

大阪大学工学部 正員 平田 健正
 大阪大学工学部 正員 室田 明
 日本道路公団 正員 鈴木 卓

1. はじめに: 加速せん断流中での Thorpe の実験にも見られるように、長周期内部波であっても砕波する可能性があり、そのような視点から有限振幅内部長波を代表する内部孤立波を取り上げる。孤立波はその固有の特性から多方面で研究がなされ、また表面波でも砕波帯、あるいは砕波後の挙動に孤立波と類似の現象を見出すことができる。内部孤立波については、Keulegan, Long, Benjamin¹⁾等により理論的に取り扱われているものの、実験的に検討された事例は数少ない。そこで、本研究では炭塩二成層流れに内部サージを生起させ、それから形成される内部孤立波について波形・波速等の基本的特性を調べる。さらに、上層流速や波高の増加に伴う非周期性内部波の砕波形態についても併せて報告する。

2. 実験装置と実験方法: 実験に用いた水路は有効長840cm、幅10cm、高さ20cmの塩化ビニル製である。本実験は炭塩二成層で、上層流動・下層静止とし、全水深は16cmと一定にして下層塩水深を2cmと4cmの二種類について行った。内部サージは水路上流端に設けた塩水供給用バルブを開閉して生起させ、その波形は水路上流端より150cmと350cmの二地点に設置したサーボ式水位計を用いて検出する。さらに、内部サージ内の流速分布は水素気泡法で可視化し、35mmフィルム上に記録する。なお、上下層間の相対密度差は0.026であり、上層流速 U_1 は0~5.2cm/secの範囲である。

3. 実験結果と考察

3.1 波速と波形: 生起直後の内部サージの波形は不規則な盛り上がり呈するが、ごく短距離伝播する間に急速に波形を整え、単一の、場合によっては複数個の波動へと移行する。このような内部サージより発生する波動のうち、第一波目の波速 C_e と内部孤立波の理論波速 C_t を図-1に比較している。ここに、内部孤立波の理論波速は後述する波形と同様、静止密度場における Benjamin の解法に依って求めた上層流動状態のものであり、 C_e および C_t はともに微小振幅長波波速 C_{t0} で無次元化している。また、図中の α は全水深 h に対する塩水深 h_2 の比 h_2/h であり、以下相対水深と称する。相対水深あるいは砕波非砕波の別なく、いずれの実験値も理論値より若干下まわるものの、その傾向は理論値と合致するようである。つぎに、内部サージの時間波形を初期界面を基準にして図-2に示す。縦軸の界面変位 η は初期界面からの最大変位 Δ (波高)で、横軸の時間 t は重力加速度 g と全水深でそれぞれ無次元表示している。これより、実測波形は概して内部孤立波の理論波形(実線)より水平方向にふくらんだ形状となっているが、両者は比較的良く一致していることが分かる。以上のように、内部サージより生起する波動はほぼ内部孤立波であると言って良さそうであるが、内部孤立波の波形をより定量的に表現するには代表スケールの抽出が必要となる。鉛直方向については波高で示されるが、水平方向については理論上内部孤立波の波長は無限度となるため、本研究では波形における変曲点間の距離を水平方

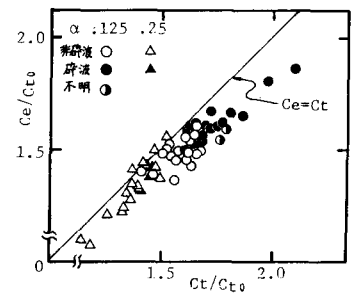


図-1 内部孤立波の波速

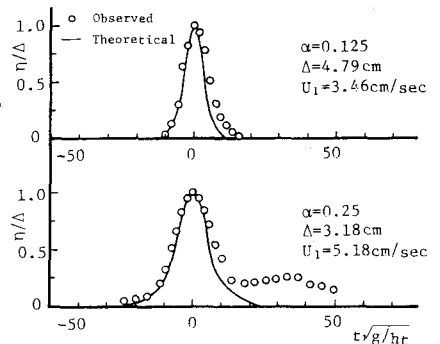


図-2 時間波形

向の代表値とする。今、孤立波波形を $\eta = \Delta \operatorname{sech}^2 \omega x$ とすると、変曲点は初期界面から $\frac{2}{3}\Delta$ の地点に現われ、代表長さ l は $l = \frac{1}{\omega} \ln(2+\sqrt{3})$ で与えられる。さらに、周期波の波形勾配に相当する形状パラメータとして Δ/l を定義する。図-3は相対水深 $\alpha = 0.125$ の場合について形状パラメータ Δ/l の理論値と上層流速 U_1/Ce_0 の関係を示したものである。横軸は波形の進行方向を正とし、相対波高 β ($\beta = \Delta/h_0$) をパラメータとして曲線を描いている。同図より、 U_1 が増加するに伴い Δ/l も大きくなるが、注目すべき点は波高が大きくなれば上層流速の形状パラメータに及ぼす影響がより顕著になることである。すなわち、波高および上層流速（順流の場合）が増加すれば、これらが相乗的に作用して波形がより尖った形状となることを示唆している。

3.2 流速分布: ここでは水素気泡法を用いて撮影した写真-1に沿って内部孤立波の流速分布特性について概観する。写真中の白金線の間隔は 20 cm であり、水素気泡列のパルス間隔は 0.2 秒 (写真-1(a),(b)) と 0.1 秒 (写真-1(c)) である。写真-1(a)は上層流速 $U_1=0$ の場合であるが水粒子速度の分布形状にひずみはほとんど見られず、ほぼ一樣な分布形を示している。他方、上層流速と波高の増加に伴い (写真-1(b)), 前述したように孤立波波形がより尖った形状となることが視覚的に認識できる。また、最大流速は界面近傍に現われ、底部に向かってほぼ直線的に減少するような流速分布となっている。このような流速分布のひずみは、上層流速の効果が波形を介して間接的に現われたものと推察される。さらに、写真-1(c)に到ると波峰直下で水平方向流速が著しく卓越し、波峰背面の界面は波状を呈している。加えて速度界面が下層塩水中に位置し、渦動の形成を表す。この様子をウランをトレーサとして可視化したのが写真-2であり、渦動の発生による界面の破壊がより明瞭に認められよう。また、実験中の観察によると、砕波後は再び波形を整え伝播するが、表面波で指摘されているような砕波後の波動の発達はなく、徐々に減衰していくようである。以上の様な砕波現象は、水平方向流速の卓越と密接な関連を有するという点では表面波と同様であり、その意味で水平方向流速の最大値 U_{\max}/Ce を形状パラメータ $4/l$ (実測値) に対して示したのが図-4である。同図より、 $4/l$ の増加に伴い U_{\max} も増加し、砕波時には U_{\max} はかなり大きな値 (波速の 0.8 倍程度) となるものの、 $U_{\max} = C$ の状態に達する以前に内部孤立波は渦動を形成して砕波するようである。また、写真-2からも分るように、砕波時とはいえども内部孤立波の波形はほぼ対称性を維持している。したがって、 $U_{\max} = C$ という限界条件よりはむしろ界面付近に存在する強いせん断効果により渦動が形成されるものと予想されるが、非周期性内部波の砕波機構については現在追加実験を行っており検討中である。

参考文献) Benjamin, T. B. (1966): J.F.M. vol. 25, part 2.

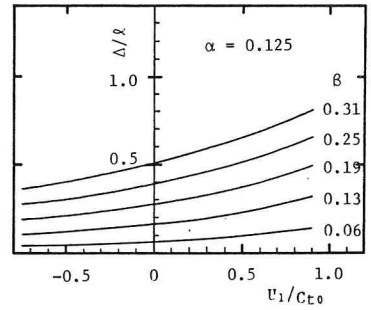


図-3 形状パラメータの変化

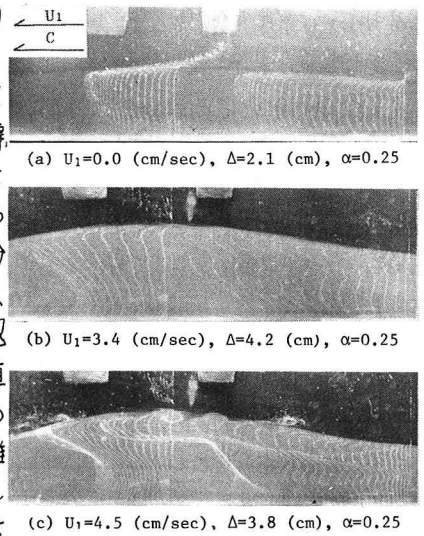


写真-1 水粒子速度の分布

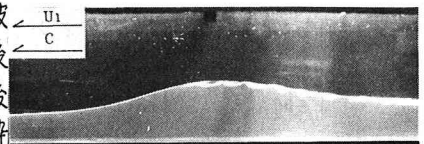


写真-2 非周期波の砕波形態

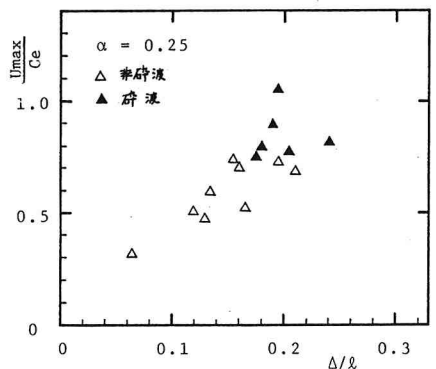


図-4 U_{\max}/Ce と Δ/l