高速電磁弁の開発 ーソレノイドについての考察ー

正 員 鹿 島 宗 (川崎重工)
非会員 河 村 吉 久 (川崎重工)

Development of a High-Speed Solenoid Valve

ー Investigation of the Solenoids ー

Takashi Kajima, Member, Yoshihisa Kawamura, Non-member (Kawasaki Heavy Industries, Ltd.)

Development of a solenoid which was used for the high-speed solenoid valve with a 1 ms switching time is discussed in this paper.

First, by using the mathematical model, we quantitatively studied the effects of design particulars, such as the dimensions of the solenoids and the number of turns of coil, on the switching time. Next, we investigated the suitable and comprehensive conditions that would satisfy given specifications under the various limitations inherent in the solenoid valve's operation.

Finally we manufactured the solenoid valves in accordance with the effective methods for performing fast switching, and evaluated their performance.

キーワード：ソレノイド、電磁弁、数式モデル、磁束密度、流体反力、電子制御、表皮効果

1. まえがき

数年来ディーゼルエンジンの電子制御の研究を実施してきた[1]。このエンジンは、従来の機械式カム機構に代えて、油圧機構により燃料および給排気系を駆動する方式をとり、電子制御装置からの信号を電磁弁に伝えて、この電磁弁を介して、燃料噴射弁、給気弁および排気弁を開閉制御するようになっている。ここに使用される電磁弁は、応答性、使用圧力とも、従来の電磁弁を越えるものであり、新しく開発する必要があった。表1にその開発目標を示す。エンジンを高い精度で制御するために、電磁弁は従来のものより20倍以上の高速の1msという応答性が要求

され、また、高圧で燃料噴射を行なう都合から作動油圧力が50MPaとなった[2]。

表1の仕様の電磁弁を開発するに当たり、電磁弁を次の3つの主要部分に分けた。

- 1) 油路を切換える切換え弁部、
- 2) 切換え弁を駆動するソレノイド、
- 3) ソレノイドを励磁する電気回路。

そして、電磁弁のソレノイドを励磁する電気回路の研究は既に発表した[3]。

本論文は、ソレノイドをとり上げ、表1の目標の中でも最も重要な切換え時間に着目し、電磁弁の高速化の方策とその検討結果について述べる。開発に際しては、試作と実験を中心として、これを補う形で数式モデルによるシミュレーションを活用した。

2. 電磁弁の技術的背景

〈2・1〉電磁弁の概要 図1に電磁弁の概略図をまた付図2にソレノイドの断面図を示す。今回開発した電磁弁は、ダブルソレノイド形4方向弁であり、油路の切換えは、電磁弁の両側のソレノイドのいずれか片側を励磁することにより行われる。ソレノイドのプランジャは、弁部のスプールを駆動して、Pポートの高圧の作動油がAポートもしくはBポートに接続される。図1は、左側のソレノイドが励磁されている状態を示している。このとき作動油は、PポートからBポートに流れる。作動油が電磁弁を通

表1 高速電磁弁の開発目標
Table 1. Target specification of solenoid valve.

項 目	仕 様
流 量	60 ℓ/分
圧 損	6 MPa
使用圧力	50 MPa
切換え時間	1 ms
汚染度	NAS 9級
形 式	4方向スプール弁

図1 電磁弁の概略図
Fig.1. Schematic and cross sectional drawing of the solenoid valve.

るとき、スプールに対しベルヌーイ力として知られる流体反力を与え[4]、これが電磁弁の作動に際し抵抗となる。実験では、負荷としてばねを用いてこの流体力を模擬した。

＜2・2＞高速化の技術的背景 切換えを高速に行うためには、スプールを大きな加速度で駆動すればよく、このためには、1)駆動する電磁力を大きくする、2)抵抗となる反力を小さくする、3)可動部の重量を小さくする、ことが考えられる。

一般に、大きな電磁力を得るためには、発生磁束を大きくすればよい。このためには、磁束の隘路となっているプランジャの断面積を大きくすればよいが、これはプランジャの直径を大きくし可動部重量が増加する。更に、発生磁束の増加は、インダクタンスも大きくするので、電流応答性が悪くなる。つまり、電磁力を単純に大きくしても、それはそのまま高速化につながるとは限らない。

与えられた制約条件の下で、高速化をはかるために、ソレノイドの各部寸法やコイルの巻数といった設計要目の最適化を計り、試作と実験を繰り返すことにより、目標とする性能を達成することを考えた。

＜2・3＞励磁方法 ソレノイドの励磁には直流電源を用い、電圧をステップ状に印加して電磁弁の切換えを行った[3]。図2に本研究で用いたチョップ方式の電流波形を示す。切換え指令 C_E がONになると、左側のコイル S_L に流れていた電流 I_L は0に低下し、右側のコイル S_R には大きな直流電圧が印加され、電流 I_R は、急激に

図2 チョップ方式の励磁電流波形
Fig.2. Current waveform of chopper energizing method.

上昇する。右側のコイルの電流 I_R が予め設定された電流 I_{max} に達すると、電流はその電流に制限され、一定時間後に小さな電流 I_H (以下、保持電流と称す)まで低下する。このような回路方式は、高電圧でコイルを励磁する場合、コイルの焼損を防止するのに役立つ。

3. 数式モデルを用いた解析結果

試作に先立ち設計要目のうち、どの要目が電磁弁の高速化にどのように影響を与えるか定量的に把握することを目的として、数式モデルを開発した。数式モデルは、正確さより、開発の見通しを得ることを目的とし、パラメータを変えて繰り返し計算をするため、計算時間の短いことを旨とした。数式モデルは、仮定とともに巻末の付録に記す。

以下、本章では数式モデルを用いたときの解析結果について述べる。なお、数式モデルは問題を単純化するため、反対側のソレノイドに電流を流さない片側励磁とした。本書の計算に用いたソレノイドは、何回目かの試作後のものであり、それらの計算諸元を表2にまとめた。

＜3・1＞重量の影響 図3に可動部重量と切換え時間の関係を示す。図3から可動部重量が小さくなれば、切換え時間は大幅に短くなることがわかる。しかし、実際は重量が小さくなればソレノイド自身も小さくなり、電磁力が小さくなるので切換え時間は図示したほど小さくならない。

＜3・2＞流体反力・プランジャ断面積 図4にプランジャ断面と切換え時間の関係を、負荷ばねのばね定数

表2 計算及び実験に用いたソレノイドの主要諸元
Table 2. Main features of the solenoids used in this paper.

型 式	プランジャ 断面積 cm^2	磁路長さ (cm)	コイル 巻数 (回)	抵抗値 (Ω)	可動部重量 (g)		ストローク (mm)	バラスト電圧 (V)
					プランジャ	スプール		
HS-2	0.785	3.1	510	3.3	6.9x2	20.7	1.0	390
HS-3	1.176	3.1	380	2.5	9.4x2	20.7	1.0	390
HS-3Y-3	1.29	1.0	130/180	2.1/2.7	5.6x2	20.0	1/0.7	330
HS-3Y-11	1.33	1.58	300	4.6	8.0x2	20.7	0.7	390

をパラメータとして示す。破線のデータは電磁弁に定格流量(60 l/min)流れたときの流体反力に相当するばねを負荷とした場合の計算結果であり、この図から流体反力は切換え時間に余り影響を与えないことが分かる。

また、プランジャ断面積は小さいほうが有利であるといえる。しかし、断面積が小さくなれば、起磁力(アンペア・ターン)が同じであれば、発生磁束は減少する。従って、流体反力に抗して電磁弁をその切換え位置に保つためには、電流かコイルの巻数を大きくする必要がある。ところが、コイルの巻数の増加はインダクタンスを大きくし、電流の応答性を悪くする。一方、電流の増加は、コイルの発熱が問題となってくる。コイルの過度の発熱は、コイルの焼損の原因となるだけでなく、寿命も短くする。従って、プランジャの断面積を小さくするのは限度がある。

〈3・3〉印加電圧 図5に印加電圧と切換え時間の関係を示す。図5から印加電圧を上げることにより、切換え時間が大幅に短くなることが分かる。しかし、200V以上では電圧上昇による効果は小さくなる。印加電圧を大きくするには、回路の電子部品の耐圧を大きくする必要がある。信頼性とコストの面で不利となる。更に、チョッパ方式の様にスイッチングにより電流を制御する場合は、スイッチング損失が大きくなる。

図3 可動部重量と切換え時間の関係 (計算結果)
Fig.3. Effect of moving parts.

図4 プランジャ断面積と切換え時間の関係 (計算結果)
Fig.4. Effect of cross sectional area of the plunger.

〈3・4〉ストローク・磁路長さ プランジャのストロークと切換え時間の関係を図6に示す。図6からストロークは切換え時間に大きな影響を与えることが分かる。しかし、弁としての流量仕様が与えられているので、ストロークを自由に決めることはできない。そして、〈3・2〉から流体反力が切換え時間に大きな影響を与えないことを考え合わせると、流体反力を軽減するためにストロークを長くすることは得策でないことがわかる。

またソレノイドの磁路長さ(付図2のℓ)と切換え時間の関係を図7に示す。図7から磁路長さの切換え時間に与える影響は小さいといえる。

〈3・5〉コイルの巻数 コイルの巻数と切換え時間の関係を図8に示す。巻数が小さいほうがインダクタンスが小さく、電流応答が良くなるので切換え時間が短くなる。しかし、巻数を小さくすると電磁力が低下して、ついには電磁弁が切換え位置を保持できなくなる。この事情は、〈3・2〉に述べたプランジャ断面積の事情と同じであり、コイルの巻数にも最適値がある。

図5 印加電圧と切換え時間の関係 (計算結果)
Fig.5. Effect of applied voltage.

図6 ストロークと切換え時間の関係 (計算結果)
Fig.6. Effect of stroke.

図7 磁路長さと切換え時間の関係 (計算結果)
Fig.7. Effect of magnetic path length.

図8 コイルの巻数と切換え時間の関係 (計算結果)
Fig.8. Effect of coil turn number.

〈3・6〉その他の因子 付図4のシミュレーションの応答波形は、磁性体の磁化された領域の磁束密度 B_p が、電圧を印加した直後に飽和に達していることを示している。この事実は、飽和磁束密度の高い磁性材料が、電磁弁の高速化に適していることを示唆している。

さらに、磁性体の表面が飽和すればその部分の透磁率が小さくなるので、付録の仮定の検討〈2・5〉に示した理由により、ヒステリシスに起因する磁化の遅れが小さくなる。即ち、高い電圧で励磁するのは、〈3・3〉の結果以外にこの理由からも電磁弁の高速化に有利である。

4. 実験結果と考察

〈4・1〉プランジャの形状 磁界の表皮効果により、励磁初期は磁束は磁性体の表面に局在化し、磁束はプランジャの中心部を通らない[5]。従って、プランジャの

図9 プランジャ形状と切換え時間の関係 (実験結果)
Fig.9. Effect of plunger shape.

中央部分を削り取り、プランジャを軽量化すれば、ソレノイドの高速化に効果があると思われたので、これを実験により調査した。その結果をプランジャの形状とともに図9に示す。図中、Dが標準のプランジャで、B、Cはいずれも削る量を大きくして軽量化したプランジャである。可動部重量はそれぞれ7%、16%減である。図からA、B、Cの3者に差はなく、軽量化による効果は認められない。

プランジャの軸方向の長さをAのように短くすると、切換え時間が長くなっているが、これはガイド部分が短くなり、安定性が悪くなったためと思われる。プランジャとスリーブのクリアランスを小さくすれば切換え時間は短くなると推測される。

〈4・2〉磁性材料 図9のD、E、Fはプランジャの形状は同じで材質を変えたときの実験結果である。ただし、ストッパにはパーメンジュールを、ヨークにはけい素鋼板を使用した。けい素鋼板は、厚さ0.23mmの方向性けい素鋼板（川崎製鐵製RGH023）を積層したものを用いた。

図から切換え時間は、けい素鋼板<パーメンジュール<S10Cの順であることがわかる。これは、導電率の大きさの順と同じであり（それぞれ $2.1 \times 10^6 \text{ S/m}$ 、 $3.7 \times 10^6 \text{ S/m}$ 、 $10 \times 10^6 \text{ S/m}$ ）、導電率が小さな材料がうず電流の発生が少なく、高速化に有利であるといえる。なお、図示していないがヨークの材質による切換え時間の有意な差は観察されなかった。これは、ヨークの断面積がプランジャのそれに比べかなり大きいためである。

表3にプランジャの材質がパーマロイとパーメンジュールの場合の切換え時間の比較を示す。パーマロイはパーメンジュールに比べ、初透磁率は約7倍、導電率は約1/3なので、磁束の応答性がよくうず電流の発生も小さく、一見高速電磁弁用の磁性材料に適しているように見える。しかし、パーメンジュールのほうが切換え時間が短く、パーマロイはS10Cよりも劣る。これは、パーメンジュールの飽和磁束密度が2.3Tであるのに比べ、パーマロイのそれは0.85Tと1/3程度と小さいため、〈3・6〉の議論を裏付ける結果であるといえる。なお、図9に予備励磁方式とあるのは、切換えに先立ち、あらかじめ反対側のソレノイドを励磁する方法である[3]。

〈4・3〉ストローク ストロークと切換え時間の関係を表4に示す。ストロークの切換え時間に与える影響は、〈3・4〉の計算結果とほぼ同じであることがわかる。必要とする流量特性を確保しつつ、ストロークを小さくするには、スプールの径を大きくすればよいが、重量の増加につながるため余り小さくできない。

表3 材質の影響
Table 3. Effect of materials.
() は片側励磁の値

プランジャの材質	切換え時間 (msec)	飽和磁束 密度 (T)	初比透磁 率 (-)	導電率 (S/m)
パーマロイ	1.12 (0.99)	0.85 T	20,000	1.2×10^6
パーメンジュール	0.85 (0.81)	2.3 T	3,000	3.7×10^6

型式: HS-3 (190T/0.9Ω)、励磁方式: チョップ方式 (400V/50A)
条件: 空気中動作、負荷: ばね (4.9N, 10.6N/mm)

表4 ストロークの影響
Table 4. Effect of stroke.

ストローク (mm)	切換え時間 (msec)		油温 (℃)
	空気中	油中	
0.99	0.71	0.91	39
0.73	0.64	0.79	30

型式: HS-3Y-3 (130T/1.6Ω)
励磁方法: チョップ方式 (400V/50A)、片側励磁
負荷: ばね (4.9N, 10.6N/mm)

〈4・4〉印加電圧・電流 図10は印加電圧と切換え時間の関係、最大電流（制限電流）をパラメータにプロットしたものである。印加電圧の増加に対する切換え時間の減少の割合は、〈3・3〉の計算結果とほぼ同じである。また、この図より最大電流は高々30Aでよいことが分かる。

〈4・5〉コイルの巻数 図11にコイルの仕様と切換え時間の関係を示す。励磁方式に関係なく、コイルの巻数が小さいほうが高速化に有利であることは、〈3・5〉の計算を裏付けるものである。

なお、190ターンのコイルを2つ並列に接続した場合は、380ターンのコイル1つに比べ、切換え時間が非常に短いことは注目に値する。これはコイルを並列に接続すればインダクタンスが低下し、電流応答がよくなるからである。つまり、コイルを並列に接続することにより、電磁弁の切換え後の位置を保持するために必要な起磁力を確保しつつ、切換え時間を小さくできる。

図10 印加電圧・電流と切換え時間の関係（実験結果）
Fig.10. Effect of applied voltage and currents.

図11 コイルの仕様と切換え時間の関係（実験結果）
Fig.11. Effect of coil specification.

＜４・６＞保持電流 ダブルソレノイド形の電磁弁は、反対側のソレノイドが切換えに際し抵抗として働く。本研究では、コイルの両端にバリスタを接続して、電源が遮断された側のコイルの電流を急速に消滅させることを考えた。事実、バリスタを用いることにより、切換え後0.1ms以内に、コイルの電流は0となった。

しかし、励磁に際し磁化の遅れが存在するように、消磁にも時間遅れがあり、電磁弁の切換え位置を保持するために流していた電流—保持電流が大きいほど、磁化の程度が大きいので、切換えに際し大きな抵抗となる。しかし、実際は図12に示すように、保持電流は、切換え時間に余り影響を与えないことがわかる。従って保持電流の値は、コイルの発熱と電磁弁の切換えの安定性の面から決定すればよい。更に、バリスタ電圧（バリスタの導通電圧）を120V～390Vの範囲で変えてみたが、切換え時間に影響はみられなかった。

＜４・７＞油中動作 ソレノイドには弁部分から油が侵入する構造になっており、プランジャは油中で動作することになる。図9、図12から分かるように油中動作は空気中動作に比べ大幅に遅く、その差は粘性抵抗 c_v の差だけでは説明できない。プランジャやスプールの移動にともないそれらの近傍の油も移動するため等価的な可動部重量が増加するのが原因と思われる。このように油中動作は高速化を大きく阻害するが、構造の単純化と耐久性の面を考慮してソレノイドをウェットタイプとした。

本電磁弁は開発完了後、エンジンの燃料制御装置に使用した。その詳細は別稿に譲るが[6]、最終的な特性のうち使用圧力や流量等は表1と同じで、切換え時間は油圧の応答で0.52msと目標の1msを達成することができたことを付記しておく。

5. まとめ

以上、試作と実験を中心とし、これを補う形で数式モデルによるシミュレーションを実施して、高速電磁弁の開発を進めた。この結果、電磁弁の高速化に際し、判明した要

図12 保持電流と切換え時間の関係（実験結果）
Fig.12. Effect of holding current.

点は次の通りである。

（１）印加電圧・電流・・・印加電圧は大きくする必要はある。しかし、余り大きくても不経済で300V位で良い。また、最大電流は30A以上にする必要はない。

（２）ストローク・流体反力・・・ストロークは小さいほうがよく、流体反力を小さくするためにストロークを大きくすることは避けるべきである。

（３）磁性材料・・・うず電流の発生を押さえるために、導電率の小さな材料が好ましいのは予想通りであった。更に、飽和磁束密度が高い材料が適している。

（４）磁路長さ・・・短いほうがよいが、他の要因に比べ影響は小さい。

（５）コイル仕様・・・複数のコイルを並列に接続することにより、切換え後の保持力を確保しつつ、高速化が計れる。

（６）保持電流・・・保持電流の大きさは、切換え時間に余り影響を与えないので、電磁弁の切換えの安定性と、コイルの発熱の面から決定すればよい。

（平成5年11月17日受付）

文 献

- [1] 園田憲一 他 “船用ディーゼル機関のメカトロニクスシステムによる性能向上”、川崎重工技報、114号（1992年7月）、pp.24-33
- [2] 鹿島 “油圧駆動電子制御システムによるエンジンの性能向上—その2 電子制御システム—”、日本船用機関学会誌、第26巻 第6号（1991年6月）、pp.277-286
- [3] T. Kajima, "Development of a High-Speed Solenoid Valve -Investigation of the Energizing Circuits," IEEE Trans. IE., vol. 40, pp.428-435, August 1993.
- [4] 鹿島 “電磁弁のスプールに作用する外力”、機械学会第70期講演会論文集（Ⅱ）、1993年3月、pp.344-346
- [5] H.H. ウッドソン、J.R. マルバー “電気力学Ⅱ”、産業図書、pp.6-18、昭和46年
- [6] 鹿島、佐藤、佐川 “高速電磁弁の開発—実負荷による試験結果—”、機械学会論文集（C1編）、平成6年8月号掲載予定
- [7] 鹿島 “プランジャ形電磁石の励磁特性の解析”、電気学会講演会論文集、第14巻（1993年3月）、pp.7-8
- [8] 鹿島 “電磁石の動特性の解析”、電気学会、静止器・回転機合同研究会資料（SA-93-28）、H5年8月
- [9] 川上、山地 “電磁場解析プログラム“MAGNAM””、川崎重工技報 106号、pp.60-67、1990年7月
- [10] Lequesne, B. "Dynamic Model of Solenoids under Impact Excitation, Including Motion and Eddy Currents," IEEE Trans. MAG., vol. 26, No. 2, March, 1990
- [11] Roters, H.C. "Electromagnetic Devices", John Willey & Sons, Art. 53 (1941)

[12] S. Hayano, et al., "A magnetization model for computational magnetodynamics," J. Appl. Phys., vol. 69, pp. 1614-4616, April 1991.

付 録

記号の説明

t : 時間(sec)	S_P : 空隙部の断面積 (m^2)
δ : 磁化領域の厚さ (m)	S_{PS} : 磁化部分の断面積 (m^2)
μ_o : 空気 permeability (H/m)	ℓ : 磁路長さ (m)
μ_s : 比透磁率 (-)	ℓ_o : 空隙の長さ (m)
σ : 導電率 (S/m)	D_P : プランジャの直径 (m)
E : 印加電圧 (V)	M : 可動部の質量 (kg)
i : 回路電流 (A)	c_r : 粘性抵抗係数 (N·sec/m)
R : 回路抵抗値 (Ω)	k : ばね定数 (N/m)
N : コイルの巻数 (-)	F_e : 電磁吸引力 (N)
J : 電流密度 (A/m^2)	F_r : ばねのセット力 (N)
x : プランジャの変位 (m)	F_R : 摩擦による反力 (N)
x_{max} : プランジャのストローク (m)	ν : 磁束の漏れ係数 (-)
Φ_e : 全磁束 (Wb)	B_P : プランジャ部の磁束密度 (T)
Φ_P : 空隙部の磁束 (Wb)	B_g : 空隙部の磁束密度 (T)
H_P : プランジャ部の磁界 (A/m)	$\mathbf{v}$: 磁性体の移動速度 (m/s)
P_P : 磁性体部の permeability (Wb/A)	
$P_g, P_1 \sim P_5$: 空隙部の permeability (Wb/A)	

1. 仮 定

数式モデルを作成するにあたり採用した仮定は次の通り [7] [8]。

(仮定 1) ソレノイドは軸対称であり、その励磁巻線にはステップ的に直流電圧が印加される。

(仮定 2) ソレノイド内部の磁束は、コイルと磁性体の境界面に対し平行する方向に分布し、磁束密度は境界面からの深さに依存する。

(仮定 3) プランジャおよびストッパの磁化の厚さ δ は、(付 3.5) 式により決定され、磁性体表面から δ の部分を磁束が通過し、それより内側に磁束は侵入しない。

Type : HS-2(500turn) $\Delta A = 2.93 \times 10^{-4}$ Wb/m
Material : KPM-11(Permendur)
Current / Air gap : 1A/1mm

付図 1 ソレノイド断面の磁束分布 (FEM解析結果)
app. Fig.1. Flux plot of the cross section of solenoid.

(仮定 4) 磁性体部分の permeability は、空隙部のそれに比べ十分大きいので、磁路中の空隙の permeability を 1 ヲ所に集め、磁気回路は磁性体部 P_P と空隙部 P_g により構成される。なお、空隙部の permeability は仮定磁路法により求める。

(仮定 5)ヨークの部分の permeability は、プランジャ部分のそれに比べ充分大きく無視できる。従って、プランジャ部とストッパ部を合わせた permeability P_P で、磁性体部の permeability を代表させる。

(仮定 6) 磁性体の磁化特性において、ヒステリシスは考慮しない。

2. 仮定の検討

(2.1) 仮定 2 (磁束分布の簡単化) 付図 1 に有限要素法を用いて、電磁石内部の磁束の分布状態を計算した結果を示す [9]。

磁束は、コイルと磁性体の境界面と平行する方向 (x 方向) に、内側に向って (y 方向) 伝播している。空隙の近傍やコーナ部分では、磁束分布は x 軸に平行でないが、それは全体の磁路から見れば小さい。

磁性体中の磁束分布は、うず電流の存在により一様でないが、境界面からの深さにより決定される。つまり y 軸の代りに半径方向の軸 r を用いれば、下式のように簡単化される。

$$\mathbf{J} = \text{rot } \mathbf{H} \Rightarrow J_r = dH_x / dr \quad (\text{付 1})$$

$$\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A} \Rightarrow B_x = \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr}(rA_x) \quad (\text{付 2})$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \Rightarrow B_x = \mu H_x \quad (\text{付 3})$$

(2.2)

仮定 3 (磁化の遅れ) マックスウェルの方程式より、

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (\text{付 4})$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0 \quad (\text{付 5})$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t \quad (\text{付 6})$$

構成方程式より、

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (\text{付 7})$$

$$\mathbf{J} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (\text{付 8})$$

ここで、 σ 、 μ が空間的に均質で、かつ $\mathbf{v} = 0$ として、

(付 4) ~ (付 8) 式を $\mathbf{B}$ を用いた式にまとめると、

$$\text{rot } \mathbf{J} = \sigma \cdot -\partial \mathbf{B} / \partial t \quad (\text{付 9})$$

(付 4) と (付 7) から $\mathbf{H}$ を消去して、

$$\text{rot } \mathbf{B} = \mu \cdot \mathbf{J} \quad (\text{付 10})$$

(付 10) を (付 9) に代入して、

$$\text{rot}(\text{rot } \mathbf{B}) = -\sigma \cdot \mu \cdot \partial \mathbf{B} / \partial t \quad (\text{付 11})$$

ベクトルの公式を用いて整理すると、

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \sigma \cdot \mu \cdot \partial \mathbf{B} / \partial t \quad (\text{付 12})$$

ここで、厚さが d の無限に広い薄板が、時刻 $t=0$ に薄板と平行な磁束密度 B_0 の空間に置かれた場合を考える。

薄板と平行な方向に x 軸、薄板の内部方向に z 軸をとると、薄板内部の磁束密度 B は x 成分だけとなり、次のよう

に簡単化される。

$$\frac{1}{\sigma \mu} \cdot \frac{\partial^2 B_x}{\partial t^2} = \frac{\partial B_x}{\partial t} \quad (\text{付13})$$

これは拡散方程式であり、変数分離を用いて解き、薄板の中央を原点 ($z=0$) にとり、境界条件と初期条件を入れて整理すると [5]、

$$B_x = B_0 \left(1 - \sum \frac{4}{n\pi} \sin \frac{n\pi z}{d} e^{-\alpha_n \cdot t} \right) \quad (\text{付14})$$

$$\text{ここに、} n: \text{奇数, } \alpha_n = \frac{n^2 \pi^2}{\sigma \mu d^2} \quad (\text{付15})$$

ここで磁化の厚さ δ を磁性体の境界面の磁束密度 B_0 を用いて次のように定義して、

$$B_0 \cdot \delta \triangleq \int_0^{d/2} B_x dz \quad (\text{付16})$$

上式に (付15) を代入して解くと

$$\delta = \frac{d}{2} \left(1 - \sum \frac{8}{n^2 \pi^2} \cdot e^{-\alpha_n \cdot t} \right) \quad (\text{付17})$$

上式において、 n の大きい高調波ほど減衰が大きいの、高次の項を省略し、境界条件を考慮して、

$$\delta \approx (1 - e^{-\alpha_1 \cdot t}) \cdot d/2 \quad (\text{付18})$$

このようにして求めた δ は、境界面における磁束密度がどの程度まで、磁性体内部まで浸透しているかを示す尺度を与える。

ごく短い時間内において σ 、 μ は一定と考えると、上式は次の微分式におきかえられる。

$$d\delta/dt = \alpha_1 \cdot e^{-\alpha_1 \cdot t} \cdot d/2 \quad (\text{付19})$$

〈2. 3〉 仮定4 (磁気回路) コイルと磁性体の境界面についてアンペアの法則を適用して [10]、

$$N \cdot i = \int_{\text{air gap}} H \cdot dx + \int_{\text{core}} H \cdot dx \quad (\text{付20})$$

空隙の磁束密度が一樣であるとすれば、

$$\int_{\text{air gap}} H \cdot dx = \Phi_p / P_g \quad (\text{付21})$$

一方、(付1) ~ (付3) より、

$$H = \frac{1}{\mu r} \frac{d}{dr}(rA) \quad (\text{付22})$$

上式を用いて、

$$\int_{\text{core}} H \cdot dx = \int_{\text{core}} \left\{ \frac{1}{\mu r} \cdot \frac{d}{dr}(rA) \right\} \cdot dx \quad (\text{付23})$$

ベクトルポテンシャル A は x 軸に対し独立なので、

$$\int_{\text{core}} H \cdot dx = \frac{1}{\mu r} \cdot \left\{ \frac{d}{dr}(rA) \right\}_{r=r_p} \cdot \ell \quad (\text{付24})$$

ここに、 r_p : 磁性体 (プランジャ) の半径

ℓ : 磁路の長さ

上式において $\frac{1}{r_p} \left\{ \frac{d}{dr}(rA) \right\}_{r=r_p}$ は磁性体の境界面における磁束密度を与えるので、磁性体の境界面における磁界を H_p とすれば、

$$\int_{\text{core}} H \cdot dx = H_p \cdot \ell \quad (\text{付25})$$

よって、

$$N \cdot i = \Phi_p / P_g + H_p \cdot \ell \quad (\text{付26})$$

付図2 ソレノイドの構造と仮定磁路の説明
app. Fig.2. Most probable path of flux in the solenoid.

〈2. 4〉 パーミアンスの計算 付図2を用いて、仮定磁路法により求めた各部のパーミアンスを示す [11]。

$$\text{空隙長さ } \ell_g = x_{\max} - x + \ell_0 \quad (\text{付27})$$

$$\text{主空隙部 } P_1 = \mu_o \cdot S_p / \ell_g \quad (\text{付28})$$

$$\text{空隙縁部 } P_2 = 0.829 \cdot \mu_o \cdot (D_p + \ell_g/2) \quad (\text{付29})$$

$$\text{円環部 } P_3 = \mu_o \cdot D_p \cdot \log_e(1 + 2 \cdot T / \ell_g) \quad (\text{付30})$$

$$\text{ストッパとヨーク間の空間 } P_4 = \mu_o \cdot \pi \cdot (D_s + D_p) \cdot (h - 2 \cdot T - \ell_g)^2 / (D_s - D_p) / h/2 \quad (\text{付31})$$

$$\text{コイルの軸方向の空間 } P_5 = \mu_o \cdot \pi / h/4 \cdot \{ (D_2 - D_1) \cdot (D_2 + 2 \cdot D_1) / 3 + (D_1^2 - D_p^2) \} \quad (\text{付32})$$

〈2. 5〉 仮定6 (ヒステリシス) Chua型モデルによれば [12]、ヒステリシス特性はヒステリシス係数 s (Ω/m) を用いて次式で表わされる。

$$H = \frac{1}{\mu_o \mu_s} B + \frac{1}{s} \cdot \frac{dB}{dt} \quad (\text{付33})$$

上式を移項し、

$$B = \mu_o \mu_s H - T_s \cdot \frac{dB}{dt} \quad (\text{付34})$$

ここに $T_s = \frac{\mu_o \mu_s}{s}$ は、磁束密度の応答の時定数を与える。磁性体が飽和しない領域でのパーメンシュールの値を代入すると、 $T_s = \frac{1.26 \times 10^{-6} \cdot 3000}{3.4} = 0.0011 \text{ s}$

しかし、磁界の表皮効果のため、磁性体の磁化された部分はプランジャ表面に局在化し、磁化直後に飽和に近い状態に達する。本モデルの計算によれば励磁直後に μ_s は400以下となる。このとき、 $T_s = 0.15 \text{ ms}$ となりヒステリシスの影響は無視できる。

3. 数式モデル

(磁化の厚さ)

$$d\delta/dt = \alpha_1 \cdot \exp(-\alpha_1 \cdot t) \cdot D_p / 2 \quad (\text{付35})$$

$$\text{ここに、} \alpha_1 = \pi^2 / (2 \sigma \mu_o \mu_s D_p^2) \quad (\text{付36})$$

(磁化面積)

$$S_{ps} = \pi \cdot (D_p - \delta) \cdot \delta \quad (\text{付37})$$

(磁気回路)

$$P_p = \mu_o \cdot \mu_s \cdot S_{ps} / \ell \quad (\text{付38})$$

付表1 計算結果と実験結果の比較
app. Table 1. Comparison of calculated and measured results.

電圧 (V)	切換え時間 (msec)	電 流 (A)				
		0.5 ms	1 ms	1.5 ms	2 ms	3 ms
24	3.44 (4.22)	0.8 (1.0)	1.3 (1.4)	1.7 (1.8)	2.0 (2.1)	2.3 (2.7)
50	2.32 (2.45)	1.4 (2.1)	2.4 (3.0)	3.2 (3.8)	3.7 (4.2)	
75	1.84 (1.88)	2.3 (3.1)	3.8 (4.5)	4.9 (5.4)		
100	1.66 (1.58)	3.0 (4.2)	5.0 (5.9)	7.0 (6.1)		
200	1.24 (1.08)	7.2 (8.3)	13.3 (10.3)			

() の数値は計算結果

型式 : HS-3Y-11 (300T/3.6Q)
励磁方式 : チョップ方式
負荷 : ばね (23.7N, 6.9mm/N)
条件 : 空气中、片側励磁

$$P_g = P_1 + P_2 + P_3 + P_4 \quad (\text{付39})$$

$$P_{Pt}^{-1} = P_P^{-1} + P_g^{-1} \quad (\text{付40})$$

$$\nu = P_g / (P_1 + P_2) \quad (\text{付41})$$

$$P_t = P_s + P_{Pt} \quad (\text{付42})$$

$$N \cdot i = \Phi_P / P_t + H_P \cdot \ell \quad (\text{付43})$$

$$B_g = \Phi_P / S_P / \nu \quad (\text{付44})$$

$$\Phi_t = \Phi_P \cdot (P_s / P_{Pt} + 1) \quad (\text{付45})$$

$$\Phi_P = B_P \cdot S_{Ps} \quad (\text{付46})$$

(電気回路)

$$E = R \cdot i + N \cdot (d\Phi_t / dt) \quad (\text{付47})$$

(磁化特性)

$$H_P = f(B_P) \quad (\text{付48})$$

$$\mu_s = B_P / H_P / \mu_0 \quad (\text{付49})$$

(吸引力)

$$F_t = B_g^2 \cdot S_P / \mu_0 / 2 \quad (\text{付50})$$

(運動方程式)

$$M \ddot{x} + c_r \dot{x} + kx = F_t - F_r - F_R \quad (\text{付51})$$

4. 計算結果

本数式モデルによる計算結果を実験結果と対比の上で、付表1に示す。また付図3に変位と電流の応答波形を、付図4に他の変数の応答波形を示す。本数式モデルは、試験結果とよく一致していることがわかる。

付図4 シミュレーションの応答波形(2)
app. Fig.4. Wave form of the simulation results (2).

付図3 シミュレーションの応答波形(1)
app. Fig.3. Wave form of the simulation results (1).

鹿島 宗

(正員) 昭和46年 3月大阪大学大学院基礎工学研究科修士課程修了。同年 4月川崎重工業(株)入社。制御装置の設計・開発に従事。現在、同社神戸工場原動機事業部制御技術部に勤務。機械学会、日本AEM学会、計測自動制御学会、IEEE会員。

河村 吉久

(非会員) 昭和33年 3月京都大学工学部電気工学科卒業。同年 4月川崎重工業(株)神戸造船所に入社。船用機器の電装業務、工作・修理、研究開発等に従事。同社神戸工場原動機事業部制御技術部部長を経て、現在ジャパンガスタービン(株)部長。日本ガスタービン学会、船用機関学会会員。