

越波水塊の打ち込みにより発生する気泡混入域での流体運動機構

早川 哲也* ・ 森 昌也** ・ 山本 泰司***
梅沢 信敏**** ・ 大塚 淳一***** ・ 渡部 靖憲*****

1. ま え が き

港内の静穏度を確保するためには、防波堤の天端高をできるだけ高くすることが望ましいが、経済的な観点から越波をある程度許容する天端高の設計が行われている。越波伝達波の推定に関わる問題は建設コストに大きく寄与することから、従来から多くの研究がなされてきた。水理模型実験の結果から潜堤における伝達波高の算定図が Johnson ら (1951) により発表され、これに続き我が国では近藤ら (1963) が最初に混成堤の伝達波高に関する実験式を提案している。

また、数値計算による検討も数多く行われており、倉田ら (1981) が伝達波を防波堤背後の局所的な水位上昇と考えるコーシー・ポアソン波の伝播の問題としたのが始まりである。さらに、渡辺ら (1997) がコーシー・ポアソン波の伝播の問題を平面二次元に拡張し、港内波高分布の検討を行っている。また、織田ら (1997) が非線形長波方程式の一つであるブシネスク方程式に越波水塊の打ち込みによる運動量の流入を考慮し、防波堤港内側水位変動の計算を試みている。

しかしながら、越波伝達波の生成は、越波水塊の打ち込みにより気泡の混入をとまう複雑な流体運動であるにも関わらず、気液混相流としての流体運動の詳細については十分に解明されていない。よって、越波伝達波の生成を数値計算により適切に再現するためには、防波堤背後の流体運動のモデル化が重要な課題である。

さらに近年では、防波堤背後に比較的水深の浅い小段を設置し、水産生物の生息場として利用する環境共生型構造物の開発も進められている。水産生物にとっての適切な環境条件を創造するためには、越波水の打ち込みによる小段上の流体運動および気泡混入が重要なファクターであり、これらの特性を明らかにする必要がある。

そこで本研究では、水理模型実験において PIV 法を用

いることにより越波水塊打ち込み時の気泡および流体運動の測定を行なうとともに、気泡が流体運動に与える影響について考察する。

2. 防波堤背後の流体および気泡運動の測定

(1) 実験方法

実験は長さ 28.0 m, 幅 0.8 m, 深さ 1.0 m の二次元造波水路において行った。水平床の上に図-1, 図-2 に示すような直立堤および傾斜堤の木製模型を設置し、水深 h は 31.0 cm, 堤体模型の天端高 h_c は 6.0 cm と一定にした。ここで、傾斜堤の法勾配は 1 : 4/3 であり、本検討においては基礎的な背後の流体運動を把握するため傾斜堤を不透過な構造としている。

直立堤背後には蛍光塗料で着色した、比重約 1.0 の粒子 (直径 50-100 μm) を投入し、アルゴンレーザーをシート状に照射することにより、縦断面内の流体運動の可視化を行った。また、堤体背後への越波水の打ち込みにより多量の気泡が混入するが、粒子と同様にレーザー光が散乱するため、気泡の運動の可視化も可能である。この場合、レーザーによる散乱光が粒子のものとは異なるため、流体と気泡運動をある程度分離して評価できる。

堤体模型に波高 $H=13.4$ cm, 周期 $T=2.2$ s の規則波

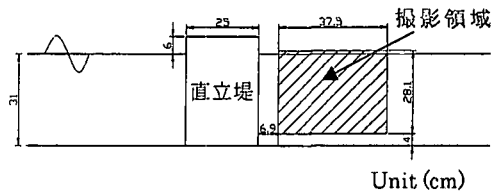


図-1 直立堤実験断面

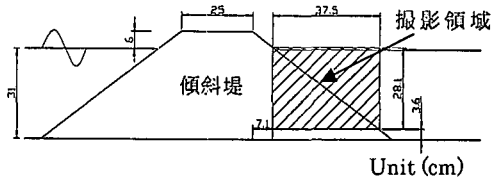


図-2 傾斜堤実験断面

* 正会員	北海道開発局 港湾計画課	港湾研究室
**	前 北海道開発土木研究所	港湾研究室
*** 正会員	工修 (独)北海道開発土木研究所	港湾研究室 副室長
**** 正会員	(独)北海道開発土木研究所	港湾研究室長
***** 正会員	工修 五洋建設(株)	
***** 正会員	工博 北海道大学助手 大学院工学研究科	

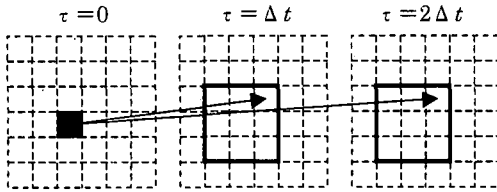


図-3 渡部ら (1999a) の PIV 法の模式図

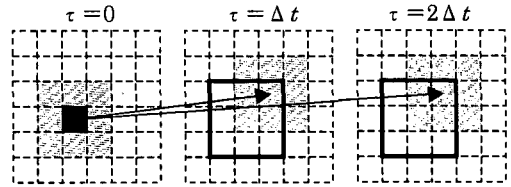


図-4 拡張した PIV 法の模式図

($H/h=0.43$, $h/L=0.084$)を作用させ、図-1および図-2の斜線部で示す領域において堤体背後の流体運動をデジタル高速度ビデオカメラにより毎秒125コマ(画像取得時間間隔 $\Delta t=0.08$ s)で撮影した。取得した画像は、 320×240 ピクセルでグレースケール化し、画像データに含まれるノイズを低減するため、平滑化フィルターを用いて各ピクセル濃度を周辺ピクセルにより平均した。

さらに、後述するPIV法による流体および気泡の測定において安定した結果を得るとともに、気泡の発生領域を確率的に評価するため、本実験を直立堤および傾斜堤において同様の波浪条件で各5回ずつ繰り返して行った。

(2) PIV法による気泡および流体運動の測定

PIV法による速度の計測については、これまで多くの研究例があり、いくつかの手法が提案されているが、ここでは渡部ら(1999a)のPIV法を拡張したものを用いる。まず、拡張方法の前に渡部ら(1999a)によるPIV法について概説する。この方法は、従来から用いられてきたピクセル濃度を単に次の画像フレームにおけるピクセルとの空間的な相関をとるだけでなく、時間的な相関も考慮したものである。これにより、速度の大きい流体運動に合わせて画像の取得時間間隔 Δt を決定した場合でも、速度の小さい流体運動の情報を損なうことなく、流速の測定が可能となる。

図-3は、渡部ら(1999a)のPIV法における相関係数の計算を模式的に示したものである。今、 $\tau=0$ の画像フレームにおいて、地点 x におけるピクセル(■)の速度を求める場合を考える。 $\tau=0$ 以降の画像フレームから、 x における濃度の時刻変化 $f(x, t)$ を得ることができる。ここで、濃度の相関を計算する範囲を実線の枠のように設定し、矢印で示しているような空間的に x から Δx 離れたピクセルに注目すると、 $\tau=\Delta t$ および $2\Delta t$ においても、それ以降の画像フレームから濃度の時刻変化 $f(x, t+\tau)$ を得ることができ、同様な操作を実線の枠内の9ピクセルに対して行なう。これにより得られた $2(\tau) \times 9(\Delta x)=18$ の濃度時刻変化の関数 $f(x, t+\tau)$ に対して、■のピクセル濃度の時刻変化 $f(x, t)$ との相関係数を求める。この相関係数 $C(\Delta x, \tau)$ を数式で表すと次のようになる。

$$C(\Delta x, \tau) = \frac{\sum_t f(x, t) f(x + \Delta x, t + \tau)}{\sqrt{\sum_t f(x, t)^2 \sum_t f(x + \Delta x, t + \tau)^2}} \dots (1)$$

ここで、パラメータ τ については、混在する時間スケールの遅い流体運動に対して任意に設定することができる。

計算された18個(ただし、実際には任意の Δx および τ を選択できる。)の $C(\Delta x, \tau)$ から相関が高いピクセルを抽出する。さらに、これらの高相関ピクセルに対して、注目した画像フレームからのラグタイムを3次スプライン関数により決定し、このラグタイムと距離情報を基に、最小自乗法を用いて■のピクセルの瞬間速度を計算する。本研究では、渡部ら(1999a)によるPIV法を以下のように拡張する。図-4は、本方法を模式的に示したものであり、■のピクセルにおける瞬間速度を求める場合を考える。測定したい流体運動に対して、取得画像の解像度が大きく、十分な粒子の濃度分布が得られる場合、濃度時刻変化の相関が高い空間的に異なる2つのピクセルにおいては、周辺ピクセルの濃度の時刻変化についてもまた相関が高いと考えられる。今、■のピクセル周辺におけるグレーの領域の相関も考慮し、渡部ら(1999a)と同様な手順で相関係数を計算すると、式(1)は式(2)のように拡張することができる。

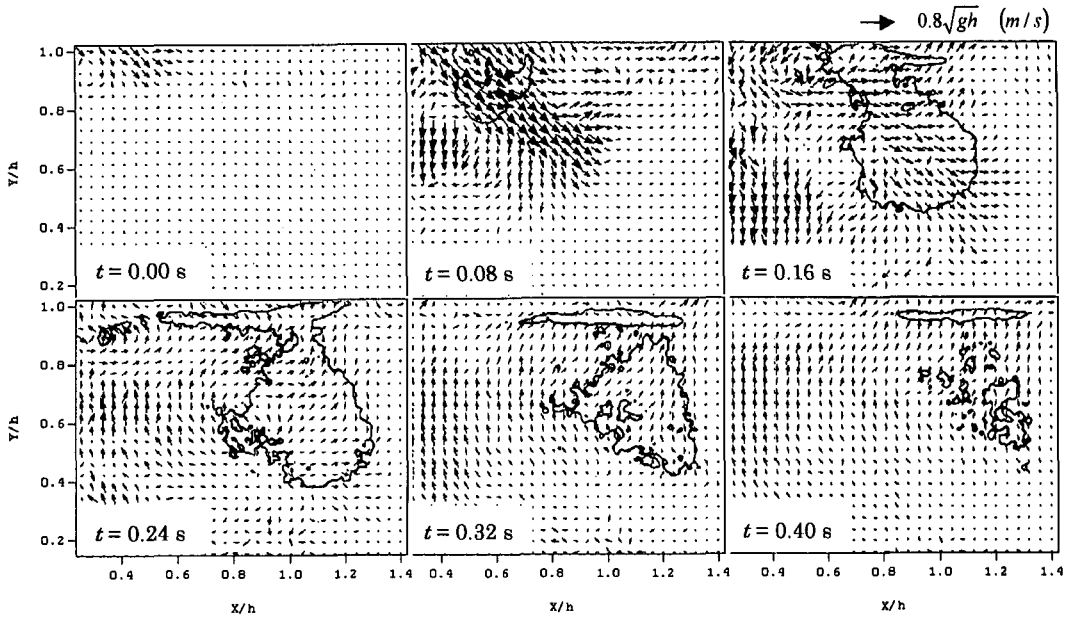
$$C(\Delta x, \tau) = \frac{\sum_x \sum_t f(x, t) f(x + \Delta x, t + \tau)}{\sqrt{\sum_x \sum_t f(x, t)^2 \sum_x \sum_t f(x + \Delta x, t + \tau)^2}} \dots (2)$$

ここで、相関係数を計算する際の $\sum$ のパラメータ x (相関係数を計算する周辺ピクセルの範囲)については、任意に設定することができる。この拡張により、面的な濃度の追跡が可能となり、画像のノイズによる測定誤差を小さくすることができ、より適切な瞬間流速を測定することができる。

さらに本研究では、時間的に同期させた実験を繰り返すことにより、同一位相のアンサンブル平均を考え、より安定した瞬間流速の測定を行った。

(3) 気泡発生領域

グレースケール化された画像から、閾値を設定することにより、大まかな気泡発生領域の抽出が可能である。



図一五 直立堤背後における気泡および流体運動

気泡径の見積もりについては閾値に依存するが、本研究は個々の気泡径を議論するものではなく、気泡群の物理特性を確率的に評価するものであり、閾値の影響は大きく結果に反映されない。

(4) 数値計算による流体運動の再現

越波水塊の打ち込みによる直立堤背後の流体運動を Navier-Stokes 式および連続式の直接数値計算により再現した。数値計算は渡部ら(1999b)の方法と同様であり、移流項には CIP 法を適用し、水面形の表現には密度関数法を用いている。数値計算においては越波水塊の打ち込みの際に気泡の発生は考慮されず、これにより流体運動に及ぼす気泡の影響を評価する。直立堤構造条件および波浪条件は前述した、直立堤の実験と同様である。

3. 越波水塊の打ち込みにもなう流体および気泡運動

(1) 直立堤背後の流体および気泡運動

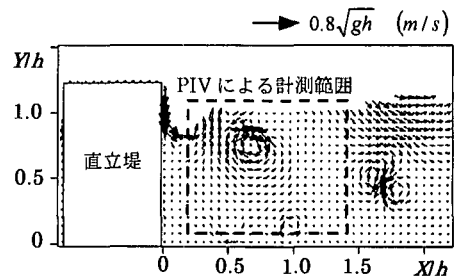
図一五は、直立堤背後における気泡および流体の速度ベクトルの空間分布であり、越波水塊が直立堤背後水面にほぼ打ち込んだ時点 $t=0.00$ s から、0.08 s 間隔 ($\approx 1/28$ 周期) で $t=0.40$ s まで示している。ここで、横軸は直立堤港内端からの水平距離 X を水深 h により無次元化した X/h 、縦軸は水底からの鉛直距離 Y を水深 h により無次元化した Y/h である。また、同時に図中には気泡の平均的な存在領域 (存在確率 0.5) を実線で示している。

$t=0.00$ s および 0.08 s においては、図左上から越波水塊が直立堤背後水面へと打ち込み、そのフロント部と静水面との界面で多量の気泡を生成しながら進行する。

水塊の貫入にともなう右下へ向う流速は、気泡に先行した領域においても計測され、ベクトルの方向については一方向ではなく分散する傾向にある。なお、気泡の存在領域より左下側で、下向きに比較的大きな速度が発生しているが、これはレーザー照射による気泡フロント部の陰を計測したものである。

$t=0.16$ s になると気泡先端付近の進行速度は小さくなるものの、越波水の背後への供給が続くため気泡存在領域は拡大する。また、越波水塊の着水点より岸側 (右側) では右上方向への跳ね上がりも観測されている。さらに、気泡存在領域の直立堤側においては、後述する計算結果と同様な右回りの渦の発生も見られる。

$t=0.24$ s および $t=0.32$ s になると気泡の拡散により気泡存在領域はほぼ円形状となり、岸側 (右側) へと移流する。また、領域内においては気泡に作用する浮力により上向きの速度が卓越するようになる。さらに、存在領域周辺においても上昇する気泡が抵抗となることから、流体が上方へ駆動させられるため、弱い鉛直方向の



図一六 数値計算による渦の運動

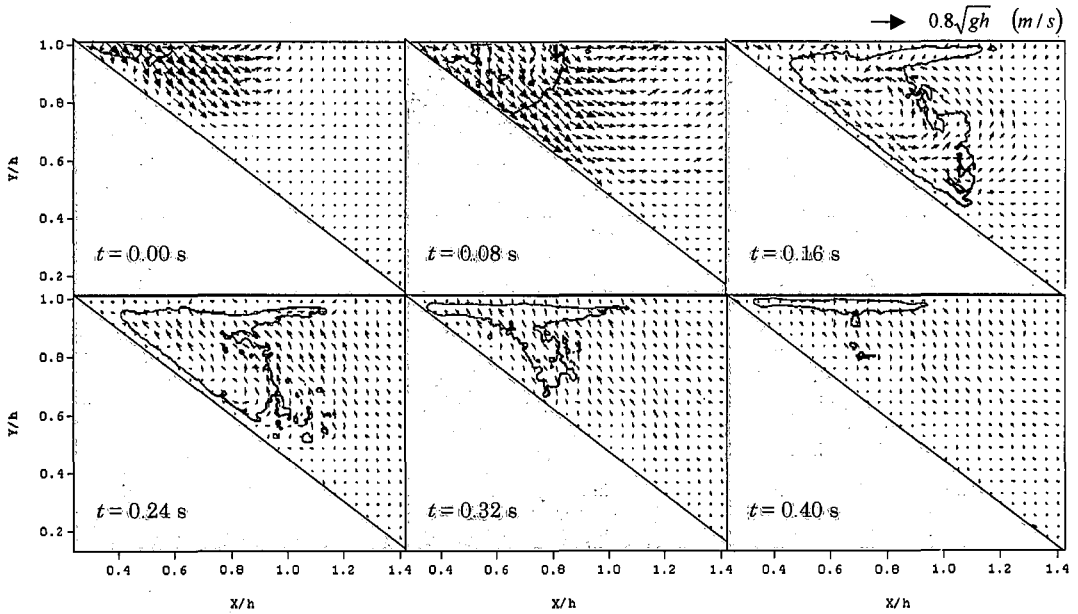


図-7 傾斜堤背後における気泡および流体運動

上昇流が発生していると考えられる。

$t=0.40$ s になると発生した気泡のほとんどが浮力により水面上へと消滅してしまうが、上昇流は依然として計測されている。

(2) 数値計算結果との比較

図-6 は、図-5 の $t=0.16$ s とほぼ同位相における数値計算結果を示したものであり、横軸は直立堤港内端からの無次元水平距離 X/h 、縦軸は水底からの無次元鉛直距離 Y/h である。実験結果と同様に打ち込んだ越波水塊の下方では周辺流体とのせん断抵抗により大規模な右回りの渦が生成される。しかしながら、実験結果と比較して渦による流速も大きく、流速分布も異なる傾向を示している。実験においては大量に巻き込んだ気泡には浮力が作用するとともに流体への抵抗となるため、このような差が生じていると考えられる。このように気泡が流体に対して抵抗として働き、渦および乱れを減衰させる効果を有していると考えられる。

(3) 傾斜堤背後の流体および気泡運動

図-7 は、傾斜堤背後における気泡および流体運動を図-5 と同様に示したものである。 $t=0.00$ s および 0.08 s においては、直立堤と同様に傾斜堤背後に打ち込んだ越波水塊は多量の気泡を生成しながら流体内部を進行する。

$t=0.16$ s になると直立堤とは異なり、傾斜堤では水塊の上部において左回りの大きな渦が気泡を巻き込みながら発生している。さらに、フロント部の速度も直立堤と比較して大きく、これは越波流量が多いとともに運動量の供給が一箇所に集中しているためと考えられる。

$t=0.24$ s になると越波水の打ち込みによる右下へ向かう気泡および流体運動が減衰しており、図-5 の $t=0.16$ s と比較して、打ち込みにもなう速度が大きいのに関わらず、その減衰は非常に早くなっている。これは後述するように気泡が斜面上において高密度で存在することに起因し、多量の気泡が流体への抵抗となり流速を減衰させていると考えられる。

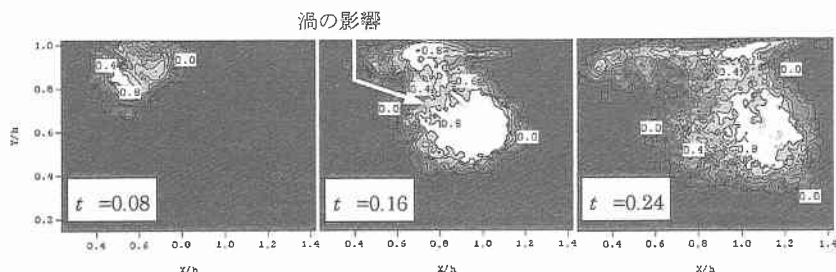
$t=0.32$ s になると浮力の作用により気泡およびその周辺の流体が上昇し始める。ただし、速度ベクトルの方向は左上を向く傾向を示しており、これは越波水塊の打ち込みにより発生する左回りの渦の影響が現れていると考えられる。さらに、気泡存在領域は直立堤と比較して岸側には移流しない傾向にある。これは多量に集中して発生した気泡により、流体運動が減衰したためと考えられる。このように気泡の発生は、流体運動の抵抗となり速度を減衰させるとともに、気泡自体の水平方向の運動を小さくさせるという相互作用を持つことが明らかとなった。

$t=0.40$ s になると直立堤と同様に発生した気泡のほとんどが消滅してしまうが、上昇流については直立堤と比較して小さい傾向にある。

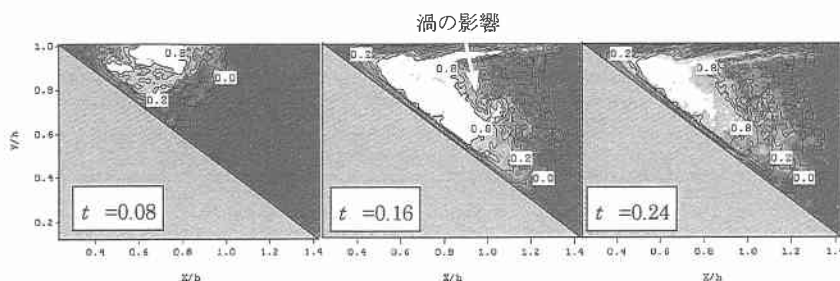
4. 気泡の存在領域と流体運動

(1) 直立堤における気泡の存在領域

図-8 は、図-5 の $t=0.08$, 0.16 , 0.24 s における直立堤背後の気泡存在確率の濃淡図およびコンター図であり、横軸は直立堤港内端からの無次元水平距離 X/h 、縦軸は水底からの無次元鉛直距離 Y/h である。 $t=0.08$ s ～



図—8 直立堤の気泡存在確率



図—9 傾斜堤の気泡存在確率

0.16 s において越波水塊の進行により多量の気泡が連行するため、その越波水塊のフロント部周辺における存在確率が非常に高い。また、気泡の存在確率が高い領域の左側において比較的存在確率が低い領域がある。これは水塊の打ち込みにより発生した渦の影響であり、渦の移流効果が気泡の拡散を促進させたためと考えられる。また、 $t=0.24$ s になると気泡が拡散しながら上昇し始めるため、気泡の領域は存在確率を小さくしながら、広く分布するようになる。また、越波水塊の打ち込みによる背後の流体運動により岸側へと移流している。

(2) 傾斜堤における気泡の発生領域

図—9 は、傾斜堤背後の気泡存在確率を図—8 と同様に示したものである。 $t=0.08$ s～0.16 s においては直立堤と同様に越波水塊の打ち込みにともない気泡が発生するが、直立堤と比較して存在確率が大きい領域が集中する傾向にある。これは、越波流量が多く、その打ち込み地点が集中するためだけではなく、傾斜面により気泡の運動が拘束されていることに起因すると考えられる。高密度の気泡が存在している結果、前述したように流速の低減率が大きくなる。この結果、 $t=0.24$ s に示すように気泡が比較的岸側へとは移動しない。

また、 $t=0.16$ s においては直立堤と同様に越波水塊のフロント部上部で発生する左回りの渦の影響により、その周辺では存在確率が低い傾向を示している。

5. ま と め

拡張した PIV 法により気泡および流体運動を精度良

く測定できたことにより、気泡が流体運動へ与える影響について検討することができた。

今回は防波堤背後における流体運動を解明する基礎的な研究として、PIV 法による流体および気泡運動の測定を試み、流体運動に及ぼす気泡の影響について議論した。今後は、波浪および構造条件により、これらの運動がどのように変化するかを明らかにする必要がある。また、気泡の存在分布は非常に変動が大きいので、こうした確率的評価が不可欠である。この変動確率をもとに水産生物の生息環境および港内側の水質環境の評価を含めた防波堤の性能設計へ向けた検討を進めていく予定である。

参 考 文 献

- 織田幸伸・東江隆夫・灘岡和夫 (1997): 運動量を考慮した越波伝達波の算定法, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp. 751-755.
- 倉田克彦 (1981): 越波による伝達波高, 第 28 回海岸工学講演会論文集, pp. 339-342.
- 近藤俊郎・佐藤 功 (1963): 防波堤天端高に関する研究, 北海道開発局土木試験所月報, 第 117 号, pp. 1-15.
- 渡辺 晃・藤田 龍・磯部雅彦 (1997): 越波による港内伝達波の計算法, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp. 746-750.
- 渡部靖憲・大塚淳一・佐伯 浩 (1999a): 自由落水塊に伴う気泡の生成・運動機構, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp. 116-120.
- 渡部靖憲・王 毅・早川哲也・佐伯 浩 (1999b): 越波に伴う高周波水位変動と伝達波に関する研究, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp. 741-745.
- Johnson, J. W., Fuchs, R. A., Morison, J. R. (1951): The Damping Action of Submerged Breakwater, Trans. A. S. C. E., Vol. 32, No. 5, pp. 713-718.