

01124

С 348
0-627

ОПТИМИЗАЦИЯ НЕЙТРОННЫХ ПУЧКОВ

АТОМИЗДАТ • 1965

УДК. 621.039.556 : 62—505

VOLUME 17 NUMBERS 4/5

JULY 1963

REACTOR SCIENCE AND TECHNOLOGY
JOURNAL OF NUCLEAR ENERGY PARTS A & B

SPECIAL ISSUE

'TAILORED' NEUTRON BEAMS

EDITOR IN CHARGE OF SPECIAL ISSUE P. A. EGELSTAFF

PERGAMON PRESS

OXFORD — LONDON — NEW YORK — PARIS

ОПТИМИЗАЦИЯ НЕЙТРОННЫХ ПУЧКОВ

С 348
0-627

61687

Перевод с английского
канд. физ.-матем. наук *Б. Д. Кузьмина*

Под редакцией
д-ра физ.-матем. наук *О. Д. Казачковского*

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

А Т О М И З Д А Т
МОСКВА 1965

ПРЕДИСЛОВИЕ К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

В настоящее время для исследований в самых различных областях физики широко используются пучки нейтронов. Достаточно перечислить лишь некоторые типичные эксперименты, выполняемые на нейтронных пучках, чтобы представить все многообразие и жесткость требований, предъявляемых к качеству пучков в различных экспериментах. Исследование материи в жидкой и твердой фазах, изучение спектра энергетических уровней молекул и ядер, определение ядерных констант, используемых для проектирования реакторов, — решение всех этих вопросов в той или иной степени связано с созданием нейтронных пучков со специальными свойствами. На пути решения этих задач возникают сложные проблемы по созданию пучков очень холодных ($\lambda < 6 \text{ \AA}$) и холодных ($2 \text{ \AA} < \lambda < 6 \text{ \AA}$), тепловых и горячих ($0,4 \text{ \AA} < \lambda < 0,9 \text{ \AA}$) нейтронов, нейтронов со спектром Ферми, очищенных от примеси γ -квантов и быстрых нейтронов, пучков поляризованных нейтронов и т. д. Трудности решения этих проблем усугубляются тем, что для осуществления экспериментов пучки нейтронов должны обладать достаточно высокой интенсивностью.

В настоящее время нейтронные методы исследований широко распространены, но до сих пор ни в отечественной, ни в зарубежной литературе не было публикаций, обобщающих опыт работы на пучках нейтронов или намечающих пути повышения их качества. Предлагаемый сборник статей зарубежных специалистов не претендует на полноту охвата проблемы в целом, а дает представление лишь о некоторых ее аспектах. Намаловажная цель издания сборника состоит и в привлечении внимания научной общественности к данной теме.

Сборник состоит из двух частей. Первая часть открывается обзором Бекуртса, Эгельстаффа Гольдштейна Сёстрадт, в котором рассматриваются требования, предъявляемые к качеству нейтронных пучков при выполнении различных экспериментов.

В статье Коутса подробно обсуждаются возможности получения пучков с большим потоком нейтронов, показана целесообразность выбора конструкции и расположения каналов для вывода пучков.

В работе Мичаудона показано влияние геометрических размеров и состава замедлителя на временное разрешение и интенсивность нейтронов в опытах с импульсными ускорите-

лями. Результаты расчетов, выполненных методом Монте-Карло, можно с успехом использовать для практических целей.

Вторая часть сборника в основном посвящена методам получения пучков холодных нейтронов. В обзоре Вебба обобщается опыт работы с источниками холодных нейтронов и дается оценка возможных путей развития этой сложной проблемы.

В работе Майера-Лейбница и Спрингера изложены принципы применения методов нейтронной оптики в экспериментах с пучками нейтронов. Авторы сравнивают характеристики нейтронных зеркал, прямых и кривых нейтронных волноводов и рассматривают потери нейтронов при рассеянии в этих устройствах.

Последняя статья сборника содержит материал по фильтрации и поляризации нейтронов при использовании многоканальных коллиматоров.

Несомненно, что данный сборник окажется полезным научным работникам, изучающим структуру материи и ядер нейтронными методами, а также инженерам, работающим над созданием установок для получения нейтронных пучков.

РЕДАКТОР

ПРЕДИСЛОВИЕ

Экспериментаторам, работающим с пучками нейтронов, хорошо известно, что качество результатов их измерений во многом зависит от характеристик пучка. Например, в экспериментах с тепловыми нейтронами часто возникает большой фон, если пучок имеет примесь быстрых нейтронов или γ -лучей. В других случаях интересующие нейтроны могут составлять очень малую часть общего числа нейтронов в пучке; тогда экспериментаторы стремятся сконцентрировать больше нейтронов в исследуемом энергетическом интервале.

К сожалению, получить пучок со специальными свойствами очень сложно. Обычно физик больше интересуется результатами, чем усовершенствованием качества используемого пучка, и соответственно последней проблеме он уделяет незначительную часть времени.

В 1961 г. Европейско-Американский комитет по ядерным константам рассмотрел вопрос об усовершенствовании качества пучков нейтронов, используемых для измерения ядерных констант и для чисто исследовательских целей. Комитет пришел к выводу, что, хотя объем работы, проделанной каждым экспериментатором, ограничивался временем самого экспериментатора, общее количество работ, выполненных во всех лабораториях, оказалось довольно большим. Поскольку эти работы охватывают многие трудные проблемы, Комитет учредил небольшой подкомитет, чтобы определить наиболее важные направления усовершенствования пучков нейтронов.

В первой части книги помещены доклады относительно пучков тепловых нейтронов из реактора и ускорителя заряженных частиц. Вторая часть содержит данные о получении пучков холодных нейтронов.

П. А. Эгелстафф

ПУЧКИ ЗАМЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ИЗ РЕАКТОРОВ И УСКОРИТЕЛЕЙ

1. ПОЛУЧЕНИЕ ПУЧКОВ НЕЙТРОНОВ С ЗАДАННЫМИ СВОЙСТВАМИ

*К. Н. Бекуртс, П. А. Эгелстафф, Г. Гольдштейн,
Н. Г. Сёстранд*

Основные типы нейтронных пучков для физических исследований

На заседании Европейско-Американского комитета по ядерным константам в Харуэлле в июле 1961 г. была отмечена необходимость более тщательного изучения проблем, связанных с формированием нейтронных пучков из реакторов и ускорителей. Эгелстафф, в частности, указал на то, что роли замедлителя и топливной системы реактора вблизи конца канала, через который выводится пучок нейтронов, уделялось очень мало внимания. Рассмотрим, каким образом можно создать пучки нейтронов, энергетическое распределение которых удовлетворяет специальным требованиям. Эти требования зависят от характера эксперимента. Обычно проблема состоит в том, чтобы получить большую интенсивность нейтронов, энергия которых заключена в определенном энергетическом интервале, при возможно более низком уровне γ -излучения и нейтронов с другими энергиями. Иногда можно пожертвовать интенсивностью нейтронов, если при этом существенно понизится уровень обычного фонового излучения.

Перечислим некоторые типы пучков, которые используются экспериментаторами. (Кроме обычных пучков нейтронов рассмотрим также протяженные источники нейтронов, применяемые для исследования защиты.)

1. Пучки очень холодных нейтронов (длина волны $\lambda > 6\text{\AA}$). Они интересны для исследования неупругого рассеяния нейтронов в твердых телах и жидкостях, для измерения полных поперечных сечений, зеркальных экспериментов и т. д. Были сделаны попытки использовать жидкий водород и другие холодные водородсодержащие материалы в качестве замедлителя.

2. Пучки холодных нейтронов ($\lambda = 2-6 \text{ \AA}$). Кроме перечисленных экспериментов эти пучки нейтронов применяются для определения структуры твердых тел и т. д.

3. Пучки горячих нейтронов ($\lambda = 0,4-0,9 \text{ \AA}$, энергия $E = 0,5-0,1 \text{ эв}$). Пучки таких нейтронов используются в дифракционных экспериментах, при изучении неупругого рассеяния на уровнях достаточно высокой энергии. Эти пучки можно получить при нагревании замедлителя до $1000-2000^\circ \text{ C}$.

4. Пучки обычных тепловых нейтронов, но с малой примесью быстрых нейтронов и γ -лучей. Они представляют интерес для нейтронной спектроскопии в тепловой области энергий, используются для измерения поперечных сечений на спектре тепловых нейтронов, для изучения γ -излучения, сопровождающего захват нейтронов, и т. д.

5. Пучки с большим потоком нейтронов, обладающих спектром $1/E$, и с очень малой примесью быстрых нейтронов. Они используются для спектроскопии в резонансной области энергий.

6. Пучки с большим потоком нейтронов, обладающих спектром $1/E$, но с малым фоном γ -лучей. Такие лучи представляют интерес для измерения спектров γ -лучей, испускаемых при захвате резонансных нейтронов.

7. Пучки нейтронов деления с малой примесью γ -лучей и нейтронов иного происхождения. Пучки таких нейтронов используются при изучении свойств защитных материалов.

8. Пучки быстрых нейтронов, спектр которых отличается от спектра нейтронов деления. Можно ли получить их преобразованием нейтронов деления? Такие нейтроны интересны при исследовании защиты, при моделировании спектра быстрых нейтронов, покидающих активную зону реактора, и т. д.

9. Пучки нейтронов из ускорителей, использующиеся для исследования спектров нейтронов методом измерения времени пролета. Какой материал и форму следует выбрать для замедлителя, чтобы получить максимальную интенсивность нейтронов определенной энергии?

Кроме перечисленных направлений необходимо выяснить, как вывести пучок нейтронов из реактора, чтобы при прохождении через коллиматор его спектр не исказился.

Подробное обсуждение свойств различных пучков нейтронов

Пучки тепловых нейтронов. Такие пучки используют для исследования свойств материи в твердом и жидком состояниях. В одних случаях в результате исследований получают сведения о структуре образца, в других — информацию об энергетических уровнях в образце. В экспериментах каждого типа энергию нейтронов исходного пучка необходимо выбирать

очень тщательно. Если предметом изучения является структура материала с определенными фиксированными расстояниями в решетке, то желательно иметь нейтроны с длиной волны, меньшей, чем эти расстояния. Если же изучаются энергетические уровни, то желательно, чтобы добавление (или вычитание) энергии, равной энергии уровня, к (или от) энергии исходных нейтронов было бы измеримым эффектом. Кроме этих соображений существенную роль играет интенсивность нейтронов.

Оптимизация всех этих факторов может потребовать выбора очень широкого или очень узкого интервала энергий исходных нейтронов в пучке. В большинстве существующих реакторов создаются пучки нейтронов с энергией 0,04—0,08 эв. Однако и без приведенного выше обсуждения ясно, что экспериментаторам необходимо контролировать энергию, которой обладает большинство нейтронов.

Для улучшения свойств источника можно использовать различное экспериментальное оборудование (например, кристаллический спектрометр, механический прерыватель, фильтр, отражающее зеркало и т. д.). Это оборудование позволяет улучшить свойства источника, например снизить уровень фонового излучения. Для каждого интервала энергий нейтронов желательно иметь несколько источников и в зависимости от типа аппаратуры, применяемой для выделения нейтронов с определенной энергией, использовать тот или иной источник.

Очень холодные нейтроны. Нейтроны с $\lambda > 6\text{ \AA}$ очень ценны для изучения явлений, характеризующих движение атомов в жидкостях за длительные интервалы времени. Их используют для точного измерения полных поперечных сечений в материалах, содержащих радиационные дефекты. Холодные нейтроны применяют и в прецизионных измерениях длин рассеяния с использованием нейтронных зеркал, а также для исследования нейтрон-электронного взаимодействия.

Создание пульсирующих источников этих нейтронов значительно расширит возможность применения их для различных исследований, поскольку такие нейтроны — уникальные нейтральные частицы с большой длиной волны и малой энергией.

Уже пытались получить нейтроны с энергией $E \ll 0,03$ эв. Обзор экспериментов приведен в работах [1—6]. Из этих работ следует, что использование в качестве замедлителя жидкого водорода является хорошим методом получения пучков нейтронов с очень низкой энергией, тем не менее необходимо совершенствовать источники такого типа в существующих реакторах. Например, источники, которые использовались в реакторах ВЕРО, DIDO и EL-3, а размещались в каналах диаметром порядка 100 мм. Остается неясным, можно ли существенно повысить интенсивность потока за счет увеличения диа-

метра канала или необходимо варьировать форму замедляющего блока. Эти вопросы, а также выбор замедлителя в конкретных условиях только частично затрагивают обсуждаемые проблемы.

Недавно Христ и Спрингер [7] опубликовали интересный метод получения пучка холодных нейтронов с высокой интенсивностью и с низким фоном излучения из реактора. Для вывода пучка они использовали слегка изогнутую медную трубку, по которой благодаря полному отражению от стенок проходили длинноволновые нейтроны.

Холодные нейтроны. Такие нейтроны нашли широкое применение для изучения различных структур, дисперсионных соотношений в твердых телах и для исследования параметров, характеризующих движение атомов в жидкостях за короткие интервалы времени. Кроме того, нейтроны этой области энергий интенсивно использовали для измерения поперечных сечений взаимодействия нейтронов, необходимых для расчета реактора. Источники с жидким водородом применяли в основном для получения нейтронов, соответствующих нижней части этой энергетической полосы.

Однако можно создать источник, более эффективный (в этой энергетической полосе), чем источник на жидком водороде [7]. Одна из трудностей, которые возникают при создании такого источника, заключается в радиационных повреждениях замедлителя. Буттерворт и др. [1] предполагают, что жидкий метан является хорошим замедлителем. Это подтвердилось в последней работе Хаутэклера и Дингенина [4]. К сожалению, метан полимеризуется, образуя в замедлителе воск и газообразный водород. Чтобы избавиться от этих примесей, требуется тщательная очистка. Для большинства молекулярных материалов возникают подобные же проблемы. Поскольку нейтроны в этом интервале энергий используются широко, оптимизация замедлителей очень полезна.

Горячие нейтроны. Их используют в дифракционных экспериментах, позволяющих изучать структуры с малыми размерами решетки или неупругое рассеяние на вибрационных уровнях энергии, а также уровни молекул, слабо подвергающихся тепловому возбуждению, так как для нейтронов с большой энергией фактор Больцмана увеличивает интенсивность рассеяния нейтронов. Кроме того, поперечные сечения рассеяния нейтронов в этом энергетическом интервале важны для расчета реакторов. Из-за малой интенсивности источников таким экспериментам и изучению используемых в них источников уделялось очень мало внимания.

Возможно, что источники горячих нейтронов могли бы быть основаны на водородном замедлителе. В этом случае замедлитель необходимо разогреть до весьма высокой температуры, но, к сожалению, нет таких водородсодержащих материалов,

которые работали бы при температуре выше 600°C . Следовательно, неизвестно, что лучше: гидрид металла, работающий при температуре 600°C , или другой замедлитель (например, бериллий, окись бериллия, графит), имеющий значительно бóльшую рабочую температуру.

Пучки обычных тепловых нейтронов с малой примесью быстрых нейтронов и γ -лучей. Обычно при исследовании захватного γ -излучения образец помещают в реакторе, а изучение γ -излучения производят на магнитном или кристаллическом спектрометре.

В настоящее время большое внимание уделяется исследованию γ -лучей (изучение схем уровней, угловых корреляций и поляризованных эффектов), но подобные измерения можно выполнить только на нейтронных пучках. Поэтому следует обратить внимание на методы вывода из реактора пучков тепловых и надтепловых нейтронов с малой примесью быстрых нейтронов и γ -лучей.

Маннинг и сотр. [8], используя брэгговское отражение от свинцового кристалла, отклоняли пучок тепловых нейтронов (в действительности нейтроны с $\lambda = 1 \div 2 \text{ \AA}$), что позволило им разместить образец в стороне от прямого пучка. Этот метод, по-видимому, следует развивать и в дальнейшем.

Брокхауз [9] описал метод дискриминации от надтепловых нейтронов и γ -лучей при использовании в качестве фильтра монокристалла кварца, причем температуру кристалла поддерживали равной температуре жидкого азота. Бёррум-Моллер и др. [10] также использовали данный метод для усовершенствования работы кристаллического спектрометра. Если описанные выше методы применить нельзя, то из реактора выводят пучок хорошо замедленных нейтронов. Такие нейтроны можно получить в тепловой колонне (внутренней или внешней). Тепловая колонна интересна с точки зрения ее оптимизации по отношению к фону γ -лучей (использование графита с высокой или низкой плотностью, фильтров из висмута или свинца, локального замедлителя из тяжелой воды и т. д.). Эту проблему, видимо, стоит исследовать более полно.

Коутс [11] показал, что в качестве пучков такого типа очень удобны тангенциальные пучки нейтронов.

Пучки надтепловых нейтронов. Такие пучки используют для измерения поперечных сечений, изучения γ -лучей, сопровождающих захват нейтронов, измерения резонансных интегралов и т. д. Очевидно, что возможность получения интенсивного пучка нейтронов со спектром $1/E$ с малым фоном γ -лучей и быстрых нейтронов зависит от типа реактора. Реактор с графитовым или тяжеловодным замедлителем обладает лучшим отношением потока надтепловых нейтронов к потоку γ -лучей и быстрых нейтронов.

В гетерогенных реакторах пучок нейтронов лучше выводить из области между топливными элементами. Для этого конец канала для пучка нужно разместить между топливными элементами или в канале пучка, проходящем через всю активную зону, поместить рассеиватель и использовать пучок рассеянных нейтронов. Однако совершенно неясно, как можно сравнить эти различные варианты, поскольку информация о миграции нейтронов и γ -лучей в гетерогенной решетке реактора отсутствует.

Неизвестно, можно ли локально увеличить поток нейтронов со спектром $1/E$ без увеличения уровня фона. Эта проблема близка к концепции ловушек потока.

Пучки нейтронов со спектром $1/E$ и с малой примесью γ -квантов и быстрых нейтронов. О таком пучке нейтронов имеется очень мало информации. Из данных, полученных Иогансоном и др. [12], следует, что быстрые нейтроны замедляются при рассеянии стенками трубы, по которой выводится пучок. Большое значение имеет точность описания спектра нейтронов в пучке закономерностью $1/E$ и возможность использования этих нейтронов для измерения резонансных интегралов. В работах [12—14] отмечено, что отклонение спектра нейтронов от закона $1/E$ обусловлено резонансным поглощением.

Эту проблему изучали также Бигхам и Пирс [15]. Они показали, что при измерении резонансных интегралов может появиться большая ошибка, если образцы размещать на месте извлеченных каналов или в отражателе.

Примесь нейтронов деления в спектре $1/E$ можно уменьшить, если реакторные нейтроны в тангенциальном канале рассеивать в тонком слое воды.

Пучки нейтронов со спектром $1/E$ и малым фоном γ -лучей. При выводе пучка нейтронов, свободных от примеси γ -лучей, необходимо, чтобы образец «не видел» сильного источника γ -лучей, такого, как топливный элемент.

Известно, что отношение интенсивностей нейтронов и γ -лучей в пучке можно увеличить, если воспользоваться фильтрами из висмута. Однако для того, чтобы получить этот выигрыш, необходимо использовать фильтры с оптимальной геометрией, которую иногда трудно создать. Данный вопрос еще требует уточнения.

Защита и коллимация имеют большое значение в любых экспериментах с γ -лучами, возникающими при захвате нейтронов. Защиту и коллимацию во многих экспериментах выбирают еще недостаточно удачно. Необходимо систематически изучать эти вопросы и испытывать специальные материалы.

Нейтроны деления с малой примесью γ -лучей и нейтронов, обусловленных ядерными процессами, отличными от деления ядер. Пучок нейтронов и γ -лучей деления с неискаженным спектром интересен для изучения защиты. Для получения та-

ких нейтронов в пучок тепловых нейтронов, выведенных из отражателя или тепловой колонны, помещают пластину из топливного материала (конвертор). Для усовершенствования этого метода необходимо определить, насколько увеличится мощность источника, если поместить конвертор в непосредственной близости от активной зоны реактора, и не будет ли при этом чрезмерным фон γ -лучей и нейтронов от посторонних источников.

Аналогичные требования возникают и в экспериментах по исследованию радиационных повреждений, вызванных нейтронами деления, и при измерении поперечных сечений ядер для нейтронов со спектром деления.

Быстрые нейтроны со спектром, отличным от спектра нейтронов деления. Из-за малой интенсивности излучения часто трудно измерить дозу и спектр излучения, которое проникает через толстую защиту. Большое значение имеет возможность изменения спектра нейтронов деления таким образом, чтобы он стал похожим на спектр нейтронов, выходящих из активной зоны реактора, или на спектр нейтронов, проходящих через слой некоторого материала. Изменение спектра должно быть выполнено без большой потери интенсивности нейтронов. Это можно осуществить использованием относительно тонких фильтров из материала с соответствующей энергетической зависимостью поперечного сечения.

Пучки нейтронов из ускорителей для экспериментов, использующих метод измерения времени пролета нейтронов. Основное требование, которое предъявляется к нейтронным пучкам, используемым в экспериментах по времени пролета, состоит в том; чтобы они содержали достаточное количество нейтронов в исследуемом интервале энергий. Для замедления нейтронов применяют обычно блок замедлителя, однако вносимый при этом временной разброс должен быть достаточно малым, чтобы не ухудшить разрешение. Рейнвотер и др. [16] обсуждали влияние времени замедления на разрешение, а также описали свой опыт с практическим устройством для охлаждения. Рибон и Мичаудон [17] для исследования замедления нейтронов в бесконечной водородсодержащей призме применили метод Монте-Карло. Они рассчитали влияние ширины призмы, а также гомогенно размешанного поглотителя на спектр выходящих нейтронов. Интересно отметить, что влияние поглотителя оказывается малым. Продолжение этих теоретических исследований и проверка их в экспериментах имели бы большую ценность.

Пучки нейтронов, выводимые без искажения спектра нейтронов. Эти пучки имеют большое значение для измерения спектров нейтронов в реакторах.

Нейтроны выводятся наружу из реактора через каналы, которые могут быть либо глухими, либо сквозными. Во втором

случае в отверстии необходимо поместить блок подходящего материала, чтобы рассеять нейтроны. Искажение спектра нейтронов в выходящем пучке может быть обусловлено следующими эффектами.

1. Канал для вывода пучка может заметно изменить композицию реактора. Этого можно избежать, уменьшив размеры канала, однако сам по себе эффект (влияние на спектр) не очень значителен.

2. Существование градиента распределения нейтронного потока в направлении нейтронного пучка влияет на спектр, что продемонстрировано в работе [18]. Для малого градиента Стоун и Словачек [19] вводили поправки, но всегда, когда возможно, пучок выводят перпендикулярно градиенту потока.

3. Труба, служащая для вывода пучка, может вызывать локальные возмущения распределения потока нейтронов. Как видно из работ [18, 20], небольшой эффект был обнаружен и в гомогенных системах. Однако в гетерогенных системах возмущение распределения потока может оказаться значительно большим из-за тонкой структуры. Пул [21] установил, что труба диаметром 20 мм, помещенная в блок урано-водяной решетки, изменяет кадмиевое отношение, измеренное по марганцу, на 20%. Видимо, необходимо детально изучить влияние трубы, используемой для вывода пучка в гетерогенных системах.

4. Рассеиватель в сквозном канале может изменить спектр нейтронов. Джонсон и сотр. [12] исследовали замедляющее действие рассеивателя и нашли, что рассеиватели из графита и более тяжелых элементов вызывают малые или пренебрежимо малые изменения спектра нейтронов, выводимых из тяжеловодного реактора. Передача энергии при упругом или неупругом молекулярном рассеянии нейтронов может вызвать некоторые искажения спектра [21]. Поэтому цирконий можно считать лучшим материалом для использования в качестве рассеивателя. Этот вопрос исследовали Бейстер и др. [18]. Они сравнивали спектры нейтронов из сквозного канала с циркониевым отражателем и из глухого канала. Разницы обнаружено не было.

5. На спектр нейтронов в пучке может оказать влияние присутствие воздуха, заглушек на трубах и других материалов, ядерные поперечные сечения которых зависят от энергии. Энергетические зависимости поперечных сечений для большинства элементов и в интересующем интервале энергий хорошо известны, и поэтому обычно не трудно ввести поправки на этот эффект.

6. Необходимо, наконец, учесть влияние коллиматоров. Искажения могут возникнуть из-за полного отражения на стенках, зависимости утечки через стенки от энергии нейтронов и т. д. Эффект может быть большим при малых коллиматорных

отверстиях. Некоторые ранние измерения спектров нейтронов кристаллическим спектрометром, по-видимому, были ошибочными именно по этой причине. Полное отражение в коллиматорах рассматривал Сабо [22]. Дальнейшее исследование проблемы очень полезно.

Краткий обзор проблем, сопряженных с получением специализированных нейтронных пучков, показывает, что в этой области необходимо проводить дальнейшие исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Butterworth I. et al. *Phil. Mag.*, **3**, 917 (1957).
 2. Cribier D., Jacrot B. *Proc. Sympos. on Inelastic Scattering*, IAEA, Paper I, S/P/38 (1960).
 3. McReynolds A. W., Whittemore W. L. *Proc. Sympos. on Inelastic Scattering*, IAEA, Paper I, S/P/33 (1960).
 4. Hautecler S., Dingenen W. Van. *Proc. Sympos. on Inelastic Scattering*, IAEA, Paper I, S/P/36 (1960).
 5. O'Connor D. et al. *Proc. Sympos. on Inelastic Scattering*, IAEA, Paper I, S/P/42 (1960).
 6. Webb F. J. *Nucl. Sci. Engng*, **9**, 120 (1961).
 7. Christ T., Springer T. *Nukleonik*, **4**, 23 (1962).
 8. Manning J. et al. *Phys. Rev.*, **115**, 501 (1959).
 9. Brockhouse B. N. *Rev. Scient. Instrum.*, **30**, 136 (1959).
 10. Bjerrum-Møller H. et al. *Rev. Scient. Instrum.*, **32**, 654 (1961).
 11. Kouts H. *Rept. BNL*, 664 (T-218) (1961).
 12. Johansson E. et al. *Arkiv-Fys.*, **18**, 513 (1960).
 13. Johansson E., Johnson E. *Nucl. Sci. Engng*, **13**, 364 (1962).
 14. Hay H. J. et al. *Proc. Sympos. on Pile Neutron Research in Physics*, IAEA, 317 (1960).
 15. Bigham B., Pearce R. *Rept. AECL-1227* (1961).
 16. Rainwater J. et al. *Rev. Scient. Instrum.*, **31**, 481 (1960).
 17. Ribon P., Michavdon A. *Proc. Sympos. on Time of Flight*, EANDC, 357 (1961).
 18. Beyster R. et al. *Nucl. Sci. Engng*, **9**, 168 (1961).
 19. Stone R., Slovacek R. *KAPL-1499* (1956).
 20. Poole M. J. et al. *Progress in Nuclear Energy, Ser. I*, **2** (1958).
 21. Poole M. J. *Proc. Sympos. on Time of Flight*, EANDC, 221 (1961).
 22. Szabó F. *Nucl. Instrum. Meth.*, **6**, 183 (1960).
-

2. КОНСТРУКЦИЯ КАНАЛОВ ДЛЯ ВЫВОДА ИЗ РЕАКТОРОВ ПУЧКОВ НЕЙТРОНОВ БОЛЬШОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

Г. Коутс

Введение

Брукгейвенский реактор HFBR сконструирован для получения нейтронных пучков большой интенсивности. Выбранные принципы конструкции реактора позволили получить пучки нейтронов, которые необходимы для отдельных экспериментов. Другими словами, в каждом пучке из всего спектра нейтронов выделялись те нейтроны, энергия которых заключена в пределах исследуемой области с соответствующим уменьшением вклада нейтронов с другими энергиями и подавлением γ -лучей. Чтобы избавиться от нейтронов с очень большой энергией, было создано специальное дискриминирующее устройство.

Реактор предназначен не только для получения пучков, но и для облучения образцов в специальных каналах, например монокристаллов в интенсивном и относительно чистом потоке быстрых нейтронов. В этих каналах можно исследовать радиационные дефекты кристаллов при температурах, близких к температуре жидкого гелия. Два канала для облучений нейтронным потоком худшего качества также можно использовать для экспериментов подобного рода.

В реакторе в области с интенсивным потоком тепловых нейтронов и с небольшим потоком быстрых нейтронов расположены три устройства для облучения изотопов. В основу конструкции реактора положены результаты экспериментальных исследований. Из критических экспериментов был установлен размер активной зоны и получена дополнительная информация, которую обычно определяют из теории. Эксперименты особенно ценны для установления конструкций опытных устройств. Комбинации своеобразных нейтронно-физических свойств реактора и сложной геометрии привели к необходимости отступить от обычно практикующихся конструкций.

Описание реактора

В настоящее время наиболее полное описание реактора можно найти в отчете Хондри и Коутса [1]. Этот отчет был выпущен, когда предварительное конструирование системы было уже окончено, а детальное — только началось. В процессе детального конструирования всегда вводятся изменения, поскольку выясняется, что первоначальные идеи для осуществления нуждаются в модификации, кроме того, открываются лучшие пути для выполнения некоторых узлов. Однако те изменения, которые были внесены после выпуска указанного отчета, очень мало повлияли на нейтронно-физические свойства системы.

В качестве теплоносителя, замедлителя и отражателя в реакторе использовалась тяжелая вода. Номинальная мощность реактора составляет 40 Мвт. Активная зона состоит из 28 тепловыделяющих элементов (ТВЭлов), изготовленных в виде изогнутых пластин, похожих на использованные в МТГР. Объем активной зоны составляет 90 л, 55% его заполнено теплоносителем, а остальная часть занята ТВЭлами и конструктивными деталями, изготовленными из алюминия. ТВЭлы изготовлены из сплава урана с алюминием (30 вес. % U, обогащенного U^{235} до 93%), покрытого алюминием. Толщина сплава равна 0,51 мм, толщина алюминиевого покрытия — 0,38 мм. Элементы такой конструкции прошли испытание на живучесть в МТГР и подвергались гидравлическим испытаниям в петле. Они оказались удовлетворительными во всех отношениях.

На рис. 1 показан тепловыделяющий элемент, а на рис. 2 — сборка элементов в активной зоне. Чистая загрузка холодной активной зоны составляет 7,5 кг U^{235} . Через каждые двадцать дней работы 14 внутренних ТВЭлов меняют местами с 14 внешними элементами. Эта перегрузка снижает температуру в наиболее напряженных местах активной зоны и выравнивает выгорание топлива. Выгорание U^{235} в выгружаемом топливе составляет 20%.

Корпус активной зоны представляет выдавленную из алюминия сферу диаметром 2130 и толщиной 25 мм. Верхнее пространство над активной зоной заполнено тяжелой водой, которая служит защитой от излучения из активной зоны во время операций по перемещению ТВЭлов и снижает активацию механических приводов регулирующих стержней, расположенных сверху.

На рис. 3 показано устройство активной зоны реактора, ее кожуха, направление потока теплоносителя (вниз в активной зоне и затем вверх через отражатель с патрубком в корпусе). Тепло поступает в теплообменник с $D_2O - H_2O$ и далее в градирни второго контура.

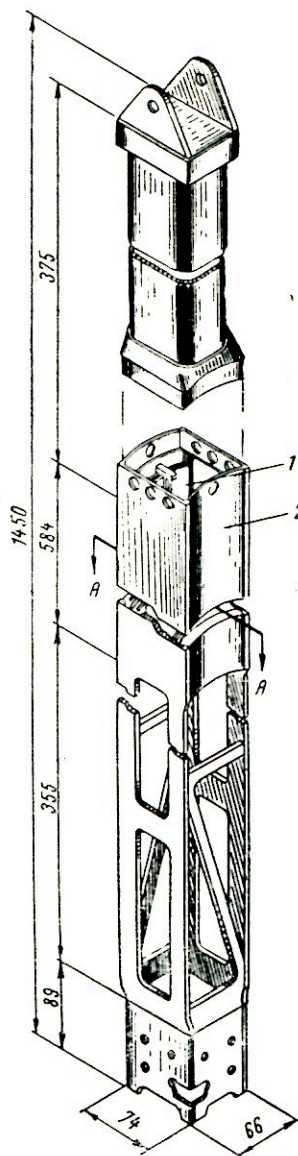
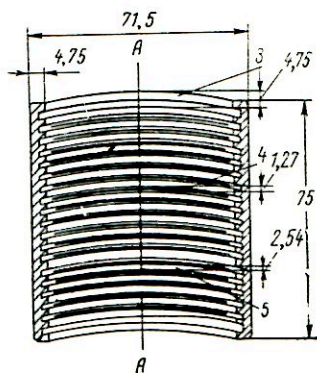


Рис. 1. Тепловыделяющий элемент реактора HFBR:

1 — топливные пластины длиной 580 мм с топливным сплавом толщиной 0,51 мм и с топливным покрытием толщиной 0,38 мм, длина топлива равна 560 мм; 2 — концевые пластины с топливным сплавом толщиной 9,25 мм и топливным покрытием толщиной 0,51 мм; 3 — концевые пластины; 4 — внутренние пластины; 5 — водяные каналы.



Поскольку активная зона мала и содержит слишком мало тяжелой воды для эффективного замедления нейтронов, вероятность утечки нейтронов велика. Большинство нейтронов деления попадает в отражатель, где они полностью замедляются, часть из них затем возвращается в активную зону. Следовательно, в реакторе HFBR используется внешний замедлитель, причем потоки нейтронов с низкоэнергетической компонентой

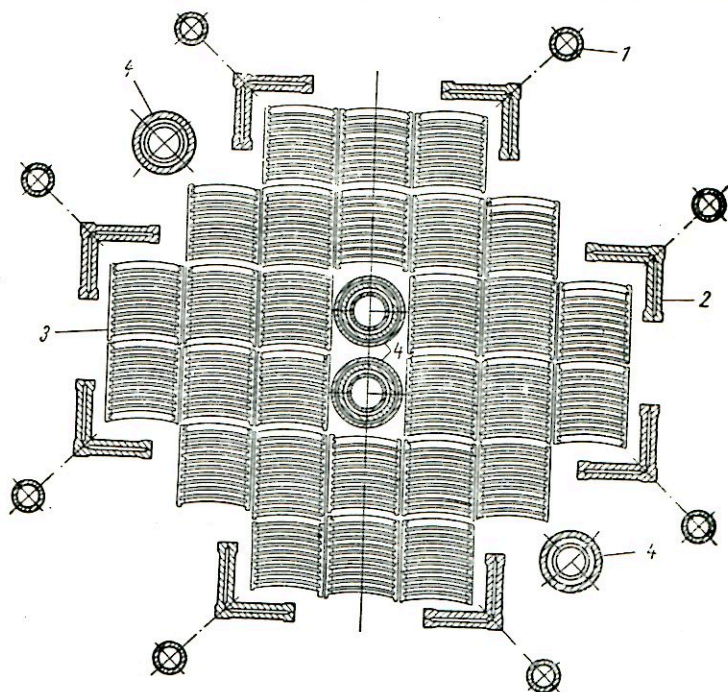


Рис. 2. Сборка активной зоны реактора HFBR:

1 — осевой стержень; 2 — пластинчатые регулирующие стержни; 3 — тепловыделяющие элементы (28 штук в активной зоне); 4 — каналы для облучения.

находятся преимущественно внутри или вблизи внешнего отражателя, а потоки нейтронов с высокоэнергетической компонентой — главным образом в центре активной зоны. Разделение потока нейтронов по энергиям и является главной особенностью конструкции HFBR. Это позволяет размещать различные экспериментальные устройства в наиболее подходящих для них областях реактора.

Экспериментальные устройства содержат девять каналов для вывода нейтронных пучков. Семь из них являются тангенциальными по отношению к активной зоне, т. е. их внутренние концы расположены в отражателе, но они не «видят» активной зоны реактора. Пять тангенциальных каналов предназна-

чены для пучков тепловых нейтронов, один — для надтепловых нейтронов и один — для нейтронов, занимающих промежуточное положение между тепловыми и надтепловыми нейтронами.

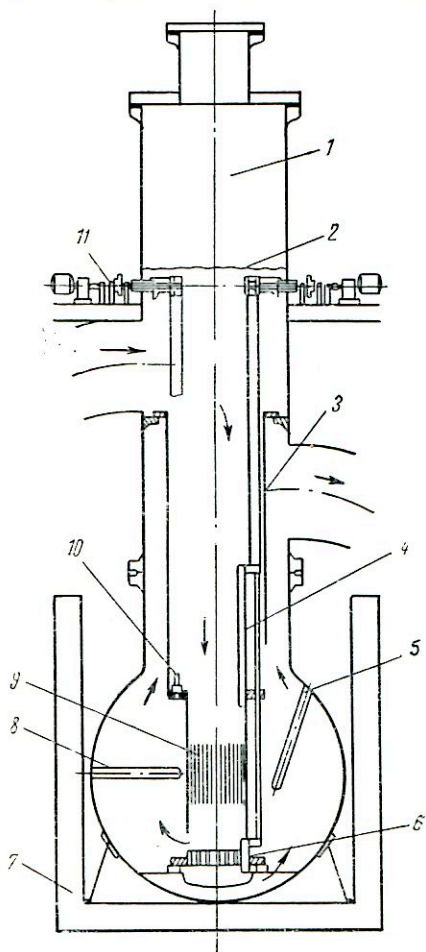


Рис. 3. Устройство активной зоны и корпуса реактора:

1 — пространство, заполненное гелием; 2 — уровень тяжелой воды; 3 — верхний каркас; 4 — основной регулирующий стержень; 5 — канал для облучения образцов тепловыми нейтронами; 6 — аксиальный регулирующий стержень; 7 — кожух для защиты от тепловых нейтронов; 8 — канал пучка нейтронов; 9 — активная зона; 10 — запасная линия; 11 — механизм для перемещения регулирующих стержней.

ниже медианной плоскости (рис. 4). Цифры на рисунке соответствуют расстояниям между медианной плоскостью и осевой.

Движение регулирующих стержней вызывает небольшие возмущения потока нейтронов в экспериментальных устройст-

Восьмой канал направлен на активную зону. Он предназначен для получения пучков, обогащенных надтепловыми нейтронами. Девятый, наполненный холодным замедлителем, позволяет получать большое число нейтронов с очень малой энергией.

Трубы всех каналов, за исключением канала для холодных нейтронов, изготовлены из алюминия, внутренний диаметр их равен примерно 90, а внешний 102 мм. Вблизи конца труб требуется дополнительное охлаждение для отвода тепла, обусловленного интенсивным поглощением γ -квантов вблизи активной зоны. Устройство для получения холодных нейтронов размещено в углублении внутри отражателя диаметром 305 и глубиной 457 мм. Стены сделаны из толстого алюминия, а на ближнем к активной зоне конце смонтирована висмутовая защита от γ -излучения.

Чтобы исключить интерференцию между каналами, часть из них располагают либо выше, либо

вах. Наибольший интерес представляют 16 регулирующих стержней, помещенных в отражателе. Положения всех стержней задаются с помощью сервомеханизмов, находящихся над сферическим корпусом. При этом восемь стержней движутся сверху вниз, охватывая активную зону снаружи, а другие восемь, перемещаясь снизу вверх, доходят лишь до низа активной зоны (рис. 5 а).

На рис. 5, б показано положение стержней для холодного реактора в критическом состоянии. Восемь верхних стержней

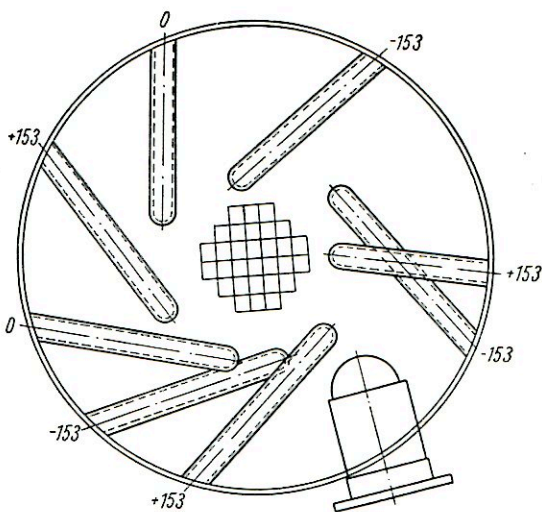


Рис. 4. Вид реактора HFBR в горизонтальной плоскости.

образуют венец сверху точно над активной зоной, а восемь нижних занимают такое же положение, но внизу активной зоны. По мере того как запас реактивности уменьшается, стержни перемещаются в разные стороны от активной зоны. При этом верхние и нижние стержни всегда симметричны относительно активной зоны (см. рис. 5, в) и вертикальное распределение потока нейтронов в отражателе остается приблизительно симметричным относительно плоскости, в которой расположены каналы. В результате, несмотря на постепенное извлечение стержней, обусловленное выгоранием топлива, интенсивность пучков остается почти неизменной и во время экспериментов нет необходимости в мониторинговых счетчиках.

Измерения пространственно-энергетического распределения потока нейтронов внутри корпуса реактора невозможны. Распределение потока тепловых нейтронов в отражателе определяли во время критических экспериментов, описание

которых будет приведено. Другие компоненты потока рассчитывали методом, который не учитывал геометрию экспериментальных устройств.

На рис. 6 показано пространственное распределение потока нейтронов по энергиям (теоретическое). Для сравнения здесь же приведено измеренное распределение потока тепловых нейтронов в отражателе. Потери нейтронов вследствие

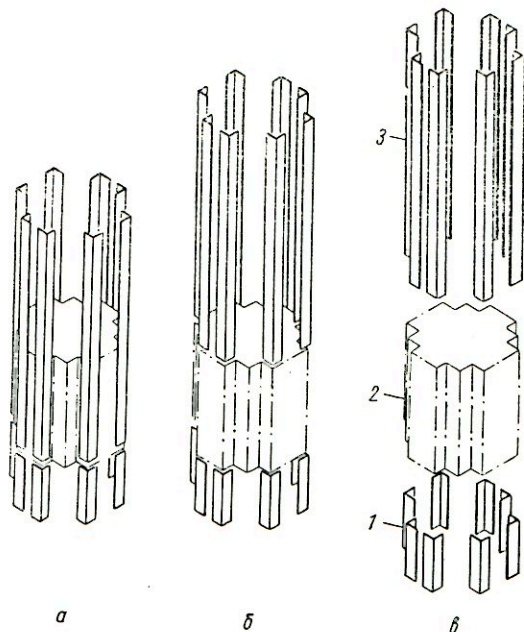


Рис. 5. Регулирующие стержни на различных этапах работы реактора:
1 — аксиальные стержни; 2 — активная зона; 3 — основные стержни.

утечки и поглощения в трубе канала очевидны. Экспериментальное значение максимальной величины потока тепловых нейтронов в отражателе составляет $7,5 \cdot 10^{14}$ нейтрон/(сек·см²) (приведена величина потока, соответствующая мощности реактора 40 Мвт), в то время как вычисленный невозмущенный поток равен 10^{15} нейтрон/(сек·см²).

Размещение экспериментальных устройств проводили с учетом кривых распределения потоков (см. рис. 6).

Экспериментальные устройства. Для получения пучков нейтронов довольно перспективным является реактор, активная зона которого работает на промежуточных нейтронах (большинство делений вызывается нейтронами высоких энергий), а в окружающем ее отражателе нейтроны, покинувшие актив-

ную зону реактора, замедляются до энергий, представляющих интерес для проведения экспериментов. Поток нейтронов будет при этом максимальными в той области, где расположены каналы для вывода пучков.

Была выполнена серия расчетов для комбинации различных замедляющих материалов (тяжелой воды, графита и бериллия) в активной зоне и отражателе. Эти расчеты показали,

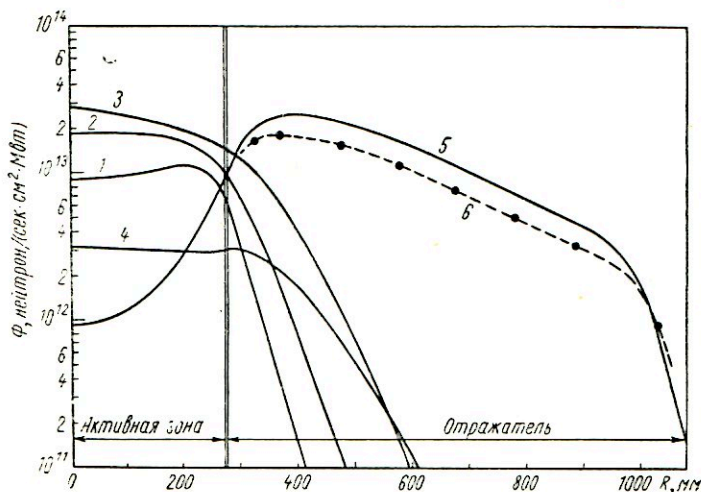


Рис. 6. Пространственное распределение потока нейтронов по энергиям:

1 — нейтроны с энергией 0,302—10 Мэв; 2 — нейтроны с энергией 9,19—302 кэв; 3 — нейтроны с энергией 4,56 эв — 9,19 кэв; 4 — нейтроны с энергией 0,2775—4,56 эв; 5, 6 — нейтроны с энергией меньше 0,2775 эв (5 — расчетная кривая для невозмущенного потока нейтронов; 6 — экспериментальная кривая для возмущенного потока нейтронов).

что четыре системы (уран-бериллиевая или уран-тяжеловодная активная зона с бериллиевым или тяжеловодным отражателем), по-видимому, перспективны. При данной мощности реактора максимальный поток можно получить в реакторе с уран-бериллиевой активной зоной и бериллиевым отражателем. Однако даже в этом отношении у бериллиевого варианта преимущества незначительны, поэтому было решено, что простота варианта, полностью основанного на тяжелой воде, вполне компенсирует незначительные физические преимущества бериллиевого реактора. При использовании тяжелой воды в качестве замедлителя, теплоносителя и отражателя реактор будет проще и, следовательно, дешевле. Кроме того, система с тяжелой водой позволяет получить наибольший поток нейтронов. Свойства реактора как системы на промежуточных нейтронах могут быть и утрачены, но само по себе это не является существенным.

Было также решено, что реактор с требующимися физическими свойствами можно построить быстрее и проще, если использовать существующую технологию конструирования топливных элементов для реакторов на обычной воде. Твэлы пластинчатого типа, которые использовались ранее в реакторах для испытания материалов большой мощности, были сконструированы так, чтобы можно было в небольшой объем загрузить как можно больше высокообогащенного урана и чтобы за счет передачи тепла воде отвести большое количество выделяемого в уране тепла. Твэлы реактора для испытания материалов можно использовать и в исследовательском реакторе.

Критические эксперименты. После выбора основных конструкционных материалов реактора и создания твэлов было решено, что нейтронно-физические свойства реактора должны быть определены в критических экспериментах.

Большинство критических экспериментов уже проведено. Некоторые эксперименты еще предстоит выполнить, чтобы обосновать проблемы конструкции реактора, решение которых было отложено, и чтобы получить дополнительные сведения по вопросам эксплуатации и безопасности. Проведенные эксперименты (свыше семисот) позволяют судить:

а) о зависимости избытка реактивности от размеров и геометрии активной зоны;

б) о зависимости избытка реактивности от размеров корпуса;

в) о вкладе в реактивность конструкционных элементов;

г) об излучении, выходящем из каналов;

д) о распределении тепловыделения в активной зоне;

е) об оптимальной калибровке и конструкции регулирующих стержней;

ж) о нагреве конструкционных деталей за счет поглощения γ -излучения.

В настоящем сборнике обсуждаются только эксперименты, направленные непосредственно на оптимизацию свойств каналов для вывода пучков и содержащие измерения излучений, которые выходят из по-разному расположенных и ориентированных каналов.

Описание реакторной сборки. Все эксперименты выполнялись в реакторе, заключенном в цилиндрический сосуд из нержавеющей стали. Активная зона реактора состояла из твэлов, внешнюю оболочку которых представляли алюминиевые короба с сечением $8,35 \times 8,0$ мм и длиной 457 мм. Две противоположные стенки такого короба имели пазы для размещения пластинок из сплава урана с алюминием, просто алюминия или меди. Пластинки, содержащие уран, распределялись в активной зоне так, чтобы получалась необходимая плотность атомов U^{235} . Медь, помещенная в активной зоне, предназна-

чалась для компенсации избытка реактивности, возникающего из-за отсутствия стержней аварийной защиты. Алюминиевые пластинки добавляли для того, чтобы вытеснить часть тяжелой воды и установить такую же молекулярную плотность D_2O , как в реакторе HFBR. Количество пазов и их расположение выбирали с таким расчетом, чтобы при размещении трех пластинок толщиной 0,51 мм в каждом пазу получалось требуемое отношение объема металла к объему тяжелой воды в активной зоне. На рис. 7 показан топливный пакет. Такие пакеты прикрепляли болтами к перфорированной алюминиевой

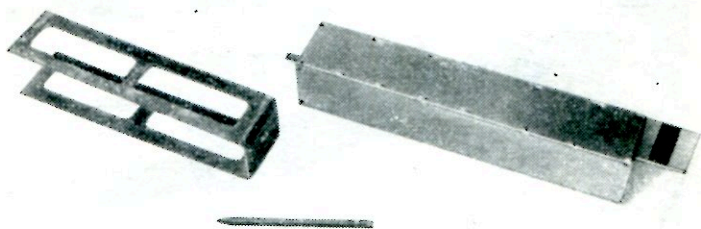


Рис. 7. Топливный пакет.

пластине, которая опиралась на подставки, закрепленные на дне сосуда из нержавеющей стали. В целом конструкция была жесткая. Как отмечалось ранее, часть программы критических сборок активной зоны заключалась в определении влияния размеров активной зоны и корпуса на избыточную реактивность. Измерения потока в трубе, образующей канал пучка, проводили для нескольких активных зон с различными размерами и формой, собиравшихся в корпусе диаметром 2300 и высотой 2440 мм. Некоторые измерения проводили и при меньших размерах стального сосуда реактора (диаметром 1680 мм).

Последняя наиболее обширная группа экспериментов была выполнена в большом сосуде до того, как окончательно выбрали геометрию активной зоны (см. рис. 2). Фактически с активной зоной в окончательном варианте никаких измерений не было сделано. Однако результаты слабо зависят от размеров и формы активной зоны. При измерениях объем активной зоны составлял 90 л, что очень хорошо совпадает с объемом активной зоны реактора HFBR. Геометрическая форма использовавшейся активной зоны несколько отличается от формы активной зоны реактора HFBR.

Регулирующими стержнями в экспериментах служили латунные трубки с вплавленным кадмием, которые были подве-

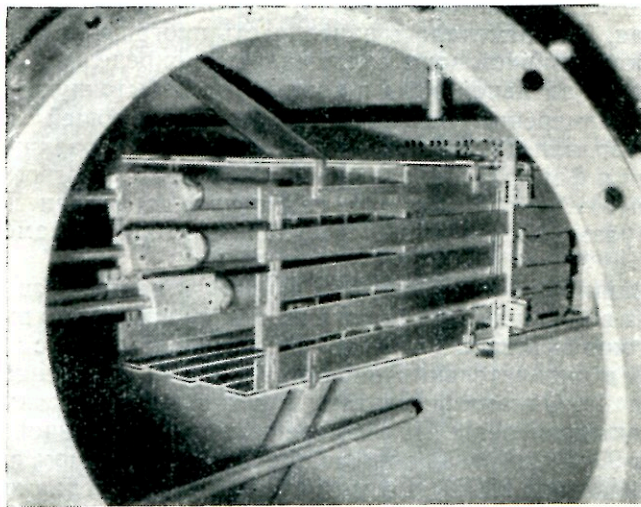


Рис. 8. Активная зона, применявшаяся в эксперименте.

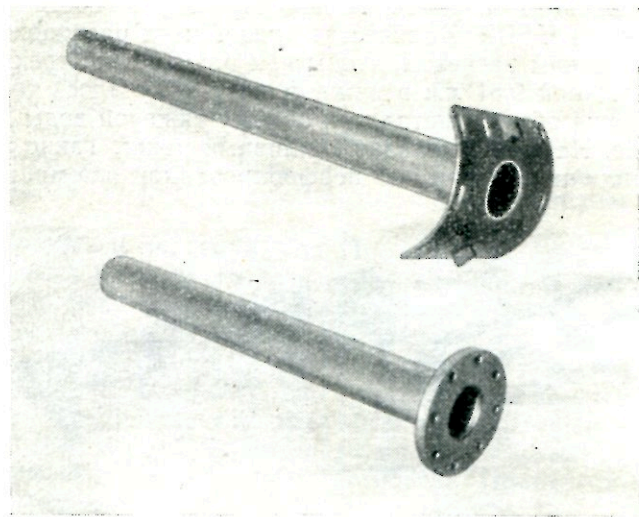


Рис. 9. Трубы для вывода пучков нейтронов.

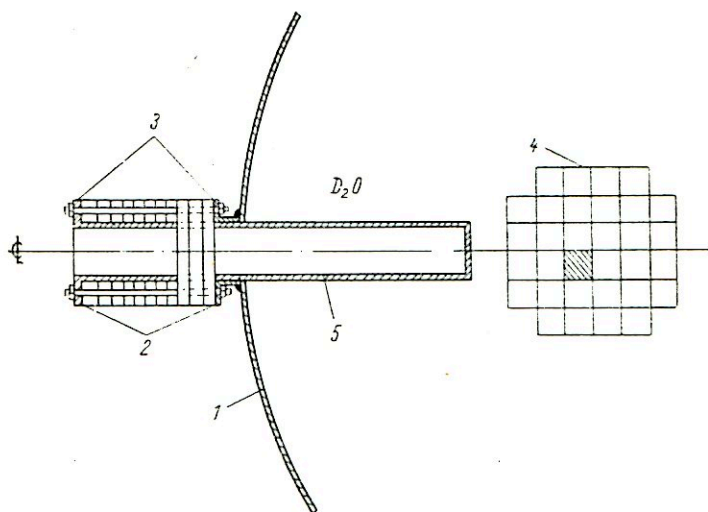


Рис. 10. Труба для вывода радиального пучка нейтронов:
 1 — кожух; 2 — прокладки; 3 — фланцы; 4 — активная зона; 5 — труба
 для вывода пучка нейтронов.

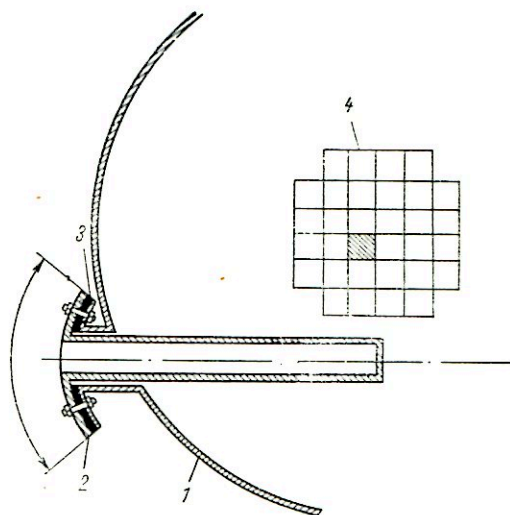


Рис. 11. Тангенциальный канал:
 1 — кожух; 2 — цилиндрические фланцы; 3 — про-
 кладки; 4 — активная зона.

шены на перемещающемся в верхней части отражателя тресе. Для увеличения массы регулирующих стержней использовали свинцовые навески. На рис. 8 показана одна из ранних сборок активной зоны, сфотографированная через смотровое окно в верхней части корпуса реактора.

Использованные в эксперименте трубы для вывода пучков были сделаны из тонкого алюминия с плоскими заглушками на концах (рис. 9). Эти трубы прикрепляли к внешней стороне стенок сосуда с помощью фланцев. Для вывода пучка применяли трубы двух сортов. Вдоль радиуса горизонтального кругового сечения через центр активной зоны были направлены радиальные трубы. Расстояние между поверхностью, разделяющей активную зону и отражатель, и внутренним концом радиальной трубы изменялось ступеньками с помощью толстых прокладок, расположенных между поверхностью фланца на стенке сосуда и внешним концом трубы, как это показано на рис. 10.

Тангенциальные трубы для вывода пучка помещались в центральной горизонтальной плоскости вдоль линий, не пересекающих активную зону. Ориентацию этих труб для вывода пучков изменяли регулировкой соединения цилиндрических фланцев, расположенных на кожухе реактора и внешних концах труб, как это показано на рис. 11.

На рис. 12 показан кожух реактора, используемого в экспериментах, во время которых в сосуд помещали дополнительные конструкционные материалы для воспроизведения всех компонент реактора HFBR.

Эксперименты в основном были направлены на исследование излучения, выходящего из каналов для вывода пучков, и в меньшей степени — на измерение интенсивности источников в активной зоне и в отражателе. Такой подход более реалистичен, поскольку нейтронные пучки должны быть собственно оптимизированы. Соотношение между интенсивностью излучения в отражателе реактора и величиной потока в пучке включает угловое распределение этого излучения, которое неизотропно и почти недоступно для надежного измерения.

Интенсивность пучка нейтронов с низкой энергией. Для измерения компонент нейтронов с низкой энергией в потоке, вылетающем из канала, применяли два коллиматора, каждый из которых представлял цилиндр из пластика, соответствующим образом закрепленный в канале пучка. Коллиматор имел аксиальное отверстие с круговым поперечным сечением диаметром в одном случае 50,8 мм, а в другом 12,7 мм. Так как диаметры отверстий коллиматоров различны, то каждый из них «видел» разный телесный угол вдоль канала пучка. Коллиматор с меньшим отверстием видел только внутренний конец трубы канала, а с большим отверстием — внутренний ко-

нец канала и часть стенок трубы канала. Во время экспериментов расстояние между коллиматором и концом трубы радиального канала менялось, поэтому в случае, когда использовали коллиматор с широким отверстием, доля нейтронов в пучке от этих двух светящихся поверхностей не оставалась

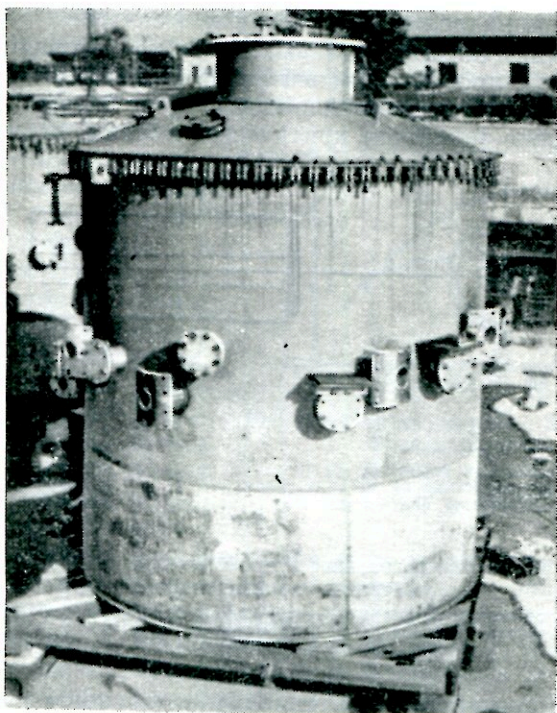


Рис. 12. Кожух экспериментального реактора.

постоянной. Детекторами служили индиевые фольги, прикрепленные к алюминиевому листу, покрывавшему внешний конец коллиматора. Поскольку коллиматор размещали так, чтобы поверхность его внутреннего конца была вровень с поверхностью кожуха реактора, то он выступал снаружи в помещении, где размещалась критическая сборка. Никакой защиты вокруг нее не было. Вся биологическая защита была помещена вокруг стенок комнаты, в которой находилась критическая сборка.

Таким образом, фольги находились в поле излучения, созданном нейтронами и γ -лучами, покинувшими критическую сборку и рассеянными в помещении.

Облучение детекторов проводили при двух условиях. В первом случае фольги помещали в тонкий кожух из кадмия, ко-

торый уменьшал поток тепловых нейтронов в 10^3 раз. Во втором случае внутреннюю стенку кожуха удаляли, так что поток нейтронов, проходивших через отверстие в коллиматоре, кадмием не ослаблялся. В первом случае фольги активировались частично коллимированными нейтронами, энергия которых превышала 0,5 эв, а частично нейтронами с той же энергией, но принадлежащими фону в помещении. Во втором случае фольги активировались такими же нейтронами и тепловыми коллимированными нейтронами. Разница насыщенных активностей фольг, облучавшихся в обоих случаях при одинаковом уровне мощности критической сборки, служила мерой

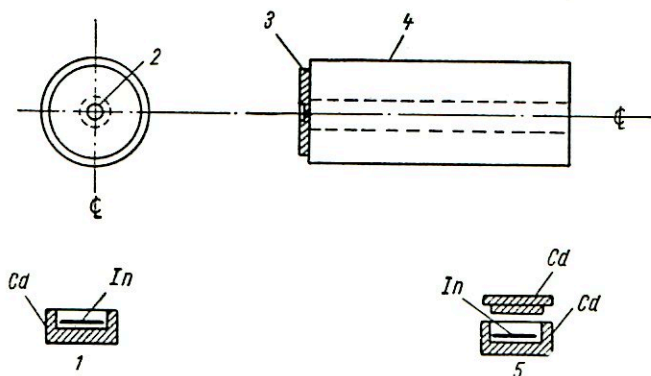


Рис. 13. Экспериментальное устройство для измерения потока нейтронов с малой энергией:

1 — кадмиевый экран; 2 — устройство для крепления фольги; 3 — алюминиевая пластина; 4 — коллиматор из пластика; 5 — кадмиевое покрытие.

потока коллимированных тепловых нейтронов в пучке, выведенном из канала. Активность фольг в первом случае обусловлена главным образом нейтронами с энергией 1,4 эв (при этой энергии индий обладает сильным резонансом), и, если фон достаточно мал, эта активность может служить мерой коллимированного потока нейтронов с этой энергией. Метод измерения показан на рис. 13.

При изучении радиальных каналов расстояние между внутренним концом трубы и поверхностью активной зоны менялось ступеньками. Когда исследовали тангенциальные пучки, расстояние между поверхностью активной зоны и стенкой трубы также изменяли ступеньками поворотом на цилиндрическом фланце.

Последние три серии облучений фольг были сделаны при разных расстояниях между концом трубы и поверхностью активной зоны. Для калибровки мощности критической сборки во всех трех случаях на поверхности кожуха реактора размещали мониторные фольги.

При проведении экспериментов, которые здесь обсуждались, коллиматор с узкой щелью использовали как для радиальных, так и для тангенциальных пучков. Коллиматор с широкой щелью применяли только в тангенциальных каналах.

Оказалось, что активность фольг, закрытых кадмием и облученных при наличии коллиматора с узкой щелью, не зависит от смещения трубы канала. Это свидетельствует о том, что коллимированный поток нейтронов с энергией, соответствующей индиевому резонансу, детектором «не чувствуется». Постоянная активация обусловлена частично нейтронами с энергией, превышающей энергию кадмиевого обрезания рассеянными коллиматором в сторону активируемой фольги, а частично нейтронами фона.

Приблизительное представление о зависимости потока нейтронов, энергия которых равна энергии индиевого резонанса, от расположения тангенциального канала можно получить в экспериментах с коллиматором, имеющим широкую щель, при этом будут мешать нейтроны, рассеянные от стенок канала, и нейтроны от общего фона; поэтому будут получены лишь качественные результаты.

Таким образом, эти измерения позволяют получить практически ценную информацию только о зависимости теплового потока от ориентации канала.

На рис. 14 показана полученная экспериментально зависимость потока тепловых нейтронов от расстояния между концом трубы канала и поверхностью активной зоны. Приведены результаты для радиального и тангенциального каналов. Для тангенциального канала указано расстояние от поверхности активной зоны до ближайшей точки на поверхности трубы канала. Расстояние до оси канала примерно на 50 мм больше, чем до этой точки.

Согласно измерениям максимальный поток тепловых нейтронов, выведенных из радиального канала, на 30% больше, чем та же величина для тангенциального канала. Недавно были проведены измерения интенсивности пучков на сборке, заключенной в сферический кожух, совершенно идентичный кожуху реактора HFBR. Относительные потоки тепловых нейтронов, полученные в последних измерениях, приведены на рис. 15. По-видимому, различие максимумов кривых (см. рис. 14) обусловлено тем, что каналы пучков обоих типов бы-

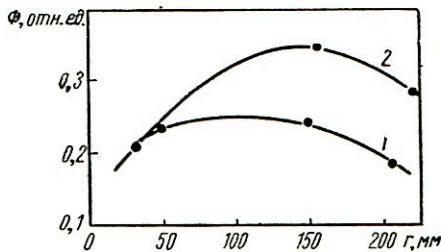


Рис. 14. Потоки тепловых нейтронов в каналах реактора:

1 — поток нейтронов из тангенциального канала; 2 — поток нейтронов из радиального канала с узкой щелью коллиматора.

ли расположены под разными азимутальными углами относительно активной зоны. Так как реактор не имел цилиндрической симметрии, то следовало ожидать некоторую азимутальную зависимость потока нейтронов.

На рис. 16 показаны коллимированные потоки тепловых нейтронов и активности фольг, обусловленная нейтронами с энергией, соответствующей индиевому резонансу. Эти результаты получены для коллиматора с широкой щелью, который был помещен в тангенциальный канал.

Проникновение через коллиматор некоторого количества нейтронов, испущенных стенками канала, сгладило форму

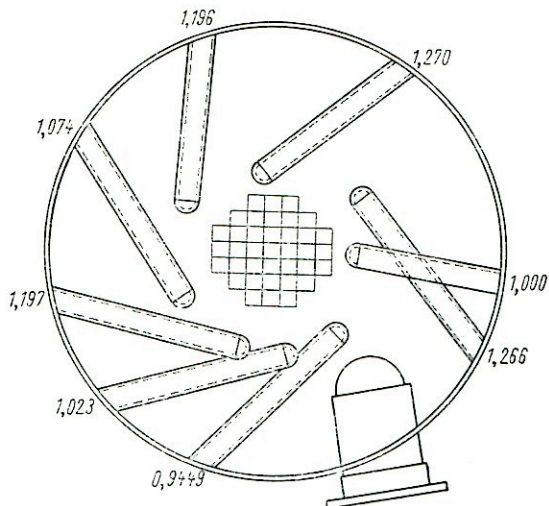


Рис. 15. Относительные потоки тепловых нейтронов, выходящих из каналов реактора HFBR. (Поток тепловых нейтронов из радиального канала принят за единицу.)

кривой для потока тепловых нейтронов (отсутствие максимума у соответствующей кривой, см. рис. 16). Качественная зависимость величины активации фольги резонансными нейтронами от расстояния между трубой канала и поверхностью активной зоны (расстояние менялось от 50 до 100 мм) свидетельствует о наличии максимума. Максимумы кривых для потоков тепловых нейтронов из тангенциального и радиального каналов (см. рис. 15) находятся в разных точках, что возникает по двум причинам. Определение расстояния между радиальной трубой и поверхностью активной зоны несколько искусственно. Большой физический смысл имеет расстояние между поверхностью активной зоны и центром конца трубы канала, которое трудно измерить, поэтому его и не рассматривали при обсуждении. Кроме этого различия имеется более

тонкое обстоятельство, которое связано с природой потока коллимированных нейтронов из радиального и тангенциального каналов. В обоих случаях поток зависит от компоненты вектора нейтронного тока вдоль оси канала. Вектор тока пропорционален градиенту потока в радиальном направлении, что и приводит к сдвигу пика коллимированного потока нейтронов (в случае радиального канала) в сторону больших расстояний между трубой канала и поверхностью активной зоны.

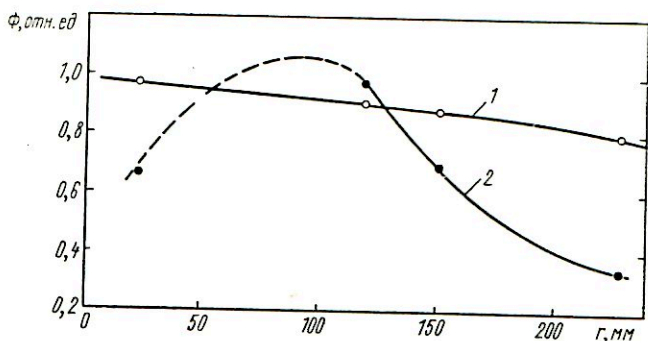


Рис. 16. Поток нейтронов с малой энергией из тангенциального канала при коллиматоре с широкой щелью:

1 — для тепловых нейтронов; 2 — для резонансных нейтронов (масштаб увеличен в 10 раз).

Быстрые нейтроны. Рассмотренные выше эксперименты показали, что потоки тепловых нейтронов в тангенциальных пучках будут по крайней мере не больше, чем в радиальных пучках. Возникает основной вопрос: не будет ли в тангенциальных пучках эмиссия нежелательного фонового излучения значительно меньше, чем в радиальных. Имеется в виду радиация γ -лучей и очень быстрых нейтронов.

Для исследования данного вопроса сравнивали интенсивности коллимированных быстрых нейтронов в пучках. В этих экспериментах для измерения потоков нейтронов использовали пропорциональный счетчик, заполненный метаном. Счетчик регистрировал протоны отдачи. Коллиматором служил большой блок парафина, внутри которого размещался счетчик (рис. 17). Коллимирующее отверстие в блоке парафина имело длину 1220 мм и прямоугольное поперечное сечение 25×25 мм. Это устройство помещали на столе и ориентировали так, чтобы счетчик мог «видеть» внутренний конец трубы канала.

Быстрые нейтроны и γ -лучи, проникавшие через парафин, создавали существенный фон, поэтому измерения проводили разностным методом. При каждом положении и ориентации трубы канала снимали два счета импульсов: один — с открытой щелью коллиматора, второй — с закрытой толстым блоком парафина. Разница счетов характеризовала интенсивность

потока быстрых нейтронов, пропускаемых щелью коллиматора.

На рис. 18 изображена зависимость счета быстрых нейтронов, нормированного к одинаковому уровню мощности, от расстояния между трубой канала и поверхностью активной зоны для тангенциального и радиального пучков. Разница между двумя кривыми велика. Интенсивность быстрых нейтронов, выведенных по тангенциальному каналу, меньше, чем по радиальному каналу. Кроме того, интенсивность быстрых

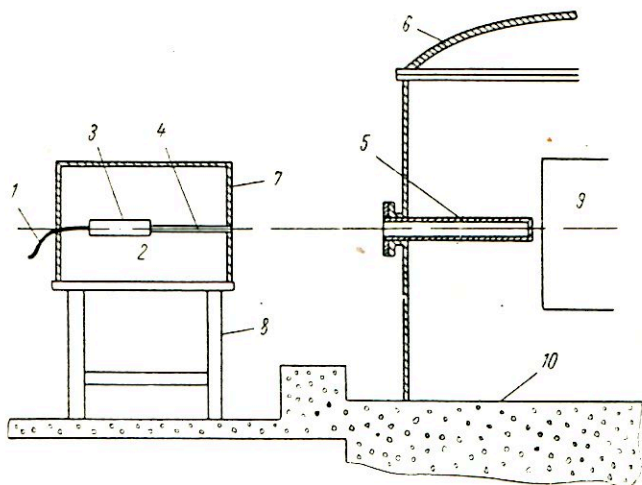


Рис. 17. Экспериментальное устройство для измерения потока быстрых нейтронов:

1 — кабель; 2 — парафин; 3 — счетчик; 4 — коллиматор; 5 — канал для вывода пучка; 6 — кожух; 7 — борный экран; 8 — стол; 9 — активная зона; 10 — бетонная защита.

нейтронов в случае тангенциального канала с увеличением расстояния от трубы до поверхности активной зоны уменьшается значительно быстрее, чем в случае радиального канала. Оба эффекта объясняются пространственной зависимостью углового распределения нейтронов с высокой энергией в отражателе.

Для геометрического расположения каналов, при котором поток тепловых нейтронов в пучке максимален, числа быстрых нейтронов, регистрируемых счетчиком, в случае радиального и тангенциального каналов различаются приблизительно в 30 раз. Точное соотношение определить трудно, поскольку не известна зависимость эффективности счетчика от энергии нейтронов и различие энергетических распределений нейтронов для двух различных каналов. Кроме того, имела некоторая неопределенность в определении уровня фона.

Из проведенных экспериментов следует несомненный вывод: в отличие от радиального пучка использование тангенциального пучка в HFBR дает значительно меньший уровень фона и биологической дозы от нейтронов с большой энергией.

γ-Лучи. Последний этап эксперимента был направлен на измерение относительной интенсивности γ-излучения в пучках нейтронов. Эти измерения не были такими полными, как измерения с нейтронами, но результаты получены вполне определенные.

Определение интенсивности γ-лучей вызывает большие трудности. Биологическую дозу γ-лучей можно регистрировать ионизационной камерой. Однако скорость счета фоновых импульсов в нейтронном детекторе, чувствительном к γ-лучам, зависит от энергии γ-лучей, причем эта энергетическая чувствительность различна для нейтронного детектора и ионизационной токовой камеры.

Для проведения измерений использовался пропорциональный счетчик γ-лучей, поскольку только он был достаточно чувствительным при уровне мощности, соответствующем критической сборке. Для простоты выбрали счетчики с латунными стенками наполненный аргоном. В качестве коллиматора использовали большой брусок из свинца с коллимирующим отверстием длиной 450 и диаметром 6 мм. Так же как и при изменении потока быстрых нейтронов, коллиматор устанавливали на столе таким образом, что его ось совпадала с осью канала, через который выводился пучок.

Образующиеся при захвате нейтронов в свинце γ-лучи создавали большой фон, который уменьшался, когда коллиматор и защиту покрывали бором, но все же его уровень оставался значительным. Измерения проводили разностным методом. Величину интенсивности γ-излучения в пучке оценивали, сравнивая результаты двух измерений: в одном измерении перед коллиматором помещали свинцовый блок, в другом — его убрали.

Измерения интенсивности γ-излучения в пучке были проведены только при одном расположении радиального и тангенциального пучков. Если расстояние между концом трубы

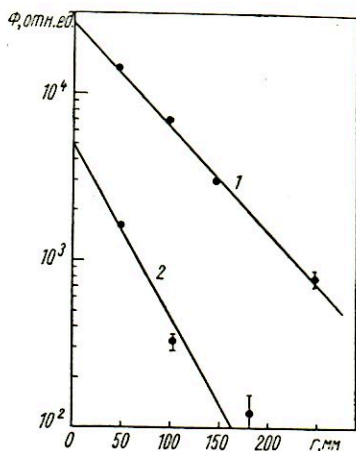


Рис. 18. Потoki быстрых нейтронов в пучках, измеренные по протонам отдачи:

1 — для радиального пучка; 2 — для тангенциального пучка.

радиального канала и поверхностью активной зоны равно 95 мм, то разница счетов при измерении без свинцового блока и со свинцовым блоком составляла 3300 ± 28 *счет/мин*, а счет фона 633 ± 11 *счет/мин*. Когда труба тангенциального канала отстояла на 50 мм от поверхности активной зоны, скорости счета при измерениях со свинцовой защитой и без нее в пределах ошибок эксперимента совпали.

Из сказанного можно сделать вывод, что для γ -излучения, сопутствующего нейтронам в пучке, тангенциальный канал обладает еще большими преимуществами перед радиальным каналом, чем для компоненты быстрых нейтронов. Использование тангенциальных пучков позволит уменьшить фон от γ -излучения примерно в 100 раз.

Конструкция каналов для вывода нейтронных пучков

Конструкция каналов реактора HFBR зависит от расчетов и измерений, которые уже были описаны, а частично от характера экспериментов, которые предстоит выполнить.

К числу экспериментального оборудования, которое планируется для реактора, относятся кристаллические спектрометры для исследований в области физики твердого тела и нейтронных экспериментов (измерение поперечных сечений) и устройства для измерения времен пролета, такие, как нейтронные прерыватели.

Эксперименты, которые будут выполняться с прерывателем, не являются критичными к фону быстрых нейтронов и γ -лучей. Сортировка нейтронов по времени пролета предохранит от регистрации нежелательного излучения в исследуемом интервале каналов анализатора. Эксперименты по прерыванию пучка быстрых нейтронов требуют прежде всего интенсивного потока быстрых нейтронов.

Идеальным пучком для измерений с быстрым прерывателем был бы просто пучок, имеющий интенсивную компоненту нейтронов с энергией от тепловой до 1 *кэв*. Нейтроны с такой энергией находятся ближе к активной зоне реактора HFBR, чем максимум потока тепловых нейтронов. Это вытекает из результатов расчета. Таким образом, труба канала для вывода пучка, на котором устанавливают быстрый прерыватель, должна быть радиальной, а ее конец должен быть расположен примерно на 50 мм от поверхности активной зоны.

Труба для получения холодных нейтронов должна быть большой, чтобы вместить блоки замедляющего материала и устройство для охлаждения. В то же время замедлитель необходимо разместить в таком месте, где нет нагрева за счет поглощения γ -лучей. Остается найти оптимальную конструкцию такого устройства. В реакторе HFBR, размер трубы выбирался с таким расчетом, чтобы вместить достаточное коли-

чество замедлителя, и помещали ее настолько близко к активной зоне, насколько допускал нагрев γ -лучами. Для поддержания криогенных температур требуется охладитель мощностью в несколько киловатт. При выбранной геометрии канала, предназначенного для получения пучка холодных нейтронов, между тангенциальным и радиальным каналами разницы не было.

Эксперименты, в которых используют кристаллический спектрометр, удобно проводить именно на тангенциальных пучках. При этом нейтроны регистрируются непрерывно и фон, существующий в помещении, может представлять серьезную проблему. Большинство экспериментов, планируемых на реакторе HFBR, относится к этой категории.

Каналы Н1 и Н3—Н8 являются тангенциальными. Конец трубы Н1 отстоит от поверхности активной зоны на 75 м.м. Этот канал служит для вывода пучка нейтронов, богатого тепловыми и эпитепловыми нейтронами. Каналы Н3—Н7 предназначены для экспериментов по физике твердого тела. Кратчайшее расстояние от этих каналов до поверхности активной зоны составляет около 175 м.м. Следует отметить, что отношение количества быстрых нейтронов к количеству тепловых в этих каналах в 30 раз меньше, чем для соответствующих радиальных каналов. В сравнении с радиальным каналом реактора, имеющего отражатель из легкой воды, это отношение меньше в 300 раз.

Заключение

Рассмотренные эксперименты составляют лишь часть большой программы экспериментов на критических сборках, которая будет завершена в дальнейшем. В этой программе предусмотрено более полное исследование нейтронных потоков в экспериментальных каналах. То что было уже сделано, несомненно, окажется полезным для оптимизации экспериментальных устройств, а из полученных результатов следует сделать вывод, что в будущем исследовательские реакторы должны подвергаться полному экспериментальному исследованию на всех стадиях конструирования.

Дальнейшая информация о нейтронных пучках реактора HFBR будет получена в процессе проведения пусковых экспериментов на реакторе. Предполагается, что будет проведено сравнение свойств пучков двух больших реакторов Брукхейвенской лаборатории. На этой стадии необходимо выяснить, в какой степени последние эксперименты позволят улучшить и без того уже хорошее отношение сигнала к фону в пучках нейтронов брукхейвенского графитового исследовательского реактора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hendrie J. M. and Kouts H. J. C. Rept BNL/TID-14771 (1961).

3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО УСКОРИТЕЛЯ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ПУЧКОВ ЗАМЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

А. Мичаудон

Введение

Основные представления. Для измерения спектров нейтронов методом времени пролета требуется пульсирующий пучок нейтронов с максимальной интенсивностью и минимальной длительностью вспышки, который содержит максимально возможное количество нейтронов в исследуемом энергетическом диапазоне и имеет высокую частоту повторения вспышек, совместимую с выполняемым экспериментом. Если ограничиться только нейтронами промежуточных энергий (например, от 1 эв до 100 кэв), то нейтроны источника должны обладать белым спектром, образующимся при замедлении быстрых нейтронов.

Быстрые нейтроны можно получить в реакторе в результате деления ядер; замедленные нейтроны при этом будут генерироваться непрерывно, и для получения пульсирующего пучка снаружи реактора можно использовать механический прерыватель, а временное распределение замедленных нейтронов полностью определяется свойствами механического прерывателя, а не методом замедления нейтронов.

Быстрые нейтроны можно получить при бомбардировке мишени заряженными частицами, приходящими из ускорителя в виде отдельных сгустков, для чего обычно используют электроны, протоны и дейтоны. В этом случае замедление приводит к потере интенсивности нейтронов и к искажению распределения их во времени. Результирующее распределение замедленных нейтронов по времени зависит не только от формы импульса тока заряженных частиц, но и от способа замедления быстрых нейтронов.

Этот эффект становится особенно важным, поскольку последние достижения в области импульсной техники позволяют получить очень узкие импульсы тока заряженных частиц. Для создания мощных ускорителей, интенсивной и короткой

вспышки нейтронов и достаточно быстрого детектора с хорошей эффективностью были приложены большие усилия. Однако относительно мало внимания уделялось влиянию замедлителя на интенсивность и длительность вспышки. В данной статье в основном исследуется замедлитель. Сначала будут рассмотрены вопросы, связанные с разрешением и интенсивностью при работе со спектрометрами по времени пролета, а затем будет дано определение функции, характеризующей качество замедлителя.

Разрешение и интенсивность спектрометра при измерениях по времени пролета. Чтобы установить возможности лучшего использования замедлителя, рассмотрим основное соотношение для скорости счета на один канал при измерениях по времени пролета:

$$N_{(E)} = kF_0 \frac{\Delta t_1 \Delta t_2}{L^3} \eta_{d(E)} \eta_{m(E)} I, \quad (1)$$

где I — пиковое значение интенсивности пульсирующего источника быстрых нейтронов; η_m — эффективность замедлителя; η_d — полная эффективность детектора; F_0 — частота повторения нейтронных вспышек (при малой энергии $F_0 \sim 1/L$); Δt_1 — ширина нейтронной вспышки; Δt_2 — ширина канала анализатора времени пролета.

При выводе формулы предполагали, что средний поток нейтронов пропорционален ширине вспышки. Это справедливо, в частности, для длинных вспышек в линейном ускорителе.

С другой стороны, энергетический разброс ΔE нейтронов, попадающих в один канал, составляет

$$\Delta E = 2,75 \cdot 10^{-2} \frac{\sqrt{\Delta t_1^2 + \Delta t_2^2}}{L} E^{3/2}, \quad (2)$$

где принят во внимание временной разброс, связанный только с шириной нейтронной вспышки и канала анализатора.

Из соотношений (1) и (2) видно, что улучшить разрешение можно, уменьшая длительности вспышек и ширину канала анализатора. Это позволяет получить большую скорость счета, чем в том случае, когда разрешение получается за счет соответствующего увеличения пролетной базы. Это и привело к созданию пульсирующих ускорителей, которые позволяют получить короткие, но интенсивные импульсы тока заряженных частиц.

Однако для нейтронов с промежуточными энергиями существенными становятся ограничения временного распределения нейтронов, накладываемые процессом замедления. Например, в некоторых ускорителях уже могут или в скором времени будут осуществляться импульсы тока заряженных частиц шириной 10 или 20 нсек (линейные ускорители в Харуэлле и Сакле, колумбийский синхротрон). Временной

разброс, вносимый блоком полиэтилена, в первом приближении эквивалентен прямоугольной вспышке длительностью 2,7 *мксек* для нейтронов с энергией 1 эв, 270 *нсек* при 100 эв, 27 *нсек* при 1 кэв. Только при 75 кэв и выше (т. е. при энергии, которая очень близка к верхнему пределу интервала промежуточных нейтронов) этот разброс меньше 10 *нсек*. Таким образом, во всем энергетическом интервале разрешение ограничивается замедлителем.

Определение качества замедлителя. Эффективность замедлителя обозначали через η_m , тогда если I — интенсивность источника быстрых нейтронов, то замедлитель даст $I\eta_m dE$ нейтронов в энергетическом интервале между E и $E + dE$ на единицу телесного угла в направлении пути пролета. Ширина временного распределения нейтронов на выходе из замедлителя характеризуется величиной σ^2 (вспышку быстрых нейтронов можно считать достаточно короткой).

Как η_m , так и σ^2 зависят от нескольких факторов: от спектра быстрых нейтронов, композиции и формы замедлителя, энергии и направления замедленных нейтронов. Одновременно увеличивать η_m и уменьшать σ^2 невозможно. Действительно, тонкий замедлитель дает возможность уменьшить σ^2 , но при этом уменьшается и η_m . Следовательно, необходимо найти максимум некоторой функции от η_m и σ^2 . Эту функцию определить очень просто, если предположить, что ширина нейтронной вспышки и ширина канала анализатора равны σ .

Рассмотрим случай низких и высоких энергий. Они отличаются друг от друга для линейного ускорителя отношением ширины нейтронной вспышки ко времени заполнения в ускорителе.

Случай низких энергий. В этом случае нейтронная вспышка шире, чем время заполнения ($\sigma > t_F$), и, следовательно, интенсивность нейтронов пропорциональна длительности электронной вспышки, причем соотношение (1) переписется в виде

$$N = kF_0 \frac{\sigma^2}{L^3} \eta_m \eta_d I. \quad (3)$$

Чтобы исключить примешивание медленных нейтронов из разных вспышек к нейтронам более поздних вспышек, используется фильтр, который поглощает нейтроны с очень малой энергией. Свойства фильтра определяют частоту повторения импульсов. Максимальная частота повторения импульсов ускорителя при низкой энергии f пропорциональна $1/L$ и, следовательно,

$$N \sim \frac{\sigma^2}{L^4} \eta_m \eta_d.$$

Далее, так как $R = \sigma/L$, получим

$$N \sim \frac{\eta_m}{\sigma^2} R^4. \quad (4)$$

Таким образом, для данного разрешения R скорость счета пропорциональна величине $F = \eta_m/\sigma^2$. Эту величину назовем качеством замедлителя.

Случай высоких энергий. В случае высоких энергий нейтронная вспышка уже, чем время заполнения ($\sigma < t_F$). Например, при 10 кэВ $\sigma \approx 8$ нсек для полиэтилена, а время заполнения линейного ускорителя в Сакле составляет 450 нсек. При такой короткой вспышке интенсивность нейтронов, по-видимому, пропорциональна энергии, запасенной в волноводе, а средний поток нейтронов практически не зависит от ширины вспышки. С другой стороны, частота повторения ограничивается не фильтром, а собственно ускорителем ($f = \text{const}$). Таким образом,

$$N \sim f \frac{\sigma}{L^3} \tau_{im} \sim \frac{\sigma}{L^3} \eta_m; \quad (5)$$

так как $R = \sigma/L$, то

$$N \sim \frac{\eta_m}{\sigma^2} R^3. \quad (6)$$

Можно сделать вывод, что как при малой, так и при большой энергии скорость счета при данном постоянном разрешении пропорциональна качеству замедлителя $F = \eta_m/\sigma^2$. Величина E должна быть как можно больше, поскольку это означает большую интенсивность нейтронов и малую длительность вспышки. Однако следует отметить, что при обсуждении не учитывался разброс времен пролета, связанный с конечной толщиной детектора, т. е. мы ограничивались энергиями, при которых время пролета в детекторе мало по сравнению с σ .

При конструировании замедлителя необходимо знать пространственное, временное, энергетическое и угловое распределение нейтронов на внешней поверхности блока замедлителя, если с другой его стороны помещен импульсный источник быстрых нейтронов. Данная проблема теоретически не решена, поскольку при решении транспортного уравнения Больцмана для среды, имеющей размеры порядка нескольких длин свободного пробега, возникают большие математические трудности. Тем не менее теоретические исследования бесконечных сред позволили определить главные особенности процесса замедления. Полученные результаты можно применить при рассмотрении свойств замедлителей конечных размеров.

Теоретическое исследование процесса замедления нейтронов в бесконечных средах

При рассмотрении теории процесса замедления предположали, что

а) исследуется бесконечный и однородный замедлитель, содержащий ядра только с массой M ;

- б) захват нейтронов отсутствует;
 в) имеет место только процесс упругого рассеяния нейтронов;
 г) рассеяние изотропно в системе центра масс;
 д) энергия замедляющихся нейтронов выше 1 эв (химической связью пренебрегли);
 е) отсутствует тепловое движение ядер;
 ж) используется изотропный пульсирующий источник (точечный или плоский) моноэнергетических быстрых нейтронов с энергией E_0 .

Энергетическое временное распределение нейтронов в водороде [1—3]. Классическое уравнение Больцмана записывается в следующем виде:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial N(r, \Omega, u, t)}{\partial t} + V \operatorname{grad} N(r, \Omega, u, t) = \\ & = -V \frac{N(r, \Omega, u, t)}{l_u} + \int_0^u du' \int d\Omega' \frac{v' N(r', \Omega, u', t)}{l_s(u')} \times \\ & \quad \times f_{(v_0, u-u')} + S(u, r, t), \end{aligned} \quad (7)$$

где $N(r, \Omega, u, t)$ — плотность нейтронов в точке r , имеющих скорость v в направлении Ω в момент t после испускания быстрого нейтрона и с энергией $E = E_0 \exp(-u)$; l_u — средняя длина свободного пробега нейтрона с энергией $E = E_0 \exp(-u)$; $l_{s(u)}$ — средняя длина свободного пробега нейтрона с энергией $E = E_0 \exp(-u)$ до упругого рассеяния.

Если проинтегрировать уравнение (7) по r и по Ω , то получим

$$\frac{l_u}{v} \frac{\partial \psi_0(u, t)}{\partial t} + \psi_0(u, t) = \int_0^u du' \psi_0(u', t) e^{-(u-u')} + \delta(u) \delta(t), \quad (8)$$

где

$$\psi_0(u, t) = \int dr \int d\Omega \frac{v}{l_u} N(r, \Omega, u, t); \quad (9)$$

$$S(u, r, t) = \delta_{(u)} \delta_{(t)} Q(r); \quad (10)$$

$$\int Q(r) dr = 1, \quad (11)$$

здесь $\delta_{(u)}$ и $\delta_{(t)}$ — дельта-функции Кронекера. Это уравнение можно решить обычными методами.

Поскольку вкладом в величину времени замедления, вносимым столкновениями при высоких энергиях, можно пренебречь, введем упрощающее предположение $l_{(u)} = l_0$. Оно спра-

ведливо при $E_n < 50$ кэв. Тогда решение будет иметь следующий вид:

$$\psi_0(u, t) = \frac{v_0}{l_0} \delta_{(u)} \exp\left(-\frac{v_0 t}{l_0}\right) + \frac{1}{2} \left(\frac{v}{l_0}\right)^3 t^2 \left[1 - \frac{v}{v_0} + \frac{2l_0}{tv_0}\right] \exp\left(-\frac{vt}{l_0}\right). \quad (12)$$

Первый член в правой стороне уравнения соответствует нейтронам, которые не испытали столкновений. Только второй член относится к замедленным нейтронам. Обозначим его $\psi_{0m}(u, t)$:

$$\psi_{0m}(u, t) = \frac{1}{2} \left(\frac{v}{l_0}\right)^3 t^2 \left[1 - \frac{v}{v_0} + \frac{2l_0}{tv_0}\right] \exp\left(-\frac{vt}{l_0}\right). \quad (13)$$

Введем новую переменную $x = vt/l_0$, тогда функция примет вид

$$\psi_{0m}(x, v) = \frac{1}{2} \left\{ x^2 \left(1 - \frac{v}{v_0}\right) + 2x \frac{v}{v_0} \right\} \exp(-x), \quad (14)$$

а при $v/v_0 \ll 1$ она упростится:

$$\psi_{0m}(x) = \frac{1}{2} x^2 \exp(-x). \quad (15)$$

Следует отметить, что аналогичные результаты получили Гроенвольд и Гроендияк [4], которые использовали совсем другой метод, хотя тоже предполагали, что столкновения при высоких энергиях не дают вклада в величину времени замедления. В настоящее время эта формула является наиболее приемлемой. Впервые это соотношение использовал Рейнвотер и др. [5].

Принципиальные свойства соотношения следующие:

$$\langle x \rangle = 3, \quad \langle t \rangle = 3 \frac{l_0}{v} = 3\tau; \quad (16)$$

$$\text{var}(x) = 3, \quad \text{var}(t) = 3\tau^2. \quad (17)$$

Следовательно, средняя неопределенность времени эквивалентна неопределенности расстояния в $6l_0$.

Энергетическое и временное распределение в бесконечной среде тяжелого элемента [6—9]. Уравнение Больцмана для функции $\psi_0(u, t)$ решить нельзя. Но для случая, когда $l(u) = \text{const}$, можно рассчитать различные моменты $\langle t_m \rangle$ или $\langle x_m \rangle$ [10]. Фактически необходимо рассмотреть только два первых момента

$$\langle x^m \rangle = m! \prod_{k=1}^{k=m} \left(1 - \lambda_k\right)^{-1}, \quad (18)$$

где

$$\lambda_k = \frac{2}{k+r} \frac{1-r^{k+2}}{1-r^2}, \quad (19)$$

а

$$r = \frac{M-1}{M+1}. \quad (20)$$

$\langle x \rangle$ соответствует времени запаздывания замедлителя и $\text{var } x = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2$ входит в уширение функции разрешения:

$$\langle x \rangle = \frac{1}{1 - \lambda_1} = \frac{3(r+1)}{(1-r)(2r+1)} = \frac{3M(M+1)}{3M-1}; \quad (21)$$

$$\langle x^2 \rangle = 2 \frac{1}{(1-\lambda_1)(1-\lambda_2)} = \frac{12}{(r-1)^2(2r+1)} = \frac{3(M+1)^3}{3M-1}; \quad (22)$$

$$\text{var } x = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 = \frac{3(M+1)^2(2M-1)}{(3M-1)^2}. \quad (23)$$

Соотношение (23) представлено графически на рис. 1. Можно убедиться, что увеличение массы ядер, используемых для замедления нейтронов, уширяет распределение нейтронов во времени.

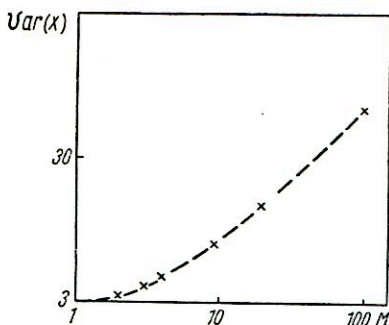


Рис. 1. Зависимость ширины функции распределения замедленных на ядрах нейтронов во времени от массы ядер M .

В связи с этим интересно вспомнить работу [11], где описан нейтронный спектрометр, в котором для разделения нейтронов по энергиям использовалось время замедления нейтронов в свинце. Хотя тяжелые ядра не применяют в качестве собственно замедлителя, они всегда присутствуют в физических замедлителях, содержащих водород. Их роль еще будет рассмотрена.

Пространственное, энергетическое и временное распределение нейтронов в водороде [12]. Расчеты этих величин были выполнены Клейсенном [13] и Сайкесом [14]. Оба они предполагали, что пульсирующий источник нейтронов изотропный и распределен в бесконечной плоскости. Нейтроны испускались в момент времени $t = 0$ с энергией $E = E_0$. Пространственное распределение определялось в одном измерении. Ниже приведены основные результаты этих теоретических исследований.

а. Гипотезы и расчеты Сайкеса. Исходным пунктом расчетов для Сайкеса служило уравнение Больцмана с источником в форме $S\delta(x)\delta(t)\delta(u)$. Для случая водородного замедлителя это уравнение принимает вид

$$\mu l(u) \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{l(u)}{v} \frac{\partial \psi}{\partial t} + \psi = \frac{1}{2n} \int_0^u du' \int_{4\pi} d\Omega' \psi(u', \mu') e^{-(u-u')} \delta[\mu_0 - \mu] - \exp\left(-\frac{u-u'}{2}\right) + S\delta(x)\delta(t)\delta(u), \quad (24)$$

где u — летаргия; μ — косинус угла направления движения нейтрона относительно нормали к плоскости источника. Предполагая, что средний свободный пробег нейтрона пропорционален его скорости, искомую функцию можно представить в следующем виде:

$$\psi(u, \mu, x, t) = e^{-|x|t} e^{-t} S \sum_k \sum_m \sum_n (2k+1) a_{k,m,n}(u) P_{k(\mu)} T_{m(x)} L_n(t), \quad (25)$$

где P_k — полиномы Лежандра; L_n — полиномы Лагерра; $T_m = V_m(|x|)$ для четных k , $T_m = xV_m(|x|)$ для нечетных k [15]. Коэффициенты $a_{k,m,n}$ рассчитаны для $k = 0, 1, 2$ и $n = 0, 1, 2$. Предполагается, что ряд из этих первых членов удовлетворительно опишет процесс замедления, по крайней мере в пределах нескольких длин свободного пробега нейтрона от источника. Результаты расчета t и σ^2 для случая водородного замедлителя приведены в табл. 1 и 2. Время дано в единицах l_0/v_0 .

Таблица 1

Результаты расчета величины \bar{t}

u	x				
	1	2	3	4	5
5	6,93	8,46	9,72	10,9	12,1
10	11,9	13,5	14,7	15,9	17,1
15	16,9	18,5	19,7	20,9	22,1

Таблица 2

Результаты расчета величины σ^2

u	x				
	1	2	3	4	5
5	8,99	9,11	9,90	11,2	12,5
10	19,0	19,1	19,9	21,2	22,5
15	29,0	29,1	29,9	31,2	32,5

Пусть энергия быстрых нейтронов $E_e = 3 \text{ Мэв}$; энергия замедленных нейтронов $E_s = 100 \text{ кэв}$; следовательно, летаргия равна 3,4. Для $x = 1$, т. е. для толщины 6,34 см $\bar{t} = 5,9 l_0/v_0 = 15,6 \cdot 10^{-3}$ мксек, $\sigma = 2,41 l_0/v_0 = 6,34 \cdot 10^{-3}$ мксек. Необходимо помнить, что основное предположение, которое использовали при получении этих результатов, состоит в том, что средняя длина свободного пробега нейтрона пропорциональна его скорости, что справедливо только для нейтронов с энергией выше 50 кэв.

б. *Гипотезы и расчеты Клейссена.* Клейссен предполагал, что средний свободный пробег постоянен, что является хорошим приближением для нейтронов с энергией ниже нескольких кэв. Исходя из уравнения Больцмана (с некоторыми приближениями), Клейссен получил следующее решение для потока замедленных нейтронов:

$$N_{(x, v, t)} = \frac{2S}{\pi} \Sigma_s v t^2 \exp(-\Sigma_s v t) \int_0^{\infty} dk \cos(kx) \frac{\Sigma_s^2}{k} \operatorname{arctg}\left(\frac{k}{\Sigma_s}\right) \times \\ \times \frac{\exp(-\Sigma_a v t - 2\Sigma_a/\Sigma) \ln \Sigma v_0 t}{\Gamma(3 - 2\Sigma_a/\Sigma)}, \quad (26)$$

где Σ_s — макроскопическое сечение рассеяния; $\Sigma_a = k^2/3\Sigma_s$, $\Sigma = \Sigma_s + \Sigma_a$. Когда x достаточно мало, основной вклад в этот интеграл вносят малые величины k . В этом случае получим

$$N_{(x, v, t)} = \frac{S}{2\sqrt{\pi}} \Sigma_s^2 v t^2 \exp(-\Sigma_s v t) \sqrt{\frac{3\Sigma_s^2}{\Sigma_s v t + 2 \ln \Sigma_s v_0 t}} \times \\ \times \exp\left\{-x^2 \frac{3\Sigma_s^2}{4(\Sigma_s v t + 2 \ln \Sigma_s v_0 t)}\right\}. \quad (27)$$

Следует отметить, что при выводе выражений (26) и (27) пользовались предположением об изотропности рассеяния в системе центра масс; это предположение применяли при расчете энергетических потерь при каждом столкновении. Однако, когда рассчитывали пространственное распределение нейтронов, предполагали, что рассеяние изотропно и в лабораторной системе. Данное предположение не оказывает влияния на результаты расчета временного распределения. Фактически, когда функция $N(x, v, t)$ интегрируется по x , выражение (27) переходит в соотношение, которое уже встречалось в уравнении (15):

$$N(v, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} dx N_{(x, v, t)} = S \Sigma_s^2 v t^2 \exp(-\Sigma_s v t). \quad (28)$$

Чтобы получить более точное выражение для пространственного распределения нейтронов, следует учесть угловое распределение рассеянных на водороде нейтронов. Для этого в начале расчетов нужно вместо $1/3 \Sigma_s$ представить $1/3 \Sigma_s (1 - \bar{\mu})$, где $\bar{\mu}$ — средний косинус угла рассеяния.

В результате соотношение (27) примет вид

$$N_{(x, v, t)} = \frac{S}{2\sqrt{\pi}} \Sigma^2 v t^2 \exp \left\{ -x^2 \frac{\Sigma_s^2}{4(\Sigma_s v t + 2 \ln \Sigma_s v_0 t)} \right\} \times \\ \times \frac{\Sigma_s^3 v t^2 e^{-\Sigma_s v t}}{\sqrt{\Sigma_s v t + 2 \ln \Sigma_s v_0 t}} \quad (29)$$

Это такое же выражение, но с расширением x -шкалы в $\sqrt{3}$ раз. Интегрирование выражения по x дает распределение нейтронов по времени, как и уравнение (27). Эти формулы использовали для проведения численных расчетов. По формуле (29) были рассчитаны первый и второй моменты временного распределения:

$$\langle t \rangle = \frac{\int_0^{\infty} t N_{(x, v, t)} dt}{\int_0^{\infty} N_{(x, v, t)} dt} ; \quad (30)$$

$$\langle t^2 \rangle = \frac{\int_0^{\infty} t^2 N_{(x, v, t)} dt}{\int_0^{\infty} N_{(x, v, t)} dt} ; \quad (31)$$

$$\text{var}(t) = \langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2 \quad (32)$$

для различных значений x .

Метод Монте-Карло для исследования замедлителя

Наиболее подходящим методом с точки зрения математических трудностей, которые возникают при исследовании процесса замедления нейтронов в блоках ограниченных размеров, является метод Монте-Карло. Метод Монте-Карло был развит в Сакле Рибсом [16] специально для исследования процесса замедления. Отметим основные черты этого метода и приведем некоторые результаты, полученные с его помощью.

Описание метода Монте-Карло. Для упрощения расчетов были сделаны некоторые предположения. Они заключаются в следующем:

1. Замедлителем служит блок конечной и всюду постоянной толщины с неограниченными боковыми размерами (одномерная задача).

2. Состав среды может меняться только при изменении плотности водородных атомов, плотности тяжелых атомов (С, О и т. д.), присутствующих во всех возможных замедлителях, и плотности поглощающих ядер (например, В¹⁰), которые гомогенно распределены в среде. Кроме того, между двумя частями блока можно разместить тонкий экран из В¹⁰. Гетерогенное размещение поглотителя показано на рис. 2.

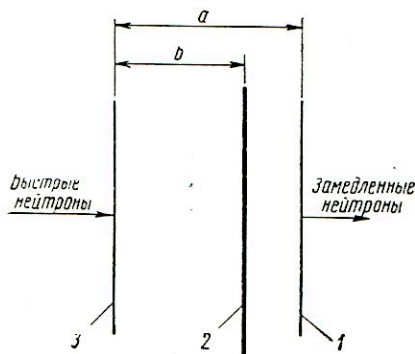


Рис. 2. Схема замедлителя, использованного в расчетах методом Монте-Карло:

1 — наружная сторона замедлителя; 2 — экран из В¹⁰ для системы с гетерогенным размещением поглотителя; 3 — поверхность замедлителя, на которую падают исходные нейтроны.

4. Поперечное сечение рассеяния водородом описывается простым законом

$$\sigma_{sc} = \text{const} \text{ для } E < 35 \text{ кэв}; \quad (33)$$

$$\sigma_{sc} = \frac{\text{const}}{v-1} \text{ для } E > 35 \text{ кэв}. \quad (34)$$

Последнее предположение удобно в том отношении, что, когда энергия нейтронов меньше или больше 35 кэв, средняя длина свободного пробега до столкновения с водородом постоянна или пропорциональна скорости нейтронов.

5. Поперечное сечение рассеяния нейтронов на других ядрах предполагается постоянным.

Для описания процесса замедления нейтронов введем следующие обозначения:

- a — толщина блока замедлителя;
- b — расстояние, на котором расположен экран из бора;
- Σ_c — полное макроскопическое сечение для компоненты c ;
- Σ_c^a — макроскопическое сечение поглощения для компоненты c ;

Σ_c^d — макроскопическое сечение рассеяния для компоненты c ;

$$\Sigma_c = \Sigma_c^a + \Sigma_c^d;$$

Σ_a — макроскопическое сечение поглощения для борного экрана при $u = 1$ и $v = 1$;

Σ_m — макроскопическое сечение поглощения в среде,

$$\Sigma_m = \Sigma_i^a + \Sigma_i^d;$$

λ — средний свободный пробег для рассеяния

$$1/(\Sigma_i^d + \Sigma_i^a);$$

λ_0 — средний свободный пробег для рассеяния ниже 35 кэВ;

φ — угол между направлением движения нейтрона и нормалью к плоскости замедлителя;

$u = \cos\varphi$;

v — скорость нейтрона;

M_1, M_2, M_3 — массовые числа атомов (C, N, O);

$$\gamma = \left(\frac{M-1}{M+1}\right)^2 \quad (\gamma = 0 \text{ для водорода}).$$

Предположим, что один нейтрон запущен в замедлитель. Его история заключается в ряде последовательных столкновений. Процесс представляет сумму итераций. Рассмотрим, например, момент, когда нейтрон находится в состоянии перед n -м столкновением. Это положение характеризуется шестью величинами: абсциссой x , которая дает расположение нейтрона в пространстве, скоростью v_1 , направлением $u_1 = \cos\varphi_1$, временем t_1 , весом y_1 (вероятностью того, что нейтрон остается непоглощенным вплоть до n -го столкновения) и положением h_1 относительно экрана V^{10} . Для выбранных геометрических условий (см. рис. 2) имеем

$$h_1 = -1, \text{ если } 0 < x < b;$$

$$h_1 = +1, \text{ если } b < x < a.$$

Нейтрон имеет вероятность P уйти из блока (вероятность утечки). Однако на данной стадии будем интересоваться не вероятностью утечки, а вероятностью избежать ее и остаться в среде $(1 - P)$. Вероятность P можно записать в виде:

$$P = \exp\left(\frac{x-a}{\lambda u}\right), \text{ если } u > 0; \quad (35)$$

$$P = \exp\left(\frac{x}{\lambda u}\right), \text{ если } u < 0. \quad (36)$$

Место и природа следующего столкновения определяются двумя случайными числами p и s ($0 < p, s < 1$), которые вы-

бирают при расчете, причем p характеризует место $(n + 1)$ -го столкновения.

Через известное p' оно определяется так:

$$p' = \exp(-R/\lambda_{sc}); \quad 1 \geq p' \geq P. \quad (37)$$

$$p' = p(1 - P) + P. \quad (38)$$

Расстояние между n -м и $(n + 1)$ -м столкновениями равно R ; s определяет природу последнего столкновения: если $0 \leq s \leq W$, то столкновение произошло с водородом, если $W \leq s \leq 1$, то столкновение произошло с более тяжелым элементом. Здесь

$$W = \frac{\Sigma_H^d}{\Sigma_H^d + \Sigma_L^d}. \quad (39)$$

Теперь нейтрон находится в состоянии перед $(n + 1)$ -м столкновением. Это состояние характеризуется новыми значениями шести величин: $x_2 = x_1 - \lambda u \ln p'$; $v_2 = v_1$; $u_2 = u_1$; $t_2 = t_1 - (\lambda/v) \ln p'$; $y = y_1(1 - P)$ (если не произошло поглощения); $h_2 = \text{знак}(x_2 - b)$.

Вероятности утечки в момент $(n + 1)$ -го столкновения различны. Рассмотрим только те возможности для утечки, которые представляют интерес для исследуемой проблемы. Другими словами, в начале расчетов определим несколько энергий или скоростей (обозначим их символом m) и несколько углов вылета (обозначим символом l), но не все комбинации этих величин возможны при каждом столкновении. Например, если столкновение произошло на тяжелом ядре, то возможны только те скорости, которые лежат в интервале между v и $v\sqrt{\gamma}$. Если v положить равным v_m , то допустимы только несколько значений величины u_l .

Для фиксированных l и m , которые совместимы с процессом столкновения, подсчитаем вероятность P_{lm} нейтрону рассеяться на угол φ_l ($u_l = \cos \varphi_l$) при скорости v_m . Эту вероятность запишем в следующем виде:

$$P_{lm} = \frac{1}{2\pi f(M, \gamma, q_m)}, \quad (40)$$

где

$$f(M, \gamma, q_m, r) = \frac{2\pi M_v(1 - \gamma) \sin 2\pi r_l \sqrt{(1 - u^2)q(1 - q)}}{[1 - q(1 - \gamma)](M + 1)}; \quad (41)$$

$$v_m = v \sqrt{1 - q_m(1 - \gamma)}; \quad (42)$$

$$u_l = u \cos \beta - \sqrt{1 - u^2} \sqrt{1 - \cos^2 \beta} \cos \psi_l; \quad (43)$$

$$\psi_l = 2\pi r_l; \quad (44)$$

$$\cos \beta = \frac{1}{M + 1} \frac{M(1 - 2q_m) + 1}{\sqrt{1 - q_m(1 - \gamma)}}. \quad (45)$$

Чтобы сделать расчеты более удобными, значения величин q_m и r выбирали в интервале 0—1.

В конце столкновения вес непоглотившегося нейтрона составлял

$$y_{lm} = y_2 P_{lm} P_{lm}, \quad (46)$$

где y_2 — вес нейтрона в состоянии 2 для итерации n ; P_{lm} — вероятность того, что нейтроны после рассеяния будут иметь u_l и v_m ; P_{lm} — вероятность того, что нейтрон достигнет внешней поверхности без поглощения. Время в конце столкновения равно

$$t = t^2 - \frac{\lambda_m}{v_m} \ln P_{lm}. \quad (47)$$

Место и природа столкновения всегда известны. Два других случайных числа (q и r), также имеющих значения, заключенные между 0 и 1, характеризуют состояние нейтронов после столкновения, которому свойственны свои шесть величин, т. е. $x_3 = x_2$; $v_3 = v_2 \sqrt{1-q}$; $u_3 = u_2 \sqrt{1-q} - \cos 2\pi r \sqrt{q(1-u^2)}$; $t_3 = t_2$; $y_3 = y_2$; $h_3 = h_2$. Таким образом, цикл теперь замкнут, он может повторяться много раз.

Как видно, рассеяние и поглощение трактуются раздельно. Рассеяние изучают с помощью статистических столкновений. Уход нейтронов рассматривается только как вероятность ухода, но не как действительный акт, поэтому можно получить больше выходов нейтронов наружу, чем число рассматриваемых нейтронных историй. Поглощение изучают не статистически, а непрерывно с помощью нейтронного веса. Следовательно, на протяжении истории нейтрона можно получить несколько поглощений. История нейтрона прекращается, когда его энергия становится ниже 1 эв или когда его статистический вес становится меньше 10^{-3} .

Обобщим полученные результаты в пределах одного цикла.

1. Спектр быстрых нейтронов состоит из нескольких групп в соответствии с энергией и направлением полета, т. е.

$$N = \sum_{\alpha} N_{\alpha}, \quad 1 \leq \alpha \leq \alpha_{\max} = 30.$$

2. Одиннадцать случаев поглощения можно трактовать одновременно ($1 \leq i \leq 11$).

3. Угол вылета определяется интервалом $1 \leq l \leq l_{\max} = 6$, скорости — интервалом $1 \leq m \leq m_{\max} = 10$, а начало столкновений — $1 \leq n \leq n_{\max} = 32$ ($l_{\max} \cdot m_{\max} \cdot n_{\max} = 1920$).

4. Полученные результаты дают число нейтронов после каждого столкновения, определяемого индексами i , n , l , m и моменты $\langle t \rangle$, $\langle t^2 \rangle$ и $\langle t^3 \rangle$ временного распределения их на выходе из блока.

Некоторые результаты. Если учитывать характеристики (угол, энергия) быстрых нейтронов, впускаемых в блок замедлителя, характеристики собственно замедлителя (компо-

зиция, толщина, отравление) и характеристики вылетающих нейтронов (энергия, угол, интенсивность, время), то число параметров становится очень большим. Полный анализ практически невозможен, поэтому ограничимся основными чертами процесса замедления нейтронов.

Рассмотрим одновременно только нейтроны одной энергии и одного направления. Если спектр нейтронов сложный, то его следует разбить на несколько групп, для которых расчеты уже сделаны. Эти результаты можно затем сгруппировать в следующие уравнения:

$$N = \sum_{\alpha} N_{\alpha}; \quad (48)$$

$$N\sigma^2 = \sum_{\alpha} N_{\alpha}\sigma_{\alpha}^2; \quad (49)$$

$$\frac{N}{\sigma^2} = \frac{\left(\sum_{\alpha} N_{\alpha}\right)^2}{\sum_{\alpha} N_{\alpha}\sigma_{\alpha}^2}, \quad (50)$$

где α означает одну группу нейтронов.

Рассмотрим одну группу нейтронов. Все расчеты (если только нет специальных замечаний) проведем для случая, когда в качестве замедлителя используют воду.

Влияние направления полета исходных нейтронов на N и σ . Расчет был выполнен для следующих условий: толщина замедлителя выбиралась равной 1λ или 10λ ; энергия быстрых нейтронов — 1 Мэв; рассматривались замедленные нейтроны с энергией 100 кэв, 1 кэв или 10 эв; направление полета исходных быстрых нейтронов составляло с нормалью к плоскости блока угол θ_0 , равный $0, 30, 60$ или 80° , всего в среду впускалось 5000 нейтронов.

Результаты расчетов представлены на рис. 3, из которого видно, что направление полета исходных быстрых нейтронов мало влияет на σ как при толщине 1λ , так и при 10λ . С другой стороны, N при тонком замедлителе (1λ) очень сильно зависит от направления движения исходных нейтронов. С увеличением угла растет интенсивность, так как для больших углов падения исходных нейтронов вероятность пройти через блок без столкновения уменьшается и, следовательно, увеличивается интенсивность замедленных нейтронов.

На этой же диаграмме проведена кривая (пунктирная), описывающая функцию $f(\theta) = [1 - \exp(-1/\cos\theta)]$. Результаты, полученные методом Монте-Карло, имеют такую же зависимость для N .

Для очень толстого замедлителя ($\sim 10\lambda$), который является почти «черным» для нейтронов с энергией 1 Мэв, интен-

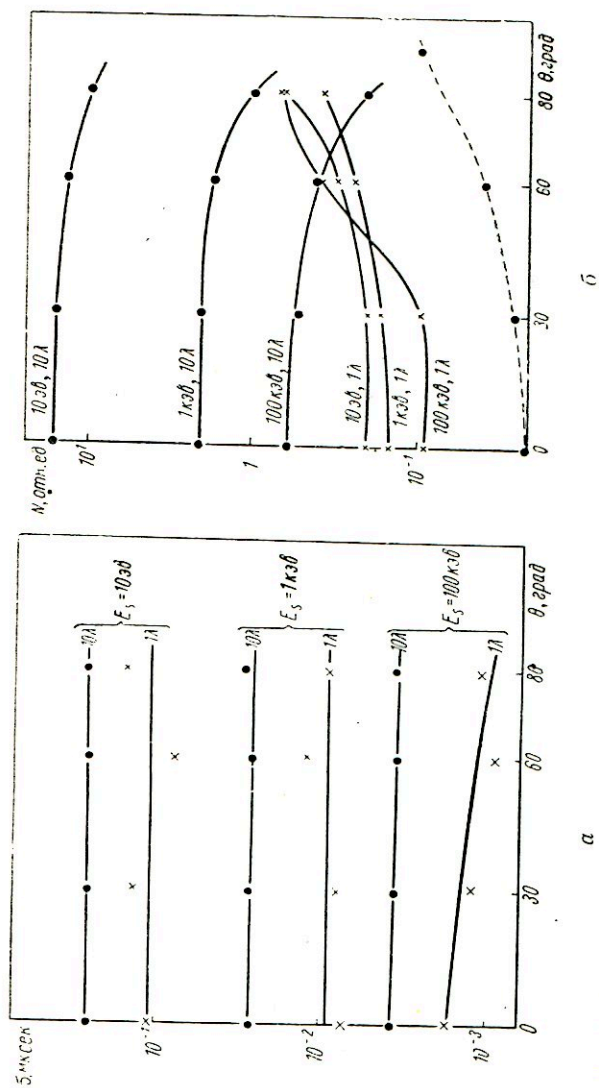
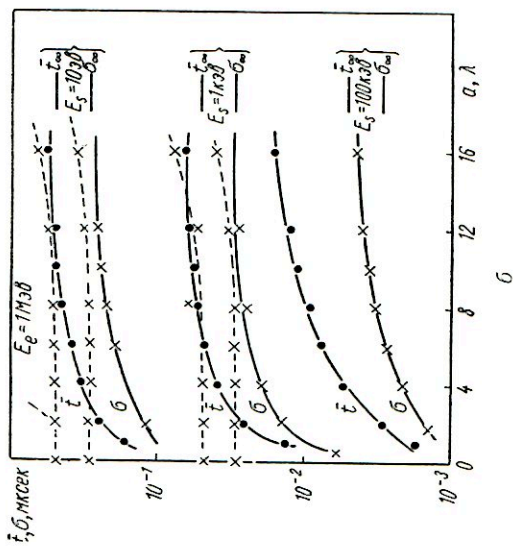
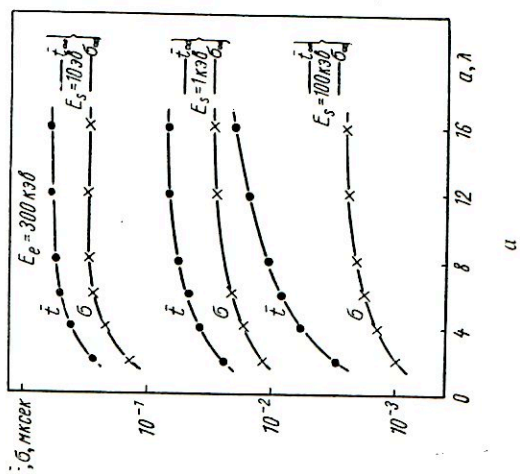
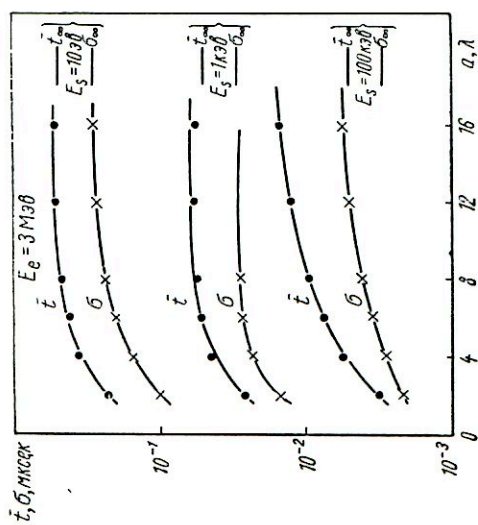
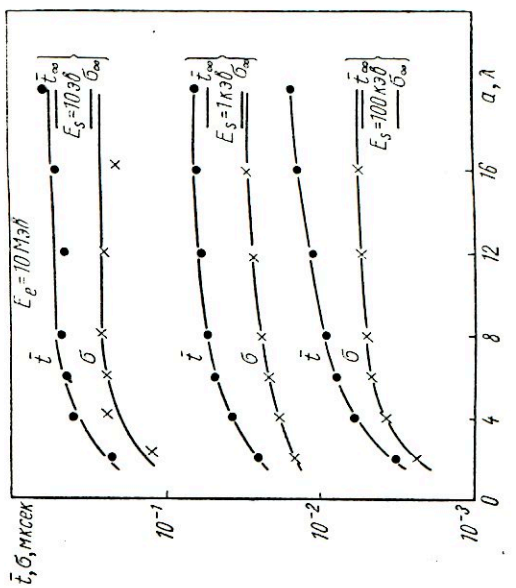


Рис. 3. Влияние угла падения исходных быстрых нейтронов на временной разброс замедленных нейтронов σ (а) и на интенсивность замедленных нейтронов N (б).





а

б

Рис. 4. Зависимость среднего времени выхода нейтронов (\bar{t}) и квадратного корня из вариации времени выхода (σ) от толщины замедлителя для нескольких энергий замедленных нейтронов при различных значениях энергии E_e исходных быстрых нейтронов.

сивность N замедленных нейтронов практически не зависит от угла θ . Это не является неожиданностью, так как все быстрые нейтроны тормозятся внутри замедлителя и после нескольких столкновений распределение нейтронов становится не зависящим от угла θ .

Влияние толщины замедлителя и энергии быстрых нейтронов на \bar{t} и σ . Был изучен случай, имеющий следующие характеристики: толщина замедлителя $2\lambda, 4\lambda, 6\lambda, 8\lambda, 12\lambda, 16\lambda, 20\lambda$ (λ — длина пробега в воде); угол падения в воде исходных нейтронов $\theta_e = 0^\circ$; энергия быстрых нейтронов $E_e = 300$ кэв, 1 Мэв или 10 Мэв; энергия замедленных нейтронов $E_s = 100$ кэв, 1 кэв или 10 эв; угол вылета замедленных нейтронов $\theta_s = 0^\circ$; полное число нейтронов, впущенных в среду, было 4000.

Результаты расчетов представлены на рис. 4, где изображены:

a) зависимость временного разброса σ и времени запаздывания \bar{t} от толщины замедлителя. Для замедленных нейтронов с меньшей энергией эти величины быстрее достигают почти постоянных значений (см. рис. 4, *a*);

б) зависимость σ и \bar{t} замедленных нейтронов с малой энергией от энергии быстрых нейтронов. σ и \bar{t} почти не зависят от энергии быстрых нейтронов, так как только последнее столкновение дает заметный вклад в распределение нейтронов по времени. С другой стороны, для замедленных нейтронов с высокой энергией (100 кэв) как σ , так и \bar{t} увеличиваются с ростом энергии быстрых нейтронов. Например, для толщины 20λ и $E_e = 3$ Мэв σ в два раза больше, чем при $E_e = 300$ кэв (см. рис. 4, *б*).

Для двух предельных случаев можно сделать сравнение с теоретическими расчетами. Когда $E = 100$ кэв, применимы гипотезы Сайкеса. На рис. 4, *в* и *г* представлены результаты расчета \bar{t} и σ . Они очень мало отличаются от результатов, полученных с помощью метода Монте-Карло. Результаты Сайкеса лежат немного выше. Это понятно, поскольку они относятся к бесконечной среде и, следовательно, учитывают эффекты отражения нейтронов от двух полубесконечных сред, окружающих в данном случае замедлитель. Кроме того, при $E = 10$ эв или 1 кэв применимы гипотезы Клейссена. Соответствующие результаты представлены на рис. 4, *б* (пунктирная кривая). При толщине замедлителя, равной 10λ , они очень близки к результатам, полученным методом Монте-Карло. Однако при меньших толщинах замедлителя результаты Клейссена лежат выше. Этого следовало ожидать, так как вклад нейтронов, рассеянных от бесконечной среды, ушибляет временное распределение нейтронов и увеличивает \bar{t} . Тот факт, что в расчетах Клейссена считал источник нейтронов

изотропным, мало сказывается на временном разбросе нейтронов.

Временное распределение нейтронов, проинтегрированное по всей бесконечной среде,

$$N(E, t) = \frac{1}{2} \left(\frac{t}{\tau_E} \right)^2 \exp \left(- \frac{t}{\tau_E} \right) \frac{1}{E} \quad (51)$$

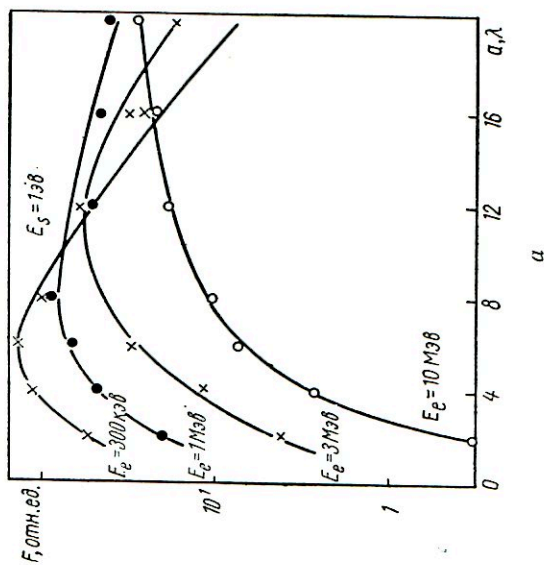
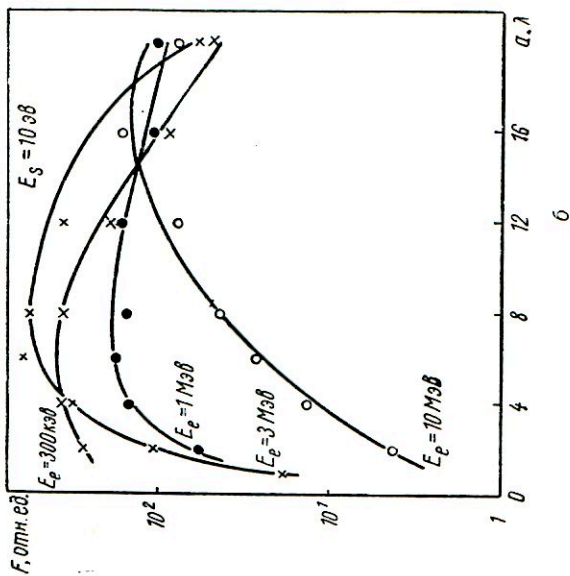
дает величины \bar{t} и σ (см. рис. 4). Результаты, полученные при $E = 100$ кэв, не согласуются с результатами расчета методом Монте-Карло, поскольку уравнение (51) получено в предположении, что средний свободный пробег нейтронов — величина постоянная. Для $E = 10$ эв и $E = 1$ кэв результаты хорошо согласуются с расчетами, полученными методом Монте-Карло для толстых замедлителей. Это означает, что временной разброс на выходе нейтронов из замедлителя обычных толщин мало отличается от этой величины для бесконечной среды. Однако для тонких замедлителей (например, 2λ) величина σ может быть в два раза меньше. Таким образом, временной разброс, вытекающий из уравнения (51), является хорошим приближением только при малой энергии замедленных нейтронов и толстых замедлителях. Оценка временного разброса по этой формуле для тонких замедлителей дает завышенный результат, а для замедленных нейтронов с большой энергией ($E_s \geq 10$ кэв) — заниженный.

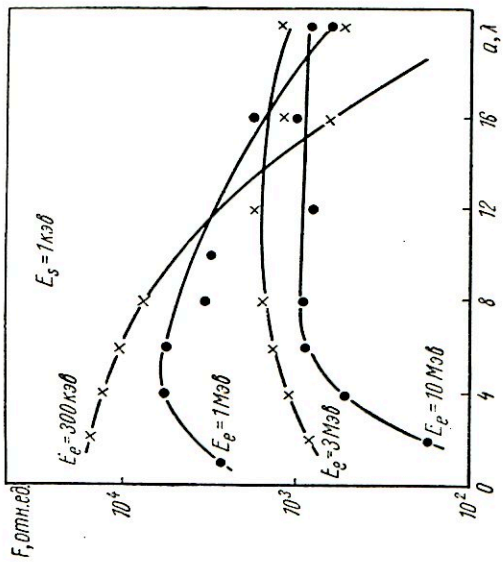
Влияние толщины замедлителя и энергии быстрых нейтронов на качество замедлителя. Случай отличается от только что рассмотренного лишь величиной энергии замедленных нейтронов ($E_s = 1$ эв, 10 эв, 100 эв, 1 кэв, 10 кэв или 100 кэв). Результаты расчетов представлены на рис. 5, откуда видно, что:

а) для каждого значения E и E_s существует оптимальная толщина, для которой функция качества имеет довольно широкий максимум. Для очень тонких замедлителей функция качества уменьшается, хотя временной разброс при этом очень мал. Следовательно, уменьшение интенсивности с толщиной больше, чем соответствующее уменьшение σ^2 . Значит, очень тонкий замедлитель не представляет ценности, если пролетная база достаточно большая;

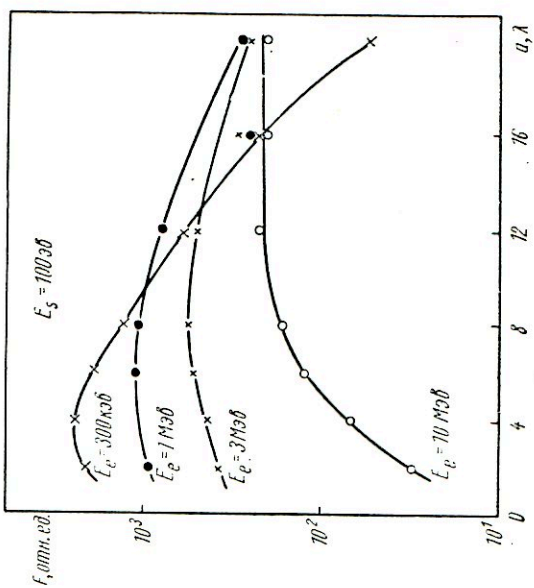
б) толщина, соответствующая максимуму N/σ^2 , зависит как от E_e , так и от E_s . Она увеличивается с ростом энергии быстрых нейтронов и при уменьшении энергии замедленных нейтронов. Следовательно, для данного источника быстрых нейтронов толщина замедлителя определяется энергетическим интервалом исследуемых нейтронов, т.е. замедлитель должен быть тонким при высокой энергии замедленных нейтронов и толстым, при малой энергии;

в) максимум N/σ^2 также сильно зависит от энергии быстрых нейтронов. Например, если энергия замедленных нейтро-





а



б

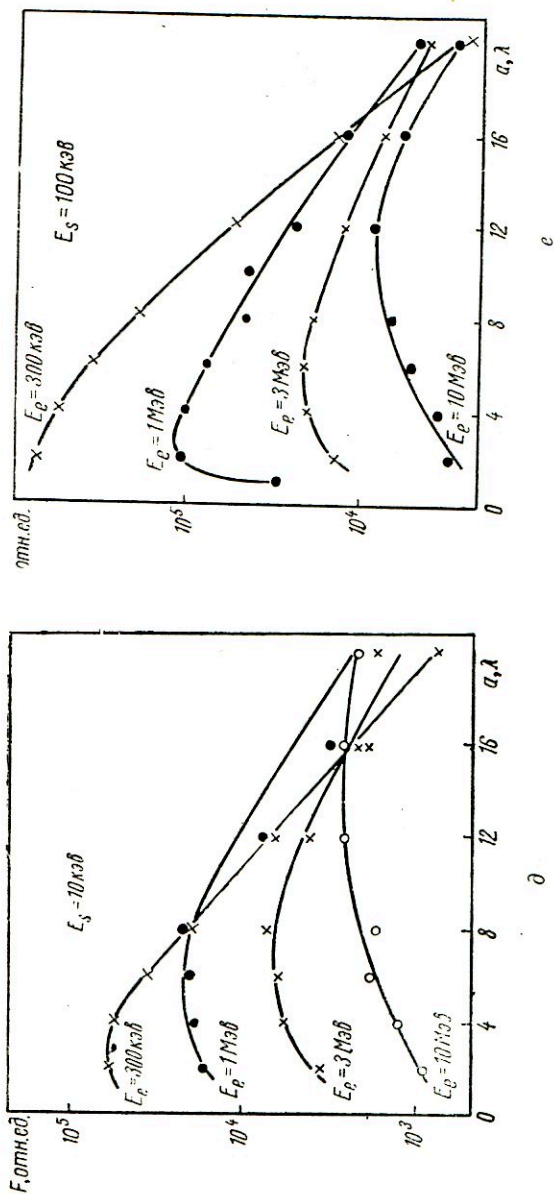


Рис. 5. Зависимость качества замедлителя $F = N/\sigma^2$ от его толщины для нескольких энергий исходных быстрых нейтронов и различных значений энергии E_s замедленных нейтронов.

нов близка к $E_s = 1$ кэв, то качество уменьшается в 15 раз тогда, когда энергия быстрых нейтронов изменяется от $E_c = 300$ кэв до $E_c = 10$ Мэв. Если энергия нейтронов на выходе равна 100 кэв, то в том же диапазоне качество уменьшается в 100 или более раз, что легко объяснить. С увеличением энергии падающих быстрых нейтронов возрастает не только утечка быстрых нейтронов, не испытавших столкновения (так как при увеличении энергии уменьшается сечение рассеяния на водороде), но и утечка немного замедленных нейтронов. В результате указанных эффектов интенсивность замедленных нейтро-

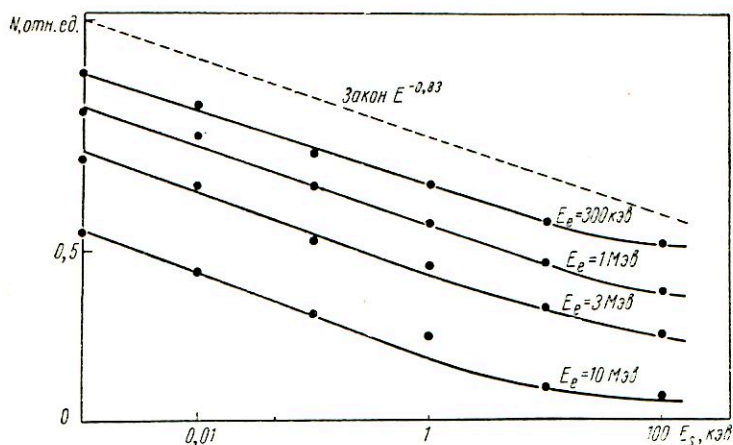


Рис. 6. Спектр замедленных нейтронов (толщина замедлителя 4λ)

нов уменьшается. Это ясно из рассмотрения рис. 6, где представлена зависимость интенсивности замедленных нейтронов от их энергии для нескольких значений энергии падающих на замедлитель быстрых нейтронов.

При рассмотрении пучков замедленных нейтронов поток быстрых нейтронов из источника должен быть известен не только количественно, но и качественно (важен спектр нейтронов источника).

Конструирование замедлителя тесно связано с выбором мишени — источника нейтронов. Источник должен испускать как можно больше нейтронов с энергией ниже нескольких сотен килоэлектронвольт. Последние достижения техники измерения времени пролета, использующей узкие импульсы и пучки незамедленных нейтронов [17], позволяют собрать ценную информацию о спектрах быстрых нейтронов и, следовательно, усовершенствовать получение пучков замедленных нейтронов. Например, метод измерения времени пролета незамедленных нейтронов нашел широкое применение при исследовании

смягчения спектра быстрых нейтронов в результате неупругого рассеяния на тяжелых ядрах, окружающих мишень. Экран из тяжелых ядер позволяет хорошо защититься от γ -лучей, рождающихся во время импульса тока ускорителя и от фоновых γ -лучей мишени.

Влияние примесных ядер на качество замедлителя. Рассмотрим замедлитель с данной толщиной и данной объемной плотностью атомов водорода. Временной разброс нейтронов в основном определяется атомами водорода. Если в замедлитель добавить другие ядра (O, C, Pb), то они будут увеличивать эффективность замедлителя, поскольку эти ядра больше рассеивают первичные быстрые нейтроны. Если эффект от таких дополнительных ядер существует, то он будет максимальным для тонких замедлителей и минимальным для толстых замедлителей, так как для последних малое сечение рассеяния быстрых нейтронов на ядрах водорода компенсируется большими размерами замедлителя.

Для подтверждения этих идей и для оценки ожидаемого увеличения интенсивности замедленных нейтронов были проведены расчеты, причем толщина замедлителя составляла 1λ или 10λ , а состав замедлителя был различным: H_2 , H_2O , H_2O_2 , H_2O_4 или H_2O_8 . Некоторые из этих материалов не являются реальными, но они интересны для исследования процесса замедления. Экстраполяция же к реальным материалам не составляет труда.

Предполагалось, что добавляемые ядра не поглощают нейтроны и имеют постоянное сечение рассеяния, причем число быстрых нейтронов, которые впускались в среду, составляло 5000 для H_2 , H_2O , H_2O_2 ; 4000 для H_2O_4 и 2000 для H_2O_8 . Энергия быстрых нейтронов составляла $E_e = 1 \text{ Мэв}$ при $\theta_e = 0^\circ$, а энергия замедленных нейтронов $E_s = 10 \text{ эв}$, 1 кэв или 100 кэв при $\theta_s = 0^\circ$. Полученные результаты представлены на рис. 7 (см. стр. 64 и 65).

При добавлении ядер кислорода в тонкий замедлитель (0,685 см) интенсивность замедленных нейтронов возрастала. Скорость роста интенсивности (см. рис. 7) находится в соответствии с изменением тормозной эффективности замедлителя по отношению к быстрым нейтронам. (Она соответствует закону $1 - \exp(-\Sigma_a)$, который изображен пунктирной линией на том же рисунке; Σ — полное макроскопическое сечение, a — толщина замедлителя.)

При добавлении атомов кислорода временной разброс существенно не меняется (см. рис. 7б), за исключением случая нейтронов с энергией 100 кэв. При добавлении кислорода увеличивается σ , что, по-видимому, связано с уменьшением утечки нейтронов из замедлителя. Нейтроны живут в замедляющей среде больше и, следовательно, возрастает и их временной разброс при выходе из замедлителя.

Оба эти фактора (увеличение интенсивности и разброса по времени) используются для оценки качества замедлителя N/σ^2 . Результаты расчетов (см. рис. 7, в) показывают, что для чистого водорода N/σ^2 имеет наибольшее значение, если энергия выходящих нейтронов мала ($E_s = 10$ эв или $E_s = 1$ кэв). Однако при $E_s = 100$ кэв N/σ^2 существенно уменьшается.

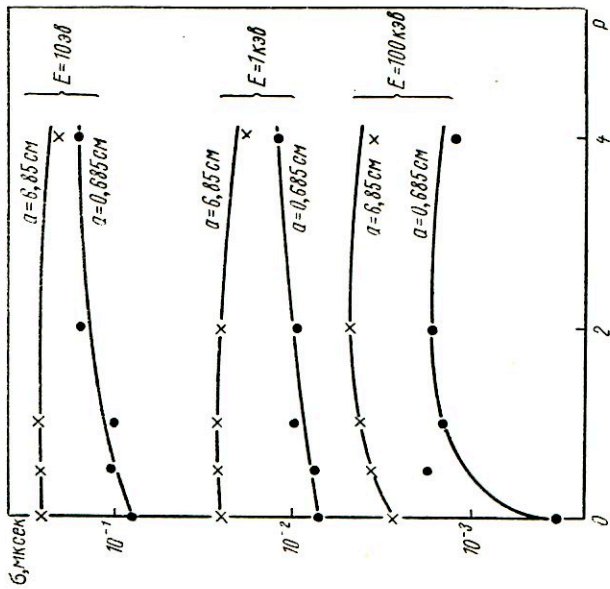
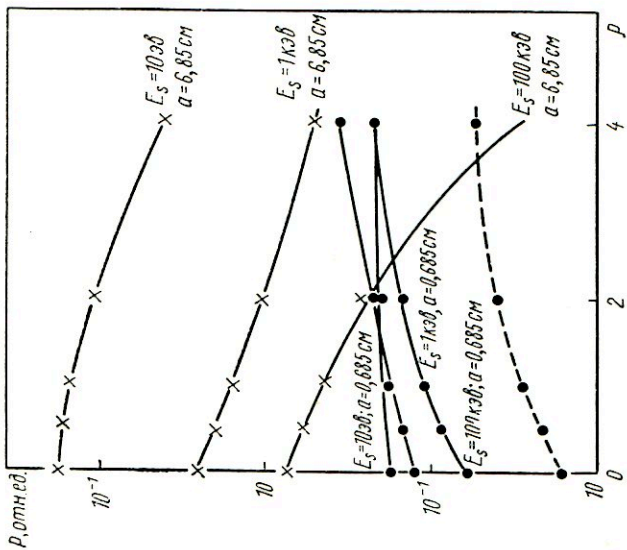
Для толстого замедлителя (6,85 см) результаты иные. При добавлении атомов кислорода интенсивность нейтронов, которые выходят из замедлителя, уменьшается (см. рис. 7, а), что можно легко объяснить. Замедлитель, свободный от атомов кислорода, в этом случае является черным по отношению к быстрым нейтронам, и интенсивность замедленных нейтронов увеличить нельзя. По мере увеличения плотности атомов кислорода максимум плотности нейтронов сдвигается ближе к той поверхности замедлителя, на которую падают быстрые нейтроны. Растет интенсивность нейтронов, рассеянных назад к этой поверхности, и соответственно увеличивается утечка нейтронов через неё.

Для проверки гипотез были проведены расчеты методом Монте-Карло (см. рис. 7, г). Временной разброс очень слабо зависит от добавления атомов кислорода, за исключением случаев, когда рассматриваются нейтроны с высокой энергией ($E_s = 100$ кэв) и при малых добавках атомов кислорода (см. рис. 7, б). Следовательно, качество толстых замедлителей при добавлении других атомов может только ухудшаться (см. рис. 7, в).

Влияние отравления на качество замедлителя N/σ^2 . Основная идея при изучении отравления состоит в поглощении медленных нейтронов, которые, перед тем как выйти наружу, длительное время блуждали в замедлителе и, следовательно, внесли наибольший вклад во временной разброс. Добавление B^{10} внутрь замедлителя гомогенно или гетерогенно приводит к поглощению нейтронов и, следовательно, к уменьшению временного разброса. Так как при этом сильно уменьшается интенсивность, то необходимо выяснить, как изменится качество замедлителя N/σ^2 . Чтобы ответить на этот вопрос, были изучены 10 случаев отравления для каждого значения E_e , E_s . Полученные результаты сформулируем в виде выводов.

1. Гомогенное отравление не улучшает качества замедлителя N/σ^2 . Некоторые примеры представлены в табл. 3. Во всех рассмотренных случаях при добавлении B^{10} качество замедлителя ухудшается.

2. Гетерогенное отравление основано на следующем принципе. Имеется толстый замедлитель, являющийся черным по отношению к быстрым нейтронам. Экран из B^{10} разделяет замедляющую среду на две части. Первая, расположенная ближе к поверхности, на которую падают быстрые нейтроны, используется в основном для торможения быстрых нейтронов.



а

б

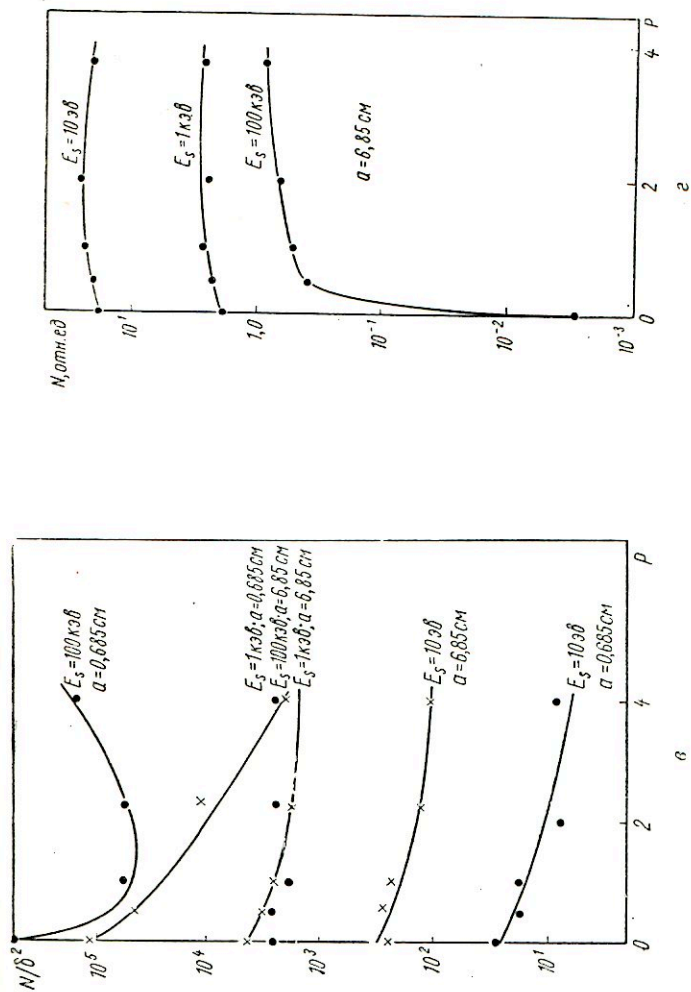


Рис. 7. Влияние добавления атомов кислорода на плотность замедленных нейтронов P для различных энергий замедленных нейтронов и толщины замедлителя (a); на временной разброс замедленных нейтронов σ (b); на качество замедлителя N/σ^2 (b) и на интенсивность нейтронов, рассеянных назад (a).

Зависимость величины N/σ^2 в случае гомогенного отравления от состава замедлителя при разных его толщинах

Добавка В ¹⁰ в 1 см ³ замедлителя (вода), г	Толщина замедлителя				
	2λ	4λ	6λ	8λ	12λ
0	109,8	318	624	579	352
0,01	103,4	301	586	511	342
0,03	91,5	273	520	409	335
0,1	58,8	196	332	220	251
0,3	21,5	87	56	40	20

Через экран из В¹⁰ во вторую половину замедлителя проходят только те нейтроны, которые не поглощаются бором (энергия таких нейтронов порядка ста килоэлектронвольт). Следовательно, имеем случай, аналогичный рассмотренному, когда на тонкий замедлитель падали нейтроны с не слишком большой энергией (несколько сотен килоэлектронвольт).

Результаты, полученные при расчете методом Монте-Карло, показывают, что при гетерогенном отравлении возможно улучшение качества замедлителя, как уже отмечалось Рибеном [16]. Для данной энергии E_e и E_s увеличение значения N/σ^2 можно сравнить с максимумом этой величины, полученным при увеличении толщины неотравленного замедлителя. Таким образом, введение гетерогенного отравления отражателя выгодно (рис. 8). Следует подчеркнуть также, что условия, при которых возможно увеличение N/σ^2 , зависят от энергии исходных быстрых нейтронов и от энергии замедленных нейтронов. Таким образом, практическое использование такого отравления замедлителя не всегда эффективно. Во всяком случае оно не представляет интереса при большой энергии выходящих нейтронов ($E_s > 1$ кэв).

Можно также рассмотреть вопрос об усовершенствовании такого рода гетерогенного отравления использованием различных фильтров внутри замедлителя. Если В¹⁰ не дает хороших результатов, то это можно объяснить тем, что сечение захвата ядер В¹⁰ недостаточно быстро меняется в зависимости от энергии нейтронов. Для проведения измерений с нейтронами, имеющими энергию около 50 эв, очень полезно применять дополнительный экран из кобальта (совместно с экраном из бора), тогда во вторую половину блока замедлителя попадают нейтроны с энергией около 130 эв, уменьшается временной разброс нейтронов на выходе и увеличивается N/σ^2 .

Влияние направления вытекающих нейтронов на N и σ . Этот эффект важен в тех случаях, когда одновременно используются пучки нейтронов, выходящие с одной и той же стороны замедлителя. Расчеты были выполнены для замед-

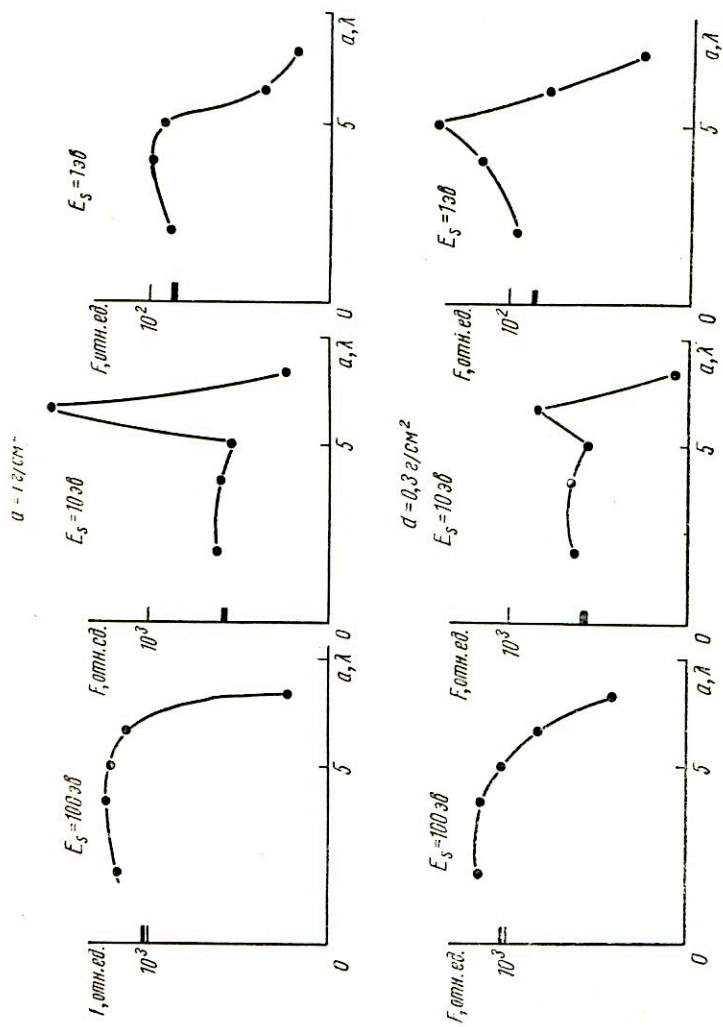


Рис. 8. Исследование гетерогенного оравления. Показана зависимость качества замедлителя N/σ^2 от его толщины при различной толщине d экрана из В⁰. Толщина замедлителя равна 8 λ. Черточка относится к неотравленному замедлителю (чистая вода). Каждая точка на диаграмме соответствует четырем независимым расчетам, выполненным для различных значений случайных чисел.

лителя толщиной 4λ ; энергию быстрых нейтронов считали равной 1 Мэв , угол падения исходных быстрых нейтронов — равным нулю ($\theta_c = 0^\circ$); энергию замедленных E_s нейтронов — равной 10 эв , 1 или 100 кэв ; направление вылетающих нейтронов соответствовало $\theta_s = 0, 40, 60$ или 80° ; число быстрых нейтронов, которые были впущены в замедлитель составляло 5000 . Результаты этих расчетов представлены на

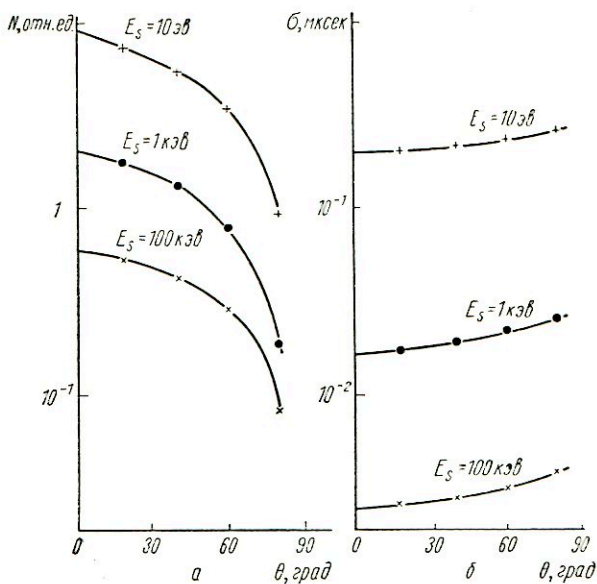


Рис. 9. Влияние угла вылета замедленных нейтронов на N (а) и σ (б).

рис. 9. При увеличении θ_s интенсивность N выходящих нейтронов падает, поскольку для каждого столкновения вероятность нейтрону выйти наружу уменьшается с увеличением θ_s . С другой стороны, для каждого столкновения время, требующееся нейтрону для вылета из блока, возрастает с увеличением θ_s , так как при этом увеличивается путь, проходимый нейтроном в замедлителе до его вылета наружу.

Если направление вылета нейтрона составляет угол с нормалью к внешней поверхности замедлителя, равный 45° , то для нейтронов, вылетающих с энергией 1 кэв , интенсивность уменьшается в $1,65$ раз, а σ увеличивается в $1,18$ раза. Таким образом, N/σ^2 уменьшается в $2,3$ раза.

Экспериментальная проверка результатов расчета. Для проверки результатов расчета использовали несколько экспериментальных методов. Один из методов состоит в измере-

нии пропускания нейтронов через образец с известным резонансом при малой энергии нейтронов.

Обозначим через Γ_{Δ} ширину резонанса, с учетом доплер-эффекта, а через R — ширину функции разрешения, обусловленную замедлителем. Чем больше величина отношения R/Γ_{Δ} , тем легче проводить измерения и тем точнее результаты. Хорошим объектом для исследования является резонанс U^{238} при энергии 6,68 эв. Так как энергия достаточно мала, то временной разброс нейтронов, вызываемый замедлителем, велик и не чувствителен к спектру быстрых нейтронов. Ширина резонанса мала (26,5 Мэв) и доплер-эффект тоже достаточно мал ($\Delta = 53$ Мэв). Измерения могут быть выполнены при длительности нейтронной вспышки и ширине канала равных 0,1 мксек, т. е. достаточно малых величинах по сравнению с шириной эквивалентного прямоугольного распределения во времени нейтронов (1,15 мксек), определяемого замедлителем. При базе, равной 100 см, ширина функции разрешения R сравнима с доплеровской шириной. Дальнейший анализ состоит в сравнении пропусканий, измеренных экспериментально и рассчитанных теоретически с учетом возмущающих эффектов, вносимых замедлителем. Такой метод, применявшийся для проверки разрешения спектрометра, описан в работе [18]. Для усиления влияния времени замедления можно использовать замедлители с малой плотностью водородных атомов.

Другой метод включает прямое измерение интенсивности и временного разброса. Бокхов [19] отмечал, что хорошим инструментом для таких исследований могут служить моноэнергетические импульсные пучки нейтронов ускорителей типа Ван де Граафа.

Схема возможного эксперимента показана на рис. 10. В замедлитель впускаются моноэнергетические нейтроны, рожденные в импульсном ускорителе. Нейтронная вспышка может иметь ширину 10 нсек; более короткие вспышки не нужны. На внешней поверхности блока замедлителя располагается тонкая фольга из материала, ядра которого обладают сильным резонансом (например, индий, у которого имеется резонанс при энергии 1,457 эв; родий — при 1,257, золото — при 4,906, серебро — при 5,2, кобальт — при 132 эв и т. д.). Рождающиеся при захвате γ -лучи обусловлены в основном захватом нейтронов с резонансной энергией. Так как фольга тонкая, то резонансы при более высоких энергиях дадут только небольшой вклад, а по времени влияние более высоких резонансов будет короче. Фон от тепловых нейтронов в более поздние промежутки времени очень легко ликвидировать, поместив между замедлителем и фольгой экран из бора. Спектр замедленных (выходящих) нейтронов, за исключением области резонанса, будет лишь незначительно иска-

жаться фольгой. Если частота повторения импульсов источника невысока, то можно измерить как форму, так и интенсивность спектра нейтронов, используя метод времени пролета, а в качестве детекторов нейтронов — счетчики, наполненные BF_3 . Поскольку спектр замедленных нейтронов гладкий,

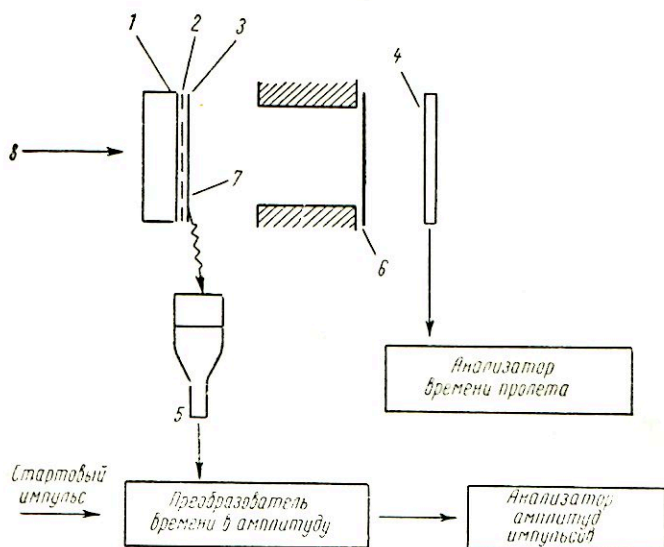


Рис. 10. Схема экспериментального устройства, которое предназначено для проверки результатов, полученных методом Монте-Карло:

1 — замедлитель (толщина может меняться); 2 — тонкий экран из бора; 3 — тонкая фольга (Au, In, Rh, Co и др.); 4 — BF_3 -счетчик; 5 — фотоумножитель с кристаллом NaJ ; 6 — фильтр; 7 — γ -лучи от захвата нейтронов; 8 — моноэнергетические нейтроны от импульсного источника (ширина импульса 10 нсек).

го достаточно выполнить измерение спектра и с плохим разрешением. Таким образом можно проверить распределение во времени нейтронов с несколькими дискретными энергиями (соответствующими резонансам ядер фольги) и интенсивность нейтронов почти всех энергий для нескольких толщин замедлителя и для нескольких энергий быстрых нейтронов.

Следует отметить, что возможен и обратный процесс. Используя замедлитель с известными ядерными компонентами и измеряя спектр замедленных нейтронов, выходящих из замедлителя, для нескольких его толщин можно определить спектр быстрых нейтронов.

Некоторые замечания о конструкции установок для получения импульсных нейтронных пучков

Состав замедлителя. Для того чтобы свести к минимуму временной разброс, следует использовать замедлитель с максимально возможной плотностью атомов водорода. Кроме того, имеются и другие критические требования к замедлителю, которые должны быть удовлетворены, например безопасность при обращении с ним (слабая воспламеняемость и т. д.), устойчивость к достаточно высоким температурам и по отношению к интенсивному облучению γ -лучами или нейтронами, простота изготовления блока замедлителя, низкая стоимость и т. д. Для того чтобы характеристики спектра замедленных нейтронов не менялись, состав замедлителя должен оставаться постоянным в течение длительного времени. Выше рассматривалось влияние добавления ядер, отличных от водорода, на качество замедлителя. Для тонких замедлителей добавление тяжелых ядер не улучшает качества замедлителей. Но если все же тяжелые ядра добавляются, то они не должны обладать резонансами в интересующей нас области энергий, чтобы не уменьшить интенсивность замедленных нейтронов.

Ходж и Сауден [20] провели большую работу по исследованию замедлителей. В табл. 4 приведены лучшие водород-

Таблица 4

**Водородсодержащие материалы,
которые можно использовать в качестве замедлителя, и их свойства**

Материал	Воспламеняемость	Плотность по водороду, 10^{22} атом./см ³
При 50° С		
Портландский цемент	Низкая	1,4
Бура	»	5,5
$B(OH)_3$	»	4,3
Полиэтилен	Высокая	7,9
Полистирол	»	4,8
Меламинформальдегид	Средняя	4,2
Поливинилхлорид	»	4,1
При 100° С		
Гипс	Низкая	3,2
Железная соль олеиновой кислоты	Средняя	7,6
Гидрат двуокиси кремния	Низкая	1,4
Фенолформальдегид	Средняя	4,0
Неопрен	»	4,2
При 150° С		
Кальциевая соль стеариновой кислоты	Средняя	7,0
Спрессованная древесина	»	5,0

Материал	Воспламеняемость	Плотность по водороду, 10^{22} атом/см ³
При 200° С		
NH ₄ H ₂ PO ₄	Низкая	5,6
Смесь литиевой соли стеариновой кислоты и пальмитата	Средняя	7,2
NH ₄ H ₂ PO ₂	Низкая	10,9
Литиевая соль стеариновой кислоты	Средняя	7,3
Литиевая соль пальмитата	»	7,1
Сульфат гидразина	Низкая	3,8
Силиконовое масло	»	3,0
При 250° С		
Хризотил	Низкая	2,2
Эпоксидная смола	Средняя	5,1
Нейлон-66	»	6,6
Силиконовая резина	Низкая	3,8
Силикон	»	3,0
При 300° С		
(NH ₄) ₂ SO ₄	Низкая	6,5
Силиконовое слоистое стекло	»	0,5
При 400° С		
LiOH·H ₂ O	Низкая	3,6
TiH ₂	Средняя	9,4
ZrH ₂	»	7,6
При 500° С		
Ca(OH) ₂	Низкая	3,8
Fe(OH) ₂	»	6,6
CaH ₂	Высокая	1,85

содержащие материалы, отобранные Ходжем и Сауденом для возможного использования их в качестве замедлителей. Наиболее часто используются вода, полиэтилен и нейлон. С точки зрения плотности атомов водорода наилучшим является полиэтилен ($7,9 \cdot 10^{22}$ атом/см³); у него плотность водородных атомов выше, чем плотность в жидком водороде ($4,2 \cdot 10^{22}$ атом/см³). Еще лучше два других вещества — гипофосфит аммония (NH₄H₂PO₂) и гидрид титана (TiH₂). Первый из них обладает тем недостатком, что из него трудно изготовить блок замедлителя. Как было показано в Сакле, порошок гидрида титана можно спрессовать при высоком давлении до плотности, составляющей 95% плотности кристал-

ла. Если остальные 0,5% объема заполнить другим водородсодержащим веществом, то плотность атомов водорода будет близка к $9,4 \cdot 10^{22}$ атом/см³.

Чистота нейтронного пучка. Пучок замедленных нейтронов должен быть свободен от примесей нежелательных нейтронов и других частиц (особенно γ -лучей). Нейтроны, выходящие с поверхности замедлителя с запаздыванием (в промежутки времени, не соответствующие их энергии), могут возникать в результате испускания запаздывающих нейтронов в процессе деления ядер или возвращения замедленных нейтронов из замедлителя к урановому блоку (мишени), рассеяния замедленных нейтронов стенками помещения обратно к замедлителю и попаданию их затем в детектор или урановый блок или, наконец, из-за быстрых нейтронов, замедлившихся в одном замедлителе и возвратившихся в другой замедлитель (если он имеется).

С внешней стороны замедлителя можно обнаружить нейтроны трех типов. Во-первых, имеются замедленные нейтроны; спектр их энергий примерно пропорционален $E^{-0,83}$. Это соответствует классическому спектру замедленных нейтронов, который описывается функцией E^{-1} , но, так как замедление происходит в ограниченном блоке, то показатель степени вместо 1 оказывается равным 0,83. Спектр энергий замедленных нейтронов по возможности должен быть гладким, без провалов, обусловленных примесью ядер, обладающих резонансами, или экранами, размещенными на пути пучка нейтронов. Во-вторых, имеются быстрые нейтроны, которые проходят через блок замедлителя без столкновений. Число таких нейтронов должно быть минимальным. В-третьих, имеются тепловые нейтроны, которые можно удалить с помощью фильтров. Необходимо, однако, принять меры, чтобы тепловые нейтроны не смогли вернуться к мишени и вызвать там дополнительные деления.

Следует также иметь в виду γ -лучи, которые можно разделить на три группы. Первая группа возникает при торможении заряженных частиц ускорителя в мишени (в случае электронного пучка эта группа особенно интенсивна); вторая обусловлена радиоактивными превращениями на самой мишени (например, из-за распада продуктов деления); третья представляет γ -лучи, испускаемые при захвате нейтронов в материалах, окружающих мишень, или ядрами материалов, расположенных в помещении.

Одновременное использование нескольких пучков. Когда сравнивают различные пульсирующие источники нейтронов, то обычно отмечают большие возможности линейных ускорителей. На таких ускорителях можно создать несколько нейтронных пучков, отличающихся направлением вылета нейтронов, и использовать их одновременно для проведения несколь-

ких экспериментов. На рис. 11 показано расположение семи пучков нейтронов линейного ускорителя в Сакле, используемого в качестве нейтронного спектрометра по времени пролета. На линейном ускорителе в Харуэлле осуществлено еще

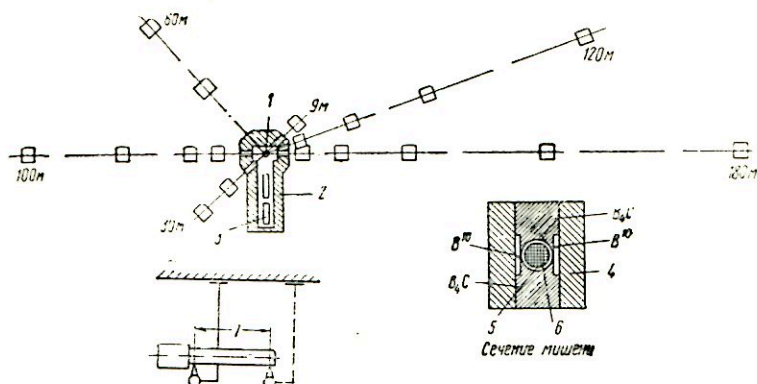


Рис. 11. Общий вид линейного ускорителя в Сакле, используемого в качестве нейтронного спектрометра:

1 — мишень; 2 — защита из бетона; 3 — волновод ускорителя; 4 — полиэтиленовый блок площадью 200×200 мм, толщиной 20 или 30 мм; 5 — водяное охлаждение; 6 — мишени из природного урана диаметром 30 мм и длиной 100 мм.

больше пучков [21]. Однако необходимо учитывать следующее обстоятельство. Если путь пролета нейтронов не перпендикулярен поверхности замедлителя, то неопределенность пролетного расстояния из-за наклонного расположения замедлителя вызывает дополнительное возмущение функции разрешения (кроме эффектов, о которых речь шла выше).

Чтобы оценить величину эффекта, рассмотрим случай, когда боковые размеры замедлителя составляют 200×200 мм, а угол вылета равен 45° . Разброс длин пролета нейтронов составляет 140 мм (предполагается, что плотность испускаемых нейтронов однородна по всей поверхности замедлителя). Разброс времени замедления нейтронов в полиэтилене приблизительно эквивалентен разбросу длин пролета в 40 мм, т. е. в 3,5 раза меньше.

Чтобы эти два эффекта были сравнимы, направление вылета нейтронов должно составлять угол с нормалью к поверхности замедлителя не больше 12° . Направление полета частиц в ускорителе должно быть перпендикулярным поверхности замедлителя. Данный пример показывает, насколько тесно конструирование спектрометра с несколькими пучками связано с вопросом о мишени и замедлителе. При одновременном использовании нескольких пучков нейтронов необходимо уменьшить фон, вызываемый утечкой нейтронов из одного пучка в другой, особенно если пучки расходятся под малым углом.

Следовательно, коллиматоры должны строиться не по принципу рассеяния, а по принципу поглощения нейтронов.

Отравление замедлителя. Гомогенное отравление замедлителя не увеличивает величины N/σ^2 , однако оно позволяет избавиться от тепловых нейтронов и тем самым уменьшить фон. Гетерогенное отравление теоретически может улучшить качества замедлителя, но практически этим воспользоваться очень трудно. Тем не менее отравление можно использовать для подавления фона быстрых нейтронов, даже если улучшение качества замедлителя кажется сомнительным. Другое преимущество отравления состоит в том, что оно позволяет применять толстые замедлители, которые позволяют получить более широкий интервал направлений вылета нейтронов.

Различные конструкции замедлителя. До сих пор рассматривалась только одна геометрия замедлителя: мишень размещалась на оси пучка частиц, а испускаемые быстрые нейтроны проходили через блок замедлителя. Такая конструкция позволяет получать максимальную интенсивность нейтронов, причем детектор «видит» мишень, а фон диффузных γ -лучей и γ -лучей от вспышки ускорителя велик. Чтобы избавиться от этого, следует использовать другую геометрию (например, Колумбийский синхроциклотрон, RPI, линейный ускоритель). В этом случае на оси расположен только замедлитель, а ми-

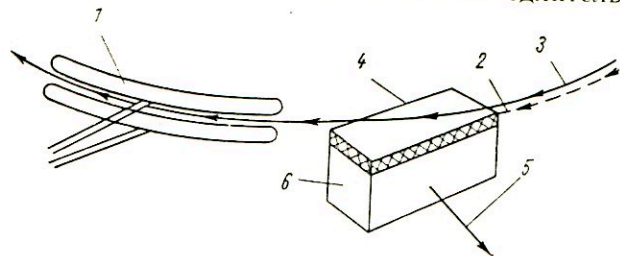


Рис. 12. Конструкция мишени и замедлителя на циклотроне в Колумбийском университете:

1 — графитовые отклоняющие пластины; 2 — отклоненный пучок протонов; 3 — пучок протонов; 4 — свинцовая мишень; 5 — пучок замедленных нейтронов; 6 — полиэтиленовый замедлитель.

шень смещена в сторону. Используется толстый замедлитель, быстрые нейтроны падают на одну поверхность, а замедленные нейтроны выводятся под прямым углом к этой поверхности (рис. 12). Очевидно, что в этом случае интенсивность нейтронов уменьшается, временной разброс увеличивается, но зато снижаются эффекты, вызываемые γ -лучами. Уменьшения влияния γ -лучей от вспышки ускорителя можно добиться и при использовании обычной конструкции замедлителя, если замедлитель изготовить из смеси пластин свинца и полиэтилена, как сделано на линейном ускорителе в Сакле. Интенсивность нейтронов и их временной разброс меняются мало.

Типы замедлителей. Были рассмотрены замедлители только в виде плоских пластин. Однако, как предполагают Рей и др. [22], весьма полезно исследовать и другие формы замедлителей, например похожие на медовые соты (рис. 13). Интенсивность нейтронов, вылетающих вперед из такого замедлителя, увеличится, однако увеличится и временной разброс. Интересно выяснить, как будет вести себя величина N/σ^2 . Для ответа на этот вопрос нужно составить другую программу расчета методом Монте-Карло.

Увеличение выхода нейтронов и их коллимация. Мы не обсуждали типы ускорителей, применяемых для измерения времени пролета нейтронов. Данный вопрос освещен, например, в работе Рея и др. [22]. Однако следует сделать некоторые замечания относительно возможности увеличения потока нейтронов и уменьшения фона в измерительном помещении. Во-первых, мишень должна содержать ядра с максимально возможным зарядом Z^* , чтобы увеличить выход быстрых нейтронов [23]. Фотоделение ядер, как, например, в случае мишени из U^{238} , дополнительно увеличивает выход нейтронов. Для U^{235} поперечное сечение реакций с образованием нейтронов выше, однако замедленные нейтроны могут вызвать новые

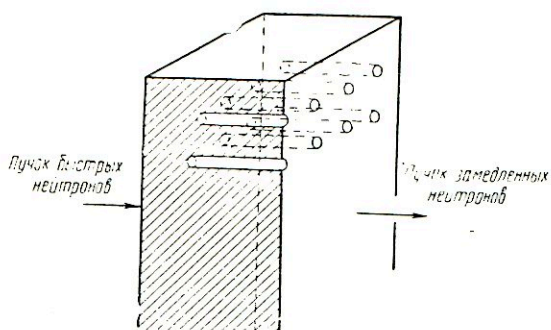


Рис. 13. Замедлитель в виде медовых сот.

деления, задержанные по времени, и распределение нейтронов существенно исказится, особенно при высоких энергиях и узких импульсах. Водяное охлаждение исключается, так как мишень должна быть хорошо защищена от медленных нейтронов. Если мощность пучка превышает несколько киловатт, то проблема охлаждения урановой мишени становится очень важной. Торможение электронов можно осуществить в потоке ртути, но при этом интенсивность нейтронов уменьшается.

Поток нейтронов можно увеличить, используя подкритический реактор [21]. В измерениях с высоким разрешением при

* Это относится к электронным ускорителям.— Прим. ред.

большой энергии нейтронов, когда импульс должен быть коротким, нельзя использовать подкритический реактор (минимальная ширина импульса подкритического реактора близка к 0,25 мксек). Однако для измерения парциальных поперечных сечений, когда применяется детектор с большим временем импульса или когда скорость счета очень мала, увеличение потока, создаваемого реактором, очень полезно (в частности, для измерений поперечных сечений рассеяния, выхода тройного деления в резонансах, изучения осколков деления при резонансах и т. д.).

Помещение, в котором находится мишень, должно быть достаточно большим, чтобы снизить фон, вызываемый нейтронами, рассеянными от стен помещения. Во всех случаях мишень и замедлитель должны быть соответствующим образом защищены от этих нейтронов. Для того чтобы светосила коллиматора была достаточно большой, отверстие в коллиматоре делается сужающимся в направлении от светящейся поверхности, а в конце коллиматора — снова расширяющимся. Для исключения рассеяния нейтронов на воздухе (5% на 1 м) на пути нейтронного пучка следует установить трубу, либо откачанную, либо заполненную гелием. В последнем случае все еще имеется небольшое ослабление (0,18% на 1 м), но зато гигантский гелиевый резонанс при 1,15 Мэв можно использовать для удаления из пучка быстрых нейтронов. Окошко, которое закрывает трубу с торца, должно иметь возможно меньшую толщину и не иметь примесей, обладающих резонансами (например, марганца). Обычно используется сплав алюминия с магнием, или милар.

Заключение

Большая часть данной статьи посвящена замедлителям, хотя огромное значение имеют и другие факторы. Тенденция к использованию узких импульсов требует лучшего изучения процесса замедления и особенно разброса нейтронов по времени, вызываемого замедлителем. Расчеты, полученные методом Монте-Карло, дают более точные результаты, чем теоретические расчеты, применяемые к бесконечным средам. Удовлетворительное согласие двух методов получено только для толстых замедлителей. Расчеты тонких замедлителей методом Монте-Карло дают меньший временной разброс, чем это следует из результатов для бесконечной среды. Следовательно, когда длина пути пролета ограничена, временные разбросы можно улучшить, используя тонкий замедлитель (или отравлением замедлителя), хотя уменьшится отношение N/σ^2 .

Систематическое исследование влияния энергии быстрых нейтронов на величину отношения N/σ^2 показывает, что это очень важный фактор. Отношение N/σ^2 можно значительно

занизить, если использовать жесткий спектр быстрых нейтронов, что необходимо учитывать при конструировании мишени и выборе пучка заряженных частиц. Замедлитель и мишень очень тесно связаны, и их следует рассматривать как нечто целое.

Отравлением замедлителя практически нельзя увеличить N/σ^2 . Но его можно использовать для устранения быстрых или тепловых нейтронов из пучка или для увеличения количества используемых пучков нейтронов.

В области исследования пучков замедленных нейтронов предстоит еще очень много сделать. Например, необходима экспериментальная проверка результатов, полученных методом Монте-Карло. Больше сведений требуется о мишени и о получении быстрых нейтронов как в отношении интенсивности, так и в отношении спектра образующихся нейтронов при бомбардировке заряженными частицами различных мишеней. Данная информация полезна для получения пучка замедленных и незамедленных нейтронов. Относительно собственно замедлителей предстоит еще более широкие исследования материалов с высокой плотностью атомов водорода, специальных конструкций мишеней и замедлителей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Von Dardel G. F. Trans. Roy. Inst. Techn. Stockholm, No. 75 (1954).
2. Eriksson K. E. Arkiv. fys., **16**, 1 (1959).
3. Дядькин И. Г., Баталкина Е. П. «Атомная энергия», **10**, 5 (1961).
4. Groenewold H. J., Groendijk. Physica, **13**, 141 (1947).
5. Rainwater L. J. et al. Rev. Scient. Instrum., **31**, 481 (1960).
6. Koppel J. Nucl. Sci. Engng, **8**, 157 (1960).
7. Marshak R. E. Rev. Mod. Phys., **19**, 185 (1947).
8. Olsson O. Arkiv. fys., **16**, 1 (1959).
9. Ornstein L. S., Urlenbeck K. Physica, **4**, 478 (1937).
10. Placzek G. Manhattan Project, Rept. A-25 (1942).
11. Бергман А. А. и др. В кн. «Физические исследования». М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 57 (Докл. совет. делегации на Международ. конф. по мирному использ. атомной энергии. Женева, 1955).
12. Waller I. Proc. Second International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958. N. Y., United Nations, P/1953.
13. Claessen A. Sweden, Aktiebolaget Atomenergi, Rept AE-71 (1962).
14. Sykes J. B. Nucl. Energy, **2**, 31 (1955).
15. Spencer L. V., Fano U. Res. Nat. Bur. Standards, **46**, 446 (1951).
16. Ribon P., Michaudon A. Proc. Sympos. on Neutron Time-of-Flight Methods. Saclay. Euratom. Brussels, 357 (1961); Ribon P., Michaudon A. Rept. CEA (1963).
17. Firk F. W. K., Lokan K. H. Private communication (1962).
18. Uttley C. A., Jones R. H. AERE Rept R-3281 (1960).
19. Böckhoff K. H. Private communication (1963).
20. Hodge N., Sowden R. Nucleonics, **19**, 158 (1961).
21. Poole M. J., Wiblin E. R. Proc. Second International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1958. N. Y., United Nations, P/58.
22. Rae E. R. et al. Slow Neutron Spectroscopy, Chap. IV, N. Y., Academic Press, 1962.
23. Barber N. C., George N. D. Phys. Rev., **116**, 1551 (1960).

1. ИСТОЧНИКИ ХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

Ф. Дж. Вебб

Введение

Определим холодные нейтроны как нейтроны, имеющие энергию менее 0,005 эв или длину волны более 4 Å. Такое несколько произвольное определение связано с тем, что обычно в качестве фильтра нейтронных пучков используется бериллий. Для нейтронов с $\lambda < 4$ Å поперечное сечение рассеяния бериллия составляет 6 барн, а для более длинных волн брэгговское рассеяние невозможно и поперечное сечение быстро уменьшается до 0,5 барн, если бериллий имеет комнатную температуру, и до 0,05 барн, если бериллий охлажден до 100° К для уменьшения теплового неупругого рассеяния [1].

Таким образом, бериллиевый фильтр при температуре 100° К прозрачен для холодных нейтронов и непрозрачен для тепловых нейтронов с $\lambda < 4$ Å, и, следовательно, его можно использовать для удаления из пучка всех нейтронов, за исключением холодных [2].

Последние несколько лет холодные нейтроны применяют во многих областях науки, например при измерении дисперсионных кривых для фононов в кристалле, радиационных повреждений и дислокаций в металлах, частотного спектра в твердых телах при различных температурах, расщепления энергетических уровней кристаллов парамагнитных солей; при определении спектра возбуждений фононов и ротонов в жидком гелии, дисперсионных соотношений для спиновых волн в ферромагнитных и антиферромагнитных материалах, пространственного распределения магнитных моментов вблизи примесных атомов в разбавленных ферромагнитных сплавах; при наблюдении критического рассеяния в жидкостях и в магнитных веществах, ширины линий для исследования взаимодействия спиновых волн. Несмотря на внушительный список возможных применений холодных нейтронов, в действительности с холодными нейтронами были выполнены только эле-

лодных нейтронов, однако при этом повышается и фон от быстрых нейтронов и γ -лучей, который в некоторой степени можно уменьшить, выбрав соответствующее направление и расположение пучков нейтронов.

Для повышения интенсивности холодных нейтронов используют холодные замедлители. Эффект можно понять, изучив графики (см. рис. 1). Раньше холодный замедлитель применяли для получения холодных нейтронов с помощью источников быстрых нейтронов и для увеличения потоков холодных

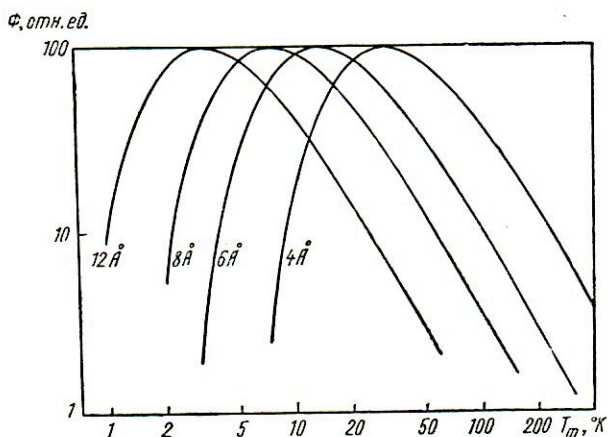


Рис. 2. Зависимость потока нейтронов с различной длиной волны от температуры замедлителя.

нейтронов при использовании циклотрона. Замедлителем служили парафин, охлаждаемый жидким воздухом, жидкий метан [3] и жидкий водород [4].

Теоретически ясно, что, изменяя температуру замедлителя, можно получать максимальные потоки нейтронов с длиной волны, необходимой для данного эксперимента. На графике (рис. 2) представлена зависимость потоков нейтронов от температуры замедлителя при четырех различных λ нейтронов. Причем, предполагалось, что общий поток нейтронов постоянен, а нейтроны находятся в тепловом равновесии с замедлителем.

В табл. 1 приведена оптимальная температура замедлителя для нескольких длин волн. Если при постоянном суммарном потоке нейтронов изменять температуру замедлителя, то величина потока нейтронов, для которых данная температура замедлителя является оптимальной, не будет зависеть от длины волны. При постоянной же температуре замедлителя поток нейтронов с большой длиной волны уменьшается как $1/\lambda$.

лодных нейтронов, однако при этом повышается и фон от быстрых нейтронов и γ -лучей, который в некоторой степени можно уменьшить, выбрав соответствующее направление и расположение пучков нейтронов.

Для повышения интенсивности холодных нейтронов используют холодные замедлители. Эффект можно понять, изучив графики (см. рис. 1). Раньше холодный замедлитель применяли для получения холодных нейтронов с помощью источников быстрых нейтронов и для увеличения потоков холодных

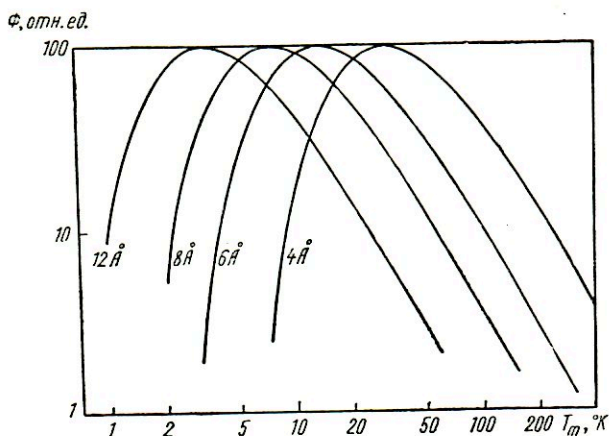


Рис. 2. Зависимость потока нейтронов с различной длиной волны от температуры замедлителя.

нейтронов при использовании циклотрона. Замедлителем служили парафин, охлаждаемый жидким воздухом, жидкий метан [3] и жидкий водород [4].

Теоретически ясно, что, изменяя температуру замедлителя, можно получать максимальные потоки нейтронов с длиной волны, необходимой для данного эксперимента. На графике (рис. 2) представлена зависимость потоков нейтронов от температуры замедлителя при четырех различных λ нейтронов. Причем, предполагалось, что общий поток нейтронов постоянен, а нейтроны находятся в тепловом равновесии с замедлителем.

В табл. 1 приведена оптимальная температура замедлителя для нескольких длин волн. Если при постоянном суммарном потоке нейтронов изменять температуру замедлителя, то величина потока нейтронов, для которых данная температура замедлителя является оптимальной, не будет зависеть от длины волны. При постоянной же температуре замедлителя поток нейтронов с большой длиной волны уменьшается как $1/\lambda$.

ментарные эксперименты, так как интенсивность существующих пучков холодных нейтронов очень мала.

Спектр тепловых нейтронов в реакторе близок к максвелловскому распределению нейтронов при температуре замедлителя.

На рис. 1 показаны максвелловские распределения нейтронов, находящиеся в равновесии с замедлителем при разных температурах. Реактор с температурой замедлителя 295°K может служить интенсивным источником нейтронов с длиной

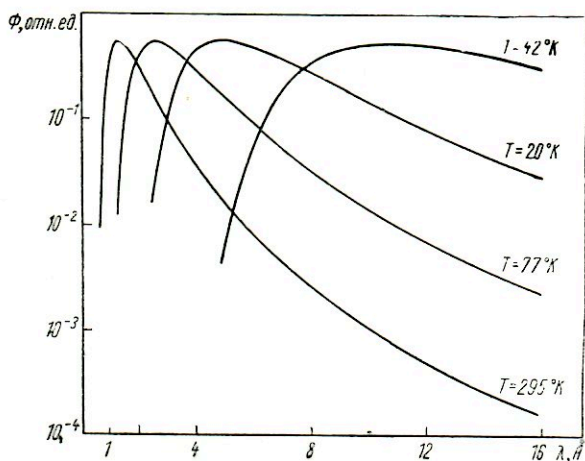


Рис. 1. Максвелловское распределение потока нейтронов при различных температурах.

волны $1\text{--}2 \text{Å}$, которые широко используются в экспериментах по дифракции нейтронов, однако поток нейтронов с $\lambda > 4 \text{Å}$ очень мал. Поток нейтронов с длиной волны 4Å в 16 раз меньше потока нейтронов с наиболее вероятной энергией, а поток нейтронов с $\lambda = 8 \text{Å}$ меньше потока нейтронов с $\lambda = 4 \text{Å}$ в 14 раз. Если замедлитель в реакторе имеет высокую температуру, например 400°K , как обычно бывает в реакторах с графитовым замедлителем, то доля холодных нейтронов будет еще меньше. Из-за малой интенсивности потока холодных нейтронов их использование ограничивается экспериментами по измерению полных поперечных сечений или измерениями рассеяния нейтронов с плохим разрешением, однако для достижения достаточной статистической точности необходимо провести большое количество измерений, и окончательные результаты приходится извлекать из измерений, содержащих значительный фон от быстрых нейтронов и γ -лучей. Более мощные реакторы позволяют получить более интенсивные потоки хо-

Зависимость оптимальной температуры замедлителя и выхода холодных нейтронов от их длины волны

Длина волны нейтронов, \AA	Оптимальная температура замедлителя, $^{\circ}\text{K}$	Отношение выходов холодных нейтронов при данной температуре замедлителя и при температуре 295°K	Длина волны нейтронов, \AA	Оптимальная температура замедлителя, $^{\circ}\text{K}$	Отношение выходов холодных нейтронов при данной температуре замедлителя и при температуре 295°K
4	30,2	16	12	3,4	1 090
6	13,4	72	16	1,9	3 400
8	7,5	222	20	1,2	10 000

В настоящее время трудно предусмотреть возможности изменения температуры замедлителя, однако если тепловые нейтроны в реакторе находятся в тепловом равновесии при какой-либо фиксированной низкой температуре, то поток холодных нейтронов возрастает в заметной степени. Переход от равновесного распределения нейтронов при 295 и 77°K позволит увеличить поток холодных нейтронов с длиной волны 4\AA в 8 раз. Переход от 295 к 20°K дает выигрыш в 13 раз.

Все выводы основаны на предположении, что распределение тепловых нейтронов достигает полного теплового равновесия с замедлителем при низкой температуре в большом объеме замедлителя, свободном от поглощающих ядер. Попытки охладить весь реактор или хотя бы большую часть замедлителя до низкой температуры не принесли результатов, так как невозможно осуществить соответствующий холодильный цикл. Пока ограничиваются относительно небольшим объемом холодного замедлителя, что позволяет увеличить поток холодных нейтронов, хотя, возможно, теоретический максимум при этом оказывается не достигнутым. Поскольку размеры полости в замедлителе обычно составляли 100 — 150 мм, то в первых экспериментах в качестве холодного замедлителя использовали жидкий водород [5]. Он не только обладает большим поперечным сечением рассеяния и большой замедляющей способностью, но и имеет достаточно малое сечение захвата. Кроме того, водород поддерживает постоянной низкую температуру и в жидком состоянии не испытывает никаких радиационных повреждений.

Экспериментальные результаты

Перед тем как источники холодных нейтронов стали размещать внутри реакторов, было проведено несколько предварительных экспериментов [6], чтобы оценить, каким будет выход холодных нейтронов в таких устройствах. Реактор модели-

ровался четырьмя источниками нейтронов (Po — Be) мощностью 250 мюри каждый, размещенными в цилиндрическом блоке парафина. Криостат, содержащий различные холодные замедлители при разных температурах, помещали в канале вдоль оси цилиндра. Счетчиками BF_3 измеряли интенсивность пучка коллимированных нейтронов, выходящих из канала. Кажущуюся температуру нейтронов в пучке определяли измерением поглощения золотым экраном, при этом предполагали максвелловское распределение скоростей. Данный метод очень удобен для сравнения замедляющей способности различных холодных материалов.

Первый результат состоял в том, что холодный замедлитель толщиной уже 20 мм давал практически максимальную интенсивность нейтронов, падающих на счетчик. При измерениях с жидким водородом кажущаяся температура нейтронов в пучке составляла 75° К (причем доля параводорода составляла от 25 до 90%). При изменении температуры замедлителя от 4 до 31° К температура нейтронов менялась очень мало. Следует отметить, что измерения вблизи критической точки могли дать немного завышенный результат благодаря меньшей плотности жидкого водорода ($0,031 \text{ г/см}^3$ вместо $0,07 \text{ г/см}^3$ при точке кипения). Для гидрида дейтерия (HD) и метана получены подобные результаты, хотя последний при 20° К находится в твердом состоянии. Было сделано предположение, что метан забирает энергию у нейтронов на возбуждение заторможенных вращений даже в твердом состоянии.

С другой стороны, метиловый спирт был очень плохим замедлителем, по-видимому, из-за невозможности возбудить заторможенные вращения. Пентан как представитель самых высоких углеводородов оказался также плохим замедлителем.

Эти эксперименты показали, что жидкий водород и холодные водородсодержащие материалы могут служить эффективными источниками холодных нейтронов, даже если будет использован небольшой объем замедлителя. Однако для эффективного замедления важно, чтобы молекулы не были слишком сильно связаны.

Аналогичные эксперименты были описаны в работах [7, 8]. В них использовали большое число различных материалов, включая графит, лед, метан, водород, бериллий и многие органические соединения, при температурах от 300 до 20° К. Полученные результаты измерений свидетельствовали о том, что поток холодных нейтронов не соответствовал полному тепловому равновесию, однако зависимость температуры нейтронов от температуры замедлителя была близка к линейной. Оптимальный размер холодного замедлителя зависит от замедляющегося материала. Большинство органических материалов давало максимальное число холодных нейтронов при размерах замедлителя 100—200 мм, а парафин, жидкий ме-

тан и вода дали максимум при размерах, меньших 100 мм. Для материалов с относительно плохой замедляющей способностью, но с пренебрежимо малым сечением захвата (графит, бериллий) лучшие результаты получаются при больших размерах замедлителя.

Впервые холодный замедлитель был применен в Харуэлле (реактор ВЕРО) [6]. Холодным замедлителем служил цилиндр

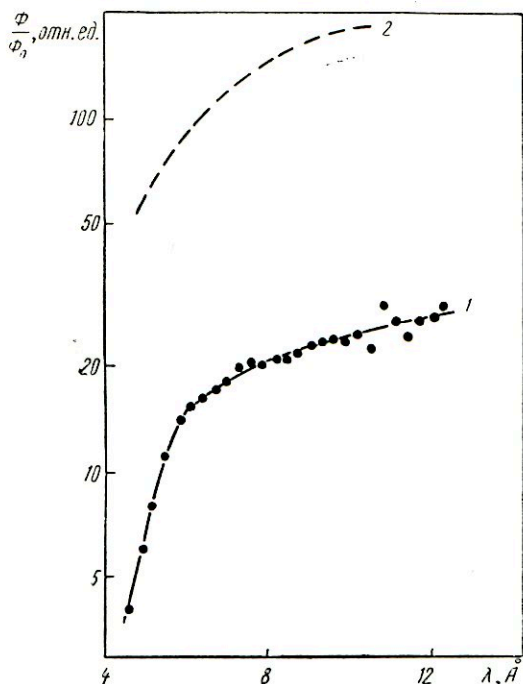


Рис. 3. Отношение выхода потока холодных нейтронов при использовании в качестве замедлителя жидкого водорода в реакторе ВЕРО к выходу соответствующих нейтронов при температуре замедлителя 295° К:

1 — экспериментальные результаты; 2 — теоретическая кривая.

диаметром 80 мм, заполненный жидким водородом. Спектр нейтронов, рассеянных замедлителем, был измерен методом времени пролета с использованием медленного прерывателя.

В первых экспериментах исследовался поток нейтронов, пропущенных через бериллиевый фильтр. На рис. 3 показана зависимость нейтронного потока от длины волны нейтронов. С практической точки зрения этот результат полезен, хотя полученная кривая не соответствует теоретическим представлениям о полном тепловом равновесии при 20° К. Затем с пути пучка бериллиевый фильтр удаляли и измеряли полный спектр тепловых нейтронов.

Кривая на рис. 4 не может быть описана распределением Максвелла. Максимум остается при комнатной температуре, однако со стороны низких энергий появляется длинный хвост, который и приводит к увеличению потока холодных нейтронов.

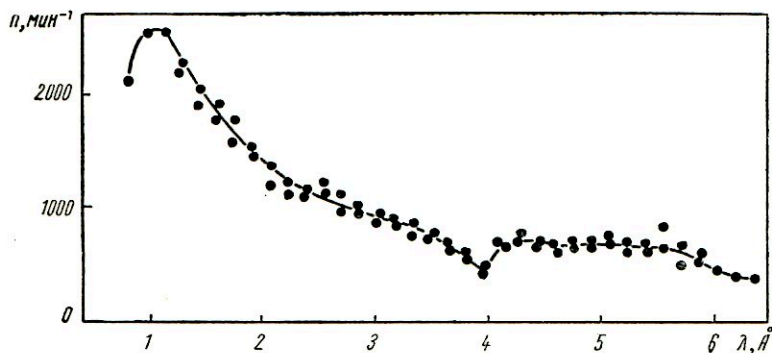


Рис. 4. Спектр нейтронов, полученный при использовании жидководородного замедлителя в реакторе ВЕРО.

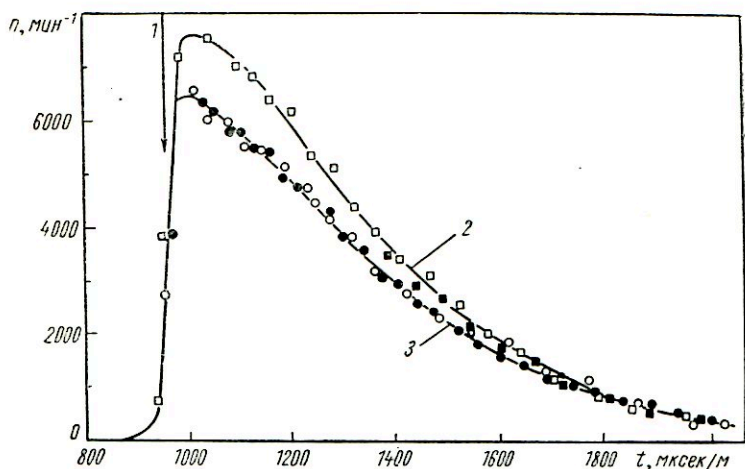


Рис. 5. Выход холодных нейтронов из реактора ВЕРО при охлаждении водорода от 20 до 4° К:

1 — порог отсеки нейтронов бериллиевым фильтром; 2 — зависимость, полученная при температуре водорода, равной 4° К; 3 — та же зависимость, полученная при 20° К.

Дальнейшие эксперименты [9] показали, что спектр не изменяется при вариациях содержания параводородной компоненты замедлителя в пределах 25—93% и что при использовании гидрида дейтерия вместо водорода получается идентичный спектр. Уменьшение температуры водорода от 20 до 4° К

привело к небольшому росту потока холодных нейтронов (рис. 5) — примерно на 15% при $\lambda = 4 \text{ \AA}$, а уже для $\lambda > 8 \text{ \AA}$ увеличения не наблюдалось. Метан в твердом состоянии при 77° К увеличивал в три раза поток холодных нейтронов из реактора, однако этот замедлитель вряд ли найдет практическое применение в качестве источника холодных нейтронов, поскольку радиационные нарушения ограничивают длительность его использования несколькими часами.

Аналогичные экспериментальные исследования были проведены Ван Дингениным и Хаутеклером [7, 8] в вертикальном канале диаметром 80 мм реактора BR-1. Был измерен

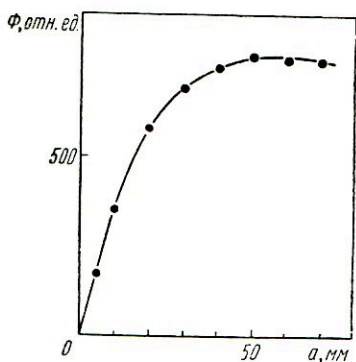


Рис. 6. Зависимость потока холодных нейтронов из реактора BR-1 от толщины замедлителя.

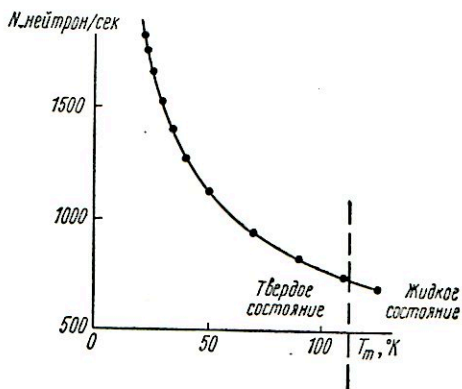


Рис. 7. Зависимость интенсивности холодных нейтронов от температуры замедлителя (метан).

спектр нейтронов кристаллическим спектрометром. При измерениях ниже бериллиевого порога использовали магнетитовый кристалл, а для измерения полного спектра при отсутствии бериллиевого фильтра применяли свинцовый кристалл. Используя в качестве замедлителя метан в твердом состоянии при температуре 78° К, получили увеличение потока холодных нейтронов в 8 раз по сравнению с потоком из графитового замедлителя реактора при 360° К.

Кроме того, была измерена зависимость потока холодных нейтронов от толщины замедлителя (рис. 6). Было получено, что максимум достигается при 50 мм. Но даже при толщине твердого метана, равной 20 мм, был получен поток холодных нейтронов, составляющий 75% максимального значения. Как будет показано позже, тот факт, что малые толщины холодного замедлителя вызывают существенные эффекты, особенно важен, когда источник холодных нейтронов размещается в реакторе с большим потоком.

С метаном были проведены измерения при температурах от 125 до 20° К. С уменьшением температуры замедлителя интенсивность холодных нейтронов равномерно увеличивалась. Как видно из рис. 7, в точке плавления кривая не испытывает разрыва, несмотря на то что вследствие изменения эффекта неупругого рассеяния [10] полное поперечное сечение метана резко уменьшается. После измерений полного спектра, выполненных при помощи свинцового кристалла, вводили две поправки. Во-первых, вычитали графитовый фон. Он представлял компоненту с пиком, соответствующим температуре реактора.

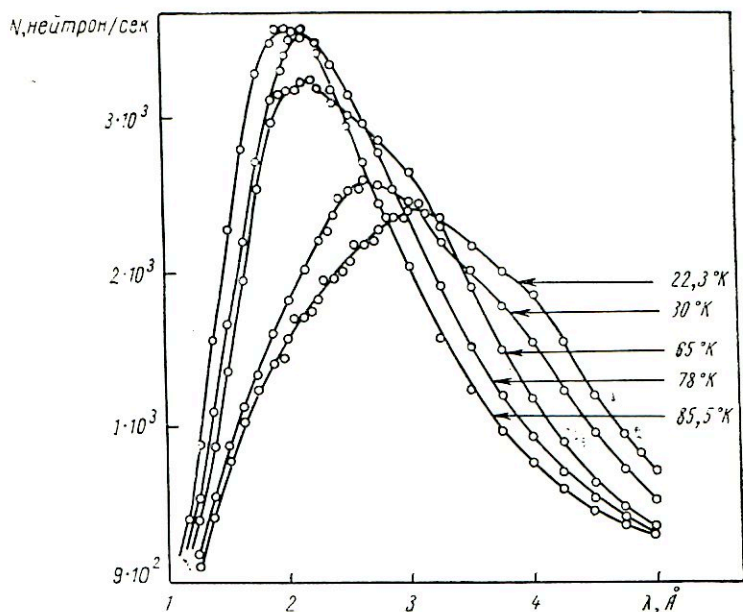


Рис. 8. Спектры нейтронов, вылетающих из метанового замедлителя при различных температурах.

То, что компонента не связана с холодным замедлителем, проверяли измерением спектра тогда, когда камера для холодного замедлителя заполнялась поглотителем. Во-вторых, были учтены зависимость эффективности счетчика и коэффициента отражения кристалла от энергии нейтронов, частичная потеря пучка при рассеянии на малые углы и т. д. Для этого сравнивали спектры, полученные для холодного замедлителя и для случая, когда замедлитель из камеры был удален. В последнем случае предполагали, что спектр соответствует тепловому спектру, измеренному ранее для данного реактора [11].

Спектр нейтронов, вылетающих из метана, измеряли при пяти различных температурах. Результаты представлены на

рис. 8. Спектр нейтронов для высоких температур можно описать максвелловским распределением, однако при $22,3^\circ\text{K}$ имеются некоторые отклонения. Аналогичные отклонения от максвелловского распределения наблюдали и при использовании в качестве замедлителя жидкого водорода (рис. 9). Измерения, проведенные с различными материалами при 78°K , пока-

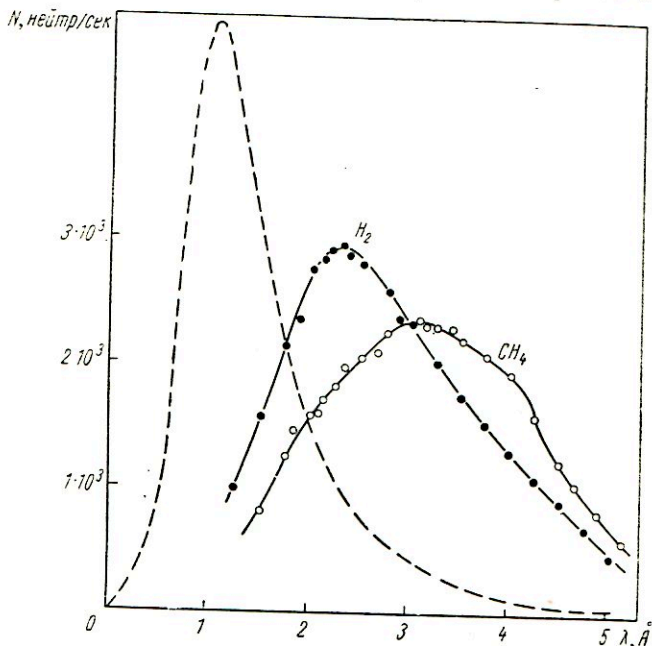


Рис. 9. Сравнение спектров нейтронов, вылетающих из водородного и метанового замедлителей при температуре $22,3^\circ\text{K}$, со спектром нейтронов из графитового замедлителя (пунктирная кривая).

зали, что для выбора хорошего замедлителя механизм передачи энергии более важен, чем поперечное сечение. Кажется, что замедляющая способность изменяется приблизительно таким же образом, как удельная теплоемкость на один протон, характеризующая число степеней свободы водородного атома. Метан и водород как замедлители оказались лучше, чем аммиак и вода.

Были проведены эксперименты по поглощению нейтронов с использованием смесей трихлорэтилена с метиловым спиртом в различных пропорциях при температуре 78°K . Спектр хорошо описывался распределением Максвелла с учетом поглощения по закону $1/v$. По мере увеличения количества поглотителя величина пика уменьшается, а его положение смещается в сторону более высоких температур в результате преимущественного поглощения медленных нейтронов.

Мак-Рейнольдс и Уайтемор [12] для получения нейтронов использовали реакцию (γ, n) на линейном электронном ускорителе. Они проводили измерения с жидким водородом и льдом при 20° К с камерами двух размеров и сложной формы: одна сторона камеры была выпуклой, другая имела полость. Результатом исследований был вывод: оба вещества, если их

рассматривать как источники нейтронов с $\lambda = 4 \text{ \AA}$, дают сравнимые результаты. Однако жидкий водород обладает преимуществом перед льдом при получении нейтронов с большими длинами волн. Было найдено, что при использовании в качестве замедлителя жидкого водорода спектр нейтронов очень слабо зависит от того, выводятся ли они с выпуклой поверхности или из полости, однако использование льда при 20° К позволяет получить значительно больший поток холодных нейтронов при выводе их из полости. Для замедлителей с различными размерами (60 и 120 мм) разница в спектрах оказалась малой. К сожалению, трудно сравнить эти результаты с результатами, полученными в реакторе, так как исходные спектры нейтронов сильно отличаются друг от друга и, кроме того, геометрия опытов также различна. Условия рассматриваемых опытов по крайней мере далеки от условий, при которых холодный замедлитель размещается в однородном потоке тепловых нейтронов. Однако опыты показали, что при определенных условиях различные формы камер для холодных замедлителей могут дать различный выход холодных нейтронов.

Другого рода эксперименты были выполнены Борстом [13], который размещал внутри холодного замедлителя источник нейтронов, окруженный индием. Исследовался жидкий параводород и лед при разных температурах вплоть до 4° К. Изменяя активности индиевой фольги, Борст пришел к выводу, что при низких температурах льда нейтроны достигают теплового равновесия, а замедление в жидком водороде было неполным. Это различие он объяснил наличием у льда низколежащих уровней энергии, аналогичных уровням, наблюдавшимся у воды [14], которые дают возможность нейтронам терять энергию вплоть до 8° К. Борст предположил, что у водорода нет таких переходов, при которых нейтроны теряли бы небольшую энергию. С другой стороны, сечение рассеяния параводорода в этом интервале энергий составляет всего 4 *барн* на молекулу, что сравнимо с сечением захвата, которое равно 1 *барн* на молекулу. Поэтому очень малое количество нейтронов сможет испытать число столкновений достаточное для того, чтобы достигнуть теплового равновесия с жидким параводородом.

Результаты этих экспериментов показывают, что происходит внутри холодного замедления, но не дают сведений о нейтронах, рассеянных из замедлителя наружу, которые исполь-

зуются в экспериментах с внешним пучком нейтронов. Проведенные эксперименты подтвердили, что при соответствующей геометрии имеется возможность получить холодные нейтроны, находящиеся в тепловом равновесии с замедлителем, при очень низких температурах.

Последние эксперименты, выполненные Борстом и др. [15], показали, что в некоторых системах с холодным замедлителем появляются непредвиденные осложнения.

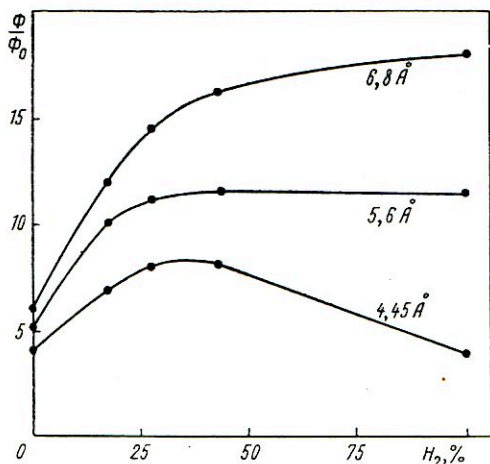


Рис. 10. Зависимость выхода холодных нейтронов в реакторе EL-3 от процентного содержания водорода в смеси водорода и дейтерия.

Было измерено полное сечение ацетилен в твердом состоянии в зависимости от температуры. Вплоть до 4° K поперечное сечение оставалось постоянным, но после охлаждения до 2° K поперечное сечение уменьшалось до 10 барн . Затем температура увеличивалась до 77° K и поперечное сечение принимало свое первоначальное значение. Эти результаты позволяют предположить, что в твердом ацетилене существуют орто- и пара-состояния, как и у водорода. Измеренное время конверсии для перехода половины орто-состояний в пара-состояния составляет 10 мин . Аналогичные результаты были получены со льдом при 4° K ; время конверсии составляет 100 мин . (Эффект не наблюдался Спигером и Вайдemanном [16].) Это означает, что лед при 4° K является плохим замедлителем, так как пара-лед не имеет низколежащих уровней энергии, а орто-лед слишком быстро переходит в пара-лед, чтобы можно было его использовать для получения холодных нейтронов.

Два источника холодных нейтронов, основанные на жидком водороде, были размещены внутри реакторов с высоким потоком: один — в реакторе EL-3 в Сакле, а другой — в реакторе DIDO в Харуэлле. С помощью этих источников были исследованы некоторые свойства холодных замедлителей. Якрот [17] изучал эффекты, возникающие при наполнении камеры замедлителя (диаметр 106, толщина 74 мм) различными смесями жидкого водорода и дейтерия. Результаты показаны на рис. 10. Чистый жидкий водород дает наибольший выход

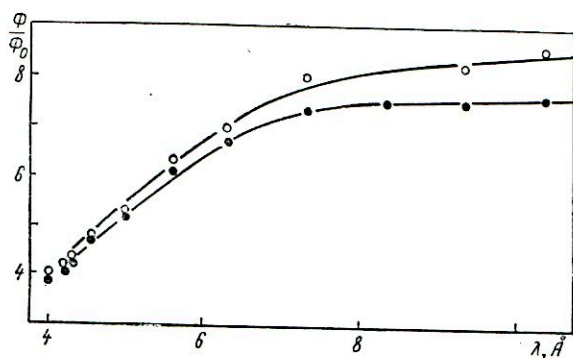


Рис. 11. Выход холодных нейтронов в реакторе DIDO при использовании водорода, обогащенного компонентой параводорода.

нейтронов в длинноволновом диапазоне спектра. Максимальный выход нейтронов с $\lambda = 4 \text{ Å}$ был получен для смеси, содержащей 30% жидкого водорода и 70% жидкого дейтерия. Большой выход холодных нейтронов был получен при усовершенствованной коллимации, когда детектор «видел» только центр замедлителя.

Аналогичные эксперименты были выполнены на реакторе DIDO. Измеряли выход потока холодных нейтронов в зависимости от обогащения жидкого водорода паракомпонентой [18]. На рис. 11 показаны результаты этих измерений. Нижняя кривая (зачерненные кружки) дает выход холодных нейтронов при заполнении камеры обычным жидким водородом (75% ортоводорода). Верхняя кривая (светлые кружки) означает выход потока холодных нейтронов в случае, когда камера заполнена водородом, пропущенным через гидроксид железа при 20° К (по-видимому, около 5% орто-водорода). При 4° К разница между выходами холодных нейтронов небольшая, однако при больших длинах волн поток холодных нейтронов увеличивается на 10%, если использовать водород, обогащенный пара-водородом.

Теория процесса замедления нейтронов в холодном замедлителе

Относительно источников холодных нейтронов опубликовано очень мало теоретических работ. Большинство авторов ограничиваются общими замечаниями о тех свойствах материалов, которые позволяют использовать их как эффективные замедлители при низких температурах.

Обычно рассматривают поперечные сечения рассеяния и захвата, атомный вес, энергию связи молекул, наличие низколежащих энергетических уровней, которые могут забирать у нейтронов малые количества энергии.

Ван Дингенин [8] на основании методики, развитой для надтепловых нейтронов в реакторе [19], получил простое выражение для средней температуры нейтронов, покидающих холодный замедлитель. Если T_0 — температура нейтронов, падающих на замедлитель с температурой T_m , то нейтроны будут покидать замедлитель с температурой

$$T_n = T_0 \exp \left[- \sum_i n_i \xi_{0i} \left(1 - \frac{T_m}{T_n} \right) \right], \quad (1)$$

где n_i — среднее число столкновений между нейтроном и ядром сорта i , т. е. $n_i = t(N\sigma_s)_i$ (t — средняя толщина замедлителя, N — плотность ядер сорта i); ξ_{0i} — средняя логарифмическая потеря энергии $\ln E_i/E_n$ при абсолютном нуле замедлителя, содержащего ядра сорта i . В реакторе температура нейтронов T_0 может существенно превышать температуру замедлителя, так как энергетическое распределение тепловых нейтронов является результатом динамического баланса между процессом замедления быстрых нейтронов и утечкой и поглощением медленных нейтронов. Так, в реакторе BR-1 при температуре графита, равной 360°K , спектр тепловых нейтронов лучше всего описывается распределением Максвелла при 459°K [11].

Аналогичное явление будет иметь место в случае холодного замедлителя с температурой T_m , на который падают тепловые нейтроны с температурой T_0 . Температура нейтронов T_n , покидающих холодный замедлитель, будет зависеть от того, какое время они находились в холодном замедлителе, т. е. испытали ли они достаточное число столкновений, чтобы достигнуть теплового равновесия. Зависимость величины T_n от толщины замедлителя t была рассчитана для разных материалов в предположении, что для протона $\xi = 0,13$ и не зависит от энергии, а $\sigma_s = 38$ барн. Используя распределения Максвелла, соответствующие температуре T_n с учетом поглощения ($\sigma_a \sim 1/v$), можно получить выходы холодных нейтронов. Рассчитанные таким образом выходы холодных нейтронов качественно хорошо согласуются с результатами экспериментальных

исследований. Они показывают, что оптимальный размер водородсодержащих замедлителей заключен между 100 и 200 мк, в то время как при использовании материалов с меньшей замедляющей способностью, но с пренебрежимо малым поглощением, таких, как дейтерий, тяжелая вода, графит, бериллий, для эффективного замедления требуется большая толщина.

Экспериментальные спектры, полученные при использовании в качестве холодного замедлителя метана при пяти различных температурах: 85,5; 78; 65; 30; 22,3° К сравнивали с серией распределений Максвелла

$$1 = K \left(\frac{\lambda_n}{\lambda} \right)^2 \exp - \left(\frac{\lambda_n}{\lambda} \right)^2. \quad (2)$$

Величины K и λ_n выбирали так, чтобы можно было описать экспериментальные результаты для 85,5° К, причем предполагали, что для других температур K пропорционально $1/\lambda_n$, а λ_n определяли из уравнения (1). Величину $n\xi_0$ выбирали с таким расчетом, чтобы можно было описать экспериментальные результаты при 85,5 и 22,3° К, а промежуточные значения вычисляли интерполяцией, предполагая линейную зависимость $n\xi_0$ от T_m .

Между экспериментальными и теоретическими кривыми наблюдалось общее согласие. Это означает, что $n\xi_0$ не равно нулю при очень малых температурах и что в метане, находящемся в твердом состоянии, все еще имеет место передача энергии. Однако при очень низких температурах полученные кривые несколько отличаются от максвелловских, что не является неожиданным, так как расчеты были основаны на упрощенных предположениях.

Вебб [20] использовал другое теоретическое приближение. Он рассматривал рассеяние нейтронов в поверхностном слое холодного замедлителя, что собственно и наблюдается обычно на практике. Коттвитц [21] вывел выражение для распределения потока нейтронов вблизи точки разрыва температуры в замедлителе. Шофилд [22] продолжил эту работу и получил общее выражение для средней температуры распределения нейтронов в замедлителях с различной геометрией и для различных материалов замедлителя. Простейшая форма, имеющая практическое значение, представляет сферу из холодного замедлителя, окружающую поток тепловых нейтронов. В этом случае решение для температуры нейтронов внутри сферы радиусом R на расстоянии r от центра имеет следующий вид:

$$T(r) = T_B + \frac{(T_A - T_B)_r^R \frac{\text{sh}(\beta r/R)}{\text{sh} \beta}}{\frac{\sum_A \beta \text{cth} \beta - 1}{\sum_B} + 1}, \quad (3)$$

где T_A и T_B — температуры, а Σ_A и Σ_B — макроскопические поперечные сечения материалов, из которых изготовлены замедлитель реактора и холодный замедлитель соответственно;

$$\alpha = R \Sigma_A \frac{\sqrt{6M_A}}{M_A + 1};$$

$$\beta = R \Sigma_B \frac{\sqrt{6M_B}}{M_B + 1}$$

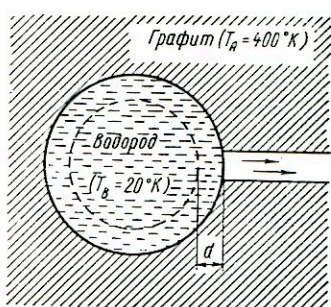


Рис. 12. Простейшая форма низкотемпературного замедлителя.

стоянии d от поверхности внутри сферы. Предполагая, что $R \gg d$, а $d = 1/\Sigma_B$, получаем следующее выражение для средней температуры нейтронов:

$$T(d) = T_B + (T_A - T_B) \frac{R}{R-d} \exp\left(-\frac{\frac{\sqrt{6M_B}}{M_B + 1}}{\frac{\Sigma_A \beta - 1}{\Sigma_B \alpha + 1}}\right). \quad (4)$$

Эта теория позволяет объяснить многие экспериментальные результаты, однако не объясняет количественного согласия. В задаче Коттвитца предполагается рассеяние на газе тяжелых атомов, когда передача энергии мала и рассеяние изотропно. Однако жидкий водород состоит из легких атомов, поэтому передача энергии происходит в значительных количествах. Предполагалось также, что имеется хорошая сферическая геометрия, а на практике обычно диаметр канала больше размеров холодного замедлителя. Однако выражения, полученные выше, дают указания на то, как меняется поток холодных нейтронов при изменении температуры, размеров или материала холодного замедлителя.

Факторы, влияющие на выход холодных нейтронов

Перечислим факторы, которые влияют на выход холодных нейтронов, и рассмотрим их в отдельности:

- а) реактор;
- б) температура холодного замедлителя;
- в) эффективность замедляющего материала;
- г) поперечное сечение поглощения;
- д) форма и размер замедлителя.

Реактор. Все холодные замедлители конструируются таким образом, чтобы их можно было вставить в отверстие (в основном горизонтальное) диаметром 75—150 мм. Для получения максимального потока холодных нейтронов в пучке, выведенном из реактора, сооружают коллиматор с телесным углом, позволяющим видеть все сечение холодного замедлителя. Нейтроны, вылетающие с краев камеры, могут оказаться замедленными не полностью, т. е. не достигшими теплового равновесия с замедлителем. Таким образом, хотя полный поток нейтронов, вылетающих из канала, может быть большим, измеренная эффективность холодного замедлителя окажется меньше, чем в том случае, когда через коллиматор видна только центральная часть замедлителя. (Этот факт был продемонстрирован на источнике EL-3 изменением коллимации нейтронного пучка). Увеличение скорости счета достигается также и при ухудшении углового разрешения нейтронного пучка.

Зависимость эффективности источника холодных нейтронов от природы замедлителя реактора (графита, тяжелой воды, легкой воды) очень сложная.

Когда холодный замедлитель размещен в реакторе с графитовым замедлителем, холодные нейтроны, рассеянные холодным замедлителем обратно в графит, прежде чем снова оказаться в тепловом равновесии с температурой реактора, испытывают несколько соударений с ядрами графита. Имеется вероятность того, что они рассеются второй раз в холодный замедлитель раньше, чем примут температуру реактора. Таким образом, холодный замедлитель эффективно охлаждает нейтроны в окружающем его объеме реактора. С другой стороны, поскольку графит имеет относительно малое сечение рассеяния, холодные нейтроны, вылетевшие из холодного замедлителя, прежде чем рассеяться на ядрах замедлителя реактора, пройдут большое расстояние, поэтому вероятность попадания их обратно в холодный замедлитель после рассеяния в графите мала.

В реакторе с легкой водой картина противоположная. Холодные нейтроны, возвращающиеся обратно в замедлитель реактора, сталкиваясь, нагреваются, и так как водород имеет большое поперечное сечение рассеяния, то нагрев произойдет на небольшом расстоянии от холодного замедлителя и, сле-

довательно, нейтроны будут иметь большую вероятность вторично попасть в холодный замедлитель.

Холодный замедлитель из тяжелой воды представляет нечто среднее между этими двумя случаями. Трудно сказать, в какой ситуации холодный замедлитель окажется наиболее эффективным, хотя совершенно ясно, что поглощение нейтронов в легкой воде будет уменьшать поток нейтронов вблизи холодного замедлителя, поскольку поглощение холодных нейтронов, рассеянных в воду, очень велико. Поток холодных нейтронов в реакторе обратно пропорционален квадрату температуры реакторного замедлителя, если считать полный поток постоянным. Следовательно, холодный замедлитель особенно необходим в высокотемпературном реакторе. С другой стороны, распределение холодных нейтронов, рассеянных холодным замедлителем, зависит от энергетического распределения исходных нейтронов и, следовательно, от температуры реакторного замедлителя. Если уравнение (4) применить к холодному замедлителю из жидкого водорода, помещенному в реактив ВЕРО, то получится следующее выражение:

$$T(n) = 16,8 + 0,16T_A. \quad (5)$$

Из этого уравнения следует, что чем ниже температура реактора, тем ниже температура нейтронов в пучке, выведенном из холодного замедлителя, и, следовательно, выше поток холодных нейтронов. Уравнение (1) приводит к тому же заключению.

Наоборот, чем выше температура реактора, тем слабее поток холодных нейтронов, и, следовательно, эффект от холодного замедлителя (увеличение выхода холодных нейтронов) проявляется особенно отчетливо. Это тем более выполняется в случае, если замедление нейтронов до низких энергий прекращается при некотором промежуточном значении энергии, например, из-за отсутствия механизма передачи нейтронами небольших порций энергии в замедляющей среде. При этом температура нейтронов в пучке, выводимом из холодного замедлителя, не зависит от температуры реактора, и выход холодных нейтронов пропорционален квадрату температуры реактора. Однако фактор выигрыша несколько обманчив. Для проведения экспериментов важно абсолютное значение потока холодных нейтронов, выведенных из реактора, а не относительные улучшения, вносимые использованием холодного замедлителя. Следовательно, почти всегда нужно отдавать предпочтение реактору с низкой температурой замедлителя.

Важным фактором, определяющим эффективность источника холодных нейтронов, является расположение холодного замедлителя относительно активной зоны реактора.

На рис. 13 показаны три возможных варианта расположения активной зоны и холодного замедлителя. В реакторах

ВЕРО и BR-1 активная зона окружает холодный замедлитель (сквозной канал), который, следовательно, оказывается размещенным в изотропном потоке холодных нейтронов. Большая часть нейтронов, покинувших реактор, рассеется от поверхности холодного замедлителя и испытывает только одно или два столкновения; сравнительно малая часть нейтронов пройдет через массу холодного замедлителя. Следовательно, нейтроны в пучке не обладают спектром, соответствующим полному тепловому равновесию при температуре холодного замедлителя. При рассмотренном выше взаимном расположении замедлителя и активной зоны для средней нейтронной температуры справедливо уравнение (4).

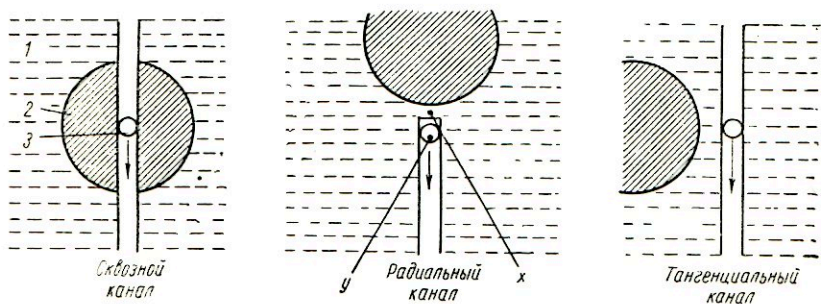


Рис. 13. Три варианта расположения активной зоны реактора и источника холодных нейтронов:

1 — отражатель; 2 — активная зона; 3 — холодный замедлитель.

На рис. 13 показано размещение холодного замедлителя в реакторах EL-3 и DIDO (радиальный канал). Наибольшую интенсивность имеет поток нейтронов за холодным замедлителем, так что наиболее важным становится вопрос о пропускании нейтронов через камеру. Если камера тонкая, то большая часть нейтронов, прошедших через нее, будет велика, однако замедление до низких температур не будет полным. Таким образом, максимальному выходу холодных нейтронов соответствует оптимальная толщина камеры.

Следует помнить, что если бы камера отсутствовала, то нейтроны выходили бы из точки x внутри объема тяжелой воды. Когда камера заполнена жидким водородом (стенки камеры предполагаются достаточно толстыми), эффективным источником нейтронов в пучке становится точка y внутри камеры. Теперь общий поток тепловых нейтронов в точке y может составить только половину потока в точке x , так как точка y отстоит дальше от реактора. Следовательно, холодный замедлитель должен удвоить количество холодных нейтронов, чтобы их интенсивность осталась такой же, как в отсутствие холодного замедлителя. Кроме того, поверхность холодного замедлителя может оказаться меньше поверхности источника, кото-

рый виден через коллиматор при отсутствии холодного замедлителя. Значение этого фактора сравнимо с выигрышем в интенсивности, наблюдавшимся в различных реакторах (рис. 14).

Выигрыш в выходе холодных нейтронов, наблюдавшийся на реакторах EL-3 и DIDO, меньше, чем соответствующий выигрыш в реакторе BEPO, имеющем более симметричную геометрию. Выигрыш же холодных нейтронов на реакторе EL-3 больше, чем на DIDO, так как EL-3 имеет более диффузную активную зону, чем DIDO, вследствие чего градиент потока в

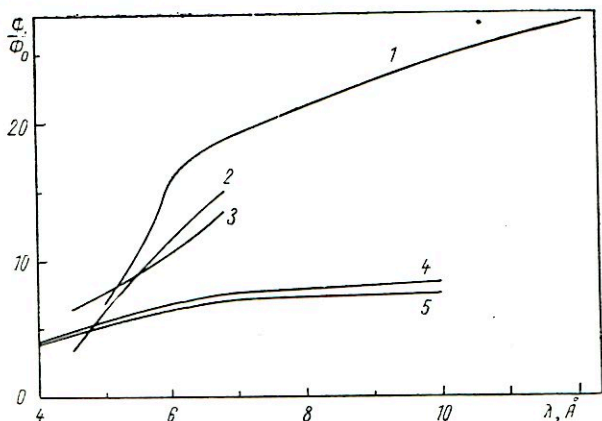


Рис. 14. Сравнение выходов холодных нейтронов в реакторах BEPO (кривая 1, замедлитель H_2), EL-3 (кривая 2, замедлитель H_2 ; кривая 3, замедлитель смесь H_2 с D_2), DIDO (кривая 4, замедлитель параводород; кривая 5, замедлитель ортоводород).

соседстве с холодным замедлителем может быть менее крупным. Этот фактор более заметен в реакторах с замедлителем из легкой воды, таких, как HERALD в Олдермастоне или LIDO в Харуэлле, у которых градиент потока тепловых нейтронов снаружи активной зоны очень велик. Можно даже уменьшить поток холодных нейтронов, выходящих из подобного реактора, при помещении в канал холодного замедлителя. Случай тангенциального канала (реакторы HERALD, PLUTO, BR-2 и TRIGA) еще более сложен для анализа. Поток холодных нейтронов может зависеть от расположения замедлителя холодных нейтронов относительно активной зоны реактора. Однако известно, что поток нежелательных быстрых нейтронов и γ -лучей в тангенциальном пучке значительно меньше, чем в радиальном.

Температура холодного замедлителя. Если нейтроны до вылета из холодного замедлителя находились в тепловом равновесии при низкой температуре, то их энергетическое распределение максвелловское, и увеличение потока холодных нейтронов с заданной длиной волны для определенной температу-

ры замедлителя можно найти из графика (см. рис. 2). Фактически замедление в небольшом объеме замедлителя не будет полным, особенно если замедлитель расположен в изотропном потоке тепловых нейтронов, а наблюдаются нейтроны, рассеянные от поверхности замедлителя. Можно оценить, как зависит температура нейтронов от температуры замедлителя, если в уравнение (4) подставить константы, соответствующие водородсодержащему замедлителю, окруженному графитом, как это имеет место в реакторе ВЕРО. Как видно из рис. 15,

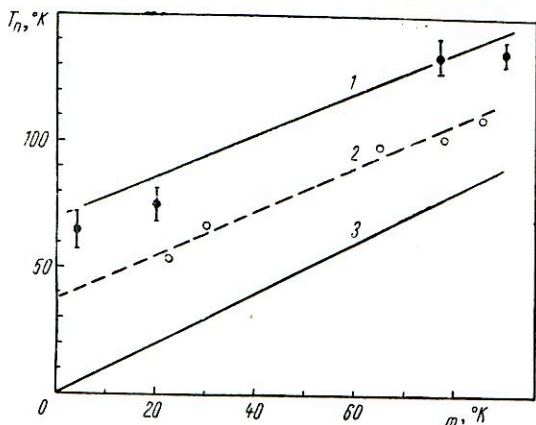


Рис. 15. Влияние температуры замедлителя на температуру холодных нейтронов:

1 — результаты расчетов по уравнению (4); 2 — результаты, полученные Ван Дингенингом; 3 — та же зависимость при тепловом равновесии нейтронов в замедлителе. (Сплошные кружки — результаты Буттерворта).

зависимость линейна и очень похожа на результаты, полученные в работе [6] для метана при различных температурах. Нейтронная температура, измеренная в работе [8], несколько меньше, однако она тоже линейно зависит от температуры замедлителя в интервале 20—90° К.

Все измерения проводились в Харуэлле с помощью нейтронных источников в парафине, а в Моле — на реакторе, поэтому получены несовпадающие результаты.

Из результатов, полученных в Харуэлле, следует, что охлаждение замедлителя из метана вплоть до 4° К дает увеличение потока холодных нейтронов. Экстраполяция результатов, полученных в Моле (если предположить, что нейтроны имеют максвелловское распределение), к 4° К показывает, что может быть получена температура нейтронов, равная 40° К, и что ей соответствует максимум выхода холодных нейтронов с длиной волны 4 Å (см. рис. 2).

С другой стороны, охлаждение жидкого водорода жидким гелием до температуры 4° К в реакторе ВЕРО дало лишь не-

большое увеличение выхода холодных нейтронов (см. рис. 5), а во многих других материалах температура нейтронов не достигала температуры замедлителя. Во всяком случае, если эффективность замедляющей системы нельзя приблизить к теоретическому значению, изменяя форму и размеры замедлителя, то охлаждение замедлителя ниже 20°K не является рациональным, так как по мере уменьшения температуры замедлителя требующаяся для этого интенсивность охлаждения существенно возрастает.

Эффективность замедляющего материала. Для того чтобы материал был эффективным замедлителем нейтронов с энергиями, превышающими тепловые (больше $0,025\text{ эв}$), он должен обладать большим поперечным сечением рассеяния, малым поперечным сечением поглощения и малым атомным весом. В этой области энергий нейтроны теряют энергию за счет упругих столкновений с эффективно свободными атомами замедлителя. Так, водород (в воде) является хорошим замедлителем, если только не учитывать большое сечение поглощения нейтронов. Дейтерий (в тяжелой воде) и графит являются хорошими замедлителями, так как они обладают очень малым сечением захвата нейтронов. Для компенсации малого сечения рассеяния и большого атомного веса можно использовать замедлитель больших размеров.

К материалу низкотемпературного замедлителя предъявляются более строгие требования. Ядра замедлителя должны иметь малое сечение поглощения нейтронов. Большое сечение рассеяния необходимо, поскольку размеры замедлителя ограничены. Следовательно, дейтерий, бериллий и графит нельзя считать подходящими материалами. Обычно используют материалы с малой атомной массой, так как это уменьшает разогрев из-за поглощения γ -лучей, однако водород больше нагревается быстрыми нейтронами. Кроме этого, они должны обладать способностью забирать у нейтронов малые количества энергии. Для нейтронов с малой энергией атомы более или менее сильно связаны, и нейтроны могут терять энергию, только возбуждая ротационные или вибрационные состояния молекул или вибрационные состояния решетки. Поперечное сечение для возбуждения вибраций решетки с малой энергией очень мало, а энергия молекулярных вибрационных уровней легких молекул лежит вблизи $0,1\text{ эв}$ и выше. Таким образом, в замедлении нейтронов до энергий ниже $0,005\text{ эв}$ основную роль должны играть вращательные возбуждения молекул.

До сих пор не исследованы достаточно широко свойства вращательных состояний в жидких и твердых замедлителях при низкой температуре. Водород в газообразном состоянии имеет ротационную константу $B = 0,0074\text{ эв}$, что позволяет предполагать, что жидкий водород может и не оказаться

хорошим замедлителем при энергии ниже этой величины. С другой стороны, Мак-Рейнольдс и Уайттемор [12] на основании своих экспериментов по замедлению в жидком водороде сделали вывод, что при энергии ниже 0,002 эв у водорода имеются уровни (хотя и не четко разрешенные), которые делают жидкий водород очень хорошим замедлителем при низких температурах. Результаты, полученные Борстом [13], прямо противоположны результатам Мак-Рейнольдса и Уайттемора, хотя не ясно, измерял ли он те свойства, которые можно использовать при создании источников холодных нейтронов. Он указал, что лед является прекрасным замедлителем и нашел теоретическое обоснование, согласно которому у льда должны быть низколежащие энергетические уровни, аналогичные тем, которые наблюдались Юзом и др. [14] у воды. По этой теории водород должен прекращать замедление нейтронов, когда их температура достигает 83° К, а лед должен продолжать замедление нейтронов вплоть до 8° К. Юз также предсказал, что ацетилен и щавелевая кислота могут оказаться эффективными замедлителями вплоть до 1° К. Однако из практических соображений оба вещества не приемлемы.

Таблица 2

Зависимость выхода холодных нейтронов и температуры нейтронов в замедлителе от состава замедлителя

Состав замедлителя	Относительный выход холодных нейтронов	T_n , °К	ξ_0	C_H
CH ₄	1,00	101	0,308	2,44
CH ₃ OH	0,81	115	0,205	1,83
C ₂ H ₅ OH	0,72	149	0,097	1,67
C ₂ H ₅ O·C ₂ H ₅	0,67	128	0,166	1,75
NH ₃	0,66	142	0,094	1,53
H ₂ O	0,61	150	0,095	1,58
C ₆ H ₆	0,46	164	0,128	1,59

В табл. 2 приведены некоторые результаты систематических исследований органических материалов Ван Дингенин [8]. Замедляющие материалы находились при температуре 78° К. Температуру T_n определяли по положению максимума спектра для каждого материала; ξ_0 рассчитывали по уравнению (1), причем величину σ_s брали для длины волны, соответствующей максимуму спектра в измерениях при 78° К, или для материалов в газовом состоянии. Величины ξ_0 сравнивали с удельной теплоемкостью на один протон для каждого материала (для большинства материалов получено только среднее значение величины удельной теплоемкости). Создается впечатление, что между удельной теплоемкостью, которая является мерой степени свободы движения атомов водорода, и величиной ξ_0 существует корреляция. Это еще раз под-

тверждает, что хорошим низкотемпературным замедлителем может быть только такой материал, который обладает степенями свободы относительно вращения. В таких замедлителях нейтроны могут терять энергию малыми порциями.

Ни в одном из экспериментов не было получено таких сведений, из которых бы вытекала возможность получения пучков нейтронов с энергетическим распределением, соответствующим тепловому равновесию при низкой температуре. С другой стороны, очевидны причины, по которым размеры и форма замедлителей, используемых в реакторах, не допускают осуществления полного равновесия. Исследования способности различных материалов замедлять нейтроны с энергией ниже $0,005 \text{ эв}$ очень затруднены. До тех пор, пока не будут измерены дифференциальные поперечные сечения (относительно угла и передаваемой энергии), для материалов при низких температурах проводить дальнейшие расчеты не имеет смысла.

Поперечное сечение поглощения. Ясно, что эффективный низкотемпературный замедляющий материал должен иметь малое сечение захвата не только потому, что захват уменьшает общий наблюдаемый поток нейтронов, но и потому, что благодаря пропорциональности сечения захвата $1/v$ поглощаются в основном нейтроны с малой энергией.

Эту особенность очень ясно продемонстрировали Ван Дингенн и Хаутеклер [7]. Они проводили эксперименты на метиловом спирте с примесью различных количеств трихлорэтилена. Увеличение количества поглотителя уменьшало общий поток нейтронов, а также сдвигало максимум спектра нейтронов в сторону высоких энергий, что и послужило доказательством преимущественного поглощения медленных нейтронов. В результате измерений, которые описаны в работе [17], были получены спектры, которые не очень сильно отличались от максвелловского распределения. Полученные результаты можно было описать очень простой формулой. Спектр нейтронов, наблюдавшийся в Харуэлле и Сакле для жидкого водорода в качестве холодного замедлителя, не был по форме максвелловским, и дать простое теоретическое объяснение этому на основании влияния поглощения нейтронов было нельзя. К сожалению, добавление поглотителя к жидкому водороду может изменить его замедляющие свойства: примесь неона к жидкому водороду может изменить не только поглощение, но и уменьшить поперечное сечение рассеяния замедлителя. Два эксперимента подтверждают, что поглощение влияет на выход наблюдаемых холодных нейтронов. В пегле реактора EL-3 Якрот [17] наблюдал влияние разбавления жидкого водорода жидким дейтерием.

Результаты, полученные Якротом, представлены на рис. 10. Добавление дейтерия к водороду уменьшало погло-

шение нейтронов, и, по-видимому, послужило причиной того, что по мере добавления дейтерия поток нейтронов с длиной волны $4,45 \text{ \AA}$ увеличивался и достигал максимума, когда концентрация дейтерия составляла 60%. При разбавлении водорода дейтерием поток нейтронов с длиной волны $6,8 \text{ \AA}$ уменьшался. Уменьшение потока длинноволновых нейтронов вызвано уменьшением эффективности замедления нейтронов смесью водорода и дейтерия, не компенсировалось уменьшением макроскопического сечения поглощения нейтронов.

На реакторе DIDO был проведен эксперимент, в котором использовали орто- и параводород. Результаты приведены на рис. 11. Нижняя кривая означает выход холодных нейтронов при использовании в качестве замедлителя обычного жидкого водорода. Верхняя кривая соответствует жидкому водороду, обогащенному параводородом. Поперечное сечение рассеяния орто- и параводорода для тепловых нейтронов одинаково, однако для холодных нейтронов ортоводород имеет поперечное сечение рассеяния 100 барн на молекулу, параводород — только 4 барн на молекулу [23]. Нейтроны, замедленные до $0,005 \text{ эв}$ в центре замедлителя из ортоводорода, испытывают множество столкновений перед тем, как выйти наружу из замедлителя (средний свободный пробег их $\sim 3 \text{ мм}$), в результате чего нейтрон проходит зигзагообразный путь большой длины и вероятность его поглощения велика. В замедлителе из параводорода вероятность замедления нейтрона до малых энергий такая же, как и в замедлителе из ортоводорода, так как сечение рассеяния в параводороде начинает уменьшаться только при энергии, меньшей энергии тепловых нейтронов. Однако, когда нейтрон достигает $0,005 \text{ эв}$, он может уйти наружу по прямому пути, поскольку при таких энергиях сечение рассеяния на параводороде мало (средний свободный пробег их $\sim 60 \text{ мм}$). Вероятность поглощения этих нейтронов соответственно мала. Соображения подтверждаются экспериментальными данными: выход нейтронов с большой длиной волны сильно увеличивается (см. рис. 11).

В заключение можно сказать, что для малых замедлителей следует использовать водородсодержащие материалы, поскольку они обладают малой длиной замедления, но при этом нельзя избежать проблемы поглощения нейтронов водородом. Однако поток холодных нейтронов можно немного увеличить, если разбавить замедлитель, используя смесь водорода с дейтерием или параводород.

Форма и размер замедлителя. Диаметр холодного замедлителя ограничен размерами канала в реакторе, однако в выборе толщины и формы камеры замедлителя имеется значительная свобода. Теоретически лучших результатов следует

ожидать при выведении наружу холодных нейтронов, рассеянных в относительно небольшой канал из центра большого блока холодного замедлителя, размещенного в изотропном потоке тепловых нейтронов. Однако практически следует учесть поглощение в замедляющем материале, градиент потока в реакторе и общее ограничение размеров холодного замедлителя.

В ранних экспериментах Буттерворт и др. [6] показали, что водородсодержащий замедлитель толщиной 20 мм хорошо замедляет нейтроны. В экспериментах Ван Дингенина и Хаутеклера [7], в которых в качестве замедлителя использовался твердый метан с температурой 78° К и с различной толщиной, показано, что максимальный поток холодных нейтронов получается при толщине замедлителя, равной 50 мм (см. рис. 6), при большей толщине поток нейтронов падает, вероятно, в результате сильного поглощения. При толщине замедлителя, равной 20 мм, поток холодных нейтронов составляет ~75% максимальной величины. Таким образом, водородсодержащий замедлитель толщиной 20 мм позволяет замедлить большую часть нейтронов. Вследствие поглощения нейтронов ядрами замедлителя не следует использовать замедлители, толщина которых превышает 100 мм. Фактически поглощение можно уменьшить, если использовать форму замедлителя, при которой нейтроны только рассеиваются холодной поверхностью, но не пересекают всей толщины замедлителя. Эти соображения подтверждаются при сравнении их с результатами, полученными на реакторах BEPO и DIDO.

На реакторе BEPO большая часть наблюдавшихся холодных нейтронов была рассеяна поверхностью жидкого водорода (изменение толщины замедлителя от 40 до 80 мм не дало эффекта); нейтроны могли испытать два или три столкновения. В реакторе DIDO большинство нейтронов должно было пересечь всю толщу замедлителя. В табл. 3 приведено сравнение характеристик двух источников холодных нейтронов.

Таблица 3

Выход холодных нейтронов

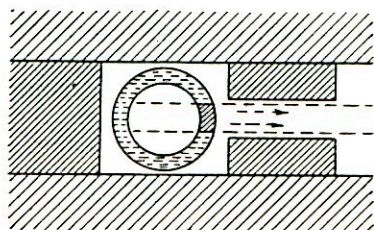
Тип реактора	Выход при длине волны нейтронов, Å		
	5	7,5	10
BEPO	7	20	25
DIDO	5	7,3	7,5

Различие для нейтронов с длиной волны 5 Å мало и легко объясняется различным расположением холодных замедлителей относительно активной зоны реактора. Однако для нейт-

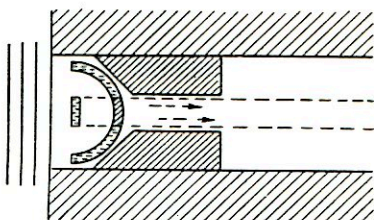
ронов с длинами волн $7,5 \text{ \AA}$ и выше выходы на реакторах ВЕРО и DIDO различаются в три раза. При таких больших длинах волн поглощение играет большую роль, и возможно, что при геометрии отражения, осуществленной в источнике холодных нейтронов на реакторе ВЕРО, потери из-за поглощения нейтронов значительно меньше, чем при геометрии пропускания, осуществленной в источнике холодных нейтронов на реакторе DIDO.

На рис. 16, а показана простая конструкция замедлителя, аналогичного черному телу. При отсутствии поглощения и достаточно толстых стенках холодного замедлителя наружу будет выходить пучок нейтронов, которые вступили в тепловое равновесие с холодным замедлителем. Однако, если поглощение велико, нейтроны вообще не будут выходить наружу. Если поглощение ощутимо, то лучше использовать геометрию, показанную на рис. 16, б. Выход холодных нейтронов наружу в этом случае слабо зависит от величины сечения поглощения при условии, что сечение рассеяния значительно больше сечения поглощения. Однако по данному вопросу было сделано слишком мало экспериментальных работ, так что соображения относительно оптимальной формы холодного замедлителя могут оказаться несостоятельными. На рис. 16, в показано, как можно использовать геометрию отражения для получения нескольких пучков холодных нейтронов.

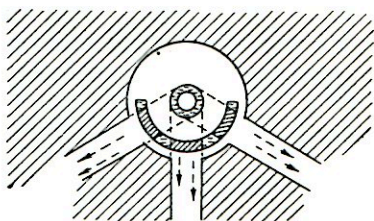
Если диаметр канала в реакторе мал, то для получения максимума интенсивности холодных нейтронов на внешнем срезе защиты реактора коллиматор должен «видеть» всю поверхность холодного замедлителя. Таким образом, в реальных случаях геометрия, подобная черному телу, не осуществ-



а



б



в

Рис. 16. Схематическое изображение форм холодных замедлителей: а — геометрия черного тела; б — геометрия отражателя; в — конструкция, позволяющая вывести несколько пучков нейтронов одновременно. (Заштрихованные участки — бериллиевые фильтры).

вида. Конструкция холодного замедлителя на реакторе DIDO представляла некоторый компромисс между плоским цилиндром и черным телом. Цилиндр, один конец которого был выпуклым, а другой — вогнутым, располагался таким образом, что большинство нейтронов вылетало из реактора, предварительно пройдя через некоторую толщу замедлителя (жидкого водорода), а не просто было рассеяно поверхностью замедлителя. В этой конструкции не было возможности определить, насколько эффективно увеличивается поток холодных нейтронов. Для этого понадобилось бы заменить всю систему холодного замедлителя, размещенную в реакторе, на замедлитель в виде цилиндра с двумя выпуклыми концами.

Криогенное оборудование источников холодных нейтронов

Выше обсуждались физические проблемы, связанные с конструированием холодного замедлителя. Не менее важными являются проблемы криогенного оборудования. Источники холодных нейтронов конструируются так, что в них в качестве замедлителя используется жидкий водород. Их можно условно разделить на две группы: размещение источника либо в реакторе с малым потоком (BEPO в Харуэлле, Firi в Хельсинки), либо в реакторе с большим потоком (DIDO в Харуэлле, EL-3 в Сакле). В реакторах с малым нейтронным потоком приток тепла в замедлитель мал, и в качестве охладителя удобно использовать готовый жидкий водород. В реакторах с большим потоком для холодного замедлителя требуется своя криогенная установка охлаждения, которая могла бы снять мощность 200 Вт или больше при 20° К. Проблемы, возникающие при работе с двумя типами реактора, рассмотрим отдельно.

Реактор с малым потоком. Впервые замедлитель из жидкого водорода был использован в реакторе BEPO в Харуэлле, и в течение четырех лет он служил источником холодных нейтронов с небольшими изменениями в экспериментах по рассеянию нейтронов. Эту систему, в которой в качестве охладителя использовался готовый жидкий водород, опишем подробно, поскольку многие ее детали типичны для других установок, используемых в реакторах с малым потоком.

Камера, содержащая жидкий водород, показана на рис. 17. Она сделана из алюминия и состоит из кольцевой охлаждающей камеры 4, через которую пропускают жидкий водород, частично окружающей основной объем замедлителя 1. Эту камеру помещают в толстостенный вакуумный чехол 3 из сплава магния с цирконием. Нейтроны, рассеянные наружу в направлении 2 жидким водородом, проходят вдоль канала и через коллиматоры к экспериментальной установке, расположенной около внешней поверхности реактора.

На рис. 18 схематически изображена аппаратура, подающая жидкий водород в камеру замедлителя, расположенную в реакторе. Имеются две отдельные водородные системы. Жидкий водород, который служит для охлаждения системы,

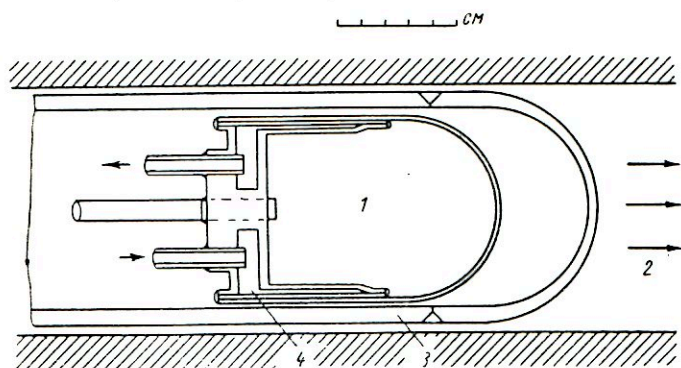


Рис. 17. Камера замедлителя, используемая в реакторе ВЕРО.

подается из сосуда *A*, имеющего объем 50 или 100 л, под давлением 0,35 атм через гибкий теплоизолированный трубопровод *B* в вакуумный кожух *C*. Детали этого трубопровода

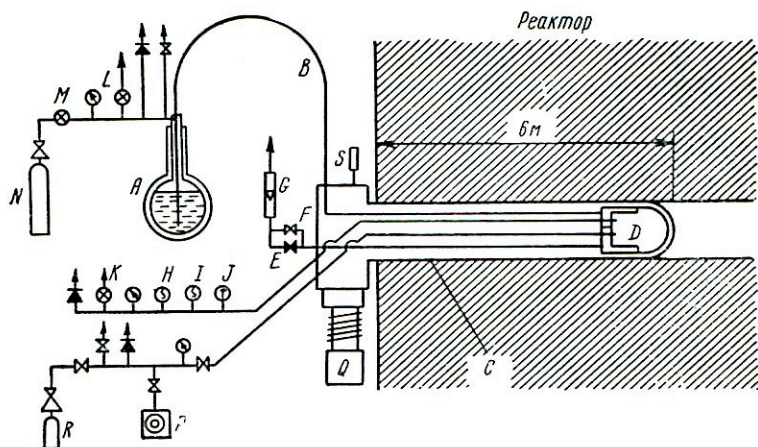


Рис. 18. Схема жидководородной петли в реакторе ВЕРО.

и простого соединения в том месте, где он входит в вакуумный кожух, показаны на рис. 19, *a*.

Трубопровод, проходящий через вакуумный кожух, крепится проволокой из нержавеющей стали и нескольких алюминиевых решеток. Из вакуумного кожуха он попадает в камеру замедлителя *D*. Поток жидкого водорода контроли-

руется двумя клапанами *E* и *F* для грубого и точного контроля, смонтированными на трубопроводе, выводящем испарившийся водород наружу в атмосферу. Поток газа определяется измерителем потока *G* и выбрасывается в атмосферу через масло (для предохранения от диффузии воздуха) в выходное отверстие.

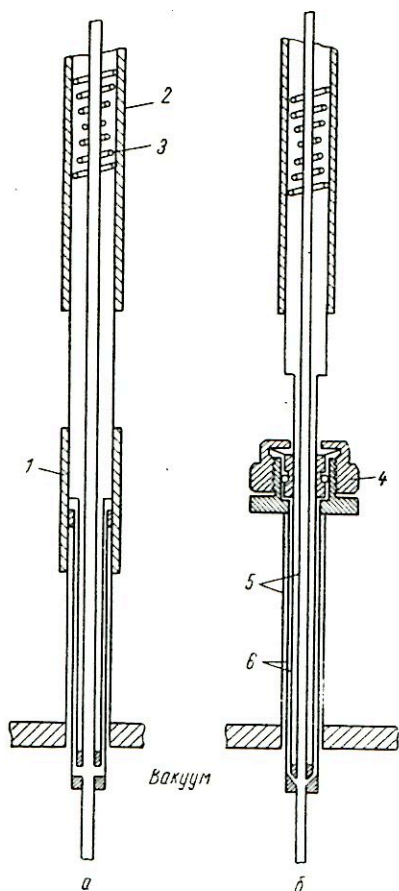


Рис. 19. Трубка для подачи жидкого водорода и соединение:

1 — резиновое уплотнение; 2 — трубка из поливинилхлорида; 3 — спираль из нержавеющей стали; 4 — кольцевое уплотнение; 5 — медные трубки; 6 — трубки из нержавеющей стали.

Основной объем камеры замедлителя заполняется жидким водородом конденсацией из цилиндра *R* при давлении 3 атм. Через камеру замедлителя проходят две конденсирующие линии. Конденсация всегда проводится в одной из них; вторая линия запасная. Если первая конденсирующая линия окажется засоренной из-за использования неочищенного водорода, вторая линия, которая ведет к вспомогательному клапану, всегда может опорожнить камеру замедлителя.

После наполнения камеры замедлителя жидким водородом цилиндр отключается. По давлению пара конденсированного водорода определяют температуру в камере. Реле давления *H* и электрический датчик давления *J* осуществляют дистанционную индикацию состояния петли. Второе реле давления *I* открывает петлю, если давление в камере замедлителя становится слишком большим из-за

прекращения подачи охлаждающего жидкого водорода, ухудшения вакуума и т. д. Это реле давления открывает магнитный клапан *K*, чтобы выпустить содержимое камеры замедлителя через выходной трубопровод. Другой магнитный клапан *L* уменьшает давление в питающем сосуде и перекрывает поток охлаждающего жидкого водорода. Магнитный клапан *M*

предохраняет от выбрасывания всего содержимого цилиндра через выходной трубопровод. Таким образом, в случае аварии почти весь жидкий водород удаляется из реактора.

Трубопровод от сосуда с жидким водородом к вакуумному кожуху (см. рис. 19, а) состоит из медной трубки с внутренним диаметром 3 мм, по которой проходит жидкий водород. Через каждые 150 мм длины трубки имеются подвесы в виде спиралей из нержавеющей стали, закрепленные внутри гибкого вакуумного экрана, представляющего трубку диаметром 18 мм из поливинилхлорида. Этот трубопровод достаточно гибкий, а соединения на концах легко разъединяются. Жидкий водород изолирован от области с комнатной температурой двойной трубкой из нержавеющей стали (длина ее 150 мм). Резиновая прокладка предохраняет от утечки газообразного водорода. Это простое соединение удовлетворительно только для вертикального расположения трубопровода. Для других положений трубопровода удобно использовать систему, конструкция которой показана на рис. 19, б. Коническое уплотнение нижнего соединения эффективно предохраняет от утечки жидкого водорода наружу. Кольцеобразное уплотнение предохраняет от утечки водорода в атмосферу.

В процессе работы наблюдались модуляции потока жидкого водорода. Давление замедлителя (а следовательно, и его температура) возрастало постепенно от 1,4 до 3,5 атм за 2—3 мин, а затем снова резко уменьшалось до 1,4 атм, и этот уровень сохранялся в течение нескольких минут перед началом следующего цикла. Измеритель потока регистрировал изменения потока, сопровождающие колебания давления.

Данное явление можно объяснить следующим образом. Энергичное кипение в камере замедлителя гонит жидкий охладитель (жидкий водород) обратно во входной трубопровод. Затем фронт жидкого водорода медленно возвращается обратно вдоль входного трубопровода. Во время этого периода камера замедлителя постепенно нагревается. Когда жидкий водород достигает камеры замедлителя, он резко охлаждает ее снова до 20° К, но внезапное испарение поднимает давление, которое перемещает обратно фронт жидкого водорода во входной трубопровод. Цикл повторяется снова. Все это, по видимому, явилось результатом большого сопротивления (клапаны *E* и *F*) в выходной линии. Нестабильность давления в линии была практически ликвидирована регулированием потока внутри сосуда с жидким водородом и удалением ограничителя потока во внешней линии. Однако система оказалась менее удобной в работе, поэтому обычно использовали первоначальную систему.

Сравнение одиночного и двойного контуров. Для экспериментальных целей значительно удобнее использовать систему с разделенными охладителем и холодным замедлителем,

чем просто одну камеру с жидким водородом. В этом случае легко менять охладитель и замедляющий материал при исследованиях замедляющей эффективности различных материалов с разной температурой. Для повседневного использования источника холодных нейтронов система с разделенными охладителем и холодным замедлителем имеет то преимущество, что замедлитель из жидкого водорода может находиться при давлении, скажем, 4 атм, так что камера замедлителя будет полна жидким водородом, свободным от пузырьков газа. Кипение будет иметь место только в пространстве, где протекает охладитель, а объем этого пространства мал. Следовательно, флуктуации потока холодных нейтронов будут меньше, чем при использовании системы из одной камеры. В такой камере происходит кипение и могут наблюдаться флуктуации уровня жидкости. Если применяется одиночная камера, то имеется также возможность попадания твердых частиц воздуха из баллона с жидким водородом, которые могут оседать в камере замедлителя. При облучении образуются озон и нестабильные окислы азота, что может привести к взрыву. В то же время, когда используется система с разделенными охладителем и замедлителем, скорость потока во всех точках велика, а, следовательно, вероятность отложения воздуха в твердом состоянии мала.

Реакторы с большими потоками нейтронов. Применение замедлителя из жидкого водорода в реакторе с большим потоком нейтронов (например, реакторы EL-3 или DIDO) вызывает дополнительную проблему, связанную с ядерным нагревом. Ядерный нагрев происходит в результате столкновения быстрых нейтронов с ядрами водорода и поглощения γ -лучей в жидком водороде и в металлическом контейнере. Величина тепловыделения может меняться в широком интервале значений и зависит от расположения тепловыделяющих элементов в реакторе и степени защиты камеры замедлителя от потока γ -лучей. Ядерный нагрев, дающий вклад в тепловыделение (~ 20 — 30 вт), требует дополнительный расход жидкого водорода (~ 3 — 4 л/ч). Использовать готовый жидкий водород в этом случае очень неудобно и при длительной непрерывной работе требуется своя холодильная установка. По ряду причин (площадь, необходимая для холодильной установки, безопасность работы) эта установка располагается за пределами помещения реактора, и поэтому длинный трубопровод вызывает дополнительные потери холода. Как на реакторе EL-3, так и на DIDO охлаждение петли осуществляют сжижителем водорода, хотя при 20°K можно использовать гелиевый охладитель, который менее опасен в эксплуатации.

Другим важным фактором является ядерный нагрев вакуумного кожуха внутри реактора. Для снятия этого тепла (около 500 вт) используют газовое или водяное охлаждение.

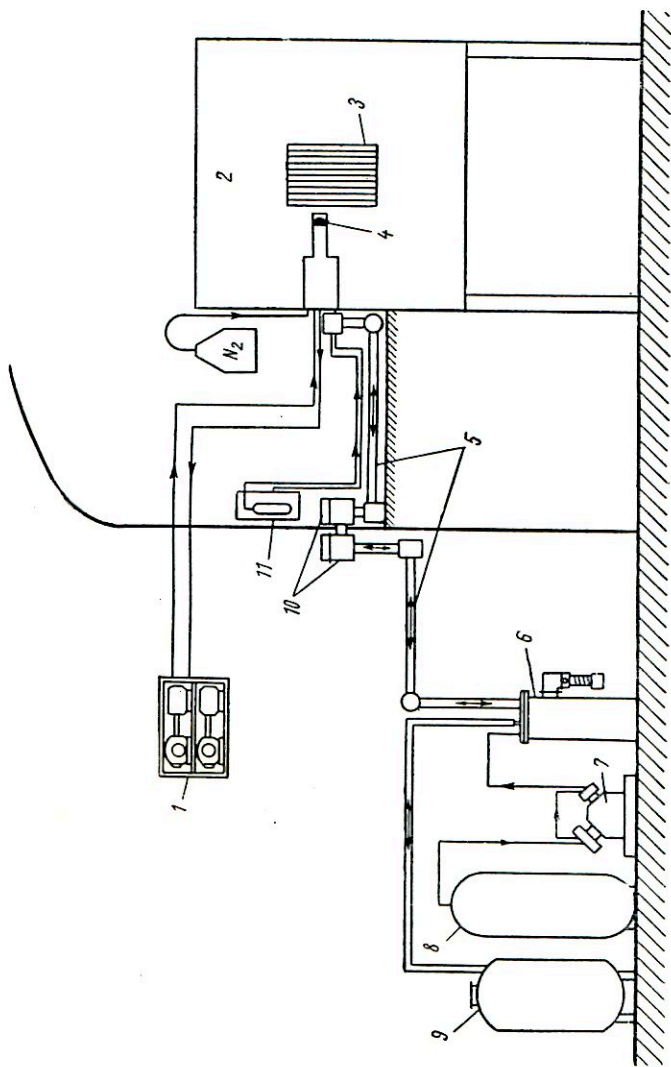


Рис. 20. Схема жидководородной петли в реакторе DIDO:

1 — подача газа CO_2 ; 2 — реактор; 3 — активная зона; 4 — камера заедителя; 5 — трубопровод для водорода; 6 — сжижитель; 7 — компрессор; 8 — газ N_2 ; 9 — жидкий азот; 10 — уплотнение; 11 — конденсирующая панель.

На рис. 20 схематически показана петля реактора DIDO, работающая на жидком водороде [9]. Эта петля будет описана детально. Компрессор А4СУ150 подает водород под давлением 100 атм в сжижитель Джоуля — Томпсона. (Компрессор может поставлять 3,5 м³/ч водорода под давлением до 150 атм). Для уменьшения утечки водорода из системы был выбран диафрагменный компрессор. Водородный контур был замкнутым, поэтому могла сохраняться высокая чистота циркулирующего газа. Смесь жидкого и газообразного водорода после расширительного клапана поступала по окруженному вакуумом трубопроводу в помещение и во внутрь реактора. Затем она проходила по змеевику вокруг камеры замедлителя и охлаждала его примерно до 20° К. Холодный газ и остатки жидкого водорода возвращались по вакуумному трубопроводу в теплообменник сжижителя.

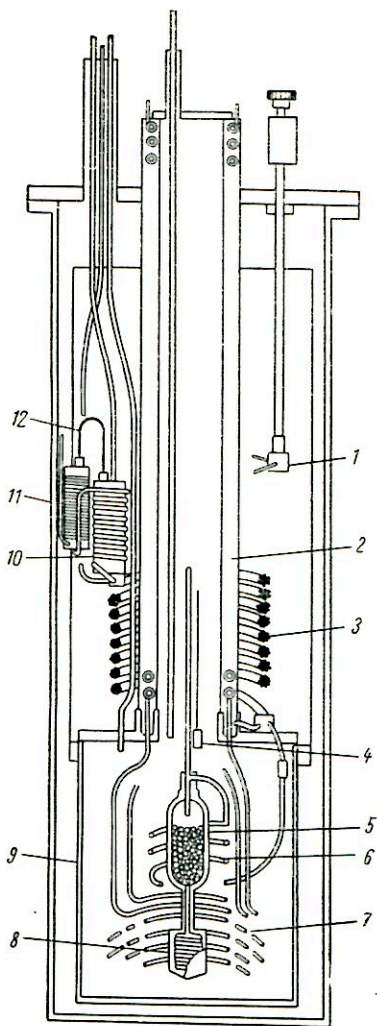


Рис. 21. Сжижитель водорода, используемый в реакторе DIDO.

Сжижитель фактически работал как охладитель. Использовался весь запас «холода» водорода, а не только скрытая теплота парообразования. Водород, необходимый для наполнения основного объема камеры замедлителя, подавался из цилиндра, расположенного внутри реакторного помещения.

На рис. 21 показан разрез сжижителя. Это обычный сжижитель Джоуля — Томпсона, но он содержит много новых особенностей. Имеется теплообменник сжижителя 2 типа змеевика, описание которого дано в работе [24]. Газ под высоким давлением проходит по шести параллельным медным трубкам, которые расположены по спирали вокруг цилиндри-

ческого барабана. Система закрыта внешней цилиндрической защитой. Возвращающийся газ низкого давления проходит через внутреннее пространство между обоими барабанами. Преимуществом такой конструкции является низкий импеданс по отношению к возвращающемуся газу низкого давления и простота конструкции.

Из теплообменника газ по трубкам поступает в ванну 9, наполненную жидким азотом, и, совершив несколько оборотов 7, попадает в коллектор 8. Из коллектора водородный газ под высоким давлением проходит через ловушку с древесным углем 5 (цилиндр из нержавеющей стали объемом 1 л, помещенный в сосуд с жидким азотом, который кипит при давлении, несколько превышающем атмосферное). Сосуд, в котором хранится жидкий азот, представляет собой баллон объемом 2000 л, в котором поддерживается давление 0,35 атм. Жидкий азот непрерывно подается в сжижитель по трубопроводу, окруженному вакуумом. Скорость заполнения контролируется магнитным клапаном, который ограничивает выход испаренного газа. Клапан управляется измерителем давления пара 4.

Водород из ловушки с древесным углем проходит через второй змеевик 6, который помещен в жидкий азот для охлаждения, так как при переходе ортоводорода в параводород во время контакта с древесным углем выделяется большое количество тепла. Затем водород поступает во второй теплообменник 3. Газ проходит по змеевику вокруг резервуара с жидким водородом 10, который охлаждает его приблизительно до 20° К. Через вторую ловушку с древесным углем 11 водород попадает в расширительный клапан. Таким образом, при нормальной работе перепад температуры в расширительном клапане 12 отсутствует.

Первоначально систему наполняют очень чистым водородом, и, поскольку он циркулирует по замкнутому контуру, чистота его со временем повысится.

Однако в некоторых участках трубопровода, проходящих внутри помещения реактора, возникают заторы. Это можно объяснить тем, что примесь азота или воздуха в водороде сначала поглощается двумя ловушками с древесным углем в сжижителе. Но по мере того, как примеси, сосредоточенные на поверхности древесного угля, омываются потоком водорода, они могут быть при известных обстоятельствах увлечены снова потоком водорода: очистители действуют так, что они только задерживают примеси. Растворимость азота в жидком водороде очень мала [25], но поток жидкого водорода может захватить в петлю целые кусочки примесей, которые оседают на стенках тех участков трубопровода, где начинается кипение жидкого водорода. Сильное кипение происходит в охлаждающих витках камеры замедлителя, и именно они являются

теми участками, в которых возникают заторы. Тщательная промывка компрессора и соответствующих трубопроводов чистым водородом перед началом работы позволяет бесперебойно работать 170 ч.

Расширительный клапан представляет собой капиллярную трубку из серебра длиной 0,3 мм. Длину трубки можно регулировать, чтобы получать необходимую степень охлаждения при температуре жидкого водорода. Сопротивление капилляра потоку значительно больше при комнатной температуре, поэтому имеется байпасный клапан 1, который позволяет получить наибольший поток в процессе охлаждения, так что для первоначального охлаждения петли можно использовать полную мощность компрессора. Смесь жидкого и газообразного

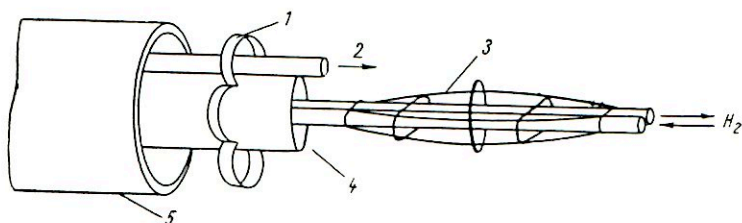


Рис. 22. Трубопровод для жидкого водорода в реакторе DIDO:
1 — внешний фиксатор; 2 — газ N_2 ; 3 — внутренний фиксатор; 4 — радиационная защита; 5 — вакуумный кожух.

водорода из расширительного клапана поступает в водородный резервуар, а затем по трубопроводу — в реактор. Эта смесь проходит вокруг охлаждающего змеевика внутри камеры замедлителя и возвращается по трубопроводу в сжижитель. Ко времени возвращения в сжижитель большая часть жидкости испаряется, но температура газа остается близкой к $20^\circ K$. Возвратившийся газ поступает в теплообменники и охлаждает входящий газ высокого давления, а затем возвращается в газгольдер.

Предполагается, что сжижитель работает непрерывно, и лишь иногда требуется вмешательство оператора. С каждой стороны сжижителя (со стороны высокого и низкого давлений) имеются вспомогательные клапаны, так что если в сжижителе или в трубопроводах возникают заторы, то повышенные давления не опасно. Для уменьшения вероятности взрыва в помещении сжижителя предусмотрены все обычные меры предосторожности.

Цикл движения жидкого водорода из сжижителя в реактор и холодного испаренного газа обратно в сжижитель по вакуумноизолированному трубопроводу длится около 25 мин.

На рис. 22 показана конструкция трубопровода. Две водородные линии скомпонованы вместе, но не соприкасаются

друг с другом. Проволочный фиксатор из нержавеющей стали служит для отделения водородных линий от радиационной защиты.

Тепловое сжатие различных участков трубопровода и радиационной защиты при охлаждении до 20 и 77° К соответственно приводит к перемещению целых секций внутри вакуумного кожуха. Сжатие трубопроводов длиной 6 м при охлаждении составляет около 10 мм, но прямоугольные соеди-

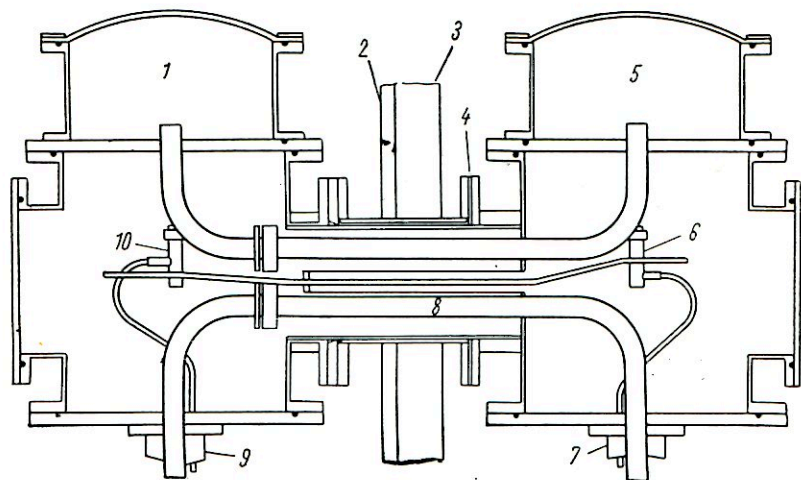


Рис. 23. Трубопровод для водорода реактора DIDO:

1 — рабочая камера; 2 — оболочка реактора; 3 — тепловая изоляция; 4 — прокладка; 5 — рабочая камера; 6 — клапан; 7 — трубопровод, ведущий к реактору; 8 — вентиляционная линия; 9 — трубопровод от сжижителя; 10 — клапан.

нения трубопроводов достаточно гибки, чтобы допустить соответствующее перемещение. Различие в сжатии водородной линии и радиационной защиты при охлаждении достаточно мало, и им можно пренебречь. Помещение реактора окружено стальным кожухом; там, где трубопровод с водородом пересекает стенку помещения, целостность кожуха должна быть сохранена. Это достигается использованием отдельных вакуумных кожухов для внутренней и внешней частей трубопровода с собственными вакуумными системами и размещением изолирующих клапанов на трубопроводе жидкого водорода (рис. 23).

На рис. 24 показана часть оборудования, расположенного внутри реактора, с некоторыми деталями камеры замедлителя. Камера замедлителя 6 впрессована в кожух, состоящий из двух половин. Обе половины свариваются вместе. Выпуклый конец камеры имеет толщину 1,5 мм, а вогнутый — 2 мм. Кожух изготовлен из сплава ZW1, так как он прочнее и легче алюминия. Это позволило уменьшить толщину кожуха и,

следовательно, нагрев металла γ -лучами. Форма камеры приближена к конфигурации «черного тела», насколько это позволили ее ограниченные размеры.

Охлажденный водород проходит по змеевику 7 внутри камеры. Площадь поверхности змеевика вместе с приваренным ребром была рассчитана в соответствии с данными о теплопередаче к жидкому кипящему водороду [26]. Выделение теп-

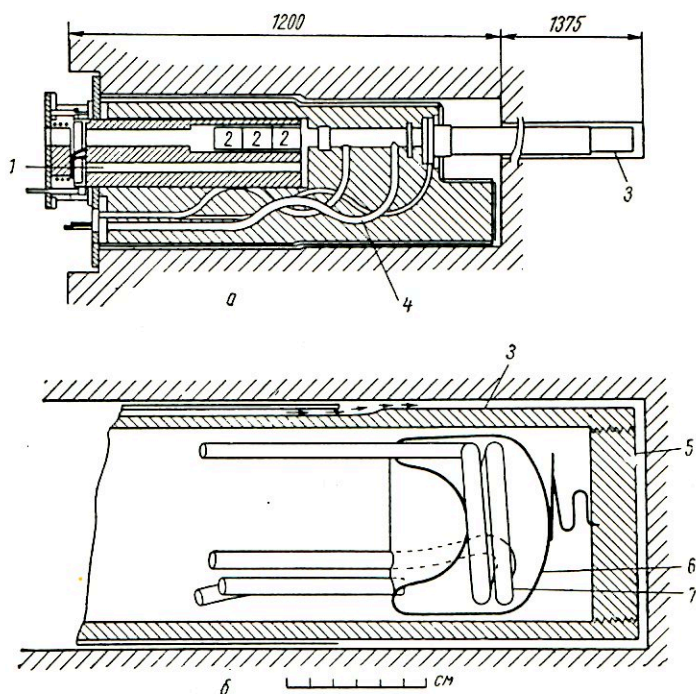


Рис. 24. Жидководородная петля в реакторе DIDO:
 а — расположение петли внутри реактора; б — камера замедлителя.

ла, обусловленного ядерным нагревом, была оценена равной 27 вт (18 вт — нагрев γ -лучами металла, 4 вт — нагрев γ -лучами водорода и 5 вт — нагрев водорода быстрыми нейтронами). Приток тепла из-за теплового излучения через тепловой контакт со стальными фиксаторами составлял 15 вт. Суммарные 42 вт следовало передать, во-первых, от жидкого водорода, наполняющего камеру, к стенкам охлаждающего змеевика и затем от внутренних стенок змеевика к охлаждающему водороду. Общий перепад температур на этих двух границах составлял 2—5°, так что, создавая абсолютное давление в камере замедлителя равным 5 ата, можно было поддерживать водород в жидком состоянии без кипения. Так как

трубопровод охладителя имел форму змеевика, то быстрый поток жидкости и газа, протекая по нему, разделялся под действием центробежных сил. Жидкость прижималась к внешней стороне с ускорением 500 *g*, а газ проходил по внутренней стороне трубок, что обеспечивало лучший контакт между кипящей жидкостью и стенками змеевика. Система конденсации водорода внутри камеры замедлителя аналогична системе, использованной в ВЕРО.

Если охладитель внезапно остановится благодаря, например, перекрытию изолирующего клапана, то жидкий водород внутри камеры замедлителя начнет кипеть и весь испарится за 2,5 *мин.* Когда камера будет опорожнена, тепло все еще будет выделяться за счет нагрева γ -лучами в количестве 18 *вт.* Если в вакуумном кожухе поддерживается высокий вакуум, то температура камеры значительно увеличится и превысит температуру окружающей среды, достигнув нескольких сотен градусов. Рост температуры нежелателен, поскольку имеется не только возможность деформации камеры из-за разницы давлений извне и внутри ее, но и возможность увеличения зерен в металле, если температура будет длительный период превышать 200° С. Этот рост зерен будет уменьшать прочность камеры. Таким образом, сразу же после прекращения подачи охлаждающего водорода для снятия тепла автоматический клапан должен впустить в вакуумный кожух азот.

Вакуумный кожух 3, окружающий камеру замедлителя, представляет собой толстостенный сосуд, предохраняющий от возможного взрыва камеры. Крышка 5 ввинчена в конец камеры и заварена. Это обеспечивает прочность и постоянство вакуума в кожухе. Тепло, выделяемое в вакуумном кожухе за счет ядерного нагрева (125 *вт.*), снимается потоком двуокиси углерода.

Трубопроводы с водородом крепятся фиксаторами из нержавеющей стали вблизи стенок вакуумного кожуха, так что они лишь незначительно закрывают нейтронный пучок. Снаружи реакторного отражателя водородные трубопроводы уходят от нейтронного пучка и проходят через биологическую защиту к поверхности реактора по специальным боковым каналам 4, которые имеют искривленную форму для уменьшения утечки нейтронов.

Для уменьшения примеси к холодным нейтронам других нейтронов пучок пропускается через бериллиевый фильтр 2, охлажденный до 77° К. Фильтр смонтирован на вращающемся механизме так, что его можно установить на пути пучка или удалить совсем, что позволяет использовать полный спектр нейтронов в пучке.

Аналогичная аппаратура установлена на реакторе ЕЛ-3 [27] и использована в качестве источника холодных нейтро-

нов. Она во многом напоминает петлю в реакторе DIDO, однако имеются и некоторые различия.

На рис. 25 показана схема контура. Здесь снова использована замкнутая жидководородная петля. Два компрессора с диафрагмами подают газообразный водород под давлением 130 атм в сжижитель. Жидкий и газообразный водород из клапана расширения разделяются в сжижителе, и жидкий водород по трубопроводу длиной 30 м поступает в помещение реактора. Трубопровод окружен радиационной защитой, охлаждаемой жидким водородом. Трубопровод имеет тщательно сконструированные соединения, которые легко собираются и способны изгибаться при расширении [28].

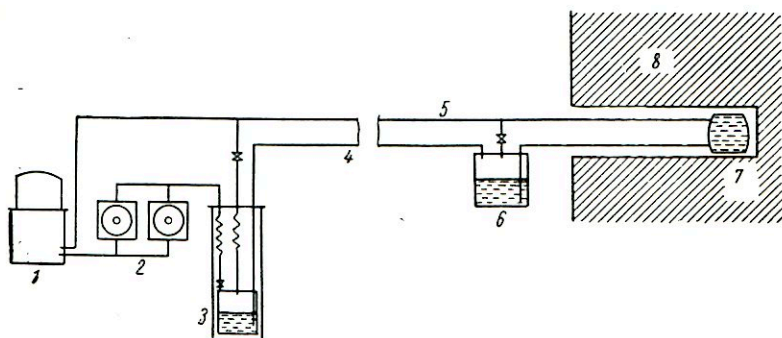


Рис. 25. Жидководородная петля реактора EL-3:

1 — газгольдер; 2 — компрессоры; 3 — сжижитель; 4 — вакуумный трубопровод;
5 — обратный трубопровод; 6 — сепаратор; 7 — холодный замедлитель; 8 — реактор EL-3.

Поток жидкого водорода проходит через камеру замедлителя при небольшом перепаде давлений. Камера замедлителя реактора EL-3 (рис. 26) сама по себе больше, чем камера реактора DIDO. Ее диаметр 106, а высота 75 мм. Камера наполняется жидким водородом непосредственно из водородного сжижителя. Газообразный водород, который образуется в камере при испарении, возвращается обратно в газгольдер.

Преимущество данной системы состоит в простоте, однако она имеет и недостаток: никогда не знаешь точно, какое количество жидкого водорода находится в камере замедлителя. Если ядерный нагрев очень велик, то камера не будет заполнена жидким водородом. Количество жидкого водорода достигает равновесного уровня, при котором ядерный нагрев металлического кожуха камеры и жидкого водорода точно равен охлаждению, осуществляемому в камере.

Камера замедлителя и вакуумный кожух изготовлены из алюминиевого сплава (3% магния), который упрощает изготовление деталей, однако ядерный нагрев металлического

кожуха при этом не минимален. Для охлаждения вакуумного кожуха использовали поток двуокиси углерода, но теплопередача к газу оказалась недостаточной, а температура вакуумного кожуха — довольно высокой, чтобы заметным образом нагреть камеру замедлителя тепловым излучением. Тогда по поверхности вакуумного кожуха пропустили поток воды, и этот эффективный охладитель уменьшил нагрев камеры замедлителя до 2 вт.

В результате изготовления камеры замедлителя с очень тонкими стенками (0,5 мм) ядерный нагрев ее поддерживался на уровне 4 вт, однако прочность камеры уменьшилась.

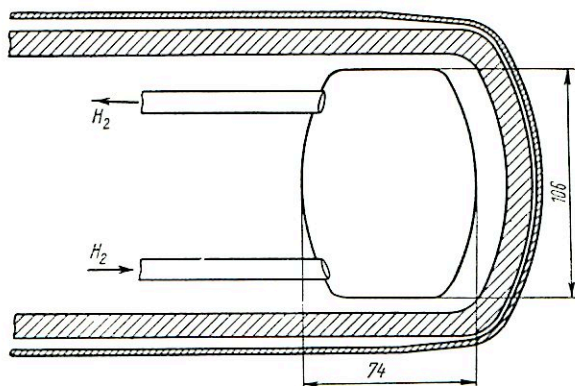


Рис. 26. Камера замедлителя реактора EL-3.

Когда циркуляция жидкого водорода прекращается, надо следить за тем, чтобы нагрев камеры не превысил комнатной температуры ($\sim 20^\circ \text{C}$). Для этого вакуумный кожух наполнялся смесью гелия и неона до давления 0,3—0,4 мм рт. ст. Когда жидкий водород циркулировал, давление падало примерно до 0,05 мм рт. ст. Подсчитано, что при этих условиях перетечка тепла через газ эквивалентна испарению 6 л жидкого водорода в час, в то время как генерация тепла за счет всех остальных источников составляла столько же. Вакуумное пространство не нуждалось в откачке, если в него не попадал водород.

Оборудование не было автоматизировано. Отсутствие автоматизации позволило использовать более простое оборудование и тем самым полностью избежать возможности серьезных аварий. Радиационная защита трубопровода постоянно поддерживается при температуре жидкого азота, так что для запуска петли требуется всего 1 ч. Обычно цикл работ длится 6 ч, хотя были достигнуты циклы длительностью до 100 ч. За два года петля служила источником холодных нейтронов в течение 2500 ч.

Безопасность

При использовании жидкого водорода в качестве холодного замедлителя или охладителя возникают серьезные проблемы безопасности работы. Смесь водорода и воздуха, содержащая от 4 до 74% водорода, взрывоопасна. Существуют и другие свойства жидкого водорода, требующие выполнения правил техники безопасности при работе с ним. Из-за высокой скорости ударной волны при взрыве смеси водорода с воздухом трудно в каждой точке создать эффективный огнетушитель (ловушку пламени). Кроме того, жидкий водород имеет такую низкую температуру, что воздух, попадающий в вакуумное пространство, конденсируется на холодных частях аппаратуры. Если появится неожиданно большая течь воздуха в вакуумный кожух, то конденсация воздуха приведет к испарению всего жидкого водорода в камере замедлителя. Это внезапное испарение может создать достаточно высокое давление и разорвать камеру замедлителя, в результате чего в вакуумном кожухе появится смесь водорода с воздухом, и статический электрический разряд в камере может вызвать взрыв. Количество сконденсированного в камере воздуха ограничено величиной скрытой теплоты испарения жидкого водорода и количеством жидкого водорода; 300 см³ жидкого водорода сконцентрирует 10 г воздуха, что составит около 1,7% взрывоопасного количества.

При работе с жидким водородом может сложиться и более опасная ситуация. Если возникнет небольшая утечка воздуха во время длительного цикла работы, он начнет конденсироваться, и, если аппаратура будет поддерживаться холодной несколько дней, может накопиться большое количество твердого воздуха. При облучении кислород может перейти в озон, разложение которого сопровождается взрывами. Эта детонация может повредить камеру замедлителя и привести к взрыву водорода и конденсированного воздуха.

Взрывы в трубопроводе с жидким азотом внутри реактора и в мишенях, охлаждаемых жидким азотом, происходили несколько раз. Они вызывались образованием озона в результате облучения примеси кислорода в жидком азоте [29].

В настоящее время, чтобы избежать взрывов, петли заполняют чистым жидким азотом. Часть аппаратуры, работающей в реакторе, выполняют в виде замкнутого контура, чтобы кислородные примеси не растворялись в жидком азоте, который находится в поле облучения. Взрывы в петлях с жидким водородом очень опасны, так как никогда не знаешь, какое количество воздуха сконденсировалось в аппаратуре.

Взрыв в той части петли, которая расположена вне реактора, может разрушить очень дорогостоящее оборудование и на многие месяцы вывести из строя источник холодных ней-

тронов. Такая опасность присуща любой жидководородной установке. Однако если взрыв происходит внутри реактора и разрушает сам реактор, то последствия будут значительно серьезнее. Следует принципиально исследовать вопрос о том, как можно избежать повреждения реактора. Во-первых, необходимо защитить отсек вакуумного кожуха внутри реактора от попадания воздуха, окружив его каким-либо инертным газом, например гелием или азотом. Во-вторых, нужно сделать достаточно прочным вакуумный кожух внутри реактора, чтобы он мог выдержать возможный взрыв внутри него. Первый путь привлекателен тем, что он уменьшает вероятность взрыва, который может вывести из строя источник холодных нейтронов. Однако полностью исключить проникновение воздуха в отсек кожуха очень трудно. Сказанное усугубляется еще и тем, что линия жидкого водорода, труба для вывода пучка нейтронов, вакуумная насосная линия и, возможно, линии для подачи жидкого азота или воды должны из пространства, заполненного инертным газом, войти в вакуумный кожух. С другой стороны, если давление, возникающее при взрыве, не слишком велико, использование прочного вакуумного кожуха очень удобно для предохранения реактора от разрушения. Отрицательные стороны этого способа состоят в том, что сам источник холодных нейтронов не гарантирован от разрушения и что толстые стенки вакуумного кожуха занимают много пространства.

Поскольку данные о взрывах жидкого водорода в замкнутом пространстве отсутствовали, в Харуэлле была выполнена серия простых экспериментов, позволившая измерить давление, возникающее при взрыве таких количеств смеси, которые обычно используются в небольших источниках холодных нейтронов.

Испытательная трубка с внутренним диаметром 80, толщиной стенок 6 и длиной 1200 мм в вертикальном положении была зарыта в землю. Нижний конец трубки был заварен. Верхний конец был частично закрыт набором перегородок, которые имитировали преграды, встречающиеся в реакторе в виде защиты, коллиматоров и т. д. На верху трубки помещался пьезоэлектрический датчик.

На рис. 27 показаны флуктуации давления в испытательной трубке, зарегистрированные в разных опытах. В первых четырех опытах трубку наполняли взрывоопасной смесью газов водорода и кислорода и зажигали ее небольшим детонатором, размещенным под самыми перегородками в верхней части трубки.

В результате измерений был обнаружен импульс давления, причем максимум давления составлял ~ 30 атм. Было замечено также, что ударная волна отражается от концов трубки. Во время этих испытаний возникали некоторые труд-

ности при осуществлении взрыва. Например, в предварительных экспериментах сосуд Дьюара наполняли жидким воздухом и жидким водородом в отношении 1 : 1. Вдоль оси сосуда была протянута проволока — взрыватель. Через нее разряжался конденсатор, после чего проволока перегорала.

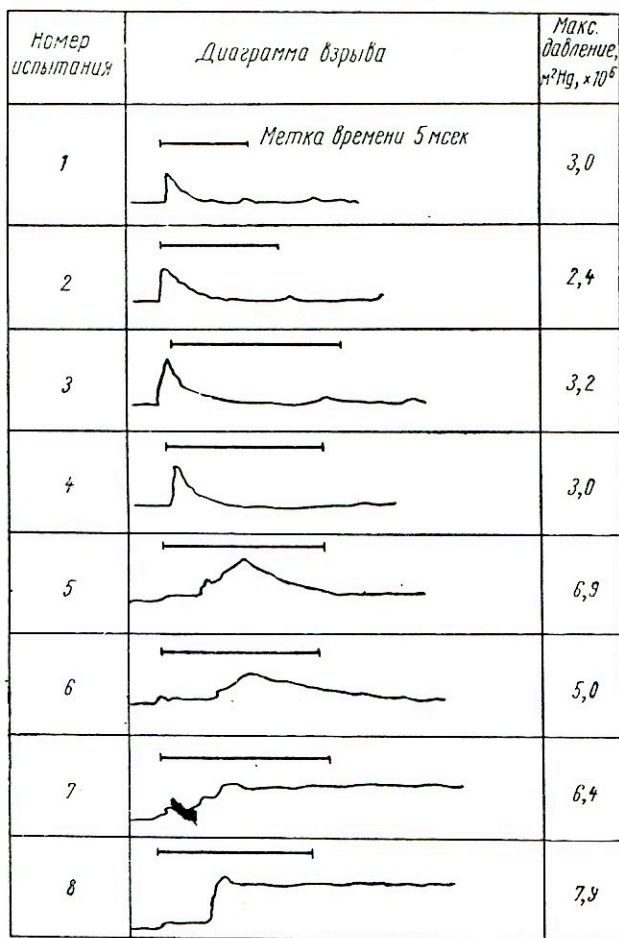


Рис. 27. Исследование взрывов жидкого водорода.

Это, однако, не вызывало взрыва, даже когда проволока пересекала поверхность соприкосновения воздуха и жидкого водорода. Чтобы обеспечить воспламенение, использовали трубку, которую заполняли взрывоопасной смесью газов, и взрыв начинался в газе. Образующаяся при взрыве ударная волна разбивала сосуд Дьюара, содержащий жидкий водород и твердый воздух, перемешивала компоненты и вызывала

полный взрыв. Были проведены три эксперимента с 300 см^3 жидкого водорода и 300 см^3 твердого воздуха. Диаграмма давления указывает на наличие резкой ударной волны, обусловленной взрывом газа. Ударная волна сопровождалась относительно медленным ростом давления, длившимся около 2 мсек, пока развивался основной взрыв. Максимальное давление составляло около 70 атм.

В последнем опыте на дно трубки помещали два отдельных сосуда Дьюара. Один содержал 300 см^3 жидкого водорода, другой — 150 см^3 жидкого кислорода, смешанного со 150 см^3 жидкого азота. При взрыве рост давления происходил быстрее, чем в предыдущих опытах, а максимальное давление достигало 76 атм.

Во всех опытах измеритель давления находился на дне трубки, а не в центре взрыва, который был на 76 мм выше. Измеренное давление могло не соответствовать максимальному давлению в центре взрыва. Это подтверждалось тем, что трубка была немного деформирована. Ее диаметр в непосредственной близости от центра взрыва увеличился на 0,76 мм.

Данная серия испытаний позволяет утверждать, что при конструировании вакуумного кожуха диаметром 75 мм, содержащего 300 см^3 жидкого водорода, толщину стенок сосуда следует рассчитывать, исходя из максимального давления 76 атм. При изготовлении кожуха из сплава циркония с магнием стенки толщиной 6 мм будут обладать пятикратным запасом прочности относительно взрыва. При использовании более прочного сплава из алюминия допустимы менее толстые стенки. Результаты испытаний могут служить руководством при конструировании взрывобезопасных источников холодных нейтронов небольших размеров. Однако, когда предполагается использование больших количеств жидкого водорода, экстраполировать полученные данные нельзя. Дальнейшие испытания необходимо проводить при больших диаметрах трубок и различных конфигурациях поверхности раздела водорода и воздуха.

Наиболее серьезным потенциальным источником взрывов является небольшая течь воздуха в вакуумный кожух. Это приводит к накоплению большого количества воздуха в твердом состоянии. Кислород и азот, имеющиеся в воздухе, конденсируются внутри вакуумного кожуха, а следы гелия, водорода и неона остаются в газообразном состоянии. Если вакуумный кожух не откачивается непрерывно, то по накоплению этих газов можно судить о натекании воздуха. Но чтобы иметь возможность на время измерений отключить откачку вакуумного кожуха, следует предъявить чрезвычайно высокие требования к вакуумным уплотнениям. Ухудшение вакуума до 10^{-5} мм рт. ст. наблюдается, когда сконденсируется 1 г воздуха.

Другой метод обнаружения течи состоит в том, что на выходе диффузионного насоса ставят закрытый сосуд. Накопление гелия, водорода и неона в сосуде приведет к медленному повышению давления. Увеличение давления будет пропорционально количеству твердого воздуха, сконденсированного в вакуумном кожухе. При использовании двухлитрового закрытого сосуда увеличение давления на 0,25 мм рт. ст. будет соответствовать конденсации 4 г воздуха. Такое количество

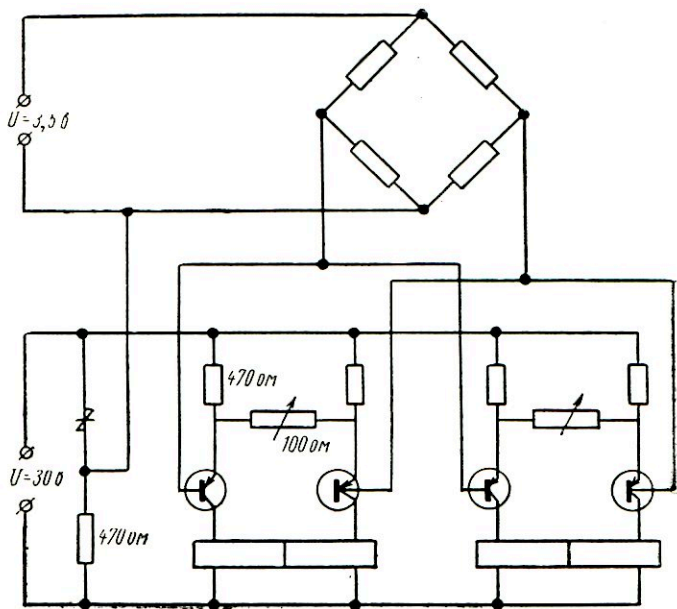


Рис. 28. Цепь монитора Пирани.

воздуха безопасно. Если допустимо накопление большего количества воздуха, то закрытый объем можно периодически откачивать во время проведения эксперимента без нагревания источника холодных нейтронов.

Манометр Пирани может служить простейшим монитором натекания воздуха. Одиночная нить Пирани, головка которой соединена с чувствительным реле, образует простую цепь, но она небезопасна в работе. Так, например, повреждение нити Пирани укажет на высокий вакуум и оставит оборудование без монитора.

На рис. 28 показана электрическая схема монитора, которая учитывает возможность повреждения большинства составляющих ее элементов. Левая пара транзисторов разбалансирована так, что величина тока через чувствительное реле достаточна для его включения до тех пор, пока сигнал

от нитей Пирани (включенных по мостовой схеме) указывает на давление ниже 0,25 мм рт. ст. Если давление превышает 0,25 мм рт. ст., ток в обоих транзисторах становится более сбалансированным, контакт на реле нарушается и прекращается подача жидкого водорода. То же самое происходит, если некоторые элементы схемы выходят из строя. Однако если выход из строя одной из двух нитей Пирани вызовет разбалансировку мостовой схемы, то это не повлияет на первое чувствительное реле. При этом правая пара транзисторов, которая имеет низкий уровень чувствительности, становится достаточно разбалансированной, чтобы сработало второе чувствительное реле, которое тоже подает сигнал о прекращении пуска жидкого водорода.

Такая система много месяцев удовлетворительно функционировала на петле с жидким водородом в реакторе DIDO. Следует сделать несколько практических замечаний относительно работы данной системы. Линия с жидким водородом не должна иметь течь, так как даже небольшое количество водорода, попав в вакуумную камеру, вызовет повышение давления в закрытом сосуде, в котором расположен монитор, и вся установка автоматически отключится, хотя воздух в систему и не попал. Было обнаружено, что давление в закрытом сосуде медленно и непрерывно повышается, даже когда вакуумный кожух отключен. Это можно объяснить попаданием воздуха в закрытый сосуд, или медленным выходом воздуха, растворенного в масле диффузионного насоса, или разложением самого масла. Поскольку увеличение давления исключить невозможно, закрытый сосуд периодически откачивается ротационным насосом, срабатывающим от сигнала запуска так, что медленно повышающееся давление никогда не достигает уровня срабатывания монитора. Дополнительный рост давления, вызванный попаданием воздуха в вакуумную камеру, будет зарегистрирован монитором раньше, чем успеет накопиться опасное количество твердого воздуха.

При работе с малыми источниками холодных нейтронов вакуумный кожух должен быть достаточно прочным, чтобы выдержать взрыв полного количества жидкого водорода в смеси с воздухом. Необходимо контролировать количество воздуха в вакуумной системе (в этом случае можно ограничить силу взрыва).

Может случиться так, что твердый кислород будет перемещаться в качестве примеси потоком жидкого водорода вплоть до камеры замедлителя и осядет там. В петле ВЕРО не было принято специальных предосторожностей от увлечения потоком твердого воздуха жидким водородом, но, несмотря на это, в течение четырех лет работы петли взрывы не возникали. Вероятно, во время цикла длительностью в несколько часов образуется такое количество озона, которое не

может вызвать разрушение или взаимодействовать с водородом сразу же после образования. В последнем случае реакция будет идти с малой интенсивностью и останется незамеченной. В замкнутых цепях, таких, как используемые в реакторах EL-3 и DIDO, вероятность возникновения подобных фактов меньше, поскольку чистота водорода значительно выше.

Конструкция большого источника холодных нейтронов

Все работающие источники холодных нейтронов помещали внутри реактора в отверстие диаметром 100—150 мм, и вследствие ограничения размеров их эффективность была ниже, чем максимальная теоретическая величина. Выход нейтронов с длиной волны 4 Å в три раза меньше выхода, который ожидается при достижении полного теплового равновесия нейтронов с замедлителем и при незначительном поглощении нейтронов. Увеличение выхода было бы полезно, но оно достигается ценой больших усилий и затрат. Исследуем источники холодных нейтронов, предназначенные для использования в значительно больших полостях реактора, и оценим практически возможность размещения источников холодных нейтронов в реакторах с большим потоком нейтронов, специально сконструированных для проведения экспериментов на пучках нейтронов.

В некоторых проектах в качестве охладителя предлагают использовать гелий при 14° К. Одним из преимуществ использования гелия, а не жидкого водорода является отсутствие возможности взрыва внешней аппаратуры. Следует использовать разделенные охладитель и замедлитель, так как жидкий гелий имеет такое малое сечение рассеяния, что практически его нельзя применить в качестве замедлителя ограниченных размеров, хотя отсутствие поглощения означает, что теоретически нет никаких причин, которые бы ограничивали использование большого количества жидкого гелия в качестве эффективного замедлителя.

Для получения достаточной теплопередачи от холодного замедлителя к охлаждающему его газу следует использовать большую охлаждаемую поверхность замедлителя, что означает увеличение массы металла в камере замедлителя и, следовательно, увеличение тепловыделения за счет поглощения γ -лучей. Давление в сосуде с жидким водородом может поддерживаться на уровне атмосферного или немного выше, если охлаждающий газ имеет температуру 14° К. Поэтому стенки камеры замедлителя можно сделать несколько тоньше, чем тогда, когда в качестве охладителя используется жидкий водород. Если в качестве охладителя использовать газ, то потребуются большое количество его. Следовательно, чтобы давление в трубопроводах поддерживалось низким, трубопро-

воды должны иметь большой диаметр (предполагается использование линий диаметром 18 мм). Прокладка таких линий, укрепленных на теплоизоляторах внутри вакуумного кожуха, через защитный материал в камеру замедлителя, мнущая канал для вывода нейтронов, может составить серьезную проблему.

Расчетная мощность охладителя для источника диаметром 250 мм, размещенного в реакторе бассейнового типа, составляет 300 вт при 14° К. Установку такого типа не нужно снабжать жидким азотом, поскольку все охлаждение будет осуществляться две высокоскоростные расширительные турбины, вращающиеся со скоростью 100 000 об/мин. Мощность, потребляемая компрессором, составит 115 квт, а основным вакуумным кожухом, содержащим теплообменники, будет служить цилиндр диаметром 1,3 и высотой 3,5 м.

Это описание дает представление о трудностях, которые возникают при использовании в качестве охладителя гелиевого газа, о проблемах передачи тепла к газовому охладителю и о размерах охладительной установки.

Даже если водородный охладитель заменить гелиевым, то сам источник холодных нейтронов содержит еще жидкий водород. Полная детонация 1 л жидкого водорода эквивалентна 0,45 кг тринитротолуола. Таким образом, большой источник холодных нейтронов на жидком водороде заключает в себе потенциальную опасность. Кроме того, водород обладает еще одним существенным недостатком: имеет относительно большое сечение поглощения. Большинство других водородсодержащих соединений обладает этими же двумя недостатками, и их использование сопряжено с проблемой радиационного повреждения.

Имеется несколько невоспламеняемых материалов с малым сечением поглощения: тяжелая вода, графит, бериллий, окись бериллия. Они могут оказаться подходящими для использования в качестве низкотемпературных замедлителей. Последние три материала прозрачны для холодных нейтронов. Но при использовании всех перечисленных материалов в качестве замедлителей возникают следующие три затруднения:

1. Поперечное сечение рассеяния названных материалов много меньше, чем у водорода, а атомная масса выше, так что длина замедления нейтронов значительно больше; следовательно, использовать их в полостях реакторов размерами 100—150 мм невозможно. Их применение становится целесообразным лишь при полости реактора размером 300 мм.

2. Так как атомные массы материалов существенно больше, чем у водорода, то нагрев γ -лучами большого объема потребует значительного увеличения емкости охладителя. Поэтому их не используют в реакторах с высоким потоком нейтронов.

3. Если цикл работы системы должен быть длительным, то радиационные повреждения холодного замедлителя могут оказаться значительными. При низкой температуре отжиг этих повреждений не происходит. Когда же замедлитель нагревается до комнатной температуры в ковше цикла или в какой-либо момент при остановке охладительного устройства, возникает серьезная проблема, связанная с внезапным выделением энергии Вигнера. В случае тяжелого льда дейтерий и водород образуются в оптимальном для сгорания соотношении. При нагревании возникает опасность спонтанной детонации замедлителя из тяжелого льда.

Первые два обстоятельства заставляют вернуться снова к рассмотрению водородсодержащих замедлителей. Исключая поглощение нейтронов, преимущество таких замедлителей заключается в возможности использовать их малые количества, что существенно снижает ядерный нагрев.

Водородсодержащие твердые тела под облучением подвержены разложению обычно с выделением водорода и полимеризацией молекул. Затвердевшие газы или жидкости, такие, как метан или пентан, при 20° К можно использовать в течение небольшого периода времени, а затем их нагревают, чтобы выделить продукты радиационных нарушений. В реакторе ВЕРО верхний предел длительности цикла составлял 5 ч, а в реакторе DIDO — около 20 мин. В реакторах с большим потоком такая процедура не применима. Если хотим использовать водородсодержащую жидкость (исключая жидкий водород), то температуру замедлителя следует поддерживать равной 83° К или выше. Источник холодных нейтронов с предельной эффективностью при 83° К дает выигрыш нейтронов с длиной волны 4 Å порядка восьми, а это выше, чем дает любой из существующих источников с жидким водородом. Однако очень трудно осуществить конструкцию источника холодных нейтронов с такой высокой эффективностью.

В табл. 4 приведены точки плавления и кипения нескольких водородсодержащих жидкостей, которые могут оказаться подходящими для использования в качестве холодных замедлителей.

Таблица 4
Точка плавления и точка кипения водородсодержащих замедлителей

Замедлитель	Точка плавления, °К	Точка кипения, °К	Замедлитель	Точка плавления, °К	Точка кипения, °К
Водород	14	20	Бутан	138	273
Метан	89	111	Пентан	113	301
Этан	101	185	Флороформ	110	191
Пропан	83	231	Бензол	278	353

В список включен фтороформ, преимущество которого состоит в невоспламеняемости, но его недостатком является склонность к разложению под действием излучения. Свободный фтор рекомбинирует мгновенно, а фтористый водород — нежелательный побочный продукт. Пропан имеет низкую точку плавления — 83°K и очень высокую точку кипения — 231°K . Фактически при комнатной температуре и давлении 20 атм его можно превратить в жидкость.

Исследования рассеяния медленных нейтронов в пропане проводили при комнатной температуре [30]. Ван Дингенин [10] исследовал его замедляющую способность. Было найдено, что в результате разложения молекул при облучении образуется водород и происходит полимеризация до более высоких углеводородов. Небольшие количества этих высоких углеводородов останутся растворенными в жидком пропане. Рассмотрим схему петли с жидким пропаном, ее преимущества и недостатки.

В реакторе бассейнового типа на легкой воде с радиальным каналом диаметром 300 мм вдоль оси канала существует очень большой градиент потока нейтронов, поэтому можно считать, что холодный замедлитель помещен в ток тепловых нейтронов. Если использовать жидкий пропановый замедлитель, то можно достигнуть 83°K . Допустим, что температура замедлителя во время цикла работы составляет 90°K , тогда если воздух проникнет в вакуумное пространство, то он не будет конденсироваться, даже если вакуумный кожух наполнится воздухом вследствие, скажем, разрушения окошка. Таким образом, для накопления жидкого или твердого воздуха в холодной части аппаратуры возможности не будет. Озон образовываться не будет. В случае потери герметичности в камере будет большой излишек пропана, и взрыв не произойдет. Предельное содержание пропана в воздухе, при котором он становится воспламеняемым, составляет $2\text{—}9\%$. Верхний предел значительно меньше, чем для водорода (74%), так что вероятность возникновения взрыва внутри реактора очень мала.

Данная система может оказаться настолько безопасной, что можно будет толстые стенки вакуумного кожуха, предназначенного для защиты реактора от разрушения взрывом, сделать значительно тоньше. Это освободит больше пространства для замедлителя и уменьшит поглощение тепловых нейтронов вблизи источника холодных нейтронов.

Так как температура замедлителя составляет только 90°K , то для получения максимальной эффективности источника форма и размеры замедлителя должны быть оптимальными. Конструкция замедлителя показана на рис. 16, в. Плотность водородных атомов в жидком пропане такая же, как и в жидком метане, так что жидкий пропан толщиной 20 мм

будет давать поток нейтронов, близкий к максимальному. Итак, центральная камера имеет толщину 20 мм, а диаметр ее должен соответствовать желаемому диаметру пучка нейтронов, скажем 100 мм. Это означает, что при низкой температуре нужно сохранить только 150 см³ холодного замедлителя. Вокруг центрального замедлителя располагается полусферический замедлитель из жидкого пропана, который служит отражателем и рассеивает холодные нейтроны частично обратно в центральный замедлитель. На пути пучка холодных

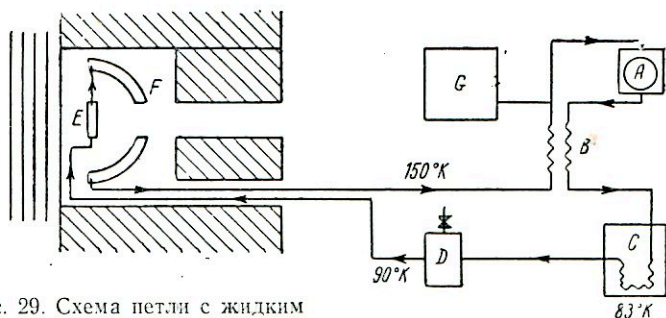


Рис. 29. Схема петли с жидким пропаном.

нейтронов устанавливают бериллиевую пластинку толщиной 20 мм. Она служит отражателем для тепловых и недостаточно охлажденных нейтронов и способствует поддержанию высокого потока этих нейтронов в центральном замедлителе. В то же время она пропускает холодные нейтроны. В такой системе трудно оценить влияние поглощения нейтронов, но каждый нейтрон должен либо пересечь толщину холодного замедлителя (20 мм), либо рассеяться от двух холодных поверхностей.

Криогенное оборудование, требующееся для функционирования такой петли, не очень сложное. Соответствующий контур показан на рис. 29. Компрессор низкого давления А, работающий при комнатной температуре с производительностью 9 м³/ч, прокачивает пропан через охлаждающую спираль в баке С с жидким азотом, который кипит при давлении 2 ата, так что его температура равна 83° К. Затем жидкий пропан проходит через сепаратор D, где он нагревается до 90° К, и в центральную часть камеры замедлителя E. Ядерный нагрев увеличивает его температуру еще на 5°. Затем пропан попадает в полусферы F, где его температура может увеличиться на 50°. Возвращающийся жидкий пропан испаряется в отсеке теплообменника с низким давлением и снова попадает в компрессор при комнатной температуре. Балластная емкость с газом поставляет достаточное количество газа, чтобы скомпенсировать флуктуации жидкости. Полимеры и пу-

будет давать поток нейтронов, близкий к максимальному. Итак, центральная камера имеет толщину 20 мм, а диаметр ее должен соответствовать желаемому диаметру пучка нейтронов, скажем 100 мм. Это означает, что при низкой температуре нужно сохранить только 150 см³ холодного замедлителя. Вокруг центрального замедлителя располагается полусферический замедлитель из жидкого пропана, который служит отражателем и рассеивает холодные нейтроны частично обратно в центральный замедлитель. На пути пучка холодных

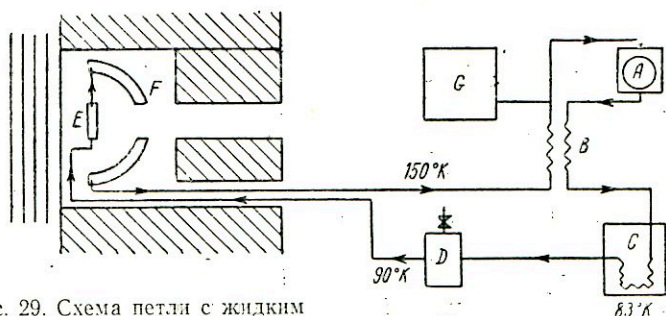


Рис. 29. Схема петли с жидким пропаном.

нейтронов устанавливают бериллиевую пластинку толщиной 20 мм. Она служит отражателем для тепловых и недостаточно охлажденных нейтронов и способствует поддержанию высокого потока этих нейтронов в центральном замедлителе. В то же время она пропускает холодные нейтроны. В такой системе трудно оценить влияние поглощения нейтронов, но каждый нейтрон должен либо пересечь толщу холодного замедлителя (20 мм), либо рассеяться от двух холодных поверхностей.

Криогенное оборудование, требующееся для функционирования такой петли, не очень сложное. Соответствующий контур показан на рис. 29. Компрессор низкого давления A, работающий при комнатной температуре с производительностью 9 м³/ч, прокачивает пропан через охлаждающую спираль в баке C с жидким азотом, который кипит при давлении 2 ата, так что его температура равна 83° K. Затем жидкий пропан проходит через сепаратор D, где он нагревается до 90° K, и в центральную часть камеры замедлителя E. Ядерный нагрев увеличивает его температуру еще на 5°. Затем пропан попадает в полусферы F, где его температура может увеличиться на 50°. Возвращающийся жидкий пропан испаряется в отсеке теплообменника с низким давлением и снова попадает в компрессор при комнатной температуре. Балластная емкость с газом поставляет достаточное количество газа, чтобы компенсировать флуктуации жидкости. Полимеры и пу-

Кроме того, дифракция на границе этих элементов вызывает дополнительный разброс пучка.

Волновая структура поверхности. Если на поверхности имеются относительно гладкие неровности, то угол отражения будет постепенно возрастать от отражения к отражению до тех пор, пока не превысит угол γ_c . Например, если произошло 20 отражений, то плоскостность поверхности должна быть приблизительно меньше, чем $\gamma_c \sqrt{20}$. С уменьшением длины волны нейтронов потери такого рода увеличиваются. Ясно, что отражение нельзя описать просто коэффициентом отражения. Следует учитывать расширение интервала углов отражения.

Глубина проникновения падающей волны

$$S_{1,e} = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\gamma_c^2 - \varphi^2}$$

составляет от 10^{-6} до 10^{-5} см [9]. Следовательно, покрытие поверхности зеркала можно делать очень тонким. В частности, его можно сделать из Ni^{58} , который обладает наибольшим критическим углом.

Рассмотрим вопрос об оптимальном размере поперечного сечения кривого нейтроновода. Чтобы получить малый фон, расстояние $y = L^2/2\rho$ должно быть достаточно большим, по крайней мере y должно быть не меньше $4d$. Комбинируя последнее равенство с уравнением (9) и учитывая, что $F = hd$, получим, что для $E < E^*$ интенсивность нейтронов почти не зависит от d . Это не справедливо для очень узких нейтроноводов, поскольку в этом случае очень велико число зигзагообразных отражений. Для $E > E^*$ интенсивность пропорциональна d^{-2} . (В данном случае потери при отражении не зависят от d .) Следовательно, для данной энергии и критического угла γ_c ширина щели d должна выбираться так, чтобы $\gamma_c = \sqrt{2d/\rho} \approx 4d/L$, что дает точно одно отражение. В два раза большая длина щели будет вполне достаточной.

Сравнение интенсивности нейтронов в различных экспериментальных устройствах

Ниже сравниваются интенсивности нейтронов, которые получаются в различных устройствах, формирующих пучки нейтронов: в прямолинейном канале для пучка с фильтром, в кривом зеркале, кривом нейтроноводе с прямоугольным сечением, в монокристалле как дифракционном отражателе.

Ограничимся обсуждением экспериментов двух типов. В первом случае для осуществления эксперимента необходимо, чтобы образец пересекало как можно больше медленных нейтронов независимо от их угловой расходимости и энергии. Такая ситуация типична для экспериментов по исследованию

γ -лучей, образующихся при захвате медленных нейтронов в черном образце. Для измерения полных поперечных сечений или в экспериментах по рассеянию необходима дополнительная селекция нейтронов по энергии. В этих экспериментах требуется очень малый фон нейтронов и γ -лучей.

Во втором случае рассмотрим эксперименты по рассеянию нейтронов на очень малые углы и учтем ограничение, накладываемое на геометрию пучка, которая определяется минимальным углом рассеяния θ_{\min} , под которым регистрируются нейтроны. Детальное рассмотрение интенсивности рассеяния показывает, что она увеличивается с увеличением энергии нейтронов, если закон рассеяния не круче, чем k^{-4} ($k = 2\pi\theta/\lambda$). С другой стороны, энергия должна быть меньше, чем энергия брэгговского обрезания для образца, чтобы исключить двойное брэгговское отражение [12, 13]. Эти два случая рассмотрим подробнее.

Эксперименты, требующие высокой интенсивности нейтронов. Выберем отверстие для вывода пучка умеренных размеров, площадь образца $F = hd = 10 \text{ см}^2$ и длину канала для пучка $L = 4 \text{ м}$. Следовательно, $\Omega = 6 \cdot 10^{-5}$. В экспериментах по исследованию γ -лучей захвата можно использовать полный спектр тепловых нейтронов. Поскольку нужен очень низкий фон γ -лучей, необходимо использовать фильтр — охлаждаемый монокристалл висмута. Согласно данным, приведенным в работе [14], при использовании фильтра длиной 40 см γ -лучи с энергией 2 Мэв ослабляются в $4 \cdot 10^{-8}$ раза, а нейтроны с энергией 2 Мэв — в $2 \cdot 10^{-4}$ раза. В данном эксперименте среднее пропускание тепловых нейтронов составляло $\bar{T} \approx 0,1$. Результат существенно зависит от степени совершенства монокристалла. Измеренная величина пропускания нейтронов через фильтр оказалась в три раза меньше расчетной.

Другой эффективный метод подавления фона нейтронов состоит в использовании вращающегося цилиндра с кривыми щелями на его поверхности (ось вращения цилиндра параллельна оси пучка нейтронов) [15]. Ротор такого типа длиной 100 см был сконструирован Александром и Кастнером [16]. При 8000 об/мин он пропускал 40% тепловых нейтронов, а пропускание быстрых нейтронов составляло 10^{-4} , пропускание γ -лучей — $1,5 \cdot 10^{-4}$. Для приведенных выше параметров при $T = 0,3$ для Vi-фильтра имеем

$$Z = I_0 F \Omega \bar{T} = 18 \cdot 10^{-6} I_0 F.$$

В случае вращающегося цилиндра имеется ограничение по Ω , поскольку максимально допустимая расходимость пучка d/L должна быть существенно меньше, чем наклон щели к оси ротора, $\psi = 2\pi nR/v_{Th} \ll 0,1$ (n — скорость вращения; v_{Th} — скорость тепловых нейтронов; R — радиус ротора). В случае

зырки водорода, образующиеся при облучении пропана, увлекаются потоком жидкого пропана. Когда концентрация растворенных полимеров становится слишком высокой, они либо высаживаются в теплообменнике *B*, где пропан испаряется, либо вымораживаются в охлаждающем змеевике *G*, где температура пропана достигает своего наименьшего значения. Если потребуется длительная безостановочная работа петли, то эти участки следует продублировать. Сепаратор *D* выполняет две функции. Газообразный водород, образующийся при облучении, выходит из жидкого пропана, и температура жидкого пропана увеличивается на 7° , так что он не может оставаться дальше насыщенным растворенными полимерами. Следовательно твердые полимеры не высаживаются внутри реактора. Во всяком случае, когда пропан циркулирует по петле, его температура возрастает так, что твердые полимеры осядут не раньше, чем они достигнут теплообменника *B*. Данная схема очень проста, однако во время работы возникает радиоактивность, которую следует учитывать.

На рис. 16, *a* показана форма камеры замедлителя, которую удобно использовать в изотропном случае, например в ВЕРО, где источник холодных нейтронов окружен активной зоной реактора. Однако, когда поглощение значительно, более подходящей может оказаться конструкция, показанная на рис. 16, *б*. В случае сильного поглощения конструкция (см. рис. 16, *a*) не всегда будет давать удовлетворительный пучок нейтронов. Конструкция (рис. 16, *в*) позволяет получить пучок нейтронов во всех случаях, когда поперечное сечение рассеяния больше поперечного сечения поглощения. Для одновременного получения нескольких пучков нейтронов конструкцию можно легко модифицировать. Для этого центральному замедлителю придается форма сферы (см. рис. 16, *в*). В конструкциях все пустые места заполняются графитом, чтобы во всех точках пространства поддерживать поток тепловых нейтронов настолько высоким, насколько это возможно.

Логическим развитием данной конструкции является двухступенчатый замедлитель. Центральный объем заполнен жидким водородом, а полусферы — жидким пропаном. Охлаждение до 20°K нужно осуществить только в маленьком объеме замедлителя, который, собственно, и является источником холодных нейтронов. Отражатель вокруг замедлителя охлаждается только до 90°K . Такая экономия в охлаждении может оказаться весьма полезной в реакторах с очень высоким потоком нейтронов.

Путем осуществления подобных разработок холодных замедлителей можно получить эффективные источники холодных нейтронов с большими размерами, что позволит либо сэкономить в охлаждении, либо увеличить интенсивность потока холодных нейтронов.

В предыдущих разделах было показано, как много неопределенностей возникает при конструировании какого-либо источника холодных нейтронов в реакторе. Можно оценить факторы, влияющие на выход холодных нейтронов, достигнуть некоторого разумного компромисса между противоположными требованиями, которые накладываются свойствами нейтронов и процессом охлаждения, и тем самым значительно увеличить поток холодных нейтронов. До сих пор такие рассуждения давали положительный результат, однако, когда речь идет о строительстве значительно больших по размеру холодных замедлителей (допустим, диаметром около 300 мм), требующееся охладительное оборудование значительно дороже; поэтому конструирование таких источников холодных нейтронов должно основываться на более строгих предпосылках.

Можно назвать три экспериментальных метода, которые позволяют получить такие предпосылки: микроскопические эксперименты, макроскопические эксперименты и эксперименты с отдельными простыми геометриями замедлителей.

Микроскопические эксперименты. В принципе можно измерить дифференциальное поперечное сечение рассеяния замедляющего материала для нейтронов с энергией в интервале от тепловой до 0,005 эв. Затем, предполагая, что геометрия холодного замедлителя достаточно проста, и затратив некоторые усилия на расчеты, можно подсчитать теоретически, какой выход холодных нейтронов следует ожидать. До сих пор дифференциальные поперечные сечения не были измерены в достаточно широком интервале энергий и с достаточной точностью. И в настоящее время нет исчерпывающих данных для жидкостей при низких температурах. Полное поперечное сечение газообразного водорода было измерено для обычного водорода при комнатной температуре, а для орто- и параводорода — при температуре 20° К. Эти измерения были выполнены для нейтронов с длиной волны, превышающей 4 Å. Отсутствуют измерения в той области, где сечения орто- и параводорода начинают расходиться.

Недавно Мак-Рейнольдс и Уйттемор [31] измерили полное сечение жидкого водорода и методом неупругого рассеяния нейтронов показали, что поведение жидкого водорода очень напоминает газообразный водород.

Даже если поперечное сечение известно хорошо, очень трудно подсчитать выход холодных нейтронов из замедлителя, имеющего какую-либо реальную геометрию.

Таким образом, хотя фундаментальные эксперименты и могут пролить свет на то, какие материалы являются хорошими замедлителями при низких температурах, трудно исполь-

зовать подобные данные при конструировании источника холодных нейтронов.

Макроскопические эксперименты. Противоположная процедура заключается в изготовлении модели источника холодных нейтронов с натуральными размерами и исследовании эффектов, возникающих при изменении некоторых параметров. Для этих целей использовался криостат, окруженный нейтронными источниками, которые вставлялись в парафиновые блоки, чтобы имитировать реактор. Благодаря низкому потоку нейтронов в экспериментах можно было измерить только некоторую среднюю температуру нейтронов, применяя поглотители из золота. Такие экспериментальные устройства в дальнейшем использовали, например, для качественного исследования влияния формы холодного замедлителя на выход холодных нейтронов. В результате проведенных экспериментов можно было ответить на вопрос, будет ли идеальная геометрия черного тела наилучшей при использовании замедляющего материала, обладающего существенным сечением поглощения (например, водородная компонента), и какая толщина стенок такой сферической полости будет оптимальной для выхода холодных нейтронов.

Данные эксперименты имели два недостатка: потоки нейтронов были слишком малы, чтобы можно было измерить спектры нейтронов, и распределение нейтронов по скоростям вокруг криостата могло очень сильно отличаться от соответствующего распределения в каком-либо реакторе. Измерения показали, что отношение числа тепловых и надтепловых нейтронов в замедлителе почти такое же, как и в реакторе с графитовым замедлителем. Если эксперименты проводить в тепловой колонне маломощного реактора, то можно использовать достаточно высокие потоки нейтронов, что позволяет измерить спектры нейтронов, генерируемых холодным источником. Используя поглотители и экранируя поток нейтронов, можно добиться такого распределения нейтронов, которое будет имитировать соответствующее распределение в каком-либо частном реакторе.

Для проведения таких экспериментов в тепловой колонне необходимо иметь большое вертикальное отверстие для криостата и отверстие для вывода пучка холодных нейтронов. Желательно иметь два отверстия для пучков параллельно и перпендикулярно направлению градиента потока. Это позволит имитировать радиальный и тангенциальный каналы в реакторе.

Подобные эксперименты позволяют сделать довольно точные оценки зависимости эффективности холодного замедлителя от его формы и размеров, но они не дают фундаментальных знаний для конструирования источника холодных нейтронов, предназначенного для размещения в реакторе.

Выбор формы замедлителя. Исследование рассеяния нейтронов от холодных замедлителей с различной геометрией представляет компромисс между двумя отмеченными методами и позволяет собрать качественные данные, которые можно использовать при конструировании источника холодных нейтронов. Можно рассмотреть три случая: а) предельный случай, когда замедлитель помещен в одномерный ток нейтронов, б) случай, когда замедлитель бомбардируется нейтронами, падающими на одну из его поверхностей под различными углами (2π -поток), в) другой предельный случай, когда замедлитель находится в изотропном потоке (4π -поток).

Первый случай приводит для очень тонких образцов к фундаментальным измерениям законов рассеяния. На рис. 30, а показана схема таких экспериментов. Для толстых образцов становится существенным многократное рассеяние. Если провести измерения для всех направлений исходных и рассеянных нейтронов, то, интегрируя полученные результаты, можно оценить эффективности многих практически полезных геометрий холодных замедлителей. Этот эксперимент может дать ответ на вопрос: будет ли более эффективным замедление при пропускании нейтронов через холодный замедлитель или достаточного замедления можно достигнуть просто отражением нейтронов от поверхности холодного замедлителя.

Второй случай можно осуществить в реакторе с обычной водой, где градиент потока нейтронов велик, поэтому при помещении холодного замедлителя можно считать, что нейтроны падают на него только со стороны активной зоны. На рис. 30, б схематически показано устройство, которое можно использовать для измерения пропускания нейтронов через образцы строго вперед. Можно измерить спектр нейтронов, пропускаемых холодным замедлителем, в зависимости от толщины материала и температуры холодного замедлителя.

При использовании тангенциального канала в реакторе на легкой воде можно исследовать рассеяние и в других направлениях (см. рис. 30, в). Если пластину холодного замедлителя расположить под углом 45° к оси канала, то исходные нейтроны будут падать на поверхность замедлителя более или менее однородно в пределах телесного угла 2π и можно будет наблюдать нейтроны, рассеянные под 45° к отражающей поверхности.

Третий случай изотропного потока, по-видимому, не имеет практического значения, так как большой замедлитель вряд ли можно расположить в центре активной зоны реактора с большим потоком. Ядерный нагрев делает невозможным такое размещение холодного замедлителя. Однако изотропный поток представляет другой предельный случай. Практически

градиент потока в реакторе с графитом или тяжеловодным замедлителем представляет что-то среднее между градиентами для случаев 2π- и 4π-потоков. Наиболее изотропный поток мо-

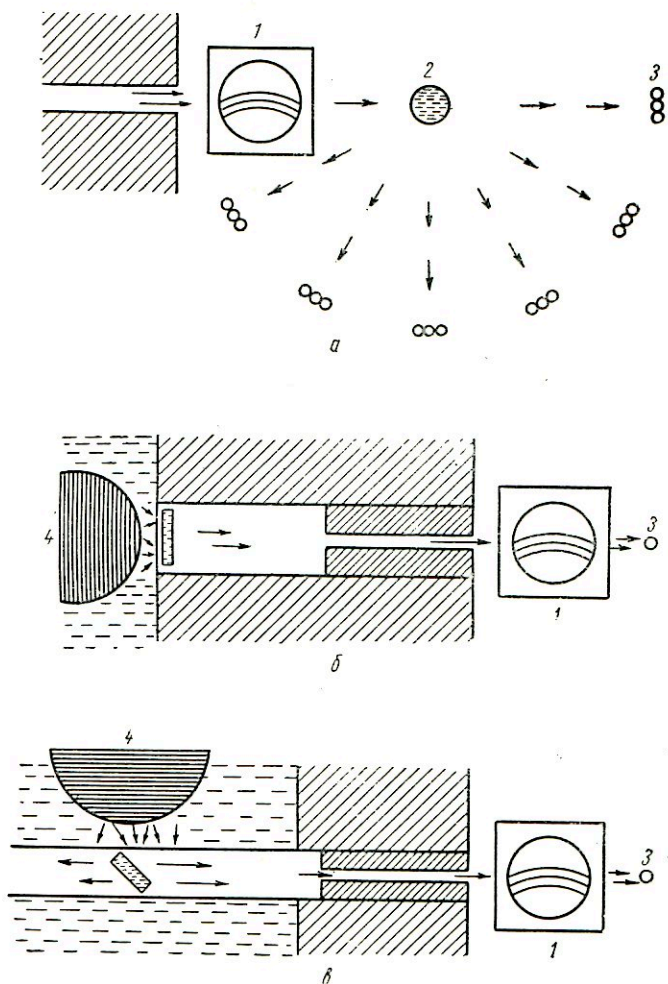


Рис. 30. Типы экспериментов с замедленными нейтронами:
1 — прерыватель; 2 — образец; 3 — счетчик; 4 — активная зона.

жно получить, помещая холодный замедлитель в центр мало-мощного реактора, такого, как ВЕРО. Это означает, что в центре активной зоны должен быть вертикальный канал диаметром, например, 300 мм. Если существует такой большой вертикальный канал и имеется горизонтальный канал для вывода пучка нейтронов, то стоимость криостата и соответствующую

шего оборудования не будет слишком высокой. Подобные эксперименты с простыми геометриями замедлителей дают информацию, достаточную для разумного конструирования холодных замедлителей, размещенных в реакторах различного типа.

Заключение

В статье описаны действующие источники холодных нейтронов, которые используются в экспериментах по рассеянию нейтронов, и рассмотрены различные параметры, влияющие

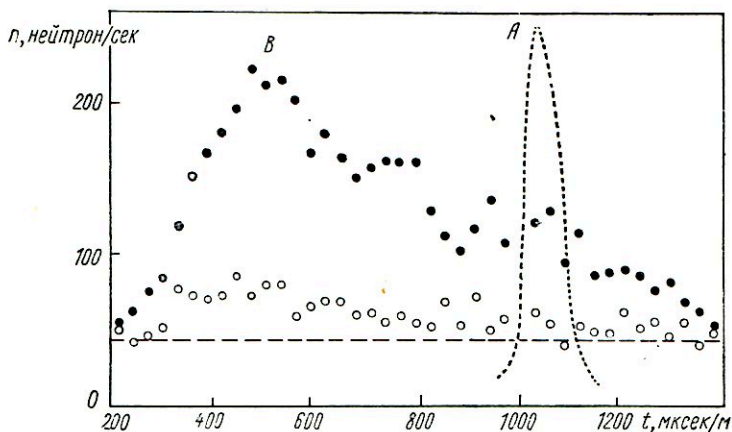


Рис. 31. Результаты измерений по рассеянию нейтронов.

на эффективность их работы. Проблемы, связанные с криогенным оборудованием, становятся более существенными, когда речь заходит о размещении оборудования внутри реактора с высоким потоком нейтронов. Предстоит приложить много усилий, чтобы разрешить инженерные проблемы, возникающие при создании источников холодных нейтронов с значительно большим потоком холодных нейтронов, чем получено в настоящее время.

В статье также обсуждались эксперименты, которые могут пролить свет на поведение нейтронов в холодных замедлителях. В частности, очень ценным устройством может оказаться сборка с малым потоком нейтронов, например в тепловой колонне маломощного реактора, где можно имитировать любое пространственное распределение потока нейтронов и определить влияющие формы и размеров замедлителя на его эффективность.

Существование источников холодных нейтронов позволяет выполнять более совершенные эксперименты на пучках ней-

тронов. В качестве примера на рис. 31 показаны результаты экспериментов по рассеянию нейтронов с длиной волны 4 \AA газообразным водородом при комнатной температуре на угол 75° . Пунктирной кривой *A* показан спектр исходных нейтронов. Светлыми кружками обозначен спектр рассеянных нейтронов, измеренный в течение 4-часовой серии при использовании холодных нейтронов, полученных непосредственно из реактора. Точки лежат лишь немного выше уровня фона, показанного горизонтально пунктирной линией. Зачерненными кружками изображен спектр для того же образца, полученный при 4-часовой серии измерений, но с использованием жидководородного источника. Совершенно четко выявлен пик *B*, принадлежащий неупруго рассеянным нейтронам. Увеличение выхода холодных нейтронов в 4 раза без соответствующего увеличения фона существенно улучшает качество получаемых экспериментальных результатов. При работе с нейтронами, имеющими большие длины волн, улучшение получается еще более существенным.

В последнее время источники холодных нейтронов использовались для решения многих практических задач. Если раньше их размещали в реакторах с малым потоком нейтронов, то теперь стоит вопрос об использовании холодных замедлителей в реакторах с большими потоками нейтронов. Это значительно расширит возможности метода, в котором используется источник холодных нейтронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hughes D. J., Schwartz R. B. Rept BNL-325 (1958).
2. Egelstaff P. A., Pease R. S. *Scient. Instrum.*, **31**, 207 (1954).
3. Halpern J. et al. *Phys. Rev.*, **52**, 142 (1937).
4. Sutton R. B. et al. *Phys. Rev.*, **72**, 1147 (1947).
5. Egelstaff P. A. et al. *Conference de Physiques des Basses Températures*, Paris, p. 375 (1955).
6. Butterworth I. et al. *Phil. Mag.*, **2**, 917 (1957).
7. Van Dingenen W., Hautecler S. CEN Rept 1888 (1960).
8. Van Dingenen W. *Nucl. Instrum. Meth.*, **16**, 116 (1962).
9. Webb F. J. Rept AERE-R, NP/R 2547 (1960).
10. Van Dingenen W. Private communication (1962).
11. Neve de Mevergnies et al. *Proc. Second International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy*, Geneva, 1958, N. Y., United Nations, Paper F/1673.
12. McReynolds A. W., Whittemore W. L. *Sympos. on Inelastic Scattering of Neutrons*, Paper IS/35. Vienna, 1960.
13. Borst L. B. *Sympos. on Inelastic Scattering of Neutrons*, Paper IS/30. Vienna, 1960.
14. Hughes D. J. et al. *Phys. Rev.*, **119**, 872 (1960).
15. Borst L. B. et al. *Phys. Rev. Letters*, **7**, 343 (1961).
16. Springer T., Weidemann W. *Z. Phys.*, **164**, 111 (1961).
17. Jacrot B. *Colloquim on Pile Neutron Research*, Paper PNR/49. Vienna, 1960.
18. Webb F. J., Pearce D. G. *Sympos. on Inelastic Neutron Scattering*. Paper SM-30/28. Chalk River, 1962.

19. Cohen E. R. USAEC Rept NAA-SR-1127 (1955).
 20. Webb F. J. Nucl. Sci. Engng, **9**, 120.
 21. Kottwitz D. A. Nucl. Sci. Engng, **7**, 345 (1960).
 22. Schofield P. Rept AERE-R3400 (1960).
 23. McReynolds A. W., Whittemore W. L. Sympos. on Inelastic Neutron Scattering. Paper SM-30/40. Chalk River, 1962.
 24. Parcinson D. H. Conference de Physiques des Basses Temperatures. Paris, 1955.
 25. Omar M. H., Dokovpil Z. Physica, **28**, 462 (1962).
 26. Lacaze A., Weil L. 10th Congress of IIF, Copenhagen, 1959.
 27. Jacrot B. et al. 10th Congress of IIF, Copenhagen, 1959.
 28. Weil L. 10th Congress of IIF, Copenhagen, 1959.
 29. Walker P. T. Rept AERE—M823 (1961).
 30. Strong K. A. et al. Phys. Rev., **125**, 933 (1962).
 31. McReynolds A. W., Whittemore W. L. Sympos. on Inelastic Neutron Scattering. Paper SM-30/56. Chalk River, 1962.
-

2. ПРИМЕНЕНИЕ ПРИНЦИПОВ НЕЙТРОННОЙ ОПТИКИ К ЭКСПЕРИМЕНТАМ С ПУЧКАМИ НЕЙТРОНОВ

Г. Майер-Лейбниц, Т. Спрингер

Введение

Показатель преломления для нейтронов

$$n = 1 - \frac{\lambda^2 N a_{\text{ког}}}{2\pi} \quad (1)$$

отличается от единицы самое большее на величину порядка 10^{-5} (N — атомная плотность; $a_{\text{ког}}$ — амплитуда когерентного рассеяния; λ — длина волны нейтрона). Поскольку для большинства веществ n меньше единицы, можно получить полное отражение без прохождения через вещество с критическим углом

$$\gamma_c = \sqrt{2(1-n)} \approx 10^{-3} - 10^{-2} \quad (2)$$

(см. таблицу).

Таблица показателей преломления и критических углов отражения для нейтронов с длиной волны $\lambda = 10 \text{ \AA}$ при их рассеянии различными материалами

Рассеиватель	$(1-n) \times 10^5$	γ_c , рад
Стекло	6	0,011
Сп	10	0,014
Ni	15	0,017
Ni ⁵⁸	21	0,020

Многие годы этот факт используется для самых различных целей. Плоские нейтронные зеркала применяли в основном в целях получения пучков поляризованных нейтронов [1, 2], для определения показателя преломления нейтронов [3—5].

В последнее время вращающиеся зеркала применяли для селекции холодных нейтронов [6]. Кривые зеркала использовали совместно с интерферометром Френеля [7]. В реакторе

FRM в Мюнхе было сооружено большое кривое зеркало для экспериментов по рассеянию на малые углы. Для отделения субтепловых нейтронов от фона быстрых нейтронов в реакторе FRM вывод нейтронов осуществляется по трубке с полным отражением [8]. В большинстве случаев нейтронные призмы не применимы для отклонения пучка, так как угол отклонения слишком мал. В интерферометре, отмеченном выше, использовалась двойная нейтронная призма. В работе Гольдбергера и Зейца [9] и в более поздней статье Халперна [10] было выполнено тщательное теоретическое исследование показателя преломления для нейтронов.

Последняя статья содержит литературный обзор, в котором рассмотрены случаи применения нейтронных зеркал и трубок для вывода нейтронов в экспериментах на пучках, особенно для следующих целей:

а) отделение фона (зеркала и кривые отражающие трубки);

б) выделение пучка субтепловых нейтронов из пучка тепловых нейтронов;

в) увеличение интенсивности нейтронов, если эффективный телесный угол канала пучка, работающего на принципе полного отражения, больше геометрического телесного угла.

Нейтронные зеркала

Плоские зеркала применяются при работе с коллимированными щелью пучками нейтронов. Например, стеклянное зеркало длиной $B = 200$ мм, размещенное под углом $\theta = 0,44 \cdot 10^{-2}$ к направлению исходного пучка, отражает пучок шириной 1 мм и действует как фильтр, который пропускает только нейтроны с длиной волны > 1 Å. На расстоянии 7 м первичный и отраженный пучки разойдутся на 60 мм, что достаточно для полного избавления от фона, за исключением нейтронов, диффузно рассеянных от зеркала. Диффузный фон можно уменьшить до пренебрежимо малой величины, если использовать второе отражение пучка нейтронов от другого зеркала. Коэффициент отражения одного стеклянного зеркала больше 80%, что для данного случая вполне достаточно.

Интенсивность отраженных нейтронов из коллимированного пучка ограничена телесным углом, под которым видна щель из точки наблюдения. Если использовать широкий пучок, то можно получить большую интенсивность, однако угол отражения и, следовательно, критическая длина волны меняются по поверхности зеркала.

Применяя кривые зеркала, нейтронный пучок из щели можно сфокусировать в линию. Эффективный телесный угол будет определяться не щелью, а зеркалом. Если использовать симметричное отклонение (рис. 1), то в первом приближении

угол падения остается постоянным по всему зеркалу. В этом случае имеют место оптимальные условия фильтрации пучка зеркала.

Фокусная длина f зеркала с радиусом кривизны ρ (обычно несколько сотен метров) определяется из выражения

$$2f = \gamma\rho \quad (3)$$

(γ — угол падения) или $(2f)^2 = x\rho$ (x — расстояние между ли

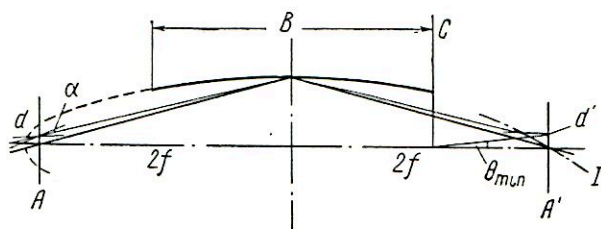


Рис. 1. Кривое зеркало с полным отражением в симметричном случае:

A и A' — плоскости объекта и изображения соответственно (показан наклон плоскости изображения I); d — высота объекта; d' — высота изображения в вертикальной плоскости A' ; C — плоскость, в которой помещают образцы в экспериментах на рассеянии на малые углы; θ_{\min} — соответствующий минимальный угол регистрации; B — длина зеркала.

нией, соединяющей объект и изображение, и касательной к зеркалу). Таким образом, для широкой щели, сравнимой с x .

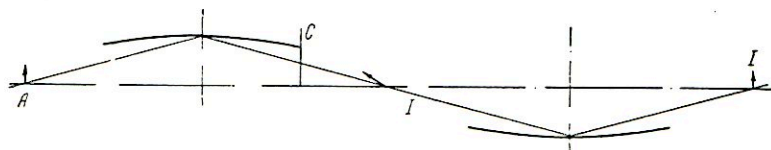


Рис. 2. Асимметричное устройство из двух зеркал, позволяющее в первом приближении исключить ошибки, вносимые кривизной плоскости изображения I (обозначения см. на рис. 1).

фокусная длина и расстояние до изображения значительно меняются, что приводит к значительному уширению изображения в плоскости A' , которое составляет приблизительно $d'/d = 1 + a/\gamma$, где d и d' — ширины сечения исходного пучка и изображения соответственно (см. рис. 1). Однако в антисимметричном устройстве, использующем два зеркала (рис. 2), изменения будут в первом приближении сбалансированы. Такое устройство позволяет получить оптимальное изображение в случае щели конечных размеров. Кроме того,

при втором отражении пучок очищается от фона без потери в интенсивности. Кривое зеркало можно получить с помощью устройства, показанного на рис. 3.

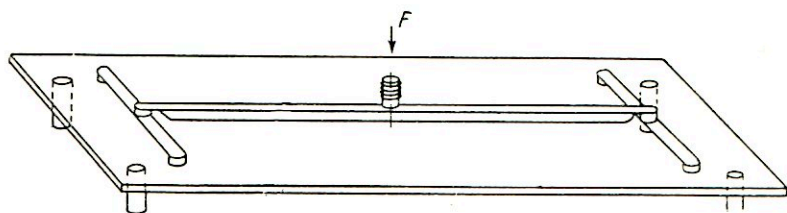


Рис. 3. Устройство для механического искривления зеркала.

Произведение нейтронной светимости на площадь и на телесный угол дает число нейтронов в 1 сек на 1 эв, пересекающих плоскость A' :

$$\frac{dZ}{dE} = I(E) h_0 d \frac{hB\gamma}{4f^2}. \quad (4)$$

Здесь h_0 — высота зеркала; d и h — ширина и высота сечения падающего пучка;

$$I(E) = \frac{\Phi(E)}{4\pi} = \frac{I_0 E e^{-E kT_n}}{(kT_n)^2} \quad (5)$$

есть число нейтронов в 1 $см^2$ на 1 стер на 1 эв, испускаемых поверхностью активной зоны в конце канала пучка (Φ — поток нейтронов в канале пучка вблизи активной зоны). Предполагается, что этот поток изотропен и имеет максвелловское распределение с температурой T_n .

Нейтронные трубопроводы

Пучок нейтронов, выходящий из прямой прямоугольной трубы с хорошо отполированными стенками, на одном конце которой вводятся замедленные нейтроны, состоит из двух компонент: во-первых, из нейтронов, попадающих прямо на выход, для которых

$$\frac{dZ}{dE} = I(E) h d \Omega = I(E) \frac{h^2 d^2}{L^2}, \quad (6)$$

где h и d — высота и ширина сечения трубы; L — ее длина, а $\Omega = hd/L^2$; и, во-вторых, из нейтронов, которые достигают выхода, отражаясь полностью от стенок. Если $\gamma_c > d/L$ и h/L , то

$$\frac{dZ}{dE} = I(E) \cdot 4\gamma_c^2(E) h d. \quad (7)$$

Поскольку при $E \ll kT_n$ γ_c^2 пропорционально E^{-1} , то dZ/dE будет постоянным. Пренебрегая потерями при отражении, по-

лучим, что медная трубка длиной 7 м и с площадью сечения $hd = 10 \text{ см}^2$ для нейтронов с длиной волны 10 \AA ($\gamma = 0,014 \text{ рад}$) дает выигрыш в интенсивности $G = 4\gamma_c/\Omega \approx 40$. При этом соответственно возрастет расходимость пучка.

Прямой пучок можно исклЮчить, искривляя трубку. Если радиус кривизны зеркала ρ , то расстояние между прямолинейной осью пучка и выходом, открывающим отверстие, составит $y = L^2/2\rho$. Если величина ρ равна нескольким сотням метров, то y может быть порядка нескольких сантиметров, что позволит существенно снизить фон. Предполагая геометрические формы стенок трубки совершенными, полное отражение в пределах критического угла γ_c и нулевое отражение за пределами этого угла, интенсивность нейтронов на выходе трубки можно подсчитать следующим образом (рис. 4):

а. Согласно теореме Лиувилля, нейтронная светимость остается постоянной после любого числа столкновений. В данной точке, которую выбрали на выходной плоскости трубки, число нейтронов на 1 см^2 в 1 сек определяется телесным углом $\omega = 4\theta\eta$, где θ и η углы в плоскостях x и y соответственно (см. рис. 4).

б. При последовательном отражении угол падения на одну и ту же стенку трубки всегда одинаков. Поэтому достаточно рассмотреть последнее отражение нейтрона от каждой стенки трубки, предполагая эту стенку бесконечно широкой, а другие стенки трубки отсутствующими. Угол падения на выпуклую стенку всегда меньше, чем на вогнутую, так что выпуклой стенкой можно пренебречь.

в. Конус разрешения охватывает углы $|\eta| < \gamma_c$ и $|\theta| < \theta_0$, где θ_0 определяется из условия $|\varphi| = \gamma_c$. Так как $\theta = \sqrt{\varphi^2 - 2x/\rho}$, то

$$\theta_0 = \sqrt{\gamma_c^2 - \frac{2x}{\rho}}.$$

Тогда число нейтронов на 1 см^2 в 1 сек в точке x составит

$$\frac{dZ}{dE} = I(E) \omega(E) = I4\gamma_c \sqrt{\gamma_c^2 - \frac{2x}{\rho}}.$$

Данное уравнение справедливо только для трубок с достаточной длиной, так что нейтроны достигают выхода из трубки

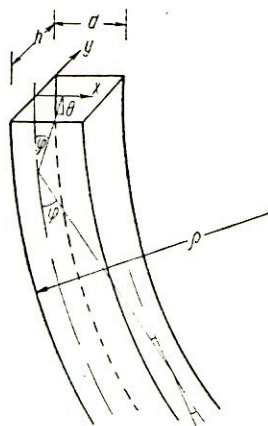


Рис. 4. Схематическое изображение кривой отражающей трубки:

x, y — выходная плоскость;
 ρ — радиус кривизны; d — ширина трубки.

только после того, как они отразятся от вогнутой стенки трубки.

На рис. 5 показано распределение интенсивности нейтронов в зависимости от x . При низких энергиях распределение довольно плоское. В этом случае преобладают зигзагообразные отражения. При высоких энергиях наибольшая интенсивность наблюдается со стороны вогнутой оценки. Нейтроны достигают выхода из трубки, последовательно рассеиваясь на вогнутой стенке, и никогда не касаются внутренней выпуклой стенки. Общая интенсивность нейтронов на

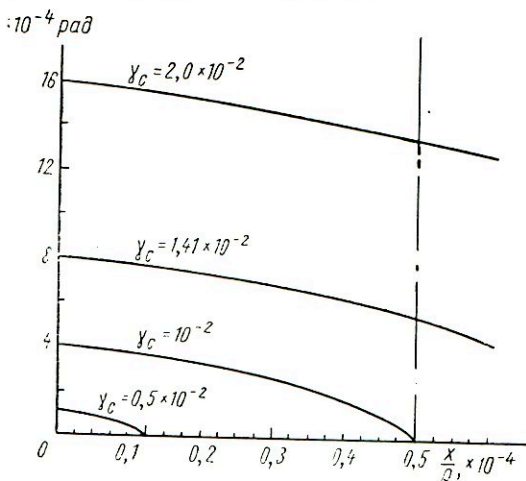


Рис. 5. Пространственное распределение интенсивности нейтронов для щелевого отверстия при различных критических углах, γ_c (E).

Штрих-пунктирной линией показана выпуклая стенка отверстия для произвольно выбранной ширины щели. $d = 0,5 \cdot 10^{-4} \rho$.

выходе получается интегрированием потока нейтронов по x , т. е.

$$\frac{dZ}{dE} = I4h\gamma_c \int_0^{x^*} \sqrt{\gamma_c^2 - \frac{2x}{\rho}} dx = I h \rho \gamma_c^4 \cdot \frac{4}{3} \left[1 - \left(1 - \frac{2x^*}{\rho \gamma_c^2} \right)^{3/2} \right], \quad (8)$$

где

$$x^* = \begin{cases} d & \text{для } \gamma^* < \gamma_c, \\ \rho \gamma_c^2 / 2 & \text{для } \gamma^* \geq \gamma_c \end{cases} \quad (\gamma^* = \sqrt{2d/\rho}).$$

Пусть E^* — критическая энергия, которую получим, приравняв характеристический угол γ^* углу γ_c в уравнении (2), тогда можно написать

$$\frac{dZ}{dE} = I(E) h d (\gamma^*)^2 \begin{cases} 4E^*/E & \text{для } E \ll E^*, \\ (8/3)(E^*/E)^2 & \text{для } E \geq E^*. \end{cases} \quad (9)$$

Зависимость телесного угла $\bar{\omega}$, усредненного по x , от E/E^* показана на рис. 6. Можно видеть, что при энергии, равной характеристической энергии E^* , наклон кривой спектра плавно изменяется. Выигрыш в интенсивности для этой энергии в сравнении с интенсивностью для прямой неотражающей трубки равен

$$G = \frac{8}{3} \frac{\gamma_c^2}{\Omega} (\Omega = hd/L^2),$$

что составляет $2/3$ выигрыша, который получается при использовании прямой отражающей трубки.

Первый нейтронвод был установлен на реакторе FRM. Он представлял собой круглую медную трубку диаметром $D = 3,4$ см с радиусом кривизны $\rho = 310$ м и длиной $L = 7$ м. Интенсивность нейтронов с энергией около 10^{-3} эв, полученная фильтрацией через висмут, была в 35—50 раз больше по сравнению с интенсивностью для прямой неотражающей трубки. При полном тепловом потоке вблизи активной зоны $5 \cdot 10^{12}$ нейтрон/(см²·сек) было получено около $6 \cdot 10^5$ нейтрон/(сек·см²). Фон для счетчика размером 50×250 мм, наполненного обогащенным бором, составлял 2 имп/мин. Поскольку трубка относительно короткая, использовали висмутовый фильтр толщиной 420 мм. Эту трубку применяли для исследования рассеяния нейтронов на малые углы на облученных и обработанных холодным способом образцах металлов. Другая трубка была установлена на реакторе FRM для измерений на механическом монохроматоре нейтронов с малой энергией. Ее использовали для определения очень малых не связанных со спином сечений рассеяния. Для выполнения этого эксперимента необходимо было свести фон к минимуму. Интенсивность рассеянных нейтронов измеряли калиброванными счетчиками, расположенными вокруг образца, охлажденного гелием.

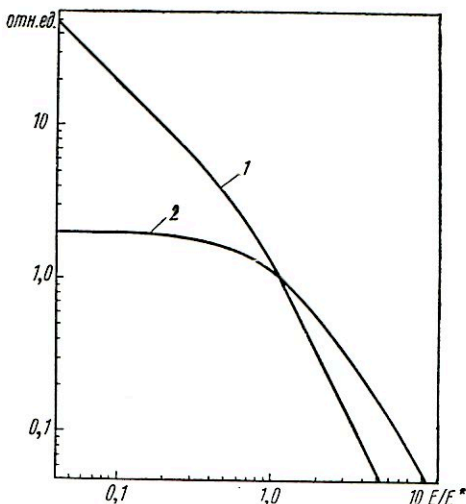


Рис. 6. Зависимость функции $\bar{\omega}/2\gamma^{*2}$ (кривая 1) и $100I(E)\bar{\omega}/2\gamma^{*2}I_0$ (кривая 2) от отношения E/E^* :

E — энергия нейтронов; E^* — энергия, соответствующая критическому углу $\gamma^* = 2d/\rho$; $I(E)$ — максвелловское распределение потока нейтронов с $kT_n = 10 E^*$.

Потери нейтронов при рассеянии в нейтроноводах

В нейтроноводах выигрыш в интенсивности нейтронов за счет телесного угла при увеличении γ_c для нейтронов с очень большими длинами волн ($E \ll E^*$) ограничен. Здесь преобладают зигзагообразные траектории и число отражений m возрастает по мере увеличения λ : $m = L\theta/d$.

Грубую оценку потери в интенсивности за счет отражения r^m можно получить, подставляя $\theta = \gamma_c$, т. е. максимально возможную величину θ . Для коэффициента отражения $r = 0,98$ при $\lambda = 25 \text{ \AA}$ и при $\gamma_c = 0,036$, $L = 7 \text{ м}$, $d = 20 \text{ мм}$ можно найти $m_{\max} = 12,6$, а $r^m = 0,78$. Для более коротких длин волн ($E > E^*$) преобладает отражение на вогнутой стенке, так что траектория полета нейтрона имеет вид гирлянды. Причем $m \approx L/2 \rho \varphi$, где φ — угол отражения (см. рис. 3). При $\varphi \leq \gamma_c(E)$, $\lambda = 0,5 \text{ \AA}$, $\gamma_c = 7 \cdot 10^{-4}$, $\rho = 300 \text{ м}$, $L = 7 \text{ м}$ найдем $m \geq 17$. Таким образом, выигрыш в интенсивности за счет телесного угла, который постепенно увеличивается при уменьшении энергии нейтронов, частично снижается потерями при отражении, причем потери одинаково важны как при малых длинах волн нейтронов, так и при больших. Если r близка к единице, то основная часть спектра остается невозмущенной. Отражательную способность изучали только Балли и др. [11] для стеклянного, кадмиевого, железного и медного зеркал для нейтронов с длиной волны $1,16 \text{ \AA}$. Для нейтронов с большими длинами волн эксперименты не проводились. В экспериментах с нейтроноводами длиной, превышающей 10 или 20 м, коэффициент отражения должен быть более 98%. Систематические исследования в этом направлении были бы чрезвычайно полезны.

Рассмотрим источники потерь нейтронов при отражении.

Тонкая структура поверхности. Отраженную плоскую волну следует рассматривать как суперпозицию сферических волн от всех поверхностных элементов зеркала. Статистические неоднородности поверхностных элементов зеркала вносят статистические сдвиги фаз, что приводит к более или менее диффузному отражению. Разность фаз, вызываемая одной небольшой ступенькой на поверхности с высотой δ , равна $\psi = (2\delta/\lambda) \sin \varphi$. Следовательно, шероховатости не оказывают влияния, если $\psi/2\pi = \varphi\delta/\pi\lambda \lesssim 0,1$. Это означает, что микроскопическая плоскостность должна быть меньше, чем $\delta = 200 \text{ \AA}$, независимо от длины волны λ , поскольку φ в среднем пропорционально λ .

Макроскопические шероховатости. Потери нейтронов возникают тогда, когда определенная часть поверхностных элементов имеет угол наклона, превышающий критический угол.

Кроме того, дифракция на границе этих элементов вызывает дополнительный разброс пучка.

Волновая структура поверхности. Если на поверхности имеются относительно гладкие неровности, то угол отражения будет постепенно возрастать от отражения к отражению до тех пор, пока не превысит угол γ_c . Например, если произошло 20 отражений, то плоскостность поверхности должна быть приблизительно меньше, чем $\gamma_c \sqrt{20}$. С уменьшением длины волны нейтронов потери такого рода увеличиваются. Ясно, что отражение нельзя описать просто коэффициентом отражения. Следует учитывать расширение интервала углов отражения.

Глубина проникновения падающей волны

$$S_{1/e} = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\gamma_c^2 - \varphi^2}$$

составляет от 10^{-6} до 10^{-5} см [9]. Следовательно, покрытие поверхности зеркала можно делать очень тонким. В частности, его можно сделать из Ni^{58} , который обладает наибольшим критическим углом.

Рассмотрим вопрос об оптимальном размере поперечного сечения кривого нейтроновода. Чтобы получить малый фон, расстояние $y = L^2/2 \rho$ должно быть достаточно большим, по крайней мере y должно быть не меньше $4d$. Комбинируя последнее равенство с уравнением (9) и учитывая, что $F = hd$, получим, что для $E < E^*$ интенсивность нейтронов почти не зависит от d . Это не справедливо для очень узких нейтроноводов, поскольку в этом случае очень велико число зигзагообразных отражений. Для $E > E^*$ интенсивность пропорциональна d^{-2} . (В данном случае потери при отражении не зависят от d .) Следовательно, для данной энергии и критического угла γ_c ширина щели d должна выбираться так, чтобы $\gamma_c = \sqrt{2d/\rho} \approx 4d/L$, что дает точно одно отражение. В два раза большая длина щели будет вполне достаточной.

Сравнение интенсивности нейтронов в различных экспериментальных устройствах

Ниже сравниваются интенсивности нейтронов, которые получаются в различных устройствах, формирующих пучки нейтронов: в прямолинейном канале для пучка с фильтром, в кривом зеркале, кривом нейтроноводе с прямоугольным сечением, в монокристалле как дифракционном отражателе.

Ограничимся обсуждением экспериментов двух типов. В первом случае для осуществления эксперимента необходимо, чтобы образец пересекало как можно больше медленных нейтронов независимо от их угловой расходимости и энергии. Такая ситуация типична для экспериментов по исследованию

γ -лучей, образующихся при захвате медленных нейтронов в черном образце. Для измерения полных поперечных сечений или в экспериментах по рассеянию необходима дополнительная селекция нейтронов по энергии. В этих экспериментах требуется очень малый фон нейтронов и γ -лучей.

Во втором случае рассмотрим эксперименты по рассеянию нейтронов на очень малые углы и учтем ограничение, накладываемое на геометрию пучка, которая определяется минимальным углом рассеяния θ_{\min} , под которым регистрируются нейтроны. Детальное рассмотрение интенсивности рассеяния показывает, что она увеличивается с увеличением энергии нейтронов, если закон рассеяния не круче, чем k^{-4} ($k = 2\pi\theta/\lambda$). С другой стороны, энергия должна быть меньше, чем энергия брэгговского обрезания для образца, чтобы исключить двойное брэгговское отражение [12, 13]. Эти два случая рассмотрим подробнее.

Эксперименты, требующие высокой интенсивности нейтронов. Выберем отверстие для вывода пучка умеренных размеров, площадь образца $F = hd = 10 \text{ см}^2$ и длину канала для пучка $L = 4 \text{ м}$. Следовательно, $\Omega = 6 \cdot 10^{-5}$. В экспериментах по исследованию γ -лучей захвата можно использовать полный спектр тепловых нейтронов. Поскольку нужен очень низкий фон γ -лучей, необходимо использовать фильтр — охлаждаемый монокристалл висмута. Согласно данным, приведенным в работе [14], при использовании фильтра длиной 40 см γ -лучи с энергией 2 Мэв ослабляются в $4 \cdot 10^{-8}$ раза, а нейтроны с энергией 2 Мэв — в $2 \cdot 10^{-4}$ раза. В данном эксперименте среднее пропускание тепловых нейтронов составляло $\bar{T} \approx 0,1$. Результат существенно зависит от степени совершенства монокристалла. Измеренная величина пропускания нейтронов через фильтр оказалась в три раза меньше расчетной.

Другой эффективный метод подавления фона нейтронов состоит в использовании вращающегося цилиндра с кривыми щелями на его поверхности (ось вращения цилиндра параллельна оси пучка нейтронов) [15]. Ротор такого типа длиной 100 см был сконструирован Александром и Кастнером [16]. При 8000 об/мин он пропускал 40% тепловых нейтронов, а пропускание быстрых нейтронов составляло 10^{-4} , пропускание γ -лучей — $1,5 \cdot 10^{-4}$. Для приведенных выше параметров при $T = 0,3$ для Vi-фильтра имеем

$$Z = I_0 F \bar{\Omega} \bar{T} = 18 \cdot 10^{-6} I_0 F.$$

В случае вращающегося цилиндра имеется ограничение по Ω , поскольку максимально допустимая расходимость пучка d/L должна быть существенно меньше, чем наклон щели к оси ротора, $\psi = 2\pi nR/v_{Th} \ll 0,1$ (n — скорость вращения; v_{Th} — скорость тепловых нейтронов; R — радиус ротора). В случае

висмутового фильтра ограничение расходимости условием Брэгга несущественно.

Сравним приведенные выше результаты с результатами, которые можно получить при использовании кривого, полностью отражающего нейтронвода щелевого сечения ($h = 50$ мм и $d = 20$ мм). Радиус кривизны следует выбрать достаточно малым, чтобы получить приемлемое расстояние y между выходным отверстием канала и осью прямого пучка. Кривая часть нейтронвода имеет длину 7 м. Если выбрать $\rho = 400$ м, то $y = 6$ см. Этого вполне достаточно, чтобы получить малый фон быстрых нейтронов на выходе из нейтронвода. При таких условиях толщину висмутового или бериллиевого фильтров можно уменьшить или вообще не пользоваться ими. В этом случае потерей в интенсивности можно пренебречь. Характеристический угол трубки $\gamma^* = 10^{-2}$. Для меди находим $\lambda^* = 7 \text{ \AA} \approx \lambda_{\text{Брэгга}}(\text{Вi})$ и $E^* = 1,7 \cdot 10^{-3}$ эв. Интегрируя выражение (8), получим полную интенсивность нейтронов

$$Z \approx I_0 F \cdot 6,4 \frac{d}{\rho} \left(\frac{E^*}{kT_n} \right)^2 = 1,5 \cdot 10^{-6} I_0 F$$

при $kT_n = 0,025$ эв. Полученная величина интенсивности меньше, чем при использовании фильтрованного пучка, но зато фон существенно снизился. Интенсивность, полученная для кривого зеркала при аналогичных условиях, примерно в 10 раз меньше, чем для кривого нейтронвода.

Еще большее пространственное разделение между прямым пучком, содержащим фон, и пучком медленных нейтронов можно получить при дифракции на монокристалле. Интенсивность в этом случае согласно [17] равна

$$Z = I_0 F \Omega \left(\frac{E}{kT_n} \right)^2 e^{-E/kT_n} \cdot 2R\mu \operatorname{ctg} \gamma_B,$$

где γ_B — брэгговский угол; R — коэффициент отражения (~ 1); μ — мозаичный разброс. Максимально возможная интенсивность получается для $E \approx 2,5 kT_n$ ($\gamma_B = 11^\circ$), если кристалл достаточно велик, чтобы перекрыть всю ширину пучка. Экспериментальные исследования на свинцовом кристалле дали $\mu R = 0,16^\circ$ [18]. Отсюда получим

$$Z = I_0 F \Omega \cdot 0,015 = 0,9 \cdot 10^{-6} I_0 F.$$

Изготовить кристалл с большим эффективным мозаичным разбросом очень сложно.

Эксперименты по рассеянию на малые углы. Для того чтобы фон нейтронов и γ -лучей был малым, используют комбинированный фильтр из бериллия и висмута. Такой фильтр и механический селектор для медленных нейтронов позволяет выделить достаточно узкий энергетический интервал. Для

большинства исследуемых проблем вполне достаточно разрешение $\Delta E/E \approx 0,2$. Поскольку функция рассеяния зависит только от θ/λ (θ — угол рассеяния), угловое разрешение $\Delta\theta/\theta$ следует выбрать такого же порядка, как и $\Delta E/E$.

Рассмотрим следующее устройство. Сечение пучка имеет щелевую форму (площадь hd , длина нейтропровода L). Рассеивающий образец помещен вплотную к отверстию на выходе из канала. На расстоянии $2f$ от рассеивающего образца расположен детектор. Минимальный угол регистрации θ_{\min} ограничивается условием $\theta_{\min} = (d/L)(1 + L/2f)$, откуда следует, что θ_{\min} может быть $\sim 2d/L$. Используя уравнение (6), найдем

$$Z \approx I_0 h^2 \frac{\theta_{\min}^2}{4} \frac{\Delta E}{E} \left(\frac{E}{kT_n} \right)^2.$$

Например, при $h = 4$ см, $\Delta E/E = 0,2$, $E = 1,3 \cdot 10^{-3}$ эв

$$Z = I_0 \theta_{\min} \cdot 36 \cdot 10^{-4}.$$

Примерно такое же значение интенсивности получается для системы, состоящей из фокусирующего зеркала и образца, расположенного вплотную к зеркалу (см. рис. 1). В уравнении (4) $B/2f$ не может превышать $1/2$ и γ должно быть меньше γ_c . Следовательно, максимальная величина

$$\frac{B\gamma}{2f} \approx \frac{\gamma_c}{2}.$$

Для стеклянного зеркала при длине волны 7 \AA получим согласно этому выражению величину $4 \cdot 10^{-3}$. Далее имеем

$$\frac{d'}{2f} \approx \frac{d}{2f} \approx 0,5 - 0,70_{\min}$$

при ограничении $d/2f < 0,3 - 0,5\gamma_c$. Величины h и h_0 определяются максимально возможной высотой сечения пучка.

Следует стремиться к тому, чтобы нейтроны «освещали» весь телесный угол, образуемый зеркалом и щелью. Это условие ограничено (рис. 7). Например, при $2f = 6$ м, $h = h_0 = 4$ см и $L = 4$ м понадобится канал, высота сечения которого вблизи активной зоны $h_1 = 9,3$ см. Фон в счетчиках от такого большого отверстия можно уменьшить, если ширина отверстия не превышает необходимой величины. Этого можно достигнуть без уменьшения телесного угла при помощи стенок, отражающих нейтроны. Расходимость такой трубки будет больше, чем необходимо, если показатели преломления стенок трубки и зеркала примерно равны.

Используя приведенные выше данные, получим следующее значение интенсивности для системы, включающей зеркало:

$$Z = I_0 h^2 \frac{\theta_{\min} \gamma_c}{4} \frac{\Delta E}{E} \left(\frac{E}{kT_n} \right)^2.$$

Сравнивая это выражение с приведенным выше для системы без зеркала, можно сделать вывод, что система с зеркалом более предпочтительна, когда исследуются углы меньше γ_c . Кроме того, во всех случаях фон будет меньше для системы с зеркалом.

Другой метод селекции энергии и фокусирования пучка в экспериментах по рассеянию на малые углы состоит в использовании кривого дифракционного кристалла. Вследствие ограничения длинными волнами в качестве кристалла можно использовать только слюду. Недостатком кристалла является то, что $\Delta E/E$ меньше, чем это необходимо для большинства подобных исследований. С другой стороны, телесный угол,

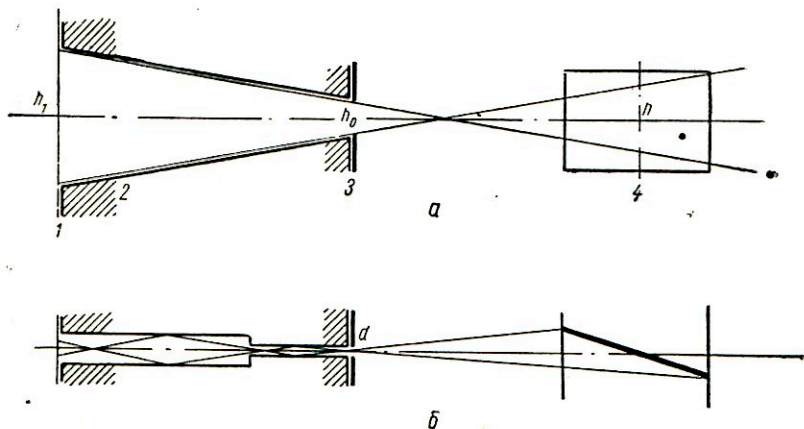


Рис. 7. Геометрия пучка в вертикальной (а) и горизонтальной (б) плоскостях (h_0 — высота щели; d — ширина щели):
1 — плоскость источника; 2 — щелевое отверстие для пучка нейтронов; 3 — срез канала; 4 — изогнутое зеркало.

охватывающий те нейтроны, которые могут быть отражены и сфокусированы, значительно больше, чем для зеркала.

Предварительные исследования на реакторе FRM показали, однако, что очень трудно изготовить достаточно большой свободный от водорода кристалл из слюды и тем более изогнуть его. Каухонс [19] и Стиллер [20] описали применение кривых и плоских кристаллов для дифракции γ -лучей и нейтронов. Для того чтобы избежать рассеяния слюдой быстрых нейтронов, требуются два кривых кристалла.

Сравнивая рассчитанные интенсивности нейтронов, можно сделать следующие выводы:

1. В том случае, когда нужна высокая суммарная интенсивность нейтронов, наилучшие результаты дает канал с фильтром.

2. Дальнейшее увеличение интенсивности можно получить, если стенки канала сделать отражающими. Выигрыш существ-

вен только в том случае, когда угол γ_c велик в сравнении с геометрической расходимостью d/L .

3. Кривые, отражающие каналы, дают значительно меньший фон, а также и меньшую интенсивность. Для исследования поглощения, подчиняющегося закону $1/v$, скорости счета в первом и третьем случаях могут быть сравнимы в пределах фактора 2, так как спектр в последнем случае мягче. Интенсивность для кривого канала примерно равна интенсивности дифракционного кристалла малого разрешения.

4. В экспериментах по рассеянию на малые углы предпочтительным является кривое зеркало по сравнению с плоским (до углов около 10^{-3} рад). Для этих экспериментов нужны каналы с очень узкими отверстиями.

Возможности использования нейтронотводов в исследовательских реакторах с большим потоком нейтронов

Нейтронотводы с большой длиной можно использовать для соединения активной зоны реактора с внешними лабораториями (вне реакторного помещения) (рис. 8). Такое устройство имеет следующие преимущества:

а) внешние лаборатории имеют очень низкий уровень фона, если нейтронотвод изогнут достаточно, чтобы исключить

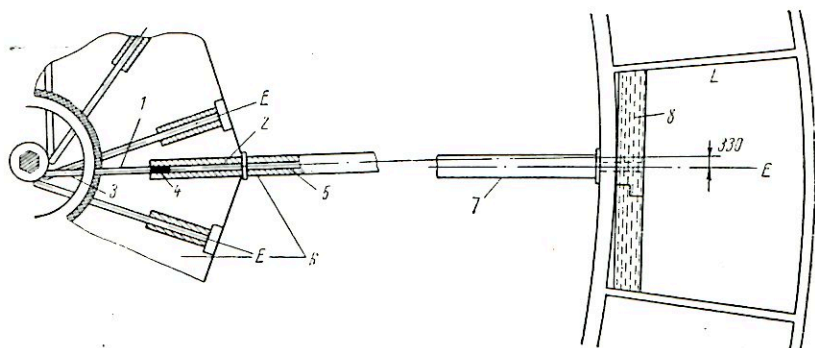


Рис. 8. Схематическое изображение устройства кривой отражающей трубки на гипотетическом пучке реактора с высоким потоком:

L — лаборатория вне основного помещения; E — место расположения экспериментального оборудования; 1 — канал для вывода пучка нейтронов с прямоугольным сечением 30×75 мм; 2 — внутренняя поверхность канала, покрытая алюминием и медью; 3 — канал с круглым сечением диаметром 75 мм; 4 — висмутовый фильтр; 5 — вакуумированный канал с прямоугольным сечением 50×75 мм; 6 — защита; 7 — искривленный участок нейтронотвода длиной 18 м с радиусом кривизны $\rho = 500$ м; 8 — водяная защита.

прохождение прямого пучка нейтронов, и если установлена дополнительная защита для ограждения этих лабораторий от диффузного излучения;

б) возможное количество экспериментов на пучках можно увеличить, так как нейтронотводы можно отделить друг от

друга снаружи основного помещения реактора. Ограничение может быть связано только с количеством материала, удаляемого из отражателя реактора;

в) нейтронотводы могут начинаться в области высоких потоков нейтронов с плохим кадмиевым отношением, так как быстрые нейтроны не проходят через кривые нейтронотводы.

Такие длинные нейтронотводы можно использовать в основном в экспериментах с холодными нейтронами. Для более коротких длин волн эффективный телесный угол слишком мал. Кроме того, по мере уменьшения λ ухудшается отражательная способность. Указанные нейтронотводы особенно благоприятны в сочетании с холодными источниками [21, 22].

Во внешних лабораториях можно выполнить следующие эксперименты: а) по рассеянию на малые углы на обычных и магнитных материалах; б) по изучению γ -лучей захвата, особенно методом γ — γ -совпадений; в) по спектроскопии медленных нейтронов по времени пролета с использованием прерывателя; г) по пропусканию нейтронов с очень малой энергией.

На рис. 7 показана схема устройства кривого отражающего нейтронотвода. Чтобы предохранить от чрезмерного нагревания и активации отражающий слой внутри канала, часть трубки, прилегающую к области с высоким потоком, слоем не покрывают. Отражающая часть трубки должна иметь сечение в виде щели. Неотражающая часть трубки должна быть достаточно широкой, чтобы телесный угол на излучающей поверхности был велик. Несмотря на кривизну внешней части трубки, внутри защиты реактора нужно установить небольшой фильтр. За пределами защиты реактора защитный экран вокруг трубки должен иметь толщину, равную 10—15 см. Отражающая способность материала фильтра должна отличаться от соответствующей величины отражающего слоя (например, Вi-фильтр и Си-слой).

В зависимости от длины волны используемых нейтронов применяются трубки длиной от 10 до 20 м и с радиусом кривизны от 300 до 500 м. Наружную часть трубки окружает защита, которая уменьшает фон рассеянных нейтронов.

Чтобы получить выигрыш в интенсивности холодных нейтронов, поверхность прямых каналов можно покрыть слоем, отражающим нейтроны. Пусть, например, длина отражающей части $L = 3$ м, поперечное сечение 50×50 мм. Неотражающая часть трубки должна иметь немного большие размеры, например можно применить круглую трубку диаметром 75 мм. Для нейтронов с длиной волны 10 Å и с медным покрытием трубки выигрыш в интенсивности составляет около 4 ($G = 4$), если пренебречь потерями при отражении от фильтра. Для трубок с диаметром, превышающим 75 мм, или

для более коротких длин волн выигрыш при использовании отражающего слоя слишком мал.

Если стенки кривого канала изготовить из намагниченного материала (ось намагничивания параллельна стенкам), то можно получить пучок нейтронов с очень высокой степенью поляризации. Такую трубку можно поместить снаружи защиты реактора.

В будущем нейтронотводы будут использоваться в сочетании с пульсирующими реакторами для измерений по времени пролета. Путь пролета может быть очень длинным без потери в интенсивности [7]. Однако достигнуть достаточно большого коэффициента отражения для нейтронов с большой энергией очень трудно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Burgy M. T. et al. Phys. Rev., **107**, 1731 (1957).
2. Hughes D. J. Pile Neutron Research, Addison—Wesley, Cambridge, Mass., 1953; Jacrot B. Pile Neutron Research in Physics, Proc. Sympos. on Pile Neutron Research in Physics, Vienna 17—21 Oct., 1960, p. 393. International Atomic Energy Agency, Vienna, 1962.
3. Burgy M. T. et al. Phys. Rev., **84**, 1160 (1951).
4. Kirschbaum A. J., John W. Pile Neutron Research in Physics, Proc. Sympos. on Pile Neutron Research in Physics, Vienna 17—21 Oct., 1960, p. 83. International Atomic Energy Agency, Vienna.
5. Dickinson W. G. et al. Phys. Rev., **126**, 632 (1962).
6. Stockmeyer R. Nukleonik, **4**, 266 (1962).
7. Maier-Leibnitz H. Uses for the Pulsed Triga Reactor, Rept GA-3075 (1962).
8. Christ J., Springer T. Nukleonik, **4**, 23 (1962).
9. Goldberger M. L., Seitz F. Phys. Rev., **71**, 294 (1947); Guinier A., Fouenet G. Small Angle Scattering of X-Rays. Wiley, N. Y., 1955.
10. Halpern O. Phys. Rev., **88**, 1003 (1952).
11. Bally D. et al. Rev. Scient. Instrum., **33**, 916 (1962).
12. Seeger A. K. J. Appl. Phys., **30**, 629 (1959).
13. Atkinson H. H. Phil. Mag., **3**, 476 (1958).
14. Menardi S. et al. The Transmission of Thermal Neutrons through large Single Crystals of Bi at Liquid Nitrogen Temperature. Sympos. on Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids. SM 30/65. Chalk River, Canada, 10—14 Sept., 1962. Moller H. B. et al. This issue p. 227.
15. Höhne P. Ann. phys., **7**, 7, 50 (1961).
16. Alexander K. E., Kästner R. Kernenergie, **4**, 707 (1961).
17. Bacon G. E. Neutron Diffraction. Oxford, University Press, 1955.
18. Reinsch Ch. Messung des differentiellen Wirkungs-querschnittes und des mittleren logarithmischen Energieverlustes bei der Streuung langsamer Neutronen an Wasser und Eis. Dissertationsarbeit, Technische Hochschule München (1961).
19. Cauchois Y. J. phys. et radium., **3**, 320 (1932).
20. Stiller H. H., Danner H. R. Quasi-Elastic and Inelastic Scattering of Cold Neutrons from Water, 1960. Sympos. on Inelastic Scattering of Neutron in Solids and Liquids, p. 363; International Atomic Energy Agency, Vienna, 1961.
21. Вебб Ф. Дж. Настоящий сборник, стр. 78.
22. Egelstaff P. A. et al. Variable Temperature Moderators for the High Flux Reactors. Sympos. on Scientific User Requirements for High Flux Reactors, Harwell, 11—13 July, 1962.

3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОТРАЖАЮЩЕГО МНОГОКАНАЛЬНОГО КОЛЛИМАТОРА В КАЧЕСТВЕ ФИЛЬТРА И ПОЛЯРИЗАТОРА НЕЙТРОНОВ В ПУЧКЕ

Г. В. Моллер, Л. В. Пэсселл, Ф. Стечер-Расмуссен

Введение

Нейтроны, отраженные от стенок многоканального коллиматора, могут дать существенный вклад в общий выход, в частности, когда угол расходимости коллимирующих каналов близок к критическому углу полного отражения [1]. Вклад рассеянных нейтронов зависит от их длины волны, поскольку критический угол θ равен [2]

$$\theta = \lambda \sqrt{\frac{Na}{\pi}},$$

где a — амплитуда когерентного рассеяния, а N — число ядер в 1 см^3 . В результате увеличения вклада отраженных нейтронов с ростом длины волны энергетическое распределение выходящих нейтронов оказывается сдвинутым в сторону малых энергий. Величина сдвига зависит от материала стенок коллиматора, поверхности и угловой расходимости каналов.

Если два многоканальных коллиматора расположить под достаточно большим углом друг к другу так, чтобы они пропускали нейтроны только в результате отражения, то пропускание нейтронов с малой энергией окажется почти неизменным, а пропускание нейтронов с большой энергией будет сильно подавлено. Такое устройство действует как фильтр. Кроме того, пропускание можно варьировать, изменяя угол между коллиматорами и угловую расходимость каналов.

Если, кроме всего прочего, стенки коллиматора сделать из магнитного материала, намагниченного до насыщения, то пропущенный пучок нейтронов станет поляризованным [2]. Степень поляризации зависит от выбора материала, используемого для стенок каналов, и других факторов, отмеченных выше.

Описание аппаратуры

Для того чтобы получить информацию о работе коллиматоров в качестве поляризаторов тепловых нейтронов и фильтров нейтронов, была сконструирована пара коллиматоров

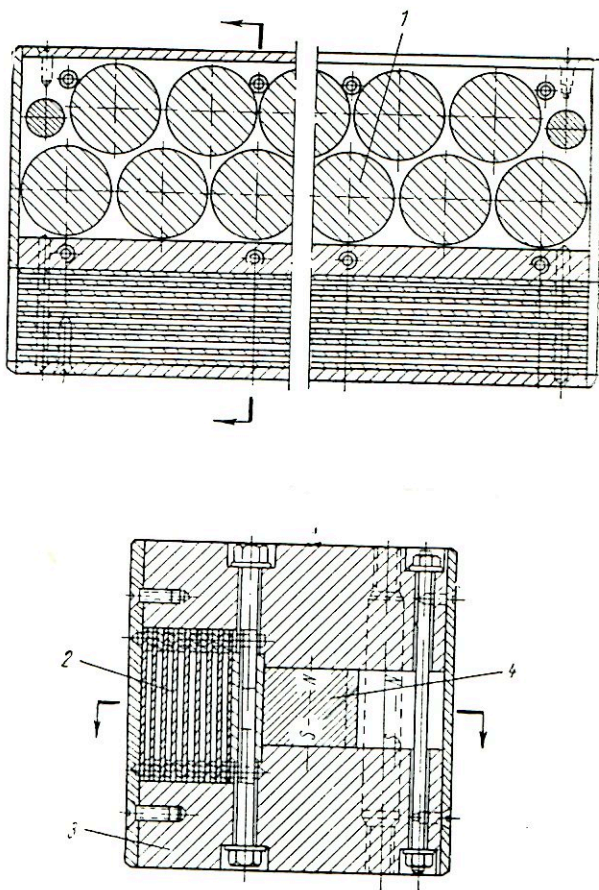


Рис. 1. Магнитное ярмо нейтронного коллиматора:
1 и 4 — магниты «Alnico»; 2 — полированные стальные пластины;
3 — ярмо магнита.

с намагниченными железными пластинами. На рис. 1 показано их сечение.

Из полированных железных пластин толщиной 2 мм были образованы восемь каналов, каждый длиной 1000, высотой 50 и шириной 3 мм. Магнитное поле, необходимое для насыщения пластин, создавалось 88 магнитами «Alnico» и железным ярмом. На конце каналов имелись алюминиевые окошки

толщиной 0,4 мм. Коллиматоры монтировались на общей стальной плите. Ширина зазора между ними составляла 34 мм. Для регулировки угла между ними применялся прецизионный крепежный винт, расположенный снаружи.

Вся сборка в целом размещалась снаружи реактора DR-2, как показано на рис. 2. Пучок нейтронов, падающий на кол-

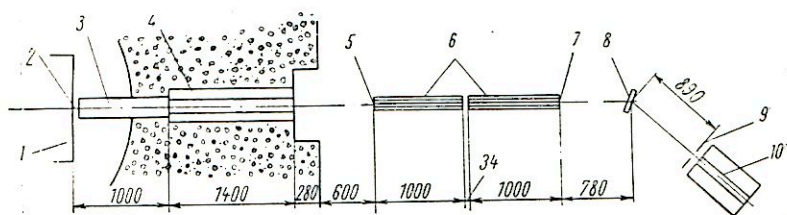


Рис. 2. Экспериментальное устройство системы коллиматоров и анализирующего кристалла:

1 — активная зона реактора; 2 — положение А; 3 — трубка для вывода пучка; 4 — втулка размером 50 × 80 мм; 5 — положение В; 6 — коллиматоры; 7 — положение С; 8 — намагниченный кристалл из сплава Со и Fe; 9 — кадмиевый ограничитель пучка (отверстие 2 мм); 10 — счетчики, заполненные BF₃ и окруженные защитой.

лиматор, формировался каналом сечением 50 × 80 мм и длиной 1400 мм, проходящим через радиационную защиту. Этот канал был направлен прямо на активную зону реактора в область, где величина потока тепловых нейтронов заключена в пределах $(1,6 \div 3,0) \cdot 10^{13}$ нейтрон/(сек · см²).

Для анализа поляризации и спектра нейтронов использовался намагниченный кристалл Со—Fe.

Интенсивность нейтронов измеряли при помощи золотых фольг.

Описание измерений

Измерение отражения нейтронов от пластины коллиматора. Железные пластины коллиматора полировали наждачной тканью и пастой. Окончательно отполированная поверхность блестела, но не была совершенной.

Для измерения отражающей способности отполированных стальных пластин использовали хорошо сколлимированный пучок нейтронов с энергией 0,05 эв. Измеренный коэффициент отражения составлял в среднем 60%. Отражение от железной пластины увеличивало ширину пучка нейтронов примерно в два раза.

Измерение потока нейтронов. Кобальтовые фольги облучались вблизи внутреннего конца канала в реакторе (А на рис. 2). В результате получено значение потока $2,3 \cdot 10^{13}$ нейтрон/(сек · см²). Золотые фольги облучались около внутреннего конца спаренных коллиматоров (В на рис. 2).

В результате получено, что поток нейтронов, падающих на коллиматор, составляет примерно $1,7 \cdot 10^9$ нейтрон/(сек · см²). Золотые фольги, облученные в пучке нейтронов, выходящих из коллиматора (С на рис. 2), позволили определить поток в пучке прямо прошедших нейтронов, который оказался равным 10^7 нейтрон/(сек · см²).

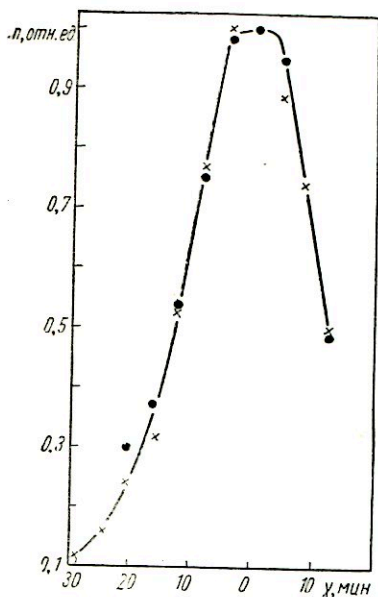


Рис. 3. Зависимость плотности нейтронов от угла между коллиматорами.

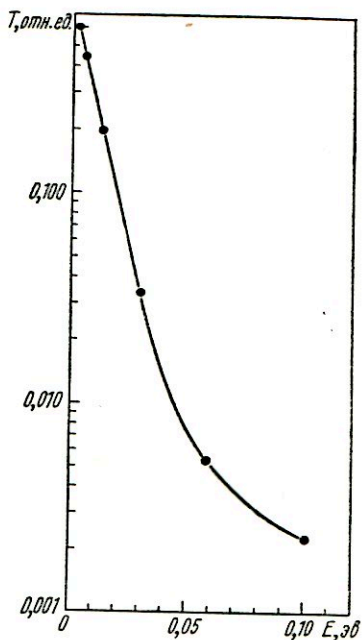


Рис. 4. Зависимость пропускания через систему коллиматоров от энергии нейтронов.

Все эти результаты получены при одном упрощающем предположении: энергетическое распределение нейтронов соответствует распределению Максвелла при температуре 350° К.

На рис. 3 представлены результаты облучения золотых фольг для разных углов между коллиматорами. С увеличением угла плотность нейтронов в пучке уменьшается. При величине угла 20', когда прямое прохождение нейтронов невозможно, плотность нейтронов достигает величины, составляющей 25% от максимального значения.

Для определения величины потока нейтронов была проведена оценка сдвига энергетического распределения нейтронов в пучке по измерению пропускания (угол между коллиматорами составлял 24,5'). Предполагая, что спектр падающих нейтронов описывается максвелловским распределением с

температурой 350° К, и используя результаты измерения пропускания, которые описываются в следующем разделе (рис. 4), получим энергетическое распределение потока (рис. 5 и 6). Для сравнения там же показан спектр нейтронов, пропущенных через кварцевый фильтр толщиной 400 мм [3]. Численное интегрирование дает следующие результаты: плотность нейтронов и поток составляют 9,5 и 4,7% соответственно

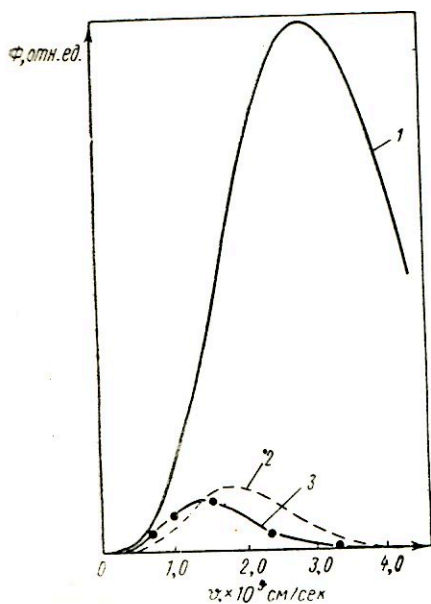


Рис. 5. Влияние отражающих коллиматоров и кварцевого фильтра на поток нейтронов, имеющих максвелловское распределение:

1 — максвелловское распределение потока нейтронов при $T = 350^\circ \text{ К}$; 2 — поток нейтронов, пропущенных через кварцевый фильтр толщиной 400 мм; 3 — поток поляризованных нейтронов, пропущенных через отражающие коллиматоры.

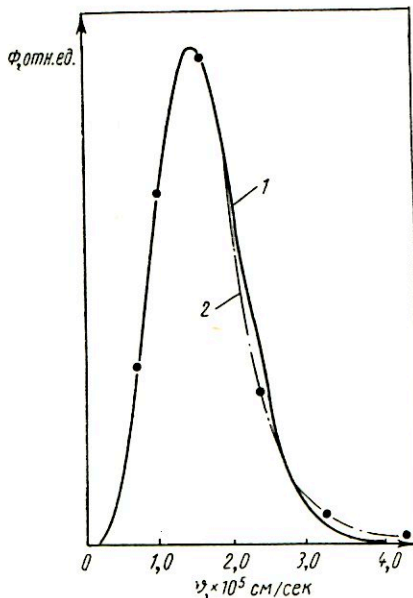


Рис. 6. Сравнение распределения потока нейтронов по скоростям, пропущенных через коллиматор, с максвелловским распределением при температуре 87,5° К:

1 — максвелловское распределение при $T = 87,5^\circ \text{ К}$; 2 — поток поляризованных нейтронов, пропущенных через отражающие коллиматоры.

той же величине в пучке нейтронов, прошедших прямо. Тот факт, что величина потока уменьшилась в два раза больше, чем плотность нейтронов, означает, что средняя скорость нейтронов в пучке, составляющем 24,5' с исходным, равна половине средней скорости нейтронов в исходном пучке. Следовательно, эффективная температура нейтронов в пучке около 90° К.

Измеренная величина плотности составляет 16% (см. рис. 3), что сравнимо с численными оценками (9,5%). Расхождение результатов, вероятно, связано с тем, что энерги-

ческое распределение падающих на коллиматоры нейтронов искажается отраженными нейтронами в канале. Оценка величины потока прошедших нейтронов дает $4,7-8\%$ от потока падающих нейтронов, т. е. $(3 \div 5) \cdot 10^6$ нейтрон/(сек·см²) (угол между двумя коллиматорами при этом составляет $24,5'$).

Измерение пропускания и поляризации нейтронов. Для измерения пропускания нейтронов системой коллиматоров на пути пучка нейтронов помещали кристалл из сплава 90% Со и 7% Fe (см. рис. 2). Пропускание определяли, сравнивая интенсивности монохроматических нейтронов в двух случаях:

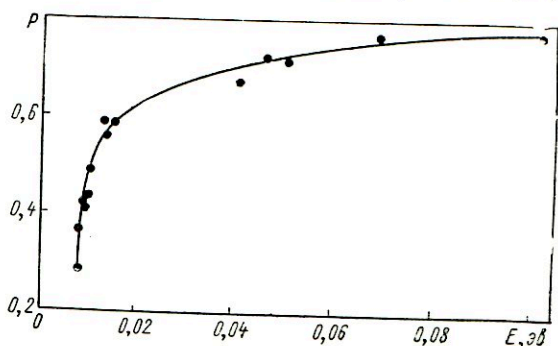


Рис. 7. Зависимость поляризации пучка нейтронов, пропущенных через систему коллиматоров, от энергии нейтронов.

когда коллиматоры были расположены на одной прямой линии и когда между ними был угол $24,5'$.

При исследовании нейтронов с малой энергией вместо кристалла использовали вращающийся селектор скоростей. Это позволяло избавиться от вклада нейтронов с большой энергией. Результаты измерений приведены на рис. 4.

Так как кристалл из сплава Со и Fe был намагничен до насыщения, то он служил одновременно и для анализа степени поляризации пучка. Измерение поляризации выполнялось следующим образом. Немагнитный железный фильтр ставили так, что он деполяризовал сначала падающий на кристалл пучок, а затем отраженный. Из отношения интенсивностей отраженных пучков определяют произведение P_c — степени поляризации пучка, выходящего из коллиматора, и P_1 — эффективности поляризации кристалла. Используя второй подобный кристалл, можно определить $P_2 P_c$, а затем, помещая первый кристалл для отражения монохроматического пучка, образовавшегося после отражения от другого кристалла, можно определить $P_1 P_2$. Из трех измерений определяют P_1 и P_2 . Для использованного кристалла эффективность поляри-

зации была близка к 95%. Результаты измерения поляризации показаны на рис. 7.

Можно также оценить полную поляризацию пучка, используя результаты, приведенные на рис. 6 и 7. Поляризация пучка как целого оказалась равной 42%.

Обсуждение результатов

Работа системы в качестве фильтра пучка. Были получены следующие результаты: когда угол между коллиматорами составляет $24,5'$ (для углов, превышающих $20'$, прямое пропускание невозможно), система уменьшает скорость нейтронов в выходящем пучке примерно в два раза. Плотность нейтронов в пучке составляет 16% от соответствующей величины при прямом пропускании, а поток — половину этой величины.

При фильтрации нейтронов особое внимание обращают на интегральную долю общего потока нейтронов (вплоть до за-

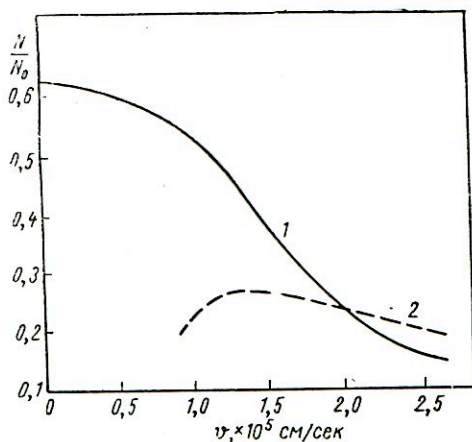


Рис. 8. Сравнение интегрального пропускания через систему коллиматоров и кварцевый кристалл толщиной 400 мм:

1 — зависимость, полученная с использованием отражающих нейтронных коллиматоров; 2 — зависимость, снятая с кварцевым фильтром толщиной 400 мм.

данной скорости), пропущенную системой коллиматоров. Данную величину можно подсчитать из результатов, представленных на рис. 6. На рис. 8 приведено сравнение интегрального пропускания через систему коллиматоров и кварцевый кристалл толщиной 400 мм.

Другим полезным критерием работы нейтронного фильтра служит способность подавлять отражения высших порядков. Было рассчитано отношение пропусканий для нейтронов первого и второго порядков (по кривой рис. 4).

На рис. 9 это отношение показано совместно с эквивалентной величиной для кварцевых фильтров толщиной 300 и 400 м. На рис. 10 показано пропускание нейтронов только первого порядка для двух систем фильтров.

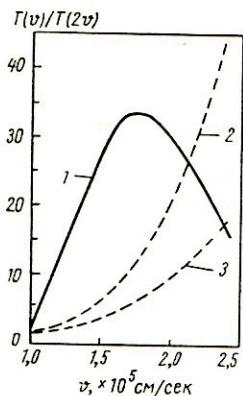


Рис. 9. Эффективности системы коллиматоров и кварцевых фильтров толщиной 300 и 400 м в подавлении отражений второго порядка:

1 — кривая, полученная с использованием отражающих коллиматоров; 2 — результаты, полученные с кварцевым фильтром толщиной 400 м; 3 — та же зависимость, при толщине фильтра 300 м.

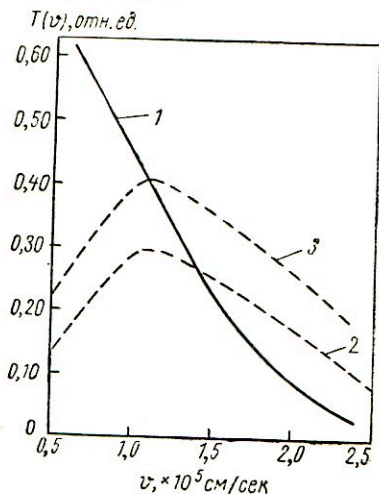


Рис. 10. Пропускание системы коллиматоров и кварцевых фильтров толщиной 300 и 400 м нейтронов первого порядка:

1 — зависимость, полученная с отражающими коллиматорами; 2 — результаты, снятые с кварцевым фильтром толщиной 400 м; 3 — та же зависимость при толщине фильтра 300 м.

Из результатов, представленных на рис. 8, можно заключить, что для системы отражающих коллиматоров эффективность подавления нейтронов второго порядка составляет $T(v)/T(2v) > 10$ при длине волны 1,5—3,0 Å, в то время как фильтр из кварца нельзя использовать за пределами 2,25 Å без значительной потери в интенсивности. Эффективную область системы отражающих коллиматоров нетрудно расширить вплоть до 4 Å без потери интенсивности. Для этого следует увеличить угол между коллиматорами.

Работа системы в качестве поляризатора нейтронов в пучке. Измерения показали, что поляризация нейтронов в пучке медленно уменьшается от 78% при 0,1 эв до 50% при 0,01 эв, а затем быстро уменьшается до нуля при 0,0075 эв. Отсутствие поляризации ниже 0,0075 эв согласуется с тем фактом, что амплитуды рассеяния на железе для обоих направлений спинов нейтронов положительны ($15,5 \cdot 10^{-13}$ и $3,7 \cdot 10^{-13}$ см).

Таким образом, нейтроны с обоими направлениями спинов полностью отражаются при углах, превышающих $10'$, если энергия нейтронов меньше $0,0095$ эв. Относительно малая поляризация пучка в целом (42%) — следствие выбора железа в качестве материала стенок коллиматора.

Некоторое уменьшение поляризации пучка, очевидно, происходит в области между коллиматором и анализирующим кристаллом и из-за того, что железные стенки канала не были доведены до полного магнитного насыщения.

Можно надеяться, что усовершенствование магнитной цепи позволит увеличить поляризацию пучка нейтронов. Используя сплав 93% Со и 7% Fe в качестве стенок канала, можно без труда получить пучок нейтронов с высокой степенью поляризации. Данный материал используют для поляризующих зеркал и кристаллов, так как он относительно легко намагничивается, а амплитуды рассеяния для нейтронов с двумя противоположными направлениями спинов имеют противоположные знаки. Сплав хорошо подходит в качестве материала для стенок канала.

Применение многоканальных коллиматоров

Многоканальные коллиматоры, используемые для получения пучков нейтронов с хорошей коллимацией, можно приспособить для фильтрации нейтронов. Для этого необходимо коллиматор сделать из двух частей, а стенки изготовить из материала, хорошо отражающего нейтроны (например, железо, покрытое никелем).

Интенсивные пучки холодных поляризованных нейтронов с хорошей коллимацией находят применение как в ядерной физике, так и в физике твердого тела. В настоящее время такие устройства конструируются, и качество их работы будет выяснено в ближайшем будущем.

Там, где не требуется высокая степень коллимации пучка, рациональность применения многоканальных коллиматоров не очевидна, поскольку имеются другие средства для получения пучков с большой интенсивностью. Выбор того или иного коллимирующего устройства зависит от цели эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sailor V. L. et al. Rev. Scient. Instrum., 27, 26 (1956).
 2. Hughes D. J. Neutron Optics. N. Y., Interscience, 1954.
 3. Moller H. B. et al. Rev. Scient. Instrum., 32, 654 (1961)
-

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие к русскому изданию	4
Предисловие	6
Пучки замедленных нейтронов из реакторов и ускорителей	7
1. Получение пучков нейтронов с заданными свойствами. <i>К. Н. Бекуртс, П. А. Эгелстафф, Г. Гольдштейн, Н. Г. Сёстранд</i>	7
2. Конструкция каналов для вывода из реакторов пучков нейтронов большой интенсивности. <i>Г. Коутс</i>	16
3. Использование импульсного ускорителя для получения пучков замедленных нейтронов. <i>А. Мичаудон</i>	38
Пучки холодных нейтронов	79
1. Источники холодных нейтронов. <i>Ф. Дж. Вебб</i>	79
2. Применение принципов нейтронной оптики к экспериментам с пучками нейтронов. <i>Г. Майер-Лейбниц, Т. Спрингер</i>	139
3. Использование отражающего многоканального коллиматора в качестве фильтра и поляризатора нейтронов в пучке. <i>Г. В. Моллер, Л. В. Пэссел, Ф. Стечер-Расмуссен</i>	155

ОПТИМИЗАЦИЯ НЕЙТРОННЫХ ПУЧКОВ

Тематический план 1965 г. № 8

Редактор *Л. В. Белова*

Обложка художника *В. Г. Прохорова*

Техн. редактор *Н. А. Власова*

Корректор *Н. А. Светлова*

Сдано в набор 23.XII 1964 г.

Подписано в печать 26/IV 1965 г.

Бумага 60 × 90^{1/16}

Физ. печ. л. 10,25.

Уч.-изд. л. 9,73

Заказ изд. 1303

Тираж 2100

Заказ 934

Цена 68 коп.

Атомиздат, Москва, Центр, ул. Кирова, 18

Московская типография № 12

Главполиграфпрома Государственного комитета
Совета Министров СССР по печати, Цветной бульвар, 30

Цена 68 коп.