

12362

3132/2-79



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

13/8-79

K-672

P13 - 12362

Д.А.Корнеев

СПИН-ФЛИППЕР

С ПРОТЯЖЕННОЙ РАБОЧЕЙ ОБЛАСТЬЮ

ДЛЯ НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКИХ

ПУЧКОВ НЕЙТРОНОВ

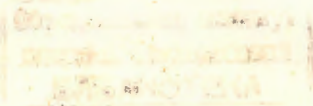
1979

P13 - 12362

Д.А.Корнеев

СПИН-ФЛИППЕР
С ПРОТЯЖЕННОЙ РАБОЧЕЙ ОБЛАСТЬЮ
ДЛЯ НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКИХ
ПУЧКОВ НЕЙТРОНОВ

Направлено в "Nuclear Instruments and Methods"



Корнеев Д.А.

P13 - 12362

Спин-флиппер с протяженной рабочей областью для немонахроматических пучков нейтронов

Приводится описание конструкции спин-флиппера для немонахроматических пучков тепловых нейтронов. Объясняется принцип действия и вычисляется вероятность переворота спина как функции длины волны нейтрона, а также места попадания в спин-флиппер.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Korneev D.A.

P13 - 12362

A Coplanar Spin-Flipper with a Prolonged Working Area for Nonmonochromatic Neutron Beams

A spin-flipper for nonmonochromatic neutron beams with higher efficiency than those already existing is described.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

1. Часто в экспериментах с поляризованными нейтронами возникает необходимость изменения взаимной ориентации векторов магнитного момента нейтрона $\vec{\mu}$ и ведущего магнитного поля \vec{H} . Экспериментальные устройства, позволяющие осуществить взаимный реверс векторов $\vec{\mu}$ и \vec{H} , называют спин-флипперами. В литературе описано несколько типов спин-флипперов, используемых в экспериментах с поляризованными нейтронами^{/1/}. По принципу действия их принято разделять на: резонансные, основанные на резонансном поглощении спином в магнитном поле энергии осциллирующего магнитного поля, приводящем к перевороту спина нейтрона, и спин-флипперы, основанные на неадиабатическом прохождении нейтроном области быстрого разворота вектора ведущего магнитного поля.

Не вдаваясь в детали работы упомянутых типов устройств, отметим, что недостатком первого типа является узкая энергетическая избирательность. Спин-флипперы второго типа имеют более слабые ограничения по энергии^{/2/}, вытекающие из условия неадиабатичности

$$\frac{\omega}{\omega_L} \gg 1, \quad /1/$$

где ω_L - ларморовская частота вектора $\vec{\mu}$ в поле \vec{H} , ω - частота вращения вектора \vec{H} в системе движущегося нейтрона. Однако практическая реализация спин-флипперов этого типа на основе токовых фольг^{/3-5/} имеет тот недостаток, что сама фольга помещается в пучок нейтронов.

2. Рассмотрим уравнение движения магнитного момента в магнитном поле:

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = \gamma [\vec{\mu} \vec{H}], \quad /2/$$

где γ - гиромангнитное отношение нейтрона. При прохождении нейтрона со скоростью v через область стационарных полей $\vec{H}(\vec{r})$ на нейтрон в его собственной системе будет действовать переменное во времени магнитное поле $H(t)$; $t = \int \frac{dr}{v}$.

Пользуясь уравнением /2/, нетрудно показать, что, если

$$\vec{H}(\vec{r}) = H(x, y, z) \vec{n}, \quad /3/$$

где \vec{n} - единичный постоянный в пространстве вектор, то проекция $\vec{\mu}$ на вектор \vec{n} будет интегралом движения. Таким образом, если в начальный момент времени $\vec{\mu} \parallel \vec{n}$, то в магнитных полях такого типа вектор $\vec{\mu}$ будет сохранять свое направление в пространстве. Если потребовать, чтобы функция $H(x, y, z)$ меняла знак в одной из точек траектории движения нейтрона, то в этой точке произойдет реверс спина нейтрона и ведущего магнитного поля. Из сказанного ясно, что в этом случае вероятность взаимного реверса $\vec{\mu}$ и \vec{H} равна единице и не зависит от скорости нейтрона и от того, насколько плавно ведет себя функция $H(x, y, z)$ в области нулевого значения*.

3. Спин-флиппер, позволяющий реализовать описанную выше конфигурацию магнитного поля и в то же время исключить попадание элементов конструкции в пучок нейтронов, впервые осуществлен в работе /7/. Спин-флиппер, описанный в этой работе, представляет собой две коаксиальные электромагнитные катушки, помещенные в магнитный экран. Токи через катушки пропускались в противоположных направлениях. Пучок тепловых поляризованных нейтронов посылался вдоль оси z -катушек. Очевидно, что в отсутствие внешних магнитных полей /это достигалось применением экрана/ магнитное поле на оси z катушек, в силу аксиальной симметрии, имело только z -компоненту и меняло знак на половине расстояния между ними /при равенстве токов в катушках/. Спин-флиппер такой конструкции давал высокое значение вероятности переворота спина для пучка нейтронов с сечением $\sim 5 \times 5 \text{ мм}^2$. Заметим, что условие /3/ реализуется в такой конструкции только для траекторий, совпадающих с осью Z , а проекция области нулевого поля на плоскость поперечного сечения пучка является точкой. Очевидно, что любое отклонение траектории от этой точки приведет к снижению вероятности f взаимного реверса $\vec{\mu}$ и \vec{H} и к появлению зависимости f от скорости нейтрона. Сказанное существенно ограничивает возможности применения такого спин-

*Это утверждение, полученное здесь из весьма частного вида $\vec{H}(\vec{r})$, можно сделать и на основе общей формулы для вероятности f реверса вектора $\vec{\mu}$ в стационарных полях, полученной в работе /6/ на основе квантовомеханического рассмотрения задачи.

флиппера на пучках с достаточно большим поперечным сечением.

Развитие методики получения поляризуемых FeCo зеркал на стеклянных подложках /8/ позволило в настоящее время получать с помощью нейтронотводов на основе этих зеркал интенсивные пучки тепловых нейтронов с поляризацией, близкой к 100% практически во всей области теплового спектра /9/. Последнее становится особенно важным в экспериментах с поляризованными нейтронами по методу времени пролета. Характерной особенностью таких систем является форма поперечного сечения формируемого ими нейтронного пучка. За счет малости значения критического угла скольжения θ_c от нейтронных зеркал ($\theta_c \sim 1 \div 5 \cdot 10^{-3}$) в тепловой области спектра, нейтронотводо-поляризаторы формируют пучки нейтронов, имеющие, как правило, в поперечном сечении вид узкой полосы шириной $\sim 2-5 \text{ мм}$ и высотой $\sim 60-100 \text{ мм}$. Очевидно, что применение описанных выше спин-флипперов в паре с поляризуемыми зеркалами или нейтронотводами неизбежно приведет к сильному снижению светосилы всей установки.

Попытка расширить область эффективного реверса в спин-флиппере аксиальной геометрии была предпринята в работе /10/. Авторы пошли на значительное увеличение всех размеров спин-флиппера. На основании данной работы можно сделать вывод о том, что применение аксиального спин-флиппера на пучках поляризованных нейтронов с вертикальным размером $\sim 100 \text{ мм}$ потребует такого увеличения размеров спин-флиппера, которое делает его практически неприменимым. Кроме того, очевидна неадекватность сечения пучка и области реверса.

4. Ниже описывается спин-флиппер, позволяющий в значительной степени преодолеть указанные трудности /11/.

Возьмем две идентичные плоские электромагнитные катушки и разместим их в одной плоскости /рис. 1/. Тогда нетрудно доказать, что в плоскости XZ зеркальной симметрии катушек /при встречном включении токов/ магнитное поле будет иметь только y -компоненту, перпендикулярную этой плоскости, которая меняет знак на прямой пересечения плоскости зеркальной симметрии с плоскостью катушек, т.е. на оси Ox /рис. 2/. Действительно, в силу зеркальной симметрии токов поля от y -компонент токов взаимно компенсируются всюду в плоскости зеркальной симметрии. По той же причине в этой плоскости взаимно компенсируются и z -компоненты поля от x -компонент токов катушек. Единственной не равной нулю компонентой магнитного поля в плоскости зеркальной симметрии катушек является H_y -компонента. Сказанное поясняется рис. 3. На этом

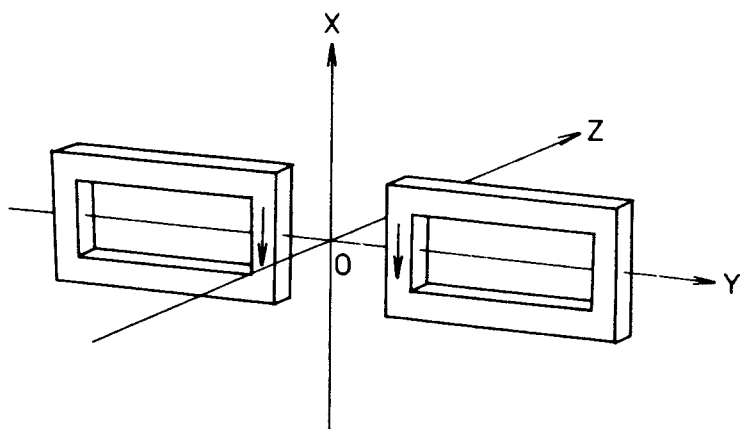


Рис. 1. Общий вид расположения катушек спин-флиппера. Ось пучка нейтронов совпадает с осью Z. Стрелками показаны направления токов в катушках в режиме реверса.

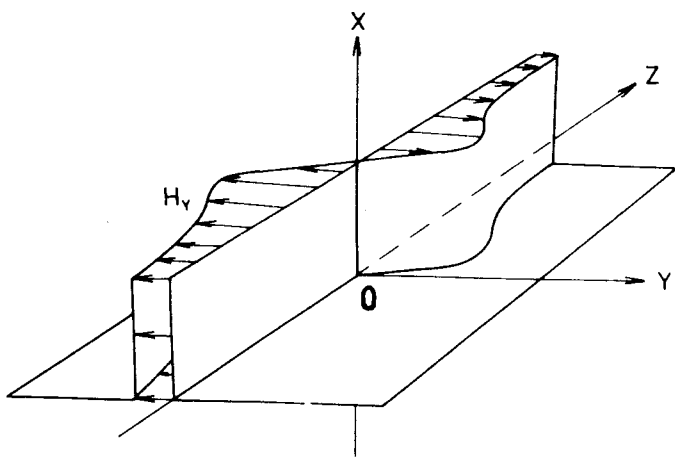


Рис. 2. Конфигурация магнитного поля от катушек спин-флиппера в плоскости XZ в зависимости от z. Ось X является линией нулевого поля.

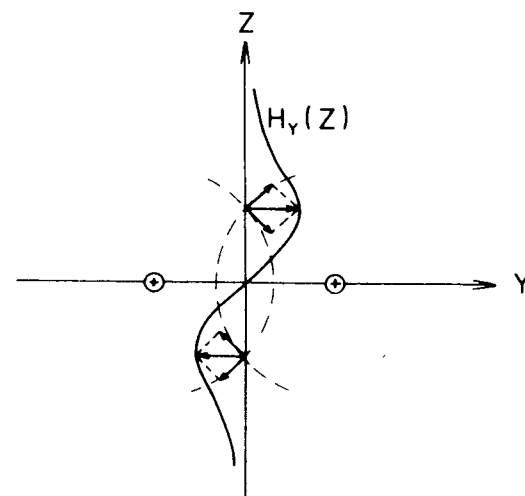


Рис. 3. Геометрия поля в плоскости XZ, возникающего от двух проводников с током. Здесь же вид функции $H_y(z)$ для этих проводников. Пунктир - силовые линии магнитного поля проводников, сплошная кривая - функция $H_y(z)$.

же рисунке приведен график зависимости H_y -компоненты от z . Отсюда следует, что на прямой OX поле меняет знак. Если такую систему катушек разместить относительно пучка нейтронов так, чтобы плоскость пучка и плоскость зеркальной симметрии катушек совпадали, а спин совпадал с H_y -компонентой поля, то становится возможным, как следует из приведенных выше рассуждений, взаимный реверс спина нейтрона и вектора магнитного поля с вероятностью f , равной единице для тех нейтронов, траектории которых лежат в плоскости симметрии катушек. Очевидно, что такой спин-флиппер не накладывает ограничений на поперечный размер пучка вдоль оси OX. Это и определяет его преимущества при использовании на поляризованных пучках, получаемых с помощью поляризующих зеркал или нейтронотводов. На рис. 4 для сравнения приведен вид областей реверса для аксиального и плоского спин-флиппера. Следует отметить, что на магнитное поле катушек спин-флиппера будет накладываться рассеянное поле от магнитов поляризатора и анализатора, расположенных до и после спин-флиппера. Эти поля, как правило, имеют только H_x -компо-

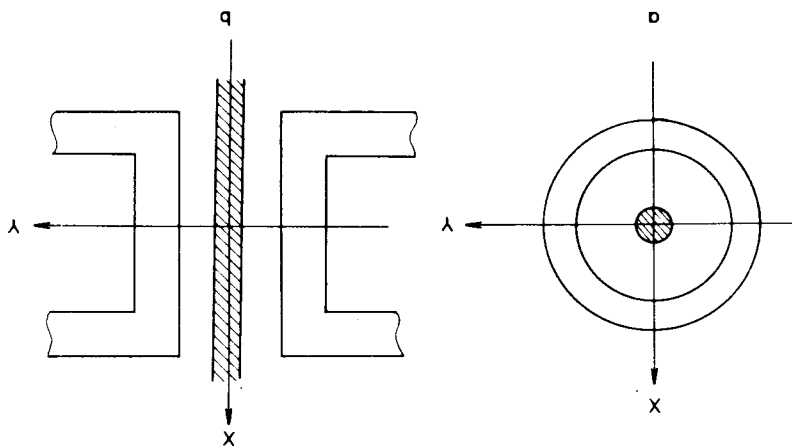


Рис. 4. Вид поперечных сечений областей реверса поля для аксиального /а/ и плоского /б/ спин-флипперов.

ненту. Поэтому естественно ввести в конструкцию спин-флиппера источник магнитного поля в виде колец Гельмгольца так, чтобы они компенсировали H_x -компоненту поля магнитов поляризатора и анализатора в области спин-флиппера.

Отдельно следует остановиться на проблеме ввода спина нейтрона в рабочую область полей спин-флиппера. Отметим, что магнитный момент нейтрона при его вылете из поляризатора направлен по полю H_x поляризатора. Для осуществления реверса $\vec{\mu}$ и \vec{H} необходимо, чтобы на входе в спин-флиппер момент нейтрона совпадал с H_y -компонентой поля спин-флиппера. Для этого должно осуществляться адиабатическое проведение спина нейтрона в полях магнитов поляризаторов до и после спин-флиппера. Последнее условие накладывает определенные ограничения на минимальное расстояние между поляризатором /анализатором/ и спин-флиппером, а также на величину самого поля, создаваемого спин-флиппером. Как показывают оценки, значение поля спин-флиппера 50 Э позволяет осуществить адиабатическое проведение спина нейтрона от поляризатора, имеющего типичное значение $H \approx 500$ Э и расположенного на расстоянии $\sim 0,5$ м от спин-флиппера.

Следует отметить еще одно очевидное преимущество спин-флиппера данной конструкции - его незначительные размеры вдоль оси пучка. Кроме того, при использовании данного спин-

флиппера нет необходимости делать разрывы в вакуумной системе проводки пучка, которая часто используется в экспериментах с целью исключения потерь нейтронов от рассеяния на воздухе.

Заметим, что стремление получать высокие значения эффективности взаимного реверса $\vec{\mu}$ и \vec{H} приведет к ограничению на ширину используемого пучка нейтронов. Однако нет оснований ожидать, что ограничения на поперечный размер пучка будут существенно отличаться от ограничений при использовании аксиального спин-флиппера. Можно показать/см. приложение/, что вероятность реверса для плоского спин-флиппера описывается формулой

$$f(\lambda, y) = 1 - 0,76 \cdot 10^{-2} \lambda y^2 \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad /4/$$

где λ - длина волны нейтрона в ангстремах, y - значение Y -координаты пересечения нейтроном плоскости катушек в миллиметрах, $\partial H_y / \partial z$ - значение градиента H_y -компоненты поля вдоль оси Z в эрстедах на миллиметр. Формула /4/ справедлива при условии малости второго члена в правой части равенства по сравнению с единицей. Из этой формулы следует, что с увеличением длины волны область эффективного реверса сужается. Ясно также, что уменьшение величины $\partial H_y / \partial z$, которого можно добиться путем раздвижения катушек, должно приводить к расширению области эффективного реверса.

Пробные измерения, проведенные с целью выяснения физических параметров данного спин-флиппера, подтвердили его значительные преимущества. О результатах измерений будет сообщено отдельно.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность И.М.Маторе за внимательное обсуждение проблемы и ценные замечания, а также М.Хетцельту за полезные советы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Для вывода формулы /4/ воспользуемся выражением для вероятности взаимного реверса спина и ведущего магнитного поля /6/

$$f = \exp \left\{ - \frac{\pi \mu}{h v} \frac{H_z^2}{\frac{\partial H_y}{\partial z}} \right\} \quad /5/$$

Значение градиента $\frac{\partial H_y}{\partial z}$ определяется геометрией расположения катушек и величиной токов.

Воспользовавшись отсутствием токов в области реверса на основании уравнения $\text{rot } \vec{H} = 0$, можно записать

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = \frac{\partial H_y}{\partial z}. \quad /6/$$

Тогда при малых значениях y , считая $\frac{\partial H_z}{\partial y} = \frac{\partial H_y}{\partial z} = \text{const}$, получим выражение для $H_z(y)$:

$$H_z(y) = \frac{\partial H_y}{\partial z} y. \quad /7/$$

Подставив значение $H_z(y)$ из /7/ в формулу /5/, получим

$$f(v,y) = \exp \left\{ - \frac{\mu\pi}{\hbar v} y^2 \frac{\partial H_y}{\partial z} \right\}. \quad /8/$$

Выразив v через λ и подставив численные значения констант, входящих в формулу /8/, получим формулу /4/ при условии малости значения показателя экспоненты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абов Ю.Г., Гулько А.Д., Крупчицкий П.А. Поляризованные медленные нейтроны. Атомиздат, М., 1966.
2. Таран Ю.В. АЭ, 1963, 15, с.413.
3. Dabbs J.W.T., Roberts L.D., Bernstein. ORNL-CF 1955-5-126.
4. Gul'ko A.D., Trostin S.S., Chudoklin A. Nucl.Instr. and Meth., 1965, 34, p.88.
5. Kopesky J. et al. UJV CSAV, 688, Rez, 1962; Czech. J. Phys., 1963, 13, p.474.
6. Владимирский В.В. ЖЭТФ, 1960, 39, с.1062.
7. Драбкин Г.М. и др. Препринт ФТИ АН СССР №183, 1969.
8. Драбкин Г.М. и др. ЖЭТФ, 1975, 69, с.1916.
9. Драбкин Г.М. и др. ЖТФ, 1977, 47, с.203.
10. Liaud P., Steinberg R.I., Vignon B. Nucl.Instr. and Meth., 1975, 125, p.7,8.
11. Корнеев Д.А. Авторское свидетельство СССР №620922 от 25.08.78 г. Бюллетень ОИПОТЗ, 1978, №31, с.153.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 апреля 1979 года.