

P15 - 7119

М. Даковский, Ю. А. Лазарев, Ю. Ц. Оганесян

МНОЖЕСТВЕННОСТЬ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ
ПРИ СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Заказ 16426. Тираж 444. Уч.-изд. листов 1,21.
Редактор В. Р. Саранцева. Подписано к печати 18/У1-73 г.

Ранг публикаций Объединенного института ядерных

исследований

Препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований /ОИЯИ/ являются самостоятельными публикациями. Они издаются в соответствии со ст. 4 Устава ОИЯИ. Отличие препринтов от сообщений заключается в том, что текст препринта будет впоследствии воспроизведен в каком-либо научном журнале или аperiodическом сборнике.

Индексация

Препринты, сообщения и депонированные публикации ОИЯИ имеют единую нарастающую порядковую нумерацию, составляющую последние 4 цифры индекса.

Первый знак индекса - буквенный - может быть представлен в 3 вариантах:

“Р” - издание на русском языке;

“Е” - издание на английском языке;

“Д” - работа публикуется на русском и английском языках.

Препринты и сообщения, которые рассылаются только в страны-участницы ОИЯИ, буквенных индексов не имеют.

Цифра, следующая за буквенным обозначением, определяет тематическую категорию данной публикации. Перечень тематических категорий изданий ОИЯИ периодически рассылается их получателям.

Индексы, описанные выше, проставляются в правом верхнем углу на обложке и титульном листе каждого издания.

Ссылки

В библиографических ссылках на препринты и сообщения ОИЯИ мы рекомендуем указывать: инициалы и фамилию автора, далее - сокращенное наименование института-издателя, индекс, место и год издания.

Пример библиографической ссылки:

И.И. Исачков. ОИЯИ, Р2-4985, Дубна, 1971.

Р15 - 7119

М. Даковский, Ю. А. Лазарев, Ю. Ц. Оганесян

МНОЖЕСТВЕННОСТЬ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ПРИ СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР

Направлено в ЯФ

Множественность мгновенных нейтронов при спонтанном делении ядер

Измерены распределения числа мгновенных нейтронов P_{ν} , испускаемых при спонтанном делении ^{244}Cm и ^{246}Cm . Для ^{246}Cm определено среднее число нейтронов на акт деления: $\bar{\nu} = 2,98 \pm 0,03$ относительно $\bar{\nu} = 2,69 \pm 0,01$ для ^{244}Cm .

Приводятся обзор экспериментальных данных о дисперсии числа мгновенных нейтронов деления σ_{ν}^2 . Анализируется зависимость σ_{ν}^2 от Z , A и энергии возбуждения делящегося ядра. Высказывается предположение о корреляции между σ_{ν}^2 и величиной выхода осколков в области симметричных масс.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1973

Dakowski M., Lazarev Yu.A., Oganessian Yu.Ts. P15 - 7119

Multiplicity of Prompt Neutrons at Spontaneous Fission of Nuclei

Distributions of a number of prompt neutrons P_{ν} , emitted at spontaneous fission of ^{244}Cm and ^{246}Cm , are measured. For ^{246}Cm an average number of neutrons per fission act is determined to be $\bar{\nu} = 2.98 \pm 0.03$ with respect to $\bar{\nu} = 2.69 \pm 0.01$ for ^{244}Cm .

The review of experimental data on dispersion of a number of prompt fission neutrons σ_{ν}^2 is presented. The dependence of σ_{ν}^2 on Z , A and excitation energy of fissioning nucleus is analysed. An assumption is made about the correlation between σ_{ν}^2 and the value of the fragment yield in the symmetrical mass region.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1973

Мгновенные нейтроны деления несут наиболее непосредственную информацию об энергии возбуждения, возникающей вследствие деформации осколков в момент разрыва делящегося ядра. Среднее число нейтронов $\bar{\nu}$ определяет величину суммарной энергии возбуждения, в то время как распределение множественности нейтронов P_{ν} связано с распределением энергии возбуждения около ее среднего значения.

Средние числа нейтронов определены для спонтанного деления двадцати изотопов от ^{236}U до ^{257}Fm . Систематика чисел $\bar{\nu}$, построенная по данным обзора /1/ с учетом последних результатов /2-6/, представлена на рис. 1. Основной и наиболее интересной ее особенностью является существенное усиление зависимости $\bar{\nu}$ от массы делящегося ядра A при $A \geq 244$. В этой области массы наблюдаются значительные изменения в характере зависимости от A и для других величин: средней суммарной кинетической энергии осколков, наиболее вероятной массы тяжелого осколка. Поведение и корреляции указанных величин при изменении нуклонного состава делящихся ядер объясняются влиянием оболочечной структуры индивидуальных осколков на динамику разделения. В частности, поведение величин $\bar{\nu}$ с ростом массы делящегося ядра может быть обусловлено изменением упругих свойств /жесткостей по отношению к квадрупольным колебаниям/ наиболее вероятных осколков деления /7/, которые очень сильно зависят от степени заполнения протонных, и, в особенности, нейтронных оболочек. Основываясь на такой интерпретации, можно предполагать /7,8/, что резкий рост $\bar{\nu}$, имевший место при переходе через область $A = 244-254$, при последующем увеличении A прекратится. Экспериментальные значения величин $\bar{\nu}$ для изото-

пов калифорния и фермия с $A \geq 254$ /рис. 1/ в пределах ошибок остаются постоянными, что согласуется со следящим предположением. В дальнейшем существующими представляются измерения $\bar{\nu}$ для ядер с $Z \geq 100$. Подобные эксперименты могут служить непосредственной проверкой теоретических представлений о спонтанном делении наиболее тяжелых ядер /9/ и способствовать развитию теорий, предсказывающих свойства сверхтяжелых элементов /9, 10/.

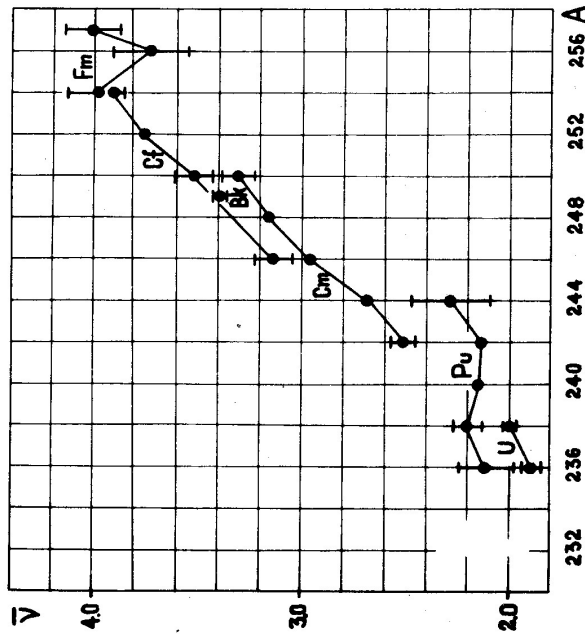


Рис. 1. Систематика чисел $\bar{\nu}$ для спонтанного деления ядер.

Если систематика чисел $\bar{\nu}$ по мере накопления результатов обоснудалась неоднократно, то анализу распределений числа нейтронов P_{ν} посвящена лишь одна работа, выполненная Терреллом в 1957 г. /11/. Основным ее результатом явилось установление конкретного, согласованного с имеющейся экспериментальной информацией

соотношения для связи распределения числа нейтронов с распределением суммарной энергии возбуждения осколков. Для всех рассмотренных случаев, кроме ^{252}Cf , масса делящегося ядра не превышала 244. При этом, согласно /11, 12/, именно ^{252}Cf представлял исключительный по отношению к остальной совокупности данных случай, что выражалось в "аномально" большой ширине распределения числа нейтронов. Этот факт, возможно, имеет причинную связь с существенными изменениями других характеристик спонтанного деления в области $A \geq 244$.

В последние годы были значительно уточнены распределения числа нейтронов для ^{240}Pu , ^{242}Pu , ^{252}Cf /13, 14/ и получен ряд новых результатов для спонтанного деления ядер с $A > 244$ /2, 3, 15, 16/. Цель настоящей работы состояла в исследовании распределений множественности для изотопов ^{244}Cm и ^{246}Cm , лежащих на границе области "аномалий", с одной стороны, и в анализе всей совокупности экспериментальных данных по множественности нейтронов при спонтанном делении, с другой. Одновременно определялась величина $\bar{\nu}$ для ^{246}Cm , для которой имелись весьма неточные данные однократного измерения /17/, а результаты /5, 6/ в период проведения эксперимента отсутствовали.

1. Методика измерений. Учет систематических погрешностей

Измерения проводились с помощью анализатора нейтронов, работающего на линии с малой ЭВМ ТРА-1001/18/ методом параллельной регистрации нейтронов ^{246}Cm и ^{244}Cm в совпадении с соответствующим осколком деления. Детектор нейтронов содержал 36 пропорциональных ^3He -счетчиков, помещенных в замедлитель и распределенных по выходному сигналу на 6 групп. Каждая группа счетчиков имела независимый усилительно-формирующий тракт с разрешающим временем 2 мксек. Осколки регистрировались поверхностно-барьерными $\text{Si}(\text{Au})$ -детекторами, помещенными вместе с источниками делений в две независимые камеры в центре

детектора нейтронов. Для каждого акта деления определялись: номер $Si(A_n)$ - детектора, амплитуда осколка, число нейтронов, зарегистрированных каждой из 6 групп 3He -счетчиков. Информация по программно-управляемому каналу поступала в ЭВМ, где одновременно с накоплением в памяти осуществлялась ее предварительная обработка.

Непосредственными результатами измерений являлись распределения событий по признаку числа зарегистрированных нейтронов n . Такие распределения были получены для ^{246}Sm , ^{244}Sm и для фона. Укажем систематические погрешности, которые принимались во внимание при обработке этих результатов.

Учитывая изотопный состав источников: источник из ^{246}Sm / $\approx 0,8$ мкг/содержал $98,6\%$ ^{246}Sm и $1,4\%$ ^{244}Sm ; в источнике из ^{244}Sm / $\approx 0,2$ мкг/содержание делящихся примесей не превышало $0,1\%$.

Поскольку изотопы юрия обладают большой удельной α -активностью, пороги регистрации осколков выбирались достаточно высокими, что приводило к дискриминации $/20-30\%$ низкоэнергетических осколков деления. Это оказывает несущественное влияние на распределение числа нейтронов; как показал анализ зависимостей $\bar{\nu}$ от амплитуды осколков, имевшееся различие в порогах регистрации осколков деления ^{244}Sm и ^{246}Sm приводило к завышению $\bar{\nu}$ (^{246}Sm) не более, чем на $0,4\%$.

Фон учитывался на основании измеренного распределения множественности фоновых нейтронов. Средний уровень фона в данных опытах составлял $0,003$ нейтрон/деление, включая эффект небольшой интерференции между источниками, т.е. взаимные наложения нейтронов деления ^{244}Sm и ^{246}Sm ; "собственный" фон детектора нейтронов примерно в три раза меньше.

Распределения множественности регистрируемых нейтронов были исправлены на просчеты из-за разрешающего времени, которые возникают с вероятностью 10% при регистрации двух и более нейтронов одной группой 3He -счетчиков. Одновременная регистрация двух нейтронов двумя различными группами счетчиков просчетам не приводит из-за полной независимости усилительно-формирующих трактов.

Эффективность регистрации нейтронов деления определялась по известной величине $\bar{\nu} = 2,69 \pm 0,01$ для ^{244}Sm / $1,5\%$. Различие в средней энергии спектра нейтронов для ^{244}Sm и ^{246}Sm составляет $\approx 3\%$ / 12% . Поскольку регистрировались тепловые или сильно замедленные нейтроны, эффективности регистрации для ^{244}Sm и ^{246}Sm считались равными.

Более подробно описание параметров аппаратуры и методов учета систематических погрешностей содержится в работе /18/.

2. Результаты эксперимента

Полное число проанализированных актов деления составило $1,0 \times 10^5$ и $1,3 \times 10^5$ соответственно для ^{244}Sm и ^{246}Sm . Статистика была набрана при двух значениях эффективности регистрации нейтронов: $39,9\%$ и $44,4\%$. Для ^{244}Sm в анализ включена также статистика, полученная нами при $\epsilon = 48,2\%$ в работе /3/. Здесь приводятся средневзвешенные данные.

После учета систематических погрешностей было получено отношение $\bar{\nu}_{^{246}Sm} / \bar{\nu}_{^{244}Sm} = 1,107 \pm 0,009$, откуда для ^{246}Sm следует $\bar{\nu} = 2,98 \pm 0,03$. Это значение ниже величины $\bar{\nu} = 3,17 \pm 0,22$, определенной Томпсоном /17/, и согласуется с результатами $2,950 \pm 0,015$ и $2,927 \pm 0,027$, полученными для ^{246}Sm соответственно в работах /5,6/.

Чтобы трансформировать экспериментальные распределения множественности F_n в реальные распределения числа нейтронов, испускаемых делящимся ядром, P_ν , необходимо учесть эффективность детектора ϵ . Как показано в работе /16/, для $\epsilon \approx 40\%$ эта задача является "некорректной": прямой переход F_n к P_ν по обычным формулам Дайвена /19/ приводит к ложному решению, содержащему большие, часто отрицательные, осциллирующие компоненты P_ν . Поэтому нами использовался метод статистической регуляризации, позволяющий восстанавливать по экспериментальным данным реальное распределение множественности, начиная с $\epsilon \leq 25\%$, и определять среднеквадратичные ошибки компонент вос-

становленного распределения $P_\nu / 16.26/$. Поскольку эти ошибки значительны, интегральные характеристики распределений $\bar{\nu}$, дисперсия $\sigma_\nu^2 = \langle \nu^2 \rangle - \bar{\nu}^2$ и параметр

формы $\Gamma_2 = \frac{\langle \nu^2 \rangle - \bar{\nu}^2}{\bar{\nu}^2}$ определялись, как и в работе /3/,

непосредственно по экспериментальным распределениям F_n , ошибки которых заметно меньше. Результаты, полученные в настоящей работе, приводятся в таблице 1.

Таблица 1

Распределения числа нейтронов для 244 Cm

и 246 Cm

	244 Cm	246 Cm
P_0	0.029 ± 0.004	0.016 ± 0.005
P_1	0.098 ± 0.012	0.060 ± 0.014
P_2	0.314 ± 0.017	0.264 ± 0.020
P_3	0.330 ± 0.017	0.341 ± 0.020
P_4	0.175 ± 0.015	0.219 ± 0.020
P_5	0.052 ± 0.014	0.094 ± 0.020
P_6	0.002 ± 0.013	0.006 ± 0.018
P_7	0.000 ± 0.007	0.000 ± 0.012
$\bar{\nu}$	2.69 ± 0.01	2.98 ± 0.03
σ_ν^2	1.28 ± 0.02	1.31 ± 0.02
Γ_2	0.805 ± 0.003	0.812 ± 0.003

3. Зависимость дисперсии числа нейтронов от нуклонного состава и энергии возбуждения делящегося ядра

При разумных и достаточно простых предположениях о распределении суммарной энергии возбуждения осколков Терреллом было показано /1/, что вероятности P_ν эмиссии ν нейтронов при делении описываются приближенно, в кумулятивной форме, "гауссовским" распределением

$$\sum_{n=0}^{\nu} P_n = \int_{-\infty}^{(\nu - \bar{\nu} + 1/2 + b)/\sigma} \exp(-t^2/2) dt, \quad /1/$$

где $b < 10^{-2}$ - малая константа, вводимая для наилучшего согласования с опытом, и σ - среднеквадратичная ширина распределения суммарной энергии возбуждения, измеренная в единицах среднего изменения энергии возбуждения при вылете одного нейтрона E_0 ; σ связана с дисперсией числа нейтронов σ_ν^2 соотно-

шением $\sigma = \sqrt{\sigma_\nu^2 - 1/12} / 12/$. Оказалось, что все экспериментальные данные, проанализированные Терреллом, хорошо описывались распределением /1/ с одной и той же величиной параметра σ , равной 1,08. Исключение составлял ²⁵²Cf, для которого требовалось $\sigma = 1,21$.

Результаты измерений, выполненных в последующие пятнадцать лет, показывают, что дисперсия числа нейтронов не является постоянной величиной, а зависит от нуклонного состава и энергии возбуждения делящегося ядра. В таблице 2 представлены опубликованные к настоящему времени экспериментальные данные о дисперсии числа нейтронов σ_ν^2 при спонтанном делении. Исходной для определения σ_ν^2 являлась величина Γ_2 , не зависящая от эффективности регистрации нейтронов

$$\Gamma_2 = \frac{\langle \nu^2 \rangle - \bar{\nu}^2}{\bar{\nu}^2} = \frac{\langle n^2 \rangle - \bar{n}^2}{\bar{n}^2} \quad /2/$$

и для данного $\bar{\nu}$ однозначно связанная с σ_ν^2 :

$$\sigma_v^2 = \bar{v} - v^2 (1 - \Gamma_2) / 3.$$

Если для одного и того же ядра в литературе имеется несколько значений Γ_2 , то проводилось их усреднение с учетом ошибок отдельных результатов и дисперсия определялась по средневзвешенному Γ_2 . Значения \bar{v} и Γ_2 , использованные нами для определения σ_v^2 , и ссылки на оригинальную литературу также содержатся в таблице 2. Зависимость σ_v^2 от Z и A делящегося ядра показана на рис. 2.

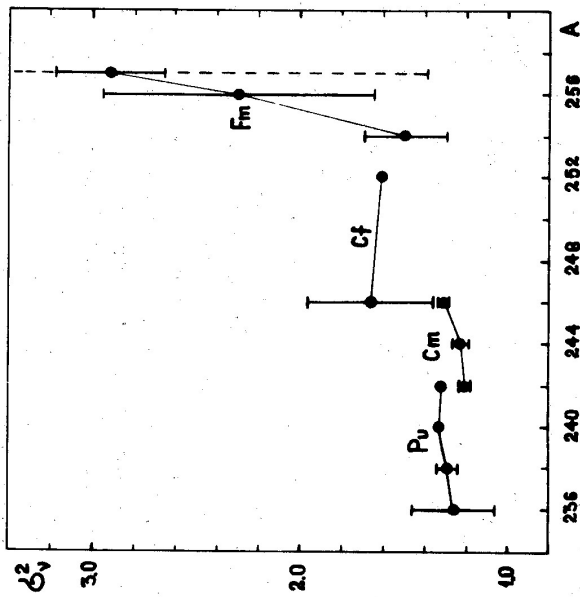


Рис. 2. Зависимость дисперсии числа мгновенных нейтронов от Z и A делящегося ядра.

Как следует из таблицы 2 и рис. 2, ^{252}Cf , обладающий большой дисперсией числа нейтронов, не является исключением: еще более широкие распределения числа нейтронов наблюдаются для изотопов фермия. Более того, точные измерения последних лет обнаруживают статистиче-

Z	A	Литература	Γ_2	σ_v^2
94	236	[21]	0.809 ± 0.045	1.26 ± 0.20
94	238	[21]	0.812 ± 0.07	1.29 ± 0.05
94	240	[13, 14, 19, 21, 22]	2.151 ± 0.006	1.33 ± 0.01
94	242	[13, 21]	2.141 ± 0.009	1.32 ± 0.01
96	242	[21]	0.793 ± 0.004	1.21 ± 0.03
96	244	[19, 21]	0.798 ± 0.007	1.23 ± 0.05
96	246	наст. работа	0.812 ± 0.003	1.31 ± 0.02
98	246	[3]	0.850 ± 0.031	1.66 ± 0.31
98	246	[3]	0.850 ± 0.031	1.66 ± 0.31
98	252	[14, 19, 21]	0.848 ± 0.001	1.61 ± 0.01
100	254	[16, 23]	0.843 ± 0.012	1.49 ± 0.20
100	254	[16, 23]	0.843 ± 0.012	1.49 ± 0.20
100	256	[2, 16]	0.897 ± 0.047	2.30 ± 0.65
100	256	[2, 16]	0.897 ± 0.047	2.30 ± 0.65
100	257	[15, 16]	0.934 ± 0.017	2.92 ± 1.66
94	236	[21]	2.12 ± 0.13	1.26 ± 0.20
94	238	[21]	2.21 ± 0.07	1.29 ± 0.05
94	240	[13, 14, 19, 21, 22]	2.151 ± 0.006	1.33 ± 0.01
94	242	[13, 21]	2.141 ± 0.009	1.32 ± 0.01
94	244	[19, 21]	0.793 ± 0.004	1.21 ± 0.03
94	246	наст. работа	0.812 ± 0.003	1.31 ± 0.02
94	246	[3]	0.850 ± 0.031	1.66 ± 0.31
94	246	[3]	0.850 ± 0.031	1.66 ± 0.31
94	252	[14, 19, 21]	0.848 ± 0.001	1.61 ± 0.01
94	254	[16, 23]	0.843 ± 0.012	1.49 ± 0.20
94	254	[16, 23]	0.843 ± 0.012	1.49 ± 0.20
94	256	[2, 16]	0.897 ± 0.047	2.30 ± 0.65
94	256	[2, 16]	0.897 ± 0.047	2.30 ± 0.65
94	257	[15, 16]	0.934 ± 0.017	2.92 ± 1.66

Таблица 2. Дисперсия числа нейтронов, испускаемых при спонтанном делении ядер.

ски значимые вариации σ_{ν}^2 для изотопов из области $A \leq 244$, в которой прежде $/11/$ они не были заметны. Сопоставление рис. 1 и 2 показывает, что при изменении Z и A делящегося ядра среднее число нейтронов $\bar{\nu}$ и дисперсия σ_{ν}^2 изменяются по-разному. Там, где $\bar{\nu}$ сильно растет с ростом A /изотопы юрия и калифорния/, σ_{ν}^2 изменяется очень слабо, и, наоборот, для изотопов фермия $\bar{\nu}$ практически постоянно, в то время как σ_{ν}^2 возможно, увеличивается в два раза при переходе от ^{254}Fm к ^{257}Fm . Вместе с тем, переход к более широким распределениям числа нейтронов наблюдается при $A > 244$ там, где имеет место значительное усиление зависимости $\bar{\nu}$ от A .

Конечно, следует учитывать, что ошибки определения σ_{ν}^2 в ряде случаев весьма велики. Тем более затрудняет анализ неаргументированное их изменение: так, например, приведенная авторами $/15/$ ошибка σ_{ν}^2 для ^{257}Fm /пунктир на рис. 2/ без указания причин увеличена втрое по сравнению со статистической. В некоторых случаях (^{244}Cm) разброс значений σ_{ν}^2 , сообщаемых в различных работах, в несколько раз превышает указываемые авторами ошибки.

Если влияние Z и A удобнее наблюдать на примере спонтанного деления, то зависимость σ_{ν}^2 от энергии возбуждения естественно было бы определить по изменению формы распределения P_{ν} при изменении энергии нейтронов, вызывающих деление. Сведения о распределениях множественности при вынужденном делении весьма ограничены. В работе $/19/$ измерены распределения P_{ν} для деления ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu нейтронами с энергией 80 кэв; несколько неопубликованных значений σ_{ν}^2 при делении ^{235}U и ^{238}U быстрыми нейтронами сообщаются в работе $/11/$; данные $/24/$ не могут быть использованы по причине их внутренней несогласованности. Некоторые выводы можно сделать из работы $/25/$, в которой наряду с $\bar{\nu}$ измерилась энергетическая зависимость вероятностей P_{ν} эмиссии ν нейтронов при делении ^{235}U , ^{238}U и ^{239}Pu нейтронами с энергией от 1,3 до 15 Мэв. К сожалению, эти результаты представлены графически, в форме зависимостей P_{ν} от $\bar{\nu}$ и лишь

для $\nu = 0, 1, \dots, 6$, в то время как при энергиях нейтронов ≈ 15 Мэв $\bar{\nu} = 4,5-5$ и заметный вклад в σ_{ν}^2 могут вносить случаи с $\nu \geq 7$. Эти обстоятельства не позволяют воспользоваться результатами $/25/$ для строгого количественного анализа; однако качественные выводы могут быть сделаны. По данным $/25/$ нами оценивались величины σ_{ν}^2 для ряда значений энергии нейтронов. Они представлены вместе с отдельными точками из работы $/19/$ на рис. 3. Как следует из рис. 3, с ростом энергии возбуждения дисперсия числа нейтронов увеличивается.

Таким образом, используя для расчетов P_{ν} соотношение $/1/$, необходимо учитывать возможную зависимость σ_{ν}^2 , а следовательно, и параметра σ от нуклонного состава и энергии возбуждения делящегося ядра. Предложенная в работе $/19/$ полуэмпирическая формула $\Gamma_2 = 0,714 + 0,035 \bar{\nu}$ приводит к более сильной по сравнению с наблюдаемой на опыте /рис. 3/ зависимости σ_{ν}^2 от энергии возбуждения и не передает вариации σ_{ν}^2 при изменении Z и A делящегося ядра.

4. О возможной корреляции между дисперсией числа нейтронов и структурой массового распределения осколков

Наблюдаемое поведение σ_{ν}^2 трудно, по крайней мере полностью, объяснить изменением реализующейся в делении суммарной энергии возбуждения осколков или $\bar{\nu}$, что могло бы следовать из самых общих статистических представлений. При вариации нуклонного состава делящихся ядер σ_{ν}^2 не изменяется пропорционально $\bar{\nu}$; характер изменения этих двух величин, по-видимому, различен.

Вместе с тем, при рассмотрении экспериментальных данных, приведенных на рис. 2 и 3, обращает на себя внимание тот факт, что наибольшие значения σ_{ν}^2 наблюдаются для случаев более симметричного распределения масс. Действительно, хорошо известно $/26/$, что "впадина" массовой кривой быстро заполняется при увеличении

энергии нейтронов, вызывающих деление, от тепловой до 14-15 Мэв; рис. 3 показывает, что при этом растет и дисперсия числа нейтронов. Недавние эксперименты по исследованию спонтанного деления $^{257}\text{Fm}/^{27}\text{I}$ и $^{256}\text{Fm}/^{28}\text{I}$ показали, что в первом случае массовое распределение осколков симметрично, а во втором отношение пика к впадине составляет всего 1,2; именно для этих ядер наблюдаются наибольшие значения σ_{ν}^2 . В таблице 3 приводятся сопоставление величин σ_{ν}^2 с отношениями пика к впадине (R); последние заимствованы из работы /28/.

Как следует из таблицы 3, и для других ядер меньшей величине отношения пик/впадина соответствует большее значение σ_{ν}^2 . Конечно, отношение пик/впадина является грубой и неоднозначной характеристикой массового распределения; к тому же для большинства спонтанно делящихся ядер известна только нижняя граница этого отношения. Таблица 3 является лишь качественной иллю-

страцией. Было бы правильно сравнивать σ_{ν}^2 с величиной выхода первичных/до испускания нейтронов/осколков в некоторой области масс, близкой для рассматриваемых ядер к симметричному делению. Тогда большее значение σ_{ν}^2 для ^{252}Cf при большем по сравнению с ^{240}Pu отношении пик/впадина естественно объяснялось бы значительным уширением и сближением пиков легкого и тяжелого осколков на массовой кривой в случае $^{252}\text{Cf}/^{26}/$.

Мы видим, что экспериментальные данные не противоречат предположению о корреляции дисперсии числа нейтронов, испускаемых при делении, с выходом симметричных масс. Проанализируем возможные следствия этой корреляции, считая, что она не является случайной.

Чувствительность дисперсии числа нейтронов к структуре массового распределения осколков означает ее зависимость от способа деления. Пусть $\sigma_{\nu}^2(A_1, A_2)$ - дисперсия суммарного числа нейтронов, испускаемых двумя дополнительными осколками A_1 и A_2 , причем $A=A_1+A_2$.

Рис. 3. Дисперсия числа мгновенных нейтронов, испускаемых при делении $^{235}\text{U}(0)$, $^{238}\text{U}(+)$ и ^{239}Pu (●) нейтронов с энергией от 1,3 до 15 Мэв /25/; 1/ - данные /19/ для ^{233}U (▲) и ^{239}Pu (◊) при энергии спонтанного деления ^{240}Pu нейтронов 80 кэв, 2/ - спонтанное деление /3/ при $\Gamma^2 = 0,714 + 0,035\Gamma/^{19}/$. Пунктирная кривая - расчет по формуле

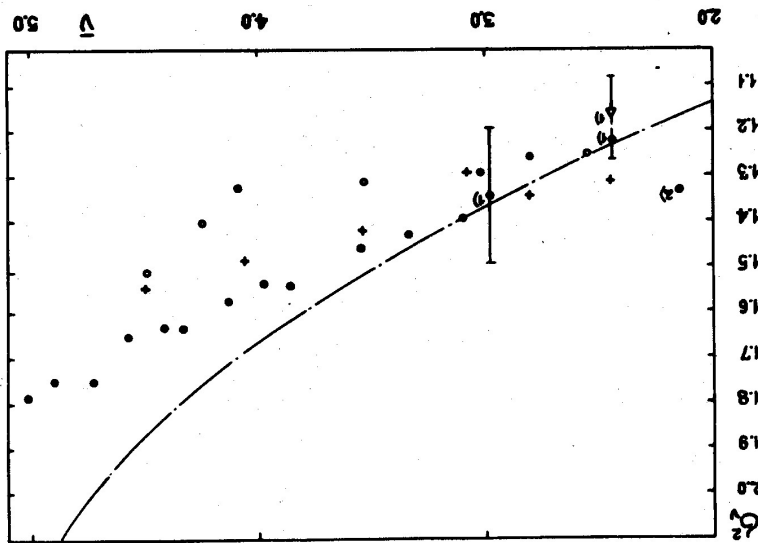


Таблица 3
 Корреляция дисперсии числа нейтронов с выходом симметричных масс при спонтанном делении ядер.

Изотоп	σ_v^2	σ_v^2	R
240Pu	2.151	1.33 ± 0.01	> 250
242Cm	2.51	1.21 ± 0.03	> 800
244Cm	2.69	1.23 ± 0.05	> 5700
252Cf	3.756	1.61 ± 0.01	≥ 650
256Fm	3.73	2.30 ± 0.65	≈ 12
257Fm	4.01	2.92 ± 1.27	~ 1

масса делящегося ядра. Тогда можно написать

$$\sigma_v^2 = \frac{\int \sigma_v^2(A_1, A_2) Y(A_1) dA_1}{\int Y(A_1) dA_1}, \quad /4/$$

где $Y(A_1)$ - первичное /до испускания нейтронов/ распределение масс. Поскольку σ_v^2 растет с увеличением выхода симметричных осколков, абсолютный вклад которых в массовую кривую мал, величина дисперсии $\sigma_v^2(A_1, A_2)$ при $A_1/A_2 \approx 1$ должна быть заметно больше ее среднего значения. Весьма приближенные оценки показывают, что для объяснения /полностью 2 этим эффектом/ вариаций интегральной дисперсии σ_v^2 необходимо увеличение $\sigma_v^2(A_1, A_2)$ для области $A_1/A_2 \approx 1$ на несколько единиц; размер требуемого увеличения сильно зависит от величины интервала масс вокруг $A_1/A_2=1$, в котором оно предполагается.

В свою очередь, дисперсия полного числа нейтронов $\sigma_v^2(A_1, A_2)$ может зависеть как от свойств индивидуальных осколков A_1 и A_2 , так и от способа распределения суммарной энергии возбуждения между ними:

$$\sigma_v^2(A_1, A_2) = \sigma_v^2(A_1) + \sigma_v^2(A_2) + 2\rho(A_1, A_2)\sigma_v(A_1)\sigma_v(A_2), \quad /5/$$

где $\sigma_v^2(A_f)$ - дисперсия числа нейтронов, испускаемых осколком с массой $A_f, f=1,2; |\rho(A_1, A_2)| \leq 1$ - фактор корреляции между энергиями возбуждения двух дополнительных осколков.

Оба указанных выше фактора могут, в принципе, приводить к увеличению $\sigma_v^2(A_1, A_2)$ в симметричной области, причем, значительное изменение этих факторов, если оно имеет место, связано скорее с особенностями оболочечной структуры осколков, близких по массе к симметричным, чем с существованием двух независимых способов деления.

Степень корреляции энергий возбуждения двух дополнительных /по массе или заряду/ осколков ρ исследовалась экспериментально для ^{252}Cf /29-31/. Общим для этих

работ можно считать вывод об отсутствии положительной корреляции между энергиями возбуждения осколков для большинства способов деления. Из работы /29/ следует, что ρ "существенно меньше плюс единицы, по крайней мере, для некоторой части отношений масс осколков"; авторы /30/, измеряя $\sigma_{\nu}^2(A_1, A_2)$ и, наряду с этим, $\sigma_{\nu}^2(A_1) + \sigma_{\nu}^2(A_2)$, нашли $\rho = 0$ для всех отношений масс, за исключением, быть может, $A_2/A_1 = 1,55$, где $\rho < 0$, и $A_1/A_2 \approx 1$, где экспериментальные данные не приводятся. В работе /31/ обнаружена строгая антикорреляция энергий возбуждения. Антикорреляция предсказывалась также теоретически /32/ на основании модели жидкой капли: $\rho = -0,44 \pm 0,58$ для деления ^{209}Bi α -частицами с энергией 65 Мэв. Некоторые физические ограничения на величину ρ в частности, сильное ограничение для положительной корреляции/отмечались Террелом /33/.

Таким образом, формально к некоторому увеличению $\sigma_{\nu}^2(A_1, A_2)$ могло бы привести включение положительной корреляции в симметричной области, что, по-видимому, не противоречит /29-31/. Однако представляется более вероятным увеличение $\sigma_{\nu}^2(A_1, A_2)$ из-за возрастания дисперсии числа нейтронов для индивидуальных осколков $\sigma_{\nu}^2(A_i)$ при $A_1/A_2 \approx 1$, там, где наиболее резким изменениям подвержена функция $\bar{\nu}(A_f)$.

Зависимость дисперсии числа нейтронов от массы осколка также исследовалась в работах /29,30/. Авторами /29/ было найдено, что $\sigma_{\nu}^2(A_f)$ является приблизительно симметричной относительно $A/2$ функцией и не обнаруживает характерной для зависимости $\bar{\nu}(A_f)$ "пилообразной" структуры. $\sigma_{\nu}^2(A_f)$ испытывает значительное увеличение в области симметричных масс и остается практически постоянной вне интервала $117 \leq A_f \leq 137$, лишь несколько возрастающая при $A_f > 155$. Конечно, очень большие значения $\sigma_{\nu}^2(A_f)$ в интервале $123 \leq A_f \leq 129$, достигающие 11-14 единиц, как и указывают авторы /29/, могут быть в значительной мере обусловлены плохой идентификацией масс осколков в этой области.

В работе /30/ с использованием более совершенной техники также изучалась зависимость $\sigma_{\nu}^2(A_f)$ от мас-

сового числа осколка. Для наиболее вероятных осколков результат /30/ качественно согласуется с предыдущим: $\sigma_{\nu}^2(A_f)$ здесь изменяется слабо. В целом же кривая $\sigma_{\nu}^2(A_f)$ несколько более асимметрична относительно $A/2$ за счет заметного уменьшения $\sigma_{\nu}^2(A_f)$ при $A_f < 98$ и более отчетливо выраженного "провала" при $A_f \approx 132$. Экспериментальные данные для диапазона $121 < A_f < 131$ в работе /30/ не приводятся. Кривые $\sigma_{\nu}^2(A_f)$, измеренные в /29,30/, сравниваются на рис. 4; здесь же представлена зависимость $\bar{\nu}(A_f)$ для ^{232}Cf .

Итак, результаты прямых экспериментальных исследований дисперсии числа нейтронов для индивидуальных осколков не позволяют сделать однозначных выводов о ее величине в симметричной области. Предположение об увеличении $\sigma_{\nu}^2(A_f)$ для симметричных осколков не противоречит экспериментальным данным /30/. Результаты работы /29/ можно рассматривать как свидетельствование в пользу высказанного предположения.

Поэтому трудно сделать определенные выводы о причинах наблюдаемого изменения интегральной дисперсии числа нейтронов σ_{ν}^2 : сумма экспериментальных данных невелика и ошибки измерений в ряде случаев значительны. Представляют интерес ядра нейтронов σ_{ν}^2 для широкого круга ядер и ее систематическое определение при делении ядер нейтроном различными энергиями. Это позволит детально выяснить характер зависимости σ_{ν}^2 от Z, A и энергии возбуждения делящегося ядра и решить вопрос о существовании корреляции дисперсии числа нейтронов σ_{ν}^2 со структурой массового распределения. Последнее представляется весьма важным: если, действительно, дисперсия числа нейтронов для симметричных осколков велика и это есть такая же общая черта деления при низких энергиях возбуждения, как и пилообразная зависимость числа нейтронов от массы осколка, то, возможно, в некоторых случаях величина σ_{ν}^2 может служить указанием на относительно большую выходя из определенных масс в делении. Это может быть полезным при исследовании короткоживущих спонтанно делящихся изотопов/таких, например, как $^{252}\text{I02}$, $T_{1/2} = 2,4$ сек/, когда экспериментальные условия прак-

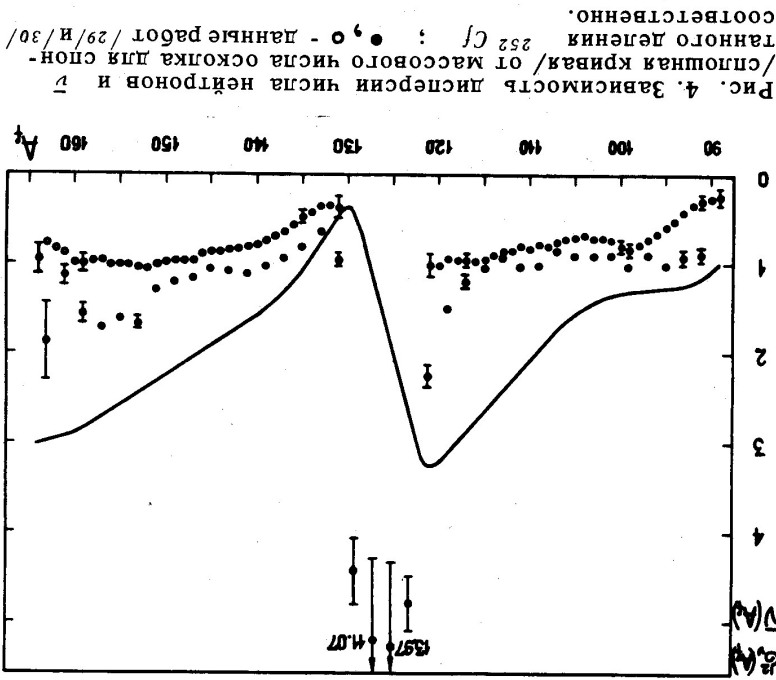
тически не позволяют измерить распределение масс, но допускают возможность достаточно точного определения σ_2^2 .

Авторы благодарят академика Г.Н.Флерова за интерес к работе и многочисленные обсуждения.

Авторы признательны И.Лангу, О.К.Нефедьеву, В.Г.Субботину за помощь в проведении измерений, Ю.С.Короткину - за изготовление источников из изотопов кюрия.

Литература

1. F. Manero and V.A. Konshin. *Atom. Energy Rev.*, 10, no. 4, 637 (1972).
2. М. Даковский, Ю.А. Лазарев, Ю.Ц. Оганесян. *ЯФ*, 16, 1167 /1972/.
3. М. Даковский, Ю.А. Лазарев, Ю.Ц. Оганесян, Г.В. Буланов. *ЯФ*, 17, 692 /1973/.
4. В.Н. Косяков, В.Г. Нестеров, Б.Нурпеисов, Л.И. Прохорова, Г.Н. Смирненкин, И.К. Швецов. *АЭ*, 33, 788 /1972/.
5. Л.И. Прохорова, В.Г. Нестеров, Г.Н. Смирненкин, Г.В. Гришин, Е.А. Никитин, В.Н. Полянов, В.В. Рачев. *АЭ*, 33, 767 /1972/.
6. В.В. Голушко, К.Д. Журавлев, Ю.С. Замятин, Н.И. Крошкин, В.Н. Нефедов. *АЭ*, 34, 135 /1973/.
7. В.И. Большов, Л.И. Прохорова, В.Н. Околович, Г.Н. Смирненкин. *АЭ*, 17, 28 /1964/.
8. К.Е. Володин, В.Г. Нестеров, Б.Нурпеисов, Г.Н. Смирненкин, Ю.М. Турчин, В.Н. Косяков, Л.В. Числяков, И.К. Швецов, В.М. Шубко, Л.Н. Мезенцев, В.Н. Околович. *ЯФ*, 15, 29 /1972/.
9. H.W. Schmitt and U. Mosel. *Nucl. Phys.*, A186, 1 (1972).
10. J.R. Nix. *Phys. Lett.*, 30B, 1 (1969).
11. J. Terrell. *Phys. Rev.*, 108, 783 (1957).
12. J. Terrell. *Physics and Chemistry of Fission*, v. II, p. 3. IAEA, Vienna, 1965.
13. J.W. Boldeman. *J. Nucl. Energy*, 22, 63 (1968).
14. E. Baron, J. Fehaut, F. Ouyry, M. Soleilhac. *Nucl. Data for Reactors*, v. II, p. 57. IAEA, Vienna, 1967.
15. E. Cheifetz, H.R. Bowman, J.V. Hunter, S.G. Thompson. *Phys. Rev.*, C3, 2017 (1971).
16. М. Даковский, Ю.А. Лазарев, В.Ф. Турчин, Л.С. Турочева. *Препринт ОИЯИ, Е11-6969, Дубна, 1973.*
17. M.C. Thompson. *Phys. Rev.*, C2, 763 (1970).



18. М. Даковский, Ю. А. Лазарев, И. Ланг, О. К. Нефедьев, М. С. Бирудев. Сообщения ОИЯИ, 13-6520, Дубна, 1972.
19. V. S. Diven, H. S. Martin, R. F. Taschek and J. Terrell. *Phys. Rev.*, 101, 1012 (1956).
20. В. Ф. Турчин, В. П. Козлов, М. С. Малкевич. УФН, 102, 345 /1970/.
21. D. A. Hicks, J. Ise, Jr., R. V. Pyle. *Phys. Rev.*, 101, 1016 (1956).
22. J. E. Hammel and J. F. Kephart. *Phys. Rev.*, 100, 130 (1955).
23. G. R. Choppin, B. G. Harvey, D. A. Hicks, J. Ise, Jr., and R. V. Pyle. *Phys. Rev.*, 102, 766 (1956).
24. H. Condé and N. Starfelt. *Nucl. Sci. Eng.*, 11, 397 (1961).
25. M. Szeilhas, J. Frehaut and J. Gauriau. *J. Nucl. Energy*, 23, 257 (1969).
26. H. R. von Gunten. *Actinides Reviews*, 1, 275 (1969).
27. J. P. Balagna, G. P. Ford, D. C. Hoffman and J. D. Knight. *Phys. Rev. Lett.*, 26, 145 (1971).
28. K. F. Flynn, E. P. Horwitz, C. A. Bloomquist, R. F. Barnes, R. K. Sjoblom, P. R. Fields and L. E. Glendenin. *Phys. Rev.*, C5, 1725 (1972).
29. A. Gavron and Z. Fraenkel. *Phys. Rev. Lett.*, 27, 1148 (1971).
30. C. Signarbieux, J. Poitou, M. Ribrac, J. Matuszek. *Phys. Lett.*, 39B, 503 (1972).
31. H. Nifenecker, J. Frehaut and M. Szeilhas. *Physics and Chemistry of Fission*, IAEA, Vienna, 491 (1969).
32. J. R. Nix and W. J. Swiatecki. *Nucl. Phys.*, 71, 1 (1965).
33. J. Terrell. *Phys. Rev.*, 127, 880 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
27 апреля 1973 года.

Примечание при корректуре /от 5 июня 1973 года/:

1. Экспериментальные значения σ_{ν}^2 для деления ряда изотопов тепловыми нейтронами, полученные в работе J. W. Boldeman and A. W. Dalton, Report AAEC/E172, Lucas Heights, Australia, 1967, существенно дополняют таблицу 3, подтверждая существование обсуждаемой нами корреляции:

	σ_{ν}^2	R
^{234}U	1.208 ± 0.008	440
^{236}U	1.236 ± 0.008	620
^{240}Pu	1.404 ± 0.014	150
^{242}Pu	1.375 ± 0.009	230

2. В период подготовки настоящей статьи к печати авторам стали известны результаты /а, б/: $\bar{\nu}$, σ_{ν}^2 для спонтанного деления ^{246}Cm и ^{248}Cm /а/ - 2.86 ± 0.06 , 1.28 ± 0.14 и 3.14 ± 0.06 , 1.21 ± 0.13 соответственно /стандарт $\bar{\nu}$ (^{252}Cf) = 3,73/; $\bar{\nu} = 3.092 \pm 0.007$ и $\sigma_{\nu}^2 = 1.368 \pm 0.005$ для спонтанного деления ^{248}Cm /б/ стандарт $\bar{\nu}$ (^{252}Cf) = 3,724/.
- а/ R. W. Stoughton, J. Halperin, C. E. Bemis, and H. W. Schmitt. *Nucl. Sci. Eng.*, 50, 169 (1973)
- б/ J. W. Boldeman. Доклад на Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 28 мая - 1 июня, 1973.

Тематические категории публикаций Объединенного института ядерных исследований

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты

Условия обмена

Препринты и сообщения ОИЯИ рассылаются бесплатно, на основе взаимного обмена, университетам, институтам, лабораториям, библиотекам, научным группам и отдельным ученым более 50 стран.

Мы ожидаем, что получатели изданий ОИЯИ будут сами проявлять инициативу в бесплатной рассылке публикаций в Дубну. В порядке обмена принимаются научные книги, журналы, репринты и иного вида публикации по тематике ОИЯИ.

Единственный вид публикаций, который нам присылать не следует, - это репринты /оттиски статей, уже опубликованных в научных журналах/.

В ряде случаев мы сами обращаемся к получателям наших изданий с просьбой бесплатно прислать нам какие-либо книги или выписать для нашей библиотеки научные журналы, издающиеся в их странах.

Отдельные запросы

Издательский отдел ежегодно выполняет около 3000 отдельных запросов на рассылку репринтов и сообщений ОИЯИ. В таких запросах следует обязательно указывать индекс запрашиваемого издания.

Адреса

Письма по всем вопросам обмена публикациями, а также запросы на отдельные издания следует направлять по адресу:

ИО1000 Москва,
Главный почтамт, п/я 79,
Издательский отдел
Объединенного института
ядерных исследований.

Адрес для рассылки всех публикаций в порядке обмена, а также для бесплатной рассылки на научных журналы:

ИО1000 Москва,
Главный почтамт, п/я 79,
Научно-техническая библиотека
Объединенного института
ядерных исследований.