

パuffer形SF₆ガスしゃ断器のしゃ断現象と
その評価法に関する研究

昭和 56 年 10 月

吉 永 淳

パuffer形SF₆ガスしゃ断器のしゃ断現象とその評価法に関する研究

目 次

第1章	序 論	1
1.1	概 説	1
1.2	パuffer形 SF ₆ ガスしゃ断器の構造の概要	2
1.3	研究の課題	4
第2章	パuffer形ガスしゃ断器のシリンダおよび消弧室内圧力の基本特性	7
2.1	緒 言	7
2.2	パuffer動作とシリンダ内圧の特性	7
2.2.1	無負荷操作圧力	7
2.2.2	有負荷時(電流しゃ断時)のシリンダ内圧の変化	10
2.3	アークによる内圧上昇試験	13
2.4	結 言	17
第3章	パuffer形ガスしゃ断器のアークとガス流	19
3.1	緒 言	19
3.2	ガスフローの検討	19
3.2.1	エンタルピーフローアーク	19
3.2.2	二層エンタルピーフローの基本式の展開	21
3.3	ガスしゃ断器中のアークの観測	24
3.3.1	ガス吹き付けアークの観測	24
3.3.2	アーク形状の時間的变化とアーク電圧	27
3.4	ガス吹き付けアークのエネルギー平衡および平均温度	29
3.5	パuffer形ガスしゃ断器への適用	32
3.6	結 言	34

DOC
1981
20
電気系

第4章	パuffer形ガスしゃ断器のしゃ断現象	35
4.1	緒言	35
4.2	アークの動特性式	35
4.2.1	既存の動特性式	35
4.2.2	アーク動特性式の無次元化の検討	36
4.3	パuffer形ガスしゃ断器アーク現象の特徴	38
4.4	動的アークモデルと電圧、電流測定による解析法について	39
4.5	零点近傍の電圧、電流測定	40
4.5.1	試験回路と測定法概要	40
4.5.2	測定結果	41
4.6	結言	51
第5章	高周波再起電圧に対するしゃ断能力評価法	53
5.1	緒言	53
5.2	S L Fしゃ断時のTRVとITRVについて	54
5.2.1	S L Fしゃ断時のTRV	54
5.2.2	ITRVを含む回路の電圧	57
5.2.3	S L Fしゃ断、ITRVしゃ断に対する規格	58
5.3	線路長と集中キャパシタンスの再起電圧への影響	60
5.4	しゃ断限界の解析	63
5.4.1	S L Fしゃ断のしゃ断限界式導出	63
5.4.2	ITRV重畳の場合のしゃ断限界	66
5.4.3	S L Fしゃ断限界曲線	68
5.4.4	至近距離線路故障しゃ断時の各パラメータの影響	69
5.5	パuffer形ガスしゃ断器によるしゃ断試験	71
5.5.1	S L Fしゃ断試験回路	71
5.5.2	しゃ断結果とS L Fしゃ断限界曲線	72
5.5.3	至近距離線路故障しゃ断の結果	73
5.6	S L Fしゃ断における直接試験、合成試験の比較検討	76
5.7	結言	78

第 6 章	しゃ断電流に対する S L F しゃ断特性と大容量しゃ断器の開発 …	7 9
6. 1	緒 言 ……………	7 9
6. 2	パッファー形ガスしゃ断器のしゃ断電流と限界上昇率 ……………	7 9
6. 3	しゃ断限界に対する圧力効果 ……………	8 1
6. 4	しゃ断特性値 (E_0/θ) としゃ断電流、圧力の関係 ……………	8 4
6. 5	しゃ断容量増大への施策と大容量しゃ断器の開発 ……………	8 5
6. 6	結 言 ……………	9 0
第 7 章	短絡試験回路と再起電圧 ……………	9 1
7. 1	緒 言 ……………	9 1
7. 2	二パラメータ波形発生回路と回路定数 ……………	9 3
7. 2. 1	直列ダンピング回路の場合 ……………	9 4
7. 2. 2	並列容量付直列ダンピング回路の場合 ……………	9 5
7. 2. 3	二パラメータ回路の定数設定 ……………	9 7
7. 3	四パラメータ波形発生回路の検討 ……………	9 7
7. 3. 1	周波数切換方式 ……………	9 8
7. 3. 2	並列 L C 回路方式 ……………	9 8
7. 3. 3	非線形素子を用いた回路 ……………	9 9
7. 3. 4	非線形素子を用いた回路の特長 ……………	1 0 1
7. 4	結 言 ……………	1 0 3
第 8 章	総 括 ……………	1 0 5
謝 辞	……………	1 0 9
参 考 文 献	……………	1 1 0
付 録	……………	1 1 3

記 号 表

A(x)	アーク(一般)の断面積
Aa	アーク導電部の断面積
Ah	高温ガス層の断面積
Al	アルミニウム(元素記号)
Ad	試験回路の減衰補正係数
AFv	合成試験回路再起電圧の振幅率
C	カーボン(元素記号)
Cu	銅 (元素記号)
Co	線路の単位長当りのキャパシタンス
Cl	線路のキャパシタンス
Clp	線路入上の並列キャパシタンス
Cs	電源側の集中キャパシタンス(等価集中キャパシタンスも含む)
Cv	合成試験回路の電源キャパシタンス
Ce	〃 直列ダンピング回路キャパシタンス
Cp	〃 並列キャパシタンス
CK	積分定数
c	音速
Da	アーク直径
E	電界強度
Eo	アーク電圧消弧ピーク
Es	無次化された電圧
Ev	電源側電圧(商用周波波高値)
El	線路のリアクタンスドロップ(商用周波波高値)
Elp	線路側再起電圧波高値
Ec	コンデンサーの初期充電電圧
e	電圧(瞬時値)
ea	アーク電圧
eo	Cassieの動特性式の一定電圧
Fo	加速バネの初期荷重
Fe	鉄 (元素記号)
fl	線路側再起電圧周波数

f_v	合成試験回路の電圧源電流周波数
f_e	合成試験回路の直列ダンピング回路基本周波数
H	エンタルピー
H_a	アーク導電部のエンタルピー
H_h	高温ガス部のエンタルピー
I	電流 (実効値)
I_o	端子短絡故障電流 (実効値)
I_s	無次元化された電流
\dot{i}	電流変化率 ($=\sqrt{2}\omega I$ または di/dt)
I_T	合成試験回路の電流源電流
I_C	電圧源電流
i	電流 (瞬時値)
i_z	ZnO 素子を流れる電流
K_a	高温ガス層のエネルギー輸送とアーク導電部のエネルギー輸送の比
K_p	SF ₆ ガス中のアークによる圧力上昇係数
K_{r1}, K_{r2}	しゃ断電流と S L F しゃ断限界上昇率の関係を表わす比例係数
k_s	バネ定数
k_e	接地係数
L_o	線路の単位長当りのリアクタンス
$L\ell$	線路リアクタンス
L_s	電源側リアクタンス
L_i	I T R V 回路リアクタンス
L_v	合成試験回路電圧源側リアクタンス
L_2	四パラメータ合成試験回路の波形調整用リアクタンス
ℓ	線路長
ℓ_a	アーク長
ℓ_s	バネの伸び
M_c	シリンダを含むパッファ形ガスしゃ断器可動部の質量
M_o	材料物質の分子量
ΔM_a	電極材料の消耗量
m_e	ガスしゃ断器のシリンダ内ガス質量
m	アーク導電部から高温ガス部へ流入するガス量
Δm	単位時間当りに流入するガス質量
m'	高温ガス部から冷ガス層へ流入するガス質量
$\Delta m'$	単位時間当りに流入するガス質量

N	アーク損失
$N_0, N(0)$	電流零点でのアーク損失
N_s	無次元化されたアーク損失
$N_{s0}, N_s(0)$	無次元化された電流零点でのアーク損失
P	圧力
P_c	シリンダの圧力
P_o	シリンダ外部の圧力
P_u	ノズル上流部の圧力
P_n	ノズルスロート部の圧力
ΔP	圧力上昇
P_{out}	エンタルピーフロー出口の圧力
ΔP_{vapor}	電極材料蒸気による圧力上昇
R	気体定数
R	アーク抵抗
$R_0, R(0)$	電流零点での抵抗
R_s	無次元化された抵抗
$R_{s0}, R_s(0)$	無次元化された電流零点でのアーク抵抗
R_e	直列ダンピング抵抗
R_{pe}	並列ダンピング抵抗
r	半径
r_a	アークの半径
S	任意の閉曲面
S_p	ピストン断面積
S_n	ノズルスロート断面積
S	任意の閉曲面
T	温度
T_a	アークの温度
T_f	アークの平均温度 (エンタルピーフローからの算出)
T_σ	アークの平均温度 (平均導電率からの算出)
T_s	無次元された時間
T_p	無次元化された線路側再起電圧の波高時間
T_d	無次元化された線路側再起電圧の遅れ時間
t	時間
t_a	アーク時間
t_p	波高時間

t_{dL}	線路側再起電圧遅れ時間
t_d	電源側再起電圧遅れ時間
t_i	I T R V 波形の波高時間
t_1	規約初期波高時間 (四パラメータ法、J E C 1 8 1 による)
t_2	規約波高時間 (" ")
t_3	規約波高時間 (二パラメータ法、J E C 1 8 1 による)
U_s	電源側再起電圧
U_ℓ	線路側再起電圧
U_{CB}	しゃ断器極間再起電圧
u_c	規約波高値 (J E C 1 8 1 による)
u_1	規約初期波高値 (四パラメータ法 J E C 1 8 1 による)
u_i	I T R V 波形の波高値
u_{cy}	シリンダの駆動速度
V	体積
V_c	シリンダ内容積
V_{ol}	ガス容器容積
V_{rated}	定格電圧
\dot{V}	電圧変化率
\dot{V}_{max}	しゃ断限界電圧上昇率
V_{test}	試験電圧 (実効値)
$V_r(t)$	試験回路の再起電圧
v	ガス流速
v_n	ノズルスロート部のガス流速
W	タングステン (元素記号)
W_a	アークエネルギー
W_t	アークの全損失
w_r	アーク導電部から周囲へ伝達される損失
Δw_r	アーク導電部から周囲へ単位時間当りに伝達される損失
x	x 軸方向座標
Z_0	線路の零相サージインピーダンス
Z_1	線路の正相サージインピーダンス
Z_s	線路の自己サージインピーダンス
Z_m	線路の相互サージインピーダンス
Z_ℓ	線路のサージインピーダンス
Z_i	I T R V 回路のサージインピーダンス

γ	比熱比
δ	L C回路のサージインピーダンスと抵抗の比
η	しゃ断器駆動系の操作効率
θ	アーク時定数
θ_0	電流零点のアーク時定数
κ	熱伝導率
λ	アーク抵抗と電流の関係を示す乗数
ν_0, ν_1, ν_2	限界上昇率と電流の関係を表わす乗数
ρ	密度
ρ_c	シリンダ内のガス密度
ρ_o	シリンダ外部のガス密度
ρ_n	ノズルスロート部のガス密度
ρ_a	アーク導電部のガス密度
ρ_h	高温ガス部のガス密度
ρ_{out}	エンタルピーフロー出口の密度
σ	導電率
σ_a	アーク導電部の導電率
σ_h	高温ガス部の導電率
τ	非線形素子動作後の時間
τ_{max}	非線形素子動作後四パラメータ波形波高値までの時間
ω	商用角周波数
ω_i	I T R V回路の角周波数
ω_v	合成試験回路の電圧源電流角周波数

第1章 序 論

1.1 概 説(1)(2)(3)(4)

電力用しゃ断器の技術の進展は他の電力機器にくらべてめざましく、油しゃ断器、空気しゃ断器の時代を経て現在SF₆ガスしゃ断器の時代を迎え、日本における66kV以上の高電圧系統ではSF₆ガスしゃ断器が最も多く使われている。

絶縁性能及び消弧性能のすぐれたSF₆ガスを利用したSF₆ガスしゃ断器が、我が国で実用運転に入ったのは昭和40年であった。その後電力系統の高電圧化(275kVから500kV)、大容量化に対応して、開発、実用化が進められてきた。又一方では変電所用地取得の困難なこともあって変電機器の縮小化の要求が高まり、この結果ガス絶縁変電所(Gas Insulated Substation - GIS)が開発され、普及してきている。更に変電所の無保守、無点検化への指向が強まってきて、しゃ断器も部品低減による信頼性向上を要求されるようになった。

SF₆ガスしゃ断器は、当初二重圧力式でスタートし、70kVから300kVクラスのしゃ断器シリーズが完成していた。二重圧力式SF₆ガスしゃ断器の構造の一例を図1.1に示す。図に示すように、二重圧力式の場合、投入状態では高圧ガス空間(約15atg)と低圧ガス空間(約4atg)があり、通電部は高圧ガス空間にある。しゃ断器が引きはずしをはじめると、可動コンタクトに同期して排気弁が開き、アークにガスが吹き付けられる。引きはずしを完了すると排気弁は閉じて、低圧空間に流れたガスはコンプレッサで圧縮し、高圧空間へ戻される。

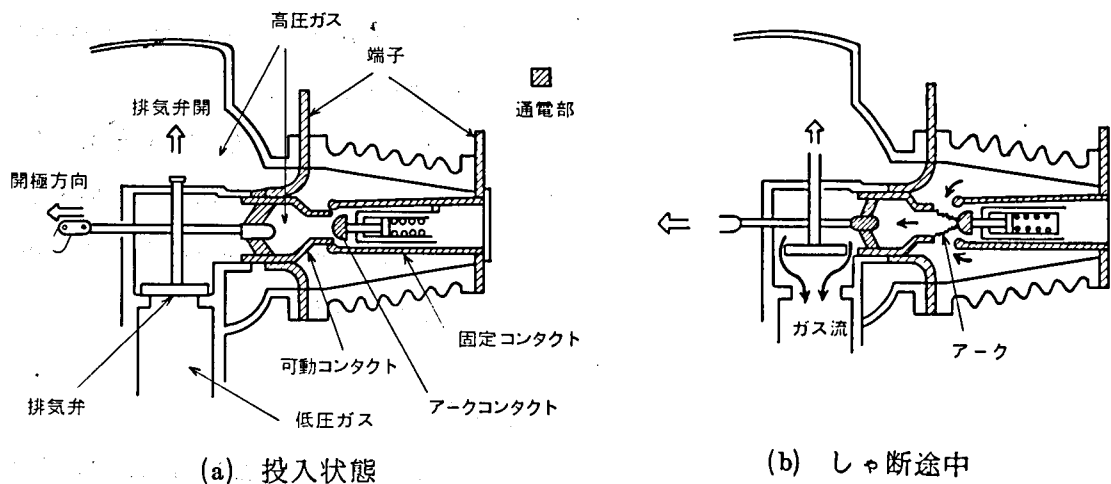


図 1.1 二重圧力式 SF₆ ガスしゃ断器モデル図例

これに対して、SF₆ガスの絶縁性能、消弧性能をより一層有効に利用し、かつ構造が簡単である単圧式SF₆ガスしゃ断器、いわゆるパuffer形SF₆ガスしゃ断器が開発された。パuffer形SF₆ガスしゃ断器の場合、投入状態ではガス空間は全て単一圧力であるが、電流しゃ断時には可動コンタクトの開極動作と同期して固定ピストンに対するシリンダが動作し、シリンダ内部のガスを圧縮して、ノズル部に発生するアークに吹き付ける構造となっている。(図1.2参照)

この様な構造であるため

- (1) 常時単一圧力であるからしゃ断器から再投入、再しゃ断に至る過程で二重圧力式のように、高圧圧力を得るためのガスコンプレッサー、或は排気弁等が不要となり構造が簡単となる。
- (2) 初期充気圧が5 atg前後で圧力が低く、低温地域での使用の場合液化しにくいこと(15 atgの場合液化点は約7℃、5 atgの場合約-25℃)、又容器の耐圧力の点で経済的である。

等の利点をもっている。

パuffer形SF₆ガスしゃ断器は、初期には25 kA-31.5 kAの定格しゃ断電流域、いわゆる中容量域のしゃ断器として開発されたが、上記の利点から二重圧力式SF₆ガスしゃ断器にかわって使われはじめ、大容量化が強く望まれてきた。

この要望に対し今日まで、しゃ断点一点当りの電圧の向上、しゃ断電流増大の両面から研究開発を続けた結果、現在では日本における高電圧大容量しゃ断器は、大部分パuffer形SF₆ガスしゃ断器で占められるようになった。

又この数年間に変電所の縮小化、システム化が進められ、ガス絶縁変電所(以下GISという)が普及してきた。GISでは従来の気中変電所と異なり、しゃ断器が断路器母線と共に一体となって組みこまれる。構造の簡単なパuffer形SF₆ガスしゃ断器の有利性は、このGIS化の中で増々発揮され今日に及んでいる。

一方電力需要量の増大する中で、電力機器の信頼性は一段と重要性を増してきた。しゃ断器にとって、操作機構、耐電圧はもとより、機能すべきしゃ断能力に対する信頼性は重要である。従って、系統容量の増大に伴う系統内事故のしゃ断条件を勘案しつゝ規格の整備、又それに対する十分な評価試験が求められてきている。

1.2 パuffer形SF₆ガスしゃ断器の構造の概要⁽²⁾⁽³⁾

図1.2にパuffer形SF₆ガスしゃ断器の断面図の一例を示す。図1.2(a)に示すように投入状態における電流通路は、上部端子→固定コンタクト→可動コンタクト→パufferシリンダ→フィンガーコンタクト→下部端子となる。SF₆ガスは、図示の消弧室、支持碍管、下部タンクに封入してある。

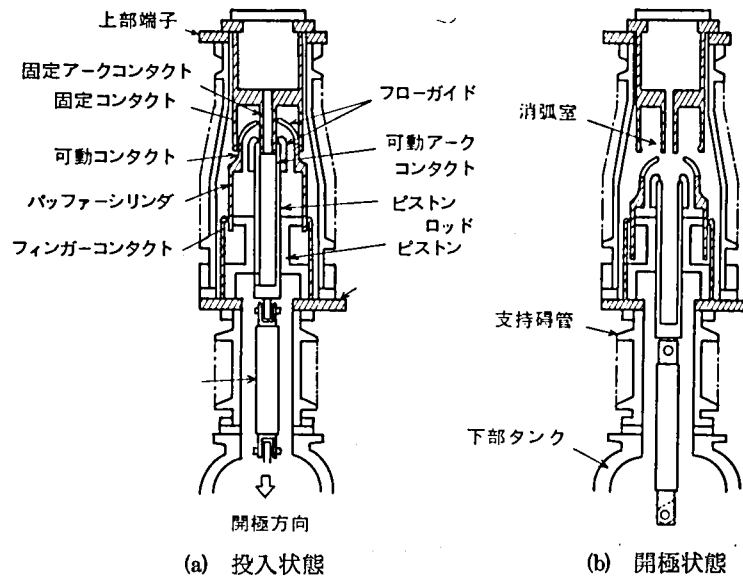


図 1.2 パッファー形 SF₆ ガスしゃ断器しゃ断部断面図例

引きはずし動作では、絶縁操作ロッドおよび連結されたシャフトを駆動バネで駆動すると共に、可動コンタクトを引きはずし方向（下方）へ動かす。同時にパッファーシリンダを動かし、シリンダ内のガスはノズルを通してコンタクト間のアークへ吹き付けられて消弧し、図 1.2 (b) の開極状態となる。

図 1.3 にしゅ断時の消弧室のモデル図を示す。図では、固定コンタクトおよび可動コンタクトが共にノズル状になり、吹き付けられたガスは両方向に流れて、アークが引きのばされることを示している。

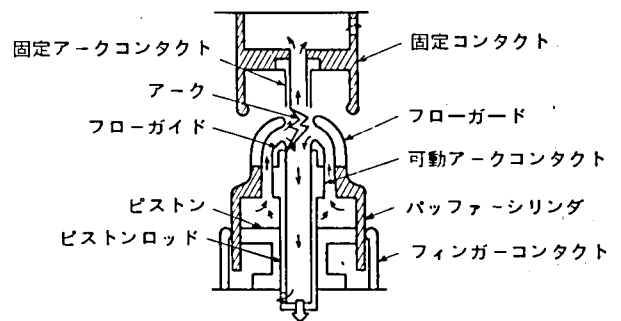


図 1.3 パッファー形 SF₆ ガスしゃ断器消弧室モデル図例

通常、パッファー形ガスしゃ断器の初期充気圧は 5 kg/cm^2 前後であり、無負荷（電流を通電しない場合）開極操作でピストンを圧縮すると、数 kg/cm^2 の圧力上昇となる。開極を完了すると、シリンダ内部を外部の圧力は平衡し、再び同一圧力にもどる。通常シリンダの容積は数リットルのオーダーであり、有効なガス吹き付けを必要とする。

図 1.4 はタンク形ガスしゃ断器の断面例を示す。

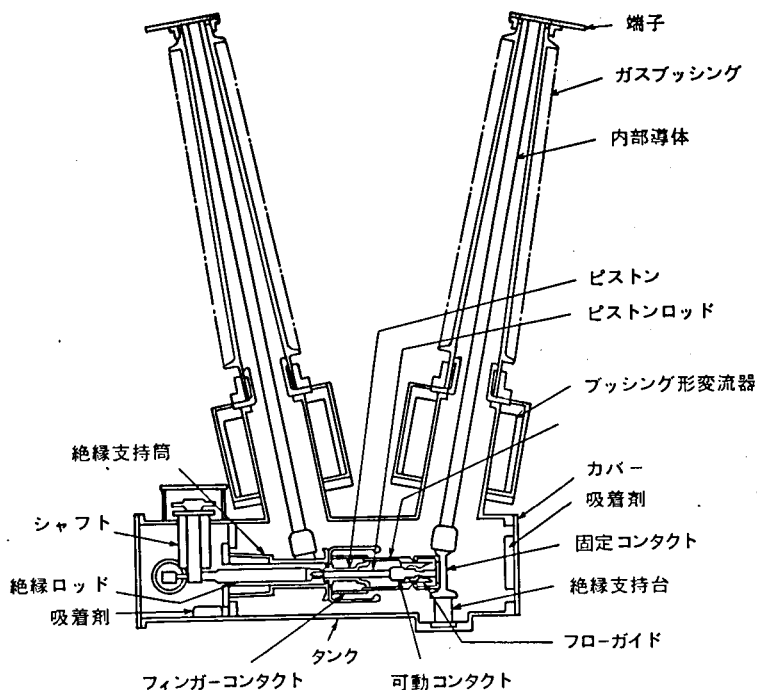


図 1.4 タンク内パUFFER形 SF₆ ガスしゃ断器断面図例

1.3 研究の課題

先に述べたように、パUFFER形 SF₆ ガスしゃ断器の大容量化および縮小化が望まれる中で、ここ数年

- (1) しゃ断電流を 50 kA から 63 kA に上げること
- (2) 1 しゃ断点当りの電圧 (以下ユニット電圧という) を 300 kV に上げること。

が大きな目標であった。これを実現するためには操作機構の開発研究、電界設計の最適化、材料の開発、評価等多くの技術課題があるが、しゃ断性能の向上としゃ断能力の評価は最も重要な課題であった。

本論文では、パUFFER形 SF₆ ガスしゃ断器のしゃ断試験をベースに、しゃ断現象およびその評価法の研究を行い、しゃ断性能向上に寄与する要因について考察し、大容量ガスしゃ断器の開発を実現したことを述べる。具体的な研究課題は以下の通りである。

- (1) パUFFER形 SF₆ ガスしゃ断器は、1.2 で述べた構造であるため、大電流しゃ断時においては、アークと消弧室およびシリンダ内の圧力との間には相互作用がある。この相互作用はしゃ断器の操作駆動力、しゃ断性能に影響を与える。したがって、しゃ断器の最適設計を行なうために、アークと圧力の相互作用を把握すること。
- (2) これらの相互作用が、電流零点近傍の過度アークの状態、さらにはしゃ断性能にどのような影響を与えるかを、しゃ断試験によって評価する技術を確立すること。又この評価を他の回路条件にも外挿できるようにするため、回路とアークの相互作用を検討すること。

(3) これらの評価に基づき、しゃ断性能の向上に寄与する要因を見出すこと。

(4) しゃ断器の特性を考慮した上で、効率的でかつ信頼性のある試験方法を検討すること。

以下にパuffer形SF₆ガスしゃ断器（略してパuffer形ガスしゃ断器という）に関する研究結果を述べる。

6 項欠

第2章 パッファー形ガスしゃ断器のシリンダおよび消弧内圧力の基本特性

2.1 緒 言

パッファー形ガスしゃ断器は、体積がわずか数リットルのシリンダの圧縮によって得られるガスを、数十 kA のアーク電流に有効に吹付けることによって電流をしゃ断するので、シリンダおよび消弧室の圧力（以下総称してシリンダの圧力という）の上昇は、電流しゃ断性能にとって基本的かつ本質的である。又ガスしゃ断器が数十 kA の電流をしゃ断する場合、シリンダの体積が小さいために、シリンダの内圧の上昇はピストンの圧縮作用に基づくものばかりでなく、アークエネルギーによって生ずる背圧を無視することができない。

このため本章では、しゃ断アークが発生している時のシリンダのガス圧を実測する技術を確認し、しゃ断時の圧力測定を実施して、測定の結果からガス流の実態を把握し、更にアーク電流によるガス圧上昇の機構を実験的に検討した結果を述べる。

2.2 パッファー動作とシリンダ内圧の特性

2.2.1 無負荷操作圧力

図 2.1 はガスしゃ断器の無負荷時（電流を通電しない時）の圧力発生を示すモデル図である。図では、実際のしゃ断器がそうであるように、ピストンを固定シリンダおよびノズルが可動コンタクトと共に動く。最初は、シリンダ内の圧力 P_c はシリンダ外部の圧力と等しく、 P_o であるとする。ピストンが外部操作力によって速度 u_{cy} でシリンダを圧縮すると、シリンダの圧力は P_o より増加する。そして P_c と P_o の差圧によってノズルからガスが流出する。電流しゃ断時にはノズル部にアークが存在し、ノズルから流出するガスはアークに吹き付けられるが、ここでは無負荷動作であるため示していない。

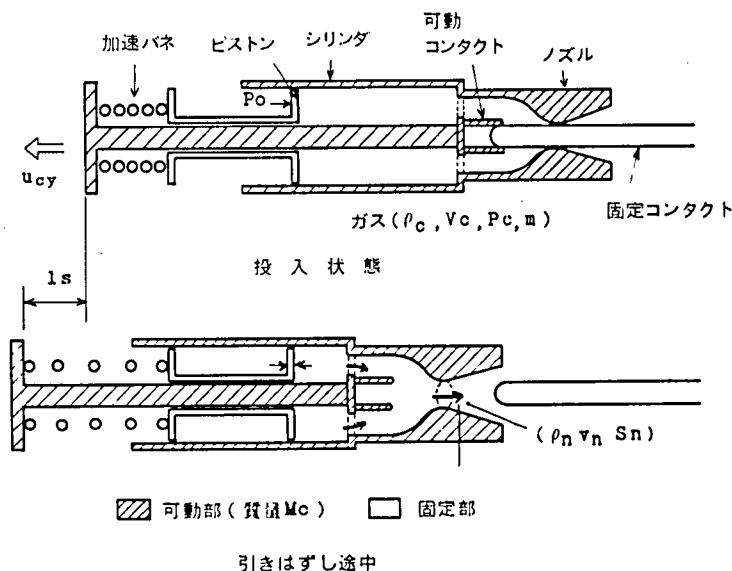


図 2.1 パッファー形ガスしゃ断器の動作モデル図

図 2.1 において、 M_c をシリンダを含む可動部の質量、 u_{cy} をシリンダの駆動速度、 F_0 を加速バネの初荷重、 k_s を駆動バネのバネ定数、 l_s をバネの伸び、 S_p をピストンの断面積とすると、駆動力に対して反力として働くのはバネの力 $k_s l_s$ とピストンに働く圧力差による反力 $S_p(P_c - P_0)$ である。従って運動方程式は次のように表わされる。

$$M_c \frac{du_{cy}}{dt} = F_0 - k_s \cdot l_s - (P_c - P_0) \cdot S_p \quad (2.1)$$

実際のガス断器においては、ピストンと操作ロッドの摩擦や操作機構の損失が影響するが、近似的に駆動系の力の伝達効率を表わす係数 η ($0 < \eta < 1$) を導入し、次のように表わすことができる。

$$M_c \frac{du_{cy}}{dt} = \eta (F_0 - k_s l_s) - (P - P_0) \cdot S_p \quad (2.2)$$

(2.2) 式は、ガス断器の可動部の運動を近似する方程式であるが、この式のうち、 F_0 、 k_s 、 S_p および P_0 は設計値として与えることができる。

一方シリンダ内部の圧力 P_c は、シリンダ室の断熱的圧縮とノズルスロートからの吹き出しによって決定され、次の関係が成り立つ。

$$\frac{dm_c}{dt} = -\rho_n \cdot v_n \cdot S_n \quad (\text{質量保存}) \quad (2.3)$$

$$\frac{dV_c}{dt} = -S_p \cdot u_{cy} \quad (2.4)$$

$$\rho_c = m_c / V_c \quad (2.5)$$

$$\frac{P}{\rho^\gamma} = \frac{P_c}{\rho_c^\gamma} = \frac{P_0}{\rho_0^\gamma} \quad (\text{断熱変化}) \quad (2.6)$$

ここで t : 時間 S_n : ノズルスロートの断面積
 m_c : シリンダ内のガス質量 V_c : シリンダ内容積
 ρ_n : ノズルスロートのガス密度 S_p : ピストンの断面積
 v_n : ノズルスロートのガス流速 u_{cy} : シリンダの駆動速度

であり、 γ は比熱比 (定圧比熱 / 定容比熱) であり、 SF_6 の場合 1.07 である。

シリンダから流出するガス流を一次元近似すれば、定常流に関する方程式は次式で表わされる。(1)

$$v \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (2.7)$$

ただし x はガス流路に沿った座標である。(2.1) ~ (2.7) 式によって、パッファー形ガス断器の操作機構を含めた、全系の時間的な変化を求めることができる。

式(2.6)を時間 t で微分すると、

$$\frac{dP_c}{dt} = P_0 r \left\{ \frac{\rho_c}{\rho_0} \right\}^{r-1} \cdot \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_c}{dt} \quad (2.8)$$

式(2.5)をtで微分すると、

$$\frac{d\rho_c}{dt} = \frac{\rho_c}{m_c} \frac{dm_c}{dt} - \frac{\rho_c}{V_c} \frac{dV_c}{dt} \quad (2.9)$$

(2.9)を(2.8)に代入して、

$$\frac{dP_c}{dt} = r P_0 \left(\frac{\rho_c}{\rho_0} \right)^r \cdot \left(\frac{1}{m_c} \frac{dm_c}{dt} - \frac{1}{V_c} \frac{dV_c}{dt} \right) \quad (2.10)$$

これに(2.3), (2.4), (2.5)を代入して整理すると、

$$\frac{dP_c}{dt} = r P_0 \left(\frac{\rho_c}{\rho_0} \right)^r \cdot \frac{Sp \cdot u_{cy}}{V_c} \left(1 - \frac{\rho_n \cdot v_n \cdot Sn}{\rho_c \cdot u_{cy} \cdot Sp} \right) \quad (2.11)$$

が得られる。

(2.11)式より、シリンダの内圧の増減とシリンダ圧縮速度(u_{cy})との関係は次のようになる。

$\rho_c \cdot u_{cy} \cdot Sp > \rho_n \cdot v_n \cdot Sn$ では圧力が増加する。

$\rho_c \cdot u_{cy} \cdot Sp = \rho_n \cdot v_n \cdot Sn$ では圧力はピークとなる。

$\rho_c \cdot u_{cy} \cdot Sp < \rho_n \cdot v_n \cdot Sn$ では圧力は低下する。

このように、シリンダの圧力の増減はシリンダの圧縮速度に依存する。

図2.2はモデルしゃ断器でシリンダ内の圧力上昇を実測した例である。図にはシリンダの移動を表わすトラベルカーブも示してあるが、トラベルの動きと共にシリンダの圧力は増加し、トラベルカーブの傾きが減小しかけたところでピーク値に達し、次いで圧力が低下している。もちろんこの場合、ノズルスロート面積 Sn も圧力カーブに影響するが、圧力がピークに達する時点ではノズルスロートは十分に開いていて、 Sn は一定になっているのが普通である。

このように、パッファー形ガスしゃ断器ではシリンダの断面積、ノズル形状、スロート部断面積の時間的変化、シリンダ圧縮速度によってシ

リンダ室の内圧 P_c が変る。これらを制御することによって必要な圧力と吹き付け力を得ることができる。

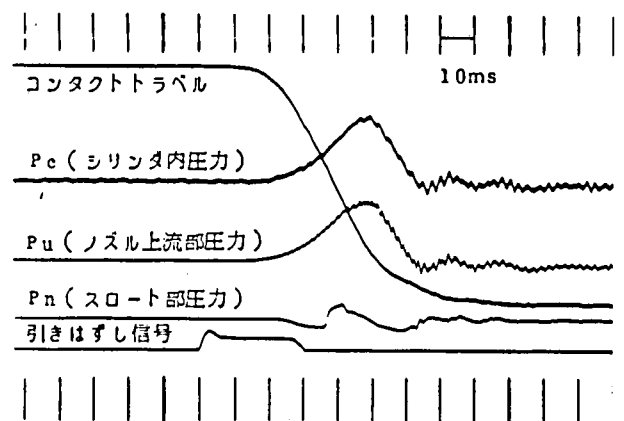
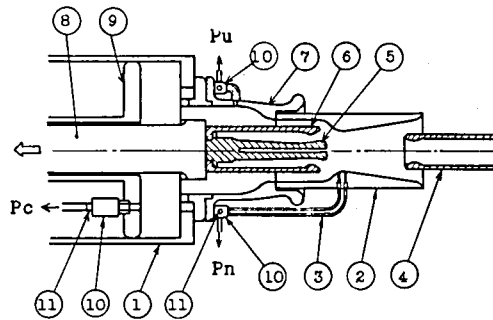


図 2.2 無負荷開極操作時のシリンダ内圧力測定例

2.2.2 有負荷時（電流しゃ断時）のシリンダ内圧の変化⁽³⁾

前節に示したように、ガスしゃ断器の無負荷操作時の圧力の時間的变化は、消弧室形状、寸法およびシリンダの動作だけで記述することができる。しかし大電流しゃ断においては、電極間に数十kAのアーキが発生し、アーキ断面積がノズルスロート断面積の一部或は大部分をしめる。又アーキ柱内の密度は高温で希薄なために、ノズルからのガス流出量が無負荷操作時と異なり、圧力変化も異なってくる。これらの変化を検討するために、電流しゃ断時の圧力測定実験を行なった。

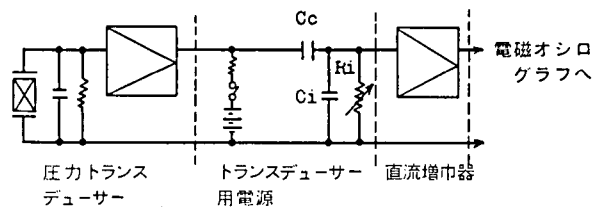
図2.3にモデルしゃ断器の消弧室断面と圧力測定位置を示す。圧力トランスデューサーは、シリンダ内(Pc)、ノズルの上流位置(Pu)、およびスロート部(Pn)に取り付けた。使用した圧力トランスデューサーは圧電素子タイプであり、素子の出力は一体となったアンプで増幅される。増幅された出力は外部に取出され、直接電磁オシログラフに入力される。



- | | |
|-------------|-----------------|
| 1. シリンダ | 7. フローガイド |
| 2. ノズル | 8. 操作ロッド |
| 3. 絶縁チューブ | 9. ピストン |
| 4. 固定コンタクト | 10. 絶縁アダプター |
| 5. アークコンタクト | 11. 圧力トランスデューサー |
| 6. 可動コンタクト | |

図 2.3 圧力測定位置

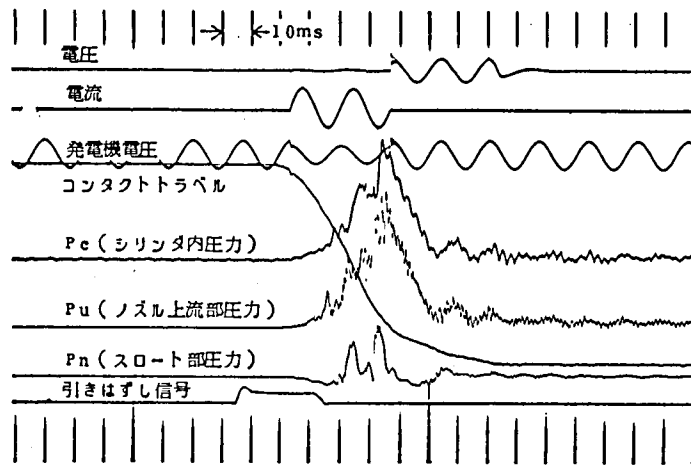
測定回路を図2.4に示す。図において、Ccは直流分カットのために用いられており、Ciはアブゾーパー、Riは増巾器の入力インピーダンス調整用抵抗である。時定数Cc・Riは約500msに調整した。この測定系を使用し、大電流しゃ断のきびしい条件の中で、シリンダ室、消弧室の圧力測定に成功した。



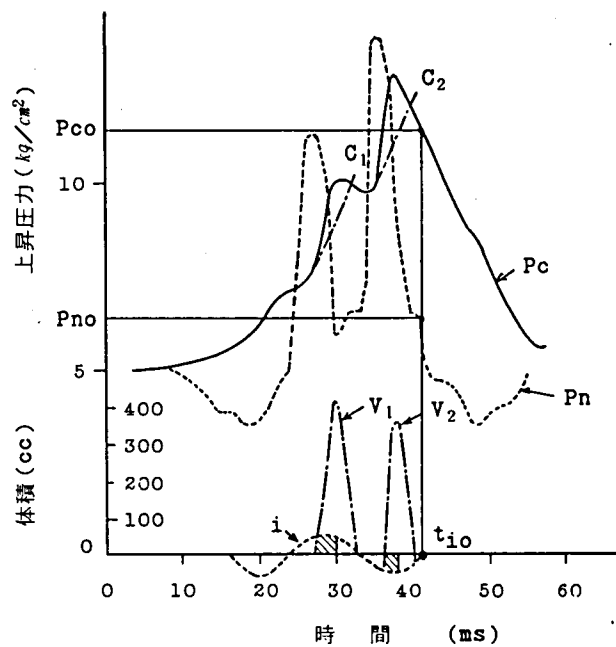
- Cc : 直流分カット用コンデンサー
 Ci : ノイズ吸収用入力コンデンサー
 Ri : 入力抵抗

図 2.4 圧力測定回路図

図2.5は圧力測定例を示す。図2.5(a)はオシログラム例であり、Pc、Pu、Pnはそれぞれシリンダ、ノズル上流側、スロート部の圧力を示している。図2.5(b)は(a)のオシロの結果を同一圧力スケールにして、さらに



(a) オシログラム例



C_1, C_2 : ノズルを閉じた時の圧力変化曲線

V_1, V_2 : ノズルからシリンダへの逆流ガス体積

P_{co}, P_{no} : 電流零点での P_c, P_n の圧力

t_{10} : 電流零点

(b) 圧力変化モデル図—(a)図の転載

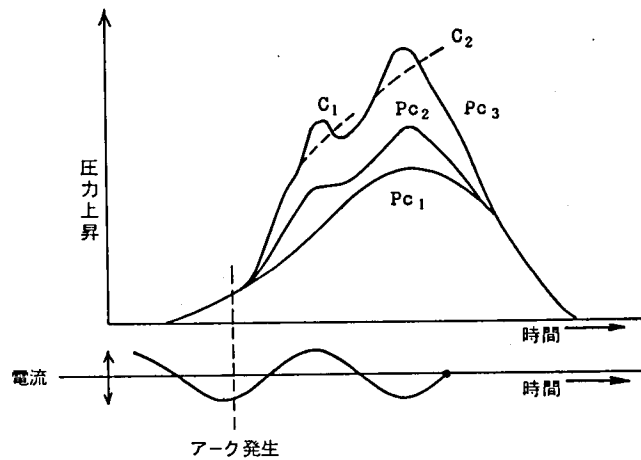
図 2.5 電流しゃ断時の圧力測定例

電流との位相関係も分かり易いように図示したものである。スロート部の圧力 P_n は電流の増減により変化し、周期は電流の周期の2倍で変化する。電流が大きくなると、ある期間では P_n が P_c より大きくなる。 P_n が P_c を越えた直後では P_c が急上昇をはじめ、この上昇勾配はノズルが完全に閉鎖された場合考えられる圧力上昇曲線（図中 C_1, C_2 で示す）より上回る。従って P_c の急上昇時には、スロート部からシリンダへの逆流が生じているものと推察される。

図中 V_1, V_2 は実測圧力と、閉塞が生じたと仮定した時のガスの体積を計算したものである。（付録A参照） V_1, V_2 が増加している期間は閉塞が生じていると考えられる。 V_1, V_2 の低下時にはガスはシリンダからスロート部へ流れ、電流零点時には正常なガス流に回復している。

又電流零点 (t_{i0}) では、 P_n/P_c はおよそ 0.6 となっており、このことから、ノズルスロートのガス流はほぼ音速になっていることが推察される。（付録B参照）

図 2.6 は、無負荷操作時、比較的電流が小さい時、電流が大きい時のシリンダ内圧の変化の状況を示している。図に示すように、電流しゃ断時の圧力は無負荷操作時より圧力は高くなるが、 P_{c2} では閉塞が生じるには至っておらず、電流を大きくすると P_{c3} のように、ノズルを閉鎖した場合の曲線 (C_1, C_2) を上回ってくる。



- P_{c1} : 無負荷操作時の圧力上昇
- P_{c2} : 比較的小さい電流しゃ断時の圧力上昇
- P_{c3} : 大電流しゃ断時の圧力上昇
- C_1, C_2 : ノズルを閉じた時の圧力上昇曲線

図 2.6 電流しゃ断時の圧力上昇

この圧力測定結果から大電流期間では、ノズルの閉塞又は逆流が生じ得ることが明らかになると共に、電流零点では再度正常な流れに戻る事が明らかとなった。

こゝで問題は、圧力上昇がどのような要因から生ずるかということである。圧力上昇の原因としては次のようなものが考えられる。

- (1) シリンダ内に戻されるアークエネルギーによるシリンダ内 SF_6 ガスの加熱による膨張。
- (2) 電極あるいはノズル材料がアークによって蒸発し、その分圧効果として圧力が上昇する。

シリンダにどれだけのアークエネルギーが戻されるかを実験的に決定することは、非常に困難である。こゝでは次節に示す実験を行い、圧力上昇要因についての推定を行っ

た。

2.3 アークによる内圧上昇実験⁽⁴⁾⁽⁵⁾⁽⁶⁾

こゝではSF₆ガス封入容器モデルを製作し、容器内でアークを発生させ、内圧上昇の要因を確認した結果を述べる。

図2.7は実験に用いた容器の断面を示す。対向する電極の一方は可動であり、外部操作力によって電極を開き発弧させた。容器の中に0 atg~6 atgのSF₆ガスを封入し、1~5秒の通電時間電流を流して、この時の圧力上昇と電極材料の消耗を測定した。

電極材料は銅-タングステン(Cu-W)、アルミニウム(Al)、ステンレス鋼(SUS 304)、鉄(Fe)、カーボン(C)等色々変

えて実験を行った。圧力測定用トランスデューサは図2.4と同様なものを使用した。又容器の容量は約9リットルである。

図2.8に実験で得られたオシログラムの一例を示す。

図2.9、2.10は、図2.7に示した容器による実験で得られた圧力上昇を示したものである。図2.9は圧力上昇とアーク電流の関係を示すもので、通電時間はいずれも2サイクル(2/60 sec)である。

この図より圧力上昇は電流が増加する程増大しているが、電極材料によってその上昇値が異なっている。

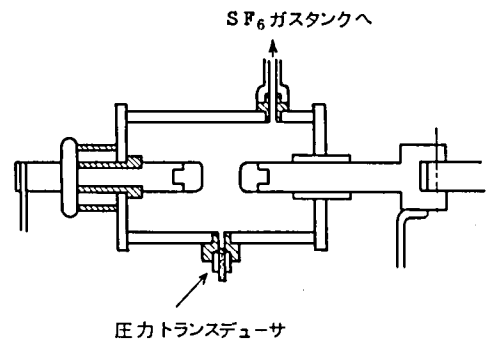


図2.7 圧力上昇実験容器

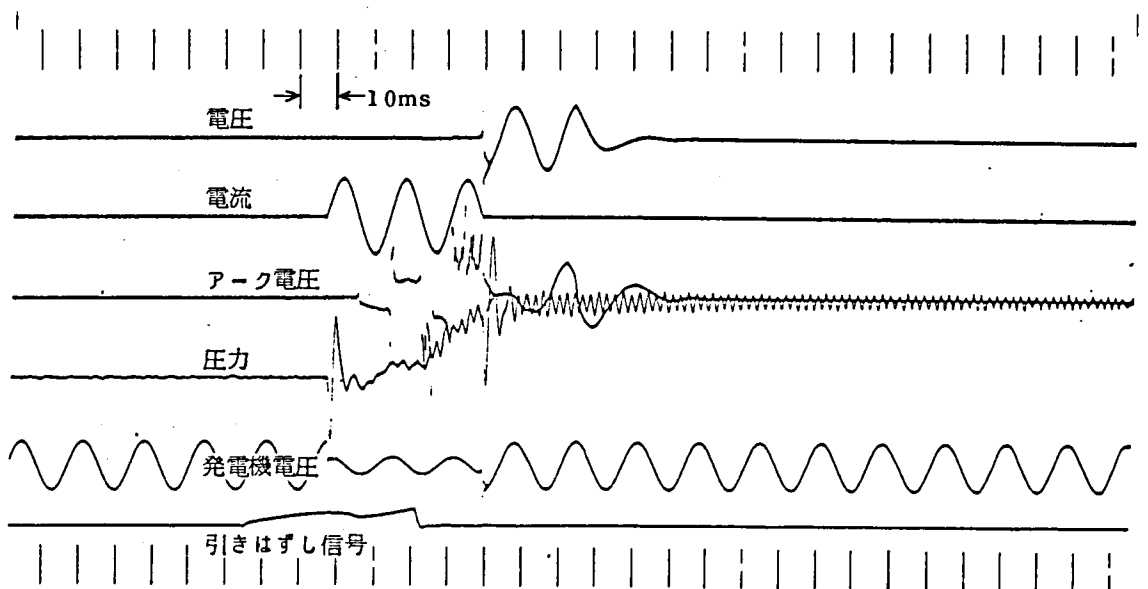


図2.8 圧力上昇試験オシログラム例

圧力上昇が電極材料によって異なるので、図 2.9 からは、一見圧力上昇に対し、発生した電極蒸気の分圧による影響があるように思われる。しかし図 2.10 に示すように、圧力上昇をアークエネルギーに対してプロットすると、(●)印で示したアルミニウム電極を除けば、電極材料にかかわらずほとんどアークエネルギー依存であることが示される。

図 2.10 に示された曲線から、内圧上昇は電極蒸気の影響というよりも、その大部分がアークエネルギーによる SF₆ ガスの加熱、膨張によるものと推定される。

図 2.10 で、アルミニウム電極材料の●印のプロット（反応生成熱を考慮しない場合）を除いたものから得られる曲線によると、容器内の圧力上昇とアークエネルギーの関係に対し次の関係が得られた。

$$\Delta P = K_p \frac{W_a}{Vol} \quad (2.12)$$

ここで W_a はアークエネルギー、Vol は容器内のガス容量であり、K_p は比例定数で

$$K_p = 0.55 \sim 0.60$$

$$(kg/cm^2 \cdot liter / kJ)$$

である。

以上の実験結果は 1～5 サイクルの短時間現象であるから、この期間には、ガス空間と容器を含む外部とはエネルギー

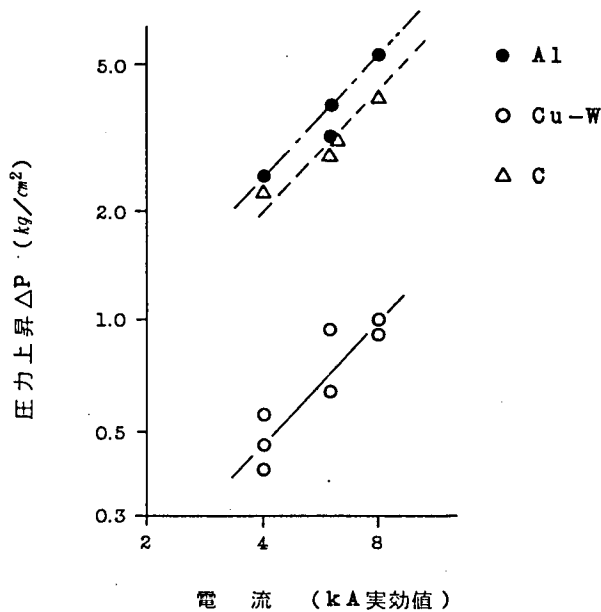
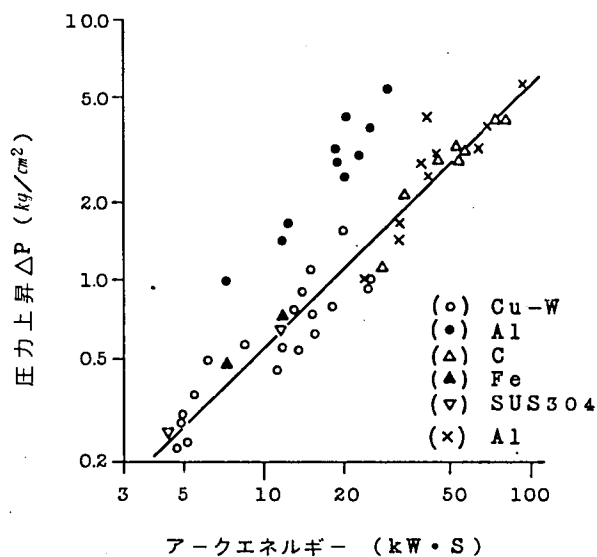


図 2.9 電流と圧力上昇



(●) Al は SF₆ ガスとの反応生成熱を考慮しないでプロットしたもの
(×) Al は SF₆ ガスとの反応生成熱を考慮してプロットしたもの

図 2.10 アークエネルギーと圧力上昇

ギーの授受はないと考えられる。従ってアークエネルギーはほとんどすべてSF₆ガスに保持されているものと考えられる。

実験式(2.12)のKpの値を検討するために、アークエネルギーが容器内部のガス全部に様に与えられるのではなく、アークに近いある一部のガスだけを加熱すると仮定して、SF₆ガスに対して期待される比例定数を計算すると図2.11図となる。(付録C参照)

図2.11の結果から、Kpの実験値はSF₆ガスに対して期待される値のほぼ最小値と一致し、加熱ガスの平均温度はほぼ20,000°Kと推定される。

〈圧力上昇に対する電極蒸気、
化学反応の影響〉

更に、電極蒸気がどの程度圧力上昇に寄与しているか、又アルミニウム電極材料に対する圧力上昇が何故大きいかについて考察する。

図2.12には、前述の2〜通電実験で得られた電極消耗のデータである。電極がアルミニウム、銅-タングステンおよびカーボンの場合を図示しているが、カーボン(C)は100倍値、銅-タングステンは10倍値で示しているので、消耗量はアルミニウムが最大で、その値はカーボンの値の約100倍である。しゃ断器のコンタクトに用いられる銅-タングステンはこれらの中間値をとっている。

電極消耗量から電極蒸気による圧力上昇は次のようになる。

$$\Delta P_{\text{vapor}} = \frac{\Delta M_{\text{ab}}}{\text{Mol}} \cdot \frac{T}{273} \cdot \frac{22.4}{\text{Vol}} \quad (2.13)$$

ここで Mol: 電極材料の分子量

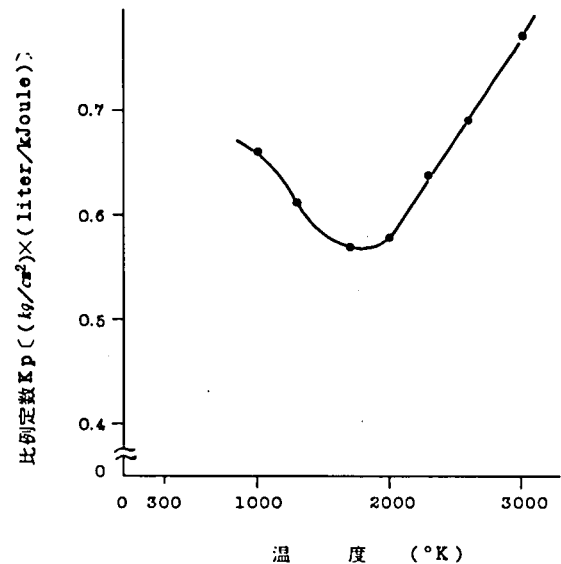


図2.11 計算による圧力上昇比例定数

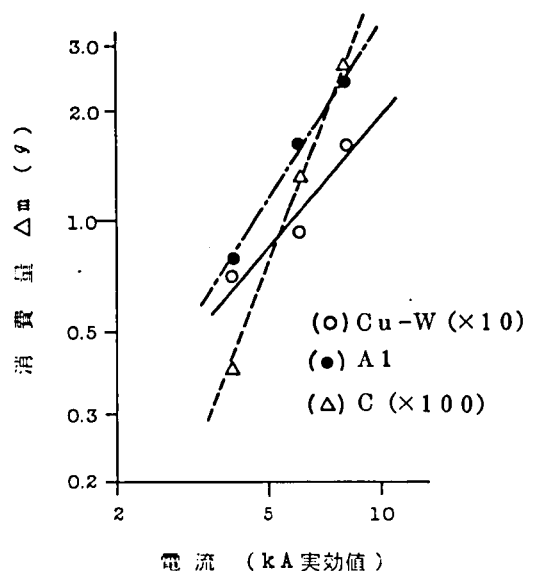


図2.12 電流と電極消耗量

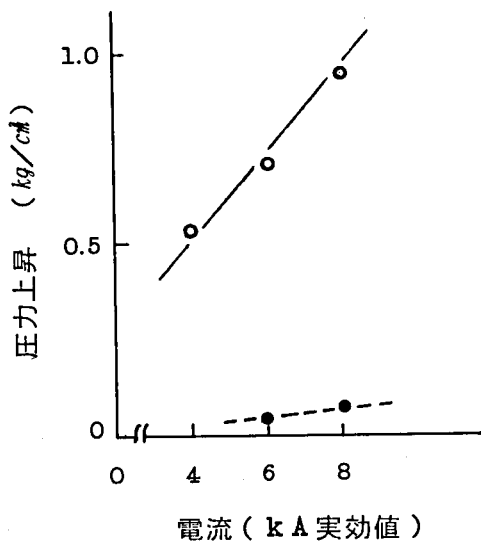
ΔM_{ab} : 消耗量

T : 加熱温度

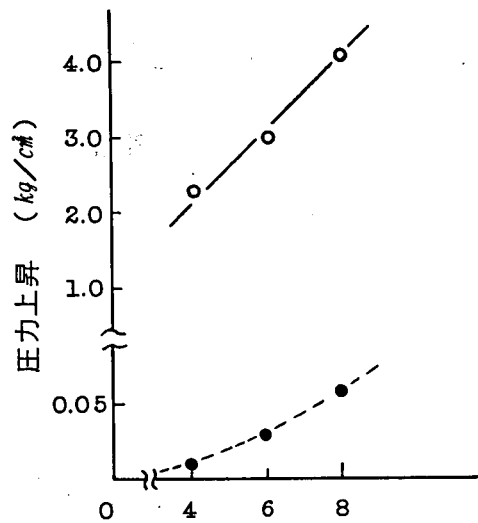
Vol : 容器内のガス容量

前掲の図 2. 8 の実測オシログラムにより、圧力上昇値は、アークシャ断後 1 秒後までほとんど変化していないので、T はアーク柱そのもの温度ではなく、アークによって加熱された周囲気体の温度であると考えられる。

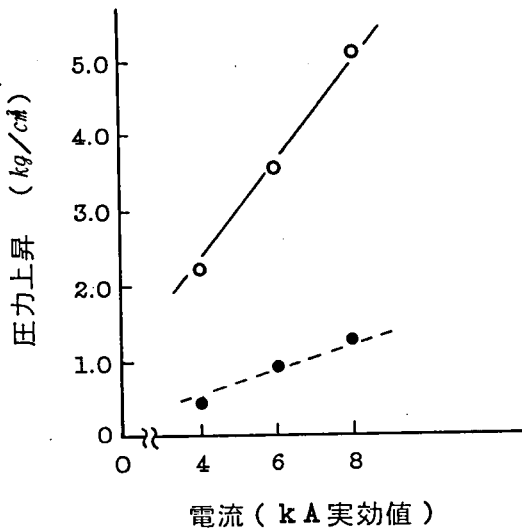
図 2. 1 3 (a), (b), (c) にガスの平均温度 (2000~3000 °K) を考慮し、3000°~4000 °K の温度を仮定した時の金属蒸気の分圧を、式 (2. 1 3) を用いて計算した例を図 2. 1 3 に示す。この図にみられるように、消耗量のすべてが蒸気化すると仮定に基づいても、それによる圧力上昇は小さい。特に銅-タングステン、カーボンの場合の分圧は全体の圧力上昇の 1/10 以下である。本実験においては、電極間間隙は最大 1.4



(a) Cu-W電極 (T=3000 °K)



(b) C電極 (T=3800 °K)



(c) Al電極 (T=3000 °K)

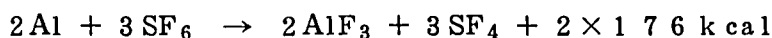
○印 : 実測圧力上昇値
●印 : 温度を仮定した時の金属蒸気の分圧

図 2. 1 3 圧力上昇実測値と金属蒸気による圧力計算の比較

mm と小さく、したがってアークエネルギーに対し、電極間注入エネルギーの比は、一般に断器に較べて大きい。このような場合でも、電極蒸気による分圧効果は小さいと言える。

アルミニウム電極材料の場合の高い圧力上昇についても、前述のように電極蒸気による圧力発生は期待できない。

アルミニウムは高温において SF_6 ガスと反応して AlF_3 を形成しやすい。この時の化学反応式は次式で表わされる。(4)



この式にみられるように、反応は多量の熱を発生する発熱反応である。この反応が生じるとは、試験後容器内に AlF_3 の粉末があることから十分に推測され、又 Al 電極の圧力上昇では、断後圧力がわずかに増加しているのがみられる。これはその反応が電流断後もしばらく続くからと思われる。

従って図 2.10 における Al 電極の圧力上昇(・印)はアークエネルギーと化学反応による生成エネルギーが寄与していると考えて、電極消耗量から生成エネルギーを算出し、これをアークエネルギーに加えたものでプロットすると、図 2.10 の×印に示す結果が得られた。×印はほぼ(2.12)式の曲線に沿っている。

これらのことから Al 電極の場合には、アークエネルギー以外に反応生成エネルギーもまたガスの加熱に寄与していると推定される。

本節に述べた実験と考察から、 SF_6 ガス容器内のアークによる内圧上昇の主たる原因は、アークエネルギーおよび化学反応による生成エネルギーがアーク周囲の SF_6 ガスを加熱膨張することによるものであって、電極蒸気の影響は極めて小さい。又、銅-タングステン、鉄、カーボン等、反応生成エネルギーの小さいものはこれを無視することができる。

導出された圧力上昇の式(2.12)は、アーク周囲に発生した高温ガスの体積もしくは質量を評価する基本となるものである。又式(2.12)は、アークエネルギーを単に圧力上昇に変換する式であるというよりも、むしろアークと周囲ガスとのエネルギーバランスを表わす式である。

ガス断器の場合、ノズルを通してガスが流出するという差異はあるが、この場合にも電流断時のシリンダの内圧上昇はアークの周囲の高温ガス発生と、ピストン圧縮との両作用に基づくものと考えられる。

2.4 結 言

本章の考察で得られた結果は以下の通りである。

- 1) バッファ-形ガス断器の無負荷操作では、ノズル形状と駆動特性を考慮することにより圧力特性を制御することができ、計算によって圧力をシミュレートするこ

とが可能である。

- 2) 電流しゃ断の場合、アークによって圧力が上昇する。アーク径が大きくなりノズルスロートの大部分を占めるようになると、塞流、逆流の現象が生じることが実験により示された。この場合でも、電流しゃ断直前ではガス流は正常に戻り、スロート部の流速がほぼ音速になっていることを確認した。
- 3) アークによる圧力上昇の主要因は SF_6 ガスの加熱であることが実験より明らかにされた。 SF_6 ガス中アークによる圧力上昇は、

$$\text{上昇圧力 (Kg/cm}^2\text{)} = K_p \cdot \frac{\text{アークエネルギー (kJoule)}}{\text{ガス容量 (liter)}} \quad (K_p: 0.5 \sim 0.6)$$

であった。アルミニウムのように加熱ガスと金属の反応エネルギーが大きい場合は入力エネルギーに反応エネルギーを加える必要がある。

第3章 パッファー形ガスしゃ断器のアーキとガス流

3.1 緒言

軸方向ガス吹き付け形のしゃ断器のアーキに対しては、通常いわゆるエンタルピーフローアーキ理論が適用され、その有用性は広く認められている。この理論は、アーキを含む任意の閉曲面を単位時間に正味流出するエンタルピーは、同一時間内にその閉曲面で囲まれた空間において発生したエネルギーに等しいという仮定に基づくものであり、熱輻射や流体の流体としての運動エネルギーが無視できる場合には適切である。

この理論の実際のしゃ断器への適用には、エンタルピーはすべて一様温度のアーキ断面積を通して流出するという仮定によって単純化し、主に吹き付けアーキの電気的特性（電界強度、電圧およびアーキの導電直径等）を把握するために使われる。

しかしながら、アーキがノズルスロートを塞いでそのエネルギーの一部が貯気槽に逆流する、いわゆる閉塞、逆流の現象を伴う場合、上記のような単純化では不十分である。特にパッファー形ガスしゃ断器では貯気槽、即ちシリンダの体積が小さいので、逆流の影響は重要であり、アーキの電気特性ばかりでなくガス流の特性をも把握することが必要である。

吹き付けアーキは、もちろん半径方向に温度分布がある。その電気的特性はアーキ中心部の高温ガスの特性に強く依存しているのに対して、流出ガス量については温度が低い程その密度が高くなるので、周囲のより低い温度のガス流層の特性に依存している。

このことから本章では、パッファー形ガスしゃ断器におけるアーキの電気特性と、塞流等によるシリンダの内圧上昇の両方を記述するために、極めて温度の高いアーキ中心部とその周囲の高温ガス部の二層でアーキを近似する方法を提案し、二層エンタルピーフローの式を展開した。

又アーキの観測を行い、観測結果に基づいてアーキの温度、アーキ径を算定すると共に、アーキ高温部の径方向の損失の推定を行った。更に上記による理論式と実験結果に基づいて、パッファー形ガスしゃ断器における電流しゃ断時の精度よい圧力シミュレーションが可能となったことを述べる。

3.2 ガスフローの検討

3.2.1 エンタルピーフローアーキ

図3.1にエンタルピーフローアーキの概念を図形的に示す。x軸をアーキの中心軸として、x軸に垂直な任意の断面A(x)におけるエネルギーの平衡式は、xより上流側に注入されるアーキ入力と、アーキ断面積A(x)を通して流れるエンタルピーとが平衡するとして、次のように表現される。

$$i \cdot e(x) = \rho(x) \cdot v(x) \cdot H \cdot A(x) \quad (3.1)$$

ここで i は電流 (瞬時値)、 $e(x)$ はアーク電圧を表わし、又 $\rho(x)$ 、 $v(x)$ はそれぞれアークの密度速度であり、これらは圧力と温度の関数である。(3.1) 式はアークの温度を一様、圧力分布は x 方向に直線的に減少すると仮定して、アーク直径、アーク電圧の算定に利用されている。

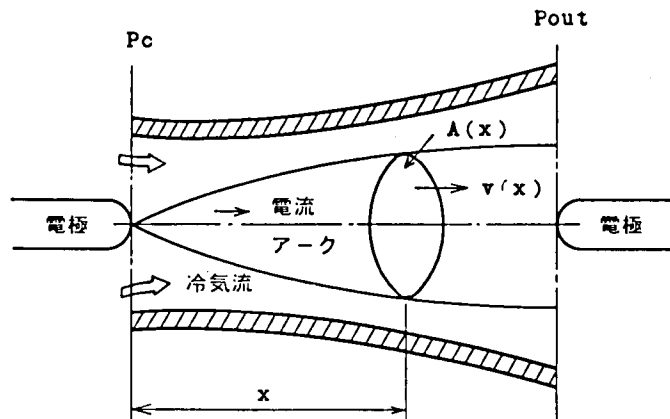


図 3.1 エンタルピーフローアークモデル

この理論を適用するとアーク電圧およびアーク断面積に関して次式が用いられている。⁽¹⁾

$$e(x) \propto (P_{out} \cdot x \cdot F / \sigma)^{\frac{1}{2}} \quad (3.2)$$

$$A(x) \propto (x / P_{out})^{\frac{1}{2}} \cdot I / (F \sigma)^{\frac{1}{2}} \quad (3.3)$$

ここで $F = \rho_{out} \cdot c \cdot H / P_{out}$

c : 音速

P : 圧力

H : エンタルピー

ρ : 密度

σ : アーク導電率

式 (3.2)、(3.3) は温度の関数である F および σ と、実測が比較的容易な圧力およびアーク長で表現されている点で有用である。

現実の吹き付けられたアークでは、その周囲に導電性をもたない高温ガス層の流れがある。

前章の圧力上昇で述べたように、アークの周囲の高温ガスは、温度 2,000 °K 付近に滞留しやすい。表 3.1 に示す SF_6 ガスの高温特性より、アークの温度 20,000 °K、その周囲の高温ガスの平均温度 2,000 °K とした場合、同一断面積を流れる質量密度の比は 1 対 7 程度であるから、仮にアーク導電部からその周囲にわずか 10% のエネルギーロスしかなかったとしても、周囲の高温ガス流が占める流路断面積は、アークの導電断面積と同程度になる。したがってパフュー形ガスシャ断器のように、流出質量、シリンダ内圧上昇の評価が重要なポイントとなる場合には、アーク周囲の導電性をもたない層の流れの評価も必要となってくる。

温度 (°K)	1 atm			4 atm			8 atm		
	σ	R	$\rho \cdot v$ ($\times 10^{-3}$)	σ	R	$\rho \cdot v$ ($\times 10^{-3}$)	σ	R	$\rho \cdot v$ ($\times 10^{-3}$)
0.3×10^3	0	562	46.2	0	562	185	0	562	
1×10^3	0	562	25.3	0	562	101	0	562	203
$2 \times$	0	1688	10.3	0	1512	43.7	0	1294	94.4
$3 \times$	0	3641	5.75	0	3364	23.9	0	3079	50.0
$4 \times$	0.0032	3906	4.80	0.0075	3857	19.3	0.0033	3810	38.9
$5 \times$	0.836	3929	4.28	0.356	3923	17.1	0.2046	3916	34.3
10×10^3	28.2	4120	2.96	26.6	4036	12.0	25	4008	24.0
$12 \times$	40	4370	2.62	41	4225	10.7	40	4159	21.5
$14 \times$	52	4705	2.34	54	4464	9.61	55	4372	19.4
$16 \times$	65	5478	2.03	69	4888	8.59	70	4690	17.5
$18 \times$	79	6582	1.74	85	5656	7.53	87.5	5278	15.6
$20 \times$	89	7386	1.56	100	6579	6.62	104	6102	13.8
$22 \times$	96	7837	1.45	112	7276	6.00	119	6874	12.4

σ : (mho/cm), R : ($\frac{\text{kg}^{\text{III}}}{\text{kg}} \cdot \frac{\text{cm}}{\text{deg}}$), ρv : ($\text{kg}/\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$)

表 3.1 SF₆ガスの気体定数と最大流出密度
(文献(1)による)

3.2.2 二層エンタルピーフローの基本式の展開⁽²⁾

式(3.1)に示したエンタルピーフローと平衡するアークは、一般的に表わせれば次式のようになる。

$$\int_V \sigma E^2 dV = \int_S \rho \cdot v \cdot H dS \quad (3.4)$$

ここで σ は導電率、 E は電界強度、 ρ は密度、 v は流速、 S は閉曲面、 V は S で囲まれた体積である。

図3.2に示すように、吹き付けられたアークを導電性を有する中心部分と、その周囲に形成される導電性を有しない高温ガス層との二層で近似し、それぞれの断面積を $Aa(x)$ 、および $Ah(x)$ とする。又それぞれの層に対応する量を添字 a および h を付して表現している。図中 Δw_r はアーク導電部から周囲高温ガス流に単位時間に伝達される正味の損失であり、 Δm 、 $\Delta m'$ は図示のような各層間の境界を通して流入する単位時間あたりのガス質量である。

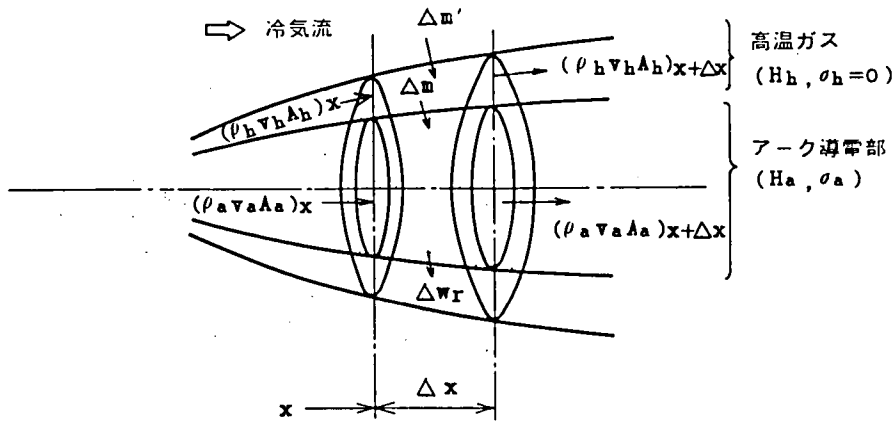


図 3.2 ガス吹き付けアークの流れのモデル

エネルギー保存および質量保存則から次式が成り立つ。

$$\frac{\partial w_r}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} (\rho v HA) h \quad (3.5)$$

$$\sigma E^2 A_a = \frac{\partial}{\partial x} (\rho v HA)_a + \frac{\partial}{\partial x} (\rho v HA) h \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial m}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} (\rho v A)_a \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial m'}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} (\rho v A) h + \frac{\partial m}{\partial x} \quad (3.8)$$

式(3.5), (3.6)より、半径方向へのパワーロスの比は、

$$\frac{\frac{\partial w_r}{\partial x}}{\sigma E^2 A_a} = \frac{\frac{\partial}{\partial x} (\rho v HA) h}{\frac{\partial}{\partial x} (\rho v HA)_a + \frac{\partial}{\partial x} (\rho v HA) h} \quad (3.9)$$

ここで周囲高温ガス層のエネルギー輸送は、アーク導電部のそれに比例すると仮定する。すなわち

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho v HA) h = Ka \frac{\partial}{\partial x} (\rho v HA)_a \quad (3.10)$$

Ka : 一定

式(3.10)を用いると式(3.9)は、

$$\frac{\frac{\partial w_r}{\partial x}}{\sigma E^2 A_a} = \frac{Ka}{1 + Ka} \quad (3.11)$$

となり、Ka を実験的に求めることができれば、高温ガス流の大きさを表現できる。さらにエネルギー平衡式 (3.6) は、

$$\sigma E^2 A_a = (1+K_a) \left\{ (\rho v H)_a \frac{\partial A_a}{\partial x} + A_a \frac{\partial}{\partial x} (\rho v H)_a \right\} \quad (3.12)$$

(3.12) 式を基本式としてアークの直径 A_a 、 A_h および電界強度 E に対する解を解析的に求める。電流連続の条件は、

$$i = \sigma E(x) A_a(x) \quad (3.13)$$

であるから、これを (3.12) に代入して E を消去すると、

$$\frac{1}{2} \frac{\partial A_a^2}{\partial x} + \frac{1}{(\rho v H)_a} \frac{\partial}{\partial x} (\rho v H)_a A_a^2 = \frac{1}{1+K_a} \frac{1}{(\rho v H)_a \sigma} i^2 \quad (3.14)$$

(3.14) は A_a^2 に関する線形微分形の一階微分方程式であるから、 $A_a(x)$ に関して次式が得られる。

$$A_a(x) = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{1+K_a}} i \cdot \frac{\left\{ \int \frac{(\rho v H)_a}{\sigma} dx + C_K \right\}^{\frac{1}{2}}}{(\rho v H)_a} \quad (3.15)$$

式 (3.15) と (3.10) から $A_h(x)$ は、

$$A_h(x) = \frac{K_a}{\sqrt{1+K_a}} \sqrt{2} i \cdot \frac{\left\{ \int \frac{(\rho v H)_a}{\sigma} dx + C_K \right\}^{\frac{1}{2}}}{(\rho v H)_h} \quad (3.16)$$

となり、更に (3.15) を (3.13) に代入すると、

$$E(x) = \frac{\sqrt{1+K_a}}{\sqrt{2}} \frac{\frac{(\rho v H)_a}{\sigma}}{\left\{ \int \frac{(\rho v H)_a}{\sigma} dx + C_K \right\}^{\frac{1}{2}}} \quad (3.17)$$

$$e_a(x) = \int E(x) dx = \sqrt{2(1+K_a)} \left\{ \int \frac{(\rho v H)_a}{\sigma} dx + C_K \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (3.18)$$

となる。(C_K は積分定数)

式 (3.15) ~ (3.18) 右辺に現われる $\rho v H$ および σ のうち H と σ はほとんど温度に依存する量であるから、温度一様の仮定のもとでは一定である。従って A_a および A_h は、(3.15)、(3.16) 式よりおよそ $(\rho v)^{\frac{1}{2}}$ に従って減少する。又、 $E(x)$ および $e(x)$ は (3.17)、(3.18) から $(\rho v)^{\frac{1}{2}}$ に従って増加することが予想される。

ρv に関しては、 A_a 、 A_h のそれぞれにおいて等温としているので、

$$\left. \begin{aligned} \rho_h v_h &= \sqrt{2 P_c \rho_{ac}} \left\{ \frac{P(x)}{P_c} \right\} \sqrt{-\ln \left\{ \frac{P(x)}{P_c} \right\}} \\ \rho_a v_a &= \sqrt{2 P_c \rho_{hc}} \left\{ \frac{P(x)}{P_c} \right\} \sqrt{-\ln \left\{ \frac{P(x)}{P_c} \right\}} \end{aligned} \right\} \quad (3.19)$$

である。ここで P_c はパッファ-形ガスしゃ断器ではシリンダの圧力であり、 ρ_c は P_c に対応する導電部または周囲高温ガス流の密度である。式 (3.19) , (3.15) , (3.18) を用いて $e_a(x)$ と $Aa(x)$ の関係を表わすと、

$$e_a(x) = (1+Ka)^2 \frac{Aa(x)Ha}{i} \sqrt{2 P_c \rho_{ac}} \left\{ \frac{P(x)}{P_c} \right\} \sqrt{-\ln \left\{ \frac{P(x)}{P_c} \right\}} \quad (3.20)$$

が得られる。又アーク断面積を通して流出する質量も (3.15) , (3.16) , (3.19) 式を用いて計算できる。

3.3 ガスしゃ断器中のアークの観測 (2)(3)(4)(5)(10)

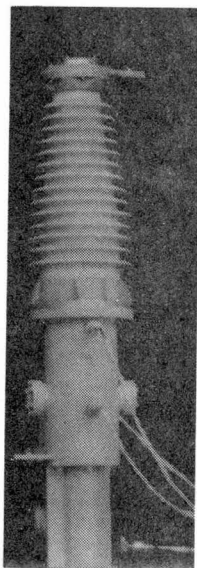
本節では高速度カメラによるガスしゃ断器アークの直接観測について述べ、これを基にガスしゃ断器のアーク直径、およびエネルギー平衡について検討する。

3.3.1 ガス吹き付けアークの観測

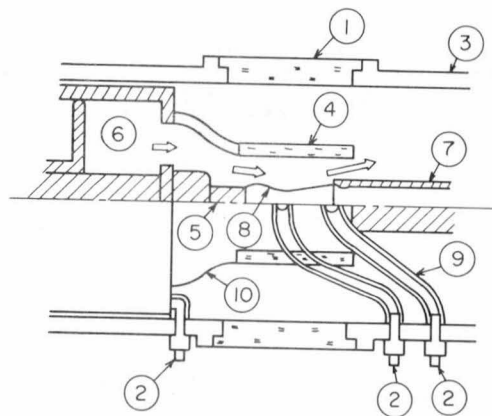
図 3.3 (a) はアーク観測に用いたモデルしゃ断器である。図に示すモデルは、いわゆる単圧式ガスしゃ断器であるが、アーク観測に便なように、シリンダ室のピストンをコンタクトと独立に操作できるように作られている。

図 3.3 (b) はアーク観測時の消弧室断面を示す。

本実験では、アークの観測時間を長くする目的で、コンタクト (⑤ , ⑦) は互いに一定間隔をもって固定され、ピストンだけを動作させてガスを吹き付けている。したがって、



(a) 外 観



- | | |
|---------------|--------------|
| 1. 観測窓 | 6. パッファ-シリンダ |
| 2. 圧力トランスデューサ | 7. 上流側コンタクト |
| 3. タンク | 8. ヒューズ |
| 4. ガラス製ノズル | 9. 絶縁チューブ |
| 5. 下流側コンタクト | 10. フローガイド |

(b) 断 面

図 3.3 アーク観測用モデルしゃ断器

アークの発弧はコンタクト間に張った直径0.16 mmの軟銅線によった。

①、④は観測のために設けられたガラス窓であり、アーク撮影はこの窓を通して行なった。②は圧力トランスデューサーであり、シリンダ、極間中央附近(ノズル部)およびコンタクト⑦の先端における圧力を測定した。又アークエネルギー平衡を検討するために、極間アーク電圧も同時に測定した。

アーク撮影は16 HD型(日立)を用い、コマ送り8000コマ/secフィルムはEastman negative film 7224を用いている。

図3.4にアークの撮影例を示す。これは電流零点直後から、シャ断直前までの1/2サイクルのアークの姿態の変化を示したものである。黒くなっている部分(アーク)の左右の両端は対向する電極先端の位置に相当し、ガスは左から右へ流れている。各写真には対応する電流値も示している。

電流はPhoto. 1では約1 kAであり、Photo. 番号と共に増大し、Photo. 9で最大、その後は零に向かって減小する。

図3.4のフィルムを濃度計によって解析し、黒化度分布を求めた例を図3.5に示す。これは図3.4の写真から代表的な7枚を抜すいし、それぞれの写真について濃度計をアークの軸と直角の方向に走査させた時得られた黒化度分布をならべたものである。濃度計のビームは1/100~5/100 mmの巾であり、写真の黒化部分は5~15 mmの巾をもっているため、境界検出の誤差は極めて小さい。又1 kA以上では、発光部分の黒化度が明瞭に現われているので、発光のある部分とない部分のビームの透過率の差異ははっきり検出できた。

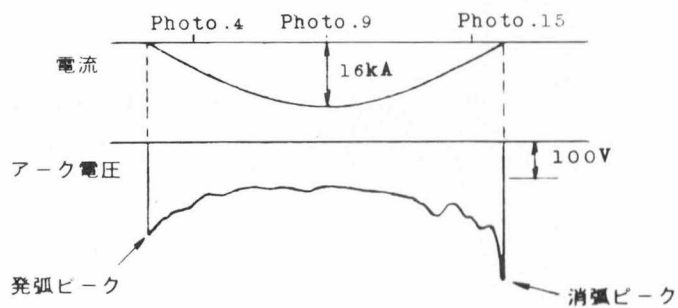
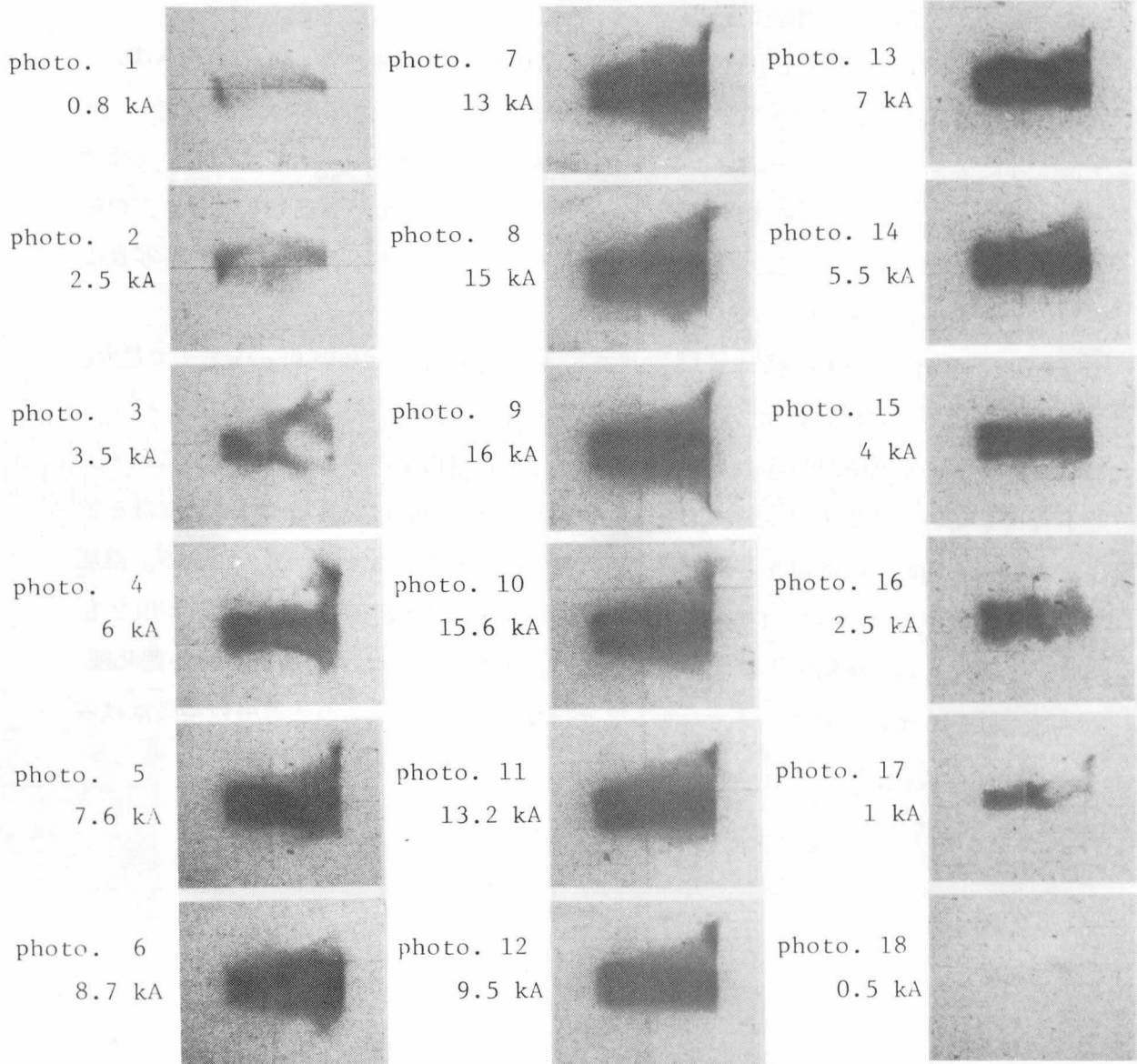
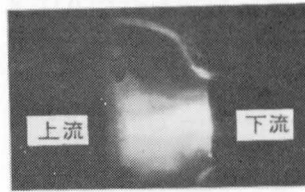
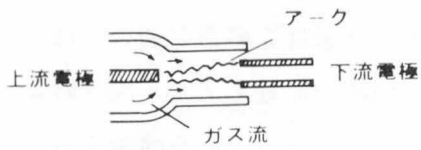


図 3.4 アーク撮影例とアーク電圧

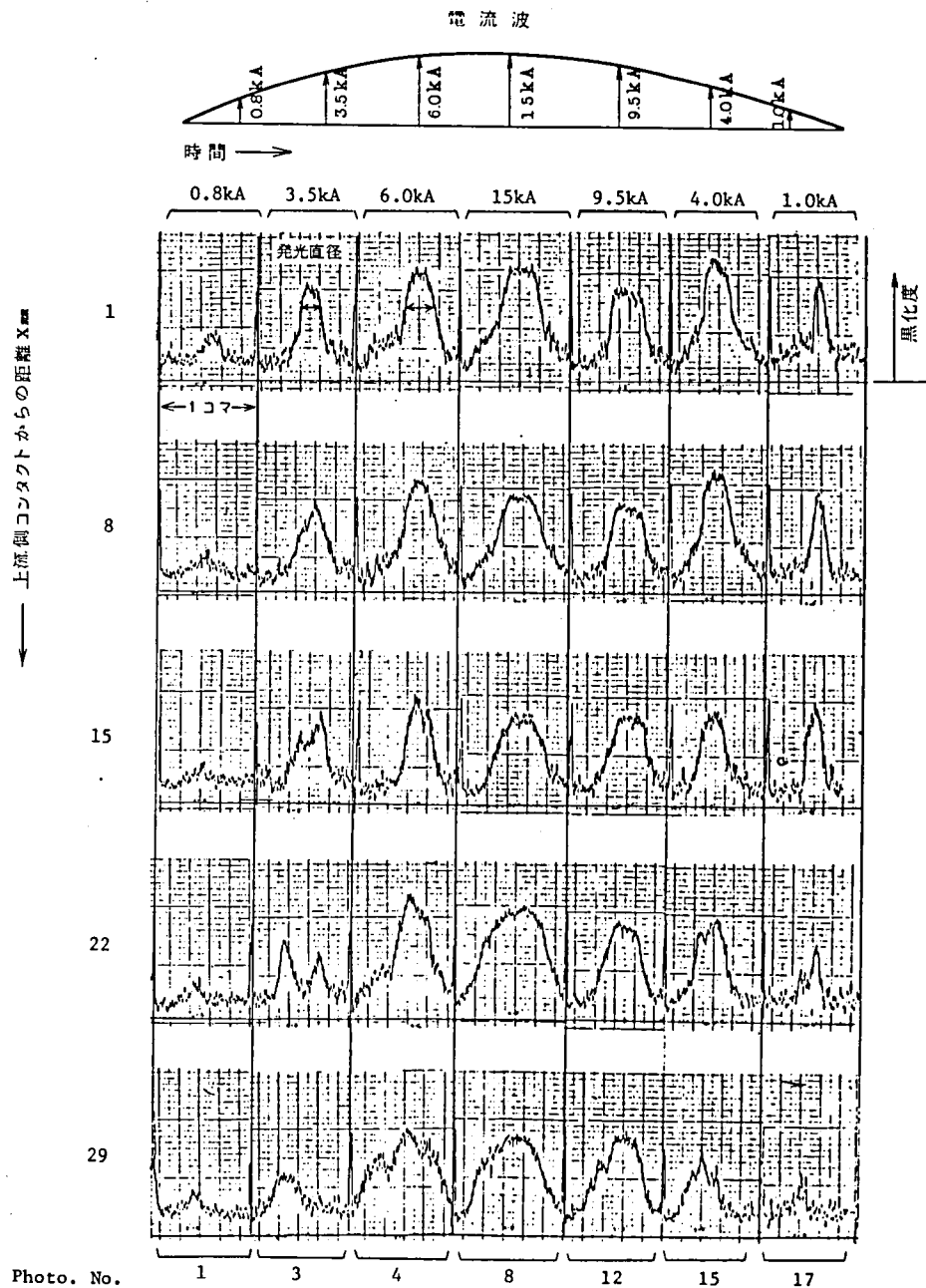


図 3.5 濃度計による分析例
(フィルムの黒化度の分析)

図 3.5 で縦にならんだ各 5 枚ずつの濃度分布は図 3.4 の一枚の写真に対応し、上流電極 (左端) からの距離を変えて軸と直角な方向へ走査して得られたものである。このような方法によって視直径を黒化度変化として評価した。視直径と導電直径については付録 D にふれる。

3.3.2 アーク形状の時間的変化とアーク電圧

図 3.4 よりアークの形状および直径の時間的変化をみると次のようになる。

Photo. 1 : 発光輝度は非常に低い。電流は 0.8 kA である。

Photo. 2 : 輝度が高くなっていくが大きな変化はない。

Photo. 3 : 輝度は更に高くなり、また上流電極から高輝度の部分が下流に向かって伸びてきている。

Photo. 4 : 上流側から伸びてきた高輝度の部分が下流電極の先端に達している。図 3.4(b)に示したアーク電圧は、ほぼこの時点で急激な低下を示し、大電流期間のほぼ一定値に落ち着く。

Photo. 5~9 : 全発光直径は電流の増加に伴って増加している。

Photo. 9~ : 電流ピークとなり以後電流が減少してゆく過程で、全発光直径もそれに伴い減少している。

Photo. 15 : 電流 4 kA、発光直径約 10 mm

Photo. 16 : アーク下流側の発光輝度が急激に減少している。これに対応してアーク電圧も、大電流期間の低い一定値から増加しはじめ消弧ピークに向う。

Photo. 17 : アーク直径はさらに減少し、かつ下流側の輝度も一層低下する。

Photo. 18 : 電流は零となる。

以上の観察から、アークの発光直径は電流値に従って変化し、又アーク電圧は発光輝度の増減に対応して変化しており、電流零点前後では高くなるが、その期間を除く大部分の電流通電期間ではほぼ一定値となる。前節の式(3.18)よりアークの温度に変化がなければアーク電圧は一定であるので、アーク電圧が急激に変化する電流零点近くでは(3.18)は適用できない。

又図 3.5 の黒化度分布では電流が約 5 kA 以上では、電流変化に伴って発光直径は変化するが、アーク中央部の黒化度にはあまり差異がない。

これらのことから、電流の大きい(5 kA 以上)領域ではアークの発光直径は電流によって変化するが、平均温度はあまり変化しないことを示している。

図 3.6 は極間中央で測定した全発光直径と高輝度発光直径の変化をプロットしたものである。この図から、電流変化に対して全発光直径は変化するが、高輝度発光直径はあまり変化していないのが分かる。

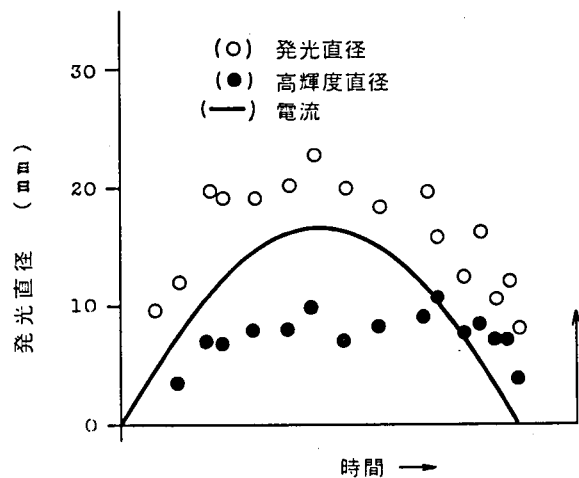


図 3.6 電流とアーク直径の変化例(10 kA)

3.4 ガス吹き付アークのエネルギー平衡および平均温度(4)

実測した発光直径分布、圧力、アーク電圧を使って、ガス吹き付アークのエネルギー平衡について検討する。

アークの導電率、エンタルピー、密度等はアークの温度と圧力の関数であるから、エネルギー平衡の検討は実測値に基づいて、アークの平均温度の算定により行なわれるのが妥当である。

ここでは発光直径をアークの直径と仮定し、次に示す別々の二つの方法によりアークの平均温度を算定する。

- (1) 実測のアーク直径分布を、ある温度を仮定したエンタルピーフローアークモデルによる計算と比較し温度を求める。
- (2) SF₆ガスの平均導電率は実測のアーク直径とアーク電圧から計算でき、これは数万 °K では殆んど温度のみの関数であるから、温度を計算できる。

アーク断面積が A_a(x) の時、アーク直径 D_a(x) を

$$D_a(x) = \sqrt{\frac{4}{\pi} A_a(x)}$$

とする。

この関係と (3.20) 式からアーク直径 D_a(x) は次式で表わされる。

$$D_a(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left\{ \frac{i \cdot e_a(x)}{(1+K_a)^2 H_a} \right\}^{\frac{1}{2}} \times \frac{1}{(2P_c \rho_{ac})^{\frac{1}{4}} \left\{ \frac{P(x)}{P_c} \right\}^{\frac{1}{2}} \left[-\ln \left\{ \frac{P(x)}{P_c} \right\} \right]^{\frac{1}{4}}} \quad (3.21)$$

式 (3.21) からはアーク温度を仮定し、測定した圧力とアーク電圧を使えば計算できる。実測のアーク直径は計算のアーク直径と比較し温度が算定される。(付録 D 参照)

図 3.7 (a), (b) は実測と計算のアーク直径の比較を示している。これらの図から実測のアークの直径分布は、エンタルピーフローアークモデル理論に基づく 20,000~22,000 °K の計算の分布とよく一致していることが分かる。したがってガス吹き付アークのエネルギー平衡に関しては、ほぼエンタルピーフローアーク理論が成立していると考えられる。

エンタルピーフローアークモデルに基づいて求めたアークの平均温度 T_f を図 3.8 (a), (b) に・印で示した。

一方(2)の方法で平均導電率 σ は、

$$\sigma = \frac{i}{e_a(l_a)} \int_0^{l_a} \frac{4}{\pi D_a^2} dx \quad (3.22)$$

と表わすことができ、これより平均温度 T_σ を、

$$T_{\sigma} = f(\sigma) \quad (3.23)$$

と求めることができる。

式(3.22)のDaとしては、先述の全発光直径もしくは高輝度発光直径の値を代入して導電率を求める。図3.4のPhoto. 9で全発光直径に対して100 \bar{v}/cm 、高輝度発光直径に対して、400 \bar{v}/cm が得られる。SF₆ガスの導電率は約30,000 °Kで極大値をとり、その値は圧力によってわずかに異なるが、約130 \bar{v}/cm である。SF₆ガス内に金属蒸気が混入したとしてもせいぜい250 \bar{v}/cm 程度である。

従って、導電直径はむしろ全発光直径に等しいと考える。式(3.22)に全発光直径他の測定値を代入し σ を求め、これから求められる平均温度 $T\sigma$ を図3.8(a), (b)に○印で示した。

図3.8(a), (b)には、 $T\sigma$ と Tf が並記されている。

図から分かるように、求め

られた平均温度 Tf はいずれも $T\sigma$ より10%程度高くなっている。又 Tf 及び $T\sigma$ とも電流零点前後を除いた大電流期間では、電流変化にかかわらずあまり変化していない。

Tf が $T\sigma$ より高い理由はいくつか考えられる。例えば、

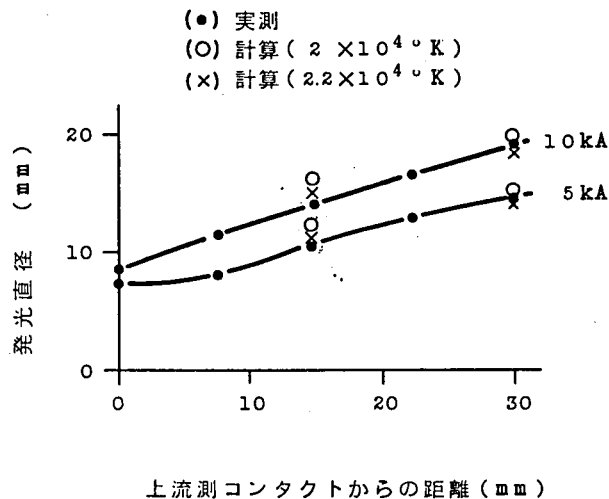
「温度分布を均一にしている。」という点もあるが

「 Tf の算定において観測の発光直径表面から半径方向への損失を零としている」

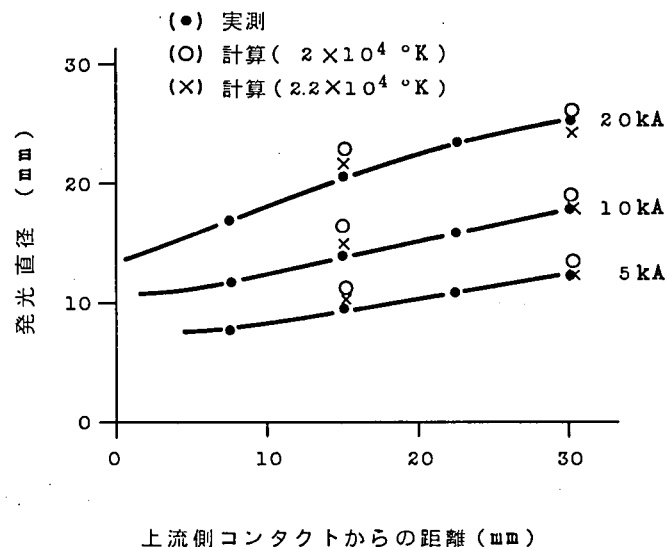
ことも一つの理由である。これを零としているために Tf はやゝ過大評価されている。

従ってアークの平均温度はむしろ $T\sigma$ で近似されるべきであろう。

今アークの平均温度を $T\sigma$ とすると、アーク断面積を通じて流出する $T\sigma$ に対するパ

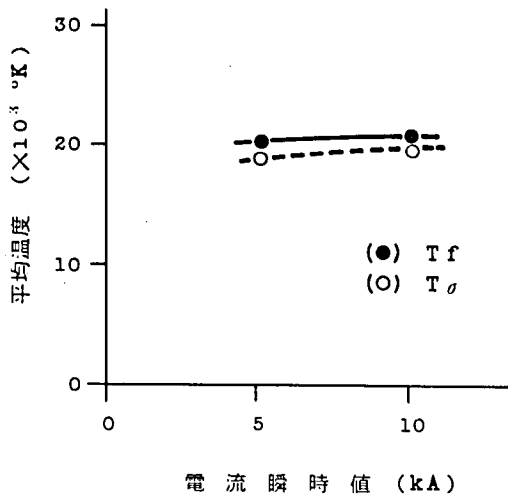


(a) 10 kA実効値の場合

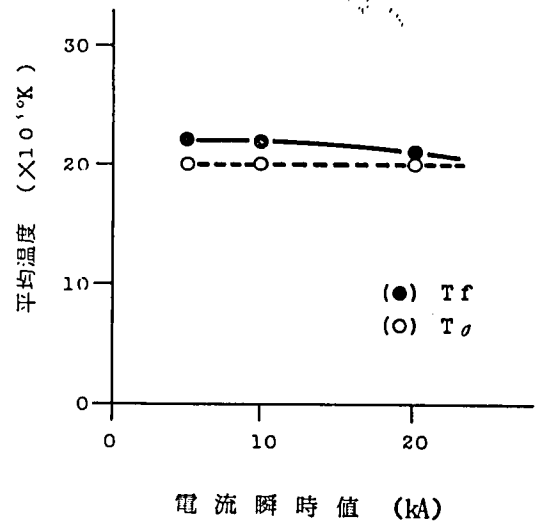


(b) 20 kA実効値の場合

図3.7 アーク直径分布



(a) 10 kA 実効値の場合



(b) 20 kA 実効値の場合

図 3.8 アーク温度算定例

ワロスが計算でき、アーク入力からこのロスを差し引いたものはアーク表面から径方向へ失われるワロスであると考えられる。即ち径方向へのワロスは次式で表わされる。

$$\int_0^x \pi Da w_r dx = i \cdot e_a(x) - \frac{\pi}{4} Da^2 (\rho v H)_{T=T\sigma} \quad (3.24)$$

Tf と Tσ との差異を考慮すると、式 (3.11) に示した半径方向の損失は全アーク入力の 10 ~ 20% と算出される。これは式 (3.11) に対し、Ka = 0.1 ~ 0.25 であることを示している。

したがって導電部周囲には、全アークエネルギーの 10 ~ 20% のエネルギーを保持した高温ガスの流れが形成されることになる。

表 3.1 に示したように、SF₆ ガスが導電性を有する温度はおよそ 5,000 °K 以上である。又前章の圧力上昇の項で述べたように、アークドガスは 2,000 °K 付近に滞留しやすいので、この周囲高温ガス層は平均 2,000 ~ 3,000 °K 程度と考えるのが妥当であると思われる。

式 (3.10) にもどり、周囲高温ガス流の占める面積を求めると、

$$\frac{A_h}{A_a} = \frac{Ka (\rho v H)_{T=20,000 \text{ °K}}}{(\rho v H)_{T=2000 \sim 3000 \text{ °K}}} \div 0.3 \sim 0.6$$

となる。更にこの結果から、周囲高温ガス層の断面を通して流出する質量は、アーク導電断面からの流出質量の 3 倍から 5 倍であることが予想される。

3.5 パッファ-形ガスシャ断器への適用

前節において、アークの観測とその解析によって、アークを導電部およびその周囲の高温ガス層との二つの層で表現することを提案した。これによってノズルスロート部における流れは、二層のアークの外側に冷気流層があるので、全部で三層の流れで記述される。

前章図 2.6 にパッファ-形ガスシャ断器のシャ断では、ノズルスロートを完全に塞いだ時に生じる圧力上昇よりも、さらに高い圧力上昇が観測されることを示した。このような現象は、シリンダ内部にエネルギーの流入がなければ生じ得ない。

図 3.9 は、二層アークによる塞流時のエネルギー輸送の概念図である。アークを二つの流れで表わした場合、閉

塞は、アークの断面積 ($A_a + A_h$) がノズルスロートの断面積に一致した時にはじまる。電流が更に大きくなって、ノズルが高温ガスの流れをさえぎるようになると、ノズルスロート部から流出できなくなった過剰の高温ガスがスロート上流部に蓄積する。この蓄積は閉塞の全期間にわたって継続し圧力上昇を生ずる。

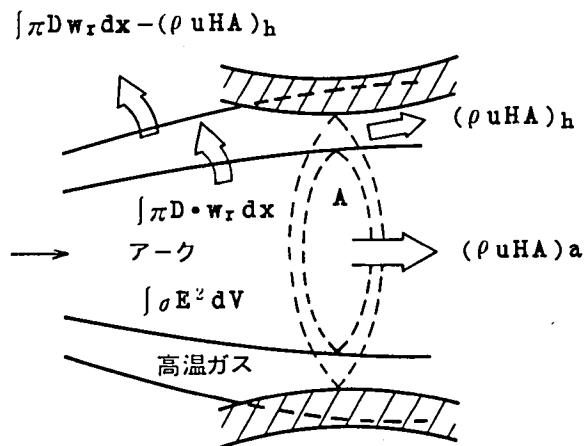


図 3.9 塞流時のエネルギー輸送概念図

密閉容器では、前章で述べたようにアークエネルギーの殆んどすべてが高温ガスの発生に寄与したが、パッファ-形ガスシャ断器の場合には、たとえ閉塞中であっても、アーク導電部と周囲の高温部断面を通じてエネルギーの大部分が流出する。したがって閉塞による内圧上昇は、前章圧力上昇の式 (2.1 2) の W_a に内圧上昇に寄与するエネルギーを代入して、次式のようにになる。

$$\Delta P = K_p \frac{\int i \cdot e(x_n) dt - \int (\rho v H A)_a dt - \int (\rho v H)_h (S_n - A_a) dt}{V_c} \quad (3.2 5)$$

x_n : ノズルスロートの x 座標

S_n : ノズルスロートの断面積

こうした圧力上昇は密度の増加を生ずるので、式 (3.1 5) , (3.1 6) に示したように、アーク断面積を小さくするように作用する。従って、閉塞解除の方向に向かう。電流の低下又は圧力上昇によって閉塞が解除されると、シリンダ内に蓄積されていた高温ガスの流出が始まる。

軽度の閉塞では、ノズルスロートは周囲の高温ガス流をさまたげるだけであるので、アーク電圧などにたいした差異は生じず、圧力の上昇をもたらすだけである。ノズルスロートがアーク導電部の一部をさえぎるような重度の閉塞では、アーク電圧の変化が表われる。又この場合ノズル上流部に蓄積するエネルギーも急激に増大するので、著しい圧力が発生する。

前章を含めこれまでの実験に基づき、

- (1) ガス吹き付けアークは20,000 °Kの導電部と2,000~3,000 °Kの高温ガスの二層エンタルピーフローで模擬するのが妥当である。
- (2) 高温ガス部は、全アークエネルギーの10~20%のエネルギーを輸送する。
- (3) 閉塞時の圧力上昇は、式(3.25)で表わされると仮定する。この仮定に基づいて、シミュレーション時の圧力シミュレーションを実施した。

図3.10図は、シミュレーション結果と、実測の比較例を示したものである。図のようにシミュレーションと実測とはよく一致した。

シリンダへのエネルギーの逆流、圧力上昇を伴う閉塞現象は、径方向への損失を考慮しない単層エンタルピーフローモデルでは十分に説明できない。これを説明するには何らかの形で塞流時の径方向周囲ガスへのエネルギー輸送を担うものが必要である。二層エンタルピーフローアークでは、周囲高温ガスがそれであり、この概念を導入することによって、シリンダへのエネルギーの逆流、ならびにそれに基づく圧力上昇を、高温ガスの蓄積によるものとして説明できる。

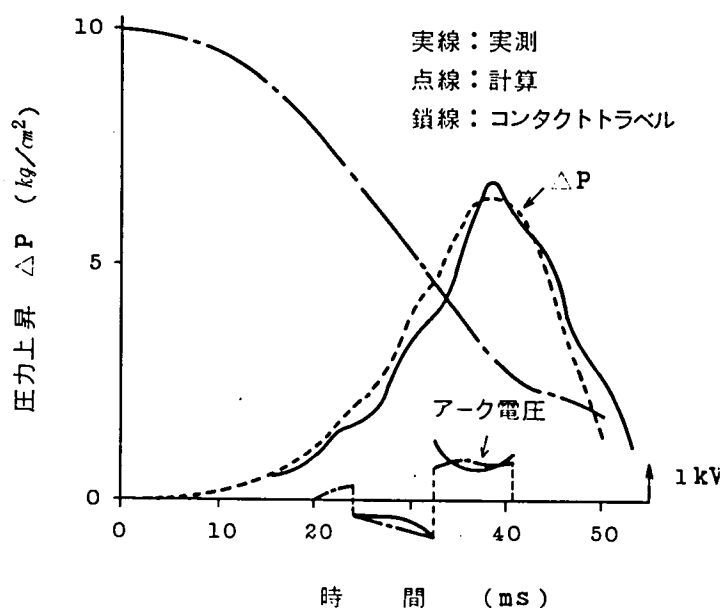


図3.10 パッファー形ガスしゃ断器の圧力実測とシミュレーションの比較

3.6 結 言

本章の実験、解析、考察で得られた結果は以下の通りである。

- (1) ガス吹き付けアークの発光直径は、ほぼ導電直径に等しいとみられる。
- (2) ガス吹き付けアークは、導電部とその周囲の高温ガス部からなる、二層のガス流で近似できる。
- (3) 導電部の平均温度は約 20,000 °K であり、周囲高温気流の平均温度は 2,000 ~ 3,000 °K と推定される。
- (4) 高温ガス部から径方向への損失は、アーク入力 of 10 ~ 20 % と推定される。
- (5) パッファー形ガスシャ断器のように、アークとシリンダの内圧上昇との相互作用の強いシャ断器においては、アークを二層のエンタルピーの流れで近似するのが妥当である。
- (6) 塞流時のシリンダの内圧上昇は、スロートの上流側のアーク周囲に形成された高温ガス層の蓄積によるものとして説明された。
- (7) これらの結論を用いて、パッファー形ガスシャ断器のアーク電圧、圧力シミュレーションを実施し、実測とよく一致するものが得られた。

第4章 パッファー形ガスしゃ断器のしゃ断現象

4.1 緒言

第2, 3章ではシリンダ、消弧室内の圧力上昇、ガス流に影響するアークの静特性を主として取り扱った。しゃ断器が電流をしゃ断する場合、電流しゃ断直前から直後に至る過程は非常に短時間に变化するので、その間における電氣的な過渡特性を扱う必要がある。

本章ではこのアークの過渡特性を近似するアーク動特性式をふまえ、実スケールに近いモデルを使用して、パッファー形ガスしゃ断器のしゃ断現象の實驗的検討を行った結果を述べる。

4.2 アークの動特性式

4.2.1 既存の動特性式

動特性式としてはCassieの動特性式、Mayrの動特性式が一般によく知られており、それぞれ(4.1), (4.2)で表わされる。⁽¹⁾⁽²⁾

$$\frac{dR}{dt} = \frac{R}{\theta} \left(1 - \frac{e^2}{e_0^2}\right) \dots\dots\dots \text{Cassie} \quad (4.1)$$

$$\frac{dR}{dt} = \frac{R}{\theta} \left(1 - \frac{e \cdot i}{N}\right) \dots\dots\dots \text{Mayr} \quad (4.2)$$

これらの式において、Rはアーク抵抗、eは電圧瞬時値(アーク期間ではアーク電圧、しゃ断後は極間に現われる電圧)、iは電流瞬時値、 θ はアーク時定数であり、いずれの場合も θ は一定値として近似されている。e₀は一定値で、アーク電圧がe₀に等しければ(e=e₀)、dR/dt=0になる電圧である。通常e₀の値は、アーク電圧波高値もしくはそれ以上の値で近似される。式(4.1)では電流零点前の消弧ピークを説明できない(付録E参照)。式(4.2)のNはアーク損失であり、dR/dt=0ではN=e・iとなる。通常Nは一定値で近似される。

式(4.1)の右辺e²をeiRで置換し、表現形式を式(4.2)と同じにすると、

$$\frac{dR}{dt} = \frac{R}{\theta} \left(1 - \frac{e \cdot i}{e_0^2/R}\right) \quad (4.3)$$

となるから、Cassieの動特性式においては、アーク損失は

$$N = e_0^2/R \quad (4.4)$$

となり、アーク抵抗の増加の一乗に逆比例して減少する。したがって、零点前のアーク抵抗が時間と共に増加してゆくのに対して、Cassieの動特性式ではアーク損失がR⁻¹に比例すること、又Mayr動特性式ではそれが一定値であると仮定している。一方式

(4.2)において、 $i = e/R$ を入れて書き直すと、

$$\frac{dR}{dt} = \frac{R}{\theta} \left(1 - \frac{e^2}{NR}\right) \quad (4.5)$$

となる。この表現は、しゃ断後の現象を考察するのに有用である。

式(4.1)では、 $e > e_0$ で $dR/dt < 0$ となる。 e_0 を消弧ピーク E_0 とすると、消弧ピークより高い電圧では再点弧することになる。これは経験に反し、しゃ断の成否の判定には使用できない。式(4.5)では、 $e < \sqrt{NR}$ の条件で $dR/dt > 0$ となり電流しゃ断過程での e 、 N 、 R の特性、相関関係の検討により、しゃ断成否の判定に使用可能であると考えられる。

4.2.2 アーク動特性式の無次元化の検討⁽⁷⁾

式(4.1)および(4.2)に示した Cassie 動特性式と Mayr 動特性式を無次元化して、アーク損失、アーク抵抗の式を導く。しゃ断電流変化率 $di/dt = \dot{i}$ 、 E_0 をアーク電圧消弧ピークとして次のような無次元化を行う。

$$\left. \begin{aligned} T_s &= \frac{t}{\theta} & (T_s \leq 0) \\ I_s &= \frac{\dot{i} t}{\dot{i} \theta} = T_s \\ E_s &= \frac{e}{E_0} \\ N_s &= \frac{N}{E_0 \dot{i} \theta} \\ R_s &= \frac{R}{E_0 / (\dot{i} \theta)} = \frac{E_s}{I_s} \end{aligned} \right\} (4.6)$$

ここで、しゃ断電流は直線的に零点に近づく ($i = \dot{i} t$) と近似する。

式(4.1)の Cassie 動特性式、(4.2)の Mayr 動特性式は無次元化をほどこすと次式になる。

$$\frac{dR_s}{dT_s} = R_s(1 - E_s^2) \dots\dots\dots \text{Cassie} \quad (4.7)$$

$$\frac{dR_s}{dT_s} = R_s \left(1 - \frac{E_s \cdot I_s}{N_s}\right) \dots\dots\dots \text{Mayr} \quad (4.8)$$

$E_s = R_s I_s$ 、 $I_s = T_s$ を代入して解くと、

Cassie 動特性式(4.7)より、

$$R_s(T_s) = \frac{1}{\sqrt{T_s^2 - T_s + \frac{1}{2}}} \quad R_s(0) = \frac{R}{E_0 / (\dot{i} \theta)} = \sqrt{2}$$

$$\begin{aligned}
 N_s(T_s) &= \sqrt{T_s^2 - T_s + \frac{1}{2}} & N_s(0) &= \frac{N(0)}{E_0 \dot{i}\theta} = \frac{1}{\sqrt{2}} \\
 E_s(T_s) &= \frac{T_s}{\sqrt{T_s^2 - T_s + \frac{1}{2}}} \\
 \sqrt{R_s(0) \cdot N_s(0)} &= \sqrt{R_0 \cdot N_0 / E_0} = 1.0
 \end{aligned}
 \tag{4.9-a}$$

一方 Mayr 動特性式 (4.8) より、

$$\begin{aligned}
 R_s(T_s) &= N_s \cdot \frac{1}{(T_s^2 - 2T_s + 2)}, & R_s(0) &= \frac{1}{2} N_s \\
 N_s(T_s) &= \text{const.} \\
 E_s(T_s) &= N_s \cdot \frac{T_s}{T_s^2 - 2T_s + 2} \\
 \sqrt{R_s(0) \cdot N_s(0)} &= N_s \cdot \frac{1}{\sqrt{2}}
 \end{aligned}
 \tag{4.9-b}$$

しかるに定義により、 E_s は消弧ピークの時 -1 である。

アーク電圧が消弧ピークをとる時間 T_s は、

$$\frac{dE_s}{dT_s} = N_s \cdot \frac{2 - T_s^2}{(T_s^2 - 2T_s + 2)^2} = 0$$

より、 $T_s = \sqrt{2}$ である。式 (4.9-b) に $T_s = \sqrt{2}$ 、 $E_s(\sqrt{2}) = -1.0$ を代入すると、 N_s が次のように得られる。

$$\begin{aligned}
 N_s &= \frac{N}{E_0 \cdot \dot{i}\theta} = 2(\sqrt{2} + 1) \div 4.83 \\
 \text{よって、} R_s(0) &= \frac{R(0)}{E_0 / (\dot{i}\theta)} = (\sqrt{2} + 1) \div 2.41 \\
 \sqrt{N_s(0) R_s(0)} &= \sqrt{N(0) R(0)} / E_0 \\
 &= \sqrt{2}(\sqrt{2} + 1) \div 3.41
 \end{aligned}
 \tag{4.10}$$

以上のように直線的に零に近づくしゃ断電流を仮定すると、無次元化された損失 N_s 、抵抗 $R_s(0)$ は理論的に一定値として求められる。実際の電流しゃ断の場合、浮遊容量の影響もあり、電流はかならずしも直線的に変化しないが、これについては次章にて検討する。

以下、できるだけ直線電流を得る回路条件で、パッファ-形モデルしゃ断器によるしゃ断実験を実施し、 N_s 、 $R_s(0)$ の算出、電流しゃ断時の現象を近似できる動特性式について考察する。

4.3 パuffer形ガスしゃ断器アーク現象の特徴

ガスしゃ断器の電流しゃ断時の電圧電流波形の様相を図4.1に示す。図4.1(a)は遅い掃引速度の例、図4.1(b)は速い掃引速度の例である。図4.1(a)にみられるように、アーク電圧は大電流期間においては、ほぼ一定の低い電圧値を示すが、電流零点に近づくと急激に上昇する。又、電流零点直後の領域もアーク電圧は高く、電流の増加にともなって低下し、大電流期間ではほぼ一定となる。このようにガスしゃ断器のアークは負特性（電流増→電圧減）を示し、真空アークとは異っている。負特性をもつ点では、空気吹き付け式しゃ断器と同様である。空気吹き付けしゃ断器では消弧ピーク値が10 kVを越えるものもあるが、⁽⁴⁾ ガスしゃ断器、特にパuffer形ガスしゃ断器での消弧ピーク値は数kV以下と小さい。

電流零点直前の現象を図4.1(b)からみると、電圧は零点前、数 μs の範囲でも電流の減少に対して増加し、零点前2~3 μs で消弧ピークに達し、その後零点に向って急激に減少する。

この変化から、ガスしゃ断器のアーク時定数が零点前、数 μs の期間で、 μs のオーダー以下であることが推定される。零点前の電圧、電流変化は、電源電圧とアーク電圧の比、或いはしゃ断器に並列に挿入されている静電容量の影響を受け、アーク特性だけでは定まらない。

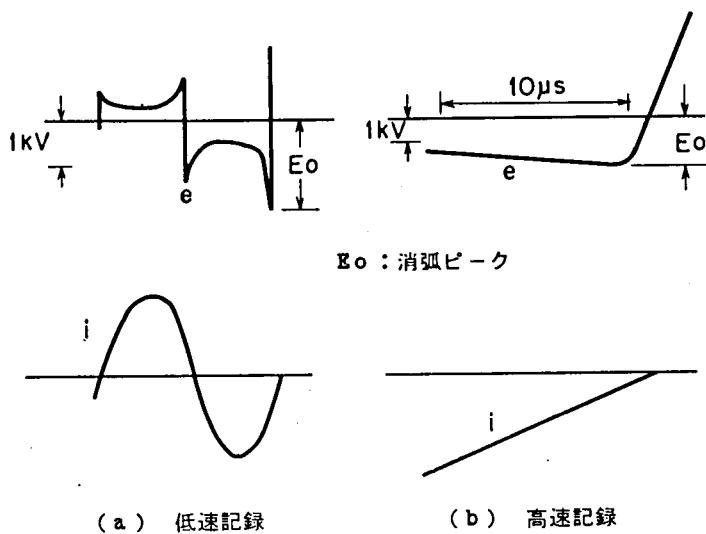


図4.1 電圧、電流波形

4.4 動的アークモデルと電圧、電流測定による解析法について

しゃ断試験時に測定される電圧、電流のデータから、しゃ断アーク特性を評価することを検討する。

ここで原因、および時間的変化に関係なく、総括的なアークの損失を Wt とすると、アークのエネルギー方程式は次式で表わされる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho H dV = \int_V \sigma E^2 dV - Wt \quad (4.11)$$

ここでは V はアーク空間、 ρ 、 H 、 σ はアークの質量密度、エンタルピーおよび導電率であり、 E は電界強度である。

式(4.11)において、温度の一樣な軸対称のアークを仮定し、その半径を r_a で表わすと(4.11)は、

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_x \pi r_a^2 \rho \cdot H \cdot dx = \int_x \pi r_a^2 \sigma E^2 dx - Wt \quad (4.12)$$

従って、アーク長 l_a とし、(4.12)式を積分すると、

$$\frac{\partial}{\partial t} (\pi r_a^2 \rho H l_a) = \pi r_a^2 \sigma E^2 \cdot l_a - Wt \quad (4.13)$$

しゃ断アークを式(4.13)のように表現した時、アーク柱の有するエネルギーの変化(4.13式左辺)はアークの半径 r_a およびエンタルピー H の変化によるものと仮定できる。そして、エンタルピー H は温度の関数であり、導電率 σ の関数とみなされるので、 H に関して次のように表わすことができる。

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{\partial H}{\partial \sigma} \cdot \frac{\partial \sigma}{\partial t} \quad (4.14)$$

(4.14)式を(4.13)式に代入すると、

$$\pi \rho l_a \left(r_a^2 \frac{\partial H}{\partial \sigma} \cdot \frac{\partial \sigma}{\partial t} + H \frac{\partial r_a^2}{\partial t} \right) = e \cdot i - Wt \quad (4.15)$$

(4.15)において、温度一定の場合には σ は一定であり、かつアーク抵抗 $R = \frac{l_a}{\pi r_a^2 \sigma}$ (l_a : アーク長) であるから、式(4.15)は次のように変形できる。

$$\frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial t} = \frac{Wt}{\pi r_a^2 \cdot l_a \cdot \rho \cdot H} \left(1 - \frac{e \cdot i}{Wt} \right) \quad (4.16)$$

一方アーク半径が変化しない場合は、(4.15)式は次のように変形できる。

$$\frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial t} = \frac{Wt/R}{\pi r_a^2 \rho l_a \left(-\frac{\partial H}{\partial R} \right)} \left(1 - \frac{e \cdot i}{Wt} \right) \quad (4.17)$$

(4.16)、(4.17)式はMayrの動特性式と同形であるから、アーク損失 N 、アーク時定数 θ がこれらの式を使って表現できる。即ち、

(i) 温度一定のとき(4.2)、(4.16)式より、

$$\left. \begin{aligned} N &= Wt \\ \theta &= \frac{\pi r_a^2 \rho \ell_a H}{Wt} \\ \frac{N\theta}{R} &= \pi r_a^2 \cdot \rho \cdot \ell_a H \cdot \frac{\pi r_a^2 \sigma}{\ell_a} = (\pi r_a^2)^2 \rho (H\sigma) \end{aligned} \right\} \quad (4.18)$$

(ii) 半径一定のとき

$$\left. \begin{aligned} N &= Wt \\ \theta &= \frac{\pi r_a^2 \ell_a \rho \left(-\frac{\partial H}{\partial R}\right) R}{Wt} \\ \frac{N\theta}{R} &= \pi r_a^2 \ell_a \rho \left(-\frac{\partial H}{\partial R}\right) \end{aligned} \right\} \quad (4.19)$$

Wt は任意のエネルギー損失であるが、それが熱伝導である場合には

$$Wt = 2\pi r_a \ell_a \frac{\kappa}{c_p} \left(-\frac{\partial H}{\partial r}\right)_{r=r_a} \quad (4.20)$$

と表現できる。ここで κ および c_p はアーク境界温度における熱伝導率と定圧比熱であるが、零点近傍のシャ断アークが極めて細いことや、それが殆んど音速のガス流中に存在しているのでアーク損失は式(4.20)のように単純に表現できないと考えられている。ただ、注目すべきことは、アークの損失形態に無関係に $N\theta$ 積又は $N\theta/R$ が定まり、しかも $N\theta/R$ は電流零点近傍の電圧、電流測定から求められるものであって、この値がアークの平均温度とアークの半径および圧力で決まることである。

このことは零点近傍の電圧、電流測定から得られる $N\theta$ および R を用いてアーク温度とアーク直径を推定できることを示している。

4.5 零点近傍の電圧、電流測定

4.5.1 試験回路と測定法概要

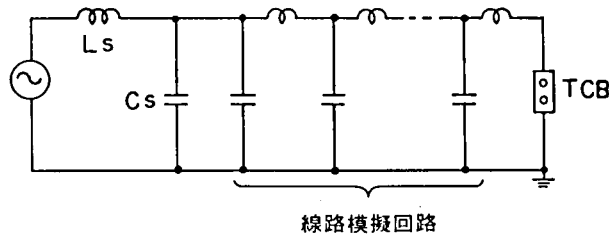
試験回路図を図4.2(a)に示す。回路は短絡回路に分布定数模擬回路を付加し、シャ断直後に極めて高い高周波再起電圧を発生させ、零点直後の過度現象をより明確に把握できるようにした。

図4.1(b)の例で示したように、ガスシャ断器アークの零点近傍の変化は極めて速いので、電圧、電流測定に用いる分圧器、分流器は、数MHzの応答速度をもつものでなければならない。

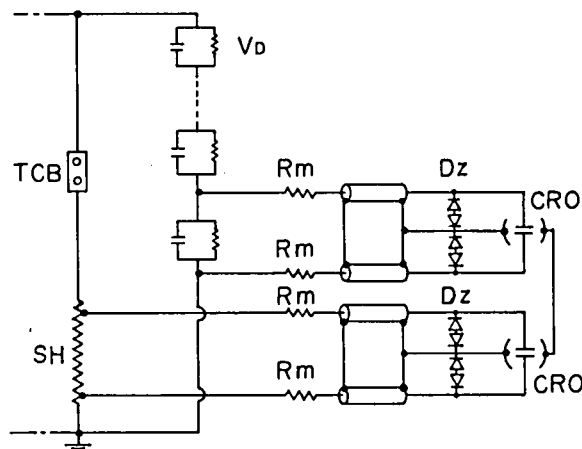
図4.2(b)は測定系の回路を示したものである。図中 V_D は抵抗、容量並列回路2段

積み上げた抵抗容量分圧器で、全体の容量100 pF、並列抵抗440 MΩである。高周波再起電圧測定においては、分圧器の容量によって、固有振動に変化がないよう、小さな容量のものを選定している。

分圧器の周波数応答は2 MHz以上、分流器の周波数応答は2 MHzである。Dzはツェナーダイオードで、大電流期間の電流出力をカットするスライサーである。スライサーを含め、測定ケーブル等の測定系の周波数応答は、矩形波応答を調べ1 MHz以上であることを確認した。



(a) 試験回路



(b) 測定回路

- | | |
|--------------|----------------|
| TCB : 供試しゃ断器 | Rm : 整合用抵抗 |
| SH : 同軸シャント | Dz : ツェナーダイオード |
| Vd : 分圧器 | CRO : シンクロスコープ |

図 4.2 試験回路および電圧、電流測定回路

4.5.2 測定結果

<電流、電圧の時間的变化>

図 4.3 , 4.4 に零点近傍の電圧、電流の実測オシロ例を示す。図 4.3 , 4.4 のデータは、それぞれスケールの異なったモデルパuffer形しゃ断器により、得られたものである。

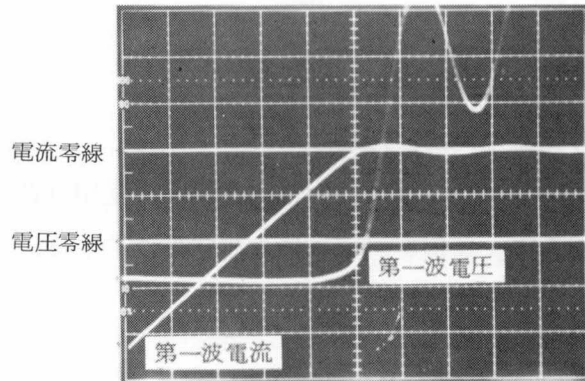
図 4.3 は 26 kV、28 kA のしゃ断試験によって得られたものであり、しゃ断成功、

(a) シャ断成功

感度

電圧：2.75 kV/D

電流：90.3 A/D



(b) シャ断失敗

感度

電圧：2.75 kV/D

電流：90.3 A/D

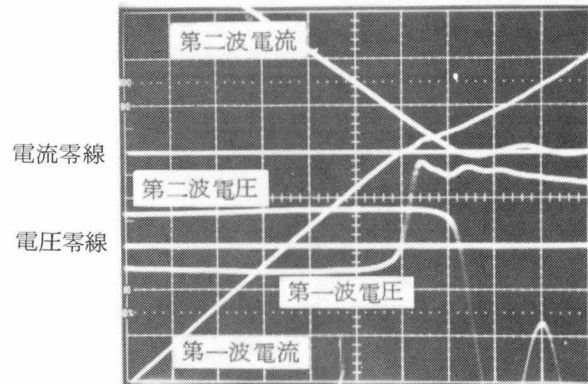


図 4.3 電流零点近傍の電圧、電流測定例

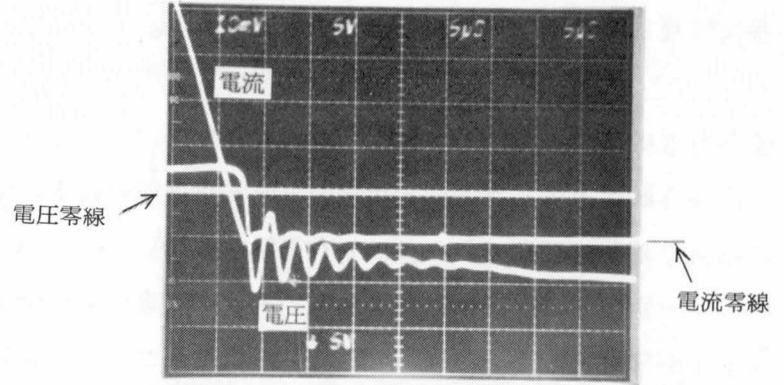
シャ断失敗の2つの波形例である。シャ断成功の同図(a)では、電流シャ断後、高周波再起電圧の振動がみられるが、シャ断失敗の同図(b)では、零点後再点弧して、再起電圧振動がみられない。零点から再点弧ピークまでの時間は、約 $2\mu\text{s}$ と短く、零点近傍のきわめて短い期間(数 μs)で、シャ断の成否が決まることがわかる。

図 4.4 は、6 kV、9 kA \sim 10.2 kV、16 kAの条件による近距離線路故障シャ断の例である。(a)は零点で瞬時に電流をシャ断しているのので、再起電圧振動がただちに開始されているが、(b)では零点後、約 $7\mu\text{s}$ の間、変歪した残留電流が流れ、このために、この期間再起電圧も変歪しており、残留電流シャ断後に再起電圧の固有振動が始まっている。(c)はシャ断失敗の例であり、回路電圧が低いためにアーク電圧の影響を受けて、零点前と後では電流勾配が著しく異なっている。

図 4.3 に例示した26 kV、28 kAの試験では4.4図(b)のような残留電流シャ断は一度も発生しなかった。

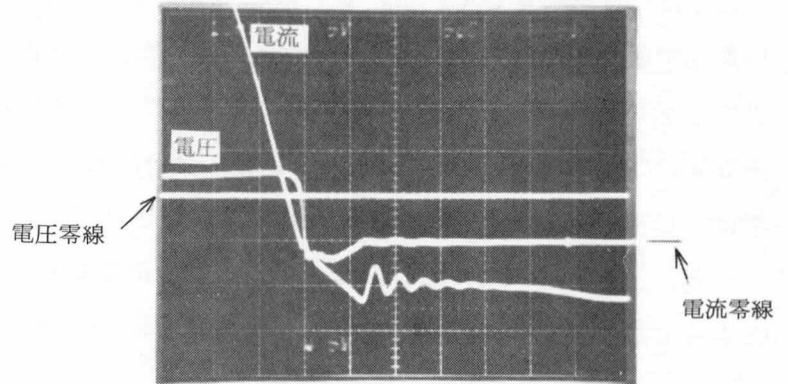
図 4.4 の場合は再起電圧周波数が高いが波高値が低く、従ってシャ断直前に線路に蓄えられたエネルギーは小さい。又試験電圧が低くアーク電圧によって電流の絞り込みを

- (a) シャ断成功
 (残留電流なし)
 試験電圧 6.2 kV
 試験電流 9.6 kA



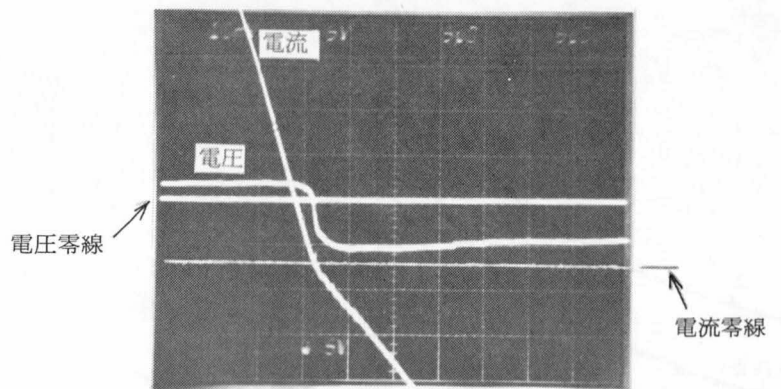
感度 電流 8.8 A/D, 電圧 2.75 kV/D

- (b) シャ断成功
 (残留電流あり)
 試験電圧 7.2 kV
 試験電流 11.2 kA



感度 電流 8.8 A/D, 電圧 2.75 kV/D

- (c) シャ断失敗
 試験電圧 10.2 kV
 試験電流 16 kA



感度 電流 8.8 A/D, 電圧 2.75 kV/D

図 4.4 電流零点近傍の電圧、電流測定例

起こし、残留電流が発生後しゃ断している。それに対し図 4.3 の場合は、しゃ断直前の線路に蓄えられたエネルギーも大きく、試験電圧も高いため、電流の絞り込みも少なく、残留電流しゃ断は生じなかったものと思われる。

〈零点近傍におけるアーク抵抗の時間的变化〉

図 4.5 (a) はモデルガスしゃ断器の電流零点近傍の電圧、電流測定から得られた、アーク抵抗の時間的变化である。しゃ断電流は 9 kA, 17 kA, 28 kA であるが、アーク時間は一定である。横軸(時間軸)の $t = 0$ は電流零点を示している。電流零点に近づく(t が零に近づく)につれて、アーク抵抗及びその増加率も増加している。9 kA のカーブを例にとると、 $-10 \mu s \sim -5 \mu s$ の期間に抵抗は 65Ω から 140Ω へおよそ 2 倍に増加する。一方、 $-5 \mu s \sim 0 \mu s$ では、 140Ω から 2000Ω まで増加し、その比率は 14 倍に達している。17 kA、28 kA の例でも同様に抵抗は $-5 \mu s \sim 0 \mu s$ の期間で著しく増加する。図 4.5 (b) は(a) に示した抵抗変化の様子を、 $t = -10 \mu s$ の抵抗を基準にして表示したカーブである。このカーブより、抵抗変化率は $-10 \mu s \sim -5 \mu s$ では、しゃ断電流にほとんど依存しない傾向があるが、 $-5 \mu s \sim 0 \mu s$ の期間では、しゃ断電流が小さい程、抵抗変化率は大きい。

一方、 $-5 \mu s \sim 0 \mu s$ の期間は、アーク電圧消弧ピークが現われる期間でもある。したがってこの期間の抵抗変化を消弧ピーク値と零点時のアーク時定数で特性化し、これ

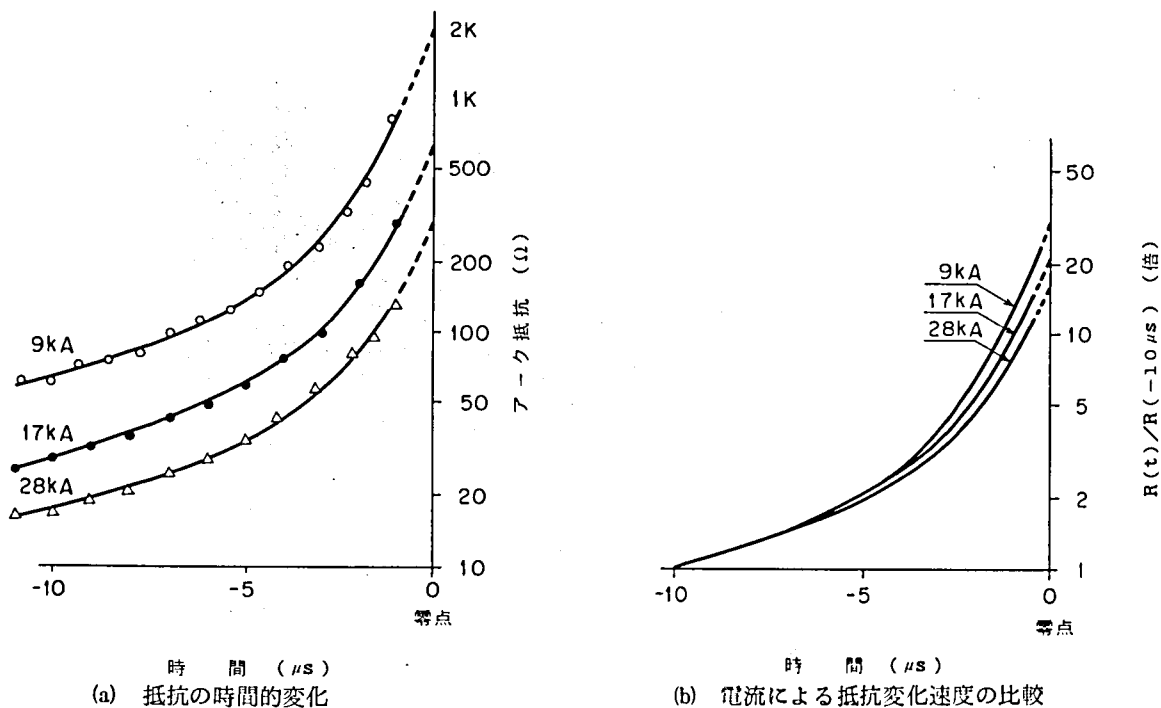


図 4.5 電流しゃ断直前の抵抗変化例

によって零点近傍のアーキ抵抗回復特性を近似することが可能である。

以上の結果から、パuffer形ガスシャ断器のシャ断に関しては、消弧ピークの現われる $-5 \mu s$ から零点後の数 μs の期間の絶縁回復特性が、シャ断を決定する上で重要である。

図 4.6 は図 4.5 を書き換えて各時間をパラメータにしたアーキ抵抗対シャ断電流を示す。この図からアーキ抵抗 R とシャ断電流 I は、

$$R \propto I^\lambda \quad \lambda = -1.2 \sim -1.7$$

の関係が成立しており、 λ は負で時間 t が零点に近づく程絶対値が大きくなっている。絶縁回復特性がほとんど同一である期間 ($-10 \mu s \sim -5 \mu s$) で $\lambda \approx -1.2$ であり、このことからアーキ入力と電流の関係も推定される。

<アーキ損失、アーキ時定数>

図 4.7 に電流零点近傍のアーキ損失 (N) 、アーキ時定数 (θ) の時間的变化の例を示す。これらは、同一シャ断器、同一アーキ時間にて得られたもので、シャ断電流はそれぞれ 9 kA 、 17 kA 、 28 kA である。

図 4.7 にみられるように、アーキ損失、アーキ時定数共、電流が零に向かって減少するのに従って減少しており、一定ではない。また、電流零点におけるアーキ損失およびアーキ時定数の外挿値は、 9 kA では、 45 kW 、 $0.7 \mu s$ 、 17 kA で 70 kW 、 $0.9 \mu s$ 、 28 kA で 95 kW 、 $1.1 \mu s$ である。このように零点時のアーキ損失、アーキ時定数ともし断電流が増加すると、増加する傾向にある。

図 4.7 の結果を書き換えて、アーキ損失対アーキ抵抗を図 4.8 に、アーキ時定数対アーキ抵抗を図 4.9 に示す。図 4.8 において、横軸はアーキ抵抗であり、図中のカーブはアーキ抵抗増加の方向が、電流が零に近づくことに対応している。さて、図に見られるように、アーキ抵抗が増加する（零点に近づく）に従って、アーキ損失が減少するのは前に述べたとおりであるが、シャ断電流によらず、 9 kA 、 17 kA 、 28 kA に対するそれぞれのカーブは、アーキ抵抗の大きい領域ではほとんど一致している。一致した期間におけるカーブの傾きから N が R のおよそ 0.5 乗に逆比例していることがわかる。同図

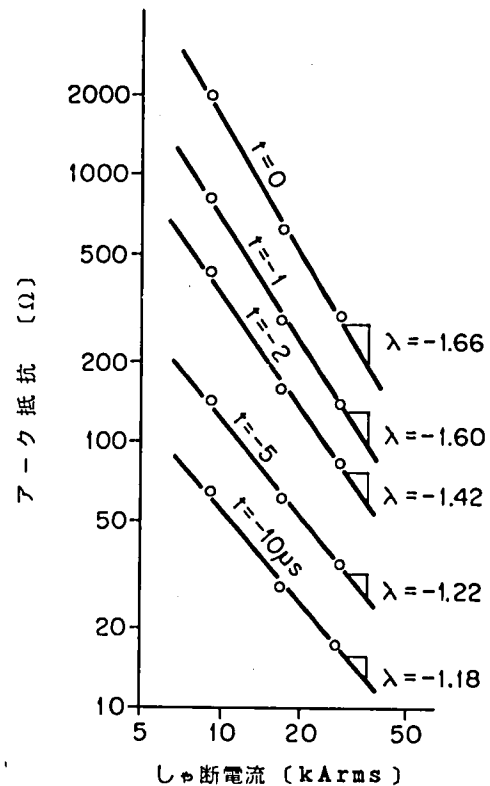
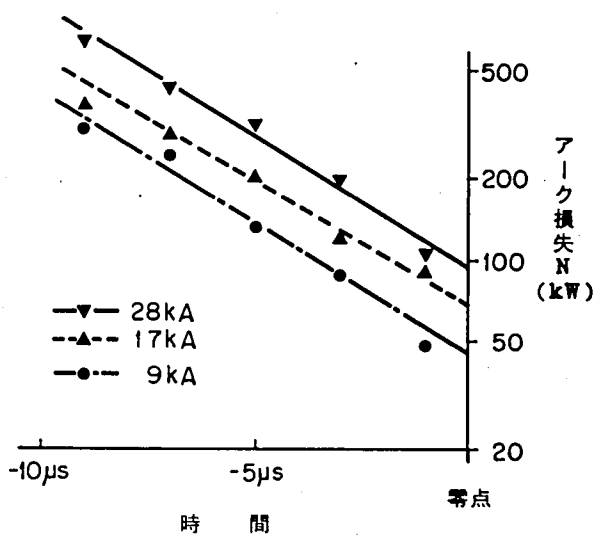
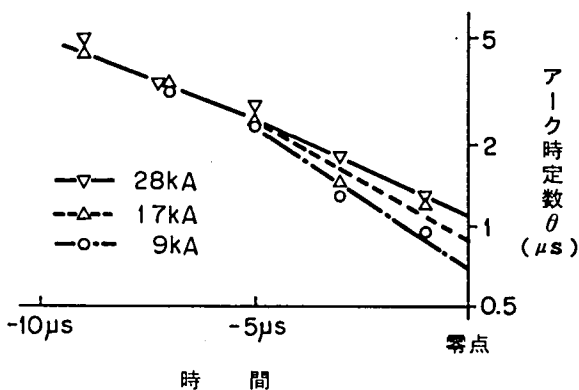


図 4.6 電流零点前のアーキ抵抗と電流

に示した破線は、Cassieの動特性式から得られる $N \propto R^{-1}$ のカーブである。Mayrの動特性式では、式(4.2)に示したように $N = \text{一定}$ であるから、実験結果はいずれの動特性とも一致せず、零点直前ではこれらの動特性式の中間の傾向を示している。図4.9のアーク時定数対アーク抵抗のカーブにおいても同様な一致がみられる。これらのことから、電流零点近傍においては、シャ断電流に依らず、アーク損失およびアーク時定数はアーク抵抗の関数とみなすことができる。ただし、シャ断器やアーク時間が異なれば、 $N-R$ または $\theta-R$ 平面上のカーブの位置が異なるのは当然であり、したがって、これらの関数を現時点で一般化することはできない。



(a) アーク損失Nの変化



(b) アーク時定数 θ の変化

図 4.7 電流シャ断直前の N , θ の時間的変化例

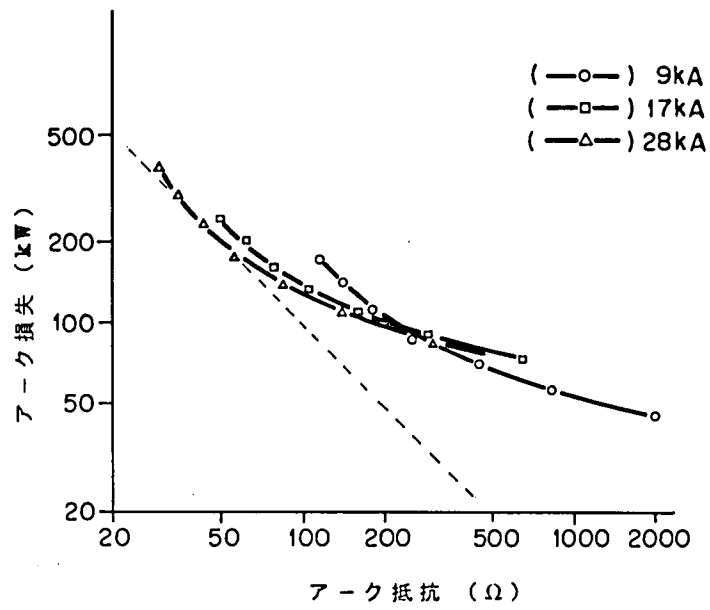


図 4.8 アーク損失対アーク抵抗

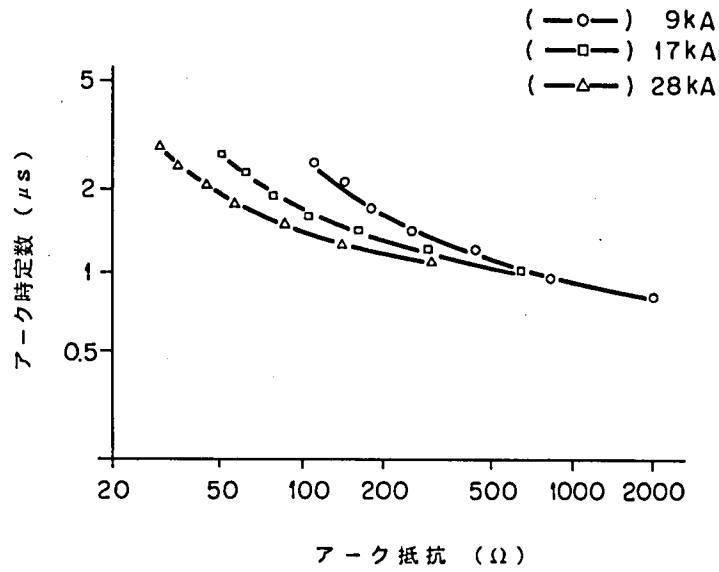


図 4.9 アーク時定数対アーク抵抗

表 4.1 に上記のような $e - i$ 測定から得られた零点近傍の過渡的アーク特性表を示す。この表はアーク時間 $0.7 \sim 1.0$ 、シャ断電流 $9 \text{ kA} \sim 30 \text{ kA}$ の結果を含んでいる。同表中、添字 0 は電流零点時の値であることを意味している。これより、ガスシャ断器の電流零点時の特性をまとめると次のようになる。

- (i) アーク電圧消弧ピークは数 kV のオーダーである。
- (ii) アーク損失は零点で数 $10 \text{ kW} \sim 100$ 数 10 kW である。
- (iii) アーク時定数は $1 \mu\text{s}$ 前後である。
- (iv) $N_0 \cdot \theta_0$ は零点時のアークの熱量と考えられるが、およそ数 $10 \text{ mJoule} \sim 100$ 数 10 mJoule である。
- (v) シャ断の可否は零点近傍数 μs で決まっている。
- (vi) 表 4.1 における $\sqrt{N_0 R_0} / E_0$, $N_0 / (E_0 i \theta)$, $R_0 / \{E_0 / (i \theta)\}$ は 4.2.2 に従って無次元化したパラメータであり、それぞれ耐電圧、損失及び抵抗であり、その平均値を同コラムの下欄に示している。

同時に、Mayr 動特性式と Cassie 動特性式から導出されるこれら無次元量の値 { 式 (4.9), (4.10) による } も示している。これらと、実験から得られたそれぞれの平均値を比較すると、得られた平均値は上記両式から導出される理論値の中間の値をとっているが、Mayr モデルに極めて近い値となっている。

従って、電流零点時の N_0 , R_0 および消弧ピーク E_0 を使えば、零点近傍を Mayr モデルで近似することが可能であると言えよう。

シャ断電流 (kA)	アーク 時間 (μ)	消弧 ピーク (kV)	N_0 (kW)	r_0 (μ s)	θ_0 (Ω)	$N_0\theta_0$ (mJoule)	$\frac{N_0 \cdot \theta_0}{R_0}$ (μ Joule/ Ω)	$\sqrt{N_0 \cdot R_0 / E_0}$	$N_0 / (E_0 \dot{i} \theta)$	$R_0 / (E_0 / (\dot{i} \theta))$	
9.4	0.8	3.3	45	0.7	2000	32	16	2.87	3.89	2.13	
		4.2	36	0.6	3000	22	7.2	2.47	2.85	2.15	
		4.35	44	0.7	3000	31	10	2.64	2.88	2.42	
18	0.7	1.71	52	0.8	460	42	90	2.86	3.87	2.11	
		2.43	75	0.75	580	56	97	2.71	4.19	1.76	
	0.8	2.73	68	0.9	690	61	96	2.42	2.88	2.07	
		2.52	80	0.9	460	72	157	2.41	3.60	1.61	
	0.9	2.70	130	1.2	460	156	339	2.86	4.09	2.01	
		3.02	100	0.75	850	75	88	3.05	4.50	2.07	
28	0.9	3.20	110	1.0	560	110	196	2.45	2.30	2.61	
	0.8	2.3	95	1.1	340	105	307	2.47	2.77	2.21	
	0.7	1.73	75	1.0	210	75	357	2.29	2.90	1.81	
								2.62/0.23	3.39/0.68	2.10/0.26	平均/標準偏差
								3.41/(10)	4.8/(0.71)	2.41/(1.41)	Mayr/(Cassie)

表 4.1 電圧、電流測定から得られた電流零点近傍の特性

又図 4.10 に本章の実験で得られたガスしゃ断器の電流零点時の抵抗、アーク時定数、損失等と、しゃ断電流との関係をモデル化して示した。この図に表わされた値そのものはしゃ断器の寸法、形状で異ってくるが、それぞれの傾きはパuffer-形ガスしゃ断器の特性を表わしていると考えられる。

図に示した $\sqrt{N_0 R_0} / \theta_0$ は第 5 章のしゃ断限界の評価で述べるが、しゃ断器のしゃ断性能を表わす重要なパラメータでありこの図よりパuffer-形ガスしゃ断器では、しゃ断電流の 1 乗に逆比例していることがわかる。

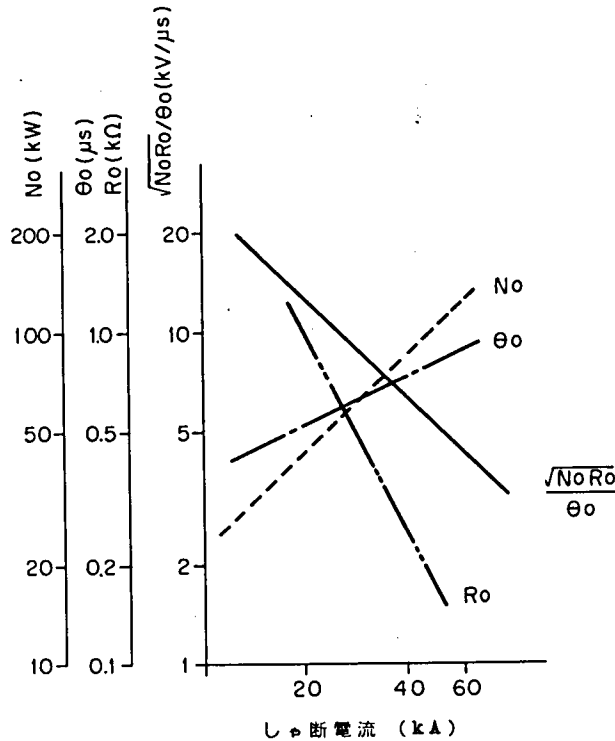


図 4.10 しゃ断電流と N_0 , θ_0 , $\sqrt{N_0 R_0} / \theta_0$ のモデル図

<アーク直径、アーク導電率の推定>

4.4 節で述べたように $N\theta/R$ は、アークの直径とアーク温度（アーク導電率）を示唆するものと考えられる。SF₆ ガスの高温特性の表 3.1 を使って、実測のアーク抵抗、アーク損失×アーク時定数の値をみたとアークの直径と導電率を計算した例を図 4.11 に示す。

アーク直径は、図示のように零点に近づくにつれて減少し、零点でおおよそ 1 mm ~ 2 mm 程度と推定される。直径の変化は零点近傍では少ない。第 3 章のアーク観測で 20 kA しゃ断時、零点前 5 μs でアーク径が 5 mm と推定されたが、この結果とほぼ一致する。

一方、導電率は零点前 3 μs 程度から急に減少し、10 数 μ/cm から零点では数 μ/cm に低下している。3 μs より前の期間では零点に近づくにつれてやや上昇する傾向があるが、(-10 μs ~ -3 μs) では、実質あまり変化しないと考えるべきかも知れない。

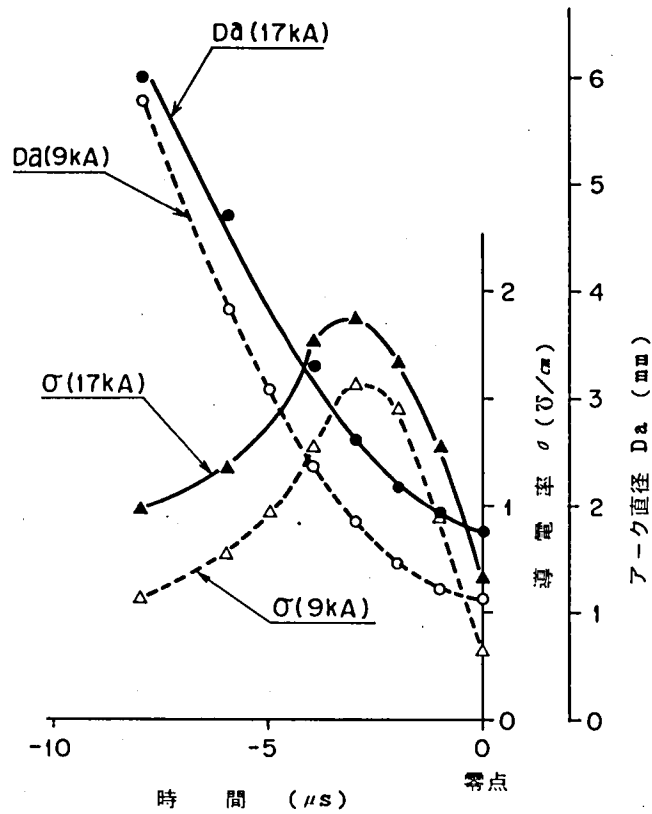


図 4.11 電圧電流測定により算出した導電率とアーク直径

これらの図より、零点前のアーク抵抗の変化が、 $(-10 \mu\text{s} \sim -3 \mu\text{s})$ ではアークの直径の減少によって生じ、 $(-3 \mu\text{s} \sim 0 \mu\text{s})$ では、アーク導電率の減少によるように、 $-3 \mu\text{s}$ 前後を境に損失のメカニズムに変化があることが予想される。 $t = -3 \mu\text{s}$ はアーク電圧消弧ピークに達する直前である。

アーク直径によるアーク抵抗の変化は、いわゆる Cassie の動特性式に相当し、温度変化に起因するアーク抵抗変化は Mayr の動特性式に相当すると言われている。

ここでは、零点近傍の電圧、電流を測定することによりシャ断器の特性値を求め、これらの特性値を用いて、数少ない試験から、種々の条件のシャ断能力を推定評価する手段として、アーク動特性式を考えて、実験を進めてきた。

これに対し、実験から得られた結果からも、又シャ断成否を判定する手段として、Mayr 動特性式が実用的であろうとの結論を得た。

4.6 結 言

バッファ形シャ断器による電流シャ断時の電流零点近傍の測定をベースにして次のような結果が得られた。

- (1) 消弧ピークは零点前、 $2 \sim 3 \mu\text{s}$ に生じ零点近傍の数 μs の現象がシャ断特性をみる上で重要である。

- (2) アーク抵抗はしゃ断電流の1.2～1.7乗に逆比例する。
- (3) アーク抵抗の変化速度 $\frac{1}{R} \frac{dR}{dt}$ は、しゃ断前(-10 μ s ～ -5 μ s)の期間では零点からの時間に依存し、しゃ断電流に対する依存性は少ない。
- (4) しゃ断前(-5 μ s ～ 0 μ s)におけるアーク抵抗変化速度には、しゃ断電流に対する依存性が現われ、しゃ断電流が高い程低くなる。
- (5) (-5 μ s ～ 0 μ s)のアーク損失は、それ以前のアーク入力依存性からアーク抵抗依存性に移行し、アーク抵抗が大きい程小さくなる。
- (6) アーク時定数は(-10 μ s ～ -5 μ s)では零点からの時間に依存し、しゃ断電流依存性は少ない。
- (7) (-5 μ s ～ 0 μ s)のアーク時定数はそれ以前の時間依存性からアーク抵抗依存性に移行し、アーク抵抗が大きい程小さくなる。しかしアーク抵抗が大きくなると変化分は小さくなり一定値になる傾向にある。零点でのアーク時定数は1 μ s 前後である。この点アーク損失の抵抗依存性は相互に関係していると考えられる。
- (8) 零点近傍の測定データから、零点時のアークは1～2 mm程度、アーク導電率は数 v/cm (約5000 °K～6000 °K)と推定され、消弧ピーク電圧以降急激な導電率低下(温度低下)があると推定される。
- (9) アーク動特性の理論解析および測定結果から検討し、アーク動特性式として、Mayrの動特性式が妥当である。

第5章 高周波再起電圧に対するしゃ断能力評価法

5.1 緒言

高電圧電力系統におけるしゃ断器のしゃ断条件は多種多様であり、しゃ断苛酷度を一括して論ずるのはむずかしいが、現在しゃ断規格としてもとり上げられ、十分その評価試験を要求されるものとして

- (1) しゃ断器端子短絡故障しゃ断
- (2) 変圧器端子短絡故障しゃ断
- (3) 近距離線路故障しゃ断
- (4) 無負荷線路しゃ断
- (5) 無負荷変圧器励磁電流しゃ断
- (6) 脱調しゃ断

等がある。

ガスしゃ断器の場合、優れた絶縁特性をもっており、又十分な電界設計を行なうことによって、無負荷線路しゃ断のような小電流しゃ断では無再発弧、無再点弧が一般的となっている。又さい断電流レベルも、他のしゃ断器に比して低く、無負荷変圧器励磁電流、リアクトル負荷電流しゃ断時にあらわれる過電圧も極めて小さい。従って、ガスしゃ断器では、大きい電流の故障しゃ断が問題となる。

前章で述べたように、パuffer形ガスしゃ断器のアーク時定数は、大電流しゃ断においても $1\mu\text{s}$ 前後である。この値は油しゃ断器、空気しゃ断器と比較して非常に小さく、大電流しゃ断直後の絶縁回復力が極めて速いことを示している。

このようなパuffer形ガスしゃ断器にとってきびしいしゃ断条件となるのは、大電流しゃ断直後数 μs から十数 μs の間に、上昇率の高い再起電圧(高周波再起電圧)があらわれる場合である。従って、大電流しゃ断後高周波再起電圧があらわれる条件でのしゃ断能力を評価することが、パuffer形ガスしゃ断器のしゃ断能力を評価することになる。

本章では、前章に述べたパuffer形ガスしゃ断器のアーク動特性と、高周波再起電圧を発生する回路との相互作用を検討し、このような回路におけるしゃ断能力の評価法について考察する。電流しゃ断後の再起電圧は一般にTRV(Transient Recovery Voltage)と称され、再起電圧上昇率は $rrrV$ (rate of rise of recovery Voltage)と称されているので、以下この表現を用いる。

高い $rrrV$ があらわれるしゃ断条件として、

- (1) 近距離線路故障しゃ断(Short Line Faultしゃ断又はSLFしゃ断、以下SLFしゃ断という)
- (2) 変電所構内の母線をはじめ、局所的なリアクタンス、キャパシタンスによる共振電

圧が重畳するTRVのしゃ断(I TRVしゃ断—Initial Transient Recovery Voltage しゃ断—という)

がある。(2)の ITRVしゃ断はこの数年CIGREで系統の実情等が検討され、IECでも規格化される動向にある。ここではIECでの規格化の動向も考慮して、

(1) SLFしゃ断の場合

(2) SLFしゃ断時のTRVにITRVが重畳した場合

について、回路のキャパシタンスの影響を検討し、アーク時定数、アーク損失、消弧ピーク、アーク抵抗といったアークパラメータ(以下単にアークパラメータという)としゃ断限界の関係を導き、しゃ断限界を求める方法を明らかにした。又実スケールのしゃ断試験を行ない、これらの解析結果を実証した。

又至近距離線路故障しゃ断試験ではオランダのKEMAで直接試験を実施し、世界ではじめて大電流域のしかもSLFしゃ断条件で直接試験と合成試験の比較試験を行ない、合成試験の等価性を実証したことについても述べる。

5.2 SLFしゃ断時のTRVとITRVについて

5.2.1 SLFしゃ断時のTRV

大容量送電線に短絡事故が発生した場合、しゃ断器端子から故障点までの距離が数キロメートルから数百メートルという近距離の時は、しゃ断直後しゃ断器の極間に線路の往復反射による高周波再起電圧があらわれる。このような条件でのしゃ断をSLFしゃ断と称し、しゃ断電流も大きく、又再起電圧周波数も高く、しゃ断器にとってきびしいしゃ断責務となっている。特に最近のように短絡容量が増大し、この回路保護を果す高電圧大容量しゃ断器にとって、SLFしゃ断性能は極めて重要である。

SLFしゃ断時の再起電圧波形を、単相回路で定性的に表わしたものを図5.1に示す。図において、線路リアクタンスが L_ℓ となる距離で故障が発生し電流 I が流れた場合、TRVは線路に残留分布する電圧によって、しゃ断器端子(端子電圧 $E_\ell = \sqrt{2} \omega L_\ell I$)から故障点間で往復振動を行ない、 U_ℓ なる三角波を発生する。一方電源側は、 E_ℓ を起点に電源回路定数 L_s, C_s の振動が発生し、 U_s のようになる。従って、しゃ断器極間には $U_s - U_\ell = U_{CB}$ という、電源側TRVに線路側TRVが重畳された波形があらわれる。

通常電源側TRVにくらべて線路側TRVの周波数が高く、TRVの立ち上がりも遅いので、しゃ断直後の初期の問題は線路側TRVを検討すれば十分である。

電流しゃ断では、しゃ断後の再起電圧上昇率 r_{rrV} が問題になる。SLFしゃ断の場合、 r_{rrV} は次に述べるように、しゃ断電流と線路のサージインピーダンスによって決まる。

(1) 単相回路の場合

単位長当りの線路インダクタンスを L_0 、単位長当りの線路キャパシタンスを C_0 、線路長 l 、故障シャ断電流実効値を I とすると、

$$\text{線路サージインピーダンス } Z_l = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} = \sqrt{\frac{lL_0}{lC_0}}$$

又線路インダクタンス

$$L_l = lL_0, \text{ シャ断時の線路側端子電圧 } E_l = \sqrt{2} \omega L_l I$$

であるから、減衰のない場合の線路側 TRV の波高値

E_{lP} は

$$E_{lP} = 2E_l = 2\sqrt{2} \omega L_l I$$

(ω : 商用角周波)

線路側 TRV の周波数 f_l 、

シャ断点から第一波高値までの時間 t_p は

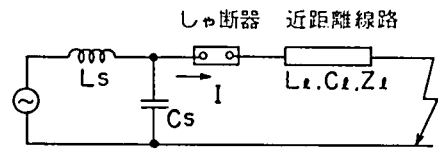
$$\left. \begin{aligned} f_l &= \frac{1}{4\sqrt{(lL_0)(lC_0)}} = \frac{1}{4l\sqrt{L_0 C_0}} \\ t_p &= \frac{1}{2f_l} = 2l\sqrt{L_0 C_0} \end{aligned} \right\} \quad (5.1)$$

従って電圧上昇率 r_{rrV} は

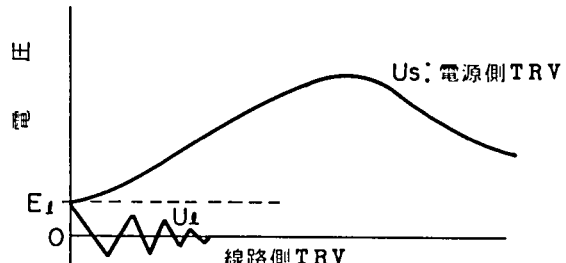
$$r_{rrV} = \frac{E_{lP}}{t_p} = \sqrt{2} \omega Z_l I \quad (5.2)$$

となり、電源周波数、線路のサージインピーダンス、及びシャ断電流に比例する。

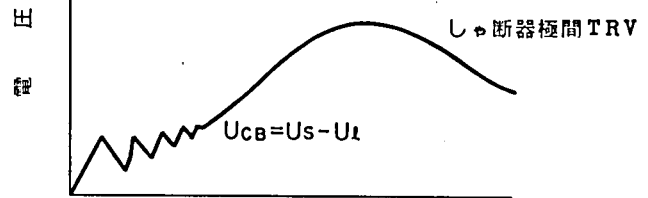
図 5.2 に線路側 TRV の波形を示す。(a)は線路側 TRV の波高値 E_{lP} 、初期波高時間 t_p の定義を示している。(b)は波形実測例を示している。



(a) モデル回路

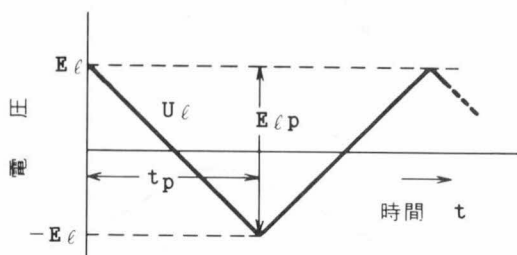


(b) 電源側、線路側 TRV

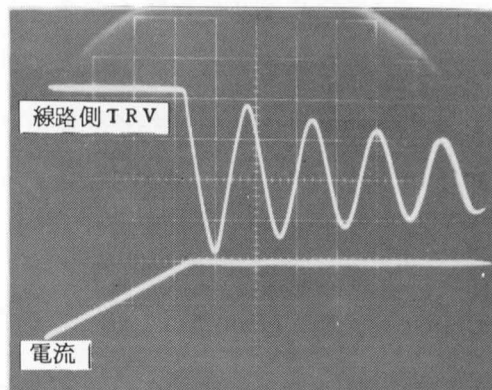


(c) 極間 TRV

図 5.1 SLF シャ断概念図



(a) 線路側 TRV の説明図



(b) 波形実測例

図 5.2 S L F しゃ断時の線路側 TRV

(2) 三相回路の場合

三相回路の場合、故障条件によって電流、TRVとも異なってくるが、三相短絡時における第一相しゃ断が、しゃ断電流も大きく最もきびしいと考えられる。三相短絡第一相しゃ断時において、しゃ断器端子からみた線路のサージインピーダンスは次のように表わされることが知られている。⁽¹⁾

$$Z_l = \frac{3Z_0 Z_1}{Z_1 + 2Z_0}$$

$$Z_0 (\text{零相サージインピーダンス}) = Z_s + 2Z_m$$

$$Z_1 (\text{正相サージインピーダンス}) = Z_s - Z_m$$

ただし、 Z_s : 線路の自己サージインピーダンス

Z_m : 線路の相互サージインピーダンス

表 5.1 に Z_s 、 Z_m 、 Z_0 、 Z_1 の数値例を示す。表 5.1 の最大値を使用した場合の線路サージインピーダンスは、

$$Z_l = \frac{3Z_0 Z_1}{Z_1 + 2Z_0} = 466 \Omega$$

となり正相インピーダンスより大きい値となる。

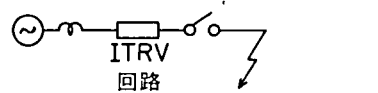
	$Z_s(\Omega)$	$Z_m(\Omega)$	$Z_0(\Omega)$	$Z_1(\Omega)$
単導体標準値	500	100	700	400
複導体標準値	400	60~70	520~540	340~320

表 5.1 各種サージインピーダンス数値例

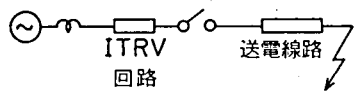
5.2.2 ITRVを含む回路の電圧

発電所内において、電源からしゃ断器端子或いはしゃ断器から送電線までの間には、各種母線、断路器、PT, CT, ライントラップ等が配置されている。短絡容量が増大して故障電流が大きくなってくると、故障時これらの要素のリアクタンスドロップに起因するTRVが無視できなくなってくる⁽¹³⁾ これら母線の長さ等は系統電圧、発電所内の構成、配置によって異なるが、一般的には50m~150m程度、等価サージインピーダンスにして、200Ω~300Ωと考えられる。従って母線の場合、振幅は小さいけれども周波数が極めて高いTRVを発生する要因となる。ライントラップが存在する場合のTRVは周波数、振幅が母線の場合と異なる。現在、このようなTRVをITRVと称している。

図5.3, 5.4に、ITRVを含む回路、ITRVを含む再起電圧を示す。(a)は、しゃ断器の端子短絡故障(Bus Terminal Fault-BTFという)を示す。この場合の再起電圧はSLFしゃ断と同様で、電源側TRVに重畳したITRVの周波数が極めて高いというだけである。(b)は、ITRV回路を含むSLFの場合で、線路側再起電圧に、更にITRVが重畳することになり、理論上、再起電圧の初期の上昇率は極めて高くなり得るが振幅は小さい。

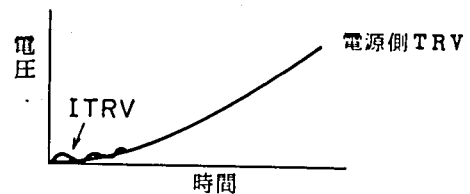


(a) ITRV回路のあるBTF

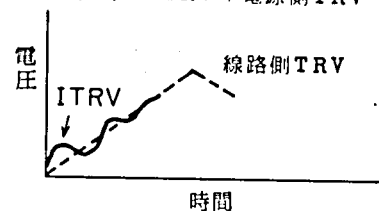


(b) ITRV回路のあるSLF

図5.3 ITRV回路のあるBTF, SLFの基本回路



(a) ITRV + 電源側TRV



(b) ITRV + 線路側TRV

図5.4 ITRV重畳電圧波形

5.2.3 SLFしゃ断、ITRVしゃ断に対する規格⁽²⁾⁽³⁾⁽⁴⁾

(1) SLFしゃ断

現在JEC、IEC共、検証試験は単相で行なうことになっており、試験電圧、しゃ断電流、試験で模擬すべき線路の標準値が決められている。IEC、JEC共

試験電圧： 定格電圧 $\sqrt{3}$

試験電流： 定格しゃ断電流の(60±5)%……………0.6Iという

(75±5)%……………0.75Iという

(90±5)%……………0.9Iという

であり、線路側再起電圧については表5.2に示す通りである。

規格	定格電圧(kV)	導体数	サージインピーダンス(Ω)	振巾率
JEC	72~204	1	450~480	1.7以上
	240~300	2	350~375	1.6以上
	550	4	300~330	1.5以上
IEC	170kV以上	1~4	450	1.6

表5.2 JEC、IECによる線路側再起電圧規格

IECでは現在しゃ断端子部の集中キャパタンスによる再起電圧の初期立ち上がりでの時間遅れについても規格化の検討が進められ、草案が出されている。表5.3は草案による数値を示し、定格電圧245kV以上では0.5 μ sの時間遅れを許容している。規格における各パラメータの定義は図5.5に示す。

定格電圧(kV)	導体数	サージインピーダンス(Ω)	振幅率	rrrV ファクター		遅れ時間 tdL (μ s)
				50Hz	60Hz	
				(kV/ μ s)·kA		
≤ 170	1~4	450	1.6	0.200	0.240	0.2
≥ 245						0.5

rrrV ファクター： $rrrV = \sqrt{2\omega Z_l I}$ で、 $Z_l = 450\Omega$ を入れて算出

tdL : 図5.5による

表5.3 IEC草案によるSLF線路側TRV基準値

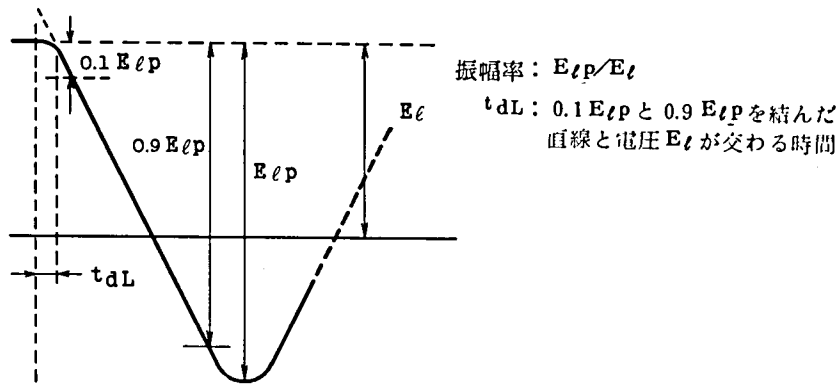


図 5.5 線路側 TRV と振幅率、遅れ時間の定義

(2) ITRV シャ断

ITRV シャ断については現在規格化されていないが、IEC で規格化が検討され、草案が提出されている。

この草案によると、

- a) SLF シャ断の線路固有波形に初期遅れ時間がなければ、ITRV シャ断は不要。
- b) SLF シャ断の線路固有波形に初期遅れ時間がある場合は、表 5.4 に示す ITRV の標準値による波形を重畳して試験を行なう。

ことになっている。

定格電圧 (kV)	u_i を決定する係数 f_i (kV/kA)		t_i (μs)
	50Hz	60Hz	
100			
123	0.046	0.056	0.4
145	0.046	0.056	0.4
170	0.058	0.07	0.5
245	0.069	0.084	0.6
300	0.081	0.098	0.7
362	0.092	0.112	0.8
420	0.092	0.112	0.8
525	0.115	0.14	1.0
765			

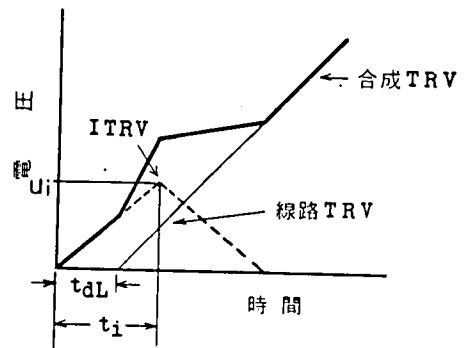


図 5.6 ITRV の t_i , u_i の定義

$Z_i: 260\Omega$, $u_i = t_i \cdot Z_i \cdot \omega \sqrt{2}$, t_i, u_i : 図 5.6 参照

表 5.4 ITRV 標準値 (IEC 草案による)

5.3 線路長と集中キャパシタンスの再起電圧への影響

SLFしゃ断では、しゃ断器から故障点までの距離によって線路側のTRVの様相が変わり、振動周波数、初期波高値が変わると共にしゃ断電流が変わる。又系統におけるしゃ断器端子部には対地集中キャパシタンスが存在する。これらの要素はしゃ断器固有の特性とあいまって、しゃ断の苛酷度に大きな影響を与える。

図5.7(a)に示す回路において電源電圧 V_s 、電源リアクタンス L_s の系統で、しゃ断器の後方線路リアクタンス L_ℓ を通じた点で故障を生じた場合のしゃ断電流 I は、

$$I = V_s / \omega(L_s + L_\ell) = V_s / \omega(L_s + \ell L_0)$$

又、しゃ断器端子故障時の電流 I_0 は

$$I_0 = V_s / \omega L_s$$

であり、

$$I / I_0 = \frac{L_s}{L_s + \ell L_0} \quad (5.3)$$

端子短絡電流 I_0 と、しゃ断電流 I との比 I/I_0 をSLF容量と称し、定格しゃ断電流に対しSLFしゃ断電流90%の場合、SLF容量0.9 I という。以下にもこの表現を用いる。線路のサージインピーダンスを Z_ℓ とすると電流しゃ断後のライン側再起電圧パラメータは、回路減衰がないとして、

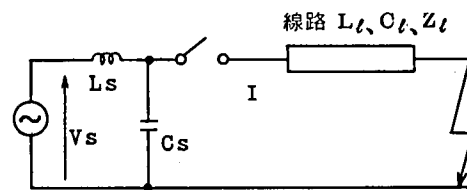
$$\begin{aligned} \text{波高値 } U_{\ell P} &= 2\sqrt{2} \omega L_\ell I \\ &= 2\sqrt{2} \omega \ell L_0 I \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{周波数 } f_\ell &= \frac{Z_\ell}{4 L_\ell} \\ &= \frac{Z_\ell}{4 \ell L_0} \end{aligned}$$

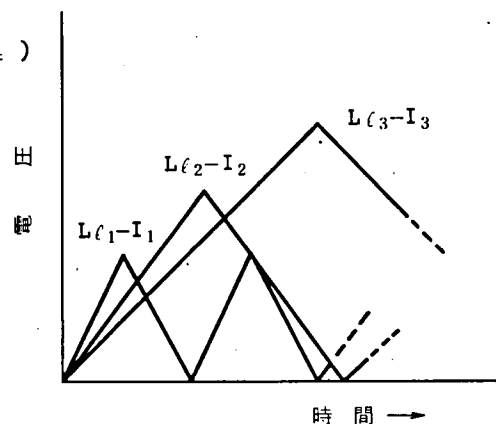
$$\text{上昇率 } r_{rrV} = \sqrt{2} \omega Z_\ell I$$

$$= \sqrt{2} \omega Z_\ell \left(\frac{L_s}{L_s + \ell L_0} \right) I_0$$

L_0, C_0 : 単位長当りのリアクタンス、
キャパシタンス



(a) モデル回路



(b) 線路リアクタンスと線路側TRV

$$L_{\ell 1} < L_{\ell 2} < L_{\ell 3}, I_1 > I_2 > I_3$$

図5.7 線路長と線路側TRV

従って波形は図 5.7(b)にみられるように、線路長が短くなる程波高値は低い、周波数は高く、電流も大きく、上昇率が高い。

実系統にあるしゃ断器端子には、端子自身や変流器等の対地集中キャパシタンスが存在する。線路側 TRVはこの集中キャパシタンスの影響を受け、周波数が低下し、初期の立ち上がりに時間遅れを生じる。

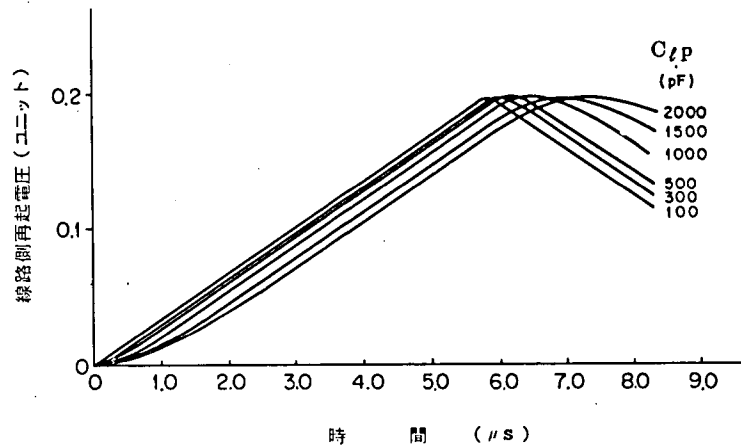
図 5.8 は線路入口の集中キャパシタンス C_{lp} により、線路側 TRV が変歪を受ける例を示す。(a)は波形例、(b)は線路側 TRV の遅れ時間 t_{dL} を示している。

図 5.8(b)にみられるように遅れ時間は、

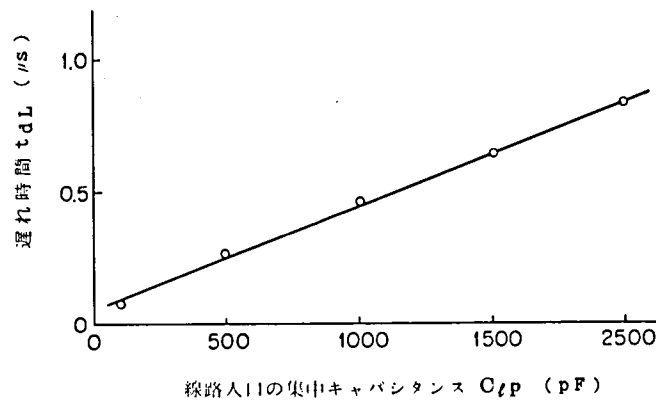
$$t_{dL} \approx Z_l \cdot C_{lp} \quad (5.5)$$

で表わすことができる。

集中キャパシタンスの影響をより一般化するために分布定数回路を集中定数回路におきかえて、 r_{rrV} と線路長および SLF 容量 (I/I_0) の関係を求めると次のようになる。(付録 F 参照)



(a) C_{lp} による波形変化



(b) C_{lp} による遅れ時間変化

図 5.8 線路入口の集中キャパシタンス C_{lp} による線路側 TRV の変化 (300 kV、50 kA、0.9 I の例)

$$rrrV = \frac{\sqrt{2} V_s Z_\ell}{\ell L_o + L_s} \cdot \sqrt{\frac{\ell C_o}{\ell C_o + C_{\ell P} \cdot \left(\frac{\pi}{2}\right)^2}} \quad (5.6)$$

又は、

$$rrrV = \frac{\sqrt{2} V_s Z_\ell}{L_s} \cdot \left(\frac{I}{I_o}\right) \sqrt{\frac{1 - (I/I_o)^2}{1 + \left(\frac{Z_\ell C_{\ell P}}{L_v} \cdot \frac{\pi^2}{4} - 1\right) \left(\frac{I}{I_o}\right)}} \quad (5.7)$$

300 kV, 50 kAの場合の $C_{\ell P}$ の影響を、(5.7)式によって計算した例を図5.9に示す。

図5.9にみられるように、 $C_{\ell P}$ なしの理論上の $rrrV$ に対し、 $C_{\ell P}$ が存在すると $rrrV$ は低下する。低下の度合はSLF容量によって異なるが、 $C_{\ell P}$ が存在することにより、 $rrrV$ が最大となるSLF容量が存在する。

ITRVの場合も振幅率が小さく周波数が高い。IEC草案による標準値(表5.4)で $t_i = 0.7 \mu s$ (定格電圧300 kVの場合)を例にとると、周波数は約360 kHzで、図5.9で $0.98 I \sim 0.99 I$ に相当する。従って、キャパシタンスによる影響は大きい。

このように、SLFシャ断でSLF容量の大きい場合、およびITRVシャ断時の固有波形は、線路入口の集中キャパシタンスの影響を受け変歪する。

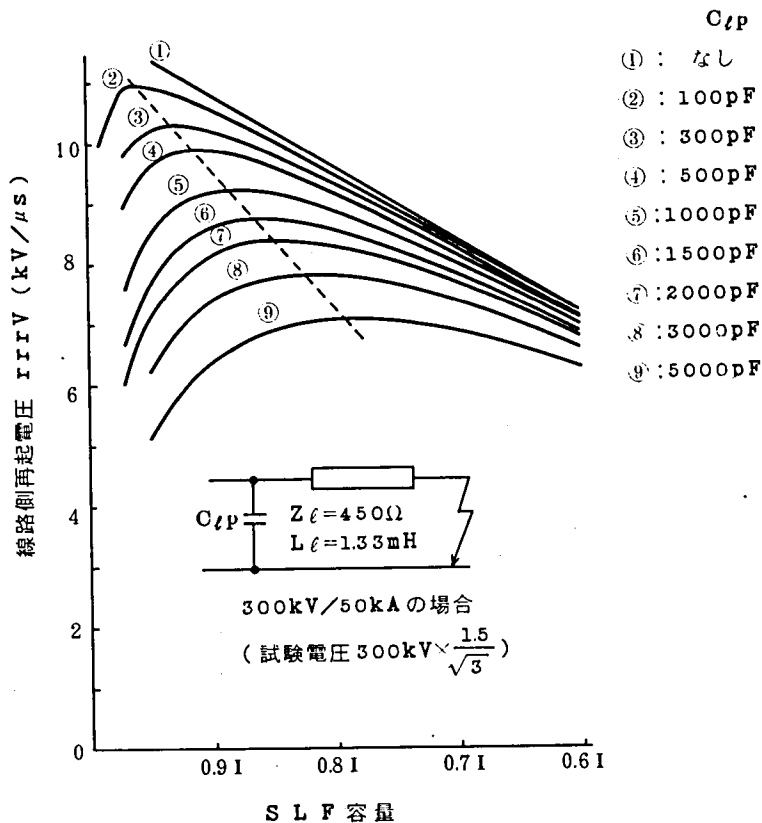


図5.9 $C_{\ell P}$ による再起電圧上昇率の変化

5.4 シャ断限界の解析⁽⁵⁾⁽⁶⁾⁽⁷⁾⁽⁸⁾

第4章において、バッファ-形ガスシャ断器による電流シャ断時の零点近傍現象は、Mayrの動特性式で近似可能であることが実験的に確認された。更に、Mayrの動特性式を無次元化する方法も示された。

ここでは、無次元化されたMayrモデルをベースに、回路方程式とアーク動特性式から回路とアークの相互作用を検討し、SLFシャ断時のシャ断限界式を導出し、アーク時定数、アーク損失、アーク抵抗、消弧ピーク等のアークパラメータとシャ断限界の関係を示す。

5.4.1 SLFシャ断のシャ断限界式導出

並列キャパシタンスが存在する場合、5.2で述べたようにシャ断後の再起電圧は変歪を受ける。又電流零点前においても、並列キャパシタンスに流入する電流の影響により電流変歪が生じ得る。

ここでは、4章で述べた無次元化されたアーク損失 N_s がキャパシタンスによって変化しないとして、SLFシャ断時のシャ断限界式を導出する。

(1) 電流零点後

シャ断後の再起電圧は次式で表わすことができる。(付録G参照)

$$U_{\ell} = \dot{V}t + \dot{V}Z_{\ell}C_{\ell P} [\exp\{-t/(Z_{\ell}C_{\ell P})\} - 1] \quad (5.8)$$
$$0 \leq t \leq t_p$$

ここで Z_{ℓ} は線路サージインピーダンス、 $C_{\ell P}$ は並列キャパシタンスであり、 \dot{V} は線路再起電圧の上昇率で $\dot{V} = \sqrt{2}\omega I Z_{\ell}$ 、又 t_p は電流零点から第一波高値までの時間を示す。

第4章で述べた方法、(4.6)式に従って無次元化すると、

$$E_s = \frac{U_{\ell}}{E_0} = \frac{\dot{V}T_s}{E_0/\theta} + \frac{\dot{V}T_d}{E_0/\theta} \left\{ \exp\left(-\frac{T_s}{T_d}\right) - 1 \right\} \quad (5.9)$$
$$0 \leq T_s \leq T_p$$

ここで $T_d = Z_{\ell}C_{\ell P}/\theta$ 、 $T_p = t_p/\theta$ である。

図5.10は、式(5.9)における $T_d = 0$ と T_d がある時の波形を示している。

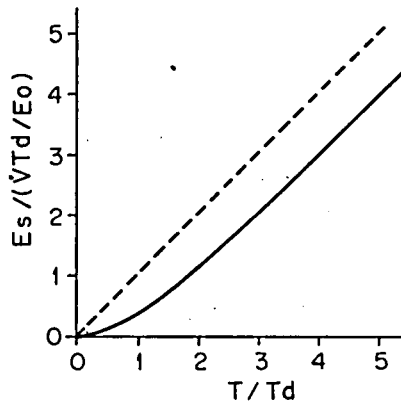


図 5.1 0 $T_d=0$ と T_d ありの立上り波形
(無次元化表示)

(2) 電流零点前

電流零点前の回路は等価的に図 5.1 1 で表わすことができる。従って零点前の回路方程式は、

$$\frac{de}{dt} = \frac{i_0 - i}{C_{\ell P}} \quad (5.1 0)$$

同様に式 (5.1 0) を無次元化すると、

$$\frac{dE_s}{dT_s} = \frac{\sqrt{2} \omega I \theta^2}{C_{\ell P} E_0} (T_s - I_s) \quad (5.1 1)$$

を得る。

今、電流零点での抵抗を R_{s0} , 損失を N_s とすると回路方程式 (5.9) およびアーク動特性式 (4.8) から、しゃ断直後の抵抗 R_s について次の式を導くことができる。

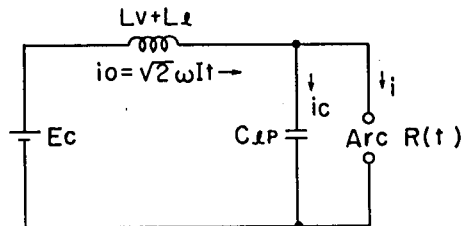


図 5.1 1 電流零点前の等価回路

$$R_s = \left[R_{s0} - a^2 \left\{ \frac{6T_d + 4}{(T_d + 1)^2 (T_d + 2)} \right\} \right] \exp(T_s) + a^2 \{ T_s^2 + 2(1 - T_d)T_s + T_d^2 - 2T_d + 2 + \frac{T_d^3}{T_d + 2} \exp\left(-\frac{2T_s}{T_d}\right) + \frac{2T_d^2}{T_d + 1} T \exp\left(-\frac{T_s}{T_d}\right) - \frac{2T_d^4}{(T_d + 1)^2} \exp\left(\frac{T_s}{T_d}\right) \} \quad (5.1 2)$$

ただし

$$a^2 = \frac{1}{N_s} \cdot \left(\frac{\dot{V}}{E_0 / \theta} \right)^2$$

しゃ断条件として、第一波高時間 $T_s = T_p$ で抵抗変化が負にならなければ、それ以後の電圧は低下すると共に、極間の回復力は増加することを考えると、しゃ断条件は

$$\left(\frac{dR_s}{dT}\right)_{T_s=T_p} \geq 0 \quad (5.13)$$

であると言える。式(5.12)にこの条件を適用すると、

$$\frac{\dot{V}}{E_o/\theta} \leq \sqrt{N_s R_{s0}} \cdot \sqrt{f(T_p, T_d)}$$

但し、

$$f(T_p, T_d) = \exp(T_p)$$

$$\left\{ \frac{6T_d + 4}{(T_d+1)^2(T_d+2)} \exp(T_p) \right. \\ \left. - 2T_p - 2(1-T_p) + \frac{2T_d^2}{T_d+2} \exp\left(\frac{2T_p}{T_d}\right) \right. \\ \left. - \frac{2T_d^2}{T_d+1} \exp\left(\frac{T_p}{T_d}\right) - \frac{2T_d^3}{(T_d+1)^2} \exp\left(\frac{T_p}{T_d}\right) \right. \\ \left. + \frac{2T_d}{T_d+1} T_p \exp\left(\frac{T_p}{T_d}\right) \right\} \quad (5.14)$$

となり、式(5.14)において等号の場合が限界上昇率と考えてよい。従って、限界上昇率 \dot{V}_{\max} は次式で表わされる。

$$\dot{V}_{\max} = \frac{E_o}{\theta} \sqrt{N_s R_{s0}} f(T_p, T_d) \quad (5.15)$$

R_{s0} は並列キャパシタンスによって異なるが、これについては後で述べる。

式(5.15)において T_p, T_d の条件により、次のような近似的に簡略化した限界上昇率を得る。

(i) $T_p \rightarrow \infty$ の場合

$$\lim_{T_p \rightarrow \infty} (\dot{V}_{\max})_{T_p \rightarrow \infty} = \frac{E_o}{\theta} \sqrt{N_s R_{s0}} \sqrt{\frac{(T_d+1)^2 (T_d+2)}{6T_d+4}} \quad (5.16)$$

(ii) $T_d \rightarrow 0$ の場合

$$\lim_{T_d \rightarrow 0} (\dot{V}_{\max})_{T_d \rightarrow 0} = \frac{E_o}{\theta} \sqrt{N_s R_{s0}} \sqrt{\frac{\exp(T_p)}{\exp(T_p) - T_p - 1}} \quad (5.17)$$

(iii) $T_d \rightarrow 0, T_p \rightarrow \infty$ の場合

$$\lim_{\substack{T_d \rightarrow 0 \\ T_p \rightarrow \infty}} (\dot{V}_{\max})_{T_d \rightarrow 0, T_p \rightarrow \infty} = \frac{E_o}{\theta} \sqrt{\frac{1}{2} N_s R_{s0}} \quad (5.18)$$

となり、回路条件によっては、それぞれの近似式を使うことが可能である。

$\dot{V}_{\max}/(E_o/\theta)$ の T_p に対する依存性を図5.12に示す。図にみられるように $\dot{V}_{\max}/(E_o/\theta)$ は $T_p \geq 5$ ではほとんど一定となり、従って(5.16)式に漸近して行くことが

わかる。 $T_p \geq 5$ は $t_p \geq 5\theta$ に相当する。
 又 $T_p < 5$ では限界上昇率が波高時間、
 従って波高値の影響を受けることを示
 している。従って T_p が 5 以上なら、
 (5.16) 式が適用できることがわか
 る。線路長の短い、いわゆる至近距離
 線路故障しゃ断では、(5.15) 式を
 適用する必要がある。

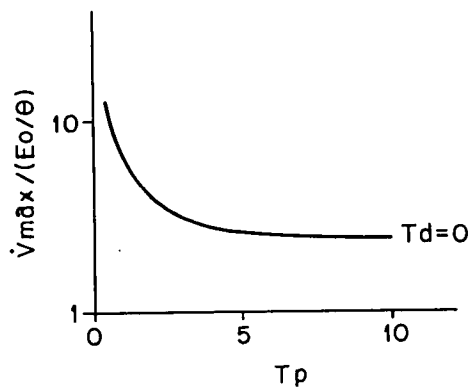


図 5.1 2 T_p と限界上昇率の関係

5.4.2 ITRV 重畳の場合のしゃ断 限界

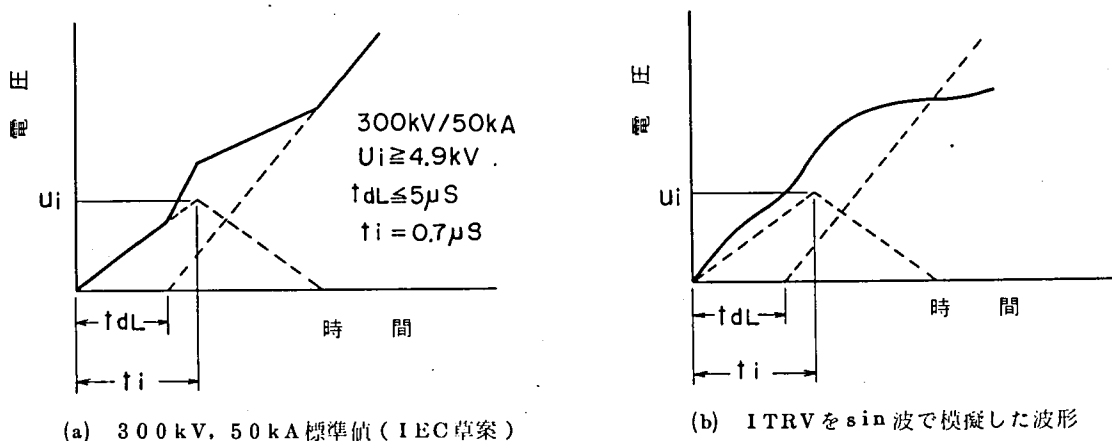
ITRV が重畳する場合の中、しゃ断器端子故障しゃ断では図 5.4 (a) のように、電源側 TRV に ITRV が重畳するだけであるから、至近距離の SLF しゃ断と同様に扱える。ここでは図 5.4 (b) のように、SLF しゃ断時に ITRV が重畳する最もきびしい条件を扱う。

図 5.1 3 に電圧波形を例示する。(a) は 300 kV, 50 kA の IEC 草案の ITRV 波形が、0.9 I の SLF しゃ断 TRV に重畳したと想定した例であり、 (t_i, u_i) をカバーする固有波形が問題となる。(b) は (t_i, u_i) をカバーする波形として、sin 波を重畳した波形である。sin 波の重畳は草案に比しきびしい条件となるが、ここではしゃ断限界を算出するために、ITRV を u_i の振幅をもつ sin 波で模擬する。

しゃ断後の無次元化された電圧波は次式で表わされる。

$$E_s = \dot{V}T + \dot{V}T_d \{ \exp(-T/T_d) - 1 \} + E_{s1} \sin \omega_i T \quad (5.20)$$

ただし、 $E_{s1} = u_i / E_0$ $\omega_i = \theta / 4 t_i$ とする。



(a) 300 kV, 50 kA 標準値 (IEC 草案)

(b) ITRV を sin 波で模擬した波形

図 5.1 3 ITRV 重畳波

5.4.1と同様に、無次元化されたアーク動特性式と連立してRsを求め、Rsのexponentialの係数が正であることをしゃ断条件とすれば、次式が得られる。

$$\frac{6Td+4}{(Td+1)^2(Td+2)} X^2 + \left\{ \frac{\omega_i Td^3}{(1+Td)^2 + \omega_i^2 Td} + \frac{2\omega_i}{(1+\omega_i^2)^2} - \frac{\omega_i Td}{1+\omega_i^2} \right\} 2Es1X + \frac{4\omega_i^2}{1+4\omega_i^2} \cdot \frac{Es1^2}{2} - Ns Rs0 \leq 0 \quad (5.21)$$

ここで $X = \frac{\dot{V}}{E_0/\theta}$ 、 $Es1 = \frac{u_i}{E_0}$

(5.21)式左辺は $X = \dot{V}/(E_0/\theta)$ の2次方程式であり、等号の場合、正と負の根をもつ。正の根をXpとすると、

$$\frac{\dot{V}}{E_0/\theta} \leq Xp \quad (5.22)$$

がしゃ断限界条件となり、しゃ断限界上昇率は、

$$\dot{V}_{max} = \frac{E_0}{\theta} \cdot Xp \quad (5.23)$$

で表わされる。

(5.23)式のXpはTd、 ω_i 、Es1、Ns、Rs0の関数で、一般化するのは困難であるが、IEC草案にもとづく300kV/50kA、0.9Iの条件を考慮し、 $t_i = 0.7\mu s$ 、 $u_i = 4.4kV$ 、 $\theta = 0.7\mu s$ の場合、各Tdに対する限界上昇率の計算例を図5.14に示す。

SLFにITRVが重畳した場合の限界上昇率低下は約5%程度であり、SLFしゃ断時と比較しほとんど変化しない。IEC草案の t_i の範囲、 $0.5\mu s \sim 1\mu s$ では同様であることが確認される。

従って、しゃ断限界式を用いる場合、(5.15)に導出したSLFしゃ断で代表させ、ITRV重畳の場合は5%程度余裕をみればよいと言える。

(5.23)式による限界上昇率は、ITRVに対するしゃ断器端子の集中キャパシタンス、および電流零点

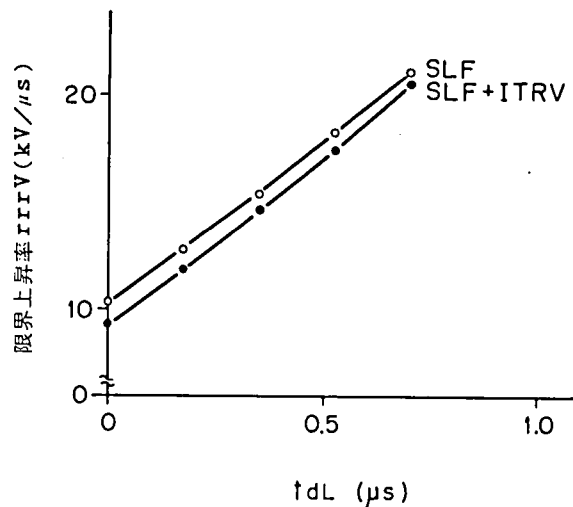


図 5.14 SLFしゃ断とITRV+SLFしゃ断のしゃ断限界の比較例 ($\theta = 0.7\mu s$ $t_i = 0.7\mu s$ の場合)

後のアークコンダクタンスは無視しており、理論上のきびしい条件となっている。実系統においては、この両者による波形変歪があり、SLFしゃ断とITRV重畳のしゃ断限界の差異はもっと小さいものとなろう。このことは、アークの動特性を考慮した計算、しゃ断試験等により確認された。(付録H参照)

5.4.3 SLFしゃ断限界曲線

しゃ断限界式(5.15)~(5.18)および(5.23)に現われている、電流零点の抵抗 R_{s0} に対する並列キャパシタンスについて検討する。

R_{s0} はアーク特性式(4.8)、回路方程式(5.11)

$$\frac{dR_s}{dT_s} = R_s \left(1 - \frac{E_s I_s}{N_s} \right)$$

$$\frac{dE_s}{dT_s} = \frac{\sqrt{2} \omega I \theta^2}{C_{lp} E_0} (T_s - I_s)$$

で表わされる。 $N_s =$ を一定とすると R_s はただ一つの助変数 $\sqrt{2} \omega I \theta^2 / (C_{lp} E_0)$ をもつ連立微分方程式で表わされ

$$R_{s0} = f(\psi)$$

$$\psi = \sqrt{2} \omega I \theta^2 / (C_{lp} E_0)$$

となり、 R_{s0} は ψ の関数となる。

R_{s0} を数値計算した結果を図5.15に示す。

図5.15と式(5.16)を使って計算された限界上昇率を図5.16に示す。

式(5.16)は先述のように、 $T_p \geq 5$ に対して適用できるものであり、したがって図5.16も $T_p \geq 5$ の範囲で有効である。 $T_p < 5$ では図5.15と式(5.15)よりの計算が必要となる。

図5.16において $T_d = t_d / \theta = C_{lp} Z_l / \theta$ は並列キャパシタンス C_{lp} による電圧変歪の度合を示すパラメータであり、一方横軸 ψ は、

$$\psi = \frac{\sqrt{2} \omega I \theta^2}{C_{lp} E_0}$$

$$= \frac{\sqrt{2} \omega I \theta}{C_{lp} \cdot \frac{E_0}{\theta}}$$

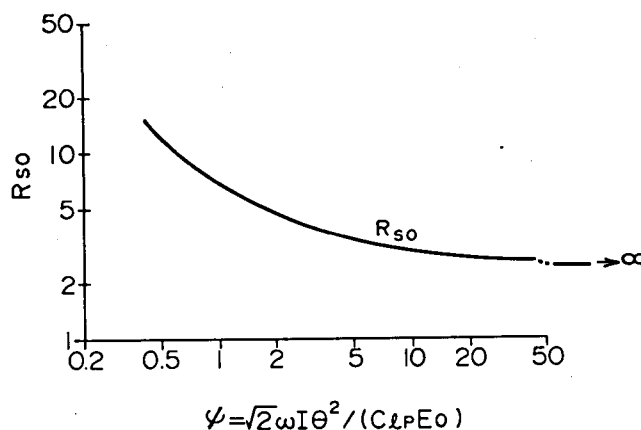


図5.15 R_{s0} 対 $\psi = \sqrt{2} \omega I \theta^2 / (C_{lp} E_0)$

で分子は直線電流とした時

の時間 θ での電流値であり
 $C_{\ell p}$ による電流変歪の度
 合を示している。

図 5.1 6 はしゃ断器をある
 定の条件で試験を行ない、零
 点近傍の測定によって E_o 、
 θ を求め、かつしゃ断限界
 を求めれば、電流 I や並
 列キャパシタンス $C_{\ell p}$ を
 変化した場合のしゃ断成否
 が推定できることを示して
 いる。即ち 5.1 6 図 A 点に

しゃ断限界があるしゃ断器に対し、並列容量 $C_{\ell p}$ を 2 倍にすると、 ψ は $1/2$ となり T_d は 2 倍となるので限界上昇率が B 点にあることが推定される。従って、数少ない試験で、SLF しゃ断条件のしゃ断能力評価が可能である。

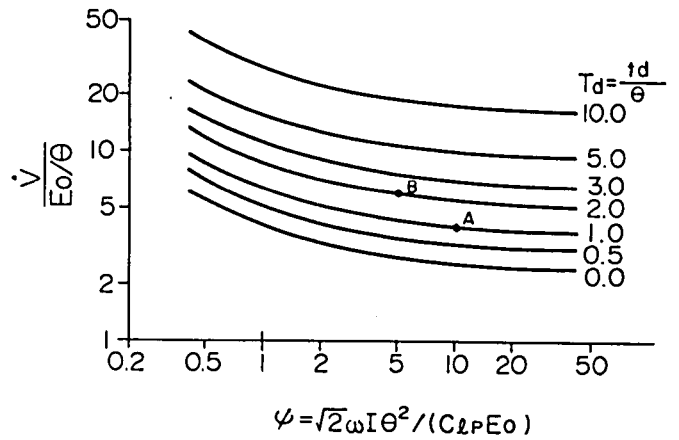


図 5.1 6 T_d, ψ 変化による限界上昇率曲線
 (点 A、B については本文参照)

5.4.4 至近距離線路故障しゃ断時の各パラメータの影響

前章で述べたように、ガスしゃ断器のアーク時定数 θ は $1 \mu s$ 前後である。従って $T_p = t_p / \theta < 5$ の領域、即ち、 $t_p < 5 \mu s$ の再起電圧では、 t_p の影響を受けることになる。

例えば、 $t_p = 5 \mu s$ の場合 $Z = 450 \Omega$ とすれば、 L_{ℓ} は $1.25 mH$ となる。従って、線路リアクタンス $0.9 mH/km$ の線路の場合、しゃ断器端子から $1.25 km$ 地点での故障しゃ断に相当する。又 SLF 容量に換算すると、5.2 節で述べた関係から $300 kV / 50 kA$ のしゃ断器の場合、

$$I / I_o = 1 / (1 + L_{\ell} / L_s) = 0.914$$

即ち、約 $0.91 I$ に相当する SLF 容量となる。

従って、概略線路長 $1 km$ 以内で故障しゃ断、又は SLF $0.9 I$ 以上でのしゃ断では、 t_p の影響を考慮し、(5.15) 式で述べたしゃ断限界を使用する必要がある。

$N_s =$ 一定とすると、(5.15) 式の $f(T_p, T_d)$ の係数は、定義に基づいて

$$\frac{E_o}{\theta} \sqrt{N_s R_{s0}} = \frac{E_o}{\theta} \sqrt{\frac{N}{E_o I \theta} \cdot \frac{R_o}{(E_o / I \theta)}} = \frac{\sqrt{N R_o}}{\theta}$$

と変形でき、限界式は

$$\dot{V}_{\max} = \frac{\sqrt{N R_o}}{\theta} f(T_p, T_d) \quad (5.20)$$

と変形し得る。

(5.20)式を使用して θ を一定、 $\sqrt{NR_0}$ を変化した場合の、しゃ断限界対 t_p (又はSLF容量)の関係を図5.17に示す。図に示されるように、しゃ断限界は $\sqrt{NR_0}$ の減少と共に低下するが、しゃ断限界が最小となるSLF容量は変化しない。しゃ断限界が最小となるSLF容量は、 θ によって影響される。

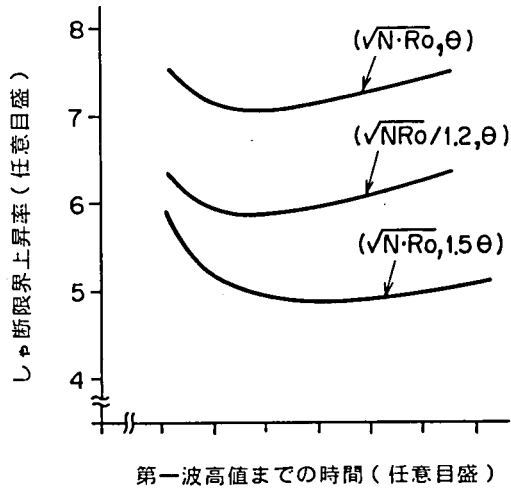


図 5.17 $\theta, \sqrt{NR_0}$ 変化時 SLF 容量 (又は t_p) と限界上昇率の関係

図 5.18 は $\sqrt{NR_0}, \theta$ を変化した時の限界曲線を示す。

前章のデータから、 $\sqrt{NR_0}$ は 8 ~ 10 kV 程度、 θ は 1 μ s 前後であることを考えると、しゃ断限界最小値は SLF 容量 0.9 I 近辺に存在することが予想される。

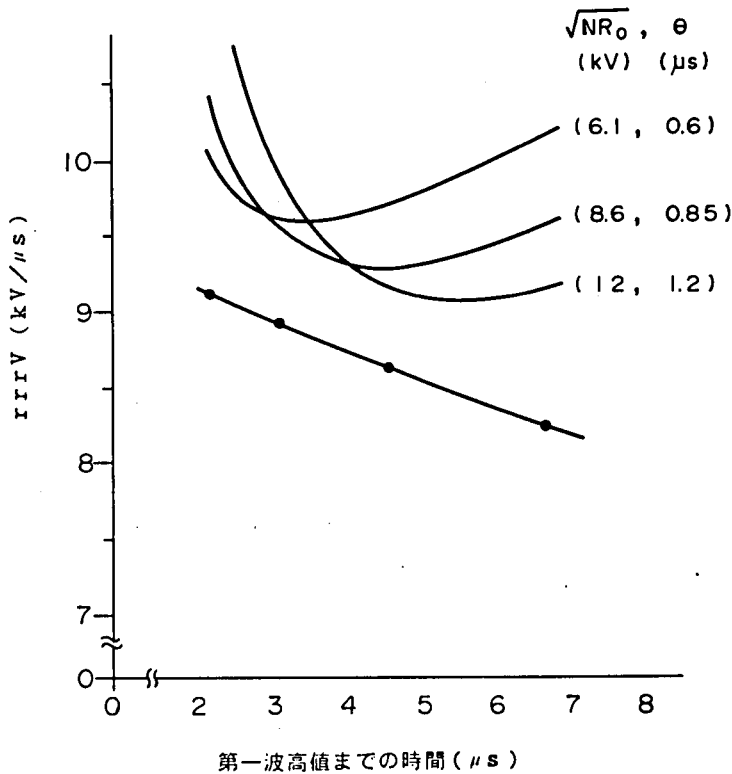


図 5.18 θ, NR_0 を変化した時の限界上昇率推移

5.5 パuffer形ガスしゃ断器によるしゃ断試験

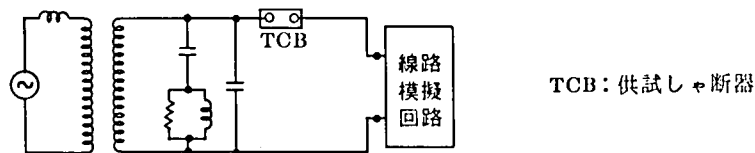
5.4節でしゃ断限界式を解析によって導出し、SLFしゃ断ではSLF容量 $0.9 I$ 近辺がきびしく、きわめて至近距離の線路故障しゃ断、およびBTFしゃ断TRVにITRVが重疊した場合はむしろしゃ断は容易になることが推定された。

又IEC規格に示された遅れ時間を考慮したSLFしゃ断TRVにITRVを重疊した時のしゃ断限界は、遅れ時間なしのSLFしゃ断限界より約5%低下するが、実しゃ断ではキャパシタンス、アークコンダクタンスの影響で、ITRVの影響は更に小さくなることを述べた。

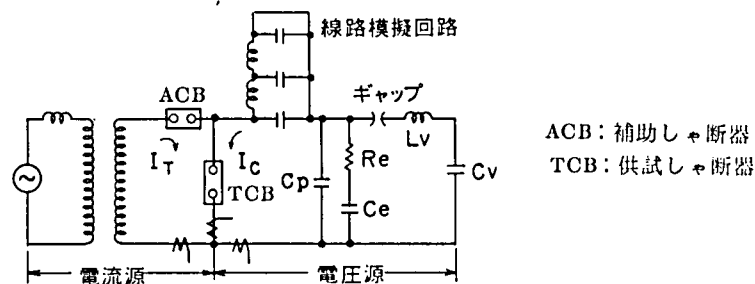
本節では、パuffer形ガスしゃ断器を使用してSLFしゃ断試験を実施、前節で得たしゃ断限界曲線の有用性を確認した。又至近距離線路故障しゃ断の合成試験、直接試験を実施し、SLF容量としゃ断の苛酷度の確認を行なうと共に両回路の等価性を検討する。

5.5.1 SLFしゃ断試験回路

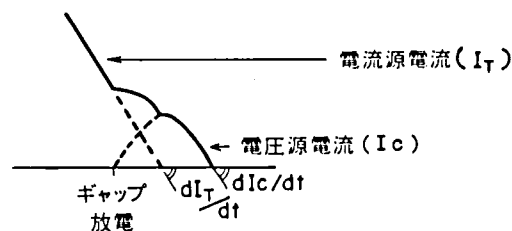
図5.19に試験回路を示す。(a)は直接試験回路で、しゃ断電流、回復電圧とも一つの電源から供給する。(b)は合成試験回路で、電流源からしゃ断電流を、電圧源から回復電



(a) 直接試験回路



(b) 合成試験回路



(c) 電流重疊(合成試験時)

図 5.19 SLFしゃ断試験回路

圧を供給する。通常高電圧、大容量しゃ断器は合成試験回路で実施される。SLFしゃ断に対しては、これまで合成試験回路の評価が行なわれている例がないので、ここでは両方の回路の試験を実施し、合成試験回路の等価性も含めて検証を行なった。

(b)の合成試験回路では、電流源電流（商用周波）の零点直前に電圧源電流（商用周波数の約10倍の周波数、振幅は約1/10）の重畳が行なわれ、両電流の電流勾配を同じにする。図5.19(c)は両電源電流の重畳を説明する図である。又しゃ断後のTRVは $L_v - C_v - R_e - C_e$ 、 C_p および線路模擬回路で決定される。

5.5.2 しゃ断結果とSLFしゃ断限界曲線

合成試験回路を使用して20～50kAしゃ断試験を行ない、しゃ断の成否と5.4節の図5.16に示した限界曲線と比較した。各々の試験データから各パラメータ $T_d = t_d L / \theta$ 、 $\psi = \sqrt{2} \omega I \theta^2 / (C_{lp} E_0)$ をプロットした結果を図5.20に示す。

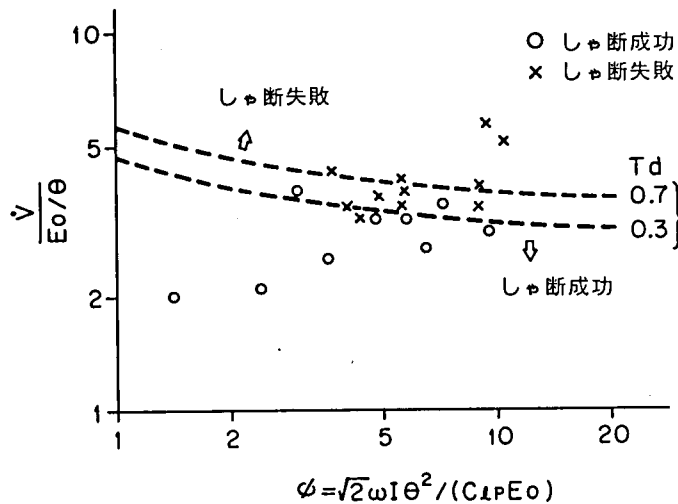


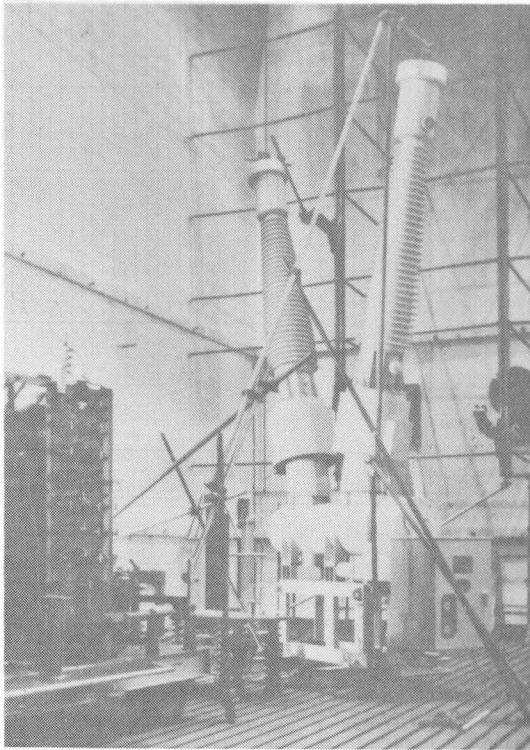
図 5.20 しゃ断試験結果としゃ断限界推定曲線との比較

一連の試験は $T_d = 0.3 \sim 0.7$ で実施している。点線で示した2本の曲線はそれぞれ $T_d = 0.3$ 、 0.7 の時の $\dot{V}_{max} / (E_0 / \theta)$ 対 ψ の限界曲線であり、実測点がこれより高ければしゃ断失敗、低ければしゃ断成功が予想される。図中○印はしゃ断成功、×印はしゃ断失敗を示している。図に示すようにしゃ断限界は $T_d = 0.3$ 、 0.7 の曲線に沿って現われている。

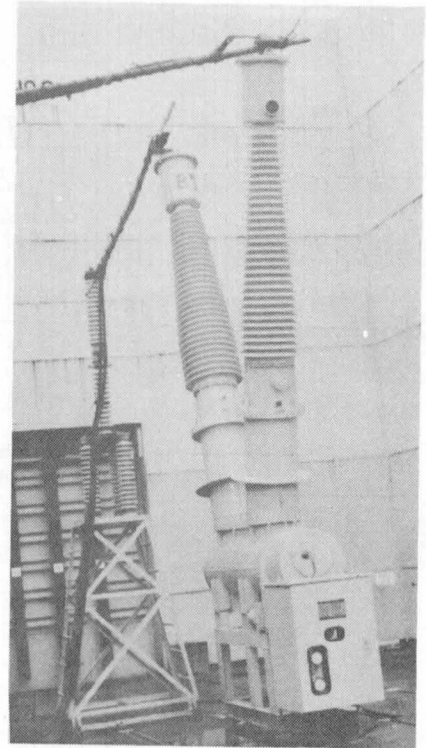
この結果は、解析で求めたしゃ断限界の推定曲線がバッファ-形ガスしゃ断器のしゃ断限界推定に非常に有用なことを示している。

5.5.3 至近距離線路故障しゃ断の結果

245 kV、40 kAの実しゃ断器を使用して、至近距離線路故障しゃ断試験(0.9 I、0.93 I、0.95 I)を実施した。図5.21は直接試験、合成試験実施中の245 kV、40 kAガスしゃ断器を示している。直接試験は、世界で最大の短絡しゃ断試験設備をもつオランダのKEMAで実施された。



(a) 直接試験実施中
(オランダKEMAにて)



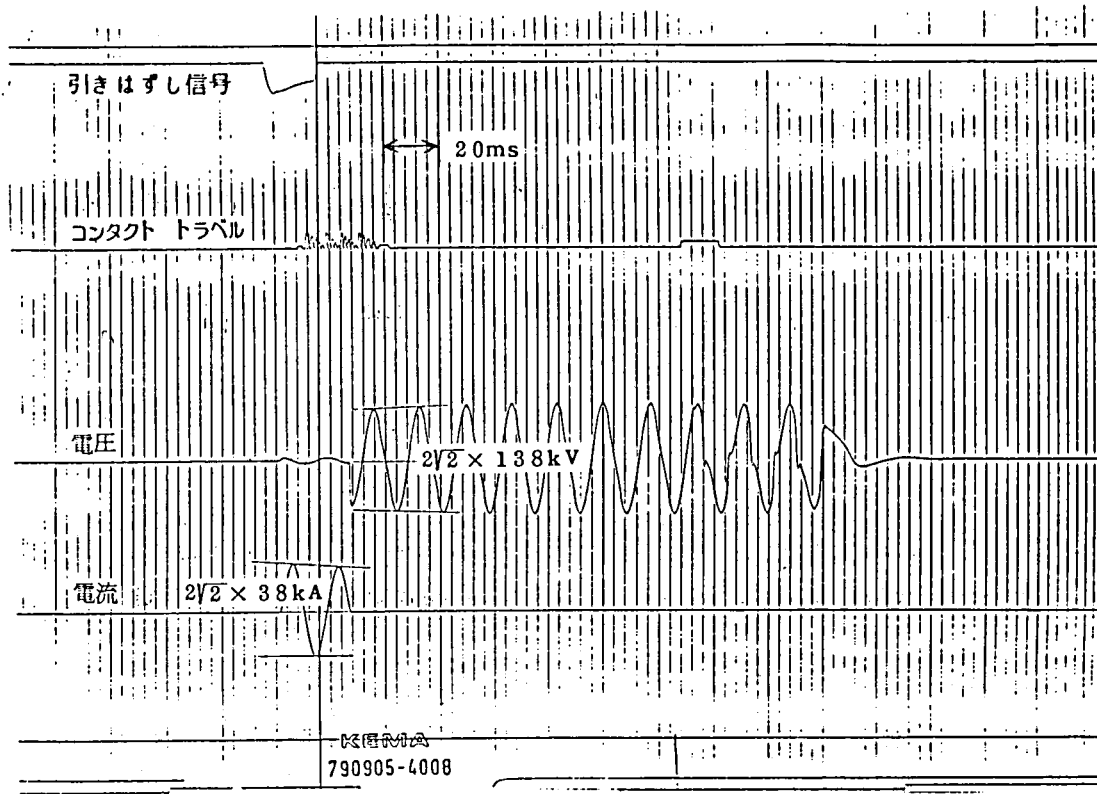
(b) 合成試験実施中

図 5.2 1 SLFしゃ断試験実施中の245kV、40kA
パuffer形ガスしゃ断器

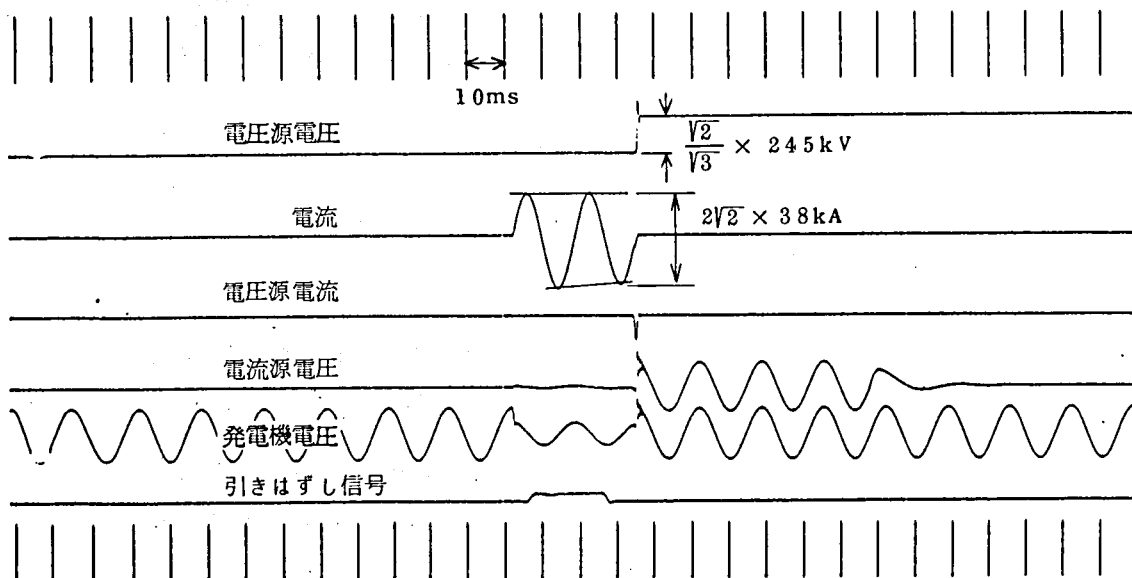
図5.22に試験時のオシログラムの例を示す。図5.23はしゃ断試験結果であり、横軸はアーク時間、縦軸は回路固有の $r_{rr}V$ の計算値を表わしている。各アーク時間のしゃ断成否は、直接、合成両試験の別に示されている。図のようにアーク時間が長い領域ではしゃ断が容易になっている。限界アーク時間は0.9 I、0.93 Iでは0.7 \sim 、0.95 Iでは0.7 \sim より小さい。

表5.5は0.7 \sim のアーク時間でのしゃ断失敗確率を示している。これらの結果から、0.9 I \sim 0.93 IのSLFしゃ断が、ガスしゃ断器にとって最も苛酷な条件であり、0.95 Iはむしろしゃ断容易な条件といえる。

ここでは、最小アーク時間でSLFしゃ断の苛酷度を判定した。前節で述べたように、 E_0/θ がしゃ断限界を決める重要な要素である。ガスしゃ断器における数多くの試験実績からアーク時間の長い方が E_0 が大きいことから、しゃ断は容易となり、この考えは



(a) 直接試験オシログラム



(b) 合成試験オシログラム

図 5.2 2 シャ断試験オシログラム例

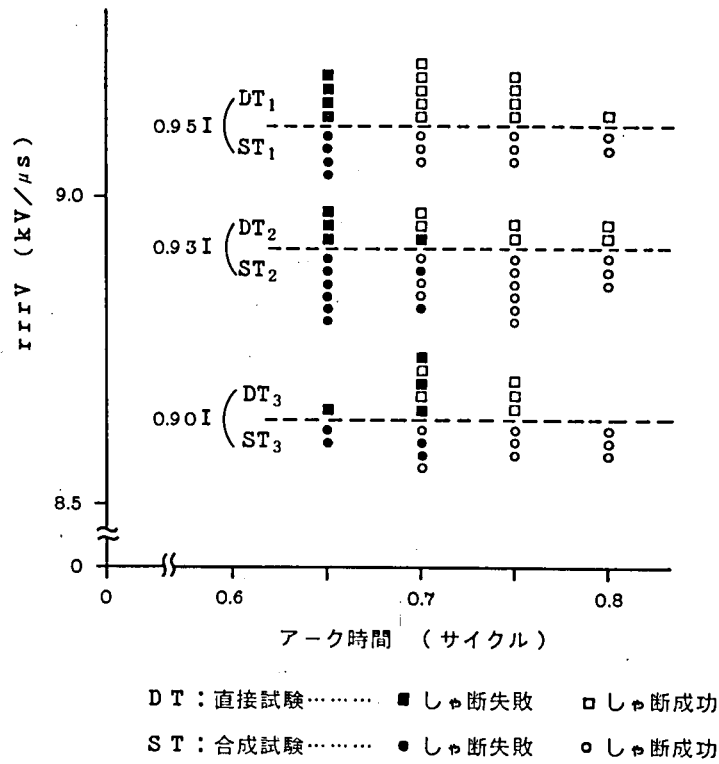


図 5.23 245 kV, 40 kA ガスしゃ断器による至近距離線路故障しゃ断試験結果

	0.95 I	0.93 I	0.9 I
直接試験	0 / 5	1 / 3	3 / 5
合成試験	0 / 3	2 / 5	2 / 4

表 5.5 アーク時間 0.7 サイクルでのしゃ断失敗確率

妥当である。

これらの試験の結果から、供試しゃ断器のアーク時定数は約 $1 \mu s$ 、 $\sqrt{NR_0}$ は約 10 kV であり、図 5.18 で示した限界曲線において、 $T_p = 4 \sim 5$ が最もきびしいことが確認された。

5.6 SLFしゃ断における直接試験、合成試験の比較検討⁽⁸⁾⁽¹⁶⁾

合成試験が直接試験と等価である必要条件として

- (1) しゃ断時の電流変化率 (di/dt) が等しいこと
- (2) しゃ断後の TRV が等しいこと

等があげられる。⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾

5.5 で述べた直接試験、合成試験で実施された SLF しゃ断は、これらの条件を満たすような回路設定をしている。特にしゃ断直後の TRV は SLF しゃ断にとって重要であり、TRV 初期の波形を十分等価にするようにしている。図 5.2 4 に両試験の TRV 初期 (線路側 TRV の第一波) の波形比較例を示す。

更に、しゃ断試験実施の上

- (i) しゃ断成功、失敗の確率
- (ii) 消弧ピークの統計的解析
- (iii) 再発弧電圧の統計的解析

等の比較により、合成試験の等価性を実証した。

- (i) しゃ断成功、失敗の確率

しゃ断成功、失敗の確率は、図 5.2 3 に示したように両試験において殆んど差異がなく、同様な結果を示した。

- (ii) 消弧ピーク値の比較

直接試験、合成試験で得られたしゃ断時の消弧ピーク値は、同じアーク時間で約 10% のバラツキがあり、平均値はアーク時間と共に高くなっている。このことから、消弧ピークとアーク時間を次式で表わせるとする。

$$E_o = E_{a0} \cdot t_a^{\alpha_0}$$

試験中のデータから、 E_{a0} 、 α_0 を最小二乗法で求めた結果を表 5.6 に示す。このようにすれば、消弧ピークの偏差を推定するのにすべてのデータを用いることができ、数少ないデータによる比較評価の信頼性を増加することができる。

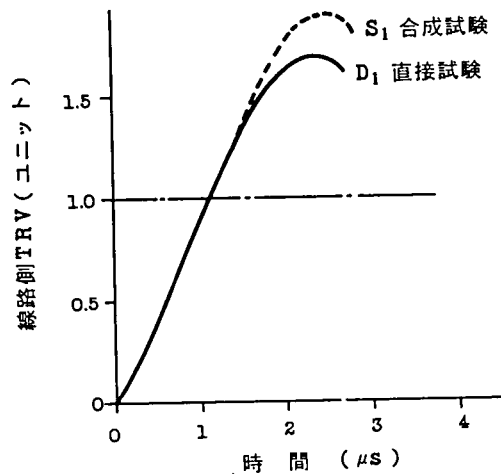


図 5.2 4 線路側 TRV 固有波形の比較

	E_{a0} (kV)	α_0	標準 偏差
直接試験	2.65	0.58	10.5%
合成試験	2.74	0.54	11.4%

表 5.6 $E_o = E_{a0} \cdot t_a^{\alpha_0}$ とした時のパラメータ

図 5.2 5 は、表 5.7 で示した関係の偏差を示している。直接試験の消弧ピークは合成試験の範囲にほとんど入っており、両試験の消弧ピーク付近の現象はほぼ等価であると言える。

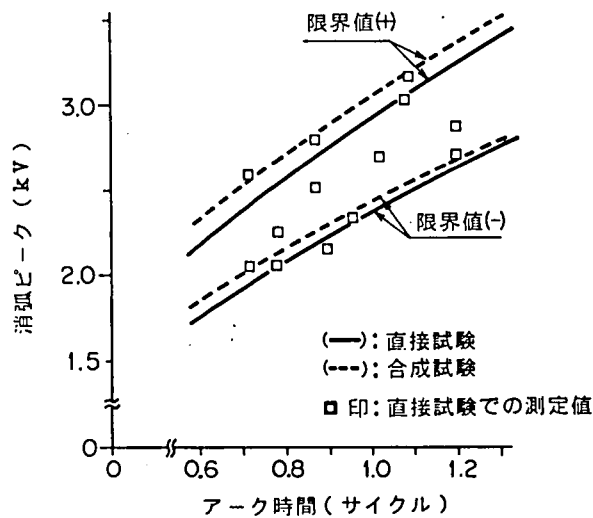


図 5.2 5 消弧ピーク分布

(iii) 再発弧電圧

図 5.2 6 に再発弧電圧のバラツキを示す。再発弧電圧のバラツキは大きく数 kV ~ 10 kV の範囲に及ぶが、直接試験、合成試験共、バラツキの範囲は同程度で両者に特別な差異はない。

以上のようにしゃ断の成否、およびしゃ断時の零点近傍の現象として、消弧ピーク、再発弧電圧の値について直接試験と合成試験の比較を行なった結果、合成試験は大電流の SLF しゃ断においても直接試験と十分等価であることが実証された。

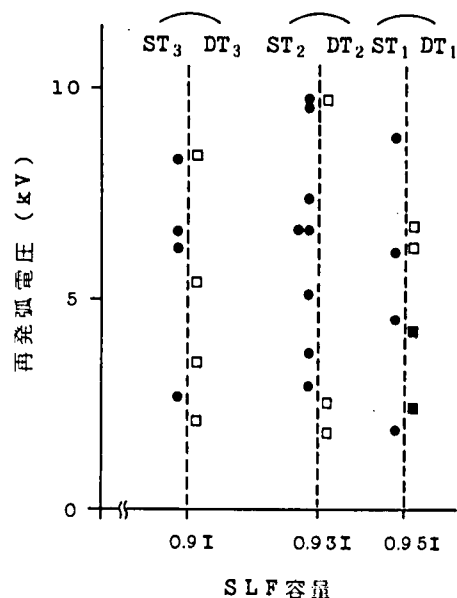


図 5.2 6 各 SLF 容量の再発弧電圧値
(DT:直接試験)
(ST:合成試験)

5.7 結 言

S L Fしゃ断における線路側 T R Vと、ガスしゃ断器のアーク動特性との相互作用に関して、理論、実験両面の検討を行ない次の結果を得た。

(1) 集中キャパシタンスの存在により、回路固有の線路再起電圧上昇率は、ある S L F容量で最大値をもつ。

(2) S L Fしゃ断における限界上昇率

$$\dot{V}_{\max} = \frac{E_0}{\theta} \sqrt{N_s R_0} \cdot \sqrt{f(T_p, T_d)}$$

但し、

$$f(T_p, T_d) = \exp(T_p)$$

$$\left\{ \frac{6 T_d + 4}{(T_d + 1)^2 (T_d + 2)} \exp(T_p) \right. \\ \left. - 2 T_p - 2 (1 - T_p) + \frac{2 T_d^2}{T_d + 2} \exp\left(\frac{2 T_p}{T_d}\right) \right. \\ \left. - \frac{2 T_d^2}{T_d + 1} \exp\left(\frac{T_p}{T_d}\right) - \frac{2 T_d^3}{(T_d + 1)^2} \exp\left(-\frac{T_p}{T_d}\right) \right. \\ \left. + \frac{2 T_d}{T_d + 1} T_p \exp\left(-\frac{T_p}{T_d}\right) \right\}$$

が導かれた。又 $T_p \geq 5$ では限界式は

$$\dot{V}_{\max} = \frac{E_0}{\theta} \sqrt{N_s R_{s0}} \sqrt{\frac{(T_d + 1)^2 (T_d + 2)}{6 T_d + 4}}$$

で近似される。これらの式から、 E_0/θ と T_d がしゃ断器のしゃ断限界を決める重要なパラメータであることが示された。

- (3) I T R Vが重畳された S L Fしゃ断の限界式も同様に求められた。結果として I T R Vによるしゃ断限界低下は極めて小さく、しゃ断限界は(2)項の S L Fしゃ断限界で代表させてよい。
- (4) これらの限界上昇率の式および電流零点での抵抗の計算から、限界上昇率曲線が求められた。この曲線を使用することにより、ある条件での試験結果から他の種々な回路でのしゃ断成否が推定できる。又このしゃ断限界曲線としゃ断試験の結果はよい一致を示した。
- (5) 至近距離 S L Fしゃ断試験を直接試験、合成試験回路で実施した。パフュー形ガスしゃ断器での最もきびしい S L F容量は $0.9 I \sim 0.93 I$ であり、 $0.95 I$ 近辺はむしろしゃ断が容易になることが確認された。
- (6) 直接試験、合成試験の比較により、しゃ断電流、しゃ断後の再起電圧を一致させると、しゃ断前後の消弧ピーク、再発弧現象等から、S L Fしゃ断でも両者が十分よく一致し、合成試験の等価性が立証された。

第6章 シャ断電流に対するSLFシャ断特性と大容量シャ断器の開発

6.1 緒言

系統容量の増大、更にこれに伴う短絡容量の増大からシャ断器のシャ断容量の増大が要求されている。一方ではシャ断器のコンパクト化が求められている。シャ断容量を増大するには、先ずSLFシャ断容量を増大する必要があるということは、これまでも述べた通りである。系統の短絡容量増大に対応して、シャ断器のシャ断電流を50 kAから63 kAに上げると、シャ断時の限界上昇率を約25%上げる必要がある。又シャ断器をコンパクトにするという要求に対応して、300 kV 2点切りのシャ断器を300 kV 1点切りにすると(1シャ断点当りのシャ断容量は2倍となる)約2倍の限界上昇率が必要になる。このようにシャ断器の大容量化をはかるには、どのようなことをしていくべきかについて考察する。

ここでは、ガスシャ断器モデルに対するシャ断実験結果からシャ断電流と限界上昇率の関係を求め、第4章での検討も含めて、限界上昇率に影響する要因と、その向上策について述べる。

又これらの研究によって開発された大容量シャ断器について述べる。

6.2 パuffer形ガスシャ断器のシャ断電流と限界上昇率⁽¹⁾⁽²⁾

5章の図5.19に示したSLFシャ断の合成試験により、パuffer形ガスシャ断器モデルを使用して、シャ断電流と限界上昇率の関係を調べた。

図6.1は試験に使用したモデルを示している。消弧室の形状、寸法、操作特性を変

えることができるようになっている。又このことによりガス流や圧力を変化させることができる。

図6.2は試験結果を示すグラフである。横軸はシャ断電流、縦軸は電圧上昇率 $rrrV$ を示す。図中○印はシャ断成功、×印はシャ断失敗を示している。

モデルAとモデルBとでは寸法、形状が異なるが、いずれもシャ断電流が増加すると、シャ断限界上昇率は減少する。減少の傾きから、限界上昇率はシャ断電流の1乗に逆比例して減少している。

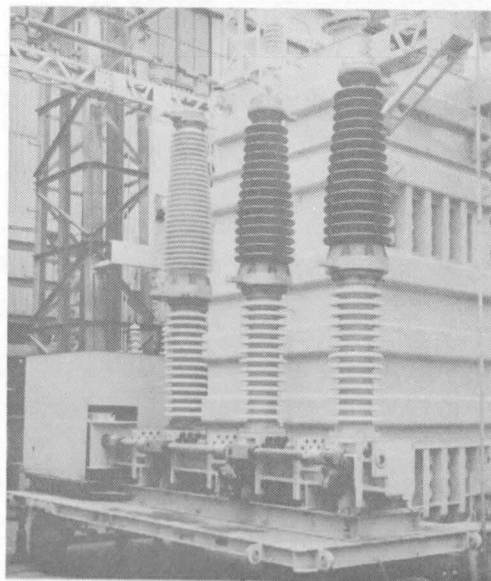


図6.1 パuffer形ガスシャ断器モデル

第4章に述べたように、電流零点におけるアーク抵抗は、電流が増加すれば減少し、かつアーク時定数はわずかなら増大するので、限界上昇率の低下は当然のことと考えられる。しかしパフファ-形ガスしゃ断器の電流しゃ断においては、しゃ断電流が増加する程、シリンダ内の圧力が増加し、従って吹き付け力が増加する。図6.2に示した実測データは、しゃ断電流の零点における電流変化率（以下単に電流変化率と称し di/dt

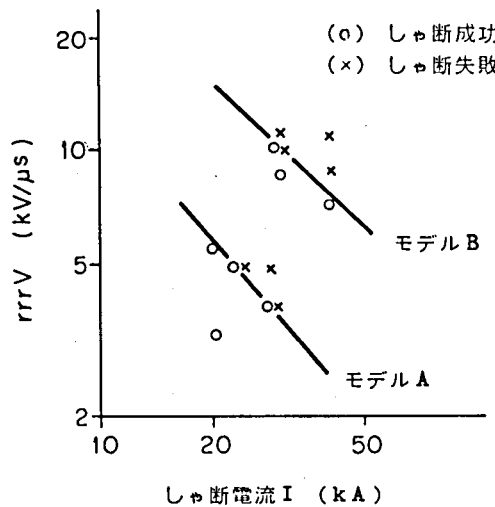


図 6.2 限界上昇率と電流

で表わす)の影響としゃ断電流増大によるガス吹き付け力の増加の影響を含んだ結果と言える。

限界上昇率に与える電流変化率の影響と、シリンダ圧力の影響を区別して、その程度を明らかにするため、電流源電流 I_T と電圧源電流 I_C の di/dt を独立に変化させた SLF 合成試験を実施した。通常の検証試験においては、合成試験は直接試験を模擬するものであるから、 I_T 、 I_C の電流変化率を等しくするが、ここでは、 I_T によってシリンダの圧力上昇を調整し、 I_C によって電流変化率を調整する目的で、両者の電流変化率を変えた試験を実施したものである。

図 6.3 に I_T を一定、 I_C を変化させた時の限界上昇率を示す。 di/dt に対する限界上昇率の低下は図 6.2 の場合にくらべて急激であり、限界上昇率は電流変化率（図では I_C ）の約 2 乗に逆比例している。

例えばモデル B の場合、図 6.2 では 40 kA しゃ断で 7.7 kV/μs の限界上昇率を示すが、6.3 図では、 I_C をそのまま I_T を 20 kA にすると、限界上昇率が 4 kV/μs に低下している。この低下はモデル A でも同様である。

このことからパフファ-形ガスしゃ断器では、しゃ断電流が増加すると電流勾配の増加に対して限界上昇率が減少するが、しゃ断時

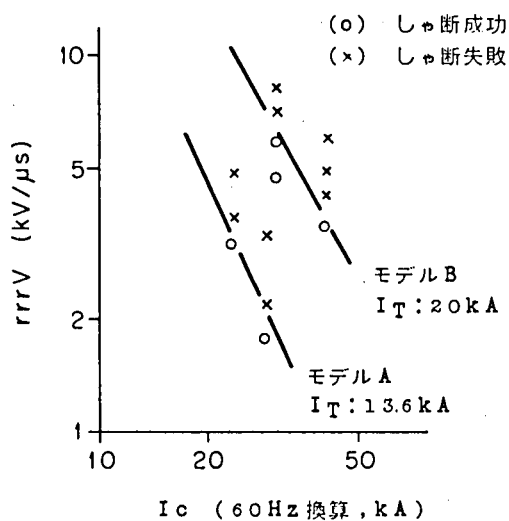


図 6.3 限界上昇率と I_C

のアーケエネルギーによるシリンダ内圧上昇は、限界上昇率を増加させる効果があることがわかる。

以上をまとめると、パuffer形ガスしゃ断器の限界上昇率 \dot{V}_{\max} は

$$\dot{V}_{\max} = Kr_1 I^{\nu_0} \quad (6.1)$$

と表わされる。又 I_T と I_C に分けると、

$$\dot{V}_{\max} = Kr_2 I_T^{\nu_1} I_C^{\nu_2} \quad (6.2)$$

Kr_1, Kr_2 : 消弧室形状、フロー方式、アーケ時間できまる定数

I : しゃ断電流

I_T : 電流源電流

I_C : 電圧源電流 (60 Hz 換算値)

$\nu_0 \div -1.0$

$\nu_1 \div 1.0$

$\nu_2 \div -2.0$

と表現できる。従って、 I_T とシリンダ内圧との関係が明らかになれば、 \dot{V}_{\max} を圧力と電流変化率とで表現できる。

6.3 しゃ断限界に対する圧力効果

図6.4に、電流変化率を一定(I_C を一定)として、 I_T を変化させた時の限界上昇率の実測例を示す。モデルA, B, Cいずれの場合も I_T を増加すると、限界上昇率が増加することがわかる。

試験においては、第2章で述べた方法と同様にして内圧上昇の測定を実施した。図6.5に、それぞれのモデルしゃ断器を用いて得られたしゃ断電流と内圧の関係を示す。このうち、しゃ断器Bの閉塞が最も強く、シリンダ内圧 P_c も高くなっている。

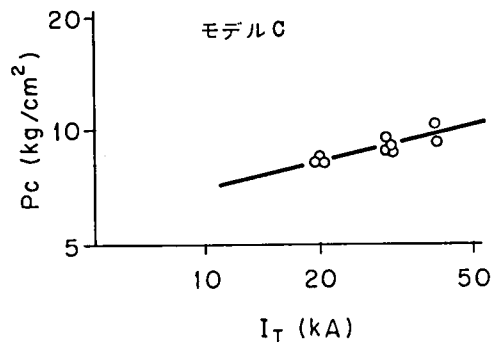
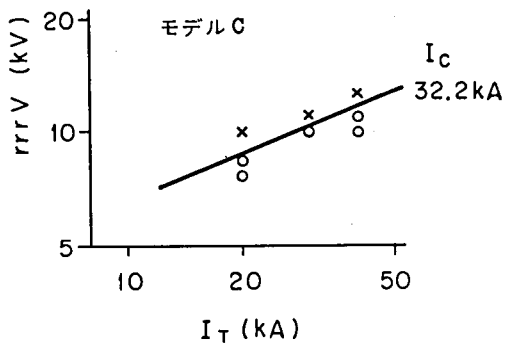
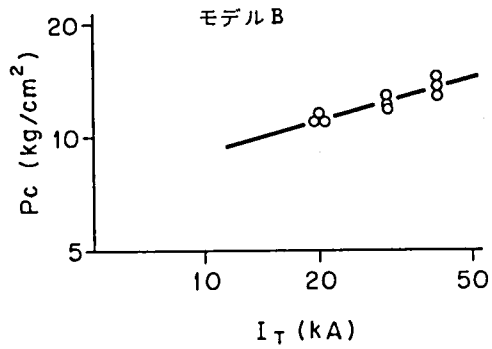
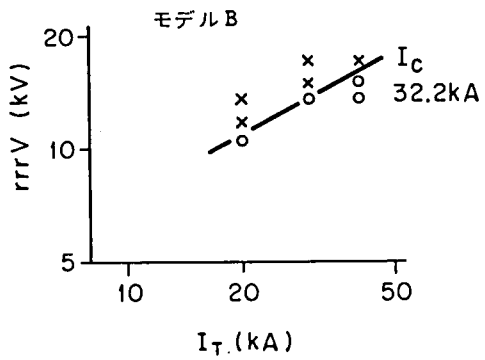
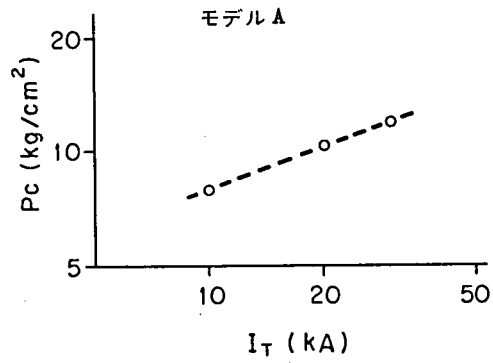
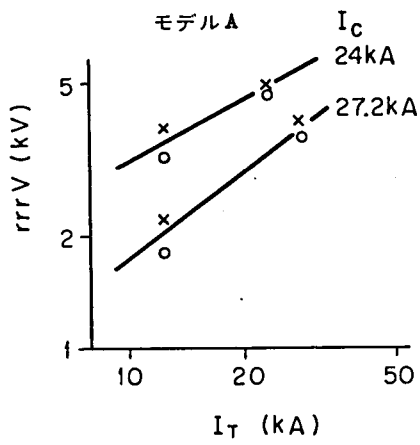


図 6.4 限界上昇率と I_T
(○) シャ断成功
(×) シャ断失敗

図 6.5 シリンダ圧力 P_c と I_T

これらのグラフを限界上昇率と P_c の関係に書き換えると図 6.6 に示すカーブが得られる。閉塞が最も強いものはモデル B、最も軽いものはモデル C であるが、カーブの傾きはほぼ同じである。これは第 2 章 (2.2.2 および図 2.5) で述べたように、大電流の期間では閉塞していても、シャ断直前にはガス流が正常となっていることによると思われる。従って、この程度の閉塞では、大電流アークによる圧力上昇も、ピストンによるシリンダ圧縮で生じる圧力上昇も同様にシャ断性能向上に寄与するものと思われる。図 6.6 の傾きの平均は 1.73 である。

従って式 (6.2) は次のようにも表わすことができる。

$$\dot{V}_{\max} \propto P_c^{1.7} \times (di/dt)^{-2} \quad (6.3)$$

I_T と P_c の関係は、シャ断器によって異なるが、図 6.5 の例では

$$P_c \propto I^{0.5} \quad (6.4)$$

である。従ってシャ断 $rrrV$ はシャ断電流の約 1 乗に逆比例することになる。図 6.2 の V_{\max} とシャ断電流の関係はほぼ圧力効果の傾向と一致している。シャ断器によって、 P_c と I との関係には差異があるが、通常 P_c はシャ断電流の 0.3 ~ 0.7 乗に比例しており、パuffer-形ガスシャ断器では、次のように考えられる。

$$\begin{aligned} \dot{V}_{\max} &\propto P_c^{1.7} \times \left(\frac{di}{dt}\right)^{-2} \\ &= I_T^{0.5 \sim 1.2} \times \left(\frac{di}{dt}\right)^{-2} \\ &= I^{-0.8 \sim -1.5} \end{aligned}$$

即ち、 $\dot{V}_{\max} = K_{r1} \cdot I^{-0.8 \sim -1.5}$ (6.4)

K_{r1} : シャ断器の形状、フロー方式、アーク時間で決る定数

の範囲にある。

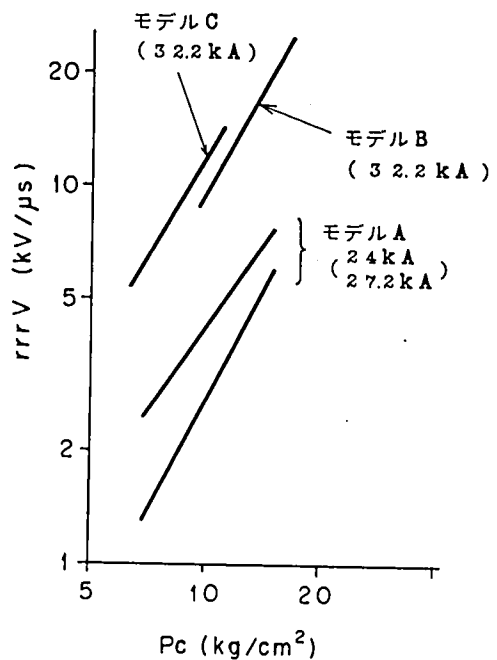


図 6.6 限界上昇率とシリンダ圧力 P_c

6.4 シャ断特性値 (E_0/θ) とシャ断電流、圧力の関係

前章の (5.1 5) 式に示したように解析で求めたシャ断限界は、

$$\dot{V}_{\max} = \frac{E_0}{\theta} \sqrt{N_s R_{s0}} f(T_p, T_d)$$

で求められた。この中で、 $\sqrt{N_s R_{s0}} f(T_p, T_d)$ は無次元化された値である。 $N_s = N / (E_0 i \theta)$ は4章での実験結果 (表 4.1) のように、パフュー形ガスシャ断器ではほぼ一定値を示す。又 R_{s0} は前章 5.1 5 図に示したように、並列キャパシタンスがなく、電流が直線的に変化する場合 (図 5.1 5 において $\psi \rightarrow \infty$) には一定値に近く、並列キャパシタンスのある場合はその影響を受ける。

一方、 E_0/θ は $kV/\mu s$ の次元をもち、シャ断限界を左右するシャ断器固有の特性値である。ここでは「シャ断特性値」として扱い、シャ断特性値に対する電流、圧力の依存性として一般化される。

前節で示したモデルによるシャ断試験は、 T_d の小さい条件で試験を行なっている。従って、個々のデータの E_0/θ に対して、シャ断電流圧力の関係は前節と同様に、

$$\frac{E_0}{\theta} \propto P_c^{1.7} \times \left(\frac{di}{dt} \right)^{-2} \quad (6.6)$$

又、シャ断電流だけで表わせば、

$$\frac{E_0}{\theta} \propto I^{-0.8 \sim -1.5} \quad (6.7)$$

と表わすことができる。

二重圧力式シャ断器等では、シャ断電流が大きくなるとシャ断限界の低下率が大きい。しかしパフュー形ガスシャ断器の場合、シャ断電流の増加に伴ってシリンダ内圧が上昇し、シャ断限界を増大するという特長がある。この特長を有効に利用して、シャ断容量の大きいシャ断器を開発することが可能である。

6.5 シャ断容量増大への施策と大容量シャ断器の開発

パuffer形ガスシャ断器にとって、SLFシャ断はシャ断能力を決定する最も重要な要因である。これに対し、SLFシャ断において要求される上昇率について述べ、ガスシャ断器がどのようなシャ断特性を示すかについて検討してきた。

図6.7に、大容量シャ断器に要求される上昇率と、ガスシャ断器のシャ断特性を概念的に示す。横軸は定格シャ断電流、縦軸は \dot{V} であり、縦軸のところに2点切50kA、2点切63kA、1点切50kA、1点切63kAに要求される上昇率を示している。

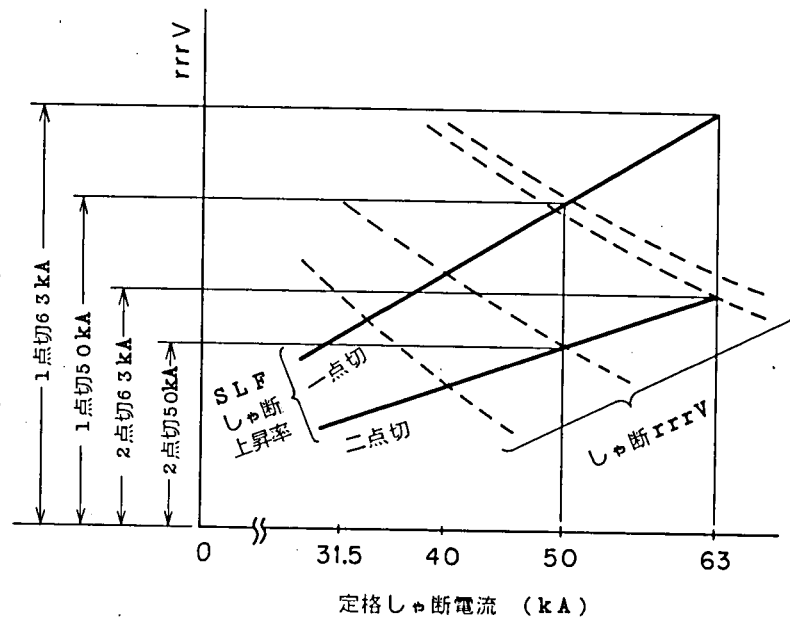


図6.7 SLFシャ断で要求される上昇率とシャ断特性

点線は、パuffer形ガスシャ断器の限界上昇率が

$$\dot{V}_{\max} \propto I^{-0.8 \sim -1.5}$$

の関係にあることを考慮して示したシャ断曲線である。

図に示されるように、2点切63kA、1点切50kAの順に要求される上昇率が大きくなる。電流を50kAから63kAへ増大する、或いは2点切シャ断器を1点切シャ断器にするという開発を行なうにあたっては、SLFシャ断の限界上昇率を上げることが必要である。

更に又、シャ断器の限界上昇率は前章で述べたように

$$\dot{V}_{\max} = \frac{E_0}{\theta} \sqrt{N_s R_{s0}} f(T_p, T_d)$$

であり、通常300kV、50kAシャ断器で最もきびしい0.9IのSLFシャ断では、 $T_p \div 5$ であることを考慮すれば、

$$f(T_p, T_d) = \sqrt{\frac{(T_d+1)^2 (T_d+2)}{6 T_d+4}}$$

である。【式(5.16)参照】

一方、前節(6.3)式で述べたように、 E_0/θ と P_c は次の関係にある。

$$\frac{E_0}{\theta} \propto P_c^{1.7}$$

これらのことを考慮すると、遅れ時間 T_d を大きくすること、又は、 E_0/θ を大きくする手段の一つとしてシリンダ圧力 P_c を上昇させることにより、限界上昇率を増大させることができる。

図6.8, 図6.9は T_d , P_c のしゃ断限界への影響を概念的に示したものである。このことから、しゃ断容量増大のためには、 T_d を大きくし、圧力を増加させることが効果的であり、更には、形状によるガスフローの最適化、材料の選定等の施策が必要となる。

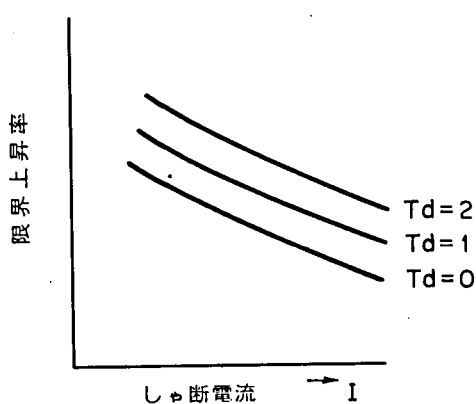


図 6.8 消弧室一定の場合の電流と限界上昇率に対する T_d の影響

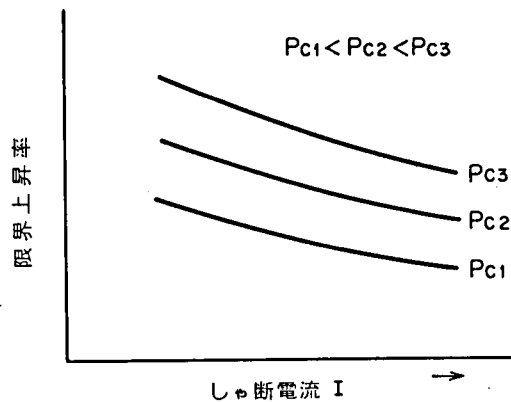


図 6.9 限界上昇率に対する圧力の影響

圧力の増加は操作力とも関連するが、第2章, 第3章の研究から求めた圧力シミュレーション手法を使用し、ノズル等の寸法の最適化をはかることが可能となっている。

これらの諸研究の結果から、パッファ-形ガスしゃ断器の大容量化が実現した。

図6.10に、63 kA用しゃ断器モデルで求めた、しゃ断電流に対する $rrrV$ 特性を示す。又図6.11は P_c-I 特性を示す。63 kAではしゃ断電流も大きく、電流による内圧上昇もあるが、操作力の増大によるピストン側からの冷ガスの十分な供給も考慮している。

図6.12は、並列容量なしで14 kV/ μs の限界上昇率をもつしゃ断器に対し、並列キャパシタンスを挿入した場合の限界上昇率増加の程度を示す。

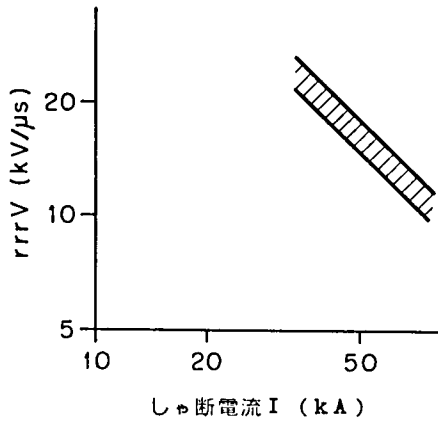


図 6.1 0 63 kA ガスしゃ断器モデルの rrrV 特性

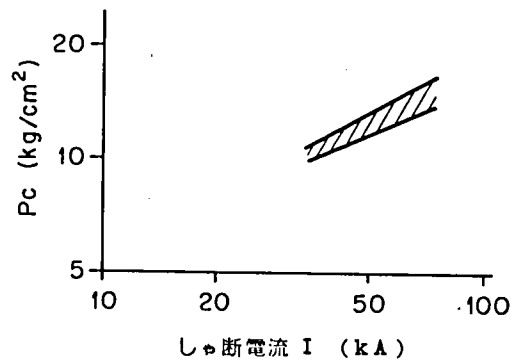


図 6.1 1 63 kA ガスしゃ断器モデルの Pc-I 特性

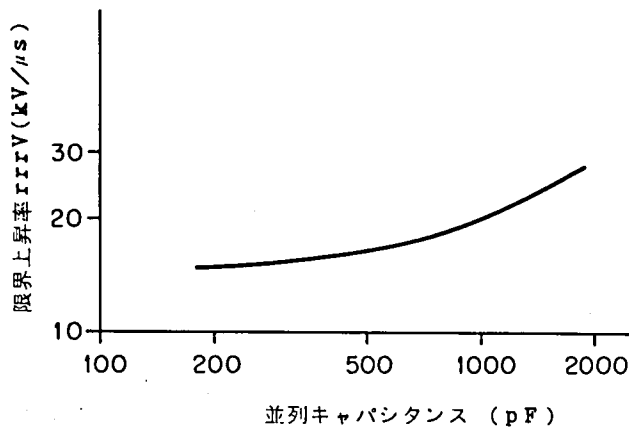


図 6.1 2 並列キャパシタンスによる限界上昇率の向上程度

図 6.1 3 は、こうして開発された 300 kV, 63 kA 2 点切しゃ断器のしゃ断試験中の写真、図 6.1 4 は系統にて稼働中の例を示す。

並列容量の挿入、圧力効果の増大、さらには極間電界の向上等も含めて、初めての 300 kV, 50 kA 1 点切しゃ断器消弧室の開発も行なわれた。

図 6.1 5 は新しく開発された 300 kV, 50 kA 1 点切のパuffer 形ガスしゃ断器を示している。従来 2 つの消弧室で構成された 300 kV しゃ断器が一挙に一消弧室となり、一層の部品低減とコンパクト化が実現した。表 6.1 にはしゃ断器の主要定格を示している。

300 kV 1 点切しゃ断器の開発により、今後は 500 kV 2 点切に、更に UHV 用しゃ断器も従来の概念よりしゃ断点数を半減できる見通しとなり、高電圧しゃ断器のコンパクト化に大きく寄与することになる。

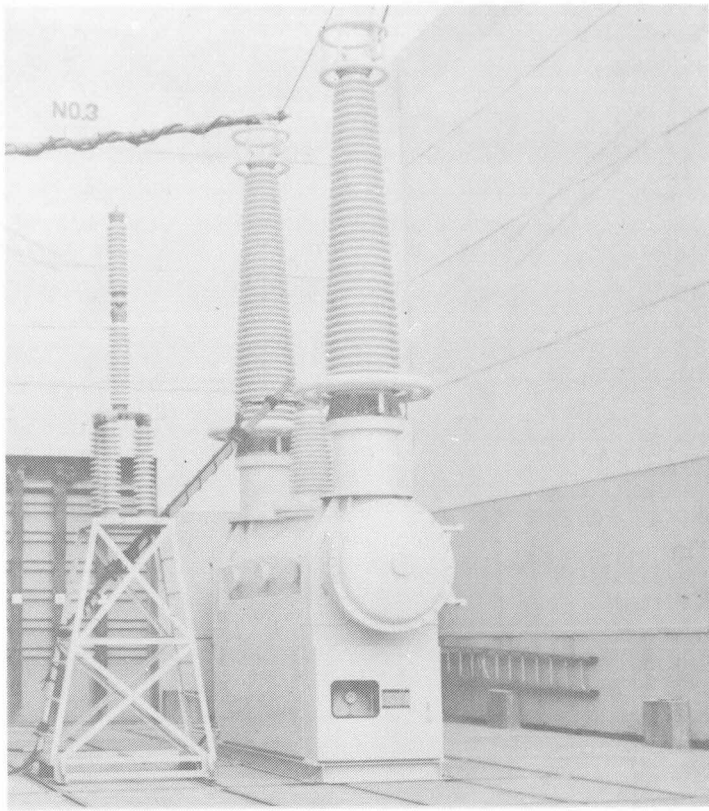


図 6.1 3 300kV, 63kA パフアー形しゃ断器、しゃ断試験状況

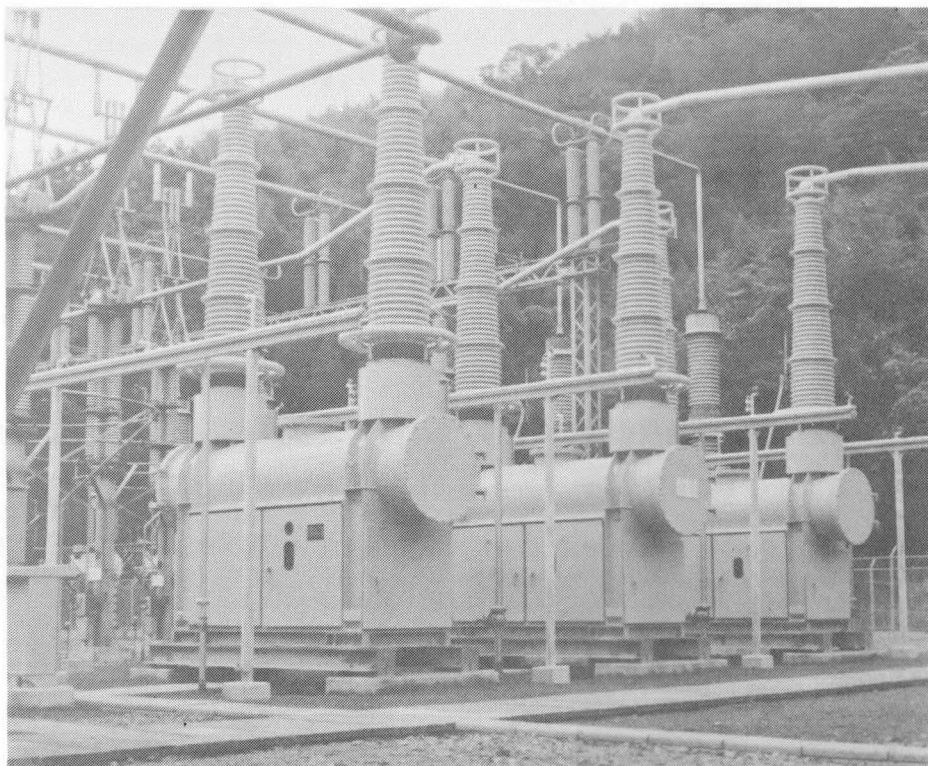


図 6.1 4 フィールドで稼働中の 300kV, 63kA パフアー形ガスしゃ断器
(九州電力、北九州変電所)

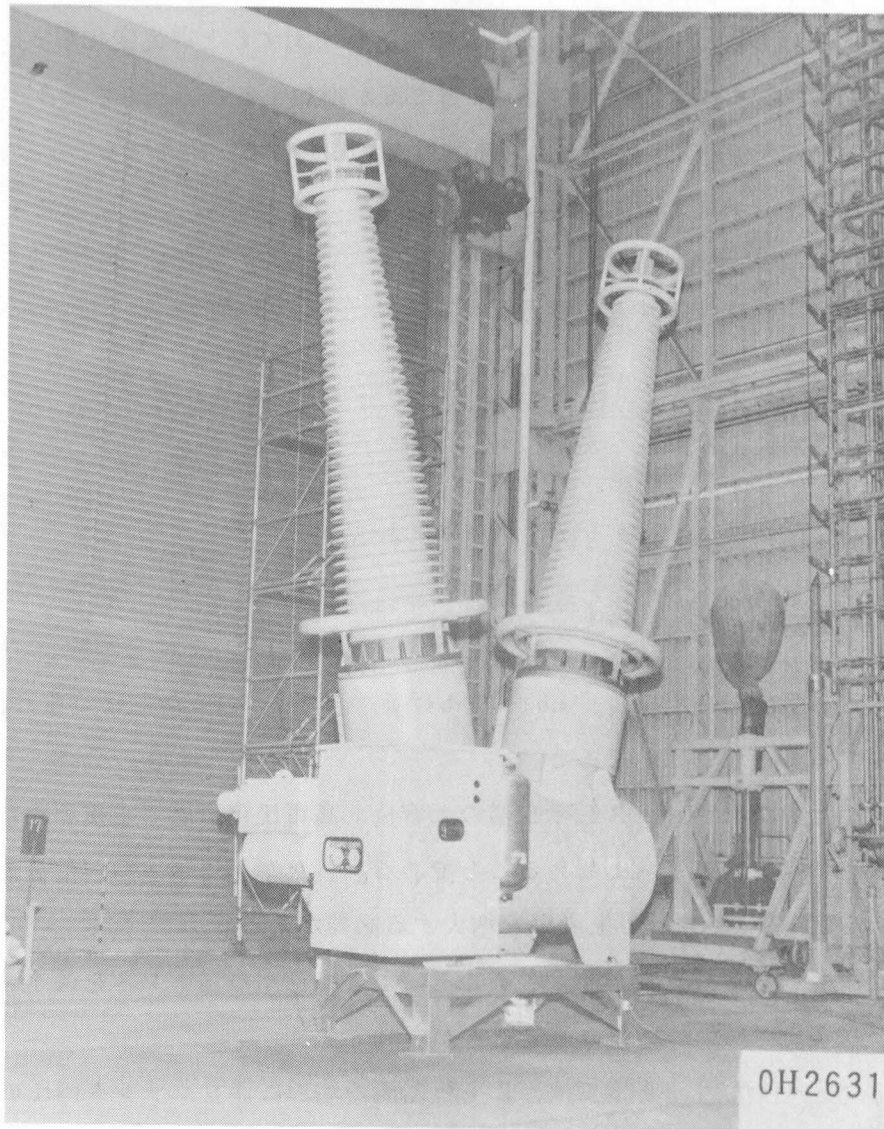


図 6.1 5 300kV, 50kA, 1点切パフファー形ガスしゃ断器

定 格 電 圧	300kV
定 格 電 流	2000/4000A
定 格 しゃ断電流	50kA
定 格 しゃ断時間	2サイクル
定 格 ガス 圧	5 kg/cm ²
操 作 方 式	空気操作/油圧操作

表 6.1 300kV, 50kA, 1点切パフファー形ガスしゃ断器
ガスしゃ断器定格表

6.6 結 言

- (1) バッファ-形ガスしゃ断器では、しゃ断電流が増大すると電流変化率 di/dt の増大によってしゃ断限界は低下するが、一方電流が増加するとアークエネルギーによってシリンダ内圧 P_c が上昇し、しゃ断限界をもち上げる作用をする。

これを式で表わすと次の結果が得られた。

$$\begin{aligned} \dot{V}_{\max} &\propto P_c^{1.7} \times \left(\frac{di}{dt}\right)^{-2} \\ &= I_T^{0.5 \sim 1.2} \times \left(\frac{di}{dt}\right)^{-2} \\ &= I^{-0.8 \sim 1.5} \end{aligned}$$

- (2) 同様にしゃ断特性値 E_o/θ も次式の関係にある

$$\frac{E_o}{\theta} \propto P_c^{1.7} \times \left(\frac{di}{dt}\right)^{-2} = I^{-0.8 \sim 1.5}$$

- (3) 従ってしゃ断能力向上には、 E_o/θ をあげる手段として P_c を上げること、及び T_d を増加することが効果的である。
- (4) アーク時定数が小さいガスしゃ断器の大容量、高電圧化にとって重要なことは過渡回復電圧の初期ストレスに耐えることである。したがってしゃ断容量を上げるためには、SLFしゃ断の限界上昇率を増大する必要がある。

これには並列キャパシタを挿入することによって初期のストレスを低下させることおよび吹き付け圧力を増加させることが有効である。

バッファ-形ガスしゃ断器では、しゃ断電流の増加に伴うシリンダ内圧の増加が一種の自己消弧作用を発生するので、しゃ断限界上昇率の低下を阻止するという特長がある。

この作用を有効に引き出すために、ガスフロー、シリンダ内圧上昇の研究に基づいた理論的、実験的な検討が行なわれ、300 kV、63 kA 2点切、および300 kV、50 kA 一点切のバッファ-形ガスしゃ断器の開発が実現した。

第7章 短絡試験回路と再起電圧

7.1 緒言

第5章、第6章ではSLFしゃ断時の線路側TRVやITRVといった高周波再起電圧について検討してきた。

ここでは、SLFしゃ断時の電源側或いは、しゃ断電流の最大となる端子短絡故障しゃ断時の再起電圧を、試験場における試験回路で再現する方法について考察する。

例えば、交流しゃ断器規格(JEC181)では、端子短絡故障しゃ断の再起電圧、或いはSLFしゃ断の電源側再起電圧は、二パラメータ法、四パラメータ法で表現されている。(1)(2)

表7.1、7.2にJEC-181で規定されている定格再起電圧(定格しゃ断電流の場合)、SLFしゃ断時の電源側再起電圧標準値を示す。

図7.1は、表に記載された各パラメータを図示したものである。試験においてしゃ断器に印加される再起電圧の包絡線が、二パラメータ法では、図7.1(a)のOAoCoを下回らないこと、又四パラメータ法では図7.1(b)で示されるOBOAoCoを下回らないことが規定されている。

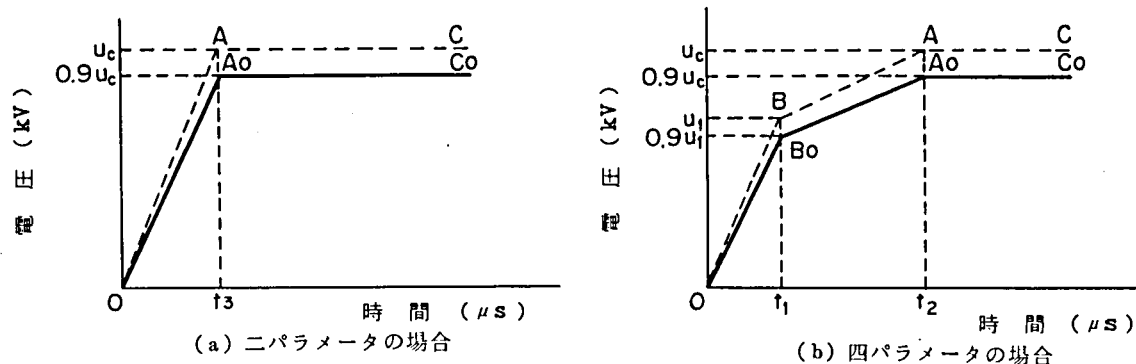


図7.1 再起電圧規格の各パラメータ

短絡試験場で規格を満足する再起電圧波形を得るためには、種々の回路が使用されている。この場合規格を上まわれればよいが、適正な検証のためには適正な波形調整が必要である。又、試験電圧は、系統電圧、しゃ断点数によって異なるし、又多点切しゃ断器では電圧分担率によっても異ってくる。従って回路定数の設定があまり複雑でないものがよいし、実際のしゃ断試験では、制御の容易なものが望ましい。

本章では、二パラメータ波形発生回路において、表7.1、7.2のように u_c 、 t_3 、 t_d が決められた場合、再起電圧調整回路定数を決定してゆくための回路解析を実施し、定数の決定法を検討した。更に、四パラメータ波形発生回路について三つの方式を考案検討し、非線形素子を使用した方式を提案した。

規格電圧 表現 規約値	二パラメータ法			四パラメータ法					遅れ時間	周波数
	波高値	上昇率	波高時間	波初高値期	上初昇率期	波初高時間期	波高値	波高時間		
V rated	u_c	u_c/t_3	t_3	u_1	u_1/t_1	t_1	u_c	t_2	t_d	
kV	kV	kV/ μ s	μ s	kV	kV/ μ s	μ s	kV	μ s	μ s	kHz
3.6	6.2	0.16	38	—	—	—	—	—	(5)	10
7.2	12.4	0.32	38	—	—	—	—	—	(5)	10
12	20.6	0.40	51	—	—	—	—	—	(5)	7.5
24	41	0.50	82	—	—	—	—	—	(10)	4.5
36	62	0.60	103	—	—	—	—	—	(10)	3.5
72	123	0.75	164	—	—	—	—	—	(15)	2.3
84	144	0.75	192	—	—	—	—	—	(15)	2.0
120	—	—	—	145	1.0	145	205	435	(5)	—
168	—	—	—	205	1.0	205	290	615	(5)	—
204	—	—	—	215	1.0	215	305	645	(5)	—
240	—	—	—	255	1.0	255	355	765	(5)	—
300	—	—	—	320	1.0	320	445	960	(5)	—
550	—	—	—	585	1.8	325	815	975	(5)	—

表 7.1 定格再起電圧標準値（定格しゃ断電流の場合）
（JEC-181 表 4.1 より）

規格電圧 表現 規約値	二パラメータ法			四パラメータ法					遅れ時間	周波数
	波高値	上昇率	波高時間	初期波高値	初期上昇率	初期波高時間	波高値	波高時間		
V rated	u_c	u_c/t_3	t_3	u_1	u_1/t_1	t_1	u_c	t_2	t_d	
kV	kV	kV/ μ s	μ s	kV	kV/ μ s	μ s	kV	μ s	μ s	kHz
72	82	0.50	164	—	—	—	—	—	(15)	2.3
84	96	0.50	192	—	—	—	—	—	(15)	2.0
120	—	—	—	97	0.67	145	137	435	(5)	—
168	—	—	—	137	0.67	205	192	615	(5)	—
204	—	—	—	166	0.77	215	233	645	(5)	—
240	—	—	—	196	0.77	255	274	765	(5)	—
300	—	—	—	245	0.77	320	343	960	(5)	—
550	—	—	—	449	1.38	325	628	975	(5)	—

表 7.2 SLFしゃ断電源側再起電圧標準値
（JEC-181 表 18 より）

7.2 二パラメータ波形発生回路と回路定数

表 7.1、7.2 の規約値 (u_c 、 t_3 、 u_c/t_3) と遅れ時間 (t_d) を満足する回路としては、図 7.2 に示した回路が単純でしかも経済的である。図では合成試験の電圧源回路で電源模擬回路 (図 5.19 参照) のみを示している。

7.2 (a) は従来よく使われてきた回路であるが、シャ断後の回復電圧が並列抵抗 R_{pe} によって減衰し、又初期時間遅れが大きいので高電圧シャ断器試験の TRV 発生回路としては問題がある。したがって (b) の直列ダンピング回路か、又は (c) の並列容量付直列ダンピング回路を使用することが望ましい。直列ダンピング回路では、上昇率を上げると、初期遅れ時間は小さくなるが波高値は下がる。そのため規格を満足する波形の選択の自由度が限られる。(c) の回路の並列容量 C_p は遅れ時間と波高値を調整するものである。

本節では、規格で決められている規約値を満足する波形を試験場で発生するために、回路定数をどのような手順で決めていくかを検討した結果を述べる。

図 7.2 は合成試験の電圧源回路を示しているが図中 L_v 、 C_v 、 E_c が先ず決定される。

系統の定格電圧を V_{rated} とすると、

シャ断器の試験電圧 V_{test} は、

$$V_{test} = \frac{V_{rated}}{\sqrt{3}} \times k_e \times d_r \quad (7.1)$$

k_e : 系統の接地系数

d_r : 多点切シャ断器の電圧分担率 (1点切の場合は 1.0)

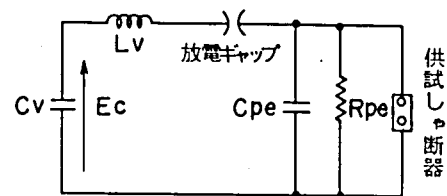
又、 $E_c = A_d \cdot \sqrt{2} \cdot V_{test}$

$$(7.2)$$

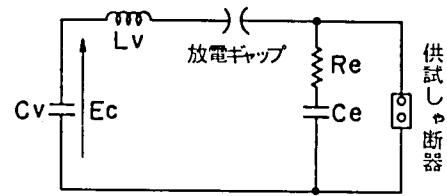
で A_d は回路の減衰を補正する係数である。 L_v は系統の電源リアクタンスを模擬するものであるから、 $L_v = V_{test} / (\omega I)$ 、又 L_v 、 C_v は電圧源電流の周波数を決定し通常は商用周波の約 10 倍、600 Hz が用いられる。従ってここでは

$$f_v = 1 / 2\pi \sqrt{L_v C_v} = 600 \text{ Hz}$$

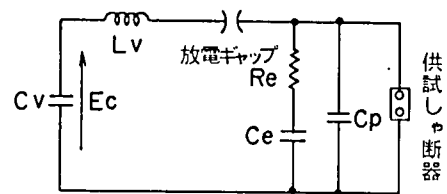
を基準として検討した。IEC 規格では $250 \text{ Hz} \leq f_v \leq 1000 \text{ Hz}$ としている。



(a) 並列ダンピング回路



(b) 直列ダンピング回路



(c) 並列容量付直列ダンピング回路

図 7.2 二パラメータ波形発生回路例

7.2.1 直列ダンピング回路の場合⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁶⁾

図 7.2 (b)の回路で得られる再起電圧 $V_r(t)$ は次式で表わされる。コンデンサの充電電圧を E_c とすると、

$$\frac{V_r(t)}{E_c} = \frac{C_v}{C_v + C_e} (1 - e^{-\alpha t} \cos \beta t) + \frac{\alpha}{\beta} \left(2 - \frac{C_v}{C_v + C_e} \right) e^{-\alpha t} \sin \beta t \quad (7.3)$$

ただし、 $\alpha = \frac{R_e}{2L_v}$ 、 $\beta^2 = \beta_0^2 - \alpha^2$ 、 $\beta_0 = \frac{1}{\sqrt{L_v C_0}}$ 、 $C_0 = \frac{C_v C_e}{C_v + C_e}$

である。

今、 $\delta = \frac{R_e}{2\sqrt{L_v C_0}}$ 、 $k = \frac{\omega_v}{\beta}$ 、 $\omega_v = 2\pi f_v = \frac{1}{\sqrt{L_v C_v}}$

を導入し、かつ $q = 1 - \delta^2$ 、 $t' = \beta_0 t$ とおくと、

$$V_r(t') = (1 - k^2 q^2) (1 - e^{-\delta t'} \cdot \cos q t') + \frac{\delta}{q} (1 + k^2 q^2) e^{-\delta t'} \sin q t' \quad (7.4)$$

(7.3) を t' で微分すると次式を得る。

$$\frac{d\{V_r(t')\}}{dt'} = (1 - k^2 q^2) e^{-\alpha t'} (\delta \cos q t' + q \sin q t') + \frac{\delta}{q} (1 + k^2 q^2) e^{-\alpha t'} (q \cos q t' - \delta \sin q t') \quad (7.5)$$

今、電源側再起電圧の遅れ時間 t_d を図 7.3 に示すように定義する。波形 $V_r(t)$ の外接線を求め、これに平行な内接線が時間軸と交わる点と、時間 0 との間を遅れ時間 t_d とすると、外接線を求めるには、

$$V_r(t) = at \quad (7.6)$$

を仮定し、(7.4)、(7.6) が重根をもつ条件から勾配 a を決定する。又この直線が、 u_c に到る時間 t_3 を求める。又遅れ時間 t_d は内接線と $V_r(t)$ の接する点 $\{t_4, V_r(t_4)\}$ を求めると、

$$t_d = \frac{at_4 - V_r(t_4)}{a} \quad (7.7)$$

から求められる。

このようにして求めた規約波高時間 (t_3) と振幅率および遅れ時間 t_d と振

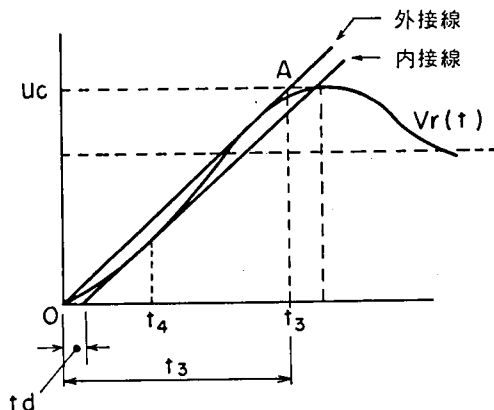


図 7.3 初期遅れ時間の定義

幅率の関係を計算した例を
 図 7.4 に示す。横軸の振幅
 率 AF_v は波高値/充電電圧
 を示しており、減衰がなけ
 れば $AF_v = 1.4$ のところで
 規約波高値を得る。減衰が
 ある場合は、それを補正す
 る AF_v を選ばばよい。

7.2.2 並列容量付直列ダ ンピングの場合(5)

図 7.2 (c)の回路における
 再起電圧 C_v の充電電圧を
 E_c とすると次のように表
 わされる。

$$\frac{V_r(t)}{E_c} =$$

$$\frac{\omega_v \gamma n_1 n_2}{a_1(a_2^2 + \beta_2^2)}$$

$$+ \frac{\omega_v^2 n_2}{(a_1 - a_2) \beta_2} \epsilon^{-\alpha_1 t}$$

$$- \frac{\omega_v^2 n_1 n_2 \gamma_1}{a_1 \{(a_1 - a_2)^2 + \beta_2^2\}} \epsilon^{-\alpha_1 t}$$

$$+ \frac{\omega_v^2 n_2}{(a_1 - a_2)^2 + \beta_2^2} \epsilon^{-\alpha_2 t}$$

$$\times \left(\frac{a_1 - a_2}{\beta_2} \sin \beta_2 t - \cos \beta_2 t \right)$$

$$- \frac{\omega_v^2 \gamma_1 n_1 n_2 \beta_2}{\{(a_1 - a_2)^2 + \beta_2^2\}(a_2^2 + \beta_2^2)} \epsilon^{-\alpha_2 t} \left\{ \frac{a_2(a_1 - a_2) + \beta_2^2}{\beta_2^2} \sin \beta_2 t + \frac{a_1 - 2a_2}{\beta_2} \cos \beta_2 t \right\}$$

(7.8)

ただし、 $\alpha_1, \alpha_2, \beta_2$ は

$$P^3 + \frac{1}{Re} \left(\frac{1}{C_e} + \frac{1}{C_p} \right) P^2 + \frac{1}{Lv} \left(\frac{1}{C_v} + \frac{1}{C_p} \right) P + \frac{1}{ReLv} \left(\frac{1}{C_e C_v} + \frac{1}{C_p C_v} + \frac{1}{C_e C_p} \right) = 0$$

(7.9)

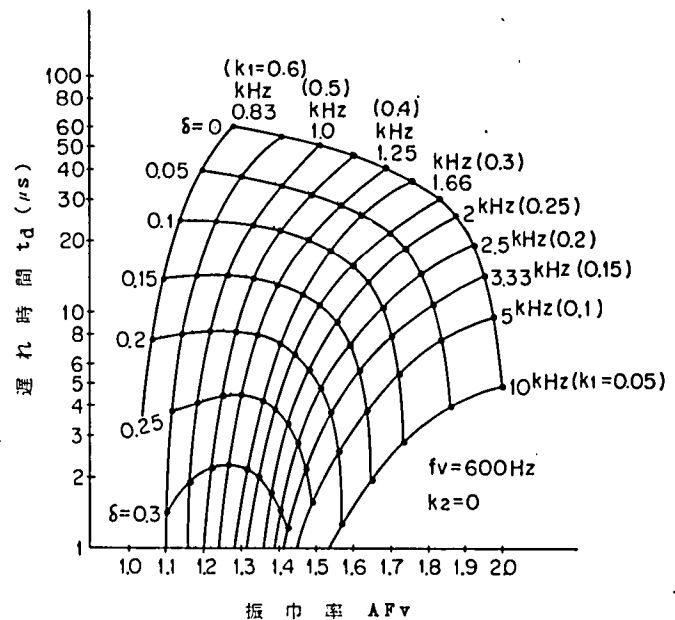
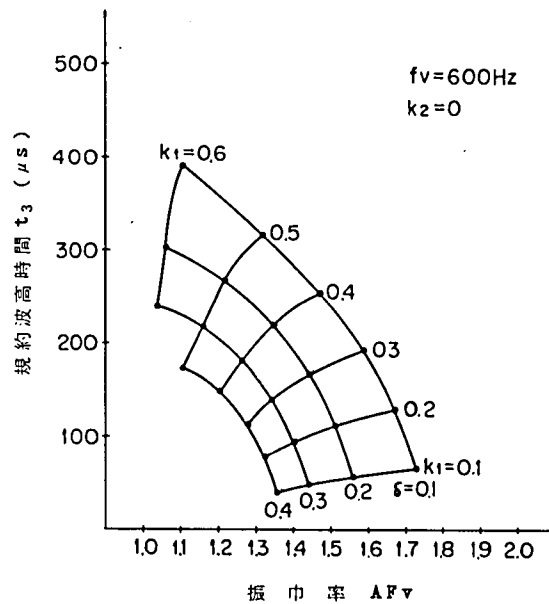


図 7.4 直列ダンピング回路の規約値計算例
 (δ, k_1, k_2 は 7.1 0 式による)

の根を $-a_1$ 、 $-a_2 \pm j\beta_2$ としており、又

$$\omega_v^2 = \frac{1}{L_v C_v}, \quad r_1 = \frac{1}{R_e C_v}, \quad n_1 = \frac{C_v}{C_e}, \quad n_2 = \frac{C_v}{C_p}$$

としている。

7.2.1の直列ダンピングの場合と同様に(7.8)式を微分して、 $dV_r(t)/dt$ を求め規約波高時間、遅れ時間を計算した例を図7.5、図7.6に示す。図は次式で示される δ 、 k_1 、 k_2 を変えて計算したものである。

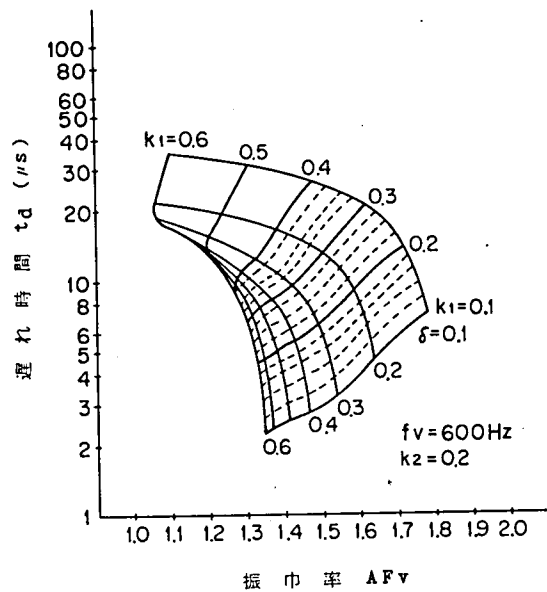
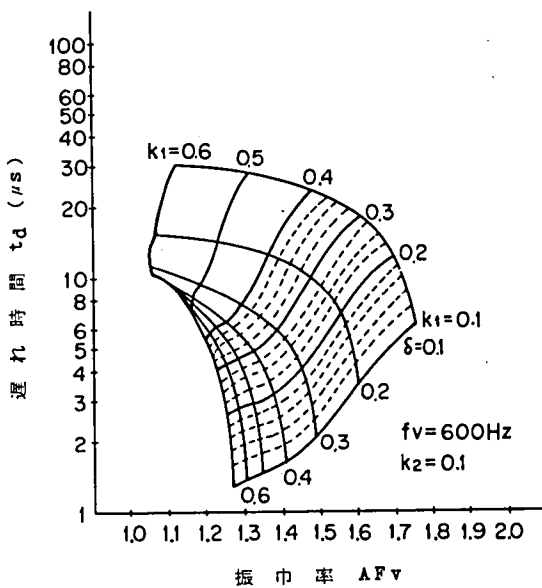
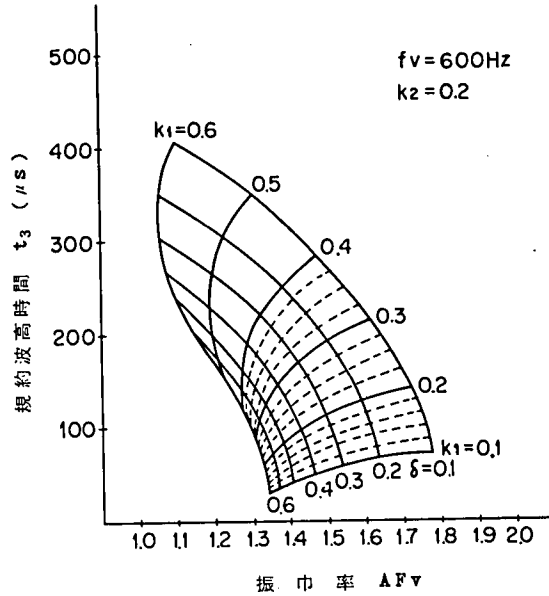
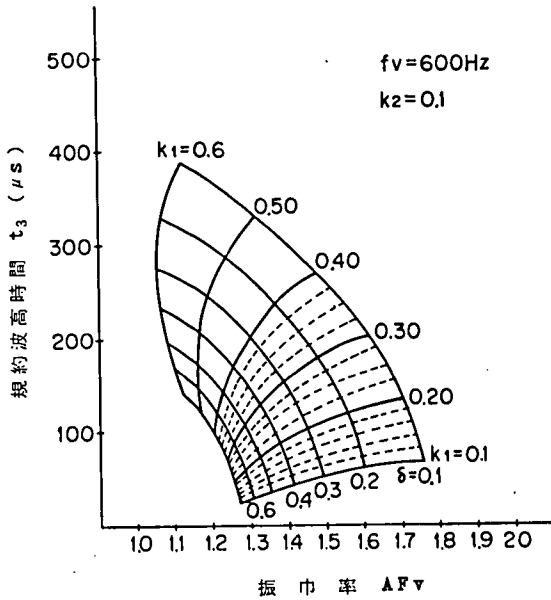


図 7.5 並列容量対直列ダンピング回路の規約値計算例 ($k_2 = 0.1$)

図 7.6 並列容量対直列ダンピング回路の規約値計算例 ($k_2 = 0.2$)

$$\delta = \frac{\omega_v}{2\gamma\sqrt{1+n_1}} = \frac{Re}{2\sqrt{(1+\frac{C_v}{C_e})\frac{L_v}{C_v}}} \quad (7.10)$$

$$k_1 = \frac{1}{\sqrt{1+n_1-\frac{\omega_v^2}{4\gamma^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1+\frac{C_v}{C_e}-\frac{Re^2C_v}{4L_v}}} \quad (7.11)$$

$$k_2 = \frac{n_2}{n_1} = \frac{C_p}{C_e} \quad (7.12)$$

7.2.3 二パラメータ波形発生回路の定数設定

以上に述べた計算結果を使用して、端子短絡模擬の合成試験における回路パラメータは次のようにして決めることができる。

$$L_v = V_{test}/(I \cdot \omega) \quad , \quad \frac{1}{2\pi\sqrt{L_v C_v}} \doteq 600 \text{ Hz}$$

によって、 L_v 、 C_v は決定される。再起電圧パラメータを決める C_e 、 C_p 、 Re については、該当する試験の規格値と計算グラフを比較し、規格を満足する範囲で、 k_1 、 k_2 、 δ を選定し、その後式(7.10)、(7.11)、(7.12)から決定する手順となる。

例えば300 kV、50 kA、2点切の条件選定で上昇率が2 kV/ μ s、初期遅れ時間 t_d が5 μ s以下の波形を得る場合は次のようになる。接地係数 $k_e=1.3$ 、電圧分担率 $d_r=0.55$ 、回路の減衰補正係数1.05とすると、

$$V_{test} = 300 \text{ kV} \times \frac{1.3}{\sqrt{3}} \times 0.55 = 124 \text{ kV}$$

$$E_c = 124 \text{ kV} \times \sqrt{2} \times 1.05 = 184 \text{ kV}$$

$$L_v = 124 \text{ kV} / (\omega \times 50 \text{ kA}) = 6.58 \text{ mH}$$

$$C_v = 10.7 \mu\text{F}$$

規約波高値 $u_c = 124 \text{ kV} \times \sqrt{2} \times 1.4 = 245 \text{ kV}$ であるから上昇率2 kV/ μ sとなる規約波高時間 t_3 は $t_3 = 122.5 \mu\text{s}$

図7.5から $t_3 = 122.5 \mu\text{s}$ 、 $AF_v = 1.4$ で $k_1 = 0.24$ 、 $\delta = 0.33$ を得る。

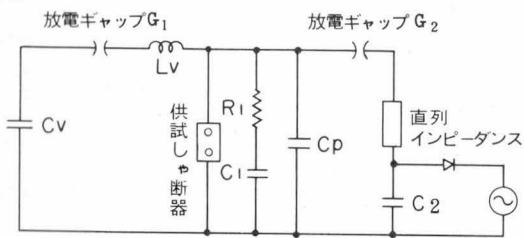
又図よりこの k_1 、 δ 値に対し、 $t_d = 4.5 \mu\text{s}$ であり選定条件に合致する。相当する C_e 、 C_p 、 Re はそれぞれ1.0 μF 、0.1 μF 、40 Ω となる。

7.3 四パラメータ波形発生回路の検討⁽⁶⁾⁽⁷⁾⁽⁸⁾

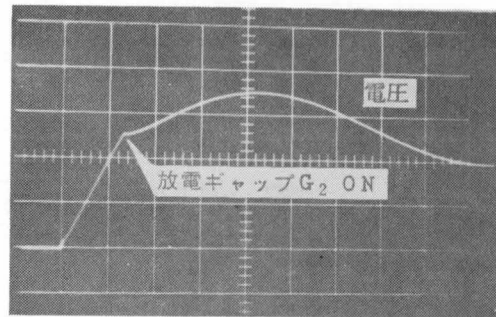
四パラメータ波形の発生回路は、種々提案実施されてきているが、規格値に沿った各パラメータを計算する場合、標準化できないものが多い。従って回路構成が簡便で、しかも回路計算、パラメータ評価の比較的容易な回路を目標に検討を行なった。

7.3.1 周波数切換方式⁽⁶⁾

図 7.7 に回路図および波形例を示す。図(a)に示すように、放電ギャップ G_2 が働かない電圧の初期には、図 7.2 (c) に二パラメータ回路と同様の回路である。したがって R_e 、 C_e および C_p によって決まる波形で立ち上がるが、電圧 u_1 で、ギャップ G_2 を放電し、ギャップ放電後の周波数を変える方法である。この方法では、回路定数の決定が容易である。しかし試験を実施する場合にギャップ制御が入ること、および断器のユニット電圧が高くなり、試験電圧が上がると、並列に用いる C_2 の容量が増加するので経済的な方法と言えない。



(a) 回路図



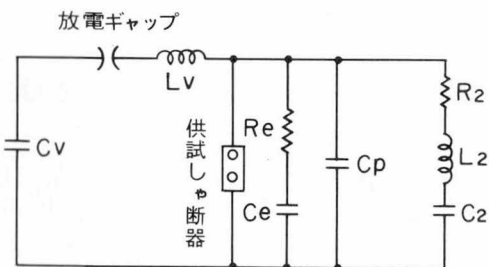
80 μ s/Div

(b) 波形例

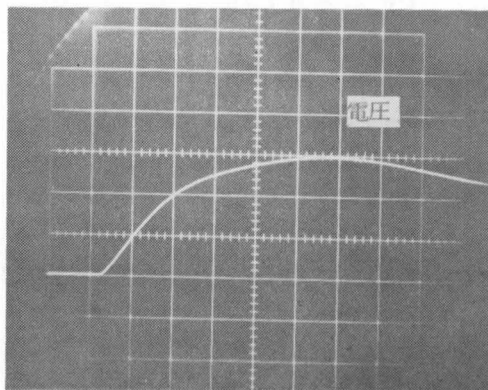
図 7.7 周波数切換方式 四パラメータ波形発生回路

7.3.2 並列 LC 回路方式⁽⁷⁾

図 7.8 に回路図および波形例を示す。この回路は周波数切換回路のように、ギャップによる電圧波形制御は必要としない利点がある。しかし規約値を満足する回路定数設定



(a) 回路図



100 μ s/Div

(b) 波形例

図 7.8 並列 LC 回路方式 四パラメータ波形発生回路

を行なうには、標準化した計算はむずかしく、定数を仮定して計算し、計算波形から規約値を確認する方法をとる必要があること、又図 7.8 における C_2 の両端の電圧が高くなることが欠点である。

7.3.3 非線形素子を用いた回路 (7)(8)

図 7.9 に回路を示す。図に示すように、並列容量付直列ダンピング回路に加えて、非直線素子と C_2 の直列回路を並列に接続する。非直線素子としては、最近電力用避雷器として注目されている酸化亜鉛素子 (ZnO 素子という。以下この表現を用いる。) を使用して検討した。

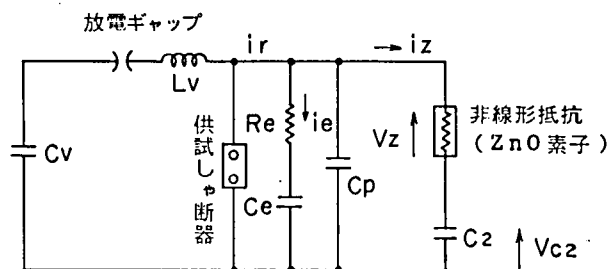


図 7.9 非線形素子を用いた四パラメータ波形発生回路

ZnO 素子はある電圧までは高抵抗 (数 100 MΩ) であり、一定電圧 (動作電圧) 以上の電圧では低抵抗 (数 Ω) となる。

したがって図 7.9 の回路において、初期には L_v 、 R_e 、 C_e 、 C_p で決まる二パラメータ波形と同様な電圧立ち上がりである。ZnO 素子の動作電圧 V_z を越えると素子の抵抗が低下して C_2 に電流が流れ、 C_2 を充電すると同時に R_e 、 C_e を流れる電流は減少する。この間 ZnO 素子間の電圧はほぼ一定値をとり、これに C_2 の充電電圧を加えた値が供試し断器にかかる電圧となる。図 7.10 に電圧、電流の関係を示す。

(i) ZnO 素子動作以前

この期間は、回路は図 7.2 (c) と同じであるから、電圧は (7.8) 式で表わされる。したがって、初期の上昇率、遅れ時間はこの式から同様に計算できる。

(ii) ZnO 素子動作後

電圧 V_z 、時間 t_1 で ZnO が動作したとすると電圧は次式で近似できる。

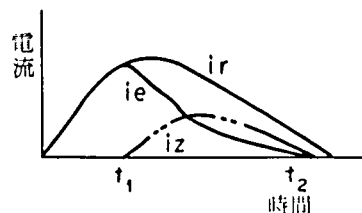
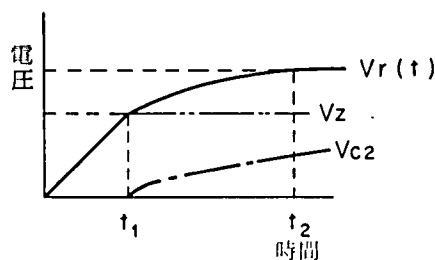


図 7.10 非線形素子を用いた回路の電圧、電流の関係

$$\begin{aligned}
V_r(t) = & E_c + \frac{E_c - V_z}{(a_1 - a_2)^2 + a_3} \{ 2a_1 a_2 \varepsilon^{-a_1 \tau} - (a_1^2 + a_2^2 + a_3^2) \varepsilon^{-a_2 \tau} \cos a_3 \tau \\
& + \frac{a_2 (a_1^2 - a_2^2 - a_3^2)}{a_2} \varepsilon^{-a_2 \tau} \sin a_3 \tau \} \\
& + \frac{a_1 (a_2^2 + a_3^2) L_v i_{t_1}}{(a_1 - a_2)^2 + a_3^2} \left(\varepsilon^{-a_1 \tau} - \varepsilon^{-a_2 \tau} \cos a_3 \tau + \frac{a_1 - a_2}{a_3} \varepsilon^{-a_2 \tau} \sin a_3 \tau \right)
\end{aligned} \tag{7.13}$$

ただし、 $\tau = t - t_1$

$$a_1 + 2a_2 = \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{1}{C_e} + \frac{1}{C_2} \right)$$

$$2a_1 a_2 + a_2^2 + a_3^2 = 1 / (L_v C_2)$$

$$a_1 (a_2^2 + a_3^2) = 1 / (L_v \text{Re} C_e C_2)$$

i_{t_1} : $t = t_1$ において L_v に流れている電流

である。

C_v の初期充電電圧 E_c を ZnO の動作電圧 V_z および初期波高値 u_1 と等しくする、即ち $E_c = V_z = u_1$ とすると(7.13)式は

$$\begin{aligned}
V_r(t) = & E_c + \frac{a_1 (a_2^2 + a_3^2)}{(a_1 - a_2)^2 + a_3^2} L_v i_{t_1} \left(\varepsilon^{-a_1 \tau} - \varepsilon^{-a_2 \tau} \cos a_3 \tau \right. \\
& \left. + \frac{a_1 - a_2}{a_3} \varepsilon^{-a_2 \tau} \sin a_3 \tau \right)
\end{aligned} \tag{7.14}$$

となる。

(7.14)式がピークとなる時間を求めるために、微分して0とおくと、

$$\cos (a_3 \tau + \phi) = \frac{a_1}{\sqrt{a_1^2 + \left(\frac{a_1 a_2 - a_2^2 + a_3^2}{a_3} \right)^2}} e^{-(a_1 - a_2)\tau} \tag{7.15}$$

$$\phi = \tan^{-1} \frac{a_1 a_2^2 - a_2^2 - a_3^2}{a_1 a_3} \tag{7.16}$$

から、 ZnO 素子動作時(t_1)から波高値までの時間 τ_{\max} が計算できる。

表7.1, 7.2に示すように四パラメータ波形では波高時間 t_2 は初期波高時間 t_1 の3倍となっている。従って上記 τ_{\max} は、

$$\tau_{\max} = t_2 - t_1 = 2 t_1 \tag{7.17}$$

か又はこれ以下になるよう定数選定を行えばよい。

今、

$$k_4 = C_2 / C_e, \quad \delta = \text{Re} / \sqrt{L_v / C_e} \tag{7.18}$$

とすると $\tau_{\max} = t_2 - t_1$ は k_4 、 δ の関数となる。

図 7.1 1 は $\delta = 0.7$ の時、 $k_4 = C_2 / C_e$ 、 $f_e = 1 / 2\pi \sqrt{L_v C_e}$ を変化した時の τ_{\max} の計算例を示す。この計算から波高時間を決めると C_2 を決定することができる。

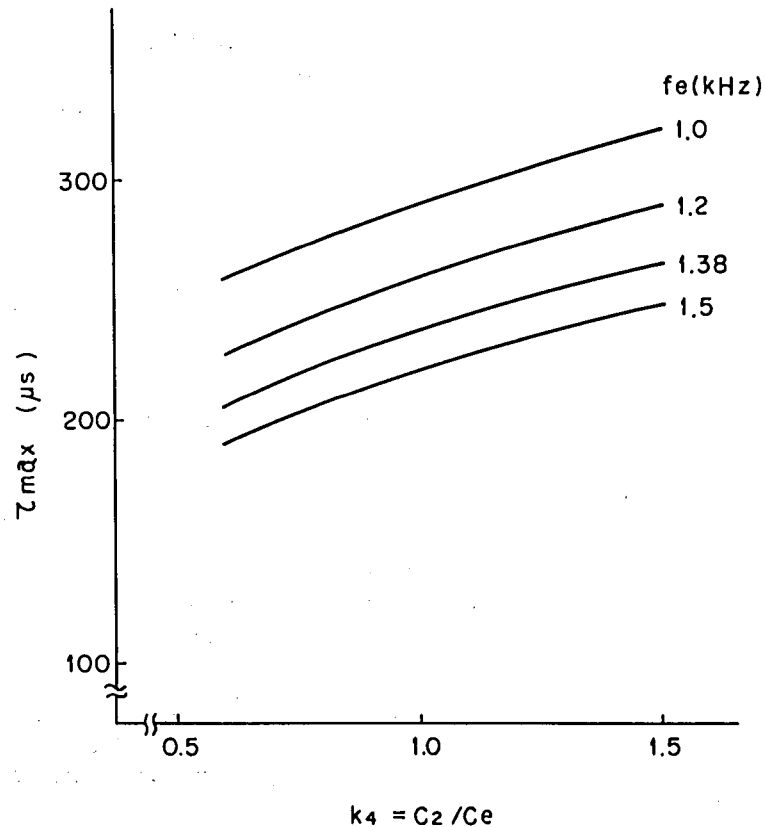


図 7.1 1 τ_{\max} の変化計算例

図 7.1 2 は、300 kV、50 kA 条件の回路計算による電圧、電流を示す。又図 7.1 3 はこの条件による試験時の波形実測例を示す。

7.3.4 非線形素子を用いた回路の特長

シャ断試験において、初期立ち上がり部分の波形は、これまで度々述べたように、シャ断成否に重要なポイントとなる。従って、初期遅れ時間 t_d や初期上昇率はできるだけ計算による事前チェックと定数決定が望ましい。四パラメータ波形は再起電圧のピーク付近を再現することを主体にするので、この再現のために、初期部分の波形を変歪して評価をむずかしくするのは問題がある。

この基本的な考え方をもとに、周波数変換方式、並列 L-C 方式、非線形方式を検討してきた。

非線形素子として使用した ZnO は、動作電圧が印加されるまでは無限大抵抗と考えるとよく、完全に二パラメータ回路素子で決定される立ち上がりを示す。ZnO 素子の動作後は、近似的に低抵抗とみなされ、抵抗-コンデンサ (C_2) が付加された回路となり、容易に四パラメータ波形を得ることができる。この回路の特長をまとめると、

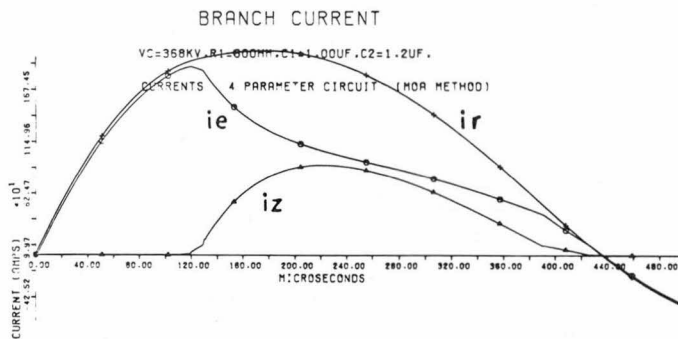
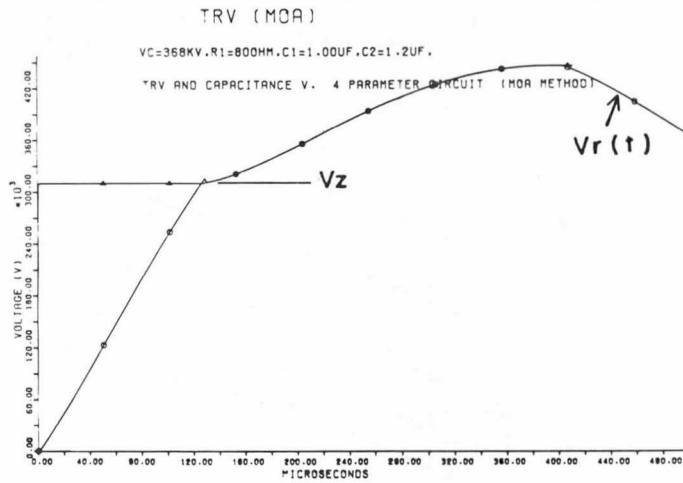
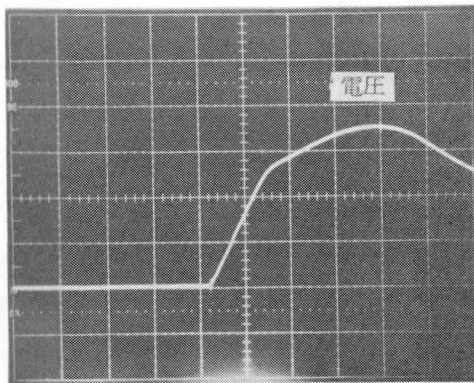
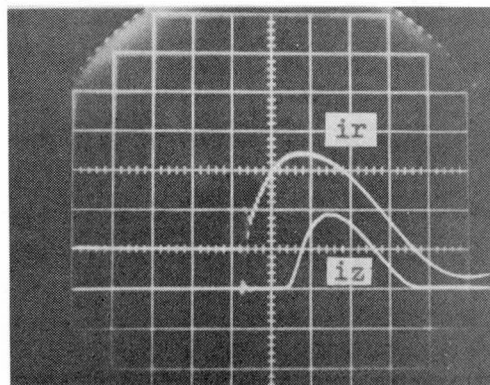


図 7.1 2 非線形素子を用いた回路の計算例



(a) 電圧波形
127 kV / 100 μ s / D



(b) 電流波形
 i_r : 800 A / D
 i_z : 400 A / D 100 μ s / D
(i_r, i_z は図7.1.0に対応)

図 7.1 3 非線形素子を用いた回路の測定波形
(300 kV, 63 kA 試験回路)

- (1) (t_1, u_1) までの期間は二パラメータ回路となり、7.2節で述べた回路評価をそのまま用いることができる。
- (2) (t_1, u_1) 以後は、使用ZnO素子の特性をあらかじめ知っておけば、波形の推定が容易である。
- (3) 試験に際して、スイッチング制御が不要で、試験が容易にできる。

以上のことから、四パラメータ波形発生回路として、図7.9の非線形素子を使用した回路が極めて有用な回路であると考えられる。

7.4 結 言

故障しゃ断における電源側再起電圧の規格に対し、試験場での再起電圧発生回路、および回路定数の設定方法を検討し、次の結果を得た。

- (1) 二パラメータ波形発生回路としては、並列容量付直列ダンピング回路がよい。この回路に対し規約値の計算法を示した。
- (2) 上記の計算から、規格を満足する波形を得る試験回路の定数選定を容易にした。
- (3) 四パラメータ波形発生回路については、非線形素子を使った回路が、初期のパラメータを評価設定する上においても、又試験制御をする上でも極めて有用である。

104 項欠

第8章 総括

本論文では、パフュー形ガスしゃ断器に関し、しゃ断試験とこれに基づいた解析を主体に、しゃ断現象としゃ断評価法の研究を行なった結果、高電圧63kVしゃ断器、或いは300kV、50kA一点切しゃ断器といった大容量ガスしゃ断器の開発に寄与してきたことを述べた。ここでは各章での研究成果を要約して述べる。

- (1) 第2章では、大電流しゃ断時における消弧室上流、ノズル近傍の圧力測定、および圧力測定に関する各種の実験から次の結果を得た。
 - (I) しゃ断電流が大きくなるとシリンダの圧力が、ノズルを完全に塞いだ時の圧力より高くなる場合があり、大電流期間ではアーク電流による塞流、逆流の現象が生じ得る。しかし電流が零点に向かって減少すると流れは元に復帰し、しゃ断をさまたげない。
 - (II) 密閉容器内でSF₆ガス中に発生したアークによる圧力上昇は、大部分ガスの加熱によるものであり、圧力上昇とアークエネルギーは

$$\Delta P = K_p \frac{\text{アークエネルギー (kJoule)}}{\text{容器内容積 (liter)}} \quad (K_p = 0.5 \sim 0.6)$$

の関係にある。加熱された高温ガスの平均温度は、2000°K~3000°Kと考えらる。

- (III) アルミニウムのように高温SF₆ガスと反応して生成熱を発する現象を伴う場合は、圧力上昇にはこの生成熱も寄与する。
- (2) 第3章においては、アーク観測と圧力測定を同時に行ない、測定データを基に解析し、次の結果を得た。
 - (I) 大電流しゃ断時のガス流を模擬する手段として、高温アーク層と、導電性をもたない高温ガス層より成る二層エンタルピーフローで近似するのが妥当である。
 - (II) ガス吹き付け中の大電流アーク導電部の平均温度は20,000°K、又導電部の周囲に形成される導電性をもたない高温ガス層の平均温度は、2,000°K~3,000°Kであると推定される。
 - (III) この実験に基づき、アーク導電部から高温ガス層へ(径方向へ)流出する損失は、アーク入力10~20%であると推定される。
 - (IV) 大電流しゃ断時に生じる塞流による内圧上昇は、スロート上流のアーク周囲に形成された高温ガス層の蓄積によるものと説明される。この考えから、電流しゃ断時の圧力変化をより精度よく計算することが可能となった。
 - (3) 第4章では、しゃ断試験において、電流零点近傍の測定を行ない、アーク抵抗、損失、時定数等のアークパラメータの変化、および相関関係を検討し次の結果を得た。
 - (I) アーク抵抗の変化速度は、しゃ断前10μs~5μsでは、電流よりむしろ零点まで

の時間に依存する。

零点前 $5 \mu s \sim 0 \mu s$ では電流依存性が現われ、しゃ断電流が大きくなる程、変化は小さくなる。

- (ii) アーク時定数も同様に、零点前 $10 \mu s \sim 5 \mu s$ では零点までの時間に依存し、しゃ断電流依存性は少ない。零点前 $5 \mu s \sim 0 \mu s$ では、時間依存性からアーク抵抗依存性に移行し、アーク抵抗が大きいか程時定数は小さくなり、一定値に近づく。零点でのアーク時定数は $1 \mu s$ 前後となる。
- (iii) アーク損失は、零点前 $5 \mu s \sim 0 \mu s$ でアーク入力依存性からアーク抵抗依存性に移行する。アーク抵抗が大きくなると、アーク損失は減少するが変化分は小さく、一定値に近づく傾向にある。零点での損失は数 $10 \text{ kW} \sim$ 数 100 kW である。
- (iv) 電流零点におけるアークパラメータの無次元化量 $N_0 / (E_0 i_0)$ 、 $R_0 / \{E_0 / (i_0)\}$ 、 $\sqrt{N_0 R_0} / E_0$ を試験データから算出すると一定に近い値を示し、Mayrの動特性式から理論的に導かれる値に近い値を示した。これらのアークパラメータおよび関連データより、パフュー形ガスしゃ断器では、Mayr動特性式での近似が妥当であるとの結論を得た。
- (v) 零点近傍の電圧、電流測定から、アーク直径、導電率を算出する方法を検討した。測定結果から、零点近傍のアーク直径は、数 mm であることが推定される。又導電率は零点前数 μs で急激に減少すると推定される。
- (4) 第5章では、アーク動特性式と回路との相互作用を考慮して、SLFしゃ断、ITRVしゃ断に対するしゃ断限界式を導出し、アークパラメータ、回路パラメータがしゃ断限界に及ぼす影響を検討し次の結果を得た。
- (i) E_0 / θ 又は $\sqrt{N_0 R_0} / \theta$ および再起電圧の初期の遅れ時間が、しゃ断限界を決める重要な因子であることが判明した。
- (ii) SLFしゃ断のしゃ断限界、およびITRVが重畳されたSLFしゃ断のしゃ断限界は、ほとんど差異がない。
- (iii) しゃ断電流、アークパラメータ、並列容量、サージインピーダンスの条件を考慮したしゃ断限界曲線を求めた。この曲線を用いると、ある回路条件でのしゃ断成否を試験で確認すれば、他の回路条件でのしゃ断成否を推定できる。又この限界曲線の有用性を試験により実証した。
- (iv) SLFしゃ断において、時定数の小さいガスしゃ断器はSLF容量 $0.95 I$ 、又はそれ以上はきびしいのではないかとの議論もあった。これに対し、アーク特性を考慮した解析および実しゃ断での検証を行なって、SLF容量 $0.9 I \sim 0.93 I$ が最も苛酷であり、 $0.95 I$ 又はそれ以上の条件ではむしろしゃ断が容易となることを明らかにした。
- (v) 世界最大の規模であるオランダのKEMA試験設備を使用し、最大出力で 245 kV 、 40 kA パフュー形ガスしゃ断器の直接試験を実施し、直接試験法と合成試験法と

の比較を行なった。しゃ断直後の再起電圧、しゃ断成功率、アーク電圧の統計的解析、再発弧電圧の統計的解析等から検討した結果、合成試験が直接試験と十分等価性のあることを明らかにした。

特に、電流零点近傍の変化の速い至近距離線路故障しゃ断で等価性を実証し、ガスしゃ断器の検証に使用してきた合成試験に対する信頼性を深めることができた。

- (5) 第6章では、SLF合成試験において、しゃ断電流、零点における電流勾配、圧力を制御するしゃ断試験を実施し、しゃ断限界と電流、電流変化率、圧力の関係を検討し次の結果を得た。

- (i) 一般にしゃ断電流が増大すると電流勾配が増大し、しゃ断限界は低下する。しかしパフアー形ガスしゃ断器では電流増加によりシリンダ内圧上昇が発生、これがしゃ断限界をもち上げる作用をする。この結果、しゃ断限界、又はこれを表現する代表的なアーク特性値 E_0/θ とシリンダ内圧力 (P_c)、電流変化率 (di/dt) 又はしゃ断電流 (I) の関係は、

$$E_0/\theta \propto P_c^{1.7} \times \left(\frac{di}{dt}\right)^{-2} = I^{-0.8 \sim -1.5}$$

で示される。

- (ii) この関係と第5章において導出したしゃ断限界式とから、しゃ断器のしゃ断容量増大のためには、 E_0/θ を増大する手段として、圧力上昇の増大をはかること、およびSLFしゃ断時の零点前後のストレスを低下させるため、並列容量を適切に選定することが効果的である。
- (iii) これらのことを考慮し、50kAしゃ断器から63kAしゃ断器へ、或いは300kV 2点切から300kV 1点切へとしゃ断器のしゃ断容量の増大をはかることができた。
- (6) 第7章では、BTF、SLFしゃ断試験の規格に導入されている初期遅れ時間や、四パラメータ法に適合する再起電圧を得るため、試験場で実施する試験回路、定数決定法の検討を行ない、
- (i) ニパラメータ波形模擬として、直列ダンピング又は並列容量付直列ダンピング回路が適当であることを示し、又この回路での回路定数を決定する方法を提案した。
- (ii) 四パラメータ波形発生回路で、周波数切換方式、L-C並列回路方式、非線形素子回路方式を提案し、各方式の特失を検討した。この結果初期波形の評価、回路設定、試験制御の面から、非線形素子使用の新しい回路方式が極めて優れていることを明らかにした。

108 項欠

謝 辞

本研究をまとめるに際し、終始懇切な御指導と御鞭撻を賜わった、京都大学工学部 電気工学科教授 上之園親佐博士に衷心より御礼申し上げます。

本研究を進める機会を与えて頂き、終始有益な御助言、御激励を賜わった、三菱電機伊丹製作所副所長 富永正太郎博士、開閉器製造部長 桑原宏博士、同参事 新田東平博士、開発部長 宮本紀男博士に深く感謝します。

さらに試験、解析にあたって御協力を頂き、熱心な討論をしていただいた開発部大電力技術グループ 田中正治主事、佐久間秀一技師をはじめ同グループの方々、資料整理に御協力いただいた岩田むつ女史に厚く御礼申し上げます。

第1章の参考文献

- (1) 潮：三菱電機技報 Vol. 39, No. 8, 1965
- (2) 潮、田辺：三菱電機技報 Vol. 41, No. 11, 1967
- (3) 富永、佐藤：三菱電機技報 Vol. 46, No. 7, 1972
- (4) 宮本、鎌谷：三菱電機技報 Vol. 39, No. 8, 1965

第2章の参考文献

- (1) L.S.Frost, R.W.Riebermann : PIEEE Vol. 59, No.4, 1971
- (2) 吉永、佐久間、桑原：開閉保護装置研究会資料 SPD-77-4, 1977
- (3) S.Tominaga, H.Kuwahara, K.Yoshinaga, S.Sakuma :
IEEE paper F78 149-7, 1978
- (4) 吉永、佐久間、堀之内、広岡：昭53 電気学会全国大会 No.1015
- (5) S.Tominaga, H.Kuwahara, K.Yoshinaga, S.Sakuma :
IEEE paper F80 280-8, 1980

第3章の参考文献

- (1) L.S.Frost, R.W.Liebermann : PIEEE, Vol. 59, No.4, 1971
- (2) S.Tominaga, H.Kuwahara, K.Yoshinaga, S.Sakuma :
IEEE paper F80 280-8, 1980
- (3) 吉永、佐久間、堀之内、桑原：昭51 電気学会全国大会 No.1059
- (4) 吉永、佐久間、田中、桑原：昭51 電気学会全国大会 No.1060
- (5) 吉永、佐久間、桑原：開閉保護装置研究会資料 SPD-77-4, 1977
- (6) D.R.Airey : PIEEE Conf. pub. 1972, PP. 70~72
- (7) B.W.Swanson, R.M.Roidt : IEEE Vol. PAS-90, 1971, pp. 1094~1102
- (8) J.J.Lowke, H.C.Ludwig : Journal of Applied Physics,
Vol. 46, No. 8, 1975
- (9) 稲葉、鬼頭、宮地：電学誌 Vol. 92-A, No.10, 1972
- (10) 佐久間、吉永：昭55 電気学会全国大会 No.947

第4章の参考文献

- (1) A.M.Cassie: "The Theory of Circuit Interruption"
- (2) O.Mayr: Archiv für Electrotechnik Vol. 37, No.12, 1943
- (3) H.Kopplin: Archiv für Electrotechnik Vol. 47, 1962
- (4) 潮、伊藤: 電学誌 Vol 80, 867号, 1960
- (5) 潮、伊藤、宮本: 三菱電機技報 Vol. 35, No.5, 1961
- (6) 伊藤、宮本、鎌谷: 三菱電機技報 Vol. 39 No.9, 1965
- (7) S.Tominaga, H.Kuwahara, K.Yoshinaga, S.Sakuma:
IEEE paper, F78 149-7, 1978
- (8) T.E.Brown, Jr: AIEE Trans, Vol. 67. pp. 141~153, 1948
- (9) U.Urbaneck, H.H.Schramm, E.Slamecka, K.Zuckler
CIGRE Report 13-03, 1980

第5章の参考文献

- (1) 電気学会技術報告 第66号 昭40 電気学会
- (2) JEC 181 (1975) 交流しゃ断器
- (3) IEC Publication 56-4 (1972)
- (4) IEC 17A (Central Office) 139 Draft
- (5) 佐久間、吉永、桑原: 昭54, 電気関係学会関西支部大会 G3-48
- (6) S.Tominaga, H.Kuwahara, K.Yoshinaga, S.Sakuma: IEEE
paper F78-149-7, 1978
- (7) S.Tominaga, H.Kuwahara, K.Sato, K.Yoshinaga,
S.Sakuma: オーストラリア シンポジウム E-1122
- (8) S.Tominaga, H.Kuwahara, T.Tanabe, K.Yoshinaga,
S.Sakuma: IEEE paper SM 702-1
- (9) 大野、中西: 電学誌 Vol. 88-11, No.962, 1968
- (10) R.G.Colclaser, Jr, L.E. Berkebile, D.E.Buettner: IEEE,
Vol. PAS-90, No.2, 1971 pp. 660~669
- (11) D.Birtwhistle, G.E.Gardner, B.Jones, R.J.Urwin:
PROC. IEE, Vol. 120, No.9, 1973

- (12) S. Yamazaki, M. Hosokawa, T. Goto, K. Nakanishi, J. Tomiyama
IEEE Trans. Vol. PAS-91, No.3
- (13) G. Mazza, S. Rovelli: CIGRE Report 13-11, 1972
- (14) 吉永、佐久間: 電気学会全国大会 No.992
- (15) B. J. Calvino, G. Mazza, S. Favretto, G. Frate, S. Rovelli:
CIGRE Report, 13-15, 1970
- (16) 吉永、佐久間、伊吹、細見、田中: 三菱電機技報 Vol. 55, No.3, 1981
- (17) 等々力: 電気試験所研究報告 第651号 昭39

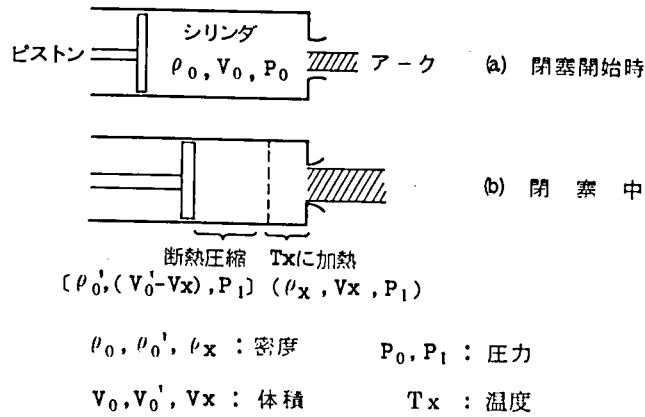
第6章の参考文献

- (1) S. Tominaga, K. Sato, K. Yoshinaga, S. Sakuma
オーストラリア シンポジウム, E-1122, 1979
- (2) S. Tominaga, H. Kuwahara, K. Yoshinaga, S. Sakuma: IEEE
paper F78, 149-7, 1978
- (3) 山内、田辺: 昭53 電気学会全国大会 S. 11-2
- (4) 松村、富永、桑原、佐藤: 昭56 電気学会全国大会 No.1.168

第7章の参考文献

- (1) JEC 181 (1975) 交流しゃ断器
- (2) IEC publication 56-4(1972)
- (3) 桑原、吉永、斉藤: 昭45 電気学会関西支部大会, G-95
- (4) 桑原、吉永、斉藤: 昭46 電気学会全国大会, No.761
- (5) 加藤、渋谷、桑原、吉永、斉藤: 昭47 電気学会全国大会, No.888
- (6) T. Ushio, I. Shimura, H. Kuwahara, K. Yoshinaga: IEEE
paper, 71C57 PWR 1-5, 1971
- (7) 吉永、前川、堀之内、田中: 昭55 電気学会全国大会 No.936
- (8) 吉永、佐久間、伊吹、細見、田中: 三菱電機技報 Vol. 55, No.3, 1981

付録A 閉塞時、シリンダに逆流する加熱ガスの体積計算



図A-1 閉塞時の状態図

図A-1において、(b)ではしゃ断器の動作によって(a)よりも更に圧縮されている。又アークにより加熱されたガス(平均温度 T_x)が一部逆流して断熱圧縮されたとする。この場合次式が成り立つ。

$$\frac{P_0}{\rho_0^\gamma} = \frac{P_1}{\left(\frac{\rho_0 V_0 - \rho_x V_x}{V_0' - V_x}\right)^\gamma} \quad (A-1)$$

$$\rho_x = \frac{P_1}{R_x T_x} \quad (A-2)$$

ただし、 γ : 比熱比で SF_6 では1.07、 R_x : 温度 T_x における気体定数
 (A-1)、(A-2)より、

$$V_x = \frac{V_0' \times \left(\frac{P_1}{P_0}\right)^{\frac{1}{\gamma}} - V_0}{\left(\frac{P_1}{P_0}\right)^{\frac{1}{\gamma}} - \frac{\rho_x}{\rho_0}} \quad (A-3)$$

今、 $T_x \div 2000 \text{ }^\circ\text{K}$ とすると $\left(\frac{P_1}{P_0}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \gg \frac{\rho_x}{\rho_0}$ であるから

$$V_x \div V_0' - V_0 \cdot \left(\frac{P_0}{P_1}\right)^{\frac{1}{\gamma}}$$

P_0, P_1 は圧力の測定から求められ、 V_0, V_0' はシリンダの移動距離から求められるのでアークによって加熱された体積 V_x が求まる。図2.5の V_1, V_2 はこのようにして求めた加熱ガスの体積である。

付録 B⁽¹⁾ $P_3/P_1 \doteq 0.6$ で音速になる理由

式 (2.6) および (2.7) から、

$$v \frac{\partial v}{\partial x} = - \frac{1}{\rho_c} \left(\frac{P_c}{P} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (B - 1)$$

(B - 1) を x で積分し、

$$\frac{1}{2} v^2 = - \frac{P_c}{\rho_c} \cdot \frac{\gamma}{\gamma-1} P^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} + C_K \quad (B - 2)$$

$P = P_c$ のとき、 $v = 0$ であるから

$$C_K = \frac{P_c}{\rho_c} \cdot \frac{\gamma}{\gamma-1} \quad (B - 3)$$

(B - 2)、(B - 3) より

$$v = \sqrt{2} \cdot \sqrt{\frac{P_c}{\rho_c} \frac{\gamma}{\gamma-1} \left\{ 1 - \left(\frac{P}{P_c} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right\}} \quad (B - 4)$$

従って、(2.6) および (B - 4) 式より、流量密度 ρv は

$$\rho v = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} P_c \rho_c \left(\frac{P}{P_c} \right)^{\frac{2}{\gamma}} \left\{ 1 - \left(\frac{P}{P_c} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right\}} \quad (B - 5)$$

流量密度最大となる P/P_c を求めるために (B-5) 式を P/P_c で微分して 0 とおくと、

$$\frac{P}{P_c} = \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (B - 6)$$

を得る。この状態で流量密度は最大、臨界状態となり速度 v は音速となる。

SF_6 ガスでは比熱比 $\gamma = 1.07$ である。これを (B - 6) に代入して、

$$P/P_c = 0.59 \quad (B - 7)$$

即ち、圧力比が約 0.6 ということは、その圧力のところで v は音速に近い。

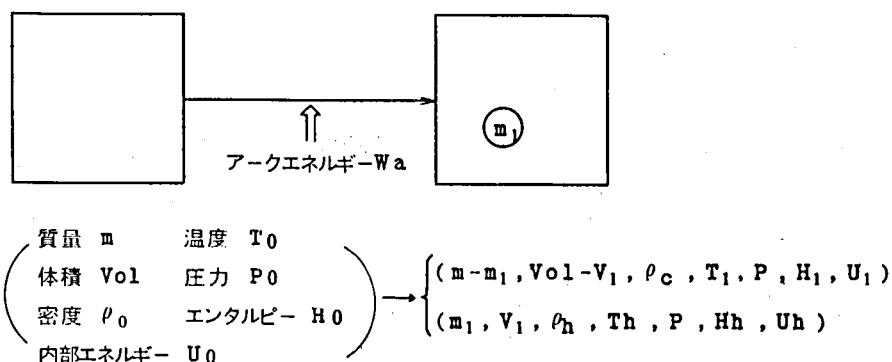


図 C-1 アークエネルギーによるガスの局部加熱

図 C-1 に示すように、密閉容器内にアークエネルギー Wa が注入されガスの 1 部 (質量 m_1) が温度 Th に加熱されたと仮定すると圧力上昇は次のようになると考えられる。

$$(m-m_1)(U_1-U_0) + m_1(U_h-U_0) = Wa \quad (C-1)$$

又エンタルピーに関して $H=U+PV$, $dH = dU + d(PV)$ であることから加熱されたガス、加熱されなかったガスについて各々次式となる。

$$m_1(H_h-H_0) = m_1(U_h-U_0) + \left(PV_1 - P_0 \cdot \frac{m_1}{\rho_0} \right) \quad (C-2)$$

$$(m-m_1)(H_1-H_0) = (m-m_1)(U_1-U_0) + \{ P(V_01-V_1) - P_0 \left(V_01 - \frac{m_1}{\rho_0} \right) \} \quad (C-3)$$

(C-2)、(C-3) より $V_1, m_1/\rho_0$ を消去して、

$$m(H_1-H_0) + m_1(H_h-H_1) = m(U_1-U_0) + m_1(U_h-U_1) + V_01(P-P_0) \quad (C-4)$$

(C-1)、(C-4) より m_1 を消去して、

$$V_01(P-P_0) = \left(\frac{H_h-H_1}{U_h-U_1} - 1 \right) Wa - \frac{U_1-U_0}{U_h-U_1} (H_h-H_1)m \quad (C-5)$$

直接に加熱を受けなかったガス ($m-m_1$) は加熱ガスの膨張によって圧縮されるが、このモデルでは断熱圧縮であるから内部エネルギーは U_0 から U_1 に増加する。

断熱圧縮による温度上昇は

$$\frac{\Delta T}{T_0} = \frac{T_1-T_0}{T_0} = \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{1}{\gamma}-1} - 1$$

から、仮に圧力が 5 倍となっても ($P=5P_0$) $\Delta T/T_0 \div 0.1$ と温度上昇は小さい。

この温度上昇では $U_1 \div U_0$ 、 $H_1 \div H_0$ と考えてよい。

従って (C-5) 式は、

$$\Delta P = P_1 - P_0 = \left(\frac{H_h - H_0}{U_h - U_0} - 1 \right) \cdot \frac{W_a}{V_{ol}} \quad (C-6)$$

となる。今 W_a (kJoul), V_{ol} (liter), ΔP (Kg/cm²) とすると

$$K_p \div \left(\frac{H_h - H_0}{U_h - U_0} - 1 \right) \times 10 \quad (C-7)$$

したがって表 C-1 から図 2.1 1 の K_p を得る。

温 度 T (°K)	Hh - H ₀ (k Joule/Kg)	Uh - U ₀ (k Joule/Kg)
3 0 0	0	0
5 0 0	1 5 8.7	1 4 9
1 0 0 0	6 4 8	6 0 8
1 4 0 0	1 0 8 8	1 0 2 5
1 7 0 0	1 8 9 0	1 7 8 8
2 0 0 0	5 1 4 0	4 8 6 0
2 3 0 0	6 3 9 0	6 0 1 0
2 6 0 0	8 9 8 0	8 4 0 0
3 0 0 0	1 3 6 0 0	1 2 6 0 0

圧力 4 Kg/cm² の時の値

表 C-1 SF₆ ガス気体の温度とエンタルピー、内部エネルギー
(第 3 章の文献(1)の表による)

付録D アークの視直径について

第3章では、アークの平均温度は実測の視直径 D_x を計算から得られる直径とを比較した。実測の視直径は少くともその直径内で発光が認められたのでアークの影響内であることと考えられる。実測の視直径がアークの導電直径にくらべ著しく小さい場合はアークの平均温度が過大評価されることになる。

今図D-1に示した温度分布とすると平均温度 $20,000\text{ }^\circ\text{K}$ となる場合の中心温度は約 $25,000\text{ }^\circ\text{K}$ で $r/r_a = 0.77$ でも $20,000\text{ }^\circ\text{K}$ を保持している。又 $r/r_a = 1.0$ 付近で急激な温度低下を示している。

$r/r_a = 1.0$ は SF_6 ガス中アークが導電率を失う約 $5,000\text{ }^\circ\text{K}$ であり、アークの発光も急激に低下すると予想される。

図3.4に示した写真でも発光部分と発光していない部分の境界は比較的明瞭にあらわれており、この境界部分で発光輝度の急激な低下があったと考えられる。したがって実測で得られた視直径は導電直径にほぼ等しいと考えられる。

図D-1に示した平均温度 \bar{T} は

$$\bar{T} = \frac{\int_0^{r_a} T \cdot r \, dr}{\int_0^{r_a} r \, dr}$$

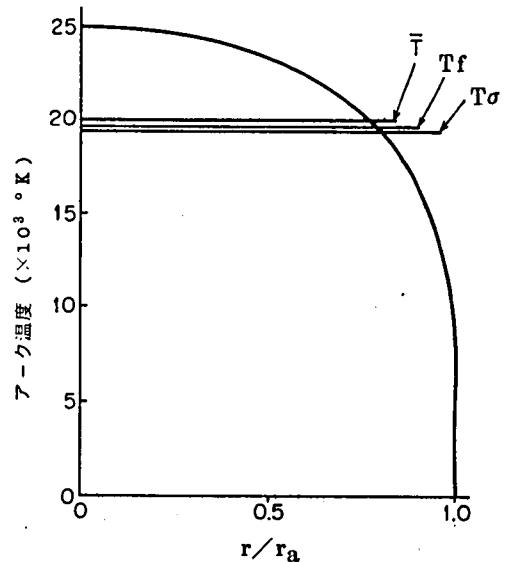
で計算した値である。

図D-1のアーク温度分布から ρvH 、 σ の平均値 $\overline{\rho vH}$ 、 $\bar{\sigma}$ を

$$\overline{\rho vH} = \frac{\int_0^{r_a} \rho vH r \, dr}{\int_0^{r_a} r \, dr}$$

$$\bar{\sigma} = \frac{\int_0^{r_a} \sigma r \, dr}{\int_0^{r_a} r \, dr}$$

で求め、これに対応する T_f 、 T_σ を求めた値を図に示した。これによると $T_f = 19600\text{ }^\circ\text{K}$ 、 $T_\sigma = 19,400\text{ }^\circ\text{K}$ となり T よりの誤差は -2% 、 -3% で両者はほぼ一致する。したがって図のように中心部で平坦な温度特性を有している場合、 T_f 、 T_σ はほぼ一



図D-1 アーク温度分布例—第3章文献(9)による(器壁安定化アーク)

致するから実測から、計算した T_f と T_σ の差は、視直径から外側（半径方向）へのエネルギーの移動によると考えるのが妥当である。

付録 E Cassie の動特性アークとアーク電圧変化

Cassie の動特性式は

$$\frac{dR}{dt} = \frac{R}{\theta} \left(1 - \frac{e^2}{e_0^2} \right) \quad (E-1)$$

$$e = R i \quad (E-2)$$

$$\text{今 } i = i_0 \sin \omega t \quad (E-3)$$

とすると

式 (E-1) と式 (E-2) より e を消去し (E-3) を代入すると

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{R^2} \right) + \frac{2}{\theta} \frac{1}{R^2} = \frac{1}{\theta} \left(\frac{i_0}{e_0} \right)^2 (1 - \cos 2\omega t) \quad (E-4)$$

と変形される。 $1/R^2$ について解くと

$$\frac{1}{R^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{i_0}{e_0} \right)^2 \left\{ 1 - \frac{1}{\sqrt{1+(\omega\theta)^2}} \cos(2\omega t - \phi) \right\}$$

$$\text{ただし、 } \phi = \tan^{-1}(\omega\theta)$$

したがって

$$R = \sqrt{2} \left(\frac{e_0}{i_0} \right) \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{\sqrt{1+(\omega\theta)^2}} \cos(2\omega t - \phi)}} \quad (E-5)$$

$$e = R i = \sqrt{2} e_0 \frac{\sin \omega t}{\sqrt{1 - \frac{1}{\sqrt{1+(\omega\theta)^2}} \cos(2\omega t - \phi)}} \quad (E-6)$$

(E-6) にしたがって、 θ を変化した時の e の変化を図 E-1 に示す。図 E-1 にみられるように電流零点 ($\omega t = \pi$) で、 e の立上りはなく消弧ピークは現われない。

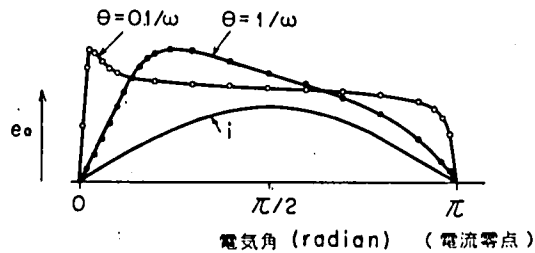


図 E-1 Cassie の動特性によるアーク電圧変化
(計算例)

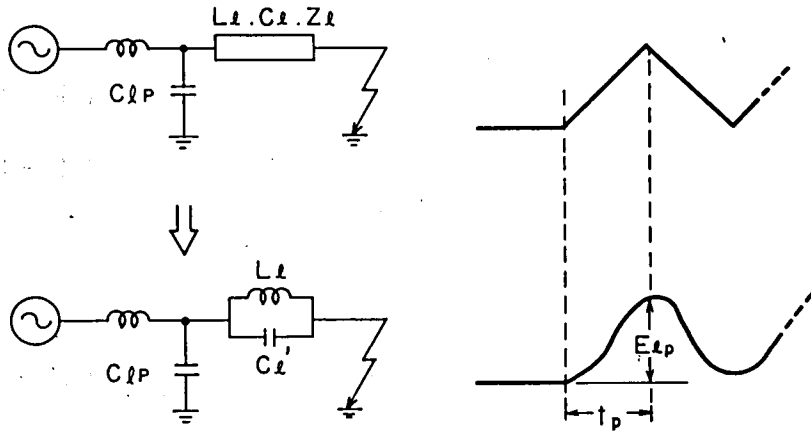


図 F - 1 変換回路

図 F - 1 のように分布定数回路を集中定数におきかえると、周波数の等価なキャパシタンス $C\ell'$ は、

$$C\ell' = \left(\frac{2}{\pi}\right)^2 C\ell$$

となり、集中定数での波高値 $U_{\ell p}$ 、波高時間 t_p は、

$$U_{\ell p} = 2 \sqrt{2} V_s \frac{\ell L_o}{L_s + \ell L_o} \quad (F - 1)$$

$$t_p = \pi \sqrt{(C_p + C\ell') \ell L_o} \quad (F - 2)$$

であるから $rrrV = U_{\ell p} / t_p$ とすると

$$rrrV = \frac{\sqrt{2} V}{L_o C_o} \frac{1}{\ell + L_v / L_o} \sqrt{\frac{\ell}{\ell + \frac{C_p}{C} \left(\frac{\pi}{2}\right)^2}} = f(\ell) \quad (F - 3)$$

となり線路長 ℓ の関数となる。

式 (5.3) は $f(0) = 0$ 、 $[f(\ell)]_{\ell \rightarrow \infty} = 0$ となり、ある ℓ で極大値をもつ。 $f'(\ell) = 0$ となる $\ell = \ell_m$ は

$$\ell_m = \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{L_s C_{\ell p}}{L_o C_o} \left\{ 1 + \frac{C_{\ell p} \left(\frac{\pi}{2}\right)^2}{C_o} \right\}} - \frac{C_{\ell p}}{C_o} \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \quad (F - 4)$$

$L_s \gg L_o$, $C_o \gg C_{\ell p}$ では

$$\ell_m \doteq \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{L_s C_{\ell p}}{L_o C_o}} - \frac{C_{\ell p}}{C_o} \frac{\pi^2}{4} \quad (F - 5)$$

で上昇率は最大となる。

又(5.3)の関係から

$$\ell = \frac{L_s}{L_o} \left\{ \frac{1}{(I/I_o)^2} - 1 \right\}$$

より線路長 ℓ と、SLF容量 I/I_o の関連づけが行われる。(5.3)式を I/I_o で表わすと

$$r_{rr}V = f\left(\frac{I}{I_o}\right) = \frac{\sqrt{2} V}{L_s} \cdot \sqrt{\frac{L_o}{C_o}} \left(\frac{I}{I_o}\right) \sqrt{\frac{1 - \left(\frac{I}{I_o}\right)^2}{1 + \left(\frac{L_o}{L_s} \frac{C \ell p}{C_o} \frac{\pi^2}{4} - 1\right) \left(\frac{I}{I_o}\right)}} \quad (F-6)$$

で $f(I/I_o)$ が最大になる $(I/I_o)_m$ は

$$(I/I_o)_m \div \frac{1}{1 + \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{C \ell p L_o}{C_o L_s}} - \frac{L_o C \ell p}{L_s C_o} \frac{\pi^2}{4}} \quad (F-7)$$

となる。

付録G 式(5.8)について

図G-1において U_{ℓ_1} は遅れ時間なしの波形、 U_{ℓ_2} は遅れ時間のある波形を示す。遅れ時間は、線路入口のキャパシタンス $C_{\ell p}$ によるもので図5.8(a)に示したように点線(G-1図)のようになる。点線部を近似すると

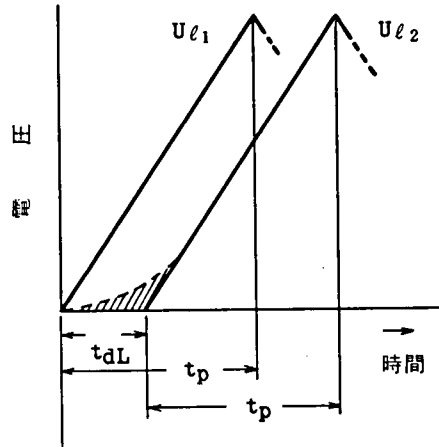
$$U_{\ell} = \dot{V}t - \dot{V}\left\{t_{dL}\left(1 - e^{-\frac{t}{t_{dL}}}\right)\right\} \quad (G-1)$$

ただし、

$t_{dL}(1 - e^{-\frac{t}{t_{dL}}})$: 遅れ時間の近似項

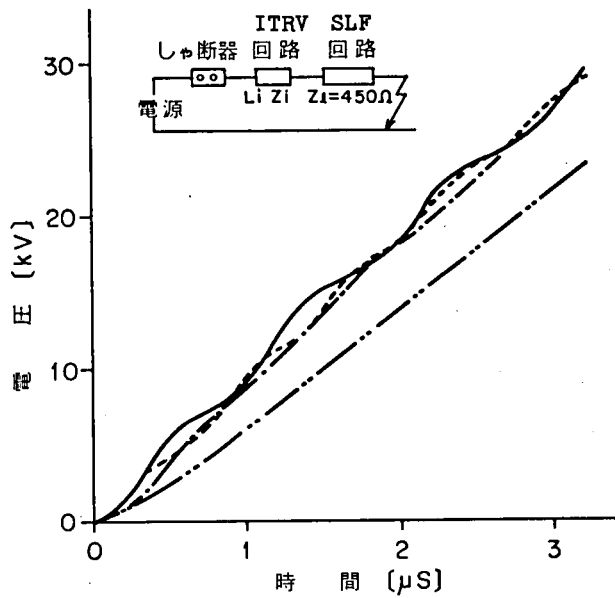
と表わすことができる。

又(5.5)式に示したように $t_{dL} \doteq Z_{\ell} C_{\ell p}$ であるから、これを(G-1)式に代入して式(5.8)を得る。



図G-1 遅れ時間のある線路TRV

付録 H ITRVしゃ断の計算例



L_i : ITRV回路のリアクタンス, Z_i : ITRV回路のサージインピーダンス

- L_i : 100 μ H, Z_i : 500 Ω
 - - - 50 μ H, 400 Ω
 - · - 100 μ H, 400 Ω
 - · · · · しゃ断により変形した波形
- } 固有波形

図H-1 ITRV波形の変化例 (63 kA, 0.9 I 条件)

図H-1に計算に用いた回路と波形の変化を示す。ITRVの固有波形は極めて周波数が高いが、振幅が小さいので、電流しゃ断直後のアークコンダクタンスにより、しゃ断直後は減衰しているのがわかる。このため50~100 μ HのリアクタンスのITRV回路のしゃ断が苛酷になることはない。