

JAERI-Research

2003-009



JP0350080



J-PARC 計画のためのドラプキン型エネルギー・フィルターの開発

2003 年 3 月

山崎 大・曾山 和彦・海老澤 徹・田崎 誠司*

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の問合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越し下さい。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布を行っております。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 〒319-1195, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 2003

編集兼発行 日本原子力研究所

J-PARC 計画のためのドラプキン型エネルギー・フィルターの開発

日本原子力研究所東海研究所大強度陽子加速器施設開発センター

山崎 大・曾山 和彦・海老澤 徹・田崎 誠司*

(2003 年 1 月 31 日 受理)

日本原子力研究所と高エネルギー加速器研究機構が共同で進めている大強度陽子加速器計画 (J-PARC) では、大強度の核破砕中性子源の開発が進められている。この大強度中性子ビームのうち、結合型モデレータから得られるパルス中性子は、中性子強度は高いが、テールが長く、高分解能の実験には向いていない。しかし、用途によってこのテールをカットし、高分解能パルスを利用できるようになれば、実験の選択肢、分光器の可能性が大きく高まる。

ドラプキン型エネルギー・フィルターは、空間的中性子スピン共鳴を利用して、磁場との相互作用でパルス整形を行なおうという装置である。本稿では、まずドラプキン型エネルギー・フィルターの主要部分であるドラプキン型スピントリッパーのスピン反転率を量子力学的に厳密に導出した。そしてスピン共鳴反転の性質を調べ、共鳴波長と磁場強度の関係、共鳴幅と周期数の関係を導出した。また、ドラプキン型スピントリッパーの矩形磁場を正弦磁場で展開することにより、各共鳴ピークが、対応する正弦成分による Rabi 型共鳴反転として理解できることを示した。

さらに、ドラプキン型エネルギー・フィルターをパルス中性子用のパルス整形器として用いるための、スweep・モードでの駆動について、その際の問題点とその解決策について述べた。また、スピン共鳴反転の際に共鳴波長の両隣にできるサブピークが、高精度のパルス整形を行ううえで障害となるが、磁場 B_x に勾配を持たせることによって、サブピークを抑制できることを数値計算によって示した。

周期数 10 のドラプキン型スピントリッパーを開発し、定常モードでの特性試験を行った。まず波長 8.8 Å (波長分解能 2.5 %) の単色ビームを用いて、スピン反転率の磁場強度依存性を、さらに波長 8.3 Å (波長分解能 14.9 %) のパルスビームを用いて、スピン反転率の波長依存性と共鳴ピークの磁場強度依存性を測定した。結果は、計算による予測と非常によく一致し、開発したドラプキン型スピントリッパーが期待通り駆動していることが示された。

Development of Drabkin Energy Filters for J-PARC Project

Dai YAMAZAKI, Kazuhiko SOYAMA, Toru EBISAWA and Seiji TASAKI*

Center for Proton Accelerator Facilities
Tokai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received January 31, 2003)

In the J-PARC project, the high intensity spallation neutron source has been developed. Very intensive pulsed neutron beam will be available from a coupled moderator installed at the spallation source. Wavelengths of neutrons is generally determined by its time-of-flight (TOF) from the source to the detector, but the available precision is limited by the non-zero emission time-width of the moderator system. It follows that high precision experiments cannot be performed with the intensive pulsed neutrons from the coupled moderator.

We have been developing Drabkin energy filters, which effectively reduces the emission time-width by the spatial neutron spin resonance. In this paper, firstly, we describe the physics in the Drabkin spin flipper, which is the main part of the Drabkin energy filter, and derive the spin-flip probability by the flipper in the quantum-mechanical manner. Secondly, the properties of the resonance spin flipping are described. Thirdly, sweep mode for the application to pulsed neutrons are described and the effects of the field sweeping to the spin-flip probabilities were numerically demonstrated.Suppressions of sub-peaks in the resonance spin flipping by modulated magnetic fields are also demonstrated numerically.

We have developed Drabkin flippers with 10 periods of field and carried out performance test of the flipper at JRR-3M. Firstly, field dependency of the spin-flip probability was measured with monochromatic beam ($\lambda = 8.8\text{\AA}$, FWHM 2.5 %). Secondly, wavelength dependency of the spin-flip probability was measured with chopped beam ($\lambda = 8.3\text{\AA}$, FWHM 14.9 %). The results were consistent with the expected values by numerical calculations.

Keywords: Neutron Spin Resonance, Drabkin Spin Flipper, Pulse Shaping

* Kyoto University

目次

1	はじめに	1
2	ドラプキン・フリッパーによるスピン反転	1
2.1	ドラプキン・フリッパー内部の磁場	1
2.2	一周期でのスピン回転	2
2.3	N周期でのスピン回転とスピン反転率	2
2.4	共鳴条件, 完全反転条件	3
3	共鳴曲線の性質	4
3.1	スピン反転率の波長依存性	4
3.2	スピン反転率の合成磁場強度依存性	5
3.3	スピン反転率のガイド磁場依存性	6
4	正弦磁場近似との関係	7
5	スイープモードによるパルス中性子への対応	9
6	サブピークの抑制	10
7	10周期のドラプキン・フリッパーの開発と特性試験	11
7.1	スピン反転率の磁場強度依存性の測定	11
7.2	スピン反転率の波長依存性の測定	12
8	結論と今後の課題	13
	謝辞	15
	参考文献	15
	付録 A カレントシート	28
	付録 B 基礎定数	29

Contents

1 Introduction	1
2 Spin Flipping by a Drabkin Spin Flipper	1
2.1 Magnetic Field in a Drabkin Spin Flipper	1
2.2 Spin Rotation in One Period	2
2.3 Spin Rotation in N Periods and the Spin-flip Probability	2
2.4 Resonance Condition and π -flip Condition	3
3 Properties of Resonance Curves	4
3.1 Wavelength Dependency of the Spin-flip Probability	4
3.2 Total Field Dependency of the Spin-flip Probability	5
3.3 B_z Field Dependency of the Spin-flip Probability	6
4 Alternating Fields and Sinusoidally Oscillating Fields	7
5 Sweep Mode	9
6 Suppression of Subsidiary Peaks	10
7 Development of N=10 Drabkin Spin Flippers and Performance Tests	11
7.1 Wavelength Dependency of the Spin-flip Probability	11
7.2 Field Dependency of the Spin-flip Probability	12
8 Conclusions and Future Problems	13
Acknowledgments	15
References	15
Appendix A Current Sheets	28
Appendix B Frequently Used Constants	29

1 はじめに

日本原子力研究所と高エネルギー加速器研究機構が共同で進めている大強度陽子加速器計画 (J-PARC) では、3 GeV まで加速した陽子ビームをターゲットに衝突させ、従来にない大強度の核破砕中性子ビームを発生させる。この大強度中性子ビームのうち、結合型モデレータから得られるパルス中性子は、中性子強度は高いが、テールが長く、高分解能の実験には向いていない。

本研究で開発を行うドラブキン型エネルギー・フィルター (ドラブキン・フィルター) は、結合型モデレータから得られるパルス中性子ビームを、パルス強度を大きく落とすことなく、整形するものである。そして、整形後のパルス中性子の波長分解能は電氣的に制御することが可能である。これにより、分光器を利用する上での選択肢が増え、分光器の性能を飛躍的に高める可能性も出てくる。このドラブキン型エネルギー・フィルターは米国の SNS 計画においても、F. Klose らによって開発が進められている^{1, 2, 3)}。

ドラブキン・フィルターは、ドラブキン型スピフリップパー (ドラブキン・フリップパー)⁴⁾ と、その前後の偏極ミラー、偏極解析ミラーからなっている。ドラブキン・フリップパーは、空間的中性子スピン共鳴現象を利用して、特定の波長の偏極中性子のみスピンを反転させる。そして、偏極解析によってスピンが反転した中性子を取り出す。こうして、特定の波長をもつ中性子のみを取り出すことが可能となる。取り出す波長とその分解能はドラブキン・フリップパーに流す電流によって制御できる。

これをパルス中性子に対してパルス整形器として用いる時は、ドラブキン・フリップパー内部の磁場強度をモデレータからの飛行時間にあわせて変化させる。すると、モデレータからの飛行時間に合わせて、各時刻で主となる波長の中性子のみを取り出すことになり、パルス中性子のテールをカットすることができる。

本研究では、現在までに波長分解能 18 % 程度のドラブキン・フィルターを開発した⁵⁾。

本稿では、ドラブキン・フィルターの原理⁶⁾について述べ、これまでに開発したフィルターの性能試験の結果について報告する。

2 ドラブキン・フリップパーによるスピン反転

ドラブキン・フィルターを構成するドラブキン・フリップパーは一様な磁場と、それに垂直な、周期的に向きが逆転する磁場 (交代磁場) の合成磁場によるスピン反転を利用するものである (16 ページ・Fig. 1)。ここで起きるスピン反転は、空間的中性子スピン共鳴現象と呼ばれ、特定の波長を持つ中性子のみスピンを反転させる、という特徴がある。この章では、ドラブキン・フリップパーの内部における中性子スピンの振る舞いを量子力学的に考察し、スピン反転率を導出する。

2.1 ドラブキン・フリップパー内部の磁場

ドラブキン・フリップパーは N 周期の磁場からなるとする (Fig.1)。そして各周期の第一半周期と第二半周期は、その距離 a が等しく、そこにかかっている x 方向の磁場は大きさが等しくかつ

逆向きであるとする。また、全体にかかっている z 方向のガイド磁場は一様であるとする。すなわち、第一半周期での磁場を $B_{1/2}$ 、第二半周期の磁場を $B_{2/2}$ と書くと、

$$\mathbf{B}_{1/2} = \hat{z}B_z + \hat{x}B_x, \quad \mathbf{B}_{2/2} = \hat{z}B_z - \hat{x}B_x. \quad (1)$$

ただし、 $B_x, B_z > 0$ とする。したがって、 $|B_{1/2}| = |B_{2/2}|$ である。また、

$$\theta = \arctan\left(\frac{B_x}{B_z}\right), \quad (2)$$

とする。定義から、 $0 < \theta < \pi/2$ である。

2.2 一周期でのスピン回転

各半周期で中性子スピンの磁場の周りを回転する角度は、 $|B_{1/2}| = |B_{2/2}|$ であるため、等しい。この回転角を ν とすると、次のようになる。

$$\nu = \left(\frac{2|\mu_n|}{\hbar}\right) \left(\frac{a}{v}\right) \sqrt{B_x^2 + B_z^2}. \quad (3)$$

つまり、スピンは $B_{1/2}$ とそれに続いて $B_{2/2}$ の周りにいずれも角度 ν だけ回転する。各半周期におけるスピン空間での回転行列は

$$\begin{aligned} U_{1/2} &= \exp\left[-i(\sigma_z \cos \theta + \sigma_x \sin \theta)\frac{\nu}{2}\right] \\ &= \cos\left(\frac{\nu}{2}\right) - i\sigma_z \sin\left(\frac{\nu}{2}\right) \cos \theta - i\sigma_x \sin\left(\frac{\nu}{2}\right) \sin \theta, \\ U_{2/2} &= \exp\left[-i(\sigma_z \cos \theta - \sigma_x \sin \theta)\frac{\nu}{2}\right] \\ &= \cos\left(\frac{\nu}{2}\right) - i\sigma_z \sin\left(\frac{\nu}{2}\right) \cos \theta + i\sigma_x \sin\left(\frac{\nu}{2}\right) \sin \theta, \end{aligned} \quad (4)$$

とかける。こうして、一周期の磁場が中性子に及ぼす作用は

$$\begin{aligned} U &= U_{2/2}U_{1/2} \\ &= \left[\cos^2\left(\frac{\nu}{2}\right) - \cos 2\theta \sin^2\left(\frac{\nu}{2}\right)\right] \\ &\quad - i\sigma_z \cos \theta \sin \nu - i\sigma_y \sin \theta \cos \theta [1 - \cos \nu], \end{aligned} \quad (5)$$

と計算される。

2.3 N 周期でのスピン回転とスピン反転率

式(5)を

$$\begin{aligned} U &= u_0 + u_x \sigma_x + u_y \sigma_y + u_z \sigma_z \quad (u_x = 0) \\ &= \cos \beta - i\sigma_y \sin \alpha \sin \beta - i\sigma_z \cos \alpha \sin \beta, \end{aligned} \quad (6)$$

と置きなおしてみる。これは2つの半周期による作用が、 α の方向を向いたひとつの磁場の周りの角度 β の回転で置き換えられるということである^{注1)}。したがって、 N 周期にわたって磁場が存在する場合、 α の方角を向いた磁場の周りに角度 $N\beta$ だけ回転することになるので、

$$U^N = \cos(N\beta) - i\sigma_y \sin \alpha \sin(N\beta) - i\sigma_z \cos \alpha \sin(N\beta). \quad (7)$$

スピン反転率は行列 U^N の非対角項に等しく、次式で与えられる。

$$P = \sin^2 \alpha \sin^2(N\beta). \quad (8)$$

ここで、 $\tan \alpha = u_y/u_z$ より、

$$\sin^2 \alpha = 1 - \frac{1}{1 + \tan^2 \alpha} = \frac{u_y^2}{u_y^2 + u_z^2}. \quad (9)$$

また、 $\sin^2 \beta = u_y^2 + u_z^2$ より

$$\beta = \arcsin \left[\sqrt{u_y^2 + u_z^2} \right], \quad (10)$$

となる。 $1 - u_y^2 - u_z^2 = \cos^2 \beta$ が u_0^2 に一致していることも確かめることができる。

結局、 N 周期の磁場によるスピン反転率は次式で与えられる。

$$P = \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + \Delta^2} \sin^2 \left[N \arcsin \left(\sqrt{\Gamma^2 + \Delta^2} \right) \right], \quad (11)$$

$$\Gamma = u_y = \sin 2\theta \sin^2 \left(\frac{\nu}{2} \right), \quad \Delta = u_z = \cos \theta \sin \nu.$$

2.4 共鳴条件, 完全反転条件

共鳴条件は、式(11)において $\Delta = 0$ で与えられる。スピンの完全反転は共鳴条件が成り立つ時のみ可能である。 $0 < \cos \theta \leq 1$ より、共鳴条件は

$$\Delta = 0, \Gamma \neq 0 \Rightarrow \nu = \pi(2n - 1) \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (12)$$

ν は全 N 周期を構成する各半周期での回転角である。したがって、共鳴条件は、各半周期でいちいちスピンの $n - 1/2$ 回転することに相当する。最右辺が π の偶数倍となる場合が共鳴条件に含まれないのは、各半周期でスピンの n 回転して元に戻ってしまうからである。このとき $\Gamma = 0$ となり、反転確率もゼロになる。

共鳴条件の下での完全反転条件は $N \arcsin \Gamma = (2l - 1)\pi/2$ で与えられる。すなわち Γ の定義と $\Delta = 0$ より、 $\Gamma \rightarrow \sin(2\theta)$ となることから、

$$\theta_l = \frac{\pi(2l - 1)}{4N} \quad (l = 1, 2, \dots, N). \quad (13)$$

はじめ中性子スピンの $z+$ 方向を向いているとする。スピンは各半周期で磁場の周りを実質半回転するから、スピンの z 軸となす角度は半周期を通過した時点で 2θ 、一周期通過後に 4θ 、一周期

注1)この置き換えは、SU(2)変換の群論的性質により、妥当である。つまり、2つのSU(2)回転の積はやはりSU(2)回転である。

半で $6\theta, \dots$ となる. こうして N 周期進んだ後にスピンの向きが $z-$ 方向を向いている条件が完全反転条件である.

こうして, 共鳴条件が成り立っている時のスピンの振る舞いを考察する. まず, $\theta = 15 \text{ deg}$ の時を考える (16 ページ・Fig. 2). これは $l = 1, N = 3$ の時に相当する. はじめにスピンの向きが $z+$ 方向を向いているとする. 各半周期でスピンは $(2n - 1)\pi$ 回転するため, 各半周期終了時にスピンは xz 平面上にくる. そして, その z 軸となす角度は n 周期終了時には $-4n\theta$, $n + 1/2$ 周期終了時には $+4(n + 1/2)\theta$ となる. したがって, N 周期終了時にスピンが完全反転している条件は $4N\theta = (2l - 1)\pi$ となる. これが完全反転条件 (13) の意味である. $\theta = 15 \text{ deg}$ の場合は, $N = 3$ 周期終了時でスピンが完全反転し, それは各周期終了時のスピンの向きが y 軸周りに半周 ($= (2l - 1)\pi$) した時点で起こることになる.

3 共鳴曲線の性質

2.3 節で求めたスピン反転率 (11) を, 中性子波長や磁場の関数として表したときに, 得られる曲線を共鳴曲線と呼ぶ. 本章では, この共鳴曲線の性質について考察する.

3.1 スピン反転率の波長依存性

スピン反転率 (11) を中性子波長 λ で表す. 各半周期でのスピン回転角 (3) を $\nu = h/m_n\lambda$ によって書き換えると,

$$\nu = \nu(\lambda) = \left(\frac{2|\mu_n|}{\hbar} \right) \left(\frac{m_n}{h} \right) a\lambda\sqrt{B_x^2 + B_z^2} \quad (14)$$

また, 完全反転条件は波長によらず $\theta_l = (2l - 1)\pi/4N$ である. 以上を式 (11) に代入すれば, 共鳴曲線の式が得られる. それを図示したのが 17 ページの Fig. 3 である.

共鳴波長は式 (12) と (14) から得られる.

$$\begin{aligned} \lambda_n^{\text{res}} &= \left(\frac{\hbar}{2|\mu_n|} \right) \left(\frac{h}{m_n} \right) \frac{\pi(2n - 1)}{a\sqrt{B_x^2 + B_z^2}}, \\ &= \left(\frac{\hbar}{2|\mu_n|} \right) \left(\frac{h}{m_n} \right) \frac{\pi(2n - 1)}{aB_z\sqrt{\tan^2 \theta_l + 1}}. \end{aligned} \quad (15)$$

とくに, 第一共鳴波長 λ_1^{res} は

$$\lambda_1^{\text{res}} B \simeq \frac{678.2}{a}, \quad (16)$$

と表される. ただし, 単位は λ_1^{res} が Å, 合成磁場 B は Gauss, 半周期長さ a が mm である. この λ_1^{res} を使えば, $\nu(\lambda)$ は

$$\nu(\lambda) = \frac{\pi\lambda}{\lambda_1^{\text{res}}}, \quad (17)$$

で与えられる.

ここで、磁場 $\sqrt{B_x^2 + B_z^2}$ によるラーモア振動数を Ω_L 、共鳴波長に対応する中性子速度を $v_n^{\text{res}} = h/m_n \lambda_n^{\text{res}}$ と記すと、式 (15) は次のように書き換えられる。

$$\frac{v_n^{\text{res}}}{2a} = \frac{\Omega_L}{2\pi(2n-1)}. \quad (18)$$

すなわち、 $n=1$ の時を考えると、これは速度 v の中性子が感じる磁場の変化の時間的周期が、その磁場自身のラーモア振動数に等しいということである。これは、各半周期でスピンの半回転する、という共鳴条件の物理的意味に合致する。また、式 (18) は、RF フリップパーの共鳴条件とよく似ているが、RF フリップパーの場合は合成磁場ではなく、ガイド磁場 B_z のラーモア振動数であった。

次に、共鳴ピークの全幅を見ておく。反転率は

$$N \arcsin(\sqrt{\Gamma^2 + \Delta^2}) = k\pi, \quad (k=1, 2, \dots) \quad (19)$$

の時ゼロになる。 k 番目のゼロ点を Δ_k と記すことにすれば、 $l=1$ の時、上式より

$$\Delta_{\pm k} = \pm \sqrt{\sin\left(\frac{\pi}{2N}(2k+1)\right) \sin\left(\frac{\pi}{2N}(2k-1)\right)} \quad (20)$$

これから、

$$\begin{aligned} \lambda_{\pm k} &= \frac{\lambda_1^{\text{res}}}{\pi} \arcsin\left[\frac{\Delta_{\pm k}}{\cos(\pi/4N)}\right] \\ &= \left(\frac{\hbar}{2|\mu_n|}\right) \left(\frac{h}{m_n}\right) \frac{1}{a\sqrt{B_x^2 + B_z^2}} \arcsin\left[\frac{\Delta_{\pm k}}{\cos(\pi/4N)}\right]. \end{aligned} \quad (21)$$

共鳴ピークの全幅を $\Delta\lambda$ とすると、 $\lambda_{\pm 1} = \lambda_1^{\text{res}} \pm \Delta\lambda/2$ 。したがって、全幅は

$$\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_{-1} = \frac{2\lambda_1^{\text{res}}}{\pi} \arcsin\left[\frac{\Delta_1}{\cos(\pi/4N)}\right] \quad (22)$$

で与えられる。したがって、幅は共鳴波長に比例する。また、 $\Delta\lambda/\lambda_1^{\text{res}}$ をこれを周期数 N の関数としてグラフにしたものが 17 ページの Fig. 4 である。 N が大きいところで、波長分解能はほぼ $\sqrt{3}/N$ に一致する。具体値をあげれば、 $N=10$ で $\Delta\lambda/\lambda_1^{\text{res}} \simeq 0.172$ 、 $N=100$ で $\Delta\lambda/\lambda_1^{\text{res}} \simeq 0.0173$ である。

3.2 スピン反転率の合成磁場強度依存性

合成磁場 $B = \sqrt{B_x^2 + B_z^2}$ の関数として共鳴曲線を見ることを考える。この時、

$$\nu(B) = \left(\frac{2|\mu_n|}{\hbar}\right) \left(\frac{m_n}{h}\right) aB\lambda, \quad (23)$$

である。

共鳴条件は

$$B_n^{\text{res}} = \left(\frac{\hbar}{2|\mu_n|}\right) \left(\frac{h}{m_n}\right) \frac{\pi(2n-1)}{a\lambda}, \quad (24)$$

であり、対象とする波長 λ に反比例する。完全反転条件は、 B によらず $\theta_l = \pi(2l-1)/4N$ である。また、 B_1^{res} を用いて

$$\nu(B) = \frac{\pi B}{B_1^{\text{res}}}, \quad (25)$$

と書くこともできる。結局、合成磁場に対する共鳴曲線は、波長に対する共鳴曲線と同じ関数形を取る (18 ページ・Fig. 5)。

ピーク幅も、前節と同様に計算できて、(20) および

$$\begin{aligned} \Delta B &= \frac{2B_1^{\text{res}}}{\pi} \arcsin \left[\frac{\Delta_1}{\cos(\pi/4N)} \right] \\ &= \left(\frac{\hbar}{2|\mu_n|} \right) \left(\frac{h}{m_n} \right) \frac{1}{a\lambda} \arcsin \left[\frac{\Delta_1}{\cos(\pi/4N)} \right], \end{aligned} \quad (26)$$

で与えられる。したがって、 $\Delta B/B_1^{\text{res}}$ は Fig. 4 と同じ関数である。

3.3 スピン反転率のガイド磁場依存性

最後に、 B_x を固定して B_z のみを変えた場合の共鳴曲線を考える。この場合、 B_x を固定するために n, l が決まるため、共鳴曲線に現れるピークは一つだけになる。

$$\begin{aligned} \theta(B_z) &= \arctan(B_x/B_z), \\ \nu(B_z) &= \left(\frac{2|\mu_n|}{\hbar} \right) \left(\frac{m_n}{h} \right) a\lambda \sqrt{B_x^2 + B_z^2}. \end{aligned} \quad (27)$$

共鳴条件は、式 (24) で与えられるが、共鳴条件を満たすガイド磁場を B_z^{res} と書くと、完全反転条件は $\theta(B_z^{\text{res}}) = \pi(2l-1)/(4N)$ 。したがって、この時の B_x は次のように表すことができる。

$$B_x^{n,l} = B_n^{\text{res}} \sin \left(\frac{\pi(2l-1)}{4N} \right) = \left(\frac{\hbar}{2|\mu_n|} \right) \left(\frac{h}{m_n} \right) \frac{\pi(2n-1)}{a\lambda} \sin \left(\frac{\pi(2l-1)}{4N} \right). \quad (28)$$

B_x を決めた時点で l, n が指定されることに注意。

よって、共鳴曲線は

$$\begin{aligned} \theta(B_z) &= \arctan(B_x^{n,l}/B_z), \\ \nu(B_z) &= \left(\frac{2|\mu_n|}{\hbar} \right) \left(\frac{m_n}{h} \right) a\lambda \sqrt{(B_x^{n,l})^2 + B_z^2}, \end{aligned} \quad (29)$$

を式 (11) に代入すればよい。

共鳴条件は、

$$B_z = B_x^{n,l} \tan \left[\frac{\pi(2l-1)}{4N} \right]. \quad (30)$$

ただし、 $B_x^{n,l}$ 選択時に n, l が指定されるため、共鳴ガイド磁場は 1 つしかない。

また、共鳴曲線 (18 ページ・Fig.6) はサブピークの高さが左右で異なる。これは、波長依存や合成磁場依存の共鳴曲線でサブピークの高さが等しかったのと対照的である。

4 正弦磁場近似との関係

矩形磁場はフーリエ展開すると空間的正弦磁場の和で置き換えられる。すなわち、中性子から見ると時間的に正弦振動する磁場の和で表すことができる。したがって、各振動成分による Rabi 型の共鳴反転によって、ドラプキン・フリッパーによるスピン共鳴反転を理解することが可能である。実際に Drabkin 自身の原論文⁴⁾などはこの正弦振動する磁場に基づいてドラプキン・フリッパーのスピン反転率を与えている。ただし、ここでの議論はいずれも正弦振動磁場を正回転磁場で置き換えることが許される場合のみ成り立つ。すなわち、 $B_z \gg B_x$ の場合である。

ビームの進行方向を z 軸方向にとったとき、矩形磁場を

$$B_x = \begin{cases} B_x & (0 < z < a) \\ 0 & (z = 0) \\ -B_x & (-a < z < 0) \end{cases} \quad (31)$$

と書くことができるが、これはフーリエ展開によって

$$\begin{aligned} B_x(z) &= \frac{4B_x}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2n-1} \sin \left[\frac{\pi(2n-1)}{a} z \right] \\ &= \frac{4B_x}{\pi} \left(\sin \left[\frac{\pi}{a} z \right] + \frac{1}{3} \sin \left[\frac{3\pi}{a} z \right] + \frac{1}{5} \sin \left[\frac{5\pi}{a} z \right] + \dots \right) \end{aligned} \quad (32)$$

と表すことができる。

式 (32) の各正弦振動項は周期 $2a/(2n-1)$ で空間的に振動する。したがって、中性子の速度を v とすると、その中性子から見たみかけの時間振動の振動数 ω_n は

$$\omega_n = \frac{\pi v(2n-1)}{a} \quad (33)$$

と表される。したがって、中性子から見たみかけの磁場は $t = z/v$ として次のように書くことができる。

$$\mathbf{B} = \hat{z}B_z + \hat{x} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{4B_x}{\pi(2n-1)} \sin \omega_n t \right). \quad (34)$$

1つの振動成分が共鳴条件を満たす時は他の振動成分は反転率に影響を与えない、と仮定する。すると、系としてはガイド磁場 B_z と n 番目の正弦振動磁場（の正回転成分）を考えればよい。この時、矩形磁場の周期を N とすれば、スピン反転率は

$$P_n = \frac{\omega_{x,n}^2}{(\omega_n/2 - \omega_z)^2 + \omega_x^2} \sin^2 \left[\frac{2aN}{v} \sqrt{(\omega_n/2 - \omega_z)^2 + \omega_x^2} \right] \quad (35)$$

で与えられる。ただし、

$$\omega_{x,n} = \frac{|\mu_n|}{\hbar} \left(\frac{4B_x}{\pi(2n-1)} \frac{1}{2} \right), \quad \omega_z = \frac{|\mu_n|B_z}{\hbar}, \quad (36)$$

である。ここで第一式右辺の括弧の内部は、式 (34) の n 番目の振動磁場を構成する正回転成分の振幅に相当する。すると、各項に対する Rabi の共鳴条件は $\omega_n = 2\omega_z$ 、すなわち

$$\frac{\pi v(2n-1)}{a} = \frac{2|\mu_n|B_z}{\hbar} \quad (37)$$

となる. これは, $B_x \ll B_z$ の時に式 (18) と一致する. つまり, 式 (18) は, 矩形磁場を正弦磁場で展開した時の第 n 項で Rabi 型のスピン反転をするときの共鳴条件, という意味になる.

B_z に対して共鳴条件 (37) を満たす ν に対応する共鳴波長を λ_n^{res} とし, さらに (35) に (33) を代入すれば, 結局スピン反転率は以下のように与えられる.

$$P_n = \frac{\left(\frac{2b}{\pi(2n-1)}\right)^2}{\left(\frac{\lambda}{\lambda_n^{\text{res}}} - 1\right)^2 + \left(\frac{2b}{\pi(2n-1)}\right)^2} \sin^2 \left[\pi N(2n-1) \sqrt{\left(\frac{\lambda}{\lambda_n^{\text{res}}} - 1\right)^2 + \left(\frac{2b}{\pi(2n-1)}\right)^2} \right]. \quad (38)$$

ただし, $b = B_x/B_z$ とした.

次に, 完全反転条件を考える. 第 n 項の振動磁場で共鳴反転する時の完全反転条件は, 共鳴条件 $\lambda = \lambda_n^{\text{res}}$ の時に反転率が 1 になればよいので,

$$2bN = \frac{\pi}{2}(2l-1),$$

と書かれる. ここで与えた l は, 共鳴条件下でスピンの $(2l-1)/2$ 回転する, という点で式 (13) の l と同じ意味を持つ. さらに, これと b の定義とから

$$\frac{B_x}{B_z} = \frac{\pi}{4N}(2l-1) \quad (l = 1, 2, \dots, N), \quad (39)$$

が得られる. この式から $B_z \gg B_x \iff N \gg 1$ であり, これまでの議論が成り立つのは N が大きい場合のみであることがわかる. そして, 式 (39) は $N \rightarrow \infty$ の極限で式 (13) と一致する. ここでも l の最大値は, $B_x, B_z > 0$ であることから決まる.

スピン反転率の式に完全反転条件 (39) を代入すると, n 番目の振動成分に対する共鳴曲線 $P_{n,l}$ が次のように得られる.

$$P_{n,l} = \frac{\left(\frac{2l-1}{2N(2n-1)}\right)^2}{\left(\frac{\lambda}{\lambda_n^{\text{res}}} - 1\right)^2 + \left(\frac{2l-1}{2N(2n-1)}\right)^2} \sin^2 \left[\pi N(2n-1) \sqrt{\left(\frac{\lambda}{\lambda_n^{\text{res}}} - 1\right)^2 + \left(\frac{1}{2N}\right)^2 \left(\frac{2l-1}{2n-1}\right)^2} \right]. \quad (40)$$

Drabkin の原論文⁴⁾ や F.Klose らの論文¹⁾ で与えてある反転率の式は, この正弦磁場近似によるものであり, ここで $n = 1, l = 1$ としたものに相当する. また, 厳密に求めた (11) 式では, スピン反転率の波長依存性を見た時にあらゆる n の共鳴ピークを含んでいるが, 上の (40) 式では, n 番目の共鳴ピークひとつだけをもつ.

(40) 式で $n = l = 1$ のときの共鳴曲線を図にしたものが 19 ページの Fig. 7 (上) である. この場合, 周期数 N は 10 として計算してある. これを見ると, 正弦磁場近似による共鳴曲線は, 厳密に求めた共鳴曲線と共鳴ピークはほぼ一致しているが, サブピークでは違いが明らかである. 共鳴ピーク位置がよく合うのは $N = 10$ ではどの場合も B_x/B_z が小さく, $\sqrt{B_x^2 + B_z^2}$ と B_z がほぼ一致するからである. $N = 2$ にすると, 共鳴ピークの位置がずれ, サブピークの違いも際立つ (Fig.7 下). このとき, 厳密な共鳴曲線では $n = 2, 3$ の共鳴ピークも図に現れている. $N = 100$ になると, 2つの曲線はほぼ一致する.

5 スィープモードによるパルス中性子への対応

ドラプキン・フィルターはパルス中性子のパルス整形を目的としている。したがって、パルス中性子を各時刻で単色化することになる。このためには、ドラプキン・フリッパーで反転させる共鳴波長をパルスの TOF にあわせてスィープさせることが必要である。つまり、モデレータから中性子が出発する時刻を $t = 0$ としたとき、モデレータから距離 L だけ離れた位置に時刻 t に到達する中性子の波長は

$$\lambda(t, L) = \frac{ht}{m_n L}, \quad (41)$$

で与えられるので、この位置にドラプキン・フリッパーを置いて、この波長 $\lambda(t, L)$ の中性子だけをスピン反転させる。すると、モデレータから遅れて出てきて時刻 t に到達するテール中性子は、より短い波長を持っているから、ドラプキン・フィルターによってこれを除去することができる。

各時刻での共鳴波長はドラプキン・フリッパーの磁場強度 $B = \sqrt{B_x^2 + B_z^2}$ によって選択するから、ドラプキン・フリッパーの磁場は次式のように制御される。

$$B(t, L) = \frac{h^2}{4|\mu_n| m_n} \frac{1}{\lambda(t, L) a} \simeq \frac{1}{2.9165} \frac{L}{2a} \frac{1}{t}. \quad (42)$$

ただし、最右辺において磁場の単位は Gauss, a の単位は mm, L の単位は m とした。もちろん、この磁場のスィープの際には、磁場の向きを固定しておく。完全反転条件 (13) は波長によらないためである。

しかし、スィープモードでドラプキン・フィルターを駆動する際には、ひとつの問題がある。磁場を (42) 式のように変化させると、中性子がフリッパー内部を通過する間にも磁場が変化していくため、共鳴条件からのずれが無視できなくなることである。

半周期長さ $a = 5$ mm で 100 周期の磁場からなるドラプキン・フリッパーをモデレータから 15 m, 50 m の位置においてスィープモードで駆動した時のスピン反転率を Fig.8 (20 ページ) に示す。これを見ると分かるように、スィープの影響はドラプキン・フリッパーの位置がモデレータから近いほど顕著に現れる。具体的にはドラプキン・フリッパーの長さ $2aN$ とモデレータからフリッパーまでの距離 L の比に依存する。たとえば、100 周期で $a = 2.5$ mm のフリッパーを $L = 50$ m の位置に置いたときと、同じく 100 周期で $a = 5$ mm のフリッパーを $L = 100$ m の位置に置いたときでは、同じスピン反転率が得られることが計算で確かめられる。

また、スィープの影響はフリッパー内部でのスピンの回転数が多いほど、つまりドラプキン・フリッパーの周期数が多いほど顕著に現れる。Fig.9 (20 ページ) に 10 周期のドラプキン・フリッパーをモデレータから 1.5 m, 15 m の位置に置いてスィープモードで駆動したときのスピン反転率の計算結果を示す。100 周期の場合と違って、明らかにスィープの影響が小さいことが分かる。

このスィープモードの影響への対策として、 B_z 用のコイルの巻き数をビームの進行方向に進むにしたがって増やすことが考えられる⁷⁾。こうして B_z に勾配を与えつつスィープさせると、中性子が感じる磁場強度は変わらなくなる。すなわち、ビームの進行方向を z 軸方向にとったとき、磁場 B_z は

$$B_z(z, t) = \frac{B_{z0}z}{t}, \quad (43)$$

のように与えられるが、このとき時刻 t に位置 $z = vt$ にいた速度 v の中性子が位置 $z+dz = v(t+dt)$ で感じる磁場強度を考えると、

$$B_z(z + dz, t + dt) = B_{z0} \left(\frac{z + dz}{t + dt} \right) = B_{z0} v = B_{z0} \left(\frac{z}{t} \right) = B_z(z, t), \quad (44)$$

であり、時刻 t に位置 z で感じていた磁場と同じになる。こうして、 B_z が連続的に式 (43) のような勾配を持っていれば、中性子の感じる磁場強度は変わらない。

6 サブピークの抑制

ガイド磁場 B_z は一様のまま、交代磁場 B_x の強度を分布させるとサブピークの高さを抑えることができる。その代わりに共鳴ピークの幅が少し広がる。

例として、交代磁場 B_x にガウス分布を仮定した場合について考察する。

$$B_x(z) = B_{x0} \exp \left[-\frac{z^2}{\sigma^2} \right]. \quad (45)$$

ただし、ビームの進行方向を z とし、ドラプキン・フリッパーの中心を $z = 0$ とした。このような磁場は、Fig.10 (21 ページ) のように、カレントシートの幅を変えることによって、実現可能である。つまり、磁場強度はカレントシートの電流密度にほぼ比例するので、カレントシートの幅を $\exp[+z^2/\sigma^2]$ に従って変化させればよい。

このような交代磁場を持つドラプキン・フリッパーについて、スピン反転率を量子力学的に計算した。簡単のため、各半周期で磁場は一様であると仮定した。すなわち、 k 番目の周期での交代磁場を

$$\begin{aligned} B_x(k) &= B_{x0} \exp \left[-\frac{(N - 2k - 1/2)^2}{\sigma^2} \right], & (\text{第一半周期}) \\ B_x(k) &= -B_{x0} \exp \left[-\frac{(N - 2k - 3/2)^2}{\sigma^2} \right], & (\text{第二半周期}) \end{aligned} \quad (46)$$

とした。ただし、 N はドラプキン・フリッパーの周期数である。このとき、入り口 ($k = 0$ 第一半周期) と出口 ($k = N - 1$ 第二半周期) で B_x は最小、 $k = N/2$ 周期前後で最大となる。

計算では式 (46) において $\sigma = 70, 100$ となる磁場 $B_x(k)$ (21 ページ・Fig. 11) を仮定したときのスピン反転率を計算した。ただし、周期数 $N = 100$ とした。計算結果を Fig. 12 (22 ページ) に示す。 σ が小さいほど、つまり磁場強度の変化が大きいほどサブピークは抑制され、その代わり共鳴ピークの幅がやや広がっていることが分かる。一様の時にサブピークの高さが約 0.116、共鳴幅は約 1.7 % であるのに対し、 $\sigma = 100$ のときはサブピークの高さが約 0.03、共鳴幅は約 2.2 %、 $\sigma = 70$ のときはサブピークの高さが約 0.0025、共鳴幅は約 2.8 % であった。

ドラプキン・フィルターを、逆転配置型分光器のためのパルス整形器として用いるためには、S/N 比を最低でも 10^4 以上にすることが求められる。そこで、磁場 B_x にこのような強度分布をもつドラプキン・フリッパーを開発すれば、これを 2 段以上つなげて用いることで、十分実現可能である。

7 10周期のドラブキン・フリッパーの開発と特性試験

本研究では、周期数 10 の交代磁場を持つドラブキン・フリッパーを開発した。周期数 10 は波長分解能で約 17 % に相当する。交代磁場は幅 50 mm の純アルミニウム箔を矩形に折り曲げたものをカレントシートとして用いた。ただし、今回は交代磁場に勾配を持たせない、一様な幅のカレントシートを用いた。カレントシートは厚さ 20 μm のものと、50 μm のものの 2 種類を製作した。カレントシートを矩形に折り曲げる時のスペーサは、厚さ 5 mm のテフロン板を用いた。ここで、テフロン板には、中央部に中性子ビームを通すための穴と、除熱のための深さ 2 mm、幅 5 mm の溝をつけた。こうして折り曲げたカレントシートとスペーサを、アルミニウム製の枠で固定した。

開発したドラブキン・フリッパーの特性試験は、原研改 3 号炉ビームホールの MINE で行われた。まず、8.8 \AA の単色ビームを用いて、フリッパーによるスピン反転率の磁場強度依存性を測定した。さらにパルス化された白色ビームをもちいて、スピン反転率の波長依存性を測定した。ただし、今回は磁場強度をスイープさせない定常モードでの試験を行った。

7.1 スピン反転率の磁場強度依存性の測定

スピン反転率の磁場強度依存性は MINE の単色ビームラインで行われた。中性子の波長は $\lambda = 8.8 \text{\AA}$ (FWHM 2.5 %) である。実験配置図を 23 ページの Fig.13 に示す。ここでは、 B_z の向きを鉛直方向にとり、中性子ビームの進行方向を y 方向とした。

中性子ビームは磁気多層膜ミラーによって偏極され、ドラブキン・フリッパーで波長に応じてスピン反転を受ける。その後、実際には反転しなかった中性子のみが、偏極解析のための磁気多層膜ミラーによって取り出される。ビームライン全体には 1620 mm \times 230 mm のヘルムホルツ・コイルによるガイド磁場がかかっており、これによって中性子ビームの偏極が維持される。

偏極、偏極解析には $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50}/\text{V}$ の磁気多層膜ミラーを用いた。これは 1 対層あたり 140 \AA の厚さで、39 対層がシリコン基板に蒸着されている。実験中は 1 mT 程度のガイド磁場中でこれら磁気多層膜ミラーの磁化を維持させた。Rabi 型共鳴スピンフリッパーで偏極ビームのスピン反転比を測定した結果は 41.1 であった。

ドラブキン・フリッパーによるスピン反転率の測定は、カレントシート厚さ 20 μm のドラブキン・フリッパーと厚さ 50 μm のものの両方について行ったが、結果にほとんど違いは無かったので、20 μm のフリッパーについての結果のみ報告する。

まず、ガイド磁場用と交代磁場用の電流 I_z 、 I_x の共鳴ピークでの値をそれぞれ求めたところ、 $I_z/I_x = 0.488$ となった。そこで、両電流値の値を (比を $I_z/I_x = 0.488$ に固定しながら)、変えていきスピン反転率の変化を調べた。スピン反転率を求めるにあたって、ドラブキン・フリッパーが on の時の計数 N_{on} と off の時の計数 N_{off} 、そしてビームのスピン反転比 $r = 41.1$ を利用した。

$$P_{\text{flip}} = \left(1 - \frac{N_{\text{on}}}{N_{\text{off}}}\right) \frac{r}{1-r} \quad (47)$$

ただし、スピン反転比を求めるのに使った Rabi 型共鳴スピンフリッパーのスピン反転率は 1 であり、スピン反転比は偏極ミラーと偏極解析ミラーの偏極能に起因すると仮定した。

測定結果を 23 ページの Fig.14 に示す. 黒点が実測値, 曲線はドラプキン・フリッパーの各周期におけるスピンのプリセッションを量子力学的に計算して求めたものである. 測定の結果, 共鳴ピークの高さは 0.93, ピークの全幅は約 18 % であった. ピークの高さが計算によっても 1 とならないのは, ビームの波長に 2.5 % の幅があるためである. また, 計算の曲線と実測値のズレは, ガイド磁場 B_z あるいはカレントシートによる磁場 B_x の不均一性のためと考えられる.

7.2 スピン反転率の波長依存性の測定

ドラプキン・フリッパーによるスピン反転率の波長依存性測定は, JRR-3M MINE の白色ビームをパルス化したビームによって行われた. 測定はカレントシートの厚さ $20 \mu\text{m}$ のフリッパーについてのみ実施した.

白色ビームのパルス化にはスピンスリッパ・チョッパーを用いた (24 ページ・Fig.15). これは白色ビームに対応した RF スピンスリッパとその前後にある偏極ミラー, 偏極解析ミラーからなっており, RF フリッパーをパルスの駆動して, スピン非反転成分のみ取り出すことで, パルスのビームを放出, 停止するものである. すなわち, RF フリッパーが駆動している時はビームが得られず, 非駆動の瞬間のみビームが得られる. こうして, 電氣的な制御のみによって中性子チョッパーと同様の効果を得ることができる. しかも, 発振器の設定によって, チョッパーとしての駆動周期と開口率を独立に変更できることが, スピンスリッパ・チョッパーの利点である.

この実験では, 周期 10 msec, 開口率約 2 % (開口時間約 $200 \mu\text{sec}$) の設定でスピンスリッパ・チョッパーを駆動した. また, 偏極及び偏極解析には $\text{Fe}_{50}\text{Co}_{50}/\text{V}$ の磁気スーパーミラーを使用した. これはシリコン基板に対層厚さが $68 \text{ \AA} \sim 100 \text{ \AA}$ の膜を蒸着したものである. 実際にスピンスリッパ・チョッパーのパルス駆動フリッパーに掛けた磁場の時間分布と, その磁場におけるスピン反転比から, スピン反転比の時間分布を見積もった結果, 25 ページの Fig.18 のようになった.

スピンスリッパ・チョッパーの後ろ 1925 mm の位置で, 得られた中性子パルスの波長分布は 26 ページ・Fig.19 の通りである. これから, 中性子の波長は 8.3 \AA , 波長分解能は 14.9 % と求めた. ただし, 検出時刻をそのまま波長に換算したものであって, 開口時間の分だけ実際には不確かさがある.

スピンスリッパ・チョッパーのうしろの実験配置は 24 ページ・Fig.16 の通り. スピンスリッパ・チョッパーから得られる偏極パルスをドラプキン・フリッパーに入射させ, 中性子の波長に応じてスピンを反転させる. そして, 偏極解析ミラーでスピスが反転しなかった中性子のみ取り出して, 検出する. ドラプキン・フリッパーの磁場 B_z は半径 20 cm, 長さ 22 cm のソレノイドコイルによって生成した. ソレノイドコイルが生成した磁場 B_z は一様ではなく, Fig.17 (25 ページ) のように分布していた. ドラプキンフリッパー自体はこのコイルの中心部に据えられた.

検出された中性子の波長分布の例を 26 ページの Fig.20 に示す. ドラプキン・フリッパー ON の時の計数と OFF の時の計数をそれぞれ N_{on} , N_{off} として, これからドラプキン・フリッパーのスピン反転率を計算する. ここでも, 前節と同じく

$$P_{\text{flip}} = \left(1 - \frac{N_{\text{on}}}{N_{\text{off}}}\right) \frac{r}{1-r} \quad (48)$$

として計算した。ただし、 $r = 43.90$ は偏極ビームのスピンの反転比であり、スピンフリップ・チョッパーを定常的に駆動して求めたものである。また、スピンフリップチョッパーを定常的に駆動した時のスピン反転率は、全ての波長に対して 1 であり、このスピン反転比は偏極ミラーと偏極解析ミラーの偏極能に起因すると仮定した。

測定は、ガイド磁場用と交代磁場用の電流 I_z , I_x の比を $I_z/I_x = 0.212$ に固定しつつ、4 通りの両電流の強さに対して行った。電流値 (I_x , I_z) は (A) (11.13A, 2.36A), (B) (10.00A, 2.12A), (C) (9.10A, 1.93A), (D) (8.35A, 1.77A) である。こうして得られたスピン反転率の波長分布が Fig.21 (27 ページ) である。

黒点を実測値、曲線はドラプキン・フリッパーの各周期におけるスピンのプリセッションを量子力学的に計算して求めたものである。電流の強さ、すなわち磁場強度にしたがって、共鳴ピーク的位置がずれていることが分かる。測定の結果、ピーク高さは 0.87 前後、ピークの全幅は約 19 % であった。ピークの高さが計算によっても 1 とならないのは、スピンフリップ・チョッパーの開口幅 200 μsec のため、検出時刻での波長に幅があるためである。また、波長依存性が Fig.3 (17 ページ) のように左右対称にならず、短波長側でサブピークが抑えられ、長波長側でサブピークが大きくなるのは、ソレノイドコイルが生成する磁場 B_z の不均一性のためである。計算の曲線と実測値のズレは、カレントシートによる磁場 B_x の不均一性のためと考えられる。

以上のように、特性試験の結果は計算による予測をよく再現している。今回の特性試験では、波長に不確かさのあるビームに対してスピン反転率を測定したため、スピン反転率は 1 を下回った。しかし、この反転しなかった成分は、実際にエネルギー・フィルターとして利用する際に取り除くべき対象のものであり、今回の試験に関してはスピン反転率の高低より、計算による予測との一致の方が重要であるといえる。

今後は、実際にドラプキン・フリッパーをスweepモードで駆動し、パルス中性子の波長分解能の改善を検証する必要がある。

8 結論と今後の課題

本稿では、まずドラプキン・フィルターの主要部分であるドラプキン・フリッパーのスピン反転率を導出した。このときフリッパー内部の磁場は矩形の周期的磁場であるとし、各半周期でのスピンの振る舞いを量子力学的計算して厳密に反転率を求めた。そしてスピン共鳴反転の性質を調べ、共鳴波長と磁場強度の関係、共鳴幅と周期数の関係を導出した。さらに、ドラプキン・フィルターをパルス中性子用のパルス整形器として用いるための、スweepモードでの駆動について述べた。そのときに中性子がドラプキン・フリッパー内部を通過する間に共鳴条件が変化してしまつて、望まれるスピン共鳴反転が起きないことを数値計算によって示し、その対策として、磁場 B_z に線形の勾配を持たせる方法を述べた。また、スピン共鳴反転の際に共鳴波長の両隣にできるサブピークが、高精度のパルス整形を行ううえで障害となるが、磁場 B_x に勾配を持たせることによって、サブピークを抑制できることを数値計算によって示した。

周期数 10 のドラプキン・フリッパーを開発し、定常モードでの特性試験を行った。まず波長 8.8 Å (波長分解能 2.5 %) の単色ビームを用いて、スピン反転率の磁場強度依存性を、さらに波長 8.3

Å(波長分解能 14.9 %) のパルスビームを用いて、スピン反転率の波長依存性と共鳴ピークの磁場強度依存性を測定した。このとき、パルス中性子は、白色ビームをスピンフリップ・チョッパーでチョップすることにより得た。結果は、計算による予測と非常によく一致し、開発したドラプキン・フリップパーが期待通り駆動していることが示された。

現在までの開発では、ドラプキン・フリップパーはサブピークの抑制機構を持っておらず、スイープモードでの特性試験も行っていない。また、共鳴スピン反転の波長分解能も約 18% と甘い。今後は、周期数 100 以上(波長分解能 1.7 % 以下)のドラプキン・フリップパーで、サブピーク抑制機構を有したものを開発する必要がある。

スイープ・モードでの特性試験は、スピンフリップ・チョッパーで波長分解能が数% 以上のパルスを生成し、ドラプキン・フィルターを通した後で、多層膜ミラーによって各 TOF における波長分解能を測定する、という方法が考えられる。

また、実際に J-PARC の核破碎中性子源から得られるパルスのシミュレーション結果を用いて、実際に J-PARC のパルス中性子にドラプキン・フィルターを適用したときの具体的効果についてもシミュレーションを行う必要がある。

ドラプキン型エネルギー・フィルターを、逆転配置型分光器のためのパルス整形器として実用化するためには、S/N 比を最低でも 10^4 まで上げる必要がある。これは、サブピーク抑制機構を有したエネルギー・フィルターを多段につなげて使用することによって、実現可能であると考えられる。

謝辞

新井正敏中性子利用開発グループリーダーには、研究全般にわたって一方ならぬお世話になりました。原研3号炉ビームホールのMINEで実験制御プログラムの整備並びにご指導を頂いた京都大学原子炉実験所の日野正裕氏に厚く御礼申し上げます。

参考文献

- 1) Parizzi A.A., Felcher G.P., Klose F. : ICANS-XV proceedings 572 (2001) .
- 2) Parizzi A.A., Lee W.-T., Klose F. : Appl. Phys. A 74 Suppl. S1607 (2002).
- 3) Parizzi A.A., Lee W.-T., Klose F. : Appl. Phys. A 74 Suppl. S1498 (2002).
- 4) Drabkin G.M. : Sov. Phys. JETP 16 282 (1963) .
- 5) Yamazaki D., Soyama K., Ebisawa T., Tasaki S., Furusaka M., Arai M.: to be published in Physica B.
- 6) Agamalyan M.M., Drabkin G.M., Sbitnev V.I. : Phys. Rep. 168 265 (1988) .
- 7) Badurek G., Kollmar A., Seeger A., Schalt W., Nucl. Instrm. Methods Phys. Res. A 309 275 (1991) .

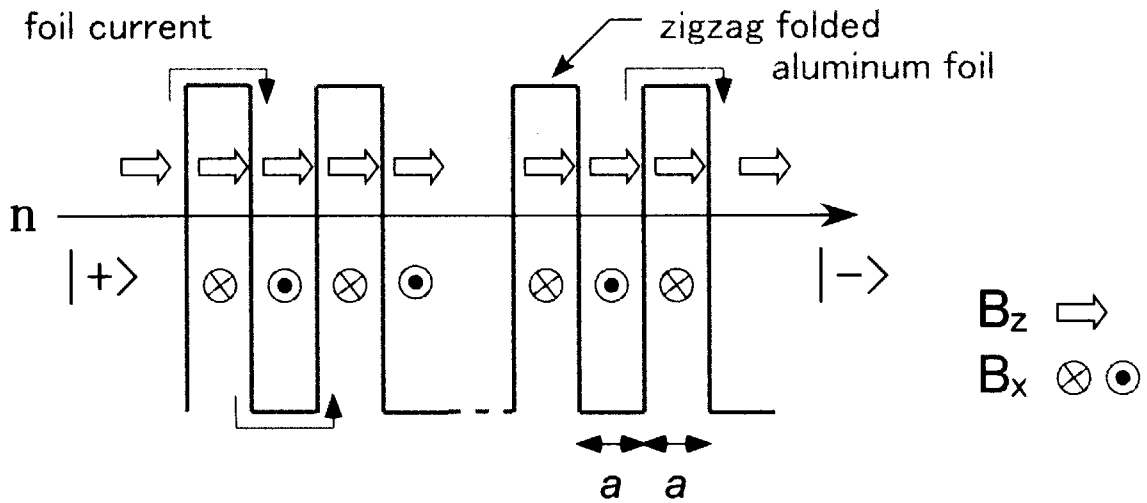


Fig. 1: Magnetic field in a Drabkin spin flipper. It is composed of uniform field B_z and alternating field B_x perpendicular to B_z .

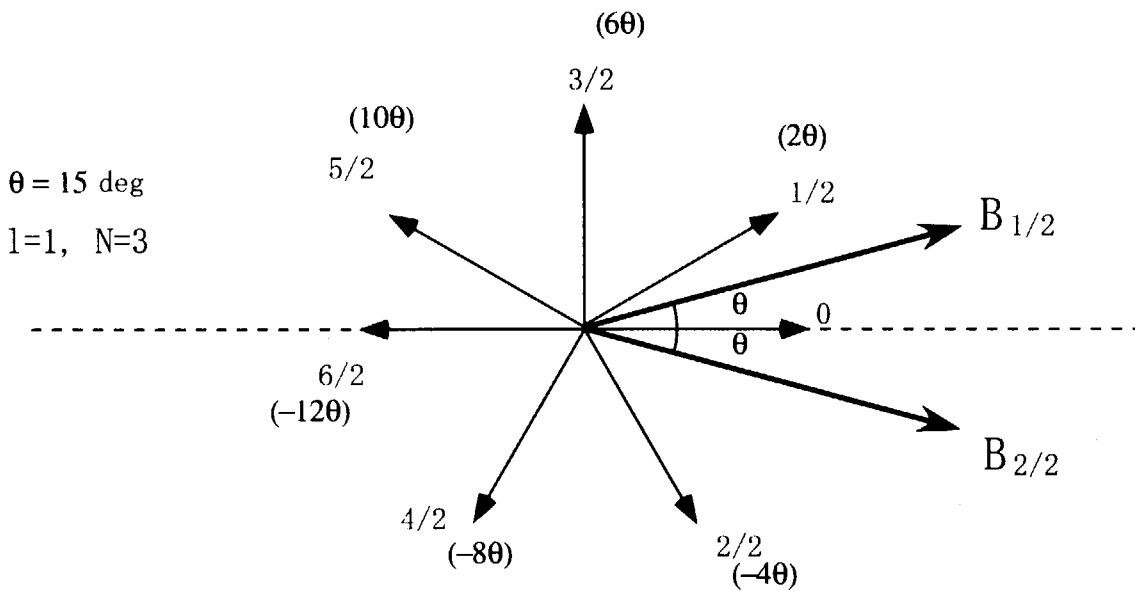


Fig. 2: Spin direction at the exit of each half periods when $\theta = 15 \text{ deg}$. $B_{1/2}$ is the field in the first half period and $B_{2/2}$ the field in the second half. “1/2” is the spin direction at the exit of the first half period of the first period. “2/2” at the exit of the second half period of the first period, “3/2” at the exit of the first half period of the second period, and so on.

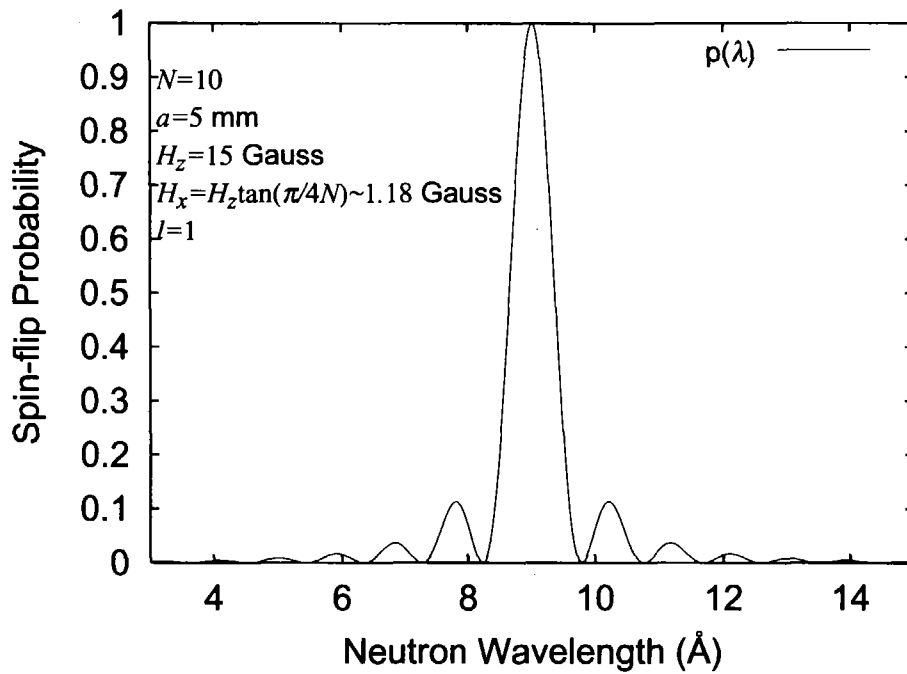


Fig. 3: Spin-flip probability by a Drabkin spin flipper. π -flip condition is supposed.

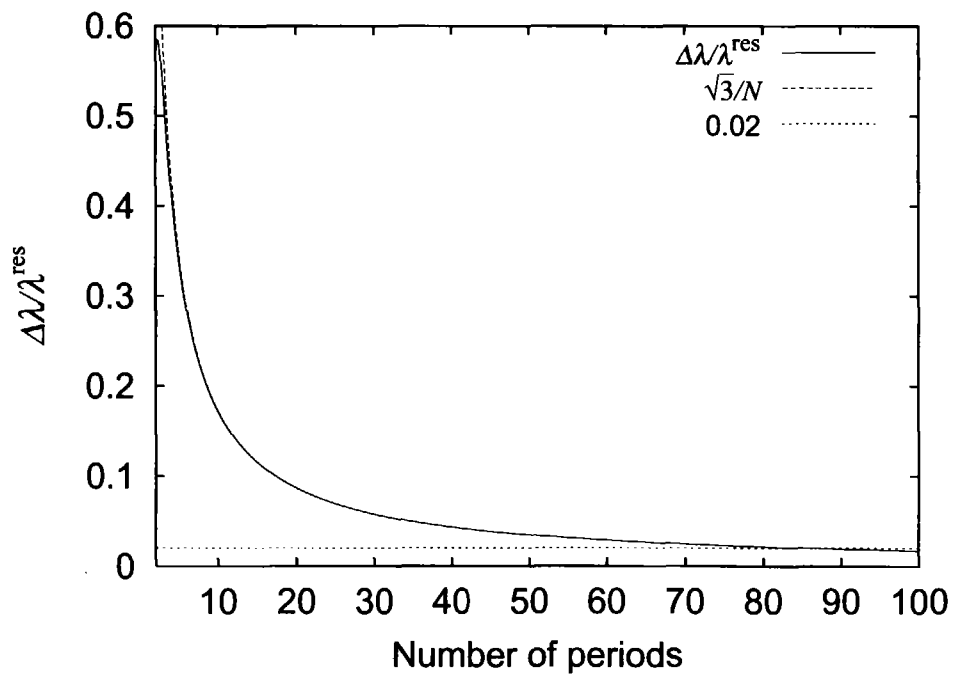


Fig. 4: Relation between the peak width $\Delta\lambda/\lambda^{\text{res}}$ and the number of periods N .

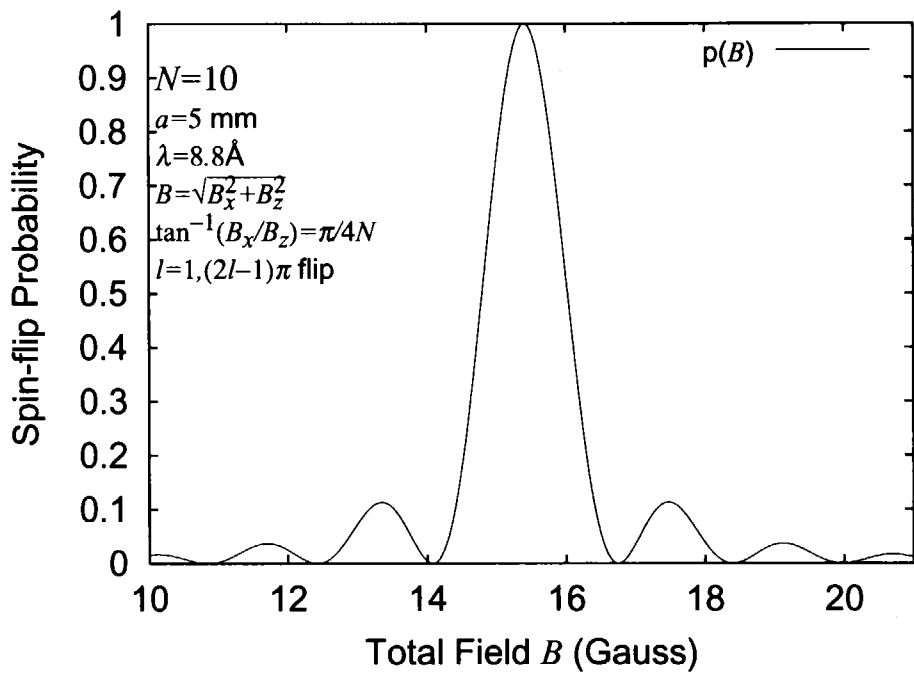


Fig. 5: Spin-flip probability as a function of the total field strength.

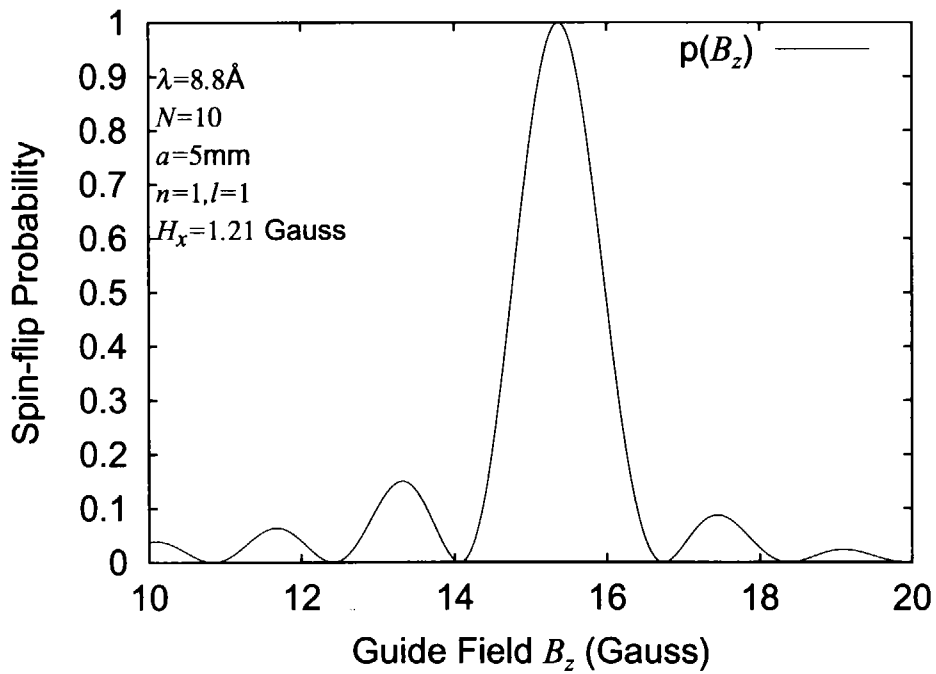


Fig. 6: Spin-flip probability as a function of the field strength of B_z .

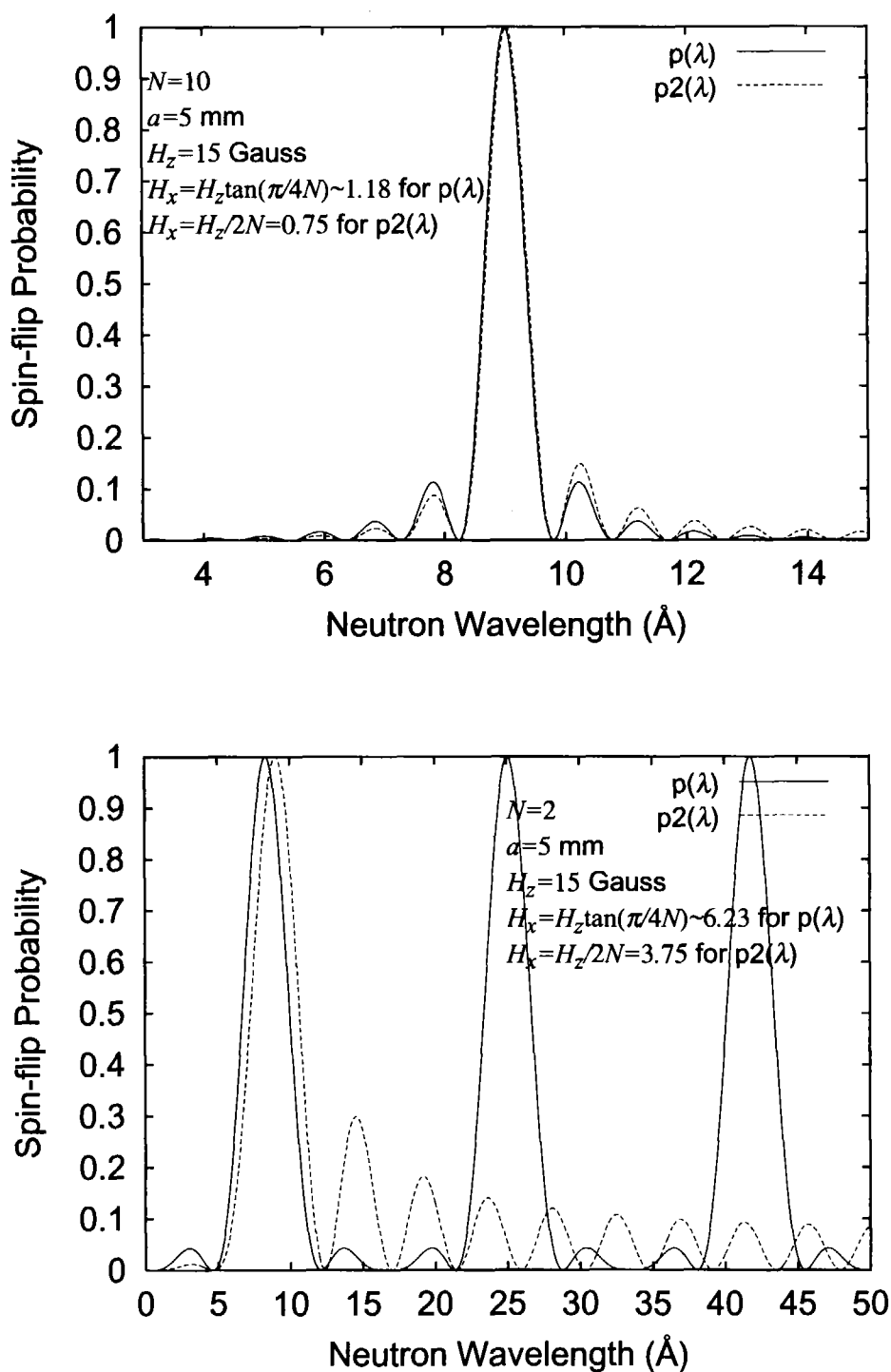


Fig. 7: Resonance curves for $N=10$ (upper) and $N=2$ (lower). $p(\lambda)$ is calculated rigorously and $p2(\lambda)$ is calculated with sinusoidal-field approximation.

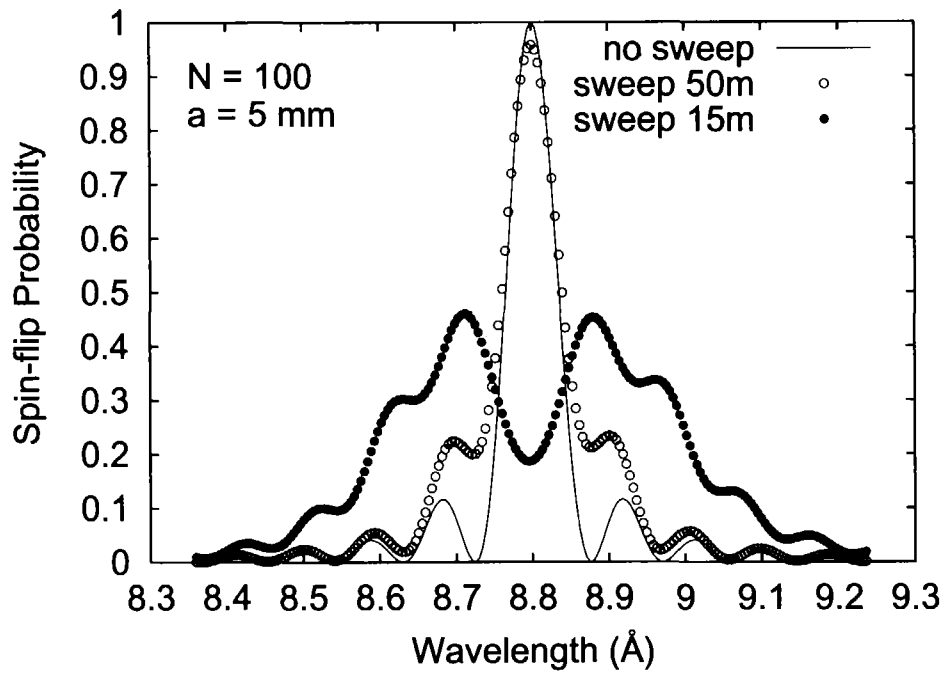


Fig. 8: Calculated spin-flip probability when the Drabkin flipper ($N = 100$) is driven at the sweep mode. The position of the flipper is 50 m and 15 m from the moderator.

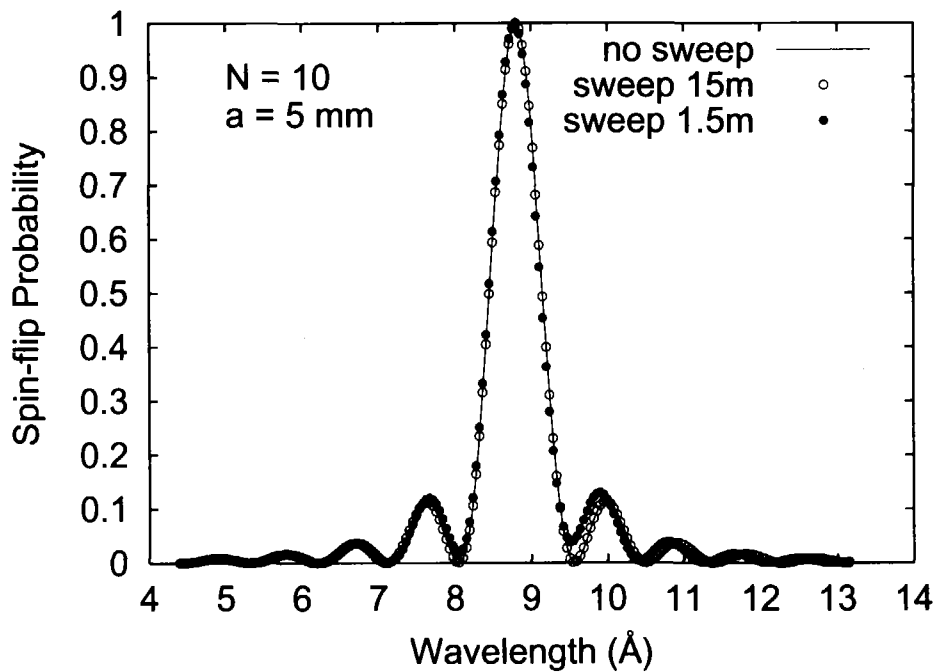


Fig. 9: Calculated spin-flip probability when the Drabkin flipper ($N = 10$) is driven at the sweep mode. The position of the flipper is 15 m and 1.5 m from the moderator.

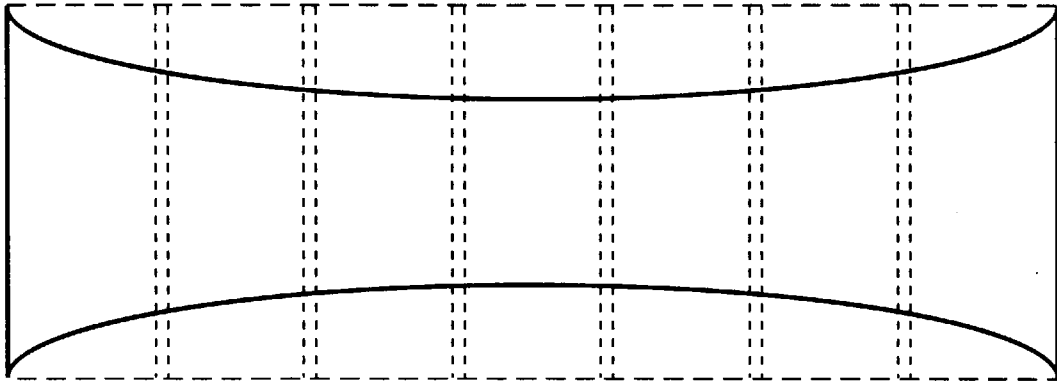


Fig. 10: Modulated B_x can be generated with the current foil with modulated width.

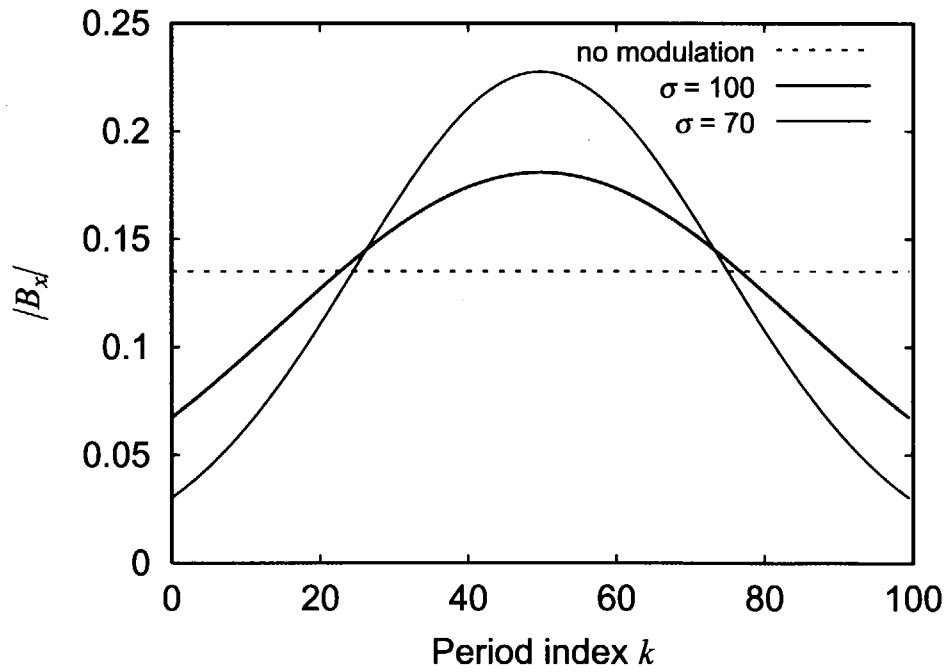


Fig. 11: Gaussian distributed B_x for $\sigma = 70$ and 100 .

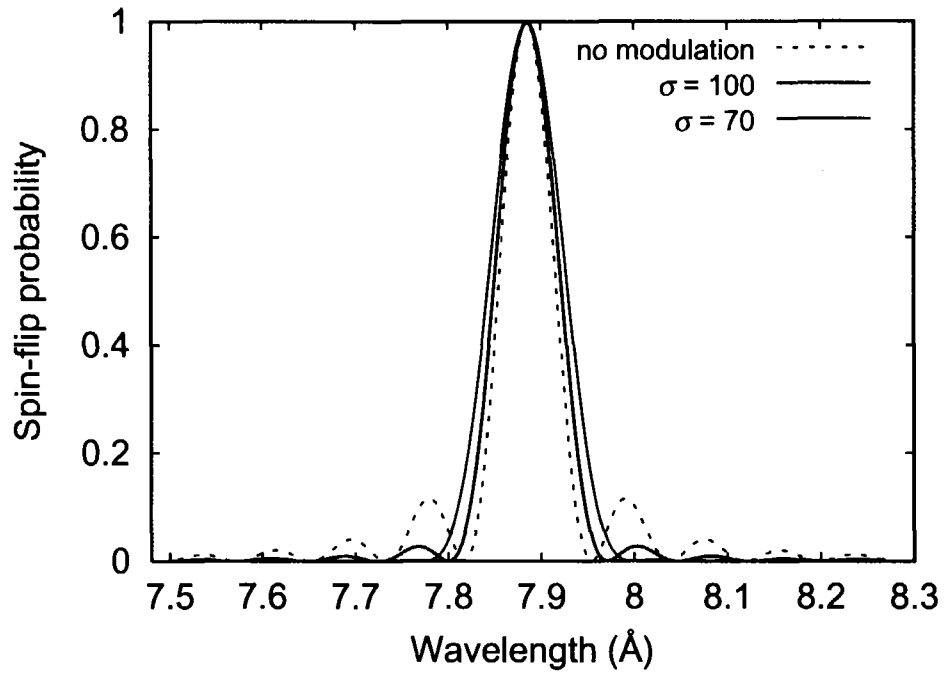


Fig. 12: Calculated spin-flip probability in the case of Gaussian B_x for $\sigma = 70$ and 100.

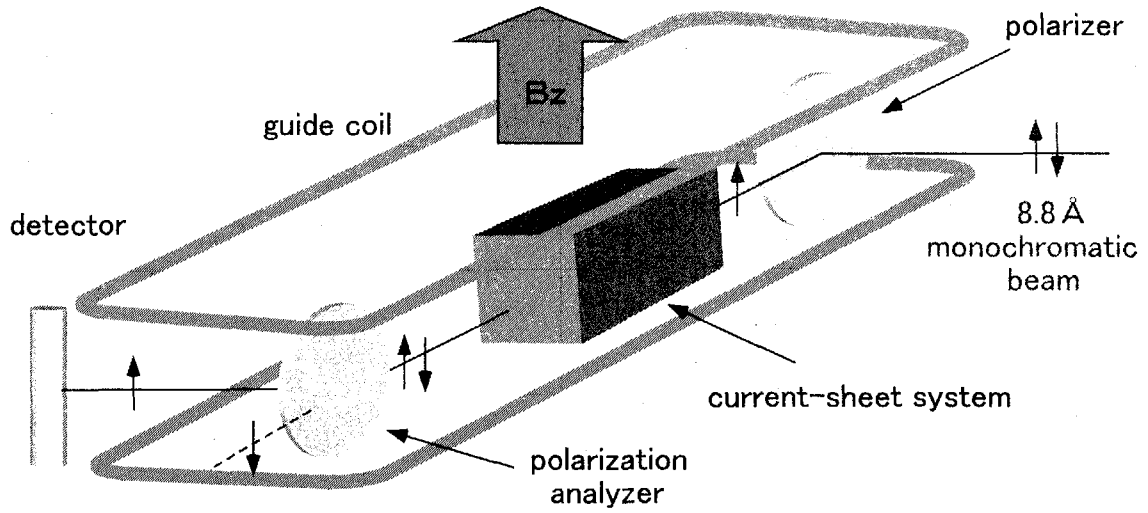


Fig. 13: Experimental setup for the measurement of the field-strength dependency of the spin-flip probability. B_z is generated by a helmholtz coil and parallel to the vertical direction. The current-sheet system, which generates B_x , is mounted at the center of the coil.

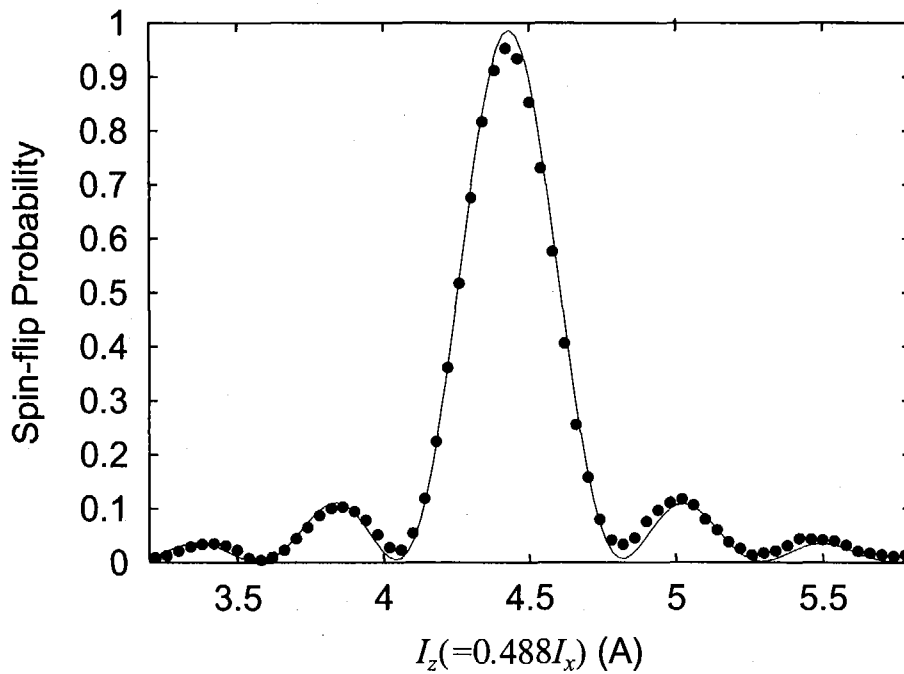


Fig. 14: Field-strength dependency of the spin-flip probability. Black points are measured data and the curve is calculated data.

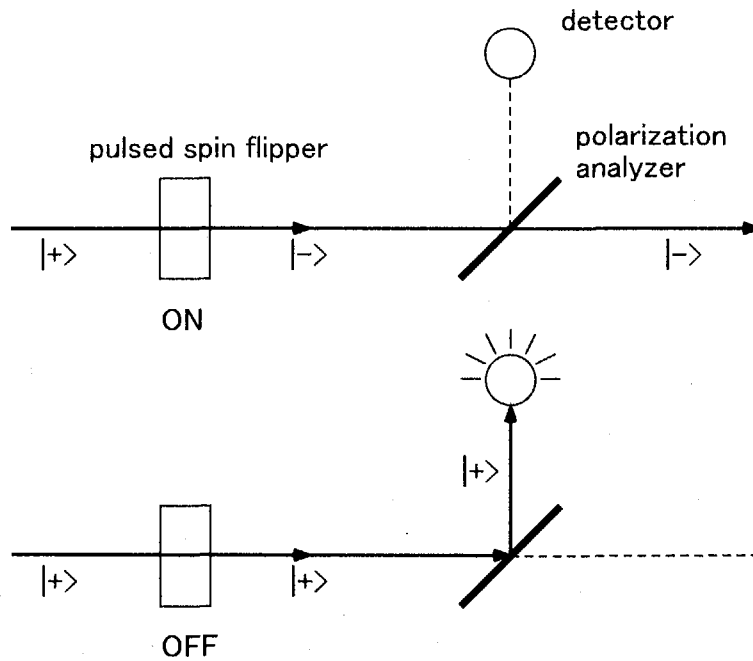


Fig. 15: Spin-flip chopper (SFC).

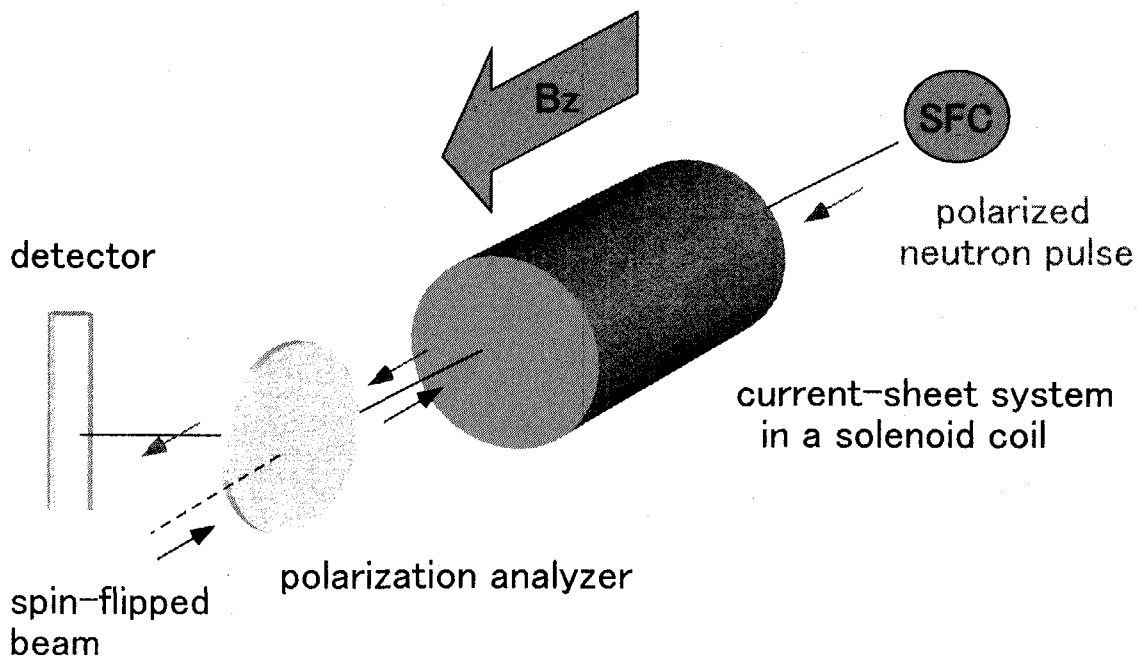


Fig. 16: Experimental setup for the measurement of the wavelength-dependency of the spin-flip probability. Pulsed neutrons come from the spin-flip chopper (SFC). B_z is generated by a solenoid coil in the center of which the current-sheet system, which generates B_x , is mounted.

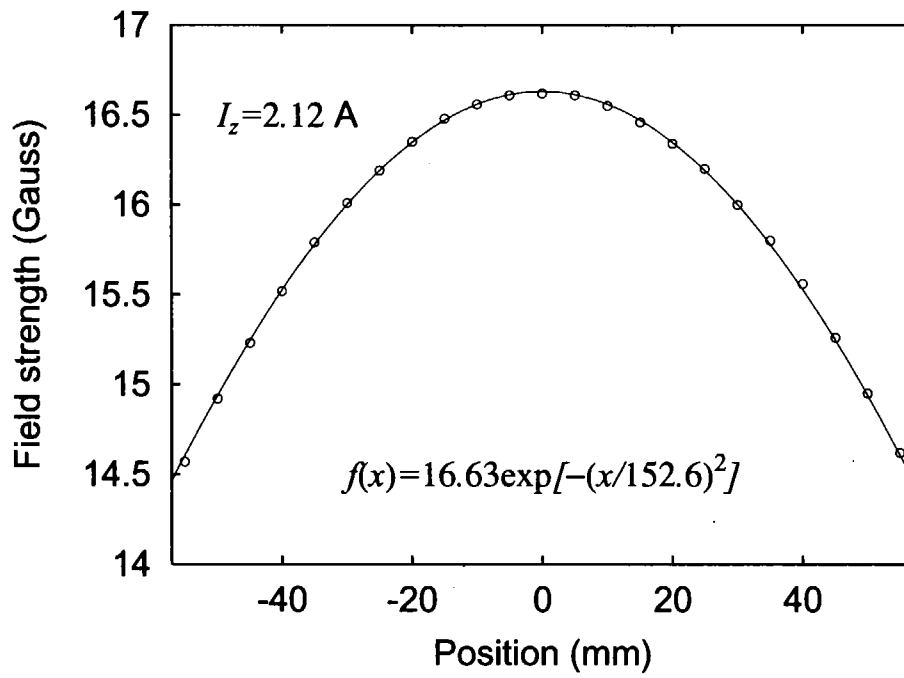


Fig. 17: Measured strength of B_z generated by the solenoid coil and the fitted Gaussian curve.

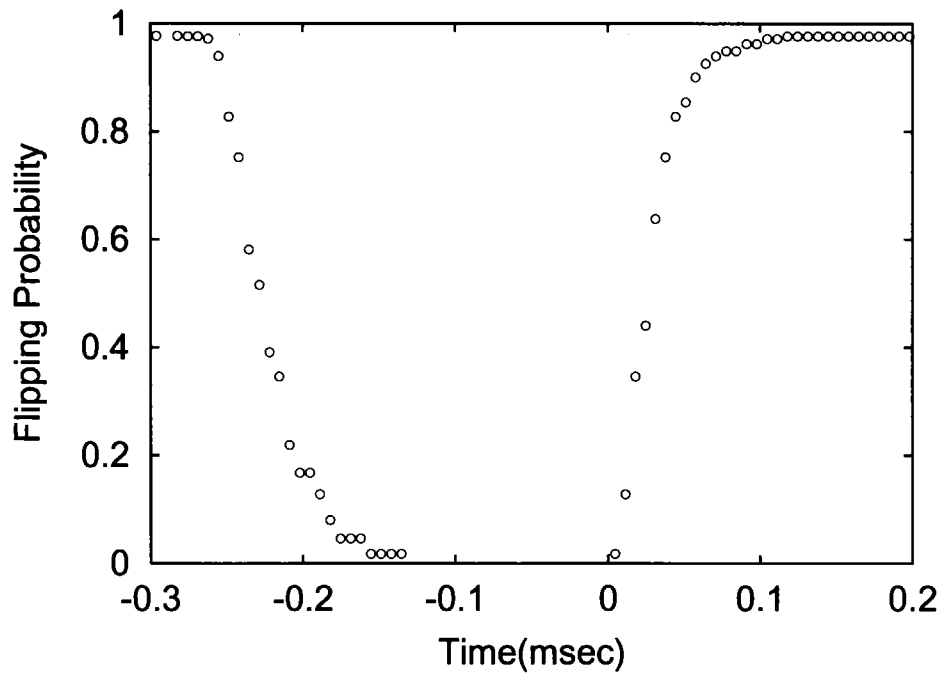


Fig. 18: The field of the pulsed spin flipper, which is the main part of the spin-flip chopper, and the spin-flip probability. The spin-flip chopper is "open" when the spin-flippings do not occur.

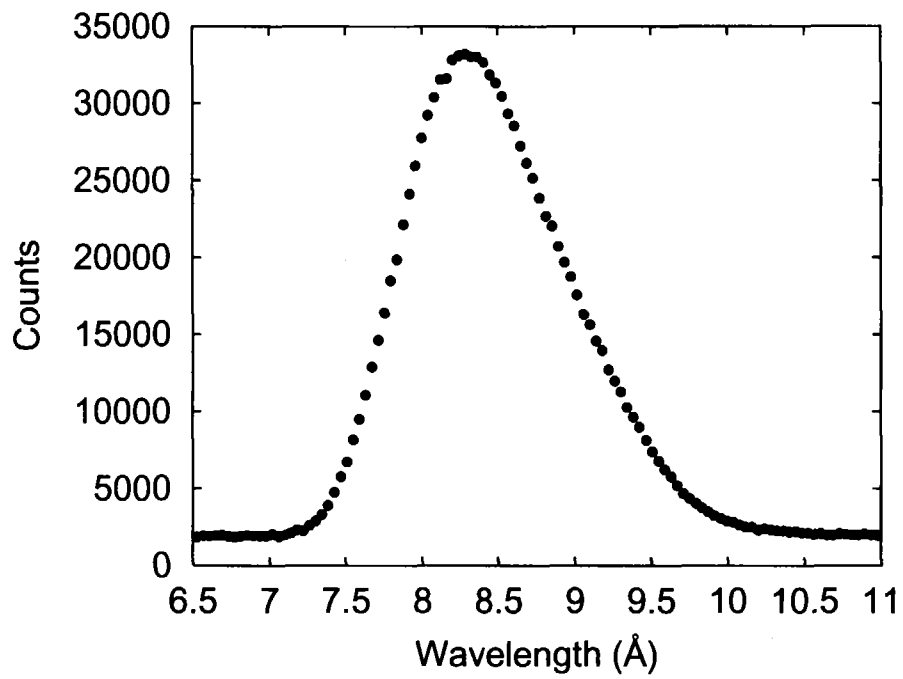


Fig. 19: Pulsed neutrons from the spin-flip chopper.

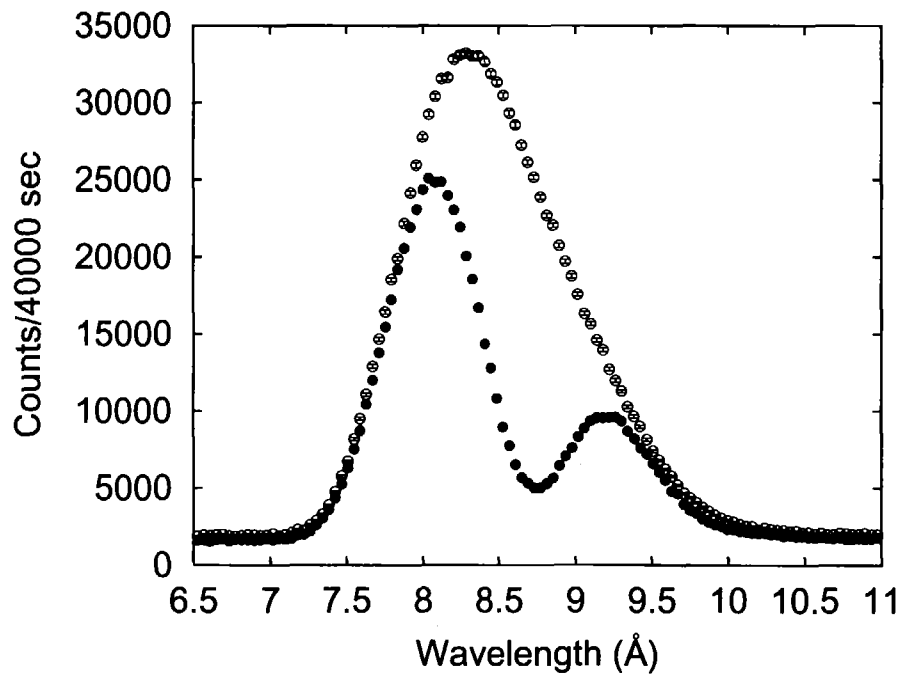


Fig. 20: Neutron spectrum when the Drabkin spin flipper is on (black) and off (white).

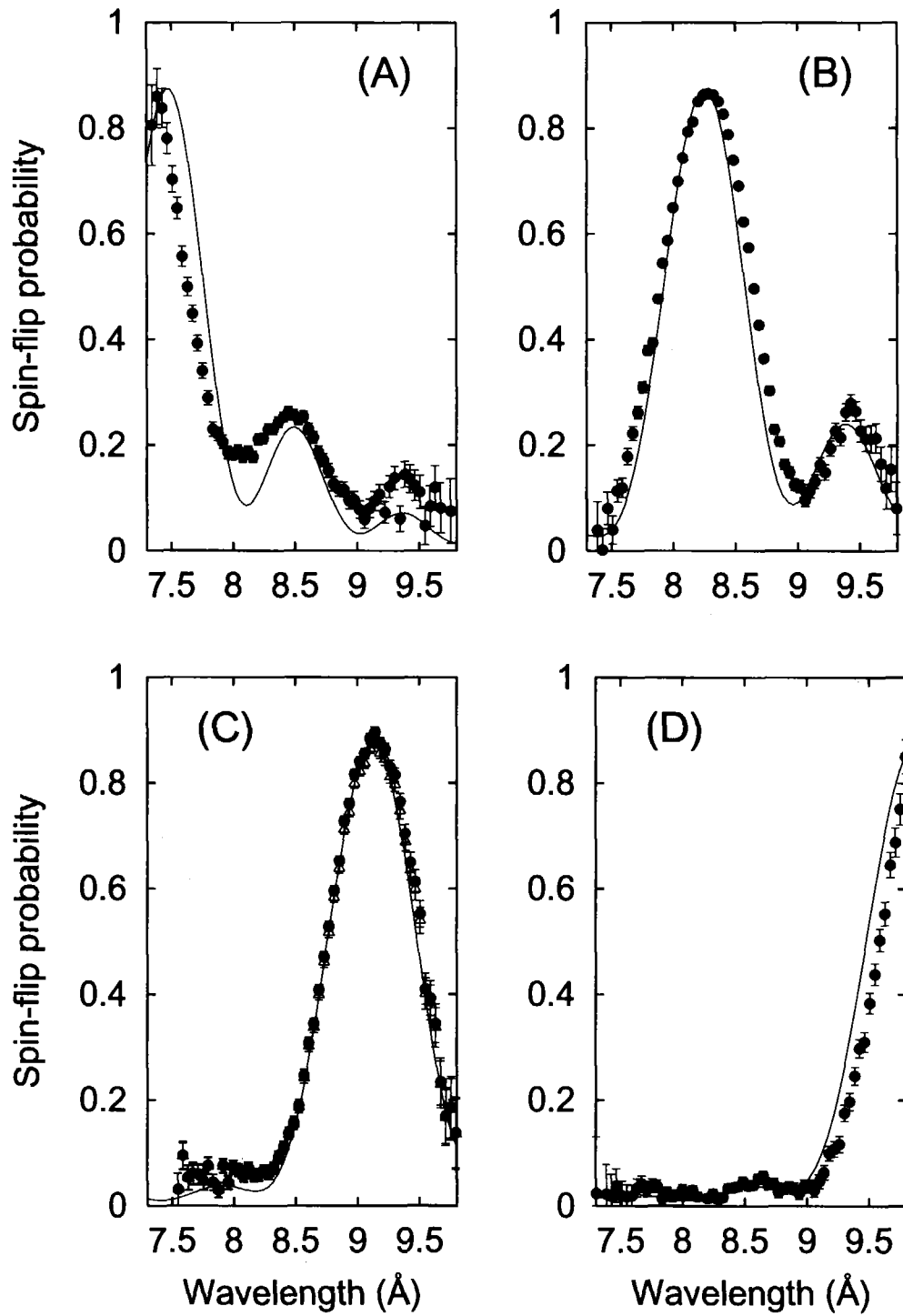


Fig. 21: Wavelength dependency of the spin-flip probability for several current values. Black points are measured data and the curves are calculated data. The current values (I_x , I_z) are (A) (11.13A, 2.36A), (B) (10.00A, 2.12A), (C) (9.10A, 1.93A), (D) (8.35A, 1.77A). The ratio of the two currents was set to 0.212 for each case.

付録 A カレントシート

- 純アルミニウムの体積抵抗率 (20 °C)

$$\rho_{Al,20} = 2.75 \times 10^{-8} \Omega m$$

$$\alpha(0,100) \equiv \frac{\rho_{Al,100} - \rho_{Al,0}}{\rho_{Al,0}} \frac{1}{100} = 4.2 \times 10^{-3}$$

- アルミニウム板の抵抗
板の長さ l (m), 板の断面積 S (m²)

$$R_{Al,T} = \rho_{Al,T} \times \frac{l}{S} \Omega$$

20 °C のアルミ板, 厚さ 20 μ m, 幅 5 cm, 長さ 210 cm の抵抗は

$$R_{Al,20} = 0.05575 \Omega$$

- 太さ 1 mm ϕ の銅線, 長さ 7 m の抵抗

$$\rho_{Cu,20} = 1.72 \times 10^{-8} \Omega m$$

$$R_{Cu,20} = 0.1204 \Omega$$

- ドラプキン・フリッパーのサイズと抵抗など
厚さ d , 幅 w , 長さ l , 共鳴波長 λ

$$\begin{aligned} (\text{抵抗}) &\propto \frac{l}{dw}, & (\text{電流}) &\propto \frac{w}{l\lambda}, \\ (\text{電圧}) &\propto \frac{1}{d\lambda}, & (\text{発熱}) &\propto \frac{w}{ld\lambda^2}, \end{aligned}$$

(*) $l = 210$ cm, $w = 5$ cm, $\lambda = 8.8 \text{ \AA}$ で電流 9.1 A 程度.

- 中性子のアルミニウムシート透過率
全巨視的断面積

$$\Sigma = (\sigma_{coh} + \sigma_{inc} + \sigma_{abs}) \rho N_A / A$$

Al 原子量 A : 26.98 g mol⁻¹, Al 密度 ρ : 2.699 g cm⁻³,

アボガドロ数 N_A : 6.02 $\times 10^{23}$ atoms mol⁻¹

波長 (Å)	速度 (m/sec)	σ_{coh} (barn)	σ_{inc} (barn)	σ_{abs} (barn)	Σ (cm ⁻¹)	1mm	10mm
2	1978	1.495	0.0082	0.257	0.106	0.989	0.899
5	791.2	1.495	0.0082	0.642	0.129	0.987	0.879
8	494.5	1.495	0.0082	1.03	0.152	0.985	0.859
11	359.6	1.495	0.0082	1.413	0.176	0.983	0.839

付録 B 基礎定数

- プランク定数

$$h = 6.62606876(52) \times 10^{-34} \text{ J sec}$$

- プランク定数

$$\hbar = 6.58211889(26) \times 10^{-22} \text{ MeV sec}$$

- 核磁子

$$\mu_N = 3.152451238(24) \times 10^{-14} \text{ MeV/T}$$

- 中性子質量

$$\begin{aligned} m_n &= 939.565330(38) \text{ MeV}/c^2 \\ &\simeq 1.674927158(94) \times 10^{-27} \text{ kg} \\ (1 \text{ eV}/c^2 &= 1.782661731(70) \times 10^{-36} \text{ kg}) \end{aligned}$$

- 中性子磁気モーメント

$$\mu_n \simeq -6.0307739(14) \times 10^{-8} \text{ eV/T}$$

- 中性子のエネルギーと速度の関係

$$\frac{E}{v^2} = 5.2270 \times 10^{-9} \text{ eV (m/sec)}^{-2}$$

- 中性子のエネルギーと波長の関係

$$E\lambda^2 = 8.1804 \times 10^{-4} \text{ eV nm}^2$$

- 基本的な定数 (中性子の速度と波長の積 $v\lambda$)

$$\frac{h}{m_n} \simeq 3.95603399(38) \times 10^3 \text{ m/sec \AA}$$

- 基本的な定数 (ラーモア振動数と磁場の比 ω_L/B)

$$\begin{aligned} \frac{2\mu_n}{\hbar} &\simeq -1.83247188(44) \times 10^8 \text{ rad/sec/T} \\ &\simeq 2.91646958(70) \text{ kHz/Gauss} \end{aligned}$$

- 上の2定数の積

$$\left(\frac{h}{m_n}\right) \left(\frac{\hbar}{2\mu_n}\right) \pi = 678.22384(56) \text{ mm \AA Gauss}$$

This is a blank page.

国際単位系 (SI) と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質質量	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s ⁻¹
力	ニュートン	N	m·kg/s ²
圧力, 応力	パスカル	Pa	N/m ²
エネルギー, 仕事, 熱量	ジュール	J	N·m
工率, 放射束	ワット	W	J/s
電気量, 電荷	クーロン	C	A·s
電位, 電圧, 起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラド	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメンス	S	A/V
磁束	ウェーバ	Wb	V·s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m ²
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光束	ルーメン	lm	cd·sr
照射度	ルクス	lx	lm/m ²
放射能	ベクレル	Bq	s ⁻¹
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量当量	シーベルト	Sv	J/kg

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分, 時, 日	min, h, d
度, 分, 秒	°, ', "
リットル	l, L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

1 eV = 1.60218 × 10⁻¹⁹ J
1 u = 1.66054 × 10⁻²⁷ kg

表4 SIと共に暫定的に維持される単位

名称	記号
オングストローム	Å
バーン	b
バル	bar
ガリ	Gal
キュリー	Ci
レントゲン	R
ラド	rad
レム	rem

1 Å = 0.1 nm = 10⁻¹⁰ m
1 b = 100 fm² = 10⁻²⁸ m²
1 bar = 0.1 MPa = 10⁵ Pa
1 Gal = 1 cm/s² = 10⁻² m/s²
1 Ci = 3.7 × 10¹⁰ Bq
1 R = 2.58 × 10⁻⁴ C/kg
1 rad = 1 cGy = 10⁻² Gy
1 rem = 1 cSv = 10⁻² Sv

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10 ¹⁸	エクサ	E
10 ¹⁵	ペタ	P
10 ¹²	テラ	T
10 ⁹	ギガ	G
10 ⁶	メガ	M
10 ³	キロ	k
10 ²	ヘクト	h
10 ¹	デカ	da
10 ⁻¹	デシ	d
10 ⁻²	センチ	c
10 ⁻³	ミリ	m
10 ⁻⁶	マイクロ	μ
10 ⁻⁹	ナノ	n
10 ⁻¹²	ピコ	p
10 ⁻¹⁵	フェムト	f
10 ⁻¹⁸	アト	a

(注)

- 表1～5は「国際単位系」第5版, 国際度量衡局 1985年刊行による。ただし, 1 eV および 1 uの値はCODATAの1986年推奨値によった。
- 表4には海里, ノット, アール, ヘクタールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- barは, JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- EC閣僚理事会指令ではbar, barnおよび「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

換算表

力	N (=10 ⁵ dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
	9.80665	1	2.20462
	4.44822	0.453592	1

粘度 1 Pa·s (N·s/m²) = 10 P (ポアズ) (g/(cm·s))

動粘度 1 m²/s = 10⁴ St (ストークス) (cm²/s)

圧	MPa (=10 bar)	kgf/cm ²	atm	mmHg (Torr)	lbf/in ² (psi)
	1	10.1972	9.86923	7.50062 × 10 ³	145.038
力	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	1.33322 × 10 ⁻⁴	1.35951 × 10 ⁻³	1.31579 × 10 ⁻³	1	1.93368 × 10 ⁻²
	6.89476 × 10 ⁻³	7.03070 × 10 ⁻²	6.80460 × 10 ⁻²	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J (=10 ⁷ erg)	kgf·m	kW·h	cal (計量法)	Btu	ft·lbf	eV
	1	0.101972	2.77778 × 10 ⁻⁷	0.238889	9.47813 × 10 ⁻⁴	0.737562	6.24150 × 10 ¹⁸
	9.80665	1	2.72407 × 10 ⁻⁶	2.34270	9.29487 × 10 ⁻³	7.23301	6.12082 × 10 ¹⁹
	3.6 × 10 ⁶	3.67098 × 10 ⁵	1	8.59999 × 10 ⁵	3412.13	2.65522 × 10 ⁶	2.24694 × 10 ²⁵
	4.18605	0.426858	1.16279 × 10 ⁻⁶	1	3.96759 × 10 ⁻³	3.08747	2.61272 × 10 ¹⁹
	1055.06	107.586	2.93072 × 10 ⁻⁴	252.042	1	778.172	6.58515 × 10 ²¹
	1.35582	0.138255	3.76616 × 10 ⁻⁷	0.323890	1.28506 × 10 ⁻³	1	8.46233 × 10 ¹⁸
	1.60218 × 10 ⁻¹⁹	1.63377 × 10 ⁻²⁰	4.45050 × 10 ⁻²⁸	3.82743 × 10 ⁻²⁰	1.51857 × 10 ⁻²²	1.18171 × 10 ⁻¹⁹	1

1 cal = 4.18605 J (計量法)
= 4.184 J (熱化学)
= 4.1855 J (15 °C)
= 4.1868 J (国際蒸気表)
仕事率 1 PS (仏馬力)
= 75 kgf·m/s
= 735.499 W

放射能	Bq	Ci
	1	2.70270 × 10 ⁻¹¹
	3.7 × 10 ¹⁰	1

吸収線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

照射線量	C/kg	R
	1	3876
	2.58 × 10 ⁻⁴	1

線量当量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

JIPARC計画のためのドラブキン型エネルギー・フィルターの開発

R100

↓
古紙配合率100%
白化度70%再生紙を使用しています