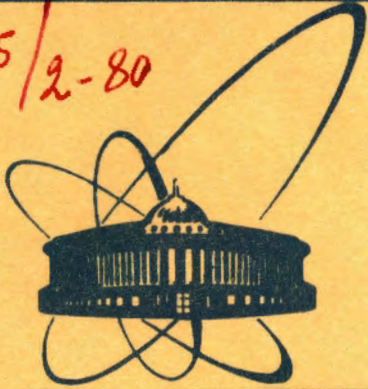


+

4945/2-80



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

20/x-80

P3-80-398

М.И.Новопольцев, Ю.Н.Покотилловский

РАСЧЕТ ИМПУЛЬСНЫХ НАКОПИТЕЛЕЙ  
УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ  
С ФЕРРОМАГНИТНЫМИ ЗАТВОРАМИ

1980

1. Несмотря на значительный прогресс, достигнутый за последние годы <sup>/1,2/</sup>, отсутствие достаточно интенсивных потоков ультрахолодных нейтронов /УХН/ создает трудности в исследованиях. Дальнейшее повышение потоков возможно, если использовать наиболее перспективные конверторы УХН при низкой температуре: параводород <sup>/3/</sup>, ортодейтерий <sup>/4/</sup>, жидкий гелий <sup>/5,6/</sup>.

Рассмотрим некоторые дополнительные возможности, связанные с применением импульсных нейтронных источников, которые создаются в настоящее время в нескольких лабораториях <sup>/7-9/</sup>.

Впервые на возможность импульсной накачки УХН в замкнутой полости было указано в работах <sup>/10,11/</sup>. Эта возможность заключается в том, что УХН выводятся из конвертора в момент вспышки нейтронного источника, после чего за короткое время конвертор, являющийся одновременно и сильным поглотителем УХН, изолируется от ловушки или нейтроновода с помощью специального затвора. Коэффициент выигрыша в плотности потока УХН при переходе от стационарного режима к импульсному /с затвором/ можно записать в следующем виде:

$$K = \beta \rho \left( 1 + \frac{1 - \rho \gamma / T - \eta \rho}{\rho \gamma / T + \eta \rho + \Sigma \mu / \alpha S + \nu / S} \right), \quad /1/$$

где  $\beta$  - коэффициент прохождения УХН через открытый затвор;  $\rho$  - отношение эффективных площадей конверторов при работе в импульсном и стационарном режимах;  $T$  - период пульсаций нейтронного источника;  $\tau$  - время открытого состояния затвора;  $\gamma$  и  $\eta$  - коэффициенты поглощения УХН, падающих на поверхность затвора соответственно в открытом и закрытом состоянии;  $\mu$  - коэффициент поглощения УХН на поверхности /площадь  $\Sigma$ / накопителя или нейтроновода;  $S$  - эффективная площадь конвертора для стационарного режима;  $\nu$  - площадь выходного отверстия нейтроновода;  $\alpha$  - вероятность возвращения к конвертору УХН, вышедших из него. Это выражение переходит в формулу <sup>/8/</sup> работы <sup>/10/</sup> при  $\beta=1$ ,  $\rho=1$ ,  $\gamma=1$ ,  $\alpha=1$ ,  $\eta=0$ .

Оценим возможные величины коэффициента выигрыша, причем в качестве модели будем брать параметры, подходящие для импульсного реактора ИБР-2 <sup>/7/</sup>.

Рассмотрим случай плоского конвертора, при этом  $\rho \leq 1$ . Если принять следующие значения параметров:  $\tau = 1$  мс,  $T = 0,2$  с,  $\mu = 5 \cdot 10^{-4}$  <sup>/12/</sup>,  $\nu = 0$ ,  $S = 200$  см<sup>2</sup>,  $\beta=1$ ,  $\rho=1$ ,  $\gamma=1$ ,  $\alpha=1$ ,



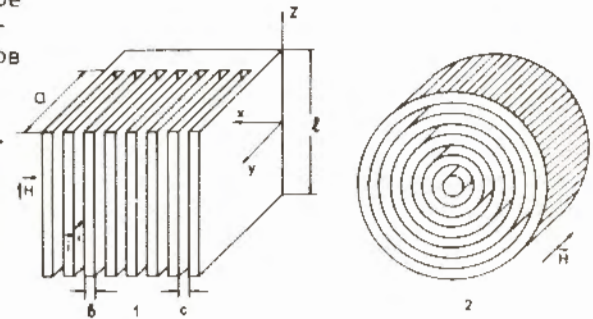
$\Sigma = 5 \cdot 10^4 \text{ см}^2$  /цилиндр диаметром 20 см и длиной 8 м/, то  $g \approx 9$ . Для механической системы практически реализуемая величина  $g$  может оказаться значительно меньше. Кроме того, механические затворы не могут обеспечить достаточного быстрого действия и не обладают высокой надежностью.

Более перспективным представляется применение ферромагнитных затворов [13], основанных на отражении УХН от потенциального барьера, создаваемого намагниченностью тонкой ферромагнитной пленки. В [13] описаны следующие типы ферромагнитных затворов: однослойный, состоящий из ферромагнитной пленки, и двухслойный, состоящий из двух слоев ферромагнитных пленок и токовой фольги между ними. Такие затворы, во-первых, могут обеспечить практически любые необходимые времена срабатывания, во-вторых, используя ферромагнитный затвор, можно существенно увеличить излучающую площадь конвертора, так что  $\rho \gg 1$ . На рис. 1 показаны две возможные формы поверхности конвертора: прямоугольная и цилиндрическая. Ферромагнитные пленки затвора покрывают всю поверхность конвертора и перемагничиваются с помощью внешнего устройства. Обе геометрии применимы для однослойного ферромагнитного затвора, а прямоугольная геометрия допускает также создание двухслойного затвора [1] указывает направление тока в токовой фольге/. Эффективная излучающая поверхность увеличивается за счет того, что УХН за время открытого состояния затвора не успевают достигнуть соседней стенки конвертора, а затем, в течение промежутка времени между импульсами источника выходят из щелей в нейтроновод. При скорости нейтронов около 5 м/с и  $\tau = 10^{-3}$  с минимальная ширина на щели составляет 0,5 см, что при глубине паза 10-20 см дает увеличение площади конвертора в несколько десятков раз. Эффект увеличения площади работает и при открытом зеркальном нейтроноводе /без накачки плотности/:  $s = S$ ,  $\alpha = 0$ . Выигрыш может быть получен в несколько более широком диапазоне энергий нейтронов, нежели диапазон УХН, однако при этом поверхность затвора должна быть достаточно зеркальной.

2. К числу основных параметров импульсного затвора относятся длительность его открытого состояния и связанное с конечной скоростью нейтрона запаздывание момента открывания затвора относительно момента вспышки в импульсном реакторе.

В принципе возможны различные варианты расположения затвора по отношению к поверхности конвертора. Наиболее предпочтителен затвор, который содержит пленки, нанесенные непосредственно на конвертор. Однако практически они могут находиться на некотором минимальном расстоянии от конвертора или его оболочки. УХН при рождении распределяются в конверторе равномерно по всему объему и имеют максвелловское изотропное распределение векторов скоростей. Поэтому происходит затягивание во времени потока УХН через затвор.

Рис. 1. Схематическое изображение возможных форм конверторов с развитой поверхностью: 1/ прямоугольная, 2/ цилиндрическая.



Рассчитанные методом Монте-Карло кривые вытекания нейтронов из наиболее перспективных конверторов изображены на рис. 2. За нуль отсчета времени принимается момент рождения УХН, т.е. момент

вспышки реактора. По оси ординат отложено полное число нейтронов, достигнувших к данному моменту времени поверхности затвора. Расчет проводился для случая плоского конвертора. В качестве материалов конверторов рассматривались параводород при 20 К и замороженная вода при 20 К.

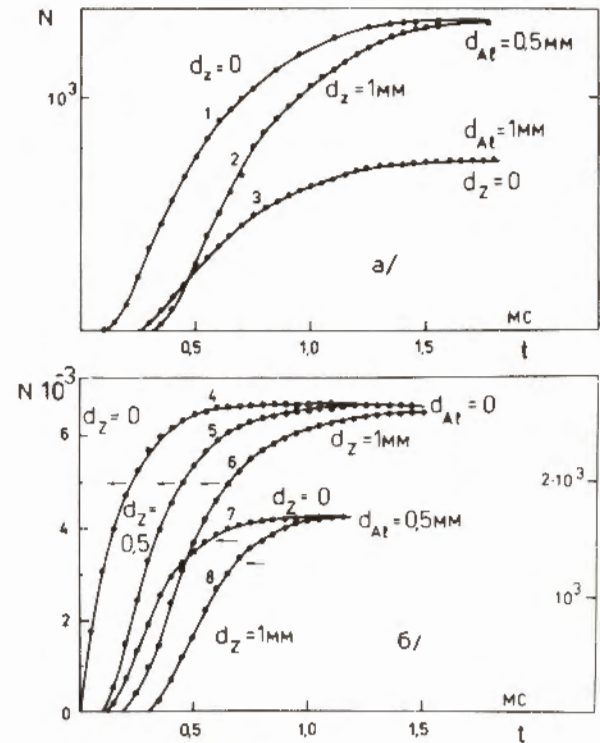


Рис. 2. Интегральные кривые вытекания УХН из плоских конверторов при 20 К; а/ параводородный конвертор, б/ конвертор из замороженной воды,  $d_{Al}$  - толщина алюминиевой оболочки конвертора,  $d_z$  - расстояние от поверхности затвора до поверхности конвертора /или его оболочки/.

Форма кривой вытекания определяется сечением захвата и неупругого рассеяния нейтронов материалом конвертора, наличием оболочки конвертора и удаленностью затвора от поверхности оболочки или конвертора. При расчете были сделаны следующие предположения:

а/ УХН рождаются в конверторе мгновенно \*;

б/ УХН в начальный момент времени равномерно распределены в слое конвертора толщиной  $3\lambda$ ;

$$\lambda = 1/\rho(\sigma_a + \sigma_{ie}), \quad /2/$$

где  $\rho$  - количество ядер в единице объема конвертора, а сечения захвата  $\sigma_a$  и неупругого рассеяния  $\sigma_{ie}$  конвертора взяты для скорости нейтрона 5 м/с;

в/ спектр нейтронов внутри конвертора принимается максвелловским в интервале энергий от нуля до  $E_n - E_k$ , где  $E_n$  - граничная энергия стенок накопителя,  $E_k$  - граничная энергия конвертора;

г/ направление векторов скоростей изотропно распределено в пространстве;

д/ для учета поглощения и неупругого рассеяния УХН в конверторе и его оболочке использовались экстраполированные по закону  $1/v$  сечения поглощения и неупругого рассеяния, измеренные для алюминия в работе [14]\*\* и вычисленные для воды и водорода в работе [3].

При расчете учитывались отражения нейтронов на границе конвертор - вакуум и многократные переотражения в алюминиевой оболочке конвертора. В результате был получен ряд кривых вытекания для различных конверторов, различных толщин  $d_{Al}$  оболочек конвертора и расстояний  $d_z$  между конвертором и затвором.

На рис. 2 кривые 1, 2, 3 соответствуют параводороду при 20 К, а кривые 4-8 - замороженной воде при той же температуре.

\* Оценки показывают, что для наиболее интересных случаев время вытекания составляет несколько миллисекунд, а время вспышки реактора ИБР-2 - около 0,1 мс [7].

\*\* Измеренное в работе полное сечение при 80 К практически состоит только из сечения захвата и поэтому мало отличается от полного сечения при 20 К.

Проделанные расчеты позволяют сравнить выходы УХН из реальных конверторов, например, замороженной воды и параводорода в алюминиевой оболочке различных толщин. Например, сквозь алюминиевую оболочку толщиной 0,5 мм и 1 мм проходит соответственно 15,4% и 8,5% УХН, вышедших из жидководородного конвертора. Поэтому, несмотря на значительно большую эффективность в отношении генерации УХН параводорода по сравнению с водой при той же температуре [8], наличие необходимой оболочки приводит к тому, что выход УХН из параводорода в алюминиевой оболочке толщиной 0,5 мм и 1 мм составляет соответственно 40% и 22% от выхода УХН из замороженной воды /без оболочки/ при той же температуре 20 К.

3. В двухслойном затворе две ферромагнитные пленки располагаются по разные стороны токовой фольги, создающей поле, намагничивающее пленки в противоположном направлении /закрытое состояние затвора/. Открытое состояние обеспечивается внешним магнитным полем, намагничивающим пленки в одном направлении. Критическими величинами здесь являются пропускание затвора в открытом состоянии и коэффициент отражения нейтронов, падающих на поверхность затвора из накопителя в случае, когда затвор закрыт. Коэффициент пропускания можно сделать близким к 0,5, используя изотопные пленки с таким наилучшим содержанием изотопов, при котором магнитная и ядерная амплитуды максимально близки друг к другу, а также тонкую токовую фольгу из слабопоглощающего нейтроны металла, например, алюминия. Коэффициент отражения при закрытом затворе определяется двумя факторами: поляризующей способностью пленок и вероятностью адиабатического поворота спина нейтрона при прохождении токовой фольги, в которой поле меняет знак.

В работе [15] экспериментально была проверена работоспособность такого затвора с алюминиевой токовой фольгой и пермаллоевыми пленками /50% Fe - 50% Ni /.

Несмотря на то, что, по нашему мнению, ферромагнитные пленки должны быть намагничены до насыщения в поле токовой фольги /25 Э/, их поляризующая способность составила около 83%, что привело к 20-процентному просачиванию УХН через затвор, находящийся в закрытом состоянии.

Аргументом в пользу полного намагничивания ферромагнитных пленок в поле токовой фольги служит рис. 3, на котором представлена измеренная зависимость скорости счета УХН, прошедших через двухслойную систему из пермаллоевых пленок, от напряженности внешнего намагничивающего поля.

В размагниченном состоянии /оно создавалось в результате уменьшения до нуля внешнего переменного поля частотой 50 Гц/ ферромагнитные домены имеют случайные направления векторов намагниченности. Вследствие этого неполяризованные УХН пример-

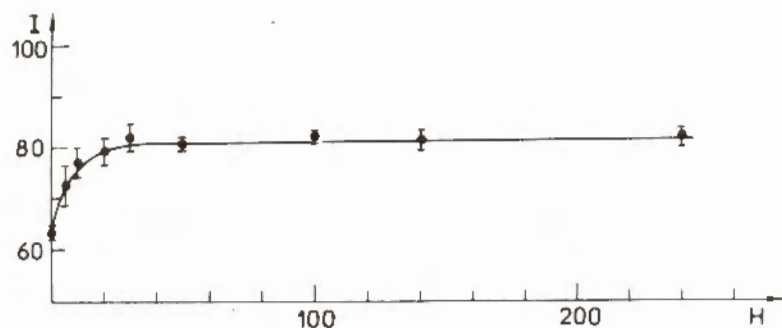


Рис. 3. Экспериментальная зависимость пропускания УХН системой, состоящей из двух пермалловых пленок, от величины внешнего намагничивающего поля /  $H=0$  соответствует размагниченному состоянию пленок/.

но с равной вероятностью могут отразиться от первой пленки системы или пройти в нее, причем поток отраженных и прошедших нейтронов также не поляризован. Прошедшие через первую пленку УХН либо отражаются от второй пленки, либо проходят через нее и регистрируются детектором. Значение вероятности отражения мало отличается от 0,5 при отсутствии адиабатического слежения спина нейтрона за направлением рассеянных магнитных полей доменов. Аналогичные процессы происходят с нейтроном, отразившимся от второй пленки и достигшим поверхности первой. В результате таких многократных переотражений между пленками коэффициент пропускания УХН размагниченной системой становится несколько меньше /приблизительно на 30%/, чем системой, намагниченной до насыщения. Следовательно, измеряя зависимость пропускания УХН от величины намагничивающего поля, можно установить значение напряженности поля, которое необходимо для полного намагничивания пленок. Из рис. 3 видно, что в поле 25 Э, создаваемом токовой фольгой в работе<sup>15/</sup>, пленки практически находятся в намагниченном до насыщения состоянии.

Однако даже при поляризующей способности пленок, равной 100%, адиабатический поворот спина нейтронов внутри токовой фольги, а также поглощение нейтронов в фольгах приводят к существенной утечке УХН из накопителя.

Получим выражение для коэффициента отражения УХН от закрытого затвора в случае малых значений вероятности переворота спина ( $\delta \ll 1$ ), вычисленной по формуле /18/ работы<sup>16/</sup>. Пусть в намагниченной до насыщения ферромагнитной пленке потенциальный барьер для одной проекции спина равен нулю, а для другой - больше энергии УХН, хранящихся в накопителе. Если граничная энер-

гия токовой фольги отлична от нуля, то коэффициенты отражения от ее границы и поглощения в фольге толщиной  $d$  равны соответственно

$$r = \left| \frac{v_{\perp v} - v_{\perp f}}{v_{\perp v} + v_{\perp f}} \right|^2, \quad /3/$$

$$\mu = 1 - \exp\left(-\frac{\sigma_t d}{v_{\perp f}}\right), \quad /4/$$

где  $v_{\perp v}$  и  $v_{\perp f}$  - нормальные к поверхности затвора составляющие скорости нейтрона в вакууме и токовой фольге соответственно,  $\sigma_t$  - сечение захвата и неупругого рассеяния УХН в токовой фольге.

Чтобы вернуться в накопитель из затвора, УХН должен либо не совершить ни одного переворота спина в пространстве между магнитными пленками, либо перевернуться четное число раз. Произведем суммирование интенсивности отраженных от затвора нейтронов с учетом многократных переотражений между магнитными пленками и получим выражение коэффициента отражения УХН от затвора с токовой фольгой, находящегося в закрытом состоянии:

$$R = (1 - \mu_1)^2 \left[ r + (1-r)^2 (1-\delta)^2 (1-\mu)^2 + (1-r)^2 (1-\delta)^4 (1-\mu)^4 + \right. \\ \left. + (1-r)^2 (2-\delta)^6 (1-\mu)^6 r^2 + \dots + (1-r)^2 \delta^2 (1-\mu)^2 r + \right. \\ \left. + (1-r)^2 \delta^2 (1-\mu)^4 (1-\delta)^2 r^2 + \dots \right], \quad /5/$$

где  $\mu_1$  - коэффициент поглощения в ферромагнитной пленке, вычисляемый аналогично /4/. Отбросив слагаемые, содержащие  $\delta$  в степени выше первой /т.к.  $\delta \ll 1$  /, и проведя элементарные вычисления, получим:

$$R = (1 - \mu_1)^2 \left[ r + \frac{(1-r)^2 (1-2\delta)(1-\mu)^2}{1-r(1-2\delta)(1-\mu)^2} \right]. \quad /6/$$

Нами была рассчитана применительно к реактору ИБР-2<sup>17/</sup> конкретная модель затвора с алюминиевой токовой фольгой для прямоугольной геометрии, показанной на рис. 1 слева. Принимались следующие геометрические характеристики затвора: ширина токовой фольги  $l = 20$  см, глубина паза конвертора  $a = 10$  см, ширина выступа и паза конвертора  $b = c = 0,5$  см, число выступов равно 20. Спектр УХН, хранящихся в накопителе, взят максвелловским с изотропным распределением скоростей. Коэффициент отражения затвора рассчитывался по формуле /6/ для пря-

моугольных достаточно малых областей на поверхности конвертора. На рис. 4 кривая 1 изображает усредненное значение коэффициента отражения для областей шириной 1 см, параллельных оси фольги, расположенных на различном расстоянии от плоскости  $z = 0$ , а кривая 2 - среднее значение коэффициента для возрастающего по мере удаления от оси количества полос.

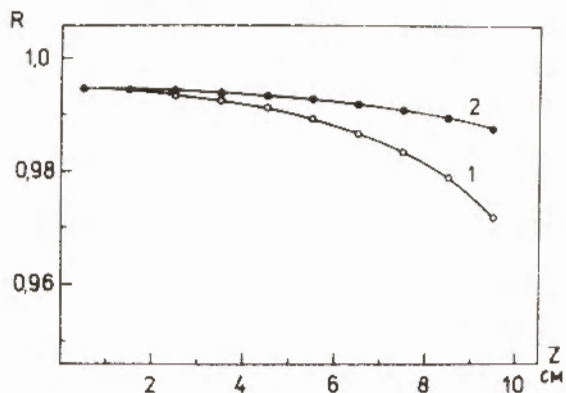


Рис. 4. Рассчитанные средние значения коэффициента отражения УХН от затвора с токовой фольгой: 1 - для областей шириной 1 см, расположенных на различном расстоянии от средней линии фольги; 2 - для полос различной ширины, симметричных относительно средней линии фольги.

Компоненты магнитного поля  $H_x$ ,  $H_y$ ,  $H_z$ , необходимые для вычисления вероятности переворота спина в каждой точке токовой фольги, находились численно суммированием полей от каждого плоского участка токовой фольги, причем  $H_z^2 = H_x^2 + H_y^2$ , а  $H_x = H_z$ . Из-за большой электрической мощности, выделяемой в токовой фольге, практический интерес представляет только случай сильно охлаждаемого затвора /допустим, до 20 К/. Полные сечения для алюминия для 20 К взяты из работы /14/ см. сноску \*\* на стр. 4/ и экстраполированы по закону  $1/v$  к рассматриваемым скоростям УХН. Ферромагнитные пленки предполагались весьма тонкими /  $\sim 10^3 \text{ \AA}$  /. Для вычисления поглощения в пленках  $\mu_1$  использовались экстраполированные по закону  $1/v$  значения сечения захвата нейтронов в железе из /17/.

Расчет показал, что средний по поверхности коэффициент отражения УХН от закрытого затвора, равный 0,99, получается при весьма труднодостижимых параметрах затвора: толщине алюминиевой токовой фольги 10 мкм, линейной плотности тока 10 А/см. Выделяемая при этом мощность составляет около 0,5 кВт. Коэффициент выигрыша составляет 30 при следующих значениях парамет-

ров, входящих в выражение /1/:  $\beta = \gamma = 0,5$  /в открытом состоянии затвора сквозь него проходят нейтроны лишь одной поляризации/,  $\rho = 20$ ,  $\tau = 10^{-3}$  с,  $T = 0,2$  с,  $\eta = 10^{-2}$ ,  $\mu = 5 \cdot 10^{-4}$ ,  $v = 0$ ,  $S = 200 \text{ см}^2$ ,  $\alpha = 1$ ,  $\Sigma = 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$ . Для "идеального" затвора /  $\eta = 0$  / и тех же остальных параметров выигрыш составил бы 65.

4. Рассмотрим возможность накопления нейтронов от импульсного источника в накопителе с окном из ферромагнитной пленки /однослойный затвор/. Для сохранения поляризации удерживаемых нейтронов во всем объеме накопителя создается постоянное ведущее магнитное поле, которое одновременно намагничивает ферромагнитную пленку. В накопителе такого типа удерживаются нейтроны только одной поляризации; нейтроны другой поляризации свободно выходят через пленку. В момент вспышки нейтронного источника включается магнитное поле, которое перемагничивает пленку, и ультрахолодные нейтроны выходят из конвертора в накопитель. Однако от перемагничивающего импульса часть хранящихся нейтронов деполаризуется, что в итоге приводит к их утечке из накопителя сквозь пленку затвора. Представляется интересным оценить возможность потери ультрахолодных нейтронов, хранящихся в таком накопителе.

Был рассчитан вариант накопителя с цилиндрическим конвертором /рис. 1/ с использованием некоторых параметров реактора ИБР-2 /7/. Схема накопителя изображена на рис. 5. На цилиндри-

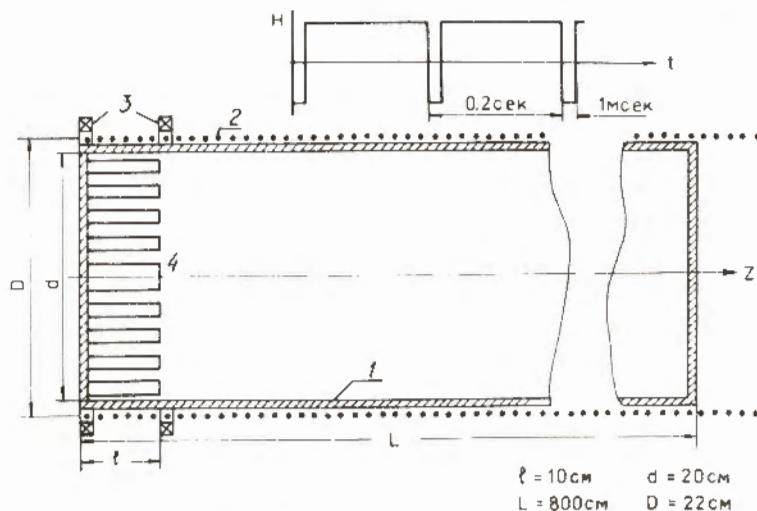


Рис. 5. Схема накопителя УХН с однослойным ферромагнитным затвором. 1 - стенка накопителя, 2 - соленоид, создающий ведущее поле, 3 - перемагничивающие катушки, 4 - конвертор.

ческой закрытой с торцов трубе 1 расположен соленоид 2, создающий в накопителе ведущее аксиальное магнитное поле. Конвертор 4 отделен от накопителя ферромагнитными пленками. Перемагничивающее поле создается двумя катушками 3 при пропускании через них импульса тока. Используемые в расчете размеры накопителя, конвертора, соленоида, катушек и параметры импульса магнитного поля изображены на рис.5. Создаваемое системой перемагничивающих катушек отрицательное импульсное поле в центре конвертора принималось равным - 20 эрстед.

Методом Монте-Карло была прослежена судьба 300 нейтронов в течение 60 с. Расчет делался при ряде упрощающих предположений относительно: во-первых, создаваемых в накопителе магнитных полей; во-вторых, характера движения УХН в накопителе и, в-третьих, метода расчета изменения величин компонент спина хранящегося нейтрона.

Для расчета изменений компонент спина нейтрона при его движении внутри трубы необходимо было знать векторы магнитных полей в каждой точке накопителя. В задаче предполагалось, что ведущее магнитное поле создавалось полубесконечным соленоидом, торец которого совпадал с ближайшим к реактору торцом накопителя. С целью упрощения расчета объем накопителя был разделен на две цилиндрические области. Первая, нестационарная, область начиналась от торца накопителя, примыкающего к реактору, и имела длину 70 см. В этой области действовали постоянное поле соленоида и переменное поле перемагничивающих катушек. Аксиальная симметричность магнитных полей позволяла разбить рассматриваемую область на кольцевые цилиндрические зоны так, что в параллельном оси Z сечении накопителя образовывалось 1400 прямоугольников размером  $1 \times 1$  см<sup>2</sup>, соответствующих 700 кольцевым зонам. В пределах каждой зоны магнитное поле полагалось одинаковым и равным полю на ее центральной окружности, т.е. в центре соответствующего прямоугольника. В каждой точке второй, стационарной, области магнитное поле считалось одинаковым. Его напряженность принималась положительной, равной напряженности поля бесконечно длинного соленоида и составляла +30 Э.

В рассмотренном варианте накопителя конвертор имел довольно сложную форму. Поэтому для упрощения расчетов предполагалось, что УХН при рождении распределялись равномерно в цилиндрической области, занимаемой конвертором.

Далее считалось, что их скорость в момент выхода из конвертора была изотропно направлена в пространстве и описывалась максвелловским распределением в интервале от граничной скорости алюминия до граничной скорости меди. Траектория нейтрона между отражениями от стенок принималась прямолинейной /влиянием гравитации пренебрегли/, причем отражение от боковых стенок накопителя было зеркальным, а от торцевой стенки и поверхности

конвертора - полностью диффузным. Поглощение нейтронов на стенках накопителя не учитывалось. Слежение за траекторией УХН производилось только в первой области накопителя. Во второй области траектория не вычислялась. Кроме того, полагалось, что отражение УХН от дальнего по отношению к реактору торца накопителя происходило в некоторой случайной точке, координаты которой равномерно распределены по площади торца. Это позволило облегчить расчеты и в некоторой степени учесть влияние на полученные результаты реально наблюдаемой незеркальности стенок накопителя. Из-за уже отмеченной сложности формы конвертора предполагалось, что отражение нейтрона от ферромагнитной пленки окна происходило в некоторой точке объема конвертора со случайной координатой Z. Причем значение Z считалось равномерно распределенным по длине конвертора.

За начало отсчета времени принимался момент появления ультрахолодного нейтрона в накопителе. Спин нейтрона при  $t=0$  был направлен вдоль оси накопителя противоположно ведущему магнитному полю. Тогда вероятность потери УХН из накопителя \*

$$w = \frac{1 + s_z}{2}, \quad //7/$$

где  $s_z$  - аксиальная компонента спина УХН. Знак плюс в формуле //7/ брался в том случае, когда нейтрон попадал в пленку в момент прохождения тока через перемагничивающие катушки, а минус - в противном случае. Следовательно, для оценки времени жизни нейтрона в накопителе необходимо было знать величину  $s_z$  в момент отражения УХН от конвертора. Весь интервал времени движения нейтрона внутри накопителя разбивался на элементарные интервалы длительностью 0,125 мс. В пределах такого интервала магнитное поле полагалось постоянным. Его напряженность бралась равной величине магнитного поля внутри цилиндрической зоны, в которой в начальный момент времени рассматриваемого элементарного интервала находился нейтрон. Если данный элементарный интервал времени приходился на момент импульса тока в катушках, то вычислялась суперпозиция полей соленоида и перемагничивающих катушек. Затем по формулам движения спина нейтрона в постоянном магнитном поле находилась величина изменения компонент спина за элементарный интервал времени. Далее рассматривался следующий интервал времени и т.д. Такой расчет производился только в первой области накопителя, где магнитные поля существенно менялись во времени и пространстве. Во второй области рассчитывалась обычная прецессия спина

\* Полагали, что пленка имеет 100%-ную поляризующую способность.

в постоянно однородном магнитном поле. При отражении нейтрона от ферромагнитной пленки вычислялось по формуле /7/ значение вероятности  $w$  потери хранящегося нейтрона и интервал времени между моментом входа УХН в накопитель и моментом его отражения от пленки.

После отражения от конвертора статистический вес нейтрона уменьшался на величину  $w$  и расчет продолжался до  $t=60$  с. По полученным величинам  $w$  в конце расчета с шагом  $1$  с вычислялась гистограмма значений вероятности утечки УХН в зависимости от времени хранения.

В результате расчетов время жизни ультрахолодных нейтронов относительно выхода из накопителя через ферромагнитную пленку было получено равным 36 с. Дополнительно проведенная проверка на устойчивость результата при увеличении элементарного интервала времени в два раза и первой нестационарной области до 100 см существенно не изменила полученного результата. Очевидно, что вычисленное время относительно деполяризации нейтрона можно увеличить, используя более однородные магнитные поля.

Другим возможным источником деполяризации УХН в накопителе является пространственная неоднородность стационарного магнитного поля. Для оценки воспользуемся результатами теоретического рассмотрения, проведенного в работе /18/.

Из этой работы следует, что если корреляционная функция неоднородностей имеет экспоненциальный характер с характерной длиной  $l$  и магнитное поле в объеме не слишком мало  $\sim 1$  Э или выше/, то скорость деполяризации имеет вид:

$$f = \frac{v}{l} \gamma_0^2, \quad /9/$$

где  $v$  - скорость нейтронов,  $\gamma_0$  - среднеквадратичные величины магнитных неоднородностей, отнесенных к величине однородного поля.

Расчет, выполненный с использованием программы, описанной в работе /19/, для соленоида длиной 8 м и диаметром 20 см дал величину  $\gamma^2 \approx 5 \cdot 10^{-5}$ , что при  $v = 5 \cdot 10^2$  см/с,  $l = 10$  см приводит к  $f \approx 2,5 \cdot 10^{-5}$  с<sup>-1</sup>. Основной вклад в  $\gamma_0$  дает участки объема накопителя вблизи концов соленоида.

Деполяризация на статических неоднородностях может быть еще значительно уменьшена, если использовать неравномерную плотность тока по длине соленоида, увеличив ее вблизи концов.

Приведенные здесь расчеты показывают, что выигрыш в плотности УХН, достигаемый от использования накопителей с ферромагнитными затворами, может быть весьма значительным. Основной проблемой является получение ферромагнитных пленок с необходимыми характеристиками - малым поглощением УХН и высокой поляризующей способностью.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Алтарев И.С. и др. Препринт ЛЯФ, № 246, 1976.
2. Aqeron P. e.a. Neutron Inelastic Scattering 1977, vol.I, p.53, IAEA, Vienna, 1978.
3. Ахметов Е.З. и др. ОИЯИ, РЗ-8470, Дубна, 1974.
4. Utsuro M., Hetzelt M. Neutron Inelastic Scattering.1977, vol.I, p.67, IAEA, Vienna, 1978.
5. Зельдович Я.Б. ЖЭТФ, 1959, 36, с.1952.
6. Golub R., Pendelbury J.M. Phys.Lett., 1977, A62(5),p.337.
7. Ананьев В.Д. и др. ПТЭ, 1977, № 5, с.17.
8. Carpenter J.M. Nucl.Instr.Meth.,1977,145, p.91.
9. Stirling G.C. Neutron Inelastic Scattering 1977, vol.I, p.25, IAEA, Vienna, 1978.
10. Шапиро Ф.Л. ОИЯИ, РЗ-7135, Дубна, 1973; Доклад на Международной конференции по изучению структуры ядра с помощью нейтронов. Будапешт, 1973. ЭЧАЯ, 1972, 2, вып.4, с.975.
11. Антонов А.В. и др. Труды ФИАН, 1972, 57, с.270.
12. Грошев Л.В. и др. ОИЯИ, РЗ-9534, Дубна, 1976.
13. Покотиловский Ю.Н., Таран Ю.В., Шапиро Ф.Л. ПТЭ,1976, № 3, с.32; ОИЯИ, РЗ-9185, Дубна, 1975.
14. Steyerl A. e.a. Z.Phys., 1972, 250, p.166.
15. Новопольцев М.И., Покотиловский Ю.Н. ОИЯИ, РЗ-11986, Дубна, 1978.
16. Владимирский В.В. ЖЭТФ, 1960, 39, с.1062.
17. Neutron Cross Sections, BNL-325, 1966.
18. Ефимов В.Н., Игнатович В.К. ОИЯИ, Р4-8253, Дубна, 1974.
19. Никитенко Ю.В. ОИЯИ, Б1-3-8318, Дубна, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 июля 1980 года.