

自由表面乱流場における渦構造と自由表面との相互干渉

永翁 龍一*

1. 緒言

自由表面に代表される気液界面を持つ乱流場は、分離や調湿を目的とした工業装置内部、また大気-海水表面などの地球環境の中でも見ることができる。このような流れでは自由表面での熱や物質の輸送が観察される場合が大半である。プラントル数やシュミット数を気液両相で比較すると、液体中でのこれらの無次元数は気体中での値をはるかに上回る。つまり気液界面での熱・物質輸送においては液体中の乱流構造が律速となることがわかる。すなわちこの事実は気液界面近傍の、特に液体側の乱流構造解明が重要であることを示唆する。

自由表面での乱流構造の解明は、かなり以前から実験的⁽¹⁾、あるいは理論的⁽²⁾に行われてきた。理論的には、Hunt and Graham⁽²⁾のRapid Distortion Theoryがよく知られおり、現在でもその概念はよく用いられる。また自由表面の近傍には水深程度の長さスケールを持つ組織構造が出現すること^{(3),(4),(5),(6)}、さらにその組織構造は壁面で発生したバースト現象により生成されることは実験的に予測されてきた^{(3),(4)}。しかし、その組織構造の生成メカニズムや時間発展の詳細は全く不明であった。これらの解明に糸口が見いだされたのは、比較的最近になってからである。特に乱流の直接数値シミュレーションによる数値計算技術^{(7),(8),(9),(10),(11),(12),(13),(14)}や粒子画像流速計(Particle Image Velocimeter; PIV)等の実験手法⁽⁶⁾が大きく進化したことが、乱流研究の進展に大きく貢献している。このような乱流計測技術の発展により、自由表面乱流中に出現する3次元的な組織構造の詳細がわずかづつではあるが明らかになってきた。

本研究では、自由表面乱流場の3次元直接数値シミュレーション(DNS)を行うことによって、自由表面の近傍に出現する組織構造を検出し、その生成及び時間発展の詳細について解明を行う⁽¹⁴⁾。また、組織構造と自由表面との相互干渉の詳細を明らかにし、この相互干渉が自由表面乱流場の力学的な特性に及ぼす効果について検討する。さらに組織構造と自由表面との相互干渉が乱流熱・物質輸送機構に及ぼす効果について

も考察する。

2. 自由表面乱流場の直接数値計算

2.1 自由表面の取り扱い

本研究では、チャンネル内部の自由表面乱流場を研究対象とする。この自由表面乱流場のDNSを行う場合、自由表面の取り扱いが問題となる。その取り扱い方としていくつかの方法が考えられる。その中で最も理想的なものは、自由表面上の接線、及び法線方向の応力の釣り合いを考え、自由表面の変形も同時に計算する方法である⁽¹¹⁾。この方法は精度の良いDNSを保証する反面、一般座標系の導入による計算量の増大を招く。自由表面の変形を測定した実験結果によれば、レイノルズ数やフルード数が小さい場合でも自由表面上の法線方向流速変動はゼロではない⁽⁴⁾が、自由表面変形の振幅そのものは水深に比較して圧倒的に小さい⁽¹³⁾。つまりレイノルズ数とフルード数がともに小さい場合、自由表面を滑りのある壁面に近似しても差し支えないことが予想される。よって本研究では自由表面の変形は無視し、滑りのある壁面で近似する⁽¹³⁾。

2.2 問題設定

流体は縮まないこと、ニュートン性を持つこと、及び物性値の温度依存性は無視できることを仮定する。この場合流体運動の時間発展解は、連続の式とナビエ-ストークス方程式で表現できる。また自由表面での熱や物質の輸送機構を論じるため、スカラー輸送方程式も同時に解析する。このスカラー分布は流速場に影響を与えない、つまりパッシブスカラーであることも同時に仮定する。

図1に本研究で計算対象となる自由表面乱流場の概要を示す。以後下付添え字1,2,3を用いて主流方向、スパン方向、及び壁面垂直方向を定義する。また x_1 は各

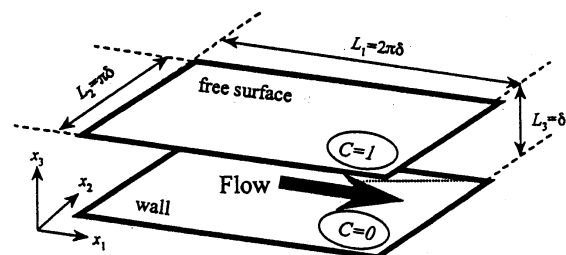


図1: 自由表面乱流場の概略。

*工業技術院資源環境技術総合研究所 地殻工学部(〒305-8569 つくば市小野川16-3, TEL: (0298)58-8526, E-mail: p1984@nire.go.jp)

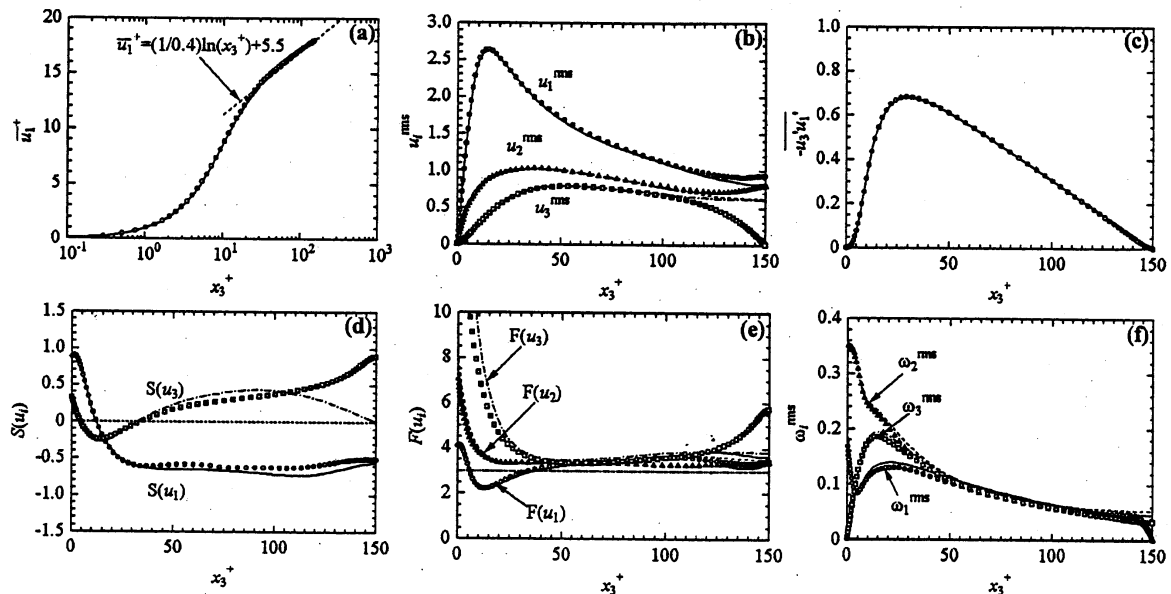


図2:十分に発達した状態にある自由表面乱流場の乱流統計量。図中プロットは本研究結果を、ラインはKasagi et al.によるDNSデータベースの結果を示す。(a)断面平均流速分布,(b)流速変動のrms,(c)レイノルズ応力,(d)流速変動の歪み度,(e)流速変動の尖り度,(f)渦度変動のrms。

方向座標を、 u_i は流速を、さらに ω_i は渦度を示すものとする。固定底壁面（以下壁面と略す）と滑りのある壁面（自由表面）との間の十分に発達した乱流場を計算対象とする。よって壁面に水平な2方向に関しては流れの周期性を仮定する。またスカラー輸送を考慮するため、一定のスカラー濃度差を壁面と自由表面との間に加える。

2.3 DNSの概要

支配方程式の離散化には有限差分法⁽¹⁵⁾を用いる。空間微分項はすべて2次精度中心差分⁽¹⁵⁾で近似する。方程式系の時間発展はfractional step法⁽¹⁶⁾に基づき、3段階Runge-Kutta法⁽¹⁷⁾を用いて行う。この際、ポアソン型の圧力方程式を各段階ごとに解く必要があるが、その数値解法には高速フーリエ変換とガウス消去法を併用した直接解法⁽¹⁸⁾を用いる。この圧力解法は流速場の連続性を良好に満たし、その最大誤差 $\max |\partial u_i / \partial x_j|$ は常に 10^{-13} のオーダーであった。

解析対象とした乱流場のレイノルズ数は、壁面摩擦速度 u_τ とチャンネル水深 δ で定義した場合($Re = u_\tau \delta / \nu$; ν は流体の動粘性係数)150とする。またスカラー輸送方程式中のプラントル数は1とする。図2に示した計算領域の大きさは、 $L_1 = 2\pi\delta$ 、 $L_2 = \pi\delta$ 、及び $L_3 = \delta$ と設定する。つまり水深 δ を壁指標に換算すると150となる。この計算領域の大きさは壁面水平方向に周期性を仮定するのに十分であることはすでに確認されている

^{(9),(13)}。方程式の離散化のための計算格子点の数は、主流(1)方向に等間隔に96点、スパン(2)方向にも等間隔に108点、及び界面垂直(3)方向には境界近傍に格子点を集中させて81点とする。格子点間隔は壁指標に換算すると主流方向には約9.82、スパン方向には約4.36、鉛直方向には0.186-4.39となる。

2.4 DNSの結果の検証

通常2次精度中心差分近似に基づくDNSでは、その精度の低下が指摘される⁽¹⁹⁾。これは、差分近似が高波数域の乱流変動を精度よくとらえることができないことに起因する。このため差分法に基づくDNSでは、スペクトル法に比較してより細かな格子間隔を設定しなければならない⁽²⁰⁾。例えばChoi and Moin⁽²¹⁾は、差分法に基づくDNSではスペクトル法での格子間隔の半分に設定しなければ低レイノルズ数のチャンネル乱流場の渦度変動を精度良く解像することができないと報告している⁽²²⁾。このため、差分法に基づくDNSではその精度、特に高次の乱流統計量に基づく精度検証が不可欠と言える。

本研究では、Kasagi et al.⁽²³⁾のチャンネル乱流場のDNSデータを参照データとして適用する。この理由として、このデータベースはレイノルズ数が $Re=150$ (ただし δ はチャンネル半幅)の壁面乱流場についてのものであり本研究での比較の対象として最適な点がある。またKim et al.⁽²⁴⁾の $Re=180$ の壁面チャンネル乱

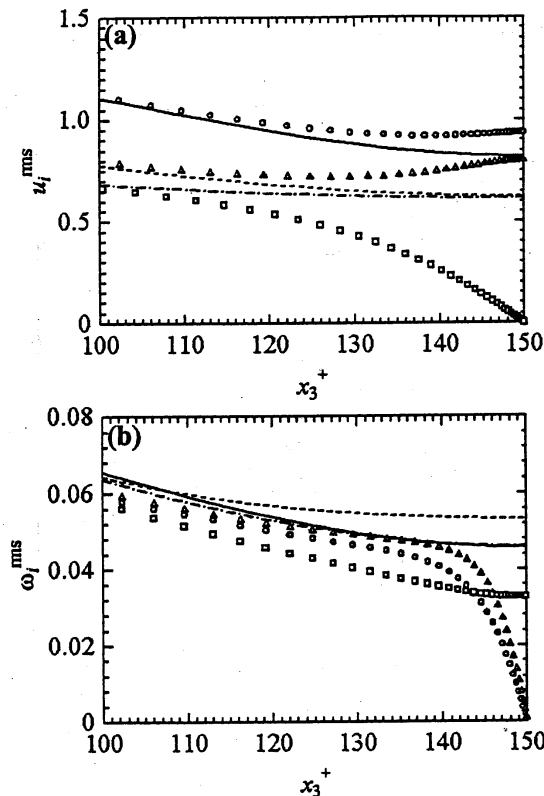


図3: 流速場及び渦度場の自由表面近傍での非等方性。(a) 流速変動強度, (b) 渦度変動強度。

流場のDNSデータと比較した場合ほぼ同様の乱流統計量を与え、計算結果の精度や妥当性がかなり高い点も指摘できる。よってこのDNSデータベースは、本研究結果の壁面近傍の渦再現性に関する精度検証に有効であると判断される。さらにこのDNSデータベースを用いることにより、自由表面の存在が乱流場の構造に与える効果をも系統的に検討できる。図2に本研究で得られた自由表面乱流場の乱流統計量の分布をDNSデータベースと比較・検討した結果を示す。なおスパン方向流速変動の歪み度は全領域でほとんどゼロとなるため、図2には示されていない。この図から、壁面垂直方向流速変動の尖り度について壁面近傍で若干の再現精度の悪さが見られるほかは、渦度変動の2乗平均(rms)値も含めてその予測精度は十分に良いことがわかる。またさらに格子点を増やした場合について(128×128×129)その乱流統計量の予測精度を検証したが、図2の結果とほとんど同じ結果となることがわかった。一方、特にスパン方向の格子解像度が粗い場合(たとえば96×54×81)には歪み度や尖り度といった高次の乱流統計量の予測精度が著しく悪くなることも明らかとなった⁽²⁵⁾。以上のことから、本研究で用いた

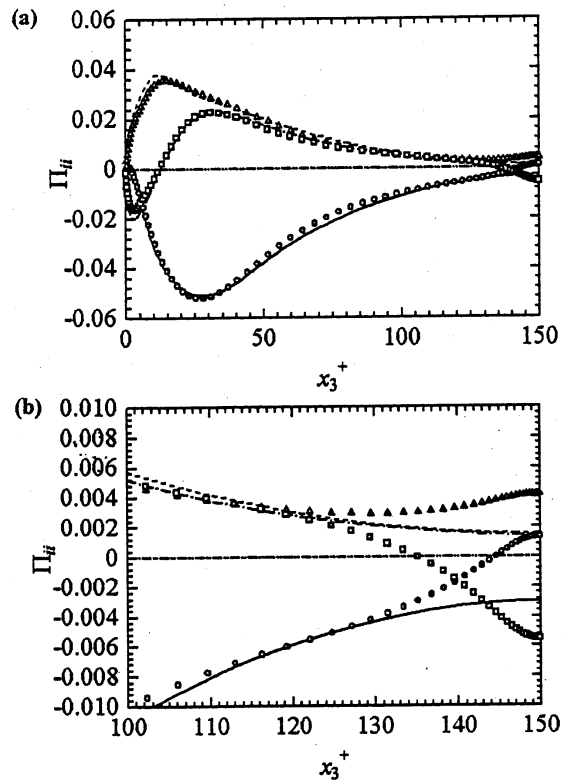


図4: 圧力歪み相関。(a) 乱流場全体の分布, (b) 自由表面近傍の分布。

格子解像度は必要かつ十分なものであると結論できる。

3. 自由表面近傍の渦構造

3.1 自由表面が乱流構造に及ぼす効果

自由表面では $u_3=0$ という境界条件が課されるため、自由表面近傍の流速場及び渦度場のいずれにも非等方性が顕著に現れる^{(10),(12),(14)}。速度場及び渦度場に現れる非等方性を図3(a)及び3(b)に示す。まず流速場の非等方性について議論する。自由表面での境界条件 $u_3=0$ により、乱流エネルギーの壁面垂直方向成分は自由表面近傍で緩やかに減少する。この乱流エネルギーの減少分は他の壁面に水平な2方向に輸送されるが、この輸送過程は圧力歪み効果が担う。その結果、非等方性はさらに強まるが、圧力歪み効果は一方でこの非等方性を是正しようとする。その結果、乱流エネルギーは図3(a)に示す分布に最終的に落ち着く。図2(b)及び3(a)の結果から、流速場の非等方性が強く現れるのは自由表面側の約50 wall unitsの領域であることがわかる。この領域の大きさは水深の1/3に相当し、自由表面の流速場に及ぼす効果はかなり広い領域に及

ぶことがわかる。

また自由表面上では壁面に水平な2方向の渦度はゼロとなるため、流速場同様に非等方性が顕在化する。しかし図3(b)に示す渦度変動から明らかなように、渦度場の非等方性が現れるのは自由表面側の約 10 wall units の領域に限られる。これは流速場の非等方領域厚さの 1/5 である。よって自由表面の効果は、自由表面のごく近傍で渦構造を(きわめて狭い領域内で)大きく変化させることが示唆される。

3.2 自由表面近傍の圧力歪みによるエネルギー輸送

3.1 でも説明したように、自由表面近傍での乱流エネルギー輸送には、圧力歪みによるエネルギー輸送が大きく寄与する^{(8),(12),(13)}。この圧力歪みは

$$\Pi_{ij} = p' \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \quad (1)$$

と定義され、乱流中での非等方性を是正する役割を担う。図4に圧力歪みの対角成分の壁面垂直方向分布を示す。自由表面上近傍では Π_{33} は負になることから、壁面垂直方向のエネルギーは他の2成分へ輸送されることがわかる⁽⁸⁾。しかし自由表面上での Π_{11} は Π_{22} に比較してかなり小さい。このことは壁面垂直方向の乱流エネルギーは、スパン方向へ選択的に再配分されることを示す。

自由表面での乱流エネルギー再配分のメカニズムについては、圧力歪みの効果よりも粘性の効果が卓越するとする研究結果⁽¹⁰⁾と、局所非等方性が圧力歪みによる乱流エネルギー輸送を支配するとの研究結果⁽¹²⁾の二つが報告されており、どちらが妥当か現在不明である。この点については第4章で組織構造と自由表面との相互作用の観点から詳細に議論する。

3.3 自由表面近傍の渦粘性係数と長さスケール

渦粘性係数 ν_t と長さスケール $l^{(20)}$ を以下のように定義する。

$$-\overline{u'_3 u'_1} = \nu_t \frac{d\bar{u}_1}{dx_3} \quad (2)$$

$$\nu_t = \ell^2 \left| \frac{d\bar{u}_1}{dx_3} \right| \quad (3)$$

図5に渦粘性係数と長さスケールの分布を示す。ただ

¹ これより自由表面に近い領域では渦度の非等方性が強く、また平均流速勾配そのものもかなり小さくなるため、(2)式による長さスケールの見積もりは十分な精度を持たない。

し横軸は x_3^{**} 、つまり自由表面からの距離を渦指標に換算したものを使用している。図5より、自由表面での渦粘性係数は、ほぼ流体の動粘性係数に等しいことがわかる。また渦度の非等方性が観察される最下限の位置、つまり $x_3^{**} \approx 10$ での長さスケールは、 $l/\delta \approx 0.9$ となる¹。つまり、自由表面上では水深に匹敵する比較的大規模な組織構造が出現すること^{(3),(4),(8)}、またこの組織構造によって乱流熱・物質輸送は大きく促進され、結果的には分子拡散と乱流輸送の効果が拮抗することが予想される。

4. 自由表面近傍に出現する組織構造

4.1 組織構造の形態

では、自由表面の近傍にはどのような組織構造が出現するのであろうか。第3章に示した本研究結果と、壁面乱流場に関する最近の研究結果からある程度の推測が可能である。再び図2(b)を見てみよう。自由表面上の流速に関する滑りの条件から、壁面垂直方向の渦度は自由表面上ではゼロとなる。一方、壁面垂直方向の渦度 ω_3 はゼロとはならない。つまり自由表面上で壁面垂直方向に回転軸を持つ渦運動の存在が許されることになる。このような渦運動はしばしば実験⁽⁶⁾やDNSの結果^{(8),(9),(13)}からも観察される。またこれらの渦は、自由表面と層流渦輪との相互干渉の瞬間などにも観察される^{(27),(28)}。よって、このような渦運動は自由表面乱流場における特徴的なものの一つと考えられる。

一方、DNSによる壁面乱流場の最近の研究結果によれば、壁面乱流境界層の内部では縦渦とよばれる準秩序構造が観察される⁽²⁹⁾。自由表面と壁面境界層とが共存するような乱流場では、壁面境界層内部で生成された組織構造が自由表面近傍にまで到達することが実験的に予測されている。たとえば Komori et al.⁽³⁾ は約 90%、また Rashidi et al.⁽⁴⁾ は約 70% の組織構造が自

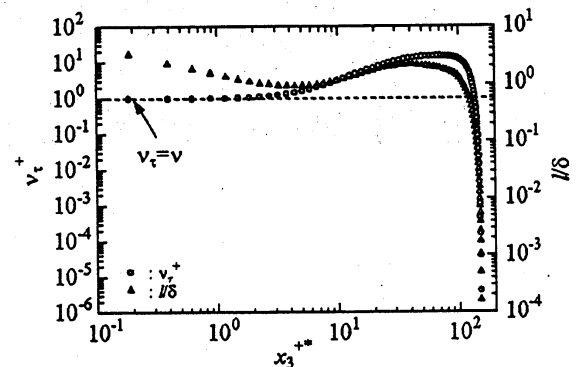


図5: 自由表面近傍の渦粘性係数と長さスケール。

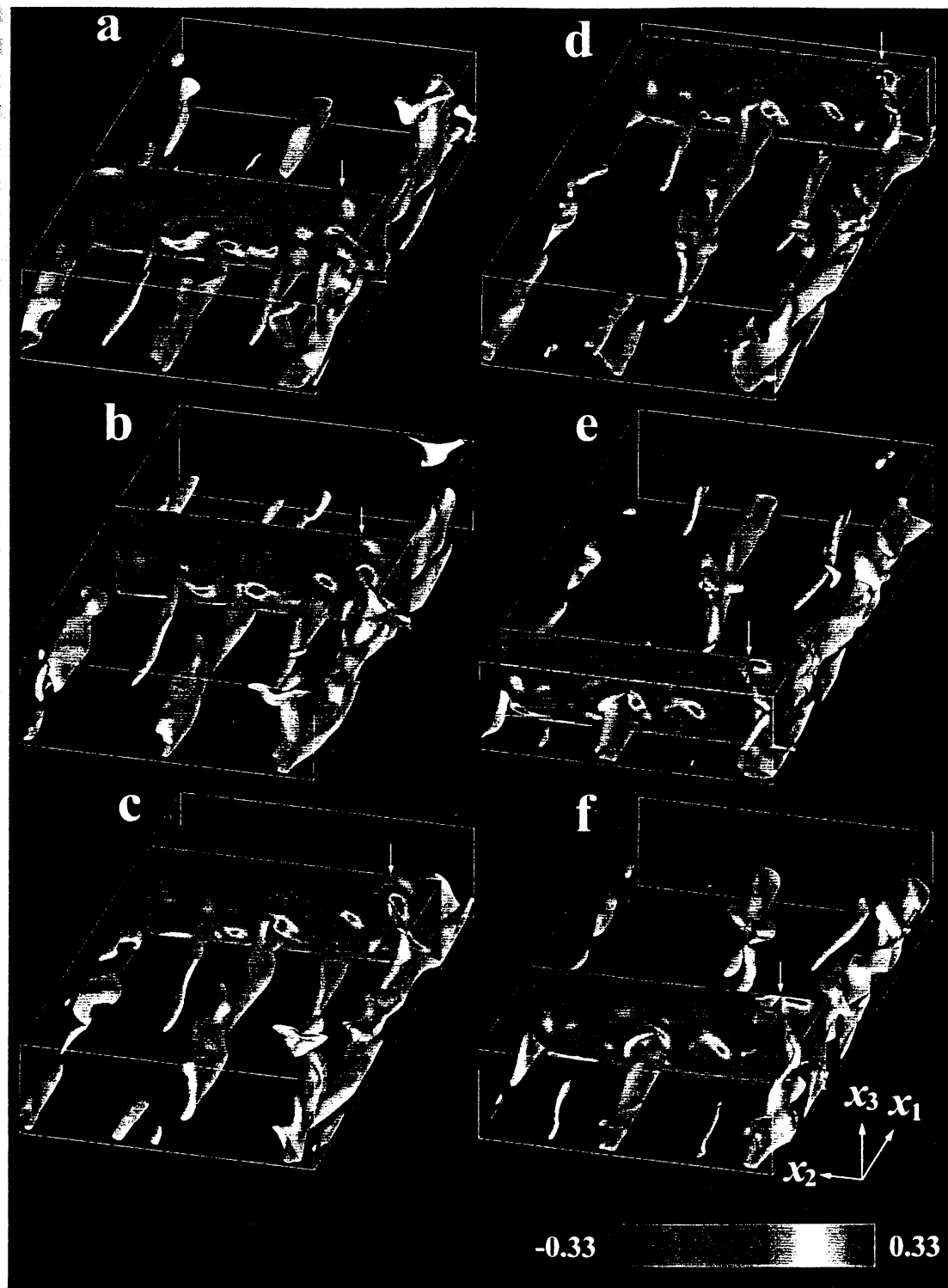


図6: 低速ストリークの不安定性による増幅とそれに伴う渦管構造の生成。

由表面近傍に到達することをLDV(Laser-Doppler Velocimeter)を用いた流速測定実験から予測した。またRashidi⁽⁵⁾はヘアピン型の組織構造と自由表面との直接相互作用の可視化に成功した。さらにKumar et

al.⁽⁶⁾も蛍光染料とレーザーシート光を用いた可視化実験から同様の観察結果を発表した。これらの実験結果から、壁面近傍で生成された縦渦の一部が自由表面に到達することには間違いがなさそうである。よって縦

渦の生き残りの渦も縦渦同様に流れ方向に強く引き延ばされていると仮定しても不自然ではない。

最近Schoppa and Hussain⁽³⁰⁾は壁面乱流境界層内部での縦渦の生成機構について新しい見解を得た。その結果によれば、壁面近傍に形成される低速ストリークの不安定性による増幅が渦管状の組織構造生成の引き金になる。自由表面がある場合でも、同様の低速ストリーク不安定、及びそれに付随する渦管形成が観察される期待がもたれる。そこで低速ストリークの時間発展の様子を図6に示した。図中等値面は $u_1' < -3.5$ を満たす低速ストリーク部分を、またコンター面は渦度変動の主流方向成分 ω_1' を示す。図中、矢印部分に低速ストリークの不安定性による増幅と縦渦生成が観察される。特に注意すべき点は、回転方向の異なった2つの縦渦が同時に観察される点である。この種の縦渦対の発生は、本研究で行ったDNSでもしばしば観察される。よって低速ストリークの不安定性による増幅は、境界層内部で生成された縦渦を自由表面近傍にまで運ぶメカニズムの一つとして認識することができる。

以上の結果から、自由表面に出現する組織構造は、縦渦状のものと自由表面上で回転運動をする自由表面との接触を許された渦との二つに大別される。以後縦渦状の組織構造をType I、自由表面に接触した渦をType IIと呼んで区別する。

4.2 組織構造の同定

組織構造の同定としていくつかの方法が提案されている。エンストロフィーの分布を用いる方法、あるいはそれに準じた方法は、特に等方性乱流での組織構造の同定に対しては有効である。しかし、壁面乱流場ではバックグラウンドにスパン方向のせん断が存在すること、またこのせん断の強さが壁面上で著しく大きいなどの理由から、この方法ではうまくいかない。また低圧部分を組織構造とみなす方法もしばしば用いられる⁽²⁹⁾が、この方法では組織構造の見落としが大きく、適切な同定方法とは言えない。圧力のラプラシアンを用いる方法やJeong and Hussainの方法⁽³¹⁾は、比較的妥当な渦同定方法²であり、壁面乱流場⁽³²⁾を含めたいくつかの乱流場でその有効性が検証されている。本研究では、Jeong and Hussain⁽³¹⁾の方法を用いて渦構造の同定を試みる。

図7に自由表面近傍に出現する組織構造の同定を行った結果を示す。なおしきい値は、流速分布の補間時の誤差混入のため、 $\lambda_2 = -12.5(\delta/u_\tau)$ に設定してある。

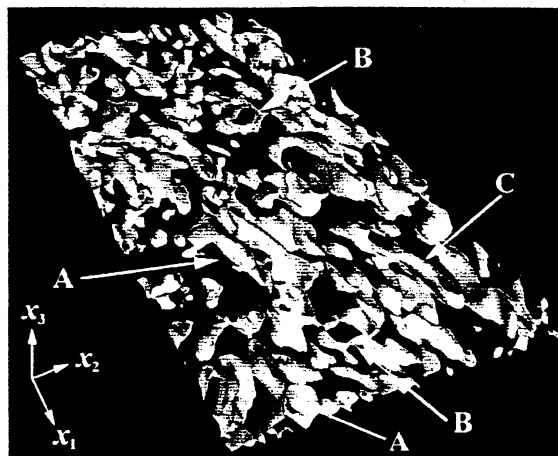


図7:自由表面近傍($130 < x_3^+ < 150$)に出現する渦管構造。

この値は瞬間流速場から得られる最大、あるいは最小の λ_2 の絶対値の1/100以下である。図7より、第3章で予測した二つの型の渦構造が観察される(Aで示した渦がType I、Bで示した渦がType IIである)。また両者の中間的な構造を持つ渦構造、たとえば縦渦上の渦の一部が自由表面に接触しているものも観察される(図7中のC)。よって先に示した二つの渦の型は絶対的な分類としてではなく、自由表面近傍の渦構造の性質を適切に理解するための大まかな区別としてとらえるべきであろう。

4.3 組織構造と自由表面との相互作用(Type I)

図8にType Iの渦管が自由表面に接近した場合における、自由表面上での流速分布を示す。図8(a)は縦渦状の渦管が自由表面に接近した際の自由表面上の流線と $x_3^+ \approx 0.2$ における壁面垂直方向瞬間流速分布を示す。また図8(b)は $x_3^+ \approx 20$ における渦管の断面図を表す。また図8(a)及び8(b)だけでは渦管の回転方向が明確ではないので、図8(c)には図8(b)と同じ断面で評価した主流方向渦度変動 ω_1' を表示した。図8に示されるように、回転方向の異なる3つの渦が自由表面に接近した状態にある。特に上側二つの渦管(VN1とVP)は渦と渦の間の流体を自由表面側に押し上げ(図8のAで示した部分)、渦の外側で流れの内部に引き戻す

² Jeong and Hussain⁽³¹⁾による渦同定方法は、本来しきい値が不要なはず(流れの物理に関係なく0に設定すればよい)である。しかし最近の研究によれば、適切な渦管同定のためには0でない有限なしきい値が必要である⁽³³⁾。このしきい値が大きい場合にはJeong and Hussainの方法は圧力のラプラシアンを用いた方法と基本的に同じ方法となる。

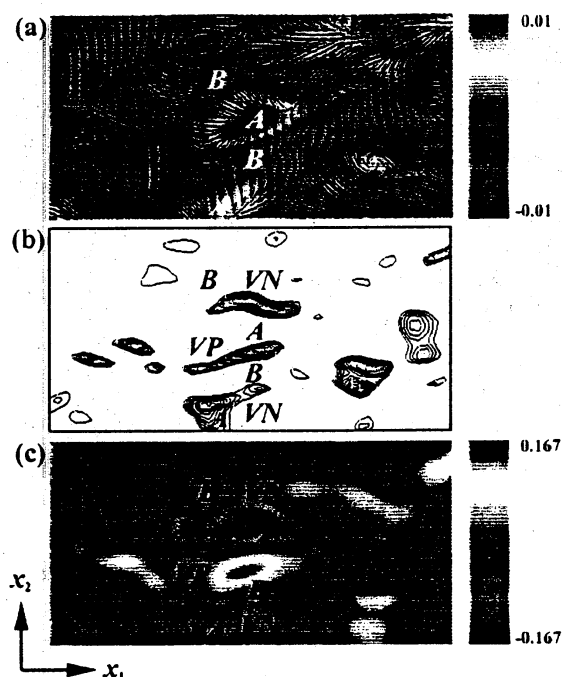


図8: 縦渦状の渦管構造 (Type I) と自由表面との相互作用 (a) 壁面垂直方向の瞬間流速分布と流線, (b) 渦管の分布 (c) 主流方向温度変動

ような運動を行う (図8中のB)。よって図8のAの部分では、splatと呼ばれる自由表面に向かって上昇する流体塊が存在する。また図8のBでは、逆に自由表面から流れの内部へ向かう下降流が形成される。さらに図8(b)の渦管VPとVN2の自由表面近傍での相互作用は、その渦管に囲まれた部分での下降流形成を促す。よってこれらの3つの渦管は、自由表面上の流体と流れの内部の流体を入れ替える役割を担うと考えてよい。このような組織的な渦運動は、実験ではしばし

ば観察されており、特に図8(a)に示された上昇流Aは、パッチ構造 (patchy structure、あるいは patch renewal eddy などと呼ばれる) として、自由表面でのスカラー輸送を促進する組織構造として認識されてきた。この渦管と自由表面との相互作用は乱流熱・物質輸送機構に極めて大きな影響を及ぼす可能性がある。その結果については第5章で示す。

次に縦渦状の渦管構造と自由表面との相互作用が圧力歪みによる乱流エネルギー輸送に及ぼす効果について検討する。図9に縦渦状の渦管が自由表面に接近した場合の自由表面上での圧力歪み相関項の分布を示す。なおこれらの圧力歪み相関項の評価には、図8と同じ瞬時流速場を用いている。図9(a)~9(c)は圧力歪み Π_{11} , Π_{22} 及び Π_{33} の分布を示し、図9(d)は自由表面上での流線を示している。いずれの図にも $x_3^+ \approx 20$ における渦管断面が併せて表示されている。図9(c)より渦管VN1とVPとの相互作用で生成される上昇流付近では、 Π_{33} は負となる。つまりこの部分では壁面垂直方向の乱流エネルギーは他の2方向のいずれかに輸送される。しかし図9(a)及び9(b)から明らかなように、この壁面垂直方向の乱流エネルギーはほとんど主流方向には輸送されず、スパン方向に選択的に再配分される。このように縦渦状の渦管周辺では、壁面垂直方向とスパン方向での乱流エネルギーのやりとりがほとんどであり、壁面垂直方向と主流方向との間でのエネルギー輸送は明確には現れない。この結果は、乱流エネルギー輸送に対する上昇流と下降流の寄与を明らかにしたPerot and Moin⁽¹⁰⁾の結果を支持するように見える。しかしPerot and Moin⁽¹⁰⁾はこれらの流体運動が粘性によって支配されることを示しており、圧力歪みの寄与

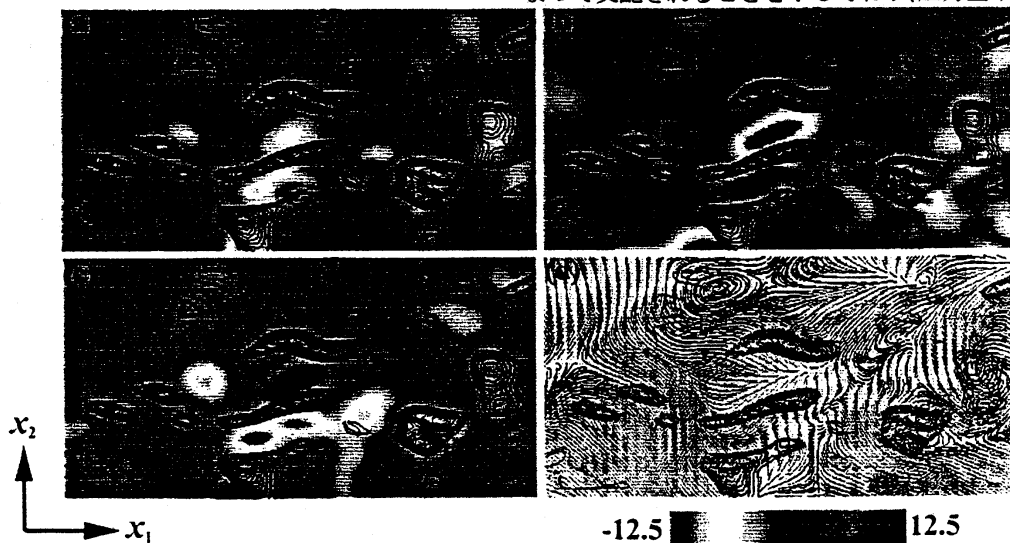


図9: 圧力歪みの自由表面上での分布。 (a) Π_{11} , (b) Π_{22} , (c) Π_{33} , (d) 自由表面上の流線。

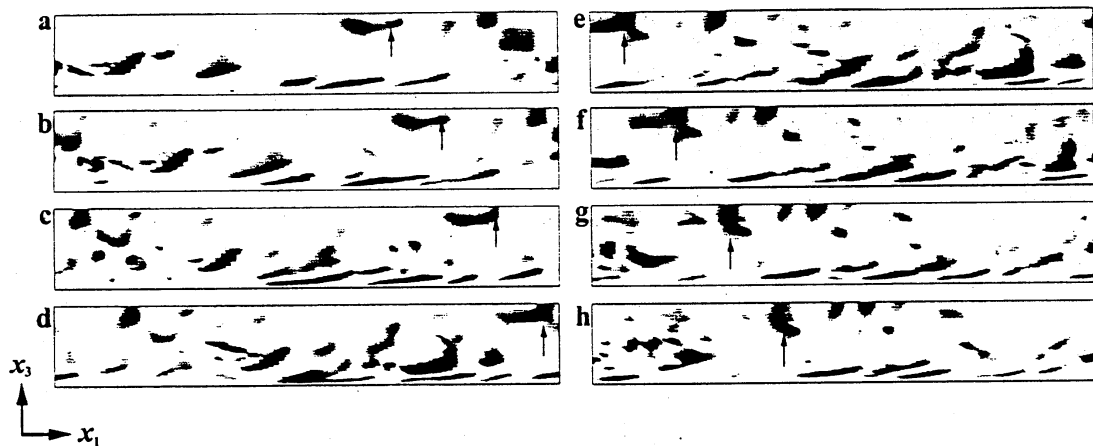


図11: 渦管の自由表面への接触過程。

を認めていない。本研究結果から、渦管と自由表面との相互作用によって形成される上昇流と下降流が、圧力歪みによる乱流エネルギー生成に大きく寄与することが示される。現段階では、渦管のダイナミクスに及ぼす粘性の効果については明確な結論を出すことはできない。この粘性の効果の関する解明は今後の課題であろう。

4.4 組織構造と自由表面との相互作用 (Type II)

Type I の渦管の生成メカニズムに関して、図6に示される低速ストリークの不安定性による増幅がその主要な生成メカニズムの一つであることが明らかとなった。では Type II に示された接触渦の生成メカニズムはどのようなものであろうか。典型的な Type II 渦管の生成の瞬間を図10に示す。この図から明らかなように、Type I の渦管の一部が自由表面に接触して Type II の渦が生成されることがわかる。つまり、この種の渦は縦渦上の渦管と自由表面との相互作用によって二次的に発生する渦であるとも理解できる。また渦の長時間発展を評価した結果、Type II の渦はいったん形成されるとかなり長い時間自由表面上に存在し、なかなか消滅しないことが明らかとなった。Type II の渦管に関しては、その生成機構は二次的であることがわかった。ではこの種の渦管の自由表面乱流に対する力学的寄与を考察してみる。

図11(a)に Type II の渦が自由表面に出現した際の自由表面上での流線と、 $x_3^* \approx 0.2$ における壁面垂直方向瞬間流速分布を示す。また図11(b)は自由表面上での λ_2 の分布を示す。Type II の渦管周辺では、際だった上昇流も下降流もほとんど形成されないことがわかる。つまりこれらの渦は、自由表面上で単に回転運動を持つだけである。また、圧力歪みによる乱流エネルギー

輸送にほとんど寄与しないこともわかった。このことから、Type II の渦の乱流熱・物質輸送に関連した自由表面乱流の力学への寄与はきわめて小さいことが示唆される。

5. 自由表面での乱流熱・物質輸送機構

5.1 スカラー輸送係数

自由表面でのスカラー輸送速度を定量的に評価する場合、以下に示すスカラー輸送係数 k_L を用いるのが効果的である。

$$N = k_L (C_{int} - C_{ref}) \quad (4)$$

ここで、 N は自由表面でのスカラー流束、 C_{int} は自由表面でのスカラー濃度、 C_{ref} は基準濃度である。スカラー流束が Fick の分子拡散則で表されることを仮定すれば、無次元化されたスカラー輸送係数 (シャーウッド数; Sh と記述する) は

$$Sh = \frac{1}{(1 - C_{ref}^0)} \int \int_S \left(\frac{\partial C^0}{\partial x_3^0} \right) dS \quad (5)$$

と評価することができる。なお D は分子拡散係数、右辺の積分式は自由表面平均でのスカラー濃度の壁面垂直方向勾配を示す。また、 $C^0 = C/C_{int}$ あるいは $x_3^0 = x_3/\delta$ と無次元化されたものを表す。

本研究で行った DNS より得られた平均濃度分布から Sh を計算したところ $Sh \approx 4.75$ が得られた。この結果は、図12に示すように Komori et al.⁽³⁾、及び Rashidi et al.⁽⁴⁾ の実験結果 $Sh Sc^{1/2} = a Re_m^{0.93}$ (Komori et al.⁽³⁾ によれば $a \approx 0.004$ 、Rashidi et al.⁽⁴⁾ によれば $a \approx 0.0037$) とよく一致する⁽¹³⁾。(5)式で示したシャーウッド数は自由表面での平均の熱・物質輸送機構を反映するが、結果的には、Type II の渦管構造は自由表面での乱流熱・

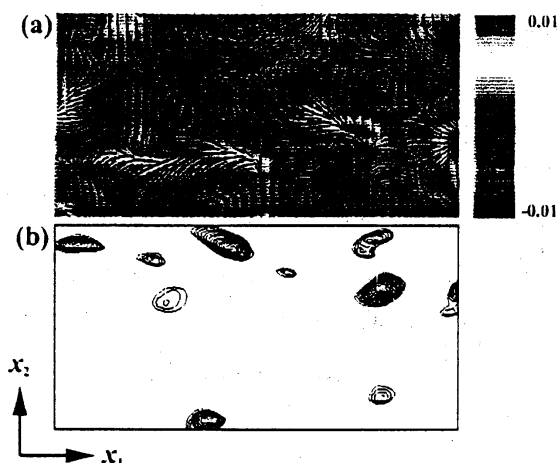


図12: 自由表面に接触した渦管構造 (Type II) と自由表面との相互作用 (a) 壁面垂直方向の瞬間流速分布と流線, (b) 渦管の分布, (c) 主流方向渦度変動

かし一方で自由表面近傍の局所の乱流構造との関連性に関しては、何ら情報を与えない。つまり(5)式の平均濃度勾配ではなく、局所の濃度勾配を正確に評価しなくてはならない。

図13に壁面垂直方向の流速変動 u_3' と濃度変動 C' の相関係数 $R_{3C} = -\overline{u_3' C'} / \overline{u_3'^2}^{rms} \overline{C'^2}^{rms}$ の分布を示す。図13より、自由表面近傍では R_{3C} は0.75程度の値になり、1にかなり近くなる⁽¹⁴⁾。これは u_3' と C' の負の相関が極めて大きいことを示唆する。つまり自由表面近傍での下降流内部での負のスカラー流束の生成が示唆される。一方、他の流速変動成分とスカラー濃度変動の相関係数は極めて小さいこともわかった。つまり自由表面近傍のスカラー流束生成には、壁面垂直方向の流速変動のみが極めて大きな役割を果たす。

次に、第4章で議論した二つの渦管構造が自由表面近傍に存在する場合の、スカラーの局所濃度勾配を図14に示す。図14(a)及び14(b)は、それぞれType IとType IIの渦管と自由表面との相互作用の結果形成される自由表面でのスカラー濃度勾配を示す。なお図14(a)及び14(b)における壁面垂直方向瞬間流速は図8(a)及び図11(a)に示される。図8(a)に示された縦渦状の渦管と自由表面との相互作用で形成される上昇流は、負のスカラー流束を作り出すことが図13の結果から期待され、自由表面での乱流熱・物質輸送に大きく貢献することが予想される。この予想は、図14(a)によって支持される。つまり、上昇流の発生する部分での自由表面でのスカラー局所濃度勾配は著しく大きい。つまりこの部分では局所的なスカラー輸送係数が大きくなり、乱流運動による熱や物質の輸送が大きく

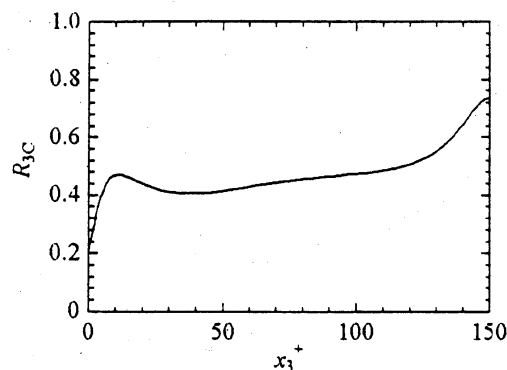


図13: 壁面垂直方向瞬間流速 u_3' と濃度変動 C' の相関係数



図14: 自由表面の渦管周辺でのスカラー濃度の壁面垂直方向勾配。(a)Type Iの渦管周辺, (b)Type IIの渦管周辺

促進されることを意味する。逆に図11(a)に示されるように、接触渦構造近傍では、上昇流や下降流は発生しない。よって負のスカラー流束も生成されない。結果的には、Type IIの渦管構造は物質輸送にほとんど貢献することはない。

6. 結言

自由表面を介して行われる乱流熱・物質輸送のメカニズム解明を目的として行った自由表面乱流の直接数値シミュレーションの結果について検討を行った。その結果、自由表面近辺に出現する組織構造は、低速ストリーク不安定性による増幅などの壁面での準秩序構造生成と強い関連性があることがわかった。つまり、壁面で生成された組織構造の一部が自由表面にも到達することが示された。自由表面近傍では数多くの組織構造が観察されるが、大別すれば縦渦状の渦管構造を

持つもの(Type I)と、自由表面に接触した渦管構造を持つものの二つ(Type II)に分けられる。Type Iの渦管と自由表面との相互作用は、著しく強い上昇流や下降流を作り出す。このうち上昇流は自由表面でのスカラー濃度勾配を局所的に強める役割を持ち、乱流熱・物質輸送に大きく貢献する。一方、Type IIの渦管は自由表面に接触して回転運動のみを誘起し、上昇流や下降流を生成しない。その結果、この種の渦管は乱流熱・物質輸送に貢献するような力学機構を有しない。

謝辞

本報告を作成するにあたり、核融合科学研究所 木田 重雄教授の(講演中及び講演後の)コメントが非常に参考になりました。ここに記して感謝いたします。

- (1) P. V. Danckwerts, *Int. Engng. Chem.* **43**, 1460 (1951).
- (2) J. C. R. Hunt and J. M. R. Graham, *J. Fluid Mech.* **84**, 209 (1978).
- (3) S. Komori, Y. Murakami and H. Ueda, *J. Fluid Mech.* **203**, 103 (1989).
- (4) M. Rashidi, G. Hetsroni and S. Banerjee, *Int. J. Heat Mass Transf.* **34**, 1799 (1991).
- (5) M. Rashidi, *Phys. Fluids* **9**, 3485 (1997).
- (6) S. Kumar, R. Gupta and S. Banerjee, *Phys. Fluids* **10**, 437 (1998).
- (7) K. Lam and S. Banerjee, *Phys. Fluids A* **4**, 306 (1992).
- (8) R. A. Handler, T. F. Swear Jr., R. I. Leighton and J. D. Swearingen, *AIAA J.* **31**, 1998 (1993).
- (9) Y. Pan and S. Banerjee, *Phys. Fluids* **7**, 1649 (1995).
- (10) B. Perot and P. Moin, *J. Fluid Mech.* **295**, 199 (1995).
- (11) V. Borue, S. A. Orszag and I. Staroselsky, *J. Fluid Mech.* **286**, 1 (1995).
- (12) D. T. Walker, R. I. Leighton and L. O. Garza-Rios, *J. Fluid Mech.* **320**, 19 (1996).
- (13) R. Nagaosa and T. Saito, *AIChE J.* **43**, 2392 (1997).
- (14) R. Nagaosa, submitted to *Phys. Fluids*.
- (15) F. H. Harlow and J. E. Welch, *Phys. Fluids* **8**, 2182 (1965).
- (16) J. Kim and P. Moin, *J. Comp. Phys.* **59**, 308 (1985).
- (17) P. R. Spalat, R. D. Moser and M. M. Rogers, *J. Comp. Phys.* **96**, 297 (1991).
- (18) U. Schumann and R. A. Sweet, *J. Comp. Phys.* **74**, 123 (1988).
- (19) U. Schumann, G. Grotzbach and L. Kleiser, in *Direct Numerical Simulation of Turbulence*, edited by W. Kollman, (Hemisphere, New York, 1980).
- (20) T. S. Lund and H. -J. Kaltenbach, *Annual Research Briefs*, Center for Turbulence Research, 91 (1995).
- (21) H. Choi and P. Moin, *J. Comp. Phys.* **113**, 1 (1994).
- (22) H. Choi, P. Moin and J. Kim, Rep. TF-55, Department of Mechanical Engineering, Stanford University (1992).
- (23) N. Kasagi, Y. Tomita and A. Kuroda, *ASME J. Heat Transf.* **114**, 598 (1992).
- (24) J. Kim and P. Moin and R. Moser, *J. Fluid Mech.* **177**, 133 (1987).
- (25) R. Nagaosa, in preparation.
- (26) J. O. Hinze, *Turbulence*, 2nd ed., (McGraw-Hill, New York, 1975).
- (27) T. Sarpkaya and P. Suthon, *Exp. Fluids* **11**, 205 (1991).
- (28) D. G. Dommermuth, *J. Fluid Mech.* **246**, 91 (1993).
- (29) S. K. Robinson, S. J. Kline and P. R. Spalat, in *Near-Wall Turbulence*, edited by S. J. Kline and N. H. Afgan, (Hemisphere New York, 1990).
- (30) W. Schoppa and F. Hussain, in *Self-Sustaining Mechanism of Wall Turbulence*, edited by L. R. Panton, (Computational Mechanism Publication, Southampton, 1997).
- (31) J. Jeong and F. Hussain, *J. Fluid Mech.* **285**, 69 (1995).
- (32) J. Jeong, F. Hussain, W. Schoppa and J. Kim, *J. Fluid Mech.* **332**, 185 (1997).
- (33) H. Miura and S. Kida, *J. Phys. Soc. Japan* **66**, 1331 (1997).