

浅海域における長周期流速変動の発達特性

佐藤 慎 司*

1. はじめに

浅海域で発達する長周期変動については、港内静穏度の確保や船舶の係留問題に関して研究が進められ、近年では、浮遊砂の輸送や海浜地形変化にも重要な役割を果たしていることが指摘されている。浅海域における長周期変動の発達機構としては、成分波の非線形干渉によるものが挙げられるが、自由波として沖から入射してくる長周期波成分や、海岸から反射した成分も混在している。通常の波浪成分は砕波によりエネルギーを減衰するのに対して、長周期変動成分は減衰が小さいため、砕波帯内では長周期変動成分が卓越する。しかし、包絡波との位相関係などの諸特性は、砕波帯外における条件に強く依存しており、砕波帯内における長周期変動の特性を理解するためにはまず、砕波帯外における自由波・拘束波の特性を把握することが重要である。本研究では、長周期変動が海浜地形変化に与える影響を評価する際の基本特性を把握することを目的とし、主として砕波帯外で計測された長周期流速変動の特性を解明した。

2. 長周期変動の振幅

現地観測は、新潟西海岸有明浜にて、1994年11月24日から1995年3月1日まで実施した。同海岸は、汀線付近に離岸堤や人工リーフが設置されている海岸で、水深 $d=5\text{ m}$ 以深はほぼ平行等深線で勾配約 $1/120$ の単調な海岸である。水深 15.4 m の地点には、常設の海象観測地点があり、水位と水平2方向の水粒子速度が連続観測されており、海岸上の風向・風速とともに 0.1 s 間隔で記録されている。今回の観測では、常設観測地点を含む岸沖測線上で、水深 20.0 m と 8.8 m 地点の海底上約 1.5 m の地点に超音波・水圧併用型水位計と電磁流速計を設置して、データを2時間おきに20分間 0.5 s 間隔で記録した。機器を設置した測線の断面地形を図-1に示す。

図-2に、1995年1月27日から2月25日までのデータを示す。図の上部には上から順に、有義波高、有義波周期、平均波向ベクトル、方向集中度パラメタ s が示されている。方向集中度パラメタ s は光型方向関数を仮定し

て、long-crestedness パラメタ γ から次式で推定した。

$$s = \left(\frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{2} \right) + \sqrt{\frac{1}{\gamma^4} - \frac{3}{4}} \dots\dots\dots (1)$$

有義波高が 2 m を超える時化が数回来襲しており、時化の期間には方向集中度が高いことがわかる。特に2月1日には、観測期間中最高の波高 4 m 、周期 11 s 程度の波が来襲している。図-3には、2月1日0:58から4096秒間における水深 15.4 m 地点の水位と平均波向方向の水粒子速度のパワースペクトル密度を示す。ピーク周波数付近にエネルギーが集中しているが、 $f < 0.05\text{ Hz}$ の長周期波領域にもかなりのエネルギーが見られる。他期間のスペクトル形状も併せて検討し、本研究では周期 20 s

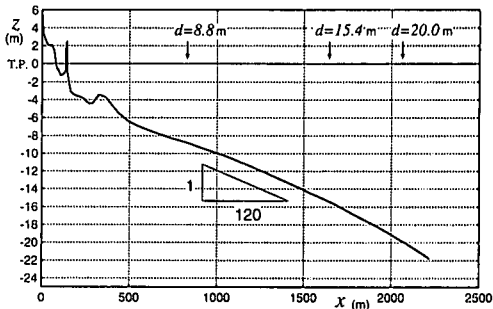


図-1 岸沖断面地形

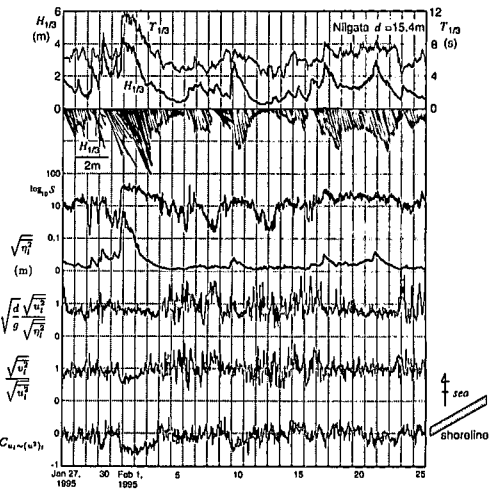


図-2 データの概要

* 正会員 工博 建設省土木研究所海岸研究室長

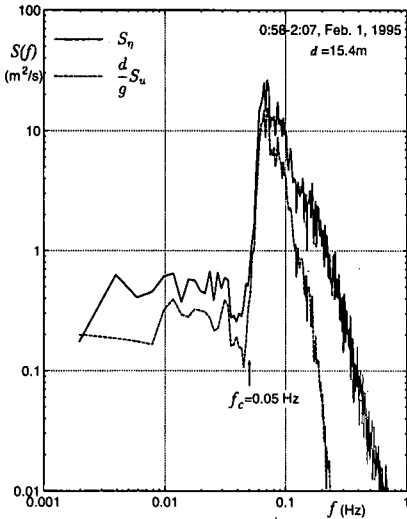


図-3 水位と底面流速のパワースペクトル

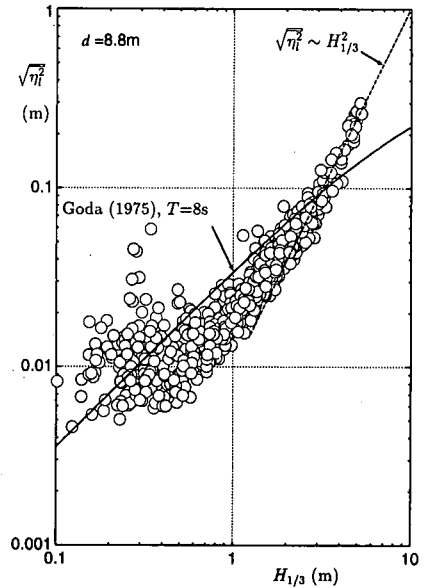


図-4 長周期水位変動の rms 値と有義波高との関係

以上の変動成分を長周期変動成分として定義した。

平均波方向方向の水粒子速度を u ，それに直交する方向の流速を v と定義し，数値フィルターにより周期 20 s 以上の変動成分を抽出し，長周期成分 η_l, u_l, v_l とした。図-2 の下部には，長周期変動成分の統計量を示してある。上から順に水位の rms 値 $\sqrt{\eta_l^2}$ ，流速と水位の rms 値の比 $\sqrt{d/g} \sqrt{u_l^2} / \sqrt{\eta_l^2}$ (d は平均水深， g は重力加速度)，流速成分の比 $\sqrt{v_l^2} / \sqrt{u_l^2}$ ，包絡波形と長周期流速変動との相関係数 $C_{u-(u^2)_l}$ である。時化の期間中には $\sqrt{\eta_l^2}$ も大きくなるが，波高が 4 m を超えた 2 月 1 日の $\sqrt{\eta_l^2}$ は特に大きい。長周期変動の rms 値の比をみると，波が小さな期間では変動が激しいが，2 月 1 日前後の高波浪時には $\sqrt{v_l^2} / \sqrt{u_l^2}$ はかなり小さな値となり，長周期成分の方向集中度も増していることが確認できる。また， $C_{u-(u^2)_l}$ は，時化の期間には負となることが多い。

図-4 は，水深 8.8 m の地点における $\sqrt{\eta_l^2}$ と $H_{1/3}$ との関係を示したものである。図中の実線は合田 (1975) による経験式を表している。関本ら (1990) の観測結果と同様に，波高が小さな時のデータは合田 (1975) の経験式の周りに分布しているが，波高が大きな条件では波高の 2 乗に比例する関係が認められ，非線形的な増幅機構が介在していることがわかる。

二次の非線形干渉によって発達する長周期波については，単一方向波に対して Tick (1963)，浜田 (1964) ら，多方向波に対して，Sand (1982)，木村 (1985) らが理論式を導いている。ここでは，木村 (1985) の式を用いて水位と流速の長周期成分を計算することにする。ただし，原論文の D_{ij} の分子の表記で， $(\vec{k}_i \cdot \vec{k}_j - R_i R_j)$ となっている部分は， $(\vec{k}_i \cdot \vec{k}_j + R_i R_j)$ と修正して計算した。

図-5 は，数値シミュレーションによる結果を無次元

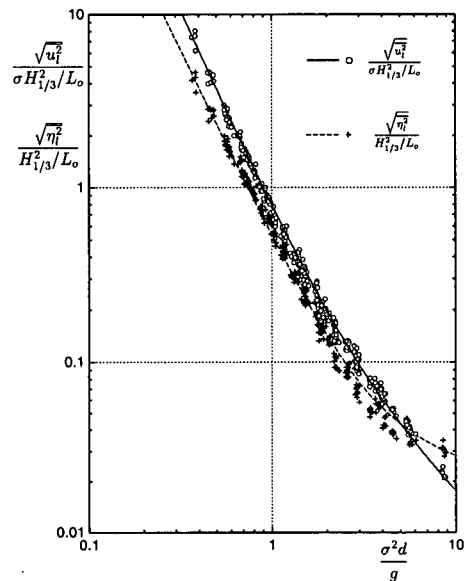


図-5 長周期変動の rms 値と無次元水深との関係

化して示したものである。ここで $\sigma(=2\pi/T_{1/3})$ は，有義周期に対する角周波数である。数値計算では，Bretschneider・光易型の周波数スペクトルを有する単一方向進行波を仮定し， $d=8\sim 30$ m， $H_{1/3}=1\sim 6$ m， $T_{1/3}=4\sim 10$ s の範囲の約 300 ケースに対して二次干渉波を計算し，水位と底面流速の rms 値を求めた。図中の線は計算結果から求めた回帰式で次式で表される。

$$\frac{\sqrt{\eta_l^2}}{H_{1/3}^{1/3}/L_o} = 0.5 \left(\frac{\sigma^2 d}{g} \right)^{-2.2} + 0.04 \left(\frac{\sigma^2 d}{g} \right)^{-0.2} \dots (2)$$

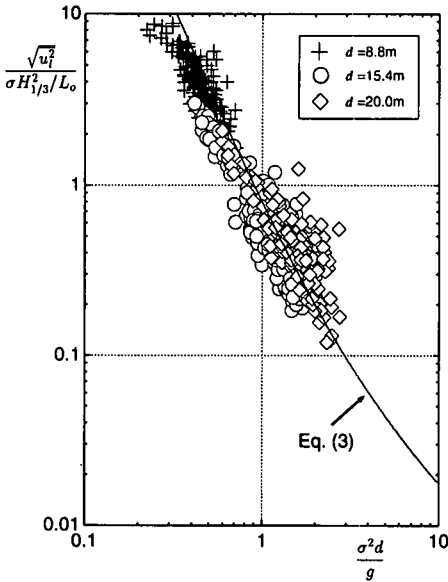


図-6 長周期流速変動のrms値と無次元水深との関係

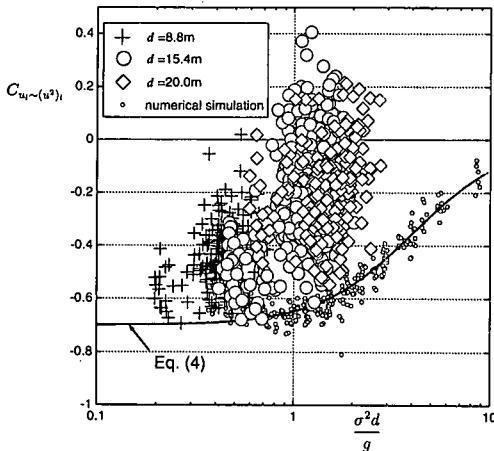


図-7 長周期流速変動と流速の自乗との相関係数

$$\frac{\sqrt{u_i^2}}{\sigma H_{1/3}/L_o} = 0.65 \left(\frac{\sigma^2 d}{g} \right)^{-2.4} + 0.15 \left(\frac{\sigma^2 d}{g} \right)^{-1} \dots (3)$$

図-6は、実測された長周期流速変動のrms値を示したものである。非線形干渉による長周期波が卓越すると考えられる波高2m以上のデータのみを抽出してプロットしてある。いずれの水深においても $\sqrt{u_i^2}$ の実測値は、(3)式による推定値のまわりに分布している。

二次干渉理論によれば、波群のピーク付近で平均水位が低下し、沖向きの流れが発達する。波群の包絡波を代表するものとして、波動流速の自乗の長周期成分 $(u^2)_i$ を考えることにし、長周期流速変動 u_i との相関を考えると、高波が続く期間には $(u^2)_i$ が正で u_i が負となるため、両者の相関係数は結局負値になると考えられる。図-7は、 u_i と $(u^2)_i$ との相関係数を示したものである。小さな

○印は、二次干渉理論による数値計算の結果を示しており、実線はこれをもとに引いた回帰曲線で、次式で表される。

$$C_{u_i \sim (u^2)_i} = -\frac{8.8}{(\sigma^2 d/g)^{1.8} + 12.5} \dots (4)$$

また、図-7には、現地データから計算された相関係数も示してある。ここでも、拘束波が卓越した期間のみを抽出するために、有義波高が2mを超えた期間のデータのみをプロットしてある。実測データの相関係数は、負値となることが多いものの理論値より大きな値となり、理論値が相関係数の下限値を与えているようである。

3. 長周期変動の確率分布

Satoら(1989)は、非線形干渉の結果発達する長周期流速変動の時間波形は、岸向き流速が弱く沖向き流速が強い非対称なものとなることを示し、実験によりこれを確認している。図-8は、水深8.8m地点の2月1日0:00~12:00までのデータに対して、長周期流速変動の頻度分布を描いたものである。点線で示したガウス分布と比べると、沖向き流速が大きい非対称な分布となっており、分布の歪み度は $\sqrt{\beta_1} u_i = -0.41$ となっている。

図-9は、二次干渉理論に基づく数値シミュレーションで長周期流速変動の確率分布を評価したものである。沖向き流速が大きく、岸向き流速が小さいという非対称な分布形状となっており、相対水深が小さくなる程歪み度が大きくなる傾向がある。図-8に示した実測流速の歪み度と比べると理論分布の方が歪み度が大きい。これは、海浜斜面上で拘束波が十分に発達しないことや、後述する自由波の存在や方向分散性の影響であると考えられる。

図-10は、方向分散性を考慮した場合の長周期流速変動の確率分布である。方向分散性は、光易型の方法を用いて導入し、成分波2000波に対して、シングルサメーション法で計算した。そして、成分波相互の二次干渉を計算し、時間間隔0.5sで4096秒間の長周期拘束波

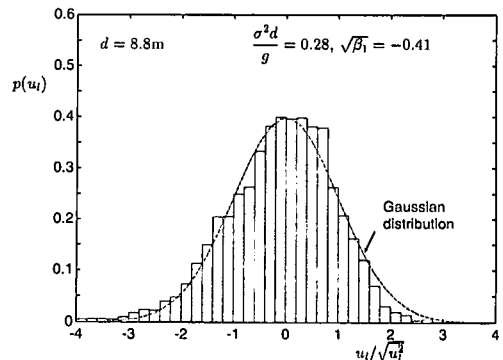


図-8 長周期流速変動の確率分布(実測値)

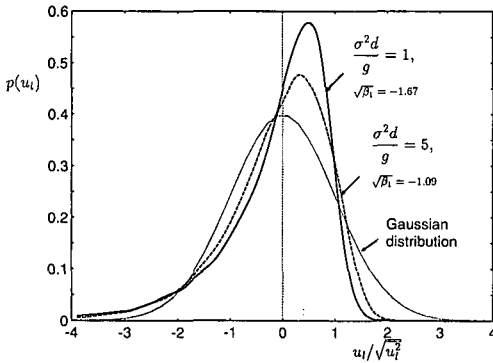


図-9 長周期流速変動の確率分布 (理論値)

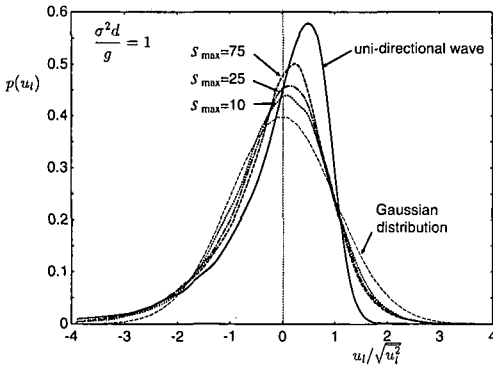


図-10 多方向不規則波のもとの長周期流速変動の確率分布 (理論値)

成分の時系列データを作成した。方向分散性の影響により、非対称性が緩和される傾向があることがわかる。

4. 水位と流速のスペクトル解析

Longuet-Higgins・Stewart (1962) は、波群の波長が水深に比べて十分長い時、波群による2次の拘束波による水位と流速は次式で与えられることを示した。

$$\eta_i = -\frac{S_{xx}}{\rho(gd - C_g^2)} + \text{const.} \quad (5)$$

$$\bar{u}_i = -\frac{C_g S_{xx}}{\rho d(gd - C_g^2)} - \frac{E}{\rho d C} + \text{const.} \quad (6)$$

ここで、 S_{xx} はラディエーション応力の長周期変動成分、 E は波エネルギーの長周期変動成分である。単一方向進行波のもとでは、

$$S_{xx} = E \left(\frac{2C_g}{C} - \frac{1}{2} \right) \quad (7)$$

であることを利用して S_{xx} および E を消去すると、

$$\bar{u}_i = \sqrt{\frac{g}{d}} \left(\frac{C_g}{\sqrt{gd}} + \frac{1 - \left(\frac{C_g}{\sqrt{gd}} \right)^2}{\left(\frac{2C_g}{C} - \frac{1}{2} \right) \frac{C}{\sqrt{gd}}} \right) \eta_i \quad (8)$$

となる。図-11は、上式から $\bar{u}_i / \eta_i$ を計算したものであ

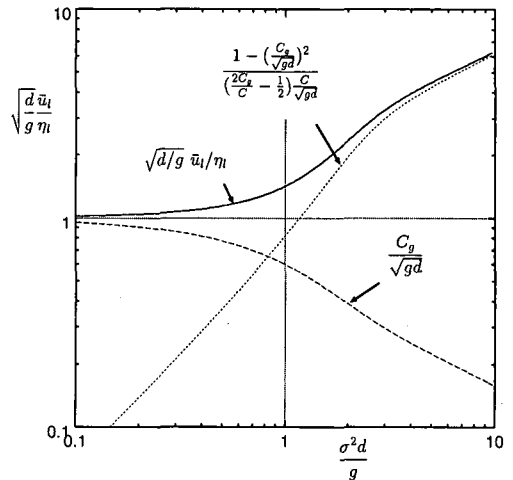


図-11 拘束波のもとの流速と水位の比

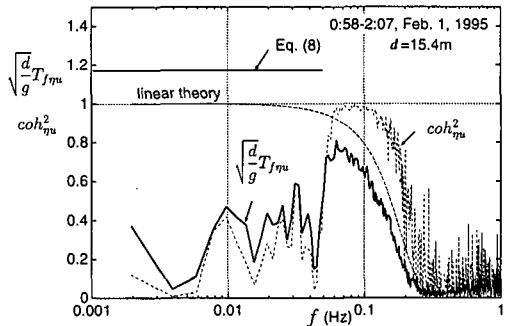


図-12 水位から底面流速への伝達関数とコヒーレンス

る。同図によれば、拘束波のもとの流速は、長波理論による計算値よりも常に大きく、特に搬送波の周期が短い場合には、式(6)の第2項の影響を受けて、自由長波理論で水位変動から評価されるものよりもかなり大きな流速が誘起されることになる。

図-12は、水深15.4m地点における2月1日0:58からの4096秒間の水位から流速への伝達関数と両者のコヒーレンスを示している。ピーク周波数付近では、コヒーレンスが高く、伝達関数の値は破線で示した線形理論によるものとほぼ同程度である。長周期波領域では、式(8)によれば、伝達関数の値は1.17となるが(図中実線)、計算された伝達関数の値はかなり小さくコヒーレンスも悪い。

図-2によれば、2月1日の s の値は50程度であり、かなり方向集中度は高いが、同期間の風が10m/s以上で、波形勾配が $H/L=0.032$ と大きいため、風波性の強い波であったと考えられる。各周波数帯における方向集中度を検討するため、周波数毎の方向集中度 $s(f)$ を、水位と流速変動のコスペクトルから推定した。図-13は、図-12に示した期間における方向集中度パラメタ $s(f)$

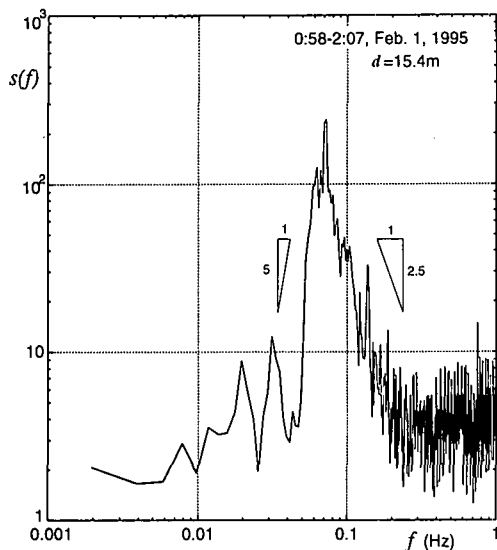


図-13 方向集中度パラメータ

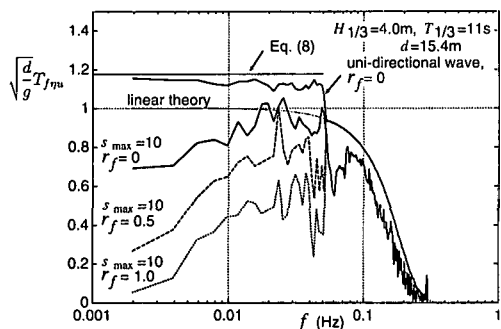


図-14 方向分散性と自由波の存在を考慮した伝達関数

を示したものである。方向集中度はピーク周波数付近では高いが、長周期波領域では急激に悪くなる。

方向分散性や自由波の存在が伝達関数値の低下に及ぼす影響を数値シミュレーションで検討した。方向分散波については、既述の方法で計算し、長周期拘束波成分 η_{lb} 、 u_{lb} を計算した。自由波については、スペクトル特性が明確でないで、ここでは、エネルギー密度は $f < 0.05$ Hz の長周期波領域に一樣に分布し、波向は $0 \sim 2\pi$ の範囲に一樣に分布していると仮定し、このような特性を持つ成分波を 6500 波重ね合わせるにより自由波 η_f 、 u_f を模擬した。自由波の大きさは、拘束波に比例すると考え、次式で与えられる両者の rms 値の比 r_f を変えて数値シミュレーションを実施した。

$$r_f = \frac{\sqrt{\eta_f^2}}{\sqrt{\eta_{lb}^2}} \dots\dots\dots (9)$$

図-14 は、数値シミュレーションで作成した水位と流速データに対して、伝達関数を計算したものである。波の諸元は、図-12 と同程度のものに対して計算した。方向分散性を考えない場合には、長周期波領域における伝達関数の値は、式(8)によるものと同程度となるが、 $s_{max} = 10$ とすると伝達関数の値は約 70% 程度に低下する。自由波の存在を考慮すると伝達関数の値はさらに下がり、図-12 と比較すると、 $r_f = 1$ とした場合に現地データと対応が良い。すなわち、検討期間における自由長周期波の強さは、拘束波と同程度であったと推定される。

5. おわりに

1. 二次干渉理論で計算される長周期変動の諸特性と無次元水深との関係を表す回帰式を求めた。式の妥当性は水深 8~20 m における実測値で検証した。
2. 長周期流速変動の確率分布は、冲向き流速が大きく岸向き流速が小さい非対称なものとなる。
3. 長周期変動の水位と流速間の伝達関数やコヒーレンスは、自由波の存在や方向分散性の影響を受けて著しく低下する。高波浪期間に評価した伝達関数から自由波のエネルギーを推定すると、拘束波のエネルギーと同程度となった。

謝辞：本研究で解析したデータは、建設省北陸地方建設局信濃川下流工事事務所から提供いただいた。貴重なデータを快く提供して下さいた関係各位に謝意を表する。

参考文献

- 木村 晃(1985)：非線型長周期波の 2 次元スペクトル，第 32 回海岸工学講演会論文集，pp. 154-158。
- 関本恒浩・清水琢三・窪 泰浩・今井登雄・島津昌夫 (1990)：港湾内外のサーフビートの発生・伝播に関する現地調査，海岸工学論文集，第 37 巻，pp. 86-90。
- 浜田徳一(1964)：表面波の 2 次干渉，第 11 回海岸工学講演会論文集，pp. 12-18。
- Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart (1962)：Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to 'surf beats', J. Fluid Mech., Vol. 13, pp. 481-504。
- Sand, S. E. (1982)：Long waves in directional seas, Coastal Engrg., Vol. 6, pp. 195-208。
- Sato, S., T. Isayama and T. Shibayama (1989)：Long-wave component in near-bottom velocities under random waves on a gentle slope, Coastal Engrg. in Japan, Vol. 32, No. 2, pp. 149-159。
- Tick, L. J. (1963)：Nonlinear probability models of ocean waves, Ocean Wave Spectra, Prentice Hall, pp. 163-169。