管開口端から放出されたパルス波のパッシブコントロール*
(フレアおよびカップによる強さの増強)中山博愛^{*1}, 檜村秀男^{*1}
金義東^{*2}, 瀬戸口俊明^{*3}Passive Control of Impulsive Wave Discharged from Open-End of Tube
(Augmentation of Magnitude by means of Flare and Cup)Hiroyasu NAKAYAMA^{*4}, Hideo KASHIMURA,
Heuy-Dong KIM and Toshiaki SETOGUCHI^{*4} Kitakyushu National College of Technology,
5-20-1, Shii, Kokuraminami-ku, Kitakyushu, Fukuoka, 802-0985 Japan

When the propagating shock wave reaches at the open-end of a tube, the impulsive wave discharges to the surrounding area. A new technique of passive control that augments the magnitude of an impulsive wave is proposed in this study. Experimental and numerical studies are carried out to examine the effects of new technique of the passive control that alter the exit geometry of a straight tube to a flare and a cup. The effects of geometry parameter of a flare and a cup at the tube exit on the magnitude of the impulsive wave were investigated over the range of Ms from 1.01 to 1.1. The results were compared with those of the straight tube and showed that the present technique of passive control enable to augment the magnitude of the impulsive wave.

Key Words: Compressible Flow, Unsteady Flow, Shock Wave, Shock Tube, Impulsive Wave, Passive Control

1. ま え が き

管内を伝ばした衝撃波が管の開口端から大気中に放出されるとパルス状の圧力波(パルス波)が形成される。パルス波は、構造物に衝撃的な外力を及ぼす⁽¹⁾ばかりでなく、衝撃性騒音を発生する⁽²⁾。一方、パルス波の工業的応用として、パルス燃焼⁽³⁾を利用した粉体乾燥技術⁽⁴⁾や物体表面に付着した微粒子のパルスジェット装置による除去技術⁽⁵⁾⁽⁶⁾が注目をあびている。そのため、パルス波の特性を調査するだけでなく⁽⁷⁾、強さの制御を目的とした、従来の方法^{(8)~(10)}とは異なる新しい方法の開発が求められている。既報⁽¹¹⁾においては、強さの低減法に関してヘリカルベーン付きボックスを用いる新しいパッシブコントロールの方法について述べ、その特性を示した。一方、上述に示すパルス波の工業的応用に関しては、強いパルス波の発生が技術の高効率化に対して必要である。

本研究では、パルス波強さの増強法に関して、管の開口端に末広流路を有するフレアおよび急拡大部を有するカップを設置する新しいパッシブコントロールの方法を提案する。フレアおよびカップの長さとお口直径がパルス波強さに与える影響を実験および数値計算により明らかにし、パルス波の強さを増強するための好適な形状を示した。

2. 実験装置および実験方法

実験は、既報⁽⁷⁾で報告した直往 $D=66$ mm の衝撃波管を用いて行った。本研究においては図1に示すように、長さ 2150 mm の低圧室の管端 AA' に(a)直径が D の直管, (b)出口直径 $De(\leq 2D)$, 長さ $L(\leq 4D)$ のフレア, (c)直径 $De(\leq 2D)$, 長さ $L(\leq 4D)$ のカップを取付けて、フレアおよびカップがパルス波強さの増強に及ぼす影響を調べた。フレアおよびカップの右端(開口端)BB' には無限大バッフル板と等価な外径をもつバッフル板が取付けられ、大気(圧力 p_1)に開放されている。本研究ではバッフル板の外径は $5.5D$ とした。著者らのこれまでの研究⁽¹²⁾により、単純直管から衝撃波が放出されたとき、 $r/D > 1.0$ (ただし、 r は開口端中心 O からの距離)の領域においては、パルス波の最大過剰圧 Δp_m が倍距離で 6 dB 減少する遠距離

* 原稿受付 2000年2月7日。

^{*1} 正員, 北九州工業高等専門学校(☎ 802-0985 北九州市小倉南区志井5-20-1)。^{*2} 韓国安東大学校自然科学大学機械工学科(☎ 760-600 韓国慶北安東市私書箱203)。^{*3} 正員, 佐賀大学理工学部(☎ 840-8502 佐賀市本庄町1)。

E-mail: hironaka@kct.ac.jp

Fig. 1 Experimental apparatus and conditions

場近似を適用できることが示された。したがって、本研究におけるパルス波強さの測定は、この遠距離場近似が適用できる管開口端からの位置 $x/D=2$, $y/D=0$ における点 P で行った。衝撃波の伝ば速度 U_s は、図 1 における測定点①②間の圧力波形の時間的ずれから求め、本研究では衝撃波マッハ数 $Ms (=U_s/a_1)$ は 1.10 以下とした。なお、(b) に示すようにフレアの半頂角を θ とする。

3. 数値計算方法

図 1 に示す実験装置で、衝撃波マッハ数 Ms の衝撃波が管内を右方に伝ばし、フレアおよびカップの開口端で大気へ放射する場合を計算モデルとして考える。

本研究では式(1)で書かれる軸対称圧縮性非定常方程式を Harten-Yee の TVD スキーム⁽¹³⁾ を用いて数値計算した。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + W = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e+p)u \end{bmatrix},$$

$$G = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (e+p)v \end{bmatrix}, \quad W = \frac{1}{y} \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ (e+p)v \end{bmatrix}$$

ここで t は時間、 x と y は管軸方向および半径方向にとった座標、 ρ は密度、 u と v は x および y 方向の速度成分、 p は圧力である。また、 e は単位体積当たりの全エネルギーを示し、次式で与えられる。

(a) Comparison of flare and straight tubes (b) Comparison of cup and straight tubes

Fig. 2 Pressure histories of impulsive waves at $x/D=2$

$$e = \frac{p}{\kappa - 1} + \rho \left(\frac{u^2 + v^2}{2} \right) \quad \dots\dots\dots (2)$$

計算に際しては式(1)を無次元化し、比熱比 $\kappa = 1.4$ とした。また、管軸での対称性を利用して管軸から上半分の領域に対して計算を行い、計算格子は $\Delta x = \Delta y = D/70$ の正方形格子とした。時間 $t=0$ における初期条件は、図 1 の測定点②に衝撃波をおいて、ランキンユゴニオの式で与えた。

4. 結果および考察

4.1 パルス波による圧力変化に出口形状が与える影響

図 2 は測定点 P ($x/D=2$, $y/D=0$) において計測されたパルス波による過剰圧 $\Delta p (=p-p_0)$ の時間的変化を示す。図 2(a) は、フレア ($De/D=1.5$, $\theta=14^\circ$) を用いた場合の測定結果であり、図 2 中には直管の場合の測定結果も点線で併記している。横軸 t はパルス波による圧力変動が測定点に到達した瞬間からの時間を表している。このときのパルス波の最大過剰圧 Δp_m は 6.2 kPa であり、点線で示す単純直管によるパルス波の最大過剰圧 Δp_m は 5.8 kPa であるから、フレアを設けることにより約 7% の強さの増強がはかられている。

同様に、図 2(b) はカップによる圧力波形を示したものである。破線で示されるカップ ($De/D=1.2$, $L/D=1.0$) の波形では、直管およびフレアと類似の傾向が観察されるのに対し、実線で示されるカップ ($De/D=1.5$, $L/D=1.0$) の場合は 2 つの極大点が存在する。最初の極大点を F、2 番目の極大点を R とし、それぞれの最大過剰圧を Δp_{mF} および Δp_{mR} と書くことにすると、それらは $\Delta p_{mF}=3.7$ kPa と $\Delta p_{mR}=4.1$ kPa である。これらの値はカップ ($De/D=1.2$) の場合の値 $\Delta p_m=6.5$ kPa に対し、減少している。

以上の圧力波形の結果から、 $L/D=1$ のカップの場

合には直径 D_e の違いによってピーク値が1つである場合と2つである場合とが存在し、このことから、パルス波を増強させるカップの最適形状があるものと思われる。

4・2 波面の形状に出口形状が与える影響 図3は図2の実験条件と同じ条件 ($L/D=1.0$, $Ms=1.06$) のもとで数値計算を行なったもので、それぞれの管形状に対する波面の形状、および背後の圧力分布を示している。(a)は直管、(b)はフレア、(c)(d)はカップの場合である。いずれの場合も等圧線(間隔は0.4 kPa)の密な部分が急激な圧力変化を伴う箇所である。時間は初期状態から0.7 msec 経過後であり、この時間においては開口端で回折した波面の先頭は中心軸上で、まだ $x/D=0.65$ の位置にあり、いずれの場合もパルス波はまだ形成されていない。図3(a)に示す直管の場合、管出口から放出される衝撃波は、開口端コーナーで大きな圧力変化を伴って回折している。この圧力変化は図に示すように中心軸を含む断面上では開口端のコーナーを中心とした円形断面の等圧線になる。図3(b)に示す $De/D=1.5$, $\theta=14^\circ$ のフレアの場合、図3(a)の場合と同様に開口端のコーナーで大きな圧力変化が観測される。しかし、図3(a)の場合とは異なり、管内の広い領域にわたって、ゆるやかな圧力変動がみられる。図3(c)に示す $De/D=1.2$ のカップの場合、カップ入口 ($x/D=-1$) の位置にあるわずかな急拡大部を通過する衝撃波によって誘起された波動が中心軸では $x/D=0.25$ の位置まで到達している。この結果、管中心軸上の圧力分布においては衝撃波面による圧力上昇のあと、その背後でわずかな圧力の増加があり、点Aで最も高い圧力を示す。一方、カップ

Fig. 3 CFD results showing diffracted waves ($L/D=1$, $Ms=1.06$ and $t=700 \mu s$)

による断面積の増加が図3(c)よりさらにふえた図3(d)に示す $De/D=1.5$ の場合、カップ入口の急拡大部を通過する衝撃波によって誘起された波動の影響はさらに強まる。その結果、管中心軸上では点Bと点Cにおいて圧力の極大を形成する。波面DEが伝ばするにしたがって、点Bおよび点Cで示される極大点も管外へと移動する。その結果、図2(b)の圧力分布に示されるように、測定点 ($x/D=2$) において、2つの極大点FとRが観測される。

Fig. 4 Magnitude of impulsive waves

4・3 パルス波の強さに出口形状が与える影響

図4は衝撃波マッハ数 Ms を変化させ、パルス波の最大過剰圧 Δp_m に及ぼす出口形状の影響を調べたものである。図4(a)はフレア、図4(b)(c)はカップの場合であり、それぞれ $De/D=1.2$ と 1.5 である。図4(c)に示すカップ ($De/D=1.5$) の場合は図2のFに対応する第1ピーク('F'と記述)とRに対応する第2ピーク('R'と記述)による比較も示している。図4の縦軸は Δp_m を大気圧 p_1 で無次元化しており、横軸は伝ばする衝撃波のマッハ数 Ms である。図4中には、数値計算の結果および直管の場合の実験結果も記入している。

いずれの場合においてもパルス波強さは、衝撃波マッハ数 Ms の増加と共に増加している。また、図4(a)のフレアと図4(b)のカップ ($De/D=1.2$) に対するパルス波強さは本実験におけるマッハ数の範囲において、直管の場合のパルス波強さよりも大きい。しかし、図4(c)のカップ ($De/D=1.5$) の場合は直管の場合より小さくなり、カップの取付けによるパルス波強さの増強の効果は認められなかった。この場合のパルス波による圧力の時間的变化は前述の図2(b)に示されるものであり、図4(c)より $De/D=1.5$, $L/D=1.0$ の条件においては $Ms < 1.044$ では $\Delta p_{mf} > \Delta p_{mr}$, $Ms > 1.044$ では、 $\Delta p_{mf} < \Delta p_{mr}$ となることが示された。

4・4 パルス波強さの増強に諸寸法が与える影響

図5はパルス波強さの増強効果に及ぼすカップとフレアの無次元長さ L/D の影響を、パラメータ Ms に対して示している。縦軸は式(3)で定義されるパルス波強さの増強の割合を示している。

$$\xi = \frac{\Delta p_m - \Delta p_{m,s}}{\Delta p_{m,s}} = \frac{\Delta p_m}{\Delta p_{m,s}} - 1 \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 $\Delta p_{m,s}$ は直管におけるパルス波の強さである。

Fig. 5 Effect of L/D on amplitude of impulsive wave

本論文では、この ξ を増強率と呼ぶことにする。図5に示すように $De/D=1.2$ の場合、いずれの衝撃波マッハ数 Ms に対しても、パルス波強さは直管の場合より常に大きく、したがって $\xi > 0$ である。カップの場合、 $L/D=1.8$ のときにパルス波強さの増強の効果が最大となる。丸印で示される $Ms=1.10$ の場合には、 $\xi=0.15$ であり、図4(b)に示した実験条件 $L/D=1.0$ の場合には $\xi=0.11$ であるから、この値より大きい。

図6は、パルス波強さの増強効果に及ぼすカップとフレアの直径 De の効果を、種々の長さ L/D に対して示している。衝撃波マッハ数 Ms は 1.10 で、 L/D は 2 から 4 まで変えた。 $\xi > 0$ はフレアおよびカップの取付けによりパルス波の増強がはかられる範囲、 $\xi < 0$ はフレアおよびカップの取付けによりパルス波の強さが減衰される範囲を示している。図6より白丸と破線の組合せで示される $L/D=2$, $De/D > 1.64$ のカップに対しては、パルス波が直管の場合より減衰されるものの、他の条件では実験範囲内においてはパルス波が増強されることが確認された。このうち増強率 ξ が最も高いのはフレアでは $L/D=4$, $De/D=1.75$ の場合、カップでは $L/D=3$, $De/D=1.45$ の場合で、その値はいずれも約 0.23 である。

以上の結果より、パルス波強さの増強率 ξ は伝ばする衝撃波のマッハ数 Ms のみならず、フレアとカップの長さ L/D と直径 De/D に大きく影響を受けていることがわかる。しかるに、パルス波の形成には開口端における衝撃波の回折とともに、フレアおよびカップ内における衝撃波の伝ば挙動が大きな影響を与えていることが考えられる。

Fig. 6 Effect of De/D on amplitude of impulsive wave

(i) Cup ($De/D=1.2$, $Ms=1.10$) (ii) Cup ($De/D=1.5$, $Ms=1.10$)

Fig. 7 CFD results showing propagation of shock wave in cup

図7は長さ $L/D=2$ で断面積比 De/D の異なる2つのカップに対して、衝撃波がカップの開口端に達するまでの波面の伝ばの様子を等圧線および中心軸上の圧力分布 $\Delta p/\Delta p^*$ によって示している。 Δp^* は衝撃波マッハ数 Ms の衝撃波による過剰圧⁽¹¹⁾である。図7(i)の条件は図5の点Mに対応し、これは図5に示す実験結果で最も高い増強率を示す条件である。また、この条件は図6の点Mにも対応し、この条件は De/D の増加とともに ζ が増加する範囲である。また、図7(ii)の条件は図6の点Nに対応しており、 $\zeta > 1$ ではあるものの、 De/D の増加とともに ζ が減少する範囲である。いずれの図においても衝撃波は時間の経過とともに(a)~(d)の順に伝ばする。図7(i)に示す $De/D=1.2$ のカップの場合、直管内を伝ばした衝撃波は(a)のように $x/D=-2$ にあるカップ入口のわずかな急拡大部で回折する。回折した衝撃波の波面が $x/D=-1.2$ まで伝ばした(b)では、急拡大部で発生した膨張波が中心軸上ではFまで伝ばし、Gで最も低い圧力となっている。波面が $x/D=-1$ まで伝ばした(c)では、管内で波面の複雑な干渉が生じ、それに伴って中心軸上の圧力分布も不規則に変化しているが、衝撃波がカップの開口端 $x/D=0$ までさらに伝ばした(d)では、中心軸上の圧力分布は衝撃波背後でやや平滑化されている。このとき、Hで示される衝撃波背後の圧力 $\Delta p/\Delta p^*$ は約0.95である。このことから、開口端における衝撃波背後の圧力はカップに入射する前の衝撃波による過剰圧 Δp^* まで、ほぼ回復しているといえる。一方、図7(ii)に示す $De/D=1.5$ のカップ

Fig. 8 Optimum values θ_{opt} for flare and $(De/D)_{opt}$ for cup

の場合、(a)および(b)は図7(i)の場合と同じであり、FとGに対応するF'とG'が発生する。しかし(c)では、図7(i)の(c)より中心軸上の圧力分布の変化は単調で、一時的に、パルス状の圧力波の最高圧力点Iがカップ内の中心軸上に形成される。その後、時間の経過とともに衝撃波の波面は干渉しながら(d)に示すようにカップの開口端に達する。このとき、管中心軸上には2つの圧力極大値JとKが生じ、それらの値 $\Delta p/\Delta p^*$ はそれぞれ0.9と0.4である。この値は図7(i)に示す $De/D=1.2$ の場合の0.95と比べると、いずれも小さい。

以上のことより、 De/D の違いによってカップ内の衝撃波の伝ば形態や中心軸上の圧力分布に違いが生じ、その結果として $\Delta p_m/\Delta p^*$ が De/D に影響を受けることが明らかになった。

4.5 パルス波強さの増強のためのフレアとカップの最適値の推定 図8は、パルス波強さの増強に影響を与える諸量の最適値をマッハ数 $Ms=1.10$ に対して示している。図8(a)はフレアの場合、図8(b)はカップの場合である。この図8には図6で得られた各 L/D に対する増強率 ζ の最大値 ζ_{max} を破線で、その時の De/D をカップの場合は $(De/D)_{opt}$ 、フレアの場合は角度に変換した θ_{opt} として実線で示している。

図8より、各 L/D のフレアとカップに対する最適な半頂角 θ_{opt} と直径比 $(De/D)_{opt}$ 、および増強率の最大値 ζ_{max} を求めることができる。図8中の矢印で示すように $L/D=2.5$ の場合、最も増強率の高い最適な形状はフレアでは $\theta=7^\circ$ 、カップでは $De/D=1.37$ で、そのときの ζ_{max} の値はそれぞれ0.22と0.227である。

5. 結 論

管開口端から放出されたパルス波の強さを増強する

ために、開口端部にカップおよびフレアを設置した新しいパッシブコントロールの方法に着眼し、実験的研究および数値計算を行った。本研究で得られた結果を要約すると、以下の通りである。

(1) 本パッシブコントロールによる方法はパルス強さの増強に有効であり、実験条件の範囲内では、最大で約 23 パーセントの増強がはかられた。

(2) 管径比 De/D の大きなカップを用いた場合、図 2(b) のように、パルス波には 2 つのピーク F と R が観察され、マッハ数 Ms の増加とともに、R で示される第 2 のピークが第 1 のピーク F に比べて相対的に強くなることが明らかになった。これは、パルス波の形成過程がカップ内を伝ばする衝撃波の複雑な反射や回折形態の影響を受けているためである。

(3) パルス波を増強するための、フレアとカップの最適形状およびその増強率を実験的に明らかにし、 $Ms=1.1$ の場合を図 8 で示した。

文 献

- (1) 高藤亮一・山中昭央・小原哲郎・蔡 品・大八木重治, 機論, **65**-639, B(1999), 64-69.
- (2) Raghunathan, S., ほか 2 名, *Prog. Aerospace Sci.*, **34**(1998), 1-44.
- (3) Zeutzius, M., ほか 5 名, *AIAA J.*, **36**-5, (1998), 823-829.
- (4) 岸本, 燃料協会誌, **70**-5, (1991), 389-403.
- (5) Smedly, G. T., ほか 2 名, *Experiments in Fluids*, **26**, (1998), 116-125.
- (6) Ruppert, K. A., ほか 1 名, *Ger. Chem. Eng.*, **7**, (1984), 345-349.
- (7) 樫村秀男・瀬戸口俊明・金義東・権容焄・松尾一泰, 機論, **65**-633, B, (1999), 161-166.
- (8) Pennelegion, L., ほか 1 名, *Proc. 12th Int. Symp. Shock Tubes and Waves*, (1979), 349-358.
- (9) Stolley, J. L., ほか 2 名, *Proc. 13th Int. Symp. Shock Tubes and Waves*, (1981), 781-789.
- (10) Setoguchi, T., ほか 3 名, *ASME, FED-170*(1993), 57-64.
- (11) 中山博愛・樫村秀男・金義東・瀬戸口俊明, 機論, **66**-646, B, (2000), 1387-1391.
- (12) 樫村秀男・安信強・青木俊之・松尾一泰, 機論, **60**-569, B, (1994), 71-77.
- (13) Yee, H. C., *NASA Tech. Mem.*, 89464, (1987).