

直流フリップパーコイルを用いた中性子の磁気モーメント測定

栗田光一, 高橋宏太, 中村匠吾, 藤丸大輔, 松田陸玖, 森田皓平, 吉村昭澄

2025 年 4 月 11 日

目次

1	実験目的	2
2	理論	2
2.1	QCD	2
2.2	クォークモデル	2
3	実験原理, 準備	4
3.1	実験の概要	4
3.2	Larmor 歳差運動	4
3.3	反転率の観測方法	8
3.4	ミラーに対する入射角度	8
3.5	計数の仕方について	9
4	実験装置	9
4.1	概要	9
4.2	KUANS	10
4.3	ガイド磁場コイル	10
4.4	フリップパーコイル	10
4.5	中性子ミラー	10
4.6	^3He 中性子比例計数管 (HeM)	10
4.7	Li 中性子計数管 (LiM)	11
4.8	その他の装置	11
5	実験手順	11
5.1	実験装置の設置	11
5.2	ビームのアライメント	12
5.3	測定	13
5.4	磁場測定	14
6	実験結果, データ解析	14

6.1	磁場測定	14
6.2	実験結果	15
6.3	バックグラウンドのフィッティング	17
6.4	バックグラウンドと測定データ	18
6.5	数値計算との比較	18
7	結論と今後の展望	22

Abstract

本実験では直流フリッパーコイルを用いて中性子のスピンを反転させ、その反転率を中性子ミラーを用いて調べることで中性子の磁気モーメントを測定することを試みた。結果として有意な反転は見られず、正確な磁気モーメントを得ることはできなかった。

1 実験目的

直流フリッパーを用いて Larmor 歳差運動をさせて中性子の磁気モーメントを計測する。また、クォークモデルの予言する磁気モーメントとの値を比較し、モデルの妥当性を評価する。

2 理論

2.1 QCD

中性子といったハドロンは QCD(量子色力学) と呼ばれる理論によって記述される。ハドロンの磁気モーメントは原理的には QCD を解くことで導くことができるはずである。実際、QCD と似た理論である QED(量子電磁力学) に従う電子は摂動展開を用いた計算によって極めて高い精度で実験結果と一致している。しかしながら、QCD において QED と同様な摂動展開による計算は困難である。摂動展開が良い近似になるためには結合定数が十分に小さいことが必要である。QCD の場合、結合定数が大きいため摂動展開によって磁気モーメントといった物理量を導くことは難しい.[6]

そのため、こういった物理量を計算する手法としてさまざまなものが考案されている。その一つが有効モデルであり、その中の一つであるクォークモデルについてここでは議論する。

2.2 クォークモデル

クォークモデルとは、ハドロンが素粒子ではなくクォークというスピン $\frac{1}{2}$ の素粒子の多体系とみなすモデルであり、中性子といったバリオンでは 3 つのクォークが結合したものとみなす。以下、 u, d の 2 つのフレーバーを考える。2 フレーバーのクォークモデルにおいて、クォークは Dirac 方程式に従う質量およそ 300MeV の粒子である。

電磁相互作用を組み込んだ Dirac 方程式は以下のように表される。

$$\left(\frac{1}{c}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{ie}{\hbar}\phi\right) + \boldsymbol{\alpha} \cdot \left(\nabla - \frac{ie}{\hbar}\mathbf{A}\right) + i\beta\frac{mc}{\hbar}\right)\psi = 0 \quad (1)$$

なお, c は光速, e は電荷, $\hbar$ はディラック定数, m は粒子の質量, ϕ は静電ポテンシャル, $\mathbf{A}$ はベクトルポテンシャルである. また, $\boldsymbol{\alpha} = (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$, β はそれぞれ 4×4 行列であり, 1 を 2×2 の単位行列として

$$\alpha_i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ \sigma_i & 0 \end{pmatrix} \quad (2)$$

$$\beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (3)$$

$$(4)$$

である.

この方程式において, 粒子の運動量が質量エネルギーに比べて十分小さいと見做せる場合, 以下のように変形することができる.

$$\left(\frac{1}{2m} (\mathbf{p} - e\mathbf{A})^2 - \frac{\hbar e}{2m} \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B} + e\phi \right) \psi = E\psi \quad (5)$$

この式によって, 電荷 e の Dirac 粒子の磁気モーメント演算子が

$$\boldsymbol{\mu} = \hbar \frac{e}{2m} \boldsymbol{\sigma} \quad (6)$$

で与えられることがわかる.

次にフェルミオンの反対称性を考慮して, スピンの結合を考える. クォークはフェルミオンより系全体は粒子の交換に対して反対称である. 今回考える系の構成要素はクォークであり, クォークは空間, スピン, アイソスピン, カラーの自由度をもつ. 中性子は強い相互作用において基底状態より, 空間の状態はパリティ正, つまり空間対称である. またカラーはバリオンにおいて反対称であり, 中性子はバリオンなのでカラーについて反対称である. 以上より, スピンとアイソスピンを合わせて系が対称になっていることがわかる.

次に上の条件を満たす結合状態を考える. クォークモデルについて中性子は電荷を考えると 1 つの u クォークと 2 つの d クォークによって構成されていることがわかる. まず d クォークと d クォークが結合することを考える. この場合アイソスピン対称よりスピンも対称に結合する. つまりこの 2 つの d クォークはスピン 1 で結合している. 一方で中性子はスピンの $\frac{1}{2}$ なので残りの u クォークは 2 つの d クォークとスピン $\frac{1}{2}$ で結合している. この状態におけるスピンの結合状態は角運動量の合成より次のようにかける.

$$\begin{aligned} \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, udd \right\rangle &= \sqrt{\frac{2}{3}} \left| 1, 1, dd \right\rangle \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, u \right\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}} \left| 1, 0, dd \right\rangle \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, u \right\rangle \\ &= \sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, d \right\rangle \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, d \right\rangle \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, u \right\rangle - \sqrt{\frac{1}{6}} \left[\left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, d \right\rangle \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, d \right\rangle + \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, d \right\rangle \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, d \right\rangle \right] \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, u \right\rangle \end{aligned} \quad (7)$$

中性子の磁気モーメント $\boldsymbol{\mu}_n$ は 3 つのクォークの磁気モーメントのベクトル和で得られる.

$$\boldsymbol{\mu}_n = \boldsymbol{\mu}_d + \boldsymbol{\mu}_d + \boldsymbol{\mu}_u \quad (8)$$

なお, $\boldsymbol{\mu}_u, \boldsymbol{\mu}_d$ はそれぞれ u クォーク, d クォークの磁気モーメント演算子である.

磁気モーメントの期待値は中性子の状態を $|n\rangle$ として, $\langle n | \boldsymbol{\mu}_n | n \rangle$ である. $\langle n | \boldsymbol{\mu}_n | n \rangle$ は中性子の状態のうち, スピンの状態にのみ依存するので,

$$\langle n | \boldsymbol{\mu}_n | n \rangle = \left\langle \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, udd \right| \boldsymbol{\mu}_n \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, udd \right\rangle \quad (9)$$

である。これを Wigner-Eckart の定理を用いて計算すると以下ようになる。

$$\langle n | \mu_n | n \rangle_z = \frac{2}{3}(\mu_d + \mu_d - \mu_u) + \frac{1}{3}\mu_u = \frac{4}{3}\mu_d - \frac{1}{3}\mu_u \quad (10)$$

この関係式と Dirac 粒子の磁気モーメントの式を用いるとクォーク質量と磁気モーメントの関係式が得られる。構成子クォーク質量として $m = 313 \text{ MeV}/c^2$ を用いると、u クォークと d クォークの電荷がそれぞれ $\frac{2}{3}e, -\frac{1}{3}e$ であることに注意して、

$$\mu_n = -\frac{2}{3} \frac{\hbar e}{2m} = -\frac{\hbar e}{3m} = -2\mu_N \quad (11)$$

なお、 M を中性子の質量 $939\text{MeV}/c^2$ として、 $\mu_N = \frac{\hbar e}{2M} \simeq 5.05 \times 10^{-27} \text{ J/T}$ である。これは文献値の $-1.91\mu_N$ [7] に近い値であり、陽子といった他のハドロンでも近い値であることからクォークモデルが中性子といったハドロンを記述する有効モデルであることがわかる。今回の実験では実際に中性子の磁気モーメントを測定し、クォークモデルが有効であることを確かめる。

3 実験原理, 準備

3.1 実験の概要

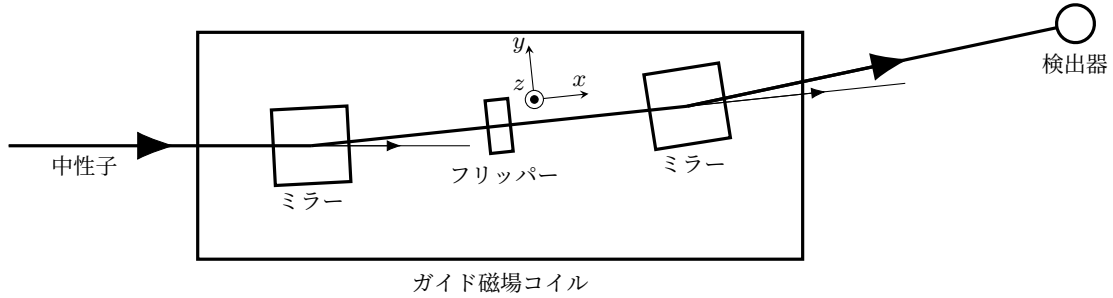


図1 実験装置の概略図

1 個目のミラーでスピン上向きの中性のみを反射させ（スピン下向きの中性は透過する）、反射した中性子をフリッパーに通すことでスピン状態を変化させる。そしてフリッパーを通り抜けた中性子を 2 個目のミラーに入射し、スピン上向きのもののみを反射させ、反射してきた中性子の数を検出器でカウントする。フリッパーの磁場の大きさを変化させたときのカウント数の増減の様子から中性子の磁気モーメントを求める。

3.2 Larmor 歳差運動

3.2.1 スピン反転率の計算 (1)

まずは下図のような理想的な磁場分布の中をスピン上向きの中性子が左から通過する場合のスピン反転率を求める。ただし、量子化軸は z 軸方向にとり、十分遠くの地点 $x = L$ で中性子を観測するものとする。

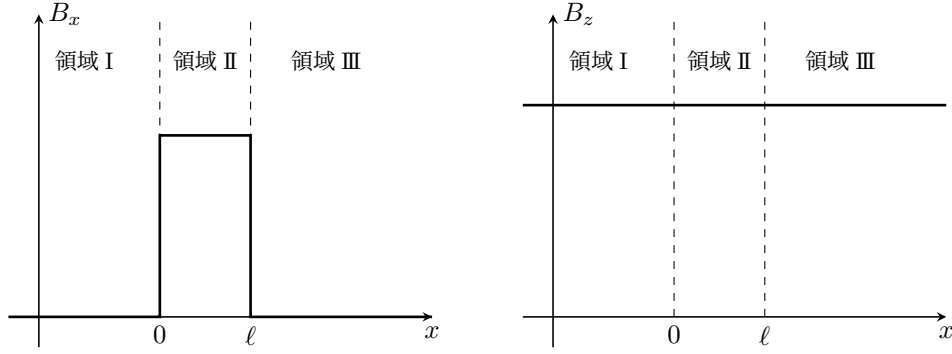


図2 磁場分布 (1)

$x = 0$ はフリップパーコイルの左端, $x = \ell$ はフリップパーコイルの右端の位置である. z 方向の一様磁場 B_z がかかっていて, フリップパー内におのみ x 方向の一定磁場 B_x がかかっている場合を考える.

このとき領域 II におけるハミルトニアン H は,

$$\begin{aligned} H &= -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} \\ &= -\mu \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{B} \end{aligned}$$

と書ける. したがって中性子の波動関数 Ψ が満たすシュレディンガー方程式は

$$\left(-\mu \begin{pmatrix} B_z & B_x \\ B_x & -B_z \end{pmatrix} \right) \Psi = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi$$

となり, これを解くと

$$\Psi(t) = e^{-i\frac{H}{\hbar}t} \psi$$

と求まる. 中性子が $x = 0$ に達した時刻を $t = 0$ とすれば $\Psi(0) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ なので $\psi = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$. よって

$$\Psi(t) = e^{-i\frac{H}{\hbar}t} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$\mathbf{n}$ を $|\mathbf{B}|\mathbf{n} = \mathbf{B}$ をみたす単位ベクトルとする ($|\mathbf{B}| = \sqrt{B_x^2 + B_z^2}$). すると行列 $e^{-i\frac{H}{\hbar}t}$ の具体的な表式は,

$$\begin{aligned} e^{-i\frac{H}{\hbar}t} &= e^{i\frac{\mu|\mathbf{B}|}{\hbar}\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}t} \\ &= \cos\left(\frac{\mu|\mathbf{B}|}{\hbar}t\right) I_2 + i \sin\left(\frac{\mu|\mathbf{B}|}{\hbar}t\right) \begin{pmatrix} \frac{B_z}{|\mathbf{B}|} & \frac{B_x}{|\mathbf{B}|} \\ \frac{B_x}{|\mathbf{B}|} & -\frac{B_z}{|\mathbf{B}|} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\mu|\mathbf{B}|}{\hbar}t\right) + i\frac{B_z}{|\mathbf{B}|}\sin\left(\frac{\mu|\mathbf{B}|}{\hbar}t\right) & i\frac{B_x}{|\mathbf{B}|}\sin\left(\frac{\mu|\mathbf{B}|}{\hbar}t\right) \\ i\frac{B_x}{|\mathbf{B}|}\sin\left(\frac{\mu|\mathbf{B}|}{\hbar}t\right) & \cos\left(\frac{\mu|\mathbf{B}|}{\hbar}t\right) - i\frac{B_z}{|\mathbf{B}|}\sin\left(\frac{\mu|\mathbf{B}|}{\hbar}t\right) \end{pmatrix} \end{aligned}$$

となる. ここで $e^{i\theta\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}} = \cos\theta I_2 + i\sin\theta\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}$ を用いた.

最終的に $\Psi(t)$ は

$$\Psi(t) = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\mu|\mathbf{B}|}{\hbar}t\right) + i\frac{B_z}{|\mathbf{B}|}\sin\left(\frac{\mu|\mathbf{B}|}{\hbar}t\right) & i\frac{B_x}{|\mathbf{B}|}\sin\left(\frac{\mu|\mathbf{B}|}{\hbar}t\right) \\ i\frac{B_x}{|\mathbf{B}|}\sin\left(\frac{\mu|\mathbf{B}|}{\hbar}t\right) & \cos\left(\frac{\mu|\mathbf{B}|}{\hbar}t\right) - i\frac{B_z}{|\mathbf{B}|}\sin\left(\frac{\mu|\mathbf{B}|}{\hbar}t\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

と求まった．領域Ⅲには z 軸方向の磁場しかないので，スピン反転率 P は中性子の観測地点 $x = L$ に依らない．したがって中性子が領域Ⅱを出た瞬間 $\left(t = \frac{\ell}{v}\right)$ の波動関数 $\Psi\left(\frac{\ell}{v}\right)$ を用いてスピン反転率 P は

$$P = \left| \Psi^-\left(\frac{\ell}{v}\right) \right|^2 \text{ と表せる } \left(\Psi = \begin{pmatrix} \Psi^+ \\ \Psi^- \end{pmatrix} \right) . \Psi\left(\frac{\ell}{v}\right) \text{ は}$$

$$\begin{aligned} \Psi\left(\frac{\ell}{v}\right) &= \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\mu|\mathbf{B}|\ell}{\hbar v}\right) + i\frac{B_z}{|\mathbf{B}|}\sin\left(\frac{\mu|\mathbf{B}|\ell}{\hbar v}\right) & i\frac{B_x}{|\mathbf{B}|}\sin\left(\frac{\mu|\mathbf{B}|\ell}{\hbar v}\right) \\ i\frac{B_x}{|\mathbf{B}|}\sin\left(\frac{\mu|\mathbf{B}|\ell}{\hbar v}\right) & \cos\left(\frac{\mu|\mathbf{B}|\ell}{\hbar v}\right) - i\frac{B_z}{|\mathbf{B}|}\sin\left(\frac{\mu|\mathbf{B}|\ell}{\hbar v}\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\mu|\mathbf{B}|\ell}{\hbar v}\right) + i\frac{B_z}{|\mathbf{B}|}\sin\left(\frac{\mu|\mathbf{B}|\ell}{\hbar v}\right) \\ i\frac{B_x}{|\mathbf{B}|}\sin\left(\frac{\mu|\mathbf{B}|\ell}{\hbar v}\right) \end{pmatrix} \end{aligned}$$

なので，スピン反転率 P は

$$\begin{aligned} P &= \left| \Psi^-\left(\frac{\ell}{v}\right) \right|^2 \\ &= \frac{B_x^2}{|\mathbf{B}|^2} \sin^2\left(\frac{\mu|\mathbf{B}|\ell}{\hbar v}\right) \end{aligned}$$

と求められる．

スピン反転率 P のグラフを $B_z = 0.7\text{mT}$, $v = 1.1 \times 10^3 \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$, $\ell = 6 \times 10^{-2} \text{m}$, $\mu \approx -9.66 \times 10^{-27} \text{J} \cdot \text{T}^{-1}$ として描くと下の図3のようになる． B_z , v , ℓ には今回の実験でのおおよその値を， μ には中性子の磁気モーメントとしてよく知られた値 [7] を代入した．

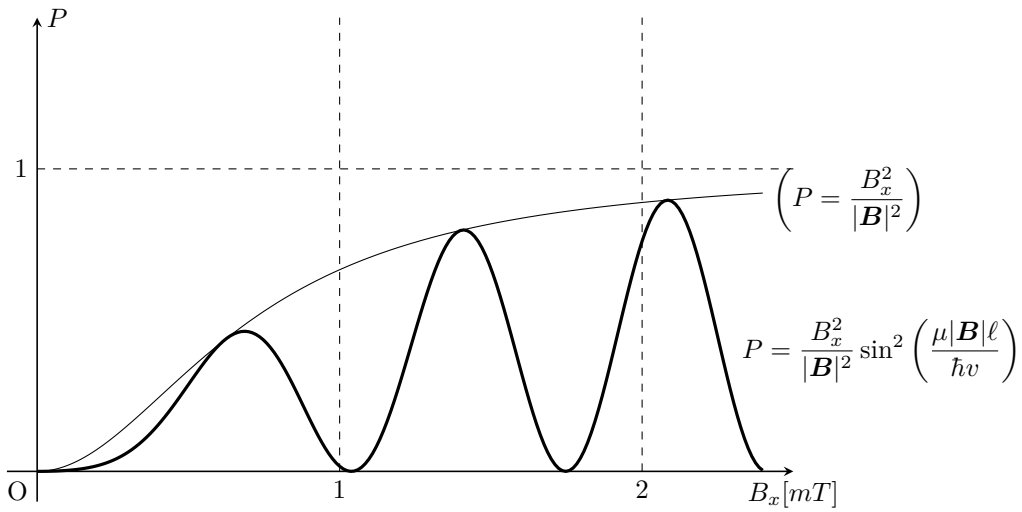


図3 スピン反転率 P のグラフ (横軸 B_x)

3.2.2 スピン反転率の計算 (2)

次に B_x が下図のように一定磁場でない場合を考える．ただし B_x のグラフは $x = \frac{\ell}{2}$ に対して線対称であるとする．

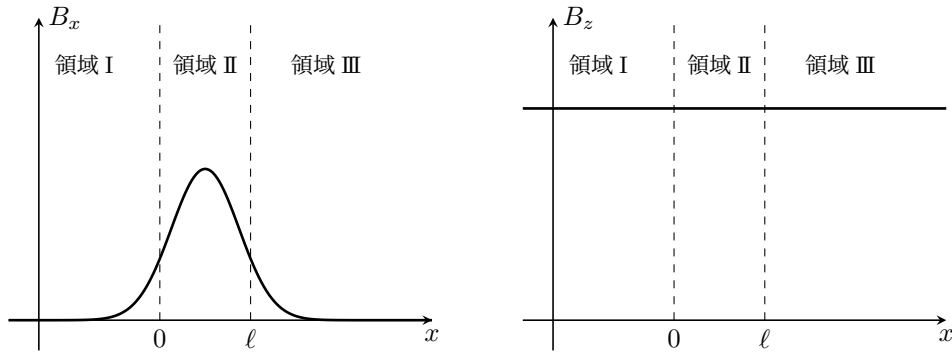


図4 磁場分布 (2)

このとき磁場を下図のように n 個の一定磁場で近似することにより，1 つ前の章でスピン反転率を求めた方法を繰り返し適用することでスピン反転率の近似値を求めることができる．

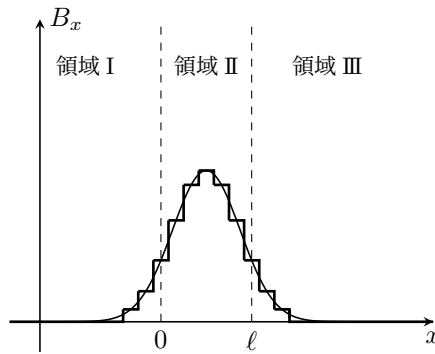


図5 $n = 11$ 個の一定磁場による磁場分布の近似

一定磁場に左から $1, 2, \dots, n$ と番号付けし， i 番目の一定磁場の左端から右端までの長さを $\Delta\ell^{(i)}$ とおき，1 番目の一定磁場の左端から n 番目の右端までの長さを ℓ' とおく．そして x 軸の負方向から来た中性子が 1 番目の一定磁場の左端に達した時刻を $t = 0$ とすれば，前の章と同様の議論により $x = L$ で中性子を観測した

ときのスピンの反転率 P は $P = \left| \Psi^- \left(\frac{\ell'}{v} \right) \right|^2$ となる。 $\Psi \left(\frac{\ell'}{v} \right)$ は

$$\begin{aligned} & \Psi \left(\frac{\ell'}{v} \right) \\ &= \begin{pmatrix} \cos \left(\frac{\mu |\mathbf{B}^{(n)}| \Delta \ell^{(n)}}{\hbar v} \right) + i \frac{B_z}{|\mathbf{B}^{(n)}|} \sin \left(\frac{\mu |\mathbf{B}^{(n)}| \Delta \ell^{(n)}}{\hbar v} \right) & i \frac{B_x^{(n)}}{|\mathbf{B}^{(n)}|} \sin \left(\frac{\mu |\mathbf{B}^{(n)}| \Delta \ell^{(n)}}{\hbar v} \right) \\ i \frac{B_x^{(n)}}{|\mathbf{B}^{(n)}|} \sin \left(\frac{\mu |\mathbf{B}^{(n)}| \Delta \ell^{(n)}}{\hbar v} \right) & \cos \left(\frac{\mu |\mathbf{B}^{(n)}| \Delta \ell^{(n)}}{\hbar v} \right) - i \frac{B_z}{|\mathbf{B}^{(n)}|} \sin \left(\frac{\mu |\mathbf{B}^{(n)}| \Delta \ell^{(n)}}{\hbar v} \right) \end{pmatrix} \\ & \dots \begin{pmatrix} \cos \left(\frac{\mu |\mathbf{B}^{(1)}| \Delta \ell^{(1)}}{\hbar v} \right) + i \frac{B_z}{|\mathbf{B}^{(1)}|} \sin \left(\frac{\mu |\mathbf{B}^{(1)}| \Delta \ell^{(1)}}{\hbar v} \right) & i \frac{B_x^{(1)}}{|\mathbf{B}^{(1)}|} \sin \left(\frac{\mu |\mathbf{B}^{(1)}| \Delta \ell^{(1)}}{\hbar v} \right) \\ i \frac{B_x^{(1)}}{|\mathbf{B}^{(1)}|} \sin \left(\frac{\mu |\mathbf{B}^{(1)}| \Delta \ell^{(1)}}{\hbar v} \right) & \cos \left(\frac{\mu |\mathbf{B}^{(1)}| \Delta \ell^{(1)}}{\hbar v} \right) - i \frac{B_z}{|\mathbf{B}^{(1)}|} \sin \left(\frac{\mu |\mathbf{B}^{(1)}| \Delta \ell^{(1)}}{\hbar v} \right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

と表すことができ、これを計算して求めた $\Psi^- \left(\frac{\ell'}{v} \right)$ からスピン反転率 P が得られる。

n を大きくしたとき、 $\Psi \left(\frac{\ell'}{v} \right)$ を手計算で求めることは困難なのでコンピュータを使って計算することになる。

3.3 反転率の観測方法

磁気モーメントの測定にあたって、実験では先で述べたスピン反転率を計測する。

まずスピンの性質について、一つの軸を決めると、その方向に対してのみ固有状態を作ることができ、さらに上向きと下向きの2状態をとることができる。したがって、まずはこのスピン状態を生み出すため実験装置全体を取り囲むようなガイド磁場、さらに上向きと下向きに分離するためのフリップperコイルを用意した。

次に、これらのスピン状態を取り出すためミラーを用いた。熱中性子が放出され、まずはポライザーにより上向のスピンのみを全反射させ、それ以外を透過させた。さらにフリップperコイルで分離したスピン状態から、アナライザーにより再び上向きのスピンのみを取り出した。ミラーにより一部を全反射するが、これはガイドコイルが作る磁場に対して中性子スピンの向きが平行、反平行であることから生じる磁気ポテンシャルの違い ($\pm \mu B$) を利用して特定のスピン状態の中性子だけを取り出している。スピンはまず、ポライザーにて磁場に対し平行に偏極し、その後フリップperコイルにて平行と反平行のスピン状態に分離される。

3.4 ミラーに対する入射角度

実験においてミラーに対する入射角度を全反射条件から考える。

全反射条件は、ミラーに対する入射角度を θ 、運動エネルギーを K 、ミラーのポテンシャルを V として、

$$K \sin^2 \theta \leq V \quad (12)$$

を満たす時、つまりポテンシャルよりも小さくなる時である。例として波長 1nm の中性子が Ni 単層膜ミラーに入射する時の全反射角度を計算すると、中性子のエネルギーは 0.818 meV、ミラーのポテンシャルは 243 neV より [2]

$$\sin^2 \theta_c = \frac{243}{0.818 \times 10^6} \quad (13)$$

これは 10^{-6} から十分小さい値とみなせるので, $\sin \theta \simeq \theta$ とすると,

$$\theta \simeq \sin \theta \simeq 1.72 \times 10^{-2} \text{ rad} \simeq 0.98 \text{ deg} \quad (14)$$

である.

ここに磁場が発生すると, ミラーのポテンシャルは Ni 単層膜ミラーであれば $V \pm \mu B = 243 \pm 38.6 \text{ neV}$ となり, 全反射角度はそれぞれ約 $1.05 \text{ deg}(+\mu B), 0.91 \text{ deg}(-\mu B)$ となる.

3.5 計数の仕方について

まずポラライザーのみを使って計数管により中性子をカウントする (カウント数を N_1), 次にフリップパーコイルの後にもう一つのミラーを約 1 deg で中性子が入射するよう設置してスピン平行な中性子のみを全反射させてカウントする (N_2). これにより N_2/N_1 から反転率を実験データで計算できる.

4 実験装置

4.1 概要

実験装置の概要は図 6に示す.

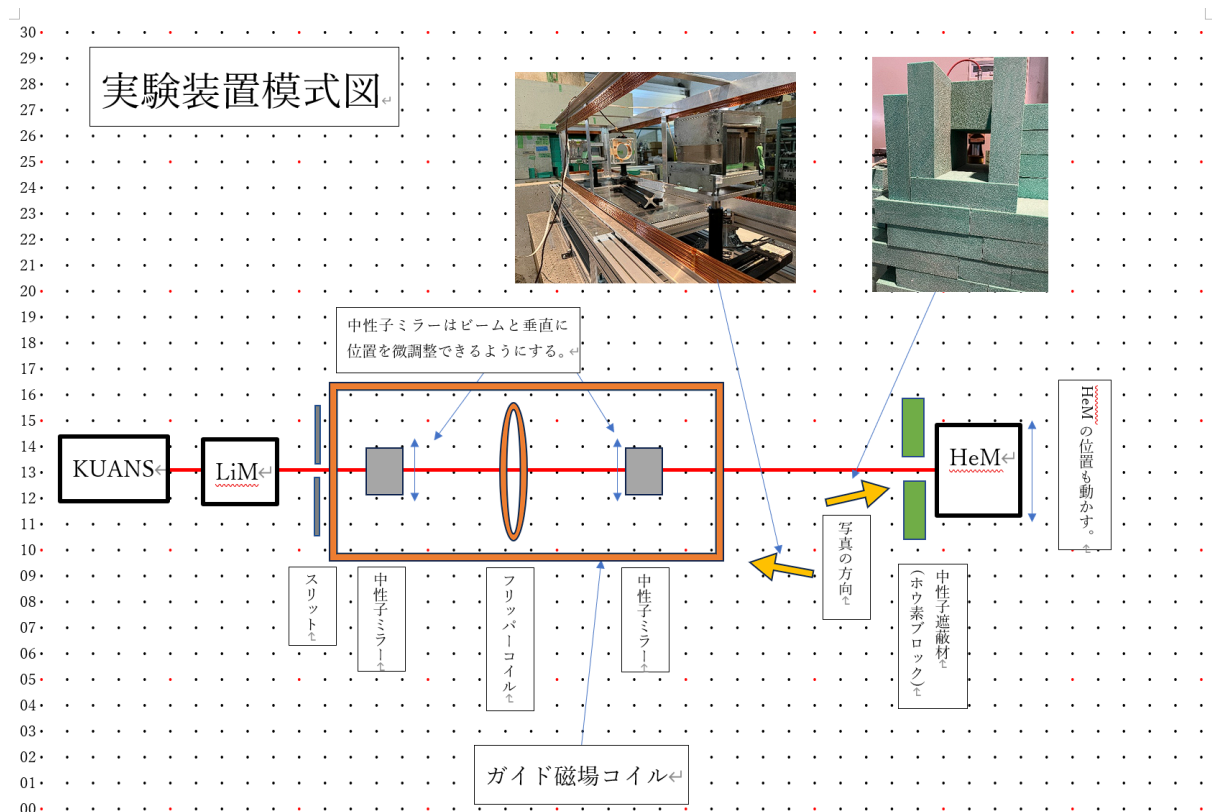


図6 実験装置の概要図

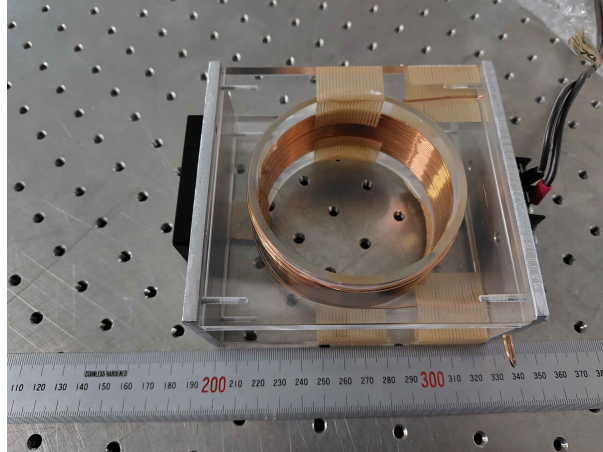


図7 フリッパーコイル

4.2 KUANS

加速された陽子を Be 標的に当てて熱中性子を生み出す加速器駆動型中性子源. 陽子の加速エネルギーは最大 3.5MeV で, 熱中性子の強度は飛行距離 2m でおおよそ 10^3 n/cm²/s である. [3] 中性子の強度は完全に一定ではなく, 今回のようにカウント数が重要となる実験では, 時間ごとのカウント数でデータを規格化する必要がある.

4.3 ガイド磁場コイル

400 mm×1800 mm の長方形コイルを上下に 350 mm 離して 2 つ設置したもの. 巻き数は上部下部ともに 100 巻.

4.4 フリッパーコイル

直径 90mm , 厚さ 30mm で 30 巻の円形コイル.

4.5 中性子ミラー

中性子ビームを比較的大きな角度で全反射できるように作られた金属多層膜. 本実験では中性子ミラーを平行に 50 枚並べた装置を 2 つ用いた. 中性子ミラーの上部にはネオジム磁石 (1880G) が取り付けられ, ミラー中心磁場は約 820 G.

4.6 ³He 中性子比例計数管 (HeM)

主に低エネルギーの中性子を検出するための計数管である. 金属管に ³He ガスが封入されており, 中央の芯線と管の間に高電圧を印加して使用する. 中性子が通過すると, $^3\text{He} + n \rightarrow ^3\text{H} + p$ の核反応が起こる. 生成し

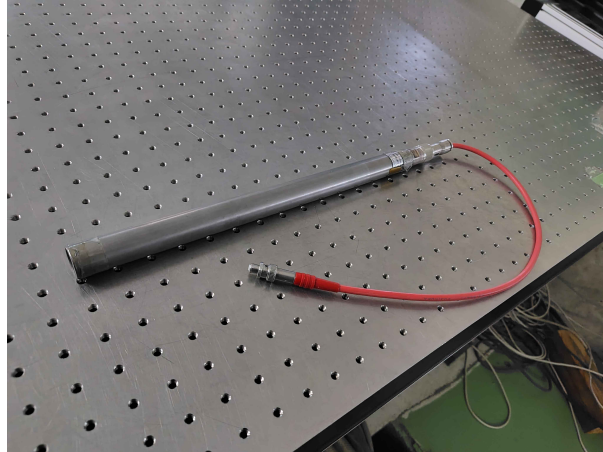


図8 中性子比例計数管

た陽子は荷電粒子なのでガスをイオン化する。このイオンは中性子のエネルギーに比例した数だけ生成され、芯線と管の間に放電がおこり、中性子の通過を計測できる。[4] 今回使用したものは直径 25 mm で、ガスの圧力は 5 気圧である。直径分の距離だけ 1000 m/s の熱中性子が通過したときの計測効率はおおよそ 99% である。

4.7 Li 中性子計数管 (LiM)

^3He を利用したものに対し、リチウムの同位体である ^6Li と中性子の核反応を利用して、中性子を計測するのが Li 中性子計数管である。 ^6Li と中性子が反応すると、アルファ粒子とトリトンが生じる。アルファ粒子とトリトンが同時に測定された場合、中性子が検出されたものとする。[5]

今回の実験では、LiM を装置の先頭、HeM を装置の最後尾に設置することで、中性子の飛行時間 (ToF) を計測することができる。今回の実験では HeM と LiM の距離は 5916 mm であった。また、中性子源からの中性子強度の時間変化の影響を受けないようにするため、LiM のカウント数を用いて中性子のカウント数を規格化した。

4.8 その他の装置

中性子ビームを絞るスリット、中性子ミラーの位置を微調整でき、PC から遠隔操作できるステージ、中性子遮蔽材 (ホウ素ブロック)、定電流定電圧電源、磁場測定器 (テスラメータ)、ステージの位置調整や HeM や LiM のデータを収集するノート PC 等を使用した。

5 実験手順

5.1 実験装置の設置

5.1.1 スリットの設置

中性子ビームを絞るために、ビームの発射口近くかつビームの通り道にスリットを設置した。

5.1.2 ガイドコイルの設置

z 軸方向の磁場を発生させるガイド磁場をコイルとレーザーが並行になるように置いた。元々台が設置されていたところに、さらにネジ穴等があるステージを置きその上にガイドコイルを置いた。ビームと並行にするためにレーザー水準器 MP6G を用いた。具体的には、ビームの通り道にビーム発射位置からレーザーを照射し、そのレーザーに沿うように MP6G を置いた。その後、MP6G からクロスヘアのレーザーを照射し、ガイドコイルの骨組みの辺の中間点とクロスヘアのレーザーが一致するように設置した。

5.1.3 フリッパーコイルの設置

フリッパーコイルも同様にレーザーに沿って設置した。具体的にはガイドコイルの下ステージに固定器具(ツメ)をネジで固定した。ツメに X 型のレールをとりつけて、レールにフリッパーコイルを設置した。

5.1.4 アナライザーとポラライザーの設置

ガイドコイルの枠組み内でかつビームの発射口とフリッパーの間をとるようにポラライザーをステージに設置した。同様に、ガイドコイルの枠組み内でかつフリッパーと中性子比例計数管 (HeM) の間をとるようにアナライザーをステージに設置した。中性子ビーム使用時は、実験室に入れないので、遠隔で操作できるよう、HIS-T という各々を位置と角度を調整できる器具を設置した。

5.1.5 HIS-T のアライメント

HIS-T は繋いだパソコンに数値を打ち込む形で各々を操作する形の器具だった。したがって HIS-T について、各々の位置や角度の操作のアライメントを行なった。数値を動かした際実際に動いた値を数回平均を取ることで、アライメントをおこなった。

5.1.6 HeM の設置

反射後の中性子ビームの測定のための中性子比例計数管 (HeM) を設置した。アナライザーやポラライザー同様、実験中は実験室に入れないので、外部から操作できるようにした。また、ポラライザー、アナライザー同様位置の移動に対するアライメントもおこなった。

5.1.7 KUANS, LiM

中性子ビームを発射する KUANS, そのビーム量を測る Li ガラスシンチレーション検出器 (LiM) は実験室に設置してあるものを使った。

5.2 ビームのアライメント

5.2.1 1 度の反射面の設定

今回は、ビームを反射角 1 度で反射させて実験を行う予定だった。したがってポラライザーやアナライザーの反射面を各々ビーム軸に対して 2 度傾くように設置した。具体的には、ビームに並行なレーザーを用いて設定した。HIS-T で各々の反射面の角度を動かし、反射させた時と反射させてない時の壁面でのレーザーポイントの距離をはかり、tangent を考えることで角度を設置した。

5.2.2 測定のナンバリング

今回ビームを発生させ, Li ガラスシンチレーション検出器 (LiM) と中性子比例計数管 (HeM) で測定をした時, ナンバリング (RUN#) をした.

5.2.3 テストラン

RUN#1,RUN#2 ではテストランを行った.LiM,HeM の操作確認や動作確認をおこなった.

5.2.4 1 回反射での HeM の位置調整

ポラライザーで反射した中性子ビームを測定できるように HeM の位置の調整を行なった. 以下 1 回反射と呼ぶ. RUN#3~ RUN#17 まではガイドコイルの電流を流していなかったので新しく実験しなおした. RUN#18~ RUN#30 で一回反射がどういう経路を取るかを考え,HeM の位置を調整した. この際 RUN#19 を行う前にスリットを追加した. HeM の位置調整について, 具体的にはビームに並行なレーザーを照射してわかったおおまかな位置の周りを調べて, 今回実験で使用するビームの経路を通った際に期待できる TOF での HeM での検出量が多いところを 1 回反射した際のビームの位置とした.

5.2.5 2 回反射での HeM の位置調整

ポラライザーで反射した, かつアナライザーで反射した中性子ビームを測定できるように HeM の位置の調整を行った. 以下,2 回反射と呼ぶ. RUN#31~ RUN#36 で 2 回反射を測定できる HeM の位置を特定した. 具体的には一回反射と同様, 期待できる TOF での HeM での検出量が多いところを 2 回反射した際のビームの位置とした.

5.2.6 遮蔽材の設置

今回の実験に関与する経路を取らない中性子ビームの測定を防ぐために, 経路を囲うように遮蔽材を置いた.

5.3 測定

今回の実験は中性子ビームのスピンとフリップパーコイルの x 方向の磁場の強さの相関を調べることで解答が得られるものであった. 以下フリップパーコイルの電流を変えた際の 2 回反射したビームの測定の手順を説明する.

5.3.1 0.0 A の測定

まず RUN#36 でフリップパーに 0.0 A の電流を流した際での,2 回反射のビームを測定した. 2024/12/18 の 14:21'31 から 14:51'36 までの約 30 分間の測定を行った.

5.3.2 0.5 A の測定

RUN#37 でフリップパーに 0.5 A の電流を流した際での,2 回反射のビームを測定した. 2024/12/18 の 14:52'48 から 15:22'59 までの約 30 分間の測定を行った.

5.3.3 1.0 A の測定

RUN#38 でフリッパーに 1.0 A の電流を流した際での,2 回反射のビームを測定した. 2024/12/18 の 15:23'51 から 15:54'01 までの約 30 分間の測定を行った.

5.3.4 1.5 A の測定

RUN#39 でフリッパーに 1.5 A の電流を流した際での,2 回反射のビームを測定した. 2024/12/18 の 16:10'06 から 16:40'07 までの約 30 分間の測定を行った.

5.3.5 2.0 A の測定

RUN#40 でフリッパーに 2.0 A の電流を流した際での,2 回反射のビームを測定した. 2024/12/18 の 16:40'45 から 17:10'47 までの約 30 分間の測定を行った.

5.4 磁場測定

今回の実験では,フリッパーの磁場の強さを測る必要があった. したがってビームの経路に沿って,電流ごとのフリッパーが作る磁場の強さを測定した.

5.4.1 z 軸方向の磁場

0.0 A, 0.5 A, 1.0 A, 1.5 A, 2.0 A について z 軸方向の磁場を測定した. 具体的には,ビームに並行なレーザーに沿って測定した. 測定点は 7 点 60 mm ごとにとった. その測定点ごとに 0.0 A, 0.5 A, 1.0 A, 1.5 A, 2.0 A について磁場をホール素子の向きが表と裏両方で測定した. これはアライメントも兼ねて行なった.

5.4.2 x 軸方向の磁場

0.0 A, 0.5 A, 1.0 A, 1.5 A, 2.0 A について x 軸方向の磁場を測定した. z 軸の時と同様にビームに並行なレーザーに沿って測定した. 測定点は,フリッパー近くの測定点間の距離を短くなるようにした. フリッパー中心から対称に左右ともに 50 mm までは 5 mm 間隔で測定点をとった. フリッパー中心から 50 mm から 150 mm では 10 mm 間隔で測定点をとった. 以上のことを踏まえ 42 点の測定点をとった.

6 実験結果, データ解析

6.1 磁場測定

中性子ビームと水平方向 (以下 x 方向とする) の磁場を測定した結果, 図 9 のようになった. なお, フリッパーコイルに電流を流していない時の磁場の値を 0 としたものであり, 位置 x の測定誤差は ± 0.05 [cm], 磁場の測定誤差は ± 0.01 [mT] である.

同様にガイドコイルの作る磁場 (以下 z 方向とする) も測定したところ, 表 1 のようになった. なお, 位置 x はフリッパーコイルの中心を 0 としたものである.

位置 x が 18 [cm] 付近では中性子ミラーが近いめ値が小さくなっているものの, 一様に近い磁場分布になっている. 以下の解析では z 方向の磁場は一様に 0.70 [mT] であるとして行った.

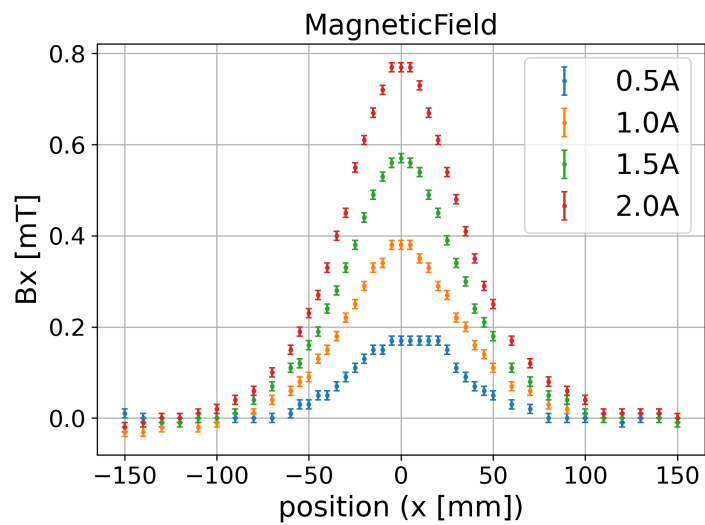


図9 x 方向の磁場

位置 x [cm]	磁場の大きさ [mT]
-18 ± 0.05	0.705 ± 0.01
-12 ± 0.05	0.710 ± 0.01
-6 ± 0.05	0.715 ± 0.01
0 ± 0.05	0.720 ± 0.01
6 ± 0.05	0.695 ± 0.01
12 ± 0.05	0.675 ± 0.01
18 ± 0.05	0.640 ± 0.01

表1 z 方向の磁場

6.2 実験結果

以下の図 11 ~ 図 14に中性子カウント数のヒストグラムを示す. ただし, 各 TOF におけるカウント数を各測定時間中の LiM の総カウント数で割って 10^4 倍することによって規格化し, TOF160 [μ s] 幅でまとめて表示している.

いずれにおいても TOF4000~6400 [μ s] にピークがみられる.

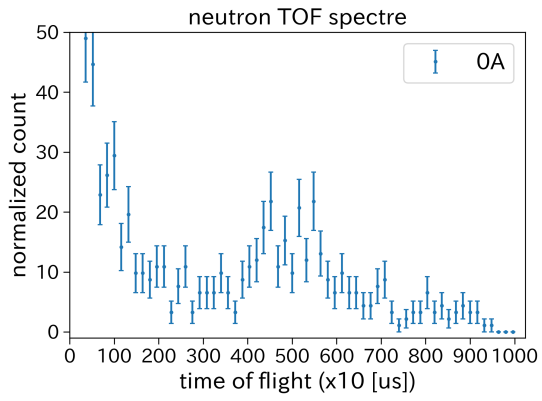


图10 0A

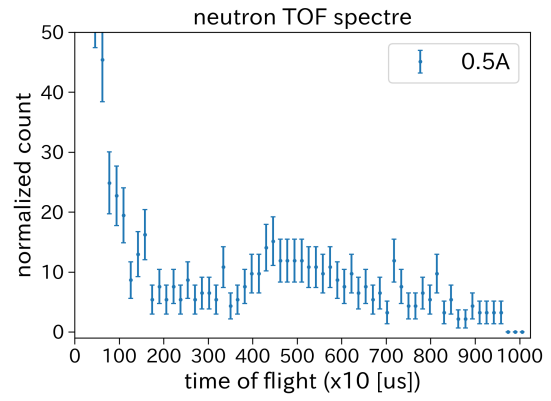


图11 0.5A

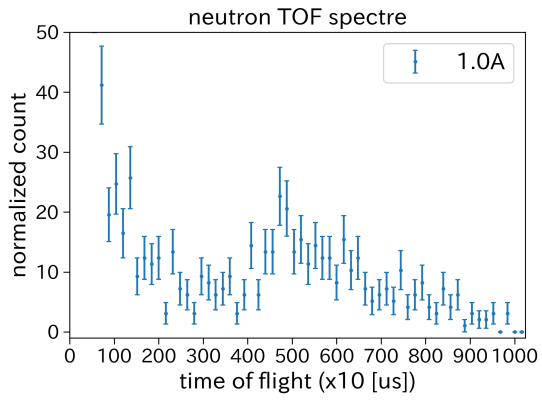


图12 1.0A

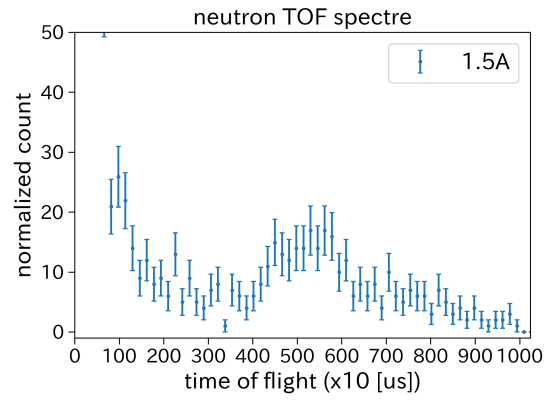


图13 1.5A

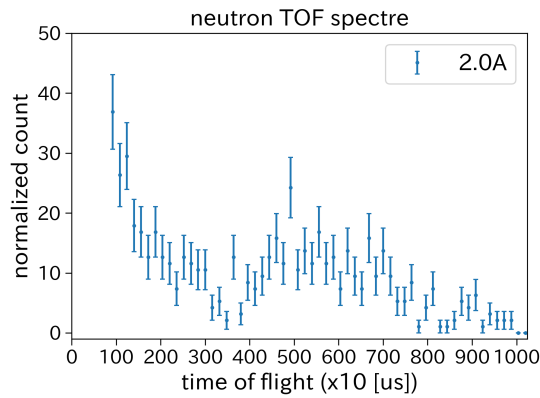


图14 2.0A

6.3 バックグラウンドのフィッティング

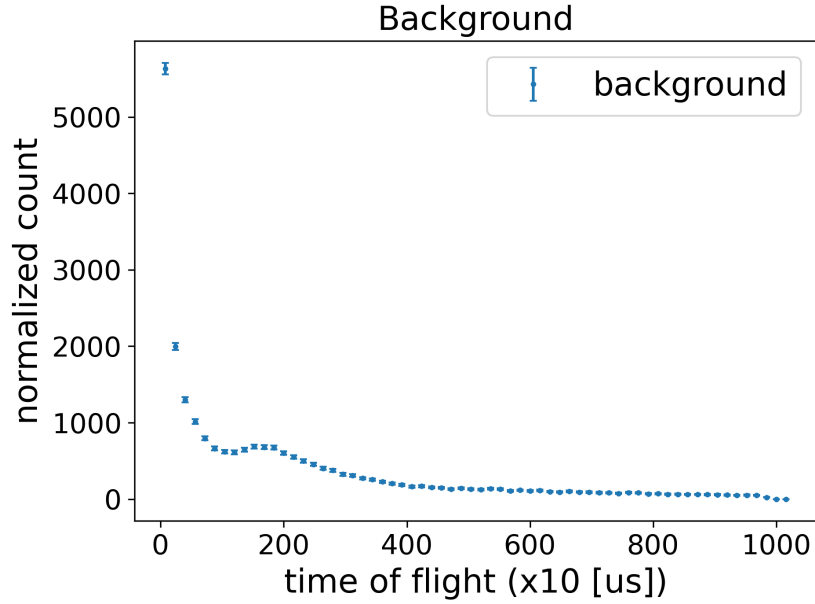


図15 遮蔽材の追加設置およびフリップーコイルへの通電を行う前のバックグラウンド測定データ

図 15は遮蔽材を追加設置する前に測定したバックグラウンドの TOF スペクトルである．最終的に 2 回反
射での測定時点と比較してバックグラウンドが大きく熱中性子が少ないと考えられ，ガイドコイルに電流を
流していないため解析のバックグラウンドとしては利用できない．しかし 6.2節においてピークの見られる
TOF4000~6400 $[\mu\text{s}]$ の範囲でのバックグラウンドの定性的な振る舞いを見ることはでき，最終的な測定にお
けるバックグラウンドは下に凸であると予想される．

バックグラウンドのフィッティングにおいて，0A における測定データに対して，TOF1300~4000 $[\mu\text{s}]$ および
7000~10000 $[\mu\text{s}]$ の範囲を関数形 $at^b \exp(ct^d)$ でフィッティングした．図 16はフィッティングにより得られ
たバックグラウンドと 0A における実験データを重ねたものである．関数形は

$$at^b \exp(ct^d) \quad (15)$$

$$a = 9.76073532 \times 10^2 \quad (16)$$

$$b = -8.56725428 \times 10^{-1} \quad (17)$$

$$c = 4.39064029 \times 10^{-6} \quad (18)$$

$$d = 1.22313538 \quad (19)$$

である．ただし， $t = \text{TOF} [\mu\text{s}]/10$ ．

このフィッティングにおいて適合度の検定として χ^2 検定を行うと，結果は

- $\chi^2 \approx 22.03$
- 自由度 (DoF) = 32

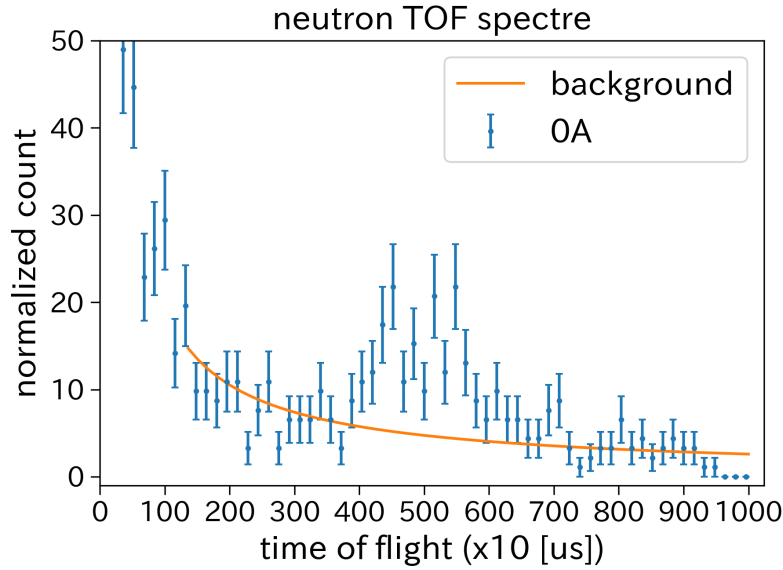


図16 フィッティングにより得られたバックグラウンドおよび 0A における実験データの比較

- $\chi^2_{\text{reduced}} = \chi^2/\text{DoF} \approx 0.6884$
- $p\text{-value} \approx 0.9569 > 0.05$

であり, $p > 0.05$ より有意水準 5% のもと帰無仮説は棄却されず, $\text{TOF} \in [1300, 4000] \cup [7000, 10000](\mu\text{s})$ においては測定点とフィッティングとの間に有意差があるとは言えない. したがって, 以下ではこのバックグラウンドを仮定して解析を行う.

6.4 バックグラウンドと測定データ

以下の図 17 ~ 図 21 に, フリッパーコイルに流した各電流値における測定データとバックグラウンドを重ねたヒストグラムを示す.

6.5 数値計算との比較

以上のように, LiM のカウント数で規格化したうえでバックグラウンドを除いて得られたカウント数について, $\text{ToF} 4000$ から $6400\mu\text{s}$ の間で和をとり, フリッパーコイルに電流を流していないとき (0A) と電流を流した時の差を求め, それを反転したカウント数と定義する. 実験でのこの値を表 2 に示す. 磁気モーメントを求めるために, 様々な磁気モーメントの値での数値計算とこの実験値を比較した.

数値計算は, 0A の時のカウント数を元データとし, それらを十分なカウント数をもたせるため $16\mu\text{s}$ の幅ごとにまとめた. さらにその幅ごとに数値計算を行って反転率を求め, 元データにかけ, それらの和をとって数値計算による反転したカウント数とした.

反転するカウント数は磁気モーメントに対して偶関数になるので, 磁気モーメントが負の時に絞って計算する. 加えて, 図 22 から図 25 に, 磁気モーメント $-2 \sim 0(10^{-26}\text{J/T})$ での各電流ごとの数値計算および実験から得

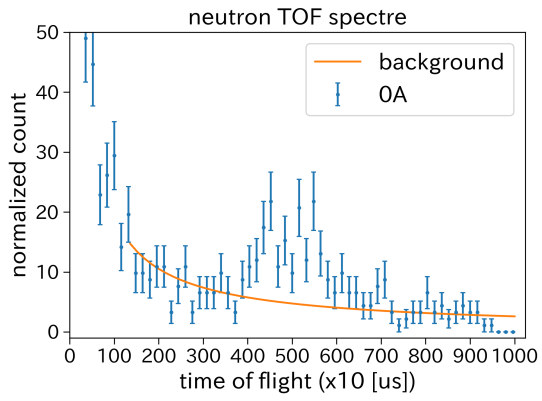


图17 0A

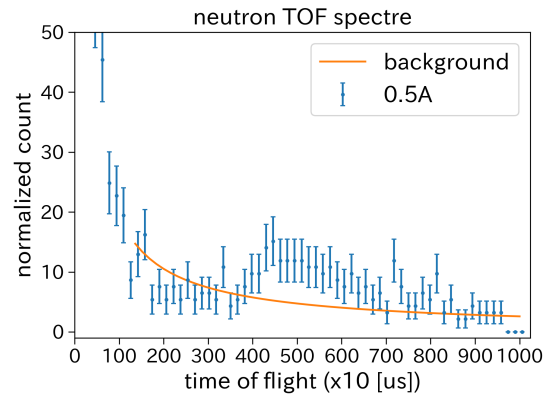


图18 0.5A

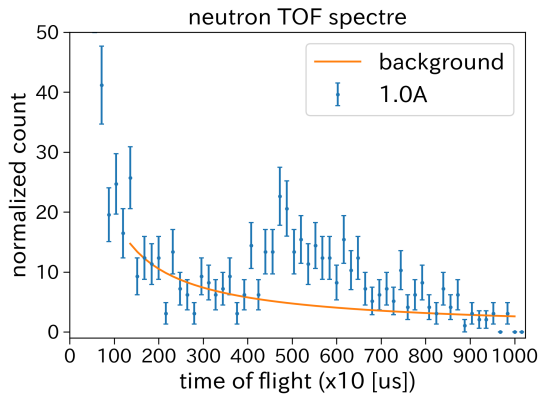


图19 1.0A

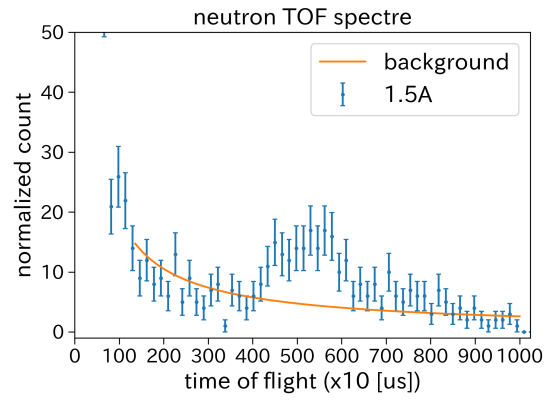


图20 1.5A

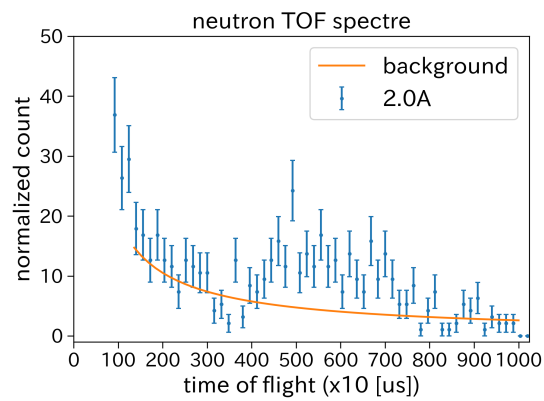


图21 2.0A

電流	反転したカウント数	反転したカウント数の誤差
0.5A	34.98	19.89
1.0A	-4.42	20.66
1.5A	13.11	20.06
2.0A	10.76	20.39

表2 電流ごとの反転したカウント数とその誤差

られた反転したカウント数とその誤差を示す。横軸が磁気モーメント、縦軸は反転したカウント数であり、紫の点の集合が数値計算での反転したカウント数とその誤差、緑の直線は実験での反転したカウント数、グレーで塗りつぶされた部分は実験値の誤差の範囲となっている。数値計算では、磁気モーメントが-0.5～0 の間で反転したカウント数が最大になっており、電流が大きいほど多く反転することがわかる。一方、磁気モーメントの文献値である-1 付近では反転するカウント数は1 未満であり、ほとんど反転しないことが予想される。

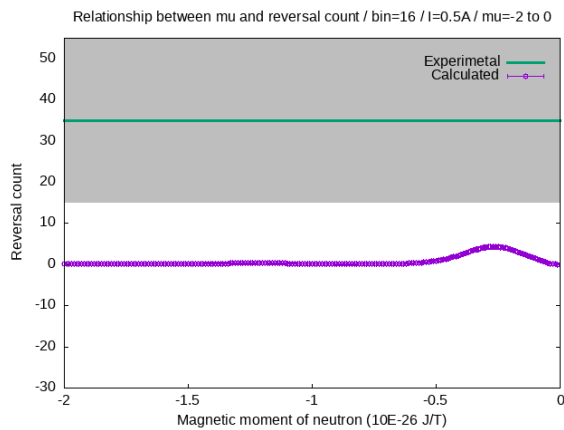


図22 磁気モーメント-2～0 : I=0.5A

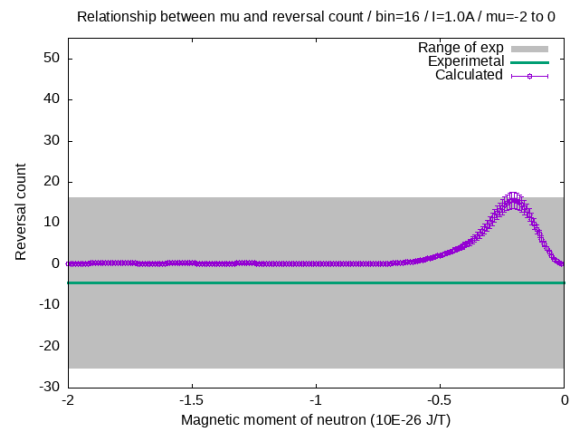


図23 磁気モーメント-2～0 : I=1.0A

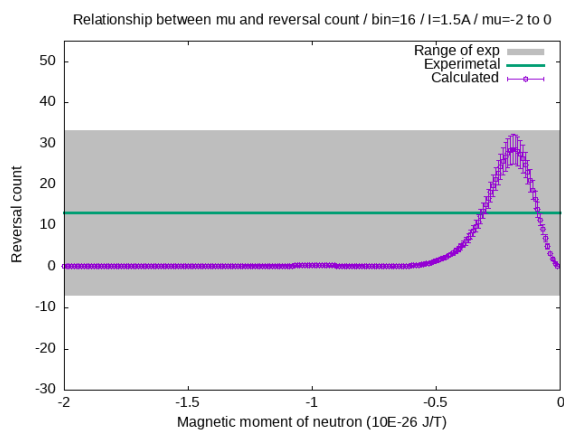


図24 磁気モーメント-2～0 : I=1.5A

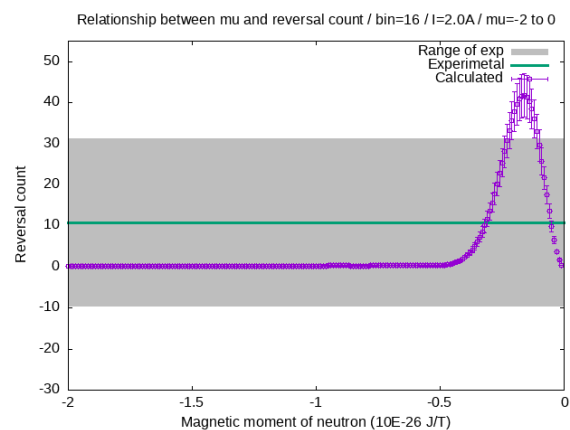


図25 磁気モーメント-2～0 : I=2.0A

さらに磁気モーメントと反転したカウント数の関係について調べるため、磁気モーメントの範囲をさらに拡

大して、 $-20 \sim 0 (10^{-26} \text{ J/T})$ の範囲で数値計算を行った (図 26 から 29)。これらの結果からは、磁気モーメントの絶対値の大きいところでは、とくに電流が大きい場合、反転したカウント数が数カウント以上の値を持つことがわかる。

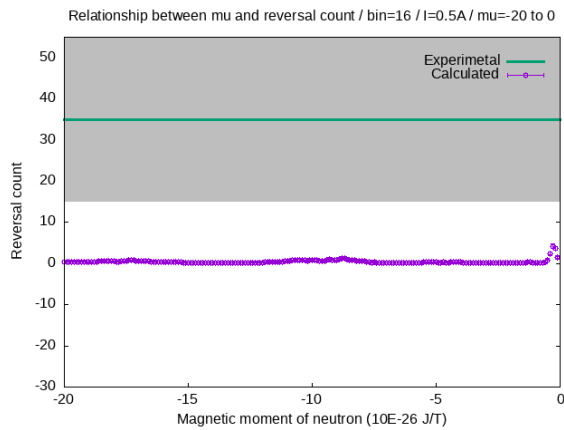


図26 磁気モーメント-20～0 : I=0.5A

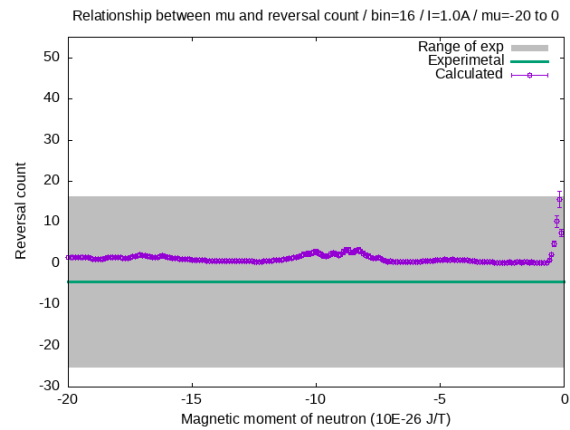


図27 磁気モーメント-20～0 : I=1.0A

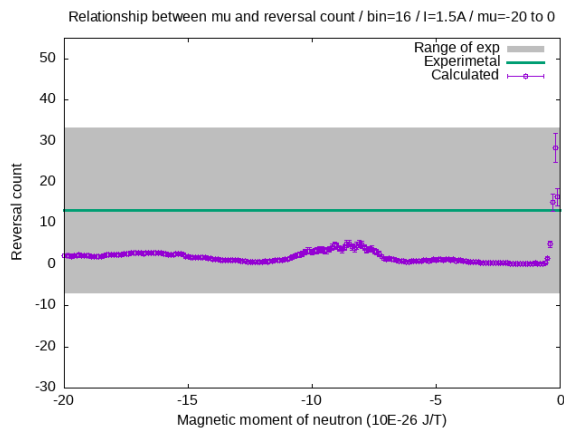


図28 磁気モーメント-20～0 : I=1.5A

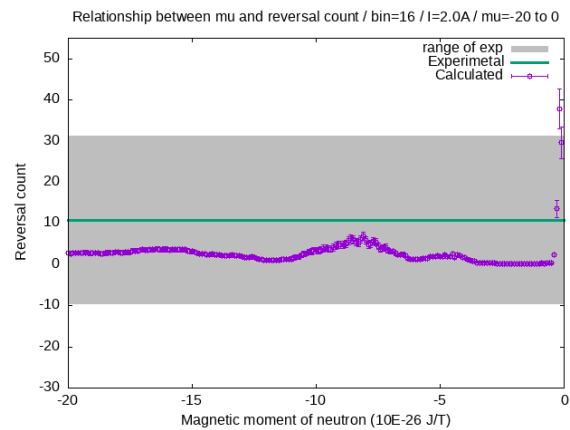


図29 磁気モーメント-20～0 : I=2.0A

以上のデータをみると、まず $I=0.5\text{A}$ では、理論値と実験値は誤差の範囲でも重なっておらず、磁気モーメントを見積もるのは困難である。 $I=1.0\text{A}$ では、理論値は実験値の誤差の範囲内にすべて入っており、有効な値を求めるのは難しい。ただ、より実験値の値に近づくのは、磁気モーメント-3～-0.7の間であることがわかる。 1.5A の時も、誤差の範囲で理論値と実験値はすべて重なっているが、値同士の交点は2つ存在し、それぞれ約-0.31 と -0.09 である。 2.0A のときは、理論値と実験値が重ならない範囲として、-0.21～-0.12が存在し、磁気モーメントがこの範囲でないことが言える。また、交点も2つ存在し、それぞれ約-0.31 と -0.05 である。

さらに、反転したカウント数の磁気モーメント依存性を明らかにするため、電流が 2.0A の時、磁気モーメントの範囲を $-100 \sim 0 (10^{-26} \text{ J/T})$ まで拡大して数値計算を行った (図 30)。このグラフからは、磁気モーメントの絶対値が極端に大きいときは反転したカウント数は3カウント程度の値を持つことがわかる。一方、反転したカウント数が0.3未満になるのは磁気モーメントがおおよそ $-3 \sim 0 (10^{-26} \text{ J/T})$ の範囲に限られることがわかる。

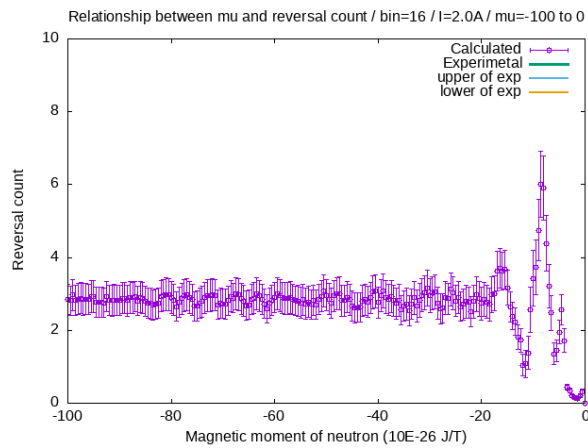


図30 磁気モーメント-100～0 : I=2.0A

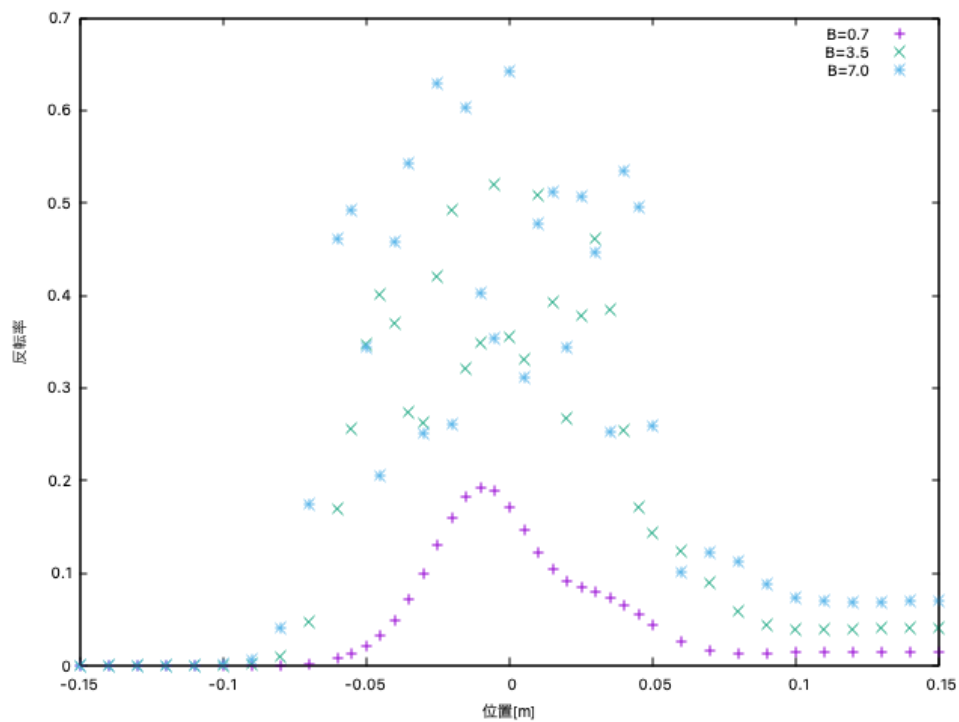


図31 磁場のピークの値とそれぞれの位置での反転率の関係
B はガウシアンピークの高さである。

7 結論と今後の展望

今回の実験では有意な反転が見られず、数値計算でも今回の実験で用いた磁場分布ではあまり大きな反転率が見られなかった。この原因として磁場の形状か大きさに問題があるかを検証した。図31は磁場分布をガウシアンでフィッティングし、ガウシアンのピークの高さのパラメータを本実験での 0.7 [mT] に加え、3.5

[mT], 7.0 [mT] に変更したものを磁気モーメントとして文献値 [7] の値を用いてそれぞれの反転率を計算したものである。結果として、今回の実験で用いた磁場の大きさでは反転率はかなり小さく、10 倍程度強い磁場を用いて反転率が 0.1 程度になることがわかった。つまり、今回の実験のセットアップでスピン反転を見るためにはより大きな磁場を用いるか、より長い計測時間が必要だと考えられる。具体的には、今回の実験での反転率は数値計算によると 0.01 程度であり、この反転率が測定誤差よりも大きくなるためには 10^4 カウントが必要である。仮にこの精度で測定できれば、ほとんど反転せず反転したカウント数が小さくなることから、図 30 のデータを用いて磁気モーメントの範囲を見積もることができると思われる。今回解析に使用した ToF400 から $640 \mu\text{s}$ のカウント数は $\sim 10^2$ 程であり、 10^4 カウントを得るにはおよそ今回の実験の 100 倍の時間 (一回 50 時間ほど) が必要である。

また、今回の実験のようにハミルトニアンが可換にならない磁場分布では解析的に解くことが不可能なため、直流フリッパーで実験をする場合空間的に一様に近い磁場を用いるとより正確な磁気モーメントが得られると考えられる。しかし、この場合でも完全に磁場の分布を矩形にすることができないので、直流フリッパーを用いて磁気モーメントを得るのは難しいと考えられる。直流フリッパーを用いずに磁気モーメントを得る方法として、交流フリッパーによる磁気共鳴を観測するという方法がある。[2]

一方で図 31を見ると本実験の磁場である $B = 0.7$ でも磁場の中心付近では反転率が 0.2 程度と大きくなっていることがわかる。つまり、磁場の中心付近で補償コイルなどを用いて矩形に近づけることができればその位置から反転率が変化しなくなるためスピンが反転した成分を取り出すことができると考えられる。この場合、反転率が測定誤差よりも大きくなるために必要なカウント数は 30 程度となり、比較的容易に反転を観測することができると考えられる。

謝辞

課題研究 P3 を通して、多くの方々の助けを受けてこのレポートを完成させることができました。理論ゼミでは菅沼秀夫准教授をはじめ、土居孝寛助教授、TA の中島悠翔さん、中川昂生さんに原子核物理学の理論的なサポートおよび数値計算の指導をしていただきました。実験ゼミや RI を用いた実習では成木恵教授、富田夏希助教授、TA の柳井祥吾さんに指導していただきました。本実験については、実験のセットアップについて成木恵教授をはじめ、工学部の田崎誠司さん、KUANS の廣瀬昌憲さんに助言をいただきました。また、技術室の山本隆司さんに磁場測定に用いる固定治具の作成をしていただきました。

ご協力していただいた皆様にはこの場を持って感謝の意を申し上げます。ありがとうございました。

参考文献

- [1] B. ポッフ/K. リーツ/C. ショルツ/F. サッチャ, 『素粒子・原子核物理入門』, Springer, 2008
- [2] 阿知波 紀郎/海老沢 徹/田崎 誠司/河合 武/日野 正裕/山崎 大, 『中性子スピン光学』, 九州大学出版会, 2003
- [3] <https://www-nh.scphys.kyoto-u.ac.jp/Activity/kuans-j.html>, 2025 年 2 月 18 日閲覧
- [4] https://atomica.jaea.go.jp/dic/detail/dic_detail_1194.html, 2025 年 2 月 18 日閲覧
- [5] https://atomica.jaea.go.jp/dic/detail/dic_detail_92.html, 2025 年 2 月 18 日閲覧
- [6] 青木慎也, 『格子 QCD によるハドロン物理; クォークからの理解』, 共立出版, 2017
- [7] <https://pdg.lbl.gov/2024/listings/rpp2024-list-n.pdf> 2025 年 3 月 4 日閲覧