磁場中加熱による大気流動制御

Controlling Air Flow by Heating under a Magnetic Field

植竹宏往*・中川 準**・廣田憲之***・北沢宏一***

*東京大学工学部応用化学科, 東京都文京区本郷 7-3-1 (☎113-8656)

**TDK (株) 基礎材料研究所, 千葉県成田市南羽鳥字松ヶ下 570-2 (☎286-8588)

***科学技術振興事業団, 埼玉県川口市本町 4-1-8 (☎332-0012)

H. Uetake,* J. Nakagawa,** N. Hirota,*** and K. Kitazawa***

*Dept. of Applied Chemistry, Univ. of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656

**TDK Co., Ltd., Material Research Center, 570-2 Matsugashita, Minamihatori, Narita 286-8588

***Japan Science and Technology Co., 4-1-8 Hon-cho, Kawaguchi, Saitama 332-0012

It was found that wind can be induced by heating in a magnetic field gradient. The effect was explained in terms of the following mechanism. When the temperature of air increases, its susceptibility decrease because of the paramagnetic property of oxygen gas. In this case, the magnetic force, which is proportional to the susceptibility, decreases. The change in the magnetic force produces an effective force acting on the air, and wind is induced. We have observed the phenomenon experimentally by using a heating system placed in a superconducting magnet.

Key words: magnetic field, heating, oxygen, susceptibility, magnetic force, air flow

1. はじめに

これまで、磁気力によりガスの流れを変化させる研究の報告が数多くなされてきた。例えば、燃焼時に磁場を印加することによるガスの流れの変化とその結果生ずる炎の形態変化¹⁾、磁場中に磁化率の異なるガス（空気中に酸素や窒素）を流すことによるガスの流れの発生²⁾、あるいは大気中に水が蒸発する際に磁場を印加すると大気の流れが生じて蒸発速度が変化する現象³⁾などが知られている。これらは、ガスの構成成分が空間的に異なるため、磁化率の分布が存在する状況において勾配磁場を加えることにより磁気力を発生させている例である。

また密閉空間においてその中の温度差をつけたガスに勾配磁場を加えることにより、ガスの流れを変化させたという報告もある^{4), 5)}。この現象は大気中の磁化率が温度変化することによるものであり、空間内での流れの発生を調べるものであった。

また、液体についても磁性流体を勾配磁場中で加熱して流れを起こさせるという報告がなされている⁶⁾。

今回、我々は磁場中で大気の一部を加熱するという単純な操作により気体の流れを発生させ、大気中に取り出すことを試してみた。

2. 原 理

磁場中で温度を変化させることによる流れ発生の原理は以下のように説明される。まず、大気中の磁性は酸素により担われている。これは、窒素の体積磁化率 χ_{N_2} が 1 気圧、20℃で -0.006×10^{-6} (SI 単位) であり、酸素の磁化率 $\chi_{O_2} = 1.803 \times$

10^{-6} と比較すると、2 桁以上小さいためである。また、二酸化炭素や水蒸気の体積磁化率も窒素と同様に酸素に比べてはるかに小さくなっている。圧力一定の場合、常磁性である酸素の体積磁化率は温度の二乗に反比例することが知られている。そのため、大気中の磁化率 χ_{Air} も同様に温度の二乗に反比例する。よって、加熱された空気の体積磁化率は周囲に比べ小さくなる。

また、単位体積当たりの空気が受ける力 f は、 $(\chi_{Air}/\mu_0) \cdot B \cdot dB/dx$ で表される。ここで、 μ_0 は真空の透磁率 ($4\pi \times 10^{-7}$ H/m)、 χ_{Air} は空気の磁化率であり χ_{O_2} に酸素分圧をかけた値である。 B は磁束密度 (T)、 dB/dx は磁場勾配 (T/m) である。したがって、磁気力は磁化率および磁場と磁場勾配の積に比例することがわかる。酸素は常磁性であるため磁気力は磁場中心の方向に働くが、温度が均一であれば磁気力は釣り合い流れは生じない。

ここで例えば Fig. 1 のように磁場分布の左側の大気を加熱すると、左側の大気中の磁化率は低下し、左右の大気に働く磁気力に差が生じて左向きに大気を流す力が発生するはずである。

3. 実験方法

この現象を確認するために、Fig. 2(a) のようにヒーターを巻いたアルミナ管を用い、これを超伝導磁石の水平室温ボア中に置いて管内の大気を加熱したときの大気の流れを観測した。用いたマグネットは、Oxford 社製ヘリウム冷却式超伝導マグネットであり、ボア軸上での磁場分布は Fig. 2(b) のようになっている。磁場は中心 $x=0$ で 8T であり両端にいくに従ってしだいに減衰している。また磁場と磁場勾配の積の絶対値は $x = \pm 67.5$ mm の位置で最大値をとる。

アルミナ管は内径 13 mm、長さ 800 mm のものを用いた。ニクロム線ヒーターはアルミナ管中央の両側 50 mm の領域に巻いてあり、30 V の電圧をかけることにより管内の大気を加熱した。そのときの出力は 38 W であった。アルミナ管の外側には断熱材を巻き、25℃で一定温度に保たれたステンレス製の水冷管中に設置した。そして、この超伝導マグネット中で $x = -67.5$ mm の位置にヒーターの中心を固定して実験を行った。すなわち、磁場中心の左側を加熱した。

加熱時のアルミナ管内の温度を 10 mm 間隔でクロメル-アルメル熱電対を用いて測定した。また磁場を印加していないと

Fig. 1 Diagram illustrating the principles of controlling magnetic-field-induced air flow by heating.

Fig. 2(a) Diagram of the experimental setup for observing magnetic-field-induced air flow.

Fig. 2(b) Distribution of the magnetic field B and the index of the magnetic force $B \cdot dB/dx$ of the superconducting magnet.

きと磁場中心に 8 T の磁場を印加したときで管内の温度分布を比較することにより管内の大気の流れを解析した。さらに大気の流れを評価するために外部から数水準の流量で空気を流し同様の測定を行った。

4. 結 果

ヒーターによる加熱を行った上で、磁場を印加すると右から

Fig. 3 Temperature distribution of the air in the tube in the presence of and in the absence of a magnetic field.

Fig. 4 Influence of magnetic field on the temperature measurement.

左へ大気の流れが起こった。そこで、その流量を流量計などで測ろうとしたが測定が困難であったため、アルミナ管内部の温度分布を測定することにより流量を見積もることにした。

磁場がないときの管内の温度分布はヒーターの中央部で最高温を示し、両端にいくにつれて低下している。これに磁場を印加したときには Fig. 3 にあるように最高温度の低下が見られ、最高温度位置が図の左の方に移動した。さらに図の左側では温度上昇が起きている。これは熱が左の方向に運ばれたことを示している。以上のことから大気の流れが右から左へ発生していることがわかる。これは、先に予想した流れの方向と一致している。

温度測定に用いた熱電対の測定温度に対して磁場の影響がほとんどないことは以下のようにして確かめられている。熱電対の位置をアルミナ管中央付近に固定し、大気の流れによる温度変化が起こらないようにアルミナ管の両端をふさいで磁場印加を行った。そのときの温度測定値変化を Fig. 4 に示す。この結果から測定値は、磁場によりほとんど影響を受けないことがわかる。

次に、発生した大気の流れの量を評価するために、外部から流量を制御した空気を流して磁場印加時と近い温度分布となる

Fig. 5 Temperature distributions of the air in the tube under a magnetic field compared with those under an externally forced gas flow in a zero field.

流量を見積もった。流量を 2, 4, 8 l/min としたときの温度分布を磁場印加ときの温度分布と合わせ Fig. 5 に示す。この図から流量 4 l/min の時の温度分布が、磁場印加時の温度分布と比較的よく一致していることがわかる。このことから磁場印加時の流量は 4 l/min 程度であると見積もられる。

5. 磁場印加時の温度分布に基づく流量の計算

磁場印加時に各位置において大気を受ける力は、

$$f = \frac{\chi_{\text{Air}}}{\mu_0} B \frac{dB}{dx} \quad (1)$$

で表される。また大気の体積磁化率は温度の二乗に反比例することから

$$\chi_{\text{Air}} = \chi_{\text{Air-RT}} \left(\frac{293}{T} \right)^2 \quad (2)$$

ここで χ_{Air} は 20°C (=293K) における大気の体積磁化率 (0.379×10^{-6})、 T は絶対温度 (K) である。

先に測定した温度分布をもとに各位置における単位体積当たりの大気を受ける力を求めた。次に測定範囲全体にわたって得られた値を足し合わせることでアルミナ管両端に生ずる圧力差を求めた。この圧力差 ΔP は 6.02 N/m^2 であった。

ここで、ハーゲン・ポアズユ流れを仮定すると流量 Q は、

$$Q = \frac{\pi \Delta P a^4}{8 \eta L} \quad (3)$$

で与えられる。ただし、 a は管の半径 $6.5 \times 10^{-3} \text{ m}$ 、 L は管の長さ 0.8 m、 η は粘性係数である。 η は

$$\eta = \eta_{\text{RT}} \left(\frac{293 + C}{T + C} \right) \left(\frac{T}{293} \right)^{3/2} \quad (4)$$

ここで C はサザランドの定数であり、空気の場合 $C_{\text{Air}} = 117$ 、また η_{RT} は 20°C における粘性係数 $18.2 \times 10^{-6} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ である。ここでは、(4) 式により、管内の最高温度である 298°C での値 $\eta = 29.2 \times 10^{-6} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ を導き (3) 式に代入した。その結果、流量

の計算値 10.8 l/min が得られた。また、このときの平均流速は、 $v = 1.4 \text{ m/s}$ であった。

6. 実測値と計算値の比較

アルミナ管内での流量の計算値が 10.8 l/min となるのに対して、温度分布変化から求めた実測値は約 4 l/min であった。このように計算値と実測値に差が生じた原因について考察を行った。その要因として管内の径方向での温度分布と磁場分布が考えられる。温度の測定は管の底付近で行われており、磁場については径方向中心部の値を用いている。そして、計算を行う際は管内の径方向の温度分布と磁場分布を一定と仮定している。しかし、管の中央部の方が大気の流動が速いために、温度は中央部で低くなっていると予想される。そこで、加熱中心で管内径方向の中心と底付近で温度を測定したところ、中心が 199°C、底付近が 273°C であった。軸方向の温度変化幅は底付近の方が大きく、その温度分布をもとに流量の計算を行ったために流量は多めに算出された。一方、磁場分布については中心で 5.35 T、底付近で 5.37 T であった。このことから、径方向の磁場分布はほぼ均一であり、与える影響は温度分布よりも小さく、無視できる程度であることがわかる。これらのことから、流量の正確な計算を行うためには、管内の径方向の温度分布を調べる必要がある。

7. ま と め

今回、大気の一部を加熱することによりその部分の磁化率を変化させ、磁気力により大気の流動を起こすことを試みた。その結果、予測どおりに大気の流動発生を確認することができた。その流量は、内径 13 mm アルミナ管を 38 W のヒーターで加熱したときに 4 l/min 程度であった。

また磁場を印加したときの温度分布をもとに管内各位置での大気に作用する磁気力を計算し、期待される流量を算出した。その結果計算値は 10.8 l/min であり、実測値よりかなり小さくなった。この原因は管内径方向での温度分布によるものと考えられるので、今後径方向の温度分布を調べる予定である。

今回の実験により、磁場を用いることで温度差のある大気の流れの制御が可能であることが見いだされた。駆動部分のないガス流制御方法として、高速の加熱空気吹き込み装置などへの今後の応用が期待される。

文 献

- 1) 上野照剛, 江口浩之, 岩坂正和: 日本応用磁気学会誌, **17**, 597 (1993).
- 2) N. I. Wakayama: *IEEE Trans. Magn.*, **31**, 897 (1995).
- 3) 中川 準, 他: 電気学会マグネティックス研究会資料, Mag-96-132 (1996).
- 4) J. R. Carruthers and R. Wolfe: *J. Appl. Phys.*, **39**, 5718 (1968).
- 5) E. u. Lehrer and E. Ebbinghaus: *Z. Angew. Phys.*, **2**, 20 (1950).
- 6) H. Matsuki et al.: *IEEE Trans. Magn.*, **13**, 1143 (1979).

1997 年 10 月 29 日受理, 1997 年 12 月 18 日採録