速度干渉計の開発とその自由ピストン衝撃波管の圧縮管内の ピストン運動の計測への応用に関する研究*

是本健介^{*1}, 橋本時忠^{*2}
高山和喜^{*3}, 伊藤勝宏^{*4}

Development of Velocity Interferometer and its Application to Piston Motion Measurement in a Compression Tube of Free Piston Shock Tube

Kensuke KOREMOTO^{*5}, Tokitada HASHIMOTO,
Kazuyoshi TAKAYAMA and Katsuhiro ITOH

^{*5} Shock Wave Research Center, Institute of Fluid Science, Tohoku University,
2-1-1 Katahira, Aoba, Sendai, 980-8577 Japan

A free piston shock tunnel has been intensively used as a hypersonic flow ground test facility and its characteristics depend sensitively upon the piston motion in its compression tube. The continuous measurement of the piston motion in its compression tube was studied in an analogue facility in which a piston motion in a 50 mm dia. and 2 000 mm long compression tube was measured continuously and accurately from its start to the collision with bumper section. To achieve it a velocity interferometer was developed particularly to measure the piston speed in it. Then piston motions were successfully measured and result agreed very well with numerical result.

Key Words: Free Piston Shock tunnel, Velocity Interferometer, Piston Motion

1. 緒言

自由ピストン衝撃波風洞^{(1),(2)}は、高エンタルピー極超音速流れを容易に発生できる有効な地上実験装置として知られ、我が国では国産の宇宙往還機の大気圏再突入模擬やスクラムジェットエンジンの開発を目的に科学技術庁航空宇宙技術研究所角田宇宙推進技術開発センターで全長75mの自由ピストン衝撃波風洞(High Enthalpy Shock Tunnel) Hiest⁽³⁾が稼働中である。自由ピストン衝撃波風洞では、衝撃波管内に強い衝撃波を発生させ、その衝撃波を駆動させる高温高圧ヘリウムをピストン圧縮で得ようとするものである。圧縮管内をピストンが運動して隔膜が破断する時にはピストンは管端に接近し、速度は100m/s以上に達するので、作動の初期条件を誤るとピストンは容易に管端に衝突する。したがって、圧縮管内のピストン運動の解明は、自由ピストン衝撃波風洞開発の重要な課題の一つとなる。近年、HornungとBelanger⁽⁴⁾は自由ピストン衝撃波風洞の運転法に、最適ピストン作動法を提唱し、

Itoh⁽⁵⁾はこれをはじめて定式化し、さらに数値解法を開発しその成果を用いてHIESTを製作し、実験で得られた特性は数値予測の作動とよく一致することを示している。

一方、圧縮管内のピストンの速度計測には様々な方法が知られている。一般的には多くの測定点でのピストン通過時間を測定する方法がある。Bray⁽⁶⁾はガンタンネル内のピストン運動の軌跡をマイクロウエーブ法を用いて計測した。丹野^{(7),(8)}は圧縮管にアクリル樹脂管をとりつけ、管端付近のピストン運動を高速度カメラで可視化計測した。Itoh⁽⁹⁾はピストン側面に縞模様を付けて縞模様からのレーザー反射光を検出してピストン速度を計測した。しかしピストンの始動から反射に至る全行程と圧縮管と衝撃波管の間の隔膜破断後の速度の変化を連続的に高い精度で計測した報告はない。

本研究の目的は、管内を移動する気体音速に比べて低速の物体速度を連続的に計測する速度干渉計を開発し、これを用いて圧縮管内のピストン運動を計測し、最適ピストン作動法を検証し、実際の自由ピストン衝撃波風洞の運転を安全また効率的にすることである。ピストン運動計測用速度干渉計PMVI, Piston Motion Velocity InterferometerはATA Associates社と共同ではじめて開発され、これを試作した小型自由ピストン衝撃波管の圧縮管内の低速のピストン速度の計測に応用

* 原稿受付 1998年12月28日。

^{*1} 正員、東北大学大学院 (〒980-8577 仙台市青葉区片平2-1-1) [現：(株)本田技術研究所和光基礎技術研究所センター]。

^{*2} 学生員、東北大学大学院。

^{*3} 正員、東北大学流体科学研究所。

^{*4} 正員、科学技術庁航空宇宙科学研究所角田宇宙推進技術開発センター (〒981-1525 角田市君萱字小金沢1)。

E-mail: hashimoto@ceres.ifs.tohoku.ac.jp

した。この速度干渉計の原理はVISAR⁽¹⁰⁾, Velocity Interferometer System for Any Reflectorを基本とし、この装置は特に低速の測定に適するように改良したものである。VISARは、米国サンディア研究所のBarkerとHollenbach⁽¹⁰⁾の発明した速度干渉計の総称で、WAMI法 (Wide range Michelson Interferometer)をマイケルソン型速度干渉計に適用して偏光角の制御を取り入れて改良し、高速で移動する散乱自由表面物体からの反射光を測ってその速度を検出する装置である。移動する飛行体の前面の散乱反射面にレーザー光を入射し、反射光の基準となるレーザー光と遅延した光の干渉から飛行速度を計測し、現在知られている高速物体運動を計測する最も信頼できる方法である。この方法は、高速物体の速度の連続測定に有効で、1~10km/sまでの高速物体の速度計測に威力を発揮するが、低速現象には適用できない。音速以下の低速運動の計測に適用できるように改良した本速度干渉計はピストン速度の計測に非常に有効である。Koremoto et al.⁽¹¹⁾はこの速度干渉計を用いて、圧縮管内をピストンの静止状態から加速、最高速度、減速、停止、反射の全行程を連続的に計測し、圧縮管内のピストンの軌跡を求め、また、この干渉計は反射光の基準光と遅延光の干渉で生じるビート信号の振幅の変化から、加速過程で生じるピストンの微小な回転運動をも計測できることをはじめて示した。また、この干渉計を小型自由ピストン衝撃波管の運転に応用し、ピストンの始動から隔膜破断後の圧縮管端での衝突までを連続的に計測することに成功した。

自由ピストン衝撃波管を最適ピストン作動法にもとづいて運転するには、多くのパラメータを広い組み合わせの中に变化させ、隔膜破断後のピストンの挙動を最適化しなければならない。本研究では実験結果に熱損失、管接合部での断面積変化による圧力損失を考慮した準一次元オイラー方程式を空間四次精度差分法⁽¹²⁾で解いた数値計算結果と比較し、よい一致を導き最適ピストン作動法ならびに数値解析の有効性を実証した。

2. 低速用速度干渉計

図1に速度干渉計の概略図を示す。この速度干渉計の光源はHe-Neレーザー(波長632.8nm, 出力15mW)で、このレーザー光は高圧貯気槽後方のアクリル窓に入射してピストン背後に挿入された三面プリズムで反射する。ピストンの運動でドップラーシフトした反射光は、偏光ビームスプリッターBSによって遅延光路

と非遅延光路に分けられ、この光は光路差を生じ、BS上で再び重なり合って干渉する。この原理はVISAR速度干渉計とほぼ同じである。

しかし、この速度干渉計は、図1に示す遅延光路側に折り返されて長い遅延光路を持つことを特徴としている。

Fig. 1 Velocity interferometer,

M; mirror, ND; neutral density

次式は速度干渉縞一本に相当する速度を示す。

$$\frac{v}{n} = \frac{\lambda}{2\tau} = \frac{\lambda}{2 \frac{\Delta L}{C_L}}$$

ここに、 λ はレーザーの波長、 τ は光路差に対応する遅延時間、 ΔL は反射光の光路差、 C_L は光の速度である。ここでは、 $\lambda=632.8\text{nm}$, $L_1=6.916\text{m}$, $L_2=0.75\text{m}$ なので $\Delta L=6.166\text{m}$, $\tau=2.06\text{ns}$ となり、前式よりこれに相当する縞一本あたりの速度 $v/n=15.39\text{m}/(\text{s} \cdot \text{縞})$ を得る。光の位相を 45° 回転させる1/8波長板を非遅延光路側におき、反射光を二回通過させて1/4波長の位相差を発生させる。光源のレーザー光を 90° 位相角のずれた正弦波と余弦波成分信号に分け、その光の強度を等しくするように規格化して円偏光を得る。これらの干渉縞信号を光検出して、その干渉縞の信号例を図2に示す。

図2(a), (b)にそれぞれ正弦成分および余弦成分のビート信号を示し、図2(c)にそれらの信号を合成して得た円偏光の信号を示す。その円偏光の一回転は干渉縞一本に相当するので、その分解能は縞一本あたりの1%程度の高い速度分解能が得られ、またその回転方向から加速・減速も区別できる。速度干渉計の原理詳細は付録1に示す。

VISARは光学素子エタロンで反射光を遅延させるが、この速度干渉計は位相のそろった反射光を得るために、入射光を全反射プリズムで反射させている。その結果、ピストンが回転すれば、入射光と全反射プリズム面の反射角が変化するので円偏光からのずれの程

度は、干渉縞ビート信号の基準線の変化となってあらわれ、この変化量から各時間でのピストンの回転角を決めることができる。

Fig. 2 Example of fringe beat signals: (a) sine element; (b) cosine element; (c) combined circular fringe

3. 実験装置および実験方法

図3に自由ピストン衝撃波管の概略図を示す。

Fig. 3 Free piston shock tube

用いたピストン駆動の衝撃波管は、内径230mm、全長1,500mmの高圧貯気槽；内径50mm、全長2,000mmの圧縮管；内径25mm、全長740mmの衝撃波管；外径49.95mm、全長75mm、重量415gのアルミニウムと150g、159gの高分子量ポリエチレンを組み合わせたピストンで構成される。圧縮管と衝撃波管の接合部の詳細図を図4に示す。圧縮管と衝撃波管の接合部には厚さ0.1mmのポリエチレン隔膜（三菱ダイヤフォイル）（破断圧力2.1MPa）を挿入する。また、隔膜破断後、駆動気体の衝撃波管への流出量を制御するため、隔膜部に厚さ0.1mm、内径15mmのオリフィスを取りつけた。ピストンを貯気槽後方から挿入するために圧縮管と高圧貯気槽の構造は図示のように同軸配置である。

また、レーザー光をピストン背後に入射するため貯気槽の後方は、アクリル窓付（厚さ15mm）のフランジで密閉されている。ピストン背面には図5のように全反射の三面反射プリズムを取りつけた。このプリズムは並進するピストンの僅かな縦・横方向の変位に対して、反射光の方向を常に一定に保つことができる。

Fig. 4 Compression tube and shock tube junction

Fig. 5 Piston

貯気槽内には圧縮管を円心状に支持するためのフランジが設置され、そのフランジには高圧気体が流入できるように開口率59%の穴があいている。ピストン発射部の詳細図を図6に示す。

Fig. 6 Piston launcher

この装置の操作は：まず、高圧貯気槽に高圧空気を充填し；ピストン背後を真空中に排気するとピストン前面のヘリウムの初期圧でおされてピストンは静止する。ピストン背後の真空中に貯気槽の高圧を通し、ピストン前後の圧力の均衡をくずす；ピストン背後に高圧が作用してピストンは静止位置から移動し；ピストンはつり合い位置から一気に前進し、高圧でおされて加速される。一般に、自由ピストン衝撃波風洞の圧縮管内

のピストンの移動速度の変化を圧縮管特性と考え、CFDを検証する目安に用いる。圧縮管端を閉じた圧縮管試験では、圧縮管末端はフランジで密封され、ピストンがフランジに接近するとピストン前方の空気は圧縮されて高圧となりピストンを押し戻し、ピストンは管端に激突せず、前進と反射を繰り返しやがてつり合って停止する。管端のフランジには、干渉計からの信号を記録するために必要なトリガー信号を得るよう圧力変換器（Kistler 603B）がとりつけられている。圧縮管に隔膜を介して衝撃波管をつなぐ場合、ピストンが減速するときピストン圧縮で生じた高圧が隔膜は破断し、衝撃波管内に衝撃波が発生する。同時にピストンは圧縮管端で停止する。衝撃波管には4カ所に圧力変換器（PCB111A03）が設置されている。

4. 最適ピストン作動法 および数値計算

4.1 最適ピストン作動法

自由ピストン衝撃波風洞とは比較的重いピストンでヘリウムを等エントロピー的に断熱圧縮し、比較的容易に高温高圧の駆動気体を得るが、衝撃波管が始動する瞬間の高圧部の体積は圧縮管初期体積の約20～50分の1となり、高圧室の長さは非常に短くなる。そのため高圧室に発生した非定常膨張波はピストン前面で反射して反射膨張波となり、これは比較的短時間で衝撃波管端に達して試験時間を著しく短縮し、さらに風洞の性能を低下させる。Stalkerと Hornung⁽²⁾は、隔膜破断後もピストンを一定速度で運動させて、駆動気体とピストン圧縮で得る流量をつり合わせ、圧力降下を遅らせるいわゆる過剰圧縮法（Overdrive method）を提唱し、その結果試験時間の飛躍的な延長と風洞の性能向上に成功した。一方、隔膜破断時には、ピストンは圧縮管の管端の非常に近くにあつて、その速度は100m/s以上に達する。初期条件の設定を誤ると、ピストンは容易に圧縮管端に激突する。近年、Hornungと Belanger⁽⁴⁾は自由ピストン衝撃波風洞の運転に、最適ピストン作動法（Tuned Operation method）を提唱し、一方Itoh⁽⁵⁾はこの方式をさらに発達させて圧縮管内のピストン運動を固有値問題として解き、はじめて定式化に成功している。最適ピストン作動法は、要するにStalkerとHornung⁽¹³⁾の提唱した過剰圧縮法とピストンを最終的に圧縮管端に微速で停止する条件とを同時に満たす運転法である。Itoh⁽⁵⁾は、ピストン駆動気体の基礎方程式が隔膜破断時の諸量で無次元化された

駆動気体質量 x およびピストン速度 y をそれぞれ独立変数および未知数とする二階常微分方程式に変換されることを示し、ピストン運動は作動空気圧 ε による外力が作用する強制振動となることを明らかにしている。また、ソフトランディング条件は次式で示される。

$$\omega^2 = 2(\gamma - 1) \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}} \left(\frac{A}{A^*} \right)^2 \frac{p_0 V_0}{W_p a_0^2}$$

ただし、 $\omega < \omega_c$ ；直接衝突モード、 $\omega = \omega_c$ ；軟着陸モード、 $\omega > \omega_c$ ；反射衝突モードである。ここに、 A , a , p , u_p , V , W_p , γ は、それぞれ断面積、音速、圧力、ピストン速度、体積、ピストン質量および比熱比を示し、添字0は、駆動気体の初期状態を示す。図7にピストン運動の固有値に対する隔膜破断後のピストンの動きを示す。

Fig. 7 Characteristics of piston motion in terms of ω : (a) direct impact, $\omega < \omega_c$, $u > 0$ at $du/dt=0$; (b) soft landing, $\omega = \omega_c$, $u = 0$ at $du/dt=0$; (c) rebound impact, $\omega > \omega_c$, $u < 0$ at $du/dt=0$

図7(a)は、ピストンがある程度速度を持った状態で再加速し、管端に激突する衝突モードを示し、圧縮管の駆動気体エネルギーを代表する固有値 ω が隔膜破断時のピストンの運動エネルギーとピストン背後の気体のエネルギーの総和をあらわす最適作動の固有値 ω_c より小さく、 $du/dt=0$ の点で速度 $u > 0$ となる場合である。図7(b)は、ピストンが速度ゼロの点をもち、管端で微速で衝突できる軟着陸モードを示す。このとき ω と ω_c はほぼ等しく、 $du/dt=0$ の点で速度 $u = 0$ である。図7(c)はピストンが停止後、反射し、また停止して、再加速して、最終的に管端に衝突する衝突モードを示す。 ω は ω_c より小さく、 $du/dt=0$ の点で速度 $u < 0$ となる場合である。一般的にピストン速度と圧縮管内の駆動気体の流速の比 β が高圧を保持する条件を満たす値1.2～1.6をとるとき、 ω_c は1.5～1.8となる。最適ピストン作動法の原理を付録2に示す。

4.2 数値計算

数値計算には、準一次元オイラー方程式を空間四次精度スキーム⁽¹²⁾を用いて解く。計算モデルを図8に示す。自由ピストン衝撃波管では、高圧貯気槽と圧縮管

の接合部で流路面積が絞られ、流量の減少と圧力損失を生じる。この損失は必ずしも単純ではなく、ここではこれを模擬するために接合部に絞りを設けている。ここに、経験的に d_{o1} を35mmと設定した。また、圧縮管と衝撃波管の接合部でのオリフィスと隔膜の開口面積の効果を經驗的に模擬するために絞り部をとりつけた。ピストンの圧縮過程では駆動気体の温度は上昇するが、この熱は壁を介して熱損失となり、圧縮管の性能を低下させる。これを模擬するために平板上でのEckertの参照温度理論 (Reference temperature concept)⁽¹³⁾に基づき強制対流乱流熱伝達モデルを組み込んでいる。なお、ピストンと圧縮管の間の摩擦損失、ピストンと圧縮管の隙間の駆動気体の漏れは考慮しないが、これらは無視できるとした。

Fig. 8 Calculation model

5. 実験結果および考察

5.1 実験条件

表1に実験条件を示す。

表1 実験条件

	$P_{\text{reservoir}}$ (kPa)	P_{ct} (kPa)	$P_{\text{diaphragm}}$ (MPa)	P_{st} (kPa)	orifice	W_p (kg)
#C109*, #C175**	400	100	-	-	-	0.159
#S048**	400	60	2.1(air)	30 (air)	-	0.415
#S066**	400	60	2.1(air)	30 (air)	$\phi 15$	0.415
#S095**	400	70	2.1(air)	30 (air)	$\phi 15$	0.150
#S103**	400	70	2.1(air)	30 (air)	-	0.150

Preservoir; Pressure in high pressure reservoir, P_{ct} ; Pressure in compression tube, Rupture; Diaphragm rupture pressure, P_{st} ; Pressure in shock tube, W_p ; Piston weight, *, sampling time is 1.0ms/point, **, sampling time is 0.2 ms/point.

5.2 圧縮管試験

5.2.1 干渉縞ビート信号

ピストン運動による正弦波および余弦波の干渉縞ビート信号を図9(a), (b)に示す。

図9(a), (b)は、それぞれ正弦成分、余弦成分の干渉縞ビート信号を示す。干渉縞一本当たりの速度は15.39m/sに相当する。ピストン静止状態での干渉縞強度の基準点はゼロに調整される。ピストン始動から50msの間に微小変動を含む強度変化が認められ、基準線が変化している。ピストンの回転より入射光とピ

Fig. 9 Fringe beat signals, # C109 $P_{\text{reservoir}}=0.40$ MPa, $P_{\text{ct}}=0.10$ MPa, $W_p=0.159$ kg, (a) sine element and (b) cosine element

ストン背後に設置した三面反射プリズムの面との入射角が変化し、同時に反射光の偏光の程度が変化したためである。このような不連続な位相の変化はピストン速度を得るための信号解析を妨げていた。しかし、この問題は、急な干渉縞変化の基準線の変化信号を解析し、後に結合させることで解決した。振動はピストン始動から50msの間に確認された。これは、ピストン背後の流れが定常に達するまでの圧力変動の影響と推測できる。その非定常流れは高圧貯気槽からフランジを介して流入する流れの閉塞、圧縮管入り口での流れの剥離およびピストン背後に生じる渦の影響など二次的流れの集積の結果と推測できる。

ピストン始動から50ms後に、ピストン背後の流れと圧縮管入り口の流れはほぼ定常に達し、流れの変動が消滅する。ピストンが回転する時間と流れが定常に達するまでの時間は一致する。以上のことよりピストンの回転はピストン加速時に生じる圧縮管入り口およびフランジの穴で生じる流れの非定常性によるものと考えられる。このときの干渉縞のビート信号の基準線の変化はピストン回転角 30° に相当する。VISARでは、拡散光を反射光とするため回転を検出する基準線の変化はなく、ピストンの回転は確認できない。この速度干渉計ではプリズムで全反射光を計測するので反射光の位相変化からピストンの回転が検出できるという長所を持つ。

5.2.2 ピストンの速度履歴

圧縮管内のピストンの速度履歴を図10(a), (b)に示す。

図10は干渉縞ビート信号の正弦波および余弦波成分を合成し、解析して得たものである。図10(a)(#C109)

および図10(b) (#C175)の実験条件は高圧貯気槽圧400kPa, 圧縮管初期圧100kPa (空気), ピストン重量159gで一定である。サンプリング時間はそれぞれ1.0msおよび0.2msである。縦軸はピストン速度を示し, 前進を正, 後進を負にとる。白丸は実験結果, 破線は計算結果を示す。図10(a)および図10(b)ともに前節で述べたように流れの変動より加速段階で速度履歴に細かな振動が認められ, 減速過程でピストン背後の流れと圧縮管入り口の流れが平衡状態に達した後, 微小変動は認められなくなる。

Fig. 10 Piston velocity histories, (a) #C109 $P_{\text{reservoir}}=400$ kPa, $P_{\text{c.t.}}=100$ kPa, $W_p=0.159$ kg and (b) #C175 $P_{\text{reservoir}}=400$ kPa, $P_{\text{c.t.}}=100$ kPa, $W_p=0.159$ kg

図10(a)は, ピストンが静止から加速, 最高速度, 減速, 停止および反射に至る過程を繰り返す計測結果を示す。ピストンは静止状態から最高速度まで緩やかに加速し, その後減速して停止し, 反射後負の最高速度に達する過程がよくわかる。ピストンの速度履歴は, 一見のこぎりの歯状の変化を示すが, これは貯気槽体積が圧縮管の体積に比べ小さく, 容易に $\lambda=L_0/L_c$ の圧縮比が達成され, 断熱圧縮を仮定したときの圧力比 $P_c=\lambda^\gamma P_0$ が達成されてピストン前方で圧力が急な上昇を得るためである。

実験と数値計算の結果は第1回目の反射まで一致する。数値計算の結果から, 圧縮管入り口とフランジの穴を模擬した計算モデルの流路の絞りによる圧力損失は, 貯気槽圧力の10%に相当する。反射過程では数値計算値は実験値より32%高く, 実験結果に比べ計算解では減衰が少ないことがわかる。これは, 数値計算値がピストンと圧縮管との間の気体の漏れと摩擦を考慮していないためと考えられ, 小型の装置ではこれらの効果は顕著になる。

図10(b)は, 図10(a)と条件は同一でサンプリング時間を0.2ms一点と細かくしたので, 反射過程で3~9ms周期の速度変動が認められる。この変動の周期はピストンの反射から次第に短くなり停止の瞬間で最も短くなる。これは, ピストンの加速で前方に生じた圧縮波と減速で生じた膨張波が管端とピストンの前面で複雑に干渉し合い圧力が変動を生じ, 同時にピストン後方でも同様の圧力変動が生じこの効果が連成してピストンの速度変動となったためである。反射後のピストン速度は数値計算と異なるが, その傾向はよく一致している。

5.2.3 ピストンの軌跡

図11にピストンの軌跡を示す。縦軸はピストン始動後の時間を示し, 横軸は圧縮管入り口から管端までの距離を示す。

Fig. 11 Piston trajectories, (a) #C175 $P_{\text{reservoir}}=400$ kPa, $P_{\text{c.t.}}=100$ kPa, $W_p=0.159$ kg

ピストン先端の初期位置は圧縮管入り口から50mmである。白抜き丸は, 図10(b)(#C175)の速度履歴を時間積分した結果である。破線は計算結果を示す。ピストンは始動から43ms後に最大圧縮点 $x=1,753$ mmに達する。実験の最大到達圧縮点は計算結果とよく一致している。しかし, 図10(a)および図10(b)によりピストンが停止するまでの軌跡は一致するが反射後の軌跡はすでに述べたように諸損失の影響でやや異なる。

5.3 自由ピストン衝撃波管への応用

自由ピストン衝撃波管の圧縮管内のピストンの速度計測に本速度干渉計を用い, ピストンの始動から隔膜破断後にピストンが管端で停止するまでの過程を連続的に測る。本実験では, 最適ピストン作動法の中の軟着陸条件に着目して(3)式であらわされるピストン作動の固有値 ω の変化とピストン挙動を論じる。前節で述べたように, 隔膜破断後のピストンの挙動を決定するパラメータには: 圧縮管初期圧 P_0 ; ピストン重量 W_p ; 圧縮管/オリフィス面積比 A/A^* ; 駆動気体音速 a_0 ; および駆動気体比熱比 γ がある。ここでは, これらのパラメータを変化させ隔膜破断後のピストンの挙

動を制御し、最適ピストン作動法に基づきピストンの挙動を数値計算と比較する。

5.3.1 ピストンの速度履歴

図12に高圧貯気槽圧400kPa、圧縮管初期圧60kPa(空気)、隔膜破断圧2.1MPa、衝撃波管初期圧30kPa(空気)、ピストン重量415gの場合の圧縮管内の速度履歴を示す。

Fig.12 Piston velocity histories, filled circles denote #S048: $P_{\text{reservoir}}=400$ kPa, $P_{\text{c.t.}}=60$ kPa (air), $P_{\text{rupture}}=2.1$ MPa, $W_p=0.415$ kg, without orifice and open circles denote #S066: $P_{\text{reservoir}}=400$ kPa, $P_{\text{c.t.}}=60$ kPa (air), $P_{\text{rupture}}=2.1$ MPa, $W_p=0.415$ kg, with 15mm dia. orifice

縦軸はピストンの速度を示し、横軸はピストンが始動してからの経過時間を示す。黒丸は実験S048番の結果を示し、白抜き丸は実験S066番の結果を示す。実験S048番は圧縮管と衝撃波管の間にオリフィスは挿入されていない。一方、実験S066番では、内径15mm、厚さ1mmのオリフィスを挿入している。隔膜破断までは、オリフィスの影響はあられず理論的には同一の速度履歴を示す。

しかし、実際には最高速度は実験S048番では56.1m/s、実験S066番では55.5m/sでわずかな差が生じた。このわずかな違いはピストン射出機構に起因すると考えられる。すなわち手で射出バルブを開くこととピストン取り付け時の締め具合、始動時の気密保持用のOリングの摩擦力などのわずかの差違が累積してピストンの始動を正確に再現することが難しいためと考えられる。加速過程では圧縮管試験の場合と同様に微小変動が認められるが数値計算の比較では両者はピストンの管端での衝突停止の瞬間までよく一致する。両条件ともに隔膜破断直後はピストン前方の圧力は一定時間保たれるため、ピストン速度は急には変化しないので実験結果から隔膜破断時間を正確に特定することは難しい。

そこで、実験値と数値計算値は一致するので実験の隔膜破断の時刻での数値計算値から諸量を推定することができる。その結果、隔膜破断圧力 $P_r=2.1$ MPaのときピストン始動後 $t=52.3$ ms、速度 $u_r=35.0$ m/sで、隔膜

は破断すると推定した。破断後、1ms後に両者に変化が認められる。駆動気体は圧縮管と衝撃波管の接合部で閉塞し、音速で流出するのでその流出流量は接合部の断面積による。実験S048番ではオリフィスを挿入しないので隔膜破断後、単位時間当たりの駆動気体の流出量は大きい。しかし、隔膜は破断の瞬間に直ちに100%開口することなく、時間を経て開口率は64%程度に達する。この開口率は数値計算でオリフィス内径20mmを考慮したときの実験値と一致し、数値計算でのオリフィスと同じ働きをする。しかし、(3)式から求めた ω は0.60で、駆動気体エネルギーは隔膜破断時のピストンの運動エネルギーとピストン背後の気体エネルギーの総和より小さくなり固有値 ω と最適固有値 ω_c の関係は $\omega < \omega_c$ の範囲にあり、ピストン速度の時間変化 $du/dt=0$ でその速度は $u>0$ となる。これはピストンが再加速し、管端に16.9m/sで激突する直接衝突モードをあらわす。

固有値 ω を大きくするために一般的に用いられる方法の一つは、オリフィスを用いて駆動気体の流量を制限することである。隔膜破断後、流出量は制限されて(3)式からピストンの固有値は1.07となる。一般的な最適固有値は1.5~1.8であるが、この実験ではピストン速度は実際の自由ピストン衝撃波風洞の運転条件に比べ低いため、 β であらわされるピストン速度と圧縮管内の駆動気体の流速の比も小さくなるので最適固有値も小さくなり、駆動気体エネルギーと隔膜破断時のピストンの運動エネルギーとピストン背後の気体エネルギーの総和がほぼ等しくなると、 $\omega = \omega_c$ となる。このときピストン速度の時間変化がゼロの点 $du/dt=0$ で速度 $u=0$ となりピストンは速度ゼロまで減速し、そこから僅かに再加速して3.5m/sで管端に着陸する軟着陸モードとなる。

次に図13に高圧貯気槽圧400kPa、圧縮管初期圧70kPa(空気)、隔膜破断圧2.1MPa、衝撃波管初期圧30kPa(空気)、ピストン重量150gの場合の圧縮管内の速度履歴を示す。実験S103番にオリフィスなしの場合、実験S095番に内径15mmオリフィスをおく場合を示す。

黒丸は実験S103番の結果を示し、白抜き丸は実験S095番の結果を示す。(3)式からピストンを軽くして固有値 ω を大きくとることができる。また、実験S087番からピストンの射出機構を若干変更し、これまでピストン後端面で真空を保ったが、ピストン後部の外周の外径を0.1mm小さくし射出部の奥までピストンを深く挿入しピストンの側壁を真空を保ちピストンを停止した。その結果、図13から始動バルブを開いて

ピストン後端面に高圧が作用するまで有限時間を要するよう改良した。その所要時間は実験S095番の場合には5ms, 実験S103番では8msであった。このように同じ圧力がピストンに作用する場合でも, 実験によってピストンの始動を精密に制御することは難しかった。ピストンは始動機構内を, 実験S103番では2.4m/s, 実験S095番では4.3m/s等速運動の後, 圧縮管内に放出され, その後直ちに高圧貯気槽圧を受け加速するのがわかる。最高速度付近で微小振動が観察されるが最高速度は実験S095番で91.2m/s, 実験S103番で92.5m/sであった。計算値は91.2m/sである。

Fig.13 Piston velocity histories, filled circles denote # S103: $P_{\text{reservoir}}=400$ kPa, $P_{\text{c.t.}}=70$ kPa (air), $P_{\text{rupture}}=2.1$ MPa, $W_p=0.150$ kg, without orifice and open circles denote # S095: $P_{\text{reservoir}}=400$ kPa, $P_{\text{c.t.}}=70$ kPa (air), $P_{\text{rupture}}=2.1$ MPa, $W_p=0.150$ kg, with 15mm dia. orifice

数値計算との比較ではオリフィスなしの実験S103番ではよい一致を示すが, オリフィスありの実験S095番では反射過程で数値計算のピストンの速度は実験値より10m/s程低い値を示した。この傾向は圧縮管試験で生じた反射過程での数値計算値と実験値の食い違いと類似する。しかし, 実験値と数値計算は速度正の領域ではよく一致し, 数値計算から隔膜破断のピストン速度が推定され隔膜破断圧力 $P_r=2.1$ MPaのとき, その速度は $u_r=52.4$ m/sである。実験S103番は, オリフィスなしであるが, ピストンを軽量化してピストンの固有値 ω は1.19となり, 最適運動エネルギーの固有値とほぼ等しくとることができた。 $du/dt=0$ で速度 $u=4.5$ m/sまで減速した後, 22m/sで管端に衝突する。一方, 実験S095番ではオリフィスとピストンの軽量化の影響で駆動気体のエネルギーが最適な運動エネルギーより大きくとることができて, 固有値は2.13となり, 固有値と最適固有値の関係は $\omega > \omega_c$ となる。その結果, 隔膜破断後, ピストンは一旦停止し, そこから反射して負の速度をとり, 駆動気体の流出に伴い運動エネルギーと駆動気体エネルギーのつり合いは再度変化して, $du/dt=0$ で速度 $u < 0$ となり, ピストンは再加速して最終的に管端に速度 $u=18.7$ m/sで衝突する衝突モードとなる。

5.3.2 ピストンの軌跡

図14に高圧貯気槽圧400kPa, 圧縮管初期圧60kPa(空気), 隔膜破断圧2.1MPa, 衝撃波管初期圧30kPa(空気), ピストン重量415gの場合の圧縮管端付近のピストンの軌跡を示す。

Fig.14 Piston velocity histories, filled circles denote S048: $P_{\text{reservoir}}=400$ kPa, $P_{\text{c.t.}}=60$ kPa (air), $P_{\text{rupture}}=2.1$ MPa, $W_p=0.415$ kg, without orifice and open circles denote S066: $P_{\text{reservoir}}=400$ kPa, $P_{\text{c.t.}}=60$ kPa (air), $P_{\text{rupture}}=2.1$ MPa, $W_p=0.415$ kg, with 15mm dia. orifice

縦軸にピストン射出後の時間, 横軸に圧縮管入り口から圧縮管端までの距離を示す。黒丸は実験S048番の結果を示し, 白抜き丸は実験S066番の結果を示す。

ピストン先端の初期位置は圧縮管入り口から+50mmで管端は+2,000mmであるが, 緩衝材の長さが35mmあるためピストンは50mmから1,965mmの間を走行する。数値計算から隔膜はピストンが $x=1,872$ mmの位置で破断している。

実験S048番は図12の速度履歴からもわかるようにピストン軌跡の変曲点は $du/dt=0$ で傾きは最急勾配となりピストンの運動エネルギーが駆動気体のエネルギーを大きく越え, 十分減速することなく緩衝材に激突する直接衝突モードとなっているのがわかる。数値計算との比較では図13の速度履歴の一致と同様によく一致する。一方, 実験S066番では軌跡の変曲点 $du/dt=0$ で傾きはほぼゼロとなりピストンの運動エネルギーが駆動気体のエネルギーとほぼ等しく, 緩衝材の手前5mmで停止して, そこから再加速し微速で軟着陸する理想的な運転となる。数値計算では軌跡の変曲点 $du/dt=0$ での速度を低く見積もるため, ピストンの挙動は反射衝突モードとなる。

図15に高圧貯気槽圧400kPa, 圧縮管初期圧70kPa(空気), 隔膜破断圧2.1MPa, 衝撃波管初期圧30kPa(空気), ピストン重量150gの場合の圧縮管端付近のピストンの軌跡を示す。

数値計算から隔膜はピストンが $x=1,853$ mmの位置で破断している。実験S103番は軌跡の変曲点 $du/dt=0$ で傾きはなだらかなのであるがピストンの運動エネルギー

とピストン背後の気体のエネルギーの総和が駆動気体のエネルギーより大きく、速度ゼロまで減速できずに再び加速して緩衝材に衝突する直接衝突モードになる。

数値計算と実験との比較では両者は衝突の瞬間までよく一致している。一方、実験S103番では軌跡の変曲点 $du/dt=0$ で傾きは負となりピストンの運動エネルギーとピストン背後の気体エネルギーの総和が駆動気体のエネルギーより低くなりピストンは $x=1,918\text{mm}$ の位置で反射する、また、 $x=1,895\text{mm}$ の位置でエネルギーのつり合いは逆転してピストンは再加速して緩衝材に衝突する反射衝突モードとなっている。数値計算との比較では軌跡の変曲点 $du/dt=0$ の点の速度を低く見積もっているため、反射過程から異なりピストンは $x=1,841\text{mm}$ まで反射し、再加速して管端に衝突する。

Fig.15 Piston velocity histories, filled circles denote #S103: $P_{\text{reservoir}}=400\text{ kPa}$, $P_{\text{c.t.}}=70\text{ kPa}$ (air), $P_{\text{rupture}}=2.1\text{ MPa}$, $W_p=0.150\text{ kg}$, without orifice and open circles denote #S095: $P_{\text{reservoir}}=400\text{ kPa}$, $P_{\text{c.t.}}=70\text{ kPa}$ (air), $P_{\text{rupture}}=2.1\text{ MPa}$, $W_p=0.150\text{ kg}$, with 15mm dia. orifice

6. 結 言

得られた知見を以下に要約する:

- 1) 自由ピストン衝撃波管の圧縮管内のピストン運動を計測するために速度干渉計を開発した。
- 2) 速度干渉計を用い圧縮管内のピストン速度の静止状態から隔膜破断後の緩衝機構への衝突までの連続的、精密計測に成功し、数値計算との比較からその有効性が示された。
- 3) ピストンの挙動を決定する固有値 ω を変化させ隔膜破断後のピストンの管端の緩衝材への衝突モードを制御した。
- 4) 実際の自由ピストン衝撃波風洞の作動条件に比べ圧力、ピストン速度は低い領域の実験であったがピストン速度が正の領域では数値計算とよく一致し、最適ピストン作動法と数値計算法の有効性を実証し、実際

の自由ピストン衝撃波風洞の運転に適用可能であることを示した。

付録1 速度干渉計の原理

反射光の電界を E とすれば、ビームスプリッターBSで分けられた2つの光の電界成分は次式で表される。

$$\begin{aligned} E_1 &= A_1 \exp[-i(\int \omega_1 dt + \delta)] \\ E_2 &= A_2 \exp[-i(\int \omega_2 dt + \delta)] \\ \omega_1 &= \omega_0 + \Delta\omega(t) \\ \omega_2 &= \omega_0 + \Delta\omega(t - \tau) \end{aligned} \quad (\text{A1})$$

ここに、 τ は光路差に対応する遅延時間、 ω_0 はレーザー光の角周波数、 $\Delta\omega(t)$ は時刻 t の角周波数のドップラーシフトを示す。光路差をもつ2つのレーザー光の干渉光の電界は次式で表される。

$$\begin{aligned} E &= 2A \cos\left[\frac{\Delta\omega(t) - \Delta\omega(t - \tau)}{2}\right] \\ &\times \exp\left[-i\left\{\int \left\{\omega_0 + \frac{\Delta\omega(t) + \Delta\omega(t - \tau)}{2}\right\} dt + \delta\right\}\right] \end{aligned} \quad (\text{A2})$$

干渉光の強度は次式で表される。

$$\begin{aligned} I &= EE^* = 4A^2 \cos^2\left[\frac{\Delta\omega(t) - \Delta\omega(t - \tau)}{2}\right] \\ &= 2A^2 \left[1 + \cos\left[\int \{\Delta\omega(t) - \Delta\omega(t - \tau)\} dt\right]\right] \end{aligned} \quad (\text{A3})$$

ここに、

$$\Delta\omega(t) - \Delta\omega(t - \tau) = \frac{2\omega_0 \tau}{c} \frac{v(t) - v(t - \tau)}{\tau} \quad (\text{A4})$$

τ は極めて小さいので、干渉光の強度は次式で表される。

$$\begin{aligned} I &= 2A^2 \left[1 + \cos\left\{\int \frac{2\omega_0 \tau}{c} \left(\frac{v(t) - v(t - \tau)}{\tau}\right) dt\right\}\right] \\ I &= 2A^2 \left[1 + \cos\left\{\int \frac{2\omega_0 \tau}{c} \left(\lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{v(t) - v(t - \tau)}{\tau}\right) dt\right\}\right] \\ &= 2A^2 \left[1 + \cos\left\{\int \frac{2\omega_0 \tau}{c} \frac{dv}{dt}(t) dt\right\}\right] \\ &= 2A^2 \left[1 + \cos\left\{\int \frac{2\omega_0 \tau}{c} v(t) + \delta' dt\right\}\right] \\ &= 2A^2 \left[1 + \cos\{2\pi F(t)\}\right] \end{aligned} \quad (\text{A5})$$

ここに、 $F(t)$ は時刻 t での干渉縞次数、角周波数は、 $\omega_0 = 2\pi c/\lambda$ であらわされる。

従って、干渉縞一本当たりのピストンの速度は次式であらわされる。

$$\frac{v}{n} = \frac{\lambda}{2\tau} = \frac{\lambda}{2\frac{\Delta L}{CL}} \quad (A6)$$

(A6) 式より光路差 ΔL を長くすれば、容易に高い速度計測精度が得られる。特に、音速以下のピストン運動を測定するため遅延光路距離 L_1 と非遅延光路距離 L_2 との光路差 ΔL を十分大きくとることが必須で、ここでは約6mに延長した。限られた空間でこの長さを確保するため、図1に示すように、反射光を平面鏡 M_4 、凹面鏡 M_5 および平面鏡 M_6 間で15往復させた。その結果、光学系の調整には非常に精度の高い調整が必要となる。ここに、 λ はレーザーの波長、 τ は光路差に対応する遅延時間、 ΔL は反射光の光路差、 CL は光の速度である。本装置では、 $\lambda=632.8\text{nm}$ 、 $L_1=6.916\text{m}$ 、 $L_2=0.75\text{m}$ と設定され $\Delta L=6.166\text{m}$ 、 $\tau=2.06\text{ns}$ より(A6) 式での干渉縞一本あたりの速度分解は $v/n=15.39\text{m/s}$ である。

光の位相差を 45° 回転する1/8波長板を非遅延光路側におき、ここを二回通過させて1/4波長位相差を発生させる。VISAR同様レーザー光を90度位相角のずれた正弦波と余弦波成分信号に分け、その光の強度を等しくなるように規格化して円偏光を得る。これらの信号は光検出器で検知されオシロスコープに記録される。このとき円偏光の一回転は干渉縞一本に相当し、干渉縞の変化は縞一本の1%の空間分解能で計測できるので、高い速度分解能が保証され、また、円偏光の回転方向から加速・減速が区別できる。この速度干渉計はVISARのように反射光を遅延しコヒーレントに保つための光学素子エタロンを持たないので、入射光をピストン端面から反射させるために、あえて全反射プリズムを用いる。その結果、ピストンの回転はレーザー光と全反射プリズム面の反射角の変化で円偏光の傾き角が変化する。すなわち、ピストンの傾きは干渉縞ビート信号のゼロ点、基準線からの変化となるので回転角の計測可能となる。

付録2. 最適ピストン作動法の原理

圧縮管内のピストンの作動を決定する以下の7つのパラメータは：ピストン重量、 W_p ；隔膜破断時のピストン速度、 u_r ；隔膜破断時の駆動気体圧力、 P_r ；

隔膜破断時の駆動気体体積、 V_r ；隔膜破断時の駆動気体音速、 a_r ；衝撃波管入り口と圧縮管の面積比、 A^*/A ；圧縮比、 λ である。

Itohは、初めてこれらの作動パラメータ空間で最適作動解を簡潔に定式化し、ピストンと駆動気体の基礎方程式は、隔膜破断時の諸量で無次元化された駆動気体質量 $x = \rho V / \rho_r V_r$ およびピストン速度 $y = u/u_r$ をそれぞれ未知関数として、次の二階常微分方程式に変換され、ピストン背後の作動空気圧力 ε による外力が作用する強制振動となることを示した：

$$y'' - \frac{\gamma-1}{2x} y' + \frac{\omega^2}{4x} y = \frac{\varepsilon \omega^2 h(x)}{2(\gamma-1)\beta} \quad (B1)$$

ここに、 $\beta = u_r/U_p$ 、隔膜破断時のピストン速度と駆動気体の流出する参照速度の比である。式 (B1)は、与えられた β 、 λ について、ピストンの加速度 $du/dt=0$ と速度 $u=0$ を満たす ω を求める固有値問題となり、固有振動数 ω は次式であらわされる。

$$\omega^2 = c(\gamma) \left(\frac{A}{A^*} \right)^2 \frac{P_r V_r}{W_p a_r^2} - c(\gamma) \left(\frac{A}{A^*} \right)^2 \frac{P_0 V_0}{W_p a_0^2} \quad (B2)$$

ここに、

$$c(\gamma) = 2(\gamma-1) \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \quad (B3)$$

圧縮管端から、ピストンの加速度 $du/dt=0$ で速度 $u=0$ をみたすように緩衝材を取り付ければ、ピストンは理論的に軟着陸できて、同時に過剰圧縮条件 $1.2 < \beta < 1.6$ が満たされるとき、以上の定義より最適ピストン作動が可能となる。

重要なことは、 ω は同次方程式にあらわれる唯一の可変パラメータで、この系の基本的特性を代表する同次解の特性は、 ω の値で決まることである。したがって、最適ピストン作動法は、「与えられた、 λ 、 β に対し、 $y(x)=0$ かつ $y'(x)=0$ なる x が存在するような ω を求める固有値問題」を解くことに帰着する。

(B1)式の同時方程式はベッセル微分方程式に変換され、ベッセル関数を主要部に持つ同次解を得、それを基に(B1)式を摂動法で解き、最適固有値 ω_c と β の関係を求めることができる。

7. 謝辞

本実験の速度干渉計の開発にはATA Associates社のWM イズベル博士の協力を得た、また、本実験には東北大学流体科学研究所附属衝撃波研究センター小野寺 収博士と前本センター助手現ケンブリッジ大学航空学科講師H. バビンスキー博士の協力を得た。また、科学技術庁航空宇宙技術研究所角田宇宙推進技術開発センターの丹野英幸氏の助言を得た。ここに、それぞれ付記し謝辞を表す。本研究は文部省科学研究費補助金（特別研究員奨励費、課題番号00092910）により行われた。

文献

- (1) Stalker, R.J., The Free-Piston Shock Tube, The AeronauticaQuarterly November (1965), 351-370
- (2) Stalker, R.J., Homung, H.G., TWO DEVELOPMENTS WITH FREE PISTON DRIVERS, Proc. 7th Int. Symp. on Shock Tubes and Waves (1971), 242-258
- (3) Hornung, H.G., Belanger, J., Role and Techniques of Ground Testing for Simulation of Flows Up to Orbital Speed, AIAA Paper 90-1377 (1990)
- (4) Itoh, K., Tuned Operation of Free Piston Shock Tunnel, Proc. 20th Int. Symp. on Shock Waves, Pasadena, USA (1995)
- (5) Itoh, K., Ueda, S., Komuro, T., Tanno, H., Takahashi, M., Togam, K., Kimura, K., Nomoto, H., Initial calibration results of the Hiest, The 6th Int. Workshop Shock Tube Technology, Kakuda, Japan (1998)
- (6) Bray, K.N.C., Pennelegion, L., East, R.A., Performance Studies for the University of Southampton Hypersonic Gun Tunnel, Proc. the 11th Symp. the Colston Research Society, Bristol (1959), 89-110
- (7) 丹野 英幸, 伊藤 勝宏, 小室 智幸, 佐藤 和雄, 自由ピストン型衝撃波風洞の革新的運転・設計法 (2) ~実験的検証, 平成5年度衝撃波シンポジウム講演論文集, (1994), 4083-4086
- (8) 丹野 英幸, 伊藤 勝宏, 小室 智幸, 佐藤 和雄, 高温衝撃風洞自由ピストン型ドライバの最適作動法, 平成6年度衝撃波シンポジウム講演論文集 (1995), 33-36
- (9) Itoh, K., Ueda, S., Komuro, T., Sato, K., Takahashi, M. and Miyajima, H.: Design and Construction of Hiest (High Enthalpy Shock Tunnel), Proc. of International Conference on Fluid Engineering Vol.1 (1997), 353-358
- (10) Barker, L.M. and Hollenbach, R.E. Laser interferometer for measuring high velocity of any reflecting surface, J. Appl. Phys, Vol.43, No.11 (1972), 4669-4675
- (11) Koremoto, K., Isbell, W.M., Takayama, K.: In-Bore Measurement of a Piston Speed Using a Piston Motion Velocity Interferometer (PMVI), Proc. of International Conference on Fluid Engineering Vol.1 (1997), 359-362
- (12) Tani, K., Itoh, K., Takahashi, M., Tanno, H., Komuro, T. and Miyajima, H., Numerical study of free-piston shock tunnel performance, Shock Waves 3 (1994), 313-319
- (13) Eckert E.R.G., Convective Heat Transfer at High Velocities, Heat Transfer Symp. Michigan press (1953)