高次精度 LES による SF₆ ガスアークプラズマ特性とパッファ形ガス遮断器における吹付圧力上昇のメカニズムに関する研究*

神保 智彦^{*1}, ビスワス デバシス^{*1}, 宇田川 恵佑^{*2}, 新海 健^{*2}, 鈴木 克巳^{*2}

Studies on SF₆ Gas Arc Plasma Characteristics and Mechanisms of Pressure Rise in Puffer Type Gas Circuit Breaker Based on a High-Order LES Turbulence Model

Tomohiko JIMBO^{*1}, Debasish BISWAS, Keisuke UDAGAWA,
Takeshi SHINKAI and Katsumi SUZUKI

^{*1} Corporate Research and Development Center, Toshiba Corporation
1, Komukai-Toshiba-cho, Saiwai-ku, Kawasaki, 212-8582, Japan

Thermal puffer type SF₆ Gas Circuit Breaker (GCB) has the advantage in reducing operating energy. However, its efficient design needs a detail understanding of the fluid-plasma interaction phenomena associated with the gas blast characteristics. In the fluid-plasma interaction process, turbulence mixing between the high temperature arc plasma core and the surrounding fluid plays a dominant role. Therefore the main aim of this paper is to study the fluid-plasma interaction phenomena based on three dimensional compressible turbulent viscous flow analyses using a High-Order LES turbulence model along with arc plasma model. The first part of this work deals with basic fluid-plasma interaction phenomena around a converging-diverging type nozzle installed with two electrodes inside to generate thermal arc plasma in the nozzle flow field. In the second part of this work, pressure rise mechanism in a thermal puffer type GCB and related physical behavior is analyzed. The results led to an understanding, that basically fluid-plasma interaction results in sudden expansion of the hot gas which in turn led to the pressure rise in the tank and the transport of thermal and pressure energy is carried out through two different modes, namely the convection and the acoustic mode.

Key Words : Compressible Flow, Fluid-Plasma Interaction, Arc Plasma, SF₆ Gas Circuit Breaker, Computational Fluid Dynamics, Large Eddy Simulation

1. 結 言

電力用遮断器⁽¹⁾⁽²⁾は電流を遮断し電力系統の保護や制御を行う機器で、送電技術の発展とともに進歩してきた。遮断器には通常の電流開閉に加え、事故時の大電流の遮断と投入による回線の切断と復旧、系統の安定性の確保のために、より確実でより素早い遮断能力が求められている。近年の電力需要の高まりにともない、大容量高電圧送電が必要とされるようになり、高電圧大容量の遮断器が要求されるようになった。ガス遮断器 (Gas Circuit Breaker, GCB) は電流遮断時に電極間に不可避免的に発生するアークプラズマ (アーク) に絶縁ガスを吹き付けることで電流を遮断する。絶縁ガスには絶縁性が高い、不活性で熱伝導性が高くアーク放電によって熱せられたガスを速やかに冷却することができるなどの理由から SF₆ (六フッ化硫黄) ガスが用いられている。SF₆ ガス遮断器は開発初期には別タンクに昇圧しておいた高压ガスを吹き付ける複圧式であったが、SF₆ ガスは液化しやすいため、液化を防ぎ高压状態を維持するための構造が必要であった。そこで、ピストンシリンダの相対的な移動による機械的圧縮によりガスの圧力を高めるパッファ方式 (単圧式) が開発された。その後、機械的な圧縮を

* 原稿受付 2012 年 6 月 12 日

^{*1} 正員, (株) 東芝 研究開発センター (〒212-8582 神奈川県川崎市幸区小向東芝町 1)

^{*2} (株) 東芝 電力システム社 (〒210-0862 神奈川県川崎市川崎区浮島町 2-1)

E-mail: tomohiko.jimbo@toshiba.co.jp

行う駆動装置の駆動エネルギーの低減のために、消弧室の性能向上の研究が進められている。

その一つの方法として、アークエネルギーを圧力上昇に利用する方式が研究されている。アークエネルギーを最大限に利用する遮断器の効率的な開発・設計のためには、電流遮断過程において遮断器のなかで起きている現象の理解が求められ、SF₆ ガスのアーク特性⁽³⁾⁽⁶⁾や遮断器に関わる現象⁽⁷⁾⁽¹⁰⁾などの研究が行われている。特に、SF₆ ガスのアーク特性や機器内部の流れを知ることは重要である。しかし、非常に大きな電流を扱うのと、消弧室は絶縁ノズルで覆われているため内部の様子を詳細に測定するのが困難であり、解析の高度化が必要である。

SF₆ アークの遮断現象はマイクロ秒オーダーで遮断成否が決まる高速現象で、それはアークの発生・消滅過程が複雑であること、さらに周辺材料と相互作用することに関連している。アーク自身の現象としては、温度・圧力依存性の極めて大きい熱力学・輸送特性、アーク内の素反応（励起、電離、解離とその逆反応）、放射、吸収、反応性非平衡、熱的非平衡などが、周辺材料との相互作用としては、電極・ノズル材料のアブレーション、電極からの電子放出現象などが挙げられる。特に SF₆ ガス内のアークは時定数が小さいため、過渡現象が速く、電子付着現象、ガス分解性などが現象に影響を与える。さらに、遮断器内の流れは超音速流れのため、衝撃波と境界層の干渉や、アークとその周辺との間の乱流によるミクシングも影響を与える。このようにガス遮断器では流れやプラズマ、化学反応や相変化など様々な現象が短い時間スケールで起きている。また、パフファ形ガス遮断器の設計では、電流値やアーク時間などの遮断条件、パフファ室の容積やノズル形状などの遮断器の内部形状や出口条件など様々なパラメータを考慮しなければならない。電流遮断の際に重要な要素の一つである吹付圧力の上昇については、ノズル材料のアブレーションと流路の詰まりによって起きている⁽⁹⁾などの報告がある。

本論文ではラバルノズル内に配置した電極間にアークを発生させ、流体とアークの干渉現象について三次元非定常圧縮性粘性流れ解析を行う。アーク熱により膨張した熱ガスとその周囲の超音速で流れる冷ガスとの干渉や乱流ミクシングによる熱伝達などについて検討し、超音速流れにおける SF₆ ガスのアーク特性について述べる。流体－プラズマの干渉現象では上述のように高温のアークコアとその周囲の低温・高密度のガスとの乱流によるミクシングが重要である。そこで、本論文では乱流モデルとして高次精度 LES⁽¹¹⁾⁽¹²⁾を用いる。また、実用的な問題として、パフファ形ガス遮断器における吹付圧力上昇のメカニズムについて、三次元非定常圧縮性粘性流れ解析および実験結果に基づき圧縮性流体の観点から検討する。

2. 解析モデル

2・1 基礎方程式および解析手法

基礎方程式には以下に示すアークモデルを導入した圧縮性流体の質量保存の式、運動量保存の式、エネルギー保存の式を用いる。ただし、一般座標系(ξ, η, ζ)で表す。

$$\frac{\partial \hat{U}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{E}_i}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}_i}{\partial \eta} + \frac{\partial \hat{G}_i}{\partial \zeta} = \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial \hat{E}_v}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}_v}{\partial \eta} + \frac{\partial \hat{G}_v}{\partial \zeta} \right) + H \quad (1)$$

ここで、 $\hat{U}$ は質量保存の式、運動量保存の式、エネルギー保存の式の可変成分を表す。 $\hat{E}_i, \hat{F}_i, \hat{G}_i$ はそれぞれ ξ, η, ζ 方向の非粘性流束成分、 $\hat{E}_v, \hat{F}_v, \hat{G}_v$ はそれぞれ ξ, η, ζ 方向の粘性流束成分を表し、以下のようになる。

$$\hat{U} = [\rho \quad \rho u \quad \rho v \quad \rho w \quad e] \quad (2)$$

$$\hat{E}_i = J \begin{bmatrix} \rho \hat{u} \\ \rho u \hat{u} + \xi_x p \\ \rho v \hat{u} + \xi_y p \\ \rho w \hat{u} + \xi_z p \\ (e + p) \hat{u} - \xi_i p \end{bmatrix}, \quad \hat{F}_i = J \begin{bmatrix} \rho \hat{v} \\ \rho u \hat{v} + \eta_x p \\ \rho v \hat{v} + \eta_y p \\ \rho w \hat{v} + \eta_z p \\ (e + p) \hat{v} - \eta_i p \end{bmatrix}, \quad \hat{G}_i = J \begin{bmatrix} \rho \hat{w} \\ \rho u \hat{w} + \zeta_x p \\ \rho v \hat{w} + \zeta_y p \\ \rho w \hat{w} + \zeta_z p \\ (e + p) \hat{w} - \zeta_i p \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$\hat{\mathbf{E}}_v = \mathbf{J} \frac{\partial \xi_i}{\partial x} \frac{\partial}{\partial \xi_i} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{11} \\ \tau_{21} \\ \tau_{31} \\ \tau_{j1} + K \frac{\partial T}{\partial x} \end{bmatrix}, \quad \hat{\mathbf{F}}_v = \mathbf{J} \frac{\partial \eta_i}{\partial y} \frac{\partial}{\partial \eta_i} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{12} \\ \tau_{22} \\ \tau_{32} \\ \tau_{j2} + K \frac{\partial T}{\partial y} \end{bmatrix}, \quad \hat{\mathbf{G}}_v = \mathbf{J} \frac{\partial \zeta_i}{\partial z} \frac{\partial}{\partial \zeta_i} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{13} \\ \tau_{23} \\ \tau_{33} \\ \tau_{j3} + K \frac{\partial T}{\partial z} \end{bmatrix} \quad (4)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{J} \rho [0 \quad 0 \quad 0 \quad 0 \quad S_e]^T \quad (5)$$

ρ , u_i , e , p , T , τ_{ij} , K , S_e はそれぞれ密度, デカルト座標における速度成分, 単位体積あたりのエネルギー, 静圧, 温度, 応力テンソル成分, 熱伝導率, ジュール熱を表す. $\mathbf{J}$ はヤコビ行列, $\hat{u}_i$ は反変速度成分を表す. 応力テンソル成分, ヤコビ行列, 反変速度成分はそれぞれ以下のようになる.

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (i, j = 1, 2, 3) \quad (6)$$

$$\mathbf{J} = \frac{\partial(x, y, z)}{\partial(\xi, \eta, \zeta)} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \hat{u} &= \xi_i + \xi_x u + \xi_y v + \xi_z w \\ \hat{v} &= \eta_i + \eta_x u + \eta_y v + \eta_z w \\ \hat{w} &= \zeta_i + \zeta_x u + \zeta_y v + \zeta_z w \end{aligned} \quad (8)$$

ここで, δ_{ij} はクロネッカーの δ 関数を表す.

解析手法としては, 対流項には WENO (Weighted Essentially Non-Oscillatory) ⁽¹³⁾, 粘性項には 4 次精度中心差分を用いる. また, 時間進行には 3 次精度 Runge-Kutta 法 ⁽¹³⁾, 乱流モデルには高次精度 LES ^{(11),(12)} を用いる.

2・2 乱流モデル

流れの多くは層流からはじまりやがて乱流に遷移していく. 流れの様相を把握するうえで重要である境界層内の層流から乱流への遷移は, はく離泡や圧力こう配などから影響を受ける. 高次精度 LES ^{(11),(12)} では乱流運動エネルギーの消散をダイナミックな乱流の時間スケールで表し, 壁面近傍のスモールスケールの渦および壁面から離れた場所のラージスケールの渦の関係を表す乱流レイノルズ数 R_{el} のもとで, ユニバーサル of 長さスケールを決定し, 乱流粘性を求める. また, サブグリッドスケールの長さスケールはユニバーサル of 長さスケールとグリッドスケールの小さい方で表される. 壁面近傍の小さいスケールからサブグリッドスケールへ向かう渦のカスケードの長さスケールの混合を表すユニバーサル of 長さスケールは R_{el} に基づき次式で表される.

$$l_u = C_u l_s R_{el}^{1/2} \quad (9)$$

$$C_u = 0.65/\sqrt{2} \quad (10)$$

ここで, l_s は壁面近傍の最小テイラースケール, R_{el} は散逸率の二つの長さスケール (ラージスケールの渦に対する長さスケールと乱流運動エネルギーの散逸が大きい動壁面近傍での長さスケール) のリンクとしてはたらく. また, 運動エネルギーの輸送方程式では乱流運動エネルギーの散逸は時間スケールに基づいて定義される. 本モデルでは遷移状態にある層流境界層と発達した乱流境界層を正しくミクシングすることができ, その結果, 格子依存性が低く, エネルギーカスケードの影響を詳細に表すことができるようになる.

2・3 アークプラズマ現象のモデリング

遮断器におけるアーク現象のモデリングは主に, 定常的な大電流および電流零点における遮断プロセスの構築の二つのステップからなる. 定常的な大電流領域では電極は離脱しているが, 電流は流れ, ジュール熱により高温プラズマを形成する. 電流零点近傍では電流は減衰する. 以下に定常電流におけるアークモデルについて述べる. アークは電極間の導電性バンドや電流の占有領域で高温プラズマになっており, 流れ場は電極間の電流によ

り生成されるオーム加熱および放射によるエネルギー輸送から影響を受ける。これより、エネルギー生成項 S_e は以下のようにオーム加熱および放射からなる。

$$S_e = S_{ohm} - S_{rad} \quad (11)$$

中性プラズマでは電流の保存式は次式で表される。

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \quad (12)$$

ここで、 $\mathbf{j}$ は電流密度で導電媒体でのオームの法則により、電場ベクトル $\mathbf{E}$ と次式のように関連づけられる。

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} \quad (13)$$

ここで、 σ は電気伝導率を表し、電場ベクトル $\mathbf{E}$ は次式で表される。

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi \quad (14)$$

式(12)~(14)より以下の式を得る。

$$\nabla \cdot (\sigma (-\nabla \phi)) = 0 \quad (15)$$

場の計算においては σ の局所的な分布の影響は無視できるため、一定とし以下のラプラス式を得る。

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (16)$$

式(16)は以下の境界条件のもとに解かれる。

$$\begin{aligned} \phi &= \phi_a & (\text{anode}) \\ \phi &= \phi_c & (\text{cathode}) \\ \frac{\partial \phi}{\partial n} &= 0 & (\text{elsewhere}) \end{aligned} \quad (17)$$

ここで、 ϕ_a , ϕ_c は計算時には与えられる。 $(\phi_c, \phi_a) = (0, 1)$ の条件のもとで ϕ を解き、電場ベクトル $\mathbf{E}$ の代わりに、次式で表される無次元化された電場ベクトル $\mathbf{e}$ を求める。

$$\mathbf{e} = -\nabla \phi \quad (18)$$

ただし、 $\mathbf{E}$ と $\mathbf{e}$ の関係は次式で表される。

$$\mathbf{E} = V \mathbf{e} \quad (19)$$

ここで、 V は電極間の電位差で、全出力の関係から次式を得る。

$$IV = \int \sigma E^2 dv = V^2 \int \sigma e^2 dv \quad (20)$$

これより、電位差 V は次式のようになる。

$$V = I / \int \sigma e^2 dv \quad (21)$$

I はアークによる電流で与えられ、電気伝導率 σ は流れ場の圧力、温度の関数として得られる。また、ジュール熱は次式より求められる。

$$S_{ohm} = \sigma E^2 = \frac{j^2}{\sigma} \quad (22)$$

S_{rad} は放射による熱損失でアーク領域の局所的な温度に基づいて経験的にモデル化される。

3. SF_6 ガスアーク基礎特性

3・1 解析モデル

本章では、流体とアークの干渉現象について三次元非定常圧縮性粘性流れ解析を行い、アーク熱により膨張した熱ガスとその周囲の超音速で流れる冷ガスとの干渉や乱流ミキシングによる熱伝達などについて検討し、超音速流れにおける SF_6 ガスのアーク特性について述べる。図 1 (a), (b) にそれぞれ本解析で用いたラバルノズルの全体図および x - y 断面図を示す。ノズルの入口、スロートおよび出口の直径をそれぞれ $d_{in}=40.2\text{mm}$, $d_{th}=20.0\text{mm}$, $d_{out}=32.84\text{mm}$ とし、ノズル内に直径 8mm の電極を 30mm 離して配置する。ここで、左側の電極をカソード、右側をアノードとした。

Fig. 1 Computational domain

図 2 に計算格子の断面の全体図、電極間の拡大図を示す。本解析では解析領域を電極間とその周囲の二つに分け、電極間には中心軸上の特異性を回避するために H 型格子、その周囲には O 型格子を用いた。格子点数は H 型格子、O 型格子それぞれ 392751 (151x51x51), 3963921 (481x41x201) とした。

Fig. 2 Computational grid (cross-section surface)

図 1 中左端を流入境界、右端を流出境界とし、それ以外（ノズル、電極表面）は壁面境界とする。流入境界（超音速条件）では全圧、全温には内部から境界への外挿による特性境界条件を用い、速度にもとづくリーマン不変量を適用する。その他のパラメータは等エントロピーの関係より求める。流出境界（超音速条件）では全圧、全温の設計値とともに特性境界条件を用いて、出口の原始変数を求める。壁面境界では速度に関してはすべりなし、圧力と温度に関してはノイマン型の境界条件を与える。

SF_6 ガスの物性値（定圧比熱、定積比熱、ガス定数、比熱比、熱伝導率、粘性係数）は温度と圧力の関数とする。入口全圧、出口静圧はアークなしの条件のもとでノズル部分のマッハ数が 1.2 となるように与える。アークに関しては電極間に直流 $I=100\text{A}$ を与え、アーク領域における電気伝導率は局所熱平衡プラズマを仮定し、温度と圧力の関数とする。ただし、本解析では電極とノズル部分の熱伝導やアブレーションは考慮しない。

3・2 解析結果および検討

図 3 (a) ~ (e) にアークなしにおける x - y 面上のマッハ数, 圧力, 密度こう配, 渦度分布および密度こう配の等値面を示す. ここで, 図 3 (e) に示す等値面の色は左図では密度こう配, 右図では渦度を表す. ノズル部分における膨張により流れが加速され, アノードの手前の弱い衝撃波群に続いて弧状衝撃波が形成され, 衝撃波により流れが曲げられている. 下流側のノズル壁面と電極からなる流路において, 流路断面積が最小となる部分で流れは再び加速され, 続いてラムダ型の擬似衝撃波が形成されている. また, 疑似衝撃波の下流で衝撃波とノズル壁面の境界層の干渉により, ノズル壁面上で流れのはく離がみられる. 渦度分布より, カソードのウェーク領域において, 流れのミクシングがみられ, さらに, 衝撃波の影響で乱流強度が大きくなっている.

Fig. 3 Computational results (without thermal arc)

図 4 (a) ~ (d) に電極間にアークを発生させたときの x - y 面上のマッハ数, 圧力, 温度 (電極間の拡大図), 渦度分布を示す. アークの外側の領域は図 3 に示すアークなしのときの流れと同様にノズル部分の膨張, 流れの加速, 弱い衝撃波に続く弧状衝撃波の形成など大きな違いはみられない. それに対して, アーク部分では様相は異なっている. マッハ数分布より, アークコア部分とその外側の領域間でマッハ数が不連続に変化していることがわかる. これは, アークコア部分ではアーク熱によりその周囲よりも温度が高く, 音速が大きくなっているためである. アークコアはアークによる加熱およびコア部分のガスの膨張による流れの加速のため, プラズマを発生させる役割をしている. 圧力分布より, アークコア部分の急激な膨張により発生した圧力波が電極間の衝撃波の位置から両側の電極に向かって伝播し, 両電極先端部分の圧力が上昇していることがわかる. 温度, 渦度分布より, アークコア部分と隣接する高密度・低温のガスが低密度・高温のガス側に取り込まれ, 乱流の強いミクシングによる熱拡散により温度が上昇していることがわかる.

Fig. 4 Computational results (with thermal arc, DC 100A)

SF₆ ガスとアークの干渉の影響から、アークにより加熱されたガスの軸方向のエンタルピー輸送やアークコア部分の膨張した低密度のガスからその周囲の高密度・低温のガスへの乱流ミクシングによる熱伝達によりエネルギーが取り去られることで、アノード付近のアーク径は著しく小さくなる。アーク径の縮小はフリーバーニングアークよりもアーク電圧を上昇させる。高密度・低温のガスが低密度・高温のガス側に取り込まれるにつれて、アーク径が減少している領域でますます軸方向に流れが発達していく。ノズル部分の衝撃波近傍では急激な温度変化がみられる。温度分布の急激な変化については、軸方向および半径方向速度から検討する。

図 5 (a), (b) および図 6 (a), (b) にそれぞれアークなし、アークありにおける x-y 面上の軸方向 (x 方向) および半径方向 (y 方向) の速度分布を示す。図 5 よりアークなしの流れでは、前述の通り膨張によるスロート部分からの流れの加速、電極間の弱い衝撃波群および強い弧状衝撃波などがみられる。衝撃波により流れは曲げられ、アノードとノズル壁面からなる流路の断面積が最小の部分で流れは加速する。下流部分の加速領域においてラムダ型の擬似衝撃波が形成され、衝撃波と境界層の干渉によるノズル壁面上の流れのはく離により急激に境界層厚さが増加している。また、アノード先端付近で軸外向きの速度が増加している。図 6 よりアークありの流れの様相はアークなしの流れと異なっている。アークありのときはアークコア部分のガスの熱膨張により生じた圧力波が上流、下流側へ伝播し、両極先端付近の圧力が上昇する。軸方向速度分布より、圧力波の伝播による電極先端付近の高圧領域からアークコア領域において上流および下流に向かうジェットを生じ、電極間の弧状衝撃波部分で衝突している。流れおよびアークの非線形性の影響により図中左から右へ向かうジェットが衝撃波の位置で減速される。また、アークからの熱エネルギーの供給により圧力こう配が存在し、右から左へのジェットを生じる。これら左右からのジェットが衝撃波部分で衝突する。また、半径方向速度分布において、アークなしの条件ではみられなかった衝撃波部分のジェットの衝突による軸外向きの速度の増加がみられる。ジェットの衝突は乱流活動の活性化による強いミクシングを生じさせ、図 4 (c) の温度分布にみられる衝撃波下流のアーク層の急激な増加をもたらす。ジェットの衝突部分の強いミクシング現象、乱流活動の増加は図 4 (d) の渦度分布にも表れている。

Fig. 5 Axial and radial velocity (without thermal arc)

Fig. 6 Axial and radial velocity (with thermal arc, DC 100A)

4. パuffers 形ガス遮断器における吹付圧力上昇メカニズム

4・1 解析モデル

本章では、実用的な問題としてパuffers 形ガス遮断器におけるアークプラズマと流体の干渉現象について解析を行う。図 7 に示すようなパuffers 形ガス遮断器では、熱パuffers 室と機械パuffers 室がバルブ (check valve) を通じて直列に接続されている。熱パuffers 室は遮断動作中容積が一定で、アークパワーにより昇圧され、機械パuffers 室は遮断動作中の相対的なピストンの移動にともなう圧縮により昇圧される。バルブはアークパワーが大きく熱パuffers 室の圧力が機械パuffers 室の圧力よりも十分に大きいときは閉じており、アークパワーが小さく熱パuffers 室の圧力上昇が十分でないとき、バルブが開くことで、機械パuffers 室から熱パuffers 室の圧力上

昇を援助する。また、パufferピストンに取り付けられたバルブ (exhaust valve) は機械パuffer室の圧力が設定した値になると開き、遮断動作中の機械パuffer室の過度な圧力上昇による開極動作の妨げを防いでいる。熱パuffer室は流路 (上流流路とよぶ) を通じて電極、ノズル部分に接続される。

アークへのガス吹付けによる電流遮断プロセスは、遮断電流の大きさにより異なる。ノズルスロート部分で流れがチョークするような遮断電流が大きいとき、圧力は音波のように圧縮と膨張を繰り返す波が音速で熱パuffer室に伝わり、熱は主に対流により輸送される⁽¹⁰⁾。その結果、熱パuffer室は昇圧され、上流流路を通じてノズル付近へ流れ、アークを冷却し、電流を遮断する。ノズル径に比べてアーク径が小さいような遮断電流が小さいときにおいても上述の現象が起きているが、アークパワーが小さいため、全体的なレベルは低く、機械パuffer室から圧力上昇が援助される。圧縮されたガスは熱パuffer室、上流流路を通じてノズル付近へ流れ、アークを冷却し電流を遮断する。このように上流流路はアークの特性とパuffer室内の圧力レベルに応じて、1) 電流遮断時にガスが熱パuffer室からノズル付近に向かうときの流路、2) アークパワーを熱パuffer室へ取り込むときの、アークの熱膨張で生じた圧力波や高温ガスが熱パuffer室へ向かうときの流路の役割を担っている。電極間の遮断電流が大きい流れでは、ジュール熱やアークに熱せられたガスのエンタルピー輸送やアークとその周囲のガスの干渉によるアークコア部分の高温ガスからその周囲の低温ガスへの乱流ミクシングによる熱伝達を介してアークコアからエネルギーが取り去られることで高温のアークプラズマを形成する。

本章では図 7 に示すようなパuffer形ガス遮断器において図 8 (b) に示す遮断電流が異なる条件 (57kA, 19kA) について三次元非定常圧縮性粘性流れ解析を行い、パuffer室の吹付圧力上昇メカニズムについて検討する。解析では電極の移動を考慮し、実験で使用した電流のサイクルと電圧から求めたアークパワーのサイクルを基礎方程式のソース項として与える。

Fig. 7 Thermal puffer type GCB

4・2 解析結果および検討

図 9 (a), (b) にそれぞれ遮断電流が 57kA, 19kA における図 8 に示される状態 (A1~A4, B1~B4) のときの各セクションの温度を示す。ここで、Section 1, 2 はそれぞれ機械パuffer室、熱パuffer室、section 3~5 はそれぞれ上流流路の熱パuffer室に近い部分、中間部分、ノズルに近い部分、section 6, 7 はノズルスロートの上流、ノズルスロートである。また、図 10 に遮断電流 57kA における電流零点近傍の電極付近の温度分布を示す。

図 9 (a) より遮断電流が 57kA の条件において、電流の絶対値が上昇中の 40kA (A1) のとき、ノズルスロートの上流部分 (section 6) では、温度は約 18000K に達しており高温のアークが存在していることを表している。ノズルスロート (section 7) ではアークとその周囲のガスとの相互作用により section 6 よりも温度が低くなっている。また、上流流路の中間部分 (section 4) の温度は低くなっている。この時点では電極とノズルから形成されるスロートにおけるチョークや上流流路における高温ガスのポンピング現象は起きておらず、高温のガスプラズマは上流流路とノズル (section 5) の接合付近にあることを表している。Section 1~3 の温度は低く、ほとんど上昇していない。電流ピーク時の 57kA (A2) のとき、section 4~7 の温度は約 16000K に達し、section 3 では約 4000K となっている。Section 1, 2 の温度は低く、ほとんど上昇してしないことから、アークにより熱せられた高温のガスは熱パuffer室、機械パuffer室には流入していないことがわかる。また、Section 4, 5 で温度が高くなっている。これは、電極とノズルからなるスロート部分の最小断面積が小さく、また、アーク熱により膨張した高温ガスが取り込まれている操作ロッド (exhaust shaft) 内のガスの圧縮による圧力上昇が大きいいため、最小のスロート

流路断面積では高圧力比（操作ロッド内で高く、タンク出口で小さい）の流れを維持できず、スロート部分でチョーク状態にあることを表している。このような状態では高温のガスは対流により上流流路まで運ばれ、section 3~5 の温度が上昇したと考えられる。電流値が下降中の 30kA (A3) のとき、10000K 以上の高温の領域は section 6, 7 に限られ、section 1~5 の温度は低い。このとき、電極はノズルスロートの下流側にあり、電極とノズルからなる流路の最小断面積が大きくなり、圧力比は小さくなりチョークは徐々に解消される。また、操作ロッドから上流流路への流体のポンピング現象や高温ガスの対流による輸送は起きておらず、section 3~5 の温度は低い。アークコア近傍の高密度・低温のガスは高温のガスへ引き込まれ、乱流による強いミクシングにともなう熱拡散により加熱される。このような SF_6 ガスとアークの干渉のために、アークにより熱せられたガスのエンタルピーの輸送、膨張した低密度のガスから周囲の高密度・低温のガスへの乱流ミクシングによる熱伝達を介してアークコアからエネルギーが取り去られアーク径は著しく減少する。高密度・低温のガスが低密度・高温のガスに引き込まれるにつれ、アーク領域は軸方向に成長し、アーク径は減少する。このため、スロートよりも上流側ではスロート部分よりも温度が低くなる。電流値が下降中の 10kA (A4) では、電流レベルの低下にともなうアークからの熱エネルギーの減少およびノズル内の流れにより、アークコアの温度上昇は低く、全 section でガス温度が低くなっている。アークコアに隣接する高密度・低温のガスが低密度・高温のガス側に引き込まれ、アークにより熱せられたガスのエンタルピーは膨張した低密度・高温のアークコアと高密度・低温の周囲の流れの相互作用により生じた乱流の強いミクシングを介した熱伝達により軸方向に発達し、その結果、アークコア領域は伸ばされ、細くなる。このように、図 10 より、大電流領域から零点近傍になるまでノズルとガスの流れによりアークコア領域が引き伸ばされ細くなっていく現象を確認できる。

図 9 (b) に示す遮断電流が 19kA の条件では、電流ピークのときにおいても遮断電流 57kA の条件に比べてジュール熱による熱エネルギーが小さく、操作ロッド内の圧力の上昇も小さい。そのため、遮断電流 19kA の条件では、電流ピーク時 (B2) の操作ロッドから上流流路への流れのポンピングも弱く、アークによって熱せられたガスの対流による上流流路への流入も流路入口付近 (section 5) までに限られる。他の状態 (B1, B3, B4) においても高温ガスは操作ロッドおよびノズル部分に限られる。

解析および実験⁽¹⁰⁾結果から温度上昇を誘起する現象のマッハ数を見積ると約 0.4 となり、音速条件よりも明らかに小さい。圧力比も考慮するとパフファ形ガス遮断器では熱（温度）の輸送は対流により起きていると考えられる。

(a) Location on puffer type GCB

(b) Location on current wave form

Fig. 8 Location of measurement

Fig. 9 Variation of temperature with section

Fig. 10 Temperature near zero current (magnified view)

図 11 (a) ~ (d), 図 12 (a) ~ (d) にそれぞれ遮断電流 57kA, 19kA における各位置 (熱パuffers 室, P3~P5) の圧力の時間履歴 (実線: 解析, 破線: 実験) を示す. ここで, P3, P4, P5 はそれぞれノズル, ノズルスロート, 上流流路の中間部分である. また, 実験では歪ゲージタイプ (MEMS: 集積化デバイスタイプ, 応答周波数 60kHz) のセンサ⁽¹⁰⁾を用いた. ここで, 図 11 (a), 図 12 (a) では縦軸に圧力, それ以外では圧力上昇値を用いている.

いずれの測定点においても, 実験の測定時のスパイク状のノイズを除き, 解析結果は実験結果に良好に一致している. また, 解析と実験ともにいずれの遮断電流条件において振動 (山と谷) がみられる. これらの振動はジュール熱により一定供給される熱エネルギーによる高温のアークコアの急激な膨張やスロートで流れがチョークしているときのアークコア周辺のガスの連続的な圧縮で生じた圧力波面の伝播を表している. スロートにおける流れのチョークはスロートの上流と下流の圧力比の急激な増加やスロート下流の流路断面積の急激な増加に対してスロートの断面積が小さすぎることにより生じる. 圧縮性流体ではこのような流れの状態では衝撃波が発生し, 流れを減速させる. 上流流路における圧力波の伝播は圧力波面が通過した後の希薄波や圧力波の反射によりいくつかのタイプの振動を生じ, これらの振動の重ね合わせにより図 11, 図 12 に示すような様々な圧力波形が形成される. 熱パuffers 室は, ファンの仕事による機械的なエネルギーが静的な圧力エネルギー (ダイナミックヘッド) に変換されるターボ機械のコンプレッサーのようなはたらきをする. つまり, 遮断器ではジュール熱により供給される熱エネルギーが圧力エネルギーに変換され, 高温ガスの急激な熱膨張とガスの連続的な圧縮により, 熱パuffers 室の圧力が上昇する.

熱パuffers 室内の圧力の時間変化より, 57kA, 19kA の遮断電流条件における電流ピークに相当する約 5ms において圧力の急上昇がみられる. この時間帯ではスロートで流れがチョークし, 電流ピーク時のジュール熱による熱エネルギーから生じた急激な膨張や操作ロッド内のガスの圧縮により生じた圧力波面が, 上流流路の流体の圧縮と膨張を繰り返すことで伝播し, 最終的に熱パuffers 室内の圧力が上昇する. 圧力の振動は圧力波面の通過を表し, P4, P5 においても同様に圧力波の伝播がわかる. 解析や実験から得られた圧力の振動の様子からマッハ数を見積もるとおよそ 0.99~1.01 となり, 音速にほぼ等しい. これより, 熱パuffers 室内の圧力上昇が音波的な輸送による圧力波の伝播で起きていることがわかる. 57kA, 19kA の遮断電流ともにいずれの測定点においても 2 回目の電流零点付近では圧力は急激に低下し, これはチョーク状態の解消と電流遮断のための流れによるものである. 熱パuffers 室内の圧力レベルを比較すると, 遮断電流 57kA のときの方が 19kA のよりも大幅に大きい. これは 57kA の方がジュール熱からの熱エネルギー供給量が大きいため, ガスの膨張の程度も大きく, 結果として

より圧縮されるため圧力上昇幅も大きくなる。19kA の条件では熱パuffers 室の圧力は 10ms から 12ms の範囲ではほぼ変化がない。これはこの時間帯では熱パuffers 室の圧力が機械パuffers 室の圧力よりも低くなり、バルブ (check valve) が開くことで機械パuffers 室からの流れと干渉しているためと考えられる。

Fig. 11 Time varying pressure (57kA)

Fig. 12 Time varying pressure (19kA)

5. 結 言

本論文ではラバルノズル内に設けられた電極間にアークを発生させたとき、超音速流れにおける流体 - プラズマ干渉現象について数値解析より検討した。さらに、パフファ形ガス遮断器内における吹付圧力上昇のメカニズムについて圧縮性流体の観点から温度および圧力分布から検討し、以下の知見を得た。

1. ラバルノズル内のアークなしの流れにおいて、ノズル部分の膨張による流れの加速や電極間の衝撃波の形成などがみられた。また、下流側のノズル壁面と電極からなる流路において、流れは再加速し、ラムダ型の衝撃波の形成や衝撃波と境界層の干渉により、流れのはく離などの現象がみられた。
2. ラバルノズル内のアークありの流れにおいて、アークの外側ではアークなしのときと大きな違いはみられなかったが、アーク部分では流体 - プラズマ干渉により異なる現象がみられた。アークコア部分ではアークにより加熱されたガスの急激な膨張による圧力波の発生や圧力波の伝播による電極先端付近の圧力上昇、さらに、アークコア領域内で衝撃波部分におけるジェットとの衝突、アークコアに隣接する低温・高密度のガスがアーク部分の高温のガス側に引き込まれ、乱流の強いミクシングによる熱拡散によってアークコア周囲の温度上昇などがみられた。また、アークにより加熱されたガスの軸方向のエンタルピー輸送やアークコア部分の膨張した低密度のガスからその周囲の低温・高密度のガスへの乱流ミクシングによる熱伝達によりエネルギーが取り去られ、下流側の電極付近でアーク径が小さくなることがわかった。
3. パフファ形ガス遮断器において、解析から得られた各測定点の圧力は実験から得られた圧力に良好に一致した。また、熱は対流により輸送され、圧力は音波のように圧縮と膨張を繰り返す波が音速で伝播することで伝わっていることがわかった。さらに、スロート部分でチョークが起きることで、高温ガスは対流によって上流流路の中間地点まで運ばれる。熱パフファ室の圧力上昇はジュール熱による熱エネルギーから生じた急激な膨張およびシリンダ内のガスの圧縮により生じた圧力波面が上流流路を通じて熱パフファ室へ伝播することで得られることがわかった。

文 献

- (1) 豊田充, "電力用遮断器の技術変遷", 電気学会誌, Vol.127, No.9, (2007), pp.607-610.
- (2) 日高邦彦, "高電圧工学", (2009), pp.179-184, 数理工学社.
- (3) L.S.Frost, R.W.Liebermann, "Composition and transport properties of SF₆ and their use in a simplified enthalpy flow arc model", *Proceedings of the IEEE*, Vol.59, No.4, (1971), pp.474-485.
- (4) 田中康規, 鈴木克巳, "SF₆ アークプラズマ-固体電極相互作用のモデリングと電磁熱流体解析", 電気学会 電気・エネルギー部門 放電・静止器・開閉保護合同研究会, (2010).
- (5) Y.Tanaka, K.Suzuki, "Development of a chemically non-equilibrium model on decaying SF₆ arc plasmas", 1st International Conference on Electric Power Equipment - Switching Technology (ICEPE-ST), (2011).
- (6) T.Jimbo, D.Biswas, K.Udagawa, T.Shinkai, K.Suzuki, "Studies on fluid-plasma interaction associated with gas blast characteristics base on a high-order LES turbulence model", The Asian Symposium on Visualization, asv11-15-10, (2011).
- (7) J.L.Zhang, J.D.Yan, A.B.Murphy, W.Hall, M.T.C.Fang, "Computational investigation of arc behavior in an auto-expansion circuit breaker contained by ablated nozzle material", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol.30, No.2, (2002), pp.706-719.
- (8) S.H.Park, C.Y.Bae, H.K.Kim, H.K.Jung, "Computer simulation of interruption of arc-gas flow in SF₆ puffer circuit breaker considering effects of ablated nozzle vapor", *IEEE Trans. Magn.*, Vol.42, No.4, (2006), pp.1067-1070.
- (9) J.B.Kim, C.H.Yeo, Y.Yoshida, "Effects of various factors on gas blast characteristics of auto-expansion type gas circuit breaker", *IEEE Trans. Power Delivery*, Vol.25, No.3, (2010), pp.1538-1546.
- (10) 宇田川恵佑, 新海健, 鈴木克巳, 神保智彦, デバシスビスワス, "SF₆ ガス遮断器の自力形消弧室における吹付圧力上昇に関する研究", 放電学会 放電学会年次大会, (2011).
- (11) D.Biswas, "Studies on separation control CFD validation test case based on high order LES model", *AIAA Paper* 2006-2881, (2006).
- (12) D.Biswas, "Studies on unsteady laminar-turbulent transition in a low pressure turbine flow based on a high order LES model", *AIAA Paper* 2006-3684, (2006).
- (13) C.W.Shu, "Essentially Non-Oscillatory and Weighted Essentially Non-Oscillatory schemes for hyperbolic conservation laws", *ICASE Report*, No.97-65, (1997).