



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
АТОМНОЙ
ЭНЕРГИИ СССР

ИН ОС (СССР) - 099
PART II

нейтронная физика

ЧАСТЬ 2

МОСКВА — 1976

Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР
Центральный научно-исследовательский институт информации
и технико-экономических исследований по атомной науке и технике

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

(Материалы III Всесоюзной конференции по
нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.)

Часть 2

Москва - 1976

НЕЙТРОННАЯ физика. (Материалы III Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). Часть 2. М., 1976. 236 с. (ЦНИИАтоминформ).

В конференции приняло участие более 350 представителей из БНР, ВНР, ГДР, СССР, а также из Австралии, Великобритании, Нидерландов, Франции, ФРГ и из Объединенного института ядерных исследований.

В 92 репортерских доклада включено около 250 научных сообщений, из которых 52 зарубежных.

Все эти доклады публикуются в шести книгах. Остальные доклады, представленные на конференцию с опозданием, предполагается опубликовать в первых выпусках сборника "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы".

Доклады подготовлены к изданию Центром по ядерным данным Государственного комитета по использованию атомной энергии СССР.

Редакционная коллегия:

В.П.Вертебный (зам. ответственного редактора), Д.А.Кардашев,
В.Н.Манохин, Л.Н.Усачев (ответственный редактор)

© Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИАтоминформ), 1976

Секция I. ПОТРЕБНОСТИ В ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ И ИХ ОЦЕНКА
(продолжение)

ОЦЕНКА ВЕЛИЧИНЫ $\alpha(U^{235})$ В ОБЛАСТИ
ЭНЕРГИИ 0,1 кэв - 15 Мэв

Г.В.Аншипов, В.А.Коньшин

(Институт ядерной энергетики АН БССР)

Аннотация

Проведен анализ имеющихся экспериментальных данных по величине $\alpha(U^{235})$ в области энергий выше 100 эв с точки зрения возможных систематических ошибок эксперимента. С помощью оцененных нами средних статистических параметров произведен расчет величины α . Исследовалось влияние флуктуации силовой функции S_0 и изменения $\langle f_0^2 \rangle$ на результаты расчета α .

Abstract

Analysis of the experimental data for $\alpha(U^{235})$ in the energy region above 100 ev is done taking into account possible systematic errors of the experiments. The α -value is calculated using evaluated average statistical parameters; the dependence of the calculated α -value on the fluctuation of the strenght function S_0 and variation of $\langle f_0^2 \rangle$ was under special consideration.

В течение последних 15 лет был проведен ряд измерений величины $\alpha(U^{235})$, как прямых (18 работ), так и косвенных (4 работы - измерение η и $\bar{\sigma}_a$). Основным недостатком этих работ является то, что измерение α было сделано в ограниченной области энергий и почти нигде не была использована нормировка на тепловую область энергий нейтронов.

Оценка величины $\alpha(U^{235})$ была проведена в двух перекрывающихся областях: от 100 эв до 30 кэв и от 20 кэв до 1 Мэв. Результаты измерений $\alpha(U^{235})$ в области энергий ниже 20 кэв показаны на рисунке. Из рисунка видно, что результаты имеющихся измерений в стандартных энергетических интервалах находятся в плохом согласии друг с другом, отличаясь в некоторых случаях в 1,5 раза.

Существуют следующие причины несогласованности экспериментов: не все эксперименты нормированы согласованным образом, ошибки в некоторых экспериментах были недооценены, имеются ошибки в экспериментальных методах измерений.

Простейший путь контроля нормировки α - это сравнение α -величин, полученных или использованных для хорошо разрешенных резонансов U^{235} . К сожалению, почти никто из авторов не приводит величин α в резонансной области, к которым проводилась нормировка. В некоторых случаях авторы проводили нормировку по интегралу деления и захвата в различных областях. Анализ нормировок, сделанных в работах [1, 2, 3, 4, 5, 6], показал, что, по-видимому, нет необходимости изменять ее, т.е. все эксперименты можно рассматривать нормированными согласованным образом.

Трудно оценить, насколько реальны экспериментальные ошибки. В некоторых энергетических интервалах разброс между данными больше, чем экспериментальные ошибки, приводимые авторами. Измерение α состоит из измерения числа делений N_f и числа захватов N_g . Отношение эффекта к фону выше для N_f , и это означает, что неопределенности в фоне в N_g приведут к большим ошибкам в α , чем неопределенности в фоне в N_f . Из измерений N_f могут быть получены величины $\bar{\sigma}_f$, и, поскольку фон мал, результаты различных экспериментов должны согласовываться друг с другом. Если какой-либо эксперимент противоречит общей

шенны в отношении возможной чувствительности к изменениям характеристик процесса деления в зависимости от энергии падающих нейтронов. Однако возникавшие из-за этого ошибки, видимо, несущественны при энергиях ниже 10 кэв. В принципе может существовать дополнительная ошибка в тех экспериментах, где величина α зависит от \bar{V} , если \bar{V} изменяется в зависимости от спина компаунд-ядра. Это относится к экспериментам [2,4,5]. Была введена дополнительная 5%-ная неопределенность на этот эффект.

Наиболее серьезная ошибка в измерении α связана с определением фона. Если фон измерялся резонансными фильтрами, то, очевидно, результаты измерений при энергии выше энергии фильтра являются ненадежными и должны быть взяты с меньшим весом. Поэтому результаты измерений Кзирра и Ляндси [2] в области выше 3 кэв должны быть взяты с меньшим весом (фон не был измерен при энергии выше 2,8 кэв). В эксперименте Мурадяна и др. измерения фона затруднены, особенно в области выше 900 эв, счет N_{γ} довольно низок, поэтому их результаты были взяты с меньшим весом (ошибка до энергии 1 кэв была увеличена на 10%). В экспериментах [4, 5] существует большая чувствительность к рассеянным нейтронам, поэтому ошибка в α была увеличена на 20%.

Ошибки в эксперименте могут возникнуть, если запаздывающие γ -лучи деления регистрируются как случаи захвата. При энергиях меньше 30 кэв эти γ -лучи могут внести ошибку в α порядка $\pm 0,02$ или меньше. Эта систематическая ошибка учитывалась нами во всех экспериментах.

Поскольку существует структура в α , разрешение по энергии важно. По-видимому, минимальное число ширины разрешения, укладывающееся в интервалах усреднения, должно быть 2 (тогда $\sim 12\%$ реакций вызывается нейтронами других энергий). На основании этого мы должны придать меньший вес измерениям Кзирра и др. [2] в области выше 5 кэв, измерениям Курова и др. [4], Ван-Ши-Ди и др. [5], Бандла и др. [7] в области выше 8 кэв, Воротникова и др. [8] в области выше 10 кэв.

При проведении оценки α квадратично была добавлена 5%-ная ошибка к ошибкам авторов по каждому из упомянутых выше фак-

торов (кроме ошибок, связанных с определением фона). Полная ошибка в оцененных значениях $\alpha(U^{235})$ равна 10-20% и состоит из систематической ошибки (7%), определяемой нормировкой α (~5%), запаздывающими γ -лучами (~5%) и некоторыми другими факторами (~3%), и случайной ошибки, определяемой из разброса экспериментальных данных с учетом "весов" экспериментальных точек.

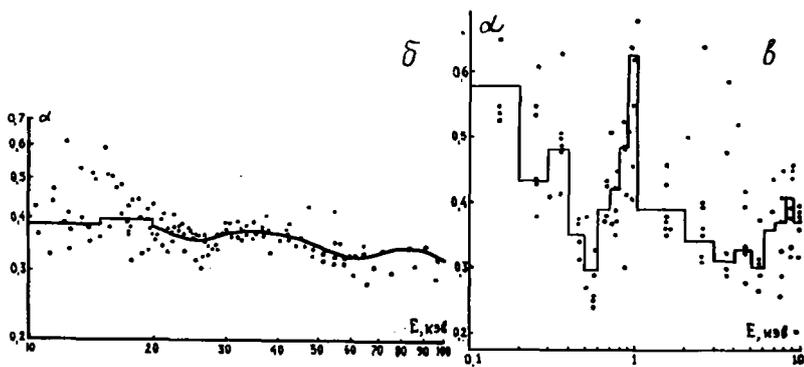
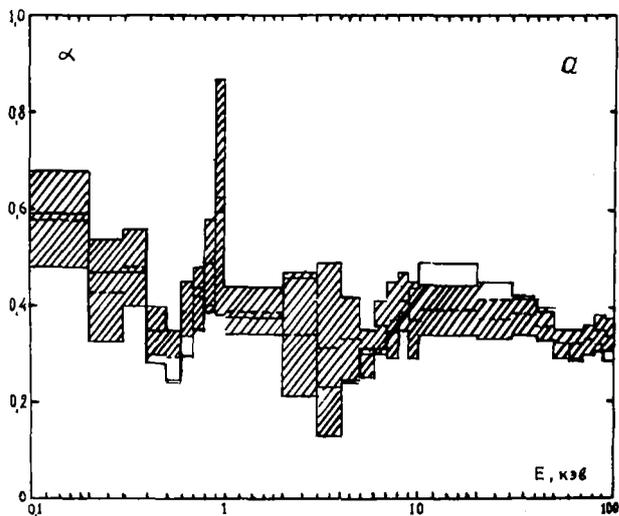
В области энергий выше 20 кэВ четыре главных ряда по α , являющиеся абсолютными [9 - 12], были получены по существу одинаковым методом и, следовательно, с возможными одинаковыми систематическими ошибками. Для того чтобы единым образом нормировать эти данные, был выбран общий для всех этих работ энергетический интервал - 30 ± 10 кэВ. Для получения среднего значения α в этом интервале использовались величины α , полученные в работах [9, 10, 11, 13]. Ввиду наличия экспериментов [12] и [13], не согласующихся друг с другом, результаты более ранней работы [12] считались ненадежными и не были использованы при получении средней величины α при 30 ± 10 кэВ.

Помимо оценки экспериментальных данных по α эта величина была рассчитана по средним резонансным параметрам [14]. Расчетные и экспериментальные данные удовлетворительно согласуются. Следует отметить, что в области 10-30 кэВ результаты расчета несколько выше оцененных. К сожалению, низкая точность экспериментальных данных не позволяет оценить надежность рассчитанных значений α в этой области.

Ввиду того что расчет проводился в узких энергетических группах по выражениям для средних сечений, был изучен вопрос о влиянии флуктуаций силовой функции S_0 (иначе, нейтронных ширин S -волны) в соответствии с флуктуациями полного сечения

$\bar{\sigma}_t$ на результаты расчета α . Расчет показал, что игнорирование этой структуры в области ниже 10 кэВ приводит к нарушению согласия с экспериментом при выбранной ширине групп (до 1 кэВ).

Кроме того, был изучен вопрос о влиянии величины средней



Сравнение расчетных (—) и оцененных (---) данных по α (▨ - коридор оцененных ошибок) (а); экспериментальные и оцененные данные по α в области энергий 10 - 100 кэВ (б); экспериментальные и оцененные данные по α в области 0,1 - 10 кэВ (в)

тенденции в σ_f , то это означает, что могут существовать ошибки в измерении фона, которые, вероятно, скажутся и на измерении N_f . Однако такое сравнение $\sigma_f(U^{235})$ не приводит к цели, так как только в трех экспериментах [I, 6, 5] авторы дают σ_f , которые хорошо согласуются с результатами других авторов. Кроме того, результаты некоторых экспериментов, например [4], весьма слабо чувствительны к " σ_f - критерию", но зато очень чувствительны к рассеянным нейтронам. Мы считаем, что на основе σ_f -критерия нет оснований снижать вес рассматриваемых экспериментальных данных.

Сопоставление экспериментальных методов измерения $\lambda(U^{235})$ прежде всего указывает на различную чувствительность методов (количество аппаратных констант). Наиболее чувствительны методы, использованные в работе Мурадяна и др. [3], Курова и др. [4], Ван-Ши-Ди [5], менее чувствителен метод, использованный в работах [I, 6], наименее чувствительны методы [2, 7, 8]. Анализ возможных систематических ошибок в различных экспериментах имеет смысл провести по четырем показателям: работа детектора γ -лучей, работа детектора деления, определение фона, энергетическое разрешение.

Детекторы γ -лучей должны быть нечувствительны к изменениям в спектре γ -лучей от захвата и деления и к полной энергии γ -лучей деления. В эксперименте Кэирра и Линдси использовался видоизмененный детектор Моксона-Рея с весьма малым отношением эффективностей деления и захвата $\epsilon_d/\epsilon_\gamma$, равным 0,86 (ожидаемая величина 1,0-1,3). Используемые детекторы Моксона-Рея имеют разброс отношения $\epsilon_d/\epsilon_\gamma$ от 0,8 до 1,5. Поскольку неизвестно, какая величина правильна, мы снизили вес экспериментальных данных Кэирра и Линдси (добавили квадратично ошибку 5%). Жидкие сцинтилляторы, использованные в работах [I, 5, 6, 4], в принципе более чувствительны к изменениям спектра γ -лучей захвата, чем детекторы Моксона-Рея. В эксперименте [4] использовалось совпадение между двумя половинами сцинтиллятора, что могло привести к ошибкам. В экспериментах Мурадяна и др. и Воротникова и др. также возможна определенная чувствительность к изменениям в спектре γ -лучей захвата и деления.

Применяемые методы регистрации актов деления несовер-

радиационной ширины $\langle \Gamma \rangle$ на результаты расчета α . Это вызвано тем, что по разным оценкам значение $\langle \Gamma \rangle$ может отличаться почти в 2 раза. Расчет показал, что отличие $\langle \Gamma \rangle$ от принятого значения 0,0407 эв не приводит к ухудшению согласия с экспериментом во всей области. С увеличением $\langle \Gamma \rangle$ от 0,025 до 0,045 эв, т.е. в 1,8 раза, величина α увеличивается в 1,05-1,5 раза. Эффект этот увеличивается с уменьшением величины α и с увеличением энергии.

Л и т е р а т у р а

- I. G. De Saussure et al. OENI-TM-1804 (1967).
2. J.V. Czirr and J.S.Lindsey, IAEA Conf. on Nuclear Data for Reactors, Helsinki, v.1, p.331 (1970).
3. Г.В.Мурадян и др. Конференция по ядерным данным, Хельсинки, т.1, стр.357 (1970).
4. М.А.Куров, В.В.Рябов и др. Конференция по ядерным данным, Хельсинки, т.1, стр.345 (1970); Атомная энергия, 30, 258 (1971).
5. Бан-Шя-Ди и др. Симпозиум МАГАТЭ по физике и химии деления, Зальцбург, I, 287 (1965).
6. R.V.Perez et al. Nucl. Sci. Eng., 52, 46 (1973).
7. R.E.Bandl et al. Nucl. Sci. Eng., 48, 324 (1972).
8. П.Е.Воротников и др. Первая Всесоюзная конференция по нейтронной физике, Киев, май 1971 г., стр.314.
9. A. Lottin, L.W.Weston et al. IAEA Conference on Nuclear Data for Reactors, Paris, v.2, p.233 (1967).
10. J.C.Hopkins and B.C.Diven. Nucl.Sci.Eng., 12, 169 (1962).
11. L.W.Weston et al. Nucl. Sci. Eng., 20, 80 (1964).
12. В.Н.Кононов и др. Атомная энергия, 32, 85 (1972).
13. В.Н.Кононов и др. Бюллетень Центра по ядерным данным, вып.15, 12 (1974).
14. Г.В.Анципов, Е.Ш.Суховицкий, В.А.Коньшин. Оценка ядерных данных для U^{235} в области неразрешенных резонансов. Доклад представлен на настоящую конференцию.

РЕЗОНАНСНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ^{235}U В ОБЛАСТИ ДО 140 эв

В.А.Коньшин, Г.Б.Мороговский, Е.Ш.Суховицкий

(Институт ядерной энергетики АН БССР)

Аннотация

Проанализированы имеющиеся ряды экспериментальных данных по σ_T , σ_f и σ_{γ} ^{235}U в области энергии до 140 эв. Получены многоуровневые самосогласованные резонансные параметры, а также параметры Брейта-Вигнера, позволяющие одновременно описать все три типа сечений. Приведены средние статистические параметры $\langle D \rangle$, $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$, $\langle \Gamma \rangle$ и $\langle \Gamma_f \rangle$.

Abstract

The experimental data on σ_T , σ_f , σ_{γ} ^{235}U in the energy region up to 140 ev were analysed. Multilevel selfconsistent resonance parameters as well as Breit-Wigner parameters which allow simultaneously calculate the cross-sections σ_T , σ_f and σ_{γ} were obtained. The average statistical parameters $\langle D \rangle$, $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle$, $\langle \Gamma \rangle$ and $\langle \Gamma_f \rangle$ are given.

Имеющиеся оценки резонансных параметров ^{235}U носят, как правило, частный характер и касаются ограниченной области энергий. Кроме того, результаты оценок часто противоречат друг другу и в оценках не используются все имеющиеся экспериментальные данные. В связи с этим мы провели анализ всей экспериментальной информации в резонансной области энергий. Из-за того что ^{235}U является весьма сложным для анализа ядром ($\langle D \rangle \sim 0,6$ эв), мы использовали для параметризации формализм типа Адлер-Адлера.

Для проведения параметризации сечений σ_T , σ_f и σ_{γ} от 1 до 140 эв нами были рассмотрены следующие ряды экспериментальных данных:

1. По σ_T : 1) Мишадо и др. [1] - данные с хорошим разрешением при температуре 77⁰К, использованы во всей области; 2) Шор и Сэйлор [2] - измерения проведены до 10 эв, данные достаточно надежны и использованы в работе; 3) Брукс и др. [3] - данные плохо описывают форму резонансов, наблюдается существенное смещение энергетической шкалы, в работе не использова-

лись; 4) Герасимов и др. [4] - измерения до 2,2 эв нами не использовались; 5) Симпсон и др. [5] - разрешение недостаточное, нет поправки на примесь ^{238}U , данные не использовались; 6) Аттли [6] - нет детальной информации по энергетическому разрешению, данные не использовались; 7) Рэйнвотер и др. [7] - нет детальной информации по разрешению, наблюдается нерегулярное смещение энергетической шкалы, данные плохо описывают форму резонансов и в работе не использовались.

2. По ϵ_f : 1) де Соссюр и др. [8] - разрешение недостаточно хорошее, данные не использовались; 2) Блонс [9] - измерения при температуре 77°K с хорошим разрешением, коэффициент перенормировки - 1,0034, данные использованы от 40 до 140 эв, т.к. в области ниже 35 эв трудно надежно оценить фон в эксперименте; 3) Као и др. [10] - данные с хорошим разрешением до 40 эв, коэффициент перенормировки - 1,058, использованы в работе, несмотря на низкую точность в межрезонансной области из-за молибденового экрана; 4) деройттер и др. [11] - измерения проведены до 10,9 эв при температуре образца 298°K с хорошим разрешением, данные абсолютные и наиболее точные, использованы без перенормировки; 5) Шор и Сэйлор [2] - измерения проведены до 10 эв, данные использованы с коэффициентом перенормировки - 0,974; 6) Лемли и др. [12] - взрывные данные без подробной информации по разрешению, наблюдается ряд флуктуаций в данных, которые трудно объяснить, данные не использовались; 7) Брукс и др. [3] - см. выше; 8) Мишадо и др. [1] - разрешение в эксперименте было хуже, чем в работе Блонса [9], данные не использовались; все экспериментальные данные по ϵ_f нормировались к интегралам деройттера и др. [11].

3. По ϵ_γ : 1) де Соссюр и др. [8] - данные использованы в интервале $I - 140$ эв, несмотря на недостаточно хорошее разрешение, коэффициент перенормировки - 0,954, получен из оценки значений α в области 0,1 - 1 кэв; 2) Брукс и др. [3] - см. выше; 3) Перец и др. [13] - измерения проведены с 8 эв, разрешение того же порядка, что и в работе [8], данные использованы с коэффициентом перенормировки 1,01.

4. По σ_n : 1) Саутер и др. [14] - измерения в области I - 3I эв, отсутствует информация о температуре образца и решении, по мнению самих авторов, данные непригодны для проведения многоуровневого анализа; 2) Колеман и Поортман [15] - отсутствует информация по температуре образца, уже в районе 20 эв шаг по энергии не дает возможности уверенно идентифицировать уровни; данные по σ_n в работе не использовались.

Для получения параметров резонансов мы использовали модифицированный формализм Адлер-Адлера, сохранив его формальную запись:

$$\sigma_{nz}(E) = \frac{2.6 \cdot 10^6}{E} \sum_{i=1}^N [G_i^{(z)} \Psi(x, \theta) + H_i^{(z)} \mathcal{X}(x, \theta)],$$

где N - число учитываемых резонансов; $G_i^{(z)}$ и $H_i^{(z)}$ - адлеровские параметры i -го уровня z -й реакции; $\Psi(x, \theta)$, $\mathcal{X}(x, \theta)$ - функции Доплера, причем для $G_i^{(z)}$ справедливо следующее соотношение: $G_i^{(z)} = \frac{g_i \Gamma_{ni} \Gamma_{zi}}{\Gamma_i^2}$, где g_i , Γ_{ni} , Γ_{zi} , Γ_i - обычные параметры Брейта-Вигнера, а $H_i^{(z)}$ описывает интерференционную добавку в сечения данного уровня от всех соседних.

Из приведенных выше экспериментальных данных методом наименьших квадратов нетрудно получить величины $G^{(z)}$ и $H^{(z)}$ для реакций (nT) , (nf) и $(n\gamma)$, а также значения E_z и Γ для всех рассмотренных уровней. Качество параметризации определялось двумя критериями: 1) воспроизведением детального хода кривой $\sigma_{nz}(E)$; 2) согласованием средних эффективных сечений, восстановленных из параметров, с экспериментальными или оцененными средними эффективными сечениями в тех же энергетических интервалах.

В результате параметризации сечений σ_T , σ_f и σ_γ были получены три набора параметров, хорошо описывающих экспериментальные данные по соответствующим типам сечений: 1) G^T , H^T , Γ , E_z ; 2) G^f , H^f , Γ , E_z ; 3) G^γ , H^γ , Γ , E_z для 208 резонансов. После этого мы поставили задачу согласования этих величин и получения из них самосогласованных параметров Брейта-Вигнера. Трудность согласования заключалась в том, что мы не проводили параметризацию сечения σ_n из-за

низкого качества экспериментальных данных; кроме того, отсутствовали надежные данные по спинам большинства уровней. Процедура согласования сводилась к следующему:

1. Определение спинов тех уровней, для которых они не были известны (выше 58,7 эв). Известно, что $G_i^T = G_i^f + G_i^y + G_i^n$, а $G_i^n = \frac{G_i^2}{g}$, поэтому проверялось, при каком из двух значений g (7/16 или 9/16, соответствующих $J = 3$ или 4) разность $G_i^T - G_i^f - G_i^y - G_i^n$ окажется минимальной. Следует отметить, что полученные значения J являются не очень надежными, т.к. определение J без учета данных по G_n не дает достаточной уверенности в том, что спины уровней определены верно.

2. Для согласованных параметров должно выполняться соотношение $\hat{G}_i^T = \hat{G}_i^f + \hat{G}_i^y + \hat{G}_i^n$, следовательно, нужно было найти такие приращения к параметрам, чтобы это условие не нарушалось, а сумма квадратов приращений была бы наименьшей.

3. Самосогласованные значения параметров Брейта-Вигнера вычислялись из следующих соотношений:

$$\Gamma_n = \frac{\hat{G}^T \Gamma}{g}; \quad \Gamma_f = \frac{\hat{G}^f \Gamma}{\hat{G}^T}; \quad \Gamma_y = \frac{\hat{G}^y \Gamma}{\hat{G}^T}.$$

Ограничение накладывалось только на величину Γ_y . Из-за недостаточно надежных данных по G_y значения Γ_y на некоторых уровнях получались аномально большими (больше 0,07 эв) или аномально малыми (меньше 0,01 эв), поэтому для таких уровней величина Γ_y изменялась до попадания в интервал 0,01 - 0,07 эв, после чего производилась корректировка остальных параметров. Таблицы самосогласованных резонансных параметров обоих типов переданы в Центр по ядерным данным в г.Обнинске.

В результате проведенного анализа были получены следующие значения средних резонансных параметров:
 $\langle D \rangle = 0,610 \pm 0,051$ эв; $\langle \Gamma \rangle = 173,2 \pm 5,0$ мэв, $\langle \Gamma_f \rangle = 131,4 \pm 5,2$ мэв,
 $\langle \Gamma_y \rangle = 40,69 \pm 2,0$ мэв. Величина $\langle \Gamma_y \rangle$ согласуется в пределах ошибки со значением $\langle \Gamma_y \rangle$, полученным из работы Смита и др. [16]. Величина $\langle \Gamma_f \rangle$ согласуется с данными Кребса и др. [17].

Кроме того, следует отметить, что значение $S_0 = (1,069 \pm 0,14) \times 10^{-4}$ эв $^{-1/2}$, найденное из описанных выше параметров, хорошо согласуется с величиной $S_0 = 1,08 \cdot 10^{-4}$ эв $^{-1/2}$, полученной из значений σ_T независимым способом для неразрешенной области.

По самосогласованным параметрам был восстановлен детальный ход сечений σ_T , σ_f и σ_{γ} . Все типы сечений удовлетворительно описываются в рассмотренной области энергий. Заметим, что каждый тип сечения отдельно может быть описан с достаточно высокой степенью точности, однако в результате процедуры самосогласования наблюдается некоторое ухудшение представления того или иного типа сечения для отдельных резонансов. Расчетные значения сечений, усредненных по достаточно узким интервалам (~ 20 эв), совпадают с экспериментальными значениями по σ_f с точностью $\sim 5\%$, а по $\alpha \sim 10\%$.

Л и т е р а т у р а

1. A. Michaudon e.a. Nucl. Phys., 69, 545 (1965); Rep. CEA-R-2552 (1964).
2. F.I.Shore, V.L.Sailor. Phys. Rev., 112, 191 (1958).
3. F.D.Brooks e.a. AERE-M1670 (1966).
4. В.Ф.Герасимов, В.С.Зенкевич. 'Атомная энергия', 13, 368 (1962).
5. O.D.Simpson e.a. Phys.Rev., 103, 971 (1956).
6. C.A.Uttley, IAEA Conf. on Nuclear Data, Paris, v. 1, p.165 (1966).
7. J.Rainwater, J.B.Gang. EANDC Conference on Nuclear Structure, Antwerp., 1965, p. 65.
8. G.De Saussure e.a. ORNL-TM-1804 (1967); IAEA Conf. on Nuclear Data for Reactors, v. 2, p. 233 (1967).
9. J.Blons. Knoxville Conference, v. 2, p. 829 (1971).
10. M.G.Cao e.a. J.Nucl.En., 22, 211 (1968).
11. A.J.Deruytter, C.Wagemans. J.Nucl.En., 25, 263 (1971).
12. J.R.Lemley e.a. Nucl.Sci.Eng., 43, 281 (1971).
13. R.B.Perez e.a. Nucl.Sci. Eng., 52, 46 (1973).
14. G.D.Sauter, C.D.Bowman. Conference on Nuclear Cross-Section Technology, Washington, v. 1, p. 541 (1968).
15. H.Ceulemans, F.Poortmans. IAEA Conf. on Nuclear Data, Paris, v.1, p. 165 (1966).
16. J.R.Smith e.a. ANCR-1044 (1971).
17. J.Krebs e.a. Knoxville Conference, v. 1, p. 410 (1971).

ОЦЕНКА ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ ДЛЯ U^{235} В ОБЛАСТИ
НЕРАЗРЕШЕННЫХ УРОВНЕЙ

Г.В.Анципов, В.А.Конькин, Е.Ш.Суховицкий

(Институт ядерной энергетики АН БССР)

Аннотация

В области 0,1-100 кэв получены средние резонансные параметры U^{235} . При их получении использовались данные как по разрешенным резонансам, так и по сечениям в кэв-области с учетом их структуры. Полученные средние параметры позволяют удовлетворительно описать величину σ во всей области. Для получения полного согласия с оцененными значениями σ необходимо варьировать величину $\langle \rho_g \rangle$.

Abstract

The average statistical parameters for U^{235} in the energy region 0,1 to 100 kev were obtained using the data in the resolved resonance energy region as well as the neutron cross-section values in the kev-region taking into account the structure of cross-sections. The average parameters obtained allow to calculate the σ -value with satisfactory accuracy in the energy region considered, although it was found that complete agreement between calculated and evaluated data was not possible unless $\langle \rho_g \rangle$ was also slightly altered for some energy intervals.

Область неразрешенных резонансов U^{235} простирается от 0,1 до 100 кэв. Здесь можно ограничиться вкладом только S - и P -волн. Наличие в этой области пяти уровней возбуждения приводит к необходимости учета реакции неупругого рассеяния нейтронов. Средние резонансные параметры U^{235} в области 0,1-100 кэв невозможно получить только по данным резонансной области, поскольку она включает только S -состояния, которые к тому же трудно идентифицировать по спине. Кроме того, ядро U^{235} имеет промежуточную структуру в сечениях σ_f и σ_s в области 10-40 кэв [1], которую не отражают имеющиеся данные по разрешенным резонансам. В связи с этим в настоящей работе часть средних параметров получена из данных по разрешенным резонансам, часть - путем подгонки к данным по сечениям в кэв-области.

Среднее расстояние между уровнями $\langle \omega \rangle$ определялось по модели независимых частиц [2] в предположении независимости от энергии нейтронов. Основной параметр теории плотности уровней α был получен из среднего наблюдаемого расстояния между уровнями $\langle \omega \rangle$ эксп в области разрешенных резонансов [3], равного 0,61 эв. Значение α оказалось равным 28,61 Мэв⁻¹.

Средние нейтронные ширины $\langle \Gamma_n \rangle_S$ S -состояний, определяемых значениями ν и γ , были получены из оцененных в настоящей работе силовых функций \mathcal{J}_0 и \mathcal{J}_1 . Оценка проводилась подгонкой расчетных данных по σ_f к экспериментальным во всей области энергий. Сечение потенциального рассеяния в области низких энергий было принято равным 11,5 барн [4]. Расчет проводился в предположении отсутствия межрезонансной интерференции по формуле:

$$\langle \sigma_f \rangle = \sum_l 4\pi(2l+1) \frac{\sin^2 \varphi_l}{k^2} + \sum_l (2l+1) \frac{2\pi^2}{k^2} E^{-1/2} \mathcal{J}_0 P_l - \sum_l 2(2l+1) \frac{2\pi^2}{k^2} E^{-1/2} \mathcal{J}_0 P_l \sin^2 \varphi_l, \quad (I)$$

где φ_l - фазовый сдвиг и P_l - проницаемость для данной парциальной волны. Полученные значения оказались равными $\mathcal{J}_0 = 1,08 \cdot 10^{-4} \text{ эв}^{-1/2}$, $\mathcal{J}_1 = 1,58 \cdot 10^{-4} \text{ эв}^{-1/2}$, что согласуется с данными других авторов. Следует отметить хорошее согласие по \mathcal{J}_0 с результатом независимо проведенной оценки в области разрешенных резонансов [3], дающей величину $\mathcal{J}_0 = (1,069 \pm$

$\pm 0,14) \cdot 10^{-4} \text{эв}^{-\frac{1}{2}}$. Сравнение расчетных и оцененных данных по σ_t приведено на рис. I.

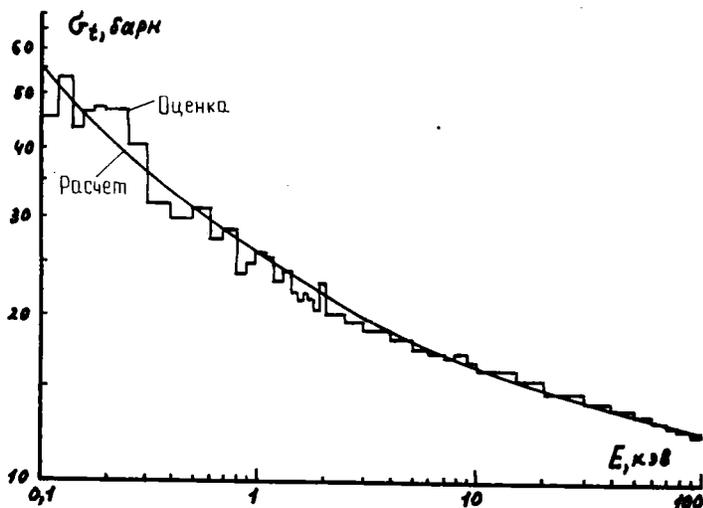


Рис. I. Сравнение расчетных и оцененных данных по σ_t .

Поскольку в дальнейшем расчет проводился по формулам для средних сечений в достаточно узких энергетических интервалах, изменением \mathcal{L} учитывалась структура сечения σ_t . Учет ее оказался необходимым для получения согласия расчетных и экспериментальных данных по величине α [5].

Средняя радиационная ширина $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ была определена из радиационных ширин разрешенных резонансов и принята равной $0,0407 \text{эв}$ [3]. изменение значения величины $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ не приводит к улучшению согласия по величине α во всей области энергий.

Средние неупругие ширины $\langle \Gamma_n \rangle_3$ были получены аналогично нейтронным ширинам $\langle \Gamma_n \rangle_3$ с учетом возможности вылета нейтрона по различным выходным каналам (g, ℓ') , где g означает возбужденный уровень с энергией E_g , ℓ' - орбитальный момент вылетающего нейтрона:

$$\langle \Gamma_{n'} \rangle_3 = \langle Q \rangle_{\gamma} \sum_{g, e'} \beta_{e'} E_g^{1/2} \rho_{e'}(E_g) \nu_{\gamma, e', g} \quad (2)$$

Здесь E_g - энергия нейтрона в выходном канале и $\nu_{\gamma, e', g}$ - число степеней свободы для него. Учет реакции (n, n') в области неразрешенных резонансов необходим при расчете сечений σ_f и σ_{γ} . На рис.2 приведено сравнение расчетов σ_f как с учетом, так и без учета конкуренции неупругого рассеяния. Как видно, эффект при 100 кэВ достигает $\sim 10\%$.

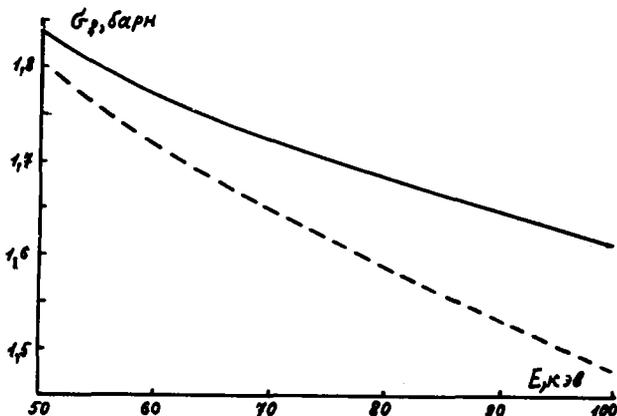


Рис.2. Сравнение сечений σ_f , рассчитанных с учетом $(- - -)$ и без учета (—) конкуренции реакции (n, n')

Средние делительные ширины $\langle \Gamma_f \rangle_3$ были рассчитаны по каналовой теории деления:

$$\langle \Gamma_f \rangle_3 = \sum_k \frac{\langle Q \rangle_{\gamma}}{2\pi} P(E_{fk}, k\omega_k), \quad (3)$$

где $P(E_{fk}, k\omega_k)$ - проникаемость k -го барьера деления, характеризуемого высотой E_{fk} и параметром кривизны $k\omega_k$. Проникаемость рассчитывалась по известному выражению Хилла-Уилера. Параметр $k\omega_k$ был принят одинаковым для всех каналов и равным 0,5 Мэв. Высоты барьеров E_{fk} были получены подгонкой расчетных данных по σ_f к эксперименту. При этом принималась во

внимание примерная схема переходных состояний делящегося чет-
но-четного ядра, предложенная Линном [6]. Сравнение по σ_f
приведено на рис.3.

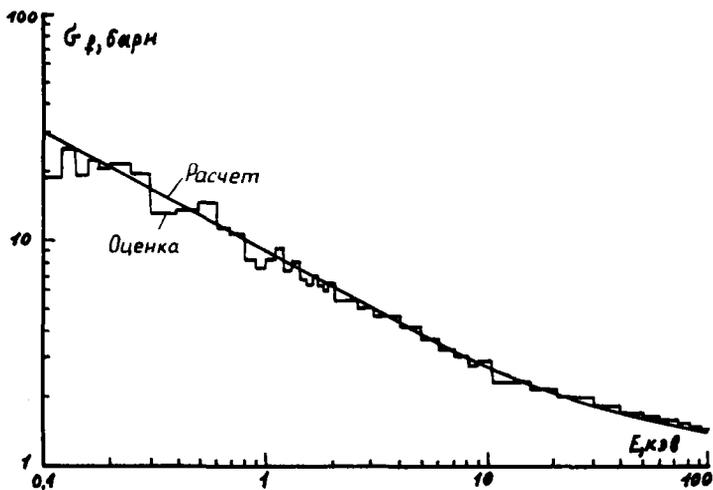


Рис.3. Сравнение расчетных и оцененных данных по σ_f .

В дальнейшем для того чтобы учесть флуктуации в сечении σ_f ,
парциальная ширина $\langle \Gamma_f \rangle^0$ для $\ell=0$ и $\ell=4$ подгонялась по σ_f
для каждого энергетического интервала.

Получение средних резонансных параметров с учетом струк-
туры сечений σ_t и σ_f приводит при расчете к соответ-
ствующей сильной структуре в σ_y (рис.4) и α .

Критерием качества полученных результатов является срав-
нение расчетных и экспериментальных данных по величине α .
Как показано в [5], согласие вполне удовлетворительное. Для
улучшения согласия с оцененными данными по α , полученными из
рассмотрения экспериментальной информации [5], необходимо
изменять величину $\langle \Gamma_f \rangle$ в каждом энергетическом интервале.

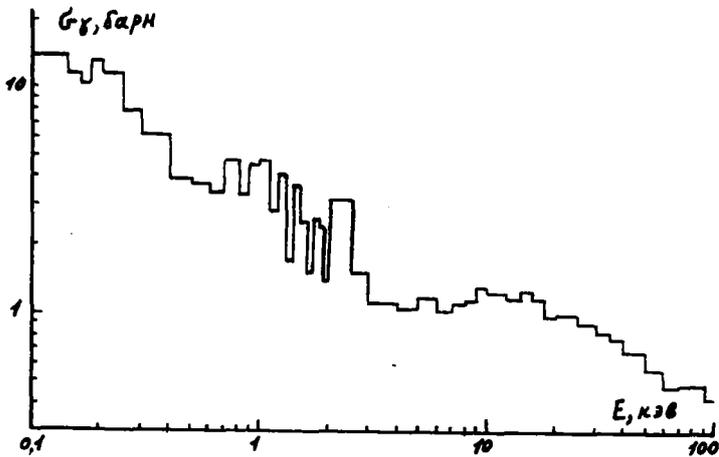


Рис.4. Расчетное сечение радиационного захвата нейтронов

Л и т е р а т у р а

1. G.D.James et al. Trans. Amer. Nucl. Soc., 17, 495 (1973).
2. А.В.Малышев. Плотность уровней и структура атомных ядер. М., Госатомиздат, 1969.
3. В.А.Коньшин, Г.Б.Мороговский, Е.Ш.Суховицкий. См. настоящий сборник, с. 10.
4. G.C.Nanna et al. Atomic Energy Review, №4,3 (1969).
5. Г.В.Анципов, В.А.Коньшин. См. настоящий сборник, с.3.
6. J.E.Lynn, Theory of Neutron Resonance Reactions, Clarendon Press, Oxford, 1968.

ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ Pu^{240} В ОБЛАСТИ
НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Г.В.Анципов, В.А.Коньшин, Е.Ш.Суховицкий
(Институт ядерной энергетики АН БССР)

Аннотация

На основе имеющихся экспериментальных данных и теоретических представлений оценены средние резонансные параметры для Pu^{240} . Используются представления о двугорбой структуре барьера деления, позволившие корректно рассчитать делительные ширины и значение фактора флуктуации ширины. Оценены параметры двугорбого барьера деления. Средние резонансные параметры позволяют получить сечения σ_t , σ_{ny} , σ_f , σ_{nn} в области энергий $I - 142$ кэВ.

Abstract

The average resonance statistical parameters for Pu^{240} were evaluated using both experimental data available and theoretical views. A double humped fission barrier was used for realistic calculation of fission widths and fluctuation factors. Parameters of a double humped fission barrier were evaluated. The average resonance parameters allow to calculate σ_t , σ_{ny} , σ_f and σ_{nn} in the energy region 1 to 142 Kev.

Область неразрешенных резонансов ядра Pu^{240} занимает в настоящей оценке интервал энергии $I - 142$ кэВ. С одной стороны она ограничена областью разрешенных резонансов, а сверху ограничение связано прежде всего с незнанием силовой функции S_2 и корректностью учета сечения возбуждения второго уровня (142 кэВ, 2^+). В связи с большой протяженностью энергетической области для более корректного анализа в расчет включены s -, p - и d -волны; кроме того, учитывалась зависимость плотности уровней от энергии.

Среднее расстояние между уровнями $\langle D \rangle_J$ спина J в настоящей работе определялось по среднему наблюдаемому расстоянию между уровнями $\langle D \rangle_{\text{экс}}$ в области разрешенных резонансов с использованием модели независимых частиц [1]:

$$\langle D \rangle_J = \frac{24\sqrt{2} a^{1/4} U^{5/4} G^3 \cdot 10^6}{(2J+1)} \exp \left[-2(aU)^{1/2} + \frac{(J+1/2)^2}{2G^2} \right] (1)$$

где G - параметр обрезания, определяемый выражением $G^2 = 0,0889 (aU)^{1/2} A^{2/3}$, а U - энергия возбуждения составного ядра, $U = B_n + E_n - \Delta$; B_n - энергия отрыва нейтрона от ядра $A+1$, равная 5,241 Мэв, а Δ - энергия спаривания протона, равная 0,39 Мэв. Параметр a был определен из условия

$$\langle D \rangle_{\text{экс}} = \langle D \rangle_{1/2} = 13,5 \pm 0,5 \text{ эв}. \quad (2)$$

Такая величина $\langle D \rangle_{\text{экс}}$ получена нами при оценке разрешенных резонансных параметров. Из (2) параметр a получен равным 25,66 Мэв⁻¹. На рис.1 показана зависимость $\langle D \rangle_{\text{экс}}$ от энергии в области энергий $I - 142$ кэв, среднее расстояние между уровнями уменьшается на $\sim 20\%$.

Средние нейтронные ширины $\langle \Gamma_n \rangle_s$ можно представить через силовые функции S_ℓ как

$$\langle \Gamma_n \rangle_s = S_\ell \langle D \rangle_{\text{экс}} E^{1/2} \rho_\ell V_s, \quad (3)$$

где V_s - число степеней свободы для данного состояния, определенное количеством возможных каналов; ρ_ℓ - коэффициенты проницаемости для парциальной волны:

$$\rho_0 = 1, \rho_1 = \frac{(ka)^2}{1+(ka)^2}, \rho_2 = \frac{(ka)^4}{9+3(ka)^2+(ka)^4}. \quad (4)$$

Здесь k - волновое число нейтрона $k=2,196771 \cdot 10^{-3} (AW/AW+1)E^{1/2}$, где AW - изотопическая масса Pu^{240} , равная 237,992; a - радиус канала рассеяния, $a = 0,123 (AW \cdot 1,008665)^{1/3} + 0,08$.

Средние неупругие ширины определялись выражением

$$\langle \Gamma_n' \rangle_s = \langle D \rangle_{\text{экс}} \sum_{g\ell'} S_{\ell'} \varepsilon_g^{1/2} \rho_{\ell'}(\varepsilon_g) V_{j\ell'} g', \quad (5)$$

где $\varepsilon_g = E - E_g$ - энергия нейтрона в неупругом канале; ℓ' - спин неупруго рассеянного нейтрона. Таким образом, для определения нейтронных и неупругих ширин требуется знать силовые функции. Силовая функция S_0 взята из нашей оценки в области разрешенных резонансов и равна $S_0 = (1,1 \pm 0,16) \cdot 10^{-4} \text{ эв}^{-1/2}$, величина S_2 принята равной S_0 . Силовая функция S_1 выбрана из условия получения наилучшего согласия расчетных и экспериментальных данных по \mathcal{G}_t , \mathcal{G}_{ny} во всей рассмотренной энергетической области и равна $S_1 = (2,8 \pm 0,4) \cdot 10^{-4} \text{ эв}^{-1/2}$.

В ряде экспериментальных работ обнаружены группы сильных делительных резонансов в подбарьерной области деления ядра ρ_U^{240} . Такое поведение сечения деления может быть понято в рамках модели двугорбого барьера деления [2]. Существование такого барьера практически не влияет на делительную ширину $\langle \Gamma_f \rangle$, однако приводит к изменению распределения делительных ширин. Кривые проницаемости для деления становятся огибающими резонансов во второй яме; считая эти резонансы брейт-вигнеровскими, можно получить следующее распределение для ширин [3]:

$$\Psi(x)dx = \frac{dx}{\pi x} (x - x_{min})^{-1/2} (x_{max} - x)^{-1/2}, \quad (6)$$

где $x = \Gamma_f / \langle \Gamma_f \rangle$; $x_{max} = \Gamma_{fmax} / \langle \Gamma_f \rangle$; $x_{min} = \Gamma_{fmin} / \langle \Gamma_f \rangle$; $\langle \Gamma_f \rangle = \sqrt{\Gamma_{fmin} \Gamma_{fmax}}$. Считаем также, что кроме распределения (6) ширины Γ_f испытывают так же, как и ширины Γ_n и $\Gamma_{n'}$, локальные флуктуации, описываемые, как обычно, χ^2 - распределением с числом степеней свободы, равным числу открытых каналов. Средние делительные $\langle \Gamma_f \rangle_S$ ширины определялись выражением $\langle \Gamma_f \rangle_S = \sum_k \langle D \rangle_S / 2\pi \rho_{fSk}$, где ρ_{fSk} - делительная проницаемость k - канала состояния S . Согласно [6]

$$\rho_{fmin}^{max} = \rho_A \rho_B / (1 \mp \sqrt{(1-\rho_A)(1-\rho_B)}), \quad (7)$$

где ρ_A и ρ_B - проницаемости первого и второго горба двугорбого барьера деления. Из (6)

$$\langle \Gamma_f \rangle = \Gamma_{fmax} \Gamma_{fmin} = \frac{\langle D \rangle}{2\pi} \frac{\rho_A \rho_B}{1 - (1-\rho_A)(1-\rho_B)}; \quad x_{max} = \frac{1}{x_{min}} = \frac{1 + \sqrt{(1-\rho_A)(1-\rho_B)}}{1 - \sqrt{(1-\rho_A)(1-\rho_B)}} \quad (8)$$

Проницаемости ρ_A и ρ_B рассчитывались по формуле Хилла и Уилера;

$$\rho_f = 1 / (1 + \exp[2\pi(E_f - E) / \hbar \omega]), \quad (9)$$

где E_f - высота барьера деления, а $\hbar \omega$ - параметр его кривизны. В настоящей работе число каналов деления принималось равным $(2J + 1)$, кроме того, параметры барьеров А и В считались не зависящими от спина и четности. В таком предположении

$$\langle \Gamma_f \rangle_S = \frac{\langle D \rangle_J}{2\pi} (2J+1) P(E_n, E_{fA}, \hbar\omega_A, E_{fB}, \hbar\omega_B). \quad (10)$$

Параметр кривизны $\hbar\omega_A$ оценен нами равным $1,00 \pm 0,05$ Мэв [4,5], а параметр кривизны $\hbar\omega_B = 0,55$ Мэв. Используя $\langle \Gamma_{fmax} \rangle = 70 \pm 30$ мэв, $\langle \Gamma_{fmin} \rangle = 0,15 \pm 0,04$ мэв, $\langle \Gamma_f \rangle = 3,34 \pm 1$ мэв (оценены нами в области разрешенных резонансов), мы получили $E_{fA} = 1,028$ Мэв, $E_{fB} = 0,143$ Мэв; энергия отсчитывается от энергии связи нейтрона. Первоначально предполагалось уточнить параметры барьера в результате расчета $\langle \phi_f \rangle$, однако хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных в интервале энергий 1 - 500 кэв позволило оставить их без изменения.

Средняя радиационная ширина принималась в расчетах равной 30,7 мэв. Хокенбари и др. [7] указывают, что согласие с экспериментом может быть улучшено увеличением $\langle \Gamma_f \rangle$ от 30 до 33 мэв с ростом энергии от 6 до 30 кэв, такого же эффекта можно достигнуть уменьшением $\langle D \rangle_J$, поэтому мы ввели зависимость среднего расстояния между уровнями от энергии в неразрешенной резонансной области.

Качество средних резонансных параметров проверялось сравнением экспериментальных и расчетных сечений. Полное сечение $\langle \sigma_t \rangle$ вычислялось по формуле

$$\langle \sigma_t \rangle = \frac{4\pi}{\kappa^2} \sum_{\ell} (2\ell+1) \sin^2 \varphi_{\ell} + \frac{2\pi^2}{\kappa^2} \sum_{\ell} (2\ell+1) \sqrt{E} S_{\ell} \rho_{\ell} - \frac{4\pi^2}{\kappa^2} \sum_{\ell} (2\ell+1) E^{1/2} S_{\ell} \rho_{\ell} \sin^2 \varphi_{\ell};$$

сдвиги фаз φ_{ℓ} вычислялись по формулам

$$\left. \begin{aligned} \pi R^2 = 9,2474 \text{ барн}, \quad \varphi_0 = \kappa R, \quad \varphi_1 = \kappa R - \arctg(\kappa R), \\ \varphi_2 = \kappa R - \arctg[3(\kappa R)/(3 - (\kappa R)^2)]. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Сечения реакций, протекающих через составное ядро $\langle \sigma_{nz} \rangle$, определялись выражением

$$\langle \sigma_{nz} \rangle = \frac{B}{E} \sum_S \frac{g_S}{\langle D \rangle_J} \left\langle \frac{\Gamma_{ns} \Gamma_{zs}}{\Gamma_S} \right\rangle,$$

где g_s - статистический фактор, равный $\frac{2J+1}{2(2J+1)}$, а $V = 4,124226 \cdot 10^6 \frac{\text{барн}}{\text{эВ}}$; Γ_{zs} - парциальная ширина реакции (n, γ); Γ_s - полная ширина. Для вычисления $\langle \Gamma_{ns} \Gamma_{zs} / \Gamma_s \rangle$ из величин $\langle \Gamma_{zs} \rangle$ мы считали, что нейтронные и неупругие ширины подчиняются χ^2 -распределению с числом степеней свободы, приведенным в таблице:

ℓ	J	Π	$\langle \Gamma_n \rangle_s$	$\langle \Gamma_{n'} \rangle_s$	$\langle \Gamma_f \rangle_s$	$\langle \Gamma_\gamma \rangle$
0	1/2	+	1	2	1	∞
1	1/2	-	1	1	2	
1	3/2	-	1	2	4	
2	3/2	+	1	1	4	
2	5/2	+	1	1	6	

Кроме того, ширины Γ_f считались распределенными в соответствии с распределением (6).

Мы усредняли значения $\Gamma_{ns} \Gamma_{zs} / \Gamma_s$, полученные розыгрышем соответствующих распределений, причем розыгрыш велся до тех пор, пока ошибка вычислений, связанная с конечностью выборки, для каждого канала не становилась меньше трех процентов. Первоначальные расчеты сечений $\langle \sigma_t \rangle, \langle \sigma_{ny} \rangle$ были проведены с целью определить значение силовой функции S_1 . Результаты показали, что для получения согласия с данными Смита и др. [3] S_1 должна быть равна $\sim 2,65 \cdot 10^{-4} \text{эВ}^{-1/2}$. В то же время расчеты по σ_{ny} показывают, что для достижения согласия с данными Хокенбери и др. [7] необходимо $S_1 \sim 2,9 \cdot 10^{-4} \text{эВ}^{-1/2}$. Мы приняли значение $S_1 = 2,8 \cdot 10^{-4} \text{эВ}^{-1/2}$. На рис. 2, 3, 4 показано сравнение расчетных и экспериментальных данных по $\langle \sigma_t \rangle, \langle \sigma_{ny} \rangle, \langle \sigma_f \rangle$. Согласие в пределах ошибок хорошее. $\langle \sigma_f \rangle$ совпадает с экспериментальным во всей области, в которой программа позволяла рассчитывать сечение $\langle \sigma_f \rangle$ (до 700 кэВ).

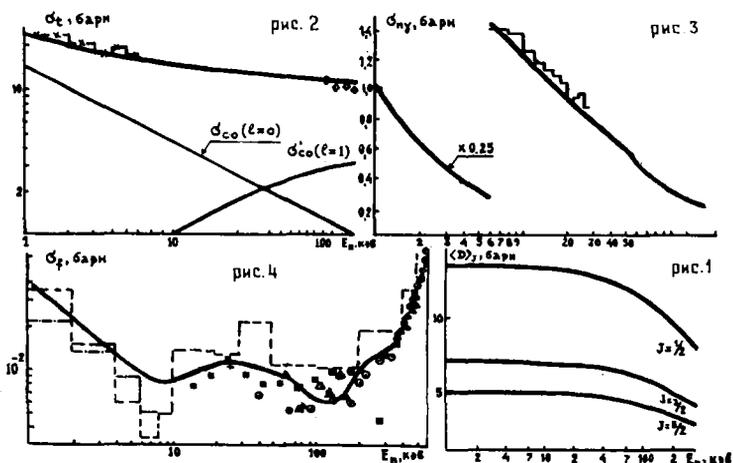


Рис.1. Зависимость $\langle D \rangle_j$ от энергии

Рис.2,3,4. Сравнение расчетных и экспериментальных данных по $\sigma_t, \sigma_f, \sigma_{ny}$:

— расчет из оцененных параметров; x-x-x - усредненные данные работы [14]; - - - - усредненные данные работы [9]; - · - · - усредненные данные работы [10]; - - - - усредненные данные работы [7]; ♦ - данные работы [8]; ■ - данные работы [11]; ▲ - данные работы [12]; ○ - данные работы [13]

Л и т е р а т у р а

- I. А.В.Малышев. Плотность уровней и структура атомного ядра. М., Атомиздат, 1962.
2. V.M.Strutinsky, S.Bjornholm. Nucl. Struc. Dubna simp. 1968.
3. Е.В.Гай, А.В.Игнатьюк, Н.С.Работнов, Г.Н.Смиренкин.- "Ядерная физика", 10, 542 (1969).
4. В.В.Back, Ole Hansen. Phys. and Chem. of Fission, Rochester New York, August, v.1, p.3 (1973).
5. Н.С.Бритт et al.-Phys. Rev., C., 7, 801 (1973).
6. А.С.Тяпин, В.Е.Маршалкин.-"Ядерная физика", 18, 277 (1973).
7. R.W.Hockenbury, W.R.Moyer et al.-Nucl.Sci.Eng.,49, 153 (1972).
8. A.B.Smith, P.Lambropoulos et al.-Nucl.Sci.Eng.,47, 19 (1972).
9. D.H.Буерс, В.С.Дивен, М.С.Силберт. LA-3586, 1966.
10. E.Migneco, G.Theobald.-Nucl.Phys., A112 (1968) 603.
11. W.B.Gilboy, G.F.Knoll. 66 Paris, v.1, 295 (1966).
12. P.R.Rudwick, P.H.White.-J.Nucl. Energy, 18, 561 (1964).
13. В.Г. Нестеров, Г.Н. Смиренкин, -"Атомная энергия", 9, 16 (1960).
14. W.Kolar, K.H.Вёсскhoff.-J.Nucl. Energy, 22, 299 (1968).

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ
НЕЙТРОНОВ ДЛЯ U^{235}

Г.В.Анципов, В.А.Конькин, В.П.Коренной,
В.И.Мартынюк

(Институт ядерной энергетики АН БССР)

Аннотация

Проведен расчет сечения неупругого рассеяния нейтронов для U^{235} в области разрешенных и перекрывающихся уровней ядра-мишени (0-3,5 Мэв) по статистической модели с учетом конкуренции захвата и деления.

На основании проведенных теоретических расчетов и анализа экспериментальной информации по $\sigma_{nn'}$ получены оцененные значения $\sigma_{nn'}$ (U^{235}) в области энергий до 15 Мэв.

Abstract

A calculation of inelastic scattering cross section for U^{235} in the energy region of resolved and overlapping levels of a target nucleus (0-3.5 Mev) was done on a basis of a statistical model taking into account competition with capture and fission. Using these theoretical calculations as well as analysis of experimental information on $\sigma_{nn'}$ the evaluated data for $\sigma_{nn'}$ (U^{235}) in the energy region up to 15 Mev were obtained.

Имеющаяся экспериментальная информация по сечению неупругого рассеяния нейтронов на ядре U^{235} незначительна. Теоретические расчеты также затруднены наличием конкуренции деления захвата и деформированностью ядра U^{235} . Известным расчетам [1, 2, 3] (U^{235}) имеет более чем десятилетнюю давность, и в свете современных знаний структуры уровней ядра U^{235} этих расчетов явно недостаточно.

Схема уровней U^{235} за последние годы стала известна с большей полнотой. Экспериментальные данные разных авторов совпадают или дополняют друг друга в области до $E \sim 400$ кэВ: работы Клайна [4], Стефенса [5], Брайда [6, 7], Рики и др. [8]. Мы ограничились рассмотрением области до 725 кэВ, поскольку выше этой области резко увеличивается число неидентифицированных в работе [8] уровней. Ниже 725 кэВ идентифицированы лишь четыре уровня. В области до 725 кэВ содержится ~ 50 уровней, что вполне достаточно для расчета сечения неупругого рассеяния нейтронов в области разрешенных уровней ядра-мишени U^{235} . В области выше 725 кэВ целесообразно использовать приближение сплошного спектра уровней, так как число уровней становится очень большим.

Использованная нами схема уровней ядра U^{235} несколько отличается от рекомендованной Шмидтом [9] и является более обширной. Однако следует отметить, что Рики и др. [8] считают твердо установленными характеристики лишь первых пяти полос, а в области более высоких возбуждений ядра-мишени вполне возможно изменение предлагаемой схемы уровней.

Оцененная схема уровней была использована нами для расчета по статистической модели сечения неупругого рассеяния нейтронов и сечений возбуждения уровней ядра U^{235} в интервале энергий до 3,5 МэВ. Расчеты проводились по созданной нами программе НЕРИС, в которой реализован формализм Хаузера-Фешбаха, модифицированный включением эффекта флуктуации нейтронов и делительных ширин.

Сечение неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением уровня с энергией E_q для области $E_q < E_q^{max}$ имеет вид

$$\sigma_{nn'}^{E_n}(E_n) = \frac{\pi}{k^2} \cdot \frac{1}{2(2i+1)} \sum_{\ell, j} T_{\ell j}(E_n) \sum_J (2J+1) \frac{\sum_{\ell', j'} T_{\ell' j'}(E_n - E_n) R_{\alpha \alpha}^{Jx}}{\sum_{\ell', j'} T_{\ell' j'}(J, E_n) + T_f(J, E_n) + \sum_{\ell', j'} T_{\ell' j'}(E_n, E_n)}$$

где k - волновое число нейтрона; i - спин основного состояния ядра-мишени; ℓ, j - орбитальный и полный моменты налетающего и вылетающего (ℓ', j') нейтрона; J - спин составного ядра. Индексы с двумя штрихами относятся ко всем нейтронным каналам, удовлетворяющим законам сохранения энергии, четности и момента. Первое слагаемое в знаменателе, учитывающее конкуренцию радиационного захвата, в предположении независимости Γ_f от энергии и спина может быть записано в виде

$$\sum_r T_r(J, E_n) = 2\pi \frac{\bar{\Gamma}_r}{D(J, E_n)}$$

Эффективная проницаемость деления $T_f(J, E_n)$ была рассчитана по каналовой теории деления. Основной задачей является выбор таких параметров барьеров деления, которые позволили бы достаточно хорошо описать сечение деления в данной области энергий. Такая работа была проделана нами до энергии 100 кэВ. На основании этого, а также работ [10, 11] были выбраны параметры барьеров деления и значения степеней свободы ν_f для распределения делительных ширин, которые ассоциировались с числом открытых каналов деления.

Для расчета нейтронных проницаемостей в рамках оптической модели в программе использовался локальный потенциал $V(r)$, содержащий действительную часть, мнимый член, описывающий поверхностное поглощение, и действительный спин - орбитальный член.

Введение корректирующего множителя $R_{\alpha \alpha}^{Jx} = \frac{\langle I_{\alpha} I_{\alpha} \rangle}{\langle I \rangle} / \frac{\langle I_{\alpha} \rangle \langle I_{\alpha} \rangle}{\langle I \rangle}$ позволяет уточнить предположение о независимости распада составного ядра от способа его образования.

В настоящей работе мы ограничились изучением сечений возбуждения уровней до $E_{q, макс} = 414,76$ кэВ. Выше этой области уровни лежат настолько плотно, что спектр возбуждения можно считать непрерывным. Кроме того, в расчетах не принимались во

внимание уровни с $i_q > II/2$, так как из-за большой разницы в спине с основным состоянием вклад их в $\sigma_{nn'}$ мал. В расчетах использовались параметры сферического оптического потенциала, который удовлетворительно описывает энергетическую зависимость σ_t и σ_{el} до 3 Мэв: $V_0 = 45$ Мэв, $W_0 = 10,7$ Мэв, $V_{s0} = 10$ Мэв, $R_V = R_W = 1,25$ ферми, $a = 0,67$ ферми, $b = 0,98$ ферми.

Исходной информацией для получения оцененных данных по $\sigma_{nn'}(U^{235})$ служили, во-первых, результаты расчета по методике, описанной выше; во-вторых, более или менее прямые экспериментальные данные по $\sigma_{nn'}(U^{235})$: измерения Эрмитажа и др. [12] для энергий 130; 400; 550; 710; 1000 и 1500 кэв; измерения Книттера и др. [13] при энергиях нейтронов 1,5; 1,9 и 2,3 Мэв; измерения Бачелора и Билда [14] при 2, 3 и 4 Мэв; измерения Кранберга [15] при 0,55; 0,98 и 2,0 Мэв; измерения Дрейка [16] при 4,0; 6,0 и 7,5 Мэв; измерения Смита [17] при 0,517 Мэв; измерения Аллена [18] при 0,25; 0,5 и 1,0 Мэв и измерения Бистера и др. [19] при 1,0 и 2,5 Мэв; в-третьих, данные по $\sigma_{nn'}$, полученные из разности сечений.

В области разрешенных уровней ядра-мишени при оценке в основном использовались теоретические расчеты. В области более высоких энергий, где сечения возбуждения отдельных уровней еще достаточно велики (до 4 Мэв), наряду с результатами теоретического расчета использовались данные по $\sigma_{nn'}$, полученные из разности сечений. Так, сечения возбуждения уровней были взяты из расчетов, а компонент сечения неупругого рассеяния, ответственный за возбуждение непрерывного спектра уровней σ_{cont} , рассчитывался в виде разности:

$$\sigma_{cont} = \sigma_{n'} - \sum_q \sigma_{n'}^{E_q}$$

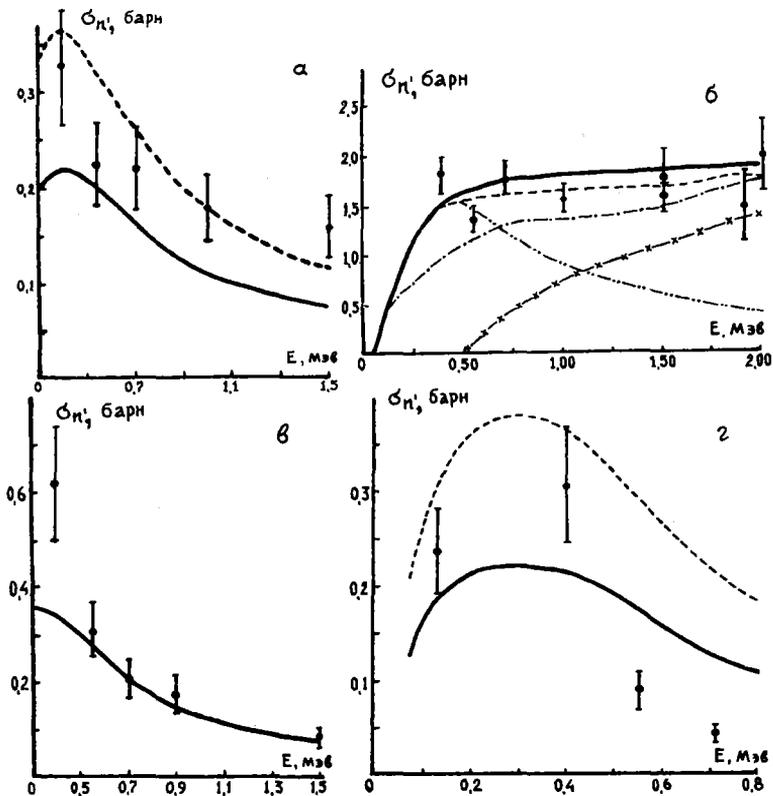
где $\sigma_{n'}$ было получено из разности оцененных сечений

$$\sigma_{n'} = \sigma_{nx} - \sigma_f - \sigma_y$$

И, наконец, в области энергий выше 3,5 Мэв сечение было получено из разности сечений.

Оцененные значения $\sigma_{nn'}(U^{235})$ в области до 2 Мэв представлены на рисунке. Там же приведены данные для отдельных групп уровней.

В области энергий до 2 Мэв теоретические расчеты удовлет-



Сечение неупругого рассеяния нейтронов на U^{235} :

а - сечение возбуждения группы уровней $100 < Q < 150$ кэв (• - эксперимент Эрмитажа, — - оценка для уровней 103,0 и 129,26 кэв, - - - - оценка для уровней 103,0; 129,26 и 150,64 кэв);

б - сравнение различных данных по $\sigma_{ni}'(U^{235})$ в области до 2 Мэв (--- - английская библиотека, — - результаты расчета настоящей работы, - - - - оцененное сечение σ_{ni}' , - · - - сечение возбуждения разрешенных уровней, — x — сечение σ_{cont} возбуждения непрерывного спектра, • - эксперимент Эрмитажа и др.);

в - сечение возбуждения группы уровней $50 < Q < 100$ кэв (• - эксперимент Эрмитажа и др., — - оценка для уровней 51,73 и 81,63 кэв);

г - сечение возбуждения группы уровней $25 < Q < 50$ кэв (• - эксперимент Эрмитажа и др., — - оценка для уровня 46,16 кэв, - - - - оценка для уровней 46,16 и 51,73 кэв)

ворительно согласуются с экспериментальными данными. Данные, оцененные в настоящей работе, в этой области энергии лежат выше данных английской библиотеки. Особенно сильно значения оценок отличаются в области вблизи порога. Наши оцененные данные не отражают больших значений Бачелора и Вилда [I4] при 2 и 3 Мэв, хотя и лежат в пределах ошибок. Наблюдается также значительное расхождение с данными английской библиотеки в области 3-6 Мэв и хорошее согласие в этой области с данными последней оценки $\sigma_{\text{пр}}(U^{235})$ немецкой библиотеки [20].

Л и т е р а т у р а

1. E.R. Rae et al. Phys. Rev., 112, 492 (1958).
2. P. Moldauer, IAEA Seminar on the Physics of Fast and Intermediate Reactors, Vienna, v.1, p.171 (1961).
3. Н.О.Базазянц, И.В.Гордеев, Атомная энергия, 13, 321 (1962)
4. J.E. Cline, Nucl. Phys., A106, 481 (1968).
5. F.S. Stephens et al. Nucl. Phys., A115, 129 (1968).
6. T.H. Braid et al. Phys. Letters, 18, 149 (1965).
7. T.H. Braid et al. Phys. Rev. C, 1, 275 (1970).
8. F.A. Rickey et al. Phys. Rev. C, 5, 2072 (1972).
9. J.J. Schmidt, KFK-120 (1966).
10. J.D. Garrison, GA-10028 (1970).
11. J.M. Otter, NAA-SR-12515 (1967).
12. B.H. Armitage et al. Intern. Conf. on Nuclear Data for Reactors, Paris, 1966.
13. H.H. Knitter, M.M. Islam and M.Coppola. Z.Physik, 257, 108 (1972).
14. R. Batchelor, K.Wyld, AWRE-Report N° 055/69 (1969).
15. L.A. Cranberg, LA-2177 (1959).
16. D.M. Drake, Nucl. Phys., A133, 108 (1969).
17. A.B. Smith, Private communication to K. Parker, 1961; quoted in reference: Parker K., AWRE-O-82/63 (1963).
18. H.C. Allen, Nucl. Sci.Eng., 2, 787 (1957).
19. J.R. Beyster et al. Phys. Rev., 104, 1319 (1956).
20. Karlsruhe Evaluated Nuclear Data File, KEDAK (distrib. in June 1970).

ОЦЕНКА ЯДЕРНЫХ КОНСТАНТ ρ_{U}^{240} ДЛЯ СОЗДАНИЯ
ПОЛНОГО ФАЙЛА

Г.В.Анципов, А.Р.Бендерский, В.А.Коньшин,
Е.Ш.Суховицкий

(Институт ядерной энергетики АН БССР)

Аннотация

В работе проведена оценка нейтронных сечений ρ_{U}^{240} в области энергий 10^{-4} эв - 15 Мэв на основе имеющихся экспериментальных данных и теоретических представлений о структуре ядра. Оцененные данные представлены в формате SOKRATOR и переданы в Центр по ядерным данным в Обнинске.

Abstract

Evaluation of neutron cross-sections for Pu^{240} in the energy region 10^{-4} ev to 15 Mev is carried out on the basis of the experimental data available as well as theoretical considerations of nuclei structure. The evaluated data are represented in the SOKRATOR format and sent out to the Obninsk Nuclear Data Centre.

Нейтронные сечения для Pu^{240} представляют интерес с точки зрения проектирования и работы быстрых реакторов, так как в топливе может содержаться $\sim 20-30\%$ Pu^{240} . Несмотря на это, имеется мало экспериментальных данных по сечениям взаимодействия нейтронов с ядром Pu^{240} , и поэтому оценка должна основываться в большой степени на теоретических представлениях. Интерес к ядру Pu^{240} привел к появлению новых экспериментальных данных по σ_t , σ_f , σ_{np} , $\sigma_{np'}$, σ_{ny} , и потому оценки, проведенные более пяти лет назад, теперь можно считать устаревшими.

В настоящем докладе кратко описываются результаты оценки ядерных констант для Pu^{240} . Более подробно они изложены в отчете, представленном в Центр по ядерным данным.

В тепловой области энергий нейтронов для Pu^{240} имеются измерения σ_t и σ_{ny} в тепловой точке, а также измерения ряда авторов в области $10^{-2} - 10$ эв.

В последнее время появились довольно надежные работы Лонсбери и др. [1] по измерению σ_{ny} и работа Ландера и др. [2] по измерению амплитуды когерентного рассеяния $a_{coh} = (0,35 \pm 0,01) \cdot 10^{-12}$ см. Эта величина для четно-четного ядра Pu^{240} приводит к величине сечения рассеяния $\sigma_s = 4\pi a_{coh}^2 = 1,54 \pm 0,09$ барн. Так как расстояние между уровнями для ядра Pu^{240} довольно велико (~ 14 эв), то сечение в тепловой точке можно с хорошей точностью рассчитать из параметров первого резонанса. В результате самостоятельной оценки резонансных параметров с учетом всех имеющихся экспериментальных данных, включая тепловую точку, были получены следующие параметры первого резонанса: $E = 1,056 \pm 0,002$ эв, $\Gamma_n = 2,3543 \pm 0,0800$ Мэв, $\Gamma_\gamma = 32,24 \pm 1,60$ Мэв, $\Gamma_f = 0,0057 \pm 0,0030$ Мэв, $\sigma_p = 4\pi R^2 = 9,247$ барн. Рассчитанные с использованием этих параметров величины сечений согласуются с наиболее точными измерениями σ_t и σ_f в тепловой области с точностью порядка 0,5%, а сами величины сечений при энергии 0,0253 эв равны: $\sigma_t = 288,43$ барн, $\sigma_f = 286,84$ барн, $\sigma_s = 1,54$ барн, $\sigma_f = 0,05$ барн.

В резонансной области энергий нейтронов имеется достаточно надежные данные по σ_t и σ_{ny} . Причина расхождений в σ_{ny} , существовавших довольно долго, теперь устранена [3]. Переоцененные ряды резонансных параметров в настоящее время не проти-

воречат друг другу. Большое расстояние между уровнями упрощает процедуру оценки и позволяет оценить резонансные параметры не из самих экспериментальных данных, а из рядов резонансных параметров, даваемых авторами. Верхняя граница разрешенной резонансной области была выбрана равной 1 кэв. В этой области энергий все резонансы (70 резонансов) считались S -волновыми. Делительные ширины Γ_f приписаны всем резонансам и отражают наличие структуры в делении [4]. Проведенный анализ привел к следующим величинам средних резонансных параметров: $\bar{D} = 13,5 \pm 0,5$ эв, $\bar{f}_y = 30,7 \pm 2,6$ Мэв, $S_0 = (1,10 \pm 0,16) \cdot 10^{-4}$ эв $^{-1/2}$; $\bar{f}_z = 3,34 \pm 1,00$ Мэв. Сечения в области неразрешенных резонансов (1 - 142 кэв) были получены с учетом двугорбой структуры барьера деления. Оцененные средние резонансные параметры позволяют считать все типы сечений ($\sigma_t, \sigma_f, \sigma_y, \sigma_{nn'}$).

Измерения сечения деления Pu^{240} являются относительными (в основном к U^{235}). Мы не стали оценивать отношение $\sigma_f(Pu^{240})/\sigma_f(U^{235})$ прямо из экспериментальных данных, так как малое количество экспериментальных данных по отношению не позволяло понять поведение такой кривой в районе перегибов, названных открытием каналов $(n, n'f), (n, 2n'f)$ в U^{235} . Поэтому мы вывели $\sigma_f(Pu^{240})$, используя оцененное нами $\sigma_f(U^{235})$. Полученная кривая $\sigma_f(Pu^{240})$ гладко сшивалась с величинами $\bar{\sigma}_f$, полученными из области неразрешенных резонансов. Величины отношения, полученные в различных измерениях, согласуются между собой лучше, чем указанные авторами ошибки.

Наша оценка $\bar{\nu}(Pu^{240})$ основывается в основном на данных Фрео и др. [5]. С учетом $\bar{\nu}_p(Cf^{252}) = 3,733$ оцененная зависимость $\bar{\nu}_p$ от энергии имеет вид $\bar{\nu}_p(Pu^{240}) = 2,8378 + 0,14585E$. Полное сечение $\bar{\sigma}_t(Pu^{240})$ измерено лишь до 1,5 Мэв [6], выше оцененная кривая следует данным $\bar{\sigma}_t$ для Pu^{239} , как это следует из предсказаний оптической модели.

Оценка сечения неупругого рассеяния для Pu^{240} ввиду малого количества экспериментальных данных основывалась главным образом на теоретических расчетах. Схема уровней ядра Pu^{240} известна до энергии 1,6 Мэв. Расчет $\sigma_{nn'}$ проводился как в

области разрешенных, так и перекрывающихся уровней ядра-мишени с учетом конкуренции радиационного захвата и деления. Помимо процессов, протекающих через составное ядро, учитывался вклад прямого возбуждения первого уровня путем расчета по программе SСRQТ [7]. Это позволило также получить угловые распределения неупруго-рассеянных нейтронов во всей области энергий нейтронов. Правильность учета конкуренции деления проверялась сравнением расчетных и экспериментальных данных по σ_f . Сечение возбуждения первого уровня ($43 \text{ кэВ}, 2^+$) вблизи порога, соответствующее компаунд-процессу, рассчитывалось по средним резонансным параметрам из-за необходимости учета двугорбой структуры барьера деления. Оцененные данные по $\sigma_{\text{пр}}(Pu^{240})$ хорошо согласуются с экспериментальными данными [6].

Угловые распределения упруго-рассеянных нейтронов для Pu^{240} были оценены с использованием данных Смита и др. [6] в области ниже 1,5 МэВ.

В области энергий выше 1,5 МэВ упругое рассеяние определяется в основном рассеянием на потенциале ядра, так как вклад от рассеяния, идущего через составное ядро, близок к нулю. Поэтому оцененные угловые распределения для Pu^{240} в этой области энергий были получены с использованием информации для соседних ядер.

Сечения $(n, 2n)$ - и $(n, 3n)$ -реакций рассчитывались по статистической модели ядра и сравнивались с сечениями для U^{238} .

Оцененные данные для Pu^{240} представлены в формате оцененных данных СОКРАТОР и переданы в Центр по ядерным данным в Обнинске.

Л и т е р а т у р а

1. M.Lounsbary et al. IAEA Conf. on Nuclear Data for Reactors, Helsinki, V.1, p.287 (1970).
2. D.H.Lander, M.H.Mueller. Acta Crystallographia, 27B, 2284 (1971).
3. M.C.Moxon et al. UKNDC (72), p.37 (1972).
4. E.Migneco, J.P.Theobald. Proc. of Conf. on Neutron Cross-section and Techn., p.527 (1968).
5. J.Frehaut et al. Труды 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, ч.3, стр.153 (1974).
6. A.V.Smith et al. Nucl. Sci.Eng., 47,19 (1972).
7. А.В.Игнатки и др. БИЯД, 13, 59 (1974).

АНАЛИЗ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ УПРУГО
РАССЕЯННЫХ НЕЙТРОНОВ НА U^{235}

Е.И.Суховицкий, А.Р.Бендерский, В.А.Конькин

(Институт ядерной энергетики АН БССР)

Аннотация

Проведен анализ с использованием разложения по функциям Бесселя и полиномам Лежандра экспериментальных данных по угловым распределениям нейтронов с энергиями от 0,5 до 15 Мэв упруго рассеянных на ядре $U-235$. Достоинства метода - отсутствие отрицательных сечений, большого числа коэффициентов разложения и необходимости иметь экспериментальные данные по рассеянию на углы 0° и 180° .

Abstract

The experimental data on elastic angular distributions for $U-235$ in the energy region 0,5 to 15 Mev are analysed by using the Bessel function and the Legendre polynomials expansion. The advantages of the method proposed are absence of negative cross-sections, relatively small number of expansion coefficients, no necessity to have the experimental data on scattering cross-section at 0° and 180° .

Знание угловых распределений упруго рассеянных нейтронов необходимо для правильного предсказания поведения нейтронов при их прохождении через вещество и для уточнения параметров оптической модели ядра. При анализе угловых распределений упруго рассеянных нейтронов разложение их по полиномам Лежандра является общепринятым. Порядок разложения амплитуды рассеяния равен наивысшему моменту нейтрона, испытываемого рассеяние, т.е. для энергии налетающих нейтронов порядка 14 Мэв необходимо около 30 членов разложения. Обычно измерения делаются под 15-20 различными углами, т.е. набор коэффициентов разложения по полиномам Лежандра несет больше информации, чем ее содержится в экспериментальных данных.

Физическая некорректность такого описания известна. При достаточно высокой степени разложения по полиномам Лежандра кривая описывает экспериментальные точки, но в промежутках между ними она может вести себя совершенно нефизично, давая отрицательные значения сечений. Кроме того, эксперименты по рассеянию принципиально не позволяют измерять дифференциальные сечения под предельно малыми и большими углами, поэтому процедура подгонки должна позволять проводить экстраполяцию в эти углы. Именно вследствие ортогональности полиномов Лежандра это невозможно, хотя рассеяние на малые углы составляет большую часть всего сечения при энергиях больше 8 Мэв.

Функции Бесселя имеют определенные преимущества при описании угловых распределений. Для такого описания требуется меньшее число членов разложения. Кроме того, использование функций Бесселя позволяет проследить зависимость угловых распределений от энергии нейтронов, размеров ядра, угла рассеяния, а также получить значения сечений рассеяния под углами 0 и 180°.

Как известно, в приближении малых углов и для абсолютного черного рассеивателя ряд теории рассеяния суммируется точно [1], и для дифференциального сечения рассеяния имеем

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (KR^2)^2 \left[\frac{J_1(x)}{x} \right]^2, \quad (1)$$

где $J_i(x)$ - функция Бесселя; $K = 2\pi/\lambda$; $x = 2KR \sin \theta/2$; R - радиус ядра; θ - угол рассеяния. Даже в таком простом виде формула (1) правильно описывает величину переднего пика сечения и местоположение второго.

Экспериментальные данные по упругому рассеянию всегда содержат вклад от неупругого рассеяния на низколежащих уровнях. Кроме того, учет диффузности границ ядра приводит к некоторому усложнению формулы (1) [2]. Простая теория [3] дает следующие выражения для дифференциальных сечений неупругого рассеяния, связанного с квадрупольными и октупольными колебаниями ядра:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{неупр.}} = (KR^2)^2 \frac{5}{8\pi} \frac{E_2}{C_2} \left[\frac{1}{4} J_0^2(x) + \frac{3}{4} J_2^2(x) \right]; \quad (2)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{октуп.}} = (KR^2)^2 \frac{7}{8\pi} \frac{E_3}{C_3} \left[\frac{3}{8} J_4^2(x) + \frac{5}{8} J_6^2(x) \right], \quad (3)$$

где E_i - энергия возбуждения; C_i - энергия поверхностного натяжения. Поэтому угловые распределения упруго рассеянных нейтронов опишем следующей формулой:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (KR^2)^2 \left\{ \mathcal{D} \left[\frac{J_0(x)}{x} \right] + \sum_{i=1}^{M-1} A_i J_i^2(x) \right\}, \quad (4)$$

где M - количество функций Бесселя; \mathcal{D} и A_i - параметры подгонки. Интегрируя (4), получим интегральное сечение рассеяния σ_s :

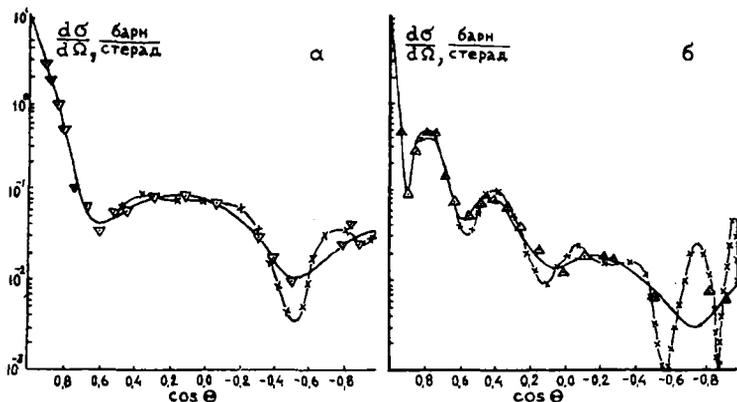
$$\begin{aligned} \sigma_s = & \pi R^2 \left\{ \mathcal{D} [1 - J_0^2(2KR) - J_1^2(2KR)] + \right. \\ & \left. + (2KR)^2 \sum_{m=1}^{M-1} A_m \left[J_m^2(2KR) + J_{m-1}^2(2KR) - \frac{2m}{2KR} J_m(2KR) J_{m-1}(2KR) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

Нами написана программа, позволяющая производить подгонку к экспериментальным данным в формуле (4). Оказалось, что при разложении угловых распределений по функциям Бесселя требуется значительно меньше членов ряда (4), чем при разложении по полиномам Лежандра. Кроме того, не требуется предварительного знания дифференциальных сечений рассеяния на

углы 0 и 180° . Полученные в подгонке по функциям Бесселя значения сечений рассеяния на эти углы использовались нами при получении разложения по полиному Лежандра. Разложение по функциям Бесселя обладает еще одним принципиальным преимуществом. Оно содержит в явном виде зависимость от энергии, что позволяет проводить интерполяцию в те области энергий, по которым отсутствует экспериментальная информация.

Развитый выше подход был применен к анализу экспериментальных данных по угловым распределениям упруго рассеянных нейтронов для U^{235} . Имеются следующие шесть рядов экспериментальных данных в этой области: Аллен и др. [4], Бачелор и Видд [5], Книттер и др. [6], Кранберг [7], Смит и Гюнтер [8] и Каммердинер и Лютер [9]. Через экспериментальные точки были проведены гладкие кривые с помощью разложения по функциям Бесселя. Интегральные сечения рассеяния, полученные интегрированием этих гладких кривых, считались экспериментальными значениями и использовались для оценки интегрального сечения упругого рассеяния нейтронов. Дифференциальные сечения упругого рассеяния принято представлять в виде разложения по полиномам Лежандра. Для получения такого разложения мы использовали вместо экспериментальных значений дифференциальных сечений гладко интерполированные, полученные из разложения по функциям Бесселя, считая их "истинными" и в соответствии с этим приписав им одинаковый относительный вес. Каждый раз использовалась 101 точка, равномерно распределенная по $\cos\theta$ на интервале $(-1, 1)$. На рисунке показана характерная ситуация, возникающая при описании экспериментальных данных по дифференциальным сечениям как с помощью функций Бесселя, так и с помощью полиномов Лежандра.

Полученные распределения упруго рассеянных нейтронов достаточно надежны в области энергий до 6 Мэв, а в интервале энергий от 6 до 14 Мэв, где экспериментальные данные полностью отсутствуют, распределения получены интерполированием между точками 5,5 и 14 Мэв с использованием энергетической зависимости разложения по функциям Бесселя.



Угловые распределения упруго рассеянных нейтронов:

- а - измерения Книттера [6] при энергии 4,5 Мэв (▽);
- б - измерения Каммердиенера [9] при энергии 14 Мэв (Δ);
- x-x- - разложение по полиномам Лежандра без использования дополнительной информации;
- - разложение по функциям Бесселя

Л и т е р а т у р а

1. Блохинцев Д.И. Основы квантовой механики. М., "Высшая школа", 1963.
2. Pearlstein S. "Nucl. Sci. Eng.", 1972, v.49, p. 162.
3. Blair J.S. "Phys. Rev.", 1959, v. 115, p. 928.
4. Allen R.C. e.a. "Phys. Rev.", 1956, v. 104, p. 731.
5. Batchelor R. and Wild K. Report AWRE-055/69, 1969.
6. Knitter H.H., Islam M.M. e.a. Z. Physik, 1972, v.257, p.108.
7. Cranberg L.A. Report LA-2177, 1959.
8. Smith A.B. and Guenther P.T. Report EANDC(US)-62, 1962.
9. Kammerdiener J.L. Report UCRL-51232, 1972.

ОЦЕНКА ЯДЕРНЫХ КОНСТАНТ ДЛЯ U^{235} В ОБЛАСТИ
ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 10^{-4} эв - 15 Мэв

В.А.Коньшин, Г.В.Анципов, Г.Б.Мороговский,
Е.Ш.Суховицкий, А.Р.Бендерский, Н.У.Давыдовская
(Институт ядерной энергетики АН БССР)

Аннотация

Дано краткое описание результатов оценки полного файла ядерных констант для U^{235} в области энергий нейтронов 10^{-4} эв - 15 Мэв. Для целей оценки был проведен детальный анализ всех имеющихся экспериментальных данных для U^{235} , разработан и применен ряд методов оценки констант. Оцененные данные для U^{235} представлены в формате СОКРАТОР и переданы в Центр по ядерным данным в Обнинске.

Abstract

The results of neutron data evaluation for U^{235} in the energy region 10^{-4} ev to 15 Mev are shortly discussed. For evaluation purposes a detailed analysis of all the experimental data available for U^{235} is made, a number of neutron data evaluation methods is worked out and applied to U^{235} . The evaluated data for U^{235} are presented in the SOKRATOR-format and sent to the Obninsk Nuclear Data Centre.

Одно из наиболее важных для реакторостроения ядер U^{235} - является в то же время одним из наиболее сложных для анализа ядром как из-за очень близко расположенных друг к другу резонансных уровней, так и из-за наличия большого количества экспериментальной информации, часто весьма противоречивой.

С целью создания полного файла ядерных констант для U^{235} мы проанализировали все имеющуюся экспериментальную информацию для этого ядра, разработали ряд методов оценки сечений, провели необходимые расчеты. Результаты настоящей оценки подробно описаны в большом отчете и в ряде статей, которые представлены в Центр по ядерным данным. Настоящий доклад является лишь очень кратким изложением методов оценки, которые мы использовали. Сами оцененные данные для U^{235} представлены в формате СОКРАТОР и переданы в Центр по ядерным данным.

В тепловой области энергий нейтронов от 10^{-4} до 1 эв был проведен анализ следующих величин, представляющих наибольший интерес для разработки реакторов на тепловых нейтронах: σ_t , σ_a , σ_f , α и η . Принятый нами метод оценки тепловых констант для U^{235} не отличался от метода, использованного для Pu^{239} . Мы провели сравнение величины $\eta(E)$, измеренной прямым способом, и $\eta(E)$, полученной из отношения σ_f к σ_a . Были проанализированы все имеющиеся экспериментальные данные в области 10^{-4} - 1 эв для четырех величин: σ_t , из которого σ_a получается вычитанием сечения упругого рассеяния, σ_f , η и α в области энергии 10^{-4} - 1 эв. Сравнение выведенной и прямо измеренной кривой $\eta(E)$ показывает, что выведенная кривая η согласуется с экспериментальными данными по η с точностью порядка $\pm 3\%$, что, видимо, является реальной точностью измерений η .

При проведении оценки резонансных параметров U^{235} ставилась задача провести эту оценку, используя значения параметров резонансов, опубликованных экспериментаторами или другими оценщиками. Однако экспериментатор, как

правило, анализирует лишь результаты своих экспериментов. Имевшиеся оценки носят частный характер и касаются ограниченной области энергий. Кроме того, результаты оценок часто противоречат друг другу. Поэтому необходимо обращение к самим экспериментальным результатам, всей совокупности их, чтобы проанализировать их, попытаться выявить их недостатки и получить заново резонансные параметры. Именно такой подход и был применен в настоящей работе. Имевшаяся совокупность экспериментальных данных по σ_t , σ_f и σ_y (U^{235}) была критически проанализирована, найдены недостатки в экспериментальной технике в некоторых работах, отобранные данные были единым образом нормированы и поправлены, где необходимо, на энергетический сдвиг шкалы. Выбранные ряды экспериментальных данных по σ_t , σ_f и σ_y были проанализированы с помощью модифицированного формализма Адлера-Адлера с целью получения самосогласованных параметров Адлера и многоуровневых параметров Брейта-Вигнера.

Средние резонансные параметры U^{235} в области 0,1-100 кэВ были получены путем анализа резонансных параметров в разрешенной резонансной области энергий, а также путем подгонки расчетных значений сечений σ_t и σ_f под экспериментальные данные в неразрешенной резонансной области энергий. Полученные средние параметры для U^{235} позволяют рассчитать все типы сечений. Для проверки качества средних параметров было проведено сравнение рассчитанных и экспериментальных данных по σ .

При оценке σ_f (U^{235}) был проведен анализ имеющихся экспериментальных данных, в том числе появившихся недавно. Был использован метод одновременной оценки σ_f (Pu^{239}), отношения $\sigma_f(Pu^{239})/\sigma_f(U^{235})$ и $\sigma_f(U^{235})$, а также проведен анализ коррелированных ошибок экспериментов.

При анализе угловых распределений упруго рассеянных нейтронов разложение их по полиномам Лежандра является общепринятым из-за его математической простоты, а также из-за того, что полиномы Лежандра появляются в уравнении Шрёдингера при рассмотрении задачи рассеяния. Однако при достаточно высокой степени разложения по полиномам Лежанд-

ра подгоняемая кривая в промежутке между экспериментальными точками может вести себя совершенно нефизично, давая отрицательные значения сечений. Кроме того, эксперименты по рассеянию принципиально не позволяют измерять дифференциальные сечения под предельно малыми и предельно большими углами, поэтому процедура подгонки должна позволять проводить экстраполяцию в эти углы. Именно вследствие ортогональности полиномов Лежандра это невозможно, хотя рассеяние на малые углы составляет большую часть всего сечения при энергиях, больших 8 Мэв. Для описания угловых распределений мы использовали поэтому разложение по функциям Бесселя. При разложении угловых распределений по функциям Бесселя требуется значительно меньше членов, чем при разложении по полиномам Лежандра. Кроме того, не требуется предварительного знания дифференциальных сечений рассеяния на углы 0 и 180°. Полученные в подгонке по функциям Бесселя значения сечений рассеяния на эти углы использовались нами при получении разложения по полиномам Лежандра. Мы использовали разложение по функциям Бесселя только на промежуточном этапе, так как описание угловых распределений по полиномам Лежандра является общепринятым.

Экспериментальная информация по сечению неупругого рассеяния нейтронов незначительна. Поэтому оценка должна основываться на теоретических расчетах, которые также затруднены наличием конкуренции деления. Нами был разработан формализм и построена программа, позволяющая проводить расчет $\sigma_{nn}'(U^{235})$ с учетом конкуренции деления и захвата.

Данные по спектрам γ -лучей от захвата полностью отсутствуют, поэтому в настоящей оценке спектры таких γ -лучей были рассчитаны по статистической теории. Нами была поставлена программа, реализующая статистическую модель. В рамках этой модели был проведен расчет спектра γ -лучей от захвата нейтронов. Вклад прямых и полупрямых процессов захвата становится важным при энергиях налетающих нейтронов выше 7 Мэв, но при этих энергиях основной вклад в суммарный спектр γ -квантов дают γ -лучи от неупругого рассеяния нейтронов, так как σ_{nn}' в этой области много больше σ_{γ} .

Экспериментальная информация по спектрам γ -лучей от неупругого рассеяния полностью отсутствует, поэтому наша оценка основывалась только на расчетах. В отличие от захвата, расчет γ -лучей от неупругого рассеяния усложняется тем, что начальная функция возбуждения неизвестна и должна быть найдена заранее. Мы оценили это возбуждение при оценке неупругого рассеяния. Был проведен расчет суммарного количества γ -квантов, средней энергии γ -квантов и полной уносимой ими энергии.

Расчет спектров γ -лучей от деления практически невозможен без экспериментальной информации, так как плотность возбуждения $R_0(E)$ в осколках совершенно неизвестна. Кроме того, деление идет не на два осколка постоянной массы, а имеет свое массовое распределение (свои плотности уровней); это делает расчеты в основном демонстрационными, пригодными для выяснения тенденций. Однако имеются экспериментальные работы по γ -лучам деления - измерения Вербинского и др. [1], Пила и др. [2], Рау и др. [3], Плисантона и др. [4]. Анализ этих работ показал, что реально полезной для оценки может быть работа [1], на которой и основывается наша оценка. Кроме парциальных спектров γ -лучей были рассчитаны также сечения рождения γ -квантов и их средние энергии в зависимости от энергии падающего нейтрона.

Авторы выражают благодарность академику Красину А.К. за поддержку работы.

Л и т е р а т у р а

1. V.V. Verbinski et al. Phys. Rev., 7, 1173 (1973).
2. R.W. Peele et al. Phys. Rev., 33, 373 (1971).
3. V.F.E.W. Rau, Ann. Phys., 10, 252 (1963).
4. F. Pleasonton et al. Phys. Rev., 6, 1023 (1972).

О ТРЕБОВАНИЯХ К ТОЧНОСТИ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ
СТРУКТУР В НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЯХ

А.А. Лукьянов

(Физико-энергетический институт)

Аннотация

Обращается внимание на важность учета интерференционных особенностей в нейтронных сечениях при анализе эффектов резонансного самоэкранирования в быстрых реакторах. Предлагаются методы теоретического моделирования различных структур в нейтронных сечениях и обсуждаются требования к этим моделям с точки зрения расчета групповых констант.

Abstract

Interference minima in total neutron cross sections are important in analysis of resonance self-shielding effects for fast neutron reactors. Some theoretical models for the neutron cross sections energy structures and the requirements for these models at group constants calculations are discussed.

Исследования влияния энергетической структуры нейтронных сечений на процессы замедления, поглощения и диффузии нейтронов в средах занимают важное место в физике ядерных реакторов. Общеизвестна проблема резонансного поглощения в реакторах на тепловых нейтронах, решение которой в свое время позволило обосновать возможность цепной реакции деления с использованием природного урана. Весьма существенны эффекты резонансного самоэкранирования и в реакторах на быстрых нейтронах, где их необходимо учитывать не только в поглощении, но и при анализе замедления и пространственной диффузии нейтронов в отдельных группах.

В отличие от реакторов на тепловых нейтронах, где основной вклад в резонансный интеграл поглощения дают самые нижние, обычно хорошо разрешенные экспериментально уровни, для быстрых реакторов важное значение имеет область относительно высоких энергий, где данные об энергетической структуре сечений оказываются как правило недостаточными для обеспечения требуемой точности реакторных расчетов, в частности при определении групповых коэффициентов самоэкранирования. По этой причине важная роль отводится экспериментам по пропусканию нейтронов для широких спектров нейтронов (порядка ширины энергетических групп) в зависимости от толщины образца, позволяющим получить непосредственно экспериментальные зна-

чения коэффициентов самоэкранирования для отдельных групп.

В Физико-энергетическом институте (ФЭИ) проводятся систематические тщательные экспериментальные и теоретические исследования эффектов резонансного самоэкранирования в различных энергетических интервалах, практической реализацией которых является, например, 26-групповая система констант для расчетов быстрых реакторов [1]. В последние годы, в связи с появлением весьма подробной экспериментальной информации об энергетической структуре нейтронных сечений в области промежуточных и быстрых нейтронов, существенное внимание уделяется выяснению причин расхождений в значениях коэффициентов самоэкранирования, определяемых по данным из экспериментов по пропусканию на широких пучках нейтронов в зависимости от толщины образца и рассчитываемых с использованием наиболее точной информации о детальном ходе сечений в соответствующих группах. Эти расхождения при энергиях ниже 1 Мэв могут достигать 20 - 30% [2]. Основной причиной этих расхождений является, по-видимому, неточность измерений полных сечений вблизи интерференционных минимумов.

В отличие от традиционных задач физики ядерных реакций с нейтронами исследования резонансных эффектов в реакторах требуют большой тщательности в воспроизведении не только резонансных, но и интерференционных особенностей в энергетической зависимости сечений, существенно сказывающихся на процессе переноса нейтронов в протяженных средах. Действительно, если с точки зрения ядерной физики основное значение имеет определение положения того или иного резонанса и его ширины по отношению к отдельной реакции либо величина среднего по многим резонансам сечения, то в реакторных приложениях необходимы некоторые средние по группе функционалы сечений типа [3,4]

$$\langle e^{-\rho\sigma} \rangle, \langle \sigma_c e^{-\rho\sigma} \rangle, \langle \frac{1}{\sigma} \rangle, \langle \frac{1}{\sigma^2} \rangle \quad \text{и др.}, \quad (I)$$

существенный вклад в которые вносят энергетические области, соответствующие интерференционным минимумам в полных сечениях, где точность экспериментальных данных обычно недостаточна для их непосредственного использования в расчетах функционалов (I).

По этой причине существенная роль в решении данной задачи отводится теоретическому моделированию детальной структуры сечений на основе общих результатов современной теории ядерных реакций с нейтронами. Примером может служить широко используемые в последние годы методы параметризации энергетической зависимости сечений в области разрешенных резонансов на основе формализмов R -матричной и S -матричной теорий, позволяющие по экспериментальным данным, полученным с конечным разрешением, восстановить точную энергетическую зависимость сечений, входящих в функционалы (I), для различных температур среды. В ФЭИ для этой цели используются программы "УРАН" (воспроизводящие сечения σ 238 ниже 2 кэВ по одноуровневым параметрам), "МУФ" (длинные многоуровневое описание сечений ряда конструкционных материалов), а также проведен многоуровневый анализ сечений делящихся ядер при энергиях ниже 200 эВ [5-7].

Распространение методов многоуровневой параметризации сечений на область неразрешенных и частично перекрывающихся резонансов представляет довольно сложную задачу главным образом из-за недостатка экспериментальной информации о детальном ходе сечений по энергии. В этой области для вычисления функционалов типа (I) можно воспользоваться приближенными многоуровневыми моделями сечений [4, 8, 9]. Они следуют из общих схем параметризации, соответствующих тому или иному варианту формальной теории реакций. В формализме R -матрицы сечение с данным значением полного момента и четности $\sigma^{J,\pi}$ параметризуется вещественными, не зависящими от энергии параметрами $\gamma_{\lambda c}$ и E_{λ} по схеме [10]:

$$\sigma^{J,\pi}(E) = 2\pi k^{-2} g(J) \sum_c [1 - R_e S_{cc}^{J,\pi}(E)]; \quad (2)$$

$$S^{J,\pi}(E) = e^{-2i\alpha_c} \sqrt{p_c} [(1 - iRP)^{-1} (1 + iRP)]_{cc} \sqrt{p_c}; \quad (3)$$

$$R_{cc} = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma'_{\lambda c}}{E_{\lambda} - E}, \quad (4)$$

где c - индексы различных каналов упругого рассеяния, соответствующих данным значениям (J, π) ; $g(J)$ - спиновый фактор; α_c - фаза потенциального рассеяния; P_e - проницаемость [10]. При усреднениях по интервалу энергии, содержащему много ре-

зонансов, для величин $\chi_{\lambda c}$ предполагается справедливым распределение Гаусса с дисперсией χ_c^2 , а для E_{λ} - распределение Вигнера [4]. Таким образом, среднее значение некоторого функционала сечения $F(\phi)$ ($\phi = \sum_{\alpha, \pi} \phi^{\alpha, \pi}$) равно

$$\langle F(\phi) \rangle = \frac{1}{\Delta E'} \int dE' \dots \int F[\phi(E', \chi_1, \chi_2, \dots, E_1, E_2, \dots)] \Phi(\chi_1) \Phi(\chi_2) \dots \times \\ \times \phi(E_1) \phi(E_2) d\chi_1 d\chi_2 \dots dE_1 dE_2 = \frac{1}{\Delta E'} \int dE' F[\tilde{\phi}(E')], \quad (5)$$

где Φ - соответствующие статистические распределения, а $\tilde{\phi}(E')$ - модельное сечение, определяемое средними по многим резонансам параметрами и в общем случае видом функционала F [4]. Для вычисления функционалов, получаемых непосредственно в экспериментах по пропусканию на широких пучках (2), достаточно, чтоб модельное сечение правильно описывало зависимость $\langle e^{-n\phi} \rangle$ от толщины образца, а его среднее значение в соответствующих интервалах совпадало бы со средним сечением $\langle \phi \rangle$.

Использование для моделирования сечений формализма S -матрицы, где [4]

$$S_{cc}^{\alpha, \pi} = e^{-2i\omega t} \left[1 + i \sum_m \frac{\tilde{\Gamma}_{mc}^{1/2}}{\tilde{E}_m - E} \right], \quad (6)$$

в области неразрешенных уровней весьма затруднено, так как параметры $\tilde{\Gamma}_{mc}^{1/2}$ и \tilde{E}_m в общем случае комплексны и описываются сложными статистическими распределениями. Однако при использовании т.н. двухуровневого приближения можно и здесь построить модель энергетической зависимости сечений, удобную, например, для параметризации температурной зависимости групповых сечений (I) [II].

Довольно сложная физическая картина формирования интерференционных минимумов в сечениях требует для надежного определения функционалов типа (I) привлечения наиболее современных данных об энергетической зависимости ядерных сечений. Здесь находят непосредственное приложение такие эффекты, как взаимодействие гигантских резонансов непрерывного спектра с промежуточными структурами (входными состояниями), распад входных состояний в сложные резонансы составного ядра, интерференция состояний различной природы. Соответствующая схема параметризации S -матрицы форму-

лируется в микроскопической теории ядерных реакций [12, 13]. Ее практическое использование до последнего времени ограничивалось исследованием тонкой структуры дипольного резонанса в фотонуклонных реакциях [14] и расщепления входных аналоговых состояний [15]. В настоящее время эта схема параметризации с успехом применяется и в задаче описания энергетической и угловой зависимости нейтронных сечений в широких энергетических интервалах [16, 17].

Л и т е р а т у р а

1. Л.П.Абагян и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
2. В.В.Филиппов. Доклад на данной конференции. 1975.
3. В.В.Орлов. В сб.: Труды физико-энергетического института. М., Атомиздат, 1974, с.157.
4. А.А.Лукьянов. Замедление и поглощение резонансных нейтронов. М., Атомиздат, 1974.
5. Л.П.Абагян, М.Н.Николаев, Л.В.Петрова. В сб.: "Бюлл. Центра по ядерным данным". Вып.3. М., Атомиздат, 1966.
6. Л.П.Абагян, М.Н.Николаев, В.В.Синица. В сб.: "Ядерные константы". Вып.9. М., Атомиздат, 1972, с.146.
7. А.А.Лукьянов. В сб.: "Нейтронная физика" (Материалы I-го Всесоюзного совещания. Киев, 1971). Ч.1. Киев, изд-во "Наукова думка", 1972, с.346.
8. А.А.Лукьянов. Препринт ФЭИ-124, 1968.
9. Y. Ishiguro. Nucl. Sci. Engng, 40, 25 (1970).
10. А.Лейн, Р.Томас. Теория ядерных реакций при низких и средних энергиях. Изд-во иностр. лит., 1960.
11. R.H.Hwang. Nucl. Sci. Engng, 36, 67 (1969).
12. H.Fechbach. Ann.Phys., 19, 287 (1962); 47, 410 (1967).
13. W.Mac Donald, A.Mekjian. Phys.Rev., 160, 730 (1967).
14. С.М.Шакин, W.L.Wang. Phys.Rev., C5, 1898 (1972).
15. A.Mekjian, W.Mac Donald. Nucl.Phys., A121, 385 (1968).
16. А.А.Лукьянов, О.А.Сальников, Е.М.Сапрыкин. ЯФ, 21, 82 (1975).
17. А.А.Лукьянов, Е.М.Сапрыкин. Препринт ФЭИ-473, 1974.

ИЗМЕРЕНИЕ КОРРЕЛЯЦИЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ХОДА
СЕЧЕНИЯ ЗАХВАТА И ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ
ДЛЯ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ И БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

В.В.Филиппов
(Физико-энергетический институт)

Аннотация

Выполнены измерения захватных пропусков для нескольких активированных ядер среднего веса в диапазоне энергий нейтронов от 50 кэВ до 1,4 МэВ. Результаты представлены в форме коэффициентов корреляции.

Abstract

Capture transmissions have been measured for some intermediate nuclei by activation technique at neutron energies from 50 keV to 1.4 MeV. The results are treated in form of the correlation coefficients.

При изучении парциальных сечений, отвечающих некоторому конкретному типу взаимодействия нейтронов с веществом (захват, деление и т.п.), проблема недостаточности энергетического разрешения в промежуточной и быстрой области оказывается ещё более острой, чем в случае полных сечений [1]. Действительно, возможности моноэнергетизации нейтронов, скажем, в экспериментах по захвату нейтронов существенно ниже, чем при изучении полного нейтронного сечения, в те время как ожидаемая резонансная структура должна быть более выраженной (достаточно вспомнить о наличии эриксеновских флуктуаций парциальных сечений в области континуума). Сложность проведения точных измерений парциальных сечений для промежуточных и быстрых нейтронов привела к тому, что в настоящее время даже средний ход сечения не является зачастую окончательно установленным; о выявлении же детальных особенностей тонкой структуры энергетической зависимости парциальных сечений в этой области, как правило, говорить не приходится.

В таких условиях весьма естественным представляется об-

ратится к методике измерения функций пропускания [2], уже длительное время применявшейся в ФЭИ для изучения резонансной структуры полного нейтронного сечения. Анализ модификации этой методики, рассчитанной на исследование роли резонансной структуры парциальных сечений и называемой поэтому методикой парциальных пропусканий, показывает [3], что в ней исследуется не сама резонансная структура парциального сечения, а её корреляция с резонансной структурой полного сечения. Это обстоятельство, являясь существенным ограничением методики парциальных пропусканий, вместе с тем весьма облегчает применение получаемой информации о резонансной структуре парциального сечения в практических расчётах, поскольку в них учёт этой структуры необходим лишь тогда, когда она коррелирована с резонансной структурой полного нейтронного сечения. При отсутствии такой корреляции расчёты процессов с участием нейтронов нечувствительны к резонансной структуре парциальных сечений, и они могут приниматься постоянными. Стоит отметить, что характеристики корреляции полного и парциальных нейтронных сечений представляют известный интерес и для теории, помогая разобраться в соотношении различных механизмов протекания ядерных реакций.

В условиях "хорошей геометрии" выполнены измерения захватных пропусканий для алюминия, кобальта и меди в диапазоне от 50 кэВ до примерно 1,4 МэВ. Эксперимент выполнялся на электростатическом генераторе Ван-де-Граафа с использованием реакции $T(p,n)He^3$ в качестве источника нейтронов. Измерялось уменьшение активности, наводимой в фольге исследуемого вещества при введении в пучок нейтронов, активирующих фольгу, образца из того же элемента. Толщина этого плоского образца составляла 1 см. Флуктуации выхода нейтронов учитывались с помощью активации мониторинговых фольг, размещавшихся вблизи мишени. По измеренной величине захватного пропускания не составило труда найти значение $\frac{\langle \sigma_t \sigma_t \rangle}{\langle \sigma_t \rangle^2}$ (среднее полное усредненное с весом сечения захвата. Для определения обычного среднего сечения для того же спектра одновременно с фольгами исследуемого вещества активировались ещё и серебряные фольги. Отношение двух найденных таким образом величин за вычетом единицы давало коэффициент корреляции полного нейтрон-

Коэффициент корреляции R
сечения захвата нейтронов с полным сечением

Элемент	Энергия нейтронов, кэВ	$\langle \sigma_t \rangle$	$\frac{\langle \sigma_c \sigma_t \rangle}{\langle \sigma_c \rangle}$	$R = \frac{\langle \sigma_c \sigma_t \rangle}{\langle \sigma_c \rangle \langle \sigma_t \rangle} - 1$
Медь-63	50±40	6,7 ± 0,3	9,7 ± 0,3	0,45 ± 0,08
	100±50	6,2 ± 0,2	7,4 ± 0,3	0,20 ± 0,06
	120±50	5,9 ± 0,2	6,7 ± 0,3	0,12 ± 0,05
	150±50	5,3 ± 0,2	5,7 ± 0,3	0,08 ± 0,05
	200±50	4,9 ± 0,2	4,9 ± 0,3	0,00
	250±50	4,7 ± 0,3	4,3 ± 0,3	-0,09 ± 0,08
	300±50	4,4 ± 0,3	3,2 ± 0,2	-0,27 ± 0,08
	350±50	4,3 ± 0,3	3,0 ± 0,2	-0,30 ± 0,10
	400±50	4,4 ± 0,3	3,0 ± 0,3	-0,31 ± 0,10
	450±150	3,9 ± 0,3	2,4 ± 0,4	-0,39 ± 0,08
Медь-65	950±150	2,8 ± 0,3	2,0 ± 0,2	-0,29 ± 0,07
	450±150			-0,46 ± 0,10
	750±150			-0,42 ± 0,15
	1100±120			-0,33 ± 0,20
Марганец	1550±120			0,00
	450±150			0,87 ± 0,10
Кобальт	750±150			0,21 ± 0,07
	450±150	3,2 ± 0,8	6,7 ± 1,3	1,15 ± 0,40
Алюминий	500±200	5,2 ± 0,3	12,5 ± 1,5	1,4 ± 0,4
	950±250	2,7 ± 0,6	10,0 ± 2,5	2,7 ± 0,4

ного сечения и сечения захвата нейтронов в пределах используемого спектра. Предварительно геометрия расположения образца и фольг возле мишени была оптимизирована [4] с целью обеспечить приемлемый уровень активности, наводимой в фольгах, при сохранении условий "хорошей геометрии". Фои нейтронов, рассеянных в помещении, достигал 13%.

В Таблице приводятся коэффициенты корреляции сечения захвата нейтронов и полного нейтронного сечения, найденные отклонением наклонов функций обычного и захватного пропусканий. Их поведение в большинстве случаев соответствует картине, ожидаемой для привычных компаунд-резонансов: корреляция положительна, а величина коэффициента корреляции убывает с ростом энергии нейтронов. Исключение составляет медь. Измерение коэффициента корреляции сечения захвата нейтронов ядрами каждого из изотопов с полным сечением естественной смеси изотопов выявило наличие отрицательной корреляции при энергиях порядка нескольких сот килоэлектронвольт. Полученный результат представляет практический интерес, ибо отрицательная корреляция означает, что коэффициент f , учитывающий в 26-групповой системе констант [5] резонансную структуру сечения захвата, больше единицы. Однако такие ситуации в системе констант [5] не предполагаются.

Л и т е р а т у р а

1. В.В.Филиппов и М.З.Тараско. доклад на данной конференции.
2. М.Н.Николаев, В.В.Филиппов, И.И.Бондаренко. "Атомная энергия", 1963, т. 15, с. 493.
3. В.В.Филиппов. Автореферат диссертации. НИИАР, 1971.
4. В.В.Филиппов. Материалы Конференции по защите от ионизирующих излучений. М., МИФИ, 1974.
5. Л.М.Абаган, Н.О.Базазянц, И.И.Бондаренко, М.Н.Николаев. Групповые константы для расчёта ядерных реакторов. Москва, Атомиздат, 1964.

ИЗМЕРЕНИЕ ПЛОТНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ПОЛНОГО НЕЙТРОННОГО СЕЧЕНИЯ

В. В. Филиппов и М. Э. Тараско

(Физико-энергетический институт)

Аннотация

Недостаточность энергетического разрешения при выявлении детальной структуры полного сечения для промежуточных и быстрых нейтронов и сложность ее теоретической интерпретации делают перспективным статистическое описание резонансной структуры в терминах плотности распределения сечения. Измерение неэкспоненциальности пропускания позволяет найти форму плотности распределения и его моменты. Проводится сравнение с детальными измерениями и с групповыми константами.

Abstract

Problems of energy resolutions together with difficulties of multilevel analysis make desirable the statistical approach to the description of total cross section irregularities for intermediate and fast neutrons. Total neutron cross section probability distributions were found from the analysis of the transmission nonexponentiality. The results for intervals adopted in reactor calculations are compared with recommended values and with those found from high resolution measurements.

Изучение резонансной структуры полного нейтронного сечения обычно ассоциируется с экспериментами, требующими высокого энергетического разрешения для выявления всех особенностей детального поведения сечения в широком диапазоне энергий нейтронов. Таким путем можно установить величину сечения в данной точке а из анализа выявленных нерегулярностей найти параметры ядерных уровней. Однако реализация этого прямого пути наталкивается на трудность, вызванную сложностью монохроматизации нейтронов. Возникает проблема энергетического разрешения, приводящая к тому, что для промежуточных и быстрых нейтронов каждое улучшение разрешения приводит к выявлению все новых резонансов, ускользавших ранее. В таких условиях анализ энергетической зависимости сечения в терминах резонансных параметров не может претендовать на большую точность. Так или иначе, луч-

шие измерения полного сечения для большинства ядер в промежуточной и быстрой области еще не выявили окончательного вида его энергетической зависимости, хотя она уже настолько сложна, что однозначная параметризация зачастую невозможна. В качестве примера можно указать случай железа для энергий 0,6–0,7 Мэв (рис.1). Жирной линией показан ход сечения по измерениям Смита, приводимым в атласе BNI-325 [1] (разрешение составляло 0,07 мксек/м). Пунктир соответствует результатам Сериякса [2], измеренным с разрешением 0,043 мксек/м. Наконец, тонкой линией показан ход сечения, полученный авторами последней работы после улучшения разрешения до 0,01 мксек/м. Они приводились на предыдущей конференции [3]. За недостатком места не показаны данные Карлсона [4], лежащие между результатами работ [2] и [3].

Вместе с тем существует другой путь изучения резонансной структуры полного нейтронного сечения, который позволяет получать экспериментальную информацию в гораздо более простом и окончательном виде. Это – статистическое описание поведения сечения. Вместо измерения значения сечения в каждой точке теперь изучаем его изменение как функции, заданной (в смысле Лебега) на множестве значений энергии, относящихся к исследуемому интервалу. Искомой величиной является плотность распределения вероятности полного нейтронного сечения для данного энергетического интервала. Она не имеет особенностей, присущих плотности, найденной дифференцированием энергетической зависимости сечения [5,6]. Ранее [7,8] в ФЭИ была разработана методика измерения дискретной формы плотности распределения. В данной работе выполнена обработка групповых [9] функций пропускания методом наименьшего направленного расхождения [10] с целью восстановления плотности распределения сечения и его моментов. Старые экспериментальные данные [7,8] дополнены новыми. На рис.2 показана (сплошной линией) форма плотности распределения для интервала 0,8 – 1,4 Мэв. Пунктиром там же нанесены результаты расчетов по Лебегу для наилучших детальных измерений [11]. Отметим несовпадение распределений, особенно в верхней части.

В таблице (см. ниже) собраны результаты, полученные нами для четырех указанных элементов, и их сравнение с принятыми [9] или рассчитываемыми по детальным измерениям [2] значениями. Для алюминия при 0,1-0,4 Мэв выявлены более высокие, чем в работе [9], средние сечения; однако основное уточнение касается

ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЗОНАНСНОЙ СТРУКТУРЫ
ПОЛНОГО НЕЙТРОННОГО СЕЧЕНИЯ

Элемент	Номер группы Энергия, Мэв	8	7	6	5	4	3
		0,15	0,30	0,60	1,10	1,95	3,25
Алюминий	Среднее сечение	6,40	4,18	4,02	3,28	3,20	
	БНАБ [9]	5,20	3,90	4,00	3,200	3,00	
	Различие	+23%	+7%			+7%	
	Расчет по [2]	5,13	3,71	4,27	3,52	3,17	
	Фактор f_t	0,28	0,46	0,60	0,86	0,93	
	БНАБ [9]	0,51	0,68	0,65	0,85	0,95	
	Расчет по [2]	0,54	0,74	0,91	0,94	0,96	
Титан	Среднее сечение	3,11	2,47	3,19	3,31	3,55	3,78
	БНАБ [9]	3,10	2,70	2,70	3,10	3,50	3,70
	Различие		-8%	+18%	+7%		
	Фактор f_t	0,53	0,49	0,62	0,69	0,85	0,87
	НИКИЭТ [12]		0,71	0,71	0,82	1,0	1,0
Железо	Среднее сечение	3,90	3,20	3,37	2,91	3,20	3,37
	БНАБ [9]	3,70	3,00	3,80	2,90	3,30	3,50
	Различие	+5%	+7%	-11%			
	Расчет по [2]			3,38	2,81	3,25	3,53
	Фактор f_t	0,26	0,33	0,41	0,63	0,76	0,85
	БНАБ [9]	0,39	0,55	0,45	0,61	0,74	0,94
	Расчет по [2]	-34%	-41%	-10%	+3%	+3%	+10%
Никель	Среднее сечение	5,75	4,80	4,26	3,10	3,45	
	БНАБ [9]	4,60	5,50	3,95	3,15	3,10	
	Различие	+25%	-13%	+8%			
	Фактор f_t	0,37	0,54	0,68	0,72	0,78	
	БНАБ [9]	0,36	0,47	0,53	0,66	0,86	
	Различие		+15%	+28%	+10%	-9%	

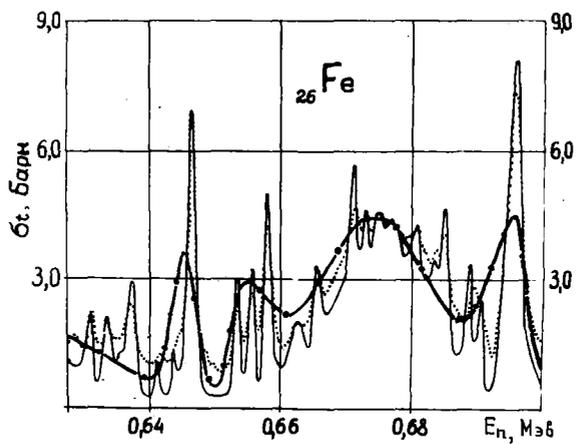


Рис.1. Полное нейтронное сечение железа (см. текст)

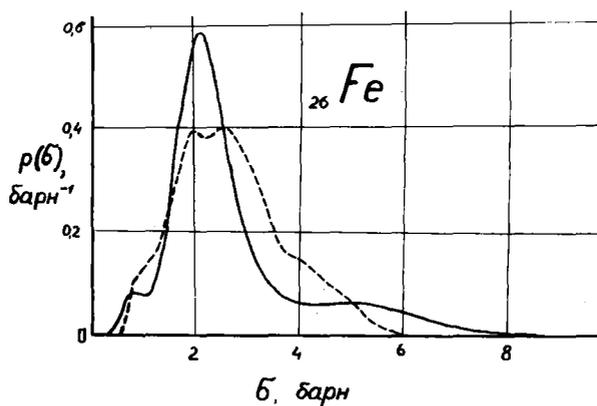


Рис.2. Плотность распределения вероятности полного нейтронного сечения железа для группы 0,8-1,4 Мэв. Сплошная линия - данная работа, пунктир - расчет по лучшим существующим измерениям [11] детального хода

факторов самоэкранировки ρ : недооценка роли резонансной структуры в работе [9] привела к завышению этих факторов в полтора-два раза. Расчет по данным [1,2] приводит к еще более высоким значениям P . В случае титана выявлена более высокая роль резонансной структуры (значения ρ ниже), чем в предварительных результатах работы [12]. Для железа снова выявлена недооценка резонансных эффектов в нижней части исследованного диапазона [9]; детальные расчеты по работе [2] дают опять еще более высокие значения. Наконец, наши результаты для никеля отличаются от принятых в работе [9] и по средним сечениям, и по факторам самоэкранировки. Однако здесь наши факторы в среднем выше, что указывает на переоценку резонансных эффектов в работе [9] для этого ядра.

Л и т е р а т у р а

1. Атлас нейтронных сечений BNL-325, 1965, т.2.
2. Sierjacks S. Атлас KFK-1000.
3. Sierjacks S. В кн.: Нейтронная физика. Обнинск. 1964 (т.2, с.307).
4. Carlson A. and Cerbone J. "Nucl. Sci. Engng", 1970, v.42, p.28.
5. Porter C. "Phys. Rev. Lett.", 1963, v. 9, p. 610.
6. Филиппов В.В. Диссертация. НИИАР, Мелекес, 1971.
7. Филиппов В.В. и Николаев М.Н. Доклад АСС-68/17 на англо-советском семинаре. Дубна, 1968, Также INDC-CCP 16/L, Vienna, 1971,
8. Филиппов В.В., Николаев М.Н., Тараско М.З. БИЦ, вып.3, 1966, с.93.
9. Абагян Л.П., Базазянц О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., 1964.
10. Тараско М.З. Препринт ФЭИ-156, 1969.
11. Sierjacks S. - В кн.: Школа по нейтронной физике (Алушта), ОИЯИ, ДЗ-7991. Дубна, 1974, с.196.
12. Егоров Ю.А. и др. В сб. ВФЭР. М., 1974, вып.6, с.158.

РАСЧЕТ НЕЙТРОННЫХ ПОПЕРЕЧНЫХ СЕЧЕНИЙ В ОБЛАСТИ
НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

В.А.Наумов, С.Г.Розин, Э.Г.Фридман

(Институт ядерной энергетики АН БССР)

Аннотация

Метод Монте-Карло используется для получения нейтронных сечений и функций распределения сечений в неразрешенной области энергий. Описывается соответствующая фортранная программа (ONERS). По средним параметрам программа генерирует статистические распределения нейтронных ширин и расстояний между резонансами для S- и P-волн. В качестве иллюстрации приведены некоторые сечения для ядер U^{238} и U^{235} .

Abstract

The method involving Monte-Carlo calculations is used to produce neutron cross-section and functions of the cross-section probabilities in the unresolved energy region and a corresponding Fortran programme (ONERS) is described. Using average resonance parameters the code generates statistical distributions of level widths and spacing between resonances for S- and P-waves. Some neutron cross-sections for U^{238} and U^{235} are shown as examples.

Для решения различных задач нейтронной и реакторной физики требуется знание зависимости нейтронных сечений от энергии. Наиболее распространенным приближением является многогрупповое, в котором средние сечения обычно выбираются из библиотек групповых констант [1].

Однако в рамках группового приближения имеются трудности в описании гетерогенных эффектов, в частности в расчетах КВ и температурного эффекта большого реактора на быстрых нейтронах. Наиболее важным по вкладу в эффект гетерогенности такого реактора и трудной при восстановлении энергетической зависимости сечений является область неразрешенных резонансов. Имеется успешный опыт решения уравнений реактора методом Монте-Карло с точечным заданием нейтронных сечений в области энергий от

I кэв до I4 Мэв [2]; распространение же негруппового подхода на область резонансных энергий требует разработки методов подготовки соответствующих сечений.

Расчет нейтронных поперечных сечений вне разрешенной области основывается на статистической модели [3-5], дающей рекомендации по распределениям резонансных параметров и расстояний между резонансами. Межрезонансные расстояния предполагаются распределенными по Вигнеру: $\rho(x)dx = \frac{\pi}{2} x \exp(-\frac{\pi}{2} x^2) dx$, парциальные ширины Γ_n^o , Γ_f , Γ_n' распределены по закону $x^2: \rho_n(y)dy = \frac{n}{2} \frac{1}{\Gamma(\frac{n}{2})} (\frac{n y}{2})^{\frac{n}{2}-1} \exp(-\frac{n y}{2}) dy$, $y = \frac{\Gamma_n}{\Gamma_n^o}$, где n - число степеней свободы, совпадающее с числом каналов, по которым может осуществляться данная реакция. Сечение процесса для данной энергии определяется путем суммирования по всем резонансам каждой из последовательностей резонансов с одинаковыми спиновыми числами (ℓ, J). Для описания энергетической зависимости сечений могут быть использованы различные формализмы, позволяющие представить сечение как функцию резонансных параметров.

Статистическая модель положена в основу математической Monte-карловской программы, написанной на ФОРТРАНе-IV для ЭВМ "Минск-32" (ОНЕРС) и позволяющей получать различные представления сечений вне разрешенной области для последующих применений их в расчетах реакторных систем или в других приложениях.

Программа ОНЕРС рассчитывает среднестатистические значения сечений в заданных энергетических точках, функций распределения сечений, а также средние сечения на конечных энергетических промежутках. Программа рассчитана на 6 (ℓ, J) последовательностей резонансов. Для каждого состояния задается набор средних параметров: $\bar{D}(\ell, J)$ - среднее расстояние между резонансами (ℓ, J); $\bar{\Gamma}_n^o(\ell, J)$ - приведенная нейтронная ширина; $\bar{\Gamma}_f(\ell, J)$ - средняя длительная ширина; $\bar{\Gamma}_n'(\ell, J)$ - средняя ширина неупругого рассеивания. Резонансная структура восстанавливается по следующей схеме:

1) определяется начальное значение энергии E_0 , от которой

производится отсчет положений резонансных максимумов. Значение E выбирается на расстоянии $25 \bar{D}_{(\ell, J)}$ от точки, в которой вычисляется сечение, и на расстоянии $(1/2) \Delta E$ от левой границы интервала при вычислении среднего сечения на интервале ΔE ;

2) $N_{(\ell, J)}$ -кратным розыгрышем распределения Вигнера согласно формуле $D_{(\ell, J)} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \bar{D}_{(\ell, J)} \sqrt{-\ln \alpha}$, где α - случайное число, равномерно распределенное на интервале $(0, 1)$, разыгрывается случайное расположение резонансов на оси энергий. Максимальное значение $N_{(\ell, J)} = 50$ при получении сечения в точке и $N_{(\ell, J)} = 100$ при вычислении среднего сечения на интервале ΔE ;

3) для каждого из $N_{(\ell, J)}$ резонансов разыгрывается по закону χ^2 набор параметров $\Gamma_n^0, \Gamma_f, \Gamma_n$. Розыгрыш распределения χ^2 осуществляется на основе нормального распределения согласно определению $\chi^2 = \xi_1^2 + \xi_2^2 + \dots + \xi_n^2$, где $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n$ - независимые случайные величины, имеющие одно и то же нормальное распределение с параметрами $M\xi = 0, \sigma\xi = 1$; n - число степеней свободы. Ширина Γ_f предполагается нефлуктуирующей и не зависящей от энергии. Нейтронная ширина Γ_n связана с энергией соотношением

$$\Gamma_n = \Gamma_n^0 P_\ell(E) \sqrt{E}; \quad P_\ell(E) = \begin{cases} 1 & \text{при } \ell = 0 \\ \frac{\rho^2}{1 + \rho^2} & \text{при } \ell = 1 \end{cases},$$

где $\rho = kR$; R - эффективный радиус ядра; k - волновое число нейтрона вне ядра;

4) на полученной таким образом резонансной структуре вычисляются микросечения $\sigma_y, \sigma_n, \sigma_f, \sigma_n$. Сечение при энергии E представляется в виде

$$\sigma_x^i(E) = \sum_{(\ell, J)} \sum_{k=1}^{N_{(\ell, J)}} \sigma_{x(\ell, J)}^{(k)i}, \quad (I)$$

где $\sigma_{x(\ell, J)}^{(k)i}$ - вклад k -го резонанса из последовательности (ℓ, J) на i -й структуре в сечение процесса при энергии E . Вид функции $\sigma_{x(\ell, J)}^{(k)i}$ определяется формализмом, описывающим сечения реакций, идущих через составное ядро. В ОНЕРС реализованы одноуровневые формулы Брейт-Вигнера с учетом интерференции потенциального и резонансного рассеяния и теплового движения ядер.

Для вычисления среднестатистического значения $\langle \sigma_x \rangle$ в точке E процедура пп. I-4 повторяется n раз и производится оценка сечений

$$\langle \sigma_x(E) \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \sigma_x^i(E).$$

Расчет функций распределения сечений осуществляется следующим образом:

А. На полученной структуре согласно пп. I-4 вычисляются сечения по формуле (I); при этом значения энергии E_j для выбранных интервалов разыгрываются из некоторого распределения (равномерного, спектра Ферми и т.п.).

Б. Предварительно производится разбивка возможной области сечений на ряд интервалов (в программе - 24); при вычислении очередного $\sigma_x^i(E_j)$ фиксируется интервал, в котором оказалось это значение. Частота попадания в интервал служит оценкой неравенства $\sigma_x^a < \sigma_x < \sigma_x^b$, где σ_x^a - нижняя; σ_x^b - верхняя граница интервалов.

В. Одновременно с вычисляемыми таким образом функциями распределения рассчитывается среднее значение сечений на данном интервале энергий по формуле

$$\langle \sigma_x^i \rangle_{\Delta E} = \frac{1}{n_i} \sum_{j=1}^{n_i} \sum_{(E_j)} \sum_{k=1}^{N(E_j)} \sigma_x^{(k)i}(E_j).$$

Г. Разыгрывается новая структура: на ней снова производится процедура пп. А-Г и т.д.

После некоторого числа подобных вычислений средние значения сечений на данном энергетическом промежутке устанавливаются, параллельно уточняются определяемые функции распределения сечений.

В качестве иллюстрации методов приведем расчетные данные в области неразрешенных резонансов для ядер U^{238} и U^{235} (табл. I и 2).

Средние резонансные параметры для U^{238} взяты из работы [5], а для U^{235} - из работы [4]; число степеней свободы для Γ_j принято равным 3 для $J = 3$ и 2 для $J = 4$.

Таблица I

Сечения радиационного захвата и деления U^{235}

ΔE , кэВ	σ_z , барн	σ_f , барн	ΔE , кэВ	σ_z , барн	σ_f , барн
0,3-0,35	6,70	16,10	0,55-0,60	5,04	12,16
0,35-0,40	6,30	15,20	0,60-0,65	4,82	11,65
0,40-0,45	5,88	14,20	0,65-0,70	4,63	11,10
0,45-0,50	5,58	13,35	0,70-0,75	4,44	10,75
0,50-0,55	5,29	12,70	0,75-0,80	4,29	10,40

Таблица 2

Сечения радиационного захвата

ΔE , кэВ	σ_z , барн	ΔE , кэВ	σ_z , барн	ΔE , кэВ	σ_z , барн
1,0-1,5	2,381	5,0-5,5	0,999	20-30	0,511
1,5-2,0	1,878	5,5-6,0	0,949	30-40	0,428
2,0-2,5	1,545	6,0-7,0	0,910	40-50	0,367
2,5-3,0	1,489	7,0-8,0	0,871	50-60	0,323
3,0-3,5	1,299	8,0-9,0	0,826	60-70	0,289
3,5-4,0	1,187	9,0-10	0,789	70-80	0,261
4,0-4,5	1,157	10-15	0,705	80-90	0,239
4,5-5,0	1,068	15-20	0,598	90-100	0,220

Л и т е р а т у р а

1. Франк - Каменецкий А.А. - В кн.: Метод Монте-Карло в проблеме переноса излучений. М., Атомиздат, 1967.
2. Наумов В.А., Розин С.Г., Панько В.Л. - В кн.: Метод Монте-Карло в вычислительной математике. Новосибирск, "Наука", 1974.
3. Levitt L. Nucl.Sci. and Eng., 1972, 42, p.450-457.
4. Ishiguro J. Ibid., 1970, 40, p.25-37.
5. Duos M. Ibid., 1968, 34, p.181-188.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАДАЧИ ОДНОУРОВНЕВОГО
АНАЛИЗА СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ В ОБЛАСТИ РЕЗОНАНСНЫХ
НЕЙТРОНОВ

И.И.Суркина

(Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова)

Аннотация

Анализируется постановка задачи поиска параметров резонансов и предлагается изменение стандартной постановки. Дается алгоритм поиска, который может быть применен для обработки сечений с перекрывающимися резонансами. Предлагаемый метод состоит в последовательном нахождении изолированных резонансов, затем попарно перекрывающихся и т.д. Метод основан на способе быстрого вычисления значений резонансов.

Abstract

Statement of the problem of deriving resonance parameters from experimental data is discussed and the algorithm of the calculations is proposed. It can be applied to the case with occluding resonances. The suggested method /based on the revised statement of the problem/ consists in successive detecting single resonances then couples etc. It uses the special fast method of the calculation of the resonance value.

При исследовании хода кривых, получаемых в экспериментах по измерению некоторых нейтронных сечений, например сечений деления, было замечено, что наблюдаемые кривые имеют резонансный характер, и это, а также некоторые физические модели привели к постановке задачи о разложении сечения в сумму резонансов. Несмотря на естественность, эта постановка требует уточнений, без которых задача не имеет смысла.

Для того, чтобы пояснить, какие здесь имеются трудности, опишем математическую модель, соответствующую эксперименту. Мы предполагаем, что существует зависящее от энергии непрерывное сечение $S(E)$, описывающее свойства изучаемого образца. Аппаратура описывается набором \mathcal{N} функций $\Lambda_j(E), j=1, \dots, \mathcal{N}$. Мы предполагаем, что \mathcal{N} целых чисел \tilde{S}_j , которые составляют наблюдаемую кривую, являются результатами измерения \mathcal{N} пуассоновских величин с плотностями S_j , где

$$S_j = \int_{-\infty}^{\infty} S(E) \cdot \Lambda_j(E) dE.$$

Линейное преобразование непрерывной функции $s(E)$ в дискретную $\{s_j\}$ мы будем обозначать через Λ . Сечение $s(E)$ может быть представлено в виде конечной суммы функций, которые мы называем резонансами. Резонансы составляют непрерывное параметрическое семейство, бесконечно мерное как линейное пространство. Преобразование Λ переводит семейство во множество, лежащее в \mathcal{N} -мерном линейном пространстве.

Для каждого конкретного семейства можно доказать однозначность разложения непрерывного сечения в сумму резонансов. Для дискретного сечения $\{s_j\}$ ни при каких разумных ограничениях однозначности разложения по дискретным резонансам нет, поэтому следует изменить постановку задачи о разложении в сумму. Для каждого отдельного резонанса мы можем выяснить вопрос о том, может ли он входить в рассматриваемое сечение, то есть существует ли такой набор резонансов, который в сумме с этим отдельным резонансом даёт сечение $\{s_j\}$. Из множества резонансов, которые могут входить в сечение, следует выбрать характерные элементы и считать, что они выражают свойства $\{s_j\}$. Можно ввести более сложную характеристику сечения, рассмотрев сумму двух резонансов, которые могут входить в сечение. Взяв характерные элементы из множества таких сумм, мы получим более тонкую характеристику сечения. Аналогично можно ввести сумму трёх и более резонансов.

Для того, чтобы объяснить, какие именно резонансы и суммы резонансов мы будем считать характерными для данного сечения, введём определение функции χ на множестве всех нормированных конечных сумм резонансов, зависящую от рассматриваемого сечения $\{s_j\}$. (Нормированными мы называем функции, сумма значений которых равна единице.) Именно функция χ определяется для нормированной суммы как максимальный коэффициент, на который можно умножить сумму, чтобы значения произведения для всех $j=1, \dots, \mathcal{N}$ оказались не больше, чем s_j . Ясно, что каждое из возможных разложений сечения $\{s_j\}$ в сумму соответствует максимуму функции χ .

Рассмотрев функцию χ на множестве нормированных резонансов, мы выберем те резонансы, в которых χ достигает локальных

максимумов. Умножая эти нормированные резонансы на соответствующие значения χ , мы получаем список резонансов, характеризующих сечение. Следует заметить, что если сечение является суммой изолированных резонансов, то при сложении резонансов, входящих в список, мы получим сечение, то есть алгоритм даёт разложение в сумму с минимальным числом слагаемых.

Аналогично можно рассмотреть локальные максимумы χ на нормированных суммах пар. Сложив пары, входящие в соответствующий список, мы получим разложение сечения, если оно не содержит трёх перекрывающихся резонансов.

Предлагаемый алгоритм отличается от имеющихся алгоритмов, построенных на поиске параметров методом наименьших квадратов, тем, что, во-первых, не требуется задавать оценки параметров, поэтому можно непосредственно обрабатывать наблюдаемые сечения, во-вторых, применение уже первого шага, то есть поиска локальных максимумов для нормированных резонансов, даёт для сечений с перекрывающимися резонансами полезный ответ.

Для любых алгоритмов поиска параметров необходимы способы быстрого вычисления нормированных резонансов. В том случае, когда резонансы задаются формулой Брейта-Вигнера, преобразованной доплеровскими интегралами, существует способ создания таблицы, с помощью которой можно вычислять значения функции χ и находить локальные максимумы.

Легко понять, как следует изменить алгоритм, чтобы учесть влияние статистики. Построив доверительные интервалы вокруг отсчётов ξ_j , следует применить описанный алгоритм к дискретной функции, составленной из верхних границ доверительных интервалов.

Погрешность резонанса разумно определить следующим образом. Следует рассмотреть сумму, в которую входит резонанс, и найти параметры всех тех резонансов, которые при подстановке их вместо выбранного дадут функцию, не выходящую за пределы доверитель-

ных интервалов. Диаметр области, которая составлена из этих параметров, и является погрешностью резонанса. Описанный алгоритм реализован в виде комплекса программ, написанных на языке ФОРТРАН. При этом одна часть программы служит для создания таблицы, позволяющей быстро вычислять значения нормированных резонансов, а другая предназначена для быстрого поиска локальных максимумов с помощью этой таблицы.

ДВАЖДЫ-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ РАССЕЙНИЯ МЕДЛЕННЫХ
НЕЙТРОНОВ ВОДОЙ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

А.Г.Новиков, Д.В.Лисичкин, В.Г.Лифоров, В.А.Шарфенов

(Физико-энергетический институт)

Аннотация

В докладе описывается эксперимент по измерению абсолютных дважды-дифференциальных сечений рассеяния медленных нейтронов водой при двух начальных энергиях нейтронов (25 мэв и 256 мэв) в температурном интервале 300-600°К. Экспериментальные сечения сравниваются с расчетом, выполненным на основе двух моделей обобщенного частотного спектра воды.

Abstract

The absolute double differential scattering cross sections of light water are measured for two incident neutron energies of 25 meV and 256 meV in the temperature interval of (300-600) K. The experimental curves are compared with calculations based on two frequency distribution functions of water.

Исследования дважды-дифференциальных сечений (д.д.с.) рассеяния медленных нейтронов водой при высоких температурах представляет интерес как с точки зрения реакторной физики, так и с точки зрения изучения молекулярной динамики воды.

К настоящему времени выполнено довольно много измерений д.д.с. рассеяния нейтронов водой при температурах, превышающих 100°С, однако полученные в них результаты, за исключением [1], носят отрывочный, несистематический характер. Это тем более относится к температурным зависимостям обобщенного спектра частот и квазиупругого рассеяния.

Нами были проведены измерения абсолютных д.д.с. рассеяния нейтронов водой при двух начальных энергиях (256 и 25 мэв) в температурном интервале 300-600°К в диапазоне углов рассеяния 5 - 116°. Измерения выполнены на установке ДИИ-ИИ, представляющей собой модернизированный вариант двойного импульсного нейтронного спектрометра ДИИ-И [2]. При начальной энергии $E_0 = 256$ мэв использовался бустерный режим ИБРа. Измерения с начальной энергией $E_0 = 25$ мэв проводились при работе ИБРа в реакторном режиме.

Примененный нами образец представлял собой набор кварцевых трубок, наполненных водой и запаянных с обеих сторон. Кварцевые трубки (150 шт.) с равномерной плотностью располагались в ванадиевом держателе и образовывали цилиндр диаметром 120 мм и высотой 160 мм. Общий вес воды в образце $P_{H_2O} = 9,940$ г, кварца $P_{SiO_2} = 64,270$ г, среднее пропускание образца по воде (для $E_0 = 256$ мэв) $\sim 90\%$. Образец помещался в термостат, который в свою очередь находился в вакуумированной камере образца спектрометра.

Обработка экспериментальных данных проводилась на основе известного выражения (см., например, [3,4]), связывающего счет в каналах временного анализатора с д.д.с. рассеяния материала образца. Для абсолютной нормировки д.д.с. использовались измерения на ванадии, а также абсолютные дифференциальные по углу сечения рассеяния воды из работы [5].

Полученные в результате обработки абсолютные д.д.с. воды для температур 300 и 500°К (начальная энергия $E_0 = 256$ мэв) и 300 и 600°К (начальная энергия $E_0 = 25$ мэв) представлены на рисунке. Такие сечения принято называть экспериментальными, т.к. они включают в себя эффекты многократного рассеяния и разрешения прибора, поправки на которые не вводились. Ошибка, показанная на кривых, включает в себя статистическую ошибку, неточности экспериментальных поправок, вводимых при обработке, и ошибку абсолютной нормировки. Она составляет в среднем $\sim 10\%$, однако при высоких температурах на больших углах, в области квазиупругого пика, где упругое рассеяние на контейнере превосходит эффект в несколько раз, эта ошибка достигает 20% и более (см. рис., в, г).

На том же рисунке экспериментальные кривые сопоставляются с расчетами. Расчеты были выполнены по модернизированному варианту программы "ПРАССИВ" [6]. В отличие от других программ того же назначения (например, LEAP, GASKET) "ПРАССИВ" в процессе расчета д.д.с. автоматически позволяет учесть эффект разрешения прибора. Кроме того, для описания "шириной функции" жидкости используется экстраполяционная формула [7], что представляется более естественным,

чем деление этой функции на "диффузионную" и "кристаллическую" части, как это делается в упомянутых выше программах.

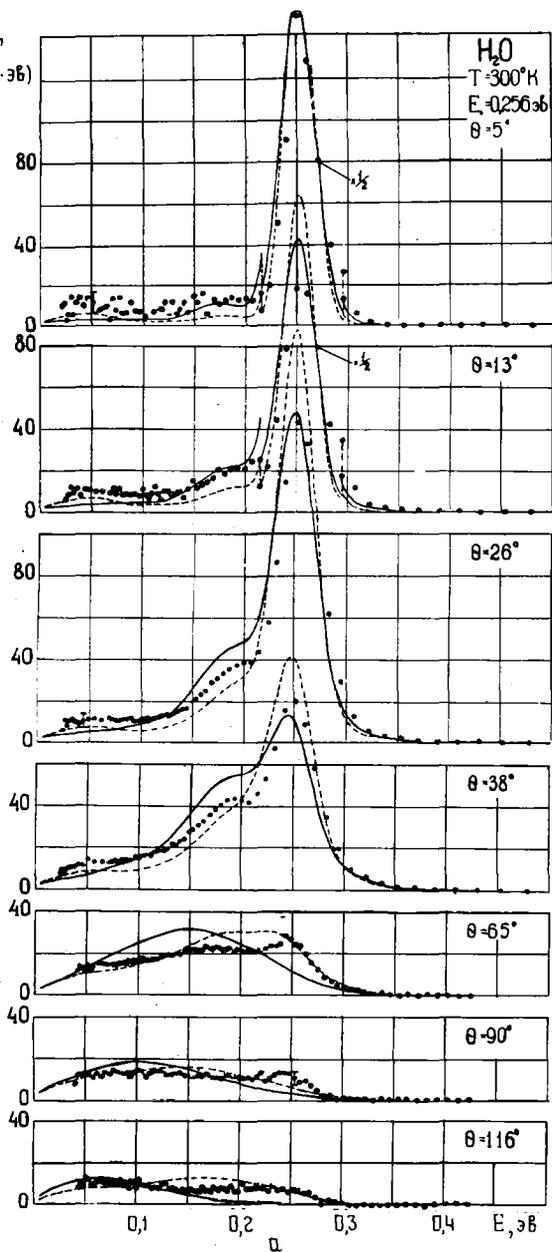
В расчетах были использованы две модели обобщенного спектра частот воды, позволяющие учесть его температурную зависимость [4, 8]. Коэффициент самодиффузии воды как функции температуры был взят из работы [1]. К настоящему времени расчеты д.д.с. выполнены для начальной энергии нейтронов

$E_0 = 256$ мэв. Поэтому мы ограничимся обсуждением только этой части результатов.

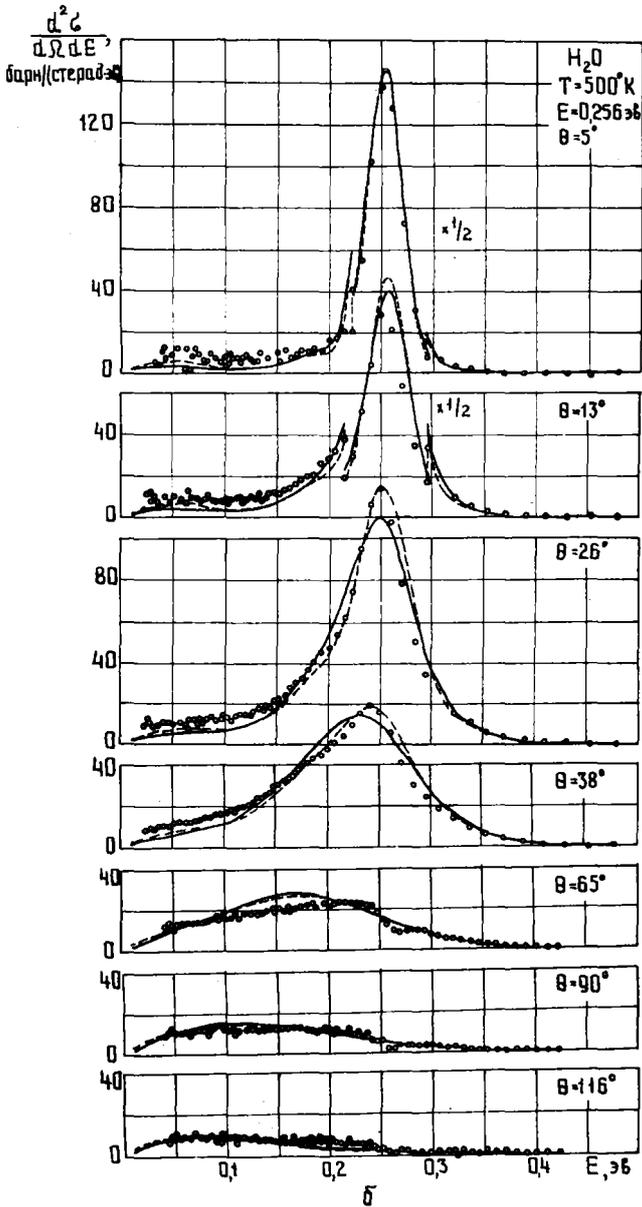
Сопоставление расчетных и экспериментальных кривых показывает, что при низкой температуре расхождения между ними значительны (см. рис. а). Область квазиупругого пика лучше описывается моделью [1], в которой по сравнению со спектром частот Хейвуда [8] уменьшен вес низкочастотной части. Область неупругого рассеяния при больших передачах энергии расходитя с расчетом прежде всего вследствие эффекта многократного рассеяния. После введения соответствующей поправки (поправка, полученная нами на основе результатов работы [9]) эта часть экспериментальной кривой оказывается весьма близка к расчету по модели Хейвуда [8]. В области передач энергии $\Delta E = 60$ мэв, соответствующей заторможенным вращениям молекул воды, экспериментальные д.д.с. лежат между расчетными кривыми, причем разница между расчетом и экспериментом составляет 20-25%, что существенно превышает эффект многократного рассеяния в этой области.

При высоких температурах, когда структура д.д.с. в значительной степени оказывается "замазанной", обе модели дают результаты, более близкие друг к другу и к эксперименту (см. рис. б). Однако в этом случае ни одну из моделей нельзя признать удовлетворительно описывающей эксперимент во всей области передач энергии и углов рассеяния, охватываемых измерениями. Более подробное обсуждение использованных нами моделей с количественной точки зрения представляется целесообразным продолжить после того, как в представленных здесь результатах будет учтен эффект многократного рассеяния. Эта работа в настоящее время проводится.

$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$,
 бс.рн/(стерад·эВ)

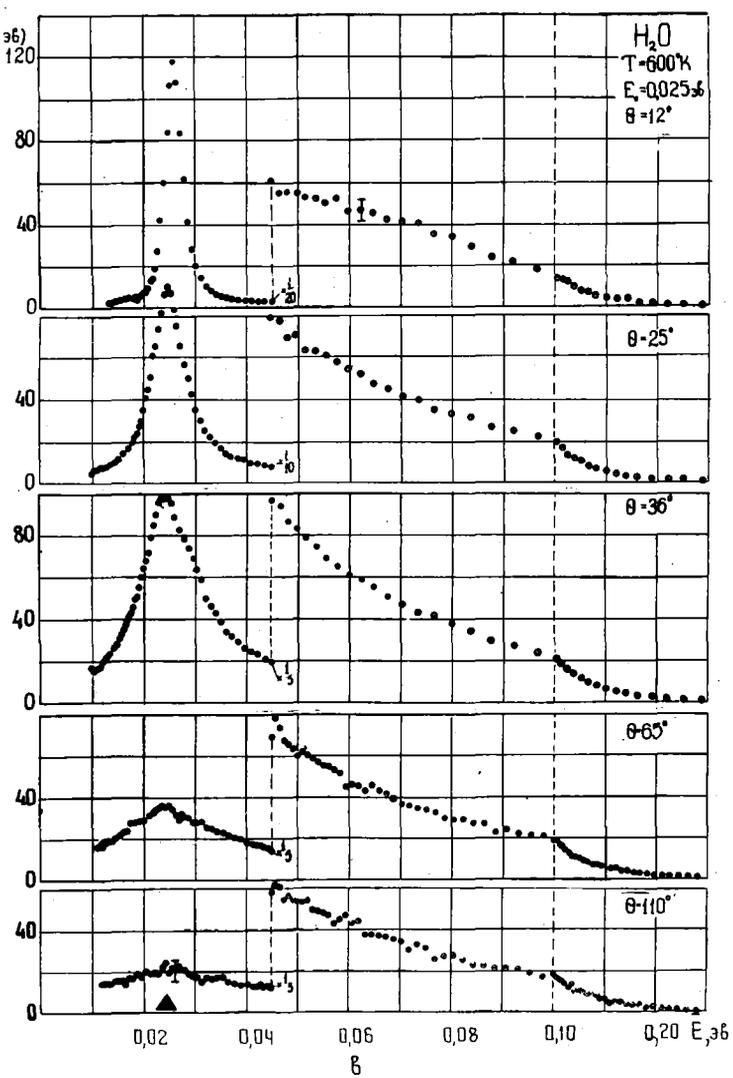


Абсолютные дважды-
 дифференциальные сечения
 рассеяния воды:
 ○● - экспери-
 мент; — — рас-
 чет по моде-
 ли [1]; - - -
 расчет по мо-
 деле [8]



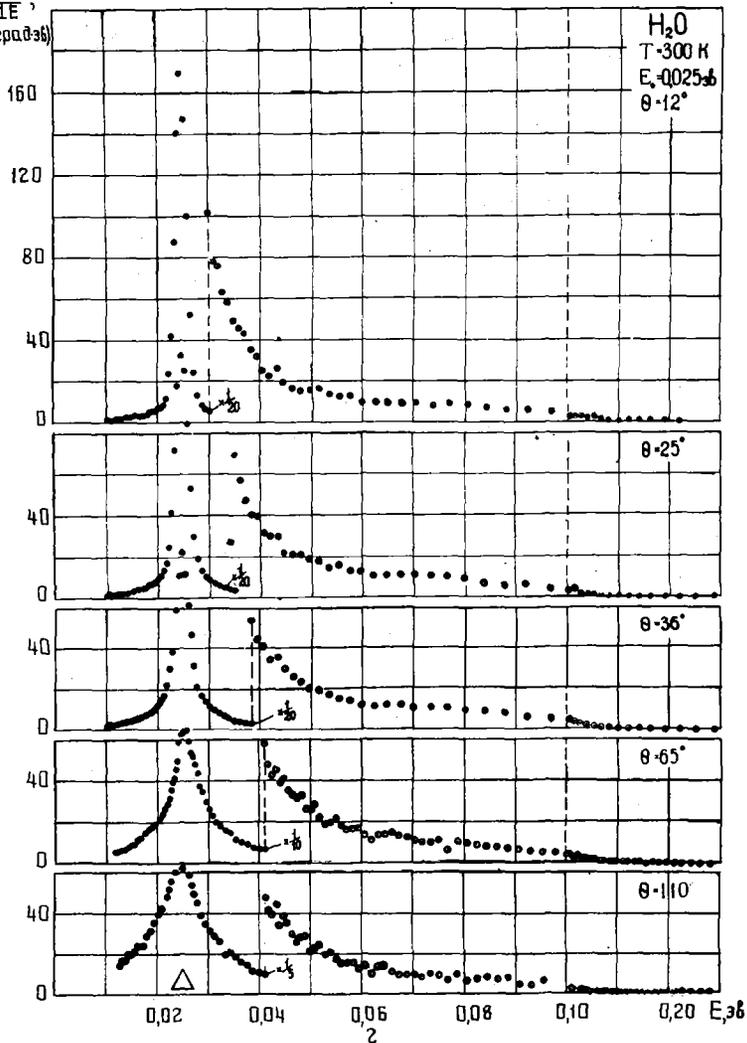
Абсолютные дважды-дифференциальные сечения рассеяния воды (продолжение)

$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$
барн/(стерад·эв)



Абсолютные дважды-дифференциальные сечения рассеяния воды (продолжение)

$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$
барн/(стерадэв)



Абсолютные дважды-дифференциальные сечения рассеяния
воды (окончание)

Следует отметить, что рассчитанные по обеим моделям дифференциальные по углу сечения рассеяния, за исключением области малых углов ($5-10^0$), находятся в хорошем согласии с измерениями [5] и результатами нашей работы.

В заключение авторы выражают благодарность В.А.Кузнецову, И.Г.Морозову и В.В.Орлову за постоянный интерес к работе и полезные дискуссии.

Л и т е р а т у р а

1. Esck L. et al. Nucl. Sci. and Eng., 46, 223 (1971).
2. Лифоров В.Г. и др. Препринт ФЭИ-129 (1968).
3. Парфенов В.А. Диссертация, ОИЯИ (1966).
4. Еремеев И.П. и др. Neutron Therm. and Reactor Spectra. Proc. of Symp., IAEA, Vienna, 1968, vol.1, p.343.
5. Beyster J. Nucl. Sci. and Eng., 31, 254 (1968).
6. Майоров Л.В. и др. Proc. of 3rd UN Int. Conf. PUAЕ, 1965, vol.2, p.379.
7. Турчин В.Ф. Медленные нейтроны. Госатомиздат (1963).
8. Page D., Haywood B. AERE-R5778 (1968).
9. Bischoff F. et al. Nucl. Sci. and Eng., 48, 266 (1972).

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ БЕРИЛЛИЕМ

Д.Д.Глазков, Д.В.Лисичкин, В.А.Парфенов

(Физико-энергетический институт)

Аннотация

Изучалось рассеяние нейтронов с энергией $E_0 = 0,320$ эв на поликристаллическом образце бериллия при комнатной температуре.

Полученные дважды-дифференциальные сечения сравниваются с теоретическими, рассчитанными в некогерентном, гауссовском приближении по двум моделям спектра частот.

Abstract

The neutron scattering with incident energy $E = 0.320$ eV on polycrystalline sample of beryllium is studied.

The double-differential scattering cross-section obtained are compared with calculation based on two models of the frequency distribution.

Изучение рассеяния медленных нейтронов бериллием на уровне дважды-дифференциальных сечений (д.д.с.) представляет интерес с двух точек зрения: первая определяется применением бериллия в качестве замедляющего материала в реакторах, вторая — возможность получить некоторую информацию по динамике атомов.

По мере совершенствования методов расчета реакторов повышаются требования к точности расчета процесса термализации нейтронов. В связи с этим возникает потребность в экспериментально обоснованном законе рассеяния нейтронов для замедляющих материалов. Определенные трудности при этом возникают для когерентно рассеивающих материалов. Однако, как было показано в работе [1], даже для такого полностью когерентно рассеивающего материала, как бериллий, можно для вычисления интегральных характеристик, встречающихся при решении реакторных задач, использовать некогерентное приближение. Следовательно, для расчета реакторов вполне достаточно знать спектр частот колебаний атомов изучаемого материала. Вывод о справедливости той или иной модели спектра частот может быть сделан из срав-

нения расчетно-теоретических д.д.с. , усредненных по функции разрешения спектрометра, с экспериментальными д.д.с. При этом предполагается, что вклад многократно рассеянных нейтронов мал или учитывается соответствующей расчетной поправкой, а сравнение проводится по области передач импульса, где применимо некогерентное приближение и справедлива замена автокорреляционной функции гауссовской функцией (при расчетах по программе " Прассив-П" [2]).

Анализ процедуры восстановления спектра частот с точностью до нескольких процентов из экспериментальных данных по рассеянию медленных нейтронов на поликристаллических образцах с учетом когерентных эффектов дан в работе [3] .

Первые результаты измерения закона рассеяния нейтронов и спектр частот на поликристаллическом образце бериллия при комнатной температуре были опубликованы в работе [4] , а несколько позднее в [5] .

Выбор, в данном эксперименте, энергии падающих на образец нейтронов $E_0=0,320$ эв и углов рассеяния $\Theta =45,2^{\circ}; 71^{\circ}; 96,5^{\circ}; 109,5^{\circ}; 122,4^{\circ}$ был обусловлен стремлением получить экспериментальные данные по закону рассеяния в более широком диапазоне передач импульса и охватить интервал, оптимальный в смысле применимости некогерентного и гауссовского приближений.

Измерения проводились на модернизированном спектрометре ДИН-1 [6] с анализатором типа "Тензор" при ширине канала регистрации $\tau =8$ мксек в бустерном режиме работы реактора ИБР.

Основные характеристики образцов, используемых в настоящей работе сведены в таблицу.

Материал	Процентное содержание основного вещества	Высота образца Н, см	Внутренний радиус образца R_B , см	Наружный радиус образца R_H , см	Вес образца П, г	Пропускание образца $T_0(E_0)$ при $E_0=0,320$ эв
Be (горячее прессование)	99,71	14	4,775	4,82	36,044	0,910
Be (горячее прессование)	99,71	14	4,775	4,865	71,20	0,831
V	99,72	14,4	4,898	5	273,494	0,864

Фон измерялся в отсутствии нейтронов монохроматической линии спектрометра. Эти условия обеспечивались с помощью кадмиевого экрана толщиной 0,6 мм, который устанавливался перед входным целевым коллиматором прерывателя. Чтобы исключить влияние режима работы соседних пучков, колебаний мощности и собственного фона детекторов, измерения с кадмиевым экраном и без него выполнялись с помощью автоматической системы повторяющимися циклами с временем измерения в каждом цикле 100 сек.

Абсолютная нормировка экспериментальных д.д.с. рассеяния на бериллии осуществлялась путем сопоставления экспериментального углового сечения ванадия, измеренного в тех же условиях с угловым распределением, полученным в [7] на основе работы [8].

Измерения с образцом ванадия использовались также для градуировки спектрометра и определения параметров, необходимых для вычисления дисперсии спектральной линии неупруго рассеянных нейтронов в положении детектора [9]. При этом предполагалось, что форма спектральной линии слабо отличается от гауссовской.

Для качественной оценки эффекта многократного рассеяния нейтронов были проведены измерения на бериллиевых образцах с различным пропусканием $T_0(E_0) = 0,831; 0,910$.

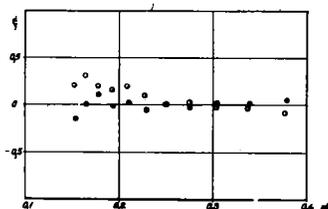


Рис.1. Зависимость от энергии и угла рассеяния относительного вклада ξ многократно рассеянных нейтронов в экспериментальные д.д.с., полученные на образцах бериллий с $T_0 = 0,831; 0,910$ при $E_0 = 0,320$ эв и $T = 295^\circ K$
 $\circ - \Theta = 45,2^\circ$; $\bullet - \Theta = 122,4^\circ$

Как видно из рис.1, в условиях данного эксперимента многократное рассеяние заметно искажает экспериментальные д.д.с. лишь при $E < E_0 - \kappa \Theta_D$ (Θ_D - дебаевская температура). Искажения уменьшаются с увеличением угла рассеяния.

Результаты измерений, для повышения статистической точности, суммировались по трем каналам, а затем обрабатывались до уровня д.д.с. с учетом поправок на пропускание нейтронно-дов, энергетическую зависимость эффективности детекторов и ослабление в образце потока падающих и однократно рассеянных нейтронов.

Полученные экспериментальные д.д.с. рассеяния нейтронов на бериллии приводятся на рис.2,3.

Экспериментальные д.д.с. сравниваются с теоретическими, рассчитанными в некогерентном, гауссовском приближении по программе "Прассив-П" с использованием моделей спектра частот, предложенных в работах [I0], [II], и усредненных по функции разрешения спектрометра.

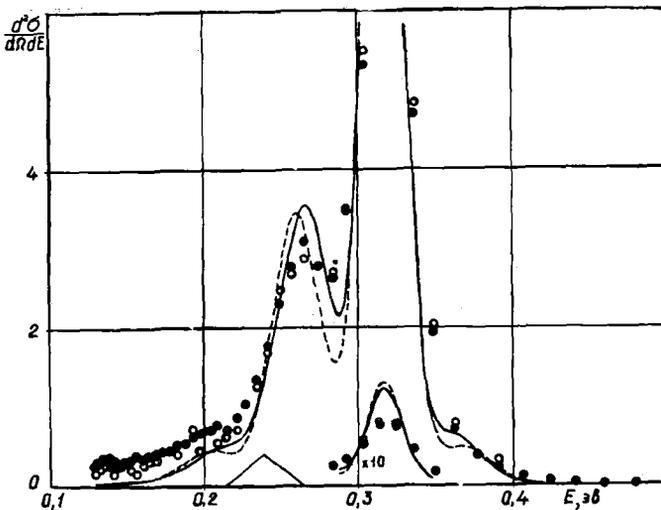


Рис.2. Дважды-дифференциальные сечения рассеяния нейтронов энергии $E_0 = 0,320$ эВ на бериллии при комнатной температуре ($\Theta = 45,2^\circ$):
 ● - эксперимент, $T_0 = 0,831$;
 ○ - эксперимент, $T_0 = 0,910$;
 — - расчет, модель [I0];
 --- - расчет, модель [II]

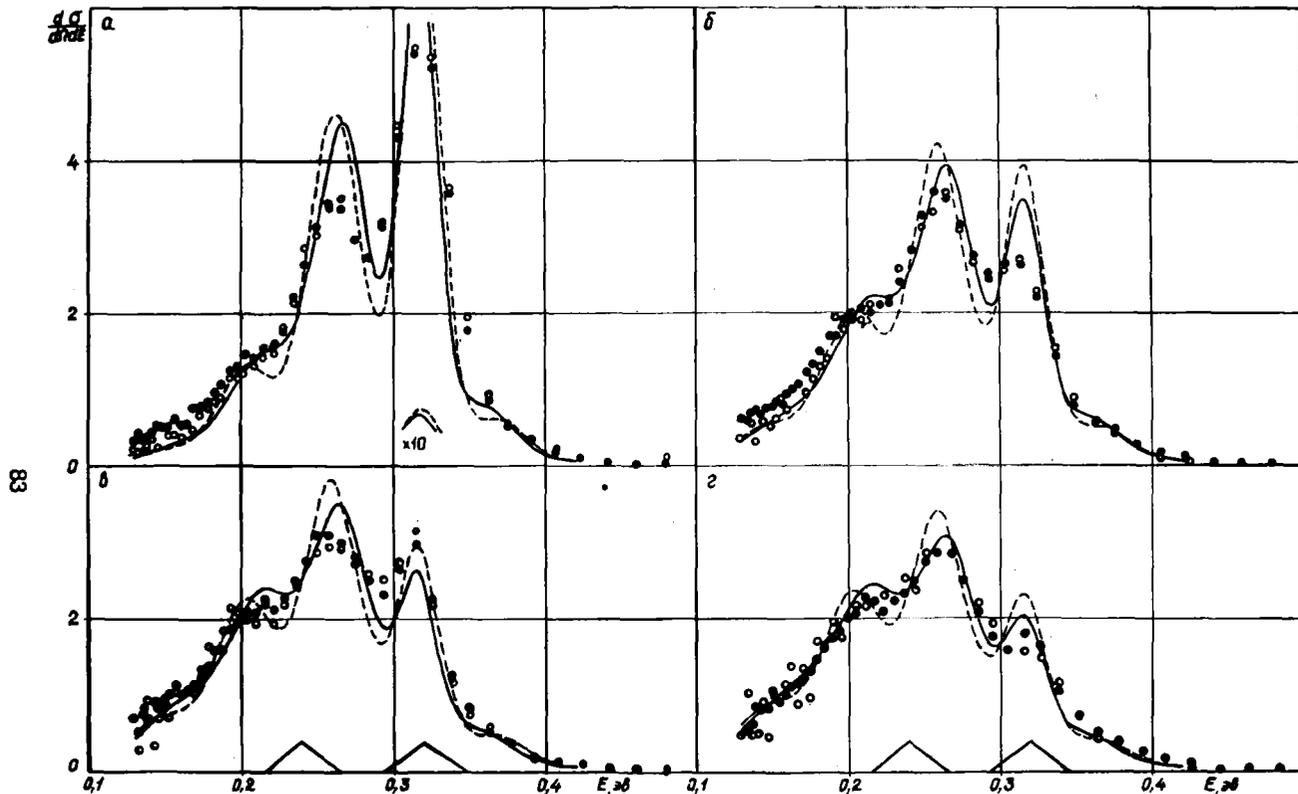


Рис.3. Дважды-дифференциальные сечения рассеяния нейтронов энергии $E_0 = 0,320$ эв на бериллии при комнатной температуре: а - $\theta = 71,0^\circ$; б - $\theta = 96,5^\circ$; в - $\theta = 109,5^\circ$; г - $\theta = 122,4^\circ$; ● - эксперимент, $T_0 = 0,831$; ○ - эксперимент, $T_0 = 0,910$; — - расчет, модель [I0]; - - - - расчет, модель [II]

Л и т е р а т у р а

1. Neil I.H. et al. Pulsed Neut. Research. IAEA, Vienna, 1965, vol.1.
2. Майоров Л.В. и др. Proc. 3rd. U.N. Int. Conf. F.U.A.E. 1965, vol.2, 379.
3. Горбачев Б.И. и др. УЗЖ, 1974, 19, № 9.
4. Sinclair R.N. Inelastic Scatt. of Neut. in Solids and Liquids. IAEA, Vienna, 1963, vol.2, 199.
5. Schmunk et al. Inelastic Scatt. of Neut. in Solids and Liquids. IAEA, Vienna, 1965, vol.1, 379.
6. Майоров В.Г. и др. Препринт ФЭИ-129, 1968.
7. Egelstaff P.A. et al. Proc. Phys. Soc., 1967, 91, 76.
8. Placzek T. Phys. Rev., 1952, 86, 377.
9. Royston A.I. Nucl. Inst. and Methods, 1964, vol.30, No.1, 184-202.
10. Young I.A., Koppel I.U. Nucl.Sci.and Eng., 1964, 19, 367.
11. Rauberheimer L.I., Gilat G. Phys.Rev., 1967, 157, 586.

МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ДВАЖДЫ-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ РАССЕЯНИЯ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ РЕАКТОРНЫХ ЗАМЕДЛИТЕЛЕЙ

Д.В.Лисичкин, В.А.Парфенов

(Физико-энергетический институт)

Аннотация

В докладе описывается методический подход, разработанный авторами для получения оцененных дважды дифференциальных сечений рассеяния медленных нейтронов для реакторных замедлителей.

Abstract

In this report the method of the evaluation of slow neutron double-differential scattering cross sections for reactor moderators is described.

Проблема оценки данных по дважды дифференциальным сечениям рассеяния медленных нейтронов (д.д.с.) приводит к задаче получения оцененной модели атомно-молекулярной динамики замедлителя и оцененного метода (алгоритма) расчета д.д.с. [1,1] и требует выработки определенного методического подхода к ее решению, отражающего указанную специфику.

В основу разработанной методики получения оцененных д.д.с. положено использование некогерентного гауссовского приближения [2], которое является достаточно точным для реакторно-физических расчетов, за исключением уменьшающейся с ростом температуры узкой области передач энергии и импульса для когерентно-рассеивающих веществ [2].

При проведении оценки применяются два главных критерия точности расчетных сечений, сформулированные нами с учетом следующих соображений.

1. Поскольку теория рассеяния медленных нейтронов на химически связанных атомах исходит из предположений [2] о том, что : а) известны амплитуды рассеяния на свободных изолированных ядрах, б) применимы приближения псевдопотенциала Ферми и первое борновское - точность оцененных данных не может превышать точности указанных предположений. Условие "б" выполняется с точностью порядка 0,1% [1], а точность определения ампли-

туд или сечений рассеяния на свободном ядре в настоящее время равна приблизительно 1%. Так как такого же порядка величины ($\sim 1\%$) точность определения полных сечений рассеяния во всей области медленных нейтронов, удобно и практически достаточно для целей реакторной физики в качестве интегрального критерия оценки д.д.с. взять условие сходимости расчетных данных, полученных по оцененным динамической модели и методу расчета д.д.с. на полное сечение рассеяния, измеренное в широком диапазоне энергий и параметров, характеризующих физическое состояние рассеивателя (температур, давлений).

2. Так как из всей доступной в настоящее время экспериментальной информации абсолютные измерения д.д.с. являются наиболее чувствительными к атомной динамике и методам теоретического расчета сечений рассеяния медленных нейтронов, в качестве второго критерия при оценке используется сходимость результатов указанных измерений, также выполненных во всей интересующей реакторную физику области изменения аргументов, с вычисленными (с учетом необходимых методических поправок) д.д.с.

Кроме того, в роли дополнительных критериев оценки применяются независимые абсолютные измерения дифференциальных сечений рассеяния и интегральных требований формальной теории (соблюдение моментов Плачека [2]).

Сформулированные выше два основных критерия точности расчетов д.д.с., с одной стороны, являются необходимыми, поскольку любое д.д.с., если оно точное, должно им удовлетворять, а с другой — они являются практически достаточными для реакторных приложений, так как, хотя обоснованные или общепринятые универсальные требования точности д.д.с. со стороны реакторной физики пока отсутствуют, имеющиеся на сегодня результаты [3,5] реакторно-физических расчетов для различных конкретных систем и замедлителей показывают в большинстве случаев относительно слабую чувствительность практически необходимых интегральных характеристик к виду использованных в качестве входных данных современных реалистических моделей атомной динамики замедлителей.

Методика оценки, основанная на изложенных соображениях и схематически представленная на рис. I, в течение ряда лет применяется для оценки данных по д.д.с. для таких замедлителей, как гидриды циркония и иттрия, вода, бериллий и др. [6-11].

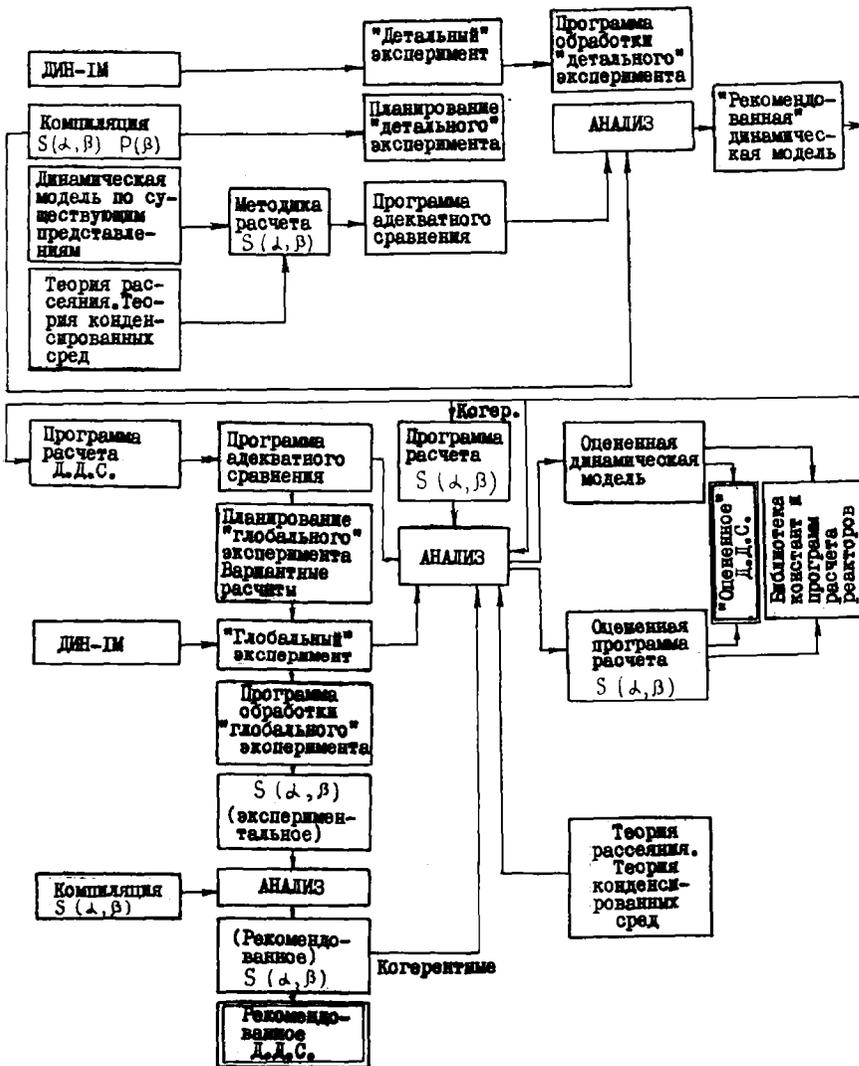


Рис.1. Схема оценки д.д.с. для замедлителей.

Остановимся на устоявшихся чертах методики с кратким указанием полученных результатов для перечисленных выше материалов.

1. Осуществлена и постоянно обновляется практически полная компиляция всех доступных нам мировых данных, необходимых для оценки д.д.с. [4], что позволило выработать конкретную программу расчетно-теоретических и экспериментальных работ по оценке д.д.с. для каждого из замедлителей. В настоящее время указанная программа работ для гидридов циркония и иттрия, воды и бериллия близка к завершению [4-10].

2. Включение в схему оценки спектрометра ДИН-1М [4] дало возможность с помощью специальным образом предварительно спланированных на основе компиляции экспериментов получить новую нужную для оценки экспериментальную информацию как для уточнения особенностей атомной динамики замедлителя ("детальный" эксперимент), так и для проверки метода (алгоритма) расчета д.д.с. в широкой области переменных ("глобальный" эксперимент) [8,9].

3. Требование достаточной адекватности сравнения теоретических результатов с экспериментальными предполагает учет соответствующих физических (когерентных, ангармонических и др.) и методических [7,8] (в первую очередь разрешение прибора, а также влияния конечных размеров образца) эффектов.

4. Разделение когерентно- и некогерентно-рассеивающих замедлителей связано с тем, что для когерентно-рассеивающих образцов в области преобладания упругого и однофононного рассеяния некогерентного приближения недостаточно [2], в связи с чем в указанной узкой области необходимо знать закон неупругого когерентного однофононного рассеяния, который можно получить с помощью абсолютных измерений д.д.с. Объем необходимых данных можно существенно сократить, если использовать для интерполяции и экстраполяции данных при различных температурах соотношения, вытекающие из гармонического приближения.

5. Надежность алгоритма расчета д.д.с. в некогерентном гауссовском приближении оценивается нами прежде всего на ванадии [8], хотя последний и не используется в качестве замедлителя в реакторах, а также водородсодержащих замедлителях [9-11],

являющихся почти целиком некогерентными рассеивателями.

Резюмируя изложенное и результаты работ [4-II], можно сделать вывод, что разработанная методика оценки д.д.с. вполне удовлетворяет потребности реакторно-физических приложений в данных по рассеянию медленных нейтронов.

Е заключение авторы выражают благодарность В.А.Кузнецову и В.В.Орлову за постоянное внимание к работе и обсуждения результатов. Авторы благодарят также Д.Ю.Глазкова, В.И.Монкина, А.П.Семашко, В.А.Семенова и А.Г.Новикова за участие в дискуссиях и полезные советы по затронутым вопросам.

Л и т е р а т у р а

- I. JAERI 1181. Evaluation of Thermal Neutron Scattering Cross Sections for Reactor Moderators, September 1969.
2. Турчин В.Ф. Медленные нейтроны. М., Госатомиздат, 1963 .
3. Спектры медленных нейтронов. М., Атомиздат, 1971 .
4. Парфенов В.А. В кн.: Труды Физико-энергетического института. М., Атомиздат, 1974, с.149.
5. Ионкин В.И. и др. Влияние неопределенностей в данных по спектрам колебаний атомов замедлителей на расчет интегральных характеристик рассеяния нейтронов и некоторых реакторно-физических функционалов. Доклад на III Всесоюзной конференции по нейтронной физике, 1975 .
6. Глазков Ю.Ю. и др. Неупругое рассеяние медленных нейтронов бериллием. Доклад на III Всесоюзной конференции по нейтронной физике, 1975 .
7. Парфенов В.А., Моисеев В.И. Прямые измерения многократного рассеяния медленных нейтронов. Доклад на III Всесоюзной конференции по нейтронной физике, 1975 .
8. Лисичкин Ю.В., Парфенов В.А. Анализ экспериментальных данных по дважды дифференциальным сечениям рассеяния медленных нейтронов на основе некогерентного приближения. Доклад на III Всесоюзной конференции по нейтронной физике, 1975 .
9. Лисичкин Ю.В. и др. Исследования рассеяния медленных нейтронов реакторными материалами. Доклад на III Всесоюзной конференции по нейтронной физике, 1975 .
10. Новиков А.Г. и др. Дважды дифференциальные сечения рассеяния медленных нейтронов водой при высоких температурах. Доклад на III Всесоюзной конференции по нейтронной физике, 1975 .
- II. Лифоров В.Г. и др. Incl. Scatt. of Neutrons, Vienna, 1965, vol.2, p.317.

ПРОГРАММА ИССЛЕДОВАНИЙ ИЯЭ АН БССР ПО РАССЕЙНИЮ
И ТЕРМАЛИЗАЦИИ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

А.К.Красин, В.А.Наумов, А.П.Семашко

(Институт ядерной энергетики АН БССР)

Аннотация

В докладе рассматривается схема и состояние расчетно-теоретических исследований по рассеянию и термализации тепловых нейтронов в H_2O - и ZrH_x -замедлителях, проводимых в ИЯЭ АН БССР.

Abstract

The scheme and the present state of theoretical and calculation studies on the scattering and thermalization of thermal neutrons being carried out in Power Engineering Institute of Byelorussian Academy of Sciences is considered

Прогнозирование ядерных реакторов на тепловых нейтронах в существенной степени зависит от надежности учета термализации нейтронов в гетерогенной реакторной ячейке. В свою очередь надежный учет термализации нейтронов зависит от качества используемой в термализационных, реакторно-физических задачах количественной информации по рассеянию тепловых нейтронов. Эти реакторные потребности служат стимулом проведения экспериментальных, теоретических и расчетных исследований по рассеянию и термализации нейтронов в различных научных центрах нашей страны и за рубежом.

В ИЯЭ АН БССР работы по рассеянию и термализации нейтронов были начаты по инициативе академика АН БССР А.К.Красина в 1963 г. Эти работы приняли в основном характер расчетно-теоретических исследований, направленных на обеспечение реакторных потребностей в количественной информации по рассеянию тепловых нейтронов легководным (H_2O) и гидрид-циркониевым (ZrH_x) замедлителями, в программах расчета термализационных характеристик гетерогенных реакторных ячеек с H_2O - и ZrH_x -замедлителями.

На первом 10-летнем этапе расчетно-теоретических исследований по рассеянию и термализации нейтронов в ИЯЭ АН БССР был подготовлен комплекс расчетных программ на электронно-вычислительную машину "Минск-22". Из подготовленных программ можно отметить следующие:

1) "РС", программа расчета дважды-дифференциальных, дифференциальных и интегральных характеристик рассеяния тепловых нейтронов ZrH_x -замедлителем;

2) "ПРС", программа многогруппового (36 групп) расчета спектра и эффективных сечений тепловых нейтронов в гомогенных H_2O - и ZrH_x -средах;

3) "ПРЭДИ-Рз", программа многогруппового (15 групп) расчета многозонной цилиндрической ячейки методом сферических гармоник с рассмотрением угловой анизотропии потока и закона рассеяния тепловых нейтронов в R_3 -приближении;

4) "ТЕМП", программа многогруппового (15 групп) расчета многозонной цилиндрической ячейки альбедным методом.

На основе проведенных расчетно-теоретических исследований был подготовлен алгоритм учета термализационных эффектов в

гомогенизированных по ячейке нейтронных сечениях тепловой группы в многогрупповом (10 групп) одномерном и двумерном расчетах нейтронно-физических параметров ядерного реактора на тепловых нейтронах (программы "ГЕРА-1" и "ГЕРА-2").

Результатом расчетно-теоретических исследований по рассеянию и термализации нейтронов, выполненных в ИЯЭ АН БССР на первом этапе, являются разработка и реализация замкнутой схемы удовлетворения реакторных потребностей в данных по рассеянию и термализации нейтронов в H_2O - и $ZrHx$ -замедлителях.

Второй этап расчетно-теоретических исследований по рассеянию и термализации нейтронов, проводимых в ИЯЭ АН БССР, направлен на повышение надежности и совершенствование замкнутой схемы переноса информации по рассеянию и термализации нейтронов в H_2O - и $ZrHx$ -замедлителях в реакторно-физические задачи до уровня, позволяющего надежно прогнозировать выгорание и температурные эффекты реактивности в реакторах на тепловых нейтронах. Соответствующая программа расчетно-теоретических исследований делает упор на разработку программ расчета надежной количественной информации по рассеянию тепловых нейтронов H_2O - и $ZrHx$ -замедлителями и по термализационным характеристикам гетерогенных реакторных ячеек с H_2O - и $ZrHx$ -замедлителями.

В настоящее время на втором этапе расчетно-теоретических исследований разработаны следующие фортранные программы:

1) "ГИДРА-1" и "ГИДРА-2", программы расчета дважды-дифференциальных и дифференциальных характеристик рассеяния тепловых нейтронов H_2O - и $ZrHx$ -замедлителями на основе многоуровневой модели закона рассеяния, разработанной в ИЯЭ АН БССР;

2) "МОМЕНТ", программа расчета дифференциальных и интегральных моментов разложения дважды-дифференциальных и дифференциальных характеристик рассеяния по полиномам Лежандра;

3) "СПЕКТР", программа многогруппового расчета нейтронных спектров и эффективных сечений в гомогенных H_2O - и $ZrHx$ -средах.

На основе данных программ проводится подготовка и проверка надежности характеристических матриц закона рассеяния тепловых нейтронов H_2O - и $ZrHx$ -замедлителями, определяемых не-

большой сеткой узлов и схемами интерполяции значений закона рассеяния в этих узлах на непрерывную область изменения соответствующих аргументов.

В направлении создания программ получения надежной информации по термализационным характеристикам гетерогенных реакторных ячеек с H_2O - и Zn -замедлителями основной упор делается на монтекарловскую программу расчета ячейки с реальной геометрией и с непрерывной зависимостью дважды-дифференциальных, дифференциальных и интегральных характеристик рассеяния тепловых нейтронов от соответствующих аргументов. Блоки программы расчета ячейки в интервалах энергий выше тепловой с непрерывной зависимостью нейтронных сечений от энергий уже разработаны.

Материалы расчетно-теоретических исследований по рассеянию и термализации нейтронов, выполненных в ИЯЭ АН БССР на первом этапе, докладывались на рабочем совещании по неупругому рассеянию медленных нейтронов в кристаллах и жидкостях в Дубне в 1964 г., на совещании по физике ядерных реакторов в Мелекесе (Димитровграде) в 1966 г., на Всесоюзной конференции научной молодежи по физике и технике реакторов в Институте атомной энергии в 1969 г., публиковались в информационном бюллетене Центра по ядерным данным и в "Вестях АН БССР" (серия физ.-энерг. наук).

ОЦЕНКА МНОГОУРОВНЕВОЙ МОДЕЛИ РАССЕЯНИЯ ТЕПЛОВЫХ
НЕЙТРОНОВ H_2O -ЗАМЕДЛИТЕЛЕМ

В.Г.Гуло, А.П.Семашко

/Институт ядерной энергетики АН БССР/

Аннотация

В докладе приведены схема и некоторые результаты оценки надежности многоуровневой модели рассеяния тепловых нейтронов H_2O -замедлителем. Обсуждается положение с опорной экспериментальной информацией по дважды дифференциальным характеристикам рассеяния.

Abstract

The scheme and some results of evaluation of the multi-level model for thermal neutron scattering in the H_2O moderator are given. The state of experimental information on the double-differential characteristics of scattering is discussed.

Рекомендуемая для термализационных реакторно-физических приложений количественная информация по рассеянию тепловых нейтронов, подготовленная на основе различных теоретических моделей, содержит систематические ошибки различной природы. Систематические ошибки привносятся теорией /упрощающими предположениями по химической связи атомов/, экспериментом /неучтенными систематическими погрешностями в результатах опорных измерений/ и расчетом /конечной точностью вычислительных методов/. Так как качество количественной информации по рассеянию тепловых нейтронов существенно влияет на точность прогнозирования термализационных характеристик реакторной ячейки, необходимы исследования по оценке надежности применяемых теоретических моделей и методов вычислений.

В данной работе обсуждается положение с опорной экспериментальной информацией по дважды дифференциальным характеристикам рассеяния и представлены некоторые результаты оценки надежности многоуровневой модели /ММ/, разработанной в ИЯЭ АН БССР для ZrH_x -замедлителя [1] и распространенной на H_2O -замедлитель. Интересно отметить, что распространенная на H_2O -замедлитель модель ММ тождественна по форме модели Линденмейера [2] для H_2O . Модель Линденмейера построена подгонкой под экспериментальные значения обобщенного частотного распределения $R(\epsilon; T)$ суммы простых элементарных функций, для которых процедура получения закона рассеяния тепловых нейтронов путем нескольких трудоемких фурьепреобразований выполняется аналитически. Выбор в данной работе H_2O -замедлителя обусловлен его наибольшей по сравнению с ZrH_x экспериментальной изученностью.

В расчетных данных по модели ММ, реализованной в фортранных программах "ГИДРА-1" и "ГИДРА-2" на ЭВМ "Минск-32", ошибки от конечной точности применяемых методов вычислений контролируются и сведены к минимуму, так как модель описывается комбинацией простых элементарных функций и не содержит интегральных или дифференциальных операторов. Однако эта простота достигается за счет построения модели на различных упрощающих предположениях по специфике химической связи [1] и требует более тщательной проверки по имеющимся экспериментальным характеристикам рассеяния.

Наиболее чувствительными к специфике химической связи атомов, закладываемой в модели, являются экспериментальные данные по дважды дифференциальным характеристикам рассеяния /ДДХР/. Проверка надежности модели ММ для $Zr-Ni$ -и H_2O -замедлителей по экспериментальным ДДХР, не поправленным на систематические погрешности измерений, была выполнена ранее и показала неплохие в сравнении с основными используемыми за рубежом моделями результаты /см., например, [3]/. Однако недавние исследования [4,5] показали, что учет систематики измерений существенно меняет качество экспериментальной информации и для оценки надежности моделей в качестве опорных надо выбирать поправленные экспериментальные данные. Наглядное представление по влиянию учета систематических погрешностей измерений на качество экспериментальной информации дано на рис.1, на котором совмещены результаты работ [4] и [5].

На рис.1 приведены поправочные коэффициенты Δ для учета систематических погрешностей в результатах измерений ДДХР нейтронов с энергией 0,233 эв под углом 25° H_2O -образцом при $T=295^\circ K$, полученные на основе привлечения модели Копеля [6]. Кривые /---/ характеризуют эффект конечного аппаратного разрешения, /- -/ - эффект многократного рассеяния нейтронов, /—/ - суммарный эффект. Как можно видеть из рисунка, при полной оптимизации модели по непоправленным и поправленным экспериментальным данным, относительное различие в нейтронных сечениях в зависимости от энергии достигает в области квазиупругого рассеяния от -40 до +40%, в области неупругого рассеяния - от -40 до +5%. Данное различие в нейтронных сечениях может существенно влиять на точность прогнозирования термализационных характеристик реакторных ячеек и стимулирует разработку программы адекватного сравнения теории и эксперимента в задачах рассеяния.

В настоящее время существует значительный объем экспериментальной информации по ДДХР для H_2O -и $Zr-Ni$ -замедлителей, но без поправок на систематические погрешности измерений. Поэтому к выбору опорных экспериментальных данных из имеющейся информации приходится относиться весьма настороженно. В свою очередь, учет систематических погрешностей измерений в модельных результатах для адекватного сравнения теории и эксперимен-

та затруднен из-за скудности содержащейся в опубликованных работах информации по аппаратурному разрешению спектрометров. На данном этапе для оценки надежности модели ММ были использованы единственные опубликованные в работе [5,7] данные по ДДХР для H_2O -замедлителя, в которых учтена поправка на систематические погрешности измерений. Результаты сравнения приведены на рис.2. Параметры рассеяния в измерениях те же, что и для рис.1.

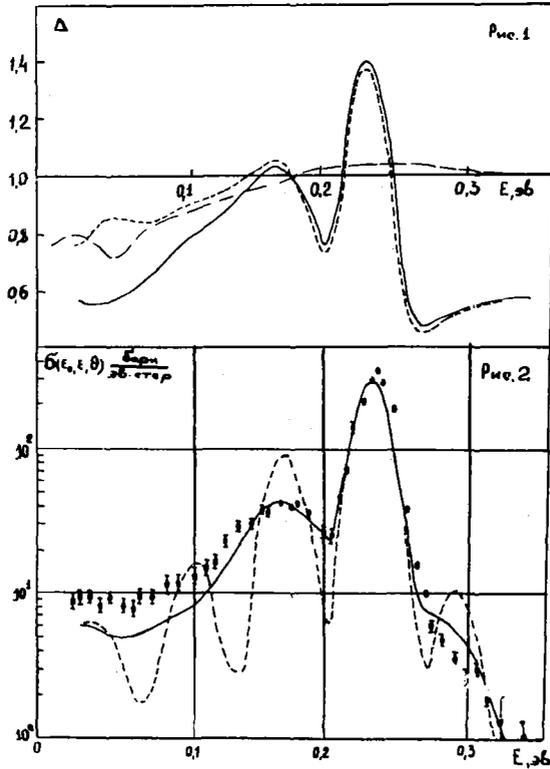
Для расчетов по модели ММ в качестве исходных параметров $(\omega_m, \epsilon_m(\tau) и \sigma_m^2(\tau))$ выбирались параметры модели Нелкина [7,7], за исключением параметров уровня заторможенных ротационных колебаний молекул H_2O . Для ротационного уровня вводилась отличная от нуля дисперсия, определяемая дисперсией теплового возбуждения гармонического осциллятора с частотой $\bar{\epsilon}_m$ заторможенных колебаний. Как можно видеть из рис.2, модель ММ при данном наборе параметров хорошо интерпретирует поправленные на систематику экспериментальные данные. Оставшееся небольшое расхождение модельных и экспериментальных данных может быть связано с введением поправок на систематику на основе модели Коппеля и с неоптимальностью выбора параметров модели ММ. Результаты расчетов по модели Нелкина /модели ММ с нулевыми дисперсиями уровней/ приводят к существенному расхождению с экспериментальными данными (в зависимости от энергии - от + 200 до - 1000%).

Сравнение расчетных данных по модели ММ с другими модельными данными и с экспериментальной информацией по интегральным характеристикам рассеяния $(\bar{\sigma}_s(\epsilon), \mu(\epsilon))$ не дает существенного преимущества какой-либо из моделей. Все модели, включая модель Нелкина, дают сопоставимые результаты и хорошо согласуются с экспериментальной информацией /см., например, [8]/. Более чувствительными к специфике моделей рассеяния являются нейтронные спектры в однородных замедляющих средах в смеси с различными поглотителями, но оценка модели ММ по этим экспериментальным данным пока не завершена.

Л и т е р а т у р а

1. Семашко А.И. Многоуровневая модель рассеяния тепловых нейтронов ZrH_2 - замедлителем. См. настоящий сборник, с. 99.
2. Гиббс А., Линденмайер К. - В кн.: Спектры медленных нейтронов. М., Атомиздат, 1971, с.42.

3. Наумов В.А. Семанко А.И. Сб. "Нейтронная физика", Обнинск, 1974, ч.1, с. 131.
4. Кирюак Дж. и др. - В кн.: Спектры медленных нейтронов.М., Атомиздат, 1971, с.91.
5. Bishoff F.G. et al. Nucl. Sci.Engng, 48,266 (1972).
6. Koppel J.U., in "Reactor Physics in the Resonance and Thermal Regions", Cambridge, MIT Press, 1966, p.27.
7. Nelkin M.S., Phys.Rev., 119,741 (1960).
8. Bach L.J. et al. Nucl. Sci. Engng, 46, 223 (1971).



МНОГОУРОВНЕВАЯ МОДЕЛЬ РАССЕЯНИЯ ТЕПЛОВЫХ
НЕЙТРОНОВ ZrH_x -ЗАМЕДЛИТЕЛЕМ

А.П.Семанко

(Институт ядерной энергетики АН БССР)

Аннотация

В докладе описывается многоуровневая модель рассеяния тепловых нейтронов водородными атомами ZrH_x -замедлителя, которая учитывает микроскопическую структуру и динамику различных гидридных фаз ZrH_x .

Abstract

The multilevel model of the thermal neutron scattering by hydrogen atoms of the ZrH_x moderator is given. The model takes into account the microscopic structure and dynamics of the ZrH_x different hydride phases.

Гидрид циркония ZrH_x интересует реакторщиков в качестве перспективного замедлителя высокотемпературных ядерных реакторов на тепловых нейтронах [1, 2]. В зависимости от достигаемых предельных температур замедлителя внимание реакторщиков привлекают β -, δ - и ϵ -гидридные фазы ZrH_x с составом вблизи $ZrH_{0,8}$, $ZrH_{1,6}$ и $ZrH_{1,85}$ [3, 4].

Подготовка количественной информации по рассеянию тепловых нейтронов ZrH_x -замедлителем для реакторно-физических приложений требует индивидуального учета β -, δ - и ϵ -гидридных фаз ZrH_x . На это указывают результаты прецизионных измерений [5], в которых относительное различие сечений в области I-го оптического пика неупруго рассеянных нейтронов в зависимости от энергии достигает пределов +60, -25% для β - и ϵ -фаз и +30, -30% для δ - и ϵ -фаз.

В данной работе предлагается многоуровневая модель /ММ/ рассеяния тепловых нейтронов водородными атомами ZrH_x -замедлителя, в которой учитываются микроскопические структура и динамика различных / β -, δ - и ϵ -/ гидридных фаз ZrH_x .

В рассматриваемых гидридных фазах ZrH_x -замедлителя равновесные положения атомов Zr будем описывать стабильной ГЦК-решеткой, индивидуальность микроскопической структуры гидридных фаз ZrH_x определяется различным заполнением атомами H октаэдрических /o-/ и тетраэдрических /t-/ пор ГЦК-решетки атомов Zr . В β -фазе преимущественное заполнение атомами H o-пор приводит к структуре ZrH_x типа NaCl. В δ -фазе преимущественное заполнение атомами H t-пор приводит к структуре ZrH_x типа CaF_2 . В ϵ -фазе равноправное заполнение атомами H o- и t-пор приводит к структуре ZrH_x типа V_2F_3 . Предлагаемая модель микроскопической структуры гидридных фаз ZrH_x хорошо коррелирует с оценками Гибба [6] и с имеющимися данными рентгено-структурного анализа [7].

Микроскопическую динамику различных гидридных фаз ZrH_x замедлителя будем описывать на атомном и ионном уровнях, находящихся в состоянии термодинамического равновесия. Атомный уровень характеризуется свободной диффузией нейтральных атомов H в ГЦК-решетке атомов Zr , ионный уровень - движением химически связанных обобществленными валентными электронами протонов и ионов Zr . Относительные равновесные доли атомов

H, "испаряющихся" из оседлого положения в o - и t - порах β -, δ - и ε - фаз ZrH_x , полагаются пропорциональными $\exp\{-Q/kT\}$ [8]. Энергии активации "испарения" Q зависят от типа поры и гидридной фазы.

Химическая связь протонов в o - и t - порах ГЦК-решетки ионов Zr характеризуется M энергетическими уровнями. Для m -го $(m = 1, 2, \dots, M)$ энергетического уровня частоты $\varepsilon_m(\vec{k})$ и вектора поляризации $\vec{U}(\vec{k})$ собственных $(T=0)$ колебаний протонов определяются динамической теорией кристаллических решеток в гармоническом приближении [9, 10]. Из характеристик собственных колебаний протонов для построения модели ММ требуется информация по обобщенному частотному распределению $R(\varepsilon; T=0)$, определяемому распределением $\vec{U}_m^2(\vec{k})$ по изочастотным поверхностям $\varepsilon_m(\vec{k}) = \varepsilon$:

$$R(\varepsilon; T=0) = \sum_m \omega_m [R_m^{(-)}(\varepsilon; T=0) + R_m^{(+)}(\varepsilon; T=0)]; \quad /1/$$

$$\omega_m = \left\{ \sum_{\vec{k}} \vec{U}_m^2(\vec{k}) d\vec{k} \right\}^{-1} \left\{ \int \vec{U}_m^2(\vec{k}) d\vec{k} \right\}; \quad /2/$$

$$R_m^{(\pm)}(\varepsilon; T=0) = \frac{1}{2} \left\{ \int \vec{U}_m^2(\vec{k}) d\vec{k} \right\}^{-1} \left\{ \int \vec{U}_m^2(\vec{k}) \delta(\varepsilon \mp \varepsilon_m(\vec{k})) d\vec{k} \right\} /3/$$

Получение информации по $R(\varepsilon; T=0)$ упрощается, если учесть изотропию в расположении протонов и ионов Zr относительно центра ГЦК-ячейки, ввести предположение о центрально-симметричном потенциале межионного взаимодействия и раскладывать смещения ионов по сферическим волнам. В этом случае модель ММ будет определяться 3 энергетическими уровнями, характеризующими акустические $(m=1)$ и оптические $(m=2, 3)$ колебания. В дальнейшем акустический и оптический $(m=2/3)$ уровни объединяются в один широкий акустический уровень и модель ММ для ZrH_x рассматривается как двухуровневая.

Построение модели ММ осуществляется на основе спектральной функции $P(\varepsilon; T)$ [11]:

$$\langle \vec{u}(t) \vec{u}(0) \rangle_T = \int_{-\infty}^{\infty} P(\varepsilon; T) \exp\{i\varepsilon(t - i\hbar/2kT)\} d\varepsilon; \quad /4/$$

$$P(\varepsilon; T) = \sum_m \omega_m [P_m^{(-)}(\varepsilon; T) + P_m^{(+)}(\varepsilon; T)], \quad /5/$$

характеризующей корреляцию тепловых смещений $u(t)$ протонов в различные моменты времени и связанной с обобщенным частотным распределением $R(\varepsilon; T \neq 0)$ соотношением

$$R_m^{(\tau)}(\epsilon; T) = 2(\hbar\epsilon/kT) \operatorname{sh}(\hbar\epsilon/2kT) P_m^{(\tau)}(\epsilon; T). \quad /6/$$

Парциальная спектральная функция $P_m^{(\tau)}(\epsilon; T)$ в предлагаемой модели ММ определяется гауссовым распределением

$$P_m^{(\tau)}(\epsilon; T) = A_m \{2\pi\sigma_m^2(\tau)\}^{-1/2} \exp\{-[\epsilon - \epsilon_m(\tau)]^2/2\sigma_m^2(\tau)\}, \quad /7/$$

где константа A_m находится из условия нормировки $R_m^{(\tau)}(\epsilon; T)$ [см. ф-лу (3)]. Данный выбор формы $P_m^{(\tau)}(\epsilon; T)$ связан с применением к определению $P_m^{(\tau)}(\epsilon; T)$ через свертку большого числа функций, ответственных за различные варианты фонон-фононного взаимодействия, центральной предельной теоремы теории вероятностей [12].

Параметры модели ММ, $\epsilon_m(\tau)$ и $\sigma_m^2(\tau)$, формируются учетом вклада в спектральную функцию $P(\epsilon; T)$ как собственных колебаний протонов ($\bar{\epsilon}_m$ и $\bar{\sigma}_m^2$), так и различных типов теплового возбуждения собственных колебаний протонов, обусловленных различными комбинациями многофононного взаимодействия ($\Delta\epsilon_m(\tau)$ и $\Delta\sigma_m^2(\tau)$):

$$\epsilon_m(\tau) = \bar{\epsilon}_m - \Delta\epsilon_m(\tau), \quad \sigma_m^2(\tau) = \bar{\sigma}_m^2 + \Delta\sigma_m^2(\tau). \quad /8/$$

$\bar{\epsilon}_m$ и $\bar{\sigma}_m^2$ определяются центром и дисперсией спектральной функции $P_0(\epsilon; T)$ собственных колебаний протонов:

$$\bar{\epsilon}_m = A_m^{-1} \int \epsilon P_0^{(\tau)}(\epsilon; T) d\epsilon - (kT/2\hbar\lambda_m) \int \operatorname{sh}^{-1}(\hbar\epsilon/2kT) R_m^{(\tau)}(\epsilon; T=0) d\epsilon; \quad /9/$$

$$\bar{\sigma}_m^2 = A_m^{-1} \int \epsilon^2 P_0^{(\tau)}(\epsilon; T) d\epsilon - \bar{\epsilon}_m^2. \quad /10/$$

$\Delta\epsilon_m(\tau)$ и $\Delta\sigma_m^2(\tau)$ аппроксимируются средней энергией и дисперсией гармонического осциллятора с частотой $\bar{\epsilon}_m$:

$$\Delta\epsilon_m(\tau) = \langle \epsilon_m \rangle_\tau = [1 - \exp\{-\hbar\bar{\epsilon}_m/kT\}]^{-1} \bar{\epsilon}_m \exp\{-\hbar\bar{\epsilon}_m/kT\}; \quad /11/$$

$$\Delta\sigma_m^2(\tau) = \langle \sigma_m^2 \rangle_\tau = [1 - \exp\{-\hbar\bar{\epsilon}_m/kT\}]^{-2} \bar{\epsilon}_m^2 \exp\{-\hbar\bar{\epsilon}_m/kT\}. \quad /12/$$

Если пренебречь взаимным влиянием протонов в o - ($\tau=1$)- и t - ($\tau=2$)-порах в различных гидридных фазах ZrH_x , то для модели ММ рассеяния тепловых нейтронов водородными атомами ZrH_x можно записать следующее выражение:

$$S_i(\alpha, \beta; T) = \sum_{\tau} [\exp\{-Q_{\tau\tau}/kT\} S_i(\alpha, \beta; T) + (1 - \exp\{-Q_{\tau\tau}/kT\}) S_{it}(\alpha, \beta; T)], \quad /13/$$

где

$$S_1(d, \beta; T) = [4\pi\lambda d]^{-1/2} \exp\{-[\beta - \lambda d]^2 / 4\lambda d\}; \quad /I4/$$

$$S_{B_2}(d, \beta; T) = \exp\{-\lambda d W_\tau\} \sum_{m, n_m, p_m} V_z(n_m, p_m) \left(\frac{1}{2}\lambda d\right)^{\sum (n_m + p_m)} \times$$

$$\times \left\{4\pi \sum_m \gamma_{m\tau} (n_m + p_m)\right\}^{1/2} \exp\left\{-\frac{[\beta - \sum_m (\beta_{m\tau} (n_m - p_m) + \gamma_{m\tau} (n_m + p_m))]^2}{4 \sum_m \gamma_{m\tau} (n_m + p_m)}\right\}; \quad /I5/$$

$$W_\tau = \sum_m [\beta_{m\tau} \operatorname{sh}(\frac{1}{2}\beta_{m\tau}) + \gamma_{m\tau} \operatorname{ch}(\frac{1}{2}\beta_{m\tau})]^{-1} \omega_{m\tau} \operatorname{ch}(\frac{1}{2}\beta_{m\tau}); \quad /I6/$$

$$V_z(n_m, p_m) = \prod_m \frac{1}{m! n_m! p_m!} \left(\frac{\omega_{m\tau} \exp\{\frac{1}{2}\beta_{m\tau}\}}{\beta_{m\tau} \operatorname{sh} \frac{\beta_{m\tau}}{2} + \gamma_{m\tau} \operatorname{ch} \frac{\beta_{m\tau}}{2}} \right)^{n_m} \left(\frac{\omega_{m\tau} \exp\{-\frac{1}{2}\beta_{m\tau}\}}{\beta_{m\tau} \operatorname{sh} \frac{\beta_{m\tau}}{2} + \gamma_{m\tau} \operatorname{ch} \frac{\beta_{m\tau}}{2}} \right)^{p_m} /I7/$$

$$\beta = (E_0 - E) / kT, \quad \alpha = (E_0 + E - 2\sqrt{E_0 E} \mu) / kT; \quad /I8/$$

$$\beta_{m\tau} = \hbar \varepsilon_{m\tau}(\tau) / kT, \quad \gamma_{m\tau} = \frac{1}{2} \hbar^2 \sigma_{m\tau}^2(\tau) / kT; \quad /I9/$$

$\lambda = m_n / m$ - отношение массы нейтрона к массе рассеивающего атома.

Модель ММ рассеяния тепловых нейтронов ZnH_x -замедлителем (8) - (19) реализована для счета в фортранных программах "ГИДРА-1" и "ГИДРА-2" на ЭВМ "Минск-32". Данная модель легко обобщается на другие гидриды / YH_x , SeH_x / , представляющие интерес для реакторщиков в качестве замедлителей, и на легководный / H_2O / замедлитель. Исходные предпосылки модели допускают также возможность более строгого рассмотрения влияния химической связи атомов на рассеяние тепловых нейтронов. Для определения параметров модели $\omega_{m\tau}$, $\varepsilon_{m\tau}$, $\sigma_{m\tau}^2$, $Q_{m\tau}$ можно использовать как нейтронные, так и не нейтронные данные.

Л и т е р а т у р а

1. Nightingale R.E. et al. Proceedings of the Third UNI Conf. on the PUAЕ, Geneva (1964), p.254.
2. Сб. "Гидриды металлов". Под редакцией В.Мюллера и др. М., Атомиздат, 1973.
3. Volf, von E., Hang W. Atomkernenergie, 10-57, 333 (1965).
4. Мюллер В. Сб. "Гидриды металлов". М., Атомиздат, 1973, стр.58.
5. Couch J.G. et al. Phys. Rev., 4, 2675 (1971).
6. Gibb T.R.P.Jr., J.Phys.Chem., 68, 1096 (1964).
7. Бэк Р., Мюллер В. Сб. "Гидриды металлов". М., Атомиздат, 1973, стр.196.
8. Френкель Я.И. Введение в теорию металлов. Л., "Наука", 1972.
9. Марадудин А., Монролл Э., Дж.Вейсс. Динамическая теория

- кристаллической решетки в гармоническом приближении. М., "Мир", 1965.
10. Slagge E.L., J.Phys.Solids, 29, 923 (1968).
 11. Плакида Н.М. Сб. "Статистическая физика и квантовая теория поля". М., "Наука", 1973, стр.205.
 12. Крамер Г. Математические методы статистики. М., Изд-во иностранной литературы, 1948.

ИССЛЕДОВАНИЯ РАССЕЯНИЯ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ
РЕАКТОРНЫМИ МАТЕРИАЛАМИ

Ю.В.Лисичкин, В.А.Парфенов, Ю.Д.Глазков,
А.Г.Новиков, Л.Д.Смирненкина

(Физико-энергетический институт)

Аннотация

Рассматриваются исследования, необходимые для получения оцененных данных по дважды дифференциальным сечениям рассеяния медленных нейтронов (д.д.с.) реакторными материалами.

Получение новых экспериментальных данных, требующихся для завершения оценки, проводится на спектрометре ДИН-1М.

Abstract

The research works for the evaluation of slow neutron double-differential scattering cross sections for reactor moderators are discussed.

Анализ осуществленной авторами компиляции опубликованных измерений д.д.с. для таких замедлителей, как вода, бериллий и окись бериллия, показал, что существующих экспериментальных результатов недостаточно для получения оцененных д.д.с. на основе принятой нами методики [1].

Так, хотя вода является водородсодержащим замедлителем, рассеяние на котором является преимущественно некогерентным, для нее характерны наиболее заметные расхождения в сечениях рассеяния, вычисленных по разным моделям обобщенного спектра частот, построение которых наиболее трудно из-за сложности атомно-молекулярной динамики жидкостей. С целью проверки применимости модели В.Ф.Турчина [2] для автокорреляционной функции жидкостей на первом этапе анализа имеющихся данных по закону рассеяния для воды нами были проведены расчеты по программе "Прассив-П" с использованием модели спектра частот Хейвуда [3]. Результаты расчета в сравнении с экспериментальными данными представлены на рис.1. Как видно, согласие экспериментальных и теоретических результатов удовлетво-

рительное. Поэтому модель В.Ф.Турчина используется для дальнейшей оценки на основе начатых на спектрометре ДИН-1М абсолютных измерений д.д.с. воды [4], которые позволят уточнить модель обобщенного спектра частот в его температурную зависимость.

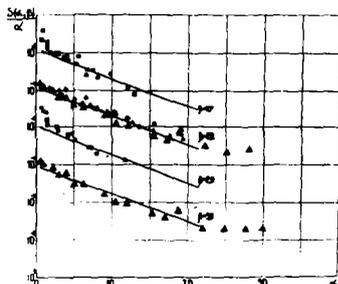


Рис.1. Закон рассеяния медленных нейтронов для воды:
 □ ▲ ▲ - эксперимент,
 — - расчет.

Коротко остановимся также на проделанном анализе данных в некогерентном гауссовском приближении для таких практически чисто когерентно рассеивающих замедлителей, как бериллий и окись бериллия.

Было выяснено, что для этих материалов существовавших данных недостаточно даже для проведения первого этапа оценки, поскольку измерения единичны и выполнены в области, где существенны когерентные эффекты.

В частности, на рис.2, где приведены существующие данные по закону рассеяния окиси бериллия для нескольких значений $\beta = (E - E_0) / k_0 \cdot T$ в сравнении с теоретическими расчетами по единственной пока модели спектра фононов Синклера [5], наглядно видно, что соответствующие расчетные кривые идут существенно ниже экспериментальных при любых значениях α , где имеются данные.

В связи с этим была поставлена задача: во-первых, расширить диапазон изменения переменных α и β в сторону больших значений, где справедливо некогерентное приближение, а во-вторых, получить данные при повышенных температурах.

В настоящее время эта работа для бериллия часть уже выполнена [6]. Так, на её первом этапе были получены новые экспериментальные данные по $S(\alpha, \beta)$ для бериллия при комнатной температуре, а также единственные пока данные при $T=393^{\circ}\text{K}$. Все имеющиеся данные были проанализированы на основе некогерентного гауссовского приближения с использованием всех существующих моделей спектра фононов [6-10].

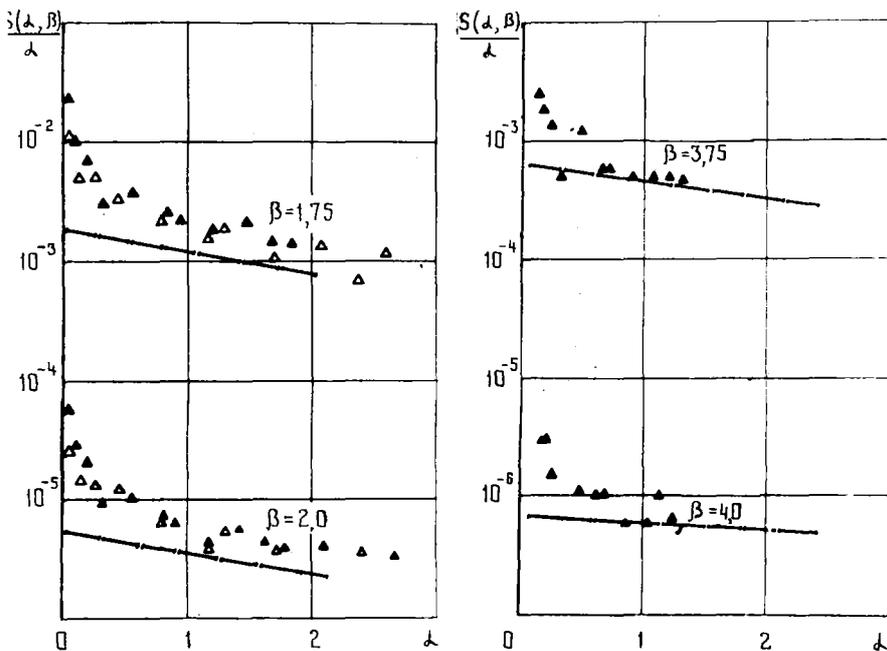


Рис.2. Закон рассеяния медленных нейтронов для окиси бериллия при комнатной температуре: $\blacktriangle \triangle$ - эксперимент; \longrightarrow - расчет

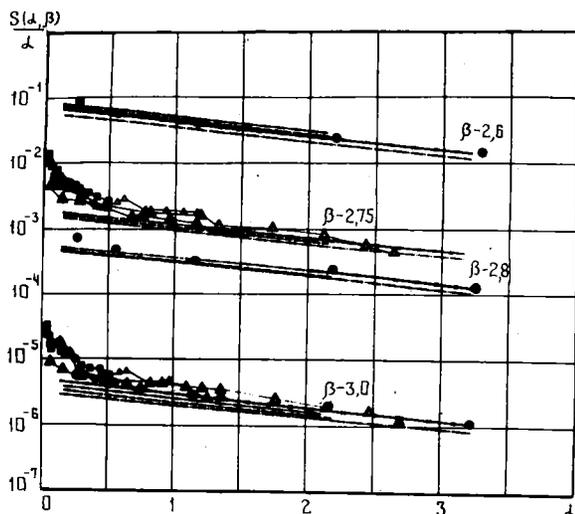


Рис.3. Закон рассеяния медленных нейтронов для бериллия при комнатной температуре: Δ \bullet \blacksquare — эксперимент; — расчет.

Как видно из рис.3, где приведена лишь весьма малая часть полученных результатов, все расчетные кривые закона рассеяния показывают удовлетворительное согласие с экспериментом при $\lambda \gtrsim 1$.

I. Имеющиеся здесь расхождения невелики и практически всюду входят в "коридор", создаваемый расчетами с различными моделями спектра частот. Область $\lambda \lesssim 1$, где наблюдаются наиболее заметные расхождения, является, как следует из сделанных нами оценок, областью преимущественного однофононного рассеяния, где некогерентное приближение и не должно хорошо "работать".

На основе проведенного анализа закона рассеяния в области $\lambda \gtrsim 1$ нами были рекомендованы для дальнейшей оценки спектры фононов Янга-Коппеля [7] и Раубенхеймера-Гилата [8]. Сравнение расчетов, проведенных с использованием указанных моделей, с абсолютными измерениями д.д.с. [11] для углов рассеяния, попадающих в область справедливости некогерентного приближения для бериллия, также дало удовлетворительное согласие (рис.4).

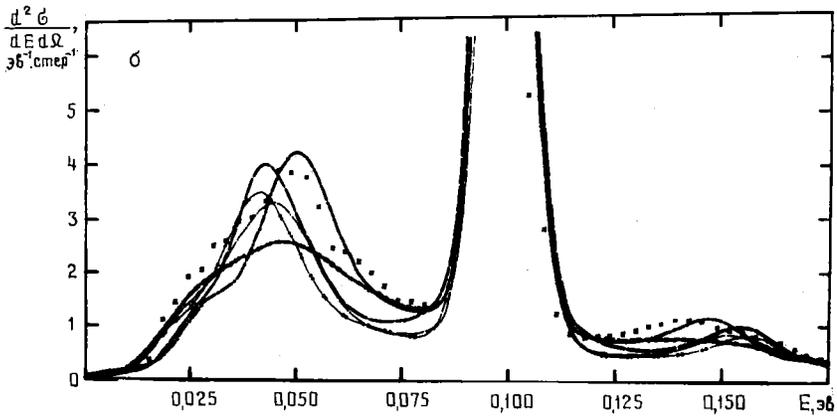
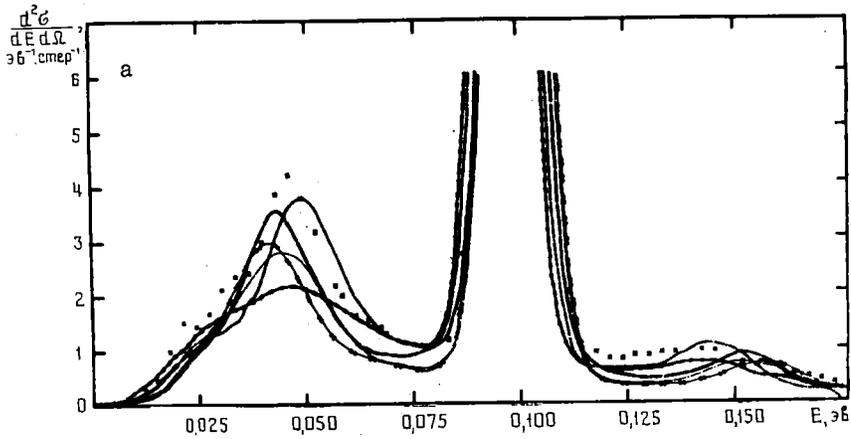


Рис. 4. Дважды-дифференциальные сечения рассеяния медленных нейтронов бериллием при $E_n = 0,1$ эв и углах рассеяния $107^{\circ}21'$ (а) и $144^{\circ}23'$ (б):
 ххх - эксперимент

Однако для того, чтобы сделать окончательные выводы относительно имеющихся расхождений, проводится дальнейшая исследовательская работа по разделению когерентных и многофононных эффектов, многократного рассеяния, а также аномалий малоуглового рассеяния, обусловленных дефектами решётки.

Первые результаты этой работы [6] показывают вполне удовлетворительную применимость моделей Янга-Коппеля и Раубенкеймера-Гилата для расчёта д.д.с. бериллия при $E_0 = 0,32$ эв.

Таким образом, некогерентное приближение действительно хорошо применимо даже для расчёта д.д.с. такими когерентными рассеивателями, как бериллий в области преобладания неупругого рассеяния, что подтверждает правильность принятого нами методического подхода [1] к оценке д.д.с. для замедлителей широкого класса.

Из проделанной авторами к настоящему времени работы следует, что для завершения оценки д.д.с. по рассмотренным материалам необходимо выполнить определённый минимум дальнейших экспериментальных измерений: 1) в области малых передач импульса ($\alpha \ll 1$), где наиболее сильны расхождения некогерентным приближением - для всех замедлителей; 2) в области $\alpha \gtrsim 1$, где удовлетворительно некогерентное приближение - для окиси бериллия; 3) измерения температурной зависимости д.д.с. и полных сечений рассеяния - для всех замедлителей, но особенно детальные для воды.

Л и т е р а т у р а

1. Лисички Ю.В., Парфенов В.А. Методика оценки дважды-дифференциальных сечений рассеяния медленных нейтронов для реакторных замедлителей. Доклад на III Всесоюзной конференции по нейтронной физике, 1975.
2. Турчин В.Ф. Медленные нейтроны, М., Госатомиздат, 1963.
3. Page D., Auwood B. AERE-E5778, 1968.
4. Новиков А.Г. и др. Дважды-дифференциальные сечения рассеяния медленных нейтронов водой при высоких температурах, Доклад на III Всесоюзной конференции по нейтронной физике, 1975.
5. Sinclair R.N. Incl. Scat. of Neutrons in Solids and Liquids, vol.2, p.199 (1963).
6. Глазков Ю.Ю. и др. Неупругое рассеяние медленных нейтронов бериллием. Доклад на III Всесоюзной конференции по нейтронной физике, 1975.

7. Joung J.A., Koppel J.U. Nucl. Sci. and Eng., vol.19, p.412 (1964).
8. Raubenheimer L.J., Gilat G. Phys. Rev., vol.157, p.586 (1967).
9. Thaper C.L. et al. Proc. Nucl. Phys. and Solid State Phys. Symp., Bombay, vol.14^s.S1, p.289 (1972).
10. Trott A.J., Heald P.J. Phys. status solidi (b), vol.46, No.1, p.361 (1971).
11. Schwunk R.E. Phys. Rev., vol.136, No.5A, A1303 (1964).

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ДВАЖДЫ-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫМ
СЕЧЕНИЯМ РАССЕЯНИЯ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ НЕКОГЕ-
РЕНТНОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

Д.В.Лисичкин, В.А.Парфенов

(Физико-энергетический институт)

Аннотация

В работе обсуждается анализ данных по дважды-дифференциальным сечениям рассеяния медленных нейтронов для некогерентно-рассеивающих поликристаллов.

Abstract

The analysis of slow neutron double-differential scattering cross sections data for incoherent polycrystals is discussed.

Как отмечалось в работе [1], первым и основным этапом оценки дважды-дифференциальных сечений рассеяния медленных нейтронов (д.д.с.) для реакторных замедлителей является сравнение существующих экспериментальных данных по д.д.с. или закону рассеяния $S(\alpha, \beta)$ с расчетами, выполненными в некогерентном гауссовском приближении для различных динамических моделей по оценчиваемому методу (алгоритму).

На указанном этапе оценки преследуются следующие цели:

1) выяснить конкретную область применимости некогерентного гауссовского приближения для расчета д.д.с. рассеяния данного реакторного материала; 2) на основе анализа результатов эксперимента и расчета в области установленной применимости некогерентного гауссовского приближения оценить величину когерентной поправки, а также влияние многократного рассеяния и других эффектов методического происхождения; 3) определить чувствительность д.д.с. или закона рассеяния к выбранной модели и выбрать спектр фононов в наибольшей степени (по сравнению с другими), согласующийся с экспериментальными данными в области удовлетворительной применимости некогерентного гауссовского приближения, и рекомендовать его для дальнейшего экспериментального и теоретического исследования; 4) определить соотношение экспериментальных ошибок в д.д.с. или законе рассеяния с

ошибками, обусловленными различными моделями спектра колебаний. Удовлетворить требование достаточной адекватности сравнения экспериментальных данных с теорией [1] удается далеко не всегда, поскольку, во-первых, из опубликованных работ трудно получить исчерпывающее знание особенностей экспериментального материала и его обработки, а также характеристики установки и, во-вторых, данные по д.д.с. в большинстве случаев публикуются в виде точек закона рассеяния $S(\alpha, \beta)$, которые зачастую получают усреднением и интерполяцией значений, измеренных с разными методическими ошибками. Кроме того, часто шаг по переменным α и β берется недостаточно малым для представления всех деталей "экспериментальных" д.д.с. Последние, таким образом, для оценки динамической модели являются более предпочтительными.

При разработке оцененного алгоритма расчета д.д.с. в некогерентном гауссовском приближении в качестве исходной основы используется модернизированный нами алгоритм "Прассив" [2], достоинствами которого являются: а) использование для вычисления д.д.с. непосредственного интегрирования по времени Фурье - преобразования закона рассеяния с введением под знак интеграла обрезывающего фактора $e^{-(\delta^2 t^2)/2}$, что позволяет автоматически учитывать разрешение спектрометра, делая указанный алгоритм исключительно удобным для проведения сравнения теории с экспериментом, как отмечается в обзоре Глезера [3]; б) возможность модельно учесть произвольный вид химической связи атомов рассеивателя; в) отсутствие ограничений на вид спектра колебаний.

Параметр δ^2 - дисперсия гауссиана - задается нами в виде $\delta^2 = \delta_0^2 + \delta_1 E^2 + \delta_2 E^4$, где E - энергия рассеянного нейтрона, а $\delta_0, \delta_1, \delta_2$, вообще говоря, зависят от начальной энергии нейтрона E_0 и подбираются по экспериментально определенным характеристикам функции разрешения.

Для оценки алгоритма расчета д.д.с. был необходим анализ наиболее точных опубликованных данных по д.д.с. для ванадия [4]. Сравнение наших расчетов с указанными измерениями показывает вполне удовлетворительное согласие, которое можно улучшить при более тщательном учете разрешения

и небольшой коррекции полученного [4] спектра частот ванадия, использованного нами для данных вычислений (рис.1) .

Практика расчетов также показывает хорошую применимость программы "Прассив-П" и гидридам металлов [5,6] , являющихся преимущественно некогерентными рассеивателями.

За неимением места подчеркнем здесь лишь два обстоятельства:

1. Необходимость учета рассеяния на атомах металлов (цирконий, иттрий) в области малых и больших передач импульса. В области больших передач импульса некогерентное приближение хорошо "работает" и для когерентно-рассеивающих атомов металла, и соответствующую поправку здесь ввести нетрудно, тем более, что она существенна лишь в упругом рассеянии .

2. Важность экспериментального уточнения параметров обобщенного спектра частот гидридов, поскольку проведенные в последние годы исследования [6-9] указывают на существование тонкой структуры, детальность которой меняется с концентрацией водорода в гидриде [6], и температурной зависимости спектра частот [7,9] . Однако температурная зависимость, предсказываемая теоретической моделью Слэгги [9] , даже качественно не согласуется с экспериментальными данными, полученными на спектрометре ДИН-1М [7] , поскольку дает слишком резкий сдвиг в сторону низких частот оптической полосы спектра колебаний с ростом температуры, которого экспериментально не наблюдается , и , кроме того , указанная модель не объясняет обнаруженного в измерениях уширения оптической полосы частот, а, наоборот, предсказывает даже ее некоторое сужение. В этой связи мы провели расчеты различных характеристик рассеяния гидрида циркония при разных температурах как в пренебрежении температурной зависимостью спектра частот, так и с ее учетом, используя в обоих вариантах соответствующие модели Слэгги, и получили, что сдвиг частот предсказанного им порядка был бы заметен даже в такой интегральной величине, как полное сечение рассеяния. Расчет же д.д.с. для параметров, реализующихся в экспериментах на спектрометре ДИН-1М, показал, что столь большой эффект не обнаружить было бы невозможно (рис.2.а-2 в). Следовательно, необходим тщательный анализ физических

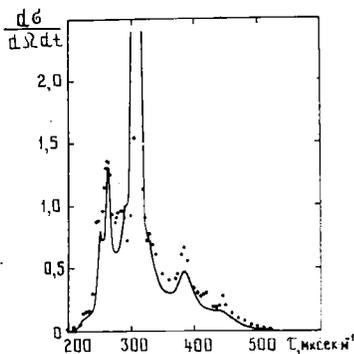


Рис.1. Дважды-дифференциальные сечения рассеяния медленных нейтронов ванадием для $E_0 = 0,055 \text{ эВ}$ и $\theta = 97'48''$.

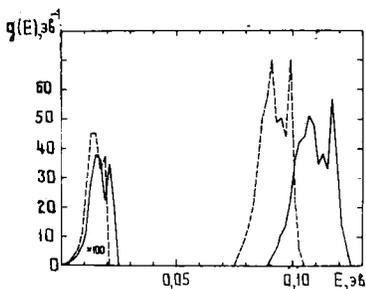


Рис.2а. Температурная зависимость спектра частот гидрида циркония по модели Слэгги. — $T = 300 \text{ К}$ [8], --- $T = 800 \text{ К}$.

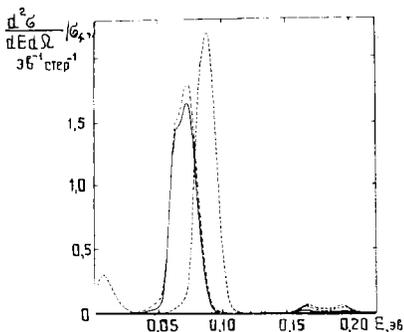


Рис.2б. Температурная зависимость д.д.с. гидрида циркония для $E_0 = 0,18 \text{ эВ}$ и $\theta = 5$, вычисленная по модели Слэгги.

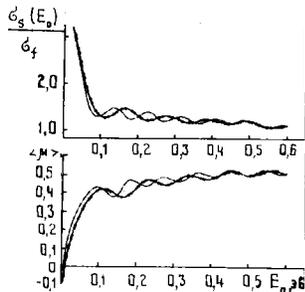


Рис.2в. Температурная зависимость интегральных характеристик рассеяния гидрида циркония, вычисленная по модели Слэгги.

принципов учета ангармонизма колебаний в модели Слэгги [9] и сделанных на ее основе оценок температурной зависимости обобщенного спектра частот атома водорода в решетке гидрида циркония.

Таким образом, можно сделать вывод, что анализ данных на основе некогерентного приближения с использованием алгоритма "Прассив-П" вполне удовлетворителен для использования в реакторно-физических целях. Отметим также, что указанный анализ дает хорошие результаты и в применении к воде [I0] и, что еще более важно, даже для таких когерентных замедлителей, как бериллий [II].

В заключение авторы выражают благодарность В.А.Кузнецову и В.В.Орлову за внимание к работе.

Л и т е р а т у р а

1. Лисицкий В.В., Парфенов В.А. Методика оценки дважды дифференциальных сечений рассеяния медленных нейтронов для реакторных замедлителей. Доклад на III Всесоюзной конференции по нейтронной физике, (1975).
2. Майоров Л.В. и др. Proc. of 3rd UN Int. Conf. RUAE, vol.2, p.379 (1965).
3. Глезер В. Сб. "Спектр медленных нейтронов". М., Атомиздат, стр.5, (1971).
4. Page D.J. Proc. Phys. Soc., vol.91, p.76 (1967).
5. Дифоров В.Г. и др. Inel. Scatt. of Neutrons, Vienna, vol.2, p.317 (1965).
6. Couch J.G. et al. Phys.Rev. B, v.4, No.8, p.2675 (1971).
7. Парфенов В.А. Сб. "Труды Физико-энергетического института, стр. 149 (1974).
8. Slaggle E.L. J.Phys.Chem.Solids, v.29, 923-934, (1968).
9. Slaggle E.L. J.Phys.Rev. B, v.2, No.6, p.2230 (1970).
10. Новиков А.Г. и др. Дважды-дифференциальные сечения рассеяния нейтронов водой при высоких температурах. Доклад на III Всесоюзной конференции по нейтронной физике, 1975.
11. Глазков Ю.Д. и др. Неупругое рассеяние медленных нейтронов бериллием. Доклад на III Всесоюзной конференции по нейтронной физике, 1975.

ВЛИЯНИЕ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ В ДАННЫХ ПО СПЕКТРАМ КОЛЕБАНИЙ
АТОМОВ ЗАМЕДЛИТЕЛЕЙ НА РАСЧЕТ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ И НЕКОТОРЫХ РЕАКТОРНО-ФИЗИЧЕСКИХ
ФУНКЦИОНАЛОВ.

В.И.Монкин, Д.В.Лисичкин, В.А.Парфенов

(Физико-энергетический институт)

Аннотация

В данной работе обсуждается влияние неопределенностей в данных по спектрам колебаний атомов замедлителей на различные характеристики рассеяния медленных нейтронов и реакторно-физические функционалы.

Abstract

The influence of uncertainties in the data on oscillation spectra of moderator atoms on various characteristics of slow neutron scattering and reactor functionals is discussed in the present paper.

Сечения рассеяния медленных нейтронов, используемые при нахождении различных реакторно-физических характеристик, определяются путем расчета, основанного на той или иной теоретической модели атомной динамики замедлителя. Экспериментальные результаты по сечениям рассеяния медленных нейтронов непосредственно при расчетах физических процессов в реакторах не используются, а играют роль критериев при определении степени точности модели и проверке приближений, принятых в данном способе вычисления сечений рассеяния.

В рамках некогерентного гауссовского приближения $\langle I \rangle$ различные характеристики можно вычислить, если известен обобщенный спектр частот колебаний данного сорта атомов замедлителя, который является минимальным по объему массивом, содержащим максимальную информацию о характере рассеяния медленных нейтронов веществом в конденсированном состоянии.

Поскольку данные по спектрам частот, получаемые различными методами, содержат соответствующие ошибки, возникает два важных вопроса: 1) о влиянии этих ошибок на точность расчёта характеристик рассеяния и различных реакторно-физических функционалов и 2) о критериях выбора в пользу той или иной модели спектра частот или уточнения её отдельных параметров. Естественно, оба вопроса являются взаимосвязанными. Кроме того, исследование влияния расхождений в данных по спектрам частот на точность расчёта различных реакторно-физических функционалов позволяет оценить, насколько последние чувствительны к деталям спектра частот и его точности и в каких случаях существен учёт различных эффектов (например, тонкой структуры или температурной зависимости спектра частот).

Источники ошибок в данных по спектрам частот и их влияние на расчёты реакторов, как отмечалось на конференции по ядерным данным в Хельсинки [2], обсуждались в литературе очень мало.

По этим причинам указанные выше вопросы анализируются в настоящем докладе для таких важных замедлителей, как бериллий и гидрид циркония.

Поскольку для бериллия в настоящее время существует сравнительно много моделей спектра частот (пять) [3-7], полученных разными методами, бериллиевый замедлитель представляет собой удобный пример исследования влияния различия моделей.

Наиболее сильное влияние различие спектров частот оказывает на дважды-дифференциальное сечение (д.д.с.) и закон рассеяния. Так имеются заметные расхождения д.д.с., вычисленных с разными спектрами. Однако с точки зрения точности, необходимой для реакторной физики, полученные расхождения, по-видимому, невелики, что подтверждает расчёт таких интегральных характеристик, как полное сечение рассеяния Σ_s , средний косинус угла рассеяния μ , средняя $\langle \epsilon \rangle$ и средняя логарифмическая $\langle \xi \rangle$ потери энергии, проведенный в некогерентном приближении. В среднем расхождения в этих интегральных характеристиках для трех моделей - Сингера [3], Янга-Коппеля [4], Тротта и др. [5] - находятся в пределах 1%.

В расчётах реакторов большое значение имеет величина $\nu \bar{\sigma}$ - среднее число нейтронов деления, родившихся на каждый нейтрон,

замедлившийся ниже границы тепловой области. Представляет интерес, насколько чувствительна эта величина к закону рассеяния. Для выяснения этого была рассчитана бериллиевая решётка с отношением ядер бериллия к ядрам урана - 235, равным 700. При этом использовались газовая модель и кристаллические модели Синклера [3] и Янга-Коппеда [4]. Результаты расчёта показали, что ν_0 изменяется при переходе от газовой модели к кристаллическим примерно на 0,2%, а отличие этой величины, рассчитанной для кристаллических моделей, примерно на порядок меньше.

Таким образом, расхождение расчётных данных, обусловленное использованием разных моделей бериллия, невелико и находится в пределах точности приближений, заложенных в расчёт. Поэтому основные усилия в настоящее время необходимо тратить не на уточнение существующих моделей спектров частот, а на выяснение влияния когерентных эффектов, температурной зависимости и других физических факторов, выходящих за рамки некогерентного гауссовского приближения, и использования динамических моделей, основанных на пренебрежении ангармонизмом колебаний атомов и неидеальностью кристаллической решётки.

В настоящее время в литературе для реакторно-физических расчётов обычно обсуждается так называемая феноменологическая модель спектра частот гидрида циркония с дебаевской акустической и гауссовской оптической частями [8]. Однако по данным различных авторов параметры модели отличаются. В связи с этим исследовалась роль следующих факторов: влияние веса и границы акустических колебаний, положения, ширины и формы оптического пика, а также отличие расчётов с принятой моделью от расчётов с теоретическим спектром Слэгги [9].

Влияние веса на полное сечение неупругого рассеяния и средний косинус угла рассеяния иллюстрирует рис. 1

Для выяснения влияния неопределённостей в параметрах спектра нормальных колебаний атомов гидрида циркония на реакторно-физические функционалы рассчитывалась решётка с гидрид-циркониевым замедлителем с отношением ядер водорода к ядрам урана - 235, равным 50. Для иллюстрации рассмотрим характерный спектр тепловых нейтронов в замедлителе. Влияние неопределён-

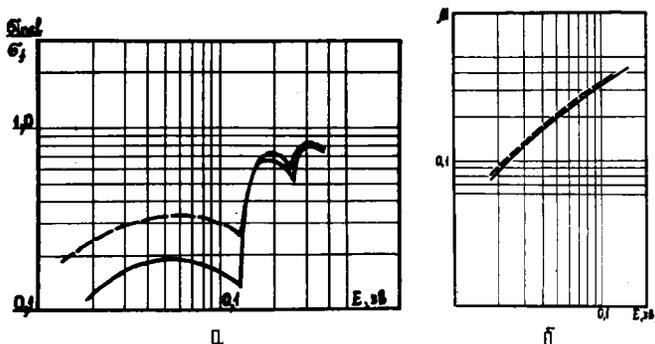


Рис.1. Влияние "веса" акустических колебаний на полное сечение неупругого рассеяния (а) и средний косинус угла рассеяния гидрида циркония (б):

$$----- \rho_{ac} = \frac{1}{180}; \quad \text{—} \rho_{ac} = \frac{1}{360}$$

ностей в положении, ширине и форме оптического пика на этот спектр пренебрежимо мало. Несколько более заметно влияние положения границы акустических колебаний (рис.2). Наиболее сильное влияние оказывает вариация веса акустической части, но, как видно из рис.2, и оно мало.

Оценка влияния акустических колебаний на такие реакторно-физические функционалы, как величина $\nu\theta$, температурный коэффициент для $\nu\theta - \frac{1}{\nu\theta} \frac{d\nu\theta}{dT}$ и отношение интенсивностей активации лутеция-176 и меди, рассматриваемой решетки проводилась для трех весов: 1/360, 1/200 и 1/90. При варьировании веса от 1/360 до 1/200 и от 1/200 до 1/90 $\nu\theta$ изменяется на +0,018% и +0,014% соответственно. А температурный коэффициент для $\nu\theta$ при нагревании замедлителя от комнатной температуры до 400°C при таких же вариациях веса изменяется на $+4 \cdot 10^{-5} \% \cdot \text{град}^{-1}$ и $3 \cdot 10^{-5} \% \cdot \text{град}^{-1}$ соответственно. Как видно, эти важнейшие характеристики изменяются незначительно, что не имеет серьезного значения для задач, связанных с реакторами. Наиболее чувствительной характеристикой оказалось отношение активаций лутеция и меди: при аналогичных вариациях веса оно изменилось на -2,2% и -1,6% соответственно.

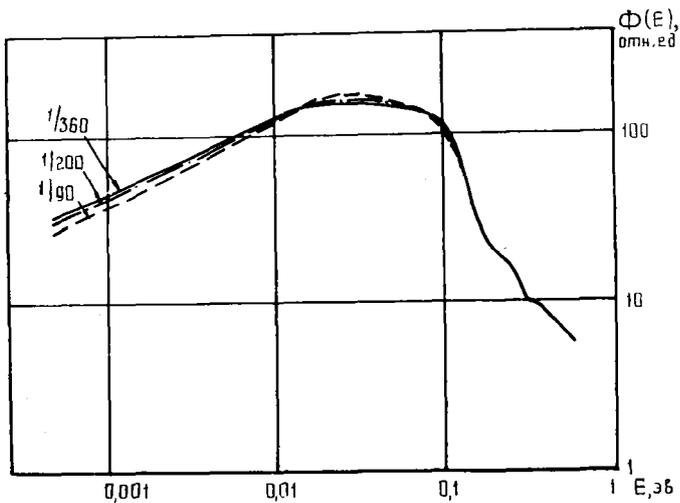
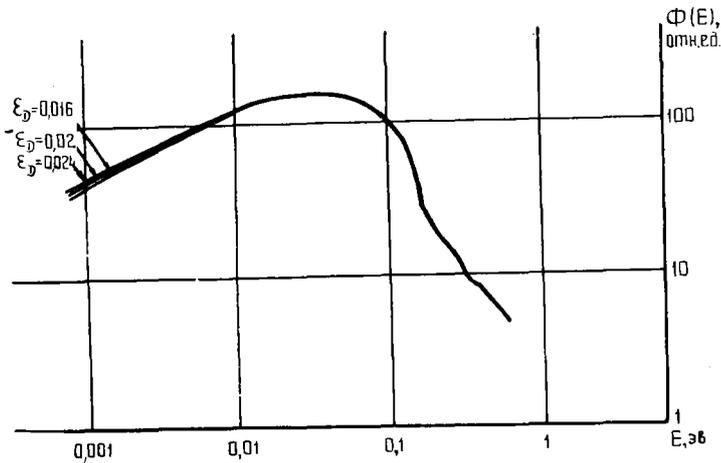


Рис.2. Влияние дебаевской границы и "веса" акустических колебаний на спектр нейтронов в гидрид-циркониевом замедлителе

Феноменологическая модель распределения частот колебаний атомов гидрида циркония дает результаты расчета спектра нейтронов, несколько отличные от модели Слэгии [9]. При этом величина $\nu\beta$ меняется на 0,016%, что также незначительно.

Проведенный анализ позволяет сделать следующий вывод: влияние существующих расхождений в данных по спектрам частот рассмотренных замедлителей и неточностей его определения относительно слабо сказывается в большинстве практически важных случаев реакторной физики. В связи с этим можно сказать, что точности современных методик и установок (например, типа ДИН-1М [10]) вполне достаточно для определения особенностей динамических моделей замедлителей с целью использования их в расчетах реакторов.

Л и т е р а т у р а

1. Турчин В.Ф. Медленные нейтроны. М., Атомиздат (1969).
2. Сборник "Ядерные данные для реакторов", вып.4, часть I. М., Атомиздат. (1972).
3. Sinclair, R.N. In: Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids. Vol.2. Vienna, IAEA (1963).
4. Young J.A., Koppel, J.U. Nucl. Sci. and Eng., 19, 412 (1964).
5. Trott, A.J., Heald, P.J. Phys. status solidi (b), 46, N1 (1971).
6. Raubenheimer L.J., Gilat G. Phys. Rev., 157, 586 (1967).
7. Thapar C.L., Rao K.R., Roy A.P. In: Proc. Nucl. Phys. and Solid State Phys. Symp., Bombay, vol. 14c, S1, p. 289-292 (1972).
8. Бейстер Дж., Нейл Дж. Спектры медленных нейтронов, М., Атомиздат, стр. 187 (1971).
9. Slaggie E.L. J. Phys. Chem. Solids, v. 29, 923, 924 (1968).
10. Парфенов В.А. Труды ФЭИ. М., Атомиздат (1974).

ПРЯМЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ
МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

В.А.Парфенов, В.И.Моисеев

(Физико-энергетический институт)

Аннотация

В докладе обсуждается проблема многократного рассеяния (МКР) нейтронов применительно к задачам измерений дважды-дифференциальных сечений медленных нейтронов. Кратко излагается постановка модельного эксперимента по прямому измерению МКР на гидриде циркония $ZrH_{1.84}$ приводятся и анализируются первые экспериментальные результаты измерений МКР в области упругого и неупругого рассеяния.

Abstract

The problem of neutrons multiple scattering is discussed in the application to the double-differential cross sections measurements. The model experiment of the direct determination of the multiple scattering is described for $ZrH_{1.84}$. The first results are analyzed in the region of elastic and inelastic scattering.

Проблема многократного рассеяния имеет существенное значение для широкого круга задач, решаемых методами нейтронной физики. В данном докладе мы рассмотрим проблему многократного рассеяния применительно к задачам измерения дважды-дифференциальных сечений рассеяния медленных нейтронов на связанном атоме и исследованиям конденсированных сред методами нейтронной физики.

В указанных задачах учет многократного рассеяния (МКР) имеет существенное значение как для получения сечения однократного рассеяния (ОКР), так и для определения параметров особенностей в спектре рассеянных нейтронов. В этой связи напомним, что экспериментальное исследование тонких особенностей в спектре неупругого рассеяния нейтронов - ширины пиков, температурной зависимости их положения, концентрационных зависимостей, особенностей и т.п. - позволяет получать ценную информацию не только о спектре элементарных возбуждений, но также об их релаксационных характеристиках, о неоднородностях

реальных кристаллов, о механизме диффузии и о других характеристиках динамики атомов и спинов реальных кристаллов. Исследование таких характеристик осложняется в эксперименте тем, что соответствующее им сечение однократного рассеяния мало и, следовательно, вклад МКР может быть существенным.

Учет МКР развитыми к настоящему времени методами [1-6] не является корректным потому, что для решения соответствующего интегрального уравнения и расчета поправки на МКР необходимо знать сечение однократного рассеяния, которое не может быть измерено без примеси МКР. В то же время в тех же областях передач энергии и импульса, где заметно МКР существенны и другие эффекты: когерентные, многофононные и эффекты рассеяния на неоднородностях кристалла. В этой связи расчет поправки на МКР становится и некорректным и неоднозначным. Покажем это на следующем примере.

Как известно [7], в области малых передач импульса имеются значительные (до порядка) расхождения экспериментально измеренного закона рассеяния с расчетом в некогерентном гауссовом приближении [8]. Обычно принято считать, что это расхождение объясняется значительными в области малых передач импульса когерентными эффектами, которые не учитывают некогерентное приближение. Однако в области малых передач импульса в некогерентном приближении сечение неупругого рассеяния стремится к нулю как квадрат передачи импульса. Следовательно, в той же области передач импульса для некогерентного рассеяния поправка на МКР может быть сколь угодно большой и того же знака, что и когерентная поправка. В то же время при рассмотрении расхождения эксперимента и расчета в области неупругого рассеяния при малых передачах импульса в форме дважды-дифференциальных сечений рассеяния, принято описывать эти же расхождения полностью МКР. Аналогичная ситуация имеет место в области больших передач импульса, где сечение однократного упругого сечения рассеяния стремится к нулю, следуя фактору Дебая-Валлера [8], и, следовательно, поправка на МКР может быть сколь угодно большой. В то же время в той же области передач импульса могут быть существенными эффекты одно- и многофононного рассеяния и эффекты рассеяния нейтронов на приме-

Сях. Таким образом, задача естественно приводит к необходимости разделения рассмотренных выше эффектов и, в частности, к прямым измерениям МКР.

Ниже в докладе приведены первые результаты прямых измерений МКР для рассеяния медленных нейтронов на связанном атоме (автограм не известны другие работы по прямому измерению МКР).

Методика эксперимента

Экспериментальные результаты получены на спектрометре ДИН-1М. Модернизация спектрометра ДИН-1 [9] позволила существенно увеличить его светосилу и скорость счета и приступить к прямым измерениям МКР. Другие характеристики спектрометра ДИН-1М близки к характеристикам спектрометра ДИН-1.

На рис. 1 показан поперечный разрез образца.

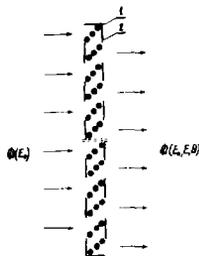


Рис. 1. Поперечный разрез образца вертикальной плоскостью (детекторы расположены в горизонтальной плоскости):
1 - кварцевые трубки, заполненные порошком гидрида циркония $ZrH_{1,84}$;
2 - кадмиевые шторки

Образец представляет собой набор герметичных тонкостенных кварцевых трубок с внутренним диаметром 1,0 мм и длиной 180 мм, наполненных порошком гидрида циркония $ZrH_{1,84}$. Трубки в количестве 72 штук собирались в кассету. Площадь кассеты $180 \times 140 \text{ мм}^2$. Образец располагался под углом 45° к первичному пучку.

Измерения проводились для двух начальных энергий нейтронов: $E_0 = 0,211 \text{ эв}$ и $E_0 = 0,0223 \text{ эв}$.

Результаты измерений

Экспериментальные результаты представлены на рис. 2 и 3 для $E_0 = 0,211 \text{ эв}$ и $E_0 = 0,0223 \text{ эв}$ соответственно.

Представленные на рисунках результаты убедительно указывают на возможность прямых измерений МКР во всех областях упруго и неупруго рассеянных нейтронов. Следует отметить, что на рис. 3 спектр ОКР+МКР отнормирован в области акустики на спектр МКР. Для получения действительного экспериментального спектра МКР+ОКР необходимо значения умножить на 10,5.

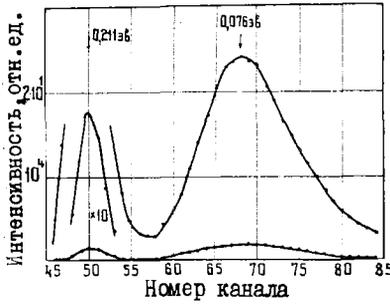


Рис.2. Экспериментальные спектры рассеянных нейтронов во временной шкале; $E_0 = 0,211$ эв,

$\theta = 36^\circ$;
 ○ - спектр ОКР+МКР,
 $t_{изм} = 8,25$ час;
 ● - спектр МКР,
 $t_{изм} = 31$ час

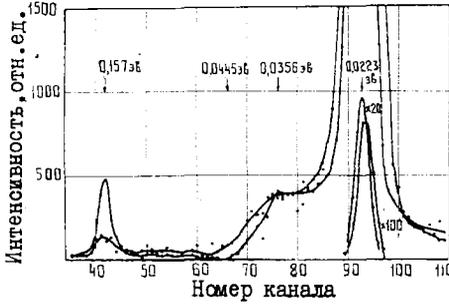


Рис.3. Экспериментальные спектры рассеянных нейтронов во временной шкале; $E_0 = 0,0223$ эв, $\theta = 37,9^\circ$;

○ - спектр ОКР+МКР,
 $t_{изм} = 58,7$ час;
 ● - спектр МКР,
 $t_{изм} = 30$ час

Переходя к анализу полученных результатов, следует заметить, что прямые измерения МКР, адекватные измерениям ОКР, в принципе невозможны (по-видимому, это единственная трудность при прямых измерениях МКР). В этой связи приводимые ниже значения МКР могут рассматриваться лишь качественно.

В таблице приведены значения МКР (площади под пиками) для нескольких углов рассеяния.

θ , град	$E_0 = 0,211$ эв					
	Упругое рассеяние			неупругое рассеяние		
	МКР	ОКР+МКР	$\frac{МКР}{МКР+ОКР}$	МКР	МКР+ОКР	$\frac{МКР}{МКР+ОКР}$
13	8 053	670 731	0,0032	20 632	171 352	0,0319
26,2	7 215	566 839	0,0035	21 027	207 982	0,0266
36,4	7 422	477 059	0,0041	21 537	243 632	0,0231
39,5	7 335	451 089	0,0043	21 987	258 148	0,0226

Очевидно, что приведенные в таблице значения МКР должны быть увеличены в два раза, т.е. отношение числа трубок при измерениях ОКР+МКР к числу таковых при измерениях МКР. Однако, как было отмечено выше, для достижения адекватных условий при измерениях ОКР и МКР необходимо получить поправку на величину МКР или расчетно, или полуэмпирически. Эта поправка в данном эксперименте увеличит МКР, по-видимому, примерно в два раза за счет МКР на соседних трубках в ряду, находящемся в прямом пучке. Такая поправка, по-видимому, может быть получена с точностью лучше 5% расчетно даже без совершенствования метода измерений. Эта оценка следует из величины пропускания образца ($T=95\%$) и значений МКР, приведенных в таблице. Необходимо отметить, что значения $\frac{\text{МКР}}{\text{МКР}+\text{ОКР}}$ получены путем приведения результатов ОКР+МКР к времени измерения МКР.

Подобные же результаты получены для начальной энергии $E_0=0,0223$ эв. Заметим только, что отношение МКР к ОКР+МКР достигает значения 1 в области передач энергии дебаевской границы или выше.

Другой задачей, которую можно решить в прямых измерениях МКР, является задача исследования влияния МКР на особенности в спектре ОКР. С этой целью из экспериментальных данных получены значения полуширины упругого пика, полуширины оптического пика и положения дебаевской границы в МКР. В диапазоне углов рассеяния $13^\circ \leq \theta \leq 40^\circ$ эти значения оказались следующими:

- 1) $\frac{\Gamma_{\text{МКР}}^{\text{упр}}}{\Gamma_{\text{упр}}^{\text{ОКР}}}$ составляет 1,31 для $=0,211$ эв;
- 2) $\frac{\Gamma_{\text{опт}}^{\text{МКР}}}{\Gamma_{\text{опт}}^{\text{ОКР}}}$ составляет 1,18 для $=0,211$ эв;
- 3) $\frac{\Gamma_{\text{упр}}^{\text{МКР}}}{\Gamma_{\text{упр}}^{\text{ОКР}}}$ составляет 1,03 для $=0,0223$ эв;

4) дебаевская граница в МКР выше таковой в ОКР для $E_0=0,223$ эв. Величина МКР в области выше дебаевской границы в ОКР достигает значения порядка "хвостов" ОКР. Такая величина даже для тонкого ($\rho b \leq 0,1$) образца может существенно исказить эффекты ангармонизма и многофононные процессы в энергетической щели спектра фононов.

Выводы

I. Экспериментально доказана возможность измерений МКР для современных спектрометров при удовлетворительных ($\rho b \sim 0,1$) толщинах

образца. Для гидрида циркония проведены прямые измерения и получена оценка величины МКР во всех областях упругого и неупругого рассеяния нейтронов.

2. Обнаружено значительное изменение параметров особенностей ОКР в спектре МКР, что может привести к существенным искажениям параметров ОКР при определенных условиях эксперимента (например, толстый образец) и в некоторых областях передач импульса (малые передачи) и энергии (в области щели или границы фоновго спектра).

3. Прямые измерения МКР при дальнейшей разработке этого метода позволяют корректно и однозначно получить поправку на МКР в присутствии других эффектов: когерентных, многофонных и др.

Л и т е р а т у р а

1. G.Vineyard. Phys. Rev., 1954, vol.96, p.93.
2. J.A.Blech, B.L.Averbach. Phys.Rev., 1965, vol.137, p.A-1113.
3. S.J.Cooking, C.R.Heard. AERE-R, 5016, Harwell, 1965.
4. G.D.Wignall. AERE-M, 1911, Harwell, 1967.
5. E.L.Slaggie. Neutron Thermalization and Reactor Spectra. IAEA, Vienna, 1968, vol.1.
6. А.З.Меньшиков и С.Г.Богданов.Кристаллография, 13, 2, 252 (1970).
7. Neutron Thermalization and Reactor Spectra (NTRS). Труды симпозиума в Анн-Арборе, Vienna, 1968.
8. И.И.Гуревич, А.В.Тарасов. Физика нейтронов низких энергий. "Наука" (1965).
9. В.Г.Лифорови и др. Препринт ФЭИ-129 (1968).

Секция 2. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА НЕЙТРОНА

Председатель И.М.Франк

ОПТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ ДЛЯ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ
НЕЙТРОНОВ

А.В.Степанов

(Институт ядерных исследований АН СССР)

Аннотация

Методом теории многократного рассеяния получено выражение для оптического потенциала, описывающего взаимодействие ультрахолодных нейтронов (УХН) с веществом. Рассмотрено влияние неоднородности рассеивающей среды на затухание и закон дисперсии нейтронной когерентной волны в веществе.

Abstract

The expression for ultracold neutrons optical potential is given by the method of the multiple scattering theory. The effect of inhomogeneity of scattering media on decay and dispersion law of neutron coherent wave is considered.

Для описания взаимодействия УХН с веществом используют потенциал

$$V_0 = V_{R0} + i V_{I0} = \frac{2\pi h^2}{m} \langle \rho \rangle b. \quad (1)$$

Здесь b - длина когерентного рассеяния нейтронов на бесконечно тяжелом ядре, m - масса нейтрона, $\langle \rho \rangle$ - среднее число ядер в 1 см^3 рассеивающего вещества. Величину $\mathcal{I}mb$ определяют с помощью оптической теоремы

$$\mathcal{I}mb = -\frac{\vec{k}}{4\pi} [\sigma_c + \sigma_{in}], \quad (2)$$

где \vec{k} - волновой вектор нейтрона, σ_c, σ_{in} - соответственно поперечное сечение поглощения и неупругого рассеяния, в результате которого нейтрон покидает рассматриваемый интервал энергии. Сумму $\sigma_c + \sigma_{in}$ будем называть поперечным сечением выведения или увода УХН (по аналогии с термином, принятым в физике реакторов).

Однако применения (2) в данном случае нуждается в обосновании. Если поглощение УХН в конденсированном веществе происходит так же, как и в случае изолированного ядра, то в неупругом рассеянии проявляются и влияние химической связи отдельного ядра и интерференция волн, рассеянных разными ядрами системы. $\mathcal{I}mb$ отнесена к одному ядру.

Оптический потенциал оказывается нелокальным [2], т.е. входит в уравнение Шредингера для когерентной нейтронной волны как ядро некоторого интегрального слагаемого. Точное выражение для оптического потенциала должно зависеть не только от средней плотности рассеивающих ядер $\langle \rho \rangle$, но и учитывать неоднородность среды. Действительно, если мы усредним уравнение для волновой функции $\Psi(\vec{r}, \{\vec{R}_j\})$

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\vec{r}, \{R_j\}) \right] \Psi(\vec{r}, \{\vec{R}_j\}) = E \Psi(\vec{r}, \{\vec{R}_j\}) \quad (3)$$

по распределению $\{\vec{R}_j\}$ - координат рассеивающих ядер, то получим уравнение для когерентной волны $\langle \psi \rangle$, содержащее интегральное слагаемое [3]

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\vec{r}) \right] \langle \psi(\vec{r}) \rangle + \int M(\vec{r}/\vec{r}') \langle \psi(\vec{r}') \rangle d\vec{r}' = E \langle \psi(\vec{r}) \rangle. \quad (4)$$

Здесь E — энергия нейтрона. Ядро этого слагаемого $M(\vec{z}/\vec{z}')$ определяется флуктуациями параметра $b\rho$ в среде. В первом неисчезающем приближении теории возмущений относительно $\Delta b\rho = b\rho - \langle b\rho \rangle$ он имеет вид

$$M(\vec{z}/\vec{z}') \approx M_1(\vec{z}/\vec{z}') = \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m}\right)^2 K(\vec{z}/\vec{z}') G_0(\vec{z}/\vec{z}'); \quad (5)$$

$$K(\vec{z}/\vec{z}') = [b\rho(\vec{z}) - \langle b\rho \rangle][b\rho(\vec{z}') - \langle b\rho \rangle] - \quad (6)$$

корреляционная функция величины $\Delta b\rho$; $G_0(\vec{z}/\vec{z}')$ — функция Грина уравнения Шредингера с усредненным потенциалом $\langle V \rangle = V_{R0}$. Величина $M_1(\vec{z}/\vec{z}')$ может быть выражена через $\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \rangle$ — среднее поперечное сечение рассеяния на объеме V неоднородной среды (борновское приближение)

$$M_1(\vec{z}/\vec{z}') = \frac{2\pi\hbar^2}{m} G_0(\vec{z}/\vec{z}') \frac{1}{V} \int \frac{d\vec{q}}{(2\pi)^3} \langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \rangle e^{-i\vec{q}(\vec{z}-\vec{z}')}, \quad (7)$$

$\hbar\vec{q}$ — изменение импульса при рассеянии.

В данной работе рассчитываются перечисленные выше поправки к выражению I. Исходным пунктом расчета служит выражение для оптического потенциала в теории многократного рассеяния на системе N рассеивающих центров в состоянии $|i\rangle$ [2]

$$\langle \vec{z} | \chi_0 | \vec{z}' \rangle = \sum_{\alpha=1}^N \langle \vec{z} | t_\alpha | \vec{z}' \rangle + \sum_{\alpha \neq \beta=1}^N \langle \vec{z} | t_\alpha \frac{1-\Lambda_i}{d} t_\beta | \vec{z}' \rangle + \dots \quad (8)$$

Здесь t_α — t -оператор рассеяния α -м ядром

$$t_\alpha = V_\alpha + V_\alpha \frac{1-\Lambda_i}{d} t_\alpha. \quad (9)$$

$1/d$ — функция Грина уравнения Шредингера при выключенном взаимодействии между нейтроном и рассеивателем. $1-\Lambda_i$ — проекционный оператор, устраняющий из полного набора промежуточных состояний исходное состояние $|i\rangle$. V_α — потенциальная энергия взаимодействия нейтрона с α -м ядром. В приближении псевдопотенциала Ферми

$$\langle \vec{z} | V_\alpha | \vec{z}' \rangle = \frac{2\pi\hbar^2}{m} b_\alpha \delta(\vec{z}-\vec{z}') \delta(\vec{z}-\vec{R}_\alpha). \quad (10)$$

Стандартная процедура [4] позволяет с помощью (8)–(10) найти $\text{Im} \chi_0$ с учетом интерференционного рассеяния. Расчет был проведен для модели гармонического кристалла. В однофононном при-

ближении, пренебрегая нелокальностью оптического потенциала, можно показать, что $\text{Im} \chi_{\text{св}}$ связана с поперечным сечением выведения УХН соотношением (2). Учет интерференции нейтральных волн, рассеянных различными ядрами, как показано в работе [5], приводит к поправке к ϵ_{in}^{ic} - поперечному сечению неупругого рассеяния в некогерентном приближении $\sim (0,1-0,2) \epsilon_{in}^{ic}$. В некогерентном приближении учет нелокальности потенциала приводит к поправкам порядка $k^2/2mk_n T \lambda_n^2$, где λ_n - длина волны нейтрона при $E > U_{\text{св}}$ и глубина проникновения УХН при $E < U_{\text{св}}$. T - температура рассеивающего вещества ($T < \frac{h\Omega_{\text{max}}}{k_B}$, Ω_{max} - граничная частота спектра колебаний кристалла). Нелокальность вклада интерференционного рассеяния определяется длиной свободного пробега фонона.

Оценка поправки к действительной части оптического потенциала приводит к результату: $|\Delta U|/|U_{\text{св}}| \sim \frac{\rho}{\rho_0} < \rho >^{-2/3} \cdot 10^{-3} \cdot 10^{-4}$. Обмен фононом может привести к слабому притяжению между нейтронами: при $E > U_{\text{св}}$ $\frac{|\Delta U_{\text{пр}}|}{E} \sim \frac{m}{M_n} \left(\frac{U_{\text{св}}}{h\Omega_{\text{max}}} \right)^2$. Радиус взаимодействия в принципе определяется пространственной нелокальностью потенциала.

Некоторые выводы из рассмотрения прохождения УХН через неоднородные среды с помощью соотношений (4)-(7) приведены в работе [6]. Отметим, в частности, что флуктуации величины $\epsilon_{\text{св}}$ могут привести к отклонению хода поперечного сечения рассеяния с энергией от закона "I/U" [7] и изменению закона дисперсии нейтральных волн в веществе.

В реальных кристаллах нейтронное поле возмущено вследствие рассеяния на дефектах решетки. В частности, слабый ангармонизм колебаний кристалла приводит к затуханию звуковой волны и конечному свободному пробегу фонона. Этот эффект вносит только малую поправку к поперечному сечению увода УХН, вычисленному для идеального кристалла. Присутствующие в решетке дислокации могут несколько изменить спектр частот колебаний кристалла. Полагая, что колебания дислокаций можно описать, включая в спектр частот кристалла пик при $h\omega = h\omega_0 = 10^{-6} - 10^{-4} \text{ эВ}$ [8] имеем при плотности дислокаций $\rho_D = 10^{10} \text{ см}^{-2}$

$$\Delta \epsilon_{\text{св}} / \epsilon_{in}^{ic} \approx \frac{1}{3} \rho_D < \rho >^{-2/3} \frac{1}{\Gamma(7/2)} \sqrt{\frac{k_B T}{h\omega_0}} \left(\frac{\theta_D}{T} \right)^3 \leq 10^{-3}$$

$$T = 300^\circ \text{K}, \theta_D = 1000^\circ \text{K}, \theta_D \gg T \gg h\omega_0/k_B \gg E/k_B.$$

Для исследования флуктуации нейтронного поля в неоднородной среде при $l \ll \lambda_n$ (l - длина корреляции флуктуаций $\delta\rho$) можно воспользоваться уравнением, которому удовлетворяет $\langle \psi^*(\vec{r})\psi(\vec{r}') \rangle$ - корреляционная функция нейтронного поля [3]

$$\langle \psi^*(\vec{r})\psi(\vec{r}') \rangle = \langle \psi^*(\vec{r}) \rangle \langle \psi(\vec{r}') \rangle + \int d\vec{r}'' d\vec{r}''' \langle G^*(\vec{r}/\vec{r}') \rangle \langle G(\vec{r}''/\vec{r}''') \rangle \times \\ \times K(\vec{r}''/\vec{r}''') \langle \psi^*(\vec{r}'')\psi(\vec{r}''') \rangle. \quad (II)$$

В заключение отметим, что известное выражение для скорости затухания нейтронной плотности в ловушке за счет неупругого рассеяния в стенках [1] $W = \frac{v_n}{v_n'} N + \lambda$ можно получить в приближении псевдопотенциала (10) с помощью теории затухания квантового состояния [9], не прибегая к предположению о квазиклассическом характере движения нейтрона в ловушке.

Автор выражает признательность М.В.Казарновскому за стимулирование дискуссии.

Л и т е р а т у р а

1. Ф.Л.Шапиро. Сообщения ОИЯИ РЗ-7135, Дубна, 1973.
2. М.Гольдбергер, К.Ватсон. Теория столкновений. М., "Мир", 1967.
3. В.И.Татарский. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М., "Наука", 1967.
А.В.Степанов. - В кн.: Pulsed Neutron Research. Vol.1. Vienna, IAEA, 1965, p.355.
4. В.Ф.Турчин. Медленные нейтроны. М., Атомиздат, 1963;
И.И.Гуревич, Л.В.Тарасов. Физика нейтронов низких энергий. М., "Наука", 1965.
5. G.Plaszek, L. Van Hove. Nuovo Cimento II I, 233, 1955.
6. А.В.Степанов. Краткие сообщения по физике, № 8, с. 34, 1974.
7. А.Steyerl. ОИЯИ Д-7991, Дубна, 1974, с.42. (Вторая международная школа по нейтронной физике, Алжир, 1974).
8. Ж.Фридель. Дислокации. М., "Мир", 1967.
9. В.Гайтлер. Квантовая теория излучения. М., Изд-во иностр. лит., 1956.

ПОИСК ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА НЕЙТРОНА
С ПОМОЩЬЮ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

А.И.Егоров, В.Ф.Ежов, С.Н.Иванов, В.А.Князьков, Б.М.Лобашев,
В.А.Назаренко, Г.Д.Порсев, А.П.Серебров, Р.Р.Тальдаев

Аннотация

В докладе обсуждаются проблемы магнитно-резонансного метода измерения электрического дипольного момента (ЭДМ) при использовании ультрахолодных нейтронов. Приводится предварительное значение величины ЭДМ.

Abstract

The problems of the magnetic - resonance method of electric dipole moment measurements when using ultra-cold neutrons are discussed in the paper. A tentative value of the electric dipole moment magnitude is presented.

Проблема измерения электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона как средства проверки CP-инвариантности сильных, слабых или электромагнитных взаимодействий неоднократно обсуждалась и хорошо известна. Наиболее перспективным методом для измерения ЭДМ считается магнитно-резонансный метод с использованием ультрахолодных нейтронов (УХН). Преимущество УХН, как было впервые отмечено Ф.Л.Шапиро, заключается в возможности длительного (порядка десятков секунд) удержания нейтронов в установке и, таким образом, сужения резонансной кривой до уровня $0,1-0,01$ Гц.

Это позволяет замечать значительно меньшее смещение резонанса при наложении электрического поля. К тому же ряд эффектов, имитирующих ЭДМ, в такой постановке эксперимента становятся несущественными в отличие от обычного метода, использующего пучок тепловых или холодных нейтронов, проходящих через установку.

С момента первого предложения использовать УХН в экспериментах по измерению ЭДМ нейтрона прошло уже 7 лет, однако только в последнее время удалось продвинуться в этом направлении до получения первых данных относительно величины ЭДМ, которые являются пока еще предварительными.

В настоящем докладе излагается ряд экспериментальных проблем,

возникающих в магнитно-резонансном методе измерения ЭДМ при применении УХН, а также описание установки для измерения ЭДМ, созданной в ЛИЯФ им.Б.П.Константинова АН СССР, и результаты первых измерений.

Главные вопросы, которые пришлось решать при создании установки:

1. Создание эффективных нейтроноводов для вывода УХН из реактора.
2. Получение поляризованных УХН.
3. Создание высокостабильного и высокооднородного слабого магнитного поля в объеме полости, удерживающей нейтроны.
4. Создание высокой напряженности электрического поля в этой полости.
5. Проблемы повышения эффективности регистрации УХН.
6. Необходимость модификации известного метода Рамзея отдельных осциллирующих полей для ультрахолодных нейтронов, позволяющей исключить влияние разброса продольной скорости нейтронов, движущихся по нейтроноводу, и отсутствие корреляции времени нахождения нейтронов в каждом из осциллирующих полей.

Для решения этой последней проблемы был предложен и осуществлен метод последовательного адиабатического поворота спина нейтрона на 90° на входе и на 90° на выходе спектрометра в неоднородном поле. Поскольку первые четыре из указанных выше вопросов достаточно полно отражены в наших предыдущих публикациях [1, 2], здесь мы лишь кратко напомним основные идеи, особенности и параметры установки ЛИЯФ.

Известно несколько вариантов постановки эксперимента [3-5]. Нами был выбран так называемый проточный вариант, суть которого заключается в следующем. Поляризованные ультрахолодные нейтроны

через входное окно влетает в камеру и, многократно отражаясь от стенок, находится в ней до тех пор, пока не попадут в одно из двух окон - входное или выходное. Время пребывания нейтронов в камере, таким образом, зависит от площади окон и площади внутренней поверхности камеры. В наших первых экспериментах использовалась шестигранная камера с диагональю 48 см, высотой 6 см и суммарной площадью окон $\sim 50 \text{ см}^2$. Время "хранения" УХН при этом составляет $\sim 1,5-2$ сек в хорошем согласии с расчетом.

В дальнейшем испытывались камеры других размеров, и к настоящему времени среднее время пребывания нейтронов в камере доведено до ~ 5 сек.

Применение магнитно-резонансного метода накладывает довольно высокие требования на однородность и стабильность постоянного магнитного поля в области камеры, где "хранятся" нейтроны.

Как показал расчет, максимально допустимые отклонения поля на краях камеры ΔH_0 от H_0 - поля в центре - должно быть меньше 10γ ($1\gamma = 10^{-5}$ Э). При этом еще не будет происходить заметного уширения резонансной кривой. Высокооднородное магнитное поле, удовлетворяющее этому требованию, было получено с помощью колец Гельмгольца, оптимальным образом расположенных внутри магнитного экрана, окружающего спектрометр. Величина поля H_0 составляла 0,1 Э.

Оценка допустимой величины нестабильности поля показала, что она должна удовлетворять условию $\frac{\Delta H_0}{H_0} \leq 3 \cdot 10^{-6}$.

Для выполнения этого требования питание колец Гельмгольца стабилизировалось до уровня $3 \cdot 10^{-6}$, а для уменьшения влияния внешних магнитных полей (их колебания не должны изменять поля в камере на величину, большую чем $3 \cdot 10^{-2}\gamma$) использовались трехслойный магнитный экран с применением shaking-эффекта и система стабилизации внешнего

магнитного поля (см. /2/). Полученный динамический коэффициент экранирования оказался равным $1,2 \cdot 10^4$, что обеспечивает выполнение сформулированного выше условия на стабильность поля.

Экспериментально измеряемым эффектом в опыте по поиску ЭДМ нейтрона является изменение скорости счета нейтронов на детекторе при перемене полярности электрического поля, прикладываемого к камере, где "хранятся" нейтроны. При этом достигаемая чувствительность зависит от напряженности поля. Это ставит ряд задач, связанных с конструкцией камеры и ее материалом, коммутацией поля и его ввода в камеру. Наша камера представляла собой цилиндр с плоскими крышками, служащими электродами. Крышки были изготовлены из полированного бериллия. Материалом боковых стенок служил кварц, покрытый тонким слоем окиси бериллия (граничная энергия отражения нейтронов BeO в 2,3 раза выше, чем у кварца), поверхность которого предварительно была заглажена. После покрытия камера отжигалась при температуре 1000°C . Для уменьшения вероятности пробоя между электродом и изолятором боковая стенка камеры заглублялась в электроды, а для улучшения контакта между ними использовались свинцовые прокладки. К настоящему времени достигнутая напряженность электрического поля составила $25 - 30 \text{ кВ/см}$ при расстоянии между электродами 6 см.

Для переключения полярности напряжения был разработан масляный высоковольтный переключатель на 300 кВ. Коммутация высокого напряжения полностью автоматизирована.

Для проверки качества нанесения окиси бериллия на поверхность кварцевой камеры были проделаны измерения интенсивности нейтронов на выходе установки из трех камер: чистый кварц, кварц, на который нанесена окись бериллия, и медная камера. Измерения показали, что второй и третий варианты камеры дают одинаковую интенсивность

нейтронов, в то время как чисто кварцевая камера пропускает в 2 раза меньше нейтронов. Отсюда можно сделать вывод: качество нанесения BeO на кварц таково, что граничная энергия отражения нейтронов поверхностным слоем BeO не меньше, чем $E_{гр}(Cu)$.

В эксперименте по измерению ЭДМ нейтрона важно использовать поляризованный пучок нейтронов с высокой степенью поляризации, поскольку степень поляризации входит квадратично в окончательный результат. Для поляризации УХН можно воспользоваться тем фактом, что граничная энергия отражения нейтронов от намагниченного вещества зависит от ориентации спина нейтрона по отношению к направлению магнитной индукции в веществе следующим образом:

$$E_{гр} = \frac{2\pi\hbar^2}{m} N v_{ког} \pm \mu B,$$

где N - число ядер в единице объема; $v_{ког}$ - когерентная длина рассеяния; m - масса нейтрона; μ - магнитный момент нейтрона; B - магнитная индукция вещества. Поэтому на поверхности хорошо намагниченного ферромагнетика будет происходить расщепление нейтронного пучка по поляризации, причем в отраженном пучке преимущественное направление магнитного момента нейтрона будет противоположно магнитному полю, а в проходящем - параллельно магнитному полю. Чтобы степень расщепления по поляризации была наивысшей, необходимо выполнить следующее условие:

$$\frac{2\pi\hbar^2}{m} N v_{ког} - \mu B = 0.$$

Наиболее простой вариант для выполнения этого равенства - подгонять $v_{ког}$ к нужной величине, смешивая изотопы железа в соответствующей пропорции. Другой вариант состоит в выборе подходящего ферромагнитного сплава, каковым является, например, пермаллой (50% Fe + 50% Co). Однако предпочтительным является первый вари-

ант, в основном, ввиду большого сечения захвата нейтронов кобальтом ($\sigma_{Co} = 21$ барн).

Поскольку как проходящий пучок, так и отраженный оказываются поляризованными, возможны два технических способа создания поляризаторов - соответственно на прохождение и отражение. Нами опробованы оба способа и получены приблизительно одинаковые результаты: степень поляризации 70-75%. Поляризаторы на прохождение списаны в работе [1].

Метод поляризации на отражение был осуществлен с помощью двух отрезков нейтронных волноводов, стыкованных под углом 15° . Отрезки собраны из стеклянных пластин, на которые напылен титан-гадолиниевый подслои (для поглощения обратной компоненты поляризации, отраженной от стекла) и затем пермендюр. Подробнее о поляризаторах с титан-гадолиниевым подслоем будет рассказано в докладе Г.М. Дробкина. Поляризация, полученная с помощью такого устройства, оказалась равной 70%. Следует отметить, что поляризаторы на отражение имеют некое преимущество в эксперименте, поскольку обратная компонента выводится из прибора, тогда как в варианте на отражение в приборе возникают возвратные движения нейтронов, которые могут ухудшать резонансную кривую.

Изложенные выше вопросы имеют первостепенное значение для создания установки по поиску ЭДМ нейтрона, поскольку определяют достижимую в эксперименте точность.

На рис. 1 приведена схема используемого нами экспериментального оборудования.

Ультрахолодные нейтроны из конвертора, в качестве которого применена пластина из прессованного бериллиевого порошка, поднимаются по вертикальному зеркальному нейтронному волноводу, замедляясь в гравитационном поле от скорости 10-12 до 0-6 м/сек. Поток УХН на выходе

де такого канала сечением 6×7 см сразу после его загрузки в реактор составлял ~ 1500 нейтр/сек при мощности реактора 16 мВт. За два года эксплуатации он снизился примерно в 2 раза, причем следует отметить, что несколько раз канал оказывался на короткое время развакуумированным на мощности. В настоящее время плотность потока УХН составляет ~ 20 нейтр/(см²·сек).

После выхода из надреакторной камеры пучок УХН поляризуется описанным выше способом и попадает в магниторезонансный спектрометр. Поляризация выходящих нейтронов затем анализируется пропусканием через намагниченную ферромагнитную пленку. Регистрация нейтронов осуществляется пропорциональным счетчиком, наполненным смесью аргона и гелия-3.

К сожалению, скорость счета нейтронов на детекторе в точке резонанса составляет всего 15 нейтр/сек, что значительно ниже максимально возможной. Столь существенное снижение интенсивности на пути от выхода канала до детектора определяется рядом причин, среди которых имеются принципиально неустранимые, такие, как обуславливающие потерю половины интенсивности при прохождении поляризатора или при прохождении камеры спектрометра, имеющей два окна - входное и выходное. Есть потери, устранить или уменьшить которые можно. Сюда относятся потери, вызванные следующими причинами:

1) наличием щелей между отдельными секциями зеркал, особенно в месте расположения поляризатора и анализатора;

2) относительно низким значением граничной энергии отражения нейтронов боковыми стенками камеры, что следует из сравнения медной камеры и кварцевой, покрытой BeO ;

3) уменьшением размеров входного окна в камере (до 40×60 мм) по сравнению с сечением канала;

4) наличием ряда неплавных поворотов нейтроноводов.
Возможно, есть и другие источники потерь.

Адиабатический метод отдельных осциллирующих полей

Прежде чем излагать подробности нового метода отдельных осциллирующих полей, необходимо остановиться на общих принципах существующих методов - метода Раби и метода Рамзея.

В их основе лежит возможность осуществлять переходы под действием вращающегося (или осциллирующего) поля H_1 между уровнями, возникающими для частиц с магнитным моментом в постоянном магнитном поле H_0 . Плоскость вращения поля H_1 перпендикулярна постоянному магнитному полю H_0 . Исходный пучок должен быть поляризованным, а изменение поляризации, которое максимально при совпадении частоты ларморовской прецессии с частотой поля H_1 , может быть зарегистрировано детектором, перед которым стоит анализатор поляризации. Методы Раби и Рамзея отличаются пространственной ориентацией поля H_1 , как показано на рис.2. Создание отдельных осциллирующих полей - метод Рамзея - позволяет сузить резонансную кривую и дает ряд практических преимуществ. Вероятность переворота магнитного момента для этих методов дается следующими формулами:

$$P = \frac{\nu_1^2}{(\nu - \nu_0)^2 + \nu_1^2} \sin \left[\pi \Delta t \sqrt{(\nu - \nu_0)^2 + \nu_1^2} \right]^{1/2} \quad (\text{метод Раби});$$

$$P = \sin^2 2\pi \nu_1 \Delta T \cos^2 \left[\pi (\nu - \nu_0) \Delta t - \frac{\delta}{2} \right]; \quad \Delta T \ll \Delta t \quad (\text{метод Рамзея}),$$

где ν_0 - частота ларморовской прецессии; ν - частота вращающегося (осциллирующего) поля; ν_1 - частота прецессии вокруг поля H_1 ; Δt - время нахождения в области 2; ΔT - время нахождения в областях 1 и 3; δ - сдвиг фаз между осциллирующими полями в областях 1, 3. Полуширина резонансной кривой в методе Раби для монохроматического

пучка $\Delta \nu = \frac{0.8}{\Delta t}$, в методе Рамзея $\Delta \nu = \frac{0.5}{\Delta t}$.

В точке резонанса $\nu = \nu_0$ можно добиться единичной вероятности переворота поляризации для монохроматического пучка, если подобрать амплитуду вращающегося поля так, чтобы $\nu_1 = \frac{1}{2\Delta t}$ для метода Раби и $\nu_1 = \frac{1}{4\Delta t}$ для метода Рамзея. Однако в реальном эксперименте приходится иметь дело с некогерентным пучком, и тогда невозможно выбрать оптимальную амплитуду H для всех нейтронов сразу. Это уменьшает производную $\frac{\partial P}{\partial \nu}$ в методе Рамзея. Именно производная $\frac{\partial P}{\partial \nu}$ (при $\delta = 90^\circ$ и 270°) важна для точного определения точки резонанса, а также для определения возможного смещения резонанса в эксперименте по поиску ЭДМ нейтрона при наложении электрического поля на область 2. Особенно существенным может оказаться это уменьшение точности для проточного метода определения ЭДМ с помощью УХН, где время пребывания нейтрона в областях 1, 2, 3 будет нескоррелированным в отличие от пролетного варианта постановки эксперимента.

Влияние дисперсии пребывания нейтронов в областях 1, 2 можно устранить, используя метод, предложенный одним из авторов этой работы. Внешнее отличие данного метода от метода Рамзея состоит в том, что в области, где действует вращающееся поле H_1 , создается градиент поля H_0 . Чтобы понять суть работы метода, удобно провести рассмотрение во вращающейся системе координат, частота вращения которой совпадает с частотой вращающегося поля и равна $\nu = \nu_0$ (точка резонанса). Во вращающейся системе координат значение поля H_0 уменьшается на величину $\frac{2\pi \nu_0}{\gamma}$, а вектор поля H_1 покоится. В результате получается некая конфигурация статического поля. Общая картина распределения такого статического поля вдоль оси пучка показана на рис. 2, в. Попадая в области 1 и 3, магнитный момент будет следить за направлением вектора

поля, если выполнено условие адиабатичности

$$v \frac{dH}{dt} \ll \frac{v \left[H^2 + (H_0 - \frac{2}{T})^2 \right]^{3/2}}{H_1}.$$

Если это условие выполнено для нейтронов с максимальной скоростью, то оно выполнено для всех нейтронов. Таким образом, проходя область I или 3, все нейтроны без исключения изменят направление магнитного момента на 90° . В методе Рамзея угол поворота магнитного момента для нейтронов с разными скоростями будет разным и прохождение области поля H_1 приводит как бы к эффективному уменьшению поляризации пучка. Этой неприятности лишен предлагаемый адиабатический метод отдельных осциллирующих полей. Формула для вероятности переворота магнитного момента имеет вид, в котором зависимость от Δt отсутствует:

$$P = \frac{J_1^2}{(v - v_0)^2 + J_1^2} \cos^2 \left[\pi \Delta t (v - v_0) - \frac{\delta}{2} \right].$$

В точке резонанса также отсутствует влияние дисперсии времени нахождения в области 2.

В качестве дополнительного преимущества адиабатического метода отдельных осциллирующих полей можно отметить возможность непосредственного определения поляризации используемого пучка. Для этой цели достаточно включить только одну катушку поля H_1 и уменьшить величину поля H_0 в области 2 так, чтобы во вращающейся системе координат (как это уже рассматривалось) возникла картина статического магнитного поля, изображенная на рис. 2, г. Тогда после прохождения области I направление магнитного момента изменится на 180° и также независимо от скорости нейтронов. Степень поляризации определяется по формуле

$$K = \sqrt{\frac{N_2 - N_1}{N_2 + N_1}},$$

где N_1 — счет детектора при включенном поле H_1 , т.е. когда в области I или 3 осуществляется переворот магнитного момента; N_2 — счет с выключенным полем H_1 .

Проверку истинной эффективности переворота поляризации легко осуществить, если включить обе катушки одновременно, т.е. сделать двойной переворот, при этом счет на детекторе не должен отличаться от счета N_2 , если эффективность переворота равна единице.

Именно такой метод определения поляризации был использован нами как для поляризаторов на прохождение, так и для поляризаторов на отражение. Сам же адиабатический метод отдельных осциллирующих полей осуществили, используя градиент магнитного поля на краю камеры и создавая некую коррекцию этого градиента с помощью дополнительных катушек. Технические сложности, возникшие при осуществлении адиабатического метода, в основном связаны с проникновением рассеянного переменного поля от катушек H_1 внутрь камеры для хранения УХН, поскольку для переменного поля низкой частоты трудно обеспечить экранировку. Полученные на настоящий момент резонансные кривые для адиабатического метода отдельных осциллирующих полей показаны на рис.3. В сравнении с кривыми обычного метода Рамзея они, как показывает эксперимент, имеют глубину резонанса в 1,5–2 раза большую. В верхней части рис.3 прямой линией обозначен счет при выключенном переменном поле. В случае полного экспериментального воплощения адиабатического метода отдельных осциллирующих полей счет на максимуме резонансной кривой типа $\delta = 0^\circ$ должен был бы совпадать с этим счетом. В то же самое время счет в минимуме резонансной кривой, снятой с разностью фаз между осциллирующими полями, $\delta = 180^\circ$. В идеальном варианте он должен был бы равняться нулю. Однако этого не произошло из-за наличия фона тепловых нейт-

ронов, не 100%-ной поляризации УХН и трудностей в практической реализации магнитных полей оптимальной конфигурации. Тем не менее сравнение экспериментально полученных кривых с расчетными показывает, что адиабатический метод воплощен примерно на 70-75%.

Используя описанный выше адиабатический метод отдельных осциллирующих полей, в июне 1974 г. в течение 6 суток (чистое время набора статистики) провели пробные измерения. Был получен результат для ЭДМ нейтрона, равный $(0,8 \pm 2,6) \cdot 10^{-23}$ е.см [6] и не замечено никаких ложных эффектов. Эти измерения имели целью проверку возможностей метода, поэтому полученный результат следует рассматривать лишь как доказательство его принципиальной применимости для поиска ЭДМ нейтрона.

В течение последнего года проводились эксперименты, направленные на дальнейшее улучшение адиабатического метода, увеличение чувствительности установки за счет повышения времени "хранения" нейтронов, оптимизацию отдельных узлов спектрометра. Параллельно велась разработка проекта охлаждаемого конвертора.

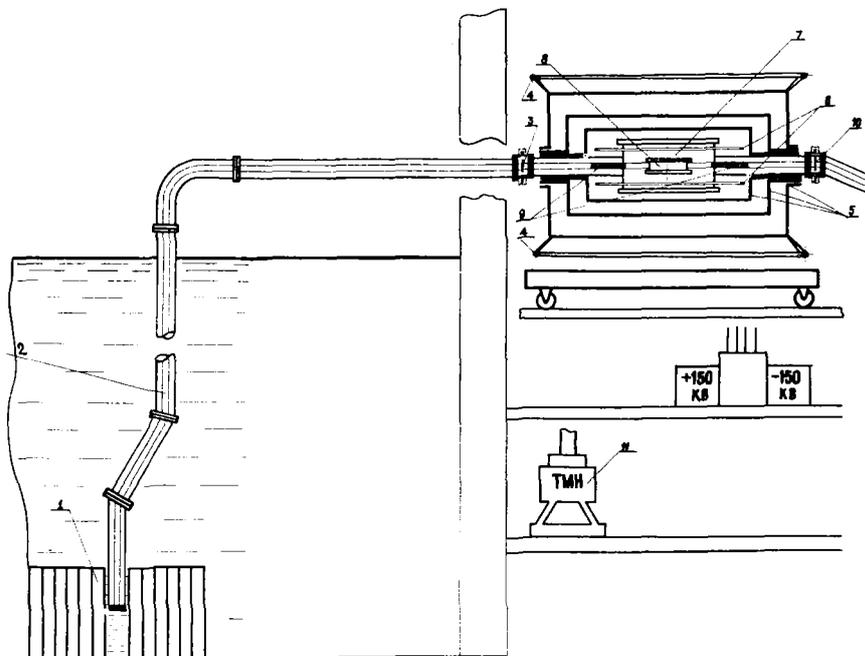


Рис.1 Общий вид экспериментальной установки:
 I- активная зона реактора; 2- нейтронвод; 3- поляризатор;
 4- внешняя система стабилизации магнитного поля; 5- магнит-
 ные экраны; 6- кольца Гельмгольца для создания магнитного
 поля внутри экранов; 7- вакуумная камера; 8- камера для
 хранения УХН; 9- катушки осциллирующего поля H_z ; 10- анали-
 затор; II- турбомолекулярный насос

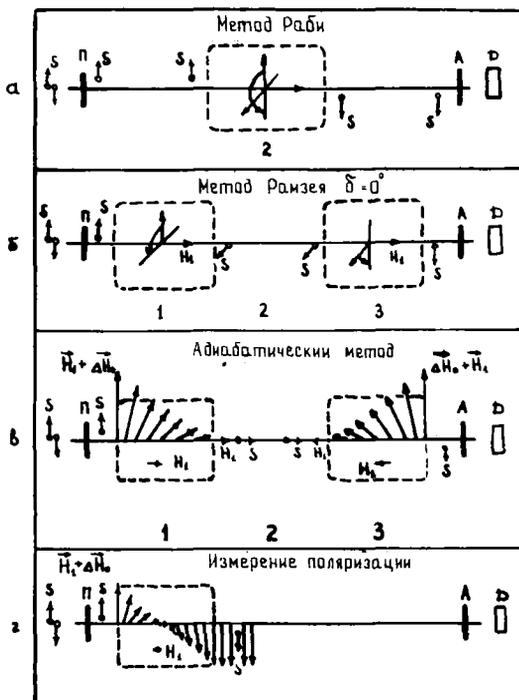


Рис.2. Движение спина нейтрона в магнитных полях различной конфигурации

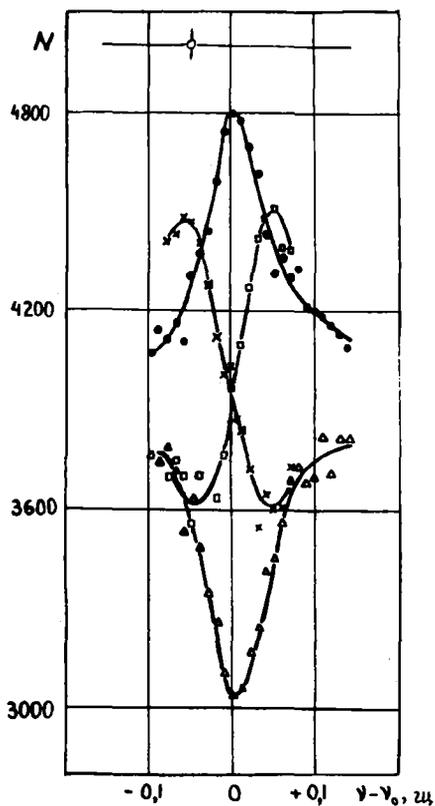


Рис.3. Зависимость счета нейтронов на детекторе от частоты поля H_1 : \bullet - $\delta=0^\circ$; Δ - $\delta=180^\circ$; \square - $\delta=90^\circ$; \times - $\delta=270^\circ$; δ -разность фаз между осциллирующими полями; ϕ -счет при выключенном поле H_1

Л и т е р а т у р а

1. А.И.Егоров, В.М.Лобашев, В.А.Назаренко,
Г.Д.Порсев, А.П.Серебров, ЯФ, 19, 300 (1974).
2. А.И.Егоров, В.Ф.Ежов, С.Н.Иванов, В.А.Князьков,
В.М.Лобашев, В.А.Назаренко, Г.Д.Порсев,
А.П.Серебров, ЯФ, 21, 292 (1975).
3. Ф.Л.Шапиро, УФН, 95, 145 (1968).
4. П.Д.Миллер, ЭЧАЛ, 2, 961 (1972).
5. Ю.В.Таран, Препринт ОИЯИ РЗ-7149 (Дубна, 1973).
6. В.Ф.Ежов, С.Н.Иванов, В.А.Князьков, В.М.Лобашев,
В.А.Назаренко, Г.Д.Порсев, А.П.Серебров.
Proceeding of the International Working Meeting
of Diffraction of Polarized Neutrons.
Swierk, 12-14 oct. (1974), p.31.

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРА УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

Е.З.Ахметов, Д.К.Каипов, В.А.Конкс
(Институт ядерной физики АН Казахской ССР)

Приводятся принцип работы, устройство и характеристики гравитационного спектрометра ультрахолодных нейтронов, результаты измерений интегрального и дифференциального спектров ультрахолодных нейтронов от магниевого и гидридциркониевого замедлителей-конверторов.

Дифференциальный спектр ультрахолодных нейтронов существенно отличается от максвелловского. Обсуждаются полученные результаты.

Abstract

Principle of operation, arrangement and characteristics of the gravitational spectrometer of ultra-cold neutrons, results of measurements for integral and differential spectra of ultra-cold neutrons from Mg and H - Zr moderator - converters are presented in the paper.

A differential spectrum of ultra-cold neutrons differs significantly from the Maxwellian one. The results obtained are discussed.

Спектры ультрахолодных нейтронов измерялись на установке в сквозном касательном канале реактора ВВР-К /1/. Интегральный спектр измерялся с помощью устройства, подобного описанному в работе /2/. При подъеме колена, изготовленного из электрополированных медных труб с внутренним диаметром 15,0 см, на высоту h до детектора доходят нейтроны с энергией $H \geq h$ (энергия УХН выражена через высоту H , на которую он поднимается в гравитационном поле; $H = v^2/2g$, где v - скорость нейтрона; g - гравитационная постоянная).

Дифференциальный спектр ультрахолодных нейтронов измерялся двумя (верхним и нижним) вращающимися вокруг оси пучка медными электрополированными коленами (из труб ϕ 15,0 см), изображенными на рис.1,а.

На рис.1,б изображен предполагаемый вид спектра ультрахолодных нейтронов, соответствующего "хвосту" максвелловского распределения

$$\varphi(H)dH = \text{Const } H dH$$

при

$$H_{\min} \leq H \leq H_{\max},$$

где $H_{\min} = 0$ для конвертора из гидрида циркония и $H_{\min} = 0,50$ м для магниевого конвертора; $H_{\max} = 1,65$ м, что соответствует граничной скорости меди. Спектрометрирование ультрахолодных нейтронов производилось по следующей схеме. Верхнее колено устанавливалось на высоту h_1 , при этом до детектора в отсутствие нижнего колена проходила бы часть спектра, заключенного в интервале $h_1 - H_{\max}$ (рис.1,б), где H_{\max} - максимальная высота подъема нейтронов, распространяющихся в медной трубе, определяемая значением граничной скорости для меди. Нижнее колено опускалось на высоту $-h_2$ (при соблюдении условия $|h_2| < H_{\max} - h_1$); в этом случае до детектора в отсутствие верхнего колена проходили бы нейтроны с энергией в интервале $0 - (H_{\max} - h_2)$ при использовании конвертора-источника ультрахолодных нейтронов с нулевой граничной энергией и в интервале $H_{\text{гр.конв}} - (H_{\max} - h_2)$, если используется конвертор, имеющий граничную энергию, равную $H_{\text{гр.конв}}$.

При одновременном же использовании верхнего и нижнего колена детектор считает только нейтроны в интервале $h_1 - (H_{\max} - h_2)$ (рис.1,б).

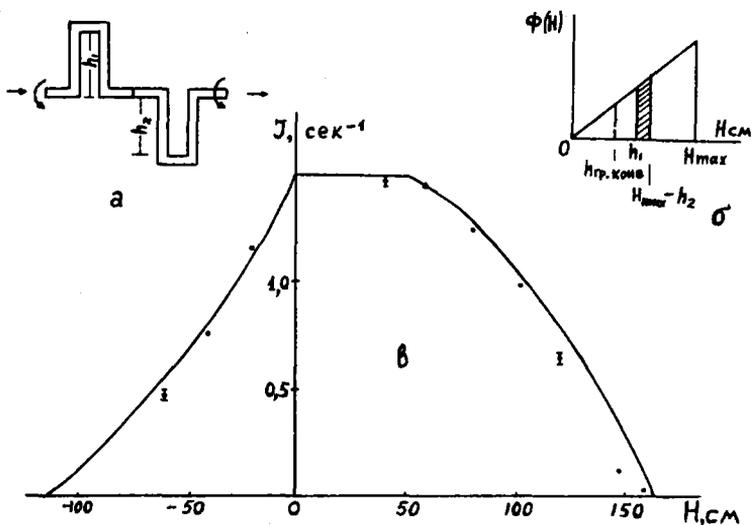


Рис.1. Гравитационный спектрометр ультрахолодных нейтронов (а), прохождение нейтронов через гравитационный спектрометр (б), интегральный спектр ультрахолодных нейтронов (в)

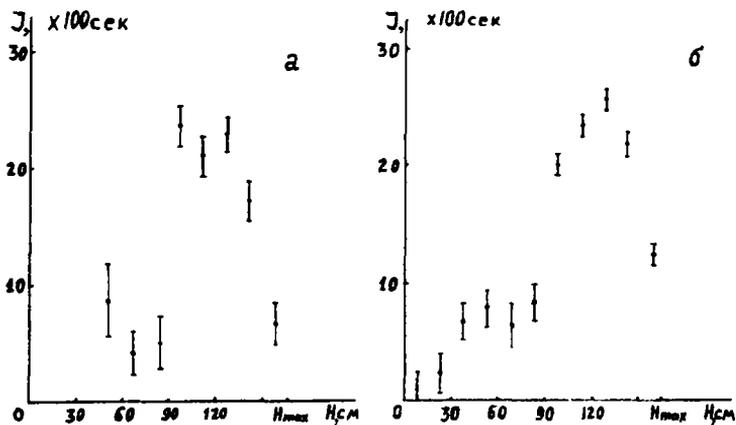


Рис.2. Дифференциальные спектры ультрахолодных нейтронов, испускаемые конверторами, изготовленными из магния (а) и гидрида циркония (б)

Задавая постоянный шаг $\Delta h = H_{\max} - h_2 - h_1 = 15$ см, нам удалось измерить дифференциальные спектры ультрахолодных нейтронов, исходящих из двух конверторов при комнатной температуре: гидридциркониевого и магниевого.

Таким образом, комбинация верхнего и нижнего колен является своеобразным гравитационным спектрометром ультрахолодных нейтронов. Были измерены пропускания гравитационного спектрометра (оба колена в горизонтальном положении) для нейтронов от обоих конверторов. Для магниевого конвертора пропускание составило $\sim 0,17$, для гидридциркониевого конвертора $\sim 0,13$. Измерения величин средней потери ультрахолодных нейтронов на каждом прямом повороте гравитационного спектрометра дали следующие значения соответственно для магниевого и гидридциркониевого конверторов: 20 и 22%.

На рис. 1, в представлены результаты измерений интегрального спектра от магниевого конвертора, которые согласуются с данными /2/. Сплошные кривые на этом рисунке являются расчетными из максвелловского распределения потока нейтронов.

Некоторое несоответствие экспериментальных точек с расчетной кривой вблизи граничной скорости V_{gr} обусловлено, по-видимому, тем обстоятельством, что спектр ультрахолодных нейтронов обеднен нейтронами со скоростями, близкими к граничной, из-за ускорения в поле тяжести в поперечном сечении труб гравитационного спектрометра ($\varnothing 150$ мм) и поглощения вследствие этого в стенках нейтроновода, а также из-за радиационной коррозии медного нейтроновода, что приводит к уменьшению величины граничной скорости нейтроновода.

Результаты измерений дифференциального спектра от магниевого и гидридциркониевого конверторов представлены соответственно на рис. 2, а и 2, б. Измерения спектров производились путем последовательного вырезания энергетических участков шириной 15 см с конца спектра ($H_{\max} = 1,65$ м) до начала спектра и повторялись при обратном ходе.

Экспериментальные точки на рис. 2, а показывают, что измеренный дифференциальный спектр существенно отличается от предполагаемого максвелловского (рис. 1, б). Резкий спад числа нейтронов в области вблизи граничной скорости, вероятно, объясняется теми же обстоятельствами, о которых говорилось выше и которые проявились

при измерениях интегрального спектра. Что же касается неожиданного "провала" в интервале энергий от 50 до 90 см, то здесь трудно предположить что-нибудь конкретное, но, во всяком случае, наиболее вероятными причинами следует признать влияние: а) материала самого магниевого конвертора; б) медного нейтропровода и в) детекторного слоя (гидрооксида Li^6 , нанесенного на сцинтиллятор $ZnS(Ag)$).

На рис. 2б показан измеренный дифференциальный спектр от гидридциркониевого конвертора, также отличающийся от предполагаемого максвелловского. У данного спектра примерно такой же по форме спад счета нейтронов в конце спектра. Но наибольший интерес представляет примерно такое же расположение (в интервале энергий 50 - 90 см) "провала" в спектре, как и в случае для магниевого конвертора. Это обстоятельство позволяет сделать вывод о том, что "провал", по-видимому, обусловлен не материалом конвертора, а какими-то другими причинами.

В дальнейшем можно добиться более точного измерения спектров ультрахолодных нейтронов, применяя такие высокоэффективные конверторы, как водородный и замороженный из водяного пара /3/; также можно добиться увеличения точности путем использования на коленах гравитационного спектрометра не прямых, а плавных поворотов, добиваясь тем самым увеличения пропускания спектрометра.

Л и т е р а т у р а

1. Е.З.Ахметов, Д.К.Кашпов, В.А.Конкс, В.И.Луцкий, Ю.Н.Покотилковский, А.В.Стрелков, Ф.Л.Шапиро: а) Сособщения ОИЯИ, РЗ-7457, Дубна, 1973, б) Атомная энергия, т.37, вып.1, 1974.
2. Л.В.Грошев, В.Н.Дворецкий, А.М.Демидов, В.И.Луцкий, Ю.Н.Панин, Ю.Н.Покотилковский, А.В.Стрелков, Ф.Л.Шапиро. Сособщения ОИЯИ, РЗ-5392, Дубна, 1970
3. Е.З.Ахметов, Д.К.Кашпов, В.А.Конкс. Доклад на III Конференции по нейтронной физике, Киев, 1973.

ГАЗОВЫЕ И НАМОРОЖЕННЫЕ КОНВЕРТОРЫ-
ИСТОЧНИКИ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

Е.З.Ахметов, В.В.Годиков,^X Д.К.Кашпов, В.А.Конкс, А.В.Стрелков^X

(Институт ядерной физики АН Казахской ССР,
^XОбъединенный институт ядерных исследований)

АННОТАЦИЯ

Приводятся экспериментально полученные значения выходов УХН из водорода, дейтерия, гелия, воздуха при различных температурах и ряда замороженных веществ (вода, тяжелая вода, спирты при температуре 80°K). Эти значения удовлетворительно согласуются с расчетными. Выход УХН из водорода при комнатной температуре не отличается от выхода УХН из воды. Выход УХН из замороженной воды в 23 раза превышает выход УХН из алюминия.

Abstract

The ultra - cold neutron yields out of (from) hydrogen, deuterium, helium, air at different temperatures and from a group of frozen-up materials (water, heavy water, alcohols at a temperature of 80°K) obtained experimentally are presented in the paper. These values are in satisfactory agreement with the calculations. The ultra-cold neutron yield from hydrogen at room temperature does not differ from the ultra-cold neutron yield from water. The yield of ultra - cold neutrons from the frozen - up water is 23 times higher than that from aluminium.

Эксперимент

Газовый конвертор УХН представляет собой герметичный алюминиевый цилиндрический сосуд диаметром 17,5 см, длиной 9 см. Он помещался в сквозном касательном канале реактора ВВР-К вблизи активной зоны, где поток тепловых нейтронов составлял $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ при мощности реактора 10 Мвт [1].

В конвертор подавались исследуемые газы под различным давлением. УХН, образованные в наполняющем конвертор газе, проходили в нейтроновод через тонкую алюминиевую стенку толщиной 0,25 - 0,3 мм [2]. Конвертор охлаждался проточной водой жидким азотом.

Выходящие из конвертора УХН по электрополированному медному нейтроноводу диаметром 17,5 см и общей длиной ~6 м попадали в детектор УХН. УХН регистрировались парой фотоумножителей ФЭУ-52 со сцинтилляторами $ZnS(Mg)$ диаметром 6 см, на поверхность которых наносились слои гидроксида Li^+ .

На рис. I показаны зависимости счета УХН от давления некоторых газов в конверторе. Выход УХН при откачанной полости конвертора составлял $\sim 5 \text{ сек}^{-1}$. Последующие измерения показали, что такая же интенсивность регистрации УХН наблюдалась и от алюминиевого диска диаметром 17,5 см и толщиной 5 мм. Это указывает на то, что интенсивность регистрации УХН при $\rho = 0$ полностью определяется УХН, выходящими из тонкой передней стенки алюминиевого корпуса конвертора. При наличии внутренней отражающей медной стенки в конверторе и изотропного распределения образующихся УХН эффективная толщина передней алюминиевой стенки составляет 1 мм; эта толщина совпадает с величиной расчетного пробега УХН в алюминии, то есть является уже вполне достаточной для получения насыщения выхода УХН в зависимости от толщины алюминия.

Из рис. I (кривая 1) видно, что насыщение в выходе УХН из водорода, охлажденного до температуры $\sim 80^\circ K$, наступает при давлении вдвое меньшем, чем для водорода при $300^\circ K$ (кривая 2).

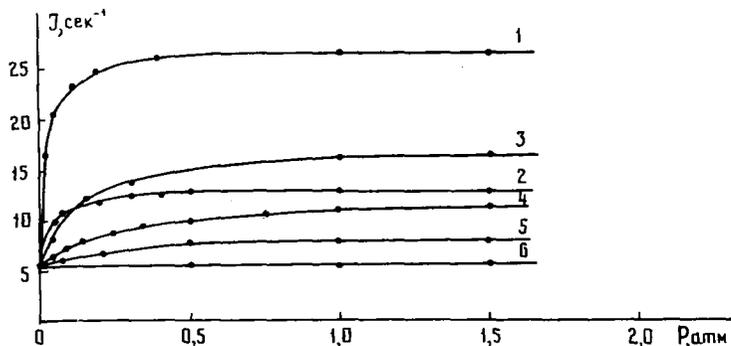


Рис.1. Зависимость интенсивности регистрации УХН J (сек^{-1}) от P - давления (атм) и температуры наполняемых конвертор газом: 1 - водород при 80°K ; 2 - водород при 300°K ; 3 - дейтерий при 80°K ; 4 - дейтерий при 300°K ; 5 - воздух при 300°K ; 6 - гелий-4 при 300°K .

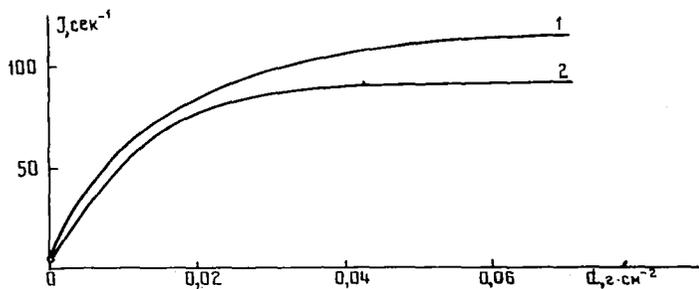


Рис.2. Усредненные по нескольким сериям измерений зависимости интенсивности регистрации УХН J (сек^{-1}) от d - толщины (г.см^{-2}) замороженных на алюминиевую подложку жидкостей: 1 - вода при 80°K ; 2 - этиловый и бутильный спирты при 80°K .

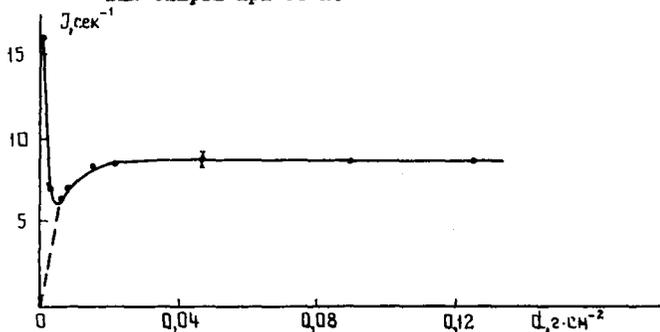


Рис.3. Зависимость интенсивности регистрации УХН J (сек^{-1}) от d - толщины (г.см^{-2}) замороженной тяжелой воды на поверхность гидрида церкония при температуре 80°K

Это хорошо согласуется с расчетными значениями λ - глубины выхода УХН из водорода: $\lambda_{300^{\circ}\text{K}} \sim 5,5$ см, $\lambda_{80^{\circ}\text{K}} \sim 3,3$ см при давлении 1 атм (изменение λ от температуры происходит по причине изменения концентрации модификаций водорода с температурой при фиксированном давлении и температурного изменения сечений неупругого рассеяния на водороде).

Наблюдаемое увеличение \sim в 3,2 раза выхода УХН при охлаждении водорода от 300 до 80°K находится в пределах расчетных значений увеличения выхода УХН при таком понижении температуры [2]: фактор 2,6 для обыкновенного водорода (равновесная концентрация орто-пара при комнатной температуре) и фактор 3,3 для равновесной концентрации при 80°K, что указывает на вероятную возможность быстрого образования в водороде равновесной концентрации при 80°K под влиянием воздействия интенсивного реакторного облучения.

Для дейтерия (кривые 3 и 4 на рис. I) давление насыщения выхода УХН заметно превышает давление насыщения для водорода, что объясняется меньшими значениями неупругого сечения рассеяния и сечения захвата для дейтерия. Несколько неожиданным является результат, что выход УХН из дейтерия незначительно отличается от выхода УХН из водорода, несмотря на то, что сечение захвата на водороде \sim в 600 раз больше, чем на дейтерии. Этот факт, видимо, объясняется тем, что в случае дейтерия основным процессом, приводящим к потере УХН, является неупругое рассеяние, связанное с нагревом УХН, которое такого же порядка величины, как и в случае водорода (в рассматриваемом интервале температур).

Кривая 5 на рис. I показывает, что наблюдается незначительное количество УХН, образовавшихся на воздухе, заполняющем полость конвертора. Практическое отсутствие выхода УХН из He^4 (кривая 6) объясняется сравнительно малой вероятностью рождения УХН в гелии при таких давлениях вследствие относительной малости сечений неупругого рассеяния УХН на ядрах He^4 .

При полном заполнении внутренней полости газового конвертора дистиллированной водой получено значение скорости счета $\sim 12,5 \text{ сек}^{-1}$, что подтверждает теоретически рассчитанный

результат о незначительной разнице в выходе УХН из газообразного водорода и воды [2].

Для избежания потерь УХН при их отражении от алюминиевого окна контейнера представляет особый интерес использование открытых поверхностей некоторых водородсодержащих веществ в качестве конверторов УХН путем их намораживания на какую-либо охлажденную поверхность. Помещение значительных количеств таких веществ внутрь вакуумного объема нейтроновода приводит к радиационному разложению вещества конвертора и интенсивному газовыделению в объем нейтроновода [3]. Малая глубина выхода УХН из водородсодержащих материалов (менее 1 мм) позволяет использовать в качестве конвертора тонкие слои замороженных летучих водородсодержащих веществ, что значительно уменьшает количество выделяемого водорода.

Намораживание летучих водородсодержащих веществ происходило на поверхность алюминиевого диска (ϕ 175 мм и толщиной 5 мм), охлаждаемого жидким азотом.

Дозированное количество воды, спирта вводилось в полость нейтроновода на расстоянии ~ 6 м от конвертора.

На рис. 2 представлены зависимости интенсивности регистрации УХН от толщины замороженного слоя воды, тяжелой воды, этилового и бутилового спиртов. Выход УХН из замороженной воды (кривая 1) превысил выход УХН из алюминия в ~ 23 раза. насыщение выхода достигалось при толщинах слоя $\sim 0,05$ г/см². Выходы УХН из этилового и бутилового спиртов оказались несколько меньшими, чем из воды (кривая 2).

Приняв отношение выходов УХН из воды и алюминия (при 300°K) $I : 0,14$ [2,4], получаем увеличение выхода УХН из воды при охлаждении от 300 до 80°K \sim в 3,4 раза. Для полиэтилена и гидрида циркония при их охлаждении ранее также наблюдался только 60%-ный рост выхода УХН по отношению к теоретически предсказанному [4]. Причина такого расхождения остается неясной и требует дальнейших исследований.

Намораживание тяжелой воды осуществлялось на подложку из гидрида циркония. На рис. 3 показана зависимость интенсив-

ности регистрации УХН от толщины замороженной D_2O . Относительно малый выход УХН по сравнению с гидридом циркония и замороженной водой объясняется тем, что от такого конвертора получаются УХН только внутри узкого диапазона граничных скоростей: для тяжелого льда $\sim 5,5$ м/сек и $\sim 5,7$ м/сек — для меди — материала нейтронвода. Резкое падение интенсивности регистрации УХН при малых толщинах замороженной тяжелой воды наглядно иллюстрирует проявление отражения выходящих из гидрида циркония УХН от тонких слоев тяжелого льда.

Несмотря на малое сечение захвата и неупругого рассеяния для D_2O , наблюдается довольно рано наступающее насыщение выхода УХН, что может быть объяснено значительным влиянием рассеяния УХН на микрокристаллах тяжелого льда и примесью обычной воды.

Выводы

Конвертор из газообразного водорода является практически удобным источником УХН при использовании его на высокопоточном реакторе, так как такой конвертор не подвержен радиационному разложению под действием излучения реактора.

Согласно полученным экспериментальным данным замороженная вода при температуре жидкого азота обладает максимальным выходом УХН. Практическое удобство, регенерация, отсутствие дополнительной коррозии стенок нейтронвода от паров воды, возможность легкого изменения толщины конвертора делают замораживаемый водяной конвертор в настоящее время наиболее перспективным источником УХН.

Л и т е р а т у р а

1. Е.З.Ахметов, Д.К.Каипов, В.А.Конкс, В.И.Лушиков, Ю.Н.Покотилковский, А.В.Стрелков, Ф.Л.Шапиро. Сообщение ОИЯИ, РЗ-7457, Дубна, 1973.
2. Е.З.Ахметов, В.В.Голиков, Д.К.Каипов, В.А.Конкс, А.В.Стрелков. Сообщение ОИЯИ, в печати.
3. J. Robson, D. Winfeld. *Phys. Lett.* 40B, 537(1972).
4. В.В.Голиков, В.И.Лушиков, Ф.Л.Шапиро. ЖЭФ, 64, 73, (1973).

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

А.В.Антонов, П.А.Беляев, А.И.Исаков, В.Н.Ковыльников,
Н.В.Линькова, И.В.Менков, В.И.Минеров, С.А.Старцев,
А.Д.Перекрестенко, А.А.Тихомиров

(Физический институт им.П.Н.Лебедева АН СССР)

Аннотация

Рассмотрены детекторы УХН, нечувствительные к фоновым излучениям. Показана экспериментальная осуществимость метода накопления УХН в ловушках на стационарном и импульсном реакторах. Обсуждаются некоторые вопросы спектрометрии УХН.

Abstract.

The background insensitive detectors for ultracold neutrons (UCN) are described. It is shown experimentally that the UCN storage in the bottles is possible at the stationary and pulsed reactors. Certain problems of the UCN spectrometry are discussed.

При накоплении ультрахолодных нейтронов в ловушках на стационарном и импульсном реакторах регистрация УХН осуществляется в условиях высокого уровня β - и γ -излучений. Это обусловлено активацией ловушки, помещенной для накопления УХН в канал стационарного реактора, а в случае импульсного реактора также и активацией узлов установки, расположенных вблизи активной зоны. Интенсивным источником γ -излучения в последнем случае является реактор. В связи с этим разработаны и изготовлены малочувствительные и нечувствительные к β - и γ -излучениям детекторы УХН. В этих детекторах регистрация УХН осуществляется по осколкам деления U^{235} . Однако U^{235} имеет положительную амплитуду когерентного рассеяния и отражает УХН с нормальной составляющей скорости меньшей 4,9 м/сек. Для расширения диапазона регистрируемых УХН создан уран-титановый радиатор, представляющий собой твердый раствор атомов U^{235} в титане, имеющем отрицательную амплитуду когерентного рассеяния. Уран напылялся на титановую фольгу, толщиной 15 мкм и диффундировал в титан при 920°C. Время отжига и масса напыленного урана определялись из условия максимума эффективности радиатора. Эффективность радиатора была определена на пучке УХН в ЛИЯФ им.Б.П.Константинова и составила 50%. В трековом детекторе следы осколков деления регистрировались слюдяной пластинкой. Благодаря тому, что порог чувствительности слюды по заряду соответствует Ne^{20} , а собственный фон, обусловленный содержанием в слюде спонтанно-делящихся ядер, незначителен и устраним, трековый детектор практически нечувствителен к α - и β -частицам, а также к γ -квантам. Эффективность такого детектора целиком определяется эффективностью его радиатора. Эффективность детектора можно увеличить, используя для радиатора более тонкую титановую фольгу и никелевый отражатель. В газовом сцинтилляционном детекторе, который дает необходимую информацию непосредственно в ходе эксперимента, регистрация осколков деления происходит в ксеноне, находящемся под давлением 2,5 кг/см² в камере из оптического кварца марки КВ. Уран-титановый радиатор площадью 5 см² является входным окном камеры. Чтобы преобразовать спектр све-

товой вспышки, возбуждаемой в ксеноне осколком U^{235} , в области спектральной чувствительности ФЭУ, внутренняя поверхность камеры покрывалась слоем 30 мкг/см^2 рр'-дифенилстильбена. Для увеличения светового выхода на стенки камеры снаружи напылялся алюминий. Испытания детектора на пучке УХН, а также на пучке тепловых нейтронов импульсного реактора показали возможность надежной регистрации нейтронов в условиях интенсивного фона излучений. Эффективность регистрации УХН может составлять 40%.

В сцинтиляционном детекторе УХН с фосфором $ZnS(Ag)$ осколки деления регистрируются в слое фосфора 10 мг/см^2 . Фосфор отличается большой конверсионной эффективностью. Детектор конструктивно прост. Надежная регистрация УХН на импульсном реакторе с эффективностью 10 - 15% возможна при уровне дискриминации, превышающем в 1,5 раза амплитуду максимальных сигналов от α -частиц. Максимальная эффективность детектора составляет 20-25%. Регистрация УХН на основе ядерной реакции $He^3(n,p)H^3$ осуществляется в детекторе, состоящем из двух полупроводниковых поверхностно-барьерных счетчиков, промежуток между которыми заполнен He^3 при давлении 15-30 тор. Толщина обедненной области счетчиков 38 мкм, толщина мертвого слоя 150 Å, энергетическое разрешение 0,7% (по линии $E_\alpha = 5,15 \text{ МэВ}$), рабочая площадь $0,5 \text{ см}^2$. Максимальное значение эффективности регистрации УХН составляет 13%. Этот детектор был использован для регистрации УХН, накопленных на стационарном реакторе в бериллиевых и кварцевых ловушках.

Работа по накоплению УХН в таких ловушках проводилась на вертикальном канале реактора ИТЭФ ($\varphi_T = 4 \cdot 10^{13}$ нейтр/см².сек). Конвертором УХН служила гайба из гидрида церкония, помещенная вблизи центра активной зоны реактора. Облучение ловушки проводилось в течение 2 мин при мощности 2,5 Мвт, затем ловушка извлекалась со средней скоростью 0,4 м/сек и устанавливалась в приемном гнезде измерительного блока. Потери УХН при перемещении ловушки, связанные с нарушением условий полного отражения, составляли 30-36%. В ловушке накапливалось 200-400 нейтронов, полная эффективность регистрации была 1%.

Время жизни УХН в бериллиевой ловушке, представляющей собой цилиндрический сосуд (диаметром 96 мм и длиной 300 мм) оказалось 20-50 сек. Проведенные эксперименты показали осуществимость предложенного метода накопления УХН в ловушках с последующей их транспортировкой. Увеличение эффективности метода (примерно, на 2 порядка) возможно за счет охлаждения конвертора до температур жидкого неона или гелия, а также в результате повышения эффективности регистрации УХН. В экспериментах по накоплению УХН на импульсном реакторе однократного действия типа ИИН-3 медная нейтронная ловушка объемом 50 л располагается в непосредственной близости от активной зоны реактора. УХН попадают в ловушку в момент вспышки реактора, и сразу же после окончания процесса накопления ловушка изолируется с помощью быстродействующего и медленного затворов. Полиэтиленовый конвертор находится при температуре кипения азота или неона. Регистрация УХН осуществляется трековым и газовым сцинтилляционным детекторами.

Одной из важных и интересных задач в спектрометрии УХН является получение монохроматических пучков. Так, монохроматические пучки УХН в энергетическом диапазоне 10^{-8} - 10^{-4} эв можно выделить из непрерывного спектра с помощью интерференционного фильтра, представляющего собой структуру, состоящую из чередующихся слоев (толщиной 800 Å) двух различных веществ. Взаимодействие нейтронной волны с таким периодически меняющимся потенциалом приводит к зонной структуре энергетического спектра нейтронов: нейтроны, соответствующие "запрещенным" зонам, отражаются фильтром, а остальные - проходят через него. Наиболее перспективным представляется использование отраженного пучка нейтронов. С помощью интерференционного фильтра можно получить сфокусированные пучки отраженных моноэнергетических нейтронов, если фильтру придать форму цилиндрического или сферического вогнутого зеркала. Задачам спектрометрии холодных и ультрахолодных нейтронов в энергетическом диапазоне 10^{-8} - $5 \cdot 10^{-4}$ эв может служить спектрометр, основанный на идее Майер-Лейбница, в котором использован принцип замедления нейтронов в гравитационном поле. Основные узлы установки:

вертикальный восьмиметровый слабоизогнутый нейтронный канал; бериллиевый конвертор, расположенный в зоне максимального потока тепловых нейтронов; прерыватель потока нейтронов и измерительная камера, в которой образец может охлаждаться до гелиевой температуры. Спектрометрия нейтронов будет осуществляться по методу времени пролета. Энергетическое разрешение спектрометра варьируется в диапазоне 4 - 10%. Для ультрахолодных нейтронов, когда длина волны составляет сотни ангстрем, принципиально возможно создание спектрометров с применением элементов световой оптики. Была рассмотрена возможность создания линз для спектрометра УХН в диапазоне скоростей нейтронов от 10 до 100 м/сек. Результаты расчетов показывают, что наиболее подходящими материалами для линз можно считать D_2O и Be . "Охлаждение" нейтронов с энергиями, близкими к энергии УХН, может быть достигнуто на основе эффекта уменьшения абсолютной величины скорости нейтрона при прохождении колеблющегося потенциального барьера. Соответствующий потенциал может быть как ядерным, так и магнитным. Колеблющиеся пластинки, сделанные из бериллия или олова-118, будут очень слабо поглощать УХН. Неупругое рассеяние УХН можно ослабить путем охлаждения. Такие колеблющиеся пластинки могут быть также использованы для пропускания УХН из одной части вакуумного объема в другую.

ХРАНЕНИЕ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ В МЕДНЫХ СОСУДАХ

Л.В.Грошев, В.И.Лушиков, С.А.Николаев,
Ю.Н.Лания, Ю.Н.Покотилловский, А.В.Стрелков

(Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова)

Аннотация

Для узких энергетических интервалов УХН (10–25 нэв) исследовалась вероятность их поглощения μ стенками медных сосудов. Получено, что экспериментальный коэффициент μ в 2,6 раза превышает ожидаемую величину во всем диапазоне энергий УХН. Обсуждаются возможные причины такого расхождения.

Abstract

For narrow energy ranges of ultra-cold neutrons (10 - 25 nev) the probability of their absorption μ by walls of copper vessels was studied. It was obtained that the experimental coefficient was 2.6 times higher than the expected value in the whole energy range of ultra-cold neutrons. The possible reasons of this discrepancy are discussed.

Эксперименты по хранению УХН в сосудах из различных материалов [I - 4] показали, что времена хранения, как правило, оказываются значительно меньше ожидаемых значений, рассчитанных с учетом сечений захвата и неупругого рассеяния для тепловых и холодных нейтронов. Однако строгая количественная оценка наблюдаемого расхождения во всех выполненных экспериментах затруднялась тем, что в сосудах хранились и детектором регистрировались ультрахолодные нейтроны относительно широкого спектра. Кривые хранения (т.е. зависимость числа оставшихся в сосуде нейтронов от времени выдержки) в этом случае не описывались простой экспоненциальной функцией. Процедура извлечения из экспериментальных кривых эффективного коэффициента поглощения УХН при однократном соударении со стенкой (именно этот коэффициент сопоставляется с теоретически ожидаемым) включала предположения о том, что начальный спектр хранящихся УХН является максвелловским, т.е. $N(E)dE \sim E^{1/2} dE$, эффективность детектора не зависит от энергии нейтрона и угловое распределение хранящихся нейтронов является изотропным. Все эти предположения в силу значительных технических трудностей не проверялись и, по всей видимости, в эксперименте хорошо не выполнялись.

Чтобы избавиться от этих трудностей, нами были проведены измерения эффективного коэффициента поглощения УХН- μ для узких энергетических интервалов. При этом, помимо более точного определения экспериментального значения μ , можно было надеяться, что измерение зависимости μ от энергии нейтронов может пролить свет на механизм аномально большого поглощения УХН в стенках сосудов.

В работе [3], где исследовалось хранение УХН разных энергетических интервалов в сосудах из меди и графита, для ограничения интервала энергий нейтронов снизу использовался набор фольг из различных материалов, располагаемых перед детектором. При использовании такого способа измерения для получения информации о временах хранения и коэффициенте поглощения УХН разных энергий необходимо было в дополнительных экспериментах измерять спектр заполняющих сосудов УХН, а также в других, весьма трудоемких экспериментах определять граничные скорости для каждой из используемых в измерениях фольг. Кроме того, оставался открытым вопрос о зависимости эффективности детектора от энергии УХН.

В настоящей работе реализован более простой способ измерения времени хранения УХН для достаточно узких энергетических интервалов (~ 10 нэв, а в принципе возможно и более узких). Способ заключается в комбинированном использовании замедления и ускорения УХН в поле тяжести и одной фольги из материала с известной граничной скоростью. На рис. I показана схема эксперимента. На схеме: 1 - участок вакуумированного нейтроновода, по которому УХН поступают к устройству для измерения времени хранения; 4 - сосуд для хранения УХН; 3 - впускной и выпускной клапаны УХН; 7 - фольга из материала с известной граничной энергией E_{ϕ} , располагаемая непосредственно перед детектором УХН 8; 6 - вертикальный участок нейтроновода длиной ΔH со стенкой из материала с граничной скоростью более высокой, чем граничная скорость материала фольги. При использовании входного нейтроновода 1 с достаточно большим количеством поворотов спектр УХН,

поступающих к установке, резко обрывается сверху при энергии, равной $E_{гр}$ материала нейтроновода [1]. При диффузии УХН в поле тяжести на вертикальном участке нейтроновода 2 весь спектр УХН смещается вниз по шкале энергии на величину mgH (H - высота подъема УХН на участке 2; g - ускорение свободного падения), на участке 5 нейтроны восстанавливают первоначальную энергию. В простейшем варианте описываемого метода, когда $E_{гр} = E_{ф}$ (использовались медный нейтроновод и медная фольга); в детектор попадают нейтроны, имеющие на уровне детектора энергию в фиксированном интервале

$$E_{гр} + mgH > E > E_{гр} , \quad (1)$$

Нейтроны с меньшей энергией через фольгу не проходят, нейтроны с большей энергией в спектре отсутствуют. Это последнее обстоятельство проверялось в каждом случае в дополнительных измерениях в геометрии, когда $\Delta H = 0$. При этом счет нейтронов уменьшается в 15-40 раз по сравнению с геометрией, когда $\Delta H = 25$ см, и в 5 раз при $\Delta H = 10$ см.

В измерительном объеме, находящемся на высоте H над уровнем нейтроновода, этому интервалу регистрируемых детектором нейтронов соответствует интервал энергий

$$E_{гр} - mgH > E > E_{гр} - mg(H + \Delta H) , \quad (2)$$

Меняя таким образом высоту H , можно провести измерение времени хранения УХН для любого участка шириной $mg\Delta H$ в доступ-

ном диапазоне энергий нейтронов: $0 < E < E_{rp}$. При этом отпадает необходимость учета энергетической зависимости эффективности детектора, так как независимо от H детектор регистрирует нейтроны в узком фиксированном интервале I . Процесс измерения времени хранения, вакуумные условия и способ обработки поверхности медного сосуда были такими же, как в работе [2]. На рис. 2 показаны полученные этим методом кривые хранения УХН для разных интервалов энергий нейтронов.

Для извлечения из полученных экспериментальных данных о временах хранения УХН в узких интервалах энергии ($\Delta H = 25$ см соответствует ~ 25 нэв энергии нейтрона) информации о коэффициенте поглощения УХН в этих интервалах используется лишь предположение об изотропности потока УХН в сосудах во время хранения, справедливость которого будет обсуждена ниже. В этом случае легко можно вычислить длину свободного пробега нейтрона между столкновениями со стенкой. Коэффициент поглощения μ выражается следующим образом через измеренное время хранения T (с учетом поправки на распад нейтрона):

$$\mu = \frac{d}{v} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right), \quad (3)$$

где d - средняя длина пробега нейтрона между столкновениями со стенками сосуда; v - средняя скорость нейтронов в рассматриваемом интервале энергий УХН; T_0 - время жизни нейтрона до бета-распада. Средняя длина пробега вычислялась по газокинетической формуле, справедливой для изотропного потока нейтронов:

$$\alpha = \frac{4V}{S}, \quad (4)$$

где V - объем сосуда, S - площадь внутренней поверхности.

Полученная таким образом зависимость $\mu(\nu)$ для электрополированной медной поверхности показана на рис.3 (точки на кривой I). Там же приведена теоретическая кривая 2 для среднего по углам падения нейтрона коэффициента эффективного поглощения:

$$\mu_0 = \frac{2b}{y^2} (\arcsin y - y\sqrt{1-y^2}), \quad (5)$$

справедливая в случае идеально гладкой поверхности с резкой границей вещество - вакуум. Здесь $y = \frac{\nu}{\nu_{cr}}$;

$$b = \frac{Im \epsilon}{Re \epsilon} = \frac{\sigma_s + \sigma_{ny}}{2\beta\lambda};$$

β - длина рассеяния; σ_s , σ_{ny} - сечения захвата и неупругого рассеяния; λ - длина волны нейтрона.

В расчете принято согласно работе [5] $\sigma_s + \sigma_{ny} = 873$ барн при

$\nu = 10$ м/сек и температуре 303°K , $\beta = 0,76 \cdot 10^{-12}$ см и соответственно $b_{cu} = 1,45 \cdot 10^{-4}$. Все экспериментальные точки

лежат значительно выше этой теоретической кривой и в пределах точности эксперимента одинаково хорошо описываются тремя возможными механизмами повышенного поглощения УХН в стенках сосуда:

а) суммарное сечение захвата и неупругого рассеяния УХН (например, за счет загрязнений, распределенных в поверхностном слое) примерно в 2,6 раза больше сечения для чистой меди (кривая I на рис.3, рассчитанная по формуле (5) с параметром $b = 3,74 \cdot 10^{-4}$);

б) поверхность сосуда не является идеально гладкой.

Для количественного расчета влияния шероховатости поверхности использовалась простейшая однопараметровая модель с размытым потенциалом на границе вещество - вакуум вида $U(z) =$

$= \frac{\hbar^2}{2\pi m} U_{rp} \left(1 + \exp\left(-\frac{\pi}{\sqrt{3}} \frac{z}{a}\right)\right)^{-1}$, имеющая строгое решение [6] и дающая для усредненного по углам падения коэффициента поглощения следующее выражение:

$$\mu = \mu_0 + \frac{4k}{y^2} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{U_{rp} a^2}{n^2} \arctg \left(\frac{ny}{n\sqrt{1-y^2} + \sqrt{U_{rp} a}} \right) + \arctg \left(\frac{\sqrt{U_{rp} a} y}{n + \sqrt{U_{rp} a} \sqrt{1-y^2}} \right) - \frac{y\sqrt{U_{rp} a}}{n} \right] \quad (6)$$

Результаты расчета с параметром размытия $a = \lambda_{rp} = 110 \text{ \AA}$ и при $k = k_{Cu} = 1,45 \cdot 10^{-4}$ представлены кривой 3 на рис.3;

в) на поверхности сосуда имеется водяная (или масляная) пленка, приводящая из-за большого сечения неупругого рассеяния нейтронов на водороде к нагреванию УХН при прохождении через эту пленку. Дополнительное поглощение УХН в такой пленке, согласно [6],

равно $\mu_{nl} = \frac{m\lambda}{\hbar^2} \text{Im} \int \psi^* U_{nl} \psi dr$. Полагая потенциал пленки U_{nl} чисто мнимым и усредняя потенциал в пленке по углам падения, можно получить, что

$$\mu = \frac{4k_{nl} t}{y} \left[1 - \frac{1}{t} \int_0^t \left(\frac{1-2y^2x^2}{2xy} \text{Sin } 2xyt - 2\sqrt{1-y^2}x^2 \text{Sin}^2 xyt \right) dx \right] \quad (7)$$

где $k_{nl} = \frac{\text{Im} U_{nl}}{E_{rp}}$; $y = \frac{v}{v_{rp}}$; t - толщина пленки в единицах λ_{rp} ; E_{rp} , v_{rp} , λ_{rp} - граничная энергия, скорость и длина волны для материала стенки сосуда соответственно.

Кривая 4 на рис.3 получена суммированием поглощения в пленке (предполагалась водяная пленка с сечением нагрева $3,1 \cdot 10^3$ барн/молекула при $v = 10$ м/сек) толщиной $t = 0,5 \lambda_{rp} = 55 \text{ \AA}$ и поглощения в медной стенке.

Ни один из рассмотренных трех механизмов не представляется нам целиком ответственным за аномально большое поглощение УХН, поскольку получаемые параметры $\frac{1}{2}, \alpha, t$ заметно превышают их оценочные значения. В то же время, к сожалению, приведенные экспериментальные данные не позволяют полностью исключить какой-либо из этих механизмов. Повышение точности измерений зависимости μ от энергии нейтронов, по-видимому, мало прояснит картину, так как в любое из описаний можно внести дополнительные параметры (распределение примесей на поверхности, параметры шероховатости, граничную энергию пленки и т.д.), улучшающие согласие модели с экспериментом. Большая однозначность в определении механизма поглощения УХН, на наш взгляд, может быть получена путем прямого измерения влияния на μ физических характеристик поверхности сосуда или его температуры.

Использованное выше предположение об изотропности потока УХН внутри измерительного сосуда качественно следует из того, что вероятность диффузного отражения нейтрона от стенки сосуда велика (согласно измерениям [1,8] для электрополированной меди она составляет несколько процентов) по сравнению с вероятностью поглощения нейтрона $\mu \sim \frac{1}{2} \sim 10^{-3}$, т.е. изотропность потока УХН устанавливается значительно быстрее, чем идет его ослабление.

Для проверки этого предположения были выполнены измерения с сосудами различных размеров, т.е. с равной средней длиной сво-

бодного пробега УХН. На рис.4 приведены результаты измерений времени хранения УХН в интервале скоростей 3,2 - 5,7 м/сек в цилиндрических сосудах диаметром 8,5 см и длиной 200 см (темные точки) и 20 см (светлые точки). Экспериментальные точки удовлетворительно описываются единой кривой, зависящей от отношения времени хранения \bar{t} к средней длине свободного пробега α , вычисленной по формуле (4) для изотропного потока (т.е. от среднего числа столкновений со стенкой сосуда). Эти результаты подтверждают отсутствие каких-либо эффектов выстраивания потока УХН при их хранении.

Авторы выражают большую признательность В.К.Игнатовичу за полезные дискуссии и помощь в расчетах.

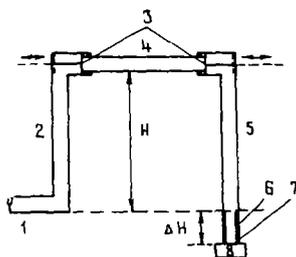


Рис.1. Схема эксперимента по измерению хранения
УХН в узких энергетических интервалах
(пояснение к тексту)

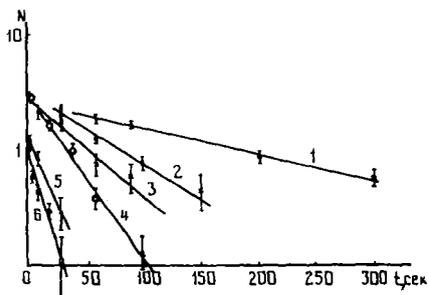


Рис.2. Кривые хранения в медном сосуде размером $\varnothing 8,5 \times 200$ см
нейтронов с разными энергиями:

- | | |
|----------------|-----------------------|
| 1) 5 - 30 нэв, | $t = 200 \pm 17$ сек; |
| 2) 50-75 " | $t = 70,4 \pm 6,5$ " |
| 3) 65-90 " | $t = 52,0 \pm 7,3$ " |
| 4) 95-120 " | $t = 32,2 \pm 2,3$ " |
| 5) 145-170 " | $t = 20,5 \pm 5,0$ " |
| 6) 160-170 " | $t = 13,5 \pm 4,0$ " |

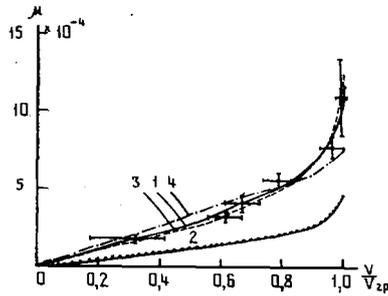


Рис.3. Зависимость коэффициента поглощения УХН в медных сосудах от скорости нейтронов. Горизонтальные линии на экспериментальных точках указывают полный интервал скоростей нейтронов, хранящихся в сосуде. Пояснения к кривым - в тексте

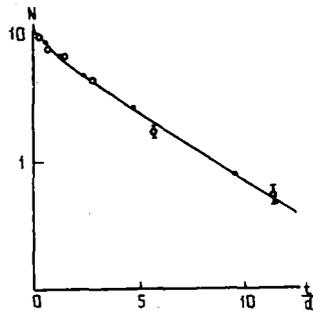


Рис.4. Кривая хранения УХН в сосудах из меди ϕ 8,5 см и длиной 200 см (темные точки) и 20 см (светлые точки). По оси абсцисс - отношение времени выдержки к длине свободного пробега, сек/см

Л и т е р а т у р а

1. Л.В.Грошев и др. Препринт ОИЯИ РЗ-5392, Дубна, 1970.
2. Л.В.Грошев и др. Препринт РЗ-7282, Дубна, 1973. Материалы конференции по нейтронной физике, Киев, 1973.
3. A.Steyerl, W.D.Trustedt, Z. Physik, 267, 379 (1974).
4. А.И.Егоров и др. ЯФ, 19, 300 (1974).
5. A.Steyerl, H.Vonach, Z. Physik, 250, 166 (1972).
6. В.К.Игнатович. Препринт ОИЯИ Р4-7055 (1973).
7. В.К.Игнатович, А.В.Степанов. Препринт ОИЯИ Р4-7832 (1974).
8. A.Steyerl, Nucl.Instr. and Methods, 101, 295 (1972)

РАСПРОСТРАНЕНИЕ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ
В ДИФфуЗИОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ
Г.И.Терехов, Б.Н.Виноградов
(НИИ атомных реакторов им.В.И.Ленина)

Аннотация

В диффузионном и односкоростном приближении решена задача о нестационарном распространении ультрахолодных нейтронов (УХН) по нейтроноводу и найдены зависимости различных характеристик потока УХН от коэффициента диффузии.

Abstract

A problem has been solved in the diffusion and onespeed approximation on non-stationary ultracold neutron propagation (UCN) along the neutron guide tube and different UCN flux characteristics have been found versus the diffusion coefficient.

Эксперименты с УХН включают в себя как основную часть транспортировку нейтронов от реактора к экспериментальной аппаратуре [1]. Транспортировка производится по длинным нейтроноводам, пропускание которых необходимо уметь рассчитывать. Пропускание, однако, зависит от закона отражения нейтронов от стенок, который, в свою очередь, определяется состоянием стенок нейтронОВОДА. Поскольку закон отражения характеризует коэффициент диффузии УХН [2], то, научившись определять коэффициент диффузии, мы сможем делать заключения как о пропускании [3] нейтронОВОДОВ, так и о состоянии стенок.

Для нахождения коэффициента диффузии рассматривается следующая задача [4]: имеется нейтронОВОД длиной l , перегороденный на расстоянии l_1 от конвертора, испускающего поток J_0 , заслонкой. В момент $t=0$ заслонка убирается, и на выходном отверстии отыскивается поток в зависимости от времени, расстояния l_1 и коэффициента диффузии D .

Обозначим v скорость УХН (рассматривается односкоростное приближение), x — координату вдоль оси нейтронОВОДА, $n(x, t)$ — плотность УХН в точке x в момент времени t . В диффузионном приближении полагается, что $n(x, t)$ подчиняется уравнению диффузии. Сделаем замену переменных

$$n(x, t) = \frac{v}{D} f(y, \tau); \quad y = \frac{x}{l}; \quad y_1 = \frac{l_1}{l}; \quad \tau = \frac{t}{t_0}; \quad t_0 = \frac{l^2}{D}; \quad C = \frac{J_0 l^2}{D}.$$

Тогда для функции $f(y, \tau)$, зависящей от безразмерных переменных, получим следующую краевую задачу:

$$\frac{\partial f(y, \tau)}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 f(y, \tau)}{\partial y^2}, \quad f(0, \tau) - c \cdot \frac{\partial f(y, \tau)}{\partial y} \Big|_{y=0} = 1,$$

$$f(y, 0) = \begin{cases} 1 & \text{при } 0 \leq y \leq y_1 \\ 0 & \text{при } y \geq y_1 \end{cases}, \quad f(y_1, \tau) + c \cdot \frac{\partial f(y, \tau)}{\partial y} \Big|_{y=y_1} = 0,$$

где граничные условия выбраны исходя из требования, чтобы поток через любое сечение нейтронотода равнялся $J_{\pm} = n(x, t) \frac{v}{2} \pm \frac{Q}{2} \frac{\partial n(x, t)}{\partial x}$ (J_+ - поток от конвертора, а J_- - к конвертору).

Решение ищем в виде $f(y, \tau) = f_0(y) + \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\lambda_n^2 \tau} \mu_n(y) f_n(y)$; $f_0(y) = (1+c-y)/(1+2c)$.

Здесь $f_n(y)$ - собственные функции краевой задачи

$$f_n(y) = \sin(\lambda_n y) + c \cdot \lambda_n \cos(\lambda_n y),$$

а $\mu_n(y_1)$ - коэффициенты разложения $f(y, 0) - f_0(y)$ по $f_n(y)$:

$$\mu_n(y_1) = (\lambda/\lambda_n) \cdot (c \cdot \lambda_n \sin(\lambda_n y_1) - \cos(\lambda_n y_1)) / (1+2c+c^2 \lambda_n^2).$$

Собственные числа λ_n определяются из трансцендентного уравнения

$$\tan \lambda_n = 2c \lambda_n / (c^2 \lambda_n^2 - 1).$$

Полученное решение позволяет найти относительный поток на выходном отверстии

$$Q(\tau) = \frac{J(\tau)}{J_c} = 1 - (1+2c) \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \mu_n(y_1) \lambda_n \exp(-\lambda_n^2 \tau),$$

где $J_c = J(\tau \rightarrow \infty) = 2c J_0 / (1+2c)$.

Если бы был известен поток J_0 , то по установившемуся потоку J_c можно было бы найти c , а значит и \mathcal{Q} . Однако J_0 известен обычно недостаточно хорошо. Поэтому интересно найти такие характеристики потока, которые не зависят от J_0 .

Введем относительный интегральный поток

$$\vartheta(\tau) = \int_0^{\tau} Q(\tau) d\tau = \frac{N(\tau)}{J_c}.$$

При $\tau \rightarrow \infty$ он пропорционален $(\tau - \tau_0)$, где τ_0 время задержки, равное

$$\tau_0 = -(1+2c) \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \mu_n(y_1) / \lambda_n.$$

Время выдержки не зависит от J_0 и от скорости (если закон отражения одинаков для всех скоростей), поскольку па-

параметр C связан с отношением $\mathcal{D} / \mathcal{V}^2$, а коэффициент диффузии \mathcal{D} всегда пропорционален скорости. При малых C имеем

$$\tau_0 = -2 \sum \cos(\pi n y_1) (-1)^n / (\pi^2 n^2) = \frac{1}{2} \left(y_1^2 - \frac{1}{3} \right),$$

то есть τ_0 фактически не зависит от C . Переходя к размерному времени, получаем время задержки при малых C , равное

$$t_1 = \tau_0 t_0 = \frac{2 \tau_0}{C} \cdot \frac{L}{v}$$

На рис.1 приведены полученные численно кривые $Q(\tau)$ при разных C и при заданном $y_1 = 0,7$. На рис.2 приведены кривые $Q(\tau)$ при разных y_1 и при заданном $C = 0,05$. На рис.3 приведены кривые $\gamma(\tau)$ при различных y_1 и при $C = 0,05$. Из этого рисунка видно, как определяется время задержки. Зависимость $\tau_0 = t_1/t_0$ от y_1 при разных C показана на рис.4. Интересно отметить, что если $y_1 > 0,577$, то время задержки отрицательно. При экспериментальном определении времени задержки имеется неопределенность, обусловленная тем, что при временах $t_1 \sim \frac{L}{v}$ диффузионное приближение несправедливо. Это приводит к ошибке в определении \mathcal{D} , которую можно уменьшить, поставив дополнительный эксперимент по определению \mathcal{D} , а именно вновь закрыть заслонку после достижения стационарного режима и наблюдать за уменьшением потока на выходе
$$J(\tau) \sim \exp(-\lambda_1^2 \tau).$$

Измерение времени задержки, особенно если эксперимент проводится в узком энергетическом интервале, позволяет контролировать изменение качества поверхности нейтронвода со временем.

В заключение авторы выражают признательность Игнатовичу В.К. за постановку задачи и обсуждение результатов.

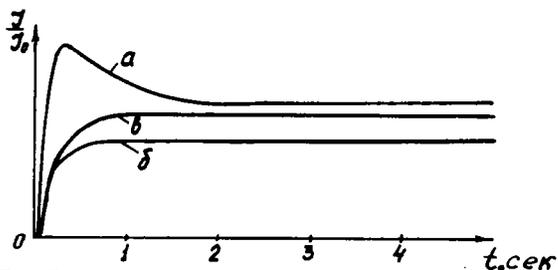


Рис. 1. Относительный дифференциальный поток при разных c и фиксированном $y_1 = 0,7$: $a - c = 0,05$; $b - c = 0,55$; $c - c = 1,05$ (кривые b и c даны в десятикратном уменьшении по сравнению с кривой a)

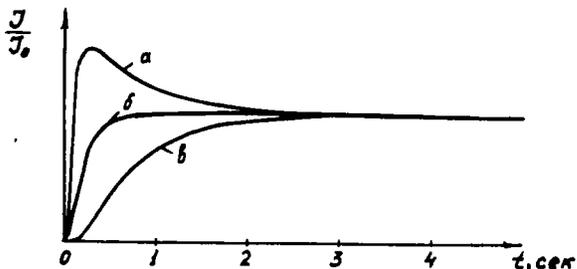


Рис. 2. Относительный дифференциальный поток при разных y_1 и фиксированном $c = 0,05$: $a - y_1 = 0,7$; $b - y_1 = 0,5$; $c - y_1 = 0,2$

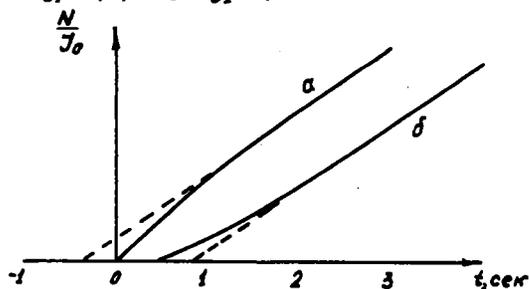


Рис. 3. Относительный интегральный поток для $c = 0,05$: $a - y_1 = 0,7$; $b - y_1 = 0,2$

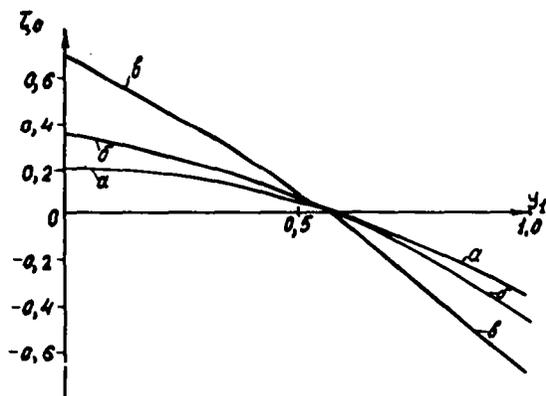


Рис.4. Время задержки при различных c :
 $a - c = 0,05$; $b - c = 0,3$; $v - c = 0,9$.

Л и т е р а т у р а

1. Шапиро Ф.Л. Сообщение ОИЯИ РЗ-7135, Дубна, 1973.
2. I. Verceanu, V.K. Ignatovich. *Vacuum*, 23, 441, 1973.
3. Луцкий В.И. и др. Препринт ОИЯИ РЗ-4127, Дубна, 1968.
4. Лобашов В.Н. и др.- В кн.: Нейтронная физика. Ч.4. Обнинск, 1974.

УСТАНОВКА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ УХН НА РЕАКТОРЕ СМ-2

Ю.Ю.Космынцев, Ю.А.Кушпир,
В.И.Морозов, В.Н.Нефедов

(НИИ атомных реакторов им. В.И.Ленина)

Аннотация

Описана установка для получения УХН на реакторе СМ-2. Максимальный выведенный поток УХН составляет $\sim 1200 \text{сек}^{-1}$. Исследовано энергетическое и угловое распределение потока УХН на выходе нейтронотода.

Abstract

Installation for extracting UCN from high flow reactor SM-2 is described. The maximum flow of UCN extracted is about 1200sec^{-1} .

Energetic and angular distributions of UCN on the end of neutron guide are investigated.

Впервые попытка осуществить извлечение УХН из высокопотокового реактора была предпринята на реакторе СМ-2 [1,2]. Достигнутый при этом поток УХН составил $0,8 \cdot 10^3 \text{сек}^{-1}$. В настоящей работе приведено описание второй установки для извлечения УХН на реакторе СМ-2.

Основной частью установки (рис.1) является цилиндрический нейтронотод, изогнутый в 4 местах под углом 45° . Участок нейтронотода, проходящий через большую и малую пробки шибера в циркониевый канал, изготовлен из отрезков электрополированных нержавеющей труб $\phi 90$ и 70мм , толщиной 1мм . Участок, расположенный в рабочем помещении, изготовлен из электрополированной медной трубы $\phi 100 \text{мм}$ и отделен от начального участка алюминиевой мембраной толщиной 100мкм .

Конвертор УХН выполнен в виде диска из гидрида циркония $\phi 70 \text{мм}$ и толщиной $1,5 \text{мм}$, припаянного оловом к торцевой части начального участка нейтронотода. Для охлаждения конвертора и участка нейтронотода, расположенного в циркониевом канале, служит водяная рубашка, через которую циркулирует вода из контура охлаждения горизонтальных каналов реактора.

С момента пуска нейтронотода безмасляная откачка начального участка осуществлялась электроразрядным насосом НЭМ-300 до вакуума $5 \cdot 10^{-6} \text{тор}$. Остальная часть нейтронотода с подсосом диняемыми к нему устройствами оканчивалась диффузионным насо-

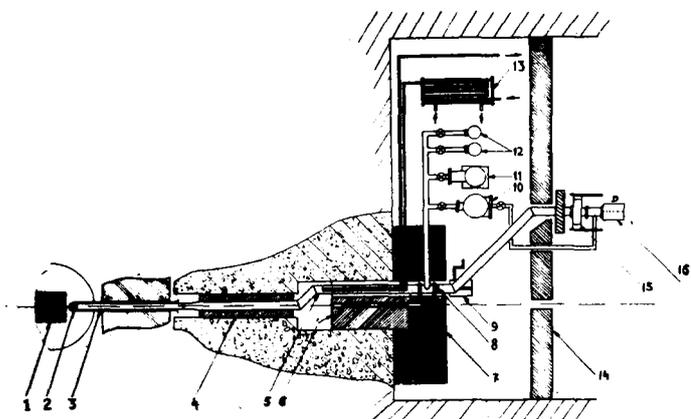


Рис.1. Схема установки для получения УХН на реакторе СМ-2 :
 1-активная зона; 2-конвертор; 3-циркониевый канал; 4-ма-
 лая пробка; 5-нейтроновод; 6-большая пробка; 7-защита;
 8-алюминиевая мембрана; 9-механизм отката нейтроновода;
 10-насос НЭМ-300; 11-диффузионный насос; 12-абсорбционные
 насосы; 13-дополнительный теплообменник; 14-стена для за-
 щиты персонала установки; 15-вакуумный шибер УХН; 16-детек-
 тор

сом (агрегат ВА-2-ЗПР). Когда эксперименты с УХН не проводились, весь нейтронный отодвигался от активной зоны на ~ 22 см. При этом конвертор выводился из области интенсивного облучения.

Для регистрации УХН использован двухкамерный пропорциональный счетчик на основе He^3 с площадью входного окна 60 см^2 [3].

При максимальном потоке тепловых нейтронов на конверторе ($2-4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$) счет УХН составил 640 сек^{-1} при фоне холодных нейтронов $\sim 45 \text{ сек}^{-1}$ и тепловых $\sim 45 \text{ сек}^{-1}$. Таким образом, с учетом эффективности детектора (50%) полный выведенный поток УХН составляет $\sim 1200-1300 \text{ сек}^{-1}$. Постановкой дополнительной защиты на детектор фон тепловых нейтронов был снижен до $0,1 \text{ сек}^{-1}$. Также эффективно подавлялся фон холодных нейтронов применением дополнительных угловых поворотов нейтронного канала. При этом установка позволяет получать практически "чистый" поток УХН. Угловое распределение потока УХН на выходе нейтронного канала показано на рис. 2.

Для получения энергетического спектра УХН был применен интегральный спектрометр в виде вращающегося П-образного колена из нержавеющей стали [4]. Счет детектора в зависимости от высоты и подъема колена показан на рис. 3 (интегральный спектр). Сплошной линией изображен спектр, рассчитанный в предположении максвелловского распределения потока УХН. Из рис. 3 видно, что граница экспериментального спектра составляет 155 см, а расчетного - 165 см. Расхождение может быть объяснено присутствием примеси на поверхности меди.

Наличие горизонтального участка в области $H < 0$ указывает на то, что граничная энергия нержавеющей стали ~ 165 см.

Измерения спектра потока УХН производились также дифференциальным спектрометром (рис. 4), отличавшимся от интегрального наличием поглотителя УХН (полиэтилена) в верхнем участке колена. Через колено с такой вставкой к детектору могут пройти нейтроны с энергией H , удовлетворяющей соотношению

$$h < H < h + \Delta h + h_0.$$

где h - высота между полиэтиленом и расположенной под ним стеной колена. h_0 - граничная энергия полиэтилена. Полная ширина энергетического окна спектрометра 10 см. Фон нейтронов с энергией $H > h + \Delta h + h_0$ подавлялся алюминиевыми наконечниками в верхних участках колена. Полученный таким образом спектр показан на рис. 5. На рис. 6 представлен спектр, полученный графическим

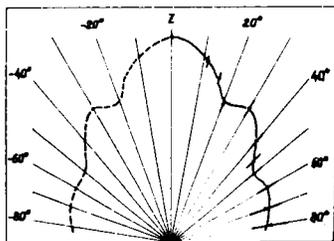


Рис.2. Угловое распределение потока на выходе нейтронвода (полярные координаты)

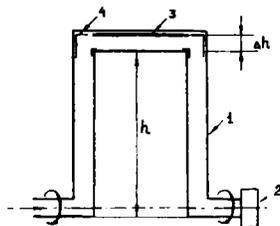


Рис.3. Схема дифференциального спектрометра; 1-колено; 2-детектор; 3-поглотитель; 4-наконечник

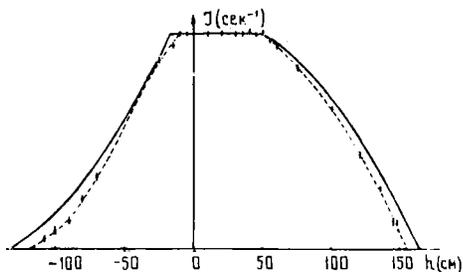


Рис.4. Зависимость счета УХН от высоты подъема колена (сплошной линией показана расчетная зависимость)

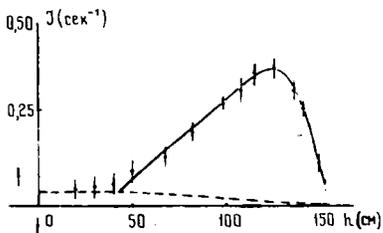


Рис.5. Спектр потока УХН, измеренный дифференциальным спектрометром (пунктир-вклад нейтронов с энергией, большей $h + \Delta h + h_0$)

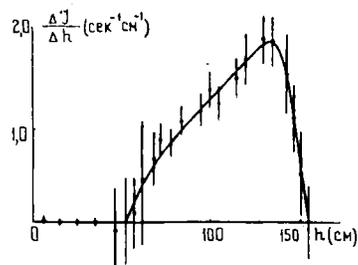


Рис.6. Спектр потока УХН, полученный дифференцированием интегрального спектра

дифференцированием интегрального спектра. С учетом разрешения спектрометра ($\sim 10\text{см}$) оба спектра по форме хорошо согласуются.

В заключение авторы приносят благодарность А.В.Стрелкову и Е.Н.Кулагину за помощь в работе над установкой.

Л и т е р а т у р а

1. Ю.С.Замятнин и др. ОИЯИ РЗ-7946, Дубна, 1974.
2. Г.А.Бать, А.С.Коченов, Л.П.Кабанов. Исследовательские атомные реакторы, М., Атомиздат, 1972.
3. Л.В.Грошев и др. ОИЯИ РЗ-7282, Дубна, 1973.
4. Л.В.Грошев и др. ОИЯИ РЗ-5392, Дубна, 1970.

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ УДЕРЖАНИЯ УХН
В ЗАМКНУТОМ СОСУДЕ БОЛЬШОГО ОБЪЕМА

Ю.Ю.Косвинцев, Ю.А.Кушпир, В.И.Морозов
(НИИ атомных реакторов им. В.И.Ленина)

Аннотация

Дано описание установки для удержания УХН в замкнутом сосуде большого объема (340л). Приведены результаты предварительных опытов по удержанию УХН с широким спектром энергий ($0,52 \cdot 10^{-7} - 1,55 \cdot 10^{-7}$ эв). Максимальное число нейтронов, накопленных в объеме установки, составляет ~ 5000 , время удержания 47сек.

Abstract

Installation for holding of UCN in the big closed vessel (340 dm³) is described. The results of preliminary experiments on holding of UCN of the wide energetic spectrum ($0,52 \cdot 10^{-7} - 1,55 \cdot 10^{-7}$ ev) are given. The maximum number of neutrons accumulated in vessel is about 5000. The measured time of holding of neutrons in vessel is 47 sec.

В настоящее время изучение удержания УХН в замкнутых объемах приобрело особый интерес. Расхождение экспериментального времени удержания с расчетным, наблюдавшееся в проведенных опытах по удержанию УХН [1 - 3], говорит о том, что существует пока еще не выясненный механизм поглощения или нагрева УХН [4]. В связи с этим представляет интерес изучение трансформации спектра УХН в процессе их удержания в накопительном объеме. Измерения такого рода существенно упрощаются, если использовать для накопления УХН сосуд большого объема.

На реакторе СМ-2 для изучения удержания УХН собрана установка, схематически показанная на рис.1.

Основной частью установки является накопительный сосуд I Ø 64см и длиной 105см. Цилиндрическая поверхность сосуда изготовлена из нержавеющей стали толщиной 2мм. Боковые фланцы облицованы с внутренней стороны листовой нержавеющей сталью толщиной 1,5мм. Вся внутренняя поверхность сосуда обработана электрополированием (H_3PO_4 -90%, H_2O -10%). Геометрическая площадь щелей утечки УХН не превышает 3-4см², площадь внутренней поверхности сосуда $\sim 4,6 \cdot 10^4$ см².

Накопительный сосуд подключается к выходу нейтронновода 2 установки для извлечения УХН через поворотное колено 3 Ø80мм, изогнутое в двух местах под углом 45°. Вращением колена вокруг оси

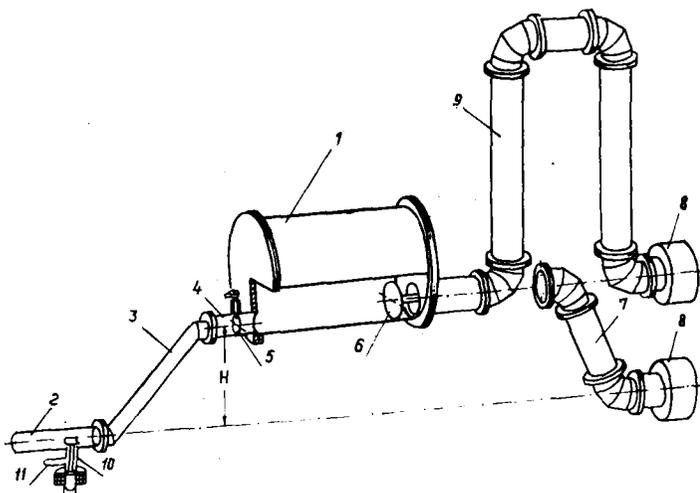


Рис.1. Схема установки для удержания УХН в замкнутом сосуде:
 1-накопительный сосуд; 2-выход нейтронвода; 3-поворотное
 входное колено; 4-входной патрубок; 5- входная заслонка;
 6-выходная заслонка; 7-колено детектора; 8-детектор УХН;
 9-поворотное колено; 10-магнитный клапан; 11-откачной патрубок

нейтроновода меняется высота подъема сосуда относительно нейтроновода, что приводит к изменению спектра УХН, накапливаемых в сосуде. На входном патрубке 4 установлена поворотная заслонка 5, отсекающая накопительный объем от нейтроновода.

Вытекание УХН в детектор происходит при открытой выходной заслонке 6, через колено 7, диаметром 200мм. Установка детектора на уровне нейтроновода производится вращением колена 7, вокруг оси выходного отверстия сосуда. Для регистрации УХН применялся пропорциональный счетчик на основе He^3 ($He^3-1\%$, $CO_2-2,5\%$, Ar - до 1атм) с входным окном из алюминиевой фольги толщиной 100 мкм и площадью 300 см².

Для измерения энергетического спектра УХН, вытекающих из объема накопления, к выходному отверстию подключается П-образное спектрометрическое колено. Колено изготовлено из нержавеющей труб ϕ 200мм. Высота подъема колена изменяется вращением его вокруг оси выходного отверстия сосуда.

Откачка установки осуществляется диффузионным насосом через отверстие ϕ 50мм на выходе нейтроновода до вакуума $3 \cdot 10^{-5}$ - 10^{-4} тор. Отверстие открывается магнитным клапаном 10, когда накопление УХН не производится.

Предварительные испытания установки производились при наполнении накопительного сосуда УХН с энергией от $0,55 \cdot 10^{-7}$ до $1,55 \cdot 10^{-7}$ эв ($H=0$). При мощности реактора 110 Мвт максимальное количество накопленных в сосуде нейтронов ~ 5000 . Счет детектора при закрытой входной заслонке $1,36 \pm 0,06$ сек⁻¹, при открытой входной и закрытой выходной $-2,22 \pm 0,17$ сек⁻¹, фон тепловых нейтронов $1,6 \pm 0,17$ сек⁻¹.

Измерение времени накопления, удержания и вытекания производилось при пониженной мощности реактора (рис.2). Из рис.2 следует, что время накопления составляет 33 ± 2 сек, время удержания 47 ± 3 сек, время вытекания 15 ± 2 сек.

Измерение времени удержания производилось при вакууме в сосуде накопления от $3 \cdot 10^{-1}$ до $3 \cdot 10^{-5}$ тор. Из рис.3 следует, что уже при вакууме $< 10^{-3}$ тор давление остаточного газа не влияет на время удержания УХН в сосуде.

Увеличение геометрической площади щелей между фланцами и цилиндрической поверхностью от 4 до 40см² уменьшило время удержания до 43 сек, т. е. утечкой через щели нельзя объяс-

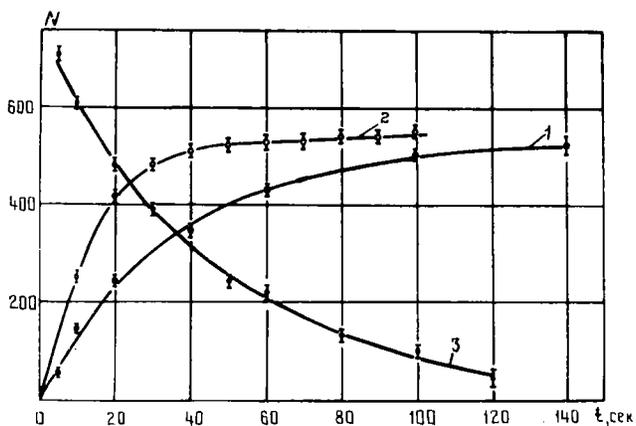


Рис.2. Характеристические кривые сосуда удержания: 1-зависимость числа накопленных в сосуде УХН от времени накопления; 2-зависимость числа УХН, зарегистрированных детектором, от времени регистрации; 3-зависимость числа УХН, сохранившихся в объеме, от времени выдержки

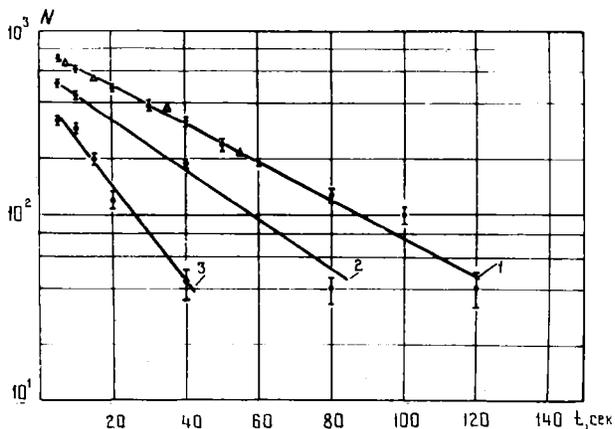


Рис.3. Зависимость числа УХН, сохранившихся в объеме, от времени выдержки: 1-вакуум $5 \cdot 10^{-4}$ тор; 2-вакуум $5 \cdot 10^{-2}$ тор; 3-вакуум $3 \cdot 10^{-3}$ тор; Δ -вакуум $5 \cdot 10^{-3}$ тор

нить малое время удержания УХН. Некоторого увеличения времени удержания можно ожидать при повторной обработке электрополированием внутренней поверхности сосуда.

В дальнейшем на установке предполагается произвести измерение времени удержания УХН малых энергий, а также изучить спектр УХН, вытекающих из сосуда накопления.

Авторы благодарны А.В.Стрелкову за помощь в работе и полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Л.В.Грошев и др. Препринт ОИЯИ РЗ-7282, Дубна, 1973 .
2. Е.И.Егоров и др. "Ядерная физика", 19, 300, 1974.
3. Л.В.Грошев и др. Препринт ОИЯИ. РЗ-5392, Дубна, 1970.
4. И.М.Франк. Сборник лекций по нейтронной физике. (Вторая Международная школа по нейтронной физике, Алушта, апрель, 1974).

РАСПРОСТРАНЕНИЕ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ
ПО ЦИЛИНДРИЧЕСКИМ НЕЙТРОНОВОДАМ

Ю. Ю. Косвинцев, Ю. А. Кушнир, В. И. Морозов,
А. П. Платонов

(НИИ атомных реакторов им. В. И. Ленина)

Аннотация

Проведен анализ пропускания цилиндрических горизонтальных нейтронных волноводов в предположении зеркального отражения ультрахолодных нейтронов (УХН) от стенок для нескольких значений коэффициента поглощения УХН.

Приведены результаты экспериментальных измерений пропускания прямых труб и угловых поворотов, угловых распределений УХН после угловых поворотов и предельного углового распределения потока УХН.

Abstract

Calculations have been performed for transmission probability of the cylindrical horizontal neutron guides, the specular reflections being assumed to occur at the guide walls.

Experimental results for transmission probability of direct tubes and cylindrical bends, for angular distributions of UCN flow after bends and after long tubes are given.

Введение

Для извлечения ультрахолодных нейтронов из ядерных реакторов необходимо знать закономерности распространения их по нейтронноводам. Теоретическое исследование коэффициентов пропускания нейтронных волноводов и трансформации углового распределения потока УХН в процессе распространения проведено в [1]. Авторы [1] исходили из предположения диффузно-зеркального и "реалистического" характеров рассеяния УХН после удара о стенку нейтронновода. Под "реалистическим" понималось рассеяние УХН, при котором вероятность зеркального отражения возрастает с увеличением угла падения нейтронов на стенку нейтронновода.

В работе [2] сообщается об экспериментально измеренном пропускании нейтронновода из стеклянных пластин с покрытием из никеля.

В настоящей работе проведен анализ пропускания цилиндрических нейтронных волноводов в предположении зеркального отражения УХН с учетом их распада и поглощения в материале стенок нейтронновода. Такой анализ представляет собой оценку максимально

достижимого пропускания для заданных материала и размеров нейтронпроводов.

В работе приведено экспериментально измеренное пропускание прямых труб и уголкового поворота, а также трансформация углового распределения потока УХН по мере его распространения по нейтронпроводу.

Коэффициенты пропускания цилиндрических нейтронпроводов

Определим коэффициент пропускания нейтронпровода $K(v)$ как отношение

$$K(v) = \frac{\Phi(v)}{\Phi_0(v)}, \quad (1)$$

где $\Phi_0(v)$ и $\Phi(v)$ — потоки УХН на единичный интервал скорости соответственно через переднюю поверхность конвертора и на выходе нейтронпровода.

Интегрирование (1) проводилось по толщине и площади конвертора и по телесному углу. При интегрировании учитывался распад нейтронов и их поглощение в стенках нейтронпровода. Выражение для коэффициента поглощения μ заимствовано из [3] в виде

$$\mu = \frac{2\eta\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}}, \quad (2)$$

где η — отношение мнимой и действительной частей потенциала рассеяния нейтронов;

$\gamma = \frac{v}{v_{sp}} \cdot \cos\psi$, ψ — угол падения УХН на стенку.

Отражение предполагалось "чисто" зеркальным.

Расчет $K(v)$ был проведен на БЭСМ-4. Результаты расчетов представлены на рис. 1, 2, 3. На рис. 1 представлены кривые пропускания для меди, рассчитанные для теоретического значения отношения η .

Так как в экспериментах по удержанию УХН было замечено [4] заметное расхождение экспериментальных и теоретических коэффициентов поглощения, коэффициенты пропускания $K(v)$ были рассчитаны для нескольких значений η , больших теоретического. Граничная скорость в этих расчетах принималась равной 6 м/сек.

Полученные результаты представлены на рис. 2 и 3.

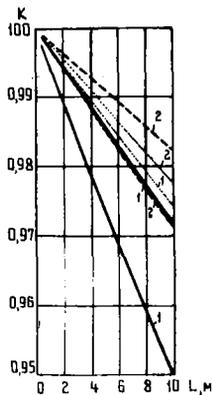


Рис. 1. Кривые пропускания для $\eta = 1,3 \cdot 10^{-3}$: сплошная линия - для скорости 5м/сек; штриховая - 3м/сек; пунктирная - 1м/сек. 1-для $R = 4$ см; 2-для $R = 8$ см

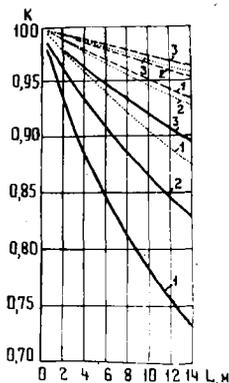


Рис. 2. Кривые пропускания для $\eta = 3 \cdot 10^{-4}$: сплошная линия - для скорости 6м/сек; пунктирная - 3м/сек; штриховая - 1м/сек. 1-для $R = 2$ см; 2-для $R = 4$ см; 3-для $R = 8$ см

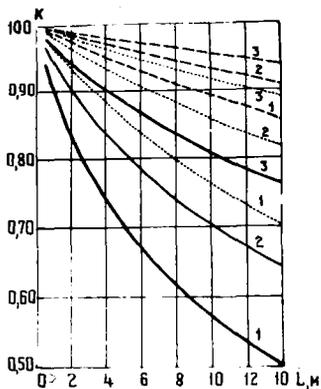


Рис. 3. Кривые пропускания для $\eta = 10^{-3}$: сплошная линия - для скорости 6м/сек; пунктирная - 3м/сек; штриховая - 1м/сек. 1-для $R = 2$ см; 2-для $R = 4$ см; 3-для $R = 8$ см

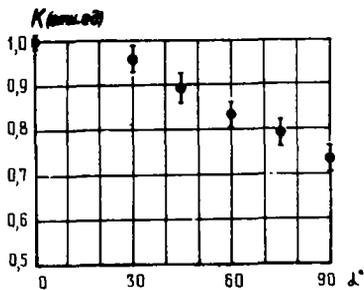


Рис. 4. Пропускание угловых поворотов

Экспериментальные измерения

Пропускание прямых труб

Пропускание прямых труб из нержавеющей стали было измерено при помощи установки, изображенной на рис. 5. Установка состоит из медной сферической полости 2, в которую поступает первоначальный поток УХН из нейтроновода I. Из полости 2 поток УХН с изотропным угловым распределением падает на вход набора трубок 3, пропускание которых изменяется. Прошедшие через трубки УХН поступают в цилиндрическую полость 5, торцевая стенка которой представляет собой входное окно детектора УХН 4 — пропорционального счетчика на основе He^3 .

Результаты измерений представлены на рис. 6. Измерения проведены для неполированной (кривая 1) и электрополированной трубы (кривая 2). Здесь же для сравнения даны теоретические кривые пропускания из работы [1]. Несовпадение теоретических и экспериментальных кривых объясняется, по-видимому, тем, что отражение УХН от стенок описывается более сложными законами, чем те, которые были предположены в [1]. Следует также учесть, что измерения проводились на полном спектре УХН, а расчеты [1] сделаны в односложном приближении.

Пропускание угловых поворотов

В этих измерениях между сферической полостью 2 и детектором 4 помещался электрополированный внутри изогнутый участок трубы длиной 10 радиусов.

Результаты измерений представлены на рис. 4.

Трансформация углового распределения потока УХН после прохождения прямых и изогнутых участков нейтроновода

Для измерения углового распределения потока УХН применено устройство, состоящее из соединительного цилиндра 5, коллиматора 7 и детектора 10 (рис. 7). Цилиндр 5 и коллиматор 7 соединены поворотной коробкой 6, ось которой составляет угол 45° с осями цилиндра и коллиматора. Вращением крышки коробки задается угол θ между осями цилиндра 5 и коллиматора 7.

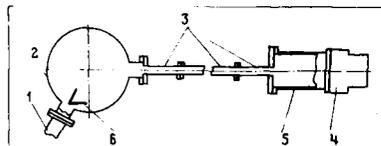


Рис. 5. Экспериментальная установка для измерения пропускания прямых труб и угловых поворотов: 1-нейтронвод; 2-медная сферическая полость \varnothing 32см; 3-исследуемая труба \varnothing 36мм; 4-детектор УХН (площадь входного окна \varnothing 60см²); 5-цилиндрическая полость \varnothing 94мм, длиной 25см; 6-рассеивающая воронка из меди

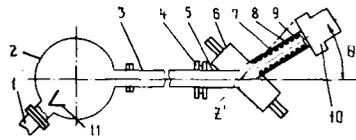


Рис. 7. Экспериментальная установка для измерения угловых распределений: 1-нейтронвод; 2-медная сферическая полость \varnothing 32см; 3-труба \varnothing 88мм; 4-поворотный фланец; 5-соединительный цилиндр; 6-поворотная коробка; 7-коллиматор; 8-ребра высотой 4мм; 9-полиэтилен; 10-детектор УХН; 11-рассеивающая воронка из меди

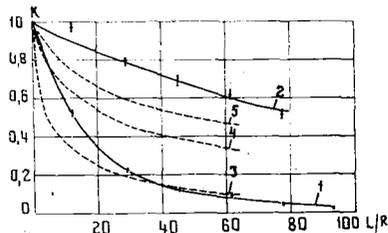


Рис. 6. Пропускание для прямых труб: 1-неполированная труба \varnothing 36мм; 2-полированная труба \varnothing 36мм; 3, 4, 5- теоретические кривые пропускания из [1] для диффузионного отражения УХН от стенок (3) и "реалистического" с коэффициентами диффузии $G = 0,25$ (4) и $G = 0,125$ (5)

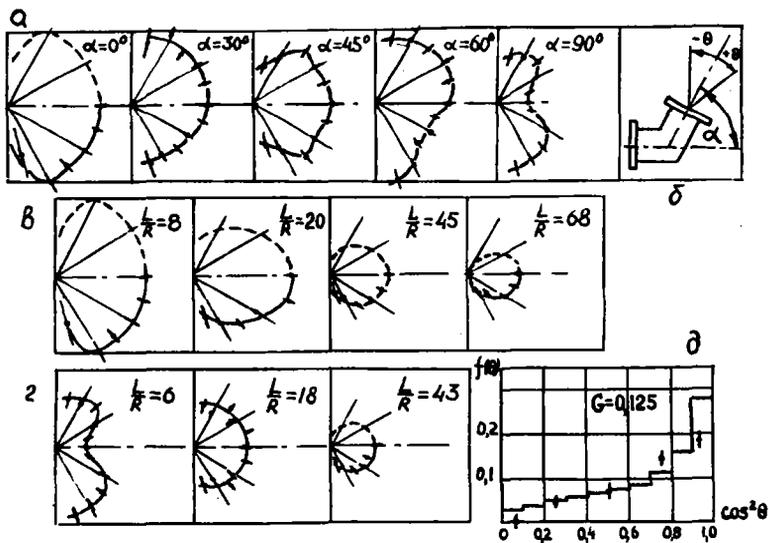


Рис. 8. Угловые распределения потока УЧН:
 а - угловые распределения потока УЧН после уголкового поворота; б - схема измерения угла поворота; в - "выстраивание" первоначально изотропного потока УЧН; г - поток УЧН, деформированный уголковым поворотом угловых распределений; д - экспериментальное предельное угловое распределение потока УЧН в сопоставлении с теоретическим

[I]

Угловое распределение потока после прохождения УХН прямых и изогнутых участков нейтронновода измерено с разрешением $\sim 20^\circ$ (рис. 8, а,б). Согласно работе [1], с увеличением длины линейного участка нейтронновода наблюдается "выстраивание" углового распределения потока вдоль оси. При достаточно большой длине участка угловое распределение на выходе практически не зависит от входного углового распределения (рис.8,г).

Авторы выражают благодарность Стрелкову А.В. за помощь в работе и Игнатовичу В.К. за обсуждение результатов.

Л и т е р а т у р а

1. И.Берчану, В.К.Игнатович. ОИЯИ Р4-7331, Дубна, 1973.
2. Е.И.Егоров и др.-"Ядерная физика", 19. 300. 1974.
3. В.И.Лушиков и др.-"Письма в ЖЭТФ", 9, 40, 1969.
4. Л.В.Грошев и др. ОИЯИ Р3-7282, Дубна, 1973.

ИСПЫТАНИЕ ЛОГАРИФМИЧЕСКОГО НЕЙТРОНОВОДА НА
РЕАКТОРЕ ВЗР-М

Е.И.Коротких, А.И.Егоров, И.А.Кондуров, А.Ф.Щебетов
(Ленинградский институт ядерной физики
им.Б.П.Константинова АН СССР)

АННОТАЦИЯ

Изготовлен и испытан однощелевой вариант логарифмического нейтронОВОДА с длиной 2820 мм и размерами пучка 90 мм². Отклонение выходного конца нейтронОВОДА от оси прямого пучка 20 мм. Поток нейтронов на выходе равен $2 \cdot 10^8$ нейтр/(см²·сек). Параметры выведенного пучка совпадают с расчетными [1]. Конструкция нейтронОВОДА упрощена по сравнению с нейтронОВОДАМИ традиционной геометрии.

Abstract

A single-slit 3 m example of the curved logarithmic neutron-guide is designed. A neutron beam size is 1×90 mm². A derivation of the neutron guide output from a direct beam is 20 mm, a neutron flux at the output being $2 \cdot 10^8$ n/cm²·sec. The parameters of the beam are in accordance with calculations.

При проведении экспериментов с использованием реакторных нейтронов часто значительной помехой являются быстрые нейтроны. Одним из способов получения пучков тепловых нейтронов без примеси быстрых нейтронов и гамма-квантов является применение изогнутых нейтронОВОДОВ.

В работе [1] было показано, что нейтронОВОД, изогнутый по двойной логарифмической спирали, может иметь входную апертуру большую чем $2\theta_c$, где θ_c - граничный угол полного зеркального отражения, и отклоняется от прямого пучка больше, чем нейтронОВОД, изогнутый по окружности. Там же был приведен расчет такого нейтронОВОДА.

Однощелевой вариант логарифмического нейтронОВОДА, описанного в работе [1], был изготовлен и испытан на горизонтальном канале реактора ВЗР-М.

Конструкция нейтронОВОДА схематично изображена на рис.1.

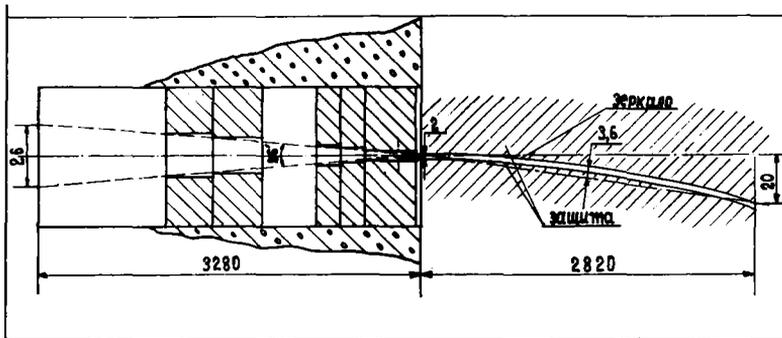


Рис.1. Схема установки нейтронновода на пучке
(вид сбоку)

Целевой коллиматор, расположенный в защите реактора, формирует пучок с угловой расходимостью 26 угловых минут. Коллимированный пучок попадает на вход нейтронновода, представляющего собой зеркало из разделенного ^{58}Ni на стекле размерами $2820 \cdot 100 \text{ мм}^2$, которое изогнуто по закону двойной логарифмической спирали. Профиль изгиба задается вистировочными винтами, выставленными с угловой точностью $\pm 10''$ с помощью теодолита с автоколлимационной приставкой ИБ-3. Второй стенкой нейтронного канала с размерами $1,6 \cdot 90 \text{ мм}^2$ является неотражающая защита из полиэтилена и стали. Подложка зеркала из стекла Борского стекольного завода, изготовленного методом разлива на жидкое олово. Чистота поверхности подложки примерно $\nabla 14$. Зеркало было изготовлено методом термического вакуумного напыления с вольфрамовых спиралей, на которые электролитически был нанесен изотоп никеля. Толщина покрытия примерно 2000 \AA .

Времяпролетным спектрометром был измерен спектр нейтронов на выходе нейтронновода из стекла без никеля. Результаты измерения приведены на рис.2. Там же приведены расчетный максвелловский спектр нейтронов в реакторе и результаты расчета по методу Монте-Карло спектра нейтронов на выходе нейтронновода с ^{58}Ni .

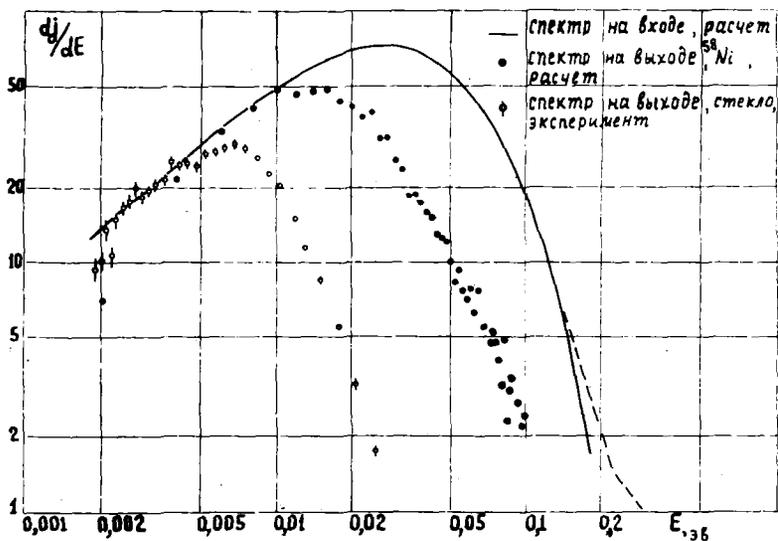


Рис.2. Спектр нейтронов на выходе логарифмического нейтроновода

Полученный для стекла максимум распределения при энергии нейтронов 0,0067 эв соответствует граничной длине волны нейтрона 3,5 Å и согласуется с граничным углом полного внутреннего отражения 13 мин, задаваемым изгибом зеркала нейтроновода.

Облучением золотых фольг на выходе нейтроновода измеряли поток нейтронов $n\nu_0$ и кадмиевое отношение R_{cd} (табл. I).

Таблица I

	$\lambda_c, \text{Å}$	$n\nu_0$	R_{cd}
Стекло	3,5	0,39 ^x	4-10 т
Ni природный	2,2	0,98	680
⁵⁸ Ni	1,85	1,28	170

^x Значение получено из относительного измерения потоков для природного Ni и стекла, проведенного в другой геометрии.

Ошибка в измерении потока и кадмиевого отношения составила 10%.

Отношение величины потоков для указанных отражающих материалов согласуется с оценками в пределах ошибок, если учесть ход сечения по закону I/\mathcal{U} . Различие в кадмиевом отношении объясняется видом распределения нейтронов на выходе нейтроновода (рис.2).

Фон рассеянных быстрых нейтронов на выходе нейтроновода оценивали активацией индиевой фольги в (n, n') -реакции. Чувствительность этого метода - несколько единиц на $10^4 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$. Уровень фона оказался ниже этой величины.

Для сравнения логарифмического нейтроновода с нейтроноводом, изогнутым по дуге окружности, провели ряд измерений с зеркалами из никеля-58, в которых зеркало востировали по логарифмической спирали или дуге окружности с радиусом 284 м. При таком радиусе кривизны зеркало имеет на длине нейтроновода примерно ту же стрелку прогиба, что и в случае его востировки по логарифмической спирали (3,6 мм). В обоих случаях измерения проводили для одного зеркала и двух зеркал, разделенных прокладками толщиной 1,8 мм. Измеряли активацию золота на выходе нейтроновода, кадмиевое отношение и снимали вертикальные профили пучка во всех случаях. На рис.3 представлены вертикальные профили пучка для разных вариантов.

По горизонтальной оси отложено расстояние от зеркала в миллиметрах, край зеркала принят за начало отсчета. Площади под кривыми отнормированы на величину активности золотых фольг.

Поток нейтронов на выходе нейтроноводов измерялся по активности золота с учетом реального распределения по вертикали, изображенного на рис.3. Эффективная ширина пучка принималась равной 1 мм для логарифмического нейтроновода с одной стенкой и 1,8 мм для остальных случаев. Результаты приведены в табл.2.

Таким образом, испытания одноцелевого варианта логарифмического нейтроновода показывают, что его параметры согласуются

с расчетом [17]. Это подтверждает возможность увеличения апертуры нейтронновода за счет изгиба его стенки по логарифмической спирали.

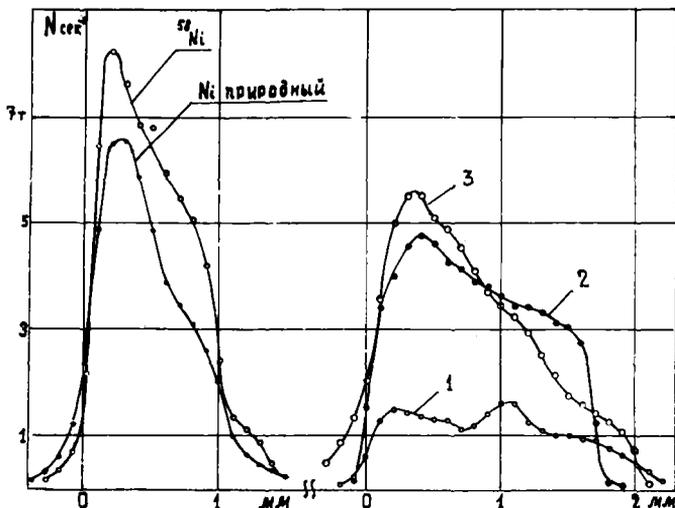


Рис. 3. Вертикальные профили нейтронного пучка: 1 - логарифмическая спираль - слева, дуга окружности с одним зеркалом; 2 - дуга окружности с двумя зеркалами; 3 - логарифмическая спираль с двумя параллельными зеркалами

Таблица 2

Вариант	$n_{\text{вб}},$ нейтр/см ² сек	$R_{\text{сд}}$
Логарифмическая спираль (одно зеркало)	$2,2 \cdot 10^8$	170
Дуга окружности (одно зеркало)	$0,5 \cdot 10^8$	200
Логарифмическая спираль (два зеркала)	$1,3 \cdot 10^8$	240
Дуга окружности (два зеркала)	$1,2 \cdot 10^8$	180

В заключение авторы благодарят Г.Я.Васильева за измерения потока.

Л и т е р а т у р а

1. Е.М.Коротких, И.А.Кондуров, - Нейтронная физика. Ч.4. Обнинск, 1974, с.286.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОЧЕНЬ
ХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ С МЕТАЛЛАМИ И ГАЗАМИ

Н.Т.Кашукеев, Г.А.Станев, В.Т.Сурджийски, Е.Н.Стоянова
(Институт ядерных исследований и ядерной энергетики
Болгарской академии наук)

АННОТАЦИЯ

Авторы сообщают результаты по изучению взаимодействия очень холодных нейтронов в интервале скоростей от 100 до 250 м/сек с некоторыми металлами и газами. Установлено, что полное сечение взаимодействия нейтронов зависит от скорости: для металлов - согласно закону $1/v^2$, а для газов - согласно гиперболическому закону, приведенному в работе. Даны также полученные значения для этих сечений.

Abstract

The authors are reporting the experiments performed with some metals and gas on the interaction of ultracold neutrons in the interval ranging from 100 to 250 m/sec. The neutron interaction cross section was found to be dependant on the velocity following the $1/v^2$ law in the case of metals and according to the hyperbolic law discussed in the paper for the gas. The cross sections obtained are also given in the paper.

I. Из исследований по сохранению ультрахолодных нейтронов в Дубне [1,2] известно, что наблюдается систематическое несоответствие между экспериментальными результатами и теоретическими расчетами. Как отметил акад. И.М.Франк [3], этот факт можно было бы объяснить, если предположить существование дополнительного взаимодействия ультрахолодных нейтронов.

В разд. II предлагаемой работы сообщаются результаты исследований хода сечения взаимодействия очень холодных нейтронов с некоторыми металлами. Эти исследования были предприняты с целью, с одной стороны, пролить свет на природу, вероятно, существующего аномального сечения взаимодействия ультрахолодных нейтронов с веществом, а с другой - заполнить неисследованную область скоростей нейтронов от 100 до 250 м/сек. Следует отметить, что интервал скоростей до 100 м/сек исследован в работе [5].

В разд.Ш предлагаемой работы приводятся результаты по исследованию закона взаимодействия очень холодных нейтронов в указанной области скоростей с некоторыми газами. Докладываемые результаты получены на реакторе ИРТ-2000 в Софии. Полное сечение взаимодействия очень холодных нейтронов измерялось методом пропускания. Используемый пучок очень холодных нейтронов получался у выхода вставленного до дна канала изогнутого зеркального нейтронвода, сделанного из электрополированной трубы из нержавеющей стали (рис.1.).

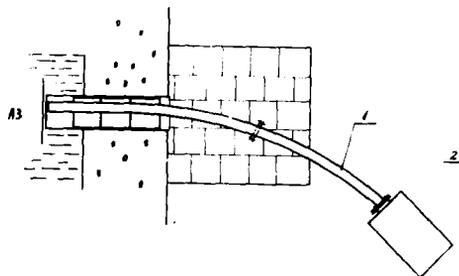


Рис.1

Для анализа спектра нейтронного пучка был построен специальный механический селектор очень холодных нейтронов, имеющий плоский ротор с двумя пропускающими отверстиями, работающий в режиме по времени пролета.

П. Эксперименты с металлами проводились при двух конфигурациях исследуемой пластинки:

1. Пластинка неподвижно прикреплялась непосредственно на отверстие нейтронов перед защитным экраном селектора.

2. Пластинка с подходящим профилем прикреплялась на одно из отверстий ротора и вращалась вместе с ним.

В анализаторе регистрировались одновременно два пика, соответствующие обоим отверстиям – спектры пучка соответственно без образца и с образцом.

Измерения при обеих конфигурациях образца не обнаружили различий в сечениях вне пределов ошибки. Для выяснения роли поверхностных когерентных эффектов при исследовании интервала скоростей проведены были измерения, в которых варьировалось число пластинок одного и того же металла, однако полученные результаты практически совпадали. Изучались две группы металлов чистотой 99,95%:

а) металлы, у которых сечение поглощения тепловых нейтронов во много раз превышает их сечение некогерентного рассеяния - In, Ag, Cu ;

б) металлы, у которых сечение некогерентного рассеяния соизмеримо с их сечением поглощения для тепловых нейтронов, - Ni, Fe, Mo .

На рис.2 графически представлена зависимость полного сечения взаимодействия нейтронов в интервале скоростей 100-250 м/сек от длины их волны.

Видно, что и для обеих групп металлов эта зависимость линейна, т.е. сечение зависит от скорости нейтронов согласно закону

$$\sigma(v) = \frac{1}{Nd} \left(a + \frac{b}{v} \tau \right); \quad \tau = \frac{\partial \sigma}{\partial t_k} = 4882,8 \text{ м/сек}; \quad (1)$$

$$a = -|a| \approx 0.$$

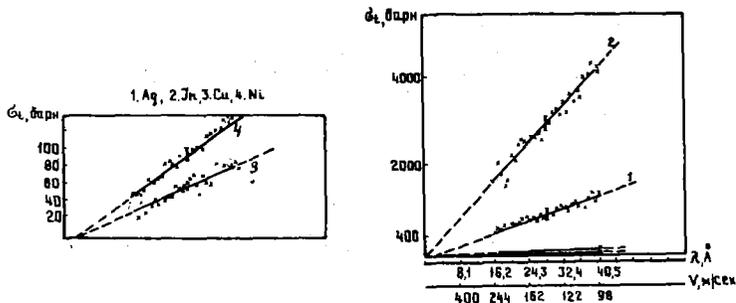


Рис.2

На рис.3 указаны полученные значения полного сечения и рассчитанные по закону $1/v$ сечения поглощения для скорости 140 м/сек.

Металл	σ_t	σ_a
	б а р н	
In^a	3013±150	3023
Ag^a	998±80	946
Cu^a	58±3	58
Ni^b	97±5	71
Fe^c	60±5	37
Mo^d	135±10	37

Рис.3

Из результатов можно допустить, что:

1. Сечение поглощения у всех исследованных металлов в интервале от 100 до 2200 м/сек зависит от скорости по закону $1/v$.

2. У металлов из группы "б", кроме поглощения, наблюдается дополнительное взаимодействие, сечение которого зависит от скорости по закону $1/v$.

3. Исследования с газами проводились также с использованием двух конфигураций газовой мишени, причем исследуемый газ заполнял: 1) прямую трубу с неотражающими стенками, расположенную между ротором селектора и детектором; 2) вторую, наружную трубу нейтроновода.

На рис.4 показана графически зависимость длины свободного пробега нейтронов в азоте и аргоне (при давлении 760 торр) от длины нейтронной волны. Видно, что сечение зависит от скорости нейтронов согласно гиперболическому закону

$$\sigma(v) = \frac{1}{Nd} \left(\frac{1}{\alpha - \frac{h}{v}z} \right), \quad \alpha \neq 0. \quad (2)$$

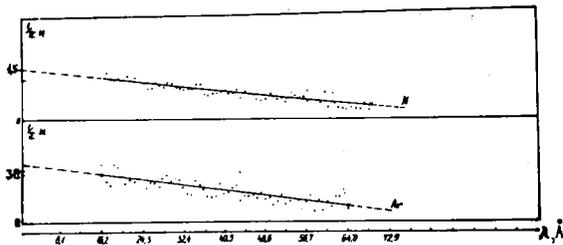


Рис. 4

В равенстве (2) отношение $\beta z/v$ можно рассматривать как отношение средней скорости газовых молекул к скорости взаимодействующего нейтрона:

$$\bar{c} = 2\beta z. \quad (3)$$

Дальнейшие исследования будут проводить, варьируя температуру газовой мишени и используя газы с существенными различиями в атомном весе.

Л и т е р а т у р а

1. Ф.Л.Шапиро. Конференция по исследованию структуры ядер с помощью нейтронов. Будапешт, 31 июля - 5 августа 1972 г.
2. Л.В.Грошев и др. Препринт ОИЯИ РЗ-5392, РЗ-7282, Дубна.
3. И.А.Франк. Препринт ОИЯИ РЗ-7810, Дубна, 1974.
4. A.Steyerl, Z. Physik, 250 (1972).

НОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ СПИН-ЭЛЕКТРОН
В РАСПАДЕ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ

Б.Г.Ерозолимский, Ю.А.Мостовой, А.И.Франк

(Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова)

Аннотация

Описываются измерения угловой корреляции спин-электрон в распаде поляризованных нейтронов. Полученное значение сравнивается с данными других авторов.

Abstract

The measurements of angular correlation for spin-electrons at the decay of polarized neutrons are described. The values obtained are compared with the data of other authors.

I. ВВЕДЕНИЕ

Коэффициенты угловых корреляций в распаде нейтрона непосредственно и просто связаны с константами связи бета-распада, что объясняет новые усилия экспериментаторов, направленные на дальнейшее увеличение точности при измерении этих величин.

Коэффициент корреляции между спином нейтрона и импульсом электрона, обозначаемый обычно A , является среди других наиболее чувствительным к величине $\lambda = G_{GT}/G_F$ - отношению гамов-теллеровской и фермиевской констант связи. Следует отметить, что простая связь между величинами A и λ существует только в случае $V-A$ - варианта, когда $G_{GT} = G_A$ и $G_F = G_V$.

В этом свете интересно сравнение величины λ , полученной через измерение угловых корреляций, с той же величиной, вычисленной из результатов измерения величин $\mathcal{F}t$ нейтрона и $0^+ - 0^+$ - переходов, так как связь между этими величинами $\mathcal{F}t$

и константой λ не зависит от наличия или отсутствия скалярного и тензорного варианта взаимодействий.

П. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Идея опыта и основные элементы установки не изменились по сравнению с работой 1970 г. [1]. Схема установки пригедена на рис.1. По обе стороны пучка нейтронов (1) находятся детекторы электронов (2) и протонов (3). Диафрагма (4) выделяет телесный угол регистрации электронов. При этом детектор просматривает ограниченную область пучка (заштриховано). Эта рабочая область пучка заключена между сферической (5) и конусной (6) сетками, между которыми приложено напряжение 2,7 кв. При этом разность потенциалов между любой точкой рабочей области пучка и сеткой (6) больше энергии протонов отдачи ($E_p < 800$ эв). Поэтому протоны эффективно "высасываются" через сетку (5), попадая внутрь сферической фокусирующей системы, состоящей из электродов (5) и (7) с разностью потенциалов между ними 25 кв. Эта система, ускоряя протоны, фокусирует их на детекторы. Вектор поляризации пучка направлен вдоль оси, связывающей детекторы. Направление поляризации меняется через каждые 100 сек. При этом ведется счет запаздывающих совпадений между импульсами от протонного и электронного детекторов. Временной спектр протонов отдачи представлен на рис.2.

III. ДЕТЕКТОРЫ

Оба детектора сцинтилляционного типа. Детектор электронов представляет собой пластик диаметром 160 мм и толщиной 3 мм, соединенный через световод длиной 80 мм с фотоумножителем ФЭУ-95. Разрешение детектора $\sim 30\%$ по конверсионной линии Cs^{137} . В детекторе протонов в качестве сцинтиллятора применялся тонкий слой $CsI(Tl)$ толщиной менее $0,1$ мг/см², полученный методом испарения в вакууме. Тонкий световод диаметром 70 мм просматривался фотоумножителем ФЭУ-110. Детектор имеет амплитудное разрешение около 40% при энергии протонов 30 кэв. Для подавления шумов фотоумножителя и уменьшения радиационных фонов была применена система селекции по длительности фронта импульсов.

IV. ОСНОВНЫЕ МЕТОДИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ

Угловое распределение электронов распада относительно спина нейтрона дается выражением

$$w(\theta) = 1 + A \langle v/c \rangle \rho \cos \theta,$$

где θ - угол между импульсом электрона и спином нейтрона;

v - скорость электрона;

ρ - поляризация;

A - коэффициент корреляции.

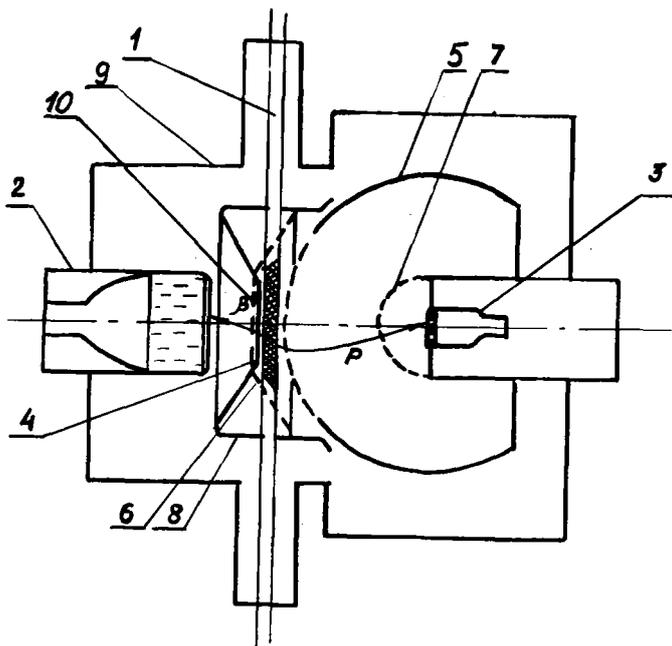


Рис. I. Схема экспериментальной установки

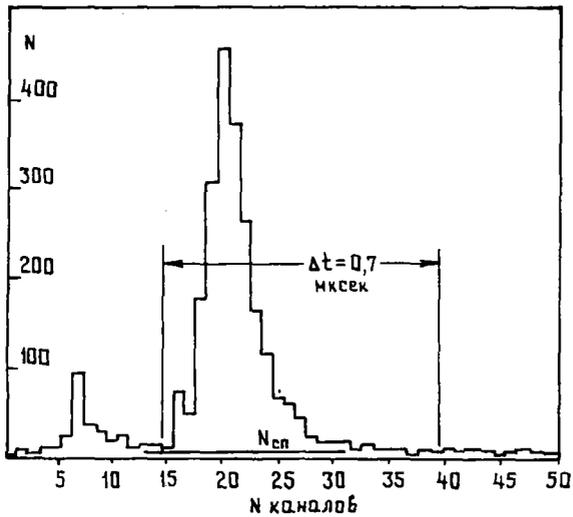


Рис.2. Спектр времени задержки между импульсами от электронного и протонного детекторов

Таким образом, ведя счет электронов, вылетевших в заданный телесный угол для двух направлений поляризации, можно получить величину коэффициента A .

При этом необходимо:

а) учесть или исключить возможное изменение эффективности регистрации протонов при изменении спина, поскольку реально ведется счет совпадений, а не электронов;

б) знать величину поляризации, усредненную по времени измерения;

в) вычислить средние величины $\langle v/c \rangle$ и $\langle \cos \theta \rangle$.

Эти требования были выполнены следующим образом.

I. Зависимость эффективности регистрации протонов от поляризации возможна из-за сильной (коэффициент $B \approx 1$) корреляции между импульсом нейтрино и спином нейтрона. Поскольку импульсы электрона, протона и нейтрино связаны законом сохранения импульса, при изменении направления поляризации меняется угловое распределение протонов, а стало быть, и пространственное распределение их траекторий внутри камеры. Существующие потери в счете протонов могут при этом меняться. Мы постарались уменьшить все потери протонов, насколько это возможно, и обеспечить полный сбор протонов, родившихся внутри рабочей области пучка. Были поставлены контрольные опыты, подтвердившие, что траектории протонов не проходят вблизи краев сеток, а размер фокуса (~ 45 мм) много меньше размера детектора. Кроме того, распределение траекторий протонов было вычислено на ЭВМ с учетом спин-нейтринной корреляции для двух направлений поляризации.

Расчеты подтвердили, что траектории протонов достаточно удалены от краев сеток и детектора, а их пространственное распределение слабо зависит от направления поляризации. При этом делалось предположение, что регистрируемые протоны возникают в хорошо ограниченной рабочей области пучка. На самом деле возможно некоторое размытие этой области, связанное с тем, что

в совпадении с протоном может быть зарегистрирован электрон, попавший в детектор после рассеяния в установке. Было экспериментально показано, что этот эффект не может дать заметную методическую ошибку.

2. Абсолютное измерение степени поляризации пучка проводилось, как и ранее, методом Штерна-Герлаха. Большая трудоемкость такого измерения не позволяет повторять его многократно. При этом возникает проблема контроля за поляризацией во время длительного периода набора статистики. Для относительного измерения поляризации был использован указанный выше эффект зависимости счета протонов (без совпадений) от направления поляризации. Этот эффект усиливался при выключении "вытягивающего" напряжения между сетками (5) и (6) и составлял около 15%.

Примерно 1,5 ч ежедневно тратилось на такие измерения. Этот поляриметр был прокалиброван более длительным (около недели) измерением, предшествующим измерениям методом Штерна-Герлаха. В общую погрешность вошла и погрешность, связанная со статистической ошибкой такой градуировки.

3. Средняя величина $\langle \cos \theta \rangle$ была вычислена на ЭВМ. Телесный угол для электронов хорошо определен положением и размерами детектора и диафрагмы (4). Небольшая ($\sim 2\%$) поправка, связанная с рассеянием электронов, была определена экспериментально.

4. Для определения величины $\langle v/c \rangle$ требуется знание интервала энергий электронов, включенных в счет. Калибровка электронного детектора проводилась несколько раз в неделю. Величина $\langle v/c \rangle$ была вычислена на ЭВМ.

5. Для измерения фона случайных совпадений в отдельных каналах считалось число совпадений импульсов электронного детектора с импульсами протонного детектора, задержанными на достаточное время. К сожалению, кроме фона случайных совпадений, имелся фон, связанный с неполным разделением по времени протонного пика и пика мгновенных совпадений. Для измерения

этой компоненты фона ежедневно проводились измерения без высокого напряжения, т.е. без счета протонов. Отдельный опыт убедил нас в корректности такой процедуры.

IV. РЕЗУЛЬТАТЫ

Всего было зарегистрировано примерно 165 тыс. случаев распада для энергий электронов в интервале 220–780 кэв. Скорость счета составила 5 мин^{-1} при фоне случайных совпадений $0,3 \text{ мин}^{-1}$.

Асимметрия в счете, определяемая как

$$x = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-},$$

где N_{\pm} - число совпадений для двух направлений поляризации была равна

$$x = 0,0564 \pm 0,0027,$$

что дало для величины коэффициента корреляции $A = -0,110 \pm 0,007$.

Эта величина приводит к следующему значению величины λ :

$$|\lambda| = 1,250 \pm 0,018.$$

Полученные ранее величины λ приведены ниже:

Метод		Работа
Корреляция электрон-спин	$1,27 \pm 0,027$	[1]
	$1,26 \pm 0,02$	[2]
	$1,250 \pm 0,018$	Настоящая работа
	$1,18 \pm 0,02$	[3]
	$1,245 \pm 0,012$	[4,5]
Среднее по экспериментам по измерению угловых корреляций ^x	$1,263 \pm 0,016$	[5]
	Среднее ^{xx}	$1,251 \pm 0,009$

^x Результат настоящей работы не включен в усреднение.
^{xx} Результат работы [3] не включен в усреднение.

Л и т е р а т у р а

1. Б.Г.Ерозлиимский, Л.Н.Бондаренко, Ю.А.Мостовой, Б.А.Обиняков, В.П.Федулин, А.И.Франк. Письма в ЖЭТФ, 13(1971), стр.356.
2. С.И.Christensen, V.E.Krohn, G.R.Rinyo, Phys. Rev. C1 (1970), 1963.
3. А.И.Сосновский, П.Е.Спивак, Ю.А.Прокофьев, И.Е.Кутиков, Ю.П.Добринин. ЖЭТФ, 35(1959), вып.4, стр.10.
4. С.И.Christensen, A. Nielson, A.Bahnsen, W.K.Brown, B.M.Rustad. Phys. Rev., D5 (1972) 1628.
5. А.Кропф and Н.Рaul, Annalen d. Physik (1973).

ГРАВИТАЦИОННЫЕ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ
СВОЙСТВА НЕЙТРОНА

Ю. А. Александров

(Объединенный институт ядерных исследований)

Аннотация

В докладе дается обзор некоторых работ, посвященных следующим фундаментальным свойствам нейтрона: гравитационной массе, электрическому заряду, электромагнитным формфакторам, взаимодействию между нейтроном и электроном, поляризуемости нейтрона.

Abstract

The present paper is a survey of some works reporting the study of the following fundamental properties of the neutron: gravitational mass, electric charge, electromagnetic form-factors, n-e interaction, neutron polarizability.

Все сведения о нейтроне как элементарной частице получены путем изучения его взаимодействий с другими частицами и полями. Таких взаимодействий четыре: гравитационное, слабое, электромагнитное и сильное.

I. Известно, что инерционная масса нейтрона, получаемая из рассмотрения энергетического баланса различных ядерных реакций с участием нейтронов, равна [1]

$$m_n = 939,5527 \pm 0,0052 \text{ Мэв.}$$

Нейтрон - одна из немногих элементарных частиц, падение которой в гравитационном поле Земли можно наблюдать экспериментально. Впервые такие наблюдения были проведены в Брукхейвенской лаборатории в 1951 г. над пучком медленных ($\lambda \sim 1 \text{ \AA}$) нейтронов на пролетной базе 12 м [2]. В 1965 г. были выполнены более точные исследования в Ок-Ридже [3]. В этих исследованиях использовалась пролетная база 180 м, а ускорение силы тяжести g для нейтрона определялось путем наблюдения разницы в высотах падения двух компонент: быстрых и медленных нейтронов. Применение бериллиевого фильтра позволило выделить в медленной компоненте нейтроны с длинами волн $\lambda_1 > 2d_{(100)}$ и

$\lambda_2 > 2d_{(002)}$, где $d_{(100)}$ и $d_{(002)}$ расстояния между кристаллическими плоскостями (100) и (002) бериллия. В результате исследований было получено:

$$g(100) = 975,4 \pm 3,1 \text{ см/сек}^2;$$

$$g(002) = 973,1 \pm 7,4 \text{ см/сек}^2.$$

Локальное значение, соответствующее месту проведения эксперимента,

$$g = 979,74 \text{ см/сек}^2.$$

В работе [4] проверялась гипотеза о возможной зависимости гравитационных сил, действующих на нейтрон, от направления спина нейтрона. Для этого измерялась резонансная частота переворота спинов поляризованных нейтронов, находящихся в слабом магнитном поле. Показано, что гравитационные силы, действующие на нейтроны, поляризованные вверх и вниз по направлению гравитационного поля, равны с ошибкой $\Delta g/g = 5 \cdot 10^{-13}$.

В 1962-1965 гг. в Гархингской лаборатории [5,6] был предложен и построен прибор - гравитационный рефрактометр - для прецизионного измерения длин когерентного рассеяния, в основу которого положено взаимодействие нейтронов с гравитационным полем Земли. В этом приборе пучок нейтронов отклоняется в гравитационном поле Земли от горизонтального направления полета, а затем отражается от зеркала, изготовленного из исследуемого вещества. Длина когерентного рассеяния нейтронов a связана с высотой падения нейтрона h_r , соответствующей критическому углу полного отражения γ_c , соотношением

$$a = \frac{g m_n^2}{2\pi N \hbar^2} h_r \quad (1)$$

Построенный в Гархинге прибор имеет пролетную базу 110 м и зеркало размером 80 x 80 см. С помощью этого прибора определены длины когерентного рассеяния ряда веществ с чрезвычайно высокой точностью. Например, для висмута ошибка измерения составляла 0,015%.

Итак, изучение гравитационных свойств нейтрона показывает, что его поведение в гравитационном поле Земли ничем не отличается от поведения обычного макроскопического тела.

2. Нейтрон считается электрически нейтральной частицей, однако не существует никаких теоретических запретов на существование у нейтронов небольшого заряда, и этот вопрос должен быть решен чисто экспериментальным путем. Эксперименты по поискам заряда нейтрона можно разделить на прямые (отклонение пучка нейтронов в электрическом поле) и косвенные (поиски зарядов неионизованных атомов и молекул). Хотя косвенные оценки значительно превосходят по своей точности прямые, последние представляются все же более надежными. В наиболее чувствительно прямом эксперименте [7] был использован метод двойного брегговского отражения пучка нейтронов от двух совершенных кристаллов кремния. Схема эксперимента приведена на рис.1, а результат — на рис.2. Улучшения оценки заряда нейтрона примерно на два порядка можно надеяться достигнуть в эксперименте с ультрахолодными нейтронами [8]. Следует заметить, что для объяснения некоторых явлений, носящих космологический характер, имеется ряд теоретических соображений, либо прямо основанных на гипотезе существования у нейтрона небольшого электрического заряда порядка 10^{-13} — 10^{-19} от заряда электрона, либо приводящих к этому как к следствию [9-11].

3. Введение понятия структуры элементарных частиц и ее изучение требует радикально новых подходов, не свойственных физике атома и даже физике ядра, где еще допустимо рассматривать системы, состоящие из электронов, протонов и нейтронов как из неких неизменных компонент. Структура элементарных частиц носит динамический характер и, вообще говоря, специфична для того вида взаимодействия, в котором частица принимает участие. Достаточно обоснованная теоретическая интерпретация имеется только для случая электромагнитных взаимодействий. Структура элементарной частицы изучается посредством рассеяния этой частицей пучка других частиц. Так, например, экспери-

менты по рассеянию электронов и γ -квантов на нуклонах дают информацию об электромагнитной структуре этих объектов; в опытах по рассеянию \mathcal{N} -мезонов и нуклонов на нуклонах изучается ядерная структура нуклонов. Для получения детальной информации о структуре изучаемого объекта следует использовать пучки частиц с короткой длиной волны. Однако с уменьшением длины волны появляются эффекты, усложняющие картину простого "оптического" изображения. В процессе рассеяния частица получает дополнительный импульс, существенно меняющий ее движение. Получаемая в эксперименте информация содержит в себе наложение картин начального и конечного состояний. Вследствие этого эффекта представить результаты в виде некоторого пространственного распределения, например заряда или магнитного момента частицы, далеко не всегда удается. Рассмотрение данного вопроса в приближении обмена одним виртуальным γ -квантом в процессе рассеяния приводит к выводу, что для описания электромагнитной структуры нуклона достаточно двух феноменологических функций квадрата переданного импульса $G_E(q^2)$ и $G_M(q^2)$, называемых электрическим (или зарядовым) и магнитным форм-факторами. Форм-факторы входят в формулу, описывающую процесс рассеяния точечного электрона на нуклоне, имеющем заряд и аномальный магнитный момент, и обуславливают отклонение сечения наблюдаемого процесса рассеяния от сечения рассеяния на точечном заряде и магнитном моменте. Анализ экспериментов по упругому рассеянию электронов с энергией порядка сотен Мэв на нуклонах позволяет определить зависимость форм-факторов G_E и G_M от q^2 - квадрата переданного импульса. С чисто иллюстративной точки зрения полезно дать форм-факторам некоторую наглядную интерпретацию. Это возможно в так называемой системе координат Брейта, в которой трехмерные импульсы начального и конечного нуклонов равны по величине и противоположны по направлению, а соответствующие энергии одинаковы. В этой системе форм-факторы G_E и G_M интерпретируются как Фурье-образы пространственного распределения плотности электрического заряда

$$\rho(z) = \frac{e}{(2\pi)^3} \int G_E(q^2) e^{iqz} d^3q. \quad (2)$$

и плотности магнитного момента

$$m(z) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int G_M(\bar{q}^2) e^{iqz} d^3q. \quad (3)$$

В данном смысле можно говорить о пространственном образе нуклона. Если $G_{E,M} = \text{const}$, то $\rho \sim e\delta(z)$ и $m \sim \delta(z)$, поэтому зависимость $G_{E,M}$ от q^2 характеризует отклонение распределения заряда и магнитного момента от точечного. Следует иметь в виду, однако, что $\rho(z)$ и $m(z)$ не являются функциями в фиксированной системе координат. Каждому q^2 будет соответствовать своя система отсчета, и поэтому определенная формулами (2) и (3) пространственная структура носит довольно условный характер. Она имеет определенный смысл распределения заряда и магнитного момента лишь в пределе малых q^2 . В этом случае система Брейта совпадает с системой покоя нуклона. Именно в этом случае "размер" частицы можно характеризовать средним квадратом радиуса распределения заряда

$$\langle z_E^2 \rangle = \frac{\int \rho(z) z^2 d^3z}{\int \rho(z) d^3z}. \quad (4)$$

Из формул (2) и (4) следует, что

$$\langle z_E^2 \rangle = 6 \left(\frac{\partial G_E}{\partial q^2} \right)_{q^2=0}. \quad (5)$$

Можно показать также, что

$$\langle z_E^2 \rangle = \langle z_{E,bN}^2 \rangle + \frac{3}{2} \mathcal{M}_N \frac{\hbar^2}{m_N^2 c^2}. \quad (6)$$

Здесь второй член имеет магнитное происхождение и является следствием "дрожания" частицы, имеющей аномальный магнитный момент \mathcal{M}_N и подчиняющейся уравнению Дирака. Что касается первого члена, то он возникает вследствие наличия у нуклона внутренней структуры.

Средний квадрат радиуса распределения заряда в нейтроне $\langle z_{En}^2 \rangle$ связан простым соотношением с амплитудой рассеяния нейтрона на электроне A_{ne} , изучаемой в экспериментах по рассеянию медленных нейтронов на атомах (см., например, работы [12,13]),

$$\langle z_{En}^2 \rangle = 3 \frac{\hbar^2}{e^2 m_n} A_{ne} \quad (7)$$

или [если использовать выражения (5) и (6)]

$$A_{ne} = \frac{e^2 m_n}{3 \hbar^2} \left[\langle z_{En, \text{вн}}^2 \rangle + \frac{3}{2} \mathcal{N}_n \frac{\hbar^2}{m_n^2 c^2} \right] = \frac{2e^2 m_n}{\hbar^2} \left(\frac{\partial G_{En}}{\partial q^2} \right)_{q^2=0} \quad (8)$$

Как уже отмечалось, информацию о форм-факторах получают главным образом из экспериментов по рассеянию электронов высоких энергий на протонах и дейтонах. Эти эксперименты были начаты группой Хофштадтера в 50-х гг. На рис.3 приведены экспериментальные значения магнитного форм-фактора нейтрона G_{Mn} в зависимости от q^2 . Очень похожие кривые получены для форм-факторов протона G_{Mp} и G_{Ep} . Анализ экспериментальных данных приводит к выводу, что кривые зависимостей G_{Mn} и G_{Mp} подобны по форме и вместе с тем они подобны кривой зависимости G_{Ep} . Отсюда следует, что распределение электрического заряда внутри протона тесно связано с магнитной структурой протона. Кривые плавно уменьшаются в экспериментально доступной области q^2 ; это указывает на то, что плотности распределения заряда внутри протона и распределения токов внутри протона и нейтрона изменяются также плавно и протон и нейтрон обладают размытой границей. Из экспериментальных данных можно определить среднеквадратичный радиус распределения заряда в протоне: $\langle z_{Ep, \text{вн}}^2 \rangle^{1/2} \approx 0,8$ ферми.

Что касается G_{En} , то о нем известно довольно мало. На рис. 4 приведены значения G_{En} , полученные в экспериментах по рассеянию электронов на дейтонах. Эти данные не являются достаточно надежными, поскольку имеются неопределенности теоретического анализа рассеяния электронов на дейтонах, обусловленные отсутствием строгой релятивистской теории дейтона.

4. Более надежны данные о $\left(\frac{\partial G_{En}}{\partial q^2}\right)_{q^2=0}$, получаемые из опытов по рассеянию медленных нейтронов на атомах. Наиболее точные значения $a_{ne} \sim \left(\frac{\partial G_{En}}{\partial q^2}\right)_{q^2=0}$ были получены независимыми методами в работах [14-16]:

$$a_{ne} = (-1,30 \pm 0,03) \cdot 10^{-16} \text{ см [14];}$$

$$a_{ne} = (-1,56 \pm 0,04) \cdot 10^{-16} \text{ см [15];}$$

$$a_{ne} = (-1,427 \pm 0,023) \cdot 10^{-16} \text{ см [16].}$$

В амплитуду a_{ne} главный вклад вносит второй член формулы (8) - магнитный член, пропорциональный \mathcal{M}_n и равный $-1,47 \cdot 10^{-16}$ см, однако остается совершенно неясным, каков вклад первого члена, иными словами, чему равен $\langle z_{En,6n}^2 \rangle$. Основным методическим недостатком работ [14-16] является очень малая величина наблюдаемого эффекта (< 1%) на фоне сильного ядерного взаимодействия. В связи с этим в работах [17-20] был предложен и развит новый метод измерения a_{ne} , основанный на изучении дифракции медленных нейтронов на монокристалле вольфрама-186. При применении этого метода эффект от ne -взаимодействия возрастает до нескольких десятков процентов. Однако полученные для двух разных изотопических смесей вольфрама экспериментальные данные не удается описать теоретически единым образом без привлечения гипотезы о небольшом дополнительном рассеянии, дающем вклад в дифракционные пики. Обсуждение природы данного рассеяния, имеющего, возможно, магнитное происхождение, выходит за рамки настоящего доклада (см. работы [21, 22]). С учетом этого гипотетического рассеяния удается удовлетворительно описать

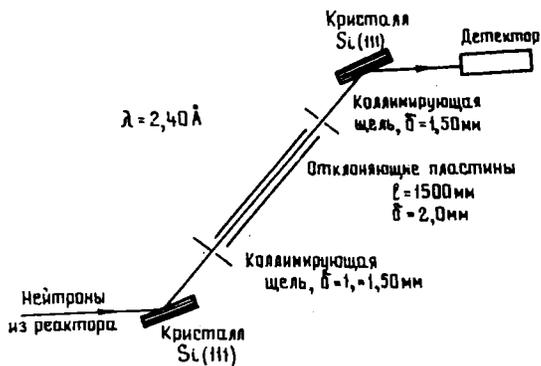


Рис.1. Схема эксперимента [7] по поиску электрического заряда нейтрона

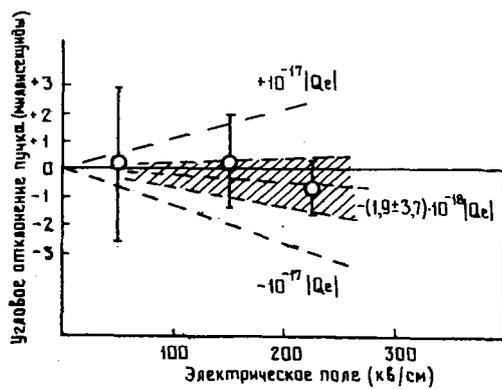


Рис.2 Результаты эксперимента [7] по поиску электрического заряда нейтрона

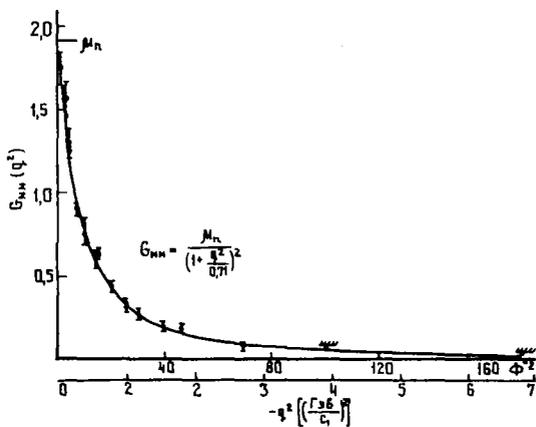


Рис.3. Значения G_{ML} полученные из опытов по квазиупругому рассеянию электронов на дейтонах. Символ $---$ означает верхний предел значения G_{ML} .

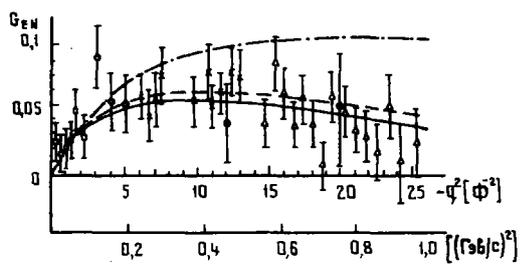


Рис.4. Значения G_{EM} полученные из опытов по упругому рассеянию электронов на дейтонах

совокупность всех имеющихся нейтронно-дифракционных экспериментов с монокристаллами вольфрама и определить величину

$$a_{ne} = (-1,55 \pm 0,02) \cdot 10^{-16} \text{ см [20]}.$$

Несмотря на высокую статистическую точность, к полученному результату следует относиться, конечно, с большой осторожностью, поскольку природа дополнительного рассеяния не выяснена.

5. Несколько слов о возможности существования связанного состояния нейтрона с электроном. Можно привести довольно простые соображения, показывающие, что связанное состояние нейтрона с электроном с энергией связи порядка тепловой оказывается невозможным. Как показывают оценки, наиболее сильное взаимодействие между нейтроном и электроном обусловлено магнитными моментами нейтрона и электрона. Энергия взаимодействия описывается формулой

$$U = -\mu_e \mu_n \frac{e\hbar}{2m_e c} \frac{e\hbar}{2m_n c} \frac{1}{r^3}. \quad (9)$$

Для существования связанного состояния должно выполняться неравенство

$$|U| > \frac{\pi^2}{8} \frac{\hbar^2}{Mz^2} \quad (10)$$

где M - приведенная масса системы ($M \approx m_e$), которое, грубо говоря, означает, что глубина потенциальной ямы должна быть больше кинетической энергии W частицы. Для случая $W \gg m_e c^2$ формулу (10) можно записать в виде

$$|U| > W = pc \sim \frac{\hbar c}{z}. \quad (11)$$

Из выражений (9), (10) и (11) следует, что

$$z < \frac{2}{\pi^2} \frac{e^2 \mu_n \mu_e}{m_n c^2} \quad \text{для } W \ll m_e c^2; \quad (12)$$

$$\tau < \frac{e}{2c} \left(\frac{M_n M_e}{m_n m_e c} \right)^{1/2} \text{ для } W \gg m_e c^2. \quad (13)$$

Из формул (12) и (13) следует, что во всяком случае $\tau < 10^{-13}$ см. Электрон, локализованный в пространстве с такой точностью, должен иметь кинетическую энергию $W = \rho c > \frac{\hbar c}{\tau} \approx 200$ Мэв. При такой кинетической энергии существование связанного состояния электрона с нейтроном с энергией связи порядка тепловой ($< 0,1$ эв) невозможно.

6. Понятие поляризуемости нуклонов было введено в связи с рассмотрением вопросов о рассеянии фотонов и фоторождении пионов на нуклонах [23, 24], а также о рассеянии нейтронов на тяжелых ядрах [25, 26]. Поляризуемость характеризует деформацию мезонного облака частицы под действием электрического и магнитного полей. Она равна нулю, если частица обладает жесткой недеформируемой структурой или является точечной.

Экспериментальное определение поляризуемости — очень трудная задача. Для протона эти измерения выполнены. Что касается нейтрона, то в настоящее время можно говорить лишь об оценках интересующей величины. Эти оценки можно получить из опытов по рассеянию фотонов на дейтонах и нейтронов на тяжелых ядрах. Остановимся кратко лишь на втором методе — рассеянии нейтронов на тяжелых ядрах. Вследствие поляризуемости нейтрона в электрическом поле ядра у нейтрона появляется наведенный дипольный момент

$$\vec{D}_n = \alpha_n \vec{E}(\vec{r}), \quad (14)$$

где α_n — коэффициент электрической поляризуемости нейтрона; $\vec{E}(\vec{r})$ — кулоновское поле ядра.

В гамильтониане взаимодействия нейтрона с ядром возникает дополнительный член вида $1/2 \alpha_n \frac{(Ze)^2}{r^4}$, что приводит к появлению дополнительного эффекта при рассеянии нейтронов.

Основная трудность при интерпретации экспериментальных данных заключается в правильности учета ядерного рассеяния. Поскольку не существует соответствующей строгой теории, приходится прибегать к различного рода модельным представлениям. Имеющиеся к настоящему времени эксперименты по поискам поляризуемости нейтрона относятся к области энергий рассеиваемых нейтронов порядка нескольких мегаэлектронвольт [27,28] и к киловольтной области энергий [29]. В работах [27,28] были замечены отклонения экспериментальных данных от теоретических кривых, полученных на основе оптической модели ядра, однако полученная величина α_n вызывает сомнения, так как она на два порядка превосходит аналогичную величину для протона. В работе [29] получена следующая оценка величины α_n :

$$-4,7 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3 \leq \alpha_n \leq 6,1 \cdot 10^{-42} \text{ см}^3.$$

Для сравнения приведем аналогичную величину для протона, полученную в опытах по рассеянию фотонов на протонах [30,31]:

$$\alpha_p = (1,07 \pm 0,11) \cdot 10^{-42} \text{ см}^3.$$

Л и т е р а т у р а

1. Barash-Schmidt H. e.a. Rev. Mod. Phys., 1971, v. 43, N 2, p. S12.
2. McReynolds A.W. Phys. Rev., 1951, v. 83, N 1, p. 233.
3. Dabbs J.W.T. e.a. Phys. Rev., 1965, v. 139, N 3B, p. 756.
4. McReynolds. Bull. Am. Phys. Soc., 1967, v. 12, N 1, p. 105.
5. Maier-Leibnitz H. Z. Anweg. Phys., 1961, v. 14, N 12, p. 738.
6. Koester L. Z. Phys., 1965, v. 182, N 3, p. 328.
7. Shull C.G. e.a. Phys. Rev., 1967, v. 153, N 5, p. 1415.
8. Кашукеев Н.Т. Докл. Болг. АН, 1971, т. 24, в. 6, стр. 717.
9. Littleton R.A., Bondy H. Proc. Roy Soc., 1959, v. A252, N1270, p. 313; 1960, v. 257, N 1291, p. 442.
10. Blackett P. Nature, 1947, v. 159, N 4046, p. 658.
11. Марков М.А. ЖЭТФ, 1966, т. 51, в. 3, стр. 878; ОИЯИ P2-4534, дубна, 1969; ОИЯИ P2-5289, дубна, 1970.
12. Александров Ю.А. и др. "Нейтронная физика", ч. I, стр. 108, Киев, 1972.
13. Александров Ю.А. "Нейтронная физика", ч. 2, стр. 334, Обнинск, 1974.

14. Krohn V.E., Ringo G.R. *Phys.Rev.*, 1966, v. 148, N 4, p.1303; 1973, v. D8, N 5, p. 1305.
15. Melkonian E. e.a. *Phys.Rev.*, 1959, v.114, N 6, p.1571.
16. Koester L. Private communication, 1970.
17. Александров Ю.А. ОИЯИ З-3442, Дубна, 1967.
18. Александров Ю.А. и др. ЯФ, 1969, т.10, в.2, стр.328.
19. Alexandrov Yu.A. *JINR* З-5713, Dubna, 1971.
20. Александров Ю.А. и др. ЯФ, 1974, т.20, в.6, стр.1190.
21. Alexandrov Yu.A., Ignatovich V.K. *JINR* ЕЗ-6294, Dubna, 1972.
22. Александров Ю.А. и др. ОИЯИ Р14-7979, Дубна, 1974.
23. Klein A. *Phys.Rev.*, 1955, v. 99, N 3, p. 998.
24. Baldin A.M. *Nucl.Phys.*, 1960, v.18, N 2, p. 310.
25. Александров Ю.А., Бондаренко И.И. ЖЭТФ, 1956, т.31, в.4, стр.729.
26. Барашенков В.С. и др. ЖЭТФ, 1957, т.32, в.1, стр.154.
27. Александров Ю.А. ЖЭТФ, 1957, т.33, в.1, стр.294.
28. Аникин Г.В., Котухов И.И., ЯФ, 1970, т.12, в.6, стр.1121; 1971, т.14, в.2, стр.269.
29. Александров Ю.А. и др. Письма ЖЭТФ, 1966, т.4, в.5, стр.196
30. Гольдманский В.И. и др. ЖЭТФ, 1950, т.38, в.6, стр.1965
31. Баранов П.С. и др. Письма ЖЭТФ, 1974, т.19, в.12, стр.777.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

Секция I. Потребности в ядерных данных и их оценка (продолжение)	3
Оценка величины α (U^{235}) в области энергий 0,1 кэв - 15 Мэв. Анципов Г.В., Коньшин В.А.	3
Оценка ядерных данных для U^{235} в области нераз- решенных уровней. Анципов Г.В., Конь- шин В.А., Суховицкий Е.Ш.	15
Оценка нейтронных сечений Pu^{240} в области неразрешенных резонансов. Анципов Г.В., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш.	21
Оценка сечения неупругого рассеяния нейтронов для U^{235} . Анципов Г.В. и др.	28
Оценка ядерных констант Pu^{240} для создания полного файла. Анципов Г.В. и др.	34
Анализ угловых распределений упруго рассеянных нейтронов на U^{235} . Суховицкий Е.Ш., Бендерский А.Р., Коньшин В.А.	38
Оценка ядерных констант для U^{235} в области энергий нейтронов 10^{-4} эв - 15 Мэв. Коньшин В.А. и др.	43
О требованиях к точности воспроизведения энерги- ческих структур в нейтронных сечениях. Лукья- нов А.А.	48
Измерение корреляций энергетического хода сечения захвата и полного сечения для промежуточных и быстрых нейтронов. Филиппов В.В.	53
Измерение плотности распределения полного нейтрон- ного сечения. Филиппов В.В., Тарас- ков Ш.З.	57
Расчет нейтронных поперечных сечений в области неразрешенных резонансов методом Монте-Карло. Наумов В.А., Розин С.Г., Фридман Э.Г.	62

Математическое исследование задачи одноуровневого анализа сечения деления в области резонансных нейтронов. С у р и н а И.И.	67
Дважды-дифференциальные сечения рассеяния медленных нейтронов водой при высоких температурах. Н о - в и к о в А.Г. и др.	71
Неупругое рассеяние медленных нейтронов бериллием. Г л а з к о в Ю.Ю., Л и с и ч к и н Ю.В., П а р ф е н о в В.А.	79
Методика оценки дважды-дифференциальных сечений рассеяния медленных нейтронов для реакторных замедлителей. Л и с и ч к и н Ю.В., П а р - ф е н о в В.А.	85
Программа исследований ИЯЭ АН БССР по рассеянию и термализации тепловых нейтронов. К р а с и н А.К., Н а у м о в В.А., С е м а ш к о А.П.	90
Оценка многоуровневой модели рассеяния тепловых нейтронов H_2O -замедлителем. Г у л о В.А., С е м а ш к о А.П.	94
Многоуровневая модель рассеяния тепловых нейтронов $ZrHx$ -замедлителем. С е м а ш к о А.П.	99
Исследования рассеяния медленных нейтронов реакторными материалами. Л и с и ч к и н Ю.В. и др.	105
Анализ экспериментальных данных по дважды-дифференциальным сечениям рассеяния медленных нейтронов на основе некогерентного приближения. Л и с и ч - к и н Ю.В., П а р ф е н о в В.А.	112
Влияние неопределенностей в данных по спектрам колебаний атомов замедлителей на расчет интегральных характеристик рассеяния нейтронов и некоторых реакторно-физических функционалов. И о н к и н В.И., Л и с и ч к и н Ю.В., П а р ф е н о в В.А.	117
Прямые измерения многократного рассеяния медленных нейтронов. П а р ф е н о в В.А., М о и с е - е в В.И.	123
Секция 2. Фундаментальные свойства нейтрона	129
Оптический потенциал для ультрахолодных нейтронов. С т е п а н о в А.В.	129
Поиск электрического дипольного момента нейтрона с помощью ультрахолодных нейтронов. Е г о - р о в А.И. и др.	134

Измерение спектра ультрахолодных нейтронов. А х м е т о в Е.З., К а и п о в Д.К., К о н к с В.А.	150
Газовые и замороженные конверторы-источники ультрахолодных нейтронов. А х м е т о в Е.З.	155
Некоторые вопросы физики ультрахолодных нейтронов. А н т о н о в А.В. и др.	161
Хранение ультрахолодных нейтронов в медных сосудах. Г р о ш е в Л.В. и др.	166
Распространение ультрахолодных нейтронов в диффузионном приближении. Т е р е х о в Г.И., В и н о г р а д о в Б.Н.	178
Установка для получения УХН на реакторе СМ-2. К о с в и н ц е в Ю.Ю. и др.	183
Установка для изучения удержания УХН в замкнутом сосуде большого объема. К о с в и н ц е в Ю.Ю., К у ш н и р Ю.А., М о р о з о в В.И.	188
Распространение ультрахолодных нейтронов по цилиндрическим нейтронводам. К о с в и н - ц е в Ю.Ю. и др.	193
Испытание логарифмического нейтронвода на реакторе ВВР-М. К о р о т к и х Е.М. и др. ...	200
Экспериментальное исследование взаимодействия очень холодных нейтронов с металлами и газами. К а ш у к е е в Н.Т. и др.	205
Новые измерения угловой корреляции спин-электрон в распаде поляризованных нейтронов. Е р о з о - Ф р а н к А.И., М о с т о в о й Ю.А., Ф р а н к А.И.	210
Гравитационные и электромагнитные свойства нейтрона. А л е к с а н д р о в Ю.А.	218

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

(Материалы III Всесоюзной конференции по
нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.)

Часть 2

Подписано в печать 23/II 1976 г. Формат 60 x 90 1/16
Бумага офсетная № 2 Печ.л. 14,7 Уч.-изд.л. II,8 Тираж 500 экз.
Зак.тип. № 490 Цена 1р.10 к. ТБ-02332

Отпечатано на ротапринте ЦНИИатоминформа
119146, Москва, Г-146, ас/ящ 584