

東京湾における青潮の発生規模に関する考察

佐々木 淳*・磯部 雅彦**・渡辺 晃**・五明美智男***

1. はじめに

東京湾の湾奥においては夏季になるとしばしば青潮が発生し、魚介類のへい死を引き起こすことから水質上の重要な問題となっている。なかでも、5～10年に1度の頻度で湾奥沿岸一帯に発生する大規模な青潮は深刻な漁業被害をもたらすため特に重大な問題である。最近では1994年9月中旬に大規模な青潮が発生し、三番瀬のアサリのおよそ90%が死滅する等壊滅的被害をもたらしたが、なぜこのように大規模な青潮が発生したのかは不明である。ところで湾奥沿岸一帯には浚渫跡の窪地が点在しており、この中には青潮水の源である大量の硫化物が存在することが知られている。この水塊と青潮との関連はいくつか指摘されてはいるものの（例えば鬼塚ら、1985）現地観測が不足していることもあって未だはつきりしていない。

そこで本研究ではまず、浚渫窪地や航路を含む湾奥全域での硫化物濃度の測定と文献調査から、硫化物の存在している海域を特定しその総量を見積もる。次いで浚渫窪地において水質連続観測を実施し、青潮に対する窪地の影響を調べる。さらに、同時期の環境庁（1995）による湾奥平場での観測結果や、新たに開発した準3次元数値モデルによる1994年夏季の再現計算を通じて、大規模な青潮の発生要因について考察する。

2. 東京湾湾奥現地観測

（1）夏季の底層硫化物分布

1993年8月24、25日に図-1に示す測点a～m、1～3において、水温・塩分・DO（溶存酸素濃度）・硫化物の鉛直分布を測定した。図-2に浚渫窪地である測点1における水温・塩分・ σ_t （現場密度）・DO・硫化物の鉛直分布を示す。測定結果から浚渫窪地・航路・湾奥平場それぞれにおける硫化物総量の概算を行ったところ、図-3のような結果が得られたが、浚渫窪地の硫化物総量が他と比較して際立って多いことがわかる。ところで、図-4

には環境庁（1993～95）による平場測点4および窪地測点1における海底直上での硫化物濃度の時系列変化を示すが、各年における変化が大きだけでなく、年による相違も大きいことがわかる。以上のことから、夏季の浚渫跡地および航路筋には恒常的に硫化物が蓄積されており、湾奥平場においても間欠的に大量の硫化物が発生することが明らかとなった。

（2）浚渫窪地における水質連続観測

a) 観測内容 1994年8月、9月の2カ月間、浚渫窪地である測点1において係留系を設置し、水温・塩分・DO鉛直分布の連続観測を行った。水温計にはアレック電子（株）製のMDS-T、塩分計およびDO計にはそれぞれ三洋測器（株）製のMCI-IおよびMDO-Iを用いた。また、同時期に平場測点2において環境庁（1995）により同様の観測が行われており、併せて解析を行う。観測期間中の8月23～25日、および9月13～16日にかけて青潮が発生した。

b) 8月の中規模な青潮時の海況 図-5は青潮に至るまでの風向風速と浚渫窪地における水温の時系列変化

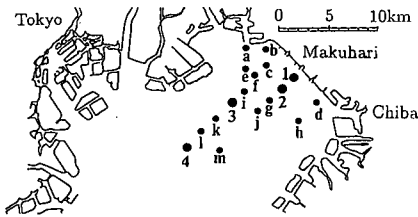


図-1 東京湾湾奥における現地観測地点

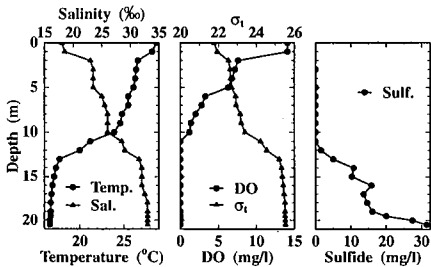


図-2 浚渫窪地での水温・塩分・ σ_t ・DO・硫化物の鉛直分布

* 学生会員 修(工) 東京大学大学院 工学系研究科社会基盤工学専攻 (日本学術振興会特別研究員)

** 正会員 工 博 東京大学教授 工学系研究科社会基盤工学専攻

*** 正会員 水 修 東亜建設工業(株) 技術研究所 水理研究室

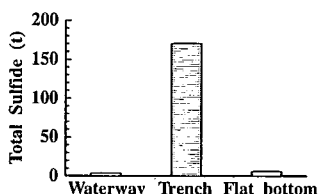


図-3 各海域における硫化物総量の概算値

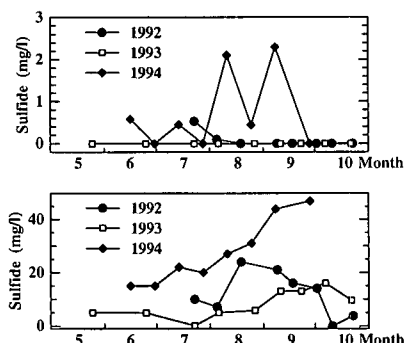


図-4 1992～94年の湾奥平場(上)と浚渫窪地(下)における底層硫化物濃度の時系列変化

である。8月20日頃より風向が北東に変わり、湧昇が起こっている様子がわかる。そして23日より中規模な青潮が千葉港および船橋沖において発生した。ただしこのときは深度10m以浅の水塊が湧昇しているだけで、窪地内の水塊はほとんど湧昇していない。このことから青潮水の源は航路筋または湾奥平場の水塊であると推測される。

c) 9月の大規模な青潮時の海況 図-6は9月における青潮に至る風向風速と浚渫窪地における水温・塩分の時系列変化である。12日頃より風向が北よりに変わり湧昇が起こりはじめ、13日より青潮が発生した。このときの青潮は浦安沖から千葉港にかけて帯状に広がった近年稀に見る大規模なものであった。図-6に見られる深度15m付近の水温の激しい振動や塩分の上昇から、この付近までの水塊が湧昇したことがわかる。沖合いの測点2の底層塩分の動きから判断したところ、沖合いの相対的に高密度な水塊が窪地内に流入し、硫化物を多く含む窪地内の無酸素水塊を押し出したものと考えられる。

3. 準3次元数値モデルの開発

(1) 開発の目的

これまで青潮現象を対象としたいいくつかの数値モデルが提案されてきた(例えば中辻ら, 1995)。その過程で東京湾の湧昇は内部ケルビン波によるものであるという可能性が指摘されるなど、定性的な現象の理解が進んできた。しかしこれらは現象を単純化した数値実験であるた

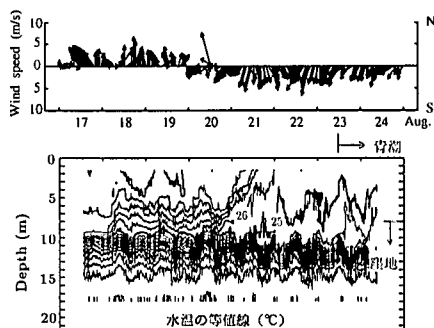


図-5 8月の青潮に至る風向風速・水温の時系列変化

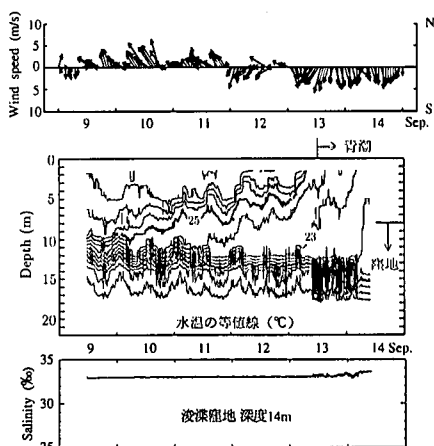


図-6 9月の青潮に至る風向風速・水温・塩分の時系列変化

めに、実現現象を再現しておらず、モデルの妥当性に疑問が残る。

そこで本研究では数値シミュレーションによって、1994年夏季の海況をできるだけ少ない仮定の下に再現することを試みる。そのために初期条件を密度がほぼ一様な状態にある4月初めとし、青潮の見られた9月末までの半年間、時々刻々の気象・海象条件を与えながら計算を進める。この長期間の計算に耐えうる新たな計算アルゴリズムを開発する。

(2) 流れ場の計算法

a) 基礎方程式 静水圧近似とブシネスク近似に基づく準3次元の流れ場を対象とする。海底地形の重要性和モデルの汎用化のため鉛直方向に σ 座標系を採用し、水平拡散項については高次の項を無視すると、最終的に次のような方程式系が得られる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(Hu^*)}{\partial t} + \frac{\partial(Huv)}{\partial x} + \frac{\partial(Hvu)}{\partial y} + \frac{\partial(H\sigma u^*)}{\partial \sigma} \\ & = Hf \left(-\frac{v}{u} \right) - \frac{gH}{\rho_0} \left[(\rho_0 + \rho'\sigma) \nabla^2 \zeta^* + \rho'(\sigma+1) \nabla^2 h \right] \end{aligned}$$

$$+ \nabla \left\{ (\zeta^* + h) \int_0^1 \rho^* d\sigma \right\} + \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial \sigma} \cdot \left(A_\sigma \frac{\partial u^*}{\partial \sigma} \right) + H A_h \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \dots \dots \dots (1)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial(Hu)}{\partial x} + \frac{\partial(Hv)}{\partial y} + H \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} = 0 \dots \dots \dots (2)$$

ここに ζ, h はそれぞれ静水面を基準とする水位および水深, $H = \zeta + h$, $\sigma = (z + h)/H$, $u = (u, v)$, $\rho = \rho_0 + \rho^*$, $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ であり, $*$ は後に述べるように陰差分する項を表す。境界条件としては, 壁面においてはそれに直交するフラックスを 0 とし, 開境界においては強制水位を与えた。水面では風応力 τ_s を, 海底面では摩擦応力 τ_b を考慮し, 次のように与えた。

$$\frac{1}{H} \rho A_\sigma \frac{\partial u}{\partial \sigma} \Big|_{\sigma=1} = \tau_s, \quad \frac{1}{H} \rho A_\sigma \frac{\partial u}{\partial \sigma} \Big|_{\sigma=0} = \tau_b \quad \dots (3)$$

b) 計算アルゴリズムと差分化 計算が不安定化しやすい σ 座標系において半年という長期間の現象を 3 次元多層で解くために, 安定でかつ積分時間間隔をできるだけ大きくとれる効率的なアルゴリズムの開発が望まれる。佐藤ら (1993) や Backhaus (1985) は水位および鉛直粘性項を陰にとる半陰解法に基づく効率的なアルゴリズムを提案しているが, 水深変化の大きい海域に適用した場合, 鉛直移流項のクーラン条件のため Δt の制約が厳しくなることが明らかとなった。そこで, 鉛直移流項も陰とする次のようなアルゴリズムを開発した。

式 (1) の $*$ を添付した項を陰差分して整理すると, x 方向については (y 方向も同様),

$$a_{ijk} u_{i,j,k-1}^* + b_{ijk} u_{i,j,k}^* + c_{ijk} u_{i,j,k+1}^* = d_{ijk} \zeta_{i+1,j}^* + e_{ijk} \zeta_{i,j}^* + f_{ijk} \dots \dots \dots (4)$$

となる。式 (4) を u に関する 3 項対角行列表方程式と見て Thomas 法を適用すれば,

$$u_{i,j,k}^* = p_{ijk} \zeta_{i+1,j}^* + q_{ijk} \zeta_{i,j}^* + r_{ijk} \dots \dots \dots (5)$$

が得られる。ここで連続式 (2) を鉛直方向に 0 ~ 1 まです積分すると次式が得られる。

$$\frac{\partial \zeta^*}{\partial t} + \int_0^1 \frac{\partial(Hu^*)}{\partial x} d\sigma + \int_0^1 \frac{\partial(Hv^*)}{\partial y} d\sigma = 0 \quad \dots \dots (6)$$

式 (5) を式 (6) に代入すると最終的に ζ に関する次のような連立方程式が得られる。

$$\alpha_{ij} \zeta_{i-1,j}^* + \beta_{ij} \zeta_{i,j}^* + \gamma_{ij} \zeta_{i+1,j}^* + \delta_{ij} \zeta_{i,j-1}^* + \varepsilon_{ij} \zeta_{i,j+1}^* = \eta_{ij} \dots \dots \dots (7)$$

式 (7) は SOR 法により高速に解け, 得られた ζ を式 (5) に代入することで流速 u, v が得られる。連続式 (2), (6) から, 差分式においても水底面両境界条件を厳密に満足する次式を導き $\dot{\sigma}$ を求めることができる。

$$\dot{\sigma} = \frac{1}{H} \left[\sigma \int_0^1 \frac{\partial(Hu)}{\partial x} d\sigma + \sigma \int_0^1 \frac{\partial(Hv)}{\partial y} d\sigma - \int_0^\sigma \frac{\partial(Hu)}{\partial x} d\sigma - \int_0^\sigma \frac{\partial(Hv)}{\partial y} d\sigma \right] \dots \dots \dots (8)$$

空間的にはスタッガード格子を採用し, 移流項は海底勾配の大きな領域における過度の数値拡散を抑えるためにドナーセル差分とした。

(3) 渦動粘性・拡散係数の推定法

乱流エネルギーの輸送方程式において非定常項, 非線形項および拡散項を無視し, コルモゴロフの相似仮説を用いれば,

$$A_z = l^2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right]^{1/2} \sqrt{1 + R_i / P_r} \dots \dots \dots (9)$$

$$K_z = A_z / P_r \dots \dots \dots (10)$$

となる (例えば, Kowalik and Murty, 1993)。ここで, 乱流プラントル数 P_r は Kondo ら (1979) にならって

$$1/P_r = 1 / \{ 6.73 R_i + 1 / (1 + 6.873 R_i) \} \quad R_i \leq 1.0 \quad \dots (11)$$

$$= 1 / (7 R_i) \quad R_i > 1.0 \quad \dots (12)$$

とする。混合距離 l については水層を表層混合層と海底境界層に分け, 表層混合層の厚さ L_s は鉛直平均の渦動粘性係数を $\overline{A_z}$, コリオリのパラメタを f , 水深を h として, $L_s = \text{MAX}(\sqrt{A_z/f}, h)$ で与える。表層混合層内の l はラングミュア循環流を想定して風速 W に比例した形で与えた。一方, 海底境界層においては Blackadar (1962) にならない, $l = \kappa(z + H) / \{ 1 + \kappa(z + H)/l_0 \}$ とした。ここに l_0 は l の上限値である。

(4) 水温場・塩分場の計算法

水温 T および塩分 S の輸送方程式は次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial(HT^*)}{\partial t} + \frac{\partial(HuT)}{\partial x} + \frac{\partial(HvT)}{\partial y} + \frac{\partial(H\dot{\sigma}T^*)}{\partial \sigma} &= \frac{1}{H^2} \\ &\times \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(K_\sigma \frac{\partial(HT^*)}{\partial \sigma} \right) + HK_h \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \\ &+ \frac{1}{\rho C_p} \frac{dq(\sigma)}{d\sigma} \dots \dots \dots (13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(HS^*)}{\partial t} + \frac{\partial(HuS)}{\partial x} + \frac{\partial(HvS)}{\partial y} + \frac{\partial(H\dot{\sigma}S^*)}{\partial \sigma} &= \frac{1}{H^2} \\ &\times \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(K_\sigma \frac{\partial(HS^*)}{\partial \sigma} \right) + HK_h \left(\frac{\partial^2 S}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 S}{\partial y^2} \right) - RS^* \\ &\dots \dots \dots (14) \end{aligned}$$

ここに R は河川からの淡水流量, q は水中熱フラックスである。水面境界においては熱収支および降水量・蒸発量を考慮して次式によりフラックスを評価した。

$$-\frac{1}{H^2} K_\sigma \frac{\partial(HT)}{\partial \sigma} = \frac{Q_s}{\rho C_p} \quad (\sigma=1) \quad \dots \dots \dots (15)$$

$$Q_s = (1-A)Q_A - Q_B - Q_e - Q_h \dots \dots \dots (16)$$

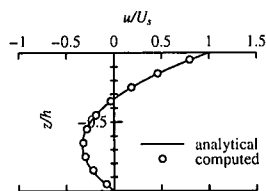
$$-K_{\sigma} \frac{\partial(HS)}{\partial \sigma} = H^2 S (P_{\text{rct}} - E_{\text{vap}}) \quad (\sigma=1) \cdots (17)$$

ここに、 Q_A , Q_b , Q_e , Q_h , C_p , P_{rct} および E_{vap} はそれぞれ短波放射量、長波放射量、潜熱輸送、顕熱輸送、比熱、降水量および蒸発量で一般的なバルク公式(例えば、近藤, 1994)により計算される。固定境界ではフラックスを0とし、開境界では塩分は固定値を与え、水温は勾配を0とした。

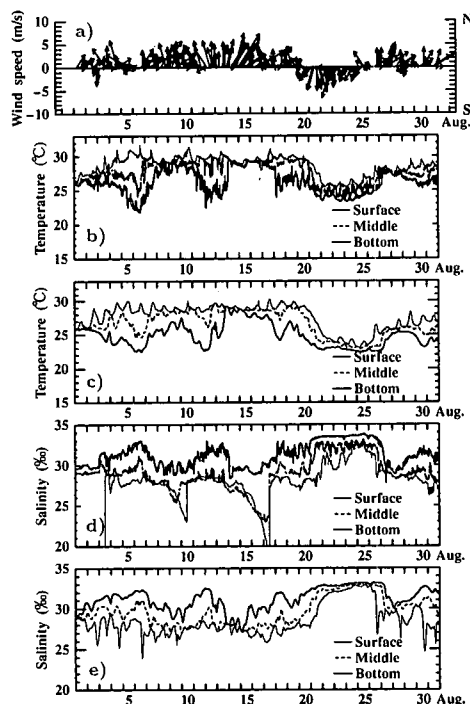
式中*を付した鉛直移流項と鉛直拡散項等を陰差分とし、最終的に得られる T, S それぞれに関する3項対角行列方程式を Thomas 法によって解く。

(5) 数値モデルの検証

まず、鉛直2次元の矩形水路における吹送流の解析解と比較することにより数値モデルの検証を行う。密度および鉛直渦動粘性係数 A_z を一定値とし、移流項および水平粘性項を無視した場合の水平流速 $u(z)$ の定常解は



図一七 鉛直2次元の矩形水路における吹送流



図一八 1994年8月の a) 風速ベクトル, b) 水温観測値, c) 水温計算値, d) 塩分観測値, e) 塩分計算値

$$u(z) = U_s(1+z/h)(1+3z/h), \quad U_s = h\tau_0/(4\rho A_z) \cdots (18)$$

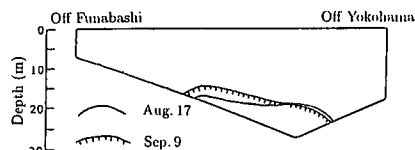
となる。 $\Delta x=1,000$ m, $\Delta t=600$ s, $h=10$ m, $A_z=10$ cm²/s としたときの解析解と水路中心における数値計算結果との比較を図一7に示すが、両者はよく一致している。

次に1994年夏季の再現計算を行い、8月の水温・塩分の観測値との比較を行う。初期条件は水温・塩分を全域でそれぞれ13°C, 33‰で与え、4月1日より計算を開始した。気象データは千葉および東京における気象協会のSDPデータを使用し、開境界で与える水位は気象庁潮位表から計算した。河川流量は現時点ではデータがないため、夏季の平均的な流量を与え続けた。水平格子サイズは1,000 m, 鉛直20層, $\Delta t=300$ sにて計算を行った。図一8に8月の千葉観測所における風速ベクトル、幕張沖約3 kmの波浪観測塔における水温・塩分の観測値と計算値の比較を示すが、数値モデルは現地の現象を概ね再現しているといえる。

4. 青潮発生規模の相違に関する考察

既に述べたように8月の青潮が中規模だったのに対し、9月の青潮は9年ぶりともいわれる大規模なものであった。両時期の硫化物については図一4で見たように平場においては大きな差は認められないが、浚渫窪地においては9月時の方が若干増加している。また、図一9に示す千葉県水産試験所(1994)による貧酸素水塊の分布も両時期でそれほど差がない。これらのことから9月に大規模な青潮の発生した一因としては、高濃度化した窪地内の水塊が大量に湧昇したことが上げられる。

一方、平場水塊の湧昇規模の相違を見るために8月22日および9月12日の0時に底層において水深の1/20の層厚で硫化物に見立てた濃度2 ppmのスカラー物質を図一10の領域で与え、その濃度変化を追跡した。8, 9月の結果をそれぞれ図一11, 12に示す。8月時には船橋沖合いと千葉港において小規模な湧昇が見られるが、これは観測結果と一致している。これに対し9月時には観測と同様に船橋沖を中心に大規模な湧昇が見られ、8月時に比べて濃度も高い。このように湾奥平場水塊の湧昇規模の大きい9月時に、実際に大規模な青潮が発生したことから、湧昇規模の大小も青潮の発生規模を決定づける要因であることが明らかとなった。



図一九 貧酸素水塊の岸沖断面分布

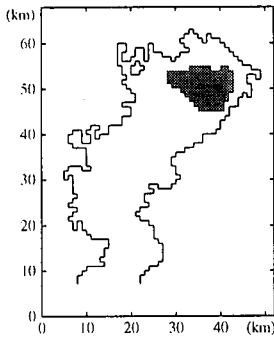


図-10 硫化物の初期分布

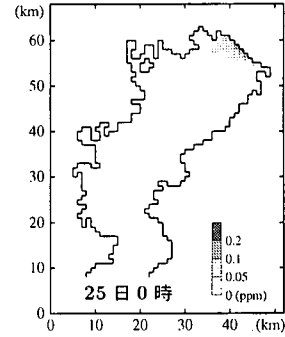
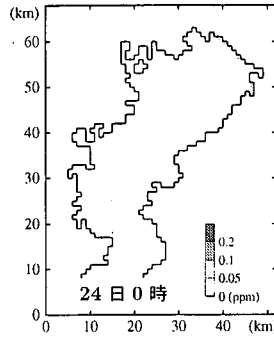


図-11 8月青潮時の表層硫化物濃度分布

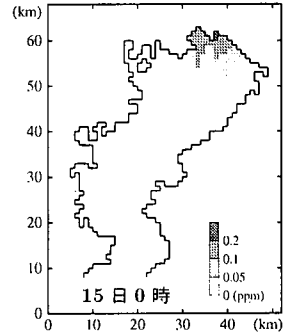
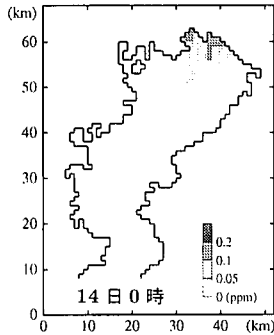
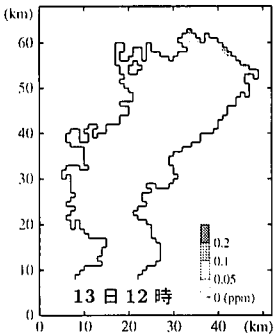


図-12 9月青潮時の表層硫化物濃度分布

5. ま と め

青潮水の源である硫化物を含む水塊は浚渫窪地において恒常的にかつ高濃度で存在し、平場の底層水にも間欠的に見られる。1994年の浚渫窪地における水質連続観測によると、8月の中規模な青潮時には窪地内の水塊の湧昇は見られなかったが、9月の大規模な青潮時には沖合いの相対的に高密度な水塊の流入によって押し出され湧昇したことが判明した。さらに、数値モデルによれば湾奥平場水塊の湧昇規模も8月時に比べ9月時の方が大きく、窪地内の水塊の湧昇との相乗効果により9月時に大規模な青潮が発生したものと考えられる。

本研究は、(財)鉄鋼業環境保全技術開発基金研究助成金、および文部省科学研究費特別研究員奨励費による成果であることを付記し、深謝する。

参 考 文 献

鬼塚正光・寒川 強・太田一之・長岡克朗 (1988): 1985年8月の青潮の海象に関する知見, 公害, Vol. 23, No. 2, pp. 81-101.

環境庁水質保全局 (1993): 青潮発生予測手法の確立調査, 平成4年度環境庁委託業務結果報告書.

環境庁水質保全局 (1994): 青潮発生予測手法の確立調査, 平成5年度環境庁委託業務結果報告書.

環境庁水質保全局 (1995): 青潮発生予測手法の確立調査, 平成6年度環境庁委託業務結果報告書.

近藤純正編 (1994): 水環境の気象学, 朝倉書店, 350 p.

佐藤勝弘・松岡道男・小林一光 (1993): 効率的な3次元潮流計算法とその適用性について, 海岸工学論文集, Vol. 40, pp. 221-225.

千葉県水産試験所 (1994): 東京湾海況情報集, 151 p.

中辻啓二・尹 鐘星・湯浅泰三・村岡浩爾 (1995): 東京湾における吹送密度流と青潮発生機構との関連性, 海岸工学論文集, Vol. 42, pp. 1066-1070.

Backhaus, J. O. (1985): A three-dimensional model for the simulation of shelf sea dynamics, *Dtsch. Hydrogr. Z.*, Vol. 38, pp. 165-187.

Kondo, J., Y. Sasano and T. Ishii (1979): On wind-driven current and temperature profiles with diurnal period in the oceanic planetary boundary layer, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 9, No. 3, pp. 360-372.

Kowalik, Z. and T. S. Murty (1993): Numerical modeling of ocean dynamics, World Scientific, 481 p.