硫酸鈉 $\text{Na}_2\text{SO}_4$ 之稀薄溶液，則當時發生之情形復略有不同。鈉游子趨向陰極，而在是處與一電子聯合後，遂與水起化學的反應：



如是生成之氫 $\text{H}_2$ ，離開溶液，在液內留下苛性鈉 $\text{NaOH}$ 。至 $\text{SO}_4$ 游子趨向陽極並在是處經由與上相同之過程起與水之化學反應，結果，在陽極處放出養氣，而硫酸則仍留在液內。硫酸及苛性鈉溶液復在液內擴散，互相混合，並互起化學反應。結果，復成硫酸鈉及水，其方程式如下：



故溶液之化學成分始終不變，而最後之結果為水之分解，因僅有水之成分放出，是以惟溶液之濃度逐漸增加。

271. 在非水溶液中及熔融體中之電解傳導。物質中之電解傳導係以自由移動游子之存在為條件。故凡一切溶液，其中被溶質起游離現象者均能傳電，而尤以水溶液占顯著位置，因水之游離化作用特強之故。

除水溶液外，在液體中其呈強度電解傳導性者，當推熔後之鹽類。鹽類在固態（結晶質）時已常含有游子（§528），故其在熔融狀態時亦能含有游子者，係在意料之中。然在結晶體中，因結晶熔融，游子結成分子者亦有之。

在液態金屬中，當使用極大之電流密度時，今日已知有除電子傳導外，又有微弱電解傳導，換言之，在電流內，金屬游子亦遷移。至油類概不能傳電。

272. 工業上電解之應用。工業上電解有若干重要應用。其一為電鍍（Galvanoplastik; electro-plating），即依電法包一金屬層，在此情形中，所用之電解質為含有擬鍍之金屬之鹽類之溶液，並為維持溶液之濃度，使其不變，陽極為由同金屬製成之一板。至陰極則以擬鍍金屬之物品充之。依此方法，例如可使物品外面包被一層金或銀，鍍，銻，鉛等。又如各種物品，例如貨幣之類之模型，亦可依此法製出。法先用石膏，蠟等受範之物質範成模型，再在上而遍塗石墨，俾成導體，以後以此模型充陰極浸入液內。

其第二重要用途為提煉極純粹之金屬。法先用該金屬之化學的最純粹之鹽類製成一純粹溶液，此後依電解法令該金屬析出。今日在工業上一種重要之產物即所謂電解鐵（Elektrolytisen; electrolytic iron）是。此鐵係依電解法製出，故極純粹，且因具有特種磁性，與尋常含有碳分之鐵不同。輕氣在工業上由水之電解而獲得。又金屬鋁亦依電解法由氧化鋁（ $\text{Al}_2\text{O}_3$ ）在高温電爐內提煉而成。

273. 電解質之電阻。對於電解質亦適用歐姆定律。其所以然者，則因游子遷移速度與作用於游子上之電力為正比，而如若濃度不變，帶電子之數不因電流強度變化而異。電阻之強弱第一與游子之遷移率，次與其數之多少（濃度）及電荷（原子價），第三與電解質容積之幾何學的狀況，終則與溫度有關。此外，電解質與金屬不同，有一負號溫度係數 (§255)。當溫度增加時，其電阻減退。

電解質內通電時，在電極上發生逆電動勢（其詳見 §312）。此現象曰電極之極化作用（Polarisation des Elektroden; polarization of electrodes）。故用直流電以量一電解質之電阻頗費週折。極化電動勢之方向既與導入之電動勢相反，其作用恰如增加電阻，故當時指出之電阻，較實際所有者為大。然極化現象實現須時，故為測計電阻最好用交流電，其方向變換極速，因如是，極化電動勢當不易迅速生成。此外之手續如尋常測電阻之手續，亦應用惠斯登橋法，惟在是處應用一收話器以代鑑定平衡點之直流電流計。此器由音以示交流電之強弱，而電阻經平衡之後 (§252)，計中聲音最微。（作精密測驗時，且須顧及電路內之電容及自感應 [§333] 並使其成平衡。）

在一定之容器內，一電解質之電阻  $R = qK$ ，其中  $q$  表電解質之電阻係數 (§246)。 $K$  為一常數，視儀器之幾何學的狀況而定，即所謂容器之電阻電容，而係與第8方程式 (§246) 中之波形因數  $1/q$  相當，此常數以用已知其電阻係數者之一電解質由實驗決定最佳。

274. 與電解質相接觸之金屬。置一金屬於一電解質中，例如置鋅於硫酸鋅之溶液中，則在金屬及電解質之間發生一種電動勢，因而有游子自一物質趨向另一物質。為說明此複雜之現象，吾人以涅恩斯特 (Nernst) 之學說為根據。但因此現象係屬於物理化學之範圍，故在是處亦祇能就其概要言之。

金屬在電解質中無不略微溶解，即在純水中亦然；且經溶解而入於液體中者並非為電的中性原子，但恆為金屬陽游子。此種過程在外表與汽化之過程相似，金屬游子之溶解於溶液焉，恰如受一種存在於

金屬內之壓力之驅使，溫斯特稱此種壓力為金屬對於電解質之溶解壓力 (Lösungsdruck; solution pressure)。若在溶液內已有相同之游子，則後者施滲透壓力 (§189)。其作用與溶解壓力相反對，因陽金屬游子溶解於溶液中，金屬本身遂帶陰電，故對於離開之陽游子施一種滯後作用。結果，發生一種平衡狀態，其時電解質中之滲透壓力加上金屬與電解質間之電動勢適等於游子之溶解壓力；然電解質內之滲透壓力亦可大於金屬游子之溶解壓力；此時惟須電動勢有與以前假定相反之符號方得發生平衡；換言之，其時金屬必帶陽電，而電解質必帶陰電，此情形惟有電解質內之滲透壓力將其中所含之陽游子驅出，使之趨向金屬並使金屬充陽電，至以後金屬游子（在此情形中不能再離金屬）之溶解壓力加上現時反向之電動勢能與滲透壓力維持平衡時方可實現。

故在第一情形中，例如將鋅板浸在硫酸鋅溶液內，金屬對於電解質而言充陰電 (圖 337a)。在第二情形中，例如銅板浸在硫酸銅溶液內，則反是，銅充陽電 (圖 337b)，由是而發生之電動勢，所謂電池之電動勢 (elektromotorische Kraft von Elementen; electromotive force of cells) 視金屬之性質及電解質之種類及濃度而定。若於同一

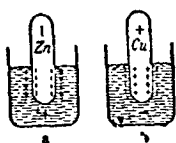


圖 337. 示金屬在電解質內之極化設。

電解質內浸入兩種不同之金屬 (電極)，則因電解質為一種導體，其內不通電時到處存有同大電位，換言之，在電極之間存有一電動勢。今若以一線連接之，則此電動勢有趨向平衡之勢，致在線內及電解質內有電流通過。然若電解質及金屬不變，在兩極之平衡狀態恆呈復原之勢，當時新金屬游子一方面進入溶液中而一方面沉積於一電極上，電動勢故得維持不變，且在一電極完全溶解以前，恆有電流通過。

上述之現象係經伏打 (Volta 1792) 根據賈法尼 (Galvani, 1786) 之蛙腿實驗而發見。

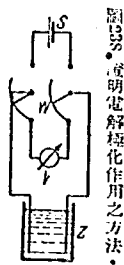
275. 電解極化作用。相當之現象不僅兩異性金屬有之，即在電



解質內化學性不同之電極亦莫不有之也。若令電流通過當初具有完全相同之兩電極之電解電池，則所生之副反應，使聚集於兩極之物質不同，例如當水被電解時，在陰極放出氫氣，在陽極放出氧氣，氫氧二氣分別包圍兩極，其效果即為使電極間起化學的差異。在兩極間於是發生方向與外加電壓相反之逆電動勢。此種作用名曰電解極化作用 (elektrolytische Polarisation; electrolytic polarization)。縱使電解時，無副反應使兩極為不同之物質所包圍（例如用銅電解器時），此種極化逆電勢，常仍存在，蓋當時雖無他質包圍兩電極，然陽極被溶化，陰極反增加，結果，在兩電極旁之溶液，其濃度不同，在兩極之間，亦可發生逆電動勢以反抗外加電勢。後面第377節之蓄電池，即利用極化現象以產生電勢者。電解極化現象，頗易顯出。試置兩鉑板於稀硫酸中，以作水電解電池Z，次以一電流計與之串聯後，再接上一蓄電池S。今假定此外加電勢約為2伏特。當電解開始之後，電流計指出通過電池之電流強度迅速減少，終至電流不復通行。若通電片刻之後，將電池之電極用一轉路開關（圖288）轉接於一伏特計V上，則此計指出方向與原來外加電壓相反之電動勢，故此時電解電池已極化。通電片刻之後，此極化狀態即被破壞。若用刷子刷去電極上之極化氣層，則可使極化作用立即停止。故若欲求電流之恆定，則非設法以除去電極上之極化層不可。

極化作用減少電解質內之電流強度，故其影響恰如增加電解質之電阻。吾人應用交流以測電解質之電阻，其理由正在此。在交流依一方向流動之瞬間不能發生顯著極化作用，縱或略許生成，立即為依相反方向之繼起電流所除去。

276. 賈法尼電池。依§274中說明之現象而產生電動勢及電流之裝置，稱曰賈法尼電池 (galvanisches Element; galvanic cell)。在十九世紀，此種電池在物理實驗中及弱電工程上應用頗廣。一簡單賈法尼電池例如用一鋅板及一銅板浸在稀薄硫酸中造成。此種原始電池



亦有如上所述之簡單電解電池之缺點，即其中亦起反抗電流之極化作用，故通電之後，其電動勢立即減少，為阻止是種極化現象，曾發明多數之組合，但後者現今僅有歷史的興趣。最重要之方法，係將陰極浸在同金屬之鹽溶液中，例如將鋅板浸在硫酸鋅溶液中；此法在電極上析出與電極本身相同之金屬，故電極不起變化。此法為丹聶爾電池 (Daniell-Element; Daniell cell) 所用。或令放出之輕氣經一種含在溶液內之氧化劑所除去。此法為勒克蘭社電池 (Leclanché-Element; Leclanché cell) 所用。瓦法尼電池 今日仍用之，即尋常所用之乾電池 (Troekenelement; dry cell) 是。乾電池乃勒克蘭社電池之變相，其實並不乾，不過其電解質（氯化銨與氯化鋅溶液）係澆染在木屑，紙屑等中，其兩極一為鋅筒，以充電池之貯器，一為炭棒，係放在筒之中心，其四周圍有去極（化）劑，如炭粉及二氧化錳之類。裝好後，上面用黑漆或金屬體封固以免蒸發。此種電池以電解質不能流動，攜帶便利。至其他各種電池在今日幾乎完全為蓄電池及發電機所代替。

為校準各種電池之電動勢，或比較電位，均須有一種不隨時地而變之標準電動勢。依此目的而製成之電池，即所謂標準電池 (Normal-element; standard cell) 是。是種電池按其化學成分有可覆製之極準確的電動勢，且隨溫度變化不大。現今所常用者一為衛斯吞電池 (Weston) 電池，其他為葛拉克電池 (Clark) 電池。在衛斯吞電池中，其陽極為水銀

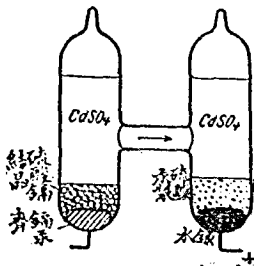


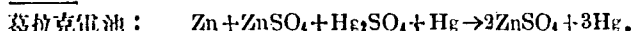
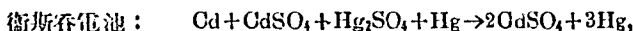
圖230. 衛斯吞電池。

，且與硫酸鎘漿  $Hg_2SO_4$  相接觸，其陰極為鎘或鎘銻齊。電解液為硫酸鎘液，其中含過多量之硫酸鎘結晶，故溶液極濃（圖239）。葛拉克電池與衛斯吞電池之差別在其用鋅以代鎘。在溫度為  $20^\circ C$  時，衛斯吞電池之電動勢為1.01830 伏特，葛拉克電池之電動勢為1.4324伏特。衛斯吞電池之優點在其電動勢不為溫度變更所影響

至葛拉克電池在其他溫度之電動勢可依次式計算：

$$e = 1.4324 - 0.0012(t - 20^\circ\text{C})$$

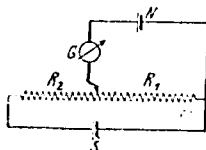
此兩種標準電池內所生之化學反應如下：



兩種電池之內電阻均甚大，故除供補償一電壓之用外，不能用以供給電流。若使用不慎，以致所通過之電流過大，則所發生之化學反應常可使其電動勢永久改變，致電池失去其原來之標準價值。其一簡單接法，如圖240（卜洛鐸爾夫；Poggendorff）。

標準電池N之電動勢為 $E_n$ 。今欲測定電源S之電動勢E。G為一靈敏電流計。S及N必同在電阻線 $R_1$ 之右方。電阻線 $R_1$ 及 $R_2$ 經平衡之後，電流計不再指出偏轉。在含標準電池之分路內

，於是不通電流。據克希荷夫第二定律，在含電流計之分路內，既不通電，故在 $R_1$ 及 $R_2$ 內必通過等強之電流 $i$ 。於是在含電源S之分路內之



電動勢 $E = i(R_1 + R_2)$ 。在含標準電池之分路內，僅電阻線 $R_1$ 通電，此路之電動勢為 $E_n = iR_1$ ，故 $E = E_n(R_1 + R_2)/R_1$ 。又假定S之內電阻與 $R_2$ 相較極小，且在其中僅有微弱電流通過，否則所測定者並非為電源之電動勢，但為帶負電荷之電源之路端電壓 (§258)。依上述作精密測定時，常用補償器——補償法 (Kompensationsmethode; method of compensation)。用此器且可測定較標準電池之電壓為低之電壓，但依上述之接法僅能測較高電壓。

將一個電池之陽極與第二電池之陰極聯接，第二電池之陽極與第三電池之陰極聯接，依次相聯，則得一組串聯之電池。此電池組之總電動勢等於各個電池電動勢之和，其總內電阻亦等於各個電池內電阻之和。如各電池之性質完全相同，則所通過之電流依歐姆定律係等於

$$i = \frac{nE}{R + nr}$$

式中  $n$  表組中之電池數， $E$  表每個電池之電動勢， $R$  表外電阻， $r$  表每個電池之內電阻。

如將各電池之陽極及陰極分別聯接於一處，則得並聯電池組。此種組合之電動勢與單個電池之電動勢相等，內電阻減少  $n$  倍。通過之電流為

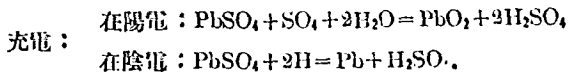
$$i = \frac{E}{R + \frac{r}{n}}.$$

電池組有時兼用串聯及並聯兩法（所謂混聯法）。設在組中串聯者，每列有  $s$  個電池，並聯者共有  $p$  列，則此組合之總電動勢，即等於每列之總電動勢  $sE$ ，每列之內電阻為  $sr$ ，但因有  $p$  列並聯，故此組合之內電阻為  $\frac{sr}{p}$ 。通過之電流為

$$i = \frac{sE}{R + \frac{sr}{p}} = \frac{psE}{pR + sr}.$$

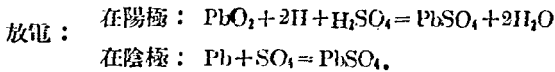
由上式可推得當  $\frac{sr}{p} = R$  時， $i$  之值最大。惟在此時，電池所供給之能量，僅有一半輸到電路中，其餘之一半乃耗於內電阻，而變為無用之熱。

277. 蓄電池。以上吾人視電解極化作用為一種擾亂現象，但在蓄電池中卻有其最重要的應用。蓄電池亦為電池，不過在普通電池中有一個缺點，即因電極發生變化或分解之故，此種電池久則不適用，但蓄電池則不然，其供給電流至長時間之久後，仍可回復原狀。為此使其化學作用依與放電時相反之方向進行。今舉一實驗以示蓄電池之性質如次：試置兩鉛極於稀硫酸 ( $H_2SO_4$ ) 中，鉛極面上立生硫酸鉛之被層。若對於此種電解電池施一約 6 伏特強之電壓，則起電極之極化作用。液中之  $SO_4$  陰游子趨向陽極，而  $H$  陽游子趨向陰極。此時所生之化學反應如下：



故在陽極上生成二氧化鉛 ( $PbO_2$ )，在陰極上生成金屬鉛。同時硫酸

液中之水減少，而與硫酸鉛剩下之根  $\text{SO}_4$  化成硫酸，故電解液之濃度增加，而由溶液之濃度，可決定蓄電池是否須繼續充電，至達適當濃度之後（當時溶液之比重約為 1:31），停止電流。此時化學性已完全不同之電極指出約 2 伏特以上之電動勢。蓄電池至是，充了電，吾人遂可用以供給電流或放電。放電時，電流之方向與充電時相反，溶液中之  $\text{SO}_4$  陰游子趨向鉛電極（陰極）， $\text{H}$  陽游子趨向  $\text{PbO}_2$  電極（陽極）。此時之化學反應如下：



故電極回復其原來之狀態。充電時生成之硫酸，此時重行消失，而已失之水重行生成。若任蓄電池放電至久，充電時之變化可復令其逆轉進行。如是之循環作用，得進行不已。

上述之裝置即為原始鉛蓄電池。實際所用者，其構造種種不同。其能儲蓄之電能自然視充電時變化之物質之多寡而異，換言之，為使蓄電池以後能放鉅量之電，必須當充電時之化學反應深入鉛板之中心，俾增加蓄電池所蓄之電能，然為此必須經過極多次之充電手續方為有效。（此種手續曰鉛板之化成。）如是既感困難，又屬極不經濟，故在今日皆依據福耳 (Faure) 發明之方法，以鉛銻成底板，板上製成無數小孔，孔內嵌入二氧化鉛及鉛末，此外並和一種黏性物質，使與鉛板結合，不致脫落。其優點在其上之化學反應不僅以表面為限，但能及電極之內部，達到各孔之表面。

充電時，若令蓄電池通電過久，則在陰極上放出輕氣，為鉛板已充分化成之證。

蓄電池充電時，至少須用 2.6 伏特之電壓。充電後，約可有 3.05 伏特之電動勢。放電將盡時，其電動勢下降甚速。通常達 1.8 伏特後，不宜再放，且應立即充電，否則電池將受損傷，蓄電池之電流效率，換言之，放電及充電時通過之電量之比約為 95%，反之，其放電時輸出之能量至多僅及充電時輸入者之 85%。其故因蓄電池有內電阻

(雖則不大)，故當充電及放電之際，其輸入之能量一部分在電池內變熱而消失。鉛蓄電池之內電阻不大，故如用短而粗之導線連接其兩端，可得甚強之電流。但在充電及放電時，為延長電池之壽命起見，切不可用過大之電流。

令蓄電池開始放電，至電動勢降至 1.8 伏特時，其間所放之總電量，稱為蓄電池之容量，通常以安培小時（略稱安時）表之。1 安培小時，為蓄電池以 1 安培之電流，在一小時內，連續放出之電量。例如容量為 80 安培小時之電池，可供給十安培電流八小時；或五安培電流十六小時。但如取用之電流過大，則電池之容量常減小。容量視物質之多寡而定，故與鉛板之面積，重量，數量成正比例。通常每磅鉛板約具四或五安培小時。為增加蓄電池所蓄之電能起見，通常以多數鉛板聯合應用，法將多數陽鉛板相聯，成蓄電池之陽極，將多數陰鉛板相聯，成蓄電池之陰極。

鉛蓄電池之一大缺點因其有大的重量。因此蓄電池常用較輕之金屬構成。其中較重要者，例如愛迪生蓄電池是。其電極在未充電時，為  $\text{Fe}(\text{OH})_2$  及  $\text{Ni}(\text{OH})_2$ ，在充電之際，變為  $\text{Fe}$  及  $\text{Ni}_2\text{O}_3$ ，電解液為苛性鉀。其電動勢約為 1.2 伏特。

蓄電池自然祇能用直流充電，如僅有交流可供使用，則須先將交流換為直流，此手續謂之整流。法於交流之電路內插入一整流器，電流通過此器之後僅能依一方向流動，為達此目的，有種種不同之方法（應用電解整流器時，對於一方向能極化，對於其他方向不能極化；他如應用振擺整流器，稀有氣整流器，水銀整流器等）。

278. 電能及化學能。電池或蓄電池之電能 (elektrische Energie; electrical energy) 係由電極之化學能變換而來，前已述之。依據能量不滅原則 (§42)，電能並非創生，其由來當在化學反應中求之。事實上，此種反應恆為發熱反應 (§203)，換言之，其中發生過剩之能量（例如鋅在硫酸中溶解發熱）。茲可想像電池及蓄電池中之化學能 (chemische Energie; chemical energy) 可全部變為電能，在某種狀

况下，此固可能。在大多數情形中，電池內之化學能一部分變為熱能，電池因供給電流而發熱。然在其他情形中，由電池產出之電能猶多於化學能。電池因供給電流而冷卻，周圍之熱能則輸入以補償之。故一部分之電能係由周圍不絕的流入於已冷卻之電池內之熱能變換而來。

一種罕見之情形，其中一電池之電動勢能直接由消耗之化學能準確計算，例如在丹聶爾電池中。此種電池之銅(陽極)鋅(陰極)兩極係分置在濃硫酸銅溶液( $\text{CuSO}_4$ )及稀硫酸鋅溶液( $\text{ZnSO}_4$ )中。兩液係用多孔瓷筒分開<sup>1)</sup>，但電流仍能在兩液間流通。當聯銅鋅兩極以導出電流時，鋅極溶解而硫酸銅溶液中之銅則在陽極析出。1 末之鋅溶解時發出之熱量等於  $4.40 \times 10^5$  瓦秒，而 1 末之銅析出時所須之功等於  $2.34 \times 10^5$  瓦秒。故剩餘之能量等於  $2.06 \times 10^5$  瓦秒。命  $E$  表電池之電動勢。銅游子及鋅游子均為二價，故各帶二量子  $\epsilon$ 。準此，則每末帶有  $2N\epsilon = 2 \times 96494$  庫侖之電荷 (§269)。當此電荷自一極遷移至他極或即跨電位差  $U = E$  而過時，所作之功等於  $2N\epsilon E = 1.93 \times 10^5 E$ 。令後者與剩餘之化學能相等，則得  $E = 1.07$  伏特。此值頗與該種電池之電動勢之實值相符。

279. 局部電流。極純粹之金屬，例如鋅及鐵，與酸類起化學反應不易，但化學的不純粹之金屬則極易起化學反應。若在一金屬內含有其他金屬或經腐蝕之物質，則在不同成分之間發生電動勢，即此等雜質與金屬及酸類構成多數之短路小電池。例如在鋅內含有銅質，則在稀硫酸內鋅及銅之間有電流(所謂局部電流；Lokalstrom; local current)作局部流行。因此，雖在不用電之時，鋅亦漸被侵蝕，而  $\text{Zn} + \text{SO}_4 = \text{ZnSO}_4$  之化學反應進行頗為激烈，若無此種局部電流， $\text{SO}_4$  游子祇能由擴散緩緩與鋅相接觸。同時鋅被不導電之氣體所包圍。通常補救此弊之法，係將鋅板洗淨後，在稀薄之酸液內浸過，再以

1) 丹聶爾電池有時不用瓷筒，兩液液藉不同之比重自行分離。此式電池名曰重力電池。

水銀擦之，使表面成爲汞齊。此後酸類遂不與雜質相接觸，致局部作用無從發生。當鋅漸被侵蝕後，水銀仍得保持，再與其鋅成汞齊，故鋅常得在最佳之狀況下工作，至於耗盡爲止。

若在酸液或鹽類溶液內存有相接觸之不同金屬，則亦可發生相同之現象。爲此在船舶之外面不應露出不同之金屬而尤以在海水中爲最，否則局部電流易使對於其他金屬帶負電荷之金屬速被侵蝕。

280. 動電現象。試置一介電體於一液體中，則其表面對於液體帶電荷。例如石蠟球在水中帶負電荷，而周圍之水分子則帶正電荷。將石蠟球取出水外用驗電器Q檢驗之，可證明其帶有電荷。此現象係由於介電體表面與水之密切接觸而起，且有與摩擦電(§262)相同之原因。

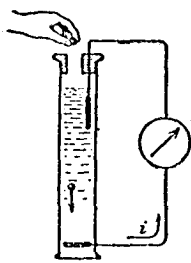


圖241. 示動電流。

設將由是而獲電荷之物體置在兩異號電極之間，則其將爲極間之電場驅向一電極，恰如游子在一電解液中然。此種作用曰液中起電(Electrophoresis)，例如懸在液體中之膠體微粒常有之(§187)。在此種微粒而上之液體質點，依與微粒相反之方向被驅向異號之電極。此種起電作用，亦可發生於分液體爲兩部分之適當多孔質體。此時惟當通電時在多孔隔壁一側位置較高之一液體流動(電滲透作用；Elektrosmose)。設有一盞水之容器，其上下各裝一電極並經由一電流計互相聯絡。今於水中投入玻璃球或相類似之物體，則當球投下之際，電流計指出電流(圖241)。蓋落下之球在水下變爲帶電之體，其移動恰如電之流動，其在外面通過電流計，是種電流曰動電流(Stromungsströme)，而整個現象之範圍，曰動電學(Elektrokinetik; electrokinetics)。

## 第二十四章 氣體中之流動

281. 氣體中電傳導之性質。物體之所以能傳電或任電流通過者，因其含有可移動之自由帶電子(游子及電子)之故，前已言之。因氣



體由電的中性分子所組成，其在自然狀況下決無是種帶電子。因此即大氣亦為良好絕緣體。

為使氣體帶傳導性（氣體中之電傳導；Elektrizitätsleitung in Gasen；conduction of electricity in gases），故必須依法或於其內產生帶電子或由外面移入帶電子。在氣體內產生之帶電子之作用曰游離（ionisation；ioniozation），而產生之帶電子若不為自由電子，當為如電解中之游子。縱在真空內亦可使其帶游子或電子，而如是使真空能傳電。設通電極於已游離之氣體內並於極上施電壓，則在氣體內兩極之間發生一種電場，陽游子趨向陰電極而陰游子及電子趨向陽電極，換言之，在氣體內通過電流，是謂之氣體中之放電（Gasentladung；discharge in gas）。

282. 氣體中電傳導之基本式。關於氣體之電傳導，有外放電與自放電之別。在外放電（unselbständige Entladung）中，在氣體內經與通電無關之方法產生帶電子，而後者經在氣體內存在之電場驅向陽極或陰極，故成一種電流；至氣體游離之原因，仍可種種不同（§283）；反之，在自放電（selbständige Entladung）中，帶電子以極多之數經放電之機構自行產出，即經碰撞游離（Stossionisation；ionization by collision）之方法產出是也。所謂碰撞游離，即所存在之帶電子經電場強行加速，以致其氣體之分子碰撞時，使氣體分子分裂而為陽游子及陰游子（或電子）之謂。如是新生成之帶電子能經電場加速，亦能惹起新帶電子。為使自放電可自動開始，在氣體內自然須存有少數帶電子。此在實際情形中決難免除，蓋放射質之痕跡（§519）隨處有之，而此即有促成游離化之作用。

當自放電開始時，帶電子既然須有某一定之最低速度，故其在某一定隨情形而變之低電勢之下，不能實現，換言之，此種放電須有較高之電壓。此外在較低之氣壓下比較在較高之氣壓下容易發生，蓋帶電子之自由路徑（§99）愈大時，其在一定之電場內為惹起碰撞游離所須之速度亦愈易獲得。

若令電壓增加，至電壓已足使存在之帶電子惹起碰撞游離（圖244, §286）時，外放電即轉變而為自放電。

283. 外放電。關於外放電所須之游離作用可在氣體中依種種方法促成之。游離可分為兩種。在容積游離（Volumionisation; volume ionization）中，氣體內之帶電子經作用於氣體上之外方法由氣體分子本身生成；在表面游離（Oberflächenionisation; surface ionization）中，帶電子係從外面大概自電極之表面導入於氣體中。

容積游離係帶電子經由氣體分子分解而為陽游子及陰游子（或電子）之謂。例如氣體經倫琴射線或經放射質射線注射時，或使氣體有夠高之溫度時（§285），均可惹起此種游離。帶電子既係由電的中性分子分解而成，故如是生成之正電荷之和必與負電荷之和相等，而在游離化氣體內通過之電流包括陽帶電子向陰極，陰帶電子向陽極之流動。

若在不連接電壓之氣體中存有容積游離，則其中經外影響促成之游離與帶電子之復合（Wiedervereinigung oder Rekombination; recombination）之間，當存有一種平衡，換言之，在單位時間內，新增加之帶電子之數與由陽帶電子與陰帶電子復合而為中性分子之數相等，又施以低電壓時，復合仍有重要之作用。帶電子之速度極小，其一部分在未達電極之前，中途已因復合而失去，故不參與輸電之工作。電壓愈高，如是失去之帶電子亦愈少，以是在游離氣體內，電流之強度當初隨壓力而增加（圖243）。俟電壓達某一定之值時，帶電子之

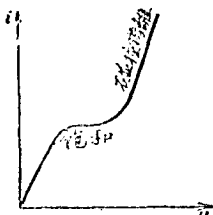


圖243. 氣體中電流強度與電壓之關係。

復合實際完全停止，換言之，生成之帶電子幾乎全數達到電極。此時電流強度已達其臨界值（所謂飽和; Sättigung; saturation），而若無新的游離原因，則電流強度當不能超出此值之上。但如由增加電壓至發生碰撞游離時，電流強度當能超出飽和值。

在表面游離中，亦呈相同之情形。因在

是處祇存有帶一種符號之帶電子，後者之復合自然不可能。在此情形中，帶電子之熱運動，或其向電極之後擴散，促成帶電子之消失。外加之電壓愈大時，如是消失之帶電子之數愈少，而電流亦愈強。當在一極產出之帶電子全數能達到他極時，電流達其飽和度，終則亦可發生碰撞游離。在有較小電壓時，一部分之電子滯留於空間，對於後來被射出之電子有頗大之推拒力，故此後縱使外加之電壓或該極對於他極之電位差增加，能達到他極之電子之數，或即電流強度不能再增加。故此種電荷，所謂空間電荷 (Raumladung; space charge) 對於電流強度亦有影響。

圖243 示研究氣體中電流之一簡單儀器，氣體係貯在金屬盒K之內，後者連地且同時用充電的保護箱。在盒內裝兩絕緣電極p及p'。極上可施以一電壓。由插入一電流計G，可於氣體經任一方法游離化之後，檢驗電流與電壓之關係。

在電流達飽和度以前，碰撞游離或已發生。此時第242圖中曲線之水平部分不存在。

284. 熾熱電子，熱游子。將一熾熱金屬體移

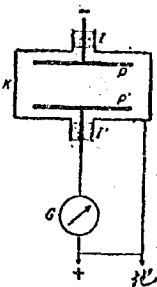


圖243. 研究氣體中放電之儀器。

近一帶電荷之驗電器，則後者之電荷消失頗速，此即證明當有熾熱金屬存在時，周圍空氣變為導電體，換言之，在空氣中發生帶電子。金屬愈熾熱時，其效應亦愈強。此種帶電子並非在空氣中發生，但由熾熱金屬而來，蓋由金屬發出陽游子及電子。在有較高溫度時，電子遠較陽游子為多。故以白熾金屬充陽極時，在氣體內僅能略許通電，蓋陽游子之數既極少，而電子復經電場驅回至陽極，是以不能在氣體內游移。然若用白熾金屬充陰極，則電子經其推拒而達陽極。由是觀之，電依一方向之傳導比較依其他方向之傳導為佳，實際電依一方向極難傳導(所謂單極傳導)。某種氧化物，如氧化鈣，氧化鋇之類，其熾熱時發射電子特佳(氧化物陰極; Oxydekathode; oxide cathode; 韋納爾特陰極; Wehnelt-Kathode; Wehnelt-cathode;

參考§290)。

在絕對溫度 $T$ 時，由熾熱表面發射之電子流之強度(據李卻特遜之定律(Richardson'sche Gesetz; Richardson's law)爲

$$i = A T e^{\frac{b}{T}},$$

式中 $A$ 及 $b$ 分別表兩常數，常用由鎢製成之金屬體時， $A = 60.2, b = 52,400$ ，若以純金屬實驗之，此定律頗合於實際之情形。

依上述之方法，又可使一真空管，蓋在電極間之氣體對於電子由陰極以至陽極之游移，不但無存在之必要，且實爲一種阻碍。

由熾熱體放出之帶電子，稱曰熾熱電子(Gluhelektron; glow electron)或熱游子(Thermion; thermion)。

(按電子學說，各種金屬體內含有甚多之自由電子。此等電子可在各原子間運動，其運動速度係依物體之溫度而定，其情形與氣體及液體分子之運動相似。當金屬體之溫度極大時，若干自由電子，因運動速度已極大之故，可脫離物體而入於周圍之空氣中，此情形與液體之溫度增加後，各分子離開液體而汽化之情形亦相似。帶負電之電子離開金屬體之後，此體遂有過剩之正電荷。惟因正負電荷互相吸引，故由熱體射出之電子仍有一部分被吸入(後擴散)，終至吸入與射出之電子數相等時，熱體四周被一層電子包圍，而呈一種平衡狀態。若在熱體之鄰近，另置一帶正電荷之物體，例如一陽極，則由熱體射出之電子，即被此帶正電荷之陽極所吸收，而電流遂通。至吸引之電子數當然視該極與熱體之電位差而定。電位差愈大時，吸引力愈大，而電流亦愈強。惟在一定溫度下，熱體每秒發射之電子數恆有一定，故陽極之電位雖繼續增加，然電流最後祇能達一定之飽和值而不能再增。

若令陽極之電位不變而僅變金屬體之溫度，當初陽極對於射出之電子可以隨射隨吸，電流強度亦隨之增加，然若以後因金屬體之溫度極大，由金屬體射出之電子數過多，不能全由陽極隨時吸盡，則有若干電子滯留在金屬體之周圍，對於後來射出之電子有頗強的推拒力，

故此後縱使金屬體之溫度增加，陽極所吸收之電子亦有限，而電流復達其飽和值而不能增，滯留在空間之電子之效應，曰空間電荷效應，如欲減小此效應，或令電流強度再增加，須令陽極之吸引力增加，換言之，須令其電位增加。

285. 溫度游離。容積游離之由極高溫度惹起者，名曰溫度游離 (Temperaturionisation; temperature ionization)。在此種游離中，氣體分子作激烈運動，以致一部分因相互碰撞分裂而為游子。在有如恆星表面之溫度時，此種作用頗強，而此可根據事實以明之，即在恆星之光譜中，極多元素之火花光譜，例如在太陽光譜中，獨多鈣之火花光譜。然如由實驗指出，火花光譜不由電的中性原子但由已游離之原子而來 (§503)。

由太陽斑點發出強磁場，而後者係由已游離之氣體作渦動所致。此事實證明太陽大氣之游離。故游離氣體構成循環流，而此種循環流即磁場之負載者 (§462)。

又火焰之氣體亦一部分游離化，因而火焰亦能導電 (火焰傳導; *Flammenleitung*; flame conduction)。與驗電器之帶電金箔柄相連接之線與連地之煤氣焰接觸時，驗電器立被放電，使由摩擦或依別種方法而帶電之玻璃棒或其他絕緣體立即放電，其法莫善於令其通過一煤氣焰。

286. 導電氣體徑路之電阻及特性曲線。又在導電之氣體徑路內，電流強度亦與所加之電壓  $U$  為比例，且如在固態及液態導體中， $i$  除  $U$  之商， $U/i = R$ ，為氣體徑路之電阻。在固態及液態導體中，其值在不變之溫度下亦不變，且與電流強度及電壓之大小無關。在氣體中則不然，圖 244 復示與圖 242 相當之曲線，所謂氣體放電之特性曲線 (*Charakteristik einer Gasentladung*; characteristics of discharge in gas) (§257)，其中示  $R = U/i$  為外加電壓之函數。在初段， $R$  幾乎固定不變，在飽和區域內上昇，以後在碰撞游離區域內復下降。觀此，則歐姆定律對於已游離之氣體僅在有較小電壓時有效，且據與固

態導體及液態導體中不同之理由。在固態及液態導體中，每單位容積內導電之帶電子之數恆一定，而電流強度之所以隨電壓而增加者，實因帶電子之速度與電壓成正比例 (§245) 之故。反之，在已游離化之氣體中，每秒間單位容積內新成同多之帶電子，或在表面游離中，每秒間移入同多之帶電子於氣體中。在定態下，若新成之游子電荷量不

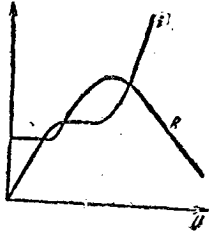


圖244. 一導電氣體管路之特性曲線及電阻。

經復合或在電極經後擴散而消失，電流強度必等於在 1 秒間新生成之游子電荷量，而與外加之電壓無關——新成之電荷既須復從氣體中移開。在有較小電壓時，復合及後擴散之作用頗著。然若以後因電壓增加，帶電子在電極產出較速，復合及後擴散不易發生，供輸電用之帶電子之數亦愈多。故在游離化之氣體中，電流強度當初與電壓為比例，因供輸電用之帶電子之數與電壓成正比。

俟達飽和度之後，此數不再增加，而電流強度不能再隨電壓而增加。除非發生碰撞游離時，電流強度不再增加。

橫斷面積到處相等之等長均勻氣體徑路未必有等大之電阻，此又為與固態及液態導體不同之處。其故因在已游離化之氣體中，復有空閒電荷，申言之，各單位容積內正負電荷之和不相等，故因此氣體內之電場強度並非到處相等——因電力線始於各正空間電荷終於各負空間電荷，故電力線之數或電場強度隨處不同。由方程式 14 (§238) 易導出泊松方程式 (Poissonsche Gleichung; Poisson's equation)。

$$\frac{dE}{dx} = -4\pi e,$$

式中  $e$  表空間電荷之密度而電場  $E$  之方向則與  $x$  方向一致。是種空間電荷例如當發生帶熾熱電子之純表面游離時，自然存在。在純容積游離中，在全部容積內產生之正電荷及負電荷趨向陰極及陽極，因而在一部分，正電荷放電較著，如是亦能惹起空間電荷。

若氣體稀薄，則情形頗為複雜。在稀薄氣體中，游子有大自由徑

路，其與氣體分子二次碰撞之後，其速度經外加之電壓顯然加速。若再加以由碰撞游離而生之游子，則情形更爲複雜。在有夠強之電場強度時，是種游子亦可達夠大之速度，使碰撞游離更易發生。如是，在某種狀況下，輸電之游子之數可大量增加。氣體遂有下降特性曲線 (§ 257)。此時除非用夠大前置電阻阻止之，在氣體內發生短路(捷路)。

287. 自放電·通論。惹起自放電一般之條件已於 § 282 中述之矣。其中尤以電壓及氣壓之影響爲主。又據以上所述，自放電僅能在已游離化(雖然極弱)之氣體中實現。此種放電恆由一微弱外放電(所謂湯社特電流 Townsend-Strom; Townsend-current)開始，以後轉換爲自放電，終則由碰撞游離產生多數之游子。

自放電之現象種種不同，各視電壓及氣壓之大小與乎氣體及電極之性質以及放電空間之形狀而定。當情形變更時，放電現象亦變，且就一般而言互相參錯，中間決無顯明之界限。但大致可區分如下：在大電壓下，無聲放電(stille Entladung; silent discharge)或尖端放電(Spitzenentladung; point discharge)，火花放電(Funkenentladung; spark discharge)及光弧；在低電壓下，輝光放電(Glimmentladung; glow discharge)。

288. 無聲放電或尖端放電。在 § 226 中已指出在較高電壓下電在尖端或在銳稜處向空中放出。在放電各點之周圍，電場強度極大，因而惹起向周圍氣體之放電。在有夠強尖端電流時，此種放電顯出一種淡紅紫色之光束，光束之外觀視尖端正負略有不同。

爲證明此種尖端放電，例如在驗電器之金屬柄之上端，裝一縫衣之尖針。當電壓超出 1000 伏特時，驗電器迅速失去其電荷，尤其移近一連地之金屬板於尖針時爲甚，但祇能降至 1000 伏特左右，蓋此爲尖端放電之最低電壓。在感應起電機及感應器之尖端放電，在暗處顯然可見。在雷雨之前，常在金屬尖端尤其在船橋之橋頭放電，爲一種尖端放電而爲大氣中有強電場所致。又在高壓導線上在暗處亦常見相同之現象，卽所謂火花或電花是。尖端放電恆視爲一種擾亂並招致損失

之現象，尋常由除去銳稜及尖端竭力除去之。間或在有高電壓或小電流強度時，用以在可動之接觸間（其中一接觸帶尖端或呈櫛齒形）構成傳導聯絡。他如在避雷針中亦利用尖端放電 (§226)。

289. 火花放電。在尖端放電中，放出之電量恆有限，故僅為一個關於弱流之問題。在火花放電中，大量之電在高電壓下成火花穿過空間（所謂突破 Durchschlag; sparking across）。其範圍最大之現象，謂之電閃 (Blitz; lightning)，即在數百萬伏特電壓下在兩雲間或一雲與地間之火花放電也。各火花均伴激烈之爆聲，故一聯串之火花促成



圖245。攝在迅速移動中之照片上之火花 (nach W. Walter)。

一聯串之爆聲。爆聲之由來係因一時極強之火花流之焦耳熱使在電流徑路內氣體加熱非常，而隨時生成之極高壓力成為由爆聲表顯之在氣體內之壓力波。為觀察此種放電現象，最好用兩絕緣球 (火花隙; Eunkenstrecke; spark gap) 使與裝有一來頓瓶之起電感應機之兩極或與一火花感應器之副圈之兩接線螺旋相連接。火花在空氣中呈淡紅紫色，然亦視電極之性質而強行變更 (電極經火花之作用略許汽化)。火花發生時之電壓視電極之形狀及距離而定，且又與氣壓及氣體之性質有關。為在兩極間，例如在兩球之間或一板與一尖端之間，惹起火花所須之電壓，其大小由實驗決定。吾人可利用兩電極間之火花之突破距離以推測在電極上之電壓

。又可由調整極間之距離可阻止兩點間之電位差超出某一定之值。試置兩絕緣球於此兩點上並變動其間之距離，使破裂電壓 (Durchschlagsspannung; disruptive voltage; breaking down pressure) 達預定之最高電壓。俟外加之電壓達此值之後，電立沿火花隙放出，而電壓復行沉降。此方法自然僅對於高電壓適用。



圖245 示攝在迅速移動中之照相片上之火花。時間的連續為自左向右。由圖可察見火花如何逐漸生成。在電閃中亦可察見相當之現象。

若於火花之路上置一固態介電體或液態介電體，則當火花之電壓充分高時，火花可突破而過。在固體中，於是發生一小孔。

不拘尖端放電或火花放電，在空氣中恆起化學作用。空氣中之氧(O<sub>2</sub>)遂變為臭氧(O<sub>3</sub>)，而其中之氮則與氧化合而為氧化氮。此種氣體若吸之過多，為害頗大。在高壓電機附近之臭氣臭即屬之。

290. 輝光放電。據以前各節所述，空氣開兩個電極之電位差若達一相當之值，則火花可突破中間之空隙，而使氣體變為頗良之導體。

若加數百或在特殊狀況下加數千伏特之電壓或電位差於封閉在一玻璃管內之兩電極，例如將此兩極連接於一感應圈之兩端而激發之，則當管內氣壓等於1大氣壓時，管中不起放電現象。然若以後逐漸抽去管內之氣體，則當氣壓減至等於數厘米之水銀時，管中起放電現象，當初在陽極與陰極之間發現一光帶。若再繼續減低管內氣壓，則放電現象呈如圖246a或b中之形狀。在陰極(在右方；呈板形或棒形)面上，於是現出在空氣中呈紅黃色之光膜，即所謂第一陰極層(1)，其後為無光(黑暗)區，所謂克魯克斯暗區(Crookes'scher Dunkelraum; Crooke's dark space)或希多夫暗區(Hittor'scher Dunkelraum; Hittorf's dark space)(2)，其周圍有呈青色之陰極光輝(negative's Glimmlicht; cathode glow)(3)圍之。此後則為第二暗區，所謂法拉第暗區(Faradayscher Dunkelraum; Faraday's dark space)(4)。至管中其餘之部分

幾全為空氣中呈淡紅紫色之陽極光輝(positive's Glimmlicht; anode glow)(5)所占，其現出或成聯合發光體(如圖246a)

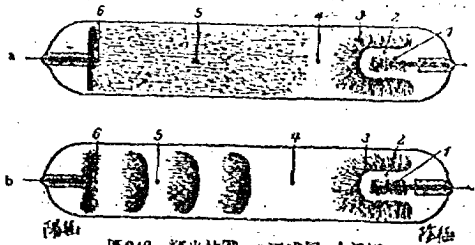


圖246. 輝光放電。a不發暗層，b發暗層。

或成發光層而中間有暗區隔開之(如圖246b)。在陽極(在左方)面上，往往亦現出在空氣中呈淡紅色之陽極光膜(G)

在有較大氣壓時，1至4層係擠在陰極附近，而陽極光輝幾乎占玻管之全部，此後，氣壓愈減，在陰極方面自1至4之各部分愈擴大，而陽極光輝愈縮短，至氣壓約為0.0001厘米之水銀時，陽極光輝幾不能見，陰極光輝亦較弱。終則幾全消滅，但當電壓尚足以維持放電現象時，在管壁上呈極明亮之綠色螢光(§508)。電壓再減之後，放電現象遂完全停止。

氣體中光現象之色視管內之氣體之性質而定，且為各氣種之特性。其色視各氣體之光譜而定(§475)。

輝光放電之機構極為複雜而其細目在今日仍未完全明瞭。然可視為頗撲不破者，有如下之種種事實：從陰極依正交之方向放出由速度頗大之電子構成之射線，即所謂微粒射線(Korpuskularstrahlung; corpuscular ray)。此種射線係由普魯克(Plucker 1858)發見，而為由希多夫首先嚴格研究者之陰極射線。其本身不能見，但能由碰撞激發氣體分子，使之發光。依相反之方向(即向陰極之方向，但並非由陽極)，由氣體射出陽氣體游子。為使其便於觀察起見，設細溝穿過陰極並任此種游子通達陰極之後(圖248, §292)，因而其發見者哥斯坦(Goldstein)稱之曰溝渠線(Kanalstrahlen; canal rays)。放電現象之最重要的部分係在近陰極之層內。蓋若在定氣壓下，令陰極與陽極之距離變更，此放電部分不變，但陽極光輝則縮短或伸長。又電壓之主要部分所謂陰極位降(Kathodenfall; cathode fall)係在陰極與陰極光輝緣邊之間。陰極線及溝渠線之速度概與陰極位降有關。此種位降視氣體及陰極材料而異，且在陰極尚未完全為光輝所遮蔽而電流密度尚小時，與氣壓大致無關(正常陰極位降)。以後，電流密度增大時，此位降亦增大(反常陰極位降)。在稀有氣體中，陰極位降特低。故封入稀有氣體(例如封入氖氣)而充廣告用之輝光燈，可由連接燈電網絡之220伏特而使用之。其他氣體之正常陰極位降亦約在220及330伏特

之間。若用熾熱鉑板或鎢板或一熾熱金屬絲以充陰極，則可使陰極位降大減，而此殆由熾熱金屬發射電子促成之。若於熾熱電極上，再敷鹼土族金屬之氧化物一層，則因是種氧化物發射多量電子，陰極位降減小愈甚（韋納爾特陰極§284）。

201. 陰極射線。據前節，陰極射線 (Kathodenstrahlen; cathode rays) 之名詞，係由輝光放電之陰極而來，然此名詞常用以指各種電子射線而不顧及其發生方法。

在輝光放電中，因電子之慣性，陰極線依直線方向進行。若與氣體分子相碰撞或因中途遇阻礙物，則其方向偏轉。此等射線被阻礙物阻止時，在呈螢光之玻璃管壁上，立呈界限極清晰之影。陰極射線不但落在玻璃管壁上，即落在多數物質尤其在礦物及鹽類上時，亦可使之發螢光。

陰極射線，雖則質量有限，但因速度極大，恆具大量之動能。其遇阻礙物時，其速度損失，而阻礙物受熱，或竟變為熾熱。

在多數情形中，陰極射線又惹起化學變化。例如受着陰極射線之照相片，其顯像後，凡曾經受着陰極射線之處皆呈暗黑。

在帶低壓之氣體內，陰極射線能穿過數米之距離，且不但能穿過空間，又能透過固體及液體之薄層。勒納爾 (Lenard) 曾利用此理從放電管導出陰極射線(圖247)。在陰極射線由陰極K達管壁之處，裝一金屬篩M並於篩上密貼鋁箔Al一層。陰極射線透過此薄層而達管外。此種由放電管放出之陰極射線具有強化學作用及生理作用，稱曰勒納爾射線 (Lenard-Strahlen; Lenard rays)。

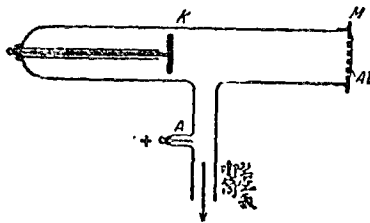


圖247. 勒納爾管。

爾射線 (Lenard-Strahlen; Lenard rays)。

陰極射線，因帶有電荷



圖248. 溝渠線。

，其通過與其運動方向相垂直之電場時，其方向偏轉。又磁場亦能促成偏轉，其詳細情形見於§307中，由此種偏轉之大小可測定電子電荷  $e$  與其質量  $m$  之比，即所謂荷質比 (*spezifische Ladung*; *specific charge*) 是也。

292. 輝光放電中之陽射線。溝渠線 (哥斯坦1886) 爲輝光放電中之陽射線 (*positive Strahlen*; *positive rays*)，此已在 §290 中述之矣 (見圖248)。此種射線含有放電管內之氣體之帶電原子或游子，但並非全路均帶陽電荷。因與氣體分子相碰撞，氣體分子遂游離化，而陽射線中之游子，則起變電荷之現象，故其有時不帶電荷或帶負電荷。又溝渠線之方向亦可受電場及磁場之影響而偏轉，但因其游子或帶電荷之原子之質量甚大，其偏轉須有比較使陰極偏轉爲強之電場。由此亦可測定溝渠線之荷質比  $e/m$  (見§307)。因溝渠線游子之質量遠較電子之質量爲大，其荷質比遠較電子之荷質比爲小，且與氣體之性質有關。一溝渠線游子之電荷可有電量子數倍之值。

若附某種鹽類於一熾熱陽極上，則可射出別種陽射線，所謂陽極射線 (*Anodenstrahlen*; *anode rays*) 是也。此種射線亦係由陽游子組成，而陽游子則出於鹽類物質。在普通輝光放電中，無是種陽極射線，縱使有之，亦極少。

293. 電弧。今於兩炭極間，加一至少60伏特之電壓。先令兩極接觸 (爲免除短路，插一前置電阻)，任電流通過，既而將兩極逐漸分離，若當時空氣或其他氣體之壓力不顯然小於1大氣壓，則見其間發生一極強而不斷之清白光，稱曰電弧 (*Lichtbogen*; *electric arc*)。同時炭棒之尖端呈輝光，且在陽極遠較在陰極爲強，在陽極上發生一凹下，曰火口，爲強輝光之源 (圖249)。又炭極間之氣體亦現白光，爲伴放電作用之熾熱炭質點所促成，又炭之燃燒亦發生青白色火焰。在電弧內可通過許多安培之電流，其溫度在適當狀況下約達 4000°C。電弧在弧光燈 (§361) 中應用頗廣。

在水銀極間，水銀蒸汽內發生之光弧尤爲重要，在裝置水銀極之

管內預先已抽去別種氣體(圖250)。放電時水銀受熾熱，以致在管內發生一大水銀蒸汽壓力，而電弧在此壓力下穿過。此電弧發光頗強，而為紫外線之源。若玻管不由普通玻璃但由石英或其他專便於紫外線通過之玻璃製成，則此種射線可穿過玻管而達管外。此種弧光燈(汞汽石英燈；*Quarzschecksilberlampe*；mercury vapour quartz lamp)，因其紫外線有強生理作用，在醫學上即所謂人工太陽燈。用時，須用暗色眼鏡保護雙目。

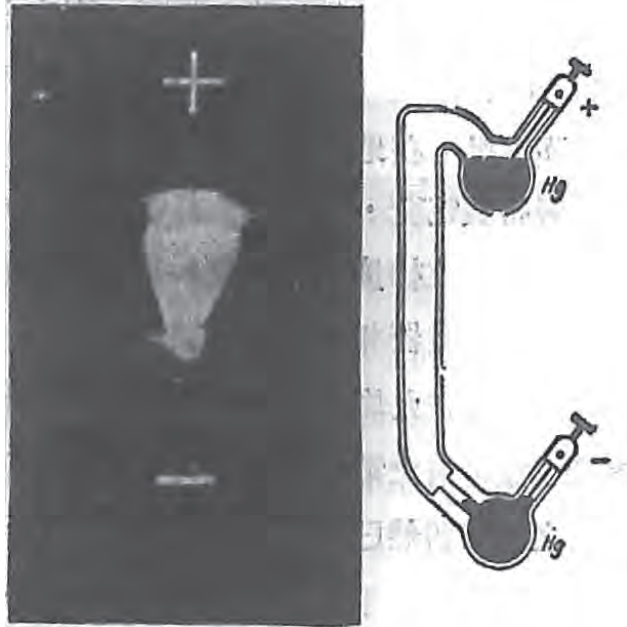


圖240. 電弧。 圖250. 汞汽石英燈。

電弧有下降特性曲線(§ 285)。故為維持電流強度於一定限界內，並為免除電弧間發生短路，恆須插入一電阻於其前。

294. 電像。設若火花放電或尖端放電為一固體阻碍物例如一玻璃板所阻，則此種電荷依一特性的方法展布於板上。其展布之徑路可依種種方法使其顯出，或在夜間撒布硫磺粉末，蓋硫磺粉末附着於

此徑路上比較在別處為佳，或由其在照相片上之效應顯出之。此現象稱曰電像或李希登堡像

(*elektrische oder Lichtenbergsche Figuren*；electric or Lichtenberg's figures)。



圖251. 在照相片上之李希登堡像。a正像，b負像。

依發生之電極帶正電荷或負電荷，其徑路呈種種不同之外觀

(閱251)。

295. 大氣電。大氣中可含有強電荷，而此當雷雨之際顯然可見。閃電之爲一種電火花放電現象焉，已於§289中述之矣。但閃電爲雲間非常強度之異號電荷集積之問題。事實上大氣恆爲電荷之所在（大氣電；atmosphärische Elektrizität；atmospheric electricity），在其中恆有一強電場，在地球表面有每米120 伏特之電位差，且地球對於上面空氣層帶負電荷，地球之全部電荷約有 $0.5 \times 10^9$  庫侖之負電，爲證明大氣中之電位梯度，取棉花一束，先用酒精浸濕，而後用導線與置在屋內之一驗電器相連接，今將棉束點火燒之，然後將其挺出窗外約二米之處，因在火焰內存有游子（§285），其周圍之空氣遂能傳電，由檢查驗電器金箔之電荷之符號，知棉束及驗電器均帶正電荷，證明接近牆壁之電位顯然已較地球之電位爲高。

空氣中之游子，其由來種種不一，其中最大部分當然係由於地球及空氣內存在之放射質之射線。空氣中之游子數視大氣壓力而變，蓋當壓力遞減時，在地面之空氣挾放射氣（§521）而上昇，至其一小部分，則係由透過性非常強之宇宙射線（§473）而來。

## 第二十五章 真空中之磁場

導言。空氣中之磁效應與真空中之磁效應相差極微，在本章中假定起磁效應之物體——磁鐵，線圈等——係在真空內，故如作實驗，則實驗之結果可視爲與空氣中實驗之結果完全相同，關於空間含有物對於磁效應之影響擬於第二十六章中討論之。

293. 磁鐵。磁鐵（Magnet；magnet）爲概呈條形，針形或馬蹄形之鐵塊，有兩種肉眼可見之物性，第一，有吸引鐵之作用，第二，當其懸在空中而能自由旋轉時（例如用細長之磁針繫線於其中點而懸之），必靜止於近南北之方向，以手推動之，使其離開靜止之位置，則覺有一電偶，加於磁針，使其重行回至南北之方向，由此知磁鐵兩極之性質不同。

若以兩塊磁鐵，合置一處，則彼此間發生拒力或吸力，一磁鐵之一端爲他鐵之一端所吸引，但爲其他端所推拒，換他端同樣試之，則呈完全相反之情形。由是觀之，從磁鐵必發生一種在多方面與電力線相近似之力線。磁鐵所有之特性，曰磁性(Magnetismus; magnetism)<sup>1)</sup>。此性質早已在某種鐵礦<sup>1)</sup>中察見，航海者採取是種天然磁鐵以爲航海之利器(羅盤)。

磁力線在條形磁鐵中概從兩端進出，此兩端名曰磁極(Pole des Magneten; magnetic pole)。凡磁鐵均有兩磁極，其磁極之數不能再少於二。其指北之極曰指北極(north seeking pole)或簡稱北極(Nord-pol; north pole)或正極(positive pol; positive pole)，其指南之極，曰指南極(south-seeking pole)，簡稱南極(Sudpol; south pole)或負極(negativer Pol; negative pole)。(在若干國家，例如法國，其南北磁極之定義依後而在§301中解釋之理由適相反。)在普通條形磁鐵中，磁極與末端之距離約等於磁鐵長度之 $1/12$ 。爲便於計算起見，吾人常用點極以表明一磁極之位置或磁性集中之所在，雖然，吾人實無法分離一磁極之兩極也。

297. 無真實磁性、磁偶極子。若將帶有兩電極或就一般而言帶有一電偶極子(§214)之物體分爲各帶一電極之兩部分，則知一部分帶正電荷，其他部分帶負電荷(§227)。如討論靜電學時已舉例說明，正負電荷互相分離，終至自由，以是吾人認爲有真實電荷。

如以同樣之實驗施於一磁鐵，則結果不同，取一由加高溫及驟冷化硬之編針，使與一磁鐵摩擦而磁化之，於是在針之一端有一正極，在他端有一負極。在中間針之性質與尋常鐵無異，今將此針折斷而爲兩段，則由實驗可證實各段復成爲一完全磁鐵，且帶有強度與全針中相同之一正極及一負極。準此觀之，在編針中無磁性之中部，新成兩相反之極。設將編針再折爲多數段，各段仍各成一完全磁鐵。吾人決

1) 磁鐵爲天然具有磁性之磁鐵礦(Magnetite;  $Fe_3O_4$ )，西名，magnet“一詞係由小亞西亞(Magnesia)之地名而來。蓋紀元660年，希臘人曾在該地發見磁鐵。

不能使正磁與負磁相分離而各趨自由。正極與負極成爲不可分離之一對，且同對之兩極，其強度必相等，故與電量不同。異號之磁量決難完全獨立，換言之，決無所謂真實磁性，是爲磁與電之一重要差別。

一磁鐵或一磁偶極子之磁矩 (magnetisches Moment; magnetic moment)  $M$ ，其定義完全與電偶極子中相似，即等於一極之強度與兩極間距離  $l$  之乘積

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

(關於磁極強度之單位之定義，見 §298.) 兩極間之連接線，稱曰磁軸 (magnetische Achse; magnetic axis)，其方向爲自南極至北極。

在自然界中，既決無可獨立的磁極，但祇有磁偶極子，故磁極之意義實爲一種虛構而無物理的實在。但在多數情形中，此種假定亦有用。在後面正確的討論自然現象時，恆用偶極子矩，而絕不用一單極之強度。

298. 關於磁極之庫侖定律。欲由實驗以求一磁極對於另一磁極之作用，以事實上無可獨立的磁極，頗感困難，爲此故常用一磁鐵之兩極對於其他一磁鐵之兩極之作用。爲力求準確起見，可用細而極長之磁針。如是可令一磁針之一極接近其他磁針之一極，並令他極遠離此兩極，不致惹起顯著的影響。(此種擾動且可由計算決定。) 例如取一長條形磁鐵鉛直懸在天秤之一端，而於他端置砝碼以維持平衡。今取另一磁鐵，令其一極從下端接近鉛直磁鐵之下極，視相接近之兩極之符號之異同，兩極互相吸引或互相推拒。此種引力或推力可於天秤之他端加砝碼抵償之，如是可量出磁力之值。此方法之缺點仍在不能指出磁鐵中磁極之位置。根據相同之實驗之結果，庫侖 (1785) 發現關於兩個極間之力之定律，此律係與關於電荷之庫侖定律完全相同，而謂兩極間之磁力  $k$  與兩極之強度或兩極所含之磁量  $m$  及  $m'$  之乘積爲正比，與距離  $r$  之平方爲反比。以方程式表示之，即

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



式中  $C$  表一比例因數，其值視各量所用之單位及磁極間之介質而定。在關於電荷（靜電荷單位 § 211）之方程式中，由選定磁量之單位，使磁極在真空中時，方程式中之比例因數適等於 1（參考 § 356）而力  $k$  依達因數計算，即

$$k = \frac{mm'}{r^2} \text{ 達因。} \quad (2)$$

據磁極強度之單位之定義，兩個等值之磁極，在真空中相距一厘米時，其所互受之力如為一達因，則兩極之強度各等於一個單位。以是磁極強度之單位採用 CGS 制。

恰如在電荷中，視兩極之符號相同或相反，作用之力為正（推拒）或為負（吸引）。換言之，第二方程式中  $k$  之符號為正時，其所表示者為推拒力，反之，若  $k$  之符號為負，則其所表示者為吸引力。

因方程式 (2) 與關於電荷之庫倫定律形式相同之故，磁極強度之 CGS 制因次與電荷（以靜電單位表示）之因次相同，即為  $[m]^{1/2} [t]^{-1}$ 。

299. 磁場強度·力線。與電場強度相似，在一點之磁場強度 (magnetische Feldstärke; magnetic field intensity) 為一個單位磁極在磁場中某點所受之力。如是，若某點之磁場強度為  $H$  單位，則其對於在該點之一磁極（即含有  $m$  單位磁量之磁極）之力為

$$k = mH \text{ 達因。} \quad (3)$$

依磁量  $m$  之符號，此力為正（依磁場方向）或為負（反磁場方向）。置一單位磁極於磁場之一點，若其所受之力恰為 1 達因，則磁場在該點之強度當為 1 單位。在 CGS 制中，此單位係依算學家及物理學家高斯 (Gauss) 而命名，稱為 1 高斯。因其從力導出，磁場強度  $H$  為一向量，即兩個相等之磁場，不但數值相等，其方向亦須一致。

磁力線 (magnetische Kraftlinie; magnetic lines of force) 或磁場線 (magnetisches Feldlinie; magnetic field line) 之定義亦與電力線之定義相同。其方向表磁場之方向，而其密度（即在與磁場方向正交之 1 方厘米內通過之力線）表磁場之強度。磁力線始於一磁鐵之正極，

而終於同磁鐵或另一磁鐵之負極，從有強度或磁量 $m$ 之一磁極發出之力線之數等於 $4\pi m$ 。(其證明法與證明一電荷 $e$ 之力線之方法同，見§223.)

如有一點，位在磁量為 $m$ 之點極之磁場中，而此點與磁極 $m$ 之距離為 $r$ 厘米，且其間均為真空，則在此點之磁場，換言之，在離磁極 $r$ 厘米之處之磁場強度，據庫侖定律，方程式2及3，為

$$H = \frac{m}{r^2} \text{高斯.} \quad (4)$$

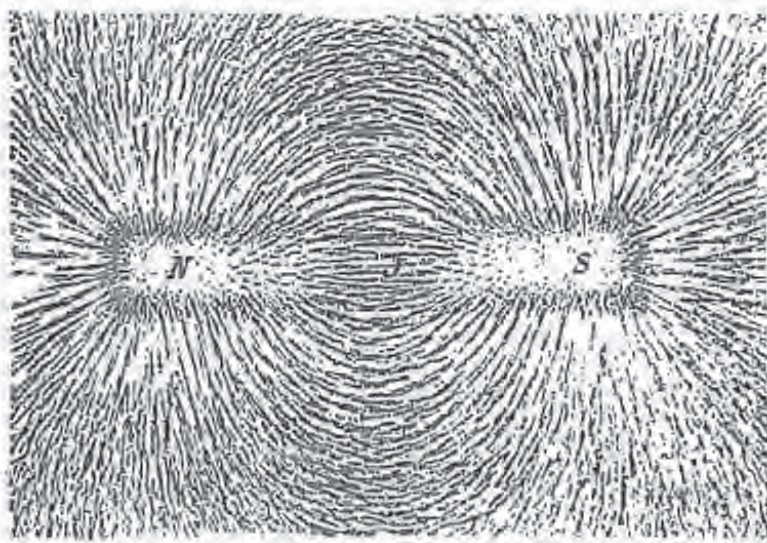


圖252 條形磁鐵之力線，由鐵粉顯出。

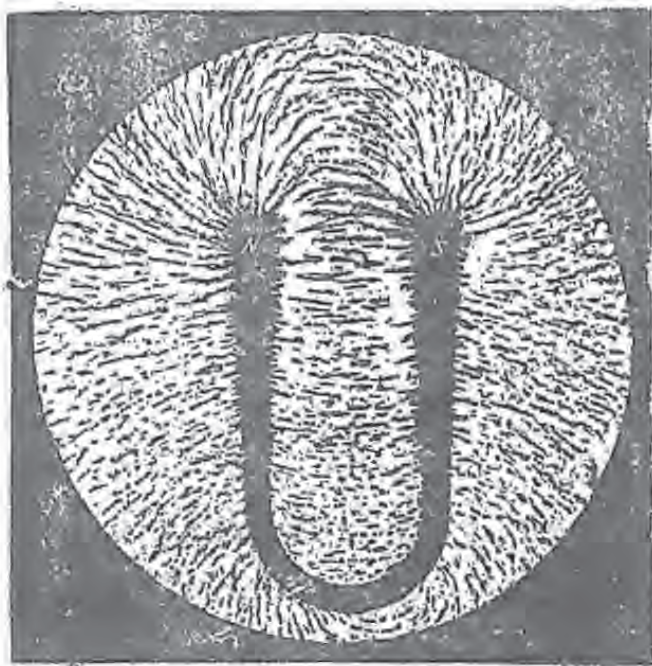


圖253. 蹄形磁鐵之力線，由鐵粉顯出。

欲知條形磁鐵或蹄形磁鐵之磁力線之分佈狀況，最簡便之方法，即於磁鐵之上放一紙板或玻璃板，使其成水平之位置，然後將細鐵粉，撒佈

於其上，並用指微敲，則鐵粉即沿磁力作用之方向相連而成曲線之形狀，是即力線。在兩極近旁為力線密集之處，即表示此處之磁場最強；遠處之力線漸疎，即表示其處磁場漸弱（圖252及253）。關於此現象之原理，另詳§355。

在磁場內若磁場強度之數值及方向到處相等，則此種磁場，曰均勻磁場(homo-

genes magnetisches Feld; uniform magnetic field).

因關於磁極之庫侖定律完全與關於電荷之庫侖定律相似，故電偶極子之電場與磁偶極子之磁場完全相當，而對於磁偶極子，方程式15a及b (§223) 亦適用，其中M表一磁偶極子之轉矩。第252及253兩圖示偶極子磁場之兩個例。

300. 磁場對於一磁偶極子之磁力作用。一磁偶極子既與一電偶極子相當，故凡言電場對於電偶極子之作用者 (§223)，以之言磁場對於磁偶極子之作用亦有效。職是之故，在 §288 中導出之方程式對於磁偶極子亦適用，祇須以極之強度m代電荷e而以磁場強度H代電場強度E。準此，則在一均勻磁場H內，作用於有磁矩M之磁偶極子上之轉矩為

$$N = MH \sin \varphi \text{ 達因厘米,} \quad (5)$$

式中 $\varphi$ 表磁偶極子軸與磁場方向所成之角 (圖196a, §228)。在非均勻磁場中，磁偶極子受一種使其向較強磁場之方向移動之力

$$k = M \frac{dH}{dx} \text{ 達因,} \quad (6)$$

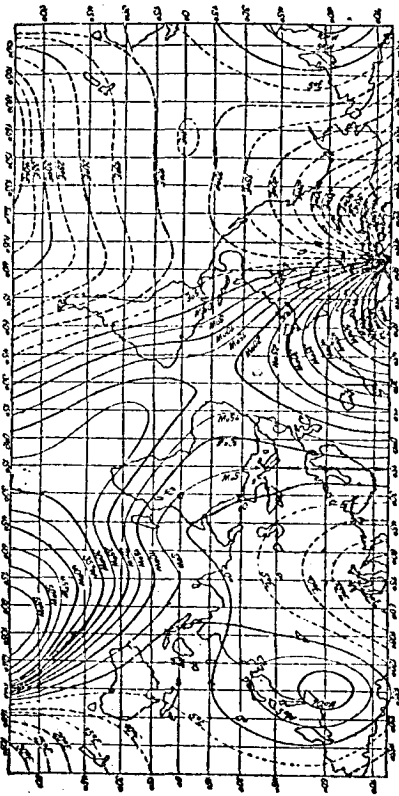
其中假定磁偶極子之軸已與磁場方向(x方向)一致，而磁場方向在正極及負極係相同 (圖196c, §228)。故在是處復非一個關於磁極強度，但為一個關於磁矩之問題。一磁鐵之磁矩可依第5方程式由測定在一已知其強度之磁場內之轉矩而決定之。

301. 地磁。指南針或能自由轉動之磁針，在地球上各處，均指一定之方向，此方向幾乎與地球之南北方向一致，故知地球上有一磁場，而地球有如一磁鐵之性質或為一磁偶極子。此或因地球大部分由鐵所成之故。然地球如何會起磁，今日仍不明瞭。(有謂地球之起磁係由於地球繞軸之迴轉所致。太陽亦呈起磁現象，其磁軸與太陽之迴轉軸相符合。)地球之磁極係在地極附近(磁北極在美爾維爾 [Mc-ville] 島北緯 $70^{\circ}5'$ ，西經 $96^{\circ}46'$ 之處；磁南極在大陸上南緯 $73^{\circ}35'$ ，東經 $154^{\circ}$ 之處。)嚴格言之，如是之說法，實相矛盾，蓋近北地極之極既吸引磁針之北極(照慣常之說法)，其依磁義言之，其必為一南極

，在近南地極之一極則反是。（根據此理由，所以在多數國家磁鐵磁極之命名法與尋常命名法適相反。）

磁極並不準確與地極（即地理的極）相符合之事實，證明磁針大概不指向真正南北。在若干區域，例如東普魯士及蘇俄之古賓克（Kursk），地磁場呈極大之反常，使磁針之方向全然變動，是種局處的反常必歸根於地殼淺處大量鐵體之存在。在古賓克竟由考查某處之反常而發見蘊藏頗富之鐵礦。磁針與真正南北向所作之角度，曰地磁偏角（*Deklination; declination*）。圖254示在1922年之等偏角線。附載之

圖254. 1922年之等偏角線。



數目指與真正南北向之偏角。地磁極並非固定，但緩緩遷移，故偏角之值，各地固不同，即隨時亦略異。

作用於磁鐵各極之力，既係由兩地磁極發出之力依平行四邊形法合成，故地磁場之方向在地球各點略與地面相傾斜。磁針之方向在兩地極係鉛直向下，在赤道則與地面成切線。磁針與水平面之傾角，曰地磁傾角（*Inklination; inclination*）。為使羅盤（*Kompass; compass*）等之磁針常保持水平之方向，概於一端加適當之重以抵消因地磁而起之傾斜。在北半部帶南極之一端

須略許較重。如是，對於磁針祇地磁力之水平成分（水平強度；Horizontalintensität; horizontal intensity)發生作用。在中緯度約20高斯。至與地表鉛直之成分，稱曰鉛直成分（鉛直強度；Vertikalintensität; vertical intensity)。若命H表地磁之水平強度，V表其鉛直強度，則地磁之總強度必為

$$R = \sqrt{H^2 + V^2}.$$

又若命φ表地磁傾角(即R與H所成之角)，則

$$\cos \varphi = \frac{H}{R}, \quad H = \frac{V}{\tan \varphi}.$$

測定H之裝置，曰磁力計 (Magnetometer; magnetometer 圖255 a及b)。其主要部分為羅盤 O，係裝在一長而直且附有刻度之 AB 棒上。羅盤內有圓標度，故可藉以讀出磁針之偏角。用時，校準 AB 棒之位置，使之與磁場H正交，在圓標度上，讀出磁針之零位置。今於棒

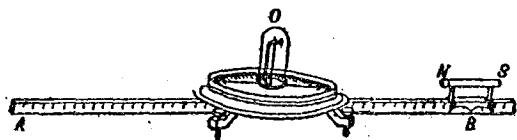


圖255a. 磁力計。

上 B 點置一磁鐵 NS，使發生一個與 H 相正交之磁場 V。磁針於是移動而占一個與此兩磁場之合力之方向相平行之位置，並與H成一偏角φ，致發生  $V/H = \tan \varphi$  之關係。但據 §223,  $V = 2M/r^3$ ，故代入此值，得

$$\frac{H}{M} = \frac{2}{r^3 \tan \varphi}.$$

(今將儀器置在第二磁場H'內，則得第二偏角φ'。於是  $V/H' = \tan \varphi'$ 。以第一方程式分第二方程式，則得  $\frac{H}{H'} = \frac{\tan \varphi'}{\tan \varphi}$ 。故磁場強度與偏角之正切成反比例。)

再令帶有磁矩M之一磁鐵懸在一磁場H內自由擺動，則其與磁場成一偏角φ並受一力偶MHsinφ之作用，據方程式27, §60,  $\frac{4\pi^2 J}{M^2} =$

此處 J 為磁鐵之轉動慣量。在平衡時，磁鐵所受之力偶與磁場之作用力矩相等。故有  $MH \sin \varphi = \frac{4\pi^2 J}{M} \omega^2 \sin \varphi$ 。由此可得  $H = \frac{4\pi^2 J \omega^2}{M^2}$ 。此即磁場強度與偏角之平方成正比例之關係。

$D = HM$ , 由此兩方程式消去  $M$ , 得地磁場之水平成分  $H$ ; 或消去  $H$ , 則得磁鐵之磁矩 (均以絕對單位計算)。

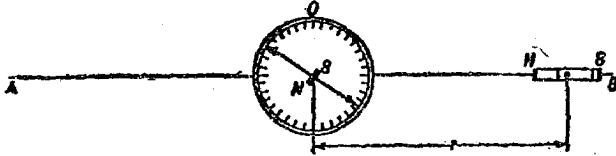


圖255b. 磁力計

若欲完全確定地磁之方向，除  $H$  及  $\varphi$  之外，尚須知地磁偏角，即須知含  $R$  之鉛直平面與真正南北方向所作之角度為若干。此鉛直平面（即通過  $R$  或指南針磁軸之平面）與地球相交之大圓，名為該處之地磁子午線。至指真正南北方向之大圓，名為該處之地理的子午線。兩者所成之角，即地磁偏角。

各處之地理的子午線，可用天文方測定之，茲不贅述。至於地磁的子午線，則可用一在水平面上可自由轉動之磁針大略決定之。因磁針之磁軸未必與其幾何的軸線相吻合，故將磁針翻面之後，磁軸之方向始終不改，但幾何軸線之方向可不同。今如等分正副兩軸線所作之角，即得準確之地磁子午線。

欲定地磁之傾角，須先支托磁針於其重心，而任其在地磁子午線之平面內自由旋轉，然後測定其磁軸與水平線所成之角度。在北半球，磁針傾垂之一端，為其正極；在南半球，則為負極。測定地磁傾角之儀器，為由一個長磁針及一鉛直標度盤組成之磁傾儀。當磁針之鉛直面轉至與地磁力成直角時，磁針直立，再轉  $\frac{\pi}{2}$ ，即入於子午線之平面。

地磁場可起種種的變動，一則因極之位置並不固定，前已述之。二則有日變，歲變及長期週期性變動。此外，如極光然，復有與太陽斑點有關之擾動。至局部的變動，如由電流所惹起者，則到處有之。此種擾動有時極強，致準確地磁測定完全不可能。

在地面上用羅盤以定方向全賴地磁之作用。在鐵殼船中，為補償

船身之擾動影響，須採取特種方法。職是之故，今日多用迴轉羅盤 (§48)。

302. 直線電流之磁場。設使導線取南北之方向（即磁子午線之方向），如圖255c，且成水平，次令線內通過數安培之直流，則在下方之磁針，如電流不斷，恆離開南北方向，而向一方偏轉，線內電流之方向倒轉時，其偏轉亦倒轉（奧斯特；Orsted 1820）。

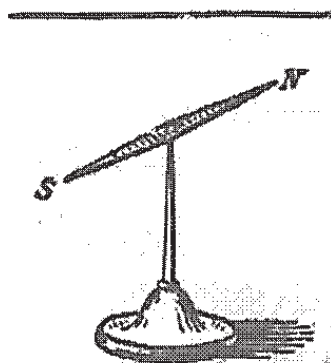


圖255c. 示奧斯特實驗。

此實驗證明凡在電流之近旁均有磁場。再令一導線鉛直通過一紙板，紙板上預置鐵粉，導線中如有電流通過，則鐵粉即聚成若干同心圓，以線穿過紙板之一點為其公中心（圖256）。在直線電流周圍之小磁針，靜止時所取之方向即依此等同心圓之切線，若令磁針在線周圍沿一圓移動，則於一周間，磁針本身亦迴轉一周。（作實驗時，當然假定地磁場與電流發生之磁場相較極弱，否則後者受前者之影響而變動。故上述之現象惟當導線內之電流不過分弱時發生。）

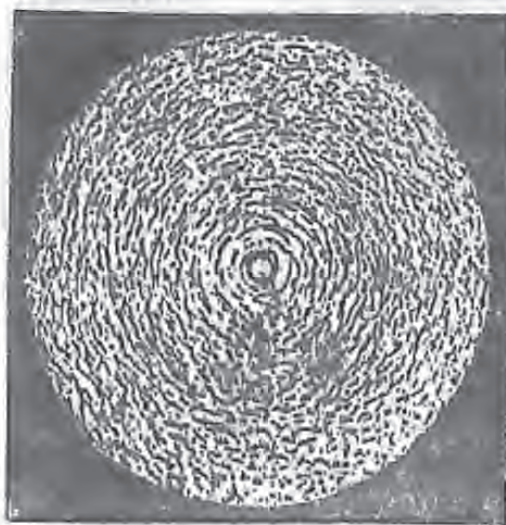


圖256. 直線電流之磁場。

應注意者，在是處發生之磁力線，並非始於一極或終於一極，但首尾連續，成爲閉力線。

磁場向量之方向視磁針之位置而決定，因知其北極指向正磁場方向。由實驗指出之一事實如下：人面向電流進行之方向時，磁力線於導線之周圍取順時針之方向。爲迅速決定方向，以用如下之定律爲便：

安培游泳定則 (Ampères Schwimmerregel; Ampere's swimmer rule): 設想向電流進行之方向游泳而去，人之面向磁針，則北極偏

向於人之左方。

右手定則 (Rechte-Hand-Regel; right hand rule)：以右手置於線上，手心向磁針，手指向電流之方向，則張開之拇指示磁針北極偏向之方向。

螺旋定則 (Schraubenregel; screw rule)：電流周圍之磁力線之轉動方向係與一右轉螺旋依電流之方向前進時應有之轉動方向相同。

303. 圈線電流之磁場。將導線曲成圓形，矩形等形狀，然後通電試驗之，其作用之性質仍相同。磁力線仍成線周圍之曲線但不成圓。圖 257 示一通電線匝周圍之磁力線之分佈情形，仍由鐵粉顯出，線匝之面係與紙面垂直。磁力線在匝面之一側穿達他側並繞線仍回至出發點。

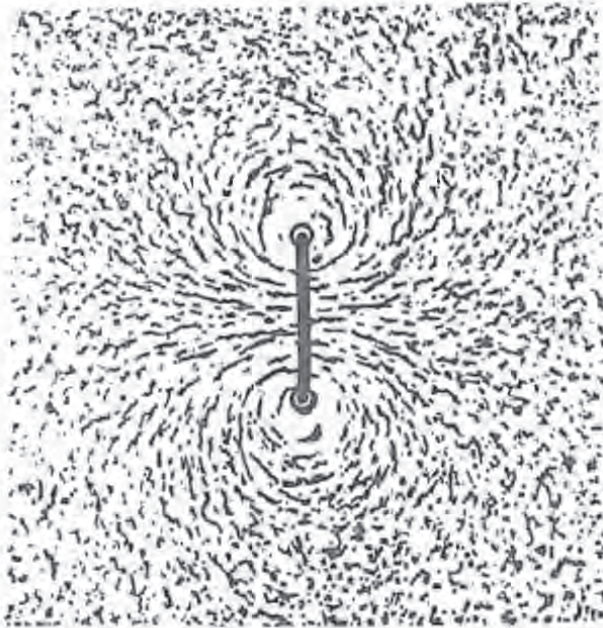


圖257. 一通電線匝之磁場。

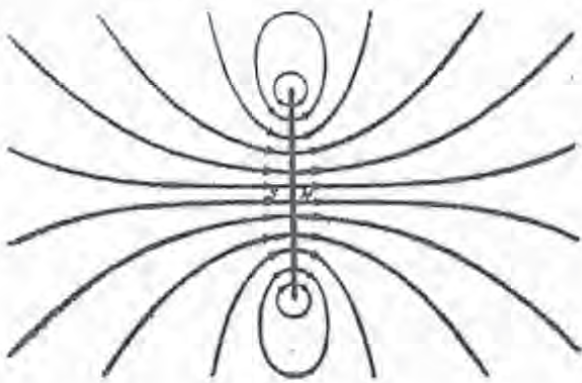


圖258. 一條形磁鐵之磁場。

設有一鐵圓盤，其起磁之後，如一面帶一北極，他面帶一南極，則其磁力線之分佈情形當完全相同(圖258)。是種鐵圓盤，稱曰盤形磁鐵或曰磁雙層 (magnetische Doppelschicht; magnetic double layer)。通電之匝，故恰如一面帶正磁，一面帶負磁之鐵盤。

經一電路包圍之面，稱曰匝面 (Windungsfläche; turn face)。若同一之面  $F$  經同一電流在  $n$  匝內所環繞者，則匝面等於  $nF$ 。

一條形磁鐵可設想由多數盤形磁鐵重疊而成。若將多數線匝重疊而成一條形磁鐵，則如是生成之磁場全與條形磁鐵



之磁場無異。最簡單之情形係將一線繞成螺線形而任同一電流通過各匝。如是者曰圈(Spule; coil), 亦曰螺線管(Solenoid; solenoid)。在一圈或一螺線管之磁場內，磁力線在圈內與圈軸平行，在圈外仍相連續(圖259a)。試持一磁針至磁場之近傍及圈內，檢查其作用磁力之方向(參考圖252, §299)，見與在棒形磁鐵近傍之狀況頗相近似。故通電之圈之磁性與一條形磁鐵相當。在通電之線匝及線圈內，磁場之方向亦服從§302之定則。依圈軸之方向從一端視圈內，若電流順時針方向流動，則在圈內之磁力線從觀察者流去。故在此情形中，圈在近觀察者之一端有一視南極，而在對方之一端有一視北極。若電流依逆時針方向流動，則反是。

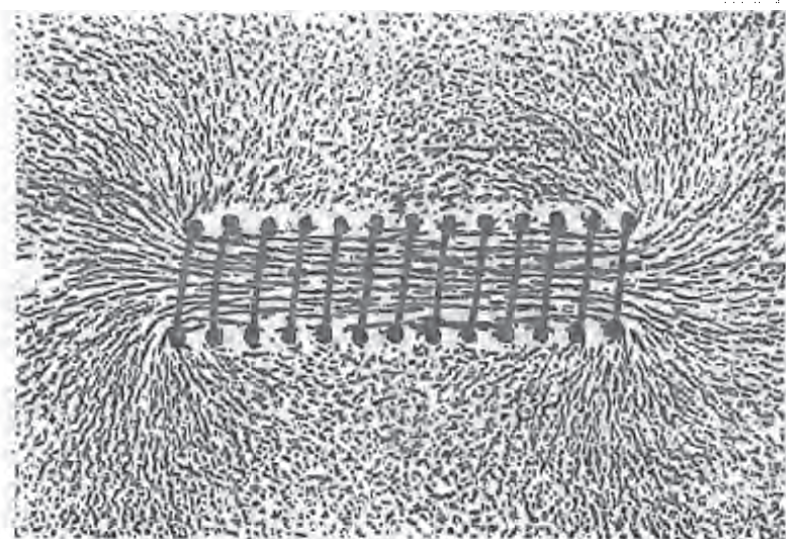


圖259a. 一線圈之磁場。

通電之圈之力線既自相閉合，故在圈內依一方向流動之磁力線之數與在圈外依相反方向流動之磁力線之數相等。若圈狹長，則在圈內之磁力線之密度遠較外面為大，在外面，磁力線之大部成一寬闊弧狀帶自一圈端繞至他圈端。此即表明在圈內有一遠較圈外為強之磁場。設想沿磁力線反磁力之方向移動一磁北極至復達原

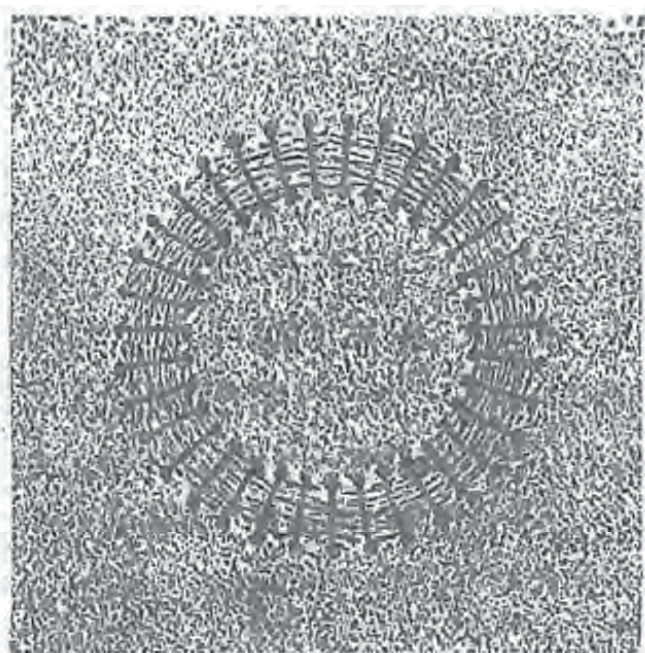


圖259b. 一環形線圈之磁場。

來之位置，則見其所受之作用在圈內時比較在圈外時為大。因而為移動北極，其所作之功大部分係當令北極通過圈之內部時作成，在圈外時，所作之功較少，而當圈狹長時尤然。

第59b圖示一特別有興趣之情形，其中顯出一環形閉圈之磁場。磁力線完全通過線圈之內部。在圈外並無磁場。

綜合以上各節所述，乃得如下之結論：

1. 磁力線之方向係出自北極而入於南極。
2. 各磁力線有沿線縮短之趨勢，是為兩異性磁極間互相吸引之解釋。
3. 各磁力線有向左右推拒其他磁力線之本領，是為兩同性磁極間推拒之解釋，復為說明磁力線彎曲之根據。
4. 兩磁力線不相交割，蓋若兩磁力線相交於一點，則該點之磁場強度，將有兩個方向，此顯與磁場強度之定義不符。
5. 磁力線與磁體相遇之處幾成直角。
6. 磁力線集合愈密，磁場強度亦愈大。
7. 一通電之圈或螺線管，其磁性與一條形磁鐵無異。

§304. 拉普拉斯定律。就一般而言，通電之導體不成一定之形狀時，其磁場概極複雜。今設想有速度  $v$  及電荷  $e$  之一單獨帶電子（電子，游子）之磁場。此種帶電子亦表示一電流，蓋電流之流動實際等於多數是種帶電子之同時的運動。與一是種帶電子相距  $r$  遠之處之磁場強度可由下列方程式表示之

$$H = \frac{1}{c} \times \frac{e v}{r^3} \sin(\nu, r) \text{ 高斯}, \quad (7a)$$

式中電荷  $e$  係以靜電單位計算。 $(\nu, r)$  表速度與由帶電子至該處之方向所成之角度。 $c$  表一常數，其值約等於  $3 \times 10^{10}$ ，其在 CGS 制中之因次為  $[L^2 T^{-1}]$ ，故即有一速度之因次。以事實言，此常數  $c$  實與光速（§315及327）相等。然通常在方程式中，常數  $1/c$  不表出，故(7a)方程式常改書如下：

$$H = \frac{e v}{r^3} \sin(\nu, r) \text{ 高斯}。 \quad (7b)$$

爲使此方程式在數值上仍準確，選出 $3 \times 10^9$ 倍大之單位爲電荷 $\epsilon$ 之單位。因而新成一電量度制，所謂電磁量度制 (elektromagnetisches System; electromagnetic system of measures)。此制與以上用過之靜電制及實用制同有效，其詳另見 §314及315。在是處可豫言者，在電磁制中，電量之單位等於 10 庫侖，電流強度之單位等於 10 安培，電壓之單位等於 $10^9$  伏特，電阻之單位等於 $10^9$  歐姆。在本章中全用電磁制。

由方程式 7b 今可計算橫斷面積爲  $q$  之導體之一微小部分  $dl$  通電時在  $r$  遠處之磁場。爲此以在導體微小部分內運動之全數帶電子代單獨一帶電子。設命  $n$  表在 1 立厘米內含有之帶電子之數，則在  $dl$  之一段內，含有  $nqdl$  帶電子或  $\epsilon nqdl$  之運動電荷。但據 §245,  $n \epsilon qv = i$ , 表導體之電流強度。因而由方程式 7b, 在全部磁場內經  $dl$  在  $m$  點 (圖 260) 惹起之磁場部分  $dH$  爲

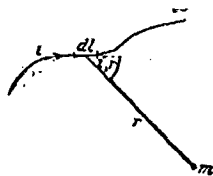


圖 260. 示拉普拉斯定律。

$$dH = \frac{idl}{r^2} \sin(i, r) \text{ 高斯。} \quad (8)$$

其中以  $(i, r)$  代替  $(v, r)$ 。蓋電流方向與帶電子之運動方向一致。由此方程式表示之定律曰拉普拉斯定律 (Gesetz von Laplace; Laplace's law 1821, 往往誤稱爲俾奧·薩發爾特定律; (Biot Savartsches Gesetz; Biot-Savart's law)。全部電路之磁場係將各微段之磁場依向量加法相加而成(依積分法)。然此惟在電路成閉路之簡單情形中如是。今計算一單獨線匝在中點之電場強度，假定半徑爲  $r$ 。在此情形中， $r$  爲一常數， $(i, r) = 90^\circ$ , 故  $\sin(i, r) = 1$ , 而全數  $dl$  之總和等於圓周  $2\pi r$ 。由此乃導出俾奧·薩發爾特定律(1820),

$$H = \frac{2\pi i}{r} \text{ 高斯。} \quad (9)$$

經簡單積算，一無限長之通電直線在  $r$  遠處之磁場

$$H = \frac{2i}{r} \text{高斯} \cdot \quad (10)$$

又由簡單計算，在線圈（由匝所成）之軸線之磁場，當 $l$ 與直徑相較大時爲

$$H = \frac{4\pi Ni}{l} = 4\pi ni \text{高斯}, \quad (11)$$

式中 $n = N/l$ 表每厘米圍長之匝數，是種線圈之磁場強度沿軸線以至兩端到處相同，而在兩端略許減小（參考圖257線匝周圍之力線分佈及圖259a之線圈周圍之力線分佈），方程式(11)對於一環形閉圈之磁場亦適用（圖259b）。

305. 磁場對於通電導體之力。導線有電流通過時，具有磁性，故即有力加於一附近之磁極。據牛頓第三定律，磁極，或就一般而言，磁場對於導線施一等大之反力。其間作用之力之方向不依通電導線與磁極相連接之方向（§29），加於一磁極上之力，其方向與磁極與通電導線之連接線相正交，而與磁力之方向相正交並可自由運動之通電導線，則依與磁力線及電流正交之方向運動。爲確定運動方向，可應用下列之定則：

游泳定則：設想向電流進行之方向游泳而去，人面對磁力線之方向，則通電導體依伸出之右手之方向而運動。

左手定則：將左手依電流進行之方向而位置，手心向北極（故對磁力線之方向），則伸出之拇指指磁場作用於導體之力之方向，或據另一說法：如伸左手三指，互成直角，以食指向磁場（即依磁力線之方向），中指向電流（即依電流之方向），則拇指指磁場作用於導體之力之方向。此定則曰佛來銘（Flaming）之左手定則（Linke-Hand-Regel; left hand rule）。

此兩定則可由倒轉§302之定則而說明。

一通電線匝或線圈於磁場內所受之力，可就一等值盤形或條形磁鐵代替線匝或線圈而設想之。依線內電流之方向，其一端經磁鐵之北極吸引或推拒。在地磁之作用下，一個懸在框內（所謂安培框，圖

260, §312)而可自由轉動之通電線圈有向北之方向。

圖261 示由安培氏說明之兩種儀器。凡以上所述之事實可利用此兩種儀器簡單表顯之。由圖261a所示之儀器帶有一高杯，內盛水銀，杯內浸入一磁鐵。磁鐵一端固定，但仍可轉動。電流經一導線S導入於水銀內，再由杯底

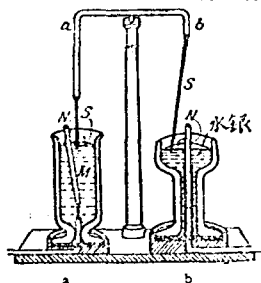


圖261. 安培氏之轉動器。

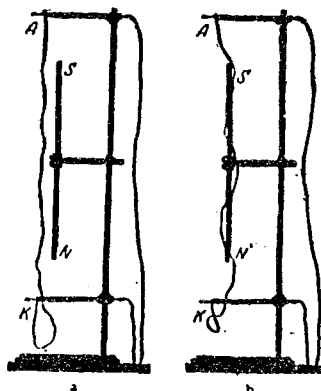


圖262. 通電導線圈在一磁鐵上。

導出。北極N沿電流之磁力線繞線S而圓轉。若電流之方向為自上而下，則自上向下觀之，北極順磁針之方向而轉動。若倒轉電流之方向，則轉動之方向亦倒轉。在由圖261b所示之儀器中，盛水銀之杯內，含有一固定磁鐵，但導電流於水銀內之金屬棒S則可旋轉。若電流自上向下流動而北極N係在上端，則轉動之方向，自上向下視之，係順磁針之方向。此種關係可直接由以上所述之定則說明之。

一可動導體有與磁力線相正交之傾向，此事實又可經下列之實驗(圖262)指出之。電路之一部分係由可彎曲之金屬帶AK所成。此帶係懸在一條形磁鐵SN之近旁。磁鐵磁力線之方向係鉛直，因而金屬帶呈依水平方向而位置之傾向，換言之，其纏繞在磁鐵上。若倒轉電流之方向，則此帶先鬆解而後復依相反方向繞於磁鐵上(參考§306)。

306. 磁場對於可動帶電子之力。電流既由可動帶電子所成，故磁場對於電流之力，先可由磁場對於在空間能自由移動之帶電子之力計算。命 $v$ 表帶有電荷 $\epsilon$ 之一單獨帶電子(電子，游子)之運動速度。

據方程式7b,其在 $r$ 遠處之磁場強度 $H = \varepsilon v \sin(\nu, r) / r^2$ 高斯。準此,則在該處加於一單獨磁極之力為

$$k = \frac{\varepsilon v m}{r^2} \sin(\nu, r) \text{ 達因。} \quad (12)$$

然據牛頓第三定律,力與反力恆相等,故方程式(12)不但表由可動帶電子之磁場加於北極之力,且亦表北極之磁場加於可動帶電子之力。據§299,一單獨磁極在 $r$ 遠處之磁場強度 $H = m / r^2$ 。由方程式(12)帶電子在此磁場 $H$ 所受之力

$$k = \varepsilon v H \sin(\nu, H) \text{ 達因。} \quad (13)$$

式中以 $(\nu, H)$ 代 $(\nu, r)$ 角,蓋一單獨磁極之磁場 $H$ 係向四周輻射,故有與向徑 $r$ 相同之方向。磁場加於一帶電子之力,既不視產磁場者之性質而異,故方程式(13)對於有 $H$ 強度之任一磁場一般均有效。是處之電荷 $\varepsilon$ 係以電磁單位計算。

由磁場惹起之力既與速度垂直,即與運動中帶電子之臨時徑路垂直,故帶電子之徑路為一曲線。在均勻磁場中,帶電子遵螺旋線之徑路而運動,徑路之軸係依磁場之方向。其運動之方向故可分為繞軸之圓運動及與軸平行之等速直線運動。磁場之力惹起圓運動所須之向心力(§37),試將速度分解而為與磁場 $H$ 平行之分速度 $v \cos(\nu, H)$ 及與之垂直之分速度 $v \sin(\nu, H)$ 。第一分速度不受磁場之影響。關於後者,若命 $\mu$ 表帶電子之質量,為

$$\frac{\mu v^2 \sin^2(\nu, H)}{r} = \varepsilon v H \sin(\nu, H) \text{ 達因,} \quad (14)$$

蓋離心力與向心力相等。故螺旋徑路之半徑

$$r = \frac{\mu v \sin(\nu, H)}{\varepsilon H} \text{ 厘米。} \quad (15)$$

若磁場與速度 $v$ 相正交,則 $\sin(\nu, H) = 1$ ,而徑路為一帶半徑

$$r = \frac{\mu v}{\varepsilon H} \text{ 厘米} \quad (16)$$

之閉路。

尤須注意者,磁場之力既恆與帶電子之臨時運動方向垂直,其對

於速度僅能改變其方向或惹起方向速度，但絕不能改變速度之數值。

307. 陰極線之磁偏轉及電偏轉。前節中所述之磁場之力效應在陰極射線上察見最佳。陰極射線係由運動極速之電子 (§291) 所成，是種電子在空間能自由運動。若命  $\mu$  表電子之質量， $\epsilon$  電子之電荷 (量子，§213)， $v$  電子之速度，則在有  $H$  高斯之磁場內 (其方向與電子徑路垂直)，電子之徑路曲成一圓，其半徑可由方程式 16 表示之。依磁場之方向，曲線係向一側或他側。圖 263 示由一熾熱陰極 (§291) 上之氧化物發出之陰極射線，在中間為不偏轉之射線，兩旁為視磁場之方向在一側或他側偏轉之射線。

電子恰如其他帶電子 (游子)，因帶有電荷，在電場中亦受偏轉之影響。若一電子或含多數電子之陰極射線通過容電器 (圖 264) 並假定運動方向與板平行而容電器內之電場強度為  $E$ ，則視電場之方向離開直線徑路而曲向一側或他側。若不計在是處無關係之符號，作用於電子上之力等於  $\epsilon E = \mu a$  ( $a$  = 經電場促成之加速度， $\epsilon$  及  $E$  兩者均以靜電單位成均以電

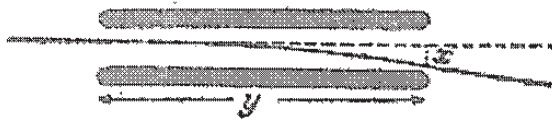


圖 264. 一陰極射線之電偏轉。



圖 263. 陰極射線之磁偏轉。

算)，故其加速度  $a = \frac{\epsilon}{\mu} E$ 。準此，則其在  $t$  時間內依與其原來運動之方向相正交之方向進行  $x = \frac{1}{2} \frac{\epsilon}{\mu} E t^2$  之距離。若命  $v$  表與板平行之分速度，即其原來速度， $y$  在容電器板間進行之距離，則  $t = y/v$ ，  
或  $x = \frac{\epsilon E y^2}{2 \mu v^2}$  或

$$\frac{\mu v^2}{\epsilon} = \frac{E y^2}{2 x} \quad (17a)$$

(此過程與在地球之重力場內依水平方向拋出之物體之運動相似。恰如是種物體在重力場之作用下循曲線徑路而落地，電子在容電器之電場內向正電板落下。)由方程式16及17a可分別計算 $\varepsilon/\mu$ 及速度 $v$ 。故可由利用在陰極射線在磁場及電場內之偏轉，確定前二者之值。電子所通過之電壓 $U$ (電子之速度 $v$ 即由電壓促成)常可代電偏轉(但非磁而偏轉)測定，在電子作成之功等於 $\varepsilon U$ 爾格( $\varepsilon$ 及 $U$ 二者均以靜電單位或電磁單位計算)，而此又等於其動能 $\frac{1}{2}\mu v^2$ ，故

$$\frac{1}{2}\mu v^2 = \varepsilon U \quad \text{或} \quad \frac{\mu v^2}{\varepsilon} = 2U. \quad (17b)$$

此方程式可代方程式17a，因其如後者然，亦含 $\varepsilon/\mu$ 及 $v^2$ 為未知數。

速度自然隨情形而異。反之， $\varepsilon/\mu$ 為電子之一特性常數，且因其表示1克電子含有之電荷，稱曰電子之荷質比。據今日之測定

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = 5.29 \times 10^{17} \text{ 靜電單位/克} = 1.76 \times 10^{18} \text{ 庫倫/克}.$$

根據電子電荷之值(§213)，電子之質量 $\mu$ 等於 $9.04 \times 10^{-28}$ 克，換言之，比較氫原子小1843倍。電子之原子量(§96)故為 $\frac{1.0078}{1843} = 5.47 \times 10^{-4}$ 。(參考§492及537.)

依在是處說明之方法，由電及磁的偏轉(elektrische und magnetische Ablenkung; electric and magnetic deflection)又可測定其他速度頗大之帶電子之荷質比，尤其溝渠射線(§292)及放射質(§519)之 $\alpha$ 線及 $\beta$ 線之荷質比。

陰極射線之磁偏轉可用一適當放電管及一強磁鐵直接由放電圖像之變而明之。為證明電偏轉，在放電管內須裝兩容電器板，在一板上加高壓並令板間通過陰極射線。若於管之一端裝一螢光板 $\alpha$ (柏藍管

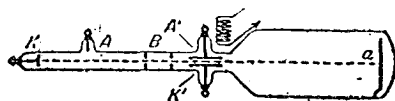


圖265. 柏藍管。

；Braunsche Röhre; Braun's tube; 圖 265)並用一極細陰極射線束，則是種偏轉顯出尤佳。K為陰極，A為陽極，B表兩隔板，其



上各開一小孔，容陰極線通過。陰極線由小孔通過後，僅有極細之平行陰極線束達於 a 而生一鮮明斑點。由斑點移動之距離乃得計算偏轉之值。命  $r$  表移動之距離，則有下列之關係：

$$r = \frac{\mu v}{\epsilon H} \text{ 厘米 (同方程式 16) .}$$

柏蓋管又可供分析交流之電流及電壓之隨時的變動。為分析電流，任交流通過一線圈 F。此圈與陰極射線之徑路垂直，其電阻不大，其磁場使陰極線束偏轉。陰極隨磁場之變動（縱使極速）而變動。變動速時，斑點連續，成為一光線。設令其射在迴轉鏡上，則見成一曲線，如是將時間的連續變為空間的連續，即以電流之強度為時間之函數表出。為測定電壓，或用電偏轉，而將欲測之電壓加於管內容電器之板上，或令電壓加於有大電阻之線圈 F 之末端，其他手續與測電流強度時無異。柏蓋管比較供同一用途之其他儀器（示波器）之優點，在於陰極射線因電子質量極小之故，實際無慣性。

電子射線因依近一扁平圓之電場之軸線而進行，受一種變轉，而後者與透鏡內光線之折射相當。是種電場對於電子射線之作用，恰如透鏡對於光線之作用。吾人利用是種電場可顯出放電子之物體之表面，而祇須任電子射線投在螢光板上，恰如用一透鏡顯出一放光之面。若用兩圓以充透鏡，則可惹起大量之放大（所謂電子顯微鏡；Elektronenmikroskop；electron microscope），成像之定則與用透鏡成光學像之定則相當（§415）。像及實物之距離與透鏡之焦距之關係是與光學上相同。此焦距與磁場強度有關，故可連續變動。

308. 電場對於一動磁極之力。在方程式 12, §306 中，以  $m/r^2$  之量表一種靜止磁極  $m$  之磁場強度  $H$ ，並據是而計算磁場對於一動電荷所加之力（方程式 13）。同樣，在方程式 (12) 中， $\epsilon/r^2$  之量表一電場強度  $E$  而為動電荷  $\epsilon$  在  $r$  遠處（故即在磁極所在之處）所惹起者，故 (12) 方程式可由下列方程式代之

$$k = mvE \sin(\nu, r) \text{ 達因 .}$$

第 12 方程式原來表電極  $m$  在動電荷  $\epsilon$  之磁場內所受之力。今日由相對

論證實任在電極與電荷之間作用之力，無論電荷運動而極靜止或反是，均不變（圖266a及b）。但在後者情形中，上面之方程式含有一新意義

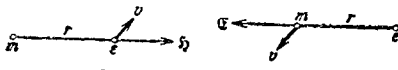


圖266. a 在一靜止磁極之場內之動電荷，  
b 在一靜止電荷之場內之動磁極。

• 在是處  $E$  表靜止電荷  $\epsilon$  在磁極  $m$  處之靜電場。此時方程式表示一動磁極在一電場內受一力之作用。因而動磁

極運動之方向偏轉，且此力之方向，恰如在電荷運動之情形中，與電場方向及運動方向所成之平面垂直。動電荷在磁場中之偏轉與磁極在電場中之偏轉完全相符，而上面之方程式可視為從對於動電荷在磁場中有效之第13方程式 (§306) 導出，祇須以  $m$  代替  $\epsilon$  及  $E$  代替  $H$ 。

309. 磁場對於電流之力。在 §306 中討論磁場對於單獨一動電子或游子作用之力，在本節中，則言全數動電子或動游子並假定其在橫斷面積為  $q$  之導線之微小部分  $dl$  內，而在線內有電流  $i$  通過。故在是處以在  $dl$  中之全數動電荷  $n \epsilon q dl$  代 §306 中之  $\epsilon$  ( $n =$  每立方厘米內之電子之數)，以  $n \epsilon q v = i$  表在  $dl$  內之電流強度 (§245, 方程式4)。由第13方程式 (§306)，在磁場  $H$  內，加於有電流  $i$  通過之  $dl$  部分之力等於

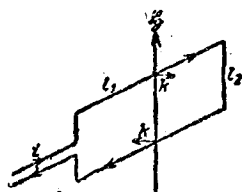
$$d\mathbf{k} = idlH\sin(i, H) \text{ 達因。} \quad (18)$$

電流  $i$  之方向既與各帶電子之運動方向相符合，故須以  $(i, H)$  代替角  $(v, H)$ 。  $d\mathbf{k}$  之力與電流之方向垂直並與  $H$  電流方向直垂之成分  $H\sin(i, H)$  成比例。磁場對於一全段之力可由積算第 18 方程式表示之。應注意者，在一均勻磁場內，對於閉電路之力並非為一個合力，但為一力偶。換言之，在導線上惹起一轉矩 (§310)。

在 §306 中，說明在磁場內帶電子有循螺旋線（其軸向與磁力線之方向一致）進動之傾向。在通電導體中，帶電子亦有此傾向，而此在由圖 262 表示之實驗中，經由導線作螺旋狀繞在磁鐵上之事實證實之。

310. 循環電流之磁矩。如在 §303 中所述，一閉電路係與一磁鐵相等，一長圈或一螺線管與一條形磁鐵相等，一扁平面僅由一個或少數

匝之電路與一起磁盤相等。如各磁鐵然，凡是種電路各有一磁矩 (§339)。圖267表一矩形環，其兩邊之長為  $l_1$  及  $l_2$  厘米，環面係依均勻磁場  $H$  之方向，一邊  $l_1$  係與磁場垂直，他邊  $l_2$  則與之平行。因此



僅在  $l_1$  之兩邊受力之作用。據方程式 18，各邊所受之力  $k = il_1H$  達因。兩力之方向相反，蓋在兩邊中，電流係反對之方向流動。故作用於導體上之轉矩 (§31) 為

$$N = kl_2 = il_1l_2H = MH \text{ 達因厘米。}$$

與方程式 5, §300 ( $\varphi = 90^\circ$ ) 相比較，知由上列方程式表示之量  $M$  有與磁鐵之磁距相當之意義，故稱曰電路之磁矩 (magnetisches Moment des Stromkreis; magnetic moment of electric circuit)。  $l_1l_2$  既表電路環面之面積，故

$$M = iF. \quad (19a)$$

此方程式對於一般均有效，而不僅對於一矩形環之特殊情形有效也。就圓環而言

$$M = \pi r^2 i. \quad (19b)$$

方程式 19a 亦可依下列方法導出之。設想一個由  $N$  匝所成之長圈，其橫斷面積為  $F$ ，長為  $l$ ，圈內通過電流  $i$ 。據方程式 11, §304，在其末端發出之磁力線數為  $FH = 4\pi NiF/l$ 。準此，則圈之極強度  $m = NiF/l$  (§299)，而依方程式 1, §297，圈之磁矩  $M = ml = NiF$ 。作用於各匝上之磁矩故為  $iF$ 。

又在有  $r$  半徑之一圓徑上環行之一個帶電子亦表一電流。其電荷為  $\epsilon$ ，角速度  $\omega = 2\pi\nu$ 。式中  $\nu$  表帶電子每秒間通過任一橫斷面積之次數。帶電子之運動成一電流，其強度  $i = \epsilon\nu = \epsilon\omega/2\pi$ 。準此，則是種元循環流之磁矩

$$M = \pi r^2 \frac{\epsilon\omega}{2\pi} = \frac{1}{2} \epsilon \omega r^2. \quad (20)$$

對於原子說，是種循環電流及其磁矩頗有關係。

311. 羅蘭德，倫琴及愛仙懷德之實驗。一動電荷之磁場祇與電荷之運動有關。至於其運動之如何而起，則與磁場無關也。以上所述者，均就完全自由或在一靜止導體內運動而成電流之電荷之磁場而言。但亦須指出者，凡在固體內一定點之過剩電荷，當其隨物體而運動

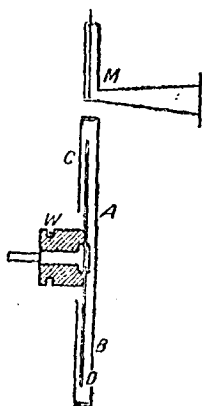


圖268. 羅蘭德與愛仙懷德之實驗。

時亦呈磁效應。此事實經由多數實驗尤其羅蘭德，倫琴及愛仙懷德之實驗證實之。其磁效應之強弱且亦經證實為與理論相應。圖268示是種實驗之計劃，且係由愛仙懷特規定而係由羅蘭特實驗者。彼先將一個鍍錫箔之硬橡皮盤D架於一軸上。用匯電刷及一匯電環W加電壓U使盤面對於地面積有電荷之後，乃以高速度旋轉之。ABC表一連地之金屬匣，其與錫箔合成而為有電容C之容電器。結果在錫箔層上發生電荷  $e = UC$ ，而盤周(半徑 $r$ )每厘米長之電荷等於  $UG/2\pi r$ 。設命  $v$  表盤之周速度，則動電荷與有強度  $i = vUG/2\pi r$  之電流相當。此電

流之磁效應可用一地磁儀M測定之。此計之要部為一懸在線上而可自由旋轉之磁針，其在固有靜止位置時，與盤在同一平面內，但因受與該面垂直之電流  $i$  之磁場之影響，依與平面正交之方向而偏轉，恰如在奧斯特實驗中磁針受導線內電流之影響而偏轉者然。

在其他實驗中，旋盤為一插在一個帶電之容電器之兩板間之介電體。其兩面因介電極化作用(§234)帶有相反等量之電荷。經此兩電荷分別表出之電流，故強度相等，方向相反。介電質充分厚時，在盤旁亦可顯出其磁效應之相差。此實驗之結果亦與理論相符合。

由上述之實驗觀之，可見附在一物體內而隨之運動之電荷，其磁效應與在物體內以同速度運動之等量電荷之磁效應相同。是種流動稱曰對流(Konvektionsströme; convection currents)。

312. 電流間之力效應。電流既各帶一磁場，而此磁場對於另一

電流惹起力效應，故此種效應亦可謂電流間之力效應，雖然，此另一電流亦有與其相伴生之磁場。爲以方程式表示此種關係，祇須在方程式18中(§309)由產生磁場H之電流表示其磁場。此定律且祇能由微分方程式一般表出之。設想一微小段導線，其長爲 $dl_1$ ，線內有電流 $i_1$ 通過。又設想另一微小段 $dl_2$ ，線內有電流 $i_2$ 通過。第二段在第一段之處惹起之磁場，據方程式8, §304, 與 $i_1 dl_1 / r^2$ 爲比例， $r$ 表兩段間之距離。第一段在此場內所受之力，據方程式18, §309, 與 $i_1 dl_1$ 爲比例。準此，在兩段作用之力與 $i_1 dl_1 i_2 dl_2 / r^2$ 爲比例。關於此力之準確的定律，所謂安培定律 (Amperesches Gesetz; Ampere's law 1825), 可由下列方程式表示之

$$dk = - \frac{i_1 dl_1 i_2 dl_2}{r^2} (\cos[i_1, i_2] - \frac{2}{3} \cos[i_1, r] \cos[i_2, r]), \quad (21)$$

導出此方程式，頗費手續，故在是處略去。式中 $(i_1, r)$ 及 $(i_2, r)$ 表兩微小段與兩者之連接線 $r$ 所成之角，而 $(i_1, i_2)$ 表兩電流方向所成之角。設想兩簡單情形，其中 $i_1$ 及 $i_2$ 均互相平行，故 $(i_1, i_2) = 0^\circ$ 或 $180^\circ$ 。若電流之方向相同，則 $(i_1, r) = (i_2, r)$ ，因而

$$dk = - \frac{i_1 dl_1 i_2 dl_2}{r^2} (1 - \frac{2}{3} \cos^2[i_1, r]) \text{ 達因。}$$

其中負符號與吸引相當。若電流之方向相反，則

$$dk = + \frac{i_1 dl_1 i_2 dl_2}{r^2} (1 - \frac{2}{3} \cos^2(i_1, r)) \text{ 達因，}$$

其中正符號表示兩微小段互相推拒。

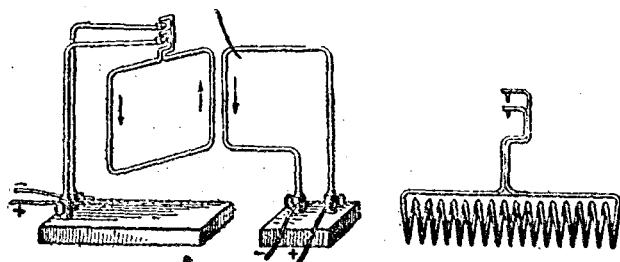


圖209. 電流間之吸引及推拒

至兩通電閉線相互作用之全力，祇能在簡單情形中依積分法計算之。

一個一般有效之定律如下：平行而同向之電流互相吸引，平行而反向之電流互相推拒，能自由移動之通電導線經相互之作用而移動後，線內電流互相平行而同向。為證明此定律，應用圖269所示之儀器，其中一導線可自由旋轉，而其兩端均浸在盛水銀之鉢內。在如圖所示之情形中，兩電路之鄰近部分互相推拒，如用兩扁平而平行之圈，其中一圈懸在兩線上，而他圈固定在其近旁，則亦可證明同一事實。若其中電流之方向相同，兩者互相吸引，反則，互相推拒，在此情形中，作用之性質特易明瞭。電流之方向相同時，兩圈可視為空中兩同向盤狀磁鐵(§303)，一盤之正極與他盤之負極相對，故兩盤互相吸引。電流之方向相反時，同名之極相對，故兩盤互相推拒。

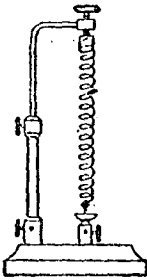


圖270. 示平行電流之吸引。

圖270 示一線螺旋，其下端浸在水銀內，設令線內通電，則各匝內之平行電流互相吸引，螺旋遂縮短，其與下端水銀之連絡遂斷。但電流停止流動之後，螺旋立即延長，而再浸於水銀內，致電流一續一斷互相間隔。

在有強度電流時，例如在電機及變壓器中可有者，線圈各部分間作用之力極大。鄰近之匝以極大之力互相吸引，因而中間之絕緣須能抵抗此壓力。各匝之在一直徑兩端之部分，因帶相反之電流，互相推拒，故當電流之強度大時，各匝有互相分裂之危險。

313. 電磁量度制。在§304中已說及 $1/c$ 常數(方程式7b及示拉普拉斯定律之方程式8)之廢棄促成一新量度制，所謂電磁量度制(elektromagnetisches Maßsystem; electromagnetic system of measurements), 故又有一新單位系，所謂電磁單位系(elektromagnetische Einheiten; electromagnetic units)。在電磁制中，各量之四次亦與靜電制(§241)中不同。

爲導出此制中之因次(電磁量度制中之因次; Dimensionen im elektromagnetischen Maßsystem; dimensions in the electromagnetic system of measures).須從安培定律, 方程式31, §312出發。在此方程式左邊之兩長度, 既就其因次而言, 互相抵消, 故可以想見兩電流強度之乘積或一電流強度之平方必有一力之因次。準此, 則電流之因次方程式爲  $|i| = |\sqrt{k}| = |m^{\frac{1}{2}} l^{\frac{1}{2}} t^{-1}|$ 。因  $i = de/dt$  (§244), 電量  $e$  之因次爲  $|e| = |i \times t| = |m^{\frac{1}{2}} l^{\frac{1}{2}}|$ 。電位差(或電壓)  $U$  與電荷  $e$  之乘積  $Ue$ , 據 §219 表示一功, 故  $|Ue| = |m l^2 t^{-1}|$ , 而電位差或電壓之因次  $|U| = |m^{\frac{1}{2}} l^{\frac{1}{2}} t^{-2}|$ 。終則由歐姆定律, 一電阻之因次  $|R| = |U/i| = |l t^{-1}|$ 。茲將各因次綜合列之如下。

第二十五表 電磁量度制中之因次。

|           |                                                   |
|-----------|---------------------------------------------------|
| 電流強度..... | $ i  =  m^{\frac{1}{2}} l^{\frac{1}{2}} t^{-1} ,$ |
| 電量.....   | $ e  =  m^{\frac{1}{2}} l^{\frac{1}{2}} ,$        |
| 電壓.....   | $ U  =  m^{\frac{1}{2}} l^{\frac{1}{2}} t^{-2} ,$ |
| 電阻.....   | $ R  =  l t^{-1} ,$                               |
| 電容.....   | $ C  =  l^{-1} t^2 .$                             |

設命  $e_s$  表以靜電單位計算之一定電量,  $e_m$  表以電磁單位計算之同電量, 則據 §304,  $e_s = c \times e_m$ , 其中  $c$  之數值等於  $3 \times 10^{10}$ 。其因次等於一速度之因次  $|l t^{-1}|$ , 而此可由比較兩制中之電量之因次明之 (§241)。在各情形中, 電流強度等於電量對於時間之商, 故在兩制中電流強度量數之比, 恰如兩制中電量量數之比, 即  $i_s = c i_m$ 。電流強度之電磁單位故爲其靜電單位之  $3 \times 10^{10}$  倍。根據上述各量間存在之關係, 亦可由相當換算得兩制中其他量間之關係。即

$$i_s = c i_m, e_s = c e_m, U_s = U_m / c, E_s = E_m / c^2, R_s = R_m / c^2, C_s = C_m c^2$$

據是及由利用第二十表, §241, 不難將電磁單位系換算爲實用單位系(第二十六表)。

## 第二十六表 電磁單位系。

|      |                 |
|------|-----------------|
| 電流強度 | =10安培，          |
| 電 量  | =10庫侖，          |
| 電 壓  | = $10^{-9}$ 伏特， |
| 電 阻  | = $10^{-9}$ 歐姆， |
| 電 容  | = $10^9$ 法拉。    |

常數 $c = 3 \times 10^{10}$ 厘米/秒，通稱曰光速度 (Lichtgeschwindigkeit; velocity of light)，就其為關於電之一種量之特性言之，往往稱曰臨界速度 (kritische Geschwindigkeit; critical velocity)。事實上，此常數實為一電磁量 (§327)，其在光之傳播中有重要作用焉。乃因光為一種電磁過程。臨界速度與光速度相符合之事實係當 1843 年為韋伯 (Will. Weber) 所認識。

314. 絕對單位及國際單位。電之實用單位 (庫侖，安培，伏特，歐姆等) 原係由電磁單位導出，且係依第26表，§313，所示之關係。在原則上，電磁之單位可就電學量及力學量間之關係由實驗確定之。例如電流強度之電磁單位在原則上可由等強電流之吸拒實驗 (§312) 確定並同時得電量之電磁單位。電壓之單位由已知強度之電流之功率測定 (§260)，而電阻之單位係由歐姆定律之實驗推知，餘則依法確定。由如是之設想而定之電磁單位導出之實用單位，稱曰絕對單位 (absolute elektrische Einheiten; absolute electric units)。

絕對安培為其他單位之根據，是以其確定須遠為公眾生活所須之準確強度。電之單位，因有重要經濟的關係，概經國際會議決定。但與各測定有關之定義，因其不易使之實現，則不牽涉，例如為校準電流計所須之電流強度實際不能依安培定律而測定，因此之故，安培及歐姆之定義均係法定，且可由簡單之實驗而規定者。至電壓之單位，則由歐姆定律而定。如是之單位，曰法定單位或國際單位 (gesetzliche oder internationale Einheiten; legal or international units)。在制法以定安培及歐姆時，當然視當時測量技術之程度盡力使其與電流及電阻之絕對單位準確相符。



關於電之單位系之法規，其在1898年六月一日在德國頒佈者，有如下之說法：

- 1) 量電之法定單位為歐姆，安培及伏特。
- 2) 歐姆為電阻之單位。其值等於長100.3厘米橫斷面積一平方毫米而質量14.4531克之水銀柱在熔點溫度時之電阻。
- 3) 安培為電流強度之單位。凡電流其通過硝酸銀溶液而於一秒間析出0.001118克之水銀者，即有此強度。
- 4) 伏特為電動勢之單位。一伏特之電動勢能於有1歐姆電阻之導線內惹起1安培之電流。

此外尚須確定有關於電量，電功率，電功，電容及感應之單位。

近來因測量技術進步，知國際歐姆之值與絕對歐姆之值略有差異。即1國際歐姆=1.0005絕對歐姆。反之，國際安培之值與絕對安培之值在前5位置之數均全同。國際伏特既根據安培及歐姆之規定而決定，是以依據由歐姆定律說明之關係，1國際伏特=1.0005絕對伏特。關於上面第三項之法規再參考§269。

315. 光速度之電法測定。光速度(臨界速度) $c$ 可純憑電法測定。為此祇須將同量之數值分別依靜電量度制及電磁量度制決定。此後將所得之值依§313中之換算方程式換算而算出 $c$ 。尋常多應用 $C_s = c^2 C_m$ 之關係。在此法中用一容電器(球形，圓筒形或板形容電器)，其電容可由靜電制之因次準確算出並如是而求得 $C_s$ 。次依別種方法，例如依馬克士威方法(§253)，再量該容電器之電容，於是求得以國際法拉計算之電容，因其依由國際歐姆校準之電阻而計算者。因國際歐姆與絕對歐姆略微不同，此值須經改正而為絕對法拉。再依第26表，§313，以 $10^9$ 乘之，乃得由電磁單位表示之電容 $C_m$ 至是 $c = \sqrt{C_s / C_m}$ 。

依此方法而得之最佳結果為 $c = 2.9978 \times 10^{10}$  厘米/秒。依最可靠的光學法測定之結果為 $c = 2.9979_4 \times 10^{10}$  厘米/秒(§399)。此兩種結果故頗相符合。

316. 磁壓·磁位。與電壓相似，磁場兩點間之磁壓 (magneti-

sche Spannung; magnetio tension)  $M$  等於使一單位磁極自一點移至他點所須之功。極之強度為  $m$  時，所須之功

$$A = mM \text{ 爾格。} \quad (22)$$

然在磁場  $H$  內對於磁極  $m$  之力等於  $mH$ ，故若命  $ds$  表進行之徑路之一微小部分， $H_s$  表依  $ds$  方向之分磁場，則  $A = -m \int H_s ds$ 。(式中負符號表示為產生正功，須令一正極反對磁場之方向運動。)

因而與方程式(§210)完全相似， $A$   $B$  兩點間之磁壓

$$M = - \int_A^B H_s ds \text{ 高斯厘米。} \quad (23)$$

設想一直線內有電流  $i$  通過。今令一磁極  $m$  在直線之周圍循半徑為  $r$  之圓迴轉一次。據方程式10, §304, 循此圓之磁場強度為  $H = 2i/r$ ，而經磁極進行之路程為  $2\pi r$ 。故在此運動中所作之功為

$$A = \pm \frac{2i}{r} 2\pi r m = \pm 4\pi i m \text{ 爾格，} \quad (24)$$

且視磁極依一方向或他方向迴轉，此功為正或為負。如磁極迴轉  $n$  次，則所作之功  $A = \pm n \times 4\pi i m$ 。此功之大小故與圓之半徑無關，且又不隨路程而異，蓋任一路程可想像由無數多之極短路程合成，此種極短路程或為在導線周圍之圓的一部分或呈輻射之方向，但功祇限在導線周圍之圓形部分上作成。又功對於導線之幾何形亦無關係。

然由此設想在電流之磁場內之兩點間之磁壓並無一定的大小。此大小視磁壓沿而測定之路程不繞電流或繞電流一次或多數而定。設命  $M_0$  表沿任一路程不繞電流（其強度為  $i$ ）時測定之兩點間之磁壓，則路程繞電流  $n$  次時，磁壓

$$M = M_0 \pm 4\pi i n. \quad (25)$$

(式中符號視繞轉方向而定。)

磁壓之所以多值者，殆為磁力線恆自相閉合之結果。設想將一磁極自磁場中之一點移至他點可於中途任一之點停息，而在是處沿通過該點之磁力線任其迴轉一次或多次，然後再令其繼續前進以達終點。

其時外加之路程不必一定沿一磁力線，但祇須繞產生該磁場之電流一次或多次。（在永久磁鐵之磁場中，磁壓之多值並無實際的作用，蓋在是處不能再使磁極繞產磁場之分子循環流[§338]而移動。）

在磁場內一點之磁位(magnetisches Potential; magnetic potential)，其定義與電位同，即為該點對於磁位為零之另一點之磁壓。因磁壓多值之故，在電流之一磁場內之磁位亦據方程式而多值。然若由一“遮斷面”遮斷在電流周圍之圍繞，則亦可使其有單一之值。例如電流通過一簡單環時，可規定環內之面不許穿過。若磁場為永久磁鐵所產出者，則因該種磁鐵之物質無貫穿性之故，磁位當然祇可有單一之值。測定磁壓之方法見§331。

317. 電磁感應。試於由一匝或多數匝所成之一閉路之兩端連一電流計，然後以磁鐵之一極近之(圖271)，則見當磁鐵移動之際，電流計之指針偏轉，故此時在線圈內有電流通過。如磁鐵停止移動，則

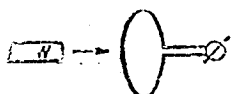


圖271. 磁鐵磁場內之感應。

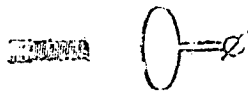


圖272. 線圈磁場內之感應。

電流計之指針即回至零度，證明圈內不通電流。若再將磁鐵移開，則指針復偏轉，但方向與前時相反，是即證明此時圈內電流之方向與將磁鐵移近時所產生者相反也。若令磁鐵不動，使線圈對於磁鐵移動，則見發生完全相同之現象。又通電之螺線管(圖272)之兩端各與一條形磁鐵之一極相等(§341)，故亦可代磁鐵而用之。

此現象係於1831年由法拉第(Faraday)發明，稱曰電磁感應(elektromagnetische Induktion; electromagnetic induction)或簡稱感應。至由感應而起之電流，曰感應電流(Induktionsstrom; induced current)。吾人既未知有電源在電路內，然卻有電流發生，故在是種電路內，必有另一種為吾人迄今所未知者之電動勢，即所謂感應電動勢是也。

當磁極對於線圈移動之際，在後者之處，磁場隨時變動。此種隨時間的變動顯然與產生感應電動勢有關。若利用如圖272所示之裝置且可毋須令螺線管及線圈作相對的移動，因縱使兩者均不移動，祇須令螺線管之電流（故又其磁場強度）變動或令其改變方向，亦能惹起是種感應效應。增加電流之強度，其效應與移近螺線管相當，而減退電流之強度，則與移開螺線管相當。又電路關閉時，電流計指針之偏轉與電路開斷時等大，但方向則反，電流換向時，指針之偏轉較單將電路開啓或關閉時大一倍。

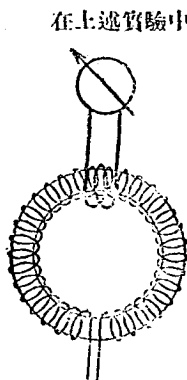


圖273. 環形閉路內之感。

在上述實驗中，發生感應之線圈恆在隨時變動之磁場內。蓋從磁極及螺線管發出磁力線，而後者充滿周圍之空間。今欲示另一種情形，假定據吾人目前所知者言之，線圈完全不在磁場內。圖273示一環形線圈，線內通過隨時變動之電流。在此圈內之磁場，可依方程式11, §304, 計算。如在圈內之電流然，此磁場亦隨時間而變動。依據吾人今日之知識，線圈之外並無磁場 (§303)。但在此情形中，當圈內電流之強度或方向每次變動時，在繞在環形線圈之外之一感應圈內亦發生一感應電流。此種現象驟視之，似由於隨時變動之磁場之超距作用，但其實不然，而此將在§327中說明之。

除上述各種產感應現象之情形外，尚有其他惹起感應現象之情形。若在一個不隨時間變動之磁場內，由導線圍進之面積發生變化或旋轉，則亦可發生同樣現象。此兩種情形當於§319中嚴密討論之。

318. 法拉第感應定律。上面在§317中所述之感應現象似乎極混亂。雖然，其大體可由一簡單定律，即所謂法拉第感應定律 (Faradaysches Induktionsgesetz; Faraday's law of induction) 說明之。各過程假定在真空中進行(參考第二十五章之預述，及§357)。命 $H$ 表磁場強度， $F$ 表經循環導線(其中發生感應現象)圍進之面積， $dF$ 表此

面積之一微小部分， $(dF, H)$  表其處之磁場強度與  $dF$  所成之角。其  
中  $F$  當視為循環導線之匝面。若循環導線含有  $n$  匝數，則  $F$  當為僅有  
一匝時之  $n$  倍。此時循環導線內之感應電動勢為

$$E = \frac{d}{dt} \int H \sin(dF, H) dF \text{ 電磁單位。} \quad (26a)$$

該積分包括  $F$  面之全部。又

$$\Phi = \int H \sin(dF, H) dF \text{ 高斯厘米}^2 \quad (27)$$

當等於穿過  $F$  面之磁場  $H$  之磁力線數，此亦顯而易見者。若假定各過  
程均在真空(或空氣)中進行，則  $\Phi$  當表穿過  $F$  面之磁通量或磁束 (magnētischer Kraftfluss; magnetic flux)。因此，第 26a 方程式可由次式  
代之

$$E = \frac{d\Phi}{dt} \text{ 電磁單位，} \quad (26b)$$

而感應定律之簡單說法遂如下：循環導線內被感應之電動勢係與橫貫  
該電路之匝面之磁力線之變化率成比例。事實上，是種磁力線之變化  
率在 §317 之各實驗中皆有之。

今欲由方程式 26a 導出若干特殊情形。

1. 一扁平循環導線係在一個不因時而變之均勻磁場  $H$  內，換言  
之，在其  $F$  全面內， $H$  有等大之強度及方向，而  $\sin(dF, H)$  到處有相  
同之值  $\sin(F, H)$ 。於是方程式 26a 得

$$E = H \sin(F, H) \frac{dF}{dt} \text{ 電磁單位。} \quad (28a)$$

此式表示循環導線係在一個不因時間而異之均勻磁場內，而其匝面之  
大小則隨時間而變動。

2. 一扁平循環導線係在一個不因時而變之均勻磁場  $H$  內轉動。  
是於僅  $\sin(dF, H) = \sin(F, H)$  依時間變動。準此，則

$$E = F H \frac{d}{dt} \sin(F, H) \text{ 電磁單位} \quad (28b)$$

3. 一扁平循環導線係在一個隨時間而變之均勻磁場  $H$  內。因而

$$E = F \sin(F, H) \frac{dH}{dt} \text{ 電磁單位。} \quad (28c)$$

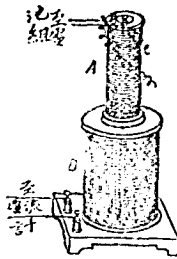


圖274. 示感應現象。

被感應之電動勢既隨匝面 $F'$ 之大小而異，故為惹起較強之感應效應，特用由多匝匝組成之線圈以充感應線圈 $D$ 。圖274 示一與此相當之裝置。線圈 $A$ 表起感應磁場之線圈， $B$ 表感應圈。將線圈 $A$ 提上提下或變更其內之電流強度，則 $B$ 內起感應電動勢。

上面導出方程式28a及1時，假定在感應電動勢 $E$ 之作用下，由感應而發生之感應電流本身不促成強度隨時間變動之磁場。否則，此磁場當加在磁場 $H$ 上，而總磁場不再隨時間而固定。故或則 $dF/dt$ 或則 $d\sin(F, H)/dt$ 不變，或則循環電路內之電阻必須極大，俾感應電流減衰，而其磁場對於磁場 $H$ 可以略去不計。在此種假定之下，吾人可將一部分之感應現象歸根於吾人已知之現象。（至感應電流本身之磁場對於電流之反作用係在自感應[§333]項下討論之。）

319. 動導線或其一部分在不變均勻磁場內之感應。例1. 設想一矩形導線(圖275)，其一邊能沿兩鄰邊滑動。假定此邊之長為 $l$ ，兩鄰邊臨時之長為 $x$ 。導線之平面與不變均勻磁場 $H$ 正交。今若令滑動線以一定之速度 $v$  向右移動，如在各導體內然，

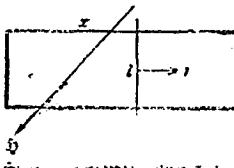


圖275. 滑動導線一部分內之感應。

在此線內存有能自由運動之帶電子，在此情形中，則為電子，後者參預滑動線之運動，故亦有速度 $v$ 。因運動之結果，據方程式13, §360 [ $\sin(v, H) = 1$ ]，作用於各電子上之力

$$k = \xi v H \text{ 達因,}$$

1) 在電機或無線電之機械中，有時必須應用無感應之線圈。此種線圈最簡單之繞法，先以線對折，再合併繞成一線圈。如是每對中均有兩個反方向之電流，得各自抵消其所產生之磁場。如線圈甚長，可將線圈分成兩部纏繞，既而互相連接，成一單線圈，其連接後亦使兩線圈之磁場互相反對而抵消。又一線圈之感應，可由通相反電流之其他線圈（所謂抵制線圈）消滅之。

其方向與磁場  $H$  及速度  $v$  之方向正交，故即依動導線之方向。力  $k$  使動導線內之電子運動，並因此電子運動  $l$  之距離作

$$A = kl = \epsilon v l H \text{ 爾格}$$

之功，但對於一電荷  $\epsilon$  所作之功等於電動勢  $E$  及電荷  $\epsilon$  之乘積  $E\epsilon$ 。故導線內之電動勢

$$E = lvH \text{ 電磁單位。}$$

此電動勢之發生為動導線在磁場內運動之結果，若命  $v = dx/dt$ ，並命  $kx = F$  表經導線包圍之臨時面積，則  $lv = l \times dx/dt = dF/dt$ ，則前式可改書如下，

$$E = H \frac{dF}{ct} \text{ 電磁單位。} \quad (29)$$

是處之問題為方程式 28a (§318) 之一特殊情形，即是在處  $\sin(F, H) = 1$ 。就此情形言之，方程式 28a 可由拉普拉斯定律 (§304) 證明之。

例 2. 試於不變均勻磁場  $H$  內，置一帶  $a, b$  邊之一矩形導線 (圖 276)。此導線可繞軸線  $AA'$  旋轉，而後者係與  $b$  邊平行，但等分  $a$  邊，且與磁場方向垂直。矩形導線之面積  $F = ab$  與磁場方向所成之角度命為  $(F, H) = \varphi$ 。若導線以  $d\varphi/dt$  之角速度旋轉，則邊  $b$  之速度等於  $a/2 \times d\varphi/dt$ ，而依 §304 加於此兩邊內之各電子之力等於  $k = \epsilon \frac{a d\varphi}{2 dt} \times H \sin(\varphi, H)$  遠或因  $\sin(\varphi, H) = \cos(\varphi, H) = \cos \varphi$ ，

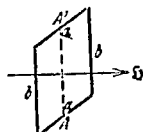


圖 276. 在一均勻磁場內之感應。

$$k = \epsilon \frac{a d\varphi}{2 dt} H \cos \varphi = \epsilon \frac{a}{2} H \frac{d \sin \varphi}{dt} \text{ 遠因。}$$

據與第 1 例中相同之設想，並根據感應作用在兩  $b$  邊中發生之事實，對於電荷  $\epsilon$  所作之功為

$$A = \epsilon \times nb \times H \frac{d \sin \varphi}{dt} = \epsilon FH \frac{d \sin(F, H)}{dt} \text{ 爾格。}$$

兩感應電動勢為

$$E = FH \frac{d \sin(F, H)}{dt} \text{ 電磁單位。} \quad (30)$$

此式與方程式 28b (§318) 相類似。

320. 單極感應。在迄今為止之各感應情形中，均以  $F$  表由循環導線圍進之面積， $dF/dt$  表此面積依時間之變化。但在另一仍服從法拉第定律之感應現象中， $dF/dt$  具有其他意義。吾人仍依據第 1 例 (§319, 圖 275)，但設想矩形導線已旋轉  $90^\circ$ ，故其面現今與圖面垂直。可動之導線是處係以在圖面上之一金屬板代之，此板可在兩滑動接觸

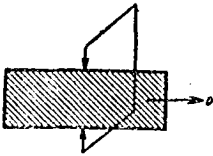


圖 277. 示單極感應。

之間在圖面上移動(圖 277)。在與圖面相正交之方向，有一個強度極一定之磁場  $H$ 。故此磁場之磁力線不致穿過矩形導線 [ $\sin(F, H) = 0$ ]。今若令金屬板以速度  $v$  在其固有之平面內移動，則在原則上，此情形與第一例中移動一導線之情形無異，而據與 §319 中相同之理論，亦可得到如方程式 29 所示之結論。祇因在是處  $dF/dt$  不表由矩形導線圍進之面積之變化，但  $dF$  表在  $dt$  時間內在滑動接觸間滑過之金屬板之面積。此特殊情形曰單極感應 (unipolare Induktion; unipolar induction)；(其一例見 §331)。

321. 導線在不變非均勻磁場中移動時所起之感應。試於有一單

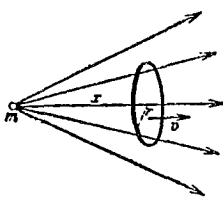


圖 278. 導線在非均勻磁場中移動時所起之感應。

獨磁極  $m$  所生之磁場內置一帶半徑  $r$  之導線閉環，此環之軸線指向磁極 (圖 278)。磁場之強度雖不隨時間而變，但係隨處變動，故不均勻。若以磁極為原點，環心沿軸線之橫坐標假定為  $x$ 。今假定  $x$  與環之半徑相較極大，故磁力線束穿過環之間角極小。

若令環以一定之速度  $v = dx/dt$  依軸線方向移動，則加於其中各電子之力  $k = \varepsilon v H \sin(v, H) = \varepsilon v H \sin(v, r)$  遠因。各電子沿環一全轉間在各電子上所作之功故為  $A = 2\pi r \varepsilon v H \times \sin(v, r)$  爾格，而於環內引起之感應電動勢  $E$  依據與以上各情形中相同之推論為

$$E = 2\pi r v H \sin(v, r) \text{ 電磁單位。} \quad (31)$$

此電動勢之值等於磁通量  $\Phi$  依時間之變動，即等於  $d\Phi/dt$  之值，



恰如感應定律所要求者。今欲就此點證明之。為計算穿過環之磁通量  $\Phi$  可應用經環圍進之任一而。在是處用以  $m$  為中心以  $\epsilon = \sqrt{x^2 + r^2}$  為半徑作成之球形面 (Kugelkalotte) 最適宜，因其中磁場強度  $H = m/\epsilon^2$  到處均相等故也。此球形面之面積為  $F = 2\pi \epsilon^2 [1 - \cos(\nu, r)]$ 。今  $\cos(\nu, r) = x/\sqrt{x^2 + r^2}$  及  $d\cos(\nu, r)/dt = dx/dt \times r^2/(x^2 + r^2)^{3/2} = vr^2/\epsilon^3$ 。於是

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi}{dt} &= -2\pi m \frac{d\cos(\nu, r)}{dt} = -2\pi m \frac{vr^2}{\epsilon^3} = -2\pi rv H \times \frac{r}{\epsilon} \\ &= -2\pi rv H \sin(\nu, r) \text{ 電磁單位。} \end{aligned}$$

除符號外，此式與方程式 31 相吻合。（關於符號，換言之，關於感應電動勢之方向見 § 320。）

方程式 31 不但對於圓形導線即對於有其他任一形狀之導線亦有效

322. 導線在變動磁場中靜止時所起之感應。上面在 319 至 321 各節中所討論之感應現象係就循環導線或其一部分在不依時間而變之均勻或非均勻磁場中運動時之情形而言。然據 § 317，循環導線在依時間而變之磁場內靜止時亦能惹起感應現象。如已在該節中說及，一磁極對於一循環導線運動時，其線內惹起之效應與導線對於磁極運動時在線內惹起之效應同。所要者乃兩者相對的運動，此事實亦可由相對論原理（第三十六章）導出之。根據此理，故方程式 31 (§ 321) 不但對於循環導線在磁場中運動時之情形有效，即對於磁極對於靜止循環導線運動時之情形亦有效。若不用磁極，則亦可用一通電線圈為惹起磁場之原因，其時祇須令此圈對於靜止循環導線運動。恰如在一磁極運動之情形中，此時感應效應之發生亦可由拉普拉斯定律說明之。在此情形中，在經靜止循環導線圍進之面積內，磁場強度依時間之變動，換言之，隨磁通量依時間之變動  $d\Phi/dt$  而起者，有磁場強度依時間之變動  $dH/dt$ 。若循環導線及線圈二者均靜止，但令線圈內之電流強度故即磁場強度變動，則亦可惹起磁通量依時間之變動。是處磁通量之變動不由循環導線及線圈相對的運動而發生，故此事實不能再由拉普拉斯

定律導出。由此觀之，關於導線或其一部分在一磁場內或對於磁場荷載者運動而起之感應定律可由拉普拉斯定律導出，然其效力恆超出此定律範圍之外。關於此種情形，在§324中當再討論之。

323. 斷路中之感應。以上均就一閉路中之感應而言。因感應電動勢之作用，在閉路內可有電流通過。然在斷路中亦可發生感應。圖279表示經由一容電器隔斷之線環，試令一磁鐵之一極近之，則在是處當然對於線內各電子亦發生力之作用，換言之，在線中發生一電動勢。在線內於是有感應電流通過。結果，容電器開始充電，而此充電作用非至容電器板間之電壓與方向相反之感應電動勢相等時不致停止。此後感應電流停止流動，而如若磁場依時間之變動恆有一定，則容電器之電壓亦保持不變，然若磁場消滅，則容電器放電，而在環內復有電流通過，但此時其方向與前時相反。

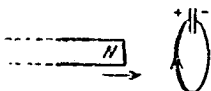


圖279. 斷路中之感應。

324. 關於感應現象之梗概。 法拉第感應定律包括感應現象之全部，然同時應認清感應現象分為根本上不相同之兩式。

1. 一循環導線或其一部分依適當方法在依時間不變之均勻或不均勻磁場內運動。在§320及321中，此式可根據拉普拉斯定律而解釋之。

2. 一靜止循環導線為依時間變動之磁場之磁力線所通過。吾人雖可以此式為感應作用之一特殊情形而認其與第一式相關聯(§321)，但此現象不能據已知之事實全般說明，自必另有新的事實為根據。其中情形由觀察第273圖(§317)環形閉線圈之實驗最易明瞭。在繞在環形線圈上之線環中之感應作用，其主要原因為電流強度在環形線圈中之依時間之變動及經此電流惹起之依時間變動之磁場。但此磁場限於環形線圈之內部，在圈外線環所在之處並無磁場之磁力線通過。雖然，在此空間範圍內，發生一種感應作用而與法拉第感應定律相吻合。蓋據此定律，祇須在經導線圍進之面積內之磁力線數發生變化，即可有感應電動勢發生，而縱使導線本身不在磁場內亦可。

準此以觀，依時間變動之磁場之作用不限於磁場所在之空間內，但伸達鄰近之空間，此實為一基本的重要認識。

325. 電磁場。當發生感應電動勢時，帶電子受力之作用而運動，使其運動之原因為電場 (§218)。同時在被感應之導線之周圍發生一感應電場。此電場與吾人目前所知之電荷之靜電場不同，蓋電荷之靜電場之力線始於一正電荷而終於負電荷，故並不閉合但有始末。然在帶感應電動勢之循環導線內，電力線無始無終，為一閉循環線，換言之，感應電場之電力線呈閉環狀並圍繞在隨時變動之磁場之磁力線之外。馬克士威根據此事實，乃作一結論如下：

一個隨時變動之磁場，其力線周圍恆有環形閉電力線圍之。

此結論有普遍的效力，不僅在有循環導線而其電場之存在可由線內流動之感應電流證實之情形中。在介電體及真空中，此種電力線亦存在。用環形線圈之感應實驗 (圖273) 今可據是而解釋之。線圈電流之依時間變動之磁場固以線圈內部為限，但其外面非無力場。是處充滿電力線，呈環形包圍依時間變動之磁場，而此種電力線為外面起感應作用之直接原因。

今據馬克士威依時間變動之電場及磁場二者實相並立。上述之定則故可反轉說明之如下：

一個隨時變動之電場，其力線周圍恆有環形閉磁力線圍之。

設想隨時間變動之電流與其隨時間變動之磁場及包圍磁場力線之閉電力線，則此感應電場通常亦依時間而變，故復為惹起依時間而變之新磁場之原因。準此，則依時間而變之電流產生一個依時間而變之電場及磁場，即所謂一個電磁場 (elektromagnetisches Feld; electromagnetic field)，其電成分與磁成分恆起相互交換作用 (§359)。

326. 位移電流。設想一容電器，其電荷為  $e$ 。試以一電阻線連接其兩板 (圖280)，則起二項情事：第一，容電器經由電阻線放電，在線內故有電流  $i_1$  通過，而在容電器內發生場強度  $E$  依時間

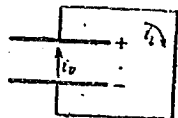


圖280. 示位移電流之發生。

的變動。導線電流  $i_l$  始於容電器之一板而終於他板，故中間隔斷。按電流強度之定義 (§244)， $i_l = de/dt$ 。在有面積  $F$  之板狀容電器中， $e = \frac{F \epsilon}{4\pi} \times E$  (§230)， $i_l = \frac{F \epsilon}{4\pi} dE/dt$  靜電單位，式中  $\epsilon$  表填容電器之介質之常數。

次之，隨容電器放電而起者又有磁效應。蓋不但導線電流  $i_l$  帶有一磁場，其力線作環狀包圍導線，即容電器中依時間變動之電場之電力線亦為磁力線所包圍。故導線電流  $i_l$  雖則中途隔斷，容電器中環形磁力線則不斷，在容電器中仍有電流通過。依時間而變動之電場是有與導線電流完全相似之效應。因有此事實，馬克士威乃推擴電流之意義而導入位移電流 (Verschiebungsstrom; displacement current) 之名稱。據其意見，以為始於容電器之一板而終於他板之導線電流  $i_l$  在容電器中可想像由與之等強之位移電流  $i_v$  繼續之。據此，則

$$i_v = i_l = \frac{F \epsilon}{4\pi} \frac{dE}{dt} \text{ 靜電單位。} \quad (41a)$$

容電器中之位移電流，是以與容電器中電場強度之依時間的變動成比例，而電場變動愈速時，此位移電流亦愈強。然位移電流不僅在容電器中有之，凡電場發生依時間變動之各情形中均可有位移電流，縱使不如在容電器中，力線有始有終，但如在感應作用中，力線作環狀而無始末時，此種位移電流亦可想像存在。在後者情形中，位移電流成閉路流動。

在方程式 (41a) 中，電流強度及電場強度二者均以靜電單位計算。若改用電磁單位計算，則由應用 §313 中之關係不難確定，而方程式 41a 可改書如下 ( $c =$  光速度)

$$i_v = \frac{F \epsilon}{4\pi c^2} \frac{dE}{dt} \text{ 電磁單位。} \quad (41b)$$

若不用電場強度  $E$ ，則依據 §235 又可用電位移密度 (elektrische Verschiebungsdichte; displacement density)  $\mathfrak{D} = \epsilon E$  以代之。於是得

$$i_v = \frac{F}{4\pi c^2} \frac{d\mathfrak{D}}{dt} \text{ 電磁單位。} \quad (41c)$$

位移電流之密度係表與位移電流正交之方向在 1 方厘米內通過之電流

，故若以 $F$ 表全面之面積，則 $j_v = i_v/F$ ，故

$$j_v = \frac{\epsilon}{4\pi c^2} \frac{dE}{dt} = \frac{1}{4\pi c^2} \frac{dD}{dt} \text{ 電磁單位/厘米}^2. \quad (42)$$

圖281 示一容電器，其內部裝一與電力線平行之導線。若容電器帶電，則導線經感應而變為一電偶極子。若容電器之電荷發生變動，則偶極子之強度亦起變動，而容電器中遂有電流通過，

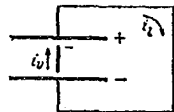


圖281. 導線中之位移電流。

因其兩端之電荷或增或減故也。恰如此導線電流為環形磁力線所包圍，在容電器中位移電流之周圍亦有同樣之磁力線，此種現象當在位移電流之區域內有一導線時恆有之。被一導體隔斷之位移電流，仍由導體中之導體電流連續之。

327. 電擾或磁擾之傳播。一電場或磁場在空間任一點發生變動時，則謂電場或磁場發生擾動（電磁擾；elektromagnetische Störung）。此種擾動之影響概傳至周圍任一遠處，雖然，其影響之深淺隨距離而變動。故從擾動區域發出之電磁場——含有互相包圍之電場及磁場之力線——依各方向傳播且其播速度非常之大。

電磁擾之傳播速度在真空中極近每秒300000千米之值，故等於§304中導入之常數c，即等於光速度或障界速度。光既為電磁擾之傳播現象（§435），故據此事實言之，電磁擾之傳播速度即為光之速度。

328. 無渦流場中電位之多義。靜電場無渦流，反之，帶閉力線之電場則有渦流（參考§108）。命 $A$ 表是種力場中之一點，並假定該點之電位為 $P$ 。依定義，此電位等於將一單位電荷自電位為零之一點 $0$ 移至 $A$ 點所須之功（§220）。今將一單位電荷沿通過 $A$ 點之閉力線自 $A$ 點移動再回至 $A$ 點，其方向或依作用於電荷上由感應電場發生之力之方向或與之相反。依移動之方向遂獲得或耗費一定量之功。若令其環行 $n$ 次，則所作之功當為此功之 $n$ 倍。結果，視單位電荷直接自 $0$ 移至 $A$ 或中途循依時變動之感應磁場之力線周圍之圓上環繞一次或多次，所得之電位 $P$ 之值遂異。故在無渦流電場中，一點之電位（無渦流電

場中之電位；Potential in nicht wirbelfreien elektrischen Feldern; potential in not eddy free electric fields) 並無一定之值。此種情形與磁場中之情形完全相似 (§316)。

§329. 楞次定律。線圈被感應而通電時，由電磁作用自行產生一磁場，楞次研究電磁感應現象所得之結果，推出一個關於感應電動勢之方向之定律 (楞次定律；Lenz'sches Gesetz; Lenz's law 1834)：感應電動勢之方向或經其產生之磁場之方向，係與原來惹起感應之磁場之方向相反。

若感應現象係由移動導線於磁鐵或通電之電線之磁場內而發生者，則感應電流之作用係阻止導體與磁場二者相對之運動。例如令磁鐵之北極進入線圈時，如圖271，穿過線圈之磁力線數，係由少而多增加，故感應電流之方向，為使線圈之左端成一北極，以推拒磁鐵之北極，或阻礙磁力線在線圈內增加。反之，當磁鐵由線圈中抽出時，穿過線圈之磁力線數，為由多而少減少，故此時電流之方向，係使線圈之左端成一南極，牽制磁鐵脫離線圈，或阻礙磁力線在線圈內減少。感應電動勢之方向在移近極時之情形中與移開極時之情形中適相反。故若能計算感應電流之磁場之方向，則可由倒轉 §303 中之定則確定感應電流之方向。

若感應之原因為經導線圈進之面積內之磁場依時間的變動，感應電流之磁場之方向係減少磁場變動。若惹起感應磁場之強度增加，或磁場由接電流於線圈中而產生，則由感應而起之感應電流之磁場與惹起感應之磁場相反對。若惹起感應之磁場之強度減少，或完全移去，則感應電流之磁場與其一致，故磁場依時間的變動復緩和。

楞次定律係根據能量原則而成立。當有感應電流時，通電之導線發熱，而此能量惟取償於惹起感應之原因。若此原因為一質體（磁鐵，線圈）之任何運動，則後者之動能必受損失，換言之，其運動被阻止，若起感應之原因僅為磁場強度依時間的變動，則為解釋起見，須注意在 §358 中所討論之事實，即凡磁場均為磁能之所在，為產生磁場

，必須耗費若干能量，而此能量當磁場消滅時仍可恢復。若磁場係由接電流於線圈內而發生者，且在附近有能起感應之導線，則經線圈電流產出之能量不但對於磁場有益，且此能量之一部分因藉磁場產出感應電流於附近之導線內而消耗，故損失於磁場內，結果，該磁場強度之增加比較不惹起感應電流時為緩。若線圈電流開斷，則崩潰之磁場之一部分能量過至導線中而供給起感應電流之能量。

又根據楞次定律，當一線內通電或電流強度增加時，在平行之線內，惹起感應電流，後者之方向與惹起感應之電流之方向相反。反之，當將電路開斷或將電流強度減少時，惹起方向一致之電流。

330. 磁場由感應線圈之測定。吾人由應用感應作用可測定一均勻磁場之強度 (磁場強度之測定; Messung magnetischer Felder; measurement of magnetic field). 為此將一個與衝擊電流計相連接之感應線圈移在磁場內，使其匝面  $F$  與磁場之力線垂直。以後突然將其從磁場取出，此時衝擊電流計指出一偏轉，其大小與磁場中線圈原來所在處之磁場強度為比例。

$$F = F_0 \sin(\theta) \frac{d\theta}{dt}$$

對於目前之情形，是處適用方程式 28c (§318) 而以  $(F, H) = 1$ 。若精算此方程式，則得

$$\int_{t_1}^{t_2} E dt = F \int_{H_1}^{H_2} dH = F(H_2 - H_1) \text{ 高斯厘米}^2 \cdot$$

式中指數 1 及 2 當表過程之初狀態及終狀態，今  $H_1$  等於擬測定之磁場強度  $H$ ， $H_2 = 0$ 。若不計是處無甚關係之符號，則得

$$\int_{t_1}^{t_2} E dt = FH \text{ 高斯厘米}^2 \cdot \quad (32)$$

假定線圈及電流計之電阻為  $R$ 。在此電路內之瞬間電流之強度為  $i = de/dt$ ，其中  $de$  當表在  $dt$  時間內通過電路各橫斷面積之電量 (§244)。是以

$$FH = \int_{t_1}^{t_2} E dt = \frac{R}{R} \int_{t_1}^{t_2} i dt = \frac{R}{R} \int_{t_1}^{t_2} de = \frac{R}{R} e \text{ 或 } H = \frac{e}{FR} \text{ 高斯} \cdot \quad (33)$$

式中  $e$  表在感應過程中通過電流計之全部電量。然此電量與衝擊電流計之偏轉為比例 (§365)，故可依是而校準之電流計測定之。如已知  $F$  及  $R$ ，則由方程式 33 得以高斯計算之電場強度  $H$ ，其中  $e$  及  $R$  係以電磁單位測定。用實用單位 (§362) 表示時，方程式 33 可改書如下：

$$H = 0.796 \frac{e}{FR} 10^9 \text{ 安匝/厘米} \cdot$$

60 以庫侖， $R$  以歐姆計算。）

331. 磁壓之測定。又磁場兩點間之磁壓 (§316) 亦可用一適當感應圈，所謂羅哥斯基 (Rogowski) 之磁伏特計 (magnetischer Spannungsmesser; magnetic voltmeter) 及一衝擊電流計測定之。伏特計帶

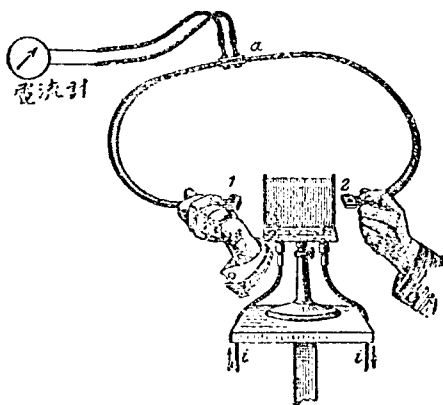


圖 382a. 磁伏特計。

有一長線圈，且為便於攜帶起見，係繞在一革條上 (圖 282)。饋電導線係在中央，而線則向兩側往返繞轉。各匝之橫斷面積為  $F$  而線圈每長 1 厘米含有  $n$  線匝。圖 282 示一磁鐵之磁場兩點間之磁壓之測法。線圈之末端係移置在磁場中之兩點。此後由移開磁鐵，使磁場突然消滅

。在線圈內因而發生之感應使與線圈相連接之衝擊電流計指出一個與線圈兩端間之磁壓為比例之偏轉。

設想線圈分為  $\Delta s_1, \Delta s_2$  等長之微小段並以  $H_1, H_2$  等表依此種微小段之軸向之磁場強度之成分。各段之匝面等於  $nF \Delta s_k$ 。當磁場消失時，各段之積分  $\int E dt$  等於  $F H_k \Delta s_k$  而線圈之全長等於

$$\int E dt = nF (H_1 \Delta s_1 + H_2 \Delta s_2 + \dots) = nF \sum H_k \Delta s_k \text{ 或依}$$

次列積分方程式表示之



$$\text{Edt} = nF \int H_3 ds,$$

式中右邊之積分須發展至達線圈之全長。

然按§316,  $-\int H_3 ds = M$  表線圈兩端之磁壓, 故

$$\int \text{Edt} = -nFM \text{高斯厘米}^2. \quad (34)$$

若已知  $nF$ ——線圈每厘米長之匝面——, 則可由  $\int \text{Edt}$  之值計算磁壓

。至  $\int \text{Edt}$  之值, 如已在§330中說明, 係由電流計之偏轉而確定。

依相當方法可測定電流磁場兩點間之磁壓。若將伏特計一次或多次橫置在通電導線之周圍, 則可證明在此情形中磁壓之多值(§316)。在伏特計兩端自相接觸之特殊情形中, 若導線捲  $n$  次, 則磁壓當等於  $4\pi i$  高斯厘米之  $n$  倍。

332. 互感應。經電流  $i_1$  發生之磁場  $H$  之強度係與電流強度  $i_1$  為比例。故若  $i_1$  隨時變動, 則  $dH/dt$  又與  $di_1/dt$  為比例。準此, 若在通電流  $i_1$  之導線附近, 有一成閉路之第二導線, 則在此線內發生感應電動勢  $E_2$ 。依據法拉第定律, 此電動勢與  $di_1/dt$  為比例, 即

$$E_2 = -L_{12} \frac{di_1}{dt}. \quad (35)$$

式中負符號表示當電流強度  $i_1$  增加時,  $E_2$  之方向與產生電流  $i_1$  之電壓之方向相反 (§329)。  $L_{12}$  為一係數, 曰兩導線之互感係數 (Koeffizient der gegenseitigen Induktion oder Gegeninduktivität; coefficient of mutual induction or mutual inductance)。此係數係由二線之相互的位置及其幾何的狀況而定, 此外又與兩導線間之介質之導磁率 (或曰導磁係數) 有關, (見§337)。在簡單情形中, 互感係數可以計算。

欲測兩線圈之互感係數可用一衝擊電流計 (§365), 接法如圖332b。以線圈A連電池E及電鑰S。線圈B連衝擊電流計M。當按下S時, 原線圈A中之電流自0增至  $I_1$ , 而在副線圈B中, 隨時由感應而起之電動勢將使電荷  $q = \frac{L_{12} I_1}{R_2}$  流至衝擊電流計中。故當時見指針猝然跳動(其於開啓S時亦然, 但方向與按下時適反), 呈最大偏轉  $\theta$ 。由此偏轉及其常數即可測得  $L_{12}$ 。按§365中之原理, 如k表電流計之常數, T表其週期, 則

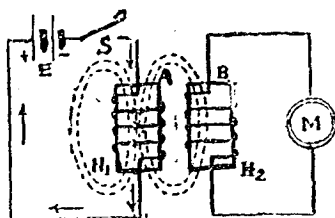


圖282b. 示測互感係數之方法。

$$e = \frac{kT}{2\pi} \dot{\varphi}. \quad \text{故 } L = \frac{kT}{2\pi} \frac{R_2}{I_1} \dot{\varphi}.$$

視互感係數  $L_{12}$  之大小，吾人稱兩線圈之耦合 (Koppelung; coupling) 為密或疎。兩圈愈近時，其耦合愈密，而若兩圈平行且一圈係插在較大之一圈內時，則耦合極

密。又若兩線圈中有軟鐵 (圖282b)，且其軸對準而又靠緊，耦合為最密，或稱其互感應為最大。

互感係數之實用單位，曰亨利 (簡稱亨; Henry, henry) =  $10^9$ 。互感係數之電磁單位，即電流每秒變化1安培而在第二線內生1伏特電動勢之感應係數。

333. 自感應。電流通過電路時，即產生磁場。如電流強度不變，則磁場亦恆定不變，而於磁場中之第二線內不發生感應作用。但電流一有變動，則磁場強度亦隨之而變，此時不但在第二導線內產生一感應電動勢，即在電路本身之各部分內亦同時發生相同之感應。換言之，一電路之磁場發生變動時，其對於電路本身起反作用而此反作用之性質亦為感應的一種 (法拉第1835)，即在電路內亦發生電動勢，今以  $E_1$  表之。據楞次定律 (§329)，此電動勢有緩和或阻止電路內電流依時間變動之勢，是以當電流強度增加時或電路閉時，其方向與電路內原來之電動勢 (例如一蓄電池之電動勢) 之方向相反，電流強度減時，則與之一致。恰如在互感應中，在此種自感應 (Selbstinduktion; self-induction) 中，自感應電動勢  $E_1$  與電流強度之依時間的變化為比例，

$$E_1 = -L \frac{di}{dt}. \quad (36)$$

式中之常數  $L$ ，曰該電路之自感係數 (Selbstinduktionskoeffizient oder Induktivität; coefficient of self-induction)，其值隨電路之幾何的形狀而變，且恰如在互感應中又與介質有關。(在是處則假定電路係在真空內。) 若電路之各部分互相近且沿一長段互相平行，而電流在

其鄰近部分中依同方向流動者，換言之，在密繞線圈中，其自感應係數可極大。

因自感應在帶電阻 $R$ 之電路內（假定在電路內有帶電動勢 $E$ 之電源）並不立即惹起與歐姆定律相當之電流強度 $i = E/R$ ，此時依克希荷夫第二定律有如下之關係：

$$E + E_i = E - L \frac{di}{dt} = iR \quad (37)$$

如命 $t=0, i=0$ 而以 $E$ 為一常數，由解此方程式得

$$i = \frac{E}{R} \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t}\right) = i_0 \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t}\right) \quad (38)$$

故在最初瞬間，當電路關閉時（ $t=0$ ），電流強度等於零，此後概隨增加之時間增長極速，終達與歐姆定律相當之末值 $i_0 = E/R$ （圖283a）。

又當電動勢 $E$ 消滅而電路仍閉時，電流 $i_0$ 並不立即消滅，但依下列方程式漸次消滅（圖283b）。

$$i = \frac{E}{R} e^{-\frac{R}{L}t} = i_0 e^{-\frac{R}{L}t} \quad (39)$$

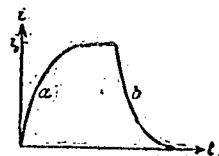


圖283. 自感應之效應。

自感係數之實用單位係與互感係數之實用單位同，亦為亨利。若在導線內電流每秒變化1安培（ $di/dt = 1$ 安培/秒），而在線內惹起1伏特之感應電動勢者，則稱此線有1亨利之感應係數。

自感係數惟當導線成閉路時可以計算，為便於以後之應用，茲以計算一長直線圈之自感係數為例。命線圈之長為 $l$ ，橫斷面積為 $q$ ，線匝總數為 $N$ ，故線圈每單位之長含有 $n = N/l$ 匝。• $F = Nq$ 表線圈之匝面。在線圈內若通過電流 $i$ ，則在圈內發生之磁場強度 $H = \frac{4\pi Ni}{l}$ 高斯（§304，方程式11）。故據§318，當電流強度發生變動時，在線內發生之感應電動勢為

$$E_i = Nq \frac{dH}{dt} = \frac{4\pi N^2 q}{l} \frac{di}{dt} \text{ 電磁單位。}$$

若以此式與自感應之定義方程式（方程式36）相比較，則（如不計及

符號)得

$$I_e = \frac{4\pi q N^2}{l} = 4\pi q n^2 l. \quad (46)$$

此方程式對於環狀線圈亦適用(圖259b, §303)。

在接線圈中, 感應線係由一鏈線表明以示與由鋸齒形線表明之純歐姆電阻線相區別。凡導線, 其除感應係數外又有歐姆電阻者, 則感應線圈與一電阻線成串聯而表出。

334. 渦電流。因電磁感應現象, 置在變動磁場中之導體若由廣大金屬體所成者, 則導體內恆有渦電流 (Wirbelstrom; eddy current) 發生。例如在電機之鐵部中, 此種感應電流之強度可極大。為表顯

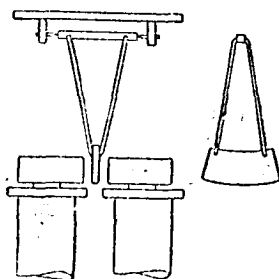


圖284. 沃爾登荷芬擺。

渦電流, 適用沃爾登荷芬擺 (Waltenhoffenesches Pendel; Waltenhoffen's pendulum; 圖284)。令一厚銅板在一電磁鐵間擺動。當電磁鐵未經電流激發以前, 銅板之擺動甚自由。今若接電以激發磁鐵, 因在其中的感應電流之磁效應, 銅板之擺動即被阻止(依楞次定律, §329)。擺之動能變為銅板中之電熱。

銅板祇能緩緩在極間進出。

為免除此種無益的耗費能量之渦電流, 在變動磁場中之導體, 例如電機(§373)之電樞, 變壓器(§382)之鐵心等, 均用薄鐵片相成。每片面上敷以油漆, 或用薄紙隔開, 使各片間得以彼此絕緣。此外並使鐵片占一定之位置, 俾渦電流之方向與鐵片之面相垂直。如是增加渦電流所遇之電阻<sup>1)</sup>而使電動勢與渦電流皆隨之降低。但欲完全免除電機鐵部中之渦電流殆為不可能之事。

(渦電流之損失與電[交流電, §375]之頻率成比例, 故頻率愈高, 所用之鐵片宜愈薄。普通用於50頻率之鐵片, 其厚度約為12至18密

<sup>1)</sup>為增加電阻, 鐵片往往由含錳(2至3%)之鋼製成。

爾[千分之一英寸]。頻率較高時，所用之鐵片更薄，須減至1或3密爾，但此種鐵片價值極昂，此外在頻率過高之變壓器中，因渦電流之損失過大，竟完全不用鐵心。）

圖285示一銅板S，其上懸一可轉動之磁針，令銅板轉時，其中由感應而起之渦電流產生一磁場，使磁針隨之俱轉。

此現象係於1824年時由阿拉科(Arago)察見，名曰轉動磁 (Rotationsmagnetismus; rotating magnetism)。就其性質而言，此現象為單極感應之一個特殊情形 (§322)。依據楞次定律，銅板對於磁針之相對的運動——此即為感應之原因——必受渦電流之磁場之牽制。若銅板轉動之速度經維持不變，則磁針必因此呈隨轉動板轉動之傾向。

在電流計中，常利用渦電流效應，以縮短其擺動時間。例如一般電流計之線圈係懸在銅架上。如是則當線圈在永久磁場內擺動時，銅架中之電流有阻尼或挫抑線圈擺動之趨勢。不但如是，即當線圈之兩端接成一完閉電路時，亦有阻尼其擺動之效應。此效應之強弱視電路中電阻之大小而定。電阻愈大時，電流愈弱而阻尼效應亦愈小，反之，則愈大，故為促電流計之擺動迅速停止，最簡便之方法，係於其兩端接一電鎗。關閉此鎗，則可使電流計之擺動立即停止。

335. 皮膚作用。極速之電振動在經電流通過之導線內亦惹起顯明的渦電流。設想通過一導線之電流細分為若干平行流線，各流線為存在於導線內之環狀磁力線所包圍，此種流線在圖285中由一直矢表明，其周圍之環狀磁力線穿過圓面於兩點。若變動電流之強度及方向，則磁場之強度及方向亦變，因此，各磁力線經感應電力線所

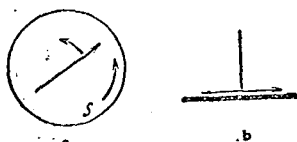


圖285. 所謂轉動磁。

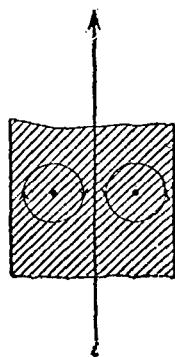


圖286. 示皮膚作用之理論。

包圍，後者在導線內發生閉路電流於磁力線之周圍。其方向如在第 286 圖中所示，在導體表層之處與流動之電流平行，在內部則與之相反。緣是之故，導線內之電流密度不再到處一致（電流為直流時則然）；在沿導線之軸線減少，在其表面增加。在尋常工程上應用之交流中，此效應却不大，但如若振動迅速，則可非常之強。此時電流幾乎全被排擠在導線之最外層，因而稱此種作用曰皮膚作用 (Haut oder Skinneffekt; skin-effect)，導線之內部不能再利用以導電，導線之電阻似非常增加。此作用故為所不欲有者，為限制此種作用，概用由細線（各線敷漆互相絕緣）扭成之組線以代單獨一線，如是各細線交換存在組線之外部或內部（高頻率組線）。

## 第二十六章 物質之磁性

336. 順磁性，反磁性及鐵磁性。圖 287 示與一電源相連接之線圈，其外復有與一衝擊電流計相連接之第二線圈圍之（參考 317），先將全部置在真空內，故凡在前章中假定之條件仍存在。此後若將第一圈閉，則經其發生之磁場在第二圈內惹起感應電動勢，後者經由衝擊電流計之偏轉指出，而由偏轉之大小，恰如在 § 330 中，方程式 33，可計算線圈內之磁場強度  $H$ ，今於第一線圈內插入由任何物質製出之心重試之。此時衝擊電流計之偏轉較前為大或小，因而據相同之算法，線圈內磁場之值較真空中為大或小，吾人由此推想插一實質於線圈內必惹起一新的磁場，其視與依方程式 11 (§ 303) 算出之線圈之磁場同向或反向，有增強或減衰該線圈磁場之作用。

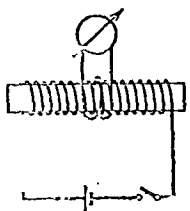


圖 287. 惹起感應之裝置。

就其磁性作用，物質通常分為磁體與非磁體兩種。實則任何物質皆有磁性，惟性質不同。如銻，金，銀，銅，鉛之類，其減衰線圈之磁場者，曰反磁質 (diamagnetischer Stoff; diamagnetic substance)；又如鉛之類，其增強線圈之磁場者，曰順磁質 (paramagnetischer Stoff;

paramagnetic substance)。若置磁針於甚強之磁場內，則其所取之方位，將適與磁場之方向成直角。又若以之近一磁極，則其作用為推拒而非吸引（蒲洛克曼，Brugmans, 1778）。同樣，若置磁針於磁場中，則其軸線與磁力線一致，與鐵體相同，惟其影響較弱（法拉第，1845）。順磁質中，以鐵，鎳，鈷等之磁性最強，故名曰鐵磁質（ferromagnetischer Stoff; ferromagnetic substance）。此族之磁性尚較一般順磁質為強，其磁化情形亦遠較複雜（§342）<sup>1)</sup>。

鐵與鋼雖均為鐵磁質，但純鐵較鋼易於磁化，既磁化之後，保留磁性之本能，較鋼為弱（另詳§344及345）。

337. 磁感，導磁係數，磁化係數。今令H'表由插入一物質於線圈內而惹起之附加磁場，H表插入該物質以前在線圈內原來存在之磁場（方程式11, §303）。故在線圈內實有之磁場等於H+H'高斯。H'之符號，在順磁質及鐵磁質中，與H相同，在反磁性物質中，則與之相反。附加磁場H'隨磁場H而增減，換言之，其絕對值之變化與H一致。以公式表之，

$$H' = 4\pi cH. \quad (1)$$

式中c表物之質一常數，曰某物質之磁化係數（magnetische Suszeptibilität; magnetic susceptibility），其符號在順磁質及鐵磁質中為正，在反磁質中為負。在順磁質及反磁質中，此常數與激發磁場H無關。又反磁質之磁化係數幾乎與溫度無關，反之，強半順磁質之磁化係數則與絕對溫度為反比例。如第二十七表所示，此種常數之值概非常之小。至鐵磁質之磁化係數，則遠大於其他二類物質所有者，且為激發磁場H之一函數，並視物質之過去磁化情形而異。下表示若干物質之磁化係數。

第二十七表 若干物質之磁化係數c及質量磁化係數C。

1) 赫斯拉 (Heusler) 在1903年發明一種合金，其組合之原質，雖無強磁性，但混合後，則成磁性頗強之物質。其成分約含有鐵68.9%，錳20.5%，鉛14.6%。

| 反磁性的     |                 |                 | 順磁性的            |                 |                 |
|----------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|
|          | $c \times 10^6$ | $C \times 10^6$ |                 | $c \times 10^6$ | $C \times 10^6$ |
| 鉍, 10°C  | -15             | -1.47           | 錳, 白            | +0.3            | +0.03           |
| 鉍, 液體    | -0.1            | -0.01           | 錳, 固體, 16°C     | +1.8            | +0.03           |
| 銻, 15°C  | -6              | -0.9            | 錳, 液體, 1030°C   |                 | +0.5            |
| 水銀, 18°C | -2.6            | -0.10           | 氧氣, 0°C, 1 大氣壓下 | +0.15           | +105            |
| 氧, 氣體    | -0.00018        | -2              | 氧, 液體           |                 |                 |
| 氧, 液體    | -0.19           | -2.7            | 氫, 1850°C       |                 | +241            |
| 炭或氣      | -0.00084        | -0.42           | 氫, 固體, -253°C   |                 | +376            |
| 氫氣       | -0.00184        | -0.45           |                 |                 |                 |

因順磁質及鐵磁質之磁化係數不大, 其中之附加磁場  $H'$  與激發磁場  $H$  相較極極小, 故在 §336 中說明之實驗, 其若關於是類物質者, 僅不過為一種假想而已。其磁化係數須依別種方法 (§335) 測定之。氣體之磁化係數尤小, 以其有極小密度之故 (§341)。職是之故, 空氣中之磁現象與真空中之磁現象相差甚微, 而此已於前章中預言之矣。因在真空中並無附加磁場, 故真空中之磁化係數定為零。在經磁化之物質中之總磁場等於  $H + H'$ , 通常以  $\mathcal{H}$  表之, 名曰物質之磁成 (magnetische Induktion; magnetic induction) 或磁通量密度 (Stärke der magnetischen Kraftflusses; magnetic flux intensity), 故

$$\mathcal{H} = H + H' = (1 + 4\pi c)H = \mu H, \quad (2)$$

式中

$$\mu = 1 + 4\pi c. \quad (3)$$

$\mu = 1 + 4\pi c$ , 名曰一物質之導磁係數 (magnetische Permeabilität; magnetic permeability)。就順磁質及反磁質而言,  $\mu$  之值極近於 1; 順磁質之導磁係數係大於 1 ( $\mu > 1$ ), 而反磁質之導磁係數則小於 1 ( $\mu < 1$ )。反之, 在鐵磁質中,  $\mu$  遠大於 1 ( $\mu \gg 1$ ), 且如前, 為激發磁場  $H$  之一函數, 此外亦與物質之過去磁化情形有關。真空之導磁係數係等於 1。

在異方性物質中, 尤其在結晶中——等軸晶系除外——,  $\mu$  及  $c$  之值視物體在磁場中之方位而異。

磁成  $\mathcal{H}$  既視為在經磁化之物質內之真正磁場強度, 故如各磁場強度然, 係以高斯計之。準此, 則量  $\mu$  及  $c$  均為純數 (參考 §362



)。

就方程式(2)言之，其中應注意者，有如下之一事實。在導磁係數 $\mu$ 與1相差極微之各情形中，故如在順磁質及反磁質中，磁感 $\mathcal{H}$ 等於真空中磁場(故即無物質時之磁場強度) $H$ 及附加磁場 $H'$ 之和之意義恆有效。如 $\mu$ 之值極大，例如在鐵磁質中，則情形遠為複雜，其細目不便在是處討論(參考345)。然在此情形中， $\mathcal{H}$ 為經磁化之物質之真正磁場之意義仍有效。

338. 順磁性及反磁性之學說。為瞭解順磁性(Paramagnetismus; paramagnetism)及反磁性(Diamagnetismus; diamagnetism)必須認各物質之原子有載原子環流之特性。此種假說初由安培，韋伯等所倡，而用以表鐵磁質之特性，但據今日所知，此性實為各物質所俱有之通性。今日之原子說謂環流係由電子繞各原子循環運動而起，而此種環流，恰如導體中之電流然，為一磁矩之負載者(§320，又參考§519)。在某數種元素中，環流在某種情形下發生，其在各原子上之磁矩正相抵消，故是種原子並無合成磁矩，如反磁質之原子是。反之，順磁質之原子，其各環流之磁矩並不互相抵消，故其原子具有一合成磁矩，換言之，其原子均為磁偶極子。(關於原子磁矩之大小參考§519)。

因有此種情事，順磁質及反磁質在磁場中之作用亦基於完全不同之原因。在順磁質中，此問題比較簡單。因帶磁矩而為磁偶極子之原子有使其軸向與磁場之方向一致之傾向。但反磁質之作用僅能根據感應定律而解釋之。強度恆定不減之原子環流可設想在不帶電阻之電路內進行。假定一反磁體當初係在一個無磁場之空間內。今於此空間內激起一磁場，則在想像無電阻之電路內發生附加感應電流，其磁場之方向，據楞次定律(§329)，正與外磁場之方向相反對。依較準確之說法，在一原子上之環流，其磁場之方向與外磁場之方向相反者增強；反之，其磁場之方向與外磁場之方向一致者減衰。換言之，在第一種環流內流動之電子當在磁場中加速，在第二種環流內流動之電子則減

速。當初因環流分佈不規則，其作用互相抵消，今則不然，此時磁矩方向與外磁場之方向相反者之原子之作用占優勢。超強之磁矩其方向正與順磁原子之磁矩（與外磁場之方向一致）相反。順磁質及反磁質之所以有相反之作用者至少就質的一方面可如此解釋之。當磁場消失時，自然發生感應電流，其強度與磁場發生時所有者相等，但方向相反，故正相抵消，此後物質復完全恢復原狀。

應注意者，凡反磁質所有之性質其實各物質均有之，當順磁特性超出反磁特性時，順磁性遂顯出。

339. 磁感為在磁化物質中之真正磁場。吾人現今可解釋順磁質及反磁質中之附加磁場。在順磁質中，在外磁場 $H$ 之作用下之原子之偶極子有使其磁軸線之方向與磁場一致之傾向，如在第288圖中由短矢線所示。此圖表在磁場中之一順磁體之概觀的橫斷面積，其中長矢線表外磁場 $H$ 中之力線。由各原子偶極子發出之磁力線（經虛線表

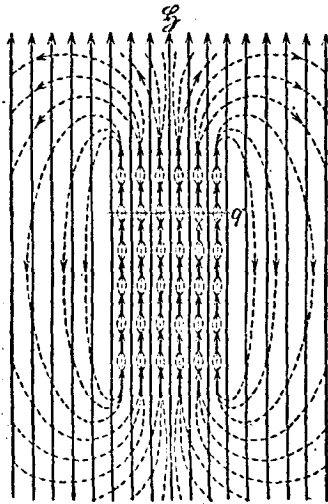


圖288. 示順磁體中之磁感 $B$ 。則不然。）

明) 在物體內從一個極子達另一極子，其方向與外磁場 $H$ 之方向一致，故增加外磁場之強度。設想與磁場垂直以一平面 $q$ 橫切物體並計穿過該面之力線，然後以面積 $q$ 分之，則得物體中之平均磁場強度。此平均強度係由外磁場強度 $H$ 及原子環流之附加磁場 $H'$ 二者合成，即為磁感 $B$ 。（為清楚起見，經原子磁場惹起之磁感特過分大表出，其實此磁場對於外磁場所加極微，而此可由極小磁化係數明之，在鐵磁質中

關於反磁質可同樣想像之。今祇須設想在第288圖中偶極子之軸

向及附加磁場之方向倒轉——假定外磁場 $H$ 之方向不變。在反磁體中之附加原子磁場之方向與磁場 $H$ 相反並減衰之。

在第288圖中應注意附加磁場之磁力線在偶極子內不間斷，但穿過環流包圍之面。圖中之矢線祇象徵的表環流之磁矩。

在電現象與磁現象之間確存有一種相似，而此即就 $\mathcal{H} = \mu H$ 及 $\mathcal{D} = \epsilon E$ (§235)而言亦然，但在該兩方程式間仍存有一基本的差別，即在磁化物質中，真正磁場為 $\mathcal{H} = \mu H$ ，在介電極化物質中，真正電場 $E = \mathcal{D} / \epsilon$ 。

340. 磁化強度。原子偶極子在磁場中整向之後，一磁化體在若干方面呈如一磁鐵之特性。恰如磁鐵中然，其附加磁場之磁力線從一端發出而後復入於他端(參考圖288)。故物體之兩端各含有一極，而物體在磁場中變為一磁偶極子。若附加磁場之強度為 $H' = \mathcal{H} - H$ ，與磁場垂直之想像端面之面積為 $q$ ，則在其末端通過之附加磁場之磁力線數當等於 $q(\mathcal{H} - H)$ ，而可認兩極有 $q(\mathcal{H} - H)/4\pi$ 之強度——因據§209，由磁極 $m$ 發出之磁力線數等於 $4\pi m$ 。準此，則在一單位面積上之磁力線數等於 $J = (\mathcal{H} - H)/4\pi$ 。由方程式2, §337，此式可改書如下：

$$J = cH. \tag{4}$$

$J$ 曰磁化強度 (Magnetisierung; intensity of magnetization)。真空中無物質，不能有磁極，因此，真空之磁化強度為零，即 $o = 0, \mu = 1$  (方程式3)。

磁化強度有一直觀的意義。命 $l$ 及 $q$ 分別表磁化物體之長度及橫斷面積。於是其兩端之磁極強度等於 $\pm Jq$ ，而全體成爲一個帶磁矩 $M = Jql$ (§297)之磁偶極子。但 $q$ 表物體之容積，因而 $J$ 當表磁化物體每單位容積所有之磁矩。若 $m$ 表磁極之強度或磁量，則 $M = ml = Jql$ ，或 $J = \frac{m}{q}$ 。又由方程式(2)及(4)得下列之關係

$$\mathcal{H} = H + 4\pi J. \tag{5}$$

磁化強度 $J$ 既等於每單位容積之磁矩，故亦爲有向量，其方向與磁矩 $M$ 之方向同，換言之，與沿連接南北極之曲線之切線之方向一

致。

341. 質量磁化係數·分子磁化係數· 由以上關於磁化強度  $J$  之解釋，知磁化係數  $c$  為由 1 高斯強之磁場  $H$  在一物質之單位容積內所生之磁矩。故若以物質之密度  $\rho$  分除  $c$ ，則得在 1 高斯之磁場內 1 克物質所有之磁矩，稱曰質量磁化係數 (Massenssuszeptibilität; mass susceptibility)，即

$$C = \frac{c}{\rho} \quad (6a)$$

若以物質之分子量  $M$  乘之，則得一末之磁矩，稱曰分子磁化係數 (Molekularsuszeptibilität; molecular susceptibility)，通常以  $C_m$  表之，即

$$C_m = C \times M \quad (6b)$$

同樣，1 克原子之磁化係數，曰原子磁化係數 (Atomsuszeptibilität; atomic susceptibility)，即

$$C_a = C \times A \quad (6c)$$

式中  $A$  表物質之原子量。在 1 末或 1 克原子內數既含有等數之分子或原子 (§96)，則以此數，(  $N$ ，羅斯密特常數 ) 分  $C_m$  及  $C_a$ ，即得在 1 高斯之磁場內各分子或原子所有之磁矩。

在第二十七表 (§337) 中，示若干數值。氧之質量磁化係數  $C$  極大。雖然，空氣之導磁係數極近於 1，其故因  $C$  之值雖大，氧之磁化係數  $c = C \rho$  却因密度  $\rho$  小之故而極小。

342. 鐵磁性· 鐵磁質(其代表為鐵)之磁性，在若干方面與其他物質之磁性不同。順磁質及反磁質之導磁係數雖頗近於 1，但鐵磁質之導磁係數則可達 1000 之值。次之，不如其他物質然，在外磁場  $H$  及磁感  $\mathcal{H}$  之間，並無一義的聯繫。雖然，表導磁係數之定義之  $\mathcal{H} = \mu H$  之關係仍有效。但導磁係數絕非一常數，且視激發磁場  $H$  及物質之過去磁化過程而相差懸殊。因而縱使外磁場  $H$  極端衰弱或終至消失，是種物質之磁感或磁通量密度及磁化強度仍可有一定之值。此即為永久磁鐵 (permanenter Magnet; permanent magnet) 所呈之情形。終則，凡鐵磁質均呈磁飽和 (magnetische Sättigung; magnetic saturation)

現象，換言之，當磁場強度增加時，其磁化強度亦增加，但終達一定之極限；若以分子磁鐵說為說，當時物質中之各分子磁鐵之軸線悉與磁場方向一致 (§351)。其他物質則不然，縱使在最强之磁場中亦不呈是種飽和痕迹。

除鐵之外，其他同族之金屬如鎳及鈷亦具有鐵磁性，惟遠不及鐵之磁性之強耳。又其同族金屬之合金及其若干化合物以及與若干別種物質之合金，尤其與錳，鋁，鎳及錫之合金均呈鐵磁性，雖然，錳，鋁等物質本身均非鐵磁質也。在工業上，凡鐵磁性材料多選用是種合金充之。尤其應注意者，若干由銅，錳及鋁非鐵磁金屬合成之合金，所謂霍斯拉合金 (Heuslersche Legierung; Heusler's Alloys)，亦具鐵磁性。

在鐵磁化合物中，以天然產出之磁鐵礦 ( $Fe_3O_4$ ) 為最著名。古人即在磁鐵礦上發見磁性並利用之 (所謂天然磁鐵) 以製最初之羅盤。

凡鐵磁體在磁場中均起大小之略微的變動。例如置一鐵條於強度約 100 高斯之縱磁場內，其長度增加，但此後隨磁場強度而變動不大，終至磁場強度約達 200 高斯時停止變動。若磁場強度繼續增加，則鐵條反縮短 (所謂焦耳磁效應; magnetischer Joule-Effekt; magnetic Joule-effect)。此種與電伸縮相似之現象，曰磁伸縮 (Magnetostraktion; magnetostriction)。

343. 磁飽和。今欲就鐵 (鐵磁質之代表) 而詳論鐵磁體之最重要的特性。為此，取一未經磁化之鐵一條，置於一線圈內，令其在當初微弱之磁場  $H$  下感受磁化作用。作圖表示之 (圖 289a)，其中以磁感  $B$  為外磁場  $H$  之一函數。但如以前所述，鐵之導磁係數  $\mu$  有極大之值，因而  $B$  遠較  $H$  為大，而圖中所用之比尺亦不同，並

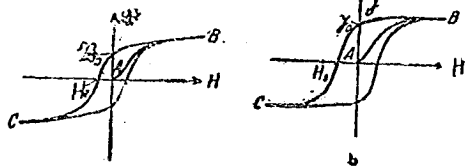


圖 289. 磁滯迴線。a. ( $B, H$ ) 曲線。 b. ( $J, H$ ) 曲線。

以 $\mathcal{H}$ 之比尺比較 $H$ 之比尺小1000倍。

當磁場之強度或磁化力自零值緩緩增加時，磁感當初增加甚緩，以後較速。若 $H$ 繼續增加， $\mathcal{H}$ 之增加減退，而當 $H$ 達極高之值時， $\mathcal{H}$ 增加之速率僅等於 $H$ 增加之速率，換言之，附加磁場 $H'$ 今恆定不變。此磁化過程係由第 289a 圖中之 AB 曲線表明，名曰物質之零曲線 (Nullkurve; zero curve)。(若 $\mathcal{H}$ 及 $H$ 之比尺等大，此曲線在B點當為成 $45^\circ$ 斜度之直線。)

鐵在強磁場中故有趨磁飽和狀態之傾向，此狀態顯然因全部原子磁偶極子之方向最後與磁場完全一致而致，故此後附加磁場 $H'$ 不能再行增加。

準此，則鐵沿AB曲線之導磁係數 $\mu = \mathcal{H}/H$ 並非為一常數，但為磁場強度之一函數。如第二十八表所示，此性質復隨鐵種而異。然就一般而言，各鐵種之導磁係數當初均相對的小(所謂初導磁係數 (Anfangspermeabilität; initial permeability))，以後增加，終則復回下。

第二十八表 鐵之切磁係數。

| 發電機鋼 |       | 鍛 鐵  |       |
|------|-------|------|-------|
| H    | $\mu$ | H    | $\mu$ |
| 0.25 | 960   | 0.25 | 630   |
| 1.0  | 2500  | 0.5  | 590   |
| 1.5  | 4030  | 0.75 | 515   |
| 2.5  | 3720  | 1.0  | 340   |
| 5    | 2430  | 1.5  | 172   |
| 10   | 1410  | 2.5  | 99.5  |
| 20   | 775   | 5    | 73.6  |
| 100  | 180   | 10   | 59.6  |
| 500  | 42.8  | 100  | 16.2  |
| 1000 | 23.4  | 1000 | 4.1   |
| 2660 | 11.7  | 2000 | 3.6   |
| 3000 | 8.2   |      |       |
| 4000 | 6.3   |      |       |

當磁場強度極大時，其導磁係數必漸近於1，蓋終則附加磁場 $H'$ 與 $H$ 相較非常之小，故 $\mathcal{H}/H$ 可近於1。

圖289b復示一磁化過程，但是處並非以 $\mathcal{H}$ 但以鐵之磁化強度 $J$ 為 $H$ 之一函數。在此情形中，在達飽和之後，曲線A B 自然

水平，表示磁化強度不能再隨磁場強度而增加。蓋此後附加磁場 $H'$ 不再增加，而據§340， $J$ 係與 $H'$ 為比例，故亦不變。

344. 頑磁性，矯頑力及磁滯現象。今欲令達飽和狀態後之鐵經歷一種循環磁化過程。為此復令磁場之強度徐徐降下，此時磁化強度不沿BA曲線而後退，但 $\mathcal{H}$ 之值較在零曲線上為大。當磁場強度 $H=0$

時，磁感或磁通量密度 $\mathcal{H}$ 並不消失，但仍留下某一定之值 $\mathcal{H}$ 。(圖289a)此值視鐵種而不同。所以仍留下剩磁化強度 $J$ 。(圖289b)。此即表示磁化磁場消去之後，鐵仍為一磁偶極子。鐵條遂變為一永久磁鐵。剩餘之磁，曰剩磁，而此種鐵磁性，曰頑磁性(Remanenz; remanence)。

次再令磁場 $H$ 依與前相反之符號增加。因此磁場為 $H=0$ 時之磁通量密度或磁化強度繼續下降，而在磁場強度 $H$ 。為零時，完全消滅。至是鐵遂恢復在零磁場時當初所有之狀態。磁場強度 $H$ 。之反磁化力曰鐵之矯磁力或消磁力(Koerzitivkraft; coercive force)，其大小亦視鐵種而異。

若令磁化過程繼續不已， $\mathcal{H}$ 及 $J$ 之符號遂倒轉，其絕對值復行增加，終則又達飽和狀態，但帶與前次相反之符號(C點，圖289a及b)。

今再將磁場強度減小。其回路今則不再沿去路之曲線，但沿下方之曲線CB，而當達飽和狀態時復與之相併合。在是種過程中，當初物質出發時之A點決不能再達到。

此全部現象係於1880年由懷爾堡(Warburg)所發見，名曰磁滯現象(Hysteresis; hysteresis)，而第289圖之曲線，曰磁滯迴線(Hysteresisschleife; hysteresis loop)。其形狀視鐵種而異。

為造永久磁鐵，須用頑磁性及矯磁力均強之鐵(鋼)。蓋一則其在 $H=0$ 之磁場中須有大剩餘磁矩，二則須能抵抗外磁場之影響。一磁鐵之頑磁性強度與矯磁力之乘積謂之其品質指數(Gütezziffer; quality figure)。然若鐵經磁化之後，復須其極易失却磁化強度者，則其頑磁性須小(軟鐵)。例如電學儀器及計量器等之鐵心均由軟鐵製出。

如由磁滯迴線所示，鐵之磁化過程並非為一種可逆過程 (§196)，即依熱力學的意義言之，亦然，蓋其中功變為熱而耗去。懷爾堡氏，循環磁化作用中所生之熱，可由此曲線內包含之面積表出。

345. 去磁。在以上第337節中說磁感 $\mathcal{H}$ 等於外磁場 $H$ 及偶極子附加磁場 $H'$ 之總和，但仍須有補充說明之必要。在經磁化之物質中

，是種偶極子之相反對極端間之作用，平均互相抵消，但在物質之兩端仍留下未經相償之極，一磁性面層及磁化強度 $J$ ，故在此不同之極間有磁力線通過，且不限於外方即磁鐵之內部亦有之。此磁場之作用與外磁場 $H$ 相反，故減小 $H$ 之磁化作用。此去磁作用之強弱，視磁鐵之形狀而定，即磁鐵各有去磁因數 (Entmagnetisierungsfaktor; demagnetization factor)，而此在若干簡單情形中(尤其在迴轉橢圓體中)可以計算之。是種去磁作用在永久磁鐵中亦存在。若於一環上繞線若干匝而後通電於匝內使環磁化，此時因無磁性層之末端，無去磁 (Entmagnetisierung; demagnetization) 之效應。在末端之去磁效應自然僅於鐵磁體中有之。在其他物質中，磁化強度極低，故末端之去磁場對於外磁場幾無些微影響。在條狀磁鐵中，如橫斷面積不變，去磁效應視磁鐵之長度而異，磁鐵愈長時，去磁效應亦愈弱。蓋在一定之外磁場內，在末端經感應而起之極之強度恆相等，但由其惹起之去磁磁場，則當兩端相距愈遠時愈弱。去磁作用自然惟當 $\mu$ 之值大時，故僅在鐵磁質中顯出。

346. 被磁化體周圍之磁場。 設將一可磁化之物體，例如鐵條，移在一原來均勻之磁場內，則此鐵條被磁化。由其極發出之磁力線，使附近之磁場發生畸變。如由鐵屑所示，圖290，磁力線被吸入在該物

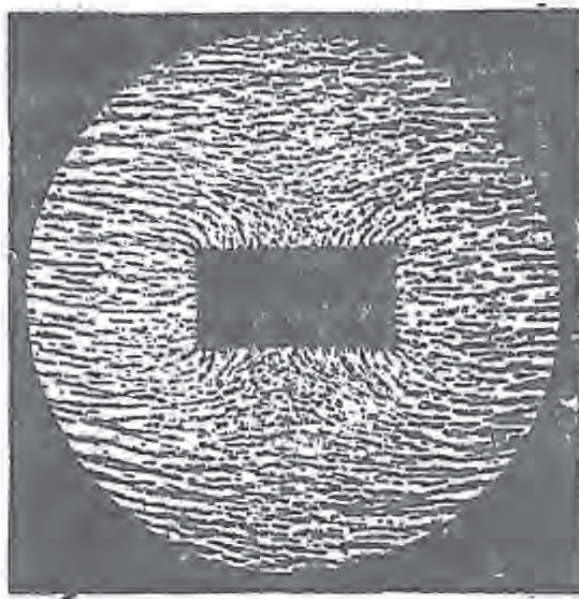


圖290。 在磁場中之鐵。

體中，是以在物體兩旁，磁力線之密度減少，即磁場強度減衰。圖291表示此種現象之意義。經物體之磁化作用，乃發生一附加磁場，後者在物體內與外磁場同

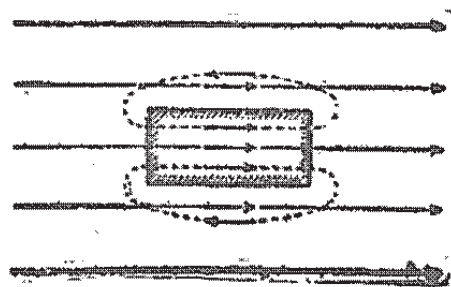


圖291。 示圖290之意義。

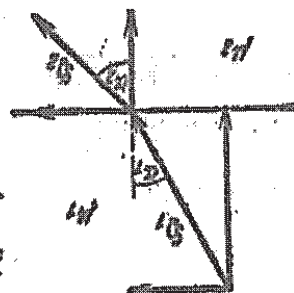


向，因而在物體內部，磁場強度增加，在外面則發生畸變。（另見圖 145, §227. 在該圖中，導體內部無磁場，換言之，外磁場經極化電荷之磁力線抵償。但在第 291 圖中，在導體內部，外磁場及磁化磁場相加而成磁感或磁通量密度 $B$ 。）

347. 磁力線之折射。若磁力線依任一投射角由一介質進入另一介質，則在兩介質之境界面上發生如次之分界條件：磁感 $B = \mu H$ 之與境界面垂直之成分恆一定，而磁場強度 $H$ 之與境界面平行之成分亦一定。故 $\mu_1 H_1 \cos \alpha_1 = \mu_2 H_2 \cos \alpha_2$  及

$H_1 \sin \alpha_1 = H_2 \sin \alpha_2$  (圖 292), 由此得

$$\tan \alpha_1 : \tan \alpha_2 = \mu_1 : \mu_2 \quad (7)$$



磁力線方向之變動，謂之磁力線之折射 (Brechung magnetischer Kraftlinien; refraction of magnetic lines of force)。第二介質之導磁係數 $\mu_2$  圖 292. 示磁力線折射較第一介質之導磁係數 $\mu_1$  為大時，磁力線背法線而折射。

圖 293 示在一鐵環內磁力線折射之影響，圖 294 為與之相當之一線圈，並假定鐵環在均勻磁場內。自一邊入鐵環之磁力線在環內繼續進行，終則在對方相對稱之一點復離環而出。環心無磁場。是處以平面為例

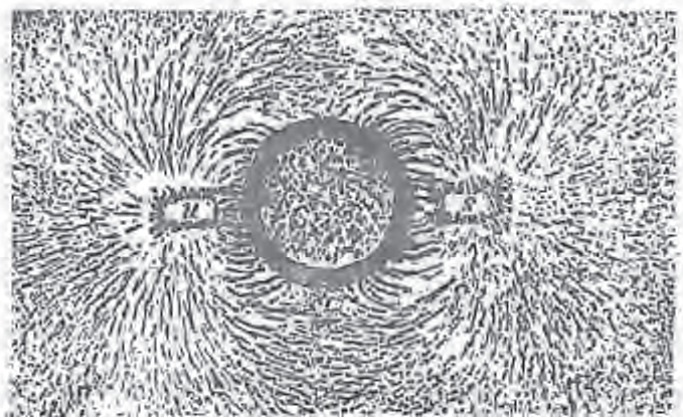


圖 293. 軟鐵之屏蔽作用。

所示者，以空間為例亦有效。在磁場內由軟鐵製出之空心球，其中心尤無磁場。吾人應用此事實以防儀器受外磁場（例如地磁場）之擾動影響（鐵之屏蔽作用）。

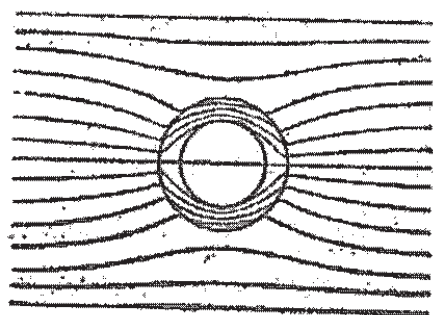
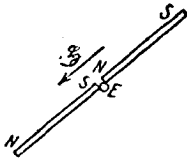


圖 294. 磁力線在鐵環內之折射。

348. 地磁場中之磁化。如其他磁

場然，地磁場亦能使鐵磁化。以是在地上之鐵條略呈磁性。此作用易用第 295 圖中所示之儀器證實之。將每條各長約 1 米之帶正方橫斷面積之二鐵條裝在一架上，使之自由轉動後，占與地磁且故即與磁傾角一致之方向。（鐵條之所以須長者，因如是各條兩極間之磁場不致因失磁過度而減衰，參考圖 295。在地磁場中之磁化。 §345。）兩條相接近之末端相距約  $1/2$  厘米。



若此兩條之方向正與磁場之方向一致，則可使一圓筒狀而直徑略大於兩條距離之軟鐵體附着在其兩端之間而不致落下，在地磁場內鐵條之末端發生磁極，後者固持鐵體。若將鐵條移動使占另一位置，則鐵體立即落下。

吾人又察見凡鋼質器具尤其如錘，鎚等工具，其在空間依一定之方向——南北向或鉛直——而用者（因而感受振動者），恆依同法而磁化。在北半球，錘當擊時向下之一端恆帶一北極，錘用時常向北之一端恆帶一北極，又雨傘之鐵桿在下端亦帶一北極。試取一條頑磁性不過分小之軟鐵依地磁場之方向固持之——向北並向下傾斜——，再在一端以錘強擊數下，即可使其磁化。在下端於是發生一北極。若倒轉鐵條重試之，則極亦倒轉。在各情形中，鐵之組織經打擊而疎解，復因感受振動，其磁化故易。

349. 磁力線恆為閉線。如以前所述，由電流產生之磁場之磁力線恆成包圍通電導線之閉線。至關於經磁極產生之磁場之磁力線僅知其從磁偶極子之正極出發而後終於負極。據今日所知，一磁鐵之磁化係因其分子偶極子作等方向排列而致，分子偶極子之偶極子性係由分子中環流而起，故此種磁力線亦為閉線。其進入磁鐵之南極後，繼續自南極向北極進行，終則在北極離開磁鐵（參考圖 288 及 291）。磁力線恆為閉線。故凡磁場均帶有渦流。

電場與磁場間一個基本的差別如下，電力線雖可自相閉合 (§325)，但在純靜電場中，其始端恆在一正電荷，其末端恆在一負電荷。因有

真正電量之故，後者之情形在電場中可能，在磁場中，因無真正磁但祇有磁偶極子之故，則不可能。

故在一電偶極子中，全部力線可自正電荷流達負電荷，而在磁偶極子中則不然，一可起電體 (§234) 之力線圈在外面與一磁鐵之力線圈相類似，但在內部，力線之方向適與在磁鐵中相反。

350. 磁力線·磁阻· 設命  $dF$  表被磁化體內之一微小面，在  $dF$  之處， $\vartheta$  表經磁場  $H$  惹起之感應，而  $\sin(dF, \vartheta)$  表  $dF$  及  $\vartheta$  間之角。於是

$$d\Phi = \vartheta \sin(dF, \vartheta) dF \text{ 高斯厘米}^2 \quad (8a)$$

之值，曰通過  $dF$  之磁通量。由積算方程式 (8a)，乃得通過全面  $F$  之磁通量

$$\Phi = \int \sin(dF, \vartheta) dF \text{ 高斯厘米}^2. \quad (8b)$$

在真空中  $\vartheta = H$ ，故在 §318 中，磁通量應等於  $\int H \sin(dF, H) dF$ 。

在橫斷面積為  $q$  並沿長軸經均勻磁化之一長形體中，磁通量  $\Phi = \vartheta q = \mu H q$ 。若命  $l$  命表物體之長度，則物體之兩端間之磁化磁場  $H$  之磁壓  $M = Hl$  (§316)。準此則

$$\Phi = \mu \frac{q}{l} M. \quad (9)$$

此方程式在形式上與歐姆定律 (§246) 全類似。磁通量與電流強度相對待，磁壓與電壓相對待，而  $\mu \frac{q}{l}$  則與電阻之逆數相對待，其中  $\mu$  表一物質常數， $q/l$  表一形因數。故

$$\frac{1}{\mu \frac{q}{l}} = R_m \quad (10)$$

曰物體之磁阻 (magnetischer Widerstand; magnetic resistance)。然此種相似僅在形式，蓋就事實而言，電流為電荷反摩擦阻力之運動，而磁通量則並非為磁荷之流動，因磁荷絕對不存在故也。因此，磁阻亦祇有形式的意義。然在工業上則常用之，蓋在簡單情中，先後串聯之鐵磁體之總磁阻固可由加積各體之分磁阻而成，恰如電阻然。

351. 鐵磁性之學說· 物質之順磁性及反磁性雖可依物質內各原予偶極子之特性而解釋 (§338)，但物質之鐵磁性不能僅憑是而解釋之

·欲就今日所知而充分說明之，必須有量子論之新知識，故在是處祇能述其大致。鐵磁質恰如一般順磁質然，含有磁偶極子，後者在外磁場之作用下，有依磁場方向重行排列之傾向，但在鐵磁質中，此種偶

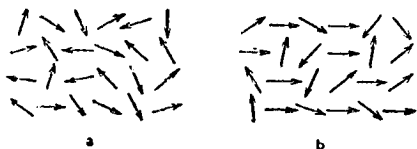


圖206. 分子磁鐵之圖形。a在未經磁化體中，b在一部分已磁化之鐵磁質中。

極子，在物質尚未經磁化之前，已略依規則而排列，——在其他物質中，在物質未經磁化以前，各偶極子均作不規則的排列，——其在相互之作用下，

於小區域內多少已同向（所謂元域，Elementarbezirke；懷斯[Weiss]之學說）。故一條不呈磁性之鐵含有極多數之是種元域。在各元域中，磁偶極子依同向而排列。在鐵未經磁化以前，是種元域之軸線方向概不一致，如圖206a所示。

今將鐵條置在一磁場內，因受磁場之影響，在若干元域中各偶極子之方向分別緩緩改變，在其他若干元域中，則驟然同時改變，而與磁場之方向一致。此情形視各元域之磁矩對於磁場之原來位置及力學的張力狀況而異。若此後令磁場之強度逐漸增加，其磁化作用亦增，偶極子軸線逐漸依磁場方向轉動，但一方面若干元域則隨磁場強度而增多之數驟然與磁場方向一致，換言之，各元域內之偶極子驟然同時改變其方向（圖206b）。當磁場達充分強度時，全數元域均作如是之變動，以後即達飽和狀態，至是，磁化作用全停止。

偶極子元域一經占有某一定向之後，即有留在該位置之傾向，鐵磁質之頑磁性即根據是理而解釋者。故當令外磁場減衰時，其軸向改變時之磁場強度不與前次因磁化而改變時所有者相等，但恆小於當時之強度，且若干元域縱在外磁場消失之後，亦不恢復其位置，但保持變向後全部或一部分之位置，故鐵帶剩磁。為去消此剩磁，須用一個方向與前磁化磁場相反之磁化磁場，其強度（矯磁力）視元域對於改變其已占有之方位之抵抗之大小而定，磁滯迴線之形狀（圖289, §343）

可根據是理而明之。

359. 排考遜效應。愛因斯坦及特哈斯之實驗。排考遜曾以其所發見之效應，所謂排考遜效應 (Barkhausen-Effekt; Barkhausen-effect)，極深刻的表顯元域之偶極子軸之同時的轉向。試於一鐵絲外，套一線圈。今由持近一磁極，使鐵絲磁化，則元域每次之轉向增加絲內之磁感為並因而在線圈內產生一瞬間感應電流。此電流可用一擴大裝置 (§394) 使其達一如是大之值，則如磁化作用進行遲緩，各感應衝擊之響聲可由插入一電話機聞出。若磁化作用進行極速，即元域之方向變動極速，則可聞出爆聲。

分子內環流之存在及在磁化之際占磁場方向之事實已由愛因斯坦 (Einstein) 及特哈斯 (De Haas) 用如下之實驗證實：試取一鐵條，將其依鉛直方向懸在一線圈內。次接電流於線圈中，換言之，使鐵條磁化，則鐵條感受一種繞磁場方向之轉動衝量，其解釋如下：在未經磁化之鐵中，分子環流之排列完全不規則，偶極子軸向無一定。因電子轉動之故，各環流具有一力學的轉動衝量。但磁鐵中全體轉動衝量之向量總和，因其排列完全不規則，係等於零。若由接入電流於線圈內，使發生一磁場，則偶極子軸線大致均依某一定之方向，而分子轉動衝量 (molekularer Drehimpuls; molecular rotational impulse) 之向量與此時不再為零，但有某一定之值。然對於轉動衝量亦適用不滅律。在鐵條內既無轉動衝量加入，是以其中所含之轉動衝量之和與以前相同，必仍為零。準此，則鐵條全體必具有一轉動衝量，其方向與其中分子環流有一定方向時之轉動衝量之方向相反。

據 §310, 方程式 30, 一分子環流之磁矩  $M = \frac{1}{2} \epsilon r^2 \omega$ 。在帶  $r$  半徑之一圓軌道上，一個帶質量  $m$  並以角速度  $\omega$  循環流動之電子之轉動衝量等於  $F = mr^2 \omega$  (§46, 方程式 34)。準此，各環行電子之磁矩對於轉動衝量之比為  $M/F = \epsilon / 2m$ 。換言之，等於電子之荷質比 (§397) 之一半。此比例自必就依一定方向之全部環流之總和 (及因而就全部鐵條之磁矩) 對於轉動衝量而言亦有效。M/F 之比，先經愛因斯坦及特哈斯，以後

經其他方法精密測定，所得之結果等於 $\epsilon/2m$ 之比之二倍，經此種實驗，分子環流之存在乃證實，其結果雖與學說不符，但此種矛盾可由電子迴轉解釋之(§512)。

353. 居利點。在討論凝結作用及凝固作用時，吾人知分子隨溫度而增加之運動反對分子有規則之分配，又物質磁化時，分子偶極子概依單獨一方向而位置，因分子隨溫度而增加之運動，分子有規則之分配有瓦解之傾向。同樣，元域之依同方向位置之傾向（鐵磁體之特性）亦因溫度之增加而逐漸消滅，終至達某一一定溫度（所謂居利點，Curie Punkt; Curie point 或磁性變化點，magnetischer Umwandlungspunkt）時，鐵磁體之可磁化性突然減小幾至消滅。在居利點（769°C）以下之鐵，曰 $\alpha$ 鐵，在以上之鐵，曰 $\beta$ 鐵。就結晶形而言，二者係相等。但 $\beta$ 鐵為順磁質，在900°C度時，則變為 $\gamma$ 鐵，而其磁化係數復突降。 $\gamma$ 鐵同為順磁質，但結晶形則與 $\alpha$ 鐵及 $\beta$ 鐵不同。錳之居利點在356°C，鈷之居利點在1075°C，磁鐵礦之居利點在535°C，而霍斯拉合金之居利點則在60°C及380°C之間。

吾人知鐵磁性並非為鐵磁質原子之特性，但係與原子之結合方法有關。

354. 線圈內之鐵心·電磁鐵。一通電之線圈與一條形磁鐵相等，此已於§303中說明之矣。在線圈之一端發出力線，在他端力線復回入，此線圈之兩端與磁鐵之兩極相當。是種線圈之外磁場在有正常電流時比較的衰弱，然若於線圈之內插入一鐵磁質，尤其一鐵心（Eisenkern; iron core），

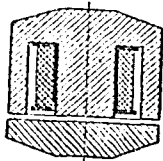


圖207. 螺式磁鐵。

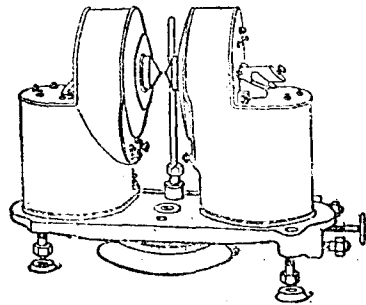


圖208. 大電磁鐵。

則可使線圈之外磁場增加而達非常之強度。在線圈內今有遠大之磁通量密度  $\mathcal{H}$  以代磁場  $H$ ，而由線圈末端發出之磁力線數亦大量增加。在鐵體末端發生之磁化強度  $J$  使線圈內之鐵變為一極強之磁鐵，此即電磁鐵 (Elektromagnet; electromagnet) 是也。

此事實具有極重要的意義，蓋其為電機工程學上之一基本的要素

圖 297 示一殼式磁鐵 (Topfmagnet; shell type magnet)，其中激發磁鐵之線圈全部為鐵包圍，且因帶轆鐵，全部磁力線係在鐵體內，其作用極強。在第 298 圖中示一供實驗室用之大電磁鐵。用水冷卻時，此種電磁鐵可通極強之電流，而在極間尤其極呈圓錐形時，至少可在一狹窄區域內惹起數千高斯之磁場強度。

355. 磁場對於順磁體，反磁體及鐵磁體之磁力作用。各物體，無論順磁體，反磁體或鐵磁體，在磁場內均變為一磁偶極子，並視磁場為均勻磁場或為非均勻磁場，在磁場內受力之轉動作用或加速作用 (§300)。

恰如電場對於介電體之作用之力之大小及方向視周圍之介電質有一較大或較小之介質常數而定，磁場對於鐵磁體及順磁體之作用亦然，在後者情形中，係以導磁係數代代替介質常數  $\epsilon$ 。在均勻磁場中，一長鐵磁體或順磁體，若其導磁係數大於周圍介質所有者，其長軸之方向係與磁場方向一致。（除非等軸系以外之結晶，其性質可極複雜。）在非均勻磁場中，在同一情形下，鐵磁體或順磁體被曳而向磁場強度增加之方向。然若其導磁係數小於周圍介質所有者，則其在均勻磁場內，其長軸與磁場方向垂直。在非均勻磁場中，則被曳而與磁場強度遞減之方向一致。一未經磁化之鐵被磁鐵（非均勻磁場）之吸引，即係根據是理而解釋。

反磁體之性質，在非均勻磁場內與順磁體相似。若周圍介質有較大之導磁係數，則其被曳而與磁場強度被遞減之方向一致，順磁體之導磁係數，比較真空之導磁係數為大，而反磁體之導磁係數則較小。

職是之故。在非均勻磁場中之順磁體在真空中與磁場遞增之方向一致，在反磁體中，則與磁場強度遞減之方向一致。為檢驗物體之順磁性或反磁性，以用在強磁鐵之一尖形極端附近之極之不均勻磁場最宜。順磁體若其磁化係數較周圍空氣之磁化係數為大者，被磁極吸引，恰如鐵被吸引然，惟吸引力遠較吸引鐵時為弱，反磁體則被其推拒（圖 299）。

然在均勻磁場中，順磁體及反磁體之性質相同（除非等軸系結晶，其性質極複雜）。此初見似奇異之情形可由圖 300 解釋之。其原因係在力線之折射。在順磁體中，恰如在鐵中，磁力線背法線而折射，在反磁體中，則向法線而折射（方程式 7, §347）。今經磁感在有磁力線進出之物體之面上發生磁層，而此種磁層在順磁體及反磁體中在磁層左右依向反之方向移動。如圖 300，在順磁體中，正磁層之重心向右移動，負磁層之重心向左移動。在反磁體中亦相同，但因磁化係數

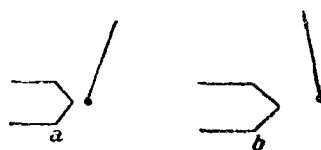


圖 299. a) 順磁體, b) 反磁體, 在非均勻磁場內。

c) 有相反符號，在兩情形中相當面之符號亦異。在順磁體中，在與磁場方向相背之面上發生一負磁層，在其他面上發生一正磁層。在反磁體中則反是。今設想由外磁場發生

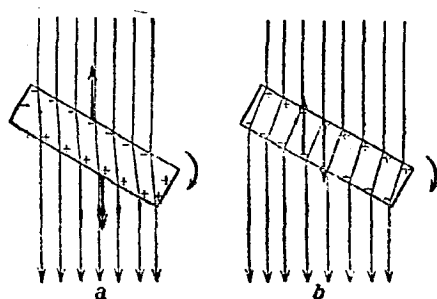


圖 300. a) 順磁體, b) 反磁體, 在均勻磁場內。

之力對於兩相反電荷之重心發生作用，則由圖 300 所示，在兩情形中惹起同向之轉矩，此轉矩使物體旋轉致長軸方向與磁場方向一致。

非均勻磁場之力的作用可供證明物體之磁性及量其導磁係數之用

。若物體為液體，則須應用另一方法（所謂昇高法）。依此法，將液



體置在一U字形玻璃管內並將其一股置在一磁鐵之極間，其他一股係在磁鐵磁場之外。若液體為順磁體或鐵磁體，液體在管內上昇，若為反磁體，則下降。由作用之強弱，吾人可計算磁化係數。

在磁場中對於順磁體及反磁體作用之力與對於鐵體作用之力相較雖小，但在工業上仍可利用之以分離磁性强弱不同之物質。今日分離磁石之一重要方法即根據此原理。

356. 關於實介質中磁極之庫侖定律。在§398中由方程式2表示之關於磁極之庫侖定律係對於兩極在真空( $\mu=1$ )或在空氣中之情形適用。嚴格言之，亦惟對於此種情形適用。但若 $\mu>1$ 或 $<1$ ，則凡對於在一實介質內之電荷適用之庫侖定律所言者，是處應有效(§236)。在由磁極發出之磁場之作用下，周圍介體遠磁性的偏極化，於是在磁極面上發生磁層(磁化強度 $J$ )，其在第二極上之作用重疊在第一極之作用之上。在順磁體或鐵磁體中，此磁層之符號與磁極之符號相反，但在反磁體中則相同。故在順磁或鐵磁介質中，兩極間之吸引比較真空中之吸引為弱，在反磁介質中，則較大。據與電荷之庫侖定律完全相同之設想，乃創關於磁極之庫侖定律。其方程式如下：

$$k = \frac{1}{\mu} \frac{m_1 m_2}{r^2} \text{ 達因。} \quad (11)$$

故兩間作用之力在順磁體或鐵磁介質中比較在真空中為小，在反磁介質中則較大。

357. 在實介質中之感應定律。吾人已知在一被磁化物質內之真磁場並非為磁化磁場 $H$ ，但為感磁 $H' = \mu H$ ，而如已在§336中指出，兩導線間電磁感應之強度不視 $H$ 之變化但視 $H'$ 之變化而定。蓋除 $H$ 之外，尚有附加磁場 $H'$ ，後者之作用係與磁化磁場 $H$ 之作用相合併。故由力方程式26a, (§318)，表示之法拉第感應定律僅在真空中有效，其中 $H' = H$ ；在一切實介質中，須以 $H'$ 代替 $H$ 。準此，此法拉第感應定律之方程式應改為一般適用之方程式如下：

$$E = \frac{d}{dt} \int \mathcal{B} \sin(dF, \mathcal{B}) dF \text{ 電磁單位} \quad (12a)$$

反之，方程式26b (§318)

$$E = \frac{d\Phi}{dt} \text{ 電磁單位} \quad (12b)$$

仍不變，蓋其根據磁通量 $\Phi$ 之一般的定義而設 (§350, 方程式8b) 並係與方程式(12a)類似。

感應電動勢在有導磁係數 $\mu$ 之介質中既較真空中大 $\mu$ 倍，故若將該導體從真空中取出後，再置於帶導磁係數 $\mu$ 之介質中，則互感應係數 (§302) 及自感應係數 (§333) 可大 $\mu$ 倍。方程式40, §333 僅在真空中——在空氣中亦近似可用——有效。對於長線圈及環形線圈之電感係數一般有效之方程式如下：

$$L = \frac{FN^2}{l} 4\pi\mu = FN^2 l \times 4\pi\mu \quad (13)$$

(其中略去直線圈中之去磁作用[§345].)

在各順磁體及反磁體中， $\mu$ 與1之相差既如此之小，故在自感應中，實際可以略去不計。反之，有鐵磁性時，尤其含鐵時，電感係數常增加至極大之值。

在§318中，討論三種關於感應作用可能之原因。今因導磁係數 $\mu$ 之加入，又有第四種原因，即 $\mu$ 之變化是也。如在§336(圖287)中說明，設有一線圈，其外繞有與一衝擊電流計相連接之第二圈，今於第一圈內通強度一定之電流，則線圈磁場 $H$ 亦一定。次於第一線圈內插入一鐵心，則衝擊電流之偏轉增加，指出當時有感應作用發生，且因偏轉之增加，當鐵心停止移動時始停止，故感應作用亦於鐵心停止移動時停止。其故因若插鐵心於線圈之磁場 $H$ 內，則當惹起一較強之附加磁場 $H'$ ，換言之，此時以鐵中之磁感 $\mathcal{B}$ 代替磁場強度 $H$ ，因而穿過第二線圈之磁通量非常增加，此為感應作用發生之原理。

358. 磁場及磁場之能量。在§329中已說明磁場為磁能之所在。為計算此能量，今先從一環形線圈中之磁場入手。若命 $E$ 表電源之電

動勢， $E_i = -L di/dt$  表自感應之感應電動勢 (§333)，則在是種導線內所作之電功為

$$dA = (E + E_i) i dt = (E - L \frac{di}{dt}) i dt = E i dt - L i di \quad (\S 260)$$

式中之  $dt$  表作功之時間。在實際無自感應之導線中，換言之，在極弱之磁場中（例如一直線），電功  $dA = E i dt$ ，故較以上之情形中大  $L i di$  之值。然電流強度為  $i$  時，從電源導出之能量恆為  $E i dt$ 。其相差  $L i di$  在此情形中不變為焦耳熱，但用以構成磁場。故在  $dt$  時間內磁場能量增至

$$dA_m = L i di \text{ 爾格} \quad (14)$$

之值。由積算——自線圈通電 ( $i=0$ ) 時起至電流強度  $i = E/R$  (§333) 實際不再變化時為止——，得

$$A_m = \frac{1}{2} L i^2 \text{ 爾格} \quad (15)$$

若設想線圈內之磁感應  $\mathcal{H} = \mu H = 4\pi n i$ ，並導入方程式 13, §357，則得

$$A_m = \frac{1}{8\pi\mu} \mathcal{H}^2 F l = \frac{\mu}{8\pi} H^2 F l \text{ 爾格} \quad (16)$$

磁場惟在線圈內有之，其容積等於  $F l$ 。準此，每單位容積內容有之能量為

$$a_m = \frac{1}{8\pi\mu} \mathcal{H}^2 = \frac{\mu}{8\pi} H^2 \text{ 爾格/厘米}^3 \quad (17)$$

此為磁場之能量密度 (Energiedichte des magnetischen Feldes; energy density of magnetic field)。方程式 17 對於各磁場均適用，惟須假定  $\mathcal{H}$  及  $H$  互成比例，故  $\mu$  須為一常數。在鐵磁體中， $\mu$  並非為一常數，因而其適用之方程式遠較方程式 17 為複雜。

故電磁場內之總能量密度 (§234, 方程式 16)

$$a = a_e + a_m = \frac{1}{8\pi} (\epsilon E^2 + \mu H^2) \text{ 爾格/厘米}^3 \quad (18)$$

式中  $\epsilon$  及  $E$  係以靜電單位， $\mu$  及  $H$  以磁單位計算。

359. 馬克士威方程式。在第 301 圖中示一在圓面上—— $xy$  平

面——之一矩形微小面，其邊為  $dx$  及  $dy$ ，與此微小面垂直者，為一隨

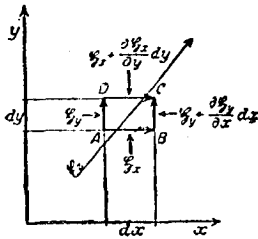


圖301. 示導出馬克士威第一方程式之方法

時間變動之電場  $E_z$ ，因而遂有位移電流通過 (§326) 該微小面，其值為  $i_v = \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial E_z}{\partial t} dx dy$ ，若  $dE_z/dt$  為正，則  $i_v$  依正  $z$  軸線方向向後，而位移電流之磁力線依時針方向環繞此電流（依 §302 中之定則決定）。命磁場強度沿 AB 線之成分為  $H_x$ ，沿 AD 線之成分為  $H_y$ 。因  $dx$  及  $dy$  極小，沿 BC 線之磁場強度等於  $H_y + \frac{\partial H_y}{\partial x} dx$ ，沿 CD 之磁場強度等於  $H_x + \frac{\partial H_x}{\partial y} dy$ 。今自 A 點開始沿矩形之邊依時針方向環繞一周以成磁壓  $H_s ds$  之總和，命其沿正坐標方向 (AD, DC) 而得者帶正符號，其沿其餘部分 (CB, BA) 而得者帶有負符號。如此求得繞位電流一全轉間之磁壓，其值據 §316 等於

$$4\pi i_v = \frac{\epsilon}{c^2} \times \frac{\partial E_z}{\partial t} dx dy. \text{ 準此，則}$$

$$\begin{aligned} \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial E_z}{\partial t} dx dy &= H_y dy + \left( H_x + \frac{\partial H_x}{\partial y} dy \right) dx - \left( H_y + \frac{\partial H_y}{\partial x} dx \right) dy \\ &\quad - H_x dx = \left( \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) dx dy. \end{aligned}$$

以知形面積  $dx dy$  分之，乃得馬克士威第一方程式 (erste Maxwellsche Gleichung; Maxwell's first equation;

1864),

$$\frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad (19)$$

今依同法設想與圖面垂直並隨時間而變動之磁場  $H_z$  (圖302)。據 §325，磁場  $H_z$  之力線經環形電力線包圍，且依以前說明之定則可決定在是處電力線依逆時針之方向圍繞磁力線。命電場強度沿 AB 之成分

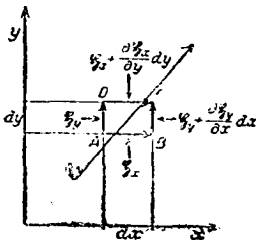


圖302. 示導出馬克士威第二方程式之方法。

等於  $E_x$ ，沿 AD 之成分等於  $E_y$ 。於是與上述之設想得沿 BC 及 CD 兩邊之成分，其值載於第 302 圖中。今沿矩形之邊依逆時針之方向自 A 經 B, C, D 仍回至 A 繞行一週，則得沿矩形各邊之分電壓之總和，其值等於路程與磁場強度依路程方向之成分之乘積。同時復須注意繞行各邊之方向為依正坐標方向 (AB, BC) 或依負坐標方向 (CD, DA)。但沿此閉路之分壓之總和等於存在於矩形周邊並受磁場  $H_z$  感應而起之電動勢。在目前情形中，此電動勢等於  $\frac{\partial \mathcal{F}_z}{\partial t} dx dy = \mu \frac{\partial H_z}{\partial t} dx dy$ 。

如是得

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial H_z}{\partial t} dx dy &= E_x dx + \left( E_z + \frac{\partial E_y}{\partial x} dx \right) dy - \left( E_x + \frac{\partial E_x}{\partial y} dy \right) dx \\ &\quad - E_y dy = \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) dx dy. \end{aligned}$$

今復以面積  $dx dy$  分之，乃得馬克士威第二方程式 (zweite Maxwell'sche Gleichung; Maxwell's second equation)

$$\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} = - \left( \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right). \quad (20)$$

對於其他坐標方向亦有與方程式 19 及 20 相當之方程式。此種方程式係由此兩式經循環交換而成。如此可有六方程式，而此六方程式可依向量的書法合併在兩方程式之內

$$\epsilon \frac{dE}{dt} = \frac{d\mathcal{D}}{dt} = o'H, \quad (21a)$$

$$\mu \frac{dH}{dt} = \frac{d\mathcal{H}}{dt} = -E. \quad (21b)$$

( $\mathcal{D} = \epsilon E$  曰介電質位移，§235)，其中  $E, \mathcal{D}, H$  及  $\mathcal{H}$  係以電磁單位計算。然若以靜電單位 (§313) 計算，則得

$$\epsilon \frac{dE}{dt} = \frac{d\mathcal{D}}{dt} = cH, \quad (22a)$$

$$\mu \frac{dH}{dt} = \frac{d\mathcal{H}}{dt} = -oE. \quad (22b)$$

若又有電流密度為  $j_1$  之導線電流穿過該面，則亦不難導出相當之方程式，其時祇須在方程式 21a 之右邊再加  $4\pi c^2 j_1$ ，在方程式 22a 之右邊加  $4\pi j_1$ 。

馬克士威 方程式為電動力學之基本方程式且統治光學上之學說。

360. 熱磁現象及電流磁現象。熱磁現象 (thermomagnetische Erscheinung; thermomagnetic phenomenon) 及電流磁現象 (galvanomagnetische Erscheinung; galvanomagnetic phenomenon) 云者，係指磁場對於金屬中之電流或熱流而起之效應之總稱。每二效應（一熱效應及一電效應）成為相當之一對。

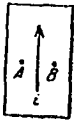


圖303. 示熱磁效應及電流磁效應。

1a. 荷爾效應 (Hall-Effekt; Hall effect). 設有一金屬板，其中有電流  $i$  通過 (圖303)，命A及B乃表在同一電位之兩點，其由一電流計連接時，電流計不發生偏轉。但若依與金屬板垂直之方法，以強磁場作用之，則在A及B之間，發生一電位差，其值與磁場強度為比例，而可由電流計測定。

1b. 涅恩斯特(厄亭與生)效應 (Nernst-[Ettingshausen-] Effekt; Nernst-[Ettingshausen] Effect). 為與磁效應1a之熱的類似。圖303之矢今表為熱電流。在無磁場時，A及B兩點之間並無溫度差，但有與金屬板垂直之強磁場時，則A與B兩點之間發生溫度差。

2. 熱磁橋效應。a) 常有與荷爾效應中相同之裝置時，在A與B之間亦發生溫度差 (利基來多克效應; Righi-Leduc-Effekt; Righi-Leduc effect)。

b) 熱的類似。常有與1b相同之裝置時，在A與B之間，亦發生電位差 (厄亭與生效應)。

3. 導電本領之變化。a) 磁場之激發減少金屬之導電本領 (湯姆遜效應, Thomson-Effekt; Thomson effect)。

b) 磁場之激發減少金屬之傳熱本領 (美基·利基·來克效應; Maggi-Righi-Leduc Effekt; Maggi-Righi-Leduc effect)。

4. 熱磁縱效應。a) 若金屬板內通過一熱流，則在板中發生與熱流方向相反之電壓（厄亭奧生·涅恩斯特效應）

b) 與此效應之電相似為沿一通電導體之溫度降（涅恩斯特效應）是種現象一部分可由磁場對於金屬中運動之電子解釋之。至完全學說迄今尚未成立。

上述之種種效應在鉍中特別顯著，故大都均係在此金屬上察見。據勒納爾 (Lenard)，磁場強度可利用一扁平錳螺旋線 (Wismutspirale; bismuth spiral) 測定之 (效應3a)。

361. CGS制中之磁量因次。關於磁性之庫侖定律之磁極強度  $m$  既如靜電學用之庫侖定律中之電量  $e$  由力與長度之乘積表出，故  $m$  在CGS制中之因次與  $e$  在靜電制中之因次同。又磁場強度  $H$  及磁壓  $M$  之因次亦與靜電制中之相當電值  $E$  及  $U$  之因次同。導磁係數  $\mu$  及磁化係數  $c$  均為純數。磁感或表一電場強度，如由方程式4, §340所示，磁化強度  $J$  亦有相同之因次。茲作表列之如下。

第二十九表 磁單位之因次。

|                                        |                                                            |
|----------------------------------------|------------------------------------------------------------|
| 磁極強度 $m$                               | $\left[ m^{\frac{1}{2}} l^{\frac{3}{2}} t^{-1} \right]$ ,  |
| 磁矩 $Mm$                                | $\left[ m^{\frac{1}{2}} l^{\frac{5}{2}} t^{-1} \right]$ ,  |
| 磁場強度 $H$ , 磁感 $\mathcal{H}$ , 磁化強度 $J$ | $\left[ m^{\frac{1}{2}} l^{-\frac{1}{2}} t^{-1} \right]$ , |
| 磁壓 $M$                                 | $\left[ m^{\frac{1}{2}} l^{\frac{1}{2}} t^{-1} \right]$ ,  |
| 導磁係數 $\mu$ , 磁化係數 $c$                  | $\left[ m^0 l^0 t^0 \right]$ .                             |

362. 實用磁單位。在第25章及26章中關於磁數量所用之定義及單位為在純粹物理學中一般所慣用者。但在工業上是種數量之定義係以別種思考過程為基礎。近來在物理學教本中亦採入實用定義及單位，因此對於初學者難免發生困難而易入迷路。職是之故，在是處再度說明吾人所取之思考過程之大要，以便轉入於創磁數量之實用定義及實用單位之思考過程中。

吾人以前係從磁極強度之意義入手並根據關於真空中磁極之庫侖定律不應再帶常數之見解 (§208) 以規定其單位，復據是以在一磁場中

作用於一單位極上之力為磁場強度之定義，其中以達因表示力之大小。磁場強度之單位曰1高斯。此後復據拉普拉斯定律不應再帶 $1/c$ 之常數(§304)之見解以規定電流強度之電磁單位。根據是種確定乃算出一長形線圈內之磁場強度為

$$H = \frac{4\pi Ni}{l} \text{ 高斯。} \quad (19)$$

(§304)。此方程式之特殊形式，尤其數量因數 $4\pi$ 為上述之確定之結果。吾人終則定磁感 $\mathcal{H} = \mu H$ 為在被磁化之物質內之真正平均磁場而以高斯為單位計算之。故據此種確定，導磁係數 $\mu$ 及磁化係數 $\sigma$ 均為純數。

實用磁單位制 (praktische magnetische Maßsystem; practical system of magnetic units) 係直接由電單位制推出，故以安培，伏特等為基礎。磁場強度之定義及其單位之確定係根據實際最重要並最簡單之一長形線圈之磁場。依據上面第(19)方程式，在是種線圈內之磁場係與電流強度 $i$ ，匝數 $N$ ，線圈之長 $l$ ，故即與 $Ni/l$ 為比例。以安培數計 $i$ 時之乘積 $Ni$ ，曰線圈之安匝數 (Amperewindungszahl; number of ampere turns) 而 $Ni/l$ 之數量則表每厘米長之匝數。在實用磁單位制中今決定線圈中磁場強度 $H$ 應直接由 $Ni/l$ 之數量測定而磁場強度 $H$ 之單位是以即為該數量之單位，換言之， $i$ 以安培計時，其單位為1安匝/厘米。準此，則在一長線圈內之磁場強度

$$H = \frac{Ni}{l} = ni \text{ 安匝/厘米，} \quad (20)$$

式中 $n = N/l$ 表線圈每厘米長之匝數。此式與方程式(19)之差別僅在缺少 $4\pi$ 因數。但須注意者，方程式(19)中之電流單位為等於 $10$ 安培之電磁單位而方程式(20)中之電流單位則為安培。若欲於第19方程式中以安培代電流強度之電磁單位而仍欲以高斯表磁場強度，則此式之右邊須以因數 $1/10$ 乘之。故若欲同時以高斯及安匝/厘米表同一磁場並以安培表兩情形中之電流強度，則得

$$H = 0.4\pi ni/l \text{ 高斯} = ni/l \text{ 安匝/厘米。}$$



或  $1 \text{ 安匝/厘米} = 0.4\pi \text{ 高斯} = 1.257 \text{ 高斯}$ 。  
故磁場強度之實用單位較高斯約大26%。

在實用單位制中，磁感 $\mathcal{H}$ 係由感應作用推出。據 §357，在與可變磁場 $H$ 垂直之線圈內被感應之電動勢

$$E = F \frac{d\mathcal{H}}{dt}, \quad \text{故 } \mathcal{H} = \frac{1}{F} \int E dt \text{ 伏特秒/厘米}^2. \quad (21)$$

若以伏特數表電動勢 $E$ ，則 $\int E dt$ 之積分當以伏特 $\times$ 秒計算，換言之，當以伏秒 (Voltsekunde; volt-second) 計算。依據方程式(21)在實用單位制中，磁感 $\mathcal{H}$ 依與此式右邊相同之單位計算，故以伏秒/厘米<sup>2</sup>計算。第21方程式以吾人所用之量度制表示時亦有效惟左邊須以高斯計算，右邊以電磁壓單位 $\times$ 秒/厘米<sup>2</sup>計算。今1伏特既等於 $10^8$ 電磁壓單位，故若欲以高斯計算 $\mathcal{H}$ ，但以伏特計算電動勢 $E$ ，則須知兩者之關係，

$$\mathcal{H} \text{ 高斯} = 10^{-8} \mathcal{H} \text{ 伏秒/厘米}^2.$$

$$1 \text{ 高斯} = 10^{-8} \text{ 伏秒/厘米}^2.$$

$\mathcal{H} = \mu H$ 之關係亦用實用單位表示。在此制中，導磁係數 $\mu$ 不再為純數，但有一個與電磁制中不同之其他絕對值。為區別其用實用單位量出之值，概附一指數 $p$ ，故 $\mathcal{H}_p = \mu_p H_p$ 。在電磁單位制中， $\mathcal{H} = \mu H$ 。因而

$$\mu_p = \mu \frac{H}{H_p} \frac{\mathcal{H}_p \text{ 伏秒/厘米}^2}{\mathcal{H} \text{ 安匝/厘米}}.$$

今 $H/H_p = 0.4\pi = 1.257$ 及 $\mathcal{H}_p/\mathcal{H} = 10^{-8}$ ，故

$$\mu_p = \mu \times 1.257 \times 10^{-8} \frac{\text{伏秒/厘米}^2}{\text{安匝/厘米}}.$$

準此，則以實用單位量出之各物質之導磁係數比較用電磁制量出者小 $1.257 \times 10^{-8}$  因數。在電磁制中，真空導磁係數之值等於1，而在實用制中，則等於 $1.257 \times 10^{-8}$ 。在實用單位制之立場言之，電磁制中之導磁係數似為一相對值，換言之，為一與真空相較而言之值。

## 第二十七章 電磁計器，儀器及電機

363. 電流計·正切電流計· 最簡單且應用最廣之電磁計器當推電流計·尋常之電流計多利用電流之磁效應以測定其大小·視其轉動部分為線圈或磁針，電流計分為圈轉與磁轉兩式·磁轉電流計如正切電流計是，至圈轉電流計如達松發爾電流計及尋常之伏特計，安培計等統屬之·

正切電流計 (Tangentbusssole; tangent galvanometer) 之裝置如圖 304 所示·在鉛直導線圈中心懸一磁針，針之轉動可由水平圓盤之刻度讀出·用時，先將圓面放在磁子午線面內·當無電流通過時，磁針亦必在同面內·次送電流入圈，於是發生一個與圓面垂直之磁場，使磁針偏轉，俟其靜止，讀其角度·命  $r$  表圈之半徑， $n$  表其上之

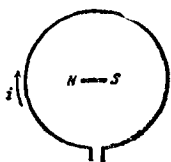


圖304. 正切電流計之形式·

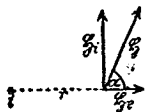


圖305. 示兩磁場之加法

匝數， $i$  表電流強度 (以電磁單位計算)，則依方程式 9, §304, 在圈心之磁場強度  $H_i = 2\pi ni/r$  高斯·其方向與大地磁場之水平部分  $H_e$  方向正交·將此兩磁場

依平行四邊形定則加積之，則得磁場  $H$  (圖305)·磁針之新位置即依此磁場之方向·由圖得磁針之偏轉角可由下列關係決定

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{H_i}{H_e} = \frac{2\pi ni}{rH_e}$$

故如已知地磁之水平強度及線圈之大小，則可由此式計算電流之強度

$$i = \frac{rH_e}{2\pi n} \operatorname{tan} \alpha \text{ 電磁單位。}$$

在原則上，此器雖可供測定電流強度之用，但實際，則因其過於不靈敏，使用過於不便，且受種種擾動 (如附近鐵體) 及須有種種之修正 (如懸磁針之絲因扭轉而起之反轉矩) 今日不再用以測電流強度·其尋常之應用，例如以某一電流強度  $i$  測地磁場之水平成分  $H_e$  為發生

一均勻之磁場於圓心，其圓須大，因而極弱之電流極難惹起便於讀出之角大偏轉。為檢查或測微弱電流，須應用靈敏之電流計。

364. 無定向電流計。電流計中共最靈敏而可供測定微電流強度之用者如無定向電流計 (astatisches Galvanometer; astatic galvanometer)。此計即為一般所稱之磁轉電流計 (Nadelgalvanometer; moving needle galvanometer) 最初在1820年由休伐蓋爾 (Schweiger) 及巴根多夫 (Poggendorff) 製出，稱曰倍加器 (Multiplikator; multiplier)。其與正切電流計相較，必備下列條件：1. 靈敏度必須增加，此係由應用極多匝數以代一匝或少數匝為之。2. 由地磁之大小及方向變動而起之擾動必須免除，因此，在此器中不再用地磁場為整磁針方向之力，但此力係由懸磁針之絲 (例如繭絲或石英絲) 之扭轉彈性所供給。為免除地磁之效應概用兩種不同之方法。在一法中，應用無極磁針。在此情形中，轉動系不再由一枚

但由兩枚完全相同之磁針組成，二者一倒一正，裝在一支軸上 (圖 306)。若磁場均勻，地磁場對於此磁針對不能惹起轉矩，因其對於兩磁針之作用方向適相反對故也。下面之磁針係懸在兩扁而平行

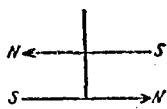


圖306. 無定向磁針。

之圈間，靜止時，其方向與圈軸之方向正交。上面之磁針係在圈之上。若送電流於圈內，則在下面之磁針有轉動與圈軸一致之傾向。(在多數電流計中，兩磁針係在兩相同之圈內，而圈內有方向相反之電流通過。此時磁針之整向力與兩磁針之磁矩之差為比例。在上面之磁針上，作用一種同向但遠弱之轉矩，因

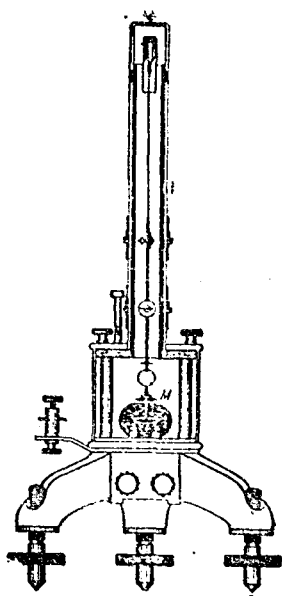


圖307. 無定向電流計。

外面線圈磁場之方向與在圈內者方向相反之故（此磁場之強度及方向可由磁鐵於其附近完全控制之）。此器附鏡以供讀出偏轉角度。電流愈強則偏轉角度愈大，俟電流之偏轉力與懸絲扭轉之反轉知成平衡時，磁針始靜止。此種電流計當初由湯姆遜（William Thomson, 即 Lord Kelvin）造出。圖 307 示由涅恩斯特所創之無定向電流計。其中無定向針偶 M 含有兩磁針，其一磁針係在一圈內，其他一磁針係在圈外，而欲測定之電流則通過線圈。其上有鏡以供讀出偏轉角度。

其他一種除去地磁效應之方法，係拒地磁於磁針之外。此法用於帕新（Paschen），度波愛（Du Bois）等所製出之鐵甲電流計（Panzer-galvanometer; ironclad galvanometer）中。此器不帶無定向針偶但周圍經三層每層約 1 厘米厚之軟鐵所包圍，如是將地磁之力線全部拒於計器之外（參考 §336 及 338），為僅惹起一小轉動慣量（小振動週期），同時不礙及磁矩，乃應用若干平行而同向之細磁針。磁轉電流計之最精良者約有  $10^{-12}$  安培之靈敏值。（靈敏值<sup>1</sup> = 光線在 1 米遠處之標度上惹起 1 毫米偏轉之電流強度。）

此兩種磁轉電流計除供測定最微弱之電流之用外，另無實用。

365. 直流圈轉電流計。供精確測定電流及電壓用之新式計器大都依據圈轉之原則（特普來茲·達松發爾，Deprez et Arsonval, 1881），換言之，依據與磁轉電流計相反之原則。其轉動部分為一常呈長方形之線圈 S，係置在一強蹄形磁鐵 M 之磁極 P 之間，在該圓筒狀之極間有一固定（不與線圈轉動）圓筒狀軟鐵心 E，其中祇留一細隙以供線圈自由轉動（圖 308）。此鐵心惹起一強而呈輻射狀之均勻磁場於空隙內（圖

1) 靈敏值 (figure of merit) 乃比較兩個電流計之靈敏度之標準。常用百萬歐靈敏度 (megohm sensitivity) 一詞以表電流計之靈敏度。此係指用 1 伏特之電壓時，在電流計電路中須串接百萬歐電阻，方能在距離鏡 1 米處之標度上指出一毫米之偏轉。其時通過電流計之電流之數值等於電流計之靈敏值。故若命 R 表百萬歐靈敏度，則所通過之電流或靈敏值 =  $\frac{E}{R + R' \times 10^6} \approx \frac{E}{R \times 10^6}$ 。式中 R' 表電流計之電阻，其值與 R 相較極小，故可略去不計。

208)。

經此裝置，磁性擾動實際全被除去，因空隙內之磁場遠較地磁場為強，故後者之變動對於此計器不發生關係。

在比較不甚靈敏之一種中，其轉圈係承在尖端上並附指針，以在標尺上

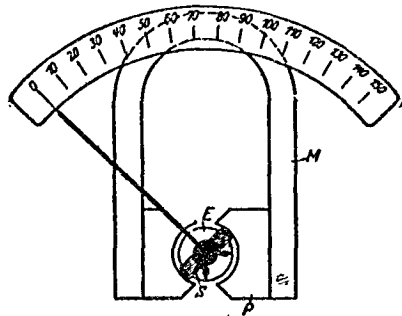


圖308. 帶指針之圈轉電流計。

指出偏轉。圈之靜止位置經由一螺簧絲決定。靈敏的一種，其線圈懸在一繭絲或一細金屬線上。欲測定其強度之電流係由金屬線或螺簧絲導入線圈內。未通電前，圈面與磁場平行，通電後則轉動致含有最多數之力線（圈面與力線正交，依馬克士威定則），此偏轉經附在絲上之鏡反射後，可用標度及望遠鏡讀出其角度。圈下繫彈簧以控制線圈之轉動（圖309，M磁鐵，P極靴，E鐵小，S線圈）。其偏轉角常大而在能左右偏轉之一種中可達90°，如在第309圖中。偏轉方向視電流方向而定。因此，此種計器對於測直流適用。其優點除其線圈在磁極之間，不受外部磁力影響外，其圈之振動易被阻尼或減衰，觀測時，不致多費時間。其靈敏值

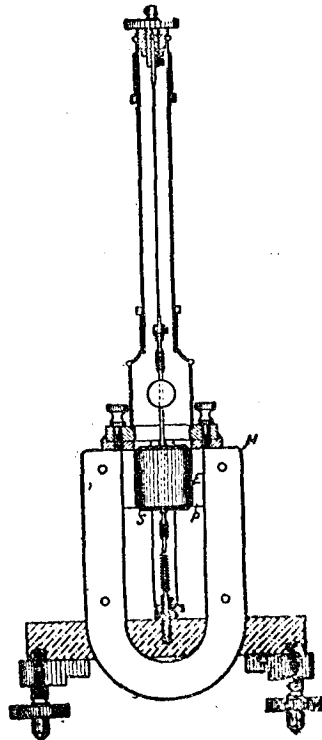


圖309. 附鏡之圈轉電流計。

與轉磁電流計同，每毫米之偏轉在 1 米遠處之標尺上亦可等於  $10^{-10}$  安培。

當線圈達平衡位置時，線圈之力偶  $k$  等於彈簧所生之扭力轉矩  $k'$ 。命線圈之匝數為  $N$ ，磁鐵強度為  $H$ ，線圈兩邊之長度  $l$ ，寬長  $w$ ，導線內之電流為  $i$ 。因而既與磁力線正交 ( $\sin\alpha = 1$ )，故轉動線圈之力偶為  $k' = NIHlw$ 。惟彈簧所生之扭力轉矩  $k'$  與偏角  $\alpha$  成正比例，即  $k' = K\alpha$ 。

$$\text{故} \quad NAHl = K\alpha [A = l \times w]$$

$$\text{或} \quad i = \frac{K\alpha}{NAHl}$$

式中  $K$  表一常數。又  $\frac{K}{NAHl}$  亦係一常數，曰達松發爾式電流計之常數，今以  $\sigma$  表之。因懸線上之鏡所轉動之角度，僅等於反射光線所轉動之角度之半，故靈敏值與電流計常數  $k$  有下列關係：

$$\text{靈敏值} = \frac{1}{2} \times \frac{1}{1000} k$$

凡阻尼 (§336) 不過分大之直流電流計又可供測瞬間電流之總電量之用。惟須此種電流衝擊之期間與計器之固有振動週期相較極小。線圈經電流衝擊而獲得一轉動衝量，並擺動達瞬間電流之強度而定之回轉點。是種衝擊偏轉（假定阻尼不變）與當發生電流衝擊時在線圈內通過之電量成正比例，一方面又與指針之第一次之偏轉角為比例，假定在放電期間指針之位置不起顯著之變動。電流計之週期常須達 6 至 10 秒。

凡有此種用途之電流計，曰衝擊電流計 (ballistisches Galvanometer; ballistic galvanometer)。

336. 電流計之阻尼。電流計之線圈，其經一外電路閉接者當電流衝動時，即離開其靜止位置而擺動，以後復回至此位置。若其兩端並不閉接，此種擺動過程完全由線組之機械特性和在空隙中經空氣摩擦而起之小阻尼決定。但線圈之兩端經一外電路閉接時，以圈在永久

磁鐵之磁場內轉動之故，在圈內發生一感應電動勢及一感應電流。依據楞次定律，此感應電流有阻止線圈運動之作用。由是線圈之動能變為感應電流之能。因有此種能量損失，運動漸被減衰或阻尼。

線圈擺動至最後靜止位置之過程，視外阻之大小而定。外阻大時，經線圈內轉動發生之感應電流微弱而從線圈祇取得小量動能。因此動能當線圈首次達固有靜止位時尚未耗盡，線圈越靜止位置繼續前進而非往返數次後不致靜止(圖310a)。如是視外阻之大小發生一種阻尼週期振動。據振動學說，依一方向之變位依下列方程式而遞減

$$\alpha_n = \alpha_0 e^{-\Lambda n}$$

式中 $\alpha_0$ 表初偏轉， $\alpha_n$ 表 $n$ 次全振動後之偏轉， $\Lambda$ 曰振動之對數減縮，於是

$$\log \alpha_n - \log \alpha_{n+1} = \Lambda.$$

但若阻尼增加，換言之，有小外阻，振動期間當初緩緩繼則迅速增加，終則當外電阻達某一定之值時增至非常大之值。此後，若外阻再減小，線圈之運動不再帶週期性，但徐徐自其曾經所達之偏轉回至其固有靜止位置而不再越過之(圖310b)。當圈達靜止位置時，其振動能已沿途消耗殆盡。當外阻愈小時，其回至靜止位置之速度亦愈緩。凡此就圈回至靜止位置所述者，對於通電後，圈達任一偏轉之情形亦有效。上述兩運動式互相過渡時所有之外阻，稱曰電流計之極限阻(Grenzwiderstand; limit resistance)。其大小視各種因數而定，尤其與線圈所在處之磁場之強度，圈之匝面，圈阻及與懸線之扭力之大小有關。

線圈在靜止前之多次往返振動及其慢行以達此位置皆於電流計之確實工作有碍。最速之停止係當外阻等於極限阻時發生(所謂無週期的極限情形; aperiodischer Grenzfall; aperiodic limit case, 圖310c)。此情形在用電流計之實際工作中務期其實現。尋常須使阻尼略小於在極限情形時之阻尼，故線圈仍略許越過靜止位置，終則停於此位置。

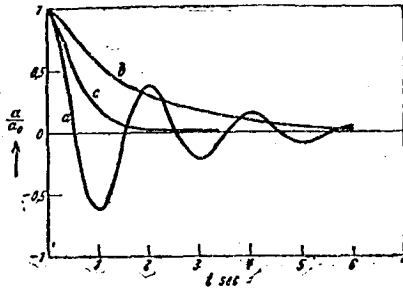


圖310. 電流計之振動式。

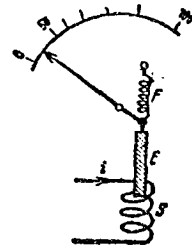


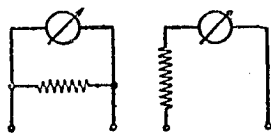
圖311. 示軟鐵計之作用。

367. 軟鐵計。若測計不必極度準確，則常用軟鐵計 (Weicheisen Instrument; soft iron instruments) 以代價值極昂之圓轉電流計。圖 311 示其中之原則。令欲測定其強度之電流通過一線圈 \$S\$。在線圈之一端有軟鐵一條，係經彈簧 \$F\$ 固定。圈內電流之磁場在線圈之兩端並不均勻且向外遞減。因而軟鐵被曳向磁場強度增加之方向移動，換言之，被曳入圈內 (§355)，且此運動之方向與電流之方向無關。故軟鐵計對於直流及交流均適用。(此種計器指出電流之有效值 §379)。磁場強度與圈內電流成比例。軟鐵在磁場內變為一磁偶極子，其磁矩幾與電場強度成正比例。但作用於軟鐵上之力與電場強度與磁矩之乘積成比例，故即與電場強度之平方及圈內電流強度之平方成比例。是種計器之標度故不依均勻間隔刻度，因偏轉之大小與電流強度之平方為比例也。

368. 一般測電流，電壓及電功率之計器。上述各種供測電流用之計器稱曰電流計 (Strommessser) 又可供測電壓之用 (電壓計; Spannungsmesser)。因其電阻 \$R\$ 有一定之值，故依歐姆定律，\$U/i\$ 之比在一定之計器中為一常數。驗是之故，一個一定之偏轉不但與一定電流強度 \$i\$，且亦與計器之路端電壓 \$U = iR\$ 相當，因而偏轉除可供測電流之強度外，又可供測在接線螺旋兩端之電壓。然此種計器在實際構造上却有一重要差別。無論測電流或測電壓，當時能之消耗必須維持至最小可能之值。電流計測導線內之電流，故應與導線串聯。計內遂有與



導線內等強之電流通過，故其中每秒間之能量消耗等於 $i^2R$  (§260)，式中 $R$ 表計器之內電阻。為減小此能量消耗，必須將計內電阻減至最小可能之值。在依圓轉原則構成之電流計中，轉動圈本身之電阻雖不小，但有一分路與之平行。故在轉動圈內僅有欲測定之電流之某一部分通過。此種構造實屬必要，蓋由是以免強電流通過計器之可動部分。故一圓轉電流計不過為一種帶分路電阻或並聯電阻 (Nebenschluss; shunt; 其電阻大小相稱)



之靈敏普通圓轉電流計(圖312a)。

圖312. a測流計，b測壓計。

然若欲測定導線兩端間之電壓，則須令電壓計與導線相並聯。為祇使主流之一小部分通過計器，在其分路內之電阻與該導線之電阻相較須甚大。故一圓轉電壓計不過為一種帶串聯電阻或前置電阻 (Vorschaltwiderstand; switch or series resistance; 其數值亦適度)之圓轉電流計(圖312b)。多數廠家用普通相同圓轉電流計以充電流計及電壓計，其中由應用適當之並聯電阻或串聯電阻以調整電流計及電壓計之測量範圍。例如增加並聯電阻或串聯電阻一倍常可使電流計或電壓計之測量範圍增加一倍。多數計器且常備有多數可更換之並聯電阻或串聯電阻，故可有種種測量範圍。

電流計之依安培數刻度者，曰安培計 (Ammeter; ammeter); 其依千分安培刻度者，特稱曰千分安培計。同樣，電壓計之依伏特數刻度者，曰伏特計 (Voltmeter; voltmeter)，其依千分伏特刻度者，特稱曰千分伏特計。據以上所述，安培計之接法係與欲測其電流之電路串聯；伏特計之接法，乃與欲測其電壓之電路或其一部分並聯。安培計及伏特計可利用電位計 (§250) 校準。

1) 此種用以增大測量之範圍之串聯電阻，常名曰倍加器 (Multiplikator; multiplier)。測壓計原有之全度數 $U_1$ 對於欲擴大之度數 $U_2$ 之比 $N$ 稱曰電壓之倍率 (Multiplying factor)。設 $R_1$ 表原有之電阻， $R_A$ 表應加之電阻，則

$$R_A = \left( \frac{U_2}{U_1} - 1 \right) R_1 = (N-1) R_1$$

直流電路之電工率係等於電壓乘電流。因此，祇須有一電壓計及一電流計，將兩指數相乘，即可求得電工率之值。為欲直接表出電工率電，則須應用一種計器，曰瓦特計(Wattmeter wattmeter)。

369. 帶轉動圈之交流計器·功率計。如欲將轉動線圈之原則亦用於交流量法中，則須使磁場之方向亦隨轉動圈內電流之方向而轉變

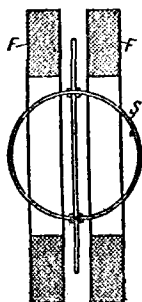


圖313. 示帶轉動圈之交流計器之形式。

· 為此，該磁場不經由永久磁鐵，但經欲測定之電流藉一或二線圈自行發生，例如將一轉動圈 S 懸在一固定圈成兩圈 F 之間，後者同時為欲測定之電流通過（工率計原理，Dynamometerprinzip; dynamometer principle; 圖313）。F 圈之匝面與圖面垂直。在此情形中，給 F 圈以可能的最小電阻，並將轉動圈與固定圈並聯。是種計器之偏轉與電流之方向無關且與電流強度之平方為比例。

依相同原則，用圈轉計亦可量一導線中電流之功率  $L = Ui$ 。為此將必須之可能的最小電阻之固定圈 F 與該導線相串聯，轉動圈 S 之前有大電阻。此圈與欲測定其功率之導線之兩端相連接（電功率量法；elektrische Leistungsmessung；electric power measuring）。準此，則固定線圈內通過之電流等於通過導線之電流  $i$ ，故線圈之磁場與電流  $i$  為比例。依據歐姆定律，通過導線之電流強度與加於導線兩端之電壓  $U$  為比例。因此，發生之轉矩與  $Ui$  之乘積為比例，換言之，與所消耗之瓦特數 (§260) 為比例。是種計器量導線內電流之功率  $Ui$ 。

上述之瓦特計，又稱曰電工率計或電動力計 (Elektrodynamometer; electrodynameter)。此種計器對於交流亦適用，蓋電壓變向時，電流之方向同時變化，故指針之偏轉方向仍不變。

又一種測電能之計器，曰瓦時計，其構造繁複，茲不贅述。

37. 電磁繼電器。繼電器一名替續器 (Relais; relay) 為藉電流以變更第二電流之強度或方向之裝置。在簡單情形中，其動作為由一

電流開斷或接通第二電流之電路。

構造簡單之電磁繼電器(elektromagnetisches Relais; electroma-  
gnetic relay)如圖 314 所示，含有一電磁鐵。磁鐵之前有一固定在—  
彈條上之軟鐵(銜鐵)，其當電磁鐵未被激發時，係與電磁鐵相分離。

當磁鐵被電流激發時，  
銜鐵被吸下降，與接觸

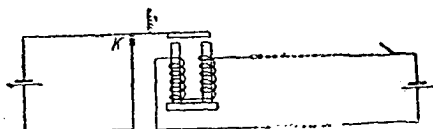


圖314. 電磁繼電器之接線圖。由電磁鐵之  
激發接通第二路電

鈕K相遇，使第二電路  
變成通路而工作。如將

電磁鐵之電流切斷，則  
彈條拉起銜鐵，使第二  
電路內之電流亦中止。此種繼電器之構造式種種不同。又約翰生、萊  
培克效應(§254)在製造繼電器時亦利用之。

在某種裝置中，電磁鐵之電流可自動開斷，根據此原則而製出之  
裝置，例如電鈴。(再參考惠克納錫；§372。)

371. 電報及電話。電流或通或斷，可利用以送各種信號。電流  
通過時間甚短時，成爲一種信號，通過較久時，又成爲一種信號。將  
此長短兩種之信號組合之(組合時通常用至五個信號爲止)，以代表  
各種字母及數字，再由後者拼成字句(模斯電碼，Morse-Alphabet;  
morse alphabet)，故電報(Telegraphie; telegraphy)本係一種信號。  
電報爲繼電器之一種應用。在發信處按放一開關(亦曰電鍵)，發出與  
模斯電碼相當長短之信號。受信處之繼電器收到送來之信號時，即開  
始其運動。在同處之自記受信器<sup>1)</sup>，由器械自身將與送來之信號相當  
之軟鐵之運動記錄於紙條上，由紙條上長短之線成爲各種信號之組合  
。(高斯及韋伯在庫丁根[Göttingen]之首次電報1883。)今日大電報局  
之新式受信機且可將送來之信號直接拼成字句打印在紙上(打字機)。

電報線往往祇有一單線，其第二線由導電良好之地充之。電線之

<sup>1)</sup> 傳電所用之電流與陰電所用者不同，有其特殊之作用，不能用模斯自記受信器接電，其受信之裝置爲一特殊之器械，與電流計頗相類似。

兩端經過電池電磁鐵而連絡於地面下，且各與一金屬板相連接。

用上述之裝置則由甲地發出之信號，可送至乙地，由乙送出之信號，亦可送至甲地，不過甲乙兩處若欲同時發信，則用此法不適用，為兩地同時可以發信而設之裝置，雖亦有之，因其構造過繁，故此處從略。關於無線電報見§390。

語言之依電法的傳遞謂之電話(Telephonic; Telephony)，由發話處發出之電能在受話處激起振動，此振動與聲音在空中傳遞時惹起之壓振動相同。此法稱曰調幅(Modulation; modulation)，在有線電話

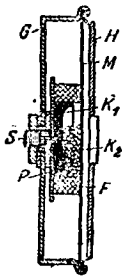


圖315. 炭粒發音器。

中，電流電能變成電波(§385)由天線向四周廣播。在發話處之發話器將聲之波壓之振動變為電能振動，在受話處之聽話器，則起相反之作用，換言之，復惹起音波之振動。

茲處僅就有線電話言之。其發話器為一微音器(Mikrophon; microphone)，聽話器為一聽筒，微音器隨發話之音波之振動變更通過器內之電路之電阻之大小而由是變化電流之強度。圖315示其構造之一種。在一金屬匣G內有一帶螺旋S之金屬板P。此板經由一板J與匣絕緣並帶由炭製出之盤K<sub>1</sub>。盤之周圍有一瓷環圍之。在環之上有一炭膜M，由蓋H壓於匣上並與之相聯絡，炭膜M與炭盤K<sub>1</sub>之間，填有若干細微之炭粒K<sub>2</sub>。電流通過螺旋S及匣並經由炭粒而達其他一導線。人向炭膜M發話，由其振動，遂使炭膜與炭粒之間及炭粒自身之間之接觸或鬆或緊，悉隨振動而變，但兩炭片互相關接觸處之電阻實為炭之一種特性，由彼此互相作用之壓力大小而定。即壓力大者電阻小，壓力小者電阻大。故通過送話器內之電流，隨炭膜之振動，即隨發話之音波之振動，變化其強度，約計每秒變化至數百次之多。換言之，電流經此而幅調。

幅調電流在聽話處通過聽話器。圖316示聽話器之一種構造。在一匣D內，有一蹄形磁鐵，其N及S兩極接有軟鐵棒，上繞導線圈S<sub>1</sub>

及 $s_2$ ，成爲通達聽話器之電流之電路之一部分。極之上面與極相對爲一經周圍之環 $R_2$ 及 $R_1$ 支住之軟鐵膜，與磁極略微離開。匣之上面有帶 $O$ 孔之蓋。 $K_1$ 及 $K_2$ 表接導線之接線螺旋。因受發話者音波之振動，電話線中通過之電流有強弱變化，故磁鐵之磁力，亦或強或弱，在其前面之軟鐵膜所受之引力亦起同樣之變化，因此而成振動。且此種振動，完全隨受話器中炭膜之振動而變，炭膜之振動，又隨人之音波而變，故軟鐵膜所發之音與發話人所發之音完全相同。

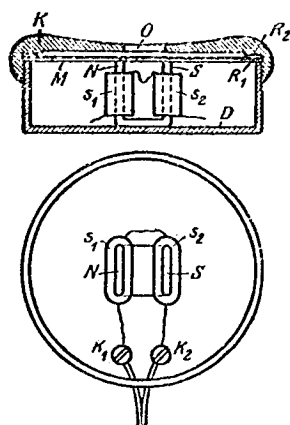


圖316. 受話器。

372. 感應圈。感應圈 (Funkeninduktor; Induktor; induction coil) 爲利用互感應將一直流電源之低電壓變爲高電壓之裝置。感應圈之構造種種不同。其一般原則如下：

感應圈含有一原線圈 (Primärspule; primary coil)  $S_1$  及一副線圈 (Sekundärspule; secondary coil)  $S_2$ 。原線圈係用粗銅線捲若干匝 (約數百匝) 而成；副線圈則繞在原線圈之外，係用粗銅線捲成極多數。

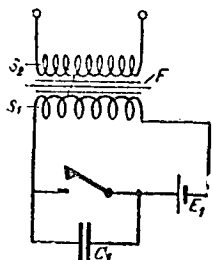


圖317. 感應圈之接線圖。 $S_1$ 原線圈， $S_2$ 副線圈， $F$ 鐵心， $H$ 斷線器， $E_1$ 電源， $C_1$ 電容器。原線圈實際係在副線圈內。

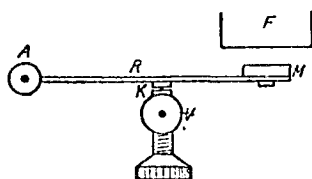


圖318. 惠克納德之原則。 $F$ 感應器之鐵心， $M$ 刷鐵， $R$ 彈條， $K_2$ 白金接觸鈕(斷線處) $A$ 及 $V$ 通至斷續器之導線。

(往往多至100000)之線圈而成(在第317圖中,爲清楚起見,係平行表出)。爲增強感應作用,在原線圈內插入一鐵心 $F$ ,後者,爲除去渦電流(§334)係由互相絕緣之賴鐵絲所成。

爲使感應器動作,又須有使原電流極迅速自動斷續之裝置,換言之,須有一自動斷續器(Unterbrecher; interrupter)  $U$ 。此器小者附在感應圈中,大者,則概獨立。

最簡單且最慣用之斷續器,尤其對於小型感應圈適用者,曰惠克納鏈(圖318),其原則完全與電鈴相同。電磁鐵爲原圈之鐵心 $F$ ,除此簡單構造之外,尚有多數較良之裝置,後者均係直接裝在感應圈內並受原電圈心之作用。

在裝圈之匣內,又有一容電器  $C_1$ , 其兩金屬層與斷續器之兩接觸鈕相連接。

今用導線使原電圈與一直流電壓(蓄電池,當地之電網絡,視儀器之大小而定)相連接,則在原電圈內有電流 $i_1$ 通過,後者因自感應作用發生如圖288, §333所示之變化。在副電圈內於是惹起被感應電動勢 $E_2$ ,其大小隨 $i_1$ 之變化速度而異,故即與 $di_1/dt$ 成比例,其方向則與原電圈中之電壓相反(圖319),但瞬間之後,  $M$ 被 $F$ 吸引,原電流在 $K$ 處絕斷。結果,電磁鐵失去吸引力,在 $K$ 處仍恢復原來之聯絡。若此發生於瞬時之間,則因 $di_1/dt$ 無限大之故,在副電圈內發生無限大之被感應電動勢歷瞬時之久。在 $K$ 處聯絡之切斷並非瞬時的,但因自感應之故,其處於聯絡切

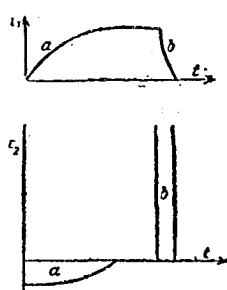


圖319. 原電流 $i_1$ (上)副電壓 $E_2$ (下) a電路通時, b電路斷時。

斷之後復發生火花歷片刻之久,致仍有電流通過空隙。爲縮短此火花之期間,並由是使 $K$ 處聯絡之切斷爲瞬時的,換言之,使 $di_1/dt$ 有最大可能之值,感應器具有一容電器  $C_1$ , 在電路切斷以前,容電器被短接,故不荷電。當接觸鈕 $K$ 開始被提開之際,在容電器之金屬層上幾

乎有感應圈之全工作電壓 $E_1$ ，故容電器從電路納取 $Q = CE_1$ 之電量，一旦接觸鈕復行閉合，容電器復由短接放電。當電路斷時，在副電圈內發生之電動勢故有如在第315圖中(曲線b, 下方)所示之變化。由此，可知電路斷時發生之電動勢其經歷之時間較電路通時發生之電動勢為短，副電圈之末端開時，則兩短之間有一電壓，其相隔不遠時，此電壓能促成空隙間之火花放電。在大型感應器中，此種火花可長至1米以上。兩匝匝數之比愈大時，經產出之電壓亦愈大。

圖319之a及b面分別等於原電流通時及斷時之積分 $\int E_2 dt$ 。但據§357, 方程式(2b), 此積分等於穿過副電圈之磁通量 $\Phi$ 之全變化。電路斷時消失之磁通量既與電路通時所發生者相等，故此兩面之面積必相等。此即表示電路斷續經歷之時間愈短時，被感應之電動勢愈大。然因原電路中之自感應，通路過程經歷之時間恆較漸路過程經歷之時間為長，故感應電動勢其當電路斷時發生者遠較電路通時發生者為強。

在大型感應器中不用惠克納鎚，但用此種漸續器。在轉動漸續器中，一轉動接觸鈕由一電動機交換開閉。在惠納爾漸續器 (Wehneltunterbrecher; Wehnelt's interrupter 圖320a)中，其主要部分為一容器，內盛稀薄硫酸(約30%)，酸內浸一鉛板以充陰極及在瓷管內突出管口少許之一白金棒以充陽極。在器內通過原直流電。電流密度在白金棒極大，是處除起電解現象外，在液內又起大量焦耳熱，致白金棒周圍為汽泡所包圍，後者絕斷電路。因冷却迅速，汽泡立即作銳聲消滅。惠納爾漸續器斷電路之作用極速，1秒間可達二千次之率，以是其感應效應極強。在鑽孔漸續器 (Lochunterbrecher, 圖320b)中，電流在電解質內須通過一細孔，因而亦發生相同之效應。

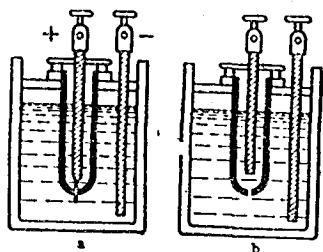


圖320. a惠納爾漸續器，b鑽孔漸續器。

373. 發電機。發電機 (Generator, Dynamomaschine; Generator; dynamo-electric machine, dynamo) 供變機械能為電能之用。其構造式種種不同。是處惟就其基本的數種而論。依所產生之電流之性質，發電機有直流發電機，交流發電機及三相交流發電機之別。

第321圖示一極簡單之圖形，以供解釋直流發電機之作用之用。兩邊之場磁鐵，稱曰定子，其相反的兩極 (N, S) 互相對待。在中間呈圓筒狀之空間內，有一可轉動之鐵環，其上繞無限線匝在若干 (格刺線環)，此部分稱曰電樞或轉子。線匝在若干點經由導線與金屬片

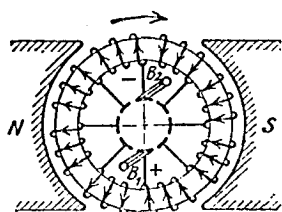


圖321. 帶格刺線環之直流發電機之圖形。

(整流片) 相連接。是種金屬片互相絕緣並係裝在電樞之軸上，而不問電樞之位置如何，兩對面金屬片隨時與兩個固定金屬刷或炭刷 ( $B_1, B_2$ ) 相接觸。是種刷成發電機之電極，其他端與饋電之導線 (燈電線絡等) 相聯絡。

若令電樞依時針之方向旋轉，則在各個電樞線匝內之磁通量至 (§350) 隨時變動。自 N 向 S 之磁力線既全在鐵環內 (參考圖 204 §347)，在鐵環上下兩部上之線匝面內磁通量最多，而在水平對稱平面內則為零。因此之故，當電樞轉動之際，在線匝內發生被感應之電動勢，其方向由線匝上矢首指出，而當與  $B_1, B_2$  相連接之外電路關閉時，線匝內即有同方向之電流通過。準此，故電流在  $B_1$  流入而在  $B_2$  流出。  $B_1$  曰發電機之正極，  $B_2$  曰負極。此說明之正確不難經楞次定律 (§329) 證實之。如電流實際依所示之方向流動，則由 §302 在鐵環兩半內經電流發生之磁場或感應磁之方向為自上 (電樞之上部) 向下。然因在磁偶極子內——鐵環周圍流動之電流變為是種磁偶極子——其方向為自南極以達北極，故由被感應電流在鐵環上部發生一南極，在下部發生一北極。此對磁極與場磁鐵磁極間之力效應使鐵環下部向右，上部向左轉動，換言之，使其逆時針之方向而轉動。由此可知被感應電流發生之電樞極阻碍從外面施力使其依時



針方向之轉動，如為楞次定律所要求者，為克服此阻碍力所用之功經由輸電導線內耗費之能表出之。若欲於一轉動之間令導線內之電能維持不變，故即產生直流，則須令此阻碍力之強度不變，換言之，須令兩電樞極有一定之位置，為達此目的，乃使電樞線匝上不同之處與整流片相聯絡，然實際惟與同時與固定刷相接觸之一對整流片之聯絡有效。各對之聯絡故依次有效。當電樞向一方略許轉動後，極之位置隨之移動少許，隨後之整流片對遂被抵在刷之下，極回後少許，如是一再重覆不已。發電機於是發生直流，其強度當線匝與整流片聯絡之處愈多時，變動愈微弱。

場磁鐵實際恆為電磁鐵，在直流發電機中經電樞內發生之電流所激發。場磁鐵內，恆留下殘磁 (§344)，其於發電機起動之際，惹起微弱感應電流，後者激發場磁鐵益強，致感應作用復增加。發電機自行激發(電機電原理；dynamoelektrisches Prinzip; dynamo-electric principle; 西門子廠之韋納氏 (Werner) 1837)。

至交流電雖始於下章中 (§375 及其後) 討論，但在是處仍欲略述發生交流之發電機。將直流發電機之圖形略許改動之後即可使之變為交流發電機之圖形 (圖 322)。在交流發電機中，電樞之中心為兩個同心之金屬環 (匯電環)，其上各有一刷  $B_1$  及  $B_2$  刷過，各刷由一線與一線匝相聯絡。在有如圖 322a 表示之位置時，其情形正與第 321 圖中直

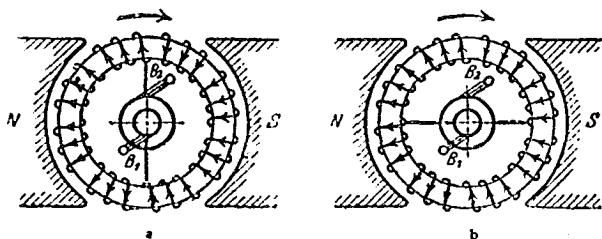


圖 322. 帶精刺環環之直流發電機之圖形。

流發電機之情形同，但若繼續轉動，電樞磁極之位置亦隨環移動，蓋其恆在線匝上由導線與刷所連接之兩點。此後被感應電流愈弱，因而

電樞極之強度亦愈小。至轉動  $90^\circ$  之後 (圖322b)，在電樞左右兩半內之被感應電動勢正相反對並恰相抵消，故有此位置時，電樞內及外面導線內並無電流通過。此後電流增加，但因電樞之兩半其位置依反對方向交換之故，當電樞再轉  $90^\circ$  之後，電流達其最大值，如是變動不已。故發電機產生交流。交流發電機之場磁鐵大都由一小直流發電機激發，後者與電樞同軸。

若電機裝有三同心圓電環，而此三環各由一線與電樞上相距  $120^\circ$  之一位置相連接並同時用三個刷，則發電機供給三相交流 (§381)。

上述之構造式已屬陳舊，而祇可供解釋一般原理之用。現今所用之構造極不一致，各視用途而製出。為轉動發電機，高速水輪機及蒸汽輪機尤為適用。

374. 電動機。電動機之目的正與發電機相反，其作用為將電能變為機械功。各發電機均可用充電動機。在發電機中，由轉動電樞發生電流，後者由刷及導線引出；反之，在電動機中，則於電樞內導入電流以促成電樞之轉動。為明白解釋此關係，乃用一具與發電機 (圖

321) 完全相當之直流電動機之圖形 (圖323)。

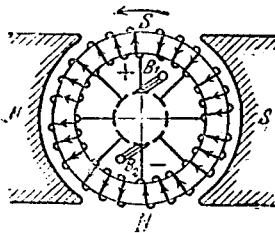


圖323. 帶精刻換環之直流電動機之圖形。

若將刷  $B_1$  與一直流電源之正極， $B_2$  與負極相連接，則在  $B_1$  處電流分為兩路而入於電樞線匝之兩半內，恰如發電機之被感應電流然，其方向如矢向所示。因此之故，在電樞之上部發生一南極，下部發生一北極。此兩極

與場磁鐵兩極間之作用——在發電機中惹起阻碍作用——使電樞依逆時針方向轉動。電樞線匝既在多數點由線與整流片相連接，極之位置僅略許往返移動，故電樞轉動不已。

又據原理，交流發電機 (圖322) 亦可用充交流電動機。圖324示另一簡單之模型，電樞帶有數對磁鐵，其極向交換間隔。在實際情形中

，此種磁鐵爲電磁鐵而係用直流激發者。與之相對待者爲多數場磁鐵，後者之周圍有交流通過，電流之方向交換不絕而由線之繞法，場磁鐵之磁極亦成對間隔。電樞一經迅速轉動之後，當場磁鐵之極在交換之間，電樞之極自面場磁鐵之一位置達而第二極之位置時，電樞自行轉動不已。電樞依時針之方向轉動，而定子之左上極自南極轉變爲北極。此時電樞上與之相對待之北極被驅逐而達右上場磁鐵之南極。當達此南極之際，此極之極性若

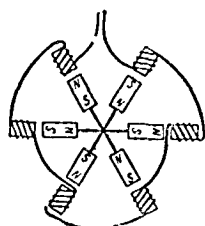


圖324. 一交流同步電動機之說明。

再發生變化，則同一之情形可重演不已。然此種電動機惟當其已同步之後始能轉動(同步電動機)。其轉動故須先由一種特殊起動裝置使之有正常之轉數。其細目在是處不便討論。關於三相交流電動機見§381。

電動機因通電而轉動之後，又有發電機之作用。依同向轉動時，電動機電樞上之電壓之方向既與同種發電機內被感應電動勢之方向相反，故因轉動而在電動機內發生之被感應電動勢，其方向與工作電壓反對；此被感應電動勢曰電動機之反電動勢，其作用爲減衰工作電動勢。若令一電動機與一鉤大之電源相連接並在中間插入一安培計，則可測出電樞固定時之電流遠較轉動時爲強。在尋常之電機中，電樞線路之總電阻之值不甚大，故當初加電壓於電動機時，電動機之速度爲零，其反電動勢亦爲零，而所通過之電流可達頗大之值。是以爲減少電動機起動時之電流起見，當初所用之電壓不可過大，爲此概用一可變電阻器，使之與電動機串聯。當電動機起動之際，先令電流通過此電阻器。電動機之速度逐漸增加，其反電動勢亦增加，此後可逐步減去串聯電阻，以提高電機兩端之電壓，使電流達正常之強度。若不工作而僅爲克服摩擦及產出低量焦耳熱，其耗費之能量實際極微。當加負載於當初無負載之電動機時，換言之，強使作外功，電動機之轉數先時遞減，但同時亦使電樞內與工作電壓相反對之反電動勢遞減，結果，電樞內之電流強度立即增加並使轉動速度回至原來之高值。在某

一定範圍內，電動機之轉數與負載之關係至為微小。電動機有負載時，其所須之功率增加，故即輸入於電動機內之電功率增加。一電動機之機械功率例如可用普洛義輪掣測定之 (§45)。其與所耗費之電功率  $U_i$  之比，曰電動機之效率 (Wirkungsgrad des Motors; efficiency of electric motors)。

通常在用電之處，供給電能之公司多裝置一“電表”以示用戶用電之多寡，藉以核計電價。此種電表即為電動機之一種。其指出之電能係以瓦特小時(瓦時)計算，即指出電功率與時間之乘積，故電表常稱曰瓦時計。俗稱用電一度，即指用一仟瓦時之電能之謂。

## 第二十八章 交流 電振動及電波

375. 交流。交流之強度  $i$  為時間  $t$  之週期性函數，故與直流不同。在單波式交流中，此函數係由一簡單正弦曲線表出。其電流強度故可由下列方程式表示之(圖325)，

$$i = i_0 \sin(\omega t + \beta). \quad (1)$$

$i_0$  曰交流之最大值或顛值 (Maximalwert oder Scheitelwert des Wechselstroms; maximum value or crest value of alternating current)。  $\omega$  曰交流之角速度 (Kreisfrequenz des Wechselstroms; angular velocity of alternating current)，  $\tau = 2\pi/\omega$  曰週期 (Periode; period)，即為電流強度  $i$  一全變所須之時間。  $\nu = 1/\tau$  曰交流之頻率

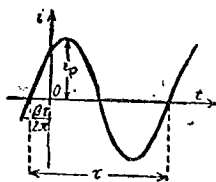


圖325. 交流之依時間的變動。

(Frequenz des Wechselstroms; frequency of alternating current)，即為1秒內之週期數。

至所謂交變數 (Wechselzahl; alternatenumber) 係指在一秒間電流度經過  $i=0$  之值之數，故其值為頻率之兩倍。工業上應用之交流，其頻

率  $\nu = 50$ ，故其交變數為 100。頻率之單位為 1 秒<sup>-1</sup>，亦稱曰 1 赫芝 (Hertz; hertz)。

方程式1中之  $\beta$  量曰交流之相常數 (Phasenkonstante; phase con-

stant), 其值視時間  $t$  之起點而定, 且可由選定一適當起點使之消去。

爲使電路內有持久之交流通過, 必須在電路內維持一電動勢而此電動勢亦爲時間之週期性函數。以是之故, 在電路兩端間之電壓  $U$  同爲時間之一週期性函數而在單波式交流中服從下列方程式

$$U = U_0 \sin(\omega t + \gamma), \quad (2)$$

$U_0$  表電壓之顛值, 電壓之相常數  $\gamma$  概與電流之相常數不同, 其間之差值,  $\beta - \gamma = \varphi$ , 曰相差(Phasendifferenz; phase difference), 若  $\varphi > 0$ , 則電流超前在電壓之前, 反之, 若  $\varphi < 0$ , 則電流滯在電壓之後。

以上表示交流之第 1 方程式全與振動之方程式 (§117) 相當。以事實言, 是處亦爲一個關於振動作用之問題, 所謂電振動 (elektrische Schwingung; electric oscillation) 是。凡電流其強度及方向依週期性變動者, 無非爲電子在導體系內之一種週期性往返振動, 故爲電子之一種振動。然依習慣所謂電振動者概指有極大頻率  $\nu$  之交流。在實用上, 頻率有低頻率 (工業上應用之頻率, 其值約達  $\nu = 1000 \text{ 秒}^{-1}$ ) 及高頻率 (如無線電報及無線電話中應用之極高頻率即屬之, 其值約達  $\nu = 10^7$  至  $10^9 \text{ 秒}^{-1}$ )。

若於直流電路內插入容電器, 則後者成爲直流之一無限大的電阻, 阻止直流之流動。其故因容電器極速充電至達與加入於直流電路內之直流電壓之強度並與之依相反之方向而作用。然若在電路內施一交壓, 則容電器上之電壓及其電荷亦變動不絕, 在容電器之儲電線內於是有週期性充電電流及放電電流通過。故插入一容電器並不阻止交流之流動。吾人又可認交流經容電器內流動之位移電流閉 (§326) 合而解釋之。

376. 交流電阻。今設想一純粹電阻  $R$  與一電感(線圈)  $L$  及一帶電容  $C$  之容電器相串聯(圖 326), 電阻  $R$  包括線圈之電阻及其他一切在電路內之電阻。在全組之末端加一交流電壓

$$U = U_0 \sin \omega t. \quad (3)$$

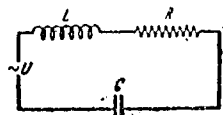


圖 326. 電阻, 自感應及電容之串聯。

組內通過之電流

$$i = i_0 \sin(\omega t + \varphi), \quad (4)$$

其中  $\varphi$  表電流對於電壓之相差。電流之強度及方向既變動不絕，故在全組內發生與電壓  $U$  相反對之自感電動勢 (§370)  $-L di/dt$ 。若當時容電器之電荷為  $e$ ，則在容電器上之電壓當等於  $e/C$  (§229)，電壓  $U$  之作用恰如含在組內之電動勢。故依克希荷夫第二定律 (§249)

$$U_0 \sin \omega t - L \frac{di}{dt} = iR + \frac{e}{C}. \quad (5a)$$

今依時間微分此方程式，同時設想  $de/dt$  表容電器電荷之依時間的變動。此變動既係由通過組內之電流促成，故依據 §244,  $de/dt = i$ 。準此，則

$$U_0 \omega \cos \omega t = L \frac{d^2 i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} + \frac{i}{C}. \quad (5b)$$

若於此方程式內代入由方程式 4 表示之  $i$  值，則可決定  $i_0$  及  $\varphi$  之值並經由簡單計算得

$$i_0 = \frac{U_0}{Z}, \quad (6)$$

$$\text{式中 } Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad (7a)$$

$$\text{及 } \varphi = -\text{弧正切} \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}, \quad (8a)$$

$$\text{由是得 } i = \frac{U_0 \sin(\omega t + \varphi)}{Z}. \quad (9)$$

$$\text{又命 } X = \omega L - \frac{1}{C\omega}. \quad (7b)$$

於是依方程式 8a

$$\sin \varphi = -\frac{X}{Z}, \quad \cos \varphi = \frac{R}{Z}, \quad \text{tg } \varphi = -\frac{X}{R}. \quad (8b)$$

由方程式 6 可知  $Z$  等於電壓巔值對於電流巔值之比，故其性質恰如直流中之純粹電阻  $R$ 。因此名  $Z$  為交流電阻 (Wechselstromwider-

stand; alternating current resistance) 或曰全組之阻抗 (Scheinwiderstand, Impedanz; impedance). 其值視交流之角速度 $\omega$ 而異。阻抗係由兩部分合成，其一曰純粹電阻 $R$ ，亦曰有效電阻 (Wirkwiderstand; effective resistance)，其他曰電抗 (Blindwiderstand; reactance) 而係以 $X$ 表示之 (方程式7a及b)。其合成係依圖法爲之，即以 $R$ 及 $X$ 爲一值三角形之兩股， $Z$ 爲其斜邊 (方程式7a及b)。

當 $\omega L > 1/\omega C$ 時，電流與電壓間之相差 $\varphi$ 爲一負值。在此情形中，電流滯在電壓之後，反之，若 $\omega L < 1/\omega C$ ，則相差爲一正值，電流超在電壓之前。

若在組內並無容電器，則在第5a方程式中當無 $e/C$ 之一項。(當 $C = \infty$ 時亦然)。此時得如下之方程式以代方程式7a, 7b及8a

$$Z = \sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}, \quad X = \omega L, \quad (9a)$$

$$\varphi = -\text{弧正切} \frac{\omega L}{R}. \quad (10a)$$

在此情形中，電流恆滯在電壓之後。

若組內並無電感( $L=0$ )，則

$$Z = \sqrt{R^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}}, \quad X = -\frac{1}{\omega C}, \quad (9b)$$

$$\varphi = +\text{弧正切} \frac{1}{R\omega C}. \quad (10b)$$

在此情形中，電流恆超在電壓之前。

終則若電阻 $R$ 非常之小，則

$$Z = X = \omega L - \frac{1}{\omega C}, \quad (9c)$$

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

當時若 $\omega L > 1/\omega C$ ，電流以四分之一週期滯在電壓之後；反之，若 $\omega L < 1/\omega C$ ，則電流以同值超在電壓之前。

由方程式7a，知自感應對於交流電阻之影響隨頻率 $\omega$ 增加；反之

，電容之影響，當頻率增加時遞減。當頻率極大時，容電器在無自感之電路內之作用近似一短路（或曰捷路）

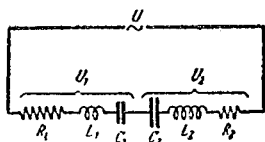
上述自感應之作用有一重要的實用。普通在通直流或低頻率交流之線路中常發生高頻率振動，其在鄰近線路內之侵入常有阻止之必要。為此在該鄰近線路之前插入一抗流線圈（Drosselspule; choke coil），換言之，插入一具帶強電感（含鐵心）及弱電阻之線圈以保護之。是種線圈對於高頻率振動成爲一極強之交流電阻，但其對於直流或低頻率交流祇略許減衰之。

在交流中一導線之純粹電阻  $R$  不遵直流之歐姆定律之規定，蓋有高頻率時，發生強度皮膚作用及在§335中說明之效應。故在高速振動中， $R$  較純粹歐姆電阻爲大。

最後須注意者，方程式 9 並非爲方程式 5b 之一般的解式，但表全組內電壓  $U$  加入瞬間之後之定態，即暫時現象（Einschwingvorgänge; transient phenomenon）消失後之狀態。

377. 交流電阻之串聯及並聯。試想互相串聯之兩交流電阻  $Z_1$  及  $Z_2$  (圖377)，在組合之末端加電壓

$$U = U_0 \sin \omega t,$$



在  $Z_1$  及  $Z_2$  之末端之分電壓設爲

$$U_1 = U_1^0 \sin(\omega t + \psi_1), \quad U_2 = U_2^0 \sin(\omega t + \psi_2).$$

圖377. 交流電阻之串聯。

就一般而言， $U_1$  及  $U_2$  概不相同，又與  $U$  亦多不同相。 $\psi_1$  及  $\psi_2$  表  $U_1$  及  $U_2$  對於  $U$  之相差。在組合內有電流  $i$  流過，且因電路內決無屬於一符號之電荷永久集合之處，在全組內電流到處有相等瞬間強度。（又在容電器內亦然，其全電荷恆等於零）。電流  $i$  對於電壓  $U$  有相差  $\varphi$ ，而對於  $U_1$  及  $U_2$  有相差  $\varphi_1$  及  $\varphi_2$ 。於是在交流電阻爲  $Z$  之整個組合內及在其以兩部分內

$$i = \frac{U_0}{Z} \sin(\omega t + \varphi) = \frac{U_1^0}{Z_1} \sin(\omega t + \psi_1 + \varphi_1) = \frac{U_2^0}{Z_2} \sin(\omega t + \psi_2 + \varphi_2). \quad (11)$$



是種方程式惟當

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 = \varphi_1 + \varphi_2 \quad (12)$$

時在各時間  $t$  始有效。

由第11及第12方程式

$$\frac{U_0}{Z} = \frac{U_1^0}{Z_1} = \frac{U_2^0}{Z_2} \quad (13)$$

故分電壓之顛值  $U_1^0$  及  $U_2^0$  對於總電壓之顛值  $U_0$  之比恰如分部之交流電阻對於全組合之交流電阻之比。

在組合之末端瞬間電壓  $U$  等於分電壓  $U_1$  及  $U_2$  之總和，故

$$\begin{aligned} U_0 \sin \omega t &= U_1^0 \sin(\omega t + \varphi_1) + U_2^0 \sin(\omega t + \varphi_2) \\ &= (U_1^0 \cos \varphi_1 + U_2^0 \cos \varphi_2) \sin \omega t + (U_1^0 \sin \varphi_1 + \\ &\quad U_2^0 \sin \varphi_2) \cos \omega t. \end{aligned} \quad (14)$$

是種方程式惟當

$$U_0 = U_1^0 \cos \varphi_1 + U_2^0 \cos \varphi_2 \quad \text{及} \quad 0 = U_1^0 \sin \varphi_1 + U_2^0 \sin \varphi_2$$

時，在各時間始有效。或據由方程式13表示之理由

$$Z = Z_1 \cos \varphi_1 + Z_2 \cos \varphi_2 \quad \text{及} \quad 0 = Z_1 \sin \varphi_1 + Z_2 \sin \varphi_2 \quad (15)$$

$Z_1$  及  $Z_2$  既恆為正號，故由方程式15,  $Z < Z_1 + Z_2$ , 除非當  $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$  時,  $Z = Z_1 + Z_2$ 。又  $\varphi_1$  及  $\varphi_2$  恆有相反之符號，故如一分電壓超在電壓  $U$  之前，其他則滯在電壓之後。

為便於以後之應用起見，假定  $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$ ，而分電壓  $U_1$  及  $U_2$  互相並與總電壓同相。在此情形中，據第12方程式， $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$  或據方程式8b

$$\frac{X_1}{R_1} = \frac{X_2}{R_2} \quad (16)$$

其時有效電阻  $R$  對於電抗  $X$  之比在組合之兩部分中須相等。

為計算組合之總電阻  $Z$ ，可由方程式5b出發。在此方程式中須以  $R_1 + R_2$ ,  $L_1 + L_2$  及  $1/C_1 + 1/C_2$  以代  $R$ ,  $L$  及  $1/C$ 。(其中兩電容互相串聯，參考§266。)於是利用方程式7b及8b得

$$Z = \sqrt{Z_1^2 + Z_2^2 + 2Z_1Z_2\cos(\varphi_1 - \varphi_2)} \quad (17)$$

以代方程式7a.

此方程式與三角形邊之餘弦定律相當。組合之交流電阻 $Z$  故等於三角形之一邊。至其他兩邊等於其兩分部之交流電阻，而此兩分部成一等於 $\pi - (\varphi_1 - \varphi_2)$  之交角(圖328)，此情形表示交流電阻之總和服

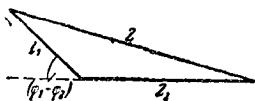


圖328. 串聯之交流電阻圖。

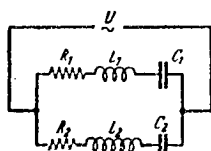


圖329. 交流電阻之並聯。

從向量加法之定律。

以上係就兩交流電阻之串聯 (Reihenschaltung zweier Wechselstromwiderstände; series connection of two alternating current resistances) 而言，但兩交流電阻之並聯 (Parallelschaltung zweier Wechselstromwiderstände; parallel connection of two alternating current resistances) 亦可依相同之方法為之 (圖329)。

在是處僅示算得之結果。由應用與上相同之符號得

$$\frac{1}{Z} = \sqrt{\frac{1}{Z_1^2} + \frac{1}{Z_2^2} + \frac{2}{Z_1Z_2}\cos(\varphi_1 - \varphi_2)}. \quad (18)$$

故並聯組合之電阻之倒值，通常較分電阻之倒值 $1/Z_1 + 1/Z_2$  之總和為小，而惟 $\varphi_1 = \varphi_2$  時， $1/Z$  始等於 $1/Z_1 + 1/Z_2$ 。

378. 電共振。據方程式7a，如純粹電阻 $R$  不變，當電抗消失時，交流電阻 $Z$  達其最低值，即當

$$X = \omega L - \frac{1}{\omega C} = 0 \quad (19)$$

時， $Z$  之值最小。故在此情形中，交流之頻率為

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0. \quad (20)$$

此時如端電壓 $U_0$  不變，據方程式6，電流強度有其最大可能之顛值，即 $i_0 = U_0/R$ 。此情形與一可振動之物體當其固有振動被激而與第一振動體合調時相當，故即與機械式共振 (§191) 相當。若調節第一電路使之

與第二電路合調，則當第二電路內放電時，在第一電路內發生電振動而後者常由一顯明電花表明之。是種共振現象曰電共振 (elektrische Resonanz; electric resonance)，而名角速度  $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$  為組合之電固有頻率 (elektische Eigenfrequenz; electric natural frequency)。若在該組合內含有一具電容可變之容電器 (可變空氣容電器，§230) 或電感係數可變之電感，則可由激起振動之交流之頻率決定電共振，恰如在廣播器中所發生者。

379. 交流電之功率 · 電流及電壓之有效值 · 一交流電之瞬間功率恰如直流之功率 (§260) 然等於  $U_i$  電流之強度固然變動不已，其符號亦隨時變化。事實上，概注意其歷一久長時間內之瞬間功率之平均值。其全部過程既於一週期內演出一次，故功率之平均值  $\Lambda$  由平均一週期內之功率而得，其時以  $U = U_0 \sin \omega t$  及  $i = i_0 \sin (\omega t + \varphi)$ 。

$$\Lambda = \frac{1}{T} \int_0^T U_0 i_0 \sin \omega t \sin (\omega t + \varphi) dt = \frac{1}{2} U_0 i_0 \cos \varphi. \quad (21)$$

$\varphi$  表電流與電壓間之相差，故  $\cos \varphi$  愈大時，功率亦愈大。據方程式 8b，當  $R = Z$  時，即一則電路內僅有純粹電阻時，二則當發生共振現象時，功率最大，而當  $R$  與  $Z$  相較極微時，其值近於零。此種無功電流 (wattloser Strom; wattless current) 之情形可由應用一具自感應不過分小之粗線線圈促成之。

據方程式 6 及 8b，在電流及電壓之顛值  $i_0$  及  $U_0$  之間，存有  $U_0 = i_0 R / \cos \varphi$  之關係，準此，則方程式 21 又可改書如下。

$$\Lambda = \frac{1}{2} i_0^2 R. \quad (22)$$

此方程式表示經長時期確定之結果，功率之消耗惟在有效電阻  $R$  內始可，且此恰與焦耳定律相符 (§260)。蓋  $i_0^2/2$  實為有顛值  $i_0$  之交流之  $i^2$  之時平均值，電流一時之強度由電容及電感，故經電抗  $X$  同時決定。但依時間平均之，在  $X$  內無能量損失，蓋在一瞬間為構成容電器內之電場或電感內之磁場所消耗之電能在下半週期內重行給出。交流之瞬間功率故由兩部分合成，即有效電阻  $R$  內之有效功率 (Wirkleis-

tung; effective power.) 及電抗 $X$ 內平均時值爲零之無功功率 (Blindleistung; wattless or idle power).

如以方程式22與§260相比較，則知帶有 $i_0$  值值之交流在 $R$  電阻內惹起之功率與由  $i = i_0/\sqrt{2}$  之直惹起者相等。此值曰電流之有效值 (Effektivwert des Stromes; effective value of current), 即

$$i_{\text{有效}} = \frac{i_0}{\sqrt{2}} = 0.707 i_0. \quad (23a)$$

同樣，電壓之有效值 (Effektivwert der Spannung; effective value of voltage).

$$U_{\text{有效}} = \frac{U_0}{\sqrt{2}} = 0.707 U_0. \quad (23b)$$

380. 電感及電容依橋接法之測定。恰如直流電阻然，交流電阻亦可依惠斯登電橋法比較之 (§252)。是處用交流電源以代直流電源，又在橋路內概插入一電話器以代電流計，否則用一其他測交流之靈敏儀器。用一電話器時，應用頻率與聲之可聽範圍內之音相當之交流，而當電話器無音時，橋路內無電流通過。

圖 330 示一種比較兩電感之接法 (電感依橋接法之測定; Messung von Induktivitäten in der Brückenschaltung; measuring of inductances in the bridge connection)。兩電感係分別插在相對待之兩分路內。在同路內之純粹電阻分別爲 $R_1$  及  $R_2$ 。此種電阻顯然以電感之電阻爲主，但在此兩路之一路內必有一可變之附加電阻。其他兩分路分別含有無自感之純粹電阻 $R_3$  及  $R_4$ ，而至少兩電阻之一必可變化。此可變

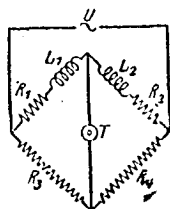


圖330. 電感依橋接法之測定。

化之電阻常由一滑線代之 (如測純粹電阻時)。命交流電源之電壓爲  $U$ ，四分路末端之分電壓爲  $U_1, U_2, U_3, U_4$ 。當橋路兩端之電壓相等時，橋路內無電流通過。此情形惟分電壓  $U_1$  及  $U_2$  與分電壓  $U_3$  及  $U_4$  同相時始可能。在3,4分路內既僅含有純粹電阻，故此兩路之電壓恆與工作電壓  $U$  同相，而在上述情形中，分電壓  $U_1$  及  $U_2$  亦必與之同相

此時橋路內無電流通過。準此，則在 1, 2 兩串聯分路內適用方程式 16 (§377)，是處  $X_1 = L_1 \omega$   $X_2 = L_2 \omega$ ，並由方程式 16 得

$$\frac{L_1}{R_1} = \frac{L_2}{R_2} \quad (24)$$

由是觀之，橋路內無電流通過之條件為 1, 2 兩路內電阻之比等於兩路之電感之比。上述之附加電阻係供促成此狀況之用。當時分電壓既均同相，故方程式 13 (§377) 不但對於各分電壓之巔值，即對於其瞬間值亦有效，因而在上分路內  $U_1/U_2 = Z_1/Z_2$ ，在下分路內， $U_3/U_4 = R_3/R_4$ 。今因在橋路內無電流通過， $U_1 = U_3$ ,  $U_2 = U_4$ ，由此

$$\frac{Z_1}{Z_2} = \frac{\sqrt{R_1^2 + \omega^2 L_1^2}}{\sqrt{R_2^2 + \omega^2 L_2^2}} = \frac{R_3}{R_4} \quad (25)$$

由方程式 4 及 25，經簡單計算得

$$L_1 : L_2 = R_1 : R_2 = R_3 : R_4 \quad (26)$$

由此如已知  $L_2$  及  $R_3/R_4$  之比，則可算出  $L_1$ 。

依相當方法亦可比較電容，如  $C_1$  及  $C_2$  (電容依橋接法之測定；Messung von Kapazitäten in der Brückenschaltung; measuring of capacities in the bridge connection)。若容電器之介質並無顯著傳導性，則祇須應用如圖 331 所示之簡單接法。又與以上相同，橋路不通電之條件如下：

$$C_1 : C_2 = R_4 : R_3 \quad (27)$$

容電器之介質有顯著傳導性時，則須應用一附加電阻使在是處方程式 16 (§377) 亦有效。

381. 三相交流。今日工業上應用極廣之三相交流 (Drehstrom; three-phase alternating current) 為多相交流之特種。其輸送須用三導線，各線對於大地之電壓為

$$\begin{aligned} U_1 &= U_0 \sin \omega t, & U_2 &= U_0 \sin(\omega t + 120^\circ), \\ U_3 &= U_0 \sin(\omega t + 240^\circ). \end{aligned} \quad (28)$$

若祇將三線系之兩端用一電路連接之，則在該電路內有一單相交流通過。如是產生之電壓  $U_1 - U_2$ ,  $U_2 - U_3$ ,  $U_3 - U_1$ ，恰如  $U_1, U_2, U_3$  然，

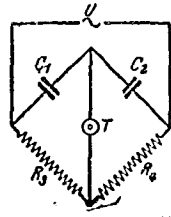


圖 331. 電容依橋接法之測定。

互成 $120^\circ$ 之交角，但較後者大 $\sqrt{3}$ 之因數。例如 $U_2 - U_1 = U_0 (\sin(\omega t + 120^\circ) - \sin \omega t) = 2U_0 \cos(\omega t + 60^\circ) \sin 60^\circ = U_0 \sqrt{3} \cos(\omega t + 60^\circ) = 1.73 \times U_0 \cos(\omega t + 60^\circ)$ 。

大範圍之輸電網絡大都用三相交流，其各相對於大地之有效電壓概為220伏特。今若不欲利用其三相，但祇須利用其一相，則可使一線與另一有大地電位之零電線相連接，如是可得220伏特之現成有效電壓，例如一般接入屋內之家用電是。或使與兩相連接，如是得380伏特之有效電壓，如在工業上常用者。

若欲利用三相交流之全數相，則三相須依星形(星形接法; Sternschaltung; star connection) 或三角形(三角接法, Dreieckschaltung; delta connection) 連接 (圖

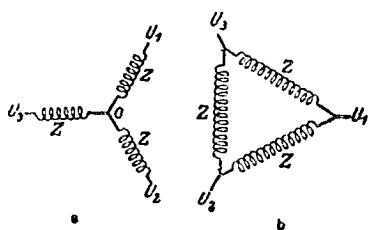


圖332. 星形接法，三角接法。

332)。三交流電阻 $Z$ 係相等。

設令三個相等線圈以 $120^\circ$ 之角互相斜交，並於一線圈上加壓電 $U_1 - U_2$ ，在第二線圈上加 $U_2 - U_3$ ，在第三線圈上加電壓 $U_3 - U_1$ ，則三電路之磁場在三

圈之間相重而發生一合成磁場。此磁場之強度不變且其方向在三相交流之一週期間以一定之角速度旋轉 $360^\circ$ (轉動磁場; Drehfeld; rotating magnetic field)。

三相交流電動機即根據此轉動磁場而製出。其線圈含有鐵心，在線圈之間，則為電樞，後者在最簡單情狀中為帶鐵心之可轉動籠狀體而係由銅製成或為繞在一鐵心上之一個或多數無限線匝。在轉動磁場之作用下，在電樞內發生渦流。此渦流在轉動磁場內受一種力作用，而使電樞依磁場轉動之方向而旋轉。若倒轉三磁場線圈之一圈之電流之方向，則電樞轉向亦倒轉。

333. 變壓器。變壓器 (Transformator; transformer) 將有某一定電壓之交流變為有任一其他電壓之交流。圖 333 示一變壓器之圖形

此器概含有一具由軟鐵(鐵片)所成之閉合鐵環，在環上繞以原線圈A及副線圈B。若於原線圈內通過一交流，則其在鐵心內發生依交流之頻率而變之磁通量，其力線幾乎全在鐵心內並循此而閉合。此依時間而變之磁通量對於副線圈惹起感應作用並於其內發生頻率與原交流相等之被感應電動勢。今命 $N_1$ 表原線圈之匝數， $N_2$ 副線圈之匝數， $F$ 鐵心之橫斷面積， $l$ 原線圈之長， $i$ 原電流之瞬間值， $U_1$ 原電壓之顛值， $\mu$ 鐵心之導磁係數，又命 $Z$ 表原線圈之交流電阻，其純粹電阻假定極小。於是依方程式9a (§376)， $Z = L\omega$ ，其中 $L$ 表原線圈之電感。由選擇適當之時間之起點 (§375) 可命  $i = U_1 \sin \omega t / Z$ 。於是當副線圈內無電流通過時，通過鐵心之橫斷面積 $F$ 之磁通量

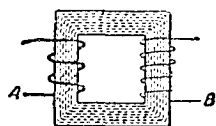


圖333. 示變壓器之原理。

$$\begin{aligned} \Phi &= \frac{4\pi \mu N_1 F}{l} i = \frac{4\pi \mu N_1 F}{l} \frac{U_1}{Z} \sin \omega t \\ &= \frac{4\pi \mu N_1 F}{l} \frac{U_1}{L\omega} \sin \omega t, \end{aligned}$$

而通量依時間的變化故為

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{4\pi \mu N_1 F}{lL} U_1 \cos \omega t.$$

今依§357,  $E_1 = \frac{4\pi \mu N_1^2 F}{l}$ ，並得

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{1}{N_1} U_1 \cos \omega t.$$

副線圈既有 $N_2$ 線匝，故穿過匝面之磁通量等於 $N_2\Phi$ ，而其中之被感應電動勢

$$E = N_2 \frac{d\Phi}{dt} = \frac{N_2}{N_1} U_1 \cos \omega t = E_2 \cos \omega t.$$

故副電動勢之顛值  $E_2$  對於原電壓之顛值之比恰如副匝數對於原匝數之比，

$$E_2 : U_1 = N_2 : N_1,$$

(變壓比率; Übersetzungsverhältnis des Transformators; transfo-

mation ratio). 變壓器有負載時, 在副線圈內有電流通過, 因被感應副電流抵消一部分之磁通流, 變壓比率減小。此情形與電池之路端電壓當負載增加時亦減之情形相似。

變壓器故能變更交流之電壓。利用變壓器可將一交流之電壓變高(升壓器)或變低(降壓器)。

無負載時, 即當副線圈開時, 因變壓器具有強自感應及小電阻之故, 在原線圈內之電流及電壓幾乎互成 $90^\circ$ 之角度, 其中流動一種不耗費電能之無功電流(§379)。若副線圈閉合而成爲一電路, 則原線圈內電流及電壓間之相差今因通電副線圈之成因反作用比無負載時爲小。其時原交流之功率幾乎與副交流之功率相等, 而僅較後者略大, 故交流變壓時其能損失不大。

直流不能變壓而交流則能變壓。交流之優點全在於是, 以故在強電工程中, 交流有逐步代替直流之勢。自從吾人知電之產生以在近煤田及水力之處爲最廉之後, 交流之優點更爲顯著。命產生之功率爲 $\Lambda = Ei$ , 從產電處以至用電處之饋電線內之電阻爲 $R$ , 在線內消耗之無用功率爲 $\Lambda' = i^2 R = \Lambda^2 R / E^2$ , 在饋電線內之相對能量損失故爲 $\Lambda' / \Lambda = \Lambda R / E^2$ 。如功率 $\Lambda$ 及饋電線之電阻 $R$ 不變, 其值當 $E$ 愈大時愈小, 因而在饋電線內之電流亦愈弱。職是之故, 電能之輸送, 當電壓愈高及輸電線內之電流愈弱時愈經濟。爲此在產電之處, 將電變至高壓(10000伏特或以上), 而在用電之處變至任意低壓。

383. 電振動電路之振動。設電容爲 $C$ 之一容電器經一電阻 $R$ 及

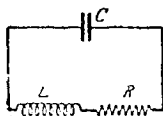


圖384. 振動電路。

電感 $L$ 所閉合(圖384)。假定容電器在 $t=0$ 時有電壓 $U_0$ , 是以在一金屬層上有一正電荷, 在其他層上有一相等負電荷。此正負電荷有經 $R$ 及 $L$ 平均之傾向。在閉路內於是發生強度隨時間而變之電流, 同時在容電器上之電壓減小。今假定在 $t$ 時, 在容電器上之電壓爲 $U_t$ , 電流強度爲 $i_t$ , 則容電器之電荷 $e=UC$ 。因電流 $i$ 隨時間變動之故, 在組合內發生一自感應電動勢 $-L \cdot di/dt$ 。其



分電壓爲在電阻 $R$ 之電壓 $iR$ 及在容電器之電壓 $U = e/C$ 。於是依克希荷夫第二定律

$$-L \frac{di}{dt} = iR + U = iR + \frac{e}{C}. \quad (29)$$

以 $L$ 分此方程式並依時間微分之，其中又以 $de/dt = i$ ，則得

$$\frac{c^2 i}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{di}{dt} + \frac{i}{LC} = 0. \quad (30)$$

若以

$$\frac{R}{L} = 2\beta, \quad \frac{1}{LC} = \omega_0^2, \quad (31)$$

則第30方程式可改書如下

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + 2\beta \frac{di}{dt} + \omega_0^2 i = 0. \quad (32)$$

今假定在時間 $t=0$ 時，電流強度 $i=0$ ，而在容電器之電壓 $U = U_0$ ，則解此方程式得

$$i = -\frac{U_0}{L\omega} e^{-\beta t} \sin \omega t. \quad (33)$$

式中

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}. \quad (34)$$

又由利用 $i = de/dt = C dU/dt$ 之關係得

$$U = U_0 e^{-\beta t} \frac{\omega_0}{\omega} \sin (\omega t + \varphi). \quad (35)$$

式中之 $\varphi$ 係由

$$\sin \varphi = \frac{\omega}{\omega_0}, \quad \cos \varphi = \frac{\beta}{\omega_0} \quad (36)$$

規定。因 $i$ 呈負號，在電壓及電流間之相差爲 $\pi - \varphi$ 。假定在此解式中， $\beta < \omega_0$ ，換言之， $R < 2\sqrt{L/C}$ ，且以此在實際情形中恆有效。

方程式33及35分別表組內電流及電壓之振動。電壓 $U$ 以 $\pi - \varphi$ 之相差超在電流 $i$ 之前。在各個實際重要情形中，既然 $\beta \ll \omega_0$ ，故由方程式36， $\varphi$ 因而又 $\pi - \varphi$ ，極近於 $\pi/2$ 。在振動電路內有交流通過，其中電壓之最大值幾全與電流強度之最小值同時並反是。是種過程曰電振

動 (elektrische Schwingung; electric oscillation). 電流及電壓之振幅含有一因數  $e^{-\beta t}$ , 即其振幅隨時間而遞減。此種振動曰阻尼振動 (gedämpfte Schwingung; damped oscillation; §118).  $\beta$  愈小或電阻  $R$  愈小時, 阻尼作用亦愈弱。其故自屬顯而易見, 蓋阻尼作用與振動能之損失有關, 故即與交流之功率有關, 而惟一與損失有關之有效功率 (§379) 係與電阻  $R$  為比例。依方程式 34, 當  $\beta$  小時, 振動之角速度  $\omega$  係近於  $\omega_0$ 。然此值吾人已在 §378 中視作是種組合之固有頻率。

電流強度之最大值與電感內磁場能之一最大值相當, 而電壓之最大值與容電器內電場能之一最大值相當。此兩最大值之相既差  $\pi/2$ , 故場能在磁場及電場之間往返擺動並逐漸減少而變為焦耳熱。更直觀的說法, 電子在容電器之兩金屬層或板間往返擺動。當在兩板中之一板上時, 電子有位能 (容電器內之電場能), 在兩板間之路上故成電流 (交流) 時, 則有動能 (電感內之磁場能)。此情形與在具摩擦性之介質內之一振動擺完全相似, 當時在位能及動能之間變動不絕, 而振動能逐漸經摩擦而消耗。第 335 圖示一阻尼電振動變化之形式, 係用勃勞管 (§307) 攝取。

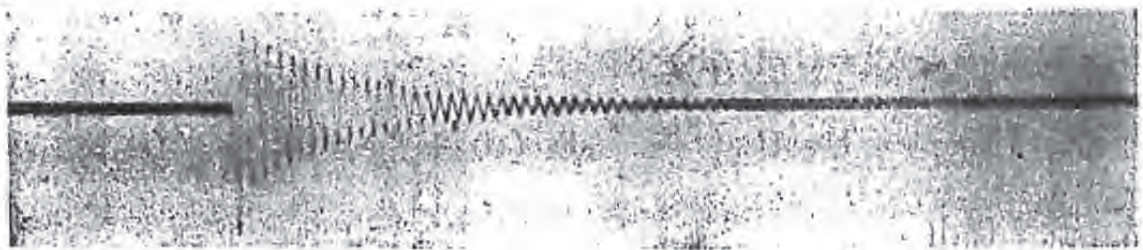


圖 335. 阻 尼 電 振 動。

由方程式 31, 一全無阻尼振動之週期  $\tau$  及頻率  $\nu$  之方程式為

$$\tau = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{LC}, \quad \nu = \frac{1}{\tau} = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}} \quad (37)$$

為表示電振動例如可用一振動電路 (Schwingungskreis; oscillatory circuit). 如圖 336 所示, 其中含有一放電感應圈之副線圈  $S$ , 一容電器以充來頓瓶  $C$  及金屬球間之放電間隙  $F$ . 設由加電壓於與一斷續器相連之原線圈  $P$  上使感應器工作, 則當原電流每啓閉一次, 在副

線圈內即起一次被感應電動勢，後者將容電器充電，容電器在感應作用停息時復由副線圈或放電間隙放電。此種放電作用當球間之電壓增至有能突破間隙之電壓時即行發生。若用一可旋轉之反射鏡以觀察同地依時間先後發生並依位置分離之現象，則發見放電時之電花係由多數往返迅速振動之分電花所組成，而後者係由電路之各往返振動所促成。在此情形中，振動強經阻尼或挫抑，因在各振動間，多量之能在電花間隙之電阻內變為熱能。

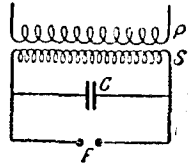


圖 330. 示電振動。

384. 忒斯拉振動。為產生高頻率高壓振動，應用忒斯拉感應圈 (Tesla-Transformator; Tesla-transformer; 圖337)。此器含有電容為  $C$  之一原振動電路，電感  $L_1$  及火花間隙  $F_1$ ，電感  $L_1$  係由少數匝所成，並係繞在副電路之電感  $L_2$  上，後者之匝數則遠較前者為多。原電路係與感應圈之副電路相接近，且依 §383 中 (圖 336) 之方法被激振動。此種振動穿過電花間隙而放電，至原電路內之電壓不足突破間隙時立即停息。因此之故，線圈  $L_2$  內磁通量之變化極速，換言之， $d\Phi/dt$  立即達高值，以是在忒斯拉感應圈之副電路內

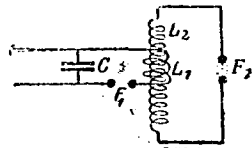


圖 337. 忒斯拉感應圈。

發生一大被感應電動勢，後者在副電路之電花間隙  $F_2$  間促成一高電壓。若在原電路內電能加入極多，則在副電路內有方向迅速變動之強電流通過，後者在其附近且又在遠處惹起強感應作用。因電場強行及迅速變化之故，無極放電管在距副電路數米之處尚能發光。可視為奇異者，在副電路內之高壓強交流能通過人體而不致人體受害，如為直流，則較 5 安培略強之電足使人體感覺不安。據涅思斯特，此殆因電流之頻率極大之故。人體因通過強直流電而起之損害係因人體內之傳導具有電解性，其時故有電子游離。若電解作用進行頗強，則可有多量之游子穿過細胞壁，細胞因此受損，其液體含有物之化學成分且起變化。但因高頻率電流方向變

化極速，游子僅能於一極短距離內往返運動，其位置不致顯然變化。

385. 電波。設想一最簡單之情形，以一直線為電振動電路。在是種線內可發生振動，以下擬說明之。先設想線因某種理由而瞬間極化，換言之，在某一定瞬間在線之一端有過剩之正電荷而在他端有過剩之負電荷，而線遂成為一電偶極子，促成極化之原因，例如一外電場，一俟停止作用之後，過剩之電荷有互相平均之傾向，即在負端過剩之電子向線之他端流動。於是在線內發生一電流，後者直至在正端之過剩正電荷全中和時始行停止。然電流為一磁場之負載者，其力線作環狀繞在導線之周圍。此磁場對於導線惹起感應並依楞次定律，當電子流向增長時，使電子流減衰。然當電荷之中和完成之際，故即電流之原來成因(導線內之電場)消滅之瞬間，磁場開始消失，而復依楞次定律使電流依原來之方向仍繼續片刻之久。當時故復有電子向導線

之原來正極移動，而導線今含有一過剩之負電荷。一俟磁場完全消滅之後，同一之情形依相反之符號反覆重演。在導線內含有一電振動，導線為一振動電偶極子，即所謂振動器(Oscillator; oscillator)。

今想像在振動器周圍之電場及磁場。當過程開始之際及每當電流之方向倒轉之際，在振動器之直接附近僅存有一電場，其力線為自偶極子之正極指向負極。在每半個全振動之間，電場之方向轉變一次。在與此狀態相距一四分之一振動之際，電荷之中和適完全告成，當時在振動器之直接附近並無電場。然當此時間，振動器內之電流最強，其磁場故亦最強。在此時間，在振動器之直接附近同時發生一電場及一磁場而當其中之一場增長時，其他則減衰。故此時發生與振動電路(§383)內相同之電場能

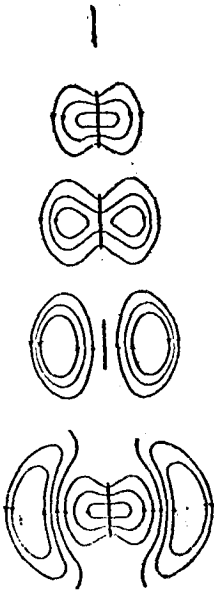


圖388. 一振動偶極子之電場。

及磁場能之擺動。

今欲設想離振動器較遠處之狀態。在振動器之直接附近，電場及磁場之不停的交換為一種電磁擾動 (§327)，其以光之速度向四周傳播，當時隨時間變化之磁場之力線為電力線所環繞，而隨時間變化之電場之力線為磁力線所環繞。準此，則在振動器周圍之空間充滿依時間作週期性變化之電磁場。自振動器向四周輻射電磁場能量。在第 338 圖中示振動器 S 之電場之依軸向之橫剖面，且自振動器之電中和狀態開始 (a)，經四分之一振動之後，兩端之充電達其最大值，自偶極子發出之電力線之數最多 (b)。此後電力線數減少，同時開始向較遠之處移動，且在隨時間變動之磁力線之周圍發生環形電力線 (c)。力線自偶極子分離而經過一半振動之後呈進行不已之環形 (d)。如是同一之過程反覆不已。圖 339 復示離振動器較遠處之力線狀態。第 340 圖示磁力線之依赤道帶之橫剖面。若設想將此圖置於第 339 圖上而與之成  $90^\circ$  之角度，則易見依時間而變動之電力線及磁力線互相環繞。

是處之振動器經兩種原因而強被阻尼。第一其中之動能變焦耳熱而消耗。第二振動器必於空間惹起供傳播用之場能而此須由其振動能抵償之。此部分之阻尼曰輻射阻尼 (Strahlungsdämpfung; radiation damping)。

電磁場能之週期性振動，稱曰電磁波 (elektromag-

netisches Welle; electromagnetio wave) 或赫芝波 (Hertz'sches Welle; Hertz's Wave (Heinrich Hertz 1888))，亦簡稱電波 (elektrisches Welle; electric wave)。上述之振動器為電磁波發送器之最簡單者。

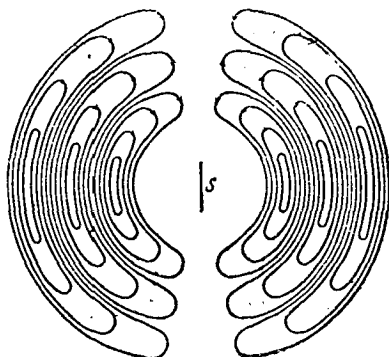
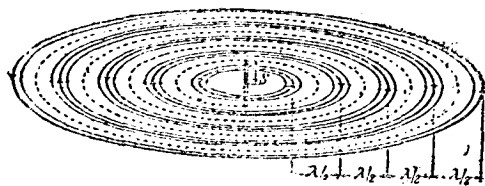


圖 539. 一振動偶極子之電場。



E310. 一振動偶極子之磁場。

應注意者，振動器以及稍前說明之振動電路具有一極小之電容及自感應而此兩者依方程式20 (§378) 決定其

固有頻率。蓋其末端之各電荷過剩  $e$  決定兩端間之電壓  $U$ ，故  $e/U = C$ 。至於自感應之發生係因線內各  $di/dt$  值惹起磁場之某一定反作用之故，而此促成一反電動勢  $-L di/dt$ 。

386. 開振動電路及閉振動電路。前節所述之振動器為一種開振動電路 (*offener Schwingungskreis*; *open oscillatory circuit*)，而在 §383 中所述之振動電路為一種閉振動電路 (*geschlossener Schwingungskreis*; *closed oscillatory circuit*)。在閉振動電路內，自感應之磁場能之大部分當磁場消失時，依感應方法回至振動電路內而供復興電容之電場之用，其餘一小部分之能量成電磁波向周圍輻射。故一閉電路僅有微弱輻射阻尼作用，反之，一開電路放送其場能之大部分於四周。此種場能即電磁波是也。磁場對於電路之感應反作用不強，而輻射阻尼作用則強。

職是之故，為放送電磁波概用開振動電路。無線電報及無線電話之發報器之天線或是種開振動電路之振動器。為放送強波，令一閉振動電路與一開振動電路相連接，在閉電路中依任一方法由能量不絕的加入維持一強振動，而在開電路中，前者之振動被強制發生。開振動電路於是將自閉振動電路輸入之能量成波輻射於其四周。

387. 電波之接收。在空中與電波相遇之各點，因電場強度交變之故，發生位移電流。若於此種位移電流內移入一導體，則依 §326 發生強度及方向同調變動之線路電流。在導體內於是發生強制電振動，後者與發報器之電振動相當，其功用如電波之接收器 (接收天線)。若不用直線導體，則亦可用由多數線匝組成之線圈 (環形天線) 以代之

，線圈之匝面則與到達之波同向。在此情形中，波之磁場有相當作用。線圈因經線數及方向不絕變動之磁力線穿過，其中發生被感應電動勢，電動勢變動之情形，則與發送之振動之變動相當。

設將是種接收天線與一閉振動電路相連接，並假定此閉電路與侵入之電波合調，則閉電路與之發生共振。在無線電報及電話中，波之接收即根據此原理。

388. 赫芝實驗。赫芝(1888)在其發明電波時應用一小放送器。此器為中間含一短電花間隙之線(振動器)，其兩半各與一電花感應器之副接線螺旋相連接。當感應發生作用時，是種放送器振動而在兩半間有電花通過，其情形與§385中所述之簡單偶極子相同，惟祇帶有極強之阻尼作用。為證實自此振動器向空間發出之波，赫氏復用一完全相似之裝置，而此復為中間帶一電花間隙之直線或一環形導線(共振器)。令此線依放送器之電力線之方向而位置時，則在電場之作用下發生電壓，而此係由電花間隙間有電花通過證明之。

在赫芝作實驗之前，馬克士威已創光之電磁學說 (elektromagnetische Theorie des Lichtes; electromagnetic theory of light)，而稱光為一電磁波現象，其在空氣中傳播速度等於電磁單位電量與靜電單位電量之比。若然，則用電振動電路產生之電波當有光之一般特性，尤其必呈反射，折射，繞射，偏極化(偏光)等現象。以後赫芝利用其振動器及接收器由實驗證明電波確呈此種現象，赫氏且自其振動器之大小，計算所生之頻率後，又引用波速=頻率×波長之定則，而算得電磁波之傳波速度等於光之速度，即每秒為 $3 \times 10^8$ 厘米，如是遂完全證實馬克士威之學說。

電磁波與光波本性相同，其異點僅在於二者之波長。赫芝所用之波長約為5米，而吾人所能見之光波，其波長則甚短，約在0.00004至0.00007厘米之間。尋常所用以通訊之無線電波，其波長自十餘米(短波)以至數萬米(長波)不等，各廣播電台所用之波長概在300米至600米之間。關於電波在全部電磁光譜中之位置詳見§465。

380. 定電線波。圖 341 示一振動電路，其自成應經成應器之副線圈發生，路內含兩容電器及一連接線圈兩端之電花間隙。其裝置頗與圖 336 所示者相似。然電路復經兩長而平行之線延長。成應器發生作用時，容電器之各電壓衝動將容電器充電至達電花間隙之突破電壓，此後電路之固有頻率振動遂告終，至下次電壓衝動時，再經激發。

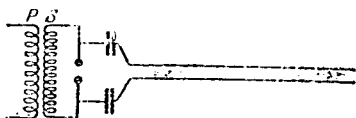


圖 341. 勒赫爾線。

當時沿有適當長度之雙線上，發生下列現象。設於兩線之間橫置一個充滿稀有氣體之無極放電管，例如充滿氖氣之放電管並將此管沿線組移動，則後

者在某一定之處放光，稍遠則較暗，終則完全失明，此後復較明。如是最大亮度之位置依一定之間隔而重覆，而管失明時之位置即在此兩最大亮度之位置之中點。此現象證明線間之電場，並又證明線間之電壓沿線為週期性變動。在放電管失明之處，並無電場，故在線間並無電壓。事實上，在兩線間之此種位置可以一橫線繫之，而此決不致惹起擾亂。此種組合(圖 341)曰勒赫爾線組(Lecher'sches Drahtsystem; Lecher's wire system)。

上述之現象與力學中之定波 (§137)——例如與昆忒管中之定聲波 (§155)——成一種電的相似。與定聲波相對待，是處所述者為一種定電波(stehende elektrische Welle; stationary electric wave)，是種定電波之發生由於從振動電路沿各線傳播之電振動在線之終端反射，而當線有適當之長度時互相干涉，致惹起定振動，當時連續發生相距  $1/4$  波長之電壓之節及腹，恰與定聲波之壓力之節及腹相當。今兩線內之振動在相對之各點恆有  $180^\circ$  之相差，因而線間之電場在電壓腹達其最大值而在電壓節則消失。

由節與腹間之距離可決定沿線進行之電振動之波長  $\lambda$  (參考與聲波完全相似之測定，§143)，如已知振動電路之電容  $C$  及電感  $L$ ，則依方程式 37 (§383) 可計算振動之頻率  $\nu$  並由  $c = \nu \lambda$  (§124) 之關係計算振



動沿線之傳播速度。在良導線中此速度極近於光速度。此事實 (§247) 之解釋為電場及磁場沿線之傳播係經隨線間存在之位移電流之感應作用而發生，而此種感應作用以光速度傳播。

線內電壓之節為電流強度之腹及反是，線之自由端恆須為電流節，故為一電壓腹。在線內容電器之充電電流及放電電流相遇之處，必發生一電流腹。故若線之長度與此要求相適應，換言之，若線之長度為四分一波長之奇倍數，則在線內恆發生定振動。

390. 無線電報。 無線電報 (drahtlose Telegraphie; wireless telegraphy) 當初為產生電波應用如在前 §383 中說明之振動電路並使後者與天線相聯絡。由是種電路隨各極速連續的電火花發出電波，後者因電火花中之大阻尼作用消滅頗速。設用一鍵將感應器之原電路與擬傳達之摩斯電碼合調而啓閉，則發出之波當與此種電碼相當。經收報處某種裝置可將受報電路內激起之振動供使此種電碼變為可聽聞者或依他法可接收者之振動之用。

此種帶阻尼振動之電報，除別種缺點外，又有一大缺點，即經阻尼之波不但激起與之完全合調之振動電路，且有使附近之波與之多少合調之作用 (§121)。此缺點隨廣播無線電網迅速之增加而益顯著，並與其他缺點聯合而成為性質重要之相互的擾動。今日無線電報之裝置完全採無阻尼之波。

391. 機械式發報器。 巴爾遜振動。一個產無阻尼波之方法，係令其不如一振動電路之固有振動，但用一發電機如一高頻率之交流產出。此種高頻率以後復經一定之裝置使其加倍或變為多數倍。例如德國瑙恩 (Nauen) 之大電台即採用此法。

其他一種產無阻尼振動之方法係由巴爾遜發明——巴爾遜振動 (Poulsen-Schwingung; Poulsen-oscillation)。其原理——但非實際之構成式——如圖 349 所示。電光弧 A (受電油 B 之接濟) 之兩炭棒係與一電感 L 及一容電器 C 相連接。此組合與光弧 A (恰如一電組) 相聯而組成一振動電路。

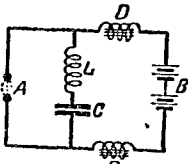


圖342. 巴爾遜接法。

巴爾遜電路內振動之發生係以光弧呈降下特性曲線 (§285) 為條件。其理可如下約略說明之。光弧之工作電壓，或加於電路內容電器上之電壓僅能惹起小振動。假定電壓在一瞬間內略許增長，而於隨後之瞬間立即退至舊值。容電器充電時

過剩之充電於是經過光弧而復放電，且形成電路之依固有頻率之振動。在此振動之某相時，振動電流與弧之工作電流同向，故即使後者增強，且因弧之電阻隨電流而遞減（下降特性）之故，此電流之增強益使電流強度增加。在其他一相時，振動與弧之工作電流互相反對，故振動電流使後者減衰，此減衰之結果益使電流強度遞減。振動故因弧之放電特性而增強。但當其振幅增加時，其在弧上之作用愈大。振幅之增加始於電路內經焦耳熱及輻射之能量損失與由直流電源之能量輸入成平衡為止。此種能量輸入，換言之，由接入之直流電壓以使容電器上之電壓維持不變，使電路之振動不起變化，換言之，不受阻尼。播在饋電線內之抗流線圈D因其具有強自感應（鐵心）對於振動成爲一極強之電阻 (§376)，但因其有極小歐姆電阻，幾乎不阻尼直流，其作用爲阻止振動遁入直流網絡內。

爲使振動平均進行，最好令弧在輕氣內燃燒。吾人可變更是種振動電路之電感及電容，俾振數可在可聽聞之頻率範圍內。是種電振動可在收報處用電話器聞出之（可聽頻率）。

光弧內通過之電流既隨振動而變化，故光弧內溫度之變化係與振動合調。因此，其周圍空氣之溫度亦變並成爲壓振動顯出。此壓振動成聲振動而傳播，於是光弧放聲。

今日通用以真空管發送機產生無阻尼振動，其法將於 §395 中說明。

392. 無線電話原理。在 §371 中說明爲供電話上之使用，從發送處輸至接收處之電能之強度有與所傳達之聲音相當而調幅之必要。如在普通直流有線電話中，在無線電話 (drahtlose Telephonie; wireless

telephony) 中，一電波之振幅係經重疊於此電波上之聲波（頻率低而可聽聞之波）而調幅。其方法擬於 §395 中說明之。是種經調幅之電振動例如有如圖343 所示之強度變化。（事實上——因是種作用與此相似——含有極多數之單獨振動，在廣播無線電中，例如在100與20000之間。）兩最大振幅之距離與一幅調聲波之全波長相當。

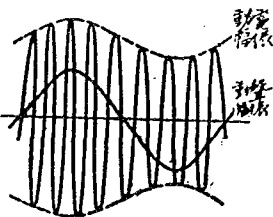


圖343. 幅調電振動。

調幅手續自然僅能施於無阻尼之波，蓋阻尼波既自身亦變動其強度。

為便於接收，到達之電能之強度之變化須使變成電話器之膜之同樣的振動。但為達此目的，若單用電話器導振動電路內發生之振動則不可能。若電話器膜不過於遲鈍而能隨之作迅速之振動，電話器亦祇能依電波之各單獨振動而振動。故事實上膜仍靜止而並不惹起有與幅調相當之頻率之音。為達此目的，須先「整」接收振動電路內發生之振動之向，換言之，在電話及振動電路之間必須插入祇任電流依一方向之振動通過之裝置。圖344示一已整向之幅調振動。對於是種振動電話器有如下之反應作用：電話器膜因其慣性不能反應各單獨振動，但祇能反應今已整向之多數單獨振動之隨時的平均振動。此平均振動然與重疊於其上之幅調相當而變。電話器膜於是屈曲，時強時弱，與聲之振動合調，且因整向之故，此時作用於其上之力恆向一側。膜之運動故可由一正弦曲線表示圖(344)。

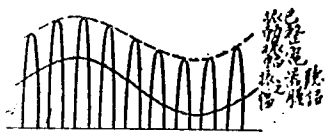


圖344. 已整向之幅調振動。

為整一振動之向，須用一裝置。此器任電流依一方向通過，但絕不任其依其他方向通過，其作用故如僅能向一方面開啓而任流水通過之活門。是種裝置故稱曰電活門(elektrische Ventile; electric valve)。其在無線電話上應用者分為兩種，一曰結晶檢波器(Kristalldetektor;

crystal detector), 其他曰電子管 (Elektronenrohr; thermionic valve).

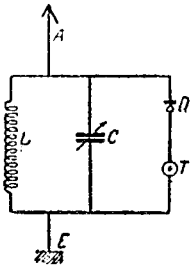


圖 345. 示檢波器接收法。

393. 檢波器接收法。結晶檢波器利用某種結晶尤其輝鋅礦，方鉛礦，閃鋅礦，黃鐵礦等之特性。結晶之一面係與一細線之尖端相接觸。若將其插入電路中，則電流依一方向所遇之抵抗比較依反對方向為大，故電流依一方向通過比較的良好，而依其他方向則極難通過（單向電阻）。此情形易用一電流計，一蓄電池及一夠大之前置電阻證實之。由此可知依一電

流方向之偏轉比較依反對方向為大，且可由選出結晶上最良之一點幾乎可完全阻止電流依一方向通過。圖 345 示用檢波器之接收器之接線法。由電感  $L$  及電容  $C$  所成並由變更電容使與所接收之振動合調之振動電路經投來之波在與之相連之天線  $A$  內激成之振動而起共振。在電容器之電壓變動於電話器  $T$  內惹起與幅調振動合調之脈動電流，但檢波器  $D$  祇任電（交流電）之一相通過。（一個帶一矢之電容器在下面各指一可變電容器，其電容可變動不已。） $E$  表接地線（在較簡單情形中圖中經由水管或煤氣管。）

電話器膜，僅經微量之能激動而此能係由天線從投來之波取下者，以是用檢波器收音限於一比較短的距離，且此距離亦隨發報器發送之強度而變。

394. 電子管接收法。在用電子管接收時，由天線接得之振動能僅供控制一遠大能量之用。此大量之能或由電池組輸出或由燈電網絡導出。一電子管（圖 346）含有一真空玻泡。在泡內含一細線  $K$ ，其泡外與饋電線相連接。其經電池組  $B_1$  加熱時能射出電子。此線成為陰極。此外又有捲成螺旋之線，所謂柵極  $G$ （見圖 347）及一陽極  $A$ ，後者在實際構造中概為同心的包圍在陰極及柵極周圍之一金屬圓筒——因泡內含有三極，故電子管亦常稱三極管。

在陰極及陽極之間施以一電池組  $B_1$  之電壓。電池組  $B_2$  係專供加熱於陽極之用。若無柵極，則經熾熱之陰極發出之電子經所施之電壓驅至陽極而中間不受些微之阻礙。但縱使有柵極，電子之大部分仍能穿柵極之孔而過。今若於柵極上使一電壓，則電子能否穿過柵極而達陽極全視柵極與陰極間之電壓或電位差之大小及符號而決定。

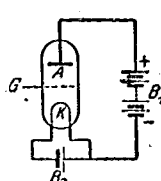
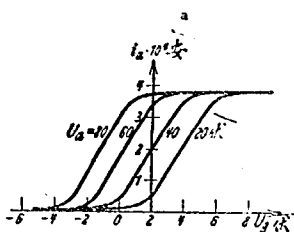


圖340. 電子管之原理



圖347. 電子管。

如柵極對於陰極有一夠高之負電位差  $U_g$ ，則概無電子通達陽極，蓋其經在陰極及柵極間之滯延場復被送回至陰極。此時到達陽極之電流  $i_a = 0$ 。然自某一定負柵極電壓起，陽極電流開始流動，而此柵極電壓（即陽極電流開始流動之電壓）視陽極電壓  $U_a$  而異。圖348示一電子管之柵極特性曲線 (Gittercharakteristik; grid characteristic curve)，各線視陽極電壓  $U_a$  而異。由圖可知陽極電流自某一定柵極電壓起增加，終則達一常定飽和值。又知陽極電壓  $U_a$  愈高，特性曲線愈移向左方，換言之，愈移向柵極電壓之較高值之一側。

圖349. 一電子管在有不同陽極電壓  $U_a$  時之柵極特性曲線。

當柵極對於陰極之電壓為負時已可有陽極電流動之事實當初似極奇異。此現象之由來實因柵極有某一定構造，致有多數或少數之磁力線直接從陽極通至陰極並沿此種力線可有一電子流從陰極流至陽極。陽極電壓愈高，此種力線之數亦愈多。驗是之故，陽極電壓愈高，陽極電流發生時之柵極電壓亦愈低，換言之，當時祇須有較低之柵極電壓即可有陽極電流發生。除此現象之外，柵極特性曲線之斜度為決定電子管之性質的特性。電子管除供整向之用外，又可供放大 (Verstärkung; amplification) 幅調振動之用。今設想其充放大器時之作用

• 在此情形中由選定適當之陽極電壓  $U_a$  及柵極電壓  $U_g$  使後者與柵極特性曲線之直上部分上之中點相當，而此曲線係在柵極負壓區域內

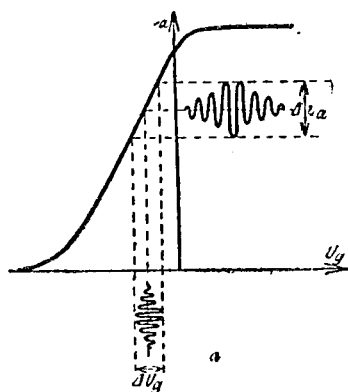


圖349a. 電子管之作用，如放大器。

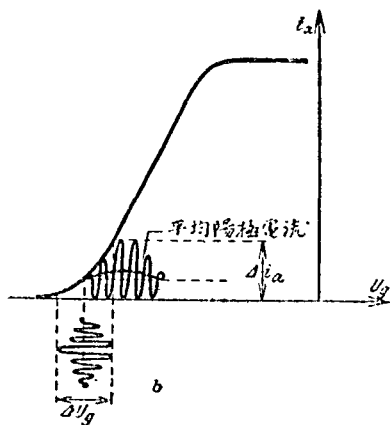


圖349b. 如整向器。

於此柵極電壓上重疊擬放大之幅調振動之電壓變動  $\Delta U_g$  (圖394a), 故柵極電壓與重疊於其上之振動同調並同幅變動。既然柵極電壓變時，陽極電流亦變，故陽極電流  $i_a$  與振動合調，其振幅與  $\Delta U_g$  為比例。陽極電流之變動(漲落)  $\Delta i_a$  遠較從接得之振動取得之弱電流之變動為強。此較強之變動惹起柵極之週期性電壓變動。因此，振動顯然放大。

陽極電流之變動復可以用惹起第二放大管之柵極內之電壓變動，如是再放大振動。

用電子管整一振動之方向，其法頗多。在是處僅提出容易瞭解之一法所謂整向放大法 (Richtverstärkung; rectifying amplification)。

在此情形中，由選定適當柵極電壓，使其與柵極特性曲線之下端曲折相當(圖349)。

供整向用之振動復重疊在柵極電壓上而此電壓發生與整向振動同調及同幅之變動  $\Delta U_g$ ，因而陽極電流亦隨振動之調而變動。但現時之工作既不在特性曲線之直線部分內，故陽極電流之變動  $\Delta i_a$  不與  $\Delta U_g$  變動成比例(如圖349b所示)，

但與柵極電壓之正幅相當大之陽極電流之幅比較與負幅相當者為大。陽極電流之振動略偏於一方向，而平均陽極電流在一幅調振動間表示為一種單方向振動，其週期正與被調幅之振動相當，以是振動被任意整向，且如在純粹放大器中亦放大，因此遂有整向放大器之名。如振動經一放大管而復行放大，振幅之單方性自然仍可保持不變，振動仍依一方向。

第350圖示一簡單接收接線圈，其中帶一整向放大器  $F_1$  及一放大器  $F_2$  (地方接收器)。由天線A 接得之振動激動含電容C 及電感L 之可變的振動電路，後者之一端接地。容電器上之電壓變動直接傳至整向放大器  $F_1$  之柵極，後者為惹起第349b圖所示

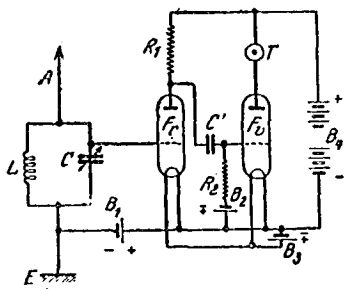


圖350. 帶一整向放大器及一放大器之簡單接收接線。

之狀況經由電池組  $B_1$  對於  $F_1$  之陰極具有必須之負電壓。  $F_1$  之陽極係經過一大電阻  $R_1$  (若干百萬歐姆) 與約有100伏特電壓之電池組  $B_4$  之正極相連接，其負極則與  $F_1$  之陰極相連接。自陽極導出一線以與容電器C' 相連接。命  $E$  表電池組  $B_4$  之電動勢，  $U_a$  陽極電壓，  $i_a$  陽極電流。於是  $E = U_a + i_a R_1$  或  $U_a = E - i_a R_1$ ，陽極電壓及在容電器C' 之電壓故與經整向並放大之陽極電流  $i_a$  同調並同幅變動，而此電壓變動經過容電器傳至放大管  $F_2$  之柵極，並在是處振動再經放大。  $F_2$  之柵極經由一電池組  $B_2$  經過電阻  $R_2$  維持而有一大負電壓，致得實現圖349a之狀況。陽極經過電話器T (揚聲器) 與電池組  $B_4$  之正極相連接。電池組  $B_3$  係供點燃陰極之用。電話器內通過經放大並經整向之陽極電流。電話器之膜因過於遲鈍不適應幅調及整向振動之各單獨振動，但祇能應平均陽極電流(圖349b)之變動。此變動當放大作用不呈畸變時正與聲振動相當。接得的振動係經振動調幅。有調幅作用之聲壓電話器複製。

供改良及一再放大所接得之振動用者之裝置及接法，其數實非常

之多，茲處從略。

395. 用電子管惹起振動。發生振動之方法在日今常用者係由應用一輝陰極管——振動之發生 (Schwingungserzeugung; oscillation generation)。此管在原則上與接收處所用者相同但遠大。圖 351 示一簡單發送接法。一輝陰極管之柵極經由電感  $L_1$  及一變壓器  $Tr$  之副線圈

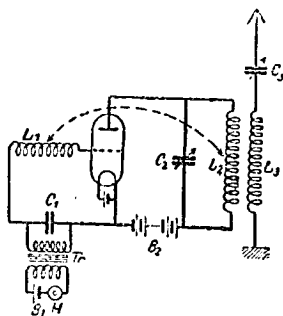


圖351. 示一簡單發送接線法。

(此圈與一容電器  $C$  並聯) 與陰極相連接。陽極與由自感  $L_2$  及電容  $C_2$  所成之可變振動電路相連接，而後者則與一電池組  $B_2$  之正極相聯絡。天線之振動電路之電感  $L_3$  經感應而與電感  $L_2$  相耦合。此電路含有供調節用之容電器  $C_3$ ，其一端接地，但線圈  $L_2$  又與線圈  $L_1$  耦合，故頗接近（在圖中由一矢指明，且為清楚起見，兩者在圖分開表示）

• 在柵極電路內，變壓器之原線圈與一微音器  $M$  及一電池組  $B_1$  相連而閉合。

上述之裝置能經自激自行開始振動。由陰極流出一電子流以達陽極。是種電子流極受了小變動，以致振動電路內容電器  $C_2$  之金屬層上之電壓昇達或降至正常值之下。首次偶然的變動停止以後，容電器有恢復舊狀態之傾向。然當阻尼作用夠小時，此恆成振動電路之振動而表顯。此種當初極小之振動由  $L_2$  之感應經過  $L_1$  而傳至柵極，後者之電壓變動控制電子流使與振動合調。但因而振動電路 ( $L_2 C_2$ )——此電路亦為電子流所通過——作較強的振動。其振動愈烈，傳達於柵極之作用亦愈強。當振動電路經輻射等而失散之能量與由電子流輸入者相等時，或柵極之電壓變動之數值近於陽極電壓時，振動之放大達其極限。故在陽極電路內發生無阻尼振動，後者經由  $L_2$  之感應作用傳至  $L_3$ ，如是傳至天線電路並在是處發射。

為調振動之幅，用一微音器  $M$ 。經傳達微音器上之聲在變壓器之



原線圈內發生之電流變動於副線圈放在柵極上惹起電壓變動，後者使電子流在管內因而使振動之振幅在振動電路內依聲振動之調而變動，放送之波之幅如是遂被調整。

圖中所示之接線法僅示其原理，大無線電電站(廣播發送機)之接線法當遠為複雜。

依上述方法產生出之無阻尼波自然對於電話及電報均適用，模斯電碼之傳送僅表一種特別簡單之調幅，傳來之振動既可任意放大，故經其控制之電流不難使儀器動作，而由後者直接錄下模斯電碼。



中華民國二十五年九月初版

# 大學物理學

中冊

實價壹圓貳角

(外埠酌加郵運費)

版權所有

不許  
翻印

原著者 德國柏林大學教授  
Wilhelm H. Westphal

譯述兼  
發行者 杜若城  
上海交通路通裕里

印刷者 勵志書局  
上海交通路通裕里

發行所 勵志書局  
上海交通路通裕里

經售處 各省市大書局

