

Ю. Г. Щепкин, В. И. Слисенко, Е. А. Павленко, Т. А. Костюк

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ ПРИ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

## Часть II. Экспериментальное исследование зависимости нейтронного сечения от плотности взаимодействий

Проведены исследования взаимодействия нейтронов с веществом при плотности взаимодействий (ПВ) до  $\sim 10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  с целью выявления возможной зависимости сечения нейтронов от ПВ. Для выявления такой связи развит [1] и улучшен [2] метод, основанный на измерении асимметрии пропускания (АП) нейтронов через пару образцов различных веществ. Обнаружена АП для пар, содержащих  $^{235}\text{U}$ ; в частности для пары ( $^{235}\text{U}$  - Cd) АП составляет  $(2,541 \pm 0,294) \cdot 10^{-4}$ , что не противоречит предположению о наличии зависимости сечения от ПВ. Установлено, что зависимость связана с делением  $^{235}\text{U}$ , а соответствующее относительное изменение сечения составляет  $\sim 2,6 \cdot 10^{-4}$ . Анализ показывает, что обнаруженный эффект можно трактовать как следствие образования осколками деления вторичных состояний  $^{235}\text{U}$  с аномально большими значениями нейтронного сечения, выхода, приведенной вероятностью радиационного перехода и малой энергией.

*Ключевые слова:* асимметрия пропускания, плотность взаимодействий, нейтрон, сечение, захват, рассеяние, деление, приведенная вероятность перехода, стабильность.

В работах [1, 2] проведены исследования взаимодействия нейтронов с веществом с целью поиска зависимости сечения от ПВ. Такая зависимость, как показано в этих работах, может наблюдаться при больших ПВ и образовании состояний в результате взаимодействия с веществом с аномальными параметрами. Вследствие малой величины исследуемого эффекта был разработан метод [1, 2] для выявления связи сечения с ПВ, основанный на изменении пропускания нейтронов через пару образцов различных веществ, одновременно помещаемых на пучок, при изменении очередности прохождения нейтронов через образцы пары (асимметрия пропускания – АП). Однако достоверность полученного результата [1] невелика вследствие причин, рассмотренных в работе [2]. Поэтому в настоящей работе для получения достоверного экспериментального результата о наличии связи сечения с ПВ и установления ее причины продолжены исследования по поиску рассматриваемой зависимости указанным способом с устранением недостатков работы [1] по усовершенствованной методике [2], расширен диапазон исследованных пар, варьировались ПВ за счет изменения плотности потока нейтронов и температура образцов.

Измеряемая величина АП определяется как [2]

$$q = (N_{1,2} - N_{2,1}) / 0,5(N_{1,2} + N_{2,1}), \quad (1)$$

где  $N_{1,2}$  и  $N_{2,1}$  - интенсивности нейтронов (за вычетом фона), прошедших пару образцов в позициях (1, 2) и (2, 1) соответственно. Как показана

но в [2], величину АП можно выразить через ПВ и параметры вторичных состояний:

$$q = -[1 - \exp(-n_2 \sigma_2)] \beta_1 \alpha_1 \quad (2)$$

(полагая, что зависимость сечения от ПВ имеется в одном образце 1). Здесь  $n_2$  и  $\sigma_2$  - толщина и сечение образца 2,  $\alpha_1$  - ПВ в образце 1,  $\beta_1 = \sigma' \psi \cdot f_1(T, T_3)$ , где  $\sigma'$  - сечение вторичных состояний,  $\psi$  - их выход, а  $f = (T / \ln 2) \times \{1 - [T / (T_3 \ln 2)] \cdot [1 - \exp(-T_3 / (\ln 2 \cdot T))]\}$ , где  $T$  и  $T_3$  - время жизни и время экспозиции образцов на пучке в каждой позиции. Таким образом, определяя  $q$  согласно формуле (1), можно оценить параметры вторичных состояний из соотношения (2), а изменение нейтронного сечения вследствие корреляции тогда есть [2]

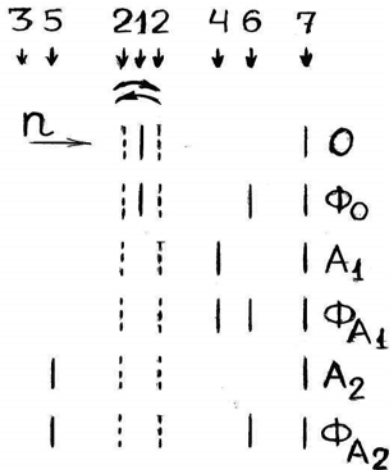
$$\sigma_{эф} \approx \sigma - q / n_1 [1 - \exp(-n_2 \sigma_2)], \quad (3)$$

где  $n_1$  и  $\sigma$  - толщина и сечение образца 1 в отсутствие зависимости сечения от ПВ соответственно.

## Измерения и результаты

Для каждой исследуемой пары образцов измерения проводились по следующей схеме, данной на рисунке. В позиции (1, 2) нейтроны реактора [2] сначала падают на образец 1, затем на

образец 2. Нейтроны, прошедшие оба образца, падают на образец кадмия 7 детектора. В позиции (2, 1) образец 1 остается на прежнем месте, а перемещаемый образец 2 устанавливается перед образцом 1. Этот тип измерений обозначен как О (правая колонка рисунка). Соответствующие этим позициям числа отсчетов детектора обозначим  $N_{1,2}$  и  $N_{2,1}$ . Для определения фона проводились аналогичные измерения со сменой положения образца 2, но при нейтронном пучке, перекрытом фильтром кадмия  $Cd_\phi$  толщиной 1 мм (позиция 6, тип измерений  $\Phi_0$ ), который практически полностью поглощал тепловые нейтроны. Числа отсчетов детектора в этих измерениях обозначим  $N_{1,2}^\phi$  и  $N_{2,1}^\phi$ . В них дают вклад фон зала, космический фон, гамма-лучи и быстрые нейтроны, прошедшие фильтр кремния, а также, возможно, продукты взаимодействия тепловых нейтронов с исследуемой парой.



Типы измерений и схема расположения образцов на пучке. Измерения: О – основные;  $\Phi_0$ ,  $\Phi_{A_1}$ ,  $\Phi_{A_2}$  – фоновые;  $A_1$  и  $A_2$  – аппаратурной асимметрии. Положения образцов: 1 – 1-й (неподвижный) образец пары; 2 и 2 – 2-й (перемещаемый) образец пары; 3 – ослабляющий образец; 4 и 5 – 1-й образец пары в измерениях аппаратурной асимметрии; 6 – фильтр кадмия в измерениях фона; 7 – кадмий в детекторе.

Поскольку положения перемещаемого образца 2 в позициях (1, 2) и (2, 1) могут быть неидентичными, что может привести к побочной АП, проводились измерения этой (аппаратурной) асимметрии (тип измерений  $A_1$  на рисунке). Для этого измерялось количество актов захвата нейтронов в тех же положениях образца 2, что и в измерениях типа О, но при этом образец 1 находился на пучке за образцом 2 (позиция 4), чтобы оставить неизменными условия измерений (фон, спектр регистрируемых нейтронов, счетную загрузку детектора и аппаратуры и т.д.). Соответствующие числа отсчетов  $N_{0,2}$  и  $N_{2,0}$ . Для одного из измерений № 3 аппаратурная асимметрия измерялась также при другом расположении образца 1 – перед образцом 2 (положение 5, тип измерений  $A_2$ ). Для обоих типов измерений  $A_1$  и  $A_2$  проводились соответствующие измерения фона (тип измерений  $\Phi_{A_1}$  и  $\Phi_{A_2}$ ) с перекрытием пучка фильтром  $Cd_\phi$  (как и для измерений типа О). Числа измерений фона в измерениях аппаратурной асимметрии обозначим как  $N_{0,2}^\phi$  и  $N_{2,0}^\phi$ . Измерения аппаратурной асимметрии в измерениях № 3 в двух положениях образца 1 осуществлялись с целью оценки возможного влияния структурных факторов исследуемых образцов вследствие рассеяния на них нейтронов на величину аппаратурной асимметрии, а также для симметрии измерений.

По результатам рассмотренных типов измерений вычислялась величина АП  $q$  исследуемой пары образцов 1 и 2 при изменении очередности прохождения через них нейтронов:

$$q = (q_\varepsilon - q_\varepsilon^\phi) - (q_a - q_a^\phi), \quad (4)$$

где  $q_\varepsilon$  – асимметрия, когда образец 2 попеременно располагается за или перед образцом 1 (тип измерений О);  $q_\varepsilon^\phi$  – соответствующая фоновая асимметрия (тип измерений  $\Phi_0$ ) и аппаратурная асимметрия  $q_a$  (типы измерений  $A_1$ ,  $A_2$ ) и ее фоновая составляющая  $q_a^\phi$  (типы измерений  $\Phi_{A_1}$ ,  $\Phi_{A_2}$ ). Запишем входящие в формулу (4) члены через числа отсчетов:

$$q_\varepsilon - q_\varepsilon^\phi = (N_{1,2} - N_{2,1}) / 0,5 \left[ (N_{1,2} + N_{2,1}) - (N_{1,2}^\phi + N_{2,1}^\phi) \right] - (N_{1,2}^\phi - N_{2,1}^\phi) / 0,5 \left[ (N_{1,2} + N_{2,1}) - (N_{1,2}^\phi + N_{2,1}^\phi) \right]. \quad (5)$$

Разности чисел отсчетов в числителях нормируются на среднее суммарное число отсчетов  $N_{1,2}$  и  $N_{2,1}$  с вычетом из них фона. Аналогично записывается вторая разность в формуле (4):

$$q_a - q_a^\phi = (N_{0,2} - N_{2,0}) / 0,5 \left[ (N_{0,2} + N_{2,0}) - (N_{0,2}^\phi + N_{2,0}^\phi) \right] - (N_{0,2}^\phi - N_{2,0}^\phi) / 0,5 \left[ (N_{0,2} + N_{2,0}) - (N_{0,2}^\phi + N_{2,0}^\phi) \right]. \quad (6)$$

Измеренные значения  $q$  для исследованных пар образцов и их составляющие (см. формулу (4)) приведены в табл. 1.

Можно показать, что различие найденного значения  $q$  согласно формуле (4) и значения асимметрии  $q_u$  для идеального случая идентичности положения образца 2 в позициях (1, 2) и (2, 1), т.е. когда  $q_a = 0$ , много меньше, чем значение

$q$ , а именно

$$(q - q_u) / q_u = 0,25q_a q_u, \quad (7)$$

$q_a$  и  $q_u$  - измеренные величины (см. табл. 1). Как видно, максимальное относительное отличие  $q$  и  $q_u$  не превышает  $10^{-7}$ , т.е. определение  $q$  согласно формуле (4) корректно.

Таблица 1. Типы, условия и результаты измерений АП, исследуемые пары образцов

Номер измерения	Вещества пары образцов 1 и 2		Вещество ОО	Ослабление потока, $M_{\Phi}^p$ , разы	$q_{\alpha}$ , $10^{-4}$	$q_{\alpha}^{\Phi}$ , $10^{-4}$	$q_a$ , $10^{-4}$	$q_a^{\Phi}$ , $10^{-4}$	$q$ , $10^{-4}$
	1	2							
1	$^{235}\text{U}$	Cd	—	1	4,426 (0,174)	0,394 (0,230)	6,512 (0,135)	-0,275 (0,113)	-2,755 (0,344)
2	»	»	—	1	3,924 (0,130)	0,164 (0,130)	5,888 (0,264)	-0,094 (0,134)	-2,222 (0,350)
3	»	»	—	1	3,365 (0,232)	-0,350 (0,116)	6,356 (0,092)	-0,273 (0,122)	-2,914 (0,301)
							5,908 (0,372)	-0,078 (0,121)	-2,271 (0,469)
4	»	»	Cd	2,40	5,259 (0,248)	0,050 (0,301)	6,270 (0,271)	0,295 (0,186)	-0,766 (0,510)
5	»	»	B	1,96	5,738 (0,318)	-0,448 (0,236)	6,120 (0,174)	-0,555 (0,193)	-0,490 (0,473)
6	»	»	Pb	1,74	5,177 (0,198)	-0,223 (0,214)	5,942 (0,237)	0,125 (0,218)	-0,417 (0,435)
7	»	»	C	2,14	5,694 (0,212)	0,484 (0,295)	6,423 (0,332)	0,232 (0,231)	-0,981 (0,544)
8	»	»	Zn	~1	3,063 (0,258)	-0,355 (0,208)	5,980 (0,247)	-0,144 (0,221)	-2,707 (0,469)
9	»	$^{169}\text{Tm}$	—	1	1,885 (0,144)	0,108 (0,171)	3,809 (0,223)	0,355 (0,125)	-1,677 (0,329)
10	U	Cd	—	1	6,763 (0,303)	-0,136 (0,139)	6,252 (0,218)	-0,182 (0,159)	0,465 (0,429)
11	U	»	$^{235}\text{U}$	3,3	6,778 (0,239)	0,224 (0,166)	6,080 (0,183)	-0,325 (0,154)	0,149 (0,383)
12	$^{169}\text{Tm}$	»	—	1	7,189 (0,329)	-0,407 (0,113)	6,541 (0,316)	-0,374 (0,134)	0,681 (0,489)
13	$^{169}\text{Tm}$	»	—	1	5,978 (0,250)	0,395 (0,270)	6,148 (0,324)	0,451 (0,211)	-0,114 (0,534)
14	Cd	»	—	1	5,046 (0,237)	-0,175 (0,205)	5,850 (0,226)	0,320 (0,171)	-0,309 (0,422)
15	$^{235}\text{U}$	Pb	—	1	-0,801 (0,152)	0,292 (0,123)	-0,452 (0,303)	0,283 (0,117)	-0,358 (0,379)

### Обсуждение результатов измерений и расчетов

Исследуемые пары образцов, значение нейтронного потока, типы измерений, результаты и другие условия приведены в табл. 1. Образцы урана, тулия и кадмия взяты в виде металлической фольги, свинец и углерод – пластины, цинк и бор – порошки, обогащение  $^{235}\text{U}$  95,5 %. Время измерения в каждой позиции  $T_{\Sigma} = 100$  с для всех измерений с целью обеспечения необходимой временной стабильности. Поток на образец равен

$1,325 \cdot 10^9 (M_{\Phi}^p) \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  ( $M_{\Phi}^p$  – ослабление потока). В измерении № 3 определение аппаратурной асимметрии  $q_a$  и ее фона  $q_a^{\Phi}$  проводились двумя способами – расположением образца  $^{235}\text{U}$  сзади образца кадмия (верхнее число) и перед образцом кадмия (нижнее число). Во всех остальных измерениях  $q_a$  и  $q_a^{\Phi}$  образец  $^{235}\text{U}$  находился сзади образца кадмия. Измерения № 1 и № 2 проводились без принудительного охлаждения образца  $^{235}\text{U}$ , во всех остальных измерениях образец  $^{235}\text{U}$  охлаждался.

**1. Измерения № 1 – 3.** Измерения проведены с парой ( $^{235}\text{U}$  - Cd), значения  $q$  в пределах ошибок совпадают, а среднее значение  $\bar{q} = -(2,541 \pm 0,294) \cdot 10^{-4}$  на 8,7 значения ошибки отстоит от нуля. Измерение № 3, как и все последующие, где одним из образцов пары является  $^{235}\text{U}$ , проведены с принудительным охлаждением урана. Это обусловлено тем, что в результате деления образец нагревается, что приводит к изменению сечения и размеров образца. Поскольку в позициях (1, 2) и (2, 1) поток на  $^{235}\text{U}$  различен, то различен и нагрев, что приводит к изменению пропускания при смене позиции, т.е. к асимметрии. Однако, как видно из табл. 1, значения  $q$  в измерениях № 1 и 2, где образец не охлаждался, и в измерении № 3 (с охлаждением) совпадают в пределах ошибок. Это указывает на малое влияние температурного эффекта на величину  $q$ .

Для контроля были проведены расчеты изменения пропускания из-за нагрева  $^{235}\text{U}$  за время  $T_{\text{э}}$  (вследствие изменения сечения и размеров). Расчеты сечения проводились в предположении, что распределение скоростей ядер  $^{235}\text{U}$  можно аппроксимировать распределением Максвелла с эффективной температурой  $T_{\text{эф}}$  [3, 4]. Рассматривался диапазон энергий падающих нейтронов 1 мэВ-1 эВ, пропускание кремниевого фильтра взято из работы [5]. Для описания сечения использовались параметры отрицательного и первых двух уровней  $^{235}\text{U}$  и первого уровня кадмия

[6]. Принималось, что при делении осколки выделяют 150 МэВ, сечение нейтронного пучка  $1,13 \text{ см}^2$ , плотность потока нейтронов  $1,325 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Расчеты показали, что вследствие нагрева асимметрия  $q_i$  равна  $0,327 \cdot 10^{-4}$ . При этом не учитывалось естественное охлаждение  $^{235}\text{U}$  за счет обмена теплом с образцедержателем и естественный конвективный теплообмен с окружающим воздухом. Абсолютное значение  $q_i$  почти на порядок меньше измеренного значения  $\bar{q}$  и, кроме того, имеет противоположный знак. Т.е. температурный фактор не объясняет наблюдаемую АП. Чтобы проверить эффективность охлаждения, была собрана сборка, в которой имитировался нагрев  $^{235}\text{U}$  с помощью коллимированного пучка света, падающего на  $^{235}\text{U}$  в образцедержателе (как и на пучке нейтронов), до температуры  $\sim 3 \text{ }^\circ\text{C}$ , что ожидается при делении за время  $T_{\text{э}}$ . Оказалось, что при включении вентилятора повышение температуры  $^{235}\text{U}$  не превышает  $0,5 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Значения аппаратурной асимметрии в измерении № 3 при двух положениях  $^{235}\text{U}$  совпадают в пределах ошибок, что является одним из факторов, указывающих на отсутствие проявления рассеяния нейтронов на результат измерений.

Таким образом, в измерениях № 1 - 3 наблюдается АП, а расчеты и имитация нагрева и охлаждения  $^{235}\text{U}$  показывают, что АП не является следствием нагрева из-за деления.

Таблица 2. Параметры используемых образцов

Образцы пар							
Элемент образца	$^{235}\text{U}$	Cd	U	$^{169}\text{Tm}$	$^{169}\text{Tm}$	$^{169}\text{Tm}$	Pb
Толщина образца, г·см <sup>-2</sup>	0,878	0,0865	0,853	0,561	3,356	1,122	1,134
	Образцы:						
	фильтра	детектора	ослабления потока (ОО)			имитации (ОО) Cd	
Элемент образца	Cd	Cd	Cd	B	Pb	C	Zn
Толщина образца, г·см <sup>-2</sup>	0,865	0,173	0,0571	0,117	23,36	2,273	0,069

**2. Измерения № 4 - 7.** В этом цикле исследовалась зависимость величины  $q$  от ПВ. Как следует из соотношения (2), при наличии предполагаемой зависимости сечения от ПВ актов взаимодействий величина  $q \sim \alpha$ , а, следовательно,  $q \sim N_0$ . В этих измерениях использовалась та же пара ( $^{235}\text{U}$  - Cd), но с уменьшенным в  $\sim 2,1$  раза потоком нейтронов. Уменьшение потока осуществлялось путем размещения на пучке перед исследуемой парой ослабляющего образца (ОО). Параметры использованных ОО даны в табл. 2. Образцы значительно отличаются по своим параметрам – величине сечения, характеру его энергетического хода, основной реакции, ослаб-

ляющей поток, массе, но имеют одно общее – в  $\sim 2,1$  раза уменьшают поток. Так, например, свинец имеет значительную толщину, в то время как кадмий тоньше в  $\sim 400$  раз, образцы свинца и углерода выводят нейтроны из пучка за счет рассеяния, а бора и кадмия – за счет поглощения. Сечение рассеивающих образцов относительно мало и имеет скачкообразный характер при увеличении сечения с ростом энергии, в то время как поглощающие образцы имеют значительно большее сечение, которое уменьшается как  $\sim 1/\sqrt{E}$ , а у кадмия затем увеличивается с ростом энергии нейтронов  $E$  за счет резонанса при  $\sim 0,18 \text{ эВ}$ . В табл. 3 приведены результаты изме-

рений и расчетов с ОО. Для ОО углерода расчетные значения скорректированы на мощность реактора, так как в измерениях с углеродом мощность реактора была в 1,242 раза меньше, чем в измерениях с остальными образцами. Величина

$q_{\phi}'$  в табл. 3 обозначает асимметрию со спектром ОО, но не с ослабленным потоком. При нахождении  $q_a / q_{a\phi}$  значение  $q_a$  есть среднее по результатам измерений № 1 - 3.

Таблица 3. Результаты измерений и расчетов в исследованиях с ослабляющими образцами

Номер измерения	Элемент ОО	АП, эксперимент		Уменьшение АП $K_{\phi}^p$ расчет (разы)	Расчетно-экспериментальная АП, $q_{\phi}^{p \rightarrow}$ $10^{-4}$	Ослабление потока на образцы 1 и 2 $M_{\phi}^p$ расчет (разы)	Уменьшение счета детектора с ОО		Изменение АП из-за изменения спектра ОО $(q/q_{\phi}')^p$ расчет	Отношение аппаратурных АП без и с ОО $q_a / q_{a\phi}$	
		$\bar{q}$ $10^{-4}$	$q_{\phi}$ $10^{-4}$				эксперимент	расчет		эксперимент	расчет
1 - 3	—	2,541 (0,294)									
4	Cd		0,766 (0,510)	2,42 (0,31)	1,05 (0,13)	2,40	2,17	2,13	1,01 (0,13)	0,983 (0,059)	1,010
5	B		0,490 (0,473)	2,08 (0,26)	1,22 (0,15)	1,96	1,75	1,89	1,06 (0,13)	1,008 (0,051)	1,002
6	Pb		0,417 (0,435)	1,71 (0,38)	1,49 (0,33)	1,74	1,97	1,82	0,98 (0,22)	1,038 (0,060)	0,996
7	C		0,981 (0,544)	2,12 (0,39)	1,20 (0,22)	2,14	2,10	2,17	0,99 (0,18)	0,960 (0,064)	0,999

Так как не имеется возможности рассчитать абсолютное значение АП, для получения ожидаемого значения  $q_{\phi}^{p \rightarrow}$  вычислялось отношение  $K_{\phi}^p = q^p / q_{\phi}^p$ , а затем, используя экспериментальное значение  $\bar{q}$  без ОО (среднее измерений № 1 - 3), находилось ожидаемое расчетно-экспериментальное значение  $q_{\phi}^{p \rightarrow} = \bar{q} \cdot K_{\phi}^p$  для каждого ОО. Соответственно вычислялось значение ослабления потока  $M_{\phi}^p = (N_0 / N_{0\phi})^p$ . Уменьшения потока и АП примерно одинаковы. Расчет значений АП с ОО и без него проводился по формуле (1). Величины  $N_{1,2}$  и  $N_{2,1}$  рассчитывались по всему спектру с учетом пропускания нейтронов кремниевым фильтром и взаимодействия с образцами, находящимися на пучке.

Измеренное значение  $q_{\phi}$  показывает, что для всех ОО АП уменьшилась, что согласуется с ожидаемым поведением  $q \sim ПВ$  (1). Однако уменьшение АП оказалось сильнее, чем ожидаемое. В частности, для ОО кадмия и углерода экспериментальное значение  $q_{\phi}$  меньше ожидаемого  $q_{\phi}^{p \rightarrow}$  в 1,37 и 1,22 раза соответственно. Больше различие рассматриваемых величин для ОО бора и свинца – в 2,49 и 3,57 раза соответствен-

но. Причиной может являться низкая статистическая точность измерений с ОО. Сравнение средних значений  $\bar{q}_{\phi} = -(0,664 \pm 0,130) \cdot 10^{-4}$  и  $\bar{q}_{\phi}^{p \rightarrow} = -(1,24 \pm 0,10) \cdot 10^{-4}$  по всем ОО дает различие данных величин  $1,87 \pm 0,16$  (полагая ошибки случайными). Другой возможный источник расхождения может обуславливаться рассеянием нейтронов на образцах, что трудно учесть расчетным способом. Поэтому одна из причин измерений с широким набором ОО со значительными отличающимися параметрами заключалась в оценке таким способом степени возможного проявления рассеяния.

Используя результаты приведенных расчетов, была оценена устойчивость АП к возможным изменениям спектра нейтронов  $(q/q_{\phi}')^p$  в течение проведения измерений. Как указывалось ранее, при введении ОО изменение спектра значительное и разнообразное. Например, в рассматриваемом диапазоне энергии сечение бора падает в ~3,3 раза, у кадмия падает в ~4 раза, а затем увеличивается в ~3 раза, у свинца растет в ~7 раз. При таких сильных изменениях хода сечений (а следовательно, и спектра) расчетное изменение  $q$  (т.е. отношение  $q/q_{\phi}'$  для разных ОО) составляет несколько процентов. Т.е. результаты

измерений устойчивы к возможным изменениям спектра в процессе измерений.

Также проведена оценка изменения аппаратной асимметрии в измерениях с ОО и без него. Определялось отношение  $\bar{q}_a / q_{aф}$  для измеренных и расчетных значений. Среднее экспериментальное значение  $\bar{q}_a$  взято из измерений № 1 - 3 и составило  $6,166 \pm 0,158$ . Экспериментальные и расчетные значения рассматриваемого отношения согласуются (см. табл. 3), а изменение этого отношения от одного ОО к другому (т.е. и разных спектров) показывают устойчивость аппаратной асимметрии к изменениям спектра.

Расчетные и измеренные значения уменьшения счета детектора при введении ОО хорошо совпадают (см. табл. 3), что указывает на корректность процедуры расчета.

Из изложенного выше можно заключить, что экспериментально наблюдаемое уменьшение АП с уменьшением ПВ является подтверждением гипотезы о зависимости сечения от ПВ и корректности соотношения (2). Уменьшение АП при уменьшении ПВ в  $M_{ф}^p = 2,06$  раза составляет  $\bar{q} / q_{ф} = 3,83$  раза, т.е. в 1,86 раза больше ожидаемого значения. То обстоятельство, что уменьшение АП наблюдается для всех четырех ОО, столь значительно отличающихся по рассмотренным выше параметрам, указывает на то, что уменьшение АП за счет рассеяния нейтронов маловероятно.

**3. Измерение № 8.** Еще одним подтверждением того, что нейтронно-оптические эффекты и рассеяние не являются источником наблюдаемого уменьшения АП при введении на пучок ОО, говорят результаты измерений с образцом цинка, расположенным перед исследуемой парой на месте расположения ОО, который имитировал рассеяние нейтронов на ОО кадмия. В отличие от кадмия цинк имеет много меньшее сечение захвата (всего  $\sim 1,1$  б вместо 2450 б у кадмия). Толщина образца цинка подбиралась такой (см. табл. 2), чтобы значения  $n\sigma_s$  для кадмия и цинка были одинаковы ( $\sigma_s$  - сечение рассеяния). Т.е. такой образец цинка имитировал образец кадмия по рассеянию нейтронов и при этом практически не ослаблял поток нейтронов, падающий на исследуемую пару (в отличие от кадмия), т.е. образец цинка не являлся источником уменьшения АП из-за уменьшения ПВ. (Значение  $n\sigma_T$  для образца цинка составляло всего  $\sim 3,6 \cdot 10^{-3}$ ,  $\sigma_T$  - полное сечение.) Кроме того, цинк использовался в качестве имитатора по той причине, что имеет схожие с кадмием параметры решетки. Как видно из табл. 1, измеренное значение  $q$  в

измерении № 8 для той же пары, что и в измерениях № 1 - 3, но с образцом из цинка перед ней, не изменилось в пределах ошибок, но отличается от значений  $q$ , полученных в измерениях № 4 с ОО кадмия. Это указывает на отсутствие заметного влияния нейтронно-оптических эффектов на измерение  $q$ , а уменьшение  $q$  в измерениях № 4 с ОО обусловлено уменьшением ПВ.

**4. Измерения № 9 - 15.** В этой серии измерений варьировался один из образцов пары. Основная цель измерений – установить реакцию и образец, ответственные за появление АП.

В измерении № 9 в качестве перемещаемого образца взят  $^{169}\text{Tm}$ , т.е. исследовалась пара ( $^{235}\text{U} - ^{169}\text{Tm}$ ). При этом толщина  $^{169}\text{Tm}$  выбрана такой, чтобы значение величины  $1 - \exp(-n_2\sigma_2)$  (см. формулу (2)) для  $^{169}\text{Tm}$  составило половину соответствующей величины образца кадмия в паре ( $^{235}\text{U} - \text{Cd}$ ). Как видно из табл. 1, значение  $q$  также отлично от нуля, но меньше значения АП, полученной для пары ( $^{235}\text{U} - \text{Cd}$ ). Исходя из значения  $\bar{q}$  для этой пары (измерения № 1 - 3) и соотношения (2), для пары ( $^{235}\text{U} - ^{169}\text{Tm}$ ) при указанных соотношениях величин  $1 - \exp(-n_2\sigma_2)$  для  $^{169}\text{Tm}$  и кадмия ожидается значение АП, равное  $\bar{q} \cdot 0,5 = -1,270 \cdot 10^{-4}$ . Как видно из табл. 1, найденное значение  $q$  в измерении № 9 неплохо согласуется с ожидаемым значением АП. Подтверждается справедливость соотношения (2) и связь АП с образцом  $^{235}\text{U}$ .

В измерении № 10 вместо  $^{235}\text{U}$  помещался образец естественного урана такой же массы и толщины (см. табл. 2). Т.е. в исследуемой паре ( $\text{U} - \text{Cd}$ ) в образце 1 практически исключались акты деления и захвата ( $\sigma_\gamma$  естественного урана всего 2,7 б). Как видно из результатов, АП такой пары не наблюдается, т.е. можно сказать, что проявление асимметрии в измерениях № 1 - 9 обусловлено скорее всего делением или захватом  $^{235}\text{U}$ . Так как образцы  $^{235}\text{U}$  и урана одинаковы по толщине (см. табл. 2), т.е. практически идентичны условия для рассеяния нейтронов, но для пары ( $^{235}\text{U} - \text{Cd}$ ) наблюдается АП, а для ( $\text{U} - \text{Cd}$ ) ее нет, можно утверждать, что эффекты рассеяния не являются источником АП.

Изменение спектра нейтронов при переходе от пары ( $^{235}\text{U} - \text{Cd}$ ) к паре ( $\text{U} - \text{Cd}$ ) минимизируются размещением за этой парой образца  $^{235}\text{U}$ , чтобы не уменьшать поток на пару. Результат не изменился – АП не проявляется (измерение № 11).

В измерениях № 12 и № 13 вместо  $^{235}\text{U}$  помещался образец, имеющий сечение захвата, но не делящийся. Измерение № 12 проводилось с па-

рой ( $^{169}\text{Tm} - \text{Cd}$ ). Тулий и  $^{235}\text{U}$  имеют близкие значения сечения теплового захвата – 105 и 99 б соответственно. Толщина образца  $^{169}\text{Tm}$  выбиралась такой, чтобы значения  $n\sigma_\gamma$  образцов  $^{169}\text{Tm}$  и  $^{235}\text{U}$  были одинаковы. Как видно, для данной пары АП не наблюдается.

В измерении № 13 также исследовалась пара ( $^{169}\text{Tm} - \text{Cd}$ ), но толщина образца  $^{169}\text{Tm}$  подбиралась так, чтобы были одинаковы значения  $n\sigma_T$  образцов  $^{169}\text{Tm}$  и  $^{235}\text{U}$  ( $\sigma_T$  - полное сечение). Как видно, для данной пары АП также не проявляется.

В измерении № 14 на месте  $^{235}\text{U}$  помещался также образец, не имеющий деления (кадмий), но захватывающий нейтроны. При этом толщина кадмия выбиралась такой, чтобы значения  $n\sigma_T$  для кадмия и  $^{235}\text{U}$  совпадали. И для такой пары АП не обнаружена.

В измерении № 15 также сменен перемещаемый образец. Вместо кадмия поставлен свинец, пара ( $^{235}\text{U} - \text{Pb}$ ), т.е. поставлен рассеивающий образец ( $\sigma_s / \sigma_\gamma \approx 70$ ). Значение  $n\sigma_s$  свинца составляет  $\sim 2 \cdot 10^{-2}$ , что значительно больше соответствующего значения образца кадмия пары ( $^{235}\text{U} - \text{Cd}$ ). Как видно, АП не проявляется, т.е. процессы рассеяния не приводят к АП.

Таким образом, результаты измерений № 9 - 15, в которых варьировались образцы пар (использовались комбинации образцов с различными типами сечений), показывают отсутствие АП (кроме измерения № 9). Измерения № 10 - 15 имеют общее – у них либо нет делящегося образца, либо, как в паре ( $^{235}\text{U} - \text{Pb}$ ), поток на делящийся образец в позициях (1, 2) и (2, 1) практически одинаков, т.е. нет условий для обнаружения зависимости сечения от ПВ в  $^{235}\text{U}$ . Отсюда можно заключить, что АП, наблюдаемая для пар ( $^{235}\text{U} - \text{Cd}$ ) и ( $^{235}\text{U} - ^{169}\text{Tm}$ ), обусловлена актами деления, но не захвата и рассеяния. Результаты измерений подтверждают гипотезу о зависимости сечения от ПВ и адекватность соотношения  $q$  для АП, вызванной этой корреляцией, о чем свидетельствует пропорциональность  $q$  величинам  $N_0$  и  $1 - \exp(-n_2\sigma_2)$ .

**5. Измерение плотности потока нейтронов  $N_0$ .** Измерения проводились активационным методом с  $^{59}\text{Co}$ . Абсолютизация наведенной активности  $^{60}\text{Co}$  проводилась двумя способами – с использованием 4π-детектора, на котором велись измерения АП, и с использованием эталонного источника ОСГИ  $^{60}\text{Co}$ . Среднее значение  $N_0$  равно  $(1,325 \pm 0,005) \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

**6. Оценка влияния рассеяния нейтронов на величину асимметрии.** Для определения вклада

в АП рассеяния нейтронов была также проведена соответствующая оценка для пары ( $^{235}\text{U} - \text{Cd}$ ). Влияние рассеяния может возникнуть из-за изменения очередности прохождения нейтронов через пару вследствие сброса энергии при рассеянии и различного положения кадмия в позициях (1, 2) и (2, 1). Оценка дает, что изотропное рассеяние приводит к АП не более  $4 \cdot 10^{-11}$ , а с плотностью вероятности  $\sim 1/\sin\theta$  (преимущественное рассеяние вперед) – не более  $1,5 \cdot 10^{-8}$ . Таким образом, оценки подтверждают результаты измерений в том, что рассеяние нейтронов не является источником наблюдаемой АП.

**7. Стабильность измерений.** Стабильность  $S$  измерений оценивалась по относительному изменению суммарного числа отсчетов  $\Sigma(N_{1,2} + N_{2,1})$  детектора в обеих позициях образцов пары за достаточно большие временные интервалы  $T_1$  и  $T_2$  времени измерений (для набора достаточной статистики). Разность указанных сумм за  $T_1$  и  $T_2$  приводилась ко времени экспозиции  $T_3$  ( $T_1$  и  $T_2$  брались одинаковыми, равными  $T_C$ ). Тогда  $S$  запишется как

$$S = \left[ \sum_{T_2} (N_{1,2} + N_{2,1}) - \sum_{T_1} (N_{1,2} + N_{2,1}) \right] \times \\ \times (T_3 / T_C) / 0,5 \left[ \sum_{T_2} (N_{1,2} + N_{2,1}) + \sum_{T_1} (N_{1,2} + N_{2,1}) \right]. \quad (8)$$

Такая величина  $S$  вычислялась для измерений, указанных в табл. 1. Значения  $S$  лежат в пределах  $(0,09 \div 0,2) \cdot 10^{-4}$ . Видно, что при использованном значении  $T_3 = 100$  с значение  $S$  существенно меньше измеренных значений  $q$ , а потому найденные значения  $q$  не являются следствием временных флуктуаций. Подтверждением этому является хорошее постоянство измеряемой аппаратурной асимметрии  $q_a$  (см. табл. 1) – значения  $q_a$  для измерений с парой ( $^{235}\text{U} - \text{Cd}$ ) лежат в пределах  $(5,888 \div 6,512) \cdot 10^{-4}$ , а среднее  $\bar{q}_a \pm \Delta q_a = (6,155 \pm 0,080) \cdot 10^{-4}$ . Т.е. значения величины  $q_a$  в течение длительного цикла измерений показывают хорошее постоянство, что указывает на хорошую временную стабильность измерений. Напомним, что для измерения  $q$  для одной пары образцов (для одного измерения табл. 1) проводились четыре типа измерений -  $q_3$ ,  $q_3^\phi$ ,  $q_a$  и  $q_a^\phi$ . Среднее время каждого из этих измерений составляет  $\sim 150$  ч. Подчеркнем, что стабильность необходима в

пределах одного цикла измерений (т.е. в течение времени  $T_{\text{э}}$  - время экспозиции пары образцов (1, 2) и (2, 1)). Уровень стабильности  $S$  меньше не только самого абсолютного значения  $q$ , но и не превосходит значений экспериментальных ошибок  $\Delta q$  величины  $q$ . Высокая стабильность достигнута за счет:

1) использования реактора в качестве источника нейтронов;

2) физических параметров регистрирующей системы - 4π-детектор большого объема, что обеспечивает большое выделение энергии в нем гамма-каскада, низкое значение уровня  $E_C$  дискриминации энерговыделения в секции благодаря секционированию детектора, использованию для регистрации нейтронов акта их захвата в кадмии, имеющего высокое значение  $Bn$  и множественность гамма-каскада, низкий уровень фона (также благодаря секционированию детектора) – все это есть «физическая» стабилизация;

3) малого значения времени экспозиции  $T_{\text{э}}$  образцов в позициях (1, 2) и (2, 1).

**8. Влияние возможной неидентичности установки образца 1 в измерениях  $q$ , и  $q_a$ .** В измерениях  $q_{\text{э}}$  и  $q_a$  меняется положение образца 1: в измерениях  $q_{\text{э}}$  образец 1 неподвижен, а образец 2 попеременно располагается за и перед образцом 1 (см. рисунок, тип измерений О, положение образца 1), а в измерениях  $q_a$  образец 1 переставляется в положение 4 (или 5) (см. рисунок, тип измерений А<sub>1</sub> (или А<sub>2</sub>)). При перестановке образца 1 может измениться его толщина по отношению к прохождению нейтронов, что приведет к появлению добавочной асимметрии  $q_1$ . Нетрудно показать, что

$$q_1 \leq q_a \sigma_1 \Delta n_1, \quad (9)$$

где  $\Delta n_1$  - изменение толщины образца 1 для прохождения нейтронов. Если неидентичность уста-

новки образца 1 в угловом измерении равна  $\alpha$ , то изменение  $\Delta n_1 / n_1 \approx \alpha^2 / 2$ . Если  $\alpha \sim 5^\circ$ , а в качестве  $\sigma_1$  взять максимальное значение  $^{235}\text{U}$  в тепловой области, то  $q_1 / q_a \approx 0,0055$ , что пренебрежимо мало по сравнению с измеренной величиной АП.

### Анализ результатов

Экспериментальные и расчетные данные показали, что наблюдаемая АП обусловлена процессом деления и зависит от плотности взаимодействий. Потому можно считать обоснованным высказанное ранее предположение, что наблюдаемая АП обусловлена зависимостью сечения от ПВ вследствие образования вторичных состояний с аномальными параметрами. Рассмотрим варианты способов их образования.

**1. Возбужденные состояния  $^{235}\text{U}$ .** Можно предположить, что осколки деления по мере пробегания возбуждают состояния в  $^{235}\text{U}$  (кулоновское возбуждение). Количество таких состояний должно быть заметным, а сечение взаимодействия с нейтронами иметь большие значения, чтобы привести к возникновению заметной корреляции сечения и ПВ и соответственно АП. Воспользуемся формулой (2). Подставив параметры образцов и полагая, что  $T_{\text{э}} > T$ , соотношение для  $q$  приобретает вид

$$q = -0,765 N_0 \nu \sigma' T, \quad (10)$$

которое связывает наблюдаемую АП с плотностью потока, выходом вторичных состояний, временем их жизни и их нейтронным сечением. Для оценки параметров этих состояний используем полученное соотношение (10), измеренное значение  $q$ , а также соотношения для времени жизни  $T$  возбужденного состояния ядра с энергией  $E_\gamma$  и сечения  $\sigma_K$  кулоновского возбуждения таких состояний осколками деления [8 - 10]:

$$T = [0,0276 \hbar / (1 + \alpha)] L [(2L + 1)!!]^2 (L + 1)^{-1} [\hbar c / E_\gamma]^{2L+1} / B(\sigma L) \downarrow, \quad (11)$$

$$\sigma_K(\sigma L) = (Z_1 e / \hbar v_i)^2 a^{-2L+2} B(\sigma L) \uparrow f_{\sigma L}(\eta_i, \xi). \quad (12)$$

Здесь  $a$  - половина сближения при лобовом столкновении;  $\eta_{i(f)} = Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v_{i(f)}$ ;  $\xi = \eta_f - \eta_i$ ;  $f(\eta_i, \xi)$  - функция кулоновского возбуждения;  $B(\sigma L) \downarrow$  и  $B(\sigma L) \uparrow$  - приведенные вероятности переходов;  $v_i$  и  $v_f$  - скорости осколка до и после

столкновения;  $Z_1$  и  $Z_2$  - заряды осколка и ядра. Система (10) - (12) имеет решение только для Е1-излучения. Для получения  $E_\gamma$  надо задать  $\sigma'$ . Если положить  $\sigma'$  равным максимально возможному значению при энергии нейтрона 25 мэВ, то  $E_\gamma = 0,21$  эВ. При значении  $T < T_{\text{э}}$ ,



равным 50 с,  $B \downarrow$  превышает соответствующее одночастичное значение  $B_{S.P.}(E1) \downarrow$  в 140 раз; если использовать более низкие значения  $\sigma'$ , то увеличивается  $B \downarrow$ . Таким образом, решение системы дает аномальные значения параметров вторичного состояния -  $E_f$ ,  $B \downarrow$  и  $\sigma'$ . Вместе с тем отметим, что у того же  $^{235}\text{U}$  известно состояние с аномальными параметрами – энергией 70 эВ и временем жизни 26 мин [7], а у одного из изотопов ксенона нейтронное сечение достигает  $2,7 \cdot 10^6$  б [4]. Для более однозначного вывода о величине  $B \downarrow$  необходимо измерение  $T$ , что можно реализовать, проводя измерения АП с набором значений  $T \downarrow$ , что и планируется.

**2. Возбуждение фононов.** Предположим, что осколки возбуждают фононы исследуемого образца урана и вся энергия осколков идет на их возбуждение. Если сечение взаимодействия с фононом  $\sigma'$ , их время жизни  $T$ , а энергия  $E'$ , то соотношение (10) приобретает вид

$$q = -0,765 N_0 \cdot 2(E_f / E') \sigma' T \quad (13)$$

( $E_f$  - энергия осколка). Допустим, что  $E' = 1$  мэВ,  $T = 10^{-12}$  с [11],  $\sigma' = 100$  б. Тогда получается, что  $q = -1,5 \cdot 10^{-14}$ , что несовместимо с полученным экспериментальным значением АП.

**3. Взаимодействие с магнитными моментами  $^{235}\text{U}$ .** В результате ионизации осколками деления атомов  $^{235}\text{U}$  они приобретают магнитный момент, а последующие нейтроны испытывают магнитное рассеяние. Оценим возможную соответствующую АП, используя то же соотношение (10):

$$q = -0,765 \cdot N_0 \cdot 2\psi_\mu \sigma' T, \quad (14)$$

где  $\psi_\mu = E_f / I$  - количество возбужденных атомов  $^{235}\text{U}$ ;  $I \approx 811$  эВ – средняя энергия возбужденного атома;  $T \approx 10^{-4} \div 10^{-9}$  с – время магнитной релаксации атома для парамагнетиков [12];  $\sigma$  - сечение магнитного рассеяния, в качестве которого возьмем значение 40 б. Тогда величина  $q$  оказывается равной  $7,4 \cdot 10^{-13}$ , что много меньше измеренного значения  $q$ .

**4. Взаимодействие с осколками деления.** В результате деления образуется широкий спектр осколков деления (по массам, нейтронным сечениям и т.д.). Для оценки возникающего значения  $q$  согласно формуле (10) за счет взаимодействия нейтронов непосредственно с осколками деления примем наибольшее возможное сечение для тепловых нейтронов с энергией 25 мэВ для обоих осколков. При таких экстремальных допущениях

значение  $q$  оказывается равным  $10^{-5}$  ( $\psi = 2$ ,  $T = 50$  с), что в 20 раз меньше экспериментального значения.

**5. Дальнодействующие компоненты взаимодействия.** Хотя ядерные силы обусловлены короткодействующим взаимодействием, первые работы по теории ядра использовали привлеченные компоненты дальнодействующих сил. Например, вариант взаимодействия, осуществляемого нейтринными и электрон-нейтринными парами, рассматривался в одной из ранних работ Тамма [13] о природе ядерных сил. В работе [14] рассматривалось дальнодействие, осуществляемое четырехфермионным взаимодействием безмассовых частиц.

Считается, что, кроме электромагнитного и гравитационного, другой природы дальнодействия не существует. Как отмечается в [15], довольно хорошо исследовано отсутствие барионных и лептонных фотонов – гипотетических безмассовых векторных частиц, источниками которых являлись бы соответственно барионный и лептонный заряды. Однако, как указывается в монографии, не исключено существование дальнодействий, осуществляемых, например, сколь угодно длинными глюоноподобными нитями. Однако возможность привлечения дальнодействий рассматривается пока на уровне гипотез и не получила достаточного развития, допускающего проведение соответствующих оценок для объяснения результатов настоящей работы.

## Заключение

Проведенные эксперименты и расчеты показали:

1. Установлено наличие АП нейтронов через пары образцов ( $^{235}\text{U}$  - Cd) и ( $^{235}\text{U}$  - Tm) при их инверсии относительно последовательности прохождения через них нейтронов.

2. АП зависит от плотности взаимодействий и величины  $1 - \exp(-n_2 \sigma_2)$ , что указывает на корректность соотношения (1).

3. Установлено, что АП обусловлена делением ядер, но не захватом, ни различными видами рассеяния нейтронов, ни температурными эффектами, ни с взаимодействием нейтронов непосредственно с осколками деления, ни магнитным рассеянием нейтронов на возбужденной атомной оболочке  $^{235}\text{U}$  или фононах и не вызвана уровнем временной нестабильности измерений.

4. Можно предположить, что АП обусловлена зависимостью нейтронного сечения  $^{235}\text{U}$  вследствие кулоновского возбуждения осколками деления вторичных состояний  $^{235}\text{U}$ , имеющих аномальные значения энергии, нейтронного сечения,

выхода и приведенной вероятности радиационного перехода.

5. Наличие зависимости приводит к относительному увеличению нейтронного сечения  $^{235}\text{U}$ , равному, согласно формуле (3),  $\sim 2,6 \cdot 10^{-4}$ .

Достоверность сделанных предположений и значений параметров состояний будет более убедительной, если окажется возможным измерить время жизни этих состояний.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shchepkin Yu.G., Pavlenko E.A.* Asymmetry of neutrons transmission. IV Int. Sem. on Interact. of Neutron with Nuclear // Nucl. Spectr., Nucl. Struct., Related topics. - Dubna, 1996. - P. 251.
2. *Щепкин Ю.Г., Слисенко В.И., Павленко Е.А., Костюк Т.А.* Взаимодействие нейтронов с веществом при высокой плотности взаимодействий. Часть I. Сечение взаимодействий нейтронов с веществом при высокой плотности взаимодействий // Ядерная физика та енергетика. - 2012. - Т. 13, № 1. - С. 22 - 27.
3. *Ахиезер А., Померанчук И.* Некоторые вопросы теории ядра. - М.-Л.: ОГИЗ, 1948.
4. *Беланова Т.С., Игнатюк А.В., Пащенко А.П., Пляскин В.И.* Радиационный захват нейтронов: Справочник. - М.: Энергоатомиздат, 1986. - 248 с.
5. *Вертебний В.П., Власов М.Ф., Колотий В.В.* Порівняння властивостей деяких монокристалічних та полікристалічних фільтрів повільних нейтронів // УФЖ. - 1974. - Т. XIX, вип. 3. - С. 510.
6. *Mughubhub S.F., Divadeenam M., Holden N.E.* Neutron Cross Sections. - N.Y. - London: Academic Press, 1981.
7. *Lederer C.M., Shirley V.S.* Table of isotopes. A. - New York: Wiley - Interscience Publication, 1978.
8. *Блатт Д.Ж., Вайскопф В.* Теоретическая ядерная физика. - М.: Изд-во иностр. лит., 1954.
9. Гамма-лучи / Под ред. Л. А. Слива. - М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1961.
10. *Alder K., Bohr A., Huus T. et al.* Study of Nuclear Structure by Electromagnetic Excitation with Accelerated Ion // Rev. of Mod. Phys. - 1956. - Vol. 28, No. 4. - P. 432.
11. *Гуревич И.И., Тарасов Л.В.* Физика нейтронов низких энергий. - М.: Наука, 1968. - 607 с.
12. Физическая энциклопедия. - М.: Большая Российская энциклопедия, 1994. - Т. 4. - С. 330.
13. *Тамм И.Е.* Сборник научных трудов. - М.: Наука, 1975.
14. *Дикке Р.* Каталог полей далекого действия - фермионных полей // Гравитация и относительность / Под ред. Х. Цзю и В. Гофмана - М.: Мир, 1965. - С. 231.
15. *Окунь Л.Б.* Физика элементарных частиц. - М.: Наука, 1975. - 209 с.

**Ю. Г. Щепкин, В. І. Слисенко, Є. О. Павленко, Т. О. Костюк**

#### **ДОСЛІДЖЕННЯ ВЗАЄМОДІЇ НЕЙТРОНІВ ІЗ РЕЧОВИНОЮ ПРИ ВИСОКІЙ ЩІЛЬНОСТІ ВЗАЄМОДІЙ**

##### **Частина II. Експериментальні дослідження залежності нейтронного перерізу від щільності взаємодій**

Проведено дослідження взаємодії нейтронів із речовиною при щільності взаємодій (ЩВ) до  $\sim 10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  з метою виявлення можливої залежності перерізу нейтронів від ЩВ. Для виявлення такого зв'язку розвинуто [1] та покращено метод [2], заснований на вимірюванні асиметрії пропускання (АП) нейтронів через пару зразків різних речовин. Виявлено АП для пар, що вміщують  $^{235}\text{U}$ . Зокрема, для пари ( $^{235}\text{U}$  - Cd) АП становить  $(2,541 \pm \pm 0,294) \cdot 10^{-4}$ , що не суперечить припущенню про наявність залежності перерізу від ЩВ. Установлено, що залежність пов'язана з поділом  $^{235}\text{U}$ , а відповідна відносна зміна перерізу становить  $\sim 2,6 \cdot 10^{-4}$ . Аналіз показує, що виявлений ефект можна трактувати як наслідок утворення уламками поділу вторинних станів  $^{235}\text{U}$  з аномально великими значеннями нейтронного перерізу, виходу, приведеною ймовірністю радіаційного переходу та малою енергією.

*Ключові слова:* асиметрія пропускання, щільність взаємодій, нейтрон, переріз, захоплення, розсіяння, поділ, приведена ймовірність переходу, стабільність.

**Yu. G. Shchepkin, V. I. Slisenko, E. O. Pavlenko, T. O. Kostyuk**

#### **RESEARCH OF NEUTRONS INTERACTION WITH THE MATTER UNDER HIGH DENSITY INTERACTIONS**

##### **Part II. The experimental research dependence of neutron cross section from density interactions**

Research of neutron interactions with the matter under density interactions (DI) up to  $\sim 10^9 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ , were provided with aim of revelation of possible dependence neutron cross section from DI. The method of research [1] for revelation of such dependence was improved [2]. It consists on transmission asymmetry (TA) of neutrons measurement through of

samples pair from different matters. TA was revealed for all pairs containing  $^{235}\text{U}$ , in particularly, for pair ( $^{235}\text{U}$  - Cd) TA consists of  $(2,541 \pm 0,294) \cdot 10^{-4}$  that does not contradict to assumption of the cross section dependence from DI. It was defined that correlation related with fission of  $^{235}\text{U}$ , and corresponding of relative change of the effective neutron cross section equals  $\sim 2,6 \cdot 10^{-4}$ . Analysis shows that observed dependence may be treated as the result of secondary states composition of  $^{235}\text{U}$  with anomaly great values of neutron cross section, yield, reduced of possibility radioactive transition and small energy, excited by fragment fission.

*Keywords:* transmission asymmetry, density interactions, neutron, cross section, capture, scattering, fission, reduced of possibility transition, stability.

Поступила в редакцию 23.05.2011.