磁気飽和進相型安定器の動作特性モデル

正会員 渡辺 良男

Simulation Model for Characteristics of Lead-peaked Ballast

Yoshio Watanabe (Member)

(Faculty of Engineering, Kanagawa University)

ABSTRACT

A model for the analysis of a lead-peaked ballast characteristics is developed. The model is derived using the equivalent circuit method of magnetic circuit. The magnetic path is divided into nine parts, and are expressed by equivalent inductors respectively. Iron loss at each part is represented by an equivalent resistance. For a discharge load, the discharge voltage-current model is adopted. Using the developed model, input and output characteristics are calculated and compared with the measured values at no-load, short-circuit load and discharge load condition, respectively. The calculated results agree well with the measured results both in waveforms and effective values.

1. 諸 言

磁気飽和進相型安定器は、2次側鉄心に磁気狭窄路を設けたリーケージトランスと直列コンデンサからなる。この安定器は下記に示すように種々の特長を有し、速時始動型蛍光ランプ用の安定器として最も広く用いられ、その地位は最近の電子式安定器の進歩にもかかわらず当分揺るぎそうにない。すなわち

- 1) 無負荷2次電圧の波高率が高いため、低い実効値電圧でランプを始動できる。
- 2) ランプを2灯直列で点灯でき、1灯あたりで換算すると、安定器が最も小形で、かつ安価である。
- 3) 入力力率が90%以上と高い。また電源入力と並列にコンデンサを有していないため、電源波形が歪んでいる場合でも、入力電流の高調波含有率が増加しない。
- 4) 電源電圧変動に対する出力電力変動が小さい。

一方、磁気飽和進相型安定器は、磁気飽和と放電管の2個の非線形要素および直列コンデンサを持つため、独特の放電電流波形、および不適切な設計では放電再点弧の不安定が発生する。本安定器では放電電流波形を回路設計によりかなり広い範囲で制御でき、高効率点灯システムが可能である。一方、電流波形改善は放電再点弧不安定抑制としばしば相反する。したがって適切な設計には回路要素と動作特性の関係を明らかにすることが重要である。ところが磁気飽和進相型安定器について簡単な動作特性解析をした例はあるが⁽¹⁾、未だ明確な解析は報告されていない。

本報告では安定器の等価回路を求め、これに先に発表した放電電圧電流モデル²⁾を組み合わせ、磁気飽和進相型安定器の各設計要素と動作特性の関係を解析できるモデルを提案する。解析対象とした安定器は40W 蛍光ランプ (FLR40S) 2灯直列点灯200V, 50 Hz 用安定器である。開発モデルを用いて放電電流波形形成機構、および放電再点弧の不安定発生条件を解析できる³⁾。この詳細は次報で扱う。

図1 磁気飽和進相型安定器の回路図と鉄心構造図

Fig. 1 Diagram of a lead-peaked ballast and its iron core structure.

* 神奈川大学工学部電気工学科

本論文の一部は、平成3年度照明学会全国大会で発表した。

2. 磁気飽和進相型安定器の等価回路の導出

磁気飽和進相型安定器の回路図と鉄心構造図を図1に示す。1次巻線（巻数 N_1 ）と2次巻線（巻数 N_2 ）は分離して巻かれ、その間には漏洩磁束を増すための漏洩鉄心磁路が設けられている。2次側鉄心磁路の一部には切欠きがあり、磁気飽和特性を与える。2次巻線の一端は1次巻線の中間タップ（巻数 αN_1 の位置）に、他端はコンデンサに接続してある。2灯直列の放電管は、以降2倍の放電電圧を持つ1灯で表す。放電管の電極加熱巻線電圧は、上記の α に含めて考える。放電管2灯直列始動のための始動補助コンデンサおよび雑音防止用コンデンサは考えない。

図3 磁気飽和進相型安定器の等価回路

Fig. 3 Equivalent circuit of a lead-peaked ballast.

2.1 リークエジトランスの巻線の分離

安定器のリークエジトランス部は単巻変圧器構成である。これを1次側と2次側に分離する。1次巻線全体の抵抗を R_1 とし、巻数 αN_1 部分の巻線抵抗を αR_1 、巻数 $(1-\alpha)N_1$ 部分の巻線抵抗を $(1-\alpha)R_1$ 、2次巻線抵抗を R_2 として、図1の回路は図2(a)に書き改められる。さらに1次、2次分離をして(b)図が得られる。ここで V_0 は入力電圧、 αV_0 は2次巻線渡り電圧を表す、 I_L は放電電流、 $I_0 + \alpha I_L$ は入力電流である。

(a)

(b)

図2 単巻変圧器の等価変換

Fig. 2 Equivalent conversion of an auto-transformer circuit.

2.2 磁気回路部の等価回路

磁気回路部の等価回路の導出には、鉄心構造と等価回路要素の関係が明確な高井・天野の方法を用いる⁴⁾。磁路を図1に示すように9個に分割する。等価回路を図3に示す。図3では、2次側を基準にとり、1次側電圧電流を2次側に換算している。 L_1 は1次側鉄心磁路インダクタンス、 L_5 は切欠き部を除く2次側鉄心磁路インダクタンス、 L_6 は磁気狭窄路鉄心インダクタンス、 L_7 は切欠き部のインダクタンスである。 L_3 は漏洩鉄心磁路インダクタンス、 L_4 は漏洩磁路のエアーギャップ部のインダクタンス、 L_2 は1次巻線部の窓内インダクタンス、 L_9 は2次巻線部の窓内インダクタンスのうち、漏洩鉄心磁路と磁気狭窄路間の成分、 L_8 は残部のインダクタンスである。各鉄心磁路インダクタンスと並列の抵抗は鉄損を表す等価抵抗、各巻線部窓内インダクタンスと並列の抵抗は、窓内漏洩磁束が巻線と鎖交することで生ずる渦電流損を表す等価抵抗である。各記号を図中に示した。

2.3 各回路要素の算出

a) 放電管特性：放電管電圧電流特性を次式で与える²⁾。

再点弧（電圧 V_s ）から放電終止（電圧 V_E ）まで、

$$V_L = \{Q_3 + (1/I_L) dI_L/dt\} / (Q_1 + Q_2 I_L) \times 2 \quad \dots\dots\dots(1)$$

放電終止から次の再点弧まで

$$V_L = (V_E/I_E) I_L \exp \{Q_3 (t - T_E)\} \times 2 \quad \dots\dots\dots(2)$$

ここで T_E は放電終止位相であり、 V_E および I_E はその位相での電圧電流値である。放電管は2灯直列を考えるので、(1)(2)式右辺は全体を2倍している。用いた各定数値を表1に示す。

表1 放電モデルに使用した各定数 (FLR40S, 40℃)

Q_1	Q_2	Q_3	V_E	V_s
34.84	13.76	4496	5.95	161.3

b) 線形インダクタンス：鉄心を含まない磁路のインダクタンス L は、磁路断面積を S 、磁路長を z 、真空透磁率を μ_0 として次式で与えられる。

$$L = \mu_0 N^2 S / z \quad \dots\dots\dots(3)$$

磁路断面積 S は、対応する鉄心磁路の断面積に磁束のふくらみを補正して与え、窓内インダクタンス L_2 、 L_9 、 L_8 は窓内の磁束分布を直線分布として求めた（付録1参照）。

c) 鉄心磁路インダクタンス：鉄心の磁気特性は飽和特性を有する。鉄心磁路インダクタンスの印加電圧 V と磁束密度 B の関係、ならびに励磁電流 I と起磁力 H の関係は次式で与えられる。

$$V = N_2 S dB/dt, \quad H = N_2 I / z \quad \dots\dots\dots(4)$$

鉄心磁化特性 ($B-H$ 曲線) は、供試安定器に使用している珪素鋼板のカタログに記載されている $B-H$ 曲線から次式で近似した。

$$H = 90B + 9B^{11} \quad \dots\dots\dots(5)$$

磁束密度 B が十分大きい領域では、(5)式から得られる透磁率は真空の透磁率以下になる。そこで(5)式はその微分透磁率が真空の透磁率以上の範囲 ($B \leq 2.46$ [T]) に適用し、 $B > 2.46$ [T] では微分透磁率を真空の透磁率で一定とした*。よって励磁電流 I は次式で与えられる。

*この制限を導入しないと磁束密度の変化に対する励磁電流の変化が極端に大になり、後述の数値解法時に発散を生ずる。

$$I = (z/N_2) (90B + 9B^{11}) \quad B \leq 2.46 \text{ [T]}$$

$$I = (z/N_2) \{7.958 \times 10^5 (B - 2.46) + 1.799 \times 10^6\} \quad B > 2.46 \text{ [T]} \dots\dots(6)$$

d) 各等価抵抗

鉄損ならびに、銅損のうち渦電流損を表す各等価抵抗の算出方法は付録2に示した。

3. 回路方程式および解法手順

3.1 回路方程式

各鉄心磁路インダクタンスの磁束密度 B_m と印加電圧 V_m の関係は次式で与えられる。

$$dB_m/dt = V_m / (N_2 S_m) \quad (m=1, 3, 5, 6) \dots\dots(7)$$

励磁電流 I_m は磁束密度 B_m が求まれば、(6)式で与えられる。

線形インダクタンス L_m の印加電圧 V_m と電流 I_m の関係は次式で与えられる。

$$dI_m/dt = V_m / L_m \quad (m=2, 4, 7, 8, 9) \dots\dots(8)$$

コンデンサ C の印加電圧 V_c と電流 I_c の関係は次式で与えられる。

$$dV_c/dt = I_c / C \dots\dots(9)$$

各素子の電圧と電流の間の関係は、図3の回路より次式となる。

$$\begin{aligned} -V_5 + V_8 + Z_2 I_L &= \alpha V_0 - V_c - V_L \\ (Z_1/r_1 + 1) V_1 + (Z_1/r_2) V_2 &= (N_2/N_1) V_0 - Z_1 (I_1 + I_2) \\ V_1 - V_2 - V_3 - V_5 - V_9 &= 0 \\ V_5 - V_6 - V_7 &= 0 \\ (1/r_2) V_2 - (1/r_3) V_3 &= -I_2 + I_3 + I_4 \\ (1/r_3) V_3 - (1/r_5) V_5 - (1/r_8) V_8 &= -I_3 - I_4 + I_5 + I_7 + I_8 \\ (1/r_8) V_8 - I_L &= -I_8 \\ (1/r_6) V_6 &= -I_6 + I_7 \\ (1/r_2) V_2 - (1/r_9) V_9 &= -I_2 + I_9 \dots\dots(10) \end{aligned}$$

ここで、各電圧、電流記号は対応する各素子と同一の添字で示している。また

$$Z_1 = (N_2/N_1)^2 R_1$$

$$Z_2 = R_2 + \alpha(1-\alpha)R_1$$

である。

3.2 解法手順

解法手順を図4に示す。負荷状態として、無負荷、負荷短絡、抵抗負荷(500Ω)、放電負荷の順に計算する。初期値は放電負荷時以外はすべて零とした。抵抗負荷での計算は、放電特性の(1)(2)式はアーク放電定常時のモデルであり始動時を表せないで、抵抗負荷時の値を放電負荷時の初期値とするために行った。

無負荷、負荷短絡、抵抗負荷時の計算は、時刻 $t=0$ で、(10)式右辺の各項に初期値を与え、左辺の電圧および負荷電流を求める。次に Δt 後の(10)式右辺各項の値を(7)(6)(8)(9)式より求める。以下これを繰り返し、電源電圧半周期の値を求める。さらに周期解を繰り返し、定常解に達するまで行う。解法はルンゲ・クッタ法によった。時間刻み Δt は半周期の1000分の1である。

放電負荷時は放電状態により、適用する式を切り換えなければならない。まず抵抗負荷時で負荷電流ピーク時の各値を初期値とし、(1)式で $dI_L/dt=0$ とおく。放電電圧が V_E に達した時刻より(2)式を用い、再点弧電圧 V_S に達した時刻から再び(1)式を用いる。モデル式で与えられる放電電圧は、放電終止直前より再点弧直後までの間、急変化する。よってこの間の時間刻みをさらに Δt の1/2とした。

図4 解法手順

Fig. 4 Solution process.

4. 計算と実測の比較

4.1 波形の比較

無負荷時の出力電圧と入力電流の実測波形と計算波形を図5および図6に、負荷短絡時の出力電流と入力電流の実測波形と計算波形を図7および図8に、放電負荷時の放電電圧電流と入力電流の実測波形と計算波形を図9および図10に示す。電源電圧はいずれも200V、50Hzである。放電負荷時の入力電流波形が若干計算と実測で異なるが、各波形はよい一致を示す。

4.2 実効値の比較

各負荷状態での入出力電圧電流電力実効値の計算値と実測値の比較を表2に示す。電源電圧は200V(50Hz)である。また電源電圧を180V、200V、220Vとした時の放電負荷時の入出力電圧電流電力実効値の計算値と実測値の比較を表3に示す。実測値との誤差はおおむね4%前後である。

以上の実測とモデルによる計算結果との比較から、本モデルは

(a)

(b)

図5 無負荷時出力電圧の実測波形と計算波形
(a)実測波形(200V/div., 2ms/div.) (b)計算波形

Fig.5 Measured and calculated waveform of output voltage at no-load condition.

(a)

(b)

図6 無負荷時入力電流の実測波形と計算波形
(a)実測波形(0.2A/div., 2ms/div.) (b)計算波形

Fig.6 Measured and calculated waveform of input current at no-load condition.

(a)

(b)

図7 負荷短絡時出力電流の実測波形と計算波形
(a)実測波形(0.5A/div., 2ms/div.) (b)計算波形

Fig.7 Measured and calculated waveform of output current at short-load condition.

(a)

(b)

図8 負荷短絡時入力電流の実測波形と計算波形

(a)実測波形(0.2A/div., 2ms/div.) (b)計算波形

Fig.8 Measured and calculated waveform of input current at short-load condition.

(a)

(b)

図9 放電負荷時放電電圧電流の実測波形と計算波形

(a)実測波形(200V/div., 0.5A/div., 2ms/div.)

(b)計算波形 (点線: 実測波形, 実線: 計算波形)

Fig.9 Measured and calculated waveforms of output voltage and current at discharge load condition.

(Dottedline: Measured, Solid line: Calculated)

(a)

(b)

図10 放電負荷時入力電流の実測波形と計算波形

(a)実測波形(0.2A/div., 2ms/div.) (b)計算波形

Fig.10 Measured and calculated waveforms of input current at discharge load condition.

表2 計算値と測定値の実効値比較 (電源電圧200V, 50Hz)

負 荷 状 態		入 力		出 力		
		電流 [A]	電力 [W]	電流 [A]	電圧 [V]	電力 [W]
無負荷	計 算	0.211	4.26		305	
	実 測	0.220	4.09		302	
	計 / 実	95.9%	104%		101%	
負荷短絡	計 算	0.286	23.8	0.707		
	実 測	0.290	24.4	0.679		
	計 / 実	98.6%	97.5%	104%		
放電負荷	計 算	0.470	89.0	0.373	220	75.9
	実 測	0.470	90.4	0.395	220	73.7
	計 / 実	100%	98.5%	94.4%	100%	103%

表3 放電負荷時の計算値と測定値の実効値比較

電 源 電 圧		入 力		出 力		
		電流 [A]	電力 [W]	電流 [A]	電圧 [V]	電力 [W]
180V	計 算	0.476	81.5	0.338	223	69.8
	実 測	0.462	80.4	0.343	218	66.2
	計 / 実	103%	101%	98.5%	102%	105%
200V	計 算	0.470	89.0	0.373	220	75.9
	実 測	0.470	90.4	0.395	220	73.7
	計 / 実	100%	98.5%	94.4%	100%	103%
220V	計 算	0.526	97.2	0.405	218	80.9
	実 測	0.501	101	0.429	212	78.0
	計 / 実	105%	96.2%	94.4%	103%	104%

磁気飽和進相型安定器の特性を精度良く表していると言える。

4.3 磁束密度 B3, B6の大きさ

電源電圧200V(50Hz)で、各動作状態での磁束密度 B3, B6の最大値(計算値)を表4に示す。

表4 各動作状態での磁束密度 B3, B6の最大値

	無負荷時	負荷短絡時	放電負荷時
B ₆	2.2T	3.2T	2.4T
B ₃	0.6T	0.5T	1.6T

5. 結 言

磁気飽和進相型安定器について等価回路をもとめ、放電電圧電流特性モデルと組み合わせてその動作解析モデルを開発した。得られた結果を要約すれば以下の通りである。

- 1) モデルの精度は入出力電圧電流電力実効値で約4%である。
- 2) 計算と実測の入出力電圧電流波形はよい一致を示す。
- 3) モデルにより安定器の各部の設計要素と出力特性の関係を明らかにできる。

謝辞

実験および計算に協力していただいた、本学卒業生土居剛君に謝意を表する。また実測に使用した安定器を日立照明株式会社殿より提供いただいた。あわせて謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) A.Kusko, T.P.Wroblewski: Computer-Aided Design of Magnetic Circuits, Cambridge, Mass. M.I.T.Press, (1969)
- 2) 渡辺良男:低気圧放電管の電圧電流低周波特性モデル, 照学誌76-2(1992)pp.68-73
- 3) 渡辺良男:磁気飽和進相型安定器の動作解析, 照全大(1992) No.10
- 4) 高井, 天野:漏洩変圧器の等価回路とその特性について, 電学誌74-790(1954)pp.785-790

付図1 鉄心磁気回路の分布定数回路

Fig. A. 1 Distributed constant circuit of the magnetic path.

付録1. 窓内インダクタンス

巻線が巻かれている鉄心窓内の磁束分布は一様ではない。単位長当たりの起磁力を Φ 、鉄心磁気抵抗を r 、窓内磁気抵抗を g^{-1} とすれば、付図1の分布定数回路図が得られる。ここで G は漏洩鉄心磁路の磁気抵抗の逆数である。よって鉄心磁路の磁束 i と窓内の磁位差 ϕ の間に次式が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial x} \phi = \Phi - ri \quad (\text{付1})$$

$$-\frac{\partial}{\partial x} \phi = g\phi \quad (\text{付2})$$

$x=0$ での磁束を I_1 、 $x=b$ での磁束を I_2 とすれば窓内を通して漏洩する磁束 $I_1 - I_2$ は (付1) (付2) 式を解いて次式で与えられる。

$$I_1 - I_2 = \frac{\Phi}{r} \frac{\cosh \beta b - 1}{rG/\beta \times \sinh \beta b + \cosh \beta b} \quad (\text{付3})$$

ここで $\beta^2 = gr$ である。次に付図1の回路を付図2に示す集中定数回路で近似する。付図2の場合の窓内漏洩磁束 $I_1 - I_2$ は次式で与えられる。

$$I_1 - I_2 = \Phi \frac{\alpha gb^2}{1 + rb(\alpha gb + G)} \quad (\text{付4})$$

よって (付1) 式と (付2) 式の漏洩磁束を等しいとおいて $\beta b \ll 1$ を考慮して α を求めれば $1/2$ になる。よって窓内インダクタンスは幾何形状から決まる値の $1/2$ を用いる。

付図2 鉄心磁気回路の集中定数回路

Fig. A. 2 Concentrated constant circuit of the magnetic path.

付録2. 等価抵抗

1) 鉄損等価抵抗

鉄損 W は鉄心体積を D として次式で与えられる。

$$W = D \{A_1 \omega B_m^2 + A_2 \omega^2 B_m^2\} \quad (\text{付5})$$

ここで第1項はヒステリシス損、第2項は渦電流損、 B_m は磁束密度、 ω は角周波数、 A_1, A_2 は係数である。鉄損は B_m よってインダクター印加電圧に依存し、通電電流に依存しないから、インダクターと並列接続した等価抵抗 R の損失で表せる。印加電圧実効値を V とすれば、(付5)より次式が得られる。

$$V^2/R = D \{A_1 \omega B_m^2 + A_2 \omega^2 B_m^2\} \quad (\text{付6})$$

V と B_m の間には V を正弦波として次式の関係が成立する。

$$\sqrt{2} V = n \omega B_m S \quad (\text{付7})$$

ここで n はインダクターの巻数、 S は磁路断面積である。(付6)式に (付7) 式を代入して R について解けば次式が得られる。

$$R = \frac{n^2 S^2}{2D \{A_1 \omega + A_2 \omega^2\}} \quad (\text{付8})$$

よって R は磁束密度に依存しないが、周波数に依存し ω が大なるほど R が大になる。印加電圧中の高次調波成分は次数が高いほど小さくなるから、 R は基本波成分に対してのみ考える。

2) 巻線内の渦電流損等価抵抗

半径 r 、長さ a の導体に密度 B の磁束が鎖交するときの渦電流損 W は次式で与えられる。

$$W = \pi a (\omega B r^2)^2 / (8\rho) \quad (\text{付9})$$

ここで ρ は巻線の抵抗率である。磁束の巻線鎖交断面積を S 、巻線数を n 、 B の分布を直線分布とする。付2と同様の扱いにより等価抵抗は次式で与えられる。

$$R = 24\rho S^2 n / (\pi a r^4) \quad (\text{付10})$$

(受付1991年12月17日)