FFT スペクトル法によるくさび後流渦形成域の可視化*

松平晏明*¹, 松本公一*², 小原弘道*³Flow Visualization of Vortex-Formation Region behind a Wedge
Using FFT Spectrum Method

Yasuaki MATSUDAIRA, Koichi MATSUMOTO and Hiromichi OBARA

The velocity field around a symmetrical wedge is measured with two LDVs. The data analysis of the velocity, vorticity and energy distributions is executed by using a new FFT spectrum method which can easily eliminate FM-AM modulations of the fluctuating velocity compared with the phase-average method. The analysis of these distributions based on the steady and unsteady velocity components clearly illustrates the mechanism of a Karman vortex formation in a cycle. Namely, an unsteady vortex generates just at the back of the wedge and moves in the wake. It interacts with the stationary flat vortices produced on the upper and lower, stationary but separated shear layers, supplying velocity energy to the upper vortex and removing it from the lower vortex. Consequently, the actual Karman vortex formation exhibits four stages. In the first stage the upper stationary vortex expands to the downstream direction, in the second stage it slightly rolls around the lower vortex, in the third stage it is cut off near its middle portion and in the final stage it sheds a Karman vortex.

Key Words: Flow Visualization, Unsteady Flow, LDV, Wedge, Karman Vortex, FFT Spectrum Method

1. 緒 言

高レイノルズ数下において、はく離を伴う物体まわりの流れを可視化することは境界層のはく離構造・カルマン渦の大規模渦生成機構、ひいては乱流構造の基本性質を明らかにする重要な手段であり、これまでに数多くの実験・理論研究が行われてきている。この目的のために近年では、コンピュータの急速な高性能・高性能化を背景としたCFDによって、流れを支配する物理量について時々刻々かつ空間的に数値シミュレーションすることが可能となった。しかしながら、CFDは用いるアルゴリズムの適切さや計算精度の保証などの面で依然として実験研究に負うところが大きい。したがって、現在ではCFDと同様に、流れ場を時間・空間的に同時計測することができる実験シミュレーションが求められている。

これにこたえるため、非定常速度計測に関し、PTV⁽¹⁾、PIV⁽²⁾法が実用段階に入りつつあるが、時間情報と計測精度については熱線風速計・レーザ流速計

(LDV)をしのぐまでには至っていないのが現状である。よって現時点では点計測であるこれらの計測センサを用いて、空間における速度情報を擬似的に同時刻化する位相平均法が広く用いられている⁽³⁾⁽⁴⁾。しかし、位相平均法は信頼できる可視化を行うために着目する周期成分の波数を十分多く取得しなければならず、周期成分以外の変動はFM-AM変調として波形のゆがみを生み出し、処理精度を劣化させるという難点を有している。これらの難点を改善するための手法^{(5)~(7)}がこれまでになされてきているが、著者らは位相平均法とは異なる処理方法として、新たにFFTスペクトル法を提示した⁽⁸⁾。すなわち、高サンプリング周波数のもとで取得されたデータをすべて有効としてFFT波形解析し、そのデータのスペクトル強度から着目する周期成分の振幅と周波数を求め、時刻合せは時間基準点と空間測定点との相互スペクトル密度関数の位相を算出することによって行い、速度の周期変動成分をフーリエ級数表示する手法である。この手法は、取得する波数が少なくても十分な可視化処理精度が得られ、実験における計測時間の短縮が可能であり、かつ近年の高サンプリング機能を有する計測機器に適していることなどが大きな利点である。また、スペクトル分析によってFM-AM変調を容易に分離可能であり、さ

* 1994年8月18日 流体工学部門講演会において講演、原稿受付 1995年4月7日。

*¹ 正員、東京都立科学技術大学 (〒191 日野市旭丘 6-6)。

*² 学生員、東京都立科学技術大学大学院。

*³ 准員、東京都立科学技術大学大学院。

らに複数の卓越した周期成分を有する流れにも直ちに拡張適用できることなどから、位相平均法に代わる可視化手法として大いに期待できると考えられる。

以上の観点から、本報では物体後流における大規模渦の非定常挙動を可視化するための一例として、はく離点が固定しており、速度変動に対し強い単一周周期性を有するような流れ場が得られる対称くさびを採用し、 4.2×10^5 の高レイノルズ数において 2 個の LDV を用いて空間的に同時計測を行い、FFT スペクトル法によって流れ場の速度・渦度および速度エネルギーの時間情報を算出および可視化し、くさび後流における大規模渦構造とその形成過程を明らかにする。

2. 実験装置と方法

実験は流速分布が十分一様である二次元測定部 ($80 \times 500 \times 1\,500$ mm) をもつ回流水槽⁹⁾ に対称くさび (弦長 $c=50$ mm, 頂角 $\theta=45^\circ$) を取付け、主流速度 $U=10$ m/s, レイノルズ数 $Re=4.2 \times 10^5$ について行った。また、速度の時間情報の取得は図 1 に示すように 2 個の一次元 LDV をそれぞれ時間基準点測定および空間点測定に用い、流れの水平方向と垂直方向をそれぞれ別個にデータ取得し、信号処理装置であるバーストスペクトラムアナライザ (BSA) およびこれらを制御するワークステーション (EWS) から成る計測システムで行った。

また測定範囲は図 2 に示すように対称くさび重心を原点とする平面に上流方向 50 mm, 下流方向 300 mm, 上下方向各 70 mm の領域とし、これを縦横それぞれ $m, l=5$ mm のセルに分割した計 2 059 点の格子点 (くさび断面内のダミー点 53 点を含む) において計測を行った。さらに、くさび中心線上後流 500 mm の位置を時刻合せのための時間基準点とし、各格子点のデータ数は 5 000 個、サンプリング周波数は 2.5 kHz とした。

図 3 は基準点における垂直方向の変動速度波形とそ

の FFT スペクトルを示す。基準点は速度の時間履歴における時間基準となるため、流れ場の周期変動を恒常的にとらえることができ、かつそのスペクトルが他のスペクトルに対して卓越していることが要求される。この点での波形には FM-AM 変調が含まれているが、十分流れの周期性をとらえており、周波数スペクトルは $f_1=58$ Hz に卓越したピークをもっているといえる。また、他の空間点でもほぼ同一の周波数のみが卓越していることから、本実験における流れ場はカルマン渦放出による単一周周期変動流れとみることができ、したがって、FFT スペクトル法によりある空間測定点の流れ方向の全速度成分 u は平均成分 $\bar{u}$ と変動成分 u' の和としてフーリエ $\cos$ 級数の 2 項のみによって次式で表される。

$$u = \bar{u} + u' = A_0 + A_1 \cos(2\pi f_1 t - \theta_1)$$

ここで A_0, A_1 はそれぞれ平均成分、変動成分の振幅であり θ_1 は相互スペクトル密度関数より求められる時間基準点に対する空間測定点の位相遅れである。よって、前述したように着目する周波数成分以外は FM 変調として除去され、カルマン渦放出周波数の AM 変調はスペクトル値 A_1 として平均化される。なお、この周波数を用いてくさび後面幅で定義したストローハル数は 0.24 である。

図 4 は本計測および FFT スペクトル法による実験結果の不確かさを表すため、各セルにおける平均速度成分、周期変動速度成分の流量誤差を流出入流量比にて示す。ここで、 $\Delta Q=1.0$ は流量誤差が零のセルを表

Fig. 2 Measuring region

Fig. 1 Measuring system

Fig. 3 Velocity wave and spectrum

Fig. 4 Flow volume rate of cells

す。平均成分は $\Delta\bar{Q}=0.9\sim 1.0$ であるセルが全体の90%を占めており、かつ分散が極めて小さいことから、本システムによるはく離流れにおける計測精度は十分であると考えられる。一方周期変動成分については $\Delta Q'=0.9\sim 1.0$ であるセルが全体の32%、 $\Delta Q'\geq 0.7$ のセルが66%である分布となっており、分散も平均成分の場合に比べて1けた大きくなっている。これは流れ場の中で比較的速度の乱れが強い死水域のセルが多く含まれており、この乱れによる流量を考慮していないこと、周期変動成分に対してはセルサイズが比較的大きいこと、および流量計算において周期変動速度を線形近似したことなどによる誤差といえる。

以上の速度ベクトルの時間情報を基に、各時刻(以後は時間基準点における着目する速度周期成分の位相によって表示する)の渦度 ζ は各セルを囲む格子線内の循環 Γ をストークスの定理より積分形にて算出し、くさび弦長 c および主流速度 U を用いて無次元化して、 $\zeta=c\Gamma/Uml$ で与えられる。ここで、その時計回りの方向を正とする。また各位相における速度エネルギーを流れ方向、垂直方向についてそれぞれ u^2/U^2 、 v^2/U^2 として定義する。なお、これらの諸量については流れ場全体で3回の平滑化を行い、等高線図により表示する。

3. 実験結果および考察

3.1 平均特性 図5は平均速度ベクトル、および渦度分布を示す。いずれの分布もくさび中心線に対し上下対称な様相となっている。速度ベクトルではくさび上下面において加速流、後流において死水域がそれぞれ明瞭に現れているといえる。また、死水域内の $x/c=0.3\sim 1.8$ の領域では図示上明確ではないが、くさび後面に向かう re-entrant jet が生じており、こ

Fig. 5 Mean velocity vector and vorticity

Fig. 6 Mean velocity energy

れによってくさび中心線の上下に弱い反転流が存在することがわかる。渦度分布はくさび後端角部線上 $x/c \approx 1.0$ に中心をもち、 $x/c \approx 3.0$ まで伸びる上下異符号の扁平な強い渦度領域があり、これはあたかも二つの定在渦の様相を呈している。

図6は平均速度エネルギーの各成分 $\bar{u}^2/U^2$, $\bar{v}^2/U^2$ およびその和である $(\bar{u}^2 + \bar{v}^2)/U^2$ による分布を示す。 u^2/U^2 の分布ではくさび後端角部線上後流に大きなエネルギーこう配が現れている。したがって、この領域は明らかに高せん断層の領域であることを示しており、これによって偏平な強い渦度領域が形成されたといえる。また、 $\bar{v}^2/U^2$ の分布はくさび上下の加速域と高せん断層の外側にエネルギーが集中しているといえるが、その大きさは $\bar{u}^2/U^2$ に対して著しく小さくなっており、このため $(\bar{u}^2 + \bar{v}^2)/U^2$ の分布は $\bar{u}^2/U^2$ の分布とほぼ同一の様相となる。

3・2 周期変動特性 図7は時間履歴 $\theta=0^\circ$ における周期変動速度ベクトル、渦度分布を示す。速度ベクトルはくさび後流において時計回りおよび反時計回りの回転流、すなわち非定常渦の存在を明示しており、渦中心がそれぞれ x 軸上の C, D, E にあることが特徴的である。また、これらの渦はくさび後面幅外側の領域をも含む大きな渦となって交互に放出されていることがわかる。渦度はこれらの非定常渦の中心に強く集中しており、その正負の符号も速度ベクトルの向きに対応していることは明らかである。また A, B は非定常渦の初期形成域とみることができる。この領域では2~3個の渦中心を有しており、くさび後端側の等渦度線が凹になっているのに対して、D, E ではほぼ円形状となっている。また渦度の絶対値は D において最大となることから、放出された渦は領域 A~D までは成長し、E では拡散しつつ減衰し始めているといえる。

Fig. 7 Fluctuating velocity vector and vorticity

図8に周期変動速度に対する速度エネルギーの分布を示す。 u'^2/U^2 の分布ははく離せん断層の境界に沿ってエネルギーが周期的に集中しており、これらの位置は図7の非定常渦における u' 方向の速度ベクトルが大きい領域と一致している。同様の理由から、 v'^2/U^2 の分布は非定常渦間の境界に交互にエネルギーが集中する。また、これらを合成した $\{u'^2 + v'^2\}/U^2$ の分布はいちばん外側の等エネルギー線の上下幅が下流方向に広がっており、図7の非定常渦 C-D 間でエネルギーは最大となり、その後渦拡散とともに減衰している。

3・3 全速度ベクトル、渦度、エネルギー分布 図9は $\theta=0^\circ$ における流れ場の全速度ベクトル、渦度およびエネルギー分布を示す。速度ベクトル分布では、くさび後流の A, C では右上がり、B では右下がりの振動流となっており、渦度分布においてはくさび後端の上側定在渦が伸長しつつカルマン渦を形成し始め、その下流側で明確なカルマン渦として正負交互に放出されている。一方エネルギー分布では、はく離せん断層とカルマン渦外側の境界にエネルギーが集中している。

このように、本来実在流れにおける渦生成機構は上下のはく離せん断層の時間的変形によるものといえる

Fig. 8 Fluctuating velocity energy

Fig. 9 Resultant velocity vector, vorticity and energy

が、この渦生成機構を観点を変えて前述の分離した定在渦および非定常渦から考察するとより明りようとなる。すなわち、非定常渦が x 軸上に中心を有することは上下の定在渦に対し、渦度・速度エネルギーを均等かつ忠実に加減算または授受することを意味している。このことは逆に、上下のはく離せん断層の時間的変形過程における渦度・速度エネルギー変化は明確な規則性を有しているといえる。

3・4 渦度の時間履歴 図 10 は流れ場の全渦度分布の位相 θ による時間履歴を示す。なお $\theta=0^\circ$ と 180° は渦度分布の様相が逆位相になる。 $\theta=0^\circ$ では上側のせん断層による見掛けの定在渦が下流側に伸長し、 $\theta=45^\circ$ ではその先端が下側の定在渦に巻き込み始め、 $\theta=90^\circ$ において下側の定在渦の背面に回り込む。 $\theta=135^\circ$ では定在渦が切断し、カルマン渦を形成し始め、一方、下側の定在渦の伸長が顕著となる。 $\theta=180^\circ$ では回り込んだ渦がカルマン渦として完全に独立する。さらに $\theta=0^\circ$ の破線で示される脱落直後のカルマン渦はその渦度が最大となっており、下流に移動するにしたがって減衰している。以上のことから、前述したように放出された非定常渦が後流中を下流方向に移動しつつ上下の定在渦に対して均等に渦度を加減算する

Fig. 10 Time history of vorticity

結果として、定在渦が見掛け上伸張・巻き込みを起こし、その後切断・脱落の過程をたどり、最終的に単一のカルマン渦として成長し、直ちに減衰しながら下流に放出されるといえる。

4. 結 言

本報は対称くさび後流の渦形成過程に関して、LDVを用いた計測、およびFFTスペクトル法による時系列解析を行い、カルマン渦形成にかかわる速度、渦度

およびエネルギー分布の可視化を試み、以下の結果を得た。

(1) 対称くさび後流では周期的に放出されるカルマン渦周波数を有する周期変動速度成分が流れ場をほぼ支配していることから、FFT スペクトル法により、各測定点での速度は平均成分とこの周期変動成分の2項のみのフーリエ級数を用いて表すことが可能であり、FM-AM 変調も容易に処理できることを明らかにした。

(2) くさび後流には定常的に後端のはく離境界線上に大きな速度こう配をもつ高せん断層が存在し、見掛け上これを中心とする正負逆向きで偏平な二つの定在渦が存在する。また非定常的には、後流の x 軸上に周期的な正負の非定常渦が交互に放出されているが、くさび近傍の初期渦形成域では渦が複数の渦中心を有しかつ湾曲しており、下流に移動するにしたがって円形状となる。また、速度エネルギーははく離せん断層およびカルマン渦外側境界に集中している。

(3) カルマン渦形成過程は本来上下のはく離せん断層の時間的変形によるものであるが、この渦生成機構を分離した定在渦および非定常渦の相互作用の観点

からみると、非定常渦が x 軸上に中心を有することは上下の定在渦に対し、渦度・速度エネルギーを均等かつ忠実に加減算または授受することを意味している。このことは、上下のはく離せん断層の時間的変形過程における渦度・速度エネルギー変化は明確な規則性を有しているといえる。これらの結果として実在流れでは定在渦の伸長・巻き込み・切断・脱落をたどり、最終的に単一のカルマン渦として成長し、直ちに減衰しながら下流に放出される。

文 献

- (1) Buchhave, P., *Exp. Therm. Fluid Sci.*, **5**-5(1992), 586.
- (2) Host-Madsen, A. McCluskey, D. R., *Proc. 7th Int. Symp. Appl. Laser Tech. Fluid Mech.*, Lisbon, Portugal, (1994-11), 1.
- (3) Cantwell, B. and Coles, D., *J. Fluid Mech.*, **136**(1983), 321.
- (4) 羽二生・坂本・道願, 機論, **59**-567, B(1993), 3303.
- (5) 田中・村田, 機論, **52**-478, B(1986), 2323.
- (6) 羽二生・坂本・坂井, 機論, **55**-520, B(1989), 3660.
- (7) Kubota, A., Kato, H., Yamaguchi, H. and Maeda, M., *Trans. ASME, I. Fluids Eng.*, **111**-2(1989), 204.
- (8) 松平・冨田, 機論, **61**-581, B(1995), 137.
- (9) 松平・伊藤, 機論, **54**-508, B(1988), 3338.