



展 望 TENBO

理工学部会 企画 *

中性子を用いた磁場の可視化技術



篠原 武尚

Shinohara Takenao

(日本原子力研究開発機構)

1 はじめに

放射線を利用した撮像技術であるラジオグラフィは、観測対象内部の形状や構造を目に見える形で表現する手法であり、非破壊検査等において広く活用されている。中でも中性子ビームを利用したラジオグラフィは、中性子の特徴である軽元素に対する高い感度や物質透過能力の高さを利用し、水や流体の観察、大型試料や金属試料の内部観察においてその威力を発揮してきた。一方、中性子は磁気モーメントを持つために磁場と直接相互作用することができる。その結果、中性子ビームは磁場中を通過することによりそのスピン状態や軌道の変化を起こす。この変化を位置毎に検出することができれば磁場に関する情報を画像として表現することが可能となる。本稿では、現在、筆者らが中心となってJ-PARCの物質・生命科学実験施設(MLF)において開発を進めているパルス中性子を用いた磁場の可視化手法について紹介し、その展望について述べる。

2 中性子を用いた磁場イメージングの原理

磁場の可視化法は目に見えない磁場を視覚的に表現し、磁場の直感的理解を可能にする重要な研究手法であり、数多くの手法が開発、実用化されている¹⁾。非常に単純な例として、磁石の周りに砂鉄を撒いたときにできる模様で磁力線の様子を表現する方法があり、多くの方が一度は子供の頃に実験したことがあるだろう。磁性材料研究に用いられている磁場可視化手法にはそれぞれ長所短所があり、例えばKerr顕微鏡や光電子顕微鏡(PEEM)、磁気力顕微鏡(MFM)などは、 $1\text{ }\mu\text{m}$ 以下の非常に微小な範囲の磁場の分布を検知することができるが、得られる情報が試料の表面近傍に限定される。一方、中性子を用いた手法について考えてみると、中性子ラジオグラフィの典型的な空間分解能が $100\text{ }\mu\text{m}$ 程度であることから、ほかの磁場可視化手法と比較すると微小領域の観察には不向きである。しかしながら、中性子が磁場と直接相互作用することから空間磁場の測定が可能であり、さらに試料の奥深くまで進入することができることからバルク材料の内部の観察が可能である等、ほかの手法にはない大きな利点を有している。

* 中性子応用専門委員会

ここで、中性子を用いた磁場可視化手法を理解するために必要な、中性子と磁場との相互作用について考える。ある磁場 $\mathbf{B}(t)$ 中において中性子は以下の方程式に従う運動をする。

$$m_n \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -\mu_n \nabla (\boldsymbol{\sigma}_n(t) \cdot \mathbf{B}(t)) \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} \boldsymbol{\sigma}_n(t) = \gamma_n \boldsymbol{\sigma}_n(t) \times \mathbf{B}(t) \quad (2)$$

ここで、 m_n は中性子の質量、 μ_n は中性子の磁気モーメント、 $\boldsymbol{\sigma}_n(t)$ は中性子スピンの平行な単位ベクトル、 γ_n は中性子の磁気回転比である。(1)式は、中性子が非一様磁場中において磁場勾配の大きさに依存した加速度を受け、その軌道が変化することを表し、(2)式は、中性子スピンが磁場方向を軸として回転運動 (Larmor 歳差運動) をすることを表す。いずれの式にも磁場ベクトル $\mathbf{B}(t)$ と中性子スピンの依存するベクトル $\boldsymbol{\sigma}_n(t)$ が含まれており、スピンの初期状態が既知である時に中性子ビームの軌道変化や中性子スピンの回転 (すなわち $\boldsymbol{\sigma}_n$ の変化) を検出することができれば、磁場 $\mathbf{B}$ に関する量を知ることができる。このとき注意すべき点は、(1)式において位置の時間微分が顕に含まれていることから分かるように、相互作用は中性子速度に依存することである。つまり、磁場と中性子との相互作用の結果として現れる磁場に関する情報を正確に理解するためには、中性子の単色性が不可欠である。また、これらの相互作用はスピンの極性に依存するため、スピン偏極した中性子であることが要求される。すなわち、中性子を用いた磁場可視化法では、“単色中性子”と“偏極中性子”が必要である。

(2)式より、磁場中での中性子スピンの回転は次式のように書き直され、

$$\phi = \omega_L t = \frac{\gamma_n}{v} \int_{\text{path}} \mathbf{B} ds = \frac{\gamma_n m_n \lambda}{h} \int_{\text{path}} \mathbf{B} ds \quad (3)$$

回転角 ϕ は中性子が通過してきた経路の磁場強度 $B = |\mathbf{B}(t)|$ の積分値に比例し、中性子速

度 v に反比例 (または中性子波長 λ に比例) することが分かる (ここで、 t は中性子が磁場空間中に滞在する時間、 ω_L はラーモア周波数である)。すなわち、回転角の絶対値を知ることができれば磁場強度を定量的に評価することが可能になる。そこで、中性子スピンの回転を偏極度の変化として検出する“偏極度解析法”をイメージングに応用し、その空間分布から磁場の情報を画像化する技術が開発されてきた²⁾。なお、偏極度解析法は既に確立した技術であり、多数の文献があるので興味のある方はそちらを参考にさせていただきたい³⁾。しかしながら、中性子偏極度は中性子スピンの量子化軸に対する射影に対応するため、中性子スピンの回転に対して 2π の周期性を持つ。そのため、ある 1 つの条件での測定から得られた偏極度から一意に中性子スピンの回転角度を決定することはできない。回転角度の絶対値を調べるためには、何らかの変調を与えることで偏極度の周期的な変化を測定することが必要であり、入射中性子スピンの初期位相を変化させる方法や中性子波長を変える方法が考えられている⁴⁻⁸⁾。パルス中性子を利用した偏極度解析法は、飛行時間分析法と組み合わせることで中性子偏極度の波長依存性を効率良くかつ高精度で取得することを可能とし、回転角度の絶対値を測定して磁場の定量解析をする上では非常に有力な手法である⁴⁾。例えば、図 1 (a) に示すような磁場の配置において得られる偏極度の波長依存性は図 1 (b) のように波長に対して振動する。この振動周期は (3)式から明らかなように磁場強度の経路積分値を与え、磁場空間の距離が分かれば磁場強度を求めることができる。

一方、中性子スピンの量子化軸を 3 次元で制御することにより、偏極度をベクトルとして取り扱うことができる。その結果、磁場経路を通過後の偏極度ベクトル $\mathbf{P}(t)$ は、入射中性子の偏極度ベクトル $\mathbf{P}_0$ を用いて以下のように表現される。

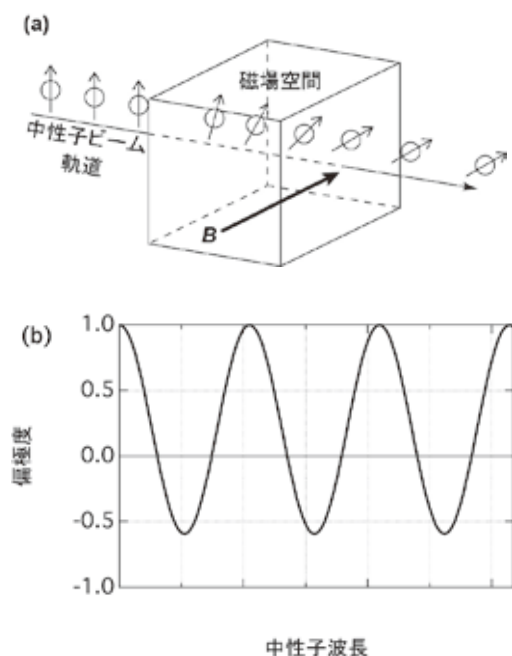


図1 中性子スピンの磁場中での回転。(a)：中性子スピンの回転の概念図。ただし、スピン量子化軸は鉛直方向としている。(b)：偏極度の波長による変化の概念図

$$P(t) = D(n, t) P_0 \quad (4)$$

ここで、 $D(n, t)$ は減偏極行列若しくはスピン回転行列である。空間中の一様な磁場によるスピンの回転だけを考えた場合、 $D(n, t)$ は以下のように表される⁹⁾。

$$D(n, t) = \begin{Bmatrix} D_{xx} & D_{xy} & D_{xz} \\ D_{yx} & D_{yy} & D_{yz} \\ D_{zx} & D_{zy} & D_{zz} \end{Bmatrix} \quad (5)$$

ただし、

$$\begin{aligned} D_{ii} &= 1 - (1 - \cos \omega_L t) \cdot (1 - n_i^2) \\ D_{ij} &= (1 - \cos \omega_L t) n_j n_i + n_k \sin \omega_L t \\ D_{ji} &= (1 - \cos \omega_L t) n_j n_i - n_k \sin \omega_L t \end{aligned}$$

(ここで、 $(i, j) = (x, y), (y, z), (z, x)$ とする。)

(5)式の n_i ($i = x, y, z$) は、磁場の x, y, z 方向への方向余弦をそれぞれ表し、各行列要素に含まれる $\omega_L t$ を(3)式で置き換えると明らかな

ように、中性子波長依存性から磁場の方向を知ることが可能となる。このように、パルス中性子を用いた飛行時間分析を磁場イメージングへ応用することは、単なる磁場の空間分布の可視化にとどまらず、強さと方向を定量的に解析し、画像化するものとなる。

3 磁場イメージングの実験例

日本国内において偏極中性子を用いた磁場可視化実験は北海道大学の加速器中性子源(HUNS)及びJ-PARCのMLFにおいて実施可能であるが、ここでは筆者らが中心になって進めているJ-PARCでの実験例について紹介する。図2にMLFのBL10(NOBORU)において構築した実験体系の概要図を示す。線源において発生したパルス中性子はまず磁気スーパーミラーを用いた偏極子¹⁰⁾によって偏極される。その後、スピンの極性を反転させるスピン反転器、スピンの量子化軸を3次元で制御するスピン回転子を通して¹¹⁾、観測対象の試料へと照射される。透過中性子は再度スピン回転子を通して、スピンの方向を解析する検極子(偏極子と同様の機器)に入射し、最後段に設置した中性子2次元検出器で検出される。中性子偏極度 P は、アップスピンの中性子強度 I_+ とダウンスピンの強度 I_- を用いて $P = (I_+ - I_-) / (I_+ + I_-)$ と定義されるが、実際の実験において I_+ と I_- を正確に求めることは困難であるため、スピン反転器がONとOFFの時の中性子強度 I_{ON} と I_{OFF} で置き換えて、 $P = (I_{ON} - I_{OFF}) / (I_{ON} + I_{OFF})$ を用いる¹²⁾。なお、本実験における中性子偏極度の最大値は96%であり、1条件当たりの測定時間はおおよそ900秒程度であった。

次に、これまでに取得した実験結果の例を紹介する。まず、空間磁場の観察の例として、小型のコイルに電流を流したときにコイル内部に発生する磁場の観察結果を示す。図3(a)に実験で用いたコイルの写真を、異なる入射方向から得たダウンスピン中性子の強度 I_- のイメー

ジを図3(b), (c)に示す。①の方向から見た図3(b)では、磁場が中心対称に形成されるために同心円状に強度の変化が見えるのに対して、②の方向から見た図3(c)では、コイルの内側と外側で強度分布が異なる様子が見て取れる。これは、コイルの内部の磁場だけでなく、



図2 J-PARC/MLFのBL10において構築した偏極パルス中性子イメージング実験体系の概要図

外部へ漏えいした磁場も可視化できることを表している。図3(b)においてコイル内部(図3(b)のA位置)とコイル外部(B位置)での規格化した $I_{\perp}$ の波長依存性(偏極度に比例する値)を図3(d)に示す。どちらも波長に対する周期的な振動を確認できるが、その周期はコイル内部の方が短いことが分かる。これは内部の磁場強度の方が大きいことを示している。なお、短波長側において振動が見られないのは、偏極子の中性子偏極能率が短波長側で劣化するためである。次に、非晶質の金属軟磁性箔の実験結果を示す。

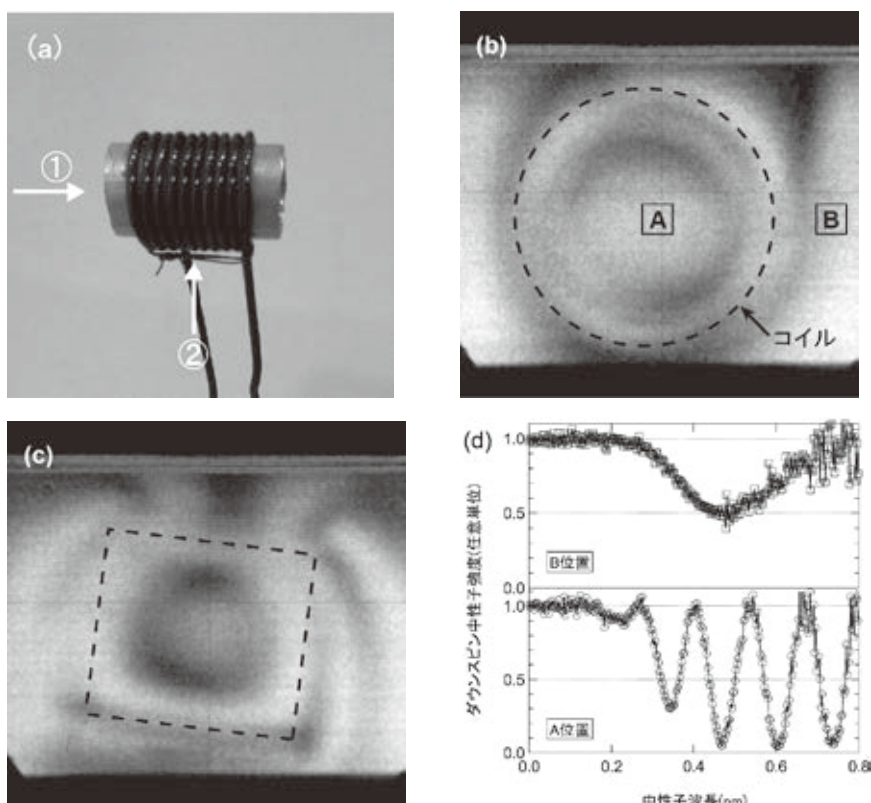


図3 小型コイル内部に生じる磁場の偏極中性子イメージング結果。空間分解能は $55\ \mu\text{m}$ 。(a): 使用したコイル, (b) 及び (c): (a)の①及び②の方向からビームを入射した時のダウンスピン中性子の強度 $I_{\perp}$ の空間分布の例。(d): (b)のA及びB位置での規格化した $I_{\perp}$ の波長依存性

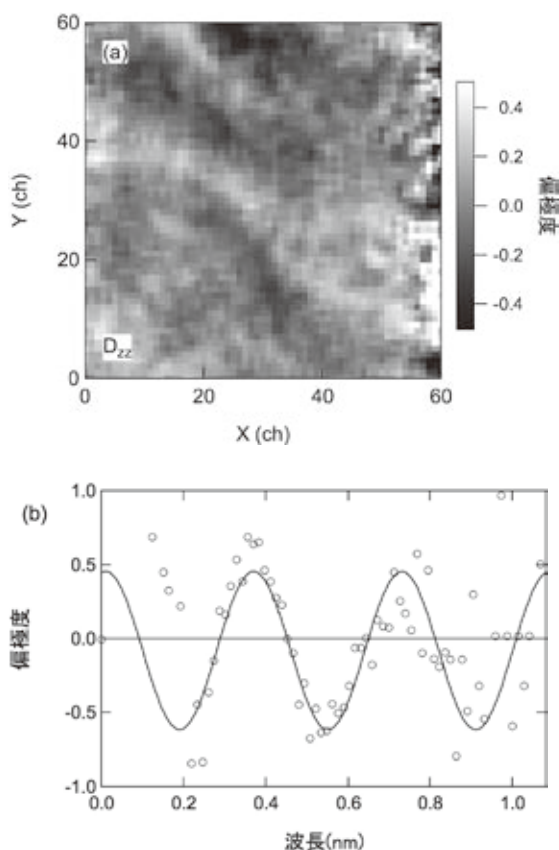


図4 金属軟磁性箔の偏極中性子イメージング実験結果。
1 ch は 0.25 mm。(a)：偏極度の空間分布，(b)：
偏極度の波長依存性の例

試料は変圧器やモーターに実際に使用されている厚さ $30\ \mu\text{m}$ のフォイルであり，図4(a)のような試料を通過した中性子の偏極度の空間分布が得られた（ここでは(5)式の D_{zz} 成分についてのみ示している）。図中の場所ごとに波長依存性を調べると図4(b)のような中性子波長に依存して振動する振る舞いが確認できる。(5)式の回転行列の各成分について同様に偏極度の振動を解析することにより，磁場強度と方向を算出することができる。その結果，偏極度の振動周期からこの試料の内部の磁場は $1.28 \pm 0.07\ \text{T}$ であることが得られ，さらに，試料内部の磁場の方向余弦を解析すると，図5のように明瞭な帯状の構造（磁区構造）が見られ，図中の矢

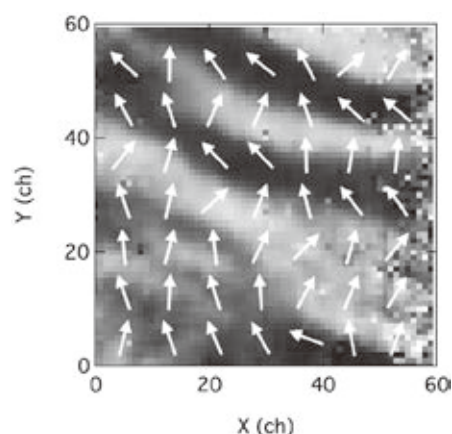


図5 金属磁性箔内部の磁化の空間分布
カラーマップは水平方向の磁場成分の大きさを表し，白矢印は磁化方向を示す。帯状構造の白い部分では磁化方向を表す矢印が右上を向き，黒い部分では左上を向いている

印で示すような磁化ベクトルの分布を持つことが分かった。

4 磁場イメージングの応用と今後の展望

これまで述べてきたように，偏極中性子を用いた磁場イメージング法は，磁性体内部や空間中の磁場に対する感度を有するとともに，パルス中性子の飛行時間分析を利用して波長依存性を精度良く解析することで，磁場強度と方向の定量的な取扱が可能となる。応用研究としては本稿で紹介した実験例のほかにも，電磁鋼板材料の磁化分布や電気モーター内部に形成される磁場の観察が進められており，将来はより幅広い磁性材料や磁気関連機器への応用が進むものと考えている。また，手法の高度化研究として，CT技術との融合への取り組みが進められている。磁場の3次元分布再構築が可能になると，これまでの技術では実現不可能であった材料深部や閉鎖空間中の局所的な磁場の検出も可能になると期待される。

偏極中性子を用いた磁場イメージング法の現状は，ほかのエネルギー分析型中性子イメージ

ング法（ブラッグエッジ法，共鳴中性子イメージング法）と同様に，デモンストレーション実験から実用化の段階へと移行しつつある。J-PARC MLF の BL22 に建設が進められている世界最初の本格的なパルス中性子イメージング専用装置“螺鈿（RADEN）”がまもなく利用運転を開始し，多くの実験者に本手法を活用していただくことができるようになる。是非，今後の開発と応用研究の進展に期待していただきたい。

参考文献

- 1) 日本磁気学会編，磁気イメージングハンドブック，共立出版（2010）
- 2) Kardjilov, N., *et al.*, *Nat. Phys.*, **4**, 399 (2008)
- 3) Maleev, S.V. and Ruban, V.A., *Sov. Phys. JETP*, **35**, 222 (1972) ; Schlenker, M. and Shull, C.G., *J. Appl. Phys.*, **44**, 4181 (1973) ; Schlenker, M. and Baruchel, J., *J. Appl. Phys.*, **49**, 1996 (1978)
- 4) Shinohara, T., *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A* **651**, 121 (2011)
- 5) 篠原武尚，波紋，**21**，180 (2011)
- 6) Strobl, M., *et al.*, *Phys. B*, **406**, 2415 (2011)
- 7) Hayashida, H., *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A*, **634**, S90 (2011)
- 8) Piegsa, F.M., *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. A*, **586**, 15 (2008)
- 9) Rekveldt, M.Th., *Z. Phys.*, **259**, 391 (1973) ; Rekveldt, M.Th., *J. Magn. Magn. Mater.*, **1**, 342 (1976)
- 10) Krist, T., *et al.*, *Physica B*, **241–243**, 82 (1998) ; Krist, T., *Nucl. Instr. And Meth. A*, **529**, 50 (2004)
- 11) Tasset, F., *Phys. B*, **156–157**, 627 (1989) ; Janoschek, M., *et al.*, *Phys. B*, **397**, 125 (2007)
- 12) Mitsuda, S. and Endo, Y., *J. Phys. Soc. Jpn.*, **54**, 1570 (1985)