

砕波帯内のエネルギー逸散過程に関する実験的研究

青 野 利 夫*・服 部 昌 太 郎**

1. ま え が き

砕波帯内での波エネルギーの逸散に関する研究は、砕波後の波高変化の予測問題として従来より行われている。代表的なものとしては、渦粘性仮説に基づく井島ら¹⁾、樫木ら²⁾、水口ら³⁾の研究、段波のエネルギー逸散に基づく LeMehaute⁴⁾、Divoky, et al.⁵⁾、Deigaard, et al.⁶⁾の研究、等方性乱流による乱流モデルを用いた Horikawa, Kuo⁷⁾の研究、乱流場の実験結果に基づく泉宮ら⁸⁾、Svendsen⁹⁾の研究などがある。これらの研究で用いられている砕波帯内のエネルギー逸散モデルは、波高減衰への適応に主眼が置かれており、実際の物理過程との関係は明確でない。一方、近年の流速測定技術の発達により、砕波帯内乱流場の特性が明らかにされ、特に水面で生成されるエネルギーレベルの比較的高い低周波性の乱れが、砕波帯内で果たす役割について関心が集まっている^{10),11),12)}。この乱れに着目して砕波帯内の波エネルギー逸散過程の解明を試みたものとしては、渦拡散に基づいた灘岡¹³⁾の理論的解析があるに過ぎない。

低周波乱れの挙動は可視化実験により明瞭に捉えられ¹⁴⁾、流速測定によってもその存在は認められる。しかし、流速測定結果では乱れと波動成分との分離が困難であるため、エネルギー逸散量に対する低周波乱れの定量的評価は困難なものとなっている。

本研究では、水面で生成される乱れによるエネルギー逸散過程について、1) 可視化実験と流速測定との結果から乱れの拡散過程を検討し、2) 砕波帯内の乱れによるエネルギー逸散量を、可視化実験結果より得られる低周波乱れの影響が強い拡散係数から算定し、検討した結果を報告する。

2. 実験装置及び方法

無反射式造波装置を取り付けた $0.30\text{ m} \times 0.55\text{ m} \times 20\text{ m}$ の両面ガラス張りの二次元波動水槽内に、1/20 勾配斜面と水平床とからなる模型海浜地形を設置して実験を行

った。可視化実験には、水面で生成される大規模な乱れの可視化を行うため気泡トレーサー法¹⁵⁾を用い、画像記録には1/100秒タイマー付きビデオカメラ(水平解像度360本、映像S/N比45dB、レンズf1.8)を用いた。水面と水粒子速度変動の測定は、分圧式波高計とLDV流速計を用いて可視化実験とは別個に行った¹⁶⁾。実験波の条件を表-1に示す。

可視化撮影は造波開始後、砕波帯内の波動場が常になった時点より開始し、波面崩壊時点より入射波の一周分を10分割して画像処理[分解能 256×256 ドット(1ドット当りのスケールは約3mm)、濃度は256階調表現可能]を行った。砕波帯内での見かけの拡散係数 K は、各位相でのトレーサーの濃度分布から非拡散域との境界が明確な領域の面積変化により算定した(推定測定誤差1%)。

表-1 実験条件

Exp.	h_b (cm)	T (s)	H_i (cm)	H_o/h_b	H_o/L_o	breaker type
1	6.00	1.00	4.31	0.92	0.0754	spilling
2	6.00	1.25	4.06	1.02	0.0657	s-p
3	6.00	1.60	3.11	0.99	0.0492	plunging
4	7.00	1.00	4.53	0.80	0.0712	spilling
5	7.00	1.25	4.64	0.92	0.0640	s-p
6	7.00	1.60	4.10	0.97	0.0524	plunging
7	8.00	0.90	5.65	0.83	0.0893	spilling

3. 可視化実験による乱れの拡散過程

図-1(a)~(e)は可視化実験結果の一例(実験-5)で、撮影画像を画像処理装置によりデジタル化して出力したものである。図中には砕波点からの距離と、波進行方向を表す矢印が示されている。各図の時間間隔は0.12秒である。同図より、水表面に投入されたトレーサーは、波面崩壊により流体内部に持ち込まれ、砕波の進行と共に水底面方向に連行され、波進行方向にも拡散する。トレーサーは、初期には水底面に向かって空間的に一様に降下するが[(a), (b)], 水底面に近づくに従い空間的な間欠性が存在することが認められる[(c)~(e)]。これはトレーサーの拡散が、波面の崩壊によって生成する数個の比較的大きな渦の運動に支配されて

* 正会員 工修 中央大学助手 理工学部土木工学科

** 正会員 工博 中央大学教授 理工学部土木工学科

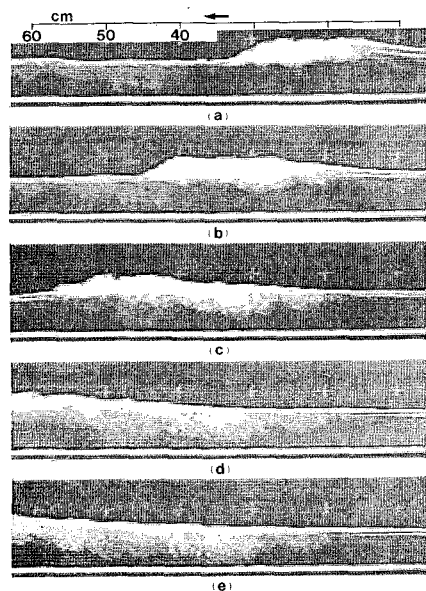


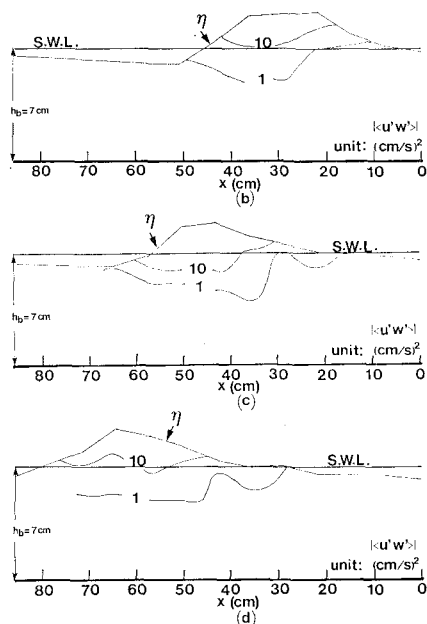
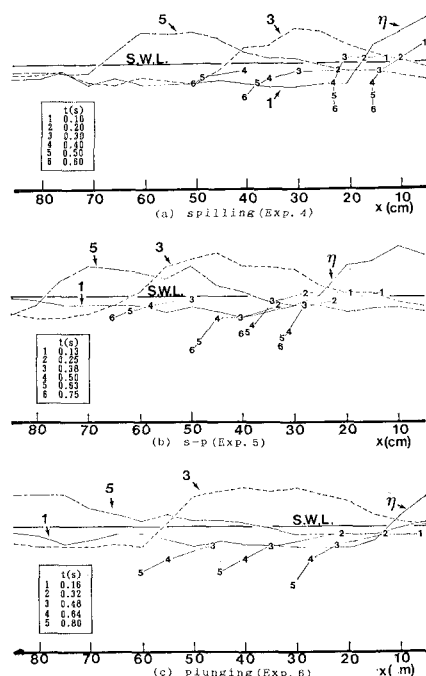
図-1 可視化実験結果(実験-5)

いることを示しているが、その物理的メカニズムは明確でない。そこで、流速測定結果との比較により拡散の実体を検討することを試みる。図-2 (b)~(d) は、流速測定結果から数値フィルター法によって算定したレイノルズ応力(低周波乱れの影響が含まれている)の位相平均値の絶対値 $|\langle u'w' \rangle|$ の空間分布を水面変動と同時に示したものである。各図の位相は図-1 (b)~(d) とほぼ同一である。図-2 のレイノルズ応力の空間分布 $|\langle u'w' \rangle| = 1 \text{ (cm/s)}^2$ の領域と図-1 のトレーサーの拡散域の形状は定性的に良く似ており、本研究で扱う拡散はレイノルズ応力、あるいは渦度の拡散(shear 拡散¹³⁾)と見なして検討を行う。

図-3 (a)~(c) は、3~4 個の渦の存在が認められる実験-4, 5, 6 の各位相でのトレーサー拡散域に、最終的な拡散域の形状から判断された半径をもつ数個の円形渦を重ね、その中心の移動軌跡を水面形状と同時に示したもので、図中の数字は、移動の順を示している。渦の挙動は、(a)~(c) 共に突っ込み点より離れるに従い、渦のエネルギーレベルの低下により移流の影響を受けて斜降する。しかし渦の降下方向は、崩れ砕波下では巻き砕波より鉛直下降に近く、水面近傍での渦の移流とその伸長状況などには砕波形式による変化が認められる。

4. 拡散係数の特性

可視化実験結果から砕波帯内のエネルギー逸散過程を検討するため、低周波乱れの影響を強く含む見かけの拡散係数 K を算定する。図-4 は K を算定するために行った画像解析結果の一例で、先行波のトレーサーの残存

図-2 $|u'v'|$ の位相変化(実験-5)図-3 水面で生成される渦の挙動 ($h_b=7 \text{ cm}$)

濃度、また図-2 のレイノルズ応力の分布などから拡散域と非拡散域の境界は決定されている。

トレーサーの拡散が shear の拡散と判定されたことから、 K は物質拡散ではなく、水面で生成されるエネルギー



図-4 画像処理結果例 (実験-5)

ーレベルの高い渦の移流・拡散を意味している。図-5は、拡散を引き起こす外的要因として砕波点の位置エネルギー、また渦の時間スケールが波の周期とほぼ同程度であることを考えて、拡散係数を H と T によって無次元化し、その経時変化を各実験ごとに示したものである。ここで縦軸は、 $K/(H_b^2/T)$ 、横軸は t/t_e (t_e : 拡散の終了時間) である。 t_e は、トレーサーが水底面にまで到達した時間としたが、 K は時間の経過とともに乱れや移流の影響が微弱になるとトレーサー (気泡) の浮上により、 K が負になることから、 K が負になった時点も拡散の終了時間とした。図-5 より、砕波形式によって水面で生成される渦のエネルギーレベルに差が生ずることが、 $K/(H_b^2/T)$ の経時変化より認められる。巻き砕波は、他の砕波形式に比較して波面崩壊による水塊の突入エネルギーが強く、拡散が底面に達する時間も短いことから ($t_e/T=0.35$)、 $K/(H_b^2/T)$ はほぼ一定で、また K 値も最大となっている。崩れ砕波では、波面の崩壊後の移流などの影響により K は次第に大きくなり、 $t/t_e=0.2\sim0.4$ で最大となった後減小する。このことは巻き砕波では水塊の突入効果が K に対して支配的であるのに対し、崩れ砕波では突入後の局所的な流速場の影響が強いことを示している。

次に K の一周期平均量 $\bar{K}$ と砕波点での波諸量との関係について検討する。次元解析によると一周期平均した無次元拡散係数 $\bar{K}/(H_b^2/T)$ は次のように表される。 $\bar{K}/(H_b^2/T)=f(H_b/L_b, u_b/\sqrt{gh_b}, H_b/h_b)$ ここに、 g : 重力加速度、 u_b : 砕波点の代表流速で、水平床上での実験であることから H_b/h_b はほぼ一定と見なせ、 $u_b/\sqrt{gh_b}$ も $\bar{K}$ を用いたことにより位相特性を無視できるので一定とすると、 $\bar{K}/(H_b^2/T)=f(H_b/L_b)$ となる。図-6 は、 $\bar{K}/(H_b^2/T)$ と H_b/L_b の関係を示したもので、無次元拡散係数は砕波形式による水塊の突入エネルギーの変化を反映して、 H_b/L_b の増大と共に減少する。同図より、 $\bar{K}$ は近似的に式 (1) のように表現できる。

$$\bar{K}/(H_b^2/T) = -208 H_b/L_b + 25 \quad \dots\dots\dots (1)$$

5. 渦の拡散に基づくエネルギー逸散量の算定

可視化実験結果より得られた平均拡散係数と流速測定結果とにより、砕波帯内のエネルギー逸散量を算定する。底面摩擦によるエネルギー逸散を無視した二次元の波のエネルギー方程式は式 (2) のように表される⁹⁾。

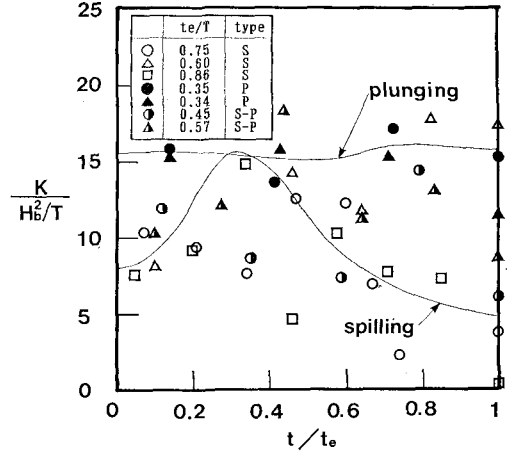


図-5 $K/(H_b^2/T)$ の経時変化

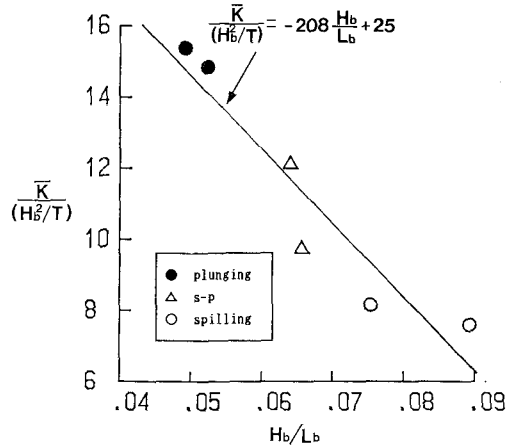


図-6 $\bar{K}/(H_b^2/T)$ と H_b/L_b の関係

$$\partial F / \partial x = -\Phi_a \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで F と Φ_a はそれぞれ波のエネルギー流束、エネルギー逸散項で式 (3)、(4) で表される。

$$F = \int_0^{h+\eta} U \{ \rho/2 (U^2 + W^2) + \rho g (h-z) + p \} dz \\ \doteq \int_0^{h+\zeta} U \{ \rho/2 (U^2 - W^2) + \rho g \eta' \} dz \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\Phi_a = \rho \int_0^{h+\zeta} [U \partial \langle u'^2 \rangle / \partial x + U \partial \langle u' w' \rangle / \partial z \\ + W \partial \langle u' w' \rangle / \partial x + W \partial \langle w'^2 \rangle / \partial z] dz \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 U, W : 波動流速、 ρ : 密度、 p : 圧力、 u', w' : 流速の乱れ成分である。式 (4) 中のレイノルズ応力の勾配は、テンソル表示を用いて式 (5) のように変形される。

$$\begin{aligned} \partial \langle -u'_i u'_j \rangle / \partial x_j \\ = \varepsilon_{ijk} \langle u'_i \omega_k \rangle - \partial / \partial x_i \langle u'_j u'_i / 2 \rangle \dots\dots\dots (5) \\ i, j, k = 1 \sim 3 \end{aligned}$$

ここに ε_{ijk} : 交番テンソル, ω : 渦度で, 式(5)を式(4)に代入するとエネルギー逸散項は式(6)となる.

$$\begin{aligned} \Phi_d = -\rho \int_0^{h+\eta} U f_\omega dz \\ + \rho \int_0^{h+\eta} U \partial k'^2 / \partial x + W \partial k'^2 / \partial z dz \\ = \Phi_{d1} \Phi_{d2} \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

ここで, $k'^2 = \langle u'^2 + w'^2 \rangle / 2$: 乱れの運動エネルギー, $f_\omega = \langle w' \omega_y \rangle$: 乱れ w' と渦度 ω_y の相関である. 従ってエネルギー逸散項は, 乱れ運動エネルギーの対流項と, 鉛直の乱れ流速と渦度の相関と U の積により構成される. 次に拡散係数 K と Φ_d 中の f_ω との関係を検討する. Taylor の渦度輸送理論¹⁷ によると, f_ω は, 渦拡散係数 ν_ω を用いて式(7)のように表される.

$$f_\omega = -\nu_\omega \partial \langle \omega_y \rangle / \partial z \dots\dots\dots (7)$$

K には移流効果が含まれていることを考えて, Taylor の移流拡散理論¹⁸ によって K と ν_ω とを式(8)によって関係づける.

$$K = -h^2 \nu_\omega \int_0^1 u'' \left\{ \int_0^{\xi/\zeta'} u'' d\zeta'' \right\} d\zeta''' \dots\dots (8)$$

ここに u'' : 断面平均した波動流速からの偏差, $\xi = z/h$ である. 式(6)~(8)の関係より, 拡散係数 K とエネルギー逸散量 Φ_d は関係づけられる.

これより, K と碎波帯内流速場の測定結果にもとづき, エネルギー逸散量の算定を行う. 式(8)中の u'' を, 位相平均流速 $\langle u \rangle$ の断面平均からの偏差とし, また後出する式(11)より u'' は二階以上微分可能でなければならないことから, 式(9)のように z の三次式で表す.

$$u'' = C_3 \zeta^3 + C_2 \zeta^2 + C_1 \zeta + C_0 \dots\dots\dots (9)$$

ここで, $C_3 \sim C_0$: 流速測定結果より求められる係数で, x と t の関数である. K として式(1)を用い, 式(9)を式(8)に代入し積分を行うと, ν_ω は式(10)となる.

$$\nu_\omega = -h^2 / \bar{K} \cdot f_1 \dots\dots\dots (10)$$

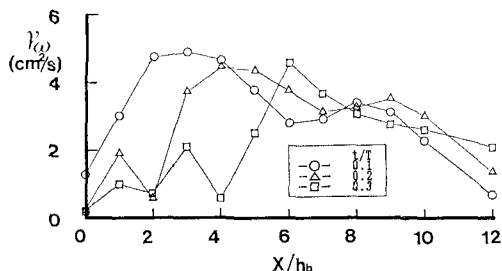


図-7 ν_ω の水平方向変化 (実験-5)

$$\begin{aligned} f_1 = C_3^2 / 180 + C_2 C_3 / 60 + 13 C_1 C_3 / 420 \\ + C_2^2 / 84 + 11 C_0 C_3 / 120 + C_1 C_2 / 24 \\ + C_1^2 / 30 + 7 C_2 C_0 / 60 + C_1 C_0 / 6 \\ + C_0^2 / 6 \end{aligned}$$

図-7 は, 実験結果より得られた $\bar{K}$ と流速を用いて, 式(10)から算定された ν_ω の空間分布を, 図-2(b)~(d) とほぼ同一の位相について示したものである. 同図より, ν_ω は図-1 のトレーサーの拡散域に相当する領域で大きくなる分布として妥当な結果を示している. この ν_ω を用いて, 式(6), (7) より拡散によるエネルギー逸散量を算定する. 今, 式(6)中の右辺第一項に, 式(7)を代入すると,

$$\begin{aligned} \Phi_{d1} = \int_0^{h+\zeta} \rho \nu_\omega \partial / \partial z \{ \partial u / \partial z - \partial w / \partial x \} U dz \\ = \rho \nu_\omega \int_0^{h+\eta} \langle u \rangle \partial^2 \langle u \rangle / \partial z^2 dz \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

となり, $\langle u \rangle = u'' + u_m$ (u_m : 断面平均流速) であることから式(11)は,

$$\begin{aligned} \Phi_{d1} = \rho \nu_\omega [1.2 C_3^2 \zeta^5 + 2 C_3 C_2 \zeta^4 + (2 C_2^2 + 6 C_3 C_1) \zeta^3 \\ + (C_2 C_1 + 3 C_3 C_0) \zeta^2 + 2 C_2 C_0 \zeta]_0^{h+\eta} \end{aligned}$$

ここで

$$C_0' = C_0 + u_m \dots\dots\dots (12)$$

となる. u'' 及び $\langle u \rangle$ の係数 $C_3 \sim C_0$, u_m と乱れ運動エネルギー k'^2 のモデル化を行えば, 碎波帯内の乱れによるエネルギー逸散項は定式化することが出来る. しかし, 本研究では流速測定結果を使用して, 波動流速は位相平均法, k'^2 は測定流速スペクトルより算定して, エネルギー逸散量の計算を行った. 図-8 は, 実験-5 の測定結果より計算された式(2), (3), (6)の各項の, 水平方向変化を示した結果である. エネルギー流束の勾配

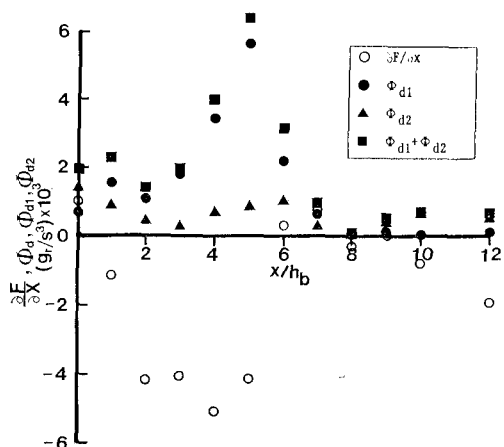


図-8 碎波帯内のエネルギー収支 (実験-5)

が最大となる地点は $x/h_b=5$ ($x=35$ cm) で、図—1 のトレーサーの拡散が最も激しい領域に相当し、エネルギー逸散に対する shear 拡散の重要性が示されている。また可視化実験の測定精度は LDV による測定に比較して相当低く、 K と Φ_a とをいくつかの仮定の下に関係づけたにもかかわらず、両者間に式 (2) の関係がほぼ満たされていることが認められる。さらに Φ_{a1} と $\partial F/\partial x$ とは比較的良好な対応関係を示していることから、拡散係数の評価対象となった大規模渦の移流・拡散効果が、砕波帯内の波のエネルギー逸散に支配的な役割を果たしているといえる。

6. 結 論

砕波下で生成・発達する大規模な渦による拡散および、渦拡散に基づくエネルギー逸散過程を、可視化実験と LDV による測定との併用により検討した。本研究で得られた主たる結論は以下の通りである。

(1) 水面で生成される乱れは、比較的スケールの大きな渦とその周辺に存在する高周波の乱れによって特徴づけられ、突っ込み点より離れるに従い渦のエネルギーレベルは低下し、水底面方向に斜降する。

(2) 可視化実験より得られるみかけの拡散係数は、レイノルズ応力の拡散に相当し、砕波形式による突入水塊のエネルギーレベルの変化に対応している。

(3) エネルギー逸散量を、拡散係数と流速測定結果より計算する式を導き、エネルギー流束の勾配から得られる逸散量と比較した結果、砕波帯内の波のエネルギー逸散に大規模な渦の移流・拡散が支配的な役割を果たしていることが明かとなった。

参 考 文 献

- 井島武士ら： 実体写真観測による砕波帯の波の性質について、第3回海岸工学講演会講演集，pp. 99～116，1976。
- 榎木 享ら： 砕波後の波の変形に及ぼす乱れの効果について、第20回海岸工学講演会論文集，pp. 565～570，1972。
- 水口 優ら： 砕波後の波高変化についての一考察，第25回海岸工学講演会論文集，pp. 155～159，1978。
- Le mehaute, B.: On non-saturated breakers and the wave run-up, Proc. 8th Conf. on Coastal Eng., ASCE, pp. 77～92, 1962.
- Divoky, D., et al: Breaking wave on gentle slopes, JGR, Vol. 75, No. 9, pp. 1681～1692, 1970.
- Deigaard, R. J., et al: Suspended sediment in the surf zone, Jour. of WW, ASCE, Vol. 112, No. 1, pp. 115～128, 1986.
- Horekawa, K., C. T. Kuo: A study on wave transformation inside surf zone, Proc. 10th Conf. on Coastal Eng., Vol. 1, ASCE, pp. 217～233, 1966.
- 泉宮尊司： 砕波帯近傍での波と海浜流に関する研究，東京大学博士学位論文，1985。
- Svendsen, I. A.: Analysys of surf zone turbulence, DCAMM Rep., No. 322, pp. 1～40, 1986.
- 青野利夫・服部昌太郎： 砕波下での大規模乱れ構造に関する実験的研究，第31回海岸工学講演会論文集，pp. 6～10, 1984。
- 三村信夫ら： Plunging 砕波によって発生する砕波帯内流速場の構造，第31回海岸工学講演会論文集，pp. 11～14, 1984。
- 灘岡和夫ら： 二成分光ファイバー流速計を用いた砕波帯内流速場の特性の解明，第32回海岸工学講演会論文集，pp. 50～54, 1986。
- 灘岡和夫・広瀬文人： 砕波の物理過程に基づいた砕波帯内の拡散係数のモデル化，第33回海岸工学講演会論文集，pp. 26～30, 1986。
- 青野利夫・服部昌太郎： 崩れ砕波による乱れの構造特性に関する実験的研究，中央大学理工学部紀要，第26巻，pp. 77～127, 1983。
- Peregrine, D. H., I. A. Svendsen: Spilling breakers, bores and hydraulic jumps, Proc. 16th Conf. on Coastal Eng., pp. 540～550, 1978.
- 青野利夫・服部昌太郎： 回転スペクトルを用いた砕波下での大規模渦に関する実験的研究，第33回海岸工学講演会論文集，pp. 6～10, 1980。
- Taylor, G. I.: The transport of vorticity and heat through fluids in turbulent motion, Proc. Roy. Soc. London, Ser. A, Vol. 135, pp. 685～705, 1932.
- Taylor, G. I.: The dispersion of matter in turbuient flow through a pipe, Proc. Roy. Soc. London, Ser. A, Vol. 223, pp. 446～468, 1954.