

台風 9617 号による駿河湾の波浪と 密度成層の挙動

佐藤慎司¹

¹正会員 工博 建設省土木研究所海岸研究室長 (〒305 つくば市旭1)

台風 9617 号が来襲した前後に駿河湾内の水深約 20m の数地点で観測された波や流れのデータを解析した。湾内の波浪については、台風が最接近する 3~4 日前から周期 15 秒程度のうねりの来襲がみられたが、台風の通過時には強い北北東の風が卓越したため、湾奥では波高が低下し、湾口に近い西側の海岸ではうねりに加えて湾内で発達した周期の短い波浪が捉えられた。台風の通過に伴い、湾奥部では急激な水温の変化と強い流れの発達がみられ、これらの変動は徐々に湾の西側へと伝播した。三次元モデルによる数値計算の結果、これは、強い北寄りの風が作用した結果湾奥部に生じた湧昇水塊が、内部ケルビン波として伝播したことが明らかになった。また、これらの傾圧的な運動をひき起こす外力としては、気圧変動より風の連吹が重要であることを明らかにした。

Key Words : typhoon, wind waves, density currents, coastal upwelling, internal Kelvin wave, numerical model

1. はじめに

中緯度帯に位置し、外洋に面する日本は、夏から秋にかけて多くの台風の来襲を受ける。台風の来襲時には、暴風雨、暴浪に加えて高潮が引き起こされ、海岸構造物の破壊や急激な海岸侵食が生じることが多い。特に太平洋側では、海岸構造物の設計外力として台風時の海象条件を想定していることが多く、台風による海象変化の精度の良い予測が求められている。沿岸部における台風時の海象状況を理解するためには、台風の来襲時における水位変動や流速変動の観測データを蓄積することが重要であるが、台風は、低頻度で来襲する巨大な外力であるため、観測体制を整備するのが困難であり、面的な観測に成功した例は少ない。

本研究では、台風 9617 号の接近時に駿河湾沿岸で計測された波や流れのデータを解析した。駿河湾は、湾口が比較的広い開放性の湾であるにもかかわらず、湾内で強い流れが観測されることが多い(例えば、Inaba¹⁾)。その流れの発生機構としては、密度成層の存在に起因する内部潮汐や内部波の運動が支配的で、複雑な流動機構が存在していることが指摘されている(例えば、Matsuyama²⁾)。また、駿河湾沿岸はたびたび台風の来襲を受けており(富永³⁾、豊島ら⁴⁾)、海岸保全対策を講じるうえでは、台風時における湾水の運動機構を理解しておくことが重要である。本研究では、台風 9617 号による駿河湾沿岸の海象特性の変化を記述するとともに、観測結果と数値実験から台風通過によりひき起こされた特徴的な湾水の流動機構を明らかにすることを目的と

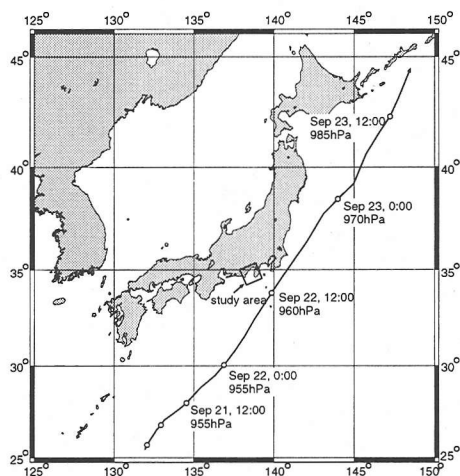


図-1 台風 9617 号の経路

した。

2. 現地データの解析

(1) データの概要

図-1は、台風 9617 号の経路と中心気圧の変化を示したものである。台風は 9 月 20 日に南大東島付近を通過した後、速度を速めながら北東へと進んでいった。駿河湾に最も接近したのは 9 月 22 日正午頃である。

図-2は、本研究で対象とした駿河湾周辺の観測地点と水深分布を示したものである。図に示した 4 地点で

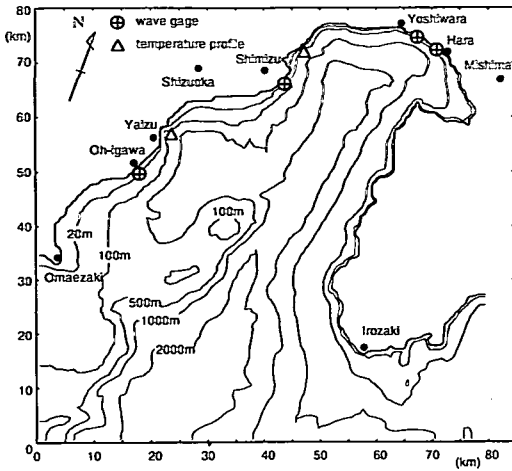


図-2 計算領域と観測地点

波、流れと風速、気圧などが計測されている。

原地先の観測点と大井川地先の観測点では、連続観測が実施されており、データが時間間隔 0.5s で記録されている。吉原地先の昭和放水路沖と清水海岸の美保の松原沖では、自記式波浪流速計が設置されており、毎正時または毎偶数時をはさむ 20 分間のデータが時間間隔 0.5s で記録されている。波浪流速計はいずれも海底上約 1m の位置に設置されている。それぞれの地点における水深、計測項目、計測時間間隔をまとめて表-1 に示す。ここで、 p は水圧、 p_0 は気圧、 η は超音波水位計で計測した水位変動、 u 、 v は水平流速成分、 \vec{W} は風速、 T は水温である。これらのデータに加えて本研究では、清水沖と焼津沖における水温の鉛直分布および駿河湾周辺の測候所の風と気圧のデータを入手して解析した。

表-1 観測条件

観測地点	水深	計測項目	計測間隔
原	20.0m	p, p_0, u, v, \vec{W}, T	連続
吉原	23.0m	p, η, u, v, T	毎偶数時
清水	26.6m	p, η, u, v, T	毎正時
大井川	23.0m	$p, \eta, u, v, \vec{W}, T$	連続

(2) 波浪場の変化

図-3は、原のデータに対して毎正時における平均水位 $\bar{\eta}$ 、有義波高 $H_{1/3}$ 、有義波周期 $T_{1/3}$ 、平均波向、平均流速 \bar{u} 、平均風速 \bar{W} と平均水温 T の変化を示したもので

ある。各種統計量は、毎正時をはさむ 20 分間のデータから算出した。原においては、水位変動は圧力式波高計(底面付近の水圧の絶対値を計測)でのみ取得されているため、平均水位は、平均水圧 \bar{p} を換算して $\bar{p}/(\rho_w g)$ の値を図示した。また、同時に観測されている大気圧 p_0 を次式で海面上昇量 η_p に変換したものを一点鎖線で示した。

$$\eta_p = (\bar{p}_0 - p_0)/(\rho_w g) \quad (1)$$

ここで、 \bar{p}_0 は平均大気圧、 ρ_w は海水密度、 g は重力加速度である。平均水圧の換算値と η_p とを加え合わせたものが実際の平均水位となる。平均水位の変動には最大振幅 0.8m 程度の半日周潮が卓越しているが、台風が最も接近した 9 月 22 日頃は小潮の時期にあっていたことがわかる。また、9 月 22 日正午頃には気圧低下に伴う水位上昇がみられ、最大上昇量は 0.4m に達している。

台風の影響による波は、9 月 16 日頃から周期の長いうねりが来襲し、9 月 20 日以後は有義波高 2m を超える高波の継続がみられた。しかし、台風が最接近した 9 月 22 日には、有義波高が急速に減少しており、最大有義波高 10.2m が観測された台風 7920 号(豊島ら⁴⁾)に比べて波はかなり小さい。これは、今回の台風が駿河湾の東側を通過したため、台風的最接近時には外洋からのうねり性の波浪の侵入が少なくなったためと考えられる。一方、流れの変動を見ると、潮流に対応する成分は小さいものの、台風の通過後海岸にはほぼ平行な向きに振動する流れが発達し、強い流れが 2 日間程度継続していることがわかる。また、水温変化を見ると、台風の通過に伴って低下し、その後の強い流れの発達に対応して大きく変動していることが特徴的である。

図-4は、9 月 20 日から 24 日までの吉原地先のデータを示したものである。平均水位は、平均水圧から換算したものと、超音波水位計のデータから算出したものの両方を示している。台風が最接近した時刻付近では、超音波水位計の出力にノイズが多く含まれていて統計量を精度良く評価できなかったため、これらの期間のデータは図に示していない。ただし、その期間の有義波高値は、水圧データから換算して求めたものを示してある。台風の通過に伴い、水温変化とその後の強い流れの発生がみられるが、原のデータより変動が半日程度遅れている。

図-5と図-6はそれぞれ、清水と大井川のデータを示したものである。水温と流速の変化は清水で最も大きく、9 月 22 日から 23 日にかけて、半日間で 8 度を超える水温低下と 60cm/s を超える流れの発達がみられる。水温変化と流れの発生時刻は吉原よりさらに半日程度遅れている。一方、大井川では、流れの変動はみられるが、水温の変化は小さい。また、波高の変化に注目すると、清水と大井川のデータでは、9 月 22 日午

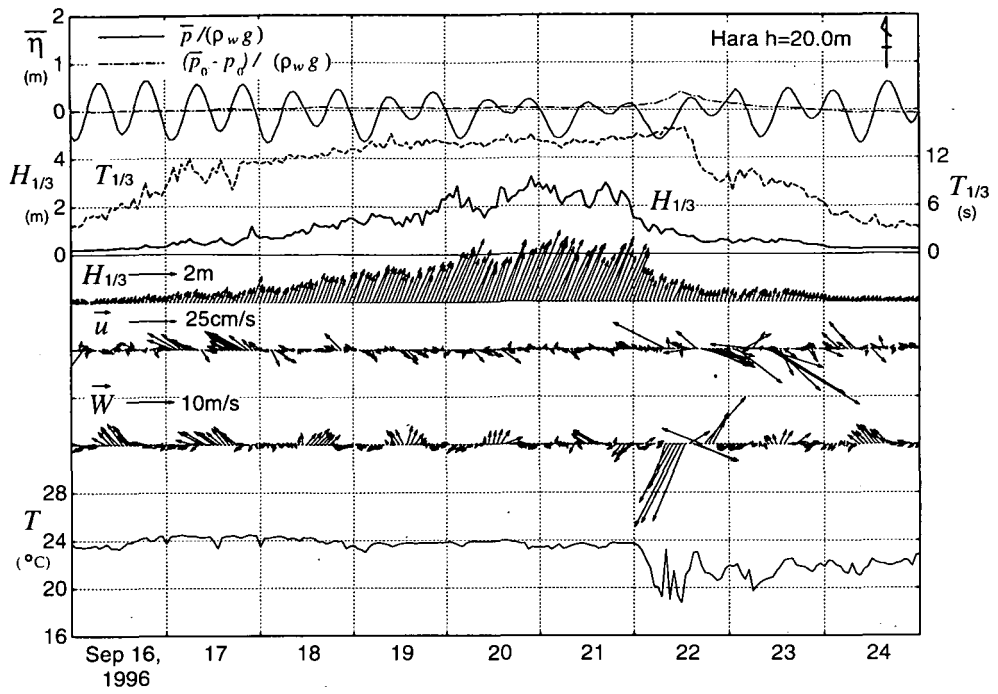


図-3 平均水位，波，流れ，風速および水温の変化

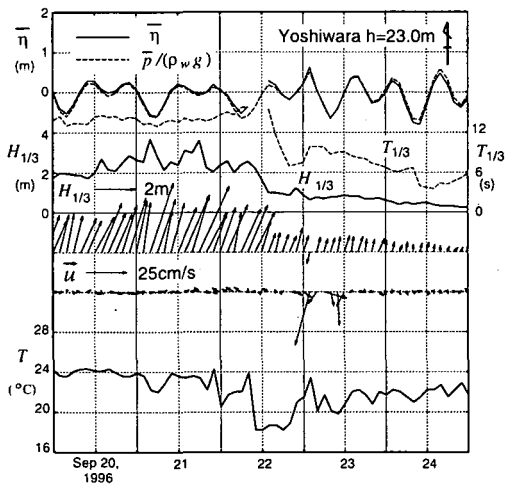


図-4 平均水位，波，流れおよび水温の変化

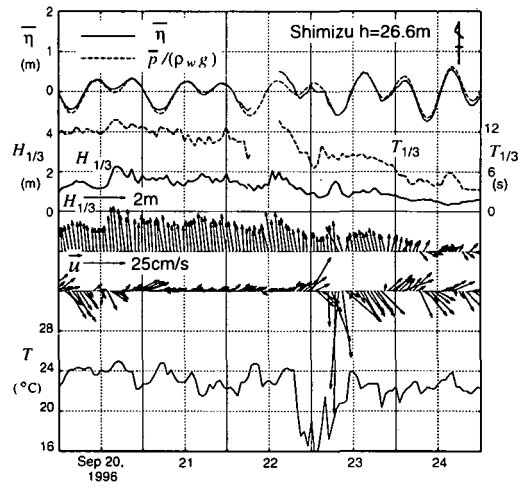


図-5 平均水位，波，流れおよび水温の変化

後に波高が増加していることが認められる。特に大井川では、有義波高が3mを超える波が観測されている。9月22日午後の高波の増加は、原や吉原のデータには見られなかったものであり、また、湾口に近い大井川地点ほどより大きな波が観測されていることから、これらは強い北東風により湾内で発達した波であると考え

られる。この期間の波浪の特性を検討するため、大井川地先のデータを用いてスペクトル解析を行った。高周波数領域を含めて広い周波数帯にわたって波向の特性を把握するため、同時に観測されていた水深7.5m地点のデータを対象とした。

図-7は、大井川地先の水深7.5m地点で9月22日

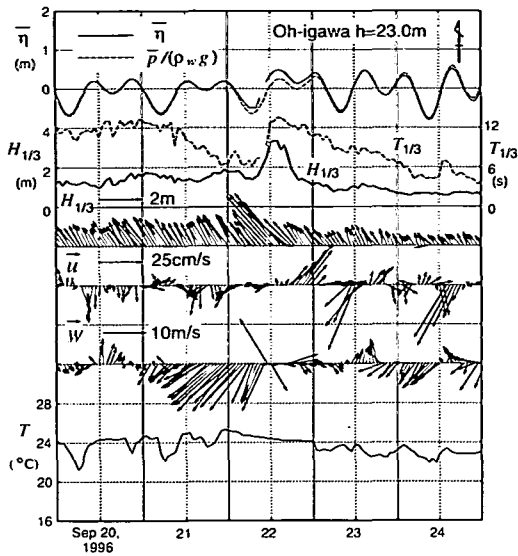


図-6 平均水位、波、流れ、風速および水温の変化

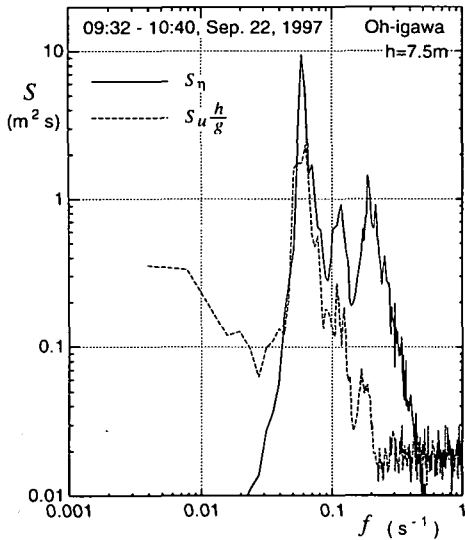


図-7 水位と平均波向方向の水粒子速度のパワースペクトル

午前9時32分から約1時間に計測された水位と平均波向方向への水粒子速度のパワースペクトルを示したものである。水位のスペクトルには、 $f = 0.06, 0.12, 0.2s^{-1}$ にピークが見られる。一番エネルギー密度が高い $f = 0.06s^{-1}$ のピークが、外洋からのうねり成分に相当し、 $f = 0.12s^{-1}$ のピークはその倍周波数成分にあたる。しかし、 $f = 0.2s^{-1}$ のピークは、ピークの大きさや周波数値から考えて、異なる風域で発生した波浪成

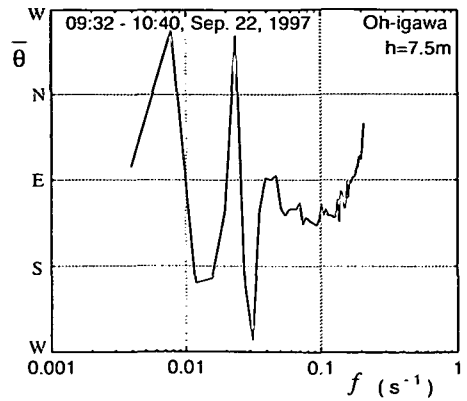


図-8 周波数毎の平均波向

分と考えられる。図-8は、水位と流速の水平成分のコスプレクトルから周波数毎の波向を推定したものである。横軸は周波数で、縦軸には周波数毎の平均波向を方位で示してある。図-7からわかるように、流速の $0.2s^{-1}$ 以上の高周波数成分にはノイズが含まれていると考えられるので、 $f < 0.2s^{-1}$ の領域についてのみ波向を推定した。主たる波浪成分である周期15秒程度のうねり成分はほぼESEから来襲しているが、第2のピークに相当する周期5秒付近の波はEまたはNEから来襲している。したがって、湾口部付近で観測された9月22日午後の波高の増加は、台風通過時の北東風によって駿河湾内で発達した波浪成分であると結論される。

(3) 水温変化と流れの発達

図-9は9月9日から11日にかけて、静岡県水産試験場で実施された水温の鉛直分布の実測データを示したものである。焼津沖および清水沖ともに、温度成層が発達しており、水深20m以深の水温は急激に低くなっていることがわかる。

図-10は9月21日午前3時から9月24日午後10時までの原の水温変動のパワースペクトル密度を示したものである。長周期変動成分に注目するため、生データから周期20s以下の短周期成分を除去し、データ間隔40s、データ数8192個として約91時間の連続データに対してスペクトル解析を実施した。低周波数領域に注目すると、周期90分以上の変動成分と周期25分程度の変動成分のエネルギー密度が高い。そこで、これらの周波数帯における水温変動と他の諸量との関係を調べるため、数値フィルターにより90分以上の長周期変動成分と、10分以上30分以下の変動成分を抽出した。9月22日午前にもみられた急激な水温変動を含む期間に対して図示したものが図-11および図-12である。図に

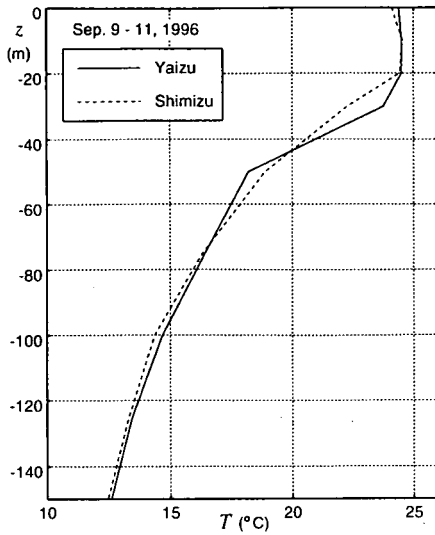


図-9 実測水温の鉛直分布

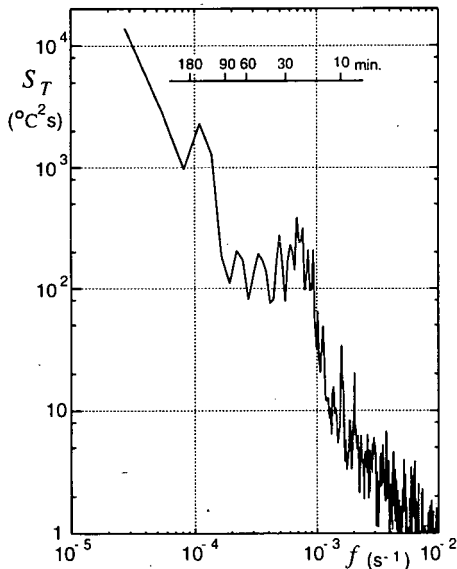


図-10 水温のパワースペクトル

は上から、水圧、水温、東西流速（東向きを正）、南北流速（北向きを正）が示してあり、下段には、流速と風速の変化をベクトルで示してある。流れが順圧的な波の進行で生じているとすると、水深 20m の地点で流速振幅 20cm/s 程度の流れを起こすためには、流れの変動周期に対応して振幅 30cm 程度の水位変動が生じていなければならない。図-11に見られる平均圧力の変動は潮汐によるものであり、流れの変動周期と対応するものではない。また、図-12では、有意な水圧変動は全く

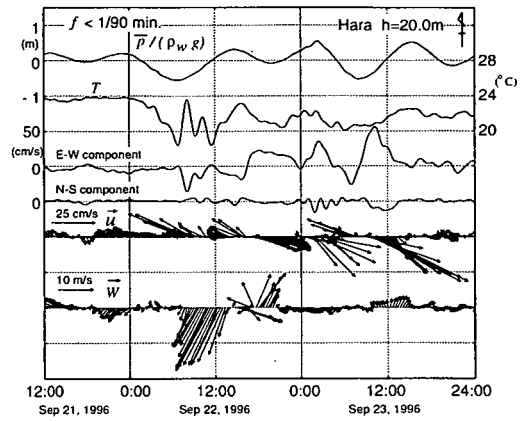


図-11 水圧、水温、流速および風速の 90 分以上の長周期成分

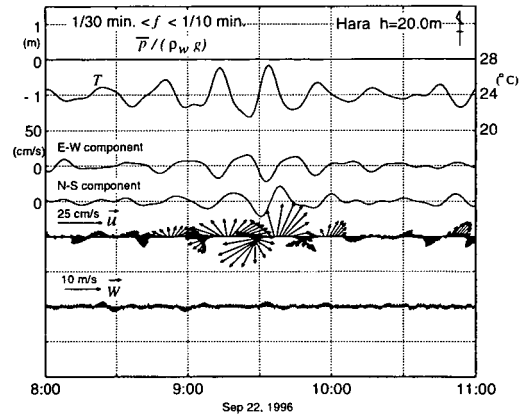


図-12 水圧、水温、流速および風速の 10 分以上 30 分以下の変動成分

見られない。したがって、この期間の流れは主として傾圧的な運動によるものと考えられる。両図の水温と東西流速の変動に注目すると、水温が低下する時に東向きの流れが発達する傾向がある。通常の成層海域では、水温の低下は界面の上昇に対応すると考えられるため、界面が上昇する位相で東向きの流れが発達する条件になっていることになる。ただし、図-11に見られるように、半日周期の潮汐の成分も大きいため、複雑な潮流の発達もみられる。

原の海岸線の走向角が E17°S である（図-2参照）ことを念頭において流速ベクトルを見ると、図-11では海岸に平行な成分が卓越しているのに対し、図-12では岸沖成分も大きく、流速ベクトルは時間の経過とともに右回りに回転している。周期 90 分以上の変動成分は、Kajiura⁵⁾や Suginoara⁶⁾が示したような気象擾乱

によって発達した内部ケルビン波の運動によるものと考えられる。内部ケルビン波は、海岸線を右に見る方向に進行するため、原観測点では東から西に進行することになり、界面が上昇するときには、界面下では西向きの流れが発達し、界面上では東向きの流れが発達することになる。図-11と図-12に示した水深 20m 地点のデータでは、界面が上昇する位相で東向きの流れが発達しているため、主たる成層界面は、水深 20m より深い位置にあると考えられる。これは、図-9の観測結果とも一致する。周期 10 分以上 30 分以下の変動成分については、内部エッジ波によるものか、内部波が海浜斜面上で反射したものかはっきりしない。

3. 数値実験

(1) 数値モデルの概要

現地で観測された水温変化や海水の流動機構を把握するために、三次元流れの数値シミュレーションを実施した。数値モデルは、Blumberg・Mellor⁷⁾により提案された水温、塩分の変化を含む三次元的な流れのモデルを参考に構築した。同モデルではまず、海底面を $\sigma = -1$ 、水表面を $\sigma = 0$ とする次式で定義される曲線座標系 (σ 座標系) を導入する。

$$\sigma = \frac{z - \eta}{h + \eta} \quad (2)$$

ここで、 η は水位変動、 h は静水深、 z は静水面から上向きにとった鉛直座標である。台風による気圧変化によって作用する圧力勾配項を加えると、ブシネスク近似のもとで基礎方程式は次式で表される。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial UD}{\partial x} + \frac{\partial VD}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial \sigma} = 0 \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial UD}{\partial t} + \frac{\partial U^2 D}{\partial x} + \frac{\partial UV D}{\partial y} + \frac{\partial U \omega}{\partial \sigma} - fVD + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ + \frac{gD^2}{\rho_0} \int_{\sigma}^0 \left(\frac{\partial \rho}{\partial x} - \frac{\sigma}{D} \frac{\partial D}{\partial x} \frac{\partial \rho}{\partial \sigma} \right) d\sigma + \frac{D}{\rho_0} \frac{\partial p_0}{\partial x} \\ = \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{K_M}{D} \frac{\partial U}{\partial \sigma} \right) + F_x \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial VD}{\partial t} + \frac{\partial UV D}{\partial x} + \frac{\partial V^2 D}{\partial y} + \frac{\partial V \omega}{\partial \sigma} + fUD + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} \\ + \frac{gD^2}{\rho_0} \int_{\sigma}^0 \left(\frac{\partial \rho}{\partial y} - \frac{\sigma}{D} \frac{\partial D}{\partial y} \frac{\partial \rho}{\partial \sigma} \right) d\sigma + \frac{D}{\rho_0} \frac{\partial p_0}{\partial y} \\ = \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{K_M}{D} \frac{\partial V}{\partial \sigma} \right) + F_y \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial TD}{\partial t} + \frac{\partial TUD}{\partial x} + \frac{\partial TVD}{\partial y} + \frac{\partial T \omega}{\partial \sigma} \\ = \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{K_H}{D} \frac{\partial T}{\partial \sigma} \right) + F_T \end{aligned} \quad (6)$$

ここで、 U 、 V は水平流速成分、 T は水温、 $D(=h+\eta)$ は全水深、 ρ_0 は基準密度、 f はコリオリの係数、 p_0 は大気圧である。コリオリの係数は、北緯 35°における値と

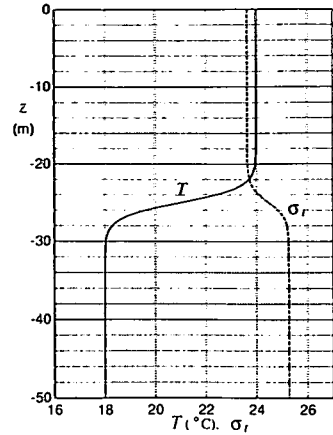


図-13 水温と密度の鉛直分布

して $f = 8.3 \times 10^{-5} (\text{s}^{-1})$ とした。また、 ω は σ 座標面に垂直な方向の流速成分であり、デカルト座標における鉛直流速 w とは次式の関係がある。

$$\omega = w - U \left(\sigma \frac{\partial D}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) - V \left(\sigma \frac{\partial D}{\partial y} + \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial t} (\sigma D + \eta) \quad (7)$$

また、 F_x 、 F_y は、運動量に対する水平拡散項、 F_T は温度に対する水平拡散項であり、Mellor・Blumberg⁸⁾に従って定式化した。その際、水平拡散係数は Smagorinsky のモデルで決定した。また、 K_M 、 K_H は、運動量と温度に対する鉛直乱流拡散係数であり、これらは、Mellor・Yamada⁹⁾の乱流モデルを用いて評価した。

水表面における境界条件は次式で与えられる。

$$\frac{K_M}{D} \left(\frac{\partial U}{\partial \sigma}, \frac{\partial V}{\partial \sigma} \right) \Big|_{\sigma=0} = (\tau_{sx}, \tau_{sy}) \quad (8)$$

$$(\tau_{sx}, \tau_{sy}) = \rho_a C_a |\vec{W}| (W_x, W_y) \quad (9)$$

ここで、 ρ_a は空気密度、 C_a は海面の抵抗係数であり、 $C_a = 0.0026$ とした。

海底面における境界条件は次式で与えられる。

$$\frac{K_M}{D} \left(\frac{\partial U}{\partial \sigma}, \frac{\partial V}{\partial \sigma} \right) \Big|_{\sigma=-1} = (\tau_{bx}, \tau_{by}) \quad (10)$$

$$(\tau_{bx}, \tau_{by}) = \rho_0 C_f |\vec{U}_b| (U_b, V_b) \quad (11)$$

ここで、 $\vec{U}_b = (U_b, V_b)$ は海底に一番近い格子点における水平流速成分であり、 C_f は摩擦係数である。摩擦係数の値には、Blumberg・Mellor⁷⁾により定式化されたものを用いた。水温に関しては、境界でフラックスがゼロとなる条件を課した。

基礎方程式を (x, y, σ) 座標系で、差分法により数値積分した。三次元領域における数値積分であるため、数日分の流れを計算するためには多大な計算時間が必要となる。問題となる流体運動には、ほぼ \sqrt{gh} の速度で進行する長波的な変動成分 (外部モード) と、内部波の

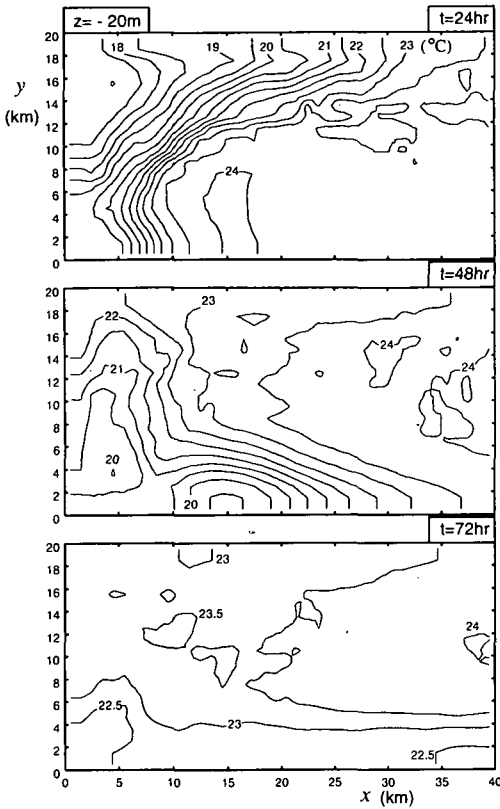


図-14 風が作用した場合の $z = -20\text{m}$ における等温線の変化

波速でゆっくりと進行する成分(内部モード)が含まれている。そこで、鉛直方向に積分した方程式を小さな時間刻み Δt_E で積分することにより外部モードの計算を行ない、三次元的な内部モードの計算はやや大きな時間刻み Δt_I で実施するという、いわゆるモード分割法を採用した。

(2) 長方形の一様水深海域における計算

駿河湾は、複雑な海底地形を有しているため、限られた実測データから数値モデルを検証することは困難である。そこで、数値モデルの妥当性を確認し、台風通過時の成層海域の基本的な流動特性を把握するために、まず、長方形の一様水深領域を考え、風と気圧変化に対する応答を検討した。領域は、ほぼ駿河湾と同程度の大きさを持つものを想定し、幅 20km 、長さ 60km とし、水深は本研究で対象とする浅海域の流動を検討できるよう 50m とした。右辺境界である $x = 60\text{km}$ の境界は、開境界とし、気圧変化に伴う水位変動を(1)式で与えるとともに、外部モードの計算では計算領域から反射してきた波を透過させた。計算条件は、 $\Delta x = \Delta y = 1\text{km}$ 、

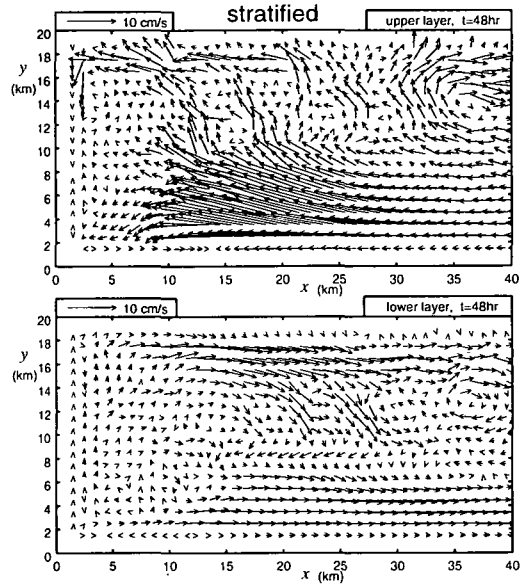


図-15 成層海域に風が作用した場合の上下層の流速分布

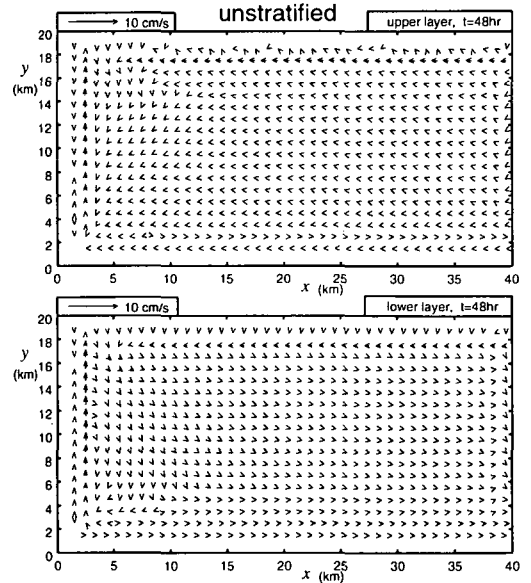


図-16 非成層海域に風が作用した場合の上下層の流速分布

$\Delta t_I = 120\text{s}$, $\Delta t_E = 4\text{s}$, 鉛直層分割数は 24 とした。

水温と密度の初期分布は、成層していない状態と、全領域で図-13に示した鉛直分布で成層している状態を想定した。塩分は 35 パーミルで一様とすると、次式の σ_t で表した海水の密度は、図-13の破線の様になる。

$$\sigma_t = \rho_w - 1000 \quad (12)$$

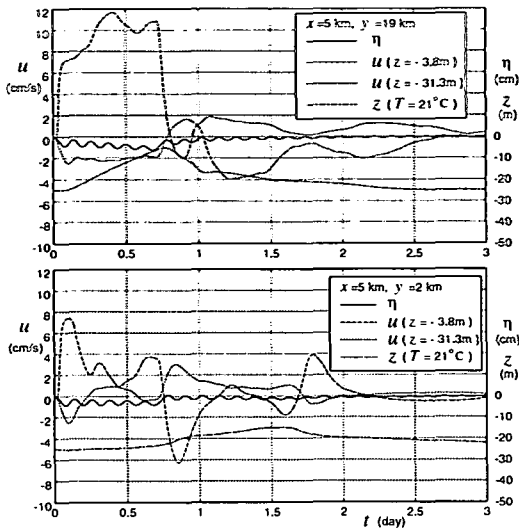


図-17 風が作用した場合の水位，流速，成層面位置の変化

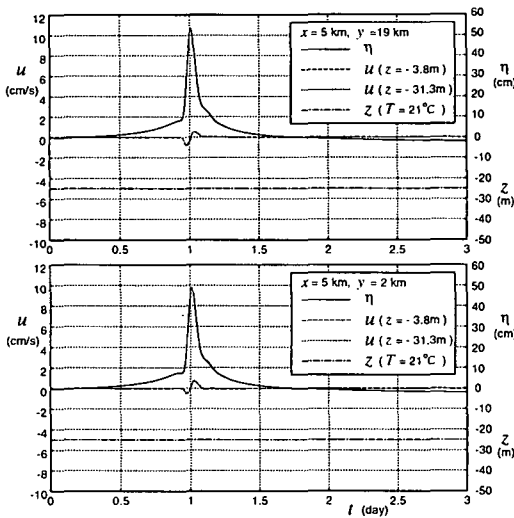


図-18 気圧変化が作用した場合の水位，流速，成層面位置の変化

ここで ρ_w は $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ 単位で表した海水の密度である。開境界での密度の境界条件については、これを裏付ける実測データが無いため、水温の鉛直分布は水位変動に比例して相似形を保ったまま変動するとし、 σ 座標で表示された水温の鉛直分布は不変であるとした。

a) 風のみが作用する場合

風速 10m/s の様な風が x 軸の正の方向に24時間連続して吹く状態を想定する。急激な外力の作用に伴う振動を避けるため、風の吹き始めは、1時間かけて風

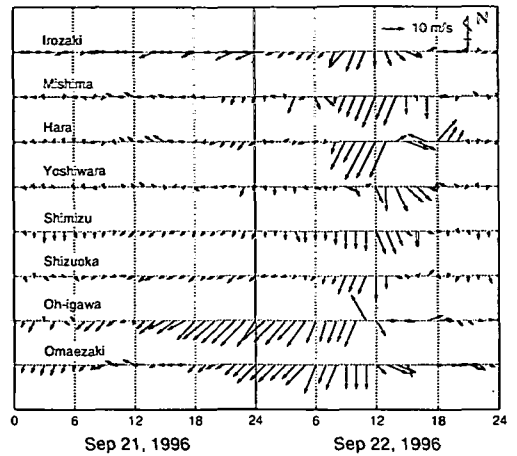


図-19 駿河湾沿岸における風の観測値

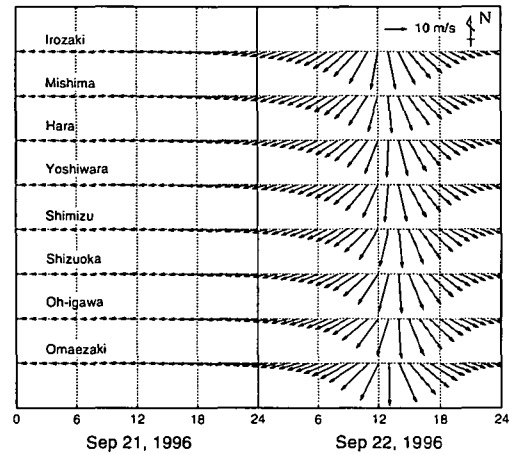


図-20 駿河湾沿岸におけるモデル風の分布

が徐々に吹き始めるとし、吹き終りも1時間かけて風が徐々におさまるものとした。それぞれの時間における風の変化は時間的に線形とした。また、右辺開境界付近で反射する内部波の影響を緩和するため、 $40 < x < 60\text{km}$ の領域では風速が線形的に減少し、 $x = 60\text{km}$ の境界では風速がゼロとなるように設定した。

図-14は、計算開始から24, 48, 72時間後における、 $z = -20\text{m}$ における水温の空間分布を示したものである。風の上流側である左辺境界と、風に対して左側となる上辺境界付近に冷水塊が現れ、風が止んだ後冷水塊が岸を右に見ながら境界に沿って移動している。湧昇域の移動特性は、Suginohara¹⁰⁾や松山ら¹¹⁾が行った数値実験で指摘されたものと類似しており、地球の自転に伴う内部ケルビン波による運動と考えられる。二

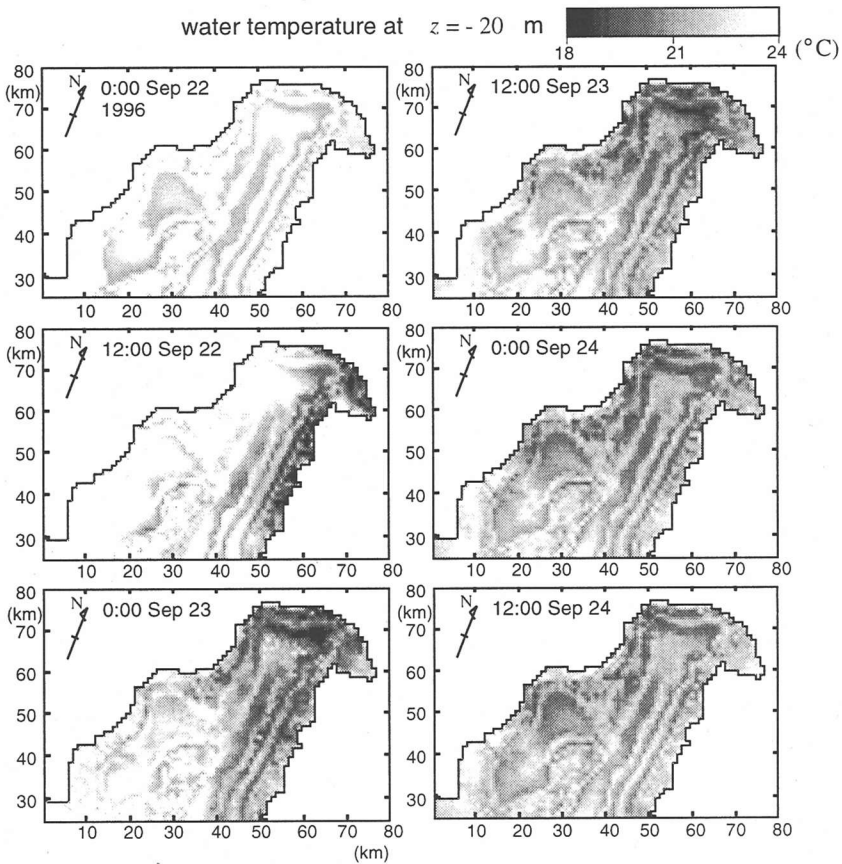


図-21 モデル風による水深 20m における水温分布の計算結果

層海域における内部ケルビン波の波速 C_i は、

$$C_i = \sqrt{\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2} g \frac{h_1 h_2}{h_1 + h_2}} \quad (13)$$

で与えられ、初期の成層状態における波速は 0.44m/s となる。計算結果から読みとった冷水領域のフロントの移動速度は約 0.38m/s であり、これは初期の成層状態における内部ケルビン波の波速にほぼ等しい。また、この条件におけるロスビーの内部変形半径は、

$$\lambda_I = C_i / f = 5.3 \text{ km} \quad (14)$$

となり、図-14に見られる冷水域の大きさにほぼ等しい。

図-15と図-16はそれぞれ、成層海域と非成層海域に対する計算結果のうち、風が止んで24時間後の $t = 48\text{hr}$ における上層と下層の流速ベクトルを示したものである。上層の流速は $-10 < z < 0\text{m}$ の範囲の流速の平均値であり、下層の流速は $z < -25\text{m}$ の範囲の流速の平均値である。非成層条件では、顕著な流れは見られないのに対し、成層条件では、冷水塊が存在する下辺領域付近で、下層では冷水塊が進行する右向きの流れが発

達し、上層では逆に左向きの流れが発達している。これは、内部波の伝播に伴う特徴的な運動であり、冷水領域の移動に伴って、表面付近と底面付近で逆向きの強い流れが発達することを示している。

b) 気圧変化のみが作用する場合

台風 9617 号により駿河湾では、約 970hPa までの気圧低下が観測された。気圧低下による湾水の流動を検討するため、気圧場が移動する条件に対して数値実験を実施した。

台風は $y = 20\text{km}$ の直線上を x 軸の負の方向へ 40km/h の速度で移動するものとし、計算開始から 24 時間後に $(x, y) = (0, 20)\text{km}$ の位置を通過するように、 $t = 0$ における位置を $(x, y) = (960, 20)\text{km}$ と設定した。中心気圧は 960hPa で一定とし、気圧の空間分布は Schloemer¹²⁾ による次式で与えた。

$$p_0 = p_c + \Delta p \exp(-r_0/r) \quad (15)$$

ここで、 p_c は中心気圧、 Δp は台風中心の気圧低下量、 r は台風中心からの距離、 r_0 は最大旋衡風速半径であり、

計算領域内で生じる急激な気圧の変化に対する応答を検討できるように $\tau_0 = 50\text{km}$ とした。

図-17および図-18はそれぞれ、前節で示した風のみが作用する条件と、本節で検討する気圧変化のみが作用した条件に対して、 $(x, y) = (5, 19)\text{km}$ と $(5, 2)\text{km}$ の2地点における水位、流速、成層面位置の変化を示したものである。風のみが作用した場合には、水位の変化は小さいが成層面位置は大きく上昇し、流速の変化も大きい。これに対し気圧変化のみが作用した場合には、水位の上昇量は大きい、成層面位置はほとんど変化せず、誘起される流れも非常に弱い。このように、本研究で対象とする程度の大規模な傾圧的な運動の発達に対しては、気圧場の変化より風が継続的に吹くことの方が支配的である。

(3) 駿河湾における計算

台風の通過による駿河湾の応答を検討するため、図-2に示した80km四方の領域に対して湾水の流動を計算した。計算条件は、 $\Delta x = \Delta y = 1\text{km}$ 、 $\Delta t_I = 60\text{s}$ 、 $\Delta t_E = 2\text{s}$ 、鉛直層分割数は24とし、水温と密度の初期分布は、全領域で図-13に示した鉛直分布で成層している状態を想定した。また、前節での検討結果から、成層面の運動を伴う大規模な流動には風が支配的であることがわかったので、本計算では、台風による風場の変化のみを考慮することにし、台風モデルにより風速ベクトルの分布を評価した。台風モデルとしては、高潮計算で一般的に用いられているモデルを用い(例えば宇多ら¹³⁾)、Schloemer¹²⁾の気圧分布式から、傾度風を計算し、吹き込み角を30度として地上風に換算した。さらに、台風の移動によって発生する場の風を足し合わせて時々刻々の風速ベクトルを計算した。モデルに現れる諸係数は宇多ら⁷⁾(1994)と同じものを用い、 $\tau_0 = 100\text{km}$ とした。

図-19は台風9617号来襲時の駿河湾沿岸における風の分布であり、図-20は、台風モデルから計算された風場である。湾口部付近で観測された9月21日午後の強風など再現されていない点も多いが、台風が最接近した9月22日正午付近の再現性は良好で、本モデルで平均的な風場の特性を表していると考えられる。ただし、観測された風場は、モデルにより再現されたものより時空間的に変動が大きく、この差が細部の流動に影響を与える可能性がある。計算は、9月21日0時から開始し、4日分の計算を実施した。

計算結果の一例として、 $z = -20\text{m}$ における水温分布の変化を図-21に示す。北寄りからの風が強くなる9月22日午前から湾奥部と湾の東側で湧昇に伴うとみられる水温低下が認められる。水温の低い領域はその後、海岸線に沿って反時計回りに移動している。移動の速

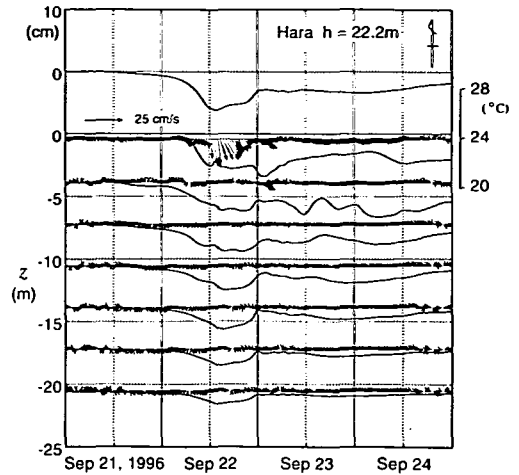


図-22 原における水位、流速および水温の計算結果

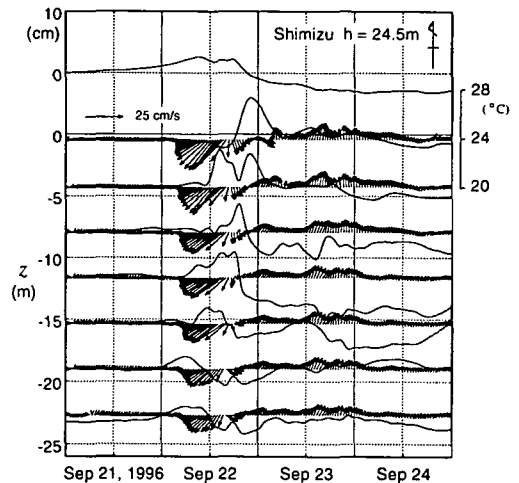


図-23 清水における水位、流速および水温の計算結果

度は、1日で30km程度(0.35m/s)であり、前節で検討した内部ケルビン波の波速と同じオーダーであり、観測結果でみられた変動の西側への伝播状況と定性的に一致している。

図-22は、原地点における計算結果を示したものであり、図-23は清水地点におけるものである。図に示したのは、観測地点に一番近い格子点での計算結果であり、水深はそれぞれ22.2mと24.5mである。図の最上段には、それぞれの地点の水位変動が示してあり、台風通過に伴う北東風的作用により、原では水位の低下がみられ、清水では最初やや上昇した後低下している。下段にはさまざまな鉛直位置における流速変動と水温

変動を合わせて示してある。原での流速や水温の変動は、水面付近に集中しているのに対し、清水では深い領域まで及んでおり、これらの変動は2日間程度継続している。観測結果と比較すると、計算の方が変動が全般に小さく、細かな変動特性の再現性は十分でない。今回の観測では、限られた測点における底面付近のデータしか得られていないので、これ以上の議論はできないが、流れの予測精度を高めるためには、局所的な風の場の変動特性や駿河湾全体の成層状況に関する情報を蓄積し、風の場の変化と潮汐の影響の両者を取り込んだ数値実験を実施する必要がある。

4. おわりに

本研究では、駿河湾沿岸の波・流れの観測データを解析し、台風の通過に伴う強い北東風の作用により、湾内で風波が発達し、湾奥部では湧昇流の発生が見られることを示した。湧昇流の発生により、湾奥の沿岸部の水温は急激に低下し、その後冷水域が反時計回りに伝播するとともに、強い流れが1~2日継続することが観測された。三次元流れの数値モデルで検討した結果、湧昇域の発生には台風によって発達した風の場が支配的な役割を果たしており、その後の運動は内部ケルビン波の伝播としてある程度説明できることを示した。密度成層が発達しやすい海域では、気象擾乱によりこのような強い流れが発生することがあり、底質の輸送や海浜変形にも大きな影響を与えている可能性がある。

謝辞： 現地データを提供していただいた静岡県土木部河川課、静岡県水産試験場および建設省中部地方建設局静岡河川工事事務所、沼津工事事務所の関係各位に謝意を表す。

参考文献

- 1) Inaba, H.: Circulation pattern and current variations with respect to tidal frequency in the sea near the head of Suruga bay, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol. 37, pp. 149-159, 1981.
- 2) Matsuyama, M.: Numerical experiments of internal tides in Suruga bay, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol. 41, pp. 145-156, 1985.
- 3) 富永康熙: 台風 26 号による富士吉原海岸の災害について, *海岸*, Vol. 8, pp. 69-87, 1967.
- 4) 豊島 修, 斉藤 晃, 小菅 晋, 煙山政夫: 7920 台風による駿河湾の海岸災害について, 第 27 回海岸工学講演会論文集, pp. 552-556, 1980.
- 5) Kajiura, K.: A note on the generation of boundary waves of Kelvin type, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol. 18, No. 2, pp. 1-10, 1962.
- 6) Sugihara, N.: Response of a two-layer ocean to typhoon passage in the western boundary region, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol. 29, pp. 236-250, 1973.
- 7) Blumberg, A.F. and G.L. Mellor: Diagnostic and prognostic numerical circulation studies of the South Atlantic Bight, *J. Geophys. Res.*, Vol. 88, No. C8, pp. 4579-4592, 1983.
- 8) Mellor, G.L. and Blumberg, A.F.: Modeling vertical and horizontal diffusivities with the sigma coordinate system, *Mon. Weather Rev.*, Vol. 113, pp. 1380-1383, 1985.
- 9) Mellor, G.L. and T. Yamada: Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, *Rev. Geophys. Space Physics*, Vol. 20, pp. 851-875, 1982.
- 10) Sugihara, N.: Onset of coastal upwelling in a two-layer ocean by wind stress with longshore variation, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol. 30, pp. 23-33, 1974.
- 11) 松山優治, 当麻一良, 大脇 厚: 東京湾の湧昇に関する数値実験—青潮に関連して—, 沿岸海洋研究ノート, 第 28 巻, 第 1 号, pp. 63-74, 1990.
- 12) Schloemer, R.W.: Analysis and synthesis of hurricane wind patterns over Okeechobee, *Florida Hydrometeorological Rep.*, No.31, 49p., 1954.
- 13) 宇多高明, 前原隆生, 牧野一正: 伊勢湾高潮の実用的予測モデル, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp. 261-265, 1994.

(1997. 2. 6 受付)

CHARACTERISTICS OF SURFACE WAVES AND INTERNAL WAVES DEVELOPED IN SURUGA BAY BY TYPHOON 9617

Shinji SATO

Field data obtained in Suruga bay at the depths of about 20m were analyzed to describe the dynamics of waves and currents during the typhoon 9617. Large swells with periods longer than 15s dominated in Suruga bay for a couple of days before the passage of the typhoon. At the passage of the typhoon, strong winds from NNE were developed, which generated local wind waves in the bay and induced the upwelling of cool water near the head of the bay. The upwelled cool water region propagated to the western coast with strong current oscillations. Numerical simulation with a three-dimensional σ coordinate model demonstrated that the baroclinic motion was resulted by the propagation of internal Kelvin wave which was excited primarily by the continuous blow of strong winds.