

9. 中性子ビームライン

高エネルギー加速器研究機構

伊藤 晋一

目 次

中性子ビームライン

- 高分解能チョッパー分光器HRC による中性子非弾性散乱実験 -

1	はじめに	9-1
2	中性子非弾性散乱実験	9-1
2.1	中性子の性質と中性子散乱実験	9-1
2.2	固体中の素励起	9-1
2.3	素励起の観測	9-3
3	高分解能チョッパー分光器HRC	9-4
3.1	HRC の構成	9-4
3.2	HRC による測定	9-5
3.3	HRC の設計	9-6
3.4	HRC の性能	9-8
4	HRC の構成機器	9-11
4.1	T0 チョッパー	9-11
4.2	ガイド管	9-13
4.3	フェルミチョッパー	9-14
4.4	入射コリメーター	9-15
4.5	オシレーティングコリメーター	9-16
4.6	試料環境	9-17
4.7	検出器	9-19
4.8	真空散乱槽と真空排気系	9-20
4.9	大面積アルミ窓	9-21
4.10	計算環境	9-22
5	中性子ブリルアン散乱	9-23
6	おわりに	9-25
	参考文献	9-26

中性子ビームライン

－ 高分解能チョッパー分光器 HRC による中性子非弾性散乱実験 －

1. はじめに

J-PARC の RCS (Rapid-Cycling Synchrotron) で 3GeV まで加速された陽子は、物質・生命科学実験施設 (MLF) の中性子生成ターゲットである水銀標的に定格ビーム出力 1MW で入射する。陽子による水銀原子核の核破砕反応により、陽子の入射ごとに時間的にパルス状に発生した中性子は、水銀標的の周辺に設置された水素減速材で熱化され、物質・生命科学研究に必要な低エネルギー中性子に変換される。MLF では水銀標的及び減速材等で構成されるパルス中性子源を取り囲むように、23 本の中性子ビームラインが放射状に設置され、そのうち、21 本に中性子分光器を設置して、それぞれ特色ある実験研究を推進している。ここでは、中性子ビームラインのうち、BL12 に設置した高分解能チョッパー分光器[1] (High Resolution Chopper Spectrometer, HRC) を例にとり、実験研究や装置構成を紹介する。

2. 中性子非弾性散乱実験

2.1. 中性子の性質と中性子散乱実験

中性子は、電気的に中性であり、スピン 1/2、質量 $m = 1.675 \times 10^{-27} \text{ kg}$ をもつ。電気的に中性であることから、物質の深部まで浸入し、バルクの性質を調べることがきる。スピンを持つことから、磁性原子の電子スピンと相互作用し、物質の磁気的性質を調べることがきる。波動性を考えると、速さ v の中性子のド・ブローイ波長は、 $\lambda = h/mv$ で与えられる ($h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ Js}$: プランク定数)。運動エネルギーは $mv^2/2$ であり、これが熱エネルギー $k_B T$ ($k_B = 1.381 \times 10^{-23} \text{ J/K}$: ボルツマン定数、 T : 温度) に等しいとおくと、室温 ($T = 300 \text{ K}$) 程度のエネルギーを持つ中性子 (熱中性子) の波長は、 $\lambda = 1.8 \text{ \AA}$ 程度、エネルギーは 25 meV 程度である ($1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$ 、 $1 \text{ eV} = 1.602 \times 10^{-19} \text{ J}$)。これらの

大きさは、それぞれ、物質中の原子間距離、格子振動やスピン波などの固体中の素励起の振動数の大きさと概ね一致する (振動数 ω はエネルギー $\hbar\omega$ を持つ、ここで、 $\hbar = h/2\pi$)。すなわち、中性子はそのエネルギーと波長がともに物質中の変化を研究するのに適した大きさを持っているので、空間的相関 (運動量に関する情報) または時間的相関 (エネルギーに関する情報) のいずれかを対象とする研究のみならず、その両方を同時に扱った時空相関の研究を行なうことができる。

中性子散乱は、物質に入射する中性子の状態と、物質から散乱される中性子の状態を観測することによって、物質に関する微視的な情報を得る実験手段である。散乱の前後でエネルギー変化がない場合は弾性散乱と呼ばれ、物質が結晶であれば、これはブラッグ散乱であり、結晶構造 (原子配列) の決定がなされる。物質が結晶でない場合でも散乱公式が導出でき、構造研究が可能である。いずれの場合でも弾性散乱では空間的相関が観測でき、物質の微視的な構造が決定できる。散乱の前後でエネルギー変化がある場合は非弾性散乱と呼ばれる。散乱前に比べて散乱後の中性子のエネルギーが小さい場合にはそのエネルギー差は物質に与えられ、物質中に励起状態 (素励起) を作る。素励起は原子の運動状態であり、非弾性散乱では、その空間的及び時間的相関が観測できる。素励起の性質を調べることによって、素励起の起源となる物質中の相互作用を明らかにすることができる。

2.2. 固体中の素励起

ここでは、固体中の素励起として、結晶を構成する原子の位置、または、原子のスピン揺らぎが、原子間の相互作用をとおして、固体中を波として伝搬する集団励起を考える。

結晶中の原子の弾性振動が固体中を伝播する集団励起を格子振動 (フォノン) と呼ぶ。結晶中の n 番目の原子に、 m 番目の原子の変位が引き起こす力が、それぞれの原子の変位ベクトルの差 $\mathbf{u}_m - \mathbf{u}_n$ に比例するとして、質量 M_n の n 番目の原子の運動方程式は次式で与えられる。

$$M_n d^2 \mathbf{u}_n / dt^2 = \sum_m C_{mn} (\mathbf{u}_m - \mathbf{u}_n) \quad (2-1)$$

これは、力が変位に比例する、いわゆるフックの法則を表わしている。簡単のため、同一原子 ($M_n = M$) からなる一次元結晶を考え、最近接の原子間にもみ相互作用があるとし、 $C_{mn} = C$ とすれば、(2-1)式は、一次元鎖方向の変位 u_n に対して、

$$M d^2 u_n / dt^2 = C (u_{n+1} - 2u_n + u_{n-1}) \quad (2-2)$$

と表わされる。格子間隔を a とし、波数 q 、振動数 ω の進行波の形を持つ解

$$u_n = u \exp[i(naq - \omega t)] \quad (2-3)$$

を考え、(2-3)式を(2-2)式に代入すると、以下の分散関係 (振動数 ω と波数 q の関係) が得られる。

$$\omega = (2C/M)^{1/2} | \sin aq/2 | \quad (2-4)$$

実際の結晶では原子が三次元的に配列されているので、種々の方向に伝播する格子振動が定義される。波の伝播方向と振動方向が一致する場合を縦波、垂直な場合を横波というが、一般には定数 C は縦波と横波で異なった値をとるので、異なる分散関係を示す。 q の小さいところでは、(2-4)式を $aq \ll 1$ として展開すると、 $\omega = (C/2M)^{1/2} aq$ と近似されるが、これを $\omega = cq$ とおけば、 $c = (C/2M)^{1/2} a$ は、音速を与える。

磁性を記述する方法として、ハイゼンベルグのハミルトニアンがある。結晶格子の i 番目の磁性原子のスピンを \mathbf{S}_i 、 j 番目の磁性原子のスピンを \mathbf{S}_j とするとき、 \mathbf{S}_i と \mathbf{S}_j との間に $-2J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j$ の交換相互作用とよばれる相互作用を仮定し、結晶全体では、以下のハミルトニアンを仮定する。

$$H = - \sum_{\langle i,j \rangle} 2J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \quad (2-5)$$

和は結晶内にある異なる全ての i, j の組に対してとられる。 $J_{ij} > 0$ ならば、2つのスピンの平行な状態が安定であり、結晶全体では強磁性に秩序化する。また、 $J_{ij} < 0$ ならば、2つのスピンの反平行な

状態 (互いに逆向きに整列する状態) が安定であり、結晶全体では反強磁性に秩序化する。秩序化した状態では、スピンの揺らぎは交換相互作用をとおして、波として結晶中を伝播する集団励起となり、これをスピン波 (マグノン) と呼ぶ。簡単のため、同一の磁性原子 (スピン量子数 S) からなる一次元結晶を考え、最近接の原子間にもみ交換相互作用があるとし、 $J_{ij} = J$ とすれば、(2-5)式は

$$H = -2J \sum_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} \quad (2-6)$$

と表わされる。このハミルトニアンからスピン \mathbf{S}_i に対する運動方程式は次式で与えられる。

$$i\hbar d\mathbf{S}_i / dt = [\mathbf{S}_i, H] \quad (2-7)$$

ここで、演算子 A, B に対して、 $[A, B] = AB - BA$ である。

強磁性体の場合 ($J > 0$)、秩序状態でのスピンの方向を z 軸にとり、秩序状態からのスピンの揺らぎが小さいとして、 $S_i^x, S_i^y \ll 0, S_i^z = S, dS_i^z / dt = 0$ とすると、運動方程式は次のように近似される。

$$\begin{aligned} \hbar dS_i^x / dt &= -2SJ(S_{i-1}^y - 2S_i^y + S_{i+1}^y) \\ \hbar dS_i^y / dt &= 2SJ(S_{i-1}^x - 2S_i^x + S_{i+1}^x) \end{aligned} \quad (2-8)$$

格子間隔を a とし、波数 q 、振動数 ω をもつ進行波の形を持つ解を考えると、以下のスピン波の分散関係が得られる。

$$\hbar\omega = 4SJ(1 - \cos aq) \quad (2-9)$$

q の小さいところ ($aq \ll 1$) では、 $\hbar\omega = 2SJa^2 q^2$ と近似される。

反強磁性体の場合 ($J < 0$)、上向きスピン、下向きスピンに分けて、スピンの揺らぎが小さいとして、運動方程式を書き下し、 $S_i^+ = S_i^x + iS_i^y$ とおくと、運動方程式は以下ようになる。

$$\begin{aligned} \hbar dS_{2i}^+ / dt &= 2iSJ(S_{2i-1}^+ + 2S_{2i}^+ + S_{2i+1}^+) \\ \hbar dS_{2i+1}^+ / dt &= -2iSJ(S_{2i}^+ + 2S_{2i+1}^+ + S_{2i+2}^+) \end{aligned} \quad (2-10)$$

進行波の形を持つ解を考えると、以下のスピン波の分散関係が得られる。

$$\hbar\omega = 4S|J|\sin aq/2 \quad (2-11)$$

q の小さいところ ($aq \ll 1$) では、 $\hbar\omega = 2S|J|aq$ と近似される。

このように、物質中の素励起では、その波数 q と振動数 ω との間に、分散関係 $\omega = \Omega(q)$ があり、これは素励起の起源となる相互作用で決定される。三次元空間では波数 q も三次元となる。波数空間を定義するために、試料は単結晶である必要がある。また、中性子非弾性散乱は弾性散乱に比べて散乱強度は、 $10^{-2} \sim 10^{-4}$ 、あるいはそれ以下で、とても微弱であるので、単結晶は大型である必要がある。微弱な中性子非弾性散乱の観測のためには、ノイズを極力低減させなければならない。中性子非弾性散乱装置は、その指針に従って、設計、製作される。

2.3. 素励起の観測

中性子散乱実験において、中性子は、試料に入射し、散乱される。中性子非弾性散乱で、入射中性子のエネルギーを E_i 、波数ベクトルを \mathbf{k}_i 、散乱中性子のエネルギーを E_f 、波数ベクトルを \mathbf{k}_f とすると、エネルギー遷移 E と散乱ベクトル (運動量遷移) \mathbf{Q} は、次式で与えられる。

$$E = E_i - E_f \quad (2-12)$$

$$\mathbf{Q} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f \quad (2-13)$$

波数ベクトル \mathbf{k}_i 、 \mathbf{k}_f の大きさ (波数) を k_i 、 k_f とすると、それらとエネルギーとの間に、 $E_i = \hbar^2 k_i^2 / 2m$ 、 $E_f = \hbar^2 k_f^2 / 2m$ の関係がある。 \mathbf{k}_i と \mathbf{k}_f のなす角 ϕ は散乱角と呼ばれる。

中性子非弾性散乱強度は動的構造因子に比例するが、素励起の動的構造因子は、減衰がない場合、比例因子を除いて、以下の式で与えられる。

$$S(\mathbf{Q}, E) \sim \delta(E - \hbar\Omega(\mathbf{Q})) \quad (2-14)$$

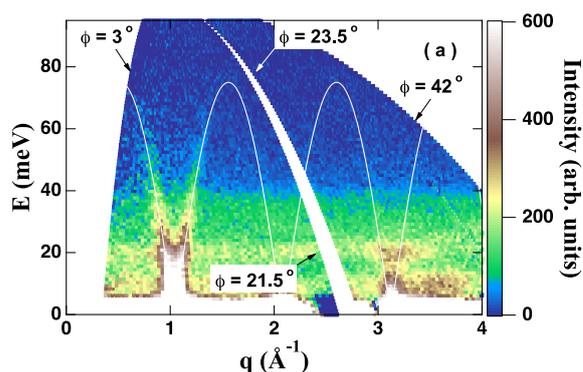


Fig. 1 CsVCl₃ の中性子非弾性散乱強度[2]。白い実線は(2-9)式によるフィッティング。

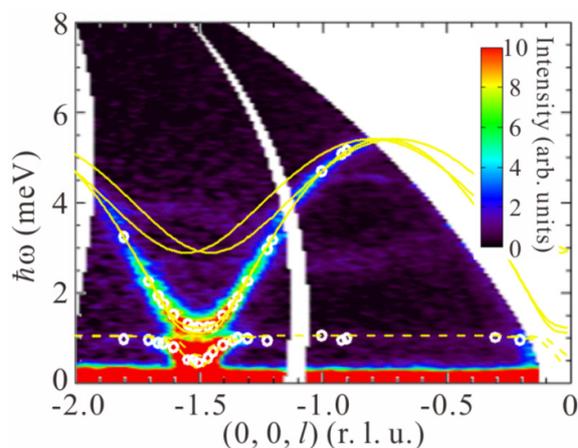


Fig. 2 NdFe₃(BO₃)₄ の中性子非弾性散乱強度 [5]。実線および波線はモデルによるフィッティング。白丸は解析に用いた測定点。

すなわち、散乱ベクトル \mathbf{Q} とエネルギー遷移 E をそれぞれ素励起の波数ベクトル q と振動数 $\hbar\omega$ に等しくなるように選べば、散乱強度を観測する。分散関係 $\omega = \Omega(q)$ を測定すれば、それから素励起の起源となる相互作用を決定することができる。

Fig. 1 は一次元反強磁性体 CsVCl₃ の中性子非弾性散乱強度である[2,3]。CsVCl₃ は結晶の c 軸方向に V^{2+} イオンが配列して一次元鎖を形成している。鎖間の距離が離れているので、鎖間の V^{2+} イオン間の交換相互作用は、鎖内の V^{2+} イオン間の交換相互作用の 10^{-4} と十分小さく、一次元磁性体を実現し、ハミルトニアンは(2-6)式で記述される。Fig. 1 で、散乱強度が周辺よりも大きい部分を(2-11)式の分散関係でフィットすると、 $4S|J| = 75.0 \pm 0.7$ meV と求まり、 V^{2+} では $S = 3/2$ である

から、交換相互作用定数は、 $|J| = 12.5 \pm 0.1 \text{ meV}$ と決定される。このように中性子非弾性散乱実験では、スピン間に働く相互作用の値を決めることができる。この研究には、さらに続きがある。(2-11)式では磁性を担うスピンを古典的に扱っているが、一次元反強磁性体では、量子効果が顕著になっていて、そのために基底状態のエネルギーが下がり、基底状態から励起状態へのエネルギー（スピン波のエネルギー）が増大する。この効果を考慮すると、(2-11)式の係数 $4SR|J|$ は増大因子 R を導入して $4SR|J|$ と書き換えられる。すなわち、 $4SR|J| = 75.0 \pm 0.7 \text{ meV}$ である。CsVCl₃ では、磁化率の温度変化から、 $|J| = 9.9 \text{ meV}$ と見積もられるので、 $R = 1.26 \pm 0.2$ が得られる[3]。この増大因子の値は理論値[4]に一致する。従って、この実験は CsVCl₃ における量子効果を検出したものである。

Fig. 2 はマルチフェロイック物質 NdFe₃(BO₃)₄ の中性子非弾性散乱強度である[5]。マルチフェロイック物質は磁気秩序と強誘電性を同時に示すものである。Fe³⁺の磁気秩序化により結晶構造が低対称化し、電気分極を発生させる。中性子非弾性散乱実験で測定されたスペクトルは、以下のハミルトニアンから導出されるスピン波の分散関係でフィットすることができる。

$$H = -\sum_{nn} J_1 \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j - \sum_{nnn} J_2 \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j - \sum_{nn} J_3 \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{J}_k - \sum_k D (J_k^x)^2 \quad (2-15)$$

ここで、 \mathbf{S}_i は Fe³⁺のスピン、 \mathbf{J}_k は Nd³⁺のスピンである。 J_1 は最近接 (nn) の Fe³⁺間の、 J_2 は次近接 (nnn) の Fe³⁺間の、 J_3 は最近接 (nn) の Fe³⁺と Nd³⁺の間の交換相互作用定数であり、和は対応するスピン対で取られ、 D は Nd³⁺の磁気異方性を決める結晶場パラメーターである。 J_k^x は \mathbf{J}_k の x 成分である。フィッティングにより、 $J_1 = -0.482 \text{ meV}$ 、 $J_2 = -0.054 \text{ meV}$ 、 $J_3 = 7.9 \text{ } \mu\text{eV}$ 、 $D = 23.5 \text{ } \mu\text{eV}$ と決定される。この結果は、Nd³⁺は、結晶場 (D) で決まる磁気異方性を持ち、Fe³⁺と Nd³⁺の相互作用 (J_3) をとおして、Fe³⁺の秩序化を制御し、マルチフェロイック特性を発現することを表わしている。このように、分散関係の測定により相互作用を決定し、物性の発現機構を議論することができる。

3. 高分解能チョッパー分光器 HRC

3.1. HRC の構成

HRC は、meV から eV にわたる広いエネルギー領域の中性子を高分解能で利用して、物質のダイナミクスを研究するための中性子非弾性散乱実験装置である[1]。HRC を用いた高分解能中性子非弾性散乱実験として、次の 3 種類が可能である。第 1 は、この種の分光器の通常の測定範囲である 100 meV 程度以下のエネルギー運動量空間で

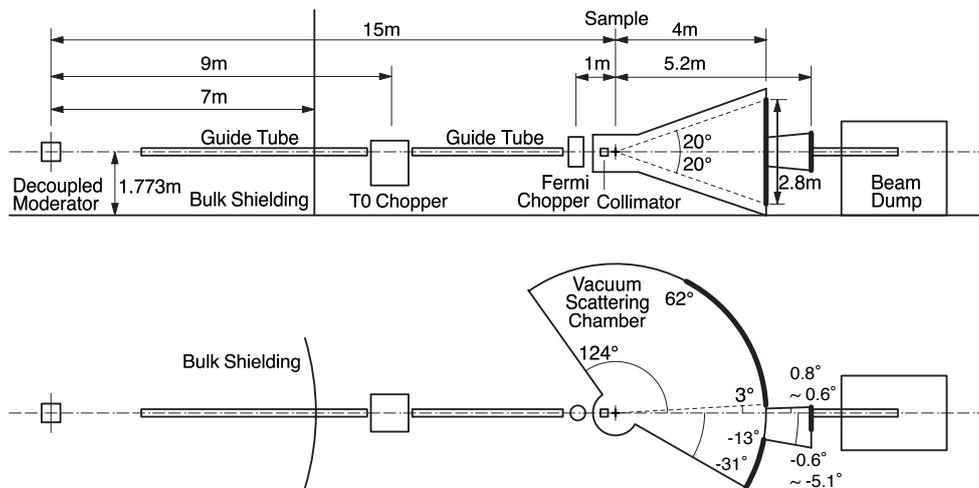


Fig. 3 HRC の配置図[6]。太線の部分に検出器が配置されている。

の高分解能実験であり、素励起の分散関係はもちろん、動的構造因子 $S(\mathbf{Q}, E)$ の詳細を決定できる。第 2 は、前方散乱近傍の中性子非弾性散乱である中性子ブリルアン散乱 (neutron Brillouin scattering, NBS) であり、単結晶試料を用いずにスピン波や格子振動の観測が可能になる。第 3 は、eV 領域中性子分光の可能性を開くものである。高エネルギー磁気励起が観測できるとともに、電子励起の観測も期待される。

HRC は、チョッパー分光器と呼ばれるタイプの中性子非弾性散乱実験装置であり、パルス中性子源で発生した中子をフェルミチョッパーで単色化して、すなわち、入射中子のエネルギーを E_i に選択して、試料に入射する。散乱中子を検出するときに、飛行時間を分析することによって、非弾性散乱を測定するものである。HRC は、高分解能を実現するため非結合型減速材を中性子源とするビームライン BL12 に設置され、Fig. 3 に示すように構成される [6]。試料位置は中性子源から $L_1 = 15 \text{ m}$ であり、そこまでの部分にスーパーミラーガイド管、T0 チョッパー (線源から 9 m 位置)、フェルミチョッパー (線源から 14 m、すなわち、試料まで $L_3 = 1 \text{ m}$ の位置)、入射コリメーターが配置されている。減速材は $100 \times 100 \text{ mm}^2$ の面積を持ち、試料位置では最大 $50 \times 50 \text{ mm}^2$ の大きさの中性子ビームが利用できる。T0 チョッパーは高エネルギー中子が分光器内で散乱して発生するノイズを低減させる。ガイド管は試料位置での中性子強度を増大させる。入射中性子ビームは飛行経路上の真空容器の窓材や空気で散乱してバックグラウンドノイズが生じるが、入射コリメーターはこのバックグラウンドノイズを低減させる。

試料から等距離 L_2 の位置に広く散乱角 ϕ を囲むように位置敏感型検出器 (PSD) が配置される。 $L_2 = 4 \text{ m}$ の位置に高角検出器が通常の運動量エネルギー空間での実験のために、 $L_2 = 5.2 \text{ m}$ 位置に低角検出器が NBS 実験のために、それぞれ配置されている。高角検出器は直径 3/4 インチ、有効長 2.8m、 ^3He ガス圧 1.8 MPa であり、 $\phi = 3^\circ \sim 62^\circ$ 及び $-31^\circ \sim -13^\circ$ の部分に 256 本設置されている。低

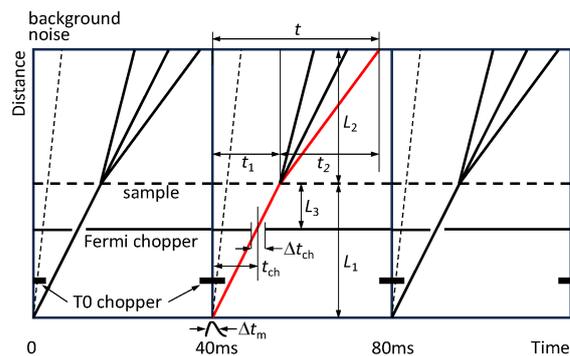


Fig. 4 チョッパー分光器での中性子非弾性散乱の測定。 Δt_m はパルス幅、 Δt_{ch} はチョッパーの開口時間である。

角検出器は直径 1/2 インチ、有効長 0.8m、 ^3He ガス圧 2 MPa であり、 $\phi = 0.8^\circ \sim 0.6^\circ$ 及び $-0.6^\circ \sim -5.2^\circ$ の部分に、68 本を 2 列に配置して、まず前列で計数し、前列を透過した中子を後列で計数して計数率を上げている。低角領域では、測定したい \mathbf{Q} に寄与する検出器の立体角が小さいので計数的に不利であるが、検出器を 2 列に配置して、計数を補っている。

3.2. HRC による測定

RCS は 25 Hz の繰り返しで運転され、陽子ビームは RCS から 25 Hz のタイミングシグナルに同期して取り出され、中性子生成ターゲットに入射し、このタイミングで中子が発生する。中子の発生時刻から検出されるまでの時間を飛行時間 t という。検出器で検出した中子のシグナルはタイミングシグナルに同期して処理され、それぞれの中子のシグナルに対して飛行時間 t が付される。Fig. 4 では、横軸に飛行時間 t を縦軸に中性子源からの距離をとり、フェルミチョッパーで単色化して中性子非弾性散乱を測定する様子が示されている。40 ms ごとに、中子が発生して、同じ条件の測定が繰り返され、中子の計測数を積算していく。飛行時間 t には、Fig. 4 に示すように、以下の関係がある。

$$\begin{aligned} t &= t_1 + t_2 \\ v_i &= L_1/t_1 = (L_1 - L_3)/t_{ch} \\ v_f &= L_2/t_2 \end{aligned} \quad (3-1)$$

ここで、 t_1 は中性子源から試料までの時間、 t_2 は試料から検出器までの時間である。 $E_i = mv_i^2/2$ 、 $E_f = mv_f^2/2$ である。フェルミチョッパーはスリットをタイミングシグナルに同期して回転させ、スリットがビームラインに平行になったタイミング（中性子発生時刻からの時間 t_{ch} ）で分光器側に中性子ビームを供給することによって単色化する。フェルミチョッパーの制御では、 t_{ch} を与えることによって E_i を決めている。従って、飛行時間 t を測定すれば、エネルギー遷移 E ((2-12)式)を決めることができる。

入射中性子ビームを x 軸、鉛直方向を z 軸とすれば、散乱ベクトル \mathbf{Q} ((2-13)式)の成分は以下のように書ける。

$$\begin{aligned} Q_x &= k_i - k_f \cos \phi \cos \phi_v \\ Q_y &= k_f \sin \phi \cos \phi_v \\ Q_z &= k_f \sin \phi_v \end{aligned} \quad (3-2)$$

ϕ は中性子の飛行経路を xy 平面に射影した散乱角、 ϕ_v は xz 平面に射影した散乱角である、 ϕ 、 ϕ_v は中性子の検出位置で決まり、 t_{ch} 、 t から k_i 、 k_f が決まるので、 $\mathbf{Q} = (Q_x, Q_y, Q_z)$ が決定される。

単結晶試料の場合、波数ベクトル \mathbf{q} は逆格子空間で定義される。実空間で結晶格子が a 軸、 b 軸、 c 軸で張られるとき、逆格子空間は、 a^* 軸、 b^* 軸、 c^* 軸で張られ、 $\mathbf{a}_i^* = 2\pi \mathbf{a}_j \times \mathbf{a}_k / (\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{a}_j \times \mathbf{a}_k)$ ($\mathbf{a}_1 = \mathbf{a}$ 、 $\mathbf{a}_2 = \mathbf{b}$ 、 $\mathbf{a}_3 = \mathbf{c}$ 、 $\mathbf{a}_1^* = \mathbf{a}^*$ 、 $\mathbf{a}_2^* = \mathbf{b}^*$ 、 $\mathbf{a}_3^* = \mathbf{c}^*$)が基底ベクトルとなる。逆格子空間は、実空間のフーリエ空間であり、運動量空間である。直方格子を仮定し、 a^* 軸と b^* 軸を xy 平面内に置き、 a^* 軸と k_i のなす角を ψ とすれば (Fig. 5)、

$$\begin{aligned} q_a &= \{k_i \cos \psi - k_f \cos (\phi - \psi)\} \cos \phi_v \\ q_b &= \{k_i \sin \psi + k_f \sin (\phi - \psi)\} \cos \phi_v \\ q_c &= k_f \sin \phi_v \end{aligned} \quad (3-3)$$

となり、 k_f (すなわち t)、及び、 ϕ 、 ϕ_v 、 ψ をスキャンすることにより、必要な逆格子空間 $\mathbf{q} = (q_a, q_b, q_c)$ が測定できる。

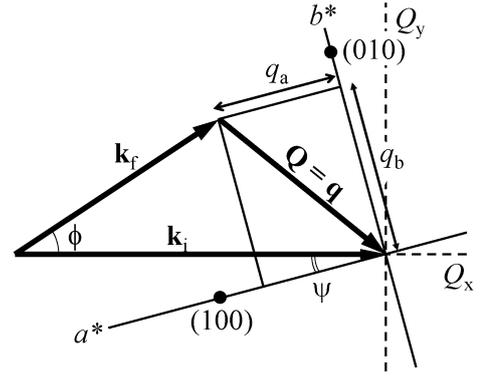


Fig. 5 単結晶実験における波数ベクトル \mathbf{q} と散乱ベクトル \mathbf{Q} の関係。ただし、 $\phi_v = 0$ 。

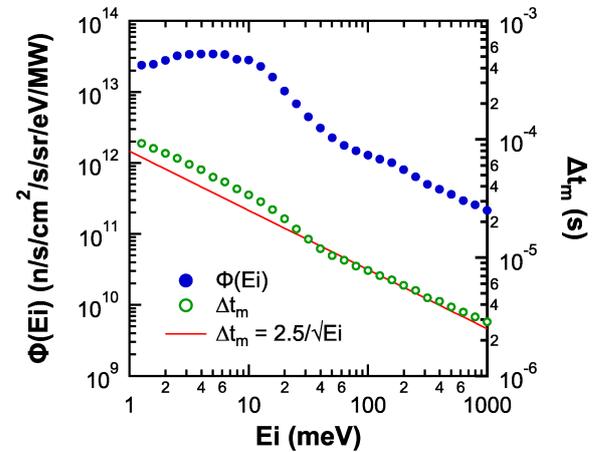


Fig. 6 HRC が設置された BL12 に対して、非結合型減速材から放出される中性子の特性 [7]。

3.3. HRC の設計

中性子源から BL12 に放出される中性子の特性を Fig. 6 に示す [7]。中性子束 $\Phi(E_i)$ は減速材表面の単位面積あたりの値である。減速材は有限の大きさを持つので、発生する中性子は、エネルギー依存性を持つ放出時間分布を示す。放出時間分布をパルス幅 Δt_m といい、飛行時間の原点の不確かさを与える。 $E_i \geq 20$ meV では $\Delta t_m [\mu\text{s}] = 2.5/(E_i [\text{eV}])^{1/2}$ のエネルギー依存性を示す [8]。フェルミチョッパーの開口時間 Δt_{ch} は単色化時刻の不確かさを与える。このほか、検出器の大きさ w_d は、検出時刻の不確かさを与える。これらの不確かさにより、エネルギー分解能が生じ、 E_i に対するエ

エネルギー遷移 E の分解能 ΔE は、次式で与えられる[9,10]。

$$\begin{aligned} (\Delta E/E_i)^2 = & [2(\Delta t_{ch}/t_{ch})\{1+(L_1/L_2)(1-E/E_i)^{2/3}\}]^2 \\ & + [2(\Delta t_m/t_{ch})\{1+(L_3/L_2)(1-E/E_i)^{2/3}\}]^2 \\ & + [2(\Delta L_2/L_2)(1-E/E_i)]^2 \end{aligned} \quad (3-4)$$

ΔL_2 は L_2 の不確かさであり、 w_d や試料の大きさがこれに寄与する。Fig. 7(a)に、 $S(\mathbf{Q}, E) = \delta(E)$ としたときに、HRC の幾何学的配置 ($L_1 = 15$ m、 $L_2 = 4$ m、 $L_3 = 1$ m) と、 Δt_m [7]、 Δt_{ch} 、によって計算される弾性散乱スペクトルを示す[11]。 $E < 0$ の強度の小さいところに尾を引いているが、これを除いて、実線のように $R(E) = R_0 \exp(-4\ln 2(E/\Delta E)^2)$ で表わされる。 ΔE は、(3-4)式に一致する。ピーク強度は R_0 であり、積分強度は $R_0 \Delta E$ に比例する。 $E < 0$ の強度の小さいところの尾は、 $t=0$ よりも遅く発生した、 E_i よりもエネルギーの高い中性子がフェルミチョッパーの開口を通り抜けることによって生じたものである。Fig. 7(b)にピーク強度 R_0 と $\Delta t_{ch}/\Delta t_m$ の関係を示す。 $\Delta t_{ch} \geq \Delta t_m$ の場合、 R_0 はほぼ一定であり、 Δt_{ch} に比例した積分強度が得られる。 $\Delta t_{ch} < \Delta t_m$ の場合は、 R_0 が急激に減少する。この意味で、 $\Delta t_{ch} = \Delta t_m$ は、最適条件と呼ばれる。 $\Delta t_{ch} = \Delta t_m [\mu s] = 2.5/(E_i [eV])^{1/2}$ 、 $E = 0$ 、 $\Delta L_2 = 0$ とすると、HRC の場合、 $\Delta E/E_i = 2.5\%$ となる。(3-4)式から $\Delta E/E_i$ は距離で決まることがわかるので、一定のエネルギー分解能 ΔE を得るためには、検出器は L_2 を一定にして球面上に配置する必要がある。しかし、後述の理由により円筒状に配置した。

散乱ベクトル \mathbf{Q} ((2-13)式) の大きさは

$$Q^2 = k_i^2 + k_f^2 - 2k_i k_f \cos \phi \quad (3-5)$$

であるから、これを ϕ と E で微分すれば、 Q 分解能 ΔQ は次式で与えられる[11]。

$$\begin{aligned} (\Delta Q/k_i)^2 = & [(dQ/d\phi) \Delta\phi/k_i]^2 + [(dQ/dE) \Delta E/k_i]^2 \\ = & [(k_i/Q) (k_f/k_i) \sin \phi \Delta\phi]^2 \\ & + [(k_i/Q) (k_i/2k_f) (\cos \phi - k_f/k_i) \Delta E/E_i]^2 \end{aligned} \quad (3-6)$$

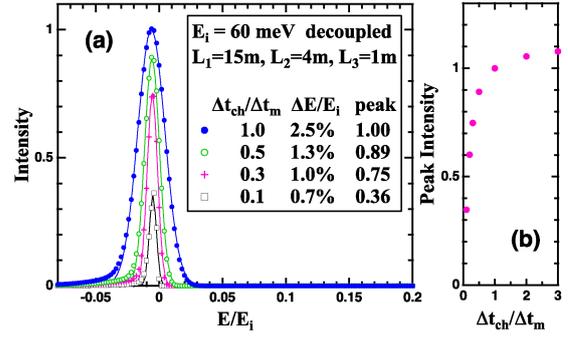


Fig. 7 HRC のパラメーターに対して Δt_{ch} を変数として計算される弾性散乱スペクトル(a)とそのピーク強度(b)[11]。

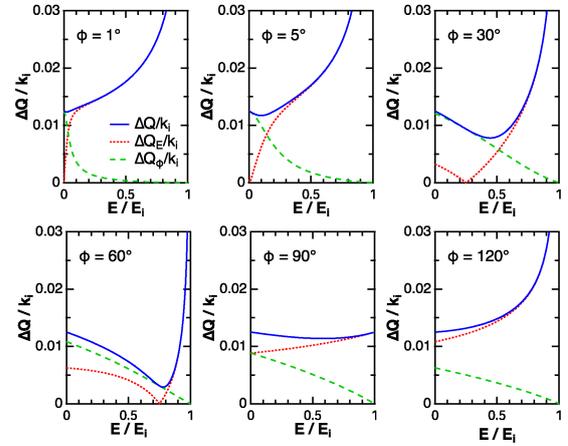


Fig. 8 $\Delta\phi = 12.5$ mrad、 $\Delta E/E_i = 2.5\%$ のときの Q 分解能 $\Delta Q/k_i$ の ϕ と E/E_i に対する依存性。

(3-6)式の第1項を $(\Delta Q_\phi/k_i)^2$ 、第2項を $(\Delta Q_E/k_i)^2$ として、 $\Delta Q/k_i$ を Fig. 8 に示す。 $E = E_i$ (すなわち $k_f = 0$) では ΔQ_E が発散するが、その付近を除いては、 ΔQ は E に対しても ϕ に対しても値があまり大きく変化しない[11]。簡単のため、 $k_i = k_f$ (すなわち $E = 0$)、 $\phi = 90^\circ$ とすると、(3-6)式は、

$$(\Delta Q/k_i)^2 = (\Delta\phi)^2/2 + (\Delta E/E_i/2)^2/2 \quad (3-7)$$

となる。 $\Delta\phi = \Delta E/E_i/2$ となるように装置を設計できたとすれば、 $\Delta Q/k_i = \Delta\phi = \Delta E/E_i/2$ となる。 $\Delta\phi$ は角度分解能である。 $\Delta E/E_i = 2.5\%$ ならば、 $\Delta Q/k_i = 1.25\%$ 、 $\Delta\phi = 12.5$ mrad である。Fig. 8 では、 $\Delta E/E_i = 2.5\%$ 、 $\Delta\phi = 12.5$ mrad とした。 $\Delta\phi$ の実際の大きさを考える。減速材 $w_m = 100$ mm と試料 $w_s = 50$

mm が $L_1 = 15$ m を隔てて配置されていれば、この配置で決まるビーム発散角は $\Delta\theta_{\text{div}} = 7.2$ mrad である。ガイド管はビーム発散角を増大させて強度利得を得るデバイスであり、利得が G (Fig. 20) であれば、ビーム発散角は、 $\Delta\theta = \Delta\theta_{\text{div}} G^{1/2}$ となる。 $\Delta\phi$ は、 $\Delta\theta$ と w_d で決まり、 $10 \sim 20$ mrad である。

中性子非弾性散乱強度は微弱であるので、チョッパー分光器は $\Delta t_{\text{ch}} \geq \Delta t_m$ を動作条件に選択する。その結果、HRC の性能は $\Delta E/E_i \geq 2.5\%$ となる。しかし、概念設計では、さらなる高分解能化の可能性も検討した[11]。Fig. 7 に示すように、 $\Delta t_{\text{ch}} = 0.3\Delta t_m$ とすると、 $\Delta E/E_i = 1\%$ が実現する。このときピーク強度 R_0 は $\Delta t_{\text{ch}} = \Delta t_m$ のときに比べて 0.75 倍であり、積分強度は 0.2 倍である。 $\Delta E/E_i = 1\%$ が技術的に実現できれば、十分大きいビーム出力のもとで実験可能と考えた。

3.4. HRC の性能

フェルミチョッパーを外して、白色ビームをバナジウム標準試料（外径 25 mm、内径 23 mm、高さ 37 mm の円筒形状）に照射したときに、 $L_2 = 4$ m 位置で検出したスペクトルを Fig. 9 に示す。観測強度は以下の計算式でよく表わされる。

$$I_{\text{white}}(E_i) = C \Phi(E_i) (S_m/L_1^2) G(E_i) A_{\text{path}}(E_i) \alpha_{\text{col}} \times (N_V \sigma_V/4\pi) A_V(E_i) \Delta\Omega \eta(E_i) \quad (3-8)$$

ここで、 $\Phi(E_i)$ は減速材表面での中性子束 (Fig. 6)、減速材面積は $S_m = 100 \times 100$ mm²、 $G(E_i)$ はガイド管利得 (Fig. 20)、 $A_{\text{path}}(E_i)$ は飛行経路上のアルミ（厚さ 21 mm）と空気（厚さ 2.7 m）による減衰、 $\alpha_{\text{col}} = 0.76$ は入射コリメーターの透過率の測定値[6]、 N_V はバナジウム原子数（16.7 g に相当）、 σ_V はバナジウムの散乱断面積、 $A_V(E_i)$ はバナジウムによる減衰、 $\Delta\Omega = 0.75$ sr は検出器 246 本分の立体角（解析には $\phi = 3^\circ \sim 62^\circ$ 、 $-29^\circ \sim -14^\circ$ の 246 本を用いた）、 $\eta(E_i)$ は検出効率 (Fig. 27) である。Fig. 9 のように、 $C = 0.6$ とすると観測値を再現する。MLF のどの中性子ビームラインでも $C = 0.5 \sim 0.7$ 程度のものである。 $E_i = 4$ meV 程度及び $E_i \geq 1000$ meV で

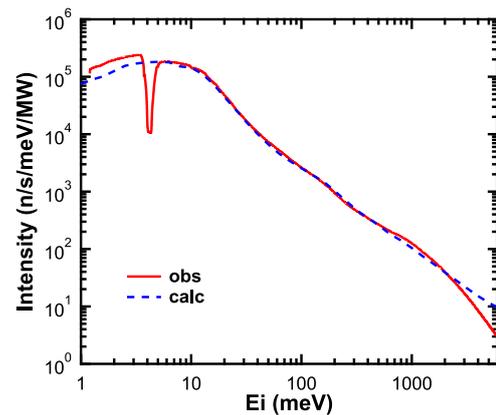


Fig. 9 白色ビームをバナジウム標準試料に照射したときに、 $L_2 = 4$ m 位置で観測した散乱強度。

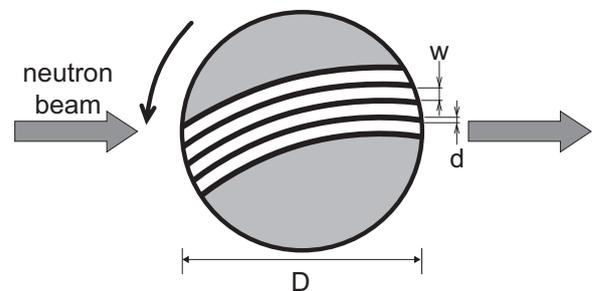


Fig. 10 フェルミチョッパーのローターの断面図。遮蔽板（厚さ d ）が間隔 w を保ってスリット状を構成している。

の強度の減少は T0 チョッパーを 50 Hz で運転しているためである。

フェルミチョッパー[12]は、中性子遮蔽板を間隔を保って積層したスリットをローターに挿入して、これを中性子発生周期に同期させて回転させて、中性子を単色化するデバイスであり、HRC の性能を決めるものである。Fig. 10 にフェルミチョッパーのローター断面の模式図を示す。スリットが中性子ビームに平行に向いた時刻に、中性子が隙間（白色部）を通過して、その下流に向けて中性子を供給する。このローター形状（スリット幅 w 、直径 D 、回転周波数 f ）に対して、開口時間は $\Delta t_{\text{ch}} = w/2\pi Df$ で与えられる。また、スリットに曲率 R をつけると、最適エネルギー E_{opt} の中性子に対して透過強度が増大する ($v_{\text{opt}} = 4\pi Rf$ 、 $E_{\text{opt}} = mv_{\text{opt}}^2/2$)。

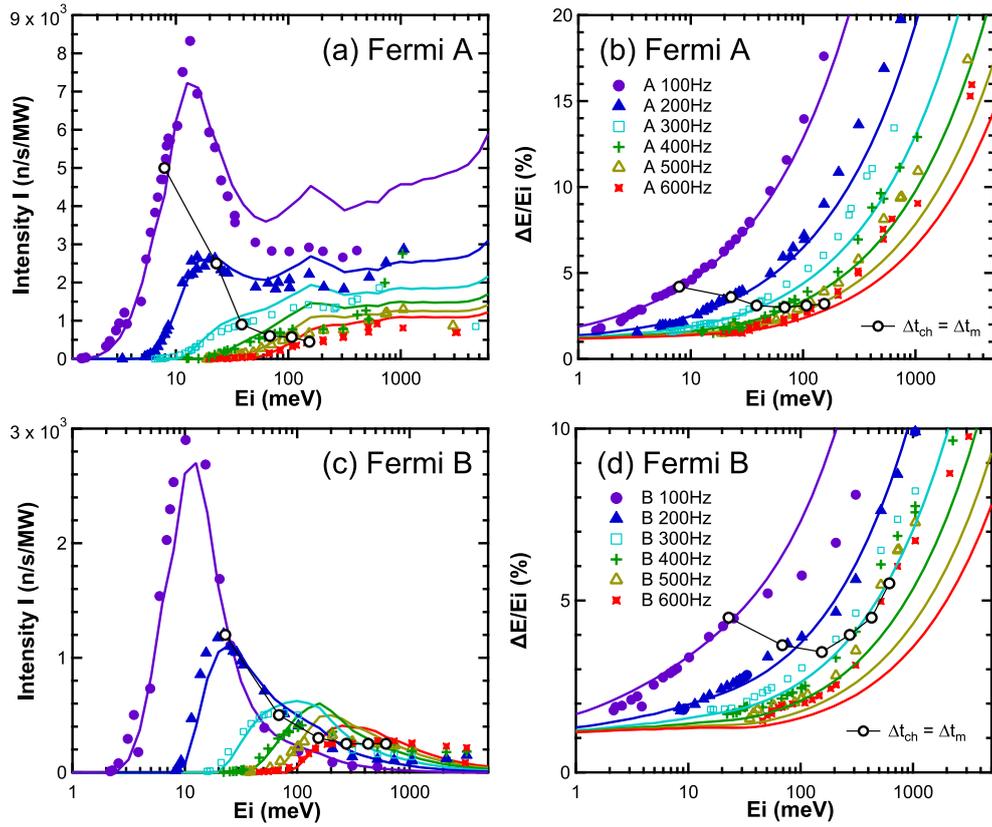


Fig. 11 $L_2 = 4$ m 位置で測定した HRC の性能。Fermi A と Fermi B の強度 I と分解能 $\Delta E/E_i$ を示す。

HRC では、大強度型と高分解能型の 2 台のフェルミチョッパーを選択できるようにした。大強度型 Fermi A は、 $w = 2.4$ mm、 $R = 1.3$ m、 $D = 100$ mm として、チョッパーの開口時間 Δt_{ch} がパルス幅 Δt_m の 2 倍程度になるように設計した。高分解能型 Fermi B は、 $w = 1.2$ mm、 $R = 1$ m、 $D = 100$ mm として、 Δt_{ch} が Δt_m と同程度になるように設計し、特に NBS 実験のために $L_2 = 5.2$ m の検出器で、 $E_i = 100$ meV で $\Delta E/E_i = 2\%$ が、できるだけ強い中性子強度で得られるように曲率 R を調整した。回転周波数 f を 100 ~ 600 Hz の範囲で選ぶことにより、 E_i を数 meV から数 eV の範囲でカバーすることができる。Fig. 11 は、Fermi A と Fermi B を回転周波数 f と入射中性子エネルギー E_i を選んで、バナジウム標準試料からの散乱により、強度と分解能を $L_2 = 4$ m で測定したものである[6]。バナジウムからの散乱は等方的な非干渉性弾性散乱が主であり、 $S(\mathbf{Q}, E) = \delta(E)$ と近似できるので、Fig. 7(a)に相当するスペクトルが観測される。そ

の半値全幅を分解能 ΔE 、積分強度を強度 I としてプロットした。実験者はこの図を用いて、フェルミチョッパーの動作条件を決める。

Fig. 11 の測定に対して、分解能は、(3-4)式で表わされ、強度（積分強度）は次式で表わされる。

$$I(E_i) = I_{white}(E_i) T(E_i, w, R, f) A_{Fermi}(E_i) \alpha_{Fermi}(E_i) \times 2E_i \Delta t_{ch} / t_{ch} \quad (3-9)$$

$T(E_i, w, R, f)$ はフェルミチョッパーのスリットの形状で決まる透過率で次式で与えられる[9]。

$$T(E_i, w, R, f) = \begin{cases} 1 - 8\beta^2/3 & |\beta| < 1/4 \\ 16|\beta|^{1/2}/3 - 8|\beta| + 8\beta^2/3 & 1/4 < |\beta| < 1 \\ 0 & |\beta| > 1 \end{cases} \quad (3-10)$$

ここで、 $\beta = (D/2w)v_p(v_i^{-1} - v_{opt}^{-1})$ 、 $v_p = \pi Df$ である。 $A_{Fermi}(E_i)$ はフェルミチョッパーのアルミ材（厚さ

25 mm) による減衰、 $\alpha_{\text{Fermi}}(E_i)$ はスリットのコーリメーション w/D とビーム発散角 $\Delta\theta$ の比 $u = \Delta\theta/(w/D)$ で決まる補正因子であり、次式で与えられる。

$$\alpha_{\text{Fermi}}(E_i) = \{w/(w+d)\} (1+u^2)^{-1/2} \quad (3-11)$$

(3-4)式と(3-9)式の開口時間 $\Delta t_{\text{ch}} = w/2\pi Df$ は、平行ビームに対するものであり、有限のビーム発散角に対しては、実効的な開口時間は、 u で決まる補正因子 p を用いて、 $p\Delta t_{\text{ch}}$ と与えられる[9]。

$$p = \begin{cases} 1 + u/4 & 0 < u < 0.8 \\ 2 + u - (4u - u^2)^{1/2} & 0.8 < u < 2 \\ u & 2 < u \end{cases} \quad (3-12)$$

(3-4)式、(3-9)式の計算では、 Δt_{ch} を $p\Delta t_{\text{ch}}$ で置き換えた。Fig. 11 の実線は、フェルミチョッパーの製作時のパラメータを用いて(3-9)式で計算したものである。減速材と標準試料の配置で決まるビーム発散角は $\Delta\theta_{\text{div}} = 6.7 \text{ mrad}$ であり、ガイド管の利得 (Fig. 20) を $G(E_i)$ として、 $\Delta\theta = \Delta\theta_{\text{div}}G(E_i)^{1/2}$ である。(3-4)式の $\Delta L_2/L_2$ は、試料は直径 25 mm、検出器は直径 19 mm として、 $L_2 = 4 \text{ m}$ に対して、 $\Delta L_2/L_2 = 0.42\%$ である。計算値は観測値を概ね再現している。Fermi A に対して Fermi B の強度は概ね 1/3 程度である。これは、 Δt_{ch} で 1/2、 $\alpha_{\text{Fermi}}(E_i)$ で 1/1.5 程度であることで説明できる。

計算値は観測値を概ね再現しているとは言え、Fermi B の分解能は、そのほかのデータに比べて計算値と観測値の食い違いが大きい。Fermi B は Fermi A に比べてスリット幅 w は 1/2 であるので、 ΔE も 1/2 になるように高分解能化を期待して設計したものであるが、期待どおりに高分解能化されていない。実際の実験において、パラメータが製作時のものから変化していると考えられることがいくつかある。ローターの高速回転による応力の発生で、スリット形状が変形し、変形は回転周波数が大きくなるにつれて大きくなることが考えられる。スリット材の遮蔽能が高エネルギーでは低下することが考えられる。そのほか、

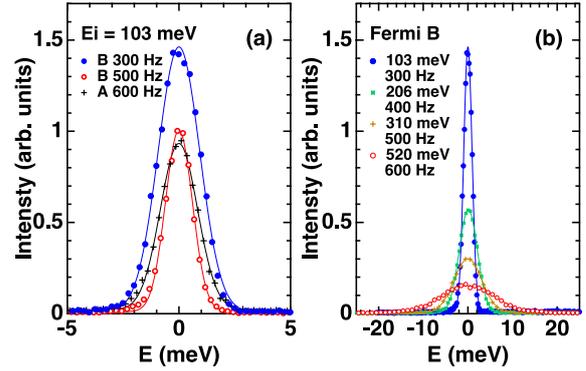


Fig. 12 $L_2 = 5.2 \text{ m}$ 位置で測定した HRC の性能 [6]。

製作誤差も考えられる。また、 $t=0$ よりも遅く発生した、 E_i よりもエネルギーの高い中性子がフェルミチョッパーの開口を通り抜けることによって $E < 0$ の強度の小さいところに尾が生じることを述べたが、この効果の大小はエネルギーに依存すると考えられる。こういった効果が一定の大きさで存在すれば、Fermi A ではスリット幅が広く、相対的にその効果は小さいが、スリット幅の狭い Fermi B では相対的に大きくなる。そのために、期待どおりに高分解能化できないという結果になったと考えられる。Fig. 11 において白抜き黒丸は、 $\Delta t_{\text{ch}} = \Delta t_{\text{m}}$ となっている点である。Fermi A では、 $\Delta t_{\text{ch}} = \Delta t_{\text{m}}$ では、高い E_i に対しては、 $\Delta E/E_i = 3\%$ 程度となっていて、設計値 $\Delta E/E_i = 2.5\%$ に近い性能を出している。この辺りでは、 $I \sim 300$ 程度の強度になっている。これに対して、Fermi B では、 $\Delta E/E_i$ は設計値より大きくずれている。こう言ったことも、上述の効果の表われと考えられる。

$I \sim 300$ 程度以上が、実験上許容できる強度であり、実際の最高分解能は $\Delta E/E_i = 2\%$ 程度である。 $L_2 = 4 \text{ m}$ 位置であれば、Fermi A を用いて、 $E_i \leq 10 \text{ meV}$ で $f = 200 \text{ Hz}$ で、実験可能な中性子強度で $\Delta E/E_i = 2\%$ が得られる。 $L_2 = 5.2 \text{ m}$ 位置では $E_i = 100 \text{ meV}$ で $\Delta E/E_i = 2\%$ が、できるだけ強い中性子強度で得られるように設計した。その結果、Fermi B を用いて $f = 300 \text{ Hz}$ で、Fermi A、 $f = 600 \text{ Hz}$ に比べ、強度増に成功した。さらに高速回転して、 $f = 500 \text{ Hz}$ とすると、実験可能な中性子強度で、 $\Delta E/E_i = 1.4\%$ が得られた (Fig. 12(a))。Fermi B を用いると Fig. 12(b)に示されるように、 $\Delta E/E_i =$

2.0% ($E_i = 103 \text{ meV}$)、2.3% (206 meV)、2.4% (310 meV)、2.7% (520 meV) であり、 $E_i = 500 \text{ meV}$ 程度まで 2% 程度の分解能が得られた。

4. HRC の構成機器

ここでは、HRC を構成する機器の開発や性能について、概ね、上流から下流に向かって、配置順に述べる。

4.1. T0 チョッパー

陽子ビームが中性子発生ターゲットに入射後、短い時間に中性子が放出されるが、このうち特に高エネルギー中性子が中性子分光器に入射すると、分光器内で散乱及び熱化され、バックグラウンドノイズを発生させる。微弱な散乱強度の中性子非弾性散乱実験ではこのバックグラウンドノイズの低減が必須である。T0 チョッパーは、高エネルギー中性子に対する遮蔽材である鋼材を、中性子の発生に同期させて回転させ、 $t = 0$ 付近の時間帯でビームラインを遮蔽し、分光器に入射する高エネルギー中性子を低減させるものである (Fig. 4) [13-15]。

T0 チョッパーの試験機の組立図を Fig. 13 に、ローター (試験機も実機も外形は同じ) の形状を Fig. 14 に示す [14,15]。80×80 mm² ($w_{T0} = 80 \text{ mm}$) のビーム断面積の中性子ビームラインでは、ビーム断面積に対して $\pm 1 \text{ mm}$ のマージン ($\Delta w_{T0} = 1 \text{ mm}$) をとり、82×82 mm² の遮蔽材 (Fig. 14 の斜線部分) をビームラインから 300 mm 離れた位置でビームラインに平行な軸のまわりに回転させる (回転半径 $R_{T0} = 300 \text{ mm}$)。遮蔽材は、回転応力が集中するため、材料強度が高い必要があり、また、中性子による放射化を低減するために、照射により長寿命核種を生成する Co 等を含まない材質である必要がある。そのため Inconel X 750 を選択した。開発時には、十分な大きさの鍛造材が入手できたこともあり、ローター全体を Inconel X 750 で一体で製作したが、実機では、中性子ビームが照射される 50 mmφ×300 mm の部分のみを Inconel X 750 として、SUS630 のローター本体に HIP (熱間等方圧加圧) で接合した。 $t = 0$ で、

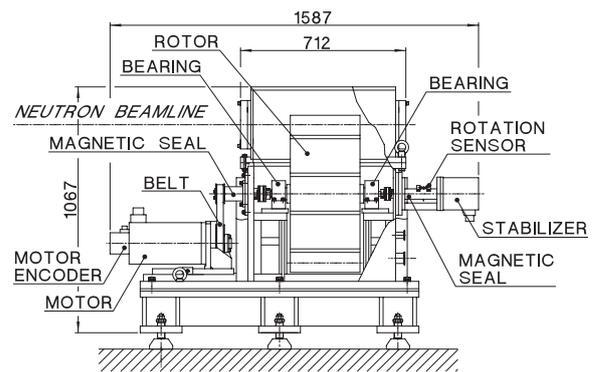


Fig. 13 T0 チョッパー試作機組立図 [14]。

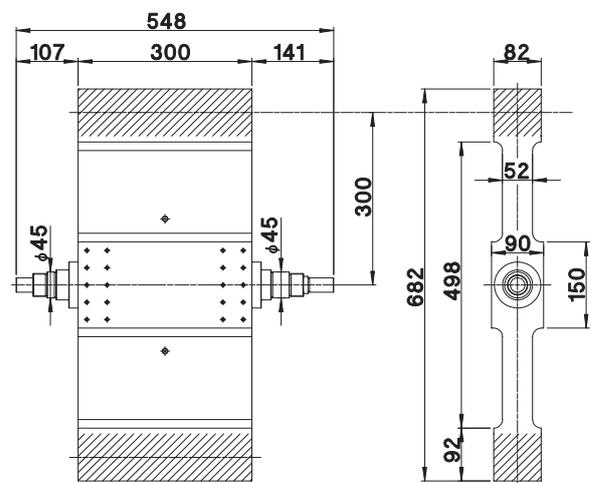


Fig. 14 T0 チョッパーのローターの形状 [14]。

遮蔽体部分の中心がビームラインの中心にあって、ビームラインを完全に閉じていたとすると、回転周波数が $f = 100 \text{ Hz}$ の時には $430 \mu\text{s}$ ($= t_{T0} = (w_{T0} + \Delta w_{T0}) / 2\pi R_{T0} f$) 後に完全に開口する。これを線源から 9 m 位置 (L_{T0}) に設置すれば、2.5 eV 以下のエネルギーの中性子が利用できる ($E_n = m(L_{T0}/t_{T0})^2/2$)。100 Hz 回転時にはマージン ($\pm 1 \text{ mm}$) が回転位相の制御精度 $\pm 5 \mu\text{s}$ に対応する。質量 $m_{T0} = 120 \text{ kg}$ のローターの両端を軸受が支える単純な構造ではあるが、ローターの安定回転のため、この軸受支持部の同軸度の確保が重要である。同軸度は $10 \mu\text{m}$ 以下、回転バランスは釣合い良さ G1 ($G \leq 1 \text{ mm/s}$) で、精密加工を行なった。 $G = 2\pi f u / m_{T0}$ であり、 $G \leq 1 \text{ mm/s}$ は、 $u \leq 0.19 \text{ kg mm}$ に対応する。 u はローターの重心の変位であり、120 kg に対しては、 $1.6 \mu\text{m}$ 以下となる。同軸度 $10 \mu\text{m}$ は、この大きさの物体に対する加工の限界である。回

転バランスはそれ以下にして無視できる程度とした。軸受等の回転軸上に取付けられる部品の固定部分も同等の精度で加工、組立を行った。T0 チョッパーでは、ローターを真空中に置き、その両軸を玉軸受で保持し、大気中に設置したモーターの回転を磁気シールを介して導入した。

モーターは、8192 パルスを送ると 1 回転する。ローターが 100 Hz で回転するためには、406.9 kHz のパルスをモーターに送り（モーターの回転数は 50 Hz）、タイミングベルトで倍速の 100 Hz にする。上述のように、機械的には、回転揺らぎを抑える対策を行なっているが、熱変形、潤滑油の温度上昇に伴うグリースの粘度の変化に影響されて、100 Hz の回転速度を 5 μs 以下の揺らぎで維持することは容易ではない。そのため、目標回転速度の指定範囲を超える場合、回転速度センサー信号値に対して 1 パルス単位で減速または増速が自動的に可能な制御系を開発した。この自動補正制御の ON（作動した場合）、OFF（作動しない場合）での、回転周期からのずれの頻度を Fig.15 に示す。半値幅が 1 μs に改善されていることから、自動補正の効果が明確に認められる。

T0 チョッパーは、部品交換なしで、連続 1000 時間、累積 4000 時間の運転を目指した。玉軸受の寿命は、 $\tau = (10^6/f)(C_B/P)^3$ で与えられる[16]。ここで、 f は回転周波数、 C_B は許容最大耐荷重、 P は荷重である。使用したローターの玉軸受は、口径 45 mm で $C_B = 2140$ kgf のものである。120 kg のローターの両側を玉軸受 1 個ずつで支え、この使用状態に対する加重因子は 1.3 であるので、 $P = 1.3 \times 120$ kgf / 2 = 78 kgf である。従って、寿命は $f = 100$ Hz のとき、 $\tau = 6 \times 10^4$ h である。磁気シールは、100 Hz 回転で、実験的に 7500 時間の寿命を確認している。いずれも年間 4000 時間の運転時間を満足する。実際に、100 Hz で運転を行なって、累積 4648 時間、連続 1551 時間を確認した。

主要部品は中性子ビームラインから 300 mm 以上離れた場所に配置されている。HRC の T0 チョッパーの設置場所では、ビーム出力 1 MW のとき、中性子ビームラインから 300 mm の位置では、1 kGy/y の吸収線量が推定される[17]。ローターの

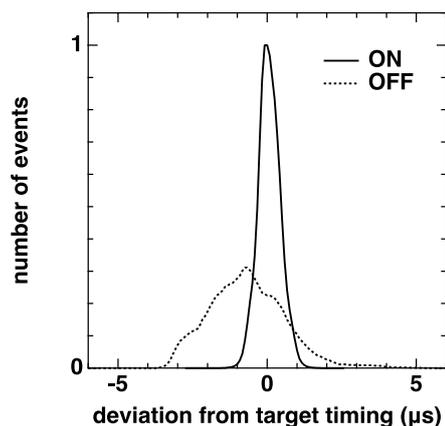


Fig. 15 100Hz 回転時における位相制御回路による回転揺らぎの自動補正効果[14]。

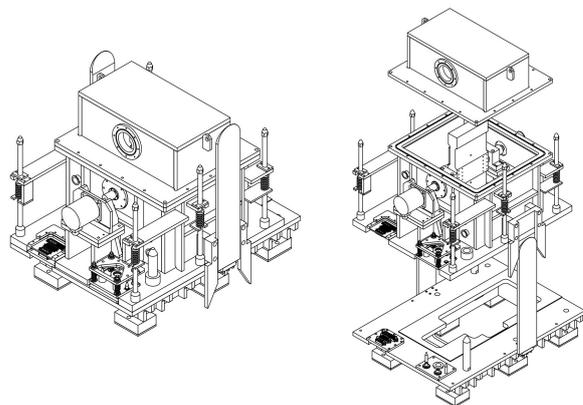


Fig. 16 着脱機構を組み入れた T0 チョッパーの実機[14]。本体着座時(左)、分離時(右)。

玉軸受のグリース、磁気シールの磁性流体、磁気シールの軸受のグリース、タイミングベルトに、 60°C からの 1~100 kGy のエネルギーのガンマ線を照射し、材料特性の変化を調べた[16]。この照射量では、材料特性にあまり変化は見られなかったが、ローターの玉軸受のグリースは 100 kGy の照射で C_B が 80% に減少することがわかった。100 kGy の照射ではあるが、寿命が半分になることに相当する。回転数を検出する半導体素子は 1~10 kGy で動作不良を起こすことがわかった。ローターの回転位相検出系は、中性子ビームライン外に設置した制御盤内に光源を設け、光ファイバーで光を伝送し、ローター軸に取り付けられた切り欠きのある円盤で、光を透過または遮断することに

より、光ファイバーで制御盤に戻し、回転位相を検出することとした。光ファイバーは、耐放射線仕様で、照射損傷による損失が 16 dB/m/MGy のものを用いた。光ファイバーは遮蔽体内に 10 m 程度敷設し、吸収線量は 1 kGy/y 程度と推定されるので、3 dB 低下するのに (出力 1/2)、19 年を要する。モーターのエンコーダーは放射線損傷が気になるところであるが、モーターは、実機では、ローターの真下で、中性子ビームラインから 520 mm の位置に設置し、さらに鉄板でモーターを囲うことにより、吸収線量は 0.2 kGy/y 程度に低減した。

ローターの先端 (装置の外) にダイナミックダンパー (速度変動を吸収する装置:スタビライザーと名付けた) を設置し、回転揺らぎの機械的な部分について改善を図った (Fig. 13)。スタビライザーは、100 Hz 回転時に要求制御精度を実現するためには不可欠であるが、50 Hz 以下では特に必要はない。また、本体が架台に着座するだけで、電気、冷却水、真空配管が接続され、クレーンで吊り上げるだけで、それらを切り離すことが可能な構造とした。この開発に基づいて設計された実機を Fig. 16 に示す[14,15]。

Fig. 17 は、透過率の飛行時間 t 依存性である[14,15]。透過率は、白色ビームを用いて、バナジウム標準試料から測定される強度から、T0 チョッパーを動作させないときの測定強度に対する動作させたときの測定強度の比をとって求めた。透過率が、 $f=100$ Hz では 2.5 eV で、 $f=50$ Hz では 0.63 eV で、 $f=25$ Hz では 0.16 eV で回復することを確認した。Fig. 18 は、フェルミチョッパーを 600 Hz で運転し、T0 チョッパーを $f=25$ Hz、50 Hz、100 Hz で運転した時の、バナジウム標準試料からの散乱強度である[14,15]。スリット幅の広いフェルミチョッパー (Fermi A) を使っているので、ローターの半回転ごとに中性子ビームが透過している。 $t=1940 \mu\text{s}$ 、 $4190 \mu\text{s}$ 、 $6440 \mu\text{s}$ 、 $8690 \mu\text{s}$ のピークが $E_i=500$ meV、100 meV、45 meV、25 meV に対応している。 $t=820 \mu\text{s}$ 、 $3070 \mu\text{s}$ のピークは回転が半回転ずれていて、スリットの曲率が逆であり、最適化されていない強度である。 $E_i=500$ meV 付近で、バックグラウンドノイズが 2 桁

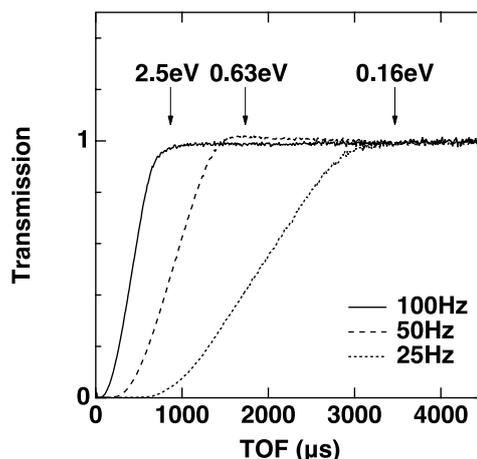


Fig. 17 白色ビームで測定した T0 チョッパーの透過率の TOF 依存性[14]。

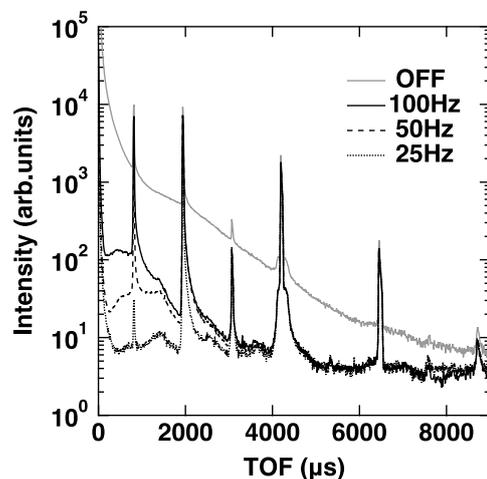


Fig. 18 単色ビームで測定した T0 チョッパーのバックグラウンド抑制の効果[14]。OFF では T0 チョッパーを動作させていない。

程度減少していることがわかる。これにより、HRC で中性子非弾性散乱実験が可能になった。

4.2. ガイド管

ガイド管は、中性子源と試料の間に設置する管状の機器で、管の内壁を鏡面にして、中性子を反射させ、試料位置での中性子強度を増大させるものである。HRC では、管の断面は正方形として、Fig. 19 のように鏡面を配置した[18]。ガイド管内は真空排気している。鏡面はスパーマirrorであるが、これは、NiC と Ti をガラス基板に交互に蒸着した多層膜であり、積層周期が徐々に変化している。多層膜では積層周期に対応するブラッグ反

射が起きるが、積層周期を徐々に変化させることによって連続波長を反射させることができる。最小積層周期は反射可能な中性子の最大波数を与え、最大積層周期はミラー全体の全反射臨界波数につながるように選ば、あたかも中性子が最大波数以下で全反射しているようにみなせる。ガイド管の鏡面は従来 Ni が使われて、Ni 鏡面の全反射を利用してきたので、スーパーミラーの臨界波数は Ni の全反射臨界波数 (0.0217 \AA^{-1}) の m 倍という表現を用いる。HRC では、シャッター内は $m=3$ 、生体遮蔽内は $m=3.65$ 、それより下流は $m=4$ のスーパーミラーを用いた。 m 値はその部分のガイド管を購入した時期による。Fig. 20 に試料位置での中性子強度の利得を示す[1,18]。

ガイド管は、Ni 鏡面が用いられていた頃は、10 meV 程度以下のエネルギーの冷中性子に対して有効なデバイスであった。 $m=3$ 程度のスーパーミラーが開発されたことにより、ガイド管は、100 meV 程度のエネルギーの中性子に対しても有効と考えられ、KEK つくばキャンパスに中性子実験施設があったときに、チョッパー分光器 INC で世界に先駆けてこのエネルギー領域の中性子に対して用いた [19]。今では、ガイド管は、世界的にも、チョッパー分光器では標準的な装備となっている。

4.3. フェルミチョッパー

フェルミチョッパーは、中性子遮蔽板を間隔を保って積層したスリットをローターに挿入して、これを中性子発生周期に同期させて回転させて、中性子を単色化する機器である。スリットは Fig. 21 に示す構成で実現している[20-22]。スリットが中性子ビームに平行に向いた時刻に、中性子が白色部（隙間）を通過して、その下流に向けて中性子を供給する。

ローターは中性子発生周期に同期させて回転させるが、常に時刻 t_{ch} にスリットが中性子ビームラインに対して開口しなければならない。透過中性子強度の減少を 2%以下にするためには、同期精度は、 Δt_{ch} の 30%以下である必要がある[21]。すなわち、開口時刻を $t_{ch} \pm 0.3\Delta t_{ch}$ に制御する必要がある。

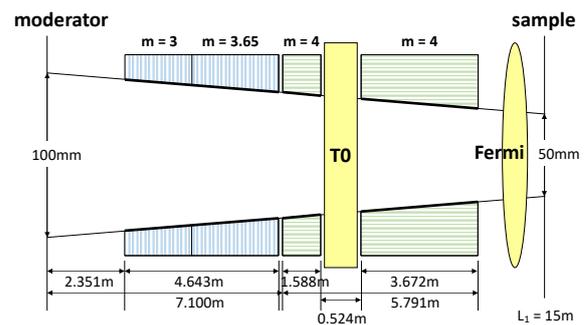


Fig. 19 ガイド管の配置[18]。太線がスーパーミラーを、縦縞がシャッター内と生体遮蔽内、横縞が下流部分の基板及び鉄枠を表わす。

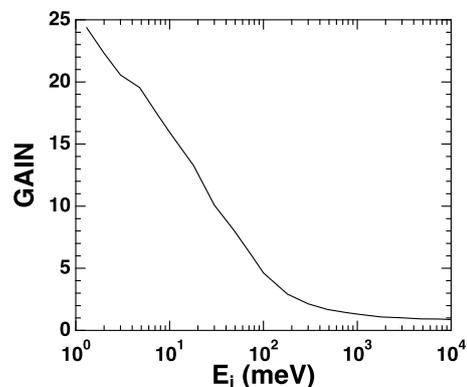


Fig. 20 ガイド管の利得(設置しないときに対する設置時の利得)のエネルギー依存性 [1,18]。

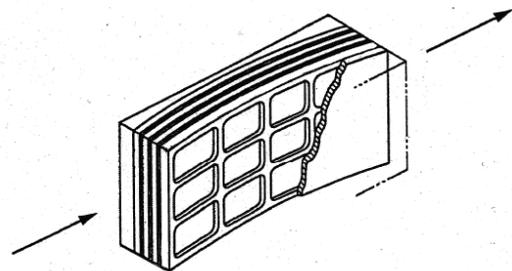


Fig. 21 フェルミチョッパーのローターに挿入されるスリット。遮蔽板（黒い部分）とくり抜いたアルミ板（スリット幅 w を規定）を交互に配置し、曲率壁（曲率 R を規定）で挟んでいる[20,22]。

ある。回転周波数は $f=100 \sim 600 \text{ Hz}$ の範囲で選択され、これにより、HRC では、数 meV ~ 数 eV のエネルギーの中性子の利用を可能とする。 $E_i=1$

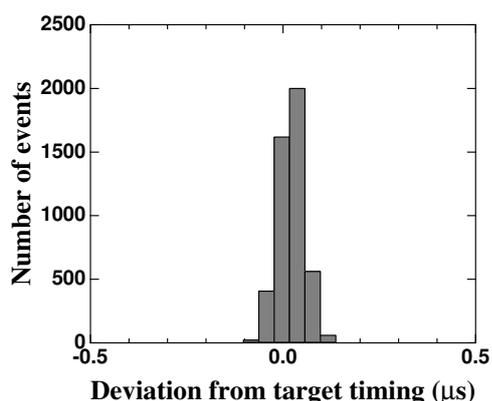


Fig. 22 位相制御回路による回転揺らぎの抑制[21]。600 Hz で 0.08 μs (FWHM)を達成。

eV では $\Delta t_m = 2.5 \mu\text{s}$ であり、最適条件 $\Delta t_{ch} = \Delta t_m$ では、 $\Delta t_{ch} = 2.5 \mu\text{s}$ であり、 $\Delta E/E_i = 2.5\%$ である。これは、 $w = 0.95 \text{ mm}$ 、 $D = 100 \text{ mm}$ 、 $f = 600 \text{ Hz}$ で得られ、必要な制御精度は $\pm 0.75 \mu\text{s}$ である。 $\Delta E/E_i = 1\%$ を目指すためには、 $\Delta t_{ch} = 1 \mu\text{s}$ 及び制御精度 $\pm 0.3 \mu\text{s}$ が必要であり、これを開発目標とした。

スリットは、中性子遮蔽板（スリット材）をアルミ製補強材に挟んで積層し、ローターへ組み込むものである。中性子ビームはアルミ製補強材を透過する。スリット材は、従来は、タングステン芯にボロンを化学気相成長させたボロン繊維（直径 140 μm ）をアルミ板に拡散接合する材料が用いられていた[23]。これは、500 MPa 以上の引張強度が報告されていて、600 Hz の高速回転で生じる応力に耐えられる材料である。この材料は現在製造されていないので、材料開発を行なったが、有効な製法は見出せていない[24]。タングステン芯のボロン繊維（直径 100 μm ）をエポキシで固化させた材料ならば入手可能である。回転系は、市販のターボ分子ポンプ（TMP）の磁気軸受の利用を計画し、モーターをインバーター制御して、基礎試験を行なった[21,22]。排気速度が 1300 L/s の TMP の回転体の重量及び慣性モーメントがローターの重量及び慣性モーメントに近いので、この TMP を選択した。この TMP は 600 Hz 回転での 1 周期の回転揺らぎは 0.099 μs であった。制御回路を開発し、最終的には、600 Hz で 0.08 μs の回転揺らぎを達成した (Fig. 22)。これは必要な同期精度を満たす。

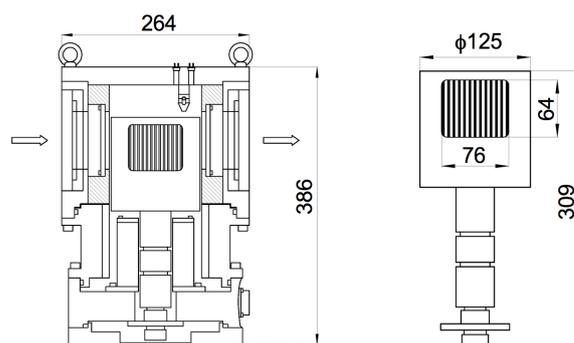


Fig. 23 製作したフェルミチョッパーの全体図 (左) 及びローター (右) [20,21]。

実機の製作に向けて制御回路の開発も行なった。モーターのインバーター制御ではノイズが発生するので、ノイズ発生を防止するため、デジタル直接合成発振器 (direct digital synthesizer, DDS) により、50 MHz の基準クロックを用いて、正弦波波形の 1 周期を 2^{32} に分割して、合成して、モーターへ供給する電源を生成した。これを用いて、回転周波数分解能 0.01164 Hz ($= 50 \text{ MHz} / 2^{32}$)、位相制御精度 0.02 μs を実現した。

これらの開発に基づき、製作したフェルミチョッパーを Fig. 23 に示す[21,22]。実際の性能は 3.4 に述べたとおりである。

4.4. 入射コリメーター

入射中性子ビームの飛行経路はできるだけ真空にして中性子の散乱を減らすようにするが、全体を一体化することは困難で、ガイド管、T0 チョッパー、フェルミチョッパーは、機器ごとに真空排気している。中性子ビームの透過部分には窓材（アルミ）が設けられているが、窓材や機器間の空気で中性子が散乱し、検出器位置では、散乱角が 10° 程度までの領域にバックグラウンドノイズが生じていた。中性子ビーム方向長さ $L_c = 150 \text{ mm}$ 、ビーム断面積 $60 \times 60 \text{ mm}^2$ の領域に、厚さ 0.1 mm の Cd 箔を一定間隔 w_c に保って配置してスリットを構成し、これを試料直前に設置することにより、このバックグラウンドノイズの低減に成功した。試行錯誤の結果、散乱角 3° 以上の高角検出器を用いる実験では、 $w_c = 3.9 \text{ mm}$ でコリメーション

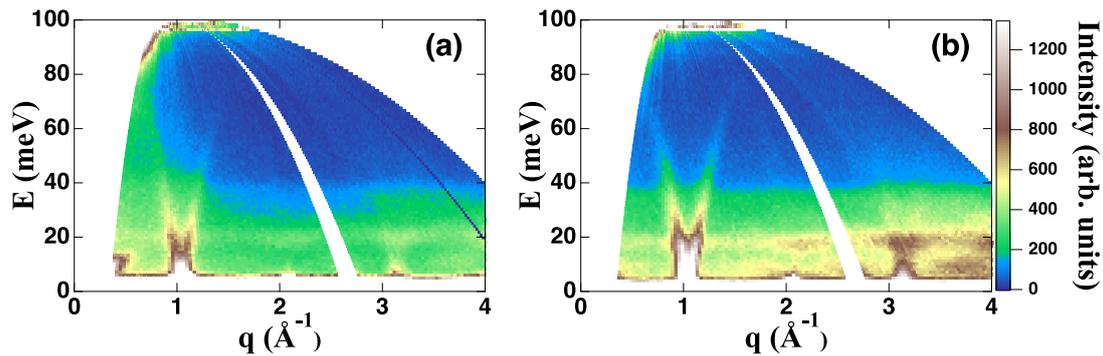


Fig. 24 $E_i = 100$ meV で測定した一次元反強磁性体 CsVCl_3 の励起スペクトル。(a) 入射コリメーターなし、(b)あり。低 q (低角) のノイズが、入射コリメーターで低減されることがわかる[18]。Fig.1 は、(a)のデータから、バックグラウンドノイズの測定結果を差し引いて得られたものである。

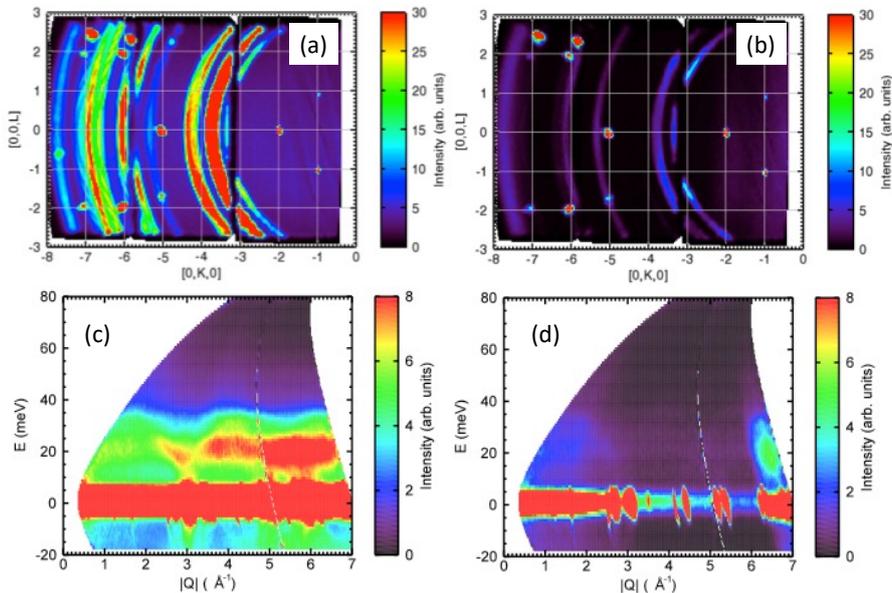


Fig. 25 1K 冷凍機を用いた実験で、オシレーティングコリメーターを用いないとき(a)、用いたとき(b)の弾性散乱強度、及び、用いないとき(c)、用いたとき(d)の非弾性散乱強度。

が $w_c/L_c = 1.5^\circ$ のコリメーターを用いることによって、最低角 0.6° の低角検出器を用いる NBS 実験では、 $w_c = 0.8$ mm でコリメーションが $w_c/L_c = 0.3^\circ$ のコリメーターを用いることによって、バックグラウンドノイズが低減した。 1.5° のコリメーターの効果を図 24 に示す[18]。実験に応じてこれらのコリメーターを選択できるようにした。Cd 箔は変形しやすいために、平板から変形し、透過強度が抑制されるので、NBS 実験用では、 $L_c = 295$ mm、 $w_c = 1.55$ mm として、 $w_c/L_c = 0.3^\circ$ を保つようにすると、スリット幅 w_c に対して Cd の変形が相対的に小さくなり、透過強度が改善した[6]。中性

子ビームに対するスリットの平行度は、透過中性子強度が最大になるように、パルスモーターで調整する。コリメーションが、 1.5° (短尺)、 0.3° (短尺)、 0.3° (長尺) のコリメーターを製作し、ブラックも含めて、4 個を縦に配置して、パルスモーターでエレベーター式に移動させて、選択できるようにした。

4.5. オシレーティングコリメーター

後述の試料環境装置では、輻射熱の制御のため、試料周りに、アルミ製の多層の輻射シールドが設けられているものがあり、これからの中性子

散乱が大きなバックグラウンドノイズを発生する。このバックグラウンドノイズを低減させるため、散乱中性子に対して、厚さ 0.1 mm の Cd 箔を 2°おきに動径方向 150 mm の範囲に配置するラジアルコリメーターを設置し、これを数秒間の周期で、試料位置を中心に 2.25°の範囲を行ったり来たり振動するようにした。これをオシレーティングコリメーターと呼ぶ。振動させるのは、試料と特定の検出器の間に、Cd 箔のみが配置されることがないように、ラジアルコリメーターの遮蔽効果を平滑化するためである。Fig. 25(a)は、1K 冷凍機を用いた実験でオシレーティングコリメーターを配置しないときの弾性散乱強度である。リング状の散乱は、1K 冷凍機の輻射シールドからの散乱で、単結晶試料のブラッグ反射と同程度の散乱強度である。リング状の散乱は、オシレーティングコリメーターを配置することによって低減された (Fig. 25(b))。非弾性散乱スペクトルでも、輻射シールドからの強大なフォノンが、オシレーティングコリメーターにより低減した (Fig. 25(c), (d))。

4.6. 試料環境

試料の温度や磁場などの制御に種々の試料環境装置 (Sample environment, SE) が必要である。HRC では Table 1 に示す SE を整備してきた。

HRC の真空散乱槽の SE を取り付ける部分を試料槽と呼び、その上部に SE を取り付けるため

の呼び径 800 mm のフランジが設けられている。MLF には SE に関する規格があり、SE は呼び径 800 mm または 400 mm のフランジに取り付けられること、SE のフランジの下面から中性子ビームラインまで、すなわち、試料中心までは、600 mm であることが定められている。HRC では試料槽の 800 mm フランジに、800 mm - 400 mm の変換フランジを設け、800 mm 対応 SE であっても、400 mm 対応 SE であっても、SE のフランジから中性子ビームラインまで 600 mm なるようにした。入射コリメーター、及び、オシレーティングコリメーターは変換フランジの 800 mm ~ 400 mm の部分に設置されているので、これらのコリメーターは 400 mm 対応 SE に対して使用できる。ただし、長尺 $L_c = 295$ mm の 0.3°コリメーターは、試料位置から半径 400 mm 以内の部分にはみ出して、試料位置から 66.2 mm のところまで配置されるので、SE によっては長尺の 0.3°コリメーターが使用できないものがある。なお、試料槽は真空散乱槽と一体になっている。

GM (Gifford-McMahon) 冷凍機は HRC で最も使用頻度が高い SE である。ボトムローディング (BL) 型であるので、試料交換ごとに真空散乱槽を大気圧にして GM 冷凍機を真空散乱槽から取り出さなければならないが、試料周りにはアルミ箔で製作した輻射シールドを取り付けるのみで、真空散乱槽と一体となるので、バックグラウンドノイズが低く、オシレーティングコリメーターは不要である。試料によるが、真空散乱槽の真空

Table 1 HRC で利用可能な試料環境装置 (SE)。BL はボトムローディング、TL はトップローディング、利用可能入射コリメーター (In-col) のコリメーションは、1 : 1.5° (短尺)、2 : 0.3° (短尺)、3 : 0.3° (長尺)、4 : 1.5° (専用)、Osc-col はオシレーティングコリメーターである。

試料環境装置 (SE)	環境条件	取付フランジ	試料取付方法	In-col	Osc-col
GM 冷凍機	$T = 4 - 300$ K	400 mm	BL	1, 2, 3	不要
1K 冷凍機	$T = 0.6 - 300$ K	400 mm	BL	1, 2	要
³ He 冷凍機	$T = 0.3 - 300$ K	400 mm	BL	1, 2	要
クライオファーン	$T = 4 - 700$ K	400 mm	TL	1, 2	要
超伝導電磁石	$B \leq 5$ T $T = 0.3 - 300$ K	800 mm	TL	4	要
圧力セル	$P \leq 1.2$ GPa	-	-	-	-

排気開始から最低温度到達まで 3 時間程度である。

1K 冷凍機は ^3He ガス循環型冷凍機である。BL 型であり試料交換に 2 日程度を要する。3 層の輻射シールドを持ち、入射、散乱で合計 1.4 mm のアルミを透過するので、そこからの中性子の散乱を低減するためにオシレーティングコリメーターが必要である。 ^3He 冷凍機は、ソープションポンプ型冷凍機で、 ^3He を液体に凝縮させ、真空引きして蒸発させて 0.3 K を達成させるものであり、蒸発が続く限り最低温度が持続する。持続時間は 100 時間程度である。BL 型であり試料交換に 2 日程度を要する。3 層の輻射シールドを持ち、入射、散乱で合計 3 mm のアルミを透過するので、そこからの中性子の散乱を低減するためにオシレーティングコリメーターが必要である。

クライオファネスは、GM 冷凍機で試料室を冷却しておいて、試料スティックを試料室に挿入して、試料スティックに取り付けたヒーターで試料の温度制御を行なう。高温用試料スティックでは試料室を真空排気して、HRC では最大温度 700 K を確認している。温度センサーは Pt 抵抗を用いていて、最低温度は 14 K である。室温以下では試料スティックが挿入される試料室にヘリウムガスを導入する。高温用試料スティックで 14 K までの低温実験が可能であるが、Si ダイオード温度センサーが取り付けられた低温用試料スティックを用いれば 4 K までの温度制御が可能である。トップローディング (TL) 型であるので試料交換は短時間で可能である。3 層の輻射シールドを持ち、入射、散乱で合計 3 mm のアルミを透過するので、そこからの中性子の散乱を低減するためにオシレーティングコリメーターが必要である。

超伝導電磁石は最大磁場 14 T の仕様であり、HRC では 10 T までの励磁に一旦成功した。その後、超伝導電磁石でリークが発生し、鉄材が多い HRC の真空散乱槽に設置して励磁したことにより、超伝導電磁石内に変形を生じたことがリークにつながったとの見解が製造元から示され、製造元の解析により、5 T までならば、変形が小さく、運転可能であることが示された。それ以来、最大

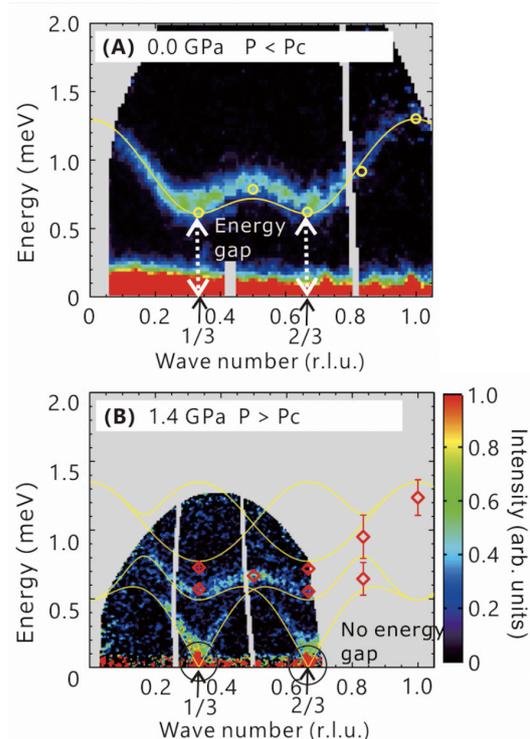


Fig. 26 CsFeCl₃ において、(A) 臨界圧力以下(常圧、6 K)と、(B) 臨界圧力以上(1.4 GPa、0.9 K)で測定された中性子非弾性散乱スペクトル。実線は理論曲線。[25]

磁場は 5 T として運用している。TL 型であるので試料交換は短時間で可能である。多層の輻射シールドを持つ。入射コリメーターもオシレーティングコリメーターも専用のものが超伝導電磁石に取り付けられている。入射コリメーターは、ビーム断面積 $60 \times 60 \text{ mm}^2$ 、 $L_c = 91 \text{ mm}$ で $w_c/L_c = 1.5^\circ$ になるように厚さ 0.1 mm の Cd 箔でスリットを構成し、パルスモーターで角度調整できるようにした。オシレーティングコリメーターは、厚さ 0.05 mm のアルミ板に $25 \mu\text{m}$ の Cd を被覆したものを 2° おきに動径方向 78 mm の範囲に配置し、 2.25° の範囲を振動させる。超伝導電磁石の運転中は、液体ヘリウムの補給が定期的に必要である。HRC では、例年 4 月ごろに約 1 ヶ月間、超伝導電磁石を運転して、年間に予定する磁場実験はこの時期にまとめて実施している。

圧力実験は、シリンダー型圧力セルに試料を搭載して圧力をかけ、標準試料容器に挿入して、こ

の試料容器を SE に取り付けて実験を行う。圧力以外の温度や磁場等の条件、及び、利用可能なコリメーターは、取り付ける SE による。Fig. 26 は、圧力セルで CsFeCl₃ の単結晶試料を加圧して、1K 冷凍機に取り付けて測定した例である [25]。圧力誘起相転移の前後で異なる磁気励起が観測されていることがわかる。温度と圧力の多重環境での測定が可能になったことを示す実験である。

いずれの SE でも、単結晶実験の場合には、結晶方位を中性子ビームラインに対して合わせるためゴニオメーターが必要である。BL 型の SE では、400 mm フランジにゴニオメーターを取り付け、ゴニオメーター上部に SE を取り付けている。ゴニオメーターは各 SE に対して専用とし、ゴニオメーター込みで SE としている。TL 型の SE では、試料スティックに試料を取り付け、SE の上部から差し込んで、試料室にフランジで固定する。実験中は試料は、真空か、低圧のヘリウムガス雰囲気になる。ゴニオメーターは試料スティックと試料室の間のフランジ部分に設け、試料スティックのみが回転するようにしている。BL 型でも TL 方でも、いずれの場合でも、ゴニオメーターの回転部分は真空と大気境界に配置される。

4.7. 検出器

HRC では中性子検出器として ³He ガス検出器を用いている。中性子は電氣的に中性であるので、直接検出することはできない。³He は中性子に対して吸収断面積が大きく (25 meV のエネルギーの中性子に対して 5330 barn)、 $n+^3\text{He}\rightarrow^3\text{H}+p$ の反応により、荷電粒子を発生させ、荷電粒子が ³He ガスを電離することにより生成したイオンを電氣的に検出する [26]。HRC で用いているものは位置敏感型検出器 (PSD) であり、 $L_2 = 4$ m 位置の高角領域では、長さ $L_D = 2.8$ m の SUS の円筒管内に ³He ガスを満たし、円筒の中心軸に芯線が張られている。SUS の外径は 3/4 インチ (19.05 mm)、SUS の厚さは 0.35 mm である。 $L_2 = 5.2$ m 位置の低角領域では、 $L_D = 0.8$ m、SUS の外径は 1/2 インチ (12.7 mm)、SUS の厚さは 0.25 mm である。SUS と芯線の間には 1800 V 程度の高電圧が印加さ

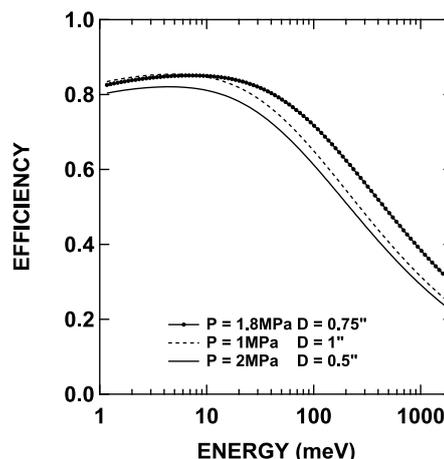


Fig. 27 ³He ガス圧 P 及び検出器直径 D に対する検出効率の計算値 (管厚は 0.5 mm) [26]。

れ、この電場勾配によりイオンを検出する。中性子が検出器に入射すると円筒管の両端からそれぞれ Q_1 、 Q_2 の電荷が検出され、 $x = L_D Q_1 / (Q_1 + Q_2)$ により、円筒管上の長さ方向の検出位置 x が決定される。

円筒管の外径は HRC で要求される Q 分解能で決まる。また、検出効率は ³He ガスの圧力で決まる。従来、この種の実験では、外径 1 インチ、³He ガス圧 1 MPa の検出器が使われてきた。この検出効率を外径 3/4 インチで実現しようとするると、Fig. 27 のように、³He ガス圧は 1.8 MPa 程度必要である [27]。また、1/2 インチならば 2 MPa 程度必要である。これらのパラメーターは検出器メーカーで製造可能な範囲にある。HRC では、高角検出器では 3/4 インチ、1.8 MPa、低角検出器では 1/2 インチ、2 MPa とした。Fig. 27 のエネルギー依存性は ³He の吸収断面積のエネルギー依存性による。

検出器は真空仕様とした。PSD 両端のコネクター部分を真空フランジにして、PSD 本体 (円筒管部分) は真空中に配置し、真空フランジは真空散乱槽に固定し、電気配線は大気中を通す構造にした。

エネルギー分解能は L_2 に依存する。一定のエネルギー分解能を実現するためには検出器を球面上 (L_2 一定) に配置する必要がある。直線状の検出器の中央と試料とがなす直線に対して、検出器の長さ方向を垂直に配置したとき、検出器の中央

と両端は試料から距離が異なるが、 $L_2 = 4 \text{ m}$ で、中央と両端のエネルギー分解能の差を 1% 以内にするためには検出器の長さは 1 m 以内にならなければならない[11,28]。従って、2.8 m 程度の長さならば、3 本程度の検出器を擬似的な球面上に配置する必要がある。球面配置構造の困難さ、及び、検出器分割によるエレクトロニクス数の増大により、長尺検出器を用いることが世界的にも主流になり、HRC では $L_2 = 4 \text{ m}$ 位置では $L_D = 2.8 \text{ m}$ とした。

^3He ガスは、2001 年以来、米国の国土安全保障省が国境、港湾等での核物質探知の目的で大量の中性子検知器を使用したことで在庫が減少し、2010 年頃から供給も減少した。そのため、価格が高騰し、検出器が計画どおりに設置できない事態に陥った。HRC では、建設当初、有効長 $L_D = 2.8 \text{ m}$ の検出器は計画の 2/7 である 128 本が散乱角 $3^\circ \sim 42^\circ$ の部分に設置された。その後、予算要求を繰り返して、計画の 4/7 である 256 本まで増設できて、 $3^\circ \sim 62^\circ$ 及び $-31^\circ \sim -13^\circ$ をカバーできたが、最近ではさらに非現実的な価格にまで高騰している。

フェルミチョッパーの直ぐ上流の位置（フェルミチョッパーから 0.6 m、中性子源から 13.4 m）にモニター検出器を設置して調整を行なっている。N₂ ガス検出器であり、 $n + ^{14}\text{N} \rightarrow ^{14}\text{C} + p$ の反応によるものである。現在、中性子発生ターゲットに入射する陽子数をモニターして、実質的な測定時間としている。フェルミチョッパー等の機器が条件を外れて動作した場合、この期間のデータは除外する必要があるが、陽子数の集積にはこの除外機能はない。モニター検出器が実用化されれば、除外シグナルを機器から発生させ、PSD 及びモニター検出器に同時に送り、モニター検出器のデータから実質的な測定時間を正確に決めることができるようになる。

4.8. 真空散乱槽と真空排気系

試料から検出器までの空間を、コリメーターも含み、真空にすることによって、空気による中性子の散乱（空気散乱）をなくして、空気散乱が原因となるノイズをなくすることができる。HRC の

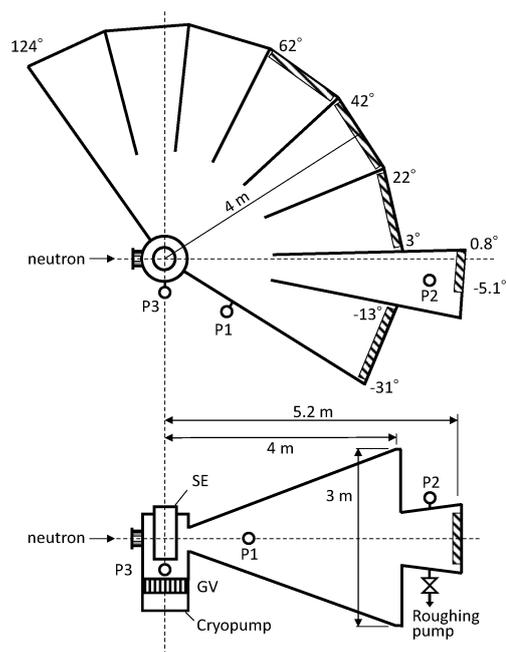


Fig. 28 HRC の真空散乱槽。上は平面図断面、下は側面図断面。斜線部分に検出器が設置。P1、P2、P3 は真空計。SE は試料環境装置。

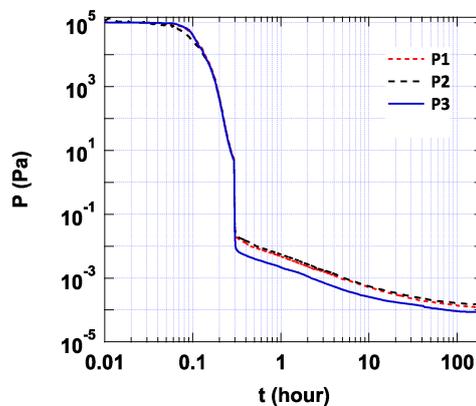


Fig. 29 真空散乱槽の真空排気。真空計 P1、P2、P3 の位置は Fig. 28 に示す。

場合、検出器も真空中に配置し、50 m³ の容積をもつ真空散乱槽を設置した (Fig. 28)。

B₄C 粒子をエポキシ系接着剤で板状に固めたものを、加熱して接着剤を飛ばした材料 (B₄C レジン) を製作し、真空散乱槽の内壁に貼った。ボロンは中性子吸収断面積が大きく中性子遮蔽材として働く。また、検出器設置面から試料に向かって、散乱角約 20°ごとに仕切り板を設け、その両側に B₄C レジンを貼った。こうすることによ

り、試料から散乱した中性子のみを検出できるようになり、他の経路から来る真空散乱槽内の散乱を遮蔽することができる。また、 B_4C レジンの製作方法についても開発を行なった[29]。

試料を交換したり、試料環境装置を交換したりする場合、真空散乱槽は、乾燥吸気を導入して大気圧に戻す。 B_4C レジンは多孔質であるので、湿気があれば、水分が B_4C レジンに吸着し、次に、真空排気を行うときに長時間を要する。実験室に供給されている圧縮空気を、空気乾燥機を通して、真空散乱槽に供給する。真空散乱槽を大気圧から真空排気する場合、まず、スクロールポンプ（排気速度 $630\text{ m}^3/\text{h}$ ）とメカニカルブースターポンプ（排気速度 $2050\text{ m}^3/\text{h}$ ）を2組用いて粗引きを行う。20分程度で真空散乱槽は 5 Pa になり、スクロールポンプとメカニカルブースターポンプの排気経路は閉じて、真空散乱槽とクライオポンプの間に設置されたゲートバルブ（GV）を開いてクライオポンプによる真空排気に切り替え、実験を開始する。クライオポンプは、口径 750 mm 、排気速度 $28\text{ m}^3/\text{s}$ (N_2 ガス) のものを用いた。交差圧力は $350\text{ Pa}\cdot\text{m}^3$ であるので、 50 m^3 の真空容器では粗引きからクライオポンプへの切り替え時の圧力は 7 Pa 以下にすればよく、 5 Pa にしている。

Fig. 29 に真空散乱槽排気時の圧力の時間変化を示す。クライオポンプへ切り替えてすぐに圧力が一定値に落ち着かないのは、 B_4C レジンに吸着した水分が徐々に放出されるためである。夏期メンテナンス期間の作業により真空散乱槽を長時間空気に晒すと、 B_4C レジンに吸着した大量の水分のために、真空排気に長時間を要する。中性子実験開始の1ヶ月程度前から真空排気を行ない、Fig. 29 の排気時間と真空度を再現させておく必要がある。

4.9. 大面積アルミ窓

KEK つくばキャンパスに中性子実験施設があったときに、チョッパー分光器 INC では、大気中に設置するタイプの検出器を使っていた。HRC の建設時に、これらの検出器を HRC の一部分に設置しようと考えた。多数の検出器を真空散乱槽外

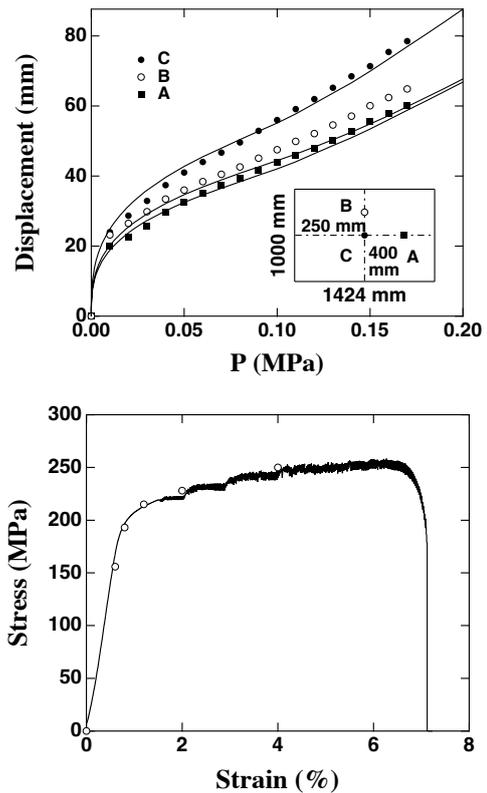


Fig. 30 上：アルミ窓試験機（挿入図）上の変位の測定値（印）と計算値（実線）。下：A5052-H32 の応力歪み曲線（実線）と計算に用いた値（丸）。[30]

に設置するためには、検出器が面する真空散乱槽に $1\times 1\text{ m}^2$ 程度の大面積の窓を設け、窓から中性子の散乱を抑えるために、窓は厚さ $t_w = 1\text{ mm}$ 程度のアルミとする必要がある。通常の圧力容器の設計（材料の弾性範囲内で設計し、安全率を設ける）では、アルミ窓が平面ならば、この大きさでは厚さは 5 mm 程度となり、中性子の散乱が抑えられない。アルミ窓に曲率をつければ薄くすることができるが、製作コストの問題が生じる。材料特性は塑性変形領域まで許容し、寿命を設定する条件で、大面積アルミ窓を開発した。英国ラザフォードアプルトン研究所の ISIS 施設では同様の事例があり、実用化されているので、それを参考にして開発し、技術の習得を行った[30]。

材料に A5052-H32 を使い、 $1\times 1.4\text{ m}^2$ で厚さ 1 mm のアルミ窓を製作し、Oリングと取付枠を用いて容器に取り付けた。取付枠と容器でアルミ窓を挟み、ボルトで十分な強度で抑え込んだ。アル

ミ窓には、変位計を取り付けた。容器から水圧で加圧して、変位を測定した。応力計算ソフト ANSYS に塑性変形領域も含めた応力歪み曲線を与えて、モデル計算したところ、変位の圧力変化は計算で再現することができた (Fig. 30)。また、0.25 MPa でアルミ窓の破壊を観測した。この形状で、1000 回の真空排気、すなわち、大気圧 0.1 MPa と真空との繰り返し、設計上、十分可能である。1000 回は 10 年間の運転に対応している。0.11 MPa で繰り返し試験をしたところ、2000 回でも破壊しなかった。1×1.7 m² で厚さ 1 mm のアルミ窓でも、成立性を確認した。真空排気により、アルミ窓が真空散乱槽に引き込まれるが、これを支えるために、ボルトにより十分な強度で押さえ込むことが必要である。

Fig. 31 に実際に HRC に設置した大面積アルミ窓を示す。窓の大きさは 920×850 mm²、厚さは $t_w = 1.5$ mm とした。この構造で応力計算をすると、真空排気時に窓の中央で最大変位は 33 mm、窓の長辺中央で最大応力は 220 MPa、最大歪み 1.5% と得られる。また、長辺中央の窓枠から 2 mm 内側で膜応力は $\sigma_m = 103$ MPa と計算されるので、ボルト 1 本あたりに窓の張力は、 $T_1 = \sigma_m L_A t_w = 11.6$ kN (ボルト間隔： $L_A = 75$ mm) である。ボルトの締付力は、 $T_2 = 2\mu\pi(d/2)^2\sigma_a$ であり、44 Nm のトルクで軸力 $\sigma_a = 380$ MPa が得られる M10 ボルト ($d = 10$ mm) を使い、異種金属間 (窓：A5052-H34 と枠：SUS304) では摩擦係数を $\mu = 0.4$ とすると、 $T_2 = 23.9$ kN であり、安全率は $T_2/T_1 = 2.1$ である。実際は、接触部表面をあらすので、 $\mu > 0.4$ である。従って、設置時のトルク管理を確実に実施することで滑りは発生しない。また、アルミ窓を窓枠に沿うように曲げ加工 (R5) し、その外側から補強板及び M8 ボルト (間隔： $L_B = 75$ mm) で固定した。アルミ窓が滑り抜けることは考え難いが、仮に滑ったとしても、アルミ窓材料の引張強さにより耐えられる構造としている。Fig. 30 に示すとおり、A5052-H34 の引張り強さの測定値は $\sigma_t = 260$ MPa であるので、アルミ窓の引張り強さは、 $T_3 = \sigma_t L_B t_w = 29.2$ kN である。これも考慮した安全率は、 $(T_2 + T_3)/T_1 = 4.6$ である。また、繰り返

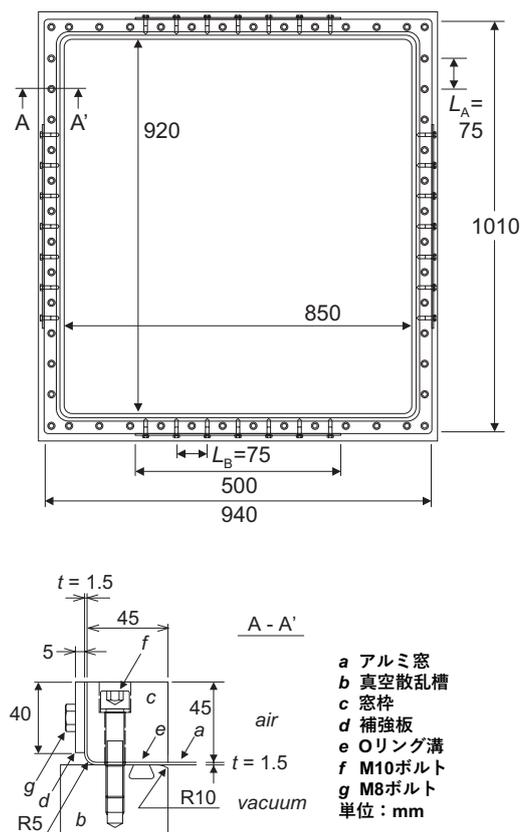


Fig. 31 実際に製作して HRC に取り付けられたアルミ窓 (上) とボルト等の取付方法 (下) [30]。

し加圧試験を 3 度実施し、7191 回、9425 回、8324 回で、リークが起きることを確認した。

安全率は十分であるが、万が一のことを考え、HRC では、真空排気中は真空散乱槽に接近しない安全対策をとった。しかし、検出器の取付不良により、たびたび、検出器のフランジからリークが発生した。安全対策はリーク箇所の特定に支障があったので、HRC では大面積アルミは廃止し、全ての検出器は真空散乱槽内に設置することとした。MLF では SuperHRPD (BL08)、SPICA (BL09)、iMateria (BL20)、NOVA (BL21) で大面積アルミ窓が用いられている。

4.10. 計算環境

HRC のデータ集積系を Fig. 32 に示す[27]。ひとつの中性子が検出されると検出器の両端から電荷 Q_1 、 Q_2 が出力され、Neunet[31] の ADC でデジタル化される。Gatenet からの飛行時間情報 t も加え、 $\{n_{\text{det}}, Q_1, Q_2, t\}$ からなるイベントデータが

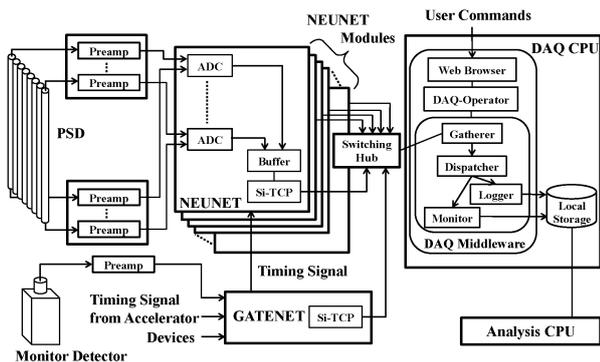


Fig. 32 HRC の検出器エレクトロニクスとデータ集積系[27].

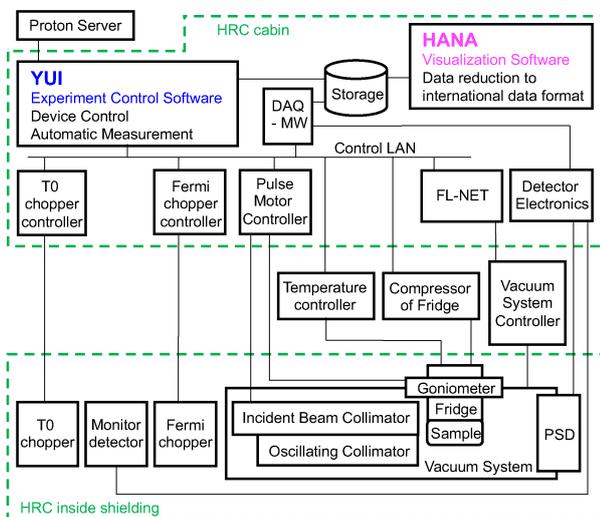


Fig. 33 HRC の機器制御及びデータ解析に関する計算環境。

高速ネットワーク回路である SiTCP を通して計算機に送り出される。 n_{det} は検出器識別番号である。DAQ middleware (DAQ MW) [32] というソフトウェアにより、ユーザーインターフェースを介して、実験ごとにイベントデータの集合である生データを生成する。

実験では、DAQ MW のほか、フェルミチョッパー、コリメーター、試料環境が制御されるが、これらを総合的に制御するプログラムとして YUI (Yasashii or Yoku-dekita User Interface) を開発した[33]。YUI を用いてユーザーは、例えば、一定の実験時間ごとに実験条件をスキャンするプログラムを実験者が作成して、実行することができる。中性子発生ターゲットに入射する陽子

数を閲覧できる MLF のサーバー (proton server) にもアクセスでき、実験ごとに陽子数を積算して、これを実質的な実験時間としてスキャンすることも可能である。この場合、ビーム停止期間も考慮して、必要な中性子計測数を確保しながら、スキャンをすすめることが可能である。制御される機器の情報は一定時間ごとにログデータとして保存され、表示することが可能である。真空散乱槽の真空度やバルブ開閉の情報や、T0 チョッパーの運転状態も、モニターされ、ログデータとして保存される (Fig. 33)。

データ可視化ソフトウェア HANA (HRC Analyzer) を開発した[33]。単結晶を使った実験では、はじめに、白色ビームを試料に照射し、ブラッグ反射を用いて結晶方位を決めるが、この測定で得られた生データを可視化し、観測された反射の逆格子定数を求めることができる。フェルミチョッパーで単色化した実験では、入射中性子エネルギーを確認することができる。得られた生データを、可視化し、 $S(Q,E)$ を表示させることができる。また得られた、 $S(Q,E)$ を中性子非弾性散乱の国際標準データフォーマットに変換することができ、変換データは、公開・配布されているソフトウェアである DAVE/Mslice [34] や Horace [35] で表示や解析をすることができる。

5. 中性子ブリルアン散乱

中性子非弾性散乱実験では大型の単結晶試料が必要である。一方で、多結晶、非晶質、液体などの単結晶ではない試料の中性子非弾性散乱を可能にするのが、中性子ブリルアン散乱 (NBS) 法である。多結晶試料の強磁性スピン波の中性子散乱強度は、粉末平均により、運動量ゼロ近傍のみが残り、運動量が大きくなると減衰する。運動量ゼロ近傍を観測する前方散乱近傍の中性子非弾性散乱を NBS と呼ぶ。HRC では、同種の分光器に比べて低散乱角に中性子検出器が配置され ($L_2 = 5.2 \text{ m}$ で最小散乱角は 0.6° , Fig. 3), 高いエネルギーの中性子を高分解能で利用できるため、NBS が可能になる[36,37]。

NBS は新しい実験手法ではなく、原子炉を用いた粉末強磁性体のスピン波[38,39]や液体のフォノン[40]の研究は古くから報告がある。パルス中性子では、より高いエネルギーの中性子が利用でき、運動量ゼロ近傍の非弾性散乱がより容易に測定できる可能性があるため、1985年に英国ラザフォードアプトン研究所のISIS施設が大強度パルス中性子源として稼働すると、寄せられた期待のひとつにNBSがあった[41]。ISISではNBSは実現しなかったが、パルス中性子源では、1990年代に米国ロスアラモス研究所のLANSCE施設でNBSが試みられた[42]。2000年代にはフランスの原子炉定常中性子源ILLにBRISP分光器がNBS専用装置として設置され、稼働している[43]。MLFでは、HRCのみが、その装置性能に加え、低角での性能強化に成功して、NBSを実現し[44]、多結晶強磁性体[44]や永久磁石材料[45]のスピン波、水やエタノール等の液体のフォノン[46]、高強度材料であるMg合金のフォノン[47]等の研究に成果を上げてきた。

運動量ゼロ近傍にアクセスするためには高いエネルギー E_i と低散乱角 ϕ が必要である。典型的には、 $Q = 1 \text{ \AA}^{-1}$ で数meVの領域に対しては $E_i = 100 \text{ meV}$ 、 $\phi = 1^\circ$ が必要である。一般に、 E_i が増大すると、エネルギー分解能 ΔE は悪くなる。また、低角では、バックグラウンドノイズが増大するとともに、測定したい Q に寄与する検出器の立体角が減少して計数率が低下する。HRCでNBSを明瞭に観測するために、これまで述べてきたように、これらの技術上の問題を解決してきた。Fig. 34にHRCでのNBS実験での典型的な (Q, E) 領域を示す。 $E_i = 102 \text{ meV}$ とした。 $L_2 = 5.2 \text{ m}$ では最小散乱角は $\phi = 0.6^\circ$ であり、 $\phi = 0.6 - 2.8^\circ$ の各検出器で飛行時間をスキャンしたときの軌跡((3-5)式)が点線で描かれている。破線は $E = (\hbar^2 Q^2 / 2m) / \sin \phi$ で $\phi = 5^\circ$ としたもので、これは、 $\phi = 5^\circ$ の検出器の軌跡の E_i に対する包絡線である。すなわち、最小散乱角 5° の分光器では破線より上の領域は観測できない。灰色の領域は、HRCのNBS実験で観測可能となった領域である。強磁性体($\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$, $T = 245 \text{ K}$ 、及び、 SrRuO_3 , $T =$

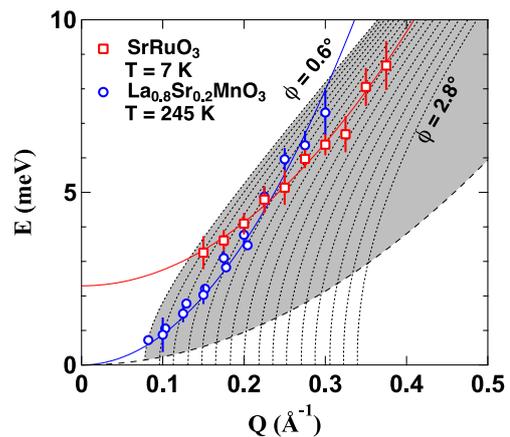


Fig. 34 NBS でアクセスする (Q, E) 領域と多結晶試料による強磁性スピン波の測定例 ($E_i = 102 \text{ meV}$) [44]。

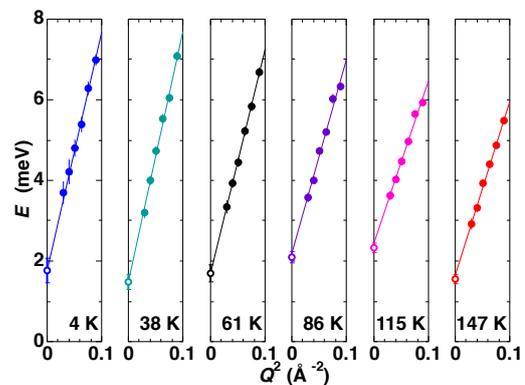


Fig. 35 SrRuO_3 のスピン波の分関係[48]。 $E(Q) = DQ^2 + E_g$ でフィットされる。白抜き丸はフィットから外挿して求めた E_{g0} 。

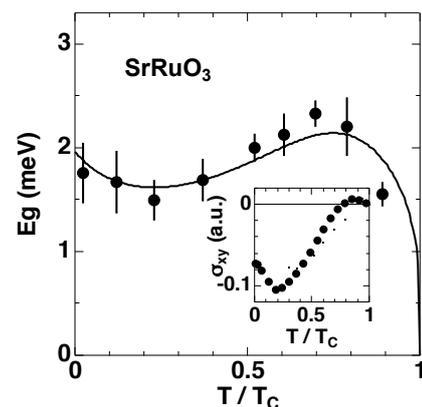


Fig. 36 SrRuO_3 のスピン波ギャップエネルギー E_g の温度依存性[48]。実線は理論式によるフィット。挿入図は異常ホール伝導度の温度依存性。強磁性転移温度は $T_c = 165 \text{ K}$ 。

7 K)の多結晶試料から観測されたスピン波のピーク位置を示した[44]。実線は、それぞれに対して、強磁性スピン波の分散関係 $E(Q) = DQ^2 + E_g$ でフィットしたものである。La_{0.8}Sr_{0.2}MnO₃の結果は、単結晶試料を用いた実験結果と一致し、HRCのNBSの正確さを示している。また、SrRuO₃は大型の単結晶試料が合成できないので、粉末試料を用いるNBSがスピン波の唯一の観測手段である。

一例として金属強磁性体 SrRuO₃の研究を紹介する[48,49]。SrRuO₃はスピン軌道相互作用のためにバンド交差(ワイルフェルミオン)が運動量空間に多数存在する系である。ワイルフェルミオンは電子の波動関数の量子力学的位相にベリー位相をもたらし、運動量空間におけるモノポールとして振る舞い、その仮想的な磁場が異常ホール効果の起源となる[50]。この仮想的な磁場を中性子非弾性散乱実験で観測できるかどうかを調べるため、SrRuO₃のスピン波をHRCで観測した[48]。スピン波のピーク位置は、強磁性スピン波の分散関係 $E(Q) = DQ^2 + E_g$ でよくフィットされる(Fig. 35)。特徴的なことは、 E_g が非単調に温度変化することである。 E_g は異常ホール伝導度 $\sigma_{xy}(T)$ を用いて、理論式 $E_g(T) = aM(T)/[1+bM(T)\sigma_{xy}(T)]$ でよく表わされることがわかった(Fig. 36)。ここで、 $M(T)$ は磁化であり、単調に温度変化する。 a 、 b は定数である。 $\sigma_{xy}(T)$ は、ベリー曲率、すなわち、仮想的な磁場で表わされる[50]。従って、この実験事実は、ベリー曲率が中性子非弾性散乱の観測量になることを示している。電子の物理自由度の揺らぎは、スピン波やフォノンなどとして、中性子非弾性散乱で観測可能であることは周知の事実であるが、これに加えて、電子の波動関数の量子力学的位相もまた中性子非弾性散乱で観測可能であることを示した。

6. おわりに

HRCは、KEKの大学共同利用の枠組みにより、KEKと東京大学とが共同で、建設し、運営している。国の内外から共同利用者を受け入れ、多くの研究成果を上げている。チョッパー分光器は、パルス中性子源に設置される中性子非弾性散乱装

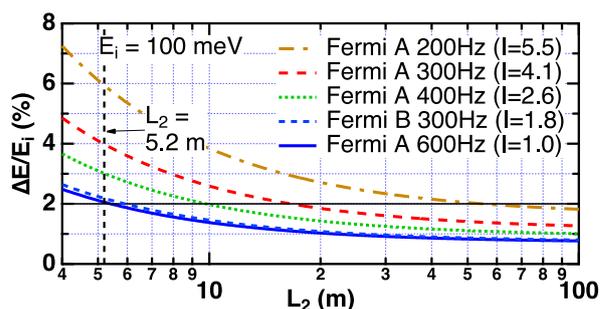


Fig. 37 HRCの L_2 を変化させたときの、分解能 $\Delta E/E_i$ と強度 I 。Fermi A 600 Hzの強度を $I=1$ とした。

置としては標準的なものであり、MLFではHRCの他に3台設置されているし、諸外国のパルス中性子施設にもそれぞれ数台ずつ設置されている。この中でHRCのみがNBSを可能にした。

HRCを用いた高分解能中性子非弾性散乱実験として、3種類の可能性をあげた。第1は、100 meV程度以下のエネルギー運動量空間での高分解能実験である。Fig. 1、Fig. 2、Fig. 26の研究をはじめとし、HRCでなされる多くの研究はこの領域の研究である。第2は、NBSであり、上述のとおり、成果を収めた。NBSとしてはHRCは世界最高分解能である。NBS専用装置ではなく、オプションとしてNBSを実装したことが、HRCに多様性をもたらし、HRCの成功の要因と考えられる。低角に検出器を配置したことで、Gd等の中性子吸収断面積の大きい物質の磁気構造を吸収が小さくなる高エネルギー中性子による回折実験で観測できるようになり、新しい研究分野の創成につながった。第3は、eV領域中性子分光であり、電子励起の観測を目指した。中性子非弾性散乱による電子励起の観測可能性について、理論研究がなされていた[51]。最近、金属反強磁性体FeMnの磁気励起の観測を試みた。一般に、金属反強磁性体は交換相互作用が大きく、励起エネルギーが高いので、励起の全貌を調べることは難しい。FeMnでは $T_N \sim 470$ Kより十分低温では、低エネルギー領域ではスピン波が、高エネルギー領域ではブロードな励起が観測された。クライオフェーネスの導入により T_N より高温での測定が可能になり、高温ではスピン波は消失したが、ブ

ロードな励起は観測された。ブロードな励起は金属磁性体のバンド間遷移である Stoner 励起と考えられる。

HRCの今後の可能性についていくつか述べる。実験条件の拡充のために種々の SE を導入してきた。 ^3He 冷凍機とクライオファーンネスはごく最近導入したもので、現在、コミッショニング中である。これら、温度範囲の拡充とともに、SE の組み合わせにより多重環境も実現可能になる。NBS は $L_2 = 5.2 \text{ m}$ で実現したが、 L_2 をより長くすることにより、性能が向上する。 L_2 を長くすると、フェルミチョッパーはより低回転数で同じ分解能を実現し、中性子強度が増加する。その状態で、さらに高速回転すればより高分解能が実現する。Fig. 37 にその様子を示す。Stoner 励起の研究は、これまで、スピン波が Stoner 励起との相互作用によりブロードになったという視点のものが多かったように思うが、FeMn の実験では、Stoner 励起が単独で観測された可能性がある。これを足がかりに、電子励起観測への発展が期待される。

HRC を建設するにあたって、性能を決める技術は所有するべきであるとの信念に基づいて、機器の開発を進め、技術の習得に務めてきた。開発開始から 20 数年、運転開始から 10 数年が経過し、技術の継承を考える時期に来ている。

参考文献

- [1] S. Itoh, T. Yokoo, S. Satoh, S. Yano, D. Kawana, J. Suzuki and T. J. Sato, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 631, 90 (2011).
- [2] S. Itoh, T. Yokoo, S. Yano, D. Kawana, H. Tanaka and Y. Endoh, J. Phys. Soc. Jpn. 81, 084706 (2012).
- [3] S. Itoh, Y. Endoh, K. Kakurai and H. Tanaka, Phys. Rev. Lett. 74, 2375 (1995).
- [4] S. Yamamoto, Phys. Rev. Lett. 75, 3348 (1995).
- [5] S. Hayashida, M. Soda, S. Itoh, T. Yokoo, K. Ohgushi, D. Kawana, H. M. Rønnow and T. Masuda, Phys. Rev. B 92, 054402 (2015).
- [6] S. Itoh, T. Yokoo, T. Masuda, S. Asai, H. Saito, D. Kawana, R. Sugiura, T. Asami, Y. Ihata, Physica B 568, 76 (2019).
- [7] <http://j-parc.jp/researcher/MatLife/ja/instrumentation/index.html>
- [8] M. Arai, T. Kamiyama, K. Oikawa, T. Otomo, N. Torikai, K. Soyama, K. Aizawa, K. Nakajima, K. Suzuya, I. Tanaka, A. Moriai, J. Suzuki, K. Shibata, S. Itoh, Proceedings of the 16th Meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources (ICANS-XVI), Forschungszentrum Jülich GmbH, ISSN 1433- 559X (2003) p. 157.
- [9] C. G. Windsor, Pulsed Neutron Scattering, Taylor and Francis Ltd., London, 1981.
- [10] D. L. Abernathy, M. B. Stone, M. J. Loguillo, M. S. Lucas, O. Delaire, X. Tang, J. Y. Y. Lin and B. Fultz, Rev. Sci. Instrum. 83, 015114 (2012).
- [11] S. Itoh, K. Ohoyama, T. Kamiyama, T. Otomo, K. Nakajima, R. Kajimoto, T. Yokoo, K. Kuwahara, K. Tomiyasu, O. Yamamuro, S. Muto, H. Sagehashi, J. Suzuki, K. Ueno, T. Ino, Proceedings of the 17th Meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources (ICANS-XVII), LA-UR-06-3904, Los Alamos National Laboratory (2006) p. 1019.
- [12] E. Fermi, J. Marshall, and L. Marshall, Phys. Rev. 72, 193 (1947).
- [13] T. J. L. Jones, I. Davidson, B. C. Boland, Z. A. Bowden, A. D. Taylor, Proceedings of the 9th Meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources (ICANS-IX), Swiss Institute for Nuclear Research, ISBN 3-907998-01-4 (1987) p. 529.
- [14] S. Itoh, K. Ueno, R. Ohkubo, H. Sagehashi, Y. Funahashi and T. Yokoo, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 661, 86 (2012).
- [15] 伊藤晋一、上野健治、大久保隆治、下ヶ橋秀典、舟橋義聖、日本中性子科学会誌「波紋」20, 146 (2010).
- [16] S. Itoh, K. Ueno, R. Ohkubo, H. Sagehashi, Y. Funahashi and T. Yokoo, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 654, 527 (2011).
- [17] 田村昌也、T0 チョッパー機器の吸収線量評価、2004.8.12.
- [18] S. Itoh, T. Yokoo, D. Kawana, H. Yoshizawa, T. Masuda, M. Soda, T. J. Sato, S. Satoh, M. Sakaguchi and S. Muto, J. Phys. Soc. Jpn. 82, SA033 (2013).
- [19] S. Itoh, M. Arai and M. Kawai, Proceedings of 15th Meeting of International Collaboration on Advanced Neutron Sources (ICANS-XV), KEK Proceedings 2000-22 (2001) p.425.
- [20] T. J. L. Jones, "Fermi Chopper Slit Package For 1eV Neutrons", unpublished.
- [21] S. Itoh, K. Ueno and T. Yokoo, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 661, 58 (2012).

- [22] 伊藤晋一、上野健治、横尾哲也、日本中性子科学会誌「波紋」19, 224 (2009).
- [23] T. J. L. Jones, J. Penfold, and W. G. Williams, “The Use of Boron Fibre/Aluminium Laminates in Neutron Beam Instrumentation”, RL-79-020 (1979).
- [24] S. Itoh, K. Ueno, T. Yokoo, Y. Funahashi, T. Kamiyama, H. Sato, N. Miyamoto, Y. Kiyonagi, T. J. Sato, T. Otomo, S. Satoh, Proceedings of the 19th Meeting of International Collaboration on Advanced Neutron (ICANS-XIX), Paul Scherrer Institut, PSI-Proceedings 10-01, ISSN-Nr. 1019-6447 (2010) IP12.
- [25] S. Hayashida, M. Matsumoto, M. Hagihala, N. Kurita, H. Tanaka, S. Itoh, T. Hong, M. Soda, Y. Uwatoko, T. Masuda, Science Advances 5, eaaw5639 (2019).
- [26] 例えば、曾山和彦、日本中性子科学会誌「波紋」19, 242 (2009).
- [27] S. Yano, S. Itoh, S. Satoh, T. Yokoo, D. Kawana, and T. J. Sato, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 654, 421 (2011).
- [28] K. Tomiyasu and S. Itoh, Physica B 385–386, 1110 (2006).
- [29] T. Yokoo, N. Kaneko, S. Itoh, T. Otomo, K. Suzuya, Y. Suetsugu, M. Shirai, Rev. Sci. Instrum. 82, 095109 (2011).
- [30] S. Itoh, T. Yokoo, T. Yokoo, J. Suzuki, T. Teraoku and M. Tsuchiya, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 670, 1 (2012).
- [31] S. Satoh, S. Muto, N. Kaneko, T. Uchida, M. Tanaka, Y. Yasu, K. Nakayoshi, E. Inoue, H. Sendai, T. Nakatani, T. Otomo, Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. A 600, 103 (2009).
- [32] K. Nakayoshi, Y. Yasu, E. Inoue, H. Sendai, M. Tanaka, S. Satoh, S. Muto, N. Kaneko, T. Otomo, T. Nakatani, T. Uchida, Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. A 600, 173 (2009).
- [33] D. Kawana, M. Soda, M. Yoshida, Y. Ikeda, T. Asami, R. Sugiura, H. Yoshizawa, T. Masuda, T. Hawaii, S. Ibuka, T. Yokoo, and S. Itoh, J. Phys.: Conf. Series 1021, 012014 (2018).
- [34] R. T. Azuah, L. R. Kneller, Y. Qiu, P. L. W. Tregenna-Piggott, C. M. Brown, J. R. D. Copley, and R. M. Dimeo, J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol. 114, 341 (2009).
- [35] R. A. Ewings, A. Buts, M. D. Le, J. van Duijn, I. Bustinduy, T. G. Perring, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 834, 132 (2016).
- [36] S. Itoh and Y. Endoh, J. Phys. Soc. Jpn. 88, 081004 (2019).
- [37] 伊藤晋一、横尾哲也、益田隆嗣、吉澤英樹、遠藤康夫、川名大地、杉浦良介、浅見俊夫、左右田稔、井深壮史、羽合孝文、日本中性子科学会誌「波紋」28, 730 (2018).
- [38] L. Passell, O. W. Dietrich, and J. Als-Nielsen, Phys. Rev. B 14, 4897 (1976).
- [39] Y. Ishikawa, K. Yamada, K. Tajima, and K. Fukamachi, J. Phys. Soc. Jpn. 50, 1958 (1981).
- [40] J. Teixeira, M. C. Bellissent-Funel, S. H. Chen, and B. Dorner, Phys. Rev. Lett. 54, 2681 (1985).
- [41] P. A. Egelstaff, Proceedings of the 8th Meeting of the International Collaboration on Advanced Neutron Sources (ICANS-VIII), Rutherford Appleton Laboratory, RAL-85-110 (1985) p. 546.
- [42] R. A. Robinson, Physica B 156 & 157, 557 (1989).
- [43] D. Aisa, S. Aisa, E. Babucci, F. Barocchi, A. Cunsolo, A. De Francesco, F. Formisano, T. Gahl, E. Guarini, A. Laloni, H. Mutka, A. Orecchini, C. Petrillo, W.-C. Pilgrim, A. Piluso, F. Sacchetti, J.-B. Suck, and G. Venturi, J. Non-Cryst. Solids 352, 5130 (2006).
- [44] S. Itoh, Y. Endoh, T. Yokoo, D. Kawana, Y. Kaneko, Y. Tokura, and M. Fujita, J. Phys. Soc. Jpn. 82, 043001 (2013).
- [45] K. Ono, N. Inami, K. Saito, Y. Takeichi, M. Yano, T. Shoji, A. Manabe, A. Kato, Y. Kaneko, D. Kawana, T. Yokoo, and S. Itoh, J. Appl. Phys. 115, 17A714 (2014).
- [46] K. Yoshida, T. Yamaguchi, T. Yokoo, S. Itoh, J. Molecular Liquids 222, 395 (2016).
- [47] S. Hosokawa, K. Kimura, M. Yamasaki, Y. Kawamura, K. Yoshida, M. Inui, S. Tsutsui, A. Q. R. Baron, Y. Kawakita, S. Itoh, J. Alloys and Compounds 695, 426 (2017).
- [48] S. Itoh, Y. Endoh, T. Yokoo, S. Ibuka, J.-G. Park, Y. Kaneko, K. Takahashi, Y. Tokura, N. Nagaosa, Nature Communications 7, 11788 (2016).
- [49] 伊藤晋一、遠藤康夫、横尾哲也、井深壮史、Je-Geun Park、金子良夫、高橋圭、十倉好紀、永長直人、日本中性子科学会誌「波紋」27, 67 (2017).
- [50] Z. Fang, N. Nagaosa, K. S. Takahashi, A. Asamitsu, R. Mathieu, T. Ogasawara, H. Yamada, M. Kawasaki, Y. Tokura, and K. Terakura, Science 302, 92 (2003).
- [51] J. F. Cooke and J. A. Blackman, Phys. Rev. B 26, 4410 (1982).