

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	断面積局所縮小を用いたループ管方式熱音響原動機の音場調整手法に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	折野裕一郎
Author(English)	Yuichiro Orino
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:乙第4131号, 授与年月日:2016年5月31日, 学位の種別:課程博士, 審査員:黒澤 実,中村 健太郎,杉野 暢彦,田原 麻梨江,蜂屋 弘之
Citation(English)	Degree:., Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:乙第4131号, Conferred date:2016/5/31, Degree Type:Course doctor, Examiner:,,,,,
学位種別(和文)	博士論文
Category(English)	Doctoral Thesis
種別(和文)	要約
Type(English)	Outline

学位論文（要約）

断面積局所縮小を用いたループ管方式熱音響原動機の
音場調整手法に関する研究

東京工業大学 総合理工学研究科

折野 裕一郎

2016 年

論文要旨

持続可能な社会の実現に向けた省エネルギー化や再生可能エネルギーへの転換へ向けた取り組みの一つとして、未利用熱の新しい活用技術が求められており、その手法の一つとして、音波の熱力学的作用によって細管中で引き起こされる熱音響現象を応用したシステムが注目されている。熱音響現象の一つである音波増幅効果とそれによる自励振動を利用することで、システム外部の熱源の温度差から機械的エネルギーを取り出す熱音響原動機が実現できる。

熱音響原動機は音波の位相から定在波型と進行波型に大別され、熱効率の観点から進行波型に注目が集まっており、進行波型熱音響原動機を実現する基本的な導波管の構造の一つがループ管である。自励振動により生じるループ管内音場は自励振動が持続するための熱源温度比の条件や熱効率に大きく影響するため、管内定在波音場の分布は重要である。ループ管の受動的な音場制御手法の一つとして、ループ管導波路断面積に局所的に縮小箇所を設けることによる調整手法が提案されている。導波路を局所縮小する構造は“Phase Adjuster”(PA)と呼ばれ、元々は2波長共鳴の抑制のために提案された。さらに実験的な検討によって効率改善などの効果が発見され、音場調整の1手法として実験的な検討が繰り返されてきたが、原理の解明には至っていない。

本研究は、導波路の局所縮小による音場制御手法のメカニズムを解明しシステムを設計可能とすることに向けて、管内音波とそれによる熱音響現象の線形理論に基づき、局所縮小が引き起こす効果や設置条件の経験則を検証し、線形理論による設計の可能性を検証することを目的とした。

本論文は5章で構成される。

第1章は序論であり、熱音響原動機における音場の役割について文献調査を後に、局所縮小を設けることによるループ管方式熱音響原動機の音場調整手法において、これまでに確認されている効果と課題について述べた上で、本研究の目的が述べられている。

第2章では、導波管に設けた局所縮小部のみを伝搬する音波に焦点を当てて、局所縮小部の音響特性を検証している。線形理論に基づいた伝達行列の縦続接続による音波伝搬モデルが示され、圧力センサを用いて測定された局所縮小部前後の音場と小振幅域において一致することが示された。また、実際の局所縮小部によける音響パワー損失の振幅依存性を調査し、粒子速度振幅が一定以上となる大振幅域において線形理論では予測で

きない音響パワー損失の増大が確認された。

第 3 章では、ループ管熱音響原動機の導波管において局所縮小部を設けることによって現れる 2 波長共鳴の抑制効果と、音波の振幅を増大させる設置条件の経験則について、自励振動の安定性の観点から検討している。熱音響現象の線形理論に基づいた数値計算による安定性の解析を行い、自励振動が生じる必要条件である臨界温度比を求めることで局所縮小の効果を検討した。2 波長共鳴の抑制効果の検証としては、1 波長共鳴の臨界温度比は局所縮小によって低減される一方で 2 波長共鳴の臨界温度比は上昇することが示された。また、局所縮小部の設置条件は、経験則として知られる条件は臨界温度比が低くなる条件であることが示された。これらの臨界温度比の低減効果が実験によっても確認されることも示された。

第 4 章では、導波管の局所縮小による音場調整のメカニズムを論じている。線形理論により予測される定在波音場の分布は、実際に測定した音場分布と低温度・小振幅ではよく合致し、線形理論に基づく音場の事前予測がある程度可能であることが示された。この前提に基づき、音場分布を線形理論に基づいて詳細に解析することにより、臨界温度比を低減する効果が主に導波管部分における減衰率の低下によることを明らかにした。また、局所縮小による音場の調整が、スタックにおける音波の反射と局所縮小部における反射の相互作用によることが示された。

第 5 章では、本論文の結論として、得られた成果と将来の課題を整理している。

以上、本論文はループ管方式熱音響原動機の導波管の局所縮小により実験的に確認されてきた効果について線形理論に基づいて検討することを通じて、これらの効果は局所縮小による反射によって生じる定在波分布の変化と、それにより自励振動の生じる臨界温度比の変化に起因することを示し、線形理論に基づいた設計が可能であることを確認した。

目次

第 1 章	序論	1
1.1	研究の背景	1
1.2	ループ管の断面積局所縮小に関する先行研究	4
1.3	研究の目的	6
1.4	本論文の構成	9
第 2 章	導波管局所縮小部の音響特性	11
2.1	はじめに	11
2.2	導波管内音波の基礎	12
2.2.1	基礎方程式	12
2.2.2	波動方程式	14
2.3	局所縮小部を含む導波管の伝搬モデル	14
2.3.1	導波管の局所縮小	14
2.3.2	伝達行列法	15
2.4	圧力センサを用いた管内音場の測定	17
2.4.1	Two-sensor 法	17
2.4.2	Two-sensor 法による誤差範囲	19
2.4.3	管内音場分布の計算	22
2.5	断面積縮小部の音波伝搬の検証	23
2.5.1	実験手法	23
2.5.2	測定結果	24
2.5.3	音響パワー損失の振幅依存性	27
2.5.4	設置位置による違い	29
2.6	まとめ	31
第 3 章	ループ管熱音響原動機の安定性	33
3.1	はじめに	33
3.2	安定性解析	33

3.3	ループ管熱音響原動機の解析モデル	36
3.4	局所縮小による臨界温度比変化の解析	38
3.4.1	局所縮小による発振モード調整効果	38
3.4.2	局所縮小の設置条件	41
3.4.3	内径縮小による位相調整の考察	43
3.5	臨界温度比の測定	45
3.6	まとめ	47
第4章	局所縮小による音場調整 (要約版)	49
第5章	結論	51
	謝辞	55
	参考文献	56
	関連発表論文	60
	对外発表リスト	61

第1章

序論

1.1 研究の背景

温室効果ガスによる近年の地球温暖化などの地球環境問題が顕在化する中、持続可能な社会の実現を目指して、CO₂ に代表される温室効果ガスを抑制し、また、限られたエネルギーを効率的に活用するために、省エネルギー化や再生可能エネルギーへの転換へ向けた取り組みが社会的に進められている。再生可能エネルギーの一つとして、また、エネルギー利用効率の向上に向けて、自然熱源や工業廃熱といった未利用熱の利用が求められており、そのための新しい技術が求められている。

熱からエネルギーを取り出すことができる物理現象として、近年、熱音響現象が注目されている。熱音響現象とは、流体の振動、すなわち音波によって生じる温度変動が熱力学的作用を発源する現象を指し、具体的な作用としては、温度差によって音波が生じる熱音響自励振動と、逆に音波によって熱を輸送するヒートポンプ効果として知られる。ヒートポンプ効果は、強制振動により冷凍サイクルを実現するパルス管冷凍機としてもよく知られる。

熱音響現象による自励振動の発生メカニズムは Rott によって理論的解釈が与えられ [1, 2]、熱力学観点から熱機関として解釈され「ピストンのない Stirling エンジン」[3] を実現できることが提案された。この熱音響原動機は、音波、すなわち作動流体の変位振動と圧力振動の位相から定在波型と進行波型に大別され、Stirling エンジンと同様の熱サイクルとなる進行波型が注目された。定在波型と進行波型とは、熱音響現象が生じるスタック内の音波における圧力変動と変位変動の位相による分類であり、図1.2に示すように、純粹進行波の位相関係で振動する流体における熱サイクルと純粹定在波の位相関

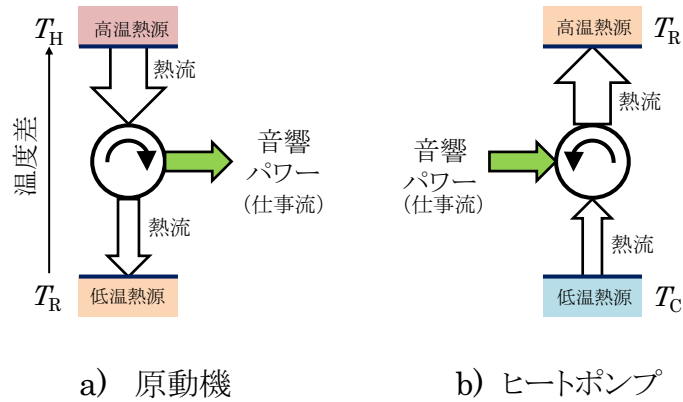


図 1.1: Schematic diagrams of thermoacoustic effects as a prime mover and a heat pump from a viewpoint of thermodynamics.

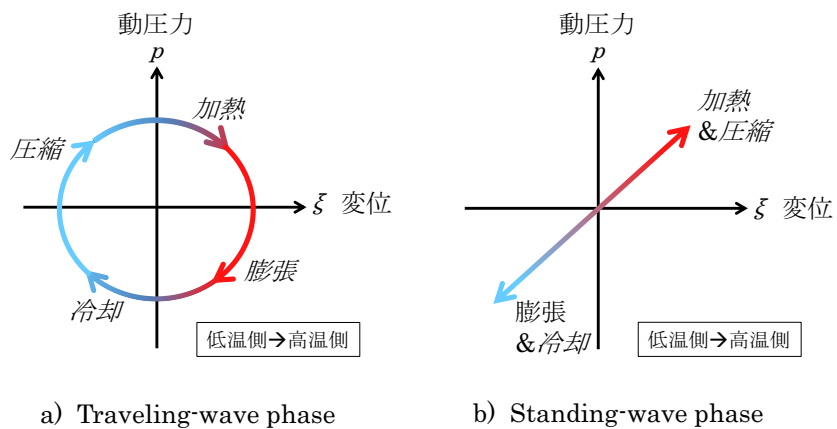


図 1.2: Brief illustrations of fluid element oscillation in the traveling-wave phase and the standing-wave phase considering a certain temperature gradient.

係で振動する流体の熱サイクルとなり、異なる性質を持つ。特に、進行波同様に音圧と変位の振動の位相が 90 度ずれている（音圧と粒子速度の位相が同位相である）場合は、流体要素は加熱・膨張・冷却・圧縮という過程をたどり、理想的には可逆サイクルとなるため高い熱効率が期待できる。従来は定在波型の熱音響原動機のみが実現されていたが、Ceperley の提案の後に、実際に高効率な熱サイクルとなる熱音響原動機が実現され [4, 5]、特に Backhaus らはカルノー効率の 42% の熱効率を実現したと報告している [5]。これらの研究成果から、効率の良い熱利用技術の一つとして、熱音響現象を応用したシステムが実用にむけ注目を集めている。

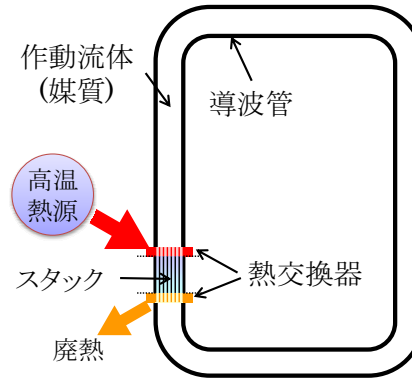


図 1.3: Brief schematic of the loop-tube-type thermoacoustic prime mover.

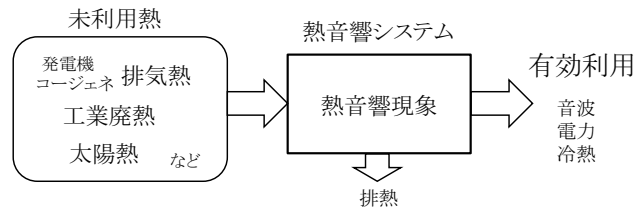


図 1.4: Basic concept of thermally-driven thermoacoustic systems.

進行波型熱音響原動機を実現する基本的な導波管の構造の一つがループ管であり，最初に報告された Yazaki らの進行波型熱音響原動機 [4] がこの構造である．ループ管熱音響原動機は，図1.3に示すように，ループ状の導波管の一部に，スタック（あるいは再生器）と呼ばれる細孔流路を設け，その前後に配置された熱交換器によって温度勾配を形成し，これによって熱音響自励振動を生じさせる構造となっている．Backhaus らの原動機 [5] は，ループ構造に加えて枝分かれした共鳴管が接続された構造であり，温度勾配を設けるスタック位置や共鳴管長さの調整によって高効率が実現されている．

熱音響原動機によって，外部熱源の温度差をエネルギー源として，音波という機械的エネルギーに変換することができる．生成された音波のエネルギーは，それだけでは利用価値が少ないため，音波のエネルギーをさらに電力に変換することによる発電が検討されている．このように熱音響現象を工学的に応用したシステムは熱音響システムや熱音響機器と呼ばれる．特に熱によって駆動するシステムは，図1.4に示すような流れで未利用熱を音波，電力，冷熱といった形で有効利用するための一手法として研究が進められている．

一方で、生成された音波を用いて熱音響冷凍機を駆動することによりエネルギーを活用するシステムも検討されている。このシステムは、熱音響原動機と熱音響冷凍機（ヒートポンプ）をフィードバック構造のループで接続することによるシステムであり、Ceperleyにより理論的に提案された [3]。原動機部への熱入力により温度勾配を形成して熱音響自励振動を生じさせ、生じた音波が冷凍機部へ伝搬し、熱音響ヒートポンプ効果によって冷却が実現される。このループ管により接続された熱駆動の熱音響冷却システムは、物理現象を解釈するための Rott による線形近似の理論 [1, 2] を出発点した Tominaga[6] や Swift[7] による理論的發展を経て、Ceperley の提案から 20 年以上経った後の 2002 年に Yazaki らにより実際に実現され報告された [8]。これを契機に、ループ管による熱音響現象を利用した熱駆動冷凍機・冷却器の検討が開始されている [9, 10]。

本論文で対象とするループ管熱音響原動機は、高効率期待できる進行波型熱音響原動機の一つであり、原動機と冷凍機をループで接続した熱駆動冷却システムを実現するための基本要素である。このため、熱利用システムとしての応用研究を進めるためにも、基本となる熱音響原動機の最適化が重要である。自励振動により生じるループ管原動機の管内音場は、自励振動が持続するための熱源温度比の条件や熱効率に大きく影響する。特に、スタックにおける音圧と粒子速度の位相差を制御することが、熱入力から音波へのエネルギー変換効率を向上させるためには重要であることが指摘されている [3, 4]。このために、ループ管内の定在波音場の分布は重要である。

1.2 ループ管の断面積局所縮小に関する先行研究

ループ管の受動的な音場制御手法の一つとして、ループ管導波路に局所的に縮小箇所を設けることによる調整手法が提案されている [11, 12]。導波管の局所的な断面積縮小は、あらためて管を加工して製作する以外に、導波管内径にあった外径を持つ中空円筒管を所望の位置に固定することで比較的容易に実現することができる。図1.5に本論文で実際に用いた PA の写真を示す。他の音場制御手法としては、枝状に分かれた共鳴管を設ける手法 [5, 13, 14, 10, 15]、質量流の発生を防止するために用いられる膜を用いて調整する手法 [16]、さらに複雑な分岐管路を設ける手法 [17] が検討されている。PA はこれらの音場調整手法と比べて単純でかつ剛性の高い構造であり、管内に構造を追加するためにシステムが大型化しないという利点がある。この導波路を局所縮小する構造は粒子速度の位相を調整するという意図を持って “Phase Adjuster”(PA) と呼ばれた [11, 12]。

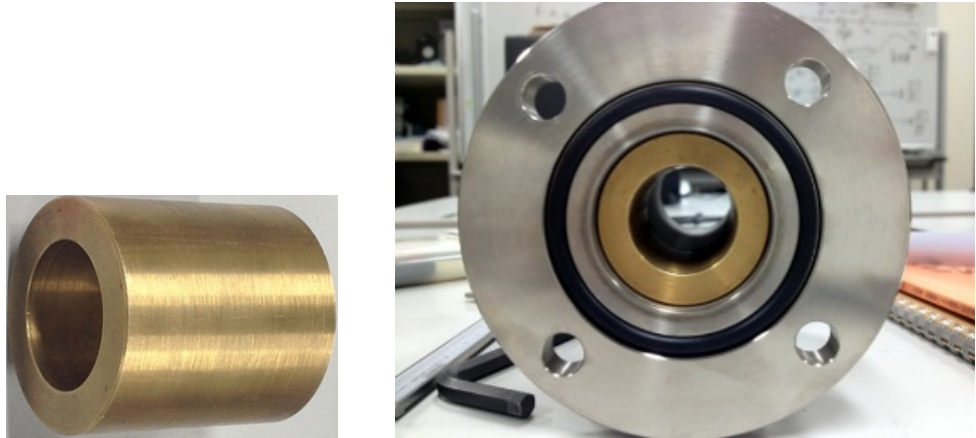


図 1.5: Photographs of a phase adjuster used in this thesis, which is a hollow circular cylinder (left) placed in the flanged tube (right). The cylinder has the axial length of 45 mm, the inner diameter of 26.5 mm, and the outer diameter of 42 mm.

PA は、当初、ループ管の周長が音波の 2 波長に対応する振動モードの発生 [18, 19] を抑制するために提案された [11, 12]。2 波長のモードは 1 波長より高周波となる。1 波長の振動を狙って設計された熱音響冷凍機では、この問題が生じると意図せずに性能が悪化する問題があった。先行研究 [12] では、実際に PA の設置が 2 波長モードでの自励振動の発振を抑制し、1 波長モードを生じさせる効果が報告された (図 1.6)。そして、同一のループ管熱音響冷却システムのヒートポンプ部の冷却端温度が、PA を設置しない 2 波長共鳴の場合においては駆動前より 2.7 度低下したのに対して、PA を設置して 1 波長共鳴となった場合では駆動前より 11.7 度低下するという結果が実験によって確認された [12]。さらに、PA の設置条件の変更によって冷却温度は向上し、PA 非設置の 2 波長共鳴では温度低下 1.4 度であった駆動条件において、PA 設置時に温度低下 29.7 度 (室温 20 度に対して -9.7 度) を達成したことが報告されている [20]。

ループ管熱音響冷却システムにおける PA 設置の有用性が示されて以後、冷却システムに限らず、ループ管を基本とする熱音響システムに対する発振モード制御と音場調整の 1 手法として、PA のより詳細な効果やそのメカニズムの解明に向けた検討が行われている。ループ管熱音響冷却システムにおけるヒートポンプ部を省略した、単純なループ管熱音響原動機における実験的検討が多数報告されている。

[21] では、ループ管熱音響冷却システムで確認された 2 波長共鳴モードの抑制効果がループ管原動機においても生じることが実験的に確かめられた。また、管内音波の測定

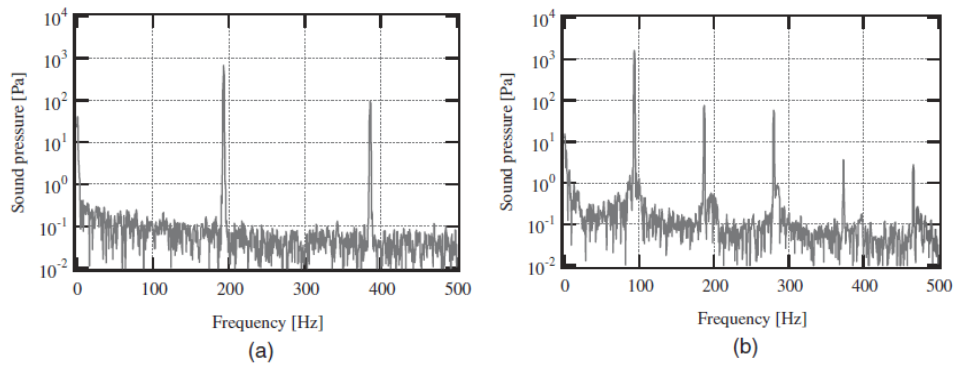


図 1.6: Measured FFT spectra of the steady-state sound in a loop-tube-type thermoacoustic cooling system (a) without a PA, and (b) with a PA, that has 45 mm of the length, 20 mm of the inner diameter, and placed at 0.925 m away from the hot side of the stack. (Graphs from Fig. 5 (a) and (b) of [12])

結果より，PA 設置時には非設置時に比べて，ループ管原動機内を周回する音響パワーが約 40 倍になったことが報告されている．

[22] では，加熱電力から原動機スタック前後での音響パワー増加量として評価されるエネルギー変換効率が，少なくとも PA の内径に依存して変化するという実験結果が報告されている．

[23] では，ループ管原動機に様々な内径の PA を設置し，自励振動により生じる管内音場を PA の前後を合わせて詳細に測定を行った結果が報告されている．この研究では PA の縮小部の内径の違いが管内音場分布に及ぼす影響が評価され，42.6 mm の内径の管に内径 26.5 mm，長さ 45 mm の PA を設置した際に，周回する音響パワー（断面平均音響インテンシティ）が最大化されたという結果が示されている．[23] で示された管内音場分布の測定結果の一部を図1.7に引用する．

また，[24] では，音場分布の変化の結果として，熱音響現象に重要なスタック内における音圧と変位変動（あるいは粒子速度）の位相差への影響が生じている可能性が述べられている．

1.3 研究の目的

前節で述べたように，先行研究によって PA がループ管熱音響原動機および冷却システムに及ぼすいくつかの良い効果は実験的に確認されてきた．熱音響システムの実用に

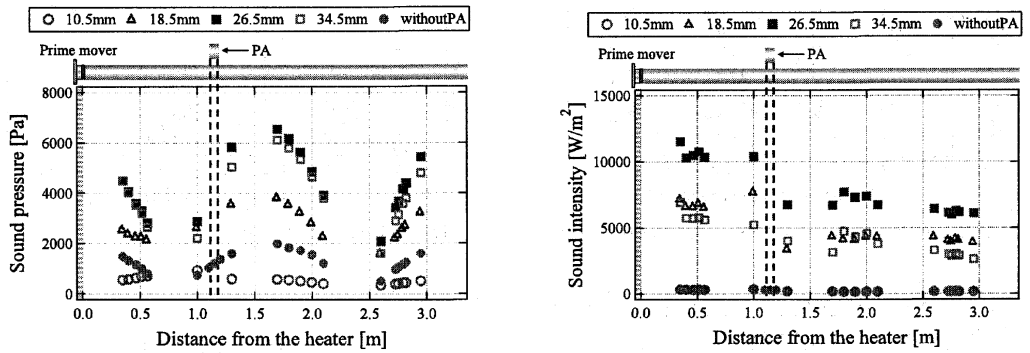


図 1.7: Distribution of the sound pressure and the cross-sectional averaged sound intensity in a loop-tube-type prime mover. (Graphs from Figs. 3-2 and 3-3 in [23])

向けて適用できる手法として設計手法や最適化が求められるが、これまでの研究では PA の詳細な効果や原理の解明には至っていない。

PA の原理について、初期の報告 [11] では次のように述べられている。

PA とは、システム内の一部に粒子速度を速くするという強い境界条件を作り出すためのデバイスである。これにより、音圧と粒子速度の位相を調整することができ、その結果、発生音波を 1 波長共鳴とし、周波数を低くすることが出来る。

また、同様の認識の元、続く論文 [20] では、管内音波を測定した結果をふまえて、モードが変化する理由について次のように述べられている。

The change in the phase of the particle velocity brought about by PA is schematically illustrated in Fig. 9. It is shown that the node of the particle velocity with two-wavelength resonance without PA becomes the antinode of the particle velocity with one-wavelength resonance after placing PA. This is the effect of PA. PA narrows the cross-sectional area at the PA position of the loop tube and creates a strong boundary condition in which the particle velocity is accelerated. Since the particle velocity around PA is accelerated, the position of PA becomes the antinode of the particle velocity.

引用文内の図表番号 “Fig. 9” は引用文献内の番号であり、図1.8に引用する。言い換えれば、スタックは粒子速度の節となるという仮定のもと、PA は流路を狭めるので粒子速度

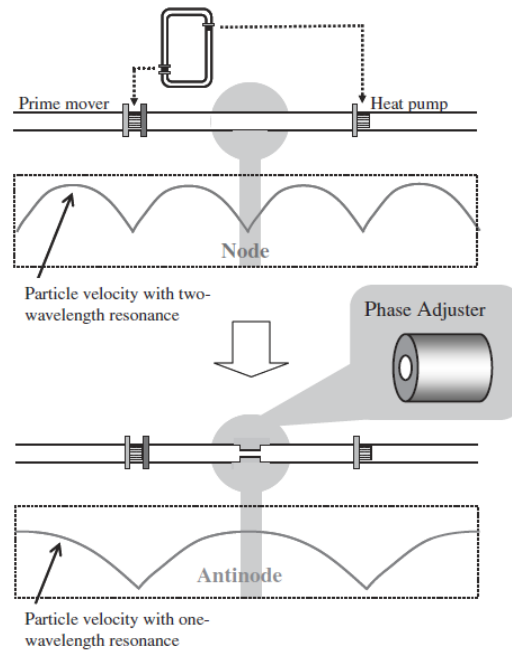


図 1.8: Schematic illustration of a presumed effect of the phase adjuster in earlier studies. (from Fig. 9 in [12])

を加速させるため、PA 設置位置が粒子速度の腹となるような 1 波長モードが生じる、という主張であろう。

PA の原理に対する初期の簡単な仮説では PA が粒子速度の定在波分布の腹となることを主張したが、しかし、後の管内音場の詳細な測定 [23] によってこの仮説は否定されている。粒子速度の分布の腹は音圧分布の節であるが、例えば図 1.7 として引用した測定結果からも、PA 設定位置は粒子速度の腹からずれた位置になっていることがわかる。

先行研究を踏まえて、本研究では実験的手法に加えて理論的検討を行うことで、PA 設置すなわち導波管断面積の局所縮小の詳細な効果や原理の解明を目指すことが目的である。理論的検討は、知られている管内音波とそれによる熱音響現象の線形理論に基づいて行い、実験で確認されている PA 設置の効果が線形理論の範囲でも説明可能かを検討する。

本研究では、PA 設置すなわち導波管断面積の局所縮小が及ぼす影響を以下のような順序に分解して解釈するというアプローチを採用する。すなわち、導波管断面積の局所縮小が系に音響的境界条件を付加し、それにより管内ガスの振動モードが決定付けられ、その結果として様々な効果が生じている、という解釈である。本論文では、線形理論に基づ

く検討の基礎を固めるために、以下の具体的検討を行っている。

- 導波管の局所縮小による音波伝搬への影響を線形理論で記述できることを確認する
- 局所縮小することによる境界条件の変化がループ管内の熱音響自励振動条件にもたらす影響を明らかにする
- 局所縮小部を持つループ管の管内音波の振動モードの変化を線形理論で説明かを検討する

これらの点を検討することで線形理論の適用可能性を確認することで、実験で確認されている局所縮小が引き起こす効果や設置条件の経験則を検証し、さらに線形理論による設計の可能性を検証することが本研究の目的である。

1.4 本論文の構成

本論文はループ管方式熱音響原動機の導波管の局所縮小により実験的に確認されてきた効果について線形理論に基づいて検討することを通じて、これらの効果は局所縮小による反射によって生じる定在波分布の変化と、それにより自励振動の生じる臨界温度比の変化に起因することを示し、線形理論に基づいた設計が可能であることを確認する。

次章からの論文の構成を以下に示す。

第2章では、導波管に設けた局所縮小部のみを伝搬する音波に焦点を当てて、局所縮小部の音響特性を検証している。線形理論に基づいた伝達行列の縦続接続による音波伝搬モデルが示され、圧力センサを用いて測定された局所縮小部前後の音場と小振幅域において一致することが示された。また、実際の局所縮小部によける音響パワー損失の振幅依存性を調査し、粒子速度振幅が一定以上となる大振幅域において線形理論では予測できない音響パワー損失の増大が確認された。

第3章では、ループ管熱音響原動機の導波管において局所縮小部を設けることによって現れる2波長共鳴の抑制効果と、音波の振幅を増大させる設置条件の経験則について、自励振動の安定性の観点から検討している。熱音響現象の線形理論に基づいた数値計算による安定性の解析を行い、自励振動が生じる必要条件である臨界温度比を求めることで局所縮小の効果を検討した。2波長共鳴の抑制効果の検証としては、1波長共鳴の臨界温度比は局所縮小によって低減される一方で2波長共鳴の臨界温度比は上昇することが

示された。また、局所縮小部の設置条件は、経験則として知られる条件は臨界温度比が低くなる条件であることが示された。これらの臨界温度比の低減効果が実験によっても確認されることも示された。

第4章では、導波管の局所縮小による音場調整のメカニズムを論じている。線形理論により予測される定在波音場の分布は、実際に測定した音場分布と低温度・小振幅ではよく合致し、線形理論に基づく音場の事前予測がある程度可能であることが示された。この前提に基づき、音場分布を線形理論に基づいて詳細に解析することにより、臨界温度比を低減する効果が主に導波管部分における減衰率の低下によることを明らかにした。また、局所縮小による音場の調整が、スタックにおける音波の反射と局所縮小部における反射の相互作用によることが示された。

第5章では、本論文の結論として、得られた成果と将来の課題を整理している。局所縮小を設けることによる効果について、線形理論に基づいた解釈と設計がある程度可能であることを確認することが要点である。

第 2 章

導波管局所縮小部の音響特性

2.1 はじめに

ループ状の円筒管により構成されるループ管を用いた熱音響冷却システムが検討されている [3, 8] . ループ管方式熱音響冷却システムは細管流路で生じる 2 つの熱音響現象を組み合わせる . 1 つは流路壁の温度勾配により熱が管内の音響エネルギーに変換される熱音響自励振動現象であり , もう 1 つは音響振動により引き起こされる熱音響ヒートポンプ効果である . これらの現象をループ管内で同時に生じさせることで , 熱入力から管内気体の振動エネルギーを介して冷却を行うシステムが実現される . 管外部から熱が入力される形態であるため様々な熱源の利用が考えられ , 工場廃熱などの未利用熱エネルギーを利用することができればエネルギー資源の有効活用に貢献すると期待される .

ループ管の内径を適当な位置で局所的に縮小させることで管内音場に影響を与え , 結果として熱音響システムの性能が向上することが実験的に明らかになっている [12, 20] . この手法で用いられる構造体は phase adjuster(PA) と呼ばれている . PA は円筒導波管の内径を適切な位置で局所的に絞り , それによって付加される管内の音響的境界条件により , 結果的に熱音響現象の変換効率が高くなる状況へ変化させていると考えられている . しかし , これまで行われた研究は実験による検討が主であり , PA を含むループ管システムの実験結果を説明できる理論的モデルは現時点では得られていない .

本章における検討では , PA を含めたループ管システムのモデル化に向けた検討として , PA における音波伝搬を線形理論で表現できるかを明らかにすることを目的とし , 円筒管内音場における PA の音響的作用を実験により評価した . PA を設置した直線状の閉端円筒管を加振して管内の強制振動音場を測定することで , 熱音響システムの解析に用

いられる基礎的な 1 次元線形モデルの PA に対する適用性を検討した。

本章の構成は、以下の通りである。2.2 節において導波管内の音波における関係式を整理し、2.3 節において PA を含む導波管の音波伝搬のモデルを示し、管内音波の測定手法を 2.4 節にて説明し、2.5 節において実験結果とそれに関する考察を述べた上で、2.6 節で結論づける。

2.2 導波管内音波の基礎

2.2.1 基礎方程式

先の章で用いることも考慮して、単純な導波管内音波についてのみではなく、細管内で生じる熱音響現象を記述できる基礎方程式を説明する。

管内の流体における定常音波に対して、熱音響現象を含む形で記述する線形近似の理論として、流体力学的解釈に基づいた Rott の理論 [1] が知られており、ループ管の解析にも用いられている [25]。こ Rott の理論は、層流を仮定し、径方向の音圧勾配、平均温度や粘性係数の径方向分布を無視し、流路半径に比べて波長が十分長いという「長波長 (“long tube”)」近似とよばれる仮定のもとで、非圧縮性の粘性流体の方程式を線形化することで導かれた。

基礎方程式は、管軸方向の一次元の流体の運動方程式と連続の式からなり、角周波数 ω における定常振動を複素表示で表すことにより以下の形で書き表される [7]：

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{i\omega\rho_m}{1-\chi_\nu}u, \quad (2.1)$$

$$\frac{du}{dx} = -\frac{i\omega\{1+(\gamma-1)\chi_\alpha\}}{\gamma P_m}p + \frac{\chi_\alpha - \chi_\nu}{(1-\chi_\nu)(1-Pr)}\frac{1}{T_m}\frac{dT_m}{dx}u \quad (2.2)$$

ここで p は断面内で一様と仮定した圧力振幅、 u は流速振動振幅の断面平均である。本論文では管内の 1 次元音波のみを扱うため、以後 p と u を単に音圧と粒子速度と記述する。 p, u は複素振幅であり、変動成分から角周波数 ω の時間依存項 $\exp(i\omega t)$ が分離されている。 P_m は時間平均圧力であり、絶対圧力は $P_m + \text{Re}[p \exp(i\omega t)]$ となる。ここで $\text{Re}(z)$ は複素数 z の実部を表す。一方流速は、層流を仮定して流体の運動は軸方向のみであり、さらに流速の時間平均は 0 で定常流が無いことを仮定している。また上式で T_m は位置 x に依存した時間平均温度であり、この式では熱音響現象において特徴的な温度勾配が考慮されている。 ρ_m, γ, Pr はそれぞれ、流体の時間平均密度、比熱比、プラント

ル数である．

χ_ν および χ_α は流体と管壁の間の粘性と熱伝導による影響を表す項である．流路の径方向位置に応じてことなる局所的な粒子速度分布を考え，これを断面積平均した断面平均粒子速度 u を用いて音波を記述しているために生じている．3次元の管内の振動現象を1次元の方程式で表すことを可能にしている [25] と言える．この χ_ν および χ_α は，それぞれ，流路内で生じる熱音響効果の特徴を表す無次元量 [26, 6] $\omega\tau_\nu$ および $\omega\tau_\alpha$ により決定される． τ_ν および τ_α はそれぞれ粘性緩和時間，熱緩和時間と呼ばれ，円筒流路では流路半径 r と流体の動粘度 ν ，熱拡散率 α によりそれぞれ

$$\tau_\nu = \frac{r^2}{2\nu} \quad (2.3)$$

$$\tau_\alpha = \frac{r^2}{2\alpha} \quad (2.4)$$

となる．平行平板の間の流路でも同様に，無次元量 $\omega\tau_\nu$ および $\omega\tau_\alpha$ は流路幅を $2r$ として定義される．

境界条件として，管壁境界上での流速が0であり，また管壁境界上で温度変動が無いとする．この場合，円筒管では χ_ν および χ_α は n 次の第一種ベッセル関数 J_n を用いて以下のように求められている．

$$\chi_\nu = \frac{2J_1(Y_\nu)}{Y_\nu J_0(Y_\nu)} \quad (2.5)$$

$$\chi_\alpha = \frac{2J_1(Y_\alpha)}{Y_\alpha J_0(Y_\alpha)} \quad (2.6)$$

ここで Y_ν および Y_α は無次元量 $\omega\tau_\nu$ および $\omega\tau_\alpha$ の関数であり，それぞれ次のように書ける．

$$Y_\nu = (i-1)\sqrt{\omega\tau_\nu} \quad (2.7)$$

$$Y_\alpha = (i-1)\sqrt{\omega\tau_\alpha} \quad (2.8)$$

平行平板流路に対しては，それぞれ次式のように求められている．

$$\chi_\nu = \frac{\tanh Y_\nu}{Y_\nu} \quad (2.9)$$

$$\chi_\alpha = \frac{\tanh Y_\alpha}{Y_\alpha} \quad (2.10)$$

2.2.2 波動方程式

温度勾配がない通常の導波管を考えると，式 (2.2) において $dT_m/dx = 0$ である．すなわち，式 (2.2) の右辺の2項目が消去される．式 (2.1) と式 (2.2) の2項目が消去された式から，圧力波の波動方程式は次式のように得られる．

$$\frac{d^2 p}{dx^2} = -\frac{\omega^2 \rho_m \{1 + (\gamma - 1) \chi_\alpha\}}{\gamma P_m (1 - \chi_\nu)} p \quad (2.11)$$

関数 $\exp(-ikx)$ の形の解を考えると，波動方程式の一般解は p_+ , p_- を任意定数として

$$p = p_+ \exp(-ikx) + p_- \exp(ikx) \quad (2.12)$$

となり，複素波数 k は次式となる．

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{1 + (\gamma - 1) \chi_\alpha}{1 - \chi_\nu}} \quad (2.13)$$

ここで c は断熱音速であり， $c = \sqrt{\gamma P_m / \rho_m}$ である． χ_α と χ_ν に含まれる流体と管壁との熱交換および粘性の影響により， k の虚部が負となる減衰特性を示す．円筒管の場合，式 (2.5) および (2.6) の定義により χ_α および χ_ν を展開して整理すると

$$k = -i \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{J_0(Y_\nu)}{J_2(Y_\nu)}} \sqrt{\gamma + (\gamma - 1) \frac{J_2(Y_\alpha)}{J_0(Y_\alpha)}} \quad (2.14)$$

となる．これは Zeikker と Kosten[27] および Iberall[28] が導出した伝搬定数と対応しており，広い範囲の $\omega \tau_\alpha$ にわたって実験的に検証されている [29] ．

2.3 局所縮小部を含む導波管の伝搬モデル

2.3.1 導波管の局所縮小

先行研究で検討されてきた PA の形状および円筒導波管への設置方法の概略を図2.1に示す．PA は円筒形の金属体であり，設置する管の内径 $2r_{\text{tube}}$ に合った外径を持つ．ループ管内の直線部分に PA を設置すると，管の内径が局所的に $2r_{\text{PA}}$ に縮小されることになる．導波部の断面積は，導波管部が $A_{\text{tube}} = \pi r_{\text{tube}}^2$ ，PA 部が $A_{\text{PA}} = \pi r_{\text{PA}}^2$ となり，断面積が $A_{\text{PA}}/A_{\text{tube}} = r_{\text{PA}}^2/r_{\text{tube}}^2$ の比率で縮小されている．図に示した PA は，その端面が管軸に対して垂直であり，断面積は急激に変化している．この単純な形以外に，導波管

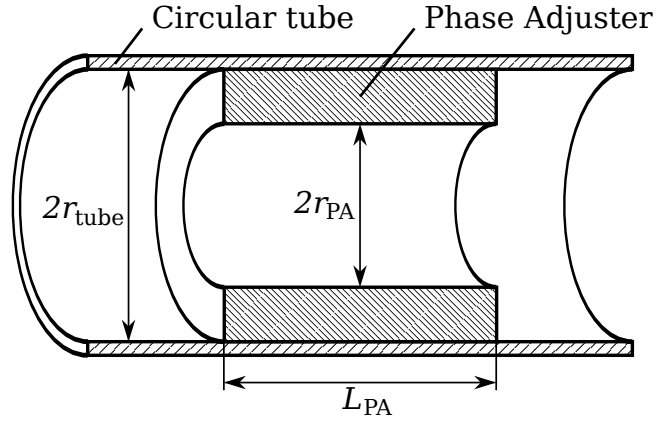


図 2.1: Schematic cross-section of a phase adjuster in a circular waveguide tube.

壁と PA 内壁をなめらかに接続する端面形状も提案されているが [30]，本論文では最も単純でこれまでの検討も多い急変形状についてを検討する．

これまでの実験的検討により，PA の設置位置および内径を適切に選ぶことによって，熱から音へのエネルギー変換効率が向上することが確認されている [22, 23]．特に，内径 42.6 mm，全長 3.3 m のループ管原動機における検討 [23] において，最も高い効果が確認された寸法が長さ $L_{PA} = 45$ mm と内径 $2r_{PA} = 26.5$ mm である．本章ではこの寸法の PA について特に検討を行う．

2.3.2 伝達行列法

ここではまず，一様な導波管において距離 d 離れた 2 点 a, b 間の音波の伝達関係を考えることで伝達行列を導き，続いて断面積変化部の境界条件を加えることで，局所縮小部を含む伝達行列を記述する．

2 点 a, b の複素音圧振幅をそれぞれ p_a, p_b とすると，式 (2.12) の一般解より，それぞれ以下のように書き表すことができる．

$$p_a = p_+ \exp(-ikx) + p_- \exp(ikx) \quad (2.15)$$

$$p_b = p_+ \exp\{-ik(x+d)\} + p_- \exp\{ik(x+d)\} \quad (2.16)$$

ここで p_+ と p_- は点 a における正方向および逆方向の進行波成分である． p_a, p_b を式 (2.1) に代入して p_+ と p_- を消去することにより，2 点の音圧 p_a, p_b と粒子速度 u_a, u_b

の関係式が得られ，伝達行列の形式で次のように書ける．

$$\begin{pmatrix} p_b \\ u_b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos kd & -iZ_c \sin kd \\ \frac{-i \sin kd}{Z_c} & \cos kd \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_a \\ u_a \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

$$Z_c = \frac{\rho_m c}{\sqrt{(1 - \chi_\nu) \{1 + (\gamma - 1) \chi_\alpha\}}} \quad (2.18)$$

ここで定義した Z_c は管内の音波の特性インピーダンスであり，複素波数 k と同様に χ_ν および χ_α により管壁と流体の間での粘性と熱伝導の影響が考慮された定義となる．

PA による部分的な管路断面積の縮小部における境界条件を考える．単純に考えれば，PA 端面の影響を無視し，断面積が不連続に変化する境界面で音圧 p および体積速度 Au が連続という条件で異径の円筒管が縦続接続されているとしてモデル化される．断面積 A_1 の管が断面積 A_2 に変化する境界において，それぞれの領域の粒子速度を u_b および u_c とすると，体積速度連続の境界条件は $A_1 u_b = A_2 u_c$ である．また，粒子速度と同様に境界での音圧を p_b および p_c とすれば境界条件は $p_b = p_c$ であるから，境界における関係は次式となる．

$$\begin{pmatrix} p_c \\ u_c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{A_1}{A_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_b \\ u_b \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

PA 区間の伝達行列は，径が縮小された円筒管と見なせば，やはり式 (2.17) で与えられる．ただし，流路半径が縮小されることで無次元量 $\omega\tau_\nu, \omega\tau_\alpha$ が変わり，それにより関数 χ_ν, χ_α が変化するため，複素波数 k および特性インピーダンス Z_c が式 (2.13) および式 (2.18) に従って変化することになる．PA 端面の境界 c から PA 内の点 d まで，PA 内の特性に従って得られる伝達行列を M_{cd} とおけば， b, d 間の関係は式 (2.19) の関係を使って次のように書ける．

$$\begin{pmatrix} p_d \\ u_d \end{pmatrix} = M_{cd} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{A_0}{A_{PA}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_b \\ u_b \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

このように境界条件を考えた上で縦続接続されている伝達経路の伝達行列を掛けていくことで，PA が設置された区間も含めて任意の距離離れた点の p と u を算出することができる．

上述した PA の線形モデルには，境界における断面積と特性インピーダンスの変化による音波の反射が含まれている．今，断面積および特性インピーダンスがそれぞれ A_1 と Z_{c1} ， A_2 と Z_{c2} である異径管の境界での反射を考えれば，式 (2.12) の一般解を式 (2.1) の微分方程式に代入することで得られる関係

$$p_+ \exp(-ikx) - p_- \exp(ikx) = Z_c u \quad (2.21)$$

を用いて式 (2.19) の境界条件より粒子速度を消去し、境界への逆方向入射波 p_{2-} を 0 とおいて式を整理することで、入射波 p_{1+} に対する反射波 p_{1-} の比である音圧反射率 R_p 、透過波 p_{2+} との比である音圧透過率 T_p が次のように導出できる:

$$R_p = \frac{A_1 Z_{c2} - A_2 Z_{c1}}{A_1 Z_{c2} + A_2 Z_{c1}} \quad (2.22)$$

$$T_p = \frac{2A_1 Z_{c2}}{A_1 Z_{c2} + A_2 Z_{c1}} \quad (2.23)$$

本論文で定義した特性インピーダンス Z_c は流路壁との粘性と熱伝導による散逸性を含んだ複素量のため、境界では位相の変化も生じる。このように反射率・透過率が導出できることは、本モデルから境界での反射の影響が含まれた解が得られることを意味するため、結果として、各境界での反射を含む定在波音場を算出することができる。

2.4 圧力センサを用いた管内音場の測定

圧力センサにより音圧のみを測定することによって管内の音響パワー（熱音響理論では仕事流とも言われる）を間接測定する Two-sensor 法 [31, 32, 33] を用いて、センサ中点の音響パワー測定を行い、その結果を用いて周囲の音場分布を推定する。本節ではその方法を説明する。

2.4.1 Two-sensor 法

角振動数 ω の定常音波を考えると、複素表記により音圧 p と粒子速度 u である位置において、単位面積を単位時間中に通過する音のエネルギー、すなわち音響インテンシティ I は次式で計算される。

$$I(x) = \frac{\omega}{2\pi} \oint \operatorname{Re} [p(x) \exp(i\omega t)] \operatorname{Re} \{u(x) \exp[i(\omega t + \phi)]\} dt \quad (2.24)$$

$$= \frac{1}{2} \operatorname{Re} [p(x) \overline{u(x)}] \quad (2.25)$$

$$= \frac{1}{2} |p(x)| |u(x)| \cos \phi \quad (2.26)$$

ここで、複素数 z に対する \bar{z} は複素共役を表す。 ϕ は p と u の位相差である。

Δx 離れた 2 点での音圧振幅 $|p_a|$ と $|p_b|$ 、それらの角周波数 ω と位相差 $\theta = \arg(p_a/p_b)$ を測定することで、中間点 $x_c = \frac{x_a + x_b}{2}$ での音響インテンシティ I_c を算出する手法が Two-sensor 法である。

2.2節で述べた管内音波の関係式を用いると、

$$p_a = p_+ \exp(ik\Delta x/2) + p_- \exp(-ik\Delta x/2) \quad (2.27)$$

$$p_b = p_+ \exp(-ik\Delta x/2) + p_- \exp(ik\Delta x/2) \quad (2.28)$$

と表すことができる。中間点の音圧 p_c と粒子速度 u_c は、同様に、

$$p_c = p_+ + p_- \quad (2.29)$$

$$u_c = \frac{k(1 - \chi_\nu)(p_+ - p_-)}{\omega\rho_m} \quad (2.30)$$

となる。これらの4つの式より未知定数 p_+ と p_- を消去することによって、中間点の音圧と粒子速度は以下の式となる。

$$p_c = \frac{|p_a| + |p_a| \exp(i\theta)}{2 \cos(k\Delta x/2)} \quad (2.31)$$

$$u_c = \frac{|p_a| + |p_a| \exp(i\theta)}{2 \cos(k\Delta x/2)} \quad (2.32)$$

この p_c と u_c を式 (2.26) に代入することにより、測定値から音響インテンシティを算出する式が次式となる [32]。

$$I(x_c) = \frac{1}{8\omega\rho_m} \left\{ \text{Im}[H] \left(|p_a|^2 - |p_b|^2 \right) + 2\text{Re}[H] |p_a| |p_b| \sin \theta_{ba} \right\} \quad (2.33)$$

ここで

$$H = \frac{k(1 - \chi)}{\cos(\bar{k}\Delta x/2) \sin(k\Delta x/2)} \quad (2.34)$$

複素音圧 p_a と p_b は、管壁面に取り付けた2つの圧力センサの同時測定とスペクトル解析により算出できる。管内径に比べて波長が十分長い場合には圧力変動は管断面内で一様と見なせるため、圧力センサの感圧面が内壁面と一致するよう固定し測定する。2点にて同時計測した時系列信号から得られるパワースペクトル $P_a(f)$ 、 $P_b(f)$ およびクロススペクトル $P_{ba}(f)$ を使えば、着目する振動周波数 $f_1 = \omega_1/2\pi$ の成分に対する複素音圧は p_a の位相を基準にした場合以下のように得られる。

$$p_a = \sqrt{2P_a(f_1)} \quad (2.35)$$

$$p_b = \sqrt{2P_b(f_1)} \exp(i\phi_{ba}) \quad (2.36)$$

ここで ϕ_{ba} は p_a と p_b の位相差であり、クロススペクトルの振動成分の位相 $\arg[P_{ba}(f_1)]$ として求めることが出来る。

2.4.2 Two-sensor 法による誤差範囲

Two-sensor 法は音響インテンシティの間接測定法である．ここでは直接測定値の誤差範囲を考え，それらが間接測定量に及ぼす影響を考慮する．A 点および B 点での音圧振幅の測定値 $|p_A|$ と $|p_B|$ ，それらの位相差 θ_{BA} に，それぞれ $\pm\delta|p_A|$ ， $\pm\delta|p_B|$ ， $\pm\delta\theta_{BA}$ の誤差が含まれているものとする．誤差を含む直接測定値による間接測定値の関数をテイラー展開し，誤差が測定値に対して十分小さいとして高次項を無視することにより近似することができる．

本論文における測定では，特に位相差の誤差 $\pm\delta\theta_{BA}$ の影響を考慮して，音響インテンシティの誤差範囲が少なくなるように圧力センサ配置間隔 Δx を広くとるといった工夫を行って測定を行った．

音響インテンシティ 間接測定による誤差範囲 $\pm\delta I$ は，以下の式で得られる．

$$\delta I \simeq \left| \frac{\partial I}{\partial |p_A|} \right| \delta |p_A| + \left| \frac{\partial I}{\partial |p_B|} \right| \delta |p_B| + \left| \frac{\partial I}{\partial \theta_{BA}} \right| \delta \theta_{BA} \quad (2.37)$$

音響インテンシティの間接測定に用いる式より導くと次式が得られる．

$$\delta I \simeq \frac{1}{4\omega\rho_m} \left\{ \begin{aligned} & \left| \operatorname{Im}(H) |p_A| - \operatorname{Re}(H) |p_B| \sin \theta_{BA} \right| \delta |p_A| \\ & + \left| \operatorname{Im}(H) |p_B| + \operatorname{Re}(H) |p_A| \sin \theta_{BA} \right| \delta |p_B| \\ & + |\operatorname{Re}(H)| |p_A| |p_B| |\cos \theta_{BA}| \delta \theta_{BA} \end{aligned} \right\} \quad (2.38)$$

音圧 中間点の音圧振幅 $|p|$ についても同様に誤差 $\delta|p|$ を導出する．中点の複素音圧 p を直接測定量で書き表すと

$$p = \frac{p_A + p_B}{2 \cos(k\Delta x/2)} = \frac{|p_A| + |p_B| \cos \theta_{BA} + i |p_B| \sin \theta_{BA}}{2 \cos(k\Delta x/2)} \quad (2.39)$$

であるから，中点の音圧振幅 $|p|$ は

$$|p| = \frac{\sqrt{|p_A|^2 + 2|p_A||p_B| \cos \theta_{BA} + |p_B|^2}}{2 |\cos(k\Delta x/2)|} \quad (2.40)$$

と書き表される．よって偏微分は，

$$\begin{aligned}\frac{\partial |p|}{\partial |p_A|} &= \frac{|p_A| + |p_B| \cos \theta_{BA}}{2 |\cos(k\Delta x/2)| \sqrt{|p_A|^2 + 2|p_A||p_B| \cos \theta_{BA} + |p_B|^2}} \\ &= |p| \frac{|p_A| + |p_B| \cos \theta_{BA}}{|p_A|^2 + 2|p_A||p_B| \cos \theta_{BA} + |p_B|^2}\end{aligned}\quad (2.41)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial |p|}{\partial |p_B|} &= \frac{|p_A| \cos \theta_{BA} + |p_B|}{2 |\cos(k\Delta x/2)| \sqrt{|p_A|^2 + 2|p_A||p_B| \cos \theta_{BA} + |p_B|^2}} \\ &= |p| \frac{|p_A| \cos \theta_{BA} + |p_B|}{|p_A|^2 + 2|p_A||p_B| \cos \theta_{BA} + |p_B|^2}\end{aligned}\quad (2.42)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial |p|}{\partial \theta_{BA}} &= -\frac{|p_A||p_B| \sin \theta_{BA}}{2 |\cos(k\Delta x/2)| \sqrt{|p_A|^2 + 2|p_A||p_B| \cos \theta_{BA} + |p_B|^2}} \\ &= -|p| \frac{|p_A||p_B| \sin \theta_{BA}}{|p_A|^2 + 2|p_A||p_B| \cos \theta_{BA} + |p_B|^2}\end{aligned}\quad (2.43)$$

間接測定量 $|p|$ の誤差は次式で近似される．

$$\delta |p| \simeq \left| \frac{\partial |p|}{\partial |p_A|} \right| \delta |p_A| + \left| \frac{\partial |p|}{\partial |p_B|} \right| \delta |p_B| + \left| \frac{\partial |p|}{\partial \theta_{BA}} \right| \delta \theta_{BA}\quad (2.44)$$

上式に偏微分を代入することで次式が導かれる．

$$\begin{aligned}\delta |p| \simeq \frac{|p|}{\left| |p_A|^2 + 2|p_A||p_B| \cos \theta_{BA} + |p_B|^2 \right|} \left\{ \left| |p_A| + |p_B| \cos \theta_{BA} \right| \delta |p_A| \right. \\ \left. + \left| |p_A| \cos \theta_{BA} + |p_B| \right| \delta |p_B| + |p_A||p_B| |\sin \theta_{BA}| \delta \theta_{BA} \right\}\end{aligned}\quad (2.45)$$

粒子速度 中点の粒子速度 $|u|$ については，

$$u = \frac{k(1 - \chi_\nu)(p_A - p_B)}{2\omega\rho_m \sin(k\Delta x/2)}\quad (2.46)$$

であるから，A 点の音圧の位相を基準にして，直接測定量で表すと次式となる．

$$|u| = \frac{|k(1 - \chi_\nu)| \sqrt{|p_A|^2 - 2|p_A||p_B| \cos \theta_{BA} + |p_B|^2}}{2\omega\rho_m |\sin(k\Delta x/2)|}\quad (2.47)$$

間接測定量の誤差 $\delta |u|$ は次式で近似される．

$$\delta |u| \simeq \left| \frac{\partial |u|}{\partial |p_A|} \right| \delta |p_A| + \left| \frac{\partial |u|}{\partial |p_B|} \right| \delta |p_B| + \left| \frac{\partial |u|}{\partial \theta_{BA}} \right| \delta \theta_{BA}\quad (2.48)$$

偏微分は

$$\begin{aligned}\frac{\partial |u|}{\partial |p_A|} &= \frac{|k(1-\chi_\nu)| (|p_A| - |p_B| \cos \theta_{BA})}{2\omega\rho_m |\sin(k\Delta x/2)| \sqrt{|p_A|^2 - 2|p_A||p_B| \cos \theta_{BA} + |p_B|^2}} \\ &= |u| \frac{|p_A| - |p_B| \cos \theta_{BA}}{|p_A|^2 - 2|p_A||p_B| \cos \theta_{BA} + |p_B|^2}\end{aligned}\quad (2.49)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial |u|}{\partial |p_B|} &= \frac{|k(1-\chi_\nu)| (|p_B| - |p_A| \cos \theta_{BA})}{2\omega\rho_m |\sin(k\Delta x/2)| \sqrt{|p_A|^2 - 2|p_A||p_B| \cos \theta_{BA} + |p_B|^2}} \\ &= |u| \frac{|p_B| - |p_A| \cos \theta_{BA}}{|p_A|^2 - 2|p_A||p_B| \cos \theta_{BA} + |p_B|^2}\end{aligned}\quad (2.50)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial |u|}{\partial \theta_{BA}} &= \frac{|k(1-\chi_\nu)| |p_A| |p_B| \sin \theta_{BA}}{2\omega\rho_m |\sin(k\Delta x/2)| \sqrt{|p_A|^2 - 2|p_A||p_B| \cos \theta_{BA} + |p_B|^2}} \\ &= |u| \frac{|p_A| |p_B| \sin \theta_{BA}}{|p_A|^2 - 2|p_A||p_B| \cos \theta_{BA} + |p_B|^2}\end{aligned}\quad (2.51)$$

ゆえに

$$\begin{aligned}\delta |u| \simeq \frac{|u|}{\left| |p_A|^2 - 2|p_A||p_B| \cos \theta_{BA} + |p_B|^2 \right|} &\left\{ \left| |p_A| - |p_B| \cos \theta_{BA} \right| \delta |p_A| \right. \\ &\left. + \left| |p_B| - |p_A| \cos \theta_{BA} \right| \delta |p_B| + |p_A| |p_B| |\sin \theta_{BA}| \delta \theta_{BA} \right\}\end{aligned}\quad (2.52)$$

音圧と粒子速度の位相差 位相差 ϕ は直接測定値を使って以下のように書ける .

$$\phi = \angle \left(\frac{u}{p} \right) = \tan^{-1} \left(\frac{\operatorname{Im} \left(\frac{u}{p} \right)}{\operatorname{Re} \left(\frac{u}{p} \right)} \right)\quad (2.53)$$

$$\frac{u}{p} = \frac{k(1-\chi_\nu) (|p_A| - |p_B| \cos \theta_{BA} - i |p_B| \sin \theta_{BA})}{\omega\rho_m \tan(k\Delta x/2) (|p_A| + |p_B| \cos \theta_{BA} + i |p_B| \sin \theta_{BA})}\quad (2.54)$$

各変数についての偏微分を求めると、以下のように得られる .

$$\frac{\partial \phi}{\partial |p_A|} = \frac{2|p_B| (|p_A|^2 + |p_B|^2) \sin \theta_{BA}}{|p_A|^4 - 2|p_A|^2 |p_B|^2 \cos(2\theta_{BA}) + |p_B|^4}\quad (2.55)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial |p_B|} = -\frac{2|p_A| (|p_A|^2 + |p_B|^2) \sin \theta_{BA}}{|p_A|^4 - 2|p_A|^2 |p_B|^2 \cos(2\theta_{BA}) + |p_B|^4}\quad (2.56)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial \theta_{BA}} = - \frac{2 |p_A| |p_B| \left(|p_A|^2 - |p_B|^2 \right) \cos \theta_{BA}}{|p_A|^4 - 2 |p_A|^2 |p_B|^2 \cos (2\theta_{BA}) + |p_B|^4} \quad (2.57)$$

これらにより，間接測定値の誤差 $\delta \phi$ を求めると次式で近似される．

$$\begin{aligned} \delta \phi \simeq & \frac{2 |p_A| |p_B|}{|p_A|^4 - 2 |p_A|^2 |p_B|^2 \cos (2\theta_{BA}) + |p_B|^4} \left\{ \left(|p_A|^2 + |p_B|^2 \right) |\sin \theta_{BA}| \frac{\delta |p_A|}{|p_A|} \right. \\ & \left. + \left(|p_A|^2 + |p_B|^2 \right) |\sin \theta_{BA}| \frac{\delta |p_B|}{|p_B|} + \left| |p_A|^2 - |p_B|^2 \right| |\cos \theta_{BA}| \delta \theta_{BA} \right\} \quad (2.58) \end{aligned}$$

2.4.3 管内音場分布の計算

導波管内の音波の基礎方程式に基づくと，ある点の音圧 p と粒子速度 u より導波管内の音波伝搬が伝達行列によって計算できるため，導波管内の1次元音場分布，すなわち音圧の振幅 $|p|$ および粒子速度の振幅 $|u|$ の分布を求めることが出来る．

実際の測定では，元となる p と u は Two-sensor 法の計算途中の式 (2.31) および (2.32) により求められる．3 つ以上のセンサを用いて，隣接する多点で Two-sensor 法を用いて測定を行う場合では，各点より求まる分布の複素平均によって分布を推定する．これは，重ね合わせの原理より複素平均の分布が基礎方程式の伝達関係を満たすことによる．

音場分布の計算は， $u = 0$ となる閉端における p を測定することから直接行うこともできる．この場合圧力センサは1つだけで良く，またその振幅 $|p|$ のみから振幅分布等が算出できる．

圧力センサによる多点測定を行いながら Two-sensor 法を介さずに音場分布を算出することも可能である．式 (2.17) の関係式から，特性が既知の管では2点の音圧 p_a, p_b から2点の粒子速度 u_a, u_b が求められることがわかる．すなわち p から u を求める式は，式 (2.17) を変形することで次のように得られる．

$$\begin{pmatrix} u_b \\ u_a \end{pmatrix} = \frac{i}{Z_c} \begin{pmatrix} \cot kd & -\csc kd \\ \csc kd & -\cot kd \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p_b \\ p_a \end{pmatrix} \quad (2.59)$$

この式の計算によって管内のある位置における p と u の組が得られれば，伝搬特性 k, Z_c が一様な管の範囲内では，任意の距離離れた位置における p と u を式 (2.17) を用いて計算することができる．

1次元音場の分布解析に加え，熱音響システムでは音響パワーあるいは音響インテンシティの分布によって管内音場を解釈することが有用である．ある位置において管断面を

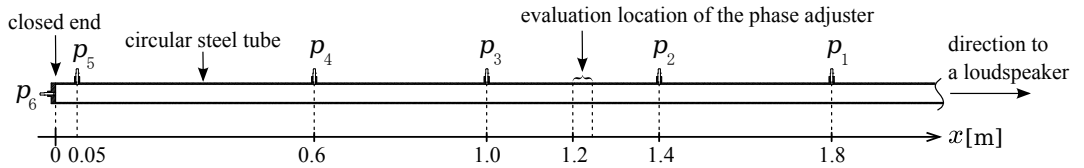


図 2.2: Experimental setup for measuring sound propagation of a phase adjuster.

x 軸の正の方向へ通過する音響パワー W は、その位置の p と u から次式で得られる。

$$W = AI = \frac{A}{2} \operatorname{Re}(p\bar{u}) = \frac{A}{2} |p| |u| \cos \phi \quad (2.60)$$

ここで A は管の断面積、 I は断面平均の音響インテンシティであり、 \bar{u} は u の複素共役を表す。また、 ϕ は p と u の位相差である。

2.5 断面積縮小部の音波伝搬の検証

2.5.1 実験手法

前述した PA の線形モデルの妥当性を検証するため、一方を閉端としもう一方にスピーカを接続した直線状円筒管に PA を設置した系で定在波音場の測定を行い、PA の線形モデルを用いて管端音圧から計算される音場分布と比較した。実験系の概要を図 2.2 に示す。内径 42.6 mm のステンレス鋼管により構成された全長 3.2 m の直管内に内径 $R_{PA} = 26.5$ mm、長さ $L_{PA} = 45$ mm の真鍮製 PA を設置し、管の一端を剛壁で閉じ、もう一端に密閉型スピーカ (TOA Corp. TU-750) を接続して管内に定在波を形成させた。PA は閉端から距離 $x_{PA} = 1.2$ m となる位置に設置した。加振周波数は PA が設置されていない状態での 1 波長共鳴周波数付近である 105.2 Hz に固定し、スピーカ印加電圧を変えて測定を行った。

管内の音圧は計 6 個の水晶型圧力センサ (PCB 社製 112A21) を設置して同時測定した。PA 前後に 2 つずつ、 x_{PA} に対して対称で 0.4 m おきの等間隔となる位置の管壁面に Ch. 1-4 を設置した。また、線形モデルを用いた音場計算に用いるため、閉端の中心に圧力センサ Ch. 6 を、その近傍の $x_5 = 0.05$ m の管壁面に確認のため Ch. 5 を設置した。各センサ系統の特性のばらつきによる影響を避けるため、あらかじめ各系統を基準となる Ch. 1 と交換して測定を行い、利得および位相差の補償を行った。複素音圧の算出におけるスペクトル解析ではリーク誤差対策としてフラットトップ窓を用い、約 40 s の測定結

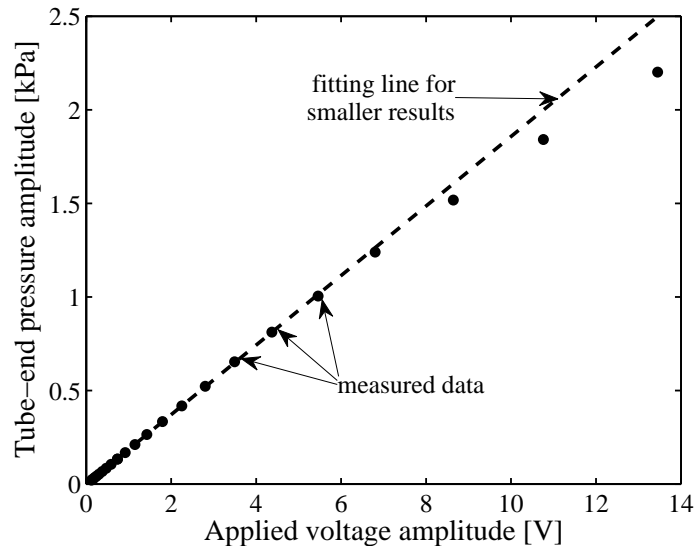


図 2.3: Relationship between applied voltage amplitude to a loudspeaker and tube-end sound pressure amplitude.

果を区間分割し,39 区間のスペクトルの集合平均を取ることでノイズの影響を除去した。

求められた複素音圧 p_n を用い, PA 以外の円筒管部分では Rott の式の近似が成り立つと仮定して, 式 (2.59) により各測定点での断面平均粒子速度 u_n を算出した。続いて PA 前後の x_2 および x_3 から PA の両端までの同径の区間について, 得られた p_2, u_2 および p_3, u_3 から式 (2.17) を用いて p, u および W の分布を推定した。

実験時の管内流体は温度 21 で大気圧の空気であり, 音場の計算では $T_m = 294.15$ K, $P_m = 0.101$ MPa とし, この条件時の乾燥空気の気体物性値を推算し, k および Z_c を算出した。

2.5.2 測定結果

評価対象である PA 以外の要素の特性を確認するため, PA を設置せずに管内の気体を加振した場合における音場を測定することで評価を行った。スピーカ印加電圧と管端部において測定された音圧振幅の関係を図2.3に示す。音圧振幅が比較的小さい領域では印加電圧に対して直線的な応答を示しているが, 約 1.5 kPa 以上の振幅では音圧の低下が見られた。この低下はスピーカ等の非直線性によるものと推測される。そこで以降の評価では, 直線的な応答が得られた 7 V 以下の印加電圧範囲内で評価を行うこととした。

PA を設置していない場合に測定された音圧と、測定結果に基づいて計算した音圧 $|p|$ 、粒子速度振幅 $|u|$ 、音響パワー $W = AI$ の分布を図2.4に示す。図2.4では、Ch. 1 と Ch. 2 で測定された音圧 p_1 および p_2 からは $1.2 \leq x \leq 1.8$ の範囲で、Ch. 3 と Ch. 4 の音圧 p_3 および p_4 からは $0 \leq x \leq 1.2$ の範囲で音場の分布を計算している。これらの区間の計算結果は両区間の境界である $x = 1.2$ においてほぼ一致した。これにより、一様な径の円筒管における音波伝搬モデルの妥当性が確認された。

一方で、Ch. 6 で測定された閉端音圧 p_6 から計算した全区間での分布と比較すると、測定値および部分区間計算値はやや振幅が小さいが同様の分布となっている。閉端に近い位置 $x = 0.05$ の管壁面で測定した Ch. 5 の音圧 p_5 は p_3 および p_4 から計算された値とよい一致を見られることを考慮すると、閉端面の中心で測定される音圧と管側面壁で測定される音圧に何らかの原因で差が生じたと考えられる。考えられる原因としては、局面である側面壁と平坦な端面壁における圧力センサ取り付け穴、取り付け方法の違いによる影響が挙げられる。本章ではこの系統的な誤差は無視して考察を行う。

PA を $x_{PA} = 1.2$ m に設置した場合の測定結果および音場の計算結果より、一例としてスピーカ印加電圧 0.518 V_{rms} における結果を図2.5に示す。PA を設置した場合には、Ch.1 と 2 で測定された音圧からは PA の端までの $1.245 \leq x \leq 1.8$ の範囲、Ch.3 と 4 からは PA のもう一方の端までの $0 \leq x \leq 1.2$ の範囲で音場の分布を計算している。一方、閉端音圧からの音場計算は先に述べた PA の線形モデルを用いて行い、PA 設置区間も含めて算出した。図から、PA 前後の各区間でそれぞれ計算された音場と、閉端から計算された全体の音場はほぼ合致していることがわかり、PA の線形モデルの妥当性がある程度確認されたと言える。

スピーカ印加電圧を約 9 倍の 4.77 V_{rms} とした時の測定および計算結果を図2.6に示す。PA の線形モデルにより閉端音圧から計算された音場分布は、振幅が小さい時と相似形となっている。しかし、この分布と比べて PA 前後の測定結果から計算された音場は、特に音響パワーの分布において PA のスピーカ側で大きく異なり、音響パワーがマイナス方向にかなり大きいという結果となった。 $|p|$ および $|u|$ に大差が見られない一方で音響パワーに差が見られたことは、式 (2.60) における p と u の位相差 ϕ に差が生じていることを意味する。散逸のない定在波音場では正逆方向への進行波音圧成分の大きさ p_+ および p_- が等しく位相差は $\pm\pi/2$ であるが、本実験のように散逸が無視できない定在波音場では p_+ と p_- がずれることで ϕ も $\pm\pi/2$ より変化し、結果、経路における散逸に応じ

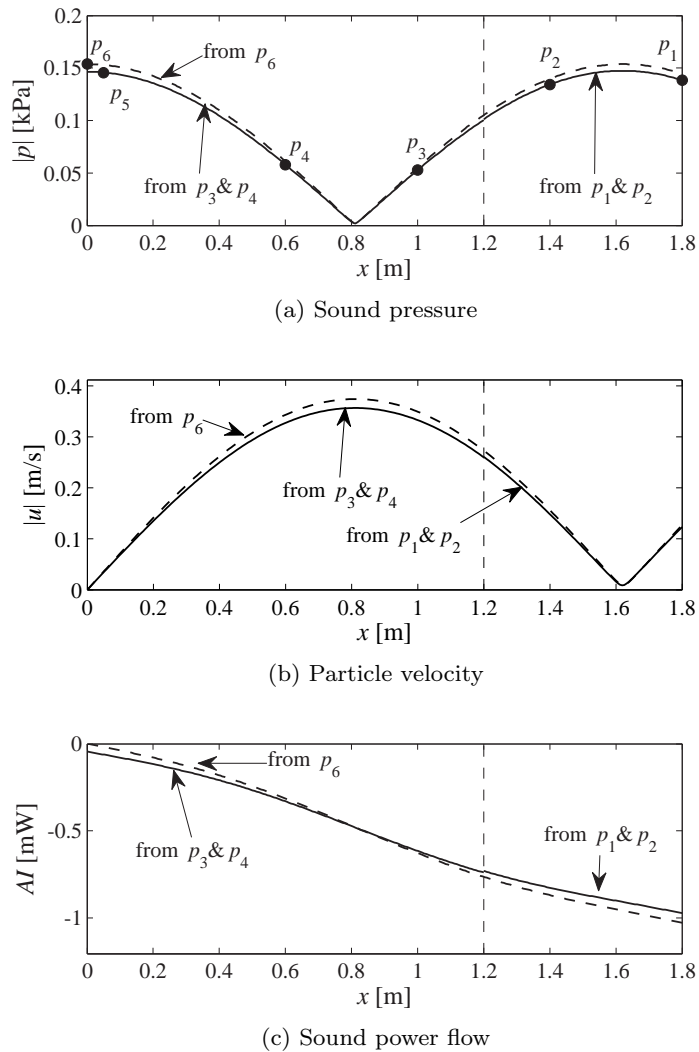


図 2.4: Distributions of sound field in the waveguide tube without a phase adjuster.

てエネルギーが流れこむ．本論文では閉端からスピーカへ向かって x 軸を設定しているため，図2.6(c)の結果はスピーカから PA 方向へ向かって流れるエネルギーが線形モデルによる推定より大きかったことを意味している．さらに，PA 両端の境界面の音響パワーの差は PA での音響パワーの損失を意味することから，モデルによる推定値より損失が大きく現れたということは，実際には線形モデルで考慮していない損失が存在するためと考えられる．

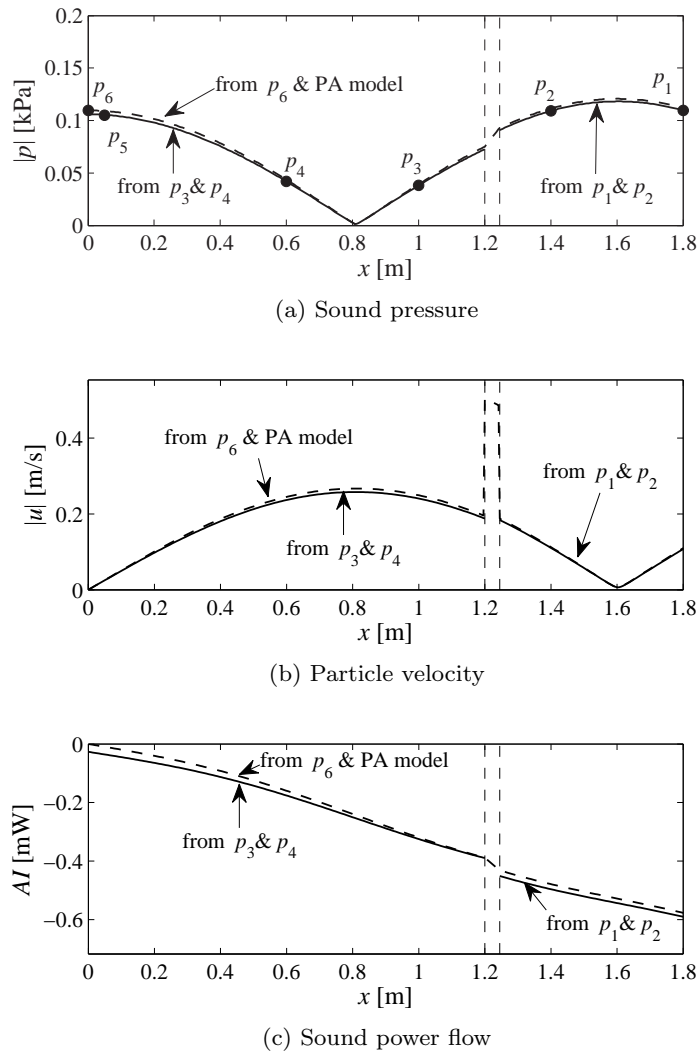
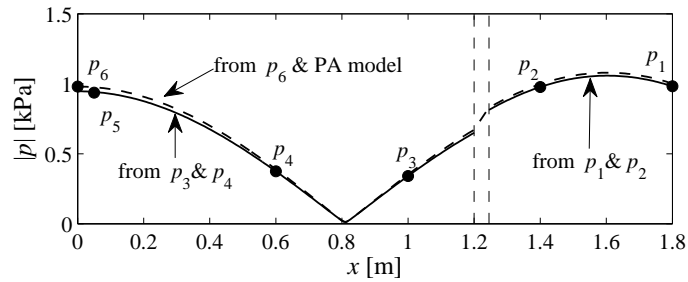


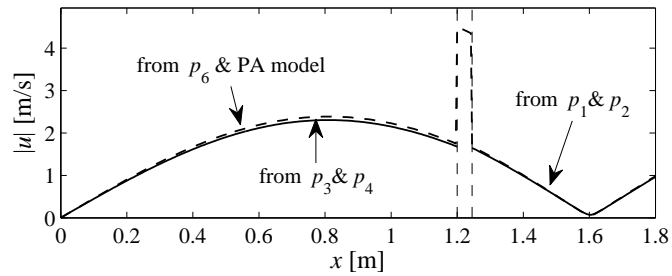
図 2.5: Smaller-amplitude distributions of sound field in the waveguide tube with a phase adjuster.

2.5.3 音響パワー損失の振幅依存性

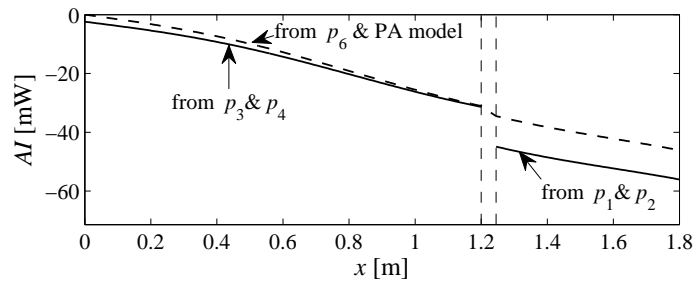
PA による音響パワー損失に着目し、その振幅依存性を検討するため、スピーカ印加電圧を様々に変えて同様の測定を行った。PA 前後の測定結果から推定される両境界面での音響パワーの差を評価した結果を、リニアスケールにおいて図2.7に、また対数スケールにおいて図2.8に示す。これらの図の横軸は測定された閉端音圧であり、縦軸は算出された音響パワー損失である。PA 前後の音場測定に基づく算出値に加え、閉端音圧から線形



(a) Sound pressure



(b) Particle velocity



(c) Sound power flow

図 2.6: Larger-amplitude distributions of sound field in the waveguide tube with a phase adjuster.

モデルを用いて計算した分布から求めた損失を破線で示した。PA 前後の測定結果から計算された音響パワー損失は閉端音圧の 3 乗に比例して大きくなった。この実験結果に対し、PA の線形モデルを用いて計算された損失は閉端音圧の 2 乗に比例している。実際の PA では振幅の 3 乗に比例する損失が何らかの要因で発生するが、線形モデルではこの損失を表現できていないことがわかった。管の断面積変化がある場所の音響的損失が粒子速度の 3 乗に比例する形で定式化されるという報告があり [7, 34]、また、閉端と PA の間の管の線形性を仮定すれば閉端音圧と PA での粒子速度はほぼ比例していると考えら

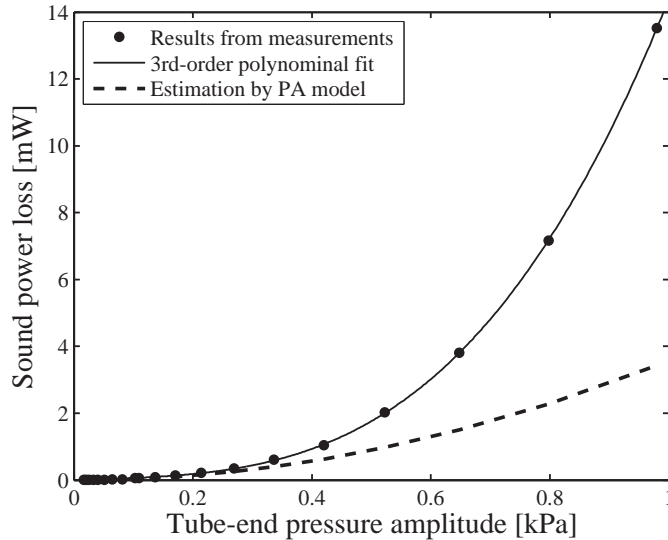


図 2.7: Amplitude dependency of sound power loss in the phase adjuster. (linear scale)

れるため，本研究で確認された損失も PA の境界面での粒子速度に応じて決定されていることが考えられる．

小振幅の場合においては，図 2.8 に示すように，閉端音圧 0.1 kPa 以下において実験結果と線形モデル計算はほぼ合致した．本論文で検討している PA の線形モデルは小振幅音場の近似としては有用と思われる．

2.5.4 設置位置による違い

定在波音場の中における PA 設置位置の振る舞いを検討するために，PA の閉端部からの設置位置 x_{PA} を，1.0 m，1.2 m，1.4 m，1.6 m と変化させて前節 ($x_{PA} = 1.2$) と同様の検討を行った．測定された PA による音響パワー損失の振幅依存性を図 2.9 に示す．設置位置に応じて，PA における音響パワーの差の大きさが異なることが確認され，また一部の設置位置 (1.0 m，1.2 m，1.4 m) においては，大振幅時において振幅の 2 乗に比例しなくなる特性が確認された．1.6 m の設置位置ではこの特性が確認されなかった．この設置位置はちょうど音圧の節の位置に PA を設置した場合にあたる．

音響パワーの損失が，PA における粒子速度の振幅 $|u_{PA}|$ に依存して増大することを検証するため，測定結果を整理し，横軸を $|u_{PA}|$ ，縦軸を PA における音響パワーの損

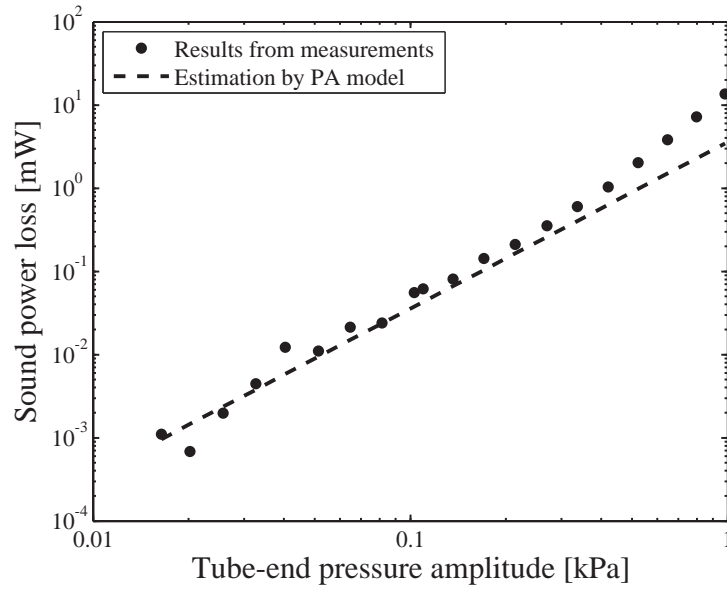
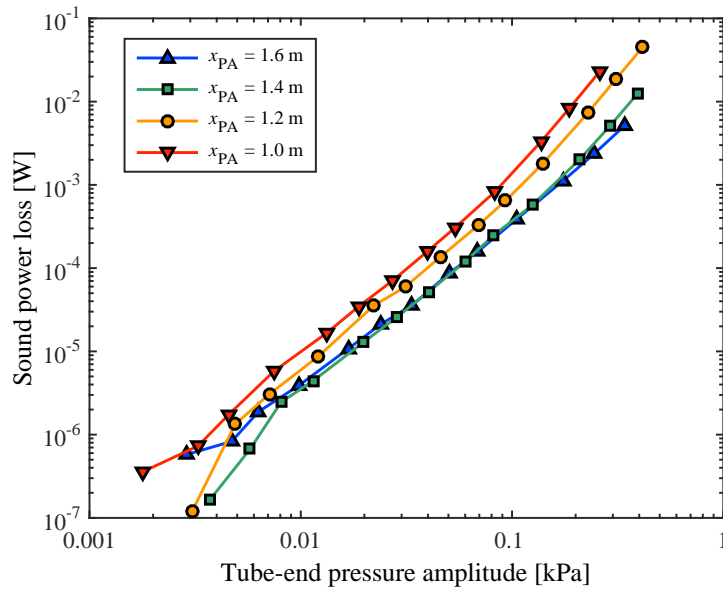


図 2.8: Amplitude dependency of sound power loss in the phase adjuster. (log scale)

図 2.9: Amplitude dependency of sound power loss in the phase adjuster placed at several positions x_{PA} far from the tube end.

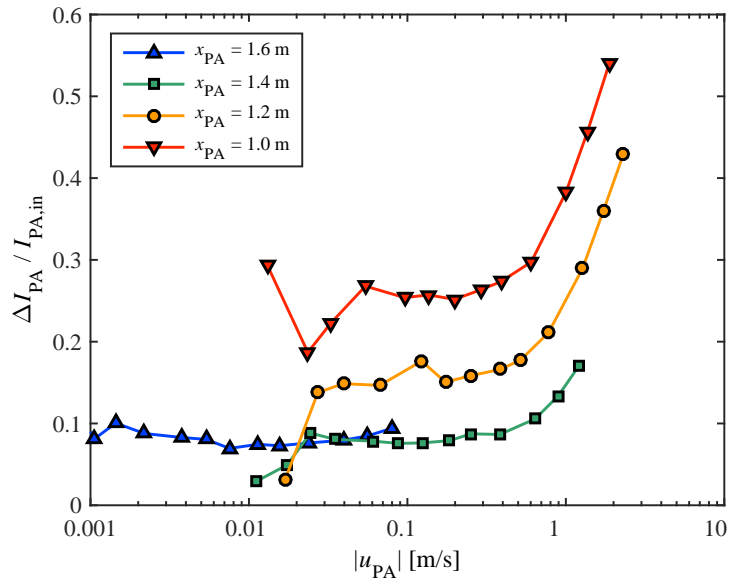


図 2.10: Amplitude dependency of normalized sound power loss in the phase adjuster placed at several positions x_{PA} far from the tube end.

失 ΔI_{PA} を PA に入射する音響パワー $AI_{PA,in}$ で規格化した値として整理した結果を図 2.10 に示す．入力音響パワーで規格化した音響パワー損失は，およそ 0.7 m/s 以上の粒子速度において顕著に増大していくことが確認できた．

2.6 まとめ

本研究では閉端直管内に PA を設置した評価系を用い，スピーカによる強制加振で 105.2 Hz の定在波を形成した場合について音圧の多点同時測定を行い，PA の前後の音場を解析した．加えて，PA 端部の効果を見捨てた単純な線形モデルを用いて，管端で測定された音圧から PA を含む音場全体の分布を計算し，PA 前後それぞれで得られた分布との比較を行った．結果として，小振幅音場では PA の線形モデルによる全体の分布と PA 前後で測定した分布はよい一致を見せた．このことから，小振幅仮定が成り立つ問題であれば本報告に示した PA の単純な線形モデルを用いても十分解析できると考えられる．この種の問題としては，安定性解析による自励振動の臨界温度の予測が挙げられる．

一方で，大振幅音場では PA の線形モデルでは記述できない，粒子速度の 3 乗に比例する損失が顕著になることが明らかになった．実際のシステム駆動時の音場は今回評価し

た振幅より大きくなるため，この非線形損失についてのより詳細な検証とモデル化が行えれば，PA が設置されたループ管内の音場の解析や熱音響システムの性能予測計算等を精確に行えるようになると期待されるため，今後の検討課題として挙げられる．

第 3 章

ループ管熱音響原動機の安定性

3.1 はじめに

本章では、ループ管熱音響原動機の導波管において局所縮小部 (PA) を設けることによって現れる 2 波長共鳴の抑制効果と、音波の振幅を増大させる設置条件の経験則について、自励振動の安定性の観点から検討を行う。熱音響現象の線形理論 [1, 2] に基づいた、伝達行列を用いた数値計算による安定性の解析手法 [35, 25] を用いて、自励振動が生じる必要条件である臨界温度比を求める。実験系に近い解析モデルにおいて、PA の内径縮小率および設置位置が異なる場合について解析を行うことで、ループ管における局所縮小を設置することの効果と安定性によって説明することができるかを検証する。

本章の構成は、以下の通りである。3.2 節において本論文における安定性解析の手法について述べ、本章で検討するループ管熱音響原動機の解析モデルを 3.3 節で示す。続く 3.4 節において解析結果を示す。解析は、3.4.1 節における 2 波長共鳴の抑制効果の検証と、3.4.2 節における局所縮小部の設置条件の検証からなる。さらに 3.5 節において、これまで評価されてこなかった、局所縮小部を持つループ管熱音響原動機の臨界温度比を実験により測定し、安定性の解析結果と比較検討を行う。最後に、3.6 節で本章の結論を述べる。

3.2 安定性解析

安定性解析とは、気体の振動に対して、減衰と非減衰の境界に対応する安定振動の条件を求めることである。通常の管内の音波は減衰振動であるが、熱音響現象が生じる条件下では、熱から音へのエネルギー変換によってエネルギーが供給されるため非減衰振

動となり得る．支配方程式を線形化することによって，安定振動となる臨界条件を求めることができる．本論文で用いる伝達行列法を用いた安定性解析手法 [35, 25] は，2章の2.2節で説明した Rott の方程式に基づく．これは1次元線形音場の方程式である．熱音響自励振動が発生しうる臨界条件，すなわち臨界温度比とその周波数は，定常振動解が存在するための必要条件として求められる．

熱音響現象が生じるシステムの伝達行列法による解析では，熱音響原動機の管の流路を温度勾配が無い ($dT_m/dx = 0$) 部分と，温度勾配がある部分に大きく分けて考える．温度勾配が無い流路については，2.3.2節において，音圧 p と粒子速度 u に対する伝達行列が解析的に求められることを述べた．一方，温度勾配がある区間については一般に解くことが困難であるが，管軸に添った温度分布が微分可能な関数として与えられる場合，空間積分による数値計算で解を求めることができる．本論文では4次の Runge-Kutta 法により求める手法 [25] を採用する．

ループ管における伝達行列法を用いた安定性解析は以下のように行う．まず，流路経や温度分布が異なる領域を区分して考え，それぞれの伝達行列を求める．このとき，伝達行列は p と u に対して計算されるものから， p と体積速度 $U = Au$ についての行列として求める．このようにすることで，異径管路の接続部に適応する境界条件である体積速度の連続性を，行列の乗算のみで容易に満たすことができる．今，1つの領域が存在するとしよう．それぞれに求められる伝達行列を，接続される順に M_1 から M_5 と記述すると，これら伝達行列の積によって系の開ループ伝達行列 M_{loop} は以下のように得られる．

$$M_{\text{loop}} = M_5 M_4 M_3 M_2 M_1. \quad (3.1)$$

ループ管の中の安定な振動の解が存在するのならば，系の開ループ伝達行列 M_{loop} は明らかに次の関係を満たす．

$$\begin{pmatrix} p(0) \\ U(0) \end{pmatrix} = M_{\text{loop}} \begin{pmatrix} p(0) \\ U(0) \end{pmatrix}. \quad (3.2)$$

自明解 ($p(0) = 0, U(0) = 0$) でない解を考えると， M_{loop} は以下の関係を満たす必要がある．

$$\det(M_{\text{loop}} - I_2) = 0, \quad (3.3)$$

ここで I_2 は 2×2 の単位行列である．本検討の解析モデルにおいては，PA の設置条件それぞれにおいて， M_{loop} の各要素は T_H と ω に依存する値となる．よって，式 (3.3) の解は T_H の臨界温度とその時の角周波数を与える．

本検討では、式 (3.3) の解は 2 分法をに基づいた数値的探索により求めた。式 (3.3) の左辺は一般には複素数であるため、実部虚部をそれぞれ 0 に収束する T_H と周波数 ω の条件を求めた。これは計算によって $\det(M_{\text{loop}} - I_2)$ 、同一の周波数で計算の手順の概略を以下に示す。

1. 解析に先立ち、解析する周波数範囲を決める。例えば 1 波長共鳴の振動モードを解析する場合は、音速をループ管全長で割ることで得られる周波数 ω_0 を中心に、ある程度の幅 (例えば $\omega_0/2$ を) を持たせて定めることがわかりやすい。また、収束判定基準 ε_ω 、 ε_d を定める。
2. 高温部温度 T_H の初期値を T_C とする
3. 対象周波数範囲内で評価値 $Y(\omega, T_H)$ を算出する: $Y(\omega, T_H) = \det[M_{\text{loop}}(\omega, T_H) - I_2]$
4. 評価値の実部 $Y_R(\omega, T_H) = \text{Re}\{Y(\omega, T_H)\}$ と虚部 $Y_I(\omega, T_H) = \text{Im}\{Y(\omega, T_H)\}$ それぞれについて、 $|Y_R(\omega, T_H)| < \varepsilon_d$ となる f_R 、 $|Y_I(\omega, T_H)| < \varepsilon_d$ となる f_I を 2 分法によって求める。
5. $|\omega_R - \omega_I| < \varepsilon_\omega$ でなければ、高温部温度 T_H を更新 (昇温) し、手順 3 へ戻る。
6. 計算終了

収束判定条件 ε_d について補足する。簡単のため ω_R と ω_I が一致する場合、すなわち $\omega_c = \omega_R = \omega_I$ の場合を考えると、

$$|Y_R(\omega_c, T_H)| = |\text{Re}\{\det[M_{\text{loop}}(\omega_c, T_H) - I_2]\}| < \varepsilon_d \quad (3.4)$$

$$|Y_I(\omega_c, T_H)| = |\text{Im}\{\det[M_{\text{loop}}(\omega_c, T_H) - I_2]\}| < \varepsilon_d \quad (3.5)$$

が成り立つ。 Y_R と Y_I の定義より、

$$|\det[M_{\text{loop}}(\omega_c, T_H) - I_2]| = \sqrt{|Y_R(\omega_c, T_H)|^2 + |Y_I(\omega_c, T_H)|^2} \quad (3.6)$$

であるから、

$$|\det[M_{\text{loop}}(\omega_c, T_H) - I_2]| < \varepsilon_d \quad (3.7)$$

となり、式 (3.3) の数値解が得られることになる。

本論文では、収束判定条件は数値誤差を加味して、 $\varepsilon_d = \varepsilon_f = 10^{-10}$ として計算を行った。数値計算には MATLAB(Mathworks 社) を用い、倍精度浮動小数点演算により

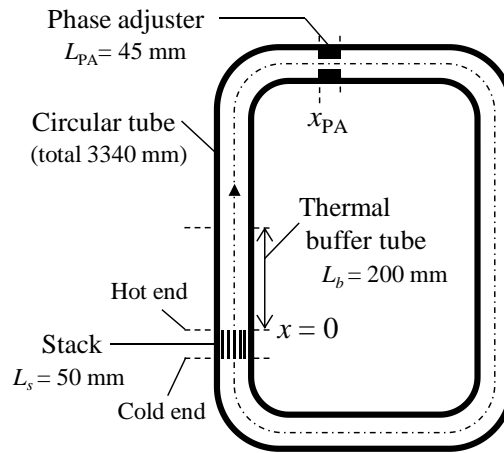


図 3.1: Schematic illustration of the loop-tube-type thermoacoustic prime mover model.

行った。

3.3 ループ管熱音響原動機の解析モデル

本章で検討するループ管方式熱音響プライムムーバーの解析モデルを図3.1に示す。このモデルは、ループ管を直径の異なる5つの円筒管の領域に分けている。すなわち、スタック、熱緩衝管、2箇所の導波管、そしてPAである。図に示した寸法は、実在する実験装置に基づきながら、一部を単純化したものであり、後述するいくつかの仮定を用いている。本検討では、本来スタックの両側に配置される熱交換器は無視し、ループ状の管を作るための曲がった管（エルボ）は直線と見なしている。基本的な管の直径 D は 42.6 mm であり、スタックや PA を含めたループ管の全長 L は 3.340 m である。熱緩衝管の長さ L_b は 200 mm と仮定した。スタックは平行する細い管の束としてモデル化し、その流路半径は 0.474 mm とした。スタック流路の長さ L_s は 50 mm であり、隣接する管との断面積の比である開口率は 0.715 とした。

管局所的に管の内径を縮小する PA がループ管の中に存在していることが先行研究との主要な違いである。PA の設置パラメータとして、本検討では設置位置 x_{PA} と内径 D_{PA} を検討し、長さは 45 mm 固定とした。異なる径の管が繋がる位置における境界条件は、単純に音圧と体積速度の連続性を仮定した。断面積 $A = \pi D^2/4$ と管の特性インピーダンス Z は、PA の両端において特に不連続となる。この不連続さによってインピー

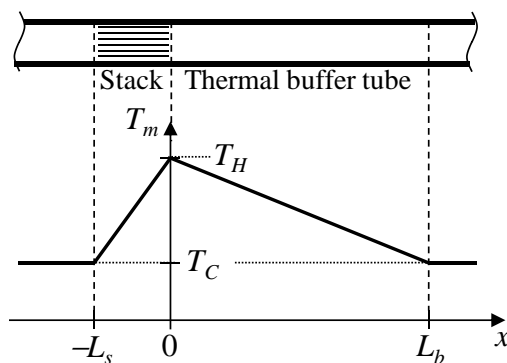


図 3.2: Mean temperature distribution near the stack.

ダンス不整合による音波の反射が暗に記述されることになるため，安定性解析の結果は PA による反射の影響を含めたものとなる．

管路の寸法に加えて，平均温度に依存する基礎方程式の係数を計算する必要があるため，管軸に沿った平均温度の分布形状を仮定した．本検討では，図3.2に示すように，スタックと，スタック高温端に接する熱緩衝管について， T_C と T_H を繋ぐ直線状の温度分布形状を仮定した．その他の要素は全て T_C 一定である．本章の計算では， T_C を一定 (293.15 K) として， T_H を変化させた時の安定性を解析した．

管内の作動ガスは，本章の検討では平均圧力 P_m が大気圧 (0.1 MPa) の乾燥空気とした．平均密度 ρ_m は理想気体の状態方程式より次式で計算される：

$$\rho_m(P_m, T_m) = P_m / R_{\text{air}} T_m, \quad (3.8)$$

ここで R_{air} は空気の気体定数であり，287 J/(K·kg) を用いた．計算で用いる他の温度依存の物性値のうち熱拡散係数 α ，動粘性係数 ν ，プラントル数 Pr は，定義より，平均密度 ρ_m と粘度 μ ，熱伝導率 λ ，定圧比熱 c_p より算出される．

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho_m c_p} \quad (3.9)$$

$$\nu = \frac{\mu}{\rho_m} \quad (3.10)$$

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{\alpha} = \frac{\mu c_p}{\lambda} \quad (3.11)$$

本論文の乾燥空気に対する計算では，比熱比 γ は 1.4 一定として，粘度，熱伝導率，定圧比熱は温度に対する 4 次多項式用いて推算した．

表 3.1: Polynomial coefficients for T_m [K]: dry air

	μ [Pa·s]	λ [W/(m·K)]	c_p [J/(kg·K)]
$C_{X,0}$	-8.38278×10^{-7}	-0.00227583562	1047.63657
$C_{X,1}$	$8.35717342 \times 10^{-8}$	$1.15480022 \times 10^{-4}$	-0.372589265
$C_{X,2}$	$-7.69429583 \times 10^{-11}$	$-7.90252856 \times 10^{-8}$	$9.45304214 \times 10^{-4}$
$C_{X,3}$	$4.6437266 \times 10^{-14}$	$4.11702505 \times 10^{-11}$	$-6.02409443 \times 10^{-7}$
$C_{X,4}$	$-1.06585607 \times 10^{-17}$	$-7.43864331 \times 10^{-15}$	$1.2858961 \times 10^{-10}$

$$\mu = C_{\mu,0} + C_{\mu,1}T_m + C_{\mu,2}T_m^2 + C_{\mu,3}T_m^3 + C_{\mu,4}T_m^4 \quad (3.12)$$

$$\lambda = C_{\lambda,0} + C_{\lambda,1}T_m + C_{\lambda,2}T_m^2 + C_{\lambda,3}T_m^3 + C_{\lambda,4}T_m^4 \quad (3.13)$$

$$c_p = C_{c_p,0} + C_{c_p,1}T_m + C_{c_p,2}T_m^2 + C_{c_p,3}T_m^3 + C_{c_p,4}T_m^4 \quad (3.14)$$

多項式の係数を表3.1に示す。

3.4 局所縮小による臨界温度比変化の解析

本節では局所縮小部を持つループ管熱音響原動機についての安定性解析について、波長共鳴の抑制効果の検証を目的とする解析と、局所縮小部の設置条件の検証を目的とする解析に分けて示す。

3.4.1 局所縮小による発振モード調整効果

ループ管熱音響原動機では、管の全長が1波長に相当する周波数における振動、すなわち1波長共鳴モードでの自励振動を狙ってスタック流路を選択することが多い。しかし実際に実験を行うと2波長共鳴となってしまうことがある。この問題は、PAによって所縮小部を設けることにより防止でき、望ましい1波長共鳴を安定して実現できることが確認されている。

本節では、PAによるループ管内自励振動の発振モード調整効果について、臨界温度比によって説明することができるかを検討する。このため、先に述べた解析手法および3.3節で示したループ管熱音響原動機の解析モデルを用いて、PAの内径 D_{PA} を導波管内径 D と等しくする場合、すなわちPAを設置しない場合の臨界条件を解析し、さらに内径縮小 ($D_{PA}/D < 1$) する様々な D_{PA} について安定性解析を繰り返し、 D_{PA}/D に対

する臨界温度比 T_H/T_C の特性を算出した．本節では，PA の設置位置 x_{PA} は先行研究で経験的に決定された 1.2 m において検討した．

モード毎に検討を行うため，解析における対象周波数範囲を変えることで，1 波長共鳴相当の 100 Hz 前後の振動モードの場合から 4 波長共鳴までを算出した．計算結果を図3.3に示す．

図3.3の横軸の $D_{PA}/D = 1$ における臨界温度比は，PA を設置しない，局所縮小の無いループ管熱音響原動機の臨界温度比である．100 Hz 付近の 1 波長モードでは高温部の臨界温度 T_H は 587.33 K (臨界温度比 2.00)，200 Hz 付近では T_H は 557.13 K (臨界温度比 1.90)，300 Hz 付近では T_H は 623.62 K (臨界温度比 2.13)，400 Hz 付近では T_H は 755.91 K (臨界温度比 2.58) である．これらの中で臨界温度比が最も低いのは 200 Hz 付近の 2 波長モードであり，本来意図している 1 波長モードは 2 波長モードより高い臨界温度比を示している．

内径縮小部のない場合に比べて内径縮小を行う場合 ($D_{PA}/D < 1$) は，モードによって異なる傾向を示しており，1 波長モードのみ内径縮小によって臨界温度比が低下している．これによって，広い範囲の D_{PA}/D において 2 波長以上の振動モードの臨界温度比を 1 波長モードの臨界温度比が下回る状態となっている．1 波長モードの臨界温度比が極小となっているのは D_{PA}/D が 0.587 ($D_{PA} = 25$ mm) の時であり，臨界温度は 395.17 K (温度比 1.35) である．この内径は，先行研究 [23] で報告されている一定電力 (330 W) による加熱時に音圧が最大振幅となり音響インテンシティが最大となった内径 26.5 mm に近い．

スタックの流路を変えた場合についても検討を行った．先の図3.3が流路半径 $r_{stack} = 0.474$ mm に対して行った計算であるのに対し，そのおよそ $\sqrt{3/2}$ 倍となる $r_{stack} = 0.392$ mm としたモデルについて同様に安定性解析を行った．これは 600 cps のハニカムセラミックスを 900 cps のハニカムセラミックスに変更することに対応する．計算結果を図3.4に示す．100 Hz 付近の 1 波長モードでは高温部の臨界温度 T_H は 628.60 K (臨界温度比 2.14)，200 Hz 付近では T_H は 548.24 K (臨界温度比 1.87)，300 Hz 付近では T_H は 596.19 K (臨界温度比 2.03)，400 Hz 付近では T_H は 711.84 K (臨界温度比 2.43) である．先の図3.3の場合と比べると，2 波長以上の振動モードの臨界温度比はやや低い，1 波長モードは高くなっており，3 波長モード以上となっている．また， $r_{stack} = 0.392$ mm の場合においても，内径縮小比を下げることによって 1 波長モードの臨界温度

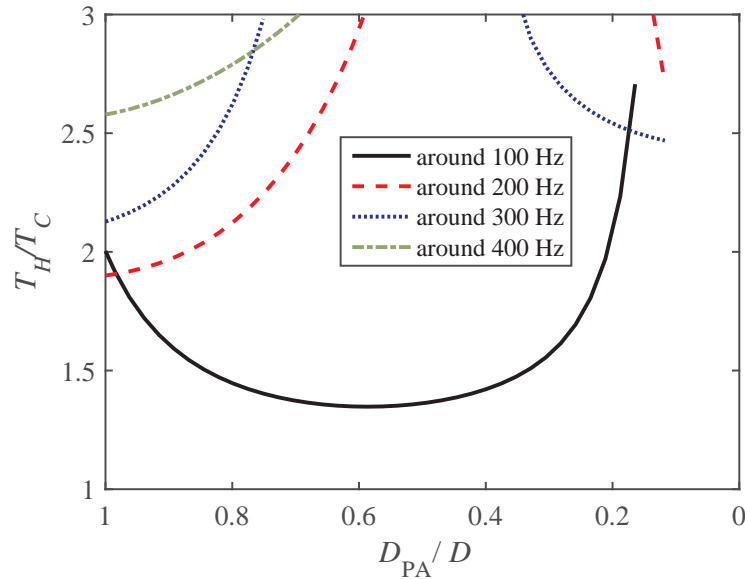


図 3.3: Critical temperature ratios for oscillation modes with varying the diameter reduction ratio of PA at $x_{PA} = 1.2$ m. ($r_{stack} = 0.474$ mm)

比が他モードより低くなる現象は確認することができる。1 波長モードの臨界温度比が極小となっているのは D_{PA}/D が 0.587 ($D_{PA} = 25$ mm) の時であり、臨界温度は 393.11 K(温度比 1.34) である。先に示した $r_{stack} = 0.474$ mm の場合とほぼ同じである。

以上の解析結果は、言い換えれば、PA を設置することによって、1 波長モードの臨界温度比を 2 波長モードの臨界温度比より低くすることができることを示している。熱音響原動機は徐々に温度を上昇させて発振させることを考えると、臨界温度比が低い振動モードによって熱音響自励振動が発振すると考えられる。このため、実験において PA を設置することで 1 波長モードで発振させられる効果が得られていたことは、各振動モードにおける臨界温度比の変化によって生じていた現象であると考えられる。

さらに、PA を設置しない場合に比べて設置した場合に臨界温度比が大きく低下することが明らかになった。このことは熱音響原動機としては重要な点であるが、これまでの研究では報告はされていない。この点を検証するために行った実験については 3.5 節で述べる。

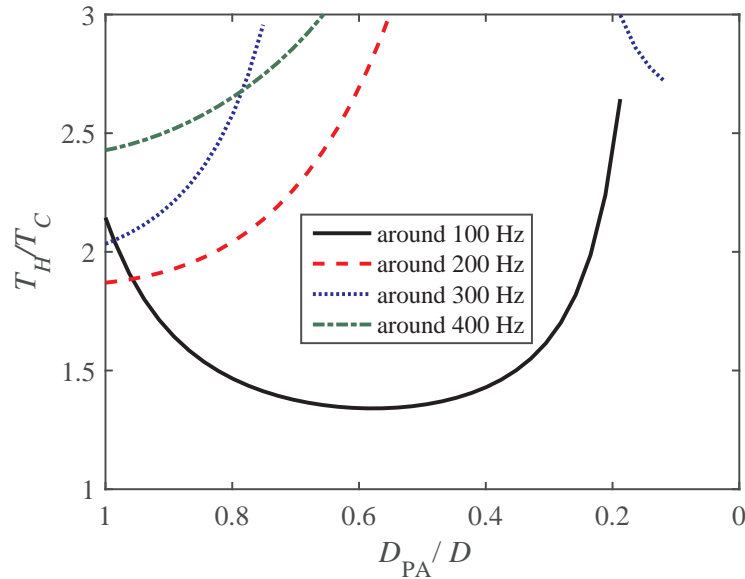


図 3.4: Critical temperature ratios for oscillation modes with varying the diameter reduction ratio of PA at $x_{PA} = 1.2$ m. ($r_{stack} = 0.392$ mm)

3.4.2 局所縮小の設置条件

これまでの実験的検討では、ループ管熱音響原動機において PA により局所縮小部を設ける条件は経験的に、大振幅の音波となる条件として決定されてきた。本論文で示したループ管の寸法とほぼ同様の実験系による評価 [23] では、PA 設置位置 1.125 m において検討された 10.5 mm, 18.5 mm, 26.5 mm, 34.5 mm の内径の中では、26.5 mm において一定電力 (330 W) による加熱時に音圧が最大振幅となり音響インテンシティが最大となったことが報告されている。設置位置については、細かく変化させた場合の詳細な実験結果は報告されていないが、多くの先行研究では、2 波長共鳴を抑制できる効果的な設置位置として、全長約 3.3 m のループ管においてスタック高温端より 1.1 m から 1.2 m の位置が採用されている。

本節では、PA によるループ管内自励振動の発振モード調整効果について、臨界温度比によって説明することができるかを検討する。このため、先に述べた解析手法および 3.3 節で示したループ管熱音響原動機の解析モデルを用いて、PA の設置位置 x_{PA} と内径 D_{PA} を様々に変化させた場合の 1 波長モードの臨界条件を解析した。設置位置 x_{PA}

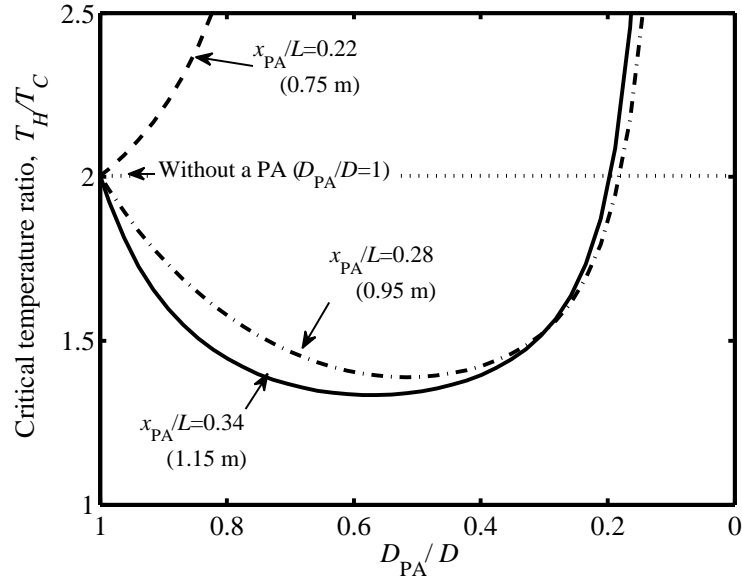


図 3.5: Numerically investigated critical temperature ratios as functions of the diameter reduction ratio of the PA for various installation positions.

と内径 D_{PA} という 2 つのパラメータによる特性を評価するため、まずは前節と同様に、設置位置 x_{PA} を数カ所に固定した上で内径 D_{PA} を細かく変化させる場合の臨界温度比の特性について検討し、次に内径 D_{PA} を数種類固定した上で設置位置 x_{PA} を細かく変化させる場合の臨界温度比の特性について検討を行った。

最初の検討として、PA の内径縮小の縮小率 D_{PA}/D が臨界温度比に及ぼす影響について、設置位置 x_{PA} を 0.75, 0.95, 1.15 m と変えて検討した。各設置位置における PA の内径縮小率 D_{PA}/D に対する臨界温度比 T_H/T_C として解析結果を図 3.5 に示す。 $D_{PA}/D = 1$ における臨界温度比の値は PA を設置しない場合に対応し、 $T_C = 293.15$ K に対して $T_H = 587.33$ K であり、温度比は 2.00 であった。前節と同様に、本解析はモデルの簡素化などを行っているため、定性的な議論を行う。

図 3.5 より、設置位置 x_{PA} が 0.95 m と 1.15 m の場合においては前節と同様に、PA による局所的な内径縮小をある程度行くと、臨界温度比が著しく低下することがわかる。内径縮小率の臨界温度比が低下した 2 箇所において臨界温度比が極小となった PA の縮小内径は、設置位置 $x_{PA} = 0.95$ m においては $D_{PA} = 22$ mm (内径比 0.52) であり、設置位置 $x_{PA} = 1.15$ m においては $D_{PA} = 24$ mm (内径比 0.56) である。これらの縮小内径

は、前節でも述べたように、先行研究 [12, 22, 36] によって同様のループ管型システムに対して経験的に決定されてきた PA の直径 26.5 mm と近い値である。解析結果では、設置位置によって臨界温度比が極小となる縮小内径には差異があるが、縮小率 0.5 から 0.6 程度では臨界温度比は大きくは変わらないため、実験で用いられる 26.5 mm は様々な条件で十分効果的に働くと推測される。

一方で、設置位置 x_{PA} が 0.75 m の場合は、PA 内径を縮小するほどに臨界温度比が増加する特性を示している。局所縮小による臨界温度比を低減する効果は、設置位置が重要であり、低減できずに逆に臨界温度比を増加させうる設置位置があることがわかった。

次の検討として、PA の設置位置 x_{PA} が臨界温度比に及ぼす影響についてを詳細に検討するため、PA の内径 D_{PA} を 40, 35, 25 mm (縮小率 D_{PA}/D はそれぞれ 0.94, 0.82, 0.59) と変えて検討した。ループ管全長 L により規格化した設置位置 x_{PA}/L に対して計算した臨界温度比を図3.6に示す。PA を設置しない場合の臨界温度比は 2.00 である。これに比べて、評価した全ての内径に対して臨界温度比は同様の設置位置の範囲 (x_{PA}/L で 0.25 から 0.5, また 0.75 から 1) において減少している。それぞれの範囲で臨界温度比を極小化する設置位置は、 $D_{PA} = 40$ mm に対しては 1.225 m および 2.900 m であり、 $D_{PA} = 35$ mm に対しては 1.175 m と 2.850 m, そして $D_{PA} = 25$ mm に対しては 1.100 m と 2.800 m となっている。計算結果が示す臨界温度比を極小化する設置位置の一方 (1.100 から 1.225 m) は、先行研究 [12, 22] で経験的に決定された設置位置である約 1.1 m から 1.2 m の範囲と合致していることが確認できる。

図3.6はまた、様々な D_{PA} において臨界温度比は設置位置に対して周期的な依存性を示していることが特徴である。その周期はおよそループ管全長 L の半分である。これはスタック内流路における PA の反射の影響が、ちょうど定在波の腹と節のように、波長に対するスタックと PA の相対的な空間配置によって変化していると考えられる。この特性の理由は、反射に着目した管内音場の定常解についての議論として、4.2 節において考察する。

3.4.3 内径縮小による位相調整の考察

先の計算結果より、臨界温度比を下げるための PA の設置位置と内径を設計できることが示された。低い臨界温度比は、未利用熱利用のための様々な応用のために重要である。ここからは、PA のメカニズムについて考察する。

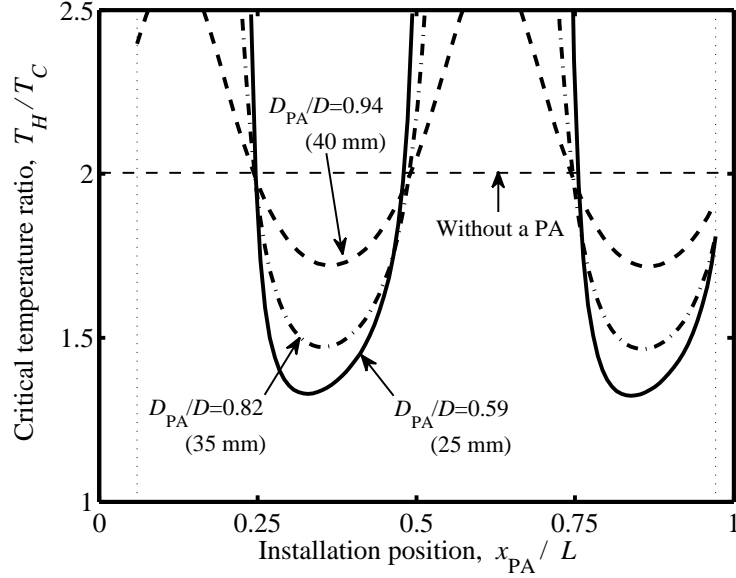


図 3.6: Numerically investigated critical temperature ratios as functions of the installation position for reduced inner diameters of the PA.

本論文で解析したモデルは PA において管内径が不連続に変化し、それによって断面積 A と特性音響インピーダンス Z が不連続となる。これらの不連続性は音波の反射を引き起こす。今、断面積が異なる管 1 と管 2 の不連続な境界へ入射する音波を考えると、一般的に、音圧反射率は次のように書くことができる：

$$R_p = \frac{Z_2/A_2 - Z_1/A_1}{Z_2/A_2 + Z_1/A_1} = \frac{Z_2/Z_1 - D_2^2/D_1^2}{Z_2/Z_1 + D_2^2/D_1^2} \quad (3.15)$$

ここで A_n, D_n, Z_n はそれぞれ断面積、管の内径、管の特性音響インピーダンスであり、添え字 n は管の番号を表す。PA の入射面境界を当てはめて考えると、 R_p は PA の内径比 D_{PA}/D が支配的であり、その大きさ $|R_p|$ は内径比 D_{PA}/D が減少するほど増加するといえる。図 3.5 に示した結果では、臨界温度比は D_{PA}/D がおよそ 0.6 で最小となっており、この場合、音圧反射率の大きさ $|R_p|$ はおよそ 0.5 となる。このような無視出来ない大きさの反射が断面積変化する PA 両端で生じることで、結果として効率的なモードでの熱音響自励振動に繋がったと考えられる。特に、熱音響現象に大きく影響するスタックの流路内における P に対する U の位相 ϕ [10, 37] が調整されていると考えられる。

最後に、本検討で調査した条件におけるスタック内の位相進み ϕ を検討した。スタックの高温側端部 ($x = 0$) においては、位相進み $\phi(0)$ はループ管の開ループ伝達行列が満

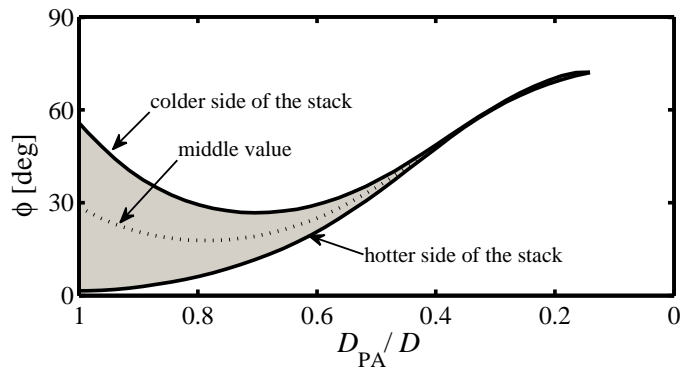


図 3.7: Calculated phase lead ϕ in the stack channel as a function of the diameter reduction ratio of the PA for the installation position $x_{PA} = 1.15$ m.

たす方程式である式 (3.2) の不定解より $\phi(0) = \arg \{U(0)/P(0)\}$ として求めることが出来る．スタックの低温側端部も同様に，開ループ伝達行列を冷却端からの伝達行列として $M_{loop} = M_4 M_3 M_2 M_1 M_5$ とすることによって同様に求めることができる．上で示した数値計算結果の中での $x_{PA} = 1.15$ m の結果についてスタック両端の ϕ を計算した結果を， D_{PA}/D に対するグラフとして図3.7に示す．この結果は，PA の内径縮小によってスタック内の位相進み ϕ が変化する解となることを示している．結果生じる振動モードの更なる検討は今後の課題である．

3.5 臨界温度比の測定

前節で述べた臨界温度比の解析より，ループ管の局所縮小によって熱音響原動機の臨界温度比が低減されることが明らかになった．臨界温度比は熱音響原動機の駆動に必要な最低限の温度比として重要な性質であるが，PA によって局所縮小を設けたループ管熱音響原動機についてのこれまでの研究では報告はされていない．そこで，この臨界温度比を実験により測定することで検証した．

解析および実験に用いたループ管方式熱音響原動機の概要を図3.8に示す．内径 42.6 mm の円筒鋼管を全長 (周長)3.34 m のループ状に接続し，作業流体として大気圧空気を充填した．スタックとしては流路長 50 mm，600 cpsi(流路幅約 0.9 mm) の八ニカムセラミックスを用いた．周長が波長となる約 103 Hz の音波に対し室温で ωT_α は約 3 となる．スタック前後には平行平板フィンを持つ熱交換器を配した．加熱用の熱交換器 1 は

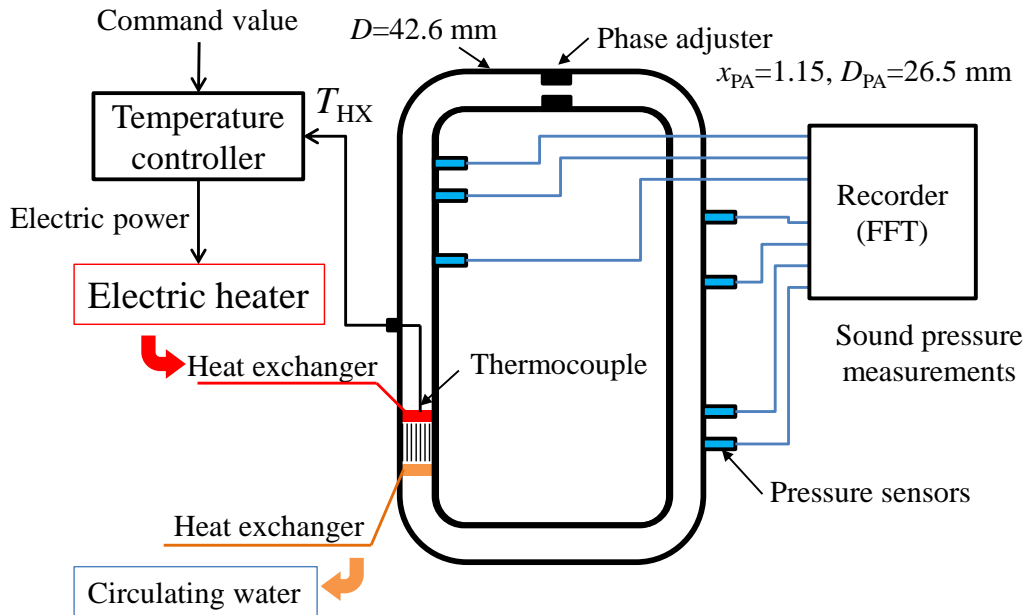


図 3.8: Experimental setup for estimating the critical temperature of a loop-tube-type thermoacoustic prime mover with a phase adjuster.

板厚 0.5 mm，間隔 1.0 mm，管軸方向の長さ 4 mm であり，管外より電気ヒーターで加熱し，管内壁部温度 T_{HX} が一定となるよう電力を制御した．熱交換器 2 は板厚 2 mm，間隔 2 mm，管軸長さ 2 mm であり，循環冷却水により室温 20 を維持させた．PA は，スタック高温端からの距離 $x = 1.15$ m から 45 mm の長さで流路径が 26.5 mm に縮小されるよう設置することとし，設置時および非設置時の臨界温度比を測定した．管内音波は管壁にフラッシュマウントした水晶型圧力センサ (PCB Piezotronics 社，model 112A21) を用いて測定し，FFT アナライザ (OROS 社，OR35) によってスペクトル解析および波形記録をした．

厳密な臨界温度比の測定は困難であるため，本実験では以下の手続きで臨界温度比を評価した．まず実験系の高温部代表温度 T_{HX} を熱音響自励振動が安定して生じる程度の高さとしたのちに，熱音響自励振動がスペクトル上で確認できなくなるまでステップ状に温度を低下させることで，安定した自励振動が存在した最低の温度条件を測定した．

実験による測定結果として，PA 設置時に自励振動が確認できた最低の高温温度 T_{HX} は 158 (循環水温度との温度比 1.47) であった．155 では発振は停止した．一方で PA を設置しない場合では，自励振動が確認できた最低の T_{HX} は 245 (温度比 1.77)

であった。240 では発振は停止した。PA の設置によって臨界温度比が低減される効果が、実際の実験系においても確認できた。

また、実験条件との比較検討を行うため、解析モデルの寸法をより実験系と近くなるよう設定して伝達行列法を用いた安定性解析を行った。解析におけるスタックは流路半径 0.45 mm、開口率 0.8 の並行な円筒流路群とした。熱交換器は、平行平板流路によりモデル化し、それぞれの流路間隔および開口率を実物と同様とした。熱緩衝区間の長さは、実験系の温度分布を参考に 0.35 m とした。スタック高温端温度および高温側の熱交換器の温度を T_H 、スタック低温端温度および低温側熱交換器を温度 $T_C = 293.15 \text{ K}(20^\circ\text{C})$ として、臨界温度比を求めた。

実験系に条件を合わせた安定性解析の結果は、PA 設置時における 1 波長共鳴モードの臨界温度は 109 (温度比 1.30)、非設置時は 177 (温度比 1.54) となった。

前節で検討したとおり、安定性解析で求められる臨界温度比もまた PA 設置によって低減されている。しかし、実験で測定された臨界温度比の上界と比べると、安定性解析で求めた臨界温度比はいずれも小さい。このずれの理由としては、本節で対象とした解析モデルでのパラメータの誤差が一因としてまず考えられる。管の曲がりの影響を無視していること、実験系に存在する管内壁の粗さ、挿入した熱電対のシースの存在など、解析モデルでは考慮していないことが、このずれに繋がったと考えられる。また、解析では直線と仮定した温度勾配であるが、実際の実験系では、特に熱緩衝管に対応する部分の区間の長さとその分布形状が実際とずれている可能性がある。これらのパラメータの詳細な検討は、より定量的に臨界温度比を予測できるようにするためには重要であり、今後の課題である。

3.6 まとめ

本章では、局所縮小部を持つループ管熱音響原動機に対して、粘性や熱音響現象を含む管内音波の線形理論に基づいた安定性の解析を用いて、局所縮小部を実現する PA の設置による効果を議論した。導波管の局所縮小部の解析モデルは前章で検証した伝達行列法による表現と境界条件を用いた。

解析によって、局所的な内径縮小により臨界温度比が低減される効果が明らかになった。そして、先行研究によって示されている局所縮小部を実現する PA の効果として、2 波長モードが抑制され 1 波長モードが実現される効果は、各モードの臨界温度比が局所

的な内径縮小に起因して変化し、1 波長モードの臨界温度比が減少し 2 波長以上のモードの臨界温度比が増加することで高低が逆転することで生じる効果であることが示された。また、先行研究で採用された、管内音波の振幅や音響インテンシティを増加させることができる PA 内径が、臨界温度比を極小化できる内径縮小比であることがわかった。設置位置についても同様に、経験的に効果があるとして決定されてきた設置位置は、臨界温度比を下げるることができる位置であることが示された。

加えて、解析結果が示した効果、すなわち局所的な内径縮小により臨界温度比が低減される効果について、実験による検証を行った。PA 設置による局所縮小によって、実際に臨界温度比が低減されていることが確認された。臨界温度比は、測定値は解析値よりやや高くなる結果となり、定量的に合致するまでには至らなかった。しかし、臨界温度比の減少効果を明らかにし、PA 設置条件の経験則をよく説明できたことから、安定性解析により効果的な PA 設置条件が予測できる可能性を示したと言える。

第 4 章

局所縮小による音場調整（要約版）

要約版（Outline）につき本章は概略のみを示す．

ループ管において局所縮小部を実現する PA は、その提案時 [12]、その局所的に縮小された部分で粒子速度が節の分布となるよう音場が変化し、それによって発振モードを変えることができるということが意図されていた．しかし、その後の詳細な音場の測定 [23] によって、単純に PA 設置位置が粒子速度の節（音圧の腹）となるのではないことが明らかになった．熱音響現象が生じるスタック内における音圧と粒子速度の位相差を結果的に変化させ熱効率を向上させているという一解釈が提案されたが [24]、実際にスタック内における位相差を正確に測定することが困難なことから十分な検証がされず、また、PA がどのようなメカニズムで音場を調整しているかという点についても十分には解明されていなかった．

前章では、PA を設置することで局所縮小部を設けたループ管熱音響原動機に対し、熱音響現象を含む管内音波の線形理論に基づいた安定性の解析により臨界温度比を求めることによって、局所縮小部が 1 波長モードの臨界温度比を下げることを解析により明らかにし、実験によっても確認されたことを前章で述べた．PA の効果の一端が線形理論で説明できる可能性が示されたと言える．そこで本章では、管内音場に焦点を当て、線形理論により PA の効果を説明できるかをさらに議論する．

線形理論に基づく安定性解析により臨界条件が求められれば、ループ管内音場の定常解が不定解として得られる場合があることを述べ、ループ管熱音響原動機では実際に、定在波場の非音響インピーダンスと位相の分布を解析モデルより得ることが出来ることが示された．このように解析解として得られる分布を、実際に測定した音場分布と低温

度・小振幅ではよく合致し，線形理論に基づく音場の事前予測はある程度可能であることが示された．線形理論に基づいて解析される臨界温度比は実際との差が比較的大きいが，音場の定常解は実際の実験系の音場の良い小振幅近似を与えていることから，PA による局所縮小を設けることで生じる臨界温度比の低下という効果は，線形理論により説明が可能である．

この結論に基づき，音場分布を線形理論に基づいて詳細に解析することにより，臨界温度比を低減する要因を考察した．実際に測定された音場分布では導波管部分における音響パワー減衰率の低下が認められ，散逸の減少が一因であることを確認した．

最後に，局所縮小によって管内音場が変化するメカニズムについて，散逸を無視することで簡素化した数式を用い，特に反射に焦点を当てて考察した．総流路断面積の縮小を伴うスタックと PA による局所縮小における反射の相互作用によって固有振動モードの腹と節の位置が決まり，それらの複素反射率の関係によって微調整されることが示唆された．

第5章

結論

本論文では、熱駆動の熱音響システムの一つであるループ管熱音響原動機の性能を向上させるために先行研究により提案された導波管の局所縮小による調整手法について、そのメカニズムを理論的に解釈できるかを検討した。

第2章では、導波管に設けた局所縮小部のみを伝搬する音波に焦点を当てて、局所縮小部の音響特性の検証を行った。閉端直管内に断面積変化を追加する Phase adjuster(PA)の構造体を設置した評価系を用い、スピーカによる強制加振で 105.2 Hz の定在波を形成した場合について音圧の多点同時測定を行い、PA の前後の音場を解析した。加えて、線形理論に基づいた伝達行列の縦続接続による音波伝搬モデルを用いて、断面積が急変化する位置において音圧と体積速度を連続とする境界条件を考えた局所縮小の線形モデルを導入した。このモデルを用いて、管端で測定された音圧から PA を含む音場全体の分布を計算し、また PA 前後それぞれで測定した分布との比較を行った。結果として、PA の線形モデルによる全体の分布と PA 前後で測定した分布は、小振幅時はよい一致を見せた。このことから、小振幅仮定が成り立つ問題、すなわち熱音響自励振動の安定性解析であれば、本論文で示した線形モデルを適用できる可能性が示された。

第3章では、先行研究で確認されていた、ループ管熱音響原動機の導波管において局所縮小部を設けることによって生じる 2 波長共鳴の抑制効果と、音波の振幅を増大させる設置条件の経験則について、自励振動の安定性の観点から検討を行った。管内の音波の粘性や管壁との熱伝導が含まれた熱音響現象の線形理論に基づいて、伝達行列を用いた数値計算による安定性の解析を行い、自励振動が生じる必要条件である臨界温度比を求めることで、先行研究で実験的に示された局所縮小が引き起こす効果が説明できるかを検討した。2 波長共鳴の抑制効果の検証としては、振動モード毎に臨界温度比を検討した。

1 波長共鳴の臨界温度比が局所縮小によって低減される一方で，2 波長共鳴の臨界温度比は上昇することが明らかとなり，各モードの臨界温度比が局所的な内径縮小に起因して変化することで生じる効果であることが示された．また，局所縮小部の設置条件と検証としては，経験則として知られる，管内音波の振幅や音響インテンシティを増加させることができる条件が，臨界温度比が低くなる内径縮小比と設置位置に対応することがわかった．これらの解析により示された臨界温度比の低減効果は，実験による検証によって，PA により局所縮小を設ける場合は設けない場合に比べて実際に臨界温度比が低減されていることが確認された．臨界温度比の定量的な一致までには至らなかったが，この検討によって，線形理論によって内径縮小の効果を定性的に説明できる可能性が示された．

第4章では，導波管の局所縮小によって変化するループ管熱音響原動機の管内音場に焦点をあて，線形理論により局所縮小がもたらす影響を説明できるかを検討した．線形理論に基づく安定性解析により臨界条件が求められれば，ループ管内音場の定常解が不定解として得られる場合があることを示し，ループ管熱音響原動機では実際に，定在波音場の非音響インピーダンスと位相の分布が解析モデルより得られることを確認した．さらに実際のループ管熱音響原動機の管内音場を測定して比較検討した結果，解析解として得られる定在波音場分布は，実際に測定した音場分布と低温度・小振幅ではよく合致することを確認した．音場の定常解は実際の実験系の音場の良い小振幅近似を与えるということができ，局所縮小を設けることで生じる臨界温度比の低下という効果が，線形理論により説明が可能であることを裏付けた．さらに，音場分布を線形理論に基づいて詳細に解析することにより臨界温度比を低減する要因を検討した結果，導波管部分における音響パワー減衰率の低下を確認した．臨界温度比を低減する効果が導波管部分における減衰率の低下によることを明らかにした．局所縮小により変化した音場は，管内の音響エネルギーが散逸しづらい音場となっていると言え，このことが臨界温度比を低下させる効果の一因であることがわかった．さらに，局所縮小によって管内音場が変化するメカニズムについて，散逸を無視することで簡素化した数式を用い，特に反射に焦点を当てて検討した．解析結果から，ループ管においてはスタックにおける音波の反射と局所縮小部における反射の相互作用によって音場の調整が実現されると解釈できることが確かめられた．

以上の検討により，本論文は，ループ管方式熱音響原動機の導波管の局所縮小により実験的に確認されてきた音場調整の効果と振動モードの抑制効果が，線形理論によって説明付けられることを明らかにした．本論文で示した定在波音場の解析手法を使って予測

計算を行うことで、様々なループ管熱音響原動機において低い臨界温度比となる局所縮小部の設置条件を設計することができると期待される。また、検討結果をまとめると局所縮小のメカニズムは現時点では次のように統括できる。すなわち、ループ管の局所縮小は、ループ管内における複数の反射源を存在させることで振動モードの定在波分布を微調整させ、全体的に音響パワー減衰率の低い分布を実現することによって熱音響自励振動の臨界温度比の減少を実現する、ということである。

最後に、局所縮小による調整手法における残された課題をまとめる。

本論文で示した導波管の局所縮小部の線形モデルは、いわば小振幅近似モデルであるため、粒子速度の振幅が大きくなることで顕著となる音響パワーの損失は当然表現することができない。実際の熱音響原動機の駆動時の振幅はこのような損失が生じる領域であるため、熱音響システムの実際の動作状況、例えば定常時の振動振幅などを予測するためには、この現象のさらなる検討が必要である。また、このような音響パワー損失の増大を生じさせない構造を提案することにも繋がるため、より良い熱音響原動機とするためにも重要な課題であろう。

また、本論文で解析した臨界温度比は実測値より低く見積もられる結果となり、定量的に合致するまでには至らなかった。臨界温度比は、熱音響原動機を駆動するための熱源の必要条件を与える重要な性能指標であるため、より精度良く解析できるよう改善する価値がある。本論文で示した解析は、解析モデルのパラメータ誤差や、計算の簡単のため簡略化した形状や温度分布を採用した点に課題が残っている。

ループ管の局所縮小がもたらすと期待されていた熱効率の向上効果は、本論文で示した検討によっても確認することはできなかった。用いた実験系における大きな熱漏洩によって精確な熱効率を見積もることができないことが原因であり、断熱処理を施して評価を行う必要があるだろう。

また、局所縮小により音場を調整することによって臨界温度比が低減する要因として、本論文で議論した導波管の音響パワー減衰率以外に、スタック内において生じている熱音響現象による音響エネルギーの生成の多寡が変化していることが考えられるが、本論文では議論することができていない。スタック内の音場を直接測定することはできないが、本論文で示した線形理論による解析によって、ループ管全体の音場分布の近似解が算出できることを利用すれば、熱音響現象による音響エネルギー生成への影響を検討することができると期待される。

以上述べてきたように，本論文が示した線形理論による検討によって，これまで経験則で決定されてきた局所縮小部について理論的に議論するための土台を作ることができたとと言える．

謝辞

本研究を進めるにあたり，指導教官である東京工業大学 大学院総合理工学研究科 物理情報システム専攻 黒澤実准教授には長年にわたり多くのご指導を頂きました．心から感謝をいたします．

お忙しい中，本論文を審査していただきました東京工業大学 精密工学研究所 中村健太郎教授，大学院総合理工学研究科 物理情報システム専攻 杉野暢彦准教授，精密工学研究所 田原麻梨江准教授，大学院理工学研究科 機械制御システム専攻 蜂屋弘之教授に心から感謝をいたします．

博士課程においてご一緒する縁がありました，重松 隆史 博士，石河 睦生 博士，三須 幸一郎 博士，平田 慎之介 博士には研究活動および日常生活において多くのご意見やご助言を頂きました．

博士課程在籍中は，文部科学省 21 世紀 COE プログラム「フォトニクスナノデバイス集積工学」における COE 課程博士研究員制度の援助を受けました．

滋賀県立大学 工学部電子システム工学科 坂本眞一准教授には，研究活動を続けるために大変お世話になり，研究に関する多くのご指導を頂きました．心から感謝をいたします．

最後に、公私ともに様々な形でお世話になりました東京工業大学 黒澤研究室の関係者の皆様，滋賀県立大学 工学部電子システム工学科パワーエレクトロニクス分野の皆様に感謝をいたします．

参考文献

- [1] Nikolaus Rott, “Damped and thermally driven acoustic oscillations in wide and narrow tubes,” *Zeitschrift fur Angewandte Mathematik und Physik (ZAMP)*, Vol. 20, pp. 230–243, 1969.
- [2] Nikolaus Rott, “Thermally driven acoustic oscillations, part ii: Stability limit for helium,” *Zeitschrift fur Angewandte Mathematik und Physik (ZAMP)*, Vol. 24, No. 1, pp. 54–72, 1973.
- [3] Peter H. Ceperley, “A pistonless stirling engine—the traveling wave heat engine,” *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 66, No. 5, pp. 1508–1513, 1979.
- [4] T. Yazaki, A. Iwata, T. Maekawa, and A. Tominaga, “Traveling wave thermoacoustic engine in a looped tube,” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 81, pp. 3128–3131, Oct 1998.
- [5] S. Backhaus and G. W. Swift, “A thermoacoustic stirling heat engine,” *Nature*, Vol. 399, No. 6734, pp. 335–338, May 1999.
- [6] 富永昭, “熱音響工学の基礎,” 内田老鶴園, 1998.
- [7] G. W. Swift, “*Thermoacoustics: A Unifying Perspective for Some Engines and Refrigerators*,” American Institute of Physics Press, New York, 2002 ISBN: 0-7354-0065-2.
- [8] T. Yazaki, T. Biwa, and A. Tominaga, “A pistonless stirling cooler,” *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 80, No. 1, pp. 157–159, 2002.
- [9] S. Sakamoto and Y. Watanabe, “The experimental studies of thermoacoustic cooler,” *Ultrasonics*, Vol. 42, pp. 53–56, Apr 2004.
- [10] Y. Ueda, T. Biwa, U. Mizutani, and T. Yazaki, “Experimental studies of a thermoacoustic stirling prime mover and its application to a cooler,” *J. Acoust.*

- Soc. Am.*, Vol. 115, No. 3, pp. 1134–1141, 2004.
- [11] Shin-ichi Sakamoto, Yosuke Imamura, and Yoshiaki Watanabe, “Application of phase adjuster for improvement in cooling effect of thermoacoustic cooling system,” In *Proceedings of Symposium on Ultrasonic Electronics*, No. 27, pp. 511–512, nov. 2006.
- [12] S. Sakamoto, Y. Imamura, and Y. Watanabe, “Improvement of cooling effect of loop-tube-type thermoacoustic cooling system applying phase adjuster,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 46, No. 7B, pp. 4951–4955, 2007.
- [13] S. Backhaus and G. W. Swift, “A thermoacoustic-stirling heat engine: Detailed study,” *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 107, No. 6, pp. 3148–3166, 2000.
- [14] Yuki Ueda, Tetsushi Biwa, Uichiro Mizutani, and Taichi Yazaki, “Acoustic field in a thermoacoustic stirling engine having a looped tube and resonator,” *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 81, No. 27, pp. 5252–5254, 2002.
- [15] H. Yoshida, S. Sakamoto, and Y. Watanabe, “Study on thermoacoustic cooling system using a resonance tube to induce one-wavelength mode resonance,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 46, No. 7A, pp. 4413–4416, 2007.
- [16] Y. Imamura, S. Sakamoto, and Y. Watanabe, “Modulation of sound field in looped-tube thermoacoustic cooling system with membrane,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 46, No. 7A, pp. 4417–4420, 2007.
- [17] Takahiro Ishino, Shin-ichi Sakamoto, Masahiro Nishikawa, and Yoshiaki Watanabe, “Applying diverging tube for the low-temperature drive in a loop-tube-type thermoacoustic system,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 48, No. 7, pp. 07GM12–1–3, 2009.
- [18] 坂本眞一, 辻本敏行, 平野宏之, 藤田武, 渡辺好章, “熱音響冷却システムの共鳴周波数について,” *信学技報. US, 超音波*, Vol. 104, No. 299, pp. 25–30, 2004.
- [19] S. Sakamoto and Y. Watanabe, “Experimental study on resonance frequency of loop-tube-type thermoacoustic cooling system,” *Acoust. Sci. & Tech.*, Vol. 27, No. 6, pp. 361–365, 2006.
- [20] S. Sakamoto and Y. Watanabe, “Reduction in temperature difference of prime mover stack in loop-tube-type thermoacoustic cooling system by applying phase

- adjuster,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 47, No. 5, pp. 3776–3780, 2008.
- [21] 坂本眞一, 小宮慎太郎, 渡辺好章, “熱音響原動機における非線形現象とその影響について,” 電子情報通信学会論文誌. A, 基礎・境界, Vol. 91, No. 12, pp. 1161–1165, 2008.
- [22] S. Sakamoto, M. Nishikawa, T. Ishino, Y. Watanabe, and J. Senda, “Effect of inner diameter change of phase adjuster on heat-to-sound energy conversion efficiency in loop-tube-type thermoacoustic prime mover,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 47, No. 5, pp. 4223–4225, 2008.
- [23] 小宮慎太郎, 坂本眞一, 石野貴廣, 坂口敦, 渡辺好章, “ループ管方式熱音響冷却システムの実用化に向けた検討 : Phase adjuster によるループ管内の音場制御に関する考察,” 信学技報. US, 超音波, Vol. 108, No. 410, pp. 75–80, 2009.
- [24] Shintaro Komiya, Shin-ichi Sakamoto, Yuji Kitadani, and Yoshiaki Watanabe, “A study on sound field control in a thermoacoustic cooling system using a phase adjuster : Understanding by sound field and p- curve,” In *Proceedings of Symposium on Ultrasonic Electronics*, 第 30 巻, pp. 121–122, 2009.
- [25] Yuki Ueda and Chisachi Kato, “Stability analysis of thermally induced spontaneous gas oscillations in straight and looped tubes,” *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 124, No. 2, pp. 851–858, 2008.
- [26] A. Tominaga, “Thermodynamic aspects of thermoacoustic theory,” *Cryogenics*, Vol. 35, No. 7, pp. 427–440, July 1995.
- [27] C. Zwikker and Cornelis Willem. Kosten, “*Sound Absorbing Materials*,” Elsevier, Amsterdam, 1949.
- [28] A.S. Iberall, “Attenuation of oscillatory pressures in instrument lines,” *J. Res. Natl. Bur. Stand.*, Vol. 45, No. 1, pp. 85–108, 1950.
- [29] T Yazaki, Y Tashiro, and T Biwa, “Measurements of sound propagation in narrow tubes,” *Proc. R. Soc. A*, Vol. 463, No. 2087, pp. 2855–2862, 2007.
- [30] 渡辺好章, 坂本眞一, 吉田秀穂, 今村陽祐, “熱音響装置,” 特許第 4958910 号, mar 2012.
- [31] Andrew M. Fusco, William C. Ward, and Gregory W. Swift, “Two-sensor power measurements in lossy ducts,” *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 91, No. 4, pp. 2229–

- 2235, 1992.
- [32] Tetsushi Biwa, Yusuke Tashiro, Hiroshi Nomura, Yuki Ueda, and Taichi Yazaki, “Acoustic intensity measurement in a narrow duct by a two-sensor method,” *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 78, p. 086110 (3 pages), 2007.
- [33] Tetsushi Biwa, Yusuke Tashiro, Hiroshi Nomura, Yuki Ueda, and Taichi Yazaki, “Experimental verification of a two-sensor acoustic intensity measurement in lossy ducts,” *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 124, No. 3, pp. 1584–1590, 2008.
- [34] 米満駿介, 上田祐樹, 秋澤淳, “断面積変化のある管の音響マイナーロスの測定,” 日本音響学会研究発表会講演論文集, pp. 1–4–18, 2012.
- [35] Yuki Ueda, “Calculation method for the prediction of the performance of a traveling-wave thermoacoustic cooler,” *J. Pow. Energy Syst.*, Vol. 2, No. 5, pp. 1276–1282, 2008.
- [36] 小宮慎太郎, 坂本眞一, 北谷裕次, 渡辺好章, “ループ管方式熱音響冷却システムの実用化に向けた検討：管の断面積が管内音場に与える影響,” 信学技報. US, 超音波, Vol. 109, No. 388, pp. 53–58, 2010.
- [37] Tetsushi Biwa, Yusuke Tashiro, Uichiro Mizutani, Motoki Kozuka, and Taichi Yazaki, “Experimental demonstration of thermoacoustic energy conversion in a resonator,” *Phys. Rev. E*, Vol. 69, pp. 066304–1–6, 2004.

関連発表論文

学術論文

- 折野裕一郎, 坂本真一, 乾義尚, 池之上卓己, 渡辺好章, “熱音響システムにおける Phase Adjuster の音響特性に関する検討: 直管強制駆動による線形モデルの評価,” 日本音響学会誌, Vol. 70. No. 8, pp. 426–432, 2014.
- Yuichiro Orino, Shin-ichi Sakamoto, Yoshitaka Inui, Takumi Ikenoue and Yoshiaki Watanabe, “Numerical analysis of the effect of local diameter reduction on the critical temperature of thermoacoustic oscillations in a looped tube,” *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 53, No. 7S, 07KE13-1–5, 2014.

对外発表一覧

国際会議発表（査読有）

- Yuichiro Orino, Minoru K. Kurosawa, and T. Katagiri, “Direct-digital synthesis using delta-sigma modulated signals,” in *Proc. IEEE International Symposium on Circuits and Systems*, ISCAS 2005, Kobe, May 23–26, 2005, pp. 1706–1709.
- Yuichiro Orino, Minoru K. Kurosawa, and T. Katagiri, “Phase-tracking loop based on delta-sigma oversampling architecture,” in *Proc. IEEE International Symposium on Circuits and Systems*, ISCAS 2006, Koth, 23–26 May, 2006, pp. 3782–3785.

国内会議発表

- 折野裕一郎, 黒澤実, 片桐崇, “ $\Delta\Sigma$ 変調信号を用いたデジタル周波数合成手法の検討,” 電子情報通信学会第 17 回回路とシステム (軽井沢) ワークショップ, 軽井沢, pp. 439–443, 2004 年 4 月.
- 折野裕一郎, 黒澤実, 片桐崇, “1 ビット信号処理による Quadrature PLL 型内挿器の実現,” 電子通信情報学会ソサイエティ大会 2004, 徳島大学 2004 年 9 月.
- 折野裕一郎, 黒澤実, 片桐崇, “ $\Delta\Sigma$ 変調信号の直接デジタル演算による追従型直交位相推定回路,” 電子情報通信学会 第 18 回 回路とシステム軽井沢ワークショップ, 軽井沢, pp. 111–116, 2005 年 4 月.
- 折野裕一郎, 黒澤実, 片桐崇, “ $\Delta\Sigma$ 変調を用いた追従型内挿器の一構成法,” 電子通信情報学会総合大会 2006, 国土館大学, 2006 年 3 月.
- 折野裕一郎, 黒澤実, 片桐崇, “ $\Delta\Sigma$ 変調とオーバーサンプリングを用いた位置内挿

- のためのデジタル位相追従ループの検討,” 電子情報通信学会 第19回 回路とシステム軽井沢ワークショップ, 軽井沢, pp.471–476, 2006年4月.
- 折野裕一郎, 黒澤実, 片桐崇, “ $\Delta\Sigma$ 変調を用いた小規模高精度エンコーダ内挿器の検討,” 電子通信情報学会総合大会 2007, 名城大学, 2007年3月.
 - 折野裕一郎, 坂本眞一, 乾義尚, 池之上卓己, 渡辺好章, “熱音響システムにおける Phase Adjuster の音響特性に関する実験的検討,” 電子情報通信学会技術研究報告 US, 超音波, Vol. 112, No. 388, pp. 63–67, 2013年1月.
 - 折野裕一郎, 坂本眞一, 乾義尚, 池之上卓己, 渡辺好章, “追尾集光装置を用いた太陽熱駆動ループ管型熱音響冷却システムの基礎検討,” 日本音響学会 2013年春季研究発表会 講演論文集, pp. 1493–1494, 東京工科大学, 2013年3月.
 - 折野裕一郎, 坂本眞一, 乾義尚, 池之上卓己, 渡辺好章, “断面積縮小部を持つループ管における熱音響自励振動の臨界温度解析に関する一考察,” 第74回応用物理学会秋季学術講演会 講演予稿集, 01-128, 同志社大学, 2013年9月.
 - 折野裕一郎, 坂本眞一, 乾義尚, 池之上卓己, 渡辺好章, “Phase Adjuster を用いたループ管方式熱音響プライムムーバーにおいて熱交換器が管内音場に与える影響の基礎的検討,” 日本音響学会 2013年秋季研究発表会 講演論文集, pp. 1409–1410, 豊橋技術科学大学, 2013年9月.
 - 折野裕一郎, 坂本眞一, 乾義尚, 池之上卓己, 渡辺好章, “ループ管内の熱音響振動の臨界温度に局所内径縮小が与える影響の数値解析,” 第34回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム (USE2013), pp. 461–462, 同志社大学, 2013年11月.
 - 折野裕一郎, 坂本眞一, 乾義尚, 池之上卓己, 渡辺好章, “Phase Adjuster を設置したループ管方式熱音響プライムムーバーの管内音場に関する実験と数値計算,” 日本音響学会 2014年春季研究発表会 講演論文集, pp. 1499–1500, 青山学院大学, 2014年3月.
 - 折野裕一郎, 坂本眞一, 乾義尚, 池之上卓己, 渡辺好章, “断面積縮小部を持つループ管方式熱音響冷却システムにおける平均圧力の高圧化が及ぼす影響の数値的検討,” 第61回応用物理学会春季学術講演会 講演予稿集, 01-141, 日本大学, 2014年3月.
 - 折野裕一郎, 坂本眞一, 乾義尚, 池之上卓己, 渡辺好章, “局所的内径縮小がループ管方式熱音響冷却システムの冷却効果に及ぼす影響の数値解析,” 第51回日本伝熱シ

ンポジウム講演論文集, H214, アクトシティ浜松, 2014年5月.

- 折野裕一郎, 坂本眞一, 山崎博樹, 原宏明, 高瀬寛典, 渡辺好章, “直管型熱音響冷却におけるガラス管スタックの性能評価,” 日本音響学会 2014年秋季研究発表会 講演論文集, pp. 1503–1504, 北海学園大学, 2014年9月.
- 折野裕一郎, 坂本眞一, 乾義尚, 渡辺好章, “熱音響システムにおける Phase Adjuster の音響特性に関する実験的検討: 異なる設置条件における振幅依存特性,” 電子情報通信学会技術研究報告 US, 超音波, Vol. 114, No. 422, US2014-79, pp. 27–32, 同志社大学, 2015年1月.
- 折野裕一郎, 坂本眞一, 上野草, 乾義尚, 渡辺好章, “Phase Adjuster を設置したループ管方式熱音響プライムムーバーの管内音場における散逸の検討,” 日本音響学会 2015年春季研究発表会 講演論文集, pp. 1319–1320, 中央大学理工学部, 2015年3月.
- 折野裕一郎, 坂本眞一, 乾義尚, 渡辺好章, “ループ管方式熱音響システムの断面積急変化が管内音波の固有振動に及ぼす影響の検討,” 日本音響学会 2015年秋季研究発表会 講演論文集, pp. 1261–1262, 会津大学, 2015年9月.
- 折野裕一郎, 坂本眞一, 上野草, 和田貴裕, 乾義尚, 渡辺好章, “内径拡大プライムムーバーを持つループ管方式多段熱音響システムの伝熱流体による駆動,” 第36回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム (USE2015), 1P4-2, つくば国際会議場, 2015年11月.
- 折野裕一郎, 坂本眞一, 乾義尚, 渡辺好章, “Phase Adjuster を用いるループ管方式熱音響システムの発振温度に及ぼす平均圧力の影響,” 日本音響学会 2016年春季研究発表会 講演論文集, pp. 1397–1398, 桐蔭横浜大学, 2016年3月.