アークの熱エネルギーを利用した ガス遮断器消弧室の遮断性能

正員 溝 口 均 (東 芝)

正員 豊 田 充 (東 芝)

正員 池 田 久 利 (東 芝)

Interrupting Capability of Gas Circuit Breaker Interrupting Chamber Utilizing Arc Energy

Hitoshi Mizoguchi, Member, Mitsuru Toyoda, Member, Hisatoshi Ikeda, Member (Toshiba Corporation)

Due to a simplicity in a structure and a superiority in an interrupting performance, a puffer-type gas circuit breaker (GCB) has been widely adopted as a high voltage circuit breaker of 72kV and above rating. However, this type of GCB has an inferiority that a high driving energy is required for large interrupting capacity since a pressure rise in a puffer cylinder acts as a counter force to a driving force.

Utilizing a thermal effect of arc energy on a pressure rise is admitted to be useful for reducing a driving energy. In this paper, two types of interrupting chamber are investigated, which are self-pressure-rise type utilizing a hot gas from an arc for pressure rise without gas compression, and hybrid puffer type which compresses a hot gas introduced into a puffer cylinder. Followings were clarified from a calculation of pressure rise and an interrupting test. (1) Self-pressure-rise type without gas compression is inferior in a short-line-fault interruption, and an auxiliary mean is inevitable for obtaining a sufficient interrupting performance as a high voltage circuit breaker. (2) By a mean introducing a hot gas into a puffer cylinder, a high pressure can be effectively obtained. Since cross section of puffer cylinder can be reduced a counter force by gas compression becomes smaller, which results in a driving energy less than with a conventional puffer type interrupting chamber.

キーワード：パッファ形ガス遮断器，自力消弧室，熱昇圧パッファ形消弧室，ハイブリッドパッファ消弧室，アークモデル，アークエネルギー

1. ま え が き

パッファ形ガス遮断器は72kV以上の高電圧用遮断器として広く普及し、製造段階では、それまでの油遮断器，空気遮断器，2圧式ガス遮断器に置き変わっている。この遮断器では、遮断動作時に可動接触子に直結したパッファシリンダでガスを圧縮してアークに吹き付ける。構造が単純で高い遮断性能を有すること

が特長であるが、ガス圧縮によるパッファシリンダの圧力上昇が駆動力に対する反力として働くため、遮断性能を高めるとき、駆動エネルギーが大きくなるという問題がある。駆動エネルギーを低下するためには、アークによって生ずる高温ガスを利用して圧力を上昇させる方法が有効と考えられている。その一つは、機械的にガス圧縮をしない自力消弧の方式である。この方式ではアークによる高温ガスを一定容積のシリンダ

内に流入させてガス温度を高め圧力を上昇させ、ノズル部のアークに吹き付ける。圧力の上昇が駆動力に対する反力として働かないので、駆動エネルギーを格段に低下できる。これまで幾つかの研究例⁽¹⁾⁽²⁾があり、約 8 m/s で 84 kV-25 kA の近距離故障 (SLF) 条件を遮断し、10 m/s という高速操作で 84 kV の 40 kA の SLF と、63 kA 端子短絡 (BTF) 条件を遮断したと報告されている⁽¹⁾。しかしながら、遮断可能なアーク時間幅については言及されていないし、その後国内で、自力消弧では、84 kV-31.5 kA の遮断に成功しなかったとの例が報告されている⁽²⁾。

他の一つは熱昇圧とパuffaによる圧縮昇圧を組合せた方式 (ハイブリッドパuffa)⁽³⁾ である。この方式では遮断動作中アークからの高温ガスをパuffaシリンダ内に導き、温度上昇したガスを更に圧縮していったそう高い圧力上昇を得る。小さなシリンダ断面積 (小さな容積) で遮断に必要な圧力上昇が得られるので、消弧室を小形化できるのみならず反力が小さくなり、駆動エネルギーを小さくできる。72 kV 以上の高電圧ガス遮断器の駆動エネルギーの低下を目指して、これら二つの消弧室を研究した。

2. 自力消弧室

〈2・1〉 自力消弧室の構造と圧力の計算

図 1 に最も基礎的な自力消弧室の構成を示す。この消弧室では、ノズルが開口していない開極の初期や、開口後の遮断電流が大きい瞬時には、アークからの高温ガスがシリンダ内に流入する。従って、ガス温度が上昇し、圧力が上昇する。ノズル開口後電流値が小さくなると、ノズルからガス流が高速で吹き出し、アークを冷却して消弧する。図はガスをノズルから一方向に吹き出すシングルフローであるが、この構成で、固定アーク接触子側からも吹き出して二方向ガス流を得るダブル

図 1 自力消弧室の構造

Fig. 1. Structure of self blast interrupting chamber.

ルフローの構成も考えられる。このような自力消弧室での大電流遮断の可能性を調査するため、電流遮断時の圧力上昇を計算した。

圧力 p を計算する基本式は気体の状態方程式 (1) である。

$$p = \rho RT \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 p : シリンダ内のガス密度、 R :

SF_6 のガス定数、 T : シリンダ内のガス温度

アークからの高温ガスがシリンダ内に流入しているとき、アークによる注入エネルギーからガス吹き出しによるエネルギー損失分を引いたエネルギーが温度上昇 ΔT に寄与するとした。

$$\Delta T = \frac{v_a i_a \Delta t - h q \Delta t}{c_v \rho \text{Vol}} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 v_a : ノズル中のアーク電圧、 i_a : 遮断電流、 Δt : 微小時間、 h : シリンダ内ガスのエンタルピー、 q : 単位時間当たりのノズルガス流量、 c_v : ガスの定積比熱、 Vol :

シリンダの容積
ノズルからガスが吹き出しているとき、 Δt 後のシリンダ内ガス密度はガス吹き出し量 $q \Delta t$ から (3) 式となる。

$$\rho(t + \Delta t) = \frac{\rho(t) \text{Vol} - q(t) \Delta t}{\text{Vol}} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで、ガス流量 q はアーク中の流量とアークを取囲む低温ガスの流量の和である。これらはガス圧縮過程のあるハイブリッドパuffa消弧室の圧力上昇計算でも必要であるので、その求め方は〈3・2〉節で述べる。

温度に対するガス定数の変化と定積比熱の変化を図 2 に示す。これらをあらかじめ計算機に入力しておき、求めたガス温度に対して使用する。

以上のようにして、 p , R , T が求められるので、圧力上昇を計算することができる。

図 2 SF_6 ガスの特性

Fig. 2. Characteristics of SF_6 .

〈2・2〉 圧力上昇の計算結果 図1の消弧室で充気圧力を6.0 bar・a, ノズル径を23 mm, 可動接触子の径を20 mmとして, シリンダ容積0.5, 1.0, 2.0 lの場合について圧力上昇値を計算した。主として, シングルフロー (SF) についてであるが, ダブルフロー (DF) についても計算した。シングルフロー, 0.5 l, 開極速度8.0 m/s (84 kV級としてはやや大きい, 従来研究例⁽¹⁾を参考にしてこの値で実施した) の場合について, 遮断電流を11 kAとして, アーク時間($T_a=11, 15, 19$ ms)での計算結果を図3に示す。 $T_a=11$ msの場合について測定結果との比較を行った。図からわかるように, 計算結果は測定結果にほぼ一致しているので, 計算方法は妥当といえる。遮断電流20, 28.4 kAにおける短アーク時間(11 ms)と長アーク時間($T_a=19$ ms)での計算結果も図3に示す。図1の0.5 lの消弧室では, 遮断電流が大きいとき非常に高い圧力上昇が得られることがわかる。28.4 kAの場合, パッファ形ガス遮断器で 0.9×31.5 kAのSLFを遮断するために必要な電流零点圧力と考えられる12~13 bar・a⁽²⁾が得られている。ただし, 計算ガス温度は約1,200 Kと高くなる。いずれの遮断電流においても, アーク時間が長くなると, 開極初期の圧力上昇が継続しなくなり, 電流零点の圧力上昇は低くなる。特に11 kAのように小さい電流では, 15 ms程度の短アーク時間での圧力上昇が非常に低くなる。

シリンダの容積を変えたときの圧力上昇を図4に示す。遮断電流20 kA, アーク時間19 msとした例である。○印に示す電流零点の圧力から, 短アーク時間の

図3 遮断電流, アーク時間と圧力上昇
Fig.3. Pressure rise with interrupting current arcing time variation.

ときには, 容積が大きくなるにつれ, 圧力上昇が著しく低くなることがわかる。しかしながら, 長アーク時間では, 大きな差はなく, 1.0 lでの圧力が高くなっている。図4に1.0 l/ダブルフローでの計算結果を併記する。ダブルフローとすると圧力上昇が1/2以下に低下することがわかる。

モデルでは, まず高い圧力上昇を得ることを図り, 図1でのノズル部のaおよびbの長さを通常の84 kV-31.5 kA級のパッファ形消弧室に比べて大きくした。そのため, 遮断電流が大きいとき, SLFを遮断できるほどの圧力上昇が得られる。しかしながら, これらの長さはノズル内でのアークによる発熱量を大きくするのでSLF遮断性能に影響する。特にノズルスロート上流部での発熱量に直接関係するb(上流長さ)を必要以上大きくすると遮断性能が低下するといわれている⁽⁴⁾。高い圧力が得られてもSLF遮断性能が良くなるとはいえない。SLF性能を考慮して, aおよびbを1/2にして(図1の破線に示す)。電流零点の圧力上昇を計算した結果を図5に破線で示す。

S.F.: シングルフロー, D.F.: ダブルフロー

図4 シリンダ容積による圧力上昇の変化
Fig.4. Pressure rise with cylinder volume variation.

図5 ノズル部の長さを変えたときの圧力上昇(電流零点)
Fig.5. Pressure rise with nozzle length variation.

これらの長さを短くすることにより圧力上昇が低下することがわかる。SLFの遮断は難しいと思われる圧力上昇である。

〈2・3〉 遮断試験結果と検討 L, C を電流源とする合成試験回路によって図1に示した基礎的構成の自力消弧室の遮断性能を調べた。

(1) BTF 遮断 圧力上昇が高くなる0.5*l* シングルフロー、および圧力上昇の低い2.0*l* ダブルフローでの結果を図6に示す。いずれの場合においても、アーク時間11ms未満では遮断性能が著しく低くなったため結果から省いている。また、自然アーク延長による試験であることから、試験できる最長アーク時間は14msであった。図はアーク時間11~14msの範囲の評価である。図からわかるように、圧力上昇の高い0.5*l* シングルフローより、圧力上昇の低い2.0*l* ダブルフローの性能が高く、TRV波高値約85kVで26kAまで遮断できている。シリンダのガス温度が低く、かつダブルフローによる高温ガス排出の良さを裏付ける結果である。可動接触子側にシールドを装着し、電界強度を低下することにより、更に遮断性能を向上できる可能性がある。

(2) SLF 遮断 1.0*l* シングルフローについてSLF 遮断試験の結果を図7に示す。図からわかるよ

図6 BTF 遮断性能
Fig. 6. Interrupting capability of BTF.

図7 SLF 遮断性能
Fig. 7. Interrupting capability of SLF.

うに、5.8kAでの遮断限界TRVは1.6kV/μs程度であり、低い性能である。ノズルスロート上流部の長さが大いことが強く影響していると思われる。性能向上のためには、上流長さである図1のa, bを最適にすることや、ダブルフローとすることなど、形状的な改良を行うとともに、圧力上昇の低下を考慮して、磁界によりアークを回転させるなどの方法でアークの熱を効率良くシリンダ内ガスに伝達し、高い圧力上昇を得ることが必要である。

3. 自力昇圧により圧力を高めたパッファ形消弧室

以上のように、補助的昇圧手段をもたない基礎的な自力消弧室では、SLF 遮断性能の向上が難しい。高電圧遮断器としての条件である84kV-31.5kA以上の総合的な遮断性能を得ることは容易でないと思われる。また、自力消弧室では、O-CO遮断で最初のOにより低下したシリンダのガス密度が最後のOまでに十分回復しないで、性能が低下する可能性もある。84kV以上の高電圧用遮断器として、シリンダ内に設けたコイルの電磁力でアークを回転し、効率的に圧力を高める方法も試みられている⁽⁵⁾が、いまのところ、機械力などによるガス圧縮を加えることが最も有効と考えている。このため、パッファ形の高圧用遮断器を維持し、パッファシリンダにアークからの高温ガスを効果的に取り入れて圧力をいっそう高める方法考えた。

図8 ハイブリッドパッファ消弧室の構造と遮断原理

Fig. 8. Structure and principle of hybrid puffer interrupting chamber.

〈3・1〉 消弧室の構造と特徴 ハイブリッドパッファと名付けたこの消弧室の構造を図8⁽³⁾に示す。中空の操作ロッドに設けられた排気穴①が開極の初期にパッファシリンダと連通している。このため、(a)図に示す開極初期にはアークによる高温ガスがシリンダ内に導かれ、ガス温度が高くなり、圧力も上昇する。同時にパッファ作用により圧縮するので、常温のガスを圧縮するのに比べ、高い圧力上昇が得られる。そして、(b)図に示す開極の後期には排気穴①はパッファピストンの後方に開放され、ノズル部では高圧力による強力な二方向ガス流が得られる。

通常、従来のパッファ形ガス遮断器では、排気穴①は閉極中からピストンの後方に開放され、開極の初期から二方向流れ(ダブルフロー)を得ている。従って、熱による昇圧作用は小さい。また、高温ガスによる圧力上昇の効果を最大とするため、図9に示すように、排気穴①を開極位置においてもシリンダと連通しているようにすることも考えられる。しかしながら、ノズル部の流れは常に一方(シングルフロー)とな

図9 シングルフロー消弧室
Fig. 9. Single-flow interrupting chamber utilizing hot gas.

(a) 温度分布

(b) ノズル中のアーク

図10 アークのモデル化
Fig. 10. Modeling of arc.

り、冷却効率が低いと考えられる。ハイブリッドパッファ消弧室はこのようなシングルフロー、ダブルフロー消弧室の中間にある。新しい消弧室の特性を明らかにするため、三つの消弧室について、大電流遮断時の圧力上昇の特性、高温ガスによる作用、およびその遮断性能を比較した。

〈3・2〉 高温ガス流入を考慮したパッファ形消弧室の圧力上昇計算法

(1) アークのモデル化とガス流量

(i) アークの平均温度 まず、アークを巨視的にモデル化することが必要である。一般に、ガス遮断器のアークは高温で通電をになう弧心部とそれを取り囲む高温ガスシース部(外炎部とも呼ばれる)によってなるとされている。Hermannの論文⁽⁶⁾では、図10(a)に示すように、 T_a を中心温度とする放物線状温度分布の弧心部①と指数関数的な温度分布の高温ガスシース部②からなり、その周囲に低温ガス流部③があるとされている。 T_1 は弧心部と高温ガス流部の境界温度、 T_2 は高温ガスシース部と低温ガス流部の境界温度である。弧心部①の温度は(4)式で表される⁽⁶⁾⁽⁷⁾。

$$T(r) = T_a - (T_a - T_1) \frac{r^2}{r_1^2} \dots \dots \dots (4)$$

(4)式の積分から弧心部の平均温度 T_{ave} を求める。

$$T_{ave} = \frac{\int_0^{r_1} T(r) 2\pi r dr}{\pi r_1^2} = T_a - \left(\frac{T_a - T_1}{2} \right) \dots \dots \dots (5)$$

Hermannの論文では、 $T_1 \approx 4,000$ K、 $T_2 \approx 1,000$ Kとしている。アーク温度の測定例⁽⁸⁾および解析例⁽⁹⁾から、 $T_a = 25,000$ Kとすれば、 $T_{ave} \approx 15,000$ Kとなる。また、 $T_2 \sim T_1$ を直線に近似して、②に示す高温ガスシース部の平均温度を2,300 Kとした($r_1 = 0$ に対して2,000 K、 $r_1 \gg r_2 - r_1$ に対して2,500 Kだから中間をとって2,300 Kとした)。15,000 Kおよび2,300 Kに対応して、Frostの論文⁽⁷⁾により、 p_1, p_2 (1 bar 当たりの値) h_1, h_2, a_1, a_2 を定める。

(ii) エネルギーのつりあいとガス流 図10(b)における上流の発生電力と熱流量のつりあいは、(6)式となる。 v_a は上流アーク長 l_a に対応するアーク電圧である。

$$iv_a = h_1 q_1 + h_2 q_2 \dots \dots \dots (6)$$

ここで、

$$q_1 = \pi p_1 p_1 a_1 M_1 r_1^2 \dots \dots \dots (7)$$

$$q_2 = \pi p_2 p_1 a_2 M_2 (r_2^2 - r_1^2) \dots \dots \dots (8)$$

ただし、 M_1, M_2 : スロート部における弧心部および高温ガスシース部のマッハ数、 p_i : ス

ロート部のガス圧力

また、高温ガスシース部の熱流量 q_2 は弧心部から高温ガスシース部への熱の移動量（半径方向）とつりあっているとすれば、

$$h_2 q_2 = 2\pi k_1 \left(\frac{dT}{dr} \right)_{r_1} r_1 l_a \dots\dots\dots (9)$$

ここで k_1 は T_1 における熱伝導率であり、Frost の論文の値を使用する。また、 dT/dr は(4)式を微分することによって求められる。

$$\left(\frac{dT}{dr} \right)_{r_1} = -2(T_a - T_1) \frac{r}{r_1^2} \dots\dots\dots (10)$$

$T_a = 25,000$ K, $T_1 = 4,000$ K とすると、 T_1 での dT/dr は $-42,000/r_1$ となり、(9)式の右辺は常数になる。(iii)により、マッハ数 M_1, M_2 、およびスロート圧力 p_t を得て(6)～(9)式で弧心部断面積 πr_1^2 および高温ガスシース部の断面積 $\pi(r_2^2 - r_1^2)$ が求められ、それらからそれぞれの流量 q_1, q_2 が求められる。

(iii) 低温部のガス流量とマッハ数 ノズルスロートの断面積を S_t 、マッハ数を低温ガス流のマッハ数 M_c とすれば、図 10(a)における低温ガス流部の流量は(11)式となる。

$$q_3 = \rho_{ct} a_c M_c (S_t - \pi r_2^2) \dots\dots\dots (11)$$

また、低温ガスの比熱比を γ_c とすれば、スロートにおける低温ガス流部の密度 ρ_{ct} およびマッハ数 M は下記となる。

$$\rho_{ct} = \rho(p_t/p)^{1/\gamma_c} \dots\dots\dots (12)$$

$$M_c = \sqrt{\frac{2}{\gamma_c - 1} \left\{ (p_t/p)^{(1-\gamma_c)/\gamma_c} - 1 \right\}} \dots\dots\dots (13)$$

(13)式で比熱比を弧心部および高温ガスシース部の温度での値とすることにより、上記(2)に必要な M_1, M_2 が求められる。

開極動作によりパuffァシリンドの圧力 p が上がり、ノズルにガスが流れると、最初スロートの圧力 p_t は充気圧力 p_0 より低下する。ガス流速が亜音速の間、 p_t, p_0 （ノズル出口の圧力となる）、スロートの断面積 S_t 、ノズル出口の断面積 S_0 の関係は流体力学の式⁽¹⁰⁾と流量の連続性から(14)式となる。

$$\begin{aligned} (p_0/p)^{2/\gamma_c} - (p_t/p)^{(\gamma_c+1)/\gamma_c} \\ = (S_0/S_t)^2 \left\{ (p_0/p)^{2/\gamma_c} - (p_0/p)^{(\gamma_c+1)/\gamma_c} \right\} \end{aligned} \dots\dots\dots (14)$$

p, p_0, S_0, S_t は与えられるので、Newton-Lapson 法などにより、 p_t を求めることができる。

圧力が上昇して p_t が(15)式で計算される値になるとガス流速は音速に達する。そのとき p_t は p_0 より低い値であるが、その後シリンドの圧力が上昇すると、

p_t は(15)式の関係で上昇して p_0 を超える。

$$p_t = p \left(\frac{2}{\gamma_c + 1} \right)^{\gamma_c/(\gamma_c - 1)} \dots\dots\dots (15)$$

ところで、比熱比 γ の値は温度によって異なるので、ノズル中に弧心、高温ガスシース、低温ガスの流れが存在する場合、計算されるスロート圧力は異なった値となる。この計算では、それぞれの断面積を重みとすることによって圧力を単一の値として使用している。

(2) 閉塞後に発生する高温ガス部のモデル化

電流の上昇過程でアークがノズルスロートを閉塞すると、それ以上のエネルギー流量をノズルから排出することはできなくなる。電流が増加し続けると排出できなかったエネルギーがノズル上流のガスを加熱し、高温のガス領域が拡大する。SF₆を加熱した場合、約 1,800 K までは単位体積当たりのエネルギーは大きくなるが、それ以上では減少するという特性がある⁽¹¹⁾。このことは、ある程度の温度までは温度上昇が顕著であるが、その後は温度上昇より、体積の増加が著しくなるということを示している。このような特性から閉塞後ノズル上流に発生する高温ガス部は一定の温度でその体積を膨張、縮小するものとした。また、その部分には電流はほとんど流れないとみなしてよいことから、アークの高温ガスシースと同じ状態と考えて、温度を 2,300 K とした。

ハイブリッドパuffァ消弧室の場合を例にとつて、

図 11 高温ガス部の拡大と縮小
(ハイブリッドパuffァ)

Fig. 11. Expansion and reduction of hot gas volume.

高温ガス部の拡大と縮小の過程を図 11 に示す。①はシングルフロー状態において、高温ガス部が拡大して、シリンダ内にも流入している状態である。ノズル上流に残るエネルギーを Q_{hot} 、高温ガス部(2,300 K)のガス密度を ρ_{hot} 、エンタルピーを $h_{hot}(h_2)$ とすれば、高温ガス部の体積 V_{hot} は下記となる。

$$V_{hot} = (Q_{hot}/h_{hot})/\rho_{hot} \dots \dots \dots (16)$$

V_{hot} の大きさがノズル部の容積 Vol_1 と Vol_2 の和を超えれば高温ガス部がシリンダ内に流入する。シリンダ内に入った高温ガスは、低温ガスと混合してシリンダ内のガス温度を高めるとする。シリンダ内のガスを G として、定積比熱 c_v に図 2 を使用すれば、温度上昇 ΔT を計算できる。

$$\Delta T \approx \frac{\{V_{hot} - (Vol_1 + Vol_2)\} \rho_{hot} h_{hot}}{c_v G} \dots \dots (17)$$

②は電流が減少して、 Vol_1 , Vol_2 の高温ガス体積が縮小している状態である。アークの径はスロート径より小さくなっているが、ノズル上流に高温ガス部があることにより、アークの高温ガスシースの外側にもういっそう高温ガス流の層ができることになる。温度を 2,300 K としたので、この部分の流量は(8)式によって計算される。また、シリンダ内の温度は①で上昇した状態に保たれるとする。③は電流の減少によりノズル内の高温ガス部がなくなった状態である。アークは初期の弧心と高温ガスシースの状態に戻る。④では既に穴(A)がパuffaピストンの後部に開放され、二方向の流れができている状態である。その後再び電流が増加して、図に示すように高温ガスシースの部分がノズルスロート部を閉塞すると、ノズル上流部 Vol_1 の部

分に再び高温ガス部が発生して、その体積が拡大し始める。

後述の図 12 に示すように、このモデル化により、測定結果とよく一致する計算結果が得られている。また、他のモデルによる計算結果と比較して、このモデルが最も良いことが確認されている⁽¹²⁾。

また、この高温ガス部のモデル化、および(1)項のアークモデルとガス流量の計算法を自力消弧室の圧力上昇計算にも適用している。

(3) 圧縮過程の計算 以上のモデル化を踏まえて開極特性を計算する。パuffaシリンダの断面積を S_c 、ノズル部を含んだその長さ(断面積 S_c として換算)を l 、移動距離を x とすれば、 Δt 後のシリンダ内ガス密度は(18)式となる。

$$\rho(t + \Delta t) = \frac{\rho(t)l(t)S_c - q(t)\Delta t}{S_c\{l(t) - \Delta x\}} \dots \dots \dots (18)$$

ここで、 Δx は運動の式、 a (加速度) = F (作用する力の合計)/ m (可動質量) から計算される。それから開極のストローク x が得られる。

図 11 の遮断の過程において、シリンダ内の圧力は自力消弧室と同様 $p = \rho RT$ [(1)式] によって計算される。ガス常数 R は自力消弧室と同様、図 2 を使用して求める。

なお、 ρ が得られたうえで、シリンダに流入した熱量によりエンタルピーの増加量 Δh を求め、(19)式により断熱圧縮の圧力を補正すれば、 c_v や R を使用しないで簡便に近似的な圧力を計算することができる。

$$p \approx p_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\gamma} \left(\frac{h_0 + \Delta h}{h_0} \right) \dots \dots \dots (19)$$

〈3・3〉 圧力上昇の計算結果

(1) 計算結果の比較 以上の計算方法によって、それぞれの消弧室の電流遮断時の圧力と開極運動の特性を計算した。消弧室の大きさは 84 kV - 31.5 kA 級で同一寸法とし、同一の操作装置で駆動するとした。結果の例として、短アーク時間および長アーク時間での特性がわかる $T_a = 18 \text{ ms}$ の場合を図 12 に示す。ハイブリッドパuffa消弧室、およびダブルフロー消弧室については測定結果と比較している。計算結果が測定結果によく一致していることから、計算モデルは妥当と評価できる。

図からわかるように、ハイブリッドパuffa消弧室では、ダブルフロー消弧室に比べ、開極の初期に高い圧力上昇が得られる。すなわち、短いアーク時間の電流零点において、ダブルフローでは得られない高い圧力上昇が得られる。よく知られているように、SLF 遮断の性能は電流零点の圧力に依存するので、ハイブ

図 12 圧力上昇の計算結果の比較
(測定結果併記)

Fig. 12. Comparison calculated pressurerise.

ッドパッファでは、短アーク時間で優れた遮断性能が得られ、遮断アーク時間が短くなる可能性がある。シングルフロー消弧室の圧力上昇は更に高くなる。しかしながら、遮断の全過程で二方向流れより遮断性能が低い一方流れであることから、他の二つの消弧室に比べて有利とは限らない。

(2) パッファシリンダへの高温ガス流入現象

ガスが外部へ流出しないシリンダでガスを圧縮して、熱伝導による外部への熱損失が無視できる場合、 $p \cdot Vol'$ の値は一定である。パッファ形ガス遮断器では、遮断動作の時間は短いので、その間、熱伝導によりパッファシリンダからの熱損失量はほぼ零と考えられるが、ノズルからガスが流出する。従って、無負荷遮断時、 $p \cdot Vol'$ の値は常に減少する。一方、大電流遮断時に、高温ガスがシリンダへ流入して圧力が高められれば、そのとき $p \cdot Vol'$ が上昇勾配となる。すなわち、 $p \cdot Vol'$ の変化により、シリンダへの熱流入現象を調べることができる。開極特性の計算において、三つの消弧室で 31.5 kA を遮断した例 ($T_a = 18$ ms の場合) での $p \cdot Vol'$ の変化を図 13 に示す。図から、ダブルフロー消弧室に比べ、ハイブリッドパッファ消弧室とシングルフロー消弧室では、開極初期に $p \cdot Vol'$ の値が大きく上昇し、シリンダへの高温ガスの流入が顕著であることがわかる。図 12 に示す圧力上昇を裏付ける結果である。シングルフロー消弧室では、ノズルの断面積が小さいため、遮断の後期にも $p \cdot Vol'$ の値が上昇し、わずかに高温ガスが流入していることがわかる。また、ダブルフロー消弧室では、

図 13 パッファシリンダ $p \cdot Vol'$ の変化
Fig. 13. $p \cdot Vol'$ change in puffer cylinder.

前半の圧力上昇が低いため、開極の後半に $p \cdot Vol'$ の減少が少なくなり、高温ガス部の拡大が起きていることがわかる。

なお、ハイブリッドパッファ消弧室シリンダ内のガス温度上昇は約 150°C であった。自力消弧室に比べ著しく低い温度で高い圧力上昇が得られることがわかる。

〈3・4〉 遮断性能

(1) BTF 遮断 84 kV-31.5 kA 級のダブルフロー消弧室とハイブリッドパッファ消弧室との性能を比較した結果、ハイブリッドパッファ消弧室の最短アーク時間が 1 ms 短いだけで大差のない性能であった⁽⁹⁾。ハイブリッドパッファ消弧室とシングルフロー消弧室については、ひとまわり大きい 145 kV-40 kA 級 (GIS 用) 消弧室で比較した。両消弧室のシリンダの大きさ、ノズルスロート径は同じであり、同一の操作装置で駆動した。ノズルの上流断面積だけはそれぞれのスロート断面積に応じて調整した。表 1 に試験結果を示す。ハイブリッドパッファ消弧室では、十分なアーク時間幅で 100% の性能が得られているが、シングルフロー消弧室では、100% の性能が得られていな

表 1 BTF 遮断性能の比較
Table 1. Comparison of BTF interrupting capability.

消弧室	開極速度の比	*試験条件	アーク時間 T_a (ms)	
			10	20
ハイブリッドパッファ	1.0	v: 100% i: 100%	○ ○ ○ ○	○ ○
	1.13	v: 100% i: 65%	×	○ ○
シングルフロー	1.13	v: 60% i: 100%	○	×

* 145kV-40kA (対称分) を基準

図 14 SLF 遮断性能の比較
Fig. 14. Interrupting capability of SLF

い。高い圧力上昇によって駆動力に対する反力だけが大きくなることになり、効果的方法とはいえない。

(2) SLF 遮断 BTF 遮断性能が悪かったシングルフロー消弧室の試験は止め、ハイブリッドパッファ消弧室とダブルフロー消弧室の性能を比較した。遮断試験は主寸法を同一とした 84 kV-31.5 kA 級の両消弧室を同一の操作装置で駆動して行った。合成試験における注入電流および TRV (過渡回復電圧) の $di/dt \cdot dv/dt$ で評価した性能の比較を図 14 に示す。図 12 に示した高い圧力上昇に対応して、短いアーク時間では、ハイブリッドパッファ消弧室の性能が約 20% 優れている。

(3) 性能比較の結論と大容量器への適用拡大

高い圧力上昇を得て、電流遮断時に二方向ガス流を得るハイブリッドパッファ消弧室では、優れた遮断性能が得られ、かつ開極後期の反力は増加しない。ほかの二つの消弧室に比べ効率の良い吹付けが得られたといえる。同じ二方向流れである従来形ダブルフロー消弧室と比べれば、同じ SLF 電流を遮断するのに必要な圧力は変わらないといえる。同一寸法で高い圧力上昇が得られることから、より小形の消弧室(小断面積のシリング)で、必要な圧力上昇が得られ、反力低下による駆動エネルギーの低下が可能となる。300 kV-50 kA 級の大容量器では、パッファシリングの容積の増加により、温度上昇による効果は低くなるが、ダブルフロー消弧室に比べ約 10% 高い圧力上昇が得られ⁽¹³⁾、SLF 遮断性能が向上している。今後の最適化により、大容量器でのいっそうの小形、低駆動エネルギー化が実現される可能性がある。

4. 検 討

(1) アーク電圧 (6) 式におけるアーク電圧 V_a は遮断器の定格や吹き付け方式、遮断電流によって多少異なるが、本計算の 84 kV-31.5 kA モデルでは、ノズルが開口する前は 30~40 V ノズルが開口した後は 60~70 V として入力した。妥当な値であろう。測定結果によく一致する計算結果が得られている。

(2) ノズルの蒸発による影響 ノズルの材料は PTFE (ポリテトラフルオロエチレン) や無機質の充填材入りの PTFE であり、大電流を遮断すると、ノズルスロート付近が溶融して、更に分解により気化する。このような発生ガスが電流遮断時の圧力上昇増加の主要因であるとする報告があるが、本論文ではアークによる流量減少とノズル上流での残留エネルギーによる高温ガス部の発生と拡大、およびシリング内ガス

の加熱を主要因としている。自力消弧室でこのような考え方の論文が見られる⁽¹⁴⁾。本論文の考え方では、ノズルからのガス発生に消費されるエネルギーもガスを加熱するエネルギーに置き換えていることになる。この点についての妥当性を吟味する。

1 g のノズル材料を 1 bar の状態で、溶融、分解気化して発生するガス量とそのエネルギーで発生しうる SF_6 高温ガス量がほぼ等しければよいとする。PTFE 個体の融点 327°C までの平均の比熱を約 1.15 kJ/(kg°C)、溶解熱を 685 cal/mol⁽¹⁵⁾ (C_2F_4 分子量 100 では 28.6 kJ/kg)、分解熱(気化熱)を 3,350 kJ/kg⁽¹⁵⁾、分解ガス(CF_2 とする)の比熱を 0.8 kJ/(kg°C) とすれば、2,300 K まで上昇させるエネルギーは約 5.31 kJ となる。また分解ガス(CF_2) の分子量を 50 とすれば、2,300 K での体積は約 3.7 l となる。

一方、Frost の論文より、 SF_6 高温ガス(分解している)の 2,300 K でのエンタルピーを 7.57×10^6 J/kg、密度を 0.211 kg/m³ とすれば、上記の 5.31 kJ で発生する高温ガス量は約 3.3 l であり、PTFE から生じる体積と大差ない値である。PTFE が CF_2 から更に分解する場合を考えると、3.7 l より大きな値となるが、そのときの分解熱によるエネルギー増加を考えると、 SF_6 の高温ガス発生量も増加するのでつりあった値となる。従って、本論文でのモデル化は妥当であるといえる。

5. ま と め

アークからの高温ガスによる昇圧作用を利用したガス遮断器消弧室として、機械的圧縮をしない自力消弧室、および高温ガスをパッファシリング内に導いて圧力上昇の効果を高めるハイブリッドパッファ消弧室を研究した。圧力上昇の計算と遮断試験を実施して、次の結論を得た。

(1) 基礎的な自力消弧室の圧力上昇はシリングおよびノズル部の寸法、遮断電流などに依存して決まる。構成によっては短絡大電流遮断時に高い圧力上昇が得られるが、遮断性能を考慮した形状では圧力上昇が低下する。従って、84 kV-31.5 kA 以上の総合的遮断性能を得るためには性能向上手段の付加が必要と思われる。

(2) 高温ガスをパッファシリングに取入れる方式は効果的であり、小シリングで高い圧力上昇が得られる。シリングへの高温ガス流入の現象は圧力 $\times$ (シリング容積)² により評価できる。

(3) アークのノズル閉塞により発生する高温ガス部が拡大してパッファシリングに流入し、その温度を

高めるとしたモデル化により、測定結果とよく一致する計算結果が得られる。

(4) 開極の後半二方向流を得るハイブリッドパッファ消弧室で最も良い性能が得られる。小断面積(小容積)のパッファシリンダで遮断に必要な圧力が得られるので、反力低下により駆動エネルギーを低下できる。

(平成4年7月24日受付, 同4年12月14日再受付)

文 献

- (1) T. Ushio, S. Tominaga, H. Kuwahara, T. Miyamoto, Y. Ueda & H. Sasao: "SLF Interruption by a Gas Circuit Breaker without Puffer Action", *IEEE Trans. Power Apparatus Syst.*, **100**, No. 8, 3801 (1981)
- (2) H. Arita, K. Natsui, M. Tsukushi, Y. Kurosawa & K. Hirasawa: "Interruption Ability of a Self Extinguishing Type Gas Circuit Breaker", *IEEE Trans. PWRD*, **5**, No. 3, 1362 (1990)
- (3) S. Yanabu, H. Mizoguchi, H. Ikeda, K. Suzuki & M. Toyoda: "Development of Novel Hybrid Puffer Interrupting Chamber for SF₆ Gas Circuit Breaker Utilizing Self-pressure-rise Phenomena by Arc," *ibid.*, **4**, No. 1, 355 (1989)
- (4) G. Frind & L.E. Prescott: "Single Flow and Dual Flow Nozzle Interruption Tests on Two-pressure Apparatus" "High Speed Movies in Dual-flow Nozzle with Air, Nitrogen and SF₆," EPRIEL-3293, proj. 246-2, 1983. 12, Appendix A and B, p. A1-B7
- (5) M. Barrault, A. Girard & O. Filleau: "The Auto-expansion Circuit-breaking Principlent," *CIGRE SC13-302*, 1990
- (6) W. Hermann: "Theoretical Description of the Current Interruption in HV Gas Blast Breakers," *IEEE Trans. Power Apparatus Syst.*, **PAS-96**, No. 5, 1546 (1977)
- (7) L.S. Frost & R.W. Liebermann: "Composition and Transport Properties of SF₆ and Their Use in a Simplified Enthalpy Flow Arc Model," *Proc. IEEE*, **59**, 474 (1971)
- (8) W. Hertz, H. Motschmann & H. Wittel: "Investigations of the Properties of SF₆ as an Arc Quenching Medium," *ibid.*, **59**, No. 4, 485 (1971)
- (9) J.F. Perkins & L.S. Frost: "Enthalpy-flow Limitation of Gasblasted SF₆ Arcs," *Proc. Instn Elect. Engrs*, **118**, No. 7, 948 (1971)
- (10) 生井・松尾:「圧縮性流体の力学」, 機械工学基礎講座, p. 42; 79, 理工学社
- (11) 柳父・溝口・岩本・尾崎・村山:「単圧式ガス遮断器の電流遮断時の流量解析と開極特性」, 電学論 B, **99**, 379 (昭54-6)
- (12) 溝口・鈴木・佐藤・上田・池田:「パッファ形ガス遮断器に

おける高温ガス部のモデル化と開極特性」, 平2電気学会大会, No. 1446

- (13) 佐藤・溝口・池田・戸田・柳父:「パッファ方式の異なる消弧室の圧力上昇比較」, 平元同上, No. 1348
- (14) 富永・桑原・宮本・村井・植田・笹尾:「SF₆ガス遮断器における自力消弧方式の研究」, 昭46同上, No. 1175
- (15) K. Ibuki, T. Yonezawa, T. Yoshinaga & H. Kuwahara: "Key Technologies for Developing a 420kV 50kA GCB Interrupting Unit," *IEEE Trans. PWRD*, **4**, No. 3, 1738 (平元)

溝 口 均 (正員)

昭和17年7月18日生。42年日本大学工学部電気工学科卒業。36年4月(株)東芝入社。空気遮断器, モールド遮断器, ガス遮断器, ガス絶縁断路器, ガス絶縁接地装置の開発とアーク現象の研究に従事。

豊 田 充 (正員)

昭和28年5月1日生。53年京都大学工学部電気工学科修士課程修了。同年4月(株)東芝入社。ガス遮断器, ガス絶縁開閉装置の設計および開発に従事。56年カナダ・ブリテッシュコロンビア大学研究生, 57年イタリア・CESI 研究員。

池 田 久 利 (正員)

昭和24年2月14日生。49年東京大学工学部電気工学科修士課程修了。同年4月(株)東芝入社。真空遮断器, 直流遮断器, ガス遮断器の開発に従事。54~55年イギリス・リバプール大学にてアーク現象の研究に従事。工学博士。IEEE 会員。