

リーフ上の孤立波の微小碎波と崩れ波型碎波への遷移過程

水谷 夏樹*・安田 孝志**

1. 緒 言

碎波という現象は波動場の一種の極限状態であり、流体力学的興味において古くから研究対象として取り上げられてきた。しかしながら、碎波を特徴づけるジェット放出メカニズムは今だ未解明な現象であり、碎波と非碎波の境界において物理量がどのように変化するかについてはよく分かっていない。Duncan *et al.* (1994) は“gentle”な spilling breaker においてジェット放出のない碎波が存在することを明らかにしたが、こうした碎波が既存の碎波形式に対してどのような位置づけになるのかは触れられていない。一方、Banner and Tian (1996) は、非碎波から碎波に至る境界においてエネルギーや運動量の growth rate が突出して大きくなることを示しているが、ポテンシャル流体を用いた数値計算の結果に対して Duncan *et al.* (1994) の結果がどのように寄与するのか何ら説明を加えていない。

こうした背景を踏まえて、本研究ではリーフ上の孤立波の碎波に対して Duncan *et al.* (1994) の示した碎波形式が存在することを確認し、波高を徐々に増大させることによってジェット放出型碎波への遷移過程を明らかにする。また、既存の碎波形式に対する位置づけの再検討を行う。

2. 実験方法および条件

水理実験は、長さ 15.4 m、幅 0.4 m、高さ 1.0 m の 3 面ガラス張り二次元波浪水槽を用い、その中にリーフ高 $R=9.0$ cm のアクリル製のリーフを設置した。水深 h を 15.0 cm および 21.0 cm の 2 通りに設定し、沖側端のピストン式造波機によって $H/h=0.180\sim0.475$ の孤立波を入射させた。

微小碎波の空間波形の撮影は、光源としてレーザー波長 532 nm (Green 光源: 最大出力 5.0 W) の半導体レーザー (Millennia, Spectra-Physics 製) を用い、図-1 に示すようにシリンダリカルレンズによってシート状にし

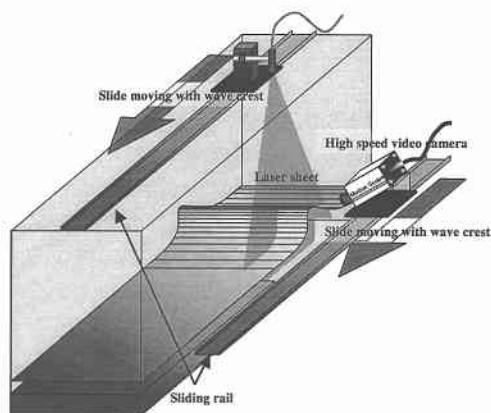


図-1 実験水槽と撮影手法の概略

たものを水槽上方より下向きに照射した。この時、広角レンズ (20 mm lens, Canon 製) によって現象を最適に撮影できるように手前のガラス面からシート光までの距離を 8.0 cm とし、側方より高速度ビデオカメラ (Motion scope, Radlake Imaging 製) によって撮影を行った。フレームレートおよびシャッタースピードは、それぞれ 250 fps, 1/1000 s とした。本研究では、空間波形の時間的変化を検討することが目的の一つであるため、水槽上方と側方に移動用のスライドレールを設置し、それぞれレーザーシートの照射台と高速度ビデオカメラを設置して、波頂部と共に移動する撮影法を採用した。

また、波形を鮮明に撮影するため水中に少量の蛍光染料 (Rhodamine-B) を混入した。この蛍光染料は波長 532 nm のレーザー光によって励起され、波長 590 nm 程度のオレンジ光を発光する。高速度カメラのレンズの前には 560 nm の臨界波長を持つ光学フィルター (S76-O56, 駿河精機製) を取り付け、強い散乱光をカットして励起光のみを撮影することにより、図-2 のような鮮明な波形を撮影することに成功した。なお、カメラは水平面より 30°傾けた角度で斜め上方より撮影を行った。このことから図-2 にある波形のうち背景とのエッジ部分がレーザー照射面での波形となるほか、撮影されている縞模様は水面の形状を写しているものではなく、水槽上方より照射されたレーザー光の水表面の凹凸による光の干渉縞

* 学生会員 工修 岐阜大学大学院工学研究科生産開発システム工学専攻 (日本学術振興会特別研究員)

** 正 会 員 工博 岐阜大学教授 大学院工学研究科環境エネルギーシステム専攻

表-1 実験条件

CASE	Depth h [cm]	Reef height R/h	Averaged wave height H/t (W01)
CASE01	15.0	0.60	0.18
CASE02	15.0	0.60	0.27
CASE03	15.0	0.60	0.32
CASE04	15.0	0.60	0.38
CASE05	15.0	0.60	0.39
CASE06	15.0	0.60	0.41
CASE07	15.0	0.60	0.43
CASE08	15.0	0.60	0.45
CASE09	15.0	0.60	0.48
CASE10	15.0	0.43	0.33

が見えていることに注意されたい。

空間波形の撮影の他に、容量式波高計によって時間波形の記録も併せて行った。空間波形撮影時には波高計が邪魔になるため、時間波形と空間波形の同時記録は行っていない。このため、時間波形の記録は、各ケースを10回造波し、最も沖側の波高計(W01)の最大波頂高によって時間的同期を行った後、各時刻のデータの10回の平均値をとって求めた。なおサンプリング周波数は100 Hzで記録した。表-1に実験条件を示す。

3. 微小砕波の空間波形変化特性

図-2はCASE01、平均実測波高 $H/h=0.18$ の空間波形の時間的変化である。波は右から左へ進行している。図中の時間は造波信号によってビデオカメラの時間制御を行ったものであり、造波終了時を $t=0.0\text{ s}$ としてい

る。

$t=6.036\text{ s}$ では波頂部付近に何の変化もないが、 $t=6.076\text{ s}$, 6.116 s と進むにつれて波頂部前方に‘くぼみ’が発生し、 $t=6.156\text{ s}$ では‘くぼみ’から波頂部にかけて‘膨らみ’が形成されると同時に、‘くぼみ’の前方に表面張力波が発生している。写っている干渉縞から波長2~3 mm程度の表面張力波と判断される。 $t=6.196\text{ s}$ になると表面張力波は次第に消滅し、 $t=6.236\text{ s}$ にかけて‘くぼみ’が前方に移動する。次に‘くぼみ’から別の表面張力波(波長約2~5 mm)が今度は波頂部にかけて発生し、それらが発達と共に3次元的な乱れへと移行しながら波頂部を越えて消滅する。また、時間の経過と共に波頂部と‘くぼみ’との距離は徐々に大きくなり、それに伴って主波である孤立波の尖鋭度は低下していく。本研究で用いた人工リーフの長さは約6 mであり、このケースはそのうちほぼ中央の約2 mの区間を撮影したものであるが、現象はこの後リーフ後端部まで継続して消波マットに達した。また、 $H/h=0.17$ のケースでは水槽内でこのような波形変化が生じなかったことから、CASE01は砕波と非砕波の境界付近の現象であると言える。

一連の現象はDuncan *et al.* (1994)の示したものとほぼ同じであり、リーフ上の孤立波の砕波においてもジェット放出のない砕波形式(以下、微小砕波と呼ぶ)が存在することから、浅海域、深海域を問わず砕波と非砕波の境界付近にはこうした砕波形式が普遍的に存在すると考えられる。

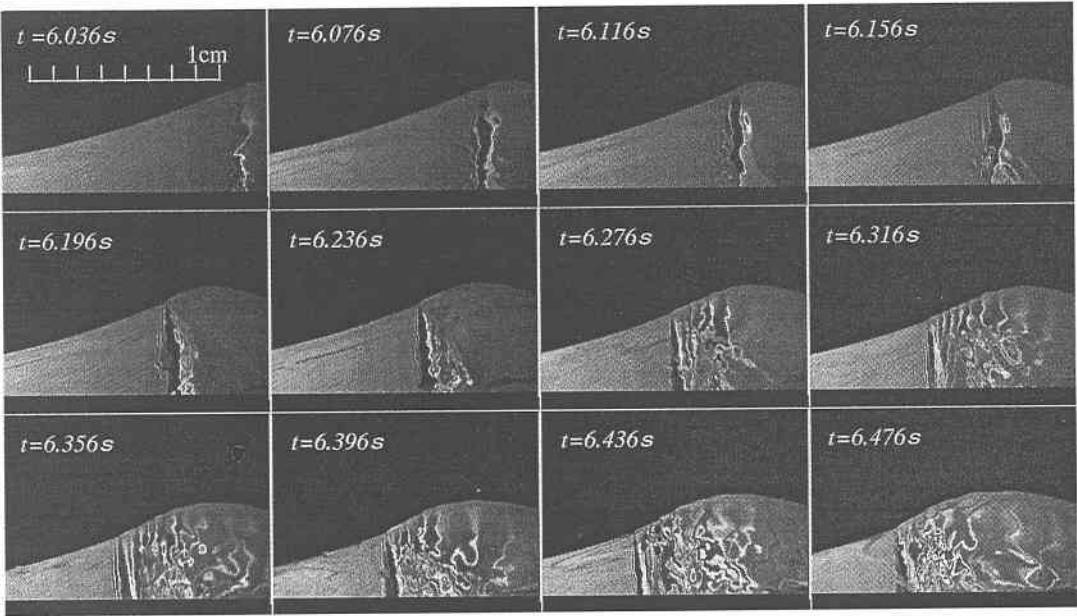
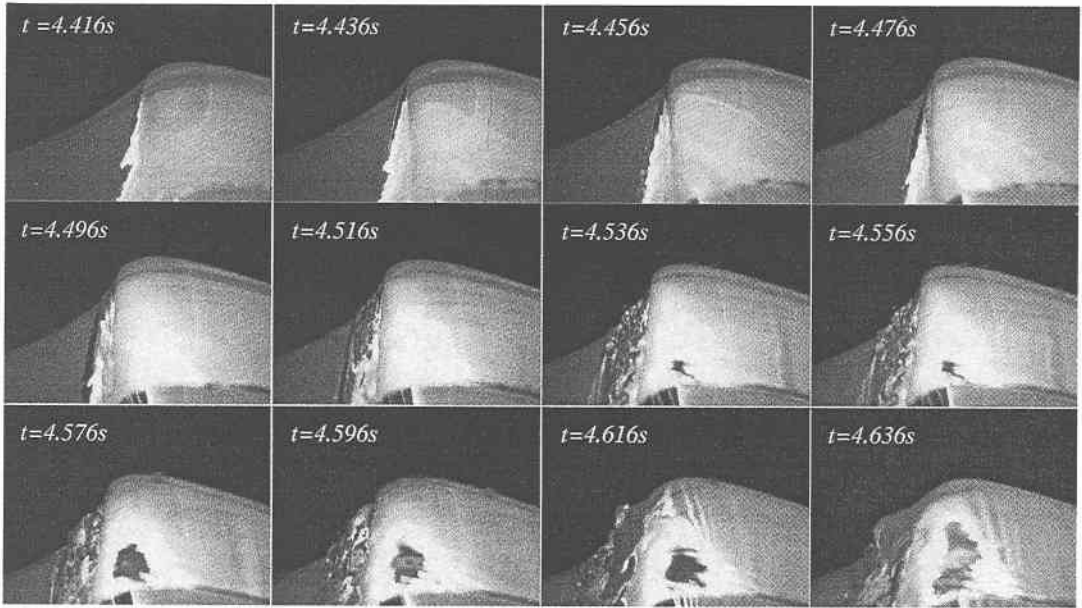


図-2 空間波形の時間的変化 (CASE01: $H/h=0.18$)


 図-3 空間波形の時間的変化 (CASE03: $H/h=0.32$)

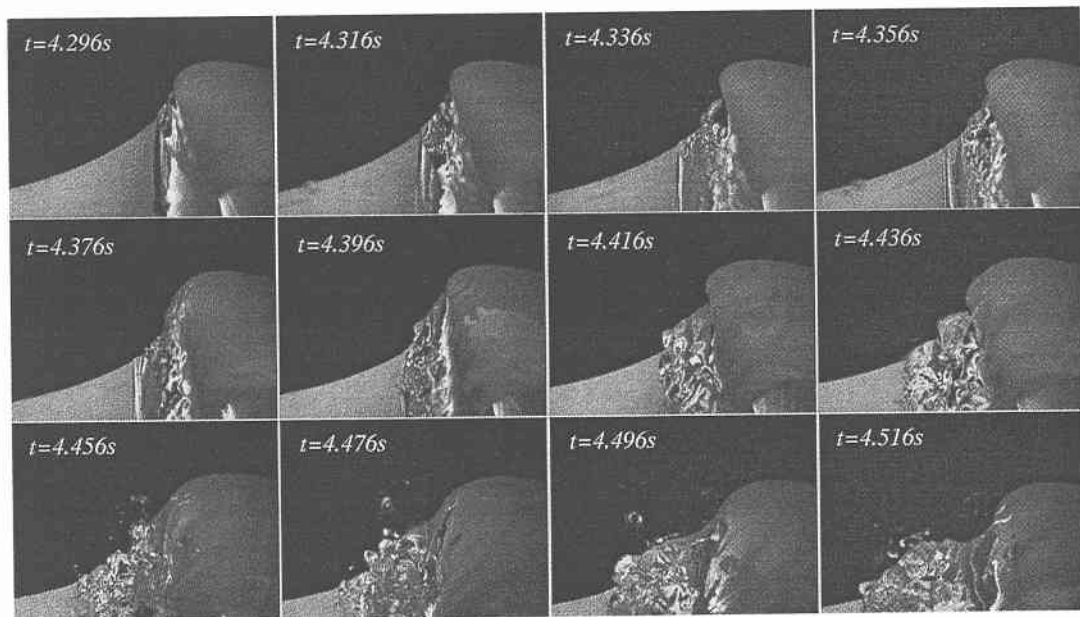
4. 崩れ波型碎波への遷移過程

碎波・非碎波の境界付近の現象から波高を徐々に大きくすることによって現象がどのように変化するのかについて検討した。図-3はCASE03, 実測平均波高 $H/h=0.32$ の空間波形の変化である。 $t=4.416$ sでは、CASE01に比べてかなり波形が前傾しているものの表面にほとんど変化は生じていない。 $t=4.436$ sでは‘くぼみ’の発生と波頂部にかけての‘膨らみ’および表面張力波の発生が見られる。しかしCASE01とは異なり、 $t=4.476\sim 4.516$ sにかけて‘くぼみ’は前方へ移動せず、‘くぼみ’から前方へ向かって水面の崩壊が見られる。CASE01での‘くぼみ’の前方への移動はこの水面の崩壊に相当するものと考えられるが、CASE03での流下(移動)速度はCASE01に比べて速いため、直下の水塊とのせん断によって乱れが発生しているものと考えられる。Longuet-Higgins (1994)は‘くぼみ’の後方に発生する表面張力波をType 2の表面張力波と表現し、その発生要因として、‘くぼみ’の移動に伴うその直下の水塊とのshearによる渦の発生を指摘している。波頂部と共に移動する座標系から見れば水表面は前方へ流下し、その直下では波頂部に向かって上昇しているため、その間には相当のせん断力が生じていることが容易に想像できる。波高が増大すると波速が増大し、移動座標系から見た波頂部へ向かう流速は大きくなる。一方、波形の前傾度も大きくなることから水表面の流下速度も大きくなり、結果として相対速度は大きくなり、乱れの度合いが強くなるものと考えられる。

この後、 $t=4.556$ s, 4.576 sにかけて波頂部の膨らみが再度大きくなり、前方の擾乱域との境界が再び明確になってくる。この時点で明確なover turningは確認できないものの $t=4.616$ sで波頂部が大きく前方に崩れ、それによって攪乱域の細かい表面張力波が巻き込まれて確認できなくなる。このことから、この波頂部の膨らみは小規模なジェットに相当するものと推察できる。この後、波頂部付近の膨らみの度合いが徐々に緩和されるのに伴い、残った擾乱は波頂部に向かって伝播し始め、それらは波頂部を越えて消滅していく。

図-4はCASE04の実測平均波高 $H/h=0.38$ の空間波形の変化である。一連の現象はCASE03の場合と変わらないが、 $t=4.316$ s, 4.436 sにおいてCASE03で小規模なジェットと指摘した状態をより明確に確認することができる。 $t=4.376$ sでこのジェットは前方へ大きく崩れているが、空気塊を巻き込むほどの規模ではなく、大きめの擾乱が発生しているにすぎない。興味深いのは $t=4.416$ sで再びジェットが形成され、しかも先のジェットよりも規模が大きくなっている。このジェットは $t=4.456$ sで突入しており、この時若干の空気塊を巻き込んでいることから波頂部付近に気泡の存在が確認できる。 $t=4.516$ sの状況は巻き波型碎波の碎波後の過程に類似しており、ジェットの突入に伴うスプレイの生成が見られる。

図-5はCASE08の実測平均波高 $H/h=0.45$ の空間波形の変化である。 $t=4.172$ sにおいてジェットの形成が認められる。しかし、ジェット下部には先のケースで

図—4 空間波形の時間的変化 (CASE04: $H/h=0.38$)

見られた擾乱域が形成されており、ポテンシャル流れの計算で見られるような滑らかな波面は形成されていない。なお、このケースは目視観測からは完全な巻き波型碎波に相当している。

以上のように、微小碎波からジェット放出型碎波までの遷移過程を見てきたが、形式的には次の3つの形態に分けることができる。

1. 波面前部における不連続面(‘くぼみ’)から発生する擾乱が、波頂部に向かって伝播し、穏やかに波形の尖鋭度を低下させるもの
2. 小規模なジェットの形成・突入を繰り返しながら、徐々に波形の尖鋭度を低下させるもの
3. 相当規模のジェットを形成し、それが突入することによってスプレイを生成するもの

以上のように考えれば、碎波形式としてはそれぞれ微小碎波、崩れ波型碎波、巻き波型碎波となるが、それぞれの間には遷移状態が存在し、その変化は連続的であるため明確な境界というものを判断することは難しい。これには何らかの定量的な指標が必要となるが、それについ

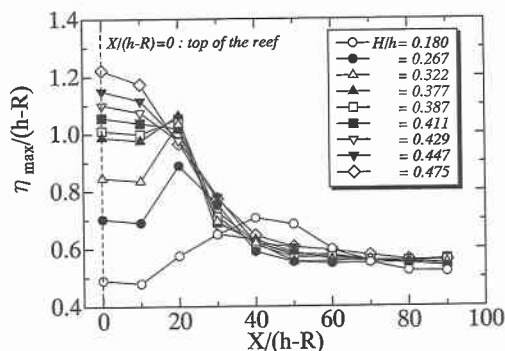
図—5 空間波形の時間的変化 (CASE08: $H/h=0.45$)

ては今後の課題としたい。

5. 波高減衰特性

空間波形変化特性から3つの碎波形式に大別したが、ここでは波高減衰特性からの検討を行う。図—6は各波高計の10回の平均時間波形から求めた最大波頂高の空間変化である。縦軸、横軸ともリーフ天端上の水深 $h-R$ で無次元化を行っており、 $X/(h-R)=0$ はリーフの法先を示している。これだけを見れば3つのカテゴリーに分類することは難しいが、CASE01 だけが他のケースと明らかに異なる分布を示している。残りのケースは連続的な変化を示しており、 $X/(h-R)=40$ 以降はどのケースもほぼ同じ値を示している。

CASE01 について詳しく見ると最大波頂高は $X/(h-R)$



図—6 最大波頂高の空間的变化

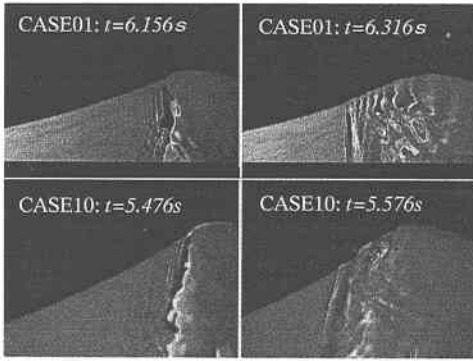


図-7 CASE01 と CASE10 の空間波形の比較

$-R)=40\sim 50$ に存在し、その値は $\eta_{\max}/(h-R)=0.73$ 程度であることが予想される。この値は定常孤立波が不安定となる波高 ($\eta_{\max}/(h-R)=0.78$) よりも若干小さい (Tanaka, 1986)。また、図-2 の $t=6.156$ s の図から概略で判断できる波頂角は 140° 程度であり、これも定常孤立波の限界波頂角 120° よりも若干広い。CASE01 は水深の 6 割のリーフによって碎波を発生させており、図-2 においても波形は若干前傾している。このことから定常孤立波の不安定理論がそのまま当てはまるわけではないが、CASE01 の波峯は限界に近い状態にあると予想することができる。

6. スケール効果

本研究で示した微小碎波は主波である孤立波に表面張力波が寄生する形で生じる現象である。したがって、表面張力が支配的となる空間スケールが存在し、この現象がそのスケールを逸脱した場合に同様の現象が生じるという保証がない。そこで本研究では水深を 21.0 cm に増加して碎波・非碎波境界に生じる碎波について検討を行った。図-7 は CASE10 の実測平均波高 $H/h=0.33$ の空間波形と CASE01 との比較である。実スケールにおける波高は CASE01 の 2 倍を超えており波峯の尖鋭度が大きいことが分かる。主波のスケールが 2 倍を超えているにもかかわらず生じている表面張力波および擾乱域の大きさはほぼ同じであり、現象自体も変わらない。よって、主波のスケールによらず波頂部近傍のごく局所的な現象として微小碎波は存在すると予想されるが、現地スケールは実験スケールの 10~100 倍であることからその存在は懐疑的にならざるを得ず、波長数メートル程度の波浪に限定して生じる現象であると考えるのが自然であろう。

7. 結 語

碎波・非碎波の境界付近に着目し、リーフ上の孤立波

に対しても Duncan *et al.* (1994) が指摘したものと同様な微小碎波が存在することを明らかにした。また、崩れ波型碎波をはじめとする既存の碎波形式に対する微小碎波の位置づけを明らかにした。

本研究では微小碎波の各過程の詳細なメカニズムに立ち入らなかった。急峻な重力波に表面張力波が載っている現象の実験的研究は Cox (1958) をはじめとして、Ebuchi *et al.* (1987)、Perlin *et al.* (1993) などがあり、'くぼみ'や'膨らみ'の発生メカニズムを波頂部の不安定現象として取り扱ったものに Longuet-Higgins and Cleaver (1994)、数値計算による'くぼみ'とその前面に発生する表面張力波の生成を検討したものに岡村・田中 (1997)、Longuet-Higgins (1995) がある。しかし、いずれも断片的で不明な点が多い。メカニズムの解明には波頂部近傍の内部流速場の測定が必須であり、筆者らは PIV による定量計測を試みた。しかし、数 mm 程度の極薄い表層内にトレーサー粒子を保持するのは極めて困難であり、本研究においては撮影を断念した。

謝辞：実験に際し、大学院生の井坂健司、川越雄太、武田真典の三氏には多大なる助力を頂いた。ここに感謝の意を表する。また、本研究は日本学術振興会科学研究費 (学振特別研究員奨励費) による成果であることを付記し、謝意を表する。

参 考 文 献

- 岡村 誠・田中光宏 (1997): 崩れ波碎波における表面張力の効果, 九州大学応用力学研究所共同研究成果報告書, 第 1 号, pp. 10-12.
- Banner, M. L. and X. Tian (1996): Energy and momentum growth rates in breaking water waves, *Rhys. Rev. Lett.*, Vol. 77, No.14, pp. 2953-2956.
- Cox, C. S. (1958): Measurements of slopes of high-frequency wind waves, *J. Mar. Res.*, 16, pp. 199-255.
- Duncan, J. H., V. Philomin, M. Behres and J. Kimmel (1994): The formation of a spilling breaking water waves, *Phys. Fluids*, 6(8), pp. 2558-2560.
- Ebuchi, N., H. Kawamura and Y. Toba (1987): Fine structure of laboratory wind-wave surfaces studied using an optical method, *Boundary-Layer Met.*, 39, pp. 133-151.
- Longuet-Higgins, M. S. (1994): The initiation of spilling breakers, *Int. Sympo. on Waves: Physical and Numerical Modelling*, Vancouver, pp. 24-48.
- Longuet-Higgins, M. S. and R. P. Cleaver (1994): Crest instabilities of gravity waves. Part I. The almost-highest wave, *J. Fluid Mech.*, 258, pp. 115-129.
- Longuet-Higgins, M. S. (1995): Parasitic capillary waves: a direct calculation, *J. Fluid Mech.*, 301, pp. 79-107.
- Perlin, M., H. Lin and C.-L. Ting (1993): On parasitic capillary waves generated by steep gravity waves: an experimental investigation with spatial and temporal measurements, *J. Fluid Mech.*, 255, pp. 597-620.
- Tanaka, M. (1986): The stability of solitary waves, *Phys. Fluids*, 29, pp. 650-655.