

**сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна**

**РЗ-84-320**

**А.А.Ваньков, А.Матеева, В.Мачев, С.Тошков,  
В.Ф.Украинцев, Н.Янева**

**ИЗМЕРЕНИЕ ФУНКЦИЙ ПРОПУСКАНИЯ  
И ОЦЕНКА  
СРЕДНИХ РЕЗОНАНСНЫХ ПАРАМЕТРОВ  $^{235}\text{U}$   
В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ**

**1984**

## ВВЕДЕНИЕ

Анализ нейтронных сечений в резонансной области энергий является актуальной задачей<sup>/1/</sup>. Для делящихся нуклидов он осложняется необходимостью учета сильных эффектов межуровневой интерференции.  $^{235}\text{U}$  служит примером такого "трудного" нуклида. В то же время оценка его сечения деления принимается в качестве стандарта. Последняя оценка сечений  $^{235}\text{U}$  в библиотеке ENDF/B-V<sup>/2/</sup> связана с работой Киверса и Мура<sup>/3/</sup> по анализу сечений  $^{235}\text{U}$  для поляризованных нейтронов. Эти результаты существенно повлияли на рекомендованные значения средних резонансных параметров - среднее расстояние между уровнями  $\bar{D}$  и ширины деления в каналах  $J^\pi = 3^-, 4^-$ .

Целью настоящей работы является совместный анализ данных для  $^{235}\text{U}$  по средним сечениям<sup>/2/</sup> и результатов наших измерений функций пропускания типа

$$T(n) = \frac{1}{\Delta E} \int e^{-\sigma_t(E)n} \phi(E) dE, \quad /1/$$

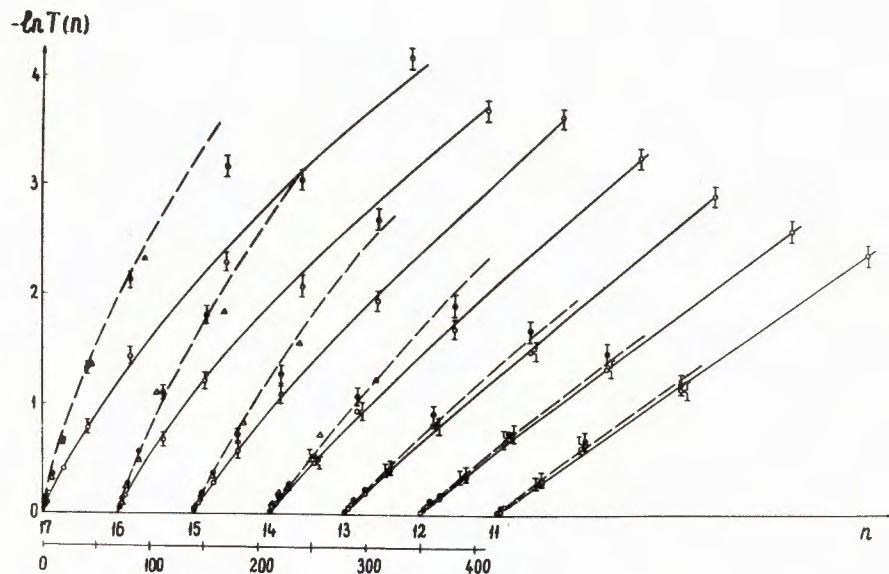
$$T_f(n) = \frac{1}{\langle \sigma_f \rangle} \int \sigma_f(E) e^{-\sigma_t(E)n} \phi(E) dE, \quad /2/$$

/где  $\sigma_t$  - полное сечение,  $\sigma_f$  - сечение деления,  $n$  - толщина образца в ядрах/б.  $\phi(E)$  - спектр нейтронов/ и получение улучшенной оценки средних резонансных параметров  $^{235}\text{U}$ . На их основе предполагается производить расчеты групповых констант для системы типа БНАБ-78<sup>/4/</sup>.

## КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ФУНКЦИЯМ ПРОПУСКАНИЯ

Измерения функций пропускания и самоиндикации реакции деления  $T(n)$  и  $T_f(n)$  проводились на нейтронном спектрометре по времени пролета реактора ИБР-30. Спектр нейтронов был близок к фермиевскому спектру замедления. Описание условий эксперимента приводится в<sup>/5,6/</sup>. Отметим, что образцы-фильтры из металлического урана имели 90% обогащения и высокую чистоту химического состава.

Предметом анализа настоящей работы являются данные<sup>/2/</sup> и экспериментальные данные по функциям  $T(n)$  и  $T_f(n)$ , представленные на рисунке. Там же показаны точки, полученные в измерении Кзирра<sup>/7/</sup>. Эта работа, кроме нашей, является единственной,



Функции пропускания  $^{235}\text{U}$  в зависимости от номера энергетической группы и толщины образца  $n$  (ядер/б).  
 $\circ$  -  $T(n)$  - настоящая работа;  $\bullet$  -  $T_f(n)$  - настоящая работа;  
 $\Delta$  -  $T_f(n)$  - данные Кзирра<sup>/7/</sup>. Результаты апостериорного расчета функций  $T(n)$  показаны сплошными линиями,  $T_f(n)$  - пунктирными.

в которой измерялась функция  $T_f(n)$  для  $^{235}\text{U}$ , но лишь при энергиях нейтронов ниже 1 кэВ. Видно хорошее согласие результатов<sup>/7/</sup> и наших данных.

Оценка погрешностей наших результатов приведена в<sup>/5,6/</sup>. Основной компонентой этих погрешностей является компонента, связанная с измерением фона. При анализе эксперимента и оценке средних резонансных параметров мы задали несколько увеличенные, по сравнению с<sup>/5/</sup>, погрешности для экспериментальных значений  $T(n)$  и  $T_f(n)$ . Они отвечают доверительному интервалу 95%.

## РАСЧЕТНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ МЕТОД

Расчет средних сечений на основе оцененных средних резонансных параметров обычно проводится в рамках формализма Хаузера и Фешбаха<sup>/8/</sup>. В работе Бхата<sup>/9/</sup> были получены средние резонансные параметры  $^{235}\text{U}$ , использованные в файлах ENDF/B-V и являющиеся исходными данными для расчета рекомендованных средних сечений. Нашей задачей являлось уточнение этих параметров на

основе дополнительной экспериментальной информации по функциям пропускания. Эти величины чувствительны к эффектам межрезонансной интерференции, поэтому наша расчетная модель должна достаточно строго их учитывать. Очевидно, расчет функций пропускания в принципе не может быть выполнен в рамках подхода Хаузера-Фешбаха. Кроме того, поставленной задаче мог удовлетворять только многоуровневый формализм. В качестве такового был выбран формализм Райха-Мура. Связь нейтронных сечений с  $s$ -матрицей в нем выражается известным образом:

$$\sigma_t(E) = 2\pi\lambda^2 \sum_{J^\pi} g(J) \sum_{l,j} (1 - \text{Re} S_{nlj, nlj}^{J^\pi}), \quad /3/$$

$$\sigma_f(E) = \pi\lambda^2 \sum_{J^\pi} g(J) \sum_{l_j, l'_j} |S_{nlj, fl'_j}^{J^\pi}|^2, \quad /4/$$

$$\sigma_{e\ell\ell}(E) = \pi\lambda^2 \sum_{J^\pi} g(J) \sum_{l_j, l'_j} |1 - S_{nlj, nl'_j}^{J^\pi}|^2. \quad /5/$$

Матрица столкновений  $S$  однозначно связана с  $R$ -матрицей, которая в приближении Райха-Мура представляется в виде:

$$R_{ee}(E) = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda e} \gamma_{\lambda e'}}{E_{\lambda} - E - i\Gamma_{\lambda}/2}, \quad /6/$$

где  $\gamma_{\lambda e}$  - амплитуды приведенных ширин в канале с набором квантовых чисел "с",  $E_{\lambda}$  - энергия резонанса,  $\Gamma_{\lambda}$  - средняя радиационная ширина.

Сечение радиационного захвата определялось как разность полного сечения и сечений деления и рассеяния.

Для расчета средних сечений и функций пропускания в формализме Райха-Мура был развит метод статистической генерации /Монте-Карло/ нейтронных сечений. Наш метод подробно описан в<sup>/10/</sup>.

## МЕТОД ОПТИМИЗАЦИИ

Оценка средних резонансных параметров  $^{235}\text{U}$  производилась на основе совместного анализа сечений<sup>/2/</sup> и функций пропускания, усредненных в энергетических группах формата системы констант БНАБ-78<sup>/4/</sup>. Она используется в проектных реакторных расчетах и поэтому полученные нами результаты имеют практическое значение. Кроме того, энергетические интервалы /ширины групп/ в этой системе выбраны достаточно большими, что ведет к усреднению флуктуаций нейтронных сечений, обусловленных статистикой резонансов, и тем самым - к корректности расчетного описания в терминах средних резонансных параметров. Среднегрупповые сечения  $^{235}\text{U}$  из файла ENDF/B-V получены нами по программе RECENT.

Таблица 1

Оптимизация проводилась с использованием байесовского метода/11/. Он требует, чтобы были заданы следующие исходные величины:

1. Начальная оценка средних резонансных параметров и их априорная погрешность. В качестве таковой была принята оценка ENDF/B-V<sup>2</sup>/ для  $\bar{D}$ ,  $S_0$  и  $\Gamma_\gamma$  и Коньшина/12/ - для остальных. Погрешности приняты равными 25% /кроме параметра  $R'$ , для которого была взята погрешность 5%/.

2. Отклонения оцененных экспериментальных данных по средним сечениям и функциям пропускания от рассчитанных на основе средних резонансных параметров.

3. Погрешности оцененных экспериментальных данных по средним сечениям /были приняты 5% для  $\sigma_f$  и 7% - для  $\sigma_\gamma$ / и функциям пропускания /2-3% на малых толщинах, растут с увеличением толщины образца, доходя до уровня 20-30%/ . Все погрешности приведены к 95% доверительному уровню.

4. Коэффициенты чувствительности, т.е. величины  $\frac{\partial F_i}{\partial P_k} \cdot \frac{F_i}{P_k}$ , где  $F_i$  - среднее сечение или пропускание,  $P_k$  - варьируемый параметр модели.

Варьировались следующие величины: среднее расстояние  $\bar{D}$  /для разных состояний предполагался закон пропорциональности  $\bar{D} \sim 1/2j + 1$  /, средняя радиационная ширина  $\Gamma_\gamma$  /общая для всех состояний/, нейтронные силовые функции  $S_0$  /варьировались в каждой группе/, нейтронные силовые функции  $S_1$  /не зависящая от энергии/ делительная ширина  $\Gamma_f$  для  $\ell = 0$  /варьировалась в каждой группе/. Варьировалось также соотношение вкладов каналов деления  $f_1$  и  $f_2$  в суммарную ширину:  $\Gamma_{f1} = \Gamma_f \cdot f_1$ ,  $\Gamma_{f2} = \Gamma_f \cdot f_2$ . Величина  $\Gamma_f$  для  $\ell = 1$  фиксирована.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты оптимизации представлены в табл.1 и 2, качество подгонки иллюстрируется данными табл.3 и рисунком.

Измерение функций пропускания на больших толщинах дает информацию о радиусе рассеяния  $R'$ , который в нашей модели принимается одинаковым во всех состояниях. Результат оптимизации привел к монотонной зависимости  $R'$  от энергии нейтронов /см. табл.2/.

Как следует из рисунка и табл.3, полученные параметры хорошо описывают экспериментальный материал по средним сечениям и функциям пропускания  $^{235}\text{U}$ .

## НАДЕЖНОСТЬ ОЦЕНОК

В результате оптимизации была получена ковариационная матрица параметров  $D(P)$ , которую мы здесь не приводим. Ее диагональ-

Оценка не зависящих от энергии средних резонансных параметров  $^{235}\text{U}$  /результат оптимизации/

| $J^n$          | $\bar{D}(\text{эВ})$ | $\Gamma_\gamma(\text{мэВ})$ | $S_0 \cdot 10^{+4}$ | $\Gamma_f(\text{эВ})$ | $f_1$ | $f_2$ |
|----------------|----------------------|-----------------------------|---------------------|-----------------------|-------|-------|
| 3 <sup>-</sup> | 0,967                | 30                          | var                 | var                   | 0,5   | 0,5   |
| 4 <sup>-</sup> | 0,801                | 30                          | var                 | var                   | 0,5   | 0,5   |
| 2 <sup>+</sup> | 1,256                | 30                          | 1,68                | 0,468                 | 0,5   | 0,5   |
| 3 <sup>+</sup> | 0,967                | 30                          | 1,68                | 0,165                 | 1,0   | 0,0   |
| 4 <sup>+</sup> | 0,801                | 30                          | 1,68                | 0,322                 | 0,5   | 0,5   |
| 5 <sup>+</sup> | 0,770                | 30                          | 1,68                | 0,130                 | 1,0   | 0,0   |

Примечание:  $f_1, f_2$  - соотношения выходов каналов деления в данном состоянии, var - параметр, варьируемый в каждой энергетической группе.

Таблица 2

Оценка средних резонансных параметров, зависящих от номера энергетической группы /результат оптимизации/

| № гр. | Энергетический интервал (кэВ) | $R'(\phi\text{м})$ | $S_0 \cdot 10^{+4}$ | $\bar{\Gamma}_f^3(\text{мэВ})$ |
|-------|-------------------------------|--------------------|---------------------|--------------------------------|
| II    | 10,0-21,5                     | 9,1                | 1,05                | 153                            |
| I2    | 4,65-10,0                     | 9,2                | 0,964               | 170                            |
| I3    | 2,15-4,65                     | 9,2                | 0,901               | 243                            |
| I4    | 1,00-2,15                     | 9,2                | 0,910               | 170                            |
| I5    | 0,465-1,00                    | 9,2                | 1,05                | 176                            |
| I6    | 0,215-0,465                   | 9,2                | 0,940               | 144                            |
| I7    | 0,100-0,215                   | 9,5                | 0,950               | 120                            |

Примечание: Принималось равенство  $\bar{\Gamma}_f^3 = \bar{\Gamma}_f^4$ .

ные элементы характеризуют апостериорную погрешность оценок. Для таких основных параметров, как  $S_0, \Gamma_\gamma$  и  $\Gamma_f (\ell=0)$ , эти погрешности не превышают 10%, а погрешность  $R'$  находится на уровне 2%.

Таблица 3

Средние сечения  $^{235}\text{U}$  /в барнах/

| Энергия (кэВ) | 10,0-21,5 | 4,65-10,0 | 2,15-4,65 | 1,00-2,15 | 0,465-1,00 | 0,215-0,465 | 0,100-0,215 |
|---------------|-----------|-----------|-----------|-----------|------------|-------------|-------------|
| $\sigma_t$    | A         | 15,0      | 16,6      | 18,5      | 22,3       | 28,3        | 35,9        |
|               | B         | 14,7      | 16,4      | 18,9      | 22,5       | 28,7        | 36,0        |
| $\sigma_f$    | A         | 1,00      | 1,42      | 1,69      | 3,00       | 4,69        | 7,19        |
|               | B         | 1,08      | 1,38      | 1,69      | 2,94       | 4,61        | 7,33        |
| $\sigma_p$    | A         | 2,48      | 3,49      | 4,93      | 7,15       | 11,3        | 16,3        |
|               | B         | 2,56      | 3,45      | 5,18      | 7,15       | 11,5        | 16,0        |

Примечание: А - расчет по данным ENDF/B-V. В - оптимизированный расчет.

Таблица 4

Сравнение расхождений экспериментальных /Э/ и оптимизированных расчетных /Р/ значений средних сечений с их апостериорными погрешностями

| Энергетический интервал, кэВ | $\sigma_t$ |     | $\sigma_f$ |     | $\sigma_p$ |     |
|------------------------------|------------|-----|------------|-----|------------|-----|
|                              | A          | B   | A          | B   | A          | B   |
| 10,0 - 21,5                  | 2,3        | 1,9 | -3,1       | 5,7 | -7,4       | 5,7 |
| 4,65 - 10,0                  | 1,4        | 1,9 | 1,2        | 5,6 | 2,9        | 6,0 |
| 2,15 - 4,65                  | -2,3       | 1,9 | -4,8       | 5,2 | 0,0        | 5,8 |
| 1,00 - 2,15                  | -0,9       | 2,0 | 0,0        | 5,1 | 2,0        | 5,7 |
| 0,465- 1,00                  | -1,5       | 2,0 | -2,2       | 4,7 | 1,7        | 5,6 |
| 0,215- 0,465                 | -0,3       | 2,0 | 2,3        | 4,1 | -1,9       | 5,6 |
| 0,100- 0,215                 | -4,5       | 2,1 | -4,9       | 4,5 | 0,4        | 5,1 |

Примечание: А - расхождение (Э - Р)/Р, %, В - апостериорная погрешность, %.

Надежность оценки можно получить, сравнивая апостериорные погрешности с расхождением результатов оптимизационного расчета и экспериментальных оценок /табл.4 и 5/. Апостериорные погрешности величин F получаются из диагональных элементов ковариационной матрицы D(F):

ционной матрицы D(F):

$$D(F) = K^T D(P) K,$$

/7/

где K - матрица коэффициентов чувствительности:

$$K_{ij} = \frac{\partial F_i}{\partial P_j} / \frac{F_i}{P_j}.$$

/8/

Коэффициенты чувствительности вычислялись методом возмущений /в расчетах Монте-Карло/. Из табл.4 и 5 следует, что полученные апостериорные погрешности сравнимы с расхождениями экспериментальных и оптимизированных значений сечений и функций пропускания. С ростом толщины образца ошибка измерений пропускания заметно возрастает, поэтому в отдельных точках расхождение экспериментального значения Р может в 2-3 раза превышать апостериорную погрешность. Это согласуется с оценками ошибок измерений, которые на больших толщинах превышают 10%. В целом данные табл.4 и 5 свидетельствуют о самосогласованности статистических оценок и надежности установленных доверительных интервалов для конечных результатов.

Таблица 5

Сравнение расхождений экспериментальных /Э/ и оптимизированных расчетных /Р/ значений функций пропускания с их апостериорными погрешностями в зависимости от толщины образца n (ядер/барн)

| Энергетический интервал, кэВ | T(0,0214) |     | T(0,0858) |     | T(0,172) |     |
|------------------------------|-----------|-----|-----------|-----|----------|-----|
|                              | A         | B   | A         | B   | A        | B   |
| 10,0 - 21,5                  | -0,6      | 0,6 | -4,4      | 2,2 | -2,1     | 4,0 |
| 4,65 - 10,0                  | 0,3       | 0,6 | -2,3      | 2,3 | -1,3     | 4,1 |
| 2,15 - 4,65                  | 1,5       | 0,7 | -4,1      | 2,6 | -1,8     | 4,6 |
| 1,00 - 2,15                  | 0,5       | 0,8 | -6,2      | 2,6 | -2,6     | 4,4 |
| 0,465- 1,00                  | 0,0       | 1,0 | -6,6      | 2,8 | 3,4      | 4,5 |
| 0,215- 0,465                 | 1,0       | 1,2 | -9,5      | 2,9 | -4,0     | 4,5 |
| 0,100- 0,215                 | 1,7       | 1,1 | -5,2      | 2,9 | 17,7     | 48. |

Примечание: А - расхождение (Э - Р)/Р, %, В - апостериорная погрешность, %.

Обсуждая погрешности оценок, необходимо иметь в виду существование флуктуационной ошибки средних функционалов, обусловленной природной статистикой и конечным числом резонансов в группе. Эта ошибка оценивалась нами в расчетах Монте-Карло. При низких энергиях /16,17 группы/ в средних сечениях она превышает 10%. При более высоких энергиях флуктуационная ошибка становится сравнимой или меньше, чем апостериорная. При усреднении функционалов по широкому спектру, очевидно, флуктуационная ошибка не играет роли. Однако в отдельных группах наличие такой ошибки следует иметь в виду, и при желании ее устранить следует произвести индивидуальную подгонку в каждой группе, допуская локальные /не физические/ флуктуации средних резонансных параметров.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе проведенного анализа можно сделать следующие выводы:

1. По сравнению с оценками ENDF/B-V мы получили более низкие значения радиационной ширины  $\bar{\Gamma}_\gamma / 30$  мэВ вместо 35 мэВ/. Для р-силовой функции получена единая оценка  $S_1 = 1,667 \cdot 10^{-4}$ . В ENDF/B-V приведены значения  $S_1 = 1,45 \cdot 10^{-4}$  /J $\pi = 2^+, 5^+$ / и  $S_1 = 1,25 \cdot 10^{-4}$  /J $\pi = 3^+, 4^+$ /.

Для хорошего описания экспериментального материала приходится варьировать величины  $S_0$  и  $\Gamma_f$  отдельно в каждой группе.

2. Наилучшее описание достигается при выборе следующих вкладов каналов деления в суммарную делительную ширину в состояниях  $3^-$  и  $4^-$ :  $f_1 = 0,5$ ;  $f_2 = 0,5$ . Информация по сечениям деления в состояниях с полным моментом  $3^-$  и  $4^-$  отсутствует, поэтому нами было принято условие  $\Gamma_f^{3^-} = \Gamma_f^{4^-}$ . Ввиду небольшого различия моментов это предположение представляется разумным. Выбор вкладов каналов деления и значений  $\Gamma_f$  для  $\ell = 1$  оказывает малое влияние на результаты оптимизации.

3. Из экспериментальных данных по функциям пропускания следует, что радиус рассеяния  $R'$  монотонно зависит от энергии нейтронов. Этот эффект мал для того, чтобы его извлечь из данных только по  $\langle \sigma_t \rangle$ .

4. Полученная новая оценка средних резонансных параметров  $^{235}\text{U}$  хорошо описывает совокупность экспериментальных данных по средним сечениям и функциям пропускания. Ее надежность характеризуется апостериорной ковариационной матрицей, из которой получены погрешности групповых констант. Результаты рекомендуются для практического использования при составлении уточненных групповых констант.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ваньков А.А. Вопросы атомной науки и техники, серия "Ядерные константы", 1983, 4/53/, с.3.
2. Garber D. ENDF-102, BNL-NCS-50496, UPTION, N.Y., 1979.
3. Keyworth G.A., Moore M.S. Cross Sections of the Major Transactinium Isotopes in the Resonance Region. In: Proc. of an Int.Conf., Harwell, 1979, p.241-255.
4. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. Энергоиздат, М., 1981.
5. Ваньков А.А. и др. Вопросы атомной науки и техники, серия "Ядерные константы", 1979, 4/35/, с.48.
6. Bakalov T. et al. Special Publication No.594, 1980, Washington, p.692.
7. Czirr G.B. Nucl.Sci.Eng., 1979, vol.70, No.3, p.307.
8. Hauser W., Feshbach H. Phys.Rev., 1952, vol.87, p.366.
9. Bhat M.R. BNL-NCS-51184 (ENDF-248), 1980.
10. Ваньков А.А. и др. Вопросы атомной науки и техники, серия "Ядерные константы", 1983, 4/53/, с.40.
11. Ваньков А.А. Вопросы атомной науки и техники, серия "Ядерные константы", 1974, 16, с.11.
12. Анципов Г.В., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш. В кн.: Нейтронная физика. ЦНИИАтоминформ, М., 1976, ч.2, с.15-20.

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 мая 1984 года.

Ваньков А.А. и др.

P3-84-320

Измерение функций пропускания и оценка средних резонансных параметров  $^{235}\text{U}$  в области неразрешенных резонансов

Проведен совокупный анализ данных по средним сечениям  $^{235}\text{U}$  /из последней оценки ENDF/B-V/ совместно с экспериментальными данными авторов по функциям пропускания и самоиндикации реакции деления для области энергий нейтронов 0,1-21,5 кэВ. Дано краткое описание условий эксперимента и расчетно-теоретического метода, основанного на моделировании резонансной структуры сечений в многоуровневом приближении Райха-Мура и подходе Монте-Карло. Результатом работы является оригинальная оценка средних резонансных параметров  $^{235}\text{U}$  для области неразрешенных резонансов, описывающая всю совокупность проанализированных данных. Особенностью новой оценки является слабая зависимость радиуса рассеяния  $R'$  от энергии нейтронов, обусловленная необходимостью описания данных по функциям пропускания. Кроме средних значений параметров получена также их ковариационная матрица.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Vankov A.A. et al.

P3-84-320

$^{235}\text{U}$  Transmission Measurements and Its Average Resonance Parameter Evaluation in the Unresolved Resonance Region

A joint analysis of  $^{235}\text{U}$  average cross section (from the latest ENDF/B-V estimate) data is performed together with the analysis of experimental data on neutron transmission and fission self-indication in the 0.1-21.5 keV neutron energy range. A brief description of experimental conditions and theoretical calculation method based on the multilevel Reich-Moore approximation and Monte-Carlo technique are presented. Original evaluation of  $^{235}\text{U}$  average resonance parameters for the forbidden resonances region which describes all the set of analysed data is made. A special property of this evaluation is a weak energy dependence of potential scattering radius  $R'$  on neutron energy due to the necessity of describing the data by transmission functions. Along with average parameter values, their covariant matrix is obtained.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984