

2010年度 修士論文

超冷中性子生成のためのドップラーシフターの開発



京都大学大学院 理学研究科
物理学・宇宙物理学専攻 物理学第二分野
原子核・ハドロン物理学研究室

今城 想平

概要

現在の宇宙は対称性の破れた宇宙である。物理学における基本的な対称性は C 変換 (電荷反転)、P 変換 (空間反転)、T 変換 (時間反転) の 3 つであるが、そのうち P 変換に対する対称性は 1957 年にその破れが確認された。その非対称性を補うために考案された CP 変換に対する対称性も 1964 年に破れていることが確認され、さらには T 変換に対する対称性の破れを示唆する現象も確認された。そこで CPT 変換に対する対称性が考案され、現在では CP 対称性の破れの大きさについてさらなる検証を推し進める一方で、T 対称性の破れの直接検出や CPT 対称性そのものの破れの有無についての研究が行われている。

T 対称性の破れを引き起こす仮説の一つに、永久電気双極子能率 (EDM) を内包するような素粒子像がある。T 変換のもとでは双極子ベクトルは正の対称性を、スピンは負の対称性を持つため、EDM を持つ基本粒子の存在は T 対称性をただちに破る。また CPT 対称性が保存されていれば、T 対称性の破れは CP 対称性の破れにほかならない。超対称性理論などの標準模型をこえる枠組みのいくつかは、CP 対称性の破れについての新たな考察に基づいて標準模型よりも大きな EDM を持つ基本粒子の存在を予言しており、EDM の測定は標準模型を超える枠組みへの制限や裏付という意味も持つ。そのような物理を目指し、超冷中性子 (UCN) と呼ばれる 10^{-7} eV のスケールにまで冷却した中性子を物質容器内に貯蔵して、電場に対する中性子の応答を計測するのが現在の中性子 EDM 測定のトレンドである。

このような情勢を受けて、我々 NOP (Neutron Optics and Physics) グループは J-PARC における世界最高強度の UCN 源の建設と、それを用いた EDM 測定実験を PAC に提出中である。ここでは UCN リバンチャーなどの我々独自の装置を搭載し、世界最高強度の UCN 出力のもとで EDM 実験を行う予定である。しかし、その R & D が国内で行えれば非常に有利であるが、国内で利用可能な UCN 源はまだほとんど存在していないのが現状である。そこで我々は R & D を始めとした UCN 基礎物理実験に耐えうる強度 (およそ 1 UCN/cm^3) の UCN 源を目指し、J-PARC 内に既に完成している物質・生命科学実験施設 (MLF) のパルス中性子ビームを UCN 領域にまで冷却するために、中性子ドップラーシフターと呼ばれる装置を制作し、設置した。

ドップラーシフターとは後退する中性子反射鏡に中性子が反射する際のドップラー効果を利用して中性子を減速する装置である。Institut Laue-Langevin (ILL) に 36 年前に備え付けられた同種の装置は現在では総フラックス $3.3 \times 10^4 \text{ UCN/cm}^2/\text{s}$ 、密度 110 UCN/cm^3 の UCN を産出する世界最強の UCN 源として使用されており、Argonne の Intense Pulsed Neutron Source (IPNS) でも 30 年前に同様の装置が試作され、密度 0.1 UCN/cm^3 の UCN の生成が確認されるなど、ドップラーシフターはすでに複数の実績のある装置である。我々が作成したドップラーシフターは 2010 年 5 月の MLF 120 kW 恒常運転時のファーストランにおいて、UCN 出力として 0.20 cps を得ており、実現可能な最大 UCN 密度は 0.01 UCN/cm^3 と推定され、今後の改良を見据えたうえで十分実用に耐えうるだけの成果を得ることができた。

以上を本研究では報告する。

目次

第 1 章	超冷中性子 (UCN)	3
1.1	UCN の歴史	3
1.2	UCN と相互作用	4
1.2.1	核力・強い相互作用	4
1.2.2	磁気相互作用	8
1.2.3	弱い相互作用	9
1.2.4	重力相互作用	9
1.3	多層膜ミラー	9
1.3.1	モノクロミラー	12
1.3.2	スーパーミラー	13
1.3.3	Q_c 値, M 値	14
1.4	UCN を用いた基礎物理実験	14
1.4.1	電気双極子能率 (EDM)	14
1.4.2	そのほかの物理量	19
第 2 章	ドップラーシフター法と UCN 源	21
2.1	UCN 生成手法	21
2.1.1	ドップラーシフター法	21
2.1.2	スーパーサーマル法	24
2.2	中性子源	26
第 3 章	実験施設	27
3.1	物質・生命科学実験施設 (MLF)	27
3.2	BL05	27
3.3	非偏極ブランチ	29
3.4	非偏極ブランチの中性子スペクトル	31
第 4 章	シミュレーションプログラムの開発と装置設計	35
4.1	シミュレーションと装置設計	35
4.1.1	概要	35
4.1.2	ジオメトリ	36
4.1.3	接触判定	41
4.1.4	VCN 生成コードの改良	48
4.2	シミュレーション結果および考察	53
4.2.1	結果概要	53

4.2.2	コードの安定性の確認	57
4.3	装置設計	57
4.3.1	ドップラーシフター設計	57
4.3.2	メインミラーの設計	62
第5章	実験装置と実験手法	64
5.1	実験装置	64
5.1.1	ドップラーシフター	64
5.1.2	ミラー	65
5.1.3	鉛シールド	68
5.1.4	蹴り出しミラーのホルダー	68
5.1.5	検出器	68
5.2	VCN 確認実験	74
5.2.1	非偏極ブランチのスペクトル確認	74
5.2.2	蹴り出しミラーの角度決定	75
5.3	UCN 生成実験	75
5.3.1	セッティング	77
5.3.2	測定手法	77
第6章	結果・考察	79
6.1	VCN 確認実験の結果と考察	79
6.1.1	非偏極ブランチのスペクトル確認	79
6.1.2	蹴り出しミラーの角度決定	80
6.2	UCN 生成実験の結果と考察	83
6.2.1	相対位相の決定	83
6.2.2	UCN の実測	85
6.2.3	Ni ミラーを用いた確認	88
6.2.4	変換効率の推定	91
6.2.5	シミュレーションを用いた考察	94
第7章	まとめ・今後の展望	99
Appendix		101
A.	Maxwell-Boltzmann 分布	101
B.	Liouville の定理	103
C.	飛行時間法 (TOF)	105

第1章 超冷中性子(UCN)

超冷中性子とは、きわめてエネルギーが低いために物質表面の Fermi ポテンシャルをこえることができず、入射角によらず物質表面で全反射され、古典的な理想気体のように扱える中性子である。超冷中性子とそれ以外を分ける定義としてしばしば用いられているエネルギー上限値は、中性子が研磨された非磁性ニッケル表面に対して感じる有効ポテンシャルである 245 neV である。このエネルギーの中性子は、速度に換算しておよそ 6.8m/s, de Broglie 波長に換算しておよそ 58 nm に相当する [1]。

中性子はその運動エネルギーに応じて高エネルギー側から順に高速中性子 (Fast Neutron), 熱外中性子 (Epi-thermal Neutron), 熱中性子 (Thermal Neutron), 冷中性子 (Cold Neutron), 極冷中性子 (Very Cold Neutron - VCN), 超冷中性子 (Ultra Cold Neutron - UCN) と呼ばれている。呼称に対応する厳密なエネルギー区分は存在しないものの、これらは上から順に 0.5 MeV 以上, 1 eV ~ 0.5 MeV, 5 meV ~ 1 eV, 100 μ eV ~ 200 neV, 200 neV 以下におおまかに対応している。すなわちもっともエネルギーが低く、もっとも冷たい中性子が UCN である [2]。

UCN はその速度の遅さゆえに外部から受けた相互作用に対しての変化が見えやすく、古典粒子的ふるまいゆえに容器内に長時間貯蔵して実験することも可能である。そのため、中性子と相互作用する力の精密測定や中性子自体の物理量の測定などの、素粒子物理学の問題の検証実験において、近年では UCN はきわめて有用なプローブとなっている。低エネルギー極限側から高エネルギー極限側の物理学の問題に迫るのが UCN の物理である。

そのように有用性のある UCN であるが、Maxwell-Boltzmann 分布と Liouville の定理のために、UCN を大量に得ることは非常に難しい作業である。そのため、UCN を生成するための様々な手法がこれまで考案・試験されてきており、本研究もその一端を担っている。この章ではそのような UCN の歴史、物理的ふるまい、光学的制御デバイス、UCN 生成手法、UCN を用いた実験の具体例について述べる。

1.1 UCN の歴史

1947 年に、低速中性子が物質表面で光学的に全反射するような入射角が存在することが、Fermi と Marshall によって初めて観測された。その臨界角 θ_c は、物質表面と中性子の入射方向とのなす角を θ とし、中性子の運動エネルギーを E とし、Fermi ポテンシャルを V とすると、以下の式で表される。

$$\sin\theta \leq \sin\theta_c = \sqrt{\frac{V}{E}}. \quad (1.1.1)$$

この結果によって、 $E \leq V$ なる運動エネルギーを持ち入射角によらずに全反射され、物質容器中に貯蔵することができる中性子、すなわち UCN が存在する可能性が考えられるようになる。しかし、臨界角を実証した Fermi 自身はこの可能性を信じておらず、UCN が物質容器に実際に貯蔵されうるのは、1959 年に Zeldovich によって初めて指摘された [3]。1960 年代には、小角の全反射を利用した中性子ガイド管が原子炉実験において広く使われるようになり、そのガイド管をわずかに曲げることによって Maxwell-Boltzmann 分布の低エネルギーの領域に含まれるであろう UCN を取り出す試みがなされた。そして 1968 年～1969 年において、Shapiro が指揮するグループと Steyerl が指揮するグループがそれぞれ独自にかつほぼ同時に、UCN の存在を確認した [1]。また 1971 年には Shapiro が指揮する実験のもと、UCN の貯蔵がはじめて観測された。

ここにおいて UCN 物理の基礎が完成し、UCN を用いた物理は急速に発展していくことになる。

1.2 UCN と相互作用

中性子にはたらく相互作用は (1) 核力・強い相互作用、(2) 磁気相互作用、(3) 弱い相互作用、(4) 重力相互作用、の 4 つである。とくに UCN では、たとえばニッケル表面の有効 Fermi ポテンシャルと、大きさ 4 T 中の磁場ポテンシャル、2.4 m の地球重力場ポテンシャルの 3 つがほぼ同じ大きさの重要性を持つ。

中性子光学の手法を応用しているドップラーシフターでは、鏡面反射すなわち核力・強い相互作用が重要である。それらの基本的相互作用についての詳細を以下に示す。

1.2.1 核力・強い相互作用

1.2.1.1 散乱と Fermi の擬ポテンシャル

中性子が原子核によって散乱される場合を考える。中性子と原子核との相互作用は短距離の引力相互作用で表される。その到達距離は $\sim 10^{-13}$ cm で原子核よりわずかに大きく、引力ポテンシャルの深さは ~ 40 MeV である。冷中性子以下の低速中性子は meV 程度より小さいエネルギースケールであるため、このとき原子核による中性子の散乱は完全な球面波である S 波散乱のみと考えてよい [1]。

この散乱における散乱長を a とし、原子核と中性子の重心系における中性子の波数ベクトルを k 、ポテンシャルの大きさを r_n とすると、ポテンシャルの外 $r > r_n$ における波動関数は以下のように書ける。

$$\Psi(\mathbf{r}) = \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) - \frac{a}{r} \exp(ikr). \quad (1.2.1)$$

ここで、ごく短距離の相互作用であることから $kr \ll 1$ である場合を考えると、

$$\Psi(\mathbf{r}) \sim 1 - \frac{a}{r} \quad (1.2.2)$$

となるので、 $\Psi(\mathbf{r}) = 0$ とすると $r \sim a$ であり、散乱波は $r \sim a$ を原点とするようにふるまう。原子核の引力ポテンシャルが非常に強いので、この a の計算にはポテンシャルが十分

弱い条件を要請する Born 近似を用いることはできない。そこで Fermi は Born 近似が成り立つような擬似ポテンシャル $V(\mathbf{r})$ を考案した。中性子の質量を m_n , 原子核の質量を m_A , それらの換算質量を $m = m_n m_A / (m_n + m_A)$, 入射中性子の波数ベクトルを k_i , 散乱中性子の波数ベクトルを k_f とおき、散乱長の計算

$$a = \frac{m}{2\pi\hbar^2} \int V(\mathbf{r}) \exp(i(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f) \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (1.2.3)$$

に条件 $kr \ll 1$ を課し、ポテンシャルの表式を導いたのである。それは Fermi の擬ポテンシャルと呼ばれており、以下の式で表される [4]。

$$V(\mathbf{r}) = \frac{2\pi}{m} \hbar^2 a \delta^3(\mathbf{r}). \quad (1.2.4)$$

これは計算上の要請から考案された擬似的なポテンシャルであり、真のポテンシャルではない。しかしこれが、中性子の原子核散乱を取り扱う際の唯一の実用的手法であり、この計算を通すことで実験から中性子の散乱長を評価できるようになった。

散乱長 a は多くの物質において正の値を示す。これは、原子核の非常に強いポテンシャルによって中性子の波動関数がゆがめられ、ポテンシャル中で幾度も振動するために、核外となだらかに接続するような負の散乱長が生じづらいためと理解される (図 1.1)。したがって入射中性子は多くの場合、半径 a の剛体球に散乱されたようなふるまいをし、反射の前後で位相は反転する (図 1.2)。

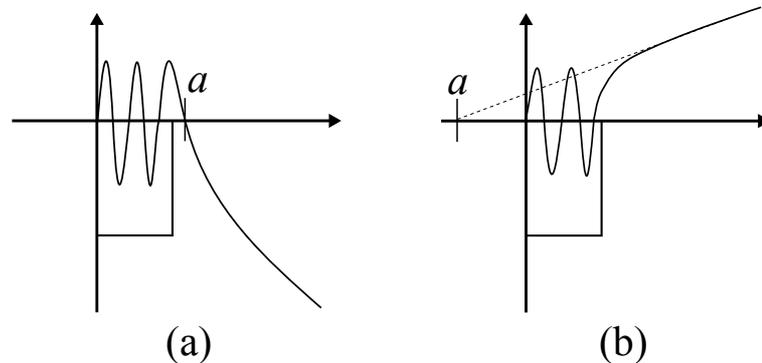


図 1.1: (a) 正の散乱長による散乱。(b) 負の散乱長による散乱。負の散乱長の実現のためにはポテンシャルの境界で波動関数がある程度なだらかならなければならないため、正の散乱長よりも実現しづらい。

一般的に、散乱長には核力のスピン依存性が反映され、中性子と原子核のスピン相対方向に依存する。散乱長の実効値を求めるには、とり得るすべてのスピン依存性に対して散乱長を平均することになり、そのような散乱長をコヒーレントな散乱長と呼ぶ。

1.2.1.2 反射と有効ポテンシャル

一様な物質表面に中性子が入射する場合を考える。物質を構成する各原子の持つポテンシャルは式 (1.2.4) で表される Fermi の擬ポテンシャルである。これは重心系における表記

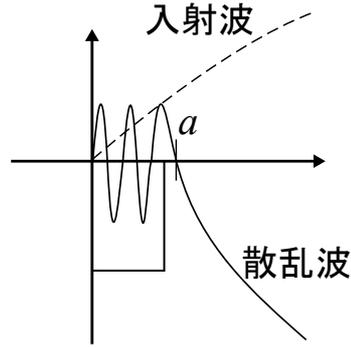


図 1.2: 入射波と散乱派。破線が入射波であり、実線が散乱波である。核外の中性子の波長は原子核の大きさに対してきわめて長いため、図ではほぼ直線で表されている。

であるので、原子が固定されている場合を考えて実験室系に置き換える。原子核による散乱が支配的であり、電子による中性子の散乱が無視できるような簡単な場合を考えると、新しい散乱長

$$b = \frac{m_n}{m_n + m_A} a \quad (1.2.5)$$

を用いることで、式 (1.2.4) の疑ポテンシャルは位置 \mathbf{r}_i に存在する散乱長 b_i を持つ原子核のポテンシャルとして

$$V(\mathbf{r}) = \frac{2\pi}{m_n} \hbar^2 \sum_i b_i \delta^3(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i). \quad (1.2.6)$$

と表される。この b が実験によって決定される散乱長である [4]。

中性子の波長 λ が原子間距離よりも十分長いような低速な中性子波を考えると、このような中性子波は複数の原子核のポテンシャルを同時に感じると考えられる。したがって、ポテンシャルの実効値として体積平均をとる。これが有効ポテンシャルと呼ばれるもので、位置 \mathbf{r} における核種 j の散乱長を b_j 、数密度を $N_j(\mathbf{r})$ とおくと以下の式で表される。

$$V(\mathbf{r}) = \frac{2\pi}{m_n} \hbar^2 \sum_j N_j(\mathbf{r}) b_j. \quad (1.2.7)$$

もしここで核種が 1 種類であり、物質が十分に大きく、表面の粗さが波長に比べて十分小さく、数密度が位置によらず一様であるなら、このポテンシャルは単純な 1 次元階段型のポテンシャルとなる。

$$V(\mathbf{r}) = \frac{2\pi}{m_n} \hbar^2 N b. \quad (1.2.8)$$

(表 1.1) に主だった物質の散乱長と有効ポテンシャルを記す。

ここで、有効ポテンシャルに対しての中性子のふるまいを見るために、式 (1.2.8) で表される階段型ポテンシャルに対して中性子波が入射する場合について考える。これは明らかに量子力学の初歩で扱われる波動の透過と反射の問題である。中性子波と物質表面とのなす角を θ とし、物質表面に対して垂直な入射エネルギーを

$$E_{\perp} = \frac{1}{2} m_n (v \sin \theta)^2 = \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_n} \quad (1.2.9)$$

核種	Ni	⁵⁸ Ni	Be	C	Cu	Al	Ti	SiO ₂
<i>b</i> (fm)	10.3	14.4	7.8	6.6	7.7	3.4	-3.4	15.8
<i>V</i> (neV)	245	343	251	174	171	54	-50	108

表 1.1: 代表的な核種の散乱長と有効ポテンシャル。

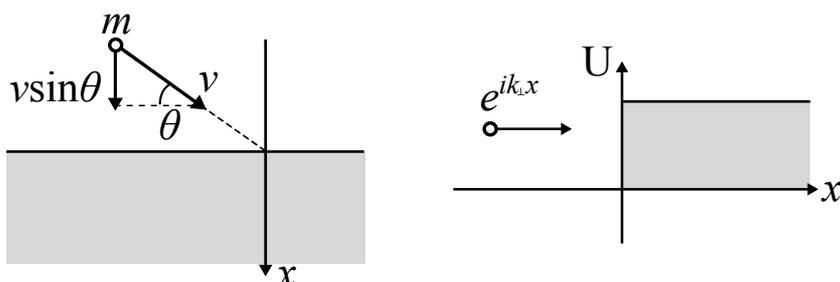


図 1.3: 界面への中性子の入射。

とする (図 1.3)。

このとき、ポテンシャルの高さを U とすると反射率 $|R|^2$ は以下の式により与えられる [1]。

$$|R|^2 = \left| \frac{(E_{\perp})^{\frac{1}{2}} - (E_{\perp} - U)^{\frac{1}{2}}}{(E_{\perp})^{\frac{1}{2}} + (E_{\perp} - U)^{\frac{1}{2}}} \right|^2 \quad (1.2.10)$$

上式において U が実数かつ $E_{\perp} \leq U$ であるならば、反射率 $|R|^2$ は常に 1 である。そして、この反射率 $|R|^2$ が 1 でなくなる寸前の E_{\perp} を与える角度が式 (1.1.1) によって定義される全反射臨界角である。 $\theta > \theta_c$ においては、(図 1.4) に示されるように反射率は短いテールを引

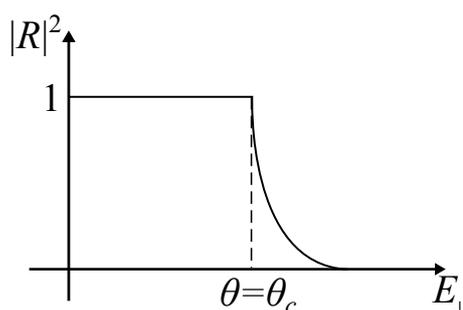


図 1.4: 反射率分布の概形。量子力学的効果のために反射率はわずかにテールを引く。

きながら 0 へとおちて行く。

反射率のより厳密な取り扱いでは、物質表面における吸収、非弾性散乱に由来する中性子の損失を考える必要がある。そこで、ポテンシャルに損失を表す複素ポテンシャル $-iW$ を導入し、光学ポテンシャル $U = V - iW$ として扱う。なお、 W は中性子の速度によらずに定まるポテンシャルである。

このとき反射率は、 $A = E_{\perp}^{1/2}$, $B = (E_{\perp} - V)^{1/2}$, $X = W/(E_{\perp} - V)$ とすると、 $X \ll 1$ のもとでの1次までの近似において絶対値の中身が

$$\frac{A - B\sqrt{1+iX}}{A + B\sqrt{1+iX}} \approx \frac{A - B}{A + B} + \frac{-iAB}{(A + B)^2}X \quad (1.2.11)$$

$$= \frac{A - B}{A + B} \left(1 + \frac{-iAB}{A^2 - B^2}X \right) \quad (1.2.12)$$

となるので、 $E_{\perp} < V$ において

$$|R|^2 = 1 - 2\frac{W}{V} \left(\frac{E_{\perp}}{V - E_{\perp}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.2.13)$$

となり、全反射臨界角以下の中性子についても E_{\perp} の上昇に伴って反射率が次第に減少していくことが示される [1]。

1.2.2 磁気相互作用

中性子はスピン $\frac{1}{2}\hbar$ および、磁気双極子能率 $\mu = -1.91 \mu_N$ をもつ。 μ_N は核磁子である。そのため中性子は磁場と相互作用し、以下で表される大きさのポテンシャルエネルギー V_m を持つ。

$$V_m = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \pm 6 \times 10^{-12} B \text{ eV}. \quad (1.2.14)$$

ここで磁場 B の単位は mT であり、最後の等式は $\boldsymbol{\mu}$ と B が平行および反平行のときに相当している。

上記のように磁場の存在は中性子の感じるポテンシャルを変化させるため、磁化された物質表面での反射においては、全反射の条件は式 (1.2.9) のポテンシャル単独のときから以下のように変化する [1]。

$$E_{\perp} \leq V \pm V_m = \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} Nb \pm \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}. \quad (1.2.15)$$

中性子の de Broglie 波長を λ とすると、全反射臨界角 θ_c は以下ようになる。

$$\sin \theta \leq \lambda \left(\frac{Nb}{\pi} \pm \frac{m_n}{2\pi\hbar^2} \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} \right) = \sin \theta_c. \quad (1.2.16)$$

すなわち、入射中性子の偏極に応じて全反射臨界角が異なることが示される。これはたとえば、反射板に磁性体を用いることで、偏極中性子を得るための素子として利用できることを意味している。

また、保存力場ではポテンシャルの負の勾配が力を生むため、磁場が一様でなく勾配をもつ場合は中性子は磁場から以下のような力 F を受ける [4]。

$$\mathbf{F} = -\nabla V_m = \nabla \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}). \quad (1.2.17)$$

中性子の磁気能率の方向が変化しない断熱的な場合を考えると、力 F は以下のように磁場の勾配のみで表される。

$$\mathbf{F} = -\pm |\boldsymbol{\mu}| \nabla |\mathbf{B}(\mathbf{r})|. \quad (1.2.18)$$

このような磁場から受ける力を利用して、UCN を貯蔵できるようなリング状の多重極磁場容器が考案され、実験されている [1]。

1.2.3 弱い相互作用

弱い相互作用は、中性子の β 崩壊を引き起こす相互作用である。崩壊によって中性子は以下の式のように陽子と電子、反電子ニュートリノに崩壊する。

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}. \quad (1.2.19)$$

UCN 実験において β 崩壊は、中性子の損失を引き起こす原因の一つである。また、 β 崩壊による中性子寿命の決定は、宇宙論における元素合成の考察において重要な役割を果たす。現在 Particle Data Group に記載されている中性子の寿命 τ_n は

$$\tau_n = 885.7 \pm 0.8 \text{ s} \quad (1.2.20)$$

である。

1.2.4 重力相互作用

中性子は地球重力場中では以下のポテンシャルエネルギーを得る。

$$V_g = m_n g h = 1.02 \times 10^{-7} \text{ eV/m}. \quad (1.2.21)$$

これはつまり、たとえば UCN は垂直に打ち上げて最大 2.4m ほどで地球重力場にトラップされて落ちてきてしまうことを示している。重力によく反応するこのような性質を用いて、中性子の分野でも重力相互作用についての研究が行われている [5][6]。

1.3 多層膜ミラー

原子間サイズの波長をもつ中性子は X 線と同じく Bragg 反射を引き起こす。その性質を利用して、蒸着やイオンビームスパッタによって人工的に多層膜構造を作成し、中性子ビームの光学的制御に成功した素子が多層膜ミラーである [7]。多層膜ミラーは本実験においても非常に重要な位置を占める素子である。このミラーの反射率、透過率およびそれらの入射波長に対する依存性は次のようにして計算される [8]。

中性子を光学的に取り扱うために、中性子波の屈折率 n を定義する。具体的には 3 次元空間中で 1 次元階段型ポテンシャル V に運動エネルギー K の中性子波が入射する場合を考える。入射波の波数を k 、透過波の波数を k' と書いたとすると、ポテンシャル V に対する中性子波の屈折率 n は、Schrödinger 方程式より以下のように書き表される。

$$n \equiv \frac{k}{k'} = \sqrt{\frac{K - V}{K}}. \quad (1.3.1)$$

これと同様のやり方で、次は (図 1.5) に示されるような連続するポテンシャル中での波動関数のふるまいを考える。すなわち、 y - z 平面に平行な膜が x 軸方向に層をなしているような多層膜中の中性子の運動を考える。

周期構造が作り出す一般的な関係を導くため、(図 1.6) のように第 1 層目のポテンシャルを

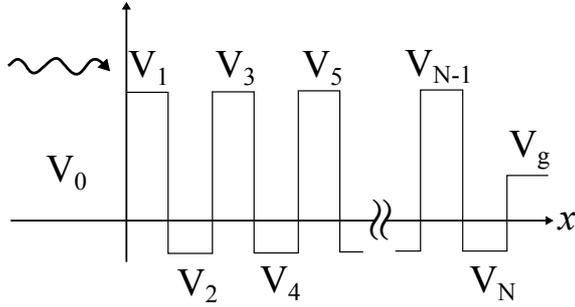


図 1.5: 多層膜の作るポテンシャル。

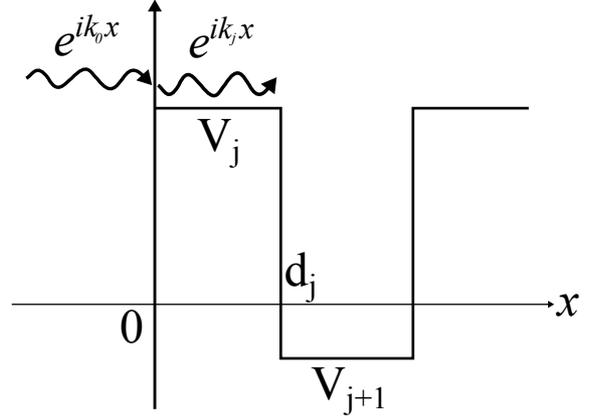


図 1.6: 第 j 層目における中性子波。

第 j 層目のポテンシャルとみなして考察する。第 j 層目の厚みを d_j とする。ポテンシャルは x のみの関数で表されるため、入射波の波数を k としてその x 成分を k_0 とすると、ポテンシャル V_j 中の波数 k_j と k_0 は入射中性子のエネルギーを E として、以下のように表される。

$$\frac{\hbar^2 k_0^2}{2m} = E, \quad \frac{\hbar^2 k_j^2}{2m} + V_j = E. \quad (1.3.2)$$

したがって、 V_j 中の屈折率 n_j は以下のように表される。

$$k_j^2 = k_0^2 - \frac{2mV_j}{\hbar^2} = \left(\frac{k_j}{k_0}\right)^2 k_0^2 = n_j^2 k_0^2, \quad n_j = \sqrt{1 - \frac{2mV_j}{k_0^2 \hbar^2}}. \quad (1.3.3)$$

次に、ポテンシャル V_j 中での波動関数について考える。この波動関数を $\Psi_j(x)$ とすると、Schrödinger 方程式より

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + V_j\right) \Psi_j(x) = E \Psi_j(x) \quad (1.3.4)$$

であるので、式 (1.3.2) より

$$\frac{d^2}{dx^2} \Psi_j(x) + k_j^2 \Psi_j(x) = 0 \quad (1.3.5)$$

と表される。ここで $\zeta = k_0 x$ という置き換えを行うことで、この式は以下ようになる。

$$\frac{d^2}{d\zeta^2} \Psi_j(\zeta) + n_j^2 \Psi_j(\zeta) = 0. \quad (1.3.6)$$

これにより、 $\Psi_j(\zeta)$ の一般解として以下の式を得る。

$$\Psi_j(\zeta) = c_1 \exp(in_j \zeta) + c_2 \exp(-in_j \zeta). \quad (1.3.7)$$

これに加えて上式の ζ の 1 階微分である $\Psi_j'(\zeta)$ も用意する。

$$\Psi_j'(\zeta) = in_j c_1 \exp(in_j \zeta) - in_j c_2 \exp(-in_j \zeta). \quad (1.3.8)$$

ここで初期条件として $\zeta = 0$ における値 $\Psi_j(0)$ および $\Psi'_j(0)$ が与えられたとすると、係数 c_1, c_2 は $\Psi_j(0), \Psi'_j(0)$ を用いて表すことができる。従って、 $\Psi_j(\zeta), \Psi'_j(\zeta)$ と $\Psi_j(0), \Psi'_j(0)$ との間には以下の関係式が成り立つ。

$$\begin{pmatrix} \Psi_j(\zeta) \\ \Psi'_j(\zeta) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos n_j \zeta & n_j^{-1} \sin n_j \zeta \\ -n_j \sin n_j \zeta & \cos n_j \zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_j(0) \\ \Psi'_j(0) \end{pmatrix}. \quad (1.3.9)$$

このような行列表記を用いる理由は、現在考えている第 j 層目の表式と、次に考える第 $j+1$ 層目の表式との関係を明瞭にするためである。第 $j+1$ 層目との境界である $x = d_j$ においての値は、 $\delta_j = k_0 d_j$ として式 (1.3.9) より以下の式で表される。

$$\begin{pmatrix} \Psi_j(\delta_j) \\ \Psi'_j(\delta_j) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos n_j \delta_j & n_j^{-1} \sin n_j \delta_j \\ -n_j \sin n_j \delta_j & \cos n_j \delta_j \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_j(0) \\ \Psi'_j(0) \end{pmatrix}. \quad (1.3.10)$$

一方、第 $j+1$ 層目中の波動関数 $\Psi_{j+1}(\zeta)$ は、第 j 層目のときと同様に x 軸の原点をポテンシャル V_{j+1} の端にとることで、これまでの議論と同じようにして得られる。従って、 $\Psi_j(\zeta)$ と $\Psi_{j+1}(\zeta)$ との間には以下の関係が成り立つ。

$$\begin{pmatrix} \Psi_{j+1}(0) \\ \Psi'_{j+1}(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Psi_j(\delta_j) \\ \Psi'_j(\delta_j) \end{pmatrix} = M_j \begin{pmatrix} \Psi_j(0) \\ \Psi'_j(0) \end{pmatrix}. \quad (1.3.11)$$

ここで行列 M_j は以下のように表される。

$$M_j = \begin{pmatrix} \cos n_j \delta_j & n_j^{-1} \sin n_j \delta_j \\ -n_j \sin n_j \delta_j & \cos n_j \delta_j \end{pmatrix}. \quad (1.3.12)$$

この漸化式を用いることで、第 $N+1$ 層目の波動関数は第 1 層目の波動関数を用いて次のように表すことができる。

$$\begin{pmatrix} \Psi_{N+1}(0) \\ \Psi'_{N+1}(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_1(0) \\ \Psi'_1(0) \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = M_N \cdots M_2 M_1. \quad (1.3.13)$$

したがって、多層膜の外の空間のポテンシャル V_0 中での屈折率 n_0 と、多層膜が蒸着されている基盤のポテンシャル V_g 中での屈折率 n_g を用いることで、反射係数 R と透過係数 T は以下のように表される。

$$\begin{pmatrix} T \\ in_g T \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 + R \\ in_0(1 - R) \end{pmatrix}, \quad (1.3.14)$$

$$R = \frac{(n_0 n_g B + C) + i(-n_g A + n_0 D)}{(n_0 n_g B - C) + i(n_g A + n_0 D)}, \quad (1.3.15)$$

$$T = \frac{2n_0}{(n_0 n_g B - C) + i(n_g A + n_0 D)}, \quad (1.3.16)$$

1.3.1 モノクロミラー

多層膜の間隔がほぼ同じ大きさであり、通常言われる Bragg 反射ピークとほぼ同じような波長依存性をもつミラーがモノクロミラーである。このミラーを白色中性子ビーム中に斜めに設置すると、Bragg 反射の条件

$$2d \sin \theta = n\lambda_B \quad (1.3.17)$$

に従って、ミラーの層幅 d およびミラー面に対する入射角度 θ に応じた波長 λ の中性子を単色ビームとして取り出すことができる (図 1.7)。このミラーの最大反射率と層数との関係

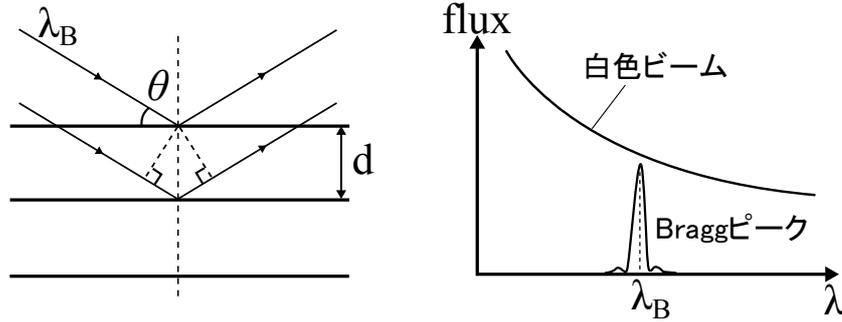


図 1.7: Bragg 反射の模式図。

については、きわめて単純な設定を仮定することで容易に確認できる [8]。いま、多層膜を構成する物質が 2 種類のみであるとして、(図 1.5) の偶数層を構成する物質と奇数層を構成する物質に大別できるとする。そして中性子がポテンシャル中で感じる光学的距離がどの層についてもすべて同じで、以下の条件

$$n_1 d_1 = n_2 d_2 = \frac{\lambda_0}{4} \quad (1.3.18)$$

を満たすとする。ここで λ_0 は入射中性子の x 軸方向の波長である。このとき、式 (1.3.13) の行列 M_j は以下のように簡素化される。

$$M_j = \begin{pmatrix} 0 & n_j^{-1} \\ -n_j & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.3.19)$$

ここで多層膜の全層数が $2N$ であるとして行列要素 A, B, C, D は

$$A = (-1)^N \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2N}, \quad D = (-1)^N \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^{2N}, \quad B = C = 0 \quad (1.3.20)$$

と書けるので、反射率は以下ようになる。

$$|R_{2N}|^2 = \left(\frac{n_g n_1^{2N} - n_0 n_2^{2N}}{n_g n_1^{2N} + n_0 n_2^{2N}} \right)^2. \quad (1.3.21)$$

入射中性子のエネルギーを指定し、多層膜に使う物質を指定すれば (式 1.3.2) より屈折率が求まるので、これは層数 $2N$ の関数としてプロット可能である。ここで多層膜に使う物質

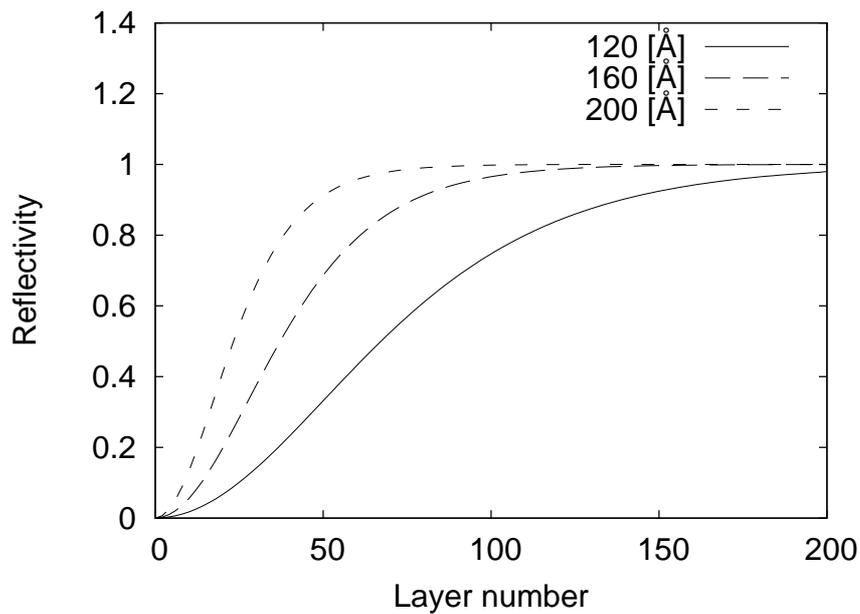


図 1.8: 入射中性子の波長に対する反射率と層数との関係。

として天然のニッケル (ポテンシャル 245 neV) およびチタン (ポテンシャル 50 neV)、蒸着基盤として珪素 (ポテンシャル 54 neV) を指定し、ミラーの外部は真空であると仮定すれば、プロット結果は (図 1.8) のようになる。この結果から、十分高い反射率を得るには一定数以上の層数が必要であることがわかる。また入射中性子の波長が短くなるにつれて必要層数が大きく増加していくことが見て取れる。

しかしそれでも、後述するスーパーミラーに比べればモノクロミラーは構造が比較的単純であり、反射率の獲得にそれほど多くの層数を必要としないため、大きな垂直入射速度に対しても高い反射率を維持した鏡を作りやすいという特徴がある。

1.3.2 スーパーミラー

多層膜の間隔を適切な周期ごとにわずかずつ広げてゆき、モノクロミラーで得られるような Bragg 反射ピークを複数オーバーラップさせることで、物質表面の光学ポテンシャルを高エネルギー側に延長したような反射能力を持たせることに成功したのがスーパーミラーである (図 1.9)。すなわち、反射率の低下が少ないようなスーパーミラーのポテンシャルはほぼ階段状のポテンシャルとみなすことができる [3]。スーパーミラーは低速中性子の光学的制御において非常に有用な素子である。しかし、全反射可能な中性子速度を上昇させるためにはその垂直入射速度に対応する薄さの層を積層する必要があり、また各波長に対する反射率の確保のために合計で万単位の層数を積み上げる必要があるため、積層時のわずかなノイズが層のゆがみを生じさせ、反射率の低下を招きやすいという問題を抱えている。高反射能力をもつスーパーミラーは現在なお研究の途上にある [9]。

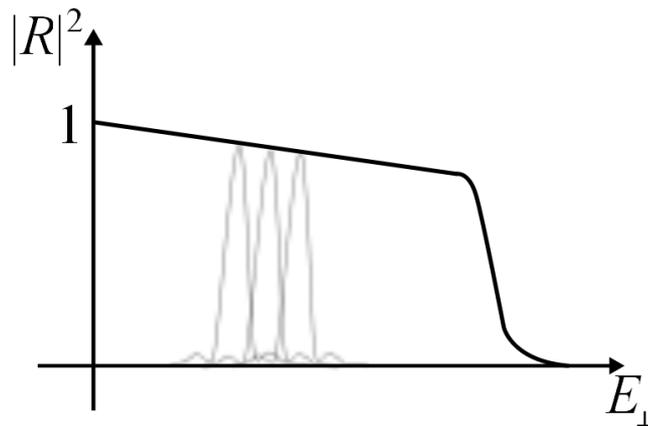


図 1.9: スーパーミラーの反射率分布の概形。反射率分布は、複数のモノクロミラーの反射率分布を重ねたような形状となる。

1.3.3 Q_c 値, M 値

ミラーで得られる Bragg 反射ピークの中心の波数がニッケル鏡面において垂直反射可能な中性子 (6.8 m/s) の波数の何倍であるかという、ミラーの反射能力を示す指標は、 Q_c または M という指標によって表現される。たとえば $5 Q_c$ (もしくは $M 5$) のモノクロミラーは速度 33.5 m/s の中性子を垂直に反射する能力があり、 $5 Q_c$ (もしくは $M 5$) のスーパーミラーは速度 33.5 m/s 以下の中性子を垂直に反射する能力がある。

現在のところ実用性が確認されているのはモノクロミラーは $10 Q_c$ 、スーパーミラーは $5 Q_c$ である。これより高い M 値の鏡も研究されており、作成は可能だが、先述の理由により反射率の低下が著しい [5]。

1.4 UCN を用いた基礎物理実験

物質容器に溜めることができ、電場と相互作用をせず、重力ポテンシャルを超えられない性質から、UCN を用いての様々な精密測定がこれまで考案され、実験されてきている。ここではそれらのうちの代表的なものについて述べる。

1.4.1 電気双極子能率 (EDM)

基本粒子内の電荷分布は実は一様ではなくごくわずかに分布に偏りがあり、基本粒子中には非常に小さな電気双極子能率が存在しているとする仮説がある。これが基本粒子の永久電気双極子能率 (permanent Electric Dipole Moment - EDM) とよばれるものである。我々が提出している PAC[10] も、この EDM の検出を試みるためのものである。以下ではその EDM について詳しく述べる。

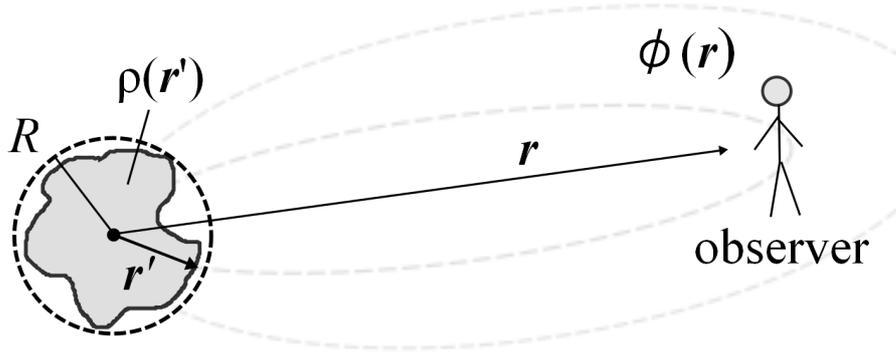


図 1.10: 古典電磁気学的な電気双極子の模式図。

1.4.1.1 概要

半径 R の球体で表される領域内に、電荷密度 $\rho(\mathbf{r}')$ であらわされる電荷分布が存在している場合を考える (図 1.10)。このとき、 $r \gg R$ なる位置にいる観測者が感じる静電ポテンシャル $\phi(\mathbf{r})$ は真空の誘電率を ϵ_0 として、

$$\phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3\mathbf{r}' \quad (1.4.1)$$

で表される。ここで、 $r \gg R \geq r'$ であることから $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ について Taylor 展開を用いると、

$$\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \frac{1}{r\sqrt{1 - \frac{2\mathbf{r}\cdot\mathbf{r}'}{r^2} + \frac{r'^2}{r^2}}} = \frac{1}{r} \frac{1}{\sqrt{1 - X}} \quad (1.4.2)$$

$$= \frac{1}{r} \left(1 + \frac{1}{2}X + \dots \right) \quad (1.4.3)$$

となり、静電ポテンシャル $\phi(\mathbf{r})$ は

$$\phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V \rho(\mathbf{r}') \left(\frac{1}{r} + \frac{\mathbf{r}\cdot\mathbf{r}'}{r^3} + \dots \right) d^3\mathbf{r}' \quad (1.4.4)$$

$$= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{Q}{r} + \frac{\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}}{r^3} + \dots \right) \quad (1.4.5)$$

と表される。 Q は全電荷、 \mathbf{p} は EDM であり、それぞれ以下のようにあらわされる。

$$Q = \int \rho(\mathbf{r}') d^3\mathbf{r}', \quad \mathbf{p} = \int \mathbf{r}'\rho(\mathbf{r}') d^3\mathbf{r}'. \quad (1.4.6)$$

この考え方をミクロな粒子にあてはめる。粒子の重心に座標系の原点をとり、観測の方向として z 軸を考える。この粒子が大きさ J の角運動量 \mathbf{J} をもち、磁気量子数 $m = J$ の状態にあり、粒子内の電荷分布が ρ_{JJ} であるとする。この粒子の EDM を eD と書くと、これは微分体積素を $d\tau$ として以下の式で表される [11]。

$$eD = \int \rho_{JJ} z d\tau \quad (1.4.7)$$

ここで粒子中の正電荷と負電荷がそれぞれ分かれて偏在しているとみなすならば、これの表すところは古典電磁気学で扱われる電気双極子と同じである (図 1.11)。粒子の EDM の大きさは $d = eD$ で定義される d について $[e \cdot \text{cm}]$ という単位で表されることが多い。粒子のもつ全電荷の偏在の大きさを、素電荷が作る古典的な電気双極子の大きさにあてはめなおして理解しているわけである。このような電荷分布が電子、ミューオン、クォークな

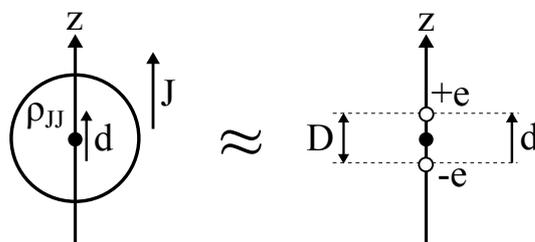


図 1.11: EDM をもつ基本粒子と古典的な電気双極子との対応。

どの基本粒子中に生まれつき備わっており、陽子、中性子、ハイペロンなどの複合粒子にもその影響が表れているとする考え方が、基本粒子の EDM である [11]。

1.4.1.2 EDM の歴史

基本粒子の EDM 測定実験が開始されたのは 1950 年代のことである。この当初の目的はその当時正しいと信じられていた P 対称性を実験的に検証することであった。P 変換操作 (空間反転 $r \rightarrow -r$) のもとでは、スピンの方向は変化しないのに対して電荷の位置分布は逆転するため、EDM を持つ基本粒子が P 対称性をただちに破ることが注目されたのである (図 1.10)。

しかし、この実験からは有限の EDM を検出することは叶わなかった。1957 年に P 対称

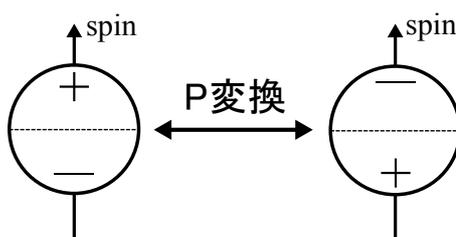


図 1.12: EDM をもつ中性子の P 変換に対する非対称性。

性の破れが Lee と Yang および Wu らによって ^{60}Co の β 崩壊について確認されて以後は、EDM 検出の焦点は T 対称性の実験的検証へと移ってゆくこととなる。T 変換操作 (時間反転 $t \rightarrow -t$) のもとではスピンの方向が反転するのに対して電荷の位置分布はそのままであるため、EDM を持つ基本粒子は P 対称性のときと同様に T 対称性もただちに破るためである (図 1.11)。

だが、この検証についても、 K^0 中間子の崩壊において T 対称性の破れを示唆する現象が見つかったことにより、EDM が見つかる前に結論が出た。P 対称性の破れを回復させる

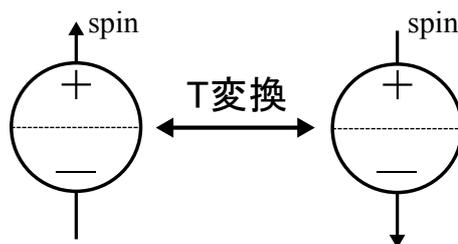


図 1.13: EDM をもつ中性子の T 変換に対する非対称性。

ために考案された CP 対称性 (荷電・空間反転 $q \rightarrow -q, r \rightarrow -r$) が破れていることが 1964 年に Christenson らによって K^0 中間子の崩壊において発見されて、そこから数年経ったことである。ここにおいて EDM 探索はまた新たな意味を持つようになる。

CP 対称性の破れを回復させるために考案された CPT 対称性が正しいとする立場を取ると、CP 対称性を破る現象は同時に T 対称性をも破る。前述のとおり EDM を持つ基本粒子は T 対称性を破るので、その基本粒子は同時に CP 対称性を破るのである。現在までに CP 対称性の破れが確認されているのは K 中間子と B 中間子の崩壊においてのみである。この探索を EDM を持つすべての粒子に広げ、T 対称性の破れすなわち CP 対称性の破れを探り、それらの対称性についての理解をさらに深めることが現在の EDM 探索の目的である。

また、CP 対称性の破れが発見されて以後、この現象の説明を試みた素粒子理論の多くが基本粒子の EDM の存在とその大きさを予言するようになった。そのため、EDM の有限値を測定できなくとも実験で得られる EDM の上限値は、それらの理論に大きな制限をかけることになる。素粒子理論の検証という意味でも、現在の EDM 探索は大きな意味を持っている [11]。

1.4.1.3 超対象性と EDM

現在の素粒子標準理論は素粒子を非常によく説明できるが、いくつかの不完全性を抱えている。それは、3つの力(電磁気力、弱い力、強い力)が高エネルギーにおいて統一できないこと、3つの力の統一が生じるエネルギー ($\sim 10^{15}$ GeV) および重力を含めた4つの力の統一が生じるエネルギー ($\sim 10^{19}$ GeV) と電弱統一が生じるエネルギー ($\sim 10^2$ GeV) との間に存在する大きな隔たりを説明できないこと(階層性問題)、重力を記述できないこと、CP 対称性の破れが小さすぎて物質優位の宇宙を説明できないことなどである。それらの問題を解決するために標準理論を拡張するような理論がいくつも考案されたが、その中で現在もっとも妥当性が高いと考えられているのが超対称性 (Supersymmetry - SUSY) 理論である。

超対称性理論はボーズ粒子とフェルミ粒子の入れ替えを対称性として仮定するもので、現在発見されているすべてのボーズ粒子とフェルミ粒子に対して、その超対称性パートナーとなるような未発見のフェルミ粒子とボーズ粒子の存在を仮定している。超対称性理論を導入することで、階層性の原因までは説明できないものの階層性の存在は説明でき、高エネルギーにおいて3つの力は数パーセントの誤差の範囲で一致するようになる。また超対称性理論は量子重力を記述する超弦理論の展開に必要な理論である。これらの理由から、

超対称性理論は次世代の素粒子物理学の最有力候補として注目を集めている。

超対称性理論は力の統一だけでなく、CP 対称性の破れについても大きな影響を与える。超対称性粒子が電子やクォークと CP 非対称な相互作用をすると、その影響が超対称性粒子の放出と吸収の前後で打ち消されず残るため、結果として超対称性粒子の場を介する粒子は大きな EDM を持ち得るのである [12]。標準理論においては、電子やクォークと W ボゾンの場との相互作用において生じる CP 非対称な影響は、 W ボゾンの放出と吸収の前後で打ち消されてしまうため、標準理論の予言する基本粒子の EDM は無視できるほど小さい。たとえば中性子の EDM について言うと、標準理論が $d_n \sim 10^{-32}$ [e · cm] という非常に小さな EDM を予言しているのに対し、超対称性理論の予言する EDM は $10^{-22} \sim 10^{-30}$ [e · cm] であり、非常に広い範囲に渡っている。そのため、標準理論が予言するよりもはるかに大きな値での EDM の検出が期待されるのである。また前節でも触れたように、有限値が得られなくとも EDM 探索で得られる上限値は、超対称性理論に対しての制限という意味を持つ。

1.4.1.4 EDM 探索実験の概要

EDM 実験はおもに中性子やミュオン、原子を用いて行われている。複合粒子である中性子と原子に関して言うと、中性子を用いた EDM 実験は中性子を構成するクォーク (海クォークまで含む) に起因する EDM を探索するものであり、原子を用いた EDM 実験は、 ^{199}Hg や ^{129}Xe を用いた実験ではクォークに由来する原子核の EDM を探索しており、Cs イオンや Tl イオンを用いた実験では電子殻中の相互作用を通して電子の EDM を探索している [12]。EDM の検出方法の基本原理はどの実験でも同じである。磁場と電場を同時にかけて粒子を Larmor 歳差運動させ、その時に粒子のスピンのあられる電場と EDM との相互作用の影響をスピン偏極解析を用いて検出するのである。

粒子の持つ磁気モーメントを μ 、EDM を d とする。この粒子に外場として一様な磁場 B と電場 E を同じ方向に作用させたとすると、外場と粒子との相互作用エネルギーは $-\mu \cdot B - d \cdot E$ と書ける。その向きが μ および d と平行である場合を考えると、このときの粒子の Larmor 周波数 ν は Planck 定数を h として、以下のように書ける。

$$h\nu = 2\mu B + 2dE. \quad (1.4.8)$$

電場の向きを反転させた際には上式の E の符号が逆転し、 B と E の向きが平行のときと反平行のときの周波数差 $\Delta\nu$ は

$$\Delta\nu = \frac{4dE}{h} \quad (1.4.9)$$

となる。

これは RF パルスをかけた際に同じスピンの回転を生じる周波数が、 E と B を平行にかけた時と反平行にかけた時の間で $\Delta\nu$ だけずれるということを意味している。たとえば粒子にかける RF パルスの周波数を横軸にとり、そのパルスによってスピンの回転した粒子の数を縦軸にとれば、 E と B が平行な時のプロット曲線と反平行な時のプロット曲線には最大で $\Delta\nu$ だけのわずかなずれが生じるはずである。このようにして d の大きさが見積もられているのである。

EDM はきわめて小さいため、数十 kV/cm の電場を印加したとしても、その相互作用の

エネルギーは地磁気との相互作用のエネルギーの 10^{-10} 倍よりさらに小さい。そのため実験には電磁場に由来する系統誤差の徹底的な排除が求められる [12]。

1.4.1.5 中性子を用いた EDM 探索実験

先述のように、EDM はさまざまな粒子を用いて測定されているが、その中でも最初に行われた測定は中性子を用いてのものである。中性子は電荷を持たないため、(式 1.4.5) が示すように EDM がダイレクトに見えるからである。そのため中性子は EDM 探索において理想的な実験対象とみなされ、古くから精力的に研究されてきた。

UCN が使われはじめまでは EDM 実験は中性子ビームを用いて行われていた。基本的な原理は EDM 実験の節で述べたものと同じであり、RF 周波数に対するスピンの変化率が電場の正負において変化するかどうかを、磁性体ミラーを用いての spin 偏極解析で測定するというものであった。しかし、ビームを用いての実験では中性子を電場にかかる時間が短いのに加えて、相対論効果による磁場

$$B' = \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{E} \quad (1.4.10)$$

が系統誤差を生じさせるため、 $10^{-24} \text{ e} \cdot \text{cm}$ 以上に測定精度を上げることは困難であった。

その限界を打ち破り、高精度の測定を可能としたのが UCN を容器に貯蔵しての EDM 実験である。UCN を容器中に貯蔵することで電場を長時間かけることが可能となり、また速度方向が中性子全体で平均化されるために相対論効果による磁場が打ち消され、中性子ビームによる測定限界の 100 倍の精度での測定がすでに達成されている。

ILL で近年得られた EDM の上限値は $|d_n| < 6.3 \times 10^{-26} \text{ e} \cdot \text{cm}$ であり、実験容器中での UCN 密度は ILL では 30 UCN/cm^3 である。容器中の UCN 数を N とすると統計誤差は $1/\sqrt{N}$ で向上するため、ここからさらに 100 倍の精度を見込むには、10000 倍の統計が必要である。しかし電場・磁場を均一にかける必要があるため、EDM 容器はあまり大きくすることはできない。すなわち非常に高密度の UCN が必要となる。そのため、世界の主要な中性子源において後述のスーパーサーマル法を用いた次世代型 UCN 源の計画が進められている。

1.4.2 そのほかの物理量

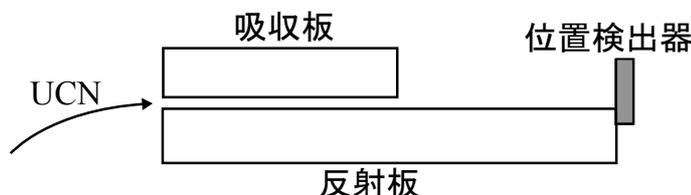


図 1.14: UCN を用いた余剰次元探索実験装置の概形。

中性子の崩壊による寿命の測定は、UCN を用いても行われている。UCN を用いての寿命決定は、UCN を容器に封入し、容器中の中性子の時間に対する減少率を測定すること

でなされる。そのため、統計誤差の向上のためには UCN の体積あたりの密度が重要となる。

また、重力に対する実験としては、地球重力場に対して量子化した中性子を用いての、余剰次元に由来する未知の短距離斥力の探索があげられる (図 1.14)。地球重力場による鉛直方向の量子化の効果により、反射板と吸収板の間隔が $10 \mu\text{m}$ 以下では中性子は普通は通過できないが、未知の斥力があれば重力の効果が弱められるため、通過できるはずであるというのが実験方針である [6]。このような実験では計数の向上のために UCN の指向性が重要となる。

第2章 ドップラーシフター法とUCN源

UCNは通常の中性子源で生成された中性子を何らかの手法によってUCN領域まで冷却することで得られる。この節では現在までに考案された代表的なUCN生成手法として、ドップラーシフター法とスーパーサーマル法について示す。また、実験で使用される中性子源についても本章で述べる。

2.1 UCN生成手法

第1章の「UCNの歴史」でも扱ったように、UCNを得るためのもっとも直接的な手法は、中性子フラックス中に含まれるMaxwell-Boltzmann分布の低速側のテール領域に存在する、ごくわずかなUCN成分を様々な手法でこし取ることである。低速領域の中性子フラックスは減速材の温度が低ければ低いほど上昇するため、減速材として水素、ポリエチレン、氷などの様々な減速材が研究され、現在では20Kの超臨界水素が標準的な減速材として普及している。

しかしUCNは多くの減速材中では数mm程度の距離で吸収されてしまうため、このような直接的手法によるUCNの生成は原子炉の 2×10^{13} n/cm²/sという高いフラックスを用いても5 cps程度しかUCNを取り出せず、きわめて効率が悪かった[1]。そこで、UCNの変換効率を上昇させるためにUCN化寸前のエネルギーの中性子を実験区画まで導いて薄い減速材によって最終減速をかけるなどの、様々なUCN生成手法が現在までに考案されてきた。

その中の代表的なものとして、ここではドップラーシフター法とスーパーサーマル法について述べる。

2.1.1 ドップラーシフター法

第1章の「核力相互作用」の項で説明したように、物質表面への入射方向に対して十分に低速な中性子の反射過程は、古典的な粒子の弾性散乱として扱うことができる。そこでもし中性子を高速で後退する反射鏡を用いて反射したとしたら、後退する鏡の座標系での視点から見て弾性散乱が成り立つために、(図2.1)に示されるようなダイアグラムに従って中性子は減速されるはずである。すなわち中性子のde Broglie波長はドップラー効果によって引き伸ばされる。このようにして中性子の減速を達成するのがドップラーシフター法である。

この減速法の利点はUCN密度を回復させるというところにある[5]。Liouvilleの定理によれば、保存力のみが働く系においては理想的には位相空間密度は時間によらず一定である。すなわち減速材内部で高いUCN密度を実現できた場合には、そのUCNを密度を保ったま

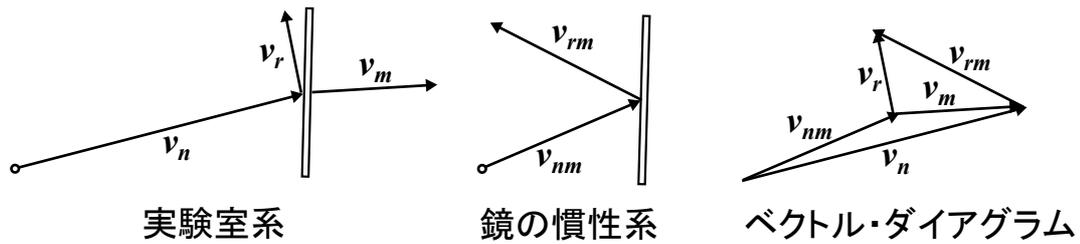


図 2.1: ドップラーシフター法による中性子減速の原理。

ま引き出してこれるはずである。しかし現実には損失が含まれるので、位相空間密度は減速材内部よりも悪化する。

たとえば UCN は速度が遅く、たった数メートルの移動でも UCN ガイド管に対して 100 回近い反射をする。ガイド管内部の UCN 反射率が 1 回の反射あたりでたとえ 99 % あったとしても、最終的にその 100 乗の反射率になってしまう。したがって、減速材内部で高い UCN 密度が得られても、ガイド管を用いて UCN を搬送するのでは UCN のロスが大きい。

一方、中性子源から実験装置までの間は VCN ビームの状態 で中性子を搬送し、実験装置の近傍でその VCN を UCN に転換できれば、ガイド管を用いるよりも高い UCN 強度が得られるはずである。そしてさらに、UCN 化する中性子の速度が速く、すなわちその位相空間密度が高いほど、Liouville の定理が導く位相空間密度の保存によって、高い位相空間密度の UCN を得ることができるはずである。

これは速度空間中では次のような図で表される [13]。ドップラーシフター法は上記のように方向が限定された減速法であるため、UCN 化される中性子は理想的には、ある速度点を中心とする半径 6.8 m/s の球内部に存在するはずである。そしてドップラーシフターによる UCN 生成とは、その球の中心を速度空間の原点にジャンプさせることに相当する (図 2.2)。

このような操作の実現のためには鏡をアームに取り付けて回転させることになるため、ビー

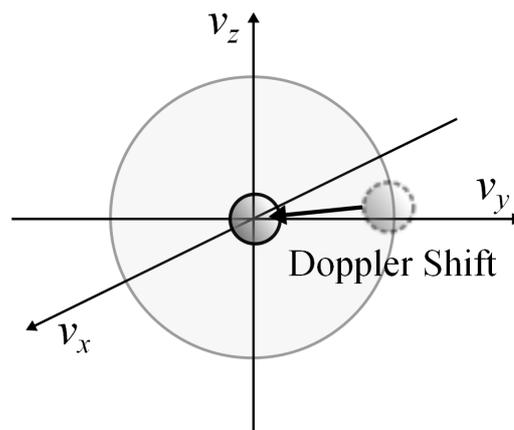


図 2.2: ドップラーシフターによって UCN 化された中性子の速度空間中での移動。

ムと鏡が交差する時間は短い。したがってドップラーシフターは減速対象となる中性子ビー

ムのバンチが周期的にやってくるパルス源に用いるのが最適である。

ドップラーシフターをパルス源に用いる利点はもう一つある。ドップラーシフターを用いた中性子減速は、(図 2.2) で示されているように速度空間中のある領域に存在する中性子の集団を、一定の速度ベクトルだけ移動させる操作である。従ってこの操作によって得られる UCN 量の時間平均は少ない。しかしながらパルス源は通常そのピークパワーがきわめて強いため、バンチ内に含まれる中性子の位相空間密度は非常に濃い。つまり発生している UCN バンチごとの位相空間密度は非常に高いと推察される。たとえばビームの繰り返し回数を 25 Hz、パルスの時間幅を $400 \mu\text{s}$ とするならば、時間平均の位相空間密度の 100 倍の強度が各バンチにおいて期待できるはずである。

この UCN バンチはすぐ拡散してしまうため、長距離の UCN 引き出しにおいてはこの利点は薄くなる。しかし、もしパルスの時間幅に対応したシャッターをドップラーシフターの UCN 生成点近傍に設置することができれば、得られる UCN 密度はバンチの持つ密度にほぼ等しくなる。このようなパルスをシャッターを用いて容器中に溜める場合の UCN 密度は、次のように考えられる。

パルスの時間幅を τ_p 、パルスの UCN 密度を ρ_p 、シャッターの面積を S 、シャッターが開いている時間を $\tau_1 (> \tau_p)$ 、容器内の平均 UCN 密度を ρ 、容器内の全面積を A 、容器表面での反跳時の損失確率を μ 、パルスの繰り返し時間を T とすると、寿命による損失を考えない場合は密度の上限は (入射量) = (口からの漏れ) + (壁での損失) であるので、以下の式が成り立つ。

$$S\rho_p v\tau_p = \rho v(\tau_1 S + A\mu T) \quad (2.1.1)$$

すなわち平均 UCN 密度は以下で与えられる [1]。

$$\rho = \frac{\rho_p \tau_p}{\tau_1(1 + A\mu T/S\tau_1)} \quad (2.1.2)$$

これはつまり、先述のように損失が十分少なければ UCN バンチの密度と同じだけの貯蔵密度を期待できるということである。

ドップラーシフターの更なる利点としては、生成される UCN の指向性のよさがあげられる。ドップラーシフターは発散の小さな中性子ビームを進行方向と逆に減速して UCN 化するため、生成された UCN の発散も、減速材を用いて UCN を生成する手法と比較すると非常に小さくなるのである。発散はアームの回転面上がとくに大きくなり、速度空間中での UCN 分布は球というよりも扁平楕円体に近くなるため、ドップラーシフターの UCN 取り出し方向を適切に選び、コリメーターを設置すればビーム状の UCN を得ることも可能となる。

実用的見地からのドップラーシフターの利点は、その装置敷設の簡便性にあるであろう。ドップラーシフターは、作成した装置をビームライン上に設置するだけで UCN を得ることができ、ビームラインの上流部自体にはなんら変更を加える必要がない。すでに建設されているビームラインに大きな変更を加えることなく、上述のような比較的高密度の UCN を必要とする実験や、指向性が重要となる実験を行いたい際に、ドップラーシフターは最適な装置となる。

このドップラーシフターの原型は、1975 年に Steyerl によって考案され ILL に導入された Steyerl タービンという装置である [5]。これは (図 2.3) に示されるような原理であり、湾曲したガイド管を用いて原子炉から鉛直方向に導いてきた 50 m/s の中性子をタービンに対

して斜めに入射させ、タービンの曲がった銅製の羽根上で中性子を複数回反射させることで中性子を UCN 化させている [1]。ILL は連続中性子源であるためタービンは 690 枚の羽根を備えており、連続的に UCN を生成する。これにより ILL では当時 $2.7 \text{ UCN/cm}^2/\text{s}$ の

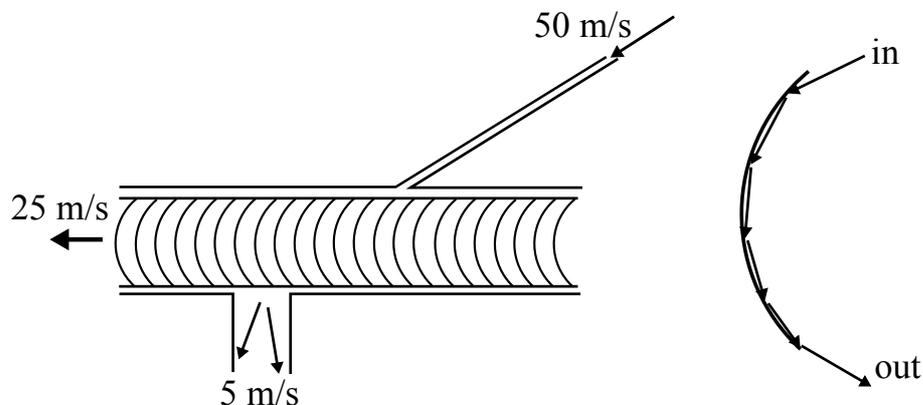


図 2.3: Steyerl タービンの概形。

UCN フラックスの生成に成功しており、現在では総フラックス $3.3 \times 10^4 \text{ UCN/cm}^2/\text{s}$ 、密度 110 UCN/cm^3 の UCN が得られる現行の世界最強の実験用 UCN 源として使用されている [14]。また、タービンの羽根にスーパーミラーを用いた装置が京都大学研究炉において製作されたが [5]、この装置によって得られた UCN 量は非常に少なく、現在は使用されていない。

これらの UCN 源は多数の羽根を供え、中性子を複数回反射させることで UCN 化しているため呼称としてはタービンと呼ぶのがふさわしい。1 本のアームを用いて 1 回反射で UCN を生成するドップラーシフターは、Argonne の IPNS において試作されている [7]。この装置では反射鏡に人工雲母結晶が使用され、 400 m/s の中性子のドップラーシフトが試験され、 0.1 UCN/cm^3 の UCN 密度を得ている [15]。

2.1.2 スーパーサーマル法

中性子の集団からなる孤立系のみを変化させる UCN 生成手法では、UCN の位相空間密度は Liouville の定理によって制限される。UCN の位相空間密度をこの定理の制限以上に上昇させるためには、UCN 密度が Liouville の定理に制限されないような系を見つけなければならない。もし系 A が別の系 B と相互作用をし、系 A の位相空間体積とエントロピーを減少させながら全体の系 A+B の位相空間体積とエントロピーを上昇させるのであれば、このとき全体の系 A + B には Liouville の定理が成り立っていないながらも、系 A の位相空間密度を向上させることができる。これがひとつの解であるが、これは通常の減速材中でも行われていることである。減速材中では、UCN 領域に中性子が突入する確率 R_e と UCN 領域から中性子が失われる確率 R_L が等しくなることで、通常見られるような Maxwell-Boltzmann 分布のテールが形成されている。この損失確率 R_L を決めているのは減速材物質による中性子の吸収や、中性子のエネルギーを増加させる非弾性散乱、減速材からの中性子の漏れなどであり、熱力学的な制限ではない。すなわち R_e が増加するような系か R_L が減少する

ような系が実現できれば、非常に高いUCN密度が期待できる。このようなUCN生成手法がスーパーサーマル法と呼ばれる手法である [1]。

現在おもに用いられているのは、損失確率 R_L を減少させる手法である。とくに非弾性散乱がほとんど起こらないような減速材中では中性子の散乱は、減速材の併進方向の自由度を変化させるコヒーレント散乱が支配的となり、フォノンの励起を通してエネルギーを失うことが可能となる (図 2.4)。このような物質として超流動ヘリウム He-II や固体重水素があり、減速材と区別してコンバーターと呼ばれている。このコンバーターをニッケル容器中に設置することでコンバーター中で生成されたUCNの拡散を防ぎ、高い密度のUCNを得る。

この手法では速度空間中のある一定の球殻上のほぼすべての中性子をUCN領域に遷移

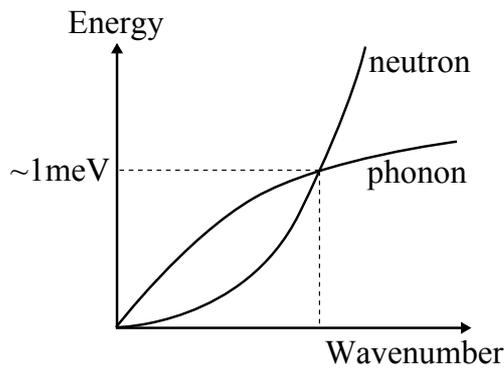


図 2.4: 中性子の運動エネルギー曲線とフォノンの分散曲線との交差。

させることが可能である (図 2.5)。一方向にコリメートされた中性子ビームでもUCNは生成できるが、UCN変換効率を最大限上げるためにはコンバーターが減速材内部に深く埋め込まれていることが望ましい。そのため、施工には多少大掛かりな工事が必要になる。

通常の Maxwell-Boltzmann 分布のみを利用する手法の 100 倍以上というきわめて強い

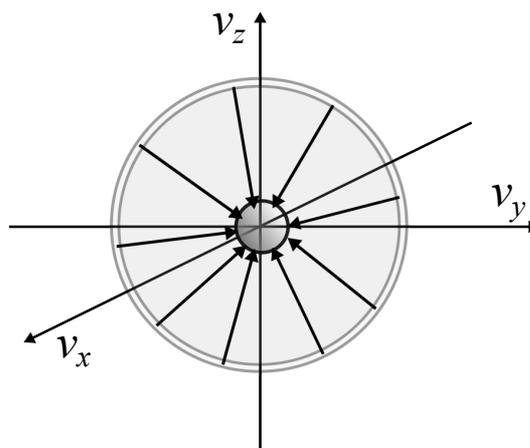


図 2.5: コンバーターによってUCN化された中性子の速度空間中での移動。

UCNが得られるため、我々が提出しているPACなども含め、次世代のUCN源のスタンダードとなる手法である。日本では阪大RCNPが実験を行い、実用化に至っている [16]。

2.2 中性子源

実験で用いられる中性子源はおもに、原子炉を用いたものと加速器を用いたものの2種類に大別される。

原子炉を用いた中性子源は、核燃料の核分裂により発生した中性子を炉心の遮蔽体に穴をあけて直接取り出して利用する仕組みであり、多くの場合恒常的な中性子源となる。ビームライン上に周期的に駆動するビームチョッパーを導入することによって、パルス中性子源として利用することも可能である。また、原子炉の臨界状態を機械的に制御することで原子炉そのものをパルス駆動させる方式も少ないながら存在している [17]。

加速器を用いた中性子源は、加速した電子や原子核をターゲットに照射して、ターゲットの原子に核反応を起こさせることで中性子を発生させる。中性子ビームの時間構造は加速器の運転方式に依存して、連続的にもパルスのにもなる。電子を照射する形式では、ターゲット物質中での電子の制動放射によって発生するガンマ線を、ターゲット原子核と光核反応ないし光核破砕反応させることによって中性子を得る。原子核を照射する形式では、照射した原子核をターゲットの原子核と核反応・核破砕反応させることによって中性子を得る [18][19]。

これらの中性子源から得られる中性子は最低でも MeV 程度の運動エネルギーを持つ高速な粒子であるため、そのまま取り出しても用途は限られている。物性研究や中性子光学においては meV 程度の遅い中性子が有用であるため、そのような実験に使用する場合は中性子源の周囲を減速材で覆い、中性子を散乱させてエネルギーをうばう必要がある(恒常運転の原子炉の場合は燃料の燃焼に遅い中性子が必須であるため、あらかじめ炉心に減速材が組み込まれている)。電荷を持たない中性子は原子核と核力で相互作用をし、弾性散乱を介してエネルギーをやり取りするため、減速材には軽くかつ中性子をあまり吸収しない核種の使用が望ましい。減速材中で十分に散乱された中性子の平均運動エネルギーは減速材の原子全体の平均運動エネルギーとつり合い、中性子の運動エネルギー分布は Maxwell-Boltzmann 分布に従う。そのときのピーク温度は理想的には減速材の温度であるが、実際には減速材の大きさが有限であることや中性子の吸収などによる損失のため、熱平衡が不完全であり、減速材の温度よりも幾分か高いピーク温度の Maxwell-Boltzmann 分布をとることが多い [1]。

第3章 実験施設

本研究の実験は J-PARC 物質・生命科学実験施設 (MLF) 中の BL05 という実験ポートにおいて行われた。本章ではその中性子ビームラインの性能および特徴について述べる。

3.1 物質・生命科学実験施設 (MLF)

J-PARC MLF では 3 GeV シンクロトロンで加速した陽子ビームを水銀ターゲットに照射し、核破碎反応を用いて中性子を取り出している。陽子ビーム電流の時間平均値は、フルスペックである 1 MW 駆動時には $333 \mu\text{A}$ が得られるように設計されている。我々が実験を行った 2010 年 4 月～5 月のビームタイムでは加速器は平均 120 kW で連続運転されていた。2010 年 11 月には 210 kW の連続運転が達成されており、2011 年はじめとなる現在は秋のビームタイムでの 300 kW 連続運転に向けての準備段階にある。

陽子ビームは連続ではなく 25 Hz 周期で MLF に入射しており、この中性子源はパルス中性子源である。J-PARC のメインリングである 50 GeV シンクロトロンの運転時には 3 秒ないし 6 秒に 1 回の割合でメインリングに陽子ビームが入射されるため、その際は 360 ms だけ MLF への陽子ビーム入射が途切れる。

中性子の減速材には超臨界状態の水素 (パラ水素 99 %, 20 K, 1.5 MPa) を循環させて用いており、反射体としてベリリウムと鉄で減速材周囲を覆うことで中性子の収量を高めている。反射体を含めた中性子源の大きさは直径 1 m である。

MLF の中性子源は 23 本のビームポートを備えている。実験ホールは北から入射してくる陽子ビームラインを境に東西に分断されており、南から反時計回りに BL01～BL12 のポートが第 1 実験ホール (東ホール) に、BL13～BL23 のポートが第 2 実験ホール (西ホール) に備え付けられている (図 3.1)。第 1 実験ホールのポート BL05 が我々が実験を行った場所である。これらの各ポートから伸びたビームラインは通常、実験装置ごと生体遮蔽コンクリートによってすっぽりと覆われてしまうため、実験中であってもホールへの人の出入りは可能である。

各ポートの上流部にはシャッターが組み込まれており、ビームのオン/オフはこのシャッターによって制御される。ポートが設けられている遮蔽体は中性子源を中心とする直径 14 m の円筒状の形をしており、実験者がこれより内側の領域に手を加えるためには複数の手続きが必要となる。そのため、最上流部の改造を短期間で行うことは非常に難しい。

3.2 BL05

我々が実験に使用している実験ポート BL05 の特徴は以下の 3 つである [20]。

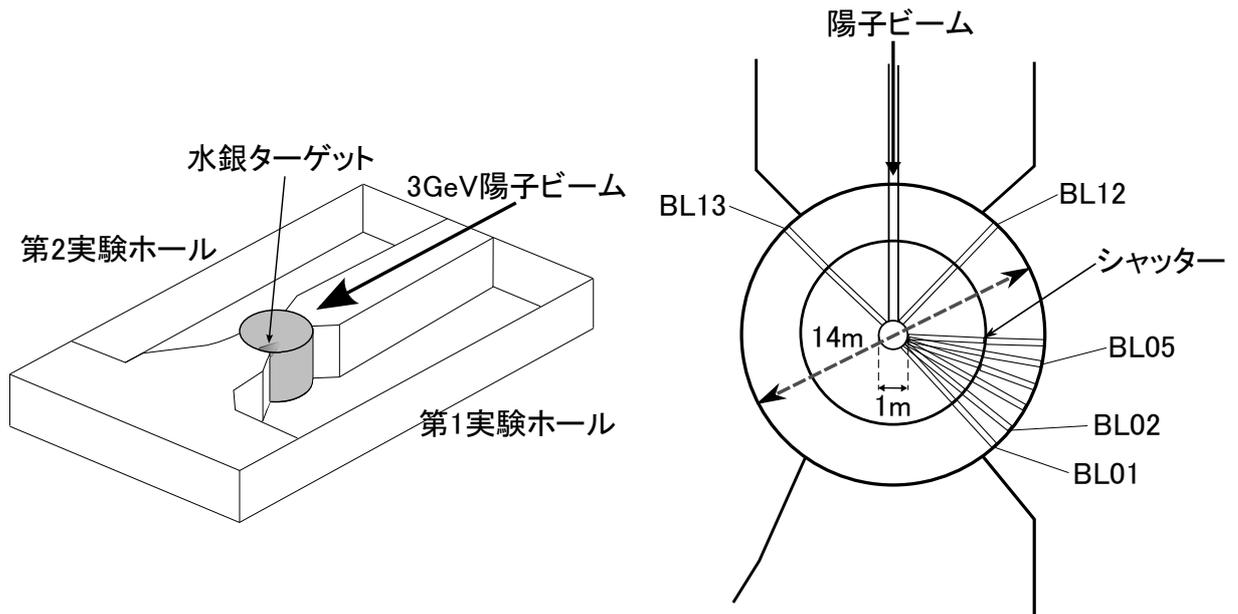


図 3.1: MRF の概形。

1. 1つのポートから得られる中性子ビームをスーパーミラーで作成されたビームガイドを用いて3つのビームライン(ブランチ)に分けている(図3.2)。それぞれは非偏極ブランチ、高偏極ブランチ、低発散ブランチと呼ばれている。
2. 非偏極ブランチおよび高偏極ブランチは多チャンネル構造を持つスーパーミラー製のガイド管をわずかに曲げることによって、また低発散ブランチはブランチ分岐点で斜めに設置した2枚のスーパーミラーにビームを反射させることによって、冷中性子以下のエネルギーの中性子のみを取り出している(図3.3)。
3. 冷中性子のみを実験装置に導いているため放射線拡散が少なく、ビームライン最下流に設置したビームダンプのみでビームを受けきることができる。ビームラインの最下流にある実験領域は遮蔽体に覆われておらず、むき出しになっており、実験領域とその外は金網で仕切られているのみである。簡便にアクセスができ、さまざまな実験に対応できる。

低発散ブランチは中性子干渉計の実験のために設計されており、ミラーの反射に起因するビームの位相空間密度の悪化を防ぐために、スーパーミラーベンダーは用いずに上流の2枚の $3 Q_c$ スーパーミラーのみでビームを導いている。高偏極ブランチは中性子寿命測定の実験のために設計されており、強磁性体を用いた $2.8 Q_c$ スーパーミラーによるビームベンダーによって、偏極した中性子のみを下流へと導いている。非偏極ブランチは高フラックスが必要な実験のために設計されており、ポートからのビームを中心で受けるため、高いフラックスが得られる。非偏極ブランチのビームベンダーには $3 Q_c$ スーパーミラーを用いている。非偏極ブランチについては次節でもう少し詳しく述べる。

これらのビームベンダーはBL05の遮蔽体終端から4 m手前のところで途切れており、そこから先は内側に炭化ホウ素(B4C)を敷き詰めた長さ4.2 mのコリメーターとなる真空

ダクトが設置されている。その中には微量のヘリウムが流されており、中性子ビームの損失を抑えている (図 3.4)。また真空ダクトとベンダーの間には、各ブランチごとに x 方向および y 方向の間隔を制御できるスリットが設置されている。これにより実験に使用するブランチを選択することができ、測定の際の中性子バックグラウンドを大きく低減できる。

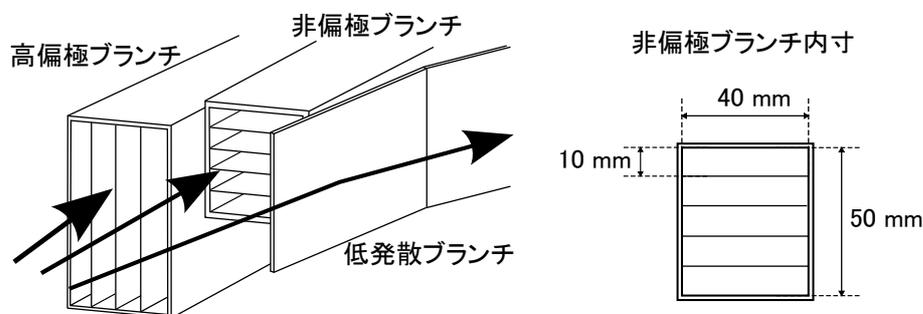


図 3.2: 各ブランチの分岐点。

3.3 非偏極ブランチ

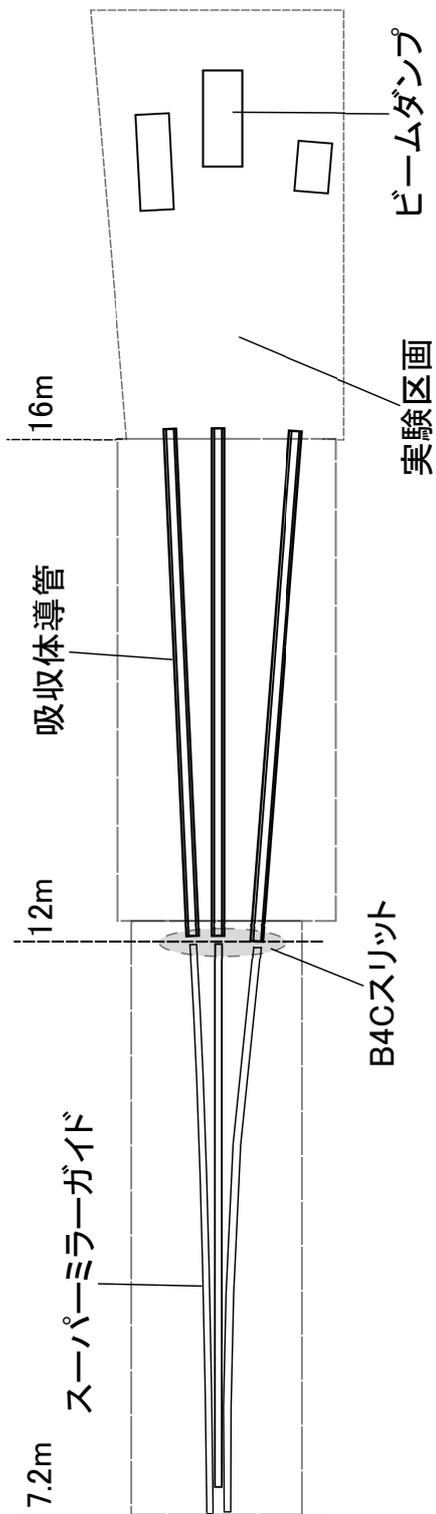
我々は非偏極ブランチのライン上にドップラーシフターの設置を計画した。以下ではその非偏極ブランチの構造についてももう少し詳しく示す。(図 3.3) に示されるように非偏極ブランチの $3 Q_c$ スーパーミラーベンダーは上向きに少しずつ反っている。このベンダーの反りは半径 100 m の円弧に対応している。ベンダーのビーム軸方向の長さは 4.5 m であり、このときの円弧の中心角は 2.58° となる。したがってビームは水平に対して 2.58° 上方に向けて打ち上げられる。

このベンダーの内寸は、縦 50 mm × 横 40 mm の長方形の形をしており、(図 3.2) で示されるように縦に 10 mm おきに計 4 枚のミラーが備え付けられている。このミラーも $3 Q_c$ スーパーミラーで作られている。このようなチャンネル構造を用いることで、中性子の空間密度分布を保ったままベンダーの出口までビームを導いている。ベンダーの先には、距離 250 mm の自由空間があり、その先にはエポキシで固められた B4C が内側に貼られた長さ 4.2 m の真空ダクトが置かれている。このダクトの内寸は、縦 55 mm × 横 45 mm であり、このダクトを抜け出るまでに中性子フラックスは総量が約 $1/5$ に減少する。

ビームの発散角の最大値は、B4C ダクトの形状から決められるビームの発散角である ± 10 mrad である。最下流において推定される中性子フラックスは 2.4×10^8 n/cm²/s/MW である。もし真空ダクト内の B4C のかわりに $2 Q_c$ スーパーミラーを備え付けたなら、得られるフラックスは 1.2×10^9 n/cm²/s/MW に向上する。しかし発散角が大きい粒子もブランチの出口まで導くことになり、ビームの集束性は悪くなる。

エネルギーに応じた中性子パルスの時間幅 (FWHM) は 200 m/s の中性子では 430 μ s, 140 m/s の中性子では 490 μ s である。

上面図



側面図

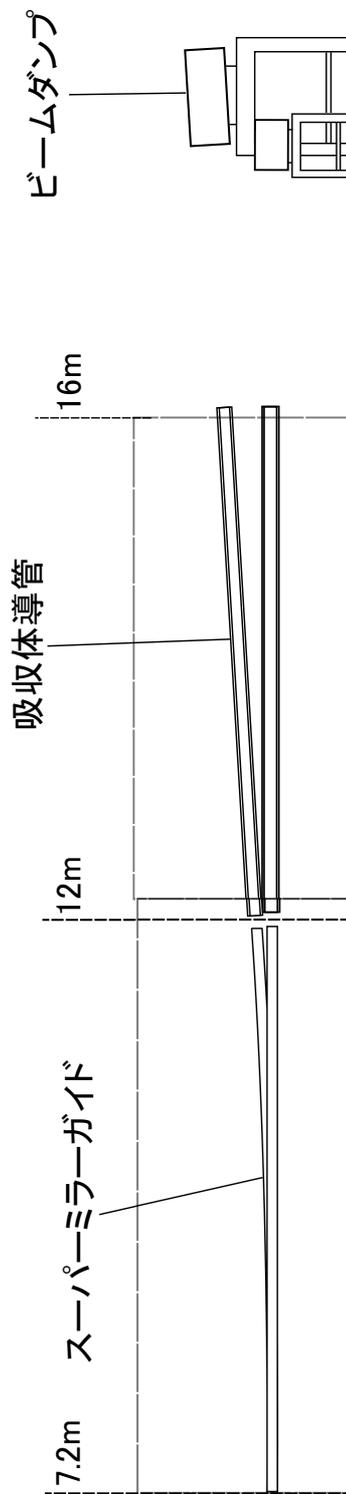


図 3.3: BL05 の概形。

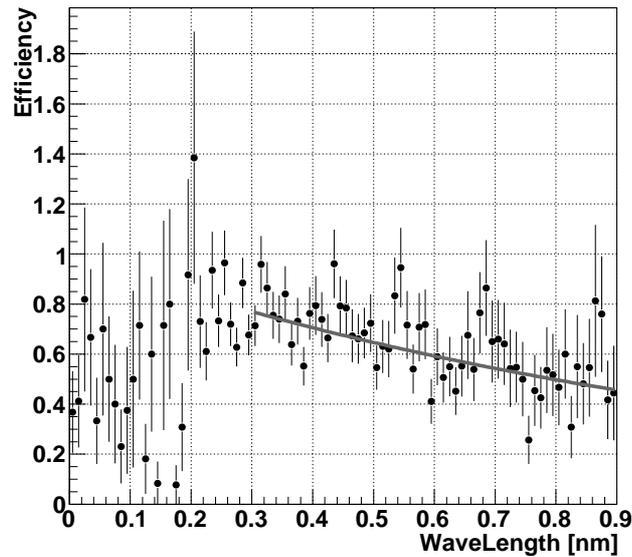


図 3.4: 非偏極ブランチにおいて真空引きのみで計測したフラックスと微量のヘリウムを流して計測したフラックスとの比。真空引きのみの時の結果をヘリウムを流した時の結果で除算している。実線は関数 $\exp(-a\lambda)$ を用いてのフィッティングであり、中性子の減衰を低減させるヘリウムの効果が長波長ほど強く表れていることがわかる。

3.4 非偏極ブランチの中性子スペクトル

先述のように非偏極ブランチの特徴は、実験に用いる低速中性子ビームの強度を上げるためにスーパーミラーガイドを用いてビームを引き出していることである。そのため取り出されたビームの速度分布は、通常の Maxwell-Boltzmann 分布から少し異なった形の分布となる。その分布をシンプルなモデル化を用いて考察する。

(図 3.5) は BL05 のソース近傍のビームラインを簡単にモデル化したものである。いま、ソースからは Maxwell-Boltzmann 分布に従った中性子が放射されているとする。そのビームの発散は直後のコリメーターによって最大 ± 10 mrad に制限される。そしてコリメーターの直後に設置されたスーパーミラーガイドにより、ミラー面への垂直入射速度が臨界速度 v_c 以下の粒子のみが実験区画へと導かれ、それ以外の中性子はガイド管を突き抜けて遮蔽体に吸収される。(図 3.6) のように速度空間において

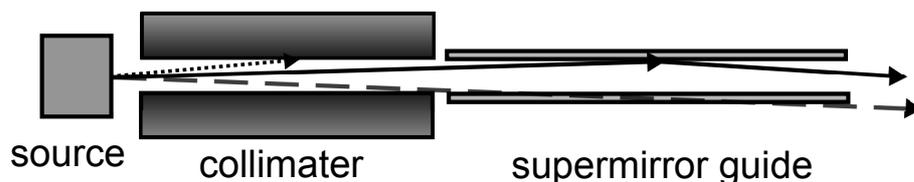


図 3.5: 非偏極ブランチのソース近傍の模式図。コリメーターにより、点線の矢印で示された発散角の大きい粒子は棄却される。また、ミラーにより長い破線の矢印で示された高速な粒子も棄却される。

$$v_x = v \sin \theta \cos \phi, \quad v_y = v \sin \theta \sin \phi, \quad v_z = v \cos \theta \quad (3.4.1)$$

によって表される極座標 (r, θ, ϕ) を用いることで、この条件を解析的に考える。いま、解

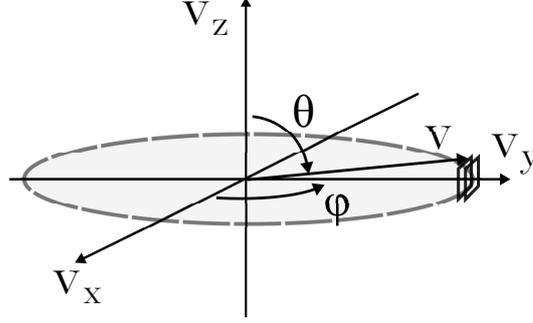


図 3.6: (図 3.5) のモデルから速度空間上にかかる制限。

析計算上の簡単のため y 軸空間方向にガイド管が伸びているとする。このときコリメーターによりビームの発散角には以下の制限がかかる。

$$\theta = \frac{\pi}{2} \pm \delta\theta, \quad \phi = \frac{\pi}{2} \pm \delta\phi \quad (3.4.2)$$

さらにミラーにより、 v_x と v_z には以下の制限がかかる。

$$v_x = |v \sin \theta \cos \phi| \leq v_c, \quad v_z = |v \cos \theta| \leq v_c. \quad (3.4.3)$$

すなわち以下の制限を得る。

$$v \cos \delta\theta \sin \delta\phi \leq v_c, \quad v \sin \delta\theta \leq v_c \quad (3.4.4)$$

ビームの発散が小さければ $\delta\theta, \delta\phi$ はともに微小角なので、近似を用いることで

$$v \left(1 - \frac{\delta\theta^2}{2}\right) \delta\phi \leq v_c, \quad v\delta\theta \leq v_c \quad (3.4.5)$$

となり、3 次の微小数を省くことで最終的に条件

$$\delta\theta \leq \frac{v_c}{v}, \quad \delta\phi \leq \frac{v_c}{v} \quad (3.4.6)$$

を得る。いま $\delta\theta, \delta\phi$ には最大値 $\delta\theta_0, \delta\phi_0$ が設定されているので、この条件は速度 v が

$$v \leq \frac{v_c}{\delta\theta_0}, \quad v \leq \frac{v_c}{\delta\phi_0} \quad (3.4.7)$$

を満たすとき最大値の範囲内で $\delta\theta, \delta\phi$ の値を自由に取れることを意味している。それを超えるような速度 v においては(式 3.4.6) で与えられる条件によって角度の最大値が制限される。したがってこのときの Maxwell-Boltzmann 分布は、非偏極ブランチの設定では $\delta\theta_0 = \delta\phi_0$ であることを考慮して

$$\int_0^{v_c/\delta\theta} \int_{\pi/2-\delta\theta_0}^{\pi/2+\delta\theta_0} \int_{\pi/2-\delta\phi_0}^{\pi/2+\delta\phi_0} \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{1}{kT} \frac{1}{2} m v^2} v^2 \sin \theta \, d\phi d\theta dv \quad \text{at } v \leq \frac{v_c}{\delta\theta_0} \quad (3.4.8)$$

$$\int_{v_c/\delta\theta}^{\infty} \int_{\pi/2-v_c/v}^{\pi/2+v_c/v} \int_{\pi/2-v_c/v}^{\pi/2+v_c/v} \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{1}{kT}\frac{1}{2}mv^2} v^2 \sin\theta d\phi d\theta dv \quad \text{at } v > \frac{v_c}{\delta\theta_0} \quad (3.4.9)$$

という場合分けて与えられる。

非偏極ブランチでは $\delta\theta_0 = \delta\phi_0 = 10 \text{ mrad}$, $v_c = 20.4 \text{ m/s}$ であるので、 θ, ϕ についての積分を実行して、分布

$$p(v) = \frac{4}{10000} v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{1}{kT}\frac{1}{2}mv^2} \quad \text{at } v \leq 2040 \text{ m/s} \quad (3.4.10)$$

$$p(v) = 1664.64 \cdot \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{1}{kT}\frac{1}{2}mv^2} \quad \text{at } v > 2040 \text{ m/s} \quad (3.4.11)$$

が得られる。 θ の積分については、角度がきわめて微小であることから近似 $\sin\theta \approx \theta$ を行っている。

低速中性子においてはその速度分布を波長分布に変換することがしばしば便利であるた

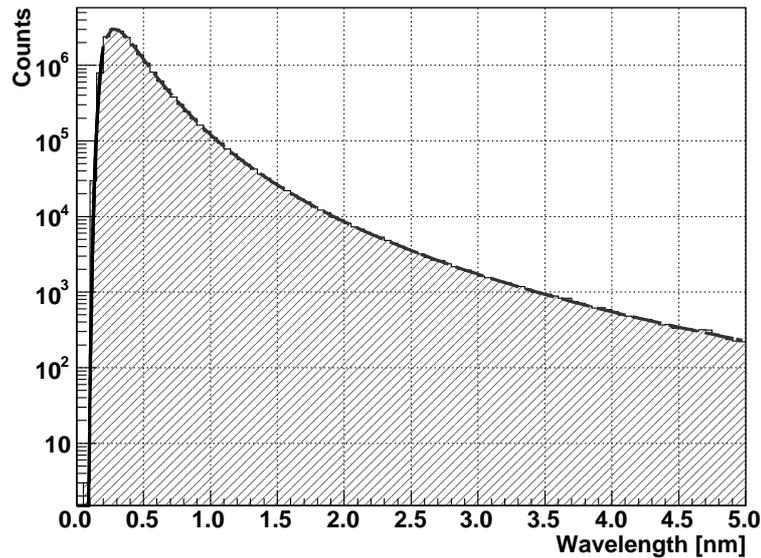


図 3.7: 非偏極ブランチの簡易モデルにおける中性子ビームの解析解 (実線部) とシミュレーション (斜線部) との比較。シミュレーション結果に解析解のプロットを重ねている。

め、上記の速度に対する分布を波長に対する分布に変換することを考える。今注目しているエネルギーでは波長 λ は h を Planck 定数として非相対論的な De-Broglie 波 $\lambda = h/mv$ で表されるため、変数変換のもと

$$\int_A^B p(v)dv = \int_{A'}^{B'} p\left(\frac{h}{m\lambda}\right) \frac{-h}{m\lambda^2} d\lambda = \int_{B'}^{A'} p'(\lambda)d\lambda \quad (3.4.12)$$

$$p'(\lambda) = \frac{h}{m\lambda^2} p\left(\frac{h}{m\lambda}\right) \quad (3.4.13)$$

という波長に対応する分布を得る。したがって (式 3.4.10), (式 3.4.11) は

$$p'(\lambda) = \frac{4}{10000} \left(\frac{h}{m}\right)^3 \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{\lambda^4} \exp\left(-\frac{h^2}{2mkT} \frac{1}{\lambda^2}\right) \quad \text{at } v \geq 1.94 \text{ \AA} \quad (3.4.14)$$

$$p'(\lambda) = 1664.64 \cdot \frac{h}{m\lambda^2} \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{\lambda^4} \exp\left(-\frac{h^2}{2mkT} \frac{1}{\lambda^2}\right) \quad \text{at } v < 1.94 \text{ \AA} \quad (3.4.15)$$

と書き表され、1.94 Å より短い波長では Maxwell-Boltzmann 分布が成り立っていないことが示される。これは、モンテカルロシミュレーションにおいて、速度ベクトル $(0, v, 0)$ を θ, ϕ 方向にそれぞれ ± 10 mrad の範囲で独立に回転させ、 $|v_x| \leq v_c$ かつ $|v_z| \leq v_c$ をみたく結果の統計をとることで、ただちに確認できる。それを示したのが (図 3.7) であり、シミュレーション結果と解析結果はよく合っている。すなわち、Maxwell-Boltzmann 分布によるスペクトルのフィッティングは 2 Å 以降の長波長側が実測値と合うことが重要であると示される。非偏極ブランチの中性子スペクトルの実測データに関しては第 6 章において述べるが、グループメンバーの予備実験およびシミュレーション解析の結果から、中性子の波長スペクトルとして以下の関数が得られている。

$$F(\lambda) = \frac{\phi_0}{T^{\frac{3}{2}}\lambda^4} \exp\left(\frac{h^2}{2mkT} \frac{1}{\lambda^2} - a\lambda\right) \quad (3.4.16)$$

$$T = 57.3 \text{ K} \quad a = 0.8637$$

exp の付加項 $-a\lambda$ は減速材の水素による中性子の吸収に由来していると推測されている。

第4章 シミュレーションプログラムの開発と装置設計

私はドップラーシフターの規格の決定、ドップラーシフターに用いる鏡の性能の決定、検出器位置の決定、得られる中性子スペクトルの推定のためにプログラムを組み上げ、モンテカルロシミュレーションを行った。本章ではそれらの設計について記述する。シミュレーションの数値およびジオメトリは最終結果のものを表記するが、実際にはこれらの設定は、装置設計と相互補完を行いながら決定されたものである。

4.1 シミュレーションと装置設計

4.1.1 概要

今回の実験では中性子が進行するジオメトリ上に存在する装置はすべて中性子を光学的に扱う装置であり、UCN化を見込む中性子は 200 m/s 以下の非常に遅い中性子である。また今回のジオメトリ上には電場も磁場も存在しない。そのため第1章において説明したように、中性子を理想気体のような古典的な粒子として扱うことができる。さらに相対論的効果も無視できる。

したがって、シミュレーション中で行うべきことは、中性子に相当する粒子点を進行させ、壁にあたれば反射率に従って反射ないし透過・吸収させ、粒子点が停止するまで一定時間のあいだ粒子を飛行させ続けるという、非常にシンプルなイベントの繰り返しである。粒子の座標や移動量、ジオメトリの配置は配列を用いて3次元で計算している。粒子の移動は、投射開始時間 t_0 における投射開始点に原点を設置して初速 v_0 を与え、古典的な点粒子の移動

$$\boldsymbol{x} = \boldsymbol{v}_0(t - t_0) + \frac{1}{2}\boldsymbol{g}(t - t_0)^2 \quad (4.1.1)$$

が描く粒子の投射軌跡上において、時間 Δt はなれた2点を作る線分を進行させることによってなされる。

時間ステップは、ドップラーシフター計画開始当初は減速する粒子の速度を 200 m/s と決めていたため、200 m/s が 2.5 mm 進行する値として、12.5 μs とした。ジオメトリの変化は 10 mm 単位であるため、ジオメトリ入力についてある程度の拡張性を持たせるためにはその 1/4 程度の分解能は必要であろうと判断したためである。

鏡の移動と粒子の移動は絶対時間 t によって制御されており、中性子源での中性子の生成時間を 0 s として、粒子が吸収されない限り 2 s まで計算は継続される。

4.1.2 ジオメトリ

本シミュレーション中のジオメトリ全体は(図 4.1)のようになっており、フローチャートは(図 4.2)のようになっている。このジオメトリは本実験と対応した最終形のものであり、本実験後の解析のために追加したジオメトリも一部含まれている。ここで A ~ L と現実の

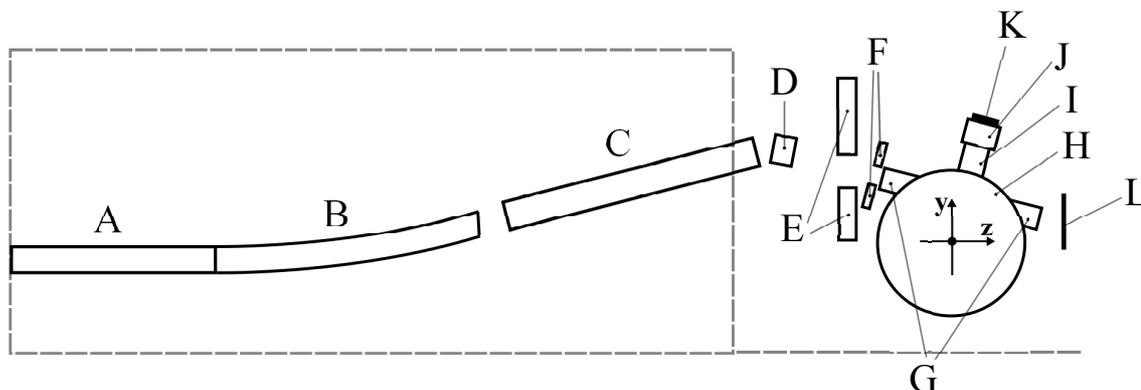


図 4.1: ジオメトリ全体の概形。

実験装置との対応は、次のようになっている。

- A : スーパーミラーベンダー以前の区間
- B : BL05 遮蔽体内部のスーパーミラーベンダー
- C : BL05 遮蔽体内部の真空ダクト
- D : VCN 蹴り出し用のモノクロミラー
- E : 冷中性子バックグラウンド低減のために設置した鉛シールドボックス
- F : ドップラーシフター入射中性子をコリメートするための B4C ゴム
- G : ドップラーシフターの VCN 取り入れダクト
- H : ドップラーシフター本体の円盤状のチャンバー
- I : ドップラーシフターの UCN 取り出し用のダクト
- J : ^3He UCN 検出器とドップラーシフターを繋ぐ変換フランジ
- K : ^3He UCN 検出器
- L : 2次元中性子検出器 (RPMT)

これらのジオメトリの間には境界面が設定されており、(式 4.1.1) が時間ステップ分の間を作る線分が、その境界面をまたぐことでジオメトリ判定のスイッチを切り替えるようにアルゴリズムは組まれている。処理の軽減も兼ねて、スイッチが入っていないジオメトリの判定は処理からは外されている。

A ~ L のジオメトリについて以下に詳細を記す。ここで用いている数値は実測および図面をもとにして設定したシミュレーション中での数値である。ジオメトリの壁面に対する粒子の接触判定は反射の設定の項において述べる。

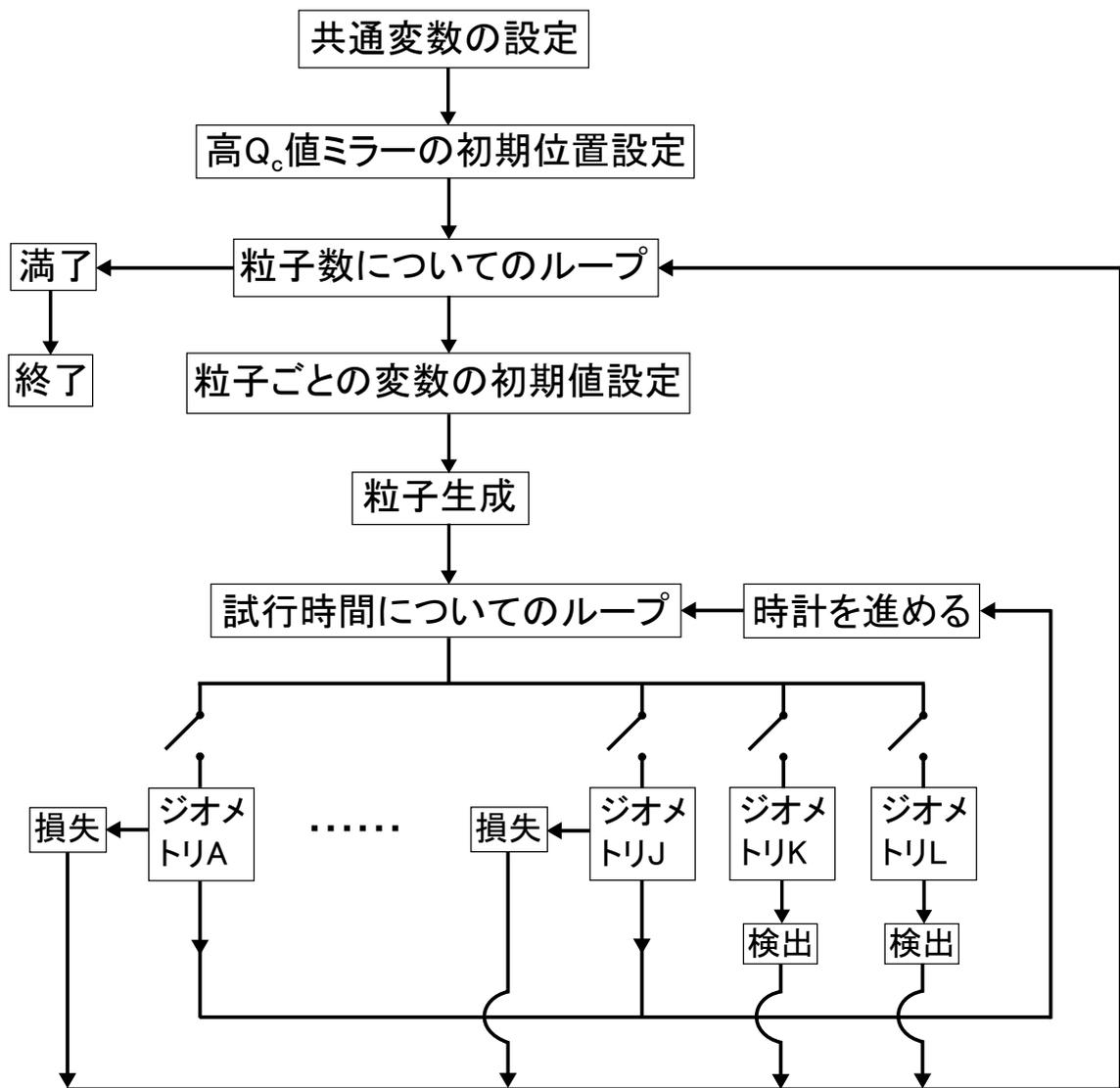


図 4.2: シミュレーションのフローチャート。

4.1.2.1 BL05 ダクト

シミュレーションに必要な粒子の位相空間分布を与える区間である。後に示すように、シミュレーションのメイン部分に比べて処理にかかるウエイトが大きすぎたため、コードの改良時にこの部分の処理は破棄されている。

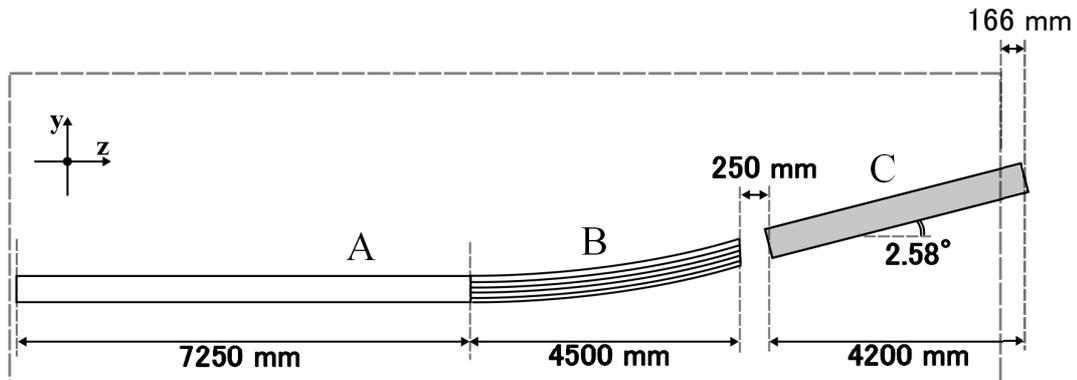


図 4.3: BL05 遮蔽体内部のダクトのジオメトリ。

(A): スーパーミラーベンダー以前の区間

(図 3.3) で示されたスーパーミラーベンダー以前の領域である。本来はスーパーミラーベンダーの倍ほどの内寸をもつコリメーターであるが、この領域においてシミュレーションで求めたいのは中性子の移動によるパルス構造の分散のみなので、スーパーミラーベンダーと同じ内寸である横 40 mm × 縦 50 mm (x 軸方向を横とする) のスーパーミラーガイドとみなしている。ミラーの性能は $2 Q_c$ としている。すなわち 13.6 m/s の垂直入射速度まで反射できる。このガイドの最奥において、Maxwell-Boltzmann 分布に従った速さの分布を持つ粒子を、指定した FWHM の時間幅だけ初期位置をガウス分布させて生成し、シミュレーションを開始している。粒子の速度に与える発散は z 軸を基準として x 軸方向、 y 軸方向それぞれ無作為に ± 10 mrad までの範囲とした。

(B): BL05 遮蔽体内部のスーパーミラーベンダー

半径 100 m の円弧状にそり上がるスーパーミラーベンダー。4.5 m の長さがあり、 2.58° 上方にビームをうち出す。 x 軸方向を横として横 40 mm × 縦 50 mm の内寸をもち、縦方向に 10 mm おきにスーパーミラーが入っている。シミュレーション中では $3 Q_c$ ではなく $2 Q_c$ スーパーミラーになっているが、シミュレーション中で扱う粒子速度は 200 m/s 以下なので、仮に最大入射角である $2.58^\circ + 10$ mrad で入射しても問題なく反射できる。シミュレーション中ではチャンネルをなすミラーの厚みは 1.0 mm としている。このミラーの厚み部分の空間に入った粒子の処理として、ミラー内部からベンダーの各セルへ進行するときのみ無条件に透過し、各セルからミラー内部へ進行する際には通常の反射処理を設定することで、最終的に各セルに粒子が分配されるようにした。

(C): BL05 遮蔽体内部の真空ダクト

内側にB4Cが貼られている、吸収体でできたダクトである。 x 軸方向を横として横45 mm×縦55 mmの内寸をもち、4.2 mの長さで2.58°の仰角をもつ。このダクトの中心軸は、円弧状のスーパーミラーベンダーの中心軸となめらかに繋がるようにとっている。スーパーミラーベンダーとこのダクトは250 mmの間隔をあけて置かれており、その間は自由空間である。

4.1.2.1.1 ダクト直後～ドップラーシフター

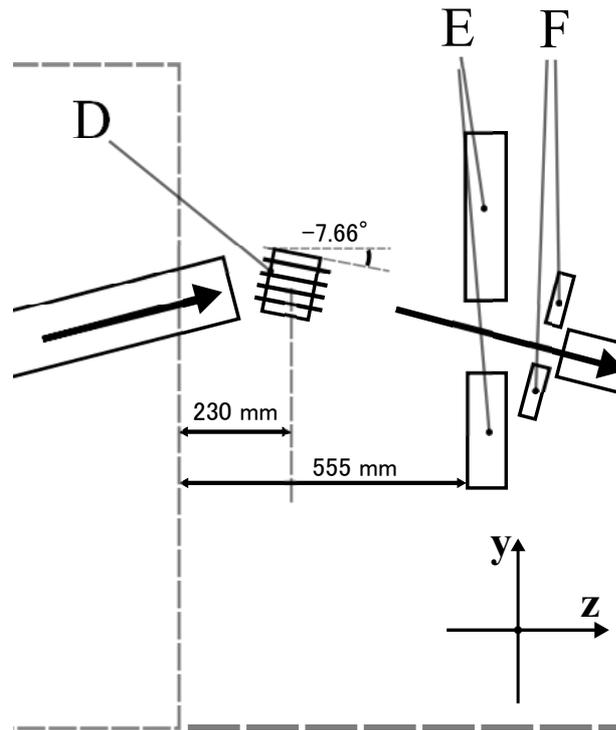


図 4.4: ドップラーシフターとブランチとの中間部のジオメトリ。

(D): VCN 蹴り出し用のモノクロミラー

x 軸方向を横として、横65 mm×縦65 mmのモノクロミラー4枚を11 mm間隔でチャンネル構造状に設置し、水平に対して7.66°下方に傾けることで、ドップラーシフターに必要なビームバンチのみを斜め下に蹴り出す。ビームは水平から下方17.9°へと蹴り出されていく。実験値との対応は第5章で示すが、シミュレーションでは反射率を関数で与え、モンテカルロ法によって粒子の反射と透過を決定している。厚みは0.3 mmであり、両面に異なる反射率を与えている。

(E): 冷中性子バックグラウンド低減のために設置した鉛シールドボックス

測定において冷中性子が大きなバックグラウンド源となるため、必要な中性子以外を遮断するために設置した。内側には厚さ5.0 mmのB4Cが貼られている。開口部の面積は x

軸方向を横として横 54 mm × 縦 87 mm であり、B4C を含めたシールドの厚さは 67 mm である。シミュレーション中ではこれを平行に存在する 2 枚のスリットとして再現している。

(F): ドップラーシフター入射中性子をコリメートするための B4C ゴム

ドップラーシフターのミラーよりもビームの断面積の方が大きいため、正確な UCN 変換率を導くために実験時に設置した。それをシミュレーションで再現した。コリメート幅を自在に変更できるスリットとしてシミュレーション中では導入している。

4.1.2.1.2 ドップラーシフター周辺

ドップラーシフター周辺では減速された粒子がさまざまな方向に飛び交うため、G ~ J までのジオメトリは粒子が相互通行可能なように処理を組んでいる。

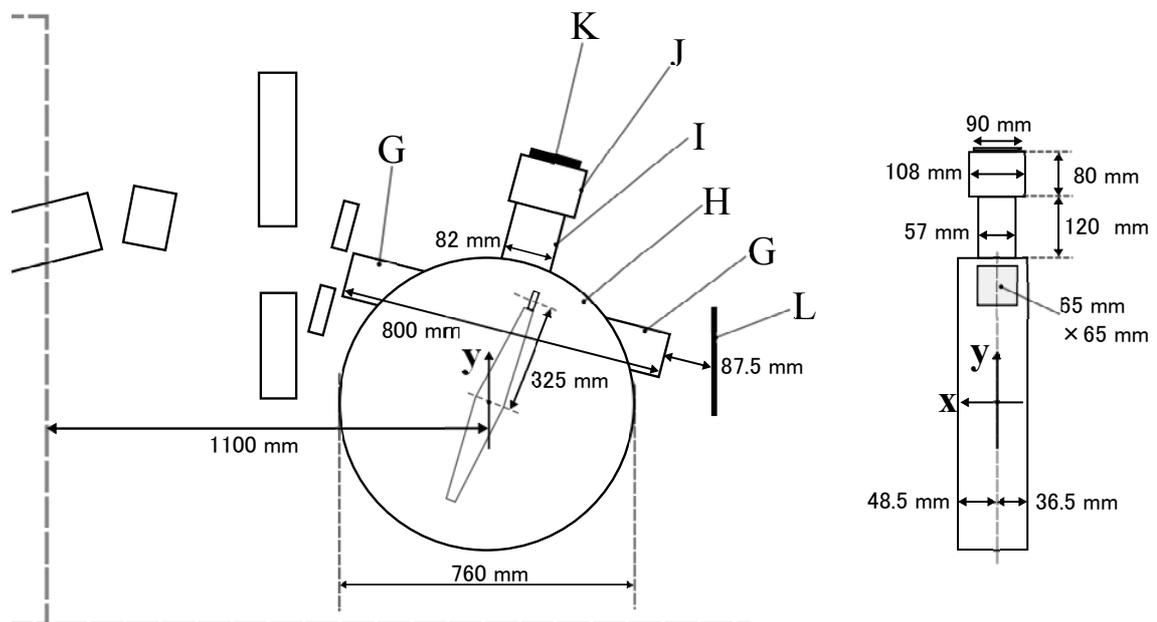


図 4.5: ドップラーシフター周辺のジオメトリ。右の図はビーム上流側からドップラーシフターを見た図である。

(G): ドップラーシフターの VCN 取り入れダクト

内寸は 65 mm × 65 mm であり。ダクトの一方の口から他方の口までの差し渡し長さは 800 mm である。

(H): ドップラーシフター本体の円盤状のチャンバー

内直径は 760 mm, x 軸幅は 85 mm。この内部では中心から伸びる 325 mm のアームに取り付けられた鏡が回転している。鏡を回転させやすいように、シミュレーションの座標軸原点はアームの回転中心に設定している。チャンバーは x 軸の正の方向に 6 mm 偏って存在しており、回転面に対して片側が膨らんだ構造をしている。

(I): ドップラーシフターの UCN 取り出し用のダクト

ドップラーシフター本体の円盤状のチャンバーから上部に伸びる、UCN 取り出し用のダクト。内寸は x 軸方向を横として、縦 82 mm × 横 57 mm。チャンバーの円周から変換フランジとの境界までの長さは 120 mm。

(J): ^3He UCN 検出器とドップラーシフターを繋ぐ変換フランジ

^3He UCN 検出器とドップラーシフターの UCN 取り出し口のフランジとの間をつなぐ変換フランジ。直径 108 mm の円筒であり、内面は電解研磨されている。ステンレスの Fermi ポテンシャルとして 190 neV を設定している。検出器とドップラーシフター本体を絶縁するためのアクリルフランジも含み、全体の長さは 80 mm。

(K): ^3He UCN 検出器

^3He UCN 検出器の開口部に相当している。変換フランジ中の粒子が天井の面を横切った際に、検出器の口に相当する直径 90 mm の円周内を横切った場合に検出されたものとみなす。開口部は 100 μm のうすいアルミニウムのフィルターで作られている。

(L): 2次元中性子検出器 (RPMT)

実験最終日の設定に従って現在は VCN 引き入れダクト下流出口から VCN ビーム軸上での距離で 87.5 mm の位置に設定しているが、実験の設定に従ってこの距離は変化する。実際の実験装置の PMT 面は直径 5 インチ (約 130 mm) の円盤であるが、シミュレーション中では解析上の利便性のために RPMT 面の存在する $x-y$ 平面全体を検出面とし、VCN 引き入れダクトを抜けてきたすべての粒子がその面を横切った際に検出されたものとみなす。

4.1.3 接触判定

この節では粒子が壁に接触した際の判定方法について記述する。概略としては次のようになる。

- 固定されたジオメトリとの判定は、直線的なジオメトリについては $x-y$ 平面内および $y-z$ 平面内それぞれで 2 次元的に扱い、円弧状のジオメトリについては円弧の中心からの距離を用いて判定する。
- ドップラーシフターのメインミラーや蹴り出し用モノクロミラーは自由に動かせるようにするため、四角いミラーの各頂点の座標を用いて辺に沿うベクトルを作り、ベクトル計算によって接触を判定する。
- 粒子の反射の処理は、反射が決定された際に現在の粒子軌跡の投射原点と投射開始時間を反射地点の時間と位置に刷新し、同時に初速をその瞬間の反射速度に刷新して、投射軌跡の描画を新しく開始するというものである。刷新された投射原点と時間原点の精度が高いほど反射の前後で生じる誤差は少ない。

それらの詳細を以下で示す。

4.1.3.0.3 高 Q_c 値ミラーでの判定

ドップラーシフターの主ミラーや VCN 蹴り出し用のミラーはこの計算の中核をなす要素である。そのため判定の精度と汎用性をできる限り追求した。判定処理のアルゴリズムはどちらも共通のものを用いており、以下の順で判定は進行する。

(1) 鏡が存在する面と粒子との接触判定

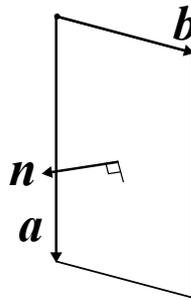


図 4.6: 鏡に対する法線ベクトルの設定。

(図 4.6) のように鏡の辺に沿ったベクトルをとると、鏡の単位法線ベクトルは次の式で表される。

$$n = \frac{a \times b}{|a \times b|} \quad (4.1.2)$$

このベクトルを用いて接触判定を行う。鏡と粒子が接触を行うためには、粒子が必ず鏡の表の面を貫かなければならない。それは図示すると、(図 4.7) のようになるはずである。ここで鏡の特定の頂点から見た粒子の位置ベクトルを $r(t)$ とおけば、粒子が面を通過した場合は必ず「 $r(t_1) \cdot n(t_1) \geq 0$ かつ $r(t_2) \cdot n(t_2) < 0$ 」という関係を満たす。これにより、粒子の通過を知ることができる。

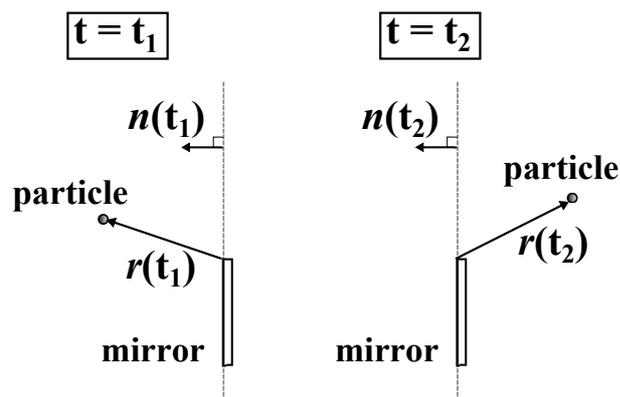


図 4.7: 粒子が通過する際の鏡と粒子の位置関係。

(2) 粒子の有効領域内に鏡があることの確認

粒子が面を通過したことがわかって、鏡と接触しているとは限らない。処理 (1) は鏡からはるか彼方の面上においても成立しうることである。処理 (4) まで進めば鏡に対する実際の通過を評価できるが、可能ならそれ以前に対象を絞り込みたい。

そこで以下のような処理を行う。鏡が方形型に限定される考え方であるが、鏡の対角線

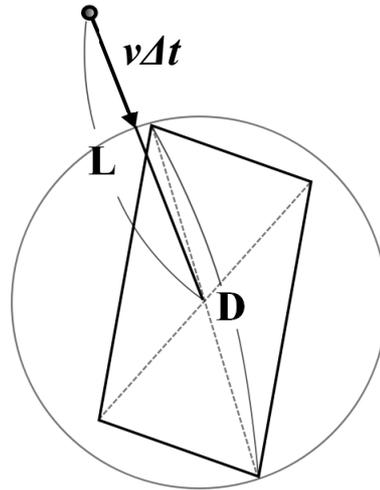


図 4.8: 鏡を通過しうる粒子が最低限通らなければならない領域。

ベクトルのノルム D を求める。鏡の中心と粒子との距離を L とし、時間ステップの間に粒子が動く距離を $v\Delta t$ とする。鏡が静止しており、もし粒子が鏡を貫いたのならば、時間 Δt 進む間に粒子は鏡を囲む直径 D の球内部のどこかを必ず通過しなければならない (図 4.8)。すなわち、 $L < D + v\Delta t$ が成り立つはずである。鏡が動いていても、 v を鏡と粒子の相対速度にすればこの関係は成り立つ。あらい制限であれば、粒子の速度と鏡の速度のノルムの和でもよい。

こうすることで複数の鏡を考える際に対象外の鏡についての処理を早々に打ち切ることができる。

(3) 鏡が存在する面上での粒子の位置の決定

処理 (2) の条件をクリアし、鏡に反射された可能性が高いとみなされた粒子に対しては、鏡を含む面と粒子が交差する瞬間の正確な座標と時間を計算する。ここでは 2 分法を用いる。

判定 (1) の t_1 と t_2 における状況を一枚の図で表し、 t_1 の粒子点を 1, t_2 の粒子点を 2 とする。また、 t_1 のときの鏡の位置を $M(t_1)$, t_2 のときの鏡の位置を $M(t_2)$ とすると、これらの位置関係は (図 4.9) のようになる。そしてこの中間時間 $t_3 = (t_1 + t_2)/2$ における粒子点を 3 とし、そのときの鏡の位置を $M(t_3)$ とすると、粒子点 1, 2, 3 と鏡の位置 $M(t_1)$, $M(t_2)$, $M(t_3)$ は (図 4.10) のうちのいずれかを満たすはずである。粒子点 3 が (図 4.10) の状況 (a) と状況 (b) のどちらを満たしているのかは、粒子点 3 の位置が鏡の位置 $M(t_3)$ に対して表側か裏側かを判定 (1) を用いて調べることですぐさま見分けられる。そして、状況 (a) であれば粒子点 3 と時間 t_3 を新しい粒子点 2 と時間 t_2 に設定し、状況 (b) であ

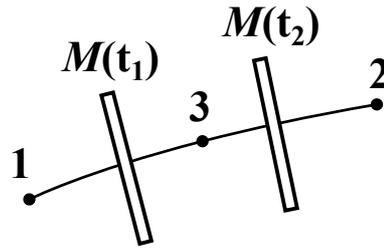


図 4.9: 移動する鏡と粒子の描く線分が交差する際の位置関係。

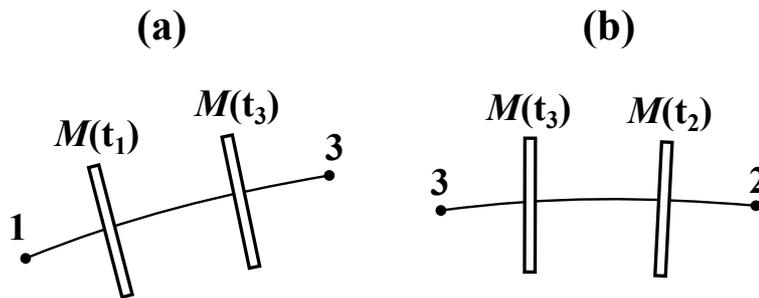


図 4.10: 点 3 と鏡との時間 t_3 に応じた位置関係。

れば粒子点 3 と時間 t_3 を新しい粒子点 1 と時間 t_1 に設定する。以後、時間間隔 $dt = t_2 - t_1$ が一定値より小さくなるまで処理を反復する。

今回は dt が 10^{-10} s 以下になるまで求めることにした。100 m/s ~ 200 m/s である中性子の速度から考えると位置の誤差は数 μm 程度になるので、十分よい条件であると思われる。

(4) 鏡面内に粒子がいることの確認

処理 (3) の結果、鏡の存在する面上から数 μm の誤差の範囲での粒子点の位置が判明するので、ここではその粒子点が鏡の領域内に存在しているのかを調べる。鏡の 4 つの頂点を時計回りに結ぶ 4 本のベクトルをまず考える。このとき鏡の枠外に粒子がいるということは、少なくとも必ず以下のいずれか 1 つのパターンが成り立っているということである。すなわち、(図 4.11) のように鏡の辺に沿ったベクトルと、鏡の頂点と粒子を結ぶベクトル

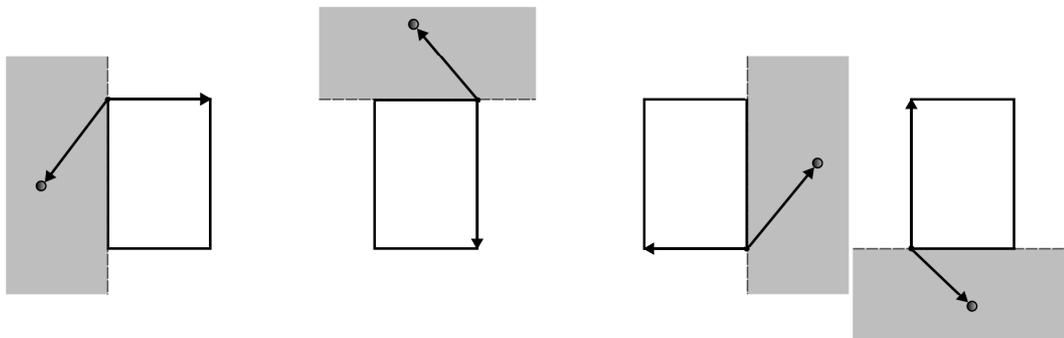


図 4.11: 鏡の外に粒子がいる時の、鏡と粒子の位置関係。

の内積をとれば、最低1つは負の値を返すことになる。逆に、鏡の領域内に粒子がいれば、2つのベクトルの作る内角はいずれも 90° 以下であるため、すべて0以上の値を返す。このようにして粒子が鏡の領域の内側にあることが判定される。

処理(2)と同じくこれは方形型の鏡に限定される考え方であるが、長方形に限定すれば面の向きによらずに判定が可能である。

(5) 反射処理

処理(3)により粒子のヒット時の正確な座標と時間が決定され、処理(4)により鏡内への粒子のヒットが確定してから、反射速度が計算される。粒子が鏡にヒットする直前の速度を v_n 、粒子の反射速度を v_r 、粒子がヒットする地点の鏡の面素の速度を v_m 、鏡の単位法線ベクトルを n 、鏡に乗った系での粒子の入射と反射の速度をそれぞれ v'_n 、 v'_r とすると、これらは以下のように図示される。鏡に乗った系から見れば反射は弾性的であるという条件

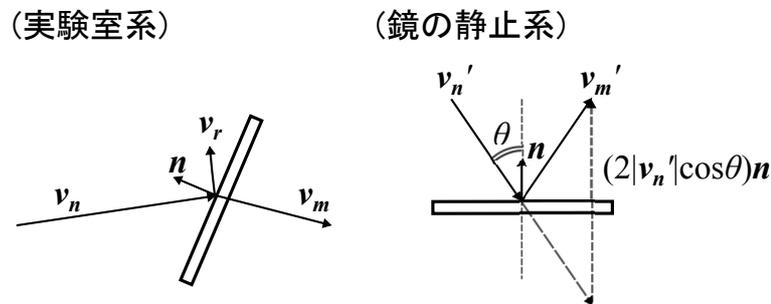


図 4.12: 反射の前後におけるベクトルの変化。

から、ベクトル v_r を実験室系でのベクトルのみを用いて表す。鏡の系での入射ベクトルと反射ベクトルは以下の式で表される。

$$v'_n = v_n - v_m, \quad v'_r = v_r - v_m \quad (4.1.3)$$

鏡面に対する粒子の垂直入射速度の大きさは(図 4.12)の θ を用いて $|v'_n| \cos \theta$ である。これは単位法線ベクトルを用いて $|v'_n \cdot n|$ と表される。弾性反射では入射ベクトルは垂直入射速度の大きさの2倍だけ単位法線ベクトルの方向に変化を受けるので、鏡の系での反射ベクトルは以下のようにあらわされる。

$$v'_r = v'_n + 2|v'_n \cdot n|n \quad (4.1.4)$$

したがって、(式 4.1.3) から求めるべき式は以下の式であることがわかる。

$$v_r = v_n + 2|(v_n - v_m) \cdot n|n \quad (4.1.5)$$

ドップラーシフターのように鏡を回転させる状況下では、たとえば鏡を傾けた状態で回そうとした場合、回転軸からの距離が速度の大きさを決めるために鏡面上での各座標点での速度の大きさが異なり、また鏡面の法線に対して速度ベクトルの向きが傾く。(図 4.5)のように x 軸を中心に回転させる場合では、粒子のヒットした地点の y 、 z 座標から距離と座標軸に対する傾きを計算し、 v_m の正確な大きさと向きを評価しなければならない。すな

わち、処理 (3) の精度が重要となる。

以上のようにして反射速度 v_r を得る。この速度を初速に設定し、処理 (3) で得られた座標点と時間を新しい投射原点と投射開始時間に設定して、粒子の移動が再開される。

この判定と同時に、この処理の過程で得られる垂直入射速度 $|v'_n \cdot n|$ を用いて反射率を計算する。反射イベントが多い場合は反射速度の計算に移る前にモンテカルロ法によって採択棄却を選択してもよいが、イベントが非常に少ない場合はイベント数を稼ぐためにシミュレーション中での反射率は 100 % としておいて、ここで計算される反射率を粒子点を持つ存在確率として記録し、データ書き出し時に 1 粒子イベントのウエイトとして記載する。本シミュレーションでは、VCN 蹴り出し用モノクロミラーではモンテカルロ法を用い、ドップラシフターの主ミラーでは反射率を記録する形式を用いている。前者はドップラシフターへの入射 VCN 数によってシミュレーション継続を制御するため、後者は入射イベント数に対する UCN 生成効率が非常に低いためである。

4.1.3.1 ダクト壁面での判定

ダクトやガイド管での接触判定は、高 Q_c 値ミラーの値と比較していくぶんシンプルなものになっている。それは、(図 4.1), (図 4.3) ~ (図 4.5) で示されるように、現在考えているジオメトリが x 軸や y 軸に平行、もしくは $y-z$ 平面内で描かれる直線を中心とした単純なもので、あらかじめ固定されているのでジオメトリを描く関数を指定可能だからである。

このダクトでの接触判定の概念は、基本的には (図 4.13) で示される。前提として反射

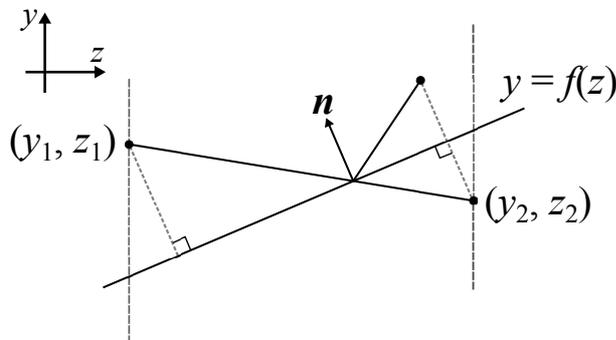


図 4.13: 関数で表された境界面と粒子の軌跡の交差。

の前後で粒子の軌跡が直線で十分近似可能であるという仮定を置く。時間 t_1, t_2 に対する y, z 座標を y_1, z_1 および y_2, z_2 で与え、ジオメトリの境界を関数 $y = f(z)$ で与える。このときこの境界に対して粒子が入射したかどうか、そしてその方向がどちら向きかは、「 $y_1 > f(z_1)$ かつ $y_2 \leq f(z_2)$ 」か「 $y_1 < f(z_1)$ かつ $y_2 \geq f(z_2)$ 」かを調べることで判別できる。

ここでは (図 4.13) に従い「 $y_1 > f(z_1)$ かつ $y_2 \leq f(z_2)$ 」を反射の条件とみなし、 $f(z)$ より上に反射される場合を考える。重力による位置の変化が無視できるほど小さかったとすると、反射の前後での粒子の速さの変化も無視できる。そこで、境界線の上下で粒子が軌跡をたどる時間の比を考える。この比 p_i は相似関係にある 2 つの三角形から次のように求

まる。

$$p_i = \frac{|y_i - f(z_i)|}{|y_1 - f(z_1)| + |y_2 - f(z_2)|} \quad (4.1.6)$$

境界に対する垂直入射速度は境界の単位法線ベクトル \mathbf{n} を用いて $-|\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}|/\mathbf{n}$ で表すことができるため、反射後の粒子点 (y'_2, z'_2) は以下の式で近似できるはずである。

$$(y'_2, z'_2) = (y_1, z_1) - |\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}| \mathbf{n} (p_1 \Delta t) + |\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}| \mathbf{n} (p_2 \Delta t), \quad \Delta t = t_2 - t_1 \quad (4.1.7)$$

この粒子点 (y'_2, z'_2) を投射原点に設定し、また時間 t_2 を投射開始時間に設定して、反射後の投射を再開する。検出器での検出を想定する場合は、この三角形の相似比から反射前後の時間比を求め、およその接触時間を推定することができる。円筒状のジオメトリの場合は、時間 t_1, t_2 における粒子点の中心軸からの距離を計算し、 $f(z)$ のかわりに半径を与えれば、同様の議論を用いることができる。

境界面が交差している角の部分の判定は、この線分が2つの境界面を同時に貫いていることを確認したのち、変化の方向をそれぞれの境界の法線方向に分解して、上記の議論をそれぞれの方向について行うことで、最終結果である反射後の座標と速度を得る。角の部分の処理を特別に分けることにより、ジオメトリの角における判定誤差を排除している。現在のジオメトリは垂直に交わっている境界面しか存在していないため、このように分解することで判定のパターンを尽くすことができる。

これらの判定においては2分法は用いていない。そのため、時間間隔が大きい場合は重力加速度の効果により、反射回数が増えるにつれて誤差が大きくなる。重力の効果は 102 neV/m であるので、たとえば 6.8 m/s の UCN のエネルギー変化を 1% 以下の誤差に押さえる場合は粒子の軌跡における反射の前後での線分の、重力に由来する y 方向変位の合計が 24 mm を超えてはならないということに相当する。この距離は反射回数を N 、重力加速度を g として $\frac{1}{2}g\Delta t^2 N$ で表される。現在考えている時間ステップである $12.5 \mu\text{s}$ では3000万回の反射が必要となるため、誤差は無視できる。時間ステップを100倍に増加させても3000回の反射が必要となるため、重力による誤差はほぼ無視してよい。

なお、反射率は1次元階段型の単純なものを与え、垂直入射速度が設定値以下であれば全反射、それより高ければ全吸収としている。

4.1.3.2 ジオメトリの切り替え

ジオメトリの切り替えもまた、(図 4.13) で表されるような手法を用いている。ジオメトリを切り替える際には反射の処理の代わりに、ジオメトリを切り替えるスイッチに相当する変数値を返す処理をする。このスイッチの切り替え処理は手続き式に構成されている。したがって、粒子の線分が複数のジオメトリ境界を同時に貫くほどに時間のステップを増加させるとスイッチが切り替わらなくなってしまい、エラーを起こしてしまう。時間ステップを増加させた場合は、重力に由来する誤差よりもこの切り替え処理に由来するエラーが生じやすい。この点は本プログラム最大の弱点である。

4.1.4 VCN 生成コードの改良

4.1.4.1 VCN 生成の高速化

上記までのシミュレーションは中性子源からドップラーシフターまでのジオメトリのすべてについて粒子の動きを追跡している。しかし、ダクトの領域が 16.2 m であるのに対して我々の興味はダクトを出てからの 2 m の領域にあり、さらにシミュレーション中では 4 m の吸収体導管がスーパーミラーベンダー中のフラックスを 1/3 以下に減少させるため、このままでは効率が非常に悪い。たとえば 120 m/s ~ 170 m/s の速度区間の粒子をダクト出口で 2.0×10^7 個得るのに、3 GHz の CPU で約 24 時間要する。装置の形状の決定までならばこの効率でも実用に耐えたが、得られる UCN スペクトルの正確なシミュレーションには大きく力不足であった。そこで、VCN 生成コードの改良を行い、高速化を施した。以下ではそれについて述べる。

この改良では、シミュレーション中のダクト出口部分で得られる粒子分布を記録してテンプレートとし、それをもとにモンテカルロ法を用いて粒子分布を再現する手法を選択した。具体的には 120 m/s ~ 170 m/s の粒子をダクト奥で生成し、シミュレーション中のダクト出口から 10 mm のところに x - y 平面に平行な境界面をおき、その領域を粒子の描く線分が通過したときの粒子の座標 (n_x, n_y, n_z) 、速度 (v_x, v_y, v_z) および時間 t を記録した。そして、同じ相関の多重がけを回避するために、これら 7 つの変数の間に存在する相関を解析し、必要最小限の相関を抜き出した。そして以下のような結果を得た。

- v_z はダクト奥同様ボルツマン分布で与えればよく、また時間 t は $16.2 \text{ [m]}/v_z$ で表すことができ、各速度成分ともにダクト奥で与えた FWHM だけの時間幅を持っている。これは、スーパーミラーベンダーによる v_z ベクトルの回転が最大値である $2.58^\circ + 10 \text{ mrad}$ だったとしても、1% しか z 方向速度が変化しないため、変化が相関にほとんど効いてこなかったためと推測される。したがって、 v_z および t は乱数から発生させることが可能である。
- 粒子の存在する z 座標の範囲は v_z に対して 1 次関数的に決定できる (図 4.14)。これは、シミュレーションの時間ステップが速度成分が持つ時間的広がりよりも十分に小さいため、時間ステップの間の各速度成分の移動距離の方が時間的広がりよりも強く表れたためと推測される。したがって、 z 座標も乱数から発生させることが可能である。
- x と $\arctan(v_x/v_z)$ (図 4.15)、 v_z と $\arctan(v_x/v_z)$ (図 4.16)、 y と $\arctan(v_y/v_z)$ (図 4.17)、 v_z と $\arctan(v_y/v_z)$ (図 4.18) の間には大きな相関が見られる。これらはスーパーミラーベンダー内での反射と吸収体ダクトによるコリメートの結果生じた相関である。

x 軸方向の相関は、初期位置の x 座標と速度ベクトルの x 軸方向の発散角がベンダー内での反射回数を決定し、その回数がベンダーを抜け出る直前の粒子の位置と速度ベクトルの向きを決め、それにコリメートによる取捨選択がかかることで生じていると推測できる。したがってベンダー出口の x 座標は v_z と発散角が与えられれば (図 4.19) のように壁面と

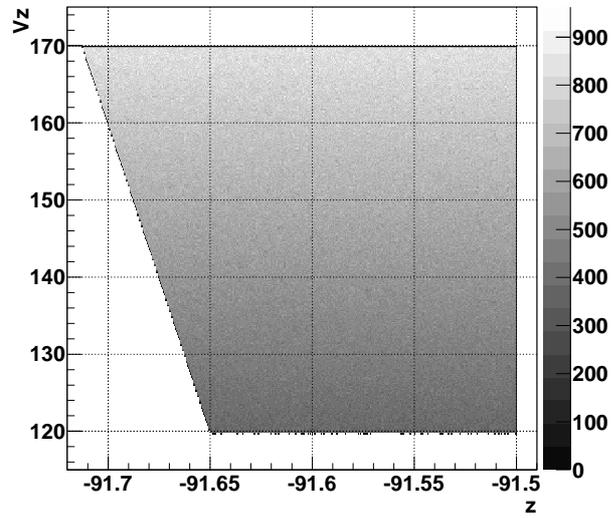


図 4.14: 粒子を記録した際の z 座標と v_z との相関。

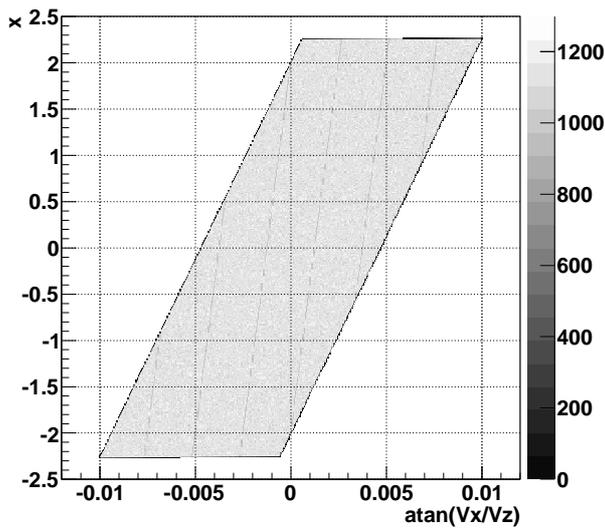


図 4.15: x 座標と x 方向の速度の発散角の相関。

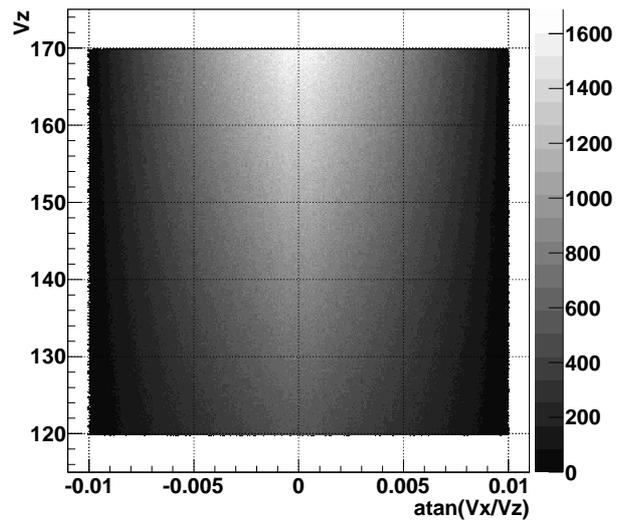


図 4.16: v_z と x 方向の速度の発散角の相関。

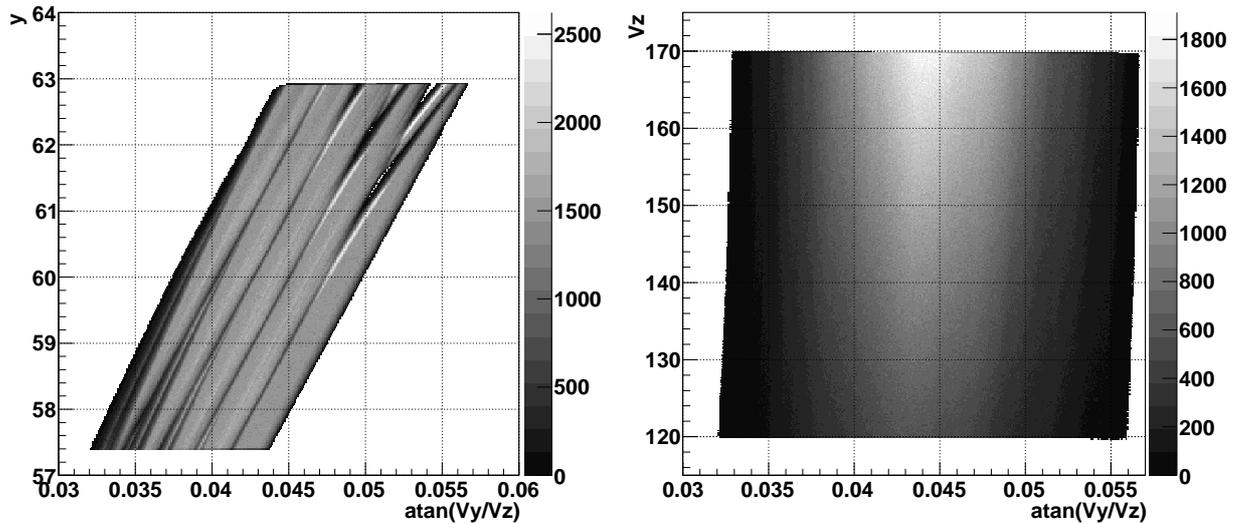


図 4.17: y 座標と y 方向の速度の発散角の相関。 図 4.18: v_z と y 方向の速度の発散角の相関。

の衝突回数によって計算可能である。その座標から $4.2[\text{m}]/v_z$ だけの時間直線移動させた先が吸収体ダクト出口のビーム径におさまっているかを判定すれば、少ない試行回数で近似することが可能である。

しかしこの追跡だけでは(図 4.15)の相関にあらわれるような線状の分布変化は生じない。これはベンダーのチャンネル構造に由来すると思われる。したがって、上記のようなモンテカルロシミュレーションで追跡ののちに、(図 4.15)の相関について、1次関数を用いて長形状に平行移動したテンプレート(図 4.20)を使用する。

y 方向の相関は、湾曲したベンダーによる v_y と v_z の混合が由来であると推測される。とくに(図 4.17)にはチャンネル構造に由来する複雑な分布構造が見えている。したがってこの相関については座標、速度ともテンプレートを用いるのが素直である。そこで、1次関数と2次関数の側部を用いて平行移動を施した(図 4.21)を用いる。ダクト奥で一様な粒子分布の粒子生成を行った場合のシミュレーションから、(図 4.22)の v_z に対する粒子量の増加は Maxwell-Boltzmann 分布由来であることが確認されたため、(図 4.22)のテンプレートで重要なのはピンが有限値を含んでいることである。

(図 4.21)の相関を再現しただけでは(図 4.22)の粒子分布は完全には再現されないことがシミュレーションの結果からわかったため、テンプレートから(図 4.21)の相関を再現したのち(図 4.22)のテンプレートで有限値をもつピンに相当しているか確認し、そのあと逆変換をかけて(図 4.17)に戻すようにする。

以上のことから、2次元分布のテンプレートを使用し、最大3次元のモンテカルロ法を用いることで粒子を割り振ることが可能であることがわかった。粒子生成の新しいアルゴリズムは以下ようになった。

1. Maxwell-Boltzmann 分布に従って v_z を与える。
2. ダクトの長さを v_z で割り、設定した FWHM だけ時間に分布を与える。

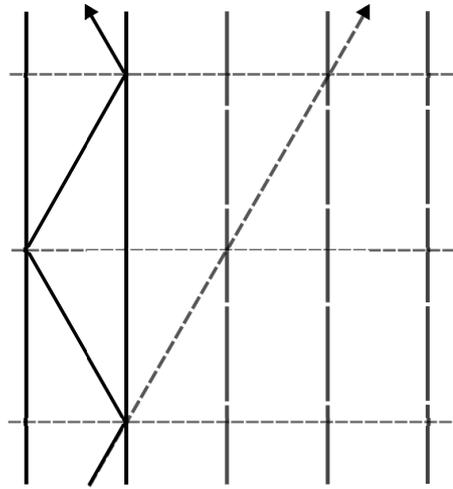


図 4.19: 平行する鏡面中を反射する粒子の幾何。

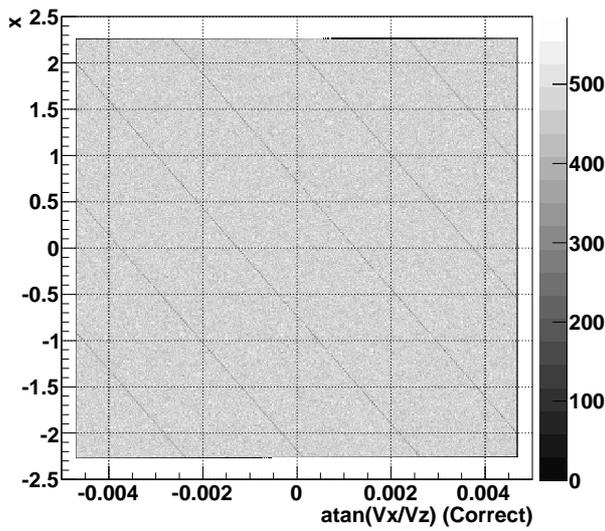


図 4.20: (図 4.15) に補正を加えた図。

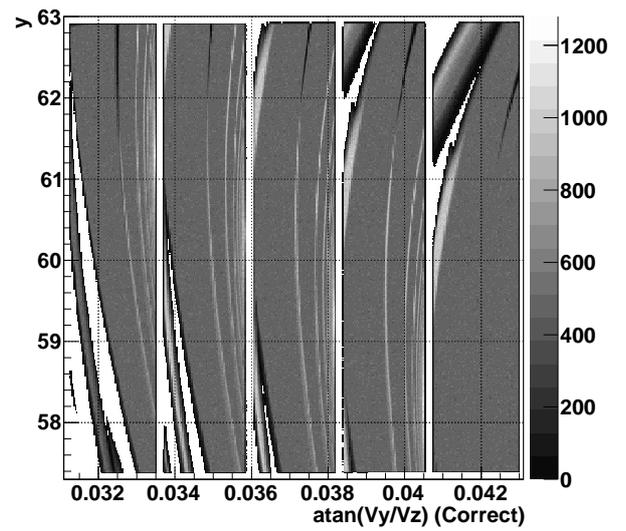


図 4.21: (図 4.17) に補正を加えた図。

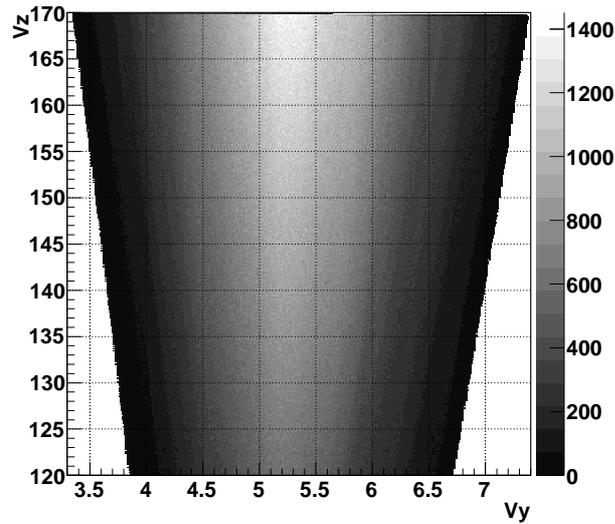


図 4.22: v_y と v_z との相関。

3. v_z に対して決まる範囲内で z を与える。
4. 計算によって x と発散角 D_x を決定したのち、テンプレート (図 4.20) と照らし合わせる。テンプレートを通すれば D_x の補正をもどし、 $v_z \tan(D'_x)$ によって v_x を得る。
5. テンプレート (図 4.21) を用いて y と発散角 D_y を決定する。それがテンプレート (図 4.22) の有限値を持つピンに合致すれば D_y の補正をもどし、 $v_z \tan(D'_y)$ によって v_y を得る。

このテンプレート作成のために、120 m/s ~ 170 m/s の速度区間の粒子について 1.0×10^8 個の統計を用意した。そして上記のテンプレートを 500 ピン \times 500 ピン で区切り、ピンの x, y インデックスと中身をデータファイルに羅列したのちに各ピンのインデックスを持つ 3 次元配列にその中身を記憶させ、シミュレーション中での判定に使用した。乱数生成には 623 次元に均等分布可能な疑似乱数生成アルゴリズム Mersenne Twister[21] を用いた。また、テンプレートの元となった統計以上のシミュレーションにも対応可能なように、テンプレートを用いて決定した値には $\sigma = (\text{ピン幅})/\sqrt{12}$ の幅を持つ Gauss 分布の広がりを持たせた。粒子の速度に対する分布時間幅の FWHM は、200 m/s に対する $430 \mu\text{s}$ と 140 m/s に対する $490 \mu\text{s}$ の間で速度に対して直線的に変化したとみなして、決定された v_z に対応する値の FWHM を与えた。

この改良により、VCN 生成コードの速度は以前のものに対して、同じスペックの PC において約 30 倍の速度となった。

4.1.4.2 スリットの導入

この改良の副次的効果として、スーパーミラーベンダーと吸収体導管の間に設置されているスリットの、シミュレーションへの実用的な導入が可能となった。ダクト直後での粒

子の位置と速度の向きが簡単に得られるようになったため、そこから 4.2 m 手前の地点での位置を放物線軌道から推定し、スリット内に位置する粒子の選別を高速に行うことも可能になったためである。

4.2 シミュレーション結果および考察

4.2.1 結果概要

上記のシミュレーションを繰り返して得られた結果を以下に示す。

反射粒子の分布

Maxwell-Boltzmann 分布に従って速度を与えたビームをそのままドップラーシフターへと入射させ、反射粒子の飛散過程を追った。粒子の飛散過程がわかりやすいように鏡の反射率を 100 % とし、ジオメトリの判定は切っている。鏡の回転速度は 68 m/s であり、約 136 m/s を正面から受けることができるようにビームと回転のタイミングを合わせている。またドップラーシフターへのビームの入射方向を z 軸にとっている。

鏡とビームが垂直に交差して 5 ms 後からの反射粒子の分布を 4 ms ごとに追ったところ、粒子は以下の図のような三日月形の分布をなした (図 4.23) ~ (図 4.26)。この分布は、三日月形状の先端へ行くほど速度が速く、中心ほど速度が遅い。また、(図 4.23) から時間を 3 ms 巻き戻した、生成直後の UCN 領域の粒子の位置分布は (図 4.27) のようになり、非常に狭い領域に分布していることがわかった。(図 4.27) より、粒子の分布は $z = 0$ を中心と

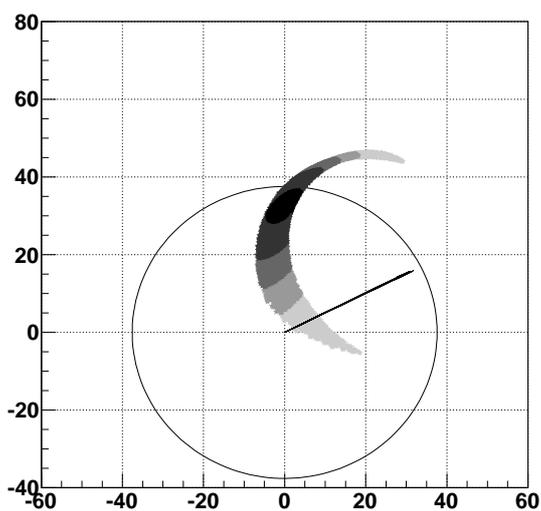


図 4.23: 反射から約 5 ms 後。横軸が z 軸であり、縦軸が y 軸である。黒い色が UCN に相当し、色が淡いほど速度が速い。

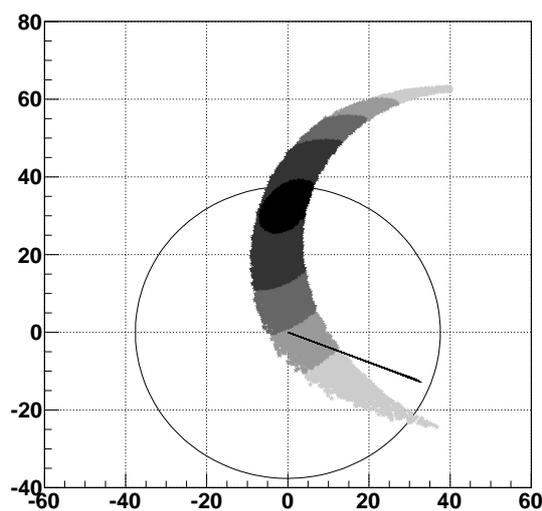


図 4.24: 反射から約 9 ms 後。

して $\pm 15 \sim 20$ mm に分布している。アームの長さは 325 mm であるので、これは中心か

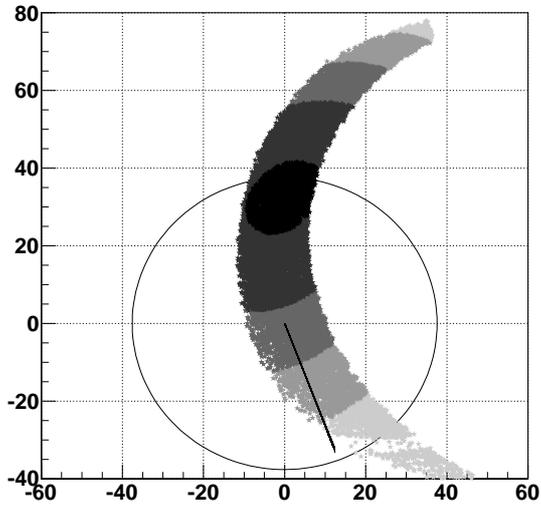


図 4.25: 反射から約 13 ms 後。

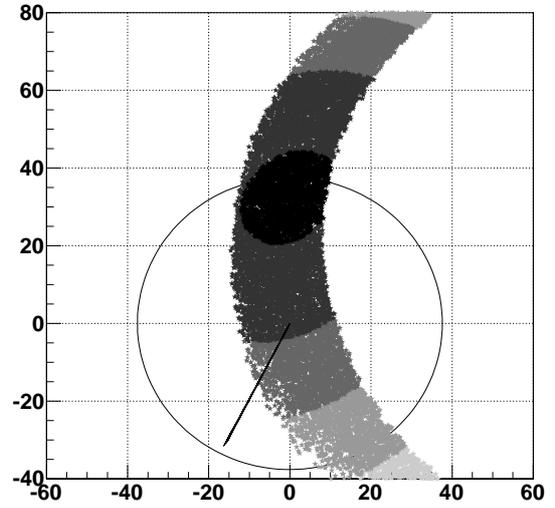


図 4.26: 反射から約 17 ms 後。

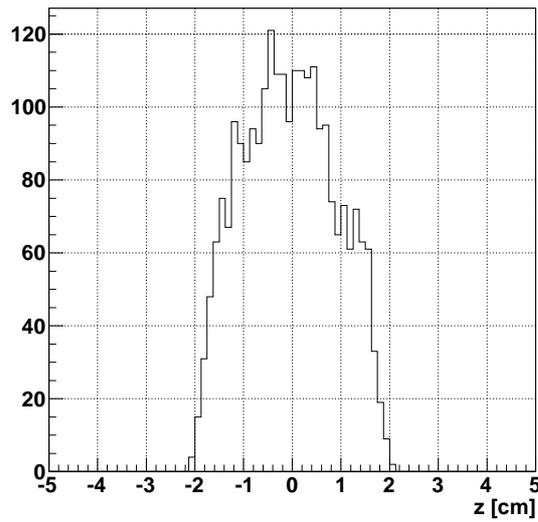


図 4.27: 反射から約 2 ms 後における粒子の z 方向分布。

ら $\pm 2.5^\circ \sim 3^\circ$ の角度に相当している。このことは次のように理解される。

(図 4.28) のように y 軸に対して角度 θ を設定する。粒子の速度を v_n とし、鏡の速度

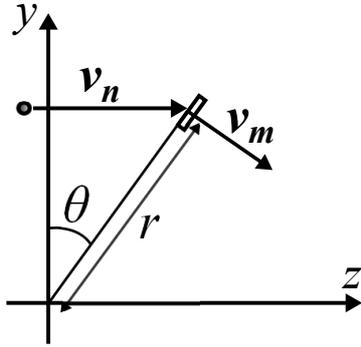


図 4.28: 回転する鏡に対する粒子の反射。

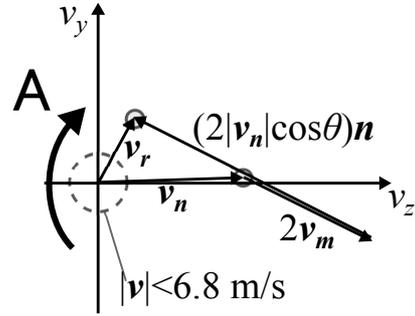


図 4.29: 速度空間中での反射に対する粒子の移動。

を v_m とする。粒子が z 軸に沿った方向から入射しており、その発散角も非常に小さくそろったビームであったと仮定すると、鏡の法線に対してどの粒子も角度 θ で入射するとみなすことができる。ここで、(式 4.1.5) について考える。(式 4.1.5) の絶対値は一般的に外すことができる。そこで、鏡の法線ベクトル n が $n = -v_m/|v_m|$ であることに注意すると、反射速度 v_r は θ に対して次のように書ける。

$$v_r = v_n - 2(v_n \cdot n)n + 2(v_m \cdot n)n \quad (4.2.1)$$

$$= v_n + 2v_m + (2|v_n| \cos \theta)n \quad (4.2.2)$$

これは速度空間中で (図 4.29) のように表される。ベクトル v_n の先にある粒子は、その点から距離 $(2|v_n| \cos \theta - 2|v_m|)$ に描かれる曲線上に移される。 θ の増加に対する変化の向きは矢印 A が描く方向である。UCN が生成されるためには、この過程によって移された先が速度空間の原点から半径 6.8 m/s の球内部に入っていないなければならない [13]。そこで UCN が生成される θ の条件を導くと、現状の設定では $|v_n| \approx |v_m|$ とみなせるため、球表面への接線上に移される場合を仮定して以下のように書ける。

$$\theta \leq \arccos \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{|v_n|^2 - (6.8[\text{m/s}])^2}{|v_n|^2}} \right) \quad (4.2.3)$$

ここで $|v_n| = 136 \text{ m/s}$ とすると、角度 θ は $\pm 2^\circ$ に相当する。この角度は現在の回転角速度 $200\pi/3 \text{ rad}$ において $\pm 170 \mu\text{s}$ に相当し、 v_n の z 成分に与えた FWHM よりも十分に小さい。そのため生成された UCN の速度の発散は z 方向よりも y 方向に大きくなる。

なお、生成された UCN の取り出し効率は、検出器までのダクト内面が中性子を全反射する場合は 21 %、全く反射しなかった場合は 3.9 % という結果が得られた。メインミラーの反射率が 100 % であることから、これはジオメトリのみに由来する制限である。

ビームと鏡の交差

鏡に当たらずにドップラーシフターを抜け出たビームの速度分布を見ることで、鏡に遮られた粒子の速度分布を得た。抜け出たビームの速度分布が (図 4.30) であり、その拡大図

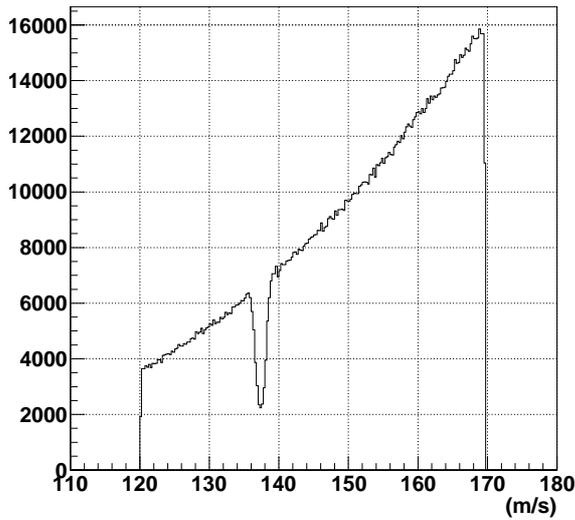


図 4.30: ビームと鏡の交差によるビームの削れ。

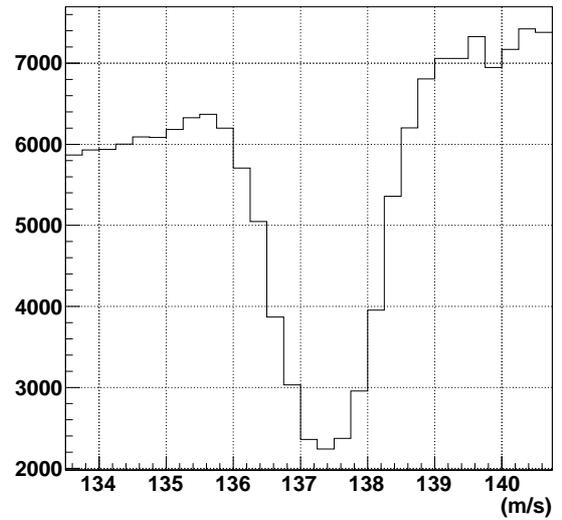


図 4.31: (図 4.30) の拡大図。

が(図 4.31)である。(図 4.31)より 3σ の範囲で 136 ± 2 m/s の粒子を遮っていることがわかる。

TOF の特徴

鏡がビームを正面から受けているときの鏡の中心から検出器までの距離を TOF 距離にとり、その距離を 250 mm, 500 mm, 750 mm, 1000 mm と変化させて TOF のスペクトルの変化を見た。それが(図 4.32)~(図 4.35)である。グレーで示されたヒストグラムは UCN である 6.8 m/s 以下の粒子に限定したときの結果である。TOF の時間の原点は鏡がビームを

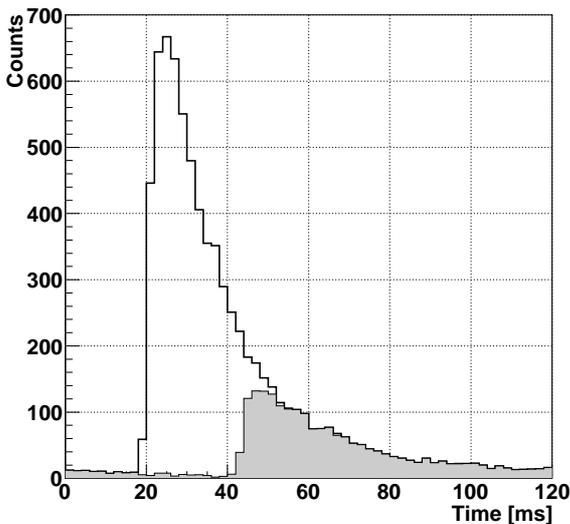


図 4.32: TOF 距離 250 mm

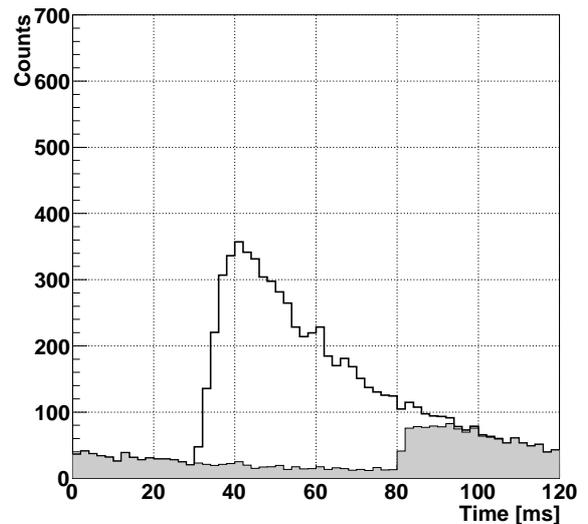


図 4.33: TOF 距離 500 mm

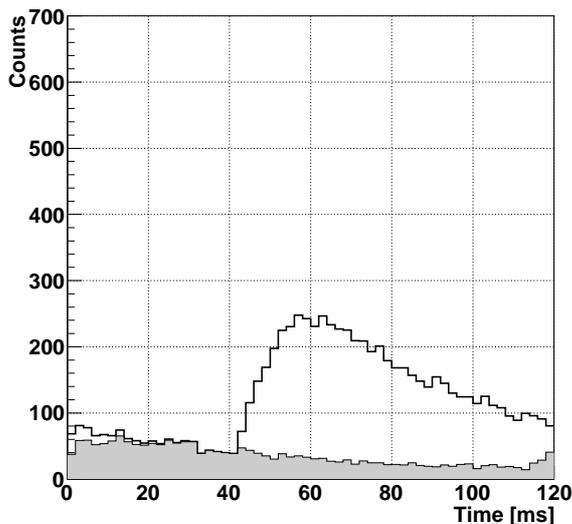


図 4.34: TOF 距離 750 mm

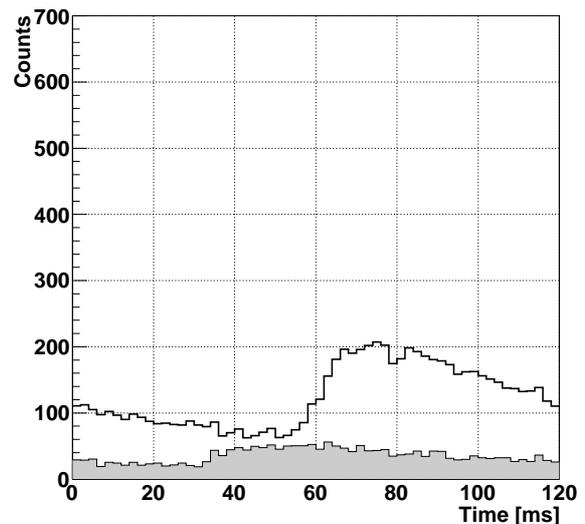


図 4.35: TOF 距離 1000 mm

真正面から受けている瞬間であり、TOF の時間フレームは 120 ms である。ビームと鏡の接触は一度のみであり、ダクトの内面は全反射の条件を与えた。1 パルスによって生まれた粒子がどのように分散するかを見ている。上図より、粒子の速度が非常に遅いため、距離が離れるほど TOF 分布のテールが折り重なってしまい、時間スペクトルがぼやけていくのが分かる。(図 4.32) の 250 mm の距離であれば時間スペクトルがはっきりしており、また 120 ms で時間スペクトルのテールも十分に落ち切っている。

4.2.2 コードの安定性の確認

VCN コード改良後、時間ステップを 0.5 倍、2 倍、5 倍、10 倍に変更して、コードの安定性の確認を行った。

ステップ 1 倍に対する TOF の変化を以下の図に示す。どの図もステップ 1 倍に対して TOF はほとんど一致している。したがって 10 倍までの時間ステップであれば安定していることがわかる。

4.3 装置設計

シミュレーション結果を用いて、実験装置の設計において要求されるスペックのあらいい積もりを求めた。それについて以下で述べる。

4.3.1 ドップラーシフター設計

ドップラーシフターの設計方針は以下のように決定された。

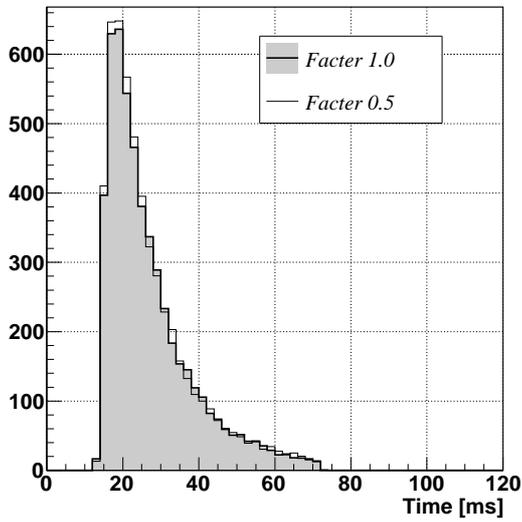


図 4.36: 時間ステップ 0.5 倍

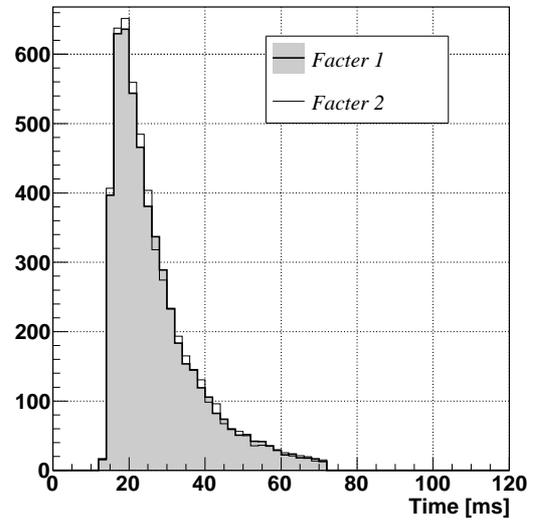


図 4.37: 時間ステップ 2 倍

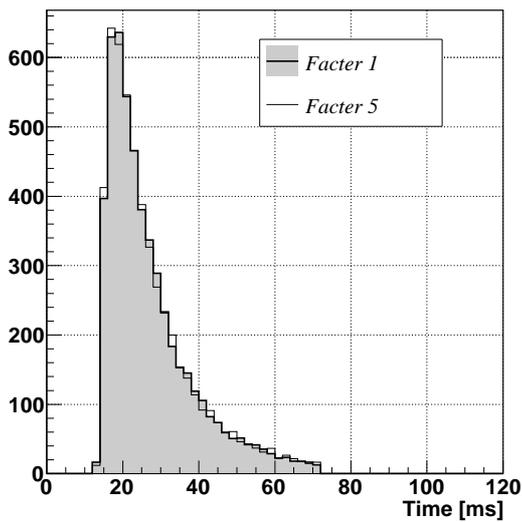


図 4.38: 時間ステップ 5 倍

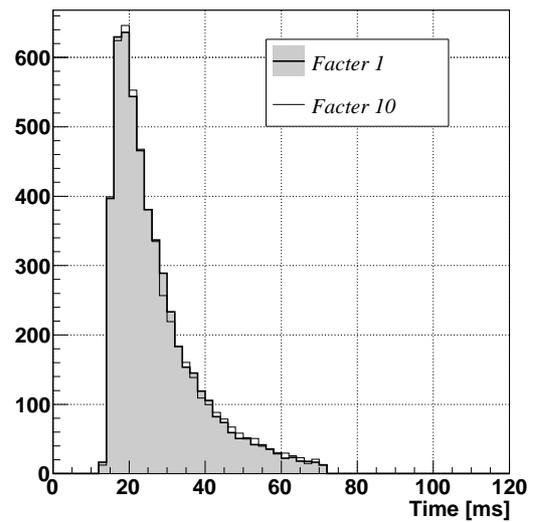


図 4.39: 時間ステップ 10 倍

UCN 取り出し方向の決定

ドップラーシフターの UCN 取り出し口はビーム軸に対して鉛直上方に取り付けるようにした。UCN 生成点を中心として、UCN が全体的かつ特に上下によく拡散するためである。また、取り出し口はビーム軸方向に広くする。粒子分布全体が三日月状の分布をなし、UCN 以外の粒子まで含めるとビーム軸方向に広い分布を持つためである。粒子密度を求めらるのであればあまり口が大きい方がよいが、試作機の動作確認という目的においては粒子を多く得られることが望ましいと判断した。

回転数の決定

必要回転数は次のように求めることができる。 a, b を整数とすると、 a 回の周期で回転軸がビームを 1 回遮るためには、回転軸は 1 周期で $2\pi/a$ だけ回転する必要があり、それは $2\pi b$ の周期性を持つので、MLF のビーム周波数 25 Hz に対して分あたりの回転数は以下の式で表すことができる。

$$(2\pi/a + 2\pi b) \times \frac{25}{2\pi} \times 60 \quad \text{回転/分} \quad (4.3.1)$$

将来的に 200 m/s の粒子を UCN 化することを見込み、回転半径を約 320 mm, 最大回転角速度を 200π (3000 回転/分) に設定して計画は開始されたが、今回の実験では回転角速度 $200\pi/3$ (2000 回転/分) とし、136 m/s の粒子の UCN 化をねらうことにした。ミラーの実績が $10 Q_c$ (68 m/s) までであったことと、TOF を正確に得るには MLF のビーム周期 40 ms の 3 パルス分である 120 ms のパルス間隔が適当であったためである。回転半径は機械強度および実験スペース上の都合により 325 mm となった。この位置にミラーの中心が来ることになる。なお、遠心加速度として約 1500 G がミラーおよびミラーホルダーにかかることになる。

UCN 検出器までの距離の決定

120 ms の TOF のもとで明瞭な時間スペクトルを得るために、TOF 距離を 250 mm 前後とした。

4.3.1.1 蹴り出しミラーおよび関連装置の設計

ミラーを用いて冷中性子のビームから 136 m/s 前後の速度幅の中性子のみをバンチとして取り出し、そのほかの中性子はシールドに吸収させて遮ることで、UCN 検出時の中性子バックグラウンドを低減させることにした。この設計は $5 Q_c$ のスーパーミラーを用いて 170 mrad の入射角でビームを反射する方針で開始されており、後にモノクロミラーの使用が決定して以後もこの入射角 170 mrad を基準として設計が行われている。スペックの決定は以下のように行った。

鉛シールド

中性子ノイズおよび中性子が起こす核反応由来の γ 線を遮断するため、ブランチの出口周辺を厚さ 50 mm の鉛のシールドボックスによって覆うことにした。実験スペースの関係で、シールドボックスの内部空間は 横 300 mm × 高さ 400 mm × 奥行き 550 mm とし

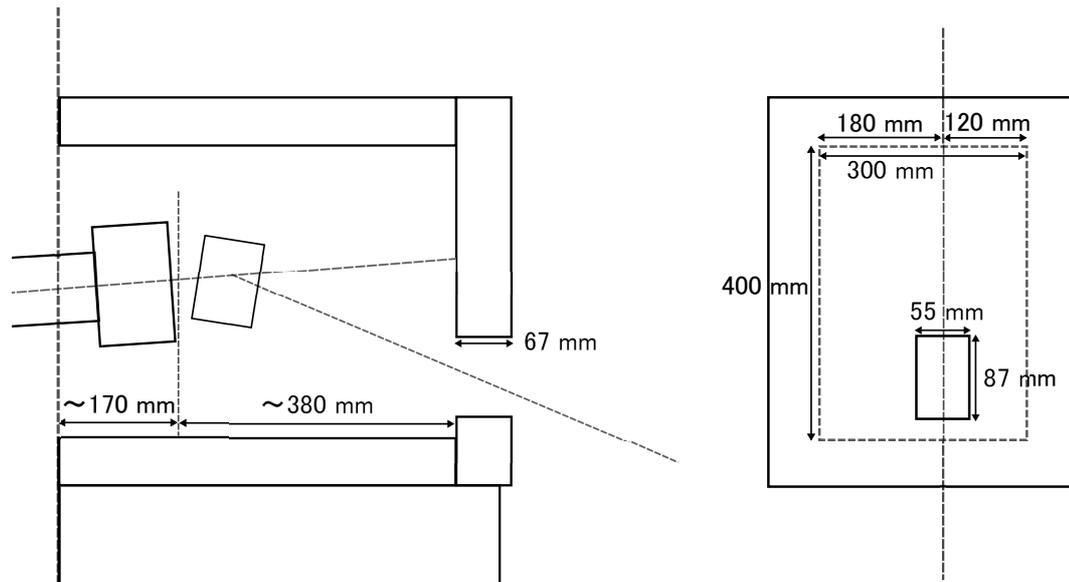


図 4.40: 鉛シールドの概形。

た(図 4.40)。 2.58° の仰角を持つビームは 170 mrad の入射角による反射によって水平から下方 16.9° に蹴り出される。蹴り出しミラーからシールドボックス正面までの距離が約 400 mm であり、ビームの発散角が $\pm 10 \text{ mrad}$ であることから、ボックス正面にあける穴は横 55 mm \times 縦 87 mm とした。設計の放射線安全確認は粒子・重イオン輸送コード PHITS を用いて行った。

ミラーの設置方法

鉛シールドの大きさによる制限から、バンチは約 400 mm 進む間に冷中性子から十分下方に離れなければならない。また、蹴り出しミラーの設置にはシグマ光機(株)の光学機器を使用し、とくに角度調整に小型の自動回転ステージが利用できれば便利である。以上の要請から、蹴り出しミラー部位を小さく纏めるために、蹴り出しミラー 5 枚をチャンネル構造状に設置することにした。

非偏極ブランチのダクト出口の内寸が 横 45 mm \times 縦 55 mm であるので、ミラーは 11 mm 間隔で平行に積層した(図 4.41)。ビームが発散することなく入射すると仮定すれば、 170 mrad の傾きでミラー 1 枚あたり縦方向に約 11 mm をカバーできればよい。したがってミラーのビーム軸方向の辺の長さは 65 mm とした。ミラーの横方向の辺の長さは、ダクト出口の横幅が 45 mm であるので反射面部分が 50 mm もあれば十分であるが、ミラーを固定するための代の長さも考慮して、こちらも 65 mm とした。

シミュレーションのジオメトリにこの構造を入れたところ、ビーム発散の影響により一部の粒子はチャンネルを抜け出る前に 2 回目の反射をしてしまうため、ドップラーシフターに導ける粒子数はミラーに入射した粒子のうちの 95% であることがわかった。反射率 100% のもとでの計算であるため、これはジオメトリとビーム発散のみに由来するものである(図 4.42)。

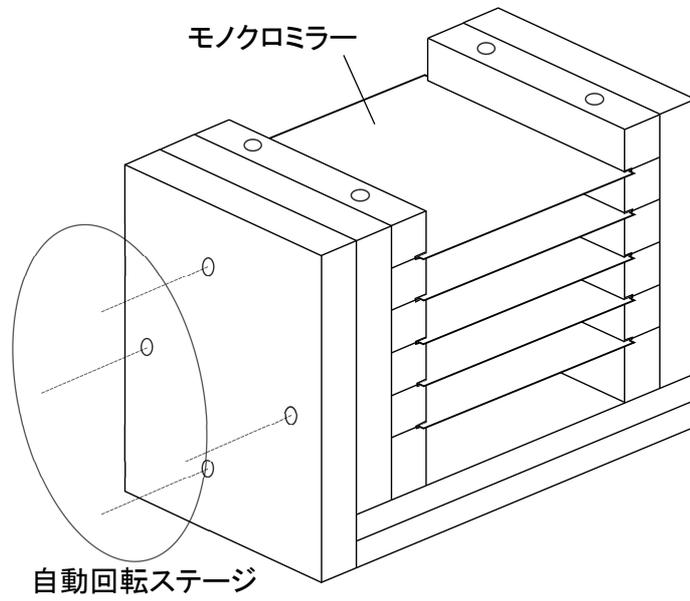


図 4.41: 蹴り出しミラーの治具。

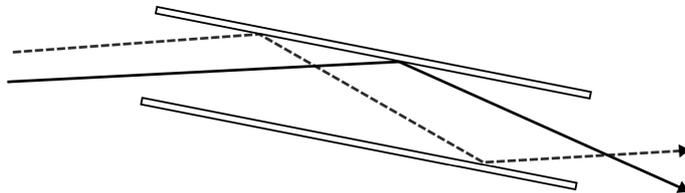


図 4.42: ビームの発散に由来する損失。(破線)

反射速度幅の決定

明瞭な TOF スペクトルを得るには3パルスのうち1回だけビームと鏡が交差するようなバンチ幅が望ましい。その実現に必要なモノクロミラーの反射速度幅を以下のように計算した。

角速度 $200\pi/3$ で回転するドップラーシフターの腕の向きは、1パルス目の位置を始点としてパルス間隔 40 ms ごとにその位置変化を見ると 120° ずつその位置を進め、4パルス目に最初の位置に戻ってくる。(図 4.43) の腕の位置を中心とした $\pm 60^\circ$ の範囲には対称性

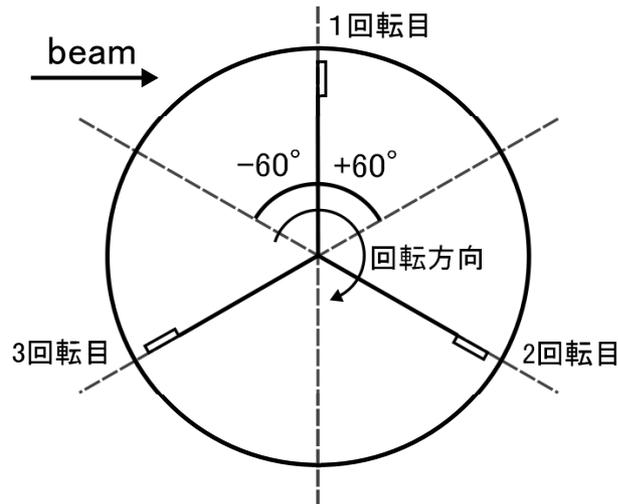


図 4.43: ドップラーシフターの回転に由来する対称性。

がある。3回転中1回転のみ鏡とビームが交差するためには、(図 4.43) の対称性の境界軸にあたる -60° の点線の位置に鏡が存在した時にビームの入射が始まり、そこから 120° 回転した $+60^\circ$ の点線の位置に鏡が来たときにビームの入射が終わるようにすればよいと考えた。

角速度 $200\pi/3$ では 60° の回転は 5 ms に相当する。鏡までの TOF 距離がおよそ 17 m であり、136 m/s が中心速度であるので、これについて 136 ± 5 m/s という結果を得た。すなわち $\pm 3.7\%$ が求める反射速度幅である。これを 170 mrad の入射角で反射するようなミラーの Q_c 値は $3.4 Q_c$ であり、ミラーに必要とされる層幅は Bragg の公式により 86 \AA を中心に 3.7% の範囲である。

4.3.2 メインミラーの設計

蹴り出しミラーで蹴り出されてくるバンチの波長幅に対応して、ドップラーシフターのメインミラーのスペックを以下のように決定した。

ミラーの種類と Q_c 値

ドップラーシフター本体の設計項において述べたように、ミラーの Q_c 値はすでに作成実績のある $10 Q_c$ とする。この $10 Q_c$ はモノクロミラーの実績であるが、ドップラーシフターの UCN 生成に必要な波長幅はきわめて狭いため、モノクロミラーで十分である。

Bragg の公式から求まるこのミラーの層幅の中心値は、運動するミラーの系で見て 68 m/s の中性子を入射角 90° で正面反射させるため、 29 \AA である。 $10 Q_c$ ともなるとモノクロミラーであってもミラー 1 枚のみでは高い反射率を得るのが難しくなるため、数枚のミラーを重ねることで全体として Bragg 層の数を稼ぎ、反射率を向上させることを試みる。鏡の大きさは試作機ということ considering 機械強度の面からあまり大きくせず $30 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$ とする。

反射速度幅

UCN 化シミュレーションが示すように、ドップラーシフターの UCN 化に必要な区間は線源から 17 m の地点において、 136 m/s の粒子の位置を中心とする $\pm 170 \mu\text{s}$ の領域つまり $\pm 23 \text{ mm}$ の区間に相当する。よってドップラーシフターを抜け出したビームのシミュレーション結果が示すような、 $136 \pm 2 \text{ m/s}$ の領域に反射幅を設定すれば UCN 化には十分であると率直には思われる。

しかし、上記のことはシミュレーションのような理想的な位相同期が常に達成できる場合の話であり、実用的には UCN 化できる速度幅が広い方が望ましい。そこで、メインミラーの反射速度幅は蹴り出しミラーの速度幅である $136 \pm 5 \text{ m/s}$ を反射可能にするものとした。 136 m/s の粒子が減速の過程で 0 m/s に完全停止することを踏まえれば、 $\pm 5 \text{ m/s}$ でも十分 UCN 化をねらえるはずである。この区間の速度を中心とした $\pm 2 \text{ m/s}$ の速度幅でビームとミラーは交差する。

ここでミラー面上のミラーの速度分布を考えると、ミラーの大きさが 30 mm であるのでミラーを中心とした回転半径は $325 \pm 15 \text{ mm}$ となり、鏡の面上での速度分布は $68 \pm 3 \text{ m/s}$ となる。よって $136 \pm 5 \text{ m/s}$ の速度幅である 3.7% はそのままメインミラーに必要な層幅とみなすことができる。これに $\pm 2 \text{ m/s}$ の広がりを考慮して、メインミラーの層幅は 29 \AA を中心として $3\% \sim 5\%$ が望ましいと決定した。

であり、水冷時の定格回転数は 3000 回転/分である。水冷を用いない場合は 1900 回転/分となる。回転の立ち上がりから回転が安定するまでは約 2 分ほどかかる。J-PARC 加速器のマスタークロックである 12 MHz の信号および、ビームカレントの有無にかかわらず発信されている 25 Hz のビームタイミング信号を入力し、それらを分周してサーボクロックの制御に用いることで、 $25/3$ Hz 信号に対する回転位相の固定を実現している。位相固定の安定性は $\pm 0.05^\circ$ である。PC のソフトで制御することが可能であり、停止時の腕の位置の指定および回転時の $25/3$ Hz 信号に対する回転位相（相対位相）の指定は、このソフトに度数法による角度数値を入力することで設定することができる。

モーター部の真空止めには磁性流体シールを用いており、ターボポンプによる真空引きにも耐えることができる。ドライポンプによる数十パスカル程度の粗引きの下でも問題なく使用できる。真空計は真空の引き口にピラニーゲージが設置されており、計測数値が 100 Pa 以上になるとインターロックがかかり自動停止するように設計されている。電源には三相交流電源を使用している。

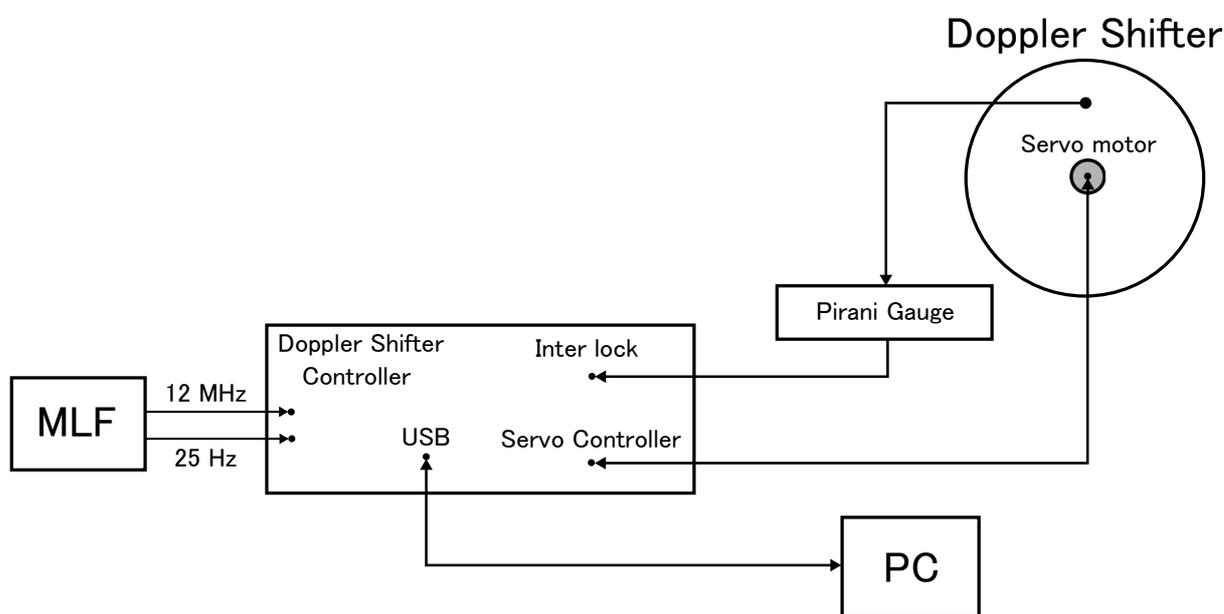


図 5.2: ドップラーシフター制御系。

5.1.2 ミラー

ミラーの作成は京大原子炉実験所に依頼した。作成にはイオンビームスパッタ装置を用いており、半導体デバイスに使用される珪素の単結晶基板（シリコンウェハー）上に原子を積層する。多層膜を構成する物質はニッケルとチタンであり、それらの結晶化を妨げて層を均一にするためにわずかに炭素が混ぜられている。シリコンウェハーが薄い場合（0.3 mm 程度）はスパッタ面の張力によってミラー面が反ってしまうため、反射面の平行性に精度が要求される場合は両面にスパッタを行う。ウェハーが厚い場合（0.7 mm 程度）は片面のみでも反りは少ない。

作成されたミラーの反射率測定は研究用原子炉 JRR-3 において、 8.8 \AA の中性子を用いて行われた。

5.1.2.1 メインミラー

ミラー 1 枚の大きさは $30 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$ 、厚さ 0.3 mm であり、4 枚重ねてドップラーシフターのミラーホルダーに取り付け、使用する。この 4 枚は 1 枚ごとに少しずつ異なった反射波長幅を持っており、4 枚重ねることで広い反射波長幅を達成している。作成にはスパッタ装置の 1 週間の連続駆動が必要である。

4 枚重ね全体での入射波長に対する反射率を (図 5.3) に示す。(図 5.3) より、 136 m/s (ドッ

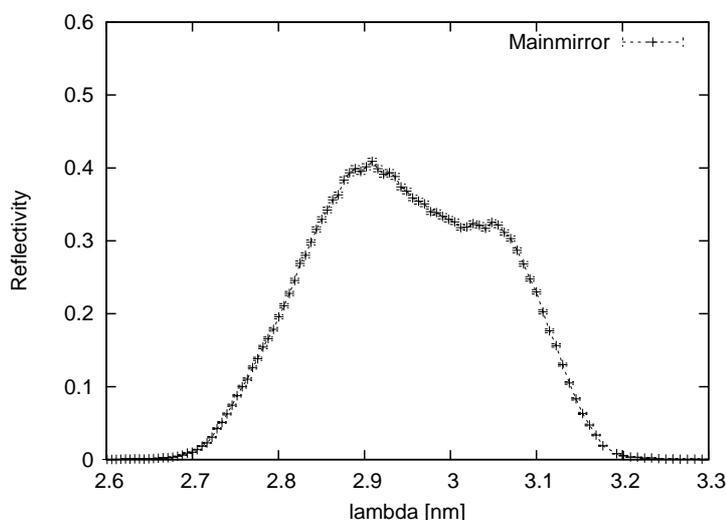


図 5.3: メインミラーの反射率。

プラーシフター回転中では約 2.9 nm に相当) の中性子に対する反射率はおおよそ 40% である。

5.1.2.2 蹴り出しミラー

各ミラーの大きさは $65 \text{ mm} \times 65 \text{ mm}$ 、厚さ 0.3 mm である。層幅の計算からの設計値は $\pm 3.7 \%$ であったが、ドップラーシフターが期待通りに動作しない可能性に備えて層幅は $\pm 4 \%$ で作成を依頼した。層数は 320 層である。また、装置が 1 回で作成できるミラーの大きさが $65 \text{ mm} \times 65 \text{ mm}$ のミラー 4 枚分であることや、今回使用するミラーが $30 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$ ということに加え、蹴り出したビームの集光も行わないことから、作成する枚数はホルダーに搭載可能な最大枚数から 1 枚少ない 4 枚とした。作成されたミラーは両面スパッタであり、表と裏が異なる反射率を持つ。

(図 5.4) ~ (図 5.7) に、多層膜の層幅に対応した反射率を示す。各グラフの F が表面の反射率であり、B が裏面の反射率である。層幅 8.6 nm が目的の中心値であるため、ビームを受ける面の反射率が全体的に高くなるように、またダクトの中央から出るビームを受ける面の反射率がとくに高くなるように、ホルダーには上から順に C 表、A 表、D 裏、B 表がビームを受けるように取り付けた。

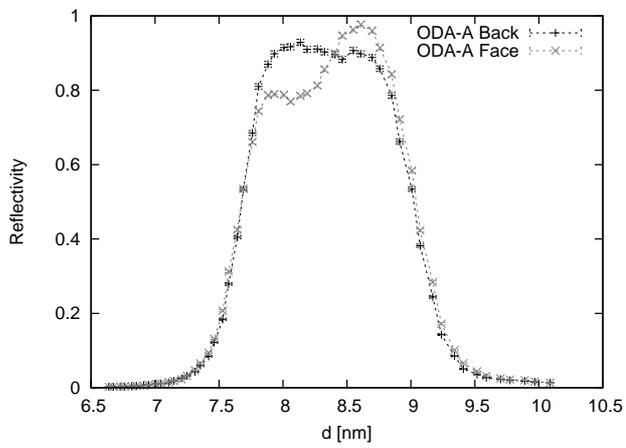


図 5.4: ミラー A.

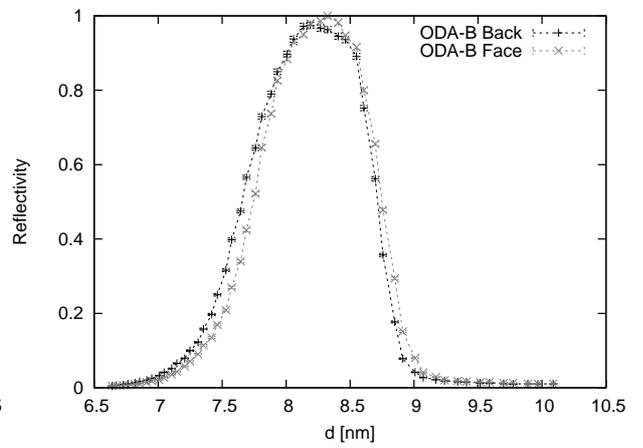


図 5.5: ミラー B.

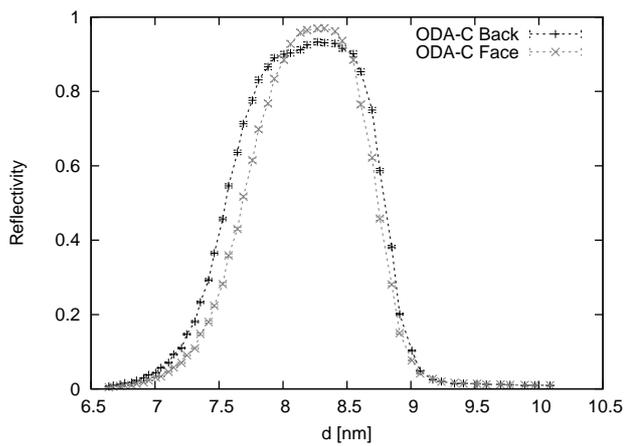


図 5.6: ミラー C.

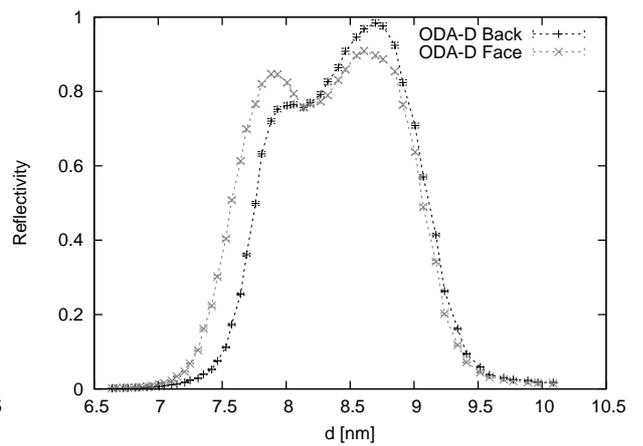


図 5.7: ミラー D.

5.1.3 鉛シールド

作成は富士サービス（株）に依頼した。形状は（図 4.40）で示した。鉛は厚さ 6 mm の鉄枠内に鋳溶かされている。シールド正面の鉛板の裏側に厚さ 5 mm の B4C が貼られており、それによって冷中性子を受け止める。シールドボックス内部底面には、半分の長さに切断したシグマ光機（株）のアルミ光学ベンチ OBT-500LH を備え付けるためのネジ穴が空けられている。

5.1.4 蹴り出しミラーのホルダー

形状は（図 4.41）で示した。製作はスズノ技研（株）に依頼した。シグマ光機（株）の光学ベンチ用キャリア CAA-100L, 水平面粗動ユニット BLZ-177UN, Z 軸アルミクロスローラステージ TAM-603LFP, α 軸ゴニオステージ GOH-60A115, 自動回転ステージ SGSP-60YAW-0B を、一部にネジ穴加工を施して（図 5.8）のように組み上げ、回転ステージ部位にホルダーを取り付けた。これを、水平を確保した鉛シールド内の光学ベンチに取り付ける。自動回

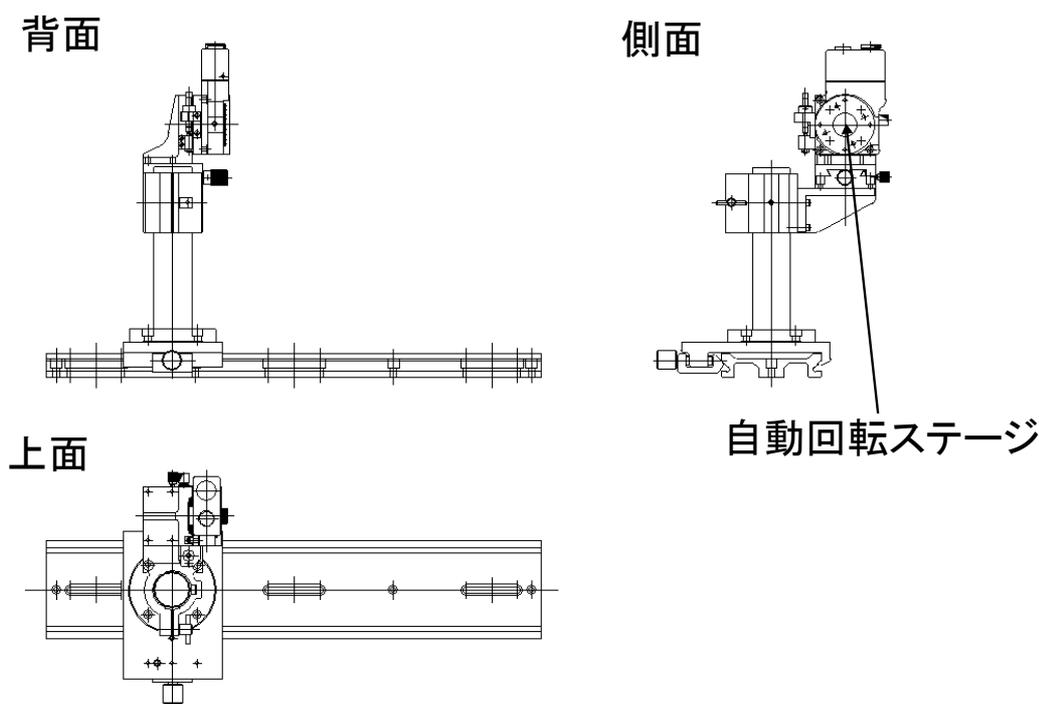


図 5.8: ミラーホルダー図面。

転ステージ SGSP-60YAW-0B の回転はパルスモーター制御でありパルス 400 発が 1° の回転に相当する。水平面が 0° になるように原点を設定している。

5.1.5 検出器

実験では 4 つの検出器を使用した。その特性について以下で述べる。

5.1.5.1 概要

中性子検出器に関する一般的な事項を記す。中性子は電荷をもたず、そのままでは電気的な検出が難しいため、中性子の検出には核反応を利用する。我々の実験では検出器は ${}^3\text{He}$ に対する核反応を用いて中性子を検出するものと、 ${}^6\text{Li}$ に対する核反応を用いて中性子を検出するものの2種類を使用した。 ${}^3\text{He}$ および ${}^6\text{Li}$ と中性子との核反応、 Q 値は以下のようになる。



この核反応で生じた ${}^3\text{H}$ や α 粒子を、比例計数管やシンチレーターによって検出することで中性子を検出している。

比例計数管では計数管中にあらかじめ ${}^3\text{He}$ を封入しておき、中性子との核反応によって生じた ${}^3\text{H}$ と α 粒子を用いて封入ガスを電離させている。電離によって発生した電子は高電圧がかけられたワイヤー状の陽極へと引きつけられてゆき、陽極近傍の高い電気力によって電子雪崩を起こすことで電気信号が増幅されて検出される。比例計数管の信号の大きさは電離によって生じたイオン数に比例するので、 γ 線が蹴り出した電子に起因する電離と、核反応によって生じた原子線に起因する電離を見分けることが可能である。電子は透過力が高く原子線に比べてあまり電離を起こさないため、原子線よりも低いエネルギー領域にピークができる。したがって、 γ 線が低エネルギー領域に作るピークのテールが十分に落ち切ったところにエネルギー閾値の下限を設けることで、データから高エネルギー側の γ 線ノイズを除外することが可能となる。

シンチレーターの場合は、 α 粒子に励起されてシンチレーション光を放出する物質中に ${}^6\text{Li}$ を含む化合物を添加することで、中性子による核反応を可視光に変換している [22]。光電子を高電圧のもとで加速してダイノードと衝突させ、二次電子放出を利用して信号を増幅する光電子増倍管を用いることで、この光を電気信号化して検出する。

BL05 の場合は入射中性子はほとんどが冷中性子 (5 meV ~ 1 eV) 以下の運動エネルギーであるため、核反応の Q 値の方がはるかに大きく、中性子一つ一つのエネルギーを判別することはできない。検出器で検出されるエネルギーは、中性子に由来する核反応イベントとその他の放射線ノイズや電気ノイズとを見分けるための指標としてのみ利用されている。なお、中性子吸収断面積が中性子速度の逆数に比例する低エネルギー領域では、中性子吸収に由来する減衰長 L は、物質の密度 ρ , 熱中性子に対する反応断面積 σ_0 , 熱中性子波長 $\lambda_0 = 0.18 \text{ nm}$, 入射中性子の波長 λ を用いて

$$\frac{1}{L} = \rho \sigma_0 \frac{\lambda}{\lambda_0} \quad (5.1.3)$$

と表され、入射フラックスを I_0 , 進行距離を x として位置 x でのフラックスは

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{L}{x}\right) \quad (5.1.4)$$

と表される。この計算により検出器の規格から波長に対する反応率を概算することが可能である [23]。

5.1.5.2 ^3He 比例係数管

直径 1 インチ (約 2.5 cm) の比例計数管である。内部には 10 atm の ^3He ガスが封入されており、 ^3He の吸収断面積は 5333 barn ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$) であることから 100 μeV 以下の VCN に対する減衰長は 0.44 mm 以下なので、反応率は VCN 以下に対してはほぼ 100 % である。 ^3He はそれ自身が電離用のガスも兼ねている。計数管の直径に対して入射したビームの断面積が十分小さければ、ビームの飛距離を 2.5 cm とおくことで中性子の波長 $\lambda(\text{nm})$ に対する検出器の検出効率: ϵ は以下のように計算できる。

$$\epsilon = 1 - \exp(-19.9 \cdot \lambda) \quad (5.1.5)$$

^3He の吸収断面積は 100 eV 以下のエネルギーにおいて速度の逆数に比例するため、この式は 100 eV 以下の中性子において成り立つ式である。

5.1.5.3 ビームモニター

フラックス総量の測定のために BL05 ビームラインの最上流に設置されているものと同型の比例計数管である。中性子の減衰を極力抑えるために、封入されている ^3He は非常に希薄である。この検出器のデータ取得系は (図 5.9) であり、上記の ^3He 比例計数管に対する検出効率は (図 5.10), フィッティング結果は (式 5.1.6) である。

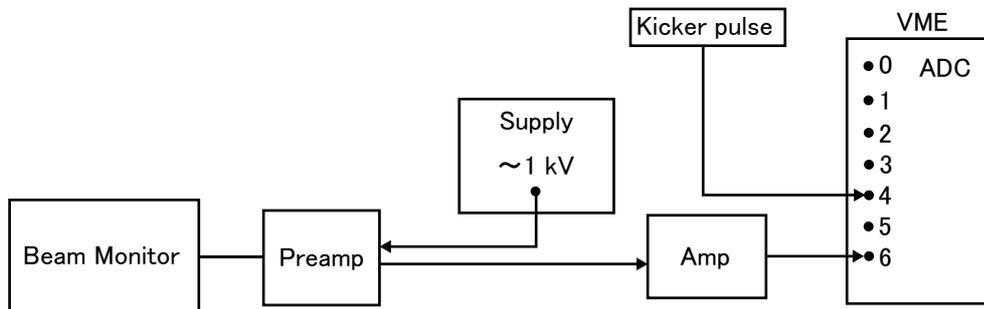


図 5.9: ビームモニターのデータ取得系。

$$\epsilon = \begin{cases} 9.66 \times 10^{-4} \cdot \frac{1 - \exp(0.51\lambda) + 0.50\lambda}{\exp(-1.02\lambda) - 1}, & \lambda \leq 2 \text{ [nm]} \\ 8.66 \times 10^{-4}, & \lambda > 2 \text{ [nm]} \end{cases} \quad (5.1.6)$$

5.1.5.4 RPMT

うすい ZnS/6LiF シンチレーターが正面に取り付けられた、直径 5 インチ (約 13 cm) の抵抗分割型光電子増倍管である。有効径は直径 10 cm であり、シンチレーターが発する青色の可視光を検出する。 x 方向に張られた電極の両端および y 方向に張られた電極の両端の信号がモニターされており、光電子が到達した場合、到達地点から電極両端までの距離に応じた大きさの信号が x, y 方向それぞれについて検出される。それらの信号の比を取ることによって中性子の到達地点を検出している。位置分解能は約 1.0 mm である。この検出器の

Efficiency He3-BM

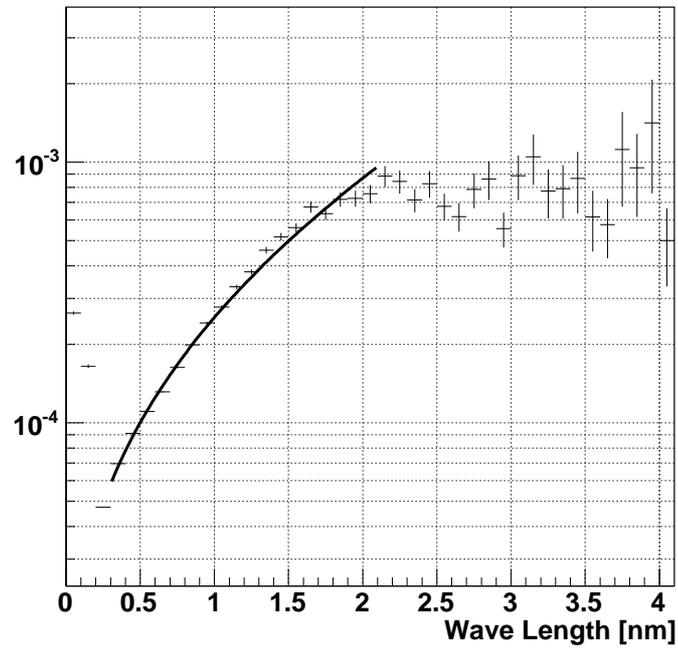


図 5.10: ^3He 比例計数管に対する検出効率。

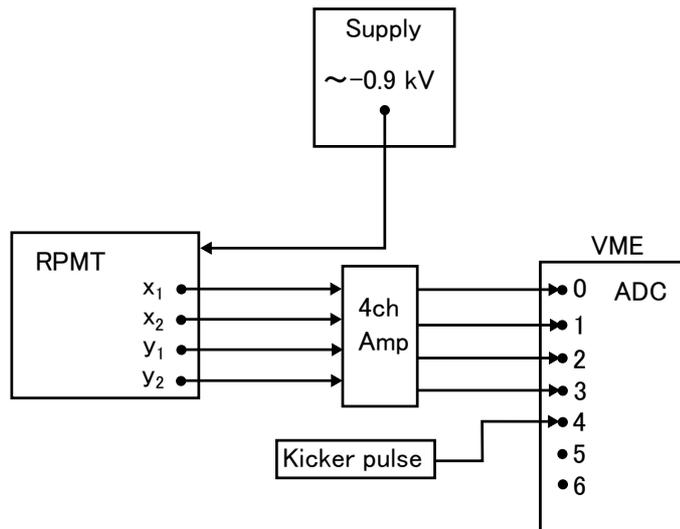


図 5.11: RPMT のデータ取得系。

Efficiency He3-RPMT

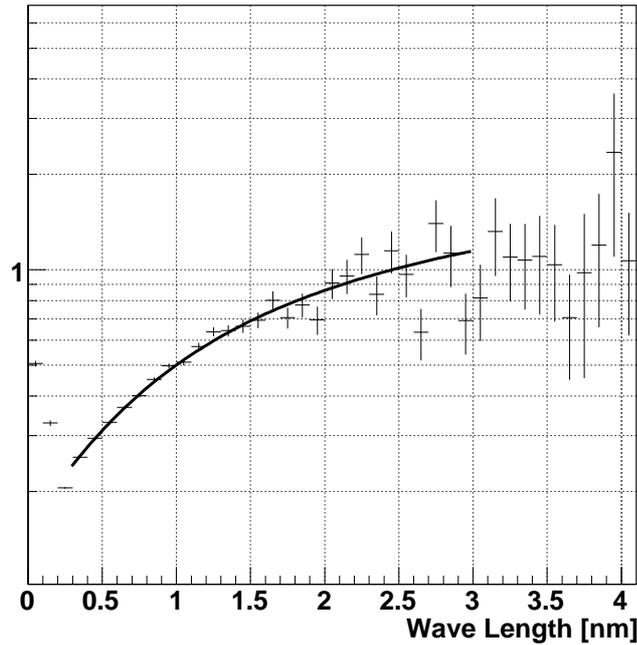


図 5.12: ^3He 比例計数管に対する検出効率。

データ取得系は (図 5.11) であり、 ^3He 比例計数管に対する検出効率は (図 5.12), フィッティング結果は (式 5.1.7) である。

$$\epsilon = \begin{cases} 2.09 \cdot \frac{1 - \exp(-0.27\lambda)}{1 - \exp(-3.60\lambda)}, & \lambda \leq 2 \text{ [nm]} \\ 0.86, & \lambda > 2 \text{ [nm]} \end{cases} \quad (5.1.7)$$

5.1.5.5 ^3He UCN 検出器

UCN 検出用に作られた比例計数管であり、(図 5.13) のような特殊な形状をしている。直径約 9 cm, 高さ約 4 cm のチャンバー内に 10 ± 0.5 Torr の ^3He , 8 ± 0.5 Torr の CH_4 , および 1.1 atm の Ar が封入されており、陽極として太さ $50 \mu\text{m}$ のタンゲステンが 1 本だけ張られている。中性子の受け入れ口は直径 90 mm の大きさであり、厚さ約 $100 \mu\text{m}$ のアルミで作られている。この検出器における波長 58 nm の UCN の減衰長 L は $L = 1.64$ cm であり、4 cm の飛距離における検出率は 66 % である。

この検出器は内部にプリアンプとディスクリミネータを内蔵しており、比例計数管にかける高電圧のほかに ± 12 V の電源を必要とする。出力信号としてプリアンプで増幅されたアナログ信号と、ディスクリミネータを通した論理信号の 2 種類を選択できる。今回の実験ではアナログ信号を使用した。データ取得系を (図 5.14) に示す。中性子の信号のみを明瞭に取り出すためにアンプに信号を入れる前にアッテネータを経由させ、信号を一度減衰させてからアンプで増幅している。この検出器の ^3He 比例計数管に対する検出効率は (図 5.15), フィッティング結果は (式 5.1.8) である。

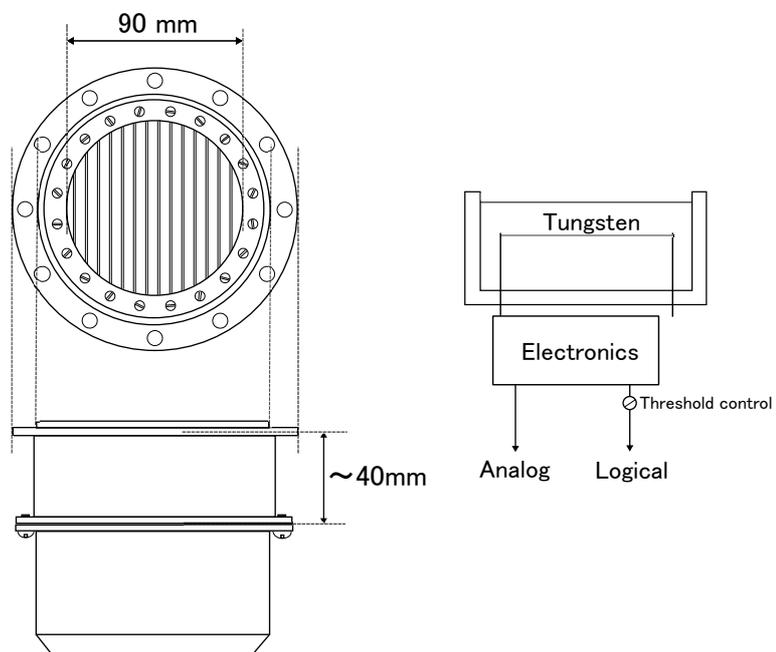


図 5.13: ^3He UCN 検出器の概形。

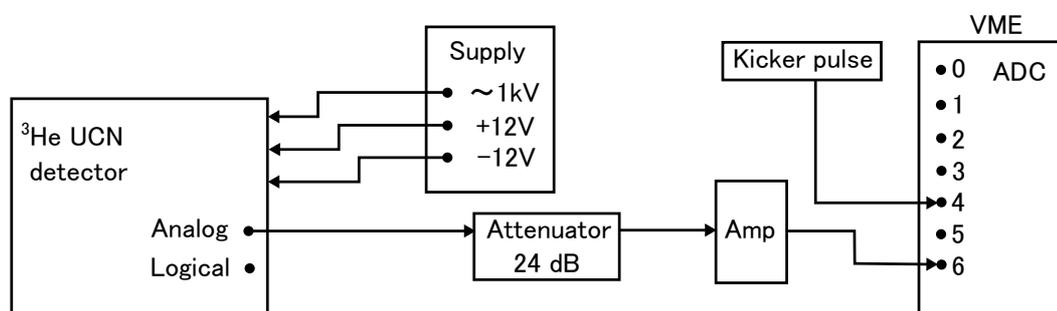


図 5.14: ^3He UCN 検出器のデータ取得系。

Efficiency He3-UCN

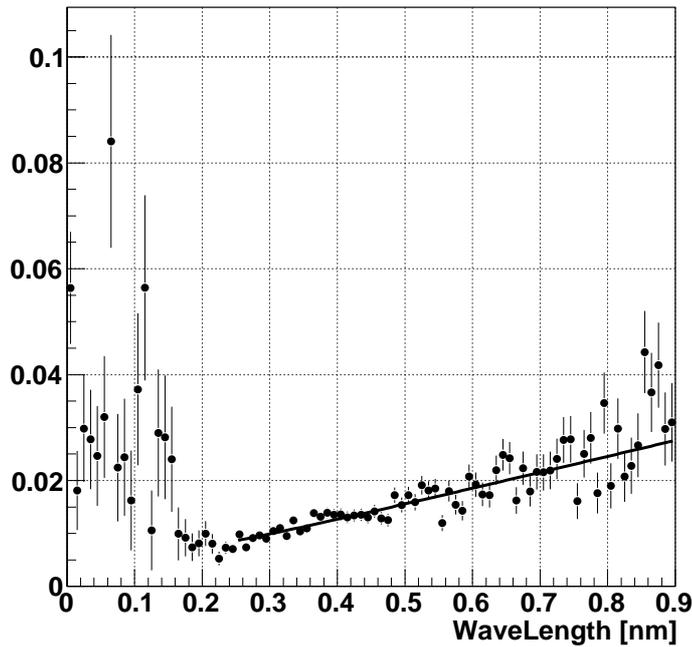


図 5.15: ^3He 比例計数管に対する検出効率

$$\epsilon = \frac{1 - \exp(-3.11 \times 10^{-2} \lambda)}{1 - \exp(-9.18\lambda)} \quad (5.1.8)$$

この検出器の波長依存性の理論値は $(1 - \exp(-0.0393\lambda))$ であるため、この結果は非常によい一致と言える。なお、この検出器の背面はプラスチックで作られており電磁波ノイズを遮蔽できないため、モーターなどの電磁波ノイズ源の近くで測定を行う場合は装置背面をアルミ箔などでくるまなければならない。

5.2 VCN 確認実験

ドップラーシフターを設置する前に非偏極ブランチの VCN スペクトルの確認および蹴り出しミラー角度の最適値の決定を行った。その手法について以下で述べる。

5.2.1 非偏極ブランチのスペクトル確認

5.2.1.1 セッティング

非偏極ブランチのダクト出口直後に ^3He 比例計数管、ビームモニター、RPMT を置いて計測する。 ^3He 比例計数管および RPMT は中性子に対する反応率が高いため、dead time を減らすために直径 4 mm の穴をあけた B4C ゴムをダクト出口に取り付け、ブランチ上流のスリット幅は 5 mm × 5 mm とした。ビームモニターは ^3He 濃度が薄いため、ダクト

出口に取り付ける B4C ゴムの穴は 20 mm × 20 mm とし、ブランチ上流のスリットはフルオープン (約 40 mm × 50 mm) とした。

5.2.1.2 測定手法

MLF へのビーム入射間隔は 40 ms であるため、TOF 距離を 16 m より短くできない現在のセッティングではスペクトルを計測しきる前に次の中性子ビームが来てしまい、400 m/s より遅い中性子を計測することはできない。そこでメインリングへビームが送られる際に MLF へのビーム入射が 360 ms 途切れることを利用し、ロングランで得られたデータの中からメインリング入射のイベントのみを抜き出すことで VCN 領域にまで及ぶ TOF スペクトルを測定した。

TOF のトリガーに MLF へのビームカレントの入射を知らせる信号を使用し、このトリガー信号の間隔が 100 ms より長く 400ms より短いイベントのみを集積するように解析した。

5.2.2 蹴り出しミラーの角度決定

蹴り出しミラーへのビーム入射角は設計では 170 mrad としているが、それは計算上の理想化を用いた結論であるため、実験による入射角の確認と最適値の決定を行った。その実験概要について以下で述べる。

5.2.2.1 セッティング

装置のセッティングを (図 5.16) に示す。検出器には検出面の広い RPMT を使用した。レーザーを使用して RPMT の x 方向の中心とダクトの x 方向の中心を合わせた。ノイズとなる中性子を吸収するため、鉛シールドの内側と冷中性子の経路上には B4C ゴムを設置した。

5.2.2.2 測定手法

2.58° の仰角を持つビームを鏡面に対して 170 mrad で入射させる場合、鏡は水平面に対して -7.16° 傾ける必要がある。よって、この角度でのデータを確認したのち、蹴り出しミラーの角度を振って 136 m/s の粒子を適量得るのに最適な角度を求めた。

5.3 UCN 生成実験

VCN 測定から得られたビームの蹴り下ろし角度に従い、ドップラーシフターを設置して UCN 生成実験を行った。その実験概要について以下で述べる。

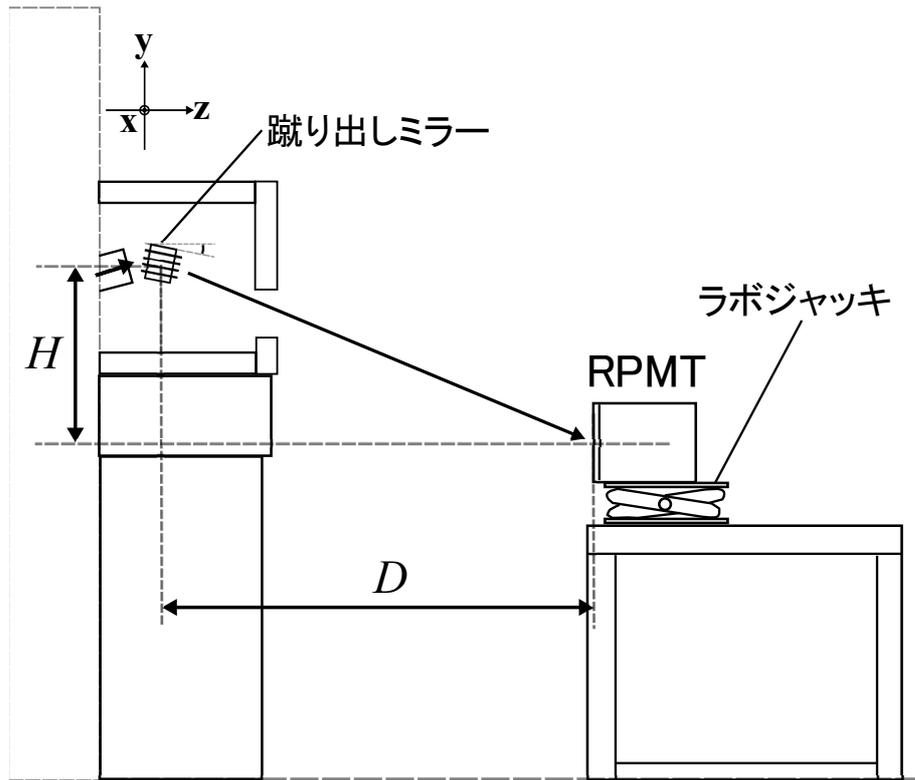


図 5.16: RPMT のセッティング

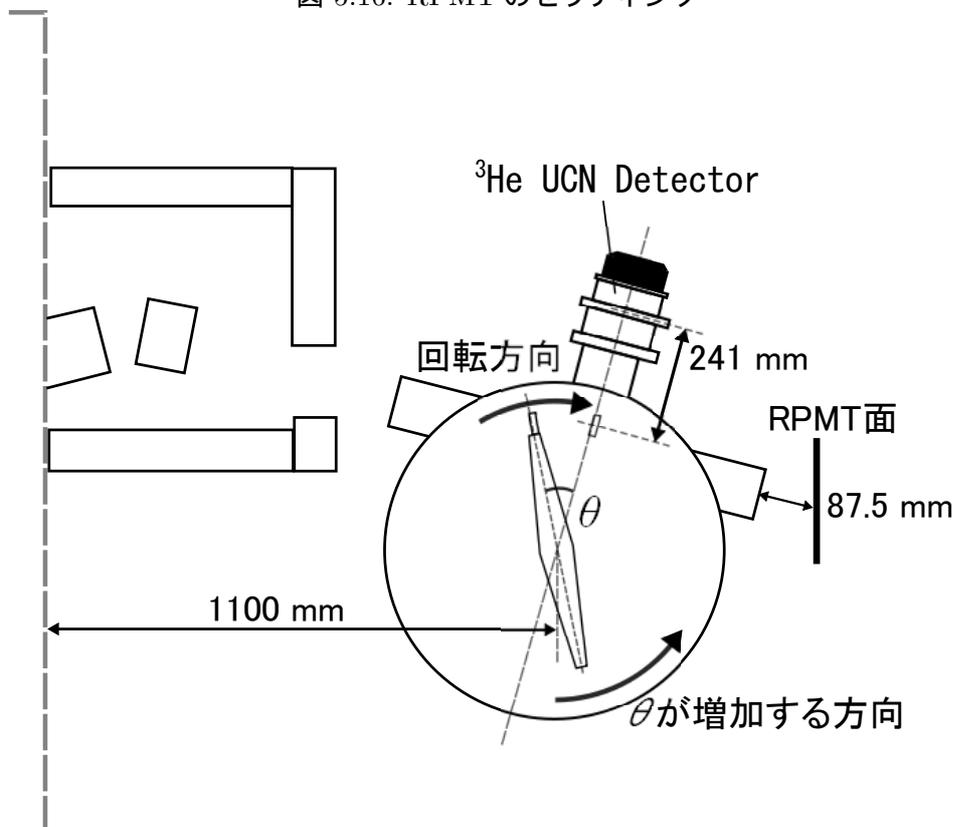


図 5.17: ドップラーシフターのセッティング。

5.3.1 セッティング

装置のセッティングを(図 5.17)に示す。ドップラーシフターの位置どりは次のようにして行った。まず RPMT 前方に小径のスリットを設置してスリットの穴と RPMT の像の中心を合わせたのち RPMT を取り去って、RPMT の後方約 1 m の地点から照射したレーザーがスリットの穴と蹴り出しミラーの中心を通るようにレーザー装置の位置を調整し、レーザーの仰角を計算した。計算の結果、仰角は 18.6° であり、設定値からの推定に対して 0.7° 大きかった。この誤差に関してはレーザー装置の位置どりの粗さや上流のビームの発散の効果による反射角度の変化などが考えられるが、今回は実測値を優先してドップラーシフターの傾きは 18.6° とした。そして、ドップラーシフターの VCN 取り入れダクトの下流のフランジの中心および上流のフランジの中心をレーザーが通るようにドップラーシフターを配置し、固定した。

サーボモーターの電気ノイズが大きいため、ドップラーシフターは各装置から電氣的に切り離す必要がある。そこで、装置の電源を経由して検出器系に回り込んでくるノイズの影響を排除するためにドップラーシフター本体の電源を各装置から切り離した。真空引きのためのフレキシブルチューブの接続にはプラスチック製のクランプを使用した。また、検出器とドップラーシフター本体の接続には、フランジ間にアクリルフランジを挟みこんだ上でアクリル製のワッシャーを使用してボルトで固定した。中性子バックグラウンドを排除するために、 ^3He UCN 検出器からドップラーシフター上部に至るまでを B4C ゴムを用いて覆った。

5.3.2 測定手法

^3He UCN 検出器と RPMT を用いて同時測定を行った。RPMT で得られる TOF スペクトルからメインミラーと VCN が交差するタイミングを確認してメインミラーの相対位相を決定したのち、 ^3He UCN 検出器について UCN 検出のためのロングランをかけた。UCN 検出のための TOF のトリガーには、ファンイン・ファンアウトとゲート・ディレイジェネレータを用い、ビームカレントに関わりなく発信されている 25 Hz 信号を(図 5.18)に示すように $25/3$ Hz 信号に変換して使用している。この信号と同時にビームカレントの入射に同期した 25 Hz の信号をモニターすることで、ビームカレントが流れている間の時間だけのデータ解析を可能とする。VCN の TOF 距離は 17.8 m であり、UCN の TOF 距離は測定の結果 241 mm であった。

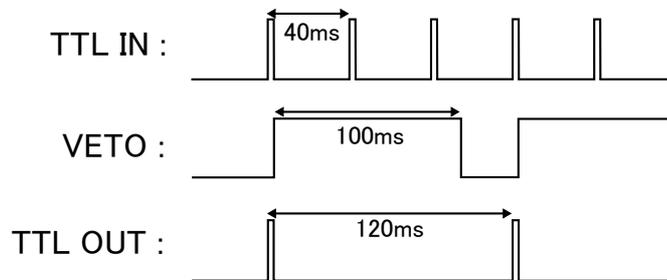
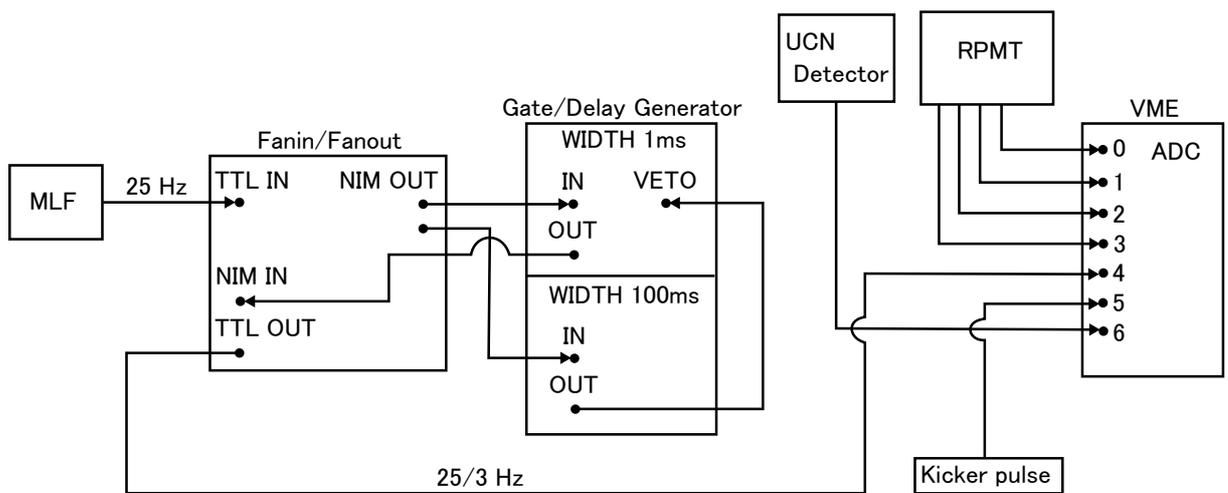


図 5.18: 25 Hz 信号の 25/3 Hz への分周。

第6章 結果・考察

本章では第5章で得られた実験結果およびそれについての解析結果、考察について述べる。

6.1 VCN 確認実験の結果と考察

6.1.1 非偏極ブランチのスペクトル確認

得られた結果を 120 kW、1 s の測定値に直し、ビームモニターの検出効率で除算して、 ^3He 比例計数管での測定に合わせた波長スペクトルの結果は次のようになった。使用出来

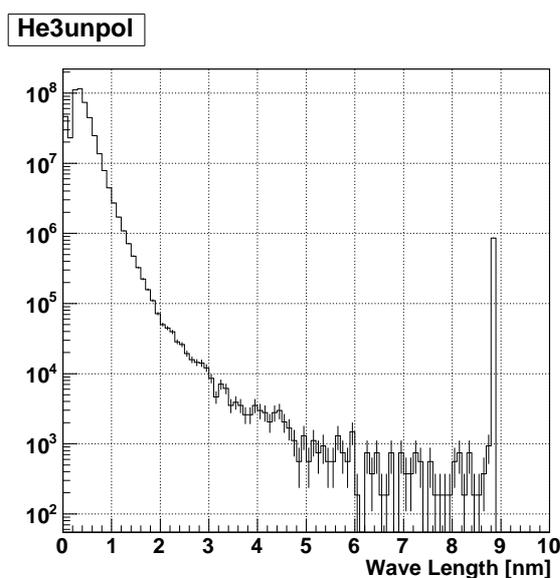


図 6.1: ビームモニターのデータをもとに構成した非偏極の中性子波長スペクトル。

たビーム入射の回数は 5106 回である。

4 nm 以下を平均 700 イベントのオフセットとみなして、(式 3.4.16) によって 1.5 nm ~ 3.5 nm の範囲でフィッティングを行ったのが (図 6.2) および拡大図 (図 6.3) である。関数とデータは比較的よい一致を見せている。3 nm 以上はデータからずれるものの、スペクトルの減衰のファクターである a (図中では $p2$) の値もグループの解析から示唆されている 0.86 に対して 0.84 が得られており、近い値が得られている。また、この結果の積分値は $4.7 \times 10^8 \text{n}$ であり、1 MW のフラックスに換算すると $1.6 \times 10^8 \text{n/cm}^2$ となるため、設計値に対して 67 % ほどしかビームが来ていないことになる。

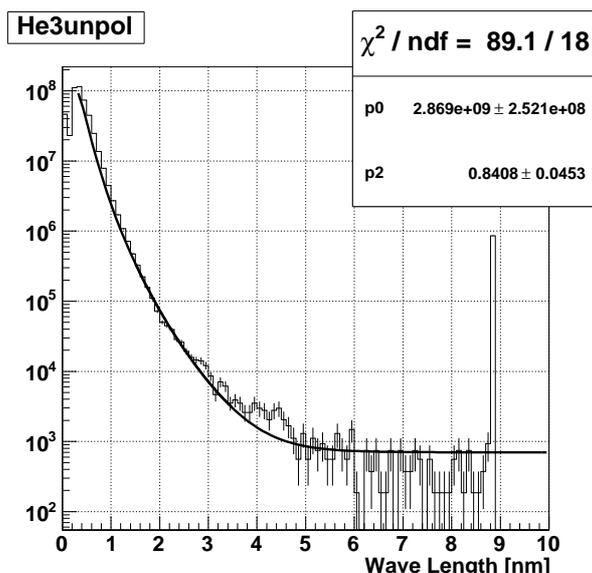


図 6.2: フィッティング結果。

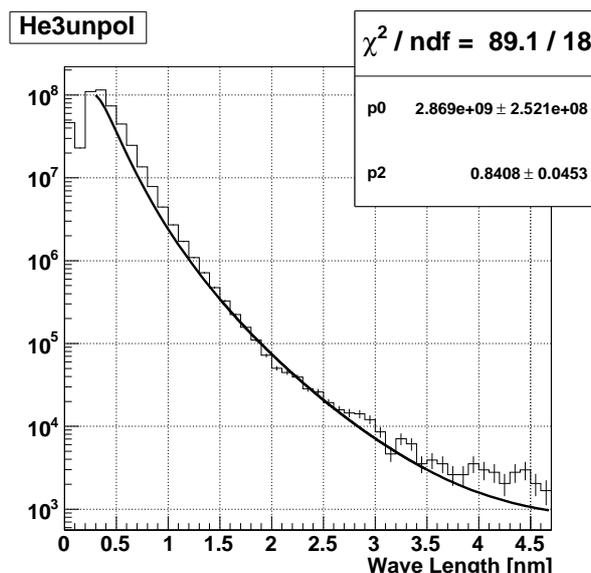


図 6.3: 左の図の拡大図

6.1.2 蹴り出しミラーの角度決定

6.1.2.1 -7.16° での測定

パルスモーターの設定値を水平に対して -7.16° に設定した。蹴り出しミラーの設置角度の確認のために、RPMT に映った像の中心が蹴り出しミラーの中心から来たビームであるとみなしてビームの蹴り下ろし角度を求めた。このとき、ミラーの中心と像までの水平距離 D は 1590 mm, 垂直距離 H は 472 mm であり、角度は 16.5° である。計算による打ち下ろし角度の理想値は $(7.16^\circ + 2.58^\circ) \times 2 - 2.58^\circ = 7.16^\circ \times 2 + 2.58^\circ = 16.9^\circ$ であるので、計算値に対して 0.4° ずれている。これは蹴り出しミラーの取り付け角度の誤差に直すと 0.2° であり、垂直方向の測定誤差に直すと約 10 mm に相当する。従ってこの誤差は、RPMT のシンチレーターの中心と RPMT 本体の中心がずれている可能性、ビーム像の中心と蹴り出しミラーの中心が一致していない可能性、ブランチのダクトが計算値に比べてわずかに傾いている可能性などから説明可能な誤差である。

このときの RPMT までの TOF 距離は 17.9 m であり、上流のスリット幅は 10 mm \times 10 mm である。得られた TOF の時間スペクトルを (図 6.4) に示す。136 m/s が 17.9 m を飛行するのに要する時間はおよそ 132 ms であるため、40 ms 周期の時間スペクトル上では 12 ms の位置に相当しているはずである。しかし (図 6.4) に見られるピークは 2 ms のものであり、100 m/s 前後の中性子のピークであるとするなら 147 m/s の成分に相当している。これは次のように考察される。この蹴り出しミラーは設計値として入射角 170 mrad, 速度 136.0 ± 5.4 m/s の中性子を反射可能である。また、入射ビームは最大で ± 10 mrad の発散をもつ。したがって、反射可能な速度の上限 v_{max} と下限 v_{min} は

$$v_{max} \sin(0.16) = (136.0 + 5.4) \sin(0.17) \quad (6.1.1)$$

$$v_{min} \sin(0.18) = (136.0 - 5.4) \sin(0.17) \quad (6.1.2)$$

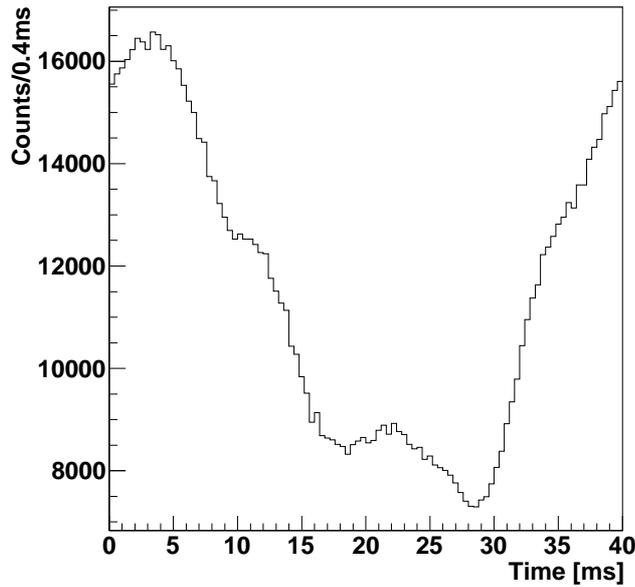


図 6.4: 蹴り出しミラー回転角度 -7.16° における TOF スペクトル。

によって表され、端的には $123 \text{ m/s} \sim 150 \text{ m/s}$ を反射可能である。しかしビームの発散はビーム中心から外へ向かうほど発散が大きくなるような相関を持つため、 $\pm 5 \text{ mrad}$ を有効な値として採用すると $127 \text{ m/s} \sim 147 \text{ m/s}$ が反射可能な速度幅である。これに速度増加に伴う Maxwell-Boltzmann 分布に従った粒子数増加が重なったため (図 6.4) のような分布が得られたと推測される。なお、 21 ms のあたりに存在している小ピークは (式 1.3.17) の Bragg の公式において $n = 2$ で表される、 147 m/s の 2 倍の速度の粒子 (TOF は 61 ms) であると推測される。高次の Bragg 反射の反射率は低い、入射粒子数は Maxwell-Boltzmann 分布に従って指数関数的に増えるため、小さなピークとなって表れている。

6.1.2.2 最適角度の決定

136 m/s の粒子が計算値の -7.16° においては多く得られなかったため、蹴り出しミラーの角度を変えてスペクトルの推移を見た。その結果、大きなピークの中心が 136 m/s と一致する角度として -8.26° が得られた。しかし、傾きを増加させるに従って単位時間あたりの統計量も減少したため、スペクトルの比較を行った。 -7.16° , -7.46° , -8.26° の比較を行った結果を (図 6.5) に示す。高次の Bragg 反射ピークの影響を除外するために、メインリング入射の際のデータのみを抜き出している。高次のピークを作る中性子は最低でも 300 m/s 前後の速度を持つため、次のビームが来なければ 100 ms 以前に検出されてしまうので、TOF の時間間隔を長くすることで高次反射の影響を除外することが可能である。この結果、 $-7.46^\circ \sim -7.86^\circ$ において、 136 m/s に相当する 130 ms 前後の統計が多いことが判明した。

そこで、角度をもう少し細かく決めるために -7.46° , -7.66° , -7.86° を比較したのが (図 6.6) である。また、 -7.46° と -7.66° の時間間隔 40 ms の TOF の比較は (図 6.7) のよ

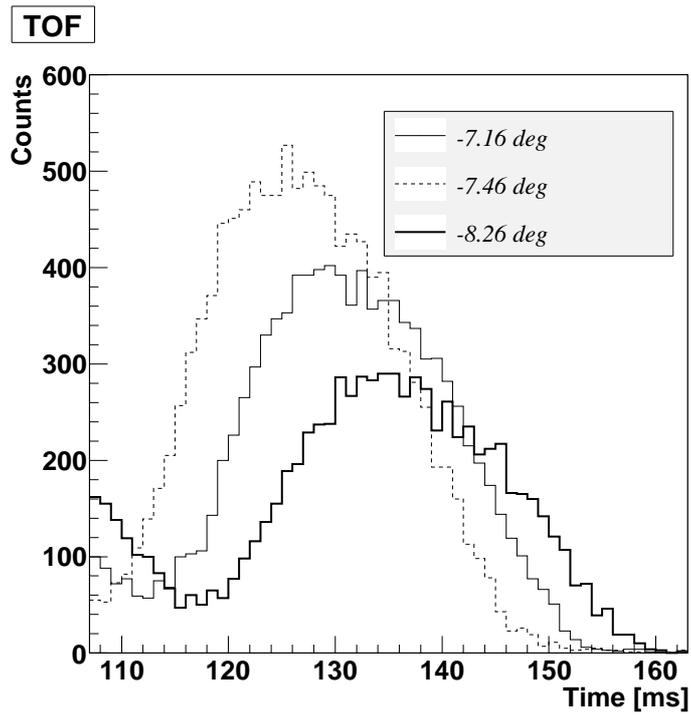


図 6.5: 蹴り出しミラーの角度に応じた中性子のスペクトル比較

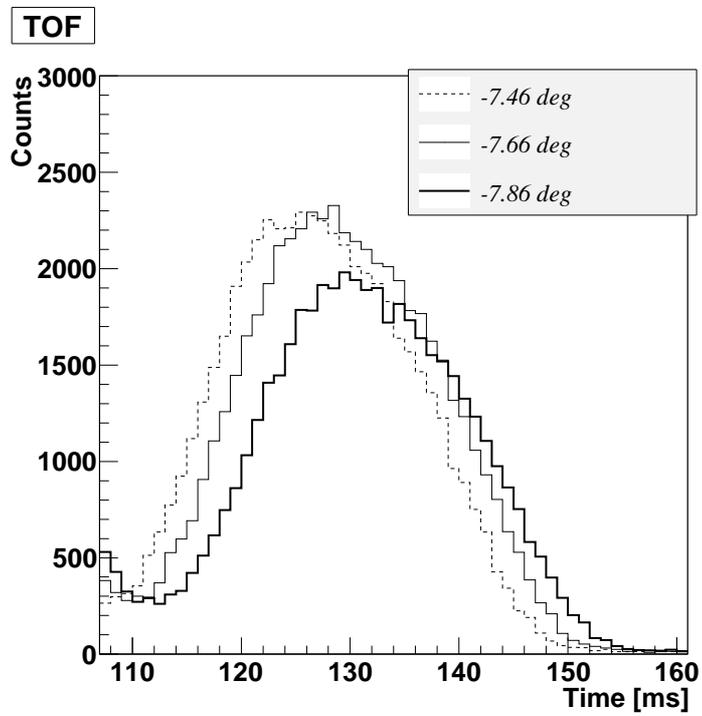


図 6.6: 蹴り出しミラーの角度に応じた中性子のスペクトル比較

うになる。 -7.46° と -7.66° は 130 ms 周辺の統計量にはあまり差がないが -7.46° は目的

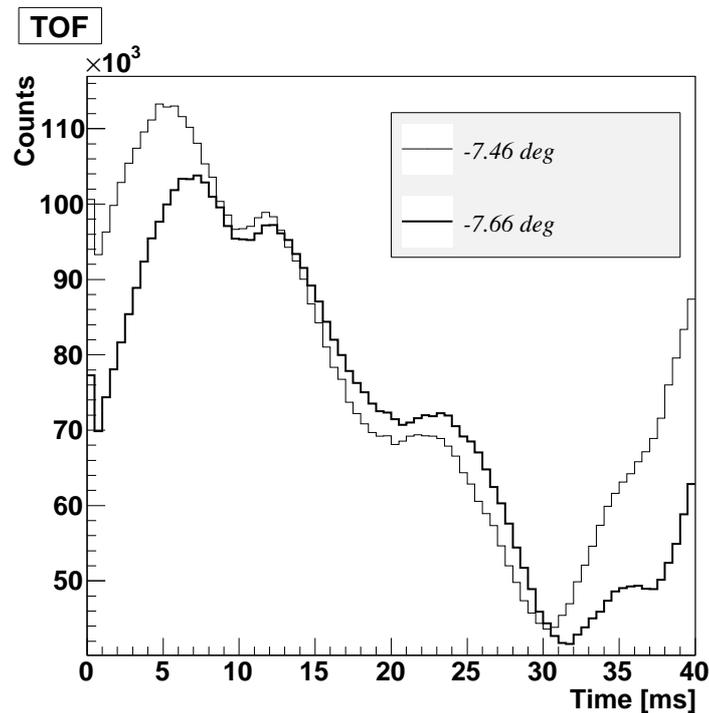


図 6.7: 40 ms のフレームでの比較。

とする 136 m/s 以外の成分も比較的多く来ている。それらが中性子バックグラウンド源になりうる可能性を考慮して、高次反射成分が 130 ms から離れている -7.66° をドップラーシフターのビーム入射に最適な角度として選択した。計算上、ビームの蹴り下ろし角度は 17.9° と推定される。

このときの蹴り出しミラーのフラックスに 700 イベントのオフセットを乗せ、120 kW のスケールのもとで先述の非偏極ブランチのスペクトルと比較したものが (図 6.8) である。蹴り出しミラーが 4 枚であり最大値の 8 割しか取り出せないこと、およびジオメトリによる 5% の減少を考慮してもフラックスが少なく、ブランチ本来のビームの半分程度しか取り出せていない可能性が示唆されている。この問題については現在も解析中である。

6.2 UCN 生成実験の結果と考察

6.2.1 相対位相の決定

現在の TOF 距離では 136 m/s は 131 ms であるので、40 ms のフレームでは 11 ms のところに相当している。ドップラーシフターの相対位相を変化させた結果、相対位相 -50° において 10 ms 前後のところにビームとメインミラーの交差が見られた。それを (図 6.9) に示す。(図 6.9) はドップラーシフターの繰り返し周期である 120 ms のデータを 40 ms ごとに分けてそれぞれ個別に統計を取り、同時に表示している図である。11 ms のビームの削れでは、メインミラーの反射率が約 40% であることも確認できる。相対位相 -50° は、

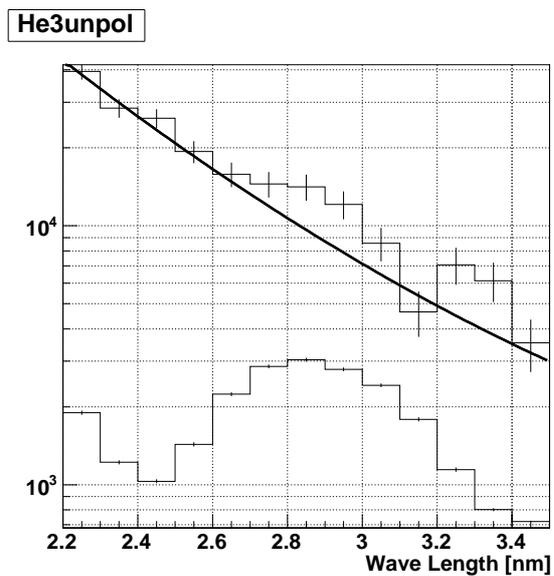


図 6.8: 非偏極ブランチ本来のスペクトルと蹴り出しミラーのスペクトルとの比較。

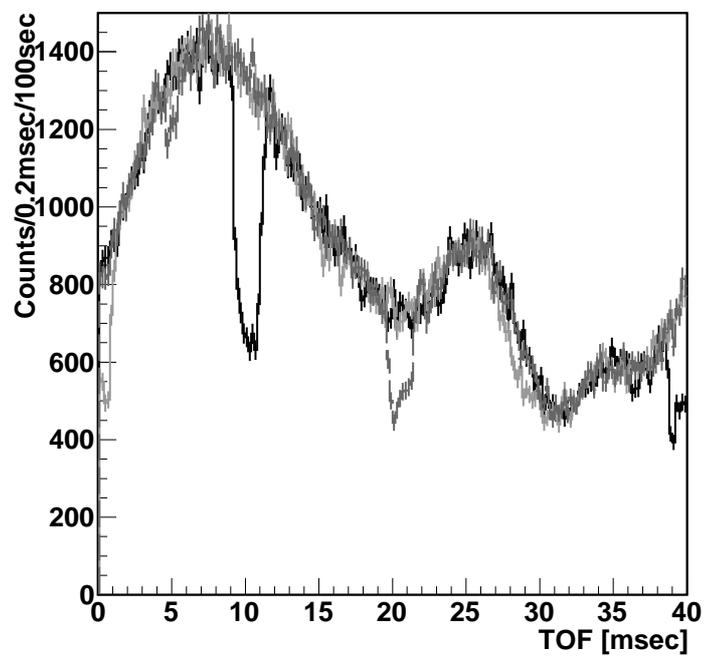


図 6.9: ドップラーシフターを抜けてきた VCN の TOF。

25 Hz のトリガー信号が発信された時点では (図 5.17) における $\theta = 70^\circ$ の地点に相当している。このミラーがビームと交差するのはこの時点から約 6 ms 後のことである。一方 RPMT 面から交差点までの距離は 56 cm であるので、136 m/s の粒子は約 127 ms でこの地点を通過する。したがって、1 ms 程度の誤差で正しさが確認できる。(図 6.9) ではビームとメインミラーの交差が等間隔で 4 回生じているが、それは (図 6.10) に示すように理解される。ドップラーシフターの 1 周期である 120 ms の間にドップラーシフターは 4 回

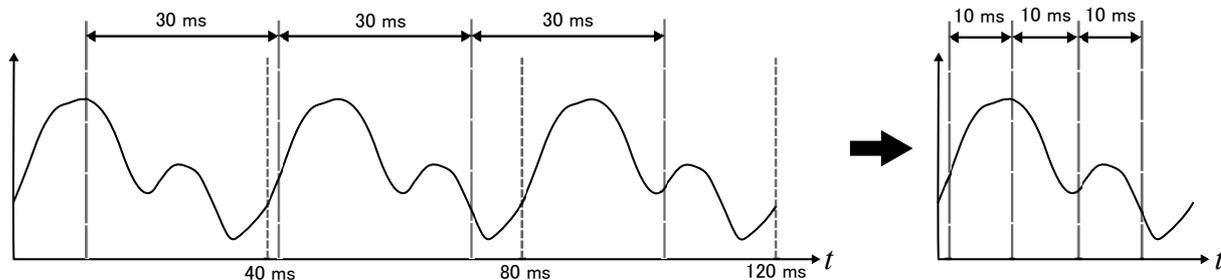


図 6.10: 120 ms の間でのミラーとビームの交差。

転するのに対し、ビームは 3 回入射する。したがって入射するビームの幅が広い場合、4 回転の全てにおいてメインミラーとビームが交差し、それが時間間隔 40 ms の TOF として重ねあわされたことで 10 ms おきの交差として現れたのである。

6.2.2 UCN の実測

上記の結果から、まず相対位相 -50° において UCN のデータを取得し、TOF の時間スペクトルを得た。それを (図 6.11) に示す。TOF の時間原点にはビームとミラーが直角に交差した瞬間になるように、相対位相に応じたオフセットを乗せている。ロングランにおける平均加速器パワーは 114.8 kW であったが、比較が行いやすいように 120.0 kW の出力に規格化している。このとき、30 ms あたりに小さなピークが確認できる。これは時間原点から約 30 ms ほど離れているため、ミラーとビームとの 2 回目の交差の影響であると推測される。さらに、 -80° , -60° , -40° , -20° , 10° と変化させた結果を (図 6.12) ~ (図 6.17) に示す。これらは 120° の対称性を考えて 40° , 60° , 80° , 100° , 10° とみなすこともできる。それぞれの平均加速器パワーは 115.0 kW, 113.2 kW, 115.2 kW, 113.7 kW, 113.9 kW であったが、これらもすべて 120.0 kW に規格化している。これらの図より、角度を進めるに従って 1 つ目のピークが消えてゆき 2 つ目のピークが主要なピークに移り変わっているのがわかる。これはドップラーシフターの回転の 120° の対称性によるものであり、ここからも 2 つ目のピークがビームとミラーの 2 回目の交差に由来していることが推測できる。相対位相 -50° における時間スペクトルを波長に変換したものが (図 6.17) である。UCN が 58 nm 以上の波長を持つことを考えると、UCN の領域と小さいピークが重なっているためこのままでは UCN かどうかを正確に判断することはできない。

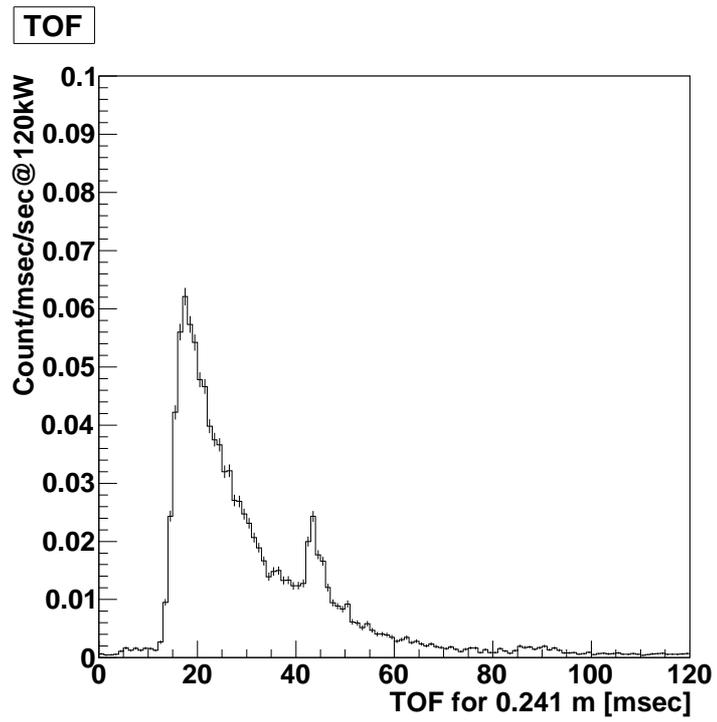


図 6.11: ドップラーシフターから得られた TOF スペクトル。

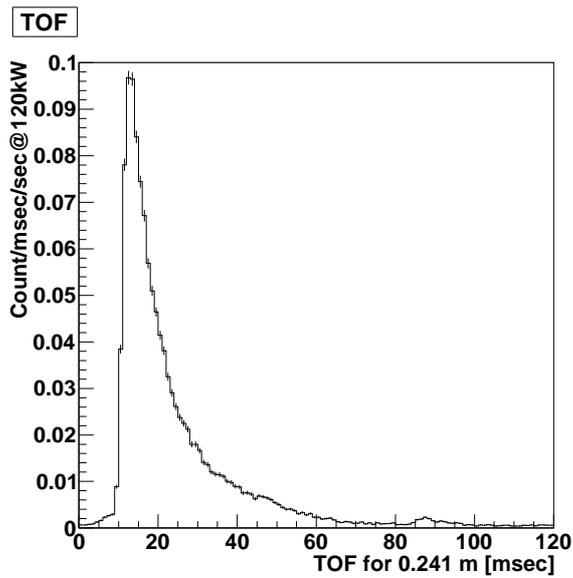


図 6.12: 相対位相-80 °

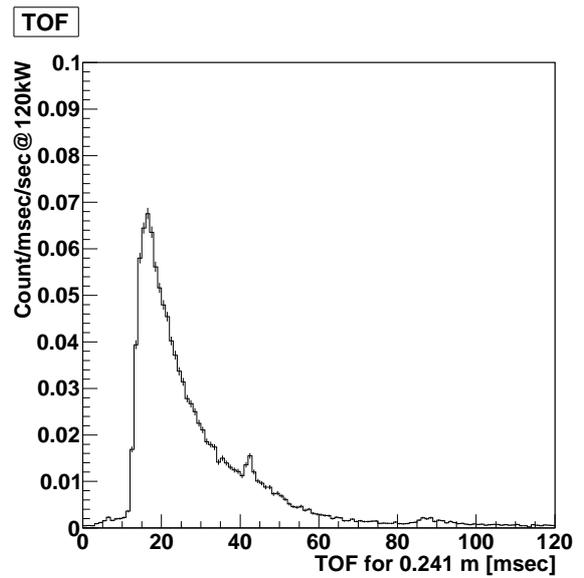


図 6.13: 相対位相-60 °

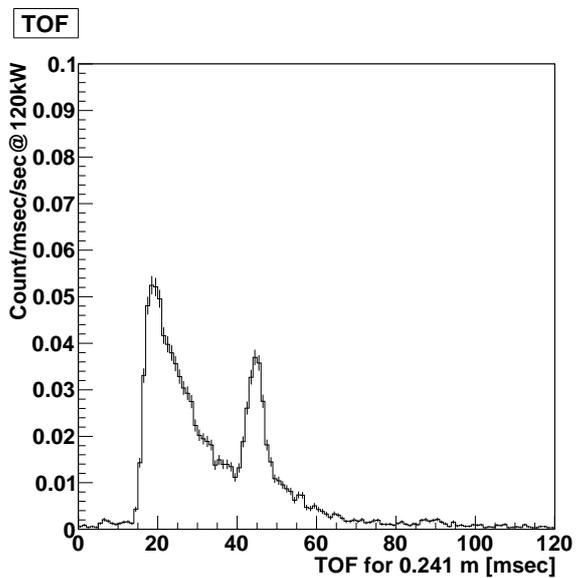


图 6.14: 相对位相-40 °

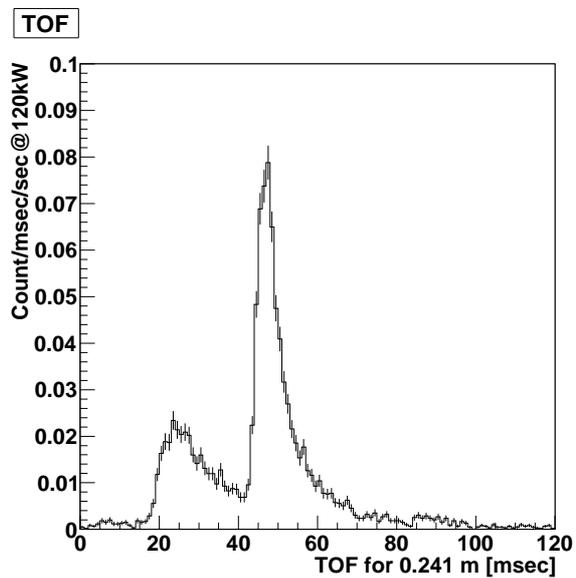


图 6.15: 相对位相-20 °

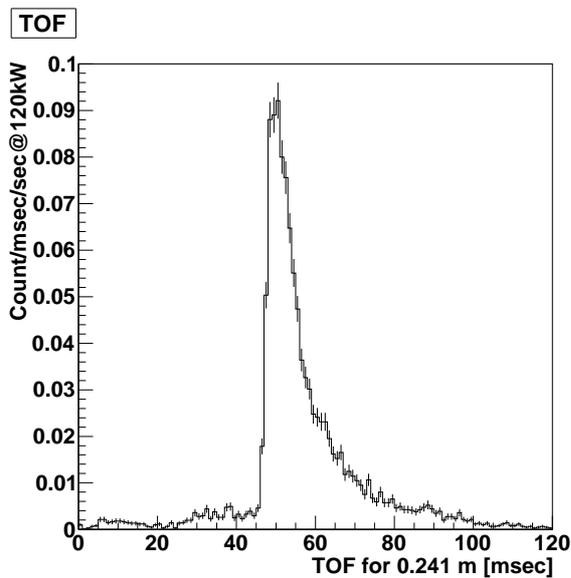


图 6.16: 相对位相+10 °

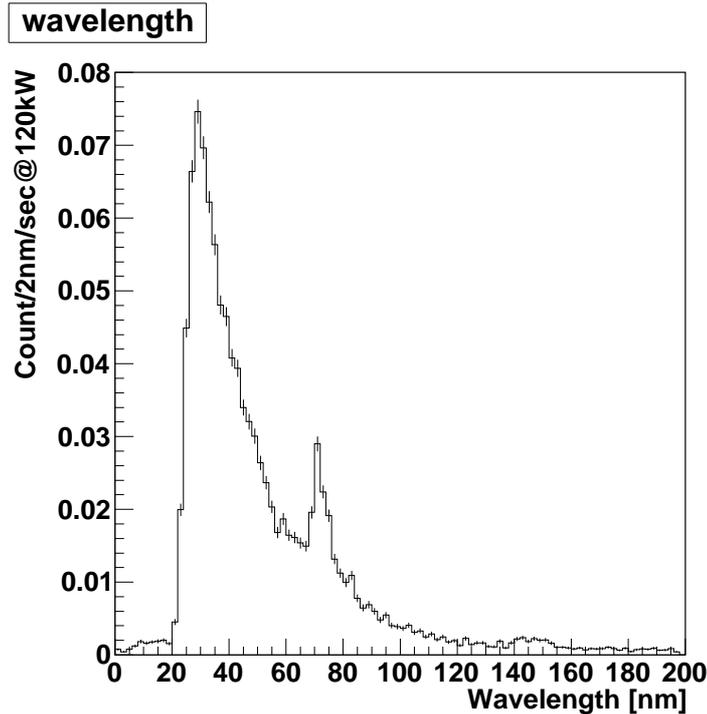


図 6.17: ドップラーシフターから得られた波長スペクトル。UCN は 58 nm 以上の波長である。

6.2.3 Ni ミラーを用いた確認

得られたスペクトルが UCN であることを確認するために、ドップラーシフター本体とアクリルフランジとの間に、厚さ 900 Å のニッケルを両面にスパッタした厚さ 0.3 mm のシリコンウェハを設置して測定を行った。UCN はニッケルに対して全反射されてしまうため、UCN であればその領域のスペクトルが減少するはずである。

測定は比較的ピークが小さく UCN 領域の粒子数の多い相対位相 -50° および -60° について行った。その結果得られた時間スペクトルには、以下の (図 6.18), (図 6.19) に示すように明らかな減少がみられた。これらを波長分布に変換し、減少分の差分とともに表示したのが (図 6.20), (図 6.21) であり、速度分布に変換したのが (図 6.22), (図 6.23) である。斜線部が UCN より高速な領域においてテールを引いているのは (式 1.2.10) における反射率のテールの効果であると推測される。このとき、 -50° では全スペクトルに対する計数率は 1.107 ± 0.006 cps であるのに対し、斜線部の計数率は 0.336 ± 0.008 cps であった。また、 -60° では全スペクトルに対する計数率は 1.152 ± 0.005 cps であるのに対し、斜線部の計数率は 0.319 ± 0.007 cps であった。この斜線部のうち 58 nm よりも波長が長い粒子を全て UCN として採用するのであれば、 -60° の場合の計数率は 0.202 ± 0.031 cps となる。

一方、このときのバックグラウンドの時間スペクトルは、ミラーとビームが交差していないときのものが (図 6.24) であり、ミラーとビームが直角に交差する状態で停止させたときのものが (図 6.25) である。これらの統計は、前者は 0.044 ± 0.001 cps であり、後者は 0.091 ± 0.003 cps であった。これらのバックグラウンドは高速な中性子に由来していると考えられるため、ニッケルを用いた差分によってほとんど落ちており、UCN と思われる斜線部の計数自体にはほとんど影響しないと考えられる。したがって、UCN が出力されてい

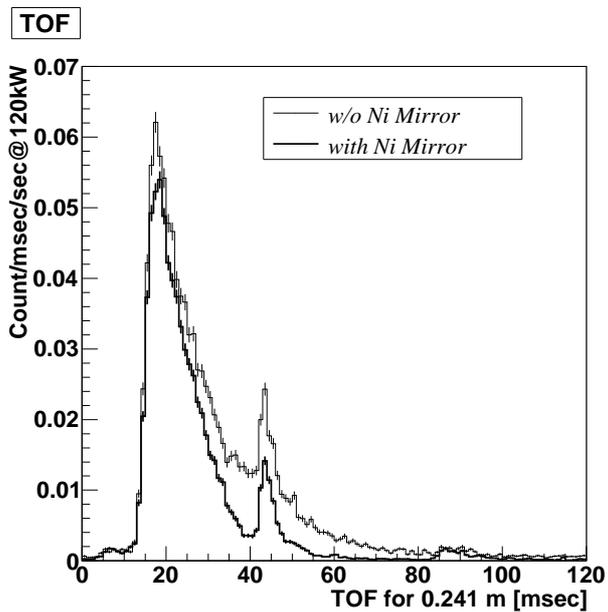


図 6.18: 相对位相 -50° の TOF.

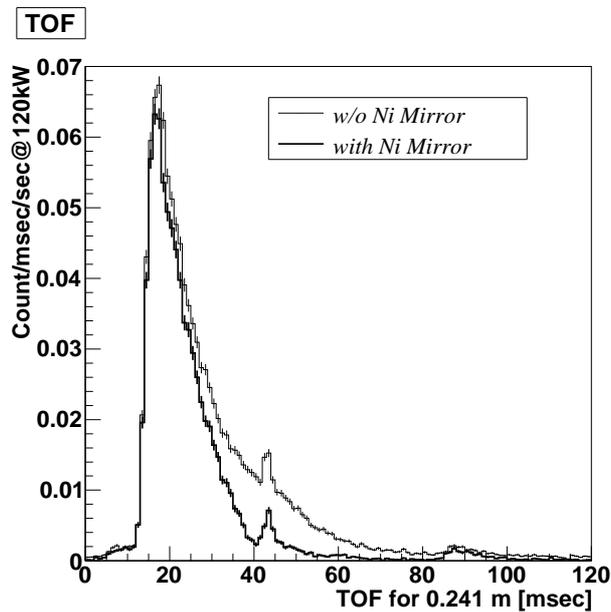


図 6.19: 相对位相 -60° の TOF.

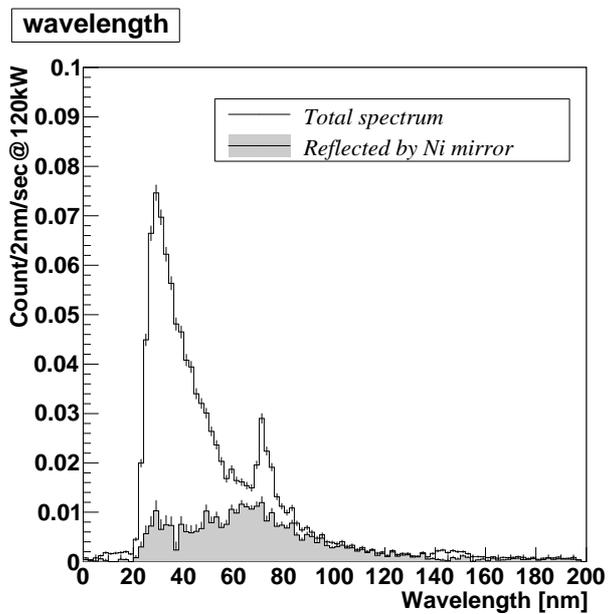


図 6.20: 相对位相 -50° の波長分布.

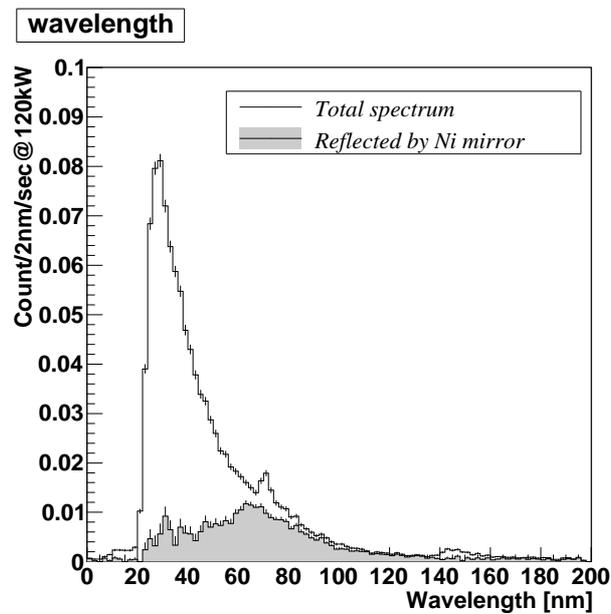


図 6.21: 相对位相 -60° の波長分布.

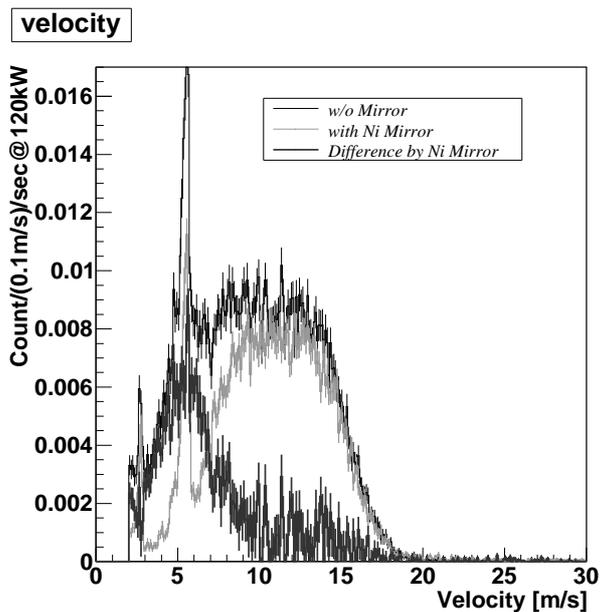


図 6.22: 相对位相 -50° の速度分布。

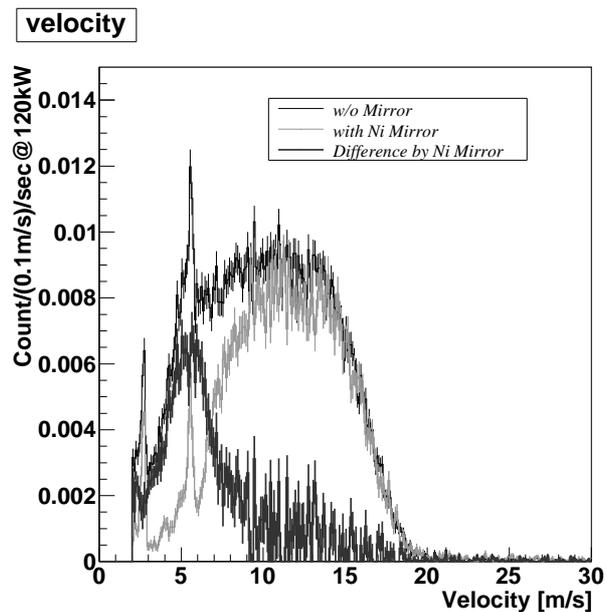


図 6.23: 相对位相 -60° の速度分布。

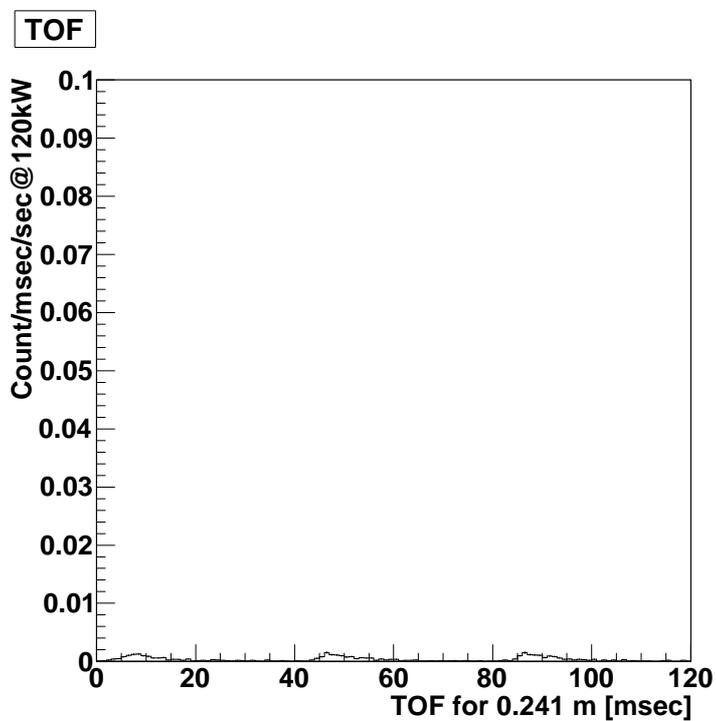


図 6.24: ビームとミラーが交差していない時のバックグラウンド。

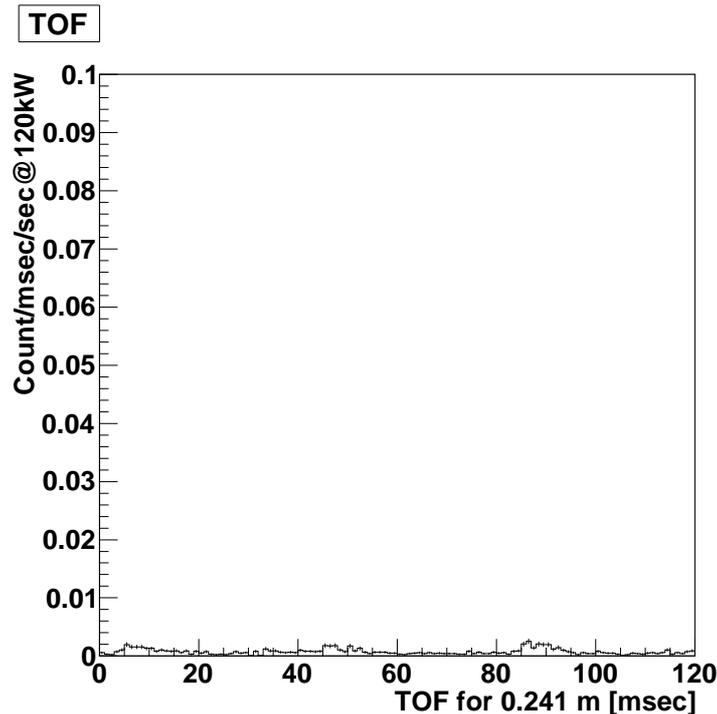


図 6.25: ビームとミラーが交差しているときのバックグラウンド。

ることは確認できたと言える。しかし、UCN 出力の半分以上のバックグラウンド出力が存在しているため、 ^3He UCN 検出器をこの位置に設置して UCN 実験を行うことはこの出力では難しい。

6.2.4 変換効率の推定

使用しているミラーは $30\text{ mm} \times 30\text{ mm}$ と小さいため、このドップラーシフターの変換効率を調べるために入射ビームが鏡の面積と同じ断面積になるよう上流に B4C ゴムを用いてスリットを作成した。スリットの作成は (図 6.26) ~ (図 6.29) が示すように、ミラーとビームが直角に交差している場合とミラーとビームが交差していない場合のデータの差からミラーとホルダーの位置を判別し、ミラーの領域だけが残るようにスリットを狭めた。この結果、120 kW において 6.3 keps の入射が確認された。

そして、相対位相 -50° における UCN 測定を行い (図 6.30), (図 6.31) に示す TOF スペクトルを得た。このとき、計数率は $0.851 \pm 0.005\text{ cps}$ であった。したがって、 -7.66° の傾きに設定されたモノクロミラーから蹴り出される中性子 6.3 keps に対して出力は $0.851 \pm 0.005\text{ cps}$ であり、変換効率は 1.4×10^{-5} である。このとき (図 6.32) が示すようにコリメート後の出力比が 80 % であり、UCN 量として上記の 58 nm 以上の積分値に対応する 0.20 cps をコリメート前の UCN 量として採用するのであれば、蹴り出しミラー使用時における UCN の生成効率は 2.5×10^{-6} となる。

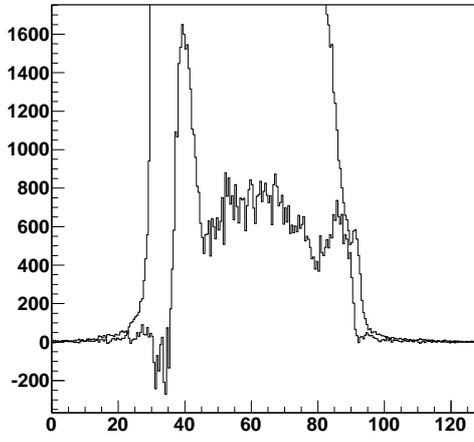


図 6.26: x 方向の口を狭める前。

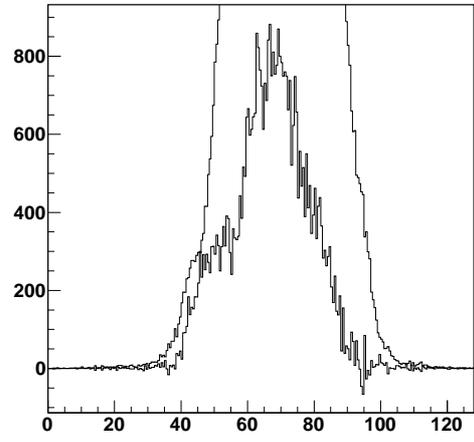


図 6.27: y 方向の口を狭める前。

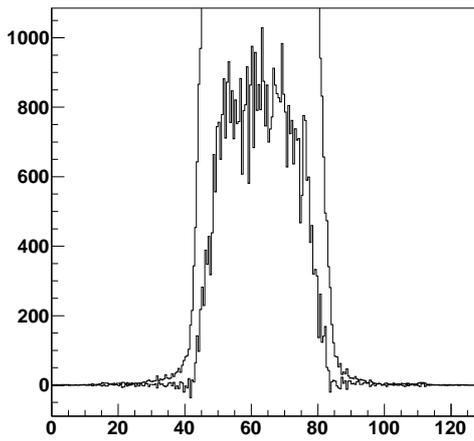


図 6.28: x 方向の口を狭めた後。

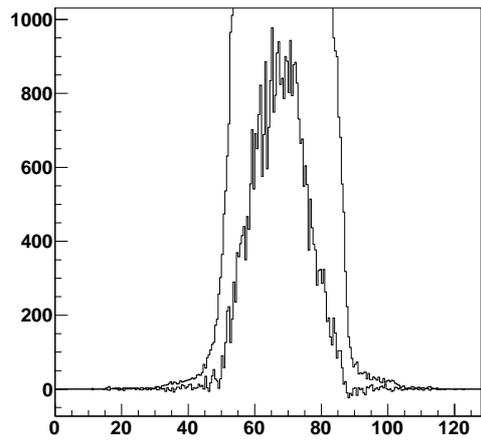


図 6.29: y 方向の口を狭めた後。

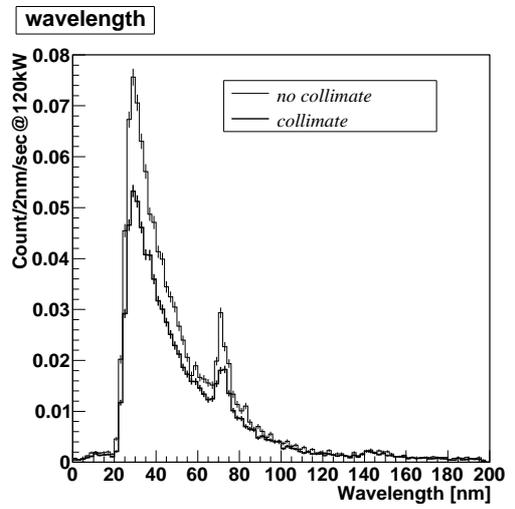
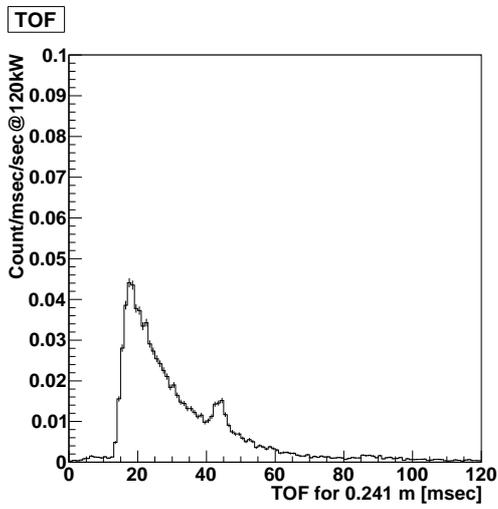


図 6.30: 入口を狭めたときのドップラーシフターの TOF.

図 6.31: 入口を狭めなかったデータとの比較。

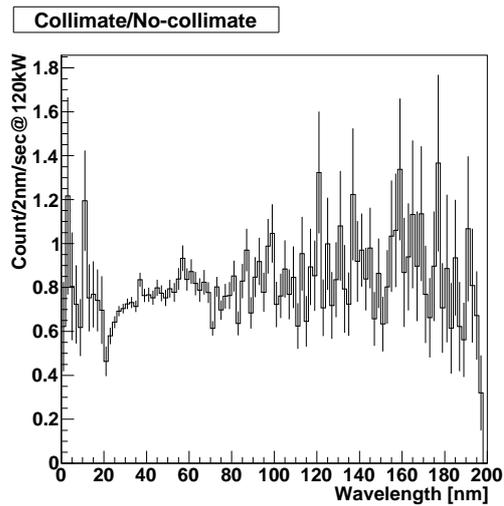


図 6.32: コリメート前後での出力比。

6.2.5 シミュレーションを用いた考察

6.2.5.1 スペクトルの比較

ミラーの反射率をシミュレーションに導入し、計算を行った。シミュレーションでは(図 6.33) ~ (図 6.37) に示すように、複数のガウシアン様の関数を加減し、反射率の分布に近付けたものを使用した。図中のプロット点は実測のデータであり、それに沿っている線が形状を模倣した関数である。さらに、ヒストグラム作成の際に(式 5.1.8)で表される検出器の検

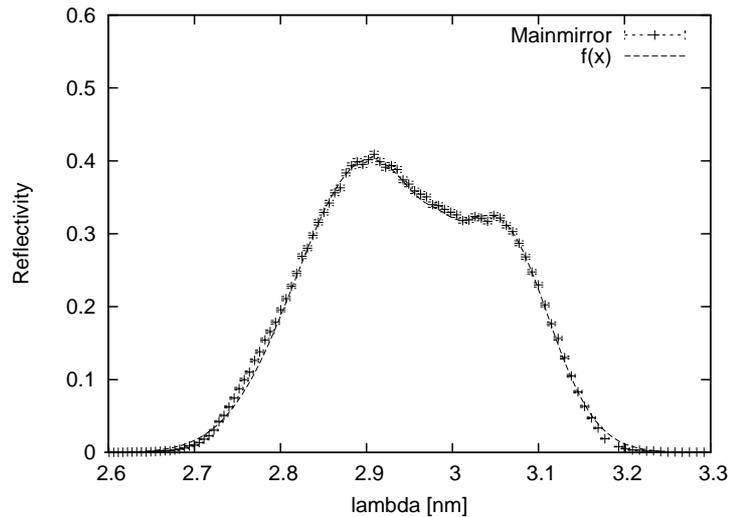


図 6.33: メインミラー.

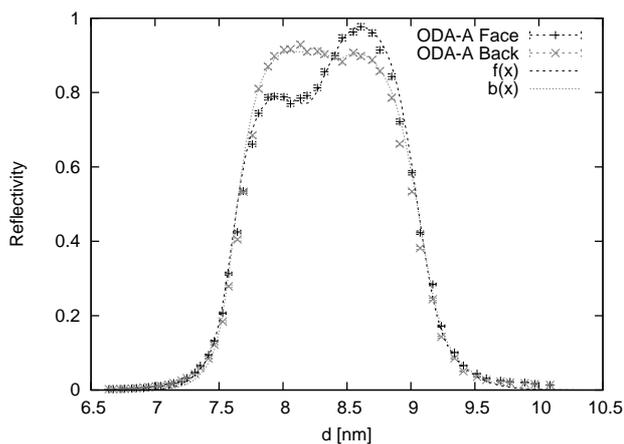


図 6.34: ミラー A.

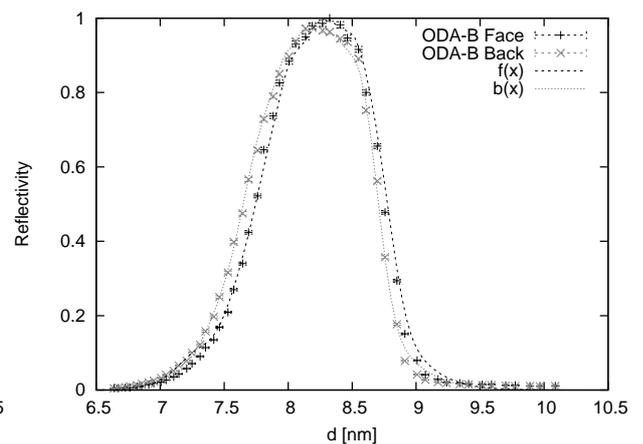


図 6.35: ミラー B.

出効率を重みとしてかけた。相対位相 -60° におけるシミュレーション結果と実測データとの比較は、ドップラーシフターから検出器までのダクト内面に全反射条件を与えたものが(図 6.38), 全吸収条件を与えたものが(図 6.39)である。入射粒子数に対する規格化は(図 6.6)の導出と同様の手法を用いることで(図 6.40)の 2.4 nm ~ 3.4 nm で表される、高次反射の効果を取り去った粒子数を用いて行った。その結果、(図 6.39)で表される全吸収条件

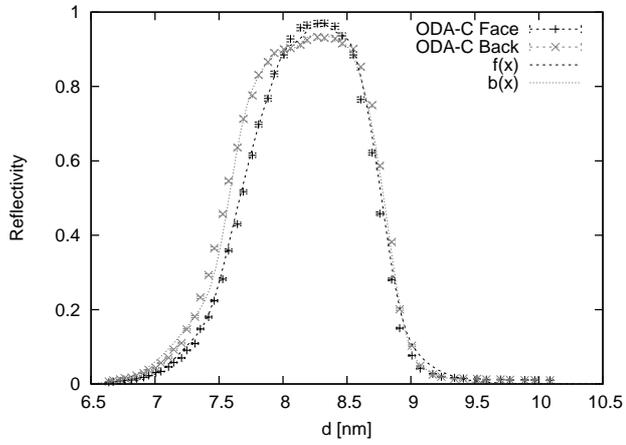


図 6.36: ミラー C.

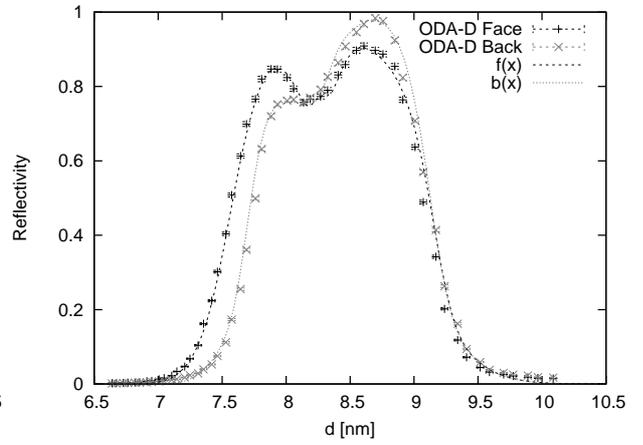


図 6.37: ミラー D.

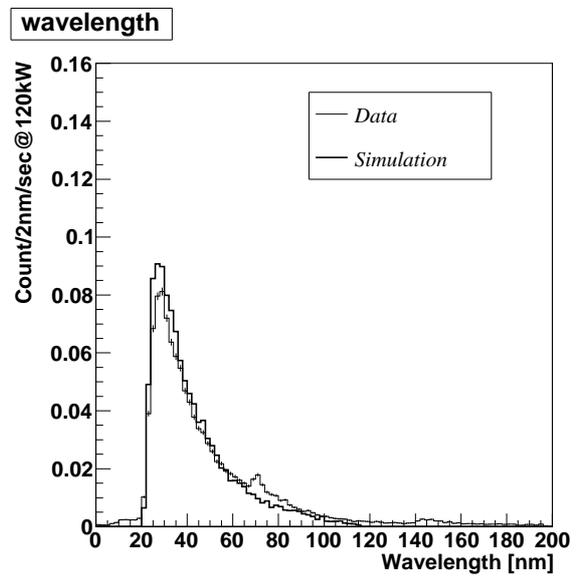
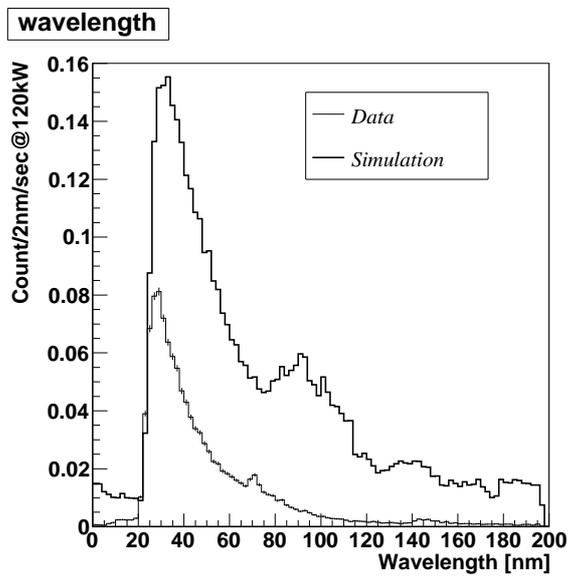


図 6.38: あらゆる中性子を全反射可能なダクトを用いた場合。 図 6.39: あらゆる中性子を吸収してしまうダクトを用いた場合。

を与えたものがよく合っているという結果が得られた。ドップラーシフター内面では UCN はほとんど反射していないと思われる。

さらに、ニッケルおよびアルミの反射率のテールをシミュレーションで再現したものと、その中の真の UCN 分布、およびそれらを (図 6.21) で表される実測の差分データと比較したものが (図 6.41) である。これにより、60 nm 以下の波長における分布はニッケルの反射

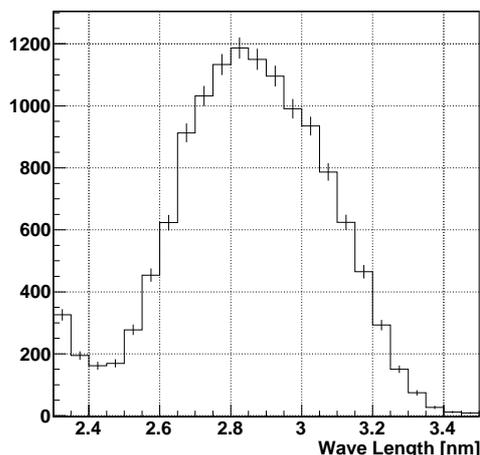


図 6.40: 1 次反射によってドップラーシフターへと導かれるビームバンチの実測値。1 s あたりおよそ 1.24×10^4 個の中性子が入射する。

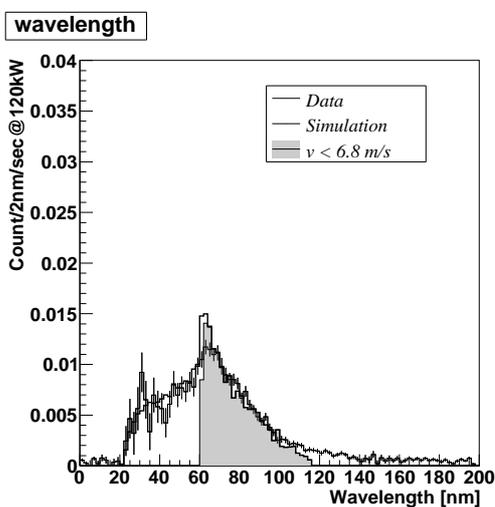


図 6.41: シミュレーションとデータとの比較

率のテールの影響でほぼ説明可能である。一方、115 nm 以上の領域におけるアルミ面の反射率に由来するカットオフは実測データのほうには現れておらず、反射率のみでは説明できない。この分布を信じて 60 nm ~ 115 nm の区間を有効とみなすならば、ニッケルを用いた差分データである 0.202 ± 0.031 cps のうちの真なる UCN の出力は 0.156 ± 0.018 cps で表されることになる。この波長区間に対応するバックグラウンドは (図 6.24) に対する値

が 0.014 ± 0.004 cps であり、(図 6.25) に対する値が 0.026 ± 0.004 cps である。したがって SNR は 6~11 であり、仮に Ni ミラーによってバックグラウンドが落ちていなかったとしても十分に有意な量の UCN 出力が得られていると思われる。

なお、(図 6.39) が示すようにシミュレーション中では小ピークは再現されない。相対位相 -50° , -40° , -20° のシミュレーション結果と実測とを比較したものを (図 6.42) ~ (図 6.44) に示す。シミュレーションでは鏡面反射のみを再現しているため、ピークの立ち上がりは

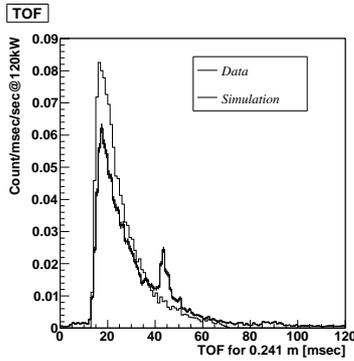


図 6.42: 相対位相 -50°

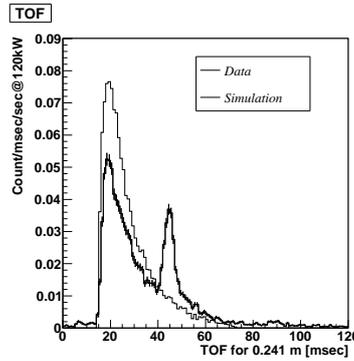


図 6.43: 相対位相 -40°

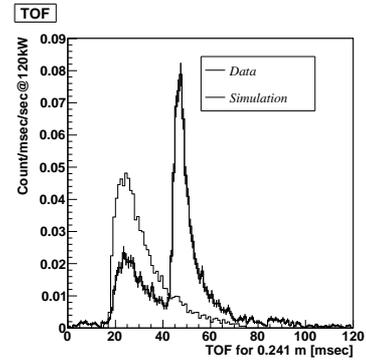


図 6.44: 相対位相 -20°

鏡面反射ではない散乱に由来しているものと推測される。

6.2.5.2 UCN 空間密度の推定

(図 6.39) のスペクトルの合いがよいため、相対位相 -60° におけるシミュレーションを用いての生成直後の UCN の空間密度の算出を試みた。UCN 生成直後に相当する、ビームとミラーが直角に交差してから 0.4 ms 後のデータを使用した。このときの、速度が 6.8 m/s 以下の粒子の x , y , z 方向の空間分布は (図 6.45) ~ (図 6.47) のようになる。ここで、各軸

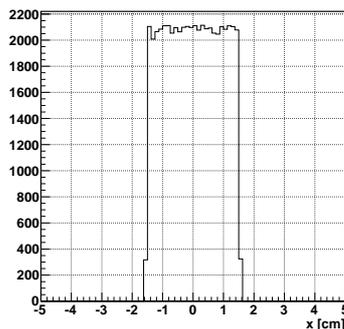


図 6.45: 生成直後の UCN の x 方向分布。

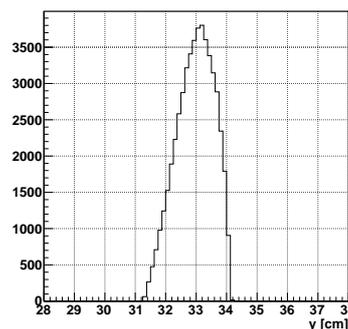


図 6.46: 生成直後の UCN の y 方向分布。

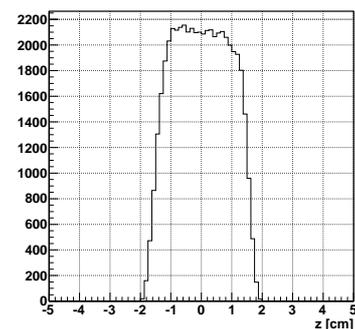


図 6.47: 生成直後の UCN の z 方向分布。

方向の空間分布の FWHM は x : 3.0 cm, y : 1.8 cm, z : 3.0 cm である。空間分布全体に含まれる粒子数はシミュレーション中では 5.07×10^4 個であり、FWHM の区間中での粒子の存在確率は x 方向については 98.7%, y 方向については 87.8%, z 方向については 93.8% である。各軸方向の分布の間の相関が小さく無視できるとみなすと、これらの存在確率

を単純にかけ合わせることで体積全体の粒子の存在確率は 81.3 % になるとみられるため、 2540 n/cm^3 がシミュレーション内で得られる空間密度である。シミュレーションで用いた入射 VCN 数と実測された 1 パルスの VCN バンチとの粒子数対応からシミュレーションと現実との対応は $12400/(5.0 \times 10^7 \times 25)$ のスケールとなっているので、今回の実験での生成直後の UCN 密度は 0.025 UCN/cm^3 と計算される。さらに、UCN が円形のチャンバーに開けられた UCN 取り出し口にさしかかる直前の時間は先述の時間原点から見て 7 ms 後であり、その時の空間分布は (図 6.48) ~ (図 6.50) のようになる。このときの各軸方向の FWHM

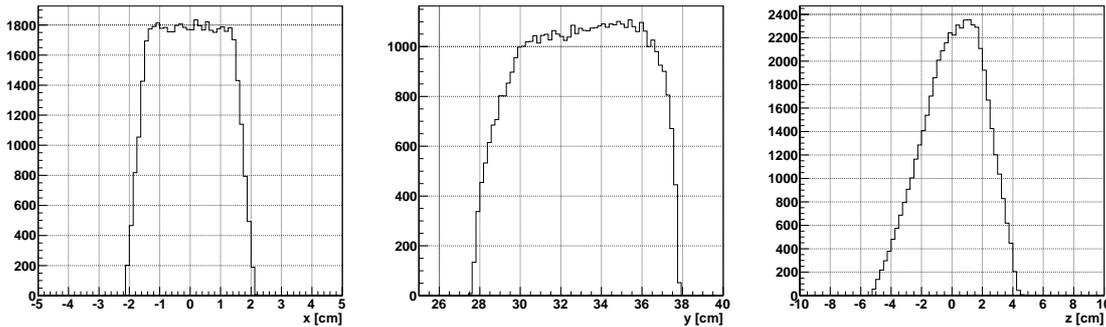


図 6.48: チャンバーから脱出する直前の UCN の x 方向分布。 図 6.49: チャンバーから脱出する直前の UCN の y 方向分布。 図 6.50: チャンバーから脱出する直前の UCN の z 方向分布。

は $x : 3.5 \text{ cm}$, $y : 9.0 \text{ cm}$, $z : 6.0 \text{ cm}$ であり、FWHM を取ることで x 方向では 95.7 %, y 方向では 94.9 %, z 方向では 84.8 % の存在確率となり、全体では 77.0 % の存在確率となる。したがって、このときの UCN 密度は今回の実験に対しては $2.0 \times 10^{-3} \text{ UCN/cm}^3$ と計算される。

一方、実験データ解析の結果からは先述のように UCN 出力は $0.16 \pm 0.02 \text{ cps}$ と推定される。この値に対して検出器の検出効率に由来する損失を考慮して検出効率で出力を割り、検出効率 100 % の出力に直した場合、UCN の総出力値は $0.17 \pm 0.02 \text{ cps}$ となる。この値を $25/3$ で割って、3 パルスの入射ビームごとにドップラーシフターが出力する UCN 出力を求めると $0.021 \pm 0.002 \text{ n/pulse}$ となる。ドップラーシフターのジオメトリに由来する UCN の取り出し効率はシミュレーションによると 3.9 % であるので、その効率で取り出された 0.021 n の UCN が $3.0 \times 1.8 \times 3.0 \text{ cm}^3$ の体積中に 81.3 % の確率で存在していたと考えると、生成直後の UCN 密度は 0.027 UCN/cm^3 と計算され、シミュレーションのみから求めた結果とほぼ同じ値が得られる。

上記の議論で得られた UCN 密度を有効に利用するにはドップラーシフターのメインミラーにできるだけ近い場所に入射ビームのパルスに同期したシャッターを設置する必要がある。そのシャッターはドップラーシフターのミラーホルダーと干渉してはならないため、ミラーホルダーにもっとも近付けた場合でもシャッターは $y = 35 \sim 36 \text{ cm}$ の位置となる。 y 軸方向に比べて x , z 軸方向の粒子の拡散は小さいため y 軸方向の拡散のみに注目すると、そのようなシャッターに到達する時点では粒子は y 軸方向に (図 6.46) の 2 倍ほど広がることになるため、実際に利用可能な最大の UCN 密度は生成直後の半分以下の値である 0.01 UCN/cm^3 ほどであろうと推測される。

第7章 まとめ・今後の展望

本研究では J-PARC MLF での UCN 生成を目指してドップラーシフターの作成を計画し、シミュレーションプログラムを開発して設計を行い、装置を製作して UCN 生成の実験を行った。その結果、UCN とと思われる出力として、加速器パワー 120 kW に対して端的には 0.202 ± 0.031 cps という値が得られた。シミュレーションによる解析結果を用いて制限を大きくした場合、この値は 0.156 ± 0.018 cps となる。また、取り出し可能な最大 UCN 密度はメインミラーのホルダー間にシャッターを設けた場合、 0.01 UCN/cm³ 程度となる。IPNS の試作機の結果である 0.1 UCN/cm³ には及ばないものの、今後の改良次第で IPNS の値は十分に達成できる。

このとき、バックグラウンドは最大で 0.091 ± 0.003 cps であるので、UCN は出力されているものの SN 比が 2 以下となり、今のままでは UCN の数量のみが必要な実験であってもドップラーシフター近傍で UCN の実験を行うのは難しい。ドップラーシフターから数メートル検出器を離せばバックグラウンドは大きく低下するが、その場合 UCN ガイド管内の反射によって出力は一桁以上低下するため、近傍で実験を行うにせよ検出器を離すにせよ 10 倍以上の出力向上は必須である。

今後はシミュレーションを用いた計算結果と実験の間での UCN 出力の相違について解析する。とくに、スパッタを施していないシリコンウェハーを多層膜ミラーのかわりに設置してドップラーシフターを回転させ、より正確なバックグラウンド評価を行う必要がある。また長さ 4.2 m の B4C ダクトでの VCN 領域のビーム量の減少は、グループメンバーの詳細なシミュレーション結果では 1/10 以下に落ち込んでいる可能性が示唆されており、中性子源の位置で 10 mrad の発散を与えた本研究のシミュレーション手法では厳密性に欠けるとと思われる。より正確な設計・見積もりのために、中性子源からスーパーミラーベンダーまでの区間のジオメトリも正確に入力して計算する必要がある。さらに蹴り出しミラーの VCN 輸送効率や非偏極ブランチ自体の VCN 輸送力に関しては不明な点が多く、設計値に対して半分程度の性能しか発揮できていない可能性があるため、VCN 輸送系についてのより正確な理解が必要であると思われる。ドップラーシフター自体は単純な光学装置であるため、ドップラーシフターの能力は入射 VCN の性質を強く反映したものとなる。メインミラーに作成可能な上限値のものを使用している現状では、UCN 出力の向上には入射 VCN の質と量の向上は欠かせないものである。

また、ビームライン上流の VCN 輸送系の改良も含めた上での、UCN 源としての出力の向上を試みる。ビームをコリメートした際に 6.3 keps の VCN 入射に対して $0.12 \sim 0.16$ cps の UCN 出力が得られていると見られるが、コリメートしない場合は 13 keps のビームが来ており、また蹴り出しミラーをフルスペックの 5 枚にすれば入射量はさらに約 1.2 倍に増えるので、蹴り出しミラーを 5 枚に増やしたうえで入射 VCN の集光を行えば、単純には約

2.5 倍に出力が上昇するはずである。さらに 4.2 m の B4C ダクトの内側を $2 Q_c$ ミラーにすれば、ビームの発散が大きくなるため生成される UCN の位相空間分布は乱雑になるものの、設計値を採用すれば入射量は最低で約 5 倍に上昇し、現在の 12.5 倍になる。さらにもしブランチ上流部の VCN の減少と蹴り出しミラーの動作不良が現実のものであり、それらが解決されたと仮定して、それぞれの減少量を約 1/2 とおおまかに見積もれば、さらに約 4 倍に上昇し、ジオメトリの改良のみで現在の 50 倍の出力も可能であるかもしれない。すなわち 6 ~ 8 cps が得られる可能性がある。密度においては 1 UCN/cm^3 も十分達成可能であり、スーパーサーマル法登場以前の標準的な UCN 源程度の出力を得ることもできるであろう。もしここまで出力が向上できれば、ドップラーシフターを用いて UCN 密度を必要とする実験を行うことも可能となる。

Appendix

A. Maxwell-Boltzmann 分布

減速材に入射した高エネルギー中性子は複数回の散乱を経て理想的には減速材と熱平衡に達し、Maxwell-Boltzmann 分布に従った速度分布を持つようになる。この、中性子の取

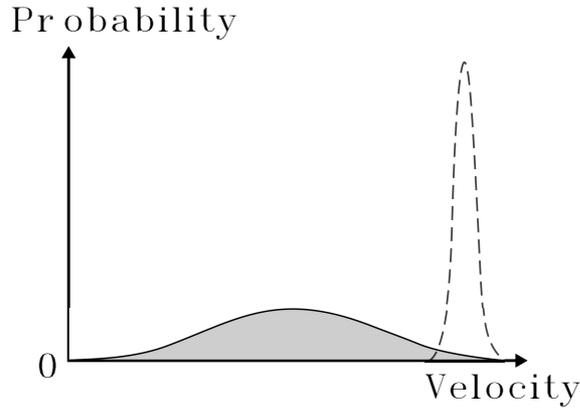


図 1: 減速材による分布変化の模式図。破線で示された高速な粒子の分布は減速材中で熱平衡に達し、灰色で示されたなだらかな分布へと移行する。

り扱いにおいて必ず目にする Maxwell-Boltzmann 分布の表式の求め方を、Maxwell の用いた手法に従って気体運動論の立場に立ったあらい導き出し方で押さえておく [24]。

体積 V の容器の中に N 個の粒子が入っており、熱平衡にある単原子理想気体としてふるまう場合を考える。ここで、熱平衡な系が空間的に一様であり、 x, y, z 方向の運動が等価であることを正しいと認めるとする。このとき、 N 個の粒子のうち速度成分が (v_x, v_y, v_z) と $(v_x + dv_x, v_y + dv_y, v_z + dv_z)$ の間にあるものの数を

$$F(v_x, v_y, v_z)dv_x dv_y dv_z \quad (\text{A..1})$$

とすると、 x, y, z の等価性より $F(v_x, v_y, v_z)$ は速度ベクトル \boldsymbol{v} の大きさ v^2 に依存するはずである。また、 $F(v_x, v_y, v_z)$ は同じ形の関数 $f(v_x), f(v_y), f(v_z)$ の積で表すことができる。したがって

$$F(v^2) = f(v_x)f(v_y)f(v_z) \quad (\text{A..2})$$

と書ける。ここで $f(0) = a$ とおくと、 $v_y = v_z = 0$ において

$$F(v_x^2) = a^2 f(v_x) \quad (\text{A..3})$$

となり、これは v_y, v_z についても等価であるから

$$F(v^2) = \frac{1}{a^6} F(v_x^2)F(v_y^2)F(v_z^2) \quad (\text{A..4})$$

となる。ここで簡単のため $v_x^2 = \xi, v_y^2 = \eta, v_z^2 = \zeta$ として、 $\gamma = \xi + \eta + \zeta$ とすると

$$F(\xi + \eta + \zeta) = \frac{1}{a^6} F(\xi)F(\eta)F(\zeta) \quad (\text{A..5})$$

と書ける。この式を η で偏微分し、 $\eta = \zeta = 0$ とおくと

$$\left. \frac{\partial F}{\partial \gamma} \frac{\partial \gamma}{\partial \eta} \right|_{\substack{\eta=0 \\ \zeta=0}} = \frac{1}{a^6} F(\xi) \left. \frac{\partial F(\eta)}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} F(0) \quad (\text{A..6})$$

すなわち

$$\frac{\partial F(\xi)}{\partial \xi} = \frac{1}{a^6} F(\xi) \left. \frac{\partial F(\eta)}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} F(0) \quad (\text{A..7})$$

ここで、 $\eta = \zeta = 0$ より

$$F(\xi) = \frac{1}{a^6} F(\xi) F(0) F(0) \quad (\text{A..8})$$

なので

$$-\frac{1}{a^3} \left. \frac{\partial F(\eta)}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} = \alpha \quad (\text{A..9})$$

とおくと、(式 A..7) より

$$\frac{\partial F(\xi)}{\partial \xi} = -\alpha F(\xi), \quad (\text{A..10})$$

$$F(\xi) = A e^{-\alpha \xi} \quad (\text{A..11})$$

となる。関数 F の形が決定できたことにより、(式 A..1), (式 A..4) より

$$F(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z = A e^{-\alpha(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)} dv_x dv_y dv_z \quad (\text{A..12})$$

と書ける。この全速度空間積分を考えると、最初の問題設定により

$$A \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\alpha(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)} dv_x dv_y dv_z = N \quad (\text{A..13})$$

となる。ガウス積分の公式

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-ax^2} dx = \sqrt{\frac{\pi}{a}} \quad (\text{A..14})$$

より、

$$A \left(\frac{\pi}{\alpha} \right)^{\frac{3}{2}} = N \quad (\text{A..15})$$

を得る。

次はこの結果を用いて気体の全運動エネルギー E を計算する。速度成分が (v_x, v_y, v_z) と $(v_x + dv_x, v_y + dv_y, v_z + dv_z)$ の間にある粒子の数は(式 A..12) で表され、これらの粒子は運動エネルギー $\frac{1}{2}(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)$ を持っているので、 N 個の粒子全体が持つ運動エネルギーは

$$E = \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} N \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2}(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) e^{-\alpha(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)} dv_x dv_y dv_z \quad (\text{A..16})$$

で表される。ここで極座標系 (r, θ, ϕ) に移行し

$$v_x = v \sin \theta \cos \phi, \quad v_y = v \sin \theta \sin \phi, \quad v_z = v \cos \theta \quad (\text{A..17})$$

とおくと

$$E = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{m}{2} N \int_0^{\infty} v^2 e^{-\alpha v^2} 4\pi v^2 dv \quad (\text{A..18})$$

$$= \frac{3m}{4\alpha} N \quad (\text{A..19})$$

として E が求まる。ここで N を Avogadro 定数 N_A とおき、気体定数 R と絶対温度 T について単原子気体に対して成り立つ関係式 $E = \frac{3}{2}RT$ および、Boltzmann 定数 k と R との間に成り立つ関係式 $k = R/N_A$ を用いることで、未知数 α は

$$\alpha = \frac{m}{2} \frac{1}{kT} \quad (\text{A..20})$$

と求まる。これらの結果を (式 A..13) に用いることで

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{1}{kT} \frac{1}{2} m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)} dv_x dv_y dv_z = 1 \quad (\text{A..21})$$

が得られる。この被積分関数が Maxwell-Boltzmann 分布を与える。

さらにこれを (式 A..17) の極座標系で書きなおすことにより、速さの分布

$$\int_0^{\infty} 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{1}{kT} \frac{1}{2} m v^2} dv = 1 \quad (\text{A..22})$$

が得られる。

B. Liouville の定理

エネルギー的に閉じた系では、その体系の位相空間密度は理想的な条件下では時間によらず一定であり、理想的でない効果のために低下することはあっても、決して向上することはない。これを Liouville の定理という [24]。UCN の取り扱いにおいて非常に重要な定理であるので、以下で詳しく述べる。

まず、一般化座標 (q_1, \dots, q_f) および一般化運動量 (p_1, \dots, p_f) で表される $2f$ 次元の位相空間 (図 2) を考える。ハミルトニアンを H とすると、この位相空間上のある代表点の運動は Hamilton の正準方程式より

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad \frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_i} \quad (\text{B..1})$$

で表される。この体系内に作用する力が保存力のみであり、 H が時間 t を陽に含まないとすると、 H は代表点のエネルギーを正準変数 $(p_1, \dots, p_f, q_1, \dots, q_f)$ を用いて表したものに等しい。以下ではこのような場合のみを考える。

いま、「体系のある期待値 (観測値) を求めるには、集団がいろいろな状態に一定の確率に従って分布していると仮定して、その平均をとるのが自然である。」という立場をとるとする。このとき、位相空間上の代表点の密度を $\rho(\mathbf{p}, \mathbf{q}, t)$ とすると、任意の力学的量 $A(\mathbf{p}, \mathbf{q})$ の平均値 $\langle A \rangle_{av}$ は

$$\langle A \rangle_{av} = \int \cdots \int \rho(\mathbf{p}, \mathbf{q}, t) A(\mathbf{p}, \mathbf{q}) dp_1 \cdots dp_f dq_1 \cdots dq_f \quad (\text{B..2})$$

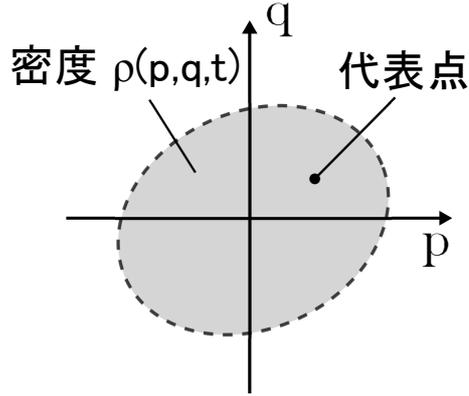


図 2: $2f$ 次元の位相空間。

によって表される。すなわち集団の性質は位相空間密度 ρ によって完全に決められることになる。

そこで、 ρ の変化に注目する。ある代表点 (p, q) での ρ の時間変化は、流体力学と同じく

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\text{div}(\rho \mathbf{v}) \quad (\text{B..3})$$

で表される。ここで div は $2f$ 次元における発散であり、 \mathbf{v} は位相空間座標の時間変化量で (\dot{p}, \dot{q}) によって表される。すなわち

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\sum_i \left[\frac{\partial}{\partial p_i}(\rho \dot{p}_i) + \frac{\partial}{\partial q_i}(\rho \dot{q}_i) \right] \quad (\text{B..4})$$

$$= -\sum_i \rho \left(\frac{\partial \dot{p}_i}{\partial p_i} + \frac{\partial \dot{q}_i}{\partial q_i} \right) - \sum_i \left(\frac{\partial \rho}{\partial p_i} \dot{p}_i + \frac{\partial \rho}{\partial q_i} \dot{q}_i \right) \quad (\text{B..5})$$

である。この右辺の第 1 項は (式 B..1) を用いて消すことができるので、

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \sum_i \left(\frac{\partial \rho}{\partial p_i} \dot{p}_i + \frac{\partial \rho}{\partial q_i} \dot{q}_i \right) = 0 \quad (\text{B..6})$$

となる。

Poisson 括弧を用いて表すと

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\sum_i \left(\frac{\partial \rho}{\partial q_i} \frac{\partial H}{\partial p_i} - \frac{\partial \rho}{\partial p_i} \frac{\partial H}{\partial q_i} \right) = -(\rho, H) \quad (\text{B..7})$$

と書ける。一方、 ρ の時間変化は (式 B..6) の結果から

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{dt} [\rho(\mathbf{p} + \dot{\mathbf{p}}dt, \mathbf{q} + \dot{\mathbf{q}}dt, t + dt) - \rho(\mathbf{p}, \mathbf{q}, t)] \quad (\text{B..8})$$

$$= \frac{\partial \rho}{\partial t} + \sum_i \left(\frac{\partial \rho}{\partial p_i} \dot{p}_i + \frac{\partial \rho}{\partial q_i} \dot{q}_i \right) \quad (\text{B..9})$$

$$= 0 \quad (\text{B..10})$$

である。よって、

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -(\rho, H) = 0. \quad (\text{B..11})$$

位相空間密度は時間によらず一定であることが導かれる。

C. 飛行時間法 (TOF)

飛行時間法 (Time of flight) とは、指定した距離に対する粒子の飛行時間を用いてその粒子の運動エネルギーを推定する手法であり、電荷をもたず核反応を介してのみ検出される低エネルギー中性子に対しては、ほぼ唯一の運動エネルギー測定法である。

速度 v の粒子が線源から発射された時、一定の距離 (TOF 距離) L をおいて設置された検出器に粒子が到達する時間 t は $t = L/v$ である。すなわち、パルスビームのようにあらゆる速度の粒子が一瞬だけ線源から発射される場合は、検出時間 t の分布を得ることが速度 v の分布を得ることに等しくなる。

なお、注目しているのは粒子の到達時間のみであるため、次のパルスビームの粒子が前のパルスビームの粒子を追い抜いてしまう場合は粒子のエネルギーを見分けることができない。TOF 法を有効に使うには、十分長いパルス間隔か適度に短い TOF 距離かのどちらかが必要となる。

謝辞

本研究を進めるにあたり多くの方々にご指導、ご協力をいただきました。

中性子を用いた基礎物理研究の基本から実験に至るまでの様々な面でご指導、ご協力いただきました KEK の清水裕彦氏、三島賢二氏、吉岡瑞樹氏に深く感謝いたします。また、お忙しいなか中性子ミラーの作成においてご協力いただきました京都大学原子炉実験所の日野正裕氏、北口雅暁氏、小田達郎氏に深く感謝いたします。

京都大学理学研究科・原子核ハドロン物理学研究室の永江知文氏、川畑貴裕氏、村上哲也氏、新山雅之氏には学会等の発表練習においてご指導いただきました。同研究室の藤岡宏之氏には指導教官として研究生活のさまざまな場面でご助力いただきました。本研究室の皆様に深く感謝申し上げます。

また中性子研究の先輩としてご助力いただきました現・理研の關義親氏、ハドロン物理学実験の道に引き入れて下さいました現・原科研の今井憲一氏に深く感謝いたします。

そのほか、ご協力いただきましたすべての方々的心より感謝を申し上げます。

参考文献

- [1] R Golub and J. M. Pendlebury, Rep. Prog. Phys. 42 439 (1979)
- [2] 清水裕彦 著 「研究紹介 J-PARC における中性子基礎物理」: <http://www.jahep.org/hepnews/2009/Vol28No2-2009.7.8.9Shimizu.pdf>
- [3] ウラジミール・イグナトビッチ 著 宇津呂雄彦 訳 「中性子光学 - 理論による量子力学の展開 -」 (吉岡書店, 2009)
- [4] 清水裕彦 著 2007 年 OHO テキスト: <http://accwww2.kek.jp/oho/OHOtxt/OHO-2007/txt-2007-6.pdf>
- [5] 宇津呂雄彦 著 「中性子光学 - 実験による量子力学の探求と応用 -」 (吉岡書店, 2007)
- [6] V.V. Nesvizhevsky et al., Nucl. Instr. and Meth. A 440, 754-759 (2000).
- [7] R. Maruyama et al., Nucl. Instr. and Meth. A 600, 68-70 (2009).
- [8] S. Yamada et al., Annu. Rep. Res. Reactor Inst. Kyoto Univ. Vol. 11 (1978) 8-27
- [9] M. Hino et al., Nucl. Instr. and Meth. A 529, 54-58 (2004).
- [10] J-PARC PAC P33: http://j-parc.jp/jhf-np/pac_1001/pdf/KEK_J-PARC-PAC2009-11.pdf
- [11] N F Ramsey, Rep. Prog. Phys. 45 95 (1982)
- [12] Norval Fortson, Patrick Sandars, and Stephen Barr, Physics Tpday 56(6), 33(2003)
- [13] T. Dombeck et al. ,Nucl. Instr.and Meth. 165, 139-155 (1979).
- [14] ILL :: Neutrons for science : Characteristics: <http://www.ill.eu/instruments-support/instruments-groups/instruments/pf2/characteristics/>
- [15] T. O. Brun et al, Phys. Lett. A, Vol. 75, Is.3, 223-224 (1980)
- [16] 増田康博 著 「研究紹介 超冷中性子の大量発生と EDM」: <http://www.jahep.org/hepnews/2007/Vol26No2-2007.7.8.9masuda.pdf>
- [17] グラストン・エドランド 著 伏見康治/大塚益比古 共譯 「原子爐の理論」 (みすず書房, 1955)

- [18] 八木浩輔 著 「基礎物理学シリーズ 4 原子核物理学」 (朝倉書店, 1971)
- [19] Landolt-B(o)rnstein NewSeries 1/16A p.4-26
- [20] K. Mishima et al., Nucl. Instr. and Meth. A 600, 342-345 (2009).
- [21] M. Matsumoto and T. Nishimura, “ Mersenne twister: a 623-dimensionally equidistributed uniform pseudorandom number generator ” ACM Trans. on Modeling and Computer Simulation, vol. 8, no. 1, pp. 3-30, Jan. 1998.
- [22] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, p. 175
- [23] 加藤貞幸 著 「放射線計測」 (培風館, 1994)
- [24] 原島鮮 著 「熱力学・統計力学 改訂版」 (培風館, 1978)