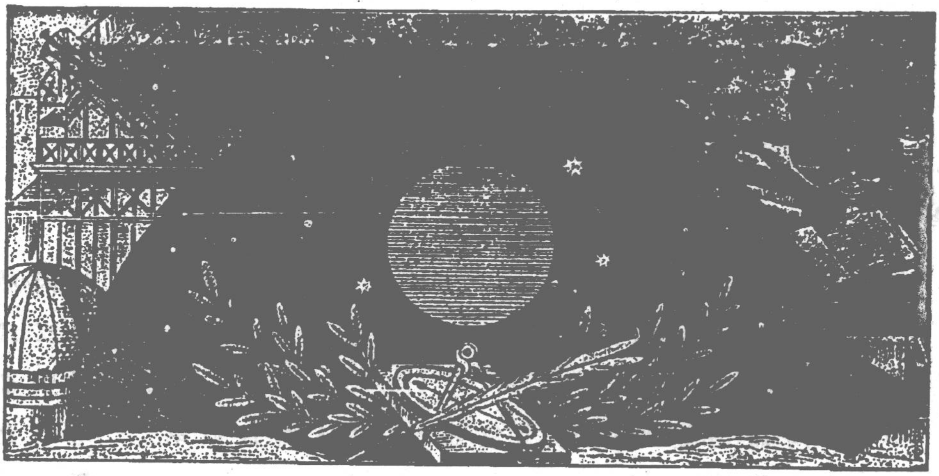
中国早期科技期刊汇编

中華全國圖書館文獻縮微複製中心

中国文献珍本丛书

中国早期科技期刊汇编（三十九）

全国图书馆文献缩微复制中心



觀象叢報

第六卷

第二册

中華民國九年八月十五日出版

目　　錄

著譯

報告

附刊

實用磁力學

此篇專論磁力各要素。及各種觀測儀器之用法。係英國薩平君 Sabine 所著。以其對於實用。大有關係。特爲譯之。(譯者誌)

(一)磁力之觀測。向爲海軍人員所有事。所以定地面各地點磁力之方向。及其總計。

(二)在地面此磁力之絕對數。可以計算。或在其他已知絕對數之地點。亦可算其比例數。而在海面。尙無此種計算法。故在船上所定之磁力度數。均爲一種關係的之數。此種比例數。係爲此船所在地點之數。而與陸地所已定之絕對數。爲有比較者。此船上備有計定絕對數與比例數之儀器。專爲海面測定磁力之用。但船若在碼頭。此儀器亦可爲陸地觀測之用。

磁力之絕對數

(三)現尙無普通應用法。足以用一次之觀測。可以計定地球面任一點全份之磁力。(名曰合力)但此力之分力。(名曰水平分力)則可用精細之法。求其確數。下列之簡略解說。可略得其精義。設有一磁桿。懸於一細絲繩上。而能在平面上擺動。在一時間內。其擺動數之平方。卽地磁平分力之數也。但此力與磁桿本有之性質。大有關係。且此磁桿本性。有影響及於擺動之時間。一爲磁桿自有較大或較小之磁力。二爲磁桿之形式。及其重量。此形式與重量之影響。若其惰性

能率moment d' inertie爲已知。則可以删除。而此惰性能率。則可用已知之法求之。或以磁桿之擺動用試驗求之。其法有二。一爲磁桿在尋常情形中。二爲此能率之已知數增加。其磁桿所具之磁力。則亦求其磁能率而删除之。其法則以另一磁桿。懸於另一儀器中。而計其偏度。此偏度用之磁桿。須置於一或多數距離懸桿中心至確之等點。且與之成垂綫。如此所求得之偏度。(角度按二次所懸磁桿方向之差。一爲獨受地磁力影響之方向。二爲受地磁力及所用偏引磁桿之平均影響之方向。即可得地磁力及磁桿磁力之比例數。而此兩力之得數。即可按上列法則。求其擺動而得之。且其價値可分別計之。如此則磁桿磁力。與其形狀重量之影響。既已删除。則可求得地磁力。而與磁桿之本性。無關係矣。

(四)此所求得地磁力數目之記載。與所用以測計之時間距離質積之單位有關。按英國皇家學會所公布。則以秒爲時之單位。英尺爲距離之單位。英厘grain爲積質之單位。以此規定之單位。用上列法則計算地磁平分力。而見地面各地點磁力平分力之變差。在0至8.4之間。

(五)任一地點。苟磁力之平分力已定。及磁力之方向已知。則地磁全力之絕對數。亦可求得。因全力之數等。於平分力乘磁力方向與地平所成角度之正割也。若船中備有儀器。此項角度。(名爲磁偏Dip or Declinaison)可於船在碼頭時在陸地計得之。可用以計算地磁全力。以立爲根據。即可得海面之比較數矣。又以經驗法則。定其經度。即以此經度確定

四

之地點。作爲根本。而其他各地之觀測。均以與之比較。則按英國習用之地磁力單位。可以得地球面各地。以前所得各地磁全力之差。在 6.4 至 15.8 之間。當此絕對價值未決用之先。所用之單位至爲不同。且彼此無可比較。其中最通用者。爲韓勃爾 Humbolt 君所用之磁桿擺動之時間。其地點在南美洲。以此處磁偏用針之方向爲平橫也。(此單位常繼續應用)其錯點則在設此數爲地面磁力最小之數。因若以之與在巴黎所觀測比較。則又不能謂爲最小。若再以此所得成績比較余於一八二七年。在巴黎與倫敦所得之比較數。則可得倫敦磁力與韓氏在南美所測磁力之比爲1.372.與1.000。此爲1.372數之根。原爲英國觀測家所常用。雖不足供計定絕對磁力之用。亦足以推求根本地點如倫敦者之磁力。但以上所求之比較的比例數。其最要之誤點。爲地面之磁力。無論如何。均受定期之變動也。是以任何地點。不能求一定數。故欲爲定一可根據而不變之數。必用絕對數。但此數不僅比較距離地點至遠之觀測。及用未經比較之儀器所能定。必用現今所有之數。與以後所得之數比較。方能得之。是以如用比較的比例數。不如取用普通決定比例數之爲愈也。

(六)計定水平分力絕對數之儀器。名曰單綫測磁儀 Unifilar magnetometer 其解釋及其用法。均詳於附節一。若有經驗之觀測員。則觀測二小時。即可完畢。其設備儀器之時間。
五 亦包括在內。若在欲用爲根據之地點。則至少須觀測五六

次。尚有數種之常數。如磁桿之惰性能率。moment d'inertie 磁桿之磁力能率。因溫度變更之能率。及因地點不同所受地球感應磁力變更之係數。均應於一次定之。以爲永久之用。且必須有一儀器。以爲規定。大概照習慣上。此種常數均先由武爾烏茲 Woolwich 及基扶 Kew 天文臺檢定。方可應用。

(未完)

第二章

拉拍勒斯之法

第一節　潮之各時高度

據強迫彈動之性質,吸引力之能率既為

$$V=\Sigma Ce^{\pm i(\varphi t-l)}$$

則潮水對於平均海面之高當為

$$h=\Sigma He^{\pm i(\varphi t-\beta)} \tag{18}$$

上式中之H及β須就各口岸而定之,l即包含於β之內。此式尚可改為

$$h=\Sigma He^{\mp i\beta}e^{\pm i\varphi t}$$

由(6)式,已知V可分為三部分如下:

(A) 半日項　$\varphi=2\omega+n$,　$C=K\cos^2\theta e^{\pm 2i\lambda}$

(B) 一日項　$\varphi=\omega+n$,　$C=K\sin 2\theta e^{\pm i\lambda}$

(C) 長期項　$\varphi=n$,　$C=K(1-3\sin^2\theta)$

今試先就半日項論之。因

$$V_2=\mathrm{Cos}^2\theta e^{\pm 2i\lambda}\Sigma Ke^{\mp il}e^{\pm i(2\omega+n)t} \tag{19}$$

故半日潮之算式當為

$$h_2=\mathrm{Cos}^2\theta e^{\pm 2i\lambda}\Sigma De^{\mp i\beta}e^{\pm i(2\omega+n)t} \tag{20}$$

上式中之$\mathrm{Cos}^2\theta e^{\pm 2i\lambda}D$即為(18)式中之H。

七 $De^{-i\beta}$及$De^{i\beta}$對於潮水之指定一波為不變者。Ke^{-il}及Ke^{il}對於能率之指定一項亦為不變者。惟每項有每項係數之值。

故此種係數爲速率 r 之函數。

$\frac{De^{-i\beta}}{Ke^{-il}}$ 及 $\frac{De^{i\beta}}{Ke^{il}}$ 大都亦爲速率 n 之函數。若名 $\frac{D}{K}$ 爲 a, β-l 爲 b, 則得

$$\frac{De^{-i\beta}}{Ke^{-il}}=ae^{-il}, \qquad \frac{De^{i\beta}}{Ke^{il}}=ae^{ib}$$

拉拍勒斯假定 a 及 b 爲 n 之一次函數,而令

$$a=a_0+a_1 n, \qquad b=2\beta_0+\beta_1(2\omega+n)$$

其中 a_0, a_1, β_0, β_1 爲諸波之四恆數,惟隨口岸而變。由此假定,得

$$\frac{De^{-i\beta}}{Ke^{-il}}=(a_0+a_1 n)e^{-i[2\beta_0+\beta_1(2\omega+n)]}$$

$$\frac{De^{i\beta}}{Ke^{il}}=(a_0+a_1 n)e^{i[2\beta_0+\beta_1(2\omega+n)]}$$

合而書之則得

$$De^{\mp i\beta}=K(a_0+a_1 n)e^{\mp i[2\beta_0+l+\beta_1(2\omega+n)]}$$

以此代入(20),卽得

$$h_2=\operatorname{Cos}^2\theta e^{\pm 2i\lambda}\Sigma K(a_0+a_1 n)e^{\mp i[2\beta_0+l+\beta_1(2\omega+n)]}e^{\pm i(2\omega+n)t}$$

此式尙可改爲

$$(21)\begin{cases} h_2=\operatorname{Cos}^2\theta e^{\pm 2i\lambda}\Big\{a_0 e^{\pm 2i[\omega(t-\beta_1)-\beta_0]}\Sigma Ke^{\pm i[n(t-\beta_1)-l]} \\ \qquad +a_1 e^{\pm 2i[\omega(t-\beta_1)-\beta_0}\Sigma Kne^{\pm i[n(t-\beta_1)-l]}\Big\} \end{cases}$$

八

令

(22) $\Sigma K e^{i(nt-l)} = f(t), \qquad \Sigma K e^{-i(nt-l)} = \varphi(t)$

(19)式今可改爲

$$V_2 = \cos^2\theta e^{2i\lambda} f(t) e^{2i\omega t} + \cos^2\theta e^{-2i\lambda} \varphi(t) e^{-2i\omega t}$$

由(6)式知

(22') $f(t) = \frac{3}{8}\frac{La^2}{r^3}\cos^2\delta e^{-2i\alpha}, \qquad \varphi(t) = \frac{3}{8}\frac{La^2}{r^3}\cos^2\delta e^{2i\alpha}$

由(22)式得

(23) $f(t-\beta_1) = \Sigma K e^{i[n(t-\beta_1)-l]} \qquad \varphi(t-\beta_1) = \Sigma K e^{-i[n(t-\beta_1)-l]}$

取此二式對於 t 而微分之則得

(23') $f'(t-\beta_1) = i\Sigma K n e^{i[n(t-\beta_1)-l]} \qquad \varphi'(t-\beta_1) = -i\Sigma K n e^{-i[n(t-\beta_1)-l]}$

在(21)式中若將正指數與負指數之項分開書之並以(23)及(23')二式代(21)式中之和則得

$$h_2 = \cos^2\theta \left\{ \begin{aligned} & a_0 e^{2i[\omega(t-\beta_1)+\lambda-\beta_0]} f(t-\beta_1) + a_0 e^{-2i[\omega(t-\beta_1)+\lambda-\beta_0]} \varphi(t-\beta_1) \\ & -ia_1 e^{2i[\omega(t-\beta_1)+\lambda-\beta_0]} f'(t-\beta_1) - ia_1 e^{-2i[\omega(t-\beta_1)+\lambda-\beta_0]} \varphi'(t-\beta_1) \end{aligned} \right\}$$

若將(22')二式代入並令 t 代表 $t-\beta_1$ 則上式可寫爲

$$h_2 = \frac{3}{8} La^2 \cos^2\theta \left\{ \begin{aligned} & a_0 \left[e^{2i(\omega t+\lambda-\beta_0)} \frac{\cos^2\delta}{r^3} e^{-2i\alpha} + e^{-2i(\omega t+\lambda-\beta_0)} \frac{\cos^2\delta}{r^3} e^{2i\alpha} \right] \\ & -ia_1 \left[e^{2i(\omega t+\lambda-\beta_0)} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\cos^2\delta}{r^3} e^{-2i\alpha} - e^{-2i(\omega t+\lambda-\beta_0)} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\cos^2\delta}{r^3} e^{2i\alpha} \right] \end{aligned} \right\}$$

九 若以常數待遇 $e^{2i\omega t}$ 而不取其微分則上式又可寫爲

$$h_2=\frac{3}{8}La^2\cos^2\theta\left\{\begin{array}{l}\frac{a_0\cos^2\delta}{r^3}\left[e^{2i(\omega t+\lambda-\alpha-\beta_0)}+e^{-2i(\omega t+\lambda-\alpha-\beta_0)}\right]\\ -ia_1\frac{\partial}{\partial t}\frac{\cos^2\delta}{r^3}\left[e^{2i(\omega t+\lambda-\alpha-\beta_2)}-e^{-2i(\omega t+\lambda-\alpha-\beta_2)}\right]\end{array}\right\}$$

今將式中之指函數改爲三角函數,上式成爲

$$h_2=\frac{3}{4}La^2\cos^2\theta\left[\frac{a_0\cos^2\delta}{r^3}\cos2(\omega t+\lambda-\alpha-\beta_2)+a_1\frac{\partial}{\partial t}\frac{\cos^2\delta}{r^3}\sin2(\omega t+\lambda-\alpha-\beta_2)\right]$$

上式中之 ωt 應視爲常數,

以上乃就太陰吸力所引起之半日潮而言,至於太陽吸力所引起之半日潮,其算式亦與上式相似,爲

$$h_2=\frac{3}{4}Sa^2\cos^2\theta\left[\frac{a_0\cos\delta'}{r'^3}\cos2(\omega t+\lambda-\alpha'-\beta_0)+a_1\frac{\partial}{\partial t}\frac{\cos^2\delta'}{r'^3}\sin2(\omega t+\lambda-\alpha'-\beta_0)\right]$$

式中之 α', δ', r' 爲太陽之赤經,赤緯及距離,t 仍代表 $t-\beta_1$,

令

$$\frac{3}{4}a^2a_0\cos^2\theta=P,\qquad \frac{3}{4}a^2a_1\cos^2\theta=Q$$

則由日月合力所發生之半日潮算式爲

$$h_2=P\left[\frac{L\cos^2\delta}{r^3}\cos2(\omega t+\lambda-\alpha-\beta_0)+\frac{S\cos^2\delta'}{r'^3}\cos2(\omega t+\lambda-\alpha'-\beta_2)\right.$$

$$\left.+Q\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{L\cos^2\delta}{r^3}\sin2(\omega t+\lambda-\alpha-\beta_0)+\frac{S\cos^2\delta'}{r'^3}\sin2(\omega t+\lambda-\alpha'-\beta_0)\right]\right]$$

一日潮之算法與半日潮無異,$f(t)$ 及 $\varphi(t)$ 在此爲

$$f(t)=\frac{3}{8}\frac{La^2}{r^3}\sin2\delta e^{-i\alpha},\qquad \varphi(t)=\frac{3}{8}\frac{La^2}{r^3}\sin2\delta e^{i\alpha}$$

由是太陰吸力所引起之日潮算式爲

$$h_1=\frac{3}{4}La^2\sin 2\theta\left[\frac{a'_0\sin 2\delta}{r^3}\cos(\omega t+\lambda-\alpha-\beta'_0)+a'_1\frac{\partial}{\partial t}\frac{\sin 2\delta}{r^3}\sin(\omega t+\lambda-\alpha-\beta'_0)\right]$$

上式中之 a'_0, a'_1, β'_0, β'_1 爲關於所測口岸之四常數, t 乃代表 $t-\beta'_1$。

太陽吸力所引起之日潮算式爲

$$h_1=\frac{3}{4}Sa^2\sin 2\theta\left[\frac{a'_0\sin 2\delta'}{r'^3}\cos(\omega t+\lambda-\alpha'-\beta'_0)+a'_1\frac{\partial}{\partial t}\frac{\sin 2\delta'}{r'^3}\sin(\omega t+\lambda-\alpha'-\beta'_0)\right]$$

若令 P', Q' 爲與 P, Q 相應之二量,則由日月合力所發生之日潮算式爲

$$h_1=P'\left[\frac{L\sin 2\delta}{r^3}\cos(\omega t+\lambda-\alpha-\beta'_0)+\frac{S\sin 2\delta'}{r'^3}\cos(\omega t+\lambda-\alpha'-\beta'_0)\right]$$

$$+Q'\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{L\sin 2\delta}{r^3}\sin(\omega t+\lambda-\alpha-\beta'_0)+\frac{S\sin 2\delta'}{r'^3}\sin(\omega t+\lambda-\alpha'-\beta'_0)\right]$$

以上僅加入常數四,即

a_0, a_1, β_0, β_1,

a'_0, a'_1, β'_0, β'_1,

拉柏勒斯假定 $\beta'_0=\beta_0$, $\beta'_1=\beta_1$, 且就白來斯德口岸 Brest之特別情形而論,可視 a_1, a'_1 爲零,則 Q, Q' 亦爲零,而微分號下之量消滅矣。

至於長期潮之算式前論平衡潮時所得之(17)式已足應用。爰得潮高之總式如下:

二一

$$
(24)\begin{cases}
h = P\left[\dfrac{L\cos^2\delta}{r^3}\cos 2(\omega t+\lambda-\alpha-\beta_\circ)+\dfrac{S\cos^2\delta'}{r'^3}\cos 2(\omega t+\lambda-\alpha'-\beta_\circ)\right] \\
\quad + P'\left[\dfrac{L\sin^2\delta}{r^3}\cos(\omega t+\lambda-\alpha-\beta_\circ)+\dfrac{S\sin 2\delta}{r'^3}\cos(\omega t+\lambda-\alpha'-\beta_\circ)\right] \\
\quad + \dfrac{a^2(1-3\sin^2\theta)}{4g}\left[\dfrac{L}{r^3}(1-3\sin^2\delta)+\dfrac{S}{r'^3}(1-3\sin^2\delta')\right]
\end{cases}
$$

上式中之第一第二兩行,應就 $t-\beta_1$ 時推算,其第三行則應就 t 時推算。

第三章　火星

火星在日局爲第四星。與地球毗隣。所謂外行星之首也。地球距日一百四十八兆公里。自轉三百六十五日零六時而周。火星距日爲二百二十五兆公里。自轉六百八十八日而周。火星與地球繞日軌道均成橢圓。兩軌相距。最遠者七十六兆公里。漸漸切合。最近者五十六兆公里。即行度在一百八十度之間。謂之火星衝日爲觀測最宜之候。衝日者。蓋地球居中。火星太陽分列前後成一直線是也。

火星距地即最近尚有如此之遙。且球面變動劇烈。觀測殊多困難。而就日系全局按之。較爲易測者。又惟有火星。如木星。如土星。體博形殊。雖若使人以注意之點。惟空氣濃厚。形勢混茫。致不能辨而析之。至天王海王二星。則更遠甚。水星尚近。而隨日出沒。不容久視。金星較火星大幾二倍。去地亦近。奈係內行星。常居日地間。輒有晦朔障礙。然則火星與地球。實有密切關係。故測之者多也。

鏡測火星。全徑之寬。祇得三十秒。月輪之逕本三十一分二十四秒。取爲火星差率。則火星小於月球六十三倍。若以六十三倍力之鏡觀測火星。當與平常見月同。天氣清明。或能望見彼中兩極白點。天文家常以千倍。或千二百倍遠鏡。研究火星上輿地者。惟星體放大過甚。而光線轉微。不如以倍力適中之鏡爲宜也

火星色相甚赤。能令觀者特別注意。吾國從古稱爲火德熒惑。即各國亦異其赤芒。稱謂不一。以鏡瞭之。除素點黑

氛外,其與地上實呈橙黃之色,因而疑訟紛然。或謂空氣之特點,或謂土壤之本色,卒乃斷爲彼中生物,大抵紅黃二色,而黃者居多云。

黑氛爲火星最有關係之形象,始測於十六世紀之天文家,自後測者相續不絕,署其名曰沙海,以爲火星自轉之標準。確知其自轉一周,係二十四鐘·三十七分·二十三秒。較地球長約三十餘分焉,至火星公轉,前已略述。蓋平年六百八十八日閏年六百八十九日。

欲知火星球體重量,應先知其速率對於埘星之能力如何,地球之於月,卽其例也,天學中常用之太陽重量,胥由斯法得之,設無埘屬品,則以行星在軌道上所受他行星之吸力,以爲憑準,火星實有兩衛星,顧當未發明之先,測算倍感困難,昔法國天文家勒威耶,欲得火星積量,歷經搜集前載,推排公式,益以數閱月之覘測,僅得大凡,迨火衛發明,算法簡單,又極精確,測驗祇四晝夜,已悉得火星與地球之比較,約輕九倍有半。

周行火星,計須二萬一千四百公里,其全逕祇有地球之半,其面積得地球百分之二十九,其體積得地球百分之十六,以比太陰,大約七倍有半,以比水星,大且三倍之,惟密積能得地球百之六九,至其球面之重力,較地面爲百與三十七分之差。

火星晝夜長短,略與地球相似,赤道上全年晝夜無甚出入,緯度漸遷,昕夕之舒促亦緣之而異,至北極則全晝全

夜。固無殊於地球也。且匪特晝夜。卽寒暑代嬗。亦若地球然。蓋其球軸斜度。歷經名家測定。全球亦分熱溫寒帶三部分也。其四季比地球長一倍。而春夏日數多於秋冬。實以火星所行軌道爲極長橢形。熱度因而漲縮。故北半球雖熱於南半球。第火星居最高點近日時。南半球適當夏令。受熱亦多。而南極積雪變化較北極爲劇。尤與歷來測者之言吻合。蓋所謂白點。卽兩極積雪。其範圍最大在冬季以後。最小在夏季以後。變象則南極甚於北極。故兩半球之冷熱亦如之。是皆軌道橢圓兩心差不同之故也。

歷來天文家研測火星上地文學。製爲圖說者亦夥矣。如法國之畢爾瑪索二氏。意國之塞施。英國之洛克。美國之賴德觀象臺。皆當火星距地百八十度。正對地球之時。精測實繪。共推爲名作者也。其餘多不勝書。大抵測必有圖。亦必有新發明之地點。其地名多以發明人之名氏名之。積時旣久。見象益繁。宛然縮本輿地圖也。據測者所稱。略謂火星員輿形勢與地球迥異。旣無地球上之大洋。又無地球上之大陸。其海洋大半如地中海。陸地大半如島嶼半島海峽海灣之類。及各種河道。球面海陸各占其半。陸地多在赤道一帶。並赤道以下。其海不深。多處常覺變動。此以知火星上水量之少矣。其間最爲特別者。厥惟河道。河道形狀不一。或作斜交。或爲正角。或現弧形。縱橫錯綜。頗具殊觀。測量河身。寬者二度。合一百二十公里。長者至八十度。合四千八百公里。意大利米郞觀象臺天文家沙帕勒利氏測之最詳。但此河道