

О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ ИСТОЧНИКА УХН НА ИМПУЛЬСНОМ РЕАКТОРЕ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ДЕЙСТВИЯ

*А. И. Франк**, *Г. В. Кулин*, *Н. В. Реброва*, *М. А. Захаров*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обсуждается возможность создания источника УХН на импульсном реакторе периодического действия. Показано, что на основании принципа временной фокусировки за счет нестационарной дифракции нейтронов и идеи об импульсном наполнении ловушки для УХН можно создать достаточно интенсивный источник УХН на импульсном реакторе с умеренной мощностью.

The possibility of creating a UCN source on a periodic pulsed reactor is considered. It is shown that the implementation of the principle of time focusing, based on nonstationary neutron diffraction, and the idea of pulse filling of the trap for UCN allows us to create a sufficiently intense source of UCN on a pulsed reactor of a moderate power.

PACS: 29.25.Dz; 03.75.Be

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, честь открытия ультрахолодных нейтронов (УХН) принадлежит Ф. Л. Шапиро и его сотрудникам [1]. В эксперименте, поставленном на реакторе со средней мощностью 6 кВт, они наблюдали нейтроны, способные в течение нескольких секунд находиться в замкнутом объеме — изогнутой трубе. История этого открытия описана в книге [2]. В мировой литературе Дубна по праву считается родиной УХН.

За прошедшие годы появился целый ряд источников УХН [3, 4], и ведется сооружение еще нескольких из них. К сожалению, в Дубне источника УХН нет, хотя попытки его создания предпринимались [5]. Причины этого в значительной степени обусловлены особенностями импульсного реактора, которым располагает Лаборатория нейтронной физики ОИЯИ [6, 7]. Его средняя мощность (2 МВт) относительно мала для создания источника УХН непрерывного действия, а частота повторения (5 Гц) слишком велика для того, чтобы можно было аккумулировать нейтроны, рожденные в каждом отдельном импульсе. Вместе с тем импульсный поток тепловых нейтронов весьма велик, поскольку интервал между

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

импульсами существенно превышает их длительность, составляющую около 350 мкс. Очевидно, что при определенных условиях и импульсный поток УХН из тонкого замедлителя может быть весьма значителен. Проблема, таким образом, состоит в том, как этим воспользоваться.

Возможное решение проблемы было предложено Ф. Л. Шапиро [8, 9]. Оно заключается в том, чтобы наполнять ловушку с УХН только во время импульса и эффективно изолировать ее все остальное время. В идеальном случае, когда потери отсутствуют, плотность УХН в ловушке будет соответствовать пиковой плотности нейтронов, которая может на несколько порядков превосходить среднюю по времени.

Практическому осуществлению этой идеи мешает то, что на практике ловушка оказывается удаленной от замедлителя из-за наличия биологической защиты. При этом возникает необходимость в появлении транспортного нейтроновода длиной несколько метров, питающего ловушку. Размещение изолирующего клапана вблизи замедлителя — источника УХН — приводит к тому, что нейтроновод становится частью этой ловушки. Из-за малого поперечного размера нейтроновода частота соударений нейтронов о его стенки достаточно велика. Это сильно снижает время хранения УХН в системе ловушка–нейтроновод и, соответственно, заметно уменьшает фактор выигрыша. Размещение же клапана у входа в ловушку, удаленную от источника на несколько метров, полезно только в случае источников с малой частотой повторения [10–12]. Для источников с частотой повторения несколько герц разброс времен пролета УХН будет превышать интервалы между импульсами, а наличие клапана у входа в ловушку не имеет смысла.

Указанная трудность может быть преодолена путем применения устройства, действующего в качестве временной линзы и формирующего временное изображение источника непосредственно вблизи ловушки. При этом длительность импульса временного изображения может быть того же порядка, что и длительность истинного импульсного потока УХН в источнике. Временная линза может играть здесь примерно ту же роль, что и осветитель в обычном микроскопе, который позволяет совместить изучаемый объект с изображением источника света, тогда как совместить его с истинным источником оказывается невозможно.

Это предложение было сформулировано в работах [13, 14], в которых также обсуждались принципы формирования временного изображения точечного источника. Отметим, что в литературных источниках термин «временная линза» употребляется по отношению к устройствам с существенно различающимися функциями. Если в работах Франка и Гейлера [13, 14] речь шла о линзе, формирующей заданное временное распределение потока нейтронов в известной точке пространства, то в работах Рауха с соавторами [15, 16] и в более поздней работе [17] обсуждалась также возможность сжатия интервала скоростей в точке наблюдения, т. е. дополнительная монохроматизация пучка нейтронов.

В настоящей работе мы намерены показать, что принцип временной фокусировки может послужить методической основой для создания интенсивных источников УХН на импульсных реакторах периодического действия.

1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ИСТОЧНИКА С ВРЕМЕННОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

1.1. Временная линза и методы изменения энергии нейтрона.

Главным элементом обсуждаемого здесь источника УХН является временная линза, действие которой основано на управлении скоростью и, соответственно, энергией нейтрона. По-видимому, для этого имеется достаточно широкий спектр возможностей.

В работах [15–17] воздействие на движение нейтрона предлагалось обеспечивать благодаря соответствующим образом сформированной конфигурации стационарного или переменного магнитного поля. Изменение скорости нейтронов достигается в результате действия на них силы $\mathbf{F} = \nabla(\mu\mathbf{B})$, где μ — магнитный момент нейтрона и \mathbf{B} — магнитная индукция. При этом временная магнитная линза, формирующая магнитное поле, представляет собой устройство, протяженное вдоль направления пучка нейтронов.

В отличие от этих предложений в работах [13, 14] учитывалось, что линза является локальным устройством. Поясним принцип ее действия (рис. 1, а).

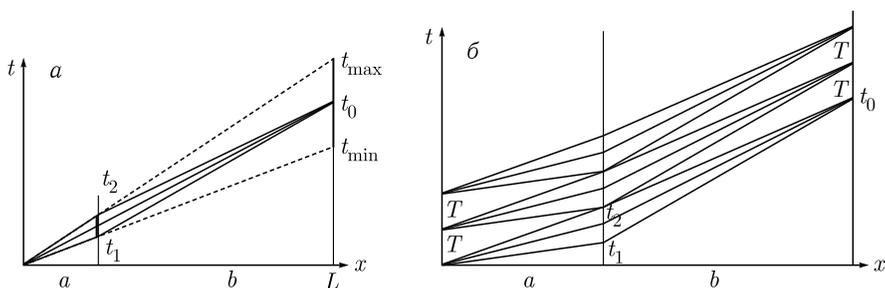


Рис. 1. Схема действия временной линзы: а) линза, не меняющая средней энергии нейтронов; б) линза, замедляющая нейтроны

Пусть в момент времени $t = 0$ из точки $x = 0$ в положительном направлении оси X вылетают нейтроны, скорости v которых распределены в некотором интервале величин. Время t_L их прихода в точку наблюдения $x = L$ распределено в интервале $t_{\min} < t_L < t_{\max}$. Предположим, что в точке $x = a$ расположена временная линза, способная менять энергию нейтронов на величину $\Delta E(t)$ по заданному временному закону в интервале времен $t_1 < t < t_2$. Тогда зависимость $\Delta E(t)$ можно выбрать таким образом, чтобы скорости нейтронов после прохождения линзы

удовлетворяли условию одновременного прихода в точку наблюдения в момент времени $t_L = t_0$:

$$\frac{a}{V_a} + \frac{b}{V_b} = t_0, \quad a + b = L, \quad (1)$$

где V_a и V_b — скорости нейтронов до линзы и после нее соответственно:

$$\Delta E(t) = \frac{m}{2} \left| \left(\frac{b}{t_0 - t} \right)^2 - \left(\frac{a}{t} \right)^2 \right|, \quad t = \frac{a}{V_a}, \quad t_1 < t < t_2, \quad (2)$$

m — масса нейтрона.

Подобно тому, как в оптике формирование изображения связано с преобразованием углового распределения лучей, временная фокусировка сопровождается изменением распределения нейтронов по скоростям. Одновременно преобразуется длительность временного импульса, что позволяет ввести понятие временного увеличения M .

Будем полагать, что период действия линзы $T = t_2 - t_1$ совпадает с периодом повторения импульсов источника. Тогда частота повторения $f_s = T^{-1}$, расстояние a от источника до линзы и диапазон принимаемых скоростей нейтронов $V_{a \min} \leq V \leq V_{a \max}$ оказываются связанными:

$$T = \frac{a}{V_{a \min}} - \frac{a}{V_{a \max}}. \quad (3)$$

Расстояние a и максимальная скорость $V_{a \max}$, захватываемая линзой, определяют минимальное время пролета от источника до линзы:

$$t_{a \min} = t_1 = \frac{a}{V_{a \max}}. \quad (4)$$

Минимальная скорость, захватываемая линзой, и максимальное время пролета участка a определяются следующим образом:

$$V_{a \min} = \frac{aV_{a \max}}{TV_{a \max} + a}, \quad t_2 = \frac{a}{V_{a \min}}. \quad (5)$$

Скорости $V_{a \max}$ и $V_{a \min}$ определяют величину нейтронного потока, преобразуемого линзой. Диапазон захватываемых скоростей можно назвать скоростной апертурой линзы. Величина максимальной скорости нейтронов после линзы $V_{b \max}$ ограничивается свойствами ловушки, накапливающей нейтроны. Заданием этой скорости определяется и минимальное время пролета второго участка нейтронновода: $t_{b \min} = b/V_{b \max}$. Наибольшими скоростями после линзы должны, очевидно, обладать нейтроны, потратившие наибольшее время на первом участке пролета. Поэтому полное время пролета t_0 равно

$$t_0 = t_{a \max} + t_{b \min} = \frac{a}{V_{a \min}} + \frac{b}{V_{b \max}}. \quad (6)$$

Максимальная передача энергии определяется скоростями $V_{a \max}$ и $V_{b \min}$:

$$\Delta E = \frac{m}{2} [V_{a \max}^2 - V_{b \min}^2]. \quad (7)$$

Важнейшим является вопрос о способе изменения энергии нейтрона по заданному временному закону (16). В качестве привлекательной, но казавшейся тогда несколько экстравагантной, возможности в работах [13, 14] предлагалось обратиться к квантовым нестационарным явлениям. В числе последних рассматривались фазовая модуляция нейтронной волны, поперек направления распространения которой движется фазовая дифракционная решетка, и резонансный переворот спина нейтрона в магнитном поле. Оба эти предложения тогда были достаточно смелыми, поскольку явление нестационарной дифракции нейтронов на движущейся решетке стало лишь объектом теоретического рассмотрения [18], а изменение скорости нейтронов при резонансном перевороте спина, наблюдавшееся ранее на пределе экспериментальных возможностей [19], более убедительно было продемонстрировано [20] лишь после публикации работы [13].

Вскоре нестационарная дифракция УХН на движущейся решетке наблюдалась в эксперименте [21], а спустя некоторое время в экспериментах с движущейся решеткой был продемонстрирован и эффект фокусировки во времени [22, 23]. Возможность временной фокусировки, основанной на резонансном перевороте спина нейтрона, также нашла свое экспериментальное подтверждение [24, 25].

1.2. Замедление нейтронов линзой. Первоначально действие временной линзы рассматривалось исключительно с точки зрения временных параметров нейтронного импульса в точке изображения, а вопрос о соотношении скоростей нейтронов в области генерации нейтронов и в точке изображения не обсуждался. В частности, на рис. 1, *а*, повторяющем рисунок работы [14], хорошо видно, что, хотя собственно распределение скоростей меняется, средняя скорость, которой на графике отвечает центральная линия, остается неизменной. Однако вполне возможен случай, когда линза может менять среднюю скорость, а с ней и среднюю энергию нейтронов, как показано на рис. 1, *б*. О такой возможности говорилось в работе [14]. Подчеркнем, что временная линза, основанная на квантовом преобразовании энергии, последовательно воздействует на проходящие к ней нейтроны. По-видимому, такой существенно непотенциальный характер замедления нейтронов является причиной неприменимости к нему теоремы Лиувилля о неизменности фазовой плотности частиц. Этот вопрос заслуживает, видимо, более тщательного анализа.

1.3. Нейтронная ловушка и эффект накопления. Проясним теперь идею Ф. Л. Шапиро [9] о накоплении нейтронов от импульсного источника. Пусть мы имеем ловушку УХН с входным отверстием площадью s , через которое поступает периодический импульсный поток

с длительностью импульсов τ . Тогда число нейтронов, поступивших в ловушку за один импульс, есть

$$N_{\text{in}} = F_s s \tau, \quad (8)$$

где F_s — поток нейтронов, усредненный по длительности импульса. Предположим, что входное окно ловушки открыто только в течение импульса, а все остальное время перекрыто некоторой идеальной заслонкой. Если за время между импульсами число нейтронов, поглощаемых в стенках ловушки, относительно мало, то поток нейтронов в ловушке будет расти от импульса к импульсу, пока не достигнет некоторого равновесного значения Φ . Пренебрегая вероятностью распада нейтронов за время установления равновесия, предположим, что каналами ухода УХН из ловушки является только поглощение в ее стенках и уход через входное отверстие за то время, когда оно открыто. Приравняв число нейтронов, поступающих в ловушку за один импульс (8), к числу нейтронов, покидающих ее за время длительности одного цикла T , получим

$$F_s s \tau = \Phi (s \tau + \Sigma T \mu), \quad (9)$$

где Σ — площадь поверхности ловушки; μ — коэффициент поглощения УХН при столкновении со стенкой ловушки; T — период повторения импульсов. Тогда для равновесной плотности потока имеем

$$\Phi = F_s \frac{1}{1 + (\Sigma \mu T / s \tau)}. \quad (10)$$

Из формулы (10) легко получить выражения отношения плотности потока в ловушке Φ к среднему потоку на входе в ловушку $\langle F \rangle = F_s \tau / T$, т. е. фактор выигрыша:

$$G = \frac{\Phi}{\langle F \rangle}, \quad G = \frac{s T}{s \tau + \Sigma \mu T}. \quad (11)$$

Формула (11) несколько отличается от формулы (8) в работе [9], что связано с двумя обстоятельствами. Во-первых, в формуле (11) не учитывается возможность оттока нейтронов из ловушки к потребителю. Во-вторых, в работе [9] сравнивается плотность потока нейтронов в ловушке для случаев импульсного и стационарного методов наполнения, а не отношение потоков в источнике и ловушке.

Коэффициент поглощения нейтронов при отражении от стенки μ определяется отношением мнимой и действительной частей эффективного потенциала взаимодействия нейтронов с веществом ловушки $\eta = W/E_b$:

$$U = E_b - iW, \quad E_b = \frac{2\pi\hbar^2}{m}\rho b, \quad W = \frac{\hbar}{2}\rho\sigma_{\text{loss}}v. \quad (12)$$

Здесь b — длина рассеяния нейтронов на ядрах вещества ловушки; ρ — число ядер в единице объема; σ_{loss} — сечение всех процессов в веществе

ловушки, приводящих к исчезновению из нее УХН, и v — скорость нейтрона. Действительную часть потенциала E_b обычно называют граничной энергией вещества.

При изотропном потоке усредненный по углам коэффициент поглощения μ [9, 26] есть

$$\mu = \frac{2\eta}{y^2} \left(\arcsin y - y\sqrt{1-y^2} \right), \quad (13)$$

где $y = \sqrt{E/E_b}$, а E — энергия нейтрона. Если энергия E не слишком близка к пороговой, то величины μ и η в широком диапазоне изменения параметра y отличаются слабо. Для ряда хороших материалов величина η может составлять $\eta = (3-5) \cdot 10^{-5}$ [27-29], а параметр $\Sigma\mu T/st$ в знаменателе формулы (11) может быть порядка единицы, даже для ловушки вполне значительного объема. При этом фактор выигрыша G оказывается порядка T/τ .

1.4. Преобразование времени нейтронного импульса — временное увеличение. Поскольку фактор выигрыша G существенным образом зависит от длительности открытого состояния клапана ловушки, вопрос о длительности импульса, формируемого временной линзой, оказывается очень важным. В работе [14] полагалось, что при относительно небольшой передаче энергии линзой $|\Delta E| \ll E$ справедлива формула тонкой линзы:

$$M = \frac{\tau_{\text{fin}}}{\tau_{\text{in}}}, \quad M = \frac{b}{a}, \quad (14)$$

где τ_{in} и τ_{fin} — длительность начального временного импульса и его «изображения», формируемого линзой. Однако это справедливо только для случая, когда условия фокусировки симметричны (см. рис. 1, а), т. е. когда часть нейтронов ускоряется, а такая же часть замедляется. Для случая замедляющей линзы это не так.

Подробнее вопрос о соотношении между величинами длительности импульса нейтронного потока, генерируемого источником нейтронов, и его временного изображения был рассмотрен в работе [30]. В ней было показано, что нейтроны, испущенные не точно в момент времени $t = 0$, а в близкий к нему момент δ , прибывают в точку наблюдения $L = a + b$ не в расчетное время t_0 , а в момент

$$t = t_0 + \delta \frac{b}{a} \left(\frac{V_a}{V_b} \right)^3. \quad (15)$$

Предполагая малость периода действия линзы (временной апертуры) $t_1 - t_2 \ll t_L$, что аналогично параксиальному приближению в оптике, легко получить следующее соотношение для временного увеличения

$$M = \frac{b}{a} \left(\frac{V_a^0}{V_b^0} \right)^3, \quad (16)$$

где V_a^0 и V_b^0 — усредненные значения скоростей на участках a и b соответственно.

Таким образом, длительность изображения, формируемого временной линзой, зависит не только от геометрического фактора b/a , но и существенно образом от соотношения начальной и конечной скоростей, а форма временного импульса может определяться и спектрами скоростей до линзы и после нее. Значительная величина M для замедляющей линзы существенно ограничивает величину G (11), обусловленного накладным режимом ловушки.

1.5. Нестационарная дифракция нейтронов как физическая основа преобразования энергии временной линзой. Действие локальной временной линзы основано на возможности строго определенной и переменной во времени передачи энергии нейтрону. Выше упоминались два метода передачи энергии, основанных на использовании квантовых нестационарных явлений. Это переворот спина нейтрона спин-флиппером, обязательным компонентом которого является переменное магнитное поле с циркулярной частотой Ω , и модуляция потока некоторым устройством, обеспечивающим амплитудную или фазовую модуляцию потока с частотой $f = \Omega/2\pi$. В обоих случаях нейтрону передается энергия, равная или кратная кванту энергии: $\Delta E = \hbar\Omega$. Можно было бы предположить, что флиппер является более эффективным, чем модулятор. В самом деле, для всех нейтронов, спин которых оказался реверсированным под действием переменного поля с частотой $\Omega(t)$ в присутствии относительно медленно меняющегося магнитного поля $B(t)$, изменится энергия на величину $\Delta E(t) = 2\mu B(t) = \hbar\Omega(t)$.

В отличие от этого случая при периодической модуляции потока результирующее состояние имеет вид суперпозиции большого числа волн с различающимися амплитудами $A_n < 1$ и дискретными значениями частот $\omega_n = \omega_0 + n\Omega$, где n — целые числа независимо от того, осуществляется ли такая модуляция с помощью быстрого прерывателя периодического действия [31, 32] или периодической структуры, движущейся поперек пучка [18]. Из полного набора волн в каждый заданный момент времени только одна имеет энергию, отвечающую необходимому условию временной фокусировки, а ее амплитуда зависит как от параметров модулятора, так и от меняющейся во времени скорости падающих на него нейтронов. Казалось бы, при этих условиях вопрос о выборе между двумя подходами к управлению энергией нейтронов должен решаться в пользу электромагнитного метода.

Однако с практической точки зрения важными являются следующие два фактора: максимально возможная величина передаваемой энергии и простота быстрого изменения необходимой частоты. Последняя должна меняться от своего максимального значения до минимального за время действия источника и линзы, при этом практически мгновенно снова перестраиваться на начальное значение по окончании каждого цикла.

Оказывается, что обоим этим условиям в настоящее время лучше отвечает устройство, основанное на явлении нестационарной дифракции на движущейся структуре.

Немаловажно, что явление нестационарной дифракции нейтронов на движущейся решетке достаточно хорошо изучено теоретически и экспериментально. Приведем основные сведения об этом явлении, необходимые для дальнейшего. Имеется несколько теоретических подходов к решению задачи о дифракции нейтронов на движущейся решетке. Приведем здесь упрощенный вариант решения задачи, следуя работам [18, 21, 33].

Пусть на тонкую решетку, штрихи которой ориентированы вдоль оси y , падает плоская нейтронная волна

$$\Psi_0(x, z, t) = \exp[i(k_{0x}x + k_{0z}z - \omega_0t)], \quad (17)$$

где $k_{0x} = mv_{0x}/\hbar$; $k_{0z} = mv_{0z}/\hbar$, v_{0x} и v_{0z} — тангенциальная и нормальная компоненты скорости соответственно, \hbar — постоянная Планка; $\omega_0 = \hbar k_0^2/2m$ и $k_0 = (k_{0x}^2 + k_{0z}^2)^{1/2}$ — частота и волновое число.

Предположим, что решетка движется со скоростью V_g в положительном направлении оси X . Решая задачу о дифракции в движущейся системе, в которой решетка покоится, можно найти проекции волновых векторов всех дифракционных порядков и их амплитуды α_n :

$$\alpha_n = \frac{1}{d} \int_0^d H(x) \exp(-in g_0 x) dx, \quad (18)$$

где $g_0 = 2\pi/d$; $H(x) = H(x+d)$ — периодическая функция пропускания решетки, d — пространственный период решетки. Волновая функция дифрагированных нейтронов находится преобразованием найденного решения обратно в лабораторную систему координат. Она имеет вид

$$\Psi(x, y, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \exp[i(k_{nx}x + k_{nz}z - \omega_n t)], \quad (19)$$

где $k_{nx} = k_{0x} + g_n$, $k_{nz} = [k_{0z}^2 + 2(k_V - k_{0x})g_n - g_n^2]^{1/2}$, $k_V = mV_g/\hbar$, $g_n = ng_0$ — величина вектора обратной решетки, $n = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$ — целые числа, а частоты дифрагированных волн $\omega_n = \omega_0 + n\Omega$ характеризуются спектральным расщеплением:

$$\Omega = 2\pi f, \quad \text{где } f = \frac{V_g}{d}. \quad (20)$$

Амплитуды дифрагированных волн в лабораторной системе определяются из условия сохранения потока:

$$A_n = \alpha_n \left[\frac{k_0^2}{k_0^2 + 2k_V g_n} \right]^{1/4}. \quad (21)$$

В ранних работах [21, 33] было получено весьма удовлетворительное согласие с предсказаниями такой теории. Как предлагалось в работе [18], эксперименты ставились с решеткой, имеющей прямоугольный профиль, для которой фаза прошедшей волны менялась скачком на π через каждые полпериода:

$$\Delta\varphi = k_{0z}(1 - n_{gr})h = \pi. \quad (22)$$

Здесь h — высота выступа решетки и n_{gr} — показатель преломления нейтронов в веществе решетки. Для такой фазовой π -решетки амплитуды четных порядков, включая нулевой, равны нулю, а амплитуды нечетных порядков равны $\alpha_n = 2i/n\pi$ и уменьшаются с увеличением номера порядка n . Впрочем, это справедливо лишь при нормальном падении на нее нейтронов, что возможно лишь для покоящейся решетки, поскольку в системе координат движущейся решетки нейтроны падают на нее под некоторым углом. Поэтому на самом деле изменение фазы имеет трапецевидную форму из-за разных длин пробега в веществе вблизи краев П-образных выступов решетки.

Это обстоятельство было учтено в работе [34], в которой для вычисления амплитуд дифракционных порядков в соответствии с формулой (18) использовалась трапецевидная зависимость фазы от координаты (рис. 2). Профиль фазовой зависимости характеризовался геометрическим параметром

$$C = \left(\frac{2h}{d}\right) \frac{(V_g - v_{0x})}{v_{0z}}, \quad (23)$$

который растет с увеличением скорости решетки, глубины профиля и уменьшением ее периода. При $C \ll 1$ фазовый профиль близок к прямоугольному, а при $C = 1$ он имеет треугольную форму.

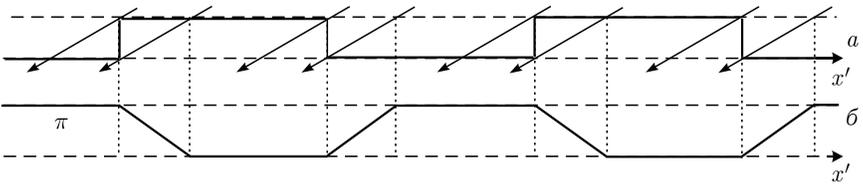


Рис. 2. а) Профиль решетки; б) профиль фазы при наклонном падении волны на решетку

При более строгом подходе необходимо принять во внимание, что волны, распространяющиеся в материале решетки конечной толщины, могут взаимодействовать. С учетом этого обстоятельства необходим динамический подход к дифракции, сформулированный в работе [35]. В этой же работе получен очень важный результат, состоящий в том, что при заданной скорости решетки и энергии нейтрона соотношение между интенсивностями порядков существенным образом зависит от глубины профиля h . Поэтому, отказавшись от выполнения соотношения (22),

можно задавать глубину профиля h , а вместе с ней и параметр C , исходя из конкретных значений скорости решетки и величины передаваемой энергии. Ряд предсказаний работы [35] нашел свое подтверждение в экспериментах [36, 37].

Отметим еще, что, хотя для амплитуд дифракционных порядков динамическая теория предсказывает несколько иные значения, чем модифицированный кинематический подход, качественно обе теории дают не слишком различающиеся результаты [35].

2. ИСТОЧНИК УХН ДЛЯ ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА ПЕРИОДИЧЕСКОГО ДЕЙСТВИЯ

Принципиальная схема источника УХН, основанного на принципе временной фокусировки, представлена на рис. 3. Основным замедлителем 1 является источником импульсного потока холодных нейтронов. Тонкий замедлитель-конвертер 2 служит импульсным источником УХН. Его толщина ограничивается произведением величины минимальной скорости, захватываемой линзой, и требуемой длительности импульсного потока УХН. От объема зеркального нейтронотода 3 он может быть отделен мембраной, прозрачной для УХН. Необходимость подавления фона, вероятно, исключает возможность применения прямолинейного нейтронотода, но пока будем игнорировать это обстоятельство.

Нейтронная линза 4 представляет собой набор дифракционных решеток, расположенных на периферии вращающегося диска. Период оборота диска линзы равен периоду повторения импульсного источника нейтронов или кратен ему. Фаза вращения синхронизирована с источником. Параметры решеток оптимизированы для обеспечения условия фокусировки.

Опуская пока практически важный вопрос об устройстве импульсного клапана на входе в ловушку, ограничимся лишь анализом передаточных и трансформационных свойств комбинации нейтронотода и линзы,

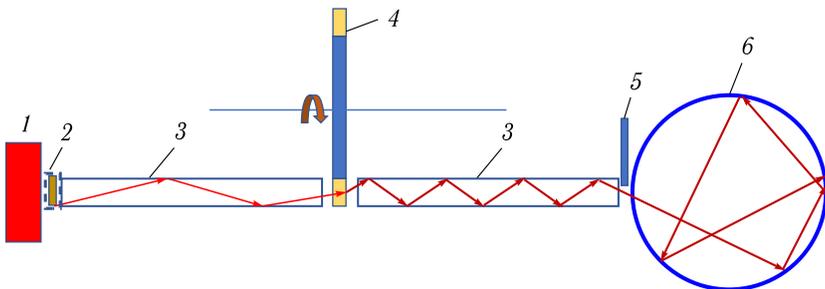


Рис. 3. Принципиальная схема источника: 1 — основной замедлитель; 2 — замедлитель-конвертер; 3 — нейтронотод; 4 — временная линза с дифракционными решетками; 5 — быстрый клапан; 6 — ловушка-накопитель

принцип действия которой основан на нестационарной дифракции нейтронов на движущейся решетке. Приведем результаты некоторых расчетов, позволяющих оценить возможные параметры такого источника. Для конкретности мы исходили из параметров, характерных для реактора ИБР-2 [6, 38].

2.1. Плотность потока УХН в конвертере. Импульсный поток* тепловых и холодных нейтронов формируется основным замедлителем I источника (см. рис. 3). Распределение нейтронов по энергиям будем полагать максвелловским с эффективной температурой T_n . Тогда средний поток УХН с энергиями, меньшими некоторой граничной энергии E_b , есть [38]

$$\langle F \rangle = \frac{\langle \Phi_0 \rangle}{8} \left(\frac{E_b}{T_n} \right)^2, \quad (24)$$

где $\langle \Phi_0 \rangle$ — полный нейтронный поток в замедлителе. В определенных случаях поток УХН в конвертере может превышать поток в замедлителе, что учитывается введением в рассмотрение некоторого фактора усиления (см., например, [39]).

Средний поток тепловых нейтронов в реакторе ИБР2-М составляет $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Приняв температуру максвелловского спектра нейтронов за 400 К, а граничную энергию за $E_b = 190 \text{ нэВ}$, что соответствует скорости УХН 6 м/с, которую мы задаем в качестве максимальной на входе в ловушку (см. ниже), получим для плотности потока УХН величину $\Phi = 8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Вероятно, можно использовать конвертер, в котором плотность потока УХН превышает плотность потока во внешнем замедлителе на порядок. Таким конвертером является, например, лед при низкой температуре [5]. Это приводит к оценке $\Phi = 80 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

2.2. Параметры линзы, время транспорта и пропускание нейтроноводов. В расчетах было принято, что максимальная продольная скорость после линзы не должна превышать 3 м/с, с тем чтобы полная скорость на входе в ловушку была меньше или порядка величины граничной скорости для бериллия $V_b^{\text{Be}} = 6,9 \text{ м/с}$, выбранного нами в качестве материала ловушки. Полное время транспорта нейтронов зависит от положения линзы и захватываемой ею максимальной скорости. При длине нейтронотода $L = 10 \text{ м}$ оно составляет 2–3 с.

Расчет велся методом Монте-Карло. При этом предполагалось, что поток в замедлителе изотропен, скорости нейтронов ограничены некоторой величиной V_{max} , а вероятность найти нейтрон в интервале скоростей от V до $V + dV$ пропорциональна V^3 . Выбор величины V_{max} достаточно произволен, поскольку конечные результаты нормировались на

* Здесь и ниже, как принято в нейтронной физике, употребляем термины «поток» и «плотность потока» в едином смысле, подразумевая в обоих случаях плотность потока с размерностью $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

стандартный фазовый объем, определяемый граничной скоростью ловушки (см. ниже). Необходимо только выполнение условия $V_{\max} > V_{a \max}$, где $V_{a \max}$ — максимальная продольная скорость, захватываемая линзой. В расчетах принималось $V_{\max} = \sqrt{2} V_{a \max}$.

Скорость $V_{a \max}$ вместе с расстоянием до линзы определяет время транспорта нейтронов от замедлителя до ловушки. Поскольку длина нейтропровода намного больше его поперечного диаметра, то практически все нейтроны, для которых компонент скорости v_{\perp} , нормальный к оси нейтропровода, больше его граничной скорости v_{bg} , не захватываются нейтропроводом и теряются. Нейтроны с меньшей поперечной скоростью испытывают множественные соударения со стенками, с некоторой вероятностью поглощаясь в них, и распространяются в направлении линзы и ловушки. Поскольку вероятность поглощения нейтрона с нормальной к поверхности вещества скоростью, не слишком близкой к граничной, есть [26]

$$\mu = 2\eta \frac{v_{\perp}}{\sqrt{v_{bg}^2 - v_{\perp}^2}}, \quad (25)$$

то вероятность успешной транспортировки нейтрона определяется выражением

$$\vartheta = \left(1 - 2\eta_{ng} \frac{v_{\perp}}{\sqrt{v_{bg}^2 - v_{\perp}^2}} \right)^n, \quad (26)$$

где n — число соударений о стенки нейтропровода; η_{ng} — параметр поглощения нейтронов веществом нейтропровода. Так как по условиям временной фокусировки линза обеспечивает изохронность транспорта нейтронов, то число соударений о стенки нейтронов, достигших ловушки, есть

$$n = \frac{v_{\perp}}{D} t_0, \quad (27)$$

где D — поперечный размер нейтропровода; t_0 — полное время транспортировки через оба участка нейтропровода. В расчетах принималось, что диаметр нейтропровода равен $D = 8$ см, граничная скорость — $v_{bg} = 6,5$ м/с, а параметр поглощения — $\eta_{ng} = 10^{-4}$. Эти величины соответствуют параметрам широко применяемого в физике УХН немагнитного сплава NiMo.

Расчеты показали, что при сделанном предположении о зеркальности нейтропроводов потери нейтронов на поглощение в стенках не превышают нескольких процентов и эффективность транспортировки практически полностью определяется долей фазового объема, захватываемого системой. Последняя зависит от выбора величины V_{\max} , граничной скорости v_{bg} и скоростной апертуры линзы.

2.3. Дифракционная эффективность временной линзы и передаточные свойства системы в целом. Расчеты дифракционной эффективности линзы велись в модифицированном кинематическом приближе-

нии. Падение нейтронов на решетку в лабораторной системе полагалось нормальным. Глубина профиля решетки и расстояние между штрихами менялось непрерывным образом в зависимости от текущего значения скорости падающих на нее нейтронов V_1 . В пренебрежении тангенциальной по отношению к решетке скоростью формула (23) приобретает вид

$$C = \frac{2h V_g}{V_1 d} = \frac{2h}{V_1} f, \quad (28)$$

где $f = V_g/d$ — частота модуляции, задаваемая текущим значением необходимой передачи энергии (16) и соотношением $\Delta E(t) = 2\pi f(t) \hbar$. Предполагалось, что зависимость частоты от времени обеспечивается непрерывным изменением медленно меняющегося параметра d при постоянстве скорости решетки V_g . Зная в каждый момент времени значение f , можно из формулы (28) получить максимальное значение высоты зуба решетки h_{\max} , для которого выполняется предельное соотношение $C = 1$. При этом функция модуляции фазы имела трапециевидную форму [34]. В отличие от случая, представленного на рис. 2, фаза менялась от нуля до величины φ , которая определялась скоростью нейтрона, высотой зуба и материалом решетки с граничной скоростью $V_{b \text{ grat}}$:

$$\varphi = k(1-n)h = \frac{2\pi}{\lambda} \left[1 - \sqrt{1 - \frac{V_{b \text{ grat}}^2}{V_1^2}} \right] h. \quad (29)$$

Как можно показать, амплитуда волны минус первого порядка описывается в этом случае формулой

$$\alpha_{-1} = \frac{i\varphi (e^{i\varphi} e^{i\pi C} - 1) \left(\frac{\varphi}{\pi} - C \right) - (e^{i\pi C} - e^{i\varphi}) \left(\frac{\varphi}{\pi} + C \right)}{2\pi^2 \left(\frac{\varphi^2}{\pi^2} - C^2 \right)}. \quad (30)$$

Дифракционная эффективность, т. е. интенсивность волны минус первого порядка $|A_{-1}|^2$, вычислялась по формулам (30), (21) для большого набора значений: $0 < h < h_{\max}$. По их результатам выбиралось значение h , обеспечивающее максимальную дифракционную эффективность. Для разных диапазонов скорости нейтронов выбиралось одно из четырех значений $V_{b \text{ grat}}$: от 3,2 м/с (Si) до 7,8 м/с (сплав $^{58}\text{NiMo}$).

Результаты расчетов дифракционной эффективности линзы представлены на рис. 4. Скачки эффективности, видимые на этом рисунке, обусловлены переходами к новому материалу решетки с другим значением $V_{b \text{ grat}}$. Отметим, что в соответствии с формулой (21) интенсивность дифракционных порядков, соответствующих замедлению нейтронов, может быть больше, чем для покоящейся решетки, не меняющей спектр скоростей. Это обстоятельство учтено в полученных результатах.

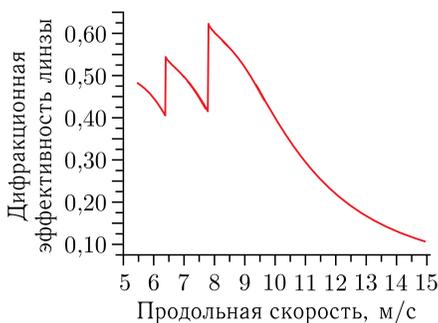


Рис. 4. Дифракционная эффективность линзы в зависимости от продольной скорости нейтронов

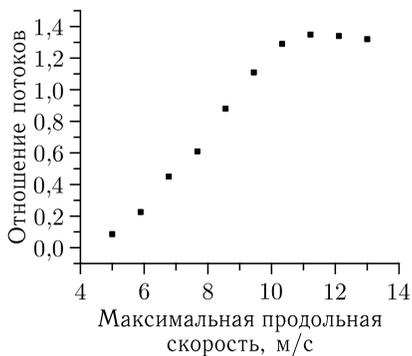


Рис. 5. Транспортная эффективность канала с линзой в зависимости от максимальной продольной скорости нейтронов

Дифракционная эффективность линзы и эффективность захвата и транспортировки нейтронов определяют величину эффективности системы T в целом. При определении этой величины принималось во внимание, что расчет вероятности транспортировки велся для фазового объема скоростей, занимаемого сферой радиусом $V_{\max} = \sqrt{2} V_{a \max}$, а плотность потока нейтронов в таком фазовом объеме превосходит плотность потока УХН со скоростями от нуля до V_{bn} в отношении $K = (V_{a \max}/V_{bn})^4$, где $V_{bn} = \sqrt{2E_b/m}$ (см. формулу (24)). Таким образом, под транспортной эффективностью системы, состоящей из двух нейтроноводов и линзы, здесь понимается отношение потока на выходе из нейтроновода, т. е. на входе в ловушку, к потоку нейтронов со скоростями менее $V_{bn} = 6$ м/с в конвертере. Зависимость определенной таким образом эффективности T от максимальной продольной скорости $V_{a \max}$ представлена на рис. 5. Минимальная скорость, захватываемая линзой $V_{a \min}$, вычислялась по формуле (5).

2.4. Длительность импульса, эффект накопления и интенсивность источника УХН. В зависимости от выбранного значения максимальной продольной скорости меняется соотношение скоростей до линзы и после нее. Это означает, что в соответствии с формулой (15) каждому значению скорости соответствует свое значение временного увеличения. Поэтому форма результирующего импульса рассчитывалась с учетом распределения продольных скоростей на выходе нейтроновода. Начальная форма импульса задавалась в виде гауссиана полушириной 350 мкс.

Результаты таких расчетов представлены на рис. 6 и 7. Для длительности импульса принималась ширина на половине высоты (см. рис. 7). Длительность импульса вместе с задаваемыми параметрами ловушки определяет величину фактора выигрыша от импульсного режима накоп-

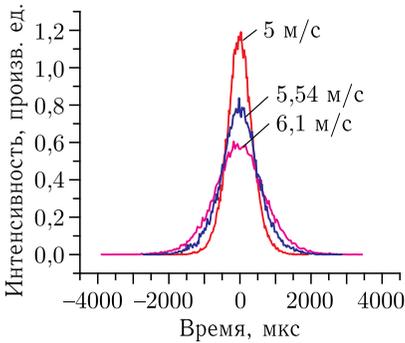


Рис. 6. Результаты расчета формы импульса, формируемого линзой, для трех значений максимальной продольной скорости

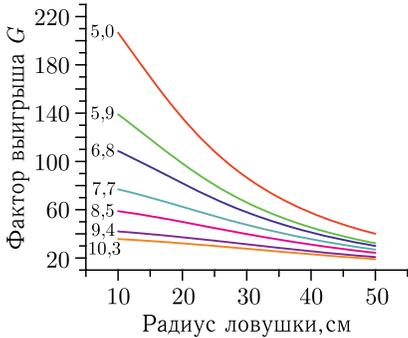


Рис. 8. Фактор выигрыша G в зависимости от радиуса ловушки. Приведены значения максимальной продольной скорости нейтронов

ления. Поэтому последний зависит теперь от максимальной продольной скорости.

На рис. 8 приведен фактор выигрыша G (см. формулу (11)), обусловленного импульсным характером заполнения ловушки, в зависимости от ее радиуса для нескольких значений максимальной продольной скорости. В расчете учтено увеличение длительности импульса, формируемого линзой. Для параметра поглощения вещества ловушки было принято значение $\eta = 3 \cdot 10^{-5}$, что соответствует экспериментальным данным для бериллиевой ловушки при низких температурах [27, 40].

Однако полную эффективность источника, т. е. отношение плотности потока УХН в ловушке к плотности потока УХН в конвертере, характеризует не фактор G , а его произведение на величину транспортной

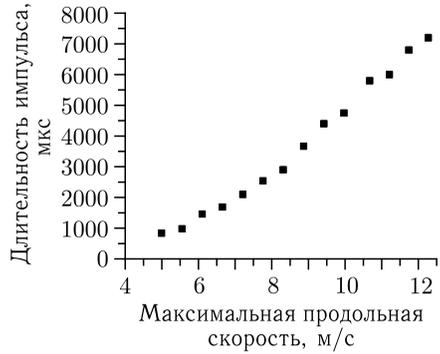


Рис. 7. Ширина импульса, формируемого линзой, в зависимости от максимальной продольной скорости

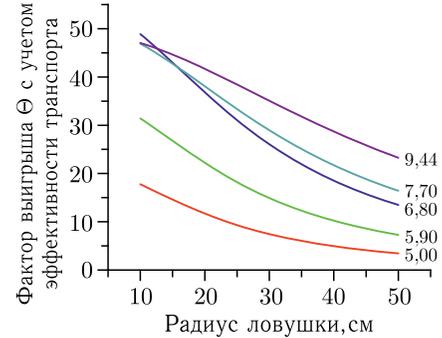


Рис. 9. Полный фактор выигрыша в зависимости от радиуса ловушки. Цифрами обозначена максимальная продольная скорость

эффективности канала T , которая может быть больше единицы для линзы, замедляющей нейтроны. Зависимость полного фактора выигрыша $\Theta = GT$ от радиуса ловушки приведена на рис. 9. Как видно из этого рисунка, фактор выигрыша растет с увеличением продольной скорости нейтронов, что обусловлено своеобразной компрессией потока замедляющей линзой. Однако при дальнейшем увеличении скорости этот рост прекращается, что обусловлено падением дифракционной эффективности линзы, которое хорошо видно на рис. 4.

Умножив фактор выигрыша Θ на величину среднего потока в замедлителе, получим оценку потока УХН в ловушке, что, в сущности, и является основным результатом расчета.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

По графику на рис. 10 видно, что принцип временной фокусировки, сопровождаемой замедлением нейтронов, позволяет создать достаточно интенсивный источник УХН на импульсном реакторе периодического действия даже при умеренном значении среднего потока нейтронов в замедлителе.

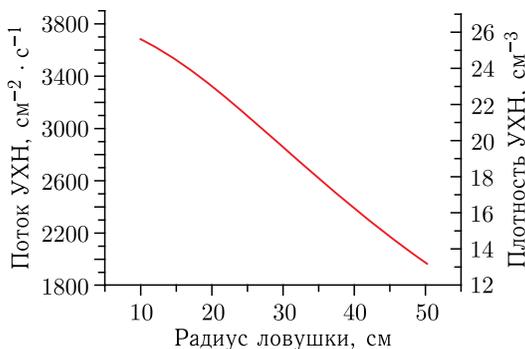


Рис. 10. Плотность потока и объемная плотность УХН в ловушке в зависимости от ее радиуса

Приведенные выше результаты, по-видимому, демонстрируют перспективность обсуждаемой концепции, но имеют при этом достаточно оценочный характер. Суммируем основные параметры расчета и сделанные приближения.

1. Средний поток тепловых нейтронов составляет $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \times \text{с}^{-1}$.
2. Эффективная температура максвелловского спектра нейтронов равна $T = 400 \text{ К}$.
3. Конвертер характеризуется фактором выигрыша, равным 10.
4. Нейтронпровод абсолютно зеркален.

5. Расчет дифракционной эффективности решеток основан на модифицированном кинематическом приближении.

6. Импульсный затвор на входе в ловушку идеален.

7. Граничная скорость и параметр поглощения материала ловушки составляют 6 м/с и $\eta = 3 \cdot 10^{-5}$ соответственно.

Эти приближения приводят к разнонаправленным факторам, искажающим результат. Так, пункты 4–6 содержат, по-видимому, излишне оптимистичные приближения, вероятно, завышающие оценку в полтора-два раза. С другой стороны, плотность потока УХН в замедлителе обратно пропорциональна квадрату нейтронной температуры, а использование криогенного замедлителя может не только скомпенсировать указанные погрешности, но и увеличить суммарную оценку, по крайней мере, в несколько раз.

Таким образом, представленная здесь концепция интенсивного источника УХН на импульсном реакторе должна быть объектом более тщательных расчетов, результаты которых, в свою очередь, должны быть подтверждены экспериментами.

Это представляется особенно актуальным в связи с планами создания в ОИЯИ нового интенсивного источника нейтронов ИБР-3 «Нептун».

Авторы выражают благодарность Е. В. Лычагину, А. Ю. Музычке, Ю. Н. Покотиловскому и В. Н. Швецову за плодотворные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лущиков В. И., Покотиловский Ю. Н., Стрелков А. В., Шапиро Ф. Л. Наблюдение ультрахолодных нейтронов // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9, вып. 1. С. 40.
2. Стрелков А. В. История открытия ультрахолодных нейтронов // Шапиро Ф. Л. Собр. тр. Нейтронные исследования. Изд. 2-е, доп. М.: Наука, 2015. С. 362.
3. Bison G., Daum M., Kirch K., Lauss B., Ries D., Schmidt-Wellenburg P., Zsigmond G., Brenner T., Geltenbort P., Jenke T., Zimmer O., Beck B., Heil W., Kahlenberg J., Karch J., Ross K., Eberhardt K., Geppert C., Karpuk S., Reich T., Siemensens C., Sobolev Yu., Trautmann N. Comparison of Ultracold Neutron Sources for Fundamental Physics Measurements // Phys. Rev. C. 2017. V. 95. P. 045503.
4. Steyerl A. Ultracold Neutrons. World Sci., 2020. 62 p.
5. Ананьев В. Д., Беляков А. А., Голиков В. В., Кулагин Е. Н., Тихомиров А. С. Низкотемпературный источник ультрахолодных нейтронов на реакторе ИБР-2. Сообщ. ОИЯИ РЗ-89-678. Дубна, 1989.
6. Ананьев В. Д., Блохинцев Д. И., Булкин Ю. М., Бунин Б. Н., Воробьев Е. Д., Доллежалъ Н. А., Лущиков В. И., Останевич Ю. М., Смирнов В. С., Франк И. М., Хрястов Н. А., Шабалин Е. П., Шарпов Э. И., Язвицкий Ю. С. ИБР-2 — импульсный реактор периодического действия для нейтронных исследований // ПТЭ. 1977. № 5. С. 17; Ананьев В. Д., Блохинцев Д. И., Булкин Ю. М., Бунин Б. Н., Воробьев Е. Д., Доллежалъ Н. А., Лущиков В. И., Останевич Ю. М., Смирнов В. С.,

- Франк И. М., Хрястов Н. А., Шабалин Е. П., Шарапов Э. И., Язвицкий Ю. С. ИБР-2 — импульсный реактор периодического действия для нейтронных исследований // Франк И. М. Науч. тр. М.: Наука, 2018. Т. 2. С. 387.
7. Аксенов В. Л. Пульсирующие ядерные реакторы в нейтронной физике // УФН. 2009. Т. 179. С. 434.
 8. Шапиро Ф. Л. О накоплении нейтронов // ЭЧАЯ. 1972. Т. 2, вып. 4. С. 975.
 9. Шапиро Ф. Л. Собрание трудов. Нейтронные исследования. М.: Наука, 1976. 229 с.
 10. Anghel A., Atchison F., Blau B., van den Brandt B., Daum M., Doelling R., Dubs M., Duperrex P.-A., Fuchs A., George D., Gültl L., Hautle P., Heidenreich G., Heinrich F., Henneck R., Heule S., Hofmann Th., Joray St., Kasprzak M., Kirch K. The PSI Ultra-Cold Neutron Source // Nucl. Instr. Meth. A. 2009. V. 611. P. 272.
 11. Saunders A., Makela M., Bagdasarova Y., Back H.O., Boissevain J., Broussard L.J., Bowles T.J., Carr R., Currie S.A., Filippone B., Garcia A., Geltenbort P., Hickerson K.P., Hill R.E., Hoagland J., Hoedl S., Holley A.T., Hogan G., Ito T.M., Lamoreaux S., Chen-Yu Liu, Liu J., Mammei R.R., Martin J., Melconian D., Mendenhall M.P., Morris C.L., Mortensen R.N., Pattie R.W., Jr., Pitt M., Plaster B., Ramsey J., Rios R., Sallaska A., Seestrom S.J., Sharapov E.I., Sjue S., Sondheim W.E., Teasdale W., Young A.R., VornDick B., Vogelaar R.B., Wang Z., Yanping Xu. Performance of the Los Alamos National Laboratory Spallation-Driven Solid-Deuterium Ultra Cold Neutron Source // Rev. Sci. Instr. 2013. V. 84. P. 013304.
 12. Lauss B. Ultracold Neutron Production at the Second Spallation Target of the Paul Scherrer Institute // Phys. Procedia. 2014. V. 51. P. 98.
 13. Frank A.I., Gähler R. Neutron Time Focusing // Proc. of ISINN-4. Dubna, 1996. P. 308.
 14. Frank A.I., Gähler R. Time Focusing of Neutrons // Phys. At. Nucl. 2000. V. 63. P. 545.
 15. Rauch H. Novel Beam Bunching Methods by Perfect Crystals and Electromagnetic Means // Proc. of "Neutron Scattering in the 'Nineties". Vienna, 1985. P. 35.
 16. Summhammer J., Niel L., Rauch H. Focusing of Pulsed Neutrons by Traveling Magnetic Potentials // Z. Phys. B: Condens. Matter. 1986. V. 62. P. 269.
 17. Baumann K., Gähler G., Grigoriev P., Kats E.I. Time Lens for High-Resolution Neutron Time-of-Flight Spectrometers // Phys. Rev. A. 2005. V. 72. P. 043619.
 18. Frank A.I., Nosov V.G. Neutron Diffraction on a Moving Grating and Quasi-Energy of Cold Neutrons // Phys. Lett. A. 1994. V. 188. P. 120.
 19. Alefeld B., Badurek G., Rauch H. Observation of the Neutron Magnetic Resonance Energy Shift // Z. Phys. B: Condens. Matter. 1981. V. 41. P. 231.
 20. Weinfurter H., Badurek G., Rauch H., Schwahn D. Inelastic Action of a Gradient Radio-Frequency Neutron Spin Flipper // Z. Phys. B: Condens. Matter. 1988. V. 72. P. 195.
 21. Frank A.I., Balashov S.N., Bondarenko I.V., Geltenbort P., Hoghoj P., Masalovich S.V., Nosov V.G. Phase Modulation of a Neutron Wave and Diffraction of Ultracold Neutrons on a Moving Grating // Phys. Lett. A. 2003. V. 311. P. 6.

22. Франк А.И., Гелтенборт П., Кулин Г.В., Стрепетов А.Н. Квантовая временная линза для ультрахолодных нейтронов // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 78, вып. 4. С. 224 (Frank A. I., Geltenbort P., Kulin G. V., Strepetov A. N. A Quantum Time Lens for Ultracold Neutrons // JETP Lett. 2003. V. 78, Iss. 4. P. 224).
23. Balashov S. N., Bondarenko I. V., Frank A. I., Geltenbort P., Hoghoj P., Kulin G. V., Masalovich S. V., Nosov V. G., Strepetov A. N. Diffraction of Ultracold Neutrons on a Moving Grating and Neutron Focusing in Time // Physica B. 2004. V. 350. P. 246.
24. Arimoto Y., Gertenbort P., Imajo S., Iwashita Y., Kitaguchi M., Seki Y., Shimizu H. M., Yoshioka T. Demonstration of Focusing by a Neutron Accelerator // Phys. Rev. A. 2012. V. 86. P. 023843.
25. Imajo S., Iwashita Y., Mishima K., Kitaguchi M., Shimizu H. M., Ino T., Yamashita S., Hirota K., Goto F., Fuwa Y., Katayama R. Ultracold Neutron Time Focusing Experiment and Performance Evaluation of an Improved UCN Rebuncher at J-PARC/MLF // Proc. JPS Conf., Tsukuba, Japan, 2021. P. 011091.
26. Игнатович В.К. Физика ультрахолодных нейтронов. М.: Наука, 1986 (Ignatovich V. K. The Physics of Ultracold Neutrons. Oxford: Clarendon Press, 1990).
27. Nesvizhevskii V. V., Serebrov A. P., Tal'daev R. R., Kharitonov A. G., Alfimenkov V. P., Strelkov A. V., Shvetsov V. N. Measurement of the Neutron Lifetime in a Gravitational Trap and Analysis of Experimental Errors // Sov. Phys. JETP. 1992. V. 75. P. 405 (ЖЭТФ. 1992. Т. 102, вып. 3. С. 740).
28. Arzumanov S. S., Bondarenko L. N., Morozov V. I., Panin Yu. N., Geltenbort P. Storage of Ultracold Neutrons in Vessels Whose Walls Are Made from Graphite, Fluorine Polymer Oil, or Heavy-Water Ice // Phys. At. Nucl. 2003. V. 66. P. 1820 (ЯФ. 2003. Т. 66. С. 1868).
29. Atchison F., Bryś T., Daum D., Fierlinger P., Geltenbort P., Henneck R., Heule S., Kasprzak M., Kirch K., Pichlmaier A., Plonka C., Straumann U., Wermelinger C., Zsigmond G. Loss and Spinflip Probabilities for Ultracold Neutrons Interacting with Diamond-Like Carbon and Beryllium Surfaces // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 044001.
30. Франк А.И. Фокусировка нейтронов во времени и временное увеличение. Сообщ. ОИЯИ. 2021 (в печати).
31. Nosov V. G., Frank A. I. Periodically Modulated Beam and Quasi-Energy of Cold Neutrons // J. Mosc. Phys. Soc. 1991. V. 1, No. 1. P. 1.
32. Frank A. I., Nosov V. G. Quantum Modulation of Neutron Wave and Possible Creation of Neutron Interferometer // Phys. At. Nucl. 1994. V. 57. P. 968 (Франк А.И., Носов В.Г. Квантовая модуляция нейтронной волны и временной интерферометр // ЯФ. 1994. Т. 57. С. 1029).
33. Франк А.И., Гелтенборт П., Кулин Г.В., Кустов Д.В., Носов В.Г., Стрепетов А.Н. Дифракция нейтронов на движущейся решетке как нестационарное квантовое явление // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 81. С. 541 (Frank A. I., Geltenbort P., Kulin G. V., Kustov D. V., Nosov V. G., Strepetov A. N. Neutron Diffraction at a Moving Grating as a Nonstationary Quantum Phenomenon // JETP Lett. 2005. V. 81. P. 427).

34. Франк А. И., Гелтенборт П., Кулин Г. В., Кустов Д. В., Носов В. Г., Стрелетов А. Н. Спектрометрия УХН при дифракции на движущейся решетке. Сообщ. ОИЯИ РЗ-2004-207. Дубна, 2004.
35. Бушуев В. А., Франк А. И., Кулин Г. В. Динамическая теория дифракции нейтронов на движущейся решетке // ЖЭТФ. 2016. Т. 149. С. 41 (*Bushuev V. A., Frank A. I., Kulin G. V. Dynamic Theory of Neutron Diffraction from a Moving Grating // JETP. 2016. V. 122. P. 32*).
36. Kulin G. V., Frank A. I., Goryunov S. V., Geltenbort P., Jentschel M., Bushuev V. A., Lauss B., Schmidt-Wellenburg Ph., Panzarella A., Fuchs Y. Spectroscopy of Ultracold Neutrons Diffracted by a Moving Grating // *Phys. Rev. A. 2016. V. 93. P. 033606*.
37. Kulin G. V., Frank A. I., Zakharov M. A., Goryunov S. V., Bushuev V. A., Panzarella A., Geltenbort P., Jentschel M. Nonstationary Diffraction of Ultracold Neutrons from a Moving Grating and Efficiency of Energy Transfer to a Neutron // *JETP. 2019. V. 129. P. 806*.
38. Dragunov Yu. G., Tretiyakov I. T., Lopatkin A. V., Romanova N. V., Lukasevich I. B., Ananyev V. D., Vinogradov A. V., Dolgikh A. V., Yedunov L. V., Pepelyshev Yu. N., Rogov A. D., Shabalin E. P., Zaikin A. A., Golovnin I. S. Modernization of the IBR-2 Pulsed Research Reactor // *At. Energy. 2012. V. 113, No. 1. P. 29*.
39. Голиков В. В., Лущиков В. И., Шапиро Ф. Л. Выход ультрахолодных нейтронов из замедлителей // ЖЭТФ. 1973. Т. 64, вып. 1. С. 73 (*Golikov V. V., Lushchikov V. I., Shapiro F. L. Production of Very Cold Neutrons // Sov. Phys. JETP. 1973. V. 37, No. 1. P. 41*).
40. Ageron P., Mampe W., Kilvington A. I. The Temperature Dependence of Ultra Cold Neutron Confinement Times // *Z. Phys. B: Condens. Matter. 1985. V. 59. P. 261*.