中性子磁気レンズの開発と集光型小角散乱法への応用

奥 隆之¹⁾, 鈴木 淳市¹⁾, 清水 裕彦^{1,2)}

(¹⁾日本原子力研究所 先端基礎研究センター, ²⁾理化学研究所 イメージ情報研究ユニット)

Development of magnetic neutron lenses and their application to focusing geometry SANS

Takayuki Oku¹⁾, Jun-ichi Suzuki¹⁾, Hirohiko M. Shimizu^{1,2)}

¹⁾Advanced Science Research Center, JAERI, ²⁾Image Information Research Unit, RIKEN

ABSTRACT

As a neutron has a magnetic dipole moment, we can control a neutron beam by using magnetic field gradient. A sextupole magnet functions as an ideal focusing lens for the neutron beam. By using the sextupole magnet, we can obtain precisely focused neutron beam free from neutron scattering and attenuation by substances. Thus, the sextupole magnet has been considered to be appropriate neutron focusing device for a focusing-geometry SANS (F-SANS) experiment. We have developed magnetic neutron lenses based on the sextupole magnet which has sufficiently large aperture and strong focusing power for the F-SANS experiment, and constructed a F-SANS instrument using the magnetic lens. Here, some results of the F-SANS experiments are also shown and discussed.

Keywords: magnetic neutron lens, sextupole magnet, cold neutron, beam focusing

1. はじめに

中性子散乱法は物性研究などにおいて基本的且つ有用な研究手段である。しかし、実際に利用できる中性子ビームの強度がX線などと比較して極めて弱いことから、その適用範囲は強く制限されている。この問題を解決するためには、大強度中性子源の開発に加えて、発生した中性子を効率よく輸送したり、制御することが重要である。そこで、我々は、中性子散乱研究における中性子ビームの利用効率の向上を目的として、中性子磁気屈折光学素子の開発とその応用に関する研究を行ってきた。中性子は電氣的に中性であるが、磁気モーメントを持っているため、磁場勾配を用いて中性子ビームを制御することが可能である。特に、六極磁場は、中性子に対して理想的なレンズとして機能することが知られている[1]。以下、六極磁石に基づく中性子集光素子を中性子磁気レンズと称する。中性子磁気レンズを用いて中性子を集光する場合、物質による中性子の吸収や散乱が全くないことから、非常に精度良く集光した中性子ビームを得ることができる。よって、中性子磁気レンズは、精度の高い集光ビームを必要とする集光型小角散乱法へ適用が期待されている。しかし、その実現のためには $\phi 20$ mm 程度以上の大きな口径と実用レベルの中性子集光能力を持った中性子磁気レンズを開発する必要があった。そこで、我々は、超伝導技術や特殊な磁気回路等を用いて、実用レベルの中性子集光能力を持った中性子磁気レ

ンズの開発を行った。そして、その開発した中性子磁気レンズを用いて集光型小角散乱装置の開発研究を行った。以下、本稿では、六極磁場を用いた中性子ビーム制御の原理から、磁気レンズを用いた集光型小角散乱装置の開発まで、我々が取り組んだ一連の開発研究の内容について紹介する。

2. 六極磁場中での中性子の運動

磁場中での中性子の運動は、以下の2式で記述される。

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

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

ここで、 $\mathbf{r}$ は中性子の座標、 $\boldsymbol{\sigma}$ は中性子スピンと平行な単位ベクトル、 $\alpha=|\mu_n/m_n|=5.77\text{ m}^2\text{s}^{-2}\text{T}^{-1}$ 、 $\gamma_n(=2\mu_n/\hbar=-1.83\times 10^8\text{ s}^{-1}\text{T}^{-1})$ は磁気回転比である。式(1)、(2)より、中性子は磁場中でそのスピンと磁場ベクトルの内積の勾配に沿って加速され、また、中性子のスピンはラーモア周波数 $\omega_L=-\gamma_n|\mathbf{B}|$ で歳差運動することが分かる。中性子が不均一磁場中を飛行するとき、中性子位置での磁場ベクトルが変化する。その磁場ベクトルの回転角周波数を $\omega_B=|\partial\hat{\mathbf{B}}/\partial s|ds/dt$ と定義する。ここで s は中性子の軌道に沿って取った座標であり、 $\hat{\mathbf{B}}$ は磁場の単位ベクトルである。磁場の強度が十分強く、 $\omega_L/\omega_B\gg 1$ の関係が成立するとき、中性子のスピン状態はほぼ保存され、中性子は断熱的に輸送される。この

場合、磁場中での中性子の運動方程式は、次式のように簡単に記述できる。

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = \mp \alpha \nabla |\mathbf{B}| \quad (3)$$

ここで、負号“-“は中性子スピンの正極性（中性子スピンと磁場ベクトルが平行）の状態に、正号“+“は負極性（中性子スピンと磁場ベクトルが反平行）の状態にそれぞれ対応する。

六極磁場 B_s は、次式で記述される。

$$\mathbf{B}_s = \frac{G}{2} \begin{pmatrix} y^2 - x^2 \\ 2xy \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4)$$

ここで、 G は磁場強度勾配の大きさを表す磁場強度勾配定数である。式(4)より、六極磁場強度の分布は、

$$|\mathbf{B}_s| = \frac{G}{2} (x^2 + y^2) \quad (5)$$

と表される。式(5)を式(3)に代入すると、六極磁場中での中性子の運動方程式：

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \mp \omega^2 x, \quad \frac{d^2 y}{dt^2} = \mp \omega^2 y, \quad \frac{d^2 z}{dt^2} = 0 \quad (6)$$

が得られる。ここで、 $\omega^2 = G\alpha$ である。式(6)の解は、以下のように与えられる。

(i) 正極性の場合

$$x(t) = x(0) \cos\left(\frac{\omega m_n \lambda}{h} z(t)\right) + \frac{v_x(0)}{\omega} \sin\left(\frac{\omega m_n \lambda}{h} z(t)\right), \quad (7)$$

$$y(t) = y(0) \cos\left(\frac{\omega m_n \lambda}{h} z(t)\right) + \frac{v_y(0)}{\omega} \sin\left(\frac{\omega m_n \lambda}{h} z(t)\right), \quad (8)$$

$$z(t) = v_z(0)t = \frac{h}{m_n \lambda} t. \quad (9)$$

ここで、 λ は z 軸に沿った中性子の波長、 $v_i(0)$ は時刻 $t=0$ における中性子の速度の $i(x, y, z)$ 方向成分である。もし、中性子が z 軸と平行に六極磁場中に入射した場合、中性子は、 $z = \pi h / (2\omega m_n \lambda)$ で焦点を結ぶことになる (Fig. 1(a))。

(ii) 負極性の場合

$$x(t) = x(0) \cosh\left(\frac{\omega m_n \lambda}{h} z(t)\right) + \frac{v_x(0)}{\omega} \sinh\left(\frac{\omega m_n \lambda}{h} z(t)\right), \quad (10)$$

$$y(t) = y(0) \cosh\left(\frac{\omega m_n \lambda}{h} z(t)\right) + \frac{v_y(0)}{\omega} \sinh\left(\frac{\omega m_n \lambda}{h} z(t)\right), \quad (11)$$

$$z(t) = v_z(0)t = \frac{h}{m_n \lambda} t. \quad (12)$$

六極磁場内に入射した中性子ビームは、磁場の中心軸から遠ざかる方向に加速され、発散される (Fig. 1(b))。

Fig. 1 Schematic illustration of the neutron trajectories when the neutrons are polarized (a) positively and (b) negatively against the local field in a sextupole magnet. Here, the incident neutron beams are parallel to the z -axis.

3. 中性子磁気レンズの開発

六極磁場の中性子集光効果は、これまでに6ピース型の永久六極磁石を用いた中性子ビーム実験で検証されている[1]。この検証実験で用いられた磁気レンズは、口径が $\phi 10$ mmであった (Fig. 2)。この磁気レンズを集光型小角散乱法へ適用するためには、口径 $\phi 20$ mm程度以上で、且つ、波長6 Åの中性子を焦点距離 $f \sim 10$ mで集光する能力を持った磁気レンズを開発する必要がある。ここで、焦点距離 f は、Fig. 3に示した体系において、次式で定義した。

$$f = \frac{L_{\text{mag}}}{2} + \frac{h}{\omega m_n \lambda} \cot\left(\frac{\omega m_n \lambda}{h} \cdot \frac{L_{\text{mag}}}{2}\right) \quad (13)$$

ただし、 L_{mag} は磁気レンズの長さである。しかし、6ピース型の永久六極磁石を単純に大口径化すると、磁場強度勾配定数 G は、磁気レンズ内径の自乗にはほぼ反比例して減少することから、十分な中性子集光能力を持った磁気レンズを得ることはで

Fig. 2 Permanent sextupole magnet with 6 pieces of Nd-Fe-B magnets.

Fig. 3 A definition of focal length f .

きない。そこで、我々は、超伝導技術や特殊な磁気回路を用いて、大口径で実用レベルの中性子集光能力を持った中性子磁気レンズを開発した (Table 1) [2,3]. 超伝導六極電磁石は、Nb-Ti 線で巻かれた 6 個の鞍型コイル (Fig. 4) で六極磁場を発生し、約 $\phi 50$ mm の大口径を有する。発展型 Halbach 六極永久磁石は、Fig. 5 に示した特殊な磁気回路からなり、永久磁石でありながら、同じ内径の 6 ピース型六極永久磁石と比較して、3 倍強の磁場強度を発生することができる。また、六極磁場を用いて中性子を集光する場合、式(13)から分かるように、中性子波長に依存して焦点距離が変化するため色収差が生じるが、我々はパルス中性子を一定の焦点距離で集光することを目的としたパルス六極電磁石の開発にも現在取り組んでいる (Table 1) [4,5]. これは、時間と共に変化する入射中性子の波長に同期させて、パルスの六極磁場強度を変化させて、一定の焦点距離でパルス中性子ビームを集光するものである。

4. 磁気レンズを用いた集光型小角散乱装置の開発

小角散乱法とは、散乱角の小さな領域を測定する散乱手法である。小さな散乱角を測定するために、通常の中性子小角散乱装置では、Fig. 6(a)のように 2 つのピンホールスリットを用いて、入射中

Fig. 4 Saddle-shaped Nb-Ti superconducting coil.

Fig. 5 Magnetic circuit of the Extended-Halbach type sextupole magnet.

性子ビームから平行度の高いビームのみを切り出して試料に照射する。一方、集光型小角散乱装置では、試料の直上流に中性子集光素子を設置し、検出器位置で中性子を集光する配置を採る (Fig. 6(b)). よって、通常の小角散乱装置と比較して、発散度の大きい中性子ビームを用いることが出来るため、中性子の利用効率が高い[6,7].

Table 1 The specifications of the developed magnetic neutron lenses.

Manufacture year	2002	2002	2003
mode	Steady	Steady	Pulse
Magnetic field gradient G	12,800 Tm ⁻² @1.8K (9,480 Tm ⁻² @4.2K)	23,000 Tm ⁻²	~7,500 Tm ⁻² (peak value)
Effective aperture (diameter)	ϕ 46.8 mm	ϕ 25 mm	ϕ 22 mm
Focal length f for $\lambda=6$ Å, $L_{mag}=2$ m	6.6 m@1.8K (8.6 m@4.2K)	3.9 m	~10.7 m

磁気レンズを集光型小角散乱装置の中性子集光素子として用いる場合、一つの問題がある。それは、負極性の中性子が磁気レンズに入射すると、それは磁気レンズにより発散され検出器面上に広がり、バックグランドレベルを上げてしまうことである。よって、磁気レンズに入射する負極性の中性子成分を除去する必要がある。我々は、中性子偏極素子とスピン反転器を用いて負極性中性子成分を除去するためのセットアップを構築した[8,9]。Fig. 7に我々がJRR-3のC3-1-2-1ビームラインに構築した実験セットアップを示す。我々は、中性子偏極素子として冷中性子に対して高い偏極度が得られる多層膜磁気ミラーを用いた。多層膜磁気ミラーに中性子が入射すると、正極性成分は反射され、負極性成分は透過する。我々はその透過中性子ビームを用いた。透過中性子ビームの偏極度は $P \sim 0.97$ であった。多層膜磁気ミラーを透過した中性子の偏極度を保つために、中性子ビーム軸と平行方向にガイド磁場を発生するソレノイドコイルを設置し、その中に中性子ビームを通して磁気レンズまで導いた。そして、磁気レンズの直上流に設置したスピン反転器を用いて、中性子を正極性の状態に反転してから、磁気レンズに入射させた。スピン反転器としては、白色中性子に対して有効で、且つ、中性子ビーム軸上に物質を置く必要のない高周波型のスピン反転器(RF gradation spin flipper)を用いた。本スピン反転器は、 $\lambda > 4 \text{ \AA}$ で $\phi 50 \text{ mm}$ の中性子ビームに対してスピン反転効率 $f > 0.99$ で動作するように設計されている[10]。また、磁気レンズ内の磁場は、中性子ビーム軸に対して垂直な面内の様々な方向に分布しているので(式(4))、ガイド磁場と磁気レンズ内の磁場が断熱的に接続するように、磁気レンズの両端部にソレノイドコイルを用いて二極磁場を印加した。このセットアップを用いて測定した検出器位置での中性子強度分布の動径平均値をFig. 8に示す。非偏極中性子ビームが入射した場合、磁気レンズの中性子集光効果により、 $r=0$ を中心にピークが現れるとともに $r=30 \text{ mm}$ 付近に肩が現れた。この肩は、磁気レンズにより発散された負極性成分によるものと考えられた。そこで、偏極中性子を入射させ、スピンスリッパをOnにして、正極性成分を磁気レンズに入射させると、 $r=30 \text{ mm}$

付近の肩は消えた。ここで、スピンスリッパをOffにして、負極性成分を磁気レンズに入射させると、再び肩が現れた。スピンスリッパがOffの時に、 $r=0$ を中心にピークが現れるのは、入射中性子の偏極が完全ではなく、僅かに混入している正極性の中性子が磁気レンズにより集光されピークを形成したためと考えられる。また、正極性成分を磁気レンズに入射させた場合、得られるピーク強度とバックグランドレベルの比は 2×10^4 程度あり、集光型小角散乱実験を行う上で十分高いS/Nを与えることが示された。

次に、このセットアップを用いて中性子小角散乱実験を行い、小角散乱装置としての性能を評価した。試料には、単分散シリカ粒子(平均粒径 500 nm)を用いた。波長は、 $\lambda = 9.15 \pm 0.30 \text{ \AA}$ である。得られた小角散乱強度をFig. 9に示す。実験結果を解析した結果、本装置の角度分解能は、 $\Delta q \sim 2.3 \times 10^{-4} \text{ \AA}^{-1}$ であることが分かった。これは、同程度のカメラ長を持った通常の小角散乱装置と比較して約一桁小さい値である[9]。

Fig. 6 Beam collimation geometry for SANS. (a) Pinhole collimation geometry, (b) Focusing lens geometry.

Fig. 7 Experimental setup of the Focusing geometry SANS using the superconducting magnetic lens.

Fig. 8 Averaged intensities as a function of r , the distance from the peak position on the detector.

5. 他の集光型小角散乱装置との比較

小角散乱装置は利用する光学系により非集光型と集光型に分類することができる（非収束型や収束型と表現されることもある）。非集光型の装置には、複数のピンホールの組み合わせにより得られる平行性の高いビームを利用するピンホール型や狭い溝を持った2つの完全単結晶モノクロメーターにより得られる単色性及び平行性の高いビームを利用する Bonse-Hart 型[11]がある。これまでに利用されてきた装置の多くはこの非集光型に属するが、近年、非集光型の欠点を補うものとして、集光素子を利用して角度分散の大きなビームを検出器面に集光することで強度の増大と分解能の向上を同時に得ることができる集光型の装置の開発や応用に関する研究が進められている。本節では、それらの中から磁気レンズ型、複合両凹面レンズ型、湾曲ミラー型、多チャンネル収束スリット型の装置を取り上げ、それぞれの特徴を比較及び整理する。ただし、各集光型において、入射ビームの波長を共通 ($\lambda=6.5$ Å) とするとともに、入射ビームのアクセプタンス（実効開口角）、試料サイズ、試料-検出器距離が同程度、すなわち、具体的には、2 mrad, $\phi 20$ mm, 10 m 程度になるような公平な前提条件を設けた。

5.1 磁気レンズ型

Fig. 3 のように対象な光学系を考える。 $\lambda=0.65$ nm の中性子について $f=10$ m とするには磁気レンズ長 $L_{\text{mag}}=657$ mm と仮定した場合（後述の複合両凹面レンズの全長と一致させてある。）、 $G=19,940$ Tm² の磁気レンズを必要とするが、これは、ボーア径を約 $\phi 25$ mm とした発展型 Halbach 永久六極磁石により実現される。今の場合、磁気レンズの直後に $\phi 20$ mm の試料を置くことで、試料-検出器

Fig. 9 Measured SANS intensity as a function of q .

距離を 9,672 mm (=約 10 m) として、約 2 mrad のアクセプタンスのビームが利用されることになる。ところで、先述の通り、磁気レンズは色収差を持つ。波長分散 $\Delta\lambda$ がある場合の集光距離のずれは $\Delta f/f \leq 2\Delta\lambda/\lambda$ と与えられるが ($\lambda \rightarrow 0$ の場合、 $\Delta f/f=2\Delta\lambda/\lambda$ であり、 $(\Delta f/f)/(\Delta\lambda/\lambda)$ は λ の増大に伴い 2 から減少する。)、今の場合、 $\Delta f/f=1.96\Delta\lambda/\lambda$ となる。また、前節で述べたように磁気レンズを小角散乱法に応用する場合、磁気レンズに入射するビームを予め偏極素子により偏極させておくことが寄生散乱の低減化の点から重要になる。磁気レンズでは、ビーム経路に散乱体や吸収体がないので、偏極素子により得られた偏極ビームは散乱や吸収されることなく試料に導かれる。したがって、非偏極ビームに対する偏極素子と磁気レンズの複合光学系の透過率は、基本的に偏極素子の透過率にのみ規定され、0.5 以下となる。この特徴は、非偏極ビーム実験の場合、入射ビーム強度を半分に以下に減衰させるという点で欠点になるが、偏極ビーム実験の場合、集光に伴う強度の減衰がないという点で利点になる。

5.2 複合両凹面レンズ型

中性子複合両凹面レンズの開発は、X 線複合両凹面レンズの開発に導かれたものである。X 線の物質に対する屈折率は 1 より小さいが、ESRF の Snigirev らは、Al-Cu 合金に直径 0.6 mm の円柱状の穴を 30 個直線配列することで、14 keV の X 線に対して焦点距離 1.8 m の複合両凹面レンズを開発した[12]。Risø の Eskildsen らは、同様のアイデアに基づき、中性子に対する屈折率が高く、吸収が少なく、散漫散乱の少ない素材として、赤外線レンズに利用されている MgF₂ 単結晶に注目して複合両凹面レンズを開発した[13]。その後、このレンズは、NIST の小角散乱装置[6]をはじめとして、JRR-3 の小角散乱装置[14]などにも搭載、利

用されている。

さて、複合両凹面レンズの集光距離 f は、厳密に式で記述することは出来ないが、 f に比べて複合レンズ長さが十分短い場合、次式で記述できる。

$$f \sim \frac{R}{\delta N} \quad (14)$$

ただし、 R は凹面の曲率半径、 δ は屈折率 n と $\delta = 1 - n$ の関係にあり、 MgF_2 単結晶の場合、 $\delta = 8.14 \times 10^{-7} (\lambda [\text{\AA}])^2$ 、 N は両凹面レンズの枚数である。 $\lambda = 6.5 \text{ \AA}$ の中性子について $f = 10 \text{ m}$ とするには、 $R = 25 \text{ mm}$ 、中心厚 $= 1 \text{ mm}$ 、こぼ厚 $= 9 \text{ mm}$ の両凹面レンズを $N = 73$ 枚重ねれば良い。この場合、複合両凹面レンズの全長は 657 mm 、有効径は約 $\phi 25 \text{ mm}$ になる。また、磁気レンズ型の場合と同様に対称な光学系を考え (Fig. 10(a))、複合両凹面レンズの直後に $\phi 20 \text{ mm}$ の試料を置くことで、試料-検出器距離を $9,672 \text{ mm}$ ($\approx 10 \text{ m}$) として、約 2 mrad のアクセプタンスのビームが利用されることになる。複合両凹面レンズの集光距離 f は δ を介して波長に依存する。すなわち、磁気レンズの場合と同様に、複合両凹面レンズは色収差を持つ。波長分散 $\Delta\lambda$ がある場合の集光距離のずれは、式(14)によると $\Delta f/f = 2\Delta\lambda/\lambda$ となることが分かるが、式(14)が近似式であることを考えると磁気レンズの集光距離のずれとほぼ同程度であるといえる。ところで、複合両凹面レンズの $\phi 20 \text{ mm}$ のビーム径当りの平均の厚みは 223.3 mm と計算されるが、 $\lambda = 6.5 \text{ \AA}$ の中性子に関する MgF_2 単結晶の吸収断面積 Σ_a は $9.04 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ であるので、これらの値から期待される $\phi 20 \text{ mm}$ のビーム径当りの透過率は約 0.82 となる。しかし、実験的に得られる透過率は 0.432 (室温) とこの値より小さい。最近、複合両凹面レンズの透過率の冷却による増大が確認されていることから、このずれは、 MgF_2 単結晶内部の欠陥や熱揺らぎによるビームの散乱に起因すると考えられている[15]。これらのビームの散乱は、透過率の減衰だけでなく寄生散乱の増大にもつながる。また、複合両凹面レンズは、界面屈折光学素子であるので、加工による界面の乱れも寄生散乱を増大させることになる。

5.3 湾曲ミラー型

Fig. 10(b)のように回転楕円体ミラーを利用した対称な集光光学系を考える。焦点 F_1 からの発散ビームは、回転楕円体ミラーにより反射され、別の焦点 F_2 に集光される。回転楕円体ミラーの中心 P から焦点 F_2 までの距離を集光距離 f と定義して $f = 10 \text{ m}$ となるようにする。まず、ミラー面としては FZJ の小角散乱装置 KWS-3 に採用されている湾曲ミラー[6]と同様の ^{63}Cu コート面を考える。この場合、 $\lambda = 6.5 \text{ \AA}$ の中性子についての臨界角度は 11.2 mrad となるので、 $\phi 20 \text{ mm}$ の試料に対して、約 2 mrad のアクセプタンスのビームを利用するためには、回転楕円体ミラーの全長を約 $1,786 \text{ mm}$ 、回転楕円体ミラー-焦点垂直距離を 112 mm 以下に

Fig. 10 Setups of the F-SANS experiments using (a) refractive lenses, (b) a curved mirror and (c) converging slits.

すれば良い。このとき、回転楕円体ミラーの曲率半径は約 891 m である。もし、臨界角度が $2\phi_c^{\text{Ni}}$ の回転楕円体スーパーミラーが実現されれば、 $\lambda = 6.5 \text{ \AA}$ の中性子についての臨界角度は 22.1 mrad となるので、回転楕円体ミラーの全長を約 905 mm 、回転楕円体ミラー-焦点垂直距離を 221 mm 以下にすれば良い。このとき、回転楕円体ミラーの曲率半径は約 452 m である。湾曲ミラー型では、全反射により集光を行うので実効的な透過率は 1 になる。また、湾曲ミラー型では、色収差がないのは利点であるが、ミラー面に乱れや歪みがあると焦点がぼけるとともに寄生散乱が増大することになる。

5.4 多チャンネル収束スリット型

Fig. 10(c)のように多チャンネル収束スリットを利用した集光光学系を考える。第1スリットからの発散ビームは、多チャンネル収束スリットにより検出器面に集光される。この場合、 $\phi 20 \text{ mm}$ の試料を試料-検出器距離が $9,672 \text{ mm}$ になる位置に置くことにより、約 2 mrad のアクセプタンスのビームが利用されることになる。多チャンネル収束スリット型では、スリットの存在により実効的な透過率は 1 以下になる。また、多チャンネル収束スリット型でも、色収差がないのは利点であるが、スリット面による反射や散乱が寄生散乱を増大させることになる。集光光学素子としてキャピラリーファイバーから構成される Kumakhov レンズを利用した集光光学系も多チャンネル収束スリット型と同様の機能を有する。Kumakhov レンズを利用する小角散乱装置の可能性は NIST の Mildner

により検討されているが[16], Kumakhov レンズでの多重反射に伴うビームの減衰や有効ビーム断面積に関する制限が小角散乱法への応用を困難にしているようである。

以上, 4 つの型の小角散乱装置の特徴について述べたが, いずれの型の装置でも同程度のアクセプタンスのビームを利用することができる。すなわち, 利用できるビームの強度は, 透過率の違いの範囲内で同程度である(極端な差は生じない。). したがって, 集光素子を選択する場合には, 各集光素子の他の特徴をどう活かすかもポイントになる。例えば, 磁気レンズは, 高分解能実験や偏極ビーム実験に有効である。しかし, 高分解能を要求しないのであれば, 複合両凹面レンズを利用することができる。また, 色収差が問題であれば, 湾曲ミラーや多チャンネル収束スリットを選択することもできる。本節では, ビームのアクセプタンスを 2 mrad 程度としたが, より大きなアクセプタンスのビームを利用するためには, 磁気レンズや複合両凹面レンズの場合, 口径を大きくする必要がある。口径を大きくすることにより, 磁気レンズの透過率は影響を受けないが, 複合両凹面レンズの透過率は実効的なレンズの厚みの増大により減少する。この問題を克服するために Fresnel 形状のレンズを利用した複合レンズの開発が進められている[17]。価格に関しては, 現在のところ, 磁気レンズは湾曲ミラーと同程度であるが, 複合両凹面レンズや多チャンネル収束スリットに比べれば高価である。したがって, 磁気レンズや湾曲ミラーを選択する場合, 期待する性能が投資に見合ったものであることを検討することも必要である。実際, JRR-3 の小角散乱装置 SANS-J では, 実験目的に合わせて, 磁気レンズ及び複合両凹面レンズを使い分ける計画である[14]。

おわりに

我々は, 六極磁石を利用した中性子磁気レンズを世界に先駆けて開発し, 実用化することに成功した。本稿では, 中性子磁気レンズの集光型中性子小角散乱法への応用について紹介したが, 中性子磁気レンズは他の中性子散乱法や高効率の中性子導管にも適用できるポテンシャルを有すると考えている。本稿で紹介した成果は, 科学技術振興調整費課題「中性子光学素子の開発と応用(NOP)」及び日本原子力研究所先端基礎研究センターの研究課題の下での多くの方々との議論や共同研究に基づいたものである。全国組織である NOP グループのメンバー, 日本原子力研究所先端基礎研究センター中性子光学研究グループ, ソフトマター中性子散乱研究グループのメンバーに感謝する。

参考文献

- [1] H. M. Shimizu, Y. Suda, T. Oku, H. Nakagawa, H. Kato, T. Kamiyama, C. Otani, H. Sato, T. Wakabayashi and Y. Kiyanagi, Nucl. Instr. and Meth. A **430** (1999) 423.
- [2] T. Oku, J. Suzuki, T. Adachi, K. Sakai, K. Ikeda, T. Morishima, Y. Kiyanagi, M. Furusaka, T. Tsuzaki and H. M. Shimizu, Proc. of the ICANS-XVI, Düsseldorf, May, 2003, p.355.
- [3] J. Suzuki, T. Oku, T. Adachi, H. M. Shimizu, T. Hirumachi, T. Tsuchihashi and I. Watanabe, J. Appl. Cryst. **36** (2003) 795.
- [4] J. Suzuki, T. Oku, T. Adachi, H. M. Shimizu, Y. Kiyanagi and M. Furusaka, Proc. of the ICANS-XVI, Düsseldorf, May, 2003, p.427.
- [5] J. Suzuki, T. Oku, T. Adachi, H. M. Shimizu, Y. Kiyanagi, T. Kamiyama, F. Hiraga, H. Iwasa, K. Sato and M. Furusaka, Nucl. Instr. and Meth. A **529** (2004) 120.
- [6] B. Alefeld, C. Hayes, F. Mezei, D. Richter and T. Springer, Physica B **234-236** (1997) 1052.
- [7] S.-M. Choi, J. G. Barker, C. J. Glinka, Y. T. Cheng and P. L. Gammel, J. Appl. Cryst. **33** (2000) 793.
- [8] T. Oku, J. Suzuki, H. Sasao, T. Adachi, T. Shinohara, K. Ikeda, T. Morishima, K. Sakai, Y. Kiyanagi, M. Furusaka and H. M. Shimizu, Nucl. Instr. and Meth. A **529** (2004) 116.
- [9] T. Oku, J. Suzuki, H. Sasao, S. Yamada, M. Furusaka, T. Adachi, T. Shinohara, K. Ikeda, and H. M. Shimizu, Physica B (2004), in press.
- [10] T. Oku, K. Sakai, T. Adachi, K. Ikeda, H. M. Shimizu, R. Maruyama, M. Hino, S. Tasaki, Y. Kiyanagi, T. Kamiyama, H. Iwasa, K. Sasaki, T. Ino, M. Furusaka, D. Yamazaki, J. Suzuki and T. Ebisawa, Physica B **335** (2003) 226.
- [11] U. Bonse and M. Hart, Appl. Phys. Lett. **7** (1965) 238.
- [12] A. Snigirev, V. Kohn, I. Snigireva and B. Lengeler, Nature **384** (1996) 49.
- [13] M. R. Eskildsen, P. L. Gammel, E. D. Isaacs, C. Detlefs, K. Mortensen and D. J. Bishop, Nature **391** (1998) 563.
- [14] 小泉智, 岩瀬裕希, 田中宏和, 橋本竹治, 鈴木淳市, 奥隆之, 笹尾一, 清水裕彦, 波紋 **14** (2004) 266.
- [15] 笹尾一, 岩瀬裕希, 池田圭太, 山田悟, 奥隆之, 鈴木淳市, 小泉智, 田中宏和, 橋本竹治, 篠原武尚, 安達智宏, 清水裕彦, 日本中性子科学会第 4 回年会, 札幌, Dec. 16-17, 2004.
- [16] D. F. R. Mildner, J. Appl. Cryst. **27** (1994) 521.
- [17] T. Adachi, K. Ikeda, T. Shinohara, K. Hirota, T. Oku, J. Suzuki, H. Sato, K. Hoshino, J. Guo, W. Lin, H. Ohmori, H. M. Shimizu, K. Sakai, K. C. Littrell and C.-K. Loong, Nucl. Instr. and Meth. A **529** (2004) 112.