

Значения $(P_i/P_c)^\gamma$ по экспериментальному спектру

Таблица 2

Элемент	Номер канала реактора		Элемент	Номер канала реактора	
	4—9	25		4—9	25
H	1,929	1,932	Mn	1,060	1,129
Be	0,878	0,878	Fe	1,098	1,179
B	0,920	0,920	Co	1,095	1,185
C	1,00	1,00	Ni	1,154	1,260
N	1,003	1,003	Cu	1,123	1,236
O	1,010	1,011	Zn	1,141	1,273
Na	0,985	0,987	Zr	1,295	1,583
Mg	1,022	1,026	Cd	1,459	1,908
Al	1,002	1,008	Sn	1,483	1,964
P	1,022	1,032	I	1,560	2,104
S	1,062	1,075	W	2,090	2,984
Cl	1,033	1,050	Pb	2,317	3,327
K	1,061	1,088	Bi	2,356	3,379
Ti	1,035	1,079	(CH ₂) _n	1,133	1,133

с непосредственно измеренными значениями доз в различных материалах. Среднее расхождение для семи использовавшихся материалов составило $\pm 9,6\%$.

Анализ спектров γ -излучения позволяет сделать следующие выводы. Спектр γ -излучения

по высоте экспериментального канала, соответствующей высоте активной зоны, остается неизменным. При переходе из активной зоны в отражатель спектр становится существенно мягче. Отношение P_{Pb}/P_{Mg} изменяется от 1,84 до 2,60. Такой вывод согласуется с результатами расчета методом Монте-Карло [1]. Расчетный спектр отличается от экспериментального значительно большим вкладом низкоэнергетических γ -квантов, что, возможно, связано с неточностью исходных данных о спектре источников γ -излучения. На основании полученных результатов возможен пересчет поглощенной дозы с образцового материала (графита) на заданный с погрешностью, не превышающей в среднем $\pm 10\%$. Значения коэффициентов $(P_i/P_c)^\gamma$ приведены в табл. 2.

Поступила в Редакцию 21/I 1976 г.
В окончательной редакции 29/III 1976 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Брискман Б. А., Бондарев В. Д., Захаров Л. Н. «Атомная энергия», 1974, т. 37, вып. 3, с. 208.
2. Брискман Б. А. «Инж.-физ. журн.», 1973, т. XXIV, № 4, с. 681.
3. Тараско М. З. Препринт ФЭИ-156. Обнинск, 1969.
4. Klumpar J., Jirousek P. «Isotopenpraxis», 1974, N 10, N 5, S. 184.

УДК 539.173.8: 539.122.164

Спектры KX -излучения осколков при делении²³⁵U быстрыми нейтронамии энергетическая зависимость $\bar{\nu}$ в методе теплового баланса

доничкин А. Г., Смирнов А. Н., Эйсмонт В. П.

Точность прямых измерений энергетической зависимости среднего числа мгновенных нейтронов деления $\bar{\nu}$ часто не отвечает требованиям практики. Между результатами отдельных работ существует большой разброс, в ряде случаев данные недостаточно подробны или вообще отсутствуют [4]. Поэтому может представлять интерес и косвенный метод определения зависимости $\bar{\nu}$ по данным теплового (энергетического) баланса [2—5].

В этом методе изменение $\bar{\nu}$ с энергией бомбардирующих нейтронов E_n определяется по изменению средней энергии возбуждения осколков $\bar{E}^*$: $\Delta \bar{\nu} = \alpha^{-1} \Delta \bar{E}^*(E_n)$, где $\alpha = \bar{E}_n + 2\bar{T}$ (здесь $\bar{E}_n$ — энергия связи; $2\bar{T}$ — средняя кинетическая энергия испаряющихся нейтронов),

и представляет собой среднюю энергию, затрачиваемую на отделение одного нейтрона. В интервале $0 < E_n \leq 3,5$ МэВ, о котором будет идти речь далее, этот коэффициент практически постоянен и равен ~ 8 МэВ. Изменение энергии возбуждения осколков (вернее, ее доли, переходящей в нейтроны) может происходить за счет изменения энергии возбуждения делящегося ядра ΔE_n , теплоты реакции $\Delta \bar{Q}$, кинетической энергии осколков $\Delta \bar{E}_f$ и энерговыделения $\Delta \bar{E}_\gamma$ в виде γ -квантов:

$$\Delta \bar{E}^* = \Delta E_n + \Delta Q - \Delta E_f - \Delta \bar{E}_\gamma.$$

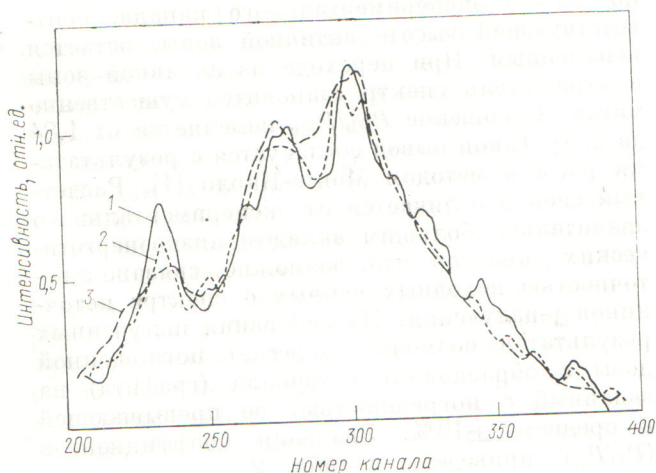


Рис. 1. Спектры КХ-излучения тяжелых осколков при делении ^{235}U нейтронами с энергией 3,5 (1) и 0,7 МэВ (2) и тепловыми нейтронами (3). Статистические погрешности набора в канале на уровне 0,5 составляют 12, 15 и 10% соответственно

Из условий опыта известна ΔE_n , $\Delta \bar{E}_f$ изменяется в опыте, их изменением в первом приближении и определяется $\Delta \bar{E}^*$. Однако необходимая для реакторных расчетов и физических исследований точность $\bar{\nu}(E_n)$ составляет сейчас 1—2%, что требует учета и остальных факторов, если их изменение превышает $(0,01 \div 0,02) \bar{\nu} \approx 0,2\text{—}0,4$ МэВ.

Настоящая работа посвящена экспериментальному анализу роли $\Delta \bar{Q}$, точнее, той ее части, которая может быть связана с перераспределением заряда осколков деления. Действительно,

$$\Delta \bar{Q}(E_n) = \sum_{M_i} \sum_{Z_i} Q(M_i, Z_i) \Delta Y(M_i, Z_i, E_n),$$

где $Y(M_i, Z_i, E_n)$ — выход осколков с массой M_i и зарядом Z_i , и может быть представлено суммой $\Delta \bar{Q}_M$ и $\Delta \bar{Q}_Z$, зависящих от перераспределения масс осколков и зарядов соответственно.

$$\Delta \bar{Q}(E_n) = \Delta \bar{Q}_M(E_n) + \Delta \bar{Q}_Z(E_n).$$

Первый член ($\Delta \bar{Q}_M$) находится из экспериментальных данных по выходам масс осколков [3, 6]; данные же по второму ($\Delta \bar{Q}_Z$) в настоящее время отсутствуют, ибо измерение распределения зарядов осколков — труднейшая экспериментальная задача, не имеющая удовлетворительного решения даже в простейшем для изучения случае — делении ^{235}U тепловыми нейтронами [7].

Для получения сведений о зарядовых распределениях в настоящей работе изучались спектры КХ-излучения осколков. Спектры измерялись для деления ^{235}U тепловыми нейтронами и нейтронами с энергией 0,7; 1,2 и 3,5 МэВ.

Экспериментальная установка представляла собой полупроводниковый спектрометр рентгеновского излучения, позволявший измерять спектры на совпадение с осколками деления. Рабочая камера спектрометра размещалась вблизи мишени электростатического ускорителя. Тритиевые мишени служили источником нейтронов с энергией 0,7 и 1,2 МэВ в реакции (T, p), дейтериевые — нейтронов с энергией 3,5 МэВ в реакции (D, α), тепловые нейтроны получались замедлением быстрых. Выбранные энергии быстрых нейтронов соответствуют делению ^{235}U при возбуждении ниже порога возбуждения двухквартичных состояний переходного ядра ($E_s^* \approx 2\Delta \approx 1,5$ МэВ), несколько выше и значительно выше этого порога. Всего было проведено три серии измерений, две включали измерения на нейтронах всех энергий (0,7; 1,2 и 3,5 МэВ), а одна — только 0,7 МэВ. Кроме быстрых нейтронов каждая серия включала и тепловые нейтроны и проводилась на спектрометре без замены рентгеновского детектора. При переходе к новой серии детекторы заменялись ввиду их радиационных повреждений быстрыми нейтронами. Во всех сериях при каждой энергии нейтронов регистрировалось около $(1 \div 3) 10^4$ истинных совпадений рентгеновских квантов с осколками.

Результаты одной серии показаны на рис. 1. Спектры приведены к одной площади, но не поправлены на эффективность регистрации, так как интерес представляют лишь относительные изменения. Обращает на себя внимание прежде всего общее подобие спектров. Заметим, однако, что левый крайний пик не относится к осколкам деления, а принадлежит K_α -линии характеристического излучения индия, входящего в качестве конструкционного материала в оправку детектора. Увеличение размытия спектров при уменьшении энергии нейтронов является аппаратным эффектом и связано с соответствующей временной последовательностью измерений в данной серии — энергетическое разрешение детекторов рентгеновского излучения постепенно ухудшается вследствие радиационного повреждения. Это следует из измерений энергетических распределений LX-излучения, возникающего при α -распаде урана в мишени, проводившихся в начале

и в конце снятия каждого спектра, и подтверждается видом линии индия.

Полные выходы КХ-излучения тяжелых осколков на акт деления определены путем интегрирования спектров и отнесения их площади к зарегистрированному числу осколков. Отношения этих выходов при делении быстрыми и тепловыми нейтронами при различных E_n показаны на рис. 2. Видно, что эти отношения в пределах ошибок почти не отличаются от единицы.

Более детальное сравнение выходов КХ-излучения при различной энергии нейтронов было проведено путем разложения спектров на составляющие, отвечающие отдельным элементам. Разложение осуществлялось на ЭВМ методом, описанным ранее [9]. Интенсивность излучения отдельных осколков (фиксированных по заряду) была отнесена к полной интенсивности КХ-излучения при той же энергии нейтронов (рис. 3). Приведенные на рис. 3 погрешности отражают как статистическую неопределенность, так и неопределенность разложения. Они составляют 5–10% (в зависимости от энергии нейтронов) для наиболее сильных центральных линий ($Z = 53; 55$) и возрастают при переходе к крайним ($Z = 51; 59$) до 10–20%. Из рис. 3 видно, что изменения выходов излучений отдельных осколков с энергией нейтронов почти не выходят за пределы этих погрешностей. Однако заметно также, что на нейтронах с энергией 3,5 МэВ выходы излучения для $Z = 53 \div 56$ систематически несколько ниже, а для $Z = 51; 57 \div 59$ выше, чем на тепловых.

Выход излучения $W_{KX}(Z)$ связан с выходом зарядов $W(Z)$ соотношением $W_{KX}(Z) = K(Z)W(Z)$, где $K(Z)$ — квантовый выход КХ-излучения для заряда Z . Значения $K(Z)$ могут быть разными для разной энергии нейтронов, но при $E_n \leq 3,5$ МэВ $K(Z)$ в пределах 5–10% не зависит от E_n . Изменения в $W_{KX}(Z)$, выходящие за эти пределы, могут быть приписаны изменениям в $W(Z)$. Поэтому отмеченные результаты сравнения $W_{KX}(Z)$ для тепловых нейтронов и нейтронов с $E_n = 3,5$ МэВ могут быть отнесены к $W(Z)$ и, вероятно, отражают общую тенденцию изменения выходов осколков с ростом энергии возбуждения делящегося ядра — расширение кривой выхода масс.

В целях количественного описания результатов, представленных на рис. 3, для каждой энергии были вычислены средние заряды трех отдельных групп: $Z = 51 \div 53$; $Z = 54 \div 56$; $Z = 57 \div 59$, примерно соответствующих осколкам с массами $A = 131 \div 137$, $140 \div 145$

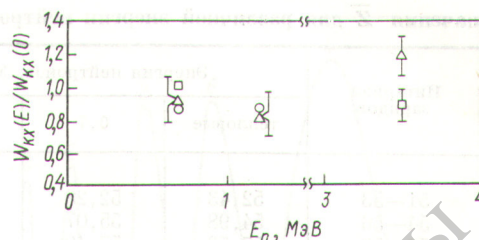


Рис. 2. Зависимость отношения полных выходов КХ-излучения тяжелого осколка при делении быстрыми и тепловыми нейтронами от энергии нейтронов (одинаковыми знаками обозначены данные, полученные в одной серии измерений)

и $147 \div 153$. Усреднение, однако, было проведено не по выходам зарядов, для чего надо было бы знать квантовые выходы и эффективность спектрометра, а по выходам излучения, т. е. средним зарядом далее является $\bar{Z} = \sum_i Z_i W_{KX}(Z_i) / \sum_i W_{KX}(Z_i)$. Но поскольку представляют интерес не сами значения средних Z , а только их изменения и эти изменения невелики, способ усреднения не имеет существенного значения. Данные по $\bar{Z}$ приведены в таблице.

Из таблицы следует, что в области максимальных выходов (которая только и может оказывать существенное влияние на $\Delta\bar{Q}$) $\Delta\bar{Z}$, равное $\bar{Z}(E_n) - \bar{Z}(0)$, в среднем менее 0,1 единицы заряда. Согласно таблицам масс ядер [9], изменение заряда осколков данной массы на единицу влечет за собой изменение Q_Z в среднем на 3 МэВ, т. е. $\Delta\bar{Q}_Z / \Delta\bar{Z}|_{A=\text{const}} \approx 3$. Таким образом, изменение заряда ($\Delta\bar{Z} = 0,1$) может привести к $\Delta\bar{Q}_Z \approx 0,3$ МэВ и, следова-

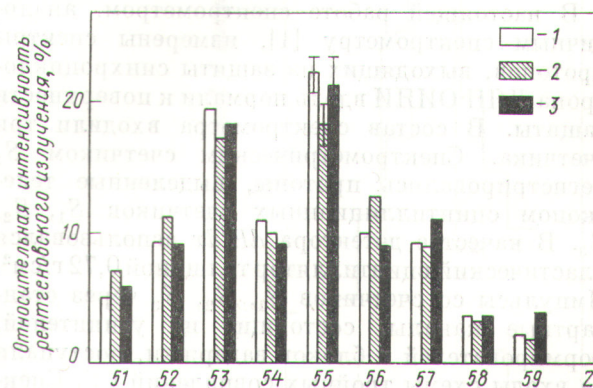


Рис. 3. Относительная интенсивность КХ-излучения осколков с фиксированным зарядом при различной энергии нейтронов: 1 — тепловые нейтроны; 2 и 3 — $E_n = 0,7$ и 3,5 МэВ соответственно

Значения $\bar{Z}$ для различной энергии нейтронов

Интервал зарядов	Энергия нейтронов, МэВ		
	тепловые	0,7	3,5
51—53	52,43	52,28	52,38
54—56	54,98	55,07	55,00
57—59	57,53	57,49	57,67

тельно, к относительному изменению числа нейтронов $\Delta v/v$ на 1,5%. Это следует рассматривать как верхний предел ошибки метода энергетического баланса в области $E_n \leq 3,5$ МэВ, которая может быть связана с обычно используемым предположением о неизменности зарядового распределения осколков [3—5].

Можно заметить также, что на уровне точности определения $\delta v(E_n) \approx 1\%$ в методе энергетического баланса следует учитывать перераспределение заряда с энергией возбуждения за счет ослабления четно-нечетных флюктуаций. Если при энергии $E_n = 3,5$ МэВ четно-нечетные флюктуации исчезают, то это означает, что Q_z уменьшается примерно на 0,3 МэВ,

так как энергетическая выгодность разделения четно-четного ядра на четные заряды по сравнению с разделением на нечетные составляет 2,7 МэВ, а флюктуация при делении тепловыми нейтронами 20—30% [10].

Авторы благодарят Н. А. Перфилова за внимание к работе.

Поступила в Редакцию 3/II 1976 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Manero F., Konshin V. «Atomic Energy Rev.», 1972, v. 10, p. 637.
2. Leachman R. In: Proc. I Intern. Conf., Geneva, 1955, v. 2, p. 193.
3. Воробьева В. Г. и др. «Атомная энергия», 1970, т. 29, вып. 2, с. 130.
4. Колосов Н. П. и др. «Атомная энергия», 1972, т. 32, вып. 1, с. 83.
5. Серегина Е. А., Дьяченко П. П., Кузьминов Б. Д. «Атомная энергия», 1974, т. 37, вып. 6, с. 500.
6. Дьяченко П. П., Кузьминов Б. Д., Тараско М. Э. «Ядерная физика», 1968, т. 8, с. 286.
7. Эйсмонт В. П. В сб.: Вопросы атомной науки и техники. М., изд. ИАЭ им. И. В. Курчатова, 1971, с. 69.
8. Eismont V., Solovjev S. «Nucl. Phys.», 1973, v. A243, p. 520.
9. Garvey G. e. a. «Rev. Mod. Phys.», 1969, v. 41, p. 1.
10. Amiel S., Feldstein M. «Phys. Rev.», 1975, v. C11, p. 845.

УДК 539.125.4.164

Измерение спектров протонов высокой энергии, выходящих из защиты синхроциклотрона на энергию 680 МэВ

АЛЕЙНИКОВ В. Е., ГЕРДТ В. П., ТИМОШЕНКО Г. Н.

В настоящей работе спектрометром, аналогичным спектрометру [1], измерены спектры протонов, выходящих из защиты синхроциклотрона ЛЯП ОИЯИ вдоль нормали к поверхности защиты. В состав спектрометра входили три счетчика. Спектрометрическим счетчиком S_3 регистрировались протоны, выделенные телескопом сцинтилляционных счетчиков S_1, S_2, S_3 . В качестве детектора dE/dx использовался пластический сцинтиллятор толщиной 0,72 г/см². Импульсы со счетчиков S_1, S_2, S_3 через стандартные каналы, состоящие из усилителей, формирователей и блоков задержки, поступали на входы схемы тройных совпадений СС. Спектрометрический импульс с 12-го диода ФЭУ счетчика S_3 подавался на вход линейных ворот, управляемых схемой совпадений, и его ампли-

туда затем измерялась с помощью многоканального анализатора импульсов. Нижний энергетический порог спектрометра $E_{\min}$ определялся энергией протонов с пробегом, равным суммарной толщине пластических сцинтилляторов счетчиков S_1, S_2, S_3 . Для исключения регистрации протонов, имеющих пробеги большие, чем суммарная толщина счетчиков S_1 и S_2 , но меньшие, чем пробег протона с энергией $E_{\min}$, в спектрометре использовался канал отсеки протонов с минимальной энергией. Импульсы со счетчика S_2 , соответствующие таким протонам, отбирались с помощью интегрального дискриминатора и подавались на вход антисовпадений блока СС. Верхний энергетический порог спектрометра обусловлен его допустимым амплитудным разрешением.