

水深変化による砕波の支配パラメタと砕波形式について

安田孝志*・原 正典**・榊原幸雄***

1. 結 言

砕波の問題は、流体力学的に興味深いだけでなく、海岸工学的にも極めて重要であるが、水深変化が原因となる砕波に関してさえ依然として未解明な点が多い。多くのデータの蓄積のある斜面上の砕波については砕波指標や砕波形式の支配パラメタも導かれているが、任意の水深変化による場合については解明が進んでいない。

そこで本研究では、水深変化の形態や入射波の種類に関係なく砕波限界や砕波形式を定量的に評価できる手法を確立するため、任意の水深変化による砕波に対してその支配パラメタおよび砕波形式指標を定義する一方、境界積分法 (BIM) によって種々の水深変化および初期波の下での砕波限界波形を計算し、その砕波限界波高および砕波形式がこれらの支配パラメタおよび指標によって統一的に整理できることを明らかにしたい。

2. 水深変化による砕波の支配パラメタ

(1) 支配パラメタ

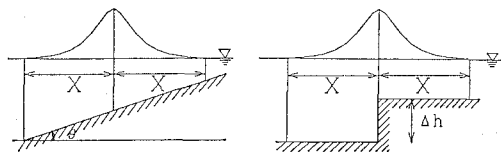
斜面上の周期波の砕波形式が入射波の波形勾配 H_0/L_0 と海底勾配 $\tan \theta$ を組み合わせた $\xi_0 = \tan \theta / \sqrt{H_0/L_0}$ によって分類されることは良く知られている。 ξ_0 自体は半経験的に導かれたものであるが、斜面勾配項 $\eta \tan \theta$ の非線形項 $\eta \eta_x$ に対する比 λ としても導かれる (安田ら, 1979)。したがって、水面変動 η を波高 H の孤立波 $\eta = H \operatorname{sech}^2 [\sqrt{(3/4)(H/h)} x/h]$ で与えれば、 λ は次式となる。

$$\lambda = \eta \tan \theta / \eta \eta_x \sim (2/\sqrt{3}) \tan \theta / (H/h)^{3/2} \quad \cdots (1)$$

ここでは、分母の次数を $2/5$ とし、一定水深場での波高 H_1 および水深 h_1 を用いて、斜面上の孤立波の支配パラメタ ξ_s を次式のように仮定する。

$$\xi_s = \tan \theta / (H_1/h_1)^{2/5} \quad \cdots (2)$$

ついで、ステップなどによって水深が急変する場合の支配パラメタを導くため、 λ をより一般化して捉え直



図—1 孤立波に対する水深変化の影響範囲

す。図—1 のように 1 個の波峯に着目し、その影響域を $2X$ とすれば、 $2X$ 区間での水深変化の平均量は、斜面上では $(X/h) \tan \theta$ 、ステップ上では $\Delta h/2h$ となる。波を孤立波とすれば、 X は $h(H/h)^{-1/2}$ と置き換えられ、斜面勾配項を水深変化量に非線形項を H/h にそれぞれ置き換え、その比を求めると、斜面上では $\lambda_1 = \tan \theta / (H/h)^{3/2}$ 、ステップ上では $\lambda_2 = (\Delta h/h) / (H/h)$ となる。 λ_1 は式 (1) の λ と一致していることから、ここで示した考え方は直感的ではあるが、任意の水深変化に拡張できるより一般的なものになっていると言える。そこで、 λ_2 に対しても分母を ξ_s と同様に $(H/h)^{2/5}$ とし、ステップ上の孤立波に対する支配パラメタ ξ_s を次式のように仮定する。

$$\xi_s^* = (\Delta h/h_1) / (H_1/h_1)^{2/5} \quad \cdots (3)$$

(2) 砕波形式指標

砕波形式の分類は砕波時の波形を基に行われており、波頂部の局所的な巻き込みは崩れ波型、波峯全体に前傾が生じて波峯部が大きく巻き込まれて行くものは巻き波型と区別されている。ここでは、このような砕波形式の分類は相対的なものであり、その相違は波峯の前傾の程度にあるに過ぎないと観点から、前傾の程度を反映した指標を定義し、これを砕波形式の定量的分類のための指標、すなわち、砕波形式指標として用いる。前傾の程度を示す指標についても種々の比較検討を行ったが、ここでは、次式の β_4 を砕波形式指標として定義する。

$$\beta_4 = \int_{-B}^B -\eta_x dx / 2B \quad \cdots (4)$$

ここに、 B は 図—2 に示す波頂を中心とした波峯幅である。

* 正 会 員 工 博 岐阜大学教授 工学部土木工学科

** 正 会 員 工 修 出光エンジニアリング株式会社 エンジニアリング室

*** 学生会員 岐阜大学大学院工学研究科

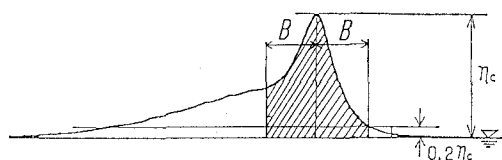
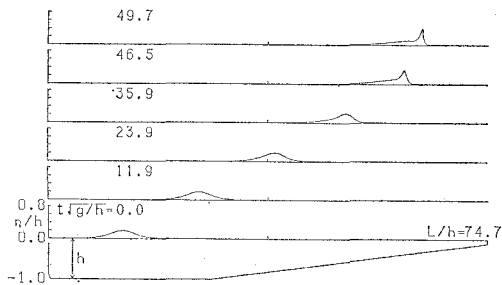
図-2 β_4 を定義するための孤立波の波峰幅

図-3 砕波に至る斜面上の孤立波の変形過程

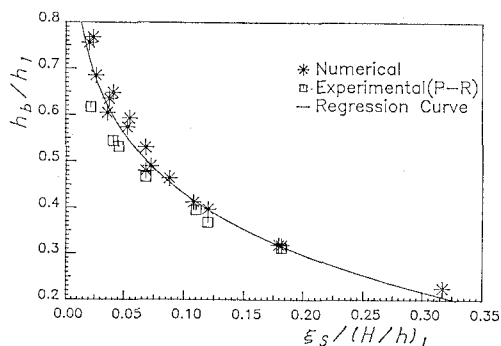
3. 計算方法と数値解の精度

用いる計算法は、砕波限界の定義を含めてこれまで著者ら (1989a) が開発して来たものと同じであり、任意の非回転波動に拡張できる。しかし、一定水深部での入射波を孤立波とすれば、初期波を厳密解によって与えることができ、このときの砕波問題を上述の ξ_s あるいは ξ_s^* のみによって扱うことが可能となる。また、ここでの目的は砕波限界の瞬間およびそのときの波形を正確に計算し、水理実験による以上の厳密さでもって砕波限界波高および砕波形式を明らかにすることにある。ステップおよび潜堤による砕波については、砕波限界まで正確に記述できることが水理実験結果との比較を通して実証されている (安田ら, 1989b)。斜面上の砕波については、Papanicolaou・Raichlen (P-R) (1989) の水理実験結果と比較することにより、精度の検証を行う。

表-1 は、砕波限界波高 $(H/h)_b$ に関する P-R の実験結果とこれと同一の入射波および斜面勾配条件の下で行った数値計算結果とを比較したものである。図-3 はこのときの砕波に至る波形変化の例として $\xi_s = 0.0364$ の場合の数値解による波形を示す。P-R の実験は、この種の実験としては最も高精度なものと考えられ、砕波限界の判定も高速度カメラによって泡の発生の瞬間を捕えることによって行われている。これに対し、数値計算では波頂前面の傾き角が -90° となる巻き込みの開始点を砕波限界としており、両者は完全に一致するものではない。しかし、 $(H/h)_b$ の値に関する限り、数値解は 1% 以内の誤差で実験結果と一致しており、ここで用いる計算法によって砕波限界の瞬間まで厳密 (エネルギー保存

表-1 砕波限界波高 $(H/h)_b$ に関する数値計算結果との実験結果の比較

$(H/h)_1$	$\tan \theta$	$(H/h)_b$	
		Experi. (P-R)	Numeri.
0.2	0.0141	1.222	1.218
0.3	0.0126	1.086	1.077
0.4	0.0126	1.071	1.080

図-4 砕波限界水深 h_b/h_1 と $\xi_s/(H/h)_1$ の関係

則に対する誤差は 3% 以下) に計算できることがわかる。

4. 斜面上の孤立波の砕波

(1) 砕波水深と砕波限界波高

ここでは、砕波水深および砕波限界波高 H_b と前述の ξ_s との関係を、数値計算結果に P-R の実験結果も加えて検討する。 h_b/h_1 は ξ_s よりもむしろ $\xi_s/(H/h)_1$ と良く対応しているため、 ξ_s に代えて $\xi_s/(H/h)_1$ を砕波水深 h_b/h_1 の支配パラメータとして両者の関係を調べることとした。図-4 はその結果を示し、図中の曲線は回帰式

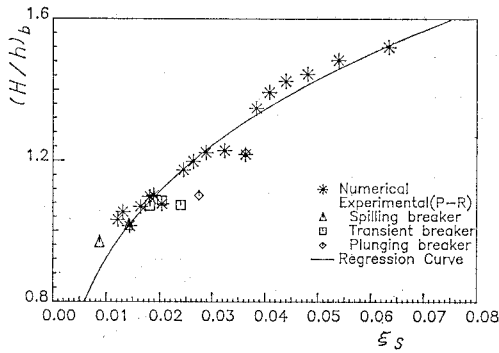
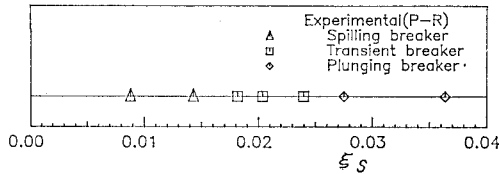
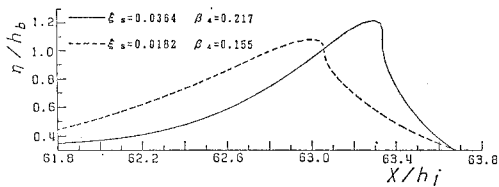
$$h_b/h_1 = -5.51 [\xi_s/(H/h)_1]^{0.0377} + 5.48 \quad \dots\dots (5)$$

によるものであり、両者の間にはほぼこの回帰式に従った関係のあることがわかる。従って、入射波の $\xi_s/(H/h)_1$ の値がわかれば、この回帰式を用いて砕波点を一義的に決定できることになる。

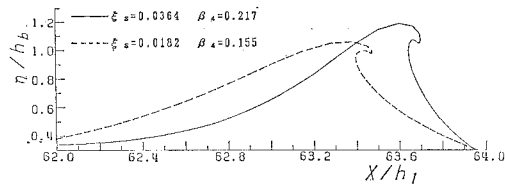
ついで、 $(H/h)_b$ と ξ_s の関係について検討したが、この場合には両者の間に図-5 に示されるような対応が認められ、 ξ_s がそのまま砕波限界波高 $(H/h)_b$ の支配パラメータとなることがわかる。また、 ξ_s と $(H/h)_b$ の間には

$$(H/h)_b = 3.24 \xi_s^{0.275} + 0.005 \quad \dots\dots (6)$$

による回帰曲線に従った関係が存在しており、 ξ_s の値を知れば直ちに $(H/h)_b$ が決まることになる。

図—5 碎波限界波高 $(H/h)_b$ と ξ_s の関係図—6 P-R の分類による碎波形式と ξ_s の関係

(a) 碎波限界波形



(b) 巻き込み波形

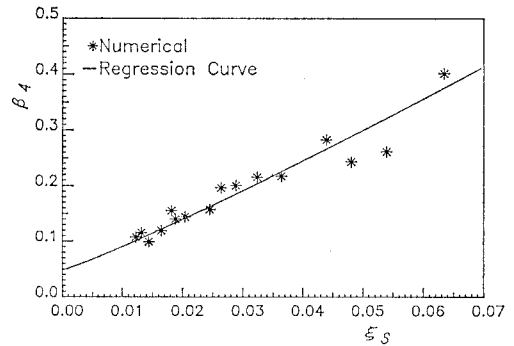
図—7 碎波限界波形とその後の巻き込み波形の例

(2) 碎波形式

ここでは、斜面上の碎波形式として一般的でかつ工学的にも重要な崩れ波型および巻き波型に着目し、これらと ξ_s の関係について検討する。

上述の P-R 実験では図—5 にも区別して示したように碎波形式の分類まで行われており、入射波が孤立波であっても入射波の波高と斜面勾配との関係で碎波形式が崩れ波型から巻き波型まで変化することが明らかにされている。図—6 は、P-R による碎波形式の分類結果を ξ_s との関係で整理したものであり、周期波の碎波形式が ξ_0 に従っているのと同様、斜面上の孤立波の碎波形

式は ξ_s に従っていることがわかる。この結果を基に碎波形式を分類すれば、 $\xi_s \leq 0.016$ では崩れ波型、 $0.016 \leq \xi_s \leq 0.026$ では中間型、 $\xi_s \geq 0.026$ では巻き波型となる。また、図—7 は、 $\xi_s = 0.0364$ (巻き波型) および 0.0182 (中間型) の場合について碎波限界波形 (波頂前面の傾き角が -90° になる瞬間の波形) とその後の巻き込み波形 (エネルギー保存則に対する誤差が 20% になった時を計算の限界とし、このときの波形を示す) をそれぞれの碎波水深 h_b で無次元化して示したものである。これから、碎波形式の相違は相対的なものであるが、 ξ_s と碎波限界時の波形の前傾度およびそれを定量化した碎波限界波形に対する β_4 の値とも良く対応しており、 ξ_s を斜面上の孤立波の碎波形式の支配パラメータ、 β_4 を碎波形式の分類指標と見なせることがわかる。

図—8 斜面上の孤立波の支配パラメータ ξ_s と碎波形式指標 β_4 の関係

そこで、ここで行った斜面上の孤立波の全ケースについて ξ_s と ξ_4 の関係を調べることにし、その結果を図—8 に示す。これから、両者の間には

$$\beta_4 = 6.92 \xi_s^{1.11} + 0.0477 \quad (7)$$

によって与えられる図中の回帰曲線にはほぼ対応した関係のあることがわかる。また、図—9 はこのときの典型的な崩れ波型および巻き波型碎波となる $\xi_s = 0.0132$ および 0.440 について、前述の図—7 と同様、碎波限界波形とその後の巻き込み波型を示す。これからの、碎波形式の分類は波頂部の巻き込み度の相対的な相違に基づいており、 β_4 によって評価される碎波限界の瞬間における波形の傾きの程度とその後の波峯の巻き込みの程度 (碎波形式) とが一義的に対応していることがわかる。そして、図—8 に示したような関係が β_4 と ξ_s の間にあることから、 ξ_s が碎波形式のパラメータとなりうるということがわかる。

以上の結果を前述の図—5 の結果と併せ考えると、 ξ_s の値が大きくなるに従って、入射波 (H/h_i によって評価) に対するせつ動の影響 (この場合、 $\tan \theta$ によって

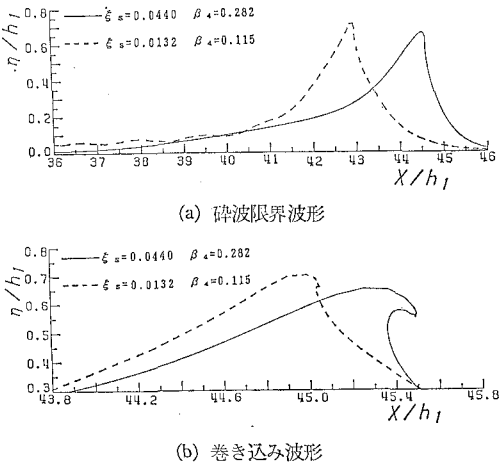


図-9 崩れ波型および巻き波型砕波の波形の比較

評価)が増し、これに伴って限界波高 $(H/h)_b$ と同様に波形の前傾 β_4 も増大し、砕波形式も崩れ波型から巻き波型に移行することになる。そして、上述の回帰式を用いれば、 ξ_s の値を与えることによって、 $(H/h)_b$ および β_4 の値を一義的に決定でき、砕波形式についても前述の ξ_s による分類結果を基に次のように整理できる。

崩れ波型 $0.016 \geq \xi_s$, $0.12 \geq \beta_4$
遷移型 $0.016 \leq \xi_s \leq 0.026$, $0.12 \leq \beta_4 \leq 0.17$... (8)
巻き波型 $0.026 \leq \xi_s$, $0.17 \leq \beta_4$

}

5. 水深急変による孤立波の砕波

(1) 水深の時間的急変の場合

水深 h_1 での定常周期波を Δh だけ水深を浅くした一定水深場の初期波として与え、砕波させる計算は New ら(1985)によって行われ、砕波限界波高だけでなく砕波形式まで明らかにされている。これらが斜面上の砕波と同様、1 個の支配パラメタによって決定できることを示すため、このときの初期波の波高を H_1 として New らの計算条件を前述の ξ_s^* によって整理し、 ξ_s^* と砕波限界波高 $(H/h)_b$ および砕波形式の関係について調べた。図-10 はその結果を示し、図中の分類は New らによるものである。また、図中の*印は、New らと全く同じ方法で定常孤立波を砕波させ、そのときの ξ_s^* と $(H/h)_b$ の関係を示す。これから、 ξ_s^* の値が同じであっても孤立波の $(H/h)_b$ は全般に周期波のものを上回り、初期波の種類に $(H/h)_b$ の値が依存していることがわかる。しかし、ここでは示していないが、砕波波形は両者共に良く似ておりいる。また、周期波あるいは孤立波の区別なく、砕波限界波高 $(H/h)_b$ および砕波形式共に ξ_s^* とほぼ一義的に対応しており、 ξ_s^* を初期波の種類に関係なく、このときの砕波の支配パラメタとして扱えることがわかる。

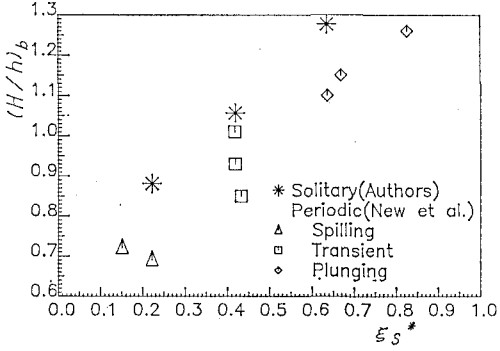


図-10 水深の時間的急変による砕波波高と ξ_s^* の関係

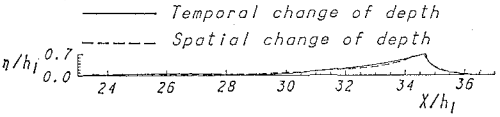


図-11 水深の時間的および空間的急変による孤立波の砕波限界波形の比較

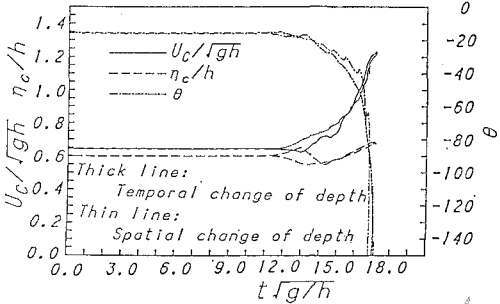
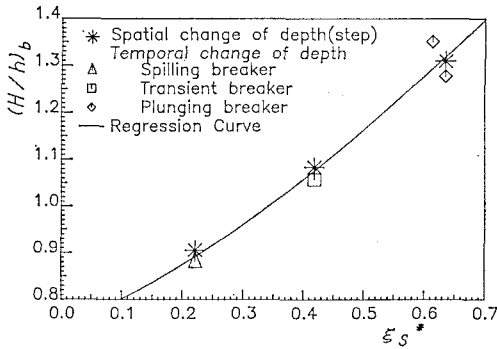


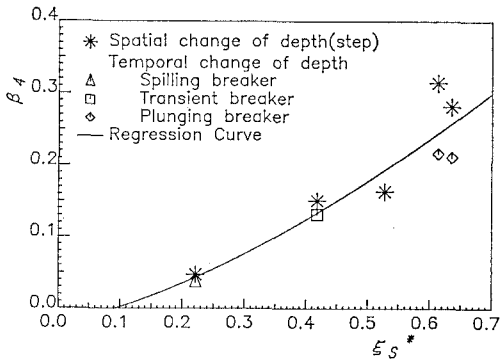
図-12 波項における諸量の時間的変化量

(2) ステップによる水深急変の場合

ステップによる砕波について検討するため、まず、砕波形式が明らかにされている上述の水深の時間的急変の場合との関係調べる。図-11 は、初期波を共に同じ波高の孤立波とし、水深を瞬間的に全体にあるいはステップによって空間的に Δh だけ急減させ、 ξ_s^* の値を一致させた場合の砕波限界波形を比較したものである。図-12 は、このときの砕波に至る過程での波頂における傾き θ 、峰高 η_c および水平水粒子速度 U_c の時間的変化を比較したものである。なお、前述の図-10 に示した New らの分類によれば、 $\xi_s^*=0.613$ は巻き波型となる。これから、水深変化が空間的あるいは時間的のいずれかを問わず、 ξ_s^* の値が一致していれば、砕波に至る過程を含めて両者の波形はほとんど一致することがわか



図—13 水深の時間的および空間的急変による碎波における限界波高 $(H/h)_b$ と ξ_s^* の関係



図—14 水深の時間的および空間的急変による碎波における碎波形式指標 β_4 と ξ_s^* の関係

る。これは、碎波に及ぼす水深変化の影響は、それが空間的あるいは時間的のいずれであれ、その総量 Δh によって決まり、その変化の仕方には依らないことを示している。これを一般化し、このときの碎波問題が ξ_s^* によって統一的に扱えることを実証するため、水深を Δh だけ時間的および空間的に急変させ、このとき碎波する最小波高の孤立波の $(H/h)_b$ と ξ_s^* の関係を同一の ξ_s^* の初期波について調べ、その結果を図—13 に示した。図中の曲線は回帰式

$$(H/h)_b = 1.039 \xi_s^{*1.345} + 0.754 \quad \dots\dots\dots (9)$$

によるものであり、両者共に回帰曲線に従っており、碎波限界波高 $(H/h)_b$ だけでなく碎波形式まで含めて ξ_s^* が統一的な支配パラメタとなっていることがわかる。

図—14 は、さらに広範な条件下にある水深の時間的あるいは空間的急変による碎波限界波形についてその β_4 と ξ_s^* との関係を示したものである。図中の回帰曲線は

$$\beta_4 = 0.531 \xi_s^{*1.450} - 0.0168 \quad \dots\dots\dots (10)$$

によるものであり、いずれもこの回帰式にほぼ従っていることがわかる。これから、水深が Δh だけ時間的あるいは空間的に急変する場合の碎波については、その碎波形式が次のように分類できることがわかる。

$$\left. \begin{array}{ll} \text{崩れ波型} & 0.39 \geq \xi_s^*, \quad 0.12 \geq \beta_4 \\ \text{遷移型} & 0.39 \leq \xi_s^* \leq 0.48, \quad 0.12 \leq \beta_4 \leq 0.17 \\ \text{巻き波型} & 0.48 \leq \xi_s^*, \quad 0.17 \leq \beta_4 \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (11)$$

6. 結 語

水深の漸変（一様斜面による変化）および急変（瞬間的あるいはステップによる局所の変化）による孤立波の碎波限界波形を BIM によって厳密に計算し、水深変化の形態や初期波の種類に関係なく碎波限界波高 $(H/h)_b$ および碎波形式が水深変化量と波の非線形性の比を表すパラメタ ξ_s （あるいは ξ_s^* ）および碎波形式指標 β_4 によって統一的かつ定量的に扱えることを明らかにした。この結果は、限られた3通りの水深変化に基づくものであるが、任意の水深変化による碎波に拡張できるものであり、近い将来、より一般的な支配パラメタが確立されよう。最後に、本研究の遂行に当って種々御助言を頂いた本学共通講座の田中光宏博士に感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 安田孝志・山下隆男・後藤真太郎・土屋義人 (1979): K-dV 方程式による斜面上の波の変形, 第26回海岸工学講演会論文集, pp. 21~25.
- 安田孝志・原 正典・田中光宏 (1989 b): ステップおよび潜堤を通過する孤立波の変形と碎波指標, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 51~55.
- New, A., P. McIver and D. Peregrine (1985): Computations of overturning waves, J. Fluid Mech., Vol. 150, pp. 233~251.
- Papanicolaou, P. and F. Raichlen (1983): wave and bubble characteristics in the surf zone, in *Sea Surface Sound* (Ed. B. R. Kerman, Klumer Academic Press), pp. 97~109.
- Yasuda, T., M. Hara and M. Tanaka (1989 a): A computational model of the deformation including overturning of a solitary wave over a submerged obstacle, Proc. 3rd Int. Sympo. Compu. Fluid Dynamics (in press).