

С 342г

А-537

3/viii-15

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2208



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

В.П. Алфименков, В.И. Лушиков, В.Г. Николенко,
Ю.В. Таран, Ф.Л. Шапиро

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПИНОВ
НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ ЯДЕР No 165
ПО ПРОПУСКАНИЮ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ
ЧЕРЕЗ ПОЛЯРИЗОВАННУЮ МИШЕНЬ
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 0-55 ЭВ

1965

P-2209

3402/3 зр.
В.П. Алфименков, В.И. Лушиков, В.Г. Николенко,
Ю.В. Таран, Ф.Л. Шапиро

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПИНОВ
НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ ЯДЕР № 165
ПО ПРОПУСКАНИЮ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ
ЧЕРЕЗ ПОЛЯРИЗОВАННУЮ МИШЕНЬ
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 0-55 ЭВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1. В в е д е н и е

Определение полного углового момента J уровней составного ядра, которым соответствуют резонансы в поперечных сечениях медленных нейтронов ($\ell = 0$), возможно несколькими методами (см. обзор ^{/1/}). Наиболее универсальным из них является метод пропускания поляризованных нейтронов через поляризованную мишень, получивший за последнее время сильное развитие. Многочисленные работы в этом направлении выполнены группами Столова ^{/2/} и Сейлора ^{/3/}. Поляризация нейтронов в этих экспериментах производилась с помощью брэгговского отражения от намагниченного монокристалла кобальт - железо. Поляризация исследуемых ядер производилась различными методами (Гортера-Роуза, "чистой" силы, "растворение" в ферромагнетиках).

В настоящей статье мы сообщаем результаты первого эксперимента по определению спиновых состояний составного ядра No^{166} на установке Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ, спроектированной для измерения пропускания с поляризованными нейтронами и ядрами. Поляризация нейтронов осуществлялась методом пропускания через поляризованную протонную мишень, описанным в работах ^{/4,5/}. Этот метод позволяет получить поляризованные нейтроны с энергией до 10 кэв, в то время как ранее использованные методы поляризации нейтронов были применимы до энергий 10-20 эв.

II. Теория метода

Еще в 1948 г. Роуз ^{/6/} показал, что сечение взаимодействия поляризованных нейтронов с поляризованными ядрами для изолированного резонанса дается формулой:

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

где σ_0 - сечение в отсутствие поляризации, f_n и f_N - поляризации нейтронов и ядер, соответственно.

Величина ρ называется статистическим весовым фактором и равна:

$$\rho = \begin{cases} 1/(I+1) & \text{для } J = I + \frac{1}{2}, \\ -1 & \text{для } J = I - \frac{1}{2} \end{cases} \quad (2)$$

где I - спин исследуемого ядра.

Вводя эффект пропускания $\epsilon = \frac{T_p - T_a}{T_p + T_a}$, где T_p и T_a - пропускания образца для параллельной и антипараллельной ориентаций поляризации нейтронов относительно поляризации ядер, соответственно, нетрудно получить, что ^{/3/}:

$$\epsilon = -\frac{1}{2}(1+\phi) f_n \text{th } n \sigma_0 \rho f_N t, \quad (3)$$

где n - число ядер в 1 см^2 , t - толщина мишени, ϕ - эффективность переворота поляризации нейтронов при создании антипараллельной ориентации (если поляризация пучка при параллельной ориентации равна f_n , то при антипараллельной она равна $-\phi f_n$).

Знак ϵ однозначно соответствует спину резонанса в тех случаях, когда резонансы хорошо разрешены: $J = I + \frac{1}{2}$ при $\epsilon < 0$ и $J = I - \frac{1}{2}$ при $\epsilon > 0$. В тех случаях, когда резонансы не разрешены или отклонение ϵ от нуля порядка величины статистической ошибки, более надежная информация может быть получена либо путем анализа площадей над кривыми пропускания при параллельной и антипараллельной ориентациях поляризации нейтронов и ядер, либо путем сравнения наблюдаемого значения ϵ по всему резонансу с расчетной величиной. Последний метод был использован Сейлором и др. ^{/7/} для определения спинов резонансов No^{165} с энергией 18,1 и 21,0 эв. Этот метод довольно трудоемок.

Нами использовался более простой метод анализа площадей, заключавшийся в следующем.

Как хорошо известно, площадь резонанса над кривой пропускания $T(E)$ равна:

$$A(n\sigma_0, \Gamma, \Delta) = \int [1 - T(E, n\sigma_0, \Gamma, \Delta)] dE, \quad (4)$$

где n - число ядер на 1 см^2 , σ_0 - полное сечение в максимуме резонанса, Γ - полная ширина резонанса, Δ - доплеровское уширение резонанса. В большинстве случаев величина этой площади не зависит от функции разрешения и для неразрешенных резонансов равна сумме площадей соответствующих резонансов.

Площадь A_p над кривой пропускания при параллельной ориентации поляризации нейтронов и ядер равна:

$$A_p = \frac{1}{2}(1+f_n) \int [1 - T(E, n\sigma_0(1+\rho f_N), \Gamma, \Delta)] dE + \frac{1}{2}(1-f_n) \int [1 - T(E, n\sigma_0(1-\rho f_N), \Gamma, \Delta)] dE. \quad (5)$$

Аналогично, для антипараллельной ориентации:

$$A_a = \frac{1}{2}(1+\phi f_n) \int [1 - T(E, n\sigma_0(1-\rho f_N), \Gamma, \Delta)] dE + \frac{1}{2}(1-\phi f_n) \int [1 - T(E, n\sigma_0(1+\rho f_N), \Gamma, \Delta)] dE. \quad (6)$$

Разность площадей равна:

$$A_p - A_a = \frac{1}{2}(1+\phi) f_n [A(n\sigma_0(1+\rho f_N), \Gamma, \Delta) - A(n\sigma_0(1-\rho f_N), \Gamma, \Delta)] = \frac{1}{2}(1+\phi) f_n [2 \frac{\partial A(n\sigma_0, \Gamma, \Delta)}{\partial (n\sigma_0)} n\sigma_0 \rho f + \frac{1}{3} \frac{\partial^3 A}{\partial (n\sigma_0)^3} (n\sigma_0 \rho f_N)^3 + \dots] = \frac{1}{2}(1+\phi) f_n f_N \rho n\sigma_0 \frac{\partial A(n\sigma_0, \Gamma, \Delta)}{\partial (n\sigma_0)}. \quad (7)$$

Последнее приближение справедливо для толстых образцов с точностью около 3% при $\rho f_N = 0,5$ и переходит в равенство для тонких образцов.

Полученное соотношение удобно записать в виде:

$$A_p - A_a = (1+\phi) \rho f_n f_N A(n\sigma_0, \Gamma, \Delta) \frac{\partial \ln A}{\partial \ln (n\sigma_0)}, \quad (8)$$

поскольку производная $\partial \ln A / \partial \ln (n\sigma_0)$ слабо зависит от параметров резонанса, а площадь A в ряде случаев может быть легко измерена в том же эксперименте.

Для группы неразрешенных резонансов можно написать:

$$A_p - A_a = (1+\phi) f_n f_N \sum_i \rho_i A_i \frac{\partial \ln A_i}{\partial \ln (n\sigma_{0i})} \quad (9)$$

Произведение $(1+\phi) f_n f_N$ в случае независимости ϕ от энергии является постоянным для всех резонансов и либо известно заранее, либо может быть определено по какому-либо сильному изолированному резонансу с известным спином. Таким образом, выбор параметров ρ_i (т.е. определение спинов резонансов) может быть проведен по наилучшему совпадению отношения $(A_p - A_a) / \sum_i \rho_i A_i \frac{\partial \ln A_i}{\partial \ln (n\sigma_{0i})}$ с ожидаемой величиной $(1+\phi) f_n f_N$.

Легко также показать, что эффективность переворота поляризации нейтронов может быть экспериментально получена из соотношения:

$$\phi = \left| \frac{A_a - A_0}{A_p - A_0} \right|, \quad (10)$$

где A_0 - площадь над кривой пропускания при $f_n = 0$.

III. Экспериментальная установка

Установка состоит из поляризатора, устройства для поворота поляризации нейтронов на 180° (спиновой ротатор), поляризованной ядерной мишени и нейтронного детектора. Общий вид установки показан на рис. 1 и 2. Источником нейтронов служил импульсный реактор на быстрых нейтронах (ИБР) Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ^{8/}, работающий со средней мощностью 8 квт и частотой 5 гц при длительности импульса 60 мксек. Нейтронный пучок перед протонной мишенью, расположенной на расстоянии 11 м от активной зоны реактора, коллимировался боро-парафиновым коллиматором до размеров 38x31 мм. В двухметровом промежутке между протонной и ядерной мишенью устанавливался спиновый ротатор.

Краткое описание перечисленных частей установки следует ниже.

Поляризатор нейтронов. В качестве поляризатора использовалась поляризованная протонная мишень на основе монокристаллов двойного лантан-магниевого нитрата $\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12}24\text{H}_2\text{O}$, описанная в работе^{18/}. Парамагнитной примесью в этих кристаллах служил неодим с обогащением четно-четным изотопом Nd^{142} 98%. В раствор, из которого выращивались кристаллы, вводилось 0,4% неодима по отношению к лантану. Мишень составлялась из двух монокристаллов толщиной 11 и 9 мм и имела полные размеры 42x34x20 мм (объем 28 см³). Естественные грани кристаллов были достаточно ровными, так что никакой дополнительной шлифовки граней кристаллов перед сложением не производилось. Мишень помещалась в настраиваемый прямоугольный резонатор объемом около 60 см³. Волноводная линия с резонатором на конце помещалась в гелиевый криостат, в котором можно было получать температуру до 1,1°К. Схематическое изображение криостата показано на рис. 3. Поляризация протонов производилась методом солянд-эффекта^{10/} на частоте 38 Гц (длина волны 8,3 м) в магнитном поле 8,55 кэ. Требуемое поле получалось с помощью электромагнита с диаметром полюсных наконечников 250 мм и зазором 65 мм. Неоднородность поля по образцу составляла около 3 эрстед при относительной стабильности поля не хуже 10^{-4} .

Для измерения поляризации протонов использовался автодинный спектрометр ядерного магнитного резонанса с записью сигнала на самописец при медленном частотном прохождении через протонный резонанс (частота протонного резонанса около 41 Мгц). Витки контура спектрометра были намотаны поверх резонатора, имевшего разрезы вдоль широких стенок. При поляризации протонов выше 30% наряду с искажениями формы сигнала, связанными с изменением интенсивностей компонент магнитной структуры резонанса, имели место также и нелинейные искажения спектрометра из-за большой величины сигнала от мишени большого объема. В этом случае величина протонной поляризации f_p определялась по изменению пропускания протонной мишени для нейтронного пучка^{15/}:

$$T = T_0 \cosh f_p a \sigma_p t, \quad (11)$$

где T_0 — пропускание неполяризованной ($f_p = 0$) мишени, a — число протонов в 1 см³ (для использованного кристалла $a = 0,38 \cdot 10^{23}$ см⁻³), σ_p — поляризационное сечение ($\sigma_p = 16,76$ при $1 \text{ эв} < E < 10 \text{ кэв}$), t — толщина мишени (в нашем случае 2 см).

Вводя эффект однократного пропускания ϵ_1 , получим:

$$\epsilon_1 = \frac{T - T_0}{T_0} = \frac{J(f_p) - J(f_p = 0)}{J(f_p = 0)} = \cosh f_p a \sigma_p t - 1, \quad (12)$$

где J — интенсивность прошедшего пучка.

На рис. 4 представлено среднее по времени эксперимента с гольмием (около 15 часов) значение ϵ_1 (нижние точки) в зависимости от энергии нейтронов. Соответствующее среднее значение протонной поляризации по формуле (12) составляло 44%. В отдельных случаях поляризация протонов достигала 50% (верхние точки рис. 4), что было связано как с некоторым увеличением насыщающей микроволновой мощности (до 170 мвт), так и с особо точной настройкой всей системы.

Однако в связи с большим временем установления стационарного значения протонной поляризации (около 1-2 часов) выбор таких оптимальных условий довольно затруднителен. В эксперименте с гольмием нами использовалась микроволновая мощность около 100 мвт (она определялась по изменению расхода гелия из криостата), что незначительно уменьшало поляризацию протонов, но существенно увеличивало время измерения.

Поляризация пучка нейтронов f_n , прошедшего через поляризованную протонную мишень, дается выражением^{16/}:

$$f_n = t h f_p a \sigma_p t. \quad (13)$$

Определенная из этого выражения средняя по времени эксперимента с гольмием поляризация нейтронов была равна 51%.

Спиновый ротатор. Конструкция ротатора аналогична описанной в работе Сейлора и др.^{13/} Он состоит из трех частей. В первой части ротатора вектор поляризации нейтронов поворачивался на 90° внутри спирального магнитного канала (магнитопровода) длиной 0,5 м, образованного 10 небольшими электромагнитами (магнитное поле внутри канала около 300 э). Затем пучок нейтронов проходил через алюминиевую фольгу толщиной 2 мм. После фольги установлены на подвижной тележке два магнитопровода, аналогичных первому, но с разными направлениями спиральности.

При измерении с параллельной ориентацией поляризаций нейтронов и ядер, ток

через фольгу не пропускаться и в пучке стоял магнитопровод, возвращавший вектор поляризации нейтронов в прежнее положение. При антипараллельной ориентации через фольгу пропускаться ток около 700 а и в пучок ставился другой магнитопровод, вращавший вектор поляризации от 90 до 180° по отношению к первоначальному направлению поляризации нейтронов.

Эффективность спинового ротатора была определена экспериментально из измерений пропусканий в резонансе гольмия с энергией 3,92 эв (см. формулу (10)). Она оказалась равной $\phi = 0,80 \pm 0,18$. Сильное отличие эффективности от 1, по-видимому, можно объяснить значительными градиентами магнитного поля в районе фольги, размеры которой незначительно превышают размеры пучка.

Ядерная мишень. Выбор гольмия (спин ядра $I = \frac{7}{2}$) в качестве ядерной мишени был обусловлен тем, что внутреннее магнитное поле, создаваемое электронной оболочкой атома гольмия на своем ядре, имеет очень высокое значение (по данным работы /7/ $H_{внут.} = +(8,80 \pm 0,46) \cdot 10^8$ э), что позволяет при температуре 0,3°К и магнитном поле 10–20 кэ иметь ядерную поляризацию в несколько десятков процентов. Для получения температуры 0,3°К использовался криостат с замкнутым контуром гелия-3, конструкция которого аналогична рефрижератору He^3 , ранее созданному Б.С.Негандовым и Л.Б.Парфеновым в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. Схематическое изображение криостата показано на рис. 5.

Образец изготовлялся из отожженной стружки металлического гольмия (чистотой 99,9%) путем прессования с алюминиевой пудрой в качестве связующей основы. Толщина образца по гольмию составляла 1 г. см^{-2} , площадь образца около 100 см^2 . Образец был приклеен замазкой Рамзая к алюминиевой пластине, которая механически крепилась к медному холодопроводу. Время установления теплового равновесия между образцом и ванной с He^3 было не более 30 мин. Намагничивающее внешнее поле составляло 14,9 кэ.

Нейтронный детектор. Нейтроны регистрировались жидкостным сцинтилляционным детектором, описанным в работе /11/, с рабочей площадью 400 см^2 и эффективностью около 35% для нейтронов с энергией 100 эв. Детектор находился в конце пролетной базы длиной 118 м. Часть пролетной базы длиной 100 м была вакуумирована.

Сигналы от детектора подавались на 1024-канальный временной анализатор с шириной канала 8 мксек. С целью уменьшения возможных систематических ошибок, измерения при параллельной и антипараллельной ориентациях проводились чередующимися часовыми сериями. Все результаты передавались на электронно-вычислительную машину, на которой затем была проведена их обработка.

Основной фон детектора был обусловлен слабо зависящим от времени γ -фоном реактора и составлял 10–20% от счета нейтронов. Временная зависимость фона определялась по спектру, снятому при наличии в пучке парафина толщиной 3 см, сильно рассеивавшего нейтроны и мало ослаблявшего γ -фон. Абсолютное значение фона находилось путем привязки измеренного таким способом фонового спектра к истинному фону, наблюдаемому в провале сильного резонанса гольмия при энергии 3,92 эв. В качестве монитора использовался борный счетчик, расположенный перед протонной мишенью.

IV. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 6 (верхняя кривая) приведено измеренное значение эффекта пропускания ϵ , полученное путем суммирования однотипных серий измерений, нормировки по монитору, вычитания фона и дополнительной нормировки по безрезонансному участку спектра от 220 до 250-го канала. Последняя нормировка была проведена с целью устранения эффектов от нестабильности поляризации протонов, она устраняла также влияния возможной спиновой зависимости сечения потенциального рассеяния, по крайней мере, вблизи области нормировки. Нижняя кривая рис. 6 представляет измеренное пропускание гольмиевой мишени. Указанные на рис. 6 энергии резонансов были определены из измерений на 1000-метровой пролетной базе с разрешением в три раза более лучшим, чем измерения Юза и др. /12/.

Спины сильно изолированных резонансов при 3,924 и 12,6 эв были ранее определены Сейлором и др. /3/ и равны $J = 4$. Наши измерения подтвердили эти значения.

Резонанс при энергии ≈ 8 эв, наблюдавшийся в гольмии и ранее /12/, Сейлором и др. не исследовался, так как, вероятно, считалось, что он обусловлен небольшой примесью Sm^{152} , имеющего очень сильный резонанс при энергии 8,01 эв. На рис. 6 видно, что при энергии около 8,1 эв наблюдается положительный эффект пропускания ϵ . Поскольку никакого эффекта на резонансе Sm^{152} , являющегося четно-четным изотопом с нулевым спином, не должно было бы наблюдаться, а другие возможные примеси не имеют сильных резонансов при этой энергии, было предположено, что этот резонанс в действительности принадлежит гольмию. Для проверки этого предположения на 1000-метровой пролетной базе были измерены спектры пропускания образцов Ho_2O_3 толщиной $2,5 \text{ г. см}^{-2}$ и Sm_2O_3 толщиной 10 мг. см^{-2} . На рис. 7 приведены полученные спектры в районе 8 эв. Из них четко видно, что энергии резонансов в гольмии и самарии различны. Кроме того ширина резонанса в образце Ho_2O_3 значительно меньше, чем в образце Sm_2O_3 . Это является дополнительным указанием на то,

что резонанс при 8,1 эв является слабым резонансом гольмия. Наши измерения показали, что его спин равен 3.

В работе Сейлора и др.^{/7/} была сделана попытка определить спины резонансов при 18,1 и 21,0 эв. Общим резонансам был приписан спин 3. Однако разрешение установок не позволило сделать это вполне надежно. В нашем случае оба резонанса разрешены достаточно хорошо, и из рис. 8 видно, что спин резонанса 18,1 эв действительно равен 3, а для спина резонанса 21,0 эв более вероятно значение 4. Обработка этих резонансов методом площадей по формуле (8) с указанными значениями спинов дает хорошее совпадение величины $\frac{1}{2}(1+\phi) f_n f_N$ со значениями, полученными для резонансов 3,92; 8,1 и 12,6 эв (см. рис. 8 и таблицу 1), что надежно подтверждает правильность сделанного выбора спинов.

Выше резонанса при энергии 21,0 эв разрешение нашего спектрометра по времени пролета позволяет разделить резонансы лишь частично. Значения ϵ из рис. 8 уже не могут дать однозначной информации о спине вышележащих резонансов. С целью определения спинов этих резонансов был применен метод площадей с использованием формулы (9) для двух групп частично-разрешенных резонансов: первая группа включала резонансы с энергией 35,3; 37,0; 39,4 эв, вторая - 47,3; 51,2 и 54 эв. На рис. 8 и в таблице 2 приведены значения величины $\frac{1}{2}(1+\phi) f_n f_N$, полученные указанным методом, для различных комбинаций спинов резонансов внутри каждой группы. Для первой группы наиболее достоверной комбинацией являются значения спинов 3, 3, 4, соответственно. Однако спин слабого резонанса 37,0 эв определен не очень надежно (на рис. 8 точка для комбинации 3, 4, 4 выходит только за двойную ошибку измерения от среднего значения $\frac{1}{2}(1+\phi) f_n f_N$).

Аналогичная ситуация имеет место для второй группы, в которой имеются два сильных и один слабый (54,0 эв) резонанс. Наиболее вероятными являются значения спинов 3, 3, 3, соответственно, хотя не исключено, что спин резонанса с энергией 54,0 эв равен 4.

Полная сводка полученных результатов представлена в таблице 1. Там же проведено сравнение с результатами работ Сейлора и др.^{/3,7/}.

Таблица 1 дает возможность проследить распределение двух возможных спиновых состояний среди резонансов в одном изотопе. Из статистической теории плотности ядерных уровней^{/13,14/} следует, что плотность уровней с данным значением J пропорциональна $(2J+1) \exp \left[-\frac{(2J+1)^2}{8\sigma^2} \right]$, где σ - некоторый параметр, связанный с моментом инерции и температурой ядра. Согласно расчетам Малышева^{/15/}, параметр $\sigma = 5$ в районе массового числа $A = 180$, что в пределах ошибок согласуется с экспериментальными значениями (литературу см. работе^{/15/}). Тогда отношение плот-

ности уровней со спином $J = I + \frac{1}{2}$ к плотности уровней со спином $J = I - \frac{1}{2}$ для гольмия должно быть равно примерно 1. Экспериментально наблюдаемое отношение не противоречит этому утверждению.

В заключение авторы выражают свою искреннюю признательность А.Б.Попову за предоставление нейтронного детектора и проведение измерений на 1000-метровой пролетной базе. Мы выражаем свою благодарность Б.И.Апполонову и Б.А.Родионову за большой вклад в создание и наладку экспериментальной установки. Мы пользуемся также предоставившейся нам возможностью поблагодарить химиков Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ С.Л.Смирнову и Н.С.Авдееву за предоставление кристаллов лантан-магниевого нитрата высокого качества.

Т а б л и ц а 1

Спины уровней составного ядра, соответствующих первым одиннадцати нейтронным резонансам в No 165

E ₀ ,	$\frac{1}{2}(1+\phi) f_n f_N$	J = I ± ½	
		Настоящая работа	Сейлор и др.
3,924	0,164 ± 0,012	4	4
8,1	0,189 ± 0,034	3	-
12,6	0,170 ± 0,014	4	4
18,1	0,184 ± 0,032	3	3
21,0	0,165 ± 0,040	4	3
35,3	0,05 ± 0,16	3	-
37,0		3(4)	-
39,4		4	-
47,3	0,185 ± 0,018	3	-
51,2		3	-
54,0		3(4)	-

Таблица 2

Результаты вычислений величины $\frac{1}{2}(1+\phi) f_n f_N$ из экспериментальных данных при различных предположениях о спинах нейтронных резонансов, входящих в частично-разрешенные группы

Комбинация спинов (J_1, J_2, J_3)	Группы резонансов	
	35,3; 37,0 и 39,4 эв	47,3; 51,2 и 54,0 эв
3,3,4	$0,05 \pm 0,16$	$0,249 \pm 0,027$
3,4,4	$-0,025 \pm 0,074$	-
3,3,3	$0,003 \pm 0,007$	$0,185 \pm 0,018$
4,3,3	-	$0,49 \pm 0,10$

Л и т е р а т у р а

1. Ю.В.Таран. Материалы рабочего совещания по взаимодействию нейтронов с ядрами. Препринт ОИЯИ 1845, Дубна, 1984.
2. A.Stolovy. Phys. Rev., 118, 211 (1960); 134, B 68 (1964);
Bull. Am. Phys. Soc., 8, 70 (1963); 9, 461 (1964).
3. H.Postma, H.Marshak, V.L.Sailor, F.J.Shore, C.A.Reynold. Phys. Rev., 126, 979 (1962);
128, 1287 (1962); 127, 1124 (1962).
4. Ю.В.Таран, Ф.Л.Шапиро. ЖЭТФ, 44, 2185 (1983).
5. P.Drahgicescu, V.J.Lushchikov, V.G.Nikolenko, Yu.V.Taran, F.L.Shapiro.
Phys. Lett., 12, 334 (1964).
6. M.Rose. Phys. Rev., 75, 213 (1949); Nucleonics, 3, 23 (1948).
7. G.Bruehart, H.Postma, V.L.Sailor. Phys. Rev., 137, B 1484 (1965).
8. В.И.Лушиков, Ю.В.Таран. Препринт ОИЯИ Р-1888, Дубна, 1984. ЖЯФ, 1, 850 (1985).
9. Г.Е.Блохин и др. Атомная энергия, 10, 435 (1981).
10. A.Abragam, M.Borghini. Progress in Low Temperature Physics, 4, 384 (1964).
11. И.Визи и др., Nuclear Electronics, I, 27, IAEA, Vienna (1962).
12. J.A.Harvey, D.J.Hughes, R.S.Carter, V.E.Pilcher. Phys. Rev., 99, 10, (1955).
13. H.Bethe. Rev. Mod. Phys., 9, 69 (1937).
14. T.Ericson. Adv. in Phys., 9, 425 (1960).
15. А.В.Малышев. ЖЭТФ, 45, 316 (1983).

Рукопись поступила в издательский отдел
8 июня 1985 г.

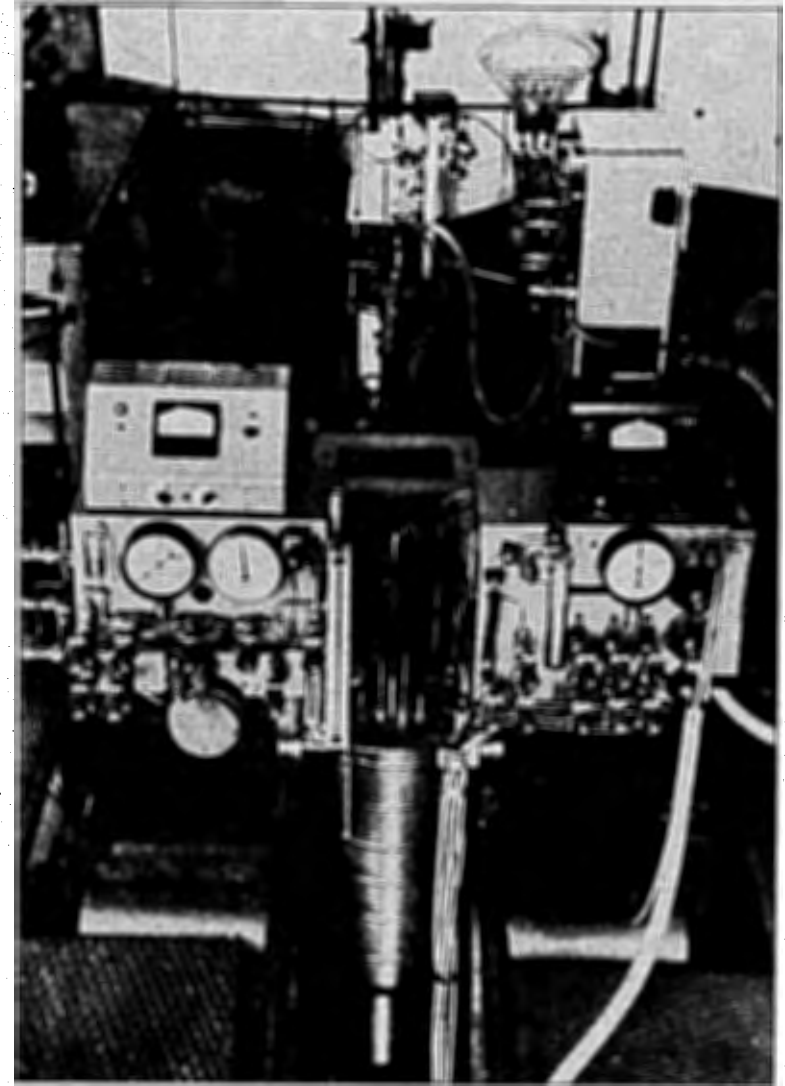


Рис. 1. Общий вид экспериментальной установки. На переднем плане - кристат ядерной поляризованной мишени в магните, на заднем плане - поляризованная протонная мишень.

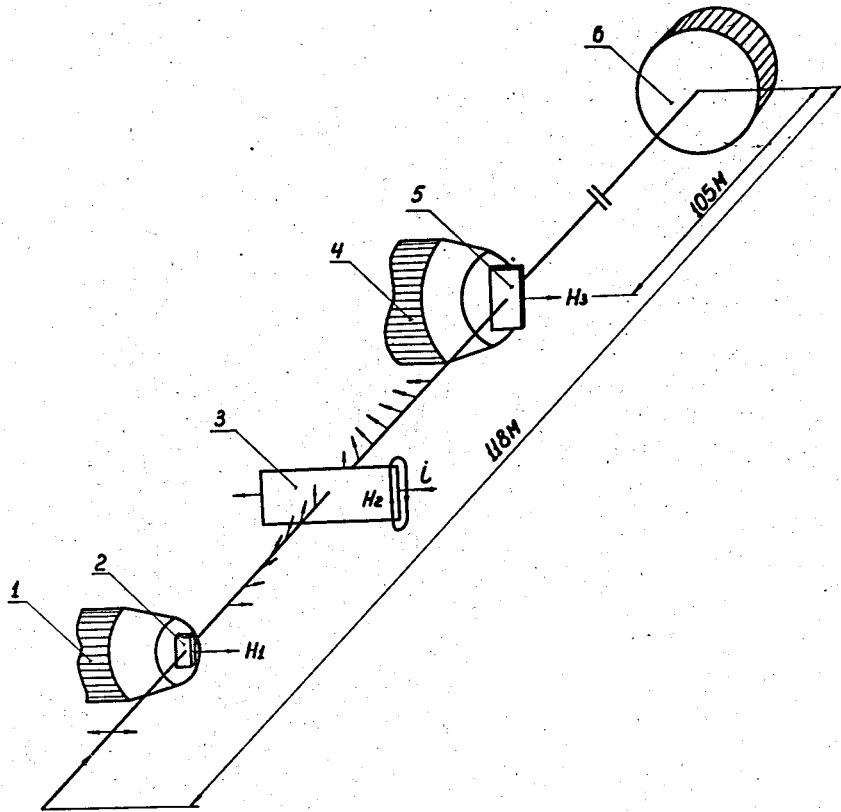


Рис. 2. Схема экспериментальной установки. 1 - магнит поляризатора, 2 - кристалл, 3 - токонесущая фольга, 4 - магнит ядерной мишени, 5 - исследуемый образец, 6 - нейтронный детектор. Векторы H_1 , H_2 и H_3 показывают направления магнитных полей. На рисунке изображен случай антипараллельной ориентации поляризации нейтронов относительно ядерной поляризации.

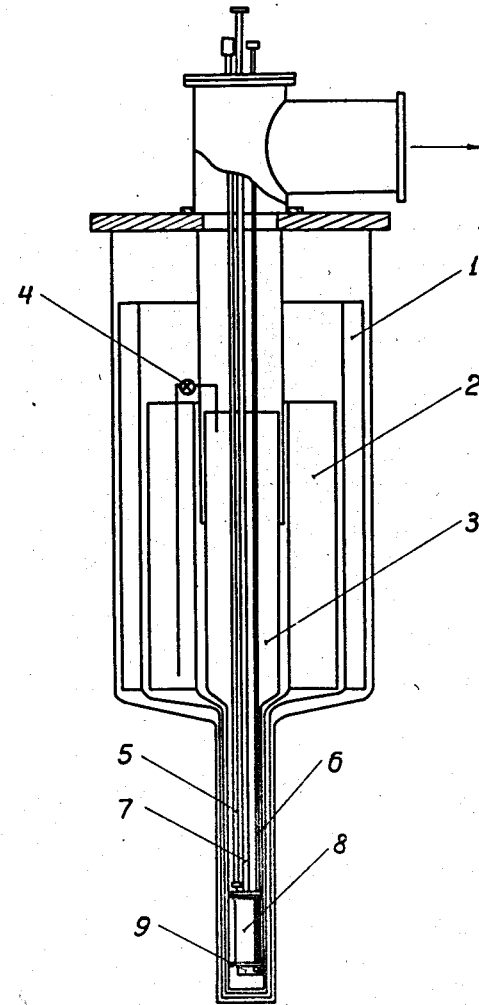


Рис. 3. Схема криостата поляризованной протонной мишени. 1 - бачок с жидким азотом, 2 - бачок с жидким гелием при атмосферном давлении, 3 - бачок с жидким гелием, откачиваемый форвакуумным насосом со скоростью 150 л.сек^{-1} , 4 - вентиль для перелива жидкого гелия из бачка 2 в бачок 3, 5 - коаксиальный кабель спектрометра ядерного магнитного резонанса, 6 - стержень для регулировки положения поршня (9), 7 - волноводная линия сечением $3,4 \times 7,2 \text{ мм}$, 8 - прямоугольный резонатор.

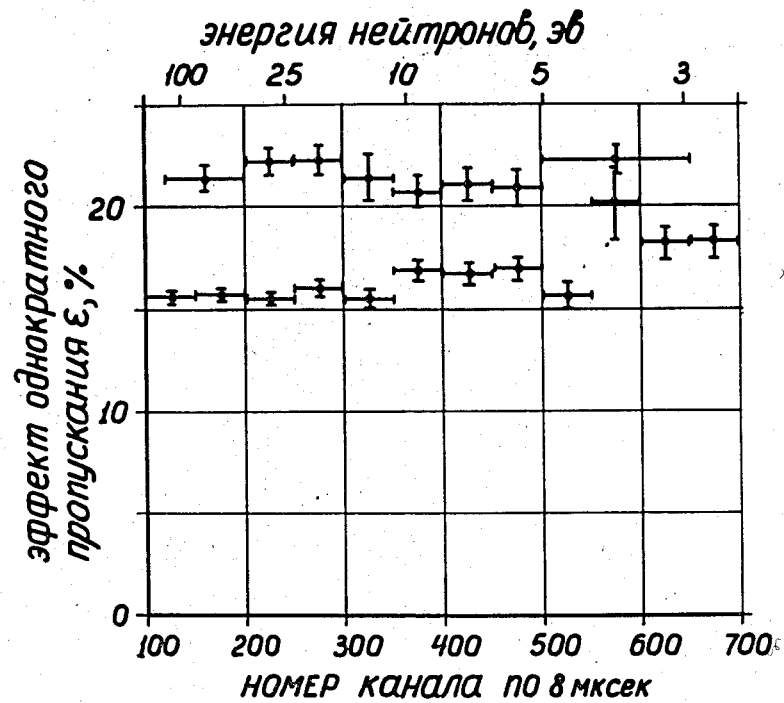


Рис. 4. Эффект однократного пропускания ϵ_1 через поляризованную протонную мишень в зависимости от энергии нейтронов при различных уровнях микроволновой мощности, насыщающей "запрещенный" переход неодима-142. Нижние точки - среднее во времени эксперимента с гольмием значение ϵ_1 . Верхние точки - значения ϵ_1 , при мощности 170 мвт.

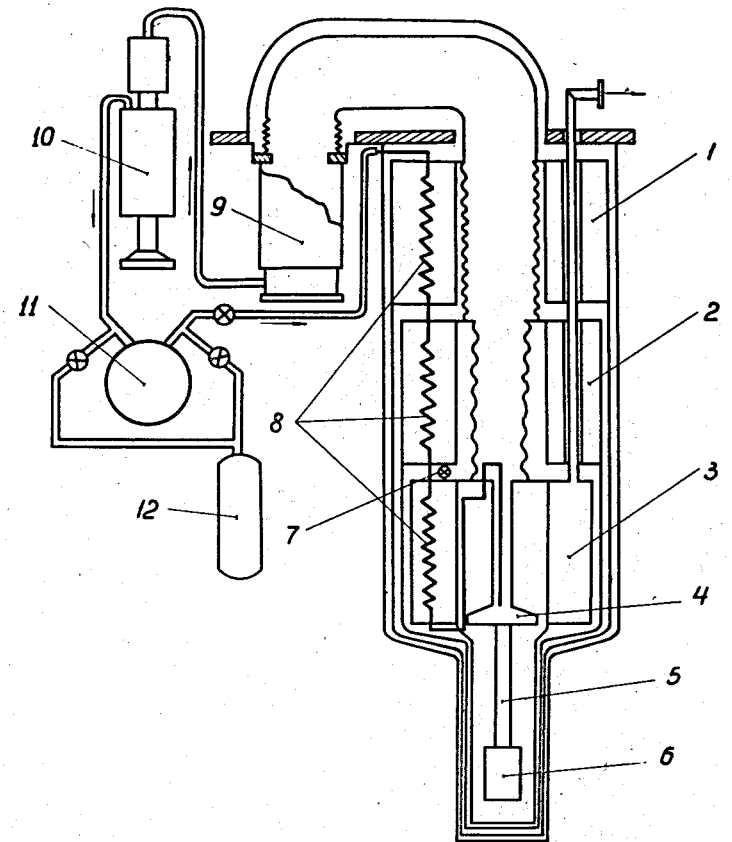


Рис. 5. Схема криостата поляризованной ядерной мишени. 1 - бачок с жидким азотом, 2 бачок с жидким гелием при атмосферном давлении, 3 - бачок с жидким гелием, откачиваемый форвакуумным насосом со скоростью 20 л.сек^{-1} , 4 - бачок с жидким гелием-3, откачиваемый диффузионным масляным насосом (9), диффузионным ртутным насосом (10) и форвакуумным герметичным насосом (11), 5 - медный холодопровод, 6 - образец, 7 - вентиль для перелива гелия из 2 в 3 бачок, 8 - змеевики для охлаждения и сжижения гелия-3, 12 - баллон гелия-3.

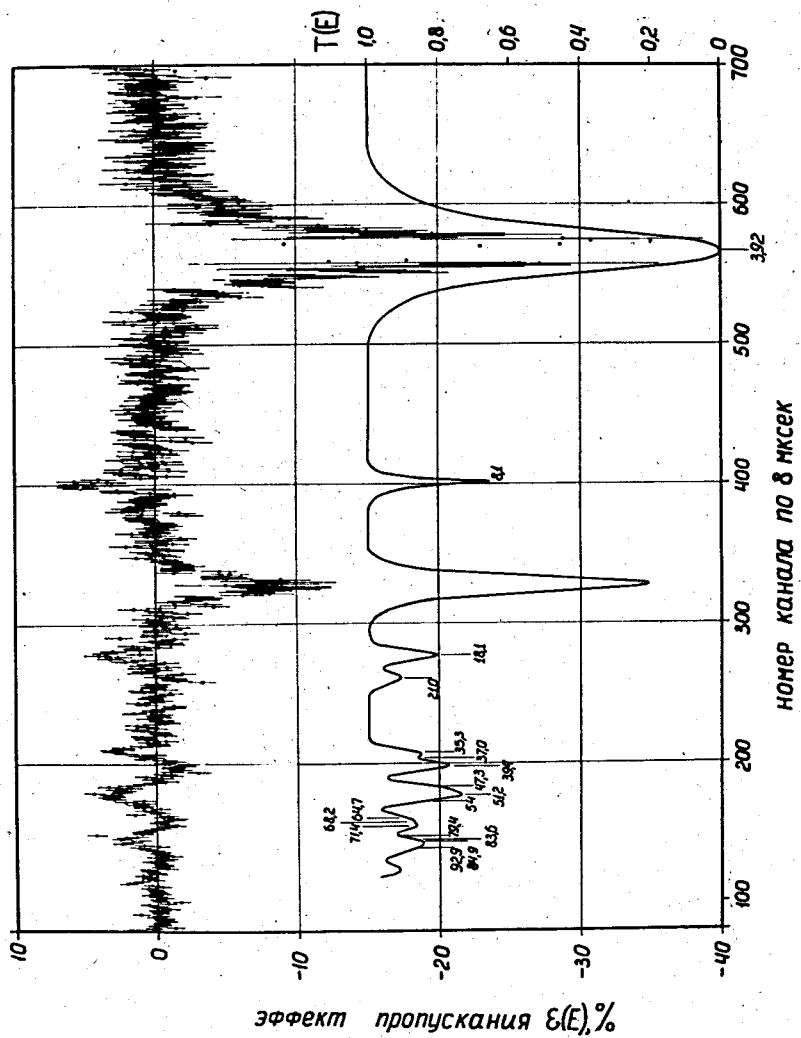


Рис. 6. Измеренный эффект пропускания через поляризованную гольмиевую мишень (верхняя кривая) и пропускание через неполяризованную мишень (нижняя кривая) в зависимости от энергии нейтронов.

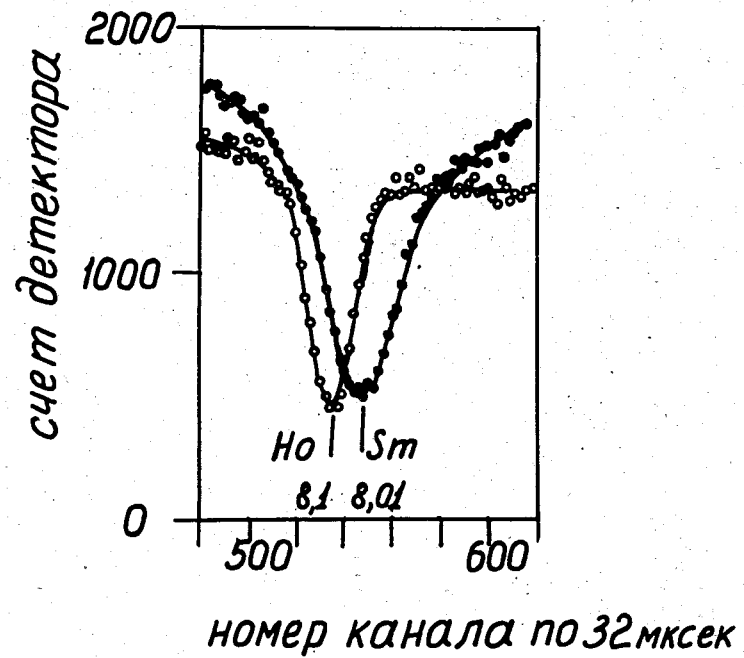


Рис. 7. Спектры нейтронов, прошедших через образцы из окиси гольмия и самария, полученные при разрешении $0,08 \text{ мксек} \cdot \text{м}^{-1}$.

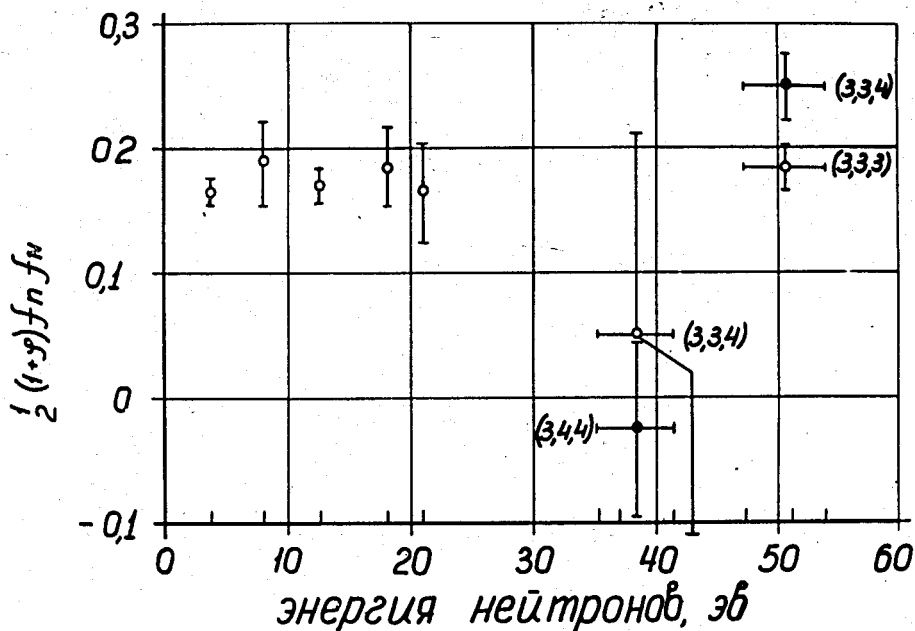


Рис. 8. Величины $\frac{1}{2}(1+\phi)f_n f_N$, определенные из измерений в резонансах гольмия. Вертикальные линии - ошибки измерения, включающие статистическую ошибку и ошибку в параметрах резонансов. Горизонтальные линии показывают группы частично-разрешенных резонансов, для которых проводилась совместная обработка.