UDC 625.2.012.73:621.318.3:621.3.013.2

論文

50-B 26

車両の磁気浮上用吸引電磁石の速度特性の解析

東京大学 山村 昌
東京大学 伊藤 正

1. ま え が き

未来の交通方式として非接触形の軌道車の研究開発が各国で行なわれているが、磁気浮上方式がなかでも最も有望視されている。磁気浮上方式にも数種類の方式が考えられるが、現在、世界中で研究開発の努力が集中しているのは、超電導電磁石を用いる誘導反発形と常電導電磁石を用いる吸引形とである⁽¹⁾。わが国では国鉄を中心として前者に努力が集中してきたが、著者の研究室では数年来、後者の研究を行なって基本的な技術の開発に成功し、その成果を発表してきた^{(2)~(4)}。

吸引電磁石方式では、車上の電磁石と地上のレールの間の吸引力を利用するものである。走行中に地上レールにうず電流が発生し、そのために吸引力が減少しブレーキ力が発生する。このような吸引電磁石の速度特性はこの方式の可能性を左右する基本特性であるにもかかわらず、これに関する論文の発表はほとんどない。Appun 氏ら⁽⁵⁾の論文が唯一のもののようなのであるが、そのなかで、磁極と地上レールの間のギャップ中の電磁界方程式の解析的な解を得ることは困難であるとして、緩和法による数値解法を行なっている。しかし数値解法による解はその性格が実験による測定値と同様であって、これによって現象の全体を理解することは困難であり、重要なパラメータの影響の模様を知ることがむずかしい。

著者らはギャップ中の電磁界方程式の解析的な解を得ることに成功した。級数解の形の解であるが、特性計算は数値解法に比べて、はるかに簡単となるばかりでなく、現象そのものに対する理解と見通しを容易にし、重要なパラメータの最適決定をも可能にして、吸引電磁石浮上方式の研究開発の基礎を与えるものであると信ずる。

2. 電磁界方程式とその解法

第1図は吸引電磁石と地上レールとの形状を示すものである。磁石鉄心も地上レールもともにコの字形の断面を持っているが、地上レールは平板状でも理論には変わりはない。両者の間のギャップを一定に保つためには、ギャップの長さを測定し、励磁電流を閉ループ制御する必要があるが⁽³⁾、これは本論文の主題ではないので、励磁電流もギャップも一定とする。直交三次元座標による理論式の表現が可能となるように、第2図のモデルによることにする。このモデルでは電磁石が静止し、これに対してレールが動き座標軸は電磁石の極面に固定されている。一般に Maxwell の方

第1図 吸引電磁石と地上レール

Fig. 1. Attractive electromagnet and ground rail.

Analysis of Speed-Characteristics of the Attractive Electromagnet for the Magnetic Levitation of Vehicles. By S. YAMAMURA Member & T. ITO, Member (Faculty of Engineering, University of Tokyo)

山村 昌：正員，東京大学工学部電気工学科
伊藤 正：正員，東京大学工学部電気工学科

第2図 モデル
Fig. 2. Model.

第3図 積分路
Fig. 3. Paths of integration.

式は次のように書ける。

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}) \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (2)$$

$$\mathbf{J} = \nabla \times \left(\frac{\mathbf{B}}{\mu} \right) \quad (3)$$

ここに、 $\mathbf{V}$: 運動速度、 $\mathbf{J}$: 電流密度、他のシンボルは普通の用法による。

解析にあたって次の仮定を置く。

(i) ギャップ及びレール中の磁界は y 成分のみをもち、 z 方向に対しては fringing は無い。

(ii) 鉄の透磁率は空気のそれに比べて、十分大きい。

この仮定の下では磁界は y には無関係で、 x - z 平面内の二次元的な変化を考慮することになる。第3図に示す積分路によって、次の関係が得られる。

$$\frac{\partial b}{\partial x} = \frac{\mu_0 d}{g} j_z \quad (4)$$

$$\frac{\partial b}{\partial z} = -\frac{\mu_0 d}{g} j_x \quad (5)$$

(1) 式の rotation をとり、(2) 式を考慮すると次式が得られる。

$$\nabla \times \mathbf{J} = -\sigma v \frac{\partial b}{\partial x} \mathbf{y} \quad (6)$$

第4図 ギャップ中磁界の励磁成分

Fig. 4. Excited component of the air gap field.

ここで、進行速度 v は x 方向である。「 $\mathbf{y}$ は y 方向単位ベクトルである」(6) 式に (4), (5) 式を代入し、 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \partial/\partial y = 0$ を考慮して次式を得る。

$$\frac{\partial^2 b}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 b}{\partial z^2} - K \frac{\partial b}{\partial x} = 0 \quad (7)$$

ここに、

$$K = \frac{\mu_0 d \sigma v}{g} \quad (8)$$

(7) 式が解くべき方程式である。磁束密度 b は電磁石巻線の励磁による成分 b_e とレール中のうず電流による成分 b_i との和として、次式で与えられる。

$$b = b_e + b_i \quad (9)$$

(9) 式を (7) 式に代入して

$$\frac{\partial^2 b_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 b_i}{\partial z^2} - K \frac{\partial b_i}{\partial x} = -\frac{\partial^2 b_e}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 b_e}{\partial z^2} + K \frac{\partial b_e}{\partial x} \quad (10)$$

を得る。励磁成分 b_e は第4図に示すように、ギャップ中に存在し、一定値 B_0 をもつので、次式で表現できる。

$$b_e = B_0 \{u(x) - u(x-L)\} \{u(z+a) - u(z-a)\} \quad (11)$$

ここに、 $u(x)$, $u(z)$ はステップ関数である。(11) 式を (10) 式に代入するにあたり、レールは x 方向に動くので、 x に関するステップ関数 $u(x)$, $u(x-L)$ はそれぞれ入口端と出口端とで端効果を発生するが、 z に関するステップ関数は端効果を発生しないので、(10) 式中で $\partial^2 b_e / \partial z^2 = 0$ と置ける。(10) 式の右辺を $f(x, z)$ と置くと

$$\frac{\partial^2 b_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 b_i}{\partial z^2} - K \frac{\partial b_i}{\partial x} = f(x, z) \quad (12)$$

$$f(x, z) = B_0 \left[-\frac{d}{dx} \{ \delta(x) - \delta(x-L) \} + K \{ \delta(x) - \delta(x-L) \} \right] \times \{ u(z+a) - u(z-a) \} \quad (13)$$

となる。ここに、 $\delta(x) = du(x)/dx$ はインパルス関数である。ギャップ内部 ($0 < x < L$, $-a < z < a$) では (13) 式の各因子はすべて零となるので、(12) 式は次式

となる。

$$\frac{\partial^2 b_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 b_i}{\partial z^2} - K \frac{\partial b_i}{\partial x} = 0 \quad (14)$$

b_i を次の変数分離の形で表わす。

$$b_i(x, z) = X(x)Z(z) \quad (15)$$

(15) 式を (14) 式に代入して、次式を得る。

$$\frac{d^2 Z(z)}{dz^2} + \lambda_n^2 Z(z) = 0 \quad (16)$$

ここに、 λ_n は任意常数である。 $Z = \pm a$ で $b_i = 0$ の境界条件より (16) 式の解は次の形で与えられる。

$$Z(z) = A_n \cos \lambda_n z \quad (17)$$

$$\lambda_n = \frac{2n-1}{2a} \pi \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (18)$$

(17) 式と (15) 式とを組み合わせると一般解は次式となる。

$$b_i(x, z) = \sum_{n=1}^{\infty} X_n(x) \cos \lambda_n z \quad (19)$$

(11) 式の $\{u(z+a) - u(z-a)\}$ の部分をフーリエ展開して、次式が得られる。

$$b_e(x, z) = B_0 \{u(x) - u(x-L)\} \sum_{n=1}^{\infty} C_n \cos \lambda_n z \quad (20)$$

ここに、

$$C_n = \frac{4/\pi}{2n-1} \sin \frac{2n-1}{2} \pi \quad (21)$$

(20) 式を (13) 式に代入して

$$\begin{aligned} f(x, z) = B_0 & \left[-\frac{d}{dx} \{\delta(x) - \delta(x-L)\} \right. \\ & \left. + K \{\delta(x) - \delta(x-L)\} \right] \\ & \times \sum_{n=1}^{\infty} C_n \cos \lambda_n z \quad (22) \end{aligned}$$

を得る。(19) 式と (22) 式とをそれぞれ (12) 式の右辺と左辺とに代入すると、関数系 $\{\cos \lambda_n z\}$ の直交性より n の各次数について、次式が成立する。

$$\begin{aligned} \frac{d^2 X_n}{dx^2} - K \frac{dX_n}{dx} - \lambda_n^2 X_n \\ = C_n B_0 \left[-\frac{d}{dx} \{\delta(x) - \delta(x-L)\} \right. \\ \left. + K \{\delta(x) - \delta(x-L)\} \right] \quad (23) \end{aligned}$$

この式をフーリエ変換を用いて解くことを考える。フーリエ変換の公式より、 $d\delta(x)/dx$ のフーリエ変換は $j\omega$ 、 $\delta(x-L)$ のフーリエ変換は $e^{-j\omega L}$ である。 $X_n(x)$ のフーリエ変換を $\tilde{X}_n(\omega)$ で表わすと、(23) 式の全体をフーリエ変換して次式を得る。

$$(j\omega)^2 \tilde{X}_n(\omega) - j\omega K \tilde{X}_n(\omega) - \lambda_n^2 \tilde{X}_n(\omega)$$

第 5 図 積分路

Fig. 5. Paths of integration.

$$= C_n B_0 (K - j\omega) (1 - e^{-j\omega L}) \quad (24)$$

これより

$$\tilde{X}_n(\omega) = C_n B_0 \frac{(j\omega - K)(1 - e^{-j\omega L})}{\omega^2 + jK\omega + \lambda_n^2} \quad (25)$$

この逆変換をとって

$$\begin{aligned} X_n(x) \\ = \frac{C_n B_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(j\omega - K)(1 - e^{-j\omega L})}{\omega^2 + jK\omega + \lambda_n^2} d\omega \quad (26) \end{aligned}$$

留数の定理によって積分を行なうために、被積分関数の極を求めると、

$$\omega = \frac{1}{2} (-K \pm \sqrt{K^2 + 4\lambda_n^2}) = j\alpha_n, j\beta_n \quad (27)$$

となる。ここに

$$\begin{aligned} \alpha_n &= \frac{1}{2} (\sqrt{K^2 + 4\lambda_n^2} - K) \\ \beta_n &= \frac{1}{2} (-\sqrt{K^2 + 4\lambda_n^2} - K) \quad (28) \end{aligned}$$

であって、二つの極の位置は第 5 図に示す複素面で、 $j\alpha_n$ は上半平面に、 $j\beta_n$ は下半平面にある。図中に示す二つの積分路の選定については、半円の半径が無限大になったときに被積分関数は零となる必要がある。半円上では $\omega = Re^{j\theta}$ (R は半径) となるので

$$|e^{j\omega x}| = e^{-xR\sin\theta}, |e^{j\omega(x-L)}| = e^{-(x-L)R\sin\theta} \quad (29)$$

であることを考慮すると、積分路は第 1 表のようにとらねばならない。

第 5 図において path I には極 $j\alpha_n$ が内在し、path II には極 $j\beta_n$ が内在する。留数の定理によって (26) 式は次の解を与える。

$x < 0$ に対して

$$\begin{aligned} X_n(x) &= C_n B_0 \frac{\alpha_n}{\alpha_n - \beta_n} [e^{-\beta_n x} - e^{-\beta_n(x-L)}] \\ &\quad \dots\dots\dots (30) \end{aligned}$$

第 1 表 フーリエ逆変換のための積分路
Table 1. Integral paths for Fourier inverse transform.

$x < 0$	$e^{j\omega x}$ を含む積分	path II
	$e^{j\omega(x-L)}$ "	path II
$0 < x < L$	$e^{j\omega x}$ "	path I
	$e^{j\omega(x-L)}$ "	path II
$L < x$	$e^{j\omega x}$ "	path I
	$e^{j\omega(x-L)}$ "	path I

$0 < x < L$ に対して

$$X_n(x) = C_n B_0 \frac{1}{\alpha_n - \beta_n} [\beta_n e^{-\alpha_n x} - \alpha_n e^{-\beta_n(x-L)}] \dots (31)$$

$x < L$ に対して

$$X_n(x) = C_n B_0 \frac{\beta_n}{\alpha_n - \beta_n} [e^{-\alpha_n x} - e^{-\beta_n(x-L)}] \dots (32)$$

(9), (19), (20) 式及び (30) ~ (32) 式から

$x < 0$ に対して

$$b(x, z) = \sum_{n=1}^{\infty} X_n(x) \cos \lambda_n z \dots (33)$$

ここに, $X_n(x)$ は (30) 式による

$0 < x < L$ に対して

$$b(x, z) = \sum_{n=1}^{\infty} [C_n B_0 + X_n(x)] \cos \lambda_n z \dots (34)$$

ここに, $X_n(x)$ は (31) 式による

$L < x$ に対して

$$b(x, z) = \sum_{n=1}^{\infty} X_n(x) \cos \lambda_n z \dots (35)$$

ここに, $X_n(x)$ は (32) 式による。

(34) 式がギャップ中の磁界であり, (33), (35) 式はそれぞれ電磁石の前と後にはみ出した磁界である。

3. 解による現象の説明

走行中の吸引電磁石はギャップの入口端と出口端とでは端効果を発生して, ギャップ中の磁界の分布は一樣でなくなり, リニア誘導機の端効果と同様な現象を示す。著者らはリニア誘導機の特性解析についてフーリエ変換による手法を用いて成果を挙げたが⁽⁶⁾, x 座標に関するフーリエ変換の手法には共通点が多い。ギャップ中の磁界を与える (34) 式は第 1 項の励磁成分と第 2 項の端効果成分とからなっている。後者はレール中に発生するうず電流による成分であって, 後で示す磁束分布曲線が示すように, 入口端に近いところの磁界を弱め, 進行方向に関しては $X_n(x)$ に支配される。

励磁成分はギャップ中で一定であるが, これを z 方向に関してフーリエ級数に展開した場合に, 各次数の成分に対する端効果は, z 方向の位置にかかわらず, $X_n(x)$ で定まることは注目すべきことである。

第 2 表の例からも明らかなように, 基本波の影響力が大きく, 実用の範囲では基本波の吸引力が全体の 60% 程度以上を占めるので, 基本波のみでだいたいの傾向が判断できる。基本波に対しては (28) 式中で $K \gg \lambda_1$ であるので近似的に

$$\alpha_1 = \frac{\lambda_1^2}{K} = \frac{\pi^2 g}{4 a^2 d \mu_0 \sigma v} \dots (36)$$

$$\beta_1 = -K = -\frac{\mu_0 d \sigma v}{g} \dots (37)$$

となり, $|\alpha_1| \ll |\beta_1| \approx 10^4$ であるので, $e^{-\beta_1(x-L)}$ を含む項の存在する x の範囲は極めて小さく, 実用上はこれを無視できる。したがって, (33) ~ (35) 式の基本波は近似的に次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} b(x, z) &= 0 & x < 0 \\ b(x, z) &= C_1 B_0 (1 - e^{-\alpha_1 x}) \cos \lambda_1 z & 0 < x < L \\ b(x, z) &= C_1 B_0 (1 - e^{-\alpha_1 x}) e^{-\alpha_1(x-L)} \cos \lambda_1 z & L < x \end{aligned} \right\} \dots (38)$$

この 3 式による $z=0$ における磁束分布は第 6 図のようになる。端効果は入口端における磁界を非常に弱めている。磁界の立ち上りを支配する基本波の端効果の侵入の深さ $1/\alpha_1$ を $2a=0.04\text{m}$, $g=0.01\text{m}$, $2d=0.2\text{m}$, $\sigma=10^7\text{S/m}$, $v=100\text{m/s}$ に対して計算すると, $1/\alpha_1=2\text{m}$ となる。吸引力の減少を防ぐには $1/\alpha_1$ に対して電磁石の長さを十分に長くする必要がある。次数が高くなると, 侵入の深さ $1/\alpha_n$ は基本波の侵入の深さ $1/\alpha_1$ よりも小さくなる。このことから次のように結論できる。高速において吸引力が減少するのを防ぎまた同時にブレーキ力が大きくなるのを防ぐためには電磁石の鉄心の長さを長くしなければならない。

「(36) 式より明らかなように」特に鉄心の幅 $2a$ は, 侵入の深さ $1/\alpha_1$ に 2 乗で効くので, これを小さくすることは有効である。上例で $2a=0.01\text{m}$ とすると,

第 6 図 基本波磁束分布

Fig. 6. Magnetic field distribution for.

$1/\alpha_1=0.13\text{ m}$ となるので、 360 km/h の高速でも吸引力の減少を防ぎ、ブレーキ力も小さくできることがわかる。鉄心幅 $2a$ は大きくてもレールを 10 mm 厚の鉄板を重ねた構造とすれば、この目的は達せられる。薄鉄板による積層構造とする必要はない。

4. 吸引力とブレーキ力の算式

第1図に示す電磁石1個あたりの吸引力は次式で与えられる。

$$F_a = \frac{1}{\mu_0} \int_0^\infty dx \int_{-a}^a b(x, z)^2 dz \quad (39)$$

$b(x, z)$ は(34)式で与えられる。静止時の吸引力は

$$F_a^0 = 2aLB_0^2/\mu_0 \quad (40)$$

であって、(39)式の積分は cosine の直交性から次式となる。

$$F_a = F_a^0 \sum_{n=1}^{\infty} C_n^2 f_a(n) \quad (41)$$

$$f_a(n) = \frac{1}{2L} \left[L + \frac{B'_n}{\alpha_n} (2 + \beta'_n) (1 - e^{-\alpha_n L}) + \frac{\alpha'_n}{\beta_n} (2 - \alpha'_n) (1 - e^{\beta_n L}) + \frac{2\alpha'_n \beta'_n}{\alpha_n + \beta_n} (e^{-\alpha_n L} - e^{\beta_n L}) \right] \quad (42)$$

ここに

$$\alpha'_n = \alpha_n / (\alpha_n - \beta_n), \quad \beta'_n = \beta_n / (\alpha_n - \beta_n) \quad (43)$$

である。低次の n については、 $|\alpha_n| \ll |\beta_n|$, $|\alpha'_n| \ll |\beta'_n|$ であるので、

$$f_a(n) \approx \frac{1}{2L} \left[L - \frac{1}{\alpha_n} (1 - e^{-\alpha_n L}) \right] \quad (44)$$

となり、基本波の寄与は

$$F_a(1) = \frac{8}{\pi^0} \left[1 - \frac{1}{\alpha_1 L} (1 - e^{-\alpha_1 L}) \right] F_a^0 \quad (45)$$

となる。

ブレーキ力は、(4)、(5)式及び(9)式を考慮して各点において次式で与えられる。

$$b i_z = \frac{g}{d\mu_0} (b_e + b_i) \frac{\partial b_i}{\partial x} = \frac{g}{d\mu_0} \left(b_e \frac{\partial b_i}{\partial x} + \frac{1}{2} \frac{\partial b_i^2}{\partial x} \right) \quad (46)$$

ブレーキ力の全体は、上式をレール全体にわたって積分して

$$F_b = \frac{g}{d\mu_0} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_0^{2d} dy \int_{-a}^a dz \left(b_e \frac{\partial b_i}{\partial x} + \frac{1}{2} \frac{\partial b_i^2}{\partial x} \right)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{2g}{\mu_0} \int_0^L dx \int_{-a}^a dz \left(B_0 \frac{\partial b_i}{\partial x} \right) \\ &= \frac{2gB_0}{\mu_0} \int_{-a}^a dz (b_i)_0^L \\ &= \frac{2agB_0^2}{\mu_0} \sum_{n=1}^{\infty} C_n^2 [\alpha'_n (e^{\beta_n L} - 1) + \beta'_n (e^{-\alpha_n L} - 1)] \\ &= F_a^0 \frac{g}{L} \sum_{n=1}^{\infty} C_n^2 [\alpha'_n (e^{\beta_n L} - 1) + \beta'_n (e^{-\alpha_n L} - 1)] \quad (47) \end{aligned}$$

基本波のみによるブレーキ力は

$$F_b(1) = \frac{16}{\pi^2} \frac{g}{L} (1 - e^{-\alpha_1 L}) F_a^0 \quad (48)$$

(47)、(48)式は g/L を含むので、ブレーキ力はこの比に大きく左右される。 $g/L=10^{-2}$ と定めると、ブレーキ力は静止時の吸引力より2けた小さくできることが判る。

5. 計算結果

(33)~(35)式によって、 $2a=4\text{ cm}$, $L=2\text{ m}$, $g=1.5\text{ cm}$, $v=66.6\text{ m/s}$ の場合について、ギャップ中の磁束密度を計算した結果を第7図に示す。(a)図は x 方向の分布曲線、(b)図は z 方向の分布曲線である。(a)図中の0-4の数字は(b)図中の z 方向の位置を示し、(b)図中のABCは(a)図中の x 方向の位置を示す。入口端 ($x=0$) に近いほど、また、幅方向の中央 ($z=0$) に近いほど、磁界は弱まっており入口端ではほとんど零となり、出口端でも B_0 に達し得ない。

(a) 長さ方向の分布

(b) 幅方向の分布

第7図 磁束分布曲線(計算)

Fig. 7. Calculated field distribution curves.

第 8 図 吸引力の速度特性

Fig. 8. Attractive force versus speed curves.

第 9 図 ブレーキ力の速度特性

Fig. 9. Braking forces versus speed curves.

第 8 図は吸引力の速度特性を示す。長さ L が短いと、速度が増すにつれて、吸引力は著しく減少する。 $L=2\text{m}$ の場合に、 100m/s における減少分は 60% に達する。

第 9 図はブレーキ力の速度特性を示す。長さ L が短いと、ブレーキ力は大きい、 $L=2\text{m}$ 以上にもなると、ブレーキ力は小さくなり、速度依存性も小さい。

なお、(45)式で与えられる基本波の生ずる吸引力と(48)式で与えられる基本波の生ずるブレーキ力が、全体の力に対する寄与率の例を第 2 表に示す。この例が示すように、基本波の寄与率は高い。

第 10 図は $L=2\text{m}$, $g=1.5\text{cm}$ の場合に幅 $2a$ をパラメータとした吸引力の速度特性を示す。 $2a=2\text{cm}$ とすると、 100m/s においても、吸引力の減少分は 20% にすぎない。

第 11 図に鉄心幅 $2a$ をパラメータとして、ブレーキ力の速度特性を示す。ブレーキ力は鉄心幅に余り影響されないように見えるが、第 10 図が示すように、鉄心幅が大きいと高速時の吸引力の減少が大きいことを考えると、同じ吸引力に対して、ブレーキ力は、鉄心幅が大きいほど大きくなる。

第 12 図は吸引力/ブレーキ力=揚抗比の速度特性を示す。全体として揚抗比は低速域で大きく、速度の依存性は小さいことが注目される。長さ L の影響が大きい、 $L=2\text{m}$ 以上にもすると、 $0\sim 100\text{m/s}$ の広い速度範囲で、揚抗比を 50 以上にすることができる。

超電導反発形では、低速域において揚力がきわめて

第 2 表 基本波の寄与率

Table 2. Contribution of the fundamental component.

	$v=66.7\text{ m/s}$, $2a=4\text{ cm}$	$v=100\text{ m/s}$, $2a=2\text{ cm}$
吸引力	65.6%	76.8%
ブレーキ力	79.4%	81.0%
$g=1.5\text{ cm}$ $2d=\text{cm}$ $L=2\text{ m}$

第 10 図 吸引力の速度特性曲線

Fig. 10. Attractive force versus speed curves.

第 11 図 ブレーキ力の速度特性曲線

Fig. 11. Braking force versus speed curves.

第 12 図 揚抗比の速度特性曲線

Fig. 12. Lift-drag ratio versus speed curves.

小さくて浮上が困難でありブレーキ力が大きくて、加速が困難であるが⁽¹⁾、常電導吸引形にはこのような低速時の困難はない。また 360km/h 以上の高速でも大きい揚抗比を保つことができる。

なお、上に示した計算例のすべてにおいて、ギャップの長さ g を 1.5cm と定めてあるが、将来この方式が実用化されたときに、この程度のギャップの長さが用いられる可能性が大きいと考えられる。著者らの計

算によれば⁽⁷⁾、現在の鉄道のレールで得られる凹凸と同程度を本方式の地上レールに仮定した場合に、360 km/h の速度で電磁石とレール間に接触の恐れはないことが示され、制御に必要な電力も小さいことが明らかにされている。

6. む す び

車両の吸引電磁石形磁気浮上方式のギャップ中の電磁界方程式の解析的な解を得ることに成功して、その速度特性を容易に計算することができるようになった。その結果、これまで定量的な関係が不明であった諸現象を明確にして、この方式が低速から超高速の広い範囲で優れた速度特性を持つものであることを示した。

なお、吸引電磁石の制御に関しても、著者らの研究室で行なった研究によって、吸引形の磁気浮上方式が

非常に優れた特性を持つものであることが明らかにされているが、これは別の機会に譲る。世界的に見て、磁気浮上に関しては、実験や大規模なテストが先走って、理論的な基礎や設計面の根拠が欠けているように思われるが、吸引形磁気浮上の研究開発に対して、本論文が寄与することができることを希望する。

(昭和49年9月12日受付、同50年1月30日再受付)

文 献

- (1) 山村：電学誌 94, 699 (昭 49-8)
- (2) 山村・塚本：昭 46 電気学会全国大会 No. 785
- (3) 山村・阿部・林：電気学会論文誌 94-B, 255 (昭 49-5)
- (4) 山村・阿部：昭 49 電気学会全国大会 S-8, 2
- (5) Appun, Weh: ETZ-A 92, 623 (1971-11)
- (6) S. Yamamura: Theory of Linear Induction Motor, 東大出版会, John-Wiley & Sons, (1972-Sept)
- (7) 山村, 他：昭 50 電気学会全国大会予定