

大規模斜面崩壊による水面波の発生過程のグリッドレス解析

後藤 仁志*・酒井 哲郎**・林 稔***

1. 緒 言

大規模地滑り・土石流等の衝撃的土砂流入に起因する津波は、地震による断層運動に起因するものと比較すると発生頻度は低いが、1791 年の雲仙・眉山崩壊による津波に見られるように、一旦発生すると甚大な被害をもたらすことが少なくない。この種の津波の伝播過程の数値解析では、流入土砂の総体積に相当する水面上昇を境界条件として与えるのが一般的である(相田, 1975)。この場合、土砂流出関数の形状あるいは発生波の初期の波高・波長をどのように推定するかが問題となる。このような流入土砂の造波効率の推定に適切に対応するには、流動土砂層と水塊との相互作用を良好に記述できるモデルが不可欠である。近年このような観点から松本ら(1998)により提案された二層流型 1 次元(水深平均)モデルは示唆に富むものである。

本研究ではさらに踏み込んで、流動土砂層のフロント部における土砂・水塊混合の状態や局所的流速場の特性など現象の詳細を記述することを目的とし、固液二相流型断面 2 次元モデルを導入する。この種の現象では水面および固相・液相界面の激しい変化を記述できるモデルが不可欠であるが、本研究では、単純なアルゴリズムで自由表面流の複雑な挙動に柔軟に対応できる計算法として注目されつつある粒子法(グリッドレス解析)に基づき、流体相と土砂相の二相間相互作用を考慮できるように拡張された固液二相流モデル(後藤・Fredsoe, 1999)を用いる。これにより、崩壊土砂による水面波の生成、砕波、崩壊土砂層の潜り込みと土砂層・水塊界面での内部波の挙動、これらの過程での 2 次・3 次波峰の形成など時間的推移が詳細に解析される。

2. 粒子法による固液二相流モデル

2.1 固液二相流の支配方程式

本研究では、二流体モデルにより固液二相流の挙動を記述する。基礎式は、液相・固相のそれぞれに対する連

続式と運動方程式(Navier-Stokes 式)であり、

$$\frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_l \mathbf{u}_l) = 0; \quad \frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_s \mathbf{u}_s) = 0 \quad \cdots (1)$$

$$\rho_l \frac{D\mathbf{u}_l}{Dt} = -\nabla p_l + \mu_l \nabla^2 \mathbf{u}_l + \mathbf{f}_{ls} + \rho_l \mathbf{g} \quad \cdots (2)$$

$$\rho_s \frac{D\mathbf{u}_s}{Dt} = -\nabla p_s + \mu_s \nabla^2 \mathbf{u}_s - \mathbf{f}_{ls} + \rho_s \mathbf{g} \quad \cdots (3)$$

と書ける。ここに、 $\mathbf{u}_m$: 流速ベクトル、 p_m : 圧力、 ρ_m : 各相の密度、 $\mathbf{f}_{ls}$: 固相・液相間相互作用力ベクトル、 $\mathbf{g}$: 重力加速度ベクトル、 μ_m : 粘性係数であり、添字 $m=l, s$ は液相および固相を表している。

2.2 MPS 法による支配方程式の離散化

基礎式の離散化には、自由水面の解像に効果的な Koshizuka ら(1995)の MPS 法を用いる。二流体モデルの MPS 法による離散化の過程に関する詳細は後藤・Fredsoe(1999)に述べられているので、ここでは概略のみ説明する。MPS 法では、固液各相の物理量を各相の占める空間に分散して配置された多数の粒子(計算点)で定義し、個々の粒子の周囲に設定した影響域内での粒子間相互作用として上記の基礎式の各項を記述することにより離散化が行われる。

通常、均一で質量が変化しない粒子を用いるので、粒子数を一定に保つことで、質量保存(連続式)が厳密に満足される。さらに、粒子数密度(単位体積あたりの粒子数)を一定値 n_0 に保つことにより、非圧縮条件が満足される。

一方、運動方程式については、移流項、圧力項、粘性項、重力項、および二相間の相互作用項の各々について、粒子周囲の影響域内の他の粒子との相互作用を通じて離散化が行われる。流速ベクトルの更新は 2 段階プロセスから成り、第 1 段階は、粘性項と重力項を与えて粒子の速度(流速)を更新する陽的なプロセスである。この移流計算の後の粒子数密度は一定値 n_0 に一致しないので、第 1 段階で更新された仮の場では、質量保存が満足されていない。そこで、第 2 段階では、第 1 段階で除外した圧力項および固液相互作用項による個々の粒子の速度変化の結果として生じる数密度の再修正量が質量保存の関係を満足するように、圧力場の陰的解法が行われる。

* 正 会 員 工 博 京都大学助教授 工学研究科土木工学専攻
** フェロー 工 博 京都大学教授 工学研究科土木工学専攻
*** 学生会員 京都大学工学研究科 土木工学専攻

この際に、固相・液相の圧力を統一すると、固相・液相間の相互作用項が消去できて、単相における Poisson 方程式と同型の圧力の支配方程式を解けば、固相・液相の各粒子の速度修正量が得られることとなる。

計算時間ステップ Δt については、Koshizuka ら (1996) に習い、Courant の安定条件を考慮して、

$$\Delta t = \min(\alpha_{dt} d_0 / v_{\max}, 1.0 \times 10^{-3}) \quad \dots\dots\dots (4)$$

のように調整する。ここに、 α_{dt} : 時間ステップと Courant 数の比 ($\alpha_{dt}=0.1$ とする) d_0 : 粒子径, $v_{\max}$: 各ステップにおける流体粒子の最大速度である。

2.3 圧力項および粘性項の記述法

圧力項および粘性項の離散化は、Koshizuka ら (1996) により示された標準的方法をそのまま踏襲する。圧力項は、

$$-\frac{1}{\rho_m} \langle \nabla p \rangle_i = -\frac{1}{\rho_m} \frac{D_0}{n_0} \sum_{j \neq i} \left\{ \frac{p_j - p_i}{|r_{ij}|^2} (r_{ij}) \cdot w(|r_{ij}|) \right\} \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$r_{ij} = r_j - r_i \quad \dots\dots\dots (6)$$

粘性項は、

$$v_m \langle \nabla^2 u \rangle_i = \frac{2v_m D_0}{n_0 \lambda} \sum_{j \neq i} (u_j - u_i) w(|r_{ij}|) \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\lambda = \sum_{j \neq i} w(|r_{ij}|) |r_{ij}|^2 / \sum_{j \neq i} w(|r_{ij}|) \quad \dots\dots\dots (8)$$

と記述される。 D_0 : 次元数であり、重み関数 $w(r)$ は、当該粒子との相互作用の計算対象域を有限にするため、

$$w(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{r} - 1 & \text{for } r \leq r_e \\ 0 & \text{for } r > r_e \end{cases} \quad \dots\dots\dots (9)$$

と表現される。なお、閾値 r_e に関しては、Koshizuka ら (1996) による標準値を参考に、圧力項について $r_e = 2.1 d_0$ 、粘性項について $r_e = 3.1 d_0$ を用いた。なお、粒子数密度は、重み関数を用いて、

$$\langle n \rangle_i = \sum_{j \neq i} w(|r_{ij}|) \quad \dots\dots\dots (10)$$

と定義される。

動粘性係数の評価に関しては、後藤・Fredsoe (1999) と同様に、Choi and Chung (1983), Owen (1969) の研究を参考に次式でモデル化した。

$$v_m \nabla^2 u_m = v_{\text{mix}} (\nabla^2 u_l + \nabla^2 u_s) \quad (m = l, s) \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$v_{\text{mix}} = \frac{v}{\sqrt{1 + \frac{\rho_s}{\rho_l} c}} \quad \dots\dots\dots (12)$$

なお、固相の濃度 c に関しては、粘性項の影響域内の粒子に関して

$$c = \frac{\sum_{j \neq i} \delta_{sj} w(|r_{ij}|)}{\sum_{j \neq i} \delta_{sj} w(|r_{ij}|) + \sum_{j \neq i} (1 - \delta_{sj}) w(|r_{ij}|)} \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$\delta_{sj} = \begin{cases} 0 & \text{for liquid particle} \\ 1 & \text{for solid particle} \end{cases} \quad \dots\dots\dots (14)$$

に基づいて計算した。

2.4 境界条件

計算領域を図-1 に示す。幅 5.0 m、水深 0.2 m の水槽の一端を勾配 10° の一様斜面接続し、斜面の上方に配置した土砂堆積層 (幅 0.2 m、高さ 0.5 m) を瞬間的に重力場に解放して崩壊・流下させ、静水面に突入させた。液相・固相とも粒子の粒径は 1.0 cm であり、粒子数は液相で約 12000 個、固相で約 2000 個である。固定壁は数列の粒子で構成され、流体粒子と接する壁面粒子に関しては圧力を変数として与えて流体粒子とともに圧力の更新計算が施され、粒子数密度の計算も行われる。壁粒子群の厚みは、重み関数の閾値 r_e より大きく設定し、流体粒子と接することのない壁粒子では圧力の計算を行わない。

壁面の流速に関しては近似的 non slip 条件として、固定壁粒子の速度をゼロとした。さらに、自由水面を

$$n^* < \beta \cdot n_0 \quad \dots\dots\dots (15)$$

により判定し ($\beta = 0.97$)、圧力の境界条件 ($p = 0$) を与えた。

3. 土砂流入に伴う水面波の発生

図-2 に計算結果を示す。土砂層は水塊との衝突直後 (時刻 $t = 0.20, 0.40$ s) にフロント部で層厚を急激に増加させながら前進し、土砂層フロント近傍での急激な水位上昇をもたらしている。この間、急激な水位上昇と土砂層上部の土塊の慣性の作用で沖側への大規模な砕波が発生し、発生したジェットの先端は上昇水位の 2~3 倍程度も沖側に落下して水面に大規模な擾乱を誘発する。水面突入から砕波の誘発に至るまでの間、土砂層が全体としては造波板のように水塊を押し込むような運動をするが、同時に固液界面では土砂と水塊の混合が進行する。固液界面の土砂の一部は砕波に伴うジェットに連行されて土砂層本体とは切り離され、沖側の水面に落下する。さらに、時刻 $t = 0.60$ から 0.80 s にかけて、土砂層フロ

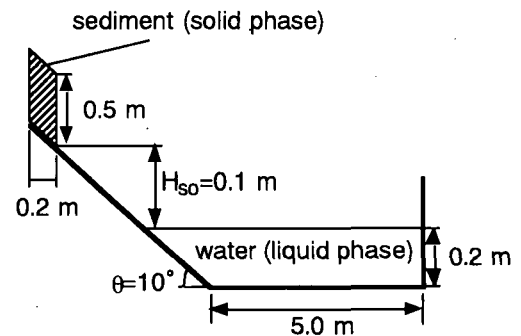


図-1 計算領域

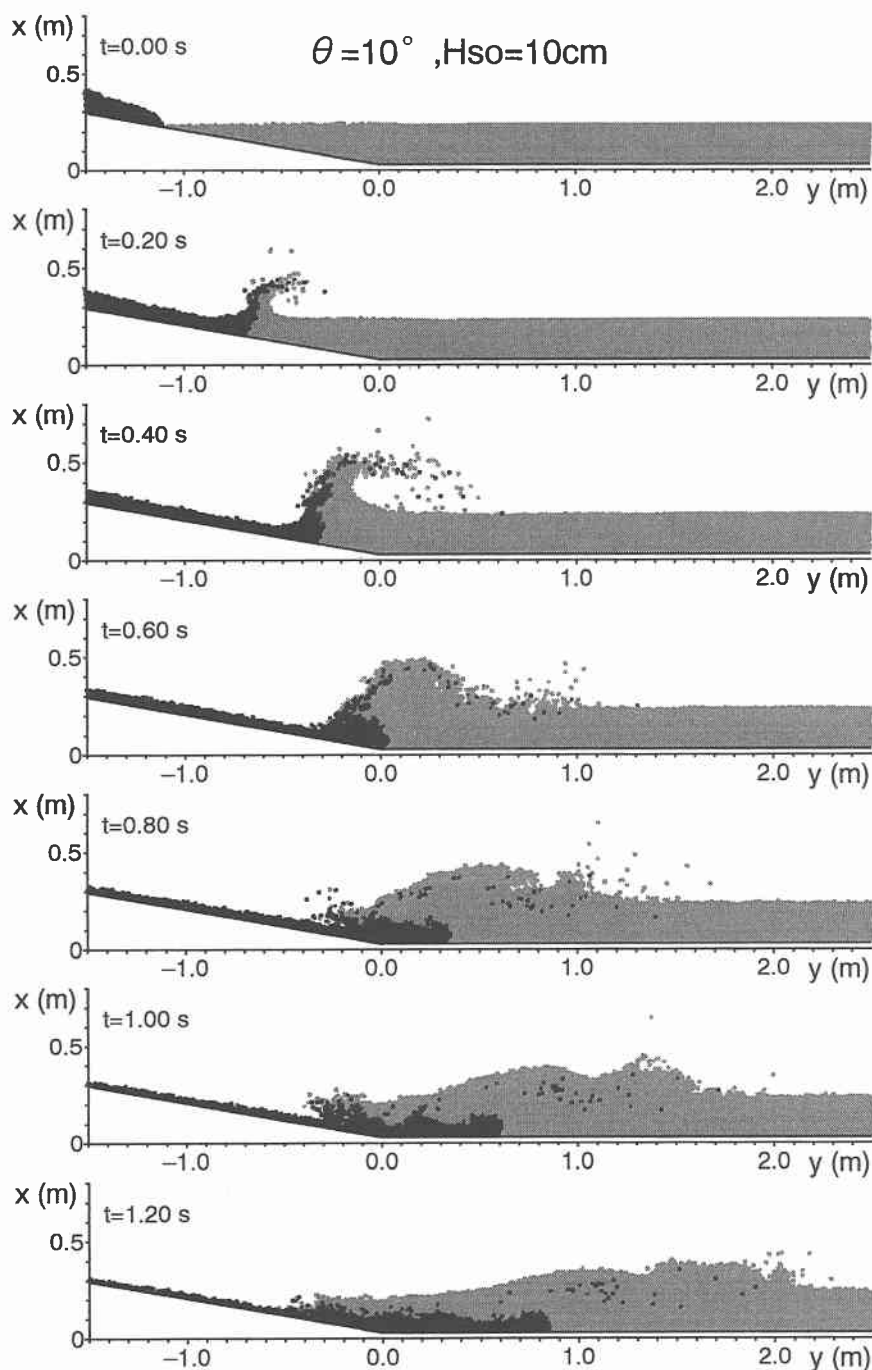


図-2 混相流型 MPS 法による計算結果

ント部の上部の土塊が前傾して沖側に倒れ込み、水塊が沖側に押し出される。この際にも土砂層の構成粒子の一部が水塊に連行される。時刻 $t=0.80$ s以降、土砂層フロント部は層厚を減少させて前進を続け、水塊の下部に潜行して波峰の沖側への進行を助長する。さらに水塊の一

部が岸側へ移動し、土砂を巻き込みながら流動することにより生じる土砂層の凹凸が確認できる。

4. 単相流型のモデルとの比較

固液混相流モデルとしての本モデルの説明力を示すた

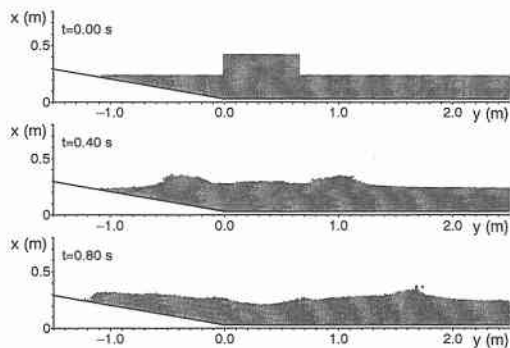


図-3 単相流型 MPS 法による計算結果 (地形変化なし)

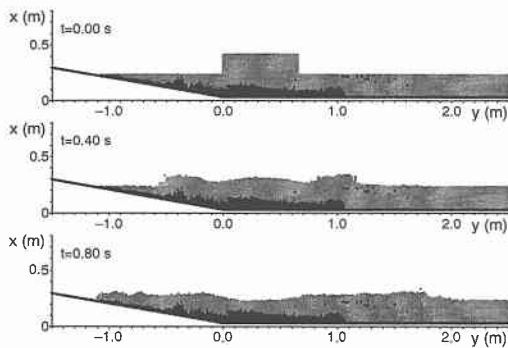


図-4 単相流型 MPS 法による計算結果 (地形変化あり)

め、単相流モデルによる比較計算を行った。単相流モデルでは水塊の運動のみ計算するので、土砂流入の影響を単純化して導入する必要がある。図-2からも明らかに土砂層の流入過程は複雑で、土砂流入による造波過程の単純化は容易ではないが、手始めに最も単純なモデル化を行い比較の対象とする。すなわち、流入土砂と等しい体積の水塊が計算開始時に斜面端部の水面に水柱として瞬間的に生じると仮定する。水柱の高さは、混相流モデルによる計算で発生した波の最大波高に一致させ、水柱の総体積から水柱の幅を逆算する。また、流入土砂の総体積は、水面波の主要部分の造波に関連する土砂流入過程の終了時 ($t=1.70$ s) の土砂粒子の座標を用いて、水没部分の総体積として算定した。この方法で実施した計算結果の一部を図-3に示す。この条件では水柱の岸側が拘束されていないので、岸・沖両方に水面波が発生している。

次に、同様の条件で、土砂流入による水底地形変化を考慮した計算を行った。具体的には、時刻 $t=1.70$ s の土砂粒子の座標を固定して、土砂粒子を固定壁と見なすことにより、土砂堆積形状を計算に反映させることとした。この方法で実施した計算結果の一部を図-4に示す。時刻 $t=1.70$ s の土砂粒子の座標を全て固定壁として扱ったので、浮遊粒子の座標も固定されているが、これらの粒子が波浪の伝播に及ぼす影響は僅かであると判断して、浮遊粒子の除去など特別の取り扱いは行っていない。発生波の挙動は、土砂堆積形状を考慮しない場合とそれほど相違ないが、時刻 $t=0.80$ s の斜面遡上端に着目すると、土砂堆積域の影響を考慮した場合のほうが僅かながら遡上高が低くなっており、底面の凹凸による抵抗増加が影響しているものと考えられる。

図-5は、混相流モデルと単相流モデル(地形変化の考慮あり、考慮なしの2者)で計算される水位変動の定点観測例を示している。観測点は、斜面端部から沖側に1 m および3 m の地点である。始めに、混相流モデルによる

水位変動の計算結果と図-2の瞬間像との対応を確認する。 $x=1.0$ m 地点で主波峰の到着以前の時刻 $t=0.4$ から 0.8 s 付近において見られる水面擾乱は、土砂層の水面への突入によって発生したジェットの落下により生じている。主波峰は2つのピークを有する。この内、時刻 $t=0.85$ s 付近に生じる鋭いピークは、土砂層の水面への突入によって発生したジェットの落下により生じた2次的水面上昇(図-2の時刻 $t=0.80$ s, $x=1.0$ m 付近の水面の突起)に対応している。これに引き続き、主波峰本体が観測点に到達し、第2のピークが生じる。一方、 $x=3.0$ m 地点では、土砂層の水面への突入によって発生したジェットの落下による水面擾乱の影響は顕著ではなく、顕著な水面変動は主波峰の到着時まで生じない。主波峰は2つのピークを有するものの、 $x=1.0$ m 地点と比較すると、ピーク間の時間間隔が短くなっており、主波峰本体が第1のピークを吸収しつつある。

次に、単相流の計算結果について述べる。単相流モデルでは土砂層の水面への突入の際の複雑な運動が考慮されていないので、 $x=1.0$ m 地点でのジェットの落下による水面変動を表現できないのは当然である。また、土砂層の突入から水面波(主波峰)の発生までに要する時間についても、同様の理由から単相流モデルでは予測できない。 $x=1.0$ m 地点での発生波の波高については、今回の初期条件(水柱の高さ、位置)では、混相流モデルに対して20%程度の過小評価になっている。この傾向は、水底地形変化の考慮の有無に依らず共通している。 $x=3.0$ m 地点では、混相流モデルでは $x=1.0$ m 地点と比較した波高減衰がそれほど顕著ではないのに対して、単相流モデルでは波高は大きく減衰している。また、 $x=1.0$ m 地点と比較すると地形変化の考慮の有無による相違が明瞭である。すなわち、地形変化を考慮した場合には、ピークの減衰が大きく、ピークの到達時間が遅れている。さらに、 $x=1.0$ m から $x=3.0$ m までのピークの到達時間については、混相流モデルで0.9 s であるのに

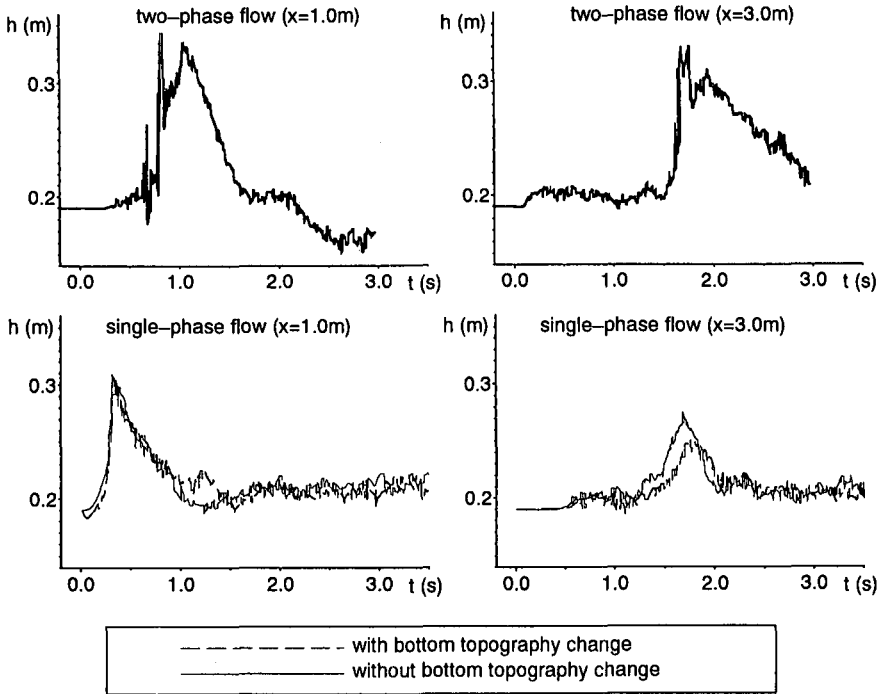


図-5 水位変動の定点観測-計算結果の比較

対して、単相流では約1.4sと遅れている。このことは、土砂層の流入による継続的造波効果を表現できる混相流モデルの特性を端的に表現しているものと考えられる。

5. 結 語

本研究では、固液混相流型のMPS法を用いて、大規模地滑り・土石流等の衝撃的土砂流入に誘発される水面波の数値解析を実施した。流入土砂の影響を水柱で置換する単相流モデルと比較すると、土砂と水塊の混合現象や土砂層の流動に伴う造波効率の変化など、混相流モデルの表現力の豊かさが確認できた。今後は、海底地滑りに起因する水面波等も含めて包括的解析を進めるとともに、水理実験との比較による検証も行つて、本手法の信頼性の向上に努めたい。

参 考 文 献

相田 勇 (1975): 1792年島原眉山崩壊に伴った津波の数値実

験, 地震II, Vol. 28, pp. 449-460.

松本智裕・橋 和正・今村文彦・首藤伸夫 (1998): 土石流による津波発生・伝播モデルの開発, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 346-350.

後藤仁志・Jørgen Fredsøe (1999): Lagrange型固液二相流モデルによる海洋投棄微細土砂の拡散過程の数値解析, 海岸工学論文集, 第46巻, pp. 986-990.

Choi, Y. D. and M. K. Chung (1983): Analysis of Turbulent Gas-Solid Suspension Flow in a Pipe, J. Fluid Eng., ASME, Vol. 105, pp. 329-334.

Koshizuka, S., H. Tamako and Y. Oka (1995): A particle method for incompressible viscous flow with fluid fragmentation, Computational Fluid Dynamics J., Vol. 4, No. 1, pp. 29-46.

Koshizuka, S. and Y. Oka (1996): Moving-particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid, Nuclear Science and Engineering, Vol. 123, pp. 421-434.

Owen, P. R. (1969): Pneumatic Transport, J. Fluid Mech., Vol. 39, p. 407.