

Библиотека № 98
INDC (СССР) 116



ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

ВЫПУСК 26

1977

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ИНФОРМАЦИИ
И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО АТОМНОЙ НАУКЕ
И ТЕХНИКЕ

ЦЕНТР ПО ЯДЕРНЫМ ДАННЫМ

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

ВЫПУСК 26

1977

Главный редактор В.А.КУЗНЕЦОВ

Редакционная коллегия: А.А.Абагян, А.Ф.Алябьев,
Б.Г.Дубовский, В.Г.Заграфов, Ю.С.Замятин, О.Д.Казачковский,
Д.А.Кардашев (ответственный секретарь), В.Н.Манохин, И.Г.Морозов,
В.И.Мостовой, П.Э.Немировский, М.Н.Николаев, В.В.Орлов, К.А.Петржак,
С.И.Сухоручкин, Л.Н. Усачев (заместитель главного редактора)

© Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-
экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ),
1977

ON PARAMETRIC REPRESENTATION OF THERMAL CONSTANTS.
Simple analytic formulae for calculation of one-group thermal macroscopic constants are suggested. These formulae approximate the results of exact calculations of thermal macroconstants for bare reactors and water-reflected reactors. Homogeneous mixtures of metal uranium and water are considered. Ratio of atomic concentrations of hydrogen and uranium varies from 1 to 1500.

В настоящее время термализация нейтронов учитывается несколькими способами в зависимости от требований к точности расчетов ядерных реакторов.

Широко известны точные алгоритмы и программы [1]. Расчет по этим программам позволяет в рамках многогрупповой пространственно-энергетической модели учитывать термализацию в воде, бериллии и других замедлителях. Более простыми и менее точными являются алгоритмы, основанные на газовой модели термализации. Наибольшее распространение, однако, получили алгоритмы подготовки одногрупповых тепловых констант, в которых термализация учитывается с помощью следующих соотношений [2]:

$$\sum_{c,f}^T = \sum_{c,f} (\nu_T) \sqrt{\frac{T_0}{T}} \cdot f(\Delta), \quad (1)$$

где $\sum_{c,f}^T$ - эффективные одногрупповые константы тепловой группы;
 $\sum_{c,f} (\nu_T)$ - макроскопическое сечение, соответствующее $\nu_T = 2200$ м/сек;

$$f(\Delta) = \frac{\int_0^{x_{2p}} n(x) dx}{\int_0^{x_{2p}} x n(x) dx} - \text{функция, зависящая от ширины рассматриваемой тепловой группы и "жесткости" среды } \Delta = \frac{4 \sum_{\alpha} (\nu_T)}{\xi \sum_S}.$$

Здесь $n(x)$ - решение известного уравнения Б.И. Давыдова для спектра тепловых нейтронов в бесконечной однородной среде.

Формулы типа (1) используются при расчете одногрупповых констант в программах многогруппового расчета реакторов. Величина $\xi \sum_S$ находится как суперпозиция $\xi \sum_{S_i}$ основных замедлителей. Микроскопические величины $\xi \sigma_{Si}$ не зависят от жесткости Δ .

Было выполнено сравнение значений одногрупповых констант, рассчитанных по формулам (1), с точными значениями для уран-водных гомогенных систем. Расчеты проводились для урана различного обогащения и охватывали диапазон отношения ядер водорода и урана от 1 до 1500. Оказалось, что удовлетворительное согласие с точными расчетами может быть получено в случае, если использовать $\xi \sigma_S^H$ для водорода в воде в качестве параметра, зависящего от жесткости. Были получены следующие приближенные выражения для этого параметра:

I; Активная зона ($U + H_2O$) без отражателя

$$\xi \sigma_{S_{эф}}^H = 10,92 \exp \left\{ 2,3 \left[1 - \left(\frac{\Delta}{\Delta + 0,09} - \frac{\Delta}{\Delta + 36,9} \right)^3 \right] \right\}, \quad \Delta \leq 4; \quad (2)$$

$$\xi \sigma_{S_{эф}}^H = 21,84, \quad \Delta > 4.$$

2. Активная зона (U + H₂O) с водяным отражателем бесконечной толщины

$$\xi \sigma_{s_{эф}}^H = 10,92 \left(\frac{10f_1}{1-f_1} + \frac{50f_2}{1-f_2} \right), \quad (3)$$

где $f_1 = 0,1136 \left(\frac{\Delta}{\Delta+5} \right)^{-0,505}$;

$$f_2 = \exp \left[68,4 \left(\frac{\Delta}{\Delta+2} \right) - 68,7 \right] + \exp \left[6,05 \left(\frac{\Delta}{\Delta+2} \right) - 7,71 \right].$$

При расчете жесткости Δ принято $\xi \sigma_s^H = 10,92$.
 Все расчеты выполнены для области энергий $0 \leq E \leq 0,465$ эВ, т.е. $x_{2p} = 4,3$. Для этой области получено следующее приближенное выражение для функции:

$$f(\Delta_T) = \exp \left[-0,1888 \left(1 + \frac{\Delta_T}{\Delta_T + 1,7} \right)^{2,75} \right], \quad (4)$$

где $\Delta_T = \frac{4 \sum \alpha(v_T)}{\xi \sum'_s + \xi \sigma_{s_{эф}}^H \cdot \rho_H}$;

$\xi \sum'_s$ - сумма $\xi \sum_{s_i}$, кроме водорода.

Формулы дают возможность быстро рассчитать средние одногрупповые тепловые константы с учетом термализации для систем, где основным замедлителем является вода. Аналогичная параметризация может быть выполнена для других основных замедлителей. О точности предложенной в данной работе параметризации можно судить на основании данных таблицы, где представлены результаты для области $0 \leq E \leq 0,465$ эВ.

Сравнение средних одногрупповых сечений поглощения для системы (U + H₂O); $\gamma_U = 18,7$ г/см³, обогащение 90%-ное

$\frac{\rho_H}{\rho_5}$	Система без отражателя			Система с бесконечным H ₂ O - отражателем		
	$\sum \alpha_1, \text{см}^{-1}$ (точное значение)	$\sum \alpha_2, \text{см}^{-1}$ (приближенное значение)	$\left(\frac{\sum \alpha_2}{\sum \alpha_1} - 1 \right) \%$	$\sum \alpha_1, \text{см}^{-1}$ (точное значение)	$\sum \alpha_2, \text{см}^{-1}$ (приближенное значение)	$\left(\frac{\sum \alpha_2}{\sum \alpha_1} - 1 \right) \%$
1	4,77	5,12	+7,1	8,794	8,55	-2,7
3	3,0	2,97	-1,0	4,622	4,57	-1,2
10	1,39	1,34	-3,6	1,878	1,889	+0,5
30	0,6374	0,63	-1,2	0,796	0,797	+0,1
200	0,1637	0,1645	+0,5	0,1791	0,180	+0,1
500	0,0838	0,0848	+1,1	0,08861	0,08832	-0,4
1500	0,042	0,0417	-0,8	0,04352	0,0429	-1,2

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. "Атомная энергия", 1962, т.13, вып.6, с. 534-546. Авт.: Г.И.Марчук, В.В.Смелов, Г.А.Ильясова, В.Ф.Турчин.
2. Марчук Г.И. Методы расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1961, с.233

ПОЛНЫЕ НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ УРАНА И ТОРИЯ ПРИ 10-250 кэВ

В.В.Филиппов

TOTAL NEUTRON CROSS SECTION FOR URANIUM AND THORIUM IN REGION 10-250 keV. Thick sample transmission of neutrons at energies from 10-250 keV were used in analyzing of discrepancy between values of total cross sections for natural uranium and thorium adopted at BNL-325 and group constant system ABRN-64. The latter seems to be favourable.

Стремление избежать самоэкранировки резонансов полного нейтронного сечения обычно приводит к тому, что измерения полных нейтронных сечений выполняются с довольно тонкими образцами, вследствие чего статистическая точность получаемых значений снижается. С уменьшением роли резонансных эффектов по мере возрастания энергии нейтронов, как это имеет место в случае тяжелых ядер, становится весьма эффективным применение более толстых образцов, поскольку погрешность в измеряемых сечениях обратно пропорциональна толщине.

На электростатическом генераторе Ван-де-Граафа ЭГ-2,5 измерены пропускания нейтронов $T(p, n)^3\text{He}$ -реакции для образцов естественной смеси изотопов тория и урана. Отбирались нейтроны, вылетающие под углом 139° к пучку протонов. В качестве детекторов использован блок борных счетчиков в парафине, расположенный на расстоянии 3 м от мишени ускорителя и окруженный водной защитой. При измерении энергии бомбардирующих частиц 1,15-2,3 МэВ исследованы $E_n = 0+250$ кэВ. Энергетическое разрешение определялось разбросом энергий протонов, вступающих в реакцию, при их торможении в активном слое $Ti-T$ мишени толщиной $0,61 \text{ мг/см}^2$: от $\Delta E_p = 90$ кэВ ($\Delta E_n = 22$ кэВ) при $E_p = 1,2$ МэВ до $\Delta E_p = 55$ кэВ ($\Delta E_n = 14$ кэВ) при $E_p = 2,3$ МэВ. Вклад прочих факторов был существенно меньше: угловой разброс энергий пучка нейтронов, вырезаемых коллиматором (диаметр 3 см) в защите, не превышал 5 кэВ, а нестабильность энергии ускорителя была менее 10 кэВ. Полная ширина функции разрешения $\Delta E_n = 24$ кэВ при $E_n = 50$ кэВ и $\Delta E_n = 18$ кэВ при $E_n = 250$ кэВ.

Калибровка энергетической оси и проверка разрешения были выполнены в контрольных измерениях пропускания нейтронов в окрестности известного резонанса магния при $E_n = 85$ кэВ и в минимумах полного нейтронного сечения железа [1]. Время набора 10^4 импульсов монитора при токе 20 мкА менялось от ~ 4 мин при $E_n \approx 10$ кэВ до менее чем 1 мин для $E_n \approx 200$ кэВ. Минимизация фона нейтронов, рассеянных в помещении, являлась одной из основных задач при создании данной установки, уже длительное время использовавшейся при измерениях хода пропускания с увеличением толщины образцов в условиях "хорошей геометрии"; величина этой компоненты фона не превышала 0,3% скорости счета в открытом пучке. С целью проверки отсутствия существенного вклада "пучковой" компоненты фона вследствие рассеяния в держателе мишени наряду с измерениями пропускания для тория и урана велись измерения для толстого ($T \sim 0,61$) образца полиэтилена.

Выполнено четыре серии измерений в 55 точках указанного диапазона энергий нейтронов. Усредненные значения пропускания нейтронов приведены в таблице, а рассчитанные по ним величины сечения представлены на рис.1 для урана и на рис.2 для тория.

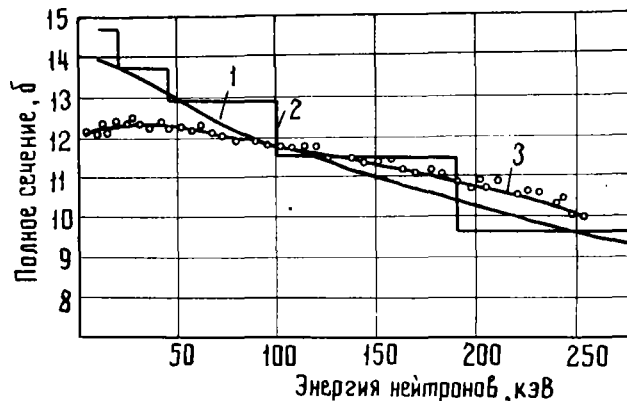


Рис.1. Полные сечения урана:

1 - оцененный ход полного нейтронного сечения [2]; 2 - значения, принятые в 26-групповой системе констант [3]; 3 - значения сечений, рассчитанные по усредненным пропусканиям нейтронов

Энергетический ход пропускания ториевого ($0,0481 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-2}$)
и уранового ($0,1775 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-2}$) образцов

E_n , кэВ	T (Th)	T (U)	E_n , кэВ	T (Th)	T (U)
10	$0,533 \pm 0,004$	$0,112 \pm 0,002$	125	0,573	0,130
14±10	0,534	0,116	131	0,583	0,133
18±11	0,531	0,113	137	0,573	0,131
23±11	0,545	0,112	143	0,579	0,133
27	0,535	0,111	150±9	0,572	0,135
31	0,551	0,113	156	0,571	0,134
35	$0,550 \pm 0,006$	$0,115 \pm 0,002$	162	0,585	0,139
40	0,540	0,113	168	0,592	0,140
45	0,537	0,115	174	0,589	0,139
52	0,545	0,115	181	0,604	0,141
57	0,540	0,117	189	0,587	0,145
63	0,562	0,115	196	0,588	0,151
67	0,567	0,118	203	0,590	0,149
72	0,564	0,119	209	0,597	0,147
78	0,563	0,120	216	0,615	0,151
84±10	0,562	0,122	223	0,609	0,154
89	0,564	0,122	230±8	$0,603 \pm 0,006$	$0,155 \pm 0,002$
95	0,547	0,125	238	0,619	0,159
101	0,537	0,126	245	0,620	0,157
107	0,560	0,126	252	0,626	0,160
113	0,575	0,125			
119	$0,574 \pm 0,006$	$0,123 \pm 0,003$			

В случае урана энергетический ход полученных значений полного нейтронного сечения указывает на значительную роль резонансной самоэкранировки при энергиях ниже 100 кэВ вследствие значительной толщины образца (пропускание $T \sim 0,1$): эти значения существенно ниже значений, принятых в системе групповых констант [3] и рекомендованных в Атласе ENL-325 [2]. Однако при более высоких энергиях выявлено значительное (до $\sim 0,5 \sigma$) превышение над рекомендованными Атласом [2] значениями при разумном согласии со значениями сечений из системы [3]. Поскольку проявление резонансной самоэкранировки возможно и в этой области, то истинное различие со значениями Атласа ENL-325 может быть и больше. Сравнение с экспериментальными работами [4-6] показывает, что в диапазоне 100-200 кэВ результаты авторов данной работы оказываются примерно на 1 σ ниже значений, полученных по времени пролета на реакторе ИБР [5], существенно превышающих в диапазоне энергий ниже $E = 200$ кэВ как значения системы констант [3], так и результаты измерений на импульсном генераторе Ван-де-Граафа [4,6].

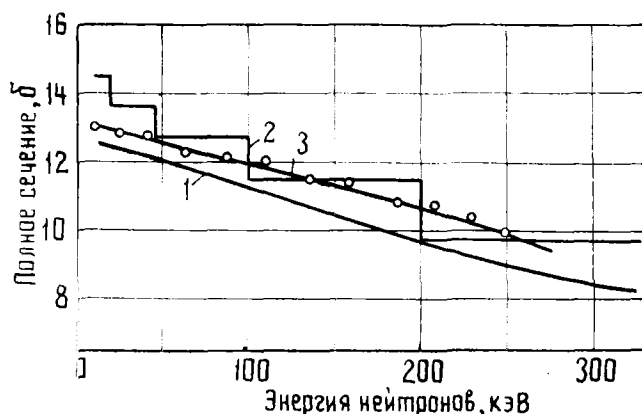


Рис.2. Полные сечения тория:
1 - оцененный ход полного нейтронного сечения [2]; 2 - значения, принятые в 26-групповой системе констант [3]; 3 - значения сечений, рассчитанные по усредненным пропусканиям нейтронов

Для тория следует отметить различие величин полных нейтронных сечений, принятых в работах [2] и [3]: рекомендованные в работе [2] значения всюду ниже почти на 1 б. Найденные значения имели в случае тория больший разброс, чем для урана, из-за меньшей толщины образца и потому были усреднены по измерениям при четырех соседних энергиях. Выявленный в данной работе энергетический ход усредненного полного сечения тория при $E = 100$ кэВ согласуется со значениями системы констант [3]. При меньших энергиях занижение значений относительно принятых в системе [3], по-видимому, снова связано с самоэкранировкой резонансов.

В целом значения σ_t для урана и тория в диапазоне энергий ниже $E \approx 0,3$ МэВ нуждаются в уточнении. Результаты данной работы носят предварительный характер. В дальнейшем планируется повторить измерения с несколькими образцами тория и урана, распространить их по энергиям. Одной из целей данной работы была оценка перспективности использования развитой ранее в работе [6] методики неразрушающего измерения содержания делящихся веществ по неэкспоненциальности пропускания нейтронов промежуточных энергий. Возможность применения довольно тонких образцов для измерения среднего сечения свидетельствует о малой чувствительности такого варианта методики неразрушающего контроля.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Ф и л и п п о в В.В. - Препринт ФЭИ-685. Обнинск, 1976.
2. Атлас ВНИ-325. Вып.3. 1976.
3. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964. Авт.: А.А.Абагян, Н.О.Базаняц, И.И.Бондаренко, М.Н.Николаев.
4. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д. - В кн.: Нейтронная физика. Ч.П. Обнинск, 1974, с.199.
5. Ваньков А.А., Григорьев Ю.В. Там же, с.213.
6. Yuon, Block, Semler.-Materials of Cayemesh conference. 1976, p.1116.

УДК 539.172.4

РАСЧЕТЫ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ НА ЯДРАХ ^{239}Pu , ^{241}Pu , ^{243}Pu И ^{235}U , ^{237}U , ^{239}U
В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ 1-150 кэВ

В.Е.Маршалкин, В.М.Повышев

NEUTRON CROSS SECTION CALCULATIONS FOR ^{239}Pu , ^{241}Pu , ^{243}Pu , ^{235}U , ^{237}U , ^{239}U IN THE ENERGY REGION 1-150 keV. The set of optical potential parameters have been determined on the base of total, capture and elastic scattering cross section dependences for ^{239}Pu in the neutron energy range from 1 to 150 keV. Neutron cross section calculations have been made in the energy region 1-150 keV for ^{241}Pu , ^{243}Pu , ^{237}U , ^{239}U . Comments are made on the uncertainty of cross sections calculated.

В настоящее время достигнуто качественное понимание экспериментальных данных как по отдельным ядерным реакциям, так и по их совокупности. Поэтому естественным является повышение интереса к более детальному количественному изучению и самосогласованному описанию наиболее полного набора данных в целях совершенствования существующих представлений. Кроме того, развитие и совершенствование методов расчета сечений ядерных реакций, вызываемых нейтронами, имеет большое значение для ядерной энергетики.

В настоящей работе сделана попытка самосогласованного описания практически всей имеющейся экспериментальной информации по взаимодействию нейтронов с энергией 1-150 кэВ с ядром ^{239}Pu . Основное внимание уделялось тому, чтобы поведение каждого сечения в этом энергетическом диапазоне описывалось с точностью на уровне точности экспериментальных данных. Такой уровень описания достигнут благодаря использованию метода связанных каналов [1] вместо обычной оптической модели, статистической модели в наиболее усовершенствованном варианте [2], а также результатов каналового анализа экспериментальных данных по $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ - и $^{238}\text{Pu}(t, pf)$ -реакциям [1] по модели двугорбого барьера деления. Кроме того, такие величины, как параметры плотности уровней возбужденных состояний составного ядра Γ_γ , брались равными обычно используемым [3,4].

На примере описания экспериментальных данных по взаимодействию нейтронов с ^{239}Pu исследована критичность поведения сечений отдельных реакций относительно свойств ядра-мишени и составного ядра. Это представляется важным при оценке точности рассчитанных сечений реакций на изотопах ^{241}Pu , ^{243}Pu и ^{235}U , ^{237}U , ^{239}U . Расчеты на перечисленных ядрах выполнены по той же методике, в том же энергетическом диапазоне. Качественные изменения в поведении рассчитанных сечений количественно характеризуют различия физических характеристик этих ядер-мишеней и соответствующих им составных ядер.

Подбор параметров оптического потенциала

В работе [1] достаточно подробно описан метод связанных каналов, выяснена точность и надежность рассчитанных величин в зависимости от степени используемых в методе приближений и рекомендован их самосогласованный уровень. В настоящей работе расчеты проводились со всеми приближениями на уровне рекомендованных в работе [1]. Процедура подбора параметров оптического потенциала

$$V(z, \vartheta) = - \frac{V_0}{1 + \exp\left[\frac{z - R(\vartheta)}{a}\right]} - 4i \cdot W_D \cdot \frac{\exp\left[\frac{z - R(\vartheta)}{b}\right]}{\left(1 + \exp\left[\frac{z - R(\vartheta)}{b}\right]\right)^2} - \\ - V_{S_0} \left(\hat{G} \hat{\ell}\right) \frac{1}{a z} \cdot \frac{\exp\left[\frac{z - R_0}{a}\right]}{\left(1 + \exp\left[\frac{z - R_0}{a}\right]\right)^2} \quad (I)$$

свелась к проведению численных расчетов с целью изучения количественного влияния каждого параметра на рассчитываемые величины и отыскания оптимального набора параметров, как с точки зрения описания экспериментальных данных, так и соответствия значений параметров физическим характеристикам ядра.

Подбор параметров оптического потенциала производился на основе экспериментальных данных по наиболее полно и надежно изученному ядру ^{239}Pu . Критерием подбора служило одновременное и наиболее точное описание полного сечения $\sigma_t(\epsilon)$, сечения потенциального упругого рассеяния $\sigma_{sel}(\epsilon)$ и сечения образования составного ядра $\sigma_c(\epsilon)$ при энергиях от 1 кэВ до 15 МэВ. Наиболее детально зависимость сечений от изменения параметров изучалась в области энергий 1-3 МэВ и 1-100 кэВ.

В энергетическом интервале 1-3 МэВ при энергии нейтронов, равной ~ 3 МэВ, на тяжелых ядрах имеется оптический резонанс в сечении упругого рассеяния нейтронов и соответственно в полном сечении. Как и следовало ожидать, поведение этих сечений в окрестности резонанса наиболее критично к геометрическим параметрам потенциала.

В табл. I показана зависимость сечений от параметра R_0 при фиксированных значениях всех остальных параметров. Значение $R_0 = 1,28$ наиболее правильно отражает энергетическую зависимость поведения в эксперименте полного сечения до оптического резонанса и в его районе. В табл. 2 показана зависимость сечений от величины диффузности мнимой части потенциала. Наиболее критичными к этому параметру являются сечения образования составного ядра и прямого неупругого рассеяния. Лучшее согласие с экспериментальными значениями получается при $\beta = 0,47$. Из данных табл. 3 следует, что обычно используемое в других рабо-

так значение диффузности действительной части потенциала, равное 0,65, наиболее хорошо соответствует экспериментальным данным.

Энергетическая область 1-100 кэВ характерна тем, что практически до 10 кэВ с ядром взаимодействуют только нейтроны s-волны, с 10 кэВ начинает подключаться p-волна и при 100 кэВ сечения в большей степени определяются нейтронами p-волны. В соответствии с этим имеет место качественное изменение поведения сечения образования составного ядра, которое уменьшается по закону $1/\sqrt{\epsilon}$ при 1-10 кэВ, а при большей энергии определяется относительными весами s- и p-волн.

Сечение потенциального рассеяния изменяется сравнительно медленно. Поэтому качественное изменение энергетической зависимости сечения образования составного ядра и соответственно полного сечения позволяет осуществить подбор параметров потенциала последовательно на s- и p-волнах, оставляя геометрические параметры потенциала закрепленными ($R_0 = 1,28$; $\alpha = 0,65$; $\beta = 0,47$) и обеспечивающими описание сечений в области энергии выше 1 МэВ.

Таблица 1

Зависимость сечений $\sigma_t(\epsilon)$, $\sigma_c(\epsilon)$, $\sigma_{sel}(\epsilon)$, $\sigma_{inel}^{tot}(\epsilon)$ от значения параметра R_0 при следующих значениях параметров: $V_0 = -45 + 0,3\epsilon$; $W_D = -4,27 - 1,03\sqrt{\epsilon}$; $\alpha = 0,65$; $\beta = 0,47$; $\beta = 0,24$; $V_{s0} = 7,5$

R_0	$\epsilon = 1 \text{ МэВ}$				$\epsilon = 1,5 \text{ МэВ}$				$\epsilon = 3 \text{ МэВ}$			
	σ_t	σ_c	σ_{sel}	σ_{inel}^{tot}	σ_t	σ_c	σ_{sel}	σ_{inel}^{tot}	σ_t	σ_c	σ_{sel}	σ_{inel}^{tot}
1,25	7,58	3,01	4,19	0,38	7,27	2,94	3,88	0,45	7,53	2,99	4,0	0,60
1,28	7,47	3,11	3,93	0,43					7,77	3,19	3,95	0,63
1,30	7,82	3,59	3,94	0,29					7,81	3,31	3,83	0,67

Таблица 2

Зависимость сечений от значения параметра диффузности мнимой части потенциала при следующих значениях параметров: $V_0 = -46,53 + 0,3\epsilon$; $W_D = -4,27 - 1,03\sqrt{\epsilon}$; $\alpha = 0,65$; $R_0 = 1,25$; $\beta = 0,2$; $V_{s0} = 7,5$

β	$\epsilon = 1 \text{ МэВ}$				$\epsilon = 1,5 \text{ МэВ}$				$\epsilon = 3 \text{ МэВ}$			
	σ_t	σ_c	σ_{sel}	σ_{inel}^{tot}	σ_t	σ_c	σ_{sel}	σ_{inel}^{tot}	σ_t	σ_c	σ_{sel}	σ_{inel}^{tot}
0,65	7,76	3,40	4,14	0,22	7,36	3,50	3,58	0,28	7,52	3,45	3,76	0,31
0,47	7,14	2,93	3,87	0,34					7,31	3,06	3,71	0,54

Таблица 3

Зависимость сечений от значения параметра диффузности вещественной части потенциала при следующих значениях параметров: $V_0 = -45 + 0,3\epsilon$; $W_D = -4,27 - 1,03\sqrt{\epsilon}$; $R_0 = 1,28$; $\beta = 0,47$; $\beta = 0,24$; $V_{s0} = 7,5$

α	$\epsilon = 1 \text{ МэВ}$				$\epsilon = 1,5 \text{ МэВ}$				$\epsilon = 3 \text{ МэВ}$			
	σ_t	σ_c	σ_{sel}	σ_{inel}^{tot}	σ_t	σ_c	σ_{sel}	σ_{inel}^{tot}	σ_t	σ_c	σ_{sel}	σ_{inel}^{tot}
0,7	7,66	3,50	3,65	0,51	7,52	3,58	3,28	0,66	7,93	3,39	3,83	0,71
0,65	7,47	3,11	3,93	0,43					7,77	3,19	3,95	0,63

Влияние глубины вещественной части потенциала показано в табл.4, из которой, в соответствии с зависимостью $\sigma_{sel}(\epsilon)$ от значений V_0 и со сравнением с экспериментальными значениями, видно, что приемлемой глубиной вещественной части потенциала являются значения 45-46 МэВ. В табл.5 показано резкое уменьшение сечения образования составного ядра и соответственно полного сечения при уменьшении глубины мнимой части потенциала до 3,8 МэВ. При дальнейшем уменьшении глубины критичность этих сечений становится слабее. Наиболее приемлемое значение этого параметра 3,6-3,8 МэВ.

Таблица 4

Зависимость сечений от потенциала значения параметра глубины вещественной части потенциала при следующих значениях параметров: $W_D = -4 - 1,03\sqrt{\epsilon}$; $\alpha = 0,65$; $\beta = 0,47$; $\beta = 0,24$; $V_{S0} = 7,5$; $R_0 = 1,28$

V_0	$\epsilon = 1$ кэВ			$\epsilon = 5$ кэВ			$\epsilon = 10$ кэВ			$\epsilon = 100$ кэВ		
	σ_t	σ_c	σ_{sel}	σ_t	σ_c	σ_{sel}	σ_t	σ_c	σ_{sel}	σ_t	σ_c	σ_{sel}
-45	31,26	20,04	11,22	20,07	9,16	10,91	17,37	6,70	10,67	11,80	3,27	8,49
-46	30,08	19,97	10,1	18,99	9,16	9,83	16,34	6,73	9,63			
-48	35,62	27,22	8,43									

Таблица 5

Зависимость сечений от значения параметра глубины мнимой части потенциала при энергии нейтронов 1 кэВ; $V_0 = -46$, $R_0 = 1,28$; $\alpha = 0,65$; $\beta = 0,47$, $\beta = 0,24$, $V_{S0} = 7,5$

σ	$W_D = -4,0$	$W_D = -3,8$	$W_D = -3,7$	$W_D = -3,6$
σ_t	30,08	25,28	24,99	24,70
σ_c	19,97	15,27	14,98	14,68
σ_{sel}	10,11	10,01	10,01	10,02

Таблица 6

Зависимость сечений от значения параметра деформации ядра при энергии нейтронов 1 кэВ; $V_0 = -46$, $R_0 = 1,28$, $W_D = -3,8$; $\alpha = 0,65$; $\beta = 0,47$; $V_{S0} = 7,5$

σ	$\beta = 0,24$	$\beta = 0,23$
σ_t	25,28	23,99
σ_c	15,27	13,98
σ_{sel}	10,01	10,01

Зависимость сечения образования составного ядра и соответственно полного сечения от значений параметра деформации показана в табл.6. Значения параметра деформации $\beta = 0,22 \pm 0,24$ представляются наиболее приемлемыми. Значение параметра спин-орбитальной связи и энергетическая зависимость глубины вещественной и мнимой частей потенциалов приняты равными обычно используемым [5] и авторами статьи не изучались.

Таким образом, проведенное исследование показало, что поведение сечений в определенных областях энергии налетающих нейтронов сравнительно критично к соответствующим параметрам оптического потенциала. Экспериментальные данные по $\sigma_t(\epsilon)$, $\sigma_c(\epsilon)$, $\sigma_{sel}(\epsilon)$ при энергиях 1 кэВ - 15 МэВ являются достаточно полными для определения практически однозначного набора параметров оптического потенциала. Значения параметров $V_0 = -45,0 + 0,3E$;

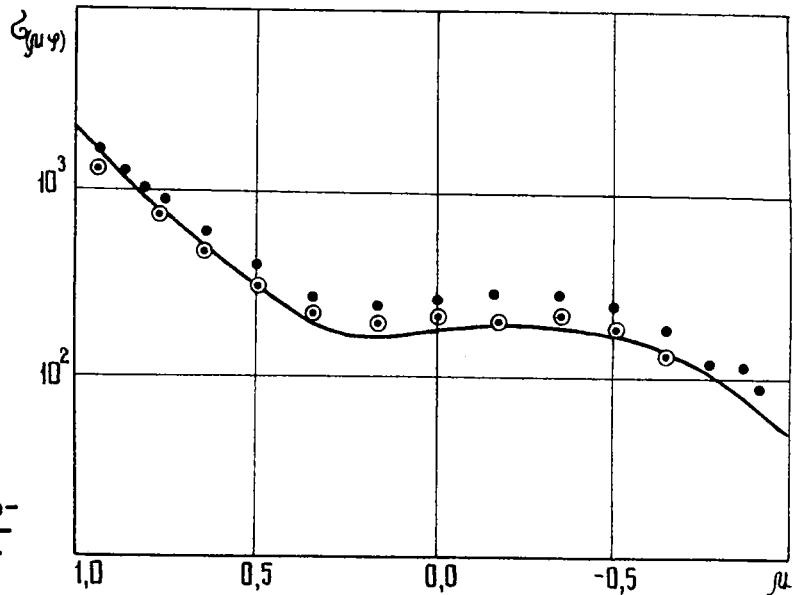
$$W_D = \begin{cases} -3,6 - 1,43\sqrt{\epsilon} & \text{при } \epsilon \leq 1 \text{ МэВ;} \\ -4 - 1,03\sqrt{\epsilon} & \text{при } \epsilon \geq 1 \text{ МэВ;} \end{cases} \quad R_0 = 1,28; \quad \alpha = 0,65; \quad \beta = 0,47; \quad \beta = 0,22;$$

$V_{S0} = 7,5$ позволяют описать полное сечение с точностью $\sim 3\%$, сечение образования составного ядра и упругого рассеяния - с точностью $\sim 5\%$ (табл.7). Угловое распределение рассеянных нейтронов на основном состоянии и с возбуждением первых уровней ядра-мишени при энергии 1 МэВ с точностью $\sim 20\%$ совпадает с экспериментальным, что показано на рисунке.

Таблица 7

Энергетическая зависимость сечений при следующих параметрах оптического потенциала: $V_0 = -45 + 0,3E$;
 $W_D = \begin{cases} -3,6 - 1,43\sqrt{\epsilon} & \text{при } \epsilon \leq 1 \text{ МэВ,} \\ -4,0 - 1,03\sqrt{\epsilon} & \text{при } \epsilon \geq 1 \text{ МэВ;} \end{cases}$
 $R_0 = 1,28; \quad \alpha = 0,65; \quad \beta = 0,47; \quad \beta = 0,22; \quad V_{S0} = 7,5$

σ	$\epsilon = 1$ МэВ	$\epsilon = 10$ кэВ	$\epsilon = 100$ кэВ	$\epsilon = 1$ МэВ	$\epsilon = 3$ МэВ	$\epsilon = 8$ МэВ
σ_t	24,62	16,56	11,78	7,34	7,68	6,36
σ_c	13,60	4,93	2,98	3,05	3,19	2,81
σ_{sel}	11,02	10,63	8,78	3,87	3,84	3,05
σ_{inel}^{tot}	0	0	0,02	0,42	0,65	0,50



Угловое распределение упруго рассеянных нейтронов при $\epsilon = 1$ МэВ:

— - расчетная кривая; экспериментальные данные: ● - Cranberg.-A-2177, 1959; ○ - Cavanagh e.a.-AERE-R-5972, 1969

Основные соотношения статистической модели

Сечения реакций, идущих через составное ядро, рассчитывались по формулам статистической модели. Выражение для расчета рассеяния нейтронов имеет вид

$$\sigma_{nn'}(\epsilon I \Pi_I; \epsilon' I' \Pi_{I'}) = \frac{\pi}{k^2} \cdot \frac{1}{2(2I+1) J_{n_j}} \sum_{e_j e' j'} \times$$

$$\times \left\{ \frac{J_{n_j}}{\theta_{\ell_j I \Pi_I}(\epsilon, A+1)} \frac{J_{n_j}}{\theta_{\ell' j' I' \Pi_{I'}}(\epsilon', A+1)} \frac{J_{n_j}}{S_{nn'}} - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{4} \delta_{\ell \ell'} \delta_{j j'} \delta_{I I'} \delta_{\Pi_I \Pi_{I'}} \delta_{\epsilon \epsilon'} Q (\theta_{\ell_j I \Pi_I}(\epsilon, A+1))^2 \right\}. \quad (2)$$

Согласно этому выражению рассчитывается сечение рассеяния нейтронов с энергией ϵ на ядре в состоянии с моментом I и четностью Π_I с последующим вылетом нейтрона с энергией ϵ' и переходом ядра в состояние с энергией $E = \epsilon - \epsilon'$ с моментом I' и четностью $\Pi_{I'}$. Энергии налетающего ϵ и вылетающего ϵ' нейтронов измеряются в системе центра масс и являются энергиями относительного движения. $\theta_{\ell' j' I' \Pi_{I'}}(\epsilon', A+1)$ - коэффициент прилипания нейтрона с энергией ϵ' , орбитальным моментом ℓ' , полным моментом j к ядру в состоянии с моментом I' , четностью $\Pi_{I'}$ с образованием составного ядра $A+1$, с моментом J , четностью n_j . Этот коэффициент определяется, согласно работе [2], через коэффициент прилипания $T_{\ell' j' I' \Pi_{I'}}(\epsilon', A+1)$, рассчитываемый в методе связанных каналов из выражения

$$\theta_{\ell_j I \Pi_I}(\epsilon) = \frac{2}{Q} \left[1 - \sqrt{1 - Q T_{\ell_j I \Pi_I}(\epsilon)} \right]. \quad (3)$$

Параметр Q меняется от 1 в области малых энергий нейтронов до 0 с увеличением энергии. Знаменатель в выражении (3) представляет собой сумму θ коэффициентов распада составного ядра $A+1$ по всем конкурирующим каналам:

$$\theta^{J_{n_j}}(A+1) = \sum_{\epsilon'', \ell'' j'' I'' \Pi_{I''}} \theta_{\ell'' j'' I'' \Pi_{I''}}^{J_{n_j}}(\epsilon'', A+1) + \theta_f^{J_{n_j}}[\epsilon + Bn(A+1); A+1] +$$

$$+ \sum_k \theta_f^{J_{n_j k}}[\epsilon + Bn(A+1); A+1] + \sum_{\ell'' j'' I'' \Pi_{I''}} \int_{E_{\min}}^{\epsilon} \theta_{\ell'' j'' I'' \Pi_{I''}}^{J_{n_j}}(\epsilon - E; A+1) \times$$

$$\begin{aligned} & \times \rho(E I'' \Pi_{I''}, A) dE + \int_{V_{\min} + A}^{\infty} P_f(\varepsilon + Bn(A+1); A+1; E_f^{Jn_J}) \times \\ & \times \rho(E_f^{Jn_J} Jn_J, A+1) dE_f + F^{Jn_J} [\varepsilon + Bn(A+1); A+1], \end{aligned} \quad (4)$$

где первое слагаемое отражает рассеяние нейтронов с возбуждением дискретных уровней ядра-мишени, второе - радиационный распад, третье - деление через дискретные переходные состояния, четвертое - неупругое рассеяние нейтронов с возбуждением непрерывного спектра-мишени, пятое - деление через непрерывный спектр переходных состояний и шестое слагаемое - другие возможные каналы распада составного ядра.

Корреляционная функция

$$S_{\ell_j I \Pi_I, \ell'_j I' \Pi_{I'}}^{Jn_J}(\varepsilon) = \left\langle \frac{\Gamma_{\ell_j I \Pi_I}^{Jn_J}(\varepsilon) \Gamma_{\ell'_j I' \Pi_{I'}}^{Jn_J}(\varepsilon) \prod_m P(\Gamma_m^{Jn_J}(\varepsilon))}{\sum_m \Gamma_m^{Jn_J}(\varepsilon)} \right\rangle \frac{\sum_m \bar{\Gamma}_m^{Jn_J}(\varepsilon)}{\bar{\Gamma}_{\ell_j I \Pi_I}^{Jn_J}(\varepsilon) \bar{\Gamma}_{\ell'_j I' \Pi_{I'}}^{Jn_J}(\varepsilon)} \quad (5)$$

учитывает неэквивалентность замены среднего от отношения $\Gamma_m^{Jn_J}$ -ширин отношением средних $\bar{\Gamma}_m^{Jn_J}$, используемых в статистической модели [6]. Функции распределения ширин $P(\Gamma_m^{Jn_J})$ брались в виде распределения Портера-Томаса с одной степенью свободы для нейтронных каналов в δ -образном виде для радиационного канала и в виде, полученном в работе [1] для делительных каналов.

Плотность возбужденных состояний ядра рассчитывается по формулам работы [7] с параметрами более поздней работы [3]. Для оценки плотности переходных состояний делящегося ядра использовалась та же формула из работы [7]. Подбор параметров осуществлялся из описания экспериментальных данных по взаимодействию нейтронов с ядром ^{239}Pu и приведен ниже

Радиационный коэффициент рассчитывался в соответствии с определением

$$\Theta_f^{Jn_J}(\varepsilon + Bn(A+1)) = 2 \Pi \rho(\varepsilon + Bn(A+1), Jn_J) \Gamma_f^{Jn_J}(\varepsilon + Bn(A+1)). \quad (6)$$

Энергетическая зависимость радиационной ширины оценивалась в соответствии с предположением дипольного излучения J -квантов, а ее абсолютная величина определялась через экспериментально известные значения при энергии связи нейтрона [4]

$$\Gamma_f^{Jn_J}(\varepsilon + Bn) = \Gamma_f^{Jn_J}(Bn) \frac{\rho(Bn, Jn_J) \int_0^{Bn+\varepsilon} \varepsilon_f^3 \sum_{J' n_J'} \rho(\varepsilon + Bn - \varepsilon_f, J' n_J') d\varepsilon_f}{\rho(\varepsilon + Bn, Jn_J) \int_0^{Bn} \varepsilon_f^3 \sum_{J' n_J'} \rho(Bn - \varepsilon_f, J' n_J') d\varepsilon_f}. \quad (7)$$

Законы сохранения момента и четности определяют набор $J' n_J'$ соотношениями $J - I - 1 \leq J' \leq J + 1$, $n_J' = n_J - 1$ соответственно.

Делительные $\Theta_f^{Jn_J k}$ - коэффициенты проницаемости рассчитывались по модели двугорбого барьера по формулам работы [8]. Параметры барьеров переходных состояний дискретного спектра были приняты равными извлеченным из каналового анализа экспериментальных данных по (t, pf) -реакции на соответствующих ядрах [9].

Сечения других конкурирующих реакций рассчитывались по формуле (2) с заменой в выходном канале нейтронного коэффициента проницаемости $\Theta_{\ell'_j I' \Pi_{I'}}^{Jn_J}$ и $S_{n n'}^{Jn_J}$ - функции соответствующими величинами.

Расчеты нейтронных сечений

В целях изучения возможности описания поведения сечений двухчастичных реакций и определения точности этого описания были выполнены расчеты нейтронных сечений для наиболее полно экспериментально изученных ядер ^{239}Pu и ^{235}U . При проведении расчетов были использованы результаты анализов экспериментальных данных по этим и соответствующим им составным ядрам: $\Gamma_f(Bn)$ заимствована из работы [4], параметры плотности возбужден-

ных состояний приняты равными значениям работы [3], параметры барьеров полос переходных состояний были взяты из работы [9]. Это позволяет надеяться, что распад составного ядра согласно выражению (2) в нейтронные каналы, в радиационный канал, в делительные каналы дискретного спектра переходных состояний описывается сравнительно надежно. Однако существующие неопределенности в использованных величинах повлияют на точность рассчитываемых сечений. Степень этого влияния меняется от ядра к ядру и будет обсуждаться ниже.

Наименее изученным из конкурирующих каналов распада составного ядра является деление через непрерывный спектр переходных состояний. Определяющее значение поведения плотности этих состояний на энергетическую зависимость сечения деления и других конкурирующих реакций при возрастании энергии нейтронов качественно понятно из аналогии с влиянием плотности уровней ядра-остатка.

Ввиду одинаковой природы возбужденных состояний при устойчивой деформации и в седловой точке для описания плотности переходных состояний была использована та же ферми-газовая формула из работы [7]. Однако в соответствии с изменением одночастичного спектра вблизи энергии ферми при переходе от устойчивой деформации к деформации в седловой точке естественно ожидать изменения значений оболочечных поправок $S(N)$ и $S(Z)$ и энергий спаривания $P(N)$ и $P(Z)$ для нейтронов и протонов соответственно. Поэтому в расчетах подбирались параметры α и $\Delta = P(N) + P(Z)$ при варьировании их в разумных пределах.

При описании деления через непрерывный спектр переходных состояний наряду с плотностью этих состояний важно правильно передать энергетическую зависимость проницаемости барьера деления для этих состояний. Наиболее важные особенности этой зависимости: скорость ее затухания в подбарьерной области при уменьшении энергии возбуждения и изменение наклона при переходе от подбарьерного деления к надбарьерному — можно отразить в модели одногорбого барьера деления с помощью обычно используемой формулы Хилла и Уилера

$$P_f(E^*, E_f^{J_{n_j}}) = \frac{1}{1 + \exp \left[-\frac{2\pi(E^* - E_f^{J_{n_j}})}{\hbar\omega} \right]} \quad (8)$$

Представляется возможным положить кривизну барьеров для разных переходных состояний $\hbar\omega$ одинаковой, а ее значение — примерно равным значению кривизны барьера нижайшего переходного состояния: 0,4 МэВ.

Эффективное число каналов деления в непрерывном спектре переходных состояний с определенными J_{n_j} считалось по формуле

$$T_f^{J_{n_j}}(E^*) = \int_{V_{\min} + \Delta}^{\infty} \rho(E_f^{J_{n_j}}, J_{n_j}) P_f(E^* + Bn(A+1), E_f^{J_{n_j}}) dE_f^{J_{n_j}}, \quad (9)$$

где нижний предел интеграла является началом непрерывного спектра переходных состояний и определяется высотой барьеров нижайшего 0^+ переходного состояния V_{\min} и значением энергетической щели Δ .

Описание энергетической зависимости сечений деления и радиационного захвата на ядре ^{239}Pu при энергии нейтронов 1-150 кэВ и определило значения параметров $\Delta = 1,34$ МэВ, $\hbar\omega = 0,35$ МэВ и $\alpha/A = 0,150$. Причем изменение сечений оказалось довольно критичным к значению $\hbar\omega = 0,35$ МэВ, а величина сечения деления определила значение $\Delta = 1,34$ МэВ. Следует отметить, что энергетическая зависимость сечений деления и радиационного захвата указывает, что деление из состояния $J^{n_j} = 1^+$ идет в большей степени через переходные состояния непрерывного спектра, чем через переходное состояние коллективной природы. Поведение сечений в этом энергетическом интервале оказалось слабо зависящим от значений параметра α . Поэтому описание сечений в области более высоких значений энергии позволит определить его более точно.

В делящемся ядре ^{240}Pu энергия связи нейтрона заметно превышает энергию барьеров нижних полос переходных состояний. Кроме того, кривизна барьеров состояний с отрицательной четностью сравнительно больше и соответственно проницаемость барьера деления затухает сравнительно медленно в подбарьерной области деления. В этих условиях возникает возможность деления после испускания низкоэнергетических γ -квантов. В работе [1] отмеча-

лась соизмеримость ширины Γ_f и $\Gamma_{\gamma f}$ для ряда резонансов составного ядра ^{240}Pu в резонансной области энергий.

Поэтому сечение $(n, \gamma f)$ -реакции оценивалось по формуле

$$\sigma_{n, \gamma f}(\epsilon, I, \pi; \gamma; f) = \frac{\pi}{k^2} \cdot \frac{1}{2(2I+1)} \sum_{J, \pi_J} (2J+1) \cdot \frac{\sum_{\ell_j} \theta_{\ell_j I \pi_I}^{J, \pi_J}(\epsilon) S_{n, \gamma}^{J, \pi_J}(\epsilon)}{\theta^{J, \pi_J}} \times$$

$$\times 2\pi \rho(Bn(A+1), J, \pi_J) \cdot \Gamma_{\gamma}^{J, \pi_J}(Bn) \times$$

$$\int_0^{\epsilon + Bn - V_{\min} + 0.3} d\epsilon_{\gamma} \cdot \epsilon_{\gamma}^3 \cdot \sum_{J', \pi_{J'}} \rho(Bn + \epsilon - \epsilon_{\gamma}, J', \pi_{J'}) \cdot \frac{\sum_k \theta_f^{J', \pi_{J'}, k}(Bn + \epsilon - \epsilon_{\gamma})}{\sum_k \theta_f^{J', \pi_{J'}, k}(Bn + \epsilon - \epsilon_{\gamma}) + \theta_{\gamma}^{J', \pi_{J'}}(Bn + \epsilon - \epsilon_{\gamma})}, \quad (10)$$

$$\times \frac{\int_0^{Bn} d\epsilon_{\gamma} \cdot \epsilon_{\gamma}^3 \sum_{J', \pi_{J'}} \rho(J', \pi_{J'}, Bn - \epsilon_{\gamma})}{\int_0^{Bn} d\epsilon_{\gamma} \cdot \epsilon_{\gamma}^3 \sum_{J', \pi_{J'}} \rho(J', \pi_{J'}, Bn - \epsilon_{\gamma})}$$

где в соответствии с предположением наиболее вероятного испускания электрических дипольных γ -квантов набор $J', \pi_{J'}$ определен соотношениями $|J-1| \leq J' \leq J+1$ и $\pi_{J'} = -\pi_J$. Доля $(n, \gamma f)$ -реакции в сечении (n, γ) -реакции оказалась равной $\sim 10\%$ при 1 кэВ и уменьшается с увеличением энергии нейтронов из-за относительно большой вероятности деления нейтронами p -волны.

После определенной таким образом входной информации были рассчитаны сечения всех реакций, имеющих место при взаимодействии низкоэнергетических нейтронов с ядром ^{239}Pu . Результаты расчета приведены в табл. 8. Разбиение сечения образования составного ядра при энергии нейтронов, равной 1 кэВ, по конкурирующим каналам деления, вылета γ -квантов и нейтронов определилось соотношением соответствующих им коэффициентов проницаемости из состояний J^{π_J} , равных 0^+ и 1^+ . В соответствии со значениями $\theta_{0\frac{1}{2}^+}^{0^+} = 0,021$, $\theta_{\gamma}^{0^+} = 0,033$, $\theta_f^{0^+} = 0,91$ составное ядро из состояния 0^+ с подавляющей вероятностью делится. При значениях $\theta_{0\frac{1}{2}^+}^{1^+} = 0,020$, $\theta_{\gamma}^{1^+} = 0,098$ и $\theta_f^{1^+} = 0,04$ составное ядро с большей вероятностью распадается с испусканием γ -квантов, с меньшей вероятностью делится и еще с меньшей вероятностью испускает нейтроны. Существенное влияние на распределение вероятности распада по каналам оказывает S -функция [4]. По мере возрастания энергии нейтронов сечения всех реакций уменьшаются в соответствии с уменьшением сечения образования составного ядра, а доля вылета нейтронов увеличивается в соответствии с относительно быстрым ростом $\theta_{\ell_j I \pi_I}^{J, \pi_J}(\epsilon)$ -коэффициентов.

Таблица 8

Рассчитанные значения сечений нейтронных реакций на ядре ^{239}Pu (сечения, б; энергия, кэВ)

ϵ	σ_t	σ_c	σ_{sel}	σ_{inel}^{tot}			σ_{cel}	σ_{inel}^c			σ_{el}	σ_{nf}	σ_{nf}^+	$\sigma_{n\gamma f}$	$\sigma_{n\gamma f}^+$
				$I' = 3/2$	$I' = 5/2$	$I' = 7/2$		$I' = 3/2$	$I' = 5/2$	$I' = 7/2$					
1	24,62	13,60	11,02				2,97				13,99	5,34	5,28	0,65	5,99
5	17,09	6,28	10,81				2,04				12,85	2,33	1,90	0,24	2,57
10	15,56	4,93	10,62	$1 \cdot 10^{-5}$			1,63	0,21			12,25	1,85	1,23	0,17	2,02
15	14,77	4,30	10,47	$7 \cdot 10^{-5}$			1,43	0,28			11,90	1,63	0,96	0,14	1,77
20	14,28	3,96	10,32	$2 \cdot 10^{-4}$			1,31	0,29			11,63	1,53	0,81	0,12	1,65
50	12,90	3,25	9,64	$1 \cdot 10^{-3}$			1,03	0,31			10,67	1,41	0,50	0,09	1,50
70	12,33	3,07	9,26	$2 \cdot 10^{-3}$	$3,4 \cdot 10^{-3}$		0,94	0,31	0,03		10,20	1,37	0,41	0,08	1,45
100	11,78	2,98	8,78	$4 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$		0,85	0,32	0,11	0,02	9,63	1,35	0,32	0,07	1,42
150	11,08	2,91	8,11	$8 \cdot 10^{-3}$	$4,8 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-4}$	0,72	0,32	0,20	0,05	8,83	1,37	0,25	0,06	1,43

Сравнение рассчитанных по такому же принципу сечений нейтронных реакций на ядре ^{235}U (табл.9) с оцененными в других работах сечениями показывает их хорошее согласие: сечение деления согласуется с точностью не хуже 10%, сечение радиационного захвата - с точностью ~20%.

Таблица 9

Рассчитанные значения сечений нейтронных реакций на ядре ^{235}U (сечения, б; энергия, кэВ)

ϵ	σ_t	σ_c	σ_{sel}	σ_{cel}	σ_{ef}	σ_{nf}	$\sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma f}$	$\sigma_{n\gamma f}$	$\sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma f}$
1	27,55	16,09	11,45	1,75	13,20	7,67	6,67	1,76	9,43
5	18,90	7,70	11,20	1,39	12,59	3,54	2,77	0,70	4,24
10	16,87	5,89	10,98	1,22	12,19	2,71	1,96	0,46	3,17
20	15,40	4,76	10,64	1,07	11,71	2,24	1,45	0,31	2,55

Основой такого согласия сечения деления является надбарьерный способ деления нейтронами S-волны из-за сравнительно высокой энергии связи нейтрона $\sim 6,545$ МэВ. В этом случае неопределенности в высотах барьеров деления существенно не изменяют сечения деления. Точность расчета радиационного захвата определяется неопределенностью Γ_γ , а также неопределенностью плотности уровней составного ядра и должна составлять 20%. Ввиду трудности количественной оценки точности рассчитываемых сечений указанное сравнение, вероятно, и характеризует ее уровень. Обращает на себя внимание большая доля (25%) ($n, \gamma f$)-реакции в общем процессе с вылетом γ -квантов. Это является следствием сравнительно большого (1 МэВ) превышения энергии связи нейтрона над энергией барьеров нижней 0^+ -полосы переходных состояний.

Подобным образом и в том же энергетическом диапазоне падающих нейтронов рассчитаны сечения на ядрах ^{241}Pu , ^{243}Pu , ^{237}U , ^{235}U . Результаты расчетов приведены в табл.10-13. Сравнение рассчитанных сечений деления на ядре ^{241}Pu с приведенными в работе [10] также подтверждает сказанное выше о точности расчетов.

Следует отметить, что соответствие рассчитанного сечения деления ^{237}U экспериментальным данным работы [11] в области энергий ниже 1 кэВ и выше 100 кэВ много хуже. При энергии нейтронов ниже 1 кэВ экспериментальное сечение деления имеет ярко выраженный резонансный характер, поэтому сравнение результатов с экспериментальными данными затруднено. Однако усредненное экспериментальное сечение деления в более широком энергетическом диапазоне (0,7-1 кэВ) вполне соответствует вычисленному значению $\sigma_f = 2,6$ В. При энергии нейтронов выше 100 кэВ рассчитанные значения деления почти в 2 раза занижены по сравнению с экспериментальными данными. Это обусловлено тем, что в расчетах деление нейтронами p-волны сильно подавлено высокими барьерами полос переходных состояний отрицательной четности по сравнению с энергией связи. Уменьшение высот этих барьеров на 200 кэВ, что еще находится в пределах неопределенностей каналовой анализа (t, p, f)-реакций [9], приводит к удовлетворительному согласию рассчитанных значений сечений деления с экспериментальными. Сравнение рассчитанных сечений реакций в табл.12 и 14 показывает, что сечение радиационного захвата при таком изменении параметров меняется мало.

Обсуждение результатов

Согласование результатов расчетов сечений $\sigma_t(\epsilon)$, $\sigma_c(\epsilon)$ и $\sigma_{sel}(\epsilon)$ на ^{239}Pu с их оцененными значениями при изменении энергии нейтронов от 1 кэВ до 15 МэВ с целью подбора параметров оптического потенциала показало, что параметры потенциала извлечены практически однозначно и соответственно экспериментальные данные по использованным сечениям в указанном энергетическом интервале являются достаточно полным для подбора параметров экспериментом. Понижение точности описания полного сечения до 6% в области низких энергий на ^{235}U может быть связано с возможным отличием параметра устойчивой деформации от подобранного для описания данных на ^{239}Pu и использованного для ^{235}U значения $\beta = 0,22$.

Рассчитанные значения сечений нейтронных реакций
на ядре ^{241}Pu (сечения, б; энергия, кэВ)

ϵ	σ_t	σ_c	σ_{sel}	σ_{inel}^{tot}		σ_{cel}	σ_{inel}^c			σ_{el}	σ_{nf}	$\sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma f}$	$\sigma_{n\gamma f}$	$\sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma f}$
				$\Gamma' = 7/2$	$\Gamma' = 9/2$		$\Gamma' = 7/2$	$\Gamma' = 9/2$	$\Gamma' = 9/2$					
I	24,99	14,15	10,84			1,40				12,24	9,79	2,96	0,40	10,19
5	17,42	6,79	10,63			1,09				11,72	4,39	1,31	0,20	4,59
10	15,65	5,21	10,44			0,98				11,42	3,23	1,0	0,18	3,41
20	14,36	4,22	10,14			0,92				11,06	2,49	0,81	0,16	2,65
50	13,00	3,54	9,46	$2 \cdot 10^{-4}$		0,96	0,08			10,42	1,89	0,61	0,10	1,99
100	11,96	3,33	8,63	$3 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-4}$	1,03	0,23	$8 \cdot 10^{-3}$		9,65	1,60	0,46	0,08	1,69
150	11,28	3,27	7,99	$6 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	1,03	0,29	0,12		8,99	1,46	0,37	0,05	1,51

Таблица II

Рассчитанные значения сечений нейтронных реакций
на ядре ^{243}Pu (сечения, б; энергия, кэВ)

ϵ	σ_t	σ_c	σ_{sel}	σ_{inel}^{tot}		σ_{cel}	σ_{inel}^c			σ_{el}	σ_{nf}	$\sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma f}$	$\sigma_{n\gamma f}$	$\sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma f}$
				$\Gamma' = 9/2$	$\Gamma' = 11/2$		$\Gamma' = 9/2$	$\Gamma' = 9/2$	$\Gamma' = 9/2$					
I	24,56	13,92	10,65			1,55				12,20	10,46	1,91	0,18	10,64
5	17,13	6,69	10,44			1,18				11,62	4,52	0,99	0,15	4,67
10	15,39	5,13	10,26			1,09				11,35	3,18	0,86	0,16	3,34
15	14,62	4,51	10,11			1,08				11,19	2,63	0,80	0,17	2,80
20	14,14	4,17	9,97			1,12				11,07	2,29	0,76	0,17	2,46
50	12,86	3,54	9,32			1,40				10,72	1,53	0,60	0,12	1,65
70	12,38	3,42	8,96	$5 \cdot 10^{-4}$		1,49	0,11			10,45	1,31	0,51	0,10	1,41
100	11,87	3,36	8,51	$2 \cdot 10^{-3}$		1,56	0,25			10,07	1,11	0,42	0,07	1,18
150	11,19	3,30	7,88	$5 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$									

Таблица I2

Рассчитанные значения нейтронных реакций на ядре
 ^{237}U (сечения, б; энергия, кэВ)

ϵ	σ_t	σ_c	σ_{sel}	σ_{inel}^{tot}		σ_{cel}	σ_{inel}^c			σ_{el}	σ_{nf}	$\sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma f}$	$\sigma_{n\gamma f}$	$\sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma f}$
				$\Gamma' = 3/2$	$\Gamma' = 5/2$		$\Gamma' = 3/2$	$\Gamma' = 5/2$	$\Gamma' = 7/2$					
I	25,37	14,14	11,22			4,17				15,39	2,47	7,50	0,13	2,6
5	17,73	6,73	11,0			2,78				13,78	1,08	2,87	0,07	1,15
10	15,91	5,10	10,81	$1 \cdot 10^{-5}$		2,15	0,29			12,96	0,78	1,88	0,06	0,84
15	15,09	4,45	10,64	$8 \cdot 10^{-5}$		1,87	0,38			12,51	0,66	1,53	0,06	0,72
20	14,58	4,09	10,49	$2 \cdot 10^{-4}$		1,74	0,41			12,23	0,59	1,35	0,06	0,65
50	13,12	3,34	9,78	$2 \cdot 10^{-3}$		1,52	0,50			11,30	0,42	0,90	0,05	0,47
70	12,54	3,15	9,39	$2 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	1,44	0,53	0,07		10,83	0,37	0,74	0,05	0,42
100	11,95	3,04	8,89	$4 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-2}$	1,35	0,55	0,21	0,04	10,24	0,32	0,57	0,04	0,36
150	11,22	2,95	8,21	$8 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-2}$	1,22	0,56	0,34	0,09	9,43	0,30	0,44	0,03	0,33

Однако следует отметить и тот факт, что рассчитанные значения полного сечения находятся между экспериментальными значениями разных авторов.

Для всех рассмотренных ядер, кроме ^{237}U , при энергии нейтронов 1 кэВ преобладающим способом распада составного ядра является деление. Большая вероятность деления — следствие превышения или примерного равенства энергии связи нейтрона и энергии барьеров переходных состояний, деление через которые разрешено условиями сохранения момента и чет-

Таблица I3

Рассчитанные значения сечений нейтронных реакций на ядре ^{239}U (сечения, б; энергия, кэВ)

ϵ	σ_t	σ_c	σ_{sel}	σ_{inel}^{tot}		σ_{cel}	σ_{inel}^c			σ_{el}	σ_{nf}	$\sigma_{nf} + \sigma_{nff}$	$\sigma_{n\gamma}$	$\sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma f}$
				$I' = 7/2$	$I' = 9/2$		$I' = 7/2$	$I' = 9/2$	$I' = 7/2$					
1	25,66	14,62	11,04			1,94				12,98	9,53	3,15	0,02	9,55
5	17,83	7,01	10,82			1,46				12,28	4,01	1,54	0,02	4,03
10	15,99	5,37	10,62			1,32				11,94	2,78	1,27	0,03	2,81
20	14,66	4,35	10,31			2,30				11,61	1,95	1,10	0,04	1,99
50	13,23	3,62	9,61			1,48	0,11			11,09	1,20	0,83	0,04	1,24
100	12,14	3,38	8,75	$3 \cdot 10^{-3}$		1,60	0,36	0,01		10,35	0,83	0,58	0,03	0,86
150	11,41	3,31	8,09	$6 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	1,55	0,43	0,19		9,64	0,70	0,44	0,03	0,73

Таблица I4

Рассчитанные значения сечений нейтронных реакций на ядре ^{237}U . Параметры высот барьеров полос переходных состояний отрицательной четности занижены на 200 кэВ (сечения, б; энергия, кэВ)

ϵ	σ_t	σ_c	σ_{sel}	σ_{inel}^{tot}		σ_{cel}	σ_{inel}^c			σ_{el}	σ_{nf}	$\sigma_{nf} + \sigma_{nff}$	$\sigma_{n\gamma}$	$\sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma f}$
				$I' = 3/2$	$I' = 5/2$		$I' = 3/2$	$I' = 5/2$	$I' = 7/2$					
1	25,37	14,14	11,22			4,17				15,39	2,50	7,47	0,29	2,79
5	17,73	6,73	11,0			2,78				13,78	1,15	2,80	0,12	1,27
10	15,91	5,10	10,81	$1 \cdot 10^{-5}$		2,14	0,29			12,95	0,88	1,79	0,08	0,96
15	15,09	4,45	10,64	$8 \cdot 10^{-5}$		1,85	0,38			12,49	0,78	1,44	0,07	0,85
20	14,58	4,09	10,49	$2 \cdot 10^{-4}$		1,72	0,40			12,21	0,72	1,25	0,07	0,79
50	13,12	3,34	9,78	$2 \cdot 10^{-3}$		1,46	0,47			11,24	0,59	0,82	0,05	0,64
70	12,54	3,15	9,39	$2 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	1,38	0,49	0,06		10,77	0,55	0,67	0,05	0,60
100	11,95	3,04	8,89	$4 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-2}$	1,29	0,50	0,19	0,03	10,18	0,51	0,52	0,04	0,55
150	11,22	2,95	8,2	$8 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-2}$									

ности. При делении ядер ^{239}U и ^{241}Pu , имеющих в основном состоянии значения момента и четности $I^{\pi} = \frac{5}{2}^+$, процесс осуществляется через переходные состояния $J^{\pi} = 2^+$ первой и второй полос $K^{\pi} = 0^+$ и 2^- и состояние $J^{\pi} = 3^+$ второй полосы $K^{\pi} = 2^+$. Деление ^{243}Pu , имеющего в основном состоянии $I^{\pi} = \frac{7}{2}^+$ [12], осуществляется через переходные состояния $J^{\pi} = 4^+$ первой и второй полос $K^{\pi} = 0^+$ и 2^+ и переходное состояние $J^{\pi} = 3^+$ второй полосы $K^{\pi} = 2^+$. Ядра ^{239}Pu и ^{237}U в основном состоянии имеют $I^{\pi} = \frac{1}{2}^+$, а делятся через переходное состояние с $J^{\pi} = 0^+$ первой полосы и состояния $J^{\pi} = 1^+$, которые образуются в результате разрыва пар ($\Delta = 1,34$ МэВ). Если в случае ^{239}Pu при энергии связи 6,533 МэВ деление через состояние $J^{\pi} = 1^+$ осуществляется с заметной вероятностью ($T_f^{1+} = 0,046$), то в случае ^{237}U при энергии связи 6,143 МэВ деление через это состояние является глубоко подбарьерным и пренебрежимо мало. Ядро ^{235}U интересно тем, что в основном состоянии оно имеет $I^{\pi} = \frac{7}{2}^-$. Поэтому деление осуществляется через переходное состояние $J^{\pi} = 4^-$ полос $K^{\pi} = 1^-, 2^-$ и через переходное состояние $J^{\pi} = 3^-$ полос $K^{\pi} = 0^-, 1^-, 2^-$. Совпадение результатов расчетов сечений в этом случае с их экспериментальными значениями является важным подтверждением правильного определения высот барьеров переходных состояний отрицательной четности. Таким образом, хорошее совпадение рассчитанного сечения деления с оцененными или экспериментальными данными при энергии нейтронов 1 кэВ является результатом использования достаточно правильно определенного набора параметров барьеров нижних полос переходных состояний [9]. При оценке надежности и точности расчетов сечения деления важно отметить, что в рассматриваемых четно-четных делящихся ядрах, кроме ядра ^{238}U , энергия связи нейтрона превышает энергию барьеров

одной или нескольких полос переходных состояний и деление нейтронами s -волны оказывается надбарьерным. В этом случае Θ_f -коэффициенты значительно превышают Θ -коэффициенты конкурирующих процессов и относительная вероятность деления $\sim \Theta_f / (\Theta_f + \Theta)$ при этом имеет существенно меньшую неточность, чем Θ_f . Даже неопределенность Θ_f между 0,5 и 1 приводит к неточности $\sim 10\%$ в относительной вероятности деления. Поэтому при точности расчета полного сечения $\sim 5\%$, расчетов сечения упругого рассеяния и образования составного ядра с точностью $\sim 10\%$ сечение деления рассчитывается с точностью не хуже 20%.

Следующим по вероятности является радиационный распад. Точность расчета его сечения в основном зависит от точности определенных в работе [4] значений $\Gamma_p(B_n)$, точности параметров плотности уровней составного ядра [4], а также правильного описания распада в наиболее вероятный делительный канал и, по-видимому, находится на уровне 20%.

Нейтронные Θ -коэффициенты для s -волны рассчитываются с точностью 5%, однако неопределенности в конкурирующих делительном и радиационном процессах могут существенно понизить точность рассчитанного сечения нейтронного распада.

По мере возрастания энергии налетающих нейтронов подключение делительных каналов противоположной четности для p -волны, по сравнению с s -волной, для разных ядер различно сказывается на точности расчета сечения деления и соответственно других процессов. Если деление p -волной является надбарьерным, как в случае ^{235}U и ^{239}Pu , то нет оснований ожидать ухудшения точности расчетов. При подбарьерном делении нейтронами p -волны, как в случае ядер ^{237}U , ^{238}U , ^{243}Pu , неопределенность в высотах и кривизнах барьеров деления полос переходных состояний отрицательной четности может привести к заметному понижению точности рассчитываемых сечений. Поэтому задача дальнейшего уточнения параметров барьеров нижних полос переходных состояний представляется очень важной. Особенно большие ошибки в сечении деления будут иметь место при сравнительно маловероятном делении нейтронами s -волны. Это иллюстрируется на примере ядра ^{237}U , в котором понижение энергии барьеров полос $k^{\pi} = 0^-, 1^-$ на 200 кэВ привело при энергии нейтронов 100 кэВ к увеличению сечения деления в $\sim 1,5$ раза. Однако и в этом случае при энергии нейтронов ≤ 20 кэВ, где нейтроны p -волны с малой вероятностью по сравнению с s -волной поглощаются ядром, сечение деления рассчитывается с точностью $\sim 20\%$.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Программа III Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1975. Авт.: Б.М.Дзюба, В.Е.Маршалкин, В.М.Повышев, А.С.Тяпин.
2. M o l d a u e r P.A. - "Rev. Mod. Phys.", 1964, v.36, p.1079.
3. C o o k J.L. e.a. - "Aust. J. Phys.", 1967, v.20, p.477.
4. РЗ-4929, Дубна, 1970. Авт.:Х.Малэцки, Л.Б.Пикельнер, И.М.Саламатин, Э.И.Шарапов.
5. P r i n c e A. Nuclear Data for Reactors. V II. IAEA, Vienna, 1970, p.825.
6. L a n e A., L y n n J.-The Proceedings of the Physical Society. 1957, v.70, p.811.
7. G i l b e r t A., C a m e r o n A.-"Can. J. Phys.", 1965, v.43, p.1446.
8. М а р ш а л к и н В.Е., Т я п и н А.С. - "Ядерная физика", 1975, т.21, № 14.
9. М а р ш а л к и н В.Е., П о в ы ш е в В.М. - "Ядерная физика", 1977, т.25, № 3.
10. B l o n s J. - "Nucl. Sci. and Engng", 1973, v.51, p.130-147.
11. M c N a l l y J.H. e.a.-"Phys. Rev.", 1974, v. C9, p.717.
12. E l l i s J.A., W a p s t r a A.H. - "Nuclear Data Sheets", 1965, v.3, N 2.

ФУНКЦИИ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНА ДЛЯ НЕКОТОРЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

А.С.Тяпин, В.Е.Маршалкин

NEUTRON SCATTERING FUNCTIONS FOR SOME NUCLEAR REACTIONS. Expressions for the energy and angular distributions of secondary neutrons generated from elastic and inelastic interaction of neutrons with nuclei have been obtained in the framework of statistical model of nuclear reactions and careful consideration of process kinematics.

Введение

Точность и надежность расчетов прохождения нейтронов в веществе определяются не только точностью сечений различных ядерных реакций, но и в значительной степени зависят от точности используемых в расчетах приближений. Частично такими являются приближения, связанные с описанием энергетических спектров и угловых распределений вторичных нейтронов, появившихся в результате различных ядерных реакций. Эти приближения, как правило, связаны с недостаточно точным учетом энергетической зависимости вылетающих нейтронов при статистическом описании процесса распада ядер из сильновозбужденных состояний, а также с отсутствием детального описания кинематики для ряда важных ядерных реакций.

В настоящей работе энергетическое распределение нейтронов и их угловые распределения получены по статистической модели ядерных реакций с детальным рассмотрением кинематики процессов, сопровождающихся вылетом нейтронов. Расчеты выполнены для следующих наиболее важных ядерных реакций: упругого рассеяния нейтронов; неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением как отдельных уровней ядра-остатка, так и непрерывного спектра; для трехчастичной реакции, сопровождающейся вылетом заряженной частицы и последующим испусканием нейтрона; для $(n, 2n)$ -реакции. Причем для трехчастичных реакций рассмотрены все практически интересные случаи: последовательный вылет первой и второй частицы с возбуждением дискретного спектра состояний промежуточного и конечного ядер, с возбуждением непрерывного спектра промежуточного ядра и образованием конечного ядра в основном состоянии, с возбуждением непрерывного спектра как в промежуточном, так и в конечном ядре.

Во всех полученных выражениях для функций рассеяния нейтронов используется в качестве входной информации дифференциальное по энергии и углу рассеяния сечение соответствующих реакций в системе центра масс распадающихся ядер.

Упругое рассеяние нейтронов

Эта реакция подробно рассмотрена в классических монографиях [1] и в отдельных отчетах. Для полноты изложения, а также для иллюстрации на известном примере используемого ниже способа построения функций рассеяния представляется целесообразным в единой методике получить и функцию упругого рассеяния $w_{el}^K(v'; v; \mu)$, определяющую вероятность того, что нейтрон, падающий на неподвижное ядро K в лабораторной системе координат со скоростью v' , рассеется на угол Θ ($\cos \Theta = \mu$) и будет иметь скорость v .

Вероятность упругого рассеяния нейтрона в системе центра масс нейтрон + ядро в телесный угол $(\tilde{\Omega}, \tilde{\Omega} + d\tilde{\Omega})$ равна $\int_{\tilde{\Omega}}^K(E', \tilde{\Omega}) d\tilde{\Omega} / 2\pi$, где $\int_{el}^K(E', \tilde{\Omega})$ - нормированное на 2π дифференциальное сечение упругого рассеяния в системе центра масс нейтрона, падающего на рассматриваемое K -е ядро с энергией $E' = m_n v'^2 / 2$ в лабораторной системе координат. Чтобы из этого соотношения получить искомую функцию $w(v'; v, \mu)$, достаточно перейти в лабораторную систему координат. Это можно сделать обычным способом, вычисляя соответствующий якобиан преобразования, но целесообразнее поступить иначе [2]. Согласно указанному выше соотношению функция упругого рассеяния в системе центра масс равна

$$\frac{1}{2\pi} \gamma_{e\ell}^{\kappa}(E', \tilde{\Omega}) \delta(\tilde{E}' - \tilde{\epsilon}) d\tilde{\epsilon} d\tilde{\Omega}, \quad (I)$$

где $\delta(x)$ - дельта функции Дирака, фиксирующая равенство энергий относительного движения нейтрона и ядра \tilde{E} и $\tilde{\epsilon}$ соответственно до и после столкновения, при этом

$$\tilde{E}' = \frac{m_{\kappa}}{m_{\kappa} + m_n} E', \quad \tilde{\epsilon} = \frac{m_{\kappa} + m_n}{m_{\kappa}} \cdot \frac{m_n \tilde{v}^2}{2}, \quad (2)$$

где \tilde{v} - скорость рассеянного нейтрона в системе центра масс;
 m_n и m_{κ} - массы нейтрона и ядра соответственно.

Так как
$$\vec{v} = \vec{\tilde{v}} + \vec{V}_c,$$

где \vec{V}_c - скорость системы центра масс в лабораторной системе, то

$$\tilde{v} = \sqrt{v^2 + V_c^2 - 2vV_c\mu} \quad (3)$$

и

$$d\vec{\tilde{v}} = d\vec{v}, \quad (4)$$

т.е.

$$v^2 d\tilde{v} d\tilde{\Omega} = v^2 dv d\Omega. \quad (4a)$$

Следовательно,

$$w_{e\ell}^{\kappa}(v'; v, \mu) dv d\Omega = \frac{(m_{\kappa} + m_n)^2}{2\pi m_{\kappa} m_n} \gamma_{e\ell}^{\kappa}(E', \tilde{\Omega}) \delta(\mu - \mu_0) \frac{v}{v'^2} dv d\Omega, \quad (5)$$

где

$$\mu_0 = \frac{(m_{\kappa} + m_n)v^2 - (m_{\kappa} - m_n)v'^2}{2m_n v v'}. \quad (6)$$

При выводе этого соотношения использовано известное свойство δ -функции

$$\delta(x) = \alpha \delta(\alpha x), \quad (7)$$

а также то, что

$$V_c = \frac{m_n}{m_{\kappa} + m_n} v'. \quad (8)$$

Входящая в формулу (5) величина $\tilde{\Omega} = \{\tilde{\theta}, \tilde{\varphi}\}$ через углы в лабораторной системе координат выражается следующим образом:

$$\cos(\tilde{\theta}) = \left(\mu - \frac{V_c}{v}\right) / \sqrt{1 + \frac{V_c^2}{v^2} - 2\frac{V_c}{v}\mu}; \quad \tilde{\varphi} = \varphi, \quad (9)$$

Область допустимых значений v' , позволяющая наблюдать рассеянные нейтроны со скоростью v , определяется тем, что $-1 \leq \mu \leq 1$. Используя выражение (6), получаем

$$v \leq v' \leq \frac{m_{\kappa} + m_n}{m_{\kappa} - m_n} v. \quad (10)$$

Входящая в формулу (5) величина $\gamma_{e\ell}^{\kappa}(E', \tilde{\Omega})$ обычно задается либо в виде таблицы с линейной по $\tilde{\mu}$ интерполяцией между точками, либо представляется в виде разложения по полиномам Лежандра

$$\gamma_{e\ell}^{\kappa}(E', \mu) = \sum_{\ell=0}^{\ell_m} \frac{2+1}{2} \omega_{e\ell}^{\ell}(E') P_{\ell}(\tilde{\mu}), \quad (II)$$

где величины $\omega_{e\ell}^{\ell}(E')$ задаются, причем $\omega_{e\ell}^0(E') \equiv 1$.

Для обеспечения приемлемой точности описания угловой зависимости упругого сечения рассеяния в разложении (II) величину $\omega_{e\ell}^{\ell}(E')$ необходимо задавать примерно как $0,6 A_{\kappa}^{1/3} \sqrt{E'}$ указанных величин, где A_{κ} - массовое число ядра; E' МэВ. Следовательно, в случае тяжелых ядер при $E' \approx 14$ МэВ требуется около 14-16 коэффициентов. Столь большой объем необходимой для расчетов информации существенно усложняет расчеты. Поэтому в последние годы предприняты попытки заменить разложение (II) на аналогичное разложение, но по функциям Бесселя, что примерно вдвое сокращает число коэффициентов в таком разложении [3].

Обычно в приведенных выше формулах масса нейтрона принимается равной 1, а масса ядра - его массовому числу. Это ведет к небольшим (порядка 1%), но систематическим ошибкам в оценке функции рассеяния, а также в оценках энергии, теряемой нейтроном в процессе столкновения. Чтобы избежать этой ошибки, указанные массы следует брать равными

$$m_k = (A_k + \Delta m_k),$$

где Δm_k - "дефект" масс, измеренный в массовых единицах m_u и приведенный в таблицах масс ядер (см., например, работу [4]). Массу нейтрона при этом следует брать равной 1,008 m_u . В энергетических единицах $1 m_u = 931,441$ МэВ.

Задачу о прохождении и замедлении нейтронов в веществе удобнее решать не в переменных скорости, а в переменных летаргии, которая определяется как

$$u = \ell n(E_0/E), \quad (12)$$

где E_0 - некоторая постоянная, обычно принимаемая равной 10 МэВ.

Функция рассеяния, соответствующая этим переменным, легко определяется из условия равенства вероятностей рассеяния в интервал $(v, v + dv)$ и соответствующий ему интервал $(u, u + du)$. Поэтому

$$w_{el}^k(u'; u, \mu) = \frac{v}{2} w_{el}^k(v'; v, \mu). \quad (13)$$

Неупругое рассеяние нейтронов

Неупругое рассеяние с возбуждением отдельного уровня. Соответствующая функция рассеяния известна. Задача построения ее решается аналогично случаю упругого рассеяния. Необходимо только в соотношении (1) заменить величину $\gamma_{el}^k(E'; \tilde{\Omega})$ на величину $\gamma_{inel}^k(E'; E_\alpha, \tilde{\Omega})$, представляющую собой нормированное на 2π дифференциальное сечение в системе центра масс неупругого рассеяния нейтрона с возбуждением уровня ядра-остатка с энергией E_α , и в качестве аргумента δ -функции, учитывающей закон сохранения энергии, взять величину $(\tilde{E} - E_\alpha - \tilde{E})$. Пренебрегая изменением массы ядра при возбуждении и используя формулы (2)-(4) и (6)-(8), получаем

$$w_{inel}^k(v'; E'_\alpha, v, \mu) = \frac{(m_k + m_n)^{3/2}}{2\pi \sqrt{2m_k m_n}} \gamma_{inel}^k(E'; E_\alpha; \tilde{\Omega}) \delta\left(\mu - \mu_0 - \frac{m_k E_\alpha v'}{2m_n E' v}\right) \frac{v}{\sqrt{E' - E_\alpha}} \quad (14)$$

Область допустимых значений v' при заданном v следующая:

$$\frac{m_k}{m_k - m_n} \sqrt{v^2 + 2 \frac{m_k m_n}{m_k m_n} E_\alpha} - \frac{m_n}{m_k - m_n} v \leq v' \leq \frac{m_k}{m_k - m_n} \sqrt{v^2 + 2 \frac{m_k m_n}{m_k m_n} E_\alpha} + \frac{m_n}{m_k - m_n} v. \quad (15)$$

Величина $\tilde{\Omega} = \{\tilde{\theta}, \tilde{\varphi}\}$ через углы в лабораторной системе координат выражается формулой (9). Учитывая наличие δ -функции в определении (14), функцию рассеяния можно записать как

$$\cos \tilde{\theta} = \left[(m_k + m_n) v^2 + 2 \frac{m_k}{m_n} E_\alpha - \frac{m_k^2 + m_n^2}{m_k - m_n} v'^2 \right] / \left(4 \sqrt{\tilde{E}' (\tilde{E}' - E_\alpha)} \right). \quad (16)$$

Для формы задания величины $\gamma_{inel}^k(E'; E_\alpha, \tilde{\Omega})$ справедливы те же значения, что и относительно величины $\gamma_{el}^k(E'; \tilde{\Omega})$.

Неупругое рассеяние с возбуждением непрерывного спектра. При энергиях возбуждения 1,5-2 МэВ в тяжелых ядрах и порядка нескольких мегаэлектронвольт в средних и даже относительно легких ядрах расстояние между отдельными уровнями ядра становится сравнительно небольшим (порядка нескольких десятков килоэлектронвольт), и при решении задачи о прохождении нейтронов представляется возможным изучить некоторый непрерывный спектр уровней возбуждения ядра-остатка. Из-за высокой плотности уровней различные квантовые эффекты, довольно существенные при возбуждении каждого отдельного уровня, усредняются, вследствие

чего задача о возбуждении непрерывного спектра с достаточной точностью решается по простейшим статистическим моделям типа испарительной модели ядра. При таком подходе рассеяние на каждом отдельном уровне эффективно можно рассматривать как изотропное, т.е. $\gamma_{inel}^k(E'; E\alpha, \tilde{\Omega}) \equiv 1/2$, а вероятность того, что ядро-остаток в результате (n, n') -реакции будет иметь энергию возбуждения в промежутке $\{E^*, E^* + dE^*\}$, следует принять равной

$$\frac{\rho_k(E^*)(\tilde{E}' - E^*) \sigma_{cn}^k(\tilde{E}' - E^*) dE^*}{\int_{E_{min}^*}^{E_{max}^*} \rho_k(E^*)(\tilde{E}' - E^*) \sigma_{cn}^k(\tilde{E}' - E^*) dE^*}, \quad (17)$$

где $\rho_k(E^*)$ - плотность уровней ядра-остатка;
 E_{min}^* - нижняя граница непрерывного спектра, равная примерно энергии наивысшего отдельного уровня;
 E_{max}^* - максимальная граница непрерывного спектра, соответствующего (n, n') -реакции;

$$E_{max}^* = \min \left\{ \tilde{E}', S_n^k, B_f^k \right\}, \quad (18)$$

где S_n^k - энергия связи нейтрона в рассматриваемом ядре;
 B_f^k - порог деления рассматриваемого ядра.

Указанный выбор величины E_{max}^* диктуется необходимостью выделить требующие особого рассмотрения $(n, 2n)$ - и $(n; n'f)$ -реакции. Лежащие в основе формулы (17) физические предпосылки более подробно будут рассмотрены ниже. Входящую в формулу (17) величину $\sigma_{cn}^k(\tilde{E})$, представляющую собой сечение захвата рассматриваемым ядром нейтрона, движущегося в системе центра масс с относительной энергией \tilde{E} , можно считать постоянной и не рассматривать.

В результате функцию рассеяния нейтрона с возбуждением непрерывного спектра ядра-остатка, полученную при усреднении выражения (14) по распределению (17), можно записать в виде

$$\gamma_{inel}^k(v'; v, \mu) = \left(\frac{(m_k + m_n)m_n}{m_k} \right)^{3/2} \frac{\sqrt{\tilde{E}} v^2 \rho_k(\tilde{E}' - \tilde{E}) \theta(\tilde{E} - \tilde{E}' + E_{max}^*) \theta(\tilde{E}' - E_{min}^* - \tilde{E})}{4\pi \sqrt{2} \int_{E_{min}^*}^{E_{max}^*} \rho_k(E^*)(\tilde{E}' - E^*) dE^*}, \quad (19)$$

где

$$\tilde{E} = \frac{(m_k + m_n)m_n}{2m_k} (v^2 + V_c^2 - 2V_c v \mu). \quad (20)$$

Входящие в выражение (19) единичные функции Хевиссайда $\theta(x)$ показывают, что при заданных значениях скоростей v' и v допустимы лишь такие значения телесных углов, при которых

$$\max \left\{ -1; \frac{v^2 + V_c^2 - \frac{2m_k(\tilde{E}' - E_{min}^*)}{(m_k + m_n)m_n}}{2vV_c} \right\} \leq \mu \leq \min \left\{ 1; \frac{v^2 + V_c^2 - \frac{2m_k(\tilde{E}' - E_{max}^*)}{(m_k + m_n)m_n}}{2vV_c} \right\}. \quad (21)$$

Допустимые значения скоростей v' при заданном значении скорости v следующие:

$$\frac{m_k}{m_k - m_n} \sqrt{v^2 + 2 \frac{m_k - m_n}{m_k m_n} E_{min}^*} - \frac{m_n}{m_k - m_n} v \leq v' \leq \frac{m_k}{m_k - m_n} \sqrt{v^2 + 2 \frac{m_k - m_n}{m_k m_n} E_{max}^*} + \frac{m_n}{m_k - m_n} v. \quad (22)$$

При решении задачи о прохождении и замедлении нейтронов в веществе плотность уровней ядра-остатка обычно аппроксимируют экспоненциальной зависимостью с подобранной температурой $T_k(E')$, зависящей от энергии налетающих нейтронов, т.е.

$$\rho_k \sim \exp \left\{ E^*/T_k(E') \right\}. \quad (23)$$

В этом случае

$$w_{инер}^K(v'; v, \mu) = \left(\frac{(m_K + m_n)m_n}{m_K} \right)^{3/2} \frac{\sqrt{\tilde{E}} v^2}{4\pi\sqrt{2}} \theta(\tilde{E} - \tilde{E}' + E_{max}^*) \theta(\tilde{E}' - E_{min}^* - \tilde{E}) \times$$

$$\times \frac{e^{-\frac{\tilde{E}}{T_K}}}{T_K^2 \left[\left(1 + \frac{\tilde{E}' - E_{max}^*}{T_K} \right) e^{-\frac{\tilde{E}' - E_{max}^*}{T_K}} - \left(1 + \frac{\tilde{E}' - E_{min}^*}{T_K} \right) e^{-\frac{\tilde{E}' - E_{min}^*}{T_K}} \right]} \quad (24)$$

Из-за некоторой неопределенности в оценке температуры ядра-остатка такой подход не является наилучшим. Значительно надежнее аппроксимировать плотность уровней в формуле (19) довольно хорошо исследованным и неоднократно опробованным выражением Гильберта-Камерона [5]. Это несколько усложняет выражение для функции рассеяния, но зато при этом не требуется подбирать и задавать зависимость $T_K(E')$, что фактически можно сделать только качественно.

Реакция (n, xn')

К числу реакций, сохраняющих число нейтронов в системе, но существенно деформирующих их спектр, относятся также реакции типа (n, xn') , сопровождающиеся предварительным вылетом какой-либо заряженной частицы x , например, α -частицы, либо протона до вылета рассеянного нейтрона. Энергетическое и угловое распределение нейтронов, получающихся в таких реакциях, принципиально отличается от соответствующих распределений в (n, n') -реакциях и они должны рассматриваться отдельно.

Реакция (n, xn') с возбуждением дискретных уровней промежуточного и конечного ядра. Реакции указанного типа наиболее важны в случае сравнительно легких ядер ($A \leq 20$), у которых плотность уровней невелика, и поэтому после вылета заряженной частицы промежуточное ядро $K' (A_{K'} = A + I - A_x; Z_{K'} = Z_K - Z_x)$ оказывается во вполне определенном квантовом состоянии с энергией $E_{K'}^J$, которое затем с некоторой вероятностью $w(E_{K'}^J, E_{K''}^I)$ распадается путем испускания нейтрона так, что ядро-остаток $K'' (A_{K''} = A_K - A_x; Z_{K''} = Z_{K'})$ также оказывается во вполне определенном квантовом состоянии с энергией $E_{K''}^I$. Предположим, что промежуточное ядро живет достаточно долго, чтобы "забыть" о способе своего образования. Поэтому излучение нейтрона в системе центра масс ядра-остатка и испущенного нейтрона принимается в дальнейшем изотропным. Учитывая это, функцию рассеяния нейтрона для указанной реакции можно записать в виде

$$\frac{1}{8\pi^2} \int d\tilde{\Omega}_x \eta_x^K(E', E_{K'}^J, \tilde{\Omega}_x) \delta(E_{K'}^J - E_{K''}^I - S_n^{K'} - \tilde{E}) d\tilde{\epsilon} d\tilde{\Omega} \quad (25)$$

где $\eta_x^K(E', E_{K'}^J, \tilde{\Omega}_x)$ - нормированное на 2π дифференциальное сечение в системе центра масс (n, x) -реакции, сопровождающейся возбуждением дискретного уровня ядра K' с энергией $E_{K'}^J$. Двумя тильдами в выражении (25) обозначены величины, относящиеся к системе центра масс ядра-остатка и испущенного нейтрона. Воспользуемся формулами, аналогичными выражениям (2)-(4) для перехода из этой системы в общую систему центра масс, т.е. положим

$$\tilde{\epsilon} = \frac{m_K + m_n - m_x}{m_K - m_x} \cdot \frac{m_n \tilde{v}^2}{2} \quad ; \quad (26)$$

$$\tilde{v} = \sqrt{\tilde{v}^2 + \tilde{V}_c^{J^2} - 2\tilde{v}\tilde{V}_c^J \cos \tilde{\Theta}_{nc}} \quad (27)$$

и

$$d\tilde{v} = d\tilde{v} \quad (28)$$

где \tilde{V}_c^J - скорость рассматриваемой системы относительно общей системы центра масс, равная

$$\tilde{V}_c^J = \sqrt{\frac{2m_x}{(m_K + m_n)(m_K + m_n - m_x)}} \sqrt{\tilde{E}' + S_n^{K_0} - S_x^{K_0} - E_{K'}^J} \quad ; \quad (29)$$

здесь $S_n^{K_0}$ и $S_x^{K_0}$ - энергии связи нейтрона и частицы в ядре с массовым числом $A_K + 1$ и зарядом Z_K . $\tilde{\theta}_{nc}$ - угол между направлениями движения в общей системе центра масс нейтрона и промежуточного ядра. Учитывая, что в системе центра масс частица x и промежуточное ядро движутся в противоположных направлениях, получаем

$$\cos \tilde{\theta}_{nc} = -\cos \tilde{\theta}_x \cos \tilde{\theta}_n - \sin \tilde{\theta}_x \sin \tilde{\theta}_n \cos(\tilde{\varphi}_x - \tilde{\varphi}_n). \quad (30)$$

Величина $\tilde{\gamma}_x$, как известно, не зависит от азимутального угла, поэтому в выражении (25) по этому углу можно произвести интегрирование, используя формулу типа (7). В результате получим

$$\frac{\theta(1-\tilde{\gamma}_{IJ}^2)}{4\pi^2\tilde{\nu}^2} \int_{\tilde{\gamma}_{IJ} \cos \tilde{\theta}_n - \sqrt{1-\tilde{\gamma}_{IJ}^2} |\sin \tilde{\theta}_n|}^{\tilde{\gamma}_{IJ} \cos \tilde{\theta}_n + \sqrt{1-\tilde{\gamma}_{IJ}^2} |\sin \tilde{\theta}_n|} d\tilde{\mu}_x \tilde{\gamma}_x^K(E'; E_{K'}^J, \Omega_x) \frac{\sqrt{m_n(m_K+m_n-m_x)(m_K-m_x)}}{\sqrt{-\tilde{\mu}_x^2 + 2\tilde{\gamma}_{IJ}\tilde{\mu}_x \cos \tilde{\theta}_n - \tilde{\gamma}_{IJ}^2 + \sin^2 \tilde{\theta}_n}} \times \frac{\tilde{\nu} d\tilde{\nu} d\tilde{\Omega}}{\tilde{V}^J \sqrt{E_{K'}^J - E_{K''}^I - S_n^{K'}}}, \quad (31)$$

где
$$\tilde{\gamma}_{IJ} = \frac{\tilde{\nu}^2 + \tilde{V}_c^J{}^2 - \beta_{IJ}^2}{2\tilde{\nu}\tilde{V}_c^J}, \quad (32)$$

а

$$\beta_{IJ} = \sqrt{2 \frac{m_K - m_x}{m_n(m_K + m_n - m_x)} (E_{K'}^J - E_{K''}^I - S_n^{K'})}. \quad (33)$$

В настоящее время фактически отсутствует какая-либо информация относительно величин типа $\tilde{\gamma}_x$, когда $E_{K'}^J$ велико настолько, что возможно излучение нейтрона. Ясно, однако, что из-за сравнительно высокого кулоновского барьера даже в относительно легких ядрах заряженные частицы, соответствующие (n, xn') -реакции, должны преимущественно вылетать с нулевым орбитальным моментом, т.е. излучение заряженных частиц в указанной реакции должно быть близким к изотропному. Поэтому будем считать в дальнейшем, что $\tilde{\gamma}_x(E'; E_{K'}^J, \tilde{\Omega}) \equiv 1/2$. Тогда выражение (31) запишем в виде

$$\frac{\theta(1-\tilde{\gamma}_{IJ}^2)}{8\pi\tilde{\nu}^2} \cdot \frac{\sqrt{m_n(m_K+m_n-m_x)/(m_K-m_x)}}{\tilde{V}_c^J \sqrt{E_{K'}^J - E_{K''}^I - S_n^{K'}}} \tilde{\nu} d\tilde{\nu} d\tilde{\Omega}. \quad (34)$$

Переходя далее в лабораторную систему координат, получаем следующую функцию рассеяния для рассмотренной реакции:

$$w_{n, xn'}^K(\nu'; E_{K'}^J; E_{K''}^I, \nu, \Omega) d\nu d\Omega = \frac{m_K + m_n - m_x}{16\pi} \sqrt{\frac{(m_K + m_n)m_n}{(m_K - m_x)m_x}} \times \frac{\theta(f - \tilde{\gamma}_{IJ}^2)}{\sqrt{\tilde{E}' + S_n^{K_0} - S_x^{K_0} - E_{K'}^J} \sqrt{E_{K'}^J - S_n^{K'} - E_{K''}^I}} \cdot \frac{\nu^2 d\nu d\Omega}{\sqrt{\nu^2 + V_c^2 - 2\nu V_c \cos \theta}}, \quad (35)$$

где V_c определяется по формуле (8). Входящая в выражение (35) единичная функция показывает, что при заданных значениях скоростей ν' и ν допустимы лишь такие значения телесных углов, при которых

$$\max \left\{ -1; \frac{\nu^2 + V_c^2 - (\tilde{V}_c^J + \beta_{IJ})^2}{2\nu V_c} \right\} \leq \mu \leq \min \left\{ 1; \frac{\nu^2 + V_c^2 - (\tilde{V}_c^J - \beta_{IJ})^2}{2\nu V_c} \right\}. \quad (36)$$

Допустимые значения скорости налетающих нейтронов ν' при заданном значении скорости вылетающих нейтронов ν определяются условиями

$$(V - V_c)^2 \leq (\tilde{V}_c^J + \beta_{IJ})^2; \quad (37)$$

$$(V+V_c)^2 \geq (\tilde{V}_c^J - \beta_{IJ})^2, \quad (38)$$

которые следует решать, принимая, что \tilde{V}_c^J - действительно.

В практически наиболее важном случае, когда $m_x > m_n$ и $E_{k'}^J + S_x^{K_0} - S_n^{K_0} \geq 0$, указанные неравенства определяют следующие значения скорости v' :

$$\frac{1}{\alpha} \left[-\frac{m_n}{m_k+m_n} (V-\beta_{IJ}) + \sqrt{\left(\alpha + \frac{m_n^2}{(m_k+m_n)^2} \right) (V-\beta_{IJ})^2 + \alpha \gamma_J} \right] \leq v' \leq v_{max}, \quad (39)$$

если

$$v \geq \beta_{IJ} + \sqrt{\frac{m_n(m_k+m_n-m_x)}{m_k m_x}} \gamma_J,$$

а

$$\frac{m_k+m_n}{m_n} \sqrt{\frac{m_n(m_k+m_n-m_x)}{m_k m_x}} \gamma_J \leq v' \leq v_{max}, \quad (40)$$

если

$$|\beta_{IJ}| \leq v \leq \beta_{IJ} + \sqrt{\frac{m_n(m_k+m_n-m_x)}{m_k m_x}} \gamma_J,$$

где

$$\beta_{IJ} = \beta_{IJ} - \sqrt{\frac{m_n(m_k+m_n-m_x)}{m_k m_x}} \gamma_J.$$

Если

$$v \leq |\beta_{IJ}|, \quad \text{причем} \quad \beta_{IJ} \geq 0,$$

то

$$\frac{1}{\alpha} \left[-\frac{m_n}{m_k+m_n} (\beta_{IJ}-v) + \sqrt{\left(\alpha + \frac{m_n^2}{(m_k+m_n)^2} \right) (\beta_{IJ}-v)^2 + \alpha \gamma_J} \right] \leq v' \leq v'_{max}. \quad (41)$$

Если же $v \leq |\beta_{IJ}|$, причем $\beta_{IJ} \leq 0$, то

$$\frac{1}{\alpha} \left[-\frac{m_n}{m_k+m_n} (\beta_{IJ}+V) + \sqrt{\left(\alpha + \frac{m_n^2}{(m_k+m_n)^2} \right) (\beta_{IJ}+v)^2 + \alpha \gamma_J} \right] \leq v' \leq v_{max}. \quad (42)$$

В приведенных формулах использованы следующие обозначения:

$$\gamma_J = 2 \frac{m_x}{(m_k+m_n)(m_k+m_n-m_x)} (E_{k'}^J + S_x^{K_0} - S_n^{K_0}); \quad (43)$$

$$\alpha = \frac{m_n(m_x-m_n)}{(m_k+m_n)(m_k+m_n-m_x)}; \quad (44)$$

$$v'_{max} = \frac{1}{\alpha} \left[\frac{m_n}{m_k+m_n} (v+\beta_{IJ}) + \sqrt{\left(\alpha + \frac{m_n^2}{(m_k+m_n)^2} \right) (v+\beta_{IJ})^2 + \alpha \gamma_J} \right]. \quad (45)$$

Случай, когда $m_x = m_n$, непосредственно следует из приведенных формул. Для этого параметр α в них нужно положить равным нулю, раскрыв возникающие при этом неопределенности типа 0/0. Величина v'_{max} при этом становится бесконечно большой.

Реакция (n, xn') , идущая с возбуждением непрерывного спектра уровней промежуточного ядра и только в основное состояние конечного ядра. Если с заметной вероятностью возбуждаются также другие уровни конечного ядра либо идут реакции с испусканием других частиц, то приведенные ниже результаты теряют смысл, так как в расчетах было принято предположение о том, что вероятность излучения нейтрона из любого состояния непрерывного спектра промежуточного ядра в конечное состояние равна единице. Примером реакции рассматриваемого типа может служить (n, pn') -реакция на ^{27}Al при $E^i \leq 15$ мэВ. Для реакции указанного типа функция рассеяния получается путем усреднения выражения (35) по распределению, аналогичному распределению (17), но отнесенному к ядру k' , получающемуся в результате захвата нейтрона ядром k и последующего испускания частицы x . Окончательно в общем виде

$$\begin{aligned}
& \omega_{n, n'}^k(v'; E_{k''}^I = 0; v, \Omega) dv d\Omega = \frac{m_k + m_n - m_x}{16\pi} \sqrt{\frac{(m_k + m_n)m_n}{(m_k - m_x)m_x}} \frac{v^2}{\sqrt{v^2 + V_c^2 - 2vV_c \cos\theta}} \times \\
& \times \int_{E_1^{k'}}^{E_2^{k'}} \rho_{k'}(E^*) \sqrt{\tilde{E}' + S_n^{k_0} - S_x^{k_0} - E^*} \sigma_{cx}^{k'}(\tilde{E}' + S_n^{k_0} - S_x^{k_0} - E^*) \frac{dE^*}{\sqrt{E^* - S_n^{k_1}}} \times \\
& \times \frac{\Theta(E_2^{k'} - E_1^{k'}) dv d\Omega}{\int_{E_{min}^{k'}}^{E_{max}^{k'}} \rho_{k'}(E^*) (\tilde{E}' + S_n^{k_0} - S_x^{k_0} - E^*) \sigma_{cx}^{k'}(\tilde{E}' + S_n^{k_0} - S_x^{k_0} - E^*) dE^*}, \quad (46)
\end{aligned}$$

где $\rho_{k'}$ - плотность уровней ядра k' ;
 $\sigma_{cx}^{k'}(\tilde{E})$ - сечение захвата ядром k' частицы x , движущейся в системе центра масс с относительной энергией \tilde{E} .

В рамках используемого здесь статистического приближения достаточно считать, что

$$\sigma_{cx}^{k'}(\tilde{E}) = \left(1 - \frac{\beta}{\tilde{E}}\right) \Theta(\tilde{E} - \beta), \quad (47)$$

где β - кулоновский барьер, мЭВ:

$$\beta \approx \frac{Z_{k'} Z_x}{A_{k'}^{1/3} + A_x^{1/3}} \quad (48)$$

при $R = 1,45 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см.

$$E_{min}^{k'} = \max \left\{ S_n^{k_1}; E_{k''}^0 \right\}, \quad (49)$$

где $E_{k''}^0$ - нижняя граница непрерывного спектра ядра k'' .

$$E_{max}^{k'} = \tilde{E}' + S_n^{k_0} - S_x^{k_0} - \beta; \quad (50)$$

$$E_1^{k'} = \max \left\{ E_{min}^{k'}; \Delta_1 - \Delta_2 \right\}; \quad (51)$$

$$E_2^{k'} = \min \left\{ E_{max}^{k'}; \Delta_1 + \Delta_2 \right\}, \quad (51a)$$

$$\text{где } \Delta_1 = \frac{m_n (m_k + m_n)^2}{2} \frac{m_k - m_x}{m_k + m_n - m_x} \left(1 - \frac{m_n m_x}{(m_k + m_n)(m_k - m_x)}\right) \tilde{v}^2 + S_n^{k_1} + \frac{m_n m_x}{m_k (m_k + m_n - m_x)} A; \quad (52)$$

$$\Delta_2 = \frac{(m_k + m_n)(m_k - m_x)}{m_k (m_k + m_n - m_x)} \sqrt{2 \frac{m_n^2 m_x}{m_k (m_k - m_x)}} \tilde{v} \sqrt{A - \frac{m_k + m_n}{m_k} \cdot \frac{m_n}{2} \tilde{v}^2}; \quad (53)$$

$$\text{здесь } A = \tilde{E}' + S_n^{k_0} - S_x^{k_0} - S_n^{k_1}. \quad (54)$$

Входящая в выражение (46) единичная функция определяет область допустимых значений телесных углов при заданных значениях скоростей v и v' . Эта область определяется формулой (36), в которой при вычислении нижнего предела нужно положить

$$E_{k''}^J = \max \left\{ E_{min}^{k'}; \min \left\{ E_{max}^{k'}; \tilde{E}' + S_n^{k_0} - S_x^{k_0} - \frac{m_n m_x}{m_k (m_k + m_n - m_x)} A \right\} \right\}, \quad E_{k''}^I = 0, \quad (55)$$

а при вычислении верхнего предела

$$E_{k''}^J = \min \left\{ E_{max}^{k'}; \max \left\{ E_{min}^{k'}; S_n^{k_1} + \frac{m_n m_x}{m_k (m_k + m_n - m_x)} A \right\} \right\}, \quad E_{k''}^I = 0. \quad (56)$$

Допустимые значения скорости налетающих нейтронов v' при заданном значении скорости вылетающих нейтронов v определяются соответственно неравенствами (37) и (38), причем в неравенстве (37) нужно сделать замену по выражению (55), а в неравенстве (38) — замену по выражению (56). Эти неравенства следует решать при условии, что верхняя граница непрерывного спектра больше или равна его нижней границе, т.е.

$$v' \geq v'_{\min} = \sqrt{\frac{2}{m_n} \cdot \frac{m_k + m_n}{m_k} (S_x^{K_0} - S_n^{K_0} + E_{\min}^{n'} + B)} . \quad (57)$$

В тех случаях, если $S_n^{K'}$ относится к области непрерывного спектра (это обычно всегда имеет место у ядер с $A \geq 20$) и если в системе отсутствуют нейтроны со скоростями, большими чем v'_i , где

$$v'_i = \sqrt{\frac{2}{m_n} \cdot \frac{m_k + m_n}{m_k} \left(S_x^{K_0} - S_n^{K_0} + S_n^{K'} + \frac{m_k(m_k + m_n - m_x)}{m_n m_x} B \right)} , \quad (58)$$

указанные неравенства определяют следующую область допустимых значений скорости v' при заданных значениях скорости v :

$$\frac{1}{\alpha_1} \left[-\frac{m_n}{m_k + m_n} (v - \gamma) + \sqrt{\left(\alpha_1 + \frac{m_n^2}{(m_k + m_n)^2} \right) (v - \gamma)^2 + \alpha_1 \beta} \right] \leq v' \leq v'_i , \quad (59)$$

если

$$\gamma + \sqrt{\frac{m_n^2(m_k + m_n - m_x)}{m_k(m_k + m_n)(m_k - m_x)}} \beta \leq v \leq \frac{m_n}{m_k + m_n} v'_i + \frac{(m_k - m_x)(m_k + m_n)}{m_n m_x} \gamma ; \quad (60)$$

$$v'_{\min} \leq v' \leq v'_i , \quad (61)$$

если

$$|\beta| \leq v \leq \gamma + \sqrt{\frac{m_n^2(m_k + m_n - m_x)}{m_k(m_k + m_n)(m_k - m_x)}} \beta , \quad (62)$$

где

$$\beta = \gamma - \sqrt{\frac{m_n^2(m_k + m_n - m_x)}{m_k(m_k + m_n)(m_k - m_x)}} \beta . \quad (63)$$

Если $v \leq |\beta|$, причем $\beta \geq 0$, то

$$\frac{1}{\alpha_1} \left[-\frac{m_n}{m_k + m_n} (\gamma - v) + \sqrt{\left(\alpha_1 + \frac{m_n^2}{(m_k + m_n)^2} \right) (\gamma - v)^2 + \alpha_1 \beta} \right] \leq v' \leq v'_i . \quad (64)$$

Если же $v \leq |\beta|$, причем $\beta \leq 0$, то

$$\frac{1}{\alpha_1} \left[-\frac{m_n}{m_k + m_n} (v + \gamma) + \sqrt{\left(\alpha_1 + \frac{m_n^2}{(m_k + m_n)^2} \right) (v + \gamma)^2 + \alpha_1 \beta} \right] \leq v' \leq v'_i . \quad (65)$$

В приведенных формулах помимо уже поясненных использованы следующие значения:

$$\alpha_1 = \frac{m_k - m_x}{m_k + m_n - m_x} \cdot \frac{m_k}{m_k + m_n} - \frac{m_n^2}{(m_k + m_n)^2} ; \quad (66)$$

$$\beta = \frac{2}{m_n} \cdot \frac{m_k - m_x}{m_k + m_n - m_x} (S_x^{K_0} - S_n^{K_0} + S_n^{K'} + B) ; \quad (67)$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{2m_x}{(m_k + m_n)(m_k + m_n - m_x)}} B . \quad (68)$$

Реакция (n, xn') с возбуждением непрерывного спектра уровней промежуточного и конечного ядер. В рамках статистического приближения вероятность распада ядра k' , находящегося в состоянии со спином Jk' и энергией возбуждения $E_{Jk'}$, в определенное состояние со спином I_k'' и энергией возбуждения $E_{I_k''}$ ядра k'' , как известно, равна

$$\frac{\sum_{l'n_j n'} T_{n'l'n_j n'}^{Jk'} (E_{Jk'} - S_n^{K'} - E_{I_k''})}{\sum_{\beta l' \beta j \beta I \beta} T_{\beta l' \beta j \beta I \beta}^{Jk'} (E_{Jk'} - S_{\beta}^{K'} - E_{I_k \beta})} , \quad (69)$$

где $T_{\beta\ell j_{\beta} I_{k_{\beta}}} (E_{J_{k'}} - S_{\beta}^{k'} - E_{I_{k_{\beta}}})$ - коэффициент прилипания к ядру k_{β} , находящемуся в состоянии со спином $I_{k_{\beta}}$ и энергией возбуждения $E_{I_{k_{\beta}}}$ частицы β , движущейся с относительной энергией $E_{J_{k'}} - S_{\beta}^{k'} - E_{I_{k_{\beta}}}$ и полными и орбитальными моментами j_{β} и ℓ_{β} .

Из-за сравнительно большой величины кулоновского барьера даже в относительно легких ядрах излучение заряженных частиц, как правило, маловероятно по сравнению с излучением нейтрона, особенно в тех случаях, когда возможно испускание нейтрона с возбуждением непрерывного спектра уровней ядра k'' . Поэтому в наиболее интересных случаях обычно представляется возможным в знаменателе формулы (69) учитывать лишь излучение нейтрона^X. Учитывая далее, что из-за усреднения квантовых эффектов в области непрерывного спектра уровней ядра k'' коэффициенты прилипания нейтронов можно считать не зависящими от спина ядра^{XX}, получаем следующую оценку того, что при распаде указанного выше уровня ядра k' ядро k'' будет иметь энергию из промежутка $(E_{*}^{k''}, E_{*}^{k''} + dE_{*}^{k''})$:

$$\frac{\rho_{k''}(E_{*}^{k''})(E_{J_{k'}} - S_n^{k'} - E_{*}^{k''}) \sigma_{cn}^{k''}(E_{J_{k'}} - S_n^{k'} - E_{*}^{k''}) dE_{*}^{k''}}{\int_0^{E_{J_{k'}} - S_n^{k'}} \rho_{k''}(E_{*}^{k''})(E_{J_{k'}} - S_n^{k'} - E_{*}^{k''}) \sigma_{cn}^{k''}(E_{J_{k'}} - S_n^{k'} - E_{*}^{k''}) dE_{*}^{k''}}, \quad (70)$$

где

$$\sigma_{cn}^{k''}(\tilde{\epsilon}) = \frac{\pi}{2k_{\tilde{\epsilon}}^2} \sum_{\ell n j_n} T_{\ell n j_n}^{k''}(\tilde{\epsilon})(2j_n + 1), \quad (71)$$

здесь $\vec{k}_{\tilde{\epsilon}}$ - волновой вектор нейтрона. Формула (70) получена суммированием по уровням ядра k'' , принадлежащим указанному выше промежутку по энергии возбуждения этого ядра. При этом учтено, что плотность уровней этого ядра со спином $I_{k''}$ равна $(2I_{k''} + 1)\rho_{k''}(E_{*}^{k''})$ и что при заданных значениях $J_{k'}$ и $j_{n'}$

$$\sum_{I_{k''}} (2I_{k''} + 1) = (2J_{k'} + 1)(2j_{n'} + 1). \quad (72)$$

Формула (70) недостаточно точно учитывает излучение нейтрона с возбуждением дискретных уровней ядра k'' . Однако эта неточность из-за высокой плотности уровней ядра k'' в области непрерывного спектра не является существенной, так как при наличии возможности излучения нейтрона с возбуждением непрерывного спектра уровней ядра k'' знаменатель формулы (70) будет фактически определяться только этим процессом.

Оценка выражения (70) не зависит от спина распадающегося состояния ядра k' , поэтому для построения функции рассеяния рассматриваемой реакции в дополнение к полученным выше результатам достаточно лишь знать, с какой вероятностью при захвате ядром k нейтрона, движущегося с относительной энергией \tilde{E}' , ядро k' будет иметь энергию возбуждения из промежутка $(E_{*}^{k'}, E_{*}^{k'} + dE_{*}^{k'})$. Рассуждения, аналогичные описанным выше, но без ограничений, связанных с оценкой знаменателя в формуле (69), которая не нужна, если известно полное сечение рассматриваемой реакции, показывают, что эта вероятность равна

$$C^{-1}(\tilde{E}') \rho_{k'}(E_{*}^{k'}) (\tilde{E}' + S_n^{k_0} - S_k^{k_0} - E_{*}^{k'}) \sigma_{cx}^{k'}(\tilde{E}' + S_n^{k_0} - S_k^{k_0} - E_{*}^{k'}), \quad (73)$$

где $C(\tilde{E}')$ - нормировочный множитель, легко определяемый из условия нормировки функции рассеяния на единицу.

Усредняя функцию рассеяния выражения (35) по распределениям формул (70) и (73) и нормируя ее на единицу, получаем

$$w_{n, xn'}(v'; v\Omega) = \frac{1}{16\pi} \sqrt{\frac{m_n(m_k + m_n)}{m_x(m_k - m_x)}} \frac{(m_k + m_n - m_x)v^2 \theta(E_2^{k'} - E_1^{k'})}{\sqrt{v^2 + V_c^2 - 2vV_c\mu}} \times$$

^X Грубо это эквивалентно условию $\sigma_{n, \alpha \alpha'} \ll \sigma_{n, xn'}$.

^{XX} Согласно оптической модели, обычно используемой для расчета этих коэффициентов, они вообще не зависят от спина ядра.

$$\times \frac{1}{C(E')} \int_{E_1^{K'}}^{E_2^{K'}} dE_*^{K'} \rho_{K'}(E_*^{K'}) \sqrt{\tilde{E}' + S_n^{K_0} - S_x^{K_0} - E_*^{K'}} \sigma_{cx}^{K'}(\tilde{E}' + S_n^{K_0} - S_x^{K_0} - E_*^{K'}) \times$$

$$\times \frac{\int_{E_*^{K''}}^{E_2^{K''}} \rho_{K''}(E_*^{K''}) \sqrt{E_*^{K'} - S_n^{K'} - E_*^{K''}} dE_*^{K''}}{\int_0^{E_*^{K'} - S_n^{K'}} \rho_{K''}(E_*^{K''}) (E_*^{K'} - S_n^{K'} - E_*^{K''}) dE_*^{K''}}, \quad (74)$$

где $C(\tilde{E}') = \int_{E_{min}^{K'}}^{E_{max}^{K'}} dE_*^{K'} \rho_{K'}(E_*^{K'}) (\tilde{E}' + S_n^{K_0} - S_x^{K_0} - E_*^{K'}) \sigma_{cx}^{K'}(\tilde{E}' + S_n^{K_0} - S_x^{K_0} - E_*^{K'}) \times$

$$\times \frac{\int_{E_{min}^{K''}}^{E_{max}^{K''}} \rho_{K''}(E_*^{K''}) (E_*^{K'} - S_n^{K'} - E_*^{K''}) dE_*^{K''}}{\int_0^{E_*^{K'} - S_n^{K'}} \rho_{K''}(E_*^{K''}) (E_*^{K'} - S_n^{K'} - E_*^{K''}) dE_*^{K''}}; \quad (75)$$

здесь $E_{min}^{K''}$ - нижняя граница непрерывного спектра ядра:

$$E_{max}^{K''} = \min \left\{ E_*^{K'} - S_n^{K'}; S_n^{K''} \right\}, \quad (76)$$

где $S_n^{K''}$ - энергия связи нейтрона в ядре k'' ;

$$E_1^{K''} = \max \left\{ E_{min}^{K''}; E_*^{K'} - S_n^{K'} - \frac{m_n(m_k + m_n - m_x)}{2(m_k - m_x)} (\tilde{\nu}_n + \alpha)^2 \right\}, \quad (77)$$

$$E_2^{K''} = \min \left\{ E_{max}^{K''}; E_*^{K'} - S_n^{K'} - \frac{m_n(m_k + m_n - m_x)}{2(m_k - m_x)} (\tilde{\nu}_n - \alpha)^2 \right\}; \quad (78)$$

величина α определена по формуле (29), в которой $E_{K'}^J$ заменено на $E_*^{K'}$. Величина $E_{min}^{K'}$ определена по формуле (49), где $S_n^{K'}$ следует заменить на $S_n^{K'} + E_{min}^{K''}$. Величина $E_{max}^{K'}$ определена по формуле (50). При условии, что в системе присутствуют лишь нейтроны со скоростями, удовлетворяющими неравенству (58), где $S_n^{K'}$ следует заменить на $S_n^{K'} + E_{min}^{K''}$, величина $E_{K'}^J$ определяется по формулам (49), (51), (52)-(54), в которых $S_n^{K'}$ заменяют на $S_n^{K'} + E_{min}^{K''}$, а

$$E_2^{K'} = \begin{cases} E_{max}^{K'}, & \text{если } E_{max}^{K'} \leq E_\alpha^{K'}, \\ \tilde{\Delta}_1 + \tilde{\Delta}_2, & \text{если } E_{max}^{K'} \geq E_\alpha^{K'}, \end{cases} \quad (79)$$

где

$$E_\alpha^{K'} = S_n^{K'} + S_n^{K''} + \frac{m_n}{2} \cdot \frac{m_k + m_n - m_x}{m_k - m_x} (\tilde{\nu} + \gamma)^2. \quad (80)$$

Величины $\tilde{\Delta}_1$ и $\tilde{\Delta}_2$ определены по формулам (52)-(54), где $S_n^{K'}$ заменено на $S_n^{K'} + S_n^{K''}$.

Практически не уменьшая общности, можно считать также, что

$$E_{min}^{K'} \leq S_n^{K'} + S_n^{K''} + \frac{m_n m_x}{(m_k + m_n)(m_k - m_x)} B. \quad (81)$$

Тогда область допустимых телесных углов налетающих нейтронов при заданных значениях скоростей v и v' будет определяться формулой (36), в которой при вычислении нижнего предела по μ следует считать

$$E_{\kappa'}^J = E_{\max}^{\kappa'}; \quad E_{\kappa''}^I = 0, \quad (82)$$

а при вычислении верхнего предела -

$$E_{\kappa'}^J = \min \left\{ E_{\max}^{\kappa'}; \quad S_n^{\kappa'} + E_{\min}^{\kappa''} + \frac{m_n m_x}{m_{\kappa} (m_{\kappa} + m_n - m_x)} A \right\}; \quad E_{\kappa''}^I = 0, \quad (83)$$

где величина A определяется по формуле (54), в которой $S_n^{\kappa'}$ заменено на $S_n^{\kappa'} + E_{\min}^{\kappa''}$. Фактически аналогичной (с учетом замены $S_n^{\kappa'}$ на $S_n^{\kappa'} + E_{\min}^{\kappa''}$) была область допустимых углов и в задаче, рассмотренной в предыдущем разделе. Поэтому в данной задаче, как и в предыдущем случае, область допустимых значений скорости v' при заданном значении скорости v будет определяться формулами (57)-(68), где, как уже неоднократно отмечалось, под $S_n^{\kappa'}$ следует понимать величину $S_n^{\kappa'} + E_{\min}^{\kappa''}$.

Реакция $(n, 2n)$

Для такой реакции функция рассеяния записывается в виде суммы двух слагаемых

$$w_{n,2n}^{\kappa}(v'; v, \Omega) = w_{n,2n,n_1}^{\kappa}(v'; v, \Omega) + w_{n,2n,n_2}^{\kappa}(v'; v, \Omega), \quad (84)$$

первое из которых описывает излучение первого нейтрона, а второе - излучение второго нейтрона. В соответствии с этим первое слагаемое в функции рассеяния оказывается фактически эквивалентным функции рассеяния для (n, n') -реакции, а второе - аналогичным функции рассеяния нейтрона в (n, n') -реакции.

В связи с тем, что $(n, 2n)$ -реакция является существенной для сравнительно тяжелых ядер, плотность уровней у которых велика даже при сравнительно небольших энергиях возбуждения, в дальнейшем ограничимся случаем возбуждения непрерывного спектра ядра-остатка (совпадает с ядром-мишенью) после вылета первого нейтрона.

Важное отличие функции рассеяния нейтронов в $(n, 2n')$ -реакции от функции рассеяния нейтрона в (n, n') - и (n, n') -реакциях связано с необходимостью учета конкуренции процесса деления ядра-остатка после вылета первого нейтрона с испусканием второго нейтрона. Учет этой конкуренции осуществляется добавлением в знаменатель формулы (70) слагаемого $\pi \hbar^2 T_f^{J_{\kappa}}(E_{\kappa}^J) / (4m_n)$, где $T_f^{J_{\kappa}}(E_{\kappa}^J)$ - коэффициент проницаемости, соответствующий реакции деления ядра k , находящегося в состоянии с моментом J_{κ} и энергией возбуждения E_{κ}^J . Эта величина определяется числом открытых каналов деления, т.е. числом переходных состояний с заданным J_{κ} над барьером. Поэтому при достаточно больших энергиях возбуждения [случай, когда (n, n') -реакция эффективно конкурирует с $(n, 2n)$ -реакцией] представляется разумным считать, что

$$T_f^{J_{\kappa}}(E_{\kappa}^J) = (2J_{\kappa} + 1) T_f(E_{\kappa}^J), \quad (85)$$

где $T_f(E_{\kappa}^J)$ - некоторая средняя делительная ширина ядра k , имеющего энергию возбуждения E_{κ}^J . Примерную оценку этой величины можно получить следующим образом. Сечение деления ядра k' без предварительного испускания нейтрона, на которое падает нейтрон с относительной энергией $\tilde{\epsilon}$, равно

$$\sigma_{nf}^{\kappa'}(\tilde{\epsilon}) = \frac{\pi}{k_{\tilde{\epsilon}}^2 2(2I_{\kappa'} + 1)} \sum_{J_{\kappa} \ell_j} (2J_{\kappa} + 1) T_{n\ell_j I_{\kappa'}}^{J_{\kappa}} \frac{T_f^{J_{\kappa}}(\tilde{\epsilon} + S_n^{\kappa})}{\sum_{\ell_j' I_{\kappa'}} T_{n\ell_j' I_{\kappa'}}^{J_{\kappa}} + T_f^{J_{\kappa}}(\tilde{\epsilon} + S_n^{\kappa})}. \quad (86)$$

Пренебрегая зависимостью нейтронного коэффициента прилипания от спина ядра-мишени и используя формулу (85), получаем

$$\sigma_{nf}^{K'} = \frac{\sigma_{cn}^{K'}(\tilde{\epsilon}) T_f(S_n^K + \tilde{\epsilon})}{4m_n \cdot \frac{m_{K'} + m_n}{\pi \hbar^2} \int_0^{\tilde{\epsilon}} \rho_{K'}(E_*^{K'}) (\tilde{\epsilon} - E_*^{K'}) \sigma_{cn}^{K'}(\tilde{\epsilon} - E_*^{K'}) dE_*^{K'} + T_f(S_n^K + \tilde{\epsilon})}, \quad (87)$$

откуда

$$T_f(S_n^K + \tilde{\epsilon}) = \frac{\sigma_{nf}^{K'}(\tilde{\epsilon})}{\sigma_{cn}^{K'}(\tilde{\epsilon}) - \sigma_{nf}^{K'}(\tilde{\epsilon})} \cdot \frac{4m_n}{\pi \hbar^2} \cdot \frac{m_{K'} + m_n}{m_{K'}} \int_0^{\tilde{\epsilon}} \rho_{K'}(E_*^{K'}) (\tilde{\epsilon} - E_*^{K'}) \sigma_{cn}^{K'}(\tilde{\epsilon} - E_*^{K'}) dE_*^{K'}. \quad (88)$$

В пределах этих приближений функция рассеяния первого нейтрона, вылетевшего в $(n, 2n)$ -реакции, $w_{n,2n;n_1}^K(v'; v, \Omega)$ будет описываться формулой, аналогичной (19),

$$w_{n,2n;n_1}^K(v'; v, \Omega) = \left(\frac{m_n(m_K + m_n)}{m_K} \right)^{3/2} \frac{\sqrt{\tilde{\epsilon}} v^2}{4\pi \sqrt{2}} \Theta(\tilde{\epsilon} + E_{max}^K - \tilde{E}') \Theta(\tilde{E}' - E_{min}^K - \tilde{\epsilon}) \times$$

$$\times \left(1 - \frac{\sigma_{nf}^{K'}(\tilde{E}' - S_n^K - \tilde{\epsilon})}{\sigma_{cn}^{K'}(\tilde{E}' - S_n^K - \tilde{\epsilon})} \right) \frac{\sigma_{cn}^K(\tilde{\epsilon}) \rho_K(\tilde{E}' - \tilde{\epsilon}) \int_0^{E_{max}^{K'}} \rho_{K'}(E_*^{K'}) (\tilde{E}' - S_n^K - \tilde{\epsilon} - E_*^{K'}) \sigma_{cn}^{K'}(\tilde{E}' - S_n^K - \tilde{\epsilon} - E_*^{K'}) dE_*^{K'}}{\tilde{E}' - S_n^K - \tilde{\epsilon} C(\tilde{E}') \int_0^{E_{max}^{K'}} \rho_{K'}(E_*^{K'}) (\tilde{E}' - S_n^K - \tilde{\epsilon} - E_*^{K'}) \sigma_{cn}^{K'}(\tilde{E}' - S_n^K - \tilde{\epsilon} - E_*^{K'}) dE_*^{K'}} ,$$

где

$$C(\tilde{E}') = \int_{S_n^K}^{\tilde{E}'} dE_*^K \rho_K(E_*^K) \cdot (\tilde{E}' - E_*^K) \sigma_{cn}^K(\tilde{E}' - E_*^K) \left(1 - \frac{\sigma_{nf}^{K'}(E_*^K - S_n^K)}{\sigma_{cn}^{K'}(E_*^K - S_n^K)} \right) \times$$

$$\times \frac{\int_0^{\min\{E_*^K - S_n^K; S_n^{K'}; B_f^{K'}\}} \rho_{K'}(E_*^{K'}) (E_*^K - S_n^K - E_*^{K'}) \sigma_{cn}^{K'}(E_*^K - S_n^K - E_*^{K'}) dE_*^{K'}}{\int_0^{E_*^K - S_n^K} \rho_{K'}(E_*^{K'}) (E_*^K - S_n^K - E_*^{K'}) \sigma_{cn}^{K'}(E_*^K - S_n^K - E_*^{K'}) dE_*^{K'}} , \quad (89)$$

$$E_{max}^{K'} = \min\{\tilde{E}' - S_n^K - \tilde{\epsilon}; S_n^{K'}; B_f^{K'}\}; E_{min}^K = S_n^K; E_{min}^* = \tilde{E}'. \quad (90)$$

Области допустимых углов μ и скоростей v' определяются соотношениями (21) и (22) соответственно.

Реакция $(n, 2n)$, идущая с возбуждением непрерывного спектра уровней в промежуточном и конечном ядрах. Отличие функции рассеяния второго нейтрона от описанной выше формулами (69)–(83) функции рассеяния нейтрона в (n, xn') -реакции связано с заменой массы частицы x на массу нейтрона, отсутствием кулоновского барьера для вылета нейтронов и учетом конкуренции деления с вылетом второго нейтрона. В соответствии с этим формулы (69)–(83) можно переписать в виде

$$w_{n_1 2n_2; n_2}^K(v'; v, \Omega) = \frac{m_K \sqrt{\frac{m_K + m_n}{m_K - m_n}}}{16\pi} \cdot \frac{v^2 \Theta(E_2^K - E_1^K)}{\sqrt{v^2 + V_c^2 - 2vV_c} \mu} \times$$

$$\times \frac{1}{C(\tilde{E}')} \int_{E_1^K}^{E_2^K} dE_*^K \rho_K(E_*^K) \sqrt{\tilde{E}' - E_*^K} \sigma_{cn}^K(\tilde{E}' - E_*^K) \left(1 - \frac{\sigma_{nf}^{K'}(E_*^K - S_n^K)}{\sigma_{cn}^{K'}(E_*^K - S_n^K)} \right) \times$$

$$\times \frac{\int_{E_1^{K'}}^{E_2^{K'}} \rho_{K'}(E_*^{K'}) \sqrt{E_*^K - S_n^K - E_*^{K'}} \sigma_{cn}^{K'}(E_*^K - S_n^K - E_*^{K'}) dE_*^{K'}}{E_*^K - S_n^K \int_0^{E_*^K - S_n^K} \rho_{K'}(E_*^{K'}) (E_*^K - S_n^K - E_*^{K'}) \sigma_{cn}^{K'}(E_*^K - S_n^K - E_*^{K'}) dE_*^{K'}} , \quad (91)$$

где
$$E_1^{K'} = \max \left\{ 0; E_*^K - S_n^K - \frac{m_n m_K}{2(m_K - m_n)} (\tilde{v} + \alpha)^2 \right\}, \quad (92)$$

$$E_2^{K'} = \min \left\{ M^{K'}; E_*^K - S_n^K - \frac{m_n m_K}{2(m_K - m_n)} (\tilde{v} - \alpha)^2 \right\}; \quad (93)$$

здесь $M^{K'} = \min \left\{ S_n^{K'}, E_f^{K'} \right\}$.

Величина α определена по формуле (29), в которой m_x и $E_{K'}^J$ заменены на m_n и E_*^K соответственно. E_{\min}^K и E_{\max}^K равны соответственно S_n^K и \tilde{E}' . Нижний предел E_1^K определяется выражением

$$E_1^K = \Delta_1 - \Delta_2, \quad (94)$$

где Δ_1 и Δ_2 определяются формулами (52) и (53) с заменой m_x на m_n . Верхний предел E_2^K принимает следующие значения:

$$E_2^K = \begin{cases} \Delta_1 + \Delta_2, & \text{если } E_{\max}^K \leq S_n^K + \frac{m_n m_K}{2(m_K - m_n)} \tilde{v}^2, \\ E_{\max}^K, & \text{если } S_n^K + \frac{m_n m_K}{2(m_K - m_n)} \tilde{v}^2 \leq E_{\max}^K \leq S_n^K + M^{K'} + \frac{m_n m_K \tilde{v}^2}{2(m_K - m_n)}, \\ \tilde{\Delta}_1 + \tilde{\Delta}_2, & \text{если } S_n^K + M^{K'} + \frac{m_n m_K}{2(m_K - m_n)} \tilde{v}^2 \leq E_{\max}^K. \end{cases} \quad (95)$$

Величины $\tilde{\Delta}_1$ и $\tilde{\Delta}_2$ отличаются от Δ_1 и Δ_2 заменой $S_n^{K'}$ на $S_n^K + M^{K'}$.

Область допустимых значений углов при фиксированных значениях скоростей v и v' определяется ограничениями в выражении (95) и равна

$$-1 \leq \mu \leq \min \left\{ 1; \frac{v^2 + V_c^2 - 2 \frac{(m_K - m_n)}{m_n m_K} A}{2vV_c} \right\}; \quad (96)$$

$$\max \left\{ -1; \frac{v^2 + V_c^2 - 2 \frac{m_K - m_n}{m_n m_K} A}{2vV_c} \right\} \leq \mu \leq \min \left\{ 1; \frac{v^2 + V_c^2 - 2 \frac{m_K - m_n}{m_n m_K} \tilde{A}}{2vV_c} \right\}; \quad (96a)$$

$$\max \left\{ -1; \frac{v^2 + V_c^2 - 2 \frac{m_K - m_n}{m_n m_K} \tilde{A}}{2vV_c} \right\} \leq \mu \leq 1 \quad (96b)$$

соответственно для первого, второго и третьего случаев.

В соответствии с выражениями (96) область допустимых значений v' при заданном значении v равна соответственно

$$v' \leq \frac{(m_K + m_n)m_n}{m_K^2 - 2m_n^2} \left[v + \sqrt{v^2 + 2 \frac{(m_K - m_n)(m_K^2 - 2m_n^2)}{m_K m_n^3} \left(S_n^K + \frac{m_n m_K}{2(m_K - m_n)} v^2 \right)} \right]; \quad (97)$$

$$\begin{aligned} \frac{(m_K + m_n)m_n}{m_K^2 - 2m_n^2} \left[-v + \sqrt{v^2 + 2 \frac{(m_K - m_n)(m_K^2 - 2m_n^2)}{m_K m_n^3} \left(S_n^K + \frac{m_n m_K}{2(m_K - m_n)} v^2 \right)} \right] &\leq \\ &\leq \frac{(m_K + m_n)m_n}{m_K^2 - 2m_n^2} \left[v + \sqrt{v^2 + 2 \frac{(m_K - m_n)(m_K^2 - 2m_n^2)}{m_K m_n^3} \left(S_n^K + S_n^{K'} + \frac{m_n m_K}{2(m_K - m_n)} v^2 \right)} \right]; \end{aligned} \quad (97a)$$

$$v' \geq \frac{(m_K + m_n)m_n}{m_n^2 - 2m_n^2} \left[-v + \sqrt{v^2 + 2 \frac{(m_K - m_n)(m_K^2 - 2m_n^2)}{m_K m_n^3} \left(S_n^K + S_n^{K'} + \frac{m_n m_K}{2(m_K - m_n)} v^2 \right)} \right]. \quad (97b)$$

Реакция $(n, 2n)$, идущая с возбуждением непрерывного спектра уровней промежуточного ядра и только в основное состояние конечного ядра. Этот случай может представлять интерес при взаимодействии нейтронов с легкими и средними ядрами, в которых первое возбужденное состояние конечного ядра находится сравнительно высоко и распад промежуточного ядра происходит только испусканием нейтронов. В этом случае отличие функции рассеяния второго нейтрона от описанной выше в формулах (46)–(68) функции рассеяния нейтрона в $(n, \alpha n')$ -реакции связано с заменой массы частицы α на массу нейтрона и отсутствием кулоновского барьера для вылета нейтрона. В соответствии с этим формулы (46)–(68) можно переписать в виде

$$\omega_{n,2n;n_2}^K(v'; v, \Omega) = \frac{m_K}{46\pi} \sqrt{\frac{m_K + m_n}{m_K - m_n}} \frac{v^2 \theta(E_2^K - E_1^K)}{\sqrt{v^2 + V_c^2 - 2vV_c\mu}} \times$$

$$\times \frac{\int_{E_1^K}^{E_2^K} \rho_K(E_*^K) \sqrt{\tilde{E}' - E_*^K} \sigma_{cn}(\tilde{E}' - E_*^K) \frac{dE_*^K}{\sqrt{E_*^K - S_n^K}}}{\int_{E_{min}^K}^{E_{max}^K} \rho_K(E_*^K) (\tilde{E}' - E_*^K) \sigma_{cn}(\tilde{E}' - E_*^K) dE_*^K} \quad (98)$$

Пределы интегрирования определены следующим образом. $E_{min}^K = S_n^K$; $E_{max}^K = \tilde{E}'$; E_1^K и E_2^K описываются формулами (51) – (54). Область допустимых значений телесных углов определяется с использованием выражений (55) и (56), которые в этом случае упрощаются и примут вид при вычислении нижнего предела

$$E_K^J = \left(1 - \frac{m_n^2}{m_K^2}\right) \tilde{E}' + \frac{m_n^2}{m_K^2} S_n^K, \quad (99)$$

а при вычислении верхнего предела –

$$E_K^J = \frac{m_n^2}{m_K^2} \tilde{E}' + \left(1 - \frac{m_n^2}{m_K^2}\right) S_n^K. \quad (100)$$

Допустимые значения скорости налетающих нейтронов v' при заданном значении скорости вылетающих нейтронов v определяются неравенствами (37) и (38). Причем в неравенстве (37) нужно сделать замену по формуле (99), а в неравенстве (38) – замену по выражению (100). Эти неравенства должны решаться при условии $E_{max}^K \geq E_{min}^K$. Найденная таким образом область значений v' при данном значении v определяется соотношением

$$v' \leq -\frac{m_n}{m_K - m_n} v + \frac{m_K}{m_K - m_n} \sqrt{v^2 + 2 \frac{m_K - m_n}{m_K m_n} S_n^K}. \quad (101)$$

Функция рассеяния первого нейтрона в рассматриваемой реакции будет определяться формулой (19), где следует положить

$$E_{min}^* = S_n^K, \quad E_{max}^* = \tilde{E}'. \quad (102)$$

Допустимые значения телесных углов и скоростей налетающих нейтронов v' при заданном значении скорости вылетающих нейтронов v определяются соответственно формулами (21) и (22).

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Марчук Г.И., Лебедев В.И. Численные методы в теории переноса нейтронов. М., Атомиздат, 1971.
2. Wu Ta-You, Avkin I. - "Phys.Rev.", 1948, v.73, p.986.
3. Pearlstein S. - "NSE", 1972, v.49, p.162.
4. Кравцов В.А. Массы атомов и энергии связи ядер. М., Атомиздат, 1965.
5. Gilbert A., Samergon A. - "Can.J.Phys.", 1965, v.43, p.1446.

РАСЧЕТ НЕЗАВИСИМЫХ ВЫХОДОВ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ "СТАБИЛЬНЫХ ОСТОВОВ"

Н.Г.Волков, В.М.Емельянов, Ю.Л.Калачев,
А.Б.Колдобский, В.М.Колобашкин, В.П.Крайнов

THE CALCULATIONS OF NUCLEAR CHARGE DISTRIBUTIONS IN THE MODEL OF TWO IMPENDING FISSION FRAGMENTS. The calculated nuclear charge distributions of fission fragments are presented. A model of two impending fragments has been used. The calculated parameters of independent yield distributions are in a good agreement with the experimental results, which are obtained by the X-ray radiation method for fission fragments.

Процессу формирования нуклонного остова осколков деления посвящено значительное число исследований. Рассматриваемое при этом зарядовое распределение осколочных нуклидов обычно характеризуется параметрами Z_p (изобарное зарядовое распределение) или A_p (изотопное зарядовое распределение), отвечающими положению центра распределения, и соответствующими дисперсиями.

Модель "стабильных остовов" [1,2] является в настоящее время одной из наиболее перспективных для расчета независимых выходов осколков деления [3]. Ее основой является допущение, что на определенной стадии процесса деления из числа нуклонов компаунд-ядра формируются два остова с зарядами $Z^{(1)}$ и $Z^{(2)} = Z_c - Z^{(1)}$ (Z_c - заряд компаунд-ядра) и числами нейтронов $N_S^{(1)}$ и $N_S^{(2)}$, соответствующими наиболее β -стабильным состояниям для данного Z . Оставшиеся $N_{ст} = N_c - N_S^{(1)} - N_S^{(2)}$ нейтронов (N_c - число нейтронов компаунд-ядра) распределяются между остовами статистически согласно "упорядочно-беспорядочному" закону распределения [1,2] (рис.1):

$$P[N^{(1)}] = \frac{\left[\frac{N_{ст}!}{N^{(1)}!(N_{ст}-N^{(1)})!} \right]^2 \exp \left[-\frac{W(N^{(1)})}{kT(N^{(1)})} \right]}{\sum_{N^{(1)}=0}^{N_{ст}} \left\{ \left[\frac{N_{ст}!}{N^{(1)}!(N_{ст}-N^{(1)})!} \right]^2 \exp \left[-\frac{W(N^{(1)})}{kT(N^{(1)})} \right] \right\}}, \quad (1)$$

где $N^{(1)}$ - число нейтронов, присоединившихся к остову ($Z^{(1)}$, $N_S^{(1)}$), при этом образуется осколок ($Z^{(1)}$, $N_S^{(1)} + N^{(1)}$);

$W(N^{(1)})$ - свободная энергия осколка;

k - постоянная Больцмана.

После упрощений, связанных со статистическим приближением, из выражения (1) получаем

$$P[N^{(1)}] = \frac{\left[\frac{N_{ст}!}{N^{(1)}!(N_{ст}-N^{(1)})!} \right]^2 \exp \left(\sum_{m=1}^{N^{(1)}} \frac{1}{m} + \sum_{m=1}^{N_{ст}-N^{(1)}} \frac{1}{m} + 1,154 \right)}{\sum_{N^{(1)}=0}^{N_{ст}} \left\{ \left[\frac{N_{ст}!}{N^{(1)}!(N_{ст}-N^{(1)})!} \right]^2 \exp \left(\sum_{m=1}^{N^{(1)}} \frac{1}{m} + \sum_{m=1}^{N_{ст}-N^{(1)}} \frac{1}{m} + 1,154 \right) \right\}}. \quad (2)$$

Таким образом, поставленная задача решается в два этапа:

1) рассчитывается нуклонный состав β -стабильных остовов и определяются, на основе результатов этих расчетов, значения A_p - центров изотопного зарядового распределения для легкого и тяжелого осколков;

2) рассчитываются, согласно выражению (2), выходы осколков деления и определяются дисперсии распределения.

Вычисление значений параметров A_p сводится к корректному расчету энергий связи ядер-остовов. В работе [1] для этой цели использовалась полуэмпирическая формула Леви [4]. Однако ее применение в данном случае может явиться источником возникновения существенных ошибок при вычислении A_p по следующим причинам:

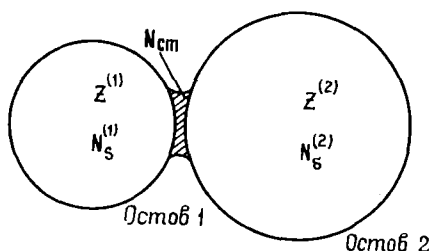


Рис. I. Схема модели стабильных остовов

а) эмпирические параметры обсуждаемой формулы подобраны для сферических ядер, поэтому зависимость нуклонного состава остовов от их возможной деформации игнорируется. Если в отношении тяжелого остова такое допущение до известной степени оправдано [5], то для легкого остова оно выглядит необоснованным;

б) формулой Леви не учитывается возможное возбуждение остовов. Между тем оно, как показывают данные расчеты, весьма значительно уже при "тепловом" делении тяжелых ядер и возрастает при увеличении энергии делящихся нейтронов;

в) в настоящее время общепризнано, что распределение масс и зарядов при делении тесно связано с оболочечной структурой осколочных нуклидов. В то же время расчеты энергий связи ядер по формуле Леви обнаруживают наибольшее отклонение от экспериментальных значений именно в областях масс ядер, соответствующих заполненным нуклонным оболочкам [6].

Настоящая работа, являющаяся продолжением исследований авторов, описанных в работе [2], сочетает использование модели стабильных остовов для исследования независимых выходов с расчетом нуклонного состава остовов по макро-микроскопической формуле масс. Эта формула, описывающая оболочечные эффекты в ядрах в виде "поправки" к капельной части [7-9], в настоящее время является, по-видимому, наиболее корректной для расчета энергий связи ядер и позволяет в обсуждаемой постановке задачи учитывать влияние структурных эффектов, деформации и возбуждения остовов на значения параметров A_p .

Основные расчетные соотношения для вычисления энергий связи выбраны в соответствии с работами [10-12]. Схема однонуклонных энергетических уровней, необходимых для расчета оболочечных поправок, взята из работы [13]. Возбуждение остовов учитывается по статистической концепции процесса деления введением ядерной температуры [14].

Поскольку исходная модель не определяет высоты потенциального барьера деления на стадии формирования остовов, в данной работе применялись вычислительные схемы, самосогласованные по барьеру и температуре.

Согласно статистической модели

$$T = \left(20 \frac{E^* - E_\delta}{A_c} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где E^* и A_c - энергия возбуждения и масса компаунд-ядра соответственно;

E_δ - барьер деления на стадии формирования остовов. Значение температуры, полученное из уравнения (3), используется для расчета энергий связи остовов с дальнейшей максимизацией по нуклонному составу и деформации.

Далее, имея в виду, что

$$E_\delta = E_{сб}^{(1)} + E_{сб}^{(2)} - E_{кул} + \epsilon_N N_{ст}, \quad (4)$$

где $E_{кул}$ - кулоновская энергия взаимодействия остовов; ϵ_N - средняя энергия связи нейтронов в шейке (взяты в соответствии с работой [6]), сравниваются значения $E_\delta(T_0)$, полученные по соотношениям (3) и (4), и в случае несовпадения этих значений указанная процедура повторяется для другого значения T_1 . Условие самосогласования считается выполненным при некоторой E , так что справедливо соотношение

$$\left| E_\delta(T_{согл}, \text{соотношение (3)}) - E_\delta(T_{согл}, \text{соотношение (4)}) \right| < \xi \quad (5)$$

(принималось $\xi = 0,04$ МэВ).

Таким образом, искомыми $N_S^{(1)}$ и $N_S^{(2)}$ являются их значения, соответствующие, наряду с определенными параметрами деформации, наибольшей β -стабильности при $T = T_{\text{созл}}$.

Кулоновская энергия $E_{\text{кул}}$ вычислялась по формулам, приведенным в работе [15] с учетом поляризации заряда в остовах [16].

Расчет параметра A_p производится в следующей последовательности:

1. Для остова с выбранным Z вычислялись значения энергии связи в интервале

$$[N_S](0) - 4 < [N_S](0) < [N_S](0) + 4 \quad (6)$$

около начального приближения $[N_S](0)$, выбираемого в соответствии с принципом максимума энергии связи по данным работы [6]. Изобарическая кривая энергий связи аппроксимируется параболой, построенной по девяти точкам. Затем для набора i изобарических парабол при значениях масс ядер в интервале (6) определено

$$\Delta E_i = [E_{\text{сб}}]_i(Z, A_i) - [E_{\text{сб}}^{(\text{max})}]_i; \quad i = 1, 2, \dots, 9. \quad (7)$$

Здесь $[E_{\text{сб}}^{(\text{max})}]_i$ - ордината максимума i -й параболы (рис.2).

2. Полученный набор значений величины ΔE аппроксимировался параболой с использованием метода наименьших квадратов. Положение максимума параболы соответствует значению величины $A'_p = Z + N_S(Z)$ (рис.3). (Рис.2 и 3 носят иллюстративный характер)

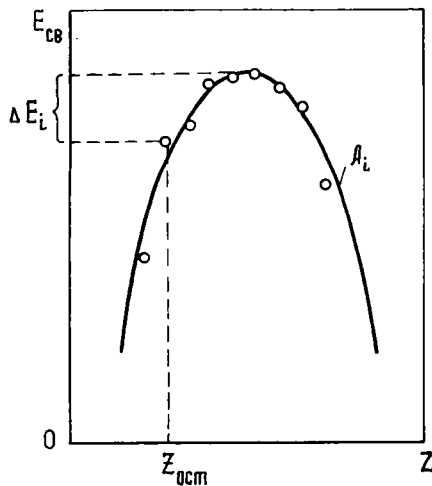


Рис.2. Определение величины ΔE_i

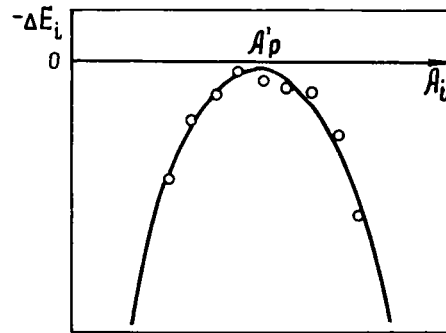


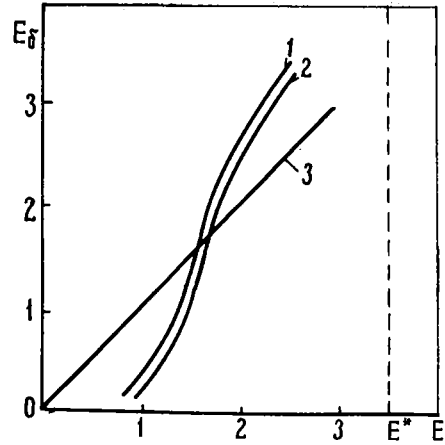
Рис.3. Определение величины A_p

Описанная процедура расчета параметра A_p позволяет определить его как функцию лишь нуклонного состава остовов. Применять ее для изучения зависимости значений A_p от деформаций остовов нецелесообразно, так как при этом в рассмотрение задачи должны вводиться многомерные поверхности энергетических характеристик системы. Нахождение экстремальных точек этих поверхностей представляет довольно громоздкую вычислительную задачу, требующую значительных затрат машинного времени при расчете на ЭВМ.

Для использования зависимости параметров A'_p от деформаций остовов исследуем процедуру согласования рассматриваемой системы по барьеру и температуре, которая качественно (в произвольном масштабе) изображена на рис.4. Здесь существенным является то обстоятельство, что функция траектории согласования в данных координатах для всех рассмотренных остовов имеет положительную первую производную. Это означает, что более устойчивой системе, т.е. системе с меньшей потенциальной энергией, отвечает меньшее согласованное значение энергии барьера, которое соответствует точке пересечения траектории согласования с прямой $y = x$ на рис.4. Поскольку меньшее значение энергии барьера, согласно соотношению (3), соответствует большей температуре, можно сделать вывод, что в рассматриваемой модели процесса деления принцип минимальной потенциальной энергии и максимальной энергии возбуждения физически тождественны. Исходя из этого, проводили оптимизацию значений параметра A_p по деформациям.

Рис.4. Условие самосогласования системы по барьеру и температуре при различных значениях величины E_δ :

----- значение $E_\delta = E^*$, которое является физическим ограничением траекторий согласования (при $E_\delta > E^*$ выражение (3) становится минимом); 1 и 2 - траектории согласования; 3 - условие согласования



3. Поскольку распределение (2) существенно целочисленное, значения параметров $A_p^{(1)}$ и $A_p^{(2)}$ округляются до ближайших целых $A_p^{(1)}$ и $A_p^{(2)}$, затем определяется величина

$$N_{ст} = N_c - A_p^{(1)} - A_p^{(2)} . \quad (8)$$

Центральное значение распределения (2) соответствует $N_{ст}/2$, поэтому

$$A_p^{(1)} = A_p^{(1)} + \frac{N_{ст}}{2} ; \quad (9)$$

$$A_p^{(2)} = A_p^{(2)} + \frac{N_{ст}}{2} . \quad (10)$$

Необходимо отметить, что в описанную выше вычислительную процедуру не введено условие сохранения массы осколков:

$$A_p^{(1)} + A_p^{(2)} = A_c . \quad (11)$$

Поэтому при расчете значений $A_p^{(1)}$ и $A_p^{(2)}$ это условие может и не выполняться.

Описанная вычислительная схема содержит лишь один свободный параметр, специфический для рассмотрения именно процесса деления. Этим параметром является расстояние между поверхностями остовов - толщина шейки d , используемая для расчета кулоновского взаимодействия остовов.

В работе [15] при расчете изобарного зарядового распределения параметр d принимается равным 1,4-1,6 ферми. Там же утверждается, что при вариации значений d в пределах 0-2 ферми изменение параметров зарядового распределения незначительно. Подобная устойчивость объясняется следующим: суммарная потенциальная энергия системы, рассчитанная в работе [15], никак не соотносится с энергетическими характеристиками исходного компаунд-ядра. Положение, однако, резко меняется, если такая связь существует, как это и имеет место в данной работе при выполнении самосогласованных вычислений величин E_δ и T . Поскольку изменение параметра d влияет на кулоновскую энергию взаимодействия остовов, условие самосогласования (5) нарушается, и согласованным по E_δ является уже иное значение T , что ведет к изменению энергий связи обоих остовов. Модель становится критичной к выбору толщины шейки, поэтому необходимы "калибровочные" расчеты, целью которых является оценка оптимального значения параметра d .

В данной работе указанные расчеты были проведены для пары взаимно-дополнительных осколочных элементов Xe - Sz. Значения параметров $A_p^{(1)}$ и $A_p^{(2)}$, вычисленные при различных значениях d , сравнивались с результатами экспериментальных исследований, приведенными в работе [17]. Расчеты проводились для следующих деформаций остовов: $\delta^{(1)} = 0,05$; $\delta^{(2)} = 0$ (здесь и далее индекс (1) соответствует легкому остову).

Результаты расчетов представлены на рис.5. Как видно из рисунка, отклонение значений параметра A_p тяжелого осколка от его экспериментального значения как функция толщины шейки в области совпадения с экспериментом обладает значительным углом наклона к оси абсцисс. Аналогичная функция для легкого осколка в этой области довольно слабо зависит от толщины

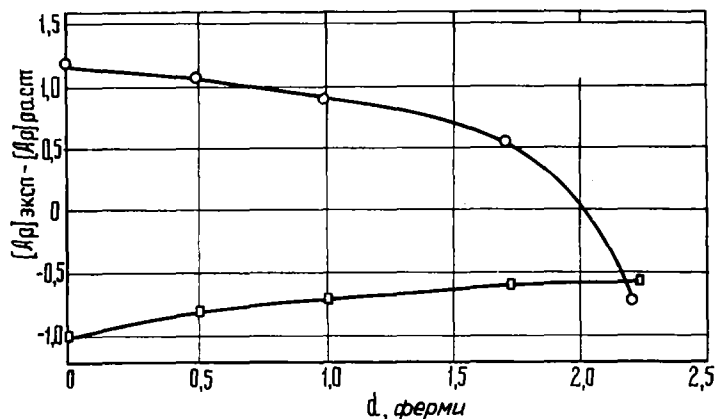


Рис.5. Определение расстояния между остовами α :
 ○ - тяжелый остов;
 □ - легкий остов

шейки (достигнуть совпадения значения параметра A_p с его экспериментальной величиной для легкого осколка в физической области не представляется возможным). Поэтому значение параметра d определялось функцией отклонения для тяжелого осколка и было принято равным 2,0 ферми. Предполагалось, что при вариации параметров деформаций остовов, а также при выборе для "калибровочных" расчетов иных изотопных пар оптимальная величина толщины шейки существенным образом не изменится.

При проведении расчетов было сделано допущение о сферичности тяжелого остова. Обоснование такого предположения содержится в ряде работ [5] и базируется на близости тяжелых осколков деления по нуклонному составу к магическим ядрам.

Результаты исследований изотопного зарядового распределения для трех пар взаимно-дополнительных элементов (Sr - Xe, Kr - Ba, Y - I) при различных значениях параметра деформации легкого остова приведены в табл.1-3. Используя принцип наименьшей энергии барьера, в качестве окончательных для каждой пары следует выбрать значения параметров A_p и $N_{ст}$, отмеченных в табл.1-3 знаком х.

Таблица 1

Расчет изотопного зарядового распределения для пары Sr-Xe

$\delta^{(1)}$	T, МэВ	E_δ , МэВ	$A_p^{(1)}$	$A_p^{(1)}$	$A_p^{(2)}$	$A_p^{(2)}$	$N_{ст}$	σ
0	1,17	-9,60	87,32	95,82	131,65	140,15	17	1,29
0,05	1,13	-8,54	86,86	95,36	132,11	140,61	17	1,29
0,10	1,17	-9,54	87,32	95,82	131,65	140,15	17	1,29
0,15	1,18	-9,74	87,24	95,74	131,66	140,16	17	1,29
0,20 ^x	1,20	-10,40	88,22	96,22	131,63	139,63	16	1,25
0,25	1,14	-8,85	87,02	95,52	131,81	140,31	17	1,29

Таблица 2

Расчет зарядового распределения для пары Kr-Ba

$\delta^{(1)}$	T, МэВ	E_δ , МэВ	$A_p^{(1)}$	$A_p^{(1)}$	$A_p^{(2)}$	$A_p^{(2)}$	$N_{ст}$	σ
0	1,09	-7,67	83,12	92,12	135,26	144,26	18	1,33
0,05	1,11	-8,01	82,97	91,97	135,27	144,27	18	1,33
0,10	1,14	-8,86	82,82	91,82	135,27	144,27	18	1,33
0,15	1,18	-9,79	82,67	91,67	135,40	144,40	18	1,33
0,20 ^x	1,19	-10,05	81,90	91,40	135,33	144,33	19	1,36
0,25	1,16	-9,34	82,46	91,96	135,33	144,33	19	1,36

Расчет зарядового распределения для пары Y-I

$\delta^{(1)}$	T, МэВ	E_{δ} , МэВ	$A_P^{(1)}$	$A_P^{(1)}$	$A_P^{(2)}$	$A_P^{(2)}$	N_{CT}	σ
0	1,25	-11,89	89,71	98,71	128,22	137,22	18	1,33
0,05	1,19	-10,86	89,60	98,60	128,26	137,26	18	1,33
0,10	1,22	-10,96	89,65	98,65	128,25	137,25	18	1,33
0,15	1,26	-11,99	89,93	98,93	128,16	137,16	18	1,33
0,20 ^x	1,24	-11,56	90,52	99,02	128,23	136,73	17	1,29
0,25	1,25	-11,89	89,94	98,94	128,23	137,23	18	1,33

Табл.4 иллюстрирует согласие рассчитанных значений параметров зарядового распределения с полученными экспериментально в работе [17]. Из табл.4 видно, что значения параметра A_P хорошо согласуются с экспериментом. Очевидно также, что согласие с экспериментальными результатами величин A_P , полученных для значений параметра деформации легкого остова, не удовлетворяющих критерию наименьшей энергии барьера, хуже, что показывает обоснованность введения этого критерия.

Для удобства сравнения с результатами работы [17] рассчитаны также значения дисперсии изотопных зарядовых распределений для перечисленных пар элементов в предположении, что эти распределения описываются функцией Гаусса:

$$Y_f(Z, A) = [C_A(Z)\pi]^{-1/2} \exp \left\{ -\frac{[A - A_P(Z)]^2}{C_A(Z)} \right\}; \quad (12)$$

$$C_A(Z) = 2 \left[\sigma_A^2(Z) + 1/12 \right]. \quad (13)$$

Таблица 4

Результаты расчета параметров зарядового распределения для взаимно-дополнительных элементов осколочного происхождения при делении ²³⁵U тепловыми нейтронами

Параметр	Sr-Xe	Kr-Ba	Y-I
$A_P^{(1)x}$	96,22	91,40	98,93
$A_P^{(1)xx}$	96,30	91,20	98,90
$A_P^{(2)x}$	139,63	144,83	137,16
$A_P^{(2)xx}$	139,70	144,80	137,10
σ^x	1,22	1,30	1,30
σ^{xx}	1,11	1,11	1,11

^x Величина, рассчитанная авторами данной работы.

^{xx} Экспериментальные данные работы [17].

Величины дисперсий, аппроксимирующих гауссианы, сравнены в табл.4 с результатами экспериментальных исследований, приведенных в работе [17]. Согласие в данном случае несколько хуже, чем для значений параметров A_P , однако для теоретических методов расчета зарядового распределения осколков вполне удовлетворительное.

На основании результатов применения рассмотренной модели для расчета изотопного зарядового распределения осколков деления можно сделать следующие выводы:

I. Изложенный метод вычисления "наиболее вероятной массы" изотопного зарядового распределения A_P , по-видимому, может с достаточной надежностью применяться для различных пар взаимно-дополнительных нуклидов.

2. Распределение (2) нуждается в определенном усовершенствовании как для улучшения согласия с имеющейся экспериментальной информацией, так и в целях воспроизведения тонкой структуры зарядового распределения, которая отчетливо проявляется при экспериментальных исследованиях независимых выходов [18,19].

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. I u e r M.R., G a n g u l y A.K. Nuclear charge distribution in fission fragments. - "Phys.Rev.", 1971, v.3, p.785.
 2. В о л к о в Н.Г., К о л д о б с к и й А.Б., К р а й н о в В.П. Зарядовое распределение осколков при делении ядер нейтронами. - В кн.: Тезисы доклада XXV совещания по ядерной спектроскопии и структура атомного ядра. Л., "Наука", 1975, с.274.
 3. I u e r M.R., S h a r m a D.N., G a n g u l y A.K. Fission product nuclear data and environmental aspects of nuclear cycle. - Proc. IAEA Panel on Fission Nuclear Data, Paper N 1. Bologna. 1973.
 4. Л е в у Н.В. New empirical equation for atomic masses. - "Phys.Rev.", 1997, v.106, p.1265.
 5. Х а л п е р н И. Деление ядер. М., Гос.изд-во физ.-мат.лит., 1962.
 6. К р а в ц о в В.А. Массы атомов и энергии связи ядер. М., Атомиздат, 1974.
 7. С т р у т и н с к и й В.М. Оболочки в деформированных ядрах. - Препринт ИАЭ-1350. М., 1967.
 8. S t r u t i n s k y V.M. Shells in deformed nuclei. - "Nucl. Phys.", 1968, v.122, p.1.
 9. Энергии деформации ядер и деление. - Препринт КИНИ-78-1Я. М., 1973. Авт.: В.М.Струтинский, В.В.Пашкевич, М.Брак, Г.К.Паули, Е.Дамгорд.
 10. S e e g e r P.A., H o w a r d W.M. Semiempirical atomic mass formula. - "Nucl. Phys.", 1974, v.238, p.491.
 11. И г н а т ю к А.В. Статистическое описание выходов продуктов деления. - "Ядерная физика", 1969, т.9, с.357.
 12. S l a v o v B. Die Berechnung der Deformationsenergiefläche für die Kernspaltung und die Asymmetrie in der Fragmentmassenteilung. Rept. Jül.- 844-KP, 1972.
 13. Н и л ь с с о н С.Г. Связанные состояния индивидуальных нуклонов в сильно деформированных ядрах. - В кн.: Деформация атомных ядер. Под ред. Слива Д.А. М., Изд-во иностр.лит., 1958, с.282.
 14. А д е е в Г.Д., Ч е р д а н ц е в П.А. Оболочечные эффекты в возбужденном делящемся ядре. - "Ядерная физика", 1973, т.18, с.741.
 15. H o l u b R., M u s t a f a M.G., S c h m i t t H.W. Calculation of charge vibration in fission with strutinsky shell correction. - "Nucl.Phys.", 1974, v.222, p.252.
 16. У и л е т с Л. Теории ядерного деления. М., Атомиздат, 1967.
 17. R e i s d o r f W. e.a. Fission fragment K α -ray emission and nuclear charge distribution for thermal neutron fission of ^{235}U , ^{233}U , ^{239}Pu and spontaneous fission of ^{252}Cf . - "Nucl. Phys.", 1971, v.177, p.337.
 18. A m i e l S., F e l d s t e i n H. A systematic odd-even effect in the independent yield distributions of nuclides from thermal-neutron-induced fission of ^{235}U . - Proc. IAEA Symp. on Physics and Chemistry of fission, Rochester, 1973. V.2. Vienna, 1974, p.65.
 19. A m i e l S., F e l d s t e i n H. Odd-even systematics in neutron fission yields of ^{233}U and ^{235}U . - "Phys.Rev.", 1975, v.11, p.845.
-

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПЕРВИЧНОГО НУКЛОННОГО СОСТАВА ОСКОЛКОВ
И ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР НЕЙТРОНАМИ

Н.Г.Волков, А.Б.Колдобский, В.М.Колобашкин, В.П.Крайнов

DEFINED METHODS OF THE INITIAL NUCLEON COMPOSITION OF FISSION FRAGMENTS AND PRODUCTION FOR HEAVY NUCLEI BY NEUTRONS. The modern theoretical, experimental, empiric and semiempiric methods of determination of the independent nuclear fission fragments yields are reviewed.

Введение

В настоящее время интенсивно развиваются исследования независимых выходов осколочных нуклидов или, в иной формулировке, их зарядовые распределения. Последняя формулировка является общепринятой, однако не вполне точной. Первичный нуклонный состав осколков и продуктов деления может обсуждаться как в терминах изотопного массового распределения, так и в терминах изобарного зарядового распределения.

Особенность рассматриваемого вопроса заключается в следующем. С одной стороны, адекватное воспроизведение известных экспериментальных данных о независимых выходах является необходимым условием справедливости любого модельного представления о природе процесса ядерного деления, безотносительно к тому, развито ли оно для объяснения отдельных аспектов физики деления, или же претендует на большую общность. С другой стороны, экспериментальная информация о независимых выходах далеко не полная и часто противоречивая, в особенности полученная различными методами (см. таблицу).

Следует иметь в виду, что независимые выходы продуктов деления тяжелых ядер нейтронами с энергией 0–15 МэВ являются важнейшими исходными данными для решения многочисленных прикладных задач радиационной физики. При этом во многих случаях необходимы значения выходов всех идентифицированных осколочных нуклидов, а требования к необходимой точности определения этих ядерных констант являются довольно жесткими.

Соотношение количества продуктов деления с известными из эксперимента независимыми выходами и общего числа идентифицированных продуктов деления, %

Процесс деления	$^{235}\text{U}_{\text{th}}$	$^{238}\text{U}_{\text{th}}$	$^{239}\text{Pu}_{\text{th}}$	$^{235}\text{U}_{14}$	$^{232}\text{Th}_{14}$	$^{233}\text{U}_{14}$	$^{252}\text{Cf}_{\text{sp}}$
Соотношение, %	24,2	5,6	3,4	6,4	7,2	3,6	2,0

Примечание. В таблице учтены лишь те процессы деления, для которых приведенное в ней отношение превышает 1%.

В настоящем обзоре рассмотрены существующие в настоящее время теоретические, экспериментальные, эмпирические и полуэмпирические способы определения независимых выходов осколочных нуклидов. При этом сведения, содержащиеся в обзорах [1–3], либо вообще не излагаются, либо приводятся в той мере, в какой это необходимо для понимания и целостности изложения материала данного обзора.

I. Теоретические методы расчета
независимых выходов осколочных нуклидов

Единой теории деления, позволяющей провести корректный расчет первичного ядерного состава осколочных нуклидов, в настоящее время не существует. Не разработано также какого-либо общепринятого модельного описания этого явления.

Теоретический расчет независимых выходов осколков деления обычно сводится к вычислению параметров изотопного или изобарного распределений. Такими параметрами являются поло-

жения центров распределений (A_p для изотопного и Z_p для изобарного) и дисперсии распределений (σ_A и σ_Z).

Рассмотрим, с точки зрения оценки этих параметров, существующие методы расчета независимых выходов осколочных нуклидов. При этом следует иметь в виду, что все эти методы основаны на некоторых априорных модельных представлениях о природе процесса деления.

Модель жидкой капли в любых ее модификациях приводит, по-видимому, к совпадению зарядовой плотности осколков деления и компаунд-ядра [4]. Этот вывод находится в противоречии с результатами многочисленных экспериментальных исследований, согласно которым зарядовая плотность у легкого осколка выше, а у тяжелого — ниже, чем у компаунд-ядра.

Начиная с основополагающей работы [5], для расчетов зарядового распределения осколочных нуклидов широко применяется статистическая модель деления [6-9]. Ее определяющим физическим допущением является существование термодинамического равновесия в делящейся системе в момент, непосредственно предшествующий развалу компаунд-ядра. Тогда формирование нуклонного состава осколков деления происходит в соответствии с плотностью уровней этих осколков. При этом плотность уровней предполагается достаточно большой. Следует отметить, что расчеты плотностей уровней требуют дополнительных предположений, в частности, о деформации осколка в момент деления и применимости теории парных корреляций при конечных температурах для таких систем.

Зависимость плотности уровней от параметров модели, значения которых известны приближенно, носит экспоненциальный характер. По этой причине результаты таких расчетов имеют качественный характер. Кроме того, в расчетах по обсуждаемой модели обычно используется метод перевала, а он оказывается неприменимым в наиболее интересной области магических осколков. Наконец, статистическая модель пренебрегает шейкой. Наличие в шейке нуклонов, которые как бы принадлежат обоим осколкам, предоставляет большую свободу в выборе наиболее вероятной конфигурации точки разрыва. Именно этот эффект, по-видимому, и приводит к тому, что в статистической модели ширина зарядового распределения получается довольно малой по сравнению с типичными экспериментальными значениями.

Статистическая модель формирования нуклонного состава осколочных нуклидов весьма чувствительна и к расчету потенциальной энергии системы, поскольку она определяет энергию теплового возбуждения осколков, от которой существенно зависит плотность уровней. Адекватность же описания любыми существующими в настоящее время формулами масс, будь то соотношения Майерса-Святецкого [10] или формулы, использующие метод "оболочечной поправки" В.М.Струтинского [11], для таких экзотических систем, какими являются делящиеся ядра в точке разрыва, требует дополнительного обоснования.

Имеющиеся в настоящее время результаты расчета параметра Z_p на основе статистической модели, как правило, соответствуют экспериментально известному факту о большой зарядовой плотности легкого осколка в сравнении с тяжелым. Однако разнообразие формальных описаний статистической модели, обилие подгоночных параметров в расчетных соотношениях и возможность произвольного выбора этих величин приводят к существенным отличиям численных значений Z_p , полученных как теоретическими и эмпирическими методами, так и приведенных в различных экспериментальных работах.

Результаты расчета параметра σ_Z на основании статистической модели обсуждены выше. Все сказанное не позволяет делать оптимистических прогнозов относительно использования статистической модели деления для расчета независимых выходов осколочных нуклидов.

Адиабатическая модель, в противоположность статистической, постулирует минимальность внутренней энергии делящегося ядра на всех стадиях деформации, что соответствует максимальному выходу энергии при переходе от исходной конфигурации к точке разрыва. Метод опять-таки требует наличия достаточно корректных массовых формул и сам по себе позволяет получить лишь значение параметра Z_p (или A_p). Наиболее удачным формальным описанием подобного представления процесса деления следует считать двухцентровую оболочечную модель [12-14]. Как правило, начальная стадия деления из-за вычислительных трудностей не рассматривается, и расчеты с самого начала проводятся для системы двух частично вложенных друг в друга эллипсоидов с ненулевым расстоянием между их центрами.

Для нахождения σ_Z или σ_A при адиабатическом подходе требуется ряд дополнительных предположений [14]. Прежде всего на основе модели принудительного вращения вводится коллективная кинетическая энергия. Вместе с ранее введенной потенциальной энергией формулируется многомерное уравнение Шредингера, описывающее процесс деления на осколки определенных конфигураций. Задача сводится к одномерной при следующих предположениях: 1) длина ядра меняется медленно в сравнении с любым другим ядерным движением; 2) зарядовая и массовая асимметрии предполагаются независимыми; 3) динамическое изменение деформаций осколков со временем предполагается малым по сравнению с изменением асимметрий; 4) рассматриваются лишь основные квантовомеханические состояния решений уравнения Шредингера.

Рассчитанные описанным методом значения параметров Z_p [12-14] и σ_Z [14] обнаруживают качественное согласие с полученными на основании имеющихся экспериментальных данных о независимых выходах. Однако проводить соответствующий количественный анализ довольно трудно из-за того, что расчетные значения указанных параметров, в отличие от эмпирических, относятся к осколкам деления, а не к продуктам. В равной мере это значение справедливо и для статистической модели расчета независимых выходов.

Рассмотренные выше модели процесса деления (статистическая и адиабатическая) являются весьма общими в том смысле, что они могут быть применены не только для расчета зарядового распределения осколков деления, но и при изучении других проблем, связанных с делением ядер. Поскольку результаты расчетов по этим моделям для независимых выходов осколочных нуклидов в общем неудовлетворительно согласуются с имеющейся экспериментальной информацией, был разработан также ряд моделей, предназначенных исключительно для описания зарядового распределения осколков.

Одной из наиболее ранних разработок такого типа явилась модель "равного зарядового смещения" [15], которая до недавнего времени широко применялась для оценки параметра Z_p . Ее основой явилось эмпирическое заключение о равенстве "длин" изобарных цепочек β -распада для взаимно дополнительных по массе осколочных нуклидов. Метод довольно прост и нагляден, однако в настоящее время применяется редко. Причины этого заключаются, во-первых, в неопределенности значений масс осколочных нуклидов, приписываемых отдельным Z_p , и, во-вторых, в том, что основные соотношения метода игнорируют оболочечные эффекты в Z_p , которые, как показывают многочисленные исследования, весьма существенны.

В работе [16] для расчета параметра Z_p применительно к осколкам деления использована "модель дейтонной шейки". Она предполагает, что при общем равномерном распределении нуклонов в осколках непосредственно перед развалом компаунд-ядра один протон и один нейтрон образуют шейку, разрыв которой происходит таким образом, что протон остается в легком осколке, а нейтрон - в тяжелом. Причина этого состоит в том, что кулоновское отталкивание от тяжелого осколочного нуклона сильнее действует на протон, чем от легкого осколочного. Хотя модель, естественно, приводит к большей зарядовой плотности легкого осколочного нуклона по сравнению с тяжелым, что находится в соответствии с экспериментом, но ее физическое обоснование едва ли возможно ввиду чрезвычайно слабой связи нуклонов в дейтоне.

Как и модель "зарядового смещения", "модель дейтонной шейки" не учитывает оболочечные эффекты в величине Z_p [17]. Общими недостатками обеих этих моделей являются также невозможность прогнозирования дисперсии, т.е. значений параметра σ_Z или σ_A , и игнорирование эффектов изменения Z_p , связанных с вариацией энергии делящихся нейтронов.

Основной модели "стабильных остовов", развитой в работах [18-20], является предположение, что на определенной стадии процесса деления из числа нуклонов компаунд-ядра формируются два остова, нуклонный состав которых соответствует наибольшей β -стабильности для заданных чисел протонов в остовах. Оставшиеся нейтроны распределяются между остовами по некоторому статистическому закону.

Метод позволяет прогнозировать как наиболее вероятную массу изотопного распределения осколков A_p , так и (на основе получаемых дискретных результатов) дисперсию этого распределения σ_A . В модели стабильных остовов возможно учесть оболочечные и парные эффекты в осколках, а также их возможную деформацию и возбуждение. Как показывает расчеты, все перечисленные эффекты действительно оказываются существенными.

По-видимому, применение этой модели к расчету независимых выходов осколочных нуклидов обеспечивает наилучшее согласие с имеющейся экспериментальной информацией по срав-

нению с методами, обсуждаемыми ранее. В то же время физическое обоснование модели стабильных остовов встречает трудности, поскольку установление β -стабильности связано со слабыми взаимодействиями и требует гораздо больше времени, чем те, за которые происходит акт деления. Следует отметить, однако, наличие феноменологического обоснования, по крайней мере, непротиворечивости этой модели, заключающейся в отсутствии достоверно идентифицированных экспериментальными методами позитронных излучателей осколочного деления.

В заключение можно сказать, что, вероятно, и в будущем теоретические методы расчета независимых выходов осколков деления будут включать два основных элемента: 1) выбор физической модели; 2) выбор массовой формулы. Представляются также весьма перспективными теоретические исследования динамических эффектов при делении на формирование первичного нуклонного состава осколочных нуклидов.

2. Эмпирические и полуэмпирические методы прогнозирования независимых выходов продуктов деления

Основой всех этих методов является некоторое априорное аналитическое представление изобарного зарядового распределения продуктов деления и последующее прогнозирование его параметров.

Вплоть до настоящего времени для этой цели в большинстве случаев используется распределение Гаусса [1-2]

$$Y_f(A, Z) = (c\pi)^{-1/2} \exp \left[-\frac{(Z-Z_p)^2}{c} \right], \quad (1)$$

где Y_f - относительный независимый выход изобара с массой A и зарядом Z ; Z_p - "наиболее вероятный заряд" (величина, необязательно целая и чаще всего нецелая);

$$c = 2(\sigma^2 + 1/12); \quad (2)$$

здесь σ^2 - дисперсия распределения Гаусса.

Анализ имеющейся экспериментальной информации о независимых выходах продуктов деления обнаруживает влияние на их изобарное зарядовое распределение парных (по Z) эффектов, не учитываемых распределением (1). Именно расчетные значения независимых выходов для процессов $^{233}\text{U}_{th}$, $^{235}\text{U}_{th}$, $^{239}\text{Pu}_{th}$, полученные с помощью распределения (1) при четных Z , в среднем на 25% занижают, а при нечетных - на 25% завышают соответствующие экспериментальные данные, исходя из которых получили параметры Z_p и σ [20, 21].

В работах [22-25] с целью учета парных по Z эффектов распределение (1) было модифицировано следующим образом:

$$Y_f(A, Z) = [N(A)]^{-1} (1+F)(c\pi)^{-1/2} \exp \left[-\frac{(Z-Z_p)^2}{c} \right], \quad (3)$$

где F - эмпирический параметр, положительный для четных Z и отрицательный для нечетных;

$N(A)$ - нормировочный множитель.

В работах [22-25] утверждается о лучшем согласии полученных таким образом расчетных значений относительных независимых выходов с экспериментом. Однако объем имеющейся экспериментальной информации, по-видимому, недостаточен для определения значений параметров F в выражении (3) и количественной оценки надежности изложенного метода в целом. Косвенным образом это подтверждается результатами работы [22], где значение F для процесса $^{239}\text{Pu}_{th}$ для четных Z , в отличие от процессов $^{235}\text{U}_{th}$ и $^{233}\text{U}_{th}$, получается отрицательным, что находится в противоречии с фактом преимущественного образования продуктов деления с четным Z .

В то же время ясно, что существование эффектов четности по заряду накладывает ограничения на число осколочных изобар (с известными из эксперимента независимыми выходами), необходимое для расчета параметров Z_p и σ в распределении (1) методом прямого поиска. Именно это число не должно быть менее 4 (2 изобара с четным Z , 2 - с нечетным). Игно-

рирование эффектов четности может привести к серьезным ошибкам при определении значений Z_p и в особенности \bar{b} . Вероятно, в этом и заключается причина плохого соответствия вновь поступающей экспериментальной информации со значениями выходов продуктов деления, рассчитанными по формуле (I) с использованием величин Z_p и \bar{b} , полученных методом прямого поиска на основании одного-трех известных значений выходов осколочных изобар.

Указанные расхождения особенно велики в тех случаях, когда значения параметра \bar{b} существенно отличаются от \bar{b} (это значение, по данным разных работ, равно 0,55-0,62). Проведенный в работе [26] анализ зарядовых распределений для шести масс продуктов деления $^{235}\text{U}_{\text{th}}$, где имеется наибольшее количество изобар с известными независимыми выходами, говорит о близости полученных при этом значений \bar{b} (как с учетом эффектов четности по заряду, так и без него) к \bar{b} ($0,541 \leq \bar{b} \leq 0,634$). Это является серьезным аргументом в поддержку допущения о слабой зависимости \bar{b} от A во всем интервале масс продуктов деления, вплоть до отсутствия таковой [25,28] и необходимости пересмотра наборов расчетных независимых выходов, полученных при использовании сильно меняющихся по массе значений \bar{b} [23,24,29-31]. Следует отметить, что в работах [27,29], объединенных общей методикой, такой пересмотр, по существу, сделан.

Результаты работы [26] не подтверждают периодичности изменения значений параметра \bar{b} в зависимости от близости Z_p к четному или нечетному Z для различных масс продуктов деления [32]; такую зависимость для всей совокупности осколочных изобар любой массы вообще трудно объяснить.

Довольно важными для оценки эффектов четности по заряду при аналитическом представлении изобарных распределений продуктов деления являются соответствующие исследования компаунд-ядер с нечетными Z (типа Np и Am), а также исследования реакций деления при больших энергиях нейтронов. Отметим, что необходимой для таких исследований информации о независимых выходах продуктов деления имеется очень мало. Тем не менее, можно предположить уменьшение роли парных эффектов для этих процессов: в первом случае - по определению, во втором - из-за "смазывания" за счет большего возбуждения компаунд-ядра. Данные работы [26] указывают как будто на уменьшение парных по Z эффектов в зарядовом распределении легких продуктов деления $^{235}\text{U}_{\text{th}}$ по сравнению с тяжелыми, что можно отнести за счет их большего возбуждения. Впрочем, недостаток экспериментальных данных и в этом случае не позволяет сделать каких-либо определенных заключений.

Если для рассматриваемого массового числа продуктов деления не имеется достаточного количества экспериментальных данных для расчета параметров зарядового распределения методом прямого поиска, или же эти данные отсутствуют совсем, или недостаточно надежны, то для нахождения параметра Z_p существуют иные эмпирические и полуэмпирические методы. Представим параметр Z_p в виде

$$Z_p(A') = A'(Z_c/A_c) + K, \quad (4)$$

где A' - масса осколка, переходящего после эмиссии мгновенных нейтронов в продукт деления с массой A ;

Z_c и A_c - соответственно заряд и масса исходного компаунд-ядра;

K - постоянная.

После простейших преобразований получим

$$K_L = -K_T. \quad (5)$$

Соотношение (5) позволяет вычислить по экспериментальным данным значение параметра Z_p для легкого осколка и тем самым определить его для взаимно-дополнительного тяжелого осколка и наоборот. Затем во встречных по массе осколка координатах методами интерполяции строится график функции $|K| = f(A')$. При этом используется граничное условие

$$K|_{A'_L = A'_T} = 0, \quad (6)$$

т.е. для симметричного деления выполняется условие равной зарядовой плотности [1,2]. Для нахождения зависимости $Z_p(A')$ вместо интерполяции применяются также различные эмпирические формулы. Так, в работе [33] для этой цели предлагается соотношение

$$Z_p = A'_T (2,587 \pm 0,005)^{-1}. \quad (7)$$

Формула (7) рекомендуется в работе [33] в качестве универсальной, однако ее справедливость для всей совокупности ныне имеющихся экспериментальных данных по независимым выходам продуктов деления тепловыми нейтронами не подтверждается [22].

В работе [22] для расчета $Z_p(A')$ используется следующая формула:

$$K_{\pi} = - [\alpha + \beta(A' - 132)] , \quad (8)$$

где α и β - численные коэффициенты, зависящие от рассматриваемого процесса деления.

Преимущество метода прогнозирования Z_p , определяемого по формуле (4), заключается в двойном сокращении интервала масс продуктов деления, что фактически эквивалентно двойному увеличению количества полученных "экспериментально" значений Z_p . Недостатками метода являются:

а) возникновение значительных погрешностей при определении Z_p из-за двукратного использования значений $\nu(A')$; эти погрешности в особенности велики, если зависимость $\nu(A')$ задается эмпирически, например в виде "универсальных" кривых нейтронной эмиссии [2,30];

б) ограничение применимости метода процессами теплового и спонтанного деления, так как в иных случаях функция $\nu(A')$ неизвестна.

Альтернативным методом прогнозирования параметра Z_p для слабоизученных масс осколочных нуклидов является интерполяция по "экспериментальным" значениям этого параметра для продуктов (не осколков) деления [34]. Такой метод в настоящее время реально может быть применен лишь для процесса $^{235}\text{U}_{\text{th}}$. Его исследование позволяет избежать затруднений и источников погрешностей, связанных с переходом от продуктов к осколкам деления и обратно, но ограниченность экспериментальной информации о независимых выходах сказывается в этом случае гораздо сильнее. Кроме того, физически очевидное условие

$$[Z_p]_{\text{л}} + [Z_p]_{\text{т}} = Z_c , \quad (9)$$

используемое при выводе соотношения (5), при интерполяции по Z_p для продуктов деления может и не выполняться.

В настоящее время трудно отдать предпочтение практическому использованию какого-либо из этих методов. Во всяком случае наборы значений Z_p для процесса $^{235}\text{U}_{\text{th}}$ для масс осколочных нуклидов 72-161, полученные переходом к осколкам [2,23,24] и интерполяцией для продуктов деления [34], различаются несущественно.

Процесс $^{235}\text{U}_{\text{th}}$, вследствие наибольшего объема имеющейся для него экспериментальной информации о независимых выходах (см. таблицу), продолжает занимать исключительное положение при расчете параметров изобарного зарядового распределения продуктов деления - в этом случае они находятся прямым поиском или интерполяционными методами. При прогнозировании значений Z_p для иных реакций деления в настоящее время доминирующими остаются "методы поправки", определяемые в общем виде соотношениями

$$[Z_p(A)]_x = [Z_p(A)]_{^{235}\text{U}_{\text{th}}} + \{[\Delta Z_p](A)\}_x , \quad (10)$$

где x - индекс рассматриваемого процесса деления.

Для расчета поправки ΔZ_p используются те или иные модификации полуэмпирического метода Коризелла [35], основанного на постулате "равного зарядового смещения". В самой работе [35] полагается

$$\{[\Delta Z_p](A)\}_x = 0,5(Z_x - 92) - 0,19(A_x - 236) + 0,19(\bar{\nu}_x - \bar{\nu}_{^{235}\text{U}_{\text{th}}}) , \quad (11)$$

где Z_x и A_x - соответственно заряд и масса рассматриваемого делящегося ядра;

$\bar{\nu}$ - среднее число мгновенных нейтронов на акт деления.

Соотношение (11) не учитывает зависимости числа излученных мгновенных нейтронов от массы осколка, что и явилось причиной возникновения в дальнейшем различных модификаций обсуждаемого метода.

В работе [36] величина ΔZ_p определялась как

$$\left\{ \Delta Z_p \right\}_x (A) = 0,5(Z_x - 92) - 0,19(A_x - 236) + c(E_x^* - 6,4), \quad (12)$$

где c - эмпирический числовой коэффициент, различный для двух групп масс продуктов деления - легкой и тяжелой;

E^* - энергия возбуждения компаунд-ядра.

В работе [12] введено дополнительное предположение о линейной зависимости $\bar{\nu}$ от E^* , что в общем справедливо, но лишь при рассмотрении достаточно большого интервала E^* . Кроме того, в этом случае допускается равенство производной этой зависимости в пределах каждой из двух рассматриваемых групп масс осколочных нуклидов.

Соотношение (12), с незначительными изменениями, послужило основой для получения расчетных наборов независимых выходов в ряде работ [23-25, 27, 29-31].

В работах [34, 37] для вычисления ΔZ_p предложено следующее соотношение:

$$\left\{ \Delta Z_p \right\}_x (A) = 0,5(Z_x - 92) - 0,19(A_x - 236) + 0,38 \left[\nu_x(A) - \nu_{235U_{th}}(A) \right], \quad (13)$$

где $\nu(A)$ - число мгновенных нейтронов, испускаемых при образовании тяжелого либо легкого продукта деления с массой A из осколка. Для процессов теплового и спонтанного деления зависимости $\nu(A)$ определяются экспериментально; для деления нейтронами с энергией 14 МэВ $\nu(A)$ находилась по имеющейся экспериментальной информации о независимых выходах для процесса $^{235}U_{14}$ и о зависимостях $\nu(A)$ для реакций деления тяжелых ядер протонами.

Общим для методов, определяемых соотношениями (II)-(13), является использование известных из эксперимента значений независимых выходов для процесса x лишь для проверки работоспособности методов, но не для непосредственных расчетов Z_p . Напротив, метод прогнозирования Z_p , развитый в работе [28], хотя и основывается на соотношении, сходном с выражением (12), но является целиком эмпирическим: коэффициенты при всех трех слагаемых формулы (12) находятся в этой работе с учетом всех доступных экспериментальных значений независимых выходов. Всего этих коэффициентов 49.

Для процессов теплового и спонтанного деления все перечисленные выше методы прогнозирования Z_p обеспечивают примерно одинаковую степень согласия расчетных значений независимых выходов с экспериментом; в работе [37] приведено физическое обоснование этого факта. Для процессов 14 МэВ-ного деления наилучшее согласие с экспериментом достигается, по-видимому, использованием методов, развитых в работах [28] и [37]; сказывается, по-видимому, что соотношения (10) и (11) недостаточно гибко учитывают изменение характеристик процесса эмиссии мгновенных нейтронов отдельными массами продуктов деления с повышением энергии возбуждения компаунд-ядра.

Расчет параметра Z_p для прогнозирования независимых выходов продуктов деления тяжелых ядер нейтронами спектра деления (быстрыми нейтронами) производился в работах [23-25, 27, 28, 30, 34, 38] также с использованием метода поправок. При этом в работах [25, 27-29] рассматриваемый процесс предполагался тождественным с делением моноэнергетическими нейтронами с энергией ~ 2 МэВ. Для реакций $^{233}U_f$, $^{235}U_f$, $^{239}Pu_f$ это вызывает увеличение Z_p на 0,02 - 0,3 зарядовой единицы по сравнению с "тепловыми" значениями. В работах [34, 38] проведены более строгие расчеты, результаты которых указывают на равенство с точностью до 0,04 зарядовой единицы значений Z_p для процессов "быстрого" и "теплового" деления перечисленных тяжелых ядер. Имеющиеся экспериментальные данные о независимых выходах при делении быстрыми нейтронами лучше согласуются с результатами, полученными в работах [34, 38]; дополнительным свидетельством справедливости выводов этих работ является заключение о неизменности зарядовых распределений осколочных нуклидов при увеличении энергии делящих нейтронов от тепловой до 2 МэВ [39, 40], сделанное на основании изучения эмиссии мгновенных нейтронов. Предположение о равенстве Z_p для быстрого и теплового делений априорно принято и в работах [23, 30]. Следует отметить, однако, что экспериментальная информация о независимых выходах при быстром делении и делении мо-

ноэнергетическими нейтронами с энергией 0-4 МэВ столь незначительна, что сравнивать работоспособность различных расчетных методов для этих процессов вообще очень трудно.

Вопрос о поведении параметра σ_z в зависимости от изменения нуклонного состава делящегося ядра и энергии его возбуждения остается в настоящее время фактически неисследованным, как и проблема распределения ядерного заряда между изомерами.

3. Экспериментальные методы определения независимых выходов осколочных нуклидов

Большая часть имеющейся в настоящее время экспериментальной информации о независимых выходах ($\sim 78\%$) получена с помощью методов радиохимии. Тем не менее, представляется, что возможности дальнейшего совершенствования этих методов в недалеком будущем будут исчерпаны как в силу ограниченности числа сепарирующих реакций, так и из-за стремительно возрастающих технических сложностей при анализе радионуклидов с периодом полураспада менее 5 с.

Поэтому в настоящее время увеличивается удельный вес иных методов исследований независимых выходов. Метод гамма-спектрометрии несепарированной смеси продуктов деления в облученном образце [41,42] привлекателен своей простотой, принципиальным отсутствием потерь анализируемых нуклидов, возможностью высокой автоматизации исследований. К основным его недостаткам можно отнести: 1) трудности, связанные с анализом короткоживущих осколочных нуклидов (аналогичные радиохимии); 2) ограниченность числа исследуемых продуктов деления, имеющих сравнительно высокий выход и пригодные для анализа гамма-линии; 3) необходимость обработки гамма-спектров с очень большим числом компонент. Тем не менее, возможности дальнейшего развития как аппаратурной, так и методической частей метода позволяют считать его перспективным.

Метод счета числа β -распадов сепарированных по массе осколочных ядер развит в работах [43-45]. Бета-излучение сепарированных по массе продуктов деления регистрируется ядерной эмульсией [43,44] или сцинтилляционным счетчиком [45]. Время выдержки эмульсии (работы счетчика) выбирается достаточно большим, чтобы произошли все β -распады ядер данной массы. Далее подсчитывается число произошедших β -распадов. Поскольку Z , соответствующее стабильному изобару каждой массы, известно, то по числу β -распадов можно восстановить начальное Z на момент попадания ядра в эмульсию или к счетчику.

Основной недостаток метода - необходимость внесения поправок на энергетическое распределение продуктов деления и испускание конверсионных электронов, что существенно ухудшает точность метода. Полученные с его помощью результаты плохо согласуются с данными радиохимических исследований. Кроме того, в случае использования фотоэмульсии обработка результатов эксперимента довольно трудоемка и трудно поддается автоматизации.

Физической основой определения первичного ядерного заряда осколочных нуклидов на основе анализа их рентгеновского излучения является закон Мозли. Это рентгеновское излучение может возникать [46]:

- в результате перестройки электронной оболочки атома делящегося ядра, что является причиной освобождения уровня в К-оболочке продуктов деления, при заполнении которого возникает характеристическое излучение;

- при внутренней конверсии в возбужденных ядрах осколочных нуклидов.

Основной вклад в выход КХ-квантов дает внутренняя конверсия [47]. Это означает, что этот вклад существенно зависит от ядерной структуры ядра осколка и поэтому нельзя сопоставлять выходы КХ-квантов с выходами соответствующих продуктов для разных Z , не прибегая к анализу ядерной структуры.

Выход КХ-квантов для заданного Z как функция экспериментально определяемой массы осколка A задается выражением [48]

$$R_K(A, Z) = \sum_A F_M(A) Y(A) \eta_f(A, Z) K(A, Z), \quad (I+)$$

где $F_M(A)$ - функция отклика прибора для определения массы нуклида;

$Y(A)$ - массовый выход;

$y_f(A, Z)$ - относительный независимый выход нуклида (A, Z);

$K(A, Z)$ - среднее число КХ-квантов, испускаемое нуклидом (A, Z)

Величина $F_M(A, Z)$ определяется в калибровочных экспериментах; $Y(A)$ предполагается известной, $y_f(A, Z)$ аппроксимируется по выражению (I), где β неизвестно, а

$$Z_p(A) = A(Z_c/A_c) + \Delta(A); \quad (15)$$

$$\Delta(A) = \Delta_0 + \Delta_1(A_0 - A), \quad (16)$$

где A_0 - произвольно выбираемая константа, а Δ_0 и Δ_1 неизвестны.

Функция $K(A, Z)$ представляется в виде

$$K(A, Z) = K_0(Z) + A K_1(Z). \quad (17)$$

Все эти выражения подставляются в формулу (I4), и варьированием параметров β , Δ_0 , Δ_1 , $K_0(Z)$, $K_1(Z)$ отыскивается наилучшее приближение аналитической кривой к экспериментальной информации о выходе КХ-излучения. В дальнейшем можно получить искомое зарядовое распределение $y_f(A, Z)$.

Ясно, что в описанном варианте метод исследования зарядового распределения осколочных нуклидов по их КХ-излучению может быть применен лишь для анализа общих тенденций этого процесса, но не для получения конкретных значений независимых выходов отдельных продуктов деления. Эти значения, рассчитанные по формуле (I) с применением полученных при анализе КХ-излучения Z_p и β , в ранних работах, где использовался обсуждаемый метод были близки к результатам, полученным счетом β -частиц (см. выше), но плохо согласовывались с данными радиохимических исследований. В работе [48] достигнуто согласие полученных независимых выходов с радиохимическими в пределах 20-30%.

Метод анализа удельных потерь энергии основан на следующей связи между пробегом и энергией осколка [49]:

$$R(E) = \alpha(Z, A) E^{1/2}. \quad (18)$$

Если осколок сначала теряет часть энергии E_1 в одном детекторе, а затем всю остальную часть $E - E_1$ - в другом, то

$$T [\alpha(Z, A)]^{-1} = E^{1/2} - (E - E_1)^{1/2}, \quad (19)$$

где T - толщина первого детектора. При соответствующей калибровке это соотношение позволяет определять Z для заданного A по экспериментально измеренным $E - E_1$ и E_1 .

Основная трудность, с которой приходится здесь сталкиваться, - это недостаточное энергетическое разрешение детекторов, а для первого детектора - неоднородность по толщине, что приводит к неопределенности в определении E_1 .

В работах [50-52], где этот метод использовался для определения сепарированных по массе продуктов деления, эта трудность была обойдена использованием небольшой (порядка 1 мм²) части рабочей поверхности кремниевого детектора, регистрирующего их. В этом случае достигнутое разрешение (ширина пика на половине высоты) $Z/\Delta Z$ составило 43 [50].

Использование масс-сепараторов является в настоящее время, по-видимому, наиболее перспективным методом исследования независимых выходов продуктов деления и в этой связи заслуживает более подробного рассмотрения.

Если сепарация осуществляется в момент, когда ядро с массой A сохраняет полный заряд q , приобретенный им в момент деления, то при этом происходит разделение по параметру A/q . Значения этого параметра A/q отличаются друг от друга для любых комбинаций A и q , что и открывает возможности при достаточно хорошем разрешении масс-сепаратора прямо определять независимые выходы продуктов деления.

Прибором такого типа является масс-сепаратор "Лоэнгрин" [50-52]. В нем сначала выделяются осколочные нуклиды одной энергии, а затем нуклиды разделяются по массам с помощью магнитного поля. Регистрация продуктов деления осуществляется поверхностно-барьерным кремниевым детектором. Разрешение по массам $A/\Delta A$ составляет величину порядка 900 и мо-

жет быть еще повышено [51], что позволяет получить хорошо разрешенный спектр отношений A/q . Калибровка с целью установления соотношения между A/q и истинными значениями A и Z осуществляется путем измерения идентифицированных γ -спектров для частиц с определенными A/q .

Возможности масс-сепараторов типа "Лоэнгрин" в исследовании независимых выходов продуктов деления по кругу исследуемых ядер и точности получаемых результатов, безусловно, превосходят таковые для всех описанных выше экспериментальных методов. В то же время сам по себе комплекс типа "Лоэнгрин" является во многом уникальным и чрезвычайно дорогим, поэтому разработка иных методов определения масс осколков, которые могут быть использованы для изучения зарядового распределения осколочных нуклидов, представляется в настоящее время актуальной. Примерами такого метода является эксперимент по определению масс продуктов деления по времени пролета.

Метод основан на одновременном измерении времени пролета осколочными нуклидами базы определенной длины и кинетической энергии этого нуклида, после чего масса определяется по формуле

$$m = cEt^2, \quad (20)$$

где c - константа F .

В качестве стартового сигнала при измерении времени пролета удобно использовать сигнал от ΔE -детектора, расположенного в начале пролетной базы; тогда зарядовое распределение осколочных нуклидов может быть исследовано методом удельных потерь энергии, рассмотренным выше [53].

Разрешение по массе в этом методе отчасти определяется энергетическим и временным разрешениями детекторов, однако наибольший вклад в погрешность эксперимента вносит неточная калибровка. Легко показать, что если имеет место сдвиг нуля и неопределенность наклона кривой "канал-энергия", то массовый спектр существенно расширяется даже при идеальном разрешении аппаратуры. Обычное разрешение этого метода составляет 1-3 массовые единицы.

Принципиально иные экспериментальные методы определения независимых выходов осколочных нуклидов применяются крайне редко.

В заключение следует отметить, что в экспериментальных работах по изучению первичного нуклонного состава осколков и продуктов деления наблюдается тенденция к использованию обширных экспериментальных комплексов с высокой степенью автоматизации широким применением ЭВМ на линии с экспериментом, возможностью исследования различных комбинаций "нейтроны - делящееся ядро". Создание и эксплуатация таких комплексов могут быть, по-видимому, осуществлены лишь в рамках соответствующих национальных, если не международных, исследовательских программ.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. P a r r a s A.C., A l s t a d J., H a g e b o E. Proc. of 11 IAEA Symp. on Phys. and Chem. of Fission, Vienna, 1969, p.669.
2. Ibid., p.813. Auth.: A.C.Wahl, A.E.Norris, R.A.Rouse, J.C.Williams.
3. H o f f m a n D.C., H o f f m a n M.M. - "Ann. Rept. Nucl. Sci.", 1974, v.24, p.151.
4. К р а у т А. В кн.: Физика деления ядер. Под ред. Ставинского В.С. М., Госатомиздат, 1963, с.7.
5. F o n g P. - "Phys.Rev.", 1956, v.102, p.434.
6. W i n g J., F o n g P. - "Phys.Rev.", 1967, v.157, p.1038.
7. R a m a m u r t h y V.S., R a m a n n a R. Proc. of 11 IAEA Symp. on Phys. and Chem. of Fission, Vienna, 1969. Vienna, 1969, p.41.
8. O k a m o t o H., N a k a h a r a H., N i s h i T. - "J. Phys. Soc. Jap.", 1971, v.30, p.927.

9. И г н а т ю к А.В. - "Ядерная физика", 1969, т.9, с.357.
10. М у е р г W.D., S w i a t e c k y W.J. - "Nucl.Phys.", 1966, v.81, p.1.
11. S t r u t i n s k y V.M. - "Nucl.Phys.", 1967, v.95, p.420.
12. Н о л у б R., М u s t a f a M.G., S c h m i d t H.W. - "Nucl. Phys.", 1974, v.A222, p.252.
13. А д е е в Г.Д., Ф и л и п е н к о Л.А., Ч е р д а н ц е в П.А. - "Ядерная физика", 1976, т.23, с.80.
14. G u p t a R.K., S c h e i d W., G r e i n e r W. - "Phys. Rev. Lett.", 1975, v.35, p.353.
15. Х а л п е р н И. Деление ядер. М., Госизд-во физ.-мат.лит., 1962.
16. G h a n i A., R u b b a n i A. - "J. Phys. Soc. Jap.", 1973, v.34, p.845.
17. I y e r M.R., G a n g u l y A.K. - "Phys.Rev.C: Nucl.Phys.", 1971, v.3, p.785.
18. В о л к о в Н.Г., К о л д о б с к и й А.Б., К р а й н о в В.П. Программа и тезисы докладов XXV Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Ленинград, 1975. Л., "Наука", 1975, с.274.
19. S c h a r m a D.N., I y e r M.R., G a n g u l y A.K. - "Phys.Rev.C: Nucl.Phys.", 1976, v.14, p.181.
20. A m i e l S., F e l d s t e i n H. - "Phys.Rev.C: Nucl.Phys.", 1975, v.11, p.845.
21. A m i e l S., F e l d s t e i n H. Proc. III IAEA Symp. on Phys. and Chem. of Fiss., Rochester, 1973. V.2. Vienna, 1974, p.65.
22. D e l M u s g r o u v e A.R., C o o k J.L., T r i m b l e G.D. Proc. IAEA Symp. on Fiss. Product Nucl. Data. Bologna, 1973, p.16.
23. C r o u c h E.A.C. Rept. AERE-R 7680, 1974.
24. Ibid., AERE-R 7785, 1975.
25. W o l f s b e r g K. Rept. LA-5553-MS, 1974.
26. "Атомная энергия", 1977, т.43, вып.1, с.51. Авт.: А.А.Бялко, В.М.Живун, В.В.Коваленко, А.Б.Колдобский.
27. М е е к М.Е., R i d e r B.F. Rept. NEDO-12154-1, 1974.
28. N e t h a w a y D.R. Rept. UCRL-51640, 1974.
29. М е е к М.Е., R i d e r B.F. Rept. NEDO-12154, 1972.
30. C r o u c h E.A.C. Rept. AERE-R 6056, 1969.
31. C r o u c h E.A.C. Rept. AERE-R 5488, 1967.
32. S i e g e r t G., G r e i f J. e.a. - "Phys. Rev. Lett.", 1975, v.34, p.1034.
33. М у к х е р ж и S. - "Nucl. Phys.", 1969, v.A129, p.297.
34. К о л д о б с к и й А.Б. Диссертация. М., 1976.
35. C o r y e l l C.D., К а р л а н M., F i n k R.D. - "Canad. J. Chem.", 1961, v.39, p.646.
36. N e t h a w a y D.R., Л е в у Н.В. - "Phys.Rev.", 1965, v.139, p.B1505.
37. К о л д о б с к и й А.Б., К о л о б а ш к и н В.М., Г у с е в А.А. "Изв. ВУЗов. Серия: Физика", 1974, № 7, с.7.
38. Г у с е в А.А., К о л д о б с к и й А.Б., К о л о б а ш к и н В.М. В кн.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Вып.14. М., Атомиздат, 1975, с.134.
39. D u a c h e n s o P.P., К у з м и н о в В.Д., L a i t a i A. - "Phys.Lett.", 1970, v. B31, p.122.
40. К у з м и н о в Б.Д., С е р г а ч е в А.И. - Препринт ФЭИ-579, 1974.
41. O k a s a k i A., W a l k e r W.H., B u g h a m C.B. - "Canad. J. Phys.", 1966, v.44, p.237.
42. O k a s a k i A., W a l k e r W.H. - "Canad. J. Phys.", 1965, v.43, p.1036.
43. К о п е с н у Е. e.a. - "Z. Phys.", 1970, v.231, p.59.
44. G u n t h e r H. e.a. - "Nucl. Phys.", 1972, v. A196, p.401.
45. S i s t e m i c h K. Kernforschungsanschlage Julich, 1969, Jul-574-FN.
46. Э й с м о н т В.П. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерная физика низких и средних энергий. Реакторная физика", 1971, вып.1, с.69.
47. Э й с м о н т В.П. Диссертация. Л., 1973.
48. R e i s d o r f W. e.a. - "Nucl. Phys.", 1971, v.A177, p.337.
49. P i c k e r i n g M., A l e x a n d e r J.M. - "Phys.Rev.C: Nucl.Phys.", 1977, v.6, p.332.

50. Siegert G. e.a. - "Phys. Lett.", 1974, v. B53, p.45.
 51. Moll E. e.a. - "Nucl. Instr.Meth.", 1975, v.123, p.615.
 52. Armruster P. - "Arkiv f. Fysik", 1967, v.36, p.305.
 53. Fossati F., Pinelli T. - "Lett. Nuovo Cimento", 1975, v.12, p.561.

УДК 539.171.8

К РАСЧЕТУ ЭФФЕКТИВНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ СПЕКТРОВ ФОТОНЕЙТРОНОВ

В.С.Ставинский, Ю.Н.Шубин

ON THE CALCULATION OF THE EFFECTIVE TEMPERATURE OF THE PHOTONEUTRON SPECTRA. The relationship between the effective temperature of the evaporation photoneutron spectrum and the nuclear characteristics, the giant resonance parameters and the maximum bremsstrahlung energy is derived. The comparison of the theory and the experimental data is performed.

Спектр нейтронов, возникающих под действием тормозного излучения, имеет сложную структуру, которая связана прежде всего с различными механизмами (γ , n)-реакции: прямым воздействием и процессом через составное ядро - "испарением". Испарительная часть спектра описывается распределением I

$$\varphi(\epsilon) \sim \epsilon e^{-\epsilon/\bar{T}}, \quad (I)$$

где ϵ - энергия нейтронов;

\bar{T} - параметр распределения, который будем называть эффективной температурой.

Очевидно, что \bar{T} зависит не только от термодинамических характеристик исследуемых ядер, но и от распределения их энергий возбуждения, форма которого определяется сечением фотопоглощения $\sigma(E_\gamma)$ и спектром тормозного излучения $I(E_\gamma)$.

Влияние распределения энергии возбуждения на форму спектра нейтронов в модели испарения изучалось в работах [2,3]. Было показано, что спектр нейтронов, усредненный по распределению энергий возбуждения, заметно отличается от стандартного спектра выражения (I) особенно в области малых энергий нейтронов ($E_n < 1$ МэВ). Тем не менее общий характер энергетического распределения нейтронов в области $E_n > 1$ МэВ (кроме области, где заметен вклад прямых процессов) соответствует простому выражению (I). Кроме того, это выражение используется в большинстве практических приложений и возникает вопрос о том, какая физическая информация может быть извлечена из наблюдаемых значений \bar{T} , и о связи этого параметра с детальными характеристиками конкретных ядер.

В настоящей работе установлена зависимость эффективной температуры \bar{T} от термодинамических свойств ядер, параметров гигантского резонанса и граничной энергии спектра тормозного излучения. Выражение для \bar{T} получено из сравнения средних энергий спектра распределения (I) и теоретического спектра.

Средняя энергия спектра распределения (I) равна $2\bar{T}$. Пусть распределение энергий возбуждения определяется функцией $W(U)$. Будем считать также, что нейтроны из сильновозбужденного ядра испаряются последовательно.

При фиксированной начальной энергии возбуждения U спектр нейтронов

$$\varphi(\epsilon, U) = \varphi_1(\epsilon, U) + \varphi_2(\epsilon, U) + \dots, \quad (2)$$

где $\varphi_1, \varphi_2, \dots$ - спектры первого, второго и т.д. нейтронов соответственно. Тогда усредненный по распределению $W(U)$ энергий возбуждения спектр

$$\bar{\varphi}(\varepsilon) = \int_{B_1+\varepsilon}^{E_{\gamma m}} \varphi_1(\varepsilon, U) W(U) dU + \int_{B_1+B_2+\varepsilon}^{E_{\gamma m}} \varphi_2(\varepsilon, U) W(U) dU + \dots, \quad (3)$$

где B_1 и B_2 - энергии связей первого и второго нейтронов;

$E_{\gamma m}$ - граничная энергия спектра тормозного излучения.

Средняя энергия спектра выражения (3)

$$\begin{aligned} \bar{\varepsilon} &= \frac{\int d\varepsilon \varepsilon \bar{\varphi}(\varepsilon)}{\int d\varepsilon \bar{\varphi}(\varepsilon)} = \\ &= \frac{\int_0^{E_{\gamma m}-B_1} d\varepsilon \varepsilon \int_{B_1+\varepsilon}^{E_{\gamma m}} \varphi_1(\varepsilon, U) W(U) dU + \int_0^{E_{\gamma m}-B_1-B_2} d\varepsilon \varepsilon \int_{B_1+B_2+\varepsilon}^{E_{\gamma m}} \varphi_2(\varepsilon, U) W(U) dU}{\int_0^{E_{\gamma m}-B_1} d\varepsilon \int_{B_1+\varepsilon}^{E_{\gamma m}} \varphi_1(\varepsilon, U) W(U) dU + \int_0^{E_{\gamma m}-B_1-B_2} d\varepsilon \int_{B_1+B_2+\varepsilon}^{E_{\gamma m}} \varphi_2(\varepsilon, U) W(U) dU}. \end{aligned} \quad (4)$$

Спектр первого нейтрона можно представить в виде

$$\varphi_1(\varepsilon, U) = \frac{\varepsilon e^{-\varepsilon/T_1(U-B_1)}}{T_1^2(U-B_1) F\left(\frac{U-B_1}{T(U-B_1)}\right)}, \quad (5)$$

где $T_1(U-B_1)$ - температура остаточного ядра после испускания первого нейтрона, а

$$F(x) = 1 - (1+x)e^{-x}. \quad (6)$$

Второй нейтрон незначительно влияет на спектр фотонейтронов, поэтому при расчете средней энергии спектра делается упрощающее предположение, заключающееся в том, что второй нейтрон испускается с вероятностью, равной 1, если энергия возбуждения $U > B_1 + B_2$.

Тогда

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\bar{\varepsilon}_1 + 2\bar{\varepsilon}_2}{1 + \alpha}, \quad (7)$$

где

$$\bar{\varepsilon}_1 = \int_{B_1}^{E_{\gamma m}} dU W(U) \int_0^{U-B_1} d\varepsilon \varepsilon \varphi_1(\varepsilon, U); \quad (8)$$

$$\bar{\varepsilon}_2 = \int_{B_1+B_2}^{E_{\gamma m}} dU W(U) \int_0^{U-B_1-B_2} \frac{d\varepsilon \varepsilon e^{-\varepsilon/T_2(U-B_1-B_2)}}{T_2^2(U-B_1-B_2) F\left(\frac{U-B_1-B_2}{T(U-B_1-B_2)}\right)}; \quad (9)$$

$$\alpha = \frac{\int_{B_1+B_2}^{E_{\gamma m}} dU W(U)}{\int_{B_1}^{E_{\gamma m}} dU W(U)}. \quad (10)$$

С учетом выражения (5) уравнения (8) и (9) можно переписать в виде

$$\bar{\varepsilon}_1 = 2 \int_{B_1}^{E_{\gamma m}} dU W(U) T_1(U-B_1), \quad (8')$$

$$\bar{\varepsilon}_2 = 2 \int_{B_1+B_2}^{E_{\gamma m}} dU W(U) T_2(U-B_1-B_2). \quad (9')$$

Для оценки полученных в уравнениях (8)-(10) величин необходимо знать функцию распределения энергий возбуждения $W(U)$. Для этого сечение фотопоглощения выражается по теореме Коши:

$$\sigma(E_\gamma) = \frac{E_\gamma}{(E_\gamma - E_R)^2 + (\Gamma_R/2)^2}, \quad (II)$$

где E_R - положение гигантского резонанса;
 Γ_R - ширина резонанса.

Энергетическое распределение в спектре тормозного излучения $I(E_\gamma)$ зададим в виде [4].

$$I(E_\gamma) \sim \frac{1}{E_\gamma}; \quad E_\gamma \leq E_{\gamma m}. \quad (I2)$$

Тогда распределение энергий возбуждения

$$W(U) \sim \frac{1}{(U - E_R)^2 + (\Gamma_R/2)^2}. \quad (I3)$$

Следует отметить, что если аппроксимация уравнения (II) мало отличается от традиционной кривой Лоренца, то выражение (I2) является более грубым, особенно вблизи граничной энергии спектра $E_{\gamma m}$. Однако вблизи максимума гигантского резонанса выражение (I2) мало отличается от спектра Шиффа. Таким образом, выражение (I3) достаточно точно, если $E_{\gamma m} > E_R$.

Далее, энергетическую зависимость температуры от энергии возбуждения опишем в модели ферми-газа [5]:

$$T(U) = \sqrt{\frac{U}{\alpha}}, \quad (I4)$$

где α - параметр плотности уровней. Такая энергетическая зависимость температуры имеет место, по-видимому, для большинства ядер [6], хотя для околomagических ядер эта зависимость может быть гораздо более слабой [7].

Используя выражения (I3) и (I4), получаем

$$\bar{T} = \frac{\bar{T}_1 + \alpha \bar{T}_2}{1 + \alpha}, \quad (I5)$$

где

$$\alpha = \frac{\alpha \operatorname{arctg} \frac{E_{\gamma m} - E_R}{\Gamma_R/2} + \alpha \operatorname{arctg} \frac{E_R - B_1 - B_2}{\Gamma_R/2}}{\alpha \operatorname{arctg} \frac{E_{\gamma m} - E_R}{\Gamma_R/2} + \alpha \operatorname{arctg} \frac{E_R - B_1}{\Gamma_R/2}}; \quad (I6)$$

$$\bar{T}_1 = \sqrt{\frac{\Gamma_R/2}{\alpha_1}} f(\tau_1, A_1); \quad \tau_1 = \sqrt{\frac{E_{\gamma m} - B_1}{\Gamma_R/2}}; \quad (I7)$$

$$\bar{T}_2 = \sqrt{\frac{\Gamma_R/2}{\alpha_2}} f(\tau_2, A_2); \quad \tau_2 = \sqrt{\frac{E_{\gamma m} - B_1 - B_2}{\Gamma_R/2}};$$

$$A_1 = \frac{E_R - B_1}{\Gamma_R/2}; \quad A_2 = \frac{E_R - B_1 - B_2}{\Gamma_R/2}$$

Функция $f(\tau, A)$ определяется выражением

$$f(\tau, A) = \frac{2 \int_0^\tau \frac{t^2 dt}{(t^2 - A)^2 + 1}}{\alpha \operatorname{arctg}(\tau^2 - A) + \alpha \operatorname{arctg} A}.$$

Если $A > 0$, то

$$f(\tau, A) = \frac{-\frac{S}{2} \ln \frac{(\tau-z)^2+S^2}{(\tau+z)^2+S^2} - z \left(\operatorname{arctg} \frac{\tau-z}{S} + \operatorname{arctg} \frac{\tau+z}{S} \right)}{\operatorname{arctg}(\tau^2-A) + \operatorname{arctg} A}, \quad (18)$$

где

$$z(A) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{A^2+1} + A}; \quad S(A) = -\frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{A^2+1} - A}.$$

Если $A < 0$ [$A = -C$ ($C > 0$)], то

$$f(\tau, c) = \frac{-\frac{z(c)}{2} \ln \left\{ \frac{(\tau-S(c))^2+S^2(c)}{(\tau+S(c))^2+S^2(c)} - S(c) \left(\operatorname{arctg} \frac{\tau-S(c)}{z(c)} + \operatorname{arctg} \frac{\tau+S(c)}{z(c)} \right) \right\}}{\operatorname{arctg}(\tau^2+c) - \operatorname{arctg} c}. \quad (19)$$

При $\tau \rightarrow 0$

$$f(\tau, A) \approx \frac{2}{3} \tau^2,$$

при $\tau \rightarrow \infty$

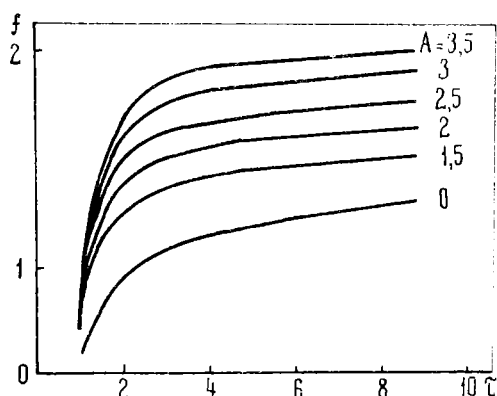
$$f(\tau, A) \approx \frac{z\pi}{\frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg} A}.$$

Таким образом, выражения (15)–(18) связывают наблюдаемую эффективную температуру спектра фотонейтронов как с термодинамическими характеристиками изучаемых ядер, так и с параметрами гигантского резонанса. На рисунке приведена функция $f(\tau, A)$ для разных значений величины A в зависимости от τ . Надо отметить, что для второго нейтрона $A_2 < 0$ и мало по абсолютной величине. Поскольку для отрицательных и малых значений A_2 $f(\tau, A_2)$ слабо отличается от $f(\tau, A)$, то при оценке вклада второго нейтрона в среднюю энергию суммарного спектра использовалась функция $f(\tau, 0)$. Результаты расчетов вместе с экспериментальными данными приведены в таблице.

Параметры гигантского резонанса взяты из обзора [8], а параметры плотности уровней – из систематики резонансных данных работ [9, 10]. Экспериментальные данные, выбранные для анализа, получены методом времени пролета, в основном, с низким порогом регистрации энергии нейтрона, так что эффективная температура определена по достаточно широкому интервалу энергий вылетающих нейтронов, когда заметный вклад прямых процессов еще отсутствует [11–14]. Энергии связи ядер брались из работы [16].

Из таблицы видно, что рассчитанные значения эффективной температуры, как правило, меньше ее наблюдаемых значений. Это связано с тем, что параметр плотности уровней α , получаемый из резонансных данных, систематически больше его точного значения, рассчитанного на основе сверхтекучей модели [10]. Для примера в таблице приведены значения параметров $\alpha_{\text{расч}}$, рассчитанных в сверхтекучей модели ядра для ^{208}Pb при соответствующих энергиях возбуждения ($\sim E_2$, $-V_T$). Если воспользоваться этими значениями параметров плотности уровней, то получаем значения \bar{T} , близкие к наблюдаемым.

Необычно сильные различия рассчитанных и экспериментальных значений для хрома связаны еще, по-видимому, и с тем, что в данной работе \bar{T} определялось при энергии нейтронов 2,5–7 МэВ, где возможен заметный вклад прямых фотонейтронов, делающих спектр более жестким по сравнению с испарительным. Аналогичное замечание можно сделать и по поводу завышенного значения \bar{T} , приведенного в работе [11] для спектра фотонейтронов в (γ, n) -реакции на ^{115}In .



Функция $f(\tau, A)$ для разных значений величины A в зависимости от τ

**Связь наблюдаемой эффективной температуры спектра фотонейтронов
с термодинамической характеристикой ядер и с параметрами гигантского
резонанса для различных ядер**

Ядро-мишень	E_0 , МэВ	E_1 , МэВ	Γ , МэВ	B_1 , МэВ	B_1+B_2 , МэВ	α , МэВ ⁻¹	$\alpha_{расч}$, МэВ ⁻¹	$\bar{T}_{эксп.}$, МэВ	\bar{T}_1 , МэВ	\bar{T} , МэВ
Cr	22							1,39 [14]	0,98	
	29,4	18,8	5,0	12	21,25	5,94		1,51 [14]	1,02	
	31,3							1,58 [14]	1,07	
¹¹⁵ In	28	16	7,0	9,22	16,55	18,05		1,1-1,3[11]	0,63	
W	45	14,0	6,0	7,5	14,25	23,0		0,44[12]	0,55	0,49
Pt	16	13,7	5,5	7,6	14,6	18,0		0,48 [13]	0,49	
Pb	16						~6	0,98 [13]	0,76	
	45	13,5	4,0	7,4	14,11	8,94	~7	0,98 [12]	0,85	0,77
Bi	16							0,84 [13]	0,62	
	45	13,5	4,0	7,43	14,33	13,48		0,82 [12]	0,7	0,63

Из таблицы следует также, что вторичные нейтроны имеют существенное значение. Так, при сравнении расчетных значений \bar{T}_1 и \bar{T} для свинца и висмута при $E_{\gamma m} = 16$ МэВ и $E_{\gamma m} = 45$ МэВ ясно, что второй нейтрон, вклад которого надо учитывать при $E_{\gamma m} = 45$ МэВ, настолько смягчает спектр, что эффективная температура оказывается практически одинаковой для обоих значений граничной энергии $E_{\gamma m}$ [1].

Таким образом, можно сделать вывод о том, что испарительная часть спектров фотонейтронов удовлетворительно описывается статистической теорией последовательного испарения. Введение понятия эффективной температуры дает возможность описать грубое поведение спектра, а ее явная связь с термодинамическими свойствами ядер и параметрами гигантского резонанса позволяет получать из опыта информацию об этих величинах.

С другой стороны, очевидна и ограниченность такого подхода. Так, в области энергий $E < 1$ МэВ усредненный по распределению энергий возбуждения спектр заметно мягче, чем спектр, описываемый выражением (1). Этот результат следует как из результатов расчета [3], так и из эксперимента [12]. С уменьшением граничной энергии спектра тормозного излучения, особенно при $E_{\gamma m} < E_R$, отклонение усредненного по энергии возбуждения спектра от выражения (1) должно быть более заметным, так как именно в этой области энергий возбуждения температура сильно меняется с изменением энергии возбуждения. Это, по-видимому, проявляется в работе [15], где $E_{\gamma m} \approx E_R$, и наблюдаемый спектр практически невозможно описать выражением (1). Более детальное исследование энергетического распределения фотонейтронов во всей области энергий является предметом дальнейших исследований.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Б л а т т Дж., В а й с к о п ф В. Теоретическая ядерная физика. М., 1954.
2. Ш у б и н Ю.Н., С т а в и н с к и й В.С. - В кн.: Нейтронная физика. Ч.3. М., 1976, с.133.
3. А х м е д о в Г.М., С т а в и н с к и й В.С. - Препринт ФЭИ-730, 1976.
4. J o h n s H.E., K a t z L., D o u g l a s R.A. - "Phys.Rev.", 1950, v.80, N 6, p.1063.
5. М а л ы ш е в А.В. Плотность уровней и структура атомных ядер. М., Атомиздат, 1969.

6. Игнатюк А.В., Ставинский В.С., Шубин Ю.Н. - "Ядерная физика", 1970, т.2, с.1012.
7. Малышев А.В., Шубин Ю.Н. - "Nucl.Phys.", 1966, v.76, p.232.
8. Верман В.Л., Фультз С.С. - "Rev.Mod.Phys.", 1975, v.47, N 3, p.713.
9. Шубин Ю.Н., Малышев А.В., Ставинский В.С. Конференция по ядерным данным. Париж, 17-21 окт., 1966. - С-23/106.
10. Ставинский В.С. - "ЭЧАЯ", 1972, т.3, вып.4, с.832.
11. Анашкина Э.С. - "ЖЭТФ", 1962, в. 43, p.1197.
12. Gaucher D.V., Good P.D. - "J.Nucl.Energy", 1967, v.21, p.733.
13. "ЖЭТФ", 1964, v.43, p.1906. Авт.: Д.Я.Глазунов, М.В.Савин, И.Н.Сафина, Э.Ф.Фомушкин, Ю.А.Хохлов.
14. McNeill K.G., Hewitt J.S., Jurg J.W. - "Can.J.Phys.", 1968, v.46, p.1974.
15. Bertozzi W., Paolini I.R., Sargent C.P. - "Phys.Rev.", 1958, v.110, N 3, p.790.
16. Кравцов В.А. Массы атомов и энергии связи ядер. М., Атомиздат, 1965.

УДК

СЕЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР МЕДИ

В.П.Ковалев, В.И.Исаев, В.В.Гордеев

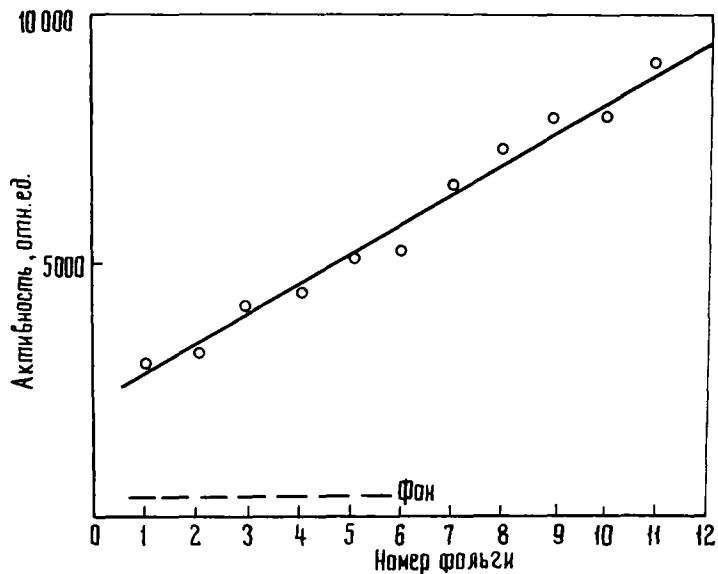
THE ELECTRODISINTEGRATION CROSS SECTION OF Cu.
The electrodisintegration cross sections of cuprum were measured as a function of electron energy for the range 14-26 MeV by means of stacked foil method. When the electron energy is increased the increase of the electrodisintegration cross section is observed. This fact agrees with the photodisintegration cross section changing in the energy region above the threshold.

Сечение электрорасщепления ядер меди измерялось при энергии электронов 14-26 МэВ по методу "пачки фольг" [1,2]. Источником электронов служил ускоритель ДУЭ-25 [3]. Процедура измерений и обработки результатов принята следующей.

Пачку медных фольг диаметром 40 мм и толщиной 0,1 мм каждая устанавливали в воздухе на расстоянии 30 см от выходного окна ускорителя. Между окном ускорителя и пачкой фольг помещали магнит, который мог отклонять пучок электронов. Если пучок электронов падает на фольгу, то выход нейтронов из нее обусловлен тремя составляющими: 1) нейтронной от электрорасщепления ядра- (e, e', n)-реакция; 2) нейтронной от фоторасщепления тормозным излучением, рожденным в медной фольге- (e, γ, n)-реакция и 3) нейтронной от фонового тормозного излучения.

Фон определялся посредством измерения активности фольг, наведенной при отклоненном магнитном пучке электронов, так что пучок не попадал на фольгу. Величина фона в зависимости от условий облучения менялась на 10-40%. Пучок электронов в процессе измерений мониторировался датчиком вторичной эмиссии.

Величину тока измеряли цилиндром Фарадея. Далее строили зависимость активности фольги от ее номера. График такой зависимости приведен на рисунке. Экстраполяция к нулевой толщине дает, очевидно, выход нейтронов, обусловленный только процессом электрорасщепления (e, e', n). Абсолютная величина этого выхода определялась с помощью привязки к данным работы [4], в которой измерен выход нейтронов из медной фольги толщиной 1,4 г/см².



Зависимость активности от положения медной фольги. Реакция ${}^{63}\text{Cu}(e, e', n){}^{62}\text{Cu}$; $E_0 = 17,5 \text{ МэВ}$

При эксперименте получена зависимость выхода нейтронов от толщины фольги, имеющая вид $\alpha t^2 + \beta t$, где t - толщина фольги; α, β - коэффициенты, определяемые в опыте. Принимая $t = 1,4 \text{ г/см}^2$, по измеренной кривой получаем выход $B(e, e', n)$ из первой фольги. Так как выход и ток электронов известны, можно рассчитать сечение процесса ${}^{63}\text{Cu}(e, e', n){}^{62}\text{Cu}$.

Получены следующие результаты:

Энергия электронов, МэВ	$\sigma(e, e', n) \cdot 10^{-29}, \text{см}^2$
14,5	4,3
17,5	13,5
20	33,6
26	45,2

Погрешность измерения сечения, обусловленная, главным образом, погрешностью определения выхода нейтронов, оценена в 20%.

Быстрый рост сечения электрорасщепления с энергией электрона согласуется с характером зависимости сечения фоторасщепления меди от энергии фотонов в области энергий вблизи порога.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. S k a g g s L. e. a. - "Phys.Rev", 1948, v.73, p.420.
2. B r o w n K., W i l s o n R. - "Phys.Rev.", 1954, v.93, p.443.
3. Е р м а к о в В.И., К о в а л е в В.П. и др. - "Атомная энергия", 1970, т.29, с.206.
4. B a r b e r W., G e o r g e W. - "Phys.Rev.", 1959, v.116, p.1551.

ИНФОРМАЦИОННО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ
ЛИНЕЙНОГО СГЛАЖИВАНИЯ

А. А. Шиманский

THE PROBLEM OF THE LINEARITY SMOOTHING FROM THE INFORMATIONAL POINT OF VIEW. The problem of the smoothing of the experimental dependences is considered from the point of view of the information theory. The general form of the weight function is received. The optimization of this function is considered.

Различные методы сглаживания достаточно широко применяются при обработке результатов физических экспериментов, в особенности когда истинная зависимость $f(x)$ измеряемых параметров неизвестна. Сглаживание в этом случае служит для "проявления" функции $f(x)$, улучшения зрительного восприятия кривой. Сглаживание можно применять и для повышения информативности кривых с разбросом и в математическом смысле, но при этом существует ряд принципиальных трудностей. Так, сама возможность увеличить содержащуюся в кривой информацию с помощью сглаживания, не искажая при этом основу $f(x)$, не является доказанной. В то же время из работы [1] известно, что случайные ошибки разрушают информацию, поэтому неочевидна и невозможность такого повышения информативности кривой. Оправданием (но не доказательством) такого применения сглаживания может служить сужение полосы ошибок для определяемых в ходе дальнейшей обработки кривой параметров, например, для кривой распада это могут быть начальные активности и т.п.

Как правило, процедура сглаживания сводится к следующему. На выделенной группе из $(2p+1)$ точек постулируется хорошее приближение $f(x)$ локальным полиномом $P_m(x)$ порядка не выше m . Затем с помощью метода наименьших квадратов строится P_m и его значением заменяется средняя точка группы $y_i \rightarrow P_m(x_i)$ [2].

В настоящей работе сделана попытка рассмотреть задачу сглаживания в информационном аспекте. Не делается никаких предположений о характере функции $f(x)$, и только на основании соображений об информационной связи точек кривой строится общая формула линейного сглаживания. Эта формула автоматически дает такое важное с информационной точки зрения свойство весовой функции, как ее неотрицательность, в то время как метод наименьших квадратов, например, допускает отрицательные значения этой функции в некоторых точках [2].

Отсюда вытекает постановка задач минимизации смещения и оптимизации отношения начальной и конечной энтропии кривой, решение которых выходит за рамки данной работы.

Рассмотрим участок последовательности $\{y_i\}$, $i = 1, 2, \dots, n$, представляющий собой совокупность искаженных значений некоторой (истинной) функции $f(x)$, измеренных в точках x_i с ошибками Δy_i . Будем считать $f(x)$ гладкой, т.е. малому смещению соответствует малое изменение функции df . Так как значения y_i измеряются с ошибками, можно говорить о распределении $p_i(y)$, которое, в соответствии с общепринятой гипотезой, считаем нормальным и будем характеризовать стандартным отклонением σ_i .

Введем "профиль распыления вероятности" $\varphi(\Delta)$, описывающий σ_j при

$$\sigma_j = \sigma_i \varphi(\Delta); \quad \Delta = |x_i - x_j|. \quad (I)$$

Очевидно, $\varphi(\Delta)$ — неубывающая функция, так как степень неопределенности в положении точек, более далеких от известной, не может быть меньше, чем для близких. Кроме того, гладкость функции $f(x)$ налагает это же ограничение и на $\varphi(\Delta)$.

В определении (I) $\varphi(\Delta)$ предполагается симметричной, однако можно рассматривать и несимметричные профили. Это оказывается удобным, когда вид функции $f(x)$ известен. Например, для кривой распада — сложной экспоненты — неопределенность точек, лежащих справа от i -й, меньше, чем слева от нее из-за возможного присутствия короткоживущих компонент. В подобных случаях вид $\varphi(\Delta)$ во многом определяется характером функции $f(x)$, и это

может существенно уменьшить значения φ для больших Δ . В общем случае при отсутствии сведений о функции $f(x)$ вполне естественным представляется экспоненциальный профиль неопределенности $\sigma_j = \sigma_i \alpha^\Delta$.

Очевидно, что из выражения (1) получают значения σ_j , не зависящие от самого набора $\{y_i\}$. Но поскольку далее всюду рассматривается группа $\{i, p\}$ (числа y_j при $j = i-p, \dots, i, \dots, i+p$), можно ввести параметр, характеризующий рассогласование между группой и j -й точкой F_j . Этот параметр (после согласования размерностей $[F]$ и $[y]$) должен быть добавлен к σ_j , так как он представляет собой дополнительную неопределенность j -й точки. Таким образом, на функцию σ_j может быть наложена тонкая структура

$$\sigma_j = \sigma_i \varphi(\Delta) + F_j. \quad (1a)$$

Для определения параметров F_j можно предложить, например, следующий алгоритм. На группе $\{i, p\}$ строится методом наименьших квадратов полином P_m , причем веса всех точек полагаются равными единице, и вычисляется сумма квадратов отклонений S_0 . Затем j -й точке ($j = i-p, \dots, i, \dots, i+p$) приписывается вес $W_j = 0$, а остальным $W_{k \neq j} = 1$, далее расчет повторяется и вычисляются S_j . При любом j $S_j \leq S_0$, поэтому величины

$$R_j = (2p+1) \frac{S_0 - S_j}{S_0}$$

неотрицательны и отражают относительное изменение суммы квадратов отклонений при удалении из группы j -й точки. Асимптотическое поведение R_j при $p \rightarrow \infty$ достаточно очевидно. Можно показать, что $\lim_{p \rightarrow \infty} R_j = \delta_j^2 / \bar{D}$, где δ_j - отклонение j -й точки от P_m ; \bar{D} - среднее значение квадрата отклонения по группе, т.е. дисперсия. При конечных p можно принять приближенное равенство $R_j \approx \delta_j^2 / \bar{D}$ и вычислять F_j как $F_j = \sqrt{\bar{D} R_j}$.

Определим далее процесс линейного сглаживания y_j по группе $\{i, p\}$:

$$Z_i = \sum_{j=i-p}^{i+p} v_{ij} y_j; \quad i = p+1, \dots, n-p, \quad (2)$$

где v_{ij} - весовая функция. Обычно линейным называют сглаживание по функциям $P_1(x) = \alpha x + \beta$, которое сводится к простому усреднению, т.е. $v_{ij} = 1/(2p+1) [2]$. В данной работе сглаживание в формуле (2) называется линейным только потому, что Z_i выражается как линейная комбинация y_j . Сглаживающая же функция, соответствующая выражению общей весовой функции (6), может оказаться очень сложной.

Коэффициенты v_{ij} в формуле (2) можно трактовать по-разному, в частности как ценность, которую представляет информация, содержащаяся в j -й точке для определения i -й точки, а также как вероятность того, что j -я несет информацию об i -й точке. Обе трактовки не противоречат друг другу и предъявляют к v_{ij} требование неотрицательности. Параметр p имеет смысл зоны информационного влияния, т.е. $(i+p)$ -я точка еще несет информацию об i -й, а $(i+p+1)$ -я - уже нет. Вероятностная трактовка весовой функции предъявляет к ней требование нормировки, то же требование необходимо для того, чтобы оценка Z_i была несмещенной. Таким образом, весовая функция должна обладать свойствами функции плотности вероятности

$$v_{ij} \geq 0; \quad \sum_{j=i-p}^{i+p} v_{ij} = 1. \quad (3)$$

Понятие ценности информации тесно связано с понятием функции штрафов $[I]$, которая определяет возможное "наказание" за ошибку в условиях неполноты информации. Часто полагают функцию штрафов равной абсолютной величине ошибки $[I]$, в рассматриваемом случае $s = \sigma_j$. Интегральный штраф по группе определяется как

$$A_i = \sum_{j=i-p}^{i+p} v_{ij} \sigma_j = \sigma_i \sum_{j=i-p}^{i+p} v_{ij} \varphi(\Delta);$$

здесь $\varphi(\Delta)$ выступает уже в качестве функции штрафов с точностью до коэффициента σ_i .

Теперь можно сформулировать вариационную задачу для определения v_{ij} : найти такое распределение v_{ij} , которое минимизировало бы A_i при условиях выражения (3):

$$A_i = \min_{\{v\}} \quad (4)$$

Однако такая постановка задачи не будет полной. Легко проверить, что ее решением является вырожденное распределение

$$v_{ij} = \delta_{ij},$$

где δ_{ij} - символ Кронекера. Для того чтобы получить невырожденное решение, задачи (3) и (4) необходимо дополнить заданием энтропии распределения $[I]$

$$I = - \sum_{j=i-p}^{i+p} v_{ij} \ln v_{ij} \quad (5)$$

Задачи (3), (4) представляют собой частный случай общей задачи (3)-(5), если $I = 0$. При этом I может принимать значения от 0 до $I_{\max} = \ln(2p+1)$, причем максимальной энтропии соответствует равномерное распределение $v_{ij} = I/(2p+1)$. Решение задач (3)-(5) $[I]$ дает весовую функцию в виде

$$v_{ij} = \alpha \exp[-\beta \varphi(\Delta)],$$

где α определяется из условия нормировки, а β - из уравнения (5).

Окончательно решение имеет вид

$$v_{ij} = \exp[-\beta \varphi(\Delta)] / \sum_{j=i-p}^{i+p} \exp[-\beta \varphi(\Delta)] \quad (6)$$

При заданном виде функции штрафов $\varphi(\Delta)$ параметры I и β связаны взаимно-однозначной зависимостью, но определять β из уравнения (5) крайне неудобно, поэтому для простоты можно задавать не I , а β . Случай $I = 0$ соответствует $\beta \rightarrow \infty$, а случай $I = I_{\max}$ - $\beta = 0$. При выборе β , однако, следует иметь в виду первую оптимизационную задачу: при заданных p и $\varphi(\Delta)$ добиться минимального смещения $\Delta Z_i = |Z_i - f(x_i)|$. Поскольку $f(x)$ неизвестна, оптимизацию весовой функции можно проводить, например, на псевдослучайной модели, добиваясь минимального среднего по многим i значения $\overline{\Delta Z}$. Легко видеть, что эта задача является аналогом требования несмещенности оценки.

Сформулируем еще одну задачу, имеющую принципиальное значение. Пусть известен вид функции $f(x)$ и, следовательно, распределения $p_i(y)$. Назовем $H_i = \sum_k p_{ik} \ln p_{ik}$ начальной энтропией кривой. Здесь введено суммирование по k внутри каждого распределения $p_i(y)$, чтобы сделать его из непрерывного дискретным. После сглаживания будем иметь распределения $\bar{p}_i(y)$ и конечную энтропию $H_f = \sum_i \sum_k \bar{p}_{ik} \ln \bar{p}_{ik}$. Введем коэффициент сглаживания

$$\psi = H_i / H_f,$$

характеризующий эффективность операции (2) в информационном смысле. При $\psi < 1$ сглаживание увеличивает энтропию и, следовательно, не дает никакого выигрыша, а, наоборот, наносит вред.

Вторая оптимизационная задача сводится к тому, чтобы максимизировать ψ по параметру p и функции $\varphi(\Delta)$, не упуская из виду минимизацию смещения. При этом варьировать функцию штрафов можно только в разумных пределах, не нарушая ее гладкости и задавшись, например, интегральным перепадом неопределенности $k = \varphi(p)/\varphi(0)$. Заметим, что вторая оптимизационная задача может быть сформулирована и с использованием понятия функции правдоподобия и информации (энтропии) в определении Фишера [3], но такая постановка также требует знания вида функции $f(x)$. Решение этой задачи также можно искать на псевдослучайных моделях, причем в каждом частном случае следует искать свое решение.

В связи с постановкой оптимизационных задач рассмотрим пример минимизации смещения на простейшей модели

$$y_i = \begin{cases} 0 & \text{при нечетном } i \\ 1 & \text{при четном } i \end{cases}; \quad f(x) \equiv 0,5.$$

Зафиксируем $p = 5$; $\varphi(\Delta) = a^\Delta$; $a = 1,3$; i будем считать нечетным, т.е. $y_i = 0$. Построим зависимость $\delta_i = \Delta Z_i / f(x_i)$ от β с грубым шагом:

β	0,3	0,5	0,7	0,8
δ_i	+0,0430	+0,0196	+0,0011	-0,0069

Интерполируя эту зависимость, уточняем оптимальное значение $\beta_0 = 0,7153$, которое дает $\delta_i = -0,0002$, что не превышает погрешности вычислений.

В рассмотренном случае может быть достигнуто полное сглаживание, т.е. $N_f \rightarrow 0$, $\psi \rightarrow \infty$, при этом вторая задача совпадает с первой. В случае же реальных ошибок постановка этих задач различна, но решать вторую задачу надо обязательно с учетом первой, так как, добившись даже очень большого значения ψ , можно при этом так исказить основу $f(x)$, что сглаживание потеряет смысл.

При анализе второй оптимизационной задачи интуитивно ясно (и это подтверждается расчетами во всех известных методах с построением локальных функций), что при увеличении параметра ρ величина N_f должна убывать, хотя такая зависимость для случая выражения (2) и не доказана. Реально длина группы по порядку величины должна совпадать с локальным характерным периодом изменения функции $f(x)$ (с учетом масштаба), который можно определять как ширину пика в спектральных задачах, среднее значение периода полураспада для кривых распада и т.п.

Итак, в результате решения вариационной задачи минимизации интегрального штрафа при фиксированной энтропии весового распределения получено общее выражение (6) для этого распределения. Сформулированы также первая и вторая оптимизационные задачи, решение которых в каждом конкретном случае позволит провести наилучшим образом с точки зрения чистоты и минимальных потерь информации сглаживание экспериментальной зависимости.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Стратонович Р.Л. Теория информации. М., "Советское радио", 1975.
2. Румшинский Л.З. Математическая обработка результатов эксперимента. М., "Наука", 1971.
3. Идье В. и др. Статистические методы в экспериментальной физике. М., Атомиздат, 1976.



БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ИНДЕКС РАБОТ СБОРНИКА В МЕЖДУНАРОДНОЙ СИСТЕМЕ СИНДА

ISOTOPE	QUANTITY	INSTITUTE	MIN ENERGY	MAX (eV)	REFERENCE	DATE	FIRST AUTHOR, COMMENTS
Th	TOT	FBI	1.0 ⁴	2.5 ⁵	YK 26 5	77	FILIPPOV.SIG,TBL
U	TOT	FBI	1.0 ⁴	2.5 ⁵	YK 26 5	77	FILIPPOV.SIG,TBL
²³⁵ U	TOT	CCP	1.0 ³	1.5 ⁵	YK 26 7	77	MARSHALKIN.CALCULATIONS,TBL
²³⁷ U	TOT	CCP	1.0 ³	1.5 ⁵	YK 26 7	77	MARSHALKIN.CALCULATIONS,TBL
²³⁹ U	TOT	CCP	1.0 ³	1.5 ⁵	YK 26 7	77	MARSHALKIN.CALCULATIONS,TBL
²³⁹ Pu	NF	CCP	1.0 ³	1.5 ⁵	YK 26 7	77	MARSHALKIN.CALCULATIONS,TBL
²³⁹ Pu	NG	CCP	1.0 ³	1.5 ⁵	YK 26 7	77	MARSHALKIN.CALCULATIONS,TBL
²³⁹ Pu	TOT	CCP	1.0 ³	1.5 ⁵	YK 26 7	77	MARSHALKIN.CALCULATIONS,TBL
²⁴¹ Pu	TOT	CCP	1.0 ³	1.5 ⁵	YK 26 7	77	MARSHALKIN.CALCULATIONS,TBL
²⁴³ Pu	TOT	CCP	1.0 ³	1.5 ⁵	YK 26 7	77	MARSHALKIN.CALCULATIONS,TBL

СОДЕРЖАНИЕ

Гурин В.Н. О параметризации тепловых констант	3
Филиппов В.В. Полные нейтронные сечения урана и тория при 10-250 кэВ	5
Маршалкин В.Е., Повышев В.М. Расчеты нейтронных сечений на ядрах ²³⁹ Pu, ²⁴¹ Pu, ²⁴³ Pu и ²³⁵ U, ²³⁷ U, ²³⁹ U в энергетической области 1-150 кэВ	7
Тяпин А.С., Маршалкин В.Е. Функции рассеяния нейтрона для некоторых ядерных реакций	19
Волков Н.Г., Емельянов В.М., Калачев Ю.Л., Колдобский А.Б., Колобашкин В.М., Крайнов В.П. Расчет независимых выходов осколков деления на основе модели "стабильных остовов"	34
Волков Н.Г., Колдобский А.Б., Колобашкин В.М., Крайнов В.П. Методы определения первичного нуклонного состава осколков и продуктов деления тяжелых ядер нейтронами	41
Ставинский В.С., Шубин Ю.Н. К расчету эффективной температуры спектров фотонейтронов	52
Ковалев В.П., Исаев В.И., Гордеев В.В. Сечение электрорасщепления ядер меди	57
Шиманский А.А. Информационно-математическая постановка задачи линейного сглаживания	59
Библиографический индекс работ сборника в Международной системе СИИИДА.....	63

Редактор А.М.Кравцова Технический редактор С.И.Халиллулина
Корректоры Г.С.Бабыкина, Г.Н.Балашова

Подписано в печать 05.09.77	Т 16618	Формат 60x84 1/8
Бумага офсетная	Печ.л. 8,75	Уч.-изд.л. 6,1
Индекс 3619	Зак.тип. № 677	Цена 75 коп.
		Тираж 301 экз. 9 статей

Отпечатано в ЦНИИАтоминформе
119146, Москва, Г-146, аб/яц 584

УДК 621.039.51

О ПАРАМЕТРИЗАЦИИ ТЕПЛОВЫХ КОНСТАНТ. Г у р и н В.Н. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1977, вып. 26, с.3.

Предлагаются простые аналитические формулы для расчета одногрупповых тепловых макроскопических констант. Эти формулы аппроксимируют результаты точных расчетов тепловых макроконстант для реакторов без отражателя и с водяным отражателем. Рассматриваются гомогенные смеси урана и воды. Отношение ядерных концентраций водорода и урана изменяется от 1 до 1500 (табл.1, список лит. - 2 назв.).

УДК 539.172.4

ПОЛНЫЕ НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ УРАНА И ТОРИЯ ПРИ 10-250 кэВ. Ф и л и п о в В.В. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1977, вып. 26, с.5.

Значения полного нейтронного сечения, измеренные для тория при $E_n = 10-250$ кэВ и для урана при $E_n = 100-250$ кэВ, оказались заметно выше рекомендованных атласом ВВЛ-325 значений, хотя использовались довольно толстые ($0,0481 \cdot 10^{24}$ ат/см² для тория и $0,1775 \times 10^{24}$ ат/см² для урана) образцов могло приводить лишь к занижению измеряемых значений вследствие резонансной самоэкранировки. Это расхождение наблюдается ниже 100 кэВ для урана и в меньшей степени для тория. Выше 100 кэВ полные сечения находятся в хорошем согласии с величинами, принятыми в 26-групповой системе констант БНАБ (рис.2, табл.1, список лит. - 6 назв.).

УДК 539.172.4

РАСЧЕТЫ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ НА ЯДРАХ ^{239}Pu , ^{241}Pu , ^{243}Pu И ^{235}U , ^{237}U , ^{239}U В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ 1-150 кэВ. М а р ш а л к и н В.Е., П о в ы ш е в В.М. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1977, вып. 26, с.7.

Однозначно определен набор параметров оптического потенциала по описанию энергетической зависимости сечений $\sigma_t(\epsilon)$, $\sigma_c(\epsilon)$ и $\sigma_{sel}(\epsilon)$ при взаимодействии нейтронов с энергией 1 кэВ-15 МэВ с ядром ^{239}Pu . Исследована критичность поведения сечений отдельных реакций относительно свойств ядра-мишени и составного ядра на примере описания экспериментального поведения сечений при взаимодействии нейтронов при энергиях 1-150 кэВ на ядрах ^{239}Pu и ^{235}U . Выполнены расчеты нейтронных сечений в этом же энергетическом интервале энергий для ядер-мишеней ^{241}Pu , ^{243}Pu , ^{237}U , ^{239}U . Сделаны замечания о точности рассчитанных сечений (табл.14, список лит. - 12 назв.).

УДК 539.17

ФУНКЦИИ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНА ДЛЯ НЕКОТОРЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ. Т я - п и н А.С.; М а р ш а л к и н Б.Е. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", вып.26, с. 19.

По статистической модели ядерных реакций и при детальном рассмотрении кинематики процессов получены выражения для энергетического и углового распределений вторичных нейтронов, образующихся в результате упругого и неупругого взаимодействия нейтронов с ядрами, в том числе и в случае возбуждения непрерывного спектра ядра-остатка, а также в случае (n, α) - и $(n, 2n)$ -реакций. Реакция упругого рассеяния нейтрона рассмотрена для иллюстрации на известном примере используемого метода построения функций рассеяния. Функция рассеяния нейтрона в результате неупругого взаимодействия с возбуждением дискретных уровней ядра-остатка является исходной при рассмотрении других реакций (список лит. - 5 назв.).

УДК 539.173.8

Расчет НЕЗАВИСИМЫХ ВЫХОДОВ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ "СТАБИЛЬНЫХ ОСТОВОВ". - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1977, вып. 26, с.34. Авт.: Н.Г.Волков, В.М.Емельянов, Д.Л.Капачев, А.Б.Колдобский, В.М.Колобашкин, В.П.Крайнов.

Описан метод расчета нуклонного состава первичных осколков деления, основанный на модели стабильных остовов. Полученные значения параметров распределений независимых выходов находятся в хорошем согласии с результатами, полученными экспериментально методом регистрации рентгеновского излучения осколочных нуклидов определенной массы (рис.5, табл.4, список лит. - 19 назв.).

УДК 539.173.8

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПЕРВИЧНОГО НУКЛОННОГО СОСТАВА ОСКОЛКОВ И ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР НЕЙТРОНАМИ. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1977, вып. 26, с.41. Авт.: Н.Г.Волков, А.Б.Колдобский, В.М.Колобашкин, В.П.Крайнов.

Дан обзор существующих в настоящее время теоретических, экспериментальных, эмпирических и полумпирических способов определения независимых выходов осколочных нуклидов (табл.1, список лит. - 53 назв.).

УДК 539.171.3

К РАСЧЕТУ ЭФФЕКТИВНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ СПЕКТРОВ ФОТОНЕЙТРОНОВ. С т а -
в и н с к и й В.С., Ш у б и н Ю.Н. - "Вопросы атомной науки и техни-
ки. Серия: Ядерные константы", 1977, вып.26, с. 52.

Получено выражение для эффективной температуры испарительной час-
ти спектра фотонейтронов, возникающих под действием тормозного излуче-
ния, зависящее от характеристик ядра, параметров гигантского резонанса
и граничной энергии тормозного спектра. Проведено сравнение с экспери-
ментальными данными (рис.1, табл.1, список лит. - 16 назв.).

УДК

СЕЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОРАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР МЕДИ. К о в а л е в В.П., И с а -
е в В.И., Г о р д е е в В.В. - "Вопросы атомной науки и техники. Се-
рия: Ядерные константы", 1977, вып.26, с. 57.

Методом "пачки фольг" измерены сечения ядер меди в области энер-
гий электронов 14-26 МэВ. Наблюдается быстрый рост сечения с ростом
энергии электронов. Изменение сечения электрорасщепления согласуется
с характером зависимости сечения фоторасщепления от энергии фотонов в
области энергий вблизи порога (рис.1, список лит. - 4 назв.).

УДК 519.24

ИНФОРМАЦИОННО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ЛИНЕЙНОГО СГЛА-
ЖИВАНИЯ. Ш и м а в с к и й А.А. - "Вопросы атомной науки и техники.
Серия: Ядерные константы", 1977, вып.26, с. 59.

Рассматривается задача сглаживания экспериментальных зависимос-
тей с точки зрения теории информации. В результате решения задачи ми-
нимизации интегрального штрафа по сглаживающей группе точек получено
общее выражение для весовой функции. Приводится постановка задач оп-
тимизации этой функции по свободным параметрам и функции штрафов для
конкретных случаев сглаживания (список лит. - 3 назв.).

③ ④

Цена 75 коп.

Индекс 3619

Вопросы атомной науки и техники.
Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ, вып. 24, 1977, 1—64.