超音速キャビティ流れに及ぼす形状と主流マッハ数の影響*

長船 達也¹, 渡辺 安², 東野 文男³

Effect of Cavity Shapes and Flow Mach Numbers on Supersonic Cavity Flow

Tatsuya OSAFUNE, Yasushi WATANABE and Fumio HIGASHINO

ABSTRACT

The relation between pressure fluctuation inside a rectangular cavity and flow structure around the cavity was investigated experimentally. The cavity was installed in supersonic internal flow at Mach numbers 1.83 and 2.13. The length of the cavities was varied from 10 to 40 mm, whereas the depth was kept at 20 mm. In order to observe the flow structure around the cavity, three kind of methods; schlieren method, tracer method and oil flow method were applied. The pressure fluctuation inside the cavity was measured by using pressure transducers. It was found that the amplitude of the pressure fluctuation was large when the flow structure inside the cavity was unstable, and the amplitude was small when the flow structure was stable. It means that the amplitude of the pressure fluctuations is much influenced by the flow structure inside the cavity.

Keywords : Rectangular cavity, Amplitude of pressure fluctuation, Oil flow method

1. はじめに

次世代超音速輸送機用推進システムとして開発が進められているエアブリージングエンジンのエアインテークには、広範囲な飛行マッハ数に対して必要な空気流量を確保することが要求される。Fig. 1 に、混合圧縮型と呼ばれる超音速インテークの概略図を示す。この方式では、必要な空気流量の確保のため、インテーク流路の断面積を可変にする必要がある。その際に、キャビティと呼ばれる隙間が流路内に生じ、ここから発生するじょう乱によって、垂直衝撃波が流れ方向に振動してしまうことが問題となっている。キャビティを通過する超音速流の安定化を図るためには、キャビティ周りの流れ場の乱れを低減することが重要である。

これまで、キャビティ周りの流れについては、キャビティからの音響放射や、内部に発生する音響振動が注目されており、数多くの研究が行われている^{1),2)}。また、工学的な要求から、キャビティ内部を抽気した場合の研究が行われている³⁾。しかし、キャビティ内部の流れ構

Fig. 1 Supersonic intake.

造については、坂本らによる報告⁴⁾があるものの、詳細に調べた研究はほとんど無いのが現状である。

そこで本研究では、キャビティ内部の流れ構造に注目する。特に、キャビティ形状および主流マッハ数を変化させた場合の、キャビティ内部に発生する圧力変動とその周りの流れ場の構造との関連性を調べることを目的とする。キャビティ周りおよび内部の流れの様子を2次元カラーシュリーレン法、トレーサー法および油膜法を用いて可視化した。また、キャビティ側壁に圧力センサーを取り付け、圧力変動の計測を行った。可視化結果と圧力計測の結果を比較することにより、両者の関連性を調べた。

2. 実験装置および方法

本研究では、Fig. 2 (a) に示す衝撃波風洞、および Fig. 2 (b) に示す自由ピストン駆動型超音速風洞⁵⁾を用

* 原稿受付 2002 年 3 月 6 日

¹ 東京農工大学大学院工学研究科

² 正会員 航空宇宙技術研究所

³ 東京農工大学工学部

Fig. 2 Schematic diagram of experimental apparatus. (Unit: mm)

いた。自由ピストン駆動型超音速風洞は、自由ピストンによって圧縮・加熱した気体を作動気体として用いる。また、いずれの風洞も、テストセクションより下流側は同じものである。テストセクション内にラバルノズルを設置することにより、風洞の持続時間内において、マッハ数一定の流れを得ることができる。本実験では、主流マッハ数 $M = 1.83, 2.13$ の2種類に対して実験を行った。本研究における実験条件を、Table 1 に示す。

Fig. 3 に、キャビティモデルの概略図を示す。主流部

Table 1 Experimental condition.

実験装置	マッハ数： M	音速： a [m/s]	レイノルズ 数： Re	持続時間： t [ms]
衝撃波風洞	1.83	327	4.4×10^5	6 ~ 10
	2.13	330		
自由ピストン駆 動型超音速風洞	1.83	288	5.7×10^5	80 ~ 100
	2.13	269

Fig. 3 Configuration of cavity. (Unit: mm)

断面は幅 $40 \times$ 高さ 20 [mm] である。キャビティ形状は、深さ D を 20 [mm] と一定とし、長さ L を $10 \sim 40$ [mm] の範囲で変化させ実験を行った。

流れの可視化方法には、目的に応じて異なる3種類の方法を用いた。キャビティ周りの流れ場を可視化する方法として、2次元カラーシュリーレン法⁶⁾を用いた。また、キャビティ内部の流れ場を可視化する方法として、シッカロールをトレーサーとして利用したトレーサー法、および油膜法を用いた。トレーサー法では、あらかじめシッカロールをキャビティ底面がほぼ一様に隠れるように散布しておき、流れによって巻き上げられた様子を、高速度ビデオカメラ（フォトン社製：FASTCAM-ultima）を用いて可視化した。油膜法は、一般に、連続式風洞など持続時間の長い風洞で用いられる可視化方法である。本研究で使用した自由ピストン駆動型超音速風洞の最大持続時間は 100 [ms] 程度であり、油膜法による可視化を行うにあたり、持続時間はかなり短いと考えられる。そのため、本実験で使用する油膜は、短時間の流れに対して反応するように、かなり粘度を低くしなければならない。そこで本研究では、油膜に用いる油として粘度 5 [mm^2/s] のシリコンオイルを用いた。また、混入する顔料は二酸化チタンを用いた。この2つの混合割合は、重量比でシリコンオイル：二酸化チタン = $3:1$ とした。また、油膜には分散剤としてオレイン酸を添加している。

実験は、2次元カラーシュリーレン法、トレーサー法による可視化の場合には、衝撃波風洞を用いて行った。また、油膜法による可視化を行う場合にのみ、自由ピス

トン駆動型超音速風洞を用いている。

キャビティ周りの圧力変動の測定は、Fig. 3 に示す各位置において、圧力センサ (PCB 社製: 113A24) を用いて行った。センサ No. 1 は、ラバルノズルの始動状態を確認するためのものである。また同時に、写真撮影用のトリガとして使用している。センサ No. 2 はキャビティ内部の圧力変動を測定するためのものである。計測機器には A/D 変換ボード (カノーブス社製: ADXM-98A) を用いた。サンプリング周波数は 16.7 [kHz]、データ取得点数は 3000 点である。本研究では、キャビティ内部の圧力変動に関して、周波数特性および振幅を求めて評価した。

3. 実験結果および考察

3.1 キャビティ周りの流れ場

Fig. 4 (a)–(c) および Fig. 5 (a)–(c) に、キャビティ周りの流れ場の 2 次元カラーシュリーレン法による

(a) $L = 16$ [mm]

(b) $L = 28$ [mm]

(c) $L = 40$ [mm]

Fig. 4 Schlieren photographs. ($M = 1.83$)

可視化結果を示す。主流マッハ数が $M = 1.83$ に対する結果を Fig. 4 に、 $M = 2.13$ に対する結果を Fig. 5 に示す。キャビティ形状は、それぞれ (a) $L = 16$ [mm]、(b) $L = 28$ [mm] および (c) $L = 40$ [mm] である。また、写真の上側の図は、密度勾配の方向と発色の関係を表わしている。

これら一連の写真から明らかなように、キャビティ周りの流れ場は、キャビティ前縁から斜め衝撃波、後縁から離脱衝撃波および膨張波、キャビティ上方にせん断層が発生する流れ場となっていることがわかる。また、キャビティ形状を変化させることによって、異なる形態の流れ場が現れることがわかる。

Fig. 4 に示す主流マッハ数 $M = 1.83$ の場合、キャビティ周りの流れ場は、せん断層に注目すると 3 種類に分類することができる。(a) の場合、せん断層内に比較的大きな渦構造が存在している。これは、同条件で可視化したシュリーレン干渉縞法による可視化結果 (Fig. 6) から明らかである。この渦と主流との干渉によって発生する圧縮波と、斜め衝撃波が相互に干渉し、複雑な流れ場が形成されていることがわかる。(b) の場合、せん断層が直線的に発達している。この状態は、風洞の持続時間内において定常的に観察される安定した流れ場である。これに対して (c) の場合、せん断層自体が上下に大きく振動する流れ場となる。このせん断層の振動によってキャビ

(a) $L = 16$ [mm]

(b) $L = 28$ [mm]

(c) $L = 40$ [mm]

Fig. 5 Schlieren photographs. ($M = 2.13$)

Fig. 6 Schlieren interferometry.

ティ上方を通過できる流量が制限され、前縁部からの斜め衝撃波の衝撃波角が大きくなる。(c)は、前縁の斜め衝撃波が λ 型の衝撃波となっている場合である。 $M = 1.83$ の場合には、キャビティ長さを長くしていくにしたがって、その周りの流れ場の形態が、(a)→(b)→(c)のように変化する。このうち、キャビティ周りの流れ場が、最も乱れの少ない安定した状態となっているのは(b)である。また、一連の可視化結果より、キャビティ周りの流れはキャビティ長さ L が短すぎても長すぎても安定しないということがわかる。これに対し、Fig. 5に示す主流マッハ数 $M = 2.13$ の場合、キャビティ周りの流れ場は $M = 1.83$ とは異なり、2種類に分類することができる。Fig. 5(a)(b)から明らかなように、この2つのキャビティ周りの流れ場は、同形状の $M = 1.83$ の場合と同じ特徴を持っていることがわかる。ところがFig. 5(c)の場合、せん断層が上下に振動する様子は見られず、Fig. 5(b)と同様に、せん断層が直線的に発達する流れ場となっている。このように、 $M = 2.13$ の場合、キャビティ周りの流れ場は、せん断層内に比較的大きな渦構造が存在している(a)のような流れ場と、せん断層が直線的に発達する(b)(c)のような流れ場の2種類が現れるということがわかる。

以上より、主流マッハ数を増加させることによって、キャビティ長さ L の大きいキャビティ周りの流れ場を安定化する効果があることがわかる。

3.2 キャビティ内部に誘起される圧力変動

Fig. 7(a)に、実験によって得られたキャビティ内部の圧力履歴を示す。これは、主流マッハ数 $M = 1.83$ 、キャビティ長さ $L = 28$ [mm]の場合である。図の縦軸は圧力を、横軸は経過時間を表している。また、Fig. 7(b)に、(a)のFFTによる周波数解析結果を示す。周波数解析は、ラバルノズルの始動時間(4.5～10.6 [ms])において行った。図の縦軸はパワースペクトルを、横軸は周波数をそれぞれ表している。この図から、キャビティ内部の圧力変動にはいくつかの卓越した周波数成分が存在していることがわかる。このうち、最も大きな値を示す周波数成分を支配的周波数とし、他の成分と区別する。

Fig. 8に、キャビティ内部の圧力変動の卓越周波数成分を、キャビティ長さでまとめた図を示す。図の縦軸は圧力変動の周波数 f を、横軸はキャビティ長さ L をそれぞれ表している。図中のプロットは、圧力変動の支配的

(a) Pressure time history

(b) FFT analysis

Fig. 7 Experimental data.

Fig. 8 Dominant frequency of pressure fluctuation.

周波数成分を示し、黒丸が $M = 1.83$ 、白抜きの印が $M = 2.13$ の場合である。また、図中の実線は、キャビティ内部に発生する圧力変動が、キャビティ長さの2倍を基本波長とする1次元定在波によるものと仮定した場合の理論線を表している⁷⁾。このキャビティ内部の定在波は以下の式で表される。

$$f = \frac{na}{2L} \quad (1)$$

上式中の a は音速、 L はキャビティ長さをそれぞれ表している。また、 n は定在波の次数を表す整数である。 $M = 1.83$ の場合、 $10 \leq L \leq 18$ [mm]の範囲で $n = 3$ の高調波成分、 $20 \leq L \leq 30$ [mm]の範囲で $n = 4$ の高調波成分、 $32 \leq L \leq 40$ [mm]の範囲で $n = 1$ の基本波成分が、それぞれ支配的となっていることがわかる。Fig. 4と比較すると、 $n = 3$ の高調波成分が支配的となっている場合は、キャビティ上方に発達するせん断層内に渦構造が存在する流れ場となっている。 $n = 4$ の高調波成分が支配的な場合、せん断層が直線的に発達し安定した流れ場となっている。また、 $n = 1$ の基本波成分が支配的となっている場合は、せん断層自身が振動する流れ場となっていることがわかる。一方、 $M = 2.13$ の場合、 $L = 12, 16$ [mm]の場合、 $n = 3$ の高調波成分が支配的となり、 $20 \leq L \leq 40$ の範囲において $n = 4, 5$ の高調波成分が支配

的となっていることがわかる。Fig. 5と比較して考えると、 $n = 3$ の高調波成分が支配的となっている場合、せん断層内に渦構造が存在する流れ場となっている。また、 $n = 4, 5$ の高調波成分が支配的となっている場合には、せん断層は直線的に発達し、キャビティ周りの流れ場は安定な状態となっている。したがって、キャビティ内部に発生する圧力変動の支配的周波数成分とその周りの流れ場構造、特にせん断層の状態とは強い相関があると考えられる。

次に、圧力変動の振幅について考える。Fig. 9に、圧力変動の振幅のキャビティ長さに対する変化を示す。図の縦軸は、圧力変動のRMS値を主流部の動圧で無次元化した値を示し、横軸はキャビティ長さをそれぞれ示している。図中の黒印は $M = 1.83$ の場合を、白抜きの印は $M = 2.13$ の場合をそれぞれ示している。図中の(a)–(c)は、Fig. 4, 5に示した形状と対応している。可視化結果と比較して考えると、Fig. 4 (a) (c) や Fig. 5 (a) のような、キャビティ周りの流れ場に大きな乱れが生じている場合、圧力変動の振幅が大きくなっていることがわかる。また逆に、Fig. 4 (b) や Fig. 5 (b) (c) のように、せん断層が直線的に発達し、安定な流れ場を形成する場合に、

Fig. 9 Amplitude of pressure fluctuation.

圧力変動の振幅が小さくなっていることがわかる。このことから、キャビティ内部の圧力変動は、その周りの流れ場が安定している場合に変動の振幅が小さくなると考えられる。

以上より、キャビティ内部の圧力変動の支配的周波数成分の次数が $n = 4$ のように大きくなると、その周りの流れ場が安定したものになるということがわかる。

3.3 キャビティ内部の流れ場

Fig. 4, 5の可視化結果およびFig. 9の圧力変動の振幅より、キャビティ周りの流れ場は、せん断層が直線的に発達する場合に安定化するということがわかる。そこで、キャビティ周りの流れ場が変化する場合に、内部の流れ構造にどのような変化が現れているのかを調べるために、キャビティ内部の流れの可視化を行った。

Fig. 10 (a)–(d)に、トレーサー法による可視化結果を示す。(a)–(c)は $M = 1.83$ の場合で、それぞれ $L = 16, 28, 40$ [mm]の場合、(d)は $M = 2.13$ で $L = 40$ [mm]の場合を示している。図中の破線はキャビティ外形を表し、S.P.は流れのはく離点を、矢印は流れの方向をそれぞれ表している。(a)の場合、キャビティ内部のはく離点は3つ存在していることがわかる。また、この図だけでは明らかではないが、底面からのはく離流は時間経過とともに変動する。(b)の場合、キャビティ内部を大きく循環する流れ場が形成されている。この流れ場は、一様流の持続時間内において定常的に存在する。(c)の場合、やや後縁部より(b)と同様の循環構造が現れている。また、風洞の持続時間内において、前縁部近傍にトレーサーが集まる領域があることが観察された。これは、この付近で流れがよどんでいるか、またはキャビティの奥行き方向へ流れるような流れが生じているものと考えられる。そのような流れは、本研究で使用したトレーサー法では捉えることができなかった。さらに(d)の場合、(c)のように前縁付近にトレーサーの集まる様子

(a) $L = 16$ [mm], $M = 1.83$

(b) $L = 28$ [mm], $M = 1.83$

(c) $L = 40$ [mm], $M = 1.83$

(d) $L = 40$ [mm], $M = 2.13$

Fig. 10 Tracer method.

は見られなかった。キャビティ内部には、(b)のように、定常的に存在する1つの大きな循環を持つ流れ場が形成されていることがわかった。以上の結果から、せん断層が直線的に発達する流れ場となっている場合、キャビティ形状の違いによらず、内部構造は同じになっていることがわかる。

次に、主流マッハ数を変化させたことにより、キャビティ周りの流れ場に大きな変化が現れた $L = 40$ [mm] の場合に注目する。キャビティ内部の流れ場を、より詳細に調べるために、油膜法による可視化を行った。Fig. 11 に $M = 1.83$ の場合、Fig. 12 に $M = 2.13$ の場合の油膜法による可視化結果を示す。図中の(a)–(d)は、キャビティ側面部、前縁部側壁、底面部、後縁部側壁の流れをそれぞれ表している。また、図中のSは流れのはく離線またははく離点を表わしており、矢印は流れの方向を表わしている。Fig. 11 (a) と Fig. 10 (c), Fig. 12 (a) と Fig. 10 (d) の比較から明らかなように、底面からの流れのはく離位置と、後縁部側壁からはく離位置とが、ほぼ一致していることがわかる。このことから、衝撃波風洞と自由ピストン駆動型超音速風洞との間において、実験条件に差異はあるものの、油膜法とトレーサー法による可視化結果は、定性的にはほぼ一致しているといえる。 $M = 1.83$ の場合、Fig. 11 (b)(c) よりキャビティ前縁部付近の流れが、中央付近にまわりこむように集まっていることがわかる。しかし、(d)は(b)とは異なり、奥行き方向の流れにほとんど変化は見られない。

この油膜法による可視化結果と、トレーサー法による可視化結果から、 $L = 40$ [mm] ($M = 1.83$) の場合、キャビティ内部の流れ場の構造は、Fig. 13 (a) のように推測することができる。すなわち、キャビティ前縁部付

近はキャビティ底面に垂直な軸を持つ縦渦が現れる3次元的な流れ場となっており、キャビティ後縁部は奥行き方向に変化しない2次元的な流れ場を形成していると考えられる。 $M = 2.13$ の場合、Fig. 12 (b)–(d) の結果を見ると明かなように、キャビティ内部の流れ場に奥行き方向に流れるような流れは存在しないことがわかる。 $L = 40$ [mm] ($M = 2.13$) の場合、キャビティ内部の流れ場の構造は、油膜法とトレーサー法の結果より、Fig. 13 (b) のように推測することができる。すなわち、キャビティ内部の流れ場は、ほぼ1つの循環構造を形成していると考えられる。

以上のことから、せん断層が乱れるような流れ場となる場合、内部の流れ場は時間経過とともに変動したり、3次元性が現れるような乱れた流れ場となることがわかった。逆に、せん断層が安定しているような流れ場の場合、内部の流れ構造は1つの循環流を形成し、時間経過に関係なく安定していることがわかった。

Fig. 12 Oil flow method. ($M = 2.13$)

Fig. 11 Oil flow method. ($M = 1.83$)

Fig. 13 Flow structure inside cavity.

4. ま と め

本研究では、衝撃波風洞および自由ピストン駆動型超音速風洞を用いてキャビティ周りの流れ構造と内部に発生する圧力変動との関連性について実験的に調べた。

その結果、キャビティ周り、およびその内部の流れ構造と、圧力変動の振幅との間には、密接な関連性のあることがわかった。Fig. 4 (a) (c) や Fig. 5 (a) のようなキャビティ周りの流れ場の変動が大きく不安定な場合、キャビティ内部の流れ場は局所的に3次元的な、乱れた流れ場となっている。この様な場合に、キャビティ内部の圧力変動が大きくなっていることがわかった。また逆に、Fig. 4 (c) や Fig. 5 (b) (c) のように、キャビティ周りの流れ場の変動が小さく安定している場合、キャビティ内部の流れ場は大きな1つの循環構造を形成している。この様な場合に、キャビティ内部の圧力変動が小さくなっている事がわかった。

また、上の2つの結果から、主流マッハ数を $M = 1.83$ から $M = 2.13$ へ増加させることによって、キャビティ内部やその周りの流れ場が安定化することがわかった。

参 考 文 献

- 1) Tam, C.K.W. and Block P.J.W.: On the Tones and Pressure Oscillations Induced by Flow over Rectangular Cavities, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 89, part 2 (1978) pp. 373–399.
- 2) Zhang, X. and Edwards, J.A.: An Investigation of Supersonic Oscillatory Cavity Flows Driven by Thick Shear Layers, *Aeronautical Journal*, December (1990) pp. 355–364.
- 3) 松尾繁, ツオイチウス・ミヒヤエル, 瀬戸口俊明, 金子賢二: 抽気を有する超音速流れと斜め衝撃波の干渉, 可視化情報学会誌, Vol. 18, No. 69 (1998) pp. 130–135.
- 4) 坂本和之, 藤井孝蔵, 田村善昭, 松永康二: 超音速内部流路におけるキャビティまわりの流れ特性, 日本機械学会論文集 (B 編), 62–595 (1996) pp. 858–863.
- 5) Kameda, M., Higashino, F., Kobayashi, H., Watanabe, Y.: New free-piston driven wind tunnel for supersonic internal flow study, 21th International Symposium on Shock Wave, (1997).
- 6) 今野学, 亀田正治, 渡辺安, 東野文男: 二次元カラーシュリーレン法の特長, 第25回可視化情報シンポジウム講演論文集 (1997) pp. 301–304.
- 7) 渡辺安, 長船達也, 東野文男: 超音速キャビティにより誘起される圧力変動の特性, 平成8年度衝撃波シンポジウム講演論文集 (1997) pp. 411–414.