渦輪とせん断層の渦の相互干渉*

石川 仁^{*1}, 伊澤 精一郎^{*2}
木谷 勝^{*3}, 望月 修^{*4}

Vortex Ring-Shear Layer Vortices Interaction

Hitoshi ISHIKAWA^{*5}, Seichiro IZAWA,
Masaru KIYA and Osamu MOCHIZUKI^{*5} Department of Mechanical Engineering, Tokyo University of Science,
1-3 Kagurazaka, Shinjuku-ku, Tokyo, 162-8601 Japan

Interaction between a vortex ring and shear layer vortices was simulated by the three-dimensional vortex blob method. The purpose of this research is clarifying interaction between a vortex ring and shear layer vortices, and is also the basic research of active control of the shear layer by introducing the self-propelling vortex ring from outside of the shear layer. Interaction of the vortex ring is effective in enhancing the local growth of the shear layer. Numerical simulation was performed in order to clarify the circulation ratio between the vortex ring and the shear layer vortex tube which promote the interaction between a vortex ring and shear layer vortices most. In the case of circulation ratio Γ_R/Γ_F of 1.0, shear layer vortices and the vortex ring interact strongly. Large vortices were generated by amalgamation between the shear layer vortices and the vortex ring. The vorticity thickness attains a maximum when circulation ratio Γ_R/Γ_F is 1.0. However, enhancement of the growth of the shear layer saturated when the ratio exceeds about 1.5. This is because the vortex ring which has large circulation passes through the shear layer.

Key Words: Vortex Ring, Shear Layer Vortices, Separated Shear Layer, Vortex Method, Turbulence, Flow Control, Numerical Simulation

1. 緒 言

はく離せん断層中のケルビン-ヘルムホルツ不安定によって巻きあがった大規模渦について、外部から特定の周波数や強さの攪乱を与えることで、その構造を制御できることが知られている⁽¹⁾。また、はく離せん断層とほぼ同様な性質をもつ自由混合層中の渦も、スピーカーや隔板後縁のフラップからの外部攪乱により、その拡がり幅や渦の合体を能動的に制御することができる⁽²⁾。これらはすべて、攪乱中の特定周波数が自動的に選択され、それが指数関数的に増幅される性質を利用したものである。

本研究では、外部から渦輪を衝突・干渉させることにより、はく離せん断層中の渦に攪乱を与え制御する方法に注目する。この方法では、渦輪の衝突位置を自由に変えることができるので、はく離せん断層の局所的な制御が可能となる。また、スピーカー等の音波による全体

的な制御にくらべて、エネルギー効率の点で優れている。さらに、渦輪の循環を変えることで、攪乱の強さも変化させることができる。実際、Kiya et.al.⁽³⁾は、平板前縁からのはく離せん断層に主流側から渦輪を打ち込むことで、運動量欠損を減ずることが可能であることを実験的に示している。これに関連する基礎研究として、Kiya et.al.⁽⁴⁾は自由混合層と渦対、自由混合層と渦輪の干渉を可視化によって調べ、渦輪とせん断層中の渦の循環の比によって干渉の様子が変化すること、両者が同程度のとき最も強く干渉することを報告している。また前川ら⁽⁵⁾は、渦輪と渦列の相対位置によっても干渉の様子が大きく変化すること等を報告している。これらの研究は、主に可視化実験によるものであった。

干渉の様子を詳細に調べるには、数値シミュレーションが好都合である。Kiya et.al., ら⁽⁶⁾は数値シミュレーションでも、混合層と渦対の干渉を調べているが、それは非粘性の二次元計算であった。著者らはこれまでに、粘性を考慮した三次元離散渦法のシミュレーションを行い、渦輪と単一渦管の干渉の様子を調べている⁽⁷⁾。その結果、渦輪と渦管の循環の比によって、渦輪と渦管が入れ替わる置換モードや渦輪が渦管を貫通するモード等が存在することを示した。本研究では、渦管を流れ方向に複数配置することで、はく離せん断層の大

* 原稿受付 2004年3月8日。

^{*1} 正員、東京理科大学工学部機械工学科(☎162-8601 東京都新宿区神楽坂1-3)。^{*2} 正員、東北大学大学院工学研究科(☎980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉01)。^{*3} 正員、釧路工業高等専門学校(☎084-0916 釧路市大楽毛西2)。^{*4} 正員、東洋大学工学部(☎350-8585 川崎市鯨井2100)。
E-mail: ishi@rs.kagu.tus.ac.jp

Fig.1 Geometry of the vortex ring and shear layer vortices.
Schematic cross section of the vortex ring

規模渦列をモデル化し、渦輪との干渉の様子を調べたので報告する。

2. 計算方法

離散渦法は、解析対象の流れ場に渦度 ω を持つ渦要素を分布させ、流れ場を記述する手法である。計算方法の詳細については文献(7)(8)を参考にされたく、ここではその概略を述べるにとどめる。本研究では、個々の渦要素がもつ渦度 ω^α のひろがりやを、次式

$$\omega^\alpha(\mathbf{x}) = \frac{1}{\sigma_\alpha^2} p\left(\frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}^\alpha|}{\sigma_\alpha}\right) \gamma^\alpha \quad \dots\dots\dots (1)$$

にて表現している。ここで、 α 番目の渦要素の中心位置ベクトル $\mathbf{x}^\alpha$ 、渦核半径 σ_α 、渦要素の強さ $\gamma^\alpha = \omega^\alpha d^3 \mathbf{x}^\alpha$ 、および渦要素の体積 $d^3 \mathbf{x}^\alpha$ である。関数 $p(\bullet)$ には、Winckelmans-Leonard⁽⁹⁾によって提案された関数を用いた。これに基づき、渦要素 α の位置 $\mathbf{x}^\alpha$ の時間発展はBiot-Savartの法則から、渦要素の強さ γ^α の時間発展は、粘性項を省略した渦度方程式から計算する。

省略した粘性効果は、渦核半径 σ_α の成長によって再導入される。本研究では、その成長モデルとして伊澤ら⁽⁸⁾⁽¹⁰⁾によって提案された、分子粘性と渦粘性の複合モデルを採用した。伊澤らの円形噴流の計算では、複合モデルを用いることにより噴流の組織渦の構造がよく抽出できている。

図1に、初期状態における、渦輪とはく離せん断層の渦列の配置を示す。座標系は、計算開始の無次元時刻 $t^*=0$ における渦輪の中心を原点とし、渦要素の循環の向きによって決定される渦輪の進行方向に z 軸を、それ

Fig.2 Velocity profile u of shear layer vortices

に垂直に x, y 軸をとる。渦輪は半径 $R=1$ として、周方向に60枚の断面で構成した。個々の断面は図中下に表示するように計4層37領域の渦要素で表現される。その際、個々の渦要素の持つ渦度は、断面全体での渦度分布がガウス分布⁽⁹⁾になるように決定した。

せん断層を構成する渦管は、 $z/R=1$ の位置に y 軸に平行に配置した。本研究では、渦輪と同じ断面をもつ渦管を、 $x/R=1.5$ 間隔で5本配置した。ここで問題となるのは、回転方向が同じ渦管を並べて配置した場合、互いの誘起速度の作用により渦管が回転し、本条件ではせん断層全体が傾いてしまうことである。この傾きを最小にするため、断面の渦要素数を減らした疑似渦管を5本の渦管列の左右にさらに5本ずつ配置することにした。疑似渦管の領域は2層7領域で構成される。疑似渦管の渦要素数を減らした理由は、渦要素の増加による計算負荷を軽減させるためである。断面全体の渦度分布は、中心に配置した渦管と同一にしてある。また、疑似渦管は渦輪とは直接衝突しないので、干渉の様子には影響を与えないことを確認している。渦管の y 軸方向長さについても、干渉の様子に影響を与えないよう、渦輪半径 R の20倍をとってある。図2に渦管列により構成された、せん断層の x 方向速度 u の分布を示す。

3. 計算結果

3・1 循環の比による干渉の変化

Kiya et.al.⁽⁴⁾の実験では、渦輪の循環とせん断層中の渦の循環がほぼ等しいときに、干渉が最も強くなると報告されている。よって本研究では、渦輪の循環がせん断層の渦の循環と等しいか、それ以上の条件について調べることにした。

図3(a), (b)および(c)に渦輪とせん断層の干渉の様子を示す。せん断層の渦管の循環 $\Gamma_F=1.0$ と一定にし、渦

Fig.3 Interaction between the vortex ring and shear layer vortices. Upper figure is isosurfaces of vorticity magnitude. Lower figure is contours of y -component vorticities

輪の循環 Γ_R を1.0, 1.5, 2.0と変化させた. 各図には, 干渉の様子が特徴的な時刻での, 渦度の絶対値 $|\omega/\omega_0| = 0.3$ の等値面 ($\omega_0: \Gamma_R=1.0$ のときの, 渦輪を構成する渦要素の渦度の平均値), および $y=0$ の断面での y 方向の渦度分布を示してある. 渦度分布では, 実線が正の渦度, 破線が負の渦度を示す. また, y 方向渦度分布中には, 干渉の様子が理解しやすいように, それぞれの渦輪と渦管を記号によって指し示している. 渦管については, $VF_1 \sim VF_4$ と表記し, 渦輪については, $+y$ 方向の渦度を持つ断面を VR_+ , $-y$ 方向の渦度を持つ断面を VR_- とした. 渦輪の自己誘起速度 U_m と渦輪の半径 R により求めたレイノルズ数 $Re (=U_m(2R)/\nu)$ は300である. 以下に, 循環の比 Γ_R/Γ_F の違いによる干渉の変化について述べる. 説明上, $-x$ 方向をせん断層の上流側, $+x$ 方向を下流側と呼ぶことにする.

(a) 循環比 $\Gamma_R/\Gamma_F = 1.0$ の場合

渦輪は, 自己誘起速度によりせん断層に接近していく. せん断層の速度分布の影響により, やや上流側 $-x$ 方向に流されながらせん断層に衝突する. 渦輪の下流側の, 回転方向が正の部分 VR_+ はせん断層の渦管 VF_3 と衝突する. 互いに循環の向きが同じであるので矢印の方向に回転しながら合体する. 一方, 渦輪の上流側の部分 VR_- と, それと衝突した渦管 VF_2 は, 互いに循環の向きが反対なので新たに渦対を形成する ($t^*=2.0$). 著者らが以前に報告した, 渦輪と単一渦管の干渉⁽⁷⁾では, 循環の大きさが等しく, 向きが反対の部分の干渉では新たな渦輪が形成され, 循環の向きが等しい部分の干渉では崩壊した渦管が再形成される, 置換モードと呼ばれる干渉が観察されている. しかし, 本研究においては上流側での新たな渦対の形成のみがおこり, 渦管 (列) の再形成は見られない.

その後, 合体した $VR_+ + VF_3$ の部分は, さらに下流側の VF_4 の渦を巻き込みながら大きな渦度領域を形成し, せん断層の上方に移動していく. 新たな渦対を形成した $VR_+ + VF_2$ の部分は, VF_1 と, さらに上流の渦に干渉しながら上流側に移動していく. この渦対の進行は, 渦輪と単一渦管の場合⁽⁷⁾において, 新たに形成された渦輪が, 元々の渦輪と同じ進行方向 ($+z$ 方向) に進んでいったこととは異なっている. この理由は, 渦輪と干渉しなかった他のせん断層の渦, とくに VF_1 の誘起速度の影響を強く受け, 進行方向が変化したためと考えられる. その結果, 渦輪は2つに分かれ $\pm x$ 方向に強い引き伸ばしを受けたようになる. 引き伸ばしを受けた部分には, 強いせん断によって生成された小さな渦度領域が生成されている ($t^*=10.0$). このような渦輪と渦管の合体や渦対の形成は, Kiyama et al.⁽⁴⁾による非粘性の二次元計算でも報

(a) $\Gamma_R/\Gamma_F=1.0$

(b) $\Gamma_R/\Gamma_F=1.5$

(c) $\Gamma_R/\Gamma_F=2.0$

Fig. 4 Trajectory of the interacting vortices. Symbols show the position of the center of vortices at constant time

Fig. 5 Time changes of vorticity thickness δ_0 at various circulation ratio. $\diamond$, $\Gamma_R/\Gamma_F=1.0$; $\triangle$, 1.5; $\circ$, 2.0

告されており, 同じく前川ら⁽⁵⁾の可視化によって報告された渦の運動ともほぼ同じである.

(b) 循環比 $\Gamma_R/\Gamma_F = 1.5$ の場合

干渉の初期における様子は, $\Gamma_R/\Gamma_F = 1.0$ とほぼ同様であり, 渦輪の VR_+ と渦管の VF_3 の合体が観察される.

Fig. 6 Time change of power spectrum

そこでの渦度の最大値は、渦輪の循環が高いぶん $\Gamma_R/\Gamma_F = 1.0$ の場合より大きくなる。その後、別の渦管 VF_4 を巻き込みながら、大きな渦度領域を形成する ($t^*=4.0$)。しかし、逆向きの循環をもつ VR_1 の部分が VF_2 を巻き込むため、 $\Gamma_R/\Gamma_F = 1.0$ の場合とは異なり渦対は形成されない。これは VR_1 の渦度が VF_2 に比べて大きいためである。さらに VR_1 は VF_1 に衝突する ($t^*=9.0$)。一方、下流側で合体した VR_2+VF_3 は、せん断層上方へ移動し渦度が拡散される。小さな渦構造が多く見られるのは、この循環比 $\Gamma_R/\Gamma_F = 1.5$ は、 $\Gamma_R/\Gamma_F = 1.0$ よりも渦輪の引き伸ばしによるせん断の作用が強いためと考えられる ($t^*=10.0$)。また、正の渦度をもつ渦輪の VR_2 の部分については、その渦度や特徴がせん断層への衝突後も維持されているため、渦輪の一部がせん断層を貫通しているとも考えられる。

(c) 循環比 $\Gamma_R/\Gamma_F = 2.0$ の場合

循環の比が最大なので、渦輪の進行速度が大きく、 $t^*=2.0$ で既に渦輪の VR_2 の部分がせん断層を貫通している。 VR_2 はその特徴を保ったまま、渦管の VF_3 をせん断層上方へ押し上げる。 $\Gamma_R/\Gamma_F = 1.0$ とは異なり、共に回転・合体するような傾向は見られない。一方、渦輪の VR_1 も、 $\Gamma_R/\Gamma_F = 1.0, 1.5$ のように上流側に移動せず、せん断層上方に離脱していく ($t^*=6.0$)。すなわち渦輪全体がせん断層を貫通することになる。このとき、逆にせん断層の VF_2 が下方へ押しやられることで、 VR_1 との間に誘起速度が生まれ、その影響を VF_1 が受けせん断層下方へ引き込まれていく ($t^*=8.0$)。このように渦輪がせん断層の渦を貫通する挙動は、渦輪と単一渦輪の干渉⁽⁷⁾においても確認されている。とくに本研究では、渦輪が2本の渦管と干渉してもせん断層を貫通することが明らかになった。

干渉中の渦の移動経路を詳しく観察するために、図4

に渦中心の移動の軌跡を示した。渦中心は、渦度分布の図から最大渦度をとる位置として求めた。循環比 $\Gamma_R/\Gamma_F = 1.0$ と 1.5 の場合では、下流側の回転方向が同じ渦のグループでは合体が起こり、上流側では VR_1 と VF_2 による渦対の形成 ($\Gamma_R/\Gamma_F = 1.0$ のみ) と、それに伴い周囲の渦の連行が行われていることがわかる。これに対し、 $\Gamma_R/\Gamma_F = 2.0$ の場合だけが、渦輪の両方の部分 (VR_2 と VR_1) がせん断層を貫通しているのが明らかである。次に VR_2 と VR_1 の移動軌跡から干渉の進行速度に注目して試みる。図4(a) $\Gamma_R/\Gamma_F = 1.0$ と (b) $\Gamma_R/\Gamma_F = 1.5$ に示す同時刻 $t^*=6.0$ の渦中心の位置から、 VR_2 と VR_1 のいずれも $\Gamma_R/\Gamma_F = 1.0$ の方が初期位置からの移動距離が大きいことがわかる。よって、干渉の進行は、循環の比が同じ $\Gamma_R/\Gamma_F = 1.0$ が最も速いことがいえる。

次に渦度厚さの時間変化を求めた。その結果を図5に示す。渦度厚さ δ_w は次式で定義される。

$$\delta_w = \frac{\Delta U}{du/dy} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 ΔU はせん断層の速度差、速度勾配 (du/dy) は、 x 軸方向の速度 u の、せん断層中心に最も近い極値の間隔から求めた。図より、渦度厚さは $\Gamma_R/\Gamma_F = 1.0$ の場合に、干渉の早い段階で増加率が最大となっている。以上のことから、渦輪によるせん断層の干渉を促進するためには、渦輪の循環をせん断層中の渦管と同程度とし、下流側で渦の回転・合体、上流側で新たな渦対の形成による渦輪の引き伸ばし、を起こさせることが効果的であることがわかった。

3・2 速度変動の空間スペクトル

干渉の様子を定量的に評価するため、 x 軸上での速度変動成分 w に対し、FFT による空間スペクトル解析を行った。その結果を図6に示す。まず、全体的なスペクトルの時間変化の傾向について説明する。スペクトル

Fig. 7 Time change of velocity profile v at various circulation ratio

の分布には、図3(a)に見られた小さな渦度領域に対応するような高波数成分は見られなかった。この理由として、本研究の干渉は、自由せん断乱流のエネルギー輸送過程において初期段階であること、あるいは、本研究で採用した粘性効果の導入モデル⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾により、小さな渦構造が鈍ってしまったことなどが考えられ、更なる検討の余地があるといえる。

いずれの循環比においても、干渉の初期 $t^*=0.0$ においては、せん断層の波数に大きなスペクトル成分が見られる。この時刻では、まだ渦輪はせん断層に衝突しておらず、 x 軸上での速度変動に及ぼす影響も小さいので、渦輪の波数スペクトルピークは小さい。 $\Gamma_R/\Gamma_F = 1.0$ および 1.5 については、渦輪が衝突するに伴いせん断層のスペクトルピークが減少していく。それとは逆に渦輪のスペクトルが卓越していくようになる。せん

断層のスペクトルがほぼ消失する無次元時刻は、 $\Gamma_R/\Gamma_F = 1.0$ では $t^*=7.5$ 、 $\Gamma_R/\Gamma_F = 1.5$ では $t^*=9.0$ であり、 $\Gamma_R/\Gamma_F = 1.0$ の方が早い。このことから循環比 $\Gamma_R/\Gamma_F = 1.0$ のほうが渦輪の干渉によってせん断層の崩壊が促進されていることがわかる。 $\Gamma_R/\Gamma_F = 2.0$ については、渦輪の干渉後もせん断層のスペクトル成分がわずかに残存している。すなわち $\Gamma_R/\Gamma_F = 2.0$ では、せん断層が十分に崩壊しないことが説明できる。

3.3 スパン方向への干渉の影響

Kiya et.al.⁽³⁾による渦輪の打ち込みによる制御は、単一渦輪による局所的な制御であった。一方、二次元的に発達したせん断層の制御には、渦輪もスパン方向に複数個打ち込むことで対応できる。その基礎研究として、一つの渦輪によるスパン方向の干渉の影響を明らかにすることは重要である。図7に、せん断層スパン方向の速度変動 v の時間変化を示す。循環の比が大きくなるほど、変動の振幅は大きくなるが、スパン方向への変動の広がりにはさほど変化がない。例えば、 $t^*=3.0$ においては、いずれの循環の比においても、 $y/R = \pm 3.0$ 程度である。また、全ての循環比において、ある時刻から速度変動の正負のピークが入れ替わる様子が見られる。これは次のように説明できる。渦輪の衝突前には、下方からの渦輪の接近により、せん断層が上方に押し広げられ、流体がスパン方向外側へ流出するが、衝突後は、渦輪によって持ち去られた流体を周囲流体の連行で補おうとするため、流れの方向が入れ替わる。

4. 結 言

本研究は、渦輪とせん断層の渦の干渉を、3次元離散渦法を用いた数値シミュレーションによって調べたものである。ここで、本研究の計算時間範囲 $t^*=0.0 \sim 10.0$ は未だ干渉の初期段階であり、干渉の様子の全てを議論できていない可能性があることを申し述べておく。しかしながら図3の渦度分布で、循環の比が2倍の $\Gamma_R/\Gamma_F = 2.0$ では、干渉後の渦輪がせん断層の上方に離脱しており、これ以上は渦輪とせん断層の渦の干渉がおこらないとも予想できる。今後の課題として、より長時間の計算を行う必要があろう。また干渉の大きさを定量的に評価するためには、渦輪のエネルギーのせん断層への伝達量などの評価も必要である。

以上を今後の課題として、本研究の範囲で得られた知見を要約すると、次のようになる。

循環の比によって、渦輪とせん断層の干渉の様子は異なることが明らかになった。渦輪とせん断層の渦の循

環の比 $\Gamma_R/\Gamma_F = 1.0$ の場合には、渦度厚さの増加率が干渉の早期段階で最大となった。また空間スペクトルの時間変化からも、 $\Gamma_R/\Gamma_F = 1.0$ の場合に、せん断層の崩壊が最も促進されることが明らかになった。以上のことから、循環の比が等しい場合に、渦輪とせん断層の渦の干渉が最も大きい。

干渉を促進するメカニズムについては、せん断層の渦と回転方向が同じ渦輪の部分が回転・合体し、大きな渦度領域を形成する。一方、せん断層の渦と回転方向が逆の渦輪の部分が新たな渦対を形成し、それが上流方向へ移動して、渦輪の大規模な引き伸ばしが起こるというものである。このような渦輪の引き伸ばしは、単一渦管との干渉では見られなかったことから、渦輪と干渉していない、せん断層内のその他の渦管により生ずると考えられる。同時に周囲流体の連行等により、せん断層のスパン方向にも干渉の影響は伝達される。しかし循環の比が2倍程度になると、渦輪と単一渦管の干渉と同様、渦輪がせん断層を貫通してしまうので、干渉が少なくなることが明らかになった。

文 献

- (1) Ho, C.-M., and Huerre, P., *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **16**(1984), 365-424
- (2) Inoue, O., *J. Fluid Mech.*, **234**(1992), 553-581
- (3) Kiya, M., Mochizuki, O. and Ishikawa, H., *J. Fluid and Structures*, **15**(2001), 399-413
- (4) Kiya, M., Ohyama, M. and Hunt, J.C.R., *J. Fluid Mech.*, **172**(1986), 1-15
- (5) 前川博, 西岡卓宏, 機論, **58-553**, B(1992), 2659-2666
- (6) Kiya, M., Takeo, H., Mochizuki, O. and D.Kudo, *Fluid Dynamics Research*, **24** (1999), 61-79
- (7) 石川仁, 伊澤精一郎, 望月修, 木谷勝, 機論, **68-674**, B(2002), 2688-2694
- (8) 伊澤精一郎, 木谷勝, 機論, **65-640**, B(1999), 3986-3992
- (9) Winckelmans, G.S. and Leonard, A., *J. Compt. Phys.*, **109**(1993), 247.
- (10) 伊澤精一郎, 木谷勝, 機論, **65-630**, B(1999), 581-589