

# 強磁場環境を利用したガラスの無容器溶融

<sup>A</sup>大阪工業技術研究所, <sup>B</sup>東北大学金属材料研究所

北村 直之<sup>A\*</sup>・本河 光博<sup>B\*</sup>

## Containerless melting of glass under high magnetic field

Naoyuki Kitamura<sup>A\*</sup>, Mitsuhiro Motokawa<sup>B\*</sup>

<sup>A</sup>Osaka National Research Institute, AIST

<sup>B</sup>Institute for Materials Research, Tohoku University

\*CREST, Japan Science and Technology Corporation

### 1. はじめに

近年、高電場によるガラスのポーリング、微小重力下や強磁場下でのガラス溶融など極限環境を利用したガラス創製が盛んに研究されている。高電場や強磁場の極限環境は本来均質系であるような物質に規則性・異方性を形成させることができ、微小重力場ではガラスの比重による不均一性を解消する。極限環境によって発現されるさまざまな新機能が期待されている。強磁場環境については薄膜の配向成長などの興味深い多くの報告がされているが、特に1991年にグルノーブル強磁場研究所において最初に行われた水やその他のいくつかの反磁性物質の磁気反発力による浮遊実験は世界に衝撃を与えた<sup>1,2)</sup>。反磁性物質は強磁性・常磁性物質に比べ磁化率が小さいので非磁性体と呼ばれ磁場に対して不活性と思われている。しかし、水やガラスに磁石を近づけると反発力が生じることは19世紀の昔にファラデーによって発見されている。我々の周りにある通常の千倍一万倍もあ

る磁場を発生できる今日では、たとえ小さな磁化率であってもそこで発生される磁気力は重力に匹敵することになる。この力は原子または分子の一つ一つにかかり、静電浮遊や電磁浮遊とは異なる擬似無重力環境となる。さらに、強力な磁場が物質にかかっているため、これは新しい場として位置付けることができる。我々のグループでは、新素材開発の観点から溶液中の結晶析出現象や物質の無容器溶融等を行っており、浮遊溶融装置を完成し球状ガラスの作製に始めて成功している。本稿ではガラスの無容器浮遊溶融について概説する。

### 2. 磁気浮上の原理<sup>1,2)</sup>

磁性体でない通常物質は磁気的に反磁性であると言われる。古典的には原子・分子の軌道を通る電子流は、外部磁場がかかるとレンツの法則によりその磁場を打ち消す方向に流れ、外部磁場と反対方向の磁場を発生する。磁場に誘導された電流による磁束は磁気モーメントと等価であり、磁束密度  $B$  での物質の磁化  $M$  は  $M=1/\mu_0\chi B$  と表される。 $\chi$  は磁化率でモル当たり、単位体積当たりあるいは単位質量当たりで表される。 $\mu_0$  は真空の透磁率である。強磁

<sup>A</sup>〒563-8577 大阪府池田市緑丘1丁目8-31  
TEL 0727-51-9647  
FAX 0727-51-9637  
E-mail: kitamura@onri.go.jp

性体や常磁性体は磁場方向に磁化し $\chi$ は正值である。反磁性体の場合 $\chi$ は負値でありその絶対値は磁性体のそれに比べて3桁ほど小さい。例えば光学ガラスのBK7では、パスカルの加算則から磁化率を概算することができるが、その値は $\chi = -5.32 \times 10^{-9} \text{ m}^3/\text{kg}$ となる<sup>3)</sup>。磁束密度 $B$ （鉛直方向）中での物質の持つ磁気エネルギー $E_m$ は、

$$E_m = \frac{1}{\mu_0} \int_0^B B dM = -\frac{1}{2\mu_0} \chi B^2 \quad (1)$$

となり、そのとき反磁性物質が受ける磁気力 $F$ は、鉛直方向（ $z$ 方向）では、

$$F = -\nabla E = \frac{1}{\mu_0} \chi B \frac{dB}{dz} \quad (2)$$

となる。ここで、発生する磁気力は磁束密度と磁場勾配の積に比例し、均一磁場中ではいくら磁場が大きくても磁気力がかからないことになる。東北大学に設置されているハイブリッド磁石（図1）の場合、発生する磁場は鉛直方向であり、磁場中心付近での $z$ 軸方向（鉛直上方）の磁束密度の強度分布は、内部にある水冷磁石の端の付近で磁束が広がるため急激に減少し、

ここで磁場勾配は最大となる。磁束密度と磁場勾配から計算される磁気力はBK7の場合図2(a)のようになる。この磁気力は上方への斥力であり重力と一致するところが平衡点になる。この系の全エネルギー $E$ は、重力定数を $g$ として単位質量当たり、

$$E = -\frac{1}{2\mu_0} \chi B^2 + gz + C \quad (3)$$

で、図2(b)の様な分布になり安定点が形成される。たとえば、中心（ $z=0 \text{ mm}$ ）の磁束密度が22.8Tの時BK7は $z=76 \text{ mm}$ の所に浮遊することになる。一方、水平方向（ $r$ ）は中心位置（ $r=0 \text{ mm}$ ）がエネルギーの極小で安定点を形成する。しかし、中心磁場が大きくなり鉛直方向の安定点が上方にずれていくと水平方向の安定点は存在しなくなり、浮遊物体は磁石内壁に接触する。すなわち、ある磁場条件でのみ上下水平の両方向に安定点が存在でき、ここに物体が浮遊することになる。安定点があるということは残留する力があることを意味しているが、その大きさはせいぜい $10^{-3} g$ のオーダーである。浮遊条件は(2)式および(3)式から次

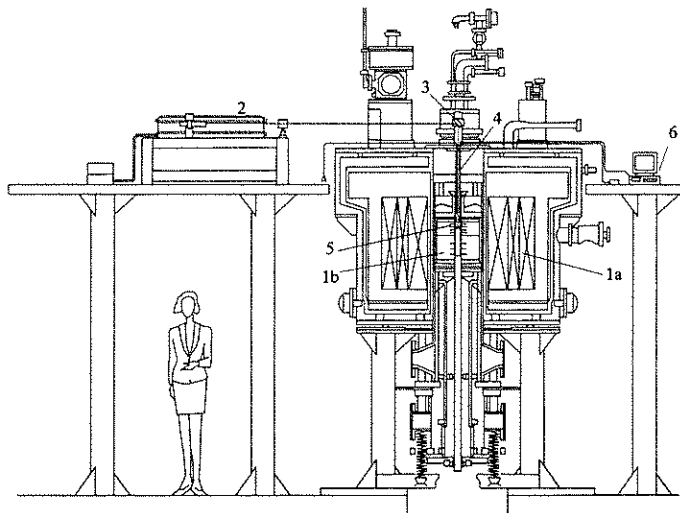


図1 磁気浮遊を利用した無容器熔融装置の概略図<sup>3)</sup>

- 1: ハイブリッド磁石 (a)超伝導磁石 (b)水冷磁石, 2: CO<sub>2</sub> レーザー, 3: 集光ミラー, 4: クライオスタット, 5: 試料セル, 6: ビデオ

のように表される。

$$B \frac{dB}{dz} = -\frac{\mu_0}{\chi} g \quad (4)$$

式左辺の磁場と磁場勾配の積は磁石の特性で決まり、ハイブリッド磁石では常用で最大 4200 T<sup>2</sup>/m 程度の  $BdB/dz$  を発生することができる。表 1 は代表的な物質の磁化率とそれを浮

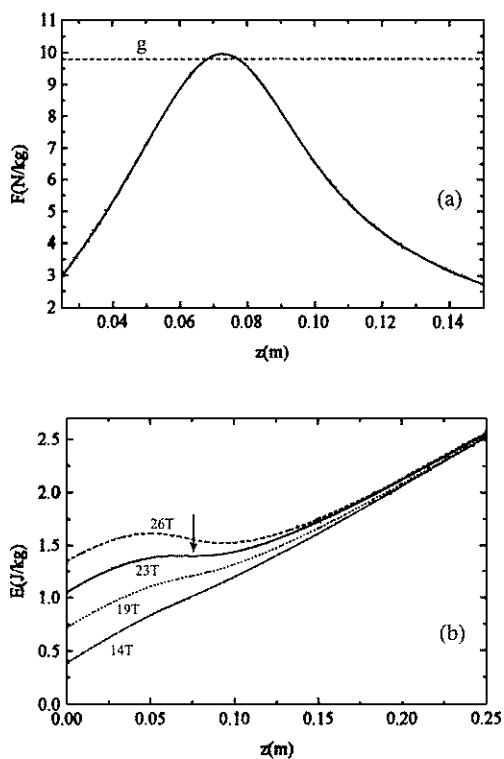


図2 (a)  $B=22.8\text{T}$  時の鉛直方向の磁気力分布。9.8 N/kg の位置で重力が相殺される。  
(b) 物体の全エネルギーの鉛直方向分布。 $z=75\text{ mm}$  でエネルギー極小で安定点となる。

遊させるのに必要な  $BdB/dz$  の値であり、 $\text{SiO}_2$  を主成分とする一般のガラスは浮遊させることができる。

### 3. ガラスの無容器熔融<sup>3,4)</sup>

我々は磁気浮遊を利用してガラスの無容器熔融および熔融状態のその場観察を行うために図 1 に示す熔融装置を開発した。強磁場発生装置に設置するため、磁場の影響を受けにくい炭酸ガスレーザーを外部に設置し、レーザー光の照射による加熱を選択した。特にその場観察のために使用した CCD カメラや照明用光源は磁石内部に設置するため 20T を超える磁場中でも動作可能なものを使用した。図 3 は一辺 4 mm の立方体の BK7 を白金籠に入れて浮上させ、これがレーザー照射により熔融していく様子を CCD カメラで観察したものである。中心磁場 22.8T のときガラスは籠の中でわずかに浮上した (図 3(a))。レーザー照射とともにガラスは熔融され球状になった (図 3(b)-(e))。

表1 いくつかの反磁性物質の磁化率と磁気浮遊に必要な  $BdB/dz$  の値。BK7 の磁化率はバスカルの加算側より計算された。

	$\chi_g$ (m <sup>3</sup> /kg)	$BdB/dz$ (T <sup>2</sup> /m)
H <sub>2</sub> O	-9.05x10 <sup>-9</sup>	-1368
SiO <sub>2</sub>	-6.19x10 <sup>-9</sup>	-1988
B <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	-7.03x10 <sup>-9</sup>	-1750
BK7*	-5.32x10 <sup>-9</sup>	-2313
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	-4.56x10 <sup>-9</sup>	-2700
Si	-1.39x10 <sup>-9</sup>	-4415

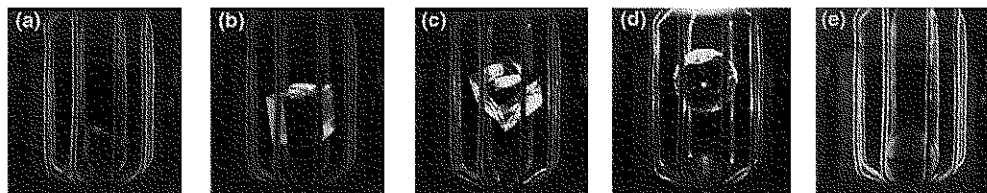


図3 磁気浮遊状態にある BK7 の CO<sub>2</sub> レーザー照射による熔融のその場観察

熔融とともに浮上位置が上昇しているが、これは磁化率の絶対値が大きくなったからであろう。浮遊位置の変化から推定される磁化率の変化は2%程度になる。得られた球状ガラスの直径  $4.78 \pm 0.03$  mm と偏差が大きいが、これは上方からのレーザー照射による温度分布が影響していると考えられる。

#### 4. 終わりに

我々は磁気浮遊を利用したガラスの無容器熔融に始めて成功したが、浮遊熔融中の融体中の物質移動や、得られたガラスの構造や物性などの評価は始まったばかりである。その場観察を可能にした我々の装置はガラス融体の挙動を明らかにできると期待している。現在、我々は蒸発-凝縮過程によるガラス微粒子作製および形成過程のその場観察を始めている。重力下・微小重力下のいずれにおいても得ることが出来なかったガラス微粒子を強磁場中で得ることに成功しているが、これについては別の機会で報告する予定である。磁気浮遊に関わらず、強磁場下における流体中の泡の挙動<sup>5)</sup>、ガラス融液の対流挙動<sup>6)</sup>、溶液中のイオンの挙動や結晶析出現象<sup>7)</sup>などの研究が近年増加の傾向にあり、その応用分野が広いことを物語っている。強磁場

下で形成されたガラスに構造や物性の異方性・規則性が現れれば新たな材料としての応用も期待されるであろう。

#### 謝辞

本研究は科学技術振興事業団戦略的基礎研究事業「極限環境状態における現象」において、大阪工業技術研究所の牧原正記、東北大学金属材料研究所の茂木巖、渡辺和雄、淡路智、浜井美歩、佐藤崇行の諸氏と共同で行われており、ここに感謝の意を表します。

#### 参考文献

- 1) E. Beaugnon and R. Tournier, *Nature* 349 (1991) 470.
- 2) E. Beaugnon and R. Tournier, *J. Phys. III France*, 1 (1991) 1423.
- 3) N. Kitamura, M. Makihara, M. Hamai, T. Sato, I. Mogi, S. Awaji, K. Watanabe and M. Motokawa, *Jpn. J. Appl. Phys.* 39 (2000) L324.
- 4) *Chemical Engineering*, Feb. 2000, p. 23; *Look Japan*, July 2000, p. 30.
- 5) N. I. Wakayama, *Proc. of SPIE*, Vol. 3792 (1999) 102.
- 6) 南川弘行, 宮沢靖人, 第40回ガラスおよびフォトリソ材料討論会, A-16.
- 7) M. Tagami, M. Hamai, I. Mogi, K. Watanabe and M. Motokawa, *J. Cryst. Growth* 203 (1999) 594.