海流により誘起される磁場の地磁気観測に及ぼす影響について

水野浩雄，田島稔
（国土地理院）

地球磁場の中を海流が流れるときにおこる起電力と電場，並びに電流については，すでにファラデーがその可能性を考え，彼自らテームズ河で測定を試みた。

Longuet-HigginsはEnglish Channelの海水の潮汐流により生ずる電場について，実測と理論の両面から詳細な検討を行った[1]。彼はChannel の両岸での地電位差を測ることにより，海水の流速を測れると結論しているが，現在ではそれだけでなく，海洋上でも，GEKとしてひろく海流の速度測定に応用されるようになった。

ところで，こうして発生した電流によって生じる磁場は，どの程度の大きさにのぼり，またどんな分布をするものであろうか。周囲を海にかこまれ，沿岸を海流が流れている日本で，地磁気観測を行う上で，検討しておく必要のある，いわば一種のノイズと考えられる。

Chapman and Bartelsはごく大ざっぱにいって，流速1Knotの海流があれば，約10^{-4} amp/m^2程度の電流が流れ，これを無限に広がるcurrent sheetとして近似すると，海水表面上で20$^{\gamma}$くらいの磁場が生ずることになるが，実際には電流は水平面内よりむしろ，深い海を通って，鉛直面内で閉じるであろうから，海表面上で観測される磁場ははるかに微小だろうと述べている[2]。

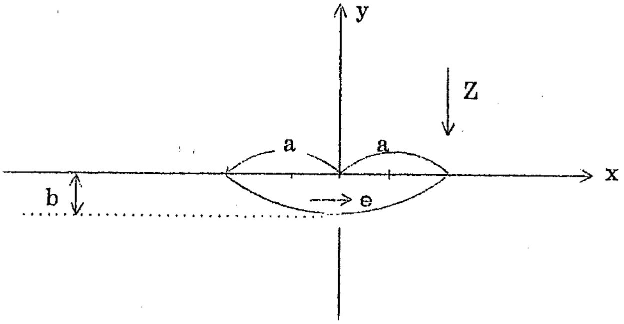
Longuet-Higginsも，同じ趣旨のことを述べている。ただし地表面上（海表面も含めて）では，誘起される磁場は零だが，海辺の近くの堅坑の底でなら10$^{\gamma}$ぐらいの擾乱がみられ得ることも指摘している[1]。

宮腰潤一郎は[3]，紀淡海峡，明石海峡，関門海峡で偏角（及び関門では水平分力も含む）を観測し，tidal streamにより誘起されたと思われる磁場を観測した。それらは，前二者ではそれぞれ，0.′03，0.′13，関門では関門トンネルの中に測器をおいた関係上，1.′1（D），10$^{\gamma}$(H）にのぼるものであった。

下里の地磁気鉛直分力の極めて著しい季節変化は，田島稔が指摘した[4]。1956年から1961年の間，振巾約15$^{\gamma}$，夏に極大，冬に極小を持つ一年周期の変化が続いた。1962年にはその様子が変り，振巾10$^{\gamma}$以内，周期が1ケ月から2～3ケ月程度の不規

則な変化となった。こういう異常変化は，海流に伴う磁場が，海流の流速や流路の変化に応じて消長することによるとでも考える以外には，ちょっと原因の見当をつけがたいように思われた。

次に海流によって誘起される磁場に関して少しく計算を試みる。先ず二次元問題として取り扱う。無限に広い，無限に深い海の中を海流が流れている場合を考える。海流の断面を半楕円形で近似し，この断面内では流速は一定で，流れはz軸方向に無限に続くものとする。



第 1 図

地球磁場の鉛直分力をZ，流速をVとすれば，起電力eはx軸の正の方向で

$$e = ZV \qquad (1)$$

である。従って問題は半楕円でeなる起電力を持ち，conductivity σなる半無限の海中での電場E，電流iを求めることに帰する。その際，e，E，iは共に，y＝0，すなわち海表面上では鉛直方向の成分をもたないから，無限長の楕円筒内に長軸方向に一様なeがあり，全空間がconductivity σであるとしたときの解を求めて，その半分だけ採用すればよい。elliptic coordinates(u,v)を用いて，電場Eのpotential φは

$$\begin{cases} \varphi_1 = \dfrac{\sinh u_0}{\sinh u_0 + \cosh u_0} \cdot e \cdot K \cdot \cosh u \cdot \cos v \\ \qquad\qquad (\text{楕円体内}) \\ \varphi_2 = K \cdot e \cdot \sinh u_0 \cdot \cosh u_0 \cdot e^{-u} \cdot \cos v \\ \qquad\qquad (\text{楕円体外}) \end{cases} \qquad (2)$$

となる。但し

$$\begin{cases} x = K \cosh u \cdot \cos v \\ y = K \sinh u \cdot \sin v \\ K = \sqrt{a^2 - b^2} \end{cases} \qquad (3)$$

で，u_0 は楕円面上の u である。

電流は楕円筒内では x 方向に流れ，一様となり，

$$
\begin{cases}
(i\,x)_1 = \sigma e \dfrac{\cosh u_0}{\sinh u_0 + \cosh u_0} \\
(i\,y)_1 = (i\,z) = 0
\end{cases}
\tag{4}
$$

となる。楕円体外では

$$
\begin{cases}
(i\,x)_2 = \dfrac{\sigma \cdot e \cdot \sinh u_0 \cdot \cosh u_0 \cdot e^{-u}}{(\cos^2 v \cdot \sinh^2 v + \sin^2 v \cdot \cosh^2 u)} \\
\qquad \times (\sinh u \cdot \cos^2 v - \cosh u \cdot \sin^2 v) \\
(i\,y)_2 = \dfrac{\sigma e \sinh u_0 \cdot \cosh u_0 \cdot \cos v \cdot \cosh^2 u)}{(\cos^2 v \cdot \sinh^2 u + \sin^2 v \cdot \cosh^2 u)}
\end{cases}
\tag{5}
$$

である。

$b = 300\,m \qquad a = 30\,\mathrm{Km}$ ととれば

$$(i\,x)_1 = 0.99\,\sigma e$$

で，楕円筒内の起電力が短絡されて流れるとその電流とほとんど変りがないことになる。

$Z = 0.48\,\Gamma$

$v = 50\,cm/sec \quad (1\ knot)$

$\sigma = 0.05 \quad (ohm\ cm)^{-1}$

ととれば

$$\sigma e \fallingdotseq 10^{-4} \quad amp/m^2$$

となる。

(4)(5)式によって現わされる電流分布が原因となって発生する磁場Hは

$$\mathrm{rot}\ H = i \tag{6}$$

を解いて得られる。すなわち楕円筒内では

$$
\left.
\begin{aligned}
H_x &= Hy = 0 \\
H_z &= K \sigma e \cdot \cosh u_0 \cdot e^{-u_0} \cdot \sinh u \cdot \sin v
\end{aligned}
\right\}
\tag{7}
$$

楕円筒外

$$
\left.
\begin{aligned}
H_x &= Hy = 0 \\
H_z &= K \sigma e \cdot \sinh u_0 \cdot \cosh u_0 \cdot e^{-u} \cdot \sin v
\end{aligned}
\right\}
\tag{8}
$$

$u = u_0$，$v = -\frac{\pi}{2}$，すなわち海流の中央の一番深い所における磁場の強さは

$$H_z = -37\,\gamma/knot$$

である。楕円筒内ではH_z は y について一次式である。海表面上では楕円筒の内外共に磁場は零となる。

海流の中央で，海の深さにつれてH_z が変る様子を第１表に示す。

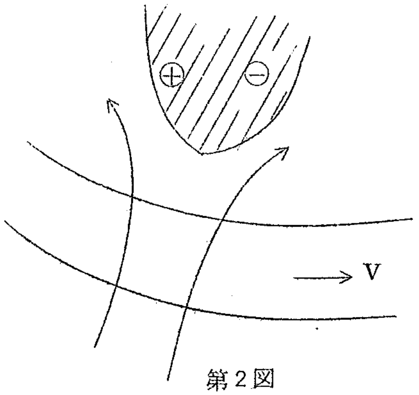
以上のようにして，二次元の問題としては解けたが，この場合のH_z は，いわば海水中にとじこめられていて，地球表面上では観測されない。地球表面上で観測される磁場を生ずるためには，conductivity なり，海流の流速なりにirregularity があって，そのために海面下に閉じこめられていた磁場が，しみ出してこなければならない。ここではconductivityのirregularity があったときに，どの程度のしみ出しが期待されるかを，ごく大ざっぱに当ってみるに止める。

第１表

x＝０における磁場の強さ

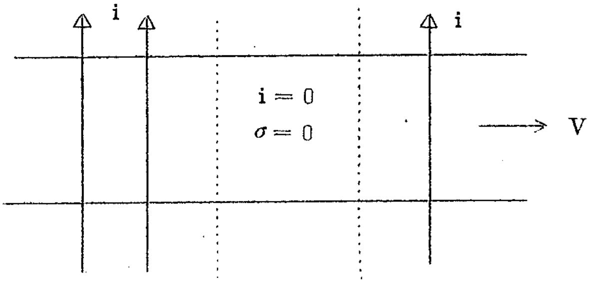
y	Hz
０ m	０ γ
－　３００	－３７
－２２，５００	－１９
－３３，５００	－１４
－４３，１００	－１２
－５２，０００	－１０
－６０，５００	－　９
－６８，７００	－　８
－７６，９００	－　７
－８４，９００	－　６

海流と，それに伴う電流は，実際には上にみたような，平面的にも深さにおいても無限の広がりをもつ一様な海の中を流れるわけではない。第２図のように，海流が半島や島の近くを通るときに，海水を陸地のconductivity の比に応じて，電流の分布はdeform されるであろう。そのさいに，⊕，⊖でしるしたような，上下方向の磁場のしみ出しがありうるであろう。これがどの程度のものになるかを詳細に計算するためには，このような島や半島が介在したときの電流分布そのものが判らなくてはならないが，それは容易なことではないので，ここではとりあえ

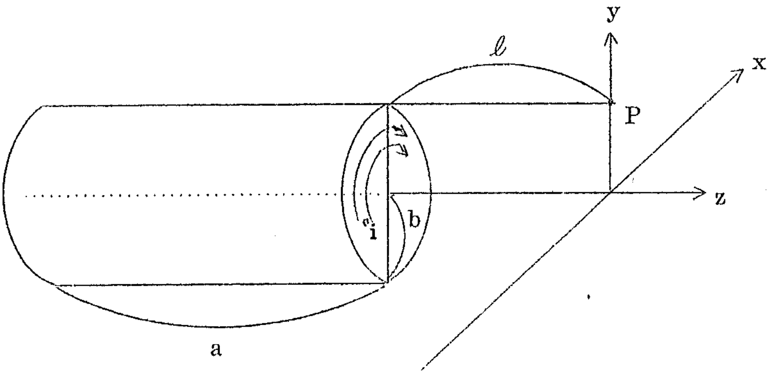


第２図

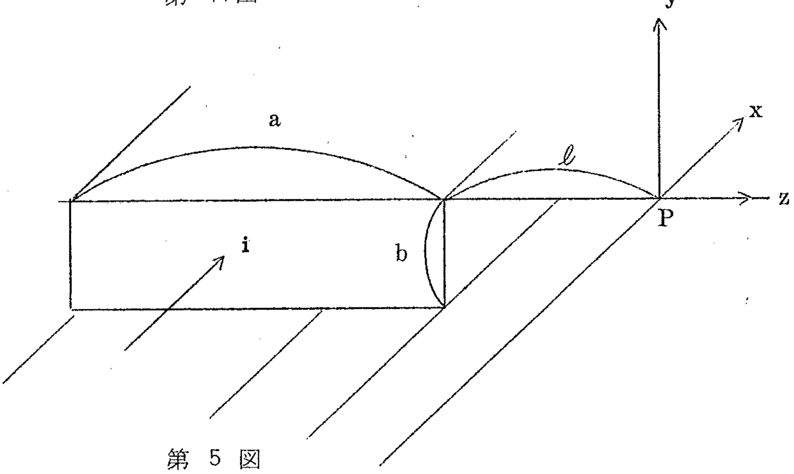
ず，(4)，(5)式で与えられた電流分布が，ある区間だけなくなったときのｅｄｇｅ　ｅｆｆｅｃｔをみてみる。第３図。その上，(4)，(5)式による電流分布に代えるに，第４図及び第５図に示したような，円筒電流，及びｃｕｒｒｅｎｔ　ｓｈｅｅｔについて計算してみる。



第 3 図



第 4 図



第 5 図

第 2 表

(1) 円形電流

$\ell(m)$	0	100	300	900	1,500	2,100
水平方向成分	0 γ		＋ 2	0	0	0
鉛直方向成分	＋ 5	＋ 3	＋ 1	0	0	0
軸上磁場	＋19		＋ 2	0	0	0

(2) current sheet

$\ell(m)$	0	100	300	900	1,500	2,100
水平方向成分	− 9		− 3	− 1	− 1	0
鉛直方向成分	＋41	＋38	＋35	＋28	＋25	＋23

ただし，両図ともb＝３００m，i＝10^{-4} amp/m^2 として，楕円筒内を海流が流れるときの解と対応させる。aは，第4図では∞とし，第5図では１００Kmとして計算した。第4図では円筒軸上充分内部における磁場は３６γで楕円筒による解で得た値とほとんど一致している。第5図では x は，x＝−∞から＋∞まで一様に流れるものとしてある。

楕円筒による解のedge effect はおそらく，この両者の中間にあり，どちらかといえば円筒電流による結果に近いことが予想される。ℓをいろいろに変えて，中点での磁場の水平成分，垂直成分を求めたものを第2表にまとめる。第2表にはまた第4図のz軸上におまる磁場も示してある。

円筒電流の磁場は端で急激に減衰することが判る。もっともこれは1knot，0.48Γに相当する場合で，海流は4 knot くらいには充分成長し得るものであるから，場合によっては１０γをこえる磁場もおこりうる。しかし，それもせいぜい円筒電流の端面から１００m程度の所に限られる。つまり海岸の観測所から，わずか１００mくらいの近く迄，電流が減衰もせずに還流していなければ，海流による磁場の影響はみとめられないことになる。

しかも，上の計算は極めて理想化した場合に関するものであり，実際には，海底が有限の深さであること，電流のloop の端面は，上の仮定のようにはっきりと区切りのつくようなものではなく，陸に近ずくにつれて次第に弱まること，（つまり充分の強さをもった電流のeffectiveな距離が大きくなる）。crustもまた有限のconductivity をもち，磁力線のしみ出しを防ぐ役目をしていること，実際の観測点はcurreut loop の中央の上にはなく，ずっとはじの方によらざるをえないこと，など，期待される影響を弱め

るfactorがたくさんある。

current sheetによるedge effect は大きさも大きく，又遠く迄及んでいる。また垂直成分が卓越していることも，下里の異常変化の解釈には都合がよい。表面を流れて岸に接近してきた電流が，より岸から遠い深い部分を通じてreturnするということがあれば，この近似で議論してもよさそうにも思える。

だが，下里のZの異常変化を，海流の影響で説明しようとするのは，やはり困難と言わざるをえない。current sheetによるestimationが過大な結果を与える心配もさることながら，黒潮の大局的な動きは，下里のZの変化と必ずしもよく対応していない。黒潮は1958年夏当時には，本邦南岸に密接して流れていたが，1960年夏には紀伊半島沖に冷水塊ができて，はるか沖合に遠ざかった〔5〕。したがって，この間に，磁場の異常のあり方にも変化があってもよさそうなものだが，実はそうなってはいない。

海流による磁場は，海中で磁場の測定をするときには問題となりうるであろう。勿論，海水に比べてconductivity が桁ちがいに小さい海底の影響をよく検討しなければならない。しかし海流の流路にあたる島の周辺の海底，とくに海流の深さと同程度の深さの適当な地点に磁力計をおけば，10γくらいのfluctuation を与える可能性はあるとみてよいであろう。

もしこのようなことが充分確実に検出できるならば，海流の流路についても，ある程度の資料を提供できるかもしれない。

文　　献

(1) Month Not Roy Astro Soc Gesphys Supple.
vol 5, No 8, 1949 March p 285

(2) Chapman and Bartels, Gesmagetrsim

(3) Disaster Preventation Research Institute
Bull No 51, Feb 1962 p.2

(4) Bull G. S. I. vol 8, part 2, March 1968

(5) 科学, vol 35, No 11, Nov 1965, p 588