

1. はじめに

中性子は電荷を持たないハドロンであり、およそ 15 分という極めて長い平均寿命をもって崩壊する。電荷を持たないために電場による影響が抑制される。その結果、運動エネルギーが小さくても物質を透過できる。ここで取り扱う中性子は、運動エネルギーが 100meV に満たない低速中性子であり、対応するド・ブロイ波長は 10^{-10} m よりも長い。原子間隔程度以上に波長が長い場合、原子核との相互作用は概ね原子体積で平均化されたポテンシャルとして扱うことができ、結果的に強い相互作用、電磁相互作用ともに地球重力の影響と同等にまで抑制される。この性質は精密な物理量の測定に適しており、時間反転対称性を破る電気双極子能率の測定や、中性子干渉を用いた微弱相互作用の測定など、基礎物理学上重要な研究手段である。

一方で低速中性子は物質研究にも利用されている。物質研究に利用される放射線のうち代表的なものは X 線である。X 線は主に電磁相互作用によって物質と相互作用をし、物質中の原子の原子番号が大きくなるにつれて急激に相互作用が強くなる。しかし、中性子と原子核の相互作用は、原子番号に対する単純な依存性は示さず、原子核構造に依存して複雑に変化する。その結果、中性子は軽元素に対する高い識別性を伴ったユニークな物質研究の手段と位置付けられる。これは有機系の物質研究に大変好都合であり、特に生体分子などの研究には優れた解析能力を持つ。中性子の質量は原子と同程度であるために原子に有効にエネルギーを受け渡しやすく、物質中の励起状態を研究するには好都合である。さらに、中性子は磁気能率を持っていることを利用して磁気構造の研究が可能であり、物質透過力が高いため構造物の透視などの利点もある。

中性子の有用性は確かであるが、X 線に比べれば未だ一般的な研究手法として広く用いられているとは言えない。最大の理由に、中性子ビームの弱さがあげられる。

低エネルギー中性子は、原子核反応で発生した高エネルギーの中性子を減速して得られる。減速材の大きさは 10cm のオーダーであり、中性子はその表面からほぼ等方的に放出される。中性子ビームは極めてエミッタンスの大きなぼやけたビームである。中性子散乱に用いる際にはスリットや結晶分光系などを用いて、ビームの平行性を確保したり、細いビームを切り出したり、あるエネルギーの中性子だけを切り出して単色化したりする。この時ほとんどの中性子を使用せずに捨てることになる。パルス中性子源の場合には、飛行時間法を用いるために、中性子の単色化のためにビームを捨て去るということはない。しかし、非弾性散乱測定装置などの場合によく使われているチョッパーは、やはりある波長以外の中性子を捨て去ることになる。

中性子ビームの弱さを克服するための最も直接的な解決方法は中性子源の増強であり、J-PARC の建設によって、この点は克服されつつある。しかしそれでもビーム強度はシンクロトロン放射光源に比べれば遠く及ばない。一方で、中性子ビームを光学的に制御することにより、中性子の利用効率を向上させることができれば、比較的安価に同等な効果を実現できる。しかも、中性子光学による方法は、新たな研究手法を生み出す可能性を秘めている。中性子源の増強と中性子光学の応用とは、互いに独立した解決方法であって、双方がそれぞれに増強されれば、もたらされる実質的ビーム強度増強は極めて大きなものとなる。

2. 低速中性子と物質との相互作用

まず中性子の持つ性質を表 1 にまとめておく [1]。また中性子はエネルギー領域によって概ね図 1 のように呼ばれる。

広く用いられている低エネルギー中性子は、熱中性子または冷中性子の領域にある。このような低エネルギー領域における中性子と原子核との相互作用では、s 波の中性子を考えれば十分である。中性子と原子核の相対運動を表す波動関数を

$$\psi = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + f(\theta) \frac{e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}}{r} \quad (2\cdot 1)$$

とおく。右辺 1 項目が入射する平面波を表し、2 項目が散乱の中心から入射方向に対して角度 θ の方向に出て行く球面波を表す。 \mathbf{r} は相対的な位置をあらわす位置ベクトルであり、 \mathbf{k} は重心系における中性子の波数ベクトルである。実験室系での中性子の運動エネルギーを E 、原子核の質量を m_A 、中性子の質量を m_n とおくと、

$$k = \frac{m_A}{m_n + m_A} \frac{\sqrt{2m_n E}}{\hbar} \quad (2-2)$$

である。また $f(\theta)$ は散乱振幅と呼ばれる。

スピン・パリティ	$J^P = (1/2)^+$
質量	$m = 939.56536 \pm 0.00008 \text{ MeV}$
平均寿命	$\tau = 885.7 \pm 0.8 \text{ s}$
磁気双極子能率	$\mu = 1.9130427 \pm 0.0000005 \mu_N$
電気双極子能率	$d < 0.63 \times 10^{-25} \text{ e cm (CL=90\%)}>$
平均自乗電荷半径	$\langle r_n^2 \rangle = -0.1161 \pm 0.0022 \text{ fm}^2$
分極率	$\alpha = (11.6 \pm 1.5) \times 10^{-4} \text{ fm}^3$
磁化率	$\beta = (3.7 \pm 2.0) \times 10^{-4} \text{ fm}^3$
電荷	$q = (-0.4 \pm 1.1) \times 10^{-21} \text{ e}$
中性子反中性子振動時定数	$> 8.6 \times 10^7 \text{ s (CL=90\%)} (\text{自由中性子})$ $> 1.3 \times 10^8 \text{ s (CL=90\%)} (\text{束縛中性子})$

表 1. 中性子の性質

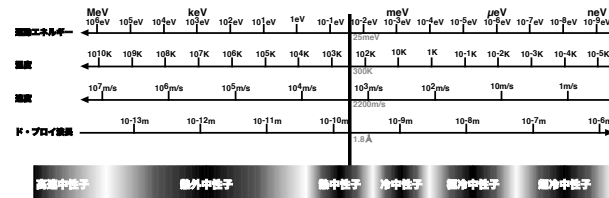


図 1. 中性子の運動学的諸量の相互関係とエネルギー領域の名称

$$U_{\text{nucl}}(r) = \begin{cases} -U_0 & (r < r_0) \\ 0 & (r > r_0) \end{cases} \quad (2-2)$$

というポテンシャルを仮定して、散乱振幅をボルン近似で求めると、

$$f(\theta) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int d^3r U_{\text{nucl}}(r) e^{i(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f) \cdot \mathbf{r}} \quad (2-3)$$

となる。なお \mathbf{k}_i 、 \mathbf{k}_f はそれぞれ入射中性子の波数ベクトル、散乱中性子の波数ベクトルであり、 $m = m_n m_A / (m_n + m_A)$ である。今考えているエネルギー領域では $kr_0 \ll 1$ が成立するため、 $e^{i(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f) \cdot \mathbf{r}} \approx 1$ としてよい。すなわち s 波だけを考えれば十分であり、散乱振幅 $f(\theta)$ は θ に依存しない。このとき、 $a = -f(\theta)$ とおき、散乱長と呼ぶ。これを使うと

$$-a = \frac{2m}{3\hbar^2} U_0 r_0^3 \quad (2-4)$$

と書ける。一方で

$$\int U(r) d^3r = -U_0 \frac{4\pi}{3} r_0^3 \quad (2-5)$$

なので、実効的に

$$U(r) = \frac{2\pi\hbar^2 a}{m} \delta(\mathbf{r}) \quad (2-6)$$

とみなして構わないことが分かる。

物質中では原子が自由に運動しているわけではないために、次式で与えられる散乱長を用いる。

$$b = \frac{m_A + m_n}{m_A} a + Zb_{\text{ne}} \quad (2-7)$$

b_{ne} は電子による散乱の効果であり、 $b_{\text{ne}} = -(1.38 \pm 0.03) \times 10^{-3} \text{ fm}$ である。中性子が物質を透過する際には

$$U(\mathbf{r}) = \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} \sum_i b_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \quad (2-8)$$

をポテンシャルとして用いれば良い。

$$k_0 = \frac{\sqrt{2m_n E}}{\hbar} \quad (2-9)$$

とおくと、式(2-1)は

$$\psi(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}} - \sum_i b_i \psi_i(\mathbf{r}_i) \frac{e^{ik_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}_i|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_i|} \quad (2-10)$$

に置き換わる。位置 \mathbf{r}' における散乱長密度を $\beta(\mathbf{r}')$ とおき、多重散乱効果については $\psi_i(\mathbf{r}_i) = \psi(\mathbf{r}_i)$ と近似すると、

$$\psi(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}} - \int \psi(\mathbf{r}') \beta(\mathbf{r}') \frac{e^{ik_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} d^3r' \quad (2-11)$$

を得る。この両辺に $-\hbar^2(\nabla^2 + k_0^2)/2m_n$ をかけると、

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_n} \nabla^2 + \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} \beta(\mathbf{r}) \right) \psi = E\psi \quad (2-12)$$

というシュレーディンガー方程式を得る。散乱長 b の原子が数密度 N で一様に分布している場合には $\beta(\mathbf{r}) = nb$ となるので、中性子は実効的に物質を通過する際に、次式で与えられるポテンシャルの影響を受けるものとして扱えば良いことが分かる。

$$U = \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} bN \quad (2-13)$$

これは原子核ポテンシャルを体積平均したものになっており、有効ポテンシャルと呼ぶことにする。複数の原子が混合している場合には、

$$U = \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} \sum_i b_i N_i \quad (2-14)$$

として良い。有効ポテンシャルは、散乱長の正負に従って、正の場合と負の場合がある。自然同位体存在比の元素の中で負のポテンシャルを持つものは Mn、Ti、Li、V、H で、それ以外の自然同位体存在比の元素の有効ポテンシャルは正である。

なお、散乱断面積を σ_s 、吸収断面積を σ_a と書くと、

$$\sigma_s = 4\pi(\text{Re}a)^2 \quad (2-15)$$

$$\sigma_a = -\frac{4\pi}{k} \text{Im}a \quad (2-16)$$

である。低エネルギー領域に強い共鳴吸収がある場合には(例: ^{113}Cd や ^{155}Gd 等)散乱長は強いエネルギー依存性を示す場合があるが、大半の場合は σ_a が中性子の速度に逆比例する($1/v$ 則が成り立つ)ので、散乱長はほぼ定数である。

3. 物質界面の光学的性質

中性子が有効ポテンシャルの異なる二つの領域の界面を通過するとき、界面において反射波と屈折波が生じる。図2に示したように、 $z=0$ に界面があつて、領域1($z < 0$)の有効ポテンシャルが U_1 、領域2($z > 0$)の有効ポテンシャルが U_2 の場合を考える。どちらかが真空の場合には、有効ポテンシャルを0ととる。まず、エネルギー保存から

$$\frac{(\hbar k_1)^2}{2m_n} + U_1 = \frac{(\hbar k_2)^2}{2m_n} + U_2 \quad (3-1)$$

が成立する。波動関数を

$$\psi = \begin{cases} A_1 e^{ik_1 \cdot \mathbf{r}} + A_1' e^{ik_1' \cdot \mathbf{r}} & (z < 0) \\ A_2 e^{ik_2 \cdot \mathbf{r}} & (z > 0) \end{cases} \quad (3-2)$$

とおき、 $\mathbf{k}_1 = (k \sin \theta, 0, k \cos \theta)$ とする。 ψ と $\nabla \psi$ が $z=0$ において連続であることを要請すると、 $\text{Im}b \approx 0$ の場合には

$$\mathbf{k}_1' = (k \sin \theta, 0, -k \cos \theta)$$

$$\mathbf{k}_2 = (k \sin \theta, 0, vk \cos \theta) \quad (3-3)$$

$$v = \sqrt{1 - \frac{bN\lambda^2}{\pi \cos^2 \theta}}$$

が成り立つ。よって反射波は通常の光と同じく、入射角と反射角は等しい。屈折波については次式が成立する。

$$\frac{\sin \theta}{\sin \Theta} = \sqrt{1 - \frac{m_n}{2\pi^2 \hbar^2} (U_2 - U_1)} \quad (3-4)$$

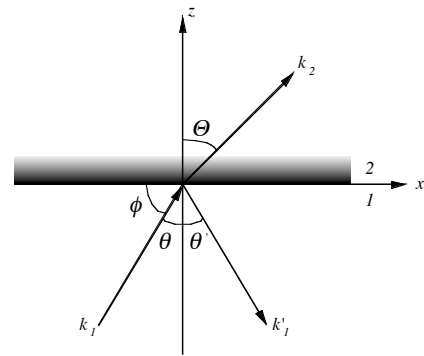


図2. 中性子が領域1と領域2の界面に角度 θ で入射した時の反射角を θ' 、屈折角を Θ とする。

領域1が真空で領域2に有効ポテンシャル U の物質がある場合を考えると、

$$\frac{\sin \theta}{\sin \Theta} = \sqrt{1 - \frac{bN\lambda^2}{2\pi}} \approx 1 - \frac{bN\lambda^2}{\pi} \quad (3-5)$$

となる。 $\theta \approx 0$ の場合には

$$\Theta \approx \theta + \frac{bN\lambda^2}{2\pi} \theta \quad (3-6)$$

となり、界面を横切るときに入射角の $bN\lambda^2/2\pi$ 倍だけ偏向を受ける。有効ポテンシャルが正だと入射中性子は物質中に入る際に運動エネルギーの一部を有効ポテンシャルに奪われ、境界面に垂直な方向に減速を受ける。これは1よりも小さな屈折率に対応し、通常の光の屈折とは逆方向に屈折する。

またこの界面での反射率 R 、透過率 T は次式で与えられることも分かる。

$$R = \left| \frac{1 - \nu}{1 + \nu} \right|^2 \quad (3-7)$$

$$T = \frac{4 \operatorname{Re} \nu}{|1 + \nu|^2} \quad (3-8)$$

特に浅い角度で入射する場合、すなわち入射角が $\theta \approx \pi/2$ という場合、斜入射角を $\phi = \pi/2 - \theta$ とおくと、

$$R = \left| \frac{1 - \sqrt{1 - \left(\frac{\phi_c}{\phi}\right)^2}}{1 + \sqrt{1 - \left(\frac{\phi_c}{\phi}\right)^2}} \right|^2 \quad (3-9)$$

$$\phi_c = \lambda \sqrt{\frac{bN}{\pi}} \quad (3-10)$$

となる。 b の虚部が無視できる時には $\phi < \phi_c$ の中性子の反射率は 1 となるので、 ϕ_c は全反射臨界角と呼ばれる。

この反射現象を用いた反射光学系は古くから用いられており、現在最も広く使用されているのは中性子導管である。中性子導管は、全反射ミラーを筒状に組んだもので、内表面はニッケルミラーやスーパーミラーが使用される。

4. 反射光学

スーパーミラーは、屈折率の異なる物質（通常は Ni と Ti 等）を対層とした多層膜で、膜周期間隔を厚み方向に変化させることで、図 3 に模式的に示すように、大きな斜入射角 ϕ の中性子をブラッグ反射して追加的な反射を実現するものである。

スーパーミラーを中性子導管に応用すれば、ミラー素材が持つ全反射臨界角を超えた全反射臨界角を実現することができる。あるスーパーミラーの全反射臨界角の、ニッケル全反射臨界角 ($\phi_{c, \text{Ni}} / \lambda = 1.7 \text{ mrad } \text{\AA}^{-1}$) に対する比は、 m 値と呼ばれる。スーパーミラーの性能は、 m 値と $\phi = \phi_c$ における反射率で評価される。もしも $\phi = \phi_c$ における反射率が 100% のスーパーミラーを用いて導管を作ったとすると、導管出口では m^2 の中性子強度の増加が見込まれる。全反射臨界角の大きい (m 値の大きい) スーパーミラーを製作するためには、多層膜を短周期化することが必要になる。しかし、1 対層あたりの中性子反射係数が急激に減少するため、十分な反射率を得るために多層膜の膜層数は急激に増加する。しかし、実際には膜層数が多いと多層膜構造が乱れて中性子反射率が低下してしまう。有効ポテンシャルのコントラストを保ちながら、一様な成膜を実現するという点に技術上の困難がある。1990 年代までは $m=4$ が世界記録であり、通常は $m=2$ 程度のスーパーミラーを利用していた[2]。

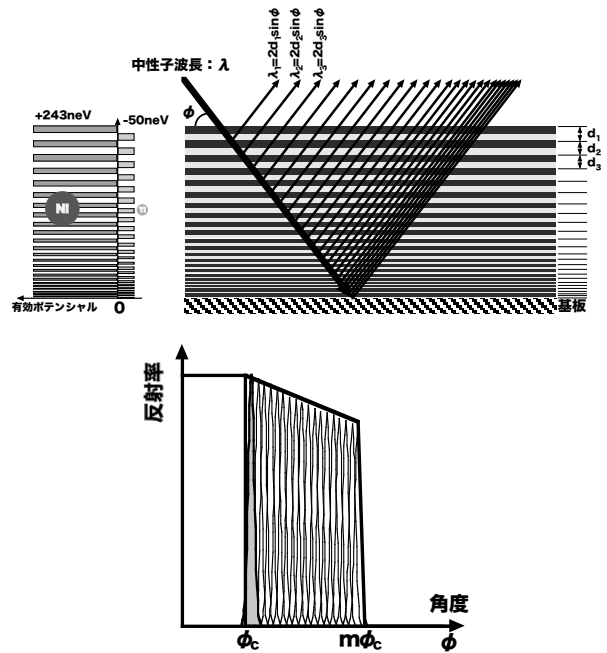


図 3. スーパーミラー

しかし、2000年代に入ってから日本におけるスパッタ法を用いた多層膜の成膜技術の基礎開発により、 $m=6$ のスーパーミラーが実現して以来、 $m=3$ あるいは $m=4$ のスーパーミラーが市場に出回るようになり、今では一般的な選択肢となっている[3]。 $m=10$ に対応する膜厚制御が実現していることも示されており、基板の表面粗さの向上によって m の値はさらに向上すると期待される。初めて $m=6$ が報告された時の反射率測定結果を図4に示す。大きな m 値のスーパーミラーの出現によって、従来よりも大きな角度でビームを屈曲させることが可能となり、反射光学系としての有効口径の増大が可能となった。現在では大きな m 値での反射率の向上に研究の主題は移っている。

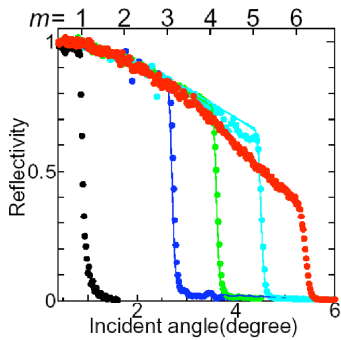


図4. $m=3,4,5,6$ のスーパーミラーの反射率測定結果

以上は平面基板上に作製されたスーパーミラーであるが、中性子ビームを集光するためには曲面スーパーミラーが必要になる。従来は平面スーパーミラーを組み合わせることで平面近似でビームを集束することが一般的であった。しかし、正確な結像性能が必要な場合には、より正確に曲面を形成する必要がある。機械加工で作製した曲面基板上にスーパーミラーを形成する方法で、回転楕円面ミラーを形成した例を図5に示す。 $m=1.5$ のスーパーミラーは既の実現しており、 $m=2$ から $m=3$ 程度の範囲でのミラー作製が試みられている[4]。

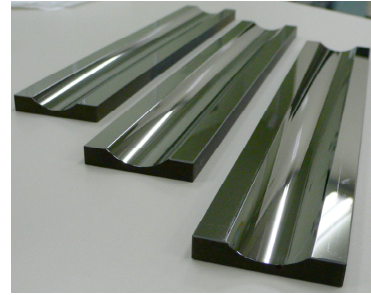


図5. $m=1.5$ の回転楕円面ミラー

また、スーパーミラーの積層膜に磁性体を用いると、中性子スピンを選択して反射する磁気スーパーミラーを作製することができる。磁気スーパーミラーは中性子ビームをスピン偏極させる時に用いられる。その際には磁気スーパーミラーを使って二つのスピン成分の進む方向を変えて、そのうちの一つを利用する。したがって、その際の屈曲角が大きければ、より短距離でスピン成分を空間的に分離することができるため、コンパクトなスピン偏極装置を組むことができる。磁気スーパーミラーの場合、反射率の向上とともに、スピン選択性能が重要な性能となる。

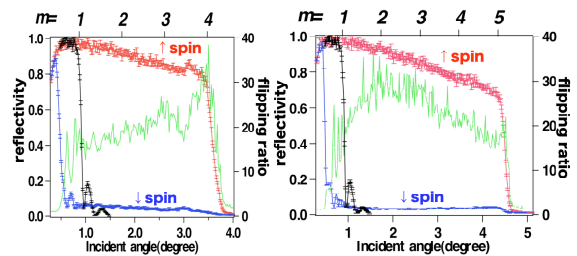


図6. 磁気スーパーミラーの反射率測定結果。左は $m=4$ 、右が $m=5$ のものである[5]。

5. 物質界面屈折光学

一方で、屈折波を利用した光学系が可能である。図に示したような断面を持つ物質の表面に中性子が入射すると、次式のように屈折が起こり、物質はプリズムとして作用する。

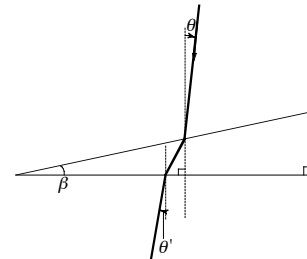


図 7. 三角形断面を持つ物質を透過する際の中性子の屈折。

図 7 のような頂角 β のプリズムに中性子が入射角 θ で入射したとき、通過後の中性子が運動する方向 θ' は

$$\sin \theta' = \sin(\theta + \beta) \cos \beta - \sqrt{\cos^2(\theta + \beta) - \frac{bN\lambda^2}{\pi}} \sin \beta \quad (5-1)$$

で与えられ、近似的に次式が成り立つ。

$$\begin{aligned} \sin \theta' - \sin \theta &\equiv \frac{\phi_c^2}{2} \frac{\sin \beta}{\cos(\theta + \beta)} \\ &\equiv \frac{\phi_c^2}{2} \tan \beta \end{aligned} \quad (5-2)$$

レンズ素材として要求されることは、屈折能力が大きく透過度が高いことである。屈折能力が大きいとは有効ポテンシャルの実部が大きいことであり、透過率が高いとは吸収断面積が小さいすなわち有効ポテンシャルの虚部が小さいことである。

$$U = V - iW \quad (5-3)$$

と書いて、 $|V/W| = |\text{Re}b/\text{Im}b|$ が大きい元素を表にしたものが、表 2 である。

その他に、光学素子として機能するためには、レンズ素材の中性子小角散乱成分が小さいことが必要である。小角散乱成分が小さいという条件は、実際の素材で測定しない限り一般論では議論しづらい条件であるが、大まかには次の指針が適当であろう。(1) ブラッグ散乱が起こる限界値よりも長い波長の中性子に対して使う場合には、単結晶が良い。(2) 短波長中性子に対して使う場合には、アモルファスが良い。

	V [neV]	W [neV]	V/W ×10 ⁴
O	0.08	7.41×10 ⁻¹⁰	109.864
C	194.19	2.87×10 ⁻⁵	6.833
Be	247.60	6.78×10 ⁻⁵	3.681
F	0.08	3.75×10 ⁻⁸	2.119
He	0.02	1.44×10 ⁻⁹	1.501
Bi	62.34	6.93×10 ⁻⁵	0.907
Ne	0.03	7.61×10 ⁻⁹	0.422
Mg	60.01	1.97×10 ⁻⁴	0.307
Pb	80.22	4.09×10 ⁻⁴	0.198
Zr	78.13	5.79×10 ⁻⁴	0.136
P	47.26	4.44×10 ⁻⁴	0.107
Si	53.90	6.23×10 ⁻⁴	0.087
Rb	19.79	2.98×10 ⁻⁴	0.067
Al	53.61	1.01×10 ⁻³	0.054
Ca	29.36	7.22×10 ⁻⁴	0.041
H	-0.05	1.30×10 ⁻⁶	0.040

表 2. $|V/W| = |\text{Re}b/\text{Im}b|$ が大きい元素

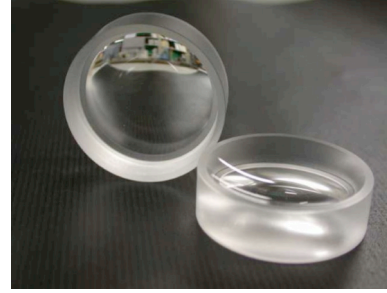


図 8. 両面凹型 MgF₂ レンズ

この原理に基づいた中性子レンズを、以下物質レンズと呼ぶことにする。物質レンズは MgF₂ を用いて実用化された[6]。MgF₂ の有効ポテンシャルは $U = (131 - 1.8 \times 10^{-4} i)$ neV であり、全反射臨界角は $\phi_c/\lambda = 1.28 \text{ mrad } \text{\AA}^{-1}$ である。これとほぼ同形のレンズを図 8 に示す。屈折率が 1 より小さいので、通常凹レンズと呼ばれている形状が集束レンズになる。一枚のレンズ素片の厚みは約 1cm である。中性子の屈折角はとても小さいため、このようなレンズを数十枚重ねて使用する。軸から離れるに従ってレンズの厚みが増すので、外側で透過率が減少する。その結果、外側での透過率が下がり、有効口径は小さいものになる。そこで、より大きな有効口径のレンズを実現するために、図 9 に示したようなフレネル断面形状のレンズの研究が行われた[7]。

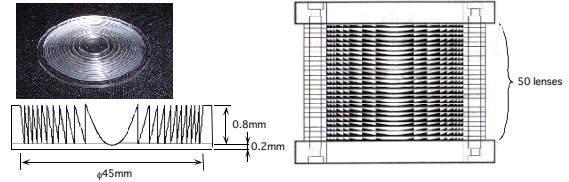


図 9. MgF₂ を用いたフレネル断面形状の物質レンズ。

さて、中性子は界面を横切る毎に屈曲されているが、それ以外では屈曲されない。一方で透過する物質の厚みが増すほどに、透過率は低下するので、総厚みは小さく抑えることが望ましい。よって、より強い屈曲能力を実現するには、より薄いレンズ素片を多数枚重ねることが必要になる。ただし、物質界面への入射角 θ を大きくしても、やはり屈折能力が増す。

さて、図 10 に示した二つの場合について、最終的に中性子が曲がる角度を比べてみる。図 10 の上側の場合、プリズムの枚数を n とおくと

$$n = \frac{L}{w \tan \beta_1} \quad (5-3)$$

である。式(5-2)を使うと、

$$\theta_1 \cong n \frac{\phi_c^2}{2} \tan \beta_1 = \frac{\phi_c^2 L}{2w} \quad (5-4)$$

となる。一方で

$$\theta_2 \cong \frac{\phi_c^2}{2} \tan \beta_2 = \frac{\phi_c^2 L}{2w} \quad (5-5)$$

であり、両者は一致する。したがって、レンズの総厚みを決めてしまえば、それを積層構造にしても、単一の斜面にしても、ビームに対する開口幅が同じなら、屈折能力は同じである。つまり、フレネル形状のレンズの場合はピッチだけが重要であって、それぞれのレンズ素片の厚み或は頂角は作製しやすい値にとれば良い。作成技術上は、頂角として 45°程度(概ね 30°~60°)にとると作りやすいようである。

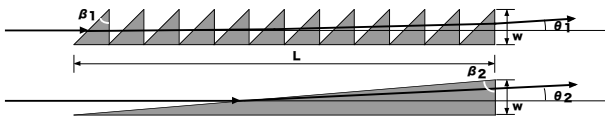


図 10. 頂角の異なったプリズムを通過する際の屈折角の比較

これを踏まえて、完全フッ素化アモルファス高分子素材 CYTOP(旭硝子)を用いて、極めて薄いレンズを実現するという研究が進行している。CYTOP の有効ポテンシャルは $U = (117 - 3.7 \times 10^{-5}i) \text{ neV}$ であり、 MgF_2 に比べて多少屈折能力が劣るのだが、小角散乱が十分に少なく、かつ微細な成形が可能であるため、実用上重要な素材である。これまでにおよそ $100\mu\text{m}$ のピッチのものが作製されており、マイクロプリズムと呼ばれる。これを用いて波長 1\AA という短波長の中性子までの屈折が確認されている[8]。

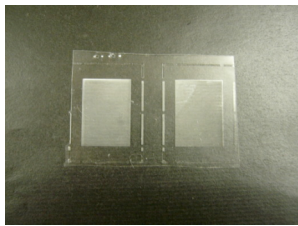


図 11. ピッチ $100\mu\text{m}$ のマイクロプリズム素片

6. 磁気光学

磁場 \mathbf{B} 中の中性子の運動は、次の連立微分方程式で記述される[9]。

$$\begin{cases} \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -\alpha \nabla (\boldsymbol{\sigma}_n \cdot \mathbf{B}) \\ \frac{d\boldsymbol{\sigma}_n}{dt} = \gamma_n (\boldsymbol{\sigma}_n \times \mathbf{B}) \end{cases} \quad (6-1)$$

ここで、 $\boldsymbol{\sigma}_n$ は中性子スピンに平行な単位ベクトル、 $\boldsymbol{\mu}_n$ を中性子の磁気双極子能率として $\alpha = |\boldsymbol{\mu}_n / m_n| = 5.768 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2} \text{ T}^{-1}$ 、 γ_n は中性子の磁気回転比である。この式によって、中性子スピンは磁場中では磁場の方向を軸として角振動数 $\omega_L = \gamma_n |\mathbf{B}|$ の Larmor 歳差運動をする。一方、中性子は磁場中を運動するので、磁場の方向が一定でない場合には、中性子とともに動く座標系から見ると磁場が回転する。中性子から見た磁場の回転角振動数を ω_B とおく。

$$\omega_B = \frac{ds}{dt} \left| \frac{\partial \hat{\mathbf{B}}}{\partial s} \right| \quad (6-2)$$

$$\hat{\mathbf{B}} = \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|} \quad (6-3)$$

ただし、 s は中性子の軌道に沿った座標である。ここで、 $\Gamma = \omega_L / \omega_B$ とおく。 Γ が 1 に比べて十分大きい場合には、磁場の方向があまり変化しないうちに十分な回数歳差運動が起こり、結果的に中性子スピンは磁場の回転に追従し、中性子スピンの磁場に対する相対的な向きは、平行か反平行かにはほぼ固定される。この時、上記の連立微分方程式は次のように単純になる。

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = \mp \alpha \nabla |\mathbf{B}| \quad (6-4)$$

ただし、複号は、負が中性子スピンが磁場に平行な場合、正が中性子スピンが磁場に反平行な場合に対応する。磁場に非偏極の中性子が入射する場合には、磁場のある領域に入るときに中性子スピンの磁気量子数は量子化され、半数が平行、その他の半数が反平行になり、それぞれの運動方程式に従うものとして扱うことができる。

無限に長い $2n$ 極磁場は

$$|\mathbf{B}| = B_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{n-1} \quad (6-5)$$

と書ける。磁石の軸は z 軸に並行であるとして、 $\rho^2 = x^2 + y^2$ 。また磁石の内径を ρ_0 とし、そこでの磁場の大きさを B_0 とおいた。

$$X = \frac{x}{\rho_0} \quad (6-6)$$

$$Y = \frac{y}{\rho_0} \quad (6-7)$$

$$\omega^2 = \left| \frac{\mu_n}{m_n} \right| (n-1) \frac{B_0^2}{\rho_0^2} \quad (6-8)$$

$$\theta = \omega t \quad (6-9)$$

とおくと、

$$\frac{d^2 X}{d\theta^2} = \mp X (X^2 + Y^2)^{\frac{n-3}{2}} \quad (6-10)$$

$$\frac{d^2 Y}{d\theta^2} = \mp Y (X^2 + Y^2)^{\frac{n-3}{2}} \quad (6-11)$$

を得る。

特に、六極磁場の場合には、

$$\frac{d^2 X}{d\theta^2} = \mp X \quad (6-12)$$

$$\frac{d^2 Y}{d\theta^2} = \mp Y \quad (6-13)$$

となり、スピンの局所磁場に平行な成分は磁石の軸に対して単振動する。点中性子源を六極磁石の入口に置いた時は、 $\theta = \pi$ が満たされる場所に収束される。以下、これを磁気レンズと呼ぶ。反平行の成分は磁石の軸から離されて行き、磁石内壁などに当たって失われる。この様子を模式的に図12に示す。

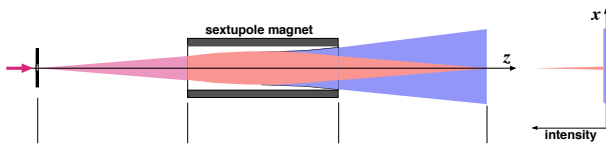


図12. 六極磁場を透過する様子。

スピン反平行の中性子は徐々に失われていくため、出力ビームはスピン偏極する。スピン偏極度を時間の関数として、四極磁場、六極磁場、八極磁場について求めたものを図13に示す[10]。

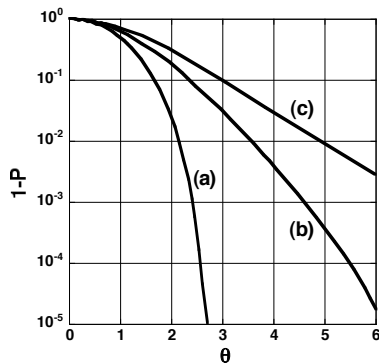


図13. 中性子スピン偏極度を時間 θ の関数として表す。(a)は $n=2$ すなわち四極磁場の場合、(b)は $n=3$ 六極磁場、(c)は $n=4$ 八極磁場の場合である。

ただし、どの場合についても磁石軸上では磁場が弱いために、断熱条件 $\Gamma \gg 1$ が必ずしも成り立たない。軸方向にソレノイド磁場を追加的に印可すれば、スピンの反転する確率を抑制できる。

さて、中性子の磁気レンズとして開発されているものは、超伝導六極電磁石、永久六極磁石、六極パルス電磁石がある。

まず、超伝導六極電磁石を用いた場合の測定結果を図14に示す[11]。図では磁場を印加していない場合と磁場を印加した場合のビーム分布を示してある。この時、ビーム軸上では磁場がない場合に比べておよそ100倍程度中性子が集められている。集光したスポットはほぼ上流側のスリットの大きさと同程度である。ビーム像に構造が見えるのは、スリットのさらに上流にあるビーム輸送光学系の特性を反映していることに原因があり、磁気光学系そのものは正確に結像していることが確認されている。

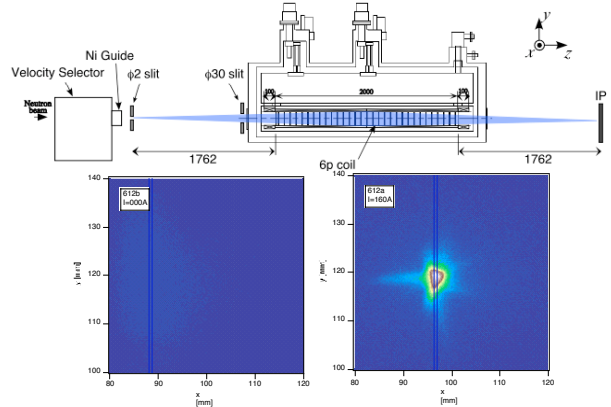


図14. 超伝導六極電磁石を用いた中性子収束効果の測定。検出器位置でのビーム分布を下部に示す。左側が磁場がない場合、右側が磁場がある場合のビーム分布である。

この超伝導六極電磁石の有効口径は約47mmであり、最大 $\omega = 270 \text{ s}^{-1}$ まで実現でき、波長 6 \AA の中性子に対する焦点距離は4.3mである。なお、ここで言う焦点距離とは、平行な中性子ビームが入射した場合に結ぶ焦点と磁石入り口の距離をさすものとする。

一方で Halbach 型永久六極磁石は有効口径は 25mm とやや小さいが、集光能力は高く、 $\omega = 370 \text{ s}^{-1}$ 程度を達成している[12]。長さ 2m の場合には、6Å の中性子に対する焦点距離にして 2.9m である。冷却を必要とせずコンパクトであり、より実用的である。現在中性子散乱ビームラインに搭載されているのはこのタイプである。

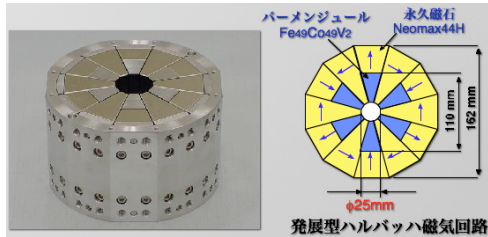


図 15. 発展型 Halbach 磁極配列を用いた永久六極磁気レンズ。

図 16 に、Halbach 磁極配列を用いた永久四極を示しておく[13]。この磁石は口径が 5mm で、磁場勾配は 800 T m^{-1} である。したがって、 $\omega = 1360 \text{ s}^{-1}$ である。

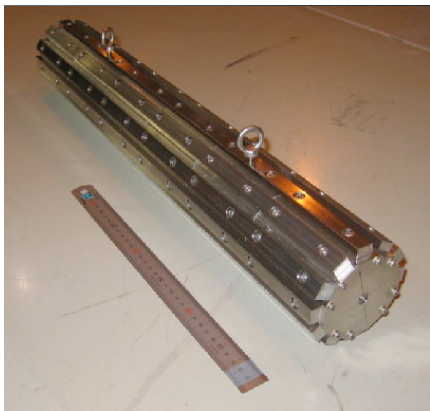


図 16. Halbach 磁極配列を用いた永久四極磁気レンズ。

7. 中性子散乱への応用

いまでは中性子集光光学を中性子散乱測定に積極的に応用することは珍しくなくなっているが、応用の一つの例として、ここでは集光型小角散乱を紹介する。

一般に小角散乱と呼ばれる手法では、散乱強度の角度依存性を、概ね 5 度以下くらいの小さな散乱角領域で測定する。主な散乱は弾性散乱なので、散乱角と入射中性子波長から移行運動量を決めて、散乱強度の移行運動量依存性を得る。通常、移行運動量は波数の単位で記述し、記号は Q を用いる。ある Q で散乱強度が高いということは、 $2\pi/Q$ という空間スケールを持つ秩序状態が存在することを意味する。よって、高分子や蛋白あるいはそれらの集団の研究を行うような場合には、より大きな秩序状態を観測するためには、より小さな Q を測定する必要がある。測定可能な散乱角の最小値は、検出面における位置分解能 Δx とダブルスリット系の像の大きさで決まる。そして、日本原子力研究開発機構の 3 号炉に配備されている小角散乱装置 SANS-J では、 $Q \geq 10^{-2} \text{ \AA}^{-1}$ 程度の測定が可能であるので、空間スケール 600Å 程度までの観測が可能ということになる[14]。

従来の小角散乱では、図 17 に示すように、二つの中性子スリットを用いて平行性を保証した中性子ビームを試料に当て、下流に置かれた検出器におけるビームの分布から散乱角分布を測定する。したがって、より小さな散乱角を測定しようとするれば、スリットを細く絞る必要がある。するとビーム量がそれに伴って著しく減少し、実際には測定できなくなる。

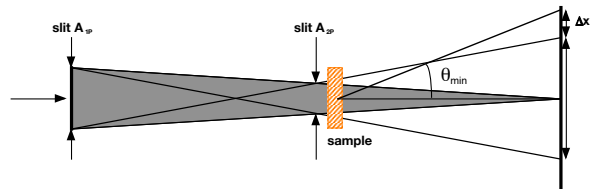


図 17. 従来型小角散乱の概念図。

しかし、図 18 に示すように、集光型の小角散乱では、スリットから出てくる発散した中性子ビームをレンズで集光し、その経路の途中で試料を置く。すると、検出面での像の大きさはスリットの大きさと同程度であり、発散したビームのすべてを用いても、小さな散乱角の測定が可能となる。したがって、より大きな試料を用いることによって、それだけ余分に中性子を利用することができる。このような方法は、集光型小角散乱と呼ばれる。

集光型小角散乱を実現するためには、集光光学系が必要である。集光光学系には、曲面スーパーミラー、物質レンズ、磁気レンズが用いられる。

曲面スーパーミラーは、色収差がほぼ無いので汎用性が高い[15]。形状誤差や表面粗さによる結像性能の劣化に注意する必要がある。開口度を大きくするには、ミラーのサイズが大きくなる。

物質レンズは、最も安価である。ただし、集光型小角散乱では高い結像性能が要求されるために、適用波長領域が冷中性子から極冷中性子領域の長波長領域に限られる[16,17]。

磁気レンズは、ビーム経路に物質が無く寄生散乱の影響を受けないため、正確な結像性能を得ることができる。また磁気光学系はスピン偏極した中性子を使うことになるので、強度は最大でも半分になる。しかし、これは磁気小角散乱が自然に可能となるため、磁石素材等の研究には大変適している。

これらの可能性のうち、最も正確な結像性能を持つ磁気光学系を用いた集光型小角散乱は、日本原子力研究開発機構 3 号炉の小角散乱装置 SANS-J において実現している[18,19]。その結果 Q の測定可能範囲は、従来に比べて約 1/10 程度の小さな Q に拡張された。これを従来法で実現するためにはおよそ 100 倍のビーム強度増加が必要になる。

なお、単純に強力な中性子源を用いて小さな Q 領域に測定範囲を拡張するためには、より長い装置長で測定するという可能性もあるのだが、その場合には重力による落下の影響が無視できなくなるといった欠点もあることを申し添えておく。

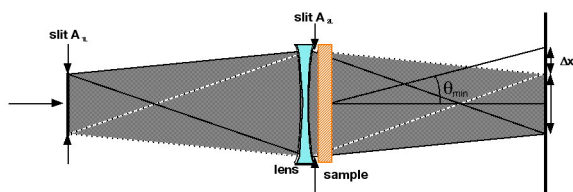


図 18. 集光型小角散乱の概念図。

集光レンズの性能が上がってくると、それに伴って検出器（二次元検出器）の位置分解能を向上させる必要が出てくる。従来型の SANS-J では、試料- 検出器間の距離は 10m 程度で、検出器の位置分解能は数 cm もあれば十分である。しかし、同じ装置長で 1/10 の角度分解能を達成するには、位置分解能が数 mm 以下の二次元検出器が必要となる[20]。また、それ以外に中性子源からより多くの中性子を輸送するための大きな反射臨界角を持つ中性子導管などを組み合わせることが望ましい。さらに、集光型小角散乱では、少々の発散角を持っていても良いので、上流側のスリットに多くの中性子を入力することが重要であり、上流側スリットへの一次集光を付け加えることも有効であると考えられる。これら全てを組み合わせることによって、更なる改善が見込まれる。



図 19. パルス六極電磁石。

さて、高エネルギー加速器研究機構と日本原子力研究開発機構が共同して建設を進めているJ-PARC(大強度陽子加速器計画)には、大強度の中性子源も建設されている。その中性子源は核破碎反応を用いたパルス中性子源である。この場合、中性子は速度が速い順に実験場所に到達する。パルス中性子源の利点は、入射中性子の波長が中性子の到達時刻で決定できるために、中性子を捨て去ること無く利用できるという点にある。このパルス中性子源における中性子ビームを使って集光型小角散乱を実行しようとする、集光能力に波長依存性がある(色収差を持つ)と、固定した検出器で散乱角を測定することができない。これを克服するには、パルスの中性子が発生するタイミングに同期して、光学系の焦点距離を変化させる必要がある。そのために、パルス六極電磁石[21]、可変型永久六極磁石[22]、スピン反転によって実効的な磁石長さを変更する直列永久磁石[23]など、いくつかの方法が研究されている。この中で最も単純な方法であるパルス電磁石の持つ可能性について紹介しておく[24]。

これまでに開発されたパルス六極電磁石を図19に示す。この電磁石は長さが2mで、磁極の強さは $2B_0/\rho_0^2 \leq 7000 \text{ T m}^{-2}$ であり、 $\omega \leq 200 \text{ s}^{-1}$ である。単純にこの磁石を用いて集光型小角散乱の配置をとるならば、概ね図20のようなものになり、焦点が移動しないように調整できる範囲は図20下図の赤色の部分である。このままでも波長が6Åよりも長ければ、調整可能である。

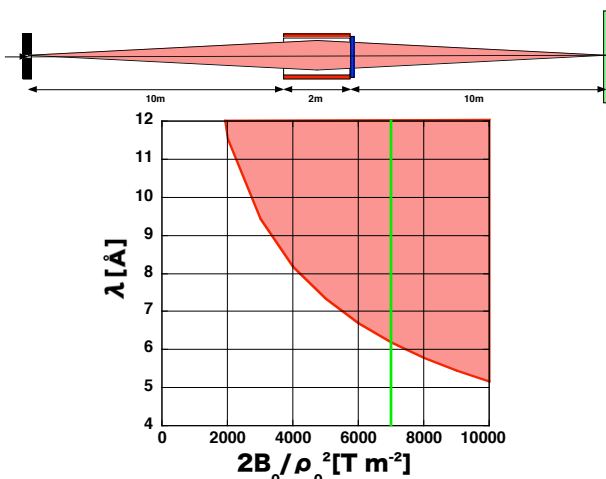


図 20. パルス六極電磁石を用いた集光型小角散乱の配置例と調整可能な範囲。横軸は磁場の強度であり、 $2B_0/\rho_0^2 \leq 7000 \text{ T m}^{-2}$ 。

この調整可能範囲をより短波長側に拡張する簡単な方法としては、パルス六極電磁石の両側に、永久六極磁石を追加するという方法がある。例えば、図21のようにパルス六極電磁石の上流、下流それぞれに長さ10cmの固定永久六極磁石を付け加えたとする。付け加える固定永久六極磁石は $\omega = 370 \text{ s}^{-1}$ であるものとする。すると、調整可能な範囲は短波長側にずれることが分かる。

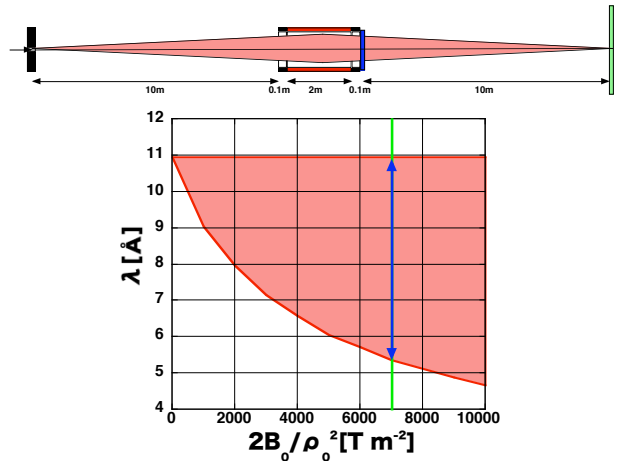


図 21. パルス六極電磁石の両側に長さ10cmの永久六極磁石を追加した場合の集光型小角散乱の配置例と調整可能な範囲。

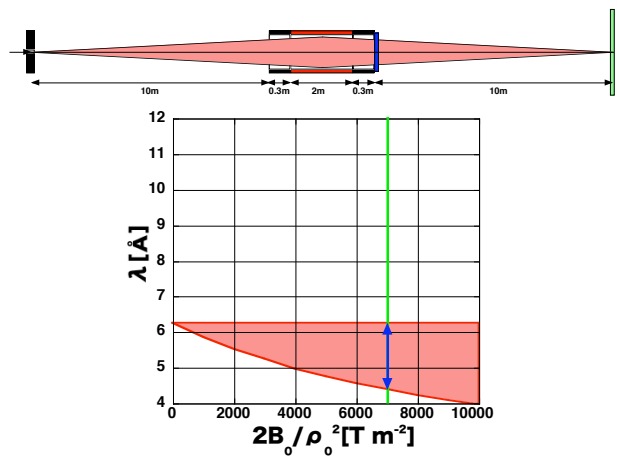


図 22. パルス六極電磁石の両側に長さ30cmの永久六極磁石を追加した場合の集光型小角散乱の配置例と調整可能な範囲。

追加する永久六極磁石の長さを 30cm まで増やすと、調整可能範囲はより短波長側にずれて、図 22 のようになる。

以上は小角散乱を例に取り上げて、中性子光学の可能性について述べた。しかし、この他にも既存の手法の性能を向上させる可能性はいくつも存在する。屈折光学系の適用範囲は、現在のところ冷中性子領域であるが、マイクロプリズムはこれを熱中性子領域まで広げる可能性を持っている。ここでは詳しく述べなかったが、中性子回折光学及び中性子干渉光学についても、近年進展が目覚ましい[25,26,27]。

さらに、中性子光学の利用は中性子の利用効率を向上させるものであると言え、現在よりも小規模の中性子源を利用した研究が可能になることを意味する。そのような小規模中性子源の普及が可能になると、新材料開発や物質研究の着想段階における中性子随時利用や長期占有が可能になるため、新たな研究分野の開拓の迅速化に寄与する。そして新たな研究対象の高精度測定に大型中性子施設を利用するという体制を生み出すことができる。このような研究体制をとることによって、日本の高い材料開発研究能力を高いレベルで発展させることができると期待される。

今後、中性子光学による新手法の開拓によって、中性子のより有効な利用が拓けるものと期待される。

参 考 文 献

- [1] Rev. Part. Phys. **G33** (2006) 1, Particle Data Group Homepage (<http://pdg.lbl.gov/>)
- [2] ILL news, No.31, 1999.
- [3] M.Hino et al., Nucl. Instrum. Methods **A529** (2004) 54.
- [4] K.Ikeda et al., Nucl. Instrum. Methods **A529** (2004) 78.
- [5] M.Hino et al., Physica B **385-386** (2006) 1187.
- [6] M.R.Eskildsen et al., Nature **391** (1998) 563.
- [7] T.Adachi et al., Nucl. Instrum. Methods **A529** (2004) 112.
- [8] T.Shinohara et al., Physica B **385-386** (2006) 1232.
- [9] H.M.Shimizu et al., Nucl. Instrum. Methods **A430** (1999) 423.
- [10] H.M.Shimizu et al., Physica B **385-386** (2006) 989.
- [11] J.Suzuki et al., J. Appl. Cryst. **36** (2003) 795.
- [12] T.Oku et al., Physica B **385-386** (2006) 1215.
- [13] T.Oku et al., Physica B **387** (2007) 188.
- [14] H.M.Shimizu et al., Nucl. Instrum. Methods **A529** (2004) 5.
- [15] E.Kentzinger et al., Physica B **350** (2004) e779.
- [16] S.-M.Choi et al., J. Appl. Cryst. **33** (2000) 793.
- [17] S.Okabe et al., J. Appl. Cryst. **38** (2005) 517.
- [18] S.Koizumi et al., J. Appl. Cryst. **40** (2007) s474.
- [19] T.Oku et al., J. Appl. Cryst. **40** (2007) s408.
- [20] K.Hirota et al., Phys. Chem. Chem. Phys. **7** (2005) 1836.
- [21] J.Suzuki et al., Proc. 17th Meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources, April 24-29, 2005, Santa Fe, New Mexico, USA, LA-UR-06-3904, Volume III, pp.1072.
- [22] T.Mihara et al., IEEE Trans. Appl. Supercond. **16** (2006) 224.
- [23] J.Suzuki et al., to be published
- [24] H.M.Shimizu et al., Physica B **356** (2005) 121.
- [25] Y.Hasegawa et al., Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 230401.
- [26] M.Kitaguchi et al., J. Phys. Soc. Jpn. **72** (2003) 3079.
- [27] K.Taketani et al., Physica B **385-386** (2006) 1222.