技術論文

グラファイト円板及び PG 円板による反磁性磁気力比較と 無制御磁気浮上モータの浮上回転比較

Comparison between Diamagnetic Magnetic Force by Graphite and PG Disks and Levitation Rotation of Non-controlled Magnetic Levitation Motor.

船津 常正 (正員)

Tsunemasa FUNATSU (Mem.)

The author made prototype an uncontrolled magnetic levitation motor using a permanent magnet and graphite. The author derived the equation for obtaining the diamagnetic magnetic force of isotropic graphite and anisotropic graphite. The calculated results by the formula well agreed with the measured values. Furthermore, it was found that the diamagnetic magnetic force distribution in the X axis direction of isotropic graphite and anisotropic graphite are different. This suggests that the diamagnetic magnetic force generation mechanism in the X axis direction is different.

Keywords : non-controlled levitation, diamagnetic, graphite, PG, ring current, surface current.

(2018 年 10 月 20 日受付, 2019 年 2 月 11 日再受付, 2019 年 3 月 22 日再々受付)

1 緒言

無制御磁気浮上の応用が色々と研究されている[1-6]。ここではグラファイトをさらに粉碎して混合圧縮し高温処理した人造黒鉛ブロックからなる等方性グラファイトと異方性のパイロリティックグラファイト (PG) を無制御磁気浮上モータに適用した結果を報告する。無制御磁気浮上モータの構成は参考文献[7]によるものとほぼ同等であるが反磁性磁気力発生のためのグラファイト円板とハルバッハ配列永久磁石はそれぞれ 2 組使用している。

2 グラファイト円板による無制御磁気浮上モータ

Fig. 1 に 2 枚のグラファイト円板 ($\phi 50 \times 6$) を組み込んだ磁気浮上モータの外観写真を示す。磁気浮上モータは縦型構造で中央部に長さ約 300 mm, 質量 104.42 g の浮上ロータが配置されている。浮上ロータは安定浮上のため上下に浮上用永久磁石($\phi 6 \times 30$)を取り付け, その周りに 8 個の引き上げ用永久磁石($\phi 8 \times 20$)を放射状に, 磁気軸受けとして配置してある。この時浮上ロータは半径方向に安定で軸方向には不安定な配置となっている。浮上ロータの安定性に関しては文献[8]を参照されたい。

連絡先: 船津 常正

〒569-0832 大阪府高槻市唐崎中 3 丁目 1-1

e-mail: techno.s@f3.dion.ne.jp

(有) テクノシステム

Fig. 2 に下側引き上げ用永久磁石配列と下側浮上用永久磁石及び上側引き上げ用永久磁石配列と上側浮上用永久磁石の位置関係を示す。 y_b は上側引き上げ用永久磁石配列中心位置と上側浮上用永久磁石底面及び下

Fig. 1 Photograph of non-controlled diamagnetic magnetic levitation motor.

側引き上げ用永久磁石配列中心位置と下側浮上用永久磁石底面の Y 軸座標位置を表す。上側浮上用永久磁石の下部に浮上ロータ回転位置検出用のセンサドグを取り付け、このセンサドグの周囲に 90 度おきに 4 個のフォトセンサをセンサドグに接触しないように並べてある。センサドグは常に一定方向へ回転するよう位置調整されている。その下に回転用の 2 個のロータ永久磁石($\phi 10 \times 5$)を、磁極が同一方向を向くよう浮上ロータ軸を挟んで 3 mm の間隔で取り付けてある。これらのロータ永久磁石は 2 組の固定ヘルムホルツコイル(内径 20 mm, 外径 40 mm, 厚さ 8.5 mm, 銅線径 0.6 mm, 巻き数 200) によって回転する。さらにその下部に Fig. 3 に示すようなハルバッハ配列永久磁石とグラファイト円板 2 組が近接して取り付けられている。

Fig. 4 は下側引き上げ用永久磁石配列と下側浮上用永久磁石間の磁気力, 上側引き上げ用永久磁石配列と上側浮上用永久磁石間の磁気力, それらの合成力及び浮上ロータ質量の関係を示す。 $y_b < -15\text{mm}$ の領域で浮上ロータは半径方向に安定である。実際の浮上回転時 $y_b \approx -20\text{mm}$ になるようグラファイト円板底面とハルバッハ配列永久磁石上面間距離を設定した。

ハルバッハ配列永久磁石の磁界計算には面電流 (surface current)法を利用し, 測定値と計算値の比較には最尤法を用いた[9]。

3 グラファイト円板の反磁性磁気力

グラファイト円板に働く反磁性磁気力を求め, 測定値と比較する。Fig. 5 のグラファイト円板はグラファイト細片が無秩序に並んだ構造と考えられ, このグラファイト細片は炭素の六角網目構造をしたベンゼン環が並んだものと考えられる。外部磁界により反磁性の原因となる環電流が, ベンゼン環に沿って外部磁界を打ち消す方向に流れるとする。Fig. 5 のような X-Y-Z 座標系に平行な X'-Y'-Z'座標系を想定し, この原点を環電流の中心 $P(x, y, z)$ とする。環電流があらゆる方向を向いて分布している状態を表現するため, 環電流を予め X'軸周り Y'軸周り Z'軸周りに 1 回転させたときの, X 軸方向の反磁性磁気力の和の平均値が, 環電流に働く X 軸方向反磁性磁気力であると考え。同様に Y 軸方向の反磁性磁気力の和の平均値が Y 軸方向の, Z 軸方向の反磁性磁気力の和の平均値が Z 軸方向の反磁性磁気力であると考え。ここでは Fig. 6 に示すようにグラファイト内の環電流を Z'軸周りに回転させたときの X 軸方向の反磁性磁気力を具体的に求める。

Fig. 2 Coordinate of lifting permanent magnet array and levitation permanent magnet.

Fig. 3 Halbach permanent magnet array.

Fig. 4 Relationship between the position of upper and lower levitation permanent magnet y_b and total lifting forces F_y .

Fig. 5 Ring current.

環電流上の電流素ベクトルを $d\mathbf{I}=(dI_x, dI_y, dI_z)$, 環電流素の座標を $Q(x_1, y_1, z_1)$ とする。

$$x_1 = x + \Delta x \quad (1)$$

$$y_1 = y + \Delta y \quad (2)$$

$$z_1 = z + \Delta z \quad (3)$$

$$\Delta x = r \cos \alpha \cos \theta \quad (4)$$

$$\Delta y = -r \sin \alpha \cos \theta \quad (5)$$

$$\Delta z = r \sin \theta \quad (6)$$

$$dI_x = -I r \cos \alpha \sin \theta d\theta \quad (8)$$

$$dI_y = I r \sin \alpha \sin \theta d\theta \quad (9)$$

$$dI_z = I r \cos \theta d\theta \quad (10)$$

半径 r の環電流の中心を通り環電流面に垂直方向の全磁界を H とする。環電流 I は環電流中心位置における面に垂直な全磁界 H に比例するとして、その比例定数を k とする。環電流素ベクトル $d\mathbf{I}$ に働く反磁性磁気力を $d\mathbf{F}$ とする。 μ_0 は真空中の透磁率である。

$$H = H_x(x, y, z) \sin \alpha + H_y(x, y, z) \cos \alpha \quad (11)$$

$$I = k H \quad (12)$$

$$d\mathbf{F} = d\mathbf{I} \times \mu_0 \mathbf{H} \quad (13)$$

$$dF_x = \mu_0 H_y(x_1, y_1, z_1) dI_z - \mu_0 H_z(x_1, y_1, z_1) dI_y \quad (14)$$

$$dF_y = \mu_0 H_z(x_1, y_1, z_1) dI_x - \mu_0 H_x(x_1, y_1, z_1) dI_z \quad (15)$$

$$dF_z = \mu_0 H_x(x_1, y_1, z_1) dI_y - \mu_0 H_y(x_1, y_1, z_1) dI_x \quad (16)$$

座標 Q における磁界 $H_x(x_1, y_1, z_1)$, $H_y(x_1, y_1, z_1)$, $H_z(x_1, y_1, z_1)$ を Taylor 展開し 2 次以上の項を無視する。
 $H_x(x_1, y_1, z_1)$ を例にとると式(17)のようになる。

$$H_x(x_1, y_1, z_1) = H_x(x, y, z) + \frac{\partial H_x}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial H_x}{\partial y} \Delta y + \frac{\partial H_x}{\partial z} \Delta z \quad (17)$$

dF_x を $\theta=0$ から $\theta=2\pi$ まで θ について積分して、任意の角度 α の環電流 1 個あたりの X 軸方向反磁性磁気力 ΔF_{xz} を求めることができる。 ΔF_{xz} は α の関数となっているので、すべての α についての ΔF_{xz} の和 F_{xz} を求めるために $\alpha=0$ から $\alpha=2\pi$ まで α について積分する。

1 個の環電流を Z' 軸周りに回転したときの X 軸方向に働く反磁性磁気力の和は式(18)のようになる。

$$F_{xz} = -\pi \mu_0 k \pi r^2 \left(H_x \frac{\partial H_x}{\partial x} + H_y \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) \quad (18)$$

ここで $\text{div} \mathbf{B} = 0$ の関係を利用している。同様に 1 個の環電流を X', Y' 軸周りに回転した時の X 軸方向

Fig. 6 Tilted Ring current.

反磁性磁気力の和 F_{xx} , F_{xy} は式(19), 式(20)のように求められる。

$$F_{xx} = -\pi \mu_0 k \pi r^2 \left(H_y \frac{\partial H_y}{\partial x} + H_z \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (19)$$

$$F_{xy} = -\pi \mu_0 k \pi r^2 \left(H_x \frac{\partial H_x}{\partial x} + H_z \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (20)$$

$F_{xx} + F_{xy} + F_{xz}$ は 3 個の環電流に対する X 軸方向の反磁性磁気力の総和なので 2π で割り、さらに 3 で割って 1 個あたりの値を求めておく。単位体積中の環電流の数を N とすると、グラフアイト円板内の単位体積に働く X 軸方向の反磁性磁気力は式(21)のようになる。

$$F_x = -\frac{1}{3} \mu_0 k N \pi r^2 \left(H_x \frac{\partial H_x}{\partial x} + H_y \frac{\partial H_y}{\partial x} + H_z \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (21)$$

同様に Y 軸方向, Z 軸方向の単位体積あたりの反磁性磁気力 F_y , F_z が求められる。

$$F_y = -\frac{1}{3} \mu_0 k N \pi r^2 \left(H_x \frac{\partial H_x}{\partial y} + H_y \frac{\partial H_y}{\partial y} + H_z \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \quad (22)$$

$$F_z = -\frac{1}{3} \mu_0 k N \pi r^2 \left(H_x \frac{\partial H_x}{\partial z} + H_y \frac{\partial H_y}{\partial z} + H_z \frac{\partial H_z}{\partial z} \right) \quad (23)$$

一方式(21)に対応する単位体積に働く X 軸方向への反磁性磁気力は、単位体積中の磁界のエネルギーの X 軸方向の勾配として式(24)のようにも表される。

$$F_x = \text{grad}_x \left(\frac{1}{2} \mu_0 \mu_s \mathbf{H} \cdot \mathbf{H} \right) \quad (24)$$

式(21)と式(24)の比較から $\mu_s = -\frac{1}{3} k N \pi r^2$ の関係がある。

μ_s はグラファイトの比透磁率である。グラファイトでは環電流モデルから導いた式(21)と磁界のエネルギーから導いた式(24)は等価であると言える。Fig. 7 は式(22)を用いて計算した Y 軸方向の反磁性磁気力と測定値の比較である。 y_g はハルバツハ配列永久磁石とグラファイト円板間の距離。Fig. 8 は式(21)で計算したグラファイト円板に働く、X 軸方向への反磁性磁気力の測定値と計算値の比較である。 x_b はハルバツハ配列永久磁石とグラファイト円板中心間の X 軸方向距離。グラファイト円板の X 軸、Y 軸、Z 軸方向の分割の大きさを 1mm, $z=0$ として計算した。

4 PG 円板の反磁性磁気力

ここでは代表的な異方性(anisotropic)カーボンである PG 円板の反磁性磁気力について説明する。PG 円板はベンゼン環が平面的に集積したグラフェンの積層構造と考えられる。外部磁界の大きさに比例してグラフェンを構成するベンゼン環に沿って、反磁性の原因となる環電流が誘起されるモデルを用いて反磁性磁気力式を導出し、測定値との比較を行う。誘起される環電流 I は環電流中心位置における面に垂直な磁界 $H_y(x, y, z)$ に比例するとし、その比例定数を k_a とする。Fig. 9 に示すような環電流中心 $P(x, y, z)$ を原点とする、X-Y-Z 座標系に平行な X'-Y'-Z' 座標系を想定する。PG 円板では環電流面がすべて Y' 軸方向を向いているような環電流モデルを想定すると、以下の式が成立する。

$$x_1 = x + r \cos \theta \quad (25)$$

$$z_1 = z + r \sin \theta \quad (26)$$

$$I = k_a H_y(x, y, z) \quad (27)$$

$$dI_x = -I r d\theta \sin \theta \quad (28)$$

$$dI_y = 0 \quad (29)$$

$$dI_z = I r d\theta \cos \theta \quad (30)$$

$$d\mathbf{F}(x_1, y, z_1) = d\mathbf{I}(x_1, y, z_1) \times \mu_0 \mathbf{H}(x_1, y, z_1) \quad (31)$$

$$dF_x = -\mu_0 I r H_y(x_1, y, z_1) \cos \theta d\theta \quad (32)$$

$$dF_y = \mu_0 I r \{ H_x(x_1, y, z_1) \cos \theta + H_z(x_1, y, z_1) \sin \theta \} d\theta \quad (33)$$

$$dF_z = -\mu_0 I r H_y(x_1, y, z_1) \sin \theta d\theta \quad (34)$$

環電流 1 個に働く X 軸方向、Y 軸方向、Z 軸方向の反磁性磁気力 ΔF_x , ΔF_y , ΔF_z を求めるために、Fig. 9 で環電流上の環電流素 $d\mathbf{I}$ の位置に於ける磁界成分 $H_x(x_1, y, z_1)$, $H_y(x_1, y, z_1)$, $H_z(x_1, y, z_1)$ を Taylor 展開して 2 次以上の項を無視すると式(35) (36) (37)を得る。

Fig. 7 Comparison of measured and calculated F_y .

Fig. 8 Comparison of measured and calculated F_x .

Fig. 9 Detail of Ring current.

Fig. 10 Comparison of measured and calculated F_y .

$$\begin{aligned}\Delta F_x &= -\mu_0 k_a r H_y(x, y, z) \int_0^{2\pi} H_y(x_1, y, z_1) \cos\theta d\theta \\ &= -\mu_0 k_a \pi r^2 H_y(x, y, z) \frac{\partial H_y(x, y, z)}{\partial x}\end{aligned}\quad (35)$$

$$\begin{aligned}\Delta F_y &= \mu_0 k_a r H_y(x, y, z) \int_0^{2\pi} \{ H_x(x_1, y, z_1) \cos\theta \\ &\quad + H_z(x_1, y, z_1) \sin\theta \} d\theta \\ &= -\mu_0 k_a \pi r^2 H_y(x, y, z) \frac{\partial H_y(x, y, z)}{\partial y}\end{aligned}\quad (36)$$

$$\begin{aligned}\Delta F_z &= -\mu_0 k_a r H_y(x, y, z) \int_0^{2\pi} H_y(x_1, y, z_1) \sin\theta d\theta \\ &= -\mu_0 k_a \pi r^2 H_y(x, y, z) \frac{\partial H_y(x, y, z)}{\partial z}\end{aligned}\quad (37)$$

ΔF_x , ΔF_y , ΔF_z は半径 r の環電流に働く X, Y, Z 軸方向の反磁性磁気力である。単位体積中の環電流の数を N_a とすると、単位体積に働く反磁性磁気力は $F_x = N_a \Delta F_x$, $F_y = N_a \Delta F_y$, $F_z = N_a \Delta F_z$ となり、任意形状の PG が任意の磁界から受ける反磁性磁気力を算出することが可能になる。Fig. 10 は 1 枚の PG 円板に働く Y 軸方向の反磁性磁気力の測定値と計算値の比較である。横軸の y_g はハルバツハ配列永久磁石と PG 円板間の距離を示す。Fig. 11 は $y_g = 1\text{mm}$ とした時の、X 軸方向の反磁性磁気力の測定値と計算値の比較である。 x_b はハルバツハ配列永久磁石中心と PG 円板中心の X 軸方向の距離。PG 円板の X 軸, Y 軸, Z 軸方向の分割の大きさを 1mm として計算した。Fig. 8 と Fig. 11 の比較から反磁性磁気力 F_x の発生メカニズムが異なっていることが判る。

5 PG 円板による無制御磁気浮上モータ

Fig. 1 の無制御磁気浮上モータで 2 枚のグラファイト円板を PG 円板に置き換えて浮上回転実験を行った。

浮上ロータの質量は 105.58g で、浮上ロータの質量をグラファイト円板を組み込んだ時の浮上ロータとほぼ同じにするために、2 枚の真鍮製円板を追加してある。それ以外の部品構成はグラファイト円板組み込み時と同じにしてある。浮上のための上下引上げ用永久磁石配列と上下浮上用永久磁石間の磁気力の関係は Fig. 4 と同じにしてある。

$y_b \rightleftharpoons -20\text{mm}$ 付近で安定に浮上回転した。

Fig. 11 Comparison of measured and calculated F_x .

Fig. 12 Rotational speed comparison between graphite disk and PG disk.

6 グラファイト円板と PG 円板による浮上回転

Fig. 12 はヘルムホルツコイルへの供給電圧と浮上ロータの回転速度の関係を示す。浮上ロータにグラファイト円板を組み込んだ時の方が、異方性の PG 円板を組み込んだ時より高速に回転している。

この原因の一つとしてグラファイト円板内部の渦電流による制動トルクが、PG 円板の制動トルクより小さいと考えることができる。Fig. 13 は $y_g = 1\text{mm}$ の時の制動トルクの測定値の比較で、PG 円板の制動トルクの方がグラファイト円板の制動トルクより大きい。

Fig. 7, Fig. 10 の比較から判るようにグラファイト円板の厚さは 6mm で、異方性の PG 円板の厚さ 2mm と比べて大きいにもかかわらず、浮上時の $y_g = 1\text{mm}$ 近辺での Y 軸方向への反磁性磁気力は PG 円板の方が大きい。Fig. 14 は浮上ロータに PG 円板を組み込んだ時の、回転速度 20rps における上側引き上げ用永久磁石の半径方向の振れ幅の測定結果である。

振れ幅は $\pm 0.25\text{mm}$ の範囲に収まっている。

7 結言

本稿ではグラファイトと PG について比較検討し、以下の内容が明らかになった。

- (1) グラファイト円板と PG 円板に働く反磁性磁気力を表す式を環電流モデルを用いて導き、それらの式による計算結果が測定値と比較的良く一致することから、本モデルは概ね妥当であるといえる。
- (2) グラファイト円板と PG 円板に働く X 軸方向の反磁性磁気力の発生メカニズムが異なっていることが示唆された。
- (3) グラファイト円板, PG 円板ともに浮上回転は可能であった。

参考文献

- [1] H. Bleuler, J. Sandtner, Y.-J. Regamey, and F. Barrot, Passive Magnetic Bearings for Flywheels, https://www.researchgate.net/publication/228554073_Passive_Magnetic_Bearings_for_Flywheels.
- [2] 野口孝浩, 大島幸平, 鈴木尚紀, 鈴木涼太, 伊藤淳, 鈴木晴彦, マイクロ風力発電に利用するグラファイト板の反磁性を活用した非接触磁気軸受・回転機構, 第 25 回 MAGDA コンファレンス in 桐生講演論文集, pp. 122-125, 2016.
- [3] Iosif Vasile Nemoianu, Veronica Manescu (Paltanea), Gheorghe Paltanea, Radu Mircea Ciuceanu, Assessment of tilt angle measurement based on a diamagnetically stabilized all permanent magnet levitation structure, *Rev. Roum. Sci. Techn.-Électrotechn. et Énerg.*, Vol. 63, No. 1, pp. 5-10, 2018.
- [4] Shrey Khanna, Joe Nhut Ho, Jonathan Irwen, and Wei Chih Wang, Diamagnetically levitating three phase motor with optical feedback control, *International Journal of Optomechatronics*, Vol. 4, pp. 424-448, 2010.
- [5] D. Garmire, H. Choo, R. Kant, S. Govindjee, C. H. Séquin, R. S. Muller, and J. Demmel, Diamagnetically levitated MEMS accelerometers, *The 14th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems*, pp. 10-14, 2007.
- [6] Anil Demircali, Kadir Erkan, and Huseyin Uvet, A Study on Finding Optimum Parameters of a Diamagnetically Driven Untethered Microrobot, *Journal of Magnetism* 22(4), pp. 539-549, 2017.
- [7] 船津常正, 反磁性 PG 円板による無制御磁気浮上モーターの浮上安定化と回転トルク測定, 日本 AEM 学会誌, vol. 26, No. 2, pp. 425-430, 2018.
- [8] 船津常正, 反磁性ビスマスを利用した無制御磁気浮上モーターの試作, 日本 AEM 学会誌, vol. 25, No. 2, pp. 260-265, 2017.
- [9] 蓑谷千鳳彦, 線形回帰分析, 朝倉書店, 2015.

Fig. 13 Braking torque of isotropic carbon vs PG.

Fig. 14 Radial runout width of upper levitation permanent magnet.