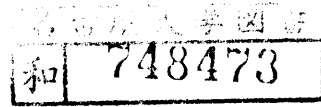


超伝導誘導反発形磁気浮上方式の

安定性に関する理論的研究



昭和53年

大 熊 繁

目 次

第1章 序 論	1
1.1 序 言	1
1.1.1 空気浮上方式	2
1.1.2 磁気浮上方式	3
1.1.3 本章の内容	3
1.2 磁気浮上方式の原理と研究の歴史	4
1.2.1 常伝導吸引形磁気浮上方式	4
1.2.2 常伝導浮上推進兼用形磁気浮上方式	8
1.2.3 超伝導誘導反発形磁気浮上方式	10
1.3 超伝導誘導反発形磁気浮上方式の安定性に関する従来の研究と問題点	20
1.4 本研究の目的と各章の概要	28
1.4.1 本研究の目的	28
1.4.2 本論文の概要	29
1.5 結 言	31
文 献	33

第2章 超伝導誘導反発形磁気浮上方式の磁気ダン

ピング	41
2.1 序 言	41
2.2 モデルと概算	43
2.2.1 モデルと磁気浮上	43
2.2.2 車上コイル1個の場合のダンピング	48
2.2.3 車上コイルが複数の場合のダンピング	54
2.3 数値計算例	58
2.3.1 計算式	59
2.3.2 地上コイル電流およびダンピング力の 波形	63
2.4 結 言	73
文 献	76
第3章 同極性車上界磁を用いた支持方向の安定性 の改善	78
3.1 序 言	78
3.2 同極性車上界磁形の磁気ダンピング	79
3.2.1 地上コイル電流, 力の過渡現象の考察	79
3.2.2 受動ダンピングの考察	82

3.3	定常周期解法	84
3.3.1	地上コイルの鎖交磁束 ϕ	84
3.3.2	力の計算	87
3.3.3	ダンピング係数	93
3.4	数値計算例	94
3.4.1	地上コイルの鎖交磁束 ϕ	96
3.4.2	磁気浮上特性	103
3.5	結 言	111
	文 献	117
第4章	推進案内併用方式における案内方向の安定性の改善	118
4.1	序 言	118
4.2	推進案内併用方式の案内方向の安定性	120
4.2.1	交番極性車上界磁形推進案内併用方式	120
4.2.2	同極性車上界磁形推進案内併用方式	128
4.2.3	同極性支持用車上界磁をもつ交番極性車上界磁形推進案内併用方式	131
4.3	数値計算例	138

4.3.1	交番極性車上界磁形推進案内併用方式	139
4.3.2	同極性車上界磁形推進案内併用方式	143
4.3.3	同極性支持用車上界磁をもつ交番極性 車上界磁形推進案内併用方式	148
4.4	結 言	153
	文 献	157
第5章	總 括	158
	謝 辞	165

第1章 序 論

1.1 序 言

鉄道は100年以上の歴史をもつ交通機関であり、陸上交通の根幹と考えられてきた。鉄道が自動車などの他の陸上交通機関に比べて大きく異なる特徴は、専用の通路であるレールをもち安全に走行できること、摩擦が少なくエネルギー効率が良いレールを使用できること、多数の車両を連結して大量輸送が可能であること、および操縦が簡単なこと、などである⁽¹⁾。ここ数年来の自動車の発達とそれに伴う道路網の整備、および航空機の発達により、鉄道は世界的に二次的な交通手段と考えられるようになってきたが、省エネルギーと低公害という社会的要請、ならびに空の交通の過密化の問題⁽²⁾が起こってきた現在において、鉄道は改めて見直されるようになった。すなわち将来の高速大量交通機関に適した新しい鉄道技術の開発が望まれるようになったのである。

車輪とレールによる接触形支持案内方式(「支持」方向とは縦方向を示し「案内」方向とは横方向を示す)

を用いる現在の鉄道は、騒音、振動、および保全等に技術上の問題をかかえている。これらの問題は列車速度が高くなるほど急激に深刻なものとなってくる⁽³⁾。また車輪とレールとの摩擦力を車両駆動に利用する接触形支持案内方式では実用上時速300kmが限界といわれている⁽⁴⁾。そこで従来の車輪とレールによる接触形支持案内方式に代わる革命的な方法として、非接触形支持案内方式が考え出された。非接触形支持案内方式(以下浮上方式という)は列車車両を空中に浮上させて支持案内するものであり、空気を利用した浮上と磁気を利用した浮上が考えられている。

1.1.1 空気浮上方式

空気浮上方式は、圧縮空気を車両と地表との間に流すことにより浮上するもので、フランスで開発が進められた。フランスではジェットエンジン推進により時速430kmの高速走行に成功している。アメリカではU.S. Department of Transportationの援助でコロラド州 Pueblo において実験線が設けられ、1973年までに空気浮上車を製作することが計画されていたが⁽⁵⁾,

1978年現在，空気浮上方式においては磁気浮上方式に比べて浮上に必要な電力が20kW/トと大きく，騒音が大きく，分岐がむづかしく，さらに車両の構造と保守に問題があるといわれている⁽⁶⁾⁽⁷⁾。

1.1.2 磁気浮上方式

これに対して磁気浮上方式は磁力によって車両を浮上させるものであり，常伝導電磁石を用いる方式と超伝導電磁石を用いる方式とがある。支持案内力の発生方法で分類すれば，吸引形，誘導反発形，ならびに浮上推進兼用形に分けることができる。これらの組合せで6種類の浮上方法が考えられるが，現在有望とされている方法は常伝導吸引形，常伝導浮上推進兼用形，超伝導誘導反発形である。

1.1.3 本章の内容

筆者は，これらの方式のうち都市を結ぶ長距離列車の車両支持案内に適当な超伝導誘導反発形磁気浮上方式を研究対象とし，この方式の可能性を左右する重大な問題である浮上車両の安定性⁽³⁾⁽⁶⁾に注目した。そして安定性を決定する磁気ダンピングの物理的意味の解

明と列車端部の端部効果，ならびに磁気ダンピングを付加する新規な方法の研究を行なった。本論文はこれら磁気ダンピングに関する研究成果を中心にまとめたものである。

本章では，1.2節において3種類の磁気浮上方式の原理と研究の歴史について述べ，1.3節においては超伝導誘導反発形磁気浮上方式の安定性に関する従来の研究と問題点について述べる。1.4節では本研究の目的と各章の概要を述べ，1.5節は結言とする。

1.2 磁気浮上方式の原理と研究の歴史

1.2.1 常伝導吸引形磁気浮上方式

(1) 西ドイツでの研究

常伝導吸引形磁気浮上方式 (Electromagnetic Levitation, EMLと略す) は，車上に積載された常伝導電磁石と地上に設置された鉄製のレールとの吸引力を支持案内に用いる方式である。EMLの研究は1970年に西ドイツにおいて始まった⁽⁷⁾。1971年の春に，Messerschmitt Bölkow Blohn社は最初の実験車「Magnet-

mobil」を製作し、全長600 mの線路において時速90 kmの浮上走行に成功した。同年秋にはKrauss Maffei社の「Transrapid 02」が時速165 kmで走行した。これらの実験により、電磁石の吸引力を車両の支持案内に利用できることが確認された。1974年にはMunich Allachにおいて、Krauss Maffei社の「Transrapid 04」が時速200 kmの走行に成功した。1976年にはManningにおいて、Messerschmitt Bölkow Blohm社のロケット推進車「Komet」が時速401 kmで走行した。

(2) 日本での研究

日本では東京大学の山村研究室において開発が始められ、1973年には長さ2 m、幅1.1 m、重さ0.4 tの実験車の浮上に成功している。さらに日本鉄道技術協会の低公害鉄道開発委員会は、1975年にリニアイングリションモータ駆動による実験車「EML-50」を発表した。この実験車は長さ2.8 m、幅1.7 m、重さ1.8 tであり、最高時速40 kmで走行するものである。日本航空では1974年より開発を始め、1978年2月には実験車「HSS T 01」が時速307 kmの走行に成功した。

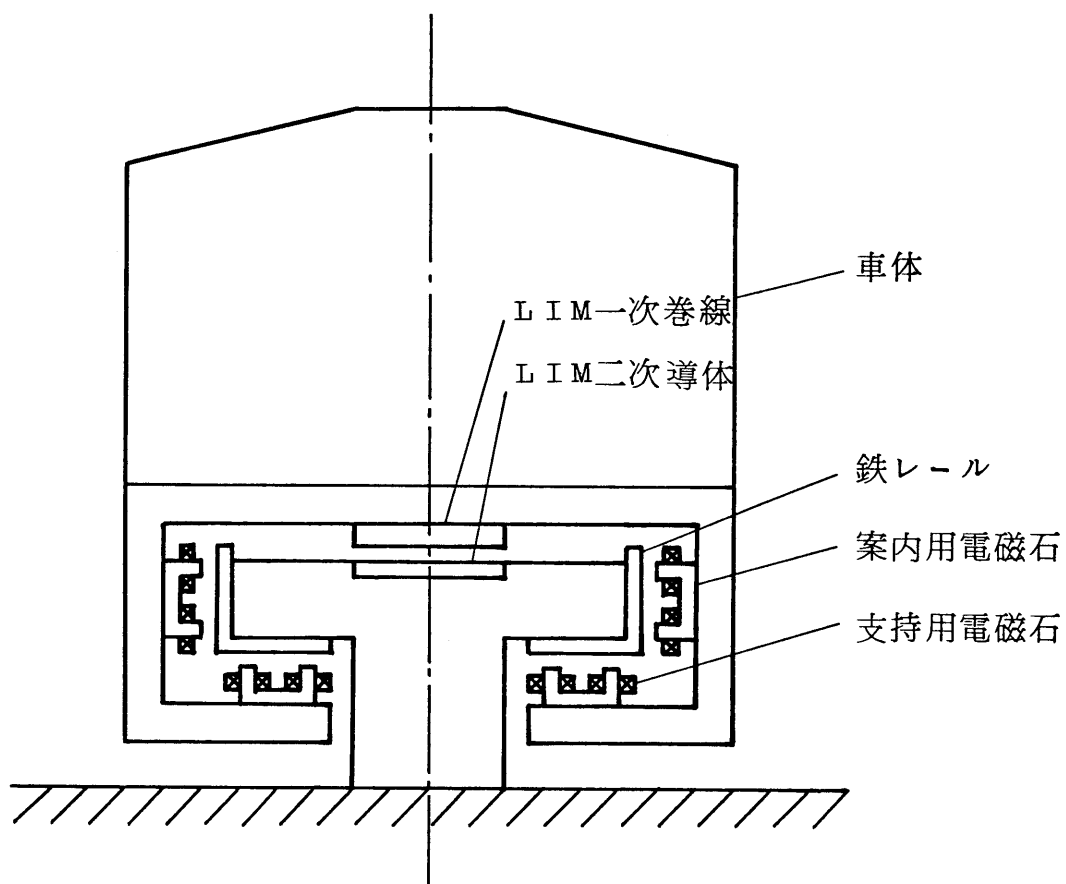
実験車は長さ4m, 実験線の長さは1.3kmである。将来は成田-東京, 千歳-札幌間を結ぶことを考えている。アメリカではまだ基礎的な実験の段階に止まっている。

(3) EMLにおける電磁石配置例

EMLにおける電磁石の配置には種々のものがあるが, その一例(日本鉄道技術協会)の概略を第1.1図に示す。車上には支持用電磁石および案内用電磁石が積載され, 地上には鉄レールが布設される。また列車駆動のため, 車上にはリアクションモータ(LIMと略す)の一次巻線(電機子巻線)が積載され, 地上には二次導体(リアクションプレート)が布設されている。

(4) EMLの特長

EMLの長所は, 走行速度零でも支持案内力を発生できること, 補償回路を用いる励磁電流のフィードバック制御により車両の動特性を自由に決定できること, 高速において抗力が小さく支持力の減少があまりないことにより揚抗比(支持力/抗力)が大であること,

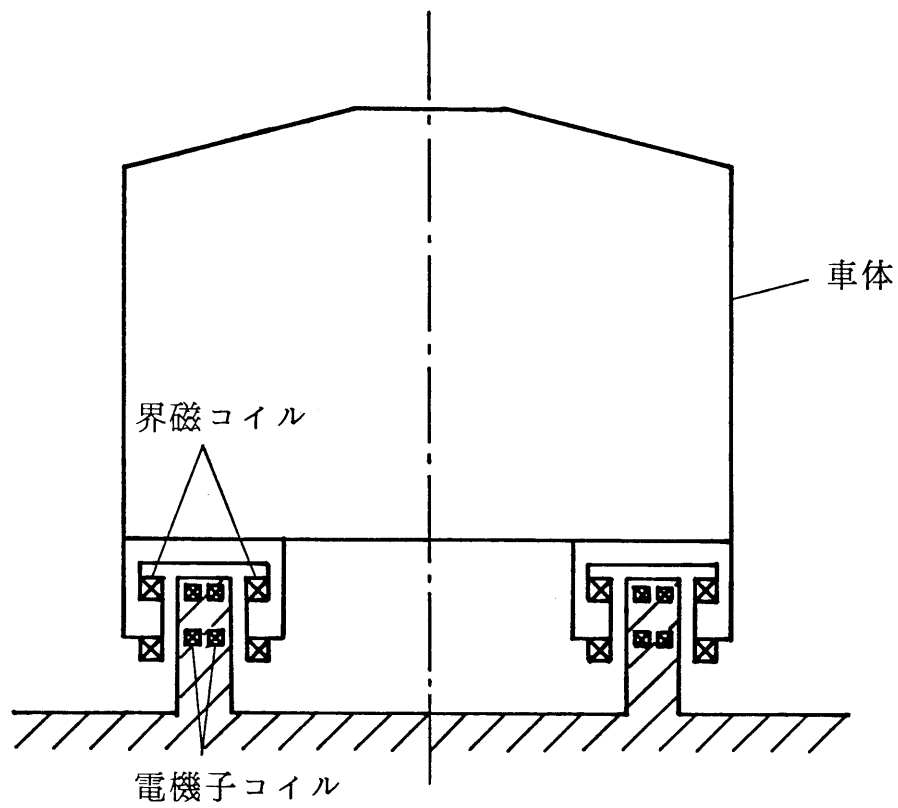


第 1.1 図 常伝導吸引形磁気浮上方式
における電磁石配置図

消費電力 $1.5 \sim 3 \text{ kW/t}$ (電磁石とレールとのギャップ長 $1 \sim 2 \text{ cm}$) と小さいこと, 等である。短所は, 制御回路を要し, 回路の故障と停電に対する対策が必要であること, ギャップ長が $1 \sim 2 \text{ cm}$ であり小さいこと, 等である。ギャップ長が小さいためレールはきわめて滑らかである必要がある。そのため EML は低速列車用といわれているが, 山村氏ら⁽⁸⁾ は時速 500 km の超高速域でもレールに接触する可能性はないことを理論的に示した。

1.2.2 常伝導浮上推進兼用形磁気浮上方式

常伝導浮上推進兼用形磁気浮上方式は 1971 年に日本国有鉄道 (以下国鉄と略す) において研究開発が始められ⁽⁹⁾, 1972 年には $1/4$ 模型の実験車の浮上走行に成功した。この方式のコイル配置図の概略を第 1.2 図に示す。車上には常伝導の界磁コイルを積載し, 地上には電機子コイルを進行方向に並べ, それらを位相をずらせ数層重ねあわせて設置する。サイリスタ切替えによって各層への直流の通電を順次切替えてゆけば, 界磁コイルは浮上しながら切替え方向に移動する。推



第 1.2 図 常伝導浮上推進兼用方式の
コイル配置図

進はリニアシンクロナスマータの原理により行なわれるが国鉄ではこの方式を Linear Thyristor Motor , 略して LTM とよんでいる。名古屋大学の雨宮研究室ではその特性の解析を行ない, 実用化についての問題点を指摘した⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。

LTMの長所は浮上推進兼用であること, タイヤとの組合せが容易であること, 推力が直流モータの特性をもつこと, 車上には励磁電力だけを集電すればよいこと, 等である。

1.2.3 超伝導誘導反発形磁気浮上方式

(1) アメリカでの研究

誘導反発形磁気浮上方式のアイデアは1912年に初めて Bachelet 氏⁽³⁾により発表された。それは交流電磁石を車上に積載し, 地上回路に生じるうず電流との間に働く反発力を用いて車両を浮上させるものであった⁽³⁾。1963年に Brookhaven National Laboratory の Powell 氏⁽¹²⁾は直流を流した超伝導コイルを車上と地上とに設置し車両を支持する方法を提案した。しかしこれは超伝導設備の費用が莫大なものとなり実用的ではなかった。

同じころ Westinghouse 社が永久磁石を地上と車上に設置して車両を支持する方法を発表したが、磁石の数を多く必要とし、車両重量も大きくなるという難点があった。

1967年に、Powell氏とDanby氏⁽¹²⁾がはじめて現在の超伝導誘導反発形磁気浮上方式 (Electrodynamic Levitation, EDLと略す) のアイデアを発表した。その原理は、交互に極性を変えて並べた超伝導コイルを車両に積載し、地上に布設した常伝導短絡コイル (またはシート) への鎖交磁束が列車走行時に変化することにより発生する地上コイルの誘起電流と、超伝導コイル電流との間に働く反発力を支持案内力として利用するものである。North American Rockwell社のGuderjahn氏ら⁽¹³⁾は1969年にStanford Research InstituteのCoffey氏ら⁽¹⁴⁾と協力し、ロケット発射台にEDLを用いる目的でシート軌道の場合の支持力と進行方向に働くブレーキ力である抗力を計算した。この計算はHannakam氏⁽¹⁵⁾の行なったシート上を走行する2本の無限長導体に働く力の計算を方形コイルに拡張したものであ

り、計算値は実験値と近い値を示した。1970年に Ford Motor Company の Reitz 氏, Davis 氏, Borcherts 氏ら^{(16)~(20)}がシート軌道の場合の支持力と抗力の正確な計算を行なった。さらに超伝導コイルを用いた実験を行ない、計算結果が実験と大略一致することを確かめた。1971年には Powell 氏と Danby 氏⁽²¹⁾が null flux system の提案を行なった。これは超伝導コイルの両側に地上コイルを置き、変位のないときは誘起起電力がたがいに打ち消されるように両側のコイルを配線するもので、変位を生じたときはもとへもどす復元力が働く。

以上のように EDL の初期の研究はアメリカで行なわれた。

(2) 日本での研究

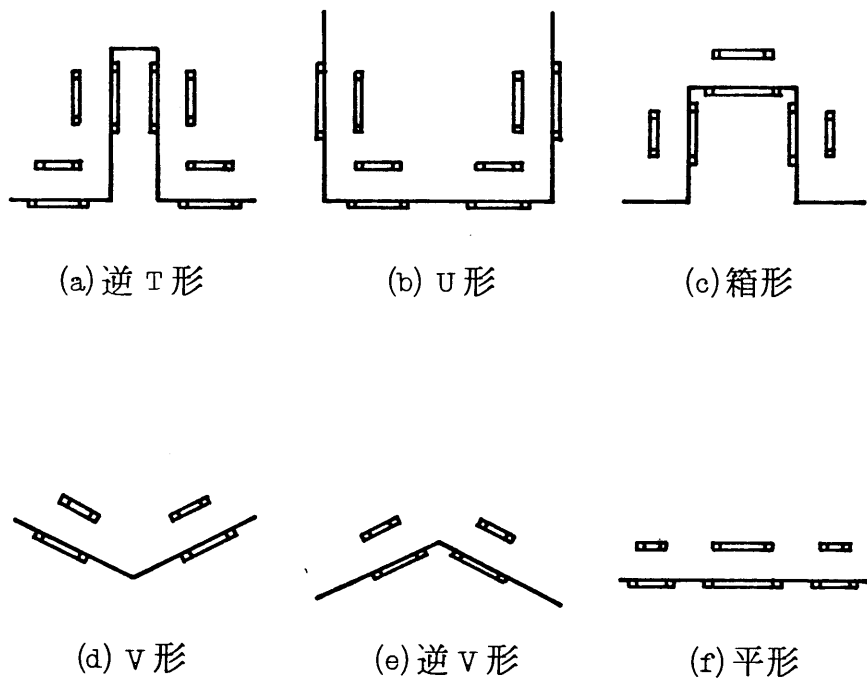
日本においては1962年に国鉄で超高速鉄道の調査研究が始まり、1970年には運輸技術審議会超高速鉄道ワーキンググループが発足した⁽²²⁾。同年には三菱電機の大野氏ら⁽²³⁾により EDL の日本で初めての基礎的検討が発表された。1972年には日本における鉄道開業100年を記念して、超伝導磁気浮上車 ML100 を国鉄が

発表した。この実験車は重量約3.5tであり、推進はリニアインダクションモータ駆動で時速60km、浮上高10cmの浮上走行に成功した。浮上特性について、三菱電機の山田氏ら⁽²⁴⁾は定常周期解法を用いて厳密に解析した。東京芝浦電気の高野氏らは短編成列車のときとくに問題となる列車端部効果の検討、従来のコイル配置とnull flux配置との浮上特性の比較を行なった⁽²⁵⁾⁽²⁶⁾。また日立製作所の牧氏ら⁽²⁷⁾は1973年に推進案内併用方式を提案した。これは推進用の地上コイルを二つに分け、null fluxとすることにより案内力を得る画期的な方法である。

軌道方式には第1.3図に示すように逆T形、U形、箱形、V形、逆V形および平形があり、日本では逆T形とU形が研究されている。

(3) カナダでの研究

カナダでは積雪に強いことと分岐が容易であることから平形軌道が研究されている。カナダにおいては、Canadian Ministry of TransportのTransportation Development Agencyの援助でMcGill大学とQueen's



第 1.3 図 コイル配置

大学 および Toronto 大学において研究が進められており、1974年ごろから平形軌道特有の案内の問題について多くの研究がなされた^{(28)~(32)}。

(4) 西ドイツでの研究

西ドイツにおいては連邦政府の Bundesministerium für Forschung und Technologie の助成のもとに1972年から EDL の研究が始められた。AEG 社, BBC 社, および SIEMENS 社がプロジェクトグループ Projektgruppe Magnetschwebebahn を作り、浮上と推進技術の研究開発を行ない、Linde 社が超伝導低温技術を開発している⁽⁷⁾。

(5) 各国における走行実験

1975年に入ると世界各国で実験車が走り始めた。西ドイツ Erlangen の研究センターの実験線は直径280mで45°の傾きをもつ円形軌道であり、実験車「E-ET 01」は長さ12m, 幅4m, 重量17t である。1975年3月にはリニアインダクションモータ駆動による車輪走行が始まり、1976年3月には支持用超伝導電磁石を積載し、浮上走行に成功した。これは車輪案内

方式であり、最高時速 140 km、浮上高 10 cm であった。今後の計画としては、リニアインダクションモータ駆動に代わるリニアシンクロナスマータ駆動方式の開発を行ない、1980年代初めには大形車両の製作を行なうことになっている。西ドイツのシステムの特徴は従来の車輪支持方式との共用を図った点であり、都市間の客車輸送は高速浮上方式をとり、都市内と貨物輸送とは低速車輪方式が考えられている。軌道は平形であり、最高時速 500 km である⁽³³⁾。

アメリカの MIT では 1/25 のスケールモデルが作られた。車両は長さ 1 m、直径 20 cm のシリンダ状で重量 14 kg であり、車上コイルは三つの円形超伝導コイルを進行方向に並べたものを用い、軌道は、幅 10.2 cm、厚さ 0.95 cm のアルミ板 2 枚を用いた V 形のものであった。リニアシンクロナスマータ駆動であり時速約 90 km の完全浮上に成功した⁽³⁴⁾。Stanford Research Institute では長さ 4.25 m、幅 1.0 m、重量 480 kg の実験車をグライダケム引用ウィンチでケム引し、浮上の動特性を調べた。軌道は平形で車上コイルは長さ

0.32 m, 幅 0.27 m の超伝導コイルであった⁽³⁵⁾。

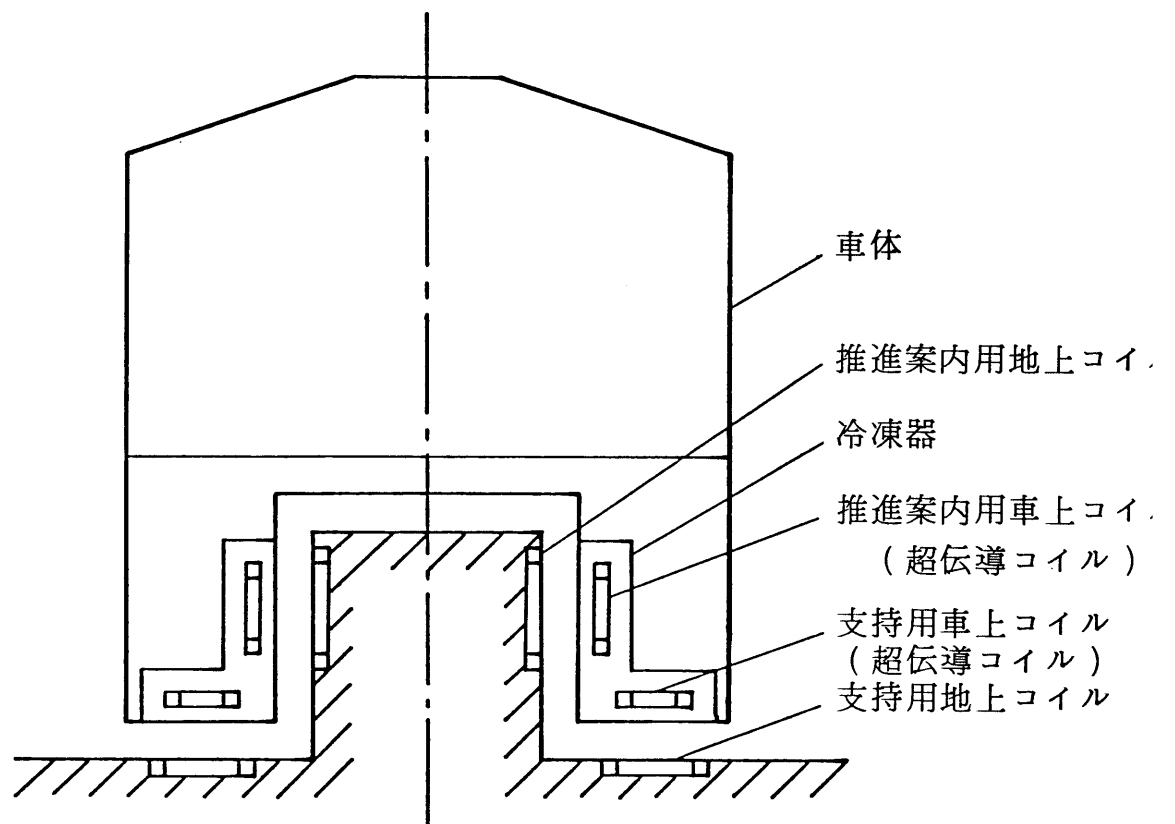
イギリスでは Wolfson 基金の援助のもとで Warwick 大学において 1/5 スケールモデルが作られ, 浮上の動特性が実験検討された⁽³⁶⁾。

日本においては, 国鉄が宮崎県の日向市美々津-児湯郡都農町間に約 7 km の実験線を建設中である。

1977年12月には, 完成ずみの 3.1 km の線路で世界で初めての完全浮上走行に成功した。実験車「ML 500」は長さ 13 m, 幅 3.8 m, 高さ 2.7 m, 重量 10 t である。リニアシンクロモータ駆動であり, 最高時速 204 km, 浮上高 12 cm であった。1978年7月には最高時速 337 km を達成している。

(6) EDL のコイル配置例

次に EDL の構造を示すため, 宮崎実験線で用いられている実験車のコイル配置図を第 1.4 図に示す。コイル配置は逆 T 形であり, 車上には水平方向に支持用車上コイル, 垂直方向に推進案内用車上コイルが積載され, 地上にはこれらに対応して支持用地上コイルと推進案内用地上コイルが布設される。支持用地上コイ



第 1.4 図 超伝導誘導反発形磁気浮上方式
におけるコイル配置図

ルの代わりにシートの使用が考えられる。コイル方式では短絡コイルが離散的に設置されるので支持力に脈動が生じる。またコイルの製作、布設のコストが大である。シート方式では支持力に脈動を生じず、製作が容易であり経済的であるが、抗力が大になり揚抗比（支持力/抗力）が小となる。しかしながらシート厚は2~3 cmでありコイル厚は5~10 cmであるのでコイル厚による浮上ギャップ長の減少を考慮すれば揚抗比はコイル方式と変わらないという説もある⁽³⁷⁾。

(7) EDLの特長

EDLの長所は制御を加えなくとも平衡点が存在すること、車上コイルは超伝導コイルであって浮上用電源を必要としないこと、車上コイルと地上コイルとのギャップ長は20~30 cmと広く、軌道工事に高い精度が要求されないこと、等である。短所は車上にクライオスタット（冷凍器）を積載し、極低温を保つ必要があること、低速では支持案内力は発生せず、抗力が大であること、浮上車両の安定性を決定する制動作用（ダンピング）と弾性作用（スプリング）のうち、車

上コイルと地上コイルとの間に働く磁気ダンピングが小さく，系が非常に振動性であること，等である⁽³⁾⁽⁶⁾。

第1番目の短所である液体ヘリウムによる極低温技術の開発については，各国で積極的に小形，軽量化をめざして開発が進められており，国鉄では超伝導電磁石と冷凍器は実用化の見通しがついたとしている⁽²²⁾。低速走行時における支持力の不足は補助車輪を用いれば解決できる。抗力についてはリニアシンクロナスマーラの推力を増せばよい。残る根本的な問題は浮上車両の動的安定性（以下安定性と略す）のことである⁽³⁾⁽⁶⁾。

1.3 超伝導誘導反発形磁気浮上方式の安定性に関する従来の研究と問題点

(1) アメリカでの研究

Powell氏とDanby氏⁽¹²⁾はMDLの最初の提案において，車上コイルを案内方向に無限に長いと仮定した場合の車両の安定性を検討した。その結果，車両の支持方向の変位に対しては復元力が働き平衡点が存在すること，支持方向の速度に比例する力である制動力（ダ

ンピング力)については,低速走行時には地上コイルの抵抗によるエネルギー損失により十分な正の磁気ダンピングが存在するが,100 mph (約161 km/h)以上の高速走行時にはまわめて小さな磁気ダンピングしか存在しないことを示した。これは系が安定ではあるが車両の上下振動が容易に減衰しないことを意味する。Powell氏らは補助的なダンピング装置として可動翼を示唆している。Sandia LaboratoriesのBailey氏とNorwood氏⁽³⁸⁾は,電流を流した線路のように起磁力を持つものが薄いシート状導体の上を走行するとき生じる力を「Image-wake-method」を用いて求め,系は安定で上下振動はかならず減衰することを示した。

Ford Motor CompanyのDavis氏とWilkie氏⁽³⁹⁾は薄い導体板上を走行する1本の長い線路の安定性についてReitz氏⁽¹⁶⁾の力の式を基にした「Laplace-transform technique」を用いて検討した。その結果,系は不安定で固有振動数1 Hzの上下振動は時間とともにゆっくり発散すること,進行方向については進行速度の基準値との誤差は増大することを示した。Davis氏らの

結論は Bailey 氏らの理論の誤りを指摘した結果得られたものであった。California 大学の Fink 氏と Hobrecht 氏⁽⁴⁰⁾は、導体板上を走行する1本の案内方向に無限に長いループの安定性を検討し、平衡点では負のダンピングが働き、不安定になることを示した。

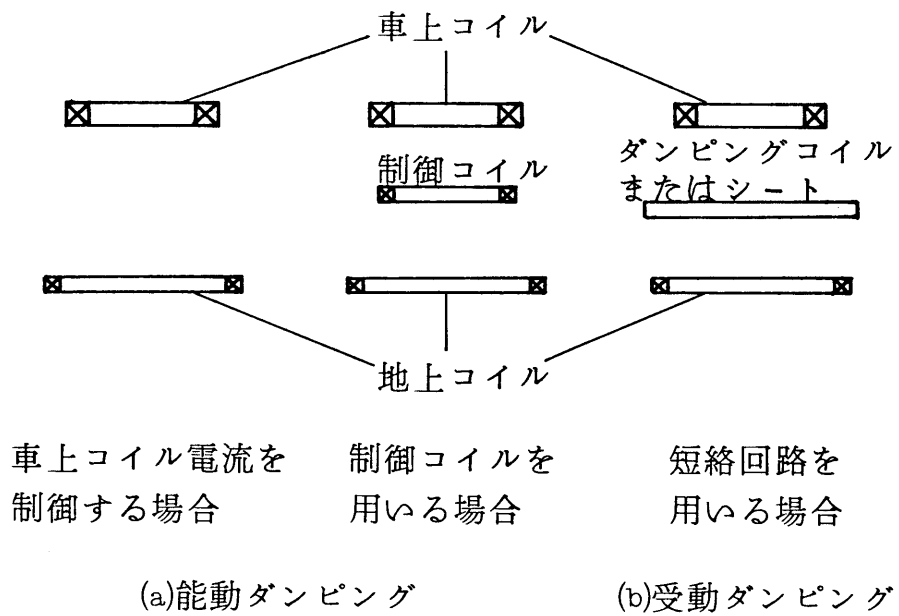
Davis 氏らは上下方向の安定化のため車上コイル電流のフィードバック制御(能動ダンピング)を提案している⁽³⁹⁾。Wilkie 氏⁽⁴¹⁾は乗心地基準の概念を導入し、車両の安定化のみならず適当な乗心地を得るには能動ダンピングが必要であることを述べ、安定化のためには支持用車上コイル電流の5%程度、乗心地を良くするには16%程度の電流を制御すればよいことを示し、「Power spectral density analysis」を用いて具体的なフィードバック制御法を提案した。Ford Motor Company の Reitz 氏ら⁽²⁾⁽⁴²⁾はベツの補助的なダンピング装置である受動ダンピングの検討を行なった。受動ダンピングは、地上コイル(またはシート)と車上コイルとの間に銅またはアルミ製の短絡回路(ダンピングコイルまたはシート)を車両に固定して設置するも

のである。検討の結果、受動ダンピングだけではよい乗心地を得るのに必要な磁気ダンピングは得られないことが明らかになった。氏らは能動ダンピングの検討も行ない、車上コイル電流を変化させることは超伝導コイル内の交流損失の増加をまねき無理であること、能動ダンピング用のコイル（制御コイル）を設ける場合には10%程度多目のコイル電流を流す必要があることを示した。

第1.5図にこれまでに述べた3種類のダンピング装置を示す。

(2) 日本での研究

日本においては、東京芝浦電気の高野氏ら⁽⁴³⁾⁽⁴⁴⁾がコイル軌道上を方形の超伝導コイルが走行するという実際のコイル配置を初めて用い、磁気ダンピングを検討した。そして低速走行時には十分な正の磁気ダンピングが働き、高速走行時でも小さいが正の磁気ダンピングが働くことを示した。また受動ダンピングを用いる場合に、ダンピングコイルでは十分な磁気ダンピングが得られないが、ダンピングシートを用いれば適当な



第 1.5 図 ダンピング装置

磁気ダンピングが得られるときもあることを示した。

早稲田大学の小貫氏ら⁽⁴⁵⁾も同様の結果を得ている。

これらに対して三菱電機の山田氏ら⁽⁴⁶⁾⁽⁴⁷⁾は高野氏らと同様なコイル配置における磁気ダンピングの解析を定常周期解法を用いて行なったところ、低速領域では極めて大きな正の磁気ダンピングが働くが、速度が増すと急激に減少し、中高速領域に入ると負の磁気ダンピングが働くという注目すべき結論を得た。富士電機の保持氏ら⁽⁴⁸⁾もさらに詳しい解析により同様の結果を得ている。さらに山田氏らは受動ダンピングの効果を検討し、ダンピングコイルにより安定で乗心地の良い車両を実現できる可能性があることを示した⁽⁴⁷⁾。

これらの議論においては、車両に働く力は電磁力のみを考え空気力学的な力は無視している。浮上車両の安定性を考える場合、空気力学的なダンピングはあまり期待できず、またわずかながらも正のダンピングが働くので、最悪の場合を考えるということから、本論文においても空気力学的な力を無視する。したがって以下では磁気ダンピングを単にダンピングと書くこと

にする。

(3) ダンピングに関する2説

以上のように浮上車両の安定性を決定するダンピングの研究においては、Powell氏ら、Bailey氏ら、高野氏ら、および小貫氏らのように、低速走行時には大きな正のダンピングが働き、高速走行時には値は小さいがやはり正のダンピングが働くという説と、Davis氏ら、Fink氏ら、山田氏ら、および保持氏らのように、低速走行時には大きな正のダンピングが働くが速度が増すと急激に減少し、中高速走行時には負のダンピングが働くという説との2説があるわけである。後者の説が正しいとすれば車両は中高速走行時において不安定となり、一度振動が始まれば振動は減衰することなく、逆に発散することとなり極めて危険である。

(4) ダンピングを付加する方法

いずれの場合でも中高速領域においてはダンピングは小さく、系は振動性であるので補助的なダンピング装置が必要となる。ダンピング装置には受動ダンピングと能動ダンピングが考えられている。

受動ダンピングは車上コイルと地上コイル（またはシート）との間に短絡回路を設けるものであり，地表と車両とのギャップ長を狭くするという短所をもつ。大野氏ら⁽⁴⁷⁾によれば，超伝導コイルの電流を一定とする定電流モードの場合もコイルの鎖交磁束を一定とする定磁束モードの場合も，安定で良い乗心地を得るために必要なダンピング時定数1秒を満足するには，ダンピングコイルを地上から10 cm程度の所に設ける必要がある。また Borcherts氏ら⁽⁴²⁾のように受動ダンピングの効果を疑問視する説もある。

能動ダンピングについては前述のごとく Davis氏ら⁽³⁹⁾と Wilkie氏ら⁽⁴¹⁾が超伝導コイル電流を制御することを考えたが，これは Borcherts氏ら⁽⁴²⁾が指摘したように交流損失が大きくなり実用的ではない。Reitz氏⁽⁴⁰⁾⁽⁴⁹⁾によれば車上コイル電流を約3%制御するとき，11tを支えるクライオスタットに発生する交流損失は液体ヘリウムの蒸発量で約10 l/hであると推定されている。実際の車両においては，定磁束モード運転をすること，不要になったリード線を除去してリード線から

の熱侵入を完全に防止するという着脱リード方式を用いることにより、超伝導コイル電流を制御することは難しい⁽⁴⁷⁾。制御コイルを車上コイルと地上コイル間に設ける方法は、制御電源が必要となること、ギャップ長が狭くなることから実用的ではない。それゆえ新規の効果的なダンピング装置の開発が切望されているわけである。

1.4 本研究の目的と各章の概要

1.4.1 本研究の目的

超伝導誘導反発形磁気浮上方式の実現にとって浮上車両の安定性は重大な問題である。しかしながら従来の研究においては、中高速走行時にダンピングが正であるという説と負であるという説があり明確ではなかった。

また補助的なダンピング装置として受動ダンピングと能動ダンピングが考えられたが、受動ダンピングはギャップ長を狭くするのみならず、その効果を疑問視する説もある。能動ダンピングは大電流を制御する必

要があり実用的ではない。

本研究は，超伝導誘導反発形磁気浮上方式の安定性を決定するダンピングの解析を行ない，物理的な考察を加えること，その結果を用いて新しい有効なダンピング付加法を開発することをその目的とした。

1.4.2 本論文の概要

本論文の第1章では，超高速列車の開発の必要性と，現在進められている3種類の磁気浮上方式の原理と開発の歴史を述べた。そのうちの一つである超伝導誘導反発形磁気浮上方式の実現にとって重大な安定性の問題について従来の研究と問題点を示し，本研究の目的を述べた。

第2章では，浮上車両の安定性を決定するダンピングの解析結果を述べる。解析は少数個の車上コイルが通過するときの地上コイルに起きる過渡現象という見地から行なう。最初はダンピングの現象を物理的に考察するため簡単なモデルを示し，ダンピング力の概算を行ない，負のダンピングが得られることの物理的意味を示す。次に実車モデルを用いた計算結果を示す。

最後に短編成列車の場合にとくに問題となる列車端部効果について論じる。

第3章では、新しいダンピング付加方法として、同極性に励磁した車上コイルをもつ超伝導誘導反発形磁気浮上方式について述べる。最初にその原理を述べ、次に実車モデルについて定常周期解法を用いて行なった数値計算結果に基づき、筆者が初めて提案した新規のダンピング付加法が有効であることを示す。

ここで付言しておきたいことは、国鉄の岩花氏ら⁽⁵⁰⁾が筆者とはまったく独立に、車両のピッチング運動の安定化の考察過程で同極性車上コイルの着想(岩花氏は偏磁法と名づけている)を得たことである。氏は回転円板を用いて実験を行ない、同極性車上コイルをもつ超伝導誘導反発形磁気浮上方式のダンピングを観察し、従来の交番極性車上コイルの場合に比べてはるかにダンピング効果が優れているということを知った。これは本章の正しさを裏づけるものである。また横浜国立大学の塚本氏ら⁽⁵¹⁾は、筆者の発表に基づいて同極性車上コイルを用いた場合の乗心地について検討

している。

第4章では、同極性車上コイルの着想を推進案内併用方式に適用し、案内方向の安定性の改善について論じる。最初に従来の交番極性車上コイルを用いる推進案内併用方式について述べ、次に同極性車上コイルを用いる場合を述べる。最後に支持用車上コイルを同極性にして、支持用車上コイルと地上コイルとの横方向のずれによる案内方向のダンピング付加方法について述べる。

第5章は、まとめと本研究の結論を述べる。

1.5 結 言

3種類の磁気浮上方式は用途により使い分けられることになるであろうが、このうち長距離列車用として有望な超伝導誘導反発形磁気浮上方式の最大の問題は、浮上車両の安定性の有無である。

安定性の問題について以下のようにまとめることができる。

(1) 安定性を決定するダンピングについては、中高

速走行時に正のダンピングが働くという説と負のダンピングが働くという説があり、明確でない。

(2) 中高速走行時には、正負いずれのダンピングが働くにせよ力は小さいのであるので、補助的なダンピング装置を必要とする。補助的なダンピング装置には能動ダンピングと受動ダンピングがあり、能動ダンピングは車上コイル電流を制御するものと制御コイルを設けるものに分かれる。

(3) 車上コイル電流を制御する能動ダンピングは交流損失の増加などから無理である。

(4) 制御コイルを用いる能動ダンピングは大電流を制御することを必要とし実用的でない。

(5) 受動ダンピングはギャップ長を狭くするのみならず、効果を疑問視する説もある。

(6) したがって効果的なダンピング付加法の開発が必要である。

文 献

- (1) 尾関：鉄道における情報・制御技術の展望，電気学会雑誌，96-11，p. 957，昭51
- (2) R.H. Borcherts, et al. : Baseline Specification for a Magnetically Suspended High-Speed Vehicle, Proc. IEEE, 61, 5, p. 569, 1973
- (3) 山村：磁気浮上研究開発の現状と見通し，電気学会雑誌，96-10，p. 887，昭51
- (4) "21世紀の超特急" スタート，日立，39，11，p.6，1977
- (5) J. H. Dannan, R.N. Day, G. P. Kalman: A Linear-Induction-Motor Propulsion System for High-Speed Ground Vehicles, Proc. IEEE, 61, 5, p. 621, 1973
- (6) 山村：車両の磁気浮上の現状と問題点，電気学会雑誌，94-8，p. 699，昭49
- (7) H.G. Gutberlet: The German Magnetic Transportation Program, 1975 IEEE Intermagnetic Conference, p. 417
- (8) 山村, 阿部 : 吸引形磁気浮上列車の制御と走行特

- 性, 電気学会論文誌, 96B-5, p.235, 昭51
- (9) 松井, 梅森, 鈴木: 電磁レール式直流リニアモータの超高速鉄道システムへの適用, 昭和46年電気四学会連合大会 227
- (10) 雨宮, 饗庭: いわゆる直流リニアモータの定電圧推進特性, 電気学会論文誌 94B-10, p.519, 昭49
- (11) 饗庭, 雨宮: 直流リニアモータの定電流推進性能, 電気学会論文誌 96B-3, p.107, 昭51
- (12) J.R. Powell, G.R. Danby: High-Speed Transport by Magnetically Suspended Trains, ASME, 66-WA/RR-5, 1966
- (13) C.R. Guderjahn, et al.: Magnetic Guidance for High Speed Rockets by Superconducting Magnets, J. Appl. Phys, 40, 5, p.2133, 1969
- (14) H.T. Coffey, F. Chilton, T.W. Barbee, Jr: Suspension and Guidance of Vehicles by Superconducting Magnets, J. Appl. Phys, 40, 5, p.2161, 1969
- (15) L. Hannakam: Wirbelströme in dünnen leitenden Platten infolge bewegter stromdurchflossener

- Leiter, ETZ-A Bd. 86 H.13, p. 427, 1965
- (16) J. R. Reitz : Forces on Moving Magnets due to Eddy Currents, J. Appl. Phys, 41, 5, p. 2067, 1970
- (17) L. C. Davis, J. R. Reitz: Eddy Currents in Finite Conducting Sheets, J. Appl. Phys, 42, 11, p. 4119, 1971
- (18) J. R. Reitz, L. C. Davis: Force on a Rectangular Coil Moving above a Conducting Slab, J. Appl. Phys, 43, 4, p. 1547, 1972
- (19) R. H. Borcherts, L. C. Davis : Force on a Coil Moving over a Conducting Surface Including Edge and Channel Effects, J. Appl. Phys, 43, 5, p. 2418, 1972
- (20) L. C. Davis : Drag Force on a Magnet Moving near a Thin Conductor, J. Appl. Phys, 43, 10, p. 4256, 1972
- (21) J. R. Powell, G. T. Danby : Magnetic Suspension for Levitated Tracked Vehicles, Cryogenics, June, p. 192, 1971
- (22) 京谷 : 国鉄における磁気浮上装置の開発, 昭和49年電気学会全国大会 S. 8-7

- (23) 大野, 岸本, 荻原: 超高速列車の磁気浮上方式に関する基礎的検討, 昭和45年電気四学会連合大会 775
- (24) 山田, 岩本: 磁気浮上式超高速列車における浮上特性の理論検討, 電気学会論文誌, 92B-1, p.19, 昭47
- (25) 高野, 齊藤, 荻原: 超高速列車の磁気浮上系の端部効果, 電気学会論文誌, 95B-1, p.33, 昭50
- (26) 高野, 齊藤, 荻原: 超高速列車の磁気浮上系の設計と軌道方式の比較, 電気学会論文誌 95B-3, p.105, 昭50
- (27) 牧, 辰己: リニアシンクロモータの特性について, 電気学会回転機研究会資料, RM-73-13, 1973
- (28) G.R.Slemon: The Canadian Maglev Project on High-Speed Interurban Transportation: IEEE Trans. Magnetics, MAG-11, 5, p.1478, 1975
- (29) B.T.Ooi: Transverse Force in Magnetic Levitation with Finite Width Sheet Guideway, IEEE Trans. Power Apparatus Syst., PAS-94, 3, p.994, 1975
- (30) B.T.Ooi: Electromechanical Dynamics in Super-

- conducting Levitation Systems: IEEE Trans. Magnetics, MAG-11, 5, p. 1495, 1975
- (31) T. Akinbiyi, P. E. Burke, B. T. Ooi: A Comparison of Ladder and Sheet Guideways for Electrodynamic Levitation of High Speed Vehicles, IEEE Trans. Magnetics, MAG-12, 6, p. 879, 1976
- (32) P. E. Burke, T. Akinbiyi: The Design of Flat Ladder and Coil Guideway Systems for High Speed Trains: IEEE Trans. Magnetics, MAG-12, 6, p. 882, 1976
- (33) 浮上式鉄道推進方式の研究, 鉄道電化協会, N76-12, p. 付-72, 昭52
- (34) Y. Iwasa, W. S. Brown, C. B. Wallace: An Operational 1/25 - Scale Magneplane System with Superconducting Coils, IEEE Trans. Magnetics, MAG-11, 5, p. 1490, 1975
- (35) H. T. Coffey, et al.: Dynamic Performance of the SRI Maglev Vehicle, 1975 IEEE Intermagnetic Conference, p. 451

- (36) J. P. Howell, et al.: Stability of Magnetically Levitated Vehicles Over a Split Guideway, IEEE Trans. Magnetics, MAG-11, 5, 1975
- (37) 高橋: シート軌道による誘導反発形磁気浮上列車の浮上特性計算, 電気学会論文誌 96 B-12, p. 591, 昭51
- (38) P. B. Bailey, F. R. Norwood: Stability of Magnets Moving Above a Conducting Plane, J. Appl. Phys, 41, 12, p. 4890, 1970
- (39) L. C. Davis, D. F. Wilkie: Analysis of Motion of Magnetic Levitation Systems: Implications for High-Speed Vehicles, J. Appl. Phys, 42, 12, p. 4779, 1971
- (40) H. J. Fink, C. E. Hobrecht: Instability of Vehicles Levitated by Eddy Current Repulsion - Case of an Infinitely Long Current Loop, J. Appl. Phys, 42, 9, p. 3446, 1971
- (41) D. F. Wilkie: Dynamics, Control and Ride Quality of a Magnetically Levitated High Speed Ground

- Vehicle, Transpn Res., 6, p. 343, 1972
- (42) J. R. Reitz, et al.: Technical Feasibility of Magnetic Levitation as a Suspension System for HSGT vehicles, Ford Motor Co. Tech. Rep., FRA-RT-72-40, 1972
- (43) 高野, 斎藤, 萩原: 超高速鉄道車両のダンピング特性Ⅰ, 昭和49年電気学会全国大会 688
- (44) 高野, 斎藤, 萩原: 超高速鉄道車両のダンピング特性Ⅱ, 昭和49年電気学会全国大会 689
- (45) 小貫, 川口, 深見: 超伝導磁気浮上システムにおける磁気ダンピングの解析, 昭和49年電気学会全国大会 730
- (46) 山田, 岩本, 伊藤: 誘導反発形磁気浮上方式における磁気ダンピング, 電気学会論文誌 94B-1, p. 49, 昭49
- (47) 大野, 岩本, 山田: 超伝導磁気浮上方式(浮上の動特性), 昭和49年電気学会全国大会 S. 8-5
- (48) 保持, 福家, 山口: 磁気浮上車両の運動について, 富士時報 47, 4, p. 43, 昭49
- (49) Reitz: DOT-FR-10026, 1972

- (50) 岩花, 藤原: 超伝導磁石を利用した磁気ダンピング,
昭和52年電気学会全国大会 1067
- (51) 塚本, 岩田, 栗原: 超伝導磁気浮上方式における
乗心地度の解析, 昭和53年電気学会全国大会 740

第2章 超伝導誘導反発形磁気浮上方式の 磁気ダンピング⁽¹⁾⁽²⁾

2.1 序 言

超伝導誘導反発形磁気浮上方式の問題点の一つは、浮上車両の安定性のことである。すなわち第1章で論じたように車両振動に対するダンピング効果が小さいことである⁽³⁾。たとえば上下振動がいったん起きるとその減衰はあまり速やかでなく、これは安定性をそこない乗心地を悪くする。

支持方向の振動である上下振動に対するダンピングは、高速領域で正であるという Powell, Danby 両氏, 高野氏らの説と、負になるという山田氏らの説との2説がある^{(4)~(6)}ことは、すでに1.3節で述べたとおりである。

山田氏らの解析は、列車走行時に車上コイルの磁束分布が位置に対して正弦的であるとの仮定のもとに行なわれた、極めて巧妙なものである。これは定常周期解法であって、車上コイルは交番極性で無限長にわたり分布する場合に相当する。筆者は磁気ダンピングの

様相を端部効果を含めては握る目的で、少数個の車
上コイルが通過するときの地上コイルにおける過渡現
象という立場から検討を行なった。車上コイルの磁束
分布をあらかじめある形に仮定することは適切ではな
いので、ここでは車上コイル・地上コイルの配列より
定まる磁束分布を正しく求めそれを基礎とする。検討
の結果は、高速領域で負のダンピングになるという山
田氏らの説はやはり正しい、しかし、ダンピングは氏
らの結果より少し良い方向に向うという結論を得た。
かつ、負のダンピングの生じることの物理的理由は、
山田氏らの論文では、その解析方法の性質上示されて
はいないが、筆者はこれを明らかにすることができた。

ここで端部効果とは、端部が存在する場合と存在し
ない場合において、ある現象に相対的差異が生じること
と定義し、コイル端端部効果と列車端端部効果⁽⁷⁾の
うち後者を意味するものとする。端部効果は列車先端
部による効果（列車後端部による効果は小さい）であ
り、ある一つの地上コイルの電流ならびにそれに基づ
く力について見れば過渡的なものである。ゆえに列車

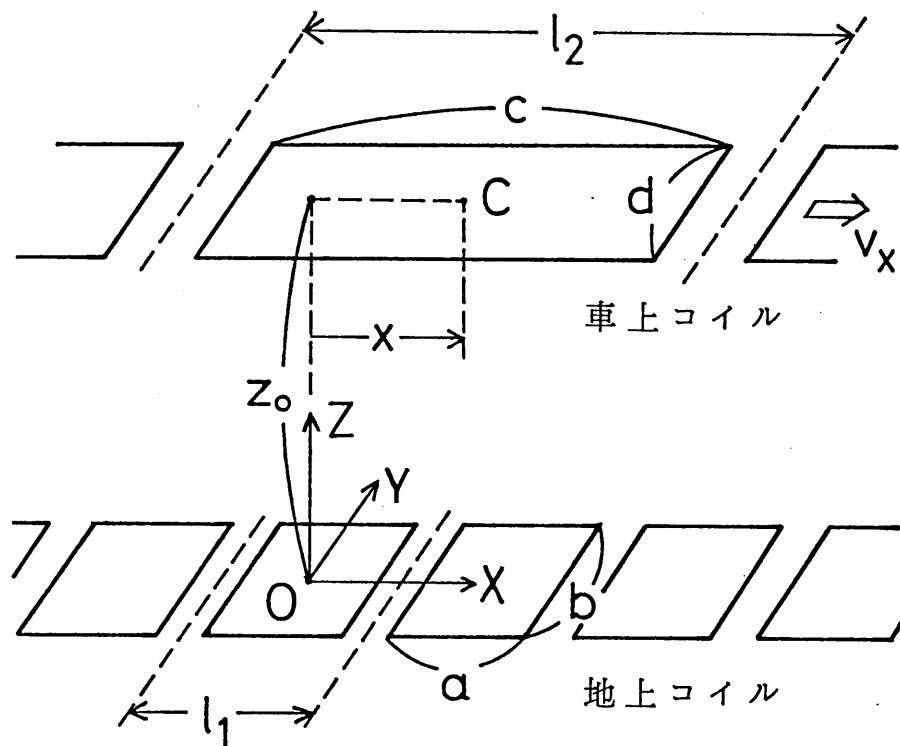
が通過するにつれて次第に端部効果は消滅してゆくものである。したがって、列車の先端部に働くダンピング力と後部に働くダンピング力を比較することにより、磁気ダンピングに関する端部効果を論じることができる。本章では支持方向の運動を論じているが、案内方向の運動についても事情はまったく同じである。

2.2 モデルと概算

2.2.1 モデルと磁気浮上

磁気浮上系のコイル配置例を第2.1図に示す。地上コイルは短絡コイルであり、等間隔をもって軌道上に布設される。車上コイルは超伝導コイルであり、車両に積載される。その磁束の極性は、普通は正負交番して配列されている。

車両が走行するとき、車上コイルの磁束は地上コイルに鎖交し、これに電流を誘起する。この電流は地上コイルのコイル時定数により減少するが、車上コイルが1個の地上コイル上を通過する時間か上記時定数に比して小さいときは、車上コイルは地上コイルから十

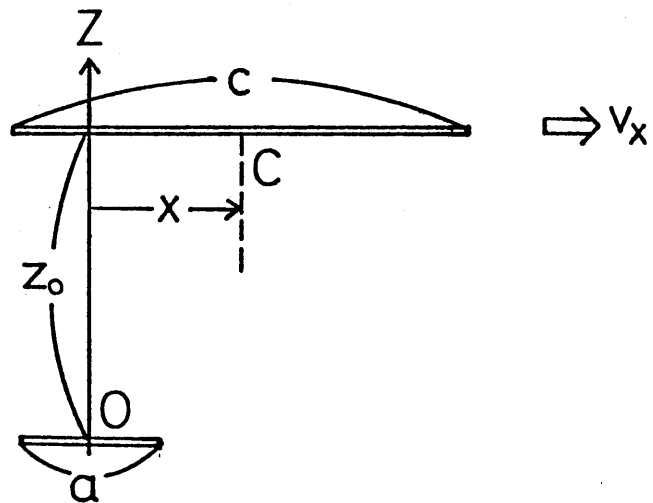


第2.1図 コイル配置図

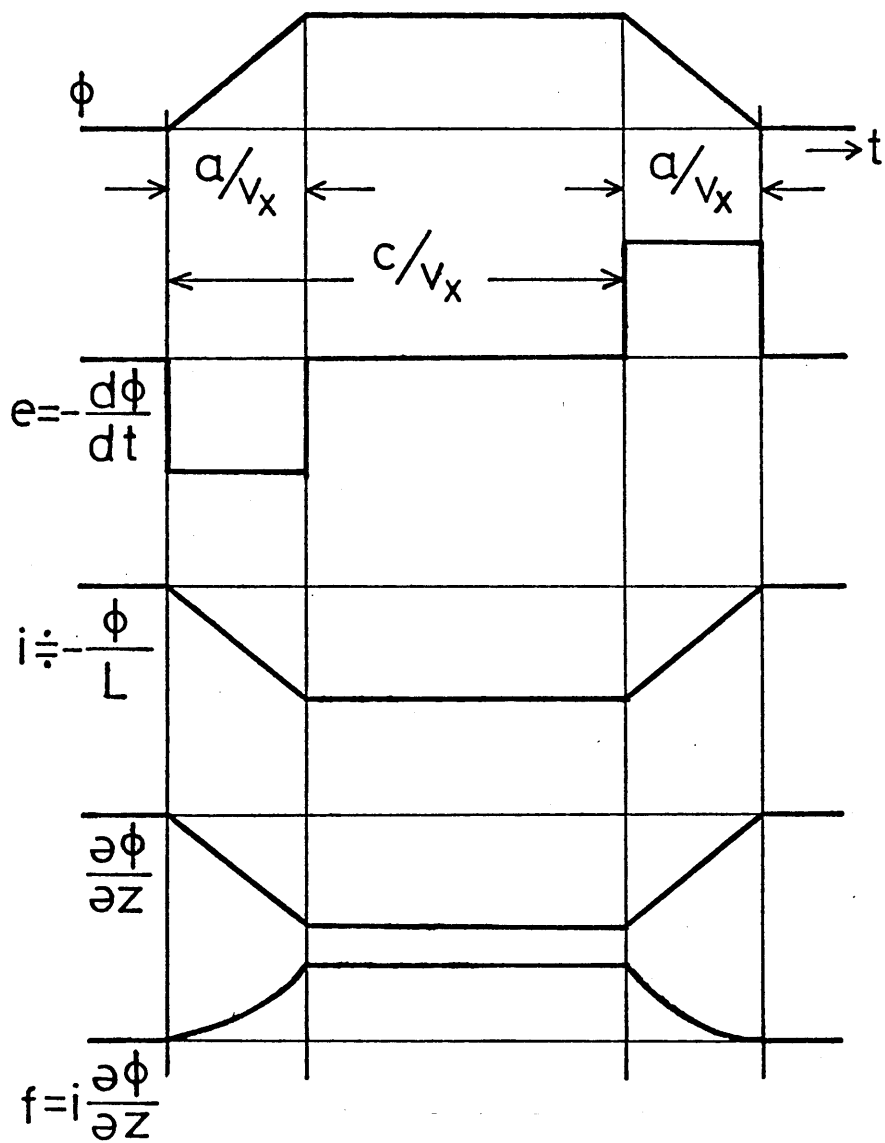
分な反発力を受け浮上する。これが誘導反発形磁気浮上方式の原理である。

いま、車上コイルが1個の地上コイルからどれだけの支持力を得るか概算してみる。第2.2図にコイル相対位置の関係を示す。注目している地上コイルの中心 O を原点とし、車両進行方向へ X 軸、上方へ Z 軸をとる。車上コイルは、その中心 C は ZX 面内にあり、高さ z_0 を保ちつつ水平に X 方向へ速度 v_x で走行する。

この車上コイルの磁束は Z の正の方向を向いているものとする。地上コイルに Z の正向きに鎖交する磁束の概形は、第2.3図の ϕ のようになる。第2.3図の横軸は時間 t である。地上コイルに誘起する起電力 e は $-d\phi/dt$ である。地上コイルの抵抗を R 、自己インダクタンスを L （隣接コイル間の相互インダクタンスは無視する）とするとき、時定数 $\tau = L/R$ である。 τ が十分大きい場合には、コイル回路はいわゆる積分回路であって電流 $i \equiv \frac{1}{L} \int e dt = -\phi/L$ となり、第2.3図の電流波形 i となる。



第 2.2 図 車上コイルが水平方向に移動する場合の相対配置



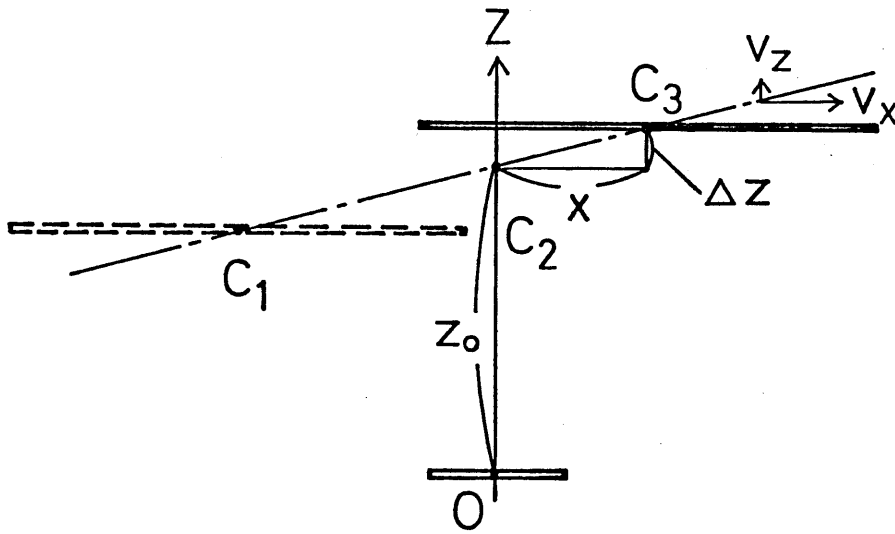
第 2.3 図 地上コイル 1 個の鎖交磁束と支持力等の波形

車上コイルは1ターンで定電流 I_s を流すものとする。地上コイル, 車上コイル間の相互インダクタンスを M とするとき, 両コイル間に働く力は, $f_0 = I_s i (\partial M / \partial z)_{z=z_0} = i (\partial \phi / \partial z)_{z=z_0}$ で与えられる。コイル間隔が z_0 から少し増したとき ϕ は減少するので, $(\partial \phi / \partial z)_{z=z_0}$ は負である。線形近似してこの値を $-\beta \phi_{z=z_0}$ に等しいとする。ここで $\beta > 0$ である。結局, 力 $f_0 = -\phi / L (-\beta \phi) = \beta \phi^2 / L$ は正, すなわち車上コイルに対し支持力が生じる。

2.2.2 車上コイル1個の場合のダンピング

實際上, 車両は Z 方向に振幅 $1 \sim 1.5$ cm, 振動数 $1 \sim 2$ Hz の振動が許されている^{(3)~(6)(8)~(10)}が, 走行速度 v_x が非常に小さい場合を除いて, 車両は X 方向に比べて Z 方向に極めてゆるやかに動くわけである。そこで, Z 方向については速度 v_z の等速運動の場合を考える。

車上コイルが v_x および v_z (上向き) の速度を持つ場合のコイル相対配置の関係は第2.4図のようになる。ここで, 車上コイルは水平状態を保持したまま,



第 2.4 図 車上コイルが高さ方向にも速度成分をもつ場合の相対配置

その中心は時間とともに C_1, C_2, C_3 のように移動するものとする。 C_2 は、注目している地上コイルの中心 O の直上の点であり、その高さは z_0 とする。 C_3 の高さは $z_0 + \Delta z$ である。

地上コイルに誘起される起電力が e であるとき、電流 i を求めるために回路方程式

$$L \frac{di}{dt} + Ri = e \quad (2.1)$$

を直接積分すると

$$i = \frac{1}{L} \int_{t_1}^t e dt - \frac{1}{L} \int_{t_1}^t i dt \quad (2.2)$$

となる。 t_1 は $i = 0$ である時刻である。

さて、磁気ガンピングの発生のようにすを定性的に明らかにするため、時定数 τ が非常に大きいとの仮定を設けて考える。後述する第 2.1 表の諸元を用いるときは、時速 500 km において τ の値は l_2 / v_x (第 2.3 図) の 3 倍程度にすぎないが、ここでは結果の見通しをよくするため、その関係を越えて τ が非常に大きい、すなわち $\tau \gg l_2 / v_x$ の仮定が成り

直つとして考える。 l_2 は車上コイルピッチである。

そのとき, (2.2) 式から

$$i \doteq \frac{1}{L} \int_{t_1}^t e dt \quad (2.3)$$

が得られ, (2.2) 式に代入すると

$$i \doteq \frac{1}{L} \int_{t_1}^t e dt - \frac{1}{L\tau} \int_{t_1}^t dt \int_{t_1}^t e dt \quad (2.4)$$

を得る。(2.4) 式の第1項を i_1 , 第2項を i_2 とおく。

すなわち電流 i の第1近似値は i_1 , 第2近似値は

$i_1 + i_2$ となる。

車上コイルの磁束 ϕ による起電力は

$$e = -\frac{d\phi}{dt} = -\frac{\partial\phi}{\partial x} v_x - \frac{\partial\phi}{\partial z} v_z \quad (2.5)$$

である。 $z = z_0$ での線形近似を考えると

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial\phi}{\partial x} &\doteq \left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_{z=z_0} + \Delta z \left(\frac{\partial^2\phi}{\partial z\partial x}\right)_{z=z_0} \\ \frac{\partial\phi}{\partial z} &\doteq \left(\frac{\partial\phi}{\partial z}\right)_{z=z_0} + \Delta z \left(\frac{\partial^2\phi}{\partial z^2}\right)_{z=z_0} \end{aligned} \right\} \quad (2.6)$$

となる。車上コイルの中心が注目している地上コイル

の中心 O の直上を通過する時刻 (C_2 のとき) を $t = 0$ と定めると, $\Delta z = v_z t$ である。以後は $\phi_{z=z_0}$, $(\partial\phi/\partial z)_{z=z_0}$ などを単に ϕ , $\partial\phi/\partial z$ と書くことにする。

(2.4), (2.5), (2.6) 式より, まず電流 i_1 を求める。

$$\begin{aligned}
 i_1 &= \frac{1}{L} \int_{t_1}^t e \, dt \\
 &= \frac{-1}{L} \left\{ \int_{t_1}^t \frac{\partial\phi}{\partial x} dx + \int_{t_1}^t \frac{\partial\phi}{\partial z} dz + \int_{t_1}^t \Delta z \left(\frac{\partial^2\phi}{\partial z \partial x} \right) dx + \int_{t_1}^t \Delta z \left(\frac{\partial^2\phi}{\partial z^2} \right) dz \right\} \\
 &= \frac{-1}{L} \left\{ \int_{t_1}^t d\phi + \int_{t_1}^t \Delta z d\left(\frac{\partial\phi}{\partial z}\right) \right\} \\
 &= \frac{-1}{L} \left(\phi + \frac{\partial\phi}{\partial z} \Delta z \right) \tag{2.7}
 \end{aligned}$$

i_1 より生じる力 f_1 は $\partial\phi/\partial z = -\beta\phi$ を考慮して

$$f_1 = \frac{\beta\phi^2}{L} - \frac{(\beta\phi)^2}{L} \Delta z \tag{2.8}$$

となる。 f_1 の式の第1項は平衡高さ z_0 における支持力 (2.2.1項で示した f_0) , 第2項は高さ z_0 のまわりの復元力を表わす。復元力は Δz が負または正 (それぞれ第2.4図の C_1, C_3 の位置) に応じて上昇力, または下降力として現われる。

(2.8)式よりわかるように、電流の第1近似値のみからは速度に比例する力であるダンピング力が発生しない。電流 i の第2近似まで考えるため、 i_2 を求めると

$$\begin{aligned}
 i_2 &= -\frac{1}{L\tau} \int_{t_1}^t dt \int_{t_1}^t e dt \\
 &= \frac{1}{L\tau} \int_{t_1}^t \left(\phi + \frac{\partial \phi}{\partial z} \Delta z \right) dt \\
 &= \frac{1}{L} \left(\int_{t_1}^t \frac{\phi}{\tau} dt + \Delta z \int_{t_1}^t \frac{\partial \phi}{\partial z} \frac{1}{\tau} dt - v_z \int_{t_1}^t dt \int_{t_1}^t \frac{\partial \phi}{\partial z} \frac{1}{\tau} dt \right) \quad (2.9)
 \end{aligned}$$

となる。第2式から第3式を得るには部分積分による。

i_2 の式の第1項, 第2項は, i_1 のそれぞれの項に付け加わって, 支持力, 復元力を生じる電流の第2近似値を与える。第3項は速度 v_z に比例する電流でありこれを i_d とする。 i_d により生じる力を f_d とすると

$$f_d = -\frac{\beta^2 \phi}{L} \frac{v_z}{\tau} \int_{t_1}^t dt \int_{t_1}^t \phi dt \quad (2.10)$$

となる。 f_d はダンピング力を表わす。 f_d は負であり, したがって上向きに速度 v_z で動くときダンピン

グ力は下向きのカとして現われ, ダンピングは正である。

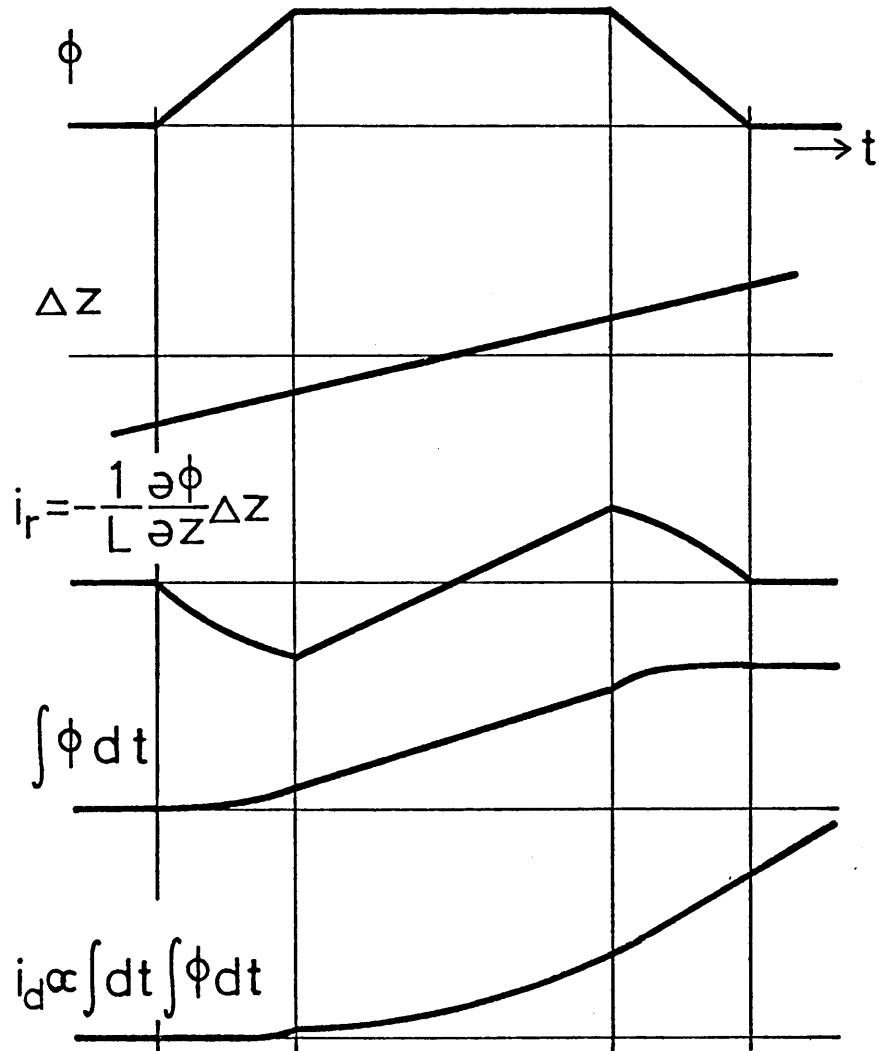
結局, 平衡高さにおける支持力および復元力はコイル抵抗 R が零であっても生じるが, ダンピング力 f_d は τ に反比例, すなわち抵抗 R に比例し抵抗 R の存在により初めて生じるという, 従来いわれてきたとおりのことが示されている。

2.2.3 車上コイルが複数の場合のダンピング

車上コイルが1個の場合に正のダンピングを生じることは上に述べたとおりであるが, 車上コイルが複数個ある場合には負のダンピングを生じることを, 電流 i_d の波形により説明する。

(2.7)式の i を分けて, 平衡高さ z_0 における支持力を生じる電流(第1項) i_0 , 復元力を生じる電流(第2項) i_r とする((2.9)式の第1項, 第2項からの寄与を無視する)。 i_0 の波形は第2.3図の i と同一である。 $i_r = -(1/L)(\partial\phi/\partial z)\Delta z$ および電流 i_d のおよそ波形を第2.5図に示す。

復元力を生じる電流 i_r は, 時間が経過して磁束 ϕ

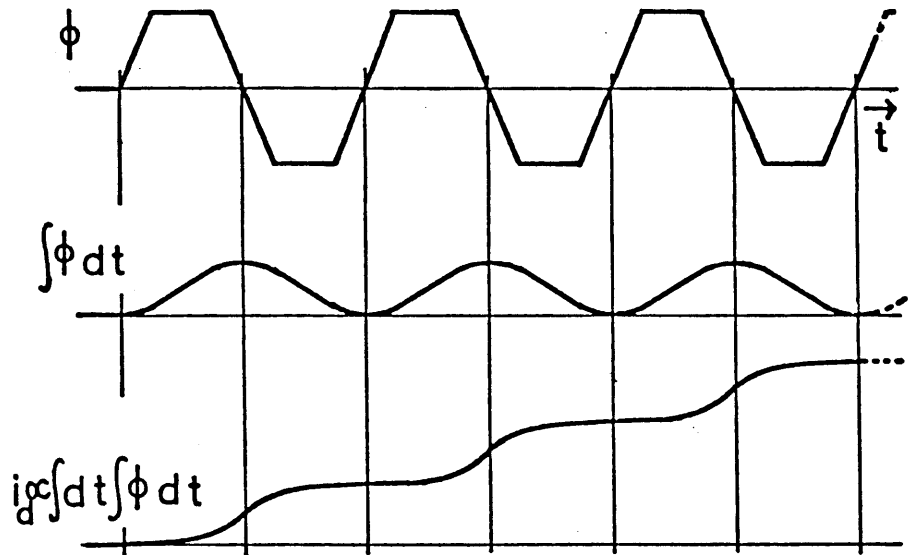


第 2.5 図 地上コイルにおける電流 i_r, i_d の波形
(車上コイル 2 個の場合)

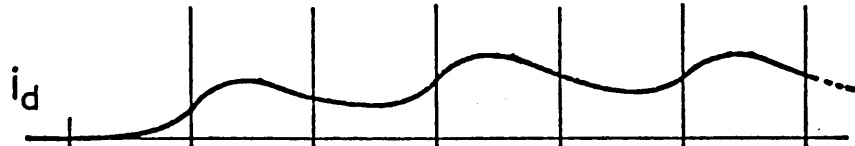
が零になるとともに終る。しかるに、ダンピング力を生じる電流 i_d は、 ϕ が零になっても終らない。

i_d は (2.9) 式によれば $\int dt \int \phi dt$ に比例するので、注目している地上コイルに対し、後続 (第2番目) の車上コイル (第1番目と異なる極性) の磁束 $-\phi$ の鎖交があっても i_d の増加は続く。したがって第1番目の車上コイルに対して生じるダンピング力は前節で述べたとおり下向きであるが、第2番目の車上コイルに対しては上向きとなり、かつ後者の方が大である。ゆえに車上コイルが2個の場合には合計のダンピングは負となる。

車上コイルが多数ある場合の電流 i_d は第2.6図(a)のように示される。車上コイルが複数個のとき、第1番目と第2番目の車上コイルについてと同様な電流 i_d の増加が、第3番目と第4番目、第5番目と第6番目、… の車上コイルについて見られる。したがって車上コイルが2個の場合と同様に、第3, 5, … 番目の車上コイルに対して正のダンピングを与えた電流 i_d は、第4, 6, … 番目の車上コイルに対して



(a)



(b)

第 2.6 図 車上コイルが多数のときの電流 i_d の波形

負のダンピングを与える。しかも負の力の方が大きいので、合計のダンピングはやはり負になる。

地上コイルの時定数 τ が極めて大きいという仮定のもとで行なった上記の考察結果に基づき、時定数 τ がそれほど大きくない場合の電流 i_d の波形を類推することができる。この場合には電流 i_d は第 2.6 図(b)の形を経て、十分時間が経過した後はゼロラインを中心にして正負に交番する波形(交流)となるわけである。

結局 i_d は過渡的な直流成分と交流成分との和であり、かつ後者は図にみるように $\partial\phi/\partial z$ と同相(ϕ と逆相)の成分をもつ。それゆえ十分時間が経過した後、 i_d が交流分のみとなっても負のダンピングを生じる。これが定常周期解法によって、負のダンピングが得られる理由である。

2.3 数値計算例

前節では、車上コイルからの地上コイルに対する鎖交磁束が時間的に台形波で変化し、かつコイル回路の

時定数が極めて大きい（走行速度が極めて大きいとい
うのと等価）との仮定のもとで概算を行ない，磁気ダ
ンピング現象についてのイメージを得た。

本節においては，第2.1表に示す実車モデルの諸定
数（山田氏ら⁽⁶⁾による）を用い，コイル配置より定ま
る磁束分布を基礎とし，低速から高速にわたる各場合
に対する数値計算結果を示す。

2.3.1 計算式

最初に前節の概算に基づいた計算式を求める。

(1) 鎖交磁束 第2.1図の車上コイル群と地上コ
イル1個との間の相互インダクタンス M は

$$M = n \sum_{k=0}^{K-1} \sum_{\substack{t=1,2 \\ m=1,2}} \sum_{\substack{i=1,2 \\ j=1,2}} (-1)^{t+m} (-1)^{i+j} \\ \times \left\{ A \log (A + \sqrt{A^2 + C}) - \sqrt{A^2 + C} \right. \\ \left. + B \log (B + \sqrt{B^2 + D}) - \sqrt{B^2 + D} \right\} \times 10^{-7} \quad (2.11)$$

である。ここで K は車上コイル個数， n は地上コ
イル巻数であり，また

$$A = (-1)^i c/2 + (-1)^j a/2 + (x - l_2 l_1)$$

$$B = (-1)^i d/2 + (-1)^j b/2$$

第2.1表 諸元の数値

地上コイル	長さ	$a = 1.2 \text{ m}$
	幅	$b = 0.6 \text{ m}$
	ピッチ	$l_1 = 1.6 \text{ m}$
	自己インダクタンス	$L = 16.6 \text{ mH}$
	抵抗	$R = 175 \text{ m}\Omega$
	巻数	$n = 100 \text{ 回}$
車上コイル	長さ	$c = 4.0 \text{ m}$
	幅	$d = 0.6 \text{ m}$
	ピッチ	$l_2 = 4.8 \text{ m}$
	起磁力	$I_s = 160 \text{ kAT}$
浮上ギャップ長	$Z_0 = 0.25 \text{ m} (V_x = 500 \text{ km/hの時)}$	

$$C = \{(-1)^{l+1} b/2 + (-1)^m d/2\}^2 + z_0^2$$

$$D = \{(-1)^{l+1} a/2 + (-1)^m c/2 + (x - l_2 t)\}^2 + z_0^2$$

である。

車上コイルの電流 I_s は一定 (定電流モード) とし、地上コイル間の相互インダクタンスを無視すると、地上コイル1個の鎖交磁束 ϕ は

$$\phi = M I_s \quad (2.12)$$

となる。

(2) 電流 i_d とダンピング力 f_d (2.1) 式の厳密な解は

$$i = \frac{1}{L} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \int_{t_1}^t e^{\frac{t}{\tau}} dt \quad (2.13)$$

である。以下電流の計算はこの式による。

(2.6) 式を(2.5)式に代入して得られた項のうち、起電力 e_0, e_d として

$$e_0 = -I_s v_x \left(\frac{\partial M}{\partial x} \right)_{z=z_0} \quad (2.14)$$

$$e_d = -I_s v_z \left(\frac{\partial M}{\partial z} \right)_{z=z_0} - I_s v_x \left(\frac{\partial^2 M}{\partial x \partial z} \right)_{z=z_0} v_z t \quad (2.15)$$

をとる。

平衡高さ z_0 における支持力を生じる電流は、前節では(2.7)式の i_1 の第1項と(2.9)式の第1項との和で与えられた。これに相当する電流 i_0 ならびに支持力 f_0 は、(2.13), (2.14)式から

$$i_0 = -\frac{I_s}{L} v_x e^{-(t/\tau)} \int_{t_1}^t \left(\frac{\partial M}{\partial x} \right)_{z=z_0} e^{(t/\tau)} dt \quad (2.16)$$

$$f_0 = I_s i_0 \left(\frac{\partial M}{\partial z} \right)_{z=z_0} \quad (2.17)$$

となる。

(2.15)式に示された起電力 e_d を(2.13)式に代入すれば復元力を生じる電流 i_r とダンピング力を生じる電流 i_d が求まる。

復元力を生じる電流 i_r は、前節では(2.7)式の第2項と(2.9)式の第2項との和で与えられた。ここでは電流 i_r と復元力 f_r はそれぞれ

$$i_r = -\frac{I_s}{L} v_x \Delta z e^{-(t/\tau)} \int_{t_1}^t \left(\frac{\partial^2 M}{\partial x \partial z} \right)_{z=z_0} e^{t/\tau} dt \quad (2.18)$$

$$f_r = I_s i_r \left(\frac{\partial M}{\partial z} \right)_{z=z_0} \quad (2.19)$$

となる。

前節において (2.9) 式の第3項で与えられた電流 i_d とダンピング力 f_d は

$$i_d = -\frac{I_s}{L} v_x e^{-(t/\tau)} \left[\int_{t_1}^t \left(\frac{\partial M}{\partial z} \right)_{z=z_0} e^{t/\tau} dt \right. \\ \left. - v_x \int_{t_1}^t dt \int_{t_1}^t \left(\frac{\partial^2 M}{\partial x \partial z} \right)_{z=z_0} e^{t/\tau} dt \right] \quad (2.20)$$

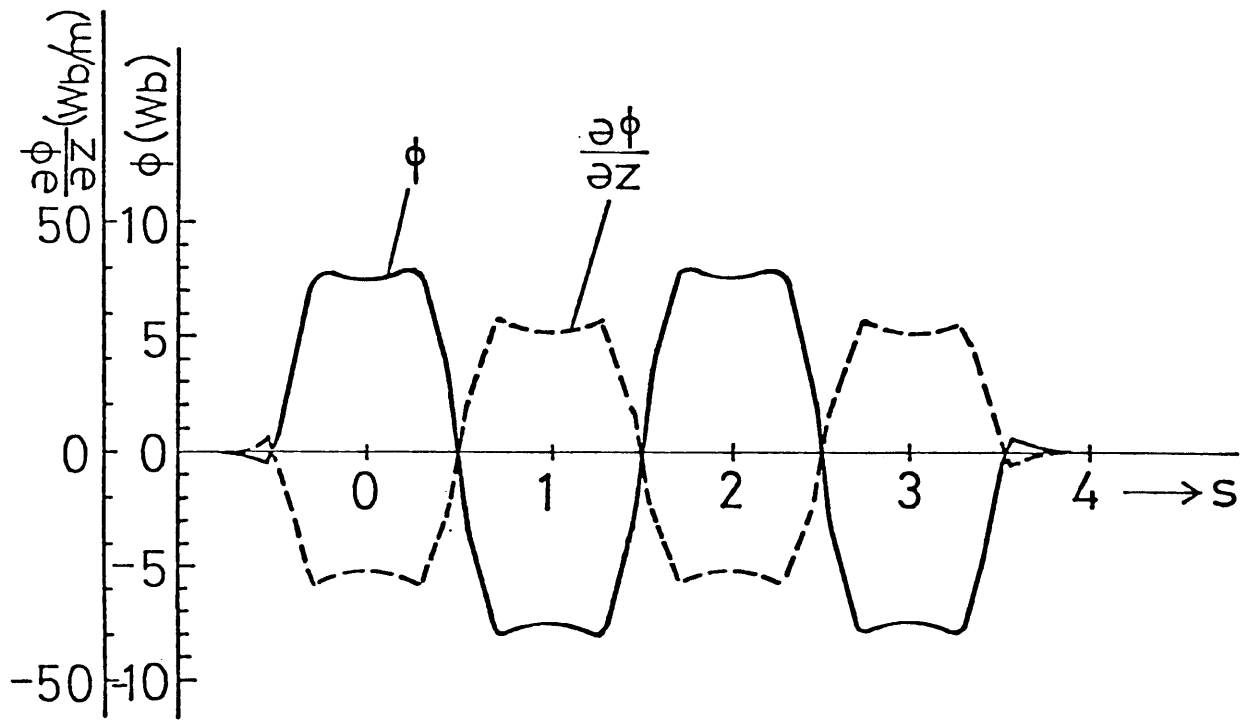
$$f_d = I_s i_d \left(\frac{\partial M}{\partial z} \right)_{z=z_0} \quad (2.21)$$

となる。 f_0 , f_r , f_d は1個の地上コイルにより生じる力である。

以上の式において $x = v_x t$ であり, $t_1 = -4.0 / v_x$ に選んだ。

2.3.2 地上コイル電流およびダンピング力の波形

第2.1図に示した車上コイル・地上コイルの配置において, 車上コイルが4個の場合を例として, 特定の1個の地上コイルに鎖交する磁束 ϕ とその位置微分 $\partial\phi/\partial z$ の計算結果を第2.7図に示す。横軸は s ($= x/l_2$) としている。すなわち, $s=0$ は注目してい



第 2.7 图 磁 束 变 化

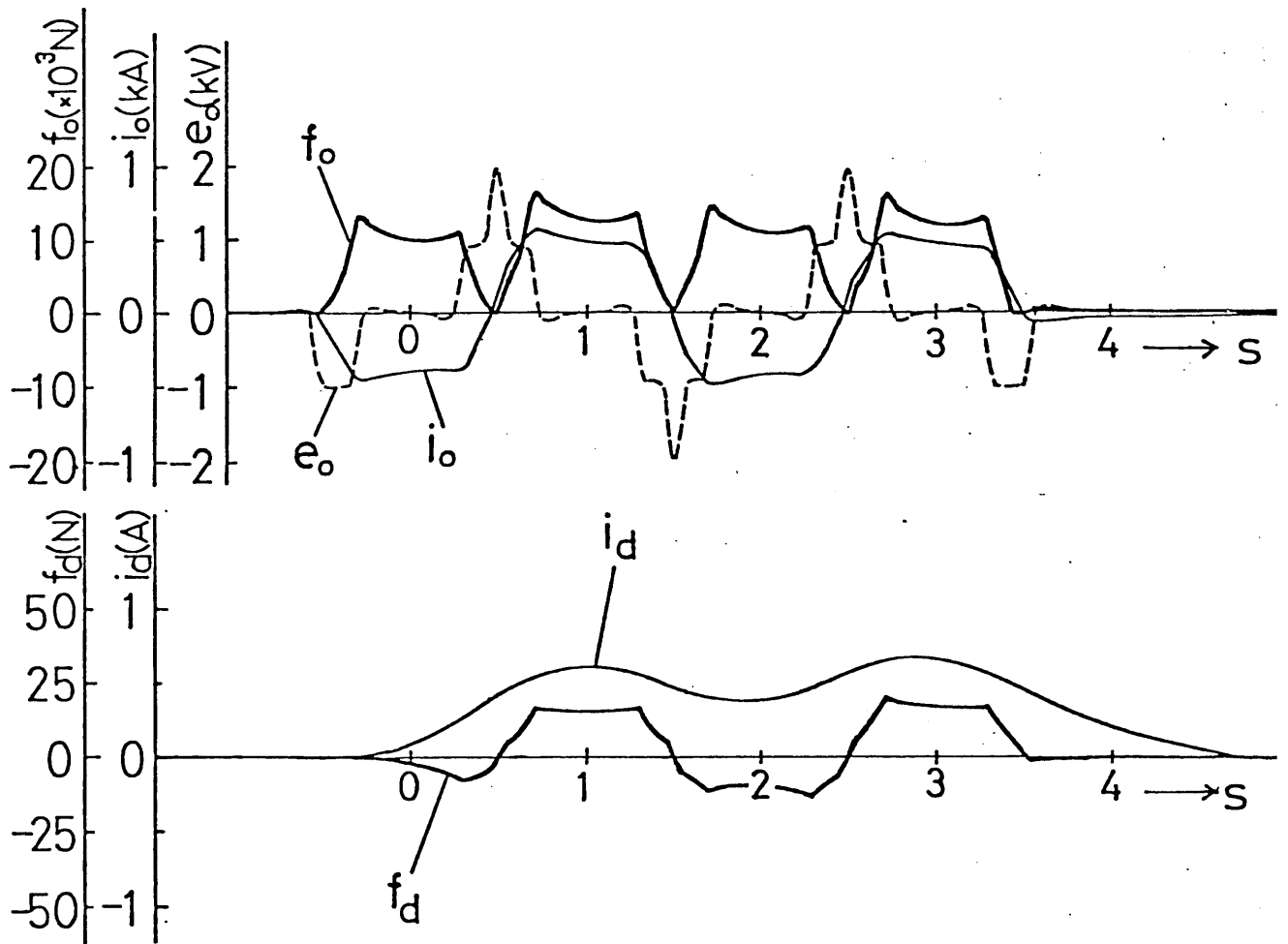
る地上コイルの中心 O の直上に第1番目の車上コイル（正極）の中心がある場合を示し， $s=1$ は上記の車上コイルが 4.8 m のかなたに過ぎ去った場合，すなわち第2番目の車上コイル（負極）の中心が地上コイルの中心 O の真上にある場合を示すなどである。横軸に l_2/v_x を乗ずれば時間目盛に変わる。

第2.8図，第2.9図は車上コイルが上向きの速度 $v_z = 6.28 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ （振動数 1 Hz ，振幅 1 cm の上下振動のときの最大速度）をもつ場合に，それぞれ速度 $v_x = 500\text{ km/h}$ および 100 km/h のときの起電力 e_0 ，電流 i_0 と i_d ，平衡高さ $z_0 = 0.25\text{ m}$ における支持力 f_0 とダンピング力 f_d などが s （ l_2/v_x を乗ずれば時間 t ）に対して変わるようすを示す。これらの起電力，電流，力は，すべて注目している1個の地上コイルにおける値である。

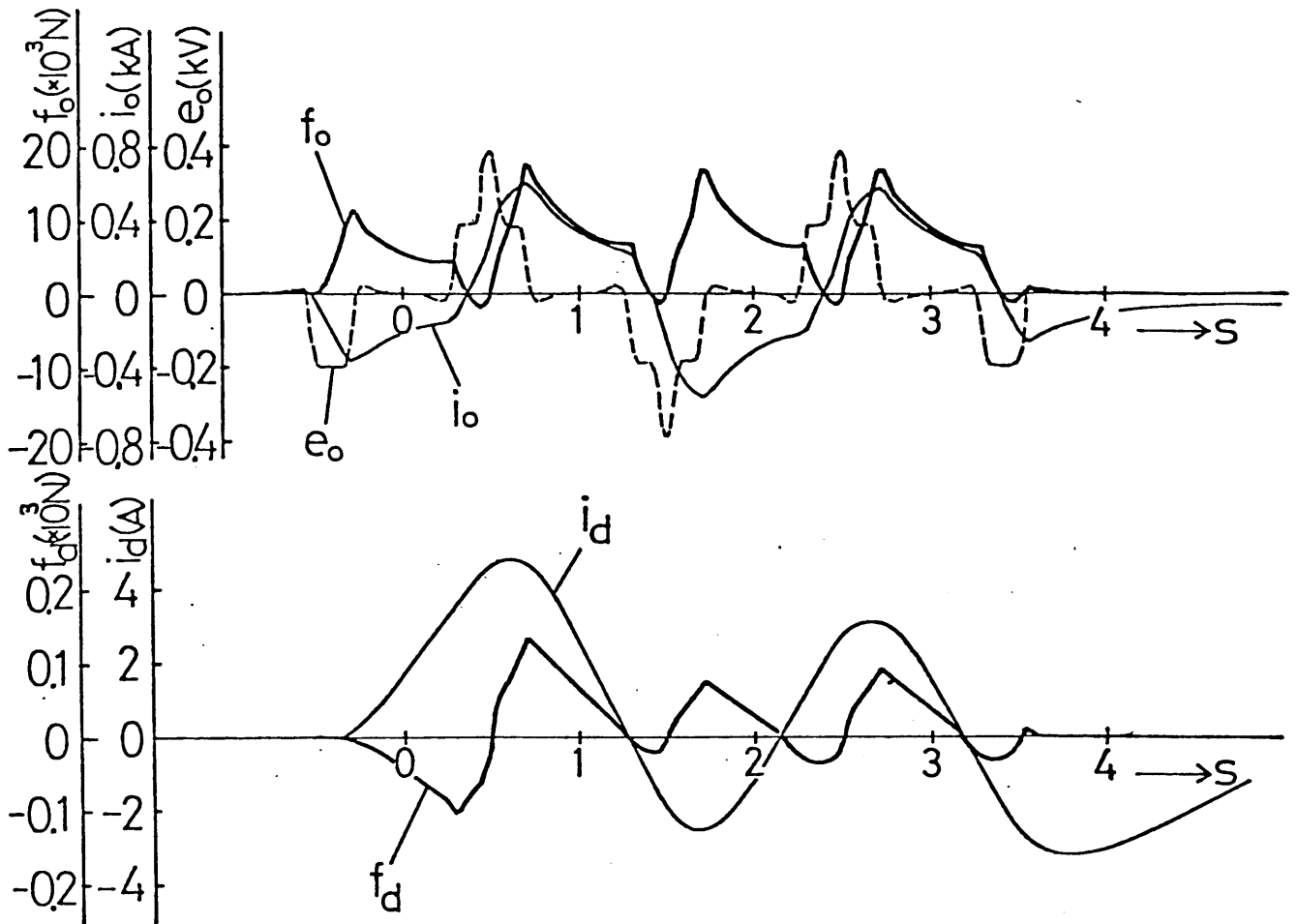
第2.8図に示す電流 i_d の傾向は，おおむね前節の考察結果に近くなっていることがわかる。

両図から得られる結論は次のとおりである。

(1) 端部効果は2.1節で述べたように端部が存在す



第 2.8 図 $V_x=500\text{km/h}$ における支持力とダンピング力の波形



第 2.9 図 $V_x=100\text{km/h}$ における支持力とダンピング力の波形

る場合と存在しない場合において，ある現象に相対的差異が生じてくると定義でき，列車先端部と後部の比較をすることにより列車端部効果を論じることができるが，支持力については注目している地上コイル上を第2番目の車上コイルが通過する時刻に，すでにほとんど消滅している。第3番目と第4番目の車上コイルに働く支持力を比べれば，低速ではほとんど波形が等しいが高速では多少差がある。したがって，高速の方が支持力に関する端部効果は長く残っているといえる。

(2) 電流 i_d は，第1番目の車上コイルが注目している地上コイル上を通過し去った ($s = 0.5$) 後に最大値をとる。

(3) 低速の場合は，第1番目の車上コイルには必ず正のダンピング（下向きの力）が働き，第2番目の車上コイルにはそれよりも絶対値の大きな負のダンピング（上向きの力）が働く。第3番目と第4番目の車上コイルに対してはほぼ同じ波形のダンピング力が働く。したがって第1番目と第2番目の車上コイルに対して

みられたダンピング力に関する端部効果は、第3番目以後の車上コイルが通過するときはほとんど残っていないことがわかる。

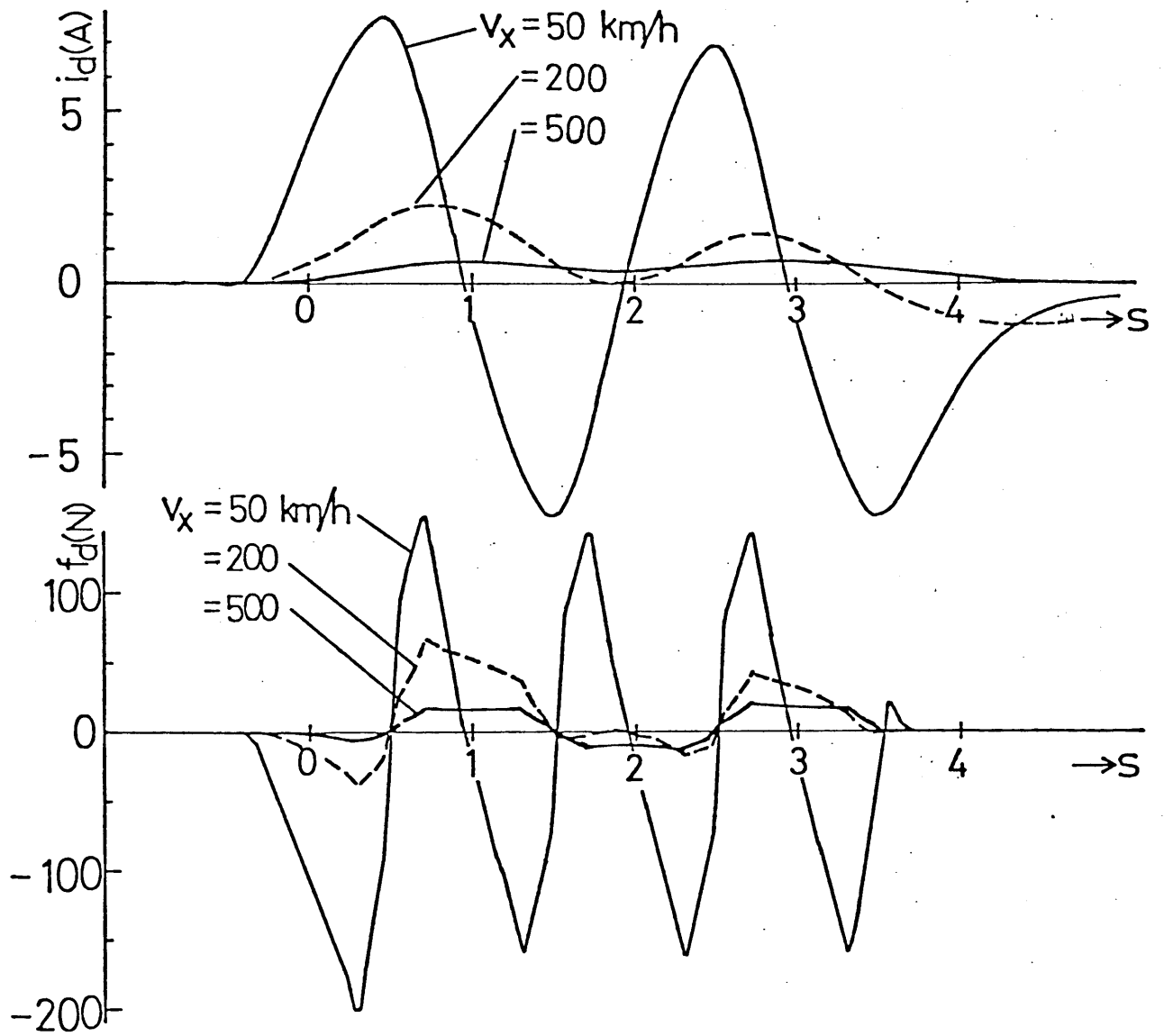
(4) 高速の場合は、第1番目と第2番目の車上コイルに対しては低速の場合と同様のダンピングが働く。第3番目と第4番目の車上コイルに対しては低速の場合と異なり、第3番目の車上コイルには正のダンピングが働き、第4番目の車上コイルにはそれよりも絶対値の大きな負のダンピングが働く。したがってダンピング力に関する端部効果は、高速の場合には第4番目以後の車上コイルまで残るといえる。

次に、列車速度 v_x をパラメータとして、電流 i_d 、ダンピング力 f_d の波形を示したものが第2.10図である。

この図から得られる結論は次のとおりである。

(5) 列車速度 v_x が大になるほど、第1番目の車上コイル通過の後、電流 i_d が最大となる時刻は遅れかつ最大値が小さくなっている。

(6) $v_x = 500 \text{ km/h}$ の場合の i_d の値は、すべて



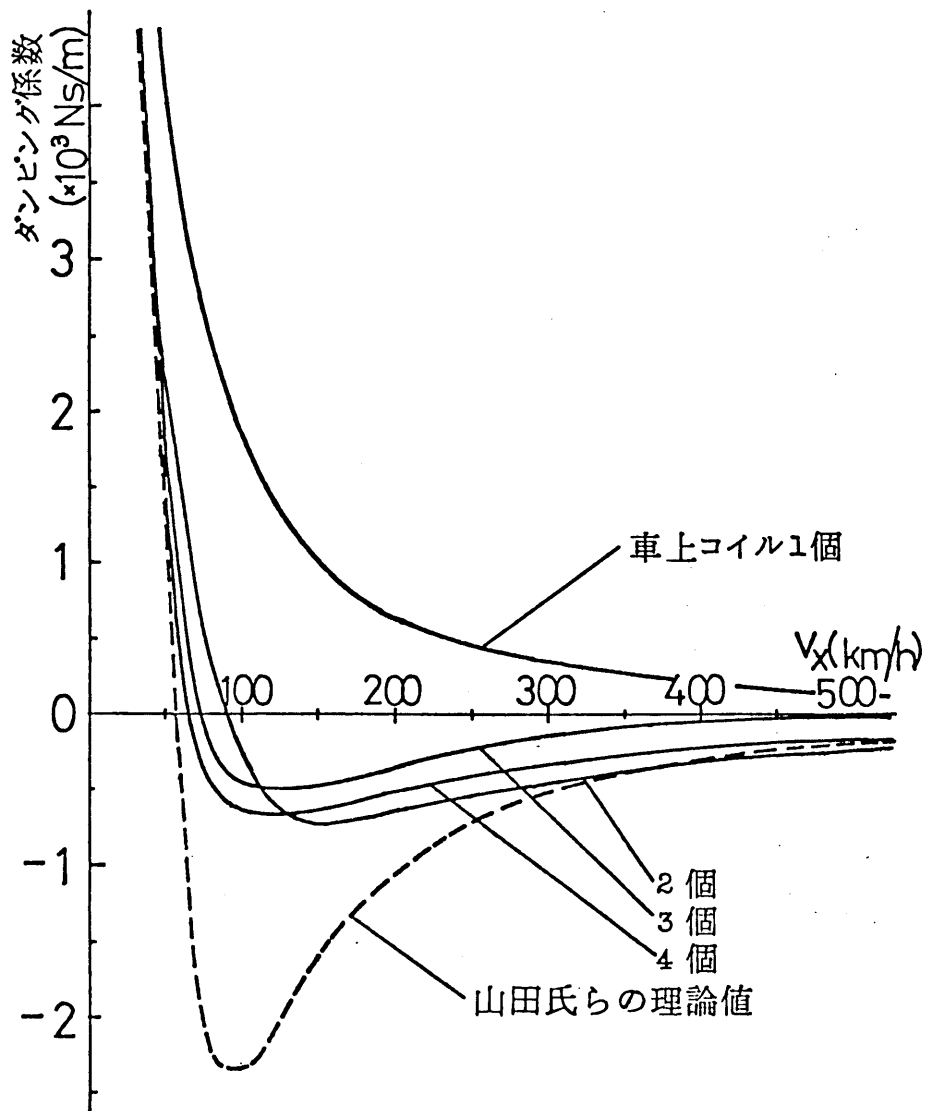
第 2.10 図 ダンピング力の波形の v_x による変化

の時刻で正であり，かつ変動の少ない値になっている。

$v_x = 50 \text{ km/h}$ の場合には， i_d は第1番目の車上コイルに対しては急激に増加し，第2番目以後の車上コイルに対しては正負に変動する。

(7) すなわち，電流 i_d の波形は，過渡的な直流分と交流分との和となっている。交流分は十分時間が経過した後の定常状態でも存在し，列車速度が大のほど $\partial\phi/\partial z$ と同相 (ϕ と逆相) に近づき，定常状態においても負のダンピングを与える。過渡的な直流分の存在が端部効果を生じる。過渡的な直流分は，たとえば速度 500 km/h の場合には第4番目の車上コイル通過時においてもまだ消滅するに至っていない(それゆえ(4)項の結果を生じる)。

次に車上コイルの個数をパラメータとし，これが1個(正極)のみ，2個(正負)，3個(正負正)，4個(正負正負)である場合のダンピング係数の速度依存性を第2.11図に示す。ダンピング係数(制動係数)はダンピングの大きさを表わす量であり，ダンピング力 f_d を上下方向速度 v_x で除すことにより求まる。



第 2.11 図 ダンピング係数の速度依存性
(車上コイル 1 個あたり)

第2.11図の場合は、ダンピング力 f_d が第2.8図ないし第2.9図に示すように時間によつて正や負に変化するるので、ダンピング力 f_d を時間積分して速度 v_x で除し、さらに車上コイル個数で除したものを車上コイル1個あたりのダンピング係数として縦軸にとつた。図中には山田氏ら⁽⁶⁾の理論値をも破線で示した。この図から得られる結論は次のとおりである。

(8) 車上コイルが1個のみの場合は、ダンピング係数はすべての速度領域において正である。

(9) 車上コイルが複数の場合は、山田氏らのいうように、ダンピング係数は低速領域で正であり高速領域で負となる。

(10) 低速領域では車上コイル個数を増すにしたがいダンピングは悪くなる。高速領域では車上コイルの個数は偶数の方が奇数の場合よりダンピングが悪い。

(11) 負のダンピング領域では、山田氏らの理論値よりダンピングは良い。

2.4 結 言

超伝導誘導反発形磁気浮上方式において、実車モデルのコイル配置から定まる磁束変化をもとに、車両の上下振動に対する磁気ダンピングについて検討を行なった。その結果の主な結論はつぎのとおりである。

(1) 車上コイルが1個のみの場合は、すべての速度領域においてダンピングは正である。

(2) 車上コイルが複数の場合は、山田氏らのいうように低速領域ではダンピングは正であり、高速領域ではダンピングは負になる。

(3) 負のダンピング領域では、山田氏らの数値よりもダンピングは良い。

(4) 磁気ダンピングが負になることの物理的理由は以下のものである。車上コイルが高さ方向に速度をもつことにより地上コイルに誘起される電流成分は、一般に第1番目の車上コイルが注目している地上コイル上を通過し去った後に最大値に達する。たとえば時速500 kmになると、この最大値は上記地上コイル上を第2番目の車上コイルが通過するところに生じる。したがって、第1番目の車上コイルに対しては正のダンピ

ングが働き，第2番目の車上コイルに対しては負のダンピングが働く。かつ力の絶対値は後者の方が大であるので合計したダンピングは負になる。第3番目と第4番目，それ以後の車上コイルについても，第1番目と第2番目の車上コイルに働くダンピングと同様のダンピングが働き，結局，合計のダンピングは負になる。

(5) 磁気ダンピングに関する列車端部効果は，第1番目の車上コイルには正のダンピングが働き，第2番目の車上コイルにはそれより絶対値の大きな負のダンピングが働くという効果として現われる。

(6) この端部効果は，低速では第3番目以後の車上コイルが通過するときまではほとんど残っていないが，高速では比較的長く残ることが明らかとなった。

文 献

- (1) 雨宮, 大熊: 超伝導誘導反発浮上系の磁気ガンピングに関する端部効果, 電気学会論文誌, 97B-11, p.708, 昭52
- (2) 大熊, 雨宮: 超伝導磁気浮上方式における磁気ガンピングの端部効果, 昭和51年電気関係学会東海支部連合大会 123
- (3) 山村: 車両用磁気浮上装置の現状, 昭和49年電気学会全国大会 S. 8-1
- (4) J. R. Powell, G. R. Danby: High-Speed Transport by Magnetically Suspended Trains, ASME, 66-WA/RR-5, 1967
- (5) 高野, 斎藤, 萩原: 超高速鉄道車両のガンピング特性 I, 昭和49年電気学会全国大会 688
- (6) 山田, 岩本, 伊藤: 誘導反発形磁気浮上方式における磁気ガンピング, 電気学会論文誌 94B-1, p.49, 昭49
- (7) 高野, 斎藤, 萩原: 超高速列車の磁気浮上系の端部効果, 電気学会論文誌 95B-1, p.33, 昭50
- (8) 大野, 岩本, 山田: 超伝導磁気浮上方式(浮上の動特

性), 昭和49年電気学会全国大会 S. 8-5

- (9) 高野, 斎藤, 萩原: 超高速鉄道車両のダンピング特性Ⅱ, 昭和49年電気学会全国大会 689
- (10) 高橋, 白倉, 宮下: 磁気浮上列車の Damping 特性, 昭和49年電気学会全国大会 733

第3章 同極性車上界磁を用いた支持方向 の安定性の改善⁽¹⁾⁽²⁾

3.1 序 言

超伝導誘導反発形磁気浮上方式は中高速走行時において磁気ダンピングが小さくなるばかりか負になることを第2章において述べた。したがって受動ダンピングあるいは能動ダンピングなどの補助的なダンピング装置を設ける必要がある。受動ダンピングは車上コイル側に短絡回路(コイルまたはシート)を固定することにより行なわれるものであるが、ギャップ長を広くとれるという反発形磁気浮上方式の利点をここなうのみならず十分なダンピングが得られるという説⁽³⁾と疑問視する説⁽⁴⁾とがあつて不明確なものがある。能動ダンピングは車上コイルの電流を制御する方法であるが、これは実用的ではないのでここでは考慮の対象としていない。

筆者は、第2章で述べた磁気ダンピングの物理的考察と、受動ダンピングにおける個々のダンピングコイル(またはシート)に鎖交する地上コイル電流の磁束

がつねに同一極性であることからヒントを得て、同極性の車上コイルをもつ場合（同極性車上コイル形）の方が従来の交番極性の車上コイルをもつ場合（交番極性車上コイル形）に比べて磁気ダンピング効果が優れているであろうと考えるにいたった。同極性車上コイル形の支持力、抗力については、数多くの車上コイル方式の一つとしてLee氏とMenendez氏⁽⁵⁾がシート軌道の場合を計算している。筆者は、定常周期解法を用いて同極性車上コイル（界磁）形超伝導誘導反発磁気浮上方式の解析を行ない、その結果、支持力、揚抗比は従来方式と変わらず、磁気ダンピングはつねに正で必要とされる値（ダンピング時定数で1秒⁽³⁾）よりも大きくできるという結論を得た。本章はこれに関して述べるものである。

3.2 同極性車上界磁形の磁気ダンピング

3.2.1 地上コイル電流、力の過渡現象の考察

第2章2.2節のモデルと概算において、車上コイルが1個の場合には磁気ダンピングはつねに正であるこ

とを示した。これは車両が上向きに速度 v_z で動くとき、ダンピング力はそれを妨げる下向きの力 f_d が働きます、車両のもつ上下方向の運動エネルギー $(1/2 M v_z^2 = \int^t M \dot{z} \dot{z} dt = \int^t f_d v_z dt)$ が減少することを意味する。車上コイルが2個の場合には、車両が上向きに速度 v_z で動くとき第2.5図において示したように、ダンピング力を生じる電流 i_d は第1番目の車上コイルに対しては下向きのダンピング力を生じるが第2番目の車上コイルに対しては上向きのダンピング力を生じる。これは、注目している地上コイル上を第1番目の車上コイルが通過し、第2番目の車上コイル(第1番目と異なる極性をもつ)が通過し始めても、ダンピングを生じる電流 i_d が第1番目のときと同じ方向に流れつづけているからであった。車両の上下方向の運動エネルギーは第1番目の車上コイル通過時には減少するが、第2番目の車上コイル通過時には逆に増加する。

磁気ダンピングを正にするには第2番目の車上コイルに対してもダンピングが正、すなわち下向きのダンピング力が働けばよい。電流 i_d の向きを変えること

はできないので、第2番目の車上コイルの極性を変えて第1番目と同じ極性にすればよいことが予想できる。これが同極性車上界磁形のもとになったアイデアである。多数の車上コイルの場合でも、第3番目と第4番目の車上コイル、…について第1番目と第2番目の車上コイルについてと同様のことがいえる。

車上コイルが極めて多数存在し、十分時間がたった後の定常状態の場合を考える。従来の交番極性車上界磁の場合には、注目している地上コイル上を各々の車上コイルの先端が通り始めるとき、地上コイルには直前の異なる極性をもつ車上コイルにより誘起した電流

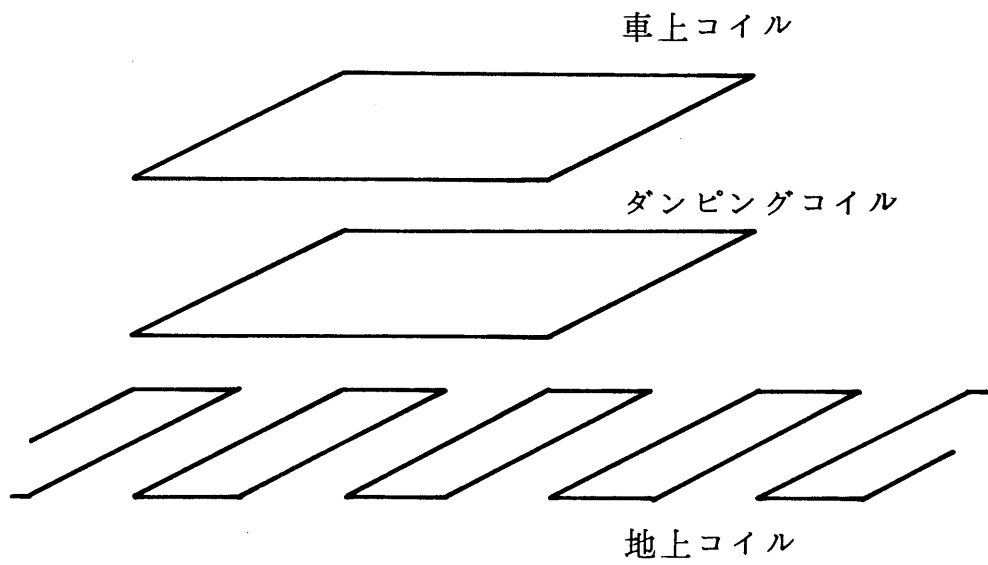
i_d が残っておりダンピングは負になる。車上コイルの後端が通過するとき、地上コイルには注目している車上コイルによる電流 i_d が増大し電流 i_d の向きが変わり、ダンピングは正になる。全体として中高速走行時にはダンピングは負となる。同極性車上界磁の場合には地上コイルの電流 i_d は一方向のみに流れ、磁束 ϕ の極性も一定であり、ダンピング力はつねに運動を妨げる方向に働く。それゆえ大きな正のダンピ

グが期待できる。

3.2.2 受動ダンピングの考察

第3.1図にダンピングコイルの場合の原理図を示す。車両走行時に地上コイルの作る磁束は、車上コイルとの相対的な位置によって定まる。すなわちある一つの車上コイルに注目すれば、その直下の地上コイルには、車上コイルの磁束とつねに逆極性の磁束が生じる。したがってある極性をもつ車上コイルの下に設置されたダンピングコイルに鎖交する地上コイル群からの磁束は、多少の変動はあるが一定極性である。車両振動が起きれば、ダンピングコイルに鎖交する磁束が変化し、誘起電流が流れ、正のダンピングを生じるわけである。

そこで車上コイルを同極性に励磁することを考える。そのとき地上コイルには一定極性の磁束が鎖交し、前述のダンピングコイルと地上コイルの関係が地上コイルと車上コイルとの間に成立することになる。列車走行時に地上コイルには車上コイルの定まった極性の磁束が鎖交し、車両振動が起きれば地上コイルに誘起電流が流れ、車上コイルと地上コイルとの間にダンピン



第 3.1 図 ダンピングコイルの原理図

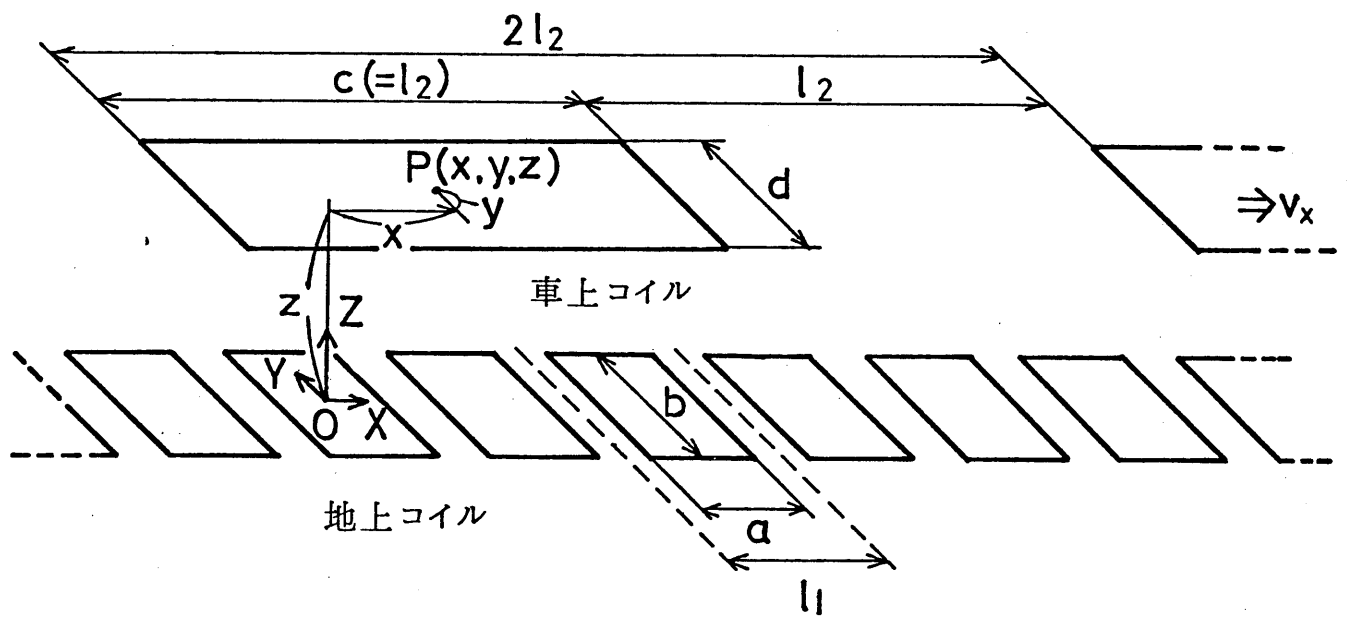
力が生じる。

3.3 定常周期解法

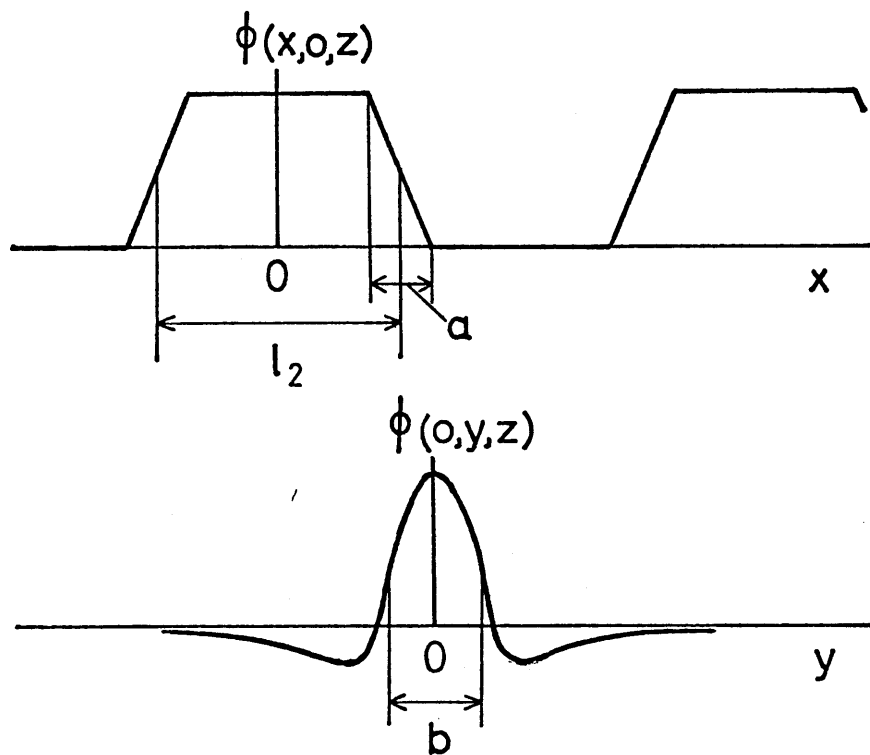
同極性車上コイル形磁気浮上方式のコイル配置を第3.2図に示す。地上コイルは長さ a 、幅 b で、ピッチ l_1 をもって地上に布設されている。車上コイルは長さ c 、幅 d で、ピッチ $2l_2$ をもって車上に積載され、各コイルはすべて同じ極性に励磁されており、 X 方向に速度 v_x で進行するものとする。1個の注目すべき地上コイルの中心に座標の原点 O をとり、1個の車上コイルの中心 P が点 (x, y, z) にあるときを考える。注目している地上コイル1個に鎖交する磁束 ϕ は x, y, z の関数で $\phi(x, y, z)$ と表わされる。 $\phi(x, 0, z), \phi(0, y, z)$ の波形をモデル的に第3.3図に示す。鎖交磁束 $\phi(x, y, z)$ を二重フーリエ積分で表わして議論を進める。

3.3.1 地上コイルの鎖交磁束 ϕ

磁束密度の Z 方向成分を B_z とするとラプラス方程式は



第3.2図 コイル配置図



第 3.3 図 地上コイルの鎖交磁束 $\phi(x,y,z)$ のモデル図

$$\frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 B_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 B_z}{\partial z^2} = 0 \quad (3.1)$$

となり解は一般に

$$B_z = \iint A_1(\alpha_x, \alpha_y) \cos \alpha_x x \cos \alpha_y y \\ \times \exp(-\sqrt{\alpha_x^2 + \alpha_y^2} z) d\alpha_x d\alpha_y \quad (3.2)$$

となる。ここで $A_1(\alpha_x, \alpha_y)$ は変数 α_x, α_y の関数である。鎖交磁束 ϕ は地上コイル表面において B_z を積分することによって求まり

$$\phi = \iint A_2(\alpha_x, \alpha_y) \cos \alpha_x x \cos \alpha_y y \\ \times \exp(-\sqrt{\alpha_x^2 + \alpha_y^2} z) d\alpha_x d\alpha_y \quad (3.3)$$

となる。 $A_2(\alpha_x, \alpha_y)$ は変数 α_x, α_y の関数である。第3.3図より ϕ は x について周期的であるので、 α_x についての積分は級数に変わり

$$\phi = \sum_{m=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} B(m, \alpha_y) \cos \alpha_m x \cos \alpha_y y \\ \times \exp(-\sqrt{\alpha_m^2 + \alpha_y^2} z) d\alpha_y \quad (3.4)$$

となる。ここで $\alpha_m = (\pi / l_2) m$, $m = 0, 1, 2, \dots$ であり $B(m, \alpha_y)$ は m, α_y の関数である。

3.3.2 力の計算

次に地上コイルを流れる電流と力を求める。まず

(3.4)式において $m=0$ の場合を考える。これは X 方向についての鎖交磁束 ϕ の直流分である。 $m=0$ のときの鎖交磁束 $\phi(x, 0, z)$ を ϕ_0 と書くと、地上コイルの回路方程式は

$$L \frac{di_0}{dt} + R i_0 = - \frac{\partial \phi_0}{\partial z} v_z \quad (3.5)$$

となる。ここで i_0 は地上コイル電流、 L は地上コイルの自己インダクタンス、 R は抵抗である。 v_z は Z 方向の速度である。車両が平衡浮上高 $z = z_0$ の付近において振幅 z_{10} 、固有振動数 f_n で上下方向に振動すると仮定すれば、上下方向の変動分 z_1 は複素表示されて

$$z_1 = z_{10} \exp(j\omega t) \quad (3.6)$$

となる。ここで ω は車両の角振動数であり、 $\omega = 2\pi f_n$ である。 Z 方向の速度 v_z も時間の関数となり

$$v_z = z_{10} \omega \exp(j\omega t + j\pi/2) \quad (3.7)$$

となる。 $\partial \phi_0 / \partial z$ は $z = z_0$ 付近で一定であるとする。(3.7)式を(3.5)式に代入して解くと電流 i_0 が求まり

$$i_0 = \frac{-1}{L} \left\{ \frac{\omega^2}{\omega^2 + (1/\tau)^2} z_1 + \frac{1/\tau}{\omega^2 + (1/\tau)^2} v_z \right\} \frac{\partial \phi_0}{\partial z} \quad (3.8)$$

となる。ここで τ は地上コイルの時定数であり $\tau = L/R$ である。地上コイル1個のとき車上コイルに働く Z 方向の力 F_{z0} は $z = z_0$ の付近で

$$F_{z0} = f_{z0} = i_0 \frac{\partial \phi_0}{\partial z} \\ = -\frac{1}{L} \left\{ \frac{\omega^2}{\omega^2 + (1/\tau)^2} z_1 + \frac{1/\tau}{\omega^2 + (1/\tau)^2} v_z \right\} \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial z} \right)^2 \quad (3.9)$$

となる。(3.9)式において右辺第1項は、上下方向の変動分 z_1 に比例する力であり、復元力を表わす。第2項は速度 v_z に比例する力であり、ダンピング力を表わす。 z の正方向(上向き)に速度 v_z をもつとき、ダンピング力は負方向(下向き)に働く。ゆえに正のダンピングが存在することを示す。式でみるように、ダンピング力は車両の角振動数 ω が大になると減少し、地上コイルの時定数 τ が適当な値のとき最大値をもつ。 X 方向の力 F_{x0} は、 $\partial \phi_0 / \partial x = 0$ であるので零である。

次に X 方向について基本波分である $m=1$ の場合について考える。このときの磁束 $\phi(x, 0, z)$ を ϕ_1 とすれば、 ϕ_1 は

$$\phi_1 = \cos \alpha_1 x \int_{-\infty}^{\infty} B(1, \alpha_y) \exp(-\sqrt{\alpha_1^2 + \alpha_y^2} z) d\alpha_y \quad (3.10)$$

となる。 ϕ_1 の微少分 $\Delta\phi_1$ を複素表示して $z=z_0$ の付近で線形化すれば

$$\Delta\phi_1 \cong \exp(j\alpha_1 x)(1-\beta_1 z_1) B(1, \alpha_y) \exp(-\beta_1 z_0) \Delta\alpha_y \quad (3.11)$$

となる。ここで $z = z_0 + z_1$, $\beta_1 = \sqrt{\alpha_1^2 + \alpha_y^2}$ とし、 $\beta_1 z_1 \ll 1$ の場合を考える。地上コイルの回路方程式は

$$L \frac{d\Delta i_1}{dt} + R \Delta i_1 = - \frac{d\Delta\phi_1}{dt} \quad (3.12)$$

となる。ここで i_1 は地上コイル電流である。(3.11), (3.12)式より Δi_1 を求めると

$$\Delta i_1 = \frac{-1}{L} e^{-t/\tau} \int \frac{d\Delta\phi_1}{dt} e^{t/\tau} dt \quad (3.13)$$

となる。ただし準定常状態について考えるため、過渡項を零とおく。(3.13)式を計算すれば

$$\Delta i_1 = \frac{-1}{L} e^{jd_1 v_x t} \left\{ \frac{jd_1 v_x}{1/\tau + jd_1 v_x} (1 - \beta_1 z_1) + \frac{1/\tau}{(1/\tau + jd_1 v_x)^2} (-\beta_1 \dot{z}_1) \right. \\ \left. + \frac{1/\tau}{(1/\tau + jd_1 v_x)^3} (-\beta_1 \ddot{z}_1) + \dots \right\} B(1, d_y) e^{-\beta_1 z_0} \Delta d_y \quad (3.14)$$

となる。変位 z_1 の時間についての二階微分以上の項を無視し⁽⁶⁾， d_y について積分すれば電流 i_1 が求まり

$$i_1 = \frac{-1}{L} \exp(jd_1 x) \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{jd_1 v_x}{1/\tau + jd_1 v_x} (1 - \beta_1 z_1) - \frac{1/\tau \beta_1}{(1/\tau + jd_1 v_x)^2} v_z \right\} \\ \times B(1, d_y) \exp(-\beta_1 z_0) dd_y \quad (3.15)$$

となる。地上コイル1個のとき車上コイルに働く力の平均は，Z方向の力を F_{z1} ，X方向の力を F_{x1} とすれば次式により求まる。

$$F_{z1} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ i_1 \frac{\partial \phi_1^*}{\partial z} \right\} \quad (3.16)$$

$$F_{x1} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ i_1 \frac{\partial \phi_1^*}{\partial x} \right\} \quad (3.17)$$

ここで * は複素共役を示す。

$m \geq 2$ の場合も同様にして F_{zm} ， F_{xm} が求まり，結局，合成のZ方向の力 F_z とX方向の力 F_x は

$$\begin{aligned}
F_z = \sum_{m=0}^{\infty} F_{zm} &\cong \frac{-1}{L} \left\{ \frac{\omega^2}{\omega^2 + (1/\tau)^2} z_1 + \frac{1/\tau}{\omega^2 + (1/\tau)^2} v_z \right\} \\
&\times \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \alpha_y (1 - \alpha_y z_1) B(0, \alpha_y) \exp(-\alpha_y z_0) d\alpha_y \right\}^2 \\
&+ \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{L} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{(d_m v_x)^2}{(1/\tau)^2 + (d_m v_x)^2} (1 - \beta_m z_1) - \frac{(1/\tau)^2 - (d_m v_x)^2}{\{(1/\tau)^2 + (d_m v_x)^2\}^2} \frac{\beta_m v_z}{\tau} \right] \\
&\times B(m, \alpha_y) \exp(-\beta_m z_0) d\alpha_y \\
&\times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2}} \beta_m (1 - \beta_m z_1) B(m, \alpha_y) \exp(-\beta_m z_0) d\alpha_y \quad (3.18)
\end{aligned}$$

ならびに

$$\begin{aligned}
F_x = \sum_{m=1}^{\infty} F_{xm} &\cong \sum_{m=1}^{\infty} \frac{-1}{L} \frac{d_m^2 v_x 1/\tau}{(1/\tau)^2 + (d_m v_x)^2} \\
&\times \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2}} \beta_m B(m, \alpha_y) \exp(-\beta_m z_0) d\alpha_y \right\}^2 \quad (3.19)
\end{aligned}$$

となる。ここで $\beta_m = \sqrt{d_m^2 + \alpha_y^2}$ である。(3.18)式において $z_1 = 0$, $v_z = 0$ とおけば $z = z_0$ での支持力が得られ, z_1 に比例する力は復元力であり, v_z に比例する力はダンピング力である。 F_x は抗力であり列車の進行を妨げる力である。(3.18), (3.19)式は地上コイル1個のとき車上コイル群に働く平均の力を与

えるものであり，1車両あたりに働く力を求めるには1車両の下に存在する地上コイルの個数を乗すればよい。

3.3.3 ダンピング係数

ダンピング力の平均値 F_d は(3.18)式より

$$F_d = \frac{-1}{L} \left[\frac{1/\tau}{\omega^2 + (1/\tau)^2} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \alpha_y B(0, \alpha_y) \exp(-\alpha_y z_0) d\alpha_y \right\}^2 + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(1/\tau)^2 - (\alpha_m v_x)^2}{\{(1/\tau)^2 + (\alpha_m v_x)^2\}^2} \frac{1}{\tau} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2}} \beta_m B(m, \beta_y) \exp(-\beta_m z_0) d\beta_y \right\}^2 \right] v_x \quad (3.20)$$

となる。 $m=0$ の成分は v_x に関係なくつねに正のダンピングを与える。 $m=1$ のときは v_x を大にするにしたがいダンピングは正から負へと変わる。 $m \geq 2$ のときは， $m=1$ のときに負であればかならず負のダンピングとなる。

安定で乗心地の良い浮上特性を得るためにはダンピング時定数は適当な値をとる必要があるが⁽³⁾，そのダンピング時定数 τ_d は次の関係より求めることができる。

$$\tau_d = 2M / \eta \quad (3.21)$$

ここで M は車両重両, γ は1車両あたりのダンピング係数であり, S を1車両の下に存在する地上コイルの個数とすると

$$\gamma = -\frac{F_d}{v_z} S \quad (3.22)$$

の関係がある。ダンピング係数 γ はダンピング力の大きさを示す量であり, 適当な γ を選ぶことによって乗心地のよい車両が実現できる。次節では実車モデルを用いた具体的な数値例を示す。

3.4 数値計算例

前節では, 地上コイルの鎖交磁束 ϕ は Y 方向について非周期的であり, (3.4)式に示すようにフーリエ積分で表わされた。計算機を使用するのに便利なように鎖交磁束 ϕ が Y 方向についても適当な周期 $2l_3$ をもつものと仮定して, 積分を級数で近似すれば, 鎖交磁束 ϕ は(3.4)式より

$$\phi = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} B(m, n) \cos d_m x \cos d_n y \exp(-B_{mn} z_0) \quad (3.23)$$

となる。ここで $d_m = (\pi / l_2) m$, $d_n = (\pi / l_3) n$,

$\beta_{mn} = \sqrt{\alpha_m^2 + \alpha_n^2}$, $n = 0, 1, 2, \dots$ である。力を表わす
 (3.18), (3.19), (3.20) 式も同様にしてフーリエ級
 数で近似させ, それぞれ

$$\begin{aligned}
 F_z \doteq & \frac{-1}{L} \left\{ \frac{\omega^2}{\omega^2 + (1/\tau)^2} z_1 + \frac{1/\tau}{\omega^2 + (1/\tau)^2} v_z \right\} \\
 & \times \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_n (1 - \alpha_n z_1) B(0, n) \exp(-\alpha_n z_0) \right\}^2 \\
 & + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{L} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{(\alpha_m v_x)^2}{(1/\tau)^2 + (\alpha_m v_x)^2} (1 - \beta_{mn} z_1) - \frac{(1/\tau)^2 - (\alpha_m v_x)^2}{\{(1/\tau)^2 + (\alpha_m v_x)^2\}^2} \frac{\beta_{mn} v_x}{\tau} \right] \right. \\
 & \times B(m, n) \exp(-\beta_{mn} z_0) \\
 & \left. \times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2}} \beta_{mn} (1 - \beta_{mn} z_1) B(m, n) \exp(-\beta_{mn} z_0) \right\} \quad (3.24)
 \end{aligned}$$

$$F_x \doteq \sum_{m=1}^{\infty} \frac{-1}{L} \frac{\alpha_m^2 v_x 1/\tau}{(1/\tau)^2 + (\alpha_m v_x)^2} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2}} B(m, n) \exp(-\beta_{mn} z_0) \right\}^2 \quad (3.25)$$

および

$$\begin{aligned}
 F_d \doteq & \frac{-1}{L} \left[\frac{1/\tau}{\omega^2 + (1/\tau)^2} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_n B(0, \alpha_n) \exp(-\alpha_n z_0) \right\}^2 \right. \\
 & \left. + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(1/\tau)^2 - (\alpha_m v_x)^2}{\{(1/\tau)^2 + (\alpha_m v_x)^2\}^2} \frac{1}{\tau} \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2}} \beta_{mn} B(m, n) \exp(-\beta_{mn} z_0) \right\}^2 \right] v_z \\
 & \quad (3.26)
 \end{aligned}$$

となる。

(3.23) 式の $B(m, n)$ の値を求めるには, 鎖交磁束 ϕ

を x, y, z の関数として表現する必要がある。まず車上コイルと地上コイルがともに1回巻であり平行に対向しているとすると、地上コイルと車上コイル間の相互インダクタンス $M(x, y, z)$ はノイマンの公式より

$$M(x, y, z) = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{\substack{i=1,2 \\ m=1,2}} (-1)^{i+m} \sum_{\substack{j=1,2 \\ l=1,2}} (-1)^{i+j} \left\{ A \log(A + \sqrt{A^2 + C}) - \sqrt{A^2 + C} + B \log(B + \sqrt{B^2 + D}) - \sqrt{B^2 + D} \right\} \quad (3.27)$$

となる。ここで

$$A = (-1)^i c/2 + (-1)^j a/2 + x$$

$$B = (-1)^i d/2 + (-1)^j b/2 + y$$

$$C = \left\{ (-1)^{l+1} b/2 + (-1)^m d/2 + y \right\}^2 + z^2$$

$$D = \left\{ (-1)^{l+1} a/2 + (-1)^m c/2 + x \right\}^2 + z^2$$

であり μ_0 は空気の透磁率である。鎖交磁束 ϕ は

$$\phi = M(x, y, z) I_s N \quad (3.28)$$

となる。ここで I_s は車上コイルの起磁力、 N は地上コイルの巻数である。

計算に用いた実車モデルの数値を第3.1表に示す。

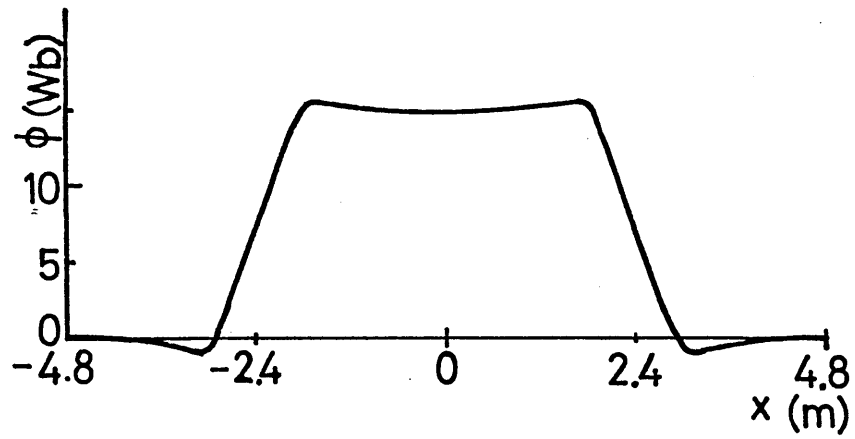
3.4.1 地上コイルの鎖交磁束 ϕ

第3.1表 諸元の記号と数値

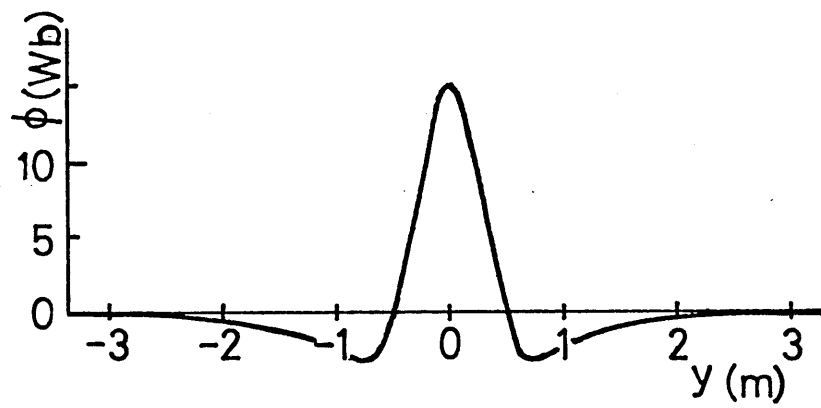
地上コイル	長さ	$a = 1.2 \text{ m}$
	幅	$b = 0.6 \text{ m}$
	ピッチ	$l_1 = 1.6 \text{ m}$
	巻数	$N = 100 \text{ 回}$
	自己インダクタンス	$L = 16.6 \text{ mH}$
	抵抗	$R = 155 \text{ m}\Omega$
	時定数	$\tau = 0.11 \text{ soc}$
	一車両あたりのコイル数 $S = 24 \text{ 個}$ (12個/列×2列)	
車上コイル	長さ	$c = 4.8 \text{ m}$
	幅	$d = 0.6 \text{ m}$
	ピッチ	$2l_2 = 9.6 \text{ m}$
	起磁力	$I_S = 320 \text{ kAT}$
	一車両あたりのコイル数 4 個 (2個/列×2列)	
車両重量		$M = 27 \text{ トン}$
浮上高さ		$z_0 = 0.25 \text{ m} (\nu_x = 500 \text{ km/h})$
車両の固有振動数 (上下方向)		$f_n = 1 \text{ Hz}$

鎖交磁束 ϕ の波形を第3.4図に示す。第3.4図(a)は車上コイルが X 方向に進行するときの $\phi(x, 0, z_0)$ の波形であり, X 方向の1周期にわたって示してある。 ϕ の波形は, 従来の交番極性車上コイル形と異なり, 零と15 Wb の繰返しとなる。しかし同図において 7.5 Wb を零レベルと考えれば, 交番極性で起磁力が半分の車上コイルの場合と波形が似ている。それゆえ, ϕ の波形において同極性と交番極性の違いは, X 方向についての直流分(その値は数 Wb)にあるといえる。また図より, 1周期を 9.6 m 程度にとれば車上コイル相互の影響は無視できることがわかる。

第3.4図(b)は $\phi(0, y, z_0)$ の案内方向(Y方向)への変化を示したもので, $y=0$ m で ϕ は最大値をとり, 本例では $y=\pm 0.5$ m より左右外方では負値となる。これは車上コイルの中心付近($y=0$ m)を通過した磁束が反転して中心へもどるためである。本例では $y=3$ m で ϕ の絶対値は十分に小さい(最大値の1%)なので, Y方向について1周期を6 m 程度にとったフーリエ級数で積分を近似できるこ



(a) $\phi(x, 0, z_0)$



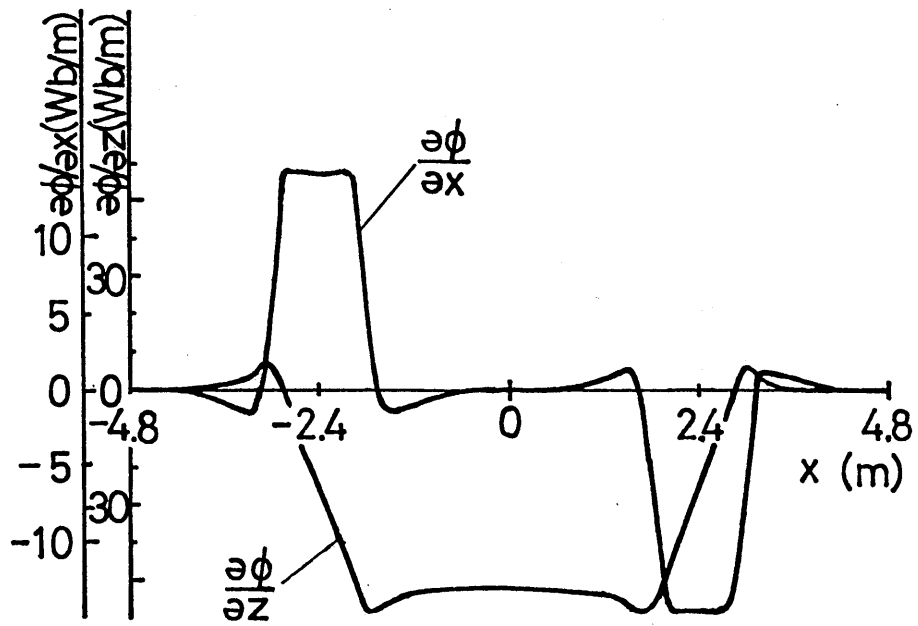
(b) $\phi(0, y, z_0)$

第 3.4 図 鎖交磁束 ϕ の波形

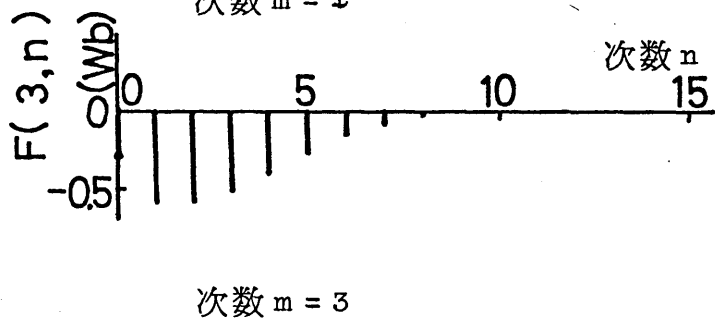
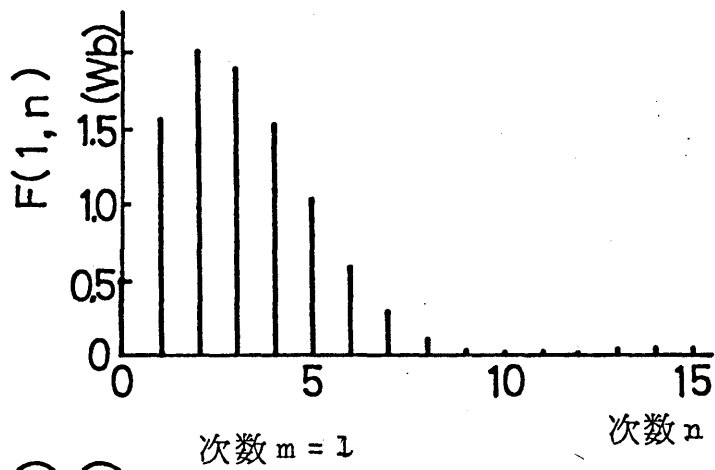
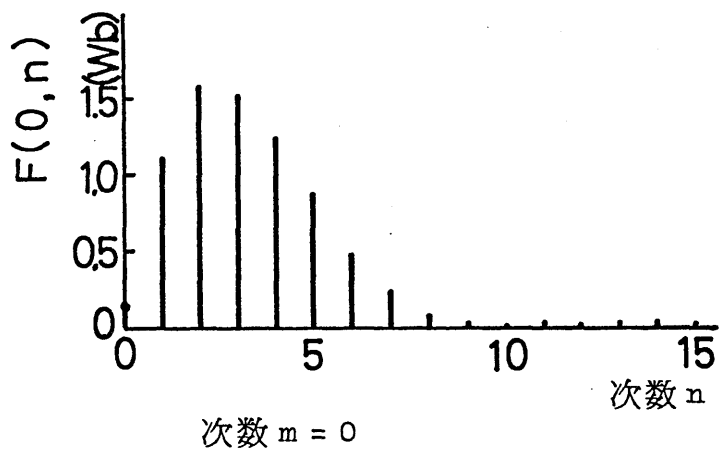
とがわかった。

$\phi(x, 0, z)$ の Z 方向と X 方向への微分 $\partial\phi/\partial z$ と $\partial\phi/\partial x$ を第3.5図に示す。 $\partial\phi/\partial z$ は ϕ と符号が反対であり, x についての変化のようすが ϕ と同様である。 $\partial\phi/\partial x$ の波形は ϕ についての考察よりわかるように交番極性の場合と似ている。したがって, 支持力と抗力は起磁力が半分の交番極性車上コイル形とあまり変わらないことが想像できる。

参考までに鎖交磁束 ϕ のスペクトル $F(m, n)$ を第3.6図に示す。 m は X 方向の次数, n は Y 方向の次数である。縦軸 $F(m, n)$ は鎖交磁束 $\phi(x, y, z_0)$ を二重フーリエ展開したときのフーリエ係数であり, (3.23)式の $B(m, n)\exp(-\beta_{mn}z_0)$ に相当する。図において, $n=2, 3$ 付近で $F(m, n)$ は最大であり, n が大になると小さくなることがわかる。 n が10以上では β_{mn} が大きくなり, $z=z_0$ 付近では $F(m, n)$ はほとんど消滅してしまい零とみなせる。 m については, $m=1$ の場合は $F(m, n)$ は



第 3.5 図 $\frac{\partial \phi}{\partial z}, \frac{\partial \phi}{\partial x}$ の波形 ($y=0\text{m}$)

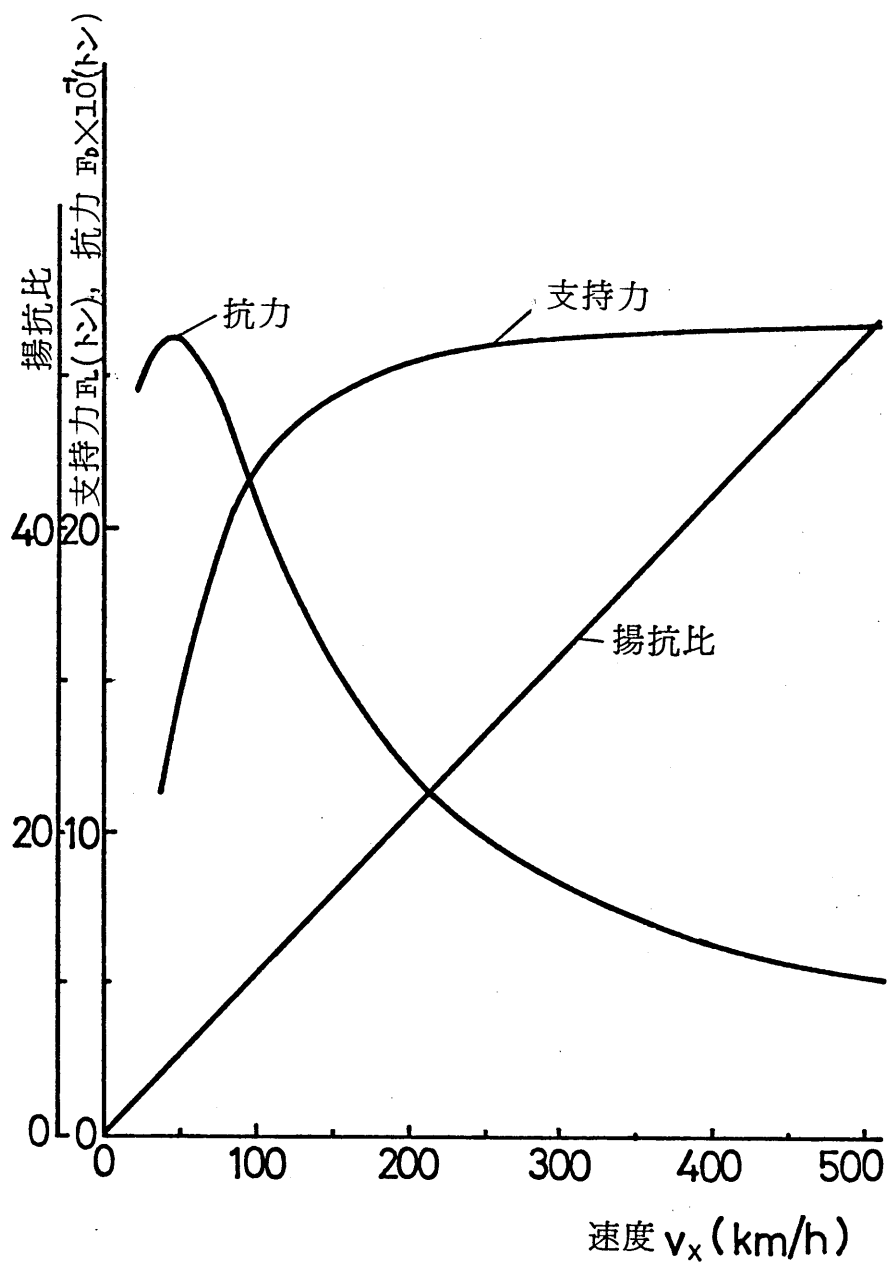


第 3.6 図 鎖交磁束 ϕ の周波数スペクトル

最大であり $m=0$ の場合は $m=1$ の場合の 0.8 倍程度である。 m が 3, 5, ... と増加するにしたがい $F(m, n)$ は減少してゆく。 m が偶数の場合は $F(m, n)=0$ である。 $F(0, 0)$ の項は、鎖交磁束が Y 方向について周期的であると仮想した結果生じたもので本来は零である。

3.4.2 磁気浮上特性

(1) 支持力, 抗力, 揚抗比 支持力, 抗力, 揚抗比の走度速度 v_z に対する特性を第 3.7 図に示す。支持力は低速より速度を大にするにしたがい急激に増加し, 速度 200 km/h を過ぎるとほぼ一定値となり, 速度 500 km/h では 1 車両あたり 27 t 程度の支持力が得られる。抗力は速度 50 km/h の付近で最大値をもち, 速度を大にするにつれて急激に減少する。速度 500 km/h においては 0.5 t 程度の抗力となる。揚抗比は速度を大にするにつれて直線的に増加する。速度 500 km/h においては揚抗比は 53 程度になる。揚抗比を大きくするには, (3.18), (3.19) 式からわかるように地上コイルの時定数を大きくするか, コイル幅を小さくすればよい。これらの特性は, 起磁力を半分にしたときの交番極性車上

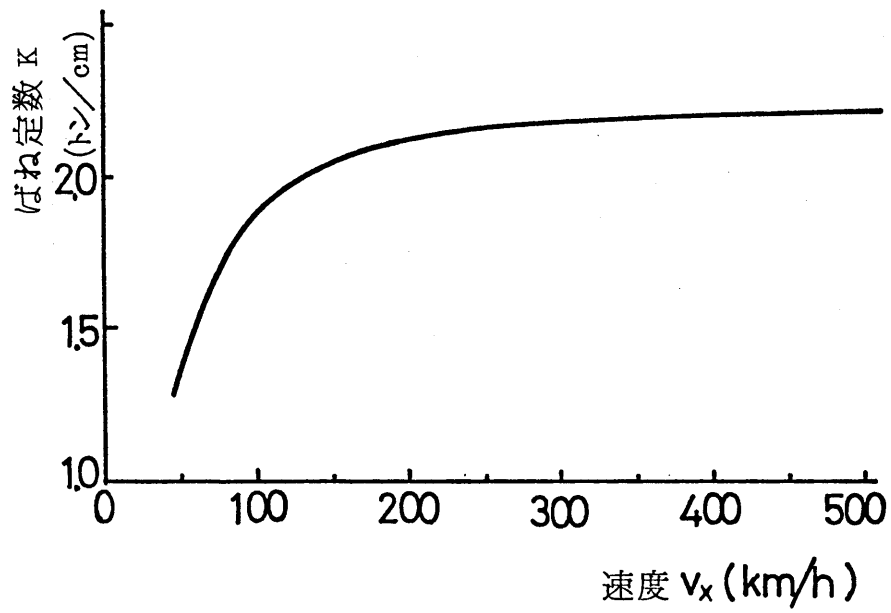


第 3.7 図 支持力，抵抗力，揚抗比の速度特性
(1 車両あたり)

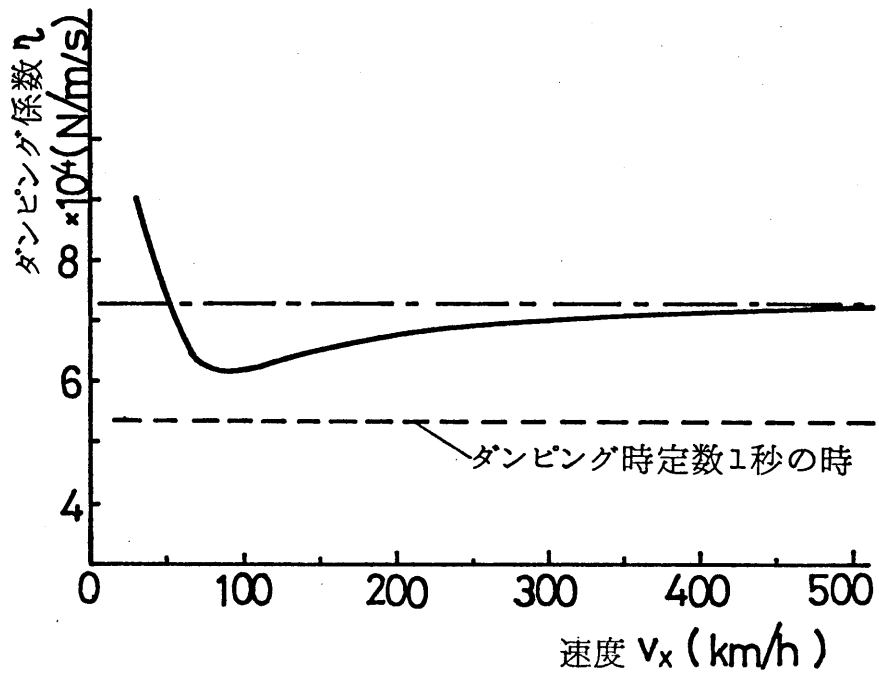
コイル形の浮上特性とよく似ている。

(2) ばね定数 ばね定数は復元力の大きさを表わす量であり，復元力の平均値を F_s とし Z 方向の変動分を z_1 とすれば，ばね定数 K は $K = F_s / z_1$ で与えられる。1 車両あたりのばね定数の速度特性を第 3.8 図に示す。支持力と同様に速度 v_x を大にすると K は増加してゆき，速度 200 km/h を過ぎると一定値に近づく。速度 500 km/h では K は 2.2 t/cm である。ただし車両の上下方向の固有振動数 f_n はつねに 1 Hz であるとした。

(3) ダンピング係数 問題として いる ダンピング係数 η の速度 v_x についての变化を第 3.9 図に示す。きわめて低速域では速度が増すにつれてダンピング係数 η は減少する。速度 $80 \sim 90 \text{ km/h}$ で η は最小になり，さらに速度を増すと η は増加しはじめ，一定値 $\eta = 7.3 \times 10^4 \text{ N/m/s}$ に近づく。この $\eta = 7.3 \times 10^4 \text{ N/m/s}$ の値（鎖線）は鎖交磁束 ϕ の X 方向についての直流分（(3.4) 式の $m=0$ の成分）により与えられるダンピング係数であり，中高速域で



第 3.8 図 ばね定数の速度特性
(1 車両あたり)



第 3.9 図 ダンピング係数の速度特性
(1 車両あたり)

りがこの値より減じているのは磁束 ϕ の X 方向についての交流分（(3.4)式の $m \geq 1$ の成分）により与えられる負のダンピング係数のためである。直流分のダンピング係数は交流分のそれに比べてはるかに大きいことがわかる。また直流分は、それにより与えられるダンピング係数がつねに正であり車両の振動を減衰させるのに対して、交流分はそれにより与えられるダンピング係数は中高速域で負となり車両振動をむしろ助長するように働く。

同極性車上コイル形において正のダンピングを生じる理由を、地上コイルの鎖交磁束 ϕ を交流分と直流分とに分けることにより以下に示す。

最初に ϕ の交流分について考える。車両が進行方向である X 方向に速度 v_x をもち走行し、支持方向である Z 方向に速度 v_z をもって上方へ運動しているとす。車上コイルが地上コイル上を通過するとき、地上コイルには速度 v_z による起電力 $e v_z$ が生じる。その結果、地上コイルには変位 z_1 に比例した復元力を与える電流と速度 v_z に比例したダンピング力を与

える電流 i_d (ダンピング電流) が流れる。ダンピング電流 i_d は速度 v_x が増すにしたがい鎖交磁束 ϕ よりも位相が遅れてくる。ダンピング力 F_d は $F_d = 1/2 \operatorname{Re} \{ i_d \partial \phi^* / \partial z \}$ より求まる。ここで $\partial \phi / \partial z = -\beta \phi$ ($\beta > 0$) であり、* は複素共役を表わす。低速領域においては電流 i_d の位相遅れは小さく、力 F_d は負値となり車両には下向きの力が働く。速度 v_x と力 F_d の向きは反対であるのでダンピングは正となり、支持方向の運動エネルギーは減少し車両振動は減衰する。中高速領域においては電流 i_d の位相遅れは大きくなり力 F_d は負値から正値に変わり、車両には上向きの力が働くようになる。速度 v_x と力 F_d は同じ向きとなるのでダンピングは負となり、支持方向の運動エネルギーは増大し車両振動は発散しようとする。さらに高速になると、鎖交磁束 ϕ の正負に交番する周波数 f_x が大になり地上コイルのインピーダンス $|Z| = \sqrt{R^2 + \omega_x^2 L^2}$ が大きくなる ($\omega_x = 2\pi f_x$) のでダンピング電流 i_d の絶対値 $|i_d|$ は減少する。したがって力の絶対値 $|F_d|$ も減少し、負のダンピ

ング係数の絶対値は零に近づく。

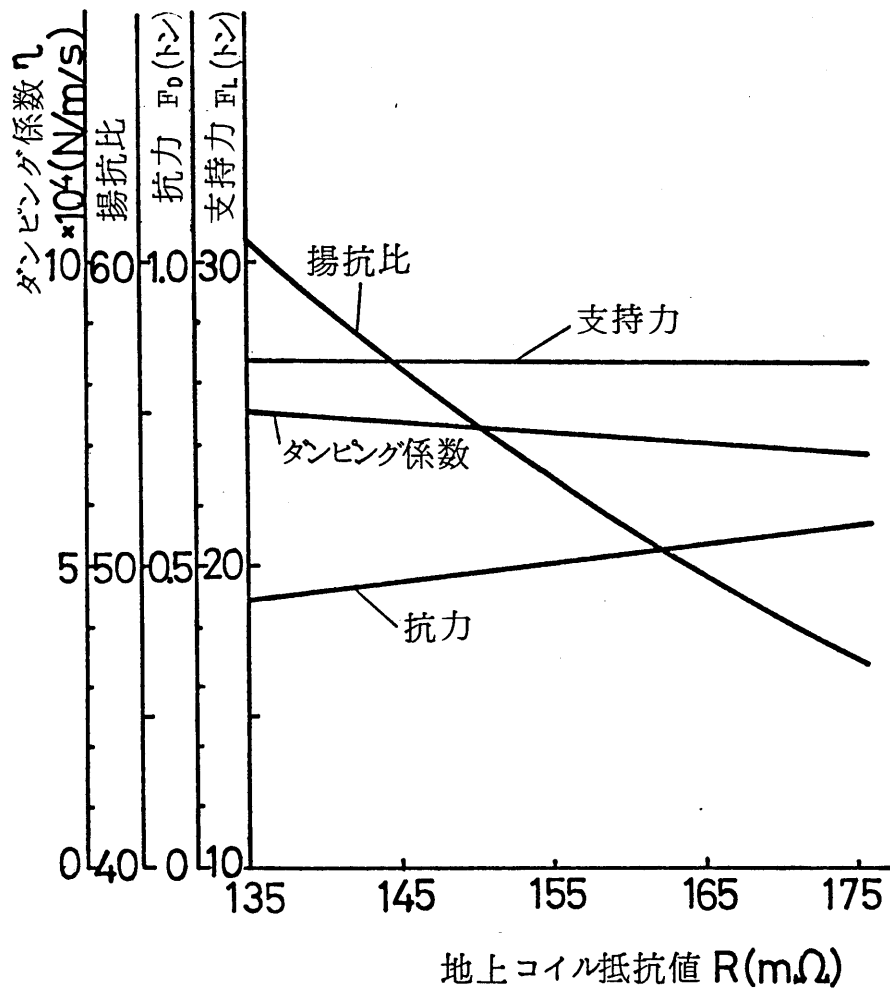
これに対して鎖交磁束 ϕ の直流分 ϕ_0 の寄与は次のようである。磁束 ϕ_0 は X 方向について直流的であり、車両が X 方向にどのような速度で進行しても地上コイルの鎖交磁束 ϕ_0 は変化しない。車両が Z 方向に速度 v_z で運動するとき、磁束 ϕ_0 は変化し地上コイルには電圧 $e_{v_z0} (= -\partial\phi/\partial z v_z)$ が誘起し、地上コイルの抵抗 R により定まる値までダンピング電流 i_{d0} は増加してゆく。磁束 ϕ_0 の極性ならびに $\partial\phi_0/\partial z$ の値は正あるいは負の一方であり、ダンピング力 $F_{d0} (= i_{d0} \partial\phi_0/\partial z)$ はつねに負値で下向きの力となる。速度 v_z と力 F_{d0} は逆方向となるのでダンピングは正になる。したがって車両の運動エネルギーは減少し車両振動は減衰する。ダンピング力 F_{d0} は走行速度 v_x に無関係であり、ダンピング係数は大きな正值をとる。直流分 ϕ_0 の働きによる車両の運動エネルギーの地上コイル抵抗での消費は交流分のそれに比べてはるかに大であり、全体として同極性車上コイル形式ではすべての速度において正のダン

ピングを生じる。

ダンピング時定数 τ_d を1秒としたときに必要なダンピング係数を第3.9図の破線で示した。得られたダンピング係数は必要な量より大きく、同極性車上コイル形の場合には十分な磁気ダンピングが得られる可能性があることがわかる。

(4) 地上コイル抵抗 R に対する諸特性 地上コイルの時定数 τ の影響を知るために、地上コイル抵抗 R の値を変えたときの諸特性を第3.10図に示す。抵抗値によって支持力にはあまり変化がないが、抗力は抵抗値を大にするほど増加する。その結果、揚抗比は抵抗値を大にするほど減少する。ダンピング係数は抵抗値を小にするほど増加する。しかしながら、抵抗値をあまり小さくし過ぎるときは、鎮交磁束 ϕ の直流分によるダンピング力に対して地上コイルのインダクタンス L の影響が大きくなり、ダンピング係数は減少しはじめる。この範囲は図からはずれている。

3.5 結 言



第 3.10 図 コイル抵抗値に対する諸特性
(1 車両あたり)

超伝導誘導反発形磁気浮上方式において、車上コイルとして同一極性の超伝導コイルを用いた場合の浮上特性を、定常周期解法を用いて解析した。その結果、以下に示す結論が得られた。

この方式は次のような長所をもつ。

(1) 支持力、抗力、揚抗比は車上コイルの起磁力が半分である従来の交番極性車上コイルの場合と変わらない。

(2) ダンピング係数はつねに正であり、交番極性の場合と異なり中高速走行時においても安定な系となる。

(3) ダンピング係数の大きさは本例ではダンピング時定数を1秒とするときに必要な値よりも大であり、十分なダンピングが得られた。

(4) その結果、受動ダンピングあるいは能動ダンピングなどの補助的なダンピング装置が必要でなくなる。

(5) 車両と地上とのギャップ長は、補助ダンピングがなくなるので狭められることがない。

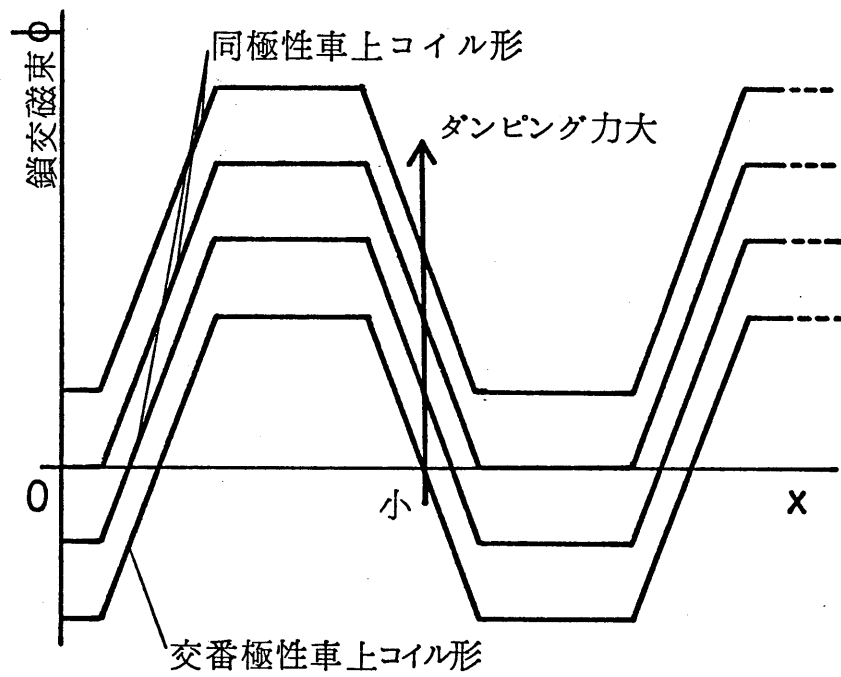
短所ならびに問題点としては、次のようなものがある。

(6) 車上コイルの起磁力を交番極性車上コイルの場合の2倍にする必要がある。

(7) 磁束分布が交番極性車上コイルの場合と多少異なり、磁気しゃへいの問題がある。

(8) 端部効果の問題がある。この解析結果は定常周期解法を用いて得られたものであり、車上コイル数が比較的多い長編成列車の場合に適用できる。しかしながら、数個の車上コイルしか存在しない短編成列車の場合には、端部効果を考慮に入れた解析をする必要がある。端部効果により交番極性車上コイルの場合には列車は前下がりで進行するが⁽⁷⁾、同極性車上コイルの場合には前上がりで進行することが考えられる。また第2章で示したように交番極性車上コイルの場合に端部効果がダンピング係数に大きな影響を与えているが、同極性の場合にも類似の現象が存在するはずである。

(9) 支持力、抗力の大きさを変えずに磁気ダンピング力の大きさを変えることは、第3.11図に示すように地上コイルの鎖交磁束 ϕ の X 方向についての直流分を増減させることにより可能となる。それゆえ設定



第 3.11 図 鎖交磁束 ϕ の x 方向についての
直流分に対するダンピング力

されたダンピングをえるための鎖交磁束 ϕ と、そのための車上コイルの起磁力を決める設計公式を求める必要がある。

文 献

- (1) 大熊, 雨宮: 同極性車上界磁超伝導反発形磁気浮上方式の特性, 電気学会論文誌 98B-4, p.347, 昭53
- (2) 大熊, 雨宮: 同極性車上界磁超伝導反発形磁気浮上方式の特性, 昭和52年電気学会全国大会 1063
- (3) 大野, 岩本, 山田: 超伝導磁気浮上方式(浮上の動特性), 昭和49年電気学会全国大会 S.8-5
- (4) R.H. Borcherts, et al.: Baseline Specification for a Magnetically Suspended High-Speed Vehicle, Proc. IEEE, 61, 5, p. 569, 1973
- (5) S.W. Lee, R.C. Menendez: Force on Current Coils Moving over a Conducting Sheet with Application to Magnetic Levitation, Proc. IEEE, 62, 5, p. 567, 1974
- (6) 山田, 岩本, 伊藤: 誘導反発形磁気浮上方式における磁気ダンピング, 電気学会論文誌 94B-1, p.49, 昭49
- (7) 高野, 斎藤, 荻原: 超高速列車の磁気浮上系の端部効果, 電気学会論文誌 95B-1, p. 33, 昭50

第4章 推進案内併用方式における案内方

向の安定性の改善⁽¹⁾⁽²⁾

4.1 序 言

第2章および第3章では超伝導誘導反発形磁気浮上方式における浮上車両の支持方向についての安定性を論じてきた。しかしながら車両を安定に浮上させるためには支持方向のみならず案内方向についても安定性を検討する必要がある。

前章までの議論からわかるように、磁気浮上による列車支持には多くの研究が発表されているが、列車案内についての発表はさわめて少ない。その中で日立の高橋氏ら⁽³⁾は、推進に超伝導車上コイルを用いる場合に null flux 法によって同時に列車案内を行なう推進案内併用方式を提案し、案内方向の静的安定性を論じた。この方式はリニアシンクロナスモータの一次側の地上コイルを二つに分けて並列回路とし、null flux法による案内とリニアシンクロナスモータ駆動を1種類の地上コイルで行なうものであり、案内専用の車上コイル・地上コイルの特設を必要としないこと、null flux

法であるので余分な抗力が働かないこと，などの利点をもつ画期的な方法である。国鉄が建設中の宮崎実験線の列車推進案内にもこの方法が用いられている⁽⁴⁾。

しかしながら，この推進案内併用方式の案内方向の動的安定性については，いまだ十分な検討がなされていなかった。

筆者は，null flux 法を用いた推進案内併用方式の案内方向の動的安定性を定常周期解法を用いて調べた。その結果，推進案内併用方式では案内方向の復元力は非常に大きく得られるが，磁気ダンピングに関してはまったく期待できず，中高速領域でダンピング係数 $(= (-1) \times \text{ダンピング力} / \text{案内方向速度})$ が負になり車両振動を助長する向きに力が働くことを知った。案内方向の動的安定性を改善するには，第3章で筆者が提案した車上コイルを同極性をもって配列する方法が有効である。すなわち本章では，(1)同極性をもって配列した推進案内用車上コイルによる方法，(2)同極性をもって配列した支持用車上コイルによる方法に関し定常周期解法により解析し，実車モデルを用いて数

値計算を行なった結果，どちらの方法もダンピング時定数 ($= 2 \times \text{車両重量} / \text{ダンピング係数}$) が1秒程度となり，安定な案内特性が得られるという結論を得た。

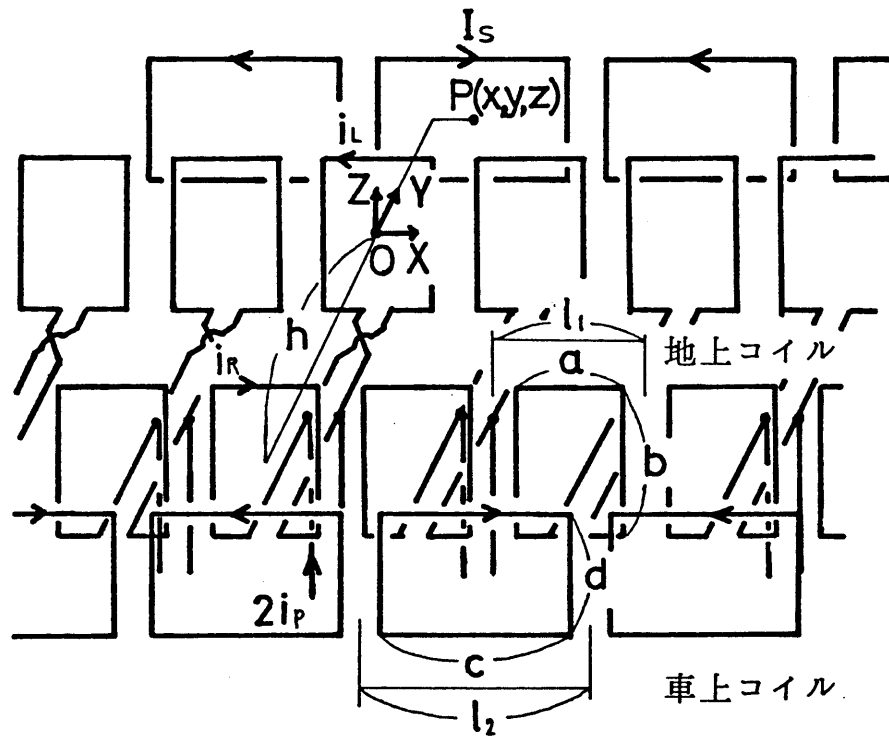
推進案内併用方式の推進方向の安定性については，リニアシンクロナスマータの一次電流をフィードバック制御することにより安定化できる^{(5)~(7)}が本論文ではこれには触れない。

4.2 推進案内併用方式の案内方向の安定性

最初に推進案内併用方式の定常周期解法を用いた解析方法を述べ，中高速領域でダンピング係数が負になることを明らかにする。次に安定な案内特性を得るための方法として同極性に配列した二つの方法を示し，定常周期解法を用いてその効果について論じる。

4.2.1 交番極性車上界磁形推進案内併用方式

この方式は従来の null flux 法を用いた推進案内併用方式である（以下交番極性車上界磁形と略す）。第4.1図にコイル配置を示す。地上コイル（常伝導コイル）は長さ a ，幅 b であり，間隔 h ，コイルピ



第 4.1 図 交番極性車上界磁形推進案内
併用方式のコイル配置図

ツチ l_1 をもって地上に2列に布設される。車上コイル(超伝導コイル)は長さ c , 幅 d であり, 逆丁形軌道の場合は地上コイルを囲むように2列になり, コイルピッチ l_2 で極性を交番して車両に積載される。コイル間隔 h が大でない場合は, 左右の車上コイルの極性が同じ場合と異なる場合で特性は多少異なる。左右の地上コイルは対をなし, 車上コイルの通過時に, 案内方向(Y 方向)に変化のないときは地上コイルに誘起される起電力が左右で相殺し復元力を生じないが, 変位が生じたときは復元力が左右の力の和(null flux法)となるように配線されている。地上コイルには三相交流 2ϕ が給電され, 車上コイル電流との間に推進力を生じる。

列車進行方向(X 方向)に向って左側の1個の地上コイルに注目し, その中心を座標の原点 O にとる。1個の車上コイルの中心を P として, P は点(x, y, z)にあるとする。左側の車上コイルと地上コイルのギャップ長 y_L ならびに右側のギャップ長 y_R は

$$y_L = y = y_0 + y_1, \quad y_R = y_0 - y_1 \quad (4.1)$$

となる。ここで、 y_0 は平均ギャップ長、 y_1 は Y 方向の変化分である。

左右の車上コイルの極性が異なる場合を考える。左右の地上コイル1個に鎖交する磁束 ϕ_L と ϕ_R を二重フーリエ積分で表わし、 X 方向について周期的であることより積分を級数に変えたと

$$\phi_L = \sum_{m=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} B(m, \alpha) \cos \alpha_m x \cos \alpha z \left[\exp(-\sqrt{\alpha_m^2 + \alpha^2} y_L) - \exp\{-\sqrt{\alpha_m^2 + \alpha^2} (h + y_R)\} \right] d\alpha \quad (4.2)$$

$$\phi_R = \sum_{m=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} B(m, \alpha) \cos \alpha_m x \cos \alpha z \left[-\exp(-\sqrt{\alpha_m^2 + \alpha^2} y_R) + \exp\{-\sqrt{\alpha_m^2 + \alpha^2} (h + y_L)\} \right] d\alpha \quad (4.3)$$

となる。ここで、 $B(m, \alpha)$ は m と α の関数、 $\alpha_m = (\pi / \ell_2) m$ であり、 ℓ_2 は車上コイルピッチ、 $m = 0, 1, 2, \dots$ である。 z は平衡浮上高からの変位である。左右車上コイルを循環する誘起電流 i_c は回路方程式

$$2L \frac{di_c}{dt} + 2R i_c = -\frac{d(\phi_L + \phi_R)}{dt} \quad (4.4)$$

より求まる。ここで L, R は地上コイル1個のインダクタンスおよび抵抗である。

さて、車上コイルが交番極性をもって配列されている場合には、磁束 ϕ_L, ϕ_R の $m=0$ に相当する成分（直流分）がない。それゆえ (4.2), (4.3) 式において $\cos \alpha m x$ の代わりに $\exp(j \alpha m x)$ とおけば、磁束 ϕ_L, ϕ_R の複素表示形 Φ_L, Φ_R が得られる。磁束 Φ_L, Φ_R を $y=y_0$ 付近で線形化して加えると、 $\Phi_L + \Phi_R$ は

$$\begin{aligned} \Phi_L + \Phi_R = \sum_{m=1}^{\infty} \exp(j \alpha m x) \int_{-\infty}^{\infty} (-2 \beta_m y_1) B(m, \alpha) \left[\exp(-\beta_m y_0) \right. \\ \left. + \exp\{-\beta_m (h + y_0)\} \right] d\alpha \end{aligned} \quad (4.5)$$

となる。 $\Phi_L + \Phi_R$ を (4.4) 式に代入すれば、 i_c の複素表示形 I_c は 3.3.2 項における (3.15) 式と同様に時間についての二階微分以上の項を無視して

$$\begin{aligned} I_c = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{L} \exp(j \alpha m x) \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{j \alpha m v_x}{1/\tau + j \alpha m v_x} \beta_m y_1 + \frac{1/\tau \beta_m v_y}{(1/\tau + j \alpha m v_x)^2} \right\} \\ \times B(m, \alpha) \left[\exp(-\beta_m y_0) + \exp\{-\beta_m (h + y_0)\} \right] d\alpha \end{aligned} \quad (4.6)$$

となる。ここで $v_x = dx/dt, v_y = dy_1/dt, \beta_m$

$= \sqrt{\alpha_m^2 + \alpha^2}$, $\tau = L/R$ であり, $z=0$ である。左右の地上コイルを流れる電流 i_L と i_R は推進電流を $2i_p$ として

$$i_L = i_p - i_c, \quad i_R = i_p + i_c \quad (4.7)$$

となる。1個の地上コイルがあるとき車両に働く案内方向の力 F_{yL} と F_{yR} は左と右でそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} F_{yL} &= -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ (I_p - I_c) \frac{\partial \Phi_L^*}{\partial y} \right\} \\ F_{yR} &= -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ -(I_p + I_c) \frac{\partial \Phi_R^*}{\partial y} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (4.8)$$

となる。ここで, I_p, I_c はそれぞれ電流 i_p, i_c の複素表示, $*$ は複素共役を示す。左右1対の地上コイルがあるとき車両に働く案内方向の力 F_y は

$$\begin{aligned} F_y &= F_{yL} + F_{yR} \\ &= -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ I_p \left(\frac{\partial \Phi_L^*}{\partial y} - \frac{\partial \Phi_R^*}{\partial y} \right) - I_c \left(\frac{\partial \Phi_L^*}{\partial y} + \frac{\partial \Phi_R^*}{\partial y} \right) \right\} \quad (4.9) \end{aligned}$$

となり, 進行方向の力 F_x は同様にして

$$F_x = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ I_p \left(\frac{\partial \Phi_L^*}{\partial x} - \frac{\partial \Phi_R^*}{\partial x} \right) - I_c \left(\frac{\partial \Phi_L^*}{\partial x} + \frac{\partial \Phi_R^*}{\partial x} \right) \right\} \quad (4.10)$$

となる。(4.9)式において電流 i_c と $\partial\phi_L/\partial y$, $\partial\phi_R/\partial y$ とは, 中高速走行時において X 方向につき同位相となり案内方向の力を発生する。(4.10)式において電流 i_p と $\partial\phi_L/\partial x$, $\partial\phi_R/\partial x$ とは同位相のとき最大推力あるいは最大ブレーキ力を発生する(実際にはこの付近で運転する)。 $\partial\phi_L/\partial y$, $\partial\phi_R/\partial y$ と $\partial\phi_L/\partial x$, $\partial\phi_R/\partial x$ とは位相が $\pi/2$ ずれ, i_p と $\partial\phi_L/\partial y$, $\partial\phi_R/\partial y$, あるいは i_c と $\partial\phi_L/\partial x$, $\partial\phi_R/\partial x$ とは位相がやはり $\pi/2$ ずれる。それゆえ(4.9)式の第1項と(4.10)式の第2項は零となり, 推進電流 i_p は案内方向の力 F_y に寄与しないし, 誘起電流 i_c は進行方向の力 F_x に寄与しない。

1 対の地上コイルがあるとき車両に働く案内力 F_y は $y = y_0$ 付近で

$$F_y = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{2L} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{(d_m v_x)^2}{(1/\tau)^2 + (d_m v_x)^2} B_m y_1 + \frac{(1/\tau)^2 - (d_m v_x)^2}{\{(1/\tau)^2 + (d_m v_x)^2\}^2} \frac{B_m v_y}{\tau} \right] \\ \times B(m, \alpha) \left\{ \exp(-B_m y_0) + \exp\{-B_m (h + y_0)\} \right\} d\alpha \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} (-2) B_m B(m, \alpha) \left\{ \exp(-B_m y_0) + \exp\{-B_m (h + y_0)\} \right\} d\alpha \quad (4.11)$$

となる。(4.11)式において y_1 に比例する力は復元力 F_{yr} であり,ばね定数 K は $K = (-1) F_{yr} / y_1$ で与えられ, v_y に比例する力はダンピング力 F_{yd} であり,ダンピング係数 η は $\eta = (-1) F_{yd} / v_y$ で与えられる。(4.11)式より案内方向の復元力は得られるが,ダンピング係数が中高速領域で負となり,ダンピング係数は車両振動を減衰させないばかりか,むしろ助長する向きに働くことがわかる。それゆえ,ダンピング力を得るために能動ダンピングあるいは受動ダンピングなどの補助的なダンピング装置が必要となる。ここでは第3章において提案した同極性をもって車上コイルを配列する方法を応用することにより,案内方向のダンピングを得ることを考える。

同極性に配列した車上コイルを用いて案内方向のダンピングを得るには二通りの方法が考えられる。一つは推進案内用車上コイルを同極性に配列する方法であり,コイル面に垂直方向の運動におけるダンピング効果を用いる。他の一つは支持用の車上コイルを同極性に配列する方法であり,コイル面に平行方向の運動に

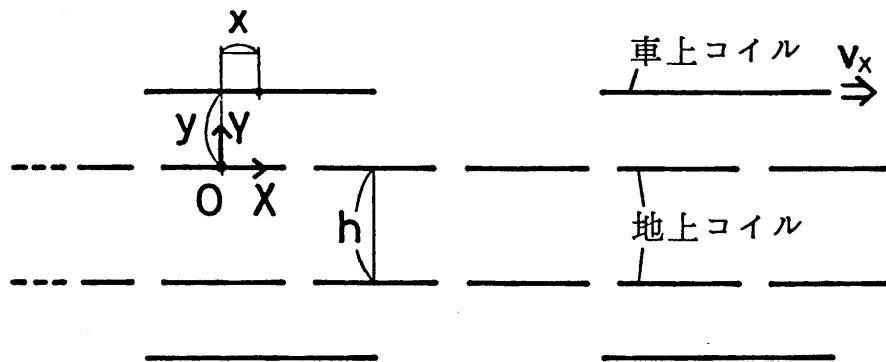
おけるダンピング効果を用いる。以下ではそれらの方法につき論じる。

4.2.2 同極性車上界磁形推進案内併用方式

同極性で配列した車上界磁をもつ推進案内併用方式（以下同極性車上界磁形と略す）のコイル配置を第4.2図に示す。地上コイル配置は第4.1図と同一であるが、車上コイルの配置は異なり、長さ c を l_2 に等しくとり、ピッチ $2l_2$ で同極性に励磁され車上に積載される。左右地上コイルの鎖交磁束 ϕ_L と ϕ_R の X 方向についての交流分（(4.2), (4.3)式の $m \geq 1$ の成分）による案内方向の力は、前述と同様にして求まる。

同極性車上界磁の場合にのみ存在する鎖交磁束の X 方向についての直流分（(4.2), (4.3)式の $m=0$ の成分）について考える。磁束 ϕ_L と ϕ_R の直流分 ϕ_{L0} と ϕ_{R0} は(4.2), (4.3)式より

$$\left. \begin{aligned} \phi_{L0} &= \int_{-\infty}^{\infty} B(0, \alpha) \left[\exp(-\alpha y_L) - \exp\{(-\alpha)(h + y_R)\} \right] d\alpha \\ \phi_{R0} &= \int_{-\infty}^{\infty} B(0, \alpha) \left[-\exp(-\alpha y_R) + \exp\{(-\alpha)(h + y_L)\} \right] d\alpha \end{aligned} \right\} (4.12)$$



第 4.2 図 同極性車上界磁形推進案内
併用方式のコイル配置図

となる。ここで $z=0$ とし，左右の車上コイルの極性は異なる場合を考える。左右地上コイルを循環する電流 i_{co} は回路方程式

$$2L \frac{di_{co}}{dt} + 2R i_{co} = - \frac{d(\phi_{L0} + \phi_{R0})}{dt} \quad (4.13)$$

より求まる。車両が案内方向に固有振動数 f_n で平均ギャップ長 $y = y_0$ の付近を振動するとき，電流 i_{co} は

$$i_{co} = \frac{-1}{2L} \frac{\partial(\phi_{L0} + \phi_{R0})}{\partial y} \left\{ \frac{1/\tau}{\omega^2 + (1/\tau)^2} v_y + \frac{\omega^2}{\omega^2 + (1/\tau)^2} y_1 \right\} \quad (4.14)$$

となる。ここで $\omega = 2\pi f_n$ ， $\tau = L/R$ であり， $\partial(\phi_{L0} + \phi_{R0})/\partial y$ は $y = y_0$ 付近で線形化して

$$\frac{\partial(\phi_{L0} + \phi_{R0})}{\partial y} = \int_{-\infty}^{\infty} B(0, \alpha \chi - 2\alpha) \{ \exp(-\alpha y_0) + \exp\{-\alpha(h + y_0)\} \} d\alpha \quad (4.15)$$

となる。左右の地上コイルがあるとき車両に働く案内方向の力 f_{yL0} と f_{yR0} はそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} f_{yL0} &= -(i_L - i_{co}) \partial \phi_{L0} / \partial y \\ f_{yR0} &= (i_R + i_{co}) \partial \phi_{R0} / \partial y \end{aligned} \right\} \quad (4.16)$$

となる。1対の地上コイルがあるとき車上コイルに働く案内方向の力 f_{y0} は

$$f_{y0} = f_{yL0} + f_{yR0}$$

$$= -i_L \left(\frac{\partial \phi_{L0}}{\partial y} - \frac{\partial \phi_{R0}}{\partial y} \right) + i_{C0} \left(\frac{\partial \phi_{L0}}{\partial y} + \frac{\partial \phi_{R0}}{\partial y} \right) \quad (4.17)$$

となる。第1項は時間平均すれば零となり、結局、

F_{y0} は

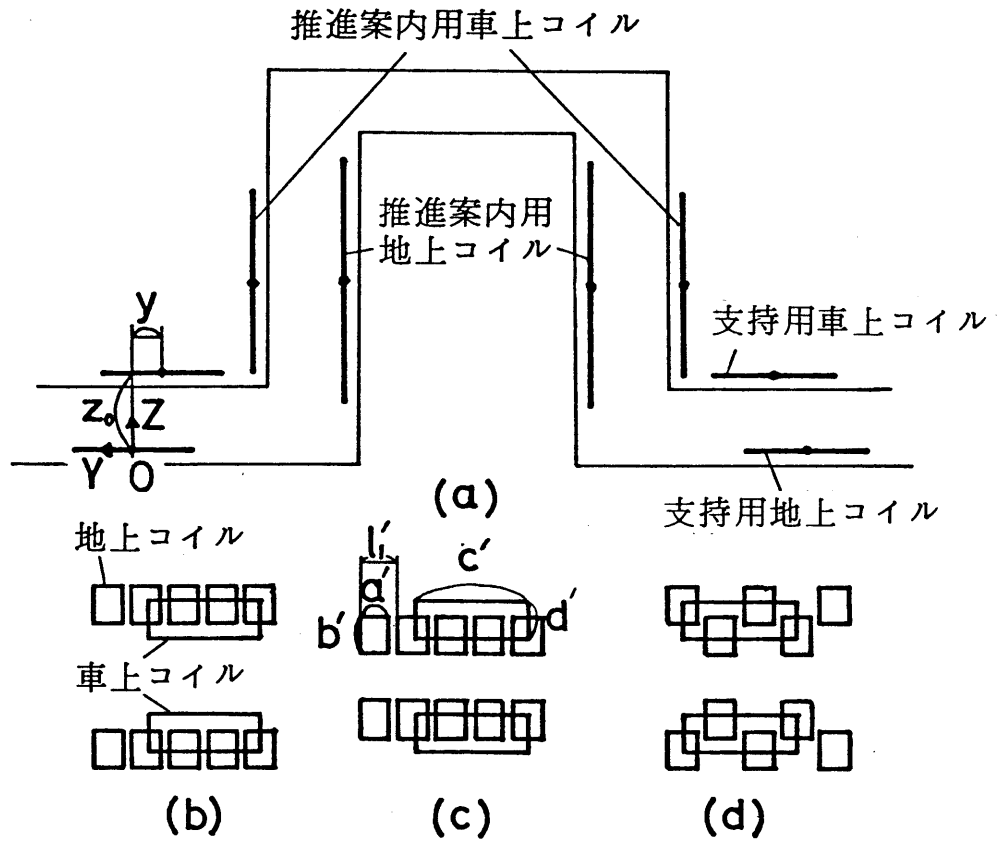
$$F_{y0} = \frac{-1}{2L} \left\{ \frac{\partial (\phi_{L0} + \phi_{R0})}{\partial y} \right\}^2 \left\{ \frac{1/\tau}{\omega^2 + (1/\tau)^2} v_y + \frac{\omega^2}{\omega^2 + (1/\tau)^2} y_1 \right\} \quad (4.18)$$

となる。(4.18)式において、 $\phi_{L0} + \phi_{R0}$ によるダンピング力は負であるのでダンピング係数は正となり、列車速度 v_x にかかわらず一定値をとることがわかる。

磁束 ϕ_L と ϕ_R の交流分と直流分とにより生じる案内方向の力を加えれば、1対の地上コイルがあるとき車両に働く案内力が求まる。

4.2.3 同極性支持用車上界磁をもつ交番極性車 上界磁形推進案内併用方式

この方法は案内方向のダンピングを得るために、支持系の車上コイルを同極性をもって配列し、案内方向の運動により生じるダンピング力を用いるものである。第4.3図に支持系のコイル配置をも示す。第4.3図(a)



第 4.3 図 同極性支持用車上界磁をもつ交番極性車上界磁形推進案内併用方式のコイル配置図

は進行方向に向って見たコイル配置であり，支持用車
 上コイルと地上コイルの中心は案内方向に $y = y_0$ だけ
 ずらせて設置するものとする。同図(b)は上方から見
 たものであり(c),(d)はその変形である。第4.3図(b)~(d)
 に示された三つの方法はどれも同じ復元力とダンピン
 グ力を生じる。地上コイルは長さ a' ，幅 b' であり，
 コイルピッチ l_1' をもって地上に布設され，車上コイ
 ルは長さ c' ，幅 d' であり，コイルピッチ $2l_2'$ で
 車上に積載される。

案内方向の運動により地上コイルに電流を誘起する
 が，支持方向の力は一定となるように地上コイルを配
 置する。支持方向の変位により，案内方向の力はほと
 んど生じないと考えられる。それゆえ以下では案内方
 向の運動のみを仮定して議論を進める。

一つの支持用地上コイルに注目し，それに鎖交する
 磁束を ϕ' とすると， ϕ' は

$$\phi' = \sum_{m=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} B'(m, \gamma) \cos \alpha m x \cos \gamma y \exp(-\sqrt{\alpha m^2 + \gamma^2} z) d\gamma \quad (4.19)$$

となる。ここで， $B'(m, \gamma)$ は m と γ の関数， αm

$=(\pi/l_2)m$ であり, $m=0, 1, 2, \dots$ である。

以下では支持系の記号を示す「'」を簡単のため省略する。まず $m=0$ の場合を考える。鎖交磁束 ϕ の $m=0$ の成分を ϕ_0 とすると, ϕ_0 は

$$\phi_0 = \int_{-\infty}^{\infty} B(0, \sigma) \cos \sigma y \exp(-\sigma z) d\sigma \quad (4.20)$$

となる。地上コイルの回路方程式は

$$L \frac{di_0}{dt} + R i_0 = -\frac{d\phi_0}{dt} \quad (4.21)$$

となる。ここで, L は支持用地上コイルの自己インダクタンス, R は抵抗である。車両が固有振動数 f_n で車上コイル・地上コイルのずれ $y=y_0$ の付近を案内方向に振動するとき, 電流 i_0 は

$$i_0 = -\frac{1}{L} \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial y} \right) \left\{ \frac{1/\tau}{\omega^2 + (1/\tau)^2} v_y + \frac{\omega^2}{\omega^2 + (1/\tau)^2} y_1 \right\} \quad (4.22)$$

となる。ここで, $\omega = 2\pi f_n$, $\tau = L/R$ である。地上コイル1個のとき車両に働く案内力 F_{y0} は

$$F_{y0} = f_{y0} = i_0 \frac{\partial \phi_0}{\partial y}$$

$$= -\frac{1}{L} \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial y} \right)^2 \left\{ \frac{1/\tau}{\omega^2 + (1/\tau)^2} v_y + \frac{\omega^2}{\omega^2 + (1/\tau)^2} y_1 \right\} \quad (4.23)$$

となる。ここで、 $\partial \phi_0 / \partial y$ は $y = y_0$ 付近で線形化して

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial y} = \int_{-\infty}^{\infty} B(0, \gamma) (-\gamma) (\sin \gamma y_0 + \gamma \cos \gamma y_0 y_1) \exp(-\gamma z) d\gamma \quad (4.24)$$

となる。

磁束 ϕ の $m=1$ の成分 ϕ_1 は次式のようにになる。

$$\phi_1 = \cos \alpha_1 x \int_{-\infty}^{\infty} B(1, \gamma) \cos \gamma y \exp(-\sqrt{\alpha_1^2 + \gamma^2} z) d\gamma \quad (4.25)$$

磁束 ϕ_1 を $y = y_0$ 付近で線形化し回路方程式

$$L \frac{d i_1}{d t} + R i_1 = - \frac{d \phi_1}{d t} \quad (4.26)$$

に代入して電流 i_1 を求める。 i_1 の複素表示 I_1 は前述と同様に時間についての二階微分以上の項を無視して

$$I_1 = \frac{-1}{L} \exp(j \alpha_1 x) \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{j \alpha_1 v_x}{1/\tau + j \alpha_1 v_x} (\cos \gamma y_0 - \gamma \sin \gamma y_0 y_1) \right. \\ \left. - \frac{1/\tau \gamma \sin \gamma y_0}{(1/\tau + j \alpha_1 v_x)^2} v_y \right\} B(1, \gamma) \exp(-\beta_1 z) d\gamma \quad (4.27)$$

となる。ここで、 $\beta_1 = \sqrt{\alpha_1^2 + \tau^2}$ である。地上コイル
1個のとき、車両に働く X, Y, Z 方向の力 F_{x1} ,
 F_{y1} , F_{z1} は次式により求まる。

$$\left. \begin{aligned} F_{x1} &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ I_1 \frac{\partial \Phi_1^*}{\partial x} \right\} \\ F_{y1} &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ I_1 \frac{\partial \Phi_1^*}{\partial y} \right\} \\ F_{z1} &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ I_1 \frac{\partial \Phi_1^*}{\partial z} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (4.28)$$

ここで Φ_1 は磁束 ϕ_1 の複素表示、* は複素共役を
示す。

$m \geq 2$ の場合も同様にして求まる。結局、X 方
向の抗力 F_x は

$$F_x = \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m \frac{1}{2L} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha_m v_x / \tau}{(1/\tau)^2 + (\alpha_m v_x)^2} \cos \tau y_0 B(m, \tau) \exp(-\beta_m z_0) d\tau$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} \alpha_m \cos \tau y_0 B(m, \tau) \exp(-\beta_m z_0) d\tau \quad (4.29)$$

となる。Y 方向の復元力 F_{yr} は

$$F_{yr} = \frac{-1}{L} \frac{\omega^2}{\omega^2 + (1/\tau)^2} y_1 \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} (-\tau) \sin \tau y_0 B(0, \tau) \exp(-\tau z_0) d\tau \right\}^2$$

$$+ \sum_{m=1}^{\infty} \frac{-1}{2L} \frac{(\alpha_m v_x)^2}{(1/\tau)^2 + (\alpha_m v_x)^2} y_1 \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \cos \tau y_0 B(m, \tau) \exp(-\beta_m z_0) d\tau \right\}^2$$

$$\begin{aligned}
& \times \int_{-\infty}^{\infty} -\delta^2 \cos \delta y_0 B(m, \delta) \exp(-\beta_m z_0) d\delta \\
& + \int_{-\infty}^{\infty} \delta \sin \delta y_0 B(m, \delta) \exp(-\beta_m z_0) d\delta \\
& \times \int_{-\infty}^{\infty} \delta \sin \delta y_0 B(m, \delta) \exp(-\beta_m z_0) d\delta \} \quad (4.30)
\end{aligned}$$

となる。Y 方向のダンピング力 F_{yd} は

$$\begin{aligned}
F_{yd} = & \frac{-1}{L} \frac{1/\tau}{\omega^2 + (1/\tau)^2} v_y \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} (-\delta) \sin \delta y_0 B(0, \delta) \exp(-\delta z_0) d\delta \right\}^2 \\
& + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{2L} \frac{(1/\tau)^2 - (dm v_x)^2}{\{(1/\tau)^2 + (dm v_x)^2\}^2} v_y \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\delta \sin \delta y_0}{\tau} B(m, \delta) \exp(-\beta_m z_0) d\delta \\
& \times \int_{-\infty}^{\infty} (-\delta) \sin \delta y_0 B(m, \delta) \exp(-\beta_m z_0) d\delta \quad (4.31)
\end{aligned}$$

となる。Z 方向の支持力 F_z は

$$\begin{aligned}
F_z = & \sum_{m=1}^{\infty} \frac{-1}{2L} \frac{(dm v_x)^2}{(1/\tau)^2 + (dm v_x)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \cos \delta y_0 B(m, \delta) \exp(-\beta_m z_0) d\delta \\
& \times \int_{-\infty}^{\infty} (-\beta_m) \cos \delta y_0 B(m, \delta) \exp(-\beta_m z_0) d\delta \quad (4.32)
\end{aligned}$$

となる。

ばね定数 K は, (4.30)式より地上コイルと車上コイルのずれ y_0 が零のとき第1項と第3項の成分が零となり, 第2項より生じる成分が負値となるのでやは

り負値となり最小値をとる。 y_0 が増すにしたがい、第1項と第3項の成分が正値となり増加して、ばね定数 K は零に近づき、やがて正値となる。それゆえ y_0 が小のとき車両は案内方向に平衡点をもたないことがわかる。

ダンピング係数 η は、(4.31)式より列車速度 v_x が増すにしたがい磁束の直流分による正値の成分が交流分による成分に比べてはるかに大になるので正値となり、かつすれ y_0 の値が増すほど増大することがわかる。

以上のようにすれ y_0 が小のときは、同極性支持用車上界磁をもつ支持コイル系ではダンピング力は得られるが復元力は得られない。それゆえ、過大な復元力は得られるがダンピング力の得られない交番極性車上界磁形推進案内併用方式(4.3.1項参照)と組み合わせて使用することが考えられる。交番極性車上界磁形の理論は4.2.1項ですでに示した。

4.3 数値計算例

前節で示した理論にしたがって実車モデルを用いた数値計算例を示す。実車モデルの諸元の数値を推進案内コイル系については第4.1表に示し、支持コイル系については第4.2表に示す。

4.3.1 交番極性車上界磁形推進案内併用方式

第4.4図は、従来の交番極性車上界磁形について1車両あたりのばね定数 K とダンピング係数 η の速度特性を示す。車上コイルの左右の極性が同じ場合と異なる場合（図に左右同極性および異極性と記す）があり、ばね定数 K はどちらの場合でも速度 500 km/h で 2 t/cm 以上の値が得られる。左右同極性の場合には異極性の場合に比べて、ばね定数 K は 80% に減少するが、地上コイルの鎖交磁束は増すので推力は増加する。

ダンピング係数 η は *null flux* 法を用いない場合と同様に速度 100 km/h 以下の低速では正值をとるが、速度が増すにつれて負値となり、 170 km/h 付近で最小値をとり、のちしだいに零に近づく。速度 500 km/h では $-(0.5 \sim 0.7) \text{ t/m/s}$ 程度となる。車上コイル

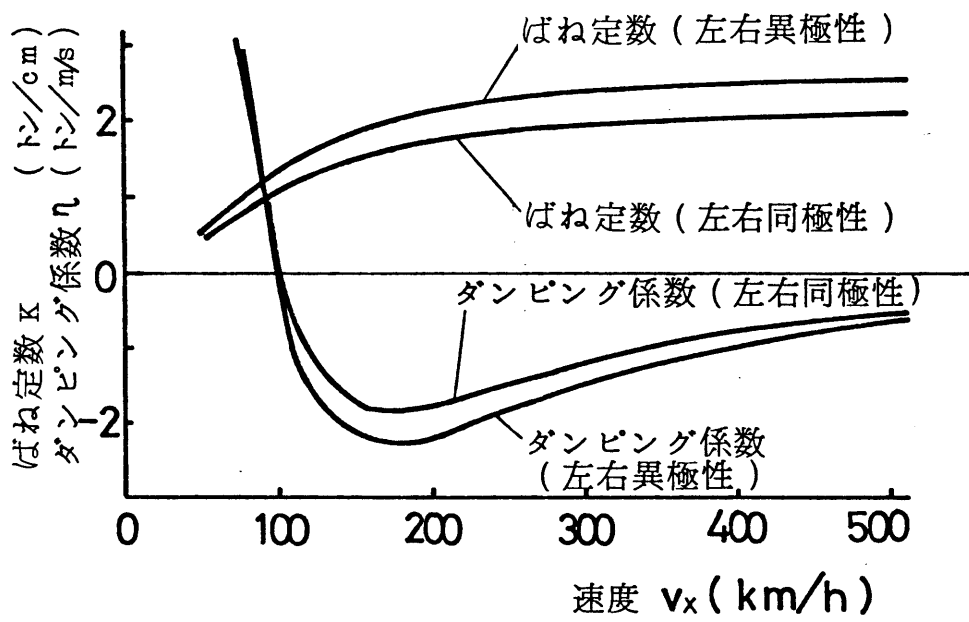
第4.1表 諸元の記号と数値
(推進案内併用コイル系)

地上コイル	長さ	$a = 3.2$	m
	幅	$b = 0.8$	m
	ピッチ	$l_1 = 4.0$	m
	地上コイル対間	$h = 1.2$	m
	巻数	$n = 15$	回 (20 回)
	抵抗	$R = 17.7$	$m\Omega$ (44 $m\Omega$)
	自己インダクタンス	$L = 1.21$	mH (2.1 mH)
	時定数	$\tau = 0.068$	s (0.048 s)
車上コイル	長さ	$c = 4.0$	m (6.0 m)
	幅	$d = 0.6$	m
	ピッチ	$l_2 = 6.0$	m (12.0 m)
	起磁力	$I_s = 450$	kAT (500 kAT)
車両	地上コイル対数	6個/両	
	車上コイル対数	4個/両 (2個/両)	
	案内方向ギャップ長	$y_0 = 0.3$	m
	平衡浮上高	$z_0 = 0.25$	m
	車両重量	$M = 30$	トン
	固有振動数	$f_n = 1$	Hz (時速 500 km のとき) 1 Hz

() 内同極性車上界磁形

第4.2表 諸元の記号と数値
(支持コイル系)

地上コイル	長さ	$a' = 1.6$	m
	幅	$b' = 0.4$	m
	ピッチ	$l_1' = 2.0$	m
	巻数	$n' = 120$	回
	抵抗	$R' = 190$	m Ω
	自己インダクタンス	$L' = 25$	mH
	時定数	$\tau' = 0.13$	s
車上コイル	長さ	$c' = 6.0$	m
	幅	$d' = 0.4$	m
	ピッチ	$2l_2' = 12.0$	m
	起磁力	$I_s' = 500$	kAT
車両	地上コイル数	24個/両	
	車上コイル数	8個/両	
	平衡浮上高	$z_0 = 0.25$	m
	案内方向のずれ	$y_0' = -0.11$	m
	車両重量	$M = 36.1$	トン
	固有振動数	$f_n = 1$	Hz



第 4.4 図 ダンピング係数とばね定数の速度特性
(交番極性車 upper 磁形)

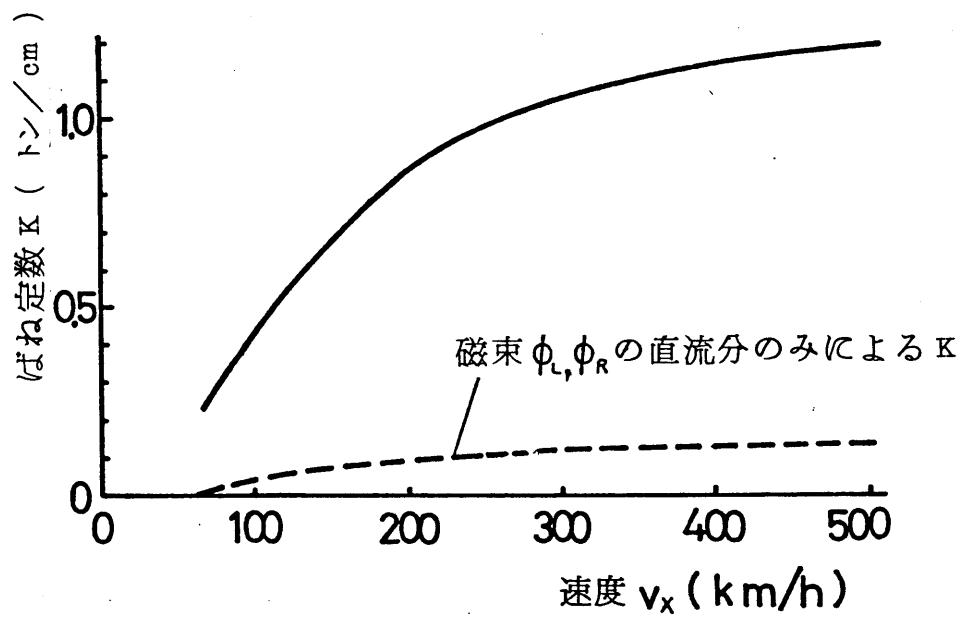
が左右同極性の場合には異極性の場合に比べて負の絶対値はやはり減少する。

このように，null flux法を用いた交番極性車上界磁形推進案内併用方式は案内方向の復元力は十分得られるが，磁気ダンピングに関しては中高速領域でダンピング係数が負になることがわかる。

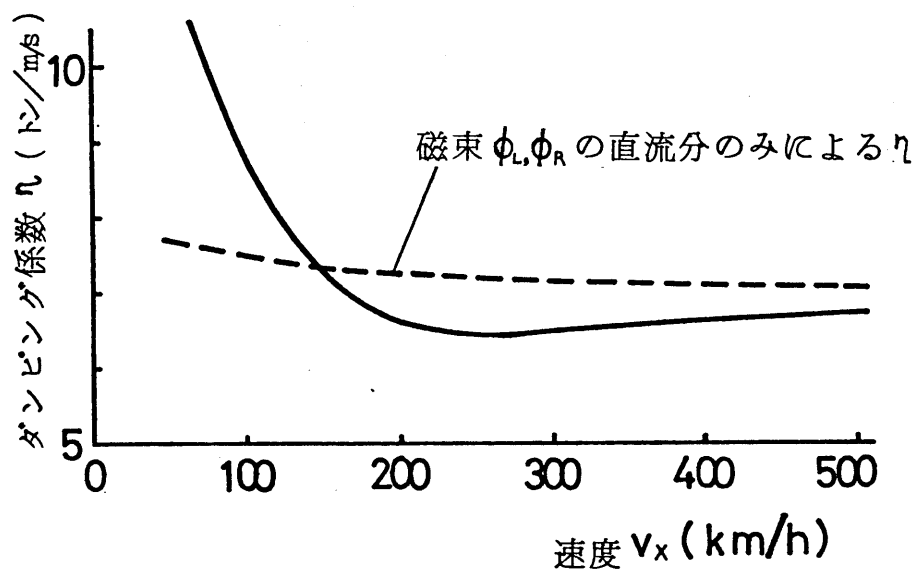
4.3.2 同極性車上界磁形推進案内併用方式

推進案内用として同極性車上界磁を用いたときの1車両あたりのばね定数 K とダンピング係数 η の速度特性を第4.5図，第4.6図にそれぞれ示す。ここで車上コイルは左右異極性とする。第4.5図よりばね定数 K は速度が増すにしたがい急速に増加し高速になると一定値に近づくことがわかる。速度 500 km/h のときは 1.2 t/cm 程度となる。ばね定数には磁束 ϕ_L と ϕ_R の X 方向についての直流分はあまり寄与しない。

ダンピング係数 η は，第4.6図に示すように低速域では速度が増すにしたがい急激に減少し， 250 km/h 付近で最小値 6.5 t/m/s をとり，中速域をすぎる



第 4.5 図 ばね定数の速度特性
(同極性車 upper 磁形)

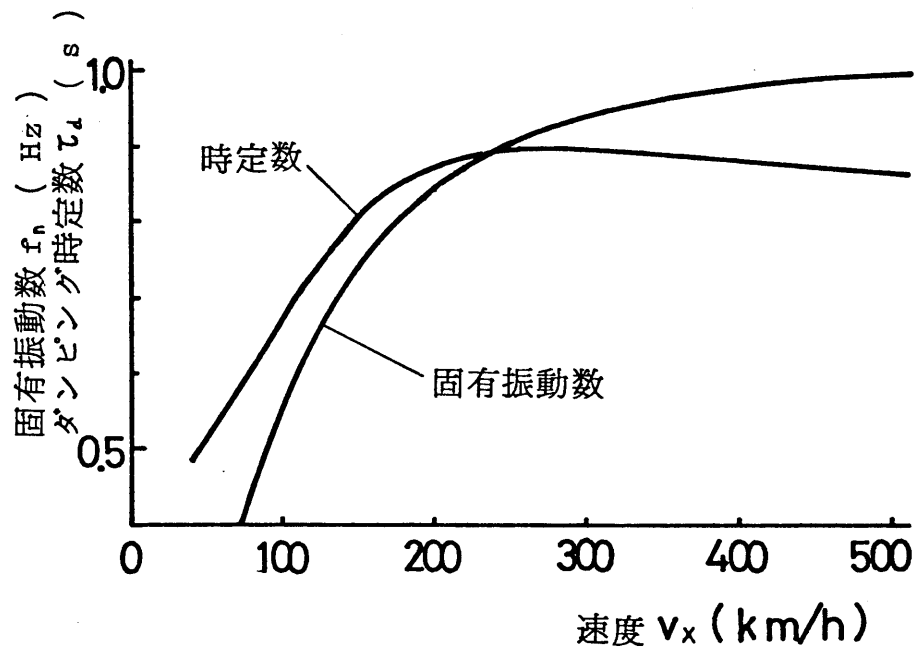


第 4.6 図 ダンピング係数の速度特性
(同極性車上界磁形)

と増加しはじめ一定値に近づく。速度 500 km/h では 6.7 t/m/s 程度のダンピング係数が得られる。また磁束 ϕ_L と ϕ_R の直流分はダンピング係数に大きく影響することがわかる。

第4.5図, 第4.6図で示したばね定数とダンピング係数が得られるときの固有振動数 f_n とダンピング時定数 τ_d の速度特性を第4.7図に示す。固有振動数 f_n は速度が増すにしたがい急速に増加し, しいに一定値に近づく。速度 500 km/h のとき f_n は 1 Hz となる。ダンピング時定数 τ_d は速度が増すにしたがいやはり急速に増加し, 250 km/h 付近で最大値 0.9 秒をもち, 高速域では, ゆるやかに減少する。どのような速度においても, ダンピング時定数は 1 秒以下である。国鉄の宮本氏⁽⁸⁾によれば, 上下(支持)方向のダンピング時定数を 1 秒とするときには, 案内方向のダンピング時定数も 1 秒程度である必要がある。したがって, 同極性車上界磁形推進案内併用方式により安定な案内特性が得られることがわかる。

交番極性車上界磁形においては車上コイル長は車上



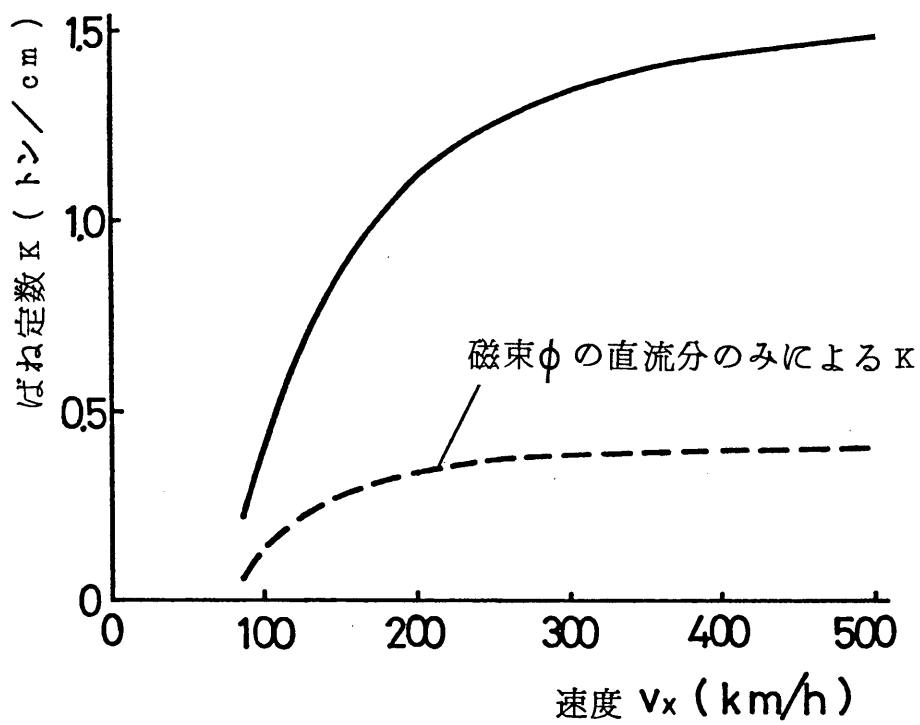
第 4.7 図 固有振動数とダンピング時定数の速度特性
(同極性車上界磁形)

コイルピッチに近いが、同極性車上界磁形においては車上コイル長は車上コイルピッチの約 $1/2$ である。それゆえ同一推力を得るためには後者の車上コイル起磁力は前者の約2倍にすることを要する。

4.3.3 同極性支持用車上界磁をもつ交番極性車上界磁形推進案内併用方式

この方式では、支持用として同極性車上界磁を用いたときに案内方向の運動により生じるダンピング力を用いるものであり、復元力はずれ y_0 が小的时候はばね定数が負となり期待できない。そこで推進案内併用方式を用いて案内方向の復元力を得る必要がある。ここでは、車上コイルが左右同極性の場合の交番極性車上界磁形推進案内併用方式を用い、4.3.1項で求めた結果を利用する。

支持コイル系と推進案内併用コイル系とを同時に考えた場合の1車両あたりのばね定数 K の速度特性を第4.8図に示す。図よりばね定数 K は速度 100 km/h 付近で急速に増加しはじめ、しだいに一定値に近づく。 500 km/h では約 1.48 t/cm となる。交番極性車上

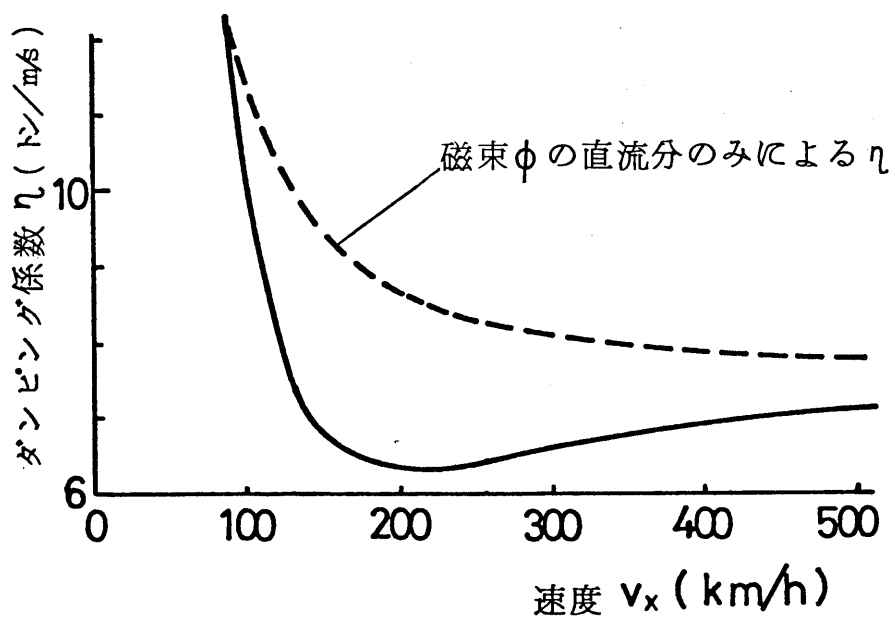


第 4.8 図 ばね定数の速度特性
(同極性支持用車上界磁の場合)

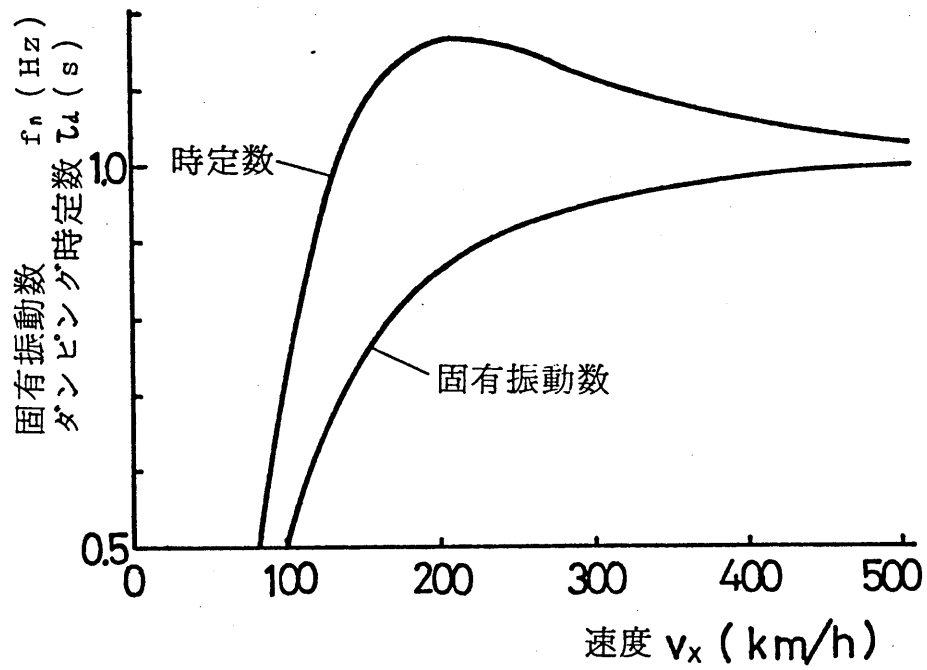
界磁形推進案内併用方式で車上コイルが左右同極性のとき、第4.4図のように速度500 km/h でばね定数は2.11 t/cmであった。したがって支持コイル系では-0.63 t/cmの負のばね定数が存在することになる。交番極性車上界磁形推進案内併用方式により得られるばね定数は、車両重量を30~40 t、固有振動数 f_n を1 Hz とするとき過大であり、支持コイル系の負のばね定数を加えて適当な値にすることが望ましい。

第4.9図にダンピング係数 η の速度特性を示す。速度が増すにつれてダンピング係数は急速に減少し、速度200 km/h 付近で最少値6.3 t/m/s をとり、のちしだいに増加してゆく。500 km/h では7.1 t/m/s となる。支持用地上コイルに鎖交する磁束 ϕ の直流分によるダンピング係数は速度500 km/h で7.8 t/m/s である。

第4.10図にそのときの固有振動数 f_n とダンピング時定数 τ_d の速度特性を示す。固有振動数 f_n は速度100 km/h 付近で急速に増加し、さらに速度が増すにしたがい、しだいにゆるやかに増加する。500 km/h



第 4.9 図 ダンピング係数の速度特性
(同極性支持用車上界磁の場合)



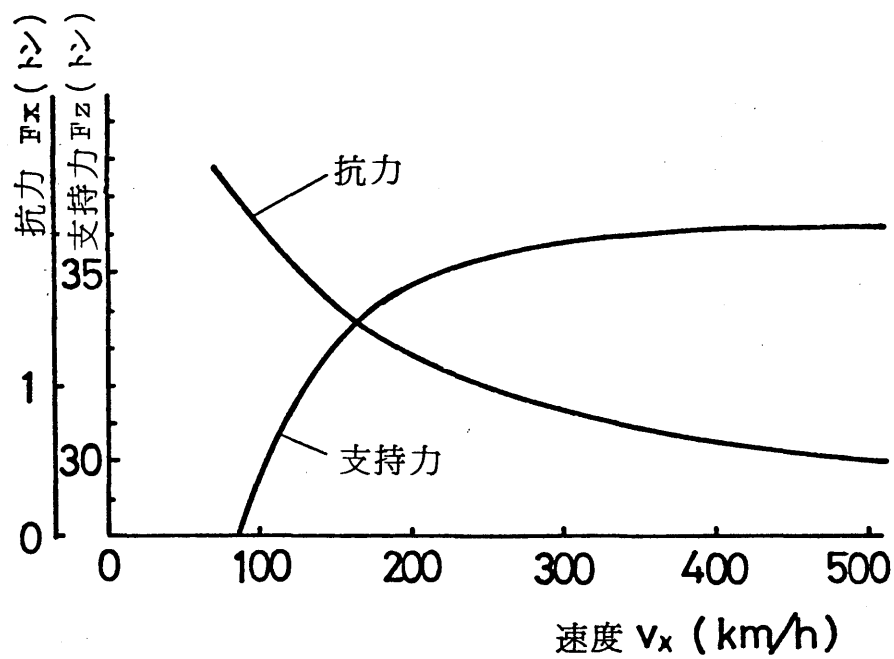
第 4.10 図 固有振動数とダンピング時定数の速度特性
(同極性支持用車上界磁の場合)

のとき 1 Hz となる。ダンピング時定数 τ_d はやはり速度 100 km/h 付近で急速に増加し, 200 km/h で最大値 1.16 秒となる。さらに速度を増すと減少しはじめ, 500 km/h では 1.03 秒となる。よって安定な案内特性が得られることがわかる。

第 4.11 図は, このように中心をずらせて設置した支持用車上コイル・地上コイルにより生じる支持力と抗力の速度特性を示す。支持力は速度 500 km/h で 36.1 t であり, 抗力は 0.5 t である。このときの揚抗比は 72.2 となり実用的な値である。また支持方向の動特性も, 第 3 章で示した計算方法により, ダンピング時定数 1 秒という条件を満足するものであることがわかる。

4.4 結 言

超伝導誘導反発形磁気浮上方式において, null flux 法を用いた推進案内併用方式の案内方向の安定性を調べ, 安定性の改善法として従来の交番極性をもって配列した車上コイルの代わりに同極性をもって配列した車上



第 4.11 図 支持力と抗力の速度特性
 (同極性支持用車上界磁の場合)

コイルを用いる方法を提案した。

一つは推進案内併用コイル系において同極性車上界磁を用いる方法であり、他の一つは支持用コイル系において同極性車上界磁を用い、案内方向の運動によるダンピングを利用する方法である。それらを定常周期解法を用いて解析し、実車モデルを用いて数値計算した結果、次のような結論を得た。

(1) 従来の交番極性車上界磁形推進案内併用方式は案内方向に対して復元力は過大なほどに得られるが、ダンピング力に関してはダンピング係数が中高速領域で負となり、車両振動を助長する向きに力が働く。

(2) 同極性車上界磁形推進案内併用方式は、速度 500 km/h のとき固有振動数が 1 Hz でダンピング時定数は約 0.9 秒となる安定な案内特性が得られる。しかしながら従来のものと同一推力を得るには車上コイルの起磁力を2倍にする必要がある。

(3) 同極性支持用車上界磁を用い、案内方向の運動によるダンピング力を利用する方法は、速度 500 km/h のとき固有振動数で 1 Hz でダンピング時定数は約 1

秒となり、やはり安定な案内特性が得られる。この方法は支持方向についても適当なダンピング力を与える。

(4) 以上のことより null flux法を用いた推進案内併用方式の案内特性の改善には、同極性支持用車上界磁を用い案内方向のダンピング効果を利用する方法が優れていると結論される。

文 献

- (1) 大熊, 雨宮: 超高速列車推進案内併用方式の動特性の改善, 電気学会論文誌 98B-3, p. 267, 昭53
- (2) 大熊, 雨宮: 超高速列車推進案内併用方式の動特性の改善, 昭和52年度電気関係学会東海支部連合大会 136
- (3) 高橋, 他: 超伝導磁気浮上列車の案内と推進について, 昭和49年電気学会全国大会 S. 8-6
- (4) 三浦, 西条: 浮上式鉄道実験線の電気設備 [I], 電気鉄道, 30, 1, p. 3, 昭51
- (5) 中村: 他制式リニアシンクロナスマータ (LSM) の走行特性の検討, 昭和50年電気学会全国大会 860
- (6) 中村: 他制式リニアシンクロナスマータのアクティブダンピングの検討, 昭和51年電気学会全国大会 785
- (7) 西条: 浮上式鉄道の電力変換制御, 鉄道技術研究所講演前刷集, p. 35, 昭51
- (8) 宮本: 磁気浮上車の運動, 鉄道技術研究所講演前刷集, p. 43, 昭51

第5章 総括

将来の高速大量交通機関の一つとして時速500 kmで走行する超高速列車の開発が世界各国で進められている。超高速列車の支持案内には磁気浮上方式がよいといわれ、そのなかで超伝導誘導反発形磁気浮上方式は、大都市を結ぶ長距離列車の支持案内に有望とされている。超伝導誘導反発形磁気浮上方式は1967年に基本形が提唱されて以来、各国で研究が進められ、これまで日本をはじめ西ドイツ、アメリカ、イギリスにおいて実験車の浮上走行に成功した。

日本では運輸省がこの浮上方式による超高速鉄道をナショナルプロジェクトとして採用し、1979年には国が100億円の補助金を出し、長さ40 kmの実験線の建設準備に入る方針を決定した。運輸省では、この超高速鉄道は現在の新幹線に代わる「ネオ新幹線」として都市間大量交通手段になし得るという将来ビジョンをもっている。

この方式は解決すべき多くの問題をもっているが、最も大きなものは浮上車両の安定性の問題であり、系

の磁気ダンピング効果の悪いことが致命的な欠点であるといわれてきた。

本論文は超伝導誘導反発形磁気浮上方式の安定性の問題を取りあげ、安定性を決定する磁気ダンピングの解析と物理的解釈、ならびに支持と案内方向に対する効果的なダンピング付加法の問題を論じたものである。

本論文において、最初に磁気浮上方式の紹介を行ない、次に本研究の必要性を明らかにするため、超伝導誘導反発形磁気浮上方式の実現にとって浮上車両の安定性が重要な問題であることを指摘し、これまでの安定性に関する研究結果と問題点を論じた。その結果、以下の結論を得た。

(1) 安定性を決定する磁気ダンピングについて、中高速走行時に正のダンピングが働くという説と負のダンピングが働くという説の2説があり、明確ではない。

(2) いずれにしても中高速領域ではダンピングが小さく、能動あるいは受動ダンピング等の補助的なダンピング装置を必要とするが、どちらにも問題が多く、新しいダンピング付加法の開発が望まれている。

磁気ダンピングについての不明確さを解決するため、本論文では、まず少数個の車上コイルが通過するときの地上コイルにおける過渡現象という新しい見地から磁気ダンピングの解析を行なった。その結果、以下の結論を得た。

(1) 車上コイルが1個の場合は、すべての速度においてダンピングは正である。しかし複数個の場合は、中高速領域でダンピングは負になる。

(2) 磁気ダンピングが負になることの物理的理由は次のようである。車上コイルが上下方向に速度をもつことにより、地上コイルに誘起される電流成分は一般に第1番目の車上コイルが注目している地上コイル上を通過し去った後に最大値に達する。たとえば時速500 km のとき、この最大値は上記地上コイル上を第2番目の車上コイルが通過するときに生じる。第1番目の車上コイルに対しては正、第2番目の車上コイルに対しては負のダンピングが働くが、力の絶対値は後者の方が大である。第3番目と第4番目、…についても同様である。それゆえ合計したダンピングは負にな

る。

(3) 磁気ダンピングに関する列車端部効果は、第1番目の車上コイルには正のダンピングが働き、第2番目の車上コイルにはそれより絶対値の大きな負のダンピングが働く効果として現われる。この端部効果は高速領域では比較的長く残る。

このようにして磁気ダンピングについて得られた結果を用いて、能動ダンピングや受動ダンピングに代わる新しいダンピング付加法の考案を試みた。その結果、同一極性に励磁した支持用車上コイルをもつ超伝導誘導反発形磁気浮上方式の着想を得た。これを定常周期解法を用いて解析し、以下の結論を得た。

同極性支持用車上コイルをもつ超伝導誘導反発形磁気浮上方式は次の特徴をもつ。

(1) 支持力、抗力、揚抗比は車上コイルの起磁力が半分である従来の交番極性車上コイルの場合と変わらない。

(2) ダンピング係数はつねに正であり、交番極性車上コイルの場合と異なり安定な系である。

(3) ダンピング係数の大きさはダンピング時定数を1秒とするために必要な値よりも大きくでき、十分なダンピングが得られる可能性がある。

(4) 同じ支持力を得るには車上コイルの起磁力を交番極性車上コイルの場合の2倍にする必要がある。

(5) 磁気しゃへい、端部効果の問題がある。

以上は支持方向についての議論であるが、完全浮上のためには案内方向の安定性も重要な問題である。そこで有望な案内方法である null flux 法を用いた推進案内併用方式について案内方向の安定性を検討した。定常周期解法を用いて解析し、中高速領域においてやはりダンピングが負になることを明らかにした。ダンピング付加法として同極性車上コイルを用いる方法を二通り提案し、定常周期解法を用いて解析し、以下の結論を得た。

(1) 従来の交番極性車上界磁形推進案内併用方式は案内方向に対して復元力は過大なほど得られる。しかしダンピング力についてはダンピング係数が中高速域で負となり、車両振動を助長する向きに力が働く。

(2) 同極性車上界磁形推進案内併用方式は、時速500 km でダンピング時定数が約0.9秒となり、安定な案内特性が得られる。しかしながら従来のものと同一推力を得るには車上コイルの起磁力を2倍にする必要がある。

(3) 同極性支持用車上コイルを用い、案内方向の運動によるダンピング力を利用する方法は、時速500 km でダンピング時定数が約1秒となり、安定な案内特性が得られる。この方法は支持方向についても適当なダンピングを与える。

(4) したがって、推進案内併用方式の案内方向の安定性の改善には、同極性支持用車上コイルを用いる方法が優れているといえる。

以上、本研究で得られた主な研究成果を述べた。

超伝導誘導反発形磁気浮上方式を用いた超高速列車は、現在実験線の浮上走行に成功した段階であり、1980年代の実用化を旨として世界各国で研究開発の努力が続けられている。浮上車両の安定性の問題もさらに研究が進められる必要がある。今後の問題には、第3章

で示した同極性車上コイルを用いる場合の端部効果，
設定されたダンピングを得るための車上コイルの設計
公式，磁気シールド，進行方向・支持方向・案内方向・
ローリング・ピッチング・ヨーイング等のすべての運
動の自由度とカップリングを考慮したときの安定性，
非線形性を考慮した大振幅振動に関する安定性，編成
列車の安定性，シート軌道の場合の安定性，等の問題
がある。

謝 辞

本研究は名古屋大学大学院工学研究科後期課程において、名古屋大学教授雨宮好文先生の御指導により行なわれたものである。雨宮好文先生に感謝いたします。

本論文をまとめるにあたって御指導を賜わった名古屋大学教授上田実先生、名古屋大学教授堀井憲爾先生、名古屋大学教授鬼頭幸生先生に感謝申し上げます。