

02;12

Магнитная ловушка из постоянных магнитов для хранения ультрахолодных нейтронов

© В.Ф. Ежов, Б.А. Базаров, П. Гельтенборг,
Н.А. Коврижных, Г.Б. Крыгин, В.Л. Рябов, А.П. Серебров

С.-Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова
НИИ "Домен", С.-Петербург
Institut Max von Laue — Paul Langevin, Grenoble, France
НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, С.-Петербург
E-mail: krygin@pnpi.spb.ru

Поступило в Редакцию 6 июня 2001 г.
В окончательной редакции 2 августа 2001 г.

Описана конструкция магнитной ловушки из постоянных магнитов для хранения УХН. В подобной ловушке исключены соударения с материалом стенок, и, следовательно, отсутствуют аномальные потери в них. Таким образом, использование подобной ловушки в эксперименте по измерению времени жизни нейтрона позволяет исключить основной систематический эффект, обусловленный аномальными потерями в стенках.

В последние годы, благодаря использованию фундаментального свойства ультрахолодных нейтронов (УХН) — храниться в замкнутых сосудах, достигнут большой прогресс в экспериментах по измерению периода полураспада нейтрона. На сегодняшний день его усредненное по всем мировым данным значение составляет $\tau_{1/2} = 886.7 \pm 1.9$ s [1]. Однако дальнейшее увеличение экспериментальной точности затруднено систематическим эффектом, обусловленным наличием аномальных потерь УХН при их отражении от стенок сосудов. Природа этого явления до конца не изучена, поэтому трудно надеяться на серьезное увеличение точности подобных экспериментов в ближайшее время.

Однако еще на заре открытия УХН В.В. Владимирским [2] обсуждалась возможность их хранения в магнитных ловушках. В подобных системах УХН определенной поляризации отражаются магнитным барьером и не испытывают соударений со стенками. Таким

образом, возможность аномальных потерь УХН при отражении от стенки исключается принципиально. Задача же сводится к созданию магнитостатических систем, в которых магнитное поле нарастает во всех направлениях.

Подобные ловушки широко применяются в атомной физике. Наиболее известна ловушка типа Иоффе-Притчарда [3–4], представляющая собой магнитный квадруполь, создающий отражающий барьер в радиальном направлении и два соленоида на концах квадруполя, создающие отражающие градиенты на оси квадруполя вблизи его торцов. Напуск и выпуск частиц в нее может быть осуществлен путем выключения тока в одном из запирающих соленоидов. Для УХН подобная система реализована группой из Лос-Аламоса [5]. Основной сложностью при создании ловушки для УХН является то, что величина магнитного момента нейтрона на три порядка меньше атомного магнитного момента. Соответственно величины магнитных полей, необходимых для удержания УХН, на три порядка больше. В упомянутой реализации авторы использовали сверхпроводящие магнитные системы. Однако сверхпроводящие системы имеют два существенных недостатка. Первый связан с тем, что ток в них изменяется медленно. Это приводит к тому, что после напуска УХН в ловушку требуется слишком большое время для перекрытия входного отверстия. Поэтому авторы [5] отказались от впускных и выпускных отверстий и применили метод рождения УХН непосредственно внутри ловушки при рассеянии тепловых нейтронов на пленке сверхтекучего гелия, которым покрывают стенки ловушки. Второй недостаток связан с относительно малым объемом сверхпроводящих систем, статистическая же точность экспериментов по измерению времени жизни нейтрона в первую очередь обусловлена объемом ловушки. Увеличение объема сверхпроводящей ловушки приводит к непомерному увеличению ее стоимости. Объем ловушки Лос-Аламоса составил всего 0.281 (диаметр 3 см и длина 40 см), величина же магнитного барьера 1.1 Т. При плотности УХН $1.8 \pm 0.3 \text{ cm}^{-3}$, авторы имели 400 ± 65 штук УХН за один напуск. С практической точки зрения подобная конструкция представляется необоснованно сложной, поскольку в несверхпроводящих токовых магнитных системах легко достигаются аналогичные величины магнитных полей при значительно больших размерах ловушек. Более того, современные магнитные материалы допускают создание ловушек больших объемов с такой же величиной поля на основе постоянных магнитов.

Величина магнитного потенциала $\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}$ соответствует энергии нейтрона $0.6 \cdot 10^{-7} \text{ eV} \cdot \text{T}^{-1}$. (Для сравнения ядерный потенциал для бериллия эквивалентен $2.5 \cdot 10^{-7} \text{ eV}$). Таким образом, магнитный барьер высотой 1 Т отражает нейтроны определенной поляризации вплоть до скоростей 3.4 м/с. Сила, действующая на магнитный момент, движущийся в неоднородном магнитном поле:

$$F = -\nabla U = \nabla(\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}) = \pm \mu \nabla |\mathbf{B}|,$$

где плюс соответствует случаю, когда магнитный момент ориентирован в направлении магнитного поля, а минус — противоположной ориентации магнитного момента. Оценим допустимую величину градиента магнитного поля, отражающего УХН. Прецессия магнитного момента в магнитном поле описывается уравнением Блоха:

$$\frac{d\boldsymbol{\mu}}{dt} = \gamma_n \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B},$$

где величина гиромангнитного отношения $\gamma_n = 1.83 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1} \cdot \text{T}^{-1}$. Спин нейтрона, движущегося со скоростью v в магнитном поле, будет отслеживать его направление при выполнении условия адиабатичности [6]:

$$\gamma_n B \gg (dB/dt)/B = v \cdot \nabla |B|/B.$$

Таким образом, для величины $B = 1 \text{ Т}$, градиента $\nabla B = 1 \text{ Т/мм}$ и скорости $v = 3.4 \text{ м/с}$, степень выполнения условия адиабатичности соответствует $1.83 \cdot 10^8 \gg 3.4 \cdot 10^3$. Очевидно, что особую точку представляет собой только точка, в которой магнитное поле обращается в ноль. В ней условие адиабатичности нарушается, и возможно изменение проекции направления магнитного момента на направление магнитного поля. В работе [2] проведена оценка вероятности неадиабатического переворота спина нейтрона при условии, что одна из компонент поля, например H_z , постоянна, а другая — H_x совершает быстрый переворот. При этих условиях вероятность переворота спина равна:

$$w = e^{-\pi \omega \tau},$$

где $\omega = \mu H_z / \hbar$ — частота прецессии спина нейтрона около направления H_z , а $\tau = H_z / \dot{H}$ — эффективное время переворота магнитного поля. Если нейтрон испытывает большое число N прохождений вблизи точек

с нулевым магнитным полем или областей быстрого переворота поля, то для сохранения условия адиабатичности необходимо $Nw \ll 1$. Для минимального же значения магнитного поля получаем:

$$\pi\mu H_{z\min}^2/\hbar|\dot{H}| > \ln N.$$

Таким образом, для каждого конкретного случая можно выбрать такое значение $H_{z\min}$, при котором неадиабатическим переворотом спина можно пренебречь.

С экономической точки зрения наиболее выгодно строить магнитные структуры, поле от которых спадает на минимальных расстояниях. Это связано с тем, что в этом случае необходимая для создания поля энергия, запасенная в магнитах, также становится минимальной и соответственно уменьшается масса и стоимость ловушки. Более того, при этом возрастает эффективный объем для хранения нейтронов.

В атомной физике для отражения атомов магнитным барьером широко используются магнитные плоскости, образованные периодически намагниченными вдоль поверхности [7]. Магнитное поле вблизи таких плоскостей спадает по закону $\exp(-kx)$, где x — расстояние от плоскости, а k — параметр, характеризующий период структуры. В экспериментах с отражением атомов используют структуры с $1k$ вплоть до нескольких микрон. Соответственно структуры с периодами до нескольких миллиметров могут быть использованы для экспериментов с УХН. Расчет показывает, что в подобных конструкциях для современных магнито жестких материалов легко достигается поле на отражающей стенке $B = 1$ Т, с градиентом порядка $\nabla B = 1$ Т/мм.

Рассмотрим основные требования, предъявляемые к экспериментальной установке.

1. Высота ловушки определяется величиной гравитационного потенциала (т.е. высотой, выше которой нейтроны рассматриваемых энергий не могут подняться в гравитационном поле). Поэтому нет необходимости делать установку выше 60 см. При достаточно большой высоте ловушки отпадает необходимость в верхней крышке.

2. Внутри магнитной ловушки не должно быть точек с нулевым магнитным полем.

3. Ввод нейтронов и их выпуск из ловушки должен осуществляться через область слабого магнитного поля. Причем после напуска нейтронов в ловушку величина магнитного поля повышается, и нейтроны запираются в ловушке.

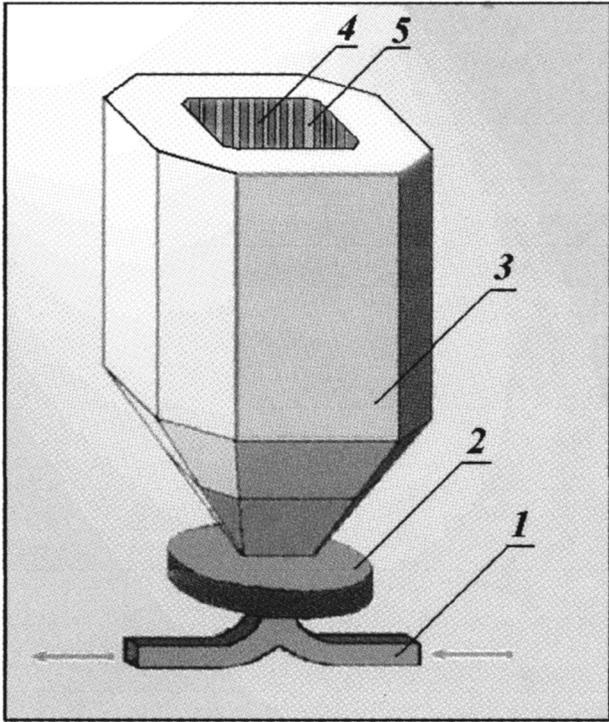


Рис. 1. Общий вид ловушки. 1 — нейтронотводы, 2 — запирающий соленоид, 3 — ядро, 4 — постоянные магниты, 5 — магнитопровод.

4. Плавное уменьшение поля при выпуске нейтронов позволит измерить энергетический спектр хранящихся нейтронов.

Общий вид разработанной ловушки показан на рис. 1. А на рис. 2 приведена четверть ее поперечного сечения. Ловушка представляет собой вертикальный сосуд с почти квадратной апертурой полости для хранения УХН. Напуск и выпуск нейтронов осуществляется через отверстие в нижней части сосуда. Магнитное поле в области напуска создается запирающим соленоидом. Для исключения нулей магнитного поля в объеме ловушки магнитное поле соленоида замыкается отдельным внешним магнитопроводом через верхнюю часть ловушки и ее внутреннюю полость. При этом во всем объеме ловушки появляется

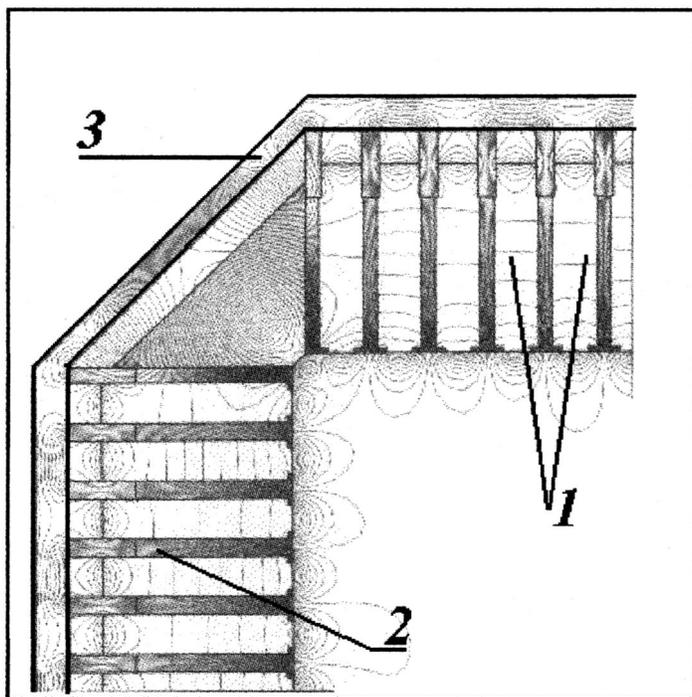


Рис. 2. Поперечное сечение ловушки. 1 — постоянные магниты, 2 — магнитопровод, 3 — замыкающее ярмо.

вертикальная компонента магнитного поля. Поскольку магнитное поле стенок замыкается в горизонтальной плоскости, то, таким образом, исключается возможность появления нулей магнитного поля. Вся конструкция целиком размещается в вакууме.

Объем ловушки около 20 л. При плотности нейтронов 5 см^{-3} это позволяет напускать до 10^5 нейтронов. Наличие управляемого магнитного барьера, перекрывающего вход, позволяет хорошо очистить спектр хранящихся УХН от надбарьерных нейтронов. Изменением же тока в соленоиде можно менять граничную энергию хранящихся нейтронов, что чрезвычайно важно при поиске возможных систематических эффектов.

Данная работа выполнена в рамках подготовки эксперимента по исследованию адиабатического охлаждения атомарного водорода, поддержанного грантом 99-02-17378 РФФИ.

Список литературы

- [1] European Physical Journal C. 2000. V. 15 (1-4). P. 692.
- [2] Владимирский В.В. // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. В. 4. С. 1062.
- [3] Bergeman T.H., McNicholl P., Kysia J., Metcalf H., Balazs N.L. // J. Opt. Soc. Am. B. 1989. V. 6. С. 2249.
- [4] Bergeman T.H., Erez G., Metcalf H. // Phys. Rev. A. 1987. V. 35. С. 1535.
- [5] Huffman P.R., Brome C.R., Butterworth J.S. et al. // Nature. 2000. V. 403. P. 62.
- [6] Абрагам А. // Ядерный магнетизм. М.: Иностранная литература, 1963. 551 с.
- [7] Hinds E.A., Hughes I.G. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1999. V. 32. R 119.