エクセルギー再生燃焼によるガスタービンの高性能化*

越後 亮三^{*1}, 齋藤 元浩^{*2}, 吉田 英生^{*3}
小林 健一^{*3}, 土方 邦夫^{*4}

High-Efficiency Gas Turbine by Exergy Regenerating Combustion

Ryozo ECHIGO, Motohiro SAITO, Hideo YOSHIDA,
Kenichi P. KOBAYASHI and Kunio HIJIKATA

Exergy regenerating combustion is aimed at direct extraction of high-quality energy, such as electric power, light, mechanical work from combustion. In an isothermal expansion process, all energy released by combustion is converted to external work. If the internal heating is utilized in the compression process, we can obtain a higher pressure ratio as well as high temperatures at the same compression ratio. A new gas turbine cycle based on isothermal expansion combustion and polytropic compression are proposed. Different from conventional views, the feature of this cycle indicates that the target of gas turbine is a high pressure ratio rather than a higher peaking temperature. In comparison to the case of a conventional gas turbine, higher efficiency is expected due to the high pressure ratio. Inasmuch as the temperature of exhaust gas is identical with maximum, it is plausible for combined cycle. In addition, related combustion schemes are briefly discussed.

Key Words: Gas Turbine, Thermal Efficiency, Energy Conversion, Exergy Regenerating Combustion, Isothermal Expansion, Polytropic Change

1. 緒 言

エクセルギー再生燃焼は、燃焼現象が化学エネルギーを主として熱に変換する方法であるとの考えを見直し、新しいエネルギー変換という立場から捉え、燃焼過程にエクセルギー値の高い電気、光、力学、化学、高温熱等のエネルギーを直接抽出することを指向するものであり、二酸化炭素排出による地球温暖化問題に真正面の燃焼の立場からの対応策として期待できる⁽¹⁾。本研究ではこの新しいエクセルギー再生燃焼を基本に、力学エネルギーの抽出を最優先する立場から熱機関を再検討することを目的とする。

燃焼は化石燃料のもつ化学エネルギーを熱に変換する簡便な方法として長年にわたり利用されてきた。その中で特に力学エネルギーとか動力を発生させるために開発されてきた熱機関においては“熱”という言葉に象徴されるように化学エネルギーをいったん熱に変

換し、それに続いて熱を力学エネルギーに変える2つの過程が考えられ、燃焼は前段の熱に変換するまでの過程における役割を担うものと考えられてきた。このような意味において燃焼効率ほとんど100%に近く、また燃焼温度に関しても構成材料の耐熱性、耐久性が制限になっている場合が多く、これらの熱機関の性能を向上させるために燃焼に求められる技術的な課題は基本的な面ではあまり残されていないものと考えられている。

一方、新しいエネルギー利用方法として、エクセルギーの観点から有効なエネルギー変換や利用方法に関心が集まっているが⁽²⁾⁽³⁾、燃焼は非可逆性の大きなプロセスの典型で、それに伴うエクセルギー損失を低減すること自体、不可能であると考えられがちである。しかし燃焼過程においては熱エネルギー以外に光、力学、電気、化学等価値の高いエネルギーが何らかの形で放出されており、燃焼方法の工夫如何によってはこれらのエネルギーの放出割合を変えることも可能である。

エクセルギー再生燃焼の基本的な考え方は、燃焼過程に価値の高いエネルギーを高い比率で直接抽出す

* 原稿受付 1996年10月23日。

^{*1} 正員、東京工業大学工学部 (〒152 東京都目黒区大岡山2-12-1) [現：芝浦工業大学工学部]。^{*2} 学生員、東京工業大学大学院。^{*3} 正員、東京工業大学工学部。^{*4} (故)正員、東京工業大学工学部。

ることを最優先する燃焼技術を構築することである。しかも目的とする特定の形態のエネルギー発生を強調できる燃焼方法の開発であり、それ以外のエネルギー発生割合を抑制することと同等である。本研究では動力変換に焦点をあて、燃焼過程に伴うエクセルギー損失の低減を計り、ガスタービンを例にとり新しいサイクルの構成と熱効率の上昇について検討し、燃焼技術上の課題についても簡単に述べる。

2. 記号

- c_p : 定圧比熱
- c_v : 定積比熱
- n : ポリトロープ指数
- p : 圧力
- Q, q : 熱量
- R : 気体定数
- r : 圧力比
- r_a, r_b : 等温・断熱膨張への移行の圧力に関する圧力比 ($r_a = p_A/p_C$, $r_b = p_C/p_1$)
- T : 温度
- U : 内部エネルギー
- v : 体積
- W : 仕事量
- ε : 圧縮比
- η : 効率
- η_c : 圧縮機の断熱効率
- η_{CA} : カルノー効率 ($=1 - T_1/T_2$)
- η_t : タービンの断熱効率
- η_T : ポリトロープ圧縮～全等温膨張サイクルの効率
- η_{TA} : ポリトロープ圧縮～等温・断熱膨張サイクルの効率
- η_b : プレイトンサイクルの効率
- κ : 断熱指数
- τ : 温度比 ($=T_3/T_1$)

添字

- H: カルノーサイクルの高温側
- L: カルノーサイクルの低温側
- NET: 正味
- n : ポリトロープ圧縮過程
- κ : 断熱圧縮過程

なお、本論文の計算における基準温度 T_1 は 300[K], 基準圧力 p_1 は 1[atm]とした。また、断熱指数 κ は温度によらず 1.4 とした。

3. エクセルギー再生燃焼と力学エネルギー

3・1 等温膨張燃焼 力学エネルギーへの変換比率を高める燃焼方法について考察してみる。熱力学第1法則

$$\delta Q = dU + \delta W \quad \dots\dots\dots (1)$$

より明らかなように $dU=0$ の場合、すなわち温度一定の条件下では加熱量 δQ はすべて仕事 δW に変換される。これを燃焼過程に引き直してみると、等温膨張過程で放出される燃焼熱はすべて膨張仕事として系外に抽出できることを意味している。

燃焼の観点からみればこのような燃焼の場合あるいは環境を設定することは非常に難しい。従来の燃焼は圧力一定か体積一定の条件下で行われるのが普通で、燃焼技術もこのような前提条件のもとに培われてきた。理(仮)想的なサイクルであるカルノー機関を別にすれば、代表的な熱機関であるオットー、ディーゼル、ブレイトン等の基本サイクルを構成している各変化過程のいずれにおいても等温変化は存在しない。

これらの熱機関が稼働中に創り出す空間は燃焼にとってきわめて新鮮な場として利用できる可能性がある。すなわち往復動あるいは定常流のいずれの場合においても膨張過程では温度が下がるのであるが、温度低下分のエネルギーを丁度補えるような燃焼の微妙な制御ができれば“等温膨張燃焼”が実現できることになり、その結果燃焼熱はすべて力学仕事に変換できることになる。燃焼の微妙な制御では膨張行程に合致した発熱速度、発熱分布など緻密な燃焼速度のコントロールと火炎が形成されない燃焼形態も視野にいたれた検討が必要となる。

3・2 ポリトロープ圧縮 熱機関に等温膨張燃焼を採り入れた場合、燃焼温度は比較的低く抑えることができ、したがって熱損失も小さくできる可能性がある。しかし高い出力密度(単位体積あたりの出力)を維持するためには高圧化が必要となる。高圧を発生させる方法として、通常の熱機関のように断熱圧縮を用いて圧縮比を大きくする方法が考えられるが、これとは別に圧縮比は従来通りとし圧縮行程中に部分燃焼させる“ポリトロープ圧縮”が考えられる。普通、圧縮仕事を低減するために圧縮機の間段で冷却することはない。ポリトロープ圧縮では高圧を発生させるために機械的圧縮仕事の一部を燃焼による発熱で肩代わりすることになり、燃焼によるエネルギー変換の新しい側面がある。

同じ圧力比 $r=(p_2/p_1)$ を達成するために投入すべきエ

エネルギーとして、ポリトロップ圧縮において圧縮仕事 $-W_n$ と加熱量 q_n 、および全エネルギーは、それぞれ

$$-W_n = \frac{\kappa-1}{n-1} \frac{RT_1}{\kappa-1} \left\{ r^{(n-1)/n} - 1 \right\} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$q_n = \frac{n-\kappa}{n-1} \frac{RT_1}{\kappa-1} \left\{ r^{(n-1)/n} - 1 \right\} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$-W_n + q_n = \frac{RT_1}{\kappa-1} \left\{ r^{(n-1)/n} - 1 \right\} \quad \dots\dots\dots (4)$$

である⁽⁴⁾。 $n=\kappa$ のとき、つまり、断熱圧縮のときはもちろん $q_n=0$ であり、

$$-W_\kappa = \frac{RT_1}{\kappa-1} \left\{ r^{(\kappa-1)/\kappa} - 1 \right\} \quad \dots\dots\dots (5)$$

となる。圧力比 r に対するこれらの投入エネルギーの変化の様子を図1に示す。 n が大きくなるにつれ q_n の W_n に対する比率は大きくなり、 $n \rightarrow \infty$ の極限が定積燃焼に相当する。ポリトロップ圧縮行程における加熱(燃焼)は圧縮仕事を増加させるような印象を与えるが、図1をみるとさほどの大きさでもない。 W_n の増加よりむしろ q_n がエネルギーの増加分を担っている。熱機関の場合には、あとに続く加熱・膨張行程で変換・回収される仕事と併せて総合的に検討することが必要である。しかも圧縮行程における q_n は、あくまでも等温膨張時の燃焼量と比較して補助燃焼的な範囲にとどめるべきであろう。

Fig.1 Heat and mechanical work used in polytropic compression

同一の圧力比 r の圧縮を達成するためにポリトロップ圧縮の圧縮比 ϵ_n と断熱圧縮の場合の圧縮比 ϵ との間には $\epsilon_n = \epsilon^{1/n}$ の関係式がある。このことは同一の圧縮比でポリトロップ圧縮が高い圧力比が実現できることを意味しており、きわめて高い圧力比が必要な場合の内燃機関の構造的な問題に対して好都合である。

4. ガスタービンの基本サイクルに関する考察

4・1 サイクルにおけるエネルギー構成 ガスタービンの効率を上昇させるために高温化(膨張機入口温度)が必要であることがしばしば強調され、しかもそれが唯一の方法であるかのように主張される。しかしその理論的根拠は必ずしもはっきりしていない。もしカルノー機関の熱効率が高温熱源の温度に依存していることを根拠にしているとすれば、それは誤りである。ガスタービンの基本サイクル(ブレイトンサイクル)の理論効率はしばしば圧力比 $r (=p_2/p_1)$ のみの関数として表されるが、圧縮比 $\epsilon (=v_1/v_2)$ あるいは温度比 T_1/T_2 を用いても表すことができる。

$$\eta_{th} = 1 - \frac{1}{r^{(\kappa-1)/\kappa}} = 1 - \frac{1}{\epsilon^{\kappa-1}} = 1 - \frac{T_1}{T_2} \quad \dots\dots\dots (6)$$

図2において実線で示すように燃焼負荷をさまざまに変え、最高温度 T_3 を高くしても効率は一定に保たれたままである(極端な場合、燃焼負荷が0でも同じ結果になる)。つまり T_3 は理論効率には本来関係しないのである。一方、最高温度 T_3 を高くするために図中点線で示すように圧力比 r を大きくする方法も考えられるが、同一の T_3 に対して r が大きい方が理論効率 η_{th} は高い。しかしガスタービンの効率を上げるためには高圧力比(断熱圧縮)によって高い T_2 を実現する方法はあまり用いられず、 T_2 は普通 T_3 より相当に低く、 T_4 と較べてもおお低いのが一般的である。 T_2 が T_4 に接近すると再生サイクルの熱交換器の効果が薄れる。

Fig.2 p - v and T - s diagrams of Brayton cycle

4・2 カルノー機関との比較 ブレイトンサイクルにおけるエネルギー構成をカルノーサイクルと比較して考えてみる。まず図3のようにカルノーサイクルでは $T_2 = T_3 (=T_H)$ という等温条件下で高温熱源から熱量 Q_H を受けとり、 $T_4 = T_1 (=T_L)$ の低温熱源へ Q_L を放熱する。

$$\begin{cases} Q_H = RT_2 \ln(v_3/v_2) & \cdots (7) \\ Q_L = RT_1 \ln(v_4/v_1) & \cdots (8) \end{cases}$$

$1 \rightarrow 2$, $3 \rightarrow 4$ の断熱過程では当然熱の出入りはない。一方各過程における力学的仕事の出入りを考えると断熱過程における圧縮仕事 W_{12} と膨張仕事 W_{34} は等しく打ち消し合い、等温変化過程の膨張仕事と圧縮仕事との差が正味の抽出可能な仕事になっている。すなわち

$$W_{12} - W_{34} = \frac{R(T_1 - T_2)}{\kappa - 1} + \frac{R(T_3 - T_4)}{\kappa - 1} = 0 \quad \cdots (9)$$

$$\begin{aligned} W_{\text{NET}} &= -W_{12} + W_{23} + W_{34} - W_{41} = W_{23} - W_{41} \\ &= RT_2 \ln(v_3/v_2) - RT_1 \ln(v_4/v_1) \end{aligned} \quad \cdots (10)$$

しかも、等温過程 ($2 \rightarrow 3$, $4 \rightarrow 1$) では熱量と仕事 が等しいことが明かである。カルノー効率 は

$$\eta_{\text{CA}} = \frac{W_{\text{NET}}}{Q_H} = 1 - \frac{Q_L}{Q_H} = 1 - \frac{W_{41}}{W_{23}} = 1 - \frac{T_L}{T_H} \quad \cdots (11)$$

のように定義され、変形されるところから分かるように温度は熱量の比として導入されたものであるが、実は仕事量の比でもある。したがってカルノー機関における高温 T_H は膨張過程における熱と力学的仕事の交換過程全体にわたってそれを特徴付ける熱力学的状

Fig.3 Energy balance in Carnot cycle

態量と理解することができ、 T_H , T_L は熱と仕事の変換の量 (大きさ) 意味しているのである。

ところがガスタービンにおける最高温度 T_3 のもつ意味はいささか異なっている。図4のエネルギー構成をみると、加熱と放熱は定圧変化過程であるので熱量と仕事の間には

$$Q_{23} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} R(T_3 - T_2) \quad \cdots (12)$$

$$W_{23} = R(T_3 - T_2) \quad \cdots (13)$$

$$Q_{41} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} R(T_4 - T_1) \quad \cdots (14)$$

$$W_{41} = R(T_4 - T_1) \quad \cdots (15)$$

$$Q_{23}/Q_{41} = W_{23}/W_{41} = T_2/T_1 \quad \cdots (16)$$

の関係がある。この関係式より2つのことが明らかになる。まず熱量 Q_{ij} は仕事 W_{ij} より $\kappa/(\kappa - 1)$ 倍大きいことで、等温膨張過程と異なり加えられた熱量の一部が仕事に変換されるに過ぎない。また授受熱量の比 Q_{23}/Q_{41} は抽出・注入仕事の比 W_{23}/W_{41} に等しいことはカルノー機関と同じであるが、それを特徴づける温度比は T_2/T_1 であって、 T_3/T_1 ではない点である。

一方断熱変化過程では

$$W_{12} = \frac{R}{\kappa - 1} (T_2 - T_1) = \frac{R}{\kappa - 1} T_2 \left(1 - \frac{1}{\varepsilon^{\kappa - 1}} \right) \quad \cdots (17)$$

$$W_{34} = \frac{R}{\kappa - 1} (T_3 - T_4) = \frac{R}{\kappa - 1} T_3 \left(1 - \frac{1}{\varepsilon^{\kappa - 1}} \right) \quad \cdots (18)$$

$$W_{34}/W_{12} = T_3/T_2 \quad \cdots (19)$$

の関係がある。普通 T_4 は T_2 よりかなり高温であるの

Fig.4 Energy balance in Brayton cycle

で ($T_4 > T_2$), 等圧膨張過程で抽出できる仕事と併せて考えて, 全仕事 $W_{23} + W_{34}$

$$W_{23} + W_{34} = \frac{\kappa R}{\kappa - 1} (T_3 - T_4) + R(T_4 - T_2) \cdots (20)$$

を投入熱量 Q_{23} と単純に比較すると

$$\begin{aligned} Q_{23} - (W_{23} + W_{34}) \\ = \frac{R}{\kappa - 1} (T_4 - T_2) = c_v (T_4 - T_2) \cdots (21) \end{aligned}$$

のように $c_v(T_4 - T_2)$ 相当分だけ小さい. 以上を要約するとガスタービンでは等圧過程で投入される加熱熱量 Q_{23} は主として断熱膨張過程で抽出される仕事に変換されるのであって, 最高温度 T_3 の意味は断熱膨張過程の初段の変換過程にしか関係しない. カルノー機関における高温 T_H が高いということは加熱量 Q_H が大きく, それがすべて仕事 W_H に変換されるという内容と, 基本的な点で異なっている. すなわち効率上昇のために最高温度を上昇させることの意味は, カルノー機関の T_H とガスタービンで目標とされているピーク温度 T_3 とは物理的内容が全く違うのである.

4・3 ガスタービン高温化の背景 理想化したガスタービンサイクル (ブレイトンサイクル) の効率においては確かに T_3 は見掛け上関係しないが, よく知られているように圧縮機とタービンの断熱効率 η_c, η_t はともに 1 より小さいので η_c, η_t が 1 でない限り, 効率は温度比を $\tau (=T_3/T_1)$ として

$$\eta = \eta_{th} \frac{(1 - \eta_{th})\eta_c\eta_t\tau - 1}{(1 - \eta_{th})\eta_c\tau - \{\eta_c + (1 - \eta_c)\eta_{th}\}} \cdots (22)$$

で与えられる⁽⁵⁾. この式は温度の影響の見通しを得る上

で必ずしも便利ではない. 従って $1 - \eta_{th} = T_1/T_2$ を代入して

$$\eta = \left(1 - \frac{T_1}{T_2}\right) \frac{\eta_c\eta_t T_3 - T_2}{\eta_c T_3 - \{\eta_c + (1 - \eta_c)\eta_{th}\} T_2} \cdots (23)$$

のように変形すると分かるように, 第 1 因子は断熱圧縮による温度比の関数, 残りの第 2 因子が加熱 (燃焼) に関連する温度の部分で, 分母の $\{\}$ $\equiv 1$ である. 温度比としては T_3/T_2 を選ぶ方が理に適っている.

効率 η の圧力比 r に対する関係を図 5 に示す (網掛けの部分は後述). 最新のガスタービンの圧縮・膨張過程の断熱効率 η_c, η_t は 0.9 前後の高い値が得られており, 温度については 1300~1350℃ が実現されつつある⁽⁶⁾. 図 5(a)(b) で圧力比を大きくすれば η_{th} (点線) は大きくなるのに対して η はある値をピークに急減する. 理由は上式第 2 因子から分かるように高圧力比のガスタービンでは T_3 が上昇し, 最高温度 T_3 および η_c, η_t の効果は薄らいでいく. T_3 は $T_2/\eta_c\eta_t$ で求められる温度以上 ($\eta_c\eta_t T_3 - T_2 > 0$) でなければ効率は 0 になる. 理想化した理論効率の上昇と高圧化は必ずしも両立しないのである. このような検討を通して考えると, ガスタービンの高圧化によるメリットは高い断熱効率 ($\eta_c, \eta_t \geq 0.90$) か, あるいは高い T_3/T_2 が前提条件になり, 技術開発の目標としては高温化の方が優先されることになる.

以上の検討によってガスタービンの高圧化は性能向上に余り寄与しないように考えられるが, 単純ブレイトンサイクル η_{th} との格差が拡大する理由とか, ピーク温度 T_3 のエネルギー変換上の価値など物理的な背景は必ずしも明確ではない.

5. 等温膨張ガスタービンと高圧化

5・1 等温膨張サイクルの理論解析 2 章において, 等温膨張燃焼は, 燃焼系から最大限機械的仕事を抽出すること, すなわち $\delta Q = \delta W (dU = 0)$ の熱力学第 1 法則の関係を積極的に利用することを可能にし, また, ポリトロップ圧縮は, 圧縮行程中にも補助的に燃焼させることによって高圧を発生させ, 構造的にも無理のない圧縮比の範囲で高い出力密度を維持できることを述べた. この 2 つの燃焼方法をガスタービンサイクルに組み込むことによって, 図 6 に示すいろいろな意味で興味深い熱機関が考えられる.

この新形式のガスタービン (I[ポリトロップ圧縮]→A[等温膨張]→B[等圧排気]→1) は図 1 に示したように, 圧縮行程に必要な圧縮仕事は増加し加熱も必要となる

Fig.5 Efficiency of gas turbine considered with adiabatic efficiency

Fig.6 Polytropic (or adiabatic) - isothermal cycle

が、そのあとに続く等温膨張行程では、加熱量がすべて力学的仕事に変換されるという利点があるだけでなく、材料の耐久性や NO_x 発生等に関係する最高温度 T_A としてはそれなりに低く抑えることができるという魅力がある。また逆に排気温度 $T_B (=T_A)$ としてはむしろ高くなるが、それでもかなりの高効率を実現でき、ランキンとの複合サイクルとしても好ましい。

別のオプションとしては、図中にも示すとおり最高圧力 p_A から排気圧力 p_B への膨張途中の圧力 p_C で発熱反応を停止させ、断熱膨張に移行させれば排気温度を T_D まで下げることができ、単体としての効率上昇が期待できる(1[ポリトロップ圧縮]→A[等温膨張]→C[断熱膨張]→D[等圧排気]→1)。授受される熱量、力学的仕事はそれぞれ

$$\begin{cases} Q_{1A} = \frac{n-\kappa}{\kappa-1} \frac{RT_1}{n-1} (\varepsilon^{n-1} - 1) & \dots\dots\dots (24) \\ W_{1A} = \frac{RT_1}{n-1} (\varepsilon^{n-1} - 1) & \dots\dots\dots (25) \end{cases}$$

$$\begin{cases} Q_{AC} = RT_A \ln(p_A/p_C) & \dots\dots\dots (26) \\ W_{AC} = RT_A \ln(p_A/p_C) & \dots\dots\dots (27) \end{cases}$$

$$\begin{cases} Q_{CD} = 0 & \dots\dots\dots (28) \\ W_{CD} = \frac{RT_A}{\kappa-1} \left\{ 1 - (p_1/p_C)^{(\kappa-1)/\kappa} \right\} & \dots\dots\dots (29) \end{cases}$$

$$\begin{cases} Q_{D1} = -c_p(T_D - T_1) & \dots\dots\dots (30) \\ W_{D1} = -R(T_D - T_1) & \dots\dots\dots (31) \end{cases}$$

である。等温膨張のみの場合(1→A→B)は上式で $p_C \rightarrow p_1$ と置けばよい($W_{CD}=0$)。

これらの式を用いてポリトロップ圧縮～等温膨張効率 η_T 、ポリトロップ圧縮～等温・断熱膨張効率 η_{TA} は次のように書ける。

$$\eta_T = 1 - \frac{\frac{\kappa}{\kappa-1} (\varepsilon^{n-1} - 1)}{n\varepsilon^{n-1} \ln \varepsilon + \frac{n-\kappa}{\kappa-1} \frac{\varepsilon^{n-1} - 1}{n-1}} \dots\dots\dots (32)$$

$$\eta_{TA} = 1 - \frac{\frac{\kappa}{\kappa-1} \left\{ \varepsilon^{n-1} \cdot r_b^{(1-\kappa)/\kappa} - 1 \right\}}{\varepsilon^{n-1} \ln r_a + \frac{n-\kappa}{\kappa-1} \frac{\varepsilon^{n-1} - 1}{n-1}} \dots\dots\dots (33)$$

ただし、 $r_a = p_A/p_C$ 、 $r_b = p_C/p_1$ 、 $r_a r_b = \varepsilon^n$ である。

また圧縮行程をポリトロップ変化に代えて断熱圧縮変化だけで行うとすれば、上式で $n=\kappa$ とすればよい。さらにこれらの断熱圧縮、断熱膨張においても、実際のガスタービンと同様に断熱効率 η_c 、 η_t を考慮する必要がある場合にもほぼ同様な解析を行うことができる。

5・2 解析結果 本解析結果を比較検討する対象として何を基準に選ぶべきかという問題は意外と難しい。第3章で述べたとおり単純ガスタービンサイクルを特徴づけるパラメーターは圧力比 p_2/p_1 (あるいは圧縮比 ε 、温度比 T_1/T_2)で、燃焼負荷であるとか技術開発の最大目標となっている最高温度 T_3 が直接関係しないからである。ここでは圧縮比 ε を基準に等温膨張および等温・断熱膨張ガスタービンの性能を示すとともに断熱圧縮・膨張効率を考慮した実際のガスタービンと比較するため、同じ圧力比と最高温度を選んだ場合の効率の比較も行う。

解析に先だってポリトロップ圧縮時に達成される作動ガスの温度と圧力を図7(a)(b)に示す。断熱圧縮のみによって高圧を発生させることは比較的容易であるが、温度としては内燃機関の実用的な水準に達するのは、

Fig.7 (a)Temperature and (b)pressure achieved by polytropic compression

少々無理がある。したがって実用的な意味で等温膨張燃焼機関を適正な条件下で動作させるには部分燃焼によるポリトロップ圧縮が必要になる。しかし実際の機関の圧縮行程における燃焼を考えると、ガスタービンの圧縮機において、圧縮行程の後半の一部分において燃焼させるということになる。本解析では便宜上、圧縮行程中における n は一定であるとした。大きなポリトロップ指数 n は圧縮行程中の燃焼負荷の大きさに対応している。圧縮行程中の燃焼負荷 Q_{1A} の主燃焼負荷 Q_{AB} に対する比を図 8 に示す。主燃焼はあくまでも動力を発生する等温膨張行程であり、圧縮行程中の燃焼は補助的なものである。

Fig.8 Relationship between combustion load ratio and compression ratio

Fig.9 Efficiency of polytropic - isothermal cycle versus pressure ratio of isothermal to adiabatic expansion

図 9 は式(33)で示したようにガスタービン単独で効率を上げるため、等温膨張過程の途中($r_b = p_c/p_1$)で燃料供給を停止して断熱膨張に移行させ、排ガス温度を下げた場合の効率の変化を示す。断熱膨張の部分では断熱効率を考慮している。 $r_b=1$ (図中○印) は全等温膨張であるが、ある値 (図中△印) まで r_b を大きくするにつれ、つまり、断熱膨張過程の割合を大きくするにつれ、顕著な効率改善が認められる。このように本ガスタービンは圧力比、最高温度を特定しても効率の変化幅は大きい。 $n=1.7$ のときの全等温膨張効率から最適効率までの値 (図 9 中 '○' から '△') を、図 5 および次の図 10 中に網掛けで示してある。

図 10 は等温膨張ガスタービンの効率の圧縮比に対する変化を描いたものである。網掛け部分の上辺が $n=1.7$ のときの最適効率 (図 9 中の△印)、下辺が $n=1.7$ の全等温膨張効率 (図 9 中の○印) に対応する。実機関とはあまりにもかけ離れた値であるブレイトンサイクルの理論効率と比較するとかなり低いが、この比較にはあまり積極的な意味はない。この図から、①圧縮比を大きくすること、②ポリトロップ指数を大きくすること (すなわち、圧縮過程中の部分燃焼負荷を大きくすること)、という 2 つの高圧化法の効果が確実に現れることが見て取れる。実機関により近いと考えられる断熱効率 η_c 、 η_t を考慮したガスタービン (図 5) と比較すると同一水準である。その上、本ガスタービンでは高圧縮化 (高圧力化) による効率の落ち込みは見られず、効率の改善につながる事がわかる。更に、全等温膨張では排ガス温度が最高温度と等しく高温であるため、複合サイクルとした場合、これまでのガスタービンコンバインドサイクルと比較してかなりの効率の上乗せが期待できる。

Fig.10 Efficiency of polytropic - isothermal cycle versus compression ratio

Fig.11 Efficiency of polytropic-isothermal cycle versus maximum temperature compared with gas turbine cycle

図 11 は最高温度 $T_A (=T_C)$ に対する効率の変化を断熱効率を考慮したガスタービンサイクルと比較して描いてある。断熱効率を考慮したガスタービン (図中破線) では、確かに高温化により効率は上昇するが、そのうち頭打ちとなる。本ガスタービンも高温化により効率が上昇するが、本ガスタービンの最高温度は圧縮行程で決まるため、高温化は高圧化 (高圧縮比化と高ポリトロプ指数化) により引き起こされたものである、と言える。

以上の検討をとおして部分燃焼圧縮 (ポリトロプ圧縮) ~ 等温膨張あるいは等温・断熱膨張サイクルによって最高温度を抑え、高圧化指向の革新的な高効率ガスタービンを実現できる可能性があることが明らかになった。また全等温膨張ガスタービンはランキンとの複合サイクルとしてもきわめて優れた特徴があることも明らかになった。

6. 等温膨張ガスタービンで考えられる燃焼研究課題⁽⁷⁾

一般に燃焼はほぼ等圧あるいは体積一定の条件下で行われ、急激な温度上昇を伴う現象である。レシプロエンジンでも、理想化されたサイクルであるオットーおよびディーゼルサイクルもそれぞれ定積と定圧燃焼を基本としている。このような燃焼形態はいわゆる火炎の形成を伴うもので、デトネーションも同じ範疇にいらることができる。

圧縮あるいは膨張が進行中の“場”は燃焼にとって非常に特殊な環境であり、今まであまり積極的に考えられたことはないが、エネルギー変換の立場からみると非常に魅力のある環境である。レシプロエンジンのように非定常な場合とガスタービンのように定常状態の場が考えられるが、いずれにしても火炎が形成されるような燃焼形態は考えにくい。たとえばノズル内の高温気流中に燃料を注入し、流路断面積の変化を考慮して燃料注入量とそれに続く燃焼を制御できれば作動流体中の発熱反応とみなし、さまざまな熱力学的変化に対応することが可能になる。これらの変化は指数 n のポリトロプ変化と仮定することができ、本研究で提案するように同じ圧縮比で高圧を発生させるための手段とか、等温膨張のように力学仕事への高い変換効率を実現するために利用することができる。しかし気流温度が低い場合の燃焼を維持・促進する方法も含めて広範な基礎研究と実用技術の開発研究が必要である。

7. 結 言

本研究は燃焼過程に高価値エネルギーを抽出することによってエクセルギー損失を低減したり、また積極的にエクセルギーを再生させる新しい燃焼方法の一環として力学エネルギーへの変換効率を優先させることを目的として行ったものである。等温膨張過程では供給熱がすべて力学エネルギーに変換されることに着目し、圧縮行程中でも緩慢な燃焼によって高圧を発生させ、従来にない高性能ガスタービンサイクルの構成が可能になることを理論解析によって明らかにした。

なお、本研究は一部文部省科学研究費補助金、重点領域研究(06246105)により行われたものであることを記して謝意を表す。

文 献

- (1) Echigo, R., Proceedings of Third KSME-JSME Thermal Engineering Conference, (1996), (III-1)-(III-8)
- (2) 日本規格協会, 有効エネルギー評価方法通則 JIS Z 9204
- (3) 日本伝熱学会編・黒崎晏夫監修, 環境と省エネルギーのためのエネルギー新技術大系, (1996), 29-33, エヌ・ティー・エス
- (4) 森康夫・一色尚次・河田治男, 熱力学概論, (1968), 122-124, 養賢堂
- (5) 長尾不二夫, 内燃機関講義下巻, (1957), 868-872, 養賢堂
- (6) Sato, M. et al., ASME Paper 95-GT-407, (1995)
- (7) 日本機械学会, 燃焼工学ハンドブック, (1995), 丸善