

第15章 港灣測量

1. 概説

港灣の位置選定及び修築工事等に必要な技術的資料を得るために行ふ測量を總括して**港灣測量** (Harbour and coast survey) と云ひ、海に関する一般的測量、即ち**海洋測量** (Marine survey) の1分科をなすものである。

港灣測量にて実施すべき作業としては、(1) 地形、泊地の面積、水深及び地質の調査、(2) 氣象、潮汐、水流、波浪及び漂砂等の測定、(3) 浮標、立標及び航路障害物の位置決定、等を挙げ得るも、之等を大別すれば陸上測量と海上測量の2つとなる。此の**内陸上測量**は海岸線及び其の附近の地形等を測定するものであるから、必要區域を圍んで三角網及びトラスを組んで基準點を確定し、之等に準據して支距法、平板、スタヂア等を用ひ細部を測定圖示すればよく、他の一般測量と異なる所はない。次に**海上測量**は陸上測量と相當趣を異にして居り、2. 以下に詳述する通りであるが、常に陸上又は海上の固定點に準據して測深點、浮標及び視標の位置を決定することが大切であつて、此のために六分儀を用ひることが極めて多い。

2. 地形測量 (Topographical Survey)

港灣の位置選定を行ふには、最初に各種の經濟的調査¹⁾の外に、外洋との關係、岩礁及び砂洲等の形狀と位置、泊地の面積、港の對岸距離及び港前面の開放と遮蔽の程度並に附近地形の概略等を知らねばならない。之等は海軍水路部發行の海圖によつて其の大體を察知し、位置選定の有力な資料となし得るも、築港の立案及び

1) 例へば、鈴木雅次：港灣工学，1938，頁 33—34，395—411。

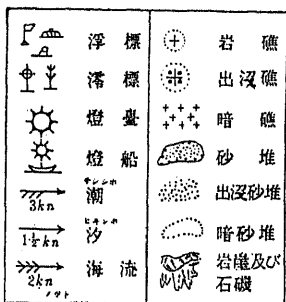


圖-15.1 港灣平面圖用記號

設計を行ふには、特に港の外にわたつて詳細な形状を明かにする必要がある。此の爲には三角測量及びトラス測量等によつて設けられた確實な基準點に準據し、新に精密な地形測量を行ふが、其の詳細は第10章の地形測量と大差なく、唯港灣平面圖に用ひる特殊の記號を表記すれば圖-15.1の通りである。

3. 深淺測量 (Sounding)

(1) 測深裝置 (Sounding apparatus)

水深 5 m 以下ならば、測深桿 (Sounding pole) によるのが便利で正確な結果が得られる。之以上の水深になると、一般に測深錘 (Sounding lead) が用ひられ、讀みをとる易くする爲に Rich, Weddell 其の他の特殊測深機¹⁾が考案されてゐることは、前章 5. に述べた通りである。従つて茲では深海用として 2, 3 の特殊のものを列挙するが、之等は—

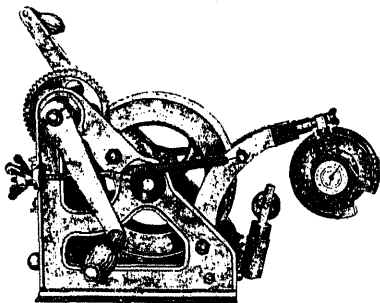


圖-15.2 Lucas 測深機

1) B. Cunningham : Harbour Engineering, 1926, pp. 95—97.
 F. W. O. Schulze : Seehafenbau, Bd. 1, 1911, S. 200—205.

般港灣測量用としては殆ど用ひられないものである。

(a) 深海用測深機。100 m 以上の深海にて測深錘を用ひる際は、其の重量及び海水の摩擦抵抗を減ずるため、鋼索としては一般に鋼線を用ひる。又錘が海底に達した時を知る爲に、其の瞬間に索の張力が激減すべきことを利用した特殊の測深機があり、Lucas (圖-15.2), Le Blanc, Sigsbee, Muralt¹⁾ 等は何れも其の例であつて、數千米の水深迄用ひられる。

(b) Kelvin の測深器。之は眞鍮管にて包んだ細長い硝子管の内側に赤色のクロム酸銀 (Ag_2CrO_4) を塗つたもので、閉いた管端を下にし錘を附けて鉛直に海中に吊下げる。然らば水壓によつて海水が管内に浸入し、クロム酸銀を鹽化銀 ($AgCl$) に變化し白色を呈せしめるので、硝子管を引上げた際赤白の境界によつて海水の浸入した高さがわかり、それから水深が計算される。普通は水深に對する尺度があつて、之から直に水深が求められ、200—300 m 以下の場合に都合よく用ひられる。

(c) 音響測深法 (Echo sounding)。海面近くで發音し、其の音波が水中を傳播して海底に達し再び海面に反射して來るに要する時間を精測し、之によつて水深を決定する方法である。最初は英國海軍、米國の Hayes 及び Fessenden、佛國の Marti 及び Langevin、次いでモナコの海洋測量部等にて研究されたが、最も早く實用的効果を占めたのは獨逸の Behm である。近來極めて短い時間を測定又は記録する方法が非常に進歩したので、此の方法は益々改良され海洋測量のみならず航海方面にも廣く用ひられる様になり²⁾、其の精度も個人誤差の除去及び熟練によつて相

1) F. W. O. Schulze : Seehafenbau, Bd. 1, 1911, S. 202—205.
 2) International Hydrographic Bureau : Echo Sounding, 1925.
 D. H. MacMillan : Dock and Harbour Authority, 1938, pp. 296—301.
 君島八郎 : 大測量學下卷, 1931, 頁 319—326.
 松尾貞郭 : 應用物理, 1937, 頁 551—555.

當大なることが確保されるに至つた。作業は極めて迅速容易にして、10,000 m の水深に對しても 1 回僅かに 1 分間位で足りる筈である。

(d) 其の他。測深船、測深點の位置決定用器械等は前章 5.(1) の通りであるが、港灣測量にては**方向標** (Range signal or Target) 及び**浮標** (B buoy) に特殊の工夫を必要とする。圖-15.3

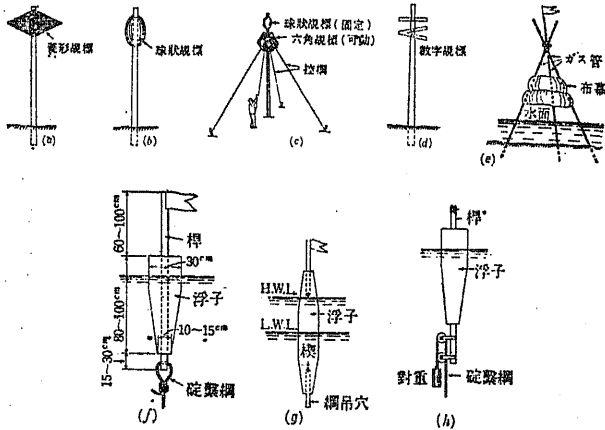


圖-15.3 方向標標及び浮標

は之等の數例を示したもので、(a)~(e) は見透距離大なるか又は背景の悪い場合に用ひる特殊標、(f), (g), (h) は夫々無潮、潮差小、潮差大なる水面に用ひる浮標である。

(2) 深淺測量の實施 (Sounding practice)

測深點の位置決定、測量隊の編成等¹⁾は河川測量の場合と大差

1) F. W. O. Schulze: Bd. 1, 1911, S. 194-199.
 D. H. MacMillan: Dock and Harbour Authority, 1939, pp. 231-233.
 A. Bennett: // // //, 1941, p. 59.
 君島八郎: 下巻 1931, 頁 304-314.

なく、必要に應じて適宜改變を加へればよいが、只前者に就いては相當の工夫を要し、種々の方法が考案されてゐる。此の内屢々用ひられるものに**三點問題**があり、測深船にて六分儀を用ひ陸上の 3 點に對する 2 角を測つて測深點の位置を決定する¹⁾。

深淺測量中は適宜の位置にて、海底並に表面の海水の溫度及び比重を測り、又海底の地質をも調査するが、之を圖上に表すには通例次の文字を用ひる。

- cl 粘土, g 砂利, m 泥土, peb 圓礫, r 岩,
- s 砂, st 石, sh 介殼, f 細, c 粗,
- blk 黑色, w 白色, y 黄色。

次に測量中は絶えず附近に設けた**驗潮儀** (Tide gauge) の讀みを正確にとつて、測深結果を一定の基本水準面からの深さに換算しなければならぬ。我水路部の海圖は何れも**印度大低潮面** (Indian spring low water, 7.(4) 参照) を基本水準面としてゐるが、港灣工事では從來の習慣上其の地點の**大潮平均低潮位** (Mean low water level of spring tide) を用ひるものが多い²⁾。此の兩者の差は所によつて異なるが、一般に前者の方が 30 cm 程低く、

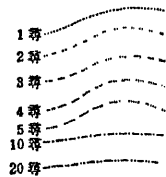


圖-15.4 等深線 (尋單位)

殆ど我沿岸諸港の最低潮位に相當するから、水深としては海圖による方が餘裕多く安全である。水深を圖示するには**等深線**によるものを當とし、時には海圖の如く**點高法**を用ひる。等深線は地形圖の等高線に相當するが、何分海底は直接目で見る事が出來ないから、成るべく多くの點に就いて測深し、挿入法で適宜畫いてゆく様にならなければならない。**尋** (Fathom, 1 尋=1.82 m) を單位として水深を表す場合は、屢々圖-15.4 の如き記號が用ひられる。

1) 本會 一般編, 頁 33-36.
 2) 工藤久夫: 土木學會誌, 1941, 頁 810-824.

4. 風の性質と其の種類 (Properties and Kinds of Winds)

(1) 概説

風,雨,霧及び雪等の氣象調査は何れも築港計畫上重要な資料を與へるが,茲では特に考慮すべき問題の1つたる風に就いて説明する。

風は普通の波浪を惹起せしめる原因であり,漂砂 (Sand drift) も結局は此の風による所が多い。従つて防波堤,防砂堤等の方向,構造を定め,更に港口,泊地,埠頭等の位置,方向を決定するには,最も慎重な風の調査を必要とする。風は方向,速度,度数及び風壓等に就いて測定すべきであるが,之等は次節に述べることとし,先づ風の一般性質を略述しよう。

地球上各地點にて測定した氣壓を標準状態に於ける値に更正し,氣壓の等しい點を連ねると等壓面が得られる。等壓線 (Isobar) は等壓面と海面との交線であり,此の等壓線に垂直に引いた線上にて單位距離 (普通は赤道に於ける緯度 1°の弧長 111 km をとる)に就いての氣壓變化の割合を氣壓傾度 (Barometric gradient) と云ふ。氣壓傾度を生ずる原因は氣温分布の如何によるもので1種の熱による對流現象とされ,風は此の氣壓傾度を原動力とし高氣壓の所から低氣壓の所へ空氣の流動する現象と考へられる。従つて嚴密には流體動力學的に論すべきもので,最近に於ける此の方面の發達は極めて著しいが¹⁾,空氣の密度小なること並に地球自轉による偏向力 (Deflecting force) 及び地表との摩擦の影響

1) 藤原咲平:大氣物理學 (岩波講座, 物理學及び化學), 1932, 頁 86-83.
岡田武松:氣象學礎石上卷, 1937, 頁 26-241; 大氣物理學 (岩波講座, 物理學), 1938, 頁 3-31.
小平吉男:大氣力學 (岩波講座, 物理學), 1940.
荒川秀俊:氣象力學, 1940.

を受け,水流とは餘程異なつた趣を呈する。

今簡單のために質點の力學的取扱ひをなし,圖-15.5に就いて之等の關係を求めると,北半球に於ては,

$$\frac{G}{\rho} \cos \theta = R \cos \beta, \quad \frac{G}{\rho} \sin \theta = 2\omega v \sin \varphi + R \sin \beta \dots\dots\dots (15.1)$$

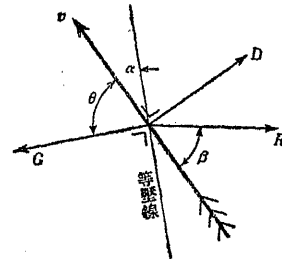


圖-15.5

茲に, G: 氣壓傾度, v: 風速,
ω: 地球自轉の角速度, φ: 緯度,
R: 摩擦抵抗力, ρ: 空氣の密度,
D=2ωv sin φ: 偏向力。
故に, 抵抗 R が風向となす角度 (大體 20°~45°) を知れば, v, θ を求め得べく, 簡單に H. Mohn (1878) に従つて β=0, R=kv とすれば,
tan θ = 2ω sin φ / k,
v = 1/ρ G {k² + (2ω sin φ)²}⁻¹/² } (15.2)

此の式から風が等速運動をなす場合は, 風の傾角 θ は抵抗係數 k に逆比例し, 風速には無關係で緯度 φ の正弦に比例する, 又風速 v は氣壓傾度 G に比例し, k, φ の大なるほど減少する。此の法則は Mohn の假定に基いたもので實際とは正しく合はないことは勿論であるが, 風の性質の大體の傾向を示すものと考へてよい。荷風を背にして立つと左手前方に低氣壓, 右手後方に高氣壓が存在すべく, 之を Buys-Ballot の法則 (1857) と云ふ。

一般に地上 1 km の上空になると R=0 と考へてよい。此の關係を式-15.1 に入れると,

$$\cos \theta = 0, \therefore \theta = \pi/2; v = (1/\rho) \{ G / (2\omega \sin \varphi) \} \dots\dots\dots (15.3)$$

之は氣壓傾度と偏向力が釣合つた場合で, 風向は等壓線に沿つて降り, 之を地衡風 (Geostrophic wind), 時に傾度風とも云ふ。高氣壓, 低氣壓の場合の如く風が旋回して居る際は, 以上の外に遠心力 v²/r (但し r は旋回半徑) の影響を考へる必要があり, 之を傾度風 (Gradient wind) と云つて次の關係が導かれる。

$$\left. \begin{aligned} \text{低氣壓性の風: } v &= \sqrt{Gr/\rho + (\omega r \sin \varphi)^2} - \omega r \sin \varphi \\ \text{高氣壓性の風: } v &= \omega r \sin \varphi - \sqrt{(\omega r \sin \varphi)^2 - Gr/\rho} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (15.4)$$

傾度風にては上式にて sin φ=0 としてよく, 之を旋回風 (Cyclostrophic wind) と云ふが, v が虚数となることは許されない關係上低氣壓性のものに限られる筈である。

實際上の風は以上の理想的性狀に不連続面, 地物及び地形の影響等が加はつて極めて複雑なものとなり, 更に之等の影響に基いて發生した無數の渦のために亂流状態を呈し, 茲に所謂風の息なる現象を呈する。航空上問題となる氣流の惡さは此の風の息と緊

密な關係があるものと考へられる1)。

以上にて風の成因及び一般性質を述べたが、日常我々の経験する風は其の吹く方向、期間によつて次の 3 つに大別される、即ち (a) 定風 (Permanent wind) : 大氣の環流系の如く絶えず方向を一定とするもの、(b) 週期風 (Periodic wind) : 季節風の如く週期的に方向を變へるもの、(c) 變風 (Variable wind) : 低氣壓及び高氣壓の風系の如く絶えず方向を變へるもの。此等の内 (a) 及び (b) の風は規則的に天氣の定まつてゐることを示すに對し、之等から派生的に起る (c) の風は上の規則風を混亂して日々の天氣を支配する主要原因をなすものである。以上各種の風の観測及び理論は最近非常な發展をなし、天氣豫報其の他に寄與する所極めて顯著であるが、其の詳細は専門書2) に譲り茲では單に一般の性質を略述するにとめよう。

(2) 大氣の環流系 (General circulation of atmosphere)

赤道附近では太陽の輻射のために熱せられて上昇氣流を生じ、極地にては反對に下降氣流が起るが、之等の現象が相違り之に偏向力の影響等が加はつて生ずるものが、大氣の環流系である。先づ大氣の極層にては、熱赤道 (Thermal equator) を中央として定風なく氣壓の低い赤道無風帯 (Equatorial calm) があり、其の北側では北東の貿易風 (又は 恒信風 Trade wind) が吹いてゐる。所が緯度 20°~30° の所には定風なく氣壓の高い 信風無風帯 (Horse latitude) があり、其の北側では緯度 50°~60° 迄極に向ふ風が西寄りに吹くので、之を 偏西風 (Prevailing westerlies) と云ひ、更に其の北側では極の高氣壓帯から北東乃至東の風が吹き、之を 極風 (Polar wind) と云ふ。

次に大氣の高層の風系は最近の高層観測事業の進歩によつて餘程判然として來たものであるが、一般に貿易風帯の上には大體南西の 反對貿易風 (Anti-trade wind) が吹き、其の上には南東の上層貿易風、更に其の上には西の上層西風があると云ふ。次に偏西風帯の上では西風に近いものが吹き、極風帯の上では南風に近づくことが認められる。

- 1) 岡田武松：氣象學上巻，1934，頁 183—190。
- 2) 岡田武松：氣象學上巻，1934，頁 215—251；下巻，1935，頁 1—112。
岡田武松：氣象學礎石上巻，1937，頁 257—422。
- 3) 赤道の南側では北側と反對の風向を呈する、以下同様。

(3) 週期風 (Periodic wind)

先に述べた大氣の環流系は季節による變化を除いた 1 つの理想状態にして、實際のものとは著しく異なる筈である。陸地の多い北半球では冬期は大陸より大洋へ、夏期は大洋より大陸に向ふ氣流が地表に出來、高所では之と反對の氣流を生ずる。之を季節風 (Monsoon) と云ひ、其の原因は陸上の岩石が海水に比べて比熱小なるため熱し易く冷え易いので、陸地の氣壓が大洋に比べて冬期高く夏期低くなることによるものと考へられる。東亞の季節風は一般に冬季風速大にして北西に吹いて 2 派に分れるに對し、夏期は風速甚だ弱く南東に吹くのである。

次に海岸地方では晝間は海上より陸上に、夜間は陸上より海上に向つて氣流を生じ、其の方向は殆ど海岸に直角なるも、北半球では多少右偏する。此の内前者を 海風、後者を 陸風 と云ひ、之等の境目にある朝夕の無風時が夫々 朝風、夕風 である。一般に陸上は海面に比べて、晝間の氣温上昇著しく夜間の冷却急速なることが、海陸風の主要因と認められるが、發達の程度は晴天時又は海岸近く平行に臺地丘陵の横にはる場合に顯著にして、高緯度となるほど次第に弱く殊に冬期は殆ど認められない様になる。

最後に山地では晝間は谷から山へ吹上り、夜間は山から谷へ吹下す氣流を生ずる。前者を 谷風 (Valley breeze)、後者を 山風 (Mountain breeze) と云ふ。概して緩傾斜の山地に強く好晴で日射の強い時によく發達し、發生の機構は海陸風に似た點もあるが、尙今後の研究に俟つものが多い。

(4) 低氣壓及び高氣壓の風系

等壓線が閉合し中央に進むほど氣壓の低い時を 低氣壓、高い時を 高氣壓 と云ひ、氣壓自身の値には關係がない。低氣壓が存在すると、北半球では四方から中央に向つて順旋的 (反時計方向) に風が吹込み、上昇氣流を必要とするから天氣は曇くなり、氣壓傾度はいくらでも大きくなれるから風速は強くなる。之に反し高氣壓が存在すると、中央から四方に向つて逆旋的に風が吹出し、下降氣流を必要とするから、一般に好晴で時には霧を生じ、氣壓傾度は小さく風速微小であるが、其の周囲の天氣は不明にして殊に不連続線があると天氣が強い。

低氣壓には半永久的なものと移動性のものがあり、前者は大氣活動の中心にして大氣の環流及び季節風等を支配するが、後者は毎日相當の速度で動き主として日々の天氣を左右する重要なものにして、之を分つて次の 2 つとする。

- (a) 熱帯性低氣壓：颱風 (Tropical cyclone)
- (b) 温帯性(大陸性)低氣壓：颶風 (Extratropical wind)

颱風は緯度 3°~12° の熱帯地方に發生し暴風雨を伴ふ低氣壓の總稱にして、北半球では北乃至北西に向つて進行し、緯度 20°~30° にて東乃至東北に轉向して拋物線狀の進路をとるのが常であり、温帯に來ると構造が變つて颶風となる。發生箇所は自ら一定し地球の上6箇所が擧げられるが、此の内南洋群島附近に發生して比島、中國、日本を襲ふものを 颱風 (Typhoon)、西印度諸島に發生して北米の東をかつて歐洲に向ふものを ハリケーン (Hurricane)、印度の東及び西の海岸に發生するものを

サイクロン (Cyclone) と云ふ。之等の颶風は一般に何れも共通の性質を有し、等壓線は規則的な楕圓狀で中心に對し對稱であり、風速及び雨は中心に近づくほど大きい。颶風眼の中では風弱く雨もやみ雲が見ることがあり、湿度は中心に對し對稱的に配布され陸上では中心ほど低いことを著しい特徴とする。

次に 颶風は熱帯地方以外に發生し暴風雨を伴ふ低氣壓の楕圓にして、發生場所は一定せず年中起るが、一般に秋から春にかけて多く冬が最も強烈である。等壓線は不規則な楕圓狀で其の楕圓は颶風より大きいこと多く、風速は中心に近づくほど不規則に増大するも颶風眼に相當するものはなく、雨は特別の場所によく湿度も 2-3 個所悪い所があつて共に不連続性が明瞭である。

最近に高氣壓には 寒冷高氣壓 と 溫暖高氣壓 がある。前者は對流圏内に起る現象にして颶風の後方に現れ、急速に移動するか又は移動しなくとも緩やかに變り易く、區域内は四圍より低温である。後者は成層圏まで擴がつて居る現象にして、對流圏では四圍より低温なるも成層圏では其の底が高く高温となつてゐるため、故ては高度大にして結局地表に高壓を及ぼすわけであり、數日間も移動しないことが多い。

5. 風の測定 (Measurement of Wind)

(1) 風向 (Wind direction)

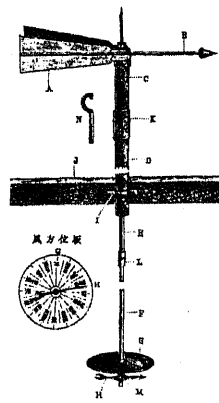


圖-15.6 風信器

風向は旗の靡き具合、煙の流れ方、波の寄せる方向等にて其の大體を判定し得るも、普通は 圖-15.6 の様な風信器 (又は 風見, Anemoscope, Wind vane) によつて測定する。之は矢の根に當る所に重錘を附し、矢羽根の重心が支柱上に來る様にしたもので、支柱の下端を室内に導き、之に方位板を附けて室内で風向を觀測する。以前は 1 枚羽根であつたが、安定がよいのみで感度悪く自己振動を起し易いので、現在は圖の如く 2 枚羽根とし、羽根間の角度を約 20° とする¹⁾。最近に用ひられて來

1) G. B. Curtis: Amer. Met. Journal, 1887, p. 215.

岡田武松: 氣象器械學, 1931, 頁 184-189.

た流線型 (又は丁字型) 風信器は英國航空隊の考案になるもので、Negretti and Zambra 會社の專賣品であり、微風にも鋭敏で自己振動少く安定な點に於て、最も優れた風信器と考へられてゐる¹⁾。

風向を自記紙に記録せしめるものを自記風信器 (Wind direction recorder) と云ふ。従來は風信器の桿の下端に自記紙を巻付けた圓筒を連結し、風向に應じて廻轉する圓筒面に沿ひ時計仕掛でペンが等速に動く様にしたものを用ひたが、更に工夫を施したものとては O. Steffen-Negretti 式, Richard 式, A. Sprung-R. Fuess 式等があつて、最近屢々使用される様になつた²⁾。

一般に風には無数の渦が含まれてゐるから、風向自らは一定したものでなく、絶えず 2, 3-2, 30 秒を週期として左右に振動してゐる。従つて或時刻の風向を示すには風向記録の振動中心によるべく、普通は 圖-15.6 の如く 360° を 16 方向に分けてゐる。此の分け方は氣象學的研究の立場からは少し粗過ぎるから、最近は高層風向を表す場合方位角と同様北から時針方向に 360° 迄測つた角度を用ひる様になつた。

次に或期間の平均風向を求めるには、風を方向と速度を有するベクトル量と考へ、ベクトル的に加算して行くのが妥當なるも³⁾、時には簡單に風速を考へず風向回數のみの平均値に相當する風向を以て、其の期間の平均風向とすることがある。之は理論上正當ではないが、長期間に就いて考へると正確な計算法の結果と大差ないので、一般に廣く用ひられる。尤も短期間では甚だ變ることになるから、近來は平均風向の代りに風向回數多大なりし方向、即ち最多風向 (Prevailing wind direction) を用ひることがあり、此の方向の風を最多風 (又は恒風, 卓越風, Prevailing wind) と云ふ。

1) 三浦榮五郎: 氣象觀測法講話, 1940, 頁 124-125.

2) 岡田武松: 氣象器械學, 1931, 頁 193-195.

3) 岡田武松: 氣象學上卷, 1934, 頁 153-154.

(2) 風 速 (Wind velocity)

風速は或單位時間に空氣の流動した距離を意味し、風向と同様に2, 3~2, 30秒を週期として絶えず變化し、風の息として氣流の悪さに密接な關係をもつてゐるが、其の測定に用ひる器械は普通次の2つである。

(a) **Robinsonの風杯風力計** (Cup anemometer). 構造は圖-15.7の如く4つの風杯よりなり、或一定時間に於ける平均の風速

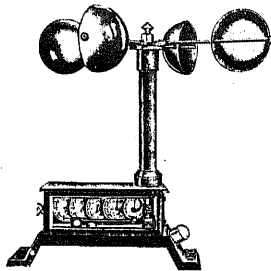


圖-15.7 Robinson
風杯風力計

を測定するものである。我國では、觀測時前20分間の平均を探つて居たが、昭和15年元旦以來之を10分間の平均と改めた。風が吹くと風杯の凸凹面に於ける空氣壓の差によつて、風杯に連結した豎桿が廻轉し、桿下部に切つた螺旋によつて最も右の齒車を廻すことになる。それより順次左側の齒車が廻轉し、結局之等5つの齒車面の數字と指針にて或一定時間に流れた距離を知り、以て平均流速が計算される。我國では従來風杯3廻轉によつて風が10m流れるものとし、風が100m, 1km, 10km, 100km, 1000km流れるに應じて夫々右より齒車が1つ宛1廻轉することになつてゐる。之は最初Robinsonが風速 v と風杯の中心線速度 u の間に $v=ku$ なる關係があるとし、Robinson係數 $k=3.0$ として製作した爲であるが、其の後の多く理論的並に實驗的研究によれば¹⁾、 k は風杯の大きさ、桿腕の長さ及び風の大小と變化具合によつて異なり、大體2.2~2.5を適當とする様になつた。従つて我國に於ても大正14年1月以來 $k=2.1$ とし舊式器械の讀みに0.7を掛けることに決定したから、それ以前の統計には0.7を掛ける必要

1) 岡田武松: 氣象器械學, 1931, 頁129—156.

がある。尤も近年の新型器械ではこの更正を施さずに直に風速を求め得るものもあるから、使用に際し新、舊の區別を明かにすべきである。

風力計の廻轉數を自記せしめるには、一般に電接同數自記器を用ひる。之にRichard式, Fuess式其の他種々の考案があるが、現今最も廣く用ひられるのはRichard式であり、所定時間内の全風程を其の秒數で割つて平均風速を求める¹⁾。尙時々刻々の變化を直接自記し計算を要しないものとしては、(b)の風壓計の外にRichard式のアネモシネモグラフ (Anemo-cinemograph) がある¹⁾。

(b) **Dinesの風壓計** (Pressure tube anemometer). 之は瞬間時の風速を測定するもので、其の結果をRobinson式の風速²⁾と比較することは全く無意義である。構造は圖-15.8の如きもので、

次の如く作用する。

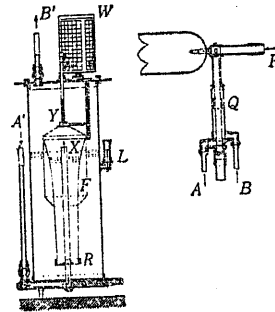


圖-15.8 Dines風壓計

頭部の矢の根の所に口Pがあつて管Aに連絡し、一方Qの所は外側に若干の小孔を穿つた2重管とし、外管が管Bに連なる。従つて之に風が當ると、Pは矢羽根によつて風に向ひ壓力の増加を感じるも、Qをかすめる風のために外管内の空氣が吸出されて茲では壓力を低下し、之等の關係が鉛管を通じ自記裝

置のA', B'に傳へられる。斯くして風が強くなれば、浮子B内のX部分の壓力を増し、水面上Y部分の壓力を減ずるから、

1) 岡田武松: 氣象器械學, 1931, 頁169—177.

玉屋型録 第10版, 1937, 頁289—299.

2) 何等斷らずに風速と云へば、Robinson式の風速を意味する。

浮子は上昇しペンにて廻轉圓筒 W 上に壓力の増加を記録する。逆に風が弱くなると、浮子は下部の錘 R によつて下降しペンにて壓力の減少を畫く。而して之等壓力の増減は風速の自乗に比例するが、浮子 F の形を適當に定めることによつて、ペンの上下を風速に比例せしめ、ペンの記録から直に風速を讀み得る様にしてある¹⁾。

(3) 風 壓 (Wind pressure)

風壓は空氣の密度と粘性の函數であつて動力學的には相當複雑であるが、靜力學的には大抵の場合風速の自乗に比例することが略々確實であるから、 v を風速 (m/sec), p を風向に直角な面に働く壓力度 (kg/m^2) とすれば、

$$p = av^2 \dots\dots\dots(15.5)$$

茲に係數 a の値としては、我氣象界では 0.12 を採用してゐるに對し、米國氣象觀測法中に規定せるものは 0.117 (ft.-sec 單位にては 0.004)、英國にては 0.080 (Th. E. Stanton 公式) 又は 0.088 (W.H.Dines 公式, ft.-sec 單位にては 0.003) を用ひて居る。此の外に 2, 3 の實驗式もあるが、之等は何れも海面の高さに於ける風壓を表し、海面上高い所にては $H/760$ を掛けて空氣密度の變化に對する更正を行ふべきである。之に對し Schreiber の與へた實驗式は、

$$p = 0.030784 v^2 H/T, \dots\dots\dots(15.6)$$

但し H : 氣壓 (mm), T : 絕對溫度

以上は風が相當廣い範圍の平面に直角に當る場合にして、風を受ける面の傾斜、形狀及び大きさによつては係數 a が著しく變化する筈である。獨逸にては從來風向と α なる傾斜をなす平面に直角に働く風壓 p_n を一般に、

1) 岡田武松: 氣象器械學, 1931, 頁 156—165.

三浦榮五郎: 氣象觀測法講話, 1940, 頁 144—150.

$$p_n = p \sin^2 \alpha \dots\dots\dots(15.7)$$

にて表したが、1938 年改正の仕様書に於ては、風を受ける面の形狀、高さ等に應じて係數 a 及び設計風壓 p を 3 種に變化し正確を期する様になつた¹⁾。

(4) 風 級 (又は風尺, Wind scale) 及び風圖 (Wind diagram)

風の構造等には未だ不明の點も尠くないが、實際には風を表すに風向と Robinson 式の平均風速を以てする。若し風力計がないか又は船の動搖のために之を用ひ難く平均風速を求め得ない場合は、次の如き風級によつて目測し風の強弱を表すのを常とする。此の内表-15.1 は陸上用のもので 7 階級よりなり、我國及び佛國にて用ひられる。表-15.2 は Beaufort 風級と云ひ、海上用のもので 13 階級よりなり、波の具合から判斷し得る様になつてゐる。我國及び佛國以外では海陸共に之を用ひ、陸上用のために別に適當な解説が添へてある。此の風級に相當する平均風速に就いては、人によつて計算の結果が違ふが、國際氣象委員會では英國氣象臺のものを採用することに決定し、G. C. Simpson²⁾ はそれを次の實驗公式で表してゐる。

$$v = 0.836 \sqrt{B^3}, \dots\dots(15.8)$$

但し v : 風速 (m/sec), B : Beaufort 風級

表-15.1 中央氣象臺風級

風 級	名 稱	解 説	相當風速 (m/sec)
0	靜 謐	煙が直上する	0—1.4
1	軟 風	風のあるのを感ずる	1.5—3.4
2	和 風	樹の葉が動く	3.5—5.9
3	疾 風	樹の枝が動く	6.0—9.9
4	強 風	樹の大枝が動く	10.0—14.9
5	烈 風	樹の幹が動く	15.0—28.9
6	颯 風	樹が折れたり倒れたり家も倒れる	29.0—

1) K. A. Kaiser: Die Bautechnik, 1939, S. 337.

2) G. C. Simpson: Met. Office Pub. No. 180, London 1906.

表-15.2 Beaufort 風級

風級	名 稱	海 用 解 説	陸 用 解 説	相當風速 (m/sec)
0	平 靜 Calm	海面平滑で恰も油を流した様	霧煙にして烟直上する	0—0.2
1	至 輕 風 Light air	海面に小波のあるのを感ずる	風向は煙筒の塵くの判るが、風儀器には感じない	0.3—1.5
2	輕 風 Light breeze	海面に小波のあるのを明かに認める	風が顔に當るのを感ずる、樹葉が動く	1.6—3.3
3	軟 風 Gentle breeze	海面の所々白波を見る	樹葉や枝が揺えず動揺し旗などは閉く	3.4—5.4
4	和 風 Moderate breeze	海面の半ば程白波になる	砂埃揚り、小枝が大分動く	5.5—7.9
5	疾 風 Fresh breeze	海面が殆ど白波になる	葉の繁つた木が揺るが、河川に小波が立つ	8.0—10.7
6	雄 風 Strong breeze	白波が盛に立つ	大枝が動く、電線が鳴る、傘を用ひるに困る	10.8—13.8
7	強 風 High wind	白波が益々高くなる	樹木が全體揺るが、歩行困難となる	13.9—17.1
8	疾 強 風 Gale	風浪が益々高くなる	小枝が折れる、歩行が出来ない	17.2—20.7
9	大 強 風 Strong gale	風浪頗る高くなる	建物に少し位の損害が出来る	20.8—24.7
10	全 強 風 Whole gale	風浪が更に一層高くなる	樹木が根こぎになる、建物に損害が多い	24.8—28.4
11	暴 風 Storm	風浪甚大となる	建物に大損害がある	28.5—33.4
12	颶 風 Hurricane	船舶の覆没が氣遣はれる	更に強い	33.5—

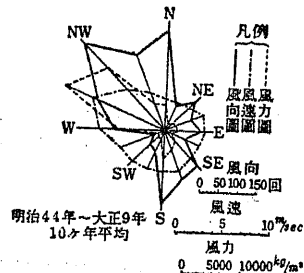


圖 15.9 風 圖

風の測定結果を圖式的に表したものが風圖であつて、之に全1年を通じた全年風圖、4季別風圖、月別風圖等があり、又單に10m以上の強風のみを選んで作った強風圖もある。一般に風向圖は毎日6回観測した風を方向別に其の回数を分類

し、之を長期間にわたつて加算し、其の數値を適當な縮尺で各方向線上にとつて終端を結合したものである。風速圖は普通各方向別の最大風速を示すことが多いが、時には方向別の風速を加算して上記の如く圖示することもある。風力圖は風速の自乗を求めて同様の作圖をすればよい。圖-15.9は各方向別に加算した風向圖、風速圖及び風力圖の1例であるが、之等と異なつた圖示方法を用ひることもある¹⁾。

6. 潮汐の観測、一般現象及び理論

潮汐は天體殊に太陽及び地球の引力に基く潮汐力によつて海水が週期的に昇降する現象であつて、築港工事の設計、施工上重大な影響を與へる。而して實際の潮汐現象は海洋の形狀、水深、氣壓、風及び地球自轉の影響等を受けて、地方的には極めて複雑な變化をなし理論的に説明し難い點も深山あるから、詳細な観測調査を行はねばならない。

(1) 潮汐の観測 (Observation of tides)

各地の潮汐の概略は海軍水路部發行の潮汐表に出てるが、之を直接詳細に調査するには、驗潮桿 (Tide pole) 又は自記驗潮儀 (Automatic tide gauge) によらねばならない。之等は前章7.に述べた量水標と同様で、連続的な記録をとるために普通自記驗潮儀が用ひられる。之は一般に浮標式のものが多いが、時には壓氣式を用ひることがあり、我國では本多博士考案の壓氣式が屢々採用される²⁾。之等の自記驗潮儀の記録は普通時間を横に、高さを縦にとつて海面高の時間的變化を圖示したもので、之を潮候 (又は潮位) 曲線 (Tide curve, Mareograph) と云ひ、永年にわたる此の曲線によつて潮位の高低、平均潮位等が計算される。

1) P. W. O. Schulze: Bd. 1, 1911, S. 169—172.

2) 小倉伸吉: 潮汐, 1934, 頁 16—17. 王鳳雲譯. 第10版, 1937, 頁 303—305.

次に洋上の潮汐観測は一般に甚だ困難である。陸潮桿は浅い穏かな海で用ひ得るが、外海ではうまくゆかない。海底が平坦ならば、普通船を碇泊させて、測深錘を使用する。此の場合鋼線に魚形の錘重を取付け、別に錘重につけた補助の鋼線を滑車を通し他端に對重を結んで緊張せしめ、側に鉛直に裝置した目盛尺で對重の高さを讀み、好結果を得た例がある。尙 F. Favé, W. W. Schoulejkin, H. Rauschelbach 等の壓氣式自記測潮儀を用ひることがあり、5~50 m の海で 30 日位連続自記せしめ得る様である¹⁾。

(2) 潮汐の一般現象 (General phenomena of tide)

海面が最高になつた時を**満潮** (又は**高潮**, High water), 最低になつた時を**干潮** (又は**低潮**, Low water) と云ひ、海面が上昇しつゝある間を**漲潮** (又は**差潮**, 上潮: Flood, Flow), 下降しつゝある間を**落潮** (又は**引潮**, 下潮: Ebb) と云ふ。満干潮に際して海面の昇降が止つたことを**停潮** (Stand of tide) と稱へる。一般に各地の潮候曲線を見るに、海面の昇降は日、場所によつて異なり甚だ複雑であるが、或地點に於ける長年の観測より見出し得る事實は次の様である。

(1) 普通は 1 日 2 回の満干潮があるが、所によつては 1 日 1 回のことがある。前者を 1 日 2 回潮 (Double day tide), 後者を 1 日 1 回潮 (Single day tide) と云ひ、之等兩者の混つてゐる所もある。一般に 1 日 2 回潮の所では、相次ぐ満潮又は干潮の間の時間は日によつて多少變化するが、平均は約 12 時 25 分であり、1 日 1 回潮の所では此の時間は日によつて稍々著しく變化するが、平均は上の 2 倍、即ち約 24 時 50 分である。

(2) 上記の 12 時 25 分は或地點にて太陽が其の地の子午線に南中してから再び南中する迄の平均時間の半分になつてゐるから、太陽が南中してから満潮又は干潮になる迄の時間は、日によつて多少の變化はするが、略々定まつた値を有する。此等の時間を夫々 **高潮間隙** (High water interval), **低潮間隙** (Low water interval), と呼び、兩者を總稱して **月潮間隙** (Luni-tidal interval) と云ふ。之等は日によつて數十分の範圍に變化するが、夫々の平均値を **平均高潮間隙** (Mean high water interval, Mean or Corrected establishment), **平均低潮間隙** (Mean low

1) 須田曉次: 海洋科學, 1933, 頁 546—547.

water interval) と云ふ。次に期及び望の日の高潮間隙の平均値を **朔望高潮** (High water full and change (HWFC), Vulgar establishment) 或は **潮候時** (又は **潮候率**; Establishment) と稱へる。月潮間隙は普通朔及び望には平均月潮間隙より 20~30 分長く、上弦及び下弦には逆に 30~40 分短い。

以上は總べて 1 日 2 回潮の場合で、1 日 1 回潮の際の月潮間隙の變化は複雑である。

(3) 相次ぐ満潮面と干潮面の高さの差を **潮差** (Range) と云ふ。1 日 2 回潮の場合の潮差は月齡 (Age of moon, 最近の朔から起算した平均太陽日數) によつて異なり、最大潮差は朔 (月齡 0 日) 及び望 (月齡 14 日頃) の後 1~3 日に起り、之を **大潮** (Spring tide), 朔又は望から大潮迄の時間を **潮齡** (Age of tide) と云ふ。又最小潮差は上弦 (月齡 7 日頃) 及び下弦 (月齡 22 日頃) の後 1~3 日に起り、之を **小潮** (Neap tide) と云ふ。大潮及び小潮の時の潮差の夫々の平均値を **大潮差** (Spring range), **小潮差** (Neap range) と云ひ、1 箇月或は數箇月に互る極べの潮差の平均値を **平均潮差** (Mean range) と稱へる。

月齡同一の場合でも、太陽の距離によつて潮差を異にし、太陽が地球に最近となつてから間もなく起る潮差の大きい潮汐を **近地點潮** (Perigean tide), 同じく最遠となつてから間もなく起る潮差の小さい潮汐を **遠地點潮** (Apogean tide) と云ふ。併し之等の變化は月齡によるものに比べて小さく、潮差の變化は主として月齡に支配されるものと考へてよい。

屢々 1 日 1 回潮となる場所に於ては、潮差は主として太陽の **赤緯** (Declination, 赤道から北又は南に測つた角) に支配される。即ち赤緯が北又は南に最大の頃 (逕期) は約 27 日に潮差最大にして、太陽が赤道附近にある頃に最小である。赤緯最大の頃と朔望が一致すれば潮差最も大きく、朔望の頃に必ずしも大潮とは限らないのである。

(4) 1 日中の 2 つの満潮の高さ又は 2 つの干潮の高さには多少の差があるが、1 つ置きには夫々略々相等しい。又相次ぐ 2 つの満潮間の時間又は 2 つの干潮間の時間は多少異なるが、1 つ置きには夫々略々相等しい。斯くの如く午前、午後による潮汐の高さ及び時間の差違を **日潮不等** (Diurnal inequality) と稱へ、1 日の満潮の内高い方を **高高潮** (Higher high water), 低い方を **低高潮** (Lower high water) と云ひ、干潮の方も同様に **高低潮** (Higher low water) と **低低潮** (Lower low water) とに區別する。

此の日潮不等は太陽が赤道から南北に遠ざかるほど甚だしい。従つて春秋の朔望の頃には太陽が赤道附近にあつて不等少く規則正しい潮汐を呈するも、春秋の上下弦の頃には太陽が赤道から最も遠く不等が著しくなる。之に反し夏冬の朔望の頃が著しく、上下弦の頃が小である。太陽が赤道附近にあつて日潮不等の少い潮汐を **分點潮** (Equinoctial tide), 赤道を最も遠ざかつて日潮不等の最も著しい潮汐を **回歸潮** (Tropic tide) と云ふ。

日潮不等が著しい地方では、太陽が赤道附近にある頃のみ 1 日 2 回潮となり、他は 1 回潮となることがあり、特に著しい場所では各月の大部分が 1 日 1 回潮となつ

てしまふ。此の場合の潮差は、太陰が赤道附近にある頃に最大、赤道から最も遠ざかつた頃に最小で、月齢には殆ど關係がないことになる。

(5) 約半月を隔てた日の潮汐は略々等しい。又約半年を隔てた月齢の等しい日の潮汐は略々同じであるが、午前と午後が反對となつてゐる。尚同じ月で且月齢の等しい日の潮汐は毎年略々相等しい。

(6) 或期間、例へば1日、1箇月、1箇年等の海面の平均高に位する面を、其の期間の平均水面 (Mean sea level) と云ふ。之は1年を通じ起えず變化し、日本近海では一般に冬春に低く夏秋に高くして、其の最高と最低の差は0.3~0.6 mである。毎日の平均水面も起えず變化し、平均から0.2 m位の高低のあることは尠くない。

(7) 或場所の長日月に互る観測からは上記の各現象を知り得るも、異なつた多くの場所にて調査すると、月潮間差、潮差、日潮不等の有様等が各場所により著しく異なつてゐる。之等の地理的分布は甚だ複雑で、或場所では數百哩の海岸に沿つて略々等しい潮汐を呈するのに、他方には僅か數哩を隔てた場所の潮汐に著しい差を見ることがある。

(3) 潮汐力 (Tidal force, Tide-generating force)

海水に潮汐を生ぜしめる種々の原因の内、最も主要なものは太陰及び太陽の引力が地球上の各點に於て異なることである。今太陰と地球のみが存在するとすれば、地球上の1點Pにある單位質量の海水に働いて潮汐を起さうとする力、即ち潮汐力、月の視差の4乗以上に依存する力を無視した場合次の如く表される¹⁾。

$$\left. \begin{aligned} \text{鉛直分力} &= \frac{\mu M a}{r^3} (3 \cos^2 \varphi - 1) \\ \text{水平分力} &= \frac{3}{2} \frac{\mu M a}{r^3} \sin 2\varphi \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (15.9)$$

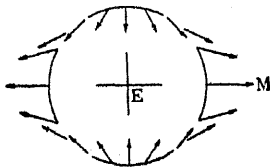


圖-15.10 潮汐力の分布

茲に、 μ : 萬有引力の常數、 M : 太陰の質量、 a : 地球の平均半径、 r : 地心から太陰迄の距離、 φ : P點、地心を結ぶ直線と地心、太陰を結ぶ直線との間の角。

圖-15.10 は上式によつて

1) 中野瑛人：潮汐學，1940，頁 39—46。

求めた地球上に於ける潮汐力の分布を示すものである。圖に於てEは地心、EMは太陰の方向にして、地球全表面に就いては圖のEMを軸とし圖を1週轉せしめて考へればよい。次に上式による潮汐力のポテンシャルを求めると、

$$Q = -\frac{3}{2} \mu M \frac{a^2}{r^3} \left(\cos^2 \varphi - \frac{1}{3} \right) \dots\dots\dots (15.10)$$

太陽による潮汐力も同様に考へられるが、太陰の場合の0.46倍の大きさに過ぎない。又太陰、太陽以外の天體による潮汐力は極めて僅かにして、問題とするに足らないものである。

潮汐力に就いて更に具體的な説明をすると次の様である。地球と太陰のみが存在するとし、地球は自轉しないものと假定する。勿論地球自轉に基いて遠心力が働くが、其の影響は單に恒久的な地球全體としての水面形狀に變化を生ぜしめるだけで、潮汐現象とは關係がない筈である。

最初に太陰と地球の公轉に就いて考へよう。嚴密に云へば、太陰中心と地心とは其の共通の重心の周りを約27日で1公轉をするが、地球は自轉しないと考へてゐるから、地球上の1點Pは地心と等しい半径で等しい時間に1週轉しなければならぬ。一方圖-15.11に示す如く地球上の1點Pにある單位質量に働く力を考へると、太

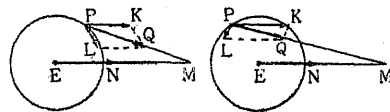


圖-15.11 潮汐力の説明

此のPLの内、地心の單位質量に働く引力ENに等しいだけの分力PKは、上記の如くP點が地心Eと等しい半径及び週期の圓運動をする爲に費されるから、残りの分力PLが潮汐力に働かない。斯くした求めたPLの分布が圖15.10の如くなるわけである。尤も地球が自轉すれば、P點の位置が刻々に變り引力も變化するが、或瞬間を考へると上の如く自轉を無視して差支へない筈である。

(4) 潮汐論 (Theory of tide)

前述の様な潮汐力が働いた場合、實際地球上の海洋に何んな潮汐が起るかを説明するのが潮汐論であつて、不十分な観測材料を補つて潮汐の研究を援助する大切な方法であり、之を大別して靜力學論と動力學論の2つとする。前者は比較的簡單で問題は殆ど

完全に解かれてゐるが、月潮間隙の問題等多くの説明し難い點が存在する。此の不備を正す爲に考へられたのが後者であるが、流體力學的取扱の困難なだけに、海の形が甚だ簡単な場合又は特別の形狀を有する海の場合が解決されてゐるに過ぎず、實際の潮汐現象の充分な説明には甚だ程遠いこととされてゐる。

(a) 靜力學的潮汐論又は潮汐平衡論¹⁾ (Equilibrium theory of tide). Newton の萬有引力論による潮汐論から出發し, Bernoulli (1740) が完成したものである。其の要旨は各瞬間に於ける海面の形狀が、海水に働く外力、即ち重力、地球自轉による遠心力及び潮汐力の3つの力の合力に垂直となると假定した場合、海面が如何なる形狀を呈するかと云ふことから、實際の潮汐を説明しようとするのである。

此の場合遠心力は重力に比べて頗る小さく且其の影響は海面全體に恒久的な變形を與へるに過ぎないから、之を無視して差支へない。斯かる場合の海面の形狀は、重力と潮汐力の各ポテンシャルの和を一定と置くことによつて求め得べく、結局地心と天體の中心を結ぶ直線を長軸とする迴轉橢圓體となり、太陰の場合は、

$$\left. \begin{aligned} \text{半長軸} &= a + \frac{M}{E} \frac{a^4}{r^3}, & \text{半短軸} &= a - \frac{1}{2} \frac{M}{E} \frac{a^4}{r^3} \\ \text{平均海面から測つた潮の高さ} &: H = \frac{1}{2} \frac{M}{E} \frac{a^3}{r^3} (3 \cos^2 x - 1) \alpha \end{aligned} \right\} \dots\dots (15.11)$$

茲に E は地球の質量にして、海面の最高と最低との高さの差、即ち最大潮差は $\frac{3}{2} (M/E) (a^4/r^3)$ に等しい。之は太陰による潮汐にして太陰潮 (Lunar tide) と云ひ、同様にして太陽潮 (Solar tide) が求められ、上の潮差は次々 0.54m, 0.25m となる。之等の天體による潮汐を總稱して天文潮 (Astronomical tide) と云ふ。

式-15.11 の關係から太陰が赤道にない場合、日潮不等が起ること或は太陰の距離による潮差の變化等を知り得る。次に式-15.11 の x の値が太陰の位置及び觀測點の緯度によつて變化することを考慮して H の式を疊改めると、太陰潮は約半日、約1日及び長時日の週期を有する3つの潮汐から成ると考へられ、各潮汐を夫々半日週潮 (Semi-diurnal tide), 日週潮 (Diurnal tide), 長週期潮 (Long-period tide) と云ふ。此のことは太陽潮に就いても全く同様である。

以上の理論では潮差が餘りに小さく、太陰潮と太陽潮の割合、

1) 小倉伸吉: 潮汐, 1934, 頁 54—65. 中野謙人: 潮汐學, 190, 頁 46—62.

半日週潮と日週潮の割合等が實際に合はず、更に實際の満潮時が天體の子午線經過と一致せず一般に潮候時と云ふものがある。之等は靜力學論が實際の海洋に充分當嵌らないことを實證するものであるが、其の理由は水に粘性や摩擦があつて直に潮汐力に追隨し得ないし、更に地表には不規則な陸塊があり海深も一様でなく水の移動を阻害するためである。

併し乍ら或週期を有する潮汐力が海水に働けば、各地の海水の運動は強制振動の理によつて矢張同じ週期を有することだけは確かであつて、此の事實を用ひて上の理論を少しく布衍する時は、實際の潮汐に關する一般性質を簡単に説明することが出来る。此の意味に於て、靜力學論は極めて重要なものであり、7. に述べる潮汐の調和分解及び豫報に全面的に適用せられるのである。

(b) 動力學的潮汐論 (Dynamical theory of tide)¹⁾. 自轉する地球上の海洋に潮汐力が作用して起る潮汐を動力學的に取扱つた試みは、遠く Laplace に其の端を發して居るが、其の發展の經過は次の通りである。

Laplace (1775—1776) は地球上に陸地がない場合に、天體の潮汐力によつて起る潮汐を論じ、半日週潮、1日週潮及び長週期潮に分類し、長週期潮は週期が長いので靜力學論で充分と考へ、他の2つに就いて動力學的の計算を行った。其の後 G. D. Darwin (1886) は上の長週期潮の動力學的計算をなし、Lord Kelvin 及び H. Lamb 等によつて次第に發達し、S. S. Hough (1897) に至つて全地球を覆ふ海洋の動力學的潮汐論が完成されたのである。今世紀に至つて、G. R. Goldsbrough (1915—1933), J. Proudman 及び A. T. Doodson (1936, 1938) 等は平行圈、子午線等で圍まれた理想的形狀の海の潮汐を論じて、北氷洋、大西洋への應用を試み、更に H. Solberg (1934—1936) は從來無視された鉛直加速度を考慮して計算を行った。

所が地球上の大洋は其の形狀不規則にして深さも一様でなく、3大洋は互に相通じてゐる。従つて上の理論で地球の大洋に適用されるものは1つもなく、實際の大洋の潮汐に就いては未だ理論が出来て居らず、觀測資料も極めて貧弱であるが、從來學者によつて試みられた大洋の潮汐の理論に次の如きものがある。

1) 小倉伸吉: 潮汐, 1934, 頁 109—190.

日高孝次: 海洋物理學下 (岩波講座, 物理學), 1939, 頁 130—160.

- (1) G. B. Airy の水道潮汐論 (Canal theory of tide, 1845)
 (2) R. A. Harris の定常波潮汐論 (Stationary wave theory of tide, 1907).

(3) R. Sterneck の定常波潮汐論 (" " , 1920-1921).
 此の内 (1) は地球を圍繞する環狀の水道例へば赤道に、平行圓上、子午線上にある水道を考へ、其の中に起る強弱波として潮汐を説明しようとしたものであるが、其の後段々々と否定された形て現今は用ひられない。(2) は Newton, W. Ferrel 其の他のアメリカ系の學者によつて唱へられた定常波説を Harris が大成したものである。即ち模型實驗の結果に基き、地球海面に長方形、三角形、L 字形等を成して其の自由振動周期が丁度潮汐力のそれに等しい様な區域を定めて之を振動區域と命名し、斯様な區域の海水に潮汐力が働いて起る定常波によつて潮汐を説明した。此の點は實際現象の説明には便利なるも、振動區域の選擇が可成り勝手すぎるし、又地球自轉の影響を考へてゐない弱點があるので、之を改良したのが (3) である。Sterneck は各地の觀測潮時から先づ海面の昇降のない所の 無潮點 (Amiridromic point) を決定し、それを基にして據いた同時潮面を利用して、振動區域推定の資料とした。そのために、或 1 つの分潮を考へれば、或場所の潮汐は必ず位相が $\pi/2$ だけ異なる 2 つの振動に分ち得ると云ふ思想を用ひたのであつて、今日最も簡單で合理的な方法とされて居る。

7. 潮汐の調和分解及び豫報其の他

(1) 潮汐調和分解の理論¹⁾ (Theory of harmonic analysis of tide)

前節 (4) の靜力學的潮汐論によれば、1 天體に基因する潮汐は約半日、約 1 日及び長時日の週期を有する 3 つの部分から成立する。一方此の理論から導かれた潮高を與へる式-15.11 に於て、 z の値は天體の時角 h 及び赤緯 δ の函數として表され、この h , δ の時に對する變化は頗る複雑で一様ではない。併し乍らこの h , δ を時と天體の軌道要素の函數とし、之を z 、從つて潮高の式に代入すれば、結局 1 天體による潮汐は各一定不變の週期を有する多數の潮汐の和として表され、其の主要なるものは半日週潮、日週潮及び長週期潮の 3 群である。斯くの如く潮汐を規則正しい多數の潮汐に分つことを潮汐の調和分解と云ひ、別々に分れた各

1) 小倉伸吉：潮汐，1934，頁 66—78。中野嶺人：潮汐學，1940，頁 93—120。

各一定の週期と潮差を有する潮汐を分潮 (Compound or Constituent tide) と云ふ。

次に上の靜力學論による潮高に $-g$ (重力加速度) をかけると、潮汐力のポテンシャルが得られると云ふ事實から、潮汐力も亦上の分潮と等しい週期を有する多くの潮汐力に分たれる筈である。所が海水に一定週期の力が働くと、強制振動の理により海水は同じ週期の運動をなすべく、從つて實際の潮汐の高さは次の式で表される。

$$\left. \begin{aligned} \text{實際の潮汐の高さ} &= A_0 + \sum f H \cos(V - k) \\ &= A_0 + \sum f H \cos(V_0 + nt - k) \end{aligned} \right\} \dots\dots (15.12)$$

茲に、 V は引數にして時に對して一定の割合で變化する角であり、平均太陽時の 1 時間に對する V の變化の割合を n とし、起元時に於ける V の値を V_0 、其の時から時間數を t とすれば、 $V = V_0 + nt$ である。又 f は約 18.6 年を週期として少し變化し 1 年位は一定として差支へない 1 に近い數、 A_0 は潮汐の高さを測つた面から平均水面に至る迄の高さである。次に H は分潮の半潮差 (Semi-range)、 k は遲角 (Lag) にして、何れも一般に觀測から定めらるべき各地に固有な常數にして、之を潮汐の調和常數 (Harmonic constants) と云ふ。 f , V は單に時刻の函數にして、毎年天體曆に掲げてある諸常數から計算出来る値である。

以上の調和分解を具體的に説明すると次の通りである。即ち太陽潮に就いては、太陽の運行は一様でなく、地球及び赤道からの距離も變化するから、之に基く潮汐も極めて複雑である。それで 1 個の太陽によつて生ずるものを考へる代りに、太陽を多くの假想天體に分けて考へ、各天體は地球から一定の距離を保ち一定の速さで赤道を運行し、各天體は別々に潮汐を起すものと考へる。假想天體が地球を 1 周するに要する時間及び子午線經過は豫め正確に知られて居り、或假想天體による潮汐は地表上常に一定の週期を有し、潮差は場所によつて異なるが 1 地點に就いては一定不變である。この様に考へた潮汐が分潮にして、 k は滿潮時の遅れの角を表し之を假想天體の速度で割ると、子午線經過後滿潮となる迄の時間がわかる。太陽潮に就いても全く同様である。

分潮の數は極めて多いが、主要なるものは約 30 個、其の内て

も最も大切なもの若干を擧げると表-15.3 の通りである。

表-15.3 主要な分潮の表

記號	名 稱	H	k	速度 n	週期 $\frac{360^\circ}{n}$
M_2	太陽半日週潮 Lunar semi-diurnal	H_m	k_m	28.9841°	12.421時
S_2	太陽半日週潮 Solar "	H_s	k_s	30.0000	12.000
N_2	太陽半日週潮 Lunar elliptic			28.4397	12.658
K_2	日月合成半日週潮 Luni-solar semi-diurnal	H''	k''	30.0821	11.967
K_1	日月合成日週潮 Luni-solar diurnal	H'	k'	15.0411	29.984
O_1	太陽日週潮 Lunar "	H_o	k_o	13.9430	25.819
P_1	太陽日週潮 Solar "	H_p	k_p	14.9589	24.066

調和常數によつて規定されてゐる分潮には、以上の天文潮汐の外に氣象潮汐及び淺海潮汐が含まれるが、之等は後に (5),(6) に於て説明する。

潮汐の調和分解は G. H. Darwin (1883) が初めて 44 の分潮を出したのに端を發してゐる。其の後 C. Börgen は新法を發表し、A. T. Doodson (1921, 1927) は Börgen の思想を加味した T. I. 法と稱する新方法を考案した。我國では小倉博士が其の一生を近海の潮汐研究に捧げ、全國數百箇所の調和常數を決定し、之等を水路部發行の“日本近海の潮汐”に一括報告してゐる¹⁾。

(2) 潮汐の調和分解法 (Method of harmonic analysis of tide)

各地の調和常數は其の地點の半箇月又は 1 箇年に亙る連続した潮位觀測の結果を土臺として決定される。其の方法には色々あるが²⁾、結局は第 1 に觀測値即ち各分潮の夫々の潮高を加算した値

1) S. Ogura: Tides in the Seas Adjacent in Japan, Bulletin of the Hydrographic Department, Imperial Japanese Navy, Vol. VII, Tokyo 1933.

2) 中野嶺人: 潮汐學, 1940, 頁 121—274.

を整理分析して、1 つ宛の分潮に就いて其の分潮固有の潮高 (其の 1 週期中の 24 個又は 12 個の値を必要とする) を求める、第 2 に斯くして分離した分潮に就いて調和分解を行つて調和常數 H 及び k を求めることの 2 つの手續に歸着する。以上の方法は實際問題としては手数を要すること甚大であるから、計算の手数を省く爲に種々の方法が考案されてゐるが、茲では説明を略して置く。

(3) 潮汐の豫報 (Prediction of tides)¹⁾

將來に於ける潮汐を豫知することは、航海者、港湾の當事者其の他にとつて甚だ必要なことである。潮汐の豫報は毎日の満干潮の時及び高さを豫報するのが最も普通であるが、其の外に 1 時間毎の潮高を豫報することもある。此の爲に普通行はれてゐる方法は、實測材料の統計結果を用ひるものと、潮汐の調和常數を用ひるものの 2 つであるが、最も理想的なものは後者であるから、之に就いて説明しよう。尙此の外に全然獨立な方法ではないが、或場所に於ける満干潮の時及び高さが上の方法で正確に計算されてゐる場合、之を標準港として潮時、潮高に簡單な改正を施し、他の港の満干潮の時及び高さを求める方法がある。

潮汐の調和常數 H, k がわかつてゐると、各分潮の f 及び V_0 は時の函數で曆から豫め求められ、 n は各分潮に就いて常數であるから、平均水面の高さ A_0 を知ることによつて、式-15.12 から將來の任意時 t に於ける潮汐の高さが計算される。この計算を實際に行ふ場合に用ひられる方法としては、(1) 直接計算法、(2) 略算による満干潮の時及び高さの計算、(3) 潮候推算器による方法、が擧げられる。此の内 (1) は最も正しい結果を與へるが、手数を要することが夥しい。(2) は普通 6—7 箇の分潮を計算に入れるが、矢張り計算の手数は相當多い。従つて現在は一般に (3)

1) 中野嶺人: 潮汐學, 1940, 頁 275—297.

によつて居り、最も容易に且正確に任意時の潮高、満干潮の時及び高さが求められる。潮候推算器 (Tide-predicting machine, Tide predictor) として現今用ひられるものは、Kelvin 式と極大極小式の 2 つであるが、獨逸中央氣象臺が後者を採用してゐる以外は殆ど前者であつて、我國では水路部及び中央氣象臺に前者を備付けてゐる。

潮汐表 (Tide table) は航海者、港灣當時者其の他の使用に供する爲に、諸港に於ける將來の潮汐の豫報を掲載したものである。世界の主なる國は夫々潮汐表を編纂刊行してゐるが、其の多くは自國及び領土附近の海面に就いて掲載するのみである。掲載區域が全世界に亙つてゐるものとしては、下記の 3 つであり、我國には水路部編纂の潮汐表上、下巻と中央氣象臺編纂の潮汐表が年々刊行されてゐる。

英國水路部: Admiralty Tide Tables.

獨逸海洋氣象臺: Gezeiten Tafeln.

米國測量部: Tide Tables.

(4) 潮汐を表す方法及基本水準面¹⁾

1 地點にて觀測した潮汐を表すに、潮候曲線を描くか、又は一定時間毎の海面高或は毎日の満干潮の時及び高さを數字で表記することがあるが、之等によつて複雑な潮汐の實際變化の全容を簡明に示すことは困難である。従つて觀測材料から適當な方法で導いた潮汐に關する常數を以て表す方法が屢々用ひられる。此の常數としては、調和常數が最も正確で便利であるが、各國の海圖及び潮汐表では觀測から統計で求めた非調和常數 (Non-harmonic constant) を用ひることが妙くない。我水路部刊行の海圖及び潮汐表には此の常數として、普通は平均大潮間隙、大潮升 (Spring rise), 小潮升 (Neap rise) 及び平均海面の高さの 4 つを掲げ、漲潮時間と落潮時間の等しくない場所には平均低潮間隙も掲げられ、

1) 工藤久夫: 土木學會誌, 1941, 頁 810—824.

又日潮不等の顯著な地方には之を表す常數をも併記されてゐる。一方海圖にて海の深さを示す基本水準面は、大正 8 年 6 月の London 萬國水路會議にて各國共に 印度大低潮面 をとることに統一し、之を平均水面以下 $H_m + H_0 + H' + H_0$ の所に定められた。茲に H_m, H_0, H', H_0 は夫々 M_2, S_2, K_1, O_1 潮の半潮差 (表-15.3 参照) にして、大潮の時でも海面が此の基本水準面より下ることは稀で頗る好都合であるが、決して最低の干潮面と云ふわけでない。圖-15.12 は以上の關係を圖示したもので、

$$\left. \begin{aligned} \text{大潮升} &= 2(H_m + H_0) + H' + H_0, & \text{小潮升} &= 2H_m + H' + H_0 \\ \text{大潮差} &= 2(H_m + H_0) = 2\{(\text{大潮升}) - (\text{平均水面の高さ})\} \\ \text{小潮差} &= 2(H_m - H_0) = 2\{(\text{小潮升}) - (\text{平均水面の高さ})\} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(15.13)$$

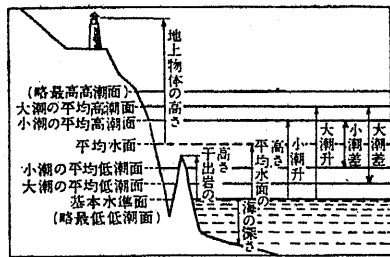


圖-15.12 海圖の水深及び高程の基準面

となる。尙我海圖にては地上物體の高さを平均水面から測るが、之は外國刊行の海圖と必ずしも一致せず、又我陸地測量部の基準面即ち東京灣中等潮位と場所に

よつて數十種の差があることを忘れてはならない。

一般に潮汐は一種の波浪と考へられ、其の波浪の頂が或地點に到着した時は其の地で満潮、谷が到着した時は低潮で、波浪の谷から頂迄の高さは潮差に外ならない。此の様な波浪を潮波 (Tidal wave) と云ひ、潮浪の進行狀態を一目瞭然たらしめるために重くものに同時潮線 (Co-tidal line) がある。即ち同時刻に満潮となる地點を地圖上に連結した線が同時潮線であつて、時は太陰が

或一定の標準子午線を經過してから満潮となる迄の太陰時(24太陰時は平均太陽時の約24時50分に相當する)を以てするのが普通であり、一定時間毎の同時潮線を畫いて出來た圖面を同時潮圖(Co-tidal chart)と云ふ。

高潮間隙(H. W. I)を知つて同時潮時(Co-tidal hour)を求める關係は、

$$\text{同時潮時} = 0.966 \times (\text{H. W. I}) \pm L \dots\dots\dots (15.14)$$

茲に L は標準子午線から西或は東に測つた經度差を時で表したもの(15°が1時間)で、標準子午線の西又は東にあるかによつて+又は-の符號をとる。尚 0.966 は1太陽時と1太陰時の長さの比であり、H. W. I としては朔望高潮又は平均高潮間隙等を用ひるのが便利である。

分潮の同時潮圖を作るには、同時潮時として次の値を探るのが普通である。

$$\left. \begin{aligned} \text{分潮の同時潮時(半日週潮)} &= k/30^\circ \pm L \\ // \quad (\text{日週潮}) &= k/15^\circ \pm L \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (15.15)$$

茲に k は選角にして、 M_2 潮に就き上式で計算したものは、上の式-15.14 に於て H. W. I に平均高潮間隙を採つたものに相當する。

同時潮圖としては T. Young (1807) 以來多くの人によつて畫かれたものがあるが、R. Sterneck(1920-21) が独自の定常波説に基き、半日週潮及び日週潮に就いて別々に全世界のものを作つたのが最も信用されてゐる。我國近海に就いては、小倉博士が1933年に作つた同時潮圖及び等潮差圖がある¹⁾。

等潮差圖(Co-range chart)は潮差の等しい地點を結んだ線、即ち等潮差線(Co-range line)を或間隔毎に圖示したもので、海面に於ける潮差の分布を明かにする。近年迄に出來たものは餘り廣くない海面に限られ、J. Proudman (1924) の北海、A. T. Doodson (1932) の英佛海峡及び其の附近に關するものは、上記小倉博士のものと共に有名である。

(5) 海面の不規則及び長期昇降と氣象潮汐

風、雨、氣壓、日照及び溫度等の氣象變化は總べて多少とも海面の高さを變化せしめるもので、之を氣象潮汐(Meteorological

1) 小倉伸吉：潮汐，1934，頁 195-201，

tide) と云ふ。之は土地の地形如何によつては、暴風雨や地震によつて高潮が異常な高さを呈し、一時的に暴潮¹⁾(Storm flood) なる現象を生ずることがあるから、常に其の豫防、豫報を充分にして之に基く損害を軽減することが大切である。此の如き特別の場合を除くと、氣象變化の週期が1日又は1年である關係上、氣象潮汐は各週期の天文潮汐に幾分かは影響するとしても、其の程度は甚だ僅かで平日は殆ど目立たない。所が半日週期及び1日週期を除いた平均水面の變化には、氣象潮汐の影響が相當大きく、長週期天文潮汐より遙かに著しいことがある。

(6) 潮汐に伴ふ諸現象

自由潮浪が淺海又は河中を進行する際は、次第に其の波形を變化するが、此の波形の變化は元の天文潮汐に其の速度が2, 3, … 倍、従つて週期が1/2, 1/3, … 倍等の分潮を加へることによつて表され、斯る分潮を倍潮(Over tide)と云ふ。此の場合日潮不等が著しい所では、1日2回の満潮又は干潮が各々2つの小満潮又は小干潮に分れることがあり、之を雙潮(Double tide)と云ふ。次に異なつた週期の2つの潮浪が淺海を進行すると、此の2つの潮浪の外に之等の速度の和又は差の速度を有する2つの新しい潮浪が出來、之を複合潮(又は合成潮, Compound tide)と云ふ。以上の倍潮及び複合潮を總稱して淺海潮汐(Shallow water tide)²⁾と云ひ、淺海では屢々大切なものである。

水深が潮差の數倍に過ぎない水道中を潮浪が進行すると、潮浪前面が愈々急勾配となり遂に白沫を飛ばして瀑布の如く前方に倒れ乍ら前進し、遠淺の海岸に寄せせる波浪の如くなる。之を暴漲潮³⁾(Tidal bore)と云ひ、中國の錢塘江に於ては世界最大のものが見

1) 伊藤 剛：水理学，1937，頁 273-297。

日高孝次：海洋物理學下，1939，頁 160-161。

2) 中野謙人：潮汐學，1940，頁 108-113。

3) 小倉伸吉：潮汐，1934，頁 122-127。

られる。

最後に湾内の海面は絶えず潮汐によつて昇降する外に、湾に固有な週期(數分—數時間)で昇降し、其の昇降量は一般に數厘なるも、所によつては0.5—1.0 mに達することがある。之を潮汐の副振動¹⁾(Secondary undulation)と云ひ、我國では長崎、函館、細島等で顯著である。

8. 潮流 (Tidal Current)

一般に海水の流れは、或原因にて生じた水位の變動を重力の作用にて釣合状態に戻さうとして起る所の海水分子の水平運動にして、**潮流**と**海流**の2つに大別する。前者は週期的な往復運動にして、後者は定常的な相當の速度を伴ふ運動であり、其の性質を異にする。之等が沖合を流れてゐる場合は、一般に港灣に對しさしたる影響を與へないが、海岸に沿ふ場合、即ち**沿岸流**(Littoral current)となると、海岸の形、水深等によつて種々雑多な現象を呈し、砂濱にては**漂砂**(Sand drift)を伴つて水深の維持に重大な支障を生ずる。従つて海水の流れ、殊に沿岸流に就いては、其の速度、方向並に臨海構造物に對する影響等を充分調査し、港口、防波堤、防砂堤其の他の位置、方向を定める重要な資料としなければならぬ。之等の調査方法は10.に述べることにし、8.及び9.に於て夫々潮流及び海流の一般性質を述べよう。

(1) 潮流の一般現象 (General phenomena of tidal current)

天體學に太陽、太陽の潮汐力による海水の週期運動の内、上下運動が潮汐、水平運動が潮流であり、兩者を併せ考へた時が潮浪である。従つて潮流は潮汐と密接不離の關係があるが、實際上は兩者の位相及び振幅の比は場所によつて著しく相違する。潮流に關し長年の観測の結果見出し得る事實は次の様である。

1) 小倉伸吉：潮汐、1934、頁 116—119.

(a) 海岸附近又は海峡の潮流

(1) 潮流は略々一定の方向及び之と反對の方向に流れ、其の中間に於て流向を轉することを**轉流**(Turn of tide)と云ひ、轉流に際し海水が殆ど流れない時が**憩流**(Slack water)である。尚強潮中及び落潮中に流速が最速となる方向の潮流を夫々**漲潮流**(Flood current)及び**落潮流**(Ebb current)と稱へる。時には滿、干潮時の頃に夫々最大の流速となり、滿、干潮後夫々約3時間で轉流することがあり、斯かる潮流を特に**半積潮**(Tide and half tide)と云ふ。

多くの場所では1日4回の轉流があるが、特別の場所では1日2回の轉流しかないこともある。轉流から轉流迄の時間は、1日4回轉流の場合は日によつて多少異なるが平均は約6時12分であり、1日2回轉流の場合は日によつて著しく違ふが平均は12時25分であつて、潮流も潮汐と同じ週期を有するわけである。

(2) 2つの轉流間にある最速流速は日によつて多少變化する。1日4回轉流の場所の流速は、太陽の距離の變化による影響を受けること一般に小さく、主として月齡に支配され、大潮の頃に最大、小潮の頃に最小となる。次に屢々1日2回の轉流しかない場所の流速は、主として太陽の赤緯に支配され、赤緯が北又は南に最大の頃に最大、太陽が赤道附近にある頃に最小となる。

(3) 2つの轉流間の時間及び其の間にある最速流速は、午前と午後或は晝間と夜間とで差異がある。併し前日又は翌日の潮流は當日と略々同様の變化を繰返す。この現象は潮汐の日潮不等に相當するもので、潮流の日週不等と云ひ、6.(2)の(4),(5)に述べた事項が其の適當なる。

(b) 海岸から遠く離れた沖合の潮流

(1) 潮流は時と共に絶えず流速及び流向を變じ、憩流をしない。流向は時と共に時計方向に轉轉する場所と反時計方向に轉轉する場所とがある。多くの場所では流向は1日2回轉するが、場所によつて1日1回轉又は甚だ複雑な回轉をする所もある。(圖—15.13参照)。流向が1回轉するに要する時間は日によつて多少異なるが平均は12時25分、但し1日1回轉又は甚だ複雑な回轉をする場合の平均は24時50分である。

(2) 流速最速時に於ける流速が日によつて變る状態及び潮流の日週不等は、夫々(a)の(2),(3)に相應した變化を呈する。

(c) 海面からの深さによる變化

海岸附近又は海峡にては、海面から海底迄流向は殆ど等しいが、同時刻に於ける流速と轉流時は各層によつて多少の差があり、特に流速には稍々著しい差のあるのを常とする。一般に流速は海面又は其の少し下で最速、其の下は深さを増すにつれて漸減するが、其の割合は流速の大小及び場所によつて相違する。

海岸から離れた沖合にては、海面からの深さによつて潮流の流速、流向は共に多少異なるが、其の差は時間、場所によつても相違し一遵の法則に律することは出来ない。併し乍ら潮流の流速は相當に深い所迄も海面に匹敵すべき値を有し、此の點に於て風による波の運動や或種の海流と大きい相違を呈するわけである。

(2) 潮流の理論 (Theory of tidal current)

潮流は潮汐と密接不離の關係を有し、全體の潮流現象に對し完全な理論的説明を與へ難いことは、潮汐の場合と同様である。併し乍ら靜力學的潮汐論と同様にして、潮流の靜力學的説明をなし、潮流の調和分解及び豫報を行ひ得ることは(3)に述べる通りである。又簡単な形及び深さの海に於ける潮流は、長波の理論を用ひて或程度の動力學的説明をなし、更に地球の自轉及び海水の摩擦を考慮することによつて、一層の適確性が期されるのであるが、脚註に少しく文献を擧げるに止めよう¹⁾。

(3) 潮流の調和分解と豫報 (Harmonic analysis of tidal current and its prediction)

流向が廻轉せず一定方向と略々之と反對の方向に限られてゐる場合には、1方向の流速を正、反對方面の流速を負で表すことにより、前節(1)の潮汐の場合と同様に次の如く多くの分潮流(Component tidal current)に分けることが出来る。

$$\left. \begin{aligned} \text{流速} &= A_0 + \sum fH \cos(V - k) \\ &= A_0 + \sum fH \cos(V_0 + nt - k) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (15.16)$$

茲に f , V_0 , V , n , t は式-15.12の場合と全く同じもので、 H は分潮流の流速最長の時に於ける流速、 k は流速最長時の遅れを表す角、即ち遅角である。 A_0 は週期的に變化しない恒流で、廣い海又は河中等では海流又は河流を意味するが、狭い海峡等では一方の流速と反對方向の流速が地形によつて等しくない爲に生ずることが多い。分潮流は潮流と同じ名稱及び記號で表されるが、潮汐の場合に比べると半箇月又は1箇月の連続した潮流観測を行ふことが甚だ困難な關係上、潮流の調和常數が算出された箇所は至つて小數である。

1) 小倉伸吉：潮汐。1934、頁 111—119、141—162。

須田時次：海洋科學、1933、頁 599—612。

潮流が時と共に流向を廻轉する場合には、流速を定つた直角2方向に分解して各方向の分速度を求め、各分速度に就いて上と同様に調和分解をすればよい。此の場合各分潮流に就き、各時刻の流速を1定點からの徑線ベクトル(Radius vector)として圖示して其の端點を連ねると潮流圖表(Current curve, Hydrograph)が得られるが、一般に1つの橢圓となるから之を潮流橢圓(Current ellipse)と云ふ。

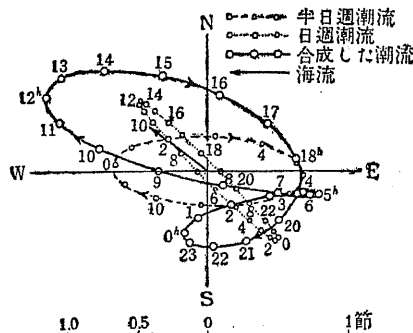


圖-15.13 黄海北部過岩南方千瀝の潮流(海面下10m)の計算軌。昭和6年8月28~29日。數字は太陽が子午線を上經過してからの太陽時。

圖-15.13は小倉博士による潮流調和分解の1例にして、日週潮流及び半日週潮流の流速最長の時刻及び方向が異なり、之等を合成すれば圖に太い實線にて示す如くなり頗る複雑である。圖の矢符は北方分速及び東方分速の恒流 A_0 を組合せて得た海流にして、此の海流の方向に其の流速だけ上の合成した潮流圖表を移動したものが、實際観測されるべき流れの圖表に相當する。

潮流の豫報として

は、毎日の流速最長の時、流速及び轉流時を豫報するのを常とする。其の方法は潮汐の場合と同様なるも長時日にわたる観測資料を得難いので、長時日にわたる實測材料の統計結果による如き方法を用ひる機會は甚だ少く、多くは調和常數の方法を用ひ、稀に動力學的理論による計算法を用ひることもある。

(4) 潮流の表し方

潮流の観測は多くの場合壺間に限られ數日間連続した資料を得ることは稀であるから、観測結果は其の儘數字で時刻、流速、方向等を表記されるのが常であり、其の結果を流速曲線又は潮流圖表

等で圖示すれば狀況が一層明白となる。観測が1晝夜にわたる際は、半日週潮流と日週潮流とに分解すれば潮流の性質を知るに極めて有利であり、更に長時日にわたり連続した観測をした際は、潮汐と同様に非調和常數を用ひること多く、調和常數を算出し得れば最も好都合である。

海圖にては漲潮流を \Rightarrow で、落潮流を \Leftarrow で表し、流速(節で表し $1\frac{1}{4}kt$ 又は $1\frac{1}{4}kn$ の如く)を矢符に添記する。此の場合大潮期の漲潮流及び落潮流最強時の頃に観測した最強潮流を圖示するのを常とし、其以外のものは特別の記號で區別する。尙特殊の海面に就いては、1時間毎の潮流の有様を示した12枚の潮流圖、又は漲潮流及び落潮流最強時に於ける2枚の潮流圖を畫くことがある。

同時に潮流最強となる海上の點を結んだものを同時潮流線(Co-current line)と云ひ、斯かる曲線を1太陰時毎に畫いて潮流最強時の分布を示したものを同時潮流圖(Co-current chart)と云ふ。

我國では瀬戸内、九州西岸、朝鮮の南岸西部及び西岸に、流勢強烈な海峡が澤山あり¹⁾、例へば來島海峡及び鳴門にては最強流速が夫々8, 10節、満潮時又は干潮時から轉流時迄の時間が夫々1時40分、2時30分となつてゐる。

9. 海流 (Oceanic Current)

(1) 海流の種類と性質 (Kinds of oceanic currents and their properties)

海流は其の方向を年中殆ど一定し唯季節によつて僅かの變化をなすに過ぎず、相當の速度で絶えず遠方に流れてゆく定常的な海水の水平運動にして、週期的な往復運動である所の潮流と著しく趣を異にする。

1) 小倉伸吉: 潮汐, 1934, 頁 43-49.

海流を生ぜしめる原因を大別すると、主原因と副原因の2つになる。主原因は海水に運動を起す直接の原動力であり、之によつて海流は後述の如く3つに分たれる。副原因は自身では海流を起す能力を有せざるも、主原因を助け又は動き出した流れの方向、速さを變じて實際の海流分布の狀態に導くもので、地球の自轉、大陸の存在、海底の凹凸及び海水の粘性等が擧げられる。

(a) 吹送流 (Drift current). 一定の風向及び風速を有する風が比較的長時間吹走すると、空氣と海面との間に働く横力によつて表層の海水が流動し、絶えず一定方向の大規模の海流を形成する。之を吹送流と云ひ、地球の自轉と大陸の存在等の影響が副原因として大きくひびいて來る。貿易風による赤道海流の如きは其の例である。

(b) 密度流又は比重海流 (Density current, Convection current). 水温、鹽分の分布に基く海水密度の差によつて生ずる内壓の差を主原因とするもので、吹送流に次ぐ規模を有する。

(c) 傾斜流 (Slope current). 風、氣壓又は流入河水等によつて生じた海面傾斜を主原因とするもので、一般に小局部的か又は隨時方向を變へる海流となる。

以上の3つの海流の何れかにより、或場所の海水が他に移動すると、流體の連続性から他の場所の海水が之を補ふために流動し、茲に上の3種のものとは異なる意味の海流を生ずる。之を補流 (Compensation current) と云ひ、赤道反流は其の好例である。

一般に海流は上記の4種の1つか又は組合せたものである。尙補流の1種と見るべきものに湧昇流 (Upwelling current) と沈降流 (Downwelling current) とがあり、前者は深層から表層の海水を補ふために上昇するもので海流の流線は著しく發散するに對し、後者は之と全く逆である。

暖流及び寒流の區別的名稱は原因的に何等重要性を有しないが、實生活上便利が多いので常に用ひられる言葉である。一般に暖流

は海流區域外の四圍の海水よりも高温多鹹で酸素、珪酸鹽、磷酸鹽、水素イオン濃度等が比較的少く、其の源は多くは熱帯方面にある。寒流は之と反對である。普通暖流は吹送流、傾斜流、補流等の性質を帯び、寒流は密度流、補流の性質を多分にもつてゐる。我近海の暖流には黒潮本流と對島海流及び西朝鮮海流の2支流があり、寒流には千島海流(親潮)、東樺太海流、リマン海流、東支那海流の4系統がある¹⁾。

(2) 海洋の大循環 (General circulation of ocean)

海洋に於ける海流の平均状態を大観すると、大體一定の順序に従つて運動してゐる。之を海洋の大循環と云ひ、表面海水に於けるものと鉛直面内に於けるものとに分けて考へるのが便利である。

(a) 表面海水の大循環。表面海流は主として風系による吹送流とその補流から成つてゐるので、大氣の大循環(6.(2)参照)と密接不離の關係にある。今大洋の縁邊が圓弧で圍まれ、而も海上では實際の様な大氣の循環が行はれてゐるとし、それによつて生ずる海流の大勢を述べると次の様であるが、北半球では大體實際と一致してゐる。尤も海陸の配置や季節風等によつて個々の海流の位置や不連続線の位置等はかなり變化し、其の適例は印度洋である。

先づ赤道以北を取つて見ると、貿易風によつて北赤道流(North equatorial current)が發達し、之が西岸に當つて1部は赤道反海流(Equatorial counter current)の源泉となるが、大部分は次第に陸岸に沿つて轉向して北上し、遂に北緯40°附近の偏西風による西風漂流(West wind drift)に連なる。西風漂流の末端は1部東岸で北轉するが、大部分は南轉して北赤道流に連なり、茲に大循環流を完成する。極流(Polar current)は西風漂流の補流及び密度流として發達するもので、兩者の間に1つの收斂線なる極前線(Polar front)が出来る。又温帯無風帶近くでは西風漂流と北赤道流との縁邊部が互に收斂して亞熱帶收斂線(Subtropical convergence)を形成し、赤道反流と北赤道流との間にも赤道反流界線が出来る。以上は北半球に就いて述べたものであるが、南半球に就いても方向が反對なだけで類似のことが云へる。

1) 須田峻次：海洋科學，1933，頁442—461。

一般に多くの點で海流を測定し之を圖示して置けば頗る便利である。此の場合流線の形の上で特に注目すべき特異點としては、中性點(2つ以上の反對方向の流れが會ふ時に出来るもの)、收斂點及び發散點、收斂線及び發散線が擧げられる。而して之等特異點の流體力學的性質に基づいて表面海流を決定しようとする研究は近年益々發達し、H. H. F. Meyer(1923), A. Merz(1925), L. Möller(1931), M. Willimzik(1924, 1927), G. Wüst(1936)等の大西洋、印度洋及び太平洋等の調査がある。

(b) 鉛直面内の海水の大循環。之は主として密度流及び其の補流から成るものと考へられ、近年陸盛になつた深層觀測の結果として、此の方面の研究が大に進歩して來た。斯くして單に赤道附近の表層水が兩極に向ひ極の冷水が海底を匍うて赤道に向ふと云ふ單純なものでなく、次の如く極めて複雑な現象であることが分つたのである。

即ち大洋の断面は對流圈(Troposphere)と成層圈(Stratosphere)の2つに分かれ、前者は深き約400~600m迄の範圍で赤道上では淺く中緯度で深くなつて極前線で海表面に達する。此の對流圈では渦動及び對流のために盛に混合が行はれ、更に熱帶表層水(Tropic surface water)と亞熱帶次層水(Subtropical under water)とに分かれ、(a)に述べた温水の循環する所である。次に成層圈は約500m以深の深層で、茲では對流や渦動少く海水は極めて徐々に運動して居る。其の最上層は極から流れくる流れの末端層流で、之を亞寒帶中層水(Subarctic middle water)と云ひ、極海の氷の融けた水を含むため鹽分少く、極から赤道に向つて流れる。中層には深層水(Deep water)があつて、鹽分は前者より稍多く赤道から極に向ひ、最下層は極底層水(Polar bottom water)で、兩極の海底から来る冷水があり、最も鹽分が少く。以上は勿論1つの標本的のもので、實際は海陸の配置や深海其の他によつて大分變化するが、最近A. Defant(1938)が觀測艦Meteorの南大西洋探險の材料を採入れて畫いた大西洋深層の循環系は最も有名である。

(3) 海流の理論 (Theory of oceanic current)

海流現象の理論的説明はK. Zöppritz(1878)以來多數の學者によつて研究されたが、之に一新紀元を劃したものはV. W. Ekman(1905—06)である。氏の理論は大體觀測と一致するも、尙2次元的の差異が認められるので、此の噴進を説明するために幾多の試みが發表されてゐるが、觀測材料が少いために充分驗證されるに至らない。之等は渦動粘性が分子粘性と同列に取扱へるとして進めた理論が大部分で、將來は此の渦動粘性の真相を取入れた

理論の確立が要望せられるのである。現に C. G. Rossby (1935) は Prandtl 及び von Kármán 等の説を多分に取入れた新理論に着手せるも未だ1つの體系をなすに至らず、現在は Ekman の理論が一般に行はれて居るので、以下之に就いて其の概略を説明しよう¹⁾。

(a) 吹送流の理論。 風が水面を吹く場合、水面に働くべき摩擦力即ち横力 T は次式にて可成り正確に表される。

$$T = \rho_a k W^2, \text{ 但し } \rho_a: \text{ 空氣の密度, } W: \text{ 風速} \dots \dots \dots (15.17)$$

茲に k を 表面摩擦係数 と云ひ、吹送流の場合 Ekman は 0.0025、須田博士は 0.002 内外の値を得てゐる、(cm-sec 單位)。

表面海水は此の横力 T によつて流動し始めるが、其の運動は渦動粘性のために次第に上層より下層に傳達され、茲に全體として1つの定常的な吹送流系を組織する。此の事情を理論的に研究したのは Ekman にして、(1) 海水を不可壓縮のものとし、(2) 海面の傾斜も内部での密度差もなく、(3) 渦動粘性係数は何處でも等値を呈し、(4) 風が相當速吹して定常的吹送流をなす、との諸假定の下に導いた結果は次の通りである。

即ち表面流速 V_0 は風下方向から北半球では右に 45° 偏し、水面下 z の深さに於ける流速 v の偏角 α は z の増加と共に増大し、深さ D' にて $\alpha = 225^\circ$ となつて V_0 と反対方向となる。又 v は z の増加と共に漸減し、 D' には V_0 の $1/23$ となるから、深さ D' 迄が吹送流の主要範圍と考へられ、之を摩擦深度 (Depth of frictional resistance) と云ふ。圖-15.14 は深さと共に v 及び α が如何に變化するかを示したものであり、之等の關係を式にて表せば、

$$\left. \begin{aligned} V_0 &= T / \sqrt{2 \mu \rho \omega \sin \varphi}, & v &= V_0 e^{-\pi z / D'} \\ D' &= \pi \sqrt{\mu / (\rho \omega \sin \varphi)}, & \alpha &= 45^\circ + \pi z / D' \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (15.18)$$

茲に μ : 渦動粘性係数, ρ : 海水の密度, T : 横力, ω : 地球自轉の角速度, φ : 考へてゐる地點の緯度。

(1) A. Defant: Dynamische Ozeanographie, 1929. 須田院次: 海洋物理學, 1932, 頁 68-124. 野瀬隆治: 海流論集, 1935. 日高孝次: 海洋物理學, 上下, 1939, 頁 76-122.

從つて風速 W を知れば 式-15.17 から横力 T が求められ、更に適當な方法で μ を知れば、式-15.18 によつて吹送流の計算をすることが出来る。今 H. Thorade の興へた μ の値を上式に入れると、cm-sec 單位にて、

$$\left. \begin{aligned} W \text{ が Beaufort 風級 3 近く迄;} \\ \mu &= 1.02 \times 10^{-6} W^2, & D' &= 0.367 \sqrt{W^2 / \sqrt{\sin \varphi}} \\ W \text{ が Beaufort 風級 3 以上;} \\ \mu &= 4.3 \times 10^{-4} W^2, & D' &= 7.55 W / \sqrt{\sin \varphi} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (15.19)$$

尚 V_0 と W との關係は 式-15.18 から求め得るも、實験的にも詳しい研究が行はれて居る。従來は $V_0 = k W$ なる1次的關係を用ひてゐたが、Ekman の理論が出來てからは、次の様に表されることになつた。

$$V_0 = k W / \sqrt{\sin \varphi}, \text{ 又は } V_0 = k \sqrt{W} / \sqrt{\sin \varphi} \dots \dots \dots (15.20)$$

茲に k は 風力係数 (Wind factor) にして、H. Thorade (1914) は Beaufort 風級 3 近くまでは第 2 式を用ひ $k = 0.259$ 、風級 3 以上では第 1 式を用ひ $k = 0.0126$ とし、又 C. S. Durst (1924) は風級 2 以上では第 1 式を用ひ $k = 0.0078$ とする、(cm-sec 單位)。Thorade の第 2 の關係を 式-15.19 に入れると、 $D' = 600 V_0$ となり、摩擦深度の大體の値が求められる。尚式-15.18, 15.20 によれば、低緯度の地方ほど同一風速に對し吹送流の速度大となるべく、之は赤道海流の發達する有力な理由と考へられる。

以上は海が充分深い場合の關係にして、若し水深が D' と同等程度以下に淺ければ、偏角 α は比較的小となり、20~30 m の淺海で α 極めて微小となつて流れは風向と一致する筈である。又實際上は μ は場所と時によつて變化すべく、此等の函數形の内深さの函數と考へた場合 又は速度の鉛直傾度の函數と考へた場合の解法が試みられてゐる。其の他海岸の影響、定常状態に至る迄の経過及び地球が球形であることの影響等に就いても、最近多くの研究が發表されてゐる。

(b) 傾斜流の理論。 何等かの原因によつて海面が水平面に對し γ なる傾斜をなすと、海水單位容積には $g \sin \alpha$ なる力が働くから、當然海流を生ずべく、之が傾斜流である。Ekman が (1) 海水を等質不可壓縮とし、(2) 渦動粘性係数を一定とし、(3) 海底では摩擦が大きく流速が零である、との諸假定の下に導いた理論の結果は次の様である。即ち海底附近の流れは傾斜方向に近きも、其の上は次第に右偏し、一定の深さ D'' になると海底摩擦の影響が消失し、それより海面迄は殆ど同じ速度で而も傾斜方向と直角に右偏した流れを生じ、丁度風の場合の傾度風に相當する。此の D'' を 底部摩擦深度 (Depth of bottom friction) と云ひ、之に對し先の D' を 上部摩擦深度 (Depth of surface friction) とも云ふ。傾斜流の内、 D'' の部分特に 底層流 (Bottom current), D'' より上層の傾斜に直角な流れを 深層流 (Deep current) と云ひ、 D'' 及び深層流の速度 u_0 は次の如く表される。

$$D'' = \pi \sqrt{\mu / (\rho \omega \sin \varphi)}, \quad u_0 = g \sin \gamma / (2 \omega \sin \varphi) = G \dots \dots \dots (15.21)$$

以上は充分深い海の場合にして、若し水深が D'' に比し淺いと流れの方向は次第に

傾斜方面に近づき、20~30 m の淺海では流れは傾斜方向と一致するものと考へて差支へない。

一般に深海に於ては、深層流が表面下 D' から海底上 D'' まで即ち海洋の大部分を占めるから、其の力学は海洋の運動を論ずるに重要な關係がある。之に關する Ekman の論文 (1923, 1932) は風の分布、海底の凹凸、緯度の變化、地表面の形状なること等の諸影響を論じたものとして、極めて注目すべきものである。

次に海洋の 1 方が海岸で區切られてゐる所で一定方向の風が連吹すると、(a) に述べた吹送流を生ずると同時に、この流れで運ばれた海水が海岸に貯蓄されたり又缺乏を來し、茲に海面傾斜を生じて之に應ずる傾斜流が發達する。斯くして得た海流の全組織を吹送傾斜流と云ひ、漂砂と密接な關係をもつ沿岸流として港湾工事に重大な影響を與ふべく、Ekman (1905)、日高 (1933)、野滿及び竹上 (1934) の諸氏による立派な研究がある。

(c) 密度流の理論。海水は場所によつて密度を異にし、其の爲に生じた内部の水壓差を原因力とする海流が密度流である。

一般に密度差は對流圈に於て著しいから、密度流も主として上層に發達する。それから以深の比較的水質の一樣な所では深層流が卓越するが、此の一樣な水質の頂部では其の上の密度流のために横力が作用して傾斜流に影響し、茲に内部吹送流 (Internal drift current) なる特殊の流れを生ずる。

密度流が表層のみに發達する場合には、 ρ, μ 共に一定と見られるから密度差が水壓の水平傾度となつて現れるとして、Ekman の論じた密度流を Ekman 型と云ふ。此の場合密度の分布に種類多く個々の場合が皆異なつてゐるので、其の都度々々微分方程式を解いて決定するのでは極めて煩雜である。それで實際問題に携はる者は、水溫及び鹽分の觀測結果を利用して Dynamic meter (海水中任意點の重力ポテンシャルを 10^6erg の單位で表したるもの) を計算し、其の分布から Bjerknes の環流理論を應用して、海流の實況を知る方が便利である。斯くして得た密度流を Bjerknes 型と云ひ、之に B. Helland-Hansen (1926) のソレノイドの平行環の理論がある。

10. 潮流及び海流の測定 (Measurement of Tidal and Oceanic Currents)

潮流及び海流の科學的測定方法を分つて次の 5 つとする。

(1) 漂流物によるもの

すべて海流によつて漂流するもの、例へば植物の種子、海藻類、難波船の材料、船具、漁民の漂流の如きは、何れも大體の海流を知る目安となる。沿岸動植物の分布も、同様に重要な資料となる。

又海流瓶、海流板等を航海中の船から諸々方々で流し、稍々正確な觀測を集めることが出来る。海流瓶は適當な條件を刷つた端書を封入、投瓶の後、漂着地點からそれを集めるものであるが、漂着時と發見時とが一致せず又投入地點と漂着地點を結ぶ経路が不明なために、大體の結果しか得られない。尙海流瓶に取附けた針金が海底を這ふ様にして、底流觀測をすることもある。

船を碇繋し得る淺海又は陸に近い所では、適當な浮子に長い索をつけて流し、繰出した索の長さと同時間とで流速を求め、流走した方向をコンパスで測るか又は浮子と地上物標との間の角を六分儀で測つて流向を求める。尙浮子を自由に漂流せしめ、その位置を幾分か置きに適當な方法で測定し、流速と流向とを求めることがある。此の爲に流速大なる際は陸上に据ゑた 2 臺のトランシットによることが多いが、小舟に乗つて浮子について行き地上物標に準據して六分儀で舟の位置を決定してもよい。浮子としては普通數米の竹又は木の棒の下端に、十文字の板柙と錘とを付けて海中に直立せしめ、其の上端を少し水面上に出して置くことが多い。

(2) 船の偏流によるもの

大洋を航海する船は、一般に毎日正午近く定時に天測して、船の實際の位置を定めるが、之を天測位置と云ふ。一方豫め船の進路を定めると共に水に對する船の速度を測つて、毎日定時に着すべき地點を推算するが、之を推定位置と云ふ。此の兩者の差は天測や推算に誤差がなく且風や波の影響がなければ海流に基くものであるから、それから海流の平均速度と方向が求められる。但し實際は種々の事柄が影響するから、澤山の材料がないと當らない。之等の各測定は世界中を航行する澤山の船が自らの必要上必ず行ふものであるから、其の報告を集めることによつて最も安價に而も容易に海流を知り得べく、現在各海洋の表面海流と名付けるものは主として此の方法で定めたものである。

(3) 流速計によるもの

上の2方法は何れも表面の流れがわかるのみであるから、表面の外に深層の流れをも測るには、流速計が又は各種の測流管が用ひられる。河流の如く流向が殆ど一定してゐる場所では、容易に流向が定められるから單に流速のみを測ればよく、河川の場合と同じ器械でよい。所が海の流れにては一般に流向と流速とを共に測るの必要があり、此のために現在廣く用ひられるものは V. W. Ekman が考案し後に A. Merz が改良した Ekman-Merz 型流速計である。

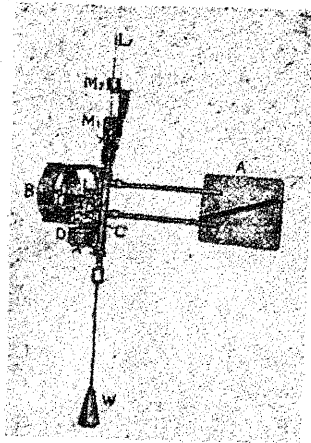


圖-15.15 Ekman-Merz型
流速計

この器械は圖-15.15の如きもので、器械を流向に向けるための大きい羽根 A、流れによつて廻轉するプロペラー B、其の廻轉数を示す指針 C、流向を示す磁針を入れた函 D、器械を吊す針金 L 及び鉛直に吊下せしめる重錘 W 等からなる。器械を取付けて海中適當の深さに吊下げる時は、プロペラー B は流れにより廻轉するが、其の軸は指針の軸と離れてゐて廻轉を指針に傳へない。針金 L を傳はらせて第1の落錘 M₁ を落下せしめると、器械に衝突して B の軸と C の軸とが噛合ひ指針が動き出す。或一定時間 (3~5分) 後に第2の落錘 M₂ を落下せしめると、器械に達して B, C 兩軸の噛合を離すから、器械を引上げて指針の廻轉数を讀取る。一方プロペラーの軸には孔が穿つてあつて、それが若干廻轉する毎に孔を通じて小彈丸が函 D の中に落す。D の中にある磁針は針の上に乗つて自由に廻轉し、磁針の中央から1端迄は溝が穿つてあるので、上から落下して來た小彈丸はこの溝を通つて函の中に落ちる。而も函は 36 の扇形に區劃されてゐるから、函中の小彈丸の分布共合で平均流向が求められる。一般に 500 m 以上の深海又は 3 cm/sec 以下の緩流の所では使用し難い。

船を碇發して用ひる際は、所定の深さに吊下げて 3~5 分間運轉してから引上げ、指針の廻轉数と小彈丸の分布を見ればよい。此の場合船體の磁氣の影響を避けるため

に、流速計の船に対する位置と方向によつて豫め實驗的に定めて置いた更正を施して正しい流向を求めるがよい。又流速計は船から相當離して使用し、船による流れの亂れの影響を避ける必要がある。

船を動かしたまゝで用ひる際は、流速計の示す流れから船の流動を差引いて、流速計所在點の流れとすればよい。此の場合海流の如く深層の流速が殆ど零に近いと、2つの流速計を用ひ、1つをすつと深層に降下して其の讀みから船の流動を定めることが出来る。

(4) 各種の等スカラー曲線を利用するもの

水温、鹽分、密度、水色、透明度、酸素、水素イオン濃度、磷酸鹽、硫酸鹽等の各種のスカラー量の分布を示す等スカラー曲線を利用する。此の方法では嚴密には速度等は計算し難いが、海流の大勢を知るに便利である。中でも等温線と等鹽分線の外に、密度に影響しない程度に含まれてゐる各種の海水成分が利用される。一般に他の方法と併用されること多く、流速計にかゝらない程度の深層の流れや鉛直方向の昇降流等は今の所此の方法以外に適當なものがない。

(5) 力學的の方法

水温及び鹽分の實測によつて2つの等壓面に於ける Dynamic depth の差を海洋の多くの地點で計算し、其の分布から兩層間の相對水平速度を計算する方法である。又現場密度の分布から不連續面の傾角を知ると、異なる水塊の運動が決定される。V. Bjerknes の環流理論の應用として海流を論ずるのは、此の方法に基くものである。

11. 波浪の種類及び理論 (Kinds and Theories of Waves)

波浪は港湾工事に最も重大な影響を與へるものであるから、港口、防波堤及び碼頭等の位置、方向を定める際は勿論、之等臨海構造物の寸法決定及び其の安定計算に際しては、波浪の性質及び作用に就いて充分な調査、検討を遂げなければならない。以下本節

に於ては波浪の種類及び理論を述べ、12. に於て一般港灣工事に最も關係の深い風波及びうねりの性質及び波力を、13. に於て波浪の測定方法を説明しよう。

(1) 波瀆の種類 (Kinds of waves)

一般に波と云ふのは、連続物體の1部が或原因のために其の釣合位置を離れた時、之を元の位置に戻さうとする復元力が働いて起る現象である。我々が普通海面で見える波浪は種々の立場から次の如く分類されるが、最初に術語を説明しよう。一般に水面の凸出した所を波の山又は波頂 (Wave crest), 最も凹入した所を波の谷又は波底 (Wave bottom) と云ひ、山と谷の間の高低差を波高 (Wave height) と呼ぶ。次に或瞬間に波の傳はる方向に測つた相次ぐ2つの山又は谷の間の距離を波長 (λ , Wave length), 水分子が其の軌道を1周するに要する時間を波の週期 (T , Period), 波形の移動する速度を波の傳播速度 (c , Velocity of propagation) と云ひ、 λ , T 及び c 間の關係は次の通りである。

$$\lambda = cT, \quad c = \lambda/T \dots\dots\dots(15.22)$$

(a) 波瀆を生ずる原因力によつて分けると、

1. 風波又は風波 (Storm wave, Wind wave): 風によつて起るもので、海面の波の内の主要なものであり、各種臨海構造物に破壊的な作用を與へることがあるから、港灣工事では特に注意する必要がある。風が風ぐと風波は形態を變へてうねり (Swell) となる。
2. 潮瀆又は潮波 (Tidal wave): 潮汐力によるもので、海峡等に生ずる急激な潮流及び港灣に見る副振動等を除けば、一般に極めて靜かな現象にして破壊力を伴はない。
3. 津波は (1) 深厚な低氣壓の襲來や (2) 地震又は海底火山の破裂等に伴つて、常ならぬ海水の大波動が起り陸地深く侵入して來たもので、其の狂暴なものは極めて大きい破壊力を呈し、發生の時期及び程度を豫知し難いので仲々厄介なものである。(1) によ

るものを暴風津波又は高潮、(2) によるものを地震津波と云ふ。

以上述べた海面波の外に、水中で起るものに内部波 (Internal wave) がある。之は水中に密度の異なる2層があつて、其の不連続面に何等かの作用による外力が働いた場合に起るもので、境界波 (Boundary wave) とも云ひ、外力としては風、潮流及び海流の變化等が挙げられる。

(b) 波瀆の復元力によつて分けると、

1. 重力波 (Gravitational wave): 重力を主なる復元力とするもので、波長 10 cm 以上の海面波は之に屬し、我々に最も大切な波であり、其の性質、理論も比較的よく判明してゐる。
2. 毛管波 (Capillary wave): 表面張力を主なる復元力とするもので、波長 1.73 cm 以下の漣波は之に屬し、風速 2~3 m/sec 以下の時の風波として現れる。
3. 彈性波 (Elastic wave): 水の體積彈性が復元力となつて海水の實質中を傳はる波にして、水中の音波と同じ性質を有し、地震津波等に此の性質がある。

(c) 波瀆の性質によつて、海上の重力波を分けると、

1. 振動性の波 (Wave of oscillation): 波の進行につれて、水分子はあちこちに往復振動をするだけで、結局は其の位置を變へない普通の波である。此の種の波は其の波長と水深との關係で著しく性質を異にし、表面波 (Surface wave), 長波 (Long wave) 及び中間波 (又は淺海波 Shallow sea wave) の3つに分たれる((2) 参照)。
2. 移動性の波 (Wave of translation): 水分子の前進運動に比し後退運動の不足な波の總稱である。運河等に見る孤立波 (Solitary wave) は其の1例にして、波の通る僅かの間だけ水分子は拋物線狀の軌道を畫いて進行し、波の通過後そこに止つてしまふ。斯かる孤立波が連続して來ることもある。實際の海では、大きい風浪が深い沖合にある時振動性の表面波であつたものも、海岸近

く浅海に寄せて来ると長波となり、更に浅瀬に進むと移動性を帯びるのである。

(d) 其他の分類として主要なものを挙げると、

1. 波の山又は谷が次第に前進して1個所にとまつて居ないものを進行波 (Progressive wave), 然らざるものを定常波 (Stationary wave) と云ふ。風浪、大洋中の潮浪は前者の性質を有し、進行波とそれが海岸等で完全に反射されて出来た反射波とが合成されると後者が出来、灣内の潮浪とか潮汐の副振動は此の適例である。
2. 風浪の場合の如く、波の原因力が引續いて働いてゐる際の波は外力により無理に起されるものであるから、之を強制波 (Forced wave) と云ふ。之に對しうねりの場合の如く、波の原因力がなくなつてからも引續いて起る波を自由波 (Free wave) と云ふ。前者の週期は外力のそれに等しいが、後者の週期は外力に無關係で海水の容器たる港灣の形狀に關係するのを常とする。

(2) 波浪の理論¹⁾ (Theories of waves)

實際の海波如何の問題は観測の困難な關係上頗る遅れてゐるが、理論の進歩は早くから著しいものがあるので、茲に理論的成果の主要を述べよう。

海波の理論に於ては、一般に海波を一様な重力の場内にある非壓縮性液体内の波動と考へる。従つて海水の粘性を無視すれば、運動は非迴轉的にして、大體次の2つの場合に分けられる。第1は水深に比して波長小さく、波の原因力の影響が或深さ以下に及ばないと考へて差支へない場合である。此の内特に水深の大なる際を表面波、然らざる際を淺海波と云ふが、兩者を併せて表面波(廣義)と云ふこともあり、運動方程式の解法にて水分子の鉛直

1) H. Lamb: Hydrodynamics, 1932.

物部長徳: 水理学, 1933, 頁 490—510.

木間 仁: 水理学, 1936, 頁 251—294.

友近 晋: 流體力学, 1940, 頁 250—285.

加速度を無視することは許されない。第2は水深に比べて波長大きく、海水全體が波動に關與する場合で、之を長波と云ひ、水分子の鉛直加速度は水平加速度に比して極めて小さく、運動方程式にて前者を無視して差支へない。

以上の外に問題を非迴轉的と限定せずに、運動方程式を解いて表面波の嚴密解を與へたものに、Gerstner 及び Rankine の理論がある。其の結果は特別の場合に近似的に非迴轉運動となるに過ぎず、物理學的な興味は幾分少いが、淺海波の場合にも近似的に擴張せられ、共に實際の海波を比較的好く表す點に於て廣く用ひられる理論である。

尙長波に就いては、海水の粘性を考へた場合をも含めて、多くの注目すべき研究がある。

(a) 表面波。水深 H に比し波長 λ の極めて短い場合 (少くも $H > 2\lambda$) であつて、水分子の運動は殆ど海の表面僅かに限られ、少し深い層では運動激減し下方大部分は殆ど波の影響を受けない。此の場合水分子は何れも圓形軌道を描いて、前方の分子が後方のものより少しづつ遅れて圓運動をするので、軌道圓の直徑に等しい高さの波が現れる。深い大洋中の風波は之に屬し、深海波 (Deep sea wave) と云ふ。Gerstner 等の理論によれば、靜水の狀態にて同一水平面にあつた水分子は振動の結果 圖-15.16 の如くトロコイド曲線を描き、斯様な曲線上では夫々壓力一定で、何れも海面となり得るので、斯かる波をトロコイド波 (Trochoidal wave) と云ふ。波高が波長の $1/\pi$ なる場合は、トロコイド波の極限たるサイクロイドとなり、波頂が切り立つ様に尖つてくる。波高が之より高くなると、波形はエビサイクロイドになるべきだが、流體なるため其の形を保持出来ず崩れて白波を發生する。トロコイド波に就いては理論上次の關係が成立する。

$$c = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}}, \quad T = \frac{2\pi}{g}c, \quad \lambda = \frac{K}{2\pi}T^2, \quad \text{但し } g: \text{重力加速度} \dots \dots (15.23)$$

次に波高 h , 軌道圓の半径 $r = h/2$ 及び水分子の圓運動をなす速さ v に對し、平均の海面及び海面下 x に於けるものに夫々添字 0 及び x を附けると (圖-15.16 参照),

$$h_x = h_0 e^{-2\pi x/\lambda} \quad v_x = v_0 e^{-2\pi x/\lambda} \quad \text{但し } v_0 = \frac{\pi}{T} h_0 \dots \dots (15.24)$$

となつて、 h_x 及び v_x は x の増加につれて激減することがわかる。又水分子の軌道中心は靜水時の高さより r だけ高いが、之は波動による位置のエネルギーの増加を意味するもので、次の關係がある。

$$\text{海面: } \delta_0 = \frac{\pi r_0^2}{\lambda}$$

$$\text{海面下 } z: \delta_x = \frac{\pi r_0^2}{\lambda} e^{-4\pi z/\lambda} \dots\dots\dots (15.25)$$

(b) 浅海波.

水深に比して波長小なるも、水深が著しくは大きくない場合であつて、前述の表面波との長波との中間の性質を有し、港灣にて重要な問題となる波

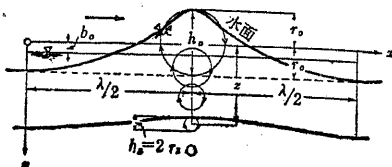


圖-15.16 表面波

である。先づ波の傳播速度 c は波長 λ のみならず水深 H にも關係し、

$$c = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi} \tanh \frac{2\pi H}{\lambda}}, \quad T = \sqrt{\frac{2\pi\lambda}{g} \coth \frac{2\pi H}{\lambda}}, \quad \lambda = cT \dots\dots\dots (15.26)$$

次に水分子は水平長軸を有する扁平な橢圓軌道を畫き、海面の形状は橢圓トロイド曲線を呈する。今此の橢圓軌道の長軸及び短軸の半径を夫々 r_0, r_0' とし、圖-15.16と同様に添字 0 及び z を以て夫々海面及び海面下 z に於けるものを表すと、波高は $h_0 = 2r_0'$ であつて、次の關係が成立する。

$$\left. \begin{aligned} r_x &= r_0' \cosh \frac{2\pi}{\lambda} (H-z) / \sinh \frac{2\pi H}{\lambda} \\ r_x' &= r_0 \sinh \frac{2\pi}{\lambda} (H-z) / \sinh \frac{2\pi H}{\lambda} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (15.27)$$

従つて水深 z を増すほど、軸の長さは小さくなり、海底では短軸の長さは零となるが、焦點距離は一般に $2r_0' \operatorname{cosech} \frac{2\pi H}{\lambda}$ にして z に無關係であるから、總べての橢圓に共通である。之は水分子の運動は深い層ほど減少すべきも、波の影響が海底迄成り及んでゐることを示すものである。

水分子の運動する線速度は、橢圓軌道中の最高の位置にて波の進行方向に、最低の位置にて反対方向に極大となり、兩側にて極小となるから、表面波の場合と著しく異なり、

$$\left. \begin{aligned} \text{海面: } v_0 \max &= 2\pi r_0 / T = \frac{2\pi r_0'}{T} \coth \frac{2\pi H}{\lambda} \\ v_0 \min &= 2\pi r_0' / T = \pi h_0 / T \\ \text{海面下 } z: v_z \max &= 2\pi r_0 / T, \quad v_z \min = 2\pi r_0' / T \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (15.28)$$

最後に水分子の軌道中心は靜水時の高さよりも高く、其の差は次の様である。

$$\text{海面: } \delta_0 = \frac{\pi r_0 r_0'}{\lambda} = \frac{\pi r_0^2}{\lambda} \coth \frac{2\pi H}{\lambda}, \quad \text{海面下 } z: \delta_x = \frac{\pi r_0 r_0'}{\lambda} \dots\dots\dots (15.29)$$

以上の諸關係に於て、 λ/H を 1 より遙かに小又は大とするに應じて、夫々表面波又は長波の場合の關係がわかる筈である。

(c) 長波. 水深 H に比べて波長 λ の頗る大きい場合 (λ は少くも H の十数倍以上) であつて 波の影響は海底迄届いてゐる。水分子の描く軌道は扁平な橢圓形にして、其の短軸の長さ従つて波高は深さ z の増大に應じて漸減し水底で零となるも、長軸の長さ従つて水分子の水平運動は水面も下層も殆ど變化がない。

先づ波の傳播速度 c は水深 H のみに關係し、

$$c = \sqrt{gH}, \quad \lambda = cT \dots\dots\dots (15.30)$$

又水分子の運動する線速度は、橢圓軌道中の最高及び最低の位置にて極大、兩側にて殆ど零となり、極大流速は海面から海底迄殆ど相等しく、次の如く表される。

$$v_{\max} = \frac{h_0}{2} \sqrt{g/H}, \quad v_{\min} = 0 \dots\dots\dots (15.31)$$

12. 風波及びうねり (Wind Waves and Swells)

(1) 風浪の成因と發達 (Generation and development of wind waves)

風が吹くと風浪の發生する理由は、未だ完全に解けたとは云ひ難いが、現今廣く用ひられるものに Helmholtz の理論がある。即ち 2 つの異なるつた流體が上下に層をなし兩層が違つた速度で水平に流れる場合、其の速度差が或限度以下ならば兩層は滑り合ふだけであるが、或限度を越えると 2 層の境面が不安定となり、茲に波が起らねばならないと云ふのである。

之によれば水及び空氣層の厚さを夫々 H, H_0 とし、密度を ρ, ρ_0 とすると、波長 λ が小さい場合の波の傳播速度 c は、

$$c = \sqrt{\frac{g\lambda(2\pi)}{(\rho - \rho_0)(\rho + \rho_0)}} \dots\dots\dots (15.32)$$

となり、波長が層の厚さに比して著しく長く所謂長波であれば次の如くなる筈である。

$$c = \sqrt{gH_0 / (1 - \rho_0/\rho)(1 + H/H_0)} \dots\dots\dots (15.33)$$

従つて海上に空氣があることは、波速を前節に述べた理論的關係より幾分遅らせることを意味する。

斯くして 1 度波が出來ると、其の山と谷とに及ぼす風壓の不均等から、次第に波が生長する。又最初に出來た種々の小波の内、波長及び位相の相近いものは干涉合併し、風壓の不均等と相俟つて、愈々大きい風浪となる。之等に就いては H. Jeffreys (1925)

の理論があり、T. Stanton, D. Marshall 及び R. Houghton (1932), H. Motzfeld (1937) 等の実験がある。

風の弱い場合に現れる波長の短い細波、即ち 漣波 は、表面張力を復元力とする毛管波にして、上述の風浪の如き重力波とは大に趣を異にする。漣波の傳播速度は、

$$c = \sqrt{2\pi T / (\rho \lambda)}, \text{ 但し } T: \text{表面張力} \dots\dots\dots (15.34)$$

理論上からは、波長 1.7 cm, 波速 23.2 cm/sec の時が、漣波としての極限、即ち波長の最も大きい、波速の最も小さい場合である。實測の結果は人によつて異なるが、何れにしても風速が 1~2 m/sec 以上となると、風浪を發生することは明かである。風浪の波長が 50 cm 位迄はまだ表面張力の影響があつて、其の傳播速度は

$$c = \sqrt{g\lambda / (2\pi) + 2\pi T / (\rho \lambda)} \dots\dots\dots (15.35)$$

で與へられる。更に波長が増すと上式の第 2 項が省略され、トロコイド波と同一の波速となつて純然たる風浪の性質を明かにするわけである。

(2) 洋上の風浪 (Wind waves on oceans)

一般に洋上の風浪は風の強さ及び吹送時間並に海の廣さによつて異なるが、Cornish, Scorsby 及び Pâris 等の観測結果を綜合するに、地中海、支那海、日本海等の大きい附屬海での大暴れの日の大波は大體次の程度である。

波長 $\lambda = 100$ m, 傳播速度 $c = 12$ m/sec,

波高 $h = 6 \sim 7$ m, $\lambda/h = 20$.

大洋の波は之よりずつと大きく、殊に最も廣い南半球の海で一帯よく發達するのは自然の理であるが、航海者が目撃した各海洋の記録の大波は表-15.4 の通りである。

表-15.4 海洋の記録的風浪¹⁾

海 洋	波高 h	波長 λ	週期 T	λ/h	波速 c
南 太 平 洋	14.0	233	16.5	16.6	14.1
大 西 洋	13.1	170	11.7	13.0	14.5
南 大 西 洋	12.0	214	11.7	17.8	18.3
印 度 洋	10.2	114	7.5	11.1	15.2
日本海、支那海	6.5			25.0	

實際の洋上の風浪は山が尖つてゐる谷が平坦な傾向があり、波

1) 物部長穂：水理学，1933，頁 523.

長も比較的短く、週期は 2~3 秒乃至 10 秒位である。又表面に條みたくないものや白い碎波があるのを常とする。波高と波長の比 h/λ は 1/10~1/100 に變化し、1/20~1/40 程度のものが最も多い。理論上はサイクロイド即ち $h/\lambda = 1/\pi$ まで可能であるが、白い碎波でも 1/10 程度が最大である。要するに風浪を精細に調べると、波の形、波長、波速及び週期の關係、水分子の運動等は、トロコイド波と異なる點も尠くないが、大體に於てトロコイド波と看做してよい。

(3) 海岸の波 (Waves near the shores)

(a) 遠淺海岸の波。深い沖合に發生した風浪が淺い磯邊に來た場合、此の波を磯波¹⁾ (Surf or Roller) と云ひ、次の如き特殊の現象を呈する。

(1) 波頂は深海では必ず風に直角に並んでゐるのに、磯邊に來ると風向に拘らず皆岸に平行になつて行く。

(2) 磯邊に近づくと水深の減少に伴つて波長は漸減するが、波高を漸増して次第に顯著な波となり、且波頭が漸次前方に傾き、遂には或處で崩れて波の逆卷 (Breaker) を生じ、之を碎波 (Breaking wave) と云ふ。

一般に深い沖合では表面波であつた波も、海岸に近づくと次第に淺海波となり、遂には水深に比して波長が小さくはない様になつて長波の性質を帯びて來る。所が長波の速度は $c = \sqrt{gH}$ であるから、淺い所ほど遅くなる。従つて深い部分の波に對し淺い部分の波は步調を緩め、次第に波の前面は等深線に平行し、最後には (1) の如く全く海岸に平行する。此の作用は波長の大きいうねり等になるほど著しい。併し週期には變化がない。

又 1 つの波頂に就いても、前部が後部に追つかれるために、波形は次第に前方に傾き、其の極、遂には崩れて逆卷となるのである。尤も此の點に對しては、磯邊の摩擦や 1 度岸に打上げた水が底に沿うて沖へ流下する底曳きの爲にも、大きい手停を受けてゐる。碎波の起る位置は磯邊の勾配、風の強弱、波長等にも關係し一概には云ひ難いが、大體波高が水深と等しくなつたあたりで、汀際より可成り海中にある。

1) 野淵隆治：海洋學，1931，頁 174~176.

顧島浩：理化學研究所報，1939，頁 135~142.

表面波が海岸に近づき長波の性質を帯びてから崩れかゝる途の変化を見るに、理論上は波長は水深の平方根に比例して減少し、波高は水深の4乗根に逆比例して増加する。又海岸がV字状に灣入してゐる際は、波高は水深の4乗根、振幅の平方根に逆比例して増加する。實際上は或程度之と異なるも、一般に波高に比して波長の變化の方が急激である。

(3) 磯波は次第に移動性の性質を帯びて来る。即ち水分子が完全な軌道運動をなさず、全體として多少とも水の實質的前進を伴ふ。殊に碎波を生ずると、波としての勢力が主として水平流動となり水壁をなして突進し、同時に水底では重力によつて底曳きを生じ、通例海岸に直角に逆流する。

(4) 引續いてやつて来る磯波は、皆同じ大きさではない。大小幾つかの波が順次群をなして押寄せる様である。

(b) 絶壁海岸の波。海岸が鉛直な絶壁の様になつた場所や防波堤及び岸壁の如く、水際まで相當の深さの所に外海から波が来ると、磯波とは全く趣を異にし、次の如く2つの場合を生ずる。

(1) 寄せて来た波が水深に比し波長短く高さも低い表面波である時は、岸に當つて反射した波が押寄せる波と合成して定常波を作る。此の現象は淺海波の場合にも略々同様に現れ、斯かる海面の定常波を重複波¹⁾(Clapotis)とも云ふ。

此の場合波形は進行せず、同じ場所で其の高さが週期的に増減するのみである。尙或線に沿うて水面の上下しない所があつて之を節(Node)と云ひ、上下運動の最も著しい所を腹(Loop)と稱へる。相隣る2つの節の間の海面は全部同時に上下するも、1つの節の兩側では其の昇降が全く逆であり、理論上は押寄せる波の2倍の波高に達することが出来る。

(2) 外海から寄せる波が著しく強くなつて、岸壁前の水深に比し長く且高い場合は、波は著しく移動性を帯びて来る。従つて之が岸壁に當ると、波として反射するよりも、寧ろ奔流を遮断された形となつて、岸壁に大衝撃を與へると共に、水柱高く奔騰して

天に沖することがある。

(4) うねり¹⁾ (Swells)

洋上に起つた風浪の内、特に波長の長い週期の緩いものは、遠度大にして衰滅し難いので、嵐の場所をぬけて遙か遠方まで傳はつて行く。又嵐の場所でも風が風ぐと、波長の短いものは直に消滅するが、長いものは仲々消えない。斯様にして風のない所で見ると波長の長い波がうねりである。うねりの傳播性は随分強いもので仲々衰へず、又其の存在によつて凡そ其の進み来る方向に低氣壓があり暴風が吹荒れてゐるものと見てよい。我國の沿岸によく見る土用波も此のうねりが押寄せたもので、うねりの寄せ方が盛になると岸を打つて碎ける音が海鳴として遙か遠方まで傳はることがある。

うねりの理論は風浪の場合と同様であるが、一般に波形は圓滑な正弦曲線状をなし、表面はすべすべした感じを與へる。週期は5~6秒から20秒近いものまでである。

(5) 風浪に関する實驗式²⁾ (Experimental formulas of wind waves)

實用的見地から云へば、風とそれによつて起る風浪との關係が最も必要である。所が此の關係は海の廣さ、風上と風下、風の息と吹送時間及び風向の變化等に影響され、場所と時によつて種々に變化し、一定の規則を見出し難く、殊に理論的關係等は殆ど判つてゐない。次に述べる諸關係は實驗的に見出されたもので、大體の見當を示すに過ぎない。

(a) 對岸距離と最大波高及び波長。風上方向に測つた所の對岸距離

1) V. Cornish: Ocean Waves, 1934.

H. Thorade: Probleme der Wasserwellen, 1931, S. 165 f.

中野道人: 氣象集誌, 1939.

2) O. Krümmel: Handbuch der Ozeanographie, Bd II, 1911, S. 65—103.

物部長徳: 水理学, 1933, 頁 520—523; 佐藤清一: 港湾, 1942, No. 1, 2.

1) 物部長徳: 水理学, 1933, 頁 506—510.

(Fetch distance) が大きいほど、風が波に與へる總勢力を増して風浪が大きくなるが、波動による勢力消耗が風の與へる勢力と釣合ふと風浪の生長がとまる。又對岸距離大なれば風向も變化し易く、吹送時間にも限度がある。従つて結局風浪は對岸距離に應じて増大すべきも、自ら限度があつて有効對岸距離は、1,000 哩以下と看做される。Th. Stevenson が大暴風の日の風浪に就いて與へた對岸距離 f (哩) と波高 h (m) との関係は、

$$\left. \begin{aligned} f &= 40 \sim 1,000, & h &= 0.45\sqrt{f} \\ f &< 40 & h &= 0.45\sqrt{f} + (0.75 - 0.3\sqrt{f}) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (15.36)$$

上式は風の強さを指定してゐない缺點があるので、Boergen が各方面の實測を基礎として求めた波高 h (m) 及び波長 λ (m) の関係式は次の様である。

$$\left. \begin{aligned} h &= h_m \left(1 + \frac{1.94}{D} W\alpha\right)^{-1} \left(1 + \frac{\alpha}{t}\right)^{-1}, \\ \lambda &= \lambda_m \left(1 + \frac{1.94}{f} W\beta\right)^{-1} \left(1 + \frac{\beta}{t}\right)^{-1} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (15.37)$$

茲に、 W : 風速 (m/sec), t : 風が吹き初めてからの時間(時),
 α, β : 常数、普通は $\alpha=10, \beta=13.31$,
 h_m, λ_m : 夫々 $f=\infty, t=\infty$ の際に於ける最大の波高、波長にして、
 $h_m = W/3$ (但し Cornish は $h_m = 0.37 W$), $\lambda_m = 12.34 W$.

(b) 風速と波高. 此の関係は對岸距離、水深、湾形等によつて異なるも、最も重要な對岸距離が或程度以上大となれば、波高は最大風速のみで表されると考へてよい。實驗式の 2 つを挙げると、

$$\left. \begin{aligned} \text{阪井 勇公式: } & h = 0.01 W^2 \\ \text{W. White 公式: } & h = \frac{2}{3} W^{2/3} \text{ 又は } W/4 \end{aligned} \right\} \text{ (m-sec 單位)} \dots\dots\dots (15.38)$$

(c) 幅員の變化と波高. 幅 B_1 なる港口から進入した波高 h_1 の波が、距離 l だけ進んで大なる幅員 B_2 を有する水域に達した際の波高 h_2 に就いては、Th. Stevenson の實驗式として、

$$h_2 = h_1 \left[\sqrt{B_1/B_2} - 0.027(1 + \sqrt{B_1/B_2})^{1/4} \right], \text{ (m 單位)} \dots\dots\dots (15.39)$$

(d) 傳播方向の變化による波高の低下. 岬又は防波堤の先端よりの廻浪は、其の轉向角度 θ が大なるほど波高を減する。元の波高及び廻浪の波高を夫々 h, h' とした場合、阪井博士の實驗式は、

$$h' = h(1 - \theta/240) \dots\dots\dots (15.40)$$

(e) 傳播速度. 表面波、淺海波及び長波に於ける理論式は前節 (2) に掲げたが、大洋の風浪に關する實驗式としては、

$$\text{Antoine 公式: } c = 6.9 W^{1/4}, \lambda = 30 W^{1/2}, T = 4.4 W^{1/2} \dots\dots\dots (15.41)$$

又海岸附近の風浪に對しては、水深 H 及び波高 h の函數として表され、例へば

$$\left. \begin{aligned} \text{Scott Russel: } & c = \sqrt{g(H+h/2)}, \text{ Rankine: } c = \sqrt{g(H+0.75h)} \\ \text{Gaillard: } & c_2 = 0.9c_1(H_2/H_1)^{1/4}, \end{aligned} \right\} (15.42)$$

但し $H_1 > H_2, H_1 < \lambda/3 < 0.01, z = \text{海底勾配}$.

(6) 波 壓 (Wave pressure)

臨海構造物の鉛直又は鉛直に近い壁面に作用する水壓としては静水時には水深に相當する静水壓が各點に作用するだけであるが、波浪時には水面の週期的昇降と水分子の運動の影響によつて各點の水壓は高低の兩極限間を週期的に變じ 其の最大値は静水時に比して著しく大である。従つて構造物は其の遭遇すべき最大波浪に對し、水中にて浮力を受けつゝ安定を保つ様計畫せねばならない。此の場合壁面各點に作用する水壓の理論的計算法として普通次の 2 つが用ひられる¹⁾。

(a) 構造物設置前に観測した最大波の波高、波長及び週期等から、將來遭遇すべき最大波の h と λ を推定し、普通の淺海波の公式にて各水深に對する靜水壓及び動水壓を計算する。此の方法は兩水壓を各別に算定し得るので、傾斜壁面又は壁に斜に傳播する斜波にも適用出来るが、壁面に直角に傳播する最大波に對して構造物の安定を求める場合は、理論上 (b) に劣る。

(b) 構造物設置前の最大波の観測又は推定により、壁面に直角に傳播する最大波を推定し、此の淺海波の重複波に對して波壓を計算する。重複波の高さは原波の約 2 倍に達するも、動水壓は極めて小にして實地上之を無視し得るが、斜波又は斜壁面の場合には適當しない。

實際には臨海構造物に近づくにつれて、波浪は種々複雑な變形をなして理論通りには行き難い。此の點に關し從來より多くの研究がなされ、特に 1935 年 Brussels で開かれた萬國航路會議で發表された諸論文²⁾は注目すべきものと考へられる。

1) M. Sainflou: Annales des ponts et chaussées, 1928, Tome II, p. 5-48.

M. J. Larras: // //, 1937, Tome I, p. 643-680.

松尾春雄: 港灣, 1939, No. 8; 1941, No. 1, 2.

物部長禧: 水理學, 1933, 頁 510-516, 523-525.

2) 松尾春雄: 港灣, 1940, No. 3, 5, 7, 8, 10, 11, 12.

從來實用上屢々用ひられた計算法は、波速又は波高より簡単に波壓を求めるもので、理論的には疑はしい點も尠くないが、茲に其の 2,3 を紹介しよう。

波の傳播方向に直角に置かれた障害物の單位面積に働く波壓 ϕ は、波速に相當する水頭が $c^2/2g$ なることから、簡単に次の如く表してよい。

$$\phi = \mu \gamma c^2 / 2g, \text{ 但し } \gamma: \text{海水の單位容積の重さ, } g: \text{重力加速度} \dots \dots (15.43)$$

上式の實驗係数は人によつて異なり、例へば Gaillard は 1.31, Jossel は 1.62, Rayleigh は 1.96 としてあるが、平均 1.60 程度と考へられる。尙 Gaillard は波が障害物に當つて崩れる際の波頂の流速が波全體としての波速より 30% 位大きいとの考への下に、上式の c の代りに $\frac{4}{3}c$ を用ひるべきものとした。又 Rayleigh が障害物の面が波の方向と α なる傾きをなす場合の係數として與へた値は、 $\mu = 2g\pi \times \sin \alpha / (2 + g\pi \sin \alpha)$ である。

廣井博士は 式-15.43 にて $\mu = 1.5$ とし、波速に相應する水頭を用ひる代りに、波高 h を用ひて次式を與へてゐる。

$$\phi = 1.5 \gamma h \dots \dots (15.44)$$

尙波高が水深より大きいことはないから、上式の h の代りに水深 H を用ひることもある。

若し波が障害物に對し、 α なる傾斜を以て衝突する際は、障害物に直角に働く波壓 ϕ_n は普通次の如く表される。

$$\phi_n = \phi \sin^2 \alpha \dots \dots (15.45)$$

13. 波浪の測定 (Measurement of Waves)

風波及びうねり等の海上の波を實測することは仲々困難にして、實際の海波如何の問題は其の理論に比べて極めて遅れてゐる。海波に就いて觀測すべき要素の内、割合に容易なのは週期 T 、次が波長 λ 及び傳播速度 c であつて、最も困難なのは波高 h である。尙波形と波壓を知ることも必要であるが、精測は仲々困難である。

(1) 波の週期、波長及び傳播速度の測定

波が比較的規則正しく引續いて進んで來る際には、圖-15.17 の如く船上で時計とコンパスを用ひ次の 3 つを測定する。

(1) 2 つの相次ぐ波が船の 1 點例へば船首又は船尾を通過する時間 t_1 、淺海ならば海中に立てた棒に準據して t_1 を測つてもよい。

(2) 同一の波頂が船首と船尾の間、即ち船の全長 l を通過する時間 t_2 。

(3) 波の進行方向が船の首尾線となす角度 θ 。

然らば式-15.22 の關係を利用し、 T, c, λ が次の如く計算される。

$$\left. \begin{aligned} \text{即ち船が碇泊中ならば, } (V=0), \\ T=t_1, \quad c=l \cos \theta / t_2, \\ \lambda=cT=l \cos \theta \cdot t_1 / t_2 \end{aligned} \right\} \dots \dots (15.46)$$

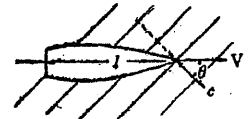


圖-15.17

若し船が一定速度 V にて進行中

ならば、(V の向きが圖と反對の場合は V を負號とする)、

$$\left. \begin{aligned} c=l \cos \theta / t_2 - V \cos \theta, \\ T=t_1 + V t_1 \cos \theta / c = t_1 / (l - V t_2), \\ \lambda=cT=l \cos \theta \cdot t_1 / t_2 = (V \cos \theta + c) t_1 \end{aligned} \right\} \dots \dots (15.47)$$

實際の海波では規則正しい大きい波が多數連續して進んで來ること少く、正確に測れるのは t_1 のみで、 t_2 には數%、 θ にも 5% 位の誤差は免れない。従つて山數の多い都合のよい波をつかまへて 10 回位觀測し、其等の平均をとる必要がある。

(2) 波高の測定

次の様な色々な方法があるが、仲々精密を期し難い。

(a) 昔から一番廣く用ひられるものに目測法がある。船橋や檣等の梯子をだんだん登つて、船が波底に進入つても波頂を超えて遠方の水平線が見透し得る限度まで行く。すると船の吃水線から觀測者の目までの高さ

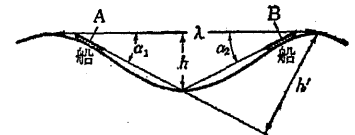


圖-15.18 波高の測定

高さ

(b) 圖-15.18 の如く船が波浪の 1 側 A にある際の首尾線方

向の傾斜 α_1 と反対側 B にある際のそれ α_2 を測り、之等の平均を α 、波長を λ とすると、波高は $h = \frac{\lambda}{2} \tan \alpha$ 。此の場合 α を精測し難いので h の大體を知る程度である。尙波高を高く見過ぎるのは、圖の h' を波高と考へるからである。若し h' を可成り正確に測り得れば、波高は $h = \frac{h'}{2} \sec \alpha$ となり、實際には λ を測つてやる前法よりも便利である。

(c) 鋭敏な無液氣壓計にて船が波の山と谷とにある時の氣壓の差 (0.1 mm の氣壓差は高さ約 1.05 m に當る) を測ることがある。併し實際の船の上下動は波のそれと必ずしも一致せず、又氣壓計の感度にも限度があるので、大體の波高を知る程度であり一般に波長に比し小船の時にのみ用ひられる。

(d) 港近くの波に對しては、防波堤に頑丈な目標を立て、之を目標にして望遠鏡で波の山と谷の間を讀取ると波高を定め得べく、仲々良結果が得られる。

(e) 波高計¹⁾による方法で、上の各方法が大波でないとき實施出来ないに對し、之は割合低い波にも用ひられる。此の内 Froude 式はカンパスを張つた框と錘とを長い綱で目盛桿の下に吊して水中に入れる。すると深所にあるカンパス框は殆ど上下しないから(表面波の影響が深層に及ばないためである)、制動作用をなして桿を一定の所に鉛直に保持し得べく、従つて目盛桿によつて波高が求められる。Pâris 式は波の上下動を桿の上方に取付けた廻轉時計上に適當な方法で自記させる様にしたものである。

(3) 波形の測定

波形の實測には寫眞、特に近年發達した實體寫眞 (Stereo-photography) を應用するのが最も良く、獨逸にては屢々用ひられてゐる。實體寫眞は 1 臺の器械の兩端に取付けられた 2 つのカメラ

1) O. Krümmel: Handbuch der Ozeanographie, Bd. II, 1911, S. 37—38.

日高孝次: 海と空, 1937, No. 8, 9, 10; 1938, No. 5.

で僅か位置の違つた 2 枚の寫眞を撮影し、之を實體寫眞鏡 (Stereoscope) にかけて寫眞各部の遠近高低を實體的に現出し、附屬調整器で波の等高線を畫いて、それから波形を求めると共に波長及び波高をも知ることが出来る¹⁾。

更に實際の波を見るに、山の長さは種々異なり一定しないが、大體は風速と密接な關係がある様である。個々の波の山の長さは船舶や防波堤の設計に大切なことであるが、未だ規則正しく觀測されたものがない。

(4) 波壓の測定

臨海構造物の設計に際しては、其の壁面に働く波壓を知らねばならない。其の爲に推定した最大波の波高、波長、週期等から理論式又は實驗式を用ひて波壓を計算するのを常とするが(前節(5)參照)、更に岩礁、防波堤等に取付けた波力計 (Wave dynamometer) を用ひ、波壓の實測資料を得ることが望ましい。波力計は必ずしも最大波壓の所に取付け得るとは限らず、又小面積に働く單位波壓は實際構造物の如き廣い面積に働くものより一般に大きい値を與へるから、此の實測結果を設計上の資料とするには相當の考慮を必要とする。

波力計を大別して大體次の 2 つとする。

(a) 彈衡式

波力計 (Spring dynamometer)²⁾。

古くから用ひられるものに Th.

Stevenson 式

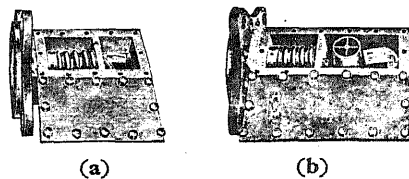


圖-15.19 廣井式波力計

1) O. Krümmel: Bd. II, 1911, S. 39, 45—47.

須田晴次: 海洋科學, 1933, 頁 481—482.

日高孝次: 海と空, 1938, 頁 165; 海洋時報, 1939.

松尾春雄: 港灣, 1941, No. 8, 頁 34—43.

2) F. W. Otto Schulze: Seehafenbau, Bd. I, 1911, S. 150—153.

がある。之は波壓を受くべき金屬圓板を支へる4本の錐を圓筒内で強力な彈衡と連結したもので、波壓によつて錐を圓筒内に押込める際革片を内部に押進め、其の位置によつて波壓を測定する。我國に於て廣く用ひられる廣井式は圖-15.19の如きもので、外側に張つたゴム板の内部に彈衡を取付け、ゴム板に當る波壓によつて彈衡が押付けられる程度を讀んで波壓を知るのである。此の内(a)圖は或期間の最大波力だけを指示し、(b)圖は器内にて廻轉する圓筒面上に波力の變化を自記することが出来る。此の外にBailey式、Gaillard式等があるが、何れも略々同様の構造からなつてゐる。

(b) 隔膜式波力計 (Diaphragm dynamometer)¹⁾。最近の精巧な自記波力計の多くは隔膜式である。此の内水壓式は隔膜の裏側の小室に水を充満したもので、隔膜に働く波壓による水室内の水壓變化を壓力計で讀取るか又は自記する様になつて居り、之にGaillard式等がある。最近は波壓による隔膜の變形を電氣的に自記するか、又はピエゾ電氣裝置で記録するものが出來て居り、特に後者の方が成績がよい様である。

1) A. de Rouville, P. Besson et P. Petry : Ann. ponts et chaussées, 1938, Tome II, p. 5—113.

H. Chatley : The Dock and Harbour Authority, 1939, pp. 193—196, 225—229.

松尾春雄 : 港灣, 1938, No. 12.