

P13-2023-28

Ю. В. Никитенко *

НАКОПИТЕЛЬ ХОЛОДНЫХ
И ОЧЕНЬ ХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

* E-mail: nikiten@nf.jinr.ru

Никитенко Ю. В.

P13-2023-28

Накопитель холодных и очень холодных нейтронов

Предложена схема зеркального кольцевого накопителя холодных и очень холодных нейтронов. Получены соотношения для расчета параметров накопителя, плотности потока и времени удержания нейтронов в накопителе. Показано, что факторы выигрыша плотности потока и времени удержания нейтронов в накопителе могут достигать и даже превышать 100. Рассмотрены экспериментальные возможности создания накопителя и его использования в физических исследованиях.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2023

Nikitenko Yu. V.

P13-2023-28

Accumulator of Cold and Very Cold Neutrons

Circle mirror accumulator of cold and very cold neutrons for neutron source is proposed. The relations are obtained for calculating of accumulator parameters, neutron current density and hold time. It is shown the gain factors for current density and hold time can achieve a hundred. Some possibilities of creating and using an accumulator in physical investigations are considered.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2023

ВВЕДЕНИЕ

В нейтронной физике имеется ряд задач фундаментального характера. К ним относятся, например, определение времени жизни нейтрона [1, 2] и вероятности трансформации нейтрона в зеркальный нейтрон [3–7]. Очевидно, что каждая из этих задач требует отдельного рассмотрения, но их объединяют две общие проблемы — получение большого потока нейтронов и большого времени нахождения (удержания) нейтронов в измерительной установке. Поскольку современные источники нейтронов практически достигли своего технологического предела в повышении излучаемого потока, то актуальным является создание накопителя нейтронов, в котором и плотность потока, и время удержания могли бы быть увеличены. Рассмотрению вопроса создания накопителя нейтронов и решения на нем некоторых задач посвящена данная статья.

Актуальность задачи для ОИЯИ обусловлена тем, что в ОИЯИ начато проектирование нового периодического импульсного реактора ИБР-3 [8], который должен заменить действующий реактор ИБР-2, срок эксплуатации которого заканчивается в 2042 г. Реактор ИБР-3 ориентирован на получение предельных для данного типа источников потоков нейтронов на выведенных пучках, превышающих на порядок потоки ИБР-2 и сравнимых с таковыми на строящемся в Швеции сверхмощном импульсном источнике нейтронов ESS на базе протонного ускорителя.

Вопрос о накоплении и удержании нейтронов в ограниченном пространстве имеет давнюю историю [9–17], главным образом в связи с экспериментами по измерению времени жизни нейтрона и его электрического дипольного момента (ЭДМ) с использованием ультрахолодных нейтронов (УХН). В свое время предложение Ф. Л. Шапиро использовать УХН для измерения ЭДМ нейтрона было связано с возможностью их удерживать в установке вплоть до времени жизни по отношению к β -распаду, благодаря чему возрастала чувствительность измерений энергии взаимодействия нейтрона с исследуемым силовым полем. Потоки холодных нейтронов (ХН, $\lambda = 10\text{--}50 \text{ \AA}$) и очень холодных нейтронов (ОХН, $\lambda = 50\text{--}500 \text{ \AA}$) больше потока УХН. Так, например, поток ХН и ОХН с длиной волны 10 и 100 \AA , соответственно, в 4500 и 45 раз превышает поток УХН с длиной волны 666 \AA . При накоплении ХН и ОХН от импульсного источника их

плотность потока можно увеличить на два порядка. Если при этом время удержания ХН и ОХН приблизить к времени удержания УХН, то они могут стать реальной альтернативой УХН при решении как задач физики твердого тела, так и фундаментальных задач. Отметим, что на перспективы использования ХН в исследованиях конденсированной среды указано в работах [18, 19].

В данной статье рассмотрен кольцевой зеркальный накопитель с материальными стенками, в который ХН и ОХН «накачиваются» от импульсного источника и удерживаются в нем благодаря многократным зеркальным отражениям от стенок накопителя. Попавшие от источника в кольцевой накопитель нейтроны совершают в нем несколько оборотов. В результате их плотность и плотность потока нейтронов, а также время удержания возрастают.

1. ЗЕРКАЛЬНЫЙ КОЛЬЦЕВОЙ НАКОПИТЕЛЬ

1.1. Об удержании и накоплении нейтронов. Зельдович [9] показал, что нейтроны могут храниться в замкнутом сосуде. Владимирский [10] рассмотрел хранение холодных нейтронов в объеме, ограниченном магнитными зеркалами. И. М. Матора [11] рассмотрел конкретные магнитные системы для кольцевого накопителя нейтронов. Уже в первой работе по наблюдению УХН [12] был сделан вывод о возможности их хранения. В [16, 17] описывается магнитное накопительное кольцо для ОХН и эксперимент с ним по измерению времени жизни нейтрона. В [15] рассмотрен вопрос о накоплении УХН от импульсного источника в ловушке с затвором. Ф. Л. Шапиро [15] установил, что фактор плотности потока, который есть отношение средней плотности потока нейтронов в накопителе j к средней плотности потока j_0 на входе в ловушку, определяется соотношением

$$K_j = j/j_0 = S_{en}/[S_{en}\tau_{en}/T + \mu_w(\Sigma - S_{en} - S_{ex}) + S_{ex}], \quad (1)$$

где τ_{en} — длительность открытого состояния входного окна (затвора) накопителя, T — период действия источника нейтронов, S_{en} — площадь входного окна, S_{ex} — площадь выходного окна, μ_w — вероятность поглощения нейтронов при отражении от стенки накопителя, Σ — общая площадь внутренней поверхности накопителя.

В (1) не учтены вероятность поглощения нейтронов в закрытом затворе μ_{sh} и вероятность β -распада нейтрона, определяемая постоянной времени τ_d . Максимальное значение фактора K_j равно T/τ_{en} при выполнении соотношений

$$\begin{aligned} S_{en}(\tau_{en} + \mu_{sh}(T - \tau_{en}))/T &> (S_w\mu_w + S_{ex}), \\ S_{en}(\tau_{en} + \mu_{sh}(T - \tau_{en}))/T &> \Sigma\tau_{fl}/\tau_d, \quad \tau_{en} > \mu_{sh}(T - \tau_{en}), \end{aligned} \quad (2)$$

где τ_{fl} — время пролета нейтрона между столкновениями со стенками.

Для проекта реактора ИБР-3 при частоте импульсов мощности 10 Гц длительность импульса холодных нейтронов, как предполагается, будет равна 400 мкс. Для максимального значения K_j получаем значение 250.

В настоящее время реализовано магнитное кольцо хранения ОХН [16, 17]. Накопитель нейтронов от импульсного источника, снабженный импульсным затвором, в настоящее время не реализован. На пути реализации накопителя нужно решить технические проблемы. Первая из них — импульсный затвор. Было предложено множество вариантов затвора [20–24]. В [20, 21] рассмотрены ферромагнитные затворы. Эти затворы обладают высоким быстродействием, однако здесь возможны потери нейтронов из-за их деполяризации, адиабатического прохождения между пленками и рассеяния на магнитных неоднородностях. В [22] предложены термомагнитные затворы. Затворы на время запираения не являются магнитными из-за их нагревания выше точки Кюри. Термомагнитные затворы более медленные по сравнению с ферромагнитными. Механический цилиндрический затвор с системой окон был предложен в [23]. Затвор ускорялся до импульса нейтронов и замедлялся после импульса. Затвор приводился в движение мощным 2-кВт шаговым двигателем, на нейтронный пучок затвор так и не был поставлен. В настоящее время практически нет нейтронных экспериментальных данных исследований затворов. Единственная работа здесь — [24], где исследовалась структура с двумя ферромагнитными пленками, имевшими различные значения коэрцитивной силы. Пленки намагничивались взаимно противоположно. Для перпендикулярной пленкам компоненты скорости нейтронов 3–4 м/с минимальное значение коэффициента потерь нейтронов — $\mu_{\text{мин}} = T_{\text{sh}}$, где T_{sh} — пропускание затвора в закрытом состоянии составляло 0,02–0,04.

Вторая проблема связана с доставкой нейтронов в накопитель. В [25] предложена схема накопителя с зеркально отражающими стенками, в которой холодный замедлитель располагается как можно ближе к боковой стенке накопителя и по форме повторяет ее. Благодаря форме замедлителя в накопитель захватываются и накапливаются два противоположно направленных потока нейтронов. Результаты расчетов накопителя представлены здесь.

Наконец, третья проблема связана с потерями нейтронов при столкновениях со стенками накопителя из-за диффузного рассеяния на шероховатостях. В настоящее время вероятность потерь нейтронов из-за диффузного рассеяния составляет 10^{-3} – 10^{-2} , что достаточно много на фоне вероятности поглощения 10^{-5} – 10^{-4} , обусловленной захватом ядрами вещества. Рассмотрим более детально влияние параметров кольцевого накопителя на достижимые плотность потока и время удержания нейтронов в накопителе.

1.2. Схема накопителя. На рис. 1 приведена общая схема накопителя. Данная общая схема реализуется при наличии нескольких входов пучков (или нейтронных пучков) вблизи замедлителя 2, когда кольцо накопителя вместе с замедлителем 4 невозможно расположить вблизи замедлителя 2.

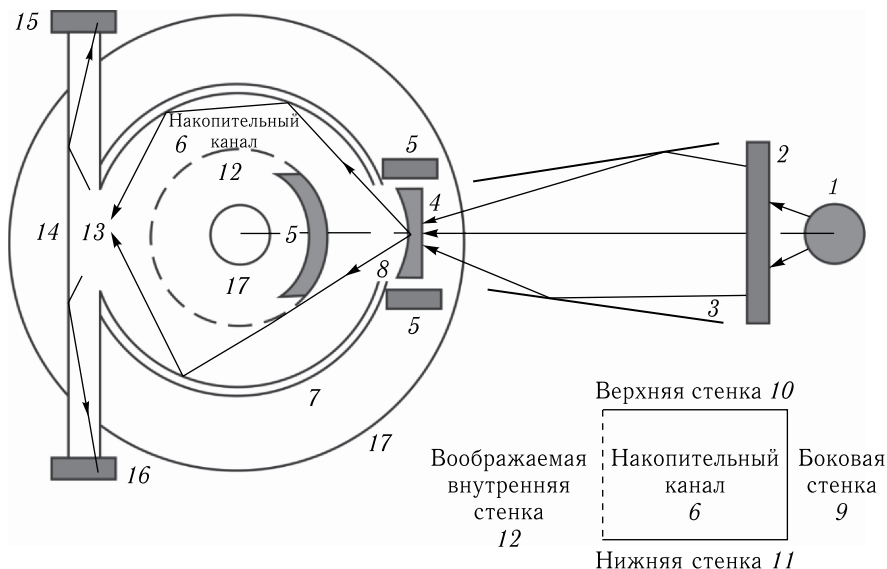


Рис. 1. Схематическое изображение горизонтального сечения кольцевого накопителя с импульсным источником нейтронов: 1 — источник нейтронов; 2 — замедлитель до энергетического диапазона тепловых или надтепловых нейтронов; 3 — входной нейтронпровод; 4 — холодный замедлитель; 5 — отражатель нейтронов; 6 — накопительный канал; 7 — затвор; 8 — входное окно накопителя; 9 — боковая внешняя стенка накопительного канала; 10 — верхняя стенка; 11 — нижняя стенка; 12 — воображаемая внутренняя боковая стенка накопительного канала; 13 — выходное окно накопителя; 14 — выходной нейтронпровод; 15, 16 — спектрометры нейтронов; 17 — вакуумная камера

Для уменьшения временного уширения импульса нейтронов на дистанции между замедлителями замедлитель 2 может быть выполнен из бериллия при температуре 1200 К.

При наличии возможности близкого расположения входа накопителя к замедлителю 2 падающий на замедлитель 4 поток возрастает в связи с увеличением телесного угла видимости замедлителя 2. В этом случае исчезает необходимость в нейтронпроводе 3, а в качестве замедлителя 2 может быть выбрана вода при температуре 293 К.

Накопитель представляет собой кольцо с отражающими материалами (немагнитными) стенками, в котором нейтрон совершает несколько оборотов до его выхода через окна накопителя или распада, поглощения и рассеяния на стенках накопителя.

Тепловые (надтепловые) нейтроны из 2 излучаются в холодный замедлитель 4, находящийся при температуре 25 К. В холодном замедлителе нейтроны вторично замедляются до средней энергии 2 мэВ (длина волны — 4 Å). Из замедлителя 4 нейтроны поступают в накопительный канал 6 через открытый в момент их прохождения затвор 8. Между импульсами

источника нейтронов затвор закрыт, что препятствует выходу нейтронов из накопителя. Холодный замедлитель располагается вплотную к боковой стенке накопителя и по форме повторяет ее. В результате со всей поверхности замедлителя захватываются накопителем два противоположно направленных вдоль окружности кольца потока нейтронов в необходимом для удержания телесном угле. Для повышения выхода холодных нейтронов холодный замедлитель 4 окружен отражателем тепловых нейтронов 5. Нейтронород 3, в зависимости от расстояния между замедлителями, выполняется состоящим из нескольких участков. В качестве материала отдельных участков нейтронорода могут быть использованы бериллий, наночастицы фторированного алмаза [26] и слоистое суперзеркало.

Накопительный канал 6 имеет три материальные стенки — внешнюю боковую 9, верхнюю 10 и нижнюю 11 и воображаемую внутреннюю стенку 12, до которой нейтроны долетают при распространении в канале. Накопленные нейтроны через выходное окно 13 во внешней боковой стенке канала поступают в нейтронород 14, по которому нейтроны распространяются до спектрометров нейтронов 15 и 16. Накопитель находится в вакуумном кожухе 17.

1.3. Распространение нейтронов в накопителе. Поток нейтронов в накопителе состоит из пространственных сгустков нейтронов, образованных отдельными импульсами источника нейтронов. При значительном количестве нейтронных импульсов в накопителе они пространственно перекрываются, образуя квазиоднородное по окружности распределение нейтронов. Для эффективного накопления нейтронов характерное время жизни нейтронов по отношению к их утечке (захват в ядрах и рассеяние в среде) из канала зеркального отражения τ_f/μ , где τ_f — время пролета нейтрона между столкновениями со стенками, μ — вероятность утечки нейтронов из канала зеркального отражения, должно быть сравнимо с временем жизни нейтрона по отношению к β -распаду τ_d . Эффективность накопления также определяется временем открытого состояния входного окна накопителя, которое выбирается равным разности времен Δt прохождения затвора нейтронами из необходимого интервала длин волн $\Delta\lambda = \lambda_{\max} - \lambda_{\min}$.

При зеркальном отражении в накопителе достаточно иметь две стенки — боковую внешнюю и нижнюю. При отсутствии верхней стенки накопителя высота траектории нейтрона и время между столкновениями с нижней стенкой максимальны и определяются только вертикальной компонентой скорости.

Мы будем использовать локальную (в данной точке внешней боковой стенки) систему координат X, Y, Z и связанную с ней сферическую систему X, θ, ϕ (рис. 2). Ось X направлена перпендикулярно боковой стенке, ось Y — перпендикулярно верхней и нижней стенкам, ось Z — по касательной к боковой стенке.

Для компонент скорости имеем $V_x = V^* \sin(\theta_{g1})$, $V_y = V \cos(\theta_{g1}) \sin(\phi)$ и $V_z = V \cos(\theta_{g1}) \cos(\phi)$, где θ_{g1} — угол скольжения на боковой стенке

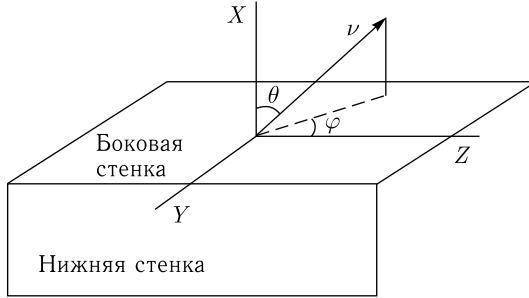


Рис. 2. Сферическая и прямоугольная системы координат. Ось Z направлена по окружности боковой стенки накопителя

в плоскости ZX ; ϕ — угол, отсчитываемый от оси Z в плоскости ZY . Длина пробега в плоскости ZX между столкновениями с боковой стенкой накопителя l_g определяется радиусом накопителя R_a и углом скольжения нейтрона θ_{g1}

$$l_g = 2R_a \sin(\theta_{g1}) \quad (3)$$

Ширина канала в направлении по радиусу накопителя, занимаемого траекторией нейтрона, составляет

$$S_a = R_a(1 - \cos(\theta_{g1})). \quad (4)$$

Для времени пробега в горизонтальном направлении между столкновениями нейтрона с боковой стенкой имеем

$$\tau_g = l_g / (v_x^2 + v_z^2)^{1/2}. \quad (5)$$

Время пробега в вертикальном направлении в случае отражения только от одной нижней стенки накопителя τ_v определяется перпендикулярной компонентой скорости на нижней стенке v_{yd} и ускорением свободного падения в поле гравитации Земли g :

$$\tau_v = 2v_{yd}/g. \quad (6)$$

Например, для $v_{yd} = 5,7$ м/с (критическое значение для меди) имеем $\tau_v = 1,16$ с.

Высота траектории нейтрона h и пробег нейтрона между столкновениями с нижней стенкой l_v есть

$$h = l_v/2 = g(\tau_v/2)^2/2 = g(v_{yd}/g)^2/2 = v_{yd}^2/2g. \quad (7)$$

При $v_{yd} = 5,7$ м/с имеем $h = 1,64$ м.

В накопителе с нижней и верхней стенками и расстоянием между ними H_a время пробега есть

$$\tau_v = v_{yd}/g - ((v_{yd}/g)^2 - 2H_a/g)^{1/2} = -v_{yu}/g + ((v_{yu}/g)^2 + 2H_a/g)^{1/2}, \quad (8)$$

где $v_{yd}(v_{yu})$ — значение перпендикулярной компоненты скорости на нижней (верхней) стенке, $v_{yu} \geq 0$, $v_{yd} \geq (2H_{ag})^{1/2}$.

1.4. Плотность нейтронов и плотность их потока в накопителе.

Получим выражения для захватываемого, накапливаемого и выходящего из накопителя потока нейтронов. Будем полагать, что поток нейтронов в замедлителях соответствует максвелловскому распределению $j(\lambda)d\lambda \sim T^{-3/2} \exp(-mv^2/2kT)\lambda^{-5}d\lambda$. Пусть средняя по времени плотность потока тепловых нейтронов в первом замедлителе в телесный угол 4π , находящемся при комнатной температуре $T_{m1} = 293$ К, есть $J_{m1} \equiv 2 \times 10^{14}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$. Из теоремы Лиувилля следует, что плотность потока нейтронов в единице фазового объема $1 \text{ \AA} \cdot \text{рад} \cdot \text{см}^2$ есть константа. Падающий на единицу площади второго замедлителя поток нейтронов сосредоточен в телесном угле $\Omega_1 = S_{m1}/L_{12}^2$, где S_{m1} — площадь поверхности первого замедлителя, L_{12} — расстояние между замедлителями, и поэтому в $4\pi/\Omega_1$ меньше потока в первом замедлителе. Во втором замедлителе нейтроны продолжают замедляться, так что поток холодных нейтронов оказывается также в $4\pi/\Omega_1$ раз меньше значения, которое было бы в первом замедлителе при температуре второго замедлителя T_{m2} . Для плотности потока нейтронов во втором замедлителе имеем

$$j_{m2} = 2(\Omega_1/4\pi) J_{m1}(T_{m2}/T_{m1})^{1/2}(\lambda_{m2}^4/\lambda^5) \exp(-\lambda_{m2}^2/\lambda^2). \quad (9)$$

Для захватываемой накопителем из холодного замедлителя плотности X -компоненты потока j_{en} в телесный угол $\Omega_2 = 4 \int \sin(\theta) d\theta \int d\phi$ (в двух направлениях вдоль окружности накопителя и в двух направлениях вверх и вниз) имеем

$$\begin{aligned} j_{\text{en}} &= (\tau_{\text{en}}/\tau_s)(1/\pi) \iint j_{m2}(\lambda) \sin(\theta) \cos(\theta) d\theta d\phi = \\ &= (\tau_{\text{en}}/\tau_s)(1/\pi) \iint j_{m2}(\lambda) \sin(\theta_{\text{gl}}) \cos(\theta_{\text{gl}}) d\theta_{\text{gl}} d\phi, \quad (10) \end{aligned}$$

где τ_s — длительность импульса холодных нейтронов, τ_{en} — длительность открытого состояния входного окна накопителя.

Интегрирование по θ_{gl} происходит в интервале $0-\theta_c$, где $\theta_c = \lambda k_v/2\pi$ — критическое значение угла, $k_v = (2mV)^{1/2}/\hbar$, V — реальная часть потенциала взаимодействия. По ϕ интегрирование производится в интервале $0-\theta_c$. В результате получаем

$$j_{\text{en}} = (\tau_{\text{en}}/\tau_s)(1/2\pi) j_{m2}(\lambda) \theta_c \sin^2(\theta_c). \quad (11)$$

Для количества нейтронов в накопителе к моменту времени $t = nT$, где n — число импульсов источника нейтронов, имеем

$$N_a(t, \lambda) = (\tau_{\text{en}}/\tau_s)(S_{\text{en}}T/2\pi) P(t, \lambda, \mu_a, \tau_d) j_{m2}(\lambda) \theta_c \sin^2 \theta_c, \quad (12)$$

где $P(t = nT, \lambda, \mu_a, \tau_d) = \sum_{j=1, n} R_a^m \times \exp(-jT/\tau_d)$, $m = j \times k$ — число отражений за j периодов действия источника, $k = T/\tau_f$ — число отражений нейтрона за время одного периода действия источника, $R = 1 - \mu_a$ — средний в периоде действия источника нейтронов коэффициент отражения от стенок накопителя, $\mu_a = (s_w \mu_w + s_{ex} + s_{en}(\tau_{en} + \mu_{sh}(T - \tau_{en}))/T$ — средний в периоде действия источника нейтронов коэффициент поглощения нейтронов в накопителе, $s_w = (\Sigma - S_{ex} - S_{en})/\Sigma$, $s_{ex} = S_{ex}/\Sigma$, $s_{en} = S_{en}/\Sigma$. Коэффициенты поглощения μ_w и μ_{sh} являются средними взвешенными и рассчитываются по соотношению $\mu = (\mu_g \tau_v + \mu_v \tau_g)/(\tau_v + \tau_g)$, где μ_g — коэффициент поглощения нейтронов в боковой стенке, μ_v — средний для верхней и нижней стенок коэффициент поглощения нейтронов. Время пробега τ_f также является средней взвешенной величиной и рассчитывается по соотношению $\tau_{\Pi} = \tau_g \tau_v / (\tau_g + \tau_v)$, где τ_g — время пробега между столкновениями с боковой стенкой при движении нейтрона в плоскости XZ , τ_v — время пробега между столкновениями с верхней и нижней стенками при движении нейтрона вдоль оси Y . Для коэффициентов поглощения при однократном отражении имеем $\mu_{g,v} = 1 - R_{g,v}$, где $R_{g,v}$ есть коэффициенты отражения нейтронов от соответствующих стенок. При записи (11) мы считаем, что импульс нейтронов в замедлителе является дельта-функцией. Это приближение неплохо выполняется. Для плотности n_a и плотности потока j нейтронов в направлении перпендикулярно (\perp) поверхности накопителя имеем

$$n_a(t, \lambda) = (1/V_a)(\tau_{en}/\tau_s)(S_n T/2\pi) P(t, \lambda, \mu_a, \tau_d) j_{m2}(\lambda) \theta_c \sin^2 \theta_c, \quad (13a)$$

$$j_a(t, v_{\perp}) = (v_{\perp}/V_a)(\tau_{en}/\tau_s)(S_n T/2\pi) P(t, \lambda, \mu_a, \tau_d) j_{m2}(\lambda) \theta_c \sin^2(\theta_c), \quad (13б)$$

где V_a — объем накопителя.

Для выходящего потока нейтронов из окна в боковой стенке площадью S_{ex} имеем $J_{ex} = S_{ex} j_a$.

Выражения (12), (13) являются динамическими. Они позволяют проследить временную зависимость процесса накопления как после начала подачи импульсов от источника нейтронов, так и после ее прекращения. С течением времени после начала подачи импульсов процесс накопления выходит на насыщение, параметры которого описываются соотношением, аналогичным полученному Ф. Л. Шапиро.

1.5. Факторы плотности нейтронов и потока нейтронов. Фактор плотности потока есть отношение плотности потока в накопителе к плотности потока в замедлителе

$$K_j = j_a/j_{en} = (TS_{en}v_{\perp}/V_a)P = (T/\tau_{\Pi})(S_{en}/\Sigma)P, \quad (14)$$

где $\tau_{\Pi} = V_a/v_{\perp}\Sigma$.

При зеркальном отражении нейтронов от стенок накопителя с прямоугольным сечением накопительного канала телесный угол пучка нейтронов сохраняется (соотношение между компонентами потока не изменяется). В этом случае поток нейтронов J_{ex} через окно площадью S_{ex} в боковой

стенке накопителя (входное окно также находится в боковой стенке накопителя) есть

$$J_{\text{ex}} = S_{\text{ex}} j_a. \quad (15)$$

Рассмотрим более подробно факторы накопления и плотности потока. Члены суммы в выражении (12) для P образуют затухающий ряд геометрической прогрессии. После суммирования имеем

$$P(t) = R^k \exp(-T/t_d)(1 - R^{n \times k} \exp(-nT/\tau_d))/(1 - R^k \exp(-T/\tau_d)). \quad (16)$$

При небольших значениях времени накопления ($nT/\tau_d < 1$) и при малых значениях $\mu_a < 1$ используем приближенные соотношения $R^{nk} \approx 1 - n\mu_a k$ и $\exp(-nT/\tau_d) \approx 1 - nT/\tau_d$, после чего получим для $P(t)$ линейную зависимость от числа импульсов

$$P(t = nT) = n. \quad (17)$$

В случае бесконечного времени накопления ($t = \infty$) получим

$$P_\infty = R^k \exp(-T/\tau_d)/(1 - R^k \exp(-T/\tau_d)). \quad (18)$$

В случае бесконечного времени накопления ($t = \infty$) при малых значениях $T/\tau_d < 1$ и $\mu_a < 1$ получим

$$P_\infty = f/(1/\tau_d + \mu_a/\tau_{\text{н}}). \quad (19)$$

Из (19) видно, что количество нейтронов в накопителе пропорционально частоте источника. Это имеет место при фиксированном количестве нейтронов в импульсе, т.е. когда средний поток источника пропорционален частоте. При фиксированном среднем потоке источника количество нейтронов в импульсе обратно пропорционально частоте источника и количество накопленных нейтронов становится не зависящим от частоты.

Теперь подставим в (19) выражение для $\mu_a = s_w \mu_w + s_{\text{ex}} + s_{\text{en}}(\tau_{\text{en}} + \mu_{\text{sh}}(T - \tau_{\text{en}}))/T$ и получим

$$P_\infty = f/[1/\tau_d + (s_w \mu_w + s_{\text{ex}} + s_{\text{en}}(\tau_{\text{en}} + \mu_{\text{sh}}(T - \tau_{\text{en}}))/T)/\tau_{\text{н}}]. \quad (20)$$

Рассмотрим следующие важные условия:

$$\begin{aligned} s_{\text{en}}(\tau_{\text{en}} + \mu_{\text{sh}}(T - \tau_{\text{en}}))/T &> (s_w \mu_w + s_{\text{ex}}), \\ s_{\text{en}}(\tau_{\text{en}} + \mu_{\text{sh}}(T - \tau_{\text{en}}))/T &> \tau_{\text{н}} \tau_d, \quad \tau_{\text{en}} > \mu_{\text{sh}}(T - \tau_{\text{en}}), \end{aligned} \quad (21)$$

Условия (21) соответствуют тому, что вероятность поглощения нейтронов во входном окне (открытом затворе) превышает вероятности поглощения в стенках накопителя, в выходном окне накопителя, в закрытом затворе, а также вероятность распада нейтронов. Имеем при выполнении (21)

$$P_\infty = \tau_{\text{н}}/\tau_{\text{en}}(\Sigma/S_{\text{en}}), \quad K_{j,\infty} = (T/\tau_{\text{en}}). \quad (22)$$

Далее следует вывод, что если выполняется (21), то при $\tau_{\text{en}} < \tau_s$ поток в накопителе остается таким же, как при $\tau_{\text{en}} = \tau_s$. Действительно, при уменьшении τ_{en} пропорционально уменьшается входящий в накопитель

поток, но пропорционально возрастает фактор плотности потока. В результате величина накапливаемого потока не изменяется. Существенным для понимания процесса накопления является анализ величины фактора потока $K_{J,\infty} = K_{j,\infty} S_{\text{ex}}/S_{\text{en}}$, который есть отношение выходящего потока к входному. Используя (22), имеем

$$K_{J,\infty} = (T/\tau_{\text{en}})(S_{\text{ex}}/S_{\text{en}}). \quad (23)$$

Из (21) следует $S_{\text{ex}}/S_{\text{en}} < \tau_{\text{en}}/T$, что приводит к соотношению

$$K_{J,\infty} \leq 1. \quad (24)$$

Таким образом, из (22) и (24) следует, что в накопителе может возрасти плотность потока по сравнению с плотностью потока во входном окне и практически не изменяется поток через выходное окно по сравнению с потоком через входное окно накопителя. Очевидно, что для фиксированного значения S_{en} при увеличении объема накопителя или площади выходного окна S_{ex} фактор плотности потока уменьшается. Однако время нахождения нейтронов в накопителе $T_a(\lambda)$ (время удержания нейтронов накопителем) при этом может возрастать:

$$T_a(\lambda) = T \Sigma_{k=1,\infty} k \times j_a(\lambda, kT) / \Sigma_{k=1,\infty} j_a(\lambda, kT). \quad (25)$$

Время удержания T_a определяет эффект воздействия на нейтроны силового поля (магнитного, гравитационного, ядерного и так далее), присутствующего в накопителе. Можно показать, чтобы измерить энергию взаимодействия силового поля с нейтроном U с точностью ΔU , необходимое время измерений при регистрации нейтронов (находится из равенства определяемого взаимодействия счета нейтронов его статистической ошибке) составит

$$t = J \hbar^2 / (\Delta J \times \Delta U \times T_a)^2 \propto 1 / (J \times T_a^2), \quad (26)$$

где J — поток нейтронов, $\Delta J \propto J$ — изменение потока, вызываемое ΔU , \hbar — постоянная Планка.

Из (26) следует более сильная по сравнению с зависимостью от потока нейтронов зависимость времени измерения от времени удержания нейтронов в накопителе. Определим теперь выигрыш в факторе накопления импульсного источника $P_{\infty,p}$ по сравнению с непрерывно действующим $P_{\infty,c}$ источником $\xi_p = P_{\infty,p}/P_{\infty,c}$. Для этого для непрерывно действующего источника используем соотношение $\tau_{\text{en}} = T$, в результате получим

$$\xi_p = 1 + \frac{[1 - f(\tau_{\text{en}} + \mu_{\text{sh}}(T - \tau_{\text{en}}))]}{[[1/(f_{\text{fl}}\tau_d) + (s_w\mu_w + s_{\text{ex}})]/s_{\text{en}} + f(\tau_{\text{en}} + \mu_{\text{sh}}(T - \tau_{\text{en}}))]}, \quad (27)$$

где $f_{\text{fl}} = 1/\tau_{\text{fl}}$.

Выражение (26) переходит в полученное Ф. Л. Шапиро выражение, если использовать принятые Ф. Л. Шапиро допущения $\mu_{\text{sh}}(T - \tau_{\text{en}}) = 0$ и $\tau_d = \infty$. В этом случае исчезает и отсутствующая в формуле Шапиро зависимость от частоты соударений f_{fl} , но остается зависимость от частоты источника f . Для определенных выше параметров накопителя

и реактора ИБР-3 получим $\xi_p = 1 + 1/(0,3) = 4,33$. С другой стороны, при $s_{en} > (s_w\mu_w + s_{ex})$ и $s_{en} > \tau_{fl}/\tau_d$ имеем для непрерывного источника нейтронов

$$P_{\infty,c} = \tau_{fl}/T \times \Sigma/S_{en} \quad \text{и} \quad K_{j,\infty,c} = 1. \quad (28)$$

Для факторов ξ_p и ξ_k от использования с накопителем импульсного источника по сравнению с непрерывно действующим источником в этом предельном случае ($t = \infty$, $s_{en} > (s_w\mu_w + s_{ex})$ и $s_{en} > \tau_{fl}/\tau_d$) получим

$$\xi_p = P_{\infty,p}/P_{\infty,c} = T/\tau_{en} \quad \text{и} \quad \xi_k = K_{j,\infty,p}/K_{j,\infty,c} = T/\tau_{en}. \quad (29)$$

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ НАКОПИТЕЛЯ

2.1. Замедлители нейтронов. В реальных условиях, когда существует несколько нейтронных каналов, достаточно сложно разместить кольцо накопителя вблизи активной зоны. Радиационный фон на затворе также достаточно большой, что может приводить к его быстрому выходу из строя. В этом случае может быть реализована схема с горячим замедлителем вблизи активной зоны и холодным замедлителем на некотором расстоянии от горячего замедлителя. В такой геометрии на дистанции между замедлителями происходит значительное уширение импульса нейтронов, что, в свою очередь, приводит к уменьшению фактора плотности потока. Действительно, среднеквадратичное время вылета нейтронов δt из холодного замедлителя определяется временем движения рефлектора у активной зоны $2t_{ref}$, среднеквадратичным временем термализации нейтронов в горячем δt_T и холодном δt_x замедлителях и среднеквадратичным значением разброса времени пролета δt_d нейтронами расстояния L_{12} между замедлителями, которое обусловлено среднеквадратичным изменением скорости нейтронов δv :

$$\delta t = (t_{ref}^2 + \delta t_T^2 + \delta t_x^2 + \delta t_d^2)^{1/2}, \quad (30)$$

где $\delta t_d = L_{12}\delta v/v_{max}^2$.

Приведем значения δt_T^2 и δt_x^2 для разных замедлителей. В табл. 1 приведены значения δt_T для замедлителя из бериллия при 1200 К и замедлителя из H_2O при 293 К, а также значения δt_x для холодного замедлителя из мезитилена и жидкого водорода при 25 К. Расчеты спектров нейтронов в холодных замедлителях при 20–25 К приведены в [27]. Для расчетов δt_T и δt_x были использованы соотношения теории нестационарного замедления

Таблица 1. Значения τ_T для замедлителя из бериллия и H_2O

Замедлитель	T , К	δt_T , мкс	δt_x , мкс
Бериллий	1200	18	—
H_2O	293	2,9	—
Мезитилен	25	—	72
Водород	25	—	5,4

Таблица 2. Времена $\tau_{\text{ен}}(L_{12} = 0,3 \text{ м})$ и $\tau_{\text{ен}}(L_{12} = 3 \text{ м})$ для теплого (горячего) замедлителя из H_2O и Be и холодного замедлителя из H_2 и C_9H_{12} (мезитилен). Среднеквадратичное значение времени вылета нейтронов из первого замедлителя принято равным $0,2 \text{ мс}$

Теплый (горячий) замедлитель	Холодный замедлитель	$\tau_{\text{ен}}(L_{12} = 0,3 \text{ м}),$ мс	$\tau_{\text{ен}}(L_{12} = 3 \text{ м}),$ мс
$\text{H}_2\text{O}, T = 293 \text{ К}$	$\text{H}_2, T = 25 \text{ К}$	0,49	0,98
$\text{H}_2\text{O}, T = 293 \text{ К}$	Мезитилен, $T = 25 \text{ К}$	0,51	0,98
$\text{Be}, T = 1200 \text{ К}$	$\text{H}_2, T = 25 \text{ К}$	0,42	0,58
$\text{Be}, T = 1200 \text{ К}$	Мезитилен, $T = 25 \text{ К}$	0,44	0,60

и термализации нейтронов, элементы которой приведены и использовались в работе [28].

Как видно, для бериллия δt_T в шесть раз больше значения, чем для воды. Для ИБР-3 $t_{\text{реф}}$ оценивается величиной 200 мкс . δt_x для мезитилена в 13 раз больше значения для водорода. Рассмотрим теперь δt_d . Предполагаем, что в замедлителях реализуется максвелловский спектр потока нейтронов. В этом случае можно получить соотношение

$$\delta v/v_{\text{max}}^2 = 0,405/v_{\text{max}} \sim T_{m1}^{-1/2}, \quad (31)$$

где $v_{\text{max}} = 2\pi\hbar/(m\lambda_0(2/5)^{1/2})$, $\lambda_0 = (2/m)^{1/2}\pi\hbar/(k_B T_{m1})^{1/2}$, m — масса нейтрона, T_{m1} — температура первого замедлителя, \hbar — постоянная Планка, k_B — постоянная Больцмана. Примем значения $L_{12} = 0,3$ и 3 м . При $L_{12} = 0,3 \text{ м}$ поток нейтронов в 100 раз больше, чем при $L_{12} = 3 \text{ м}$. Для бериллиевого замедлителя со скоростью в максимуме потока $v_{\text{max}} = 5810 \text{ м/с}$ ($\lambda_{\text{max}} = 0,56 \text{ \AA}$) имеем $\delta t_d(\text{Be}, L_{12} = 0,3 \text{ м}) = 66 \text{ мкс}$ и $\delta t_d(\text{Be}, L_{12} = 3 \text{ м}) = 209 \text{ мкс}$. В случае замедлителя из воды $v_{\text{max}} = 2870 \text{ м/с}$ ($\lambda_{\text{max}} = 1,14 \text{ \AA}$), и получим $\delta t_d(\text{H}_2\text{O}, L_{12} = 0,3 \text{ м}) = 140 \text{ мкс}$ и $\delta t_d(\text{H}_2\text{O}, L_{12} = 3 \text{ м}) = 443 \text{ мкс}$. В табл. 2 представлены значения $\tau_{\text{ен}}(L_{12} = 0,3 \text{ м}) = 2\delta t(L_{12} = 0,3 \text{ м})$ и $\tau_{\text{ен}}(L_{12} = 3 \text{ м}) = 2\delta t(L_{12} = 3 \text{ м})$ для горячего и холодного замедлителей.

Из данных табл. 2 следует, что тип холодного замедлителя мало влияет на значение $\tau_{\text{ен}}$ (разница составляет 4–5% при $L_{12} = 0,3 \text{ м}$ и 0–3% при $L_{12} = 3 \text{ м}$). С увеличением L_{12} с $0,3$ до 3 м значение $\tau_{\text{ен}}$ возрастает в 2 раза до $0,98 \text{ мс}$ для теплого замедлителя из H_2O и в 1,4 раза до $0,58$ – $0,6 \text{ мс}$ для горячего замедлителя из Be . При этом с увеличением L_{12} выигрыш от использования замедлителя из Be возрастает по сравнению с замедлителем из H_2O .

2.2. Импульсные затворы. К взаимному расположению входного окна накопителя, затвора и холодного замедлителя предъявляются жесткие требования. Они состоят в обеспечении открытым затвором максимального пропускаемого через входное окно накопителя потока нейтронов и минимального поглощения нейтронов в закрытом входном окне (в затворе). Для

вероятности поглощения нейтронов в закрытом входном окне $\mu_{\text{ен}}$ должны выполняться два условия. Первое условие состоит в том, что интегральная по времени вероятность поглощения в закрытом входном окне $\mu_{\text{ен}}(T - \tau_{\text{ен}})$ должна быть меньше интегральной вероятности поглощения нейтронов в открытом входном окне $\tau_{\text{ен}}$ (вероятность поглощения в открытом входном окне принята равной единице). Второе условие состоит в том, что интегральная по времени и площади вероятность поглощения в закрытом окне $\mu_{\text{ен}}S_{\text{ен}}(T - \tau_{\text{ен}})$ должна быть меньше вероятности поглощения в стенках и выходном окне $((\Sigma - S_{\text{ен}} - S_{\text{ex}})\mu_w + S_{\text{ex}})T$. Сделаем оценки. Полагая, как в проекте ИБР-3, $\tau_{\text{ен}} = 0,4$ мс, $T = 0,1$ с, $S_{\text{ен}} = 0,1$ м² и $\mu_w = 10^{-4}$ получим из первого условия $\mu_{\text{ен}} \leq 4 \cdot 10^{-3}$. При $\mu_{\text{ен}} = 4 \cdot 10^{-3}$ из второго условия получим для площади внутренней поверхности накопителя $\Sigma \geq \mu_{\text{ен}}S_{\text{ен}}/\mu_w = 4$ м². Для цилиндрического накопительного канала имеем $\Sigma = 2\pi R_a(H_a + 2D_a)$, где H_a — высота накопительного канала, D_a — ширина верхней (нижней) стенки. Если принять для минимальной длины волны нейтронов значение 100 \AA , то $D_a = R_a\theta^2/2 = 0,04R_a$ ($\theta = 0,144\lambda$ (\AA)) для стенки из меди), при $H_a = 0,4$ м имеем минимальное значение радиуса накопительного канала $R_{\text{мин}} = 1,3$ м.

2.2.1. Ферромагнитный затвор. Ферромагнитный затвор наиболее быстродействующий из всех предложенных. На рис. 3, а показана эквивалентная схема взаимного расположения холодного замедлителя 1, стенки накопителя 2 и пленочного ферромагнитного затвора 3. Затвор 3 достаточно тонкий, толщиной $h_{\text{sh}} \approx 1$ мкм. Внешняя поверхность затвора 2 является продолжением внутренней поверхности отражающей нейтроны боковой стенки накопителя. В этом случае вероятность поглощения в закрытом окне $\mu_{\text{ен}}$ равна вероятности поглощения в затворе μ_{sh} . Поток из замедлителя в накопитель определяется расстоянием d (см. рис. 3, а) от поверхности замедлителя до внутренней поверхности накопительного канала. Пусть направления А и В распространения нейтронов из точек замедлителя М и N соответствуют критическому углу скольжения θ_c ,

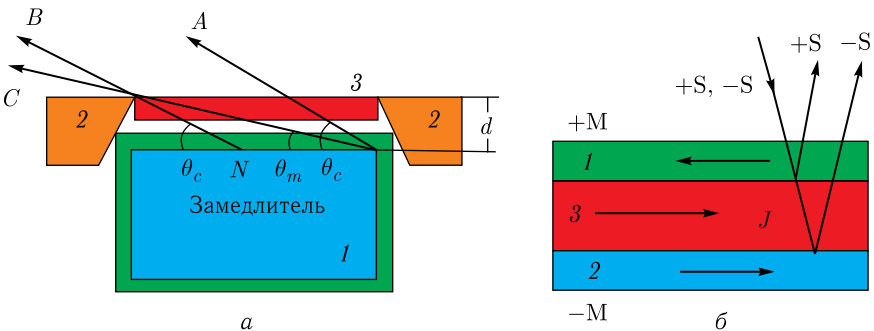


Рис. 3. Эквивалентная схема взаимного расположения холодного замедлителя 1, стенки накопителя 2 и затвора 3 (а). Затвор из трех слоев (б): 1 и 2 — ферромагнитные слои, 3 — немагнитный проводящий ток слой

определяемому материалом стенок накопителя. Для точки М диапазон углов скольжения составляет от θ_m (направление С) до θ_c (направление С), в то время как для точки N (направление В с углом скольжения θ_c) диапазон равен нулю. В результате светящая площадь замедлителя меньше площади входного окна накопителя и тем существеннее, чем больше расстояние d между поверхностями замедлителя и стенки накопителя. Уменьшение светящей площади соответствует уменьшению потока нейтронов из замедлителя в накопитель. Для фактора уменьшения площади излучающей поверхности (фактора уменьшения потока) имеем $\chi = (L_{en} - 2d/\text{tg}(\theta_{gl}))(H_{en} - 2d/\text{tg}(\varphi))/(L_{en}H_{en})$, где L_{en} — длина входного окна по окружности, H_{en} — высота входного окна. Фактор χ уменьшается при уменьшении длины волны нейтронов. Например, при $L_{en} = H_{en} = 30$ см, $d = 3$ мм (толщина стенки камеры холодного замедлителя — 2 мм) и длине волны нейтронов 100 \AA фактор площади равен 0,74, а при 14 \AA уже становится равным нулю.

Рассмотрим затвор в виде трехслойной структуры (рис. 3, б), в которой два ферромагнитных слоя 1 и 2, намагниченных взаимно противоположно, разделены немагнитным металлическим слоем 3, например из алюминия, по которому пропускается электрический ток. В открытом состоянии затвора пленки намагничиваются внешним магнитным полем от соленоида с током, направленным в плоскости слоев. Структуру проходят нейтроны в минусовом спиновом состоянии (в направлении намагниченности ферромагнитных слоев), и отражаются от нее нейтроны в плюсовом состоянии. В закрытом состоянии пропускается электрический ток в направлении в плоскости структуры в основном через слой 3. Магнитное поле соленоида при этом уменьшается. Магнитное поле, создаваемое током в слое 3, направлено на одной ферромагнитной пленке в одном направлении, а на второй — в противоположном. В результате ферромагнитные пленки будут намагничены во взаимно противоположном направлении. Поскольку расстояние между пленками мало, магнитный момент нейтрона будет двигаться между пленками неадиабатически. Другими словами, для одного спинового состояния (определены перед структурой) потенциал будет высоким (отражающим нейтроны) на одном ферромагнитном слое, а для второго спинового состояния — на втором ферромагнитном слое. В результате в закрытом состоянии затвор будет отражать неполяризованные нейтроны, в открытом состоянии — пропускать половину падающих на него нейтронов.

Рассмотрим элементный состав слоев. Средний слой структуры может быть выполнен из ванадия или титана, имеющих отрицательные потенциалы взаимодействия $U(V) = -7,75$ нэВ и $U(Ti) = -49,6$ нэВ. Также средний слой может быть выполнен из алюминия, имеющего достаточно низкий положительный потенциал $U(Al) = 55$ нэВ и небольшое сечение захвата нейтронов ядрами $\sigma(Al, E = 25 \text{ мэВ}) = 231$ мб. Материал кожуха замедлителя и толщина стенки важны для величины потока из замедлителя в накопитель. Недостатком данного затвора является то, что в закрытом состоянии затвора нейтрон в минусовом спиновом состоянии относительно слоя со стороны накопительного канала проходит этот и промежуточный

слои в надбарьерном режиме, который более «поглочительный» по сравнению с подбарьерным режимом отражения нейтронов.

Кобальт имеет подходящие в случае стенки накопителя из меди или стекла магнитно-ядерные потенциалы $U^+ = 166$ нэВ, $U^- = -49$ нэВ ($v = 3$ м/с) и $U = 58,5$ нэВ, но сечение захвата у него большое и равно $\sigma(\text{Co}, E = 25 \text{ мэВ}) = 37,2$ б. В результате вероятность захвата для диапазона скоростей в вакууме $v_{\text{вак}} = 0-5,7$ м/с составляет $\mu_c = N\sigma v = (1,1 - 2,4) \cdot 10^{-1}$ при толщине пленки 1 мкм, что в 27-60 раз больше нашей оценки допустимой вероятности поглощения для затвора $\mu_{\text{ен}} = 4 \cdot 10^{-3}$. Для уменьшения поглощения нейтронов ферромагнитные слои могут быть выполнены из сплава $\text{Fe}_{0,51}/\text{V}_{0,49}$. Для сплава $\text{Fe}_{0,51}/\text{V}_{0,49}$ потенциал для плюс-спинового состояния нейтрона $U^+ = 170$ нэВ, для минус-спинового состояния — $U^-(\text{FeV}) = 25$ нэВ ($v_c^- = 2,2$ м/с, $\eta^- = 8,6 \cdot 10^{-4}$). Для выполнения $\mu_{\text{ен}} \leq 4 \cdot 10^{-3}$ нужно, чтобы толщина ферромагнитного слоя составляла порядка $d_{\text{Fe}} = 0,1$ мкм. Далее в расчетах потоков будет использовано именно это значение d_{Fe} для пленок затвора из сплава $\text{Fe}_{0,51}/\text{V}_{0,49}$.

2.2.2. Термомагнитный затвор. Рассмотрим термомагнитный затвор, выполненный из сплава с содержанием железа 74,4% и кобальта 25,6%, имеющего температуру Кюри 1400 К. Для этого сплава ядерный потенциал равен потенциалу стенок накопителя, принятого равным $U = 170$ нэВ ($v_c = 5,8$ м/с, $\eta = 10^{-4}$). Потенциалы затвора в его ферромагнитном состоянии для плюс- и минус-спиновых состояний нейтрона составляют $U^+ = 296,2$ нэВ и $U^- = 47,4$ нэВ ($v_c^- = 3$ м/с, $\eta^- = 3,74 \cdot 10^{-4}$). При прохождении через затвор-пленку в накопитель импульса нейтронов пленка может намагничиваться, как в случае ферромагнитного затвора, или находится в ненамагниченном состоянии, когда в ней присутствуют примерно в равном количестве ферромагнитные домены с потенциалами 296,2 и 47,4 нэВ. Через пленку в накопительный канал проходят нейтроны в минусовом спиновом состоянии с энергией $E_{\perp}^- > 47,4$ нэВ и в плюсовом с энергией $E_{\perp}^+ > 296,2$ нэВ. Нейтроны в плюсовом состоянии не удерживаются накопителем. Таким образом, проходит затвор половина нейтронов с энергией $E_{\perp} > 47,4$ нэВ. После прохождения импульса нейтронов пленка нагревается выше температуры Кюри, в результате чего пленка имеет ядерный потенциал, равный 170 нэВ. В результате в накопителе будут удерживаться нейтроны с энергией $170 > E_{\perp} > 47,4$ нэВ. Нижняя граница энергетического интервала близка граничной энергии 55 нэВ для алюминия, из которого выполняется кожух холодного замедлителя. В отличие от ферромагнитного затвора, термомагнитный затвор в закрытом состоянии имеет ядерный потенциал, и при отражении от него нейтронов в подбарьерном режиме глубина проникновения нейтрона в затвор составляет порядка только 50 Å. В результате, несмотря на присутствие в сплаве кобальта, вероятность поглощения нейтронов не превышает 10^{-3} . Расстояние d от поверхности затвора до поверхности холодного замедлителя, ограничивающее геометрически входной поток, в принципе, может быть таким же, как в случае ферромагнитного затвора. Оценим время охлаждения

пленки на 100 градусов ниже температуры Кюри. Пусть пленка имеет толщину 1 мкм и при запираании нейтронов в накопителе находится при температуре 1400 К. Для мощности излучения пленки площадью 100 см², находящейся при $T = 1400$ К, имеем 4600 Вт. При этом охлаждение пленки на 100 градусов от парамагнитного до ферромагнитного состояния будет происходить за 8 Дж/2300 Вт ≈ 2 мс. К недостаткам затвора следует отнести высокую мощность излучения затвора, расположенного вблизи холодного замедлителя. Для снижения мощности излучения в 4 раза до 600 Вт можно использовать сплав Fe_{0,85}V_{0,15}, имеющий температуру Кюри 1030 К. Однако в этом случае время охлаждения затвора на 100 градусов увеличится до 5 мс.

2.2.3. Цилиндрический вращающийся затвор. Все предложенные ранее затворы работают в непериодическом импульсном режиме. Затвор для кольцевого накопителя может быть выполнен по аналогии с используемым обычно прерывателем нейтронов в виде непрерывно вращающегося цилиндра с окном для обеспечения входа нейтронов в накопитель. На рис. 4 показана схема накопителя с непрерывно вращающимся кольцевым затвором в виде цилиндра с окном. Затвор изготавливается из отражающего нейтроны немагнитного материала (медь, бериллий, бронза, сталь покрытая немагнитным материалом и т. д.). Окна в накопителе и затворе имеют одинаковые форму и размеры. Длина окон в направлении по окружности накопителя выбирается из соотношения $L_{en} = \tau_{en} f \pi R_a$, где $f = 1/T$. При площади окна S_{en} его высота составляет $H_{en} = S_{en}/L_{en}$. При малых значениях R_a длина окна чрезмерно мала, а высота, наоборот, велика, что не технологично. Так, при $R_a = 2$ м, частоте реактора НЕПТУН $f_s = 10$ Гц, длительности импульса холодных нейтронов 0,56 мс, площади окна $S_{en} = 0,1$ м² получаем $L_{en} \approx 3,5$ см и $H_{en} \approx 2,9$ м. В этой связи вращающийся затвор при частоте источника $f_s = 10$ Гц подходит в случае выполнения соотношения $\tau_s R_a \approx 5-20$ мс · м.

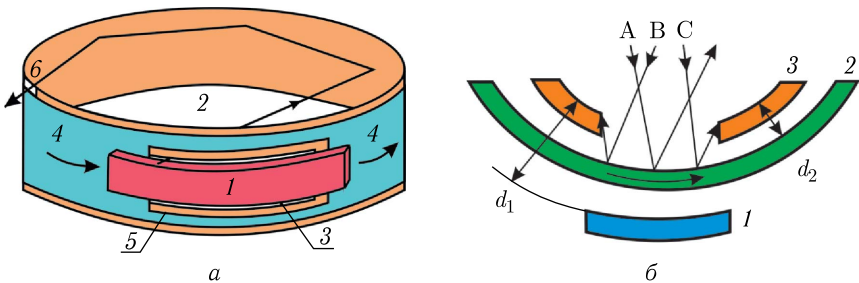


Рис. 4. а) Накопитель с вращающимся механическим затвором: 1 — холодный замедлитель, 2 — накопитель нейтронов (показана боковая стенка), 3 — входное окно накопителя, 4 — затвор, 5 — окно в затворе, 6 — выходное окно накопителя; б) вход в накопитель с механическим затвором: 1 — замедлитель, 2 — вращающийся затвор, 3 — стенка накопителя

Равномерное вращение цилиндрического затвора обеспечивается без больших затрат энергии. Однако затвор имеет существенный недостаток из-за геометрии взаимного расположения стенок накопителя, затвора и холодного замедлителя. Если в рассмотренных ранее ферромагнитном и термомагнитном затворах геометрия входа ограничивала входной поток, то для механического затвора еще дополнительно возрастает вероятность поглощения нейтронов в затворе из-за конечного расстояния d_2 между внутренними поверхностями стенок накопителя и затвора. На рис. 4, б показана схема, демонстрирующая процесс поглощения нейтронов в затворе. Здесь нейтроны, летящие по направлениям В и С, поглощаются. В результате вероятность поглощения нейтронов в закрытом затворе увеличивается. Для фактора уменьшения излучающей площади имеем $(L_{\text{en}} - 2d_1/\text{tg}(\theta_{\text{gl}}))(H_{\text{en}} - 2d_1/\text{tg}(\varphi))/(L_{\text{en}}H_{\text{en}})$. Для вероятности поглощения нейтронов во входном окне при закрытом затворе соответственно $\mu(\theta, \varphi) = (2d_2/\text{tg}(\theta_{\text{gl}}))2d_2/\text{tg}(\varphi)/L_{\text{en}}H_{\text{en}}$. Предположим, что затвор выполнен из меди, для угла скольжения на котором выполняется соотношение $\sin(\theta) = 0,00144\lambda$ (Å). Пусть толщина стенки равна 3 мм, а расстояние между внешней стороной стенки и внутренней стороной затвора равно 1 мм, тогда $d_1 = 4$ мм. Пусть далее радиус накопителя равен $R_a = 5$ м и частота источника $f = 10$ Гц. Полагая время открытого состояния $\tau = 5$ мс, имеем $L_{\text{en}} = \pi R_a \tau f = 78,5$ см ($H_{\text{en}} = S_{\text{en}}/L_{\text{en}}$ — высота окна, S_{en} — площадь окна). Для минимального значения длины волны, для которой $\mu = 1$, получим $\lambda_{\text{мин}} = 2d/(\pi R_a \tau f)/\theta_{\text{гр}} = 7,1$ Å. Для $\lambda = 100$ и 500 Å вероятность равна $\mu = 0,071$ и $0,0142$ соответственно. Видно, что при данных геометрических параметрах элементов входа значение μ еще в 3,5 раза меньше значения μ_{en} на границе интервала длин волн при $\lambda = 500$ Å. Для механического затвора геометрический фактор уменьшения входного потока из-за конечной толщины затвора также меньше, чем в случае ферромагнитного и термомагнитного затворов.

2.3. Поверхность стенок накопителя. Наши исследования слоистых структур Cu/Al, полученных магнетронным распылением, дают при $k_{\perp} = k_c/2$ (k_{\perp} — перпендикулярная поверхности компонента волнового вектора, k_c — критическое значение волнового вектора) обусловленное диффузным рассеянием нейтронов на шероховатостях границы вакуум–медь с среднеквадратичной амплитудой $\sigma_{\perp} = 1,5$ нм и длиной корреляции $l_c = 0,3$ мкм значение вероятности поглощения нейтронов $\mu_{\text{diff}} = 5 \cdot 10^{-3}$. В работе [29] с использованием магнетронного распыления получены структуры с границами раздела Nb/CuNi, характеризующиеся значениями $l_c = 0,3$ мкм и $\sigma_{\perp} = 0,3$ нм. Учитывая, что вероятность диффузного рассеяния пропорциональна $\sigma_{\perp}^2 l_c^2 / (1 + q_x^2 l_c^2)^{3/2}$, где q_x — переданный волновой вектор нейтронов в плоскости поверхности, получим в этом случае для вероятности диффузного рассеяния на границе «вакуум–медь» $\mu_{\text{diff}} \approx 2 \cdot 10^{-4}$. Создание поверхностей с $l_c \approx 10^3$ нм позволит достичь $\mu_{\text{diff}} \leq 10^{-4}$. В этой связи актуальными являются работы по созданию поверхностей, характеризующихся небольшими значениями l_c

и σ_{\perp} . Другим вариантом получить небольшие значения μ_{diff} является создание «нешероховатой поверхности», характеризующейся сравнимыми с размерами образца значениями l_c .

Точность изготовления накопительного канала также важна. С увеличением длины волны нейтронов требования снижаются из-за увеличения дистанции пролета нейтрона между столкновениями со стенками и увеличения угла скольжения.

3. РАСЧЕТЫ НАКОПИТЕЛЯ

3.1. Динамический режим накопления. На рис. 5 показаны зависимости, характеризующие временной режим накопления нейтронов после начала подачи импульсов нейтронов от источника в момент $t = 0$ и после прекращения подачи при $t = 1500$ с. Наблюдаются рост потока нейтронов в накопителе, начиная с момента поступления импульсов, и уменьшение потока с момента прекращения поступления импульсов. С увеличением радиуса накопителя с 10 до 20 м из-за увеличения времени пролета нейтронов между столкновениями со стенками увеличиваются время выхода зависимости на плато после начала подачи импульсов и время спада после прекращения подачи импульсов. Увеличение данных времен также из-за увеличения времени пролета и из-за уменьшения вероятности поглощения нейтронов происходит при увеличении длины волны нейтронов. Характерные времена роста и спада определяются суммой вероятности поглощения нейтронов в стенках и вероятности распада нейтрона в единицу времени. С увеличением длины волны вероятность поглощения уменьшается и общая вероятность поглощения все более определяется вероятностью распада нейтронов. В результате по временной зависимости потока от длины волны нейтронов можно определять вероятность β -распада нейтронов. В [17] магнитное кольцо хранения ОХН использовалось для определения

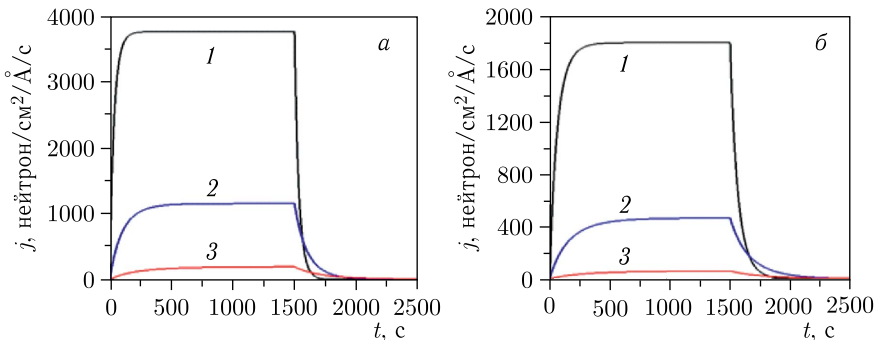


Рис. 5. Плотность потока в накопителе при $R_a = 10$ (а) и 20 м (б) для $\lambda = 50$ (1), 100 (2) и 200 Å (3). Остальные значения параметров: $f = 10$ Гц, $L_{12} = 0,3$ м, $T_{m1} = 293$ К (H_2O), $T_{m2} = 25$ К, $H_a = 0,3$ м, $\eta = 10^{-4}$, $S_{\text{en}} = 1000$ см², $S_{\text{ex}} = 0$, $d = 2$ мм

времени жизни нейтрона по отношению к β -распаду. Определенное значение (877 ± 10) с хорошо совпадает с последним полученным результатом ($878 \pm 0,8$) с, полученным из эксперимента по хранению УХН в магнитной ловушке.

3.2. Стационарный режим накопления. Стационарный режим реализуется при выходе зависимости потока на плато после начала подачи импульсов нейтронов в накопитель. На рис. 6–8 приведены зависимости плотности потока в накопителе для ферромагнитного затвора Fe/V с $d_{Fe} = 0,1$ мкм и $d = 2$ мм.

На рис. 6 приведены зависимости плотности потока для различных значений η_w в диапазоне 10^{-5} – 10^{-2} . С увеличением η_w от 10^{-5} до 10^{-2} фактор плотности потока в накопителе уменьшается с 120 до 3. Для $\eta_w = 10^{-3}$ фактор плотности потока еще составляет 30.

На рис. 7 приведены зависимости плотности потока при различных значениях площади выходного окна $S_{ex} = 0$ – 100 см². Увеличение площади выходного окна приводит к уменьшению плотности потока. Влияние S_{ex} здесь аналогично влиянию η_w .

На рис. 8 приведены зависимости при различных значениях расстояния $d = 2$ и 4 мм от внутренней поверхности накопителя до поверхности холодного замедлителя. Увеличение расстояния между стенкой накопителя и поверхностью холодного замедлителя с $d = 2$ мм до 4 мм приводит к значительному уменьшению плотности потока, а именно в 8 раз. При этом

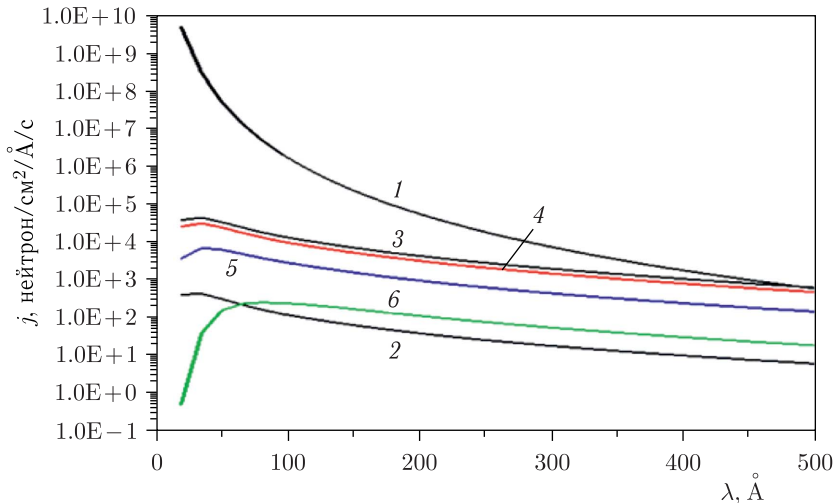


Рис. 6. Зависимость плотности потока от λ : в замедлителе в телесный угол 2π (1), захватываемый накопителем (2) в телесном угле с $\theta_{gl} = 0 - \theta_c$ и $\phi = 0 - \theta_c / \cos(\theta_{gl})$, накапливаемый при $\tau_{en} = 0,5$ мс и $\eta_w = 10^{-5}$ (3), 10^{-4} (4), 10^{-3} (5) и 10^{-2} (6). Остальные значения параметров: $f = 10$ Гц, $L_{1/2} = 0,3$ м, $T_{m1} = 293$ К (H_2O), $T_{m2} = 25$ К, $R_a = 0,5$ м, $H_a = 0,3$ м, $S_{en} = 1000$ см², $S_{ex} = 0$, $d = 2$ мм

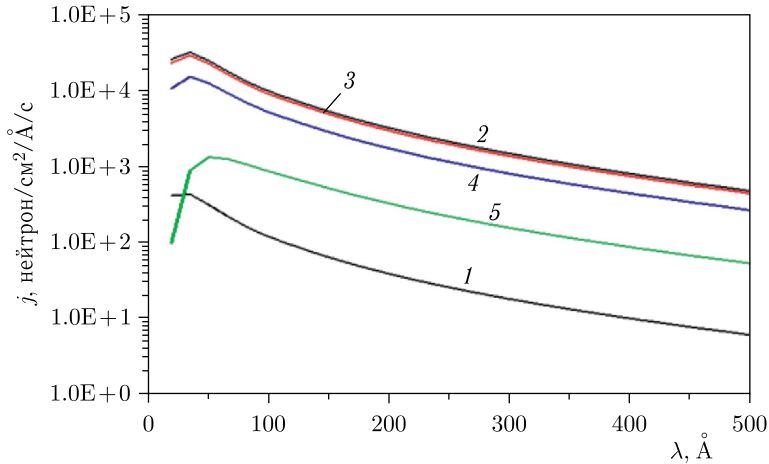


Рис. 7. Зависимость плотности потока от λ : захватываемой накопителем (1), накапливаемой при $S_{ex} = 0$ (2), 1 см^2 (3), 10 см^2 (4) и 100 см^2 (5). Остальные значения параметров: $f = 10 \text{ Гц}$, $L_{12} = 0,3 \text{ м}$, $T_{m1} = 293 \text{ К}$ (H_2O), $T_{m2} = 25 \text{ К}$, $\tau_{en} = 0,5 \text{ мс}$, $R_a = 0,5 \text{ м}$, $H_a = 0,3 \text{ м}$, $\eta_w = 10^{-4}$, $S_{en} = 1000 \text{ см}^2$, $d = 2 \text{ мм}$

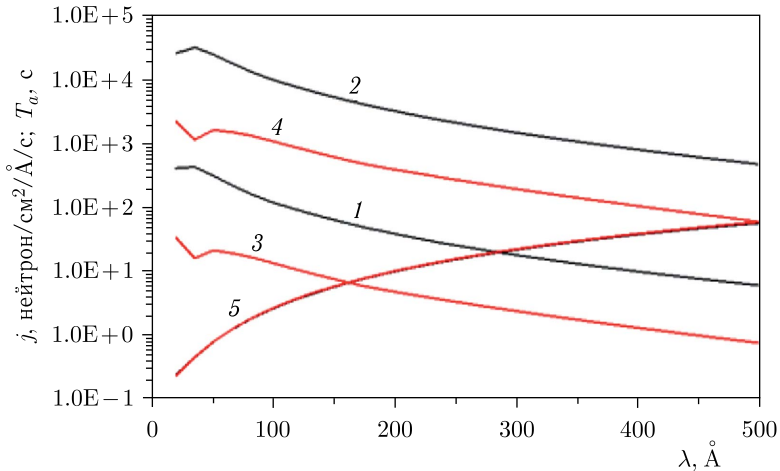


Рис. 8. Зависимость плотности потока от λ : захватываемой (1) и накапливаемой (2) при расстоянии между стенкой накопителя и поверхностью холодного замедлителя $d = 2 \text{ мм}$, захватываемой (3) и накапливаемой (4) при $d = 4 \text{ мм}$. Зависимость времени удержания (5) при $d = 2$ и 4 мм . Остальные значения параметров: $f = 10 \text{ Гц}$, $L_{12} = 0,3 \text{ м}$, $T_{m1} = 293 \text{ К}$ (H_2O), $T_{m2} = 25 \text{ К}$, $\tau_{en} = 0,5 \text{ мс}$, $R_a = 0,5 \text{ м}$, $H_a = 0,3 \text{ м}$, $\eta_w = 10^{-4}$, $S_{en} = 1000 \text{ см}^2$, $S_{ex} = 0$

фактор плотности потока (отношение зависимости 2 к зависимости 1 и отношение зависимости 4 к зависимости 3) и время удержания нейтронов (зависимость 5) в накопителе не изменяется.

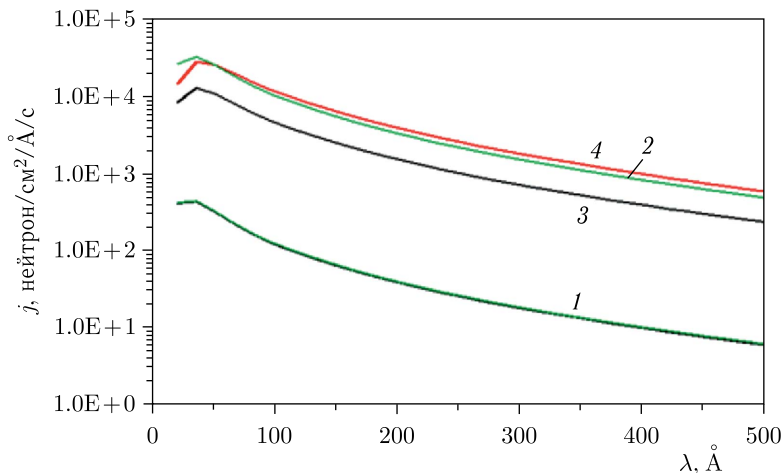


Рис. 9. Зависимость плотности потока от λ : захватываемой (1), накапливаемой при ферромагнитном затворе с $\tau_{\text{en}} = 0,5$ мс и $f = 10$ Гц (2), накапливаемой при термомагнитном затворе с $\tau_{\text{en}} = 2$ мс и $f = 10$ Гц (3), 2,5 Гц (4). Остальные значения параметров: $L_{12} = 0,3$ м, $T_{m1} = 293$ К (H_2O), $T_{m2} = 25$ К, $R_a = 0,5$ м, $H_a = 0,3$ м, $\eta_w = 10^{-4}$, $S_{\text{en}} = 1000$ см², $S_{\text{ex}} = 0$, $d = 2$ мм

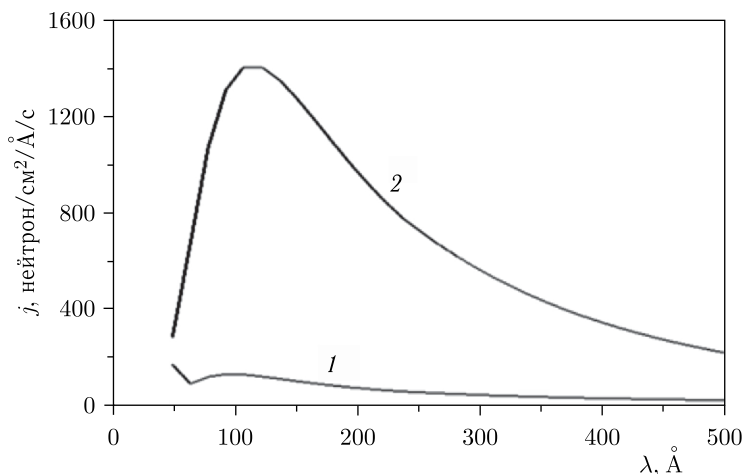


Рис. 10. Зависимость плотности потока от λ : захватываемой (1) и накапливаемой (2) при механическом затворе с $\tau_{\text{en}} = 4$ мс, $d_1 = 3$ мм, $d_2 = 7$ мм и $R_a = 2$ м. Остальные значения параметров: $L_{12} = 0,3$ м, $T_{m1} = 293$ К (H_2O), $T_{m2} = 25$ К, $\eta_w = 10^{-4}$, $S_{\text{en}} = 1000$ см², $S_{\text{ex}} = 0$, $f = 10$ Гц

На рис. 9 приведены зависимости плотности потока в накопителе для случая термомагнитного затвора (зависимости 3 и 4). Для сравнения приведена зависимость 2 для ферромагнитного затвора. Плотность потока при

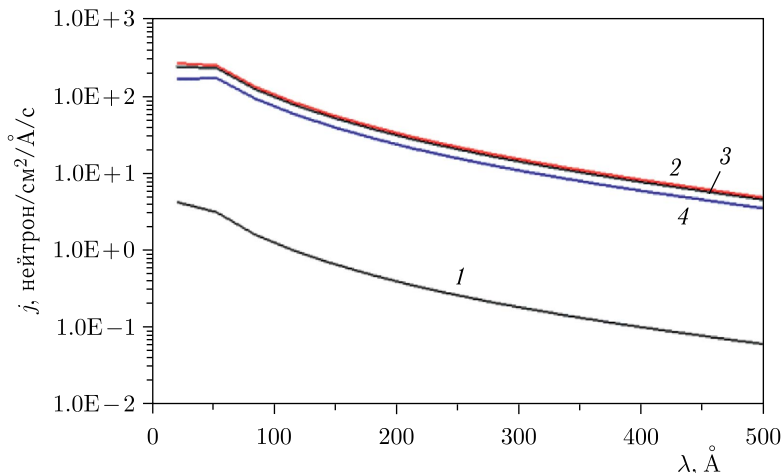


Рис. 11. Зависимость плотности потока от λ : захватываемой накопителем (1), накапливаемой при $\tau_{\text{ен}} = 0,5$ (2), 0,59 (3) и 0,98 мс (4). Остальные значения параметров: $f = 10$ Гц, $L_{12} = 3$ м, $T_{m1} = 293$ К (H_2O), $T_{m2} = 25$ К, $R_a = 0,5$ м, $H_a = 0,3$ м, $S_{\text{ен}} = 1000$ см², $S_{\text{ex}} = 0$, $d = 2$ мм, $\eta_w = 10^{-4}$

терромагнитном затворе (3) за счет большего значения $\tau_{\text{ен}}$ меньше, чем при ферромагнитном (2) при одной частоте источника $f = 10$ Гц. При одном же значении $\tau_{\text{ен}}$ $f = 0,005$ ($f = 2,5$ Гц, $\tau_{\text{ен}} = 2$ мс для терромагнитного затвора и $f = 10$ Гц, $\tau_{\text{ен}} = 0,5$ мс для ферромагнитного) плотность потока при терромагнитном затворе (4) больше за счет меньшего поглощения в затворе, чем при поглощении в ферромагнитном затворе (2).

На рис. 10 приведены зависимости плотности потока для механического затвора. Из зависимостей рис. 10 видно, что абсолютные значения плотности потоков и фактор плотности потока меньше, чем в случае ферромагнитного и терромагнитного затворов. Последний составляет 14 в диапазоне 100–500 Å. Из-за больших значений $d_1 = 3$ мм и $d_2 = 7$ мм поток ограничен со стороны коротких длин волн нейтронов.

На рис. 11 приведены зависимости плотности потока в накопителе с ферромагнитным затвором при расстояниях между замедлителями 3 м и для $\tau_{\text{ен}} = 0,5$, 0,59 и 0,98 мс. Потоки уменьшились в 100 раз по сравнению с расстоянием $L_{12} = 0,3$ м. Увеличение $\tau_{\text{ен}}$ до 0,59 мс при первом бериллиевом замедлителе по сравнению с $\tau_{\text{ен}} = 0,5$ мс, $L_{12} = 0,3$ м при водяном замедлителе существенно не изменяет плотность потока (ср. 2 и 3). При $\tau_{\text{ен}} = 0,98$ мс плотность потока уменьшилась уже значительно, в 2 раза.

4. ПРИМЕНЕНИЕ НАКОПИТЕЛЯ НЕЙТРОНОВ

4.1. Накопитель как источник непрерывного потока нейтронов.

Накопитель может быть использован в качестве источника холодных нейтронов для рефлектометра с высоким разрешением, использующего пучки

небольшого поперечного сечения. Площадь поперечного сечения пучка нейтронов оценивается из соотношения $S_b = \theta S_{ex}/2$. Имеем при $S_{ex} = 1 \text{ см}^2$ и $\theta_c = 0,00144\lambda \text{ (Å)}$ следующие параметры нейтронного пучка при $\lambda = 10 \text{ Å}$ и 100 Å : сечение пучка $S_b(\lambda = 10 \text{ Å}) = 7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$ и $S_b(\lambda = 100 \text{ Å}) = 7 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$, телесный угол излучения нейтронов $\Omega_b(\lambda = 10 \text{ Å}) = 3,3 \cdot 10^{-4}$ и $\Omega_b(\lambda = 100 \text{ Å}) = 3,3 \cdot 10^{-2}$ рад. В рефлектометрии для стандартного качественного образца площадью, равной 4 см^2 , угле скольжения пучка нейтронов 3–30 мрад и угле раствора пучка в плоскости образца 0,1 рад используется пучок нейтронов сечением 10^{-3} – 10^{-2} см^2 , что почти на порядок меньше рассчитанных значений $S_b(\lambda = 10 \text{ Å})$ и $S_b(\lambda = 100 \text{ Å})$. При расстоянии от накопителя до исследуемого образца 1 м угловое разрешение в каждом из двух взаимно перпендикулярных направлений будет составлять $\delta\theta/\theta(\lambda = 10 \text{ Å}) \approx 5 \cdot 10^{-4}$ и $\delta\theta/\theta(\lambda = 100 \text{ Å}) \approx 1,8 \cdot 10^{-3}$. При этом непрерывный поток максвелловского спектра будет соответствовать потоку тепловых нейтронов 10^{16} нейтрон/см²/с в водяном замедлителе при 293 К.

4.2. Накопитель-преобразователь импульсного пучка в систему импульсных и непрерывных пучков нейтронов. На рис. 12 приведена схема накопителя с несколькими выходными окнами, одни из которых снабжены импульсными затворами, а другие нет. Импульсный режим работы источника позволяет в случае исследований упругих процессов рассеяния использовать метод определения длины волны нейтронов путем измерения времени пролета нейтроном дистанции от замедлителя нейтронов до детектора нейтронов. Для сохранения этой важной возможности

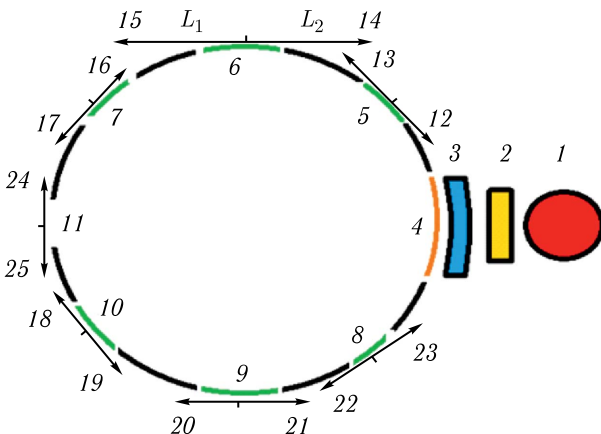


Рис. 12. Схема накопителя — источника нейтронов с 14 пучками: 1 — источник нейтронов, 2 — теплый замедлитель, 3 — холодный замедлитель, 4 — затвор входного окна накопителя, 5–10 — затворы выходных окон накопителя, 11 — выходное окно непрерывного потока, 12–23 — импульсные пучки нейтронов, 24–25 — непрерывные пучки нейтронов, L_1 , L_2 — дистанции пролета от выходов накопителя с затворами до детекторов регистрации нейтронов

на выходном окне накопителя используется импульсный затвор. При импульсном режиме уменьшается используемый из выходного окна средний во времени поток нейтронов. Однако если использовать n выходных окон, снабженных импульсными затворами, тогда эффективность использования накопителя становится 100%-й. При выходном окне без затвора площадь выходного окна S_{ex} связана с площадью входного окна S_{en} соотношением

$$S_{ex} = S_{en}\tau_{en}/T. \quad (32)$$

В случае n выходных окон с площадью $S_{ex,i}$ и временем открытого состояния $\tau_{ex,i}$ i -го окна и периодом действия затвора $T_{ex,i}$ на i -м окне для исключения понижения плотности потока в накопителе необходимо выполнить условие

$$\sum_{i=1,n} S_{ex,i}\tau_{ex,i}/T_{ex,i} \approx S_{ex}. \quad (33)$$

Выполним оценки значений параметров для реализации рефлектометрии нейтронов на слоистой структуре. Пусть $S_{en} = 1000 \text{ см}^2$, $\tau_{en} = 0,5 \text{ мс}$ и $T = 100 \text{ мс}$. Для $K_{j \max}$ имеем значение $T/\tau_{en} = 200$ и $S_{ex} = 5 \text{ см}^2$. При $S_{ex} = 5 \text{ см}^2$ (выполнение (32)) получаем $K_j = 100$. Возьмем нейтроны с длиной волны $\lambda = 100 \text{ \AA}$ ($v = 40 \text{ м/с}$) и угол скольжения $\theta = 0,15 \text{ рад}$ (критическое значение для меди), тогда сечение пучка $S_{b,ex} = S_{ex}\theta = 0,75 \text{ см}^2$. Пусть расстояние от выхода накопителя до исследуемого нейтронами объекта есть $L = 200 \text{ см}$. Нейтроны проходят это расстояние за время $t = 50 \text{ мс} = 200 \text{ см} / 40 \text{ м/с}$. Положим $T_{ex} = t = 50 \text{ мс}$. Далее рассмотрим случай высокого по перпендикулярной плоскостям слоистой структуры компоненте волнового вектора разрешения пучка нейтронов $\delta k_{\perp}/k_{\perp} = 10^{-3}$. Для среднеквадратичных относительных изменений угла скольжения $\delta\theta/\theta$ и длины волны нейтронов $\delta\lambda/\lambda$ имеем $\delta\theta/\theta = \delta\lambda/\lambda = \delta k_{\perp}/2^{1/2} k_{\perp} \approx 7 \cdot 10^{-4}$. Соответственно имеем $\delta l/L = \delta\theta/\theta = 7 \cdot 10^{-4}$, где δl — среднеквадратичное значение линейного размера пучка нейтронов, и $\tau_{ex}/2T_{ex} = \delta\lambda/\lambda = 7 \cdot 10^{-4}$. Отсюда для площади пучка нейтронов прямоугольного сечения $S_{b,ex,i} = 30 \text{ мм}$ (второй перпендикулярный первому линейный размер пучка) $\times \delta l$ имеем $S_{b,ex,i} = 0,4 \text{ см}^2$ и время $\tau_{ex,i} = 0,07 \text{ мс}$. Таких пучков может быть $n = 0,75/0,4/0,0014 = 1340$. Рассмотрим второй случай умеренного разрешения $\delta k_{\perp}/k_{\perp} = 10^{-2}$, но большей интенсивности. В этом случае имеем $S_{b,ex,i} = 4 \text{ см}^2$, $\tau_{ex,i} = 0,7 \text{ мс}$ и $n = 13,4$. Таким образом, продемонстрировано, что, варьируя параметры $S_{ex,i}$, $\tau_{ex,i}$ и $T_{ex,i}$, можно получить источник с системой пучков с различными характеристиками.

4.3. Накопитель как инструмент исследований. 4.3.1. Мода регистрации непрерывного потока нейтронов. Рассмотрим с помощью использования накопителя нейтронов задачу определения вероятности преобразования нейтрона в зеркальный нейтрон. Как мы уже отмечали, вероятность процесса, вызываемого действием на нейтрон силового поля, пропорциональна времени нахождения (присутствия) нейтрона в поле. Примером здесь может служить наличие предполагаемого слабого взаимодействия между реальным и «зеркальным» миром [4]. Это взаимодействие

должно с некоторой вероятностью переводить нейтрон в «зеркальный нейтрон». В накопителе нейтрон удерживается в течение времени T_a , двигаясь по образованной столкновениями со стенками ломаной траектории. При этом время перехода нейтрона в зеркальный нейтрон равно времени его движения до изменения направления, т. е. времени движения между столкновениями со стенками накопителя τ_H . Поэтому для вероятности перехода в течение времени удержания нейтрона в накопителе получаем $w = n_c w_\tau = w_{\tau a} / \tau_H$, где n — число отражений за время удержания, w_τ — вероятность перехода нейтрона в зеркальный нейтрон за время пролета между столкновениями со стенками накопителя.

Перейдем к определению характеризующего вероятность процесса нейтрон — зеркальный нейтрон времени осцилляций τ_m . В [30] были рассмотрены два способа измерений: поглотительный и регенеративный. Поглотительный способ заключается в измерении связанной с процессом трансформации нейтрона в зеркальный нейтрон вероятности поглощения нейтронов. Регенеративный способ включает процесс образования зеркального нейтрона и следующий затем процесс образования нейтрона из зеркального нейтрона. В результате такого двухстадийного процесса трансформации регистрируется вторичный поток нейтронов. Регенеративный способ более надежный, поскольку здесь реализуется еще и корреляция между исчезновением первичного потока нейтронов и появлением потока вторичных нейтронов. Однако этот способ требует более масштабного оборудования. Мы остановимся на более простом поглотительном способе измерений. Для вероятности образования зеркального нейтрона в [30] получено выражение

$$w_\tau(t) = a(t) + \cos(\beta) b(t), \quad (34)$$

где $a(t) = \sin^2 [(w - w')t] / [2\tau_m^2 (w - w')^2] + \sin^2 [(w + w')t] / [2\tau_m^2 (w + w')^2]$, $b(t) = \sin^2 [(w - w')t] / [2\tau_m^2 (w - w')^2] - \sin^2 [(w + w')t] / [2\tau_m^2 (w + w')^2]$, β — угол между магнитным полем H и зеркальным магнитным полем H' , $w = \gamma H$, $w' = \gamma H'$, γ — гиромагнитное отношение нейтрона.

Для угла $\beta = 0$ имеем

$$w_\tau(t) = 2 \sin^2 [(w - w')t] / [2\tau_m^2 (w - w')^2]. \quad (35)$$

При разности фаз нейтрона и зеркального нейтрона $\Delta\phi = (w - w')t < \pi/2$ имеем

$$w_\tau(t) = (t/\tau_m)^2. \quad (36)$$

Для оценки измеримого в накопителе значения τ_m мы будем полагать, что в эксперименте выполнены соотношения $\beta = 0$ и $\Delta\phi < \pi/2$, так что вероятность трансформации нейтрона в зеркальный нейтрон определяется соотношением $w_m(t) = (t/\tau_m)^2$. Время трансформации нейтронов в зеркальные нейтроны равно времени пробега нейтронов между столкновениями со стенками накопителя τ_H . Поэтому за время нахождения (время удержания T_a) нейтронов в накопителе вероятность перехода нейтрона в зеркальный нейтрон равна $\omega = n_c (\tau_H / \tau_m)^2 = T_a \tau_H / \tau_m^2$, где $n_c = T_a / \tau_H$ —

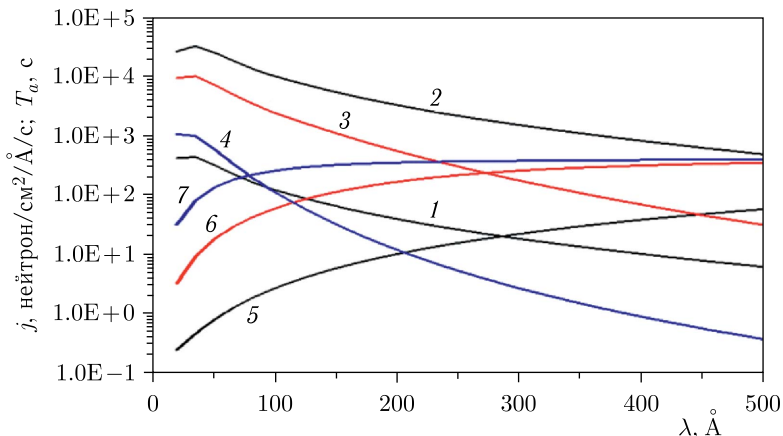


Рис. 13. Зависимость захваченной (J) и накапливаемой при $R_a = 0,5$ (2), 5 (3) и 50 м (4) плотности потока от λ . Время удержания T_a при $R_a = 0,5$ (5), 5 (6) и 50 м (7). Остальные значения параметров: $L_{12} = 0,3$ м, $T_{m1} = 293$ К (H_2O), $T_{m2} = 25$ К, $\eta_w = 10^{-4}$, $S_{en} = 1000$ см², $\tau_{en} = 0,5$ мс, $S_{ex} = 0$, $f = 10$ Гц

число столкновений нейтрона со стенками за время удержания нейтрона в накопителе.

Для определения значения τ_m используем соотношение равенства измеримого изменения счета нейтронов его статистической ошибке

$$JtT_a\tau_f/\tau_m^2 = (Jt)^{1/2}, \quad (37)$$

где t — время измерения, J — регистрируемый поток нейтронов.

Из (36) имеем для τ_m

$$\tau_m = (Jt\tau_{fl}/(Jt)^{1/2})^{1/2} = (\tau_{fl})^{1/2}(Jt)^{1/4}. \quad (38)$$

Из (35) следует более сильная зависимость τ_m от T_a и τ_{fl} по сравнению с зависимостью от счета нейтронов $N_m = Jt$, $J = S_{ex} \cdot j_a$.

На рис. 13 приведены зависимости плотности потока и времени удержания для различных значений R_a . Если плотность потока уменьшается с увеличением R_a , то время удержания возрастает. С увеличением R_a интервал, где время удержания уже вышло или выходит на плато, а плотность потока еще не уменьшилась, значительно смещается в сторону коротких длин волн нейтронов.

На рис. 14 для $R_a = 50$ м приведены зависимости плотности потока и времени удержания при $\tau_{en} = 0,5$ мс (2, 3) и $\tau_{en} = 100$ мс (4, 5). Значение $\tau_{en} = 100$ мс соответствует постоянно открытому входному окну, т. е. накопителю без затвора. В накопителе без затвора зависимости проходят ниже, однако при $\lambda > 100$ Å эта разница в значениях не велика. Незначительное влияние затвора связано с значительно возросшей при $R_a = 50$ м площадью поверхности стенок накопителя по сравнению с площадью входного окна. Видно также, что при $\tau_{en} = 100$ мс зависимость плотности потока

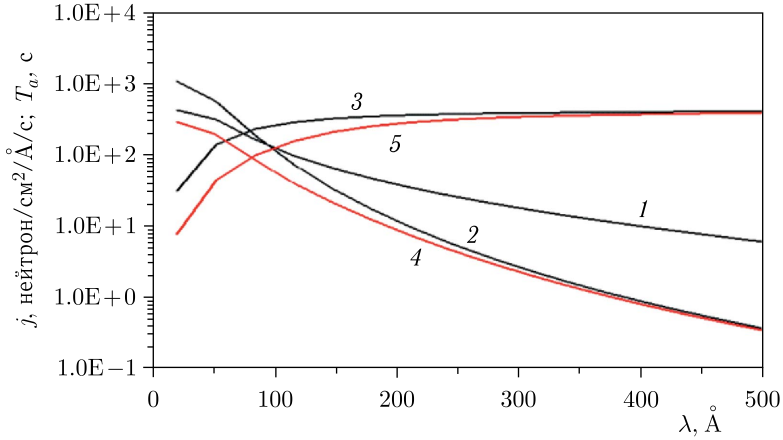


Рис. 14. Зависимость захваченной (1) и накапливаемой при $R_a = 50$ м (4) и $\tau_{en} = 0,5$ мс (2) и $\tau = 100$ мс (4) плотности потока и времени удержания T_w при $\tau = 0,5$ мс (3) и $\tau = 100$ мс (5). Остальные значения параметров: $L_{12} = 0,3$ м, $T_{m1} = 293$ К (H_2O), $T_{m2} = 25$ К, $\eta_w = 10^{-4}$, $S_{en} = 1000$ см², $S_{ex} = 0$, $f = 10$ Гц

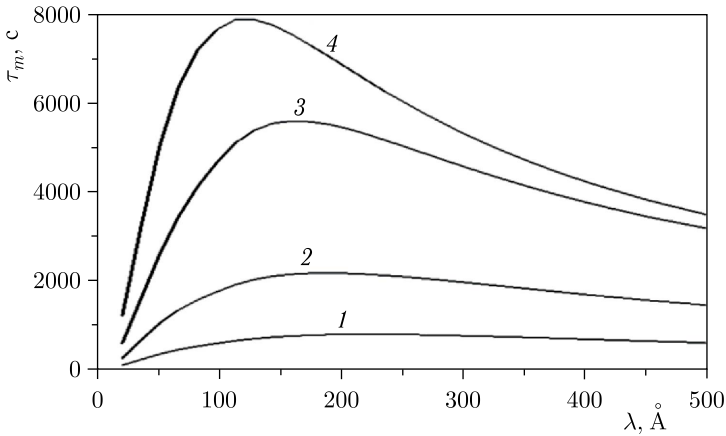


Рис. 15. Зависимости $\tau_m(\lambda)$ при $R_a = 50$ м для $\eta_w = 10^{-2}$ и $S_{ex} = 1$ м² (1), $\eta_w = 10^{-3}$ и $S_{ex} = 0,1$ м² (2), $\eta_w = 10^{-4}$ и $S_{ex} = 0,1$ м² (3), $\eta_w = 10^{-5}$ и $S_{ex} = 0,03$ м² (4). Остальные значения параметров: $L_{12} = 0,3$ м, $T_{m1} = 293$ К (H_2O), $T_{m2} = 25$ К, $\eta_w = 10^{-4}$, $S_{en} = 1000$ см², $\tau_{en} = 0,5$ мс, $f = 10$ Гц

проходит ниже зависимости захваченной плотности потока во всем диапазоне длин волн.

На рис. 15 приведены зависимости $\tau_m(\lambda)$ при времени измерения 1 мес. Видно, что с уменьшением η_w измеримое значение τ_m увеличивается. При интегрировании по длине волн в интервале 50–500 Å определяемое значение τ_m возрастает до $1,4 \cdot 10^4$.

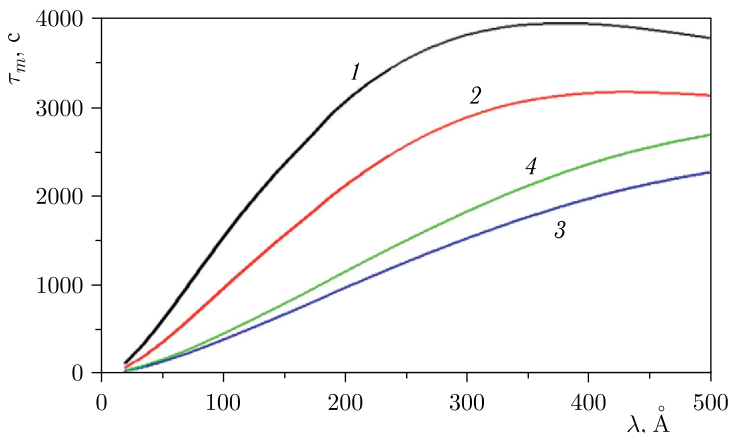


Рис. 16. Зависимости $\tau_m(\lambda)$ при $\eta_w = 10^{-4}$ и $R_a = 10$ м, $S_{ex} = 0,03$ (1), $R_a = 5$ м, $S_{ex} = 0,01$ м² (2), $R_a = 2$ м, $S_{ex} = 0,005$ м² (3) и при $\eta_w = 10^{-5}$, $R_a = 2$ м, $S_{ex} = 0,005$ м² (4). Остальные значения параметров: $L_{12} = 0,3$ м, $T_{m1} = 293$ К (H₂O), $T_{m2} = 25$ К, $\eta_w = 10^{-4}$, $S_{en} = 1000$ см², $\tau_{en} = 0,5$ мс, $f = 10$ Гц

На рис. 16 приведены зависимости $\tau_m(\lambda)$ при времени измерения 1 мес. для небольших значений $R_a = 2, 5$ и 10 м. Видно, что значения τ_m еще достаточно велики по сравнению с достигнутым в экспериментах с УХН значением 414 с.

4.3.2. Мода регистрации протонов из распада нейтронов. Другая возможность определения τ_m связана с регистрацией продуктов β -распада нейтронов, а именно, протонов. На рис. 17 приведена схема, состоящая из накопителя 1 и детектора регистрации протонов 2. В этом случае плотность нейтронов максимальна из-за того, что выходное окно может

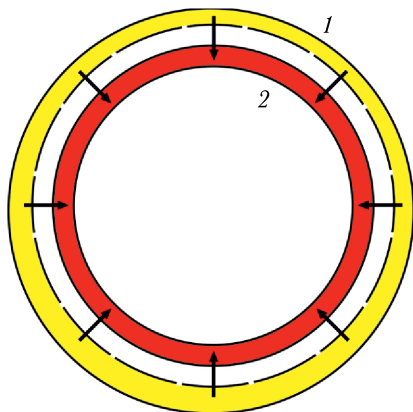


Рис. 17. Схема измерений потока протонов из распада нейтронов, состоящая из накопителя 1 и детектора регистрации протонов 2

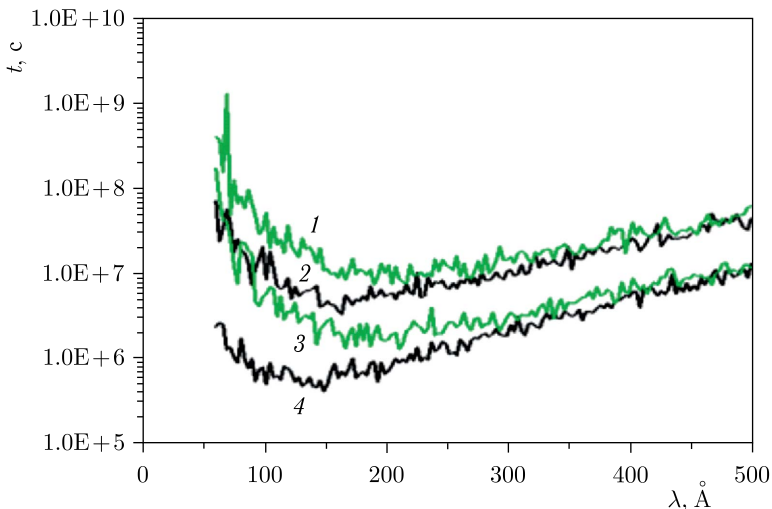


Рис. 18. Зависимость времени измерения t для $R_a = 50$ м и $\eta_w = 10^{-4}$ от длины волны нейтронов при $\tau_m = 3,0 \cdot 10^3$ с: регистрация нейтронов при $\tau_{en} = T$ (1) и $\tau_{en} = 0,5$ мс (2), регистрация протонов при $\tau_{en} = T$ (3) и $\tau_{en} = 0,5$ мс (4)

отсутствовать. Протоны собираются через «открытую внутреннюю боковую стенку». Для потока протонов имеем

$$J_p = S_1/2(S_1 + S_2)V(j/v_x)/\tau_d, \quad (39)$$

S_1 — площадь боковой стенки, S_2 — площадь нижней(верхней) стенки.

Если поглощение нейтронов можно уменьшить, исключив выходное окно, то распад нейтронов не исключишь. Но можно регистрировать продукты распада (протоны) и по зависимости потока протонов от величины и направления магнитного поля определять вероятность трансформации нейтрона в зеркальный нейтрон. Детектор при регистрации протонов должен быть достаточно большим и выполняться в виде кольца по размерам, сравнимым с кольцом накопителя и «вставленным» в него. Как мы отмечали ранее, вероятность трансформации можно рассматривать как вероятность поглощения нейтронов стенками, пропорциональную квадрату времени пролета нейтронов между столкновениями со стенками. Эта вероятность уменьшает коэффициент отражения нейтронов от стенок накопителя. На рис. 18 приведены зависимости при регистрации нейтронов и протонов, вытекающих через внутреннюю воображаемую стенку. Расчет проведен для $\tau_m = 3,0 \cdot 10^3$ с для случаев накопителя с затвором и без затвора ($\tau_{en} = T$). Видно, что оптимум достигается при $\lambda \approx 150$ Å. Видно, что регистрация протонов позволяет затратить на порядок меньшее измерительное время.

Видно из рис. 18, что разница времен измерения для случаев $\tau_{en} = T$ (затвор отсутствует) и $\tau_{en} = 0,5$ мс незначительная в диапазоне $\lambda =$

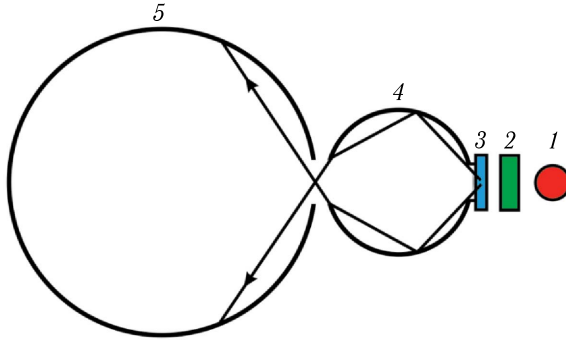


Рис. 19. Схема с холодным замедлителем вблизи активной зоны: 1 — источник нейтронов, 2 — теплый замедлитель, 3 — холодный замедлитель, 4 — нейтронород, 5 — накопитель

$= 150\text{--}500 \text{ \AA}$. В то же время разница в значениях зависимостей 3 и 4 при $\lambda < 150 \text{ \AA}$ больше, чем в случае зависимостей 1 и 2, из-за более высокой плотности потока при $\tau_{\text{ен}} = 0,5$ мс и с отсутствующим выходным окном ($S_{\text{ex}} = 0$) в случае регистрации протонов.

4.4. Накопитель без затвора на входе. Становится очевидным, что при большом радиусе накопителя и регистрации нейтронов можно использовать схему (рис. 19) с холодным замедлителем вблизи активной зоны, нейтронородом для холодных нейтронов ($\lambda = 50\text{--}500 \text{ \AA}$) длиной порядка 3–10 м и накопителем без затвора. При этом из-за наличия нейтронорода для очень холодных нейтронов поток будет таким же, как при размещении входа накопителя вблизи активной зоны реактора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Накопитель характеризуется факторами увеличения плотности потока нейтронов и временем удержания нейтронов. Накопитель преобразует периодический поток нейтронов от источника нейтронов в непрерывный и повышает плотность потока нейтронов за счет использования импульсного затвора и уменьшения сечения выходящего из накопителя пучка нейтронов по отношению к сечению потока нейтронов на входе в накопитель. Поскольку сечение пучка уменьшается, то в экспериментах с рассеянием нейтронов, например в рефлектометрии, это соответствует увеличению углового разрешения и, как следствие, увеличению разрешения по переданному волновому вектору. На выходе из накопителя также можно использовать затвор. В этом случае накопитель преобразует импульсный поток определенной временной протяженности в импульсный поток протяженности, определяемой параметрами выходного затвора. С нескольких выходов накопителя с импульсными затворами можно получить систему пучков нейтронов, на которых будет реализован времяпролетный режим измерения длины волны нейтронов.

Динамический режим работы накопителя при наполнении и опорожнении накопителя, а также стационарный режим работы накопителя могут быть использованы для измерения времени жизни нейтрона по отношению к β -распаду. В кольцевом накопителе нейтронов, размещенном на проектируемом импульсном реакторе НЕПТУН с частотой следования импульсов мощности 10 Гц и длительностью 0,4 мс, фактор увеличения плотности потока нейтронов может составлять 100 при радиусе накопителя 0,5–3 м. Фактор плотности потока может быть увеличен при использовании более низкочастотного источника нейтронов. Накопитель может являться источником холодных и очень холодных нейтронов, например, для рефлектометра с непрерывным потоком нейтронов и высоким угловым разрешением, соответствующим потоку тепловых нейтронов $10^{16} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ в замедлителе H_2O при 293 К.

Время удержания нейтронов в накопителе является вторым важнейшим параметром накопителя. Время удержания нейтронов в накопителе возрастает при увеличении его радиуса. Так, при радиусе накопителя, равном 50 м, время удержания нейтронов с длиной волны нейтронов в диапазоне $\lambda > 100 \text{ \AA}$ превышает 300 с. Увеличение времени нахождения нейтронов в накопителе позволяет увеличить чувствительность к измерению потенциальной энергии взаимодействия нейтронов с силовым полем. Это важно, в частности, для экспериментов по определению вероятности трансформации нейтрона в зеркальный нейтрон. Для такого рода экспериментов можно использовать накопитель без затвора, разместив холодный замедлитель вблизи активной зоны, а вход накопителя на расстоянии нескольких метров от замедлителя. Регистрация потока протонов, возникающего при β -распаде нейтронов, может происходить при увеличении плотности потока нейтронов благодаря отсутствию выходного окна накопителя.

Для реализации накопителя необходимо выполнить экспериментальные исследования для создания качественной поверхности стенок накопителя, а также для разработки эффективного затвора. Поверхность стенок накопителя должна характеризоваться значением η_w не хуже 10^{-4} , а поверхность закрытого затвора — 10^{-3} . Затвор накопителя должен также обеспечивать значение параметра T/τ_{en} порядка 100.

Автор выражает благодарность В. Л. Аксёнову за предложение исследовать возможность создания накопителя нейтронов и многочисленные обсуждения в ходе выполнения работы. Автор благодарит Е. В. Лычагина, А. Ю. Музычку, Ю. Н. Покотиловского и Е. П. Шабалина за существенные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ezhov V. F. et al.* // Pis'ma v ZhETF. 2018. V. 107, Iss. 11. P. 707.
2. *Серебров А. П.* // УФН. 2019. Т. 189, № 6. С. 635.
3. *Pokotilovsky Yu. N.* // Phys. Lett. 2006. V. 639. P. 214–217.
4. *Окунь Л. Б.* // УФН. 2007. Т. 177, № 4. С. 397.
5. *Serebrov A. P.* // Phys. Lett. 2008. V. 663. P. 181–185.

6. *Broussard L. J., Bailey K. M., Bailey W. B. et al. (18)* // EPJ Web Conf. 2019. V. 219. P. 07002.
7. *Addazi A., Anderson K., Ansell S. et al. (111)* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2021. V. 48. P. 070501.
8. *Аксенов В. Л., Рзянин М. В., Шабалин Е. П.* // ЭЧАЯ. 2021. Т. 52, № 6. С. 1349.
9. *Зельдович Я. Б.* // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. С. 1952.
10. *Владимирский В. В.* // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 1062.
11. *Матора И. М.* // АЭ. 1969. Вып. 1. С. 71.
12. *Лущиков В. И., Покотилловский Ю. Н., Стрелков А. В., Шапиро Ф. Л.* // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9, вып. 1. С. 40.
13. *Steyerl A.* // Phys. Lett. 1969. V. 29. P. 33.
14. *Антонов А. В., Исаков А. И., Казарновский М. В., Солодилов В. Е.* // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 10. С. 380–385.
15. *Шапиро Ф. Л.* Препринт ОИЯИ РЗ-7135, Дубна, 1973; Собрание трудов. Нейтронные исследования. 2-е изд. М: Наука, 1976. С. 229.
16. *Kugler K. J., Moritz K., Paul W., Trinks U.* // NIM A. 1985. V. 228. P. 240.
17. *Paul W., Anton F., Paul L., Paul S., Mampe W.* // Z. Phys. C. 1989. V. 45. P. 25.
18. *Покотилловский Ю. Н.* О некоторых возможностях исследований с очень холодными нейтронами на импульсных источниках. Сообщение ОИЯИ РЗ-84-810. Дубна, 1984.
19. *Mezei F.* Very Cold Neutrons in Condensed Matter Research // J. Neutron Research. 2022. V. 25. P. 1.
20. *Покотилловский Ю. Н., Таран Ю. В., Шапиро Ф. Л.* // ПТЭ. 1976. Т. 3. С. 32; Препринт ОИЯИ РЗ-9185, Дубна, 1975.
21. *Новопольцев М. И., Покотилловский Ю. Н.* Сообщ. ОИЯИ РЗ-80-398. Дубна, 1980.
22. *Никитенко Ю. В., Таран Ю. В.* Сообщ. ОИЯИ Р13-11320. Дубна, 1978; *Никитенко Ю. В.* А. с. № 663233 от 22.01.1979; *Никитенко Ю. В., Таран Ю. В.* А. с. № 668010 от 24.10.1979.
23. *Алексеев Н. А., Воронов Б. И., Голиков В. В., Константинов В. И., Кулагин Е. Н., Никитенко Ю. В.* А. с. № 1356862 от 1.08 1987.
24. *Pokotilovski Yu. N., Novopol'tsev M. I., Geltenbort P.* JINR Commun. E3-2008-139. Dubna, 2008.
25. Патент на изобретение № 2772969 от 30.05.2022. Накопитель холодных нейтронов / Никитенко Ю. В.
26. *Lychagin E. V., Muzychka A. Yu., Nesvizhevsky V. V., Pignol G., Protasov K. V., Strelkov A. V.* // Phys. Let. B. 2009. V. 679. P. 186.
27. *Hassan A. A., Bulavin M. V., Afanas'ev V. V.* // Nuclear Engineering and Design. 2023. V. 404. P. 112192.
28. *Бергман А. А., Исаков А. И., Казарновский М. В., Попов Ю. П., Шапиро Ф. Л.* // Proc. of Pulsed Neutron Research Symposium. Karlsruhe, 1965. V. 1. Vienna: I.A.E.A., 1965. P. 671–693.
29. *Bekaidukov Yu., Morari R., Soltwedel J. et al.* // J. Appl. Phys. 2015. V. 118. P. 213905.
30. *Berezhiani Z., Matthew F., Kamyshev Y., Rybolt B., Varriano L.* // Phys. Rev. D. 2017. V. 96. P. 035039.

Получено 8 июня 2023 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 18.07.2023.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать цифровая.

Усл. печ. л. 2,1. Уч.-изд. л. 2,56. Тираж 125 экз. Заказ № 60701.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/