

河合久孝（三菱重工業株）

### 1. まえがき

世界的にエネルギー需要増加の中、省資源、省エネルギーに関する技術開発は先進国の責務であり、火力発電プラントにおいても各種要素技術を通じて機器のより一層の高効率化が鋭意進められている。ガスタービンの熱効率はタービン入口ガス温度（以下TITと称す）に大きく依存しており、図1はガスタービンの高温化と熱効率の向上の関係を示したものであり、現状タービン入口ガス温度は1350℃級まで達し、熱効率は35～37%（LHV基準）である。<sup>1)</sup>

このようなガスタービンのTITの上昇は主にガスタービン高温部品、即ち燃焼器、動翼及び静翼に関する冷却構造とそれに使用される材料の改良・開発により達成されて来た。ここではガスタービン用耐熱材料の現状と将来について述べる。

### 2. ガスタービンの高温化と高効率化

前述のとおり、ガスタービンの高効率化はTITの高温化による所が大きく、高温化は高温部品の冷却構造とそれに使用される材料の改良・開発によりなされて来た。

図2にタービン1段静翼の冷却構造の変遷の一例を示すが、<sup>2), 3)</sup>初期の冷却翼は簡単な対流冷却方式であったが、高温化に伴ないフィルム冷却方式、ピンフィン冷却方式が採用され、さらに

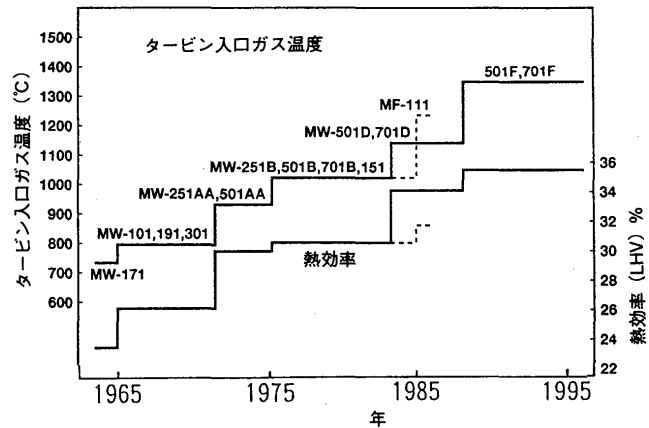


図1 三菱ガスタービンの高温化と熱効率の向上

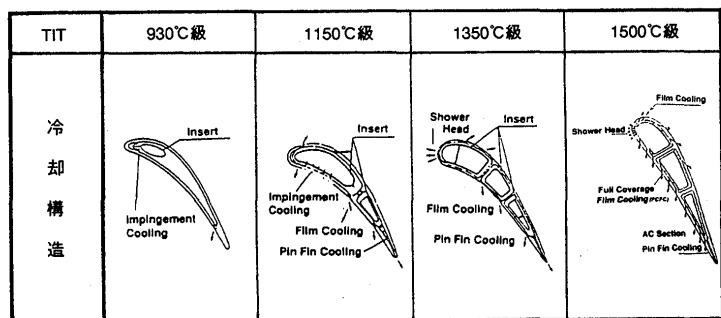


図2 タービン1段静翼の冷却構造の変遷

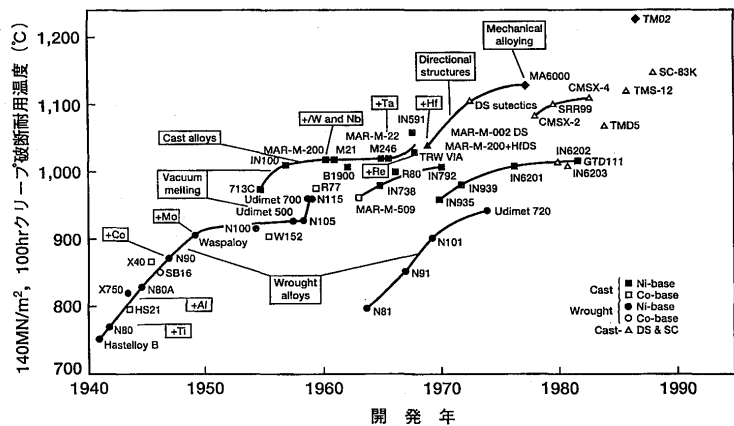


図3 ガスタービン用超合金の開発経過

第23回ガスタービン定期講演会  
講演論文集, 1995, 5, (東京)

1350°C級ガスタービンでは熱負荷の高い前縁部にシャワーヘッド冷却方式が適用され、高い冷却効率を得ている。このような複雑な冷却構造を採用している動・静翼はセラミック中子を用いた精密鋳造法により製造されている。一方高温部材に使用される材料の開発はジェットエンジンのタービン動翼用材料を中心に欧米においてなされて来た。耐熱合金の開発の経過を図3に示す。<sup>4), 5)</sup>

Ni基耐熱合金にAl, Tiを添加すると $\gamma'$ 相  $\{Ni_3(Al, Ti)\}$ が析出し、高温強度改善に極めて有効であることが判明し、1950年代Co基耐熱合金に代りNi基耐熱合金が主流となった。特に1952年真空溶解法が商業ベースとなり、活性な金属であるAl, Tiの多量添加が可能となり、高温強度が飛躍的に向上した。さらに、1960年代の初期にロストワックス法と呼ばれる精密鋳造法による、翼の製造技術が確立され、翼の冷却構造の設計自由度が大幅に向上し、精密鋳造翼の適用が拡大した。1960年代半ば頃には合金元素の添加による耐熱合金の高温強度の向上はほぼ限界に達し、TITの上昇は耐熱合金よりも冷却構造の設計技術に大きく依存するようになった。1960年代後半に一方向凝固翼や、単結晶翼が検討され始め、1970年代前半に一方向凝固翼が航空用ジェットエンジンに採用され始め、後半に高温でも安定な $Y_2O_3$ 等の微細な酸化物粒子を合金基地に分散させた酸化物分散強化型合金が開発された。<sup>6)</sup>

コンバインドプラントはガスタービン、排ガスボイラ及び蒸気タービンより構成されており、ガスタービン出力に加え排ガスボイラの蒸気を駆動源とする蒸気タービン出力を得ることによって総合熱効率が向上し、結果的にはエネルギーの有効利用が図られている。近年コンバインドプラントの増設が著しいが、これはガスタービンの信頼性が著しく向上すると共に、図1に示したとおり、ガスタービンの高温化が進み、この結果、図4に示すとおり最新鋭火力に比べ高温ガスタービンを用いたコンバインドプラントの熱効率は著しく高く、<sup>7)</sup>例えばTIT1350°C級ガスタービンを用いた場合の熱効率は約49%以上であり、1500°C級では50%以上が予想されている。

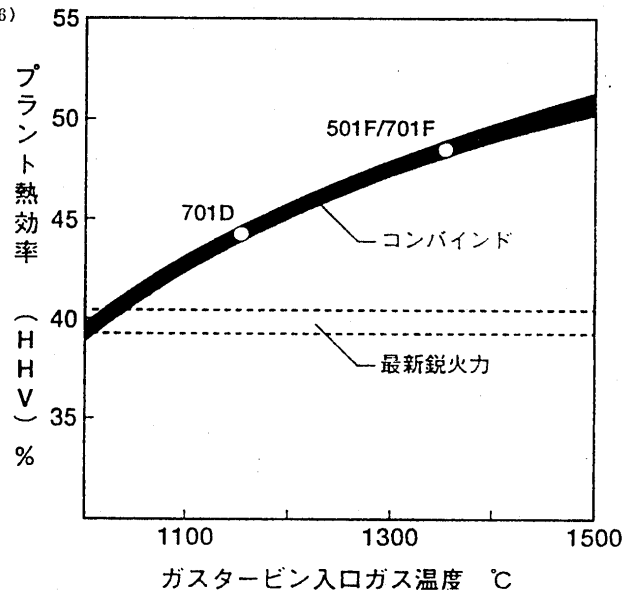


図4 ガスタービン入口ガス温度とプラント熱効率

### 3. ガスタービン用高温材料に要求される特性と現用材料

ガスタービンの高温部品即ち、タービン動翼、静翼及びディスク並びに燃焼器に要求される特性を表1に示すとともに、代表的な材料の化学組成を表2に示す。

タービン動翼は最も苛酷な条件下で使用される部品であり、クリープ、クリープ破断、熱疲労、高サイクル疲労といった高温強度特性がまず要求され、高温強度の高いNi基耐熱合金が使用されている。

表1 ガスタービン高温部材に要求される特性

部 品		要求される特性
タービン	動 翼	クリープ強さ、クリープ破断強さ、熱疲れ強さ、高サイクル疲れ強さ、耐高温ガス腐食性、韌性、高温組織安定性、鍛造性（鍛造合金）、鋳造性（鋳造合金）
	静 翼	熱疲れ強さ、クリープ強さ、耐高温ガス腐食性、高温組織安定性、溶接性、鋳造性（鋳造合金）
燃 焼 器		耐高温ガス腐食性、クリープ強さ、熱疲れ強さ、高温組織安定性、高サイクル疲れ強さ、溶接性、板金加工性、高融点

表2 ガスタービン・動翼及び燃焼器に使用されている主な材料の化学成分 (%)

区分	合金	C	Cr	Ni	Co	Mo	W	Ta	Nb	Ti	Al	B	Zr	Fe	その他	
タービン	動翼	C IN 792	0.12	12.4	残	9.0	1.9	3.8	3.9	—	4.5	3.1	0.02	0.10	—	1.5Hf
		C GTD 111	0.12	14	残	9.5	1.5	3.8	2.8	—	4.9	3.0	0.012	0.03	—	
		C Mar M 247	0.16	8.2	残	10.0	0.6	10.0	3.0	—	1.0	5.5	0.020	0.09	1.5	
		W Inco X-750	0.04	15.5	残	—	—	—	—	1.0	2.5	0.7	—	—	7.0	
		W Udimet 520	0.05	19.0	残	12.0	6.0	1.0	—	—	3.0	2.0	0.005	—	—	
		W Udimet 720	0.04	18.0	残	15.0	3.0	1.5	—	—	5.0	2.5	0.03	0.03	—	
	動・静翼	C IN 738 LC	0.12	16.0	残	8.5	1.75	2.6	1.75	0.9	3.4	3.4	0.01	0.005	—	
		C Renè 80	0.17	14.0	残	9.5	4.0	4.0	—	—	5.0	3.0	0.015	0.03	—	
		WC Udimet 500	0.08	19.0	残	18.0	4.0	—	—	—	2.9	2.9	0.005	—	—	
	静翼	C IN 939	0.15	22.5	残	19.0	—	2.0	1.4	1.0	3.7	1.9	0.009	0.1	—	0.15N
		C X-40	0.50	25.5	10.5	残	—	7.5	—	—	—	—	0.01	—	—	
		C X-45	0.25	25.5	10.5	残	—	7.5	—	—	—	—	0.01	—	—	
		C FSX 414	0.25	29.0	10.0	残	—	7.5	—	—	—	—	0.01	—	—	
		C ECY 768	0.60	23.5	10.0	残	—	7.0	3.5	—	0.25	0.18	—	—	—	
		C LCN 155	0.15	21.0	20.0	20.0	3.0	2.5	—	1.0	—	—	—	—	残	
燃焼器	C GTD 222	—	22.5	残	19.0	—	2.0	—	—	2.3	1.2	—	—	—	0.08La	
	P Hastelloy X	0.10	22.0	残	1.5	9.0	0.6	—	—	—	—	—	—	18.5		
	P C-263	0.06	20.0	残	20.0	5.9	—	—	—	2.15	0.45	0.001	0.02	—		
	P Inconel 617	0.07	22.0	残	12.5	9.0	—	—	—	—	1.0	—	—	—		
	P Tomilloy	0.07	22.0	残	8.0	9.0	3.0	—	—	0.3	1.0	—	—	—		
	P L 605	0.10	20.0	10.0	残	—	15.0	—	—	—	—	—	—	—		
P HA 188	0.10	22.0	22.0	残	—	14.0	—	—	—	—	—	—	1.5			

C: 鋳造材 W: 鍛造材 P: 圧延材

この他の要求特性として高温での組織安定性及び製造性も重要である。又、後述するとおり、対環境性（耐食、耐酸化）を考え、コーティングが施工されているが、動翼材自身の耐食、耐酸化性も要求される。タービン動翼材としてはIN738LC が最も一般的に使用されている。IN738LC より高温強度が優れた合金としてGTD111, MGA1400 が開発され、実用されている。<sup>8), 9)</sup>

タービン静翼は動翼に比べ熱的条件は厳しいものの要求されるクリープ強度は格段に低く、Co基耐熱合金でも十分な強度であり、GE社系、三菱-W社系ではCo基耐熱合金を使用しているが、欧州系ではNi基耐熱合金を主に使用している。Co基耐熱合金の使用上のメリットは鋳造性、溶接性、耐食性が優れている点である。しかし、最近の高温ガスタービンでは静翼と言えども、高いクリープ強度が要求され、溶接可能なNi基耐熱合金GTD222合金が開発され、実用されている。<sup>9)</sup>

表3 結晶制御合金の化学成分例

区分	合金	Cr	Co	Mo	W	Hf	Ta	Ti	Al	C	B	Zr	Ni	その他	備考
DS合金	Mar M200+Hf	9	10	—	12	1.5	—	2	5	0.14	0.015	—	Bal.	1Nb	PWR 1422
	Mar M247LC	8	9.5	0.5	9.5	1.4	3	0.8	5.6	0.07	0.015	0.015	Bal.		Martin
	Rene 150	5	10	1	5	1.5	6	4	5.5	0.06	0.02	0.02	Bal.	3Re, 2.2V	GE
	TMD 5	6	9	2	13.5	1.3	3	1	4.5	0.08	0.02	0.04	Bal.		金材研
	IN 6203	22	19	—	2.0	0.75	1.1	3.5	2.3	0.15	0.01	0.1	Bal.	0.8Nb	IN CO
SC合金	Alloy 454	10.0	5.0	—	4.0	—	12.0	1.5	5.0	—	—	—	Bal.		PWA 1480
	RWA 1484	5.0	10.0	2.0	6.0	0.1	8.7	—	5.6	—	—	—	Bal.	3.0Re	PWA
	NASAIR 100	9.0	—	1.0	10.5	—	3.3	1.2	5.8	—	—	—	Bal.		NASA
	CMSX 2	7.5	4.0	0.5	7.5	—	6.0	1.0	5.5	—	—	—	Bal.	3.0Re	Cannon Muskegon
	CMSX 4	6.2	9.5	0.6	6.5	0.1	6.5	1.0	5.5	—	—	—	Bal.	3.0Re	Cannon Muskegon
	SRR-99	9.0	5.0	—	9.5	—	2.9	2.2	5.5	—	—	—	Bal.		Rolls Royce
	Renè N4	9.0	7.5	1.5	6.0	—	4.0	4.2	3.7	—	—	—	Bal.	0.5Nb	GE
	SC 16	16	—	3.0	—	—	3.5	—	3.5	—	—	—	Bal.		ONERA
	AM 3	8	5.5	2	5	—	3.5	—	6	—	—	—	Bal.		AUBERT&DUVAL
	SC 180	5	10	2	5	0.1	8.5	1.0	5.2	—	—	—	Bal.	3.0Re	
	SC-83K	6.4	1.0	4.3	7.3	0.1	7.3	—	5.1	—	—	—	Bal.		日立金属
MDSC-7M	10	4.5	0.7	6	—	5.4	2	5.4	—	—	—	Bal.	0.1Re	三菱金属・電中研	
ODS合金	TMS-12	6.6	—	—	12.8	—	7.7	—	5.2	—	—	—	Bal.		金材研
	MA 956	10.0	—	—	—	—	—	0.5	4.5	—	—	—	—	74Fe, 0.5Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	IN CO
	NA 754	20	—	—	—	—	—	0.5	0.3	0.05	—	—	Bal.	1.0Fe, 0.6Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	IN CO
	MA 6000	15	—	2.0	4.0	—	2.0	2.5	4.5	0.05	0.01	0.15	Bal.	1.1Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	IN CO
TMO 2	5.9	9.7	2.0	12.4	—	4.7	0.8	4.2	0.05	0.01	0.05	Bal.	1.1Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	金材研	

燃焼器材には高温強度、耐食・耐酸化性の他、板金加工性、溶接性が要求され、Ni基耐熱合金Hastelloy Xが多用されている。Co基耐熱合金HA188は燃焼器材として高温強度、加工性等の点で最も優れているが、コストが高いため使用量はHastelloy Xに比べ少ない。

#### 4. ガスタービンの高温化と結晶制御合金

通常の合金はランダムな結晶方位を持った多数の結晶粒から成っており、高温使用での破壊の多くは主応力方向に対し直角方向の結晶粒界で生じている。そこで主応力方向の粒界を無くすることによる特性向上が考えられ、欧米において1960年代後半から一方向凝固（以下DSと称す）や単結晶（以下SCと称す）合金が検討され始めた。これが耐熱合金の飛躍的性能向上へとつながり結晶制御の始まりである。代表的なDS合金とSC合金の化学成分を表3に示す。化学成分上のDS合金の特徴はHfが1%前後添加されていることで、Hf添加は高温での延性を増し、翼製造時の粒界割れを防ぐのに有効である。

図5にDS材のクリープ破断性質に及ぼすHfの影響を示す。<sup>10)</sup> Hf添加により、クリープ破断強度は低下し、破断延性は増加する傾向にある。又、高温低サイクル疲労特性についてもHf添加により、図6に示すとおり繰返し寿命比が低下することがわかる。これはHf添加が共晶 $\gamma'$ 相の析出量を増加させ、高温強度に寄与する $\gamma'$ 相の析出量を減少させる傾向にあるためである。<sup>10)</sup> 一方SC合金の化学成分上の特徴はC, B, Zr, Hf等の粒界強化元素が添加されていないことである。これらの元素を無くすることにより初期溶融温度を高くすることが出来るので、溶体化温度を高くして、高温強度に寄与する微細な $\gamma'$ 相の均一析出を図ることが出来る。第2世代SC合金ではReが3%程度添加され、固溶強化、 $\gamma'$ 相析出量の増加、 $\gamma'$ 相成長速度の遅延等の効果のため、第1世代SC合金より約30°Cクリープ破断強度がすぐれている。<sup>13)</sup>

$\gamma'$ 相析出量が異なる3種類のDS合金(A, B, C合金)のクリープ破断強度(0°方向)をA合金の普通鑄造材(以下CC材と称す)と併せて図7に示した。<sup>11)</sup> これから、DS材のクリー

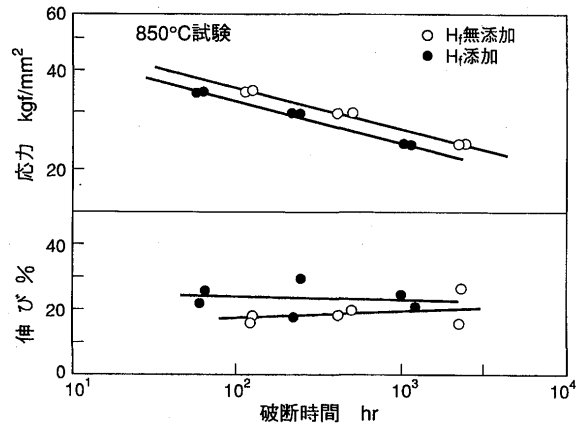


図5 一方凝固材のクリープ破断性質に及ぼすHfの影響 (IN738LC)

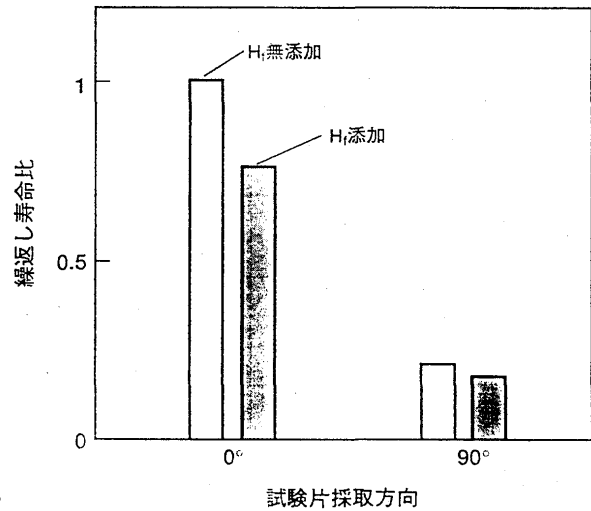


図6 一方凝固材の高温低サイクル疲労特性に及ぼすHfの影響 (IN738LC)

合金	Cr濃度	$\gamma'$ 相体積率
A合金	高濃度	約46vol%
B合金	高濃度	約56vol%
C合金	低濃度	約60vol%

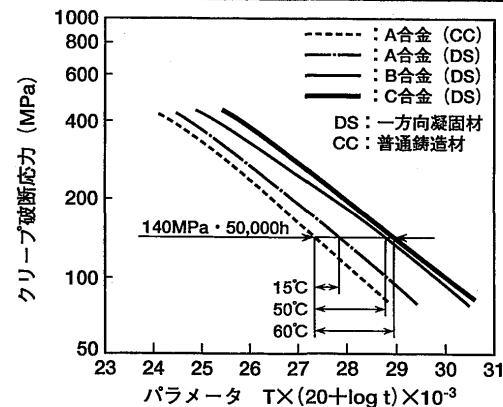


図7 一方凝固材のクリープ破断強度

ブ破断強度はいずれもA合金のCC材よりも高く、かつ $\gamma'$ 相体積率(析出量)が高い合金程優れたクリープ破断強度を示し、例えば、応力140MPa、時間50,000hでのクリープ破断耐用温度で比較すると、A合金のCC材に比べ、A合金のDS材は約15°C、B合金のそれは約50°C、C合金のそれは約60°C各々高い。

DS材の低サイクル疲労強度は図8に示すとおり良好で、破断繰返し数では約一桁(約10倍)CC材より優れている。<sup>11)</sup>これは、DS材(0°方向)のヤング率はCC材のそれに比べ約35%低いためである。CM247LC DS材のクリープ破断性質を図9に示す。<sup>2)</sup>柱状晶成長方向に対し0°方向の強度及び伸びは45°及び90°方向に対し優れている。図10にクリープ破断試験片のマイクロ組織を示す。<sup>2)</sup>Larson Millerパラメータが大きくなるに従って、 $\gamma'$ 相粒径が大きくなり、作用応力に直角方向に成長した $\gamma'$ 相、即ちraft組織が観察される。しかし試験片のネジ部では、このraft組織は認められず、raft化には温度、時間の他に応力も影響していることがわかる。DS材の柱状晶成長方向に対する異方性は、ヤング率、高温低サイクル疲労強度において著しく認められるが、熱膨張係数、熱伝導率、高サイクル疲労強度等には認められていない。

DS翼の製造方法には各種あるが、商用としては図11に示す高速凝固法が実用されている。一方SC翼の作り方もDS翼の場合と基本的には同じであるが、鋳型の下段にセレクター(制限回路)を設けた鋳型を使用するのが一般的である。スターブロック内に生成した多数の柱状晶の中から1個の柱状晶をセレクターにより取り出し、成長させ、SC翼をつくる。

DS翼は20年以上前より、又SC翼は10年以上前よりジェットエンジンには実用されているが、産業用ガスタービンにおいても最近、DS翼はGE社の9000FAガスタービン、三菱のMF111ガスタービン等の1段動翼に実用されている。<sup>9)・11)</sup>一方、SC翼はSiemensのV84.3Aガスタービンの1,2段動翼として使用される計画がある。<sup>14)</sup>このように産業用ガスタービンではジェットエンジンに比べDS翼、SC翼の実用化が遅い理由はコストと翼の大きさから来る製造の難しさである。

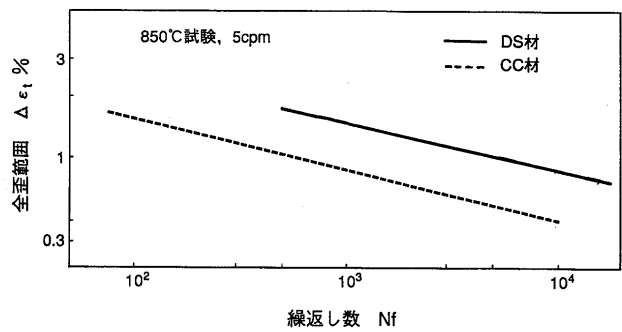


図8 一方凝固材の高温低サイクル疲労強度(A合金)

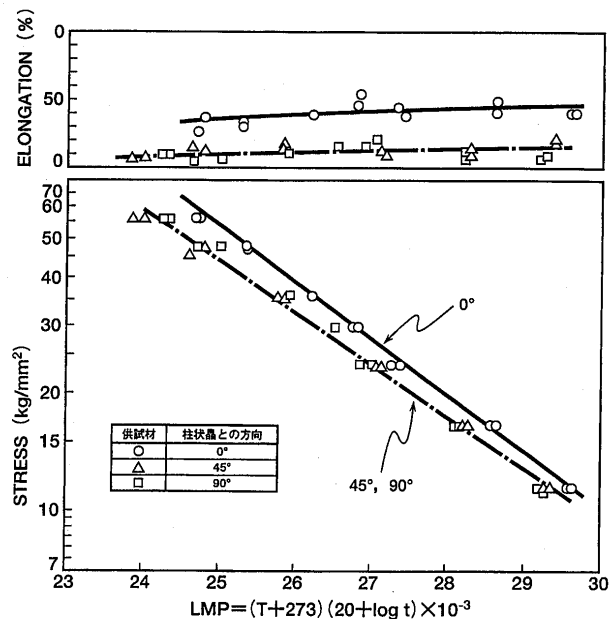


図9 CM247LCDS材のクリープ破断試験

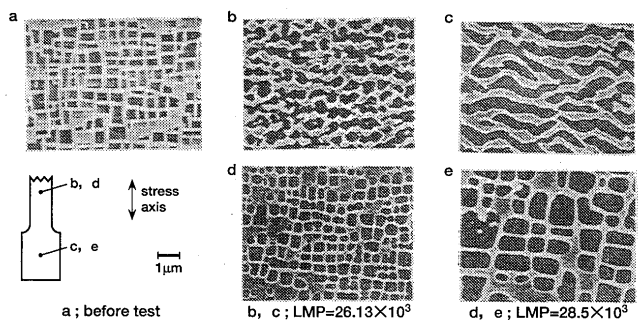


図10 クリープ判断試験後の断面ミクロ組織

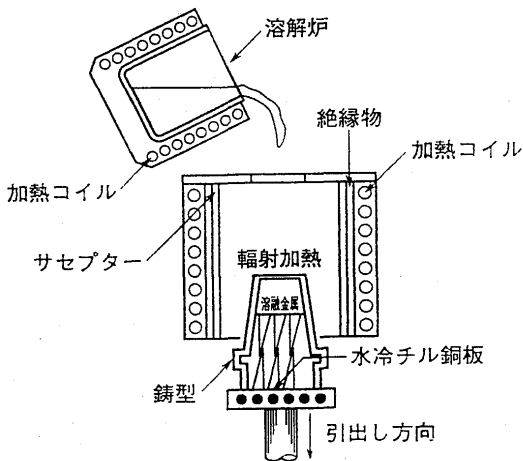
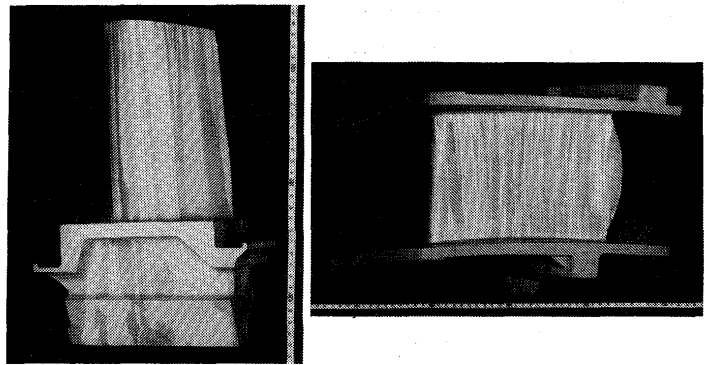


図11 高速凝固法による一方  
向凝固翼の製造方法



動翼

静翼

図12 大型DS動・静翼のマクロ組織(出力230MW級)

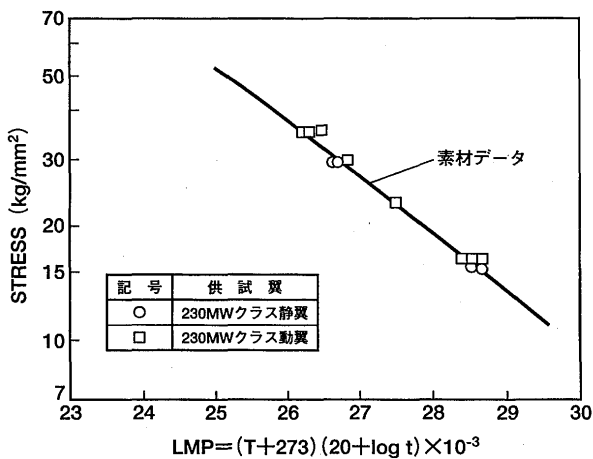


図13 大型DS動静翼から採取した試験片の  
クリープ破断強度

しかしながらTITの高温化に伴ないDS翼, SC翼が要求され多用されるようになると考えられる。例えばTIT1500℃級ガスタービンの開発ではDS翼と高性能TBCの研究が鋭意なされており, 図12に示す大型DS動翼, 静翼(出力230MW級)が試作され, そのクリープ破断強度は図13に示すとおり別鋳込み試験片のそれと同程度としている。<sup>3)</sup> さらに, 図14に示す出力130MW級のガスタービンの大型SC翼が試作評価されている。<sup>3)</sup>

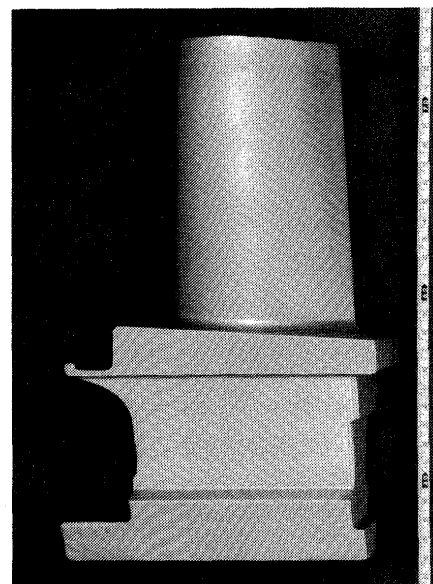
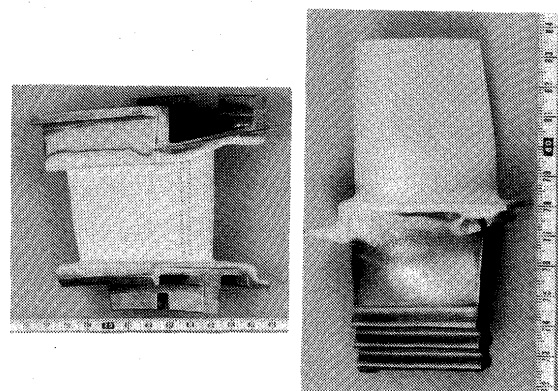


図14 大型SC翼の表面マクロ組織



静翼

動翼

図15 TBCを施工したガスタービン  
動翼, 静翼

5. ガスタービンの高温化, 燃料の多様化とコーティング  
ガスタービンの高効率化を図るためTITがより高温となり, 前述のとおりこれに対処するため

冷却構造の改善とより高温強度の優れた耐熱合金の使用に加え、タービン動翼、静翼の高温ガス通路面に従来の耐食・耐酸化コーティングに代り、遮熱コーティング（以下TBCと称す）が実用された。これによりメタル温度を50～100℃低下できる。TBCは遮熱を目的とするセラミックス層とセラミックス層と母材との密着性、耐食・耐酸化性向上を目的とした金属結合層の2層構造で、セラミックス層には $ZrO_2 \cdot MgO$ 系と $ZrO_2 \cdot YrO_3$ 系が、又金属結合層には $MCrAlY$ （M；Ni, NiCo, Co）が一般に適用されている。

TBCは早くから燃焼器に使用されているが、より使用環境が厳しく、かつより信頼性が要求される動翼、静翼に使用するにあたり、セラミックス層の組成、施工法等が検討され、実用されている。図15にTBCを施行した動翼、静翼を示す。<sup>15)</sup> 又長時間使用されたTBC施工翼の外観を図16に示す。<sup>15)</sup> EB-PVD（電子ビーム・物理蒸着）法によるTBCは従来のAPS（大気プラズマ溶射）法によるそれより耐久性が優れており、ジェットエンジンでは実用されている。

ガスタービンは多様な燃料が使用出来ることが特色の1つであり、ガス燃料（LNG、コークス炉ガス、高炉ガス等）、液体燃料（軽油、重油等）が使用されている。燃料及び吸気からの腐食性成分（S, V, Na, Cl等）の混入があり、腐食による損傷が著しい場合がある。これに対処するため、各種コーティング材料（Al, Cr, AlSi, PtAl,  $MCrAlYX$ 等）、施工法（溶射、拡散浸透、蒸着、複合処理等）が検討され、実用されている。<sup>16)</sup> 今後粗悪燃料の有効利用の観点より、耐食コーティング注目されるものと考えられる。

## 6. ガスタービン用将来材料

前述のDS合金及びSC合金は、いずれも基本的にはその高温強度を $\gamma'$ 相に依存しており、高温使用により $\gamma'$ 相が粗大化し、強度低下を招くので、使用限界温度は約900℃とされている。これに対し、1970年代後半に開発された酸化物分散

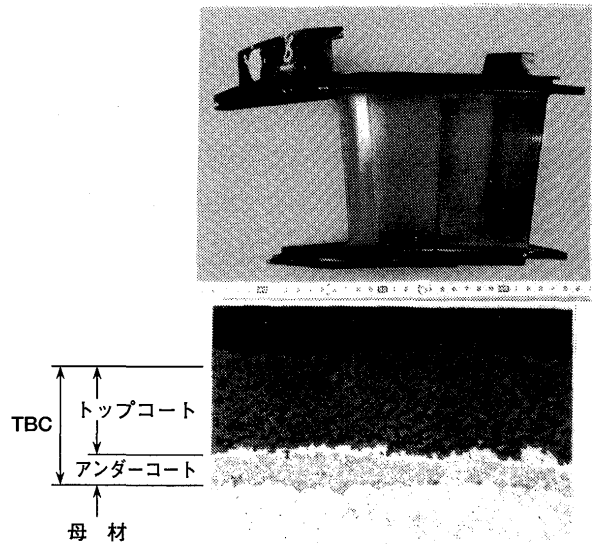


図16 長時間使用したTBC施工1段静翼（130MW級）

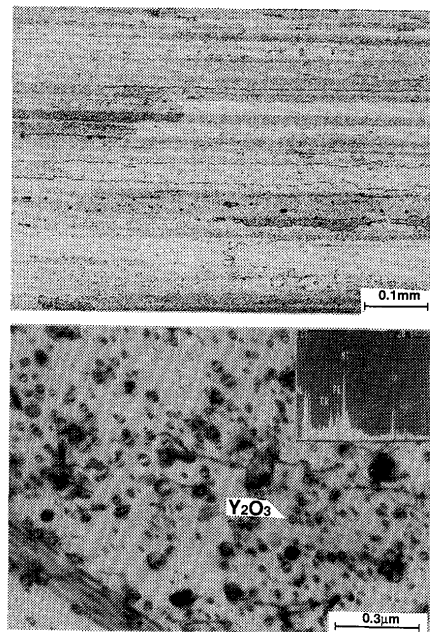


図17 ODS合金のマイクロ組織

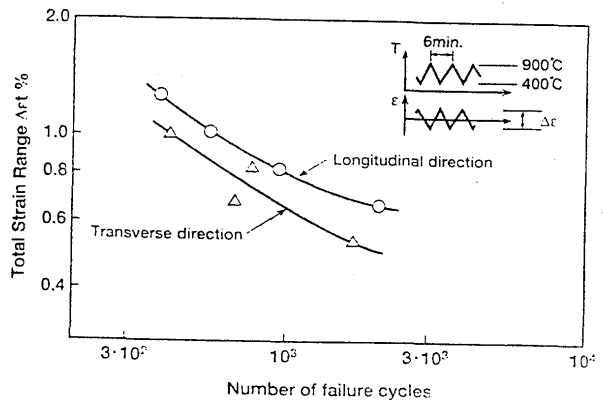


図18 ODS合金MA754の熱疲労強度

強化型（以下ODSと称す）合金は図17に示すような高温でも安定で微細な $Y_2O_3$ 等の酸化物粒子に高温強度を依存しているため、融点近くまで優れた強度を示すことで注目されている。MA6000は微細な $Y_2O_3$ 粒子と $\gamma'$ 相により強化されたODS合金であり、クリープ破断強度は950°C以上でDS合金及びSC合金より優れており、微細な $Y_2O_3$ の粒子の効果がうかがえる。<sup>3)</sup>なお、ODS合金では結晶粒の長手方向とその直角方向では図18に示すとおり著しい異方性が認められている。ODS合金は一部ジェットエンジンの静翼、燃焼器に使用されている程度で適用例は少なく、ガスタービンにはまだ適用されていない。

$Si_3N_4$ 、SiC系セラミックスは1100°C以上での耐熱性、強度が耐熱合金より高く、又セラミックスの中では靱性が高いため、ガスタービン高温部材への適用研究が国内外で鋭意なされて来た。次世代TIT1300°C及び1500°C級の20MW級高効率ガスタービンの燃焼器、動翼及び静翼への適用を目指した研究が鋭意なされ、<sup>17)</sup>セラミックスの適用化技術は大幅に向上したが、まだ実用化に至っていない。

金属間化合物の中でチタンアルミナイド( $Ti_3Al$ ,  $TiAl$ ,  $TiAl_3$ )は高比強度耐熱材料として注目され、この中でもTiAlは比重がNi基耐熱合金の約1/2で、比クリープ強度もNi基耐熱合金と同等であり、実用化の可能性の高い材料として期待され、特性改善のためNb, Cr, Mo, Mn, V等の添加が検討されている。対象部品としてジェットエンジンでは圧縮機後段や低圧タービン部品への適用が考えられている。<sup>19)</sup>将来、ガスタービンの高温化、大型化にあたり、タービン後段の動翼材として注目されるものと考えられる。

## 7. あとがき

ガスタービン用耐熱材料の現状と将来として、タービン動・静翼及び燃焼器の現用材料と、今後多用されると考えられるDS合金、SC合金及びTBC、さらに将来材料としてのODS合金、セラミックス及び金属間化合物について述べた。DS合金、TBCの他、SC合金及びODS合金を使用した超高温ガスタービンが開発され、これを組込んだコンバインドプラントでは著しい高効率達成され、一層のエネルギー資源の有効利用が図られることを期待するところである。

## 参考文献

- 1) 技廣 ほか, 三菱重工技報, Vol.28 No.1(1991-1)
- 2) S. Amagasa, H. Kawai, et al., J. of Engineering for gas Turbines and Power, Vol.116 (July, 1994), 597
- 3) S. Sato, S. Aoki, et al., To be presented at ASME gas Turbine Congress at Houston (June, 1995).
- 4) W. J. Molloy, Advanced Materials Process 10/90, 23.
- 5) 山崎, 日経ニューマテリアル (1990-10-1), 70
- 6) 辻, ターボ機械, Vol.12 No.3 (1984), 21
- 7) 塚越 ほか, 日本ガスタービンセミナー第22回資料集('94-1), 25
- 8) 武石 ほか, 三菱重工技報, Vol.32 No.1 (1995-1), 20
- 9) K. Fulton, Gas Turbine World, (July-August 1992), 32
- 10) 河合 ほか, 耐熱金属材料第123委員会研究報告, Vol.34 No.2 (1993), 223
- 11) 河合 ほか, 三菱重工技報, Vol.31 No.4 (1994-7), 270



- 12) 河合, ターボ機械, Vol.18 No.5 (1990), 262
- 13) G. A. Kool, ASME Gas Turbine Congress paper 94-GT-475
- 14) P. Johnson, Diesel and gas Trubine Worldwide, (Jan.-Feb.1995), 10
- 15) 河合, 溶射技術, Vol.13 No.1 (1993), 38
- 16) 中森, (社)腐食防食協会, 第20回コロージョン・セミナー(1993-9), 57
- 17) 辻, 原 ほか, 日本ガスタービン学会第18回ガスタービン定期講演会(1990)
- 18) 森, 古瀬 ほか, 三菱重工技報, Vol.28 No.4 (1991), 409
- 19) 石川島播磨技報, Vol.34.No.3 (1994), 192

\* 峯岸裕明, 松下博美, 榊田 勝

磯島好彦, 石田士朗, 高田謙一 (石川島播磨重工業)

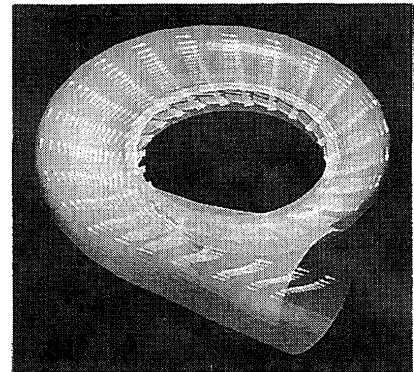
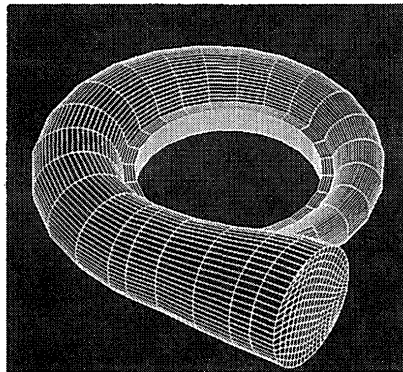
## 1. まえがき

小型過給機には、構造が簡単、小型軽量のベンレス型のラジアル・斜流タービンが適用されている。この形式のタービンはノズル羽根を有しないため、エンジンからの排気ガスはスクロール内で増速され直接タービン動翼に流入する。そのため、スクロール内の流れはタービン性能に大きく影響し、ガスの動翼への流入状態を決定するスクロール形状は極めて重要である。従来、スクロールは簡単な流れモデルを基に面積分布等を定められることが多かったが、スクロールは複雑な3次元形状をしており、内部の流れは3次元性、圧縮性、粘性等の影響が大きく、流れは非常に複雑である。この内部の流速、圧力分布等を3次元的にとらえることはスクロールの最適形状を決めるために極めて重要である。近年、スクロール内の流れを数値解析する試みが行われるようになってきたが(1)(2)、実機に使われる複雑な断面形状をもつスクロールについては実験的な研究が不可欠であった(3)(4)(5)。しかし、スクロール形状をきめるパラメータは数多くあり、これらの性能への影響を全て実験的に検証していくためには膨大な時間とコストがかかる。IHIでは、小型過給機用タービンの性能向上を目的とし、また、開発のスピードアップとコスト低減を図るためスクロール内部流れのシミュレーション技術を構築するための3次元数値解析に取り組んできた。本論文は、当社において行われてきた一連のタービンスクロールの数値解析と一部の実験結果について述べる。

## 2. タービンスクロール内部流れの数値解析

### 2.1 ラジアルタービン用シングルフロー形スクロール

小型車両用エンジンに搭載される過給機タービンには、エンジンからの排気ガスが1つのガス流路に導かれタービン動翼に流入するいわゆるシングルフロー形のスクロールが使われる例が多い。著者らは、汎用プログラムPHOENICSを用いシングルフロー形スクロールの内部流れの数値解析を試みた(6)。3次元の複雑な形状を表現するために半径方向25×軸方向17×周方向32の計13600点の格子点で形状を定義し、スクロール舌部近傍の流れについてはスクロール巻き終り部からスクロール入口部へ循環してくる流れ(再循環流れ)を解析できるように新しくプログラムを開発し、PHOENICSに機能を追加して解析を行った。流れは圧縮性を考慮した。第1図-(a)にメッシュ図を第1図-(b)に解析結果の一例としてスクロール内部の速度ベクトル図を示す。矢印の方向と大きさが流れの方向と速度の大きさ



(a) メッシュ図

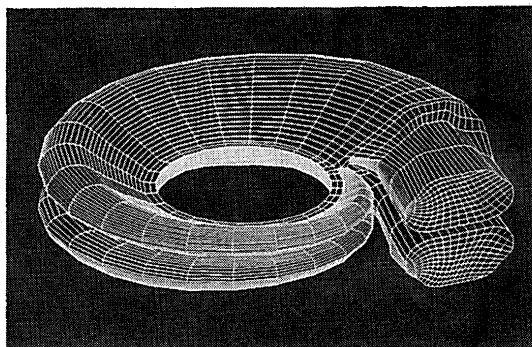
(b) 速度ベクトル図

第1図 ラジアルタービン用シングルフロー形スクロール

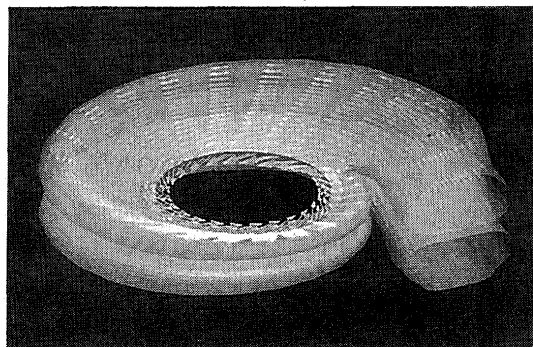
を表す。スクロール入口から速度が加速しベンレスノズル出口で最大流速となっているのがわかる。

## 2.2 ラジアルタービン用ツインフロー形スクロール

エンジンの排気ガスの有している脈動圧力を有効に利用し、また、エンジンシリンダ間の排気干渉を避けるために、トラック用ディーゼルエンジンをはじめとしてこれらに適用される過給機のタービンにはシリンダからの排気ガスを2つのガス流路に分けて導くいわゆるツインフロー形スクロールが使われる。シングルフロー形に適用したコードを用い、圧縮性としスクロール内壁では摩擦力も考慮した。スクロール入口では一様に流入してくるものとし、スクロール舌部では先と同様に再循環流れを解析できるように機能を追加した(7)。ツインフロー形スクロールの場合エンジンの各シリンダからの排気ガスは2つの流路に分けられ、各流路均等に流れる場合、片方のみ流れる場合、そしてその中間の流れが存在するため、各々の流れについての解析を行った。これは、本来非定常な現象であるスクロール内の流れを定常解析でとらえるために、時刻と共にツインフロー形の2つの入口流量が変化することをシミュレートしたものである。本解析においては、第2図、第3図に示すような形状を例として用いた。

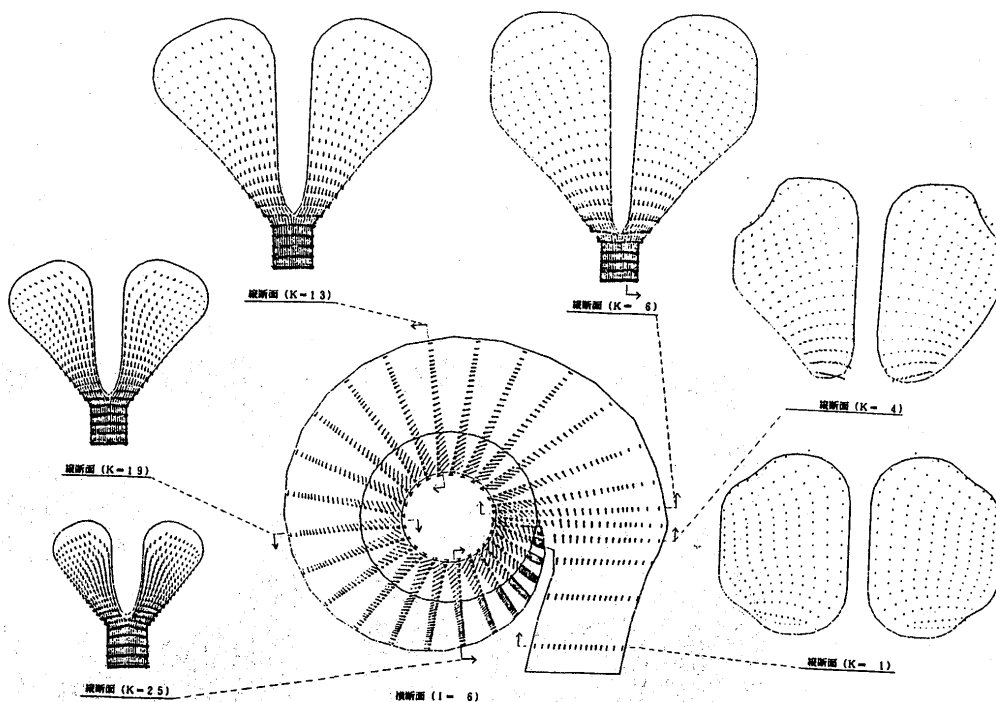


(a) メッシュ図

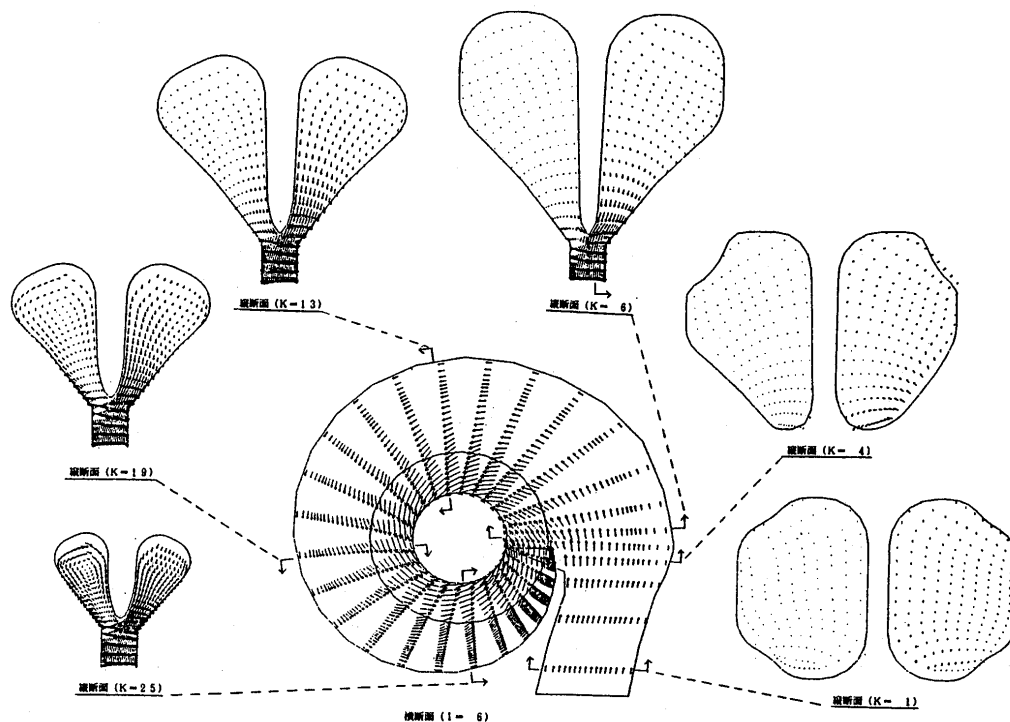


(b) 速度ベクトル図

第2図 ラジアルタービン用ツインフロー形スクロール



第3図 均一流入の場合の各断面の速度ベクトル図  
(ラジアルタービン用ツインフロー形スクロール)



第4図 部分流入の場合の各断面の速度ベクトル図  
(ラジアルタービン用ツインフロー形スクロール)

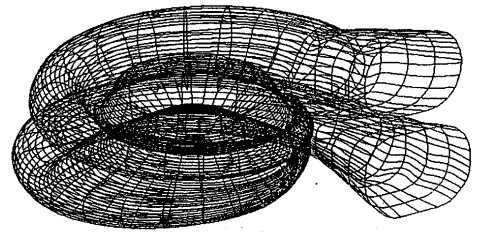
形状は半径方向27×軸方向22×周方向33の計19602の格子点で定義した。第2図-(a)にメッシュ図を第2図-(b)に解析結果の一例として各流路に均等に流れが入ってくる場合のスクロール内部の速度ベクトルの全体図を示す。第3図に均等に流入した場合の各段面における速度ベクトルを第4図に片方からのみ流入した場合の各断面における速度ベクトルを示す。

これらの解析からはスクロールの周方向の流速は外側が遅く、内側が早くなっており、自由渦流れの速度分布に近く、両方の流路を均一に流れてくる場合は、ツインフローの2つの流路でほぼ均等な流れが保たれていることが分かる。

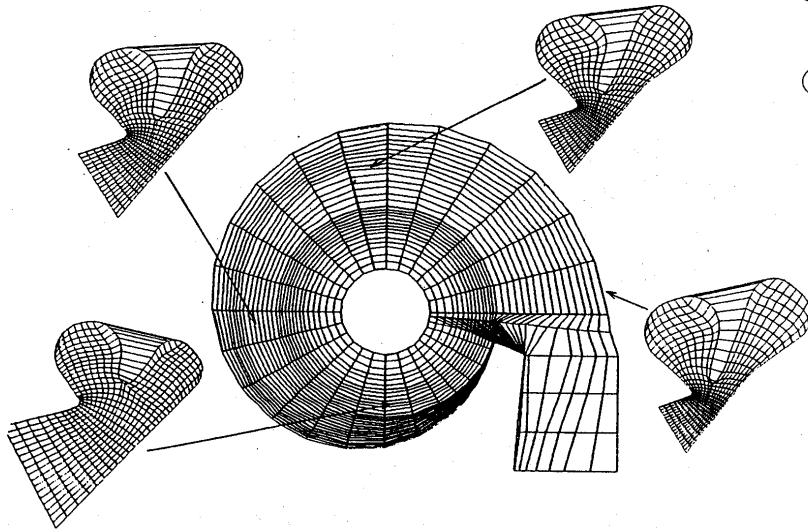
### 2.3 斜流タービン用ツインフロー形スクロール

斜流タービンは高比速度でしかも翼形状を適切にすることにより最高効率点をタービンの速度比の小さいところに設定でき、小外径で低慣性モーメントのタービンを構成することができるため、最近盛んに研究開発が行われている。この斜流タービンにもシングルフロー形スクロール、また、ツインフロー形スクロールが適用されるが、ここでは斜流タービン用ツインフロー形スクロールの数値解析について述べる。ラジアル形タービン用ツインフロー形スクロールは、ツインフローの各々の断面形状は等しかったが、今回解析の一例として用いた斜流タービン用ツインフロー形スクロールの場合は各々、異なった断面形状を有していることが特徴である。形状は半径方向34×軸方向18×周方向32の計19584の格子点で定義した。第5図-(a)にメッシュ全体図を第5図-(b)に各段面のメッシュを第6図-(a)に解析結果の一例として各入口の流入条件を同一とした場合の速度ベクトル図をまた、第6図-(b)に各断面の速度ベクトル図の一例を示す。第7図-(a)(b)(c)には各々、タービン動翼入口部分相当位置での動翼入口巾方向における流れの絶対速度、半径方向速度、流れ角の分布を示す。第8図-(a)(b)(c)には同様に各々、周方向の分布を示す。本解析の場合、圧縮性および再循環を考慮している。解析当初、解の収束性

が悪く，解析形状に種々検討を加えた結果，このような解を得ることが可能となった。

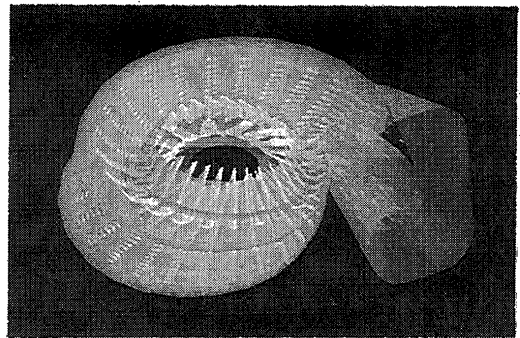


(a) メッシュ図 (全体)

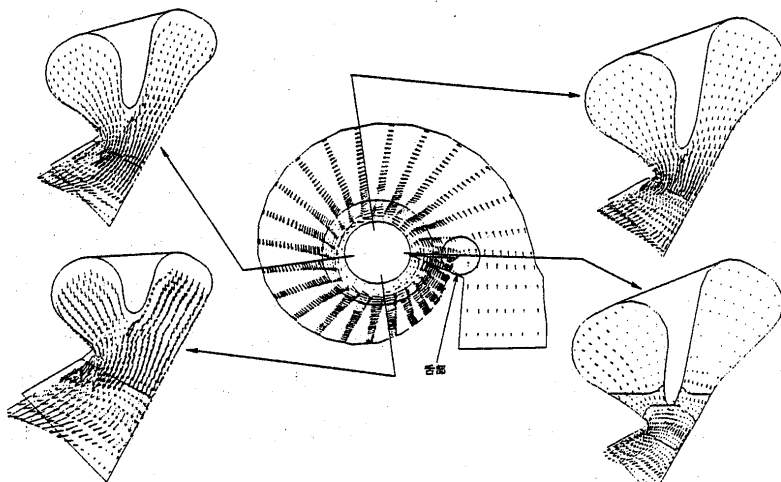


(b) メッシュ図 (各断面)

第5図 斜流タービン用ツイン形スクロールのメッシュ図

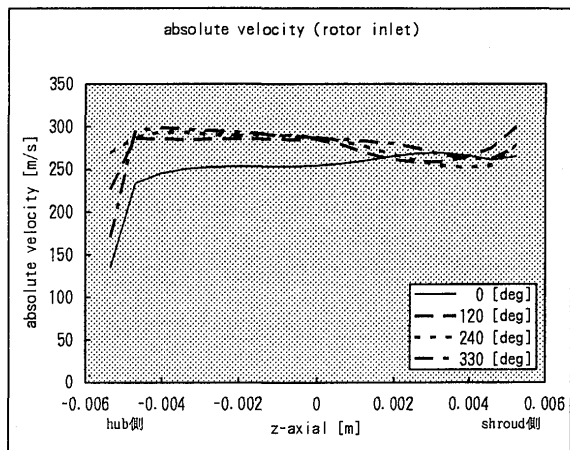


(a) 速度ベクトル図 (全体)

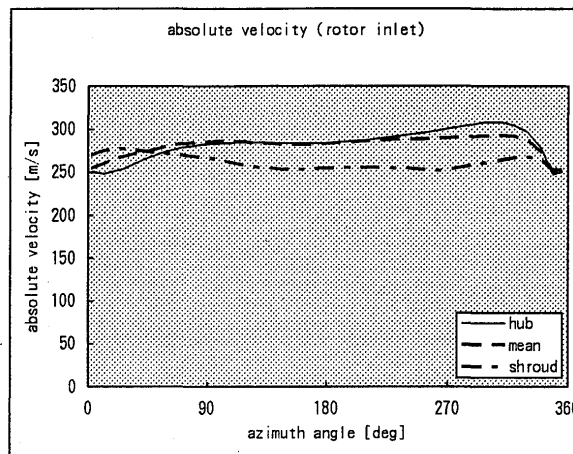


(b) 速度ベクトル図 (各断面)

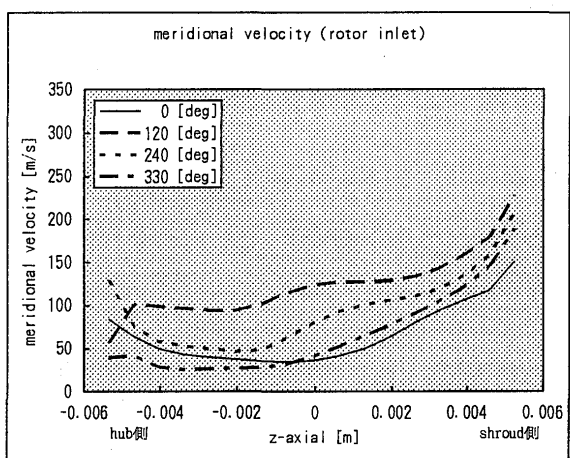
第6図 斜流タービン用ツインフロー形スクロールの速度ベクトル図



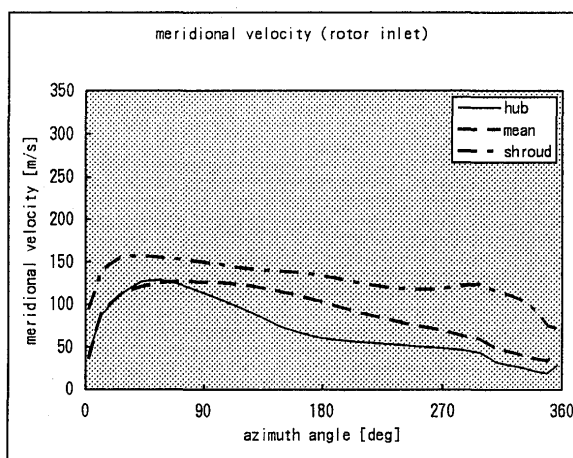
(a) 絶対速度の分布



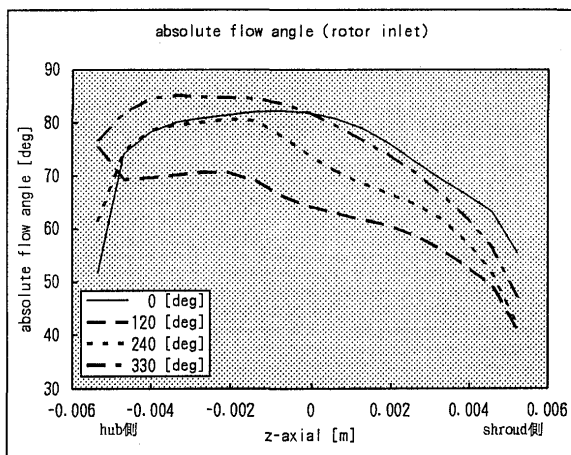
(a) 絶対速度の分布



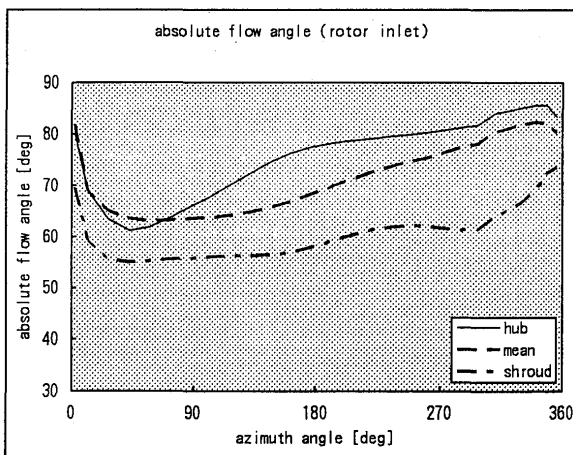
(b) 半径方向速度の分布



(a) 半径方向速度の分布



(c) 絶対流入角の分布



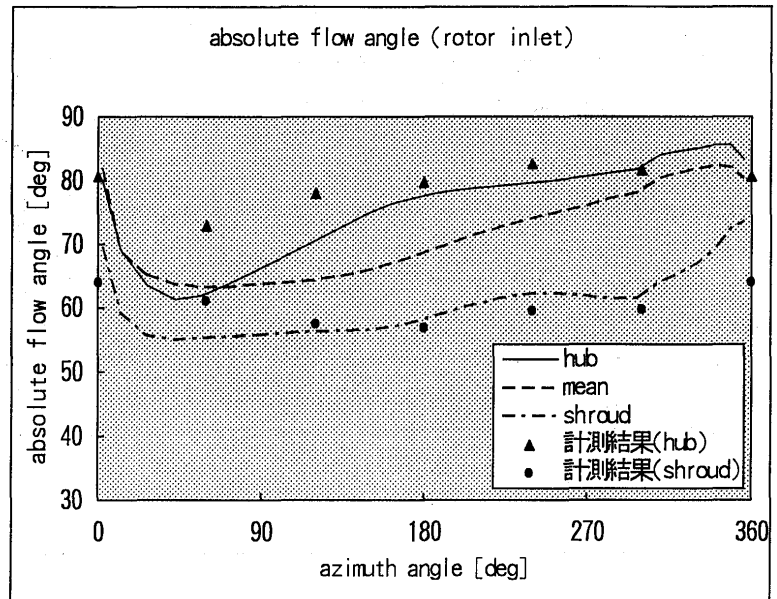
(c) 絶対流入角の分布

第7図 入口幅方向の速度及び流れ角分布

第8図 周方向の速度及び流れ角分布

### 3. 実験結果

斜流タービン用ツインフロー形スクロールについてスクロール出口部での流れの計測を行い、解析結果の妥当性についての検証を試みた。計測に際してはタービン動翼入口相当部で流れ方向の計測を行った。第9図にタービン動翼入口部相当位置でのガスの流れ角分布についての計測結果を示す。舌部近傍を除いて解析結果と計測結果は同様の傾向を示していることがわかった。



第9図 流れ角分布の計測結果

### 4. まとめ

ベンレスノズル型ラジアルタービンと斜流タービンのスクロールの性能向上および開発のスピードアップを目的として内部流れを数値解析することを試みた。ラジアル型タービン用シングルフロー形・ツインフロー形、斜流タービン用ツインフロー形について解析を行い、斜流タービン用ツインフロー形スクロールについて実験結果の一例を示した。本解析によって複雑な3次元形状を有するタービンスクロールの内部流れの数値解析の目途がついた。今後、さらに、この解析の推進を行い、また、流れの検証を実施してタービンスクロールの数値シミュレーション技術を構築していく。

### 参考文献

- (1) A. Hamed and E. Baskharone, "Analysis of the Three-Dimensional Flow in a Turbine Scroll," ASME Journal of Fluids Engineering, Sept. 1980, Vol. 102, pp. 297-301
- (2) N. Lymberopoulos, N. C. Baines and N. Watson, "Flow in Single and Twin Entry Radial Turbine Volute," ASME Paper No. 88-GT-59, 1988
- (3) W. Tabakoff, Y. Sheoran and K. Kroll, "Flow Measurements in a Turbine Scroll," ASME Journal of Fluids Engineering, Sept. 1980, Vol. 102, pp. 291-296
- (4) J. H. Yeo and N. C. Baines, "Laser Velocity Measurements in a Twin-Entry Vaneless Radial Turbocharger Turbine," JSME International Journal, Series B, Vol. 37, No. 4, 1994
- (5) M. Sakakida, K. Kurata, N. Misaki, K. Funayama and M. Yumoto, "Development of small, high specific speed radial-Turbines for automotive turbochargers," Turbocharging and Turbochargers, I Mech E, 1986
- (6) 中塚 正人, 作田 卓司, 高橋 佳裕, 大槻 靖, "汎用熱・流体プログラムPHOENICSを中心とした総合的数値実験システムの構築," 石川島播磨技報, 第30巻, 第2号, 1990
- (7) 中塚 正人, 布川 勇, 伊地知 伸彰, 高橋 佳裕, 大槻 靖, 石田 士朗, "汎用熱・流体コード: PHOENICSの実用化," 石川島播磨技報, 第31巻, 第4号, 1991

# 超音速通過流ファンの始動遷移に関する数値解析

\*阪野 貴彦(東京大学大学院)

藪田 祥三(石川島播磨重工)

梶 昭次郎(東京大学工学部)

## 1. はじめに

次世代超音速航空機用のエンジンとして、軸流速度が超音速となるファンを構成要素とする推進システムが考えられている。このようなファンは超音速通過流ファン(Supersonic Through Flow Fan、以下STFファン)と呼ばれ、通常空気取り入れ口で亜音速に減速する際に生じるような大きな全圧損失を伴わず、高い性能が期待できる。

ところで、STFファンは機速0の離陸時にも設計点の作動をさせる必要があり、滑走路上で軸流流入速度を超音速に遷移させなければならない。そのためファンの回転数を80%に保ったまま、インテークの可変機構を調節する、すなわちインレット流路のスロート部を絞る方法が考えられている。インレットのスロートを絞ることにより、そこで生じる垂直衝撃波はファンに飲み込まれSTFファンは始動する、と考えられている。

今回、準3次元モデルを用い粘性、非粘性流れに対して数値解析し、遷移過程の詳細と始動させるための条件とを明らかにした。

## 2. 解析手法

### 2-1 基礎方程式

基礎方程式はインレット流路を模擬するため、準3次元 Euler、Navier-Stokes 両方程式を用いた。Navier-Stokes 方程式は以下のように書かれる。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = H + \frac{\partial F_v}{\partial x} + \frac{\partial G_v}{\partial y}$$

$$U = s \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{pmatrix}, \quad F = s \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e+p)u \end{pmatrix}, \quad G = s \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (e+p)v \end{pmatrix}, \quad H = p \begin{pmatrix} 0 \\ \partial s / \partial x \\ \partial s / \partial y \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$F_v = s \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xx}u + \tau_{xy}v + \kappa T_x \end{pmatrix}, \quad G_v = s \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{xy}u + \tau_{yy}v + \kappa T_y \end{pmatrix}$$

なお、s は準3次元厚さである。また、Euler 方程式は上式の  $F_v, G_v$  を無視することで得られる。

### 2-2 差分スキーム

対流項には衝撃波捕獲に優れた Harten-Yee の Symmetric 型 TVD スキーム【1】を使用し、拡散



項は中心差分によって評価した。時間積分には陰的に Approximate LU Factorization [2] を使用し、非定常計算における時間精度の補正のため Newton 反復 [3] を行った。

### 2-3 計算対象

対象としているのは、STFファンの Hub 付近であり、その翼型は文献 [4] を参考にして決定した。表 1 にその諸元を示す。また、前縁 (L.E.) 部では発生する斜め衝撃波を弱めるため約  $3^\circ$  の逆 Camber がかかっている。

Chord	90.924 mm
Solidity	3.56
Max. thickness/Chord	7 %
Turning angle	30 degree
Hub design speed	316.7872 m/s

表 1 STFファン諸元

使用するグリッドを Fig. 1 に示す。これは翼列部の C 型格子とインレット部の H 型格子を組み合わせたもので、接続部分は 4 点ずつ重ね合わせておりここでも空間 2 次精度を保てるようにした。

C 型格子での全領域では厚さ  $s=1$  であるが、H 型格子では、絞り部始点、スロート、絞り部終点は L.E. よりそれぞれ 1.2、0.8、0.4 Chord 前方にあって、その間はスロート面積に応じて正弦関数で補間して  $s$  を決めてある。

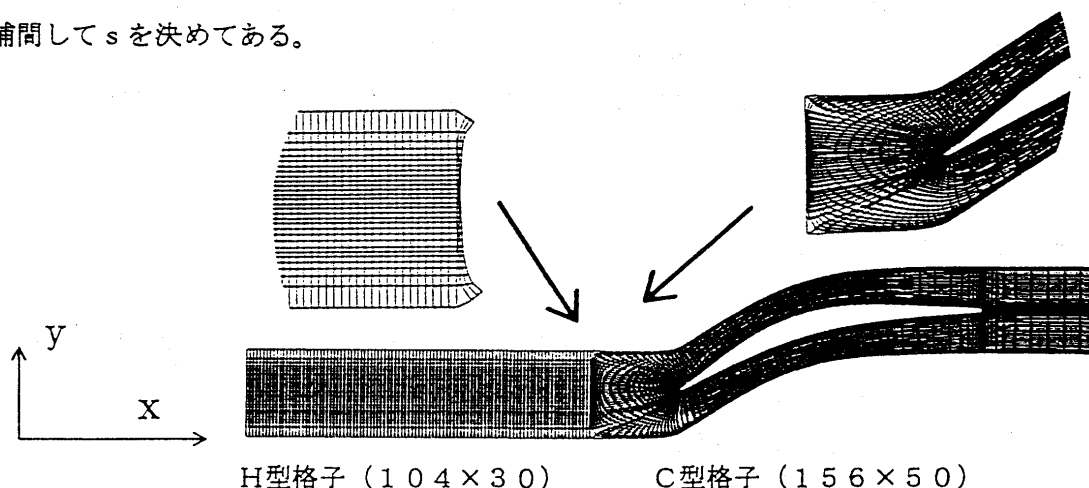


Fig. 1 計算格子

### 2-4 計算条件

先述したように STFファンは滑走路上で超音速に遷移させるので亜音速流入として、翼列計算ではよく行われるように、流入全圧 ( $101325\text{Pa} = \text{大気圧}$ )、流入全温 ( $288\text{K}$ )、周方向速度 (設計回転数の 80%) の 3 つを固定し、軸方向速度は計算領域の内側から求めた。流出条件は超音速流出なので、全成分を外挿した。

はじめ、インレット絞り部のスロートを 1 から 0.8733 にまで 2msec かけて等速で絞る計算を行ったところ、絞りの末広部分で垂直衝撃波がたったまま収束した。そこで、これを初期状態とし 2msec かけてインレット流路のスロートを 0.8733 から 0.7212 にまで等速で絞り、2msec 以降はスロートを 0.7212 に保つ計算を行い、非定常過程が計算された。

### 3. 計算結果

ここでは解析のしやすさから、非粘性計算について詳しく見ることにし、後で粘性計算と較べてみることにする。また、ここで示す特性量で単に「流入」としたときはインレット絞り部の流入部での値であり、「翼列流入」としたときはC型格子の最上流部での値である。

#### 3-1 非粘性計算

Fig. 2 に始動遷移の様子を等マッハ線図で示す。t=0.0msec では翼間流路入口で衝撃波がたつと同時にインレット絞り部にも垂直衝撃波がたっているのが分かる。インレットのスロートを絞るとともに垂直衝撃波が翼列に移動していく。t=1.0msec をみると、L.E. からは上流方向へ膨張波領域が広がっていき、unique incidence が保たれている。この間、翼列流路内の流れの様子はほとんど変化しないことが分かる。

t=8.0msec 以降は、移動してきた垂直衝撃波と翼間流路入口の衝撃波とが一体化し、斜め衝撃波に変わっていく過程である。t=9.0msec から 9.6msec にかけて一体化した衝撃波は L.E. の Suction 面からの斜め衝撃波を形成するようになり、その斜め衝撃波は Suction 側が後方へと流される格好で弱まっていく。t=11.0msec になると、流れ場は変化しなくなり定常状態に入ったと言える。

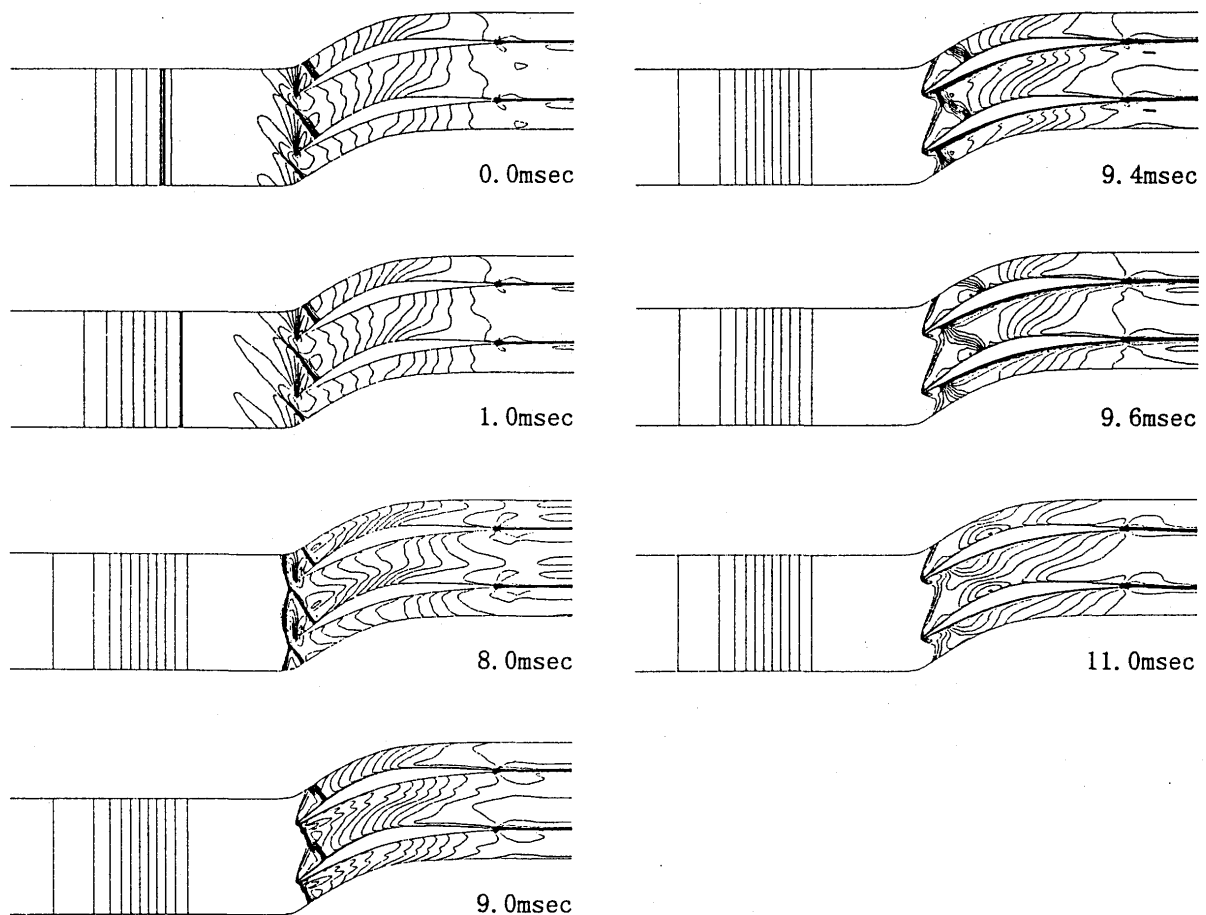


Fig. 2 非定常等マッハ線図 (非粘性)

Fig. 3は、相対系での翼列流入、翼列流出の各全圧を流入全圧で無次元化したものである。また、チョーク全圧とは、インレットのスロートを通った流量が翼間スロートでチョークを起こすときの全圧を解析的に求めたものであり、これも流入全圧で無次元化してある。

スロートを絞っていくと、衝撃波は後方に移動し全圧損失が増すため、翼列流入全圧は下がっていく。スロートを絞りきり、衝撃波がノズル部を越していくと衝撃波の強さは一定となって、翼列流入全圧は一定値をとる。また、 $t=4.8\text{msec}$ で一気に1.0に回復するのは、衝撃波がC型格子の領域に入ったため、インレット流路での損失がなくなったからである。

インレットのスロート部分を通過した流量が翼列流出部に達するまで時間がかかるが、その分を補正すると、翼列流出全圧とチョーク全圧とはかなり良い一致をみせている。つまり、この2つが一致している間は、翼間でチョークしているといえる。また、 $t=8.0\text{msec}$ からの緩やかな流出全圧の回復は、Fig. 2において衝撃波が一体化しながら後方へと流されていくところに対応している。

$t=10.2\text{msec}$ 以降では、流出全圧はチョーク全圧を脱して一定の高い全圧を示すようになる。したがって、ここでSTFファンは始動状態に達したと言える。

Fig. 4は遷移過程において、翼に働く非定常空気力を示したものである。縦軸には非定常空気力から始動状態での定常空気力を引き、その値を定常空気力で割った値を示してある。ここで定常空気力は、翼が単位長さのspanを持つものとして $-x$ 方向、つまり流入側方向に239 N、 $y$ 方向には1217 N働いている。インレットのスロートを絞ることにより $y$ 方向の力が減っていく。 $x$ 方向の力については、Fig. 4のグラフで正方向へ増加していることから、 $-x$ 方向への力は減ることが分かる。また、絞りきった後はほぼ一定の値を示している。しかし、Fig. 2での $t=9.0\text{msec}$ 以降の翼間衝撃波が流されていくあたりで、 $-x$ 方向に働く力が一時的に増す。これはSuction面において、L.E.から翼間衝撃波にいたる低圧力の範囲が広がったためであろう。

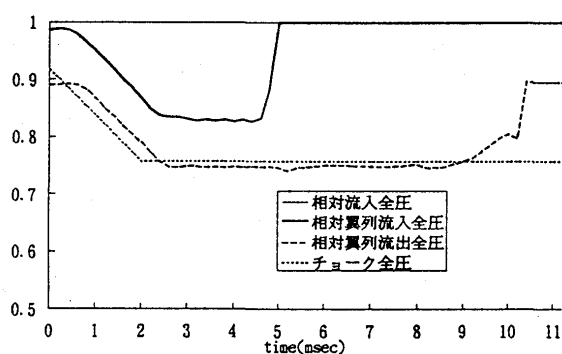


Fig. 3 相対全圧 (非粘性)

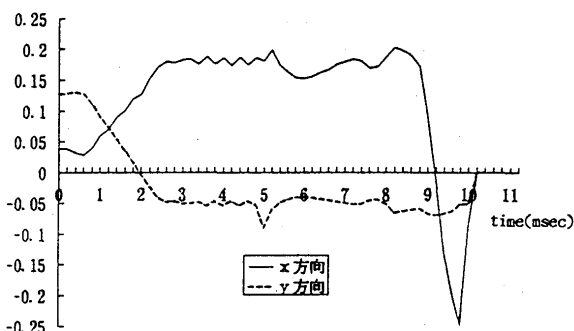


Fig. 4 非定常空気力 (非粘性)

### 3-2 粘性計算

ここでは、非粘性計算との定性的な比較をする。

Fig. 5に非粘性計算と同様な始動遷移過程の等マッハ線図を示す。 $t=0.0\text{msec}$ における流れ場を較べると、粘性を入れた場合、翼間流路入口にできる衝撃波はbow shockに近い形状をしている。このため、翼列での全圧損失が非粘性のときに比べて小さく、翼間でチョークするためには、インレットで発生する垂直衝撃波は強くなければならない。垂直衝撃波がやや後方にあるのは、このため

だと考えられる。また、この状態から、非粘性計算と同様にインレットのスロートを絞るのは、“絞りすぎ”であり、このことが始動遷移に要する時間を短くしていると思われる。

非粘性計算では、 $t=5.0\text{msec}$ 以降、翼間にある衝撃波が後方に流されていく様子が捕らえられたが、粘性計算では衝撃波が流されるというよりは、その場にとどまりながら弱まっていくようである。

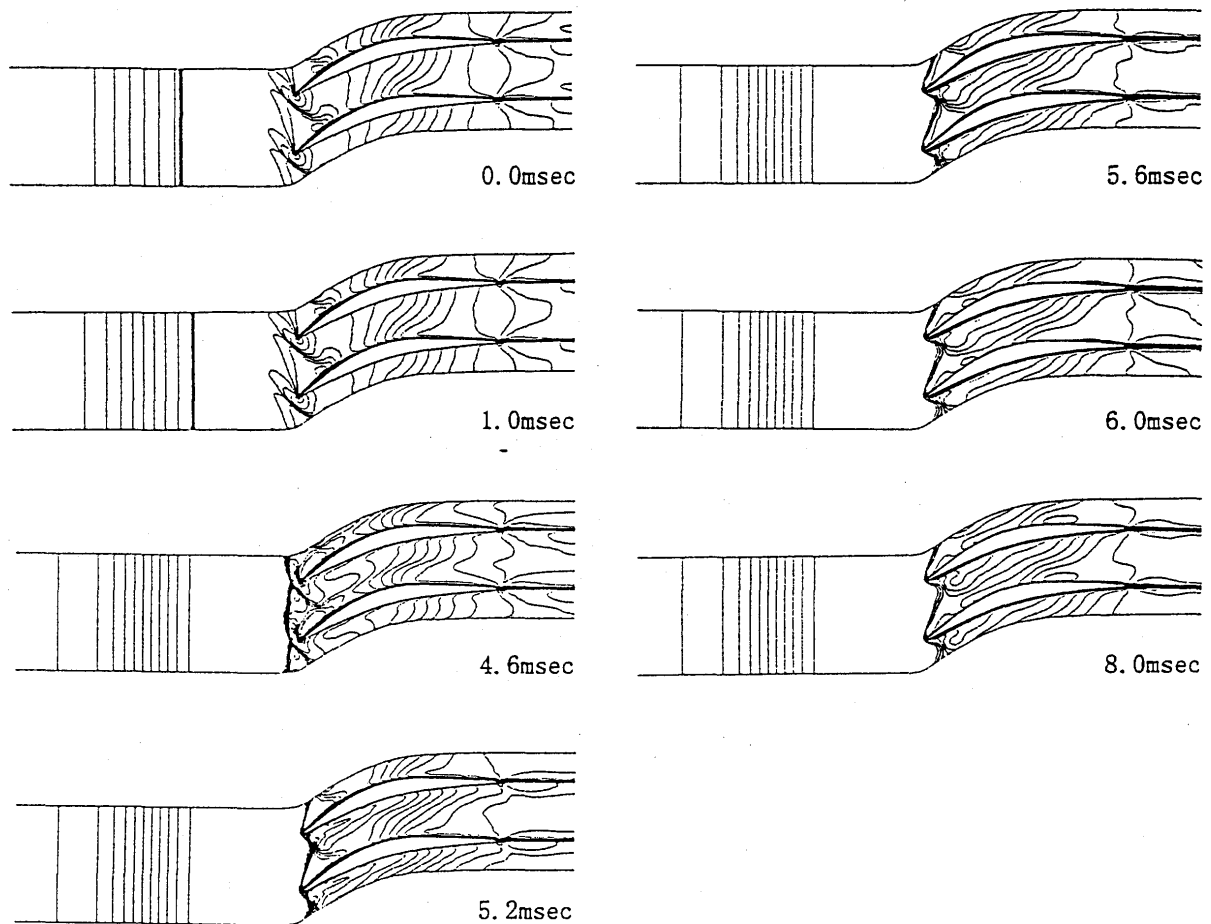


Fig. 5 非定常等マッハ線図 (粘性)

Fig. 6には相対系における各全圧を示している。翼列流入全圧が0.85程度の一定値をとる時間がFig. 3のそれよりも短いことから、絞り部終点からC型格子入口までの衝撃波の移動速度があきらかに速くなっていることが分かる。

流出全圧を見てみると、 $t=5.0\text{msec}$ あたりまではチョーク全圧と同様な値をとっており、翼間でチョークしているのが分かる。ここでもやはり、Fig. 5で衝撃波が一体化したと思われる $t=5.2\text{msec}$ あたりから流出全圧が回復しはじめている。流出全圧がチョーク全圧よりも高いのは、境界層によって翼間の有効流路幅が小さくなったためである。また、流出全圧の回復は滑らかである。

非定常空気力の履歴をFig. 7に示す。このときの定常空気力は $-x$ 方向に244 N、 $y$ 方向に1197 N働いている。粘性による剪断力がかかるので、Fig. 4とは若干違ったグラフとなっているが、スロートを絞っていく過程において $y$ 方向力が増して $-x$ 方向力が減る、及び始動直前では一時的に

— x 方向にかかる力が増すことなど、同様の傾向を示している。

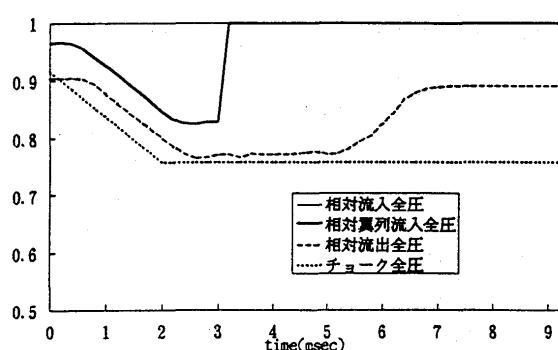


Fig. 6 相対全圧 (粘性)

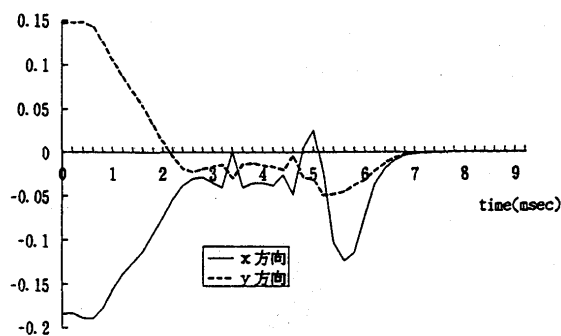


Fig. 7 非定常空気力 (粘性)

#### 4. 結論

STFファンの始動遷移過程を数値解析することによって次の様な知見が得られた。

- STFファンの始動は、インレットのスロートを絞ることで可能である。
- 始動条件の1つとして、流量が翼間スロートで充分流れるだけの全圧が要る。逆に言えば、全圧に対して流量を減らす必要がある。
- 始動遷移過程においては、翼間でチョークするように Shock 場を形成しながら STFファンは始動遷移する。
- 始動直前には、軸上流方向に働く力は一時的に増す。
- 非粘性流と粘性流とではインレットスロートを同じ方法で絞ると、始動に要する時間は異なり、数値解析には粘性の考慮が必要である。

#### 参考文献

- 【1】 H.C.Yee, G.H.Klopfner, J.-L.Montagné “High-Resolution Shock-Capturing Schemes for Inviscid and Viscous Hypersonic Flows” J. of Comp. Physics 88 (1990)
- 【2】 S.Obayasi, K.Kuwahara “An Approximate LU Factorization Method for the Navier-Stokes Equations” J. of Comp. Physics 63 (1986)
- 【3】 M.M.Rai “Unsteady Three-Dimensional Navier-Stokes Simulations of Turbine Rotor-Stator Interaction” AIAA Paper 87-2058 (1987)
- 【4】 J.F.Schmidt, R.D.Moore, J.R.Wood, R.J.Steinke “Supersonic Through-Flow Fan Design” AIAA Paper 87-1746 (1987)

\*辻田 星歩 (法大工)    佐々木 誠 (航技研)    水木 新平 (法大工)

## 1. 諸言

流体機械内の粘性流の数値解析法として、圧縮性を有する高マッハ数流れに対しては時間進行法が、マッハ数の極めて低い非圧縮性流れに対しては圧力補正法が一般的に用いられている。近年、圧縮性流れを扱う計算コードに擬似圧縮性を導入することにより、非圧縮性の流れ場を解析する試みがなされており、また、圧力補正法を用いた計算コードにおいては、圧縮性流れの性質を圧力補正方程式に組込むことによって、広い範囲のマッハ数の流れを解析する試みが多くなされている<sup>(1),(2),(3)</sup>。これらの試みは広い範囲のマッハ数の流れ場が存在する流体機械内の流れの解析を行うには、非常に重要である。

本研究では、圧力補正法の一つであるSIMPLE(Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equation)法を圧縮性流れに対して拡張し、その方法を物理成分テンソル形の基礎方程式を解く乱流計算コード<sup>(4)</sup>に導入し、それを用いて次世代の超音速機用推進システムの構成要素である二次元超音速ノズル内部の流れを解析し、実験結果<sup>(5)</sup>との比較により本計算方法の超音速流に対する解析精度の検証を行う。

## 2. 計算方法

2.1 基礎方程式の離散化    本解析で用いた数値解析法は、高Reynolds数型の $k-\epsilon$ モデルを含む物理成分テンソル形で表した圧縮性乱流に対する基礎方程式を用いており、その一般形は次のように表される。

$$\frac{\partial}{\partial \xi^j} \left[ \sqrt{\frac{g}{g_{jj}}} \rho U(j) \phi \right] = \frac{\partial}{\partial \xi^j} \left[ \sqrt{g} g^{j\alpha} \Gamma^\phi \frac{\partial \phi}{\partial \xi^\alpha} \right] + S^\phi \quad (1)$$

ここで、 $\rho$ は密度、境界適合座標 $\xi^i$ 方向の速度の物理成分 $U(i)$ 、乱流値などを表す任意の従属変数、 $S^\phi$ は生成項、 $\Gamma^\phi$ は有効拡散係数であり、 $g^{ij}$ は計量テンソルの反変成分、 $g_{ij}$ は計量テンソルの共変成分であり、 $g$ はその行列式である。

本解析法で用いた離散化法は有限体積法である。簡単のために一次元の流れ場を例にとると、式(1)を任意のコントロール・ボリューム(Fig.1)に対して積分すると、次の一般の離散化輸送方程式が得られる。

$$F_e - F_w - S^\phi \Delta \xi = 0 \quad (2)$$

$$F_e = C_e \phi_e - D_e (\phi_E - \phi_P), \quad F_w = C_w \phi_w - D_w (\phi_P - \phi_W) \quad (3)$$

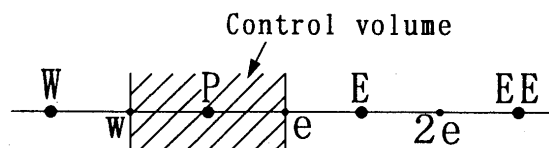


Fig.1 Typical grid arrangement for one-dimensional problem

ここで、 $C$ は対流係数、 $D$ は拡散係数である。大文字の添え字は格子点での値、小文字の添え字はコントロール・ボリューム界面での値を示しており(Fig.1)、このコントロール・ボリューム界面での物理量の値を如何に評価するかによって計算精度に影響を与える。本解析では、MUSCL型のTVD風上差分法により評価した。界面 $e$ を例にとると次のように表される(Fig.1)。

$$\begin{aligned}\phi_e = & S_e^+ \phi_P + S_e^- \phi_E \\ & + 0.25 S_e^+ [(1 - \theta) \min\{\Delta\phi_w, \alpha\Delta\phi_e\} + (1 + \theta) \min\{\Delta\phi_e, \alpha\Delta\phi_w\}] \\ & - 0.25 S_e^- [(1 - \theta) \min\{\Delta\phi_{2e}, \alpha\Delta\phi_e\} + (1 + \theta) \min\{\Delta\phi_e, \alpha\Delta\phi_{2e}\}] \quad (4)\end{aligned}$$

ここで、

$$\Delta\phi_w = \phi_P - \phi_W, \quad \Delta\phi_e = \phi_E - \phi_P, \quad \Delta\phi_{2e} = \phi_E - \phi_{EE} \quad (5)$$

$$S_e^+ = 0.5[1 + \text{sgn}\{U(1)_e\}], \quad S_e^- = 0.5[1 - \text{sgn}\{U(1)_e\}] \quad (6)$$

$$\text{sgn}(a) = \frac{a}{|a|} \quad (7)$$

であり、 $\theta$ と $\alpha$ は制御変数である。さらに、上式を各格子点での物理量 $\Phi$ について展開すると、

$$\phi_e = A_{eP}\phi_P + A_{eE}\phi_E + A_{eW}\phi_W + A_{eEE}\phi_{EE} \quad (8)$$

同様の操作を他の界面についても行い、式(2)に代入すると、最終的に次に示す代数方程式が得られる。

$$A_P\phi = \sum_{NB} A_{NB}\phi_{NB} + b^\phi \quad (9)$$

ここで、 $A$ は全流束係数、 $b^\phi$ は積分された生成項で $NB$ は中心格子点 $P$ 周りの格子点を表している。

2.2 圧力補正法 SIMPLE法の圧縮性流への拡張方法を1次元の $s$ 方向の流れ場を例に説明する。推測された $s$ 方向の速度 $V^*$ 、密度 $\rho^*$ および圧力 $p^*$ は、連続の式を満足する $V$ 、 $\rho$ および $p$ が求まるように次式によって補正される。

$$V = V^* + V_c, \quad \rho = \rho^* + \rho_c, \quad p = p^* + p_c \quad (10)$$

$$V_c = B \frac{\partial p_c}{\partial s}, \quad \rho_c = K p_c, \quad K = \frac{1}{a^2} \quad (11)$$

ここで、添え字 $c$ の付いたものが補正值を表し、係数 $B$ は対流、拡散およびコントロール・ボリュームの幾何学的特性を含んでおり、 $a$ は音速である。

従って、式(10)から質量流束は次の式で与えられる。

$$\rho V = \rho^* V^* + \rho^* V_c + \rho_c V^* + \rho_c V_c \quad (12)$$

本研究では式(12)の右辺第4項の補正值の非線形項を考慮した圧力の補正を行うことを目的に、次に示す2段階の圧力補正法を導入した。

第1補正段階では速度、密度および圧力は次式により補正される。

$$V_1 = V^* + V', \quad \rho_1 = \rho^* + \rho', \quad p_1 = p^* + p' \quad (13)$$

ここで、 $'$ の付いたものが第1補正值を表す。式(11)と式(13)から質量流束は次式で与えられる。

$$\rho_1 V_1 = \rho^* V^* + \rho^* B \frac{dp'}{ds} + K p' V^* \quad (14)$$

ここで、第1補正段階では第1補正值による非線形項を無視している。式(14)の右辺で第3項はマッハ数に比例しており、低マッハ数流れでは第2項が支配的となり、圧力の楕円型の性質を有し、高マッハ数流れに対しては第3項の影響が増大し、コントロール・ボリューム界面での $p'$ 値を風上法で評価することによって、流れの双曲形の性質を有することができる。本研究ではこの第3項の $p'$ の値を1次風上差分で評価した。これらの関係を連続の式に代入することにより、第1補正值に対する圧力補正方程式が得られる。

$$A_P p'_P = \sum_{NB} A_{NB} p'_{NB} - m_p^* \quad (15)$$

$$m_p^* = (\rho^* V^*)_e - (\rho^* V^*)_w \quad (16)$$

第1補正段階では推測値による質量生成 $m_p^*$ がゼロになるように圧力が補正される。

第2補正段階では速度、密度および圧力は次式により補正される。

$$V_2 = V_1 + V'', \quad \rho_2 = \rho_1 + \rho'', \quad p_2 = p_1 + p'' \quad (17)$$

ここで、''の付いたものが第2補正值を表す。式(11)と式(17)から質量流束は次式で与えられる。

$$\rho_2 V_2 = \rho_1 V_1 + \rho_1 B \frac{dp''}{ds} + K p'' V_1 + \rho' V' \quad (18)$$

ここで、第2補正段階では第2補正值による非線形項を無視している。以上の関係を連続の式に代入することにより、第2補正值に対する圧力補正方程式が得られる。

$$A_P p''_P = \sum_{NB} A_{NB} p''_{NB} - m'_p \quad (19)$$

$$m'_p = (\rho' V')_e - (\rho' V')_w \quad (20)$$

第2補正段階では第1補正值による質量生成 $m'_p$ がゼロになるように圧力が補正される。

### 3. 計算結果および考察

本解析法を用いて、二次元超音速ノズル内の流れを計算した結果を示す。解析対象としたノズルは3種類 (A1, B1, B2) で、その形状および寸法をFig.2およびTable 1に示す。境界条件としては、入口全圧および入口全温を固定し、出口では超音速流出条件を与えた。本計算コードは元来三次元解析用であるため、計算格子の数を149 (流れ方向) × 111 (高さ方向) × 3 (幅方向) とし、幅方向速度成分をゼロ、その他の物理量は幅方向に変化無し条件を課すことによって二次元として解析を行った。

Fig.3からFig.5に3種類のノズルに対する、フラップ壁面上と側壁中心線上の、入口全圧で無次元化した静圧係数 $CP$ の本計算結果と実験結果<sup>(5)</sup>の比較および本計算結果による等圧線図を示す。各図において、等圧線図と対応して上段側の黒および白丸印が両フラップ壁面上での実験結果、実線がフ



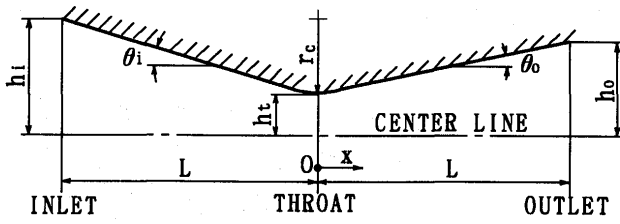


Fig.2 Configuration of nozzle

Table 1 Parameters of nozzle

Parameter	A1	B1	B2
$h_i(\text{cm})$	3.52		
$h_o(\text{cm})$	1.49	2.46	
$h_t(\text{cm})$	1.37		
$L(\text{cm})$	5.78		
$r_c(\text{cm})$	0.68	2.74	
$\theta_i(\text{deg})$	20.84		22.33
$\theta_o(\text{deg})$	1.21	10.85	11.24

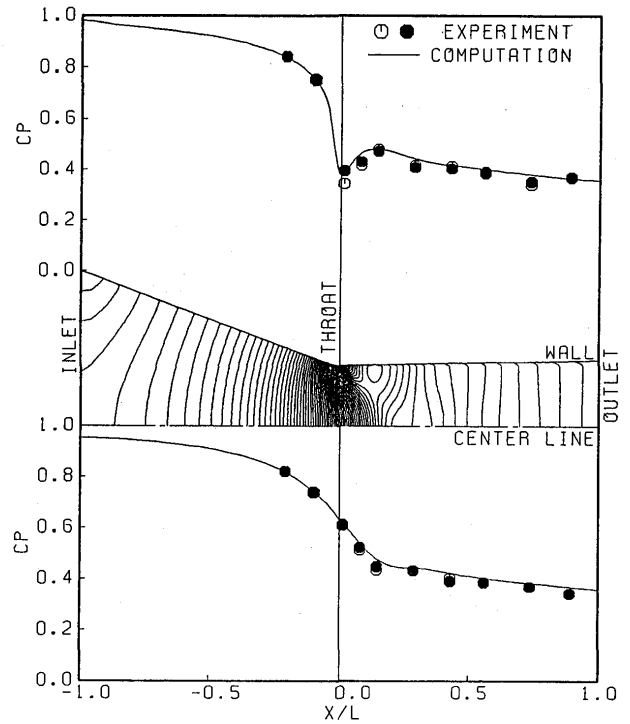


Fig.3 Static pressure distribution of A1

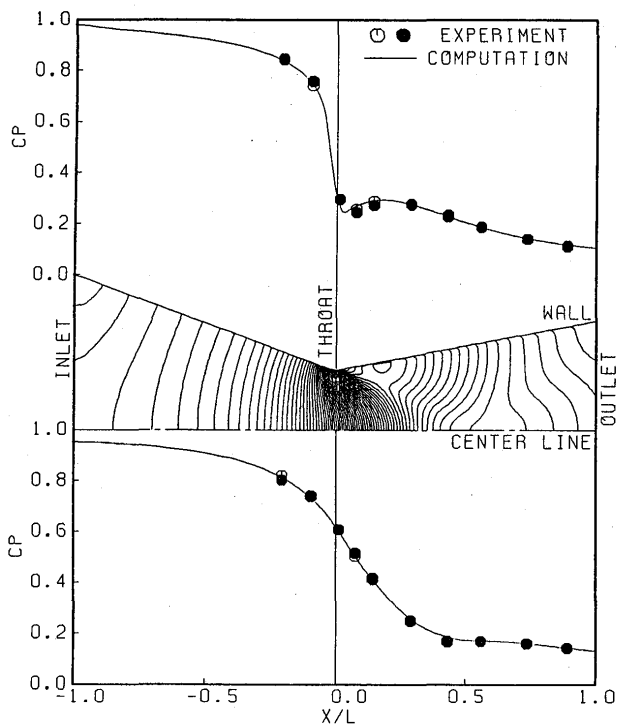


Fig.4 Static pressure distribution of B1

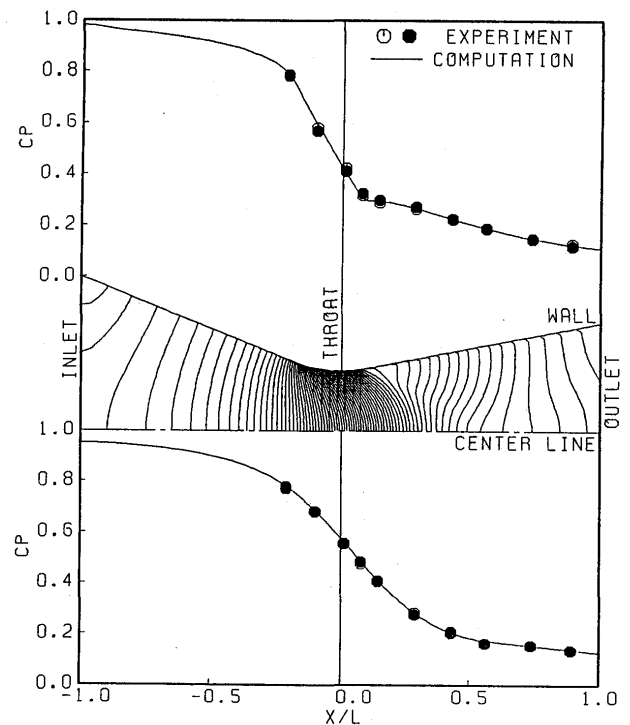


Fig.5 Static pressure distribution of B2

ラップ壁面上での計算結果、下段側の黒および白丸印が両側壁中心線上での実験結果、実線が中心線上での計算結果を示している。Fig.3からFig.5の実験値との比較から、3種類のすべてのノズルに対してフラップ壁面上と側壁中心線上の両方において本計算結果は実験結果と良い一致を示しており、また、側壁中心線上での一致はノズル内の流れの二次元性を表している。スロートより上流の圧力分布の比較から、スロート上流の形状が全く同一のノズルA1とノズルB1は同一の分布を示し、スロート半径の異なるB2だけ異なる分布を示している。3つの等圧線図の比較からダイバージェント・ノズルの拡大の大きさに関わらず、スロート曲率半径 $r_c$ が小さいとスロート近傍の等圧線のわん曲が強くなり、それにともなってスロート曲率円とフラップの接合部付近から発生する圧力波が強くなることを計算結果も捕えている。しかしながら、特にスロート曲率半径 $r_c$ が小さい場合は(Fig.3, Fig.4)、スロート付近の圧力の下降から圧縮波の影響による圧力上昇の度合いが計算結果の方がやや緩やかになっており、式(14)および式(18)の第3項のコントロール・ボリュームの界面での圧力補正值の評価に、1次の風上差分を使用したことによる、数値拡散の影響なども存在すると考えられる。

#### 4. 結言

圧力補正法のSIMPLE法を圧縮性流れに対し拡張する方法を示し、それを用いて二次元超音速ノズル内の流れの解析を行ない、本計算方法による超音速流に対する解析精度の検証を行った。

解析結果から本計算方法により超音速ノズル内の流れをかなり正確に予測することが可能であることが分かった。しかしながら、圧力補正方程式におけるコントロール・ボリューム界面の圧力補正值の評価に、1次風上差分法を用いたことによる数値拡散の影響が解析結果に現れており、高次精度の風上差分法の適用が今後の課題である。

#### 参考文献

- (1)Chen, Y.S., AIAA Paper 88-0417(1988).
- (2)Karki, K. C. and Patankar, S. V., AIAA Journal, 27(1989), 1167.
- (3)Shyy, W. and Chen, M.H., AIAA Journal, 30(1992), 2660.
- (4)辻田・水木, 日本機械学会論文集, 57-540, B(1991), 2606.
- (5)Mason, M.L., Putnam, L.E. and Re, R.J., NASA TP 1704(1980).

\* 杉山 七契 (航空宇宙技術研究所)

## 1. まえがき

今日のガスタービンエンジンの性能向上は、圧縮機、タービン等の構成要素の弛まざる研究開発によって実現され得たものである。要素技術の向上もしだいに鈍化し、限界に近づきつつあると考えられている。このような状況の中で、エンジンのオペレーションによる性能向上が注目されている<sup>(1)(2)</sup>。特に航空用エンジンでは、巡航時にエンジン各要素は必ずしもその限界性能では作動しておらず、例えば温度マージン、サージマージン等を残しており、エンジン全体性能の向上の余地があるといえる。すなわち、オペレーション (エンジン制御) により、エンジンが潜在的にもつ性能を十分に引き出し、エンジン性能の向上が期待できる。このような制御において、エンジンパラメータのオンライン同定技術が重要になる。本報告では、カルマンフィルターを用いたジェットエンジンのシステム同定について述べ、2軸ファンエンジンに適用した場合の結果について述べる。

## 2. 将来型 FADEC

将来の FADEC の主要演算部は、図 1 に示す様に、従来のエンジン制御 (ロバスト多変数制御, スケジュール制御, 等) を高度化するとともに、性能追求制御, 冗長制御, モニタリング, 等の機能を付加し、効率, 安全性, 信頼性, 健全性, エンジン寿命の向上を目指したものとなろう。さらに、飛行制御とのエンジン制御が一体化した航空機統合制御システムとなると考えられる。この将来型 FADEC は、内部にモデルエンジンを持ち、このモデルを参照しながら、作動点に応じて適切な制御を行う適応制御系となると予測される。例えば、計測不能であるサージマージン, タービン入口温度の推定値をこのモデルから得ることにより、限界に近い性能を引出すべく性能追求型制御が可能となる。また、エンジン要素の性能変化等をもこのモデルから予測することができれば、エンジン・モニタリングにも有効に利用されうることになる。従って、高精度でモデルエンジンを構成するためのオンライン・システム同定技術が重要な役割を担うことになる。

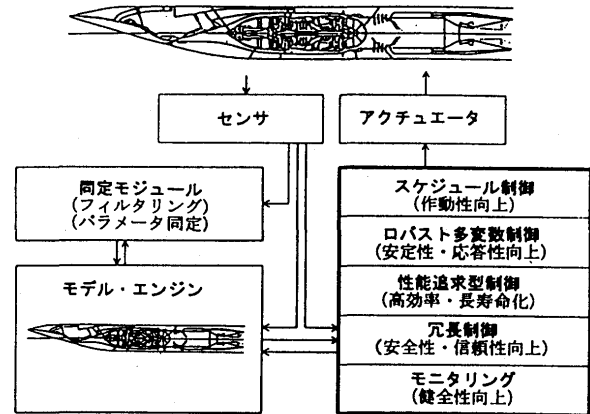


図 1 将来型 FADEC の概念図

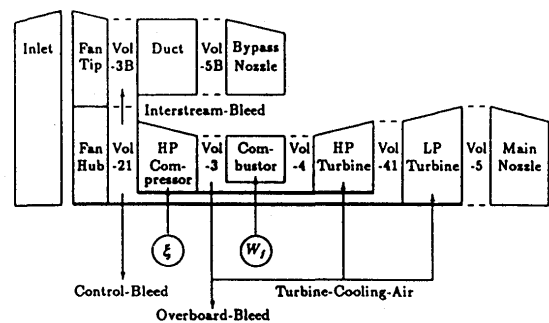


図 2 2軸ファンエンジン構成図

## 3. カルマンフィルター

ここでは図 2 に示す 2 軸ファンエンジン考える。状態変数  $X$ , 制御変数  $U$ , 観測変数  $Y$  として,

$$X = (N_f, N_h)' \tag{1}$$

$$U = (U_c', U_p')' = (W_f, \xi, p_0, t_0, M, \eta_{fh}, G_{fh}, \eta_{ft}, G_{ft}, \eta_c, G_c, \eta_{ht}, G_{ht}, \eta_{lt}, G_{lt}, A_{mn}, A_{bn})' \tag{2}$$

$$Y = (Y_m', Y_n)' = (N_1, N_h, P_{21}, T_{21}, P_3, T_3, P_{41}, T_{41}, P_5, T_5, P_{3b}, T_{3b}, p_0, t_0, P_4, T_4, F, W_{mn}, W_{bn})' \quad (3)$$

を選ぶ。ここで、制御変数  $U$  として、

$$\text{操作変数および環境変数: } U_c = (W_f, \xi, p_0, t_0, M)' \text{, および,} \quad (4)$$

$$\text{エンジン要素パラメータ: } U_p = (\eta_{fh}, G_{fh}, \eta_{ft}, G_{ft}, \eta_c, G_c, \eta_{ht}, G_{ht}, \eta_{lt}, G_{lt}, A_{mn}, A_{bn})' \quad (5)$$

のエンジンシステムの特性に影響する全ての独立変数をとることとする。エンジン要素パラメータ

$U_p$  は、エンジン要素の性能劣化、あるいは FOD 等による性能変化を認識するために導入するもので、ターボ要素については効率変化  $\eta$  および流量変化  $G$  で、ノズルについては面積変化  $A$  で代表させる。

また、観測変数  $Y$  として、

$$\text{計測可能変数: } Y_m = (N_1, N_h, P_{21}, T_{21}, P_3, T_3, P_{41}, T_{41}, P_5, T_5, P_{3b}, T_{3b}, p_0, t_0)' \text{, および,} \quad (6)$$

$$\text{計測不能変数: } Y_n = (P_4, T_4, F, W_{mn}, W_{bn})' \quad (7)$$

をとることとする。

状態変数、制御変数、観測変数の定常値からの変動分を  $x, u, y$  とする。すなわち、

$$x = X - X_s, \quad u = U - U_s, \quad y = Y - Y_s \quad (8)$$

とすると、エンジンの線形化システム方程式は、

$$\dot{x} = Ax + Bu = Ax + (B_c, B_p) \begin{pmatrix} u_c \\ u_p \end{pmatrix} \quad (9)$$

$$y = \begin{pmatrix} y_m \\ y_n \end{pmatrix} = Cx + Du = \begin{pmatrix} C_m \\ C_n \end{pmatrix} x + \begin{pmatrix} D_{mc} & D_{mp} \\ D_{nc} & D_{np} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_c \\ u_p \end{pmatrix} \quad (10)$$

と書くことができる。式(9)(10)におけるシステム行列  $A, B, C, D$  は、非線形ダイナミックシミュレーション<sup>(3)</sup> およびシステム行列導出ソフトウェア<sup>(4)</sup> を用いて、任意のエンジン作動点について求めることができる。計算上のテクニックとして式(8)における  $x, u, y$  は、ベクトルの要素毎に規準値  $X_s, U_s, Y_s$  で規準化したものを用いるほうが良い。

次に、エンジン要素パラメータ  $u_p$  を、

$$\dot{u}_p = 0 \quad (11)$$

なる状態方程式を満たすものとして状態変数として取り扱うシステムを拡張システムと呼ぶことにする。これは、カルマンフィルターにより  $u_p$  を推定させるための便法である。拡張システムにおける状態変数  $\tilde{x}$ 、制御変数  $\tilde{u}$ 、観測変数  $\tilde{y}$  を、

$$\tilde{x} = (x', u_p')', \quad \tilde{u} = u_c, \quad \tilde{y} = y_m \quad (12)$$

とすると、線形化拡張システム方程式は、

$$\dot{\tilde{x}} = \tilde{A}\tilde{x} + \tilde{B}\tilde{u} + Gv = \begin{pmatrix} A & B_p \\ O & O \end{pmatrix} \tilde{x} + \begin{pmatrix} B_c \\ O \end{pmatrix} \tilde{u} + Gv \quad (13)$$

$$\tilde{y} = \tilde{C}\tilde{x} + \tilde{D}\tilde{u} + w = (C_m \quad D_{mp})\tilde{x} + D_{mc}\tilde{u} + w \quad (14)$$

と書くことができる。ここで  $v, w$  は、

$$E(v) = E(w) = 0, \quad E(vv') = Q, \quad E(ww') = R \quad (15)$$

つまり、平均値が 0、共分散が  $Q, R$  であるシステムノイズおよび観測ノイズである。式(13)(14)で表されるシステムに対して、 $\tilde{y}, \tilde{u}$  が計測可能である場合、2乗誤差最小の意味での最適状態変数推定値  $\hat{\tilde{x}}$  は、

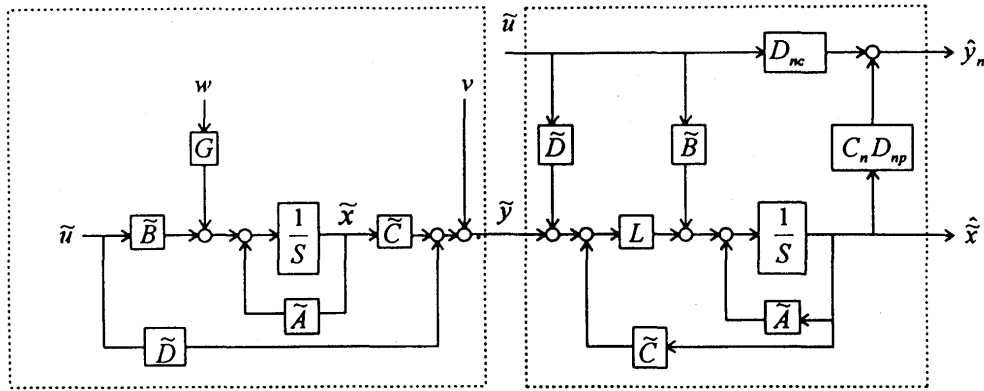


図3 エンジンシステムおよびカルマンフィルターの構造

$$\dot{\hat{x}} = \tilde{A}\hat{x} + \tilde{B}\tilde{u} + L(\tilde{y} - \tilde{C}\hat{x} - \tilde{D}\tilde{u}) \quad (16)$$

となる。ここで、 $L$ は定常カルマンフィルタゲインであり、定常 Riccati 方程式、

$$\tilde{A}P + P\tilde{A}' + GQG' - P\tilde{C}'R^{-1}\tilde{C}P = 0 \quad (17)$$

$$L = P\tilde{C}G^{-1} \quad (18)$$

より求められる。また、計測不能変数推定値  $\hat{y}_n$  は式(14)と類似した関係式で、

$$\hat{y}_n = \begin{pmatrix} C_n & D_{np} \end{pmatrix} \hat{x} + D_{nc}\tilde{u} \quad (19)$$

となる。前述のように式(13)~(19)における行列  $\tilde{A}, \tilde{B}, \tilde{C}, \tilde{D}$  は、任意のエンジン作動点について求めることができる。行列  $G, Q, R$  を指定すれば、その作動点での定常カルマンフィルタゲイン  $L$  を得ることができる。エンジンおよびカルマンフィルターのシステム構造を図3に示す。

#### 4. エンジンパラメータの推定

2軸ファンエンジン(図2参照)について、代表的作動点(地上静止状態,  $Nl=5000$  rpm)について、システム行列  $A, B, C, D$  (即ち、式(13)(14)より  $\tilde{A}, \tilde{B}, \tilde{C}, \tilde{D}$ ) を求め、行列  $G, Q, R$  を指定して、カルマンフィルタを構成した。

**パラメータ変動の認識** カルマンフィルタによるエンジン要素性能変化の認識状況を見るため、高圧タービンの流量特性、効率特性を人為的にそれぞれ5%、3%、1秒の時間差をもたしてステップ状に低下させる。これに応じてエンジン変数(計測可能変数  $y_m$ ) は図4(b)-(d)の様に变化する。カルマンフィルタはこのエンジン変数の変化を計測して、図4(a)の様にエンジン要素パラメータ

エンジン要素パラメータ

Nh, Nl, F

temperature

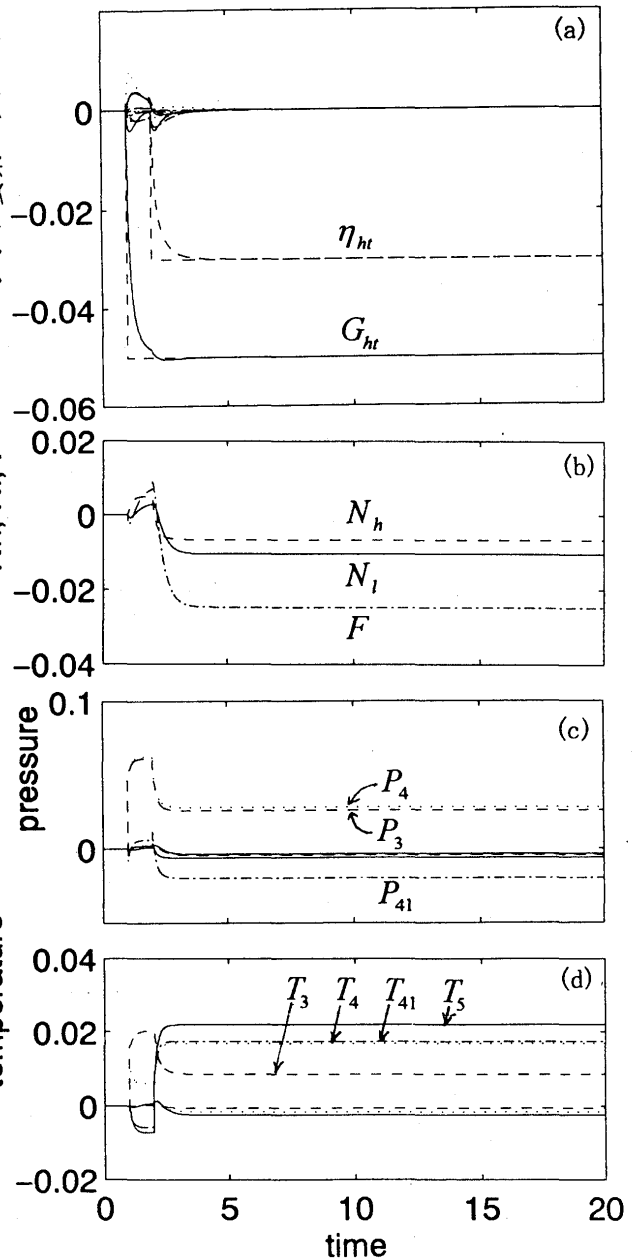


図4 高圧タービン性能変動の認識

$u_p$ を推定している。明らかに、高圧タービンの効率変化 $\eta_{ht}$ および流量変化 $G_{ht}$ のみが変化しており、他のエンジン要素性能の変化はないと認識している。ここで、行列 $G, Q, R$ は、 $G = 10I$ ,  $Q = I$ ,  $R = I$  ( $I$ :それぞれの次元の単位行列)とした。また、圧力、回転速度の計測系は0.1s、温度の計測系は0.5sの時定数をもつ1次遅れ系を想定した。

図5は、ファン(ティップ側)の流量特性、効率特性を人為的にそれぞれ5%、3%、1秒の時間差をもたしてステップ状に低下させた場合で、最終的にはファン(ティップ側)の効率変化 $\eta_f$ および流量変化 $G_f$ を認識しているが、過渡的には、バイパスノズル面積 $A_{bn}$ の変動があった様に誤認識されている。要素性能変化の識別能力はどの信号を計測するかによって決定する。可能な限り多くの信号を計測すれば、識別能力も増す。

**行列 $G, Q, R$ の影響** 式(13)(14)にあらわれる行列 $G, Q, R$ はシステムノイズ、観測ノイズの統計的性質であり、システム固有のものである。しかし、これらが既知である場合はまれで、通常、シミュレーションを行いながら行列 $G, Q, R$ を指定する。即ち、行列 $G, Q, R$ はカルマンフィルターの設計パラメータとして扱われる。図6は、図4と同じ条件とし、 $G$ のみを1/10とした場合の、エンジン要素パラメータ $u_p$ の推定結果である。図4に比較して、推定応答速度は約10倍遅くなっている。カルマンフィルターの応答性は、式(16)より、行列 $(\tilde{A} - L\tilde{C})$ の固有値で決まる。 $G$ の増加、 $Q$ の増加、 $R$ の減少は、この固有値を減少させ、カルマンフィルターの応答性を向上させる。しかし、次に述べる様に、応答性を向上させるとノイズに対する影響が大きくなるため、行列 $G, Q, R$ は適切に選ばなければならない。

**計測ノイズの影響** 図7は、図4と同じ条件で、全計測信号に白色ノイズ(SN比:1%)を加えた場合のエンジン要素パラメータ $u_p$ の推定である。ノイズはあるものの、高圧タービンの効率変化 $\eta_{ht}$ および流量変化 $G_{ht}$ の変化は認識されている。カルマンフ

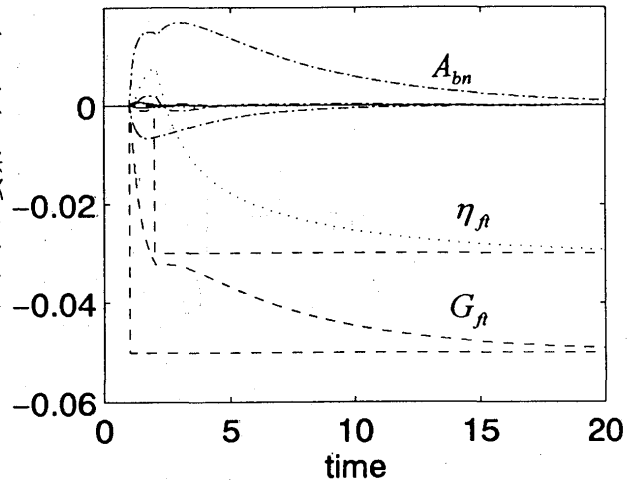


図5 ファン(ティップ側)性能変動の認識

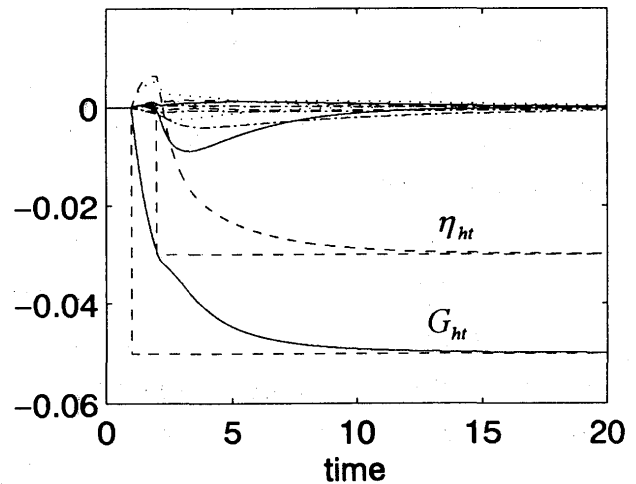


図6 行列 $G$ の影響(高圧タービン性能変動)  
 $G \rightarrow 1/10$

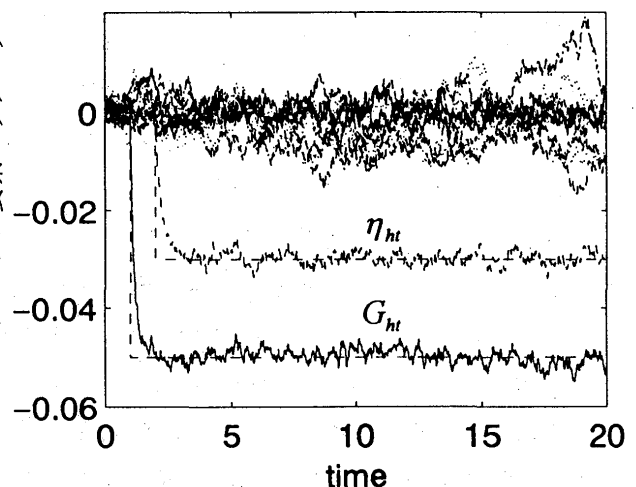


図7 ノイズの影響(高圧タービン性能変動)

フィルターの応答性を向上のため、例えば行列  $G$  を2倍にすると、ノイズのために推定精度は低下することになる。

**計測バイアスの影響** 図8は、図4と同じ条件で全計測信号にバイアス(1%)を加えた場合のエンジン要素パラメータ  $u_p$  の推定である。図から明らかな様に、推定は失敗している。これは次の理由による。式(14)において、計測系にバイアスがあった場合、 $\tilde{y} \rightarrow \tilde{y} + \tilde{y}_b$ ,  $\tilde{u} \rightarrow \tilde{u} + \tilde{u}_b$  と置き換えると、

$$\begin{aligned} \tilde{y} &= \tilde{C}\tilde{x} + \tilde{D}(\tilde{u} + \tilde{u}_b) - \tilde{y}_b + w \\ &= \tilde{C}(\tilde{x} + \tilde{x}_{eq}) + \tilde{D}\tilde{u} + w \end{aligned} \quad (20)$$

$$\tilde{x}_{eq} = \tilde{C}^{-1}(\tilde{D}\tilde{u}_b - \tilde{y}_b) \quad (21)$$

となる。つまり、計測系がバイアス  $\tilde{y}_b$ ,  $\tilde{u}_b$  を有することは、推定すべき状態変数が  $\tilde{x}_{eq}$  だけシフトしたことと等価であり、区別がつかないことになる。言い換えると、計測系に変化があった時、それが計測系のバイアスによるものなのか、エンジンパラメータの変化によるものなのかは判別がつかない。従って、計測系のバイアスは極力小さくしなければならない。

**作動点の影響** 図9は、図4と同じ条件 ( $N_1=5000$  rpm) でフィルターゲイン  $L$  を求め、他のエンジン作動点 ( $N_1=3000$  rpm) においてもその  $L$  を用いた場合のエンジン要素パラメータ  $u_p$  の推定である。つまり、最適フィルターゲインでない時の例であるが、図に見られる様に、パラメータ推定に問題は無い。ジェットエンジンの全作動領域にカルマンフィルターを適応する場合、フィルターゲイン  $L$  は、代表的エンジン作動点に対して準備しておけばよく、他の任意の作動点においては、近傍のフィルターゲイン  $L$  を使用すればよい。

### 5. 計測不能信号の推定

計測不能信号は、制御変数  $\tilde{u}$  および状態変数推定値  $\hat{\tilde{x}}$  を用いて、式(19)によって得ることができる。ここでは、エンジン制御に重要な正味推力  $F$  およびタービン入口温度  $T_4$  の推定を行う。図10は、図4と同じ条件での  $F$ ,  $T_4$  の実際値、推定値および推定誤差を示している。パラメータ変動が生じた直後は、推定エラーが見られるが、これは急速に減少し、1秒後には高精度な推定値を示している。

計測不能変数として、サージマージン、全体効率、等を選定することにより、図1に示した将来型のFADECにおける性能追求型制御、冗長制御、モニタリングが可能になる。

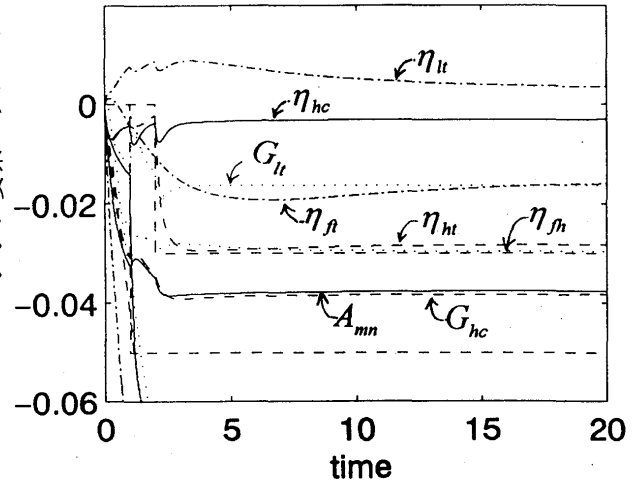


図8 バイアスの影響 (高圧タービン性能変動)

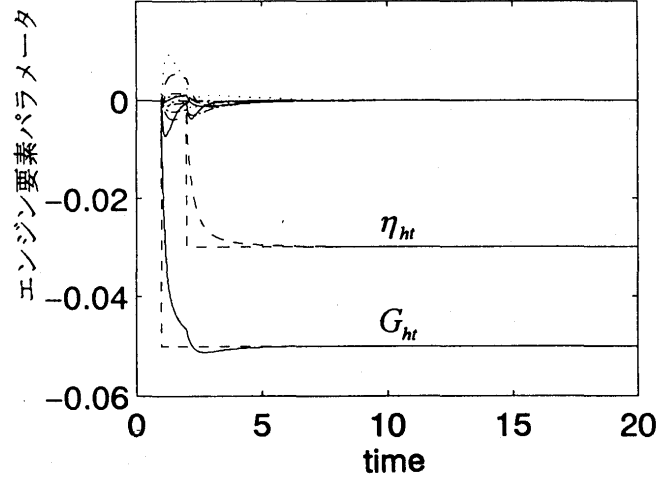


図9 作動点の影響 (高圧タービン性能変動)

## 6. むすび

カルマンフィルターを用いて、ジェットエンジンの状態推定を行った。フィルター応答と設計行列  $G, Q, R$  との関係、観測ノイズおよびバイアスの影響、作動点の違いによる影響を考察した。その結果、適切な信号について良好な計測（バイアスが小さく、ノイズも過大でない）がなされれば、エンジン要素パラメータの変化を識別し、計測不能信号を推定できることが明らかになった。これは、エンジン制御に新しい道を開くものであり、エンジンの効率、安全性、信頼性、健全性、寿命の向上を目指す新しい制御器実現のための重要な技術となろう。本報告は、線形解析のみの議論であったが、今後、非線形シミュレーションによる検討、実機エンジンによる検証が必要になる。これらについては別報で述べる。（本研究の一部は、通産省工業技術院「超音速輸送機用推進システムの研究開発」によって行われた。） 1995.4.10

### 記号

【一般変数】  $A, \tilde{A}, B, \tilde{B}, C, \tilde{C}, D, \tilde{D}$  : システム行列,  $E$  : 期待値,  $G$  : 外乱伝達行列,  $I$  : 単位行列,  $L$  : カルマンフィルターゲイン,  $O$  : ゼロ行列,  $Q, R$  : 共分散行列,  $U$  : 制御変数,  $u, \tilde{u}$  : 制御変数変動分,  $v$  : システムノイズ,  $w$  : センサーノイズ,  $X$  : 状態変数,  $x, \tilde{x}$  : 状態変数変動分,  $Y$  : 観測変数,  $y, \tilde{y}$  : 観測変数変動分。【下添字】  $b$  : バイアス,  $c$  : 制御および環境変数,  $p$  : エンジンパラメータ,  $m$  : 計測可能,  $n$  : 計測不能,  $s$  : 定常状態。【上添字】  $\dot{o}$  : 微分,  $o'$  : 転置行列,  $\tilde{o}$  : 拡張システム,  $\hat{o}$  : 期待値。

【エンジン変数】  $A$  : ノズル面積,  $F$  : エンジン推力,  $G$  : エンジン要素流量特性変動分,  $M$  : 飛行マッハ,  $N$  : 回転速度,  $P$  : 全圧,  $p$  : 静圧,  $T$  : 全温,  $t$  : 静温,  $W$  : ガス流量,  $W_f$  : 燃料流量,  $\eta$  : エンジン要素効率特性変動分,  $\xi$  : 可変静翼角度。【添字】  $bn$  : バイパスノズル,  $c$  : 圧縮機,  $fh$  : ファン (ハブ側),  $ft$  : ファン (ティップ側),  $h$  : 高圧ロータ,  $ht$  : 高圧タービン,  $l$  : 低圧ロータ,  $lt$  : 低圧タービン,  $mn$  : メインノズル,  $0, 2, 1, 3, 4, 4, 1, 5, 3, b$  : エンジン断面位置。

### 参考文献

- (1) Orme, J.S. and Gilyard, G.B., "Subsonic Flight Test Evaluation of a Propulsion System Parameter Estimation Process for the F100 Engine", AIAA 92-3745, 1992.
- (2) Espana, M.D., "On the Estimation Algorithm for Adaptive Performance Optimization of Turbofan Engines", AIAA 93-1823, 1993.
- (3) Sugiyama, N., "Generalized High Speed Simulation of Gas Turbine Engines", ASME 90-GT-270, 1990.
- (4) Sugiyama, N., "Derivation of System Matrices from Nonlinear Dynamic Simulation of Jet Engines", Journal of Guidance, Control, and Dynamics, Vol.17, No.6, pp1320-1326, 1994.

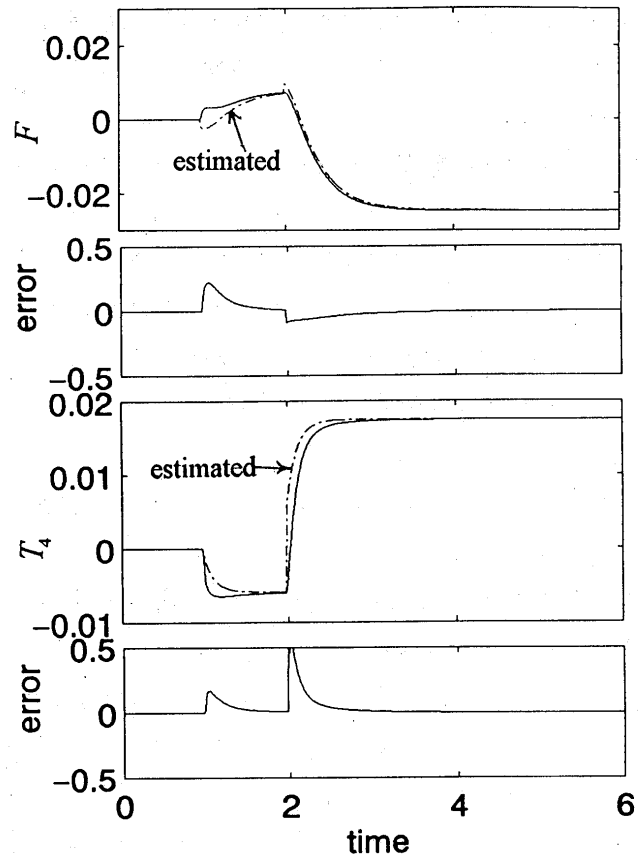


図 12 推力およびタービン入口温度の推定



\* 海老名康祐 (石川島播磨重工業(株))

遠藤誠 (石川島播磨重工業(株))

黒崎正大 (石川島播磨重工業(株))

## 1. まえがき

近年、航空機用ガスタービンの制御に光技術を応用する研究が、世界各国で行われている。本発表ではガスタービン制御への光応用の動向と、光センサの基礎実験の結果を交えて報告する。

## 2. 光技術の特徴

光計測には今までの機械や電氣的なセンサに無い優れた特徴を有している。ガスタービンの制御に光技術を応用することにより、期待される効果を以下に示す。

### ①小型軽量化

光ファイバは銅線に比べ非常に軽く、しかも光信号は電磁干渉を受けないため、シールドが不要になる。よって電気ケーブルを光ファイバに置き換えることにより、軽量化が期待される。また、CDや光ディスクにみるように光デバイスは小型であり、センサの小型・軽量化が期待できる。

### ②耐電磁干渉

今後の航空機は複合材が多用される傾向にある。これらの複合材は電氣的不導体であるため、制御システムはますます過酷なEMIの環境に置かれることになる。光信号は電磁干渉の影響を受けないため、電磁干渉対策として非常に有効である。

### ③信号の高密度化

光信号は広帯域であり、電気信号に比べ、数十～数百倍の信号を伝送することが可能である。また、時間分割や、波長分割による信号多重伝送が可能であり、ガスタービン制御の信号容量を飛躍的に増加させることができる。

### ④特殊計測

光計測により、機械や電氣的センサでは不可能であった計測が行えるようになった。例えばパイロメータはタービン動翼メタル温度、黒体ファイバセンサは千度をはるかに超える高温ガス温度測定が可能である。これにより制御の高精度化、ガスタービンの性能向上が期待される。

これらの長所に着目し、米国や欧州でガスタービンの光計測や、機体内の光データ伝送の研究開発が進められている。以下に米国におけるガスタービンの光計測研究の一例を示す。

## 3. 光センサによるガスタービン計測

米国では早くから航空機に光技術を応用する研究が進められている。図1に米国におけるFOCSI (Fiber-Optic Control System Integration)プロジェクトを示す。光センサを使ってファン入口温度、タービン出口温度、回転数、可変機構の位置、および着火の測定を行っている。それぞれ、蛍光残光時間、黒体放射、ファラデー素子を使ったパルスピックアップ、コードプレートの

光走査、火炎発光を光ファイバで伝送し、電気-光変換回路で信号処理されている。エンジンに、F404 (GE)を使い、機体に取り付けて飛行環境での性能試験が実施された。

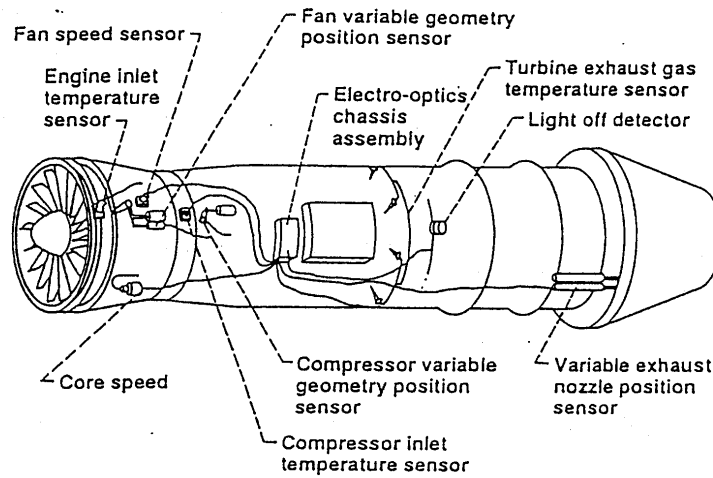


図 1. 航空機用ガスタービンの光応用計測 (出典: 参考文献1)

#### 4. 光アクチュエータ

光を使ってアクチュエータを駆動する研究が各国で行われている。図2にオプトフルイデミック効果を使った光アクチュエータの概要を示す。層流比例素子に入射された光は熱に変換され、素子内の流体の流れに作用を及ぼして出力ポートに圧力変動を与える。これを多段にして圧力増幅することにより、アクチュエータを駆動するものである。まだ実験室レベルの研究であるが、圧力0.014 MPa、応答性100 Hzの成果を得ている<sup>2)</sup>。

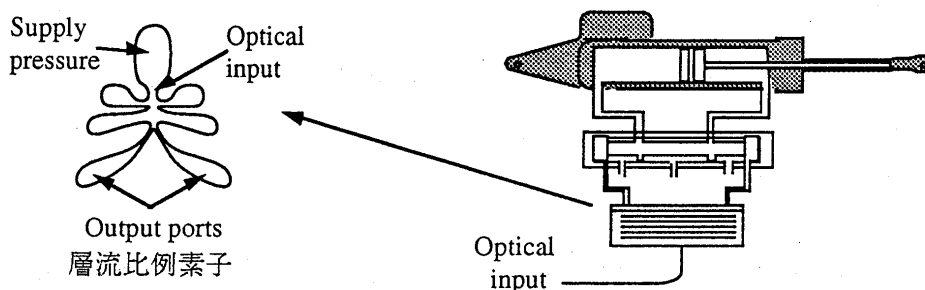


図 2. 光アクチュエータ (出典: 参考文献2)

#### 5. 光信号多重伝送実験

光は媒質中を有限の速度で伝播する。よって光ファイバの一端から入射された光は、ある時間経過してから反対側に出射される。このとき、ファイバの長さが異なれば出射される時間も異なる。この原理を応用して、時間分割による光信号の多重伝送が行える。筆者らは図3に示す構成で、光圧力信号の時間分割による多重伝送の実験を行った。このときセンサは、入力光に対して圧力に対応した光強度を返送する反射型の光強度変調センサを試作・使用した。光源から出射されたパルス光は、光ファイバ中を伝播し各センサに到達するが、時間遅延ループにより各センサに到達する時間が異なる。光パルスは各センサで、それぞれの圧力に対応した光強度に変調され、同じ経路をたどって信号変換器に到達する。信号変換器に到達した時間によりどのセンサの信号

かを識別し、そのときの光強度から圧力の測定値が得られる。図4に実験結果を示す。この方法によれば、一つの信号変換器で複数のセンサ信号を処理できるため、信号変換器を小型にすることができる。

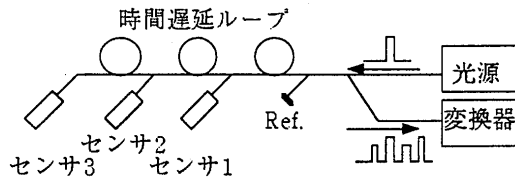


図3 時間分割多重伝送実験の構成

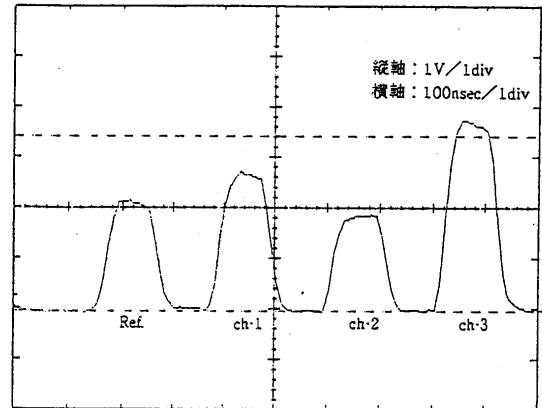


図4 時間分割多重伝送 実験結果

## 6. パイロメータの開発

パイロメータは物体からの放射（熱副射）光をピックアップし、物体の温度を測定する非接触の温度センサである。熱電対では測定が困難であったタービン動翼の温度測定を可能にした。またセンサへの熱流入ではなく、放射光で温度測定するために高速応答で、光電変換素子を含めた応答速度も  $\mu\text{sec}$  以下である。熱電対に比較して桁違いに高速である。このため、今までタービン出口のガス温度で決定されていたガスタービンのリミットを、ブレード温度で与えることができ、かつ応答遅れがないため性能限界まで引き上げることが可能になり、ガスタービンの出力向上が期待できる。図5にタービン動翼測定における、パイロメータの信号波形を示す。波形の1周期が動翼1枚に対応しており、信号処理により動翼1枚1枚の温度測定、更には1枚の動翼の温度分布測定が行える可能性をもっている。

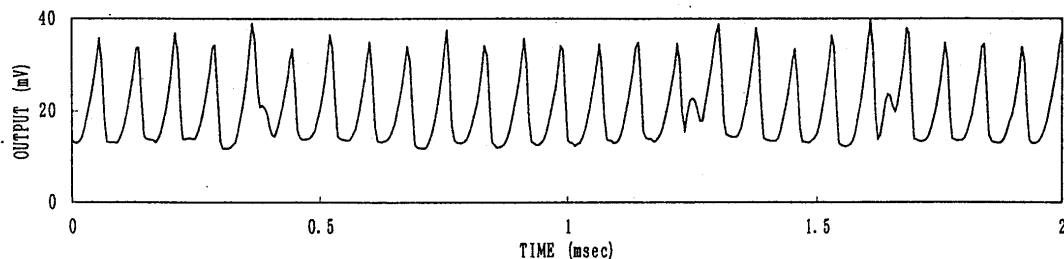


図5 パイロメータ信号波形

## 7. 考察および結論

光計測制御の動向と基礎実験の結果から、ガスタービン制御への光応用の可能性について、以下に考察する。

- ①光センサはエンジン搭載環境下で温度、圧力、回転数、等ガスタービン制御に必要な計測が行え、電気的センサに代行できる段階にある。
- ②光センサにより、ガスタービン制御システムの小型・軽量化が期待できる。
- ③光センサにより、電気的センサでは困難、または不可能な計測が行え、ガスタービンの性能を向上させることができる。

一方、ガスタービン制御への光応用はまだ新しい分野であり、実績や技術の蓄積、データが乏しい。しかし最近の光技術の進歩、特に情報産業における光技術の進歩はめざましいものがあり、その中にはガスタービン制御に導入できるものが多数あると思われる。

よって、ガスタービン制御への光応用は高いポテンシャルを持った技術であり、今後の発展が期待される。

なお、本報告のパイロメータに関する内容は、通商産業省工業技術院の産業科学技術研究開発制度による、超音速輸送機用推進システムの研究開発の一貫として、新エネルギー・産業技術総合開発機構（NEDO）からの受託を受けて実施したものである。ここに関係各位に深く感謝いたします。

#### 参考文献

- (1) AVIATION WEEK & SPACE TECHNOLOGY, Aug. 2, 1993
- (2) W. L. Glomb, Jr. Electro-Optic Architecture (EOA) for Sensors and Actuators in Aircraft Propulsion Systems Final Technical Report, NASA-CR-182270, 1989
- (3) R. R. Sellers, H. R. Przirembel, D. H. Clevenger, J. L. Lang, The Use of Optical Pyrometers in Axial Flow Turbines, AIAA 89-2692, 1989

# コンバインドサイクルプラントにおける 警報支援システム

田中聡史(三菱重工業)

\* 岡町正雄(三菱重工業)

## 1. まえがき

近年、コンバインド・サイクル発電においては、全自動化システムの採用により手動操作頻度が減少した結果、通常運転時は運転経験の多少にかかわらず十分運転可能である。しかし、プラントに異常が発生したときには操作熟練度の差が現われ適切な対応処置を取らないと機器損傷やプラントトリップに至るケースが懸念される。このため、熟練運転員のノウハウをコンピュータに入力して、経験の多少にかかわらず、熟練運転員並みの対応処置が取れることを目的として、当社は、運転支援システムを開発してきた。\*1),\*2),\*3)

本報では、これらの経験を生かし、コンバインド・サイクル・プラントの運転の立場から、熟練運転員のノウハウを分析した上で、コンピュータ上で動作可能な数式化した診断フローモデルを開発しこの診断フローモデルを用いた警報支援システムを開発したので紹介する。本システムの特徴は、従来の支援システムが既存のAI技術を適用して、原因の推定および対応操作ガイドを出力する範囲に留っていたのに対して、当社独自の診断方法を用いて、原因診断精度を更に向上させたこと及び対応操作ガイドをプラント状態に応じて動的に変更させる診断フローモデルにある。

## 2. 警報支援システム機能

### 2.1 警報発信時の運転員行動分析

警報が発生したとき、熟練運転員は図.1に示す行動を取ると考えられる。この行動の中で運転経験によって差を生じるのは、緊急性の判断、原因の推定、波及事象の推定と対応操作の立案である。したがって、本システムは、主に上記の判断行動を支援するため運転員に代わって診断、立案し、結果を表示するものである。

図.2は上記支援結果を示す画面で、警報発信時自動表示されると共に、支援内容をそのときのプラント状態に応じてリアルタイムに変更して表示する。また、教育的効果を考慮し入力している知識データベースを任意に提示する。

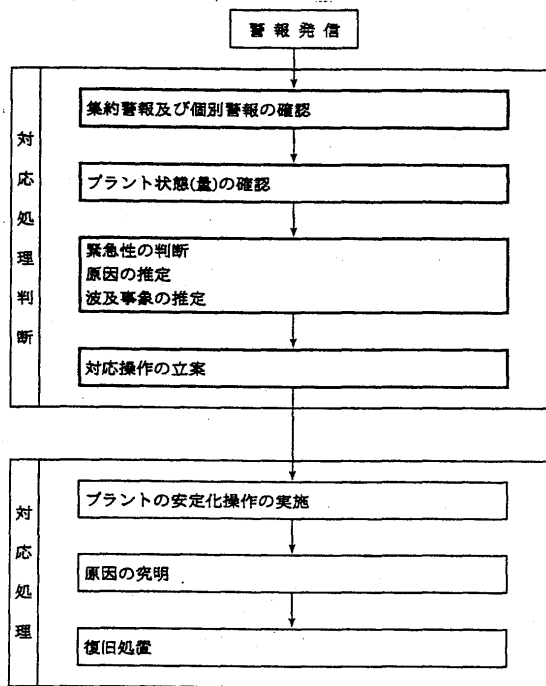


図.1 警報発信時の運転員の行動分析

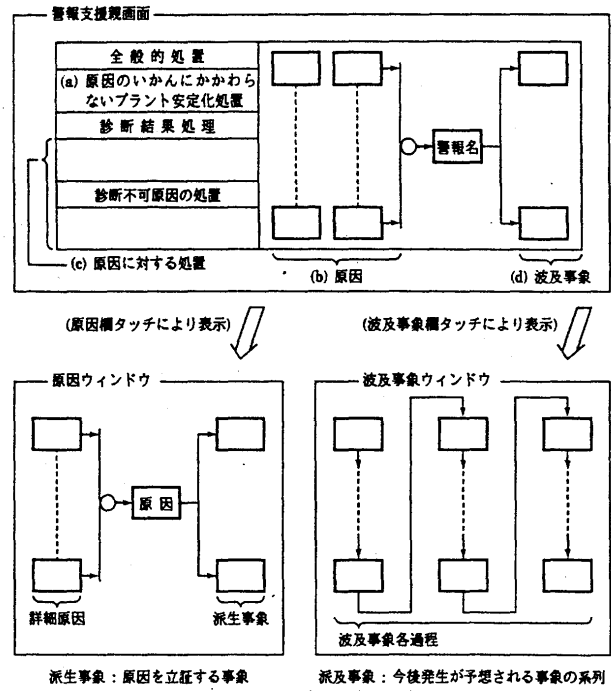


図.2 警報支援画面

〔太枠部を警報支援システムが実行することによって、経験の多少にかかわらず迅速に処置できることを目的とする。〕〔支援結果を一枚の画面に集約表示することによって、運転員の誤認を防止する。〕

## 2.2 警報支援システムの診断内容

### (1) 操作緊急性の評価

- ① 同時に複数の警報が発生した場合、発生した警報について下記に示す観点から警報の操作優先度を評価し、優先度の高い警報の順に、対応処置を取るよう運転員にガイドする。
  - ・短時間でトリップに至る。
  - ・主要系統上で発生した異常であり影響が広範囲に及ぶ。
- ② 1つの警報でも対象プロセス値の応答によって緊急性が異なる。此について、プロセス値の現在のこう配が数分間続くと仮定して、警報発生から3分以内にトリップ設定値に至ると予想されるか否かによって、緊急性ありまたは操作余裕ありと判断して、全般的な処置を変えて表示する。

### (2) 原因の推定

図.3(a)に示す原因診断FT図を用いて考えられる原因候補を挙げ、今回の警報原因の絞り込みを行うために原因に関する派生事象の事象評価値をファジー関数を用いて求める。さらにANDのロジックを基にした下記計算式によって各原因候補の確信度を求め、確信度が最大の原因候補を今回の警報原因と推定する。

$$CF_i = R_i \cdot V_{i1} R_{i1} \cdot V_{i2} R_{i2} \cdot \dots \cdot V_{in} R_{in} \dots \quad (1)$$

$$(R_{i1} + R_{i2} + \dots + R_{in} = 1)$$

$CF_i$  : 原因確信度

$R_i$  : 警報と原因間の重み係数

$V_{ig}$  : 派生事象の事象評価値

$R_{ig}$  : 原因と派生事象間の重み係数

(3) 波及事象の推定

図.3 (b)に示す波及事象診断用フロー図を利用し(2)で推定された原因及び現在のプラント状態を基にして、対策を講じない場合に今後発生が予想される事象をCRTに表示して運転員に注意を呼びかける。また、波及事象は、最終段階だけでなく途中の段階も細く表示し、あとどの程度でプラントトリップに到るか運転員が分かるようにする。

(4) 対応操作の立案

警報発信時運転員が取るべき対応操作を2段階に分け、各々下記に示す通り診断してCRTにガイド表示する。

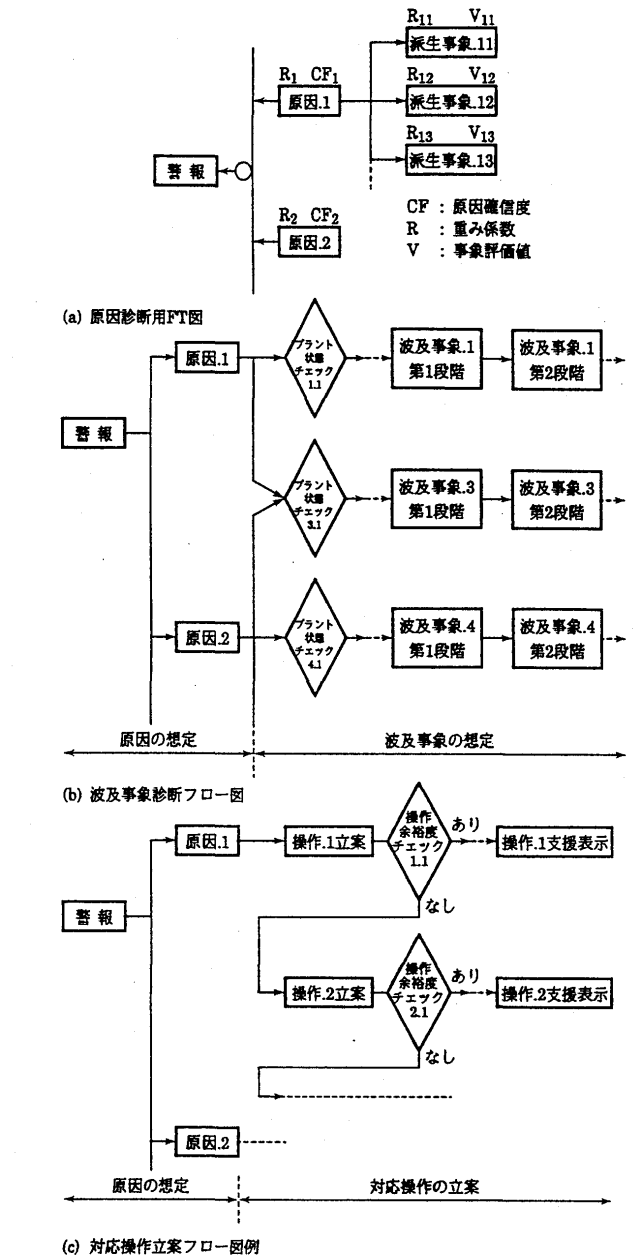
(i) 全般的処置

原因に関係なくプラントを安定化させるために必要な処置であり、(1)で評価した緊急性の評価結果及び現在のプラント運転状態に併せて適切な対応処置をCRTにガイド表示する。

(ii) 診断結果処置

警報の原因となった異常事象を復旧させるために必要な処置であり、(2)で推定した原因を基に、図.3 (c)に示す対応操作立案フロー図を利用して、立案する。

尚、診断結果処置欄には、運転員がとるべき対応操作の他、警報発生時の自動制御によるプラント運転状態の変化等も併せて表示する。



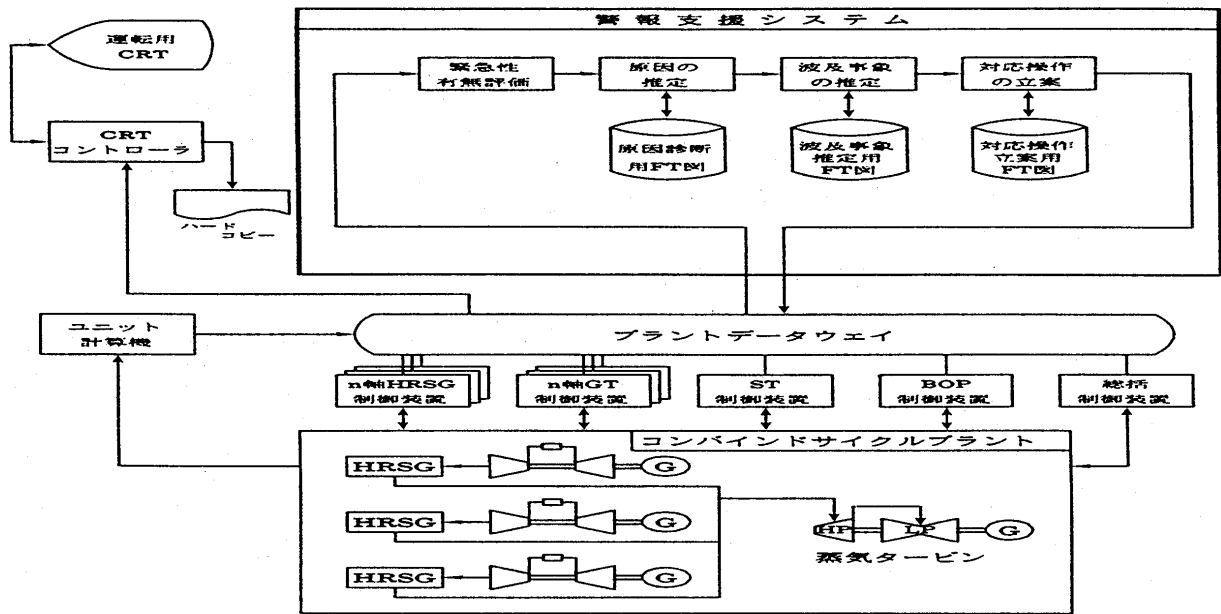
警報支援システムは、本フロー図を用いて原因診断、波及事象診断、対応操作立案を行う。

図.3 診断用フロー図

3. 警報支援システム構成

本システムは図.4に示す構成になっており下記の特長を持つ。

- (a) 支援情報の基本となるプラントデータはすべてプラント制御システムから入力されるので、センサ等を特別に設置する必要はなく、プラント制御システムに容易に組込むことができる。
- (b) 支援内容は運転用CRTに表示されるので、運転員は支援内容を見ながら警報発信時の適切な対応処置を取ることが可能である。
- (c) 高速演算処理可能なワークステーションを使用しているため、プラント状態の変化に応じて、適切な対応処置をリアルタイムに更新可能である。
- (d) 診断ツールは、UNIX上でC言語で書かれているため、容易に他機種に移植することが可能である。



[警報支援システムは、プラントデータウェイに接続するだけで、容易に制御システムに組込むことが可能である。]

図.4 警報支援システム構成図

#### 4. 警報支援システム支援例

##### (1) 緊急性評価例

① コンバインド・サイクル・プラントにおいては、多数の警報が存在するが、この中で、下記に示す警報は短時間でガスタービントリップに至り、プラントに与える影響が大きいので優先度を高く持つ。

- GT軸振動大
- GT軸受温度高
- GT冷却系温度高

② 上記に示す警報が発生した時、プロセス値が急激に上昇して、3分以内にトリップに至ると予想されるか否かによって、緊急性ありまたは、操作余裕ありと判断して全般的な対応操作を変えて表示する。例としてGT軸受温度高警報(ジャーナル軸受温度高の場合)における緊急性ありと操作余裕ありの場合の全般的処置を下記に述べる。

##### (i) 緊急性ありの場合の全般的処置

「直ちに、給電連絡後GT手動停止。」

##### (ii) 操作余裕ありの場合の全般的処置

「①GT軸受メタル温度、排油温度、軸振動を監視する。

②警報継続又は再発生で軸受メタル温度が113℃以上又は軸受排油温度が91℃以上なら、給電連絡後GT手動停止。」

##### (2) 原因診断例

GT軸受温度高警報に関するFT図を図.5(a)に示す。GT軸受温度高警報が発生したとき、冷却水圧力、冷却水温度、潤滑油供給温度及び軸受排油温度の異常度をファジー関数を用いて求める。この結果を基にして、2.2の(2)で示す式を利用して、各原因の確信度を求めて原因の絞り込みを行う。例えば、冷却水圧力、冷却水温度が正常で、潤滑油供給温度が高い場合、原因は、油温度制御不良(油温度制御弁異常、冷却器の性能劣化等)と判断される。



(3) 波及事象診断例

図.5 (b) に示すように,GT軸受の異常 (異物混入,表面当り異常等)により,GT軸受温度高警報が発生した場合,下記波及事象が考えられる。

- 油粘度低下によるGT軸振動増加
- GT本体保護のためGT手動停止
- GT軸受の焼損

それに対し,GT軸受温度高警報に至った原因が,冷却水システムの異常 (冷却水ポンプトリップ,冷却水圧調弁異常等)であった場合。

上記波及事象の他に,下記に示す波及事象も考えられる。

- GT冷却系温度高
- GT発電機励磁機温度高

このように,本システムでは,診断した原因に応じて,今後発生が予想される異常事象を変えて表示し,運転員が重点的に監視すべき項目を絞る。

(4) 診断結果処置例

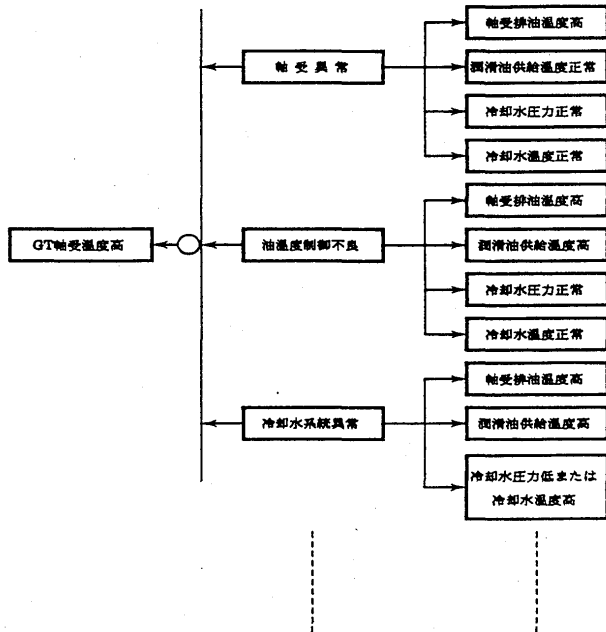
(2)で推定した原因に対応して,運転員及び保守員が実施すべき,処置を表示する。GT軸受温度高警報における原因が「油温度制御不良」の場合と「冷却水不足」の場合の診断結果処置の例を下記に示す。

(i) 油温度制御不良

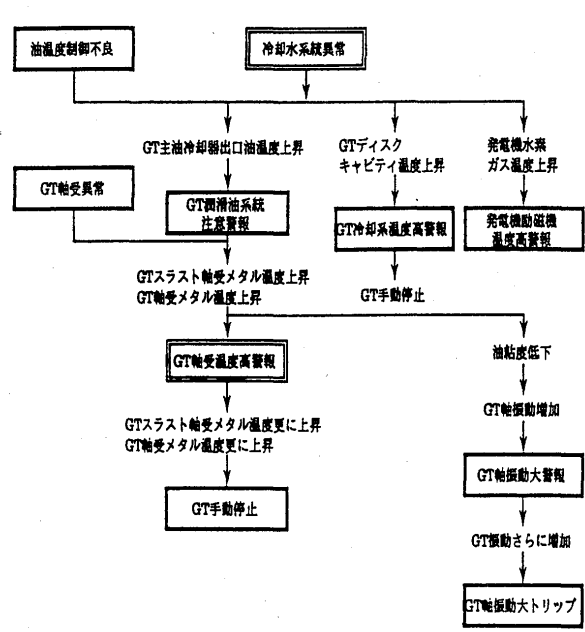
「油温度制御弁を手動閉操作。

油温度制御弁開度指令と実弁開度が一致していない場合は,下記項目を点検。

- 油温度制御弁操作空気系統
- 油温度制御弁I/P空気系統
- 油温度制御 出力カード」



(a) GT軸受温度高警報FT図



(b) GT軸受温度高による波及事象

〔GT軸受温度高警報が発生する原因として,軸受異常,油温度制御弁異常等が考えられ,放置するとGT手動停止及び軸振動大トリップに至ることを示す。〕

図.5 GT軸受温度高警報診断用フロー図

01229 01230 01261 01262	監視用全圧力 監視用全圧力 監視用全圧力 監視用全圧力	1994年5月17日(火) 14:21 MW 1GT MW 2GT MW 3GT MW	2/20 3/20 4/20
19:41:06 19:41:06 19:41:06	許容値オーバー 許容値オーバー 許容値オーバー	発生 発生 発生	再燃温度圧力(S「入口」) 燃圧温度圧力(S「入口」) 燃圧ガバナ弁閉成
主要警報発生時支援(第1画面)		対応処置及び事象波及系統画表示	発信時刻 5月17日14時16分
全般的処置		1軸GT軸受温度高(スラスト軸受、緊急性有)	
1. 直ちに警報消失まで1軸GT降負荷する。 2. 1軸スラスト軸受メタル温度、排油温度、軸受油圧、軸振動、冷却水系統を監視する。 3. 警報継続又は再発生でスラスト軸受メタル温度が107℃以上又は排油温度が91℃以上なら給電連絡後GT停止		CF=0.00	CF=0.00
診断結果処置		1軸GT軸受温度高(スラスト軸受、緊急性有)	
1軸GTスラスト軸受メタル温度と排油温度ともに高ければ1軸GT出力を降下する。		CF=0.00	CF=0.00
診断不可原因の処置		CF=0.00	
以下を点検する。 1軸潤滑油ヒータ、1軸主油冷却器 1軸潤滑油		CF=0.00	CF=0.00

[発生警報がGT軸受温度高で原因がスラスト軸受異常時の警報支援画面を示す。]

図.6 警報支援画面例

(ii) 冷却水不足

「冷却水ポンプが異音、振動、軸受温度上昇、電流値異常の何れかならポンプ点検。

冷却水ポンプを追加起動。冷却水配管からの冷却水洩れを点検。」

本警報支援システムの支援画面例(GT軸受温度高警報)を図.6に示す。

5. まとめ

本報では、警報発生時の熟練運転員のノウハウを分析し、コンピュータ上で動作可能な数式化した診断フローモデルを開発した。さらに警報発生時、この診断フローモデルを用いて支援内容を自動的に表示することによって、運転経験の多少にかかわらず熟練運転員と同等の対応処置を取ることを可能とした警報支援システムを紹介した。本システムを採用することにより、少人数の運転でも信頼性の高い運転が可能となった。今後は、警報発生時だけでなくプラント運転保守全般にわたる支援システムを開発すると共に、これと結びつけてより信頼性の高い運転が保証できる中央計装制御システムへと進める予定である。

参考文献

- 1) 水野, 香月, 加藤ほか, 北海道電力(株)砂川3, 4号火力発電プラント向け運転支援システム, 三菱重工技報 Vol.27 No.1 (1990) p.33
- 2) 香月, 樋口, 三沢, 猪澤ほか, 関西電力(株)南港1号火力発電プラント運転支援システム, 三菱重工技報 Vol.28 No.5 (1991) p.504
- 3) 田中, 岡町, 北, 野村 警報支援システムの開発とコンバインドサイクルプラントへの適用, 三菱重工技報 Vol.31 No.6 (1994)

## ウェーブレット変換を利用した ガスタービン異常診断アルゴリズムの開発

中井昭祐、中本政志 ((株)東芝 重電技術研究所)  
\*宮部圭介、松本茂 ((株)東芝 京浜事業所)

### 1. まえがき

ガスタービン発電設備は性能向上をはかるため、機器の大型化が進められており、機器構成も複雑化してきている。また、複雑な起動・停止による過酷な条件のもとで運用されることもあり、信頼性・安定性の確保が重要になっている。このため、ガスタービン発電設備の健全性を迅速に診断する手法の確立が期待されている。

ガスタービンに異常が発生した場合、その影響が不連続な運転音となって現れることがある<sup>[1]</sup>。従って運転音を常時観測し、不連続点を抽出することによって異常の早期検出が可能である。しかし、異常によって生じる運転音の変化は、それが初期の軽微な状態であるほど微弱であり、従来の信号レベルの変化をとらえる方法や、高速フーリエ変換 (FFT) を用いた方法では不連続点の検出は困難である。本稿ではウェーブレット変換を用いて運転音を解析することにより、従来手法では検出が困難な不連続点の検出が可能となり、異常を早期に検知できることを示す。実際の運転音を用いたシミュレーション解析を行い、有効性の確認を行った。

### 2. ウェーブレット解析<sup>[2]</sup>

ウェーブレット変換は、フーリエ変換と同様にデータの周波数特性を解析できる信号処理技法であり、最近特に注目されている技術の一つである。フーリエ変換が周波数情報のみをもつ直交座標系への変換であるのに対してウェーブレット変換は、時間軸・周波数軸の両方に解像度を持つ変換である。

解析対象データを  $f(t)$  とすると、そのウェーブレット変換  $F(a, b)$  は(1)式で表される。

$$F(a, b) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \psi_{a,b}^*(t) dt \quad (1)$$

$$\psi_{a,b}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}} \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) \quad (2)$$

ここで\*は複素共役を表し、 $\psi(t)$  はアナライジングウェーブレットと呼ばれる時間的・周波数的に局在した関数である。また、 $a$  はスケーリング係数、 $b$  はシフト係数と呼ばれる。

$\psi(t)$  の中心周波数を  $\omega$  とすると  $\psi\left(\frac{t-b}{a}\right)$  は  $\psi(t)$  を伸縮したものであり、中心周波数は  $1/a$  倍の  $\omega/a$ 、局在する周波数帯域は  $a$  倍で、時間軸上で  $b$  だけ移動した関数となる。図1にアナライジングウェーブレット  $\psi(t)$  と、それを伸張した関数  $\psi\left(\frac{t-b}{a}\right)$  の例を示す。ウェーブレット変換は  $\psi\left(\frac{t-b}{a}\right)$  と解析データ  $f(t)$  とのたたみ込み演算を行うことにより、時刻  $b$ 、周波数  $\omega/a$  付近の成分を抽出し、時間軸上のデータをスケーリング係数  $a$  とシフト係数  $b$  の関数に変換するものである。

アナライジングウェーブレットの選び方によって種々のウェーブレット変換が提案されている。(3)式を満たすように $\psi_{a,b}(t)$ を選び、異なる $a$ 、 $b$ に対して $\psi_{a,b}(t)$ が直交になるようなウェーブレット変換を直交ウェーブレット変換、その他を非直交ウェーブレット変換と呼ぶ。

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi_{m,n}(t) \psi_{k,l}^*(t) dt = 0 \quad ((m,n) \neq (k,l)) \quad (3)$$

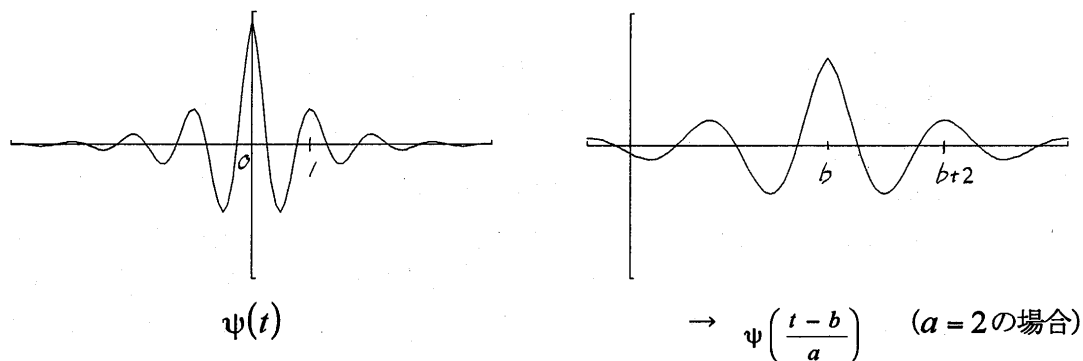


図1 アナライジングウェーブレットの例

従来から用いられてきた時間・周波数分析法の一つに短時間FFTがある。解析データ列をいくつかのウィンドウによって区切り、それぞれの区間でFFT解析を行うので、ウィンドウの幅によって周波数分解能が決定される。

図2.1、図2.2に短時間FFTとウェーブレット変換の時間・周波数軸上の分解能を示す。短時間FFTが、時間軸・周波数軸に一定の分解能を持つのに比べて、ウェーブレット変換は高周波成分に対しては時間分解能が高く、低周波に関しては周波数分解能が高いという特徴を持つ。突発的な変動はその発生時刻、ゆっくりした周期の変動はその周期に対して高分解能な解析が可能であり、周期的に発生する高周波信号や、突発信号・不連続点の検出に有効である。

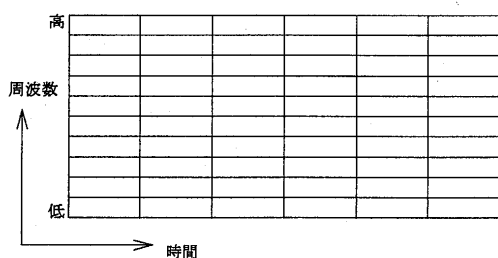
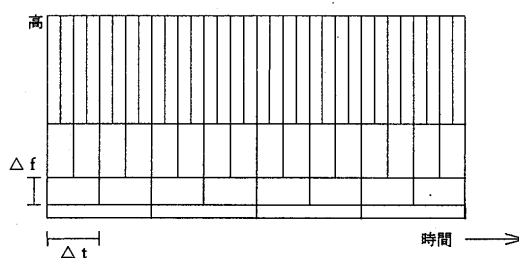


図2.1 短時間FFTの分解能



$\Delta f$  : 周波数分解能  $\Delta t$  : 時間分解能

図2.2 ウェーブレット変換の分解能

### 3. ガスタービンへの適用

ガスタービンに異常が発生した場合、その影響が運転音の変化として現れることがある。異常が発生した時の特徴音を運転音から抽出できれば、異常の検出が可能である。しかし、ガスタービンの運転中は圧縮機やタービン動静翼の風切り音や機械摩擦音などの音圧が大きく、異常はこれらの通常運転音にマスクされてしまい、運転音のレベル変化からは検出が困難である。そこで、ウェーブレット変換の性質のうち、断続的に発生する不連続音の検出に有効である特徴を用いて、運転音から異常音を検出する。

異常診断の試験装置ブロックを図3を示す。音響センサ（マイク）によって採取したガスタービン運転音を、A/D変換後に離散データとしてリアルタイムで計算機に取り込み、FFT及びウェーブレット変換を行う。変換結果はCRTに表示する。

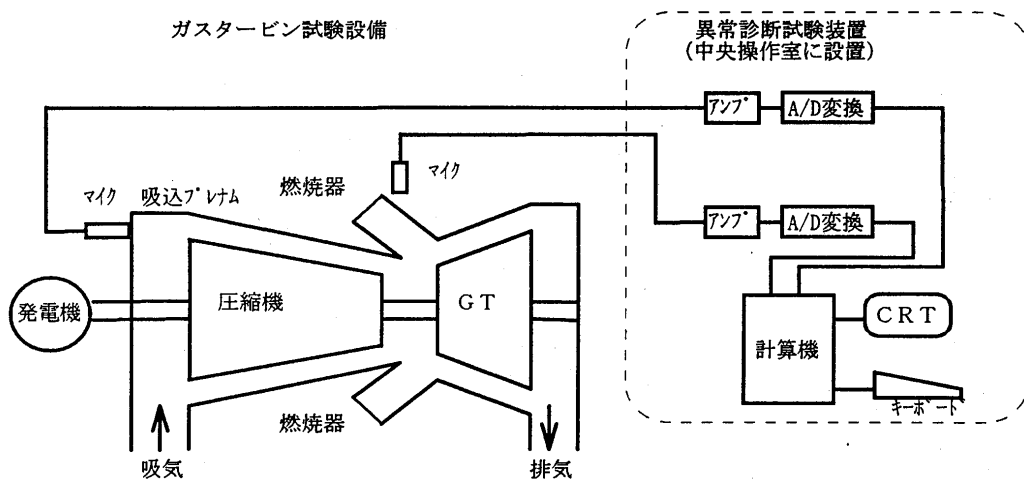


図3. ガスタービン異常診断試験装置ブロック図

### 4. 数値解析

ウェーブレット変換利用の有効性を確認するために、実際の運転音を用いたシミュレーション解析を行った。通常運転時の音に模擬異常音を付加し、これを異常発生時の運転音データと仮定した。通常運転音は図3の様に、吸込プレナム内と燃焼器横に設置した音響センサ（マイク）によって採取した。サンプリング周波数は32kHz、1回の解析に用いたデータ点数は2048点である。

ウェーブレット変換の特徴を明確にするため、短時間FFTによる解析も同時に行った。ウィンドウ区間は128点である。

模擬異常音としては、以下のものを仮定した。

- (1) 異常音A： ゆるみによるガタガタ音（実機観測データ）
- (2) 異常音B： 打撃状の急峻な減衰音

#### 4.1 異常音Aの解析結果

過去に発電用回転機設備で発生したゆるみによるガタガタ音を模擬異常音とした(図4.2)。異常発生時刻は1000とし、吸込プレナム通常運転音データ(図4.1)のうち時刻1000~2048に模擬異常音を付加した。解析条件は表1に示すとおりである。FFTによる解析結果を図4.3に、ウェーブレット変換による解析結果を図4.4に示す。

FFTにおいても若干スペクトル変化が認められるが、その変化は明確ではない。ウェーブレット変換では、時刻 1000から変換結果の値が大きく変化しており、異常を明確に検出している。

表1 異常音Aの解析条件

模擬異常音	ゆるみによる異常音 (実機観測データ)
通常運転音採取場所	吸込プレナム内
アライズングウェーブレット	Daubechies (直交ウェーブレット)
故障音付加時刻	1000~2048

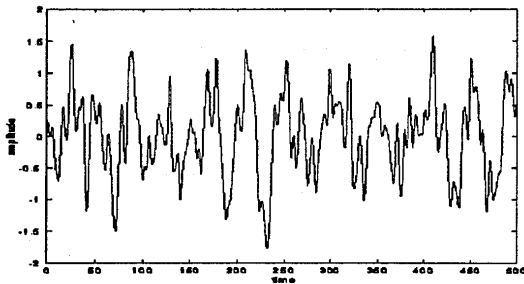


図4.1 吸込プレナム付近通常運転音

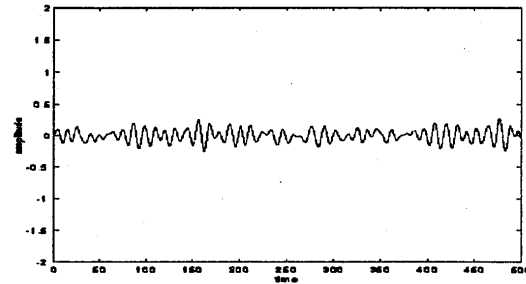


図4.2 異常音A

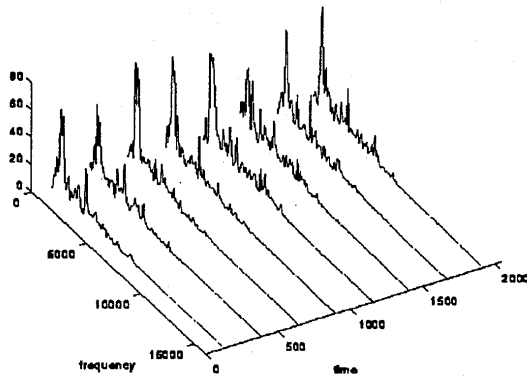


図4.3 短時間FFTによる解析結果

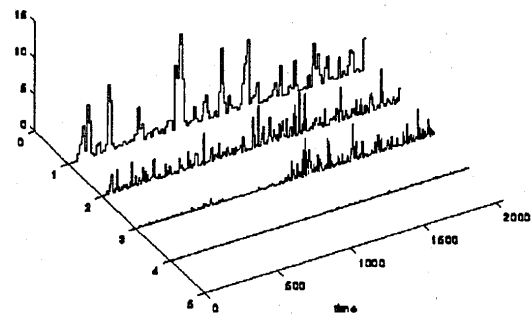


図4.4 ウェーブレット変換解析結果

#### 4.2 異常音Bの解析結果

断続的に発生する打撃異常音として、図5.2のような減衰振動音を仮定した。異常音の断続周期は50Hz (640点間隔)とし、時刻500, 1140, 1780に発生すると仮定した。(図5.3) 解析条件を表2に示す。FFTによる解析結果を図5.4に、ウェーブレット変換による解析結果を図5.5に示す。

断続的に発生する高周波信号は、観測区間全体で見ればエネルギーが弱いので、FFTによる解析では検出不可能である。ウェーブレット変換による解析結果では、異常発生時刻での値がインパルス状に大きくなっており、不連続点を明確に検出している。

表2 異常音Bの解析条件

模擬異常音	50Hz間隔で発生する急峻な減衰音
通常運転音採取場所	燃焼器横
アライズングウェーブレット	Daubechies (直交ウェーブレット)
故障音付加時刻	500, 1140, 1780 : 640点間隔 (50Hz)

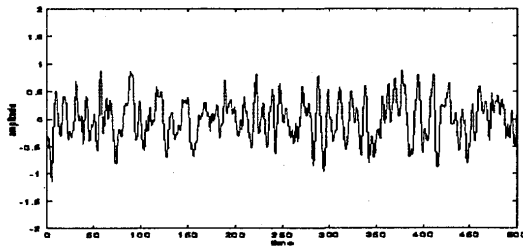


図5.1 燃焼器付近の通常運転音

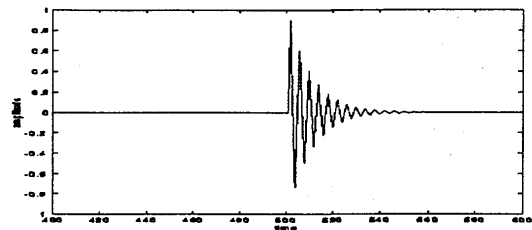


図5.2 異常音B (一部)

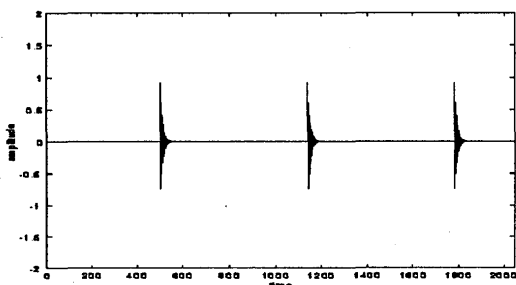


図5.3 異常音B (全体)

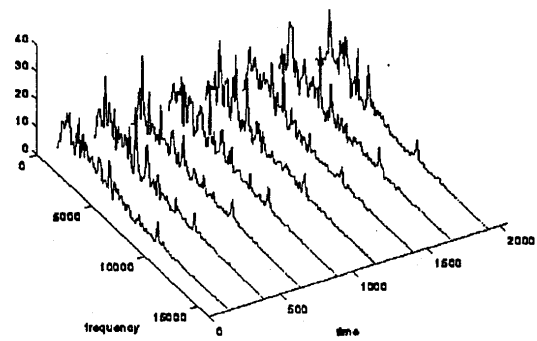


図5.4 短時間FFTによる解析結果

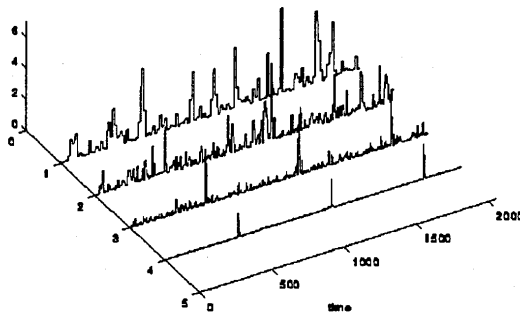


図5.5 ウェーブレット変換による解析結果

#### 4.3 異常音Bの非直交ウェーブレット解析結果

4.1節、4.2節の解析では直交ウェーブレット変換を利用したが、ウェーブレット変換には、このほかに非直交ウェーブレット変換がある。非直交ウェーブレット変換は、不連続点の検出能力が高いと言われている[2][3]が、直交変換に比べて計算量が多く、現時点では計算時間の制約から運転音のリアルタイム解析への応用は困難である。

図6に非直交ウェーブレット変換による解析結果を示す。アナライジングウェーブレットはガポール関数[2]を用いた。解析条件は、表3のとおりである。

異常発生時刻である時刻500、1140、1780で変換結果の値がインパルス状に大きくなっており、不連

続点を検出している。異常検出後の異常内容の診断等、詳細な検討時には非直交ウェーブレットの利用が効果的であると思われる。

表3 異常音Bの非直交ウェーブレット解析条件

模擬異常音	50Hz間隔で発生する急峻な減衰音
通常運転音採取場所	燃焼器横
アライジングウェーブレット	ガポール関数(非直交ウェーブレット)
故障音付加時刻	500、1140、1780： 640点間隔(50Hz)

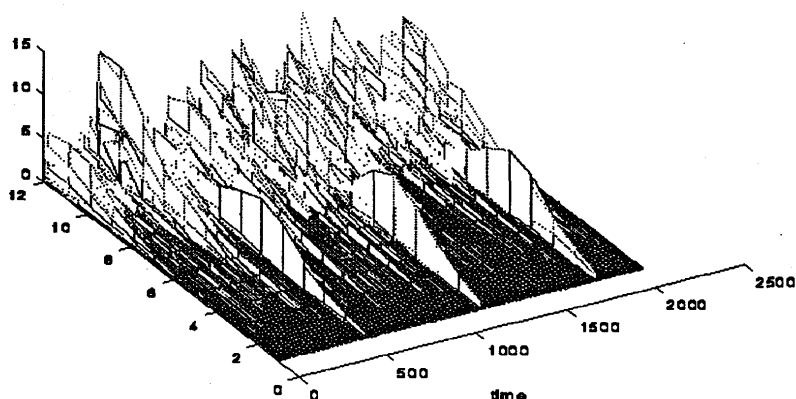


図6. 非直交ウェーブレット変換による解析結果

4.1節～4.3節の解析結果が示すように、ウェーブレット変換による解析では変動発生の時刻が判別可能である。このことから、異常による変動が回転に同期して発生しているものであるか否か等の判断も可能となり、異常発生の原因推定に効果的と考えられる。

## 5. あとがき

ガスタービンの異常のうち、影響が不連続な運転音となって現れるものは、ウェーブレット変換を利用することにより、有効に検出できることが示せた。実機運転音に模擬異常音を付加して解析を行い、その有効性を確認した。また、ウェーブレット変換の利用により、検出した不連続点の発生時刻や発生の周期が推定可能になるので、異常発生原因の診断材料として有効であることも確認できた。

## 6. 参考文献

- 1) 植村 直, 「振動検出による異常診断」, ガスタービン学会誌, 1990年, p23-28
- 2) 佐藤雅明, 「ウェーブレット理論の数学的基礎第1部、第2部」, 音響学会誌 Vol. 47, No. 6, 1989年, p. 405-423
- 3) システム制御情報学会編, 「ウェーブレット/フラクタル/カオスの基礎と応用」, 第42回システム制御情報講習会テキスト, 1993年, p1-36
- 4) S.G. Mallat, "A Theory for Multiresolution Signal Decomposition: The Wavelet Representation", IEEE, Trans. Pattern Analysis, Vol. 31, No. 7, 1989, p674-693



渡辺 高幸 (日本工業大)

松木 正勝 (日本工業大)

## 1. はじめに

放電式翼端すきま測定法は測定精度の良い測定法<sup>1)</sup>であるが、探針を翼端に近付け放電させることから、探針を動かすための駆動装置が必要である。駆動装置はステッピングモータ、ボールネジ等から構成され、それに見合うだけの大きさを有することになる。しかし、供試回転体のケーシング外周にこの駆動装置を取り付けるためのスペースが不十分な場合には当測定方式の使用は困難である。そこでこの駆動装置を必要とせず、不十分な空間でも使用可能な放電式翼端すきま測定法を考案した<sup>2)</sup>。初報では、この方式の原理、基礎的実験データについて述べたが、本報告では、装置としての構成、測定精度に影響を及ぼす諸因子、実際の測定について述べる。

## 2. 測定原理とプローブ

当測定方法の原理を図. 1に示す。翼壁面に設置したにアルゴンガスを噴出するプローブに電圧を印加し、火花放電させ、あらかじめ求めておいた放電電圧とギャップの関係から翼端すきまを求めることを原理とする。アルゴンガスを噴出させるのは放電電圧を下げるためである。プローブ用電極には、図. 2に示す2種類を製作した。(A)は円筒形で肉厚ある細い銅管で、管内よりアルゴンガスを翼に対し直角に噴出し、管肉厚部で放電させる形式である。(B)は肉厚の薄いステンレス管の中に1φの銅棒を設けたもので、管内壁と銅棒の空間よりアルゴンガスを噴出し、放電を銅棒で行なわせる形式である。

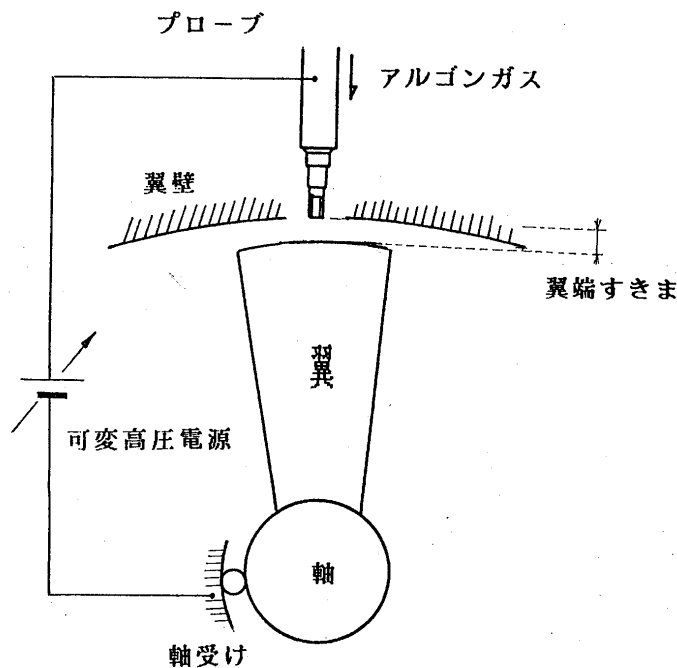


図. 1 測定原理

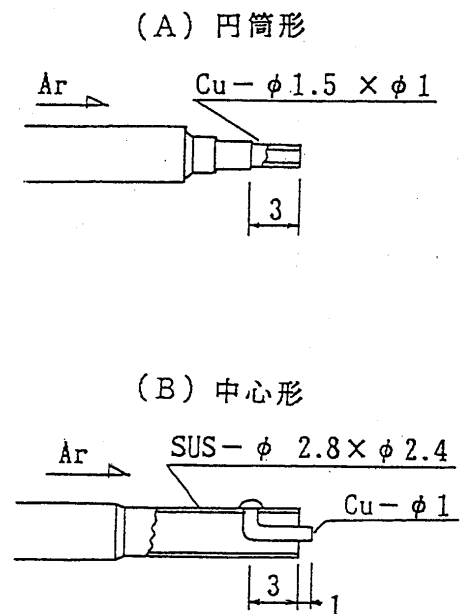


図. 2 プローブ用電極

### 3. 計測機器としての構成

#### 3-1. 電圧の印加方法

経験的に、スライダック等を用いて電圧の印加を手動で行なった場合、また周囲の圧力が高い場合、放電電圧の測定値にバラツキを生ずることがわかっている。

そこで電圧の印加を機械的に行なうため、GP-IB を持ちパソコンで出力電圧の制御が出来る直流電源 (STANFORD RESEARCH SYSTEM, INC. PS-350、最大出力電圧5000[V]、最大出力電流10[mA]) を使用した。

図. 3はプログラムした電圧の印加方法である。最初の放電電圧は経験的に高くなることわかっているのので、電圧上昇のステップを粗くする。最初の放電電圧を得た後、印加電圧を一度ゼロにして、最初の放電電圧より約15[%] 低い電圧まで上昇させ、その点より小さい電圧上昇ステップで印加してゆく。二番目の放電が生じた後は、その放電電圧の1/100程度のステップで印加を行なう。これを数回繰り返し、最初の測定値、最大最小の測定値を除いて平均値を得る。電圧上昇のステップを小さくすると測定精度は良いが、計測時間が長くなり計測性が悪いので、この程度のステップとした。

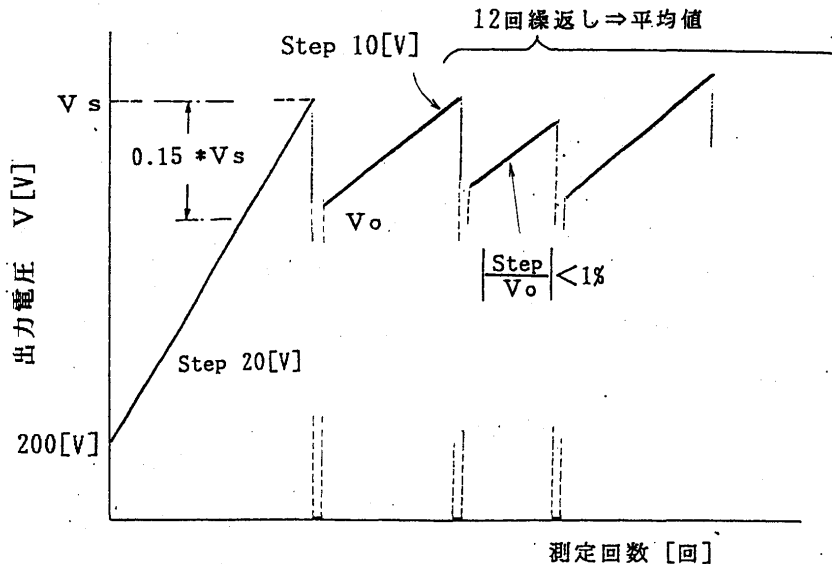


図. 3 電圧の印加方法

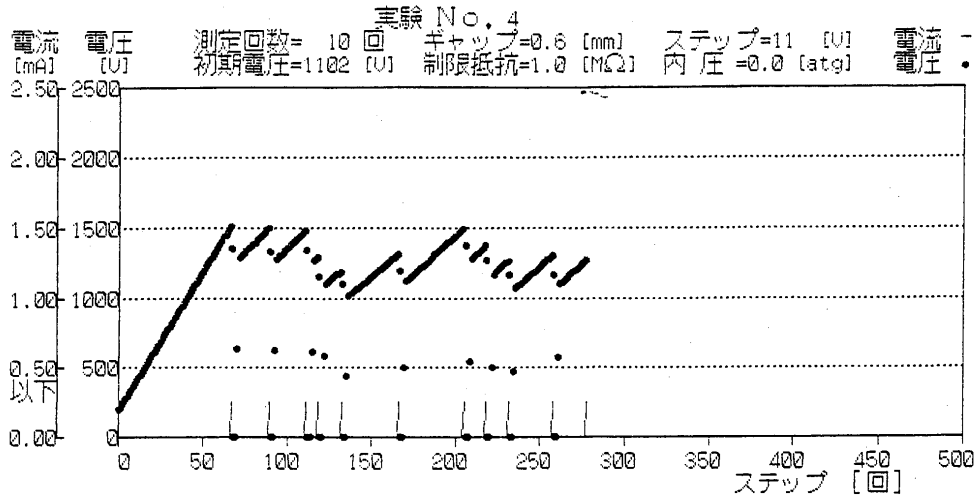
#### 3-2. 紫外線照射の効果

3-1項は安定した放電電圧を得るために、試行錯誤でできた電圧の印加方法である。しかし、圧力が高い場合や、供試回転体の種類によっては上記方法だけでは、一定した放電電圧を得ることはできない。そこで放電現象に紫外線照射が効果があることからこれを試みた。これは電極面に紫外線を照射すると陰極面からの初期電子の発生を促進し放電が生じやすくなる<sup>3)</sup> ことによる。図. 4は紫外線を照射した場合、照射しない場合の測定値を示す。図から明らかなように、紫外線の照射によって放電電圧が一定になることがわかる。

#### 3-3. 製作した検出器

3-2の結果から放電面に紫外線を照射することとし、図. 5に示すような検出器を製作した。紫外線の照射を供試回転機内で行なおうとすると種々の問題があるので、プローブ内より行なう構造とし、そのため圧力の遮蔽を石英ガラスにより行い、紫外線をこの石英ガラスを通して放電面に照射することにした。プローブ先端の紫外線強度は0.2~0.4[ $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ ]である。

### 紫外線を照射しない場合の放電電圧



### 紫外線を照射した場合の放電電圧

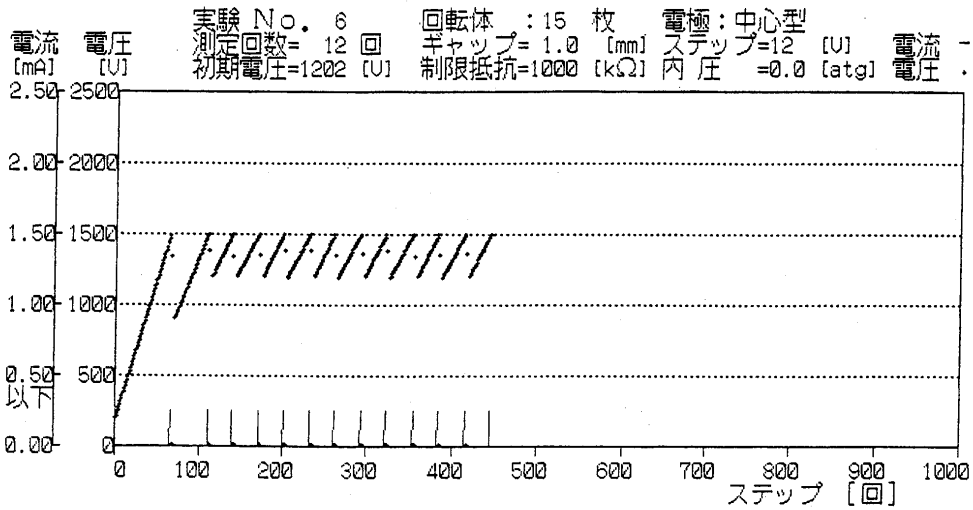


図. 4 紫外線照射の効果

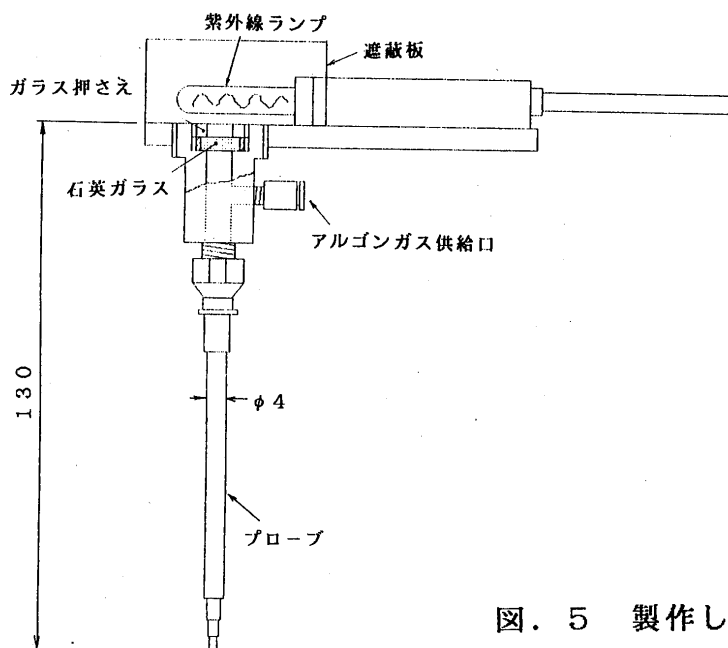


図. 5 製作した検出器

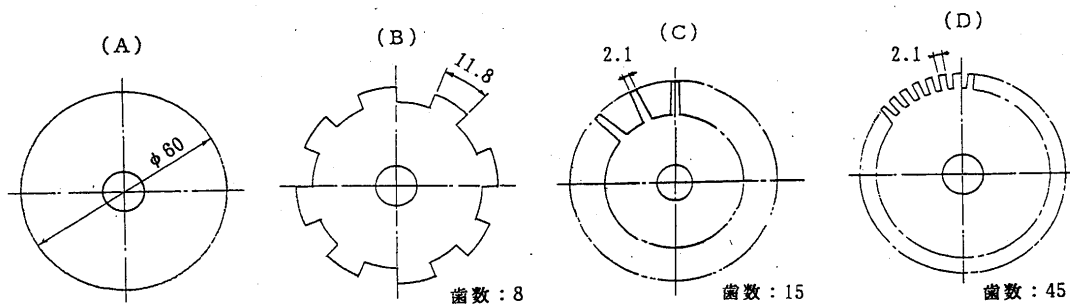
#### 4. 圧力による放電特性の変化

平等電界での火花放電電圧は $V_s$ は、気体の温度 $T$ ＝一定のもとでは気圧 $P$ と放電ギャップ $d$ の関数 $V_s = f_T(P, d)$ となり、圧力により放電電圧が変わることがわかる。そこで $0 \sim 3$  [Kg/cm<sup>2</sup>] ( $0 \sim 294$  [KPa])の圧力で放電電圧がどのように変わるか実験した。用いたロータは図. 6に示す4種類(周速度8[m/sec])である。図. 7は2種のプローブ、ロータ(C)における実験結果である。いずれのロータでも傾向はおなじで、圧力により特性の傾きが変わることがわかる。また同じ圧力下ならプローブ(A)のほうが放電電圧は高い。

特性が直線で圧力により直線の傾きが変わることから、 $V_s = a d + b$ とおくと、 $a = f(p) = c_1 p + c_2$ 、 $b = f(p) = c_3 p + c_4$ であり、従って

$$V_s = (c_1 p + c_2) d + (c_3 p + c_4) \quad (1)$$

図. 8は(1)式により求めた直線にデータをプロットしたもので、実際の放電電圧とよく一致することがわかる。



(A), (B), (C), (D) とも直径60mm, 厚さ10mm

図. 6 実験に用いたロータ

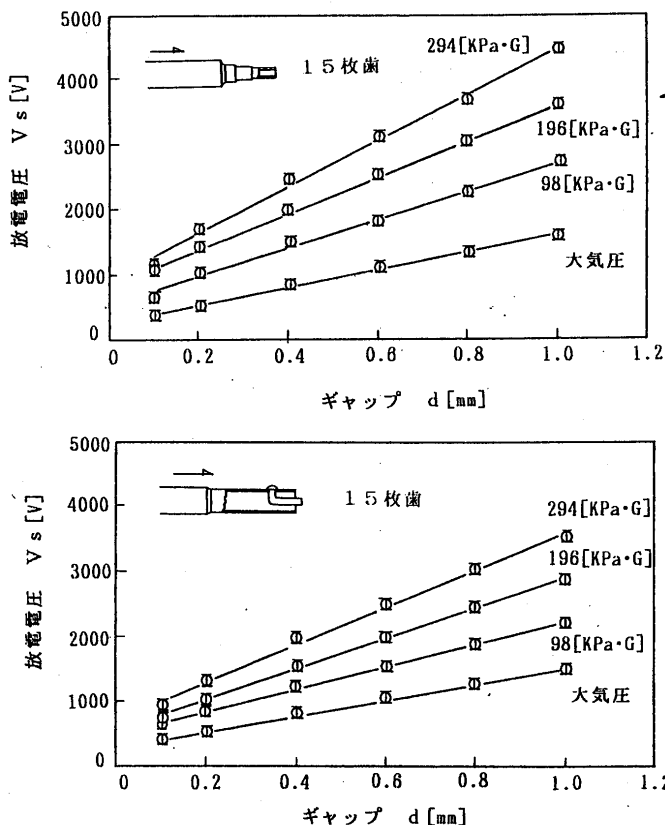


図. 7 圧力下での放電特性

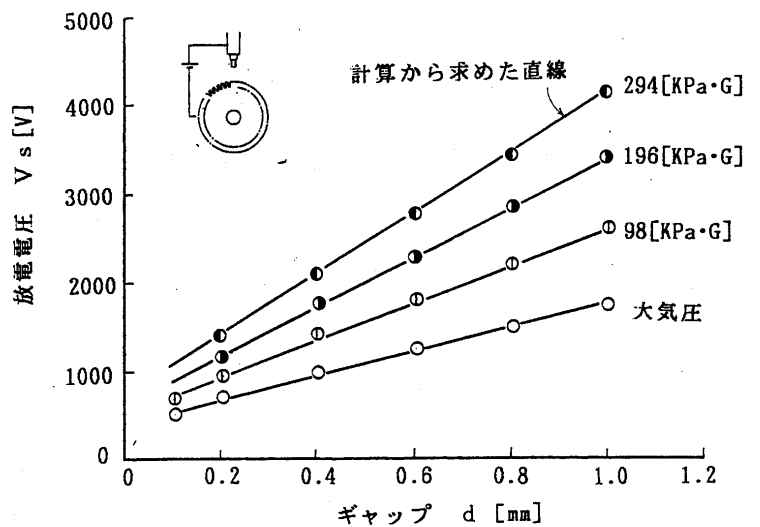


図. 8 (1)式の適用

### 5. 回転体形状による放電特性の変化

ロータ形状の違いによる放電特性の比較を図. 9に示す。用いたロータは図. 6に示す4種類（周速度8[m/sec]）である。どのロータを比べても形状による放電特性の差は大きくはないが、プローブ(A)のほうが(B)よりやや大きい。

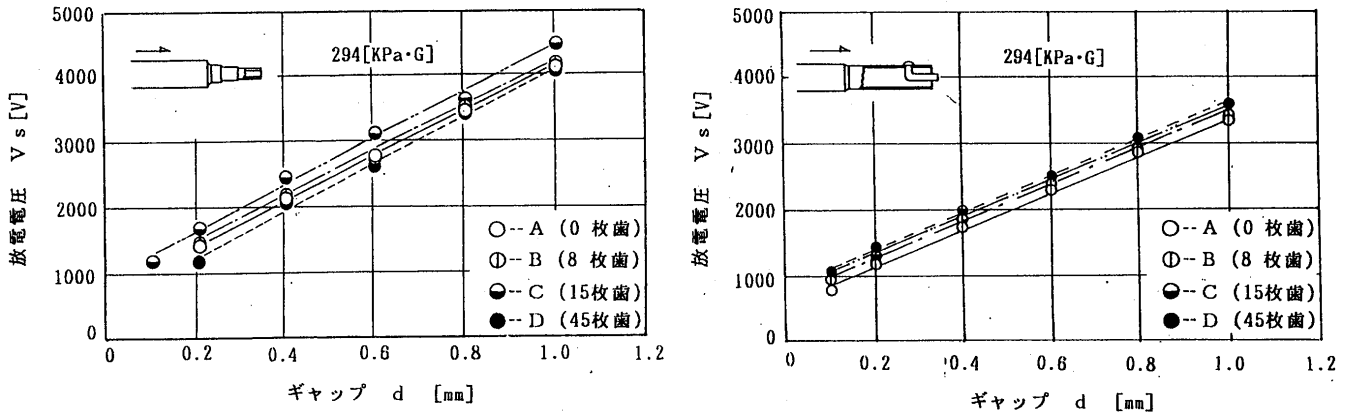


図. 9 ロータ形状の影響

### 6. 周速度の影響

直径300[mm]，不均一な歯厚をもつ円板を用いて周速度による放電電圧の違いを調べた。図. 10はギャップ1[mm]、0.5[mm]における各プローブの測定結果である。周速度約80[m/sec]まで両プローブとも殆ど影響が無い。周速度約110[m/sec]でデータに変化がみられるが、これはこの周速度付近でモータの振動が大きくこの影響が出たものと考えられる。

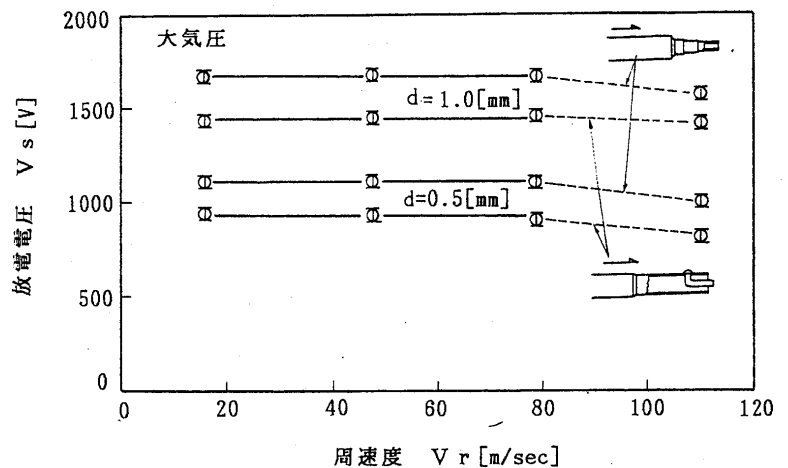


図. 10 周速度の影響

### 7. 翼端すきまの測定

実際の翼に近いロータ(C)を用いて、疑似的に翼端すきまを変え、目標値と測定値がどの位違うか測定した。圧力は0~3[Kgf/cm<sup>2</sup>] (0~294[KPa])の範囲で任意に変えた。図. 11はこの結果で、プローブ(A)では±0.1[mm]、プローブ(B)では±0.05[mm]程度の精度で目標値と測定値が一致した。

### 8. 高周速度における回転円板の伸びの測定

直径260[mm]，不均一な歯厚をもつ円板を用いて高周速度における測定を試みた。ギャップは1[mm]固定とし、周速度の増加に伴う測定値の変化を測定した。図. 12は測定結果で横軸に周速度、縦軸に測定値の変化を示す。白丸は探針を動かす放電式翼端すきま測定法による測定結果、黒丸はプローブ(A)による測定結果、点線は計算により求めた周速度に伴う円板の伸びを示す。

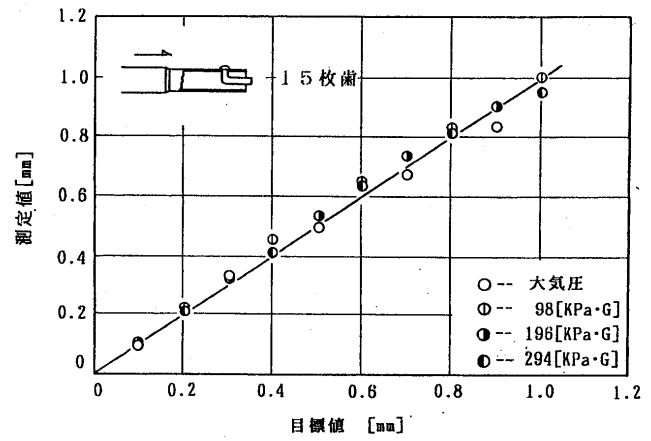
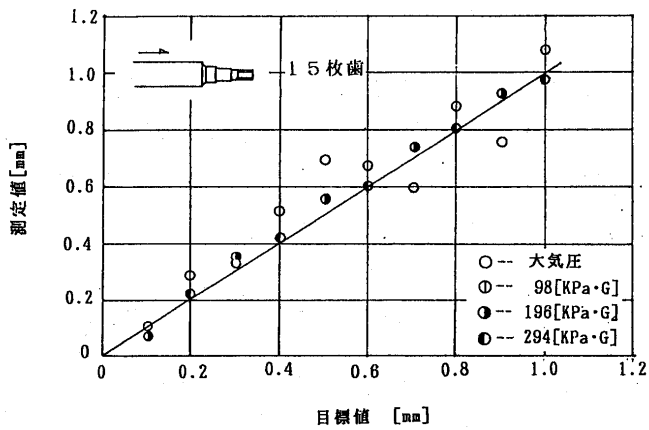


図. 1.1 翼端すきまの測定

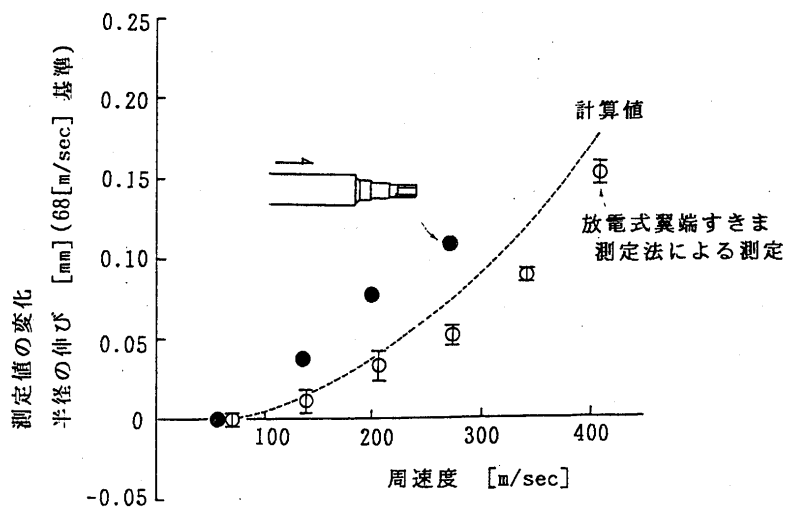


図. 1.2 高周速度での測定

## 9. まとめ

考案した固定電極型放電式翼端すきま測定装置の研究を通して次にことをあきらかにした。

- (1) 測定精度を高めるために紫外線の照射が不可欠である。
- (2) 圧力により放電特性が変わるが一次式で補正できる。
- (3) 両プローブとも周速度80[m/sec]まで影響を受けない。
- (4) 翼形状の影響は、プローブ(B)のほうが少ない。
- (5) 圧力を変動させた翼端すきまの測定では、プローブ(B)のほうが精度が良い。
- (6) プローブ(A)は周速度270[m/sec]まで使用可能である。

おわりに、高周速度での実験で御協力戴きました丸和電機(株)に深謝いたします。

## 参考文献

- (1) 渡辺・松木, 機論, 60-574, C(1994), 200.
- (2) 特許出願, 特願平6-279727, (1994)
- (3) 例えば, 堺, 放電現象演習, (1985), 31, 朝倉書店.

# 硬度法によるラジアルタービンロータの温度分布の計測

\*築山宜司 (トヨタ自動車株式会社)

佐山純一 ( 同上 )

宮崎昭二 ( 同上 )

## 1. はじめに

タービンロータの代表的な温度計測方法として、熱電対をロータに貼付し出力をスリップリング、テレメータで取り出す方法がよく使われている。<sup>(1)(2)</sup>

しかし、こうした方法は一般に取付や配線のために大型な装置を要したり、回転数に制限があるために、ロータのサイズが小さく、回転数が高いほど適用が困難になる。特に自動車用のターボチャージャの中にはロータの外径が30mmで、最高回転数が $3 \times 10^5$ rpm近くになるようなものもあり、上記の方法が使えないことも多い。

このような通常計測が困難な供試体に対して、焼入れした材料を焼もどすと硬さが変化するという性質を利用して、焼もどし硬さから回転中の材料温度を特定するという方法<sup>(3)(4)</sup>があるが、タービンロータがこうした性質を持たない耐熱合金でできているために、タービンロータに対して試みられた例はほとんどない。

我々は、焼もどし硬さを測ることのできる材料で作られた小型のプラグをロータに埋め込む方法で、回転中のタービンロータの温度測定を実施した。本稿では、この試験方法及び試験結果について述べる。

## 2. 測定原理および試験方法

### 2.1 測定原理

焼入れした鋼を再加熱して焼もどすと硬さが減少する。これは、焼入れしたときの残留応力をもとにマルテンサイト組織が安定な相に変化するためである。さらに、焼もどし温度が高くなるにつれて硬さは連続的に低下する。硬度法はこの性質を利用し、焼もどし硬さから温度を計測する方法で、焼入れした材料を所定の温度中に一定時間保持する試験をした後に、焼もどし硬さを測り、あらかじめ求めた硬さと温度の検定曲線より温度を特定する方法である。従って、この方法で計測できるのは、定常状態で運転されている時の温度である。さらに試験する際には、焼もどし硬さは同じ温度でも焼もどし時間により変化するために、実機と検定では保持加熱時間を同じにする必要がある。

また、焼もどし温度により材料組織は変化するため、光学顕微鏡組織と温度との関係を明らかにしておけば、組織からも温度が推定できる。そこで、硬度計測と組織観察を併用して温度計測の信頼性向上を図った。

### 2.2 測温試験の方法

ロータは、焼入れ・焼もどしができないオーステナイト系のNi基耐熱合金であるために、焼もどし硬さを測ることのできる小型の測温用のプラグをロータに埋め込み、実機試験後の焼もどし硬さを計測する方法で測温を実施した。測温プラグおよび供試ロータ形状を図1に示す。プラグ

は焼入れ性の高いCrを含む高炭素鋼である。また、プラグは外周にネジ加工し、表面には締結時に母材との間にすきまができないように銅メッキ処理が施してある。

このプラグ6本を、ロータ背面にネジを切った後、先端がロータの表面と同じとなる深さまで埋め込んだ。図中には各プラグの埋め込み形状を同一断面上に表してある。プラグは角度を周方向に等分に振り分け、更に半径の近い組み合わせ（AとB、CとD、EとF）が互いに軸対称の位置となるように配置した。これは、1箇所プラグを集中させた場合、回転中の動的不釣り合いが増加する恐れがあるためである。

このロータを組み付けたターボチャージャを単体試験装置に装着し、起動後に回転数を104,000rpm、タービン入口ガス温度を850°Cに上げ、5時間保持運転した後停止した。図2に、この時のターボ回転数およびタービン入口温度の変化を示す。試験後、ロータ内の各プラグの硬度の計測を行った。

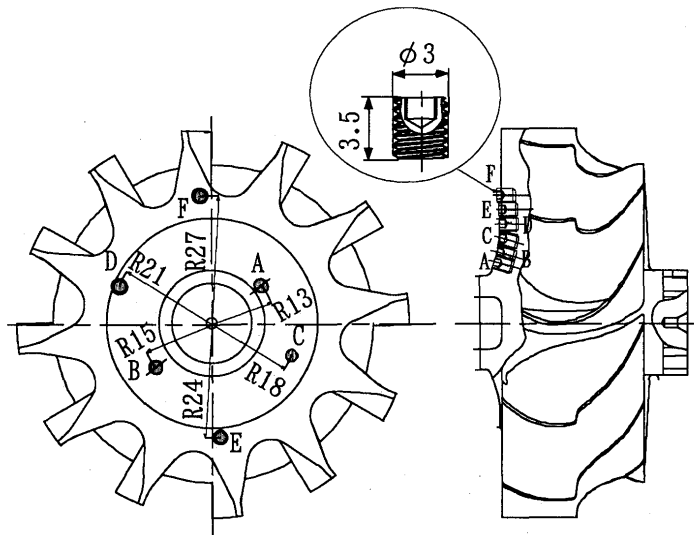


図1 測温プラグ及びロータ形状

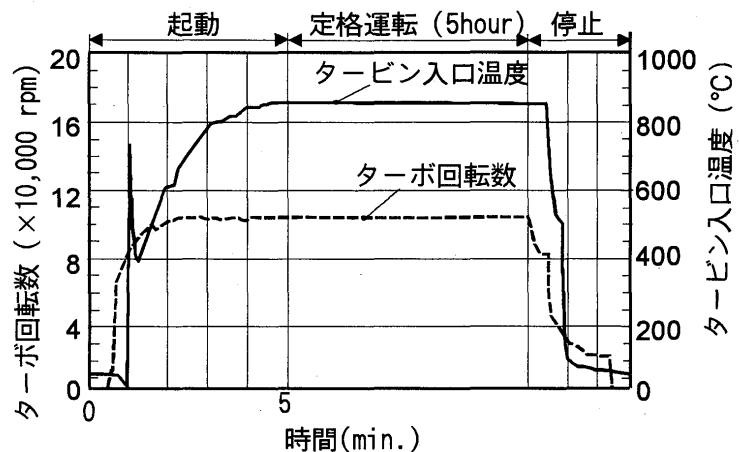


図2 運転条件

### 2. 3 検定試験の方法

検定試験はプラグを電気炉で加熱することにより行った。加熱保持時間は実機と同じ5時間である。

本来、焼もどしは $A_1$ 変態点までの温度でしか行わない。変態点を超えると、加熱時オーステナイト化した組織が、冷却時に再焼入れされる。この状態では、冷却速度が大きくなるとマルテンサイトの量が増えることにより硬さも増加する。従って、保持温度と共に冷却速度も室温硬さに影響を及ぼすため、硬さからだけでは温度の推定を行うのは難しくなるためである。しかし、検定における冷却条件を実機に近くし、硬さ計測に組織観察を併用することにより、同じ硬さでも焼もどしによる組織か再焼入れの組織かが判別可能となり、温度はある程度推定できるようになる。鉄-炭素系の状態図によれば<sup>(6)</sup>、炭素鋼の $A_1$ 変態点は、727°Cにあり、当プラグは、Cr等を含むことから変態点はもう少し高いところにあると思われる。

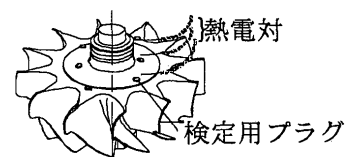


図3 検定試験供試部

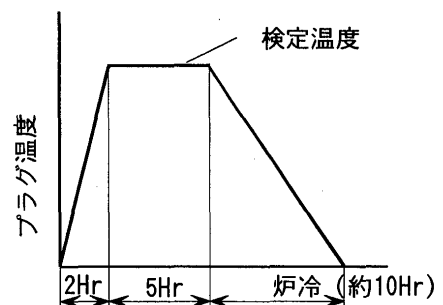


図4 検定時加熱サイクル



そこで我々は、従来焼もどし硬さによる測温に用いなかった変態点以上の温度に対しても、組織観察を併用した検定を試みた。

焼もどし硬さによる検定試験は、740°Cまでとし、試験は、100°C~740°Cまでの焼もどし温度と硬さの検定曲線を求める。プラグは図3に示すように、測温時と同じ位置に穴加工したロータに埋め込み、5時間保持加熱した後、炉中にいれたまま冷却した。加熱サイクルを図4に示す。

740°C以上については、組織と硬さが冷却の影響を受けるために、実機に近くなるようにプラグは空気中に取り出して放冷した、検定温度は入口ガス温度850°Cまでとした。

尚、600°C、740°Cおよび850°Cについては冷却速度の影響を調べるため、炉冷と空冷の両方を実施した。

### 3. 結果

#### 3.1 検定結果

図5に、検定によって得られた焼もどし温度と硬さの検定曲線を、各温度での光学顕微鏡組織写真と併せて示す。740°Cまではプラグの硬さは温度に対して良い直線性を示している。また、温度による組織の変化がほぼ連続的に観察され、常温ではマルテンサイト地に微小の球状セメンタイトが分散している組織であるが、温度が上がると、このマルテンサイトが分解し、セメンタイトが析出すると共に、地の組織も炭素の少ないフェライトに変わっている。更に温度が上がると球状セメンタイト粒子の凝集が進み、フェライトの割合も増えている。

図6は740°C以上の空冷試験での再焼入れ組織および温度に対する硬さ変化である。図中には比較のために炉冷での硬さも示した。740°Cまでは冷却方法の違いによる硬さへの影響はないが、それ以上の温度では温度が上がるにつれて硬さが増加している。また、740°Cで一部オーステナイト

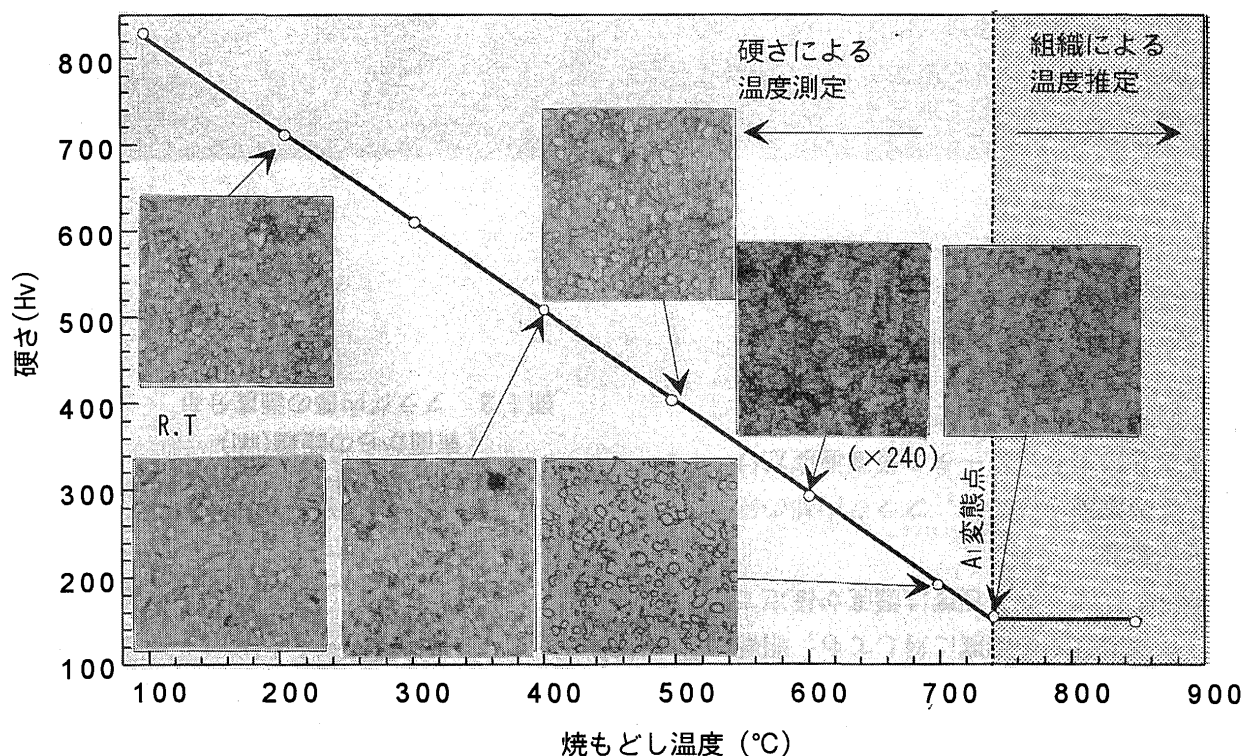


図5 検定曲線および焼きもどし組織

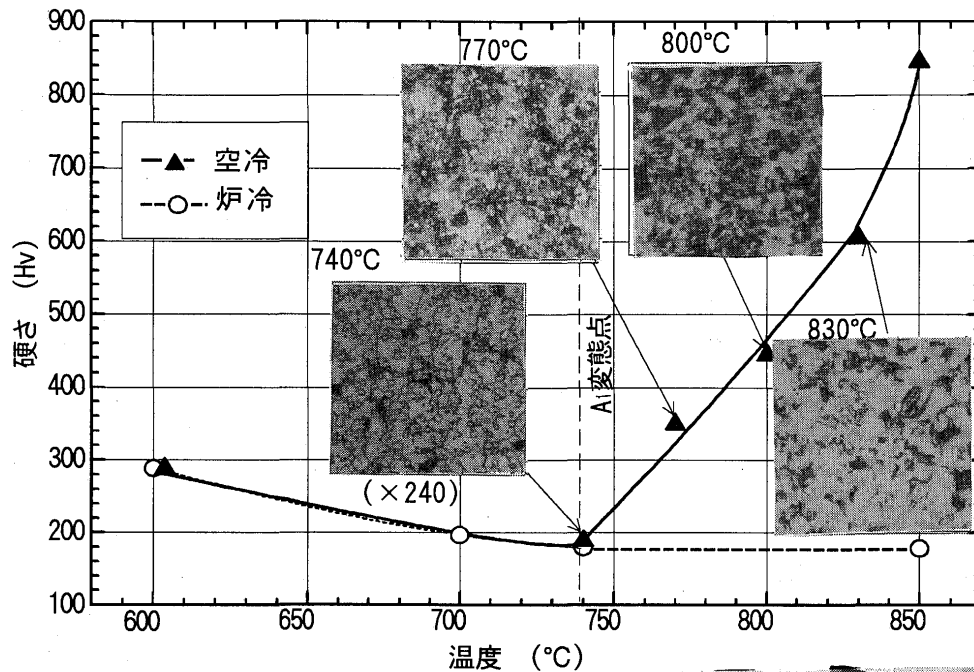


図6 再焼き入れ組織および冷却方法による硬さの変化

化した組織がパーライトとして現れており、770°Cでは更にパーライトの量が増えている。従って、組織よりプラグの $A_1$ 変態点は740°C付近と推定できる。さらに800°Cにおいては、パーライト中に白いマルテンサイト組織が認められ、830°Cでは、マルテンサイトの割合がさらに増えている。これは、温度の増加につれて硬さが増加している結果と一致している。

### 3. 2 測温結果

図7は、試験後のロータである。最も外周のプラグは周速300m/sで強い遠心力を受けるが、プラグが破損すること無く硬度を計測することができた。

図8に、3次元FEM解析による定常温度分布の計算結果を示す。

図9は各プラグの表面の硬さ計測結果である。この硬さ計測値から図5の検定曲線を使って温度を求め、計算値と比較した結果を図10に示す。図中○印が検定曲線から求めた温度であり、計算結果に対し、 $R=24\text{mm}$ までは良く一致しているが、 $R=27\text{mm}$ のF点で計算値に対し大幅に低くなっている。これは、図9から分かるように外周側に行くにつれて連続的に硬

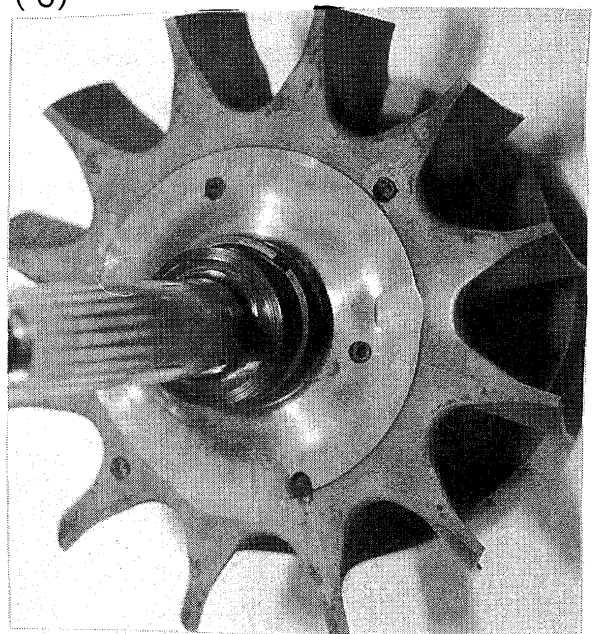


図7 試験後のロータ

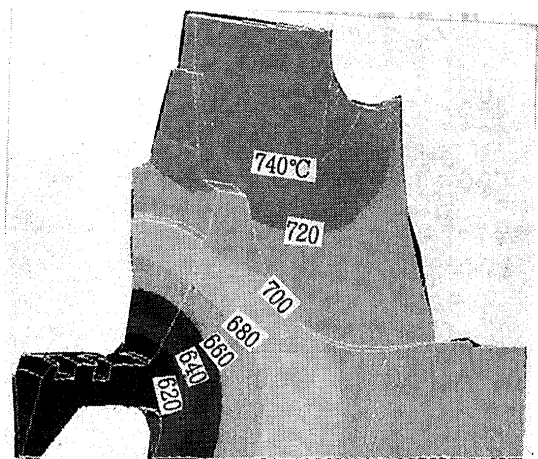


図8 ロータ温度分布計算結果

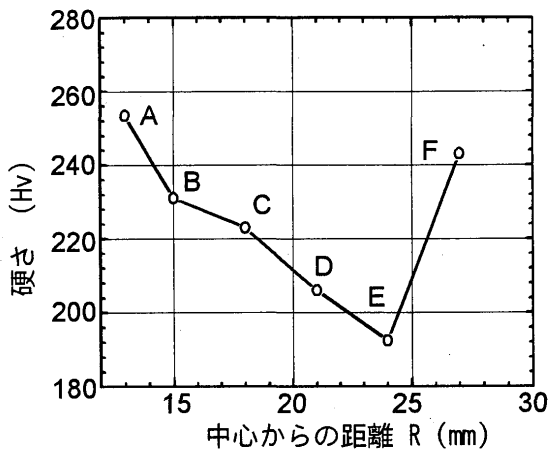


図9 プラグ表面硬さ計測結果

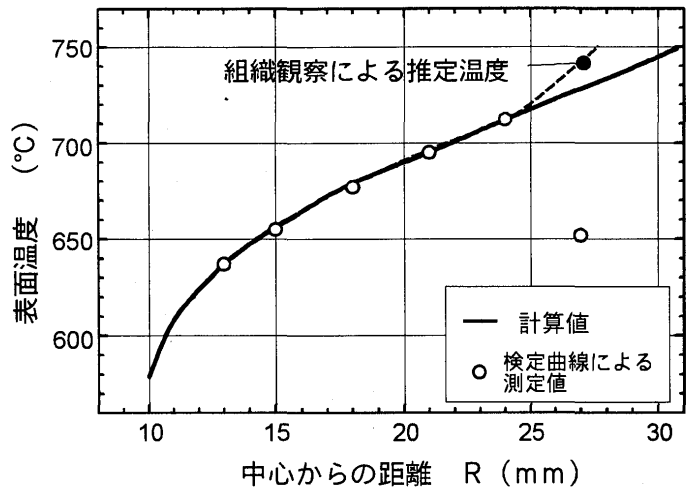


図10 ロータ表面温度分布

さは減少しているのに反し、F点で硬さが増加しているためである。この位置は計算では730°Cとなり変態点に近いので、硬さの増加は再焼入れが原因であり、実際の温度は変態点以上ではないかと推測できる。これを検証するために、組織での比較をした。

図11は各プラグの組織写真である。A~Eまでの組織は、図5の740°Cまでの焼もどし組織と同じセメンタイトとフェライトの組織であり、組織から計測温度が妥当であることが分かる。これに対して、F点の組織は、740°Cの再焼き入れ組織に少しパーライト量を増やした組織である。つまり、740°Cより少し高い温度から再焼き入れされた組織と考えられる。さらに、この点の硬さを図6の変態点以上の空冷の結果に当てはめると推定温度は745°Cとなる。よって、組織観察と硬さから、この点の温度は745°C付近であると推定できる。この結果を図10中に組織から推定した温度として●印で示す。計算値よりやや高めではあるが、変態点以上の温度に対しても、組織観察を併用すれば、ある程度は温度が推定できることが確認できた。

また、この測温方法では、プラグ内部の硬さを測ることにより、ロータの表面温度だけでなく、内部の温度も測定できる。図12は

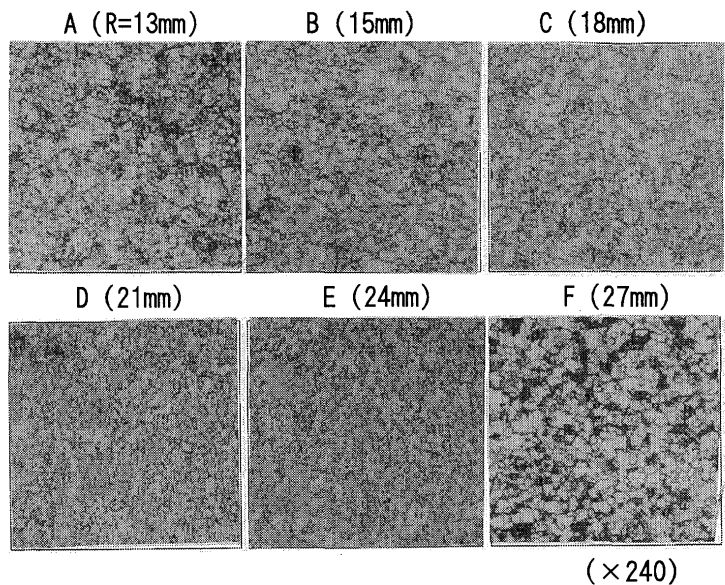


図11 プラグ表面の組織

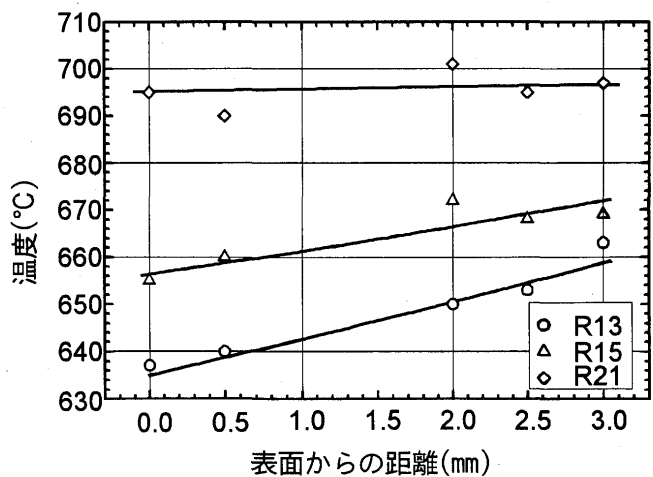


図12 プラグ内部の温度分布

このようにして代表的な位置でのロータ内の温度分布を求めた結果である。ロータ内周に近い点 (R=13) では、温度勾配が大きく内部の方が温度が高いが、外周 (R=21) に行くにつれて、温度差が少なくなっている様子が観察できる。

#### 4. まとめ

焼入れ性の高いCrを含む高炭素鋼の測温用プラグをタービンロータに埋め込み、運転時のロータの温度分布の計測を行った。その結果、以下のことを確認できた。

- (1) 少なくとも周速300m/sまでの測定部に対して、プラグが破損することなく測温ができ、本測温手法は、通常計測が難しい小型のタービンロータに対して有効である。
- (2) あらかじめ実施した硬度-温度の検定試験で、この測温プラグはA<sub>1</sub>変態点付近までは温度に対して良い直線性を持っており、100℃~740℃までの測温プラグとして有用である。また、冷却条件を変えても焼もどし硬さは変化しない。
- (3) 変態点以上の温度に対しても、組織観察結果を併用することにより、ある程度温度の推定が可能である。

#### 参考文献

- (1) 小林他3名, "ガスタービンにおける接触式温度計測の実例", GTSJ 11-41 1983
- (2) 馬越, "最近の応力測定技術(1)", 機械の研究 第31巻 第4号 (1979)
- (3) 古浜, "温度の測定(1) 内燃機関の壁面測定", 内燃機関 Vol 15 No. 187
- (4) 山本, "ピストン温度の測定", 日本機械学会第426回講習会教材
- (5) 金属便覧 日本金属学会編 図84 P589

# テレメータシステムによる ガスタービンロータの温度・ひずみ計測

A-10

\*皆川伸也

飯沼秀靖

(石川島播磨重工業株式会社、

エンジン設計部、構造技術グループ)

## 1. はじめに

近年、ガスタービンエンジンの開発期間は、技術的蓄積や長年の経験による設計・開発手法の向上などにより従来と比較にならないほど短期間で行われるようになった。構造強度設計の分野でも状況は同様で、構造解析ツールや解析手法の進歩により設計期間は大幅に短縮されている。一方、構造解析によって得られた結果はエンジン実機での運転中の計測データと比較することで構造強度設計の信頼性が実証される。従ってエンジン実機での計測は必要不可欠であり、しかもこれを短期間で行うことが必要である。一方、エンジン回転部品の計測は回転する部品に取り付けたセンサからの信号を静止部分に取り出すための工夫が必要で、従来からスリップリング装置やテレメータ装置などを用いて計測が行われてきた。こうした装置をエンジンに組み込むためにはエンジンに相当量の改造が必要になり、場合によってはエンジンの本来部品を使わず計測専用部品を設計する必要がある。こうした計測のための改造や計測部品の設計は、新規エンジンの開発ではさげられないが、ここでは最小限のエンジン部品の改造と計測用部品の製作で、小型ターボファンエンジンの高圧系回転部分にテレメータ装置を組み込んで動翼の振動や温度計測を行った例を紹介する。

## 2. 計測の概要

ガスタービンエンジンの構造強度の健全性をエンジン運転中に確認するには通常、振動や温度の計測を行う。振動の計測対象は主に圧縮機やタービン等の翼であり、これらの翼に取り付けられたひずみゲージの信号をエンジン外部に取り出し、翼の振動データを得る。この際、エンジンの静止部の翼に取り付けられたひずみゲージの信号線は、エンジン外部に容易に取り出すことが可能である。しかし回転部分にすなわち動翼に取り付けられたひずみゲージの信号線は、前述のようにスリップリングもしくは、テレメータ装置をエンジン内部に組み込み、エンジン外部の静止側に信号を伝えなければならない。温度計測の場合、計測対象は圧縮機やタービンのディスクやシャフトおよびその周囲の空気温度であり、信号源が熱電対になるだけで信号伝達の状況は全く同じである。これまでは、回転部分の計測はこうした計測設計の難しさから要素試験で行われることが多かった。

ターボファンエンジンのように2軸のガスタービンエンジンの実機計測の場合、高圧側の回転部分の計測を行うには、外部への信号線の取り出しが困難であることや、装置の取り付けスペースや取り付け部分の環境条件が限定される等の理由から、スリップリング装置は使えずテレメータ装置を介してひずみゲージの信号や熱電対の信号を外部に取り出し計測する必要がある。

## 3. テレメータ装置の組み込み

### 3.1 トランスミッタ組込場所

回転体の振動ひずみや温度の信号を静止側にテレメータ装置を介して伝えるためには、ひずみゲージの信号や温度の信号をFM電波に変換し静止部に伝えるための変換器(トランスミッタ)をエンジン内部に組み込む。また、エンジン内部の組込場所は、温度・遠心加速度の環境が使用するトラ

ンスミッタの要求する範囲に収まっていなければならない。また、当然のことながらトランスミッタを組み込むためのスペースがなければならない。また、トランスミッタを組み込む場所には、静止側にもトランスミッタから発せられた電波信号を受け取るためのアンテナやトランスミッタに電源を供給するためのパワーコイルを設置するスペースが必要である。

今回紹介する例は、小型ターボファンエンジンの高圧圧縮機の動翼振動計測と高圧タービンの温度計測をテレメータ装置を用いて行ったものである。表1は使用したトランスミッタの諸元である。今回計測した高圧系の回転部分は高圧圧縮機入口ですでに温度が最高回転で120°C以上になる。このためトランスミッタの組込位置は高圧系の回転部分の最も温度の低い場所であり、かつトランスミッタの組込スペースがあること、静止側にアンテナ・パワーコイルの設置場所があること等を考慮し、圧縮機1段ディスク前部に設定した。図1に供試エンジン断面図をしめす。図2にトランスミッタ組込位置の拡大図を示す。図中にエンジン部品との大きさの比較のためトランスミッタの形状を示す。トランスミッタ組込位置は後の冷却を考慮し、部品Aのラビリンスシール空気加圧室部分とした。

### 3.2 計測用新規製作部品

トランスミッタをこの部分に組み込むために、シール加圧構造を損なうことなく部品Aをトランスミッタ組込用に新たに設計し、ラビリンスシール部品Bもトランスミッタを保持できる形状に設計しなおした。図3はテレメータを組み込んだ状態である。テレメータを組み込むためのエンジン部品の大きな改造および新規製作品は、トランスミッタを組み込み用の溝をシャフトに追加工したことと、部品C、Dの製作である。

### 3.3 アンテナ・パワーコイルの組込

部品Cには、シール加圧構造の他に、電波の受信および電力供給のためのアンテナ・パワーコイルを組み込んだ。

### 3.4 FRPリングの使用

トランスミッタの高圧回転部分への固定は、エンジンが小型であり、取り付けスペースが限られているので、シャフト外周部に追加工した溝にトランスミッタを配置し、その外側に肉厚の薄いリングを設け、そのリングでシャフトに拘束されるような構造にした。リングは100%回転での環境下で遠心力に対してトランスミッタの重さを保持できることが第1条件であるが、同時に電波の授受や電力の供給を損なってはならないので金属部品が使用できない。ここでは強度・電波受信の両条件を満足させるためにFRP製のリングを用いた。また、電力の供給や電波の受信を良好にするためには、回転側と静止側の距離ができるだけ近い方がよいが、回転軸の振動やリングの伸び等でFRPリングが静止部品に接触するとFRPリングが破損しテレメータ装置のみならずエンジン自体を破損してしまうおそれがある。従って、安全にエンジン運転を行うためには両者がある程度の距離を持った方がよい。ここではFRPに使用する樹脂に誘電率の高いエポキシを使用することによりある程度の距離があっても電波の受信や電力の供給を良好に保てるようにした。

#### 4. テレメータ装置の冷却

設計時には、トランスミッタのモジュール温度は最高回転数で温度限界の 125°C 近くになると予想されていた。最高回転数で 125°C 以上にならないければよいが、冷却に使用している 2 次空気の温度は、エンジン入口温度に依存しており、特に夏場にエンジン入口温度が上昇すると 125°C 以上になる可能性があった。こうした条件下で、最高回転数で長時間保持するような運転を行った場合に、トランスミッタが破損する恐れがある。そこで図 4 に示すようにファンの出口空気をエアスクープで取り込み、冷却装置で水冷し、2 次空気のラインに入れる方法でトランスミッタの冷却を行った。図 5 に冷却装置を使った場合とそうでない場合のトランスミッタの温度変化の様子を示す。この図からわかるようにトランスミッタが冷却装置によって充分冷却され、最高回転数でもトランスミッタの温度限界に対してかなりの余裕があり最高回転数付近でも長時間安全に計測できることがわかった。

#### 5. エンジン試験結果例

図 6、7 にエンジン試験結果をしめす。図 6 は動翼振動計測結果をキャンベル解析したものである。得られた計測データから、エンジン運転回転数範囲内の動翼の共振点がどの回転にあるか、また、レベルはどの程度であるかが把握でき、解析ツールによる結果と比較することにより動翼設計にフィードバックされた。図 7 は高圧タービンディスク周辺の温度変化の様子をテレメータシステムで計測した例である。高圧タービンロータの実機運転状態の温度データはこれまで計測の難しさからなかなか得られなかったが、今回の計測データは解析結果と比較検討され、エンジン開発の効率向上に貢献できた。

#### 6. おわりに

テレメータシステムを小型ターボファンエンジンの高圧系回転部に、エンジン内部の改造を最小限にして組み込んだ。このテレメータシステムにはエンジンの 2 次空気を使用した冷却装置を組み込みトランスミッタの温度限界に対し余裕を持った運転をすることができた。これにより、今まで取得が難しかった高圧圧縮機動翼振動や高圧タービン周辺温度の計測データが得られ、このデータは設計にフィードバックされ、エンジンの開発効率を向上することに貢献できた。

以 上

表1 トランスミッタ諸元

項目	数値
メーカー	WDC
型式	441H, 218H
重量	30g
寸法	14×14×38mm
温度環境	25~125°C
最大遠心力	30,000G

テレメータ組込位置

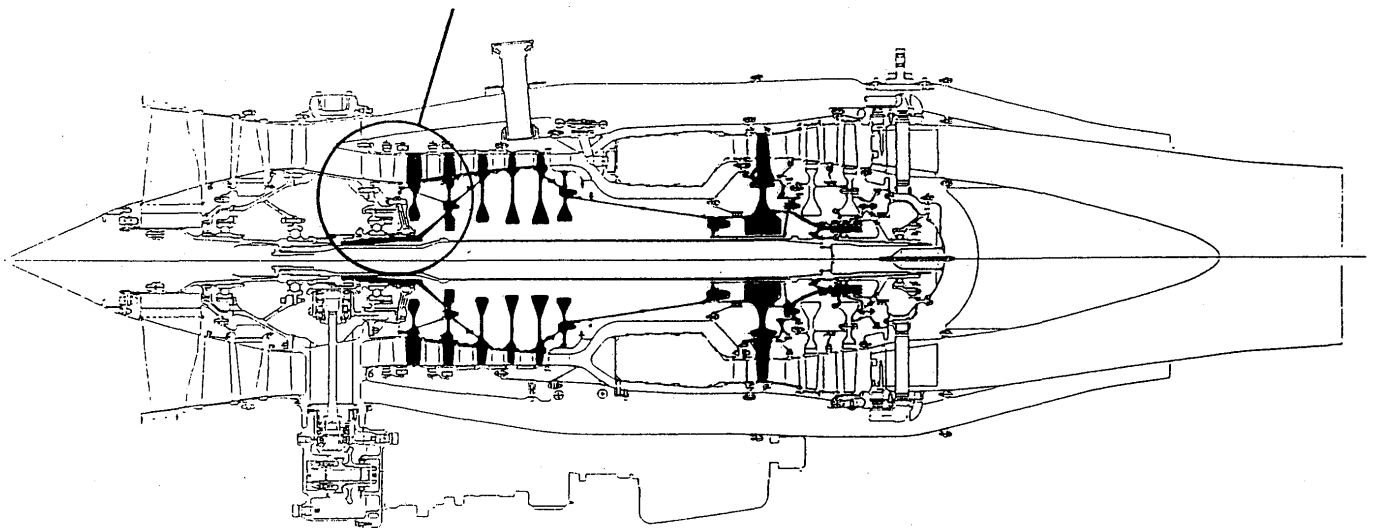


図1 供試エンジン断面図

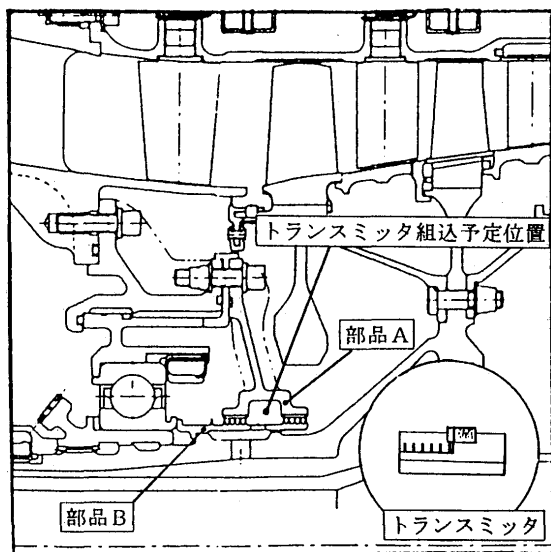


図2 テレメータ組込前の状態

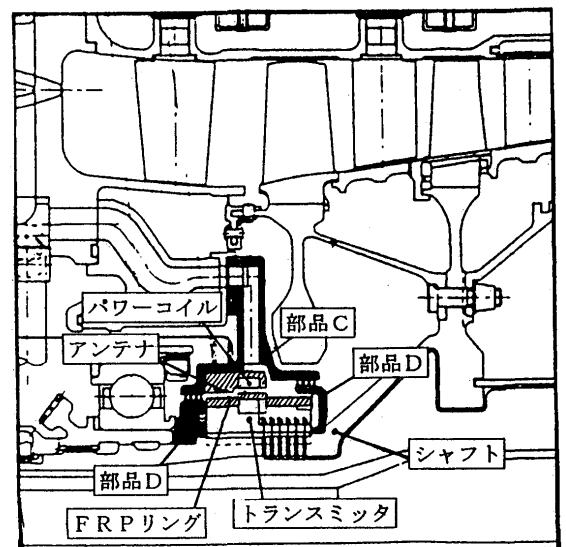


図3 テレメータ組込状態



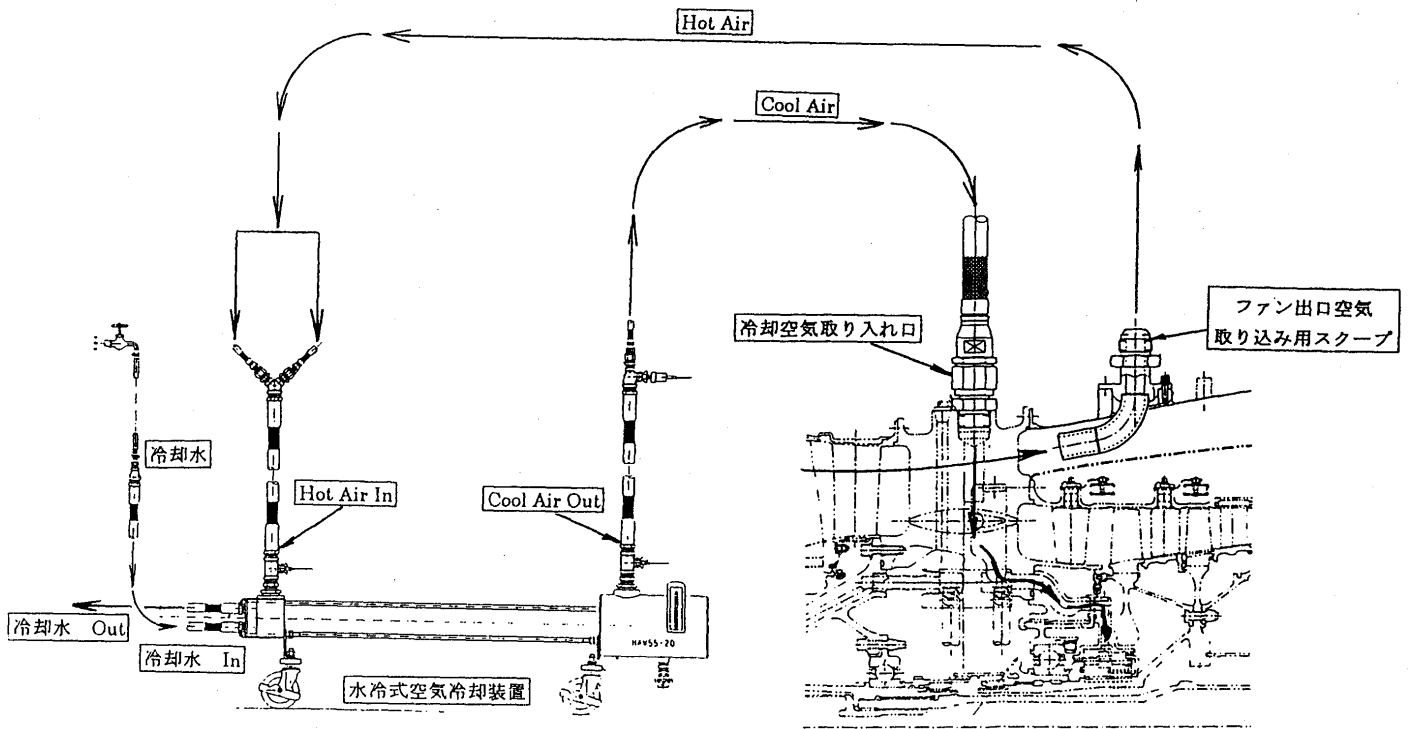


図4 テレメータ冷却システム

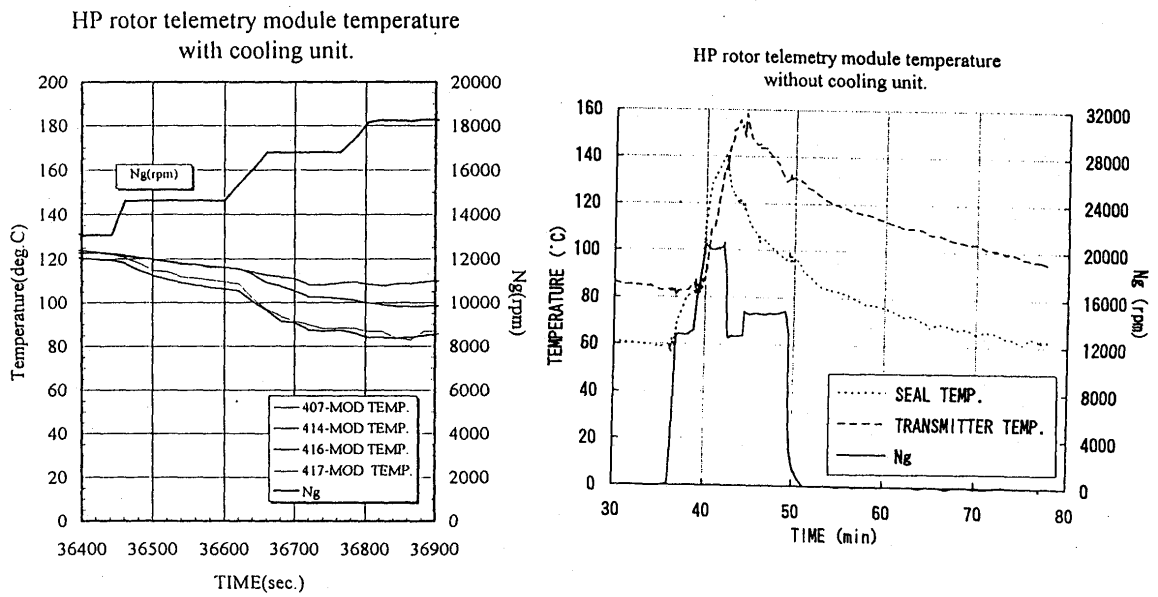


図5 冷却装置の有無によるトランスミッタの温度変化

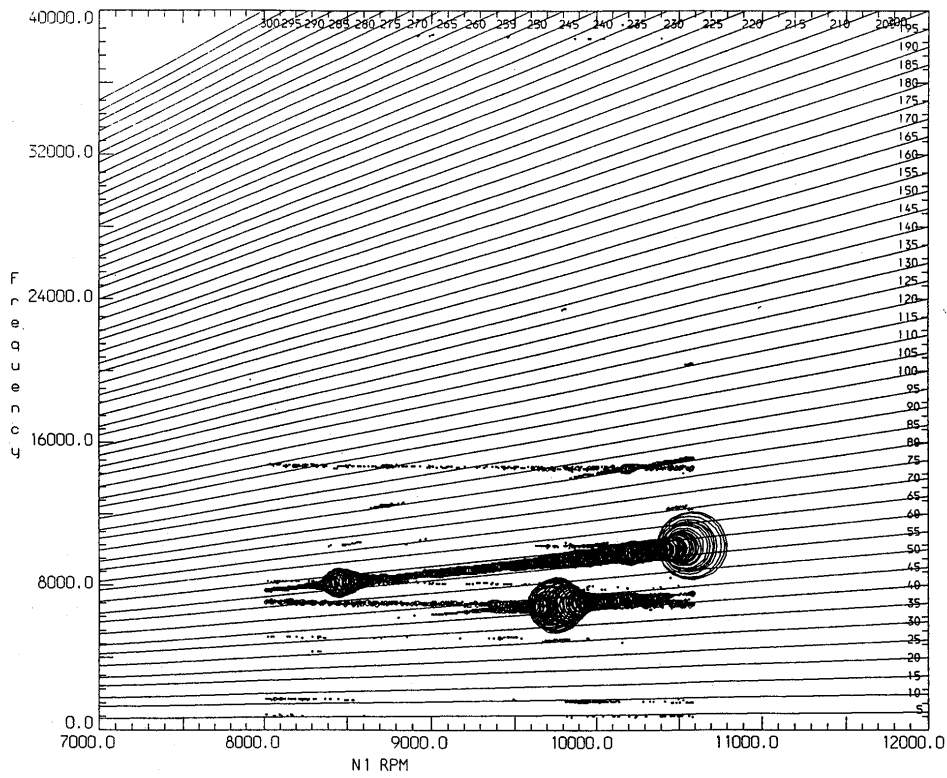


図6 テレメータによる計測例1  
(動翼振動計測結果キャンベル線図)

### HP Turbine disk Temperature

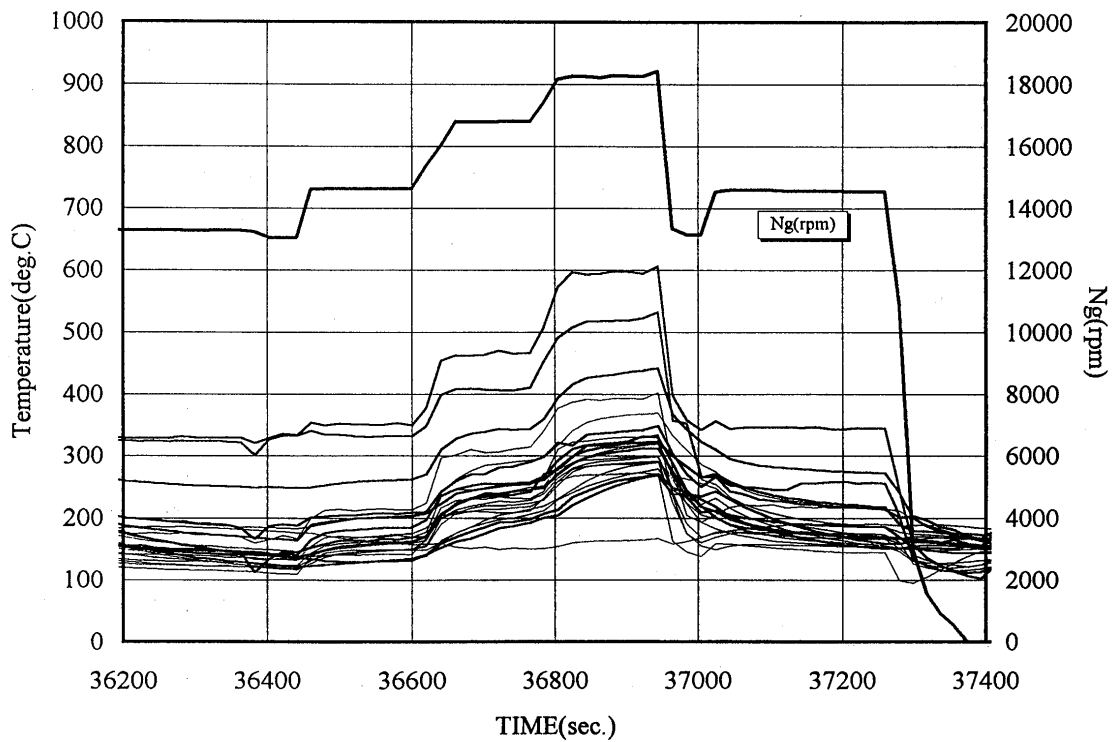


図7 テレメータによる計測例2  
(高圧タービン温度計測結果)

\*伊藤和行 坪井信義 永淵尚之 小林成嘉 (日立、電開本)  
西村豊 (日立、日立研究所)

## 1. 緒言

ガスタービン燃焼器を開発する上で、各部の流速変動を実機の温度及び圧力条件で計測できれば効果は大きい。流速変動の計測には熱線法、LDV法等があるが、燃焼器に適用するには信頼性と簡便性に問題がある。そこで、自動車の電子制御機器として量産されているフローセンサ<sup>1)2)3)</sup>をベースに、強度と応答性の両方を満足する熱線プローブを試作した。ここでは、試作熱線プローブの特性と、燃焼器の空気流路及び燃料配管に設置して流動変動を計測した結果を報告する。

## 2. 計測方法

熱線プローブは、外径0.5mm、内径0.3mmのアルミナ円筒に直径20 $\mu$ mの白金線を巻き、その上にガラスコーティングを施したものである。熱線プローブのサポートは、設置する場所の周辺構造や温度条件に応じて適宜形状を変えた。図1に、一例として燃料配管に適用したサポート形状を示す。先端には、流速測定用及び流体温度補償用の2本の熱線プローブが溶接されている。

流速変化は、定温度法により出力信号に変換した。出力信号は、2kHzのローパスフィルタを介して5kHzでサンプリングした。

## 3. 結果と考察

### 3.1 空気流路への適用

使用した定温度法による変換器の熱線回路によれば、次の関係式が成立する。

$$I^2 = C_1 h = C_2 (a + b\sqrt{\rho u}) \dots\dots (1)$$

ただし、I：熱線プローブを流れる電流、h：熱伝達係数、 $\rho$ ：密度、u：流速、 $C_1$ 、 $C_2$ ：定数、a、b：温度により変化する定数、である。

ここで、 $\rho u$ は単位断面積を流れる質量流量であり、熱線法では検出信号から直接質量流量が求められる。この特性は、起動から定格負荷まで圧力が大幅に変化するガスタービン燃焼器に適用する上で都合がよい。

図2に、熱線プローブを燃焼器の空気流路に配置した時の、質量流量と出力信

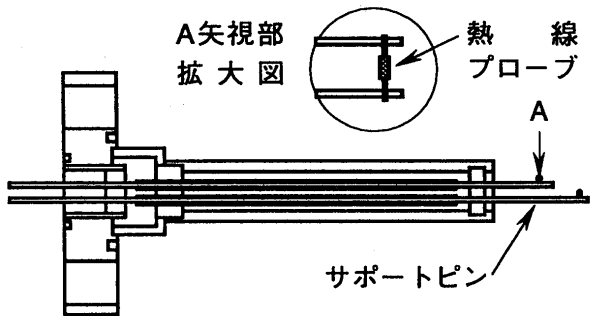


図1. 熱線プローブサポート形状の例

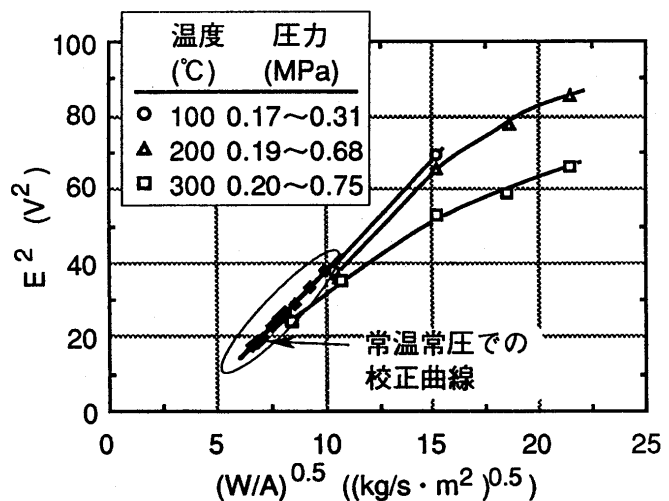


図2. 空気流速計測での熱線プローブ特性 (E：出力、W：質量流量、A：断面積)

号との関係を示す。供給空気流量を増加すると燃焼器の圧力が上昇し、図2の実験範囲では、最高0.75MPaまで圧力が増加した。図中には、試験に用いた熱線プローブの大気圧、室温による校正用ダクトでの測定値を、燃焼器内の空気流路の断面積に相当するように換算した値を並記した。これから、燃焼器内の値は、温度200℃までは校正曲線のほぼ延長線上にある。しかし、さらに高温になると、供給流量が増加するにつれて出力信号の増加傾向は(1)式よりも小さくなる。後述するように、圧力に関しては(1)式の適用は良好であるから、空気温度が200℃以上では、試作した熱線プローブの温度補償回路の適用範囲を越えていると考えられる。これを補正するには、(1)式のa、bの定数の設定に相当する回路構成を変更する必要がある。ただし、実際の燃焼器試験では、温度を急激に変化させる条件は殆どないので、温度による熱線プローブの出力変化について校正曲線を求めておけば十分に対応できる。

試作熱線プローブを、流路内を板厚3mmのステーで区切ったダクトの出口に配置して、高温高压条件での流速変動の計測を実施した。図3に、出力信号の交流部分をFFT解析した時のパワースペクトラムを示す。供給流量が少ない時には、スペクトラムに特徴的なピークは出現しないが、流量と圧力の増加につれて、245Hz以下の複数の特性ピークが現われ、ダクトからの周期的な渦の放出が推定される。試作した熱線は、市販されている線径5 $\mu$ mのタングステン製熱線プローブ等と比べて冷抵抗値が4倍程度大きく、応答性が悪い。しかし、高質量流量、高圧力の条件で運転される燃焼器に対しては、流動変動測定に要求される応答性は十分あることを確認した。

### 3.2 燃料配管への適用

図1で示した熱線プローブのサポートを燃料配管に取り付けて、圧力によるプローブ特性の変化を取得し、また、燃焼時の燃料流量の変動特性を測定した。熱線プローブの出力信号は、配管内の乱れによっても変化する。そこで、乱れの影響を極力低減するために、熱線プローブの上流には配管内径の約10倍の直管部を設けてフレキシブルホースと接続した。

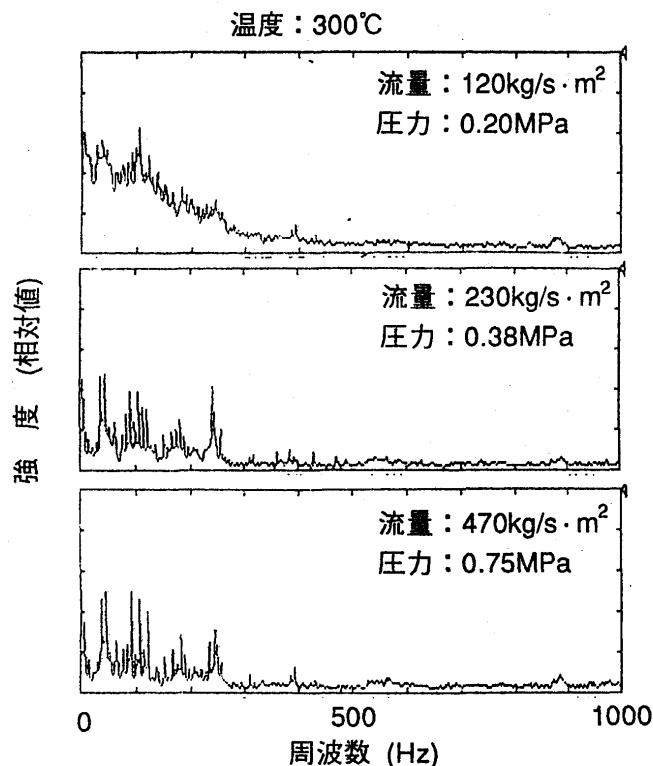


図3. 出力信号の交流部分のFFT解析

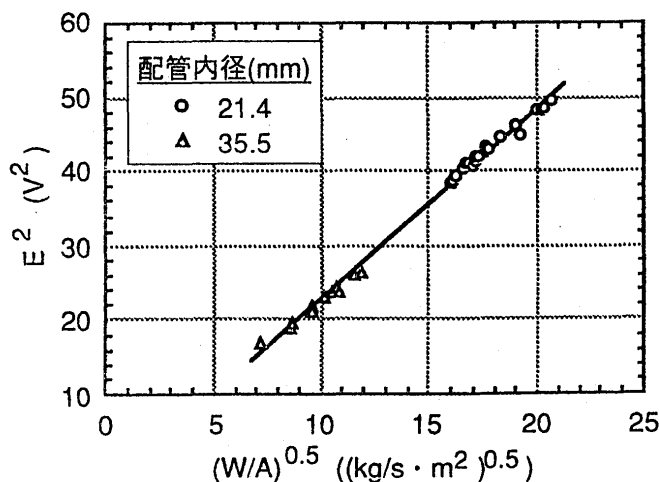


図4. 燃料流量計測での熱線プローブ特性  
(E: 出力、W: 質量流量、A: 断面積)

熱線プローブは、内径35.5mm及び21.4mmの配管に配置した。図4に、同じロットの熱線プローブを用い、出力変換器の設定を同一にした時の特性を比較した。図の実験では、圧力は0.7MPaから1.5MPaまで変化している。供給燃料の質量流量と出力信号との関係は、両者とも同一の直線で表わすことができ、(1)式が精度よく適用できる。

燃焼に伴う圧力変動が燃料系統に及ぼす影響を検討するために、試作した熱線プローブを燃焼器の燃料配管に配置して流量変動を計測した。

図5に、平均質量流量に対する局所質量流量の標準偏差を、燃焼器の圧力変動の振幅が燃料噴射ノズルの差圧以上の時と、それ以下の時とに分けて示す。ここで、図の実験では圧力も変化しているのので、出力信号の変化を局所的な質量流量の変動として扱う。燃料流量は、燃料噴射ノズルでの圧力差が小さい低燃料流量領域の方が、燃焼に伴う圧力変動の影響を受けやすくなると予想される。しかし、低燃料流量では、出力信号の絶対値が小さくなり、標準偏差も小さくなるから、標準偏差を流量変動の評価に用いるのは不便である。そこで、次式で定義される変化係数で評価する。

$$\text{変化係数} = \frac{\text{局所質量流量の標準偏差}}{\text{平均質量流量}}$$

図5を、平均質量流量と変化係数の関係で表わすと図6になる。これから、燃焼器の圧力変動がノズル差圧以下の時には、広い平均流量範囲で変化係数は約0.06とほぼ一定である。図7は、この条件での出力信号のスペクトラムの例を示す。スペクトラムには、特に特徴のあるピークがないことから、図5の局所質量流量の変動は配管内の乱れに起因するものである。これから、変化係数0.06は、熱線プローブの出力に及ぼす供試配管内の乱れの影響を示すと考える。

図6から、燃焼器の圧力変動がノズル差圧以上の時の変化係数は0.06よりも大きい。しかし、平均質量流量が大きくなるほどこの値に漸近する。図8に、この条件での出力信号のスペクトラムの例を示す。このスペクトラムには、図7と同様の部分が低周波数側にあり、配管内の乱れの影響を受けている。しかし、これとは別に、非常にシャープな230Hzの特性ピークが出ており、燃料流量が変動しているのがわかる。これから、試作熱線プローブで燃焼器の圧力変動に伴う燃料流量の変動特性を計測できることが確認

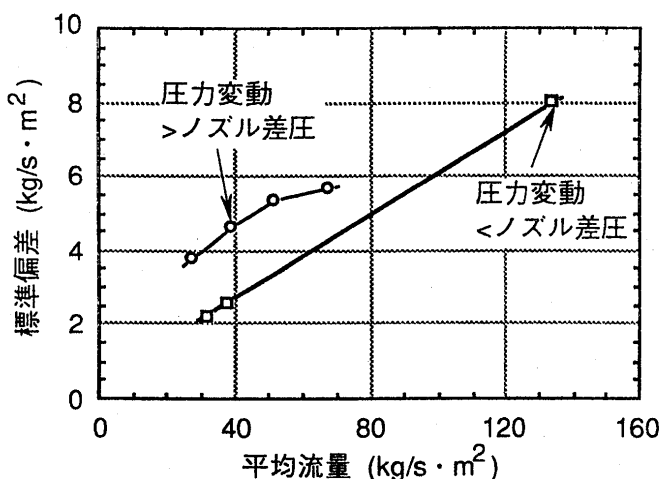


図5. 局所流量変動の標準偏差

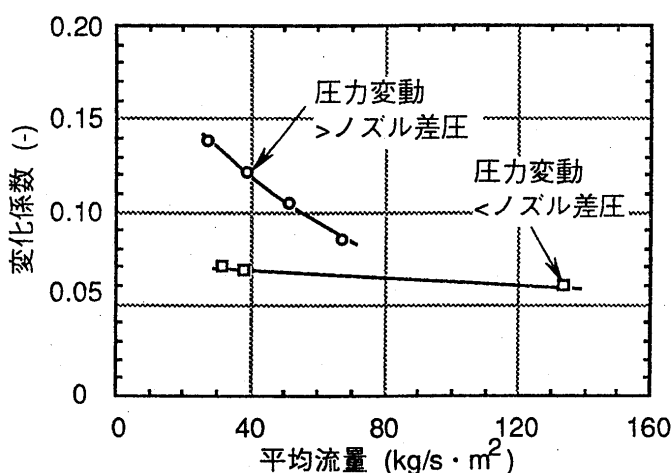


図6. 局所流量変動の変化係数

できた。また、配管の乱れによる影響を、変化係数を評価することで区別することができる。

#### 4. 結 言

試作した熱線プローブの特性を以下にまとめる。

- (1) 少なくとも1.5MPaまで、質量流量と出力信号の関係は(1)式で精度よく表わせる。
- (2) 空気温度200℃以上の温度補償は変換器とは別の手段で実施する必要がある。
- (3) 高流量、高圧の条件では、少なくとも245Hzの変動を検出できる応答特性を有する。
- (4) 変化係数の導入により、流量変動計測に対する配管内の乱れの影響を評価できる。

#### 5. 参考文献

- 1) 西村豊ほか、機論(B編)、51、465、P.1436(昭60-5)
- 2) 笹山隆生ほか、油圧と空気圧、15、7、P.17(昭59-11)
- 3) Y. Nishimura et. al, SAE Paper 890301

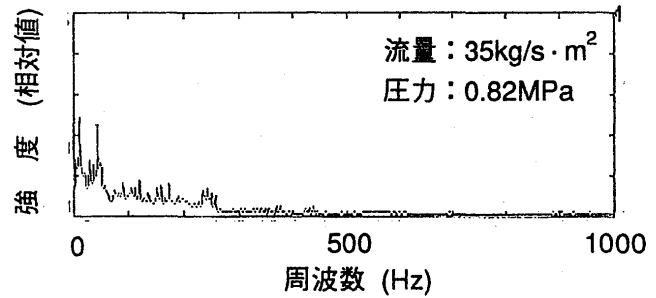


図7. 圧力変動<ノズル差圧でのスペクトラム

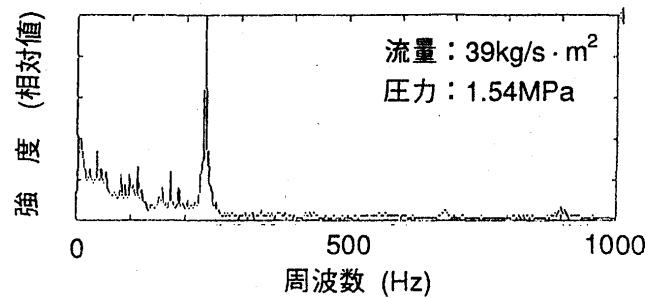


図8. 圧力変動>ノズル差圧でのスペクトラム

# 1900°C レベル高温燃焼ガス計測用 イリジウム多点熱電対温度計

A-12

\* 田丸 卓、下平一雄、黒澤要治 (航空宇宙技術研究所)

## 1. まえがき

ガスタービンに対する燃料消費率低減、すなわちサイクル効率向上の要求からタービン入口ガス温度レベルは上昇の一途を辿っている。その平均温度が2000 Kに達するガスタービンやラムジェットエンジンの研究・開発も行われており<sup>1, 2)</sup>、その際の温度分布を考えると2200 K (1900°C) レベルの温度測定が必要である。従来用いられている白金系の高温用JIS-B747熱電対でも1900 Kが使用の限界である。実験室的にはレーザーを利用した光学温度測定法が研究されているが、実用ガスタービン研究開発模型では一般に光学窓が設けにくく、多くの光学温度測定は値の信頼性判定に高度の専門的知識を要すること、装置が非常に高価であることなどの欠点がある。

そこで高温用熱電対として知られるイリジウム(Iridium)・ロジウム(Rhodium)熱電対<sup>3)</sup> (以降、IR熱電対と略)を実用ガスタービン多点計測温度計として設計製作し、試験を行った。温度計製作にあたっては、その感温部、あるいは素線の支持材料に適切な耐熱材料がなく、冷却をほどこすと測定値の信頼性を損うおそれがあったため、イリジウム自体を無冷却で支持体として用いた。従来イリジウムは加工性に難があるため一対で単点計測に用いられた例がみられる<sup>4)</sup>が多点計測が必要なガスタービンの燃焼器出口ガス温度計測などでの実用例は見あたらない。ここでは筆者らの熱電対温度計の研究<sup>5)</sup>に従い、高温燃焼器の研究に適した実用性の高い多点温度計を製作し評価した。

## 2. 供試温度計

供試熱電対IR40は一方の素線がイリジウム60%とロジウム40%の合金、他方が100%イリジウムの熱電対である。イリジウムおよびロジウムの融点はそれぞれ2726および2233 K、熱伝導率は白金の72W/(m·K)に対しそれぞれ147W/(m·K)と150W/(m·K)<sup>6)</sup>と極めて大きい。表面ふく射率は温度上昇と共に増加するが2200 Kのとき0.2である<sup>7)</sup>。イリジウムの結晶構造は金、白金およびロジウムなどと同じ面心立方格子であるが、それらの金属の展延性の良さと対照的に脆く、常温での加工性は極めて悪い<sup>8)</sup>。

ガスタービンのタービン入口ガス温度の計測においては多点計測が要求される。また計測条件的には空力的誤差は少なく、ふく射と伝導に対処した構造が期待される<sup>9, 10)</sup>。上記IR熱電対も最近の加工技術の発達により多点温度計形状への設計要求に応じられる加工が可能となった。そこで図1に寸法形状を示す7点式楕円温度計を設計製作した。熱電対は素線径0.5mmで、

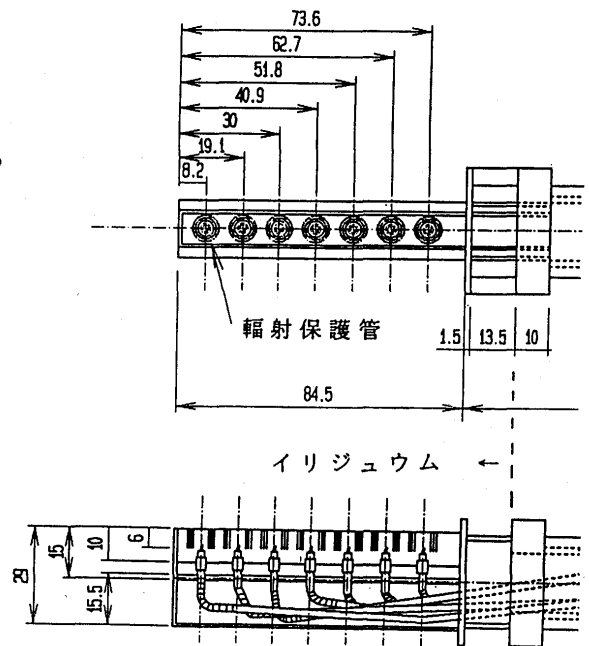


図1 供試温度計詳細寸法・構造

感温部付近はベリリア碍子で保持した。感温部のふく射保護覆いを3重とした。温度計の支持構造から燃焼筒への熱伝導損失を最小とするため、取付けフランジ内面は厚み25mmの断熱材(ファイバークキャスト #700)で内張りし、板金構造の温度計根元部にも断熱材を充填した。フランジに取付けた温度計外観を図2に示す。

### 3. 試験装置と方法

高温燃焼ガスの流れ中で試験をするために図3に示す燃焼装置を用いた。この燃焼器は8本の空気噴流と共に水素燃料を直径155mmの燃焼筒に吹込むもので、特性については既に報告している<sup>11)</sup>。空気室(図3の最大径の部分)内部の燃焼筒は空冷、外部出口側の燃焼筒は水冷している。空冷筒と水冷筒の長さはそれぞれ450mmと420mmである。冷媒流量と出入口温度差から求めた代表的条件での冷却熱量を表1に示す。燃焼器出口側から見た供試温度計の取付け状況を図4に示す。

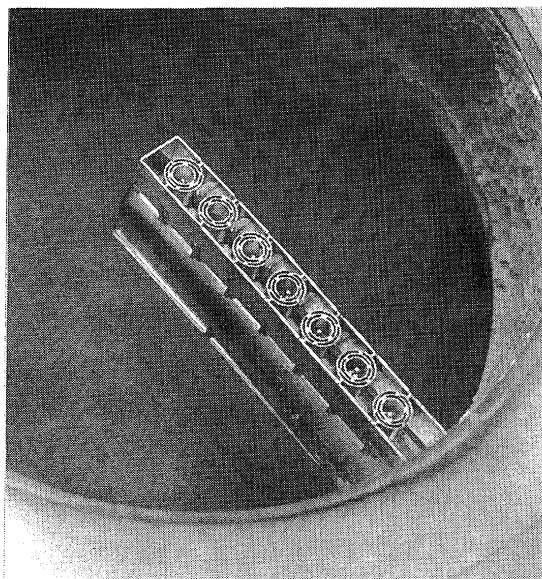


図2 フランジに取付けたイリジウム・ロジウム多点温度計

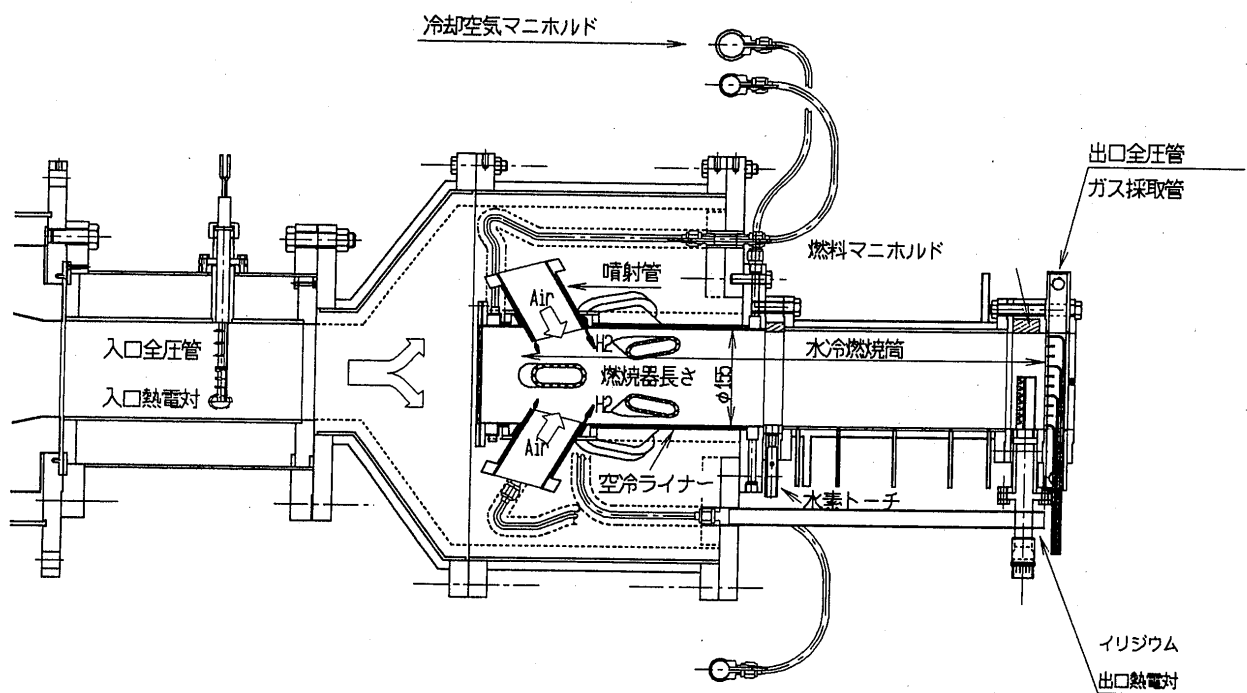


図3 試験装置

同図の右は出口周方向の温度分布変化を確認するため温度計の取付け角度を変えたときの空気噴孔に対する相対位置を示す。半径方向燃焼ガス組成分布を計測するための分析ガス採取プローブは温度計前の流れを乱さぬよう約30mm後方に温度計と垂直の向きに設置した。燃焼器直前の供試空気条件は温度 $T_1$ が1000または1200K、代表風速 $U_r$ が80または40m/sである。



#### 4. 試験結果と検討

供試燃焼器出口における局所当量比の分布はほぼ平坦であった<sup>11)</sup>。燃焼効率 $\eta$ は図5のように当量比0.6以上で徐々に低下し量論比では90%程度になっている。これは燃焼器への流入空気温度の如何によらない。測定温度は図6のように半径方向に殆ど平坦で当量比の増加とともに上昇している。各当量比における温度計7点の計測値の算術平均値を入口空気温度1000と1200 Kの場合について温度上昇値として比較してみると図7と図8のようである。記号を区別したAngleは温度計の周方向設置位置を変えた場合の角度を示す。実験点のバラツキからみて周方向の取付け位置の差異はガス分析値の場合<sup>11)</sup>と同様に比較的少ない。

両図で破線は同条件の断熱火炎温度上昇<sup>12)</sup>を示す。実線はそれに図5に示す燃焼効率低下の効果を勘案し、表1に例示した燃焼筒冷却空気と冷却水の取り去る熱量を差引いた温度上昇である。

すなわち、燃料燃焼による発熱が温度上昇と冷却損失に費やされたとすると

$$\eta m_r hu = c_{p,g} \Delta T (m_a + m_r) + Q_c \quad (1)$$

ここで $m_a$ と $m_r$ は空気と燃料の質量流量、 $hu$ と $c_{p,g}$ は燃料の発熱量(120MJ/kg)と混合ガスの定圧比熱、 $Q_c$ は燃焼筒の冷却空気および冷却水によって除去される熱量である。これより完全燃焼断熱条件での温度上昇を $\Delta T_i$ としたとき、

$$\frac{\Delta T}{\Delta T_i} = \eta - \frac{Q_c}{m_r \cdot hu} \quad (2)$$

これより求めた $\Delta T$ が図7と8の実線である。ややバラツキはあるもののこの実線は比較的良好に実験点の傾向を示している。風速40m/sの場合はやや $\Delta T$ が小さい値となる傾向にある。これは既刊文献<sup>5)</sup>で検討したように素線径を代表長さとするレイノルズ数 $Re_d$ が小さくなり、対流熱伝達に較べてふく射や熱伝導損失の影響が大きくなるためと考えられる。ちなみに入口温度1200K、量論比、風速40m/sの時の $Re_d$ は75である。

なお、今回の計測は限界を見極める意味もあって最後には2400Kを凌駕する温度領域まで使用してみた。長時間の暴露ではなかったが結果的にイリジウム部分の減損がみられた。イリジウム金属の特性として、Crookes<sup>13)</sup>によると1270K以上になると揮発性酸化物 $IrO_3$ が形成され、1573Kの空气中実験で22時間で7.3%の質量減少があったという。しかし更に高温では逆反応が始るので酸化

表1 燃焼筒冷却による熱損失

媒質	冷却量 kg/s	平均温度上昇 K	熱量 kW
空気	0.2755	252	71.51
水	1.19	19	94.46
(合計)			166.0

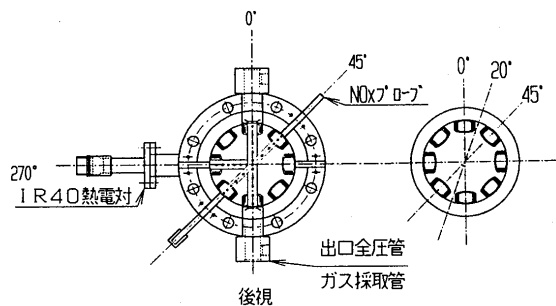


図4 燃焼筒出口の温度計相対位置

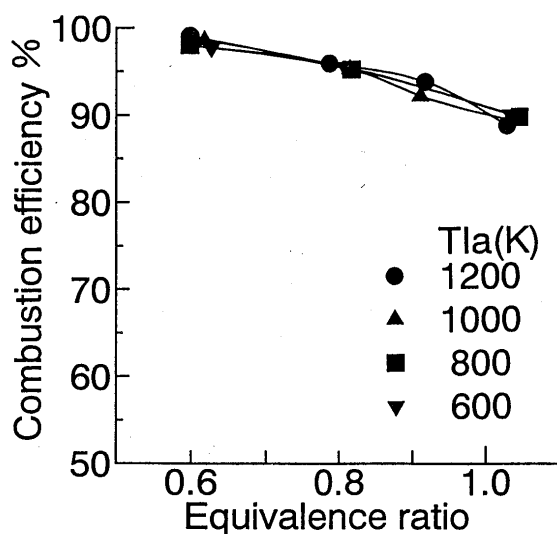


図5 燃焼器燃焼効率特性( $U_r=80\text{m/s}$ )

が起こりにくともいわれる。今後、より長い時間の使用にあたっては検討を要する課題である。

## 5. 結論

最近の高温化しているガスタービン開発に必要な高温ガス温度を計測出来る実用的イリジウム・ロジウム7点式温度計を設計製作し、高温燃焼ガス流れの中で試験した。その結果、つぎの事柄が得られた。

- ・ 比較的半径方向に均一な出口ガス組成分布をもつ水素燃焼器出口の2200 Kレベルのガス温度を計測した結果、均一な温度分布が実測できた。
- ・ 完全燃焼、断熱を仮定した燃焼ガス温度から燃焼効率と強制冷却による温度降下を差引いた値は測定ガス温度とほぼ一致した。
- ・ 設計製作した3重のふく射覆いをもつ多点熱電対温度計は、通常の燃焼器出口環境での使用においてふく射などの補正は不要である。

以上の結果、設計製作したイリジウム・ロジウム多点熱電対温度計は使用が長時間におよばない試験研究の場合などで、2200 K程度までの温度計測に十分実用可能なことを明らかにした。

本研究の一部は通産省工業技術院の産業科学技術研究開発制度による「超音速輸送機用推進システムの研究開発」の一環として行った。

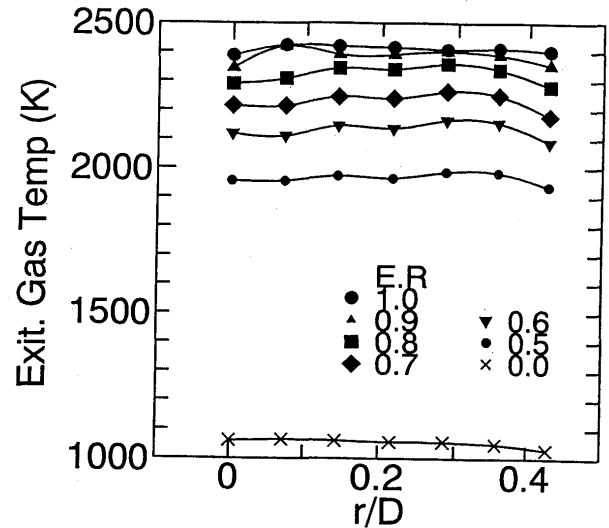


図6 各当量比における半径方向温度測定結果 ( $U_r = 80\text{m/s}$ ,  $0\text{deg}$ )

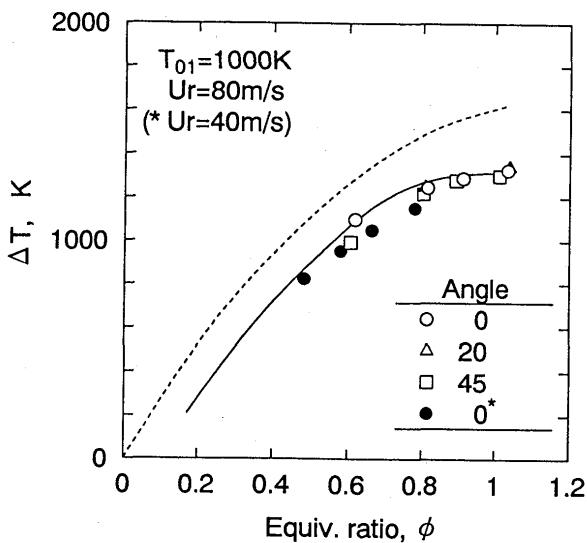


図7 燃焼器入口温度1000Kでの平均温度上昇計測値

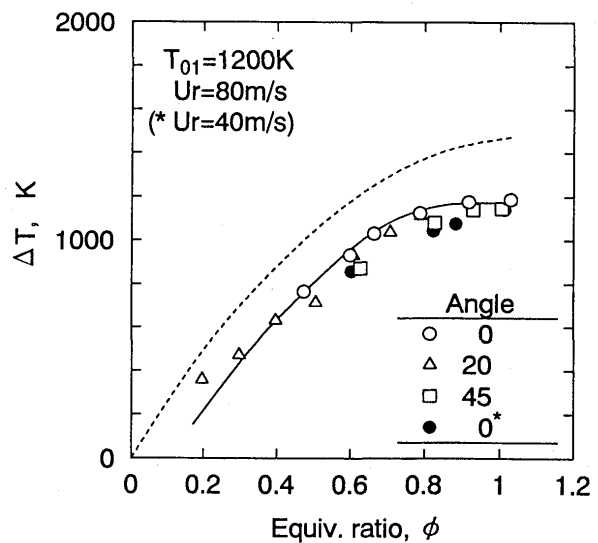


図8 燃焼器入口温度1200Kでの平均温度上昇計測値

## 参考文献

- 1) 山下 巖:水素・酸素燃焼タービン開発の背景と可能性、日本ガスタービン学会誌 22-86(1994)9-16
- 2) 村島 完治:超音速輸送機用推進システム研究開発プロジェクトの現状と展望、日本航空宇宙学会誌42巻481号(1994/2)pp.67-77
- 3) Caldwell, F. R.; Thermocouple Materials, Temperature, Its Measurement and Control in Science and Industry, Vol. III, Part 2, Reinhold, N. Y., 1962, pp. 81-134
- 4) Glawe, G. E., Simmons, F. S. and Stickney, T. M.: Radiation and Recovery Corrections and Time Constants of Several Chromel-Alumel Thermocouple Probes in High-Temperature, High-Velocity Gas Streams, NACA TN3766(1956/10)1-25
- 5) 田丸、下平; ふく射と熱伝導の影響を受けるガスタービン燃焼器試験用ガス温度測定プローブの評価、航技研報告 TR-938 (1987/7) 1-22、または 田丸、下平、久山: ガスタービン燃焼器試験用ガス測定プローブの熱伝導とふく射誤差評価、日本ガスタービン学会誌 15巻57号 (1987/6) 81-89
- 6) 田中貴金属工業(株)編: 貴金属のおはなし, (財)日本規格協会発行 (1989/5)
- 7) 伝熱工学資料、改4, 日本機化学会(1991)p. 184
- 8) Heckers, S. S., Rohr, D. L. & Stein, D. F.: Brittle Fracture in Iridium, Metallurgical Transactions A, Vol. 9A(1978/4)481-488
- 9) 田丸 卓: ガスタービン燃焼器開発における計測法、セラミックガスタービン技術開発研究会 第3回講演会資料集(I) (1993/10)1-27
- 10) 田丸 卓: 航技研におけるガスタービンおよびジェットエンジン燃焼器研究開発、航技研資料 TM-676 (1995/1)
- 11) 下平一雄、他4名: 水素燃料保炎型ラム燃焼器の高温燃焼特性、ガスタービン秋季講演会講演論文集(1994)
- 12) Wear, J. D., et al.: Combustion Gas Properties, III - Hydrogen Gas Fuel and Dry Air, NASA TP2477(1985)
- 13) 岡田、後藤: 白金と工業的利用、産業図書(株)出版(1956) [原典; Crookes, W.: Proc. Roy. Soc., (A) V. 86(1912)461]

\* 橋本孝明、井上祥史 (愛知技術短期大学)

## 1. まえがき

タービンの熱効率をあげるには入口温度をあげればよいが、材料の融点の制限があるので、翼断面内に冷却空気を通したり、翼表面をフィルム冷却する対策が取られている。それでも、タービン翼が溶解破損することがあるのは、長期間にわたる熱負荷のため、翼内の不適切な温度分布による温度勾配が材料の強度に悪影響を及ぼすことが一因と考えられる。そこで、周囲高温ガスの状況と翼材質さらに翼形状などに応じて、翼表面の温度と温度勾配を設計に組み込めれば、入口温度の上昇に寄与できるものと期待できる。

現象が定常熱伝導方程式で記述できる場合、2重境界条件の温度と温度勾配を指定して、その条件を満足するように領域内の熱源の強さと位置を決定する逆解析に、境界積分法が利用できる<sup>1)</sup>。この方法をタービンの熱効率向上に活用するために、本論文は、実際のタービン翼を模した2次元領域内に置かれた、異なる強さの2個の熱源の強さと位置の正規化された値について試みた逆解析の結果である。

## 2. 理論

2次元領域内の $m$ 個の点に集中熱源がある場合の定常熱伝導問題は、

$$\nabla^2 \theta = - \sum_{k=1}^m \frac{Q_k}{\lambda} \delta(x-x_k) \delta(y-y_k) \quad (1)$$

のPoisson方程式で表される。ここで、 $\theta$  は温度、 $\lambda$  は熱伝導率、 $Q_k$  は熱の発生率、 $\delta$  はデルタ関数、 $x$  と  $y$  は座標である。

領域を $\Omega$ 、その境界を $\Gamma$  とすると、Green の第2定理から、

$$\int_{\Omega} (\psi \nabla^2 \theta - \theta \nabla^2 \psi) d\Omega = \int_{\Gamma} (\psi \theta_{,n} - \psi_{,n} \theta) d\Gamma \quad (2)$$

が成立するので、Laplace方程式 $\nabla^2 \psi = 0$  を満足する調和関数 $\psi$  があると、

$$- \int_{\Omega} \psi \sum_{k=1}^m \frac{Q_k}{\lambda} \delta(x-x_k) \delta(y-y_k) d\Omega = \int_{\Gamma} (\psi \theta_{,n} - \psi_{,n} \theta) d\Gamma \quad (3)$$

が求まる。 $\theta_{,n}$  と  $\psi_{,n}$  はそれぞれ $\theta$  と  $\psi$  の境界法線 $n$  方向の勾配である。(3)で、熱源の強さとして $f_k = - \frac{Q_k}{\lambda}$  とおき、デルタ関数の性質を利用すると、次のような境界積分法の

基礎式(4)が求まる。

$$\sum_{k=1}^m \psi(x_k, y_k) f_k = \int_{\Gamma} (\psi \theta_{,n} - \psi_{,n} \theta) d\Gamma \quad (4)$$

2重境界条件 $\theta$  と  $\theta_{,n}$  が与えられるので、(4)右辺の境界積分は計算できる。熱源が $m$ 個あると、未知数は $f_k, x_k, y_k$  ( $k=1 \sim m$ ) の $3m$ 個であるから、未知数と同数の調和関数を選んで連立方程式を作り問題を解くことになる。

### 3. 計算結果と考察

まわりを均一高温ガスが取り巻き、翼内部に吸熱源の冷却空気を通ることをモデル化して、翼のスパンに沿って状態は同じとみなし、2次元翼断面に集中熱源が2個あるとして、以下のように2段階に分けて解析する。

[1] 逆解析用2重境界条件の作成：実用系においては、測定値あるいは設計値から2重境界条件を求めることになるが、本論文では、翼内の2点に強さ既知の熱源を置き、境界上で温度を指定するDirichlet問題を設定し、実用系を念頭に置いた比較的粗いメッシュのFEM順解析によって作成した。実際のタービン翼<sup>2)</sup>を参考にして、図1のように計算領域と計算点をとった。黒丸は、集中熱源を置いた2点である。内点は、図2のように、境界上のある点の両隣の点を結ぶ直線にこの点から下した垂線を法線とみて、この上にとった。前縁と後縁の2点の法線は角の2等分線として、内点をとった。境界点36個に対し内点を1つずつとって、計算点は72個とした。温度勾配は、順解析の結果から次式で計算した。

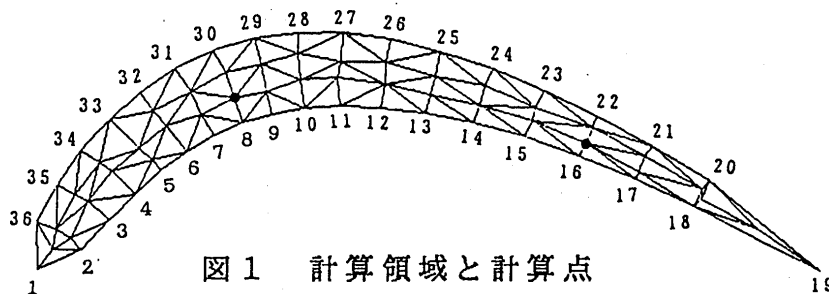


図1 計算領域と計算点

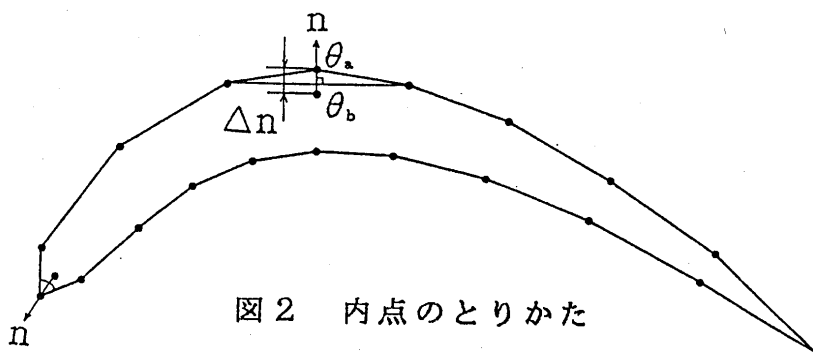


図2 内点のとりかた

$$\frac{\partial \theta}{\partial n} = \frac{\theta_a - \theta_b}{\Delta n} \quad (5)$$

$\theta_a$  は境界点上の温度、 $\theta_b$  は内点の温度、 $\Delta n$  は点間の距離である。

[2] 境界積分法による逆解析の実行：熱源が2個であり、未知数は6個となるので、6個の調和関数、 $\psi = 1$ 、 $\psi = x$ 、 $\psi = y$ 、 $\psi = x^2 - y^2$ 、 $\psi = xy$ 、 $\psi = x^3 - 3xy^2$ を選び、(4)から次の6個の方程式系を得る。

$$f_1 + f_2 = \int_{\Gamma} \theta_{,n} d\Gamma \quad (6)$$

$$x_1 f_1 + x_2 f_2 = \int_{\Gamma} (x \theta_{,n} - x_{,n} \theta) d\Gamma \quad (7)$$

$$y_1 f_1 + y_2 f_2 = \int_{\Gamma} (y \theta_{,n} - y_{,n} \theta) d\Gamma \quad (8)$$

$$(x_1^2 - y_1^2) f_1 + (x_2^2 - y_2^2) f_2 = \int_{\Gamma} \{(x^2 - y^2) \theta_{,n} - 2(x x_{,n} - y y_{,n}) \theta\} d\Gamma \quad (9)$$

$$x_1 y_1 f_1 + x_2 y_2 f_2 = \int_{\Gamma} \{x y \theta_{,n} - (y x_{,n} + x y_{,n}) \theta\} d\Gamma \quad (10)$$

$$(x_1^3 - 3x_1 y_1^2) f_1 + (x_2^3 - 3x_2 y_2^2) f_2 = \int_{\Gamma} \{(x^3 - 3x y^2) \theta_{,n} - 3(x^2 x_{,n} - x_{,n} y^2 - 2y y_{,n}) \theta\} d\Gamma \quad (11)$$

境界積分はGaussの数値積分公式によった。

表1に結果を示す。熱源の強さ、位置ともに一応推定できていると判断できる。(11)の代替条件に、熱源の強さが同じ  $f_1 = f_2$  とした解析結果を参考として表2に示す。表1の場合より精度良く推定できている。

表1 逆解析の結果 (熱源の強さが異なる場合)

Heat Source	Given	Estimated
$f_1$	-1.0	-0.869
$x_1$	0.255	0.270
$y_1$	0.230	0.230
$f_2$	-2.0	-2.089
$x_2$	0.700	0.729
$y_2$	0.180	0.174

表2 逆解析の結果 (熱源の強さが同じ場合)

Heat Source	Given	Estimated
$f_1$	-1.0	-0.988
$x_1$	0.255	0.255
$y_1$	0.230	0.232
$f_2$	-1.0	-0.988
$x_2$	0.700	0.704
$y_2$	0.180	0.178

解析結果の精度は、調和関数の種類や2重境界条件の誤差、境界条件の種類に左右されることがある程度わかってきている<sup>3),4)</sup>ので、これらについても一層の検討を進めている。

#### 4. むすび

翼表面で温度と温度勾配を与え、翼内の冷却空気を集中吸熱源とみなして、2次元冷却タービン翼の2個の熱源の強さと位置を、境界積分法によって推定することを試みて、一応良好な結果を得た。逆解析に使用した2重境界条件は、順解析から計算した正規化数値データであるが、熱伝導率に現実の翼材料の値を用い、翼周囲の温度や熱の発生率に測定値や設計値を使用すれば実用問題に応用可能である。

#### 5. 参考文献

- 1) 橋本孝明、大道学、井上祥史；境界積分による2次元ポアソン方程式の逆解析と設計問題への応用；日本設計工学会平成5年度春季研究発表講演会講演集、1993年5月
- 2) 蓑田光弘、山崎紀雄、能瀬弘幸；低圧タービン用静翼の二次元高速翼列試験；航空宇宙技術研究所資料 NAL TM-410、1980年3月
- 3) 橋本孝明、井上祥史、大道学；設計問題のための境界積分法に使用する調和関数の考察；日本設計工学会関西支部平成5年度研究発表講演会講演集、1993年10月
- 4) Shoushi Inoue, Manabu Ohmichi and Takaaki Hashimoto, "Estimation of Heat Sources and Temperature Distribution by Boundary Integral Method", 10th Anniversary Instrumentation and Measurement Technology Conference, HAMAMATSU, May 10~12 1994, IEEE Instrumentation and Measurement Society and The Society of Instrument and Control Engineers, Japan

# 層流燃焼速度の予熱温度による影響

## — 実験値と数値計算値との比較 —

B-2

\* 倉田 修 (機械技術研究所)  
 高橋 三餘 (機械技術研究所)  
 内山 芳忠 (機械技術研究所)

### 1. 緒言

現在、開発が進められている小型コージェネレーション用のセラミックガスタービンでは、再生サイクルを用いてタービン入口空気温度を1623Kと高くすることにより、42%以上の熱効率を目標にしている。この場合、燃焼器入口温度は1023~1123Kと従来のガスタービンに比べてはるかに高くなる。そのため、燃焼温度を下げることでNO<sub>x</sub>生成を抑制できる希薄予混合燃焼法が注目されている。この予混合燃焼においては高温条件で火炎を安定に保炎しうるかどうかが問題となる。火炎の吹き消え限界や逆火限界を予測するうえで層流燃焼速度は重要な指標であるが、燃焼速度に及ぼす予熱温度と当量比の影響について広い範囲では調べられていない。そのため、予熱温度303~1023K、雰囲気圧力0.1~0.3MPa、当量比0.5~1.0の範囲で、メタン-空気予混合火炎の層流燃焼速度を測定する<sup>(1)</sup>とともに、CHEMKINコードを用いた数値解との比較をおこなった。燃焼速度の数値計算値は実験値と11%以内の精度で一致した。

### 2. 実験装置と実験方法

実験装置を図1に示す。装置は燃料供給部、混合部、バーナ、点火部、燃焼容器、シュリーレン用光学系とデータ処理用のコンピュータからなっている。燃料にはメタンガスを、酸化剤にはO<sub>2</sub>:21%/N<sub>2</sub>:Bガスを、熱式質量流量制御器(オーバル F201)にて各流量を設定した。燃料と空

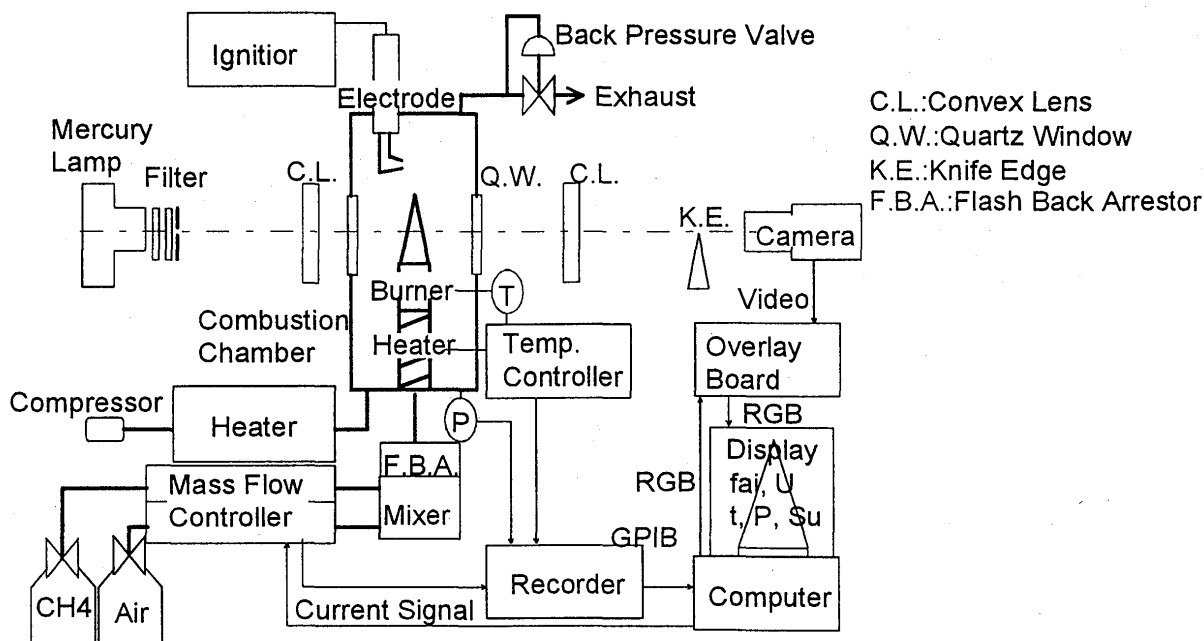


図1 実験装置



気は混合後，静止型管内混合器（東レ HiMixer），整流器を経てバーナに至る。バーナの詳細を図2に示す。バーナは内径8mm，出口外径10.5mm，長さ796mmのステンレス管である。バーナにはプリヒータ，メインヒータの他にガードヒータを設け，バーナ出口のガス温度分布が一様になるように温度を調節した。燃焼容器には雰囲気気圧力調整用の背圧弁を設け，雰囲気気圧力の測定には歪ゲージ式圧力計（共和 PG10KU）を用いた。

火炎像の可視化には通常のシュリーレン光学系を用いた。シュリーレン像はCCD面に結像させ，映像信号をコンピュータに取込んだ。火炎の表面積はディスプレイ上で火炎面をなぞり，火炎がバーナ中心軸に対し軸対称と仮定して求めた。燃焼速度は，火炎表面積，混合気流量，予熱温度と雰囲気気圧力から求めた。

計測手順は，設定温度に保ったメタン-空気混合気を点火後，当量比を徐々に減じ，火炎を安定化させることでおこなった。実験条件は予混合気の予熱温度：303，423，573，723，873，1023Kの6点，雰囲気気圧力：0.1，0.2，0.3MPaの3点を組合わせた。

### 3. 計算方法

層流燃焼速度の計算にはSandia National LaboratoryのKeeが開発した一次元予混合層流火炎用プログラムコードPremix.f(ver. 2.5b, 1992)<sup>(2,3)</sup>を用いた。このプログラムは，反応機構及び反応速度を記述するCHEMKIN II，熱伝導率や拡散係数などの輸送係数の算出に開発されたプログラムコード，時間依存型の方程式と定常解の方程式を組み合わせる境界値問題を解くプログラムコードなどを用いて，定常一次元予混合層流火炎の温度分布，濃度分布，流速分布などを求めるものである。メタンの反応機構はすでに解明されていると考えられ，また，その素反応速度定数も比較的良い精度で求められているため，今回の計算においてはKeeが採用した反応機構および反応速度定数をそのまま用いた。また，メタン-空気混合気における輸送係数も特異なものではなく，経験式で十分予測できると考え，Keeが採用したのものを用いた。

この計算方法では，適当な初期値を与え方程式を解くことで定常値を求める。このため，最初に当量比1.0，予熱温度303K，圧力0.1MPaの定常解を求め，これを次の条件の定常解を求めるための初期値として与えた。このように，求めた定常解をもとに，次々に異なる条件の解を求めて行った。燃焼速度が比較的速い場合には，定常解が求められるまでに要する計算時間は短かったが，予熱温度が低くかつ当量比が小さくなると燃焼速度が急激に低下するのに伴い，計算時間は急激に増大する。計算機の処理能力の限界により，予熱温度が303K，当量比が0.5以下の場合には解を求めることは難しかった。

### 4. 予備実験

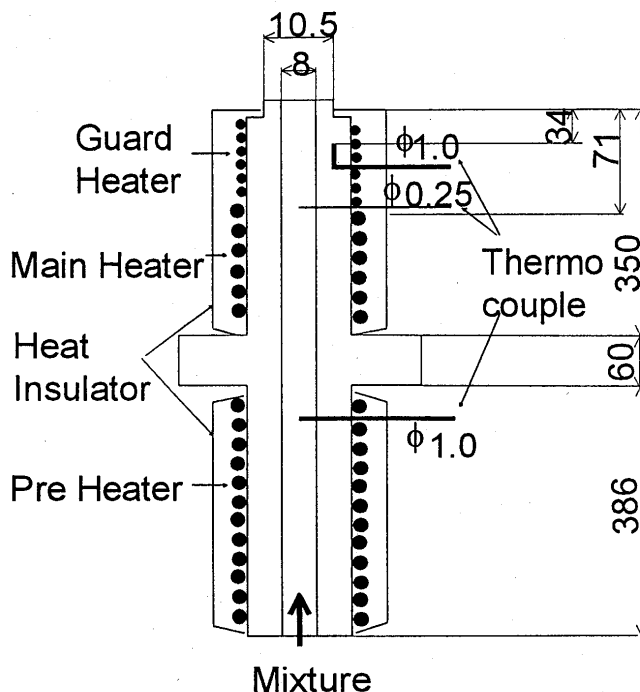


図2 バーナ詳細

#### 4.1 予混合気流速の燃焼速度の測定誤差への影響

予熱温度303K, 雰囲気圧力0.1MPaにおいて予混合気流速を0.76m/sから1.44m/s(内炎の高さを約10mmから火炎の吹消え前)と変化させたところ, 測定される燃焼速度の誤差は3.5%以内(0.348m/s~0.360m/s)となり, 予混合気流速がこの範囲で変化しても測定される燃焼速度に影響を与えないことを確認した。またディスプレイの画素数の制約から, 内炎の高さが高いほど火炎表面積の読み取り誤差が少ないので, 実験では内炎の高さを20mmから30mmにほぼ一定に保った。

#### 4.2 バーナ出口の混合気温度分布

予熱温度設定値423, 573, 723, 873K, 雰囲気圧力0.1MPa, 空気流量を燃焼速度測定時の最大流量(6.4L/m)と最小流量(1.6L/m)として, バーナ出口の空気温度分布を, 出口の上流10mmの位置で, 直径0.25mmのシース熱電対を用い計測したところ, 設定温度に対する偏差は2.6%と小さな値に収まった。バーナ出口の温度分布が一様なため, 燃焼速度を求めるのに必要な混合気温度は一定と見なせ, 燃焼速度の計算誤差は少なくなる。

### 5. 実験結果と計算結果の比較

#### 5.1 予熱温度の影響

図3に, 圧力を0.1MPaと一定にして予熱温度を303Kから873Kまで変化させた時に測定された燃焼速度を示す。予熱温度が低い場合, 低当量比で保炎が難しかったため, 当量比0.6以下での測定はされていない。予熱温度の増加により燃焼速度は大きく増加している。例えば, 当量比1では, 予熱温度573K, 723K, 873Kにおける燃焼速度は常温のそれに比べて2.7, 4.9, 7.7倍の値を示した。一方, 計算より求められた燃焼速度は白抜きで示されており, 予熱温度423Kと723Kの低当量比領域を除けば, 2%から11%の差で測定値に一致している。

図4に圧力が0.2MPaの時の測定値と計算値を示した。圧力が0.1MPa, 予熱温度423Kと723Kで見られた差異もなく, 0.1MPaの場合よりもさらに良い一致が見られる。さらに, 両者に系統的な差異は生じていない。このように, 低当量比におけるデータには比較的大きな差が見られるものの, 全体では計算により燃焼速度を2%から11%以内の精度で予測できることが分かった。これは, Keeの用いた反応機構, 素反応速度定数および輸送係数が燃焼速度を予測する上では妥当であることを示している。

上述したように, セラミックガスタービンの燃焼器入口温度は1123K程度まで上昇する。このように高い予熱温度での燃焼速度を測定することは, 著者らが用いた装置では不可能であり, 実験的に求めることはかなり難しいと思われる。圧力を0.1MPa, 予熱温度を973Kと1073Kとした時に計算から得られる燃焼速度を図3に示してあるが, 予熱温度1073K,

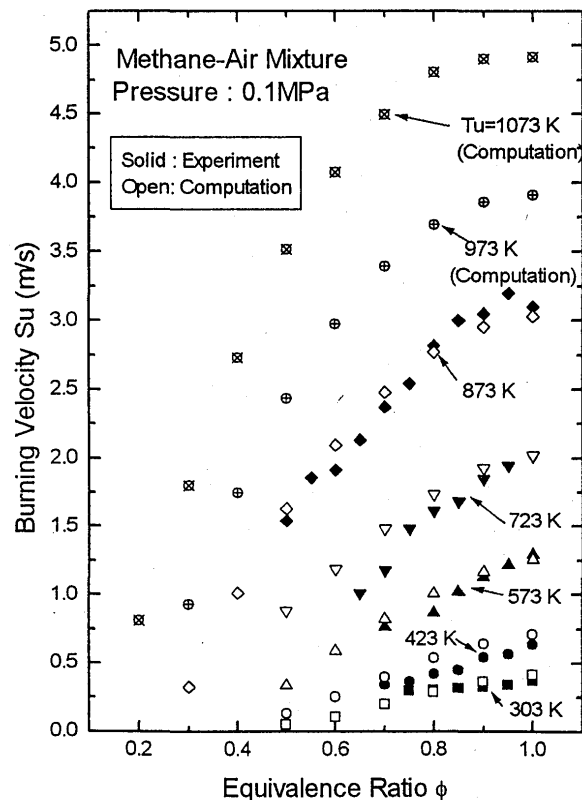


図3 燃焼速度の予熱温度による影響(0.1MPa)

当量比0.3において予測される燃焼速度は1.8m/sであり、これは常温、当量比1.0の時の4倍強の値である。このため、1073K以上の予熱温度では、0.5以下の低当量比においても保炎は十分可能であることが推察されるが、予熱温度が高くなると逆火が起る可能性も高くなり、保炎可能な流量領域はそれほど拡大されないと思われる。したがって、予混合燃焼による高予熱温度・低当量比での保炎では、吹飛び速度の確保よりもむしろ逆火をいかに抑えて火炎を安定させるかが問題となるであろう。

### 5. 2 圧力の影響

図5は、温度を一定として圧力を変化させた時に得られた燃焼速度を示す。予熱温度には873K, 573K, 303Kの三種類を選んで比較してある。今回の実験では層流燃焼速度を求めることを目的としたため、円管バーナー内の流れが乱流になる領域での測定は避けた。従って、高圧力かつ理論比に近い場合の燃焼速度の測定点は欠落している。メタン-空気混合気の燃焼速度は圧力に対して負の依存性を持っていることが知られているが、今回の実験値および計算値もこの特性を良く表しており、圧力の増加に対して燃焼速度は減少している。圧力0.3MPaの場合にも、実験値および計算値の一致は良いことが分かる。このように燃焼速度は、圧力が高くなると減少する一方で、逆火領域は、消炎距離が圧力に反比例して減少することに起因して増加すると考えられる。このため、圧力の増加に伴い、保炎領域は狭まることが予想される。

### 6. 結論

メタン-空気火炎の層流燃焼速度の予熱温度による影響についてバーナ火炎をシュリーレン法で可視化した実験とCHEMKINコードによる数値計算をおこない、以下の結論を得た。

- (1) メタン-空気混合気の層流燃焼速度は予熱温度の増加により大きく増加する。
- (2) 圧力の増加により、燃焼速度は減少する。

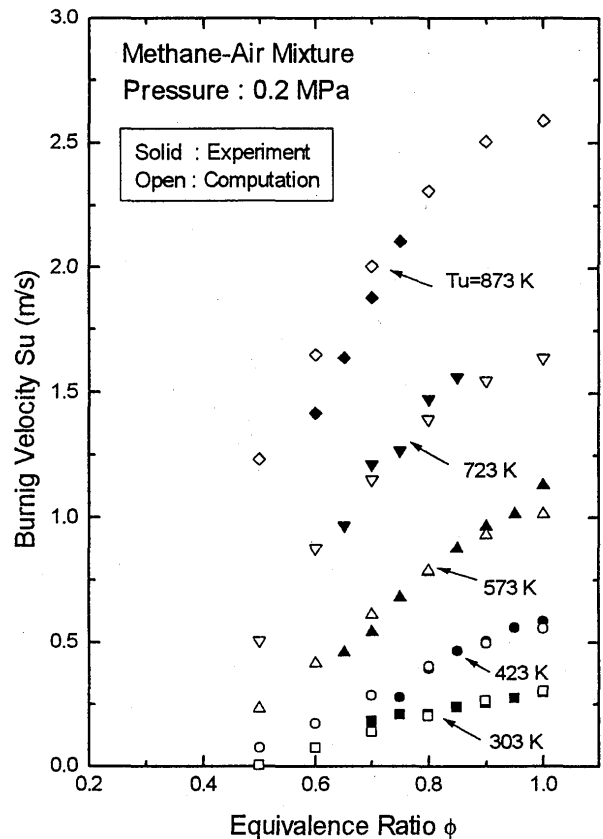


図4 燃焼速度の予熱温度による影響(0.2MPa)

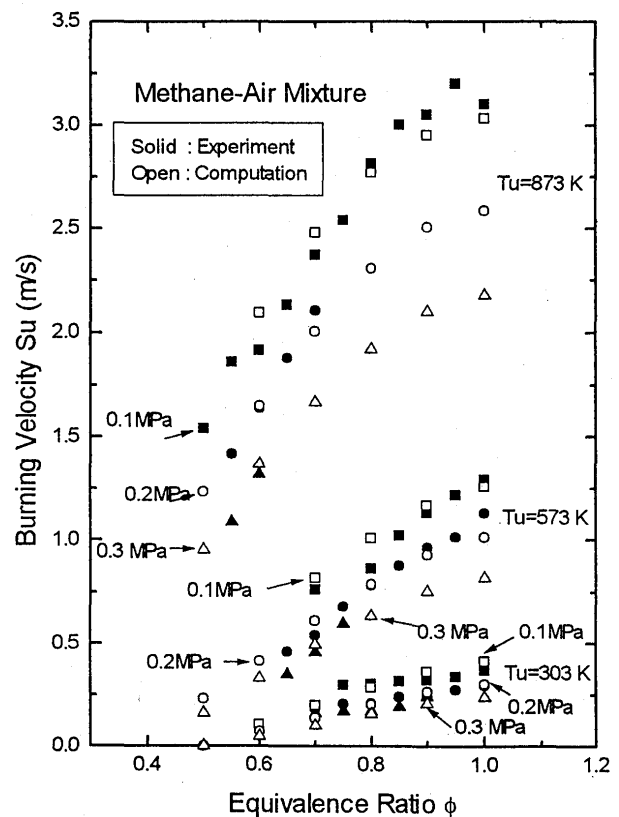


図5 燃焼速度の圧力による影響

- (3) 低当量比領域を除けば、実験値は計算値と11%以内の精度で一致する。これは、Keeの用いた反応機構、素反応速度定数および輸送係数は燃焼速度を予測する上では妥当であることを示している。

#### 参考文献

- (1) O. Kurata, S. Takahashi, Y. Uchiyama, Influence of Preheat Temperature on the Laminar Burning Velocity of Methane-Air Mixtures, SAE-942037
- (2) R. J. Kee, F. M. Rupley, J. A. Miller, Chemkin-2: A Fortran Chemical Kinetics Package for the Analysis of Gas Phase Chemical Kinetics, SAND89-8009B UC-706
- (3) R. J. Kee, J. F. Grcar, M. D. Smooke, J. A. Miller, A Fortran Program for Modeling Steady Laminar One-Dimensional Premixed Flames, SAND85-8240 UC-401

\* 広瀬宏一 (東京電機大学・学)

謝 林 ((株) ノーリツ)

林 茂 (航空宇宙技術研究所)

## 1. まえがき

燃焼生成物による環境汚染問題がクローズアップされている現在、燃焼器から排出される NO<sub>x</sub> に対しても、その規制は次第に厳しいものになりつつある。これをクリアするために、各方面においてさまざまな低 NO<sub>x</sub> 燃焼技術が研究されているが、その中でもガスタービン燃焼器では、希薄予混合燃焼が実用化の域に達している。これは、予混合による燃焼ガスの局所的高温部の排除と、希薄による燃焼温度の低下により NO<sub>x</sub> の生成を抑制するのがねらいであるが、その一方、NO<sub>x</sub> の生成機構については、層流予混合火炎の場合に限りある程度の解明はされているものの、高負荷な実燃焼器に代表される乱れの強い燃焼場では、はっきりとした結論にはまだ至っていない。従来の研究<sup>(1)</sup>では、燃焼場の乱れを強くすることにより NO<sub>x</sub> の生成を低減することができるという報告があるが、それに関しては、乱れによる定容容器内の空間的な温度勾配の除去や、燃焼器の熱損失による温度の低下等もあり、乱流が NO<sub>x</sub> の生成機構に直接及ぼす影響については不明である。

層流の平面一次元火炎による報告<sup>(2)</sup>では、希薄燃焼における NO<sub>x</sub> の生成は、Zeld'ovich 機構でほぼ説明できることがわかっており、そのため生成量は燃焼ガス温度に対して指数関数的に増加する。例えば、燃焼ガス温度が 1900K 付近から 50K 程度上昇したときに、NO<sub>x</sub> の生成速度 [ppm/ms] は 10<sup>-1</sup> オーダで変化するのに対し、2100K 付近ではその 10 倍にもなる。乱流で燃焼させた場合についても、このことは十分に予想されるため、NO<sub>x</sub> の生成機構及びその排出レベルを議論する上では、燃焼器の熱損失による温度の低下をできるだけ抑えるか、あるいは熱損失の影響を考慮することが非常に重要である。

そこで本研究では、熱損失を抑えるためにセラミックを材料とした二重構造の対向噴流燃焼器を製作し、そこで高負荷乱流燃焼をさせ排気中の成分濃度を測定した。燃焼ガス温度は、断熱火炎温度よりおよそ 100K 低い値にまで到達することができ、非常に断熱性の高い燃焼器であることがわかった。燃焼負荷は、最大で  $6.4 \times 10^7$  [kcal/m<sup>3</sup>·h·atm] に達し、現在の産業用ガスタービン燃焼器と同レベルのものが得られた。燃焼室体積から見積もった燃焼ガスの平均滞留時間により NO<sub>x</sub> の平均生成速度を求め、乱流が NO<sub>x</sub> の生成にあたる影響について検討した。さらに、Zeld'ovich 機構、及び 1700K 以下の比較的低温域で重要とされている N<sub>2</sub>O 機構を用いて予測される NO<sub>x</sub> の生成速度と実験値とを比較した。

## 2. 実験装置及び方法

図 1 に本研究で用いた燃焼器を示す。熱損失をできるだけ抑えるために、球殻燃焼器 (SiC) を断熱槽 (SiO<sub>2</sub>) が覆う形で構成されている。球殻内径は 150mm、断熱槽内辺は 230mm、外辺は 460mm である。予混合気は、向かい合ったセラミック供給パイプ (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) により球殻内に導かれ、衝突し燃焼する。燃焼ガスは、球殻にあげられた孔 (40 個、直径 12mm) から噴出し、球殻と断熱槽の間を通り大気中へ排出される。衝突距離は 150mm、噴流径は 20mm とし、衝突速度  $v$  を 20, 40, 80m/s とそれぞれ変化させ燃焼場の乱れの強さ及び燃焼ガスの滞留時間を変化させた。またそれぞれの  $v$  において、当量比を 0.5~1.0 の範囲で変化させた。

実験はすべて大気圧下で行い、混合気初期温度は 323K に設定し、燃料にはメタンを使用した。

温度測定には、表面反応を防ぐためにセラミックでコーティングをした PR40/20 熱電対を使用し、接点を球殻孔中心に設置して燃焼ガス温度を測定した。

分析試料ガスは、温水冷却されたステンレス製サンプリングプローブによって球殻表面の孔近傍で採取され、ガス分析装置（堀場、MEXA9100DS）によって NO, NO<sub>x</sub>, CO, CO<sub>2</sub>, THC (Total Hydro-Carbon), O<sub>2</sub> の 6 成分の濃度が同時に測定される。それぞれの成分濃度について、NO と NO<sub>x</sub>(NO<sub>2</sub>)は Chemiluminescence Analyzer, CO と CO<sub>2</sub>は Non-dispersive Infrared Detector, THC は Flame Ionization Detector, O<sub>2</sub>は Paramagnetic Detector により分析される。THC 以外の成分は、ガスクーラにより水分除去された後分析されるため、燃焼ガス中の H<sub>2</sub>O 濃度を原子数のバランスより求め、各成分の wet ベース濃度に換算した。

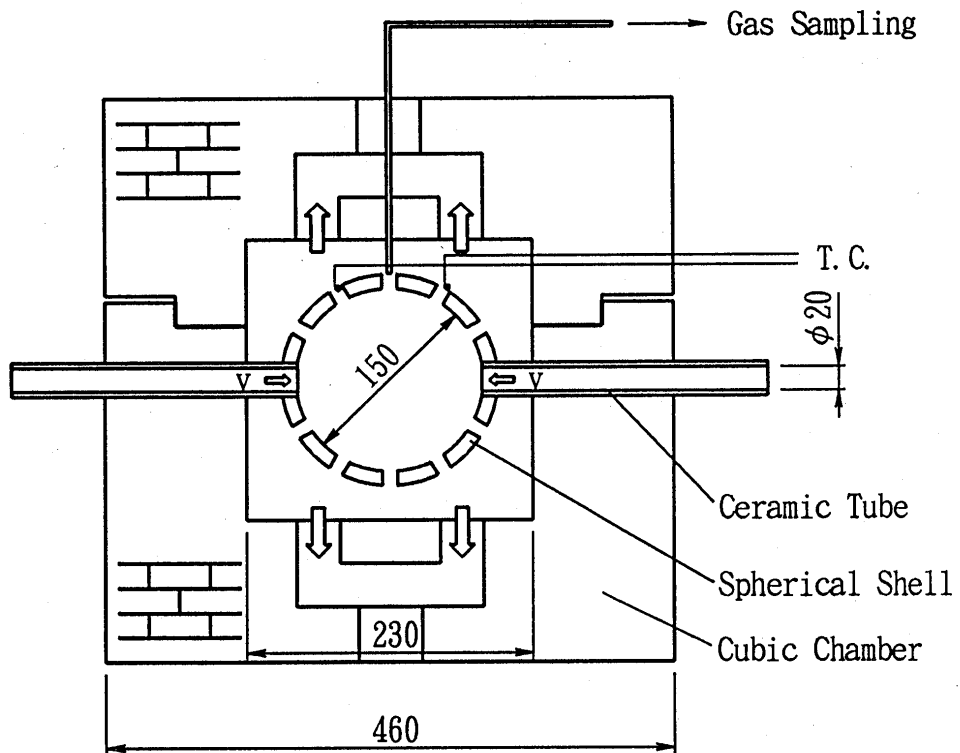


図1 セラミック燃焼器

### 3. 実験結果及び考察

燃焼ガスの平均滞留時間  $\tau$  は、次式によって定義した。

$$\tau = \frac{V_s}{\frac{M}{M_0} \frac{T}{T_0} Q_0} \quad \dots\dots\dots (1)$$

$V_s$  は球殻体積,  $M_0, T_0, Q_0$  は燃焼前の混合気分子の分子量, 温度, 体積流量であり, 添字なしは燃焼後のものである。

図2は、測定された  $\text{NO}_x$  の濃度を  $\tau$  で除した  $\text{NO}_x$  の平均生成速度を、燃焼ガス温度  $T$  の逆数に対してプロットしたものである。およそ  $T > 1750\text{K}$  ( $10000/T < 5.7$ ) では、どの  $v$  に対しても生成速度は燃焼ガス温度のみに依存していることがわかる。すなわち、衝突速度  $v$  を変化させることによる燃焼場の乱れの変化は、 $\text{NO}_x$  の生成に影響を及ぼさないといえるだろう。また、一定の  $T$  に対して  $\text{NO}_x$  の平均生成速度がほぼ一致することから、 $\text{NO}_x$  の生成は  $\tau$  に比例していることがわかる。したがって、生成される  $\text{NO}_x$  は Thermal- $\text{NO}_x$  が支配的であると考えられる。さらに  $\text{NO}_x$  の濃度  $[\text{NO}_x]$  は、次式のように  $\tau$  [ms] 及び  $T$  [K] のみの関数で表すことができる。

$$[\text{NO}_x] = \tau \times 6.7 \times 10^8 \times \exp(-71.3 \times 10^3 / RT) \quad [\text{ppm}] \quad \dots\dots (2)$$

(2)式によれば、総合的な活性化エネルギーは  $71.3\text{kcal/mol}$  と非常に大きく、Thermal- $\text{NO}_x$  の特徴である温度依存性が強いことがわかる。

しかし  $T < 1750\text{K}$  では、 $\text{NO}_x$  の平均生成速度は温度に依存しなくなり、 $\tau$  の短いものほど高い値を示す傾向が見られる。これは、 $T$  の低下につれて Thermal- $\text{NO}_x$  が抑制され、火炎帯内で急激に生成される prompt  $\text{NO}_x$  のしめる割合が増加していることが十分考えられる。また、グラフ上での傾きが緩やかになってきていることから、活性化エネルギーが小さくなってきており、温度依存性が弱くなってきていることも、prompt  $\text{NO}_x$  の割合が増加している理由の一つである。そのため、 $\text{NO}_x$  の平均生成速度は球殻体積で見積もった  $\tau$  の短いものほど大きくなる。

Semerjian ら<sup>(3)</sup>は、多孔板後流に形成された乱流予混合火炎において、当量比の減少による燃焼温度の低下とともに prompt  $\text{NO}_x$  の相対的な割合が増加することを述べており、また Malte ら<sup>(4)</sup>は、多孔質バーナの数値的モデルの計算において、燃焼器全体を考えた場合に、やはり当量比の減少とともに prompt  $\text{NO}_x$  の割合が増加することを見出している。現在のところ、prompt  $\text{NO}_x$  を抑制するための有効な手段は確立されておらず、そのため希薄予混合燃焼による  $\text{NO}_x$  排出の抑制には限界があるものと思われる。

$T$  が  $2000\text{K}$  付近からそれ以上にかけて、 $\text{NO}_x$  の平均生成速度が  $T$  のみに依存していることを示している直線 A から、 $v$  の遅いものを順に低いほうへとそれはじているのが確認できる。これはおそらく、燃焼器の熱損失の影響が大きくなっているためであると考えられる。熱損失が増加することにより、同一温度に対して燃焼負荷が高いほど当量比は低くなる。さらに同一温度条件では、当量比の小さい方が  $\text{O}_2$  及び  $\text{O}$  原子の濃度が高いため、Zeld'ovich 機構で説明される Thermal- $\text{NO}_x$  の生成速度は高くなる。そのため、図に示すような結果になったのであろう。

線 B は、Zeld'ovich 機構及び  $\text{N}_2\text{O}$  機構によって計算された  $\text{NO}_x$  の生成速度である。計算は、 $\text{NO}$  及

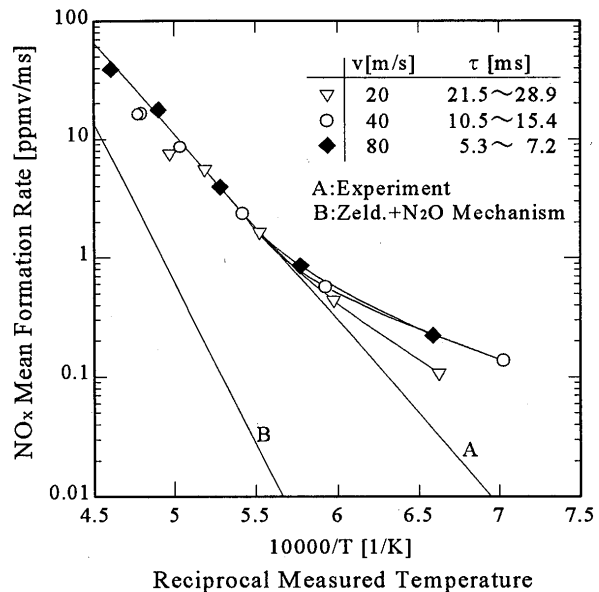


図2  $\text{NO}_x$  の平均生成速度の燃焼ガス温度依存性

び  $N_2O$  の以外の化学種が平衡状態にあると仮定して行った。線Bの活性化エネルギーは、123.6kcal/mol となり実験値と比較してやや高い。これは、完全な断熱条件で計算されたものと、実際の熱損失を含んだ燃焼器での条件の違いによるものであろう。一方、 $NO_x$  の生成速度は、絶対的に実験値が計算値を大きく上回る結果となった。さらに図3は、各研究者ら<sup>(5)</sup>による希薄予混合燃焼時の  $NO_x$  の排出指数 ( $NO_x$  Emission Index) の実験結果を示したものである。どちらも実燃焼器を想定しているために、高負荷乱流燃焼をさせている。本研究の結果が、他のものよりも傾きが大きいのは、燃焼器の熱損失がより小さいためであろう。一方、 $NO_x$  の排出指数に関しては、初期温度、圧力等の各パラメータが一致していないため厳密な比較はできないものの、オーダ的にはほぼ本研究の結果と同レベルである。

したがって、先程の図2における計算値との比較において、同様の計算方法により層流火炎における  $NO_x$  の挙動が十分説明できること<sup>(2)</sup>を考えると、高負荷乱流燃焼させた場合に生成される  $NO_x$  は、層流の場合よりも多くなることが十分考えられる。

乱流燃焼で生成される  $NO_x$  が、層流燃焼で予測される  $NO_x$  の生成量と大きく異なる理由として考えられることは、燃焼場におけるフリーラジカルの濃度の違いである。層流火炎においては、反応帯後流での化学種の濃度は、 $NO$  を除いてほぼ平衡値を示すが、乱流燃焼場においては必ずしもそうとはかぎらない。Malte<sup>(6)</sup>らは、Jet-stirred Reactor において混合気流入速度を増すにつれて、 $O$  原子及び  $OH$  ラジカルの濃度が増加することを実測している。そのため燃焼場において、これらの化学種のオーバシュートが十分考えられ、通常 Zeld'ovich 機構で見積もられる  $NO_x$  よりもさらに多く生成されていることが予想される。

図4は、Jet-stirred Reactor においてフリーラジカルの濃度を見積もった場合に予測される  $NO_x$  の生成速度<sup>(4)</sup>と、本研究のものを比較したものである。生成速度の燃焼温度に対する依存性、及び絶対値はどちらもほぼ等しいことがわかる。したがって、乱流燃焼場における  $NO_x$  生成の予測には、化学動力的計算によりフリーラジカルの影響を正確に見積もる必要があるものと考えられる。

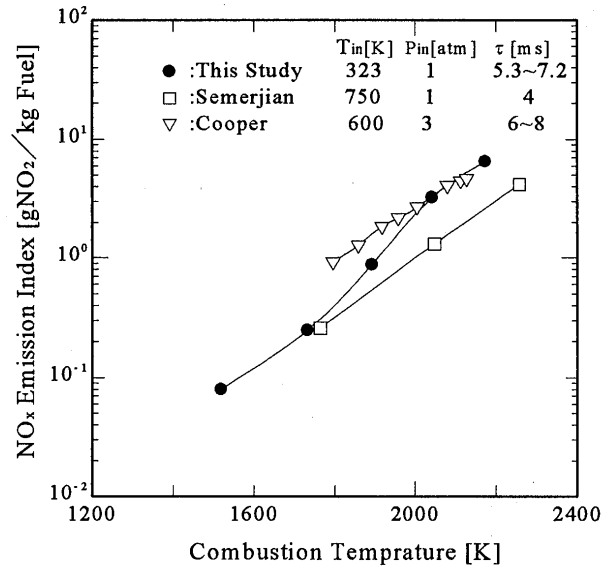


図3 乱流燃焼における  $NO_x$  の排出指数

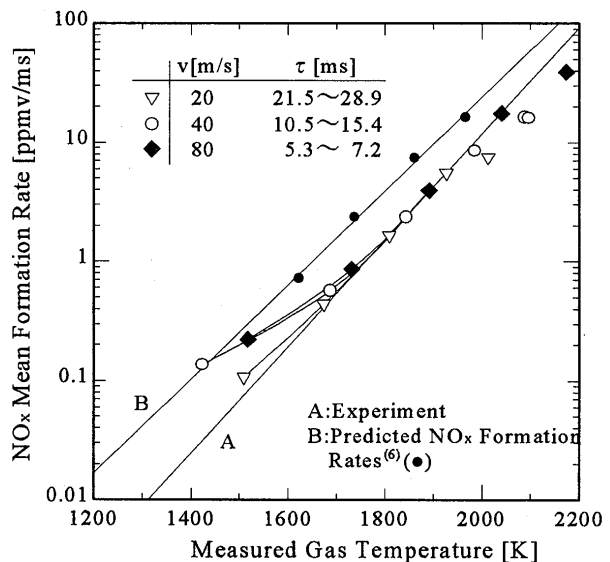


図4 Jet-stirred Reactor との比較



#### 4. 結論

(1)  $T > 1750\text{K}$  では、燃焼場の乱れの強さを変化させても  $\text{NO}_x$  の生成速度は、 $T$  のみに依存することから、乱れは  $\text{NO}_x$  の生成に影響を与えないことがわかった。また生成される  $\text{NO}_x$  は、その特徴から Thermal- $\text{NO}_x$  であることが考えられる。さらに  $\text{NO}_x$  の濃度  $[\text{NO}_x]$  は、次式のように  $\tau$  [ms] 及び  $T$  [K] の関数で表される。

$$[\text{NO}_x] = \tau \times 6.7 \times 10^8 \times \exp(-71.3 \times 10^3 / RT) \quad [\text{ppm}]$$

(2)  $T < 1750\text{K}$  では、 $\text{NO}_x$  の生成速度は  $T$  に依存しなくなり、また全体的に活性化エネルギーの低い方へ向かうため、Thermal- $\text{NO}_x$  が抑制され、生成される  $\text{NO}_x$  にしめる prompt  $\text{NO}_x$  の割合が増加していることが考えられる。

(3) 本研究で生成される  $\text{NO}_x$  は、層流火炎で予測されるものよりも高く、その原因としては乱流燃焼場における  $\text{O}$  原子、あるいは  $\text{OH}$  ラジカルのオーバシュートによるものが十分考えられる。また、Jet-stirred Reactor においてフリーラジカルの濃度を見積もった場合に予測される  $\text{NO}_x$  の生成速度と、本研究の結果がよく似ていることから、乱流燃焼場における  $\text{NO}_x$  の生成予測には、化学動力的計算が必要であると考えられる。

#### 参考文献

- (1) S. Fujimoto, Y. Kaneko and S. Tsuruno, "Possibility of Low- $\text{NO}_x$  and High-Load Combustion in Premixed Gases", Twentieth Symposium (International) on Combustion (1984), P61
- (2) 森, 大竹, 中村, "燃焼反応に伴う  $\text{NO}$  の生成と挙動に関する研究 (第一報, 一次元火炎による基礎研究)", 日本機械学会論文集 42 巻 357 号 (昭 51-5), P1511
- (3) Semerjian, H., and Vranos, A., " $\text{NO}_x$  Formation in Premixed Turbulent Flames", Sixteenth Symposium (International) on Combustion (1976), P169
- (4) Nicol, D., Malte, P. C., Lai, J., Marinov, N. N. and Pratt, D. T., " $\text{NO}_x$  Sensitivities for Gas Turbine Engines Operated on Lean-Premixed Combustion and Conventional Diffusion Flames", Paper No. 92-GT-115, ASME, Cologne, Germany (1992)
- (5) Tacina, R. R., "Low  $\text{NO}_x$  Potential of Gas Turbine Engines", NASA Technical Memorandum 102452 AIAA-90-0550
- (6) Malte, P. C., Schmidt, S. C., and Pratt, D. T., "Hydroxyl Radical and Atomic Oxygen Concentrations in High-Intensity Turbulent Combustion", Sixteenth Symposium (International) on Combustion (1976), P145

# 高速気流中における燃料混合解析

B-4

柏木 武 \*小出芳夫 今井 究 (石川島播磨重工業)

## 1. まえがき

超音速機用再熱装置として用いられているアフタバーナや、超音速巡航用にラムジェットエンジンを採用する場合、機体抵抗が大きいため、エンジン効率のわずかな違いがペイロードの大きさを左右する。従ってその燃焼効率を高めることは非常に重要なファクターとなる。

これらの燃焼器の特徴として燃焼器入口流速が高速であることがあげられるが、この燃料供給器としては、空気流に対して単孔から垂直に燃料を噴出させ、高速空気流を利用した気流微粒化を狙ったスプレータイプが用いられることが多い<sup>(1)、(2)</sup>。一方、燃焼効率を向上させるには、噴出した燃料の分布を精度よくコントロールすることが重要である。

著者らは、高速気流中の均一な流れに垂直に置かれたスプレーバの燃料分布についての研究を実施し、燃料の貫通距離、広がりに対する実験式を導いた<sup>(3)</sup>。しかしながらミキサ付アフタバーナのように3次元的な流れの中で燃焼効率等に影響する燃料分布を精度よく推定する燃料混合解析手法は見あたらない。

本報では3次元的な流れにも対応できる燃料混合解析手法を開発したので報告する。

## 2. 目的

3次元的な流れ場の中での燃料分布を推定できるような燃料粒子挙動のモデル化を行い、試験から係数を求め、燃料混合解析が行える手法を開発する。

## 3. モデル化

図1の様に空気流に対して、航空機用燃料であるJP-4が垂直に噴出する場合の燃料の挙動を次の様にモデル化する。

### (1) 粒径分布

燃料は噴射孔から出たあとただちに微粒化されるものとする。また、粒径分布は以下のロジラムラの式に従うものとする。

$$\frac{1}{V} \frac{dV}{dx} = \frac{\beta}{X_p} \left[ \frac{X}{X_p} \right]^{\beta-1} \exp - \left[ \frac{X}{X_p} \right]^{\beta}$$

ここでVは粒子群の体積、 $\beta$ は分布指数、 $X_p$ は粒子パラメータである。 $\beta$ は本スプレーバ形態、燃料により決まる定数で、 $X_p$ は著者ら<sup>(4)</sup>が行った実験により求めた以下のザウテル平均粒径 $d_{32}$ の実験式と定数 $\beta$ により求まる。

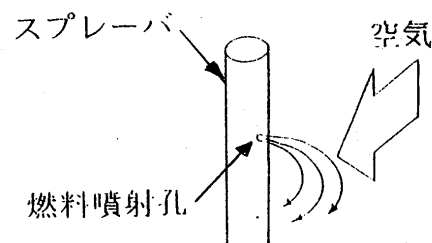


図1 モデル化した燃料噴射形態

$$\frac{d_{32}}{d_0} = 37.3 \left( \frac{\sigma_f}{d_0 \cdot \rho_f \cdot V_a^2} \right)^{0.45} \times \left( \frac{\mu_f}{d_0 \cdot \rho_f \cdot V_a} \right)^{0.64} \times \left( \frac{V_{f0}}{V_a} \right)^{-0.21} \times \left( \frac{\rho_f}{\rho_a} \right)^{0.8}$$

ここで  $V_{f0}$  : 燃料の噴出速度  
 $\sigma_f$  : 燃料の表面張力  
 $\mu_f$  : 燃料の粘性  
 $\rho_f$  : 燃料の密度  
 $d_0$  : 燃料噴射孔径  
 $V_a$  : 空気の流速  
 $\rho_a$  : 空気の密度

である。

### (2) 燃料の噴出角度分布及び噴出速度分布

図2に示すように噴出角度 ( $\theta$ )、噴出速度 ( $V_f$ ) に対する燃料の質量分布 (確率密度) は次の正規分布に従うものとする。

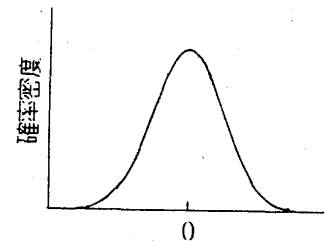
$$\text{噴出角度分布: } f(\theta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\theta} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma_\theta^2}\right)$$

$\sigma_\theta$  : 噴出角度の分散係数

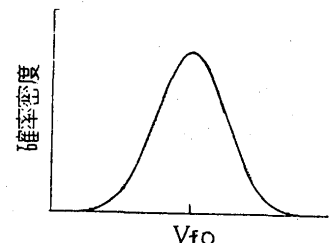
$$\text{噴出速度分布: } f(V_f) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \exp\left(-\frac{(V_f - V_{f0})^2}{2\sigma_v^2}\right)$$

$\sigma_v$  : 噴出速度の分散係数

$V_{f0}$  : 孔面積と燃料流量から求められる平均燃料噴出流速



燃料噴出角度分布



燃料噴出速度分布

図2 燃料噴出角度分布  
流速分布の仮定

### (3) 粒子の運動

粒子の運動は次式に従うものとする。

$$\text{x方向: } \frac{dV_{fx}}{dt} = -\left(\frac{18\mu_a}{\rho_f d^2}\right) \left(\frac{C_{Dx} R e_x}{24}\right) (V_{fx} - V_{ax})$$

$$\text{y方向: } \frac{dV_{fy}}{dt} = -\left(\frac{18\mu_a}{\rho_f d^2}\right) \left(\frac{C_{Dy} R e_y}{24}\right) (V_{fy} - V_{ay})$$

$$\text{z方向: } \frac{dV_{fz}}{dt} = -\left(\frac{18\mu_a}{\rho_f d^2}\right) \left(\frac{C_{Dz} R e_z}{24}\right) (V_{fz} - U_{az})$$

ここで

$V_f$  : 燃料粒子の速度

$V_a$  : 空気の流れ

$d$  : 燃料粒径

$C_D$  : 抗力係数

$Re$  : レイノルズ数

$\mu_a$  : 空気の粘性係数

$\rho_a$  : 空気の密度

添字  $x, y, z$  :  $x, y, z$  方向

である。

#### (4) 計算の手順

(1) ~ (2) のモデルを図3のように微小範囲に分割し

(3) の運動方式を解く。計算手順を以下に示す。

ア. 微小粒径範囲 ( $\Delta d$ ) での質量割合を算出

イ. 微小燃料噴出速度範囲 ( $\Delta V_f$ ) での質量割合を算出

ウ. 微小燃料噴出角度 ( $\Delta \theta$ ) での質量割合を算出

エ. 微小噴出方向 ( $\Delta C$ ) での質量割合を算出

オ.  $\Delta W_f = W_f \times \Delta d \times \Delta V_f \times \Delta \theta \times \Delta C$  で表わされる微小燃料質量の運動方程式を解き、下流検査面到達位置を求める。

カ. ア~オをすべての微小範囲で計算し、下流検査面の到達燃料を積算することで燃料分布を求める。

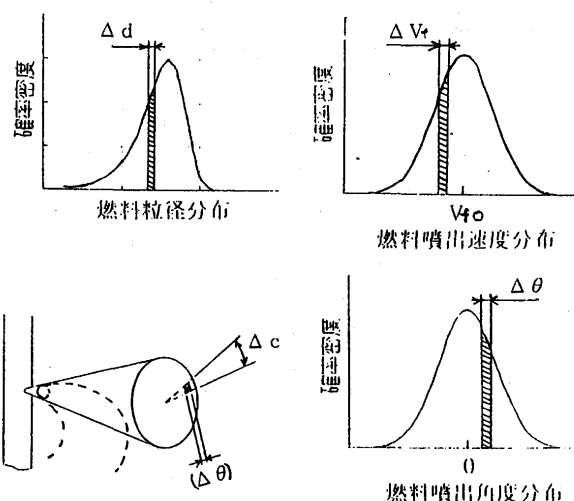


図3 モデルの微小範囲への分割

#### 4. モデルの係数の合わせ込み方法

噴出角度の分散係数 $\sigma$ 、および噴出速度の分散係数 $\sigma_v$ は、燃料分布計測試験で計測される燃料分布と計算で求められる燃料分布の形状を比較し、試験結果と計算で求められる燃料分布の形状が合うように合わせ込みを実施する。

#### 5. 燃料分布計測試験装置及び試験方法

燃料分布計測試験に使用した試験装置を図4に示す。空気源より吐出した空気は流量計測用オリフィス①を通過した後、供試部入口の圧力、温度を計測する計測部②を経て、供試部④に入る。供試部は燃料分布模様が可視化容易な様に透明アクリル樹脂性の箱型(幅310mm、高さ120mm、長

さ650mm)でスプレーバ③の取付け座及び燃料採取用熊手型サンプリング・プローブの取付け座が設けてある。また燃料は計算モデルと同様のJP-4を使用した。

燃料分布測定は図5に示す様に、燃料噴射器後流50mmまたは100mm位置に熊手型サンプリングプローブを取付け、燃料と空気を混合状態で採取して、小型サイクロン⑤により燃料のみを分取りし、その採取量を測定した。

スプレーバは径5mmのものを使用し、燃料孔径 $\phi 0.36$ と $\phi 0.41$ の2通りを用いた。

空気流に対して直角に燃料を噴出する様にスプレーバを取付け、空気流速を80、100、120 m/sに設定した後、燃料流速を25、38、50 m/sで噴出し、燃料分布測定を実施した。図6に燃料分布状況を示す。

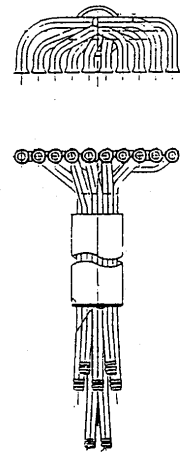
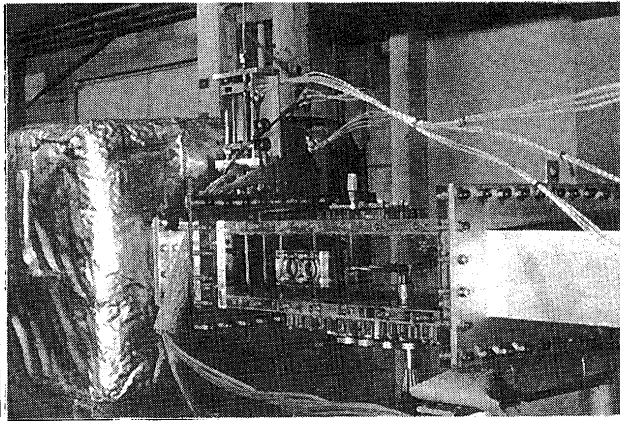
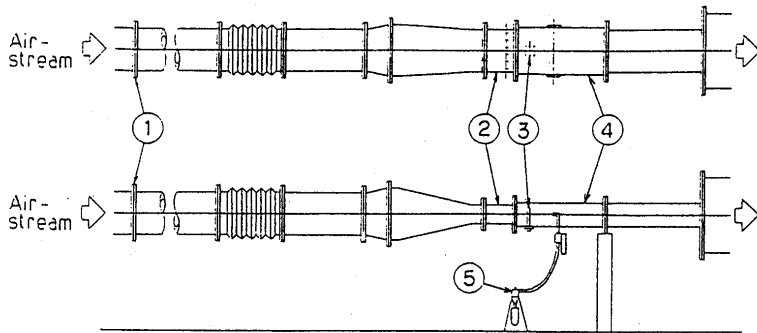


図5 熊手型サンプリングプローブ



- ① Measuring Orifice
- ② Measuring Section
- ③ Spray Bar
- ④ Test Section
- ⑤ Cyclone

図4 試験装置

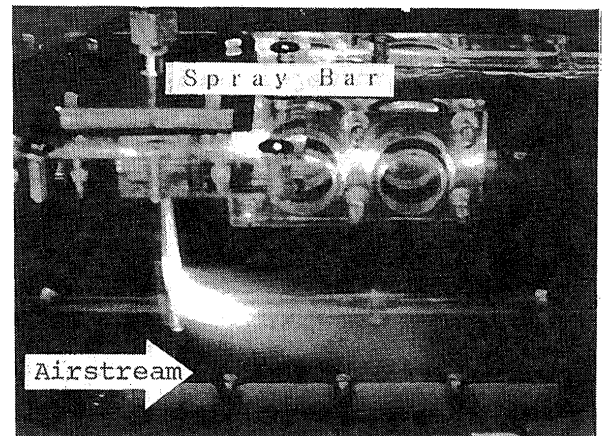


図6 燃料分布状況

## 6. 結果

図7に試験でのスプレーバ後流100mmにおける燃料分布計測例と $\sigma_o$ と $\sigma_v$ を合わせ込んだ後の計算例を示す。

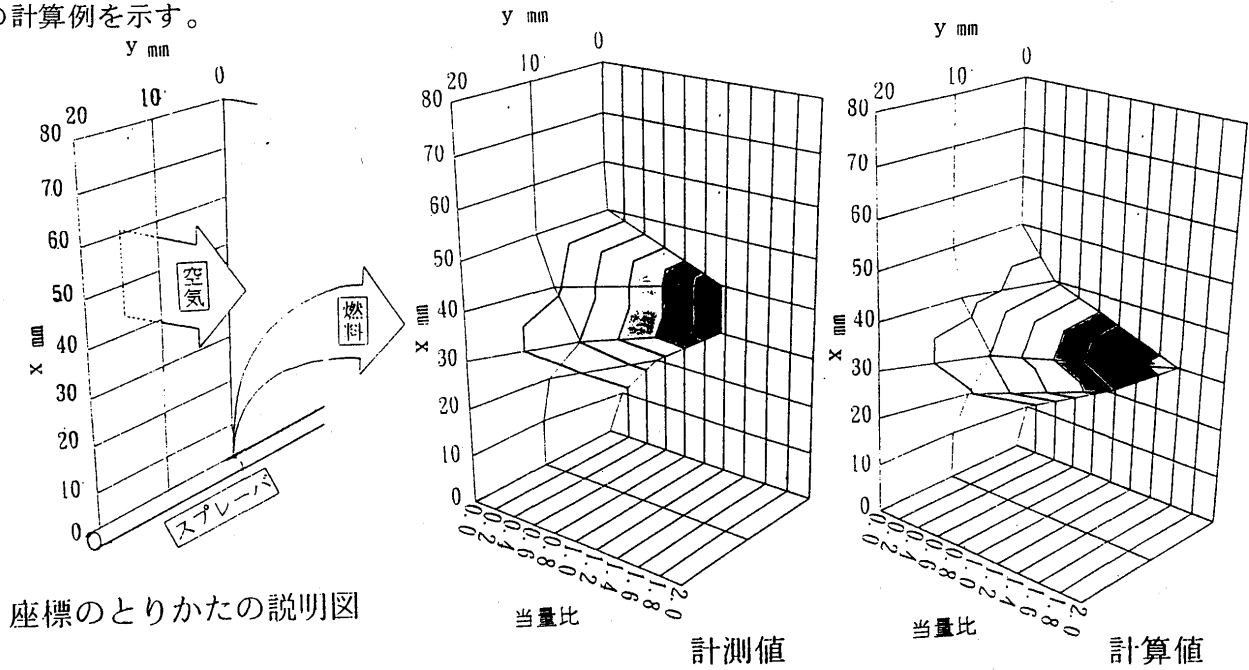


図7 燃料分布の計測例と計算例

図8に燃料分布形状に対する計算値と計測値との比較を示す。両者はよい一致が認められ、燃料分布予測が、実用に十分な精度であることが確認された。

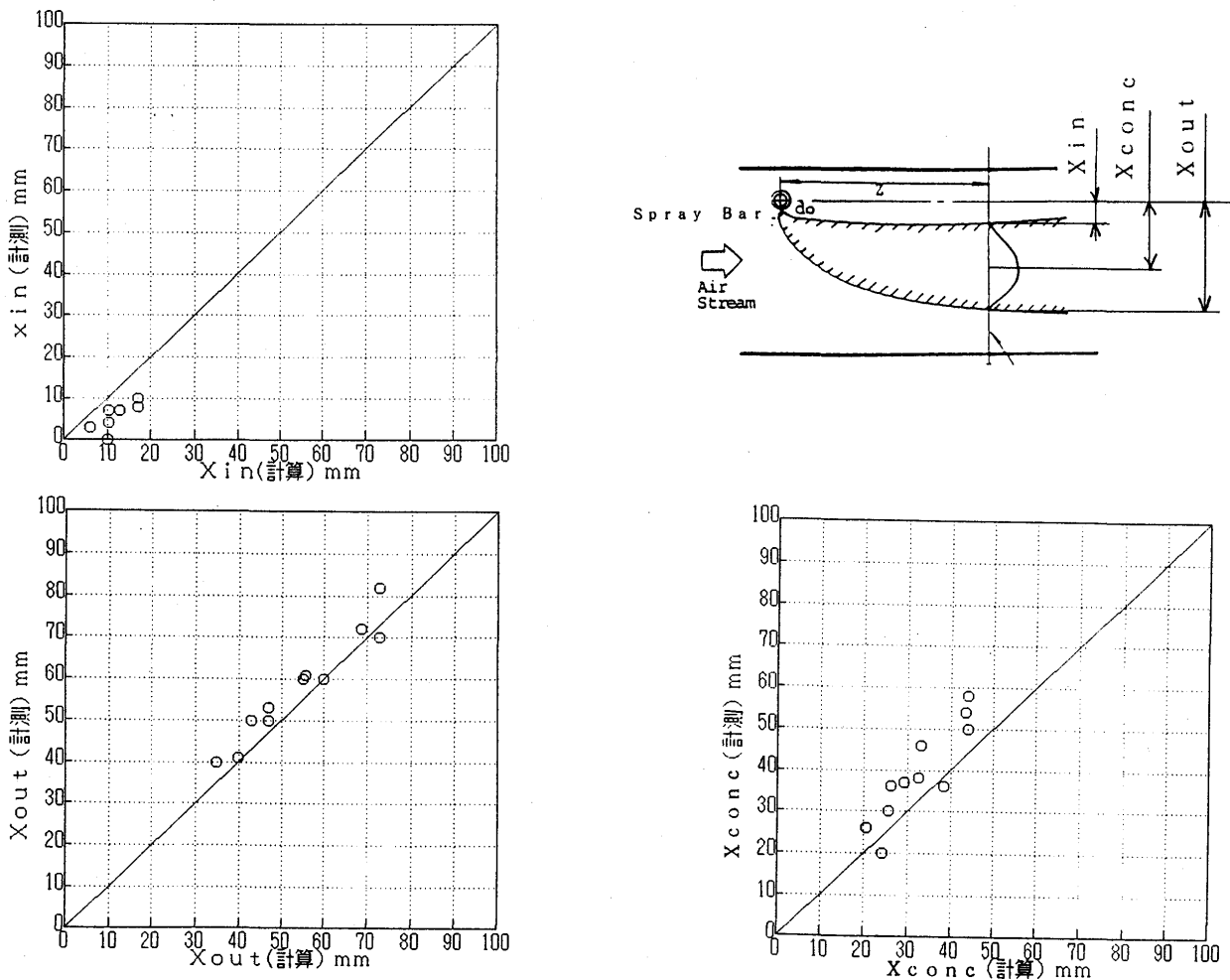


図8 燃料分布形状の計算値と計測値の比較

## 7. まとめ

- (1) 燃料分布予測手法を開発し、燃料分布の予測が可能となった。本手法を3次元流れ解析に組み込む。
- (3) 今後は、燃料の蒸発を考慮した燃料分布解析モデルの検証を実施する。

## 参考文献

- (1) Jane's All the World's Aircraft 1988-1989
- (2) 佐藤, 柏木; 最近のジェットエンジン アフタバーナ技術(2), 航空技術, p 49~53 (1984. 4)
- (3) 山中, 佐藤, 柏木, 中野; 高速気流中における燃料分布解析, 第23回航空原動機に関する講演会 講演集, p 40~p 43 (1983)
- (4) 佐藤, 柏木, 中野; 単孔オリフィスから燃料を気流中に直角に噴出した場合の噴霧した場合の噴霧特性, 第12回液体の微粒化に関する講演会 講演集, p 77~82 (1984)

柏木 武、\*永原 元一郎 (石川島播磨重工業)  
 棚次 巨弘、佐藤 哲也 (宇宙科学研究所)

## 1. まえがき

スペースプレーン用推進システムとして種々な空気吸込式エンジンが提案されているが、その内有力な候補の一つである、エアーボラムジェット(ATR)エンジンの開発研究が、宇宙科学研究所と石川島播磨重工業(株)により共同研究で進められている<sup>(1)~(2)</sup>。平成4年度までに、開発第一段階である、エンジンの地上静止状態における燃焼試験を実施し、総合的にはほぼ当初に計画した性能および機能が達成されたことを確認した<sup>(3)</sup>。スペースプレーン用エンジンを想定しているATRエンジンには、軽量・小型化の要求があり、その構成要素の一つであるラム燃焼器要素としては、将来的に燃焼室の小型化、言い換えれば高負荷化が必要となってくる。本研究はラム燃焼器の高負荷化の手段として旋回流発生型混合促進ミキサを考案し、前報<sup>(4)</sup>において燃料である水素と空気の流れに旋回流をかけることによる高負荷化の可能性を見出すために基礎試験を実施し、従来ラム燃焼器の燃焼負荷率の1.35倍の高負荷化を達成した。本報では旋回流発生型混合促進ミキサの適性化を目標とした基礎試験を実施したので、その結果について報告する。

## 2. 旋回流発生型混合促進ミキサの狙い

本研究で提案した旋回流発生型混合促進ミキサは、図1のように、実際のATRエンジン形態<sup>(1)~(3)</sup>を考慮し、エンジン内周側に空気、外周側に水素の流れの中に置かれる。このミキサは出口に主流方向に対し角度が与えられ、旋回がかかるようになっている。そして流れに旋回流を発生させることにより、「ミキサによる水素と空気の混合促進」、「旋回流による滞留時間の増加」および「旋回流により発生した遠心力による燃焼速度増加」などの効果によりラム燃焼器の高負荷化を狙っている。前報において、ミキサの旋回角を $0^{\circ}$ 、 $5^{\circ}$ 、 $10^{\circ}$ 、 $15^{\circ}$ と順次増加すると、前述の効果により火炎が短縮し、燃焼負荷率が旋回角 $0^{\circ}$ に比べ旋回角 $15^{\circ}$ は1.35倍になることを報告した。またこの火炎可視化結果より燃焼室中央部の燃焼が不活発であることも観察され、燃焼室中央部の燃焼促進が必要であることも判明した。

そこで今回は下記的手段による、旋回流発生型混合促進ミキサの適性化を検討した。

- ア. 水素の貫通度を増加させることによる燃焼室中央部の燃焼促進
- イ. 旋回角度の増加による旋回強度の更なる増加

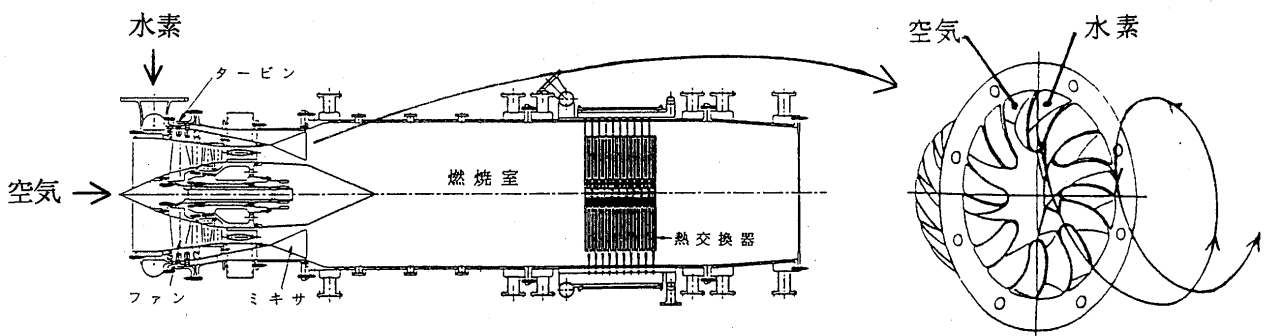


図1 旋回流発生型混合促進ミキサ

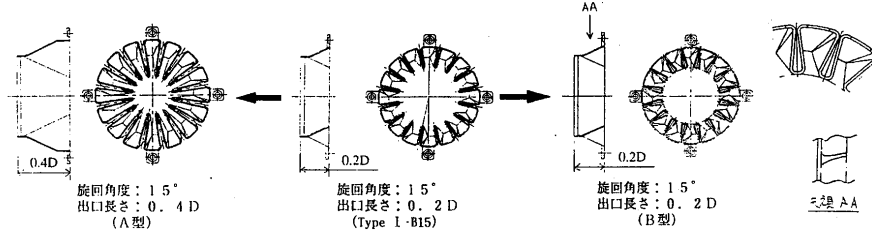
## 3. 供試体

図2に供試ミキサを示す。供試ミキサは、前報で試験に供試した内の2ケース [Type I (旋回角度 $0^{\circ}$ :従来型)、Type I-B15 (旋回角度 $15^{\circ}$ )] に加え、燃料の貫通度増加を狙った2ケース及び旋回角度を更に増加した1ケースを追加し、計5ケースとした。Type Iのミキサは水素と空気を



流れに平行に噴き出して混合を行うタイプで、ミキサ出口の水素側と空気側の面積比は1:4となっている(4)~(6)。A型はミキサの出口をType I-B15の2倍下流に延ばすことで、またB型はType I-B15の水素側の燃焼室中心側出口面積を大きくすることにより、水素を燃焼室中心部に導き、燃料の貫通量を増加させる形状となっている。またType I-B15、Type I-B20はType Iのミキサ出口に主流方向に対し各々15°、20°の旋回角度を与え、燃焼室に旋回流を発生させる形状となっている。

ア. 燃料の貫通量増加



イ. 旋回角度の増加

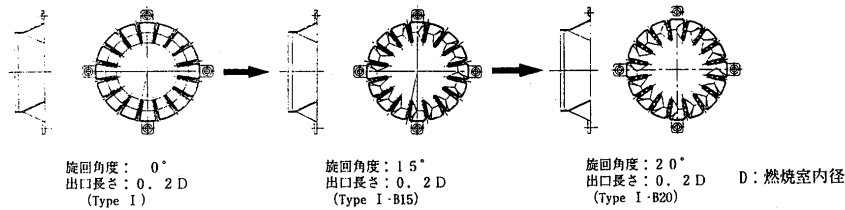


図2 供試ミキサ

4. 流れ解析

試験に先立ち、水素と空気の混合促進の効果を調査する目的で流れ解析を行った。図3、4にミキサ出口から軸方向距離1.25D (D: 燃焼室内径) 下流での、旋回角度に対する水素と空気の混合効率 (水素/空気の混合比が可燃範囲となっている領域割合) と圧力損失率を示す。混合効率、圧力損失率は、ATRエンジンの入口条件を模擬し、当量比1の非燃焼条件での解析である。図5に解析モデルとその計算結果である水素濃度分布とパーティクルパス (水素と空気の挙動を示す) を示す。これらより、水素の貫通度を増加させたり (A型、B型)、旋回強度を更に増加する (Type I-B20) と、水素と空気の混合が一層促進する結果が得られ、旋回流発生型混合促進ミキサの適性が期待できた。ただし圧力損失率は混合効率が增加するとともに増加する傾向があり、トレードオフする必要があることがわかった。

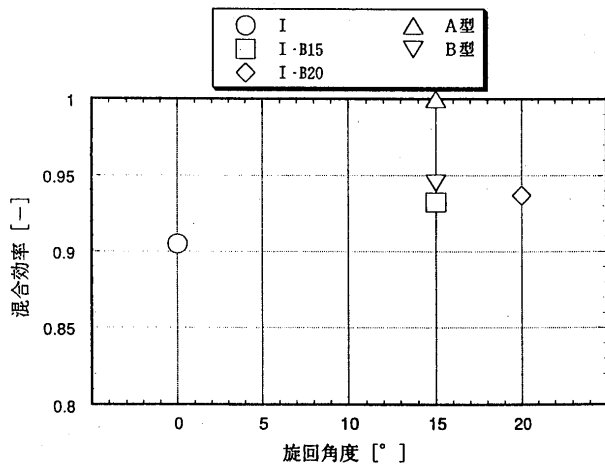


図3 混合効率

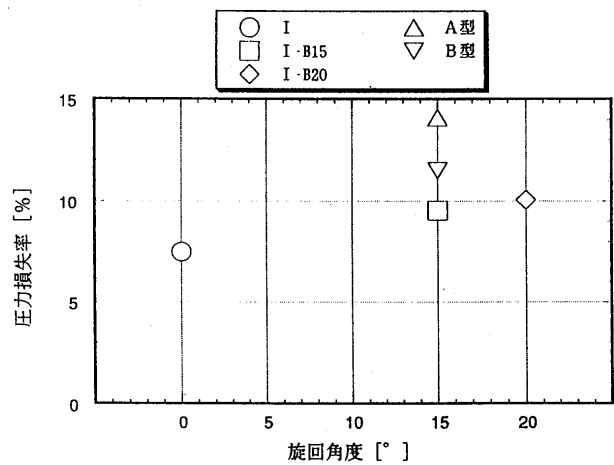


図4 圧力損失率

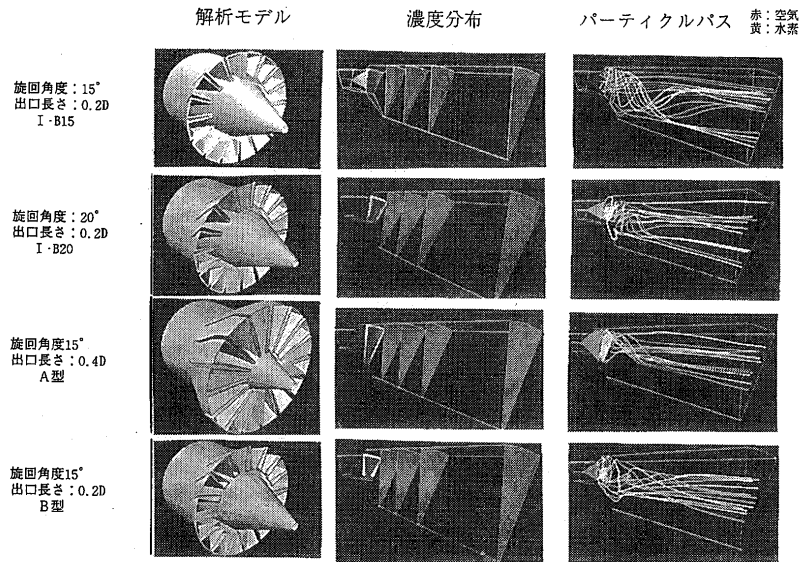


図5 流れ解析

### 5. 試験装置および方法

使用した試験装置を図6に示す。燃焼室は円筒 ( $\phi = 80\text{mm}$ ) のものと矩形断面 ( $132 \times 132\text{mm}$ ) のものを用い、これに水素と空気を供給する左側の部分は共通とした<sup>(6)</sup>。この燃焼室はATRエンジンの1/5スケールの構造に近いもので、図7の試験フロー図に示すように、ファンから供給される空気は、コンプレッサーと空気タンクを用いて中央部から、またタービンから排出される水素燃料は、水素カードルを用いて周辺部から燃焼室に供給される。なお空気温度は常温及び熱交換器を用いて飛行マッハ数4.0相当とした700[K]前後に加温したケースも実施した。着火は電気火花点火方式の水素/酸素トーチを用いた。試験では空気流量を設計条件に合わせた後当量比が0.5~1.5の範囲になるように水素流量を設定し、各熱・流体諸量の計測を行った。燃焼効率、円筒形燃焼室内圧を測定することにより求めた。また、非燃焼時の圧力損失は、円筒燃焼室のミキサ入口全圧と燃焼器出口ノズル全圧から求めた。矩形燃焼室の両側面には石英ガラスが埋め込まれており、紫外線写真撮影によりOHラジカルをとらえることによる、火炎の形状および挙動の観察を行った。さらに2色パイロメータ(放射温度計)<sup>(7)</sup>を用いて、軸方向/径方向温度分布の計測を行った。

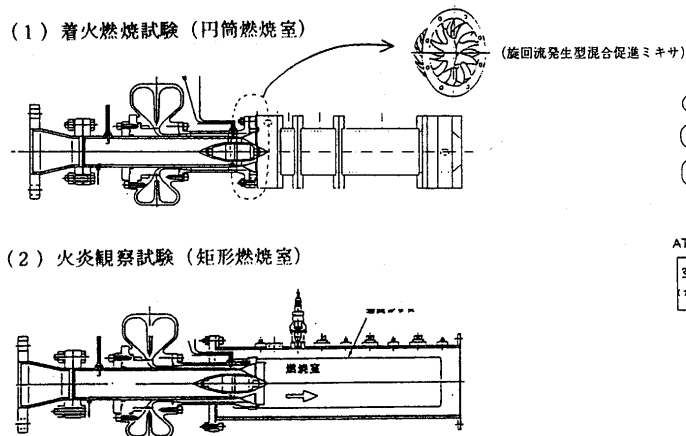


図6 試験装置

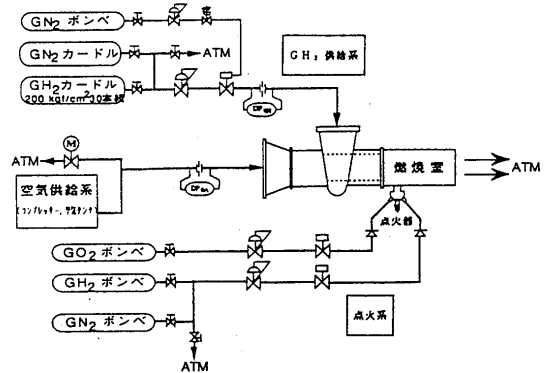


図7 試験フロー図

## 6. 試験結果

### 6.1 高負荷燃焼特性

図8に当量比1の条件における燃焼室内の火炎温度分布結果を示す。縦軸は相対火炎温度、横軸は軸方向距離を燃焼室内径で無次元化を行っている。供給した空気温度は常温である。水素の貫通度を増加させたA型、B型の場合は、Type I（旋回角度 $0^\circ$ ）ミキサに比べ、最高火炎温度になる燃焼器ダクト軸方向位置が上流側に移動している。また、旋回角度を更に大きくした、Type I-B20（旋回角度 $20^\circ$ ）を用いた場合も同様の傾向を示している。さらに最高火炎温度も、Type I-B20ミキサのほうがType I（旋回角度 $0^\circ$ ）ミキサに比べ高くなっている。この軸方向位置を燃焼器軸方向距離と燃焼室内径の比で無次元化して表わすと、旋回角度 $0^\circ$ のときは約1.8以上下流であるのに対し、旋回角度 $20^\circ$ の場合および水素の貫通度を増加させたものは約1.2となった。図9も同じく当量比1の条件における紫外線火炎写真を示す。ミキサによる旋回流の増加および燃料の貫通量を増加させることにより、火炎反応帯が径方向に広がり、また軸方向上流側に短くなっている。これを燃焼負荷率で言い換えると、Type I（旋回角度 $0^\circ$ ）ミキサに比べ、A型・B型やType I-B20（旋回角度 $20^\circ$ ）を用いた場合、1.5~2倍高負荷化したと推定することができた。この火炎の挙動、及び前述の燃焼温度分布結果は、旋回流発生混合促進ミキサの旋回角度を大きくすること、および燃料の貫通量を増加させた効果として、水素と空気の混合が促進したことにより燃焼促進したと考えられた。

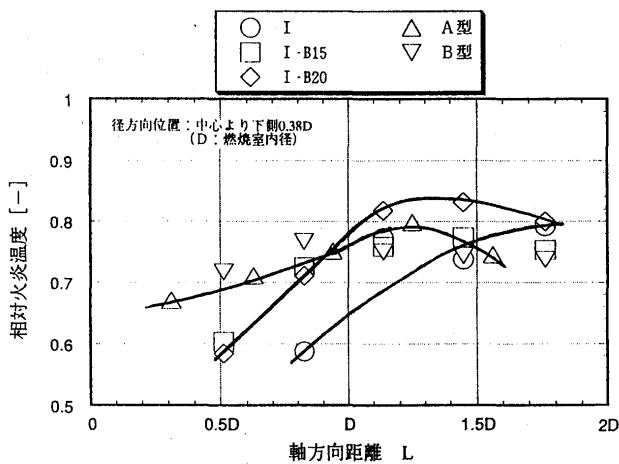
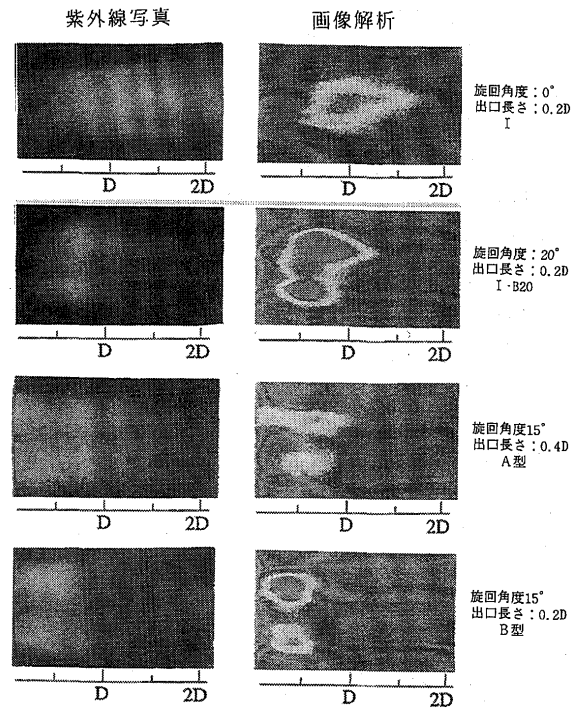


図8 火炎温度分布



D: 燃焼室内径

図9 紫外線火炎写真

### 6.2 燃焼性能

#### (1) 燃焼効率

図10に常温空気での当量比に対する燃焼効率（燃焼室内圧上昇をベースとした燃焼効率）を示す。縦軸は燃焼効率、横軸は当量比を示す。これより当量比が1~1.5の範囲ではほぼ一定を保ち、当量比を1以下に減少させてゆくと燃焼効率は上昇するという傾向が全供試体についてみられた。

また図11は、当量比1の条件における旋回角度に対する燃焼効率を示す。入口空気温度が常温

の場合、Type I（旋回角度 $0^\circ$ ）ミキサの燃焼効率が88%であるのに対し、水素の貫通度を増加させることによる燃焼室中央部の燃焼促進を狙ったA型、B型のミキサを用いた場合は、ともに90%となり、燃焼が促進していることがわかった。またType I-B20（旋回角度 $20^\circ$ ）を用いた場合、Type I（旋回角度 $0^\circ$ ）に対してほぼ同等であることがわかった。また入口空気温度を700[K]前後にした場合は、90%以上となった。

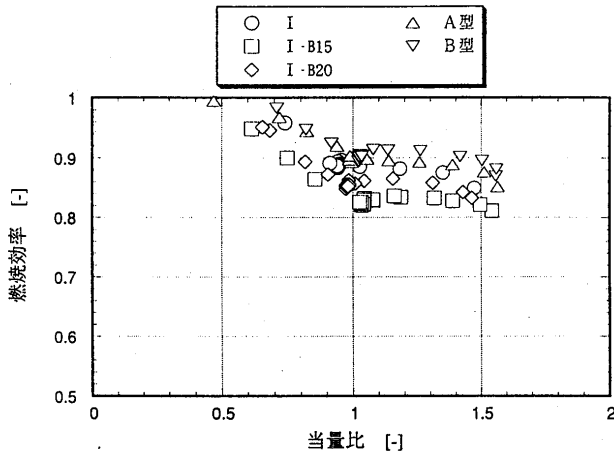


図10 当量比－燃焼効率

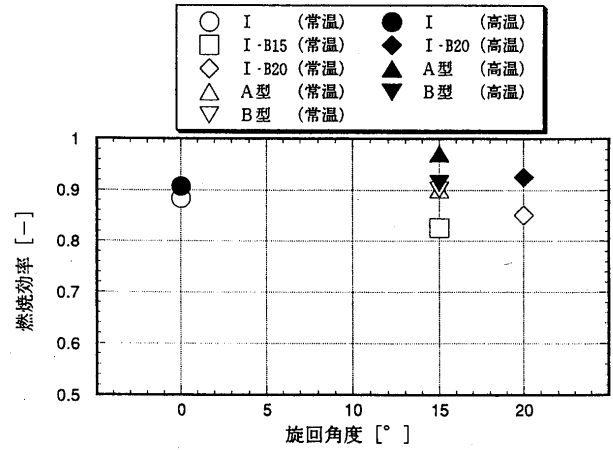


図11 旋回角度－燃焼効率

### (2) 圧力損失

図12に圧力損失結果を示す。縦軸は圧力損失率（ミキサ入口全圧とノズル出口全圧の差をミキサ入口全圧で除する）を表わし、横軸はミキサ入口マッハ数を、ATRエンジン設計点での入口マッハ数(M)で無次元化してある。この結果より、ミキサ出口長さを延ばしたり旋回流をかけたりすることによって、圧力損失率は増加するが、ATRエンジンの目標値（5%以下）は満足することがわかった。

### (3) 燃焼安定性

火炎観察試験において、水素流量を絞りこんだときの、火炎の吹消え時当量比の測定を行った。図13は旋回角度に対する吹消え時当量比を示す。これより、燃焼安定性について、供試体による差異は大きくないことがわかった。

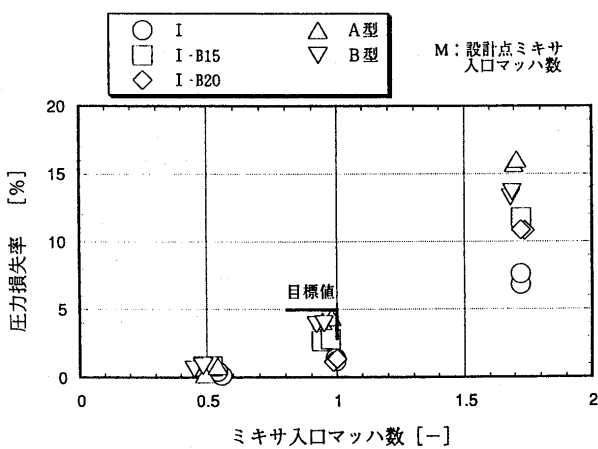


図12 圧力損失率

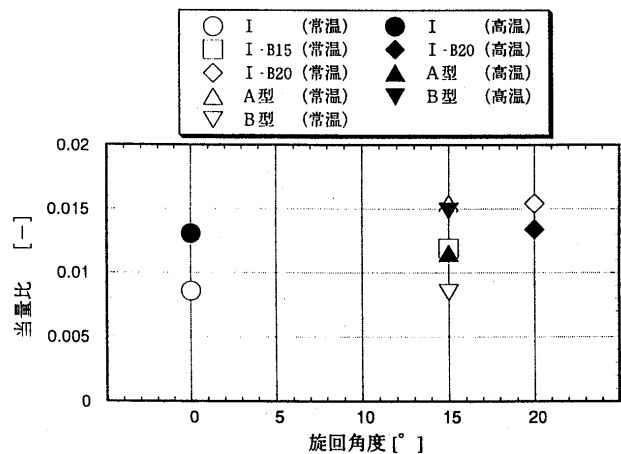


図13 吹消え時当量比

旋回流発生型混合促進ミキサの適性化を目標とした試験を実施した結果、以下のことがわかった。

- (1) 燃料の貫通度を増加させた、及び旋回角度を更に大きくした旋回流発生型混合促進ミキサにより、空気/水素流に旋回をかけることにより、火炎が短くなり、最高火炎温度になるダクト軸方向位置が上流側に移動する結果が得られた。火炎長さは燃焼室内径で無次元化した値で、旋回角度0°（従来型）の場合約1.8に対し、適性化を目標とした旋回流発生型混合促進ミキサの場合は約1.2と短くなり、言い換えると約1.5倍以上の高負荷化が達成できることがわかった。
- (2) 燃料の貫通度を増加させた、及び旋回角度を更に大きくした旋回流発生型混合促進ミキサを使用した場合、燃焼効率は従来型と比べて同等あるいはそれ以上になることがわかった。また旋回流をかけたりミキサ出口長さを延ばしたりすることによって、圧力損失率は増加するが、ATRエンジンの目標値は満足することがわかった。さらに、燃焼安定性についても、供試体による差異は大きくないことがわかった。

## 8. おわりに

本研究は、（社）日本航空宇宙工業会革新航空機技術開発センターの研究補助金によるものである。ここに関係各位に深く感謝の意を表する。

## 参考文献

- (1) N. Tanatsugu, T. Honda, Y. Sagiya and K. Higashino :  
Development study on Air Turbo-Ramjet for a Future Space Plane,  
40<sup>th</sup> Congress of the International Astronautical Federation (1989)
- (2) N. Tanatsugu, Y. Naruo, I. Rokutanda, T. Mizutani, K. Higashino, M. Oguma, T. Kashiwagi and M. Obata :  
Results of Sea-Level Static Tests on Air Turbo-Ramjet for a Future Space Plane,  
The Fourth International Space Conference of Pacificbasin Societies (1991)
- (3) 棚次、成尾、佐藤、小林、六反田、水谷、柏木：ATREXエンジン総合システム試験結果、  
平成4年度宇宙輸送シンポジウム、P108～113(1992)
- (4) 柏木、永原、棚次、佐藤：高負荷ラム燃焼器の研究、  
第9回ガスタービン秋季講演会、P145～156(1994)
- (5) 柏木、永原、棚次、佐藤、小林：ATREXエンジン用高負荷ラム燃焼器の基礎研究、  
平成5年度宇宙輸送シンポジウム P65～70(1993)
- (6) T. Kashiwagi, M. Obata, Y. Ohkita, N. Tanatsugu, Y. Naruo :  
Test Results of the Hydrogen Fueled Model Combustor for the Air Turbo-Ramjet engine,  
ELEVENTH INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON AIR BREATHING ENGINES,  
P838～845(1993)
- (7) 岡部、小林、佐藤、棚次：二色パイロメーターを用いた水素/空気燃焼火炎の温度計測、  
平成5年度宇宙輸送シンポジウム P56～59(1993)

# フリージェット試験用メタン燃料ラム燃焼器の研究 (第1報 要素基礎試験結果)

\*木下康裕 (川崎重工業 明石技術研究所)  
小田剛生 (川崎重工業 明石技術研究所)  
北嶋潤一 (川崎重工業 明石技術研究所)

## 1. はじめに

通商産業省工業技術院の大型プロジェクト「超音速輸送機用推進システムの研究開発」(HYPRプロジェクト)においては、飛行マッハ数2.5~5の高速域で作動するラムジェットエンジンを開発するために、ラムジェットの主構成要素であるインテーク、燃焼器、ノズルおよび計測制御システム等に関して独立した研究を実施しているが、その他にシステム研究として各要素を組み合わせた時の要素相互の干渉を調べる要素結合試験や、インテーク、燃焼器、ノズルの各要素と計測制御システムを組み合わせたエンジンを試作して実際の高空状態を模擬した気流の中で試験を行うフリージェット試験が計画されている。特にフリージェット試験は、ラムジェットエンジンとして飛行マッハ数5条件までのシステムの機能評価、性能評価を行う試験で、本プロジェクトの中でもハイライトの一つである。

本研究は、そのフリージェット試験に供するラムジェットエンジンの燃焼器の設計に必要な基礎的データを取得することを目的としている。今回は、原型燃焼器を設計・製作し、広い試験条件で燃焼試験を実施して、その着火・保炎性能、燃焼効率や圧力損失等の基礎燃焼特性を調べたのでその結果について報告する。

## 2. 供試体及び試験装置

### 2.1 ラム燃焼器

これまでのラム燃焼の要素研究で得られた成果に基づいて設計した、フリージェット試験用の原型ラム燃焼器を図1に示す。燃焼器は直径94mmの円形断面形状をしており、上流側から主燃料ノズル、保炎器、パイロット燃料ノズルが組み込まれ、その下流には断熱性の高いセラミック製ライナでできた主燃焼部があり、燃焼器全体の長さは1000mmである。また、燃焼器は高温燃焼試験にも供することができるように水冷構造を採用している。

保炎器には、これまでの研究で実績のあるVガッタ保炎器を採用したが、本燃焼器のサイズを考慮して中央にコーンを配置し、その外側に幅16mmのVガッタを3本Y字型に取り付けた構造とした。また、Vガッタ内部には小さな当量比で確実に着火し、希薄な予混合気でも安定して保炎するためのパイロット燃料ノズルが組み込まれている。そして、本保炎器のブロッケージ比は、圧力損失と燃焼性能を考慮して約30%に設定した。

主燃料ノズルは、保炎器の上流約60mmの位置に周上等間隔で6本取り付けられており、試験条件によって3本または6本全数を使用した。個々の燃料ノズルには軸方向の両側に

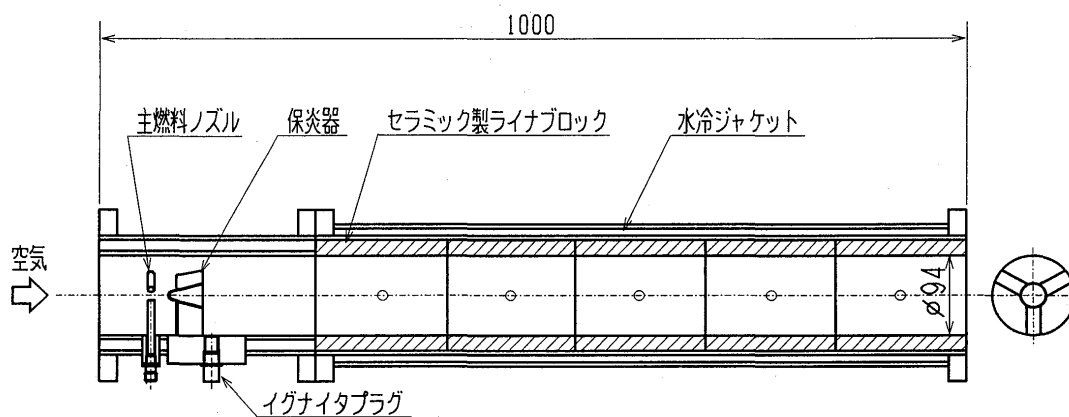


図1 供試原型ラム燃焼器

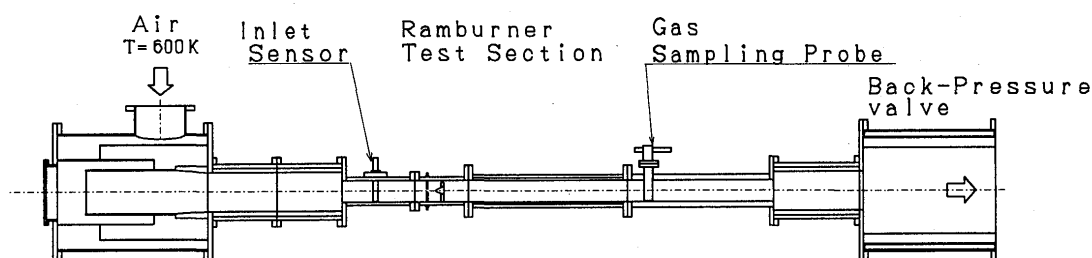


図2 燃焼試験装置

小さな噴射孔が10個、空気とよく混合するように空気の流れと直交して燃料を噴射するよう  
にあけられている。

また、着火にはスパークレートの高い電気火花式点火装置を用いた。

## 2. 2 試験装置及び試験条件

図2に燃焼試験装置の概略を示す。空気はブロワにより所定の圧力まで加圧して、また温度は熱交換器により所定の温度まで昇温してから燃焼器に供給した。燃焼器出口には燃焼器の径方向9カ所の位置から燃焼ガスを採取する水冷式の水ガスサンプリングプローブを取り付けた。燃焼ガスは集合した後、連続式5成分ガス分析計 ( $\text{NO}_x$ 、UHC、 $\text{CO}$ 、 $\text{O}_2$ 、 $\text{CO}_2$ ) でその組成を分析することにより、燃焼効率や窒素酸化物 ( $\text{NO}_x$ ) 等のエミッションの排出を求めた。さらに、同プローブの小孔を利用して燃焼器出口の全圧を計測し、燃焼器入口で計測した入口全圧との差から燃焼器の全圧損失率を算出した。また、保炎器には壁温を計測するための熱電対を取り付けた。

今回の基礎燃焼試験は、平成7年度後半に計画されている第一次フリージェット試験（高速飛行時を模擬した条件を中心に実施される予定）における燃焼器の作動条件に可能な限り近づけた条件を中心として、さらに本原型燃焼器の性能が十分に把握できるように、パラメータを広い範囲で変化させて実施した。表1に燃焼試験条件を示す。

燃料は、メタンが98%、その他2%の不活性ガスを組成とする天然ガスを充填したボンベ20本をまとめたカードルから、加温槽、減圧弁を経てニードルバルブで流量を調整した後、燃焼器に供給した。

表1 燃焼試験条件

入口温度 $T_1$ K	600	
入口圧力 $P_1$ MPa	0.15	0.3
入口流速 $U_1$ m/s	30 ~ 150	
当量比 $\phi$	0 ~ 1.0	

### 3. 試験結果

#### 3.1 着火性能及び保炎性能について

図3にパイロット燃料による本燃焼器の着火特性を示す。図中○プロットは着火確立を、×プロットは着火不確立を表している。着火可能な当量比範囲  $\phi_{ig}$  は燃焼器入口流速の増加とともに狭くなるが、フリージェット試験の着火時の流速である  $U_1=60\text{m/s}$  の条件では、燃料希薄着火限界は  $\phi_{igl}=0.01$ 、燃料過濃着火限界は  $\phi_{igr}=0.2$  程度を示しており、本燃焼器は非常に広い当量比範囲で着火可能であることがわかる。また、着火による急激な圧力上昇はインテークを不始動にするため極力小さく抑えることが求められるが、本燃焼器は図に示すような希薄着火限界付近の小さな当量比でも確実に着火できるため、スパイク的な圧力上昇がほとんどなく着火することができる。

さらに、 $U_1=100\text{m/s}$  程度の速い流速条件においても着火可能な当量比範囲はまだ広いことから、設計点の入口流速のずれやディフューザ出口における流速のデイスターションの存在にも、着火のマージンは十分にあるものと考えられる。

次に、本燃焼器の保炎特性を図4に示す。

同図から非常に広い当量比範囲で、しかも  $U_1=150\text{m/s}$  程度の高流速域まで安定して保炎していることがわかる。フリージェット試験における設計点の流速  $U_1=35\text{m/s}$  の条件での保炎可能な当量比は、燃料希薄保炎限界が  $\phi_{bol}=0.01$  以上、燃料過濃保炎限界が  $\phi_{bor}=0.9$  以下の非常に広い範囲を示しており、設計点での当量比  $\phi=0.43$  では保炎は全く問題のないことがわかる。本図において、燃料過濃保炎限界を示す直線が、流速の遅い領域と速い領域で異なっていることがわ

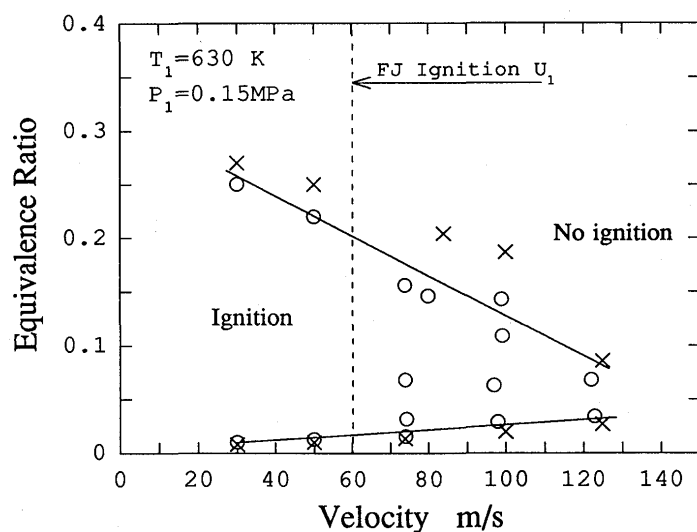


図3 着火特性図 ( $T_1=630\text{K}$ ,  $P_1=0.15\text{MPa}$ )



かる。特に、 $U_1=80\text{m/s}$ 以上の速  
い流速域においては保炎性能が大  
きく低下し、 $\phi=0.4$ 以下の比較的  
小さな当量比で吹消えが発生して  
いる。これは、流速の増加により  
燃焼振動が発生しやすくなること  
や、当量比の増加にともないその  
振動レベルが大きく増幅されるこ  
と等（低流速域では極端な増幅  
は見られなかった）、不安定性が  
増すことにより火炎の吹消えが、  
小さな当量比でも起こるようにな  
ったものと考えられる。

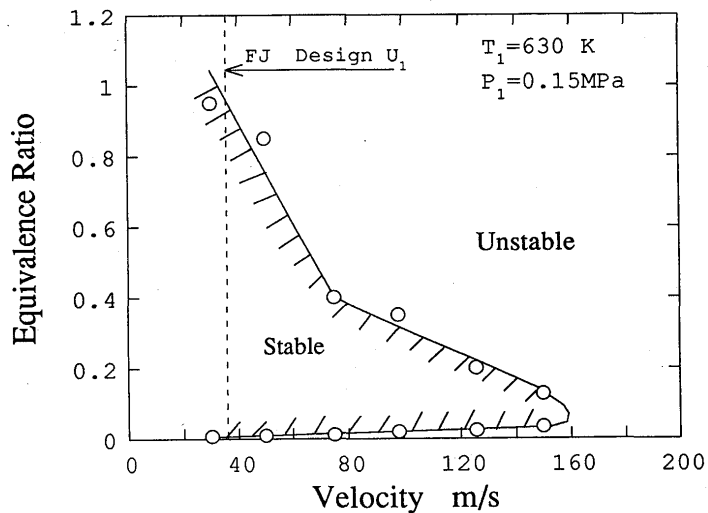


図4 保炎特性図 ( $T_1=630\text{K}$ ,  $P_1=0.15\text{MPa}$ )

### 3. 2 圧力損失について

非燃焼時における燃焼器入口流  
速 $U_1$ と全圧損失率PLRの関係を図  
5に示す。全圧損失率は流速の二  
乗に比例して増加しているが、フ  
リージェット試験における非燃焼  
時の流速 $U_1=60\text{m/s}$ における全圧  
損失率は $\text{PLR}=0.5\%$ 程度の非常に  
小さな値を示している。本燃焼器  
は保炎器のプロッケージ比やVガッ  
タ構造の採用など、その基本的な  
設計仕様は目標エンジンの仕様  
に基づいているため、高飛行マッハ  
数時を模擬するフリージェット試  
験のような低い入口流速条件では  
全圧損失率は非常に小さな値とな  
る。目標エンジンでは全作動範囲  
において非燃焼時の全圧損失率  
を8%以下に抑えることが要求さ  
れているが、本燃焼器は飛行マッハ  
数3の低速時（約 $U_1=150\text{m/s}$ ）  
においても $\text{PLR}=7\%$ 程度と上記  
目標値を満足している。

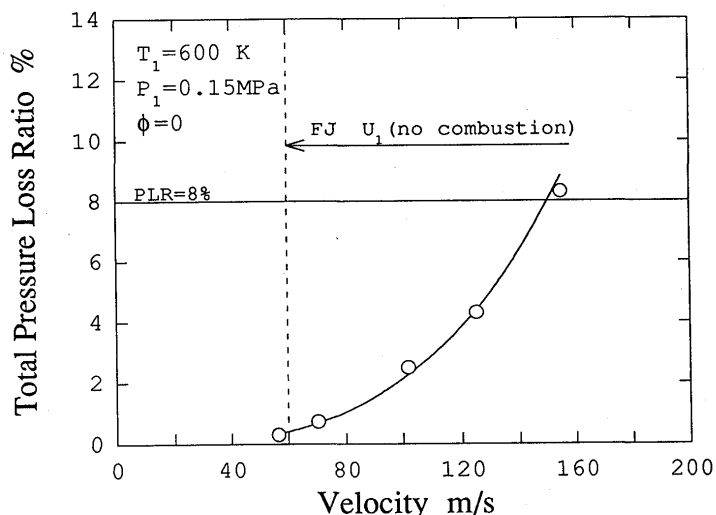


図5 燃焼器入口流速と全圧損失率の関係

( $T_1=600\text{K}$ ,  $P_1=0.15\text{MPa}$ , 非燃焼時)

### 3. 3 燃焼効率について

図6に主燃料ノズル6本全数を使用した場合のフリージェット試験の条件における、当量比 $\phi$ と燃焼効率 $\eta_b$ の関係を示す。しかし、燃焼器入口圧力はフリージェット試験では $P_1=$

0.8MPa程度となるが、今回の試験では設備の能力の制限から  $P_1=0.3\text{MPa}$  で実施した。当量比が  $\phi=0.6$  以上の高い領域において燃焼効率は若干低下しているものの、設計点の  $\phi=0.43$  を含む広い当量比範囲で  $\eta_b=99.5\%$  以上の非常に高い燃焼効率を達成していることがわかる。この結果は、供試体の所で説明したように燃焼器長さを1000mmとしたときのものであるが、ガスサンプリングプローブの位置を変化させ、燃焼器の長さを600mmとして行った試験でも設計点の当量比  $\phi=0.43$  の条件では  $\eta_b=99.5\%$  と原型燃焼器と同程度の燃焼効率を得られた。従って、フリージェット試験に供するエンジンでは燃焼器長さを600mm程度に短縮し、燃焼器を小型化しても燃焼効率は低下せず、高い燃焼性能を示すことが予測される。

また、参考として低速飛行時であるマッハ数3の条件における本燃焼器の燃焼効率を図7に示す。この条件では流速が  $U_1=98\text{m/s}$  と速く、しかも設計当量比が0.3と低いため、高い燃焼効率を達成することが難しく、本ラム燃焼器では主燃料ノズルの設計に、ラム燃焼の研究で得たゾーニング燃焼法を適用した。同図から当量比が  $\phi=0.2$  までの小さい条件においては  $\eta_b=60\sim 80\%$  の低い値を示すが、 $\phi=0.2$  以上になるとゾーニング燃焼の効果が表れ急激に燃焼効率が上昇し、設計当量比  $\phi=0.3$  では  $\eta_b=92\%$  の高い燃焼効率を示すようになることがわかる。

これらの結果から、本燃焼器は低速から高速飛行時までの広い作動条件で非常に高い燃焼効率を示すことが明らかとなった。

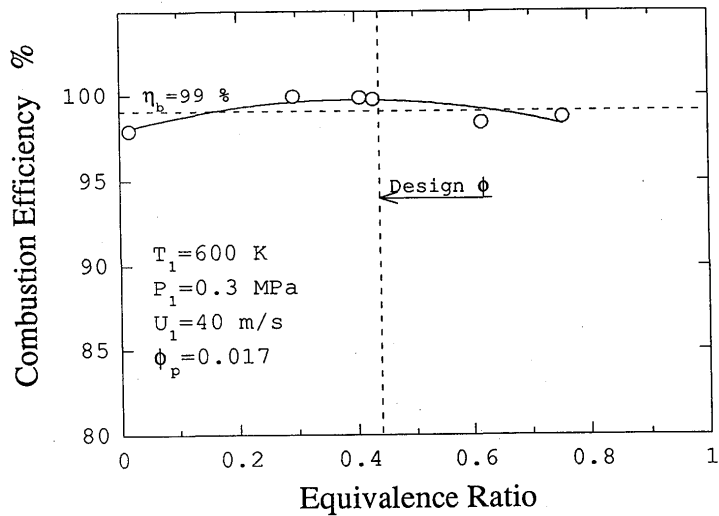


図6 当量比と燃焼効率の関係  
( $T_1=600\text{K}$ ,  $P_1=0.3\text{MPa}$ ,  $U_1=40\text{m/s}$ )

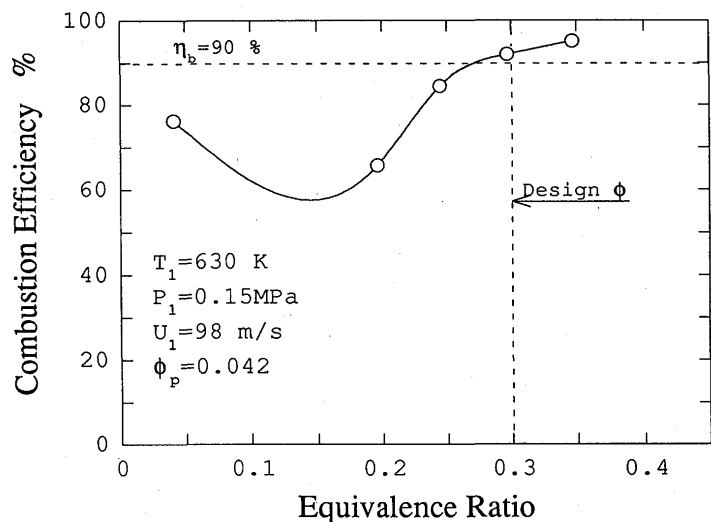


図7 当量比と燃焼効率の関係  
( $T_1=630\text{K}$ ,  $P_1=0.15\text{MPa}$ ,  $U_1=98\text{m/s}$ )

### 3. 4 保炎器の壁温について

図8は当量比と保炎器の壁温の関係を表している。保炎器の壁面位置により300K程度温度が異なっているが（コーンに近い壁面ほど高い温度を示した）、フリージェット試験の設計当量比 $\phi=0.43$ の条件では壁温は最高940K程度である。実際の試験では燃焼器入口圧力は $P_1=0.8\text{MPa}$ と高いため保炎器の壁温も上昇するものと思われるが、この程度の壁温レベルであれば保炎器の材料として従来から高温燃焼器に多く用いられるコバルト基の耐熱合金が十分に適用できるものと考ええる。

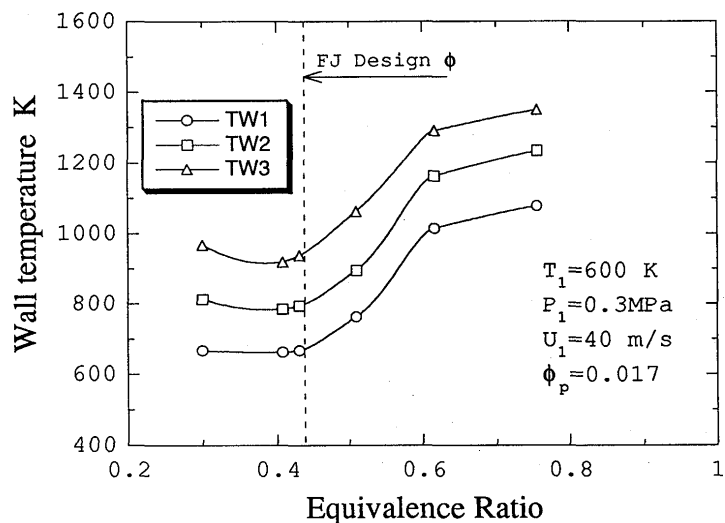


図8 当量比と保炎器壁温の関係

( $T_1=600\text{K}$ ,  $P_1=0.3\text{MPa}$ ,  $U_1=40\text{m/s}$ )

### 4. まとめ

フリージェット試験に供するラムジェットエンジンの燃焼器の設計データを取得することを目的として、原型燃焼器を試作し燃焼試験を実施して、以下の結果が得られた。

(1) 広い当量比範囲及び流速範囲で着火が可能であり、小さな当量比で着火できるため着火時の圧力のスパイクはほとんど観測されなかった。また保炎に関して、設計点の流速条件では約 $\phi=0.9$ の高い当量比まで大きな振動もなく、安定して保炎することが確認され、保炎は全く問題のないことがわかった。

(2) 燃焼効率については、設計点の当量比 $\phi=0.43$ を含む広い当量比範囲で $\eta_b=99.5\%$ 以上の非常に高い燃焼効率を達成し、また圧力損失についても非燃焼時の全圧損失率が0.5%と十分に低い値を示すことが確認された。

(3) 保炎器の壁温に関する実験結果から、保炎器の材料としてコバルト基の耐熱合金が十分に適用できることが明らかとなった。

これらの結果から本原型燃焼器は、フリージェット試験に供するエンジンの燃焼器に求められる性能を十分に満足することを確認した。今後、燃焼器の長さ等部分的な改良を加え、フリージェット試験に望む所存である。

本研究は通商産業省工業技術院の産業科学技術研究開発制度による「超音速輸送機用推進システムの研究開発」の一環として、新エネルギー・産業技術総合開発機構（NEDO）から委託を受けて実施したものである。

# タービン冷却空気の予冷による ガスタービン性能向上に関する考察

B-7

\*田頭 剛、吉田 豊明、杉山 七契（航空宇宙技術研究所）

## 1. まえがき

ガスタービンの高温化に伴い冷却空気量は増加し、ガスタービン全体の性能に対する影響力も増加している。冷却空気はタービンの高温化には有効だが、従来の技術の延長ではさらなる高温化は難しい。また空力特性やサイクル全体で考えると、より少ない冷却空気量でタービンを高温化できることが望ましい。本報告では著者らが検討をすすめてきた超高温タービンの1つの新しい冷却システムの概念を導入した場合、実際にどの程度の効果が期待できるかを検討し、その結果を紹介するものである。

## 2. 超高温タービン冷却システム<sup>1)</sup>

図1に超高温タービン冷却システムの概念図を示す。このシステムの特徴は、熱交換器を用いて冷却空気を予冷し、ヒートパイプを用いてタービン静翼の熱をバイパス側あるいは燃料に放出するという2点にある。図2にヒートパイプを組み込むことを想定した超高温タービン翼基礎模型を示す。ヒートパイプの熱移動量が十分であれば、静翼の冷却空気は必要なくなる。冷却空気温度を下げることであれば動翼の冷却空気量も減少でき、比推力の増大が期待できる。バイパス側に熱を逃がすことにすれば、サイクル全体としても効率が上がることが期待できる。

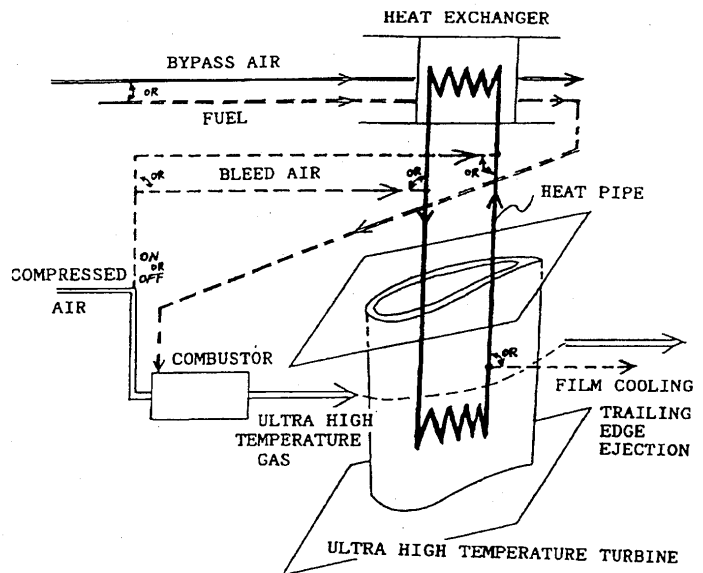


図1 超高温タービン冷却システム概念

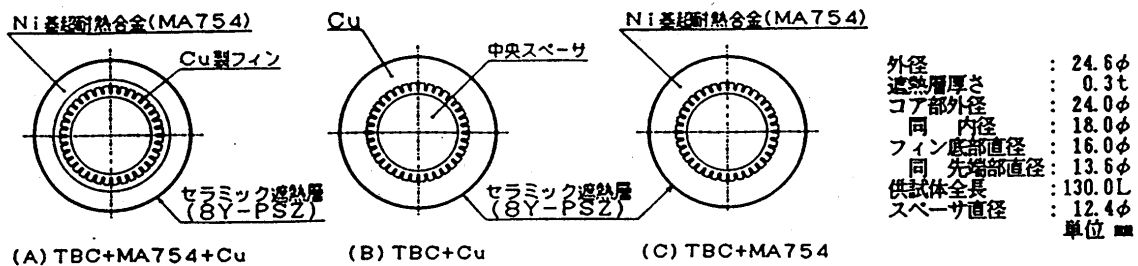


図2 超高温タービン翼基礎模型の構造概念

### 3. 計算モデル

計算の対象は超音速輸送機用推進システム (HYPR) の試作ターボジェットエンジンとした。表 1 に代表仕様を示す。圧縮機からの抽気量は圧縮機入口流量に対するものである。計算結果はこのエンジンの 1) 高圧圧縮機出口からの抽気後、バイパス側と熱交換を行い冷却空気を予冷する場合、2) 1 段タービンノズルの冷却にヒートパイプを用いてバイパス側に熱を移動する場合、3) 1) と 2) の両方を行う場合と元々のエンジンとを比較した。図 3 に計算モデルの概念図を示す。

高度	60000 (ft)
マッハ数	2.5
バイパス比	0.7
全体圧力比	約 6
ファン圧力比	約 1.7
圧縮機圧力比	約 3.6
入口総空気流量	約 40 (Kg/s)
タービン入口温度	1600°C レベル
圧縮機中間段抽気	5%
圧縮機最終段抽気	22%

### 4. タービン冷却モデル<sup>2)</sup>

タービン冷却モデルを図 4 に示す。ここで主流 G と必要な冷却空気量 Gc との関係は

$$Gc = G \times \frac{1}{10} \frac{\ln\left(\frac{1+n}{1-\eta}\right)}{\ln\left(\frac{1+\phi}{1-\phi}\right)}$$

$$\eta = \frac{Tg - Tm}{Tg - Tc}$$

$\eta$  : 冷却効率

$Tg$ : タービン入口ガス温度

$Tm$ : タービンメタル温度

$Tc$ : 冷却空気温度

$\phi$  : 技術レベルをあらわすパラメータ

$\phi$  は冷却方法、設計、加工精度などの冷却技術レベルをあらわすもので、 $Gc/G=0.1$  のときの冷却効率である。本計算モデルでは  $\phi=0.286$  とした。熱交換器を用いて  $Tc$  を下げると冷却空気量  $Gc$  は減ることになる。

### 5. 計算結果

計算は以下の仮定のもとにおこなった。

- ファン圧力比は SFC が最少になるようにとる。
- 圧縮機中間段からの抽気は全量低圧タービンの冷却に使われる。
- 圧縮機最終段からの抽気は全量高圧タービンの冷却に使われる。

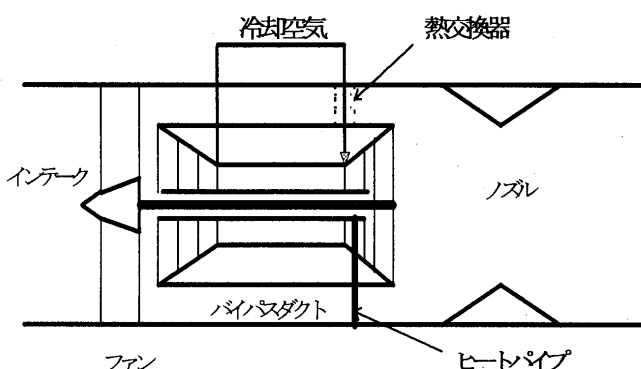


図 3 計算モデル概念図

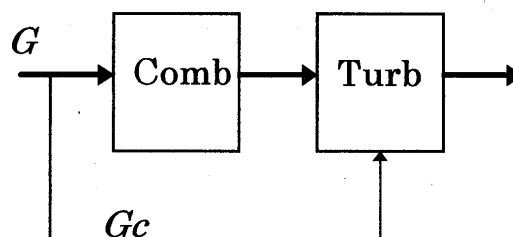


図 4 タービン冷却モデル

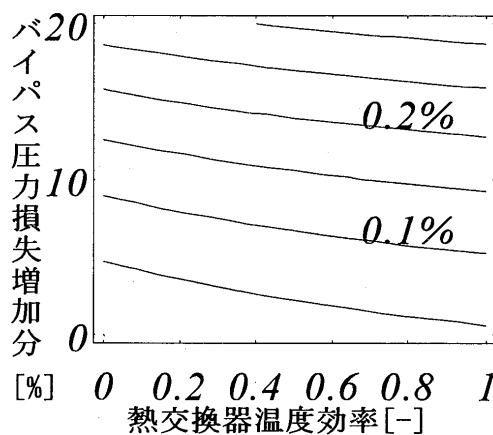


図 5 SFC 増加率

- 圧縮機中間段からの低圧タービン冷却空気は圧縮機入口流量の5.0%とする。
- ヒートパイプは1段タービンノズルを冷却するのに十分な能力を有し、冷却空気を必要としない。
- タービンの断熱効率 $\eta$ は冷却空気の増減による空力的な影響を受けず一定とする。

### 5.1 設計点における熱交換器の影響

図5、6に冷却空気を予冷する場合の熱交換器の温度効率とバイパスダクトの圧力損失の増大をパラメトリックに変化させた場合のSFCと比推力の設計点からの増加の割合を示す。SFCは温度効率が増加するにしたがい増加してしまうが、比推力も増加する。温度効率0.6、バイパスダクトの圧力損失の増加を5%とするとSFCの増加は0.081%、比推力の増加は4.42%となる。バイパスダクトと冷却空気の流量の比が3倍以上あるので、バイパスダクトの圧力損失の増加がほとんどなくて済むと仮定した場合(圧力損失の増加=0)、SFCの増加は0.031%で比推力の増加は5.0%となる。

### 5.2 設計点を変えた場合のSFCの改善

以下の計算では熱交換器の温度効率0.6、バイパス側の圧力損失の増分0で行った。図7に熱交換器でタービン冷却空気を予冷した場合、図8にヒートパイプのみを用いた場合、図9に冷却空気の予冷とヒートパイプの両方を使った場合とそれぞれノーマルの場合と比較したSFCの改善率を示す。ノーマルの状態と比べて圧力が高く、タービン入り口温度が低いほうがSFCが改善される。各図中の太線はノーマルのエンジンのそのタービン入口温度における最少のSFCを与えるサイクル圧力比をプロットしたものである。予冷のみのタイプと予冷とヒートパイプを組み合わせたタイプでの2073K以上を除いて改善率0.0%から1.0%の範囲内にあるので、0.0%のラインより右側で2073K以下の範囲ではヒートパイプおよび冷却空気の予冷はSFCを改善する効果があることが分かる。しかし、その改善率はたかだかコンマ数パーセントにすぎない。今回の計算では仮定として冷却空気の増加はタービンの空力性能に影響を与えないこととしたが、現実にはタービン効率 $\eta$ が低下することが知られているので<sup>3)4)</sup>、改善率はもっと高くなるとおもわれる。

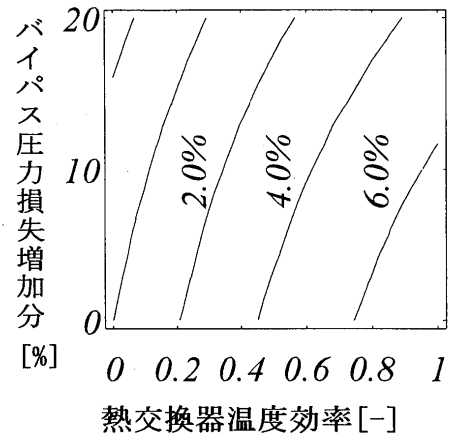


図6 比推力増加率

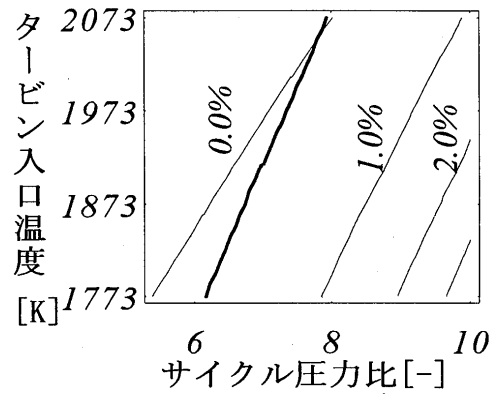


図7 予冷タイプのSFC改善率

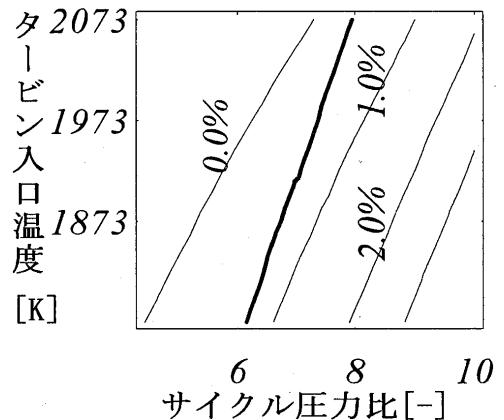


図8 ヒートパイプのSFC改善率

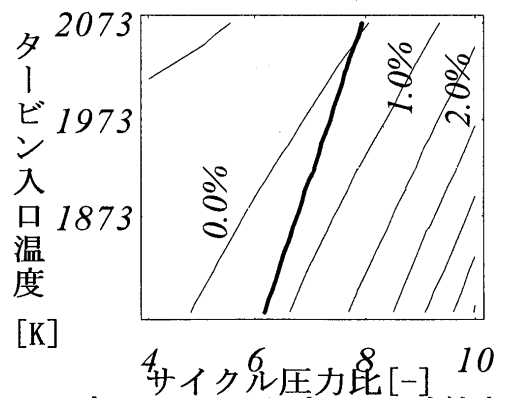


図9 予冷+ヒートパイプのSFC改善率

### 5.3 設計点を変えた場合の比推力の改善

図10に熱交換器でタービン冷却空気を予冷した場合、図11にヒートパイプのみを用いた場合、図12に冷却空気の予冷とヒートパイプの両方を使った場合とそれぞれノーマルの場合と比較した比推力の改善率を示す。図中の太線は SFC 改善率 0.0% のラインである。このラインよりも右側であれば少なくとも SFC が悪化することなく比推力を改善することができる。比推力は SFC に比べ高い改善率を示している。これは冷却空気量の減少により燃焼器を通過する流量が増え、結果として比推力が飛躍的に増大するものである。

### 6. まとめ

超音速輸送機用推進システムの試作ターボジェットをモデルに、冷却空気の予冷およびヒートパイプを用いた超高温タービン冷却システムを適用した場合、サイクル全体の効率について計算をおこない、このシステムの適用性について検討した。その結果 SFC を損ずることなく比推力の増大が可能であることを明らかにし、超高温タービン冷却システムの有効性を確認した。

本研究の一部は、通産省工業技術院「超音速輸送機用推進システムの研究開発」によっている。

#### <参考文献>

1. YOSHIDA, M. TAKI, Y. FUJISAWA, F. MIMURA : An Advanced Cooling System for Ultra High Temperature Turbines, International Symposium on Japan's National Project for a Super/Hypersonic Transport Propulsion System, October 28-29, 1992
2. Villhard, Victor J. : Turbofan Engine Technology Evaluation System, User's Guide, FJSRL-TR-84-0002 USAF Academy, April 1984
3. L. WILDW, OBE : The design and performance of high temperature turbines in turbofan engines, pp342-352, Aeronautical Journal, August 1977
4. 山本 孝正: 「タービンの最近の技術進歩について」、日本ガスタービン学会誌 第二十一巻 第八十四号 平成六年三月 pp40-46

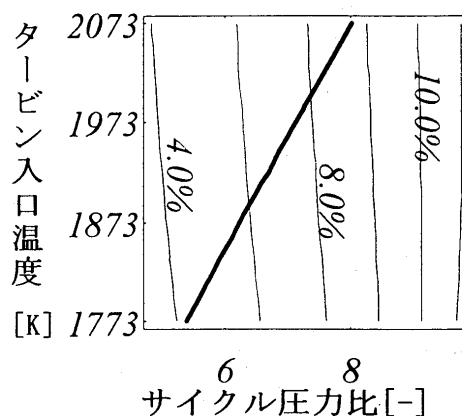


図10 予冷タイプの比推力改善率

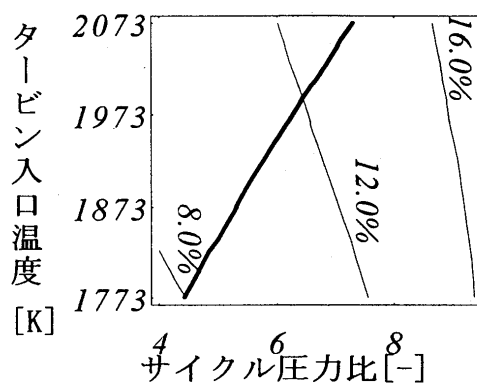


図11 ヒートパイプの比推力改善率

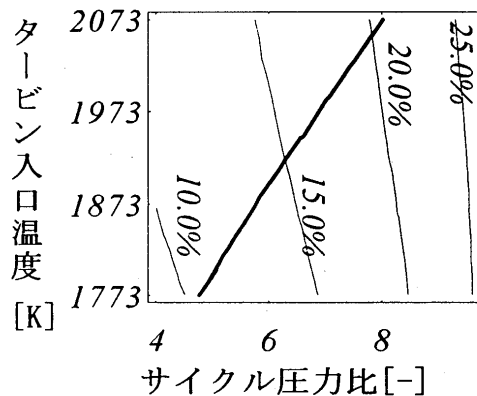


図12 予冷+ヒートパイプの比推力改善率

# 蒸気冷却ガスタービンを用いた複合発電サイクルの検討

\*池口 隆           川池 和彦  
杉田 成久        圓島 信也  
樋口 眞一 (日立、電力・電機開発本部)

## 1. はじめに

発電プラントの高効率化、大出力化の要請により、ガスタービンを用いた複合発電サイクルの高温化、高圧力比化、大風量化、及び高効率化の研究開発が進められている。現用ガスタービンはタービン翼等、高温部材を圧縮機から抽気した低温の空気で冷却し、冷却後の空気を高温の主流ガス中に放出するオープン空気冷却方式を採用している。オープン冷却方式では、主流ガスと冷却空気との混合損失、高温の主流ガスの希釈損失、動翼冷却空気のポンピング損失等により、性能は頭打ち傾向になり燃焼器出口ガス温度(COT)を 1500 °Cまで高めてもコンバインド効率は高々51% (以下 HHV 基準)程度になる<sup>1)</sup>。

更に高効率化を図るため、主流に冷媒を吹出さないクローズド冷却方式が提案されている<sup>2),3)</sup>。筆者等も冷媒としてボトムリングサイクルから蒸気を抽気し、タービン翼を冷却した後の蒸気を再びボトムリングサイクルに回収するクローズド蒸気冷却方式と、圧縮機から抽気した空気を予冷、昇圧してタービン翼を冷却し、翼冷却後の空気を燃焼器に回収するクローズド空気冷却方式のサイクル性能を比較検討した<sup>1)</sup>。その結果、動静翼にクローズド蒸気冷却を採用する方式が最も性能ポテンシャルが高いこと、動翼にクローズド蒸気冷却を適用しないと性能向上効果が小さいことなどを明らかにした。

そこでクローズド蒸気冷却ガスタービンに関し、図 1 に示すように、より積極的に蒸気冷却を適用することなどを考慮し、ボトムリングサイクルの構成により到達可能な性能と、性能に及ぼす諸因子の影響について検討した。

## 2. 蒸気冷却システム

図 2 に今回サーベイした 5 ケースの蒸気冷却システムを示す。

### a-タイプ

高圧蒸気タービン(HPT)出口の蒸気の一部を抽気してタービン翼を冷却する。翼冷却後の蒸気は、排熱回収ボイラ(HRSG)の再熱器に回収し中圧蒸気タービン(IPT)へ供給する。HPT が

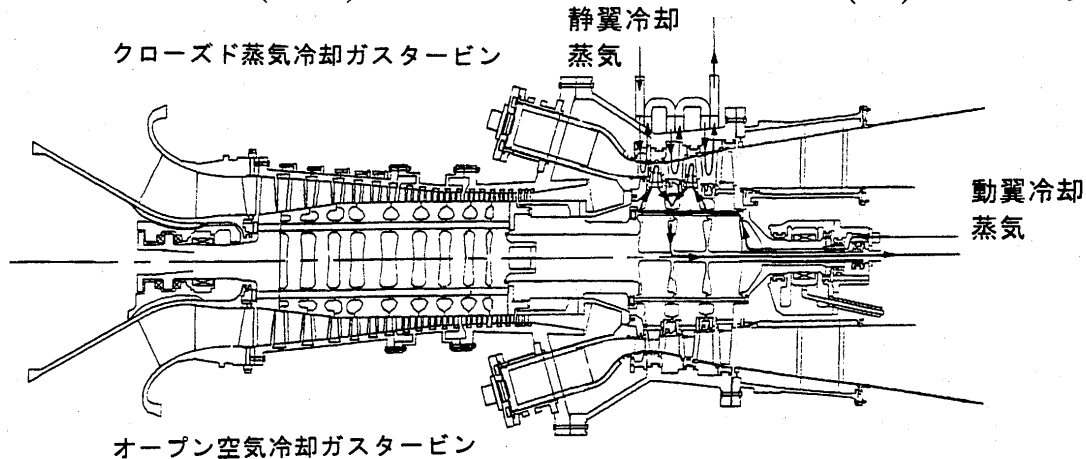


図 1. クローズド蒸気冷却ガスタービンの構想



ら抽気した蒸気は HRSG への給水を利用してタービン翼冷却に適した温度まで冷却する。蒸気冷却パスの圧力損失は、HPT 出口と IPT 入口の圧力差内に抑制する必要がある。

### b-タイプ

タービン翼冷却用蒸気の抽気位置は、a タイプと同じ HPT 出口であるが、翼冷却後の蒸気を直接、低圧蒸気タービン(LPT)へ供給する。a タイプに比べ蒸気回収位置の圧力が低いので、タービン冷却用蒸気パスの圧力損失を大きく設定できるが、逆に回収した蒸気のタービン仕事が減少するので効率は低くなる。

### c-タイプ

中圧蒸発器をガスタービン翼冷却専用蒸気発生器として用いる。翼冷却に適した温度・圧力の過熱蒸気でガスタービンを冷却し、翼冷却後の蒸気は、HRSG の再熱器に回収し IPT へ供給する。

### d-タイプ

タービン翼冷却用蒸気は、c タイプと同じく中圧専用蒸発器から抽気するが、翼冷却後の蒸気を直接、LPT へ供給する。c タイプに比べ蒸気回収位置の圧力が低いので、タービン冷却用蒸気パスの圧力損失を大きく設定できる利点がある。

### e-タイプ

HRSG の高圧蒸発器からタービン翼冷却用の過熱蒸気を抽気し、翼冷却後の蒸気は高圧過熱器に回収した後、HPT へ供給する。他のシステムに比べガスタービン冷却用蒸気の圧力が高いのでリーク蒸気量が増加する。特にロータ、動翼冷却パス等、回転部からのリークを低減させるのが難しくなる。

## 3. 性能解析法

ガスタービンを用いたコンバインドサイクルの性能は、冷却空気、冷却蒸気の消費量の影響を強く受ける。また主流ガス中に冷媒を吹出さないクローズド蒸気冷却方式でも、主流ガスの温度は、主流ガスからタービン翼への

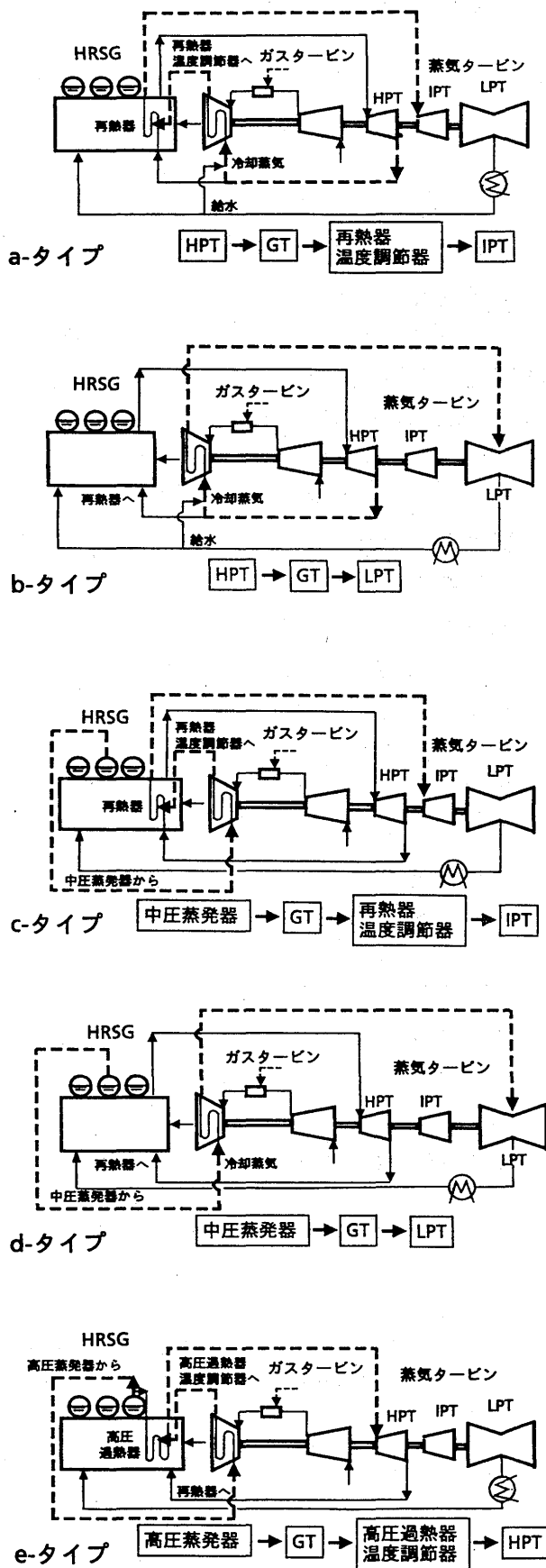


図 2. クローズド蒸気冷却システム

熱伝達により低下する。この温度低下はオープン冷却方式に比べ小さいとはいえ、ボトムリングサイクルの効率を低下させることになる。これらの影響を正しく見積もるために、タービン冷却に必要な冷媒流量を主流ガス温度、許容メタル温度及び翼冷却効率から定め、冷媒と主流ガスの混合に伴う損失を評価できるプログラムを作成してある。詳細は、文献 1 を参照されたい。

#### 4. サイクル性能解析結果

蒸気冷却システムのサーベイに先立ち、現状のオープン空気冷却方式とクローズド蒸気冷却方式(a タイプ)の全体性能を比較する。表 1 にコンバインドサイクルの性能計算条件、表 2 にタービン翼冷却方式を示す。前報<sup>1)</sup>との主な相違点は、効率を向上させるためにタービン第 2,3 段静翼も蒸気冷却としたことにある。高圧力比になれば衝撃波損失が発生し性能的には若干 4 段タービンの方が有利になるが、3 段タービンの条件で計算した。

図 3 にオープン空気冷却及びクローズド蒸気冷却方式ガスタービンをを用いたコンバインドサイクルの性能を比較しカーペット線図で示す。

オープン空気冷却方式の場合、燃焼器出口ガス温度(COT)1500 °C の条件では、圧力比 20 でコンバインド効率は最大 50.5 % となるが更に温度を上げて効率向上量は少ない。一方、クローズド蒸気冷却方式では、同じく COT 1500 °C の条件では、圧力比 25 でコンバインド効率は最大 53.8 % となり、燃焼器出口ガス温度を上げれば更に効率は向上する。

ここで、実用上到達可能な性能について検討する。予混合燃焼技術の進歩により NO<sub>x</sub> の排出量は抑制されるが、COT は高温触媒燃焼等の技術革新がない限り 1500 °C が上限と考える。ガスタービン排気ガス温度は、タービン最終段動翼に冷却孔を形成するのが難しいこと、長翼化の限界、排気ダクトの材料コスト等

表 1. コンバインドサイクル性能計算条件

コンバインド発電プラント	
・プラント形式	1 軸排熱回収方式
・使用燃料	LNG
ガスタービン	
入口ダクト	
・大気条件	ISO 条件
・圧力損失	Δ P/P=0.009
圧縮機	
・ホリローフ 効率	0.915
燃焼器	
・燃焼効率	0.999
・圧力損失	Δ P/P=0.05
タービン	
・段数	3
・2,3 段動翼	シュラウド付き
・シール・リーク空気流量比	8.7 %
(圧縮機入口空気流量に対する割合)	
・ティューザ 静圧回復係数	0.7
排気ダクト	
・圧力損失	Δ P/P=0.07
ボトムリングサイクル	
HRSG	
・形式	再熱 3 重圧自然循環形
蒸気タービン	
・形式	再熱式混圧複流排気形
・入口圧力/温度	HPT 10.1MPa/538°C
	IPT 2.0MPa/538°C
	LPT 0.8MPa/250°C
・排気圧力	5.1kPa

表 2. タービン翼の冷却方式

冷却システム	静翼		動翼
	1N	2N & 3N	
クローズド蒸気冷却	HPT 出口蒸気	1N 抽気後の蒸気	HPT 出口蒸気
オープン空気冷却	圧縮機 吐出空気	圧縮機 中間段 抽気空気	圧縮機 吐出空気

表 3. クローズド蒸気冷却方式の効果

冷却システム	圧力比	燃焼器出口ガス温度 (°C)	C/C 効率比	C/C 出力比
クローズド蒸気冷却	25	1465	1.059	1.156
オープン空気冷却	20.1	1500	1 (ベース)	1 (ベース)

から 600 °C を上限と想定する。この条件で 2 つの冷却システムにおける性能を比較すると、表 3 に示すように、クローズド蒸気冷却方式は、オープン空気冷却方式に比べコンバインド効率で 5.9 %、出力で 15.6 % 高い性能を期待できる。

次に圧力比 25、COT 1465 °C の条件で、クローズド蒸気冷却方式ガスタービンに対して、図 2 に示したタービン冷却用蒸気の抽気、回収位置を変えてコンバインドサイクルの性能を比較した。比較的低下の LPT に翼冷却後の蒸気を回収する b 及び d タイプに対しては、蒸気冷却パスの圧力損失を大きく設定できるので、図 4 に示したように静翼と動翼各々個別に冷却用蒸気を供給するパラレル冷却方式と、静翼を冷却した蒸気を減温して動翼冷却蒸気として用いるシリーズ冷却方式についてもサーベイした。翼の冷却構造としては、静動翼ともサーペンタイン構造を、ホイールスペースの冷却に対しては空気冷却を想定している。

図 5 に種々のクローズド蒸気冷却システムのコンバインドサイクルの効率と比出力を比較して示す。a、c、e タイプ及び d タイプ-シリーズ冷却システムの効率が 53.5 % を越え、高いレベルにある。b 及び d タイプは翼冷却後の蒸気を LPT に回収、即ち IPT で仕事をさせないのでその分蒸気タービン出力が低下し、効率が低くなる。d タイプ-シリーズ冷却システムでは、IPT の出力は確かに低下するが、シリ

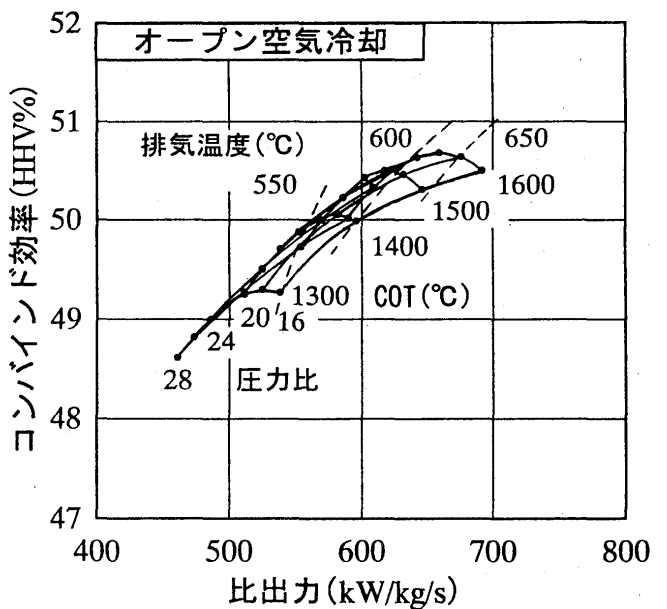
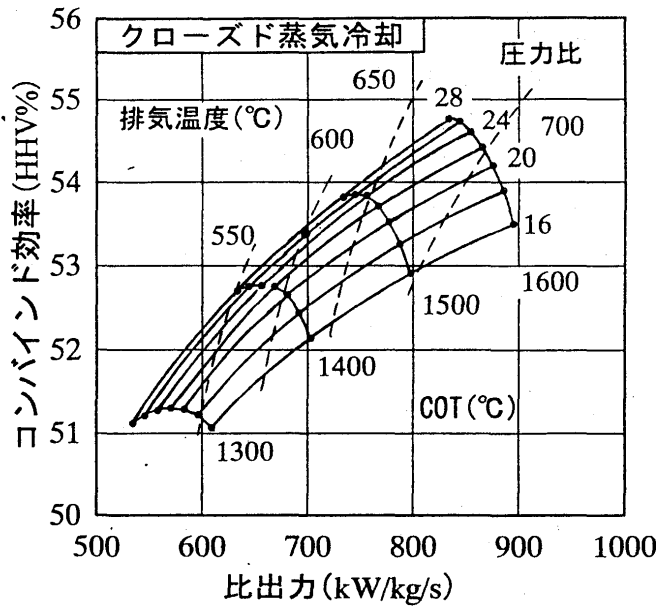


図 3. コンバインドサイクル性能比較

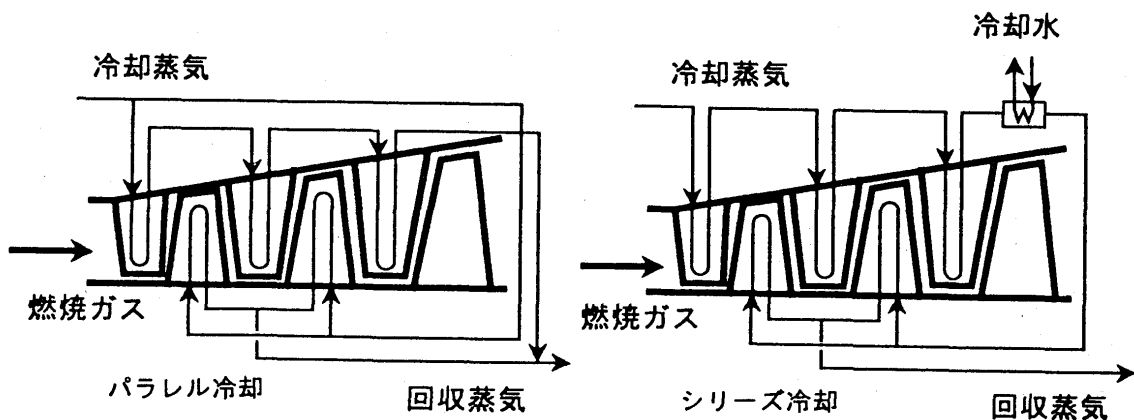


図 4. タービン翼冷却方式

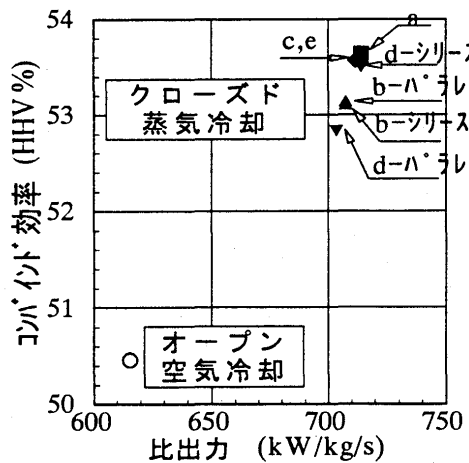


図5. 蒸気冷却システム性能比較

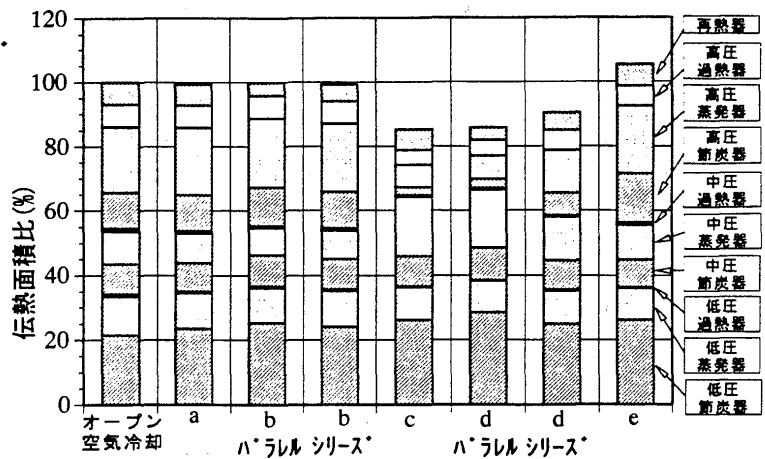


図6. HRSG 伝熱面積比較

ーズ冷却故、翼冷却に必要な蒸気流量が少なくなるので中圧蒸発器で発生させる蒸気量を少なくでき、その熱量に相当する蒸気量を高圧蒸発器で発生させることができる。このためLPTに蒸気を回収するシステムではあるが、効率の低下を抑制できる。

図6にHRSGの伝熱面積を比較して示す。c及びdタイプの伝熱面積、特に高温・高圧部の伝熱面積が他のシステムに比べ少なく、オープン空気冷却より約10～15%少ない。これは、翼冷却に必要な蒸気を高圧蒸発器で発生させるため、高圧蒸発器のピンチポイント温度差をシリーズ冷却で30℃、パラレル冷却で50℃と大きくする必要があるのである。他のシステムではピンチポイント温度差を14℃としている。

クローズド蒸気冷却ガスタービンでは、翼冷却用蒸気のリークを抑制することが重要である。図7に効率の高いa、c及びeタイプについてリーク蒸気の影響を示す。中圧の蒸気を用いるa及びcタイプについては、ロータ軸端リーク0.1%、動翼ダブティル部リーク0.2%合計0.3%を基準条件とし、高圧の蒸気を用いるeタイプについては4倍のリークを想定した。リーク蒸気流量がコンバインド効率に及ぼす影響は、3ケースともほぼ同じであり、1%のリーク(圧縮機入口空気流量に対する割合)は、コンバインド効率0.7ポイントに相当する感度を持つ。また、リーク蒸気为零であれば高圧蒸気冷却システムeの効率が最も高い。eタイプでは蒸気冷却パスの圧力損失を、高圧蒸発器の圧力を高めることにより補えるからである。

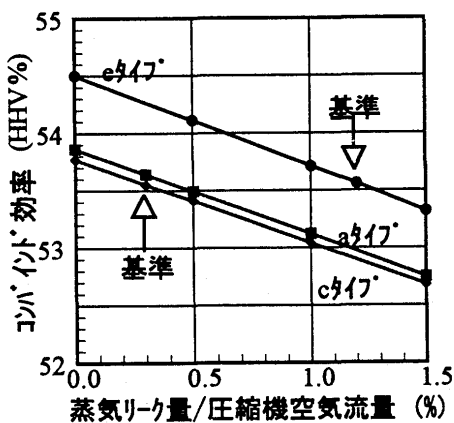


図7. 蒸気リーク量の影響

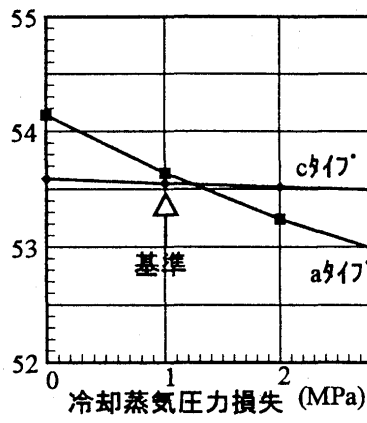


図8. 圧力損失の影響

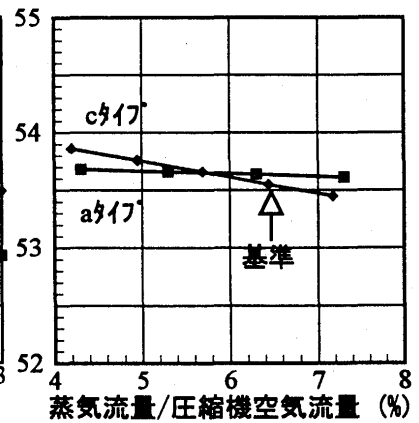


図9. 冷却蒸気量の影響

図 8 に、蒸気冷却パスに沿っての圧力損失が効率に及ぼす影響を示す。基準の圧力損失は、1 MPa を想定した。中圧専用蒸発器を持つ c タイプは、圧力損失の影響は小さいが、HPT 出口の蒸気でガスタービンを冷却する a タイプは、圧力損失の影響が大きく 1 MPa の損失増加

表4 蒸気冷却システム評価

冷却システム	aタイプ HPT出口蒸気抽気	cタイプ 中圧専用蒸発器	eタイプ 高圧蒸気抽気
C/C効率 (HHV %)	53.6	53.5	53.6
特徴	・抽気蒸気の温度が高く冷却が必要 ・抽気蒸気が蒸気タービンの特性に影響される	・翼冷却蒸気系が独立しているため制御が容易 ・HRSGの伝熱面積が少ない	・サイクル上は望ましいが冷却蒸気が高圧のためリーク量が多く効率も他と同程度

でコンバインド効率は、約 0.4 ポイント低下する。a タイプで蒸気冷却パスの圧力損失が増加した場合には、HPT 出口蒸気圧力を高める必要があり、その結果 HPT の圧力比が低下し蒸気タービンの出力低下を生じる。c タイプでは圧力損失が増加しても翼冷却専用の中圧蒸発器の圧力を高めるだけでよく、ボトムサイクルに大きな影響を与えることはない。

クローズド蒸気冷却方式では、タービン翼を冷却した蒸気をボトムサイクルで回収するので、図 9 に示したように冷却蒸気流量が増加してもコンバインド効率の低下は少ない。c タイプでは、冷却蒸気流量が増加すれば中圧蒸発器で発生させる蒸気量が多くなり、逆に高圧蒸発器で発生する蒸気量が少なくなり蒸気タービンの出力低下を生じる。1% の冷却蒸気流量の増加は、効率 0.1 ポイントの低下に相当する。

表 4 にクローズド蒸気冷却システムを用いたコンバインドサイクルの効率と特徴をまとめた。蒸気冷却システムの構成による性能差は少なく、運用・制御性とコストも考慮して選択することになる。今後、更に詳細な検討を続ける予定である。

## 5. まとめ

現状のオープン空気冷却方式ガスタービンに比べ高効率を達成できるクローズド蒸気冷却方式ガスタービンを用いた複合発電サイクルの性能をサーベイし次のことを明らかにした。

- (1) ボトムサイクルから抽気した蒸気でガスタービン翼を冷却し、翼冷却後の蒸気を再熱器または過熱器に回収するクローズド蒸気冷却ガスタービンにより、コンバインド効率 (HHV 基準) 53.6% を期待できる。
- (2) タービン冷却用蒸気のリーク 1% (圧縮機入口空気流量に対する割合) は、コンバインド効率 0.7 ポイントに相当する感度を持つ。
- (3) 蒸気冷却システムの圧力損失や冷却蒸気流量がコンバインド性能に及ぼす影響を明らかにした

## 参考文献

- 1) Ikeguchi, T., and Kawaike, K.,:Effects of Closed-Circuit Gas Turbine Cooling Systems on Combined Cycle Performance, ASME 94-JPGC-GT-8
- 2) Alderson, E. D., et al.,:Closed Circuit Steam Cooling in Gas Turbines, ASME 87-JPGC-GT-1
- 3)天笠他 4:ガスタービン用回収型蒸気冷却静翼の冷却性能試験, 日本機械学会講演論文集 No.920-17,p408, 1992

# 周期的後流による平板境界層の遷移に関する研究 (熱線流速計による境界層計測)

B-9

船崎健一 (岩手大学工学部)

\*北澤 貴 (岩手大学大学院)

## 1 緒言

著者らは、ガスタービン内のタービン翼表面の境界層遷移に影響を与える種々の因子、特に、周期的後流と主流乱れについて研究を行い、境界層遷移モデルを提唱した。これらの研究では、回転する円盤外周に取り付けられた円柱が流れを横切るタイプの後流発生器 (spoked-wheel-type wake generator) を用い、これにより発生する後流が供試平板表面に相対的に衝突する方向に円盤を回転することにより、タービン翼背面の境界層の状態をシミュレートしていた。一方、著者らは、この円盤の回転方向を逆方向に回転すると (この場合の供試平板表面は圧縮機背面に相当する)、同じ供試平板表面での熱伝達率が正回転の場合と比べかなり低下し、周期的後流による境界層の遷移が遅れることを確認した<sup>(1)</sup>。そして、この現象には、後流通過に伴う局所的な速度変化が関与している可能性を、時間的加速パラメータ (temporal acceleration parameter) を導入する事で示した<sup>(2)</sup>。以上のように、周期的後流が境界層遷移に及ぼす影響の程度が、タービン翼と圧縮機翼とで異なる可能性がある、というのが著者らの見解であるが、このことは圧縮機翼の境界層遷移の予測や、その性能予測にとり重要な意味を持つため、その妥当性をさらに議論するには、同一流動条件で後流発生器の回転方向を変えた場合の境界層の詳細な計測データが不可欠である。

今回の研究では、正回転、および逆回転する後流発生器からの周期的後流の影響を受ける平板境界層をI型熱線プローブを使用して計測し、そのデータから境界層の非定常および時間平均特性 (形状係数など) を算出した。また、ほぼ一定の圧力勾配 (加速流) 下での計測も行い、圧力勾配が平板境界層の強制遷移に与える影響も調べた。

## 2 実験方法

2.1 実験装置 図1に実験装置の概観を示す<sup>(2)</sup>。図2には、供試平板及び熱線プローブによる計測状況を示す。

供試平板はアクリル製で、全長1000 mm、幅200 mm、厚み10 mmで、先端には角度20°のエッジがついている。測定面側の平板中心線をはさんで千鳥状に、圧力分布を計測するための静圧孔が設けられている。この供試平板は全長1500mm、流路断面300mm (高さ) X 200mm (幅) の供試ダクト内に収納されている。供試ダクト自身は直接には収縮ノズルに接続されておらず、ダクト先端から境界層が発達するため、供試ダクト内に発生する境界層の排除効果による流れの加速は十分小さいものと考えられる。境界層計測は単線熱線プローブを用いて行われる。熱線プローブ先端の位置決めには、二軸制御トラバース装置

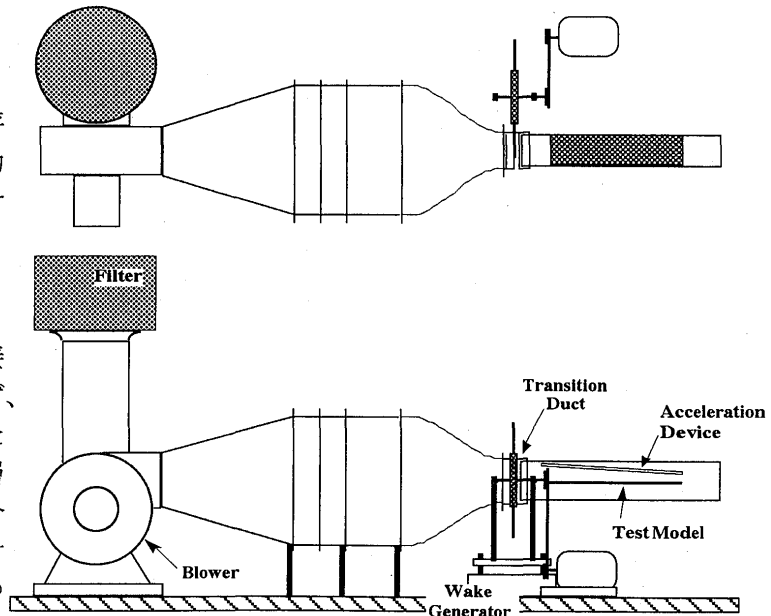


図1 実験装置概観

を用い、トラバース装置を水平方向に移動することで、流れ方向数カ所での境界層計測を行う。なお、計測部での主流乱れは約0.5%である。

後流発生器は、直径400 mmの円盤の外周に長さ250 mm、直径5mmのステンレス棒を取り付けたもので、変速機付きのモータで回転させる構造になっている。円盤の回転軸を供試平板と同一水平面上に置くことにより、供試平板表面に影響を与える後流が平板のスパン方向にはほぼ同時に作用する。後流発生器の回転方向を、円柱が供試平板の計測面方向に接近または遠ざかる方向に移動するように変えることにより、後流と平板の計測対象表面との関係が、(1) タービン翼背面（これを正回転normal rotationと呼ぶ）(2) 圧縮機翼背面（これを逆回転reverse rotationと呼ぶ）、の状態になる。

供試ダクトの上面（平板表面との対向面）には、流れ方向への加速を得るための傾斜板（全長1000 mm、幅200 mm、厚み6 mmのアルミニウム製の平板）が取り付け可能であり、その傾斜角を変えることで流れ方向への加速度を変化させる。傾斜板には熱線プローブを通すためのスロット（幅10 mm）が長手方向に設けられている。なお、測定時には、プローブ挿入部を除きスロットを塞いでいる。

**2.2 計測方法** 各計測点における熱線プローブトラバースの原点設定は、プローブ先端を目視で確認しながら十分に平板表面に近づけ、ほぼ接触したと思われる位置を原点としている。しかし、平板前縁近傍では、入口レイノルズ数が高いこともあり、境界層厚みはかなり薄いため、原点設定の際の誤差が境界層特性の評価に大きく影響することが考えられる。そこで、平板前縁近傍では、上で述べた原点を仮の原点し、実際に計測した定常流の速度データを基に原点位置を補正している。計測点は、流れ方向 $x/L=0.05\sim 0.7$ の範囲に合計11点の場所を設定し、それぞれの場所において、高さ方向に20点（ $y/L=0.2\times 10^{-3}\sim 0.01$ の範囲）である。

このようにして得られた平板前縁での定常速度分布は、Blasius相似解とよく一致しており、層流境界層になっていることが確認された。

熱線プローブからの出力は、後流発生器の回転に同期して作動するように設定したA/D変換器でデジタルデータに変換される。1点の計測点毎に100個の時系列データ（1個のサイズはサンプリング周波数50KHzで2Kワード）が取得され、ハードディスクに転送される。

**2.3 実験条件** 平板入口速度 $U_{in}$ は20 m/sに固定する。このときの入口レイノルズ数は $Re_L = U_{in}L/\nu = 1.33 \times 10^6$ である。ただし、加速装置を装着したとき際に、所定値への入口速度が達しなかった場合があった（ $U_{in} = 18.4$  m/s、 $Re_L = 1.22 \times 10^6$ ）。後流発生器の回転数は1130 rpm、円柱本数は2、3および6本である。実験条件を表1に示す。ここで、後流通過ストローハル数 $S$ 、加速度パラメータ $K$ は次式で与えられる。

$$S = fL/U_{in} = (nm_c/60)L/U_{in} \quad (1)$$

$$K = \frac{\nu}{U_e^2} \frac{dU_e}{dx} \quad (2)$$

周期的後流による境界層の遷移開始が自然遷移開始点よりも上流に位置することから<sup>(3)</sup>、本研究での計測対象範囲は、平板前縁付近から数百mm下流までである。この場合、実機への応用の立場から入口レイノルズ数を比較的高く設定しているため、境界層が非常に薄く、前縁近傍（ $x/L=0.0\sim$

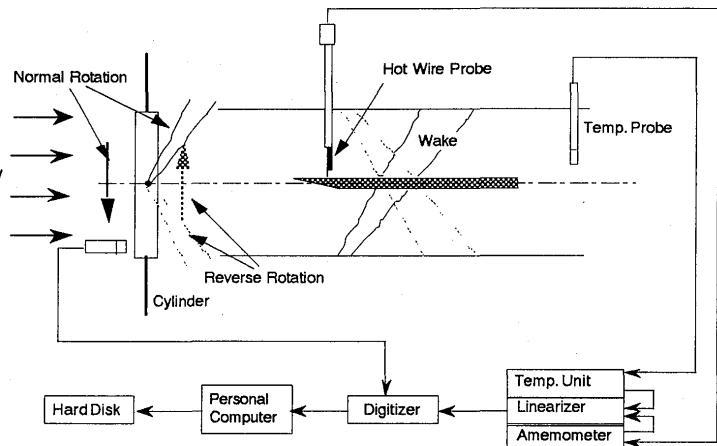


図2 計測システム

0.3) でのデータはかなり大きな不確かさを含む、

### 3 実験結果

3.1 データ処理 熱線プローブからの速度データ  $v_i(t_j)$  ( $j=1, \dots, 2048$ ) から、各計測点でのアンサンブル平均速度  $\bar{v}(t_j)$  及び乱れ度  $Tu(t_j)$  は次式で計算される。

$$\bar{v}(t_j) = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k v_i(t_j) \quad (3) \quad Tu(t_j) = \sqrt{\frac{1}{k-1} \sum_{i=1}^k [v_i(t_j) - \bar{v}(t_j)]^2} / U_\infty \quad (4)$$

また、アンサンブル平均速度から、各瞬間での境界層に関する各特性値（排除厚さ、運動量厚さ、エネルギー散逸厚さ）を算出する。

$$\delta_1(t_j) = \int_0^{\delta(t_j)} \left(1 - \frac{\bar{v}(t_j)}{U_e(t_j)}\right) dy \quad (5) \quad \delta_2(t_j) = \int_0^{\delta(t_j)} \frac{\bar{v}(t_j)}{U_e(t_j)} \left(1 - \frac{\bar{v}(t_j)}{U_e(t_j)}\right) dy \quad (6)$$

$$\delta_3(t_j) = \int_0^{\delta(t_j)} \frac{\bar{v}(t_j)}{U_e(t_j)} \left(1 - \left(\frac{\bar{v}(t_j)}{U_e(t_j)}\right)^2\right) dy \quad (7)$$

非定常流における境界層では、その厚みや境界層外縁速度を定常流での場合と同じようには定義できない。そこで、本研究では、計測範囲内 ( $y/L = 0.2 \times 10^{-3} \sim 0.01$ ) における最大速度を境界層外縁速度  $U_e(t_j)$  とし、これが観測された位置を境界層厚み  $\delta(t_j)$  と定義する。また、形状係数は

$$H_{12}(t_j) = \delta_1(t_j) / \delta_2(t_j) \quad (6)$$

で算出する。

3.2 後流モデル 周期的後流による境界層の強制遷移の過程を観測する際に、後流自身の乱れと後流によって誘発された乱れとを分離することは容易ではない。そこで、後流の乱れ度を表す式（後流モデル）を導入して、両者の識別を試みる。

船崎らは、円柱からの後流内の乱れ度分布を次のようにモデル化した<sup>(4)</sup>。

$$Tu(t) = \max \left[ Tu_b, Tu_{\max} \exp \left( -\ln 2 \left( \frac{t}{\tau_{1/2}} \right)^2 \right) \right] \quad (7)$$

ここで、

$$\tau_{1/2} = \frac{1.5b_{1/2}}{U_m \cos \lambda_m} \quad (8) \quad b_{1/2} = 0.308 \sqrt{C_d d(x+l) / \cos \lambda_m}, \quad \cos \lambda_m = \tan^{-1}(U_w / U_m) \quad (9)$$

これを基に、任意の計測点  $x$  における乱れ度の時間変化を、乱流パッチ（後流通過により誘発された乱れの領域；後流自身を含む）の移動を考慮して次式の様に表示。

$$Tu(x, t) = \max \left[ Tu_b, Tu_{\max} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -\ln 2 \left( \frac{t - \left( t_0 + \frac{x - x_0}{\beta_F U_w} \right)}{\tau_{1/2}} \right)^2 \right\} \right] \quad (10)$$

ここで、式(9)と平板前縁近傍での乱れ度の波形が一致するように  $x_0$ 、 $t_0$  を決定する。

3.3 非定常乱れ度分布 図3、4には、壁近傍 ( $y/L = 0.0002$  及び  $y/L = 0.010$ ) における乱れ度分布の変化および式(9)で与えられる後流モデルを、正回転、逆回転それぞれについて示す。正回



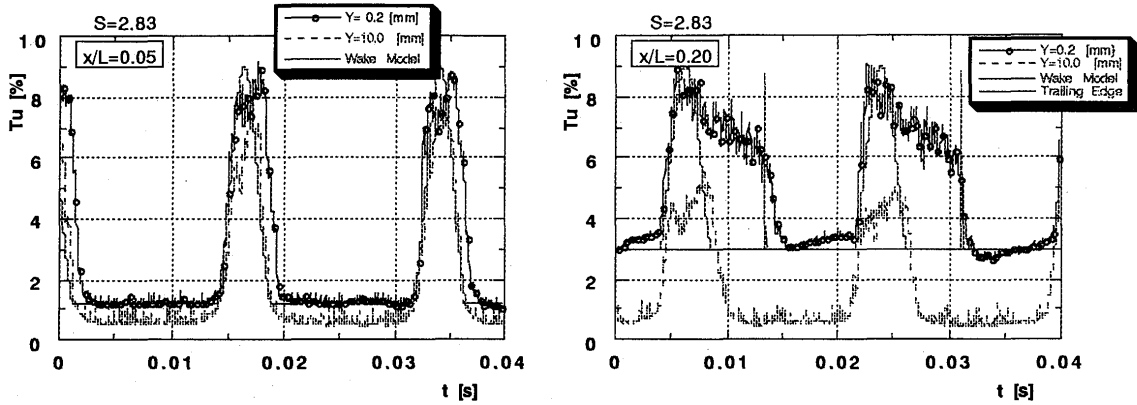


図3 正回転時の壁近傍での乱れ度の時間的変化と後流モデル (左)  $x/L=0.05$  (右)  $x/L=0.20$

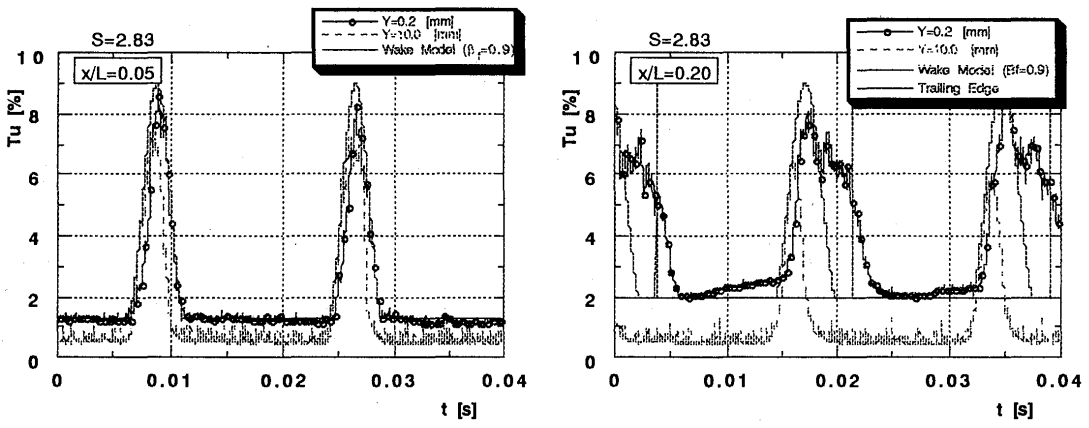


図4 逆回転時の壁近傍での乱れ度の時間的変化と後流モデル (左)  $x/L=0.05$  (右)  $x/L=0.20$

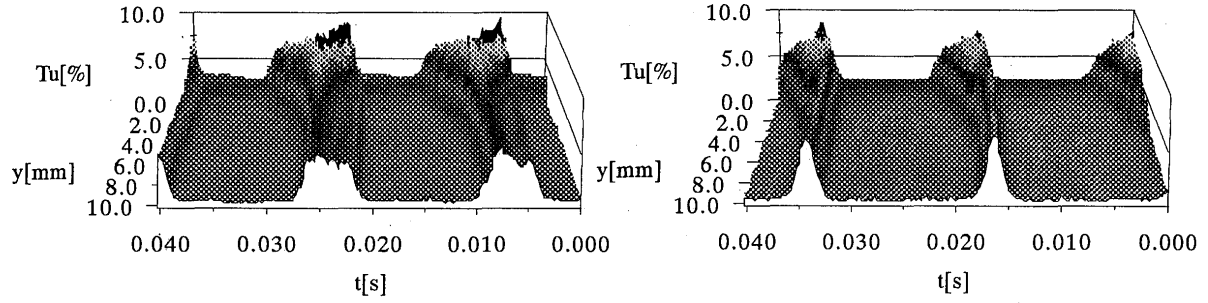


図5 壁近傍での乱れ度の時間的変化  $x/L = 0.20$   
(左)正回転 (右)逆回転

転の場合、平板前縁近傍の乱れ度は後流モデルとほぼ一致しているが（壁から離れた  $y/L = 0.010$  でのデータ参照）、僅かながらモデルよりも乱れの持続時間が長く、後流の下で乱流スポット群が発生しているものと思われる。次第にこの乱流スポット群は成長し、乱流状態の持続時間が長くなっている。一方、逆回転の場合でも、平板前縁近傍の乱れ度は後流モデルと一致しており、乱流スポット群の発生は確認できず、下流側に行くにつれよう

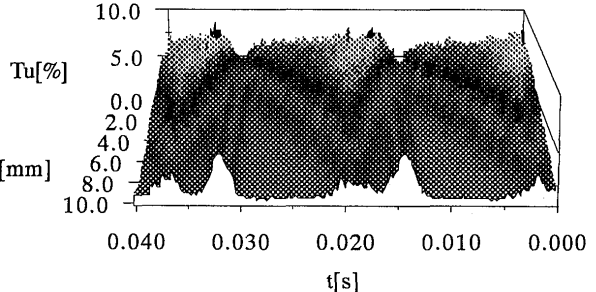


図6 逆回転時の壁近傍での乱れ度の時間的変化  $x/L = 0.50$

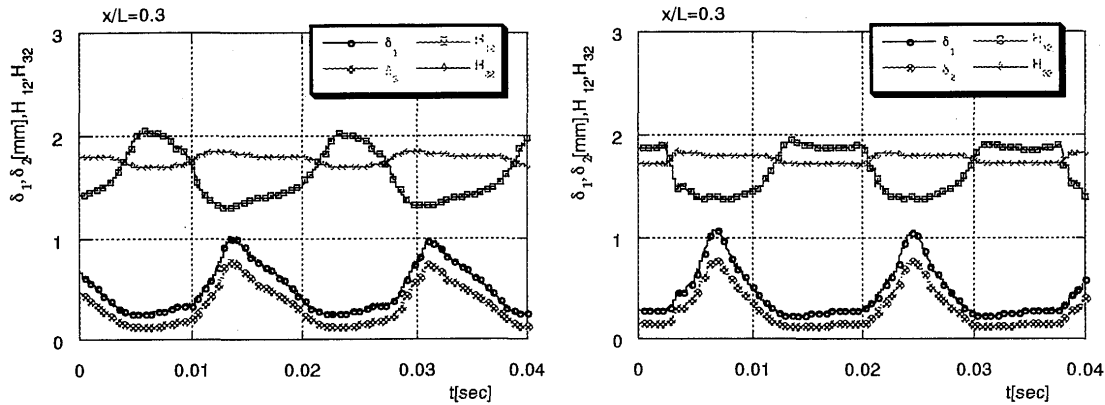


図7 境界層特性の時間的変化  $x/L = 0.30$   
(左)正回転 (右)逆回転

よく現れてくる。図4 (逆回転) で特徴的な点としては、後流も含めた乱れ領域の前縁の伝播速度  $\beta_F U_{in}$  が正回転の場合よりも遅いこと ( $\beta_F = 0.9$ )、下流側に行くにつれ壁から離れた位置での乱れ度の持続時間が短くなっている (後流が細くなっている) ことが挙げられる。このことは図5でより鮮明に表されている。このような現象は後流内の相対的速度による乱れエネルギーの輸送効果として理解できる。このことは既にKerrebrock, Mikolajczak<sup>(5)</sup>やHodson<sup>(6)</sup>によって示されているが、境界層の強制遷移との関連で議論されたことはなく、今回の研究の見解の一つである。

図6には、 $x/L = 0.50$ での乱れ度の時間変化を示す (逆回転)。後流とそれによって誘発された乱流スポット群とが分離し始めている状況がわかる。この現象は、後流の移動速度と乱流スポット群の移動速度との違いによりより鮮明になり、後流による壁面近傍での乱れ度への寄与はさらに小さくなる。このことが、Walkerが圧縮機翼背面で観測した、後流と乱流スポット群との分離現象<sup>(7)</sup>に対応するものと思われる。Walkerは、後流内の乱れ度と乱流スポット群の発生とは直接の関係はない、と主張したが、著者をはじめとした多くの研究者の考えの通り、後流内の強い乱れにより境界層内に乱流スポットが発生している。ただ、後流内の乱れエネルギーの移動により、圧縮機翼背面 (本研究での逆回転時に相当) での後流自身の寄与が減少し、後流と乱流スポット群とが独立しているように観測されたものと判断できる。

### 3.4 境界層特性 図7に排除厚さ、運動

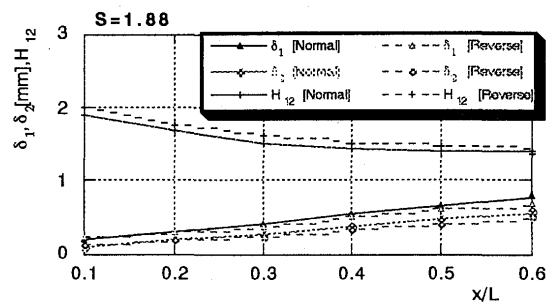


図8 時間平均境界層特性の流れ方向への変化  
 $S = 1.88$

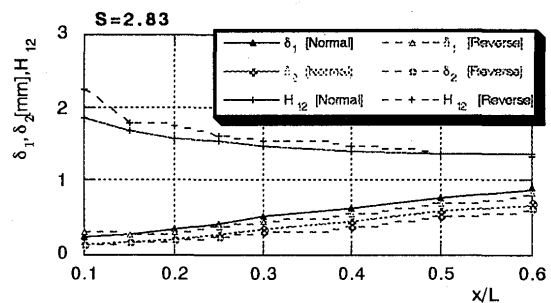


図9 時間平均境界層特性の流れ方向への変化  
 $S = 2.83$

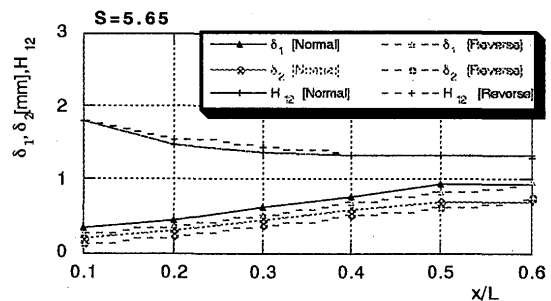


図10 時間平均境界層特性の流れ方向への変化  
 $S = 5.65$

量厚さ、形状係数等の時間的変化を、正回転、逆回転の場合について示す ( $x/L = 0.30$ )。後流及び発生した乱流スポット群が通過する間は境界層は乱流状態に達し、また排除厚さ、運動量厚さも増加しているが、正回転の方がそれらの時間は長い。図8~10には、時間平均された特性値の流れ方向への変化を示す。平均化すると回転方向による違いは明確ではないが、逆回転の方が強制遷移が緩やかに起きていることがわかる。

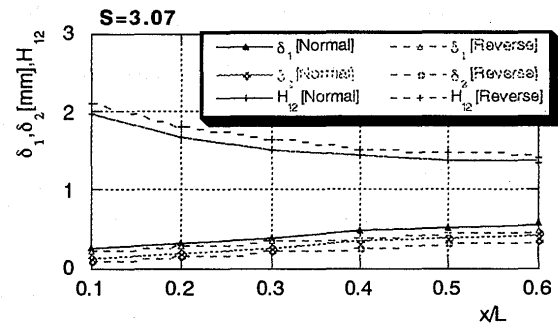


図11 加速場での時間平均境界層特性の流れ方向への変化  $S = 3.07$

3.5 圧力勾配の効果 図11には、流れ方向に加速が存在するときの、時間平均境界層特性の変化を示す。加速により排除厚さや運動量厚さは、加速のない場合よりも小さくなっているが、形状係数に関しては、加速の効果は鮮明ではない。しかし、一般的には、加速により乱流境界層への遷移が送れる傾向にある。

3.6 強制遷移開始点 北澤<sup>(6)</sup>が、今回の試験と同一の条件で行った伝熱試験の結果では、周期的後流の通過による強制境界層遷移点（後流と乱流スポット群とが分離する位置、として定義）は、正回転では運動量厚さに基づくレイノルズ数  $Re_\theta$  が約180、逆回転では約220のところであった。この値は、加速がある場合でもほとんど変化しなかった。

#### 4 結論

正回転、および逆回転する後流発生器からの周期的後流の影響を受ける平板境界層をI型熱線プローブを使用して計測した。本研究で得た知見は以下の通りである。

- (1) 後流発生器の回転方向の違いにより、境界層内の乱れ領域の成長過程に明らかな違いが確認された。即ち、正回転の場合（このとき計測面がタービン翼背面の状況に対応）の乱れ領域の持続時間が、逆回転の場合（このとき計測面が圧縮機翼背面の状況に対応）の乱れ領域の持続時間よりも長く、強制遷移の進行が早く完了する。
- (2) 逆回転の場合、円柱からの後流は次第に乱れの持続時間が減少していく（特に壁面近傍において）。このことが、(1)で述べた乱れ領域の持続時間の違いの原因である。
- (3) 逆回転での後流の乱れ領域の現象は、後流内の相対的速度（negative jet）と壁面との干渉による乱流エネルギーの輸送効果によるものと思われる。

#### 参考文献

- (1) 船崎、北澤、第26回乱流シンポジウム講演論文集、1994、pp. 282-285
- (2) 船崎、北澤、渡邊、機論B、61巻583号、1995、pp.
- (3) 船崎、目黒、山脇、機論、59-558、1993、pp. 357-365
- (4) 船崎、山下、山脇、ガスタービン学会誌、20-80、1993、pp. 77-83
- (5) Kerrebrock, Mikolajczak, J. Eng. for Power, 1970, pp. 359 - 370
- (6) Hodson, H.P., ASME Paper 84-GT-189, 1984
- (7) Walker, G.J., J. Turbomachinery, 115, 1993, pp. 207-217
- (8) 北澤、岩手大学大学院修士論文、1995

船崎健一 (岩手大学工学部)

\*佐々木淳 (岩手大学大学院)

## 1. 緒言

ターボ機械における翼列翼の mistuning (不均一化) の方法は、例えばフラッタのような望ましくない翼振動を抑制するための、または例えばストラットのような下流側に存在する障害物により生成される非一様なポテンシャル流れ場の干渉によって発生する騒音レベルを減少させるための方法の一つとして、研究が行われている。その mistuning による抑制のメカニズムのかぎとなっているのは、翼列の接線方向における周期性の中断である。しかしながら、翼列翼を不均一化することによる後流-翼列干渉問題への影響を取り扱った研究はごく少数しかない。

翼列翼に mistuning を施す場合を考えると、不均一化の対象としては翼ピッチや翼コード、スタガ角などが挙げられる。これらのうち、船崎は翼列翼に作用する後流励起力に対する翼列配置、特にスタガ角の mistuning の効果について解析を行い、すでに提示をしている<sup>(1)(2)(3)</sup>。しかしそこでは、その最も単純な例として、スタガ角の異なる二種類の翼列を交互に組み合わせた場合だけが想定されていた。今回の研究では、同様にして、スタガ角を mistuning した場合を対象に考えており、さらに複雑で入り組んだ流れ場を成しているものと予測される、三種類以上の異なるスタガ角を持つ翼列を組み合わせた場合の解析へと拡張を行ったものに基づいている。さらにまた、解析コードはこの拡張が加えられたことによって、ターボ機械の構造部材でもあるストラット<sup>(4)</sup>を含む流れ場にも適用ができ、それが翼列下流に配置されている場合の影響について解析を試みる。

## 2. 基礎式

### 2.1 定常流れ

流れは二次元および非粘性、非圧縮であると仮定されている。ここではまず、接線方向に  $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_m$  といった、連続的に変化しているスタガ角の値をもつ翼列について考える。流れ場の線形性のために、ピッチ  $t_s$  の mistuned cascade まわりの誘起された定常流れ場は、同じ翼断面形状で同じピッチ  $mt_s$  を持ちながらも、 $\xi_m (k=1, 2, \dots, m)$  という異なるスタガ角を持つ  $m$  種類の "tuned" cascades によって形成されているいくつかの流れ場を重ね合わせることで表現することができる。そしてさらに、この翼列下流にストラットが配置されている場合についても、 $m$  種類の翼列から成る mistuned cascade にもう一種類の翼列が加わったものと考えて、合計で  $m+1$  種類の翼列で形成される流れ場として取り扱う

ことができる。したがって表面渦法、いわゆる Martensen method を用いることで、mistuned cascade の翼表面上で誘起される定常渦度ベクトル  $\bar{q}$  は次式によって得られる。

$$\bar{q}(x^i, y^i) = (\bar{u}, \bar{v}) = -\frac{\bar{\gamma}^i}{2} \cdot s^i + \sum_{k=1}^{m+1} \mathcal{G}(g_x^k, g_y^k) \bar{\gamma}^k(s^k(x^k, y^k)) ds^k, \quad i=1, 2, \dots, m+1 \quad (1)$$

$$s^i = (dx^i/ds^i, dy^i/ds^i)$$

ここで、 $\bar{\gamma}^k(s^k)$  は  $k$  番目の翼面上の表面渦度、 $s^k$  は後縁からの反時計回り方向の表面長さ距離である。 $g_x^k$  および  $g_y^k$  の核関数はそれぞれ、次式で与えられる。

$$g_x^k = -\frac{1}{2(m+1)t_s} \frac{\sin(2\pi(y^i - y^k)/(m+1)t_s)}{\cosh(2\pi(x^i - x^k)/(m+1)t_s) - \cos(2\pi(y^i - y^k)/(m+1)t_s)} \quad (2)$$

$$g_y^k = \frac{1}{2(m+1)t_s} \frac{\sinh(2\pi(y^i - y^k)/(m+1)t_s)}{\cosh(2\pi(x^i - x^k)/(m+1)t_s) - \cos(2\pi(y^i - y^k)/(m+1)t_s)}$$

定常流れに対する翼表面上における境界条件は、

$$\bar{\gamma}^i = (\bar{q} + \bar{q}_\infty) \cdot s^i = (\bar{u} + \bar{u}_\infty) \frac{dx^i}{ds^i} + (\bar{v} + \bar{v}_\infty) \frac{dy^i}{ds^i} \quad (3)$$

であり、これに式 (1) を代入することで、表面渦度強さ  $\bar{\gamma}^i$  に関する積分方程式を得ることができる<sup>(5)</sup>。ここで、 $\bar{q}_\infty = (\bar{u}_\infty, \bar{v}_\infty)$  はベクトル平均流れを表す。この積分方程式は、解法ベクトルに対する次の連立方程式を得るために、それぞれの翼について  $M$  個の分割点をもつ翼表面に沿った台形公式で離散化することができる。

$$\bar{A} \cdot \bar{X} = \bar{B} \quad (4)$$

$$\bar{A} = \begin{pmatrix} \bar{A}^{11} & \bar{A}^{12} & \dots & \bar{A}^{1m} & \bar{A}^{1m+1} \\ \bar{A}^{21} & \bar{A}^{22} & \dots & \bar{A}^{2m} & \bar{A}^{2m+1} \\ \vdots & \vdots & \bar{A}^{ij} & \vdots & \vdots \\ \bar{A}^{m1} & \bar{A}^{m2} & \dots & \bar{A}^{mm} & \bar{A}^{mm+1} \\ \bar{A}^{m+11} & \bar{A}^{m+12} & \dots & \bar{A}^{m+1m} & \bar{A}^{m+1m+1} \end{pmatrix} \quad \bar{X} = \begin{pmatrix} \bar{X}^1 \\ \vdots \\ \bar{X}^k \\ \vdots \\ \bar{X}^{m+1} \end{pmatrix} \quad \bar{B} = \begin{pmatrix} \bar{B}^1 \\ \vdots \\ \bar{B}^k \\ \vdots \\ \bar{B}^{m+1} \end{pmatrix} \quad (5)$$

ここで、大きさ  $M \times M$  の小行列  $\bar{A}^{ij}$  は、 $j$  番目の翼列から  $i$  番目の翼列への影響を表す係数行列である。式 (4) は各々の翼の後縁でクッタの条件を課すことにより、ガウスの消去法によって解くことができる。 $k$  番目の翼に対するクッタの条件は次式である。

$$\bar{\gamma}_1^k + \bar{\gamma}_M^k = 0 \quad (6)$$

これにより、離散化された表面渦度分布  $(\bar{\gamma}^1, \dots, \bar{\gamma}^{m+1})$  が決定される。

## 2. 2 非定常流れ

非定常流線関数を、渦なし部  $\psi^{IR}$  および渦あり部  $\psi^R$  に分離することによって次を得る。

$$\nabla^2 \psi^{IR} = 0 \quad (7)$$

$$\nabla^2 \psi^R = -\xi \quad (8)$$

式 (7) から、翼表面に沿った非定常渦度分布  $\gamma^k$  を用いることで、非定常渦なし速度ベクトル  $q = (u^{IR}, v^{IR})$  は式 (1) と同様の表現で得られる。mistuned cascade の中に含まれてい

る各々の "tuned" cascade に対して流入する渦度の翼間位相角  $\sigma$  を考慮すると、次のようになる。

$$(u^{IR}, v^{IR}) = -\frac{\gamma^i}{2} \cdot s^i + \sum_{k=1}^{m+1} \oint_{c_s^k} (F_x^k, F_y^k) \gamma^k(s^k) ds^k + \sum_{k=1}^{m+1} \int_{c_{s_w}^k} (F_{x_w}^k, F_{y_w}^k) \gamma_w^k(s_w^k) ds_w^k \quad (9)$$

$$F_x^k = f(\chi^k) + f(\bar{\chi}^k), \quad F_y^k = f(\chi^k) - f(\bar{\chi}^k) \quad (10)$$

$$f(\chi) = \exp\{j(\pi - \sigma)\chi \operatorname{cosec} \pi\chi\}$$

$$\chi^k = \left\{ y^k - y^i + j(x^i - x^k) \right\} / (m+1)t_s, \quad \bar{\chi}: \text{conjugate of } \chi$$

翼間位相角  $\sigma$  は、次で与えられる。

$$\sigma = 2\pi \left\{ \frac{(m+1)t_s}{t_r} - \operatorname{int} \left[ \frac{(m+1)t_s}{t_r} \right] \right\}, \quad \operatorname{int}[\ ]: \text{truncating function} \quad (11)$$

式 (8) は容易に積分をすることができて、それから次のような渦あり速度成分に対する表現を得る。

$$u^R = -\frac{1}{2\pi} \iint \zeta(x', y') \frac{y - y'}{(x - x')^2 + (y - y')^2} dx' dy' \quad (12)$$

$$v^R = \frac{1}{2\pi} \iint \zeta(x', y') \frac{x - x'}{(x - x')^2 + (y - y')^2} dx' dy'$$

積分領域は、無限上流領域、翼列領域および無限下流領域という三つの副領域に分けられる。翼表面上における接線方向の流れの条件から、

$$\gamma^i = (q^{IR} + q^R) \cdot s^i = (u^{IR} + u_1^R + u_2^R + u_3^R) \frac{dx^i}{ds} + (v^{IR} + v_1^R + v_2^R + v_3^R) \frac{dy^i}{ds} \quad (13)$$

という非定常境界条件<sup>(6)</sup>が定められ、これに式 (9) および (12) で与えられた渦なし速度および渦あり速度を代入することによって、表面非定常渦度強さ  $\gamma^i$  に関する積分方程式を得ることができる<sup>(5)</sup>。そして、非定常流体力  $F^i = (F_x^i, F_y^i)$  および点  $(x_0^i, y_0^i)$  まわりのモーメント  $F_M^i$  はそれぞれ、次式から得ることができる。

$$F_x^i = -\int_0^{2\pi} p(\theta^i) \frac{dy^i}{d\theta^i} d\theta^i, \quad F_y^i = \int_0^{2\pi} p(\theta^i) \frac{dx^i}{d\theta^i} d\theta^i \quad (14)$$

$$F_M^i = \int_0^{2\pi} p(\theta^i) \left\{ (x^i - x_c^i) \frac{dx^i}{d\theta^i} + (y^i - y_c^i) \frac{dy^i}{d\theta^i} \right\} d\theta^i \quad (15)$$

### 3. 数値計算

#### 3. 1 翼列配置および流れの条件

今回の数値計算に用いられた mistuned cascade として圧縮機翼列配置の一例を、図 1 に示す。この図で計算対象となる流れ場に含まれてはいないが、ストラットの存在による影響を解析する場合このような翼列の下流に追加する形で配置される。この翼列は同じピッチ、 $8t$ 、および同じ翼断面形状、NACA65(18)10<sup>(7)</sup>をした8種類の翼列が組み合わせることにより一つの翼列を成しており、それぞれが持つ異なったスタガ角はピッチ方向に正弦関数的に変化している。航空エンジンにおける実際の例を参考に採用されたスタガ角に関する mistuning のレベルから、このときのスタガ角は基準となるスタガ角を  $\xi_1 = 7.0^\circ$ 、その

種類を  $n = 8$ 、最大ふれ幅を  $\Delta\xi = 3.0^\circ$  として、次式にしたがっておおよそ決定される。

$$\xi_i = \xi_1 + \Delta\xi \sin\left\{\frac{2\pi}{n}(i-1)\right\}, \quad i = 1, 2, \dots, n-1 \quad (16)$$

これより求められた翼列のスタガ角の組み合わせを、表 1 に示す。

また、非定常流れの解析において、静翼および動翼間のピッチ比  $t_s/t_d$  はいくつか変化させて行われているが、静翼の入口流れ角  $\beta_1$  ( $= 30^\circ$ ) は固定されている。図 2 は、翼列流路内の渦度分布計算のために必要な計算格子例である。

### 3. 2 解析結果および考察

図 3 は mistuned cascade を構成する翼列のうち cascade 1 から cascade 5 までの、同様に図 4 は cascade 5 から cascade 8 (cascade 1 も含む) までの、それぞれの翼列における非定常空力負荷分布を示す。両方の図中に破線で示されている tuned cascade の解析結果と比較すると、スタガ角を mistuning したこと

表 1 翼列のスタガ角の分布

	$\xi_i$ [°]	
	tuned	mistuned
cascade 1	7.0	7.0
cascade 2	7.0	9.3
cascade 3	7.0	10.0
cascade 4	7.0	9.3
cascade 5	7.0	7.0
cascade 6	7.0	4.7
cascade 7	7.0	4.0
cascade 8	7.0	4.7

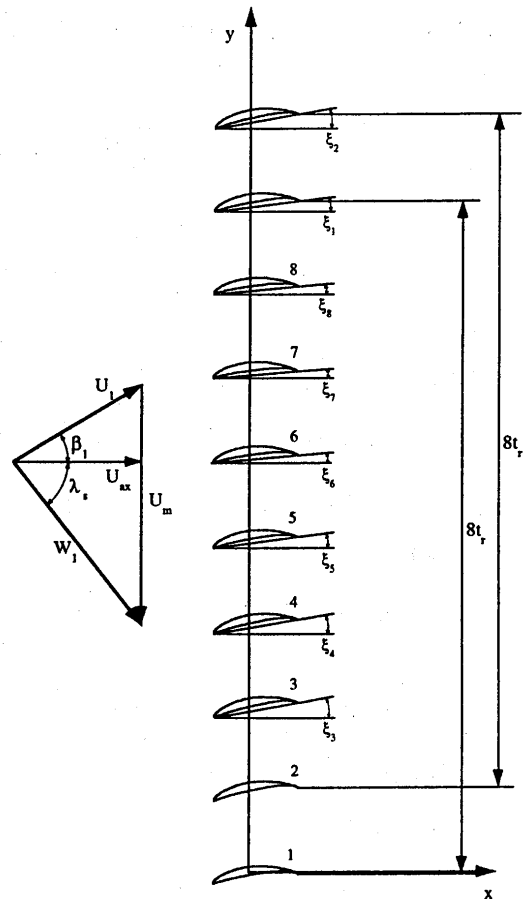


図 1 翼列配置および入口速度三角形



図 2 計算格子 (格子点数85×161)

の効果により、図上側に示されている非定常空力負荷分布の振幅ばかりではなく図下側に示されている位相にまでかなりの変化が現れていることがわかる。このことから見ても計算対象とされた mistuning cascade を含めた領域が、かなり複雑で入り組んだ流れ場を形成しているものと思われる。

図3よりスタガ角が増加するにつれしだいにその振幅は減少する傾向にあるが、図4の方ではスタガ角が減少していくことから振幅は増加回復する傾向を見せている。その位相についても同様に、図3および図4のいずれを見ても cascade 1から cascade 8までの間で注目すべき位相シフトが起こっているのがわかる。

また、図5および図6は、mistuned cascade を構成する翼列をそれぞれ図3および図4と同じ翼列の組み合わせとなるように二つに分けて表された、それぞれの翼列における動翼-静翼ピッチ比に対する非定常揚力係数分布を示す。動翼-静翼ピッチ比としては、 $t_s/t_r = 0.5, 0.75, 1.0$  および  $1.25$  の4種類の値に変化させて解析を行っている。また、非定常揚力係数はそれに対応する定常

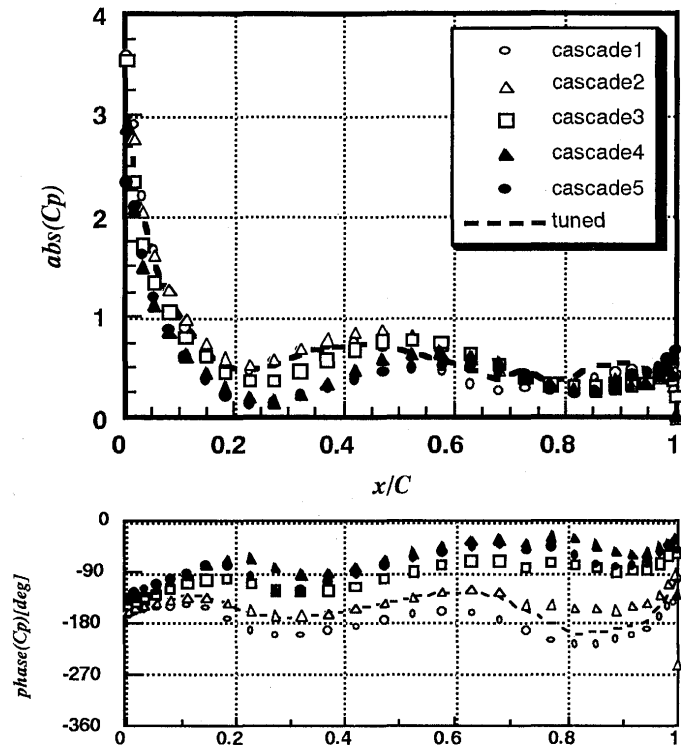


図3 非定常空力負荷分布 ( $t_s/t_r=1.0$ )  
(cascade 1から cascade 5まで)

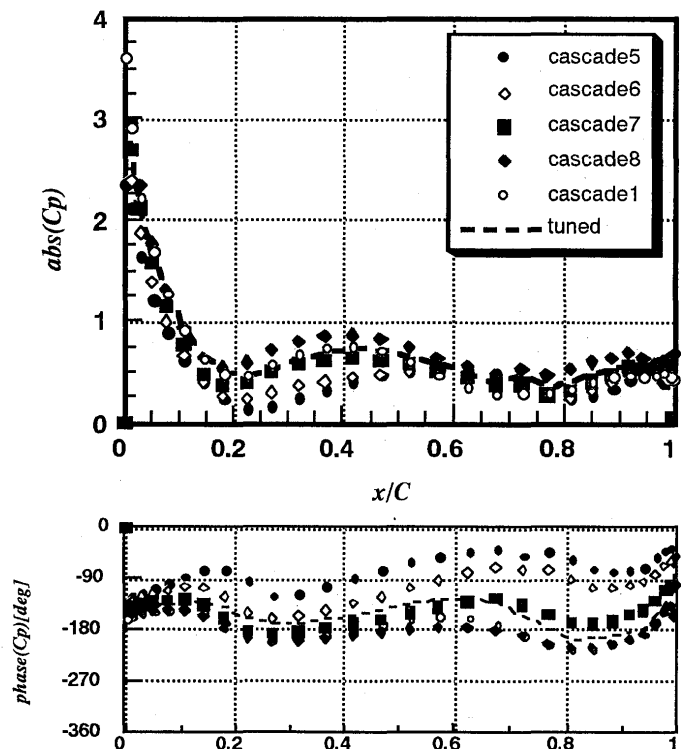


図4 非定常空力負荷分布 ( $t_s/t_r=1.0$ )  
(cascade 5から cascade 8まで)



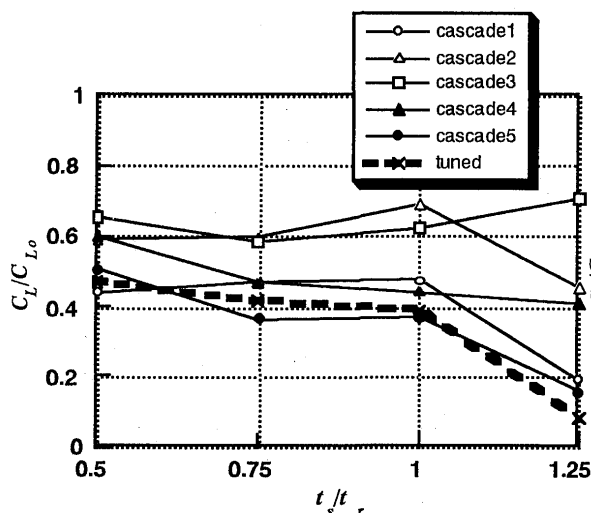


図5 動翼—静翼ピッチ比に対する  
非定常揚力係数分布  
(cascade 1からcascade 5まで)

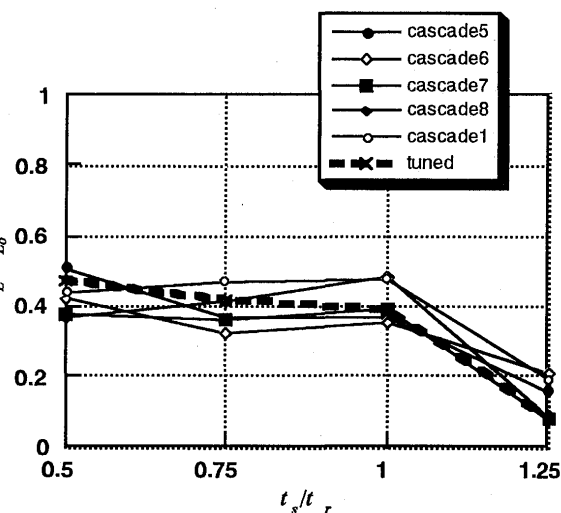


図6 動翼—静翼ピッチ比に対する  
非定常揚力係数分布  
(cascade 5からcascade 8まで)

揚力係数でそれぞれ除された形で示されているが、定常揚力係数の変化に比例して非定常揚力係数の方にも大きな違いが生じているとは一概に言えず、かなり複雑な干渉効果の様子が見られ、動翼—静翼ピッチ比が増加するにつれて破線で示される tuned cascade のときの値とはかけ離れていくようでもある。

#### 4. 結 言

ターボ機械を設計する際に問題となることのある、望ましくない翼振動または騒音レベルを減少させるための、ある程度積極的な手段の一つとされる翼列翼の mistuning の効果をより明らかにするために、特に翼列翼に作用する後流励起力に対する翼列配置の mistuning の効果について数値解析を行うのに必要となる拡張を行った。これにより、mistuned cascade の翼種類の組み合わせに高い柔軟性を保持することができ、加えて翼列下流にストラットなどの障害物が存在する場合に関しても適用を可能とした。

#### 参考文献

- (1) K. Funazaki, JSME International Journal, Vol.36, B(1993), 66-73
- (2) 船崎, 機論, 57-541, B(1991), 3050
- (3) 西山, 船崎, 機論, 50-454, B(1984), 1476
- (4) H. W. D. Chiang and M. G. Turner, ASME 93-GT-287, (1993)
- (5) K. Funazaki and A. Sasaki, 7th ISUAAT (FUKUOKA), (1994)
- (6) 西山, 矢野目, 機論, 45-394, B(1979), 763
- (7) J.C. Emery, L.J. Herring, J.R. Erwin and A.R. Felix, NACA Technical Report 1368, 1957, 17

\* 野角 忠司 藤井 秋男 斎藤 正泰 (石川島播磨重工業)

## 1. 緒言

近年、航空エンジンや発電用動力源の原動機として、小型軽量で大出力の利点を活かした小型ガスタービンが広く普及してきている。このようなガスタービンでは比出力・燃料消費率の向上をはかるため、エンジンサイクル上、高圧力比化・高温化の傾向が進み、各要素性能の一層の向上が要求されている。これに加え、運用時の機動性や発停時の起動特性も大きな課題であり、サージマージンの確保は重要な特性である。

本ガスタービンでは、低燃料消費率で高出力が得られるよう熱サイクルを検討し、簡素な構造で高性能が得られるよう圧力比10を選定した。上述した高圧力比・高効率化及びサージマージンの確保という観点から、小型ガスタービン用圧縮機で用いられる諸形式—軸流段形式、遠心段形式及びこれらの組合せ形式—を検討した結果、軸流段と遠心段の組合せ形式を選定した。

この形式は遠心単段型に比べサージマージンが広く、かつそれぞれの段の圧力比を適切に選定することにより、より高い効率を達成でき、かつコスト・構造上からも軸流段型式に比べより大きな優位性を有する。

この形式における遠心圧縮機は構造上、前段の軸流段との組付け時の形状上の特徴や、これに伴う空力性能上の課題を持つが、本研究において、これらの課題を解決し得た高性能の遠心圧縮機を開発したので、その研究を報告する。

## 2 遠心圧縮機の空力設計

本遠心圧縮機は小型ガスタービンや航空用エンジンを対象とした軸流段と遠心段の組合せ形式で使用される。この型式では、前段に軸流圧縮機をもつので、通常の単段形のものとは異なる設計上の留意点が必要である。この留意点の主なものとして軸流段との接続によるボス比の増大や小型軽量化をはかるための圧縮機外径寸法の低減等形状・構造に係わるものと低比速度高圧力比のための空力性能—衝撃波損失・摩擦損失・クリアランス損失等の低減があげられる。このような課題についての検討を重ねながら圧縮機の研究を進めた。本研究における遠心圧縮機の概略仕様を表-1に示す。

表-1 小型ガスタービン用遠心圧縮機の仕様

周速マッハ数	1.7
圧力比	6
比速度	0.1
断熱効率	80%以上
ディフューザ出口～整流翼出口間の圧損2%以内	

本研究における遠心圧縮機の対象部は軸流段の後流から燃焼器の入口部までを想定し、主要構成部として、インペラ・ディフューザ及び整流翼部を考える。以下これらの各要素についての検討を述べるとともにこれらを組合せた性能試験について記述した。

## 2-1 インペラの空力設計

インペラの設計に際しては、前段の軸流圧縮機とのマッチングが良好であり、かつ高速回転下で目標圧力比を達成し、高効率、広作動域を確保できることを目標とした。

本圧縮機は高圧力比を達成するために周速マッハ数も1.7の高速回転となり、インペラ内流れは音速を超える領域に達する。特にインペラ入口部ではボス径が軸流段との接続を考慮するため通常の単段形のものよりも大きくなり、前縁部シュラウド径が増大し、インペラ入口での相対マッハ数は1.1~1.2となる。このため入口部では衝撃波が発生し、さらに境界層との干渉により剥離が生じるなど複雑な流れとなる。そこで、衝撃波等による損失の低減が可能で、広作動域が得られるよう翼・流路形状を検討し、入口部では剥離を避けるためなるべく緩やかな減速パターンとなるよう考慮した。また翼内の負荷分布についてもインペラ出口羽根角や羽根角度分布に対する数値シュミレーションを行い、入口での負荷がなるべく小さくし滑らかな負荷分布となるよう検討した。このほか低比速度インペラでの流路損失、特に摩擦損失の低減をはかるために、splitter blade形式を採用し、入口部での水力直径の増加を行うとともに出口部での狭い流路におけるクリアランスの影響についても検討を加えた。この結果インペラ出口のバックワード角は $-40^\circ$ とし、ブレード形状は、緩やかで小さな負荷分布となるよう選定した。図-1、2にインペラの相対速度分布及び3次元流れ解析結果の一例を示す。

また、本インペラは高速回転により高い遠心応力をうけ、実機搭載時における出口付近での流体温度は $350^\circ\text{C}$ 近くになるため、インペラ材として高温比強度の高いチタン合金の適用を想定し、FEMによる応力解析を繰り返し実施した。出口部の変形量が大きいと回転時の接触

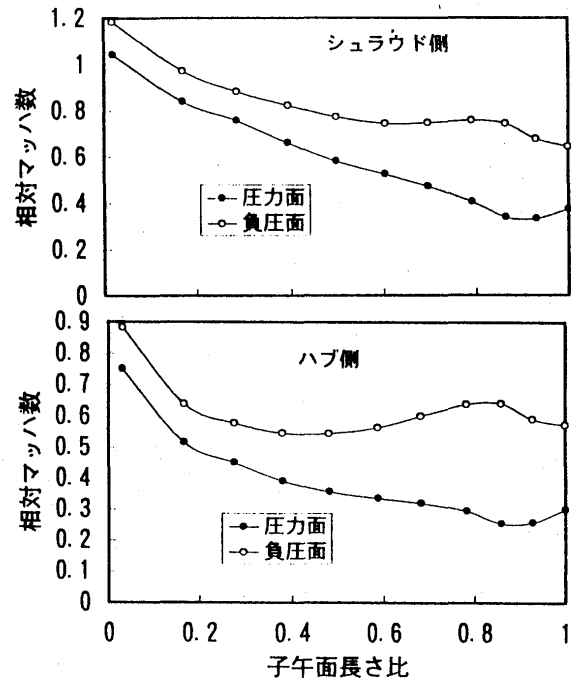


図-1 インペラ翼内の相対マッハ数分布一例

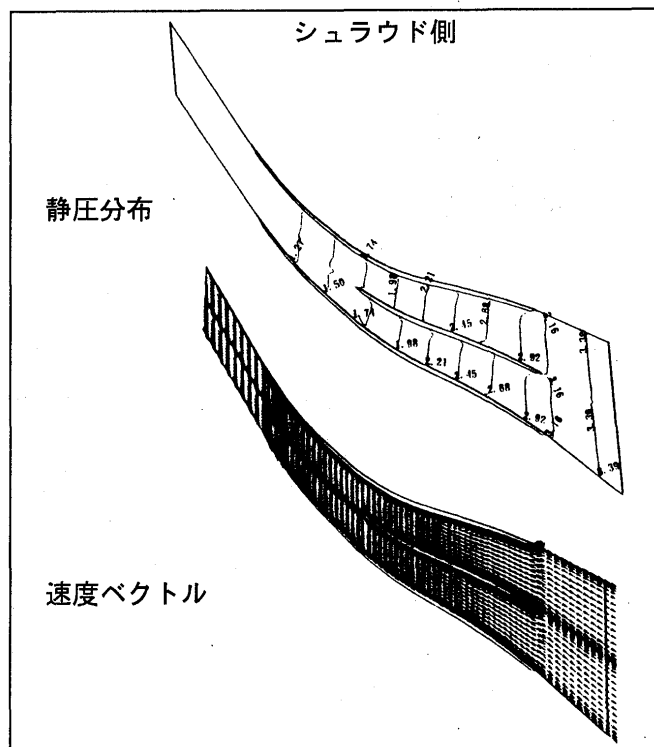


図-2 インペラ翼内部流れ3次元解析例

防止のためクリアランスを大きく設定することが必要となるが、これは中低速域での性能低下の要因となる。このためディスク形状についても種々検討を加え、応力レベルと変形量を低減できるような形状を選定した。

このように空力性能と回転強度の両者の課題を解決すべく検討を進め、選定したインペラの概略寸法を表-2に示す。

表-2 インペラ概略寸法

	バックワード角 (deg)	羽根枚数
No.1	-40	13 + 13
No.2	-40	16 + 16

## 2-2 ディフューザ、整流翼

本遠心圧縮機は、インペラ後流部にディフューザ、曲り流路及び整流翼をもつ。

インペラのバックワード角を $-40^\circ$ と大きくすることにより、ディフューザ入口でのマッハ数の低減を計ったが、高圧力比・高周速であるため、流れは遷音速領域に達する。このため、効率よく圧力回復できるようにディフューザ形状を選定する必要がある。ディフューザには、サージ特性に優れた翼型ディフューザや高性能なパイプディフューザ等もあるが、ここでは構造が簡易で高圧力比域での効率に利点を持つチャンネル型ディフューザを採用し、迎え角・スロート面積・通路広がり角等を変えた数種類の供試体を製作し、実験により性能を確認した。良好な圧力回復を得るには流路長さを充分

に取りたい、このディフューザではガスタービン全体としてコンパクトな形状にまとめるため、ディフューザ外径も小さくし、短い通路で効率よく圧力回復するように検討を進めた。図-3にディフューザの3次元流れ解析結果の例を示す。

整流翼については、ディフューザ出口からの流れを軸方向に大きく転向させその後流部にある燃焼器への流れに偏りがないようにし、また全圧損失を小さく抑える必要がある。このため迎え角、負荷、偏向角に留意して翼形状・翼枚数を選定した。また、整流翼について3次元流れ解析を実施した例を図-4に示す。

この様な点に留意して、検討したディフューザと整流翼の概略寸法を表-3に示す。

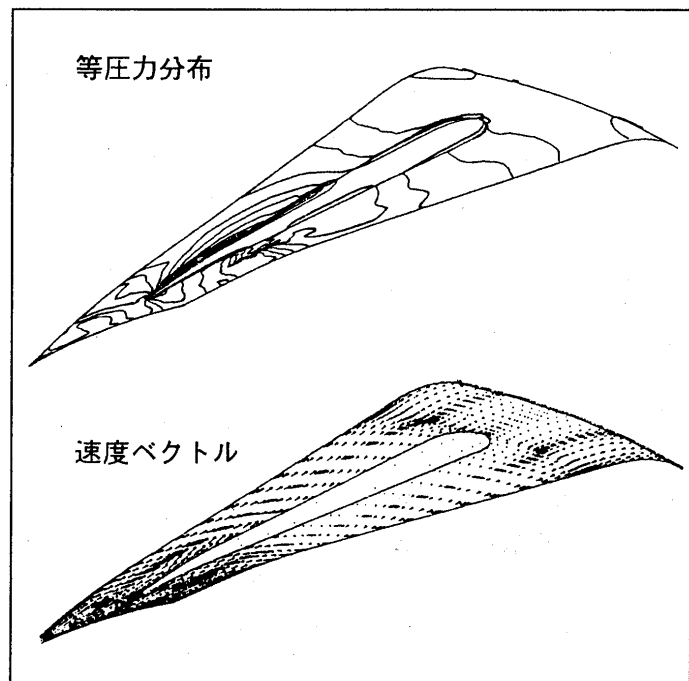


図-3 ディフューザ内流れ解析例

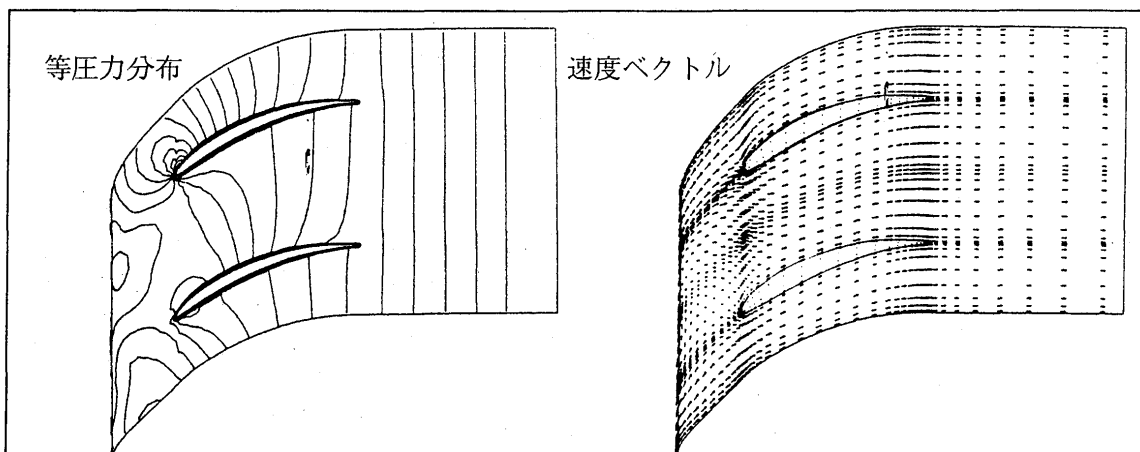


図-4 整流翼内の流れ解析例

表-3 ディフューザと整流翼の概略寸法 (一例)

ディフューザ	入口羽根角	羽根枚数	スロート面積比
No. 1	70	21	1.0
No. 2	70	19	1.04
No. 3	72	17	0.99

整流翼	外径比 (インペラ径に対する)	翼枚数
	1.57	50

### 3 遠心圧縮機の空力性能

#### 3-1 圧縮機試験装置

空力性能の検討に基づいて設計したインペラ・ディフューザ・整流翼を製作し、大気吸込み式の遠心圧縮機単段要素試験装置に組み込み、実験を行った。

圧縮機の入口上流に設けた計測管で面積平均した各径での全圧や全温と静圧を計測し、出口部も同様にディフューザ出口、整流翼出口にセンサを設けてこの断面間における状態量から性能を算出している。また流量は吐出部後流でのオリフィスにより計測している。この圧縮機試験装置の概観を図-5に示す。

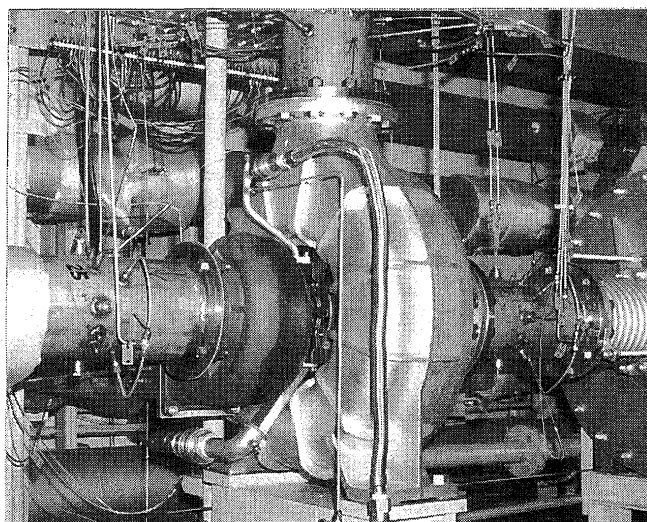


図-5 圧縮機試験装置の概観

また供試体のインペラは高比強度材のチタン合金鍛造材を用い、5軸NCマシンによる削り出し加工で製作し、ディフューザ、整流翼は耐熱ステンレス材を用い同様にNCマシンにより製作している。供試インペラの一例を図-6に示す。

インペラ・ディフューザ・整流翼について

上述したように各々数種の供試体を製作し、各要素の組合せ試験を行い、性能評価、解析、要素の改良を繰返して実施した。

### 3-2 圧縮機の性能試験

前述した各インペラ・ディフューザ・整流翼の組合せについて性能評価を行うとともに、各部での計測を行い各要素の性能を検討した。図-7に遠心圧縮機の性能の一例を示す。

本図に示すように、インペラNo. 2とディフューザNo. 1の組み合わせにより設計回転数において、圧力比6を効率80%で達成し、サージマージン17%を得、当初の目標を達成した。

また各部での圧力計測に基づき、それぞれの要素の性能を解析・評価した。

#### (1) インペラ

ベーンレスディフューザとの組み合わせ試験により、インペラの基本特性を確認した。入口出口の流れ角を図-8に示す。定格回転数におけるサージ近傍における入口前縁部での迎え角は約 $0^{\circ}$ 、出口流れ角は約 $71^{\circ}$ である。流量と静圧から算出したインペラ効率の最高値は約89%である。インデューサのスロートでチョークしており、このチョーク流量は設計値に対して5%程度のマージンを持っている。

#### (2) ディフューザ

通常、各種産業用途や過給機等に用いられる圧縮機に比べて外径が小さいため、十分な圧力回復を効率よく得ることが課題である。一般にチャンネル内で剥離しないよう広がり角を選定すると、面積比が小さくなり、圧力回復率が低下する。これらの特性を評価するため代表的なディフューザについて圧力回復率を比較した。一例を図-9に示す。圧力回復率の最高値は約0.6であり、出口での流速はマッハ数で0.2~0.4である。またサージ点での迎え角は約 $2\sim 4^{\circ}$ であるが、サージ点と迎え角に強い相関は顕著でなく、スロート面積・迎え角・スロートでの境界層厚さ等により支配されているセミベーンレススペースでの圧力回復率の影響を受けていると思われる。この

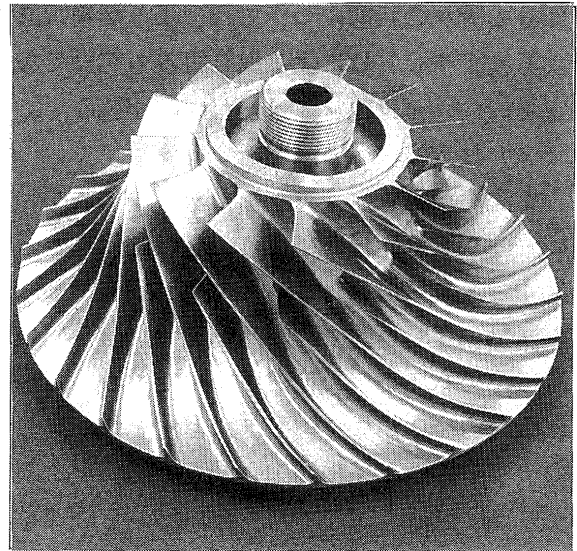


図-6 供試インペラ例

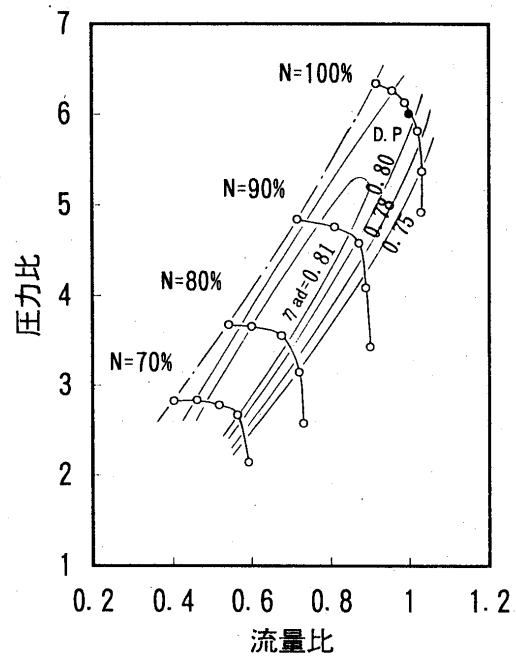


図-7 遠心圧縮機の性能一例

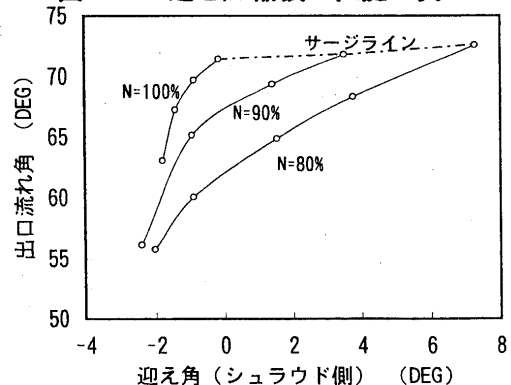


図-8 インペラ入口出口の流れ角  
(ベーンレスディフューザとの組合せ)

部分の流れの状態については、より詳細な計測による検証やCFDによる取り組みも有効であるが、定量的な評価は現状ではまだ課題が残る。

### (3) 整流翼

整流翼はディフューザ出口からの流れを軸方向に転向させるとともに偏りの少ない流れとして後続する燃焼器へつなげることが必要である。またディフューザ出口での流れが比較的はやいので整流翼での全圧損失の低減が重要である。各回転数における全圧損失を図-8に示す。マッハ数が高い大流量側では圧損が10%近くにいたる領域もあるが、設計点近傍では目標値である2%をほぼ達成している。整流翼では後流部の燃焼器への流入流れに偏りが無いことが必要であるため、出口での流れ角を3孔ヨーメータで計測した結果、出口流れ角は0~2°程度であった。

## 4 結言

小型ガスタービンの圧縮機として、軸流段と遠心段の組合せによる圧縮機の適用を検討し軸流段の後段に用いられる遠心圧縮機についての基礎研究を行った。

本研究においてはインペラ及びディフューザ、整流翼を設計・試作し、性能試験を繰り返すという手法により研究を進めた。その結果、設計回転数において、圧力比6、目標効率80%を達成した。

この結果は、中小型ガスタービンなどの圧縮機として適用され、試作機の試験において良好な結果を得ている。

### 参考文献

- 大桃 光晴、弓手 良行：“ITS90小型ガスタービンの開発”  
石川島播磨技報 第32巻 第3号 1992年5月

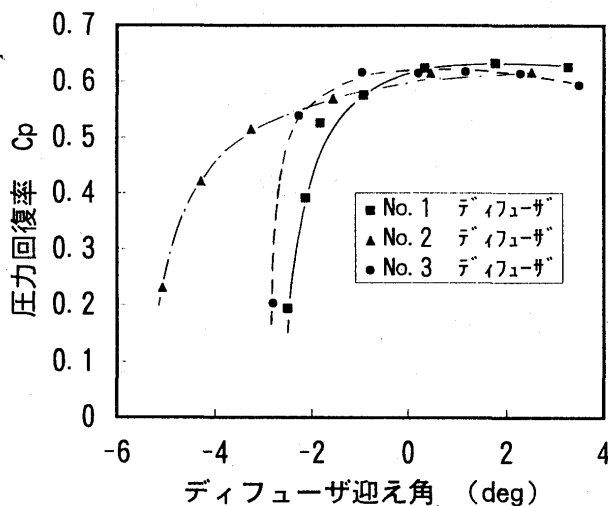


図-9 ディフューザ圧力回復率

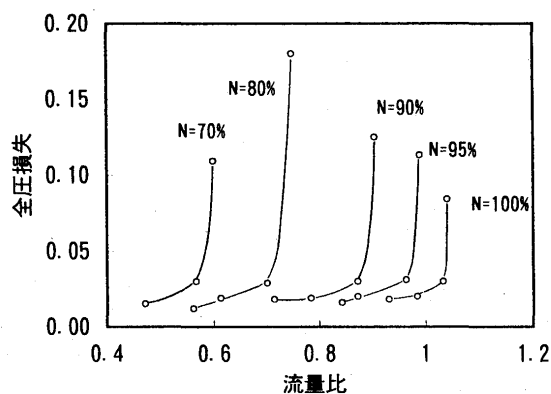


図-10 整流翼部での全圧損失

\* 畑中 啓治  
半田 浩一 (日産自動車株式会社)

## 1. はじめに

ターボ車の加速性能向上、いわゆるターボラグの低減への要求は年々増してきている。日産自動車では、ターボ搭載車は1979年に国内で初めて発表して以来、1985年にセラミックターボを、1989年には軸受方式をボールベアリングとしたボールベアリングターボを発表してきた。

また、1993年、ターボエンジンシステムとして、運転者の加速フィーリングを自然に近づけたリニアチャージコンセプトのRB25DETエンジンを発表した。

本稿では、このリニアチャージコンセプトを更に進化させる為、コンプレッサインペラを従来のアルミ製から比重の小さい繊維強化樹脂製とすることで回転体慣性モーメントを低減した樹脂インペラターボについて紹介する。

尚、本ターボは1994年9月マイナーチェンジしたローレルに搭載し世界で初めて実用化した。

## 2. 樹脂インペラターボの効果

### 2-1 樹脂インペラターボ緒元

図1に樹脂インペラターボの構造を示す。前述のRB25DETエンジン用ターボであるCNRB-1改をベースに、コンプレッサインペラを、アルミ材の約50%の比重である繊維強化樹脂製とすることで、ターボチャージャー回転体の慣性モーメントを27%低減した。(表1)

### 2-2 加速応答性能

開発した樹脂インペラターボを用いての全開加速試験結果の一例を図2に示す。樹脂インペラターボ化によって、インターセプトタイム(アクセルを踏んだ時から設定過給圧に到達する時間)を8~19%短縮することができた。これにより、トルクの立ち上がりについても同様の改善効果が得られた。

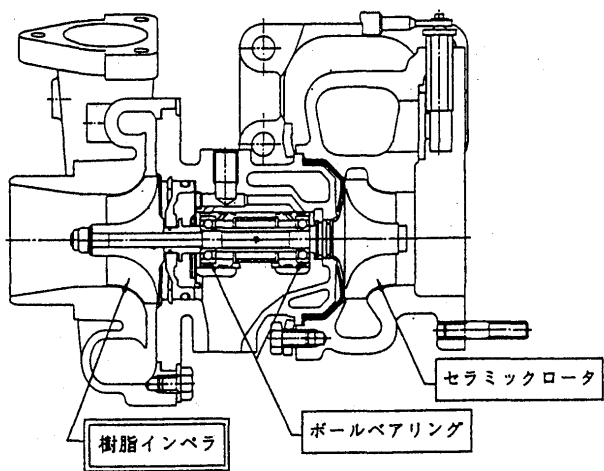


図1 樹脂インペラターボの構造

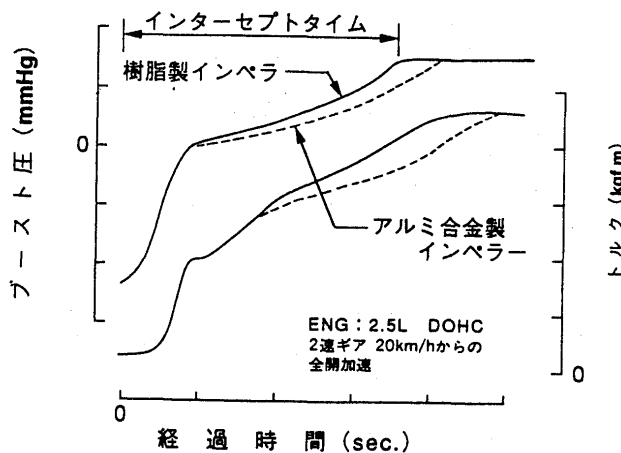


図2 インペラ樹脂化による加速応答性能の向上



### 3. 材料工法開発

#### 3-1 材料仕様

コンプレッサインペラの材料は、100℃以上という高温使用雰囲気において強度、靱性のバランスが良く、耐久性（クリープ、疲労、熱、薬品）に優れた必要があり、今回新たに超耐熱樹脂複合材「PKU/CF30」を開発した。

#### 3-2 カーボン繊維の表面処理技術

繊維強化樹脂材の強度を向上させる方法として、繊維とマトリクス樹脂の界面接着強さを高める手法がある。この接着強さを得る為に、サイジング剤を用いるのが一般的であるが、スーパーエンブラは成形加工温度が400℃前後と高い為、既存のサイジング剤では熱分解を起こしてしまい、十分な接合効果が期待できない。今回新たに開発した熱安定性と接着性に優れたサイジング剤によって、繊維強化樹脂材の強度を飛躍的に向上させることができた。

#### 3-3 新規ポリマアロイ材料PKUの開発

代表的な汎用エンブラ及びスーパーエンブラの30w%カーボン繊維強化グレードを用いて試作した樹脂インペラの瞬時破壊回転数を図3に示す。ポリエーテルケトン樹脂を用いたインペラが最も高い瞬時破壊回転数を示している。

また、長時間の連続耐久試験でも、このポリエーテルケトンが最も優れた耐久性を持つことが確認されている。しかし、ガラス転移温度が154℃と比較的低い為、ポリエーテルケトン樹脂をベースとする新規のポリマアロイ材PKUを開発し、耐熱性の改良を図った。

#### 3-4 樹脂インペラ用材料 PKU/CF30

表2に今回開発したPKUの30w%カーボン繊維強化グレードであるPKU/CF30の機械的特性を示す。引張強度はアルミ合金に比べて小さい。しかし、発生応力の大部分を、遠心応力がしめるインペラの場合、密度で除した比強度の高さが重要となる。PKU/CF30は比強度として見るとアルミ合金を凌ぐ。また、疲労限度でも、アルミ合金を上回る特性を有する。

#### 3-5 カーボン繊維の配向制御

樹脂インペラ内部のカーボン繊維の配向制御も非常に効果的であり、樹脂インペラの耐久信頼性を向上させる為には、最大応力発生部位の強度や長期寿命が大きくなるようにカーボン繊維の配向を制御すればよい。

このため、下型に深さ寸法Lの調節可能な材料だまり（スラッグウェル）を設けて、カーボン繊維の配向の最適化を可能にしている。図6に、材料だまりの有無と樹脂インペラよりの切出し試験片のクリープ寿命の関係を示す。材料だまりを設けることによって、クリープの寿命が大幅に改良されることがわかる。

表1 ターボ主要緒元一覧

		樹脂インペラ仕様	アルミインペラ仕様
ターボ型式		CNRB-1改	←
コンプレッサ	インペラ材料	PKU/CF30	JIS AC4D相当材
	インペラ製造方式	射出成形	ラバーモールド法
	インペラ入口径/出口径 (mm)	48.6/66.6	←
	インペラ重量 (g)	31.9	61.5
タービン	ローター材質	セラミックス (窒化硅素)	←
	ローター入口径/出口径 (mm)	51.5/42.3	←
軸受	ベアリングTYPE	ボールベアリング式	←
	冷却方式	全周水冷式	←
ターボ回転体慣性モーメント ( $\times 10^{-6} \text{ kg m}^2$ )		2.13	2.92

### 3-6 自動金型の開発

樹脂インペラの射出成形金型は、翼間に入る型を総入れ子にし、回転を伴って抜く複雑な構造を有する。抜き勾配、偏心、回転角の決定や干渉の検討には最先端のCAE技術を駆使した三次元脱型シミュレーションが活用されている。

### 4 おわりに

当社が発表したりニアチャージコンセプトを進化させる一手段として樹脂インペラターボを開発、実用化した。今後も更に向上させ、市場ニーズに合った製品開発を続けたい。

表2 樹脂インペラ用材料 PKU/CF30 とアルミ合金の機械的特性

材 料		樹脂製インペラ用 ポリマーアロイ材料 PKU/CF30	インペラ用 アルミ合金 JIS AC4D 相当材料
項 目			
比 重	—	1.38	2.7
引張強さ	MPa	290 (180)	320 (265)
比強さ	MPa	210 (130)	119 (98)
引張弾性率	GPa	25.3	72.5
破断伸び	%	1.6	3.8
10 <sup>7</sup> 疲労限度	MPa	155 [140]	— [123]
比重換算値*1	MPa	112 [101]	— [46]
クリープ破断応力 *2	MPa	— (127)	— (132)
比重換算値*1	MPa	— (92)	— (49)

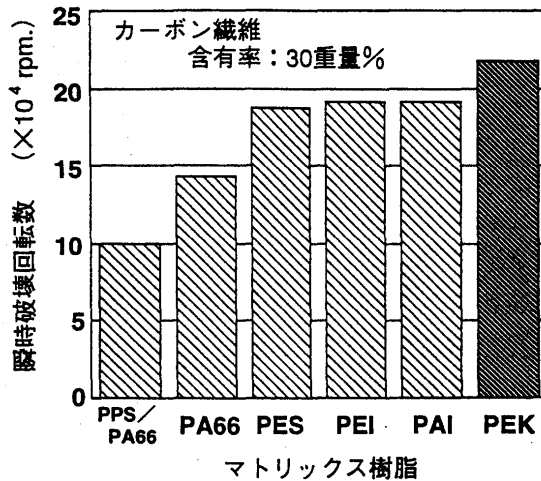


図3 マトリックス樹脂とインペラ瞬間破壊回転数の関係

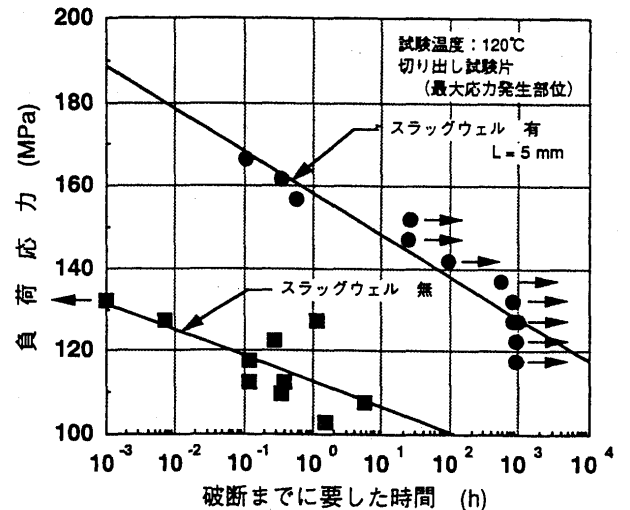


図6 カーボン繊維の配向制御による樹脂インペラ切り出し試験片のクリープ寿命の向上

編集・発行 © (社)日本ガスタービン学会 220 1995.5