



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Т 19

3-88-492

УДК 539.172.4

ТАРАН
Юрий Владимирович

**ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
С МЕДЛЕННЫМИ НЕЙТРОНАМИ**

**Специальность: 01.04.16 - физика атомного ядра
и элементарных частиц**

**Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук**

Дубна 1988

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
профессор

Крупчицкий П.А.

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник

Обороков А.И.

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник

Мурадян Г.В.

Ведущая организация:

Институт теоретической и экспериментальной физики (Москва).

Защита состоится "14" 12 1988 г. в 15 часов
на заседании специализированного совета Д 047.01.05 при Лаборатории
нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций Объединенного инсти-
тута ядерных исследований (Дубна, Московская область).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан "20" 10 1988 г.

Зам. председателя специализированного
совета

Останевич Ю.М.

Исследования с поляризованными медленными нейтронами, начатые почти 50 лет назад вскоре после открытия нейтрона, продолжают развиваться. Пучки поляризованных нейтронов созданы во многих лабораториях мира и нашли широкое применение в физике элементарных частиц, ядерной и нейтронной физике и физике конденсированных сред. В частности, актуальными являются исследования спиновой зависимости взаимодействия нейтрона с ядрами, проверка законов сохранения четности и временной инвариантности, изучение характеристик и структуры ядра и т.д. Для проведения такого рода исследований необходимо иметь набор поляризационных методик, перекрывающих широкую область энергий нейтронов.

Диссертация посвящена развитию двух аспектов поляризационных исследований с медленными нейтронами: 1) методическим разработкам по поляризации и анализу поляризации нейтронов и 2) использованию поляризованных нейтронов для решения некоторых актуальных задач ядерной и нейтронной физики. Материал диссертации изложен в пяти главах, краткое содержание которых дано ниже.

В главе I описана теоретическая и экспериментальная разработка нового метода поляризации медленных нейтронов пропусканием через поляризованную протонную мишень (ПМ). Этот метод получил название метода протонного фильтра (МПФ).

Ранее известные методы поляризации оставляли "белой" область энергий нейтронов примерно от 10 эВ до 100-200 кэВ, т.е. резонансную область. Такой метод был предложен в [1]. В его основе лежит чрезвычайно сильная спиновая зависимость сечения рассеяния нейтрона на протоне. Для медленных нейтронов синглетное сечение σ_s рассеяния в 20 раз превосходит триплетное сечение σ_t . Вследствие этого неполяризованный пучок станет поляризованным, если его пропустить через ПМ (рис. I).

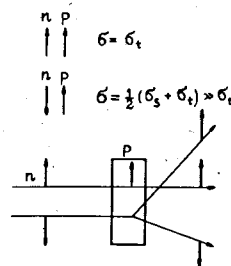


Рис. I. Поляризация методом протонного фильтра: σ_s и σ_t — сечения синглетного и триплетного $n-p$ — рассеяния; полное сечение рассеяния равно σ_t , если спины нейтрона и протона параллельны, и $\frac{1}{2}(\sigma_s + \sigma_t)$, если они антипараллельны.

В [1-4] дана теория МПФ. Положим для общности, что фильтр содержит поляризованные ядра со спином $I \neq 0$. Взаимодействие s -нейтрона происходит по двум спиновым каналам $J_{\pm} = I \pm \frac{1}{2}$, характеризующимся длинами рассеяния a_{\pm} и соответствующими сечениями σ_{\pm} . Используя известный оператор длины рас-

сеяния:

$$\hat{a} = \frac{I+1}{2I+1} a_+ + \frac{I}{2I+1} a_- + \frac{2(a_+ - a_-)}{2I+1} \hat{I} \hat{S}, \quad (1)$$

где \hat{I} и \hat{S} - операторы спина ядра и нейтрона, усредняя по начальным спиновым состояниям нейтрона и ядра и применяя оптическую теорему, получим полное сечение взаимодействия:

$$\sigma = \sigma_0 - \sigma_p f_n f_N, \quad (2)$$

где f_n и f_N - начальные поляризации нейтрона и ядра, σ_0 - полное сечение в отсутствие поляризаций:

$$\sigma_0 = \frac{I+1}{2I+1} \sigma_+ + \frac{I}{2I+1} \sigma_-, \quad (3)$$

σ_p - поляризационное сечение:

$$\sigma_p = \frac{I}{2I+1} (\sigma_- - \sigma_+). \quad (4)$$

Эти уравнения получены для свободного изолированного ядра. В тепловой области сильное влияние оказывает химическая связь, динамика и структура кристалла. Простые формулы можно получить для энергий ниже границы брэгговского обрезания, где для холодного кристаллического вещества помимо поглощения имеется только упругое некогерентное рассеяние:

$$\sigma = \sigma_0 - \sigma_1 f_N^2 - \sigma_p f_n f_N, \quad (5)$$

где

$$\sigma_0 = \sigma_{inc}^0 + \sigma_c, \quad (6)$$

$$\sigma_1 = \frac{I}{I+1} \sigma_{inc}^0, \quad (7)$$

$$\sigma_p = \frac{1}{I+1} \sigma_{inc}^0 + \frac{I}{2I+1} (\sigma_c - \sigma_{c+}), \quad (8)$$

σ_{inc}^0 и σ_c - некогерентное сечение и сечение захвата для неполяризованных частиц.

Переходя теперь к протонному фильтру и используя известные данные о сечениях, получим при $E > 1$ эВ

$$\sigma_p = 16,7 (1 + E/133)^{-1} (1 + E/4150)^{-1} (1 + E/6300), \quad (9)$$

где σ_p дано в барнах, E - в кэВ. При $E \ll 133$ кэВ поляризационное сечение σ_p не зависит от энергии и равно 16,7 б, что составляет 82% полного сечения рассеяния. Так как при $E = 133$ кэВ σ_p падает в 2 раза, то эта энергия является, по-видимому, практическим пределом применимости МКФ. При $E \ll 1$ эВ, т.е. в области применимости ур. (5-8), имеем

$$\sigma_0 = 79,7 + 1,58 E^{-1/2}, \quad (10)$$

$$\sigma_1 = 26,5; \quad (11)$$

$$\sigma_p = 53,1 + 1,58 E^{-1/2}, \quad (12)$$

где сечения даны в барнах, а энергия в мэВ.

Используя полученные выражения, можно вычислить поляризующую способность P и пропускание протонного фильтра T :

$$P = \tanh(f_N n \sigma_p x), \quad (13)$$

$$T = T_0 \exp(f_N^2 n \sigma_1 x) \operatorname{ch}(f_N n \sigma_p x), \quad (14)$$

где $T_0 = \exp(-n \sigma_0 x)$ - пропускание неполяризованного фильтра. С увеличением толщины фильтра x пропускание падает, а поляризующая способность растет, поэтому фактор качества $P^2 T$ фильтра как поляризатора нейтронов имеем оптимум при толщине

$$x_0 = (2\nu)^{-1} \ln \left\{ (1 + \mu/\nu) / [(8 + \mu^2/\nu^2)^{1/2} - 3] \right\}, \quad (15)$$

где $\nu = f_N n \sigma_p$, $\mu = n(\sigma_0 - f_N^2 \sigma_1)$. При $f_N \ll 1$, т.е. $\nu/\mu \ll 1$, выражение (15) упрощается:

$$x_0 \approx 2\mu^{-1}. \quad (16)$$

Для оценок можно пользоваться (16) при любой поляризации протонов: ошибка при этом не превосходит 10%.

Для экспериментальной проверки МКФ в результате большого цикла исследований по динамической поляризации протонов была создана первая в СССР, но третья в мире (после Франции и США) ШПМ ^{15,6/}. Протоны были поляризованы методом солид-эффекта в монокристалле двойного лантан-магниевого нитрата (ЛМН) с 1% примесью неодима. Размеры кристалла ЛМН были следующими: площадь 3,3x2,3 см², толщина по пучку 0,75 см, объём 5,7 см³. Микроволновая накачка производилась на частоте 37 ГГц (длина волны 8 мм). При температуре 1,5 К была достигнута поляризация протонов (36±3)% (по измерениям с помощью ЯМР).

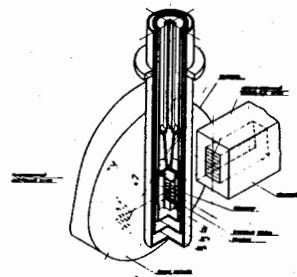


Рис. 2. Схема размещения поляризованной протонной мишени на пучке нейтронов от импульсного быстрого реактора ИБР при реализации метода протонного фильтра.

Эта ШПМ в качестве протонного фильтра (рис.2) была установлена на одном из нейтронных пучков импульсного быстрого реактора (ИБР) ЛНФ ОИЯИ, работавшего с частотой 5 Гц. В конце базы пролета длиной 18 м был установлен нейтронный детектор. Методом времени пролёта измерялась энергетическая зависимость пропускания фильтра в отсутствие и при наличии поляризации протонов в широком диапазоне энергий ^{12,3/}. Из (14) следует, что интенсивность отфильтрованного нейтронного пучка возрастает при включении протонной поляризации. Для характеристики этого возрастания обычно пользуются величиной

$$\varepsilon_1 = T/T_0 - 1, \quad (17)$$

называемой эффектом однократного пропускания. С учётом (14) получим

$$\varepsilon_1 = \exp(f_N^2 n \sigma_1 x) \operatorname{ch}(f_N n \sigma_p x) - 1. \quad (18)$$

В резонансной области был наблюден эффект $\varepsilon_1 \approx 1,5\%$ и более 10% в холодной области. Из первого значения при известной поляризации протонов было определено поляризационное сечение $\sigma_p = (18,1 \pm 1,2) \sigma$, что в пределах ошибки согласуется с ожидаемым значением.

Хотя наблюдение четкого эффекта ε_1 не оставило сомнений в правильности нового метода поляризации, представлялось не лишним убедиться в наличии поляризации нейтронного пучка с помощью подходящего анализатора поляризации. Простейшим и легкодоступным является анализатор на основе намагниченного железа. Пластина железа толщиной 2 см и площадью $10 \times 10 \text{ см}^2$ устанавливалась в магнитном поле 1,6 Т на расстоянии 2,5 м от фильтра. Измерялась энергетическая зависимость эффекта двукратного пропускания:

$$\varepsilon_2 = \frac{j_+ - j_-}{j_+ + j_-} = P \operatorname{th}(n \sigma_{p, Fe} x), \quad (19)$$

где j_{\pm} - счет детектора при параллельной или антипараллельной ориентации поляризации протонов, $\sigma_{p, Fe}$ - поляризационное сечение железа. Измеренная поляризация P нейтронов для холодных и тепловых нейтронов составила 42 и 35% соответственно. Так как анализатор из железа не работает в резонансной области, то для оценки поляризации нейтронов было использовано экспериментальное значение ε_1 . Из (13) и (18) при $\sigma_1 = 0$ получим

$$P = \varepsilon_1^{1/2} (2 + \varepsilon_1)^{1/2} (1 + \varepsilon_1)^{-1} \approx \sqrt{2\varepsilon_1}, \quad (20)$$

что в нашем случае даёт $P \approx 17\%$.

Таким образом, результаты обоих экспериментов по однократному и двукратному пропусканию подтвердили работоспособность МПФ. Впервые был получен поляризованный пучок резонансных нейтронов с энергией до 10 кэВ. Хотя экспериментальное значение поляризации довольно скромно, преимущества нового метода были настолько очевидны, что дальнейшая разработка его была вполне оправдана. Была создана ППМ второго поколения ^{17/}. Хотя она оперировала также в 8-мм диапазоне, но существенно превосходила первую. Толщина была увеличена в три раза и составила 2 см, что близко к оптимальной. При прочих равных условиях это привело к более чем двукратному увеличению поляризации нейтронов. Улучшение качества кристаллов ЛМН, однородности магнитного поля и снижение температуры до 1,2 К позволило поднять поляризацию протонов до 44%. Сумма этих факторов привела к увеличению поляризации нейтронов до 51%. В два раза была увеличена площадь фильтра, что практически компенсировало падение интенсивности за счёт увеличения толщины. Объем мишени был равен 28 см^3 .

На базе протонного фильтра второго поколения был создан время-пролётный спектрометр поляризованных нейтронов для исследования взаимодействия с поляризованными ядрами (рис. 3).

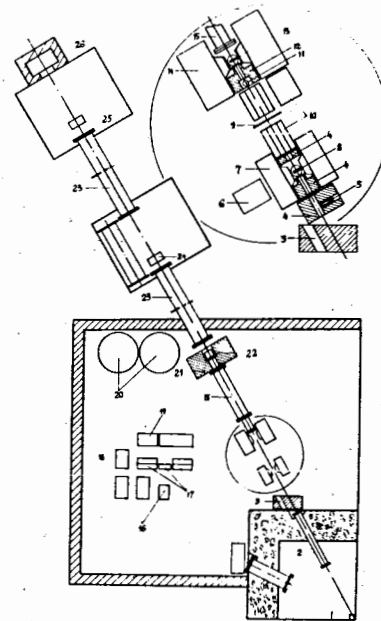


Рис. 3. Схема времяпролётного спектрометра поляризованных нейтронов на импульсном быстром реакторе ИБР: 1 - активная зона, 2 - вакуумированный нейтронный канал, 3 - шибер, 4 - коллиматоры, 5 - монитор пучка нейтронов, 6 - высоковакуумный агрегат, 7 - электромагнит, 8 - протонный фильтр, 9 - токовая фольга, 10 - спиновый ротатор, 11 - монитор поляризации, 12 - коллиматор, 13 - ядерная поляризованная мишень, 14 - электромагнит, 15 - вакуумированный нейтронный канал, 16 - насосная группа, 17 - пульты управления насосами и магнитами, 18 - компрессор, 19 - электронная аппаратура, 20 - газгольдеры, 21 - защита детектора, 22 - нейтронный детектор, 23 - вакуумированный нейтронный канал, 24 и 25 - детекторы на базе пролета 60 и 120 м, 26 - ловушка нейтронов.

Источником нейтронов являлся реактор ИБР, в экспериментальном зале которого на расстоянии 11 и 13,5 м от активной зоны были установлены электромагниты. В первом магните располагался протонный фильтр, а во втором - исследуемая мишень. Между магнитами находился спин-флиппер на основе метода токовой фольги. Конструкция флиппера и его параметры были получены на основе теоретического анализа в ^{18/}. Флиппер обеспечивал реверс поляризации нейтронов с энергией ниже 100 эВ. Для регистрации нейтронов на базах пролёта 20, 60 и 120 м устанавливалась детекторная аппаратура, связанная с временными анализаторами и накопительными устройствами ^{14,9/}. В пучке перед фильтром был установлен монитор интенсивности, а за фильтром - монитор поляризации.

С данными параметрами поляризационный нейтронный спектрометр был использован для исследования взаимодействия поляризованных нейтронов с поляризованными ядрами гольмия. Дальнейшее совершенствование спектрометра было связано с переходом в 4-мм диапазон микроволновой накач-

ки. Был создан протонный фильтр третьего поколения /4,9,10/, в котором при температуре 0,95 К была достигнута поляризация протонов 70%, что позволило получить рекордную поляризацию резонансных нейтронов 67% /10/. На спектрометре с этим фильтром были проведены исследования взаимодействия поляризованных нейтронов с поляризованными ядрами гольмия, азота, лантана и дейтерия.

Новый метод поляризации медленных нейтронов нашел применение в практике нейтронного эксперимента. В США был создан аналогичный спектрометр и выполнен цикл исследований взаимодействия нейтронов с поляризованными делящимися ядрами. В ИАЭ (Москва) создан такой же спектрометр. В ЛНФ была продолжена поляризационная программа на реакторе ИБР-30. В ИЛЛ (Гренобль) проводятся работы по применению протонного фильтра в качестве анализатора поляризации рассеянных тепловых и холодных нейтронов. В КЕК (Япония) разработан протонный фильтр с продольной (вдоль пучка) поляризацией для нейтронных экспериментов.

В ЛМН впервые была достигнута высокая поляризация протонов. Были найдены вещества с большей концентрацией водорода, в которых достигнуты такие же или даже более высокие поляризации. Технология их приготовления значительно сложнее, чем ЛМН. С точки же зрения качества такого поляризатора выигрыш невелик. Например, наилучшее мыслимое вещество - чистый водород при поляризации 70% дает выигрыш в факторе качества $\rho^2 T$ менее чем в два раза. Для реальных веществ такой выигрыш еще меньше. В этом плане использование ЛМН для протонного фильтра из-за своей простоты является оправданным на перспективу. Поэтому исследование характеристик ЛМН полезно и необходимо. Описание таких исследований приведено в главе 2.

Согласно (I3-I4) поляризационные характеристики протонного фильтра определяются полным и поляризационным сечениями взаимодействия σ_0 и σ_p . Так как ЛМН является сравнительно сложным химическим соединением, а именно, его формула $La_2Mg_3(NO_3)_{12} \cdot 24H_2O$, то в полное сечение σ_0 помимо водорода заметный вклад вносят другие элементы. Монокристалл ЛМН благодаря ромбоэдрической тригональной структуре имеет форму плоской шестиугольной пластины, тригональная ось которого перпендикулярна ее плоскости. Условия динамической поляризации требуют ориентации тригональной оси перпендикулярно магнитному полю. При этом если тригональную ось направить вдоль оси пучка, то произвольная ориентация пластины в плоскости сечения пучка не будет сказываться на сечении взаимодействия нейтронов с кристаллом. Именно такое расположение кристалла было реализовано в наших конструкциях протонных фильтров и при такой геометрии были измерены нейтронные характеристики ЛМН /4/.

Измерения пропускания T_0 неполяризованных кристаллов разных толщин проводились в интервале температур 1-295 К. Для измерений в области энергий 0,005-50 эВ использовалась длина пролёта 60 м. При измерениях ниже 0,005 эВ детектор устанавливался на расстоянии 14 м от центра реактора. Из серии экспериментальных данных по пропусканию было определено полное сечение взаимодействия σ_M на одну молекулу ЛМН (рис. 4). На основе этих данных, а также литературных данных о сечениях ядер, кроме водорода, входящих в ЛМН, было вычислено сечение рассеяния σ_s нейтрона на протоне (рис. 5). При $E < 0,1$ эВ из сечения σ_M вычитались только некогерентное и захватное сечения элементов, а при $E > 0,1$ эВ - полные сечения.

Рис. 4. Полное сечение взаимодействия σ_M нейтрона с молекулой ЛМН в зависимости от энергии нейтрона E при комнатной температуре (светлые точки) и усредненное по интервалу температур 1-77 К (темные точки).

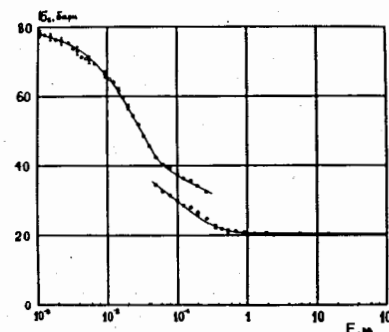
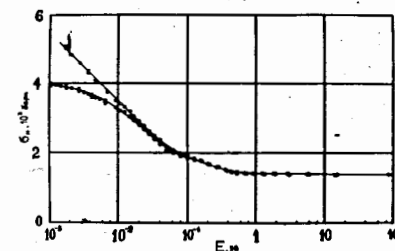


Рис. 5. Сечения рассеяния нейтрона на протоне кристаллизационной воды ЛМН. Светлые точки получены вычитанием сечений некогерентного рассеяния и захвата всех остальных ядер, входящих в ЛМН, из экспериментального сечения молекулы ЛМН; темные точки получены вычитанием полных сечений.

Анализ хода сечения $\sigma_s(E)$ в интервале 0,5-50 эВ показал, что оно хорошо описывается выражением

$$\sigma_s(E)/\sigma_{s,своб.} = 1 + \bar{K}/3E, \quad (21)$$

где $\sigma_{s,своб.}$ - сечение рассеяния на свободном протоне, \bar{K} - средняя кинетическая энергия атома водорода в ЛМН. Было найдено, что ниже 77 К величина \bar{K} не зависит от температуры и равна $0,11 \pm 0,02$ эВ. В промежуточной области энергий соответствующие кривые на рис. 5 не стыкуются, т.к. в ней проявляются когерентные эффекты на структуре кристалла. В холодной области выход сечения σ_s на уровень некогерентного рассеяния σ_{inc}^0 на полностью связанном протоне практически осуществляется ниже 1 мэВ. Отсюда следует, что область применимости ур. (5) соответствует этой границе.

Определение энергетической зависимости поляризационного сечения σ_p было сделано двумя методами. В первом из них проводились измерения эффекта однократного пропускания ε_1 с кристаллами ЛМН толщиной 0,915 см на базе пролёта 14 м и 1,835 см на базах 19 и 60 м. В интервале энергий 0,5–50 эВ из экспериментальных данных ε_1 по ур. (18) при $\sigma_1 = 0$ определялось значение величины $f_N n \sigma_p x$, а затем описывалось с помощью ур. (21). Наилучшее описание достигалось при $K = 0,16 \pm 0,02$ эВ, что в пределах двойной ошибки согласуется со значением K из измерений пропускания T_0 . Экстраполяция этой зависимости к $E = \infty$ с использованием известных значений n , σ_p , $\sigma_{\text{св}}$ и x дало значение протонной поляризации f_N , которое и было использовано для нахождения энергетической зависимости σ_p . Ход сечения в области 0,5–50 эВ, нормированного на σ_p , $\sigma_{\text{св}}$, показан на кривой рис. 6 темными кружками.

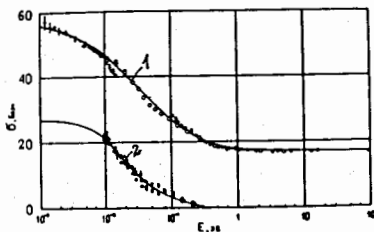


Рис. 6. Полное поляризационное сечение σ_p (кривая 1) и сечение σ_1 (кривая 2). Экспериментальные точки соответствуют следующим условиям: на кривой 1 большие светлые кружки получены из измерений эффекта ε_2 с двумя протонными фильтрами; темные и светлые маленькие кружки получены из измерений эффекта ε_1 с одним протонным фильтром разной толщины в предположении $\sigma_1 = 0$ и $\sigma_1 = \frac{1}{2} \sigma_p$ соответственно; на кривой 2 точки получены совместной обработкой нескольких серий измерений ε_1 и ε_2 при разных толщинах и поляризациях фильтров.

Ниже энергии 20 мэВ поляризационное сечение находилось из экспериментальных данных ε_1 по ур. (18) в предположении $\sigma_1 = \frac{1}{2} \sigma_p$ (маленькие светлые кружки на кривой 1 рис. 6). Так же, как и сечение рассеяния σ_s , поляризационное сечение σ_p выходит на уровень, соответствующий полностью связанному протону, ниже 1 мэВ. В промежуточной области ситуация с σ_p остается неопределенной. Для сечения рассеяния σ_s такая неопределенность (см. рис. 5) не имеет существенного практического значения, так как в ур. (14), описывающем пропускание фильтра, вместо макроскопического сечения $n \sigma_0$ протона должно войти макроскопическое сечение $n_M \sigma_M$ молекулы ЛМН, где n_M — число молекул в 1 см³, а σ_M однозначно определено из экспериментов по пропусканию неполяризованного фильтра. Этого нельзя сказать о сечениях σ_p и σ_1 . Их точное значение имеет практическое значение, особенно если фильтр предназначен для оперирования в тепловой области. В связи с этим нами были предприняты измерения поляризационного сечения

σ_p другим методом с использованием анализатора поляризации пучка на базе второго протонного фильтра. В основе этого метода лежит ур. (2).

Пусть пучок нейтронов с поляризацией f_n падает на протонный фильтр с поляризацией f_N . Перед фильтром расположен спин-флиппер с эффективностью переворота ψ . Обозначая пропускание фильтра с выключенным и включенным флиппером через T_n и T_a , получим

$$T_n = T_0 [ch(f_N n \sigma_p x) + f_n sh(f_N n \sigma_p x)], \quad (22)$$

$$T_a = T_0 [ch(f_N n \sigma_p x) + \psi f_n sh(f_N n \sigma_p x)]. \quad (23)$$

Используя для поляризации пучка после первого фильтра выражение (13), полагая, как должно быть, $(1 + \psi) \ll 1$ и снабжая порядковыми индексами величины, относящиеся к фильтрам — поляризатору и анализатору, получим для эффекта двукратного пропускания

$$\varepsilon_2 = \frac{1}{2} (1 - \psi) th(f_{N1} n \sigma_p x_1) th(f_{N2} n \sigma_p x_2). \quad (24)$$

В этом выражении, помимо σ_p , неизвестны ψ , f_{N1} и f_{N2} .

Для определения эффективности флиппера был использован железный шимм для деполаризации пучка после первого фильтра. Фактическую степень деполаризации в данном случае знать не обязательно. Действительно, если при измерении T_n и T_a в пучке между фильтрами постоянно находится шимм, то в ур. (22) и (23) надо заменить f_n на некоторое неизвестное значение f_n^u . Вводя соответствующие обозначения пропусканий T_n^u и T_a^u , получим

$$\psi = \frac{T_a^u - T_n^u}{T_n^u - T_n^u}, \quad (25)$$

т.е. множители, содержащие f_n^u , сокращаются. Для нахождения поляризаций фильтров использовались измерения эффектов однократного пропускания и соответствующая процедура их обработки для резонансной области, описанная перед этим.

Для реализации второго метода определения поляризационного сечения σ_p в качестве анализатора поляризации был использован протонный фильтр второго поколения. Он был переведен в 4-мм диапазон накачки и установлен во втором магните времяпролётного спектрометра поляризованных нейтронов. Так как оба фильтра функционируют в одном и том же микроволновом диапазоне, то система динамической поляризации фильтров была сделана общей (рис. 7). На рис. 8 показана энергетическая зависимость эффекта двукратного пропускания ε_2 , полученная при поляризациях первого и второго фильтров 65% и 42% соответственно. На рис. 9 показана такая же зависимость ε_2^u , но при наличии железного шимма толщиной 4 мм в пучке между фильтрами. Ниже энергии 4 эВ шимм полностью деполаризует пучок; при более высокой энергии

его деполаризующие свойства ухудшаются. Хотя это и не мешает определению эффективности флиппера Ψ , тем не менее точность такого определения уменьшается. Из экспериментальных данных ε_2 и ε_2^u была определена энергетическая зависимость Ψ в диапазоне $10^{-2} + 10$ эВ. Величина Ψ слабо зависит от энергии нейтронов, несколько увеличиваясь выше 1 эВ. Среднее ее значение в указанном диапазоне оказалось равным $\Psi = -0,91 \pm 0,01$.

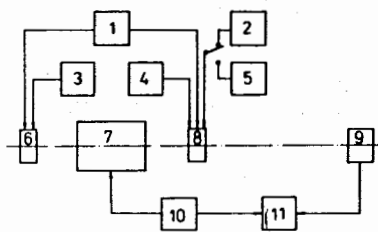


Рис. 7. Блок-схема времяпролётного спектрометра поляризованных нейтронов в режиме работы с двумя динамически поляризованными мишенями: 1 - микроволновая аппаратура для динамической накачки мишеней, 2 и 3 - спектрометр ЯМР для протонов, 4 - радиочастотная аппаратура для насыщения ЯМР азота, 5 - спектрометр ЯМР дейтонов, 6 - протонный фильтр-поляризатор, 7 - спин-флиппер, 8 - протонный фильтр-анализатор или поляризованная дейтронная мишень, 9 - нейтронный детектор, 10 - аппаратура управления и контроля спектрометра, 11 - аппаратура временного анализа и накопления спектрометрической информации.

С использованием экспериментальных значений ε_2 , Ψ , f_{N1} и f_{N2} согласно выражению (24) была найдена энергетическая зависимость поляризационного сечения σ_p нейтрона на протоне (большие светлые кружки на кривой 1 рис. 6). Из-за недостатка интенсивности не удалось провести измерения ниже 10 мэВ. Однако данные из измерений ε_1 и ε_2 удовлетворительно стыкуются при этой энергии. Экспериментальное определение σ_p позволило переобработать данные по ε_1 , сделав σ_1 свободным параметром. Из ур. (18) при известных ε_1 , f_N и σ_p была определена энергетическая зависимость σ_1 (экспериментальные точки на кривой 2 рис. 6). С увеличением энергии сечение σ_1 падает и около 0,4 эВ практически зануляется. Эта энергия близка к 0,5 эВ, выше которой начинает работать описание (21). С уменьшением энергии экспериментальная кривая σ_1 достаточно близко подходит к теоретическому пределу $\sigma_1 = \frac{1}{2} \sigma_{inc}^0$. Таким образом, экспериментально определенные энергетические зависимости σ_M , σ_p и σ_1 позволяют однозначно рассчитывать параметры протонного фильтра в тепловой области.

В ходе исследований поляризационных характеристик ЛМН был также изучен вопрос о спиновой корреляции протонных спинов кристаллизационной воды, возникающей как следствие квантово-механической неразличимости одинаковых частиц. Наличие такой корреляции может сказаться

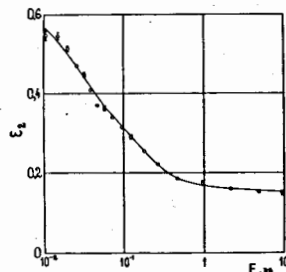


Рис. 8. Энергетическая зависимость эффекта двукратного пропускания E , через два протонных фильтра из ЛМН.

на процессе динамической поляризации. Действительно, если парамолекулы воды (полный спин $J=0$) находятся в замороженном состоянии, то в динамической поляризации участвуют только ортомолекулы воды ($J=1$). Так как при термическом равновесии соотношение орто- и парасостояний равно 3:1, то максимально возможная в этом случае поляризация протонов равна 75%. Однако если возможны переходы из пара- в ортосостояние (например, через уровень $J=1$, $J_2=0$), то даже при наличии корреляции протонных спинов возможна их полная поляризация. С помощью нейтронов достаточно низких энергий можно обнаружить замороженное состояние. Согласно теории [11] некогерентное сечение (5) должно быть дополнено еще одним членом, не зависящим от поляризации нейтронов, но квадратичным по f_N :

$$\Delta \sigma_{inc} = -\frac{I}{I+1} f_N^2 \sigma_{inc}^0 \frac{\sin K\rho}{K\rho} \overline{\cos(K\rho)}, \quad (26)$$

где ρ - расстояние между протонами в молекуле кристаллизационной воды, $K=|\vec{K}|=|\vec{K}_0|$, \vec{K}_0 и \vec{K} - волновые векторы нейтрона до и после столкновения. Черта над косинусом означает усреднение по всем молекулам воды, входящим в элементарную ячейку. Расчёт по известной структуре ЛМН дал $\overline{\cos(K\rho)} \approx \cos \frac{1}{2} K\rho$. Выражая K через энергию нейтрона E и используя известное значение ρ , получим для сечения σ_1 в (18)

$$\sigma_1 = \frac{I}{I+1} \sigma_{inc}^0 \left(1 + \frac{\sin \chi \cos \frac{1}{2} \chi}{\chi}\right), \quad (27)$$

где

$$\chi = 1,05 E^{1/2}, \quad (28)$$

E дано в мэВ. Таким образом, эффект однократного пропускания должен быть усилен в холодной области.

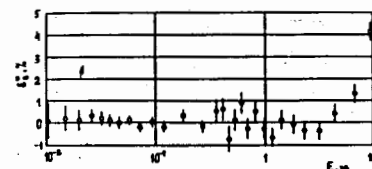


Рис. 9. То же, что и на рис.8, но с железным шиммом толщиной 4 мм в пучке нейтронов между фильтрами.

Для проведения такого эксперимента /11/ был использован протонный фильтр меньшей толщины, а именно 0,415 см. Поляризация протонов составила 68,5%. Для повышения интенсивности холодных нейтронов был разработан охлажденный до азотной температуры замедлитель реактора ИБР. Пучок был тщательно сформирован и очищен от запаздывающих нейтронов охлажденными до азотной температуры бериллиевым и графитовым фильтрами. Измерения проводились на базе пролета 19 м. На рис. 10 представлена экспериментальная зависимость эффекта ϵ_1 в области энергий 0,5–6 мэВ. С использованием наших экспериментальных данных по сечению рассеяния нейтрона на протоне в холодной области (рис. 5) был рассчитан теоретический ход ϵ_1 без учета корреляции (кривая 1 на рис. 10) и с учетом корреляции по формуле (27) (кривая 2). Экспериментальные данные хорошо описываются кривой 1. Таким образом, полученные данные говорят об отсутствии "замороженной", термически равновесной концентрации парамолекул воды в динамически поляризованной протонной мишени. По-видимому, в процессе динамической поляризации происходит эффективная перекачка молекул воды из пара- в орто-состояние.

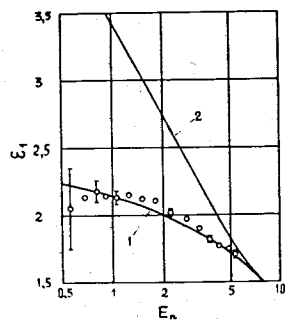


Рис. 10. Эффект однократного пропускания ϵ_1 в зависимости от энергии нейтронов E_n в мэВ. Светлые кружки - экспериментальные точки. Кривые 1 и 2 рассчитаны в предположении отсутствия и наличия "замороженной", термически равновесной концентрации парамолекул кристаллизационной воды ЛМН.

Глава 3 посвящена ядерно-физическим исследованиям с поляризованными нейтронами и ядрами на времяпролётном спектрометре, описанном в предыдущих главах. Теоретической основой таких исследований являются выражения (2-4). Из них следуют две возможности в физическом эксперименте: определение спинов нейтронных резонансов /12/ и длин рассеяния нейтрона на ядре.

Нейтронный резонанс, возбуждаемый S-нейтроном, характеризуется спином составного ядра $J = I \pm \frac{1}{2}$. Полное сечение взаимодействия равно

$$\sigma = \sigma_0 (1 + \rho f_n f_N), \quad (29)$$

где статистический весовой фактор ρ в случае $J = I + \frac{1}{2}$ равен

$$\rho = \frac{I}{I+1}, \quad (30)$$

а в случае $J = I - 1$

$$\rho = -I. \quad (31)$$

В экспериментах по пропусканию поляризованных нейтронов через поляризованную ядерную мишень измеряется эффект двукратного пропускания:

$$\epsilon_2 = - \frac{(1-\varphi) f_n \operatorname{th}(f_N \rho n \sigma_0 x)}{2 - (1+\varphi) f_n \operatorname{th}(f_N \rho n \sigma_0 x)}. \quad (32)$$

Знак эффекта ϵ_2 непосредственно указывает на значение спина резонанса. Этой методикой были определены спины нескольких десятков нейтронных резонансов ядер гольмия (обзор этих работ дан в /13/).

Определение длин рассеяния a_{\pm} требует комплекса экспериментов, в котором поляризационный эксперимент является, как правило, завершающим. Рассмотрим его на примере рассеяния нейтрона на дейтоне. Так как спин дейтона $I = 1$, то рассеяние описывается дублетной a_2 и квартетной a_4 длинами рассеяния. В экспериментах с неполяризованными частицами могут быть измерены полное сечение рассеяния σ_s , когерентная длина b_{coh} и некогерентное сечение σ_{inc}^0 . Совместное решение системы уравнений относительно a_2 и a_4 дает два набора длин рассеяния. Однозначный выбор набора может быть осуществлен в поляризационном эксперименте путем определения знака поляризационного сечения рассеяния нейтрона на свободном дейтоне:

$$\sigma_p = \frac{8\pi}{3} (a_2^2 - a_4^2). \quad (33)$$

Используя литературные данные о наборах, получим $\sigma_p = -1,6$ и $2,6$ б при $a_2 < a_4$ и $a_2 > a_4$ соответственно.

Дублетная и квартетная длины рассеяния относятся к фундаментальным ядерным константам, которые постоянно используются для проверки точности любых решений ядерной проблемы трех тел. Обширные теоретические исследования вначале были направлены на теоретический выбор истинного набора, а позднее - на более точное согласование теоретических значений с экспериментальными. Однако последнее слово принадлежит опыту. Тем более, что к началу описанных далее экспериментов общепринятой точки зрения об истинности набора, в котором $a_2 < a_4$, А.М.Балдиным были противопоставлены аргументы в пользу альтернативного набора.

Для решения этой задачи необходимо было создать поляризованную дейтонную мишень (ПДМ). Хотя к этому времени были созданы ШМ, работы по динамической поляризации дейтонов методом солид-эффекта в мире ещё не проводились. В первом эксперименте /14/ по поляризации дейтонов в дейтерированном ЛМН была достигнута поляризация не менее 4,5%

и показана перспективность дальнейших работ, которые привели к созданию первой в мире ПДМ /10/. Толщина и площадь мишени были равны 3,5 см и 1,5x2,4 см² соответственно. Была достигнута поляризация дейтронов 20%. ПДМ была установлена во втором магните времяпролётного спектрометра поляризованных нейтронов (рис. 7). Она была оснащена радиочастотной аппаратурой для подавления поляризации азота, входящего в ЛМН, путем насыщения его ЯМР. Поляризация нейтронов осуществлялась протонным фильтром и составила 67% при энергии выше 1 эВ и плавно увеличивалась с понижением энергии до 98% при 0,01 эВ.

Измерения /10/ эффекта \mathcal{E}_2 через ПДМ были полностью аналогичны измерениям поляризационного сечения протонов. Экспериментальные значения эффекта пропускания \mathcal{E}_2 в диапазоне энергий 10^{-2} - 10^2 эВ представлены на рис. 11. В резонансной области был наблюден отрицательный знак \mathcal{E}_2 , что означает отрицательный знак поляризационного сечения

σ_p рассеяния нейтрона на дейтоне и соответственно $\alpha_2 < \alpha_4$. Для окончательного вывода об истинности набора с $\alpha_2 < \alpha_4$ было проанализировано влияние других ядер, входящих в ЛМН. Так как поляризация ядер азота была уничтожена, то остаются водород (в виде 0,5% примеси к тяжелой воде) и лантан. Оценки вкладов водорода и лантана в \mathcal{E}_2 показали, что они в 40 раз меньше, чем от дейтронов, т.е. ими можно пренебречь. Таким образом, экспериментальный эффект \mathcal{E}_2 в резонансной области определяется поляризационным сечением дейтронов, а знак его однозначно указывает в пользу набора длин рассеяния с $\alpha_2 < \alpha_4$.

Эти же измерения позволили определить энергетическую зависимость эффекта \mathcal{E}_2 на поляризованных ядрах азота (рис. 12). В тепловой области наблюдается четкий эффект, следующий закону $1/\sqrt{v}$, что следовало ожидать, если он обусловлен (n,p) -реакцией на азоте. Положительный знак \mathcal{E}_2 показывает, что поляризационное сечение реакции положительно, а значит, в ней превалирует спиновый канал $J = I - \frac{1}{2}$. Хотя этот результат противоречит литературным данным, он основан на прямом определении знака поляризационного сечения и представляется вполне надёжным.

Энергетический ход в тепловой области экспериментального эффекта \mathcal{E}_2 (рис. 11) с нулевой поляризацией азота позволил сделать косвенный вывод о положительности знака поляризационного сечения лантана. Так как тепловое сечение лантана определяется отрицательным резонансом, то его спин равен $J = I - \frac{1}{2} = 3$.

В заключительной части главы 3 обсуждается предложенный в /1/ метод определения спинов нейтронных резонансов с помощью анализа поляризации рассеянных поляризованных нейтронов на неполяризованной ядерной мишени. Показано, что этот метод перспективен для ядер, имеющих достаточно сильные рассеивательные резонансы.

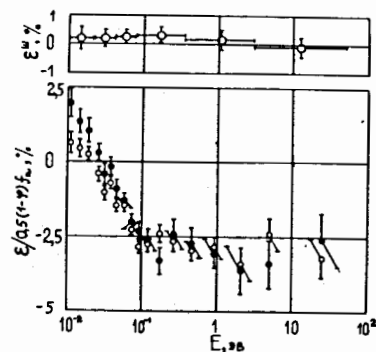
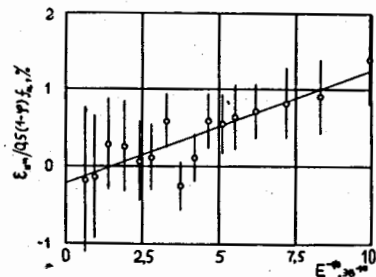


Рис. 11. Эффект двукратного пропускания \mathcal{E}_2 через поляризованную дейтроновую мишень, нормированный на степень поляризации нейтронов f_n и эффективность ψ спинового флиппера, в отсутствие (светлые кружки) и с поляризацией (темные кружки) ядер азота (нижний рисунок). На верхнем рисунке показан эффект двукратного пропускания \mathcal{E}_2 с железным шиммом толщиной 4 мм между ПДМ и ПДМ.

Рис. 12. Эффект двукратного пропускания \mathcal{E}_2 на поляризованных ядрах азота, нормированный на поляризацию нейтронов f_n и эффективность ψ флиппера, в функции $E^{-1/2}$. Прямая линия, проведенная через точки методом наименьших квадратов, описывается уравнением $\mathcal{E}_2 / 0,5(1-\psi) f_n = (-0,22 + 0,14 E^{-1/2})\%$, где E берётся в эВ.



Теоретическому рассмотрению проблемы поляризационного анализа медленных нейтронов и, в частности, ультрахолодных нейтронов (УХН) посвящена глава 4. Объектами этого рассмотрения являются так называемые преобразователи пучка: поляризатор, спин-флиппер и анализатор поляризации. В рамках одномерного поляризационного анализа действие преобразователя на пучок описывается квадратной матрицей второго порядка /15/:

$$M = \begin{pmatrix} m_{++} & m_{+-} \\ m_{-+} & m_{--} \end{pmatrix}, \quad (34)$$

где матричные элементы m_{ij} описывают вероятность того, что нейтрон с начальной проекцией спина j после взаимодействия с преобразователем окажется в состоянии с проекцией i . Характеризуя пучок двумерным вектором:

$$n = \begin{pmatrix} n_+ \\ n_- \end{pmatrix}, \quad (35)$$

где компоненты вектора n_{\pm} пропорциональны интенсивностям спиновых компонент пучка, и считая для простоты его монохроматичным, можно получить для поляризационных характеристик преобразователя следующие выражения:

а) коэффициент преобразования

$$K_0 = \frac{(n_0' M n_0)}{(n_0' n_0)}, \quad (36)$$

б) поляризующая способность

$$P = \frac{(n'_0 \sigma_z M n_0)}{(n'_0 M n_0)}, \quad (37)$$

в) анализирующая способность

$$A = \frac{(n'_0 M \sigma_z n_0)}{(n'_0 M n_0)}, \quad (38)$$

г) S-фактор

$$S = \frac{(n'_0 \sigma_z M \sigma_z n_0)}{(n'_0 M n_0)}, \quad (39)$$

где σ_z - матрица Паули, штрих у вектора или матрицы означает транспонирование.

В обычной (пролетной или проточной) схеме поляризационного анализа с поляризатором, анализатором и флиппером между ними коэффициент преобразования установки равен

$$K_{012} = K_{01} K_{02} (1 + \varphi P_1 A_2), \quad (40)$$

где индексы 1 и 2 относятся к поляризатору и анализатору, φ - эффективность флиппера. Измеряемое на опыте поляризационное или R-отношение

$$R = \frac{K_{012} \text{ off}}{K_{012} \text{ on}} = \frac{1 + P_1 A_2}{1 + \varphi_0 P_1 A_2}, \quad (41)$$

где индексы off и on означают выключенный ($\varphi = 1$) и включенный ($\varphi = \varphi_0 \neq 1$) флиппер, позволяет определить при известной величине φ_0 только среднегеометрическое значение поляризующей и анализирующей способностей:

$$\bar{P} = \sqrt{P_1 A_2} = \sqrt{\frac{R-1}{1-\varphi_0 R}}, \quad (42)$$

или его нижний предел при неизвестном значении φ_0 :

$$\bar{P}_{\min} = \sqrt{\varepsilon_2} = \sqrt{\frac{R-1}{R+1}}. \quad (43)$$

Указанная неопределённость поляризационного анализа на медленных нейтронах известна давно.

В /16/ для определения эффективности переворота был предложен метод двух спин-флипперов. В этом случае в (40) вместо φ должно фигурировать

$$\varphi = \varphi_1 \varphi_2, \quad (44)$$

где индексы 1 и 2 нумеруют флипперы. Манипулируя обоими флипперами, можно измерить три R-отношения: R_1 , R_2 и R_{12} , из которых раздельно определяются величины

$$\varphi_0 = \frac{R_2(R_{12}-R_1)}{R_1(R_2-1)R_{12}}, \quad (45)$$

$$\varphi_{02} = \frac{R_1(R_{12}-R_2)}{(R_1-1)R_2R_{12}}, \quad (46)$$

$$\bar{P} = \sqrt{\frac{(R_1-1)(R_2-1)R_{12}}{R_1R_2-R_{12}}}. \quad (47)$$

Этот метод нашел широкое применение в практике нейтронного эксперимента.

В поисках возможности разделения поляризующей и анализирующей способностей в /15/ был рассмотрен метод двух анализаторов поляризации. Коэффициент преобразования такой установки для идентичных преобразователей равен

$$K_{0123} = K_0^3 [1 + (\varphi_1 + \varphi_2)PA + \varphi_1 \varphi_2 PAS]. \quad (48)$$

Здесь по одному флипперу расположено между преобразователями. Тогда из трёх поляризационных отношений для идеальных флипперов можно составить две комбинации:

$$\tau_1 = \frac{R_1(R_2-1)R_{12}-R_2(R_{12}-R_1)}{R_{12}(R_{12}-1)} = S, \quad (49)$$

$$\tau_2 = \frac{R_1R_2(R_{12}-1)}{R_1(R_2+1)R_{12}+R_2(R_{12}+R_1)} = PA. \quad (50)$$

Таким образом, введение второй анализирующей системы в лучшем случае позволяет определить только S-фактор преобразователей.

Ситуация существенно изменяется в ультрахолодной области. При реализации проточного варианта она усложняется за счёт перестраиваний между ферромагнитными пленками поляризатора и анализатора (в практике нашла широкое применение геометрия пропускания). В общем случае учёт перестраиваний сделать нельзя. В /17/ такое рассмотрение проведено в наиболее реалистической модели поверхностной деполаризации УХН. В этом случае эффект двухкратного пропускания уменьшается:

$$\varepsilon_2^n = \frac{2\varepsilon_2}{3-\varepsilon_2^n}, \quad (51)$$

где ε_2 - эффект без учёта перестраиваний. Тогда среднегеометрическая способность равна

$$\bar{P}^n = \sqrt{[\sqrt{1+3(\varepsilon_2^n)^2}-1]/\varepsilon_2^n}. \quad (52)$$

Для обычного значения $PA \approx 0,8^2$ перестраивания подавляют ε_2 на 30%, т.е. играют заметную роль.

При реализации накопительного варианта, предложенного в /15/, полностью удаётся избежать перестраиваний (рис. 13). УХН от источника поступают по зеркальному нейтронному ловушке, проходя пленку и поляризуясь. Затем ловушка закрывается и нейтронный провод очищается от

УХН. Ловушка открывается, и нейтроны вытекают на детектор через плёнку, которая в этом случае служит анализатором поляризации. Манипулируя флишером как на стадии запуска, так и выпуска УХН, что равносильно наличию двух флишеров, определяют по ур. (45) и (46) эффективность флишера φ_0 и произведение $\vec{P}\vec{A}$, где стрелочки означают направление пучка УХН относительно фиксированной в пространстве пленки. В /18/ на основе принципа детального равновесия было показано, что матрицы пропускания ферромагнитной пленки в прямом и обратном направлении связаны соотношением

$$\vec{T} = \vec{T}', \quad (53)$$

что приводит к равенствам

$$\vec{P} = \vec{A}, \quad (54)$$

$$\vec{P} = \vec{A}. \quad (55)$$

Таким образом, одноловучная схема позволяет определить однозначно поляризующую способность пленки в одном направлении /19/:

$$\vec{P} = \sqrt{\epsilon_2}. \quad (56)$$

Делая пленку выдвигающейся из нейтронотода так, чтобы она оставалась в зазоре намагничивающего магнита для сохранения неизменным своего магнитного состояния, можно измерить коэффициент преобразования пленки (который в данном случае является просто пропусканием пленки T_0) в обоих направлениях:

$$\vec{T}_0 = \vec{T}'_0 \equiv T_0. \quad (57)$$

На этом возможности одноловучной схемы ограничиваются.

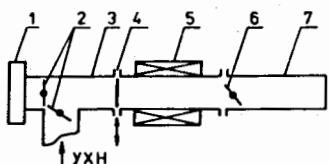


Рис. 13. Схема установки для поляризационного анализа УХН в накопительном варианте с одной ловушкой: 1 - детектор УХН, 2 - входная и выпускная заслонки, 3 - зеркальный нейтронотод, 4 - ферромагнитная пленка, 5 - спин-флишер, 6 - заслонка ловушки, 7 - ловушка УХН.

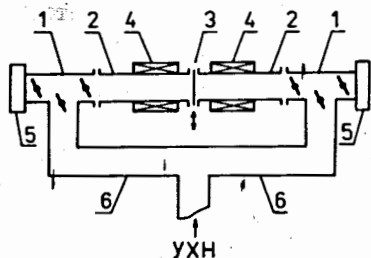


Рис. 14. Схема с двумя ловушками: 1 - ловушка УХН, 2 - зеркальный нейтронотод, 3 - ферромагнитная пленка, 4 - спин-флишер, 5 - детектор УХН, 6 - подводный нейтронотод.

В /20/ был предложен способ для измерения S -фактора путём трёхкратного пропускания УХН через плёнку, а в /21,22/ описано его конструктивное решение в виде двухловучной схемы (рис. 14).

Ловушки соединены прямым зеркальным нейтронотодом, на середине которого сделан разрыв для установки пленки. По обе стороны разрыва расположены флишеры. Два подводных нейтронотода полностью симметризируют процедуру измерений. Помимо одно- и двухкратного пропусканий эта схема позволяет осуществить трехкратное пропускание. В последнем случае пропускание установки не зависит от первоначального направления пучка и с учетом (54-55) равно

$$T_{0\vec{z}} = T_{0\vec{z}'} = T_0^3 (1 + \varphi_1 \vec{P}^2 + \varphi_2 \vec{A}^2 + \varphi_1 \varphi_2 \vec{P}\vec{S}\vec{A}). \quad (58)$$

В силу равенства

$$\vec{S} = \vec{S}' \equiv S \quad (59)$$

эффекты трехкратных пропусканий, составленные из трёх R -отношений, равны

$$\chi_1 = \frac{R_1 - 1}{R_1 + 1} = \frac{\vec{P}^2 + \vec{P}\vec{S}\vec{A}}{1 + \vec{A}^2}, \quad (60)$$

$$\chi_2 = \frac{R_2 - 1}{R_2 + 1} = \frac{\vec{A}^2 + \vec{P}\vec{S}\vec{A}}{1 + \vec{P}^2}, \quad (61)$$

$$\chi_3 = \frac{R_{12} - 1}{R_{12} + 1} = \frac{\vec{P}^2 + \vec{A}^2}{1 + \vec{P}\vec{S}\vec{A}}, \quad (62)$$

из которых можно вычислить набор величин \vec{P} , \vec{A} и S . Так как параметры T_0 , P , A и S выражаются через линейно независимые комбинации матричных элементов m_{ij} , то, измерив эти параметры, можно восстановить матрицу пропускания пленки. В /19/ указана возможность определения механизма деполаризации УХН ферромагнитной пленкой путем сравнения экспериментально определенной матрицы пропускания с ее различными модельными представлениями.

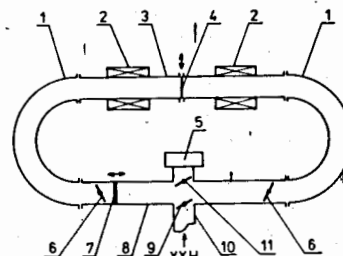


Рис. 15. Схема установки для поляризационного анализа УХН в накопительном варианте с отражателем в ловушке: 1 - изогнутый зеркальный нейтронотод, 2 - спин-флишер, 3 - прямой зеркальный нейтронотод, 4 - ферромагнитная пленка, 5 - детектор УХН, 6 - торцевая заслонка, 7 - отражатель УХН, 8 - ловушка УХН, 9 - входная заслонка, 10 - входной канал УХН, 11 - выходная заслонка.

В /23/ предложена одна из возможных модификаций установки для измерения многократного пропускания УХН через пленку, в которой используется одна ловушка (рис. 15). Оба конца ловушки соединены изогнутым зеркальным нейтронотодом. Внутри ловушки имеется ободосторонний отражатель УХН, выполненный с возможностью перемещения вдоль ловушки. При напуске УХН от источника в ловушку отражатель на-

ходится в одном из крайних положений. После начала выпуска УХН из ловушки отрагатель приводится в действие с некоторой задержкой. Окончание движения отрагателя подбирается таким образом, чтобы захватить наибольшее количество УХН, влетающих в ловушку с другого конца. Преимуществом этой модификации является некоторое конструктивное упрощение установки. Более того, введение второго подвижного отрагателя ^{/24/} позволяет осуществить проверку ур. (54-55) путём измерения двукратного пропускания через пленку в одном и том же направлении.

Схема на рис. 14 и 15 предназначена только для измерения поляризационных характеристик магнитных пленок. Однако использование этих пленок связано с их переносом на другие установки. Желательно совмещение этих стадий эксперимента. В частности, возможно осуществить совмещение проточного и накопительного вариантов поляризационного анализа УХН ^{/25/} (рис.16). По сравнению со схемой на рис.14 введено три разрыва для трех пленок.

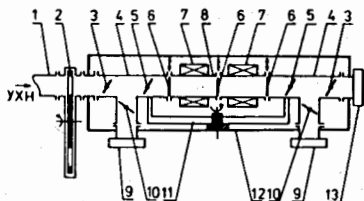


Рис. 16. Схема с совмещением проточного и накопительного вариантов: 1 - входной канал УХН, 2 - прерыватель пучка УХН, 3 - заслонка, 4 - ловушка, 5 - заслонка, 6 - пленка, 7 - флиппер, 8 - зеркальный нейтронный канал, 9 - детектор УХН, 10 - заслонка, 11 - вращающаяся платформа, 12 - вакуумный кожух.

Установка размещена на платформе, которая выполнена с возможностью поворота на 180° . В накопительном режиме используются две ловушки и одна пленка в любом из режимов, что дает возможность изучать поляризационные характеристики пленок для поляризации и анализа поляризации, чтобы затем использовать их в проточном режиме для исследования пленки, устанавливаемой в центральном разрыве. Измерения в проточном режиме можно проводить как со стационарным, так и с импульсно-модулированным с помощью прерывателя потоком УХН. Такая установка может быть перспективна для исследования широкого класса магнитных пленок в новой, ультрахолодной области ^{/24/}.

Практически важным вопросом для осуществления рассмотренных схем поляризационного анализа УХН является степень потерь интенсивности при многократном пропускании УХН через магнитную пленку. В ^{/26/} на примере наиболее простой прямолинейной двухловушечной схемы, см. рис.14, проведен анализ перетекания УХН с максвелловским спектром из одной ловушки в другую. Прямые аналитические вычисления, а также численные расчёты по методу Монте-Карло, давшие совпадающие резуль-

таты, показали, что в ловушку может быть захвачена заметная доля (порядка 10%) от стартового потока УХН без существенного искажения спектра нейтронов. Тем не менее для проведения соответствующих измерений, в частности трехкратного пропускания, требуются высокие потоки УХН, достигнутые в ЛИФ АН СССР и Институте Лауэ-Ланжевена (ИЛЛ).

Важным элементом поляризационных установок является спин-флиппер. Для УХН наиболее приемлемым оказался адиабатический флиппер, предложенный В.И.Луциковым. Теория такого флиппера дана в ^{/27-30/}, важным практическим результатом которой является прямое аналитическое определение эффективности переворота для одной специальной формы магнитного поля:

$$\varphi = \frac{1 - K^2}{1 + K^2}, \quad (63)$$

где K - параметр адиабатичности. Решающее преимущество такого флиппера - независимость эффективности переворота от скорости нейтронов ниже некоторой максимальной - может быть использовано для замедления холодных нейтронов в неоднородных магнитных полях с целью получения пучков УХН ^{/27,31/}. Проведенный анализ показал возможность повышения интенсивности УХН как за счет уменьшения потерь при замедлении, так и за счет получения многих пучков и сведения их в одно место.

Одним из важнейших применений поляризованных УХН является измерение электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона магниторезонансной методикой, рассмотренной в главе 5. Основное преимущество УХН заключается в увеличении времени пребывания нейтронов в экспериментальной установке, приводящем к сужению резонансной линии и повышению ее чувствительности. Предложенный Ф.Л.Шапиро проточный вариант, в котором УХН непрерывно протекают через ловушку с двумя отверстиями, был реализован группой В.М.Лобашева. В ^{/32/} было впервые указано на то, что геометрические размеры установки в проточном варианте могут быть оптимизированы для достижения максимальной чувствительности к ЭДМ. В частности, было показано, что площадь отверстий должна быть в $(\bar{\mu}_A)^{-1}$ раз меньше площади внутренней поверхности ловушки, где $\bar{\mu}_A$ - усредненная по углу падения вероятность поглощения нейтрона в стенке ловушки. Этому условию соответствует следующее соотношение между временем пребывания T^* УХН в установке и временем жизни T в закрытой ловушке:

$$T^* = \frac{1}{3} T. \quad (64)$$

Хотя с помощью проточного варианта удалось почти на порядок продвинуться в оценке ЭДМ нейтрона по сравнению с пролетной методикой (Н.Рамзей и др.), его возможности практически исчерпаны. Дальнейшее развитие метода связано с накопительным вариантом, независи-

мо предложенным Ф.Миллером и в /33/. Особенностью этого варианта является циклический режим работы установки, когда УХН на длительное время запираются в ловушке. Одним из практически важных вопросов является задание этого времени. В /33,34/ были развиты два подхода к определению времени выдержки t_e УХН в ловушке: 1) по минимуму ошибки измерения ЭДМ одного цикла и 2) по минимуму полной ошибки эксперимента. В первом подходе было найдено условие

$$t_e = 2T, \quad (65)$$

а во втором (при малых по сравнению с T потерях времени на технологические операции в цикле):

$$t_e \approx T. \quad (66)$$

Сравнение обоих способов оптимизации времени выдержки по полной ошибке измерения ЭДМ за одно и то же время показали их практическую эквивалентность с небольшим преимуществом ($\approx 20\%$) второго подхода.

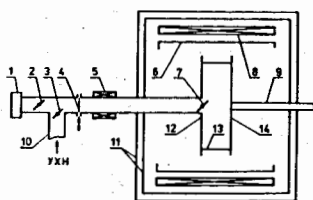


Рис. 17. Схематическое изображение установки для измерения ЭДМ нейтрона в накопительном варианте: 1 - детектор УХН, 2 и 3 - заслонки, 4 - ферромагнитная пленка, 5 - спин-флиппер, 6 - катушка осциллирующего поля, 7 - заслонка ловушки, 8 - соленоид, 9 - высоковольтный ввод, 10 - нейтроновод, 11 - экран, 12 - заземленный электрод, 13 - ловушка, 14 - высоковольтный электрод.

В /33,35/ описан ряд оригинальных предложений по конструкции установки в накопительном варианте. Основными из них являются следующие (рис. 17). Установка имеет аксиально-симметричную геометрию, в которой ловушка состоит из двух вертикальных дисковых электродов и горизонтального полого неметаллического цилиндра между ними. Один из электродов заземлен и в нем имеется отверстие для ввода и вывода УХН. Наличие одного отверстия полностью подавляет релятивистский эффект, имитирующий ложный ЭДМ. Горизонтальное расположение ловушки естественным образом связано с использованием горизонтального цилиндрического многослойного экрана, вводом и выводом УХН с помощью горизонтального нейтроновода и горизонтальным вводом высокого напряжения. Возможность ориентации установки в горизонтальной плоскости так, чтобы вектор геомагнитного поля был направлен поперек оси экрана, позволяет наиболее эффективно использовать его экранирующие свойства.

Поляризатор и анализатор поляризации УХН совмещены в одном устройстве, попеременно изменяющим свои функции при вводе и выводе УХН из ловушки. Наибольшая чувствительность установки соответствует нулевой поляризации выходящего пучка. В обычной постановке экспери-

мента это сопровождается потерей спиновой компоненты пучка, которую анализатор не пропускает, т.е. половины пучка. В /36/ был предложен метод двойного анализа поляризации выходящих из ловушки УХН с целью повышения чувствительности установки. В /37/ для выпуска второй спиновой компоненты предложено убирать ферромагнитную пленку из нейтроновода. Более технологический вариант предложен в /38/, в котором роль выпускного устройства играет спин-флиппер. Хотя оба предложения решают проблемы использования второй компоненты пучка, тем не менее они приводят к некоторому увеличению длительности цикла. Более универсальный вариант дан в /39/, включающий дублирование анализирующей системы. Каждая система пропускает нейтроны только одной спиновой компоненты, тем самым достигается четкое разделение обеих компонент в пространстве и их одновременная регистрация. В /40/ метод двойного анализа был обсужден с точки зрения использования в проточном варианте измерения ЭДМ нейтрона.

В /33/ была предложена новая модификация метода осциллирующих полей применительно к накопительному варианту, а именно: предложено использовать отдельные во времени осциллирующие поля, которые импульсно накладываются на ловушку в начале и в конце выдержки УХН в ловушке. Преимуществом этой модификации является полное отсутствие влияния спектра скоростей УХН на ширину резонансной линии.

Анализ установок для измерения ЭДМ в ЛЯФ и ИЛЛ показал, что основные предложения по развитию магниторезонансной методики измерения ЭДМ оказались верными и нашли практическое применение.

В /32,33/ было проведено теоретическое рассмотрение влияния неоднородности магнитного поля, в котором осуществляется ларморовская прецессия УХН, на чувствительность установки для измерения ЭДМ. Было показано, что она зависит от дисперсии фазы ларморовской прецессии, для которой получено следующее выражение:

$$\overline{\varphi^2}(t_e) = 2\gamma^2 (\Delta H_0)^2 \tau_c [t_e - \tau_c (1 - e^{-t_e/\tau_c})], \quad (67)$$

где γ - гиромагнитное отношение нейтрона, $(\Delta H_0)^2$ - неоднородность поля, τ_c - время корреляции, характеризующее скорость изменения поля в системе координат, связанной с нейтроном. Даны оценки τ_c для простейших геометрий ловушки и конфигураций магнитного поля. Даны количественные критерии на однородность и стабильность магнитного поля, исходя из которых в /41-46/ была экспериментально изучена возможность создания поля с необходимыми параметрами.

Одним из основных моментов, определивших выбор конкретной магнитной системы, явилась идея слабого магнитного поля, конкретным воплощением которой явилась разработка горизонтальных многослойных цилиндрических пермаллоевых экранов с внутренней соленоидальной

магнитной системой с корректирующими кольцами /41/. Основной трудностью в создании таких экранов оказалось наличие механических напряжений в пермалловых слоях, которые приводят к снижению магнитной проницаемости пермаллоя и, как следствие, к уменьшению экранировки. В /47/ была предложена, а в /42/ реализована такая конструкция экрана, которая позволила сильно уменьшить механические напряжения путем предварительного обжатия слоев при вертикальном расположении сборки. Два созданных экрана — пятислойный объемом $1,5 \text{ м}^3$ /42, 43/ и восьмислойный объемом 20 л /44/ — показали высокую эффективность этого приема. Другое методическое усовершенствование касается размагничивания и подмагничивания экранов. В /48/ было предложено осуществлять их пропусканием переменного тока по проводнику, выполненному в виде полой трубы и проходящему по оси экрана. В этом случае размагничиваются все слои сразу. При постоянном подмагничивании было получено существенное усиление коэффициента экранирования. С целью исправления одного органического недостатка цилиндрических экранов — относительно малого по сравнению с поперечным значением продольного коэффициента экранирования — экспериментально показана возможность увеличения последнего путем оборудования каждого цилиндрического слоя двухслойными торцевыми пермалловыми крышками /45/.

На базе крупногабаритного пятислойного экрана были проведены разработки полномасштабной системы для генерации высокооднородного и высокостабильного постоянного магнитного поля в микротесловом диапазоне. В объеме нескольких десятков литров была достигнута однородность и стабильность поля не хуже $3 \cdot 10^{-5}$ и 10^{-7} э соответственно /47/. Описанные разработки нашли практическое применение. Пятислойный экран используется в установке для измерения ЭДМ протона в ЛЯФ АН СССР, а восьмислойный экран служит базой для проведения биологических исследований в глубоком "магнитном вакууме" /49/.

Основные результаты проведенных исследований могут быть кратко сформулированы следующим образом:

1 . Разработан новый метод поляризации медленных нейтронов пропусканием через поляризованную протонную мишень (метод протонного фильтра).

2 . Создана первая в СССР поляризованная протонная мишень; осуществлено её первое применение в нейтронной физике.

3 . Впервые получен поляризованный пучок резонансных нейтронов с энергией выше 10 эВ, вплоть до 10 кэВ.

4 . Создан первый времяпролётный спектрометр поляризованных нейтронов с широким энергетическим диапазоном на импульсном источнике нейтронов.

5 . Создана первая поляризованная дейтоновая мишень; осуществлено её первое применение в экспериментальной физике.

6 . Проведены экспериментальные исследования спиновой зависимости взаимодействия поляризованных нейтронов с поляризованными ядрами водорода, дейтерия, азота, лантана.

7 . Впервые экспериментально определен истинный набор спиновых длин рассеяния нейтрона на дейтоне, в котором квартетная длина больше дублетной.

8 . Установлены спины отрицательных нейтронных резонансов азота и лантана, определяющих тепловое сечение этих элементов.

9 . Впервые измерены нейтронные поляризационные характеристики (полное и поляризационное сечения) кристалла лантан-магниевого нитрата, широко используемого в качестве материала для протонных фильтров; проведен поиск корреляции протонных спинов кристаллизационной воды в этом кристалле с помощью холодных нейтронов.

10 . Теоретически разработан новый метод поляризационного анализа УХН с использованием их накопления в ловушках; предложены конкретные схемы поляризационных установок, позволяющих осуществить полный опыт по измерению поляризационных характеристик тонких ферромагнитных пленок для УХН; предложен новый метод измерения эффективности спин-флишперов для медленных, включая ультрахолодные, нейтронов (метод двух флишперов), получивший широкое применение в нейтронном эксперименте.

11 . Предложена и теоретически разработана новая модификация магниторезонансного метода измерения ЭДМ нейтрона с использованием накопления поляризованных УХН (накопительный вариант метода); впервые предложен метод двойного анализа поляризации УХН с целью повышения чувствительности установок для измерения ЭДМ, нашедший применение в нейтронном эксперименте.

12 . Выполнены новые теоретические и экспериментальные разработки в области магнитного экранирования с целью магнитной защиты установок для измерения ЭДМ нейтрона и протона; создан эффективный крупногабаритный магнитный экран для установки по поиску ЭДМ протона молекулярной методикой; создан и внедрён в практику магнитобиологических исследований высокоэффективный магнитный экран.

Большинство полученных и описанных в диссертации результатов поляризационных исследований с медленными нейтронами являются новыми и нашли широкое отражение в мировой литературе, в частности в более чем двух десятках книг, монографий и учебных пособий по ядерной и нейтронной физике. Они получили практическое применение в ведущих ядерных центрах.

Метод протонного фильтра был использован в Ок-Риджской национальной лаборатории (США), Институте Лауэ-Ланжевена (Гренобль), Институте атомной энергии им.И.В.Курчатова, КЕК (Япония). Дальнейшее развитие получила поляризационная программа нейтронных исследований в ЛНФ ОИЯИ, в частности для изучения р-нечётных эффектов в нейтронных резонансах. Планируется дальнейшее развитие поляризационных исследований на создаваемых и проектируемых высокоинтенсивных источниках нейтронов в СССР и за рубежом.

Теоретические разработки методических аспектов поляризационного анализа УХН носят перспективный характер и могут быть использованы в исследованиях по физике тонких магнитных плёнок с помощью поляризованных УХН. Ряд разработок по методическому обеспечению экспериментов по поиску ЭДМ нейтрона и протона нашли применение в действующих и создающихся установках.

Основные результаты диссертации опубликованы в нескольких десятках журнальных статей, докладов на международных и всесоюзных конференциях, сообщений и препринтов ОИЯИ. В ходе исследований сделано более 20 изобретений, часть из которых включена в диссертацию, в частности, метод двойного анализа поляризации УХН в установках для измерения ЭДМ, метод поляризационного анализа УХН, конструкция горизонтального многослойного цилиндрического магнитного экрана, метод размагничивания и подмагничивания магнитного экрана.

Диссертация написана на материале следующих опубликованных работ:

1. Таран Ю.В., Шапиро Ф.Л. О некоторых методах поляризации и анализа поляризации нейтронов промежуточных энергий. - ЖЭТФ, 1963, т.44, вып.6, с.2185-2187.
2. Draghicescu P., Luschikov V.I., Nikolenko V.G., Taran Yu.V., Shapiro F.L. Neutron polarization by transmission through a polarized proton target. - Phys. Lett., 1964, v. 12, n.4, p.334-337.
3. Драгическу П., Лушчиков В.И., Николенко В.Г., Таран Ю.В., Шапиро Ф.Л. Поляризация нейтронов пропусканием через поляризованную протонную мишень. - В кн.: Рабочее совещание по взаимодействию нейтронов с ядрами. Дубна: ОИЯИ, 1945, 1964, с.70-74.
4. Лушчиков В.И., Таран Ю.В., Шапиро Ф.Л. Поляризованная протонная мишень как поляризатор нейтронов. - Ядер. физ., 1969, т.10, вып.6, с.1178-1194.
5. Лушчиков В.И., Маненков А.А., Таран Ю.В. Динамическая поляризация протонов в лантан-магниево нитрате. - Физ. твер. тела, 1963, т.5, вып.1, с.233-236.

6. Драгическу П., Драгическу М., Лушчиков В.И., Неганов Б.С., Парфенов Л.Б., Таран Ю.В. Динамическая поляризация протонов в кристалле лантан-магниевого нитрата с примесью неодима. - Дубна, 1964, - 17 с. (Препринт/Объед. ин-та ядер. исслед.: P-1626).

7. Лушчиков В.И., Таран Ю.В. Динамическая поляризация протонов в мишени большого объема. - Ядер. физ., 1965, т.1, вып.5, с.850-852.

8. Таран Ю.В. К расчету нейтронного спинового ротатора. - Атом. энер., 1963, т.15, вып. 15, с.413-414.

9. Таран Ю.В. Поляризация медленных нейтронов пропусканием их через поляризованную протонную мишень. - Дубна, 1967, - 24 с. (Препринт/Объединен. ин-та ядер. исслед.: 3221).

10. Иваненко А.И., Лушчиков В.И., Таран Ю.В., Шапиро Ф.Л. О спиновой зависимости взаимодействия медленных нейтронов с ядрами дейтерия, азота, лантана, - Ядер. физ., 1969, т.10, вып.1, с.47-50.

11. Таран Ю.В., Шапиро Ф.Л. О корреляции протонных спинов в молекулах кристаллизационной воды лантан-магниевого нитрата. - Дубна, 1974, - 8 с. (Сообщение/Объед. ин-та ядерн. исслед.: P14-8436).

12. Таран Ю.В. Определение спинов нейтронных резонансов методом пропускания поляризованных нейтронов через поляризованную мишень. - В кн.: Рабочее совещание по взаимодействию нейтронов с ядрами. Дубна: ОИЯИ, 1945, 1964, с.58-69.

13. Таран Ю.В. Некоторые новые направления исследований по физике низких энергий, разрабатываемые в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. - В кн.: Методы регистрации ядерных излучений и обработки данных: Тез. докл. Школа молодых ученых ОИЯИ (Пушино, 1970). Дубна: ОИЯИ, 13-5057, 1970, с.15-17.

14. Лушчиков В.И., Таран Ю.В., Франк А.И. Динамическая поляризация дейтронов в кристалле лантан-магниевого нитрата. - Письма в ЖЭТФ, 1965, т.1, вып.2, с.21-27.

15. Таран Ю.В. Поляризационный анализ на медленных нейтронах. - Дубна, 1986, - 20 с. (Сообщение/Объедин. ин-та ядерн. исслед.: P3-9307).

16. Таран Ю.В. К вопросу о поляризации и анализе поляризации ультрахолодных нейтронов. - Дубна, 1975, - 17 с. (Сообщение/Объед. ин-та ядерн. исслед.: P3-9307).

17. Игнатович В.К., Таран Ю.В. Исследование пропускания непрерывного потока ультрахолодных нейтронов через тонкие намагниченные пленки. - Дубна, 1983, - 7 с. (Сообщение/Объед. ин-та ядер. исслед.: P3-83-180).

18. Игнатович В.К., Таран Ю.В. Возможность экспериментального исследования матрицы пропускания ультрахолодных нейтронов ферромаг-

нитными пленками. - Дубна, 1982, - 8 с. (Сообщение/Объед. ин-та ядерн. исслед.: P3-82-440).

19. Игнатович В.К., Таран Ю.В. Прохождение ультрахолодных нейтронов через намагниченные пленки. - В кн.: Нейтронная физика. Материалы 6-й Всесоюз. конф. по нейтр. физике (Киев, 1983). М.: ЦНИИ-атоминформ, 1984, т.4, с.17-21.

20. А.с. 1091724 (СССР). Способ определения поляризационных характеристик ферромагнитных пленок на ультрахолодных нейтронах. Ю.В.Таран. - Оpubл. в Б И, 1985, вып.4, с.213.

21. А.с. 1097078 (СССР). Устройство для определения поляризационных характеристик ферромагнитных пленок на ультрахолодных нейтронах. Ю.В.Таран. - Оpubл. в Б И, 1985, вып.17, с.201.

22. Таран Ю.В. Новый метод измерения поляризационных характеристик ферромагнитных пленок на ультрахолодных нейтронах. - В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, Дубна, 1985, № 12-85, с.48-55.

23. А.с. 1293679 (СССР). Устройство для определения поляризационных характеристик ферромагнитных пленок на ультрахолодных нейтронах. Ю.В.Таран. - Оpubл. в Б И, 1987, вып.8, с.203.

24. Таран Ю.В. Новые возможности в исследовании магнитных пленок с помощью ультрахолодных нейтронов. - Дубна, 1987, - 8 с. (Препринт/Объед. ин-та ядерн. исслед.: P3-87-220).

25. А.с. 1293680 (СССР). Устройство для определения поляризационных характеристик ферромагнитных пленок на ультрахолодных нейтронах. Ю.В.Таран. - Оpubл. в Б.И., 1987, вып.8, с.203.

26. Лушиков В.И., Таран Ю.В. Распространение сгустков ультрахолодных нейтронов в зеркальных нейтроноводах. - Дубна, 1985, - 9 с. (Сообщение/Объед. ин-та ядерн. исслед.: P3-85-429).

27. Таран Ю.В. Быстрый адиабатический переворот спина нейтрона. - Дубна, 1975, - 15 с. (Препринт/Объед. ин-та ядерн. исслед.: P3-8577).

28. Таран Ю.В. Быстрый адиабатический переворот спина нейтрона. - В кн.: Нейтронная физика. Материалы 3-й Всесоюз. конф. по нейтр. физике (Киев, 1975). М.: ЦНИИАтоминформ, 1976, т.6, с.211-215.

29. Luschnikov V.I., Taran Yu.V. On calculation of the neutron adiabatic spin-flipper. - Nucl.Instr.Meth., 1984, v. 228, n.1, p.159-160.

30. Лушиков В.И., Таран Ю.В. К расчету нейтронного адиабатического спин-флиппера. - Дубна, 1984, - 4 с. (Препринт/Объед. ин-та ядерн. исслед.: ДЗ-84-196).

31. А.с. 519064 (СССР). Устройство для получения ультрахолодных нейтронов. Ю.В.Таран. - Оpubл. в Б И, 1987, вып. 28, с.273.

32. Таран Ю.В. Элементарная теория метода определения электрического дипольного момента нейтрона с помощью ультрахолодных нейтронов. 1. Проточный вариант. - Дубна, 1973, - 20 с. (Сообщение/Объед. ин-та ядерн. исслед.: P3-7147).

33. Таран Ю.В. Элементарная теория метода определения электрического дипольного момента нейтрона с помощью ультрахолодных нейтронов. 2. Накопительный вариант. - Дубна, 1973, - 17 с. (Сообщение/Объед. ин-та ядерн. исслед.: P3-7149).

34. Таран Ю.В. К оптимизации накопительного варианта установки для измерения электрического дипольного момента нейтрона с помощью ультрахолодных нейтронов. - Дубна, 1974, - 12 с. (Депон.сообщение/Объед. ин-та ядерн. исслед.: БИ-3-8441).

35. Таран Ю.В. Определение параметров спектрометра электрического дипольного момента нейтрона на ультрахолодных нейтронах. - Дубна, 1973, - 15 с. (Депон.сообщение/Объед. ин-та ядерн. исслед.: БИ-13-7151).

36. Таран Ю.В. Об одной возможности увеличения чувствительности установки для измерения электрического дипольного момента нейтрона с помощью ультрахолодных нейтронов. - Дубна, 1974, - 6 с. (Сообщение/Объед. ин-та ядерн. исслед.: P3-8442).

37. А.с. 502351 (СССР). Установка для измерения электрического дипольного момента нейтрона. Ю.В.Таран. - Оpubл. в Б И, 1976, вып.5, с.158.

38. А.с. 545945 (СССР). Установка для измерения электрического дипольного момента нейтрона. Ю.В.Таран. - Оpubл. в Б И, 1977, вып.5, с.162.

39. А.с. 1021265 (СССР). Установка для измерения электрического дипольного момента нейтрона. Ю.В.Таран. - Оpubл. в Б И, 1984, вып.27, с.215.

40. Таран Ю.В. Анализ поляризации ультрахолодных нейтронов в установке для измерения электрического дипольного момента нейтрона. - В кн.: Нейтронная физика. Материалы 4-й Всесоюз. конф. по нейтр. физике (Киев, 1977). М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, т.1, с.200-202.

41. Таран Ю.В. Магнитная система установки для измерения электрического дипольного момента нейтрона на ультрахолодных нейтронах. - Дубна, 1973, - 19 с. (Сообщение/Объед. ин-та ядерн. исслед.: P3-7377).

42. Алексеев Н.А., Воронов Б.И., Константинов В.И., Таран Ю.В. Пятислойный ферромагнитный экран объемом 1,5 куб.м. 1. Конструкция. - Дубна, 1975, - 15 с. (Сообщение/Объед. ин-та ядерн. исслед.: P13-9221).

43. Таран Ю.В. Пятислойный ферромагнитный экран объемом 1,5 куб.м. 2. Магнитные измерения. - Дубна, 1975, - I4 с. (Сообщение/Объед. ин-та ядер. исслед.: P13-9275).

44. Давидков Д.С., Данилов В.И., Таран Ю.В., Чепурной А.И. Магнитный экран для биологических исследований. - Дубна, 1981, - 7 с. (Сообщение/Объед. ин-та ядер. исслед.: P13-81-586).

45. Таран Ю.В. О продольном коэффициенте экранирования многослойного цилиндрического ферромагнитного экрана. - Дубна, 1982, - 2 с. (Сообщение/Объед. ин-та ядер. исслед.: P13-82-790).

46. Таран Ю.В. Многослойные цилиндрические магнитные экраны. - ПТЭ, 1984, вып.6, с.170-175.

47. А.с. 687391 (СССР). Многослойный горизонтальный ферромагнитный экран. Н.А.Алексеев, Б.И.Воронов, В.И.Константинов, Ю.В.Таран. - Оpubл. в Б И, 1979, вып.35, с.182.

48. А.с. 571833 (СССР). Магнитный экран. Ю.В.Таран. - Оpubл. в Б И, 1977, вып.33, с.155.

49. Аносова М.Г., Бонев М.Н., Данилов В.И., Таран Ю.В. Кинетика роста и спонтанной фагопродукции лизогенной культуры *E coli* K 12 (λ) в условиях экранирования геомагнитного поля. - Дубна, 1986, - 8 с. (Препринт/Объед. ин-та ядер. исслед.: P19-86-378).

Рукопись поступила в издательский отдел
6 июля 1988 года.