

ИЗОТОПИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В РЕАКЦИЯХ РАСЩЕПЛЕНИЯ И ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР И ИХ ИССЛЕДОВАНИЕ НА МАСС-СПЕКТРОМЕТРЕ В «ЛИНИЮ» С УСКОРИТЕЛЕМ ПРОТОНОВ ПРИ $E_p = 1$ ГэВ

Б.Н.Беляев, В.Д.Домкин, В.С.Мухин

Радиевый институт им.В.Г.Хлопина, Санкт-Петербург

На масс-спектрометре «в линию» исследованы изотопические зависимости выходов ядер-продуктов в ядерных реакциях на протонах при $E_p = 1$ ГэВ для мишеней из легких ядер: $^{12}\text{C}(p, X)^{6-9}\text{Li}$, $^{13}\text{C}(p, X)^{6-9}\text{Li}$; средних ядер: $^{90}\text{Zr}(p, X)^{74-86}\text{Rb}$, $^{91}\text{Zr}(p, X)^{76-88}\text{Rb}$, $^{71-84}\text{Br}$, $^{94}\text{Zr}(p, X)^{76-90}\text{Rb}$; тяжелых ядер: $\text{Ir}(p, X)^{76-92}\text{Rb}$, $^{80-94}\text{Sr}$, $^{118-133}\text{Cs}$, $^{42-48}\text{K}$, $\text{U}(p, X)^{79-97}\text{Rb}$, $^{121-146}\text{Cs}$; а также $\text{U}(p, X)^{81-94}\text{Rb}$ при $E_p = 0,75$ ГэВ.

При прецизионном измерении относительных выходов ряда изотопов-продуктов проведено систематическое изучение четно-нечетных и оболочечных эффектов в ядерных реакциях на протонах промежуточной энергии.

С использованием существующих моделей реакций рассчитаны для ряда изотопных мишеней выходы ядер-продуктов. На основе анализа и сопоставления расчетных и экспериментальных изотопных распределений обсуждаются особенности механизма реакций расщепления и деления при взаимодействии протонов промежуточных энергий с ядрами мишени.

Isotopic dependences of nucleus-product yields from nuclear reactions on protons at $E_p = 1$ GeV have been investigated for light nucleus targets: $^{12}\text{C}(p, X)^{6-9}\text{Li}$, $^{13}\text{C}(p, X)^{6-9}\text{Li}$; for medium nucleus targets: $^{90}\text{Zr}(p, X)^{74-86}\text{Rb}$, $^{91}\text{Zr}(p, X)^{76-88}\text{Rb}$, $^{71-84}\text{Br}$, $^{94}\text{Zr}(p, X)^{76-90}\text{Rb}$; for heavy nucleus targets: $\text{Ir}(p, X)^{76-92}\text{Rb}$, $^{80-94}\text{Sr}$, $^{118-133}\text{Cs}$, $^{42-48}\text{K}$, $\text{U}(p, X)^{79-97}\text{Rb}$, $^{121-146}\text{Cs}$, as well as at $E_p = 0.75$ GeV — $\text{U}(p, X)^{81-94}\text{Rb}$. Under precision measuring of relative yields of a number of isotopic products, a study of odd-even and shell effects has been carried out for nuclear reactions on intermediate-energy protons.

Using present-day reaction models, the yields of nucleus-products have been calculated for a number of isotopic targets. On the basis of the analysis and comparison of experimental and theoretical distributions, characteristic features of spallation and fission reaction mechanisms for the interaction between intermediate-energy protons and nuclei are discussed.

ИЗОТОПНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЯДЕР-ПРОДУКТОВ В РЕАКЦИЯХ РАСЩЕПЛЕНИЯ ЛЕГКИХ И СРЕДНИХ ЯДЕР. ИЗОТОПИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

В масс-спектрометрических измерениях "в линию" с ускорителем интервалы времени между моментами образования продуктов ядерных реакций и регистрации масс-спектров малы по сравнению с периодами полураспада большинства образующихся нуклидов. Поэтому поправки на их распад и накопление невелики и легко учитываются при обработке результатов измерений. Это обстоятельство, а также высокая точность измерений интенсивностей линий масс-спектра обеспечивают важные преимущества этой методики при исследовании тонкой структуры в изотопных распределениях продуктов ядерных реакций в диапазоне их времен жизни $0,1 \text{ с} \leq T_{1/2} \leq \infty$. В исследованиях выходов ядер-продуктов радиохимической методикой такой широкий набор нуклидов недоступен. Однако для того, чтобы определить величину сечений образования ядер-продуктов, масс-спектрометрические данные должны быть нормированы на значения абсолютных независимых выходов одного или нескольких нуклидов, определяемых методами α -, β - или γ -спектрометрии в сочетании с радиохимическими.

В данной главе представлены результаты исследования влияния ядерной структуры на сечения реакций расщепления некоторых легких и средних ядер протонами с энергией $E_p = 1 \text{ ГэВ}$, которое проведено на основе измерений относительных независимых выходов изотопов Li, Vg и Rb с помощью масс-спектрометра «в линию» с синхротронном ПИЯФ им.Б.П.Константинова [1].

Экспериментальные значения выходов изотопов ядер-продуктов с четным числом нейтронов систематически оказываются выше, а с нечетным числом нейтронов — ниже аппроксимирующей их кривой параболического типа (1) на величину Δ , приблизительно равную половине разницы выходов нечетных и четных изотопов:

$$\ln Y_A \sim C_0 + C_1 A + C_2 A^2, \quad (1)$$

$$Y_A \cong Y_A^{(0)} [1 + (-1)^{A-Z} \Delta], \quad (2)$$

где Y_A — экспериментальное значение выхода нуклида с массовым числом A и числом протонов Z ; $Y_A^{(0)}$ — значение выхода этого нуклида, определенное по аппроксимирующей кривой.

Наиболее простой способ численной оценки величины изотопического четно-нечетного эффекта Δ в изотопных распределениях продуктов

ядерных реакций предложен в работе [2], в которой показано, что Δ можно выразить через третью разность логарифмов выходов четырех соседних изотопов:

$$\Delta = \frac{(-1)^{A-Z}}{8} \ln \left[\frac{Y_A}{Y_{A+3}} \left(\frac{Y_{A+2}}{Y_{A+1}} \right)^3 \right]. \quad (3)$$

Эта формула выполняется тем точнее, чем ближе реальные значения Y_A к аппроксимирующей кривой и чем меньше различие между значениями Δ для разных участков изотопных распределений. Если отклонения выходов от аппроксимирующей кривой типа (1) оказываются неодинаковыми по абсолютной величине, то формула (3) в этом случае дает некоторое усредненное значение четно-нечетного эффекта.

Роль ядерной структуры в реакциях расщепления легких ядер $^{12,13}\text{C}$ (p, X) ^{6-9}Li . При взаимодействии протонов высокой энергии с атомными ядрами влияние ядерной структуры в наибольшей степени проявляется при расщеплении легких ядер [3,4].

К числу характерных особенностей реакции расщепления легких ядер следует отнести очень сильное разрушение ядер-мишеней, в связи с чем трудно определить, является ли тот или иной продукт остаточным ядром или кластером, выбитым на быстрой стадии реакции. Можно предположить, что в первом из этих случаев величина четно-нечетного эффекта определяется индивидуальными свойствами самих ядер-продуктов, тогда как во втором — должно проявляться и влияние структуры исходных ядер. При исследовании механизма реакций расщепления легких ядер и роли ядерной структуры в этих реакциях определенный интерес представляют данные о независимых выходах ядер-продуктов для мишеней с различным изотопным составом.

С целью получения таких данных нами были измерены относительные выходы четырех изотопов лития ^{6-9}Li при взаимодействии протонов с ядрами ^{12}C (обогащение 98,9%) и ^{13}C (обогащение 91%) при $E_p = 1$ ГэВ. Результаты измерений, нормированные на выход ^6Li , представлены в табл.1 и показаны точками на рис.1.

В указанных здесь погрешностях измерений учтены погрешности определения времени извлечения лития из мишени и мониторингирования протонного пучка ионизационной камерой, а также статистическая неопределенность интенсивностей линий масс-спектра лития. В эти данные введены поправки на распад $^{8,9}\text{Li}$ и $^{6,8}\text{He}$, на выход лития из рениевой оболочки мишени, на неполное обогащение мишени ^{13}C (91%) и на эффект дискриминации ионов по массе в множителе.

Таблица 1. Относительные независимые выходы изотопов лития при расщеплении ядер ^{12}C и ^{13}C протонами с энергией 1 ГэВ (данные нормированы на выход ^6Li)

Продукт / Мишень	^6Li	^7Li	^8Li	^9Li
^{12}C	1	$0,93 \pm 0,04$	$0,042 \pm 0,009$	$0,007 \pm 0,002$
^{13}C	1	$1,58 \pm 0,06$	$0,16 \pm 0,01$	$0,032 \pm 0,004$

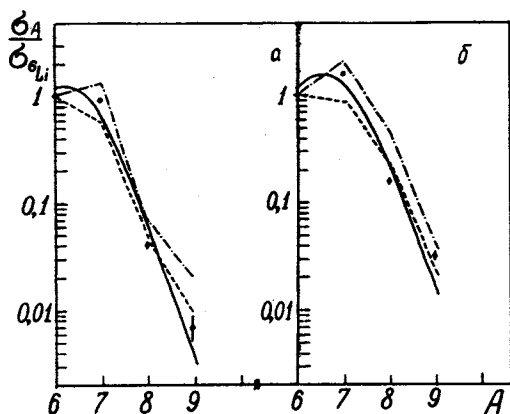


Рис.1. Относительные выходы изотопов ^{6-9}Li при расщеплении ядер ^{12}C (а) и ^{13}C (б) протонами с $E_p = 1$ ГэВ. Линиями соединены значения выходов, вычисленные по формулам, взятым из работ: [5] — сплошная кривая, [6] — штриховая и [7] — штрихпунктирная

На рис.1 сплошными линиями показаны результаты аппроксимации экспериментальных данных квазигауссовым распределением по A ,

которое является основой ряда полуэмпирических формул [3,5]. Реальные значения выходов изотопов Li с четным числом нейтронов располагаются выше этих кривых, а с нечетным — ниже. Несколько лучше четно-нечетный изотопический эффект воспроизводится ломаными линиями, которыми показаны результаты вычислений относительных выходов рассматриваемых ядер-продуктов по формулам, предложенным разными авторами для процесса фрагментации ядер [6,7]. В этих формулах учитывалась энергия отделения фрагментов от ядер мишени, на величину которой оказывает влияние структура этих ядер. В табл.2 представлены полученные нами экспериментальные значения четно-нечетного эффекта в реакциях расщепления ^{12}C и ^{13}C и величина этого эффекта, предсказываемая в рамках некоторых феноменологических моделей фрагментации.

Расчетные значения эффекта удовлетворительно согласуются с экспериментальными для мишени ^{12}C и существенно расходятся для расщепления ядер ^{13}C , имеющих асимметричный нуклонный состав.

Таблица 2. Четно-нечетный изотопный эффект Δ
в реакции $^{12,13}\text{C}(p, X)\text{Li}$ при $E_p = 1$ ГэВ

Реакция		$^{12}\text{C}(p, X)^{6-9}\text{Li}$	$^{13}\text{C}(p, X)^{6-9}\text{Li}$
Эксперимент		$0,54 \pm 0,13$	$0,44 \pm 0,04$
	[6]	0,32	-0,06
Расчет	[7]	0,70	-0,07
	[8]	0,30	0,04

Примечание. При вычислениях использовались экспериментальные данные из табл. 1, а также выходы изотопов лития, рассчитанные по формулам, взятым из работ [6—8].

Возможным объяснением этого может быть тот факт, что в расчетах не учитывалось изменение структуры остаточных ядер и, соответственно, энергий отделения фрагментов в результате вылета каскадных частиц. В действительности же распадаются не ядра-мишени, как это принято в указанных моделях, а тот остаток, который образуется после быстрой стадии реакции.

Реакции $\text{Zr}(p, 4pxn)\text{Rb}$, $\text{Zr}(p, 6pxn)\text{Br}$. Изучалось влияние изотопного состава мишеней и остаточных ядер-продуктов на их выходы в реакциях расщепления $\text{Zr}(p, 4pxn)\text{Rb}$ и $\text{Zr}(p, 6pxn)\text{Br}$ под действием протонов с энергией 1 ГэВ. В качестве мишеней использовались изотопы циркония: ^{90}Zr (с обогащением 96,8%), ^{91}Zr (81,3%) и ^{94}Zr (91,2%). Методика позволила определить относительные выходы изотопов Rb и Br, захватывая широкий интервал масс (13—15), с точностью, не доступной для традиционной радиохимической методики. Это позволило идентифицировать по массе и оценить выходы таких неизвестных ранее ядер, как ^{74}Rb и ^{71}Br , близких к границе нуклонной стабильности

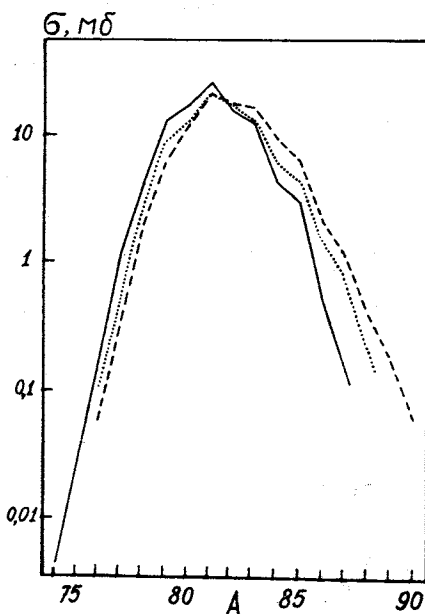


Рис. 2. Сечения образования изотопов рубидия в реакции $\text{Zr}(p, 4pxn)\text{Rb}$ при $E_p = 1$ ГэВ для различных изотопных мишеней (сплошная линия — ^{90}Zr , точечная — ^{91}Zr , штриховая — ^{94}Zr)

[9]. В дальнейшем другими авторами [10] было подтверждено существование изотопа ^{74}Rb и измерен его период полураспада ($T_{1/2} = 59$ мс).

В результатах масс-спектрометрических измерений выходов изотопов Rb и Br (см. рис.2 и табл.3) учтены поправки на вклад соседних изо-

Таблица 3. Результаты измерения сечений образования продуктов реакции расщепления ядер $^{90,91}\text{Zr}$ и ^{94}Zr протонами с энергией 1 ГэВ, мб

Продукт	Гамма-спектрометр		
	^{90}Zr	^{91}Zr	^{94}Zr
$^{71}\text{As}_{\text{кум}}$	14 ± 1	$12,8 \pm 0,9$	$9,3 \pm 0,7$
$^{72}\text{As}_{\text{нез}}$	17 ± 1	17 ± 2	15 ± 1
$^{74}\text{As}_{\text{нез}}$	$4,2 \pm 0,3$	$4,7 \pm 0,4$	$7,3 \pm 0,5$
$^{72}\text{Se}_{\text{кум}}$	$5,5 \pm 0,5$	$4,1 \pm 0,4$	$3,1 \pm 0,3$
$^{73}\text{Se}_{\text{кум}}$	$12,9 \pm 0,8$	$11,5 \pm 0,7$	$8,5 \pm 0,6$
$^{75}\text{Se}_{\text{кум}}$	24 ± 2	23 ± 2	20 ± 2
$^{77}\text{Br}_{\text{кум}}$	21 ± 2	20 ± 1	18 ± 1
$^{81}\text{Rb}_{\text{кум}}$	20 ± 1	18 ± 1	$14,3 \pm 0,9$
$^{82}\text{Rb}^*_{\text{нез}}$	12 ± 1	13 ± 1	17 ± 1
$^{83}\text{Rb}_{\text{нез}}$	14 ± 2	13 ± 3	18 ± 2
$^{84}\text{Rb}_{\text{нез}}$	$4,6 \pm 0,4$	$5,6 \pm 0,5$	$11,3 \pm 0,8$
$^{82}\text{Sr}_{\text{кум}}$	15 ± 1	12 ± 1	$6,7 \pm 0,7$
$^{83}\text{Sr}_{\text{кум}}$	20 ± 2	19 ± 1	$12,1 \pm 0,9$
$^{86}\text{Y}_{\text{нез}}$	24 ± 2	21 ± 1	15 ± 1
$^{87}\text{Y}^*_{\text{кум}}$	27 ± 2	25 ± 2	20 ± 2
$^{87}\text{Y}^*_{\text{нез}}$	(14 ± 2)	(15 ± 2)	(15 ± 2)
$^{87}\text{Y}_{\text{нез}}$	12 ± 3	9 ± 2	5 ± 2
$^{88}\text{Y}_{\text{нез}}$	27 ± 2	25 ± 2	25 ± 2
$^{86}\text{Zr}_{\text{кум}}$	$6,3 \pm 0,4$	$4,6 \pm 0,4$	$1,6 \pm 0,2$
$^{88}\text{Zr}_{\text{кум}}$	27 ± 2	20 ± 1	$10,8 \pm 0,8$
$^{89}\text{Zr}_{\text{кум}}$	45 ± 3	29 ± 2	17 ± 1

Продолжение таблицы 3

А про- дукта	Масс-спектрометр			
	$^{90}\text{Zr}(p,4p\text{xn})\text{Rb}$	$^{91}\text{Zr}(p,4p\text{xn})\text{Rb}$	$^{94}\text{Zr}(p,4p\text{xn})\text{Rb}$	$^{91}\text{Zr}(p,6p\text{xn})\text{Br}$
71	—	—	—	0,04 ± 0,04
72	—	—	—	0,3 ± 0,1
73	—	—	—	0,5 ± 0,1
74	0,006 ± 0,006	—	—	3,7 ± 0,4
75	0,013 ± 0,005	—	—	10,7 ± 0,3
76	0,13 ± 0,03	0,19 ± 0,08	0,1 ± 0,1	14,1 ± 0,4
77	1,19 ± 0,04	0,4 ± 0,1	0,3 ± 0,1	16,0 ± 0,6
78	4,4 ± 0,2	2,5 ± 0,2	2,0 ± 0,2	10 ± 1
79	13,2 ± 0,4	8,9 ± 0,4	6 ± 1	(6 ± 1)
80	17,7 ± 0,9	12,7 ± 0,6	12,5 ± 0,8	3 ± 1
81	26,4 ± 0,9	21 ± 1	22,5 ± 0,9	(1,2 ± 0,4)
82	15,7 ± 0,4	18,1 ± 0,8	19 ± 1	0,4 ± 0,2
83	12,5 ± 0,5	12,2 ± 0,6	18 ± 2	0,3 ± 0,2
84	4,3 ± 0,3	6,3 ± 0,4	11 ± 1	0,05 ± 0,05
85	3 ± 1	4,5 ± 0,8	6 ± 2	—
86	0,45 ± 0,05	1,6 ± 0,4	2,3 ± 0,3	—
87	—	0,9 ± 0,4	1,3 ± 0,2	—
88	—	0,2 ± 0,1	0,4 ± 0,2	—
89	—	—	0,2 ± 0,1	—
90	—	—	0,07 ± 0,07	—

*Измеренные состояния ^{82}Rb ($E = 100$ кэВ) и ^{87}Y (381,3 кэВ).

Примечание. В скобках указаны значения, полученные при помощи интерполяции выходов соседних изотопов.

бар и долю изотопов Rb и Br, успевших распасться за время извлечения ядер из мишени, а также поправка на зависимость эффективности регистрации ионов от их масс.

В случае нуклидов, образующихся с большим выходом, погрешности измерений относительных выходов изотопов Rb и Br составляли 2—4%, что значительно меньше погрешностей определения абсолютных значений независимых выходов этих изотопов с помощью гамма-спектромет-

ра, которое было проведено с целью нормировки масс-спектрометрических данных.

Абсолютная нормировка выходов изотопов Rb и Vg осуществлялась по мониторинной реакции $^{27}\text{Al} (p, n3p) ^{24}\text{Na}$ путем измерения интенсивности γ -излучения соответствующих нуклидов с помощью Ge(Li)-детектора. Для этого методом осаждения на подложку были приготовлены специальные мишени из обогащенных изотопов циркония в виде тонких слоев двуокиси (примерно по 20 мг), запрессованных в полистирольные пленки (толщиной 0,2 мм). Мониторные фольги из алюминия (толщиной 10 мкм) были расположены с обеих сторон каждой циркониевой мишени. Все мишени были одновременно облучены на выведенном пучке протонов, интегральный поток которых составил $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Количество двуокиси циркония определялось взвешиванием зольного остатка после сжигания мишеней в муфельной печи при $T = 900^\circ\text{C}$.

По многократным измерениям интенсивности γ -излучения определяли активность, а затем и полное количество образовавшихся в мишени атомов соответствующих нуклидов. Идентификация γ -переходов проводилась по их энергиям и периоду полураспада ядер-продуктов. Были измерены выходы 19 нуклидов с $71 \leq A \leq 89$, в том числе для 7 нуклидов удалось определить независимые выходы, а для остальных — кумулятивные. Результаты измерений приведены в табл.3. В данных учтены погрешности определения интенсивности протонного пучка, количества и однородности нанесения мишенного вещества и эффективности Ge(Li)-детектора; суммарная среднеквадратическая погрешность составляет 6%.

Абсолютная нормировка масс-спектрометрических данных по Rb с целью определения сечений образования изотопов Rb осуществлялась по независимым выходам $^{83,84}\text{Rb}$, измеренным с помощью гамма-спектрометра с погрешностью, равной 11%.

Абсолютные значения выходов изотопов Vg были определены путем интерполяции независимых выходов As и Rb [11, 12]. При этом результаты вычислений выходов всех изотопов As, Vg и Rb сравнивались с измеренными независимыми выходами $^{72,74}\text{As}$ и $^{83,84}\text{Rb}$, а также с кривыми относительных выходов Vg и Rb, полученных с помощью масс-спектрометра. Погрешность определения сечений образования изотопов Vg при такой процедуре оценивается в 20%.

Чтобы показать точность масс-спектрометрических измерений относительных выходов изотопов Vg или Rb для каждой мишени в отдельности, погрешности нормировки этих данных не учтены в значениях погрешностей сечений образования изотопов Vg и Rb, приведенных в табл.3.

Зависимость выходов изотопов Rb от массового числа A близка к гауссовой кривой (рис.2) для всех мишеней: ^{94}Zr , ^{91}Zr и «магического» ядра ^{90}Zr . Однако из рис.2 видно, что при переходе от одной мишени к другой кривая выходов изотопов Rb несколько трансформируется. При этом суммарный выход Rb в пределах погрешности остается постоянным, а наблюдается лишь смещение центра тяжести кривой выходов, причем достаточно заметное даже для мишеней с массовым числом, отличающимся на единицу.

Экспериментальные значения сечений образования изотопов Rb с четным числом нейтронов систематически оказываются выше, а с нечетным числом нейтронов — ниже аппроксимирующей кривой типа (1).

Аналогичный эффект наблюдается и в выходах изотопов брома. При рассмотрении термодинамической стадии испарения на величину четно-нечетного эффекта Δ в выходах ядер-продуктов могут влиять два фактора, зависящие от четности числа протонов и нейтронов.

Первый фактор — это различие в плотности уровней ρ у остаточных ядер, которое учитывается введением параметра δ в выражение

$$\rho \sim \exp [2 \sqrt{a (E^* - \delta)}]. \quad (4)$$

При этом полагают $\delta = 0$ для нечетно-нечетных ядер и $\delta > 0$ для всех других ядер [13].

С другой стороны, на величину Δ оказывает влияние фактор различия в энергии связи нейтрона у ядер-продуктов с четным и нечетным числом нейтронов, что способствует увеличению вероятности образования ядер с четным числом нейтронов.

Очевидно, что оба эти фактора должны особенно существенно сказываться на последних ступеньках испарительной стадии, когда энергия возбуждения ядра становится сравнимой с энергией связи нейтрона. Полученные экспериментальные данные (рис.2 и 3), показывающие систематическое превышение независимых выходов изотопов Rb и Br с четным числом нейтронов, свидетельствуют о том, что на последних ступенях стадии термодинамического испарения преимущественную роль играет отличие в энергии связи испаряющего нейтрона, достигающее 3 МэВ, а не в плотности уровней.

Это, вероятно, связано с тем, что при испарении нуклонов из компанд-ядра реализуется не вся совокупность возможных состояний, а только ограниченные по числу и особо выбранные по своей природе состояния ядер. Аналогичный эффект наблюдается и в нейтронной спектроскопии в реакции (n, γ) , где γ -каскады идут не через все возможные промежуточные состояния [14].

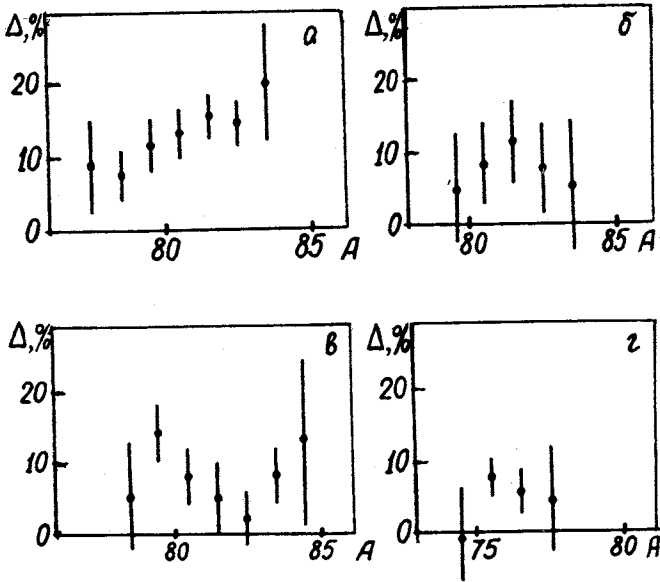


Рис.3. Четно-нечетный эффект на различных участках изотопных кривых выходов Rb и Br: а — для выходов Rb из мишени ^{90}Zr , б — Rb из ^{94}Zr , в — Rb из ^{91}Zr , г — Br из ^{91}Zr

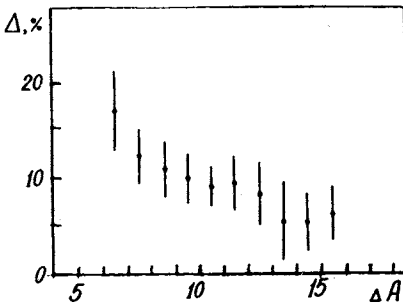


Рис.4. Зависимость четно-нечетного изотопного эффекта от потерь нуклонов при расщеплении ядер Zr

На связь четно-нечетного эффекта с характеристиками остаточных ядер в реакциях расщепления указывает также наличие зависимости его величины от потерь нуклонов, то есть от разности масс ядер-продуктов и ядер мишени. Такая зависимость для реакции расщепления циркония показана на рис.4. Приведенные на этом рисунке значения Δ были получены путем усреднения данных для всех исследованных реакций на цирконии. Уменьшение величины Δ с ростом потерь нуклонов объясняется тем, что при этом увеличиваются соответствующие им средние значения энергии возбуждения и

углового момента остаточных ядер. В свою очередь, это приводит к росту кинетической энергии испаряющихся частиц, увеличению вероятности возбуждения коллективных степеней свободы остаточных ядер и, следовательно, к уменьшению эффекта парных корреляций нуклонов в этих ядрах.

ДЕЛЕНИЕ ^{238}U ПРОТОНАМИ. ИЗОТОПИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

С помощью масс-спектрометра «в линию» с ускорителем измерены относительные выходы изотопов $^{79-97}\text{Rb}$ и $^{121-146}\text{Cs}$ при делении ^{238}U протонами с $E_p = 1$ ГэВ [15]. Для уточнения характера зависимости формы изотопных распределений осколков от E_p были также измерены выходы изотопов $^{81-94}\text{Rb}$ при $E_p = 750$ МэВ [16]. Среднее время извлечения атомов Rb и Cs из мишени составляло 30—50 мс. В измеренные величины интенсивностей линий масс-спектров вносились поправки на радиоактивный распад ядер-продуктов внутри мишени, на частичную ионизацию изотопов Sr и Ba и дискриминацию масс ионов в детекторе. Суммарное значение поправок не превышало 3% для Rb и 6% для Cs.

Результаты измерений представлены в табл.4 и на рис.5—7 с погрешностью только относительных измерений выходов изотопов Rb и Cs на масс-спектрометре без учета погрешностей их нормировки. Для абсолютной нормировки полученных изотопных распределений Rb и Cs были использованы результаты работы [17]. В данных для $E_p = 1$ ГэВ погрешность абсолютных значений выходов осколков составляла 13% для Rb и 7,5% для Cs. Для нормировки изотопного распределения Rb, полученного при $E_p = 750$ МэВ, была проведена интерполяция абсолютных выходов ^{84}Rb и ^{86}Rb , измеренных в [17] при $E_p = 0,68$ и 1,0 ГэВ. При нормировке использовалась сумма интерполяционных оценок выходов ^{84}Rb и ^{86}Rb для $E_p = 0,75$ ГэВ, которые были приняты равными 4,4 и 8,9 мб соответственно.

В работе [18] для этой же группы изотопов Rb и Cs на масс-спектрометре с разрешающей способностью $R = 5000$ с хорошей точностью экспериментально определены их массы. Сопоставление этих данных с изотопными распределениями осколков позволяет исследовать изотопические эффекты в их выходах, связанные со структурой ядер, а именно с эффектами спаривания, заполнением подоболочек и оболочек.

На рис.6а и 7а сравниваются данные для независимых выходов осколочных продуктов $Y_{\text{Rb(Cs)}} = f(A_{\text{Rb(Cs)}})$ в случае деления урана протона-

Таблица 4. Сечения образования изотопов Rb и Cs при делении ^{238}U протонами с $E_p = 750$ МэВ и 1 ГэВ, мб

A_{Rb}	$E_p = 750$ МэВ	$E_p = 1$ ГэВ	A_{Cs}	$E_p = 1$ ГэВ
79	—	$0,10 \pm 0,3$	121	$0,12 \pm 0,06$
80	—	$0,23 \pm 0,03$	122	$0,21 \pm 0,08$
81	$0,6 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,1$	123	$0,6 \pm 0,1$
82	$1,4 \pm 0,3$	$2,2 \pm 0,1$	124	$0,8 \pm 0,1$
83	$2,9 \pm 0,6$	$4,3 \pm 0,1$	125	$1,6 \pm 0,2$
84	$4,2 \pm 0,9$	$7,0 \pm 0,1$	126	$2,1 \pm 0,2$
85	$7,5 \pm 0,9$	$9,6 \pm 0,8$	127	$3,2 \pm 0,3$
86	9 ± 1	$10,1 \pm 0,2$	128	$3,8 \pm 0,2$
87	9 ± 1	$9,6 \pm 0,4$	129	$4,9 \pm 0,2$
88	10 ± 2	$9,0 \pm 0,2$	130	$4,8 \pm 0,3$
89	11 ± 1	$9,2 \pm 0,1$	131	$5,4 \pm 0,2$
90	$11,8 \pm 0,9$	$9,3 \pm 0,1$	132	$5,3 \pm 0,2$
91	$9,5 \pm 0,8$	$7,9 \pm 0,1$	133	$5,1 \pm 0,3$
92	$8,3 \pm 0,8$	$5,05 \pm 0,07$	134	$4,3 \pm 0,2$
93	$4,6 \pm 0,6$	$3,46 \pm 0,07$	135	$4,1 \pm 0,2$
94	$2,6 \pm 0,5$	$1,9 \pm 0,1$	136	$4,0 \pm 0,2$
95	—	$0,94 \pm 0,08$	137	$4,8 \pm 0,3$
96	—	$0,37 \pm 0,08$	138	$3,6 \pm 0,3$
97	—	$0,17 \pm 0,05$	139	$4,5 \pm 0,3$
			140	$2,5 \pm 0,3$
			141	$1,8 \pm 0,2$
			142	$1,0 \pm 0,2$
			143	$0,51 \pm 0,07$
			144	$0,22 \pm 0,06$
			145	$0,12 \pm 0,06$
			146	$0,06 \pm 0,04$

ми с $E_p = 60$ МэВ и $E_p = 1$ ГэВ. При энергии $E_p = 1$ ГэВ функция $f(A_{\text{Rb}(\text{Cs})})$ за счет добавления группы относительно нейтронодефицитных изотопов приобретает двугорбый вид с элементами тонкой структуры. При заполнении ядерной оболочки получающиеся конфигурации

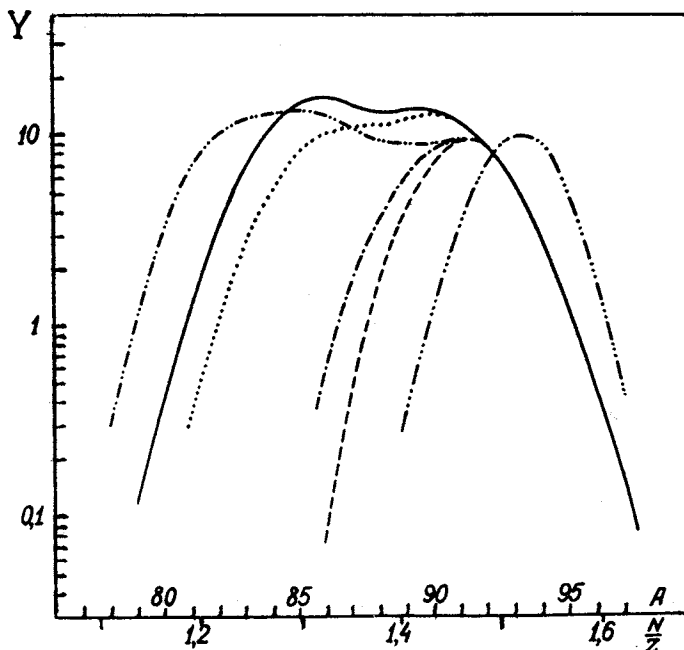


Рис. 5. Распределение выходов изотопов Rb (в относительных единицах) при делении ^{238}U реакторными нейтронами [19] — штриховая линия с тройным пунктиром, а также протонами с энергией 40 МэВ [2] — штриховая линия, 100 МэВ [20] — штрихпунктирная линия, 1 ГэВ — сплошная линия, точечная линия — 0,75 ГэВ, 24 ГэВ [21] — штриховая линия с двумя пунктирами. Кривые для протонов нормированы по сумме выходов $^{91-97}\text{Rb}$, а кривая для нейтронов — по суммарному выходу всех изотопов Rb на данные для $E_p = 40$ МэВ

ядер наиболее стабильны и имеют минимальную потенциальную энергию, поэтому в ядерных реакциях образование ядер с магическим числом нуклонов, например $N = 50, 82$, энергетически более выгодно. О возможности появления таких оболочечных эффектов свидетельствуют и расчеты [22] по модифицированной статистической модели (рис. 6а, 7а). Но очевидно, что сравнительно большая средняя энергия возбуждения ($E^* \cong 200$ МэВ) будет приводить к росту дисперсии изотопных распределений и сглаживанию их двугорбой структуры, что и наблюдается в эксперименте.

Интересно отметить, что точные измерения $Y_{\text{Rb}(\text{Cs})} = f(A_{\text{Rb}(\text{Cs})})$ позволяют обнаружить проявление еще более тонких изотопических эф-

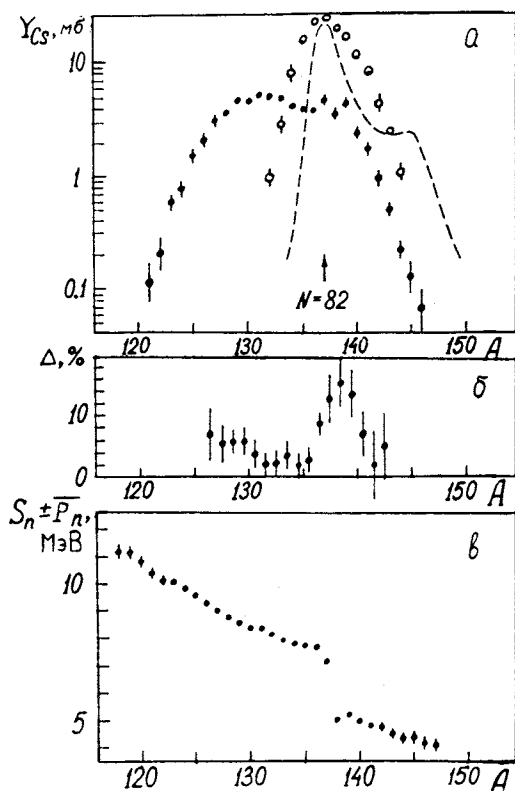


Рис. 6. Сечения образования: а — изотопов Cs при делении ^{238}U протонами с $E_p = 60$ МэВ (○) и $E_p = 1$ ГэВ (●). Штриховая линия — результаты расчета по модифицированной статистической модели при температуре ядра $T = 2$ МэВ; б — Δ — величина четно-нечетного эффекта; в — $S_n \pm P_n$ — энергия связи одного нейтрона, скорректированная на энергию спаривания

фетов спаривания нейтронов. Чтобы продемонстрировать это, как и ранее, аппроксимируем гауссианом участки кривой для групп по четыре нуклида и подсчитаем отклонения сечений от гладкой кривой (четно-нечетный эффект) — Δ по формуле (3).

На рис. 6б и 7б видно, что значения Δ в зависимости от A демонстрируют систематическое превышение вероятности образования изотопов с четным

числом нейтронов, т.е. и для осколочных продуктов существует четно-нечетный эффект, связанный со спариванием нейтронов. Это особенно четко проявляется у изотопов цезия, где по ряду причин точность определения величины Δ выше. В случае цезия заметно возрастание величины Δ в области $A = 137$, а для рубидия — в области $A \cong 93$. В первом случае эффект спаривания усиливается магичностью структуры $N = 82$, а во втором — заполнением нейтронной подболочки $d_{5/2}$ ($N = 56$). Можно думать, что влияние данной нейтронной подболочки подкрепляется влиянием протонной подболочки $f_{5/2}$ ($Z = 38$), так как заряд для изотопов рубидия $Z_{\text{Rb}} = 37$ близок к заряду этой заполненной подболочки, и совместные действия обоих факторов повышают вероятность образования изотопов рубидия в области $A = 92-93$. Из известных экспериментальных значений масс изотопов рубидия и цезия рассчитывается энергия спаривания нейтронов

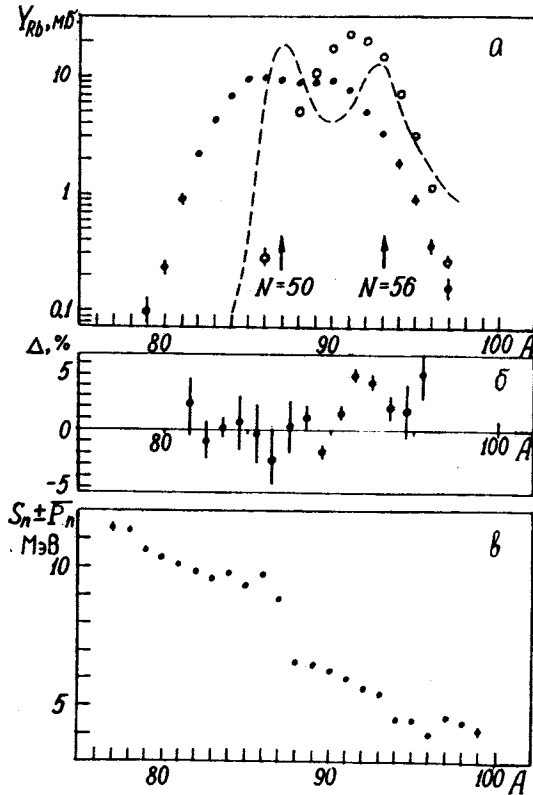


Рис. 7. Сечения образования (а) изотопов Rb при делении ^{238}U протонами с $E_p = 60$ МэВ (о) и $E_p = 1$ ГэВ (•). Штриховая линия — результаты расчета по модифицированной статистической модели при температуре ядра $T = 2$ МэВ; б — Δ — величина четно-нечетного эффекта; в — $S_n \pm P_n$ — энергия связи нейтрона, скорректированная на энергию спаривания

$$P_n = \frac{(-1)^N}{4} [2 \cdot S_n(N, Z) - S_n(N+1, Z) - S_n(N-1, Z)], \quad (5)$$

где S_n — энергия связи нейтрона.

Разницу в энергии связи нейтронов для ядер с четным и нечетным числом нейтронов можно охарактеризовать усредненной величиной $\overline{P_n}$. Из рис. 6в и 7в видно, как в зависимости от массы изотопа изменяется S_n

— энергия связи одного нейтрона, сглаженная на величину $\pm \overline{P}_n$ ($-\overline{P}_n$ и $+\overline{P}_n$ соответственно для четных и нечетных N).

Из сопоставления рис.6б, 7б и рис.6в и 7в следует, что дополнительный рост энергии связи в области подоболочек и оболочек приводит к увеличению независимых выходов соответствующих изотопов. В случае рублидия меньшая точность определения независимых выходов (мешают естественные примеси стабильных изотопов $^{85,87}\text{Rb}$), а также сложный характер закономерности $Y_{\text{Rb}} = f(A_{\text{Rb}})$ не позволяет сделать четкое заключение о влиянии энергии спаривания на величину сечений в области оболочки $N = 50$.

Следует подчеркнуть, что совокупность приведенных экспериментальных результатов подтверждает замечательное обстоятельство, заключающееся в проявлении магичности и эффекта спаривания в процессе образования осколков деления при взаимодействии протонов промежуточной энергии с ядрами урана. Таким образом, точные измерения выходов продуктов реакции, как и измерения масс нуклидов, обеспечивают информацию о новых областях деформации и сферичности нуклидов [23].

Очевидно, что четно-нечетный эффект возникает преимущественно при минимальных энергиях возбуждения E^* , т.е. когда испаряются последние нейтроны, так как слишком незначительна разница в энергии связи четного и нечетного нейтрона ($1+2$ МэВ), и вряд ли она может существенно сказываться при больших E^* . Подчеркнем также, что в процессе термодинамического испарения нуклонов из осколков деления фактор различия в энергии связи нейтронов играет преимущественную роль по сравнению с фактором плотностей уровней, так как в случае изотопов рублидия и цезия с нечетным числом нейтронов, несмотря на большую плотность уровней у них, сечения образования их в среднем меньше, чем для изотопов с четным числом нейтронов (см. рис.6б и 7б).

С целью исследования особенностей механизма высокоэнергетического деления ядер был проведен анализ характера изменения формы изотопных распределений осколков при увеличении энергии протонов, вызывающих деление ядер ^{238}U , от 30 МэВ до 24 ГэВ.

Распределения выходов изотопов Rb при делении ^{238}U протонами различной энергии показаны на рис.5.

Следует отметить, что в области промежуточных энергий (~ 1 ГэВ) отсутствовали масс-спектрометрические экспериментальные данные, необходимые для такого анализа. Этот пробел был заполнен после проведенных измерений выходов изотопов Rb и Cs при делении ^{238}U протонами с $E_p = 0,75$ и $1,0$ ГэВ [15,16]. Ограничимся рассмотрением только

этих ядер-продуктов, так как Rb и Cs являются одними из вероятных представителей легких и тяжелых осколков при делении урана частицами любой энергии. Поэтому можно считать, что их изотопные распределения типичны и отражают основные черты зависимости нуклонного состава осколков от энергии протонов. Полученные данные позволили установить, что при увеличении E_p в области 1 ГэВ наблюдается резкое уширение изотопных распределений осколков в случае как тяжелых, так и легких осколков. Причем это уширение происходит за счет роста выходов нейтронодефицитных изотопов Rb и Cs, тогда как форма и положение нейтроноизбыточного крыла изотопных распределений этих осколков остаются практически неизменными. В результате уже при $E_p = 1$ ГэВ распределения приобретают двугорбый вид с небольшим минимумом в районе стабильных изотопов. Дальнейшее увеличение E_p от 1 до 24 ГэВ не приводит к существенному изменению формы изотопных распределений осколков и лишь несколько сдвигает и уширяет нейтронодефицитный горб в сторону меньших значений N/Z .

На масс-спектрометре «в линию» с ускорителем регистрация ядер-продуктов ведется инклюзивно и не зависит от типа реакций, в результате которых образовались изучаемые нуклиды. Поэтому была проведена только оценка вклада неделительных процессов в измеренные выходы изотопов Rb и Cs при $E_p = 1$ ГэВ. Оценка была основана на сравнении суммарных выходов изобар с $A = 88$ и 133, определенных в одном случае после экстраполяции изотопных распределений Rb и Cs на соседние с ними элементами, а в другом — из массового распределения осколков, полученного другими авторами при отборе событий бинарного деления остаточных ядер [24]. Значения выходов изобар, полученных обоими способами, совпадали в пределах ошибок измерений, составляющих 10—15%, из чего был сделан вывод о том, что вклад неделительных событий в выходы Rb и Cs невелик, и они не могут быть ответственными за появление нейтронодефицитной группы осколков, в которую входят 60—65% всех образующихся изотопов Rb и Cs.

Несмотря на то, что наиболее вероятные значения N/Z осколков сильно изменяются с нуклонным составом и энергией возбуждения исходных ядер (см. рис.8), разность этих значений для дополнительных осколков очень слабо зависит от энергии и параметров делящихся ядер и определяется только соотношением масс осколков. В связи с этим сделано предположение о том, что механизм распределения зарядов между осколками остается практически неизменным в большом интервале энергий протонов, вызывающих деление урана, включая и $E_p = 1$ ГэВ. Это означает, что факторы, влияющие на ширину и положение изотопных рас-

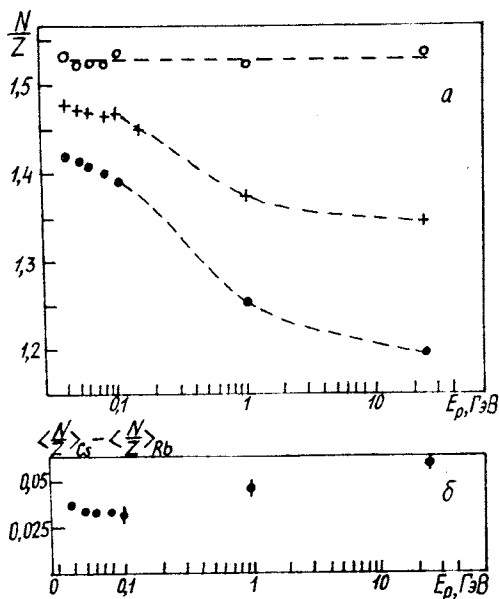


Рис.8. Нуклонный состав осколков при делении ^{238}U в зависимости от энергии налетающих протонов. а) Относительное содержание нуклонов в изотопах Rb, соответствующих центру тяжести (+) и полувысоте нейтроноизбыточного (o) и нейтронодефицитного (•) крыла изотопных распределений Rb. Экспериментальные точки соединены для наглядности. б) Различия положений центра тяжести изотопных распределений Rb и Cs. Использованы данные из [2,15,20,21,39]

пределений осколков, можно разбить на две группы. Одна из них связана непосредственно со статистическим характером процесса разделения заряда между осколками в момент деления и определяет дисперсию зарядов первичных осколков. Другая группа факторов характеризует различие делящихся ядер по нуклонному составу и энергии возбуждения. Последнее приводит к сдвигу и уширению изотопных распределений осколков, которые, в конечном счете, являются результатом наложения большого числа парциальных распределений нормального вида, отвечающих различным делящимся ядрам.

ПОТЕРИ НУКЛОНОВ И ЗАРЯДА НА ОДИН АКТ ДЕЛЕНИЯ ^{238}U

Прямое измерение потерь нуклонов путем одновременного детектирования всех частиц, образующихся в результате взаимодействия протонов высокой энергии с ядрами, представляет собой очень сложную техническую проблему. Более доступным способом решения этой задачи является измерение масс M_1 и M_2 и зарядов Z_1 и Z_2 обоих осколков. Для мишени ^{238}U величину потерь нуклонов и заряда определим следующим образом:

$$\Delta A = 238 - M_1 - M_2, \quad (6)$$

$$\Delta Z = 92 - Z_1 - Z_2. \quad (7)$$

Существует возможность экспериментального определения потерь нуклонов и заряда при делении ядер протонами высокой энергии путем совместной обработки результатов двух экспериментов. При этом используется высокая точность определения изотопного состава осколков на масс-спектрометре (связь между Z и M осколков), а также корреляция между M_1 и M_2 , которая устанавливается с помощью двухплечевого времяпролетного спектрометра [24,25].

Сопоставление изотопных распределений Rb и Cs с массовыми распределениями дополнительных осколков, полученными в работе [24] при делении ^{238}U протонами с $E_p = 1$ ГэВ, позволило определить наиболее вероятные значения масс и зарядов дополнительных для Rb и Cs осколков. При этом удалось также установить зависимость потерь нуклонов и заряда на один акт деления ^{238}U от величины N/Z ядер-продуктов, которая обусловлена тем, что основную часть потерь представляют нейтроны. Потери нуклонов и заряда были определены для трех характерных значений N/Z осколков Rb и Cs, которые соответствуют полувысоте и центру тяжести изотопных распределений этих осколков. При этом использовалась контурная диаграмма масс дополнительных осколков, взятая из [24].

Вначале были вычислены значения наиболее вероятных потерь нуклонов для осколков Rb и Cs со средними значениями масс этих осколков $\langle M_{\text{Rb}} \rangle$ и $\langle M_{\text{Cs}} \rangle$. По контурной диаграмме, показанной на рис.9, были определены распределения масс дополнительных осколков для значений M_1 , равных $\langle M_{\text{Rb}} \rangle$ и $\langle M_{\text{Cs}} \rangle$. За наиболее вероятные значения массы

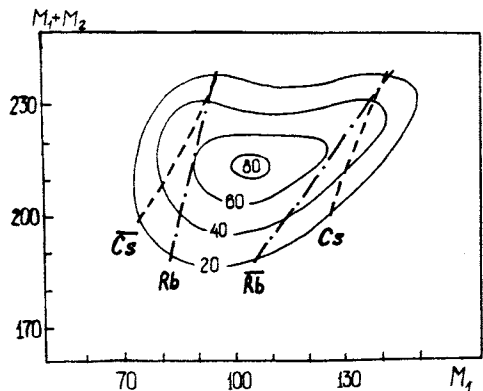


Рис.9. Контурная диаграмма корреляций масс дополнительных осколков при делении ^{238}U протонами с энергией 1 ГэВ. Штриховыми и штрихпунктирными линиями показаны наиболее вероятные значения масс осколков Rb и Cs, а также дополнительных для них осколков, условно обозначенных как Rb и $\bar{\text{Cs}}$

дополнительных осколков принимались средневзвешенные значения M_2 в этих распределениях. Здесь и далее предполагается, что форма изотопных распределений соседних с Rb и Cs элементов одинакова. Среднее значение потерь нуклонов находилось из следующего выражения:

$$\Delta A_{\text{cp}} = 238 - \langle M_{\text{Rb(Cs)}} \rangle - \langle M_2 \rangle. \quad (8)$$

Чтобы оценить среднее значение потерь заряда для событий деления ^{238}U с образованием Rb или Cs, необходимо было определить наиболее вероятный заряд дополнительных для Rb и Cs осколков, средняя масса которых была найдена по контурной диаграмме. При этом учитывалось, что среднее значение N/Z осколков слабо изменяется с их массой [26], и что массы дополнительных для Rb осколков близки к средней массе Cs осколков, а $\langle M_2 \rangle_{\text{Cs}}$ близки к $\langle M_{\text{Rb}} \rangle$. Поэтому в оценочных вычислениях можно считать допустимой линейную аппроксимацию зависимости нуклонного состава осколков от их массы. Коэффициенты этой зависимости были определены по средним значениям N/Z для Rb и Cs осколков, измеренным на масс-спектрометре «в линию» с ускорителем: $\langle (N/Z)_{\text{Rb}} \rangle = 1,373 \pm 0,001$ и $\langle (N/Z)_{\text{Cs}} \rangle = 1,420 \pm 0,002$. Используя эти значения, нашли соотношение между средним значением N/Z дополнительного осколка и его массой:

$$\langle (N/Z)_2 \rangle = 1,282 + 0,00104 \langle M_2 \rangle. \quad (9)$$

Средняя величина потерь заряда при делении ^{238}U с образованием осколков Rb или Cs определялась из следующего выражения:

$$\Delta Z_{\text{cp}} = 92 - Z_{\text{Rb(Cs)}} - \langle M_2 \rangle / [\langle (N/Z)_2 \rangle + 1]. \quad (10)$$

Аналогичным образом была проведена оценка потерь нуклонов и заряда для событий деления урана, в результате которых образовывались нейтронодефицитные и нейтроноизбыточные изотопы Rb и Cs, соответствующие полувысоте их изотопных распределений, показанных на рис.6 и 7. Для масс этих осколков, обозначенных соответственно $M_{1,\text{деф}}$ и $M_{1,\text{изб}}$, по контурной диаграмме (рис.9) определялись распределения суммарной массы $M_1 + M_2$. В качестве массы дополнительного для $M_{1,\text{деф}}$ осколка принималось наименьшее из двух значений M_2 , соответствующих полувысоте этих распределений, а для $M_{1,\text{изб}}$ — наибольшее. Величины потерь нуклонов и заряда для нейтронодефицитных и нейтроноизбыточных осколков вычислялись при тех же предположениях, что и

в случае средних значений, то есть по формулам, аналогичным (8) — (10). Результаты этих вычислений представлены в табл.5.

Таблица 5. Потери нуклонов ΔA и заряда ΔZ на один акт деления ^{238}U протонами высокой энергии при образовании осколков Rb или Cs (обозначения см. в тексте)

Энергия	$E_p = 1 \text{ ГэВ}$		$E_p = 11 \text{ ГэВ}$
	Rb	Cs	Rb
$M_{1,\text{деф}}$	$83,3 \pm 0,2$	$126,4 \pm 0,2$	80,5
$\Delta A_{\text{деф}}$	45 ± 2	35 ± 3	72
$\Delta Z_{\text{деф}}$	$6,8 \pm 0,9$	$2,6 \pm 1,2$	16
$\langle A \rangle$	$87,79 \pm 0,04$	$133,09 \pm 0,09$	86,5
$\Delta A_{\text{ср}}$	$26,4 \pm 0,5$	$18,2 \pm 0,4$	36
$\Delta Z_{\text{ср}}$	$3,6 \pm 0,3$	$1,3 \pm 0,5$	7
$M_{1,\text{изб}}$	$92,1 \pm 0,2$	$139,5 \pm 0,2$	93,5
$\Delta A_{\text{изб}}$	$7,8 \pm 0,5$	$6,9 \pm 0,8$	8,5
$\Delta Z_{\text{изб}}$	$0,4 \pm 0,3$	$-0,1 \pm 0,4$	0,2

В этой таблице приведены потери нуклонов и заряда, полученные в событиях деления ^{238}U , когда одним из осколков является Rb или Cs. Как видно из табл.5, только нейтроноизбыточные изотопы Rb и Cs могут рассматриваться как наиболее вероятные дополнительные друг для друга осколки. Соответствующие этим изотопам нуклонные потери составляют 7—8 а.е.м., то есть оказываются близкими к средним потерям, характерным для деления ^{238}U протонами с энергией 40—50 МэВ [2].

Предложенный здесь метод определения потерь нуклонов и заряда при делении ядер применим и при других энергиях протонов. В качестве примера в табл.5 приведены оценки потерь нуклонов и заряда при делении ^{238}U , полученные в результате обработки данных об изотопном распределении Rb при $E_p = 10,5 \text{ ГэВ}$ [27] и контурной диаграммы масс дополнительных осколков при $E_p = 11,5 \text{ ГэВ}$, взятой из [25].

До сих пор в этом разделе рассматривались только такие события деления ядер ^{238}U , когда одним из осколков был Rb или Cs. Однако определенный интерес представляет оценка средних потерь заряда для всех событий деления, которую можно было бы сопоставить с данными о множе-

ственности заряженных частиц в этих реакциях. Но поскольку на масс-спектрометре «в линию» с ускорителем были измерены изотопные распределения только Rb и Cs, то для того, чтобы перейти к такой оценке, необходимо провести экстраполяцию наиболее вероятных значений отношения чисел нейтронов и протонов в Rb и Cs осколках на другие осколки. При этом необходимо учесть различие соотношения вкладов низкоэнергетического и высокоэнергетического деления в выходах осколков с разными значениями массового числа, которое приводит к некоторому различию формы изотопных распределений и наиболее вероятных значений N/Z для осколков с разным Z .

В поведении зависимости отношения N/Z осколков от A , приведенной в [26], можно заметить, что небольшое превышение величины N/Z над очень пологой прямой наблюдается для масс осколков, совпадающих с положением пиков асимметричного деления урана, характерных для низких энергий возбуждения остаточных ядер. Если из выходов всех осколков исключить вклад низкоэнергетического деления, то зависимость наиболее вероятных значений $\langle N/Z \rangle_v$ для оставшейся части выходов осколков от их массового числа будет значительно ближе к линейной, чем в случае средних значений N/Z . Найдя эту зависимость по двум значениям $\langle N/Z \rangle_v$ для изотопов Rb и Cs, образующихся при высокоэнергетическом делении, и оценив общий вклад низкоэнергетической компоненты деления урана, можно вычислить значения средних потерь заряда для всех событий деления.

При разложении изотопных распределений Rb и Cs предположим, что низкоэнергетическая часть этих распределений имеет такие же значения полуширины и положения центра тяжести, как у полных изотопных распределений рассматриваемых осколков ^{238}U при делении протонами с $E_p = 40$ МэВ [2]. Под высокоэнергетической частью изотопных распределений Rb и Cs при $E_p = 1$ ГэВ будем понимать остаток после вычитания из полных распределений этих осколков их низкоэнергетической части. Нормировку низкоэнергетической части распределений, полученных при разных энергиях протонов, следует проводить по сумме выходов наиболее нейтроноизбыточных изотопов, образующихся в событиях деления остаточных ядер с минимальной энергией возбуждения.

В результате такого разложения оказалось, что вклад низкоэнергетического деления урана в выходы изотопов Rb составляет примерно 30% (28 мб), а в выходы Cs — 36% (25 мб). Совпадение оценок выходов изотопов Rb и Cs, соответствующих низкоэнергетическому делению и являющихся наиболее вероятными дополнительными друг для друга осколками, свидетельствует о достоверности нормировки выходов Rb и Cs при

$E_p = 1$ ГэВ, проведенной с использованием данных, взятых из работы [17].

Для высокоэнергетических частей изотопных распределений Rb и Cs при делении ^{238}U протонами с $E_p = 1$ ГэВ были определены средневзвешенные значения $\langle N/Z \rangle_B$ и по ним была найдена зависимость этой величины от массового числа осколков:

$$\langle N/Z \rangle_B = 1,25 + 0,00095A. \quad (11)$$

С помощью этого соотношения и массового распределения осколков для высокоэнергетической компоненты деления урана, приведенного в [24], был определен средний заряд этих осколков, оказавшийся равным $\langle Z_B \rangle = 44,1 \pm 0,8$.

Общий вклад низкоэнергетической компоненты деления ^{238}U в выходы всех осколков согласно оценке, выполненной в [24] по контурной диаграмме масс дополнительных осколков, составляет около 10%. Аналогичная оценка была проведена нами по масс-спектрометрическим данным об изотопных распределениях Rb и Cs при $E_p = 1$ ГэВ. Для этого по низкоэнергетической части этих распределений были определены выходы избар с массой, равной наиболее вероятной массе изотопов Rb или Cs при $E_p = 40$ МэВ, то есть для $A = 91,5$ и 138. Суммарный выход этих избар оказался равным (21 ± 2) мб. По этим данным с учетом формы массового распределения осколков для $E_p = 32$ МэВ [28] был вычислен полный выход осколков, соответствующих низкоэнергетической компоненте деления ^{238}U при $E_p = 1$ ГэВ, составивший (230 ± 40) мб. Учитывая, что сечение деления ^{238}U при этой энергии протонов составляет (1470 ± 70) мб [29], доля низкоэнергетической компоненты оказывается равной $(15,6 \pm 3,5)$ %. Это значение несколько выше графической оценки, полученной в [24]. За истинное разумно принять среднее значение этих двух оценок: $P_n = 13\%$.

Величина средней потери заряда на один акт деления ^{238}U при $E_p = 1$ ГэВ с учетом заряда бомбардирующего протона была получена по формуле

$$\Delta Z_{\text{cp}}^{(1)} = (1 - P_n) (92 - 2\langle Z_B \rangle) + 1. \quad (12)$$

Значение $\Delta Z_{\text{cp}}^{(1)}$ оказалось равным $4,3 \pm 1,5$, оно находится в разумном согласии с результатами расчетов множественности заряженных частиц, выполненных в работе [30], а также с линейной экстраполяцией

экспериментальных значений множественности заряженных частиц, полученных при $E_p = 140, 460$ и 660 МэВ [31].

ИЗОТОПНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В РЕАКЦИИ Ir (p,X) Rb, Sr, Cs, K

В работе [25] при делении урана протонами с энергией $E_p = 11,5$ ГэВ на двухплечевом времяпролетном спектрометре была зарегистрирована группа осколков, отвечающих событиям с очень большой потерей нуклонов $\Delta A = A_{\text{миш}} - A_1 - A_2 \cong A_{\text{миш}}/2$ и отличающихся повышенной кинетической энергией по сравнению с предсказаниями жидкокапельной модели. Осколки с необычным соотношением их кинетических энергий и импульсов наблюдались также при делении ^{238}U , ^{232}Th и ^{197}Au протонами с $E_p = 1$ ГэВ [32,33].

Для объяснения этого явления авторы экспериментов [25] предложили новый механизм образования таких осколков с привлечением модели когерентной трубки при описании первичного взаимодействия протона с ядрами мишени. В работе [34] было показано, что такой механизм реакции с учетом эффектов ядерной вязкости позволяет качественно объяснить анизотропию угловых распределений тяжелых фрагментов и осколков при разных энергиях налетающих протонов и ядер-продуктов. В соответствии с этим механизмом деление ядер происходит на быстрой стадии реакции до установления термодинамического равновесия, так как ядерный остаток-спектатор оказывается очень нестабильным и быстро разваливается на части. При центральном соударении протона с ядрами мишени возможно его разделение на два осколка с примерно одинаковой массой ($A_1 \cong A_2$).

Авторы работ [25,35] предполагают, что такие осколки имеют большую энергию возбуждения, поэтому соотношение нейтронов и протонов у них должно быть приблизительно таким же, как у ядер мишени. Следовательно, в событиях такого предравновесного деления ядер должны образовываться более нейтроноизбыточные ядра-продукты по сравнению с обычным механизмом деления после внутриядерного каскада. Таким образом, если при увеличении E_p открывается канал реакции, отвечающий новому механизму деления, это может отразиться на форме изотопных распределений осколков. В данной работе ставилась задача обнаружения следов такого канала реакции по соотношению сечений образования осколков с различными значениями N/Z , измеренных при взаимодействии тяжелых ядер с протонами высокой энергии.

Вследствие значительного вклада низкоэнергетической компоненты деления поиск событий предравновесного деления ядер по инклюзивным изотопным распределениям осколков сильно затруднен в случае урановой мишени. Для этого необходим дополнительный отбор событий по кинематическим соотношениям.

Ситуация значительно упрощается, если в качестве мишени брать более легкие ядра, например иридия, у которого барьер деления почти в 4 раза выше, чем у урана. Полученные ранее данные при $E_p = 10,5$ ГэВ [36] и $E_p = 62, 80$ и 95 МэВ [37] свидетельствуют о том, что изотопные распределения осколков Rb при делении Iг протонами в широком диапазоне E_p хорошо аппроксимируются гауссовой функцией. Причем, как видно из рис.10, их ширина, в отличие от данных для урановой мишени, очень слабо увеличивается с ростом E_p . В то же время положение центра тяжести этих распределений значительно сдвигается в нейтронодефицитную область от $A_{cp}(Rb) = 88,2$ при $E_p = 62$ МэВ до $A_{cp} = 82,1$ при $E_p = 10,5$ ГэВ, что облегчает поиск следов нового механизма деления по выходам нейтроноизбыточных осколков.

Такое поведение изотопных распределений осколков, в рамках каскадно-испарительной модели взаимодействия протонов с ядрами мишени, объясняется увеличением средней энергии возбуждения делящихся ядер за счет роста числа каскадных частиц. Интересными объектами для поиска эффектов, связанных с предравновесным делением ядер Iг, являются изотопы Rb с $A = 87+93$, отвечающие событиям деления с малой эмиссией нейтронов из остаточных ядер и осколков, так как значение N/Z у ^{92}Rb и ^{93}Rb примерно такое же, как и у ядер мишени (см. рис.11). При обычном механизме деления Iг вклад этих изотопов в полный выход Rb должен резко

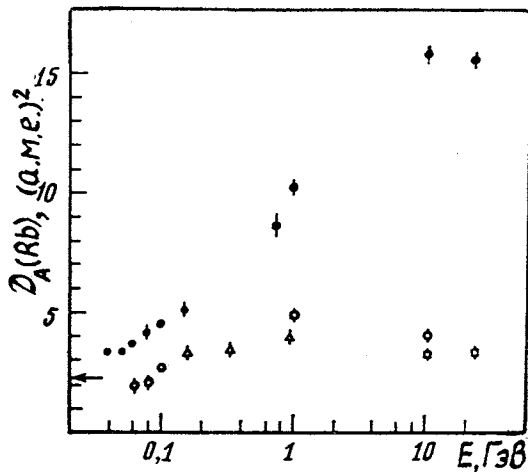


Рис.10. Дисперсия изотопных распределений Rb в зависимости от энергии бомбардирующих частиц в реакциях $^{238}\text{U}(p,X)\text{Rb}$ [2,15,16,20,27,39—40] — (•), $\text{Ir}(p,X)\text{Rb}$ [36,37] и настоящая работа — (○), $\text{Ta}(p,X)\text{Rb}$ [36,40] — (□) и $\text{Ta}(^{12}\text{C},X)\text{Rb}$ [40] — (Δ). Стрелкой показано значение $D_A(\text{Rb})$ в реакции $^{235}\text{U}(n_\gamma,X)\text{Rb}$ [41]

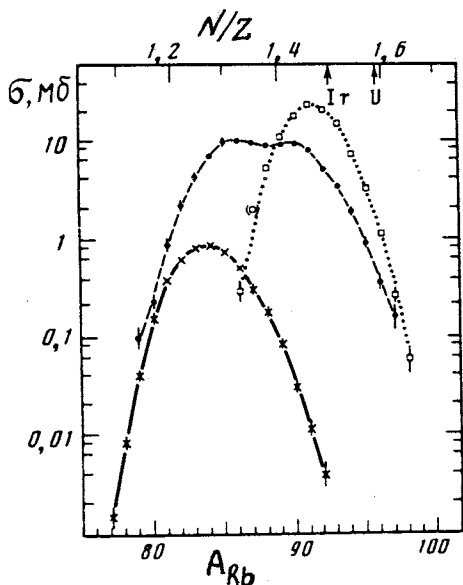


Рис.11. Сечения образования изотопов Rb при делении ^{238}U протонами с $E_p = 60$ МэВ [2] — (\square) и с $E_p = 1$ ГэВ [15] — (\circ), а также при делении Ir (ест.) протонами с $E_p = 1$ ГэВ — (\times). Стрелками показаны средние значения N/Z ядер мишени

падать с ростом E_p . К сожалению, в работах [27,36] выходы изотопов Rb с $A > 87$ при делении Ta и Ir протонами с $E_p = 10,5$ ГэВ не были измерены.

Следует отметить, что из приведенной на рис.10 энергетической зависимости дисперсии изотопных распределений Rb для различных комбинаций снаряд — мишень видно, что при невысоких энергиях, $E_p \leq 100$ МэВ, когда на уширении этих распределений мало сказывается разброс делящихся ядер по Z , A и энергии возбуждения, дисперсия в реакции оказывается систематически примерно в 1,5—2 раза меньше, чем в реакции $U(p, X)\text{Rb}$ [37,38].

Таблица 6. Сечения образования изотопов Rb при делении Ir (ест.) протонами с $E_p = 1$ ГэВ

A_{Rb}	σ , мкб
76	$0,2 \pm 0,1$
77	$1,5 \pm 0,4$
78	8 ± 1
79	42 ± 3
80	154 ± 7
81	390 ± 20
82	620 ± 20
83	813 ± 8
84	870 ± 10
85	770 ± 40
86	530 ± 40
87	315 ± 8
88	180 ± 20
89	82 ± 6
90	30 ± 1
91	12 ± 3
92	4 ± 1

Примечание. В этих данных приведены погрешности только относительных измерений выходов изотопов Rb на масс-спектрометре без учета погрешности абсолютных значений σ , которая определяется погрешностью сечения образования ^{84}Rb , используемого при нормировке.

На масс-спектрометре нами были измерены относительные независимые выходы изотопов $^{76-92}\text{Rb}$ при делении Iг (естественная смесь изотопов) протонами с $E_p = 1$ ГэВ (см. рис.11 и табл.6).

Для нормировки полученного изотопного распределения Rb по абсолютной величине была проведена интерполяция имевшихся в литературе данных по делению близких к Iг нуклидов. С использованием систематичности зависимости сечений деления ядер от Z^2/A по данным для Ta , W и Au [29,42] было определено сечение деления Iг протонами с $E_p = 1$ ГэВ, оказавшееся равным (50 ± 5) мб. Затем по массовым распределениям осколков деления W и Au [42] была получена интерполяционная оценка отношения выходов изобарных продуктов с $A = 84$ при делении Iг и Au для $E_p = 1$ ГэВ, которое составило $0,61 \pm 0,06$. Так как значения N/Z для Iг (ест.) и Au различаются всего на $0,2\%$, а выход ^{84}Rb среди продуктов с $A = 84$ максимален, можно предположить, что отношение выходов ^{84}Rb из этих ядер имеет такую же величину. При таком предположении по известному сечению реакции $^{197}\text{Au}(p, X)^{84}\text{Rb}$ при $E_p = 1$ ГэВ [43] было определено сечение образования ^{84}Rb для тонкой иридиевой мишени, равное $(0,87 \pm 0,17)$ мб, на которое были нормированы измеренные независимые относительные выходы других изотопов рублидия [44].

В полученном изотопном распределении Rb при делении Iг протонами с $E_p = 1$ ГэВ, изображенном на рис.11 крестиками, наблюдается превышение выходов изотопов $^{88-92}\text{Rb}$ над гауссовой кривой, определенной методом наименьших квадратов по выходам $^{76-86}\text{Rb}$.

Превышение составляет около 4% от суммы выходов всех изотопов рублидия. Этот факт может интерпретироваться как результат проявления нового механизма деления, отмеченного в [25].

Для получения дополнительных аргументов в пользу такого объяснения асимметрии изотопного распределения Rb при $E_p = 1$ ГэВ было проведено сравнение результатов наших измерений с данными по делению Iг протонами с $E_p \leq 100$ МэВ [37] и реакциями с тяжелыми ионами при $E \leq 77$ МэВ на нуклон [40], в которых образуются близкие к иридию составные ядра. При этих энергиях новый механизм деления, если он связан с релятивистской энергией бомбардирующих частиц, должен отсутствовать.

В работе [40] были определены независимые выходы целого ряда ядер-продуктов, включая $^{77-92}\text{Rb}$, при делении ^{238}U и ^{181}Ta ионами ^{12}C с $E = 156, 324, 924$ МэВ. В случае урановой мишени заметного различия в форме изотопных распределений Rb для протонов с $E_p = 1$ ГэВ [15] и

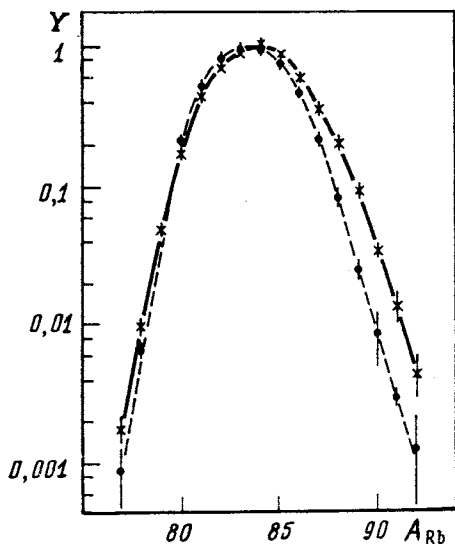


Рис.12. Относительные выходы изотопов Rb в реакциях $Ta(^{12}C, X)Rb$ при $E(^{12}C) = 924$ МэВ [40] — (*) и $Ir(p, X)Rb$ при $E_p = 1$ ГэВ — (x). Данные нормированы по выходам изотопов ^{83}Rb и ^{84}Rb и соединены линиями для удобства сравнения формы этих распределений

ионов ^{12}C с $E = 924$ МэВ [40] не обнаружено, тогда как при сравнении реакций $Ir(p, X)Rb$ и $Ta(^{12}C, X)Rb$ для тех же энергий оказалось, что дисперсия изотопных распределений продуктов второй из этих реакций на 20% меньше, чем при делении Ir (см. рис.10). Более того, если выходы нейтронодефицитных осколков

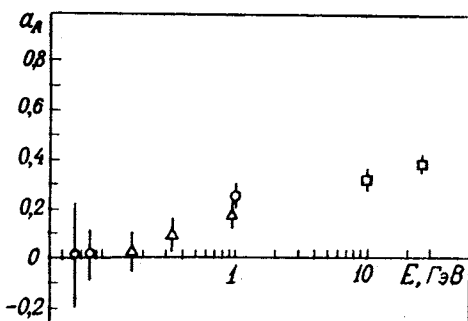
$^{77-84}Rb$ при нормировке этих распределений по максимуму (по выходам $^{83,84}Rb$) в пределах погрешностей можно считать одинаковыми для обеих реакций, то выходы изотопов $^{87-92}Rb$ в реакции с ионами ^{12}C оказались в 2—5 раз ниже, чем в реакции $Ir(p, X)Rb$ (см. рис.12). Таким образом, некоторые особенности в механизмах рассмотренных ядерных реакций действительно отражаются на форме изотопных распределений осколков.

Проведенный анализ имеющихся данных по делению Ta и Ir с образованием изотопов рубидия [27,36,37,40] свидетельствует о постепенном увеличении асимметрии изотопных распределений осколков с ростом энергии бомбардирующих частиц в области ~ 1 ГэВ и выше. Представленные на рис.13 значения асимметрии этих распределений вычислялись по следующей формуле:

$$a_A(Rb) = \frac{1}{[D_A(Rb)]^{3/2}} \cdot \frac{\sum_{A=A_{\min}}^{A_{\max}} (A - A_{cp})^3 Y_A}{\sum_{A=A_{\min}}^{A_{\max}} Y_A}, \quad (13)$$

где A_{cp} и $D_A(Rb)$ — центр тяжести и дисперсия изотопного распределения Rb, Y_A — относительный выход изотопа $^A Rb$ с массовым числом A ; A_{\min} и

Рис.13. Асимметрия изотопных распределений Rb в зависимости от энергии бомбардирующих частиц в реакциях Ta($^{12}\text{C}, X$)Rb [40] — (Δ), Ta(p, X)Rb [36,40] — (\square) и Ir(p, X)Rb [37,44] — (\circ)



$A_{\text{макс}}$ — границы диапазона измерений изотопного распределения Rb. Из рис.13 видно, что при делении Ir протонами с энергией до 100 МэВ изотопные распределения осколков имеют симметричный вид, $a_A \cong 0$. В случае же деления Ta и Ir протонами с $E_p \geq 1$ ГэВ эти распределения имеют явно выраженную асимметрию, что может свидетельствовать о различии механизмов формирования осколков Rb с разными значениями N/Z .

Аналогичные исследования были проведены с целью получения изотопных распределений $^{42-48}\text{K}$, $^{80-94}\text{Sr}$, $^{118-133}\text{Cs}$ при взаимодействии Ir с протонами при $E_p = 1$ ГэВ. Методика измерений относительных выходов в случае изотопов калия и цезия была аналогична примененной при исследовании сечений образования $^{76-92}\text{Rb}$.

Для абсолютной нормировки результатов измерений по Cs использовались полученная выше оценка сечения деления Ir $\sigma = (50 \pm 5)$ мб [42,29], а также массовое распределение осколков [42] и кумулятивные выходы ^{127}Xe и ^{131}Ba из ^{197}Au [43]. На основе этих данных в предположении об одинаковой форме из изотопных распределений соседних по Z ядер-продуктов была проведена оценка сечений образования ^{127}Cs и ^{131}Cs в иридиевой мишени при $E_p = 1$ ГэВ. По сумме этих значений, составившей 0,47 мб, и полученному на масс-спектрометре изотопному распределению Cs были определены независимые выходы других изотопов цезия, представленные в табл.7 и на рис.14.

Для получения изотопного распределения Sr методика измерений на масс-спектрометре «в линию» с ускорителем была несколько модифицирована в связи с тем, что разрешающая способность прибора была недостаточна для разделения изобар Rb и Sr.

С целью выделения событий с образованием изотопов стронция использовали два эффекта:

1) различие среднего времени извлечения атомов Rb и Sr из мишени, составлявшее, соответственно, 30 мс и 0,4 с при $T_M = 1900^\circ\text{C}$;

Таблица 7. Сечения образования изотопов Cs при взаимодействии протонов с ядрами Ir при $E_p = 1$ ГэВ

A(Cs)	σ , мкб
118	3 ± 1
119	8 ± 4
120	19 ± 3
121	50 ± 10
122	140 ± 20
123	300 ± 10
124	400 ± 20
125	510 ± 10
126	440 ± 20
127	400 ± 30
128	240 ± 20
129	190 ± 30
130	120 ± 10
131	70 ± 10
132	36 ± 10
133	12 ± 3

Примечание. Чтобы показать уровень погрешностей масс-спектрометрических измерений относительных выходов изотопов цезия, в таблице не учтена погрешность абсолютной нормировки этих данных, которая одинакова для всех изотопов Cs и составляет 20% .

Таблица 8. Относительные независимые выходы изотопов K и Sr, образующихся при взаимодействии протонов с Ir при $E_p = 1$ ГэВ

Ir + p \rightarrow A K + X	
A(K)	Y_A/Y_{42}
42	1,000
43	$0,90 \pm 0,04$
44	$0,62 \pm 0,04$
45	$0,29 \pm 0,02$
46	$0,13 \pm 0,02$
47	$0,06 \pm 0,02$
48	$0,018 \pm 0,009$
Ir + p \rightarrow A Sr + X	
A(Sr)	Y_A/Y_{86}
80	$0,012 \pm 0,007$
81	$0,05 \pm 0,01$
82	$0,18 \pm 0,04$
83	$0,39 \pm 0,08$
84	$0,7 \pm 0,1$
86	1,000
88	$0,7 \pm 0,1$
89	$0,52 \pm 0,06$
90	$0,27 \pm 0,04$
91	$0,17 \pm 0,03$
92	$0,07 \pm 0,02$
93	$0,03 \pm 0,01$
94	$0,010 \pm 0,006$

2) изменение соотношения вероятностей поверхностной термоионизации Sr и Rb от $\sim 10^{-3}$ для танталового ионизатора при $T_{и} = 1700$ °С до 0,08 для ренийевого ионизатора при $T_{и} = 2000$ °С.

В режиме мигающего протонного пучка с вариацией времени задержки регистрации масс-спектрометров были получены изотопные распреде-

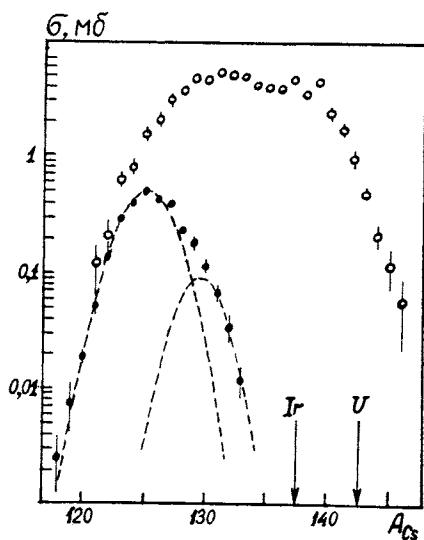


Рис.14. Сечения образования изотопов Cs при взаимодействии протонов с ядрами иридия (•) или урана (○) при $E_p = 1$ ГэВ. Данные по урановой мишени взяты из работы [15]. Штриховыми линиями показан результат разложения изотопного распределения цезия для иридиевой мишени на две гауссовы кривые. Стрелками показаны значения $A(\text{Cs})$, соответствующие равенству отношений N/Z в ядрах продукта и мишени (иридиевой или урановой)

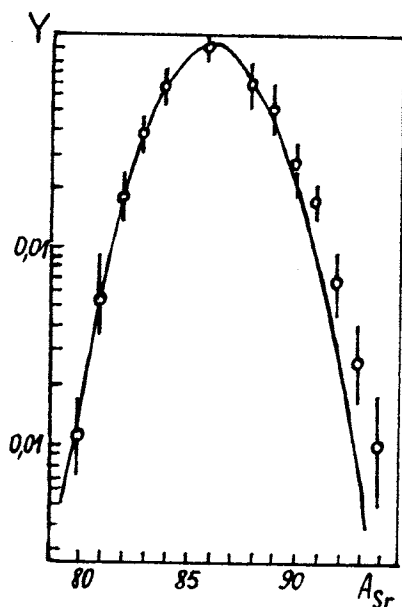


Рис.15. Относительные независимые выходы изотопов Sr при взаимодействии протонов с ядрами при $E_p = 1$ ГэВ. Сплошная линия — гауссово распределение, параметры которого определены по выходам $^{80-86}\text{Sr}$

ления как Rb, так и смеси изобар Rb и Sr, содержащихся в ней в сопоставимых количествах. После их взаимной нормировки по выходам нуклидов с $A = 76-79$, примесь стронция в которых была пренебрежимо мала (менее 4%), из разности этих распределений были определены независимые относительные выходы изотопов Sr, представленные в табл.8 и на рис.15.

Как показано на рис.15, изотопное распределение Sr при делении Ir протонами с $E_p = 1$ ГэВ хорошо описывается гауссовой кривой, параметры которой были определены по выходам $^{80-86}\text{Sr}$. Однако, как и в случае осколков Rb, наблюдается систематическое превышение выходов изотопов Sr над гауссовой кривой в области массовых чисел, примыкающей к

^{95}Sr , отношение N/Z которого почти совпадает с N/Z ядер мишени. Если учесть, что при $E_p \leq 100$ МэВ изотопные распределения осколков при делении $\text{I}g$ имеют симметричную гауссову форму [37], то наблюдаемая при $E_p = 1$ ГэВ асимметрия изотопного распределения Sr может быть объяснена появлением группы нейтроноизбыточных осколков, механизм образования которых отличается от механизма образования основной массы изотопов Sr . Вклад этой дополнительной группы изотопов Sr составляет $(5 \pm 2)\%$, что согласуется с данными по Rb .

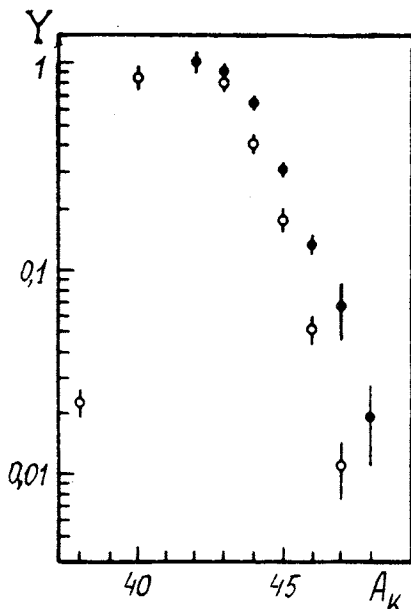
Авторы работ [25,32,45] полагают, что предравновесное деление ядер происходит в результате коллективного взаимодействия бомбардирующих частиц с нуклонами ядер мишени в случае почти центральных соударений. Логично предположить, что при больших параметрах столкновений этот процесс должен приводить к образованию ядер-продуктов, традиционно приписываемых реакциям глубокого расщепления или фрагментации. Указаниями на существование таких событий являются наблюдавшиеся в ряде экспериментов особенности в угловых распределениях и дисперсии пробегов ядер-продуктов с $A \leq A_{\text{миш}}/3$ и $A \geq 2 A_{\text{миш}}/3$ [46—48]. Представляет определенный интерес выявить эффекты, связанные с этим механизмом реакций, и по изотопным распределениям таких ядер-продуктов.

Как при делении ядер, так и в реакциях расщепления предполагаемый процесс коллективного взаимодействия протонов с ядрами вероятнее обнаружить среди событий с очень большой множественностью сопутствующих частиц [32, 45, 48]. В этом смысле вполне подходящими объектами для исследования являются изотопы цезия. При их образовании в иридиевой мишени полная потеря нуклонов составляет $\Delta A \geq 60$.

В случае более тяжелых ядер мишени, например урана, проявление нового механизма в реакции, ожидаемое в нейтроноизбыточной области изотопного распределения цезия, чрезвычайно трудно выделить на фоне обычного процесса деления слабо возбужденных остаточных ядер, образующихся в результате малоразветвленного внутриядерного каскада (рис.14).

В иридиевой мишени при $E_p = 1$ ГэВ цезий в основном образуется в реакциях глубокого расщепления. По интерполяционной оценке данных по массовому распределению осколков бинарного деления ядер W и Au [42] вклад событий деления $\text{I}g$ в выходы изотопов Cs при $E_p = 1$ ГэВ составляет всего 15%. Как видно на рис.14, изотопное распределение Cs имеет явно выраженную асимметрию и хорошо аппроксимируется двумя гауссовыми кривыми, меньшая из которых дает вклад 13,5% в полное

Рис.16. Относительные независимые выходы изотопов калия в реакциях $^{181}\text{Ta} + ^{12}\text{C}$ (924 МэВ) $\rightarrow A_K + X$ [40] — (o) и $^{191,193}\text{Ir} + p$ (1ГэВ) $\rightarrow A_K + X$ — (*). Данные нормированы на выход ^{42}K



распределение и сдвинута от его максимума на 4,5 а.е.м. в сторону больших A .

На рис.16 приведены результаты измерения относительных выходов изотопов $^{42-48}\text{K}$ из иридиевой мишени при $E_p = 1$ ГэВ, которые можно считать продуктами реакции фрагментации. Здесь же приведены данные по реакции $^{181}\text{Ta} + ^{12}\text{C}$ (924 МэВ) $\rightarrow A_K + X$ из работы [40], также нормированные по выходу ^{42}K . В этих реакциях составные системы ядер мишени и бомбардирующих частиц близки по A и Z , что представляет интерес для сравнения.

К сожалению, из-за недостаточной полноты этих экспериментальных данных сложно судить об окончательной форме изотопного распределения калия в указанных реакциях. Можно лишь сделать вывод о том, что в случае протонов с $E_p = 1$ ГэВ в области нейтроноизбыточных фрагментов оно значительно протяженней, чем в реакции с ионами углерода такой же энергии. Таким образом, анализ экспериментальных данных по делению Та и Ир свидетельствует о постепенном увеличении асимметрии изотопных распределений в области энергий протонов ~ 1 ГэВ и выше.

Наблюдаемую при релятивистской энергии протонов асимметрию экспериментальных изотопных распределений цезия, стронция и рубидия можно объяснить наличием двух механизмов протон-ядерного взаимодействия: каскадно-испарительного механизма, формирующего основную группу остаточных ядер, и коллективного механизма, формирующего относительно небольшую группу нейтроноизбыточных изотопов. В последнем случае термодинамическое равновесие не устанавливается, и остаточные продукты имеют небольшую энергию возбуждения, а отношение числа нейтронов к числу протонов у них близко к отношению в ядре мишени [49].

СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Проведен расчет методом Монте-Карло быстрой стадии внутриядерного каскада для 10^4 взаимодействий протонов с ядрами ^{238}U при $E_p = 1$ ГэВ, определены характеристики остаточных ядер, являющиеся исходными для расчета медленной испарительной стадии реакции и далее рассчитана стадия термодинамической эмиссии частиц с учетом конкуренции деления по варианту модели, описанному в работах [50,51].

На заключительном этапе расчетов парциальные выходы изотопов Rb и Cs, соответствующие различным делящимся ядрам, суммировались, в результате чего были получены изотопные распределения этих элементов при делении ^{238}U протонами с $E_p = 1$ ГэВ. Нормировка расчетных распределений Rb и Cs проводилась по сумме независимых выходов всех изотопов Rb и Cs, экспериментальные значения которых приведены в табл.4. На рис.17,18 демонстрируется точность воспроизведения изотопных распределений Cs и Rb в отдельных вариантах расчетов.

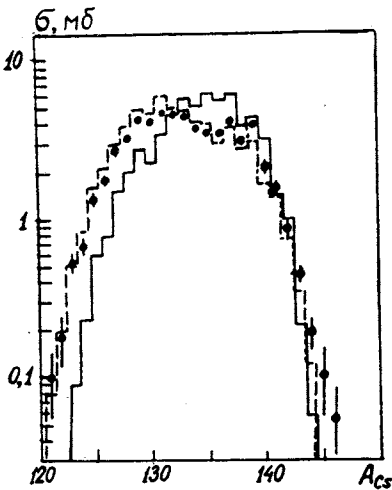


Рис.17. Результаты расчетов выходов изотопов Cs из мишени ^{238}U при $E_p = 1$ ГэВ с учетом (сплошная линия) и без учета (штриховая линия) предравновесной эмиссии частиц остаточными ядрами. Точки — экспериментальные данные, взятые из табл.4

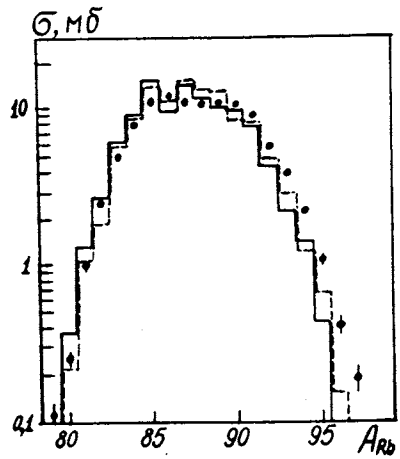


Рис.18. Результаты расчетов выходов изотопов Rb из мишени ^{238}U при $E_p = 1$ ГэВ без учета (сплошная линия) и с учетом (штриховая линия) температурной зависимости барьеров деления. Точки — экспериментальные данные, взятые из табл.4

Из рис.17 видно, что учет предравновесной эмиссии частиц в экситонной модели [52] приводит к заметному подавлению выходов нейтронодефицитных осколков, обусловленному резким снижением средней энергии возбуждения делящихся ядер и уменьшением величины потерь нуклонов и заряда на один акт деления (см. табл.9). Согласие этого варианта с экспериментом можно улучшить, если предположить, что вклад предравновесной стадии испарения частиц в 1,5—2 раза меньше, чем дается примененной в расчетах моделью. Как показано на рис.18, влияние температурной зависимости величины барьеров деления остаточных ядер при взаимодействии ^{238}U с протонами при $E_p = 1$ ГэВ проявляется в небольшом уменьшении соотношения выходов нейтронодефицитных и нейтроноизбыточных осколков. При этом удастся достичь наилучшего согласия с формой экспериментальных изотопных распределений Rb и Cs, если совсем исключить предравновесную эмиссию частиц из остаточных ядер. Учет влияния оболочечных эффектов на делимость ядер оказывал очень слабое воздействие на вид изотопных распределений осколков, и соответствующая гистограмма здесь не приведена.

Интересно отметить, что во всех расчетных вариантах оказались несколько заниженными выходы осколков с избытком нейтронов. По-видимому, это можно объяснить, во-первых, недостаточно корректным учетом вклада продуктов реакции от периферических соударений протонов с ядрами мишени, в результате которых образуются остаточные ядра с более низкой энергией возбуждения, во-вторых, вкладом продуктов реакции в результате коллективного механизма деления [46,49], который так же, как и в случае иридия, должен проявляться и для ядер урана.

При выполнении расчетов в виде двумерных матриц фиксировались корреляции между характеристиками осколков делящихся и остаточных ядер. По этим данным для каждого изотопа Rb и Cs были определены средние значения энергии возбуждения делящихся ядер и потерь нуклонов и заряда на один акт деления. Эти значения, усредненные по всем изотопам Rb и Cs, приведены в табл.9 для трех вариантов расчетов, по которым были получены изотопные распределения Cs и Rb, показанные на рис.17 и 18. Зависимость $\Delta A_{\text{полн}}$ и $\Delta Z_{\text{полн}}$ от массового числа изотопов, образующихся в результате взаимодействия ^{238}U с протонами при $E_p = 1$ ГэВ, как показано на рис.19 для осколков Rb, носит линейный характер, за исключением нейтроноизбыточной области, соответствующей низкоэнергетическому делению.

Таким образом, в рамках каскадно-испарительной модели без всякой подгонки модельных параметров удастся вполне удовлетворительно воспроизвести характер изменения формы изотопных распределений осколков и множественности легких частиц при увеличении энергии протонов,

Таблица 9. Расчетные средние значения энергии возбуждения делящихся ядер \overline{E}_d (в МэВ), потерь нуклонов и заряда перед делением $\overline{\Delta A}_d$ и $\overline{\Delta Z}_d$, а также полных потерь на один акт деления $\overline{\Delta A}_{\text{полн}}$ и $\overline{\Delta Z}_{\text{полн}}$ при образовании Rb и Cs в результате взаимодействия ^{238}U с протонами при $E_p = 1$ ГэВ

Расчетные значения		\overline{E}_d	$\overline{\Delta A}_d$	$\overline{\Delta Z}_d$	$\overline{\Delta A}_{\text{полн}}$	$\overline{\Delta Z}_{\text{полн}}$
Вариант расчета	а	60	13	1,7	19	2,2
	б	170	9	1,4	23	2,6
	в	180	8	1,3	22	2,6
Эксперимент [24] Rb		—	$11,4 \pm 2,1$	—	22 ± 4	—
Эксперимент [15] Cs		—	—	—	$26,4 \pm 0,5$ $18,2 \pm 0,4$	$3,6 \pm 0,3$ $1,3 \pm 0,5$

Примечание. Приведены результаты расчетов для следующих вариантов: а) с учетом предравновесной эмиссии частиц остаточными ядрами; б) без учета предравновесной эмиссии и температурной зависимости высоты барьеров деления; в) с учетом температурной зависимости барьеров деления. Потери нуклона и заряда определялись по формулам (8) и (10) без учета налетающих протонов.

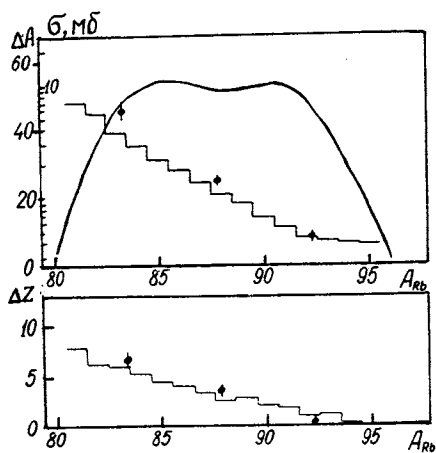


Рис.19. Зависимость величины потерь нуклонов и заряда на один акт деления от массового числа осколков Rb при их образовании в результате взаимодействия ^{238}U с протонами при $E_p = 1$ ГэВ (гистограммы — результат расчета, точки — экспериментальные данные [15]). Кривая — изотопное распределение Rb

вызывающих деление ^{238}U , вплоть до $E_p = 1$ ГэВ. Поэтому можно сделать вывод о том, что результаты расчетов подтверждают справедливость использованного при их выполнении предположения о неиз-

менности механизма разделения заряда между осколками для основной совокупности образующихся в данной реакции остаточных ядер.

Результаты проведенных расчетов вполне согласуются и с предположением о том, что главной причиной уширения изотопных распределе-

ний осколков при увеличении E_p в области 1 ГэВ является рост дисперсии нуклонного состава и энергии возбуждения остаточных ядер.

Для иридиевой мишени при энергии протонов $E_p = 1$ ГэВ было рассчитано только изотопное распределение цезия, основной вклад в которое должны давать продукты реакции расщепления (около 85%), так как вклад за счет событий деления согласно экспериментальным данным составляет всего 15%. Из рис.14 видно, что экспериментальное изотопное распределение Cs в реакции $Ig + p$ хорошо аппроксимируется суммой двух гауссовых кривых.

Чтобы выяснить, нельзя ли связать первую гауссову кривую с образованием продуктов в реакции расщепления, а вторую — с продуктами деления, в расчетах определялись положения центров тяжести для обоих теоретических гауссовых распределений. Расчеты проведены в рамках каскадно-испарительной модели [51].

Для согласования с экспериментальным сечением деления иридия параметр плотности уровней в седловой точке увеличен до $a_f = 0,1035$ при $a_n = 0,1$ [44].

В результатах расчетов отдельно зафиксированы распределения выходов изотопов цезия для событий деления остаточных ядер и событий, когда энергия возбуждения ядер снижалась только за счет эмиссии легких частиц. Проведен обсчет более 23 тысяч неупругих взаимодействий протонов с ядрами Ig при $E_p = 1$ ГэВ. В табл.10 представлены результаты расчетов по каскадно-испарительной модели сечений образования изотопов Cs в реакциях расщепления и деления Ig протонами с $E_p = 1$ ГэВ. Для этих реакций отдельно приведены центры тяжести $A(Cs)$ и дисперсии $D_{A(Cs)}$ изотопных распределений цезия, средние значения энергии воз-

Таблица 10. Результаты расчетов по каскадно-испарительной модели сечений образования изотопов Cs в реакциях расщепления и деления Ig протонами с энергией $E_p = 1$ ГэВ

Расчетные значения	$\overline{A(Cs)}$	$\sqrt{D_{A(Cs)}}$	$\overline{E_c(Cs)}$, МэВ	$\overline{\Delta A}_{полн}$	$\overline{\Delta Z}_{полн}$
Расщепление	126,2	2,22	677	66,0	22,0
Деление	125,9	2,1	458	39,3	9,5
Эксперимент	$125,78 \pm 0,07$	$2,47 \pm 0,04$	—	—	—

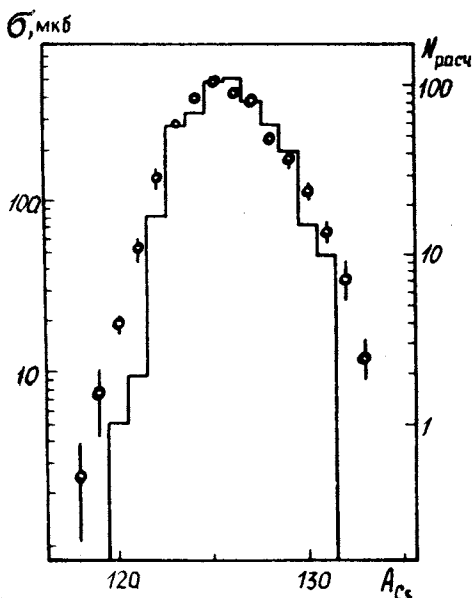


Рис.20. Сравнение расчетных (гистограмма) и экспериментальных (точки) данных по выходам Cs при взаимодействии Ig с протонами при $E_p = 1$ ГэВ. В приведенных результатах расчетов по каскадно-испарительной модели учтены только делительные события

буждения послекаскадных ядер E_c (Cs), а также средние значения суммы масс $\overline{\Delta A}_{\text{полн}}$ и $\overline{\Delta Z}_{\text{полн}}$ зарядов всех сопутствующих частиц с $A \leq 4$ и $Z \leq 2$.

Как следует из таблицы 10 и рис.20, изотопные распределения цезия, вычисленные в рамках механизма

внутриядерного каскада, как для расщепления ядер иридия, так и для их деления, имеют параметры, очень близкие к гауссову распределению, описывающему экспериментальные выходы основной группы изотопов Cs (более нейтронодефицитной). Оказалось, что максимумы обоих расчетных распределений практически совпадают, и, таким образом, наблюдаемая асимметрия изотопного распределения цезия в рамках использованного конкретного варианта модели не объясняется наложением вкладов реакции расщепления и деления.

Кроме того, из табл.10 видно, что расчетные энергии возбуждения остаточных ядер в событиях с образованием изотопов цезия слишком велики, чтобы эта асимметрия могла появиться за счет проявления оболочечных эффектов. Более вероятно, что наблюдаемая в эксперименте асимметрия изотопного распределения цезия, как и в случае образования типичных для Ig экспериментальных изотопных распределений осколочных продуктов Rb, Sr, является результатом конкуренции двух различных механизмов протон-ядерного взаимодействия — традиционного каскадно-испарительного механизма, дающего основной вклад в экспериментальные величины выходов изотопов Cs при взаимодействии Ig с протонами при $E_p = 1$ ГэВ, и некоего нового коллективного механизма [46,49], которому отвечает образование группы изотопов Cs с более высокими значениями N/Z ; близкими к значениям N/Z для Ig. Причем

вклад этого нового механизма взаимодействия в реакции расщепления оказался гораздо более заметным для Cs (примерно в три раза), чем в событиях с образованием осколков Rb и Sr.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. На масс-спектрометре «в линию» исследованы изотопические зависимости выходов продуктов взаимодействия протонов с различными ядрами при $E_p = 1$ ГэВ. Путем измерений независимых относительных выходов ряда изотопов ядер-продуктов проведено систематическое изучение четно-нечетных и оболочечных эффектов в ядерных реакциях на протонах промежуточных энергий.

Эти эффекты в ядерных реакциях вызывают колебания выходов ядер-продуктов относительно плавных кривых, аппроксимирующих их изотопные распределения. Анализ экспериментальных данных показал систематическое превышение независимых выходов изотопов с четным числом нейтронов, особенно вблизи заполненных оболочек и подоболочек. Величина четно-нечетного эффекта для выходов ядер-продуктов при расщеплении ядер углерода достигает $\sim 50\%$, а в случае ядер средней массы (в реакции $Zr(p, X)Rb$) составляет $\sim 15\%$. В рамках каскадно-испарительной модели это может объясняться преобладающим влиянием фактора энергии связи нейтронов по сравнению с влиянием разницы в плотности уровней у остаточных ядер.

Обнаружено ослабление четно-нечетного эффекта при увеличении потерь нуклонов в реакциях расщепления, свидетельствующее об уменьшении влияния ядерной структуры на выходы ядер-продуктов с ростом энергии возбуждения остаточных ядер.

2. Экспериментально показано, что при делении ^{238}U протонами с $E_p = 1$ ГэВ нейтроноизбыточные изотопы Rb и Cs являются наиболее вероятными дополнительными осколками друг для друга, тогда как нейтронодефицитные изотопы этих элементов образуются в событиях с очень большими потерями на один акт деления урана. Высказано предположение о возможности объяснения двугорбого вида изотопных распределений осколков большей вероятностью поверхностных реакций при неупругих взаимодействиях протонов с ядрами урана и влиянием оболочечных эффектов. Анализ изотопных распределений Rb ($Z = 37$) и Cs ($Z = 55$) позволяет считать, что и при $E_p = 1$ ГэВ существенный вклад дает процесс, протекающий по тому же механизму, что и деление ядер, вызванное низкоэнергетическими частицами, особенно в случае образования нейтроноизбыточных осколков.

Изучена возможность получения феноменологических оценок сечений образования осколочных ядер и для других Z , а также проведена оценка множественности потерь нейтронов и протонов на один акт деления урана.

3. Исследована форма изотопных распределений K, Rb, Sr и Cs в реакциях деления и расщепления ядер Ir протонами с $E_p = 1$ ГэВ. В экспериментально полученных распределениях наблюдается превышение выходов нейтроноизбыточных изотопов этих ядер-продуктов над гауссовой кривой, за счет изотопов $^{88-92}\text{Rb} \cong 4\%$, $^{88-94}\text{Sr} \cong 5\%$, $^{128-133}\text{Cs} \cong 13,5\%$. Нуклонный состав (отношение N/Z) этих изотопов близок к нуклонному составу Ir. Анализ экспериментальных данных по делению Ta и Ir свидетельствует о постепенном увеличении асимметрии изотопных распределений ядер-продуктов в области $E_p = 1$ ГэВ и выше.

Предпочтительнее объяснить асимметрию изотопных распределений Rb, Sr и Cs при релятивистской энергии протонов наличием двух механизмов протон-ядерного взаимодействия: каскадно-испарительного механизма, формирующего основную группу остаточных ядер, и предравновесного, формирующего сравнительно небольшую группу нейтроноизбыточных ядер-продуктов. В последнем случае эмиссия большей части нуклонов происходит до установления термодинамического равновесия, а остаточные ядра имеют небольшую энергию возбуждения и отношение числа нейтронов к числу протонов у них близко к этому отношению для ядер мишени.

4. Использована новая модификация каскадно-испарительной модели с учетом процесса деления и на ее основе проведен расчет ряда изотопных распределений ядер-продуктов, возникающих при взаимодействии протонов ($E_p = 1$ ГэВ) с ядрами урана и иридия. Показано удовлетворительное согласие расчетных данных с экспериментальными за исключением области нейтроноизбыточных изотопов.

Для экспериментальных данных по иридию каскадно-испарительная модель хорошо описывает формирование основной массы нейтронодефицитных продуктов реакций деления и расщепления. Асимметрия изотопных распределений не может быть объяснена за счет оболочечных эффектов вследствие слишком большой расчетной энергии возбуждения остаточных ядер в событиях с образованием цезия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Беляев Б.Н., Галль Л.Н., Галль Р.Н. и др. — ПТЭ, 1979, т.4, с.51.
2. Tracy B.L., Chaumont J., Klapisch R. et al. — Phys. Rev., 1972, vol.C5, p.222.
3. Silberberg R., Tsao C.H. — Astrophys. J., Suppl. Ser., 1973, 25, N 220(1), p.315.

4. Изосимова Е.С., Носов А.А., Смирнов В.В. и др. — Препринт Радиевого института им. В.Г.Хлопина, РИ-87, Ленинград, 1978.
5. Audouze J., Epherre M., Reeves H. — Nucl. Phys., 1967, vol.A97, p.144.
6. Богатин В.И., Григорьев Е.Л., Ложкин О.В. и др. — Препринт ОИЯИ, Р1-8715, Дубна, 1975.
7. Авдейчиков В.В. — Препринт ОИЯИ, Р4-11262, Дубна, 1978.
8. Мурин Ю.А. — Препринт Радиевого института им.В.Г.Хлопина, РИ-117, Ленинград, 1980.
9. Беляев Б.Н., Домкин В.Д., Егоров Ю.С. и др. — Известия АН СССР, сер.физ., 1978, т.42, с.2392.
10. D'Auria J.M., Carraz L.C., Hansen P.G. et al. — Proc. 3-rd. Int. Conf. on Nuclei far from Stability (Cargese, France), Geneva, 1976, p.262.
11. Лаврухина А.К. — Ядерные реакции в космических телах. М.: Наука, 1972.
12. Chackett K.F., Chackett G.A. — Nucl. Phys., 1967, vol.A100, p.633.
13. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. — Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972.
14. Попов Ю.П., Суховой А.М., Хитров В.А. и др. — Препринт ОИЯИ, Р3-84-94, Дубна, 1984.
15. Belyaev V.N., Domkin V.D., Korobulin Yu.G. et al. — Nucl. Phys., 1980, vol.A348, p.479.
16. Беляев Б.Н., Домкин В.Д. — Прикладная ядерная спектроскопия, 1981, вып.11, с.145.
17. Friedlander G., Friedman L., Gordon B. et al. — Phys. Rev., 1963, vol.129, p.1809.
18. Epherre M., Audi G., Thibault C. et al. — Phys. Rev., 1979, vol.C19, p.1504.
19. Balestrini S.J., Forman L. — Phys. Rev., 1974, vol.C10, p.1872.
20. Lee J.K.P., Pilar G., Tracy B.L. et al. — J. Inorg. Nucl. Chem., 1975, vol.37, p.2035.
21. Klapisch R. — Proc. of Int. School-Seminar on Reaction of Heavy Ions with Nuclei and Synthesis of New Elements, JINR, D7-19734, Dubna, 1976, p.155.
22. Rajasekaran M., Devanathan V. — Phys. Lett., 1981, vol.B104, p.95.
23. Benytsson R., Moller P., Nix J.R. — Phys. Scripta, 1984, vol.29, p.402.
24. Андроненко М.Н., Синогеев И.Н., Солякин Г.Е. и др. — Препринт ЛИЯФ-375, Ленинград, 1977.
25. Wilkins B.D., Kaufman S.B., Steinberg E.P. et al. — Phys. Rev. Lett., 1979, vol.43, p.1080.
26. Sugarman N., Münzel H., Panontin J.A. et al. — Phys. Rev., 1966, vol.143, p.952.
27. Klapisch R., Chaumont J., Jastrzebski J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1968, vol.20, p.743.
28. Stevenson P.C., Hicks H.G., Nervik W.E., Nethaway D.R. — Phys. Rev., 1958, vol.111, p.886.
29. Бочагов Б.А., Быченков В.С., Дмитриев В.Д. и др. — Ядерная физика, 1978, т.28, с.572.
30. Hahn R.L., Bertini H.W. — Phys. Rev., 1972, vol.C6, p.660.
31. Иванова Н.С., Пьянов И.И. — ЖЭТФ, 1956, т.31, с.416.
32. Pandian S., Porile N.T. — Phys. Rev., 1981, vol.C23, p.427.
33. Горшков Б.Л., Ильин А.И., Соколовский Б.Ю. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1983, т.37, с.60.
34. Fortney D.R., Porile N.T. — Phys. Rev., 1980, vol.C22, p.670.
35. Wilkins B.D., Steinberg E.P., Kaufman S.B. — Phys. Rev., 1979, vol.C19, p.856.
36. Bernas R. — Advances in Mass Spectrometry, 1967, vol.4, p.919.
37. Pathak B.P., Lessard L., Nikkinen L., Lee J.K.P. — Phys. Rev., 1982, vol.C25, p.2534.
38. Beeley P.A., Yaffe L., Chatterjee M. et al. — Phys. Rev., 1983, vol.C28, p.1188.
39. Amarel I., Bernas R., Chaumont J. et al. — Arkiv för Fysik, 1967, vol.36, p.77.
40. De Saint-Simon M., Haan S., Audi G. et al. — Phys. Rev., 1982, vol.C26, p.2447.
41. Balestrini S.J., Decker R., Wollnik H. et al. — Phys. Rev., 1979, vol.C20, p.2244.

42. Андроненко Л.Н., Вайшнене Л.А., Котов А.А. и др. — Препринт ЛИЯФ-882, Ленинград, 1983.
43. Kaufman S.B., Steinberg E.P. — *Phys. Rev.*, 1980, vol.C22, p.167.
44. Беляев Б.Н., Домкин В.Д., Мухин В.С. — *Ядерная физика*, 1986, т.44, с.876.
45. Chestnov Yu.A., Gorshkov V.L., Ijijn A.I. et al. — Preprint LNPI-941, Leningrad, 1984.
46. Солякин Г.Е. — Препринт ЛИЯФ-1275, Ленинград, 1987.
47. Aleklett K., Loveland W., Lund T. et al. — *Phys. Rev.*, 1986, vol.33, p.885.
48. Cumming J.V. — *Phys. Rev. Lett.*, 1980, vol.44, p.17.
49. Belyaev B.N., Domkin V.D., Filatov N.P. et al. — Abstracts of Int. Conf. Fiftieth Anniversary of Nuclear Fission (Leningrad, USSR, Oktober 16—20, 1989), Leningrad, 1989, p.70.
50. Ijijnov A.S., Cherepanov E.A., Chigrinov S.E. — *Zeit. fur Phys.*, 1978, vol.A287, p.37.
51. Беляев Б.Н., Домкин В.Д., Чигринов С.Е. — Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР (Труды III Всесоюзного семинара), Москва, 1984, с.307.
52. Гудима К.К., Ососков Г.А., Тонеев В.Д. — Препринт ОИЯИ, Р4-7821, Дубна, 1974.