

高潮、風浪及びウネリ

中野猿人

1. 高潮(暴風津浪)

深厚な低気圧が海湾の附近を通過する場合に、その湾奥部に起こる異常な海面の上昇が暴風津浪あるいは高潮である。暴風津浪は地震津波のように突如としては起らない。多くは低気圧の接近と共に湾奥部の水位が徐々に上昇し、低気圧が湾奥部を通過した直後に最高水位に達し、次いで徐々に下降する。従って暴風津浪のように高波が反復来襲するのは少々趣を異にしている。たゞ低気圧の来襲と共に、通常湾内に定常振動(副振動)が起り、それぞれ加わるので一見波形を示すが、その本体は決して定常振動そのものではなく、いわば孤立的な海面の全般的上昇である。高潮を起こす直接の原因としては、(1)低気圧の中心の通過により気圧が低下し、その吸い上げ作用によって海面が平均水位よりも上昇すること、(2)強烈な風によって海水が湾奥に吹送され、そこに堆積されること、(3)湾奥に副振動が発達すること、などが主なもので、これは全体としての水位の上昇を来すが、この高水面上に烈風によって生ずる怒涛は被害を大ならしめる有力な原因となる。右のほか、湾奥が遠浅になっていること、暴風による水位の上昇期がちょうど満潮時と一致することなどは高潮を助長する有力な原因になる。

2. 顕著な高潮の実例

昭和9年(1934年)9月21日関西地方を襲った“室戸台風”に際して大阪地方に起こった高潮はわが国未曾有の高潮ともいべきもので、当時大阪港に碇泊中の33隻の汽船は、あるいは沈没し、あるいは陸上に乗り上げ、坐洲したり移動漂流したりして、無事だったのは僅かに5隻に過ぎなかった。この台風による被害は暴風雨による直接のものと相俟って非常なものであった。すなわちその及ぶ所2府38県にわたり、死者3,100、負傷者15,000、住宅全潰14,000、半潰29,000、流失2,600、床上浸水20,000、損害総額は当時の金で8億円以上という莫大のものであった。

この台風のときの大阪西の鼻における自記検潮儀の記録によれば、台風の中心が最も接近した直後の21日午前9時頃に、海面が平均水面から上方2mほど異常に高くなっている。

大阪では、これより規模は小さいが、明治44年(1911

年)6月19日と大正元年(1912年)9月23日にも大きな高潮が起り、それぞれ97cm及び167cmの水位の異常上昇を示した。特に注意すべきことは、後者は室戸台風と全く同じ経路を通過して進行したもので、当時の検潮記録を見ると、室戸台風のときのそれと非常によく似た格好の高潮が起っている。すなわち、その主体は孤立波の典型的な形である単一な尖峰(peak)をもつ水の盛り上り(単峰型)で、その格好はいわば大阪湾の高潮の固有な癖である。

東京湾の高潮はこれとはまた別の癖がある。すなわち顕著な尖峰を二つ具えたいわゆる“双潮”に似たような格好の高潮(双峰型)である。東京湾の高潮で最も著しかったのは明治44年(1911年)7月26日に起こったのと、大正6年(1917年)10月1日に起こったものと二つであるが、両者の場合は台風の経路といい、高潮のおこり具合といい、全く瓜二つで、いずれもきれいな双峰型である。

このほか、大正3年(1914年)8月25日と、昭和2年(1927年)9月13日とに九州有明海の奥部に起こった高潮も著しいもので、いずれも多大の被害を生じた。

外国における高潮の実例としては1855年9月ベンガル湾を通過したサイクロンによる同湾岸オリッサ海岸フェールスポイント港附近の高潮、1864年同じくベンガル湾を通過したサイクロンによるフーグリ河畔の高潮、1876年10月同じくサイクロンによるベンガル湾岸バカーガンジ附近の高潮、1900年9月メキシコ湾岸ガルベストーンを襲ったトルネードによる高潮、1903年1月13日南太平洋のソサエティー群島に起こった高潮、などを挙げることができる。中でも1876年10月のバカーガンジ附近を襲った高潮は有史以来最も強烈なものの一つといわれ、約半時間の間に水面が約40ftも急昇し、約100,000人がメグナ河の砂洲上に押し流されて死し、殆んど同数の人が津浪の後にはいつも付き物である熱病や伝染病の流行によって死んだといわれている。

3. 暴風津浪と台風の経路、気圧、風、

その他との関係

わが国では、室戸台風を始め非常に大きな高潮を起こした台風は、いずれも湾のすぐ近くを、しかもその西側を通過したものであって、このことは極めて注目すべき

点である。

元来、台風の風系は、言うまでもなくその中心の周りに反時計針に廻転する方向に吹き、特にいわゆる危険半円において風力が強い。従って例えば大阪湾の場合についていえば、台風が最も接近したとき南西あるいは西寄りの強風が卓越し、ちょうど沖から大阪地方の海岸へと海水を吹送し堆積せしめる方向に吹く。暴風津浪の発生には、台風が西側を湾に沿うて通過するような経路をとることが必要条件であって、もし台風が東側を通るとすれば、大した高潮は起こらないと見てよい。

わが国における高潮の常習地ともいべき地方は東京湾、大阪湾、それについて有明海、伊勢湾などであるがこれらの海湾の特徴はわが国の太平洋側にあつて、湾の方向が南西を向いて開いており、またその湾内水深が比較的遠浅になっている点にある。これは日本附近を通過する台風の進行方向が大概南西から北東に向かつておりしかも南西日本の海洋上から来ることが多いことを考えれば容易に理解できよう。また、台風が日本を襲う時期は主として夏季から秋季に限られているから、暴風津浪の発生する時期もおのずから決まっているわけである。

なお、夏季から秋季にかけては潮位が一体に高くなるから、潮位の甚だしい上昇を起こすに都合がよい。しかもそれが満潮時に起こるとすれば、津浪の猛威は益々加わることになる。

有明海などは潮汐干満の差（潮差）が非常に大きいから、たとえどんな強烈な台風でも、干満のときに来たのでは、大した高潮を起こすことはできない。

風の影響 風が沖合から海岸に向かって連吹すれば、海岸近くの水面は高くなり、逆に海岸から沖合に向かって連吹すれば、海岸近くの水面は低くなる。特に強風が湾口から湾奥に向かって連吹すれば、たとえ気圧の低下は著しくなくても、湾奥の水位はかなり高くなることがある。風と潮位との関係については、多くの学者によって調べられているが、大体潮位の昇降量は風速の自乗に比例することが知られている。

気圧の影響 海は一種の巨大な気圧計と見なすことができる。もし気圧が海面の一部に強く働き、他の部分に弱く働くとすれば、海面は一部で押し下げられ、他の部分では吸い上げられる。この場合、海面の高さが気圧と静力学的的釣合を保つようになり得るとすれば、気圧 1 mmHg の増減に対して海面は約 13.2mm だけ降昇すべき筈である。気圧 1 mmHg の変化に対する海面の高さの変化を mm で表わした数を“気圧係数”と称える。実際の気圧係数はそれぞれの場所によって異なり、大体 6~18 の範囲にあつて、前記の理論値 13.2 とは必ずしも一致しない。これは、一つは気圧の影響と風の影響とを完全に分離することが困難なためと、も一つは海面の高さが気圧と必ずしも静力学的な釣合を保っていないためで

ある。台風の場合は、気圧の低下による海面の隆起の問題は、静力学的でなくて、むしろ動力学的に考えるのが妥当である。

台風が海上を進行するときには、台風の中心あたりに海水の小山ができて、これが台風と共に進行する。いまこの小山は低気圧の吸い上げ作用だけでできるものと考え、風によって生ずるとすることはひとまず考えないことにする。このような海水の山の高さは台風の進行速度と海の深さに関係し、台風の進行速度が長波の速度 \sqrt{gh} (g は重力加速度、 h は海の深さ) に近づけば近いほど、山の高さは高くなる。特に両者が一致すると、一種の共鳴現象が起こり、山の高さは次第に増大し止まる所がない。両者の速度が一致するのは大体海岸岸附近であるから実際台風は海岸附近で猛威を振うことになる。

しかし、このような気圧の吸い上げ作用だけで前記大阪湾や東京湾の高潮を説明することはできない。すなわち、理論から得られた気圧の吸い上げ作用は実際のものに比べて僅かであり、多くてもその程度に過ぎないことがわかった。ここにおいて風の影響が再検討されることになり、風による海水の吹き寄せが動力学的に取扱われた。その結果、実際の高潮の現象がうまく説明された。

4. 風浪、ウネリ及びその予報

風によって波が起こることは H. v. Helmholtz (1868) や Jeffreys (1925) の理論を始め諸家の理論の証明する所であり、われわれの日常経験が示す紛れもない事実である。いま、風浪の要素すなわち波高、波長、波速、周期等のうち、例えば波高 H を取って考えるに、これは風の要素すなわち風速 U 、吹走距離 x 、連吹時間 t 、その他いろいろの量の函数と見なすことができる。すなわち

$$H = f(U, x, t, \dots)$$

ところが、この函数 f の形が実はよくわからない。従来いろいろの実験式が提出されていた。例えば、波高 H を風速 U のみの函数と見なした広井、Cornish、Zimmermann らの実験式 $H = f_1(U)$ 、また波高 H を吹走距離 x のみの函数と見なした Stevenson らの実験式、 $H = f_2(x)$ 、また波高 H を風速 U 、吹走距離 x および連吹時間 t のみの函数と見なした Boergen の実験式 $H = f_3(U, x, t)$ などである。これらの実験式は、ある場合には実際とよく合致したが、ある場合には相当の開きを示した。それは、これらが“次元” (dimension) を無視した実験式であったから、当然のことであった。

近時 (1947年) H. U. Sverdrup および W. H. Munk は新しい波の理論を作り上げたが、この理論の一つの特徴は“次元”ということに常に念頭におき、徹頭徹尾無次元の量を使って論じた点にある。例えば、波高 H や波長 λ を考える場合に、決してこれらを単独に考えないで両者の比、すなわち $H/\lambda = \delta$ (波の粗度) なる無次元の

量を通して H や λ を考える。また、波速 C を考えるときにも、決して C だけを単独に考えないで、波速 C と風速 U との比 $C/U = \beta$ (波齢) という無次元の量を通して C を考えるという具合である。

さて、波高 H と風速 U との間に密接な関係があることが紛れもない事実であるとすれば、 δ, β なる二つの無次元量の間には、 $\delta = f(\beta)$ なる、より本質的な関係が存在すべきことが考えられる。事実そうであって、実測結果に基づき δ と β との関係を図に描いてみれば、このことが確かめられる。Sverdrup-Munk は更に次のような考えから、 $\delta = f(\beta)$ なる関係を理論的に導き出し、実測結果と一致せしめた。その考えは大略次の通りである。

風によって波が発達するのは、風による法線圧と接線圧とにより、風が波に対して仕事をなし、その結果風のエネルギーの一部が波へと授与されるためである。いま法線圧によって授与されるエネルギーを E_N 、接線圧によって授与されるエネルギーを E_T とすれば、風から波へと授与されるエネルギーは $E_N + E_T$ である。かくて波は発達するがこの際波の発達は二つの方面に現われる。すなわち、一つは波高の増大という方面に現われ、一つは波速 (あるいは周期) の増大という方面に現われる。いま、前者すなわち波高の増大に使われるエネルギーを E_H とし、後者すなわち波速の増大に使われるエネルギーを E_C とすれば、エネルギーの保存則から当然

$$E_N + E_T = E_H + E_C$$

でなければならぬ。しかも、 E_H と E_C とは互に無関係ではなく、ある“配分の法則”によって結びつけられている、というのが Sverdrup-Munk の基本の考え方である。ともかく、上のような考えから Sverdrup-Munk は $\delta = f(\beta)$ なる関係を理論的に導き出した。 $\delta = F(\beta)$ なる関係が一度導き出されると、これを基として、波高 H と吹走距離 x とを結びつける式

$$gH/U^2 = f(gx/U^2)$$

や、波高 H と連吹時間 t とを結びつける式

$$gH/U^2 = f(gt/U^2)$$

などが次々と導き出される (g は重力加速度を表わす) 前者をグラフに画いたのがいわゆる“Fetch graph”であり、後者をグラフに画いたのがいわゆる“Duration graph”である (これらの式の左右両辺の数量がいずれも無次元量であることに注目)。

このようにして Fetch graph や Duration graph などが描かれると、これを用いて U, x, t などの風の資料から、波高 H 、波速 C あるいは周期 T など波の諸要素が求められる。

以上は Sverdrup-Munk によって展開された風浪 (発生域の波) の量的予報法のあらましであるがウネリ (減衰域の波) についても類似の予報法がある。また磯波や海岸の砕け波についても類似の予報法がある。

これらの方法によって波の量的予報を行った結果によると、波高 H は実測とよく合うが、周期 T は大体は合っても、わずかながら系統的な差を生じ、実測値の方が予報値よりも僅かに大きくなる。この不一致の原因はよくわからないが、一つは Sverdrup-Munk の理論では風速 U を定常と仮定しており、そのことが事実とそぐわないためではないかと考えられる。しかし、波の要素のうち最も重要である波高 H については、予報と実測とは充分な一致を示すので、実際問題としては上の予報法で一応充分といえる。

ところが、実際に波の量的予報を行うに当って最も困難を感じるのは風の要素、 U, x, t などの正しい値の見積りについてである。ことに日本では気象変化が急激でしかも複雑であり、単に Sverdrup-Munk の方法だけでは、あまりよい結果は期待されない。最近 (1953年) W. J. Pierson, G. Neumann, R. W. James らは波の量的予報の新方法を展開し、また J. Darbyshire (1952) は風の要素 U, x, t などの値を正しく見積るためにいわゆる“Wind data diagram”を利用することを提唱した。これらの詳細については述べる暇がないが、ともかくこれらの方法により波浪の量的予報は益々その精度を増して来たことは確かである。しかしながら、これら理論的方法だけでは、やはり十分な結果は得られない。どうしても統計的ないしは経験的な方法を併せ用いることが必要である。このためには、自記波浪計の記録に基づいて、波浪と気象変化との関連を統計的に研究し、その結果を予報上に応用加味しなければならない。

5. 長周期のウネリ、特に“前駆波 (Forerunner)”とその利用

沿岸でのウネリの観測から、それを生ずる暴風域を追跡することについては、従来いろいろな研究が行われてはいたが、1947年に W. H. Munk は長周期のウネリ、特にいわゆる“前駆波”の観測から暴風域を追跡する新方法を展開した。

いま、前駆波の発生地点から沿岸の観測地点までの距離を x 、前駆波の進行速度を V 、所要時間 (走時) を t とすれば、明らかに

$$x = Vt \dots \dots \dots (1)$$

である。前駆波はいわゆる“群速度”をもって、つまり (波速あるいは位相速度) の約半分 (速度をもって伝播するものと考えられる故、

$$V = \frac{C}{2} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}} = \frac{gT}{4\pi} \dots \dots \dots (2)$$

である。(1)、(2)式から V を消去すると、

$$T = \frac{4\pi x}{gt} \dots \dots \dots (3)$$

$$\therefore \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{T}{t} \dots \dots \dots (4)$$

(3)、(4)式から x, t を解くと、

$$x = \frac{gT^2}{4\pi \left(-\frac{\partial T}{\partial t} \right)} \dots \dots \dots (5)$$

$$t = \frac{T}{\left(-\frac{\partial T}{\partial t} \right)} \dots \dots \dots (6)$$

従って、前駆波の周期 T とその時間的变化量 $\frac{\partial T}{\partial t}$ とが沿岸地点で観測し得られるならば、(5)、(6)式から発生地点の距離 x と走時 t とを求めることができる。 T や $\frac{\partial T}{\partial t}$ は実際沿岸の観測地点で観測し得られる量である。かくて沿岸の数地点における観測に基づいてそれぞれの x を決定し、ちょうど地震の震央を決定するように、いくつかの軌跡の交点として波源を決定するならば、それがすなわち波源の確からしい位置である。この地点を暴風域の“焦点 (Focus)” と称える。Munk はこの方法を実地に適用し、大体満足すべき結果を得た。

(気象研究所海洋研)