1960 г. Январь *Т. LXX, вып. 1*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ПРОЦЕССЫ ФРАГМЕНТАЦИИ И ДЕЛЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С ЯДРАМИ

Н. А. Перфилов, О. В. Ложкин, В. П. Шамов

ВВЕДЕНИЕ

Особенности ядерных реакций, вызываемых частицами с энергией в области 10^2—10^4 *Мэв*, лучше всего в настоящее время описываются «каскадно-испарительной» моделью [1], предполагающей развитие в ядре каскада нуклон-нуклонных соударений при попадании в него быстрой частицы. Так как длина волн де Бройля для частиц с энергией в сотни *Мэв* значительно меньше, чем размеры ядра, то представляется возможным рассматривать траекторию движения частицы внутри ядра и столкновения ее с отдельными нуклонами в ядре. При этом, вследствие того, что время столкновения падающей частицы с нуклонами значительно меньше времени между столкновениями нуклонов внутри ядра, ядерный каскад успевает развиться в невозбужденном ядре при $T = 0$. Наличие совокупности занятых состояний для внутриядерных нуклонов влечет за собой существование определенных правил запрета для передаваемых в столкновениях порций энергий и увеличивает средний свободный пробег быстрой частицы в ядре.

Результатом столкновений падающей частицы с ядерными нуклонами является возникновение внутриядерного каскада быстрых протонов и нейтронов, а при большой энергии падающей частицы и π-мезонов — и образование ядра-остатка в возбужденном состоянии, причем величина энергии возбуждения определяется особенностями развития внутриядерного каскада и может меняться от весьма малых значений до полной энергии падающей частицы.

Продукты расщепления ядра при такой картине взаимодействия падающей частицы с ядром будут иметь двоякое происхождение: как частицы выбивания, испущенные из ядра в течение развития каскада, и как частицы испарения, испущенные при охлаждении возбужденного остаточного ядра. Если энергия возбуждения ядра-остатка будет выше порога для деления при данном отношении Z^2/A, то с определенной вероятностью будет происходить и реакция деления. В результате при облучении ядра с массовым числом A протонами с энергией в сотни *Мэв* мы получаем большой набор новых ядер с массами от $A+1$ (без учета вторичных реакций) до единицы, распределенных по определенному закону в зависимости от энергии действующих частиц и массового числа ядра мишени.

Введенное Сербером [1] представление о механизме первой стадии ядерной реакции на быстрых частицах позволяет при применении метода случайных испытаний предсказать среднее число частиц ядерного каскада,

их энергетическое и угловое распределение и распределение остаточных ядер по состояниям возбуждения. Метод расчета в основных чертах был описан Гольдбергером [2] и применен им для расчета ядерного каскада при действии на тяжелые ядра нейтронов с энергией 90 *Мэв*. В дальнейшем подобные расчеты были выполнены и в других работах [3–8] по изучению взаимодействия частиц высокой энергии с ядрами. В последние годы расчеты ядерного каскада были проведены с помощью вычислительных машин для различных энергий падающих частиц (вплоть до 2 *Бэв*) и различных ядер мишеней с учетом мезонообразования в ядре [9].

Результаты последних вычислений сводятся вкратце к следующему:

1) Среднее число каскадных нуклонов на одно неупругое взаимодействие частицы с ядром не зависит от элемента мишени (от Al до U), но сильно увеличивается с увеличением энергии падающих частиц примерно от 3 при 0,4 *Бэв* до 8 при 2 *Бэв*.

2) Образование π-мезонов при ядерном взаимодействии приблизительно равновероятно для всех элементов мишеней при данной энергии падающих протонов, но увеличивается примерно на порядок при переходе от энергии 0,4 *Бэв* до 2 *Бэв*.

3) Средние энергии возбуждения остаточных ядер увеличиваются с увеличением энергии падающих частиц и массы ядра мишени.

Полученные результаты находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными по оценке энергии возбуждения остаточных ядер, числа каскадных частиц и их углового распределения. В разумном согласии с экспериментом находятся и результаты расчета процесса испарения для остаточных возбужденных ядер [10–11]. В последнее время расчет испарительного каскада был выполнен с помощью вычислительных машин[12], и получено удовлетворительное согласие с опытом. Ввиду этого особый интерес приобретает рассмотрение таких особенностей ядерных реакций при высоких энергиях, которые не укладываются в рамки описанной «каскадно-испарительной» модели. Сюда относятся особенности образования многозарядных частиц с $Z \geqslant 3$, известные уже довольно давно, но не получившие объяснения до настоящего времени. Изучение этих особенностей показывает, что серберовская «каскадно-испарительная» модель ядерных реакций при большой энергии падающих частиц должна быть дополнена какими-то другими процессами. Так, для интерпретации ядерных реакций, приводящих к образованию многозарядных частиц, еще в 1953—1954 гг. был предложен особый процесс под названием фрагментации (fragmentation), относительно механизма протекания которого нет единой точки зрения, не говоря уже о том, что само предположение нового механизма расщепления ядра требует дополнительных экспериментальных доказательств; поэтому представляется интересным сделать обзор имеющихся данных по образованию многозарядных частиц в ядерных расщеплениях, чему и посвящается первая часть статьи. Вторая часть посвящена рассмотрению механизма деления ядер при высоких энергиях возбуждения—явления, которое занимает особое место среди процессов, происходящих при взаимодействии частии высокой энергии с ядрами.

I. ФРАГМЕНТАЦИЯ

Так как нельзя заранее обрисовать те условия, при которых имеет место механизм фрагментации, как особый механизм образования продуктов ядерного расщепления, то необходимо рассмотреть в полном объеме все вопросы, связанные с возникновением многозарядных частиц при расщеплении сложных ядер. В дальнейшем для удобства термином «фрагментация» мы будем объединять все случаи образования в ядерных расщепле-

ниях многозарядных частиц с $Z \geqslant 3$ (которые будем называть фрагментами) независимо от механизма их возникновения.

В качестве примера ядерных расщеплений, сопровождающихся испусканием фрагментов, о которых будет идти речь, на рис. 1 приведены

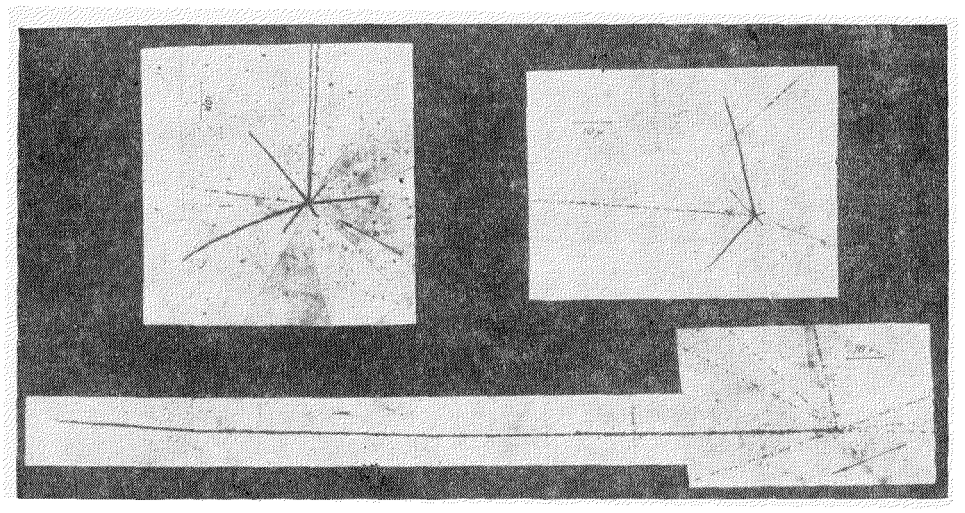

Рис. 1. Микрофотографии ядерных расщеплений, сопровождаемых испусканием фрагментов.

микрофотографии расщеплений тяжелых ядер в эмульсии, вызываемых протонами с энергией 660 *Мэв*. В данных расщеплениях, помимо α-частиц и протонов, испускаются еще многозарядные частицы—фрагменты.

§ 1. Сечение процесса фрагментации

Первые наблюдения[13–26] многозарядных частиц среди продуктов ядерных реакций при исследовании ядерных расщеплений, создаваемых космическими лучами в ядерной эмульсии, а затем и при исследовании расщеплений, вызываемых искусственно ускоренными частицами[27–30], показали, что расщепления, содержащие многозарядные частицы с $Z \geqslant 3$, весьма редки. Трудности работы в области малых сечений объясняют то, что до настоящего времени мы не располагаем достаточным экспериментальным материалом по сечениям образования различных изотопов легких ядер в различных условиях. Фактический материал по сечениям образования различных фрагментов представлен в таблице I. При составлении ее мы ограничились только данными по облучению мишеней протонами и областью ядер от Al до U, не затрагивая области более легких ядер, где явление фрагментации затемняется процессом образования остаточных ядер.

Рассмотрение экспериментальных данных показывает, что процесс образования фрагментов при расщеплении ядер сильно зависит от энергии падающих частиц для всех атомных номеров ядер мишени. Процесс, маловероятный при энергии падающих частиц в несколько сотен *Мэв*, начинает играть заметную роль при энергиях порядка 1 *Бэв*. Сечения образования изотопов легких ядер увеличиваются примерно в 10^2—10^3 раз в рассматриваемой области энергий. Из рис. 2, на котором показана зависимость сечений образования F^{18} и Na^{24} от энергии падающих протонов при расщеплении ядер Cu, Ag и Pb, видно, что в области энергий около одного *Бэв* процесс образования многозарядных частиц наиболее сильно

Сечения образования изотопов легких ядер при

Ядро мишени	Образующийся изотоп	Энергия про						
		120	220	340	370—390	410—420	480	600
Al	Be^7			140 [36]				
	C^{11}			190 [36]		280 [49]		330 [47]
						290 [47]		
	N^{13}					97 [49]		86 [47]
						75 [47]		
	O^{15}							650 [47]
	F^{18}			550 [36]		700 [47]		690 [47]
Fe	Na^{22}			2 [48]				
	Na^{24}			2,6 [48]				
	Si^{31}			12 [48]				
	P^{32}			4,4 [48]				
Cu	Be^7			50 [36]				
	C^{11}				3,0 [32]		5,7 [38]	
	F^{18}				3,0 [32]	8,0 [37]		
	Na^{22}			3,7 [33–35]				
	Na^{24}	0,09 [31]	0,22 [31]	1,3 [31]	3,0 [32]		5,6 [31]	
				3,0 [33–35]			5,0 [38]	
	Mg^{28}							
	P^{32}	0,07 [31]	0,22 [31]	1,8 [31]			24 [31]	
				12 [33–35]				
	P^{33}							
Ag	Be^7			10 [36]				
	C^{11}			1,0 [46]			~3,0 [41]	
	F^{18}			1,0 [46]		1,6 [37]		
	Na^{24}			1,0 [46]			3,0 [41]	
	Mg^{28}			0,1 [46]				
	P^{32}						3,0 [41]	
La	Na^{24}	0,099 [31]	0,3 [31]	0,5 [31]			2 [31]	
	P^{32}			0,73 [31]			1,4 [31]	
Ta	Na^{24}			0,6 [46]				
	Mg^{28}			0,35 [46]				
Au	Be^7			1,4 [36]				
				1,0 [46]				
	C^{11}						0,67 [68]	
	F^{18}					0,44 [37]		
	Na^{24}		0,59 [31]	0,13 [31]			2,7 [68]	
							3,7 [31]	
	P^{32}			0,3 [31]			0,34 [68]	
							1,1 [31]	

Таблица 1

взаимодействии протонов с ядрами, $\sigma \cdot 10^{29}$ $см^2$

тонов, *Мэв*								
660—680	1000	1400	1600	2000	2200	3000	4500	5900
	760 [47] 540 [47]	830 [47] 560 [47]			1270 [47] 610 [47]	1160 [47] 660 [47]		
		160 [47]			180 [47]	120 [47]		
	760 [47]	760 [47] 670 [47]			650 [47] 710 [47]	760 [47] 700 [47]		
	500 [50] 370 [50]				1000 [42]	1190 [50]		
	51 [44]			140 [44]	⩾65 [42] 100 [42] 180 [42]	170 [44]	250 [44]	340 [44]
25 [31] 32 [38]	100 [44]			330 [44]	320 [42]	400 [44]	460 [44]	480 [44]
95 [39] 31 [31]					41 [42] 640 [42]			
					90 [42]			
	290 [50] 220 [50]				1130 [50]	1210 [50]		
	20 [44] 30 [44]			55 [44] 140 [44]		170 [44] 270 [44]	190 [44] 410 [44]	150 [44] 330 [44]
21 [31]								
	20 [44]			85 [44]		230 [44]		870 [44]
	170 [50] 100 [50]				590 [50]	840 [50]		
	7 [44]			25 [44]		73 [44]	170 [44]	250 [44]
8,1 [31]	44 [44]			220 [44]		500 [44]	740 [44]	940 [44]
2,2 [31]								

Ядро мишени	Образующийся изотоп	Энергия про						
		120	220	340	370—390	410—420	480	600
Pb	F^{18}							0,5 [43]
	Na^{22}							
	Na^{24}				3,0 [43]			<2 [43]
	Mg^{28}				⩽0,1 [43]			2,4 [43]
	P^{32}				⩽1,0 [43]			~2 [43]
	P^{33}				⩽1,0 [43]			
Th	Na^{24}						18 [31]	
							12 [40]	
	P^{32}						3 [31]	
							2,8 [40]	
U	F^{18}							
	Na^{24}						4,8 [40]	
	P^{32}						0,75 [40]	

зависит от энергии падающих частиц. При энергии протонов больше 2—3 *Бэв* рост сечения образования многозарядных частиц замедляется.

Зависимость полного сечения образования многозарядных частиц от энергии падающих протонов получена при помощи метода ядерных эмульсий [51]. На рис. 3 приведена данная зависимость для фрагментов с $Z \geqslant 4$, возникающих при расщеплении ядер Ag, Br. Из рис. 3 виден сильный рост выхода расщеплений с фрагментами при энергии протонов больше 400—500 *Мэв*.

Общее возрастание выхода многозарядных частиц с ростом энергии бомбардирующих частиц оказывается связанным с увеличением полной энергии, передаваемой ядру при соударении с протоном. Эта связь может быть охарактеризована зависимостью вероятности наблюдения расщепления с фрагментом от полного числа всех образовавшихся частиц в расщеплении. Это впервые показано Перкинсом [52] при изучении расщеплений, создаваемых космическими лучами, и затем подтверждено работами по исследованию расщеплений, вызываемых протонами с энергией 300—660 *Мэв* [53,80] и 6,2 *Бэв* [55]. На рис. 4 приведены данные по зависимости вероятности образования расщепления с многозарядной частицей от числа заряженных частиц в расщеплении, причем в число последних входят только сравнительно малоэнергичные продукты расщепления, т. е. протоны с энергией меньше 30 *Мэв* и α-частицы всех энергий. Общее число таких частиц в расщеплении характеризует передаваемую в соударении энергию. Когда передаваемая в соударении энергия становится величиной порядка полной энергии связи ядра, вероятность испускания фрагмента становится величиной порядка единицы. Таким образом, рост выхода многозарядных частиц с увеличением энергии падающих частиц может быть связан с увеличением относительной доли больших передач энергии ядру с увеличением энергии частиц, что вытекает как из данных по лучевому составу звезд, получаемых методом ядерных эмульсий [53], так и из данных по выходу изотопов, далеко отстоящих по Z и A от исходного ядра и получаемых радиохимическим методом [38,42,43,55]. Это же следует и из расчетов ядерно-каскадного процесса по методу Монте-Карло [9].

Продолжение табл. I

тонов, *Мэв*								
660—680	1000	1400	1600	2000	2200	3000	4500	5900
	5,0 [44] 3,9 [43] 36 [43] 36 [44] 7,5 [43] 9,0 [43] ~1 [43]		18 [43] <220 [43] 140 [43] 27 [43] 31 [43] ~10 [43]	49 [44] 230 [44]	39 [43] <150 [43] 230 [43] 48 [43] 80 [43] ~20 [43]	83 [44] <270 [43] 360 [43]	110 [44] 720 [44]	140 [44] 920 [44]
	13 [44] 63 [44]			55 [44] 290 [44]		140 [44] 590 [44]	200 [44] 1130 [44]	320 [44] 1200 [44]

Однако выход многозарядных частиц в расщеплениях оказывается связанным не только с величиной полной переданной энергии, но и с полным числом каскадных частиц в расщеплении [53, 55]. С ростом полного числа каскадных частиц в расщеплении увеличивается вероятность наблюдения расщепления с фрагментом. В то же время найдено, что многозарядные частицы появляются с равной вероятностью в звездах с большим и малым числом ливневых (т. е. быстрых π-мезонов) частиц в расщеплениях, вызываемых космическими лучами [52].

Требование больших передач энергии для возможности образования многозарядной частицы в расщеплении сказывается также на различии распределения расщеплений с фрагментами по общему числу испущенных частиц с аналогичным распределением для обычных расщеплений при данной энергии падающих частиц. Расщепления с многозарядными частицами имеют гораздо большее среднее число испущенных заряженных частиц, чем обычные расщепления. На рис. 5 показаны данные распределения при энергии падающих протонов 660 *Мэв* [53, 54, 58]. Среднее число испускаемых заряженных частиц в обычных расщеплениях равно 3,5, а среднее число испущенных частиц в расщеплениях с фрагментами равно 6. При энергии падающих частиц 460 *Мэв* эти величины равны соответственно 2,6 и 4,8 [54, 53].

При рассмотрении данных, приведенных в таблице I, можно сделать определенные заключения о зависимости сечения процесса образования радиоактивных изотопов легких ядер от атомного номера ядра мишени. На рис. 6 и 7 показаны зависимости сечений образования изотопов легких ядер от массового числа ядра мишени по данным различных работ. Как видно из рис. 6, и в области массовых чисел до 200 наблюдается заметный спад сечения образования изотопов легких ядер с увеличением массового числа ядер мишени при энергиях протонов меньше 3 *Бэв*, причем спад как для Be^7, так и для F^{18} гораздо более сильно выражен при низкой энергии падающих частиц. При энергии бомбардирующих протонов 2,2 *Бэв*,

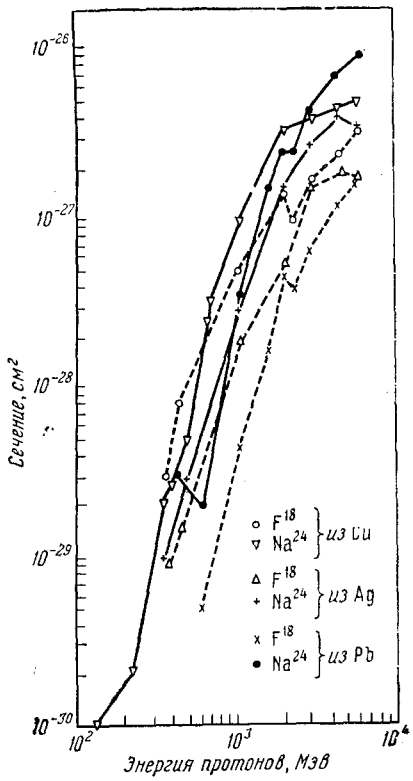

Рис. 2. Зависимость сечения образования F^{18} и Na^{24} от энергии падающих протонов при расщеплении ядер Cu, Ag и Pb.

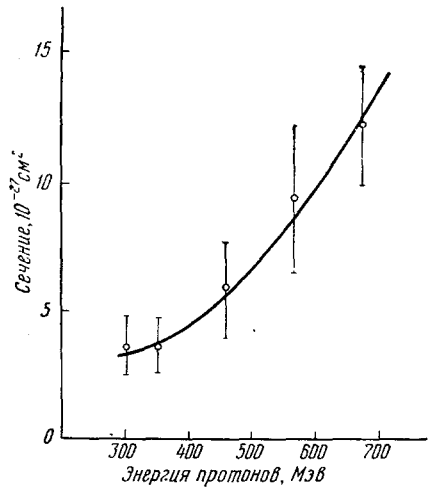

Рис. 3. Зависимость полного сечения образования фрагментов с $Z \geqslant 4$ от энергии падающих протонов [51].

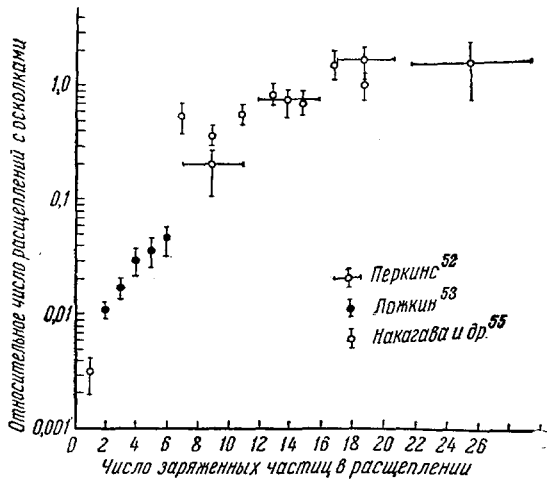

Рис. 4. Зависимость вероятности образования расщепления с фрагментом от числа испущенных при расщеплении заряженных частиц.

как отмечается Катковым [75], наблюдается рост сечения образования Li^8 с увеличением атомного номера ядра мишени: сечение растет примерно от $1 \cdot 10^{-27}$ *см*^{2} до $10 \cdot 10^{-27}$ *см*^{2} в области массовых чисел от Al до U. В то же время, как видно из рис. 6, где приведены данные Райта[27], сечение образования Li^8 при энергии протонов 340 *Мэв* сильно падает с ростом массового числа ядер мишени. Таким образом, на примере Li^8, Be^7 и F^{18} обнаруживается отчетливая связь между энергией бомбардирующих частиц и зависимостью сечения образования фрагментов от *A* мишени.

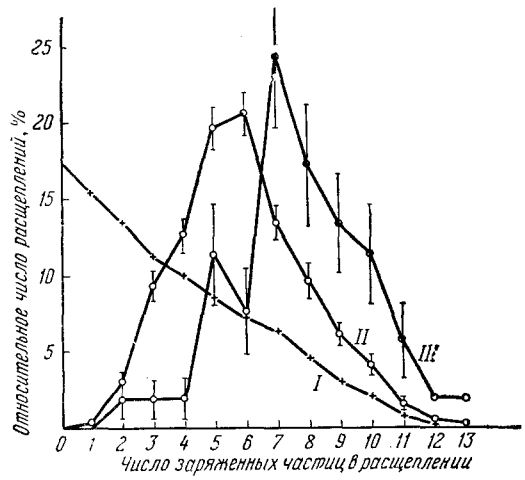

Рис. 5. Распределение расщеплений ядер Ag, Br протонами с энергией 660 *Мэв* по числу испущенных заряженных частиц:

I—расщепления без фрагментов [54]; *II*—расщепления с одним фрагментом [53]; *III*—расщепления с двумя фрагментами [53].

Как видно из рис. 7, падение сечения образования Na^{24} в области массовых чисел ядер мишени 64—180 гораздо меньше, чем для более легких изотопов (рис. 6). При энергиях падающих частиц в несколько *Бэв* наблюдается, наоборот, некоторый рост сечения образования Na^{24} с ростом массового числа ядер мишени. Гораздо более сильный рост сечений образования изученных изотопов легких ядер наблюдается в области

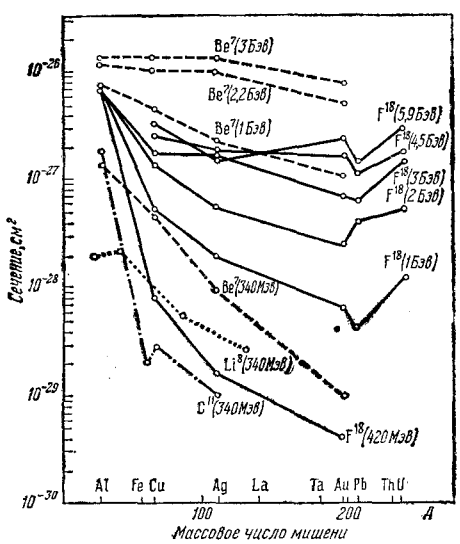

Рис. 6. Зависимость сечения образования изотопов легких ядер от массового числа ядра мишени при различных энергиях падающих протонов.

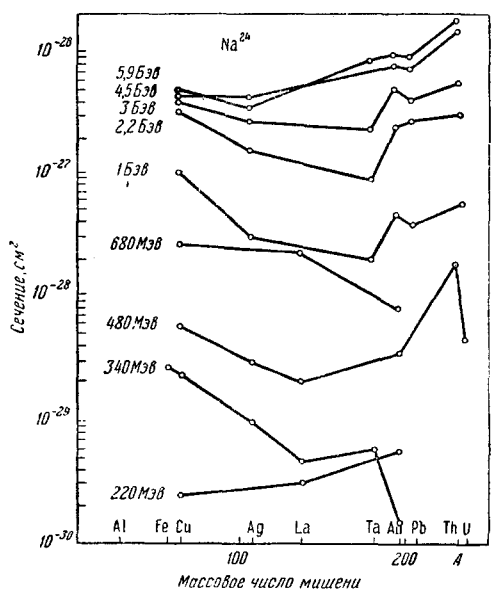

Рис. 7. Зависимость сечения образования Na^{24} от массового числа мишени при различных энергиях падающих протонов.

массовых чисел ядер мишени от 200 до 238 в широком диапазоне энергий падающих частиц. Помимо этого, из тех же рисунков следует, что сечения

образования сравнительно легких осколков (таких, как Be^7, F^{18}) при расщеплении ядер возрастают с энергией падающих частиц гораздо сильнее в области более тяжелых ядер, чем в области более легких ядер мишени. Такого положения нет в случае образования Na^{24}; здесь возрастание сечения примерно одинаково как для средних, так и для тяжелых ядер мишени. Описанная зависимость сечений образования ряда изотопов легких ядер при расщеплении средних и тяжелых ядер нуждается еще в экспериментальном подтверждении, так как большинство известных в настоящее время данных относится к осколкам F^{18} и Na^{24}. Мало исследованы сечения образования более легких изотопов при разных энергиях падающих частиц и различных мишенях. Существуют, кроме того, известные противоречия среди имеющихся экспериментальных данных; например, зависимости сечения образования Na^{24} при энергии протонов 220 и 340 *Мэв* (рис. 7).

Зависимость полного сечения образования многозарядных частиц от атомного номера мишени при энергии падающих частиц 660 *Мэв* была определена также методом ядерных эмульсий[51]. В работе[51] был найден рост полного сечения образования фрагментов с $Z \geqslant 4$ и с энергией $\geqslant 2$—3 *Мэв/нуклон* в области массовых чисел ядер мишени от 30 до 200. Постоянство сечения образования осколков Li при расщеплении различных ядер (от Cu до Pb) отмечается в работах [59,60] по изучению вторичных реакций, вызываемых ядрами Li при облучении мишеней протонами с энергией 480 *Мэв*. Исследование особых случаев деления ядра урана с образованием легкой многозарядной частицы, проведенное в работах[61,62], указывает на постоянство отношения сечения процесса образования многозарядных частиц к полному сечению неупругого взаимодействия в большой области ядер от Ag до U, что говорит о росте сечения образования фрагментов с ростом атомного номера мишени.

Таким образом, имеется определенное разногласие между выводами, которые можно сделать на основании радиохимических данных по сечениям образования изотопов легких ядер, и выводами, которые следуют из рассмотрения полных сечений образования всех изотопов при данном Z фрагмента. В случае если дальнейшие исследования подтвердят это расхождение, то его причину можно было бы понять как изменение относительной доли стабильных изотопов среди испускаемых в расщеплениях осколков с изменением массового числа мишени. Действительно, если относительная доля стабильных изотопов увеличивается с ростом A мишени, то (так как основная часть фрагментов является стабильными изотопами, что будет показано ниже) может оказаться, что при росте полного сечения образования фрагментов убывает сечение образования радиоактивных изотопов. Об изменении относительной доли различных нейтроно-недостаточных и нейтроно-избыточных изотопов с изменением A мишени свидетельствует, например, такой факт, как изменение отношения сечений образования F^{18} и Na^{24} с изменением A мишени, найденное в работе Каретто, Худиса и Фридлендера[44,45], отношение $\sigma_{Na^{24}}/\sigma_{F^{18}}$ для ядер Cu и Ag раза в три ниже, чем для ядер тяжелее Au.

Приведенные выше данные относятся целиком к образованию многозарядных частиц в расщеплениях, вызываемых быстрыми протонами. Конечно, многозарядные частицы возникают и в расщеплениях, вызываемых и другими быстрыми частицами—мезонами, нейтронами, дейтронами и т. д.,—при достаточной их энергии. Однако экспериментальных данных здесь получено значительно меньше. Большинство полученных данных указывает на сходство протекания процесса образования многозарядных частиц при облучении ядер частицами различной природы. Титтертон[28], изучая образование осколков Li^8 при облучении эмульсии нейтронами с энергией 150 *Мэв* и протонами с энергией 170 *Мэв*, нашел примерно оди-

наковую вероятность их появления в обоих случаях. Для расщеплений, вызываемых дейтронами с энергией 190 *Мэв* и протонами с энергией 340 *Мэв*, Райтом [27] были найдены близкие сечения образования Li^8 на ядрах от Ne до Xe. Сечение образования фрагментов с $Z \geqslant 3$ в расщеплениях ядер фотоэмульсии, вызываемых нейтронами с наиболее вероятной энергией 395 *Мэв*, было найдено в работе Сидорова и Григорьева [63]. Оно оказалось равным $(2{,}8 \pm 1{,}4) \cdot 10^{-27}$ *см*^{2}, что близко к сечению на протонах (см. рис. 3), но прямое сравнение невозможно, так как в этой работе не произведено разделение расщеплений ядер Ag, Br и C, N, O.

В расщеплениях, вызываемых π-мезонами с энергией 750 *Мэв*, выход многозарядных частиц с $Z \geqslant 3$ исследовался в работе Блау и Оливера[64]. На 249 звезд с $n \geqslant 5$ лучей было найдено 16 звезд с фрагментами (пробег фрагментов $\geqslant 30$ μ и угол наклона в эмульсии $\leqslant 30°$), что составляет около 6%. Для фрагментов с теми же пробегами и теми же углами наклона в эмульсии относительный выход в расщеплениях, создаваемых космическими лучами, при $n = 8 \div 13$ лучей составляет по данным Перкинса [52] величину около 10%. Как видно, нет большой разницы в относительной вероятности их появления в том и другом случае. Более детально процесс образования многозарядных частиц для π^+-мезонов с энергией 280 *Мэв* был исследован Ивановой [65]. Сечение образования многозарядных частиц с $Z \geqslant 4$ в расщеплениях ядер Ag, Br π^+-мезонами такой энергии равно $(0{,}62 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-27}$ *см*^{2}. Оно оказывается несколько меньшим, чем в случае расщеплений, вызываемых протонами с энергией 300 *Мэв* (см. рис. 3). Другие характеристики расщеплений с многозарядными частицами, вызываемых π-мезонами, оказываются весьма близкими к тем, которые имеются для расщеплений, вызываемых протонами. Так, в расщеплениях с фрагментами, вызываемых π-мезонами с энергией 280 *Мэв*, среднее число лучей равно 4,9, тогда как в расщеплениях без фрагментов оно примерно 3,3, если рассматривать, как прежде, только сравнительно медленные продукты расщепления. Таким образом, здесь имеется такое же преимущественное образование фрагментов во многолучевых расщеплениях, как и в случае расщеплений, вызываемых быстрыми протонами.

§ 2. О множественности процесса фрагментации

В процессе образования фрагментов при расщеплении сложных ядер быстрыми частицами обращает на себя внимание факт появления двух и большего числа многозарядных частиц в одном расщеплении. Вероятность образования таких расщеплений сильно растет с ростом энергии падающих частиц. При исследовании ядерных расщеплений, вызываемых протонами с энергией 660 *Мэв*, в работе[53] было показано, что около 5% от ядерных расщеплений с многозарядными частицами с $Z \geqslant 4$ составляют расщепления, в которых испускаются две и больше многозарядных частиц с $Z \geqslant 4$. Перкинс [52] для расщеплений, создаваемых космическими лучами в эмульсии, приводит следующие цифры: на 55 расщеплений с одной многозарядной частицей с $Z \geqslant 3$ приходится 10 расщеплений с двумя многозарядными частицами и одно расщепление с тремя многозарядными частицами, что составляет около 17%. С этими данными трудно сравнивать результаты работы Накагавы, Тамаи и Номото[55] по изучению расщеплений, вызываемых протонами 6,2 *Бэв*. В этой работе исследовались только быстрые многозарядные частицы и было найдено 6 расщеплений с двумя и более многозарядными частицами на 73 расщепления с многозарядными частицами с $Z \geqslant 3$, что составляет 9%.

Вопрос о числе многозарядных частиц в ядерных расщеплениях детально исследовался при энергии протонов 660 *Мэв* [53] и при энергиях 0,4;

2 и 3 *Бэв* [66]. На рис. 8 на основании полученных в этих работах данных построены зависимости выхода расщеплений с различным числом фрагментов. Как видно, выход расщеплений резко падает с ростом числа многозарядных частиц в расщеплении. С ростом энергии падающих частиц возрастает относительная доля расщеплений с двумя и больше фрагментами, и при энергии 3 *Бэв* выход расщеплений с двумя многозарядными частицами с $Z \geqslant 3$ становится больше выхода расщеплений с одной многозарядной частицей. На рис. 9 приведены данные по зависимости выхода расщеплений с различным числом фрагментов от энергии падающих частиц, полученные в работе Бакер и Каткова[66]. Отсюда хорошо виден быстрый рост множественности процесса образования многозарядных частиц с ростом энергии падающих частиц. Некоторое падение выхода расщеплений с тремя и четырьмя многозарядными частицами в области энергий падающих частиц больше 2 *Бэв* может быть обусловлено, вообще говоря, тем, что при этих энергиях появляется возможность полного раздробления ядер Ag и Br.

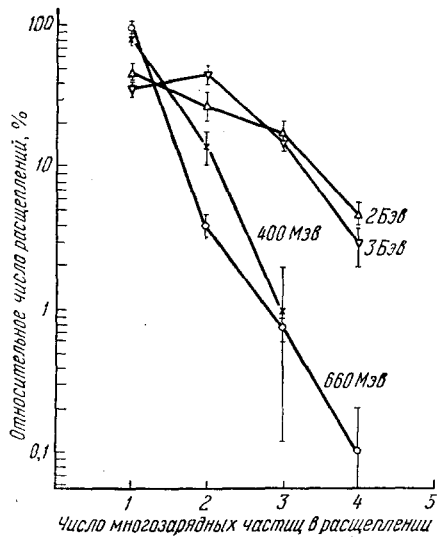

Рис. 8. Зависимость выхода расщеплений с фрагментами от их числа при разных энергиях падающих протонов: при энергии протонов 660 *Мэв* [53] фрагменты с $Z \geqslant 4$, при энергии протонов 0,4; 2 и 3 *Бэв* [66] фрагменты с $Z \geqslant 3$.

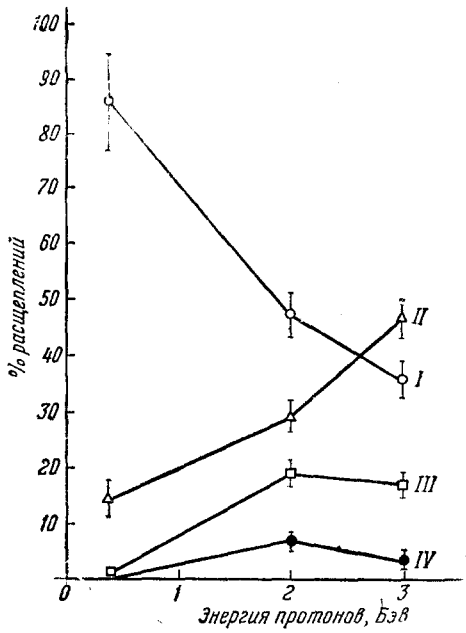

Рис. 9. Зависимость выхода расщеплений с различным числом фрагментов с $Z \geqslant 3$ (одним—*I*; двумя—*II*; тремя—*III* и четырьмя—*IV*) от энергии падающих протонов [66].

Исследование характеристик ядерных расщеплений, в которых образуется две и больше многозарядных частиц, проведенное при энергии падающих протонов 660 *Мэв* [67], привело к следующим заключениям. Распределение указанных расщеплений по числу испущенных заряженных частиц заметным образом смещено в сторону многолучевых расщеплений (см. рис. 5). Среднее число лучей в данных расщеплениях, равное 7,7, больше среднего числа лучей в расщеплениях с одним фрагментом, равного 6. Такое смещение распределения по числу лучей в область многолучевых звезд для звезд с двумя или больше энергичными фрагментами (включая ядра He_2^4 с пробегом больше 700 μ) отмечалось раньше в работе Соренсена [69]. Таким образом, расщепления с двумя и больше фрагментами

происходят при еще больших передаваемых энергиях, чем расщепления с одним фрагментом. Как и прежде, рост множественности процесса образования фрагментов с ростом энергии падающих частиц можно связать с ростом относительной доли больших передач энергии. Другие характеристики расщеплений с двумя многозарядными частицами будут обсуждены дальше наряду с особенностями расщеплений с одной многозарядной частицей.

§ 3. Природа фрагментов, образующихся в ядерных расщеплениях

Вопрос о распределении многозарядных частиц, испускаемых в ядерных расщеплениях, по массам и зарядам является, к сожалению, одним из наименее изученных. Одной из причин этого, помимо малости сечения образования изучаемых многозарядных частиц, является то, что среди известных изотопов легких ядер имеется очень мало изотопов с удобными для измерения периодами полураспада (среди изотопов ядер от Li до Na их оказывается всего 6 из 41). Кроме того, вопрос о природе фрагментов, образующихся при расщеплении ядер, осложняется тем обстоятельством, что в принципе может существовать различие между наблюдаемыми в опыте и непосредственно образуемыми в расщеплении многозарядными осколками. Это различие может быть обусловлено либо определенным отношением n/p, либо большой энергией возбуждения образующихся фрагментов, при которых фрагмент может иметь большую вероятность распада с испусканием нуклонов. В частности, можно ожидать образования в таких ядерных расщеплениях еще не известных изотопов легких ядер. Однако, прежде чем рассматривать возможные свойства образуемых в расщеплениях фрагментов, рассмотрим известные свойства наблюдаемых в опыте фрагментов.

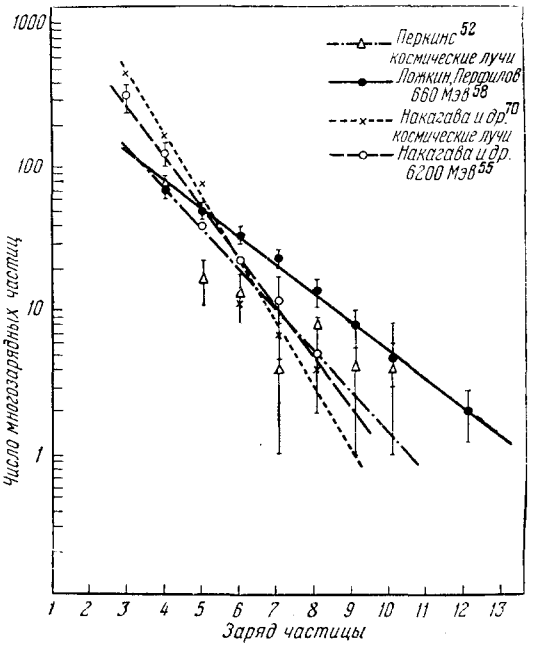

Рис. 10. Зависимость полного сечения образования фрагментов от их заряда при различной энергии падающих частиц при расщеплении ядер Ag, Br.

Об относительной вероятности наблюдения фрагментов с различными Z и A при расщеплении ядер протонами можно получить некоторые сведения при рассмотрении таблицы I. За исключением довольно высокого во всех случаях сечения образования изотопа Be^7, наблюдается довольно странная одинаковость сечений для изотопов C^{11} и F^{18}, а в некоторых случаях и Na^{24}. Однако экспериментальных данных еще слишком мало, а ошибки слишком велики, чтобы была уверенность в указанном соотношении выхода изотопов. Кроме того, можно заметить определенное противоречие имеющихся экспериментальных данных. Например, для расщепления Ag протонами с энергией 340 *Мэв* и для расщеплений Pb протонами с

Таких данных в настоящее время еще очень мало (см. таблицу 1) и относятся они в основном к сравнительно тяжелым фрагментам. В работе Вольфганга и др.[43] имеются данные по сечениям образования изотопов Na и P при энергиях протонов больше 1 *Бэв*. Тогда как изотопы Na^{22} и Na^{24} образуются примерно с равными выходами, изотоп P^{32} образуется во всех случаях с гораздо большей вероятностью, чем изотоп P^{33}. Если справедливо предположение, что образуются преимущественно стабильные изотопы, т. е. Na^{23} и P^{31}, то в первом случае Na^{22} и Na^{24} находятся по разные стороны от линии стабильности, а во втором P^{32} и P^{33}—по одну сторону от линии стабильности. Большая разница между сечениями для P^{32} и P^{33} может говорить о сильном спаде сечения в области нейтроно-избыточных ядер. Выходы Na^{22} и Na^{24} могут быть близки друг к другу при симметричном характере зависимости сечения образования от массового числа фрагмента.

В работе Каретто и др.[44] приводятся соотношения выходов изотопов Na^{24}/F^{18} для различных мишеней и различных энергий частиц. В большинстве случаев отношение $\sigma_{Na^{24}}/\sigma_{F^{18}}$ оказывается величиной больше единицы (от 2 до 8). Это совпадает с данными и других работ[42,43]. В работе[44] авторы рассматривают данный факт как указание на преимущественное образование нейтроно-избыточных изотопов легких ядер в расщеплениях и затем на бо́льшую вероятность образования фрагментов с зарядом $Z = 11$, чем фрагментов с $Z = 9$. Однако выше уже говорилось, что экспериментальные данные, полученные при помощи метода ядерных эмульсий, приводят к выводу о стабильности фрагментов и уменьшении выхода с увеличением заряда фрагмента. Данное расхождение может быть обусловлено ошибками обоих методов. Но если действительно существует такое различие между сечениями образования Na^{24} и F^{18} и сечениями образования фрагментов с $Z = 11$ и $Z = 9$, то оно могло бы быть объяснено тем, что Na^{24} и F^{18} составляют различные доли от всех фрагментов с $Z = 11$ и $Z = 9$ соответственно, причем относительный выход F^{18} среди фрагментов с $Z = 9$ значительно ниже, чем относительный выход Na^{24} среди фрагментов с $Z = 11$.

Отношение числа нейтронов к числу протонов (n/p) в ядрах Ag и Br составляет величину около 1,3. Отношение n/p для стабильных изотопов легких ядер находится в пределах от 1 до 1,25. Образование в ядерных расщеплениях фрагментов с тем же отношением n/p, как у исходного ядра, могло бы приводить к появлению в большинстве случаев нестабильных изотопов с некоторым избытком нейтронов (от одного до двух). Трудно ожидать бо́льшую нейтронную избыточность у фрагментов, чем у исходного ядра.

В случае, если бы фрагменты обладали достаточной энергией возбуждения для испарения нуклонов, подобное испарение могло бы приводить к наблюдаемым в опыте стабильным изотопам. А так как время жизни по отношению к такому распаду определенно меньше чем 10^{-14} *сек*, то в этом случае многозарядные частицы не будут оставлять видимого следа в эмульсии перед распадом, что согласуется с тем, что наблюдаемые многозарядные фрагменты, оставляющие следы в эмульсии, устойчивы по отношению к эмиссии тяжелых частиц (p или α).

Однако можно полагать, что в большинстве случаев испускаемые из ядер фрагменты не обладают сколько-нибудь значительной энергией возбуждения. Действительно, наличие среди фрагментов таких нейтроно-избыточных изотопов, как Li^8, непосредственно свидетельствует об отсутствии у фрагмента энергии возбуждения, так как в противном случае невозможно было бы их наблюдение (уровень 2,28 *Мэв* Li^8 нестабилен по отношению к эмиссии нейтрона).

Существование среди продуктов расщепления изотопов B^8 и N_7^{13} по той же причине также свидетельствует о малом возбуждении испускаемых фрагментов. Таким образом, мы имеем, с одной стороны, большое преобладание стабильных изотопов среди наблюдаемых в опыте фрагментов, а с другой—свидетельство в пользу малой энергии возбуждения фрагментов при их испускании из ядра. Отсюда можно сделать только один вывод, а именно вывод о стабильности испускаемых в расщеплениях фрагментов, причем эта стабильность является, по-видимому, одной из характеристик процесса фрагментации. Однако необходимо заметить, что иногда фрагмент испускается из ядра с достаточной энергией возбуждения, чтобы быть неустойчивым к распаду на составляющие его частицы. Случаи испускания из ядер возбужденных фрагментов B^9, C^{12} и O^{16}, претерпевающих распад на α-частицы, приводятся в работе Перкинса[52]. Подобные случаи образования в ядерных расщеплениях возбужденных фрагментов являются, как следует из работ, выполненных с помощью метода ядерных эмульсий, сравнительно редкими. Таким образом, можно считать, что известные свойства наблюдаемых при расщеплении ядер многозарядных частиц (их распределение по заряду и массе, их энергия возбуждения) могут быть использованы для характеристики самого процесса образования многозарядных частиц.

Несколько слов следует сказать о природе многозарядных частиц в расщеплениях с двумя и более фрагментами. Как было показано в работах[53,67], в данных расщеплениях наблюдаются любые сочетания зарядов двух фрагментов, причем большинство фрагментов имеют $Z \leqslant 8$. Наблюдается некоторое преобладание фрагментов с малыми зарядами (в частности, осколков Li^8) по сравнению с расщеплениями с одной многозарядной частицей.

Характеристики расщеплений с двумя фрагментами привели также к заключению, что в данном случае два фрагмента не являются продуктами распада какого-то одного более крупного фрагмента, испускаемого из ядра, а возникают непосредственно в процессе расщепления.

§ 4. Энергетическое распределение фрагментов

Наибольшее количество экспериментальных сведений об энергетическом распределении образующихся в ядерных расщеплениях многозарядных частиц получено к настоящему времени при помощи метода ядерных эмульсий, т. е. главным образом для случая расщеплений ядер Ag и Br. Из работ[53,55,58,71,73] известно, что независимо от заряда образующихся многозарядных частиц их энергетическое распределение характеризуется наличием фрагментов с энергиями как значительно выше, так и ниже номинального кулоновского барьера. При этом преимущественное образование фрагментов происходит с энергиями вблизи номинального кулоновского барьера ядра. Эти особенности хорошо видны из рис. 11, на котором приведены энергетические распределения частиц с зарядами 3, 4 и 5, взятые из работ[53,55]. Как видно, энергетические распределения фрагментов сдвигаются в область больших энергий с ростом Z фрагмента в соответствии со значением кулоновского барьера. Из рис. 11, а также из рис. 12, на котором приведены энергетические распределения Li^8 при различных энергиях протонов, ясно видна слабая зависимость энергетического распределения фрагментов от энергии бомбардирующих частиц.

Существование многозарядных частиц с энергией, много большей энергии кулоновского отталкивания, неоднократно отмечалось раньше при исследовании расщеплений, создаваемых космическими лучами[22–26,52,69].

Вывод о существовании таких надбарьерных многозарядных частиц был сделан и при изучении вторичных ядерных реакций при бомбардировке мишени протонами больших энергий[36,60,76]. При облучении ряда элементов (Cu, Sn, Pb) найдены реакции образования изотопов, превышающих по заряду на 3 и 4 единицы заряд ядра мишени. Появление таких изотопов можно объяснить только вторичными реакциями исходных ядер мишени с возникающими в расщеплениях осколками с зарядом $Z = 3$ и 4,

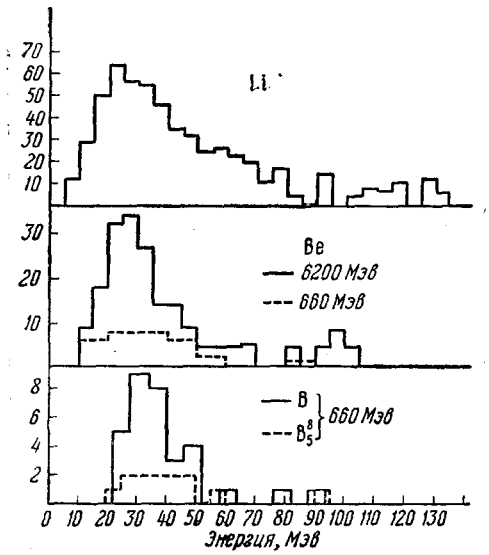

Рис. 11. Энергетические распределения многозарядных частиц (Be, B) при расщеплении ядер Ag, Br при энергии протонов 660 *Мэв*[53] и 6,2 *Бэв*[70]. Для Li только 6,2 *Бэв*.

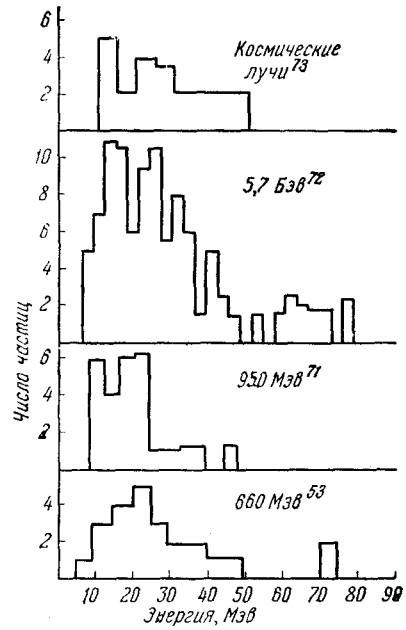

Рис. 12. Энергетическое распределение Li^8 при расщеплении ядер Ag, Br при различных энергиях бомбардирующих частиц.

имеющими энергии значительно больше энергии кулоновского барьера исходного ядра.

Наличие многозарядных частиц с $E \gg E_{кул}$ является одной из наиболее интересных особенностей процесса их образования. При увеличении энергии падающих частиц, вызывающих расщепления, энергетическое распределение возникающих многозарядных частиц меняется в основном за счет увеличения относительной доли частиц с $E \gg E_{кул}$. Наиболее вероятная же энергия фрагментов остается одной и той же. Это хорошо видно из рис. 11 и 12. Несмотря на широкий диапазон энергий падающих частиц (от 660 до 6200 *Мэв*), существенного изменения наиболее вероятной энергии фрагментов с зарядами $3 \div 5$ не видно. Последнее подтверждается также измерением пробегов осколков всех зарядов при энергиях протонов 300, 460 и 660 *Мэв*[53]. При изменении энергии протонов наиболее вероятный пробег осколков остается одним и тем же; изменяется лишь относительная доля длиннопробежных осколков. На рис. 13 приведены полученные Катковым энергетические распределения фрагментов Li^8, образуемых при взаимодействии протонов с энергией 2,2 *Бэв* с ядрами Al, Cu, Ag, Au и U. Как видно из рисунка, положение максимума энергетического распределения фрагментов Li^8, испускаемых из ядер Ag, Au и U, хорошо совпадает

со значением эффективного кулоновского барьера, определенного по формуле

$$V_{эфф} = \frac{V}{1+\frac{E}{1000}},$$

где

$$V = p \cdot \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})},$$

$r_0 = 1{,}4 \cdot 10^{-13}$ *см* и p—проницаемость барьера.

В то же время энергетический спектр фрагментов Li^8, испускаемых при расщеплении ядер Cu, сильно сдвинут в область больших энергий. Фактически спектр фрагментов Li^8 из меди ($Z = 29$) находится в области бо́льших энергий, чем спектр Li^8 из серебра ($Z = 47$), что представляет настолько большую аномалию, что требует дальнейших исследований. Интересно отметить, что положение максимума энергетического распределения фрагментов Li^8, испущенных из урана, указывает на то, что не может быть сколько-нибудь значительного вклада от испускания Li^8 из возбужденных осколков деления, а фрагменты испускаются непосредственно из ядер урана.

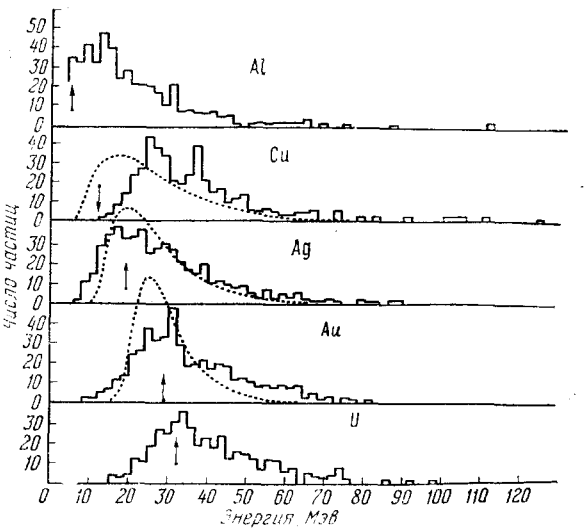

Рис. 13. Энергетическое распределение Li^8, образующихся из различных ядер при энергии протонов 2,2 *Бэв* [75].

Стрелки указывают величину эффективного кулоновского барьера. Пунктирные линии—вычисленный испарительный спектр.

В области энергий фрагментов около энергии эффективного кулоновского барьера их энергетическое распределение для фрагментов с небольшими зарядами удовлетворительно описывается термодинамической формулой процесса испарения

$$N(E) \cdot dE = \frac{E - V_{эфф}}{T^2} \cdot \exp\left(-\frac{E - V_{эфф}}{T}\right) dE$$

при соответствующем подборе температуры.

Однако это совпадение может быть и случайным ввиду наличия таких особенностей процесса фрагментации, которые не укладываются в рамки теории испарения. Расхождение зависимости указанного вида от экспериментальной наибольшее в области малых энергий осколков и в области $E \gg E_{кул}$. Форма энергетического спектра для осколков Li в области $E \gg E_{кул}$, по данным Мехедова [77], подчиняется зависимости вида

$$N(E) \cdot dE = \frac{\text{const}}{E^n} dE,$$

причем $1 < n < 2$. Распределение многозарядных частиц по энергиям в области энергий $E \gg E_{кул}$ не имеет четко выраженной максимальной

границы, хотя наличия такой границы можно было бы ожидать при заданной энергии падающих частиц. В ядерных расщеплениях при данной энергии падающих частиц наблюдается испускание многозарядных частиц (с энергией больше $E_{кул}$) даже с импульсами значительно больше импульсов падающих частиц[78]. Положение верхней границы энергетического спектра в связи с этим фактом остается неясным до настоящего времени.

Интересно отметить в связи с особенностями энергетического распределения многозарядных частиц, что энергетический спектр протонов и α-частиц в этих же расщеплениях мало отличается от аналогичных распределений в обычных расщеплениях за исключением относительно большей доли медленных частиц в расщеплениях с многозарядными частицами[58].

Распределение по энергиям и соотношение энергий фрагментов в расщеплениях с двумя фрагментами исследовалось в работе[53,67]. Было показано, что в большинстве случаев отношение энергий более тяжелого фрагмента к легкому является величиной больше единицы. Иногда один фрагмент или оба имеют энергию больше энергии кулоновского отталкивания.

§ 5. Угловое распределение фрагментов

Угловое распределение многозарядных частиц в ядерных расщеплениях является характеристикой, которая существенна для теоретического истолкования процесса. Как было показано еще Перкинсом[52] при изучении расщеплений, создаваемых космическими лучами, угловое распределение многозарядных частиц анизотропно относительно направления падающих частиц, причем степень анизотропии существенно зависит от скорости фрагментов. В работе Перкинса показано, что фрагменты, имеющие скорость $\beta > 0{,}2$, наблюдаются только в передней полусфере относительно направления падающей частицы, а осколки со скоростью $\beta < 0{,}14$ имеют тенденцию испускаться под углом 60—90° к направлению падающей частицы.

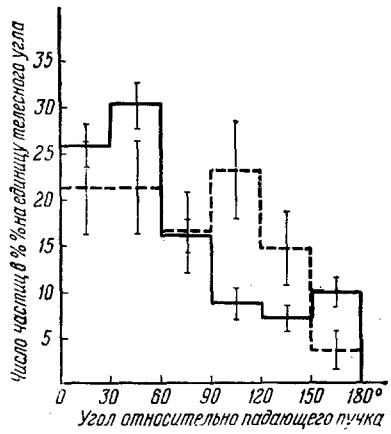

Рис. 14. Угловое распределение многозарядных частиц с $Z \geqslant 4$ при энергии протонов 660 *Мэв*[58] (сплошная линия) и многозарядных частиц с $Z \geqslant 3$ при энергии протонов 6,2 *Бэв*[70] (пунктирная линия).

Угловое распределение многозарядных частиц с $Z \geqslant 4$ и с $Z \geqslant 3$, возникающих при расщеплениях ядер Ag и Br, изучалось в ряде работ[30,53, 55,58,65]. На рис. 14 приведено угловое распределение многозарядных частиц в лабораторной системе координат при энергии протонов 660 *Мэв* и 6,2 *Бэв*. Как видно из рисунка, при увеличении энергии падающих частиц угловое распределение фрагментов становится более изотропным. Этот факт подтверждается рассмотрением таблицы III, в которой приведены отношения чисел многозарядных частиц разной природы, испускаемых в переднюю и заднюю полусферы относительно направления падающего протона при различных энергиях падающих частиц. В этой же таблице приведены данные, характеризующие угловое распределение многозаряд-

ных частиц с энергиями, больше энергий кулоновского отталкивания. Несмотря на малую статистическую точность результатов, ясно видно преимущественное испускание быстрых многозарядных частиц в переднюю полусферу.

Таблица III

Анизотропия углового распределения фрагментов в лабораторной системе координат при расщеплении ядер Ag и Br

Заряд фрагментов	Энергия фрагментов	Энергии бомбардирующих частиц	Анизотропия: «вперед/назад»	Ссылки
$Z \geqslant 4$	$\geqslant 2$ *Мэв*/нуклон	P; 350 *Мэв*	$3,1 \pm 0,6$	53, 58
»	»	P; 460 »	$3,0 \pm 0,5$	53, 58
»	»	P; 660 »	$2,8 \pm 0,3$	53, 58
»	»	π^- 280 »	$3,2 \pm 1$	65
$Z \geqslant 3$	»	P; 6,2 *Бэв*	$1,44 \pm 0,5$	70
$Z \geqslant 4$	»	Космические лучи	$1,25 \pm 0,5$	70
$Z \geqslant 3$	»	»	$1,96 \pm 0,6$	52
Li	»	»	$1,43 \pm 0,5$	70
Li	$\geqslant 5$ *Мэв*	P; 6,2 *Бэв*	$1,52 \pm 0,3$	55
Li^8	$\geqslant 6$ *Мэв*	P; 5,7 »	$1,53 \pm 0,5$	72
Li^8	$\geqslant 8$ *Мэв*	P; 950 *Мэв*	$2,5 \pm 1,6$	71
Li	$\geqslant 60$ *Мэв*	P; 6,2 *Бэв*	~ 16	55
Li^8	$\geqslant 36$ *Мэв*	P; 5,7 »	~ 3	72
$Z \geqslant 4$	$\geqslant E_{кул}$	P; 660 *Мэв*	$5,6 \pm 2$	53
$Z \geqslant 4$	$\geqslant 60$ *Мэв*	P; 6,2 *Бэв*	~ 14	55

Анизотропность углового распределения многозарядных частиц характерна для самого механизма их возникновения. Поправки на движение центра инерции при энергии падающих частиц 300—660 *Мэв* составляют величину около 0,2, что значительно меньше величины наблюдаемой анизотропии, но при энергиях падающих частиц в области *Бэв* эти поправки могут привести к выводу об изотропном распределении легких фрагментов (таких, как Li и Be) в системе центра инерции.

По опубликованным данным [53] нельзя установить четкой зависимости углового распределения многозарядных частиц в ядерных расщеплениях от полного числа частиц в расщеплении, т. е. от полной энергии, переданной ядру при соударении. В работе [72] отмечается уменьшение анизотропии углового распределения Li^8 при переходе к многолучевым звездам, однако наблюдаемый эффект не превышает статистической ошибки.

Относительно зависимости углового распределения испускаемых при расщеплениях осколков от их заряда в настоящее время нельзя сделать каких-либо определенных заключений.

В связи с угловым распределением многозарядных частиц интересно отметить существование определенной угловой корреляции многозарядных частиц с остаточными ядрами, а также с протонами и α-частицами в расщеплении. Как показано в работах [53,80], фрагмент и остаточное ядро разлетаются преимущественно в противоположных направлениях, а α-частицы и протоны в расщеплениях с фрагментами испускаются преимущественно под углами, близкими к 90° по отношению к направлению движения фрагмента. Наличие угловой корреляции фрагментов с какой-то частью других частиц в расщеплении может говорить об одновременности их образования в расщеплении.

§ 6. Свойства остаточных ядер в расщеплениях с фрагментами

Изучение остаточных ядер в некоторой определенной области массовых чисел при взаимодействии частиц высокой энергии с ядрами дает дополнительные сведения о характере процесса, приводящего к появлению многозарядных частиц. Образование в ядерных расщеплениях фрагментов с массами в области $A < 40$ соответствует вполне определенной области масс остаточных ядер, которая при энергиях падающих частиц меньше 1 *Бэв* находится между областями масс продуктов реакций деления и глубокого отщепления. Можно ожидать наличия вполне определенных свойств этих остаточных ядер, исходя из известных свойств испускаемых фрагментов. Так как наблюдаемые фрагменты в большинстве своем являются стабильными изотопами легких ядер, то остаточные ядра в данных расщеплениях будут первоначально обладать значительным избытком нейтронов. При недостаточной энергии возбуждения остаточного ядра процесс испарения не сможет изменить этого положения, и наблюдаемое остаточное ядро должно ожидаться нейтроно-избыточным. Это предположение объясняет наблюдавшуюся Крюгером и Шугерманом[46] зависимость наиболее вероятного заряда остаточных ядер от их массового числа при облучении гольмия протонами с энергией 450 *Мэв*. В этом случае в области массовых чисел 99—115 остаточные ядра имеют значительный нейтронный избыток, который не может быть объяснен механизмом реакции глубокого отщепления (т. е. нуклонный каскад + испарение нуклонов).

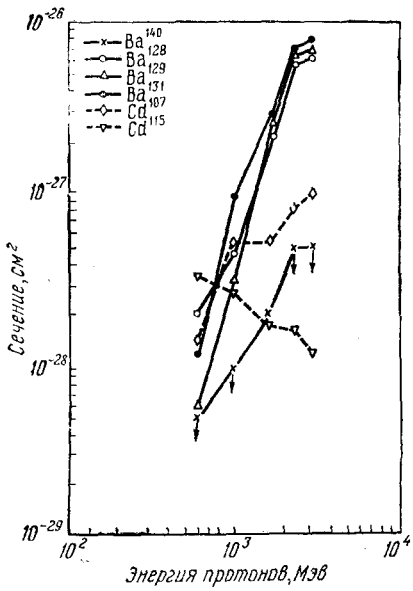

Рис. 15. Зависимость выхода изотопов бария и кадмия от энергии падающих протонов при облучении свинца [43].

При бо́льших энергиях падающих частиц, с ростом энергии возбуждения остаточных ядер, процесс испарения будет приводить к образованию нейтроно-недостаточных ядер вследствие преимущественного испарения нейтронов. Среди этих продуктов нельзя уже отличить остаточные ядра от продуктов фрагментации, однако подтверждением того, что часть этих продуктов в определенной области масс связана с образованием фрагментов с $A < 40$ является зависимость сечения их образования от энергии падающих частиц. На рис. 15 приведена зависимость сечения образования нейтроно-недостаточных изотопов бария (Ba^{128}, Ba^{129}, Ba^{131}) и кадмия (Cd^{107}) и нейтроно-избыточных изотопов Ba^{140} и Cd^{115} от энергии протонов при облучении свинца, взятая из работы Вольфганга и др.[43]. Из сравнения рис. 15 и рис. 2 видно, насколько хорошо совпадают зависимости сечения образования нейтроно-дефицитных изотопов бария и сечения образования фрагментов, в то время как для изотопов кадмия наблюдается совершенно иная зависимость. Быстрый рост сечения образования нейтроно-недостаточных изотопов может рассматриваться как свидетельство увеличения вероятности больших передач энергии протоном ядру с увеличением энергии протонов. Таким образом, отсюда снова следует вывод

о связи рассматриваемого процесса образования многозарядных частиц с величиной переданной ядру энергии. Этот же вывод о большой величине энергии, передаваемой ядру в случае образования нейтроно-дефицитных изотопов бария, был сделан Шугерманом и др.[103,112] на основании изучения пробеговых характеристик ядер отдач при расщеплении висмута протонами разных энергий. Это подтверждается исследованием ядер отдач при облучении висмута и тантала протонами с энергией 450 *Мэв*[81,82].

§ 7. О механизме фрагментации

Как уже отмечалось, расщепление ядер Ag и Br, в которых наблюдаются многозарядные частицы, по многим своим свойствам подобны обычным расщеплениям. Они имеют примерно такое же отношение $\frac{\alpha}{p}$, анизотропия в угловом распределении α-частиц и протонов может говорить о *ядерно-каскадном механизме возбуждения ядра*, а *угловое распределение* остаточных ядер непосредственно свидетельствует о возбуждении остаточного ядра. Таким образом, образование α-частиц и протонов в рассматриваемых расщеплениях может быть понято с точки зрения обычных представлений о протекании ядерной реакции на больших энергиях.

Рассмотрим теперь основные особенности явления испускания многозарядных частиц в ядерных расщеплениях с точки зрения процессов, которые в настоящее время кажутся уже привычными при интерпретации взаимодействия частиц большой энергии с ядрами и которые в то же время в принципе могут быть ответственны за образование многозарядных частиц.

А. Ядерно-каскадный процесс. Сильная анизотропия углового распределения многозарядных частиц относительно направления падающей частицы, рост выхода многозарядных частиц с ростом числа каскадных частиц в расщеплении [53,55], особенности энергетического распределения многозарядных частиц дают основания для предположения о появлении их в ядерно-каскадном процессе. Подобные предположения делались авторами ряда работ [69,71,72,83]. Однако имеются другие особенности расщеплений с многозарядными частицами, такие, как множественность процесса образования многозарядных частиц, которые трудно понять с точки зрения ядерно-каскадного процесса. Поэтому нужно с осторожностью относиться к подобным заключениям. Можно попытаться оценить вероятность образования многозарядных частиц в ядерно-каскадном процессе, допустив наличие устойчивых (по крайней мере достаточно долгоживущих) группировок нуклонов внутри ядра [84] и существование квазиупругого рассеяния каскадных нуклонов на данных группировках. При таком квазиупругом рассеянии энергия E_M, получаемая группировкой нуклонов, целиком определяется углом отдачи φ или углом рассеяния ϑ быстрого нуклона:

$$E_M = 2Mc^2 \cdot \frac{\beta^2 \cdot \cos^2 \varphi}{\left(1 + \frac{M}{m}\sqrt{1-\beta^2}\right)^2 - \beta^2 \cos^2 \varphi}.$$

Вероятность того, что при соударении нуклона (m) с группировкой (M) последняя получит энергию E_M, целиком определяется дифференциальным сечением рассеяния

$$w(E_M) \cdot dE_M = \sigma(\vartheta) \cdot d\vartheta.$$

При упругом рассеянии нуклонов большой энергии на легких ядрах (типа рассматриваемых многозарядных частиц) дифференциальное сечение рассеяния хорошо описывается теорией дифракционного рассеяния [85].

Известно, что сечение упругого рассеяния очень сильно уменьшается с увеличением угла рассеяния. Полное сечение упругого рассеяния почти целиком определяется углами $\vartheta \leqslant \lambda\!\!\!^{-}/R$ ($\lambda\!\!\!^{-}$—длина дебройлевской волны для частицы, R—радиус ядра). Так как для любой энергии падающих нуклонов существует некоторое минимальное значение угла рассеяния $\vartheta_{\min}$, при котором рассматриваемая группировка нуклонов получает еще достаточную энергию для выхода из ядра $E_M = K_{\text{кул}} + E_{\text{связи}}$, то ясно, что вероятность образования многозарядных частиц, способных покидать ядро, будет максимальной именно при данном угле рассеяния $\vartheta_{\min}$ и будет быстро уменьшаться с увеличением угла ϑ, т. е. с увеличением энергии, сообщаемой ядру отдачи при соударении. Существование нижней границы в энергии многозарядных частиц, способных покинуть ядро, приводит к выводу о том, что существует некоторая минимальная энергия каскадных нуклонов, ниже которой они уже не способны выбивать из ядра осколки. При упругом рассеянии энергия нуклона E_m и энергия ядра отдачи E_M связаны соотношением

$$E_m = E_M \cdot \frac{(m+M)^2}{4 \cdot m \cdot M} \cdot \frac{1}{\cos^2 \varphi}.$$

Для значений $\varphi = 0$, $M = 10\ m$, $E_M = 40$ *Мэв* получим $E_m^{\min} = 121$ *Мэв*.

Поскольку максимальная вероятность образования ядра отдачи с $E = 40$ *Мэв* соответствует некоторому минимальному углу рассеяния $\vartheta_{\min}$ или некоторому максимальному углу отдачи $\varphi_{\max}$, то для $\varphi_{\max}$ энергия $E_m^{\min}$ будет еще больше.

Таким образом, ответственными за выбивание многозарядных осколков будут лишь самые быстрые каскадные нуклоны. Угловое и энергетическое распределение таких нуклонов известно из расчетов ядерно-каскадного процесса по методу Монте-Карло [9]. Можно показать, что для рассматриваемых энергий каскадных нуклонов углы $\varphi_{\max} \leqslant 40°$, а $\vartheta_{\min} \geqslant 90°$. Следовательно, для оценки вероятности образования многозарядных частиц в ядерно-каскадном процессе необходимо знание дифференциального сечения упругого рассеяния для углов $\vartheta > 90°$. К сожалению, экспериментальных данных по рассеянию частиц большой энергии на легких ядрах (типа рассматриваемых фрагментов) на такие углы в настоящее время нет. Поэтому приходится ограничиться лишь качественными соображениями. При предположении, что быстрые нуклоны в ядре претерпевают рассеяние только на группировках нуклонов и не рассеиваются на отдельных нуклонах, что дает максимальную оценку, сечение образования многозарядных частиц можно было бы найти по формуле

$$\sigma_{\text{фр}} = N_M \cdot N_m \cdot w \cdot \sigma_{\text{упр}}\ (\vartheta > 90°),$$

где N_M—число возможных группировок нуклонов в ядре, w—вероятность их существования, N_m—число быстрых каскадных нуклонов, способных производить выбивание осколков, $\sigma_{\text{упр}}$—сечение упругого рассеяния быстрых нуклонов на углы $\vartheta > 90°$.

В работе [53] показано, что даже при всех экстремальных предположениях $\sigma_{\text{фр}}$ получается меньше того, которое наблюдается на опыте. Кроме того, при образовании многозарядных частиц в процессе развития ядерного каскада угловое распределение должно быть гораздо более анизотропным, чем оно наблюдается на опыте.

Помимо этих ожидаемых противоречий с предположением о появлении наблюдаемых многозарядных частиц в ядерном каскаде, имеются некоторые опытные факты, которые трудно понять с такой точки зрения. К ним относятся: 1) наличие среди многозарядных частиц, испускаемых при расщеплении ядра, частиц с энергией меньше энергии кулоновского

барьера, 2) множественность образования многозарядных частиц в расщеплениях, 3) преимущественное образование многозарядных частиц в расщеплениях с большим числом «испарительных» α-частиц и протонов. Действительно, при ядерно-каскадном процессе, развивающемся при $T=0$, никакого снижения кулоновского барьера не происходит, и энергия фрагментов при испускании будет определяться кулоновским барьером исходного ядра, тем более, что выбивание фрагментов может иметь место лишь в самом начале развития ядерного каскада, пока энергия каскадных частиц еще достаточно велика. В связи с последним можно сделать вывод, что испускание многозарядных частиц, если они образуются в ядерно-каскадном процессе, не должно быть связано с энергией возбуждения остаточного ядра, т. е. с числом испарительных α-частиц и протонов.

Образование фрагментов в результате квазиупругих столкновений быстрых нуклонов с группировками нуклонов внутри ядра трудно согласовать, кроме того, с наблюдаемой корреляцией между энергией фрагментов и углами их вылета [66,53,86], а также с непосредственными измерениями сечения рассеяния быстрых протонов на ядрах углерода под углами, близкими к 180° [87].

Однако, несмотря на вышесказанное, мы не можем полностью отвергнуть рассматриваемый механизм образования фрагментов. В настоящее время можно считать надежно установленным, что помимо нуклон-нуклонных столкновений частица большой энергии при попадании в ядро испытывает иногда столкновение с небольшими группировками типа H^2, H^3, He^3, He^4. Это следует из опытов по изучению особенностей рассеяния быстрых протонов на ядрах [7,88,89,90,95], из опытов по изучению образования π-мезонов при взаимодействии быстрых протонов с ядрами [91,92], из непосредственных наблюдений быстрых дейтронов при бомбардировке ядер протонами большой энергии [93,94] и из опытов по изучению спектров α-частиц при расщеплении ядер [69,96,98,99]. Подобные заключения о взаимодействии быстрой бомбардирующей частицы с группировками нуклонов в ядре, импульсы которых скоррелированы, делаются и при изучении ядер отдачи Na^{24} при расщеплении ядер Al, Si, и P, вызываемых протонами большой энергии [97].

Имеется в принципе и другая возможность образования быстрых многозарядных частиц в процессе развития ядерного каскада. Это — явление, аналогичное процессу захвата (pick-up), но более сложное чем в случае захвата нейтроном протона. Однако, как указывается в работе [53], экспериментальные данные о явлениях образования многозарядных частиц не подтверждают такого предположения.

В. Испарение частиц из возбужденного ядра. В ряде экспериментальных работ [27,73,72,100] имеются указания на то, что испускание многозарядных частиц может быть объяснено теориями испарения частиц из сильно возбужденных ядер. При этом в пользу испарительной природы многозарядных частиц приводятся данные о вероятности испускания многозарядных частиц по сравнению с вероятностью испускания протонов [12,27,73,74] и зависимости вероятности от энергии возбуждения ядер [73,100], данные по энергетическим спектрам многозарядных частиц [55,72] и по их угловому распределению [72]. Однако такое совпадение, как было показано в работе [53], существует только для осколков с небольшими зарядами ($Z=3$ и 4) и притом в основном для относительной вероятности испускания осколков Li и Be по отношению к протонам. Что же касается других характеристик их образования, то здесь совпадение хуже. Так, например, анизотропия углового распределения значительно больше той, которую можно было бы ожидать по теории испарения,

энергетический спектр имеет длинный хвост в сторону высоких энергий осколков и т. д.

Наиболее тщательные сравнения вероятности испускания фрагментов с предсказаниями теории испарения сделаны к настоящему времени для фрагментов Li^8 и Be^7. На рис. 16 приведены экспериментальная и теоретическая зависимости выхода Li^8 на одно расщепление от средней энергии возбуждения ядра (для ядер Ag, Br) из работы Гольдсака и др.[72]. Здесь использованы также экспериментальные данные Райта[24] и Мунира[71].

Как видно из рисунка, в общем согласие эксперимента с расчетами Ле-Кутера довольно плохое, однако существующая разница может, в какой-то мере, проистекать как от неточности теории, так и от неточности оценки энергии возбуждения в эксперименте.

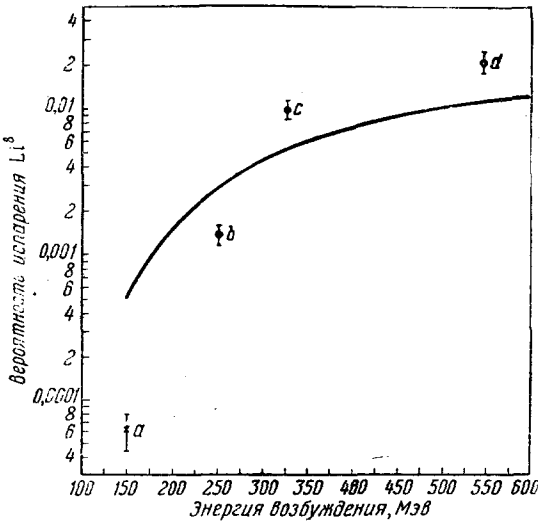

Рис. 16. Зависимость сечения образования Li^8 от энергии возбуждения ядра:
a)—данные Райта[27], b)—данные Мунира[71], c) и d)—данные Гольдсака и др.[72]. Сплошная линия—расчет по теории испарения.

Гораздо лучшее согласие расчетных и экспериментальных данных найдено для образования фрагментов Be^7. В работе Худиса и Миллера[100] испарение Be^7 из ядер Cu, Ag и Au было подсчитано с помощью электронно - вычислительной машины с учетом распределения остаточных ядер после ядерного каскада по A, Z и $E_{возб}$. Для всех трех ядер Cu, Ag и Au найдено хорошее совпадение расчетной зависимости сечения образования от энергии падающих протонов с экспериментальными данными Бакер, Фридлендера и Худиса[50].

Что же касается энергетического спектра образуемых фрагментов, то сравнение наблюдаемых спектров с расчетными в большинстве случаев не дает хорошего согласия. Как было показано Катковым[75] (см. рис. 13), более или менее удовлетворительное согласие экспериментальных данных по образованию фрагментов Li^8 с расчетными может быть получено лишь для случая расщеплений ядер серебра (причем только для фрагментов с $E<40$ *Мэв*). Это подтверждается и данными, полученными при изучении расщеплений ядер Ag, Br в ядерной эмульсии[55,72]. Вычисленный по формуле испарения спектр Li^8 из золота значительно у́же, чем экспериментальный и дает слишком малое число высокоэнергичных фрагментов Li^8. Вычисленная форма спектра Li^8 из меди находится в хорошем согласии с наблюдениями, но положение его на энергетической шкале ниже примерно на 10 *Мэв*.

Таким образом, судя по энергетическим спектрам Li^8, испарительный механизм не может одинаково хорошо описать эмиссию фрагментов из разных ядер.

Для многозарядных частиц с $Z \geqslant 5$ совпадения с теорией испарения нет даже по относительной вероятности их испускания из ядра. Относительная вероятность их наблюдения по отношению к протонам оказывается значительно больше, чем по теории испарения[53,58].

Имеются, кроме того, прямые опытные данные, которые трудно понять с точки зрения появления фрагментов в процессе испарения. Это, во-первых, довольно значительная множественность процесса образования многозарядных частиц и, затем, рост сечения образования многозарядных частиц с увеличением атомного номера ядра мишени. Непонятна с точки зрения испарения и большая угловая анизотропия многозарядных частиц.

С. Процесс асимметричного деления ядра. Хорошо известно из радиохимических исследований продуктов расщеплений ядер быстрыми частицами, а также из прямых измерений [102,103], что отношение сечения реакции деления к сечению неупругого взаимодействия монотонно увеличивается с ростом энергии бомбардирующих частиц. Вместе с тем имеются опытные данные о появлении все более и более асимметричных форм с увеличением энергии возбуждения ядра [104,105]. Эти факты служат основанием для сделанных в некоторых работах предположений о длительном характере процесса, приводящего к появлению в расщеплениях многозарядных частиц [31,38,45,107]. Кроме того, такое предположение делалось просто и потому, что испускание ядром с $A \simeq 100$ фрагментов с $A \simeq 20$ казалось разумнее всего интерпретировать как деление ядра [32-35,108].

Имеются и теоретические предпосылки для подобной точки зрения. Как было показано Фужимото и Ямагучи [108], при сильном возбуждении ядра вследствие уменьшенной «вязкости» ядерного вещества энергия скорее сконцентрируется в поверхностных и объемных колебаниях, чем пойдет на нагревание ядра как целого. В этом случае деление может стать весьма вероятным процессом. При температуре ядра порядка энергии связи нуклона ширина для деления благодаря уменьшению поверхностного натяжения становится сравнимой с нейтронной шириной, причем данный вывод справедлив как для симметричного, так и для асимметричного деления.

Отсутствие более или менее строгой теории делительных процессов не позволяет проанализировать процесс образования многозарядных частиц с точки зрения сильно асимметричного деления ядра. Можно указать лишь на следующие основные особенности процесса деления ядра, которые противоречат известным фактам при образовании расщепления с многозарядной частицей. Известные к настоящему времени опытные факты указывают, что:

1) При делении ядра кинетическая энергия осколков определяется их кулоновским взаимодействием. При испускании многозарядных частиц в значительном проценте случаев кинетическая энергия фрагментов больше энергии кулоновского расталкивания.

2) Для процесса деления характерно падение выхода с увеличением степени асимметрии деления ядра. При испускании многозарядных частиц, наоборот,—увеличение их выхода с уменьшением массы фрагмента.

3) Деление ядра есть процесс, требующий промежутка времени много большего, чем ядерное время [109,110]. Процесс испускания многозарядных частиц, можно думать, есть процесс, протекающий за ядерное время [53].

4) Образование больше чем двух осколков при делении ядра является весьма редким событием. Множественность образования многозарядных частиц, являющаяся существенной стороной рассматриваемого процесса, есть довольно частое событие.

5) Осколки, образующиеся при делении, имеют в большинстве случаев то же отношение n/p, что и делящееся ядро. Многозарядные частицы, испускаемые при расщеплении ядер, являются в большинстве

стабильными изотопами, а остаточные ядра при этом получаются первоначально нейтроно-избыточными.

6) При делении ядра угловое распределение осколков если и имеет анизотропию относительно направления падающей частицы, то значительно менее резко выраженную, чем распределение многозарядных частиц, которые, как известно, испускаются преимущественно в переднюю полусферу.

7) Сечение реакции деления ядер сравнительно медленно увеличивается с ростом энергии падающих частиц и резко возрастает с ростом A мишени (примерно в 10^3 раз от Но к U). Сечение процесса образования многозарядных частиц резко увеличивается с энергией падающих частиц (см. рис. 2 и 3) и сравнительно медленно растет с ростом A мишени (лишь в несколько раз в той же области массовых чисел).

) При делении, в основном, происходит образование возбужденных осколков. Многозарядные частицы, образующиеся в ядерных расщеплениях, не имеют, как правило, энергии возбуждения.

D. Гипотезы о механизме фрагментации. Проведенное выше обсуждение известных процессов образования продуктов ядерного расщепления приводит к выводу, что ни один из разобранных процессов не может объяснить всю совокупность экспериментальных данных. То же самое следует сказать и относительно любой комбинации процессов выбивания, испарения и деления, хотя существует много сторонников подобной точки зрения [38,41,71,72,79]. Став на эту точку зрения, мы не сможем объяснить такие стороны фрагментации, как, например, множественность и относительно высокое сечение процесса образования многозарядных частиц.

Известные трудности в интерпретации явления образования многозарядных частиц в ядерных расщеплениях заставляли экспериментаторов и теоретиков в разное время высказывать различные гипотезы. Так, еще в 1949 г. Телегди [52] для объяснения большой вероятности испускания многозарядных частиц предположил наличие большого углового момента у возбужденного ядра. Испускание ядром тяжелых частиц будет благоприятствовать снятию большого углового момента, получаемого ядром при соударении с быстрой частицей, так как угловой момент, уносимый фрагментом (орбитальный момент+собственный спин), обычно будет значительно больше, чем угловой момент, уносимый нуклонами. Телегди отмечает, что в таком процессе может получить объяснение большая угловая анизотропия испускаемых фрагментов. К сожалению, гипотеза Телегди не получила никакого развития в последующие годы. В частности, не ясно, как можно в такой модели объяснить существование анизотропии в угловом распределении фрагментов относительно направлений вперед и назад. При испарении частиц из ядра с большим угловым моментом должна возникать анизотропия только относительно направлений 0 и 90° к направлению движения падающей частицы. Однако не вызывает, по-видимому, сомнений само предположение, что угловой момент, полученный ядром, может влиять на ход процесса образования фрагментов. Известно, что с ростом передаваемой ядру при соударении энергии растет и угловой момент возбуждения ядра [111,113]. А, как было показано выше, с ростом передаваемой энергии возрастает сечение образования фрагментов. Таким образом, может существовать связь вероятности испускания фрагментов с величиной углового момента возбужденного ядра.

В гипотезе Телегди предполагается, что испускание осколков происходит в процессе обычного испарения, но при определенных начальных условиях (большой угловой момент возбужденного ядра). К гипотезам такого же типа, когда предполагается, что за образование многозарядных частиц ответственны уже известные процессы, но при определенных

условиях, можно отнести гипотезу «турбулентного эффекта» Гейзенберга [114], гипотезу многократного обмена мезонами [83], гипотезу флуктуаций ядерной материи [84], гипотезу асимметричного деления ядра с большим угловым моментом [115,116]. Первые две гипотезы не находят подтверждения на опыте. При «турбулентном эффекте», возникающем при множественном рождении мезонов вследствие попадания в ядро частицы, можно было бы ожидать корреляции между образованием фрагментов и мезонных ливней, чего нет на самом деле [52,69]. Гипотеза асимметричного деления ядра с большим угловым моментом, так же как и гипотеза Телегди, развития не получила.

Было выдвинуто также несколько гипотез, которые представляют собой известный отход от обычных представлений. Это, во-первых, гипотеза Перкинса [52] о дальнодействующих ядерных силах, выдвинутая им, чтобы объяснить взаимодействие быстрого нуклона с большой группой нуклонов. Данная гипотеза в свете имеющихся теперь представлений смыкается с точкой зрения коллективного взаимодействия нуклонов группы и падающего быстрого нуклона [94]. К гипотезам второй группы относится несколько гипотез, в которых процесс образования фрагментов рассматривается как особый процесс расщепления ядра наряду с выбиванием, испарением и делением [43,46,53].

Существует несколько точек зрения на отличительные особенности процесса фрагментации, как особого процесса расщепления ядра. Крюгер и Шугерман [46] существенной характеристикой процесса фрагментации считают стабильность образуемых фрагментов. Вольфганг, Бакер и др.[43] считают отличительной стороной этого нового процесса большую скорость протекания процесса. Образующиеся в быстром процессе фрагменты имеют отношение n/p, как у исходного ядра, и обладают достаточным возбуждением для испарения частиц. В работе Ложкина [53] фрагментация рассматривается как быстрый процесс, приводящий к образованию в основном стабильных изотопов легких ядер. В свете обсужденных выше особенностей явления образования многозарядных частиц в ядерных расщеплениях последние гипотезы кажутся плодотворными в том смысле, что пытаются в целом объяснить все явление, не выделяя из него на первых порах частей, обусловленных, возможно, другими процессами.

Рассмотрим подробнее предполагаемые механизмы процесса фрагментации. В американских работах причиной появления нового вида ядерного превращения, когда из ядра испускается фрагмент, считается мезонный механизм передачи энергий ядру, заключающийся в том, что в ядре поглощается π-мезон, образованный во время нуклон-нуклонных соударений в ядерном каскаде. Если же этого не происходит, то фрагмент в расщеплении появиться не может. Простая модель нуклон-нуклонных соударений приводит к слабому росту переданной энергии с ростом энергии падающей частицы. Однако при энергии частиц более 300 *Мэв* делается заметным образование π-мезонов и было предположено [42,117], что поглощение мезонов в родительском ядре становится важным средством больших передач энергии ядру. Этому способствует то обстоятельство, что наиболее вероятная энергия образуемых в таких соударениях π-мезонов [118] близка к энергии резонансного захвата π-мезона парой нуклонов [119] и соответствует максимуму упругого рассеяния π-мезон—нуклон [120]. Поэтому π-мезон, образовавшийся внутри ядра, имеет небольшую вероятность выхода наружу. Оценка, проведенная в работе [121], показывает, что при взаимодействии с ядром с $A=100$ протонов с энергией 1000 *Мэв* из ядра выходит наружу примерно $^1/_3$ всех образовавшихся π-мезонов. Как известно [122], сечение мезонообразования при нуклон-нуклонных соударениях очень быстро растет от порога до 1000 *Мэв*, а затем остается примерно постоянным. Увеличение передаваемой энергии в области энергии

падающих частиц больше 1000 *Мэв* может идти за счет многократного образования мезонов в одном ядре, а также за счет множественного рождения мезонов в одном соударении.

Мезонному механизму передачи энергии ядру, помимо большой величины передаваемой энергии, приписывается сильная локальность в нагревании ядра. В силу большого сечения рассеяния π-мезон — нуклон и большой вероятности захвата π-мезона его свободный пробег будет составлять примерно 0,1 радиуса ядра [43], что приведет к передаче его полной энергии нуклонам, находящимся в небольшой области ядра. В этих условиях, как предполагают Вольфганг и др. [43], образуются значительные местные нарушения в ядре, разрывается ряд нуклон-нуклонных связей и совместное влияние сил натяжения, кулоновского отталкивания и полученных при развитии каскада импульсов приводит к быстрому разрушению ядра. При этом существует большая вероятность откалывания от ядра фрагмента. В дальнейшем, для объяснения роста выхода фрагментов с ростом атомного номера мишени, теми же авторами [44] было сделано предположение о влиянии на процесс образования осколков делительной способности ядра (т. е. параметра Z^2/A). Однако здесь есть определенное противоречие с предполагаемой этими авторами быстротой и неравновесностью процесса. Параметр Z^2/A мог бы иметь значение только при предположении, что существует постоянное равновесие между объемной и поверхностной энергией ядра, т. е. при медленном протекании процесса.

В работе [53] дается несколько иная трактовка процесса фрагментации. Хотя механизм поглощения мезонов в родительском ядре хорошо объясняет большие передачи энергии ядру, однако нельзя установить прямую связь между образованием фрагмента при расщеплении ядра и поглощением мезона в данном ядре. Прямая связь существует между вероятностью образования фрагментов и величиной переданной ядру энергии, но способ, которым эта энергия передана ядру, по-видимому, не существен. Действительно, происходит ли поглощение π-мезона в родительском ядре или происходит полное «запутывание» падающего нуклона в ядре, в ядре образуется целый каскад быстрых нуклонов, общая энергия которых будет одинакова в обоих случаях. Что касается их пространственного распределения в ядре, то как в первом, так и во втором случаях возможны любые случайные комбинации. Расщепления с образованием многозарядных частиц могут происходить и тогда, когда мезонный механизм передачи энергии не имеет места, тем более что и при мезонном механизме передачи энергии можно ожидать и малые передачи энергии, когда π-мезон поглощается нуклонами вблизи поверхности ядра. Это подтверждается наличием фрагментов в расщеплениях с малым числом α-частиц и протонов, медленным изменением сечения образования многозарядных частиц в области малых энергий падающих протонов (отсутствует резкий спад сечения при пороге мезонообразования), отсутствием большой разницы в сечении образования фрагментов в расщеплениях, создаваемых быстрыми π-мезонами и протонами, фактом одновременного испускания в расщеплении и многозарядной частицы и π-мезона, что говорит о том, что образовавшийся π-мезон не поглотился в ядре.

В рассматриваемой работе процесс образования многозарядных частиц представляется как быстрый процесс разрушения ядра с одновременным образованием многозарядной частицы и нескольких более легких (n, p, α) частиц. Предполагается, что причиной такого характера разрушения ядра служат сильные искажения его формы, нарушение связей составляющих его нуклонов и их группировок, наступающие в результате особых условий развития ядерного каскада. Если в сравнительно небольшой части

ядра при особых условиях первичного взаимодействия быстрого нуклона с ядром за ядерное время (10^{-22} *сек*) появляется много быстрых нуклонов и, возможно, группировок нуклонов, то трудно представить, чтобы сохранились те связи между нуклонами, которые существуют в нормальном состоянии. Кроме того, вследствие сильного взаимодействия между нуклонами одновременно с развитием внутриядерного каскада в ядре будут происходить местные объемные и поверхностные искажения ядра, которые могут усугубляться действием сил поверхностного натяжения и кулоновского отталкивания. В этом случае имеется большая вероятность отрыва от ядра отдельных нуклонов и группировок нуклонов при удачном направлении их импульсов. Такой процесс должен быть быстрым (порядка ядерного времени), так как в последующие моменты времени уже не будет нужной деформации ядра. Чем больше выделение энергии в процессе развития ядерного каскада, тем больше степень нарушения целостности ядра и, вполне естественно, можно ожидать увеличения выхода фрагментов. С точки зрения такого быстрого расщепления ядра можно качественно объяснить многие особенности наблюдаемых расщеплений с фрагментами.

Однако и предполагаемые механизмы процесса фрагментации вынуждают делать специальные допущения, чтобы понять некоторые особенности испускания фрагментов из ядер. Основная трудность—в объяснении факта существования фрагментов с энергией, значительно бо́льшей энергии кулоновского отталкивания. Чтобы объяснить испускание подобных многозарядных частиц, необходимо предположить, что и внутри ядра они обладали энергией и импульсом того же порядка величины, которые могут складываться из энергии и импульса, получаемых группировкой нуклонов во время развития ядерного каскада, и энергии и импульса собственного движения группировок нуклонов в ядре. Последнее необходимо предположить для объяснения фрагментов с $E > E_{кул}$ в задней полусфере по отношению к падающей частице. Другая трудность—в объяснении природы многозарядных частиц. При быстром процессе разрушения ядра трудно предполагать какую-либо перестройку в ядре. Поэтому для объяснения стабильности наблюдаемых фрагментов необходимо либо предполагать существование в ядре группировок нуклонов с определенными свойствами, либо предположить отщепление фрагментов с поверхности ядра, обладающей равным числом нейтронов и протонов.

Трудность интерпретации экспериментальных данных, относящихся к испусканию многозарядных частиц при расщеплении ядер, связана с неполнотой самих экспериментальных данных и явной неудовлетворительностью существующих представлений о структуре ядер и характере взаимодействия быстрых частиц с ядрами. Но уже сейчас представляются заслуживающими внимания заключения о существовании некоторого быстрого процесса разрушения ядра, отличающегося по своей природе от известных процессов деления, испарения и выбивания, и о связи процесса образования многозарядных частиц со структурой ядра.

II. ДЕЛЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ

§ 1. Сечение деления

Одним из наиболее существенных параметров, характеризующих процесс деления, является сечение деления σ_f. Данный параметр деления к настоящему времени в достаточной степени изучен рядом авторов для различных ядер и различных энергий частиц, вызывающих деление [1-51].

Сечение деления наиболее тяжелых ядер, таких, как U и Th (т. е. тех ядер, у которых уже в исходном состоянии критическое значение

барьера для деления U_f примерно равно энергии связи нейтрона ε_n), быстро возрастает сразу же после порога и при энергиях возбуждения, превышающих порог для деления всего на несколько *Мэв*, достигает величины порядка десятых долей барна (10^{-24} *см*^{2}). При дальнейшем возрастании энергии возбуждения сечение деления меняется довольно слабо. Типичная кривая, характеризующая ход сечения деления урана на быстрых дейтонах [24], представлена на рис. 17. Из приведенного рисунка видно, что при энергии дейтонов, превышающей 40 *Мэв*, сечение деления урана остается практически постоянным и составляет примерно 1,3—1,4 барна. Аналогичные кривые были получены рядом авторов при изучении функции возбуждения деления урана на быстрых частицах другой природы [24,32,33,34].

При анализе делительных событий более легких ядер (у которых $U_f > \varepsilon_n$) функция возбуждения деления имеет несколько отличный вид. Во-первых, быстрый рост сечения деления начинается не сразу после номинального порога для деления, а при значительно больших энергиях возбуждения. Во-вторых, в широком интервале

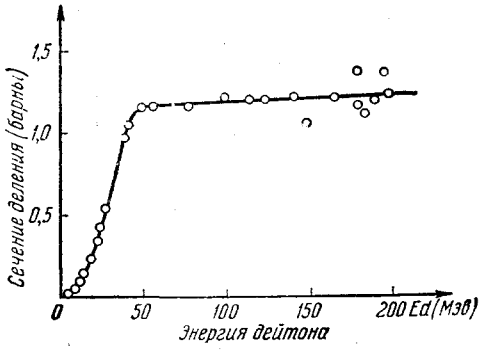

Рис. 17. Ход сечения деления ядер урана в зависимости от энергии дейтонов.

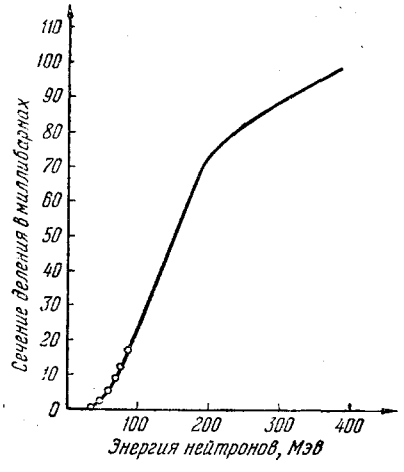

Рис. 18. Ход сечения деления ядер висмута в зависимости от энергии нейтронов.

энергий падающих частиц не наблюдается стремления сечения к насыщению с ростом энергии падающей частицы. Характерная для данной группы ядер функция возбуждения [23] деления висмута представлена на рис. 18. Кривые аналогичной формы получены при делении висмута протонами, дейтонами и α-частицами [25,27].

Таблица IV

Сечение деления тяжелых ядер протонами с энергией 450 *Мэв* [20], 10^{-24} *см*^{2}

Ядро	U^{238}	Th	Bi	Au	Re	W	Ta	Ho	Ag^{35}
Сечение	1,35	0,67	0,21	0,031	0,019	0,004	0,005	0,002	0,0003

Если рассматривать ход сечения деления различных ядер при равных энергиях возбуждения, то, как показывают многочисленные опыты, сечение деления резко уменьшается с уменьшением заряда делящегося ядра. В таблице IV приведены сечения деления различных ядер при облучении их протонами с энергией 450 *Мэв* [20].

Аналогичные зависимости, указывающие на уменьшение сечения деления с уменьшением заряда делящегося ядра, наблюдаются и при делении различных ядер частицами другой природы [23].

В таблице V приведены сечения деления тяжелых ядер нейтронами различной энергии.

Таблица V

Сечение деления тяжелых ядер нейтронами различной энергии, 10^{-24} *см*²

E_n *Мэв*	U	Th	Bi	Pb	Tl	Au	Pt	Re	W
84	1,4	1	0,019	0,0055	0,0032	0,002	0,00095	—	—
120	1,14	1	0,036	0,02	0,01	0,01	—	0,0017	0,0011
380	1,03	0,9	0,074	0,033	0,019	0,02	0,012	—	0,0038

Рядом авторов делались попытки дать аналитическое выражение для определения сечения деления различных ядер. Так, например, Шугерман [26] дает следующую зависимость для определения сечения деления различных ядер протонами с энергией $E_p = 450$ *Мэв*:

$$\sigma_f = 0{,}07 e^{0{,}41(\varepsilon_n - U_f)},$$

где ε_n—энергия связи нейтрона, U_f—критическая энергия деления.

Данная зависимость вполне удовлетворительно описывает ход сечения деления различных ядер на протонах с энергией 450 *Мэв*. Однако если попытаться использовать данную зависимость для определения сечения деления при других энергиях падающих частиц, то она уже не в состоянии дать правильных результатов.

С точки зрения эмиссионной гипотезы деления такое изменение хода сечения деления в зависимости от заряда делящегося ядра качественно вполне понятно. Чем более легкое ядро испытывает деление по эмиссионному механизму, тем большее число нейтронов N_n ему нужно испустить, чтобы снизить свой барьер до величины энергии связи нейтрона в остаточном ядре. Однако для испускания большого количества нейтронов требуется большая энергия возбуждения, а с ростом энергии возбуждения растет относительная вероятность эмиссии заряженной частицы по отношению к эмиссии нейтрона, вследствие чего вероятность эмиссии одних только нейтронов начинает падать и в результате падает и сечение деления с уменьшением заряда делящегося ядра.

Кроме того, быстрый рост сечения деления ядер с зарядом $Z = 83 \div 74$ от энергии бомбардирующих частиц также наводит на мысль об эмиссионном характере деления указанных ядер [23]. Действительно, верхние пределы сечения деления ядер, расположенных от Bi до W на нейтронах с энергией 14 *Мэв*, крайне малы и составляют величины порядка 10^{-29} *см*². С другой стороны, из статистической модели следует, что с ростом энергии возбуждения (для энергий, значительно превышающих критическое значение энергии для деления) нейтронная ширина и ширина для деления возрастают примерно одинаково. Однако уже при энергии нейтронов $E_{n_0} = 84$ *Мэв* сечение деления висмута возрастает более чем на три порядка. В случае высокотемпературного деления такого быстрого роста сечения деления не должно было бы быть. Поэтому естественно предположить, то при больших энергиях возбуждения сечение деления определяется делительной шириной для уровней не исходного ядра, а ядра, образовавшегося после эмиссии значительного числа нейтронов.

§ 2. Угловые распределения осколков деления

Имеющиеся в настоящее время данные по угловому распределению осколков при делении тяжелых ядер [52–69] показывают, что существует некая анизотропия в распределении осколков относительно направления пучка частиц, вызывающих деление. Характер указанной анизотропии существенно зависит от природы взаимодействующих с ядром частиц. Еще в 1953 г. В. И. Остроумовым [52] было показано, что при делении ядер урана протонами с энергией $E_p = 460$ *Мэв* наблюдается заметная анизотропия в угловом распределении осколков. Отношение числа осколков, расположенных по направлению пучка и перпендикулярно к нему, существенно меньше единицы.

Несколько позднее в литературе появились сообщения об исследованиях углового распределения околков при делении тяжелых ядер нейтронами с энергией до 20 *Мэв* [54,56,67,68], протонами с энергией 22 *Мэв* [53,69], дейтонами с энергией до 22 *Мэв* и α-частицами с энергией до 45 *Мэв* [55]. В работе [53] указывается, что при делении ядер тория протонами с энергией 22 *Мэв* угловое распределение осколков деления удовлетворительно описывается формулой вида $J(\varphi) = a + b\cos^2\varphi$, причем отношение b/a растет с увеличением отношения масс осколков при делении. В работе [56] исследовалась зависимость углового распределения осколков деления от энергии падающей частицы. Для деления нейтронами с энергией 10^{-7}; 2,5; 4,6; 7,5; 14,3 и 20,4 *Мэв* отношение выходов осколков под углом 0 и 90° соответственно равно 0,99; 1,02; 1,13; 1,36; 1,27; 1,11. Таким образом, с ростом энергии нейтронов в этой области энергий анизотропия сначала растет, а затем уменьшается, но для всех энергий в данном интервале угловое распределение описывается формулой

$$J(\varphi) = (1 + a\cos^2\varphi + b\cos^4\varphi).$$

Изучая угловое распределение осколков деления урана при больших энергиях возбуждения (область энергий возбуждения больше 60 *Мэв*), авторы работы [61] пришли к заключению, что с ростом энергии возбуждения угловое распределение изменяется очень слабо, и если его попытаться описывать функцией от синуса угла φ, то эта функция должна содержать по крайней мере четвертую степень $\sin\varphi$. В общем виде угловое распределение достаточно удовлетворительно описывается зависимостью вида

$$J(\varphi) = 1 + 0{,}29\sin^4\varphi.$$

Если характеризовать анизотропию отношением числа делений в интервале 60—90° к числу делений в интервале 0—30°, то для средней энергии возбуждения делящихся ядер 60, 150 и 320 *Мэв* анизотропия углового распределения равна соответственно $1{,}13 \pm 0{,}1$; $1{,}31 \pm 0{,}15$ и $1{,}35 \pm 0{,}16$.

Теория углового распределения осколков деления к настоящему времени развита еще очень слабо. Имеется несколько теоретических работ, посвященных угловому распределению осколков при делении на γ-квантах и относительно медленных нуклонах. Так, например, в работе Струтинского [57] на основе законов сохранения моментов количества движения показано, что в том частном случае, когда спины осколков равны нулю, угловое распределение при фотоделении имеет максимум под углом 90°, а при делении нейтронами—под углом 0°.

Более полная картина углового распределения осколков деления дана Бором [99] на основе обобщенной модели ядра.

Рассмотрим, например, деление четно-четных ядер на быстрых нейтронах. Образующееся в результате захвата нейтрона компаунд-ядро

имеет различные значения спина J, который определяется как сумма спина ядра, спина нейтрона и углового момента нейтрона

$$\bar{J} = \bar{I}_{я} + \bar{I}_{n_0} + \bar{l}.$$

Если выбрать ось квантования вдоль направления первичного пучка, тогда проекция момента количества движения компаунд-ядра на данную ось J_z может принять только два значения $J_z = \pm \frac{1}{2}$ (поскольку $\bar{J} = \bar{I}_{и} + \bar{I}_{n_0} + \bar{l}$, а $I_{н} = 0$; $I_{n_0} = \frac{1}{2}$, $l \perp z$). Если спин ядра J значительно превышает $^1/_2$ (случай захвата нейтронов с большим l), то из неравенства $J \gg J_z$ следует, что спин компаунд-ядра будет ориентирован преимущественно перпендикулярно к оси пучка нейтронов.

С другой стороны, при энергии нейтронов, превышающей порог деления на несколько *Мэв*, ядра могут проходить через множество различных состояний в седловой точке, однако со значительной вероятностью малых значений K (K—проекция J на аксиальную ось симметрии ядра). Таким образом, аксиальная ось симметрии также в основном перпендикулярна моменту количества движения. Поскольку преимущественное направление для разлета осколков должно совпадать с осью ядерной симметрии [59], а расположение последней, как было показано выше, совпадает с направлением первичного пучка нейтронов, разлет осколков в данном случае должен происходить преимущественно вдоль пучка.

При дальнейшем росте энергии падающего нуклона степень ориентации J в момент деления значительно снижается, как по причине значительного вклада прямых взаимодействий, так и по причине снятия части спина нейтронами, испаряющимися до деления. Следовательно, значение коэффициента, характеризующего угловую анизотропию, должно пройти через максимум и затем асимптотически приближаться к нулю.

Однако ряд опытов по изучению угловой анизотропии осколков деления урана на сверхбыстрых частицах дает заметную анизотропию обратного направления[61,62] $N_{90}/N_0 > 1$—так называемую «отрицательную» анизотропию. Если придерживаться вышеизложенной концепции, то это означает, что в данной области энергий падающих нуклонов ($E_p > 100$ *Мэв*) результирующий спин ядра в момент деления ориентирован преимущественно по направлению первичного пучка, хотя из общих соображений следует, что при столь больших энергиях падающих частиц спин компаунд-ядра в основном должен определяться угловым моментом падающей частицы относительно центра ядра, т. е. результирующий спин должен быть ориентирован перпендикулярно к направлению падающего нуклона.

Совсем недавно Халперн [66] предложил качественную модель для объяснения «отрицательной» анизотропии при делении урана сверхбыстрыми частицами. Суть данной модели сводится к следующему. В той области энергий падающих нуклонов, когда ядра начинают проявлять свойства прозрачности ($E > 100$ *Мэв*), среди прочих нуклон-нуклонных взаимодействий имеются и такие, в результате которых один из соударяющихся нуклонов имеет энергию, близкую к энергии первичного нуклона, и, двигаясь по направлению, близкому к направлению первичного пучка, покидает ядро без дальнейших соударений с нуклонами ядра. Второй нуклон, имея малую скорость, движется в перпендикулярной плоскости и имеет значительную вероятность застрять в ядре. По мнению Хальперна, именно такие взаимодействия и ответственны за создание эффекта «отрицательной» анизотропии. Действительно, если рассматривать данную группу взаимодействий, то ожидаемая картина должна быть аналогична той, которую следовало бы ожидать при облучении урана нуклонами со значи-

тельно меньшей энергией, направление движения которых находится в плоскости, перпендикулярной к направлению первичного пучка быстрых частиц.

Данная модель вполне успешно объясняет вид анизотропии при делении ядра урана на сверхбыстрых частицах, дает возможность логически обосновать изменение знака угловой анизотропии с ростом энергии падающих частиц (изменение знака анизотропии должно проявиться в той области энергии, при которой начинает сказываться эффект прозрачности ядер) и даже дает возможность сделать некоторые количественные прикидки относительно коэффициента анизотропии.

Наиболее слабой стороной данной модели, по нашему мнению, является то обстоятельство, что весь эффект «отрицательной» анизотропии обусловлен слабо возбужденными ядрами (быстрый нуклон покидает ядро, а медленный с перпендикулярным импульсом тратит свою энергию на возбуждение делящегося ядра), в то время как имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные указывают на то, что коэффициент «отрицательной» анизотропии возрастает с ростом энергии возбуждения делящегося ядра [61].

Резюмируя все вышеизложенное по данному вопросу, следует сказать, что к настоящему времени затруднительно дать надежное объяснение как самому виду углового распределения при очень больших энергиях возбуждения, так и его зависимости от энергии возбуждения.

§ 3. Спектры масс при делении

Многочисленные экспериментальные данные по делению урана тепловыми нейтронами указывают на своеобразное распределение одиночных осколков по массам и скоростям. Во всех случаях спектр одиночных осколков деления описывается двугорбой кривой распределения. Уже сама форма кривой распределения показывает, что деление U^{235} тепловыми нейтронами имеет асимметричный характер.

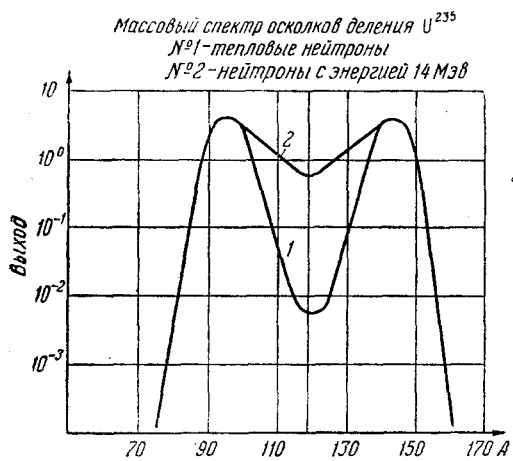

Рис. 19. Массовый спектр осколков деления урана на тепловых нейтронах и на нейтронах с энергией 14 *Мэв* (кривая 2).

По мере увеличения энергии частиц, вызывающих деление, впадина между горбами постепенно заполняется [70,72]. Примером переходного спектра от случая деления на медленных нейтронах к случаю деления на быстрых частицах является массовый спектр при делении U^{235} на нейтронах с энергией E_{n_0} 14 *Мэв* (рис. 19).

Аналогичная картина «вырождения» двугорбого спектра наблюдается при изучении энергетического спектра одиночных осколков деления. В таблице VI приведены некоторые сводные результаты из ряда работ, характеризующие постепенное заполнение впадины между горбами по мере увеличения энергии падающей частицы. Из приведенных в таблице VI значений видно, что при энергии нейтрона $E_{n_0}=90$ *Мэв* энергетические распределения осколков представляются кривыми с одним максимумом [71].

Таблица VI

Характеристики энергетического спектра осколков деления

Тип делящегося ядра и энергия частицы, вызывающей деления	Положение максимума, *Мэв*		Отношение минимума к максимуму в области больших энергий, %
	В области больших энергий	В области малых энергий	
U^{235}+тепловые n_0' (Фаулер)[70]	93	61,8	21
(Фридлянд)[72]	93	60,1	23
U^{235}+нейтроны с энергией 2,5 *Мэв* (Фридлянд)[72]	91	59	36
U^{235}+нейтроны с энергией 14 *Мэв* (Фридлянд)[72]	91	59	57
Th+нейтроны с энергией 45 *Мэв* (Юнгерман)[71]	104	73	83
U^{238}+нейтроны с энергией 45 *Мэв* (Юнгерман)[71]	89	68	84
$U^{235}+E_n$ (90 *Мэв*) $U^{238}+E_n$ (90 *Мэв*) $Th^{232}+E_n$ (90 *Мэв*) $Bi^{209}+E_n$ (90 *Мэв*) (Юнгерман)[71]	80 83 83 75		Энергетический спектр одиночных осколков имеет один максимум

При дальнейшем увеличении энергии падающей частицы форма кривой меняется незначительно, оставаясь кривой с одним максимумом, расположение которого несколько смещается в зависимости от энергии частицы, вызывающей деление.

На рис. 20 приведены массовые спектры продуктов деления[24] урана при облучении его дейтонами с энергией 20, 50, 100 и 190 *Мэв*. Из рассмотрения формы кривых на данном рисунке отчетливо видно, что с ростом энергии падающей частицы впадина между горбами постепенно заполняется и при энергии дейтона порядка 100 *Мэв* кривая имеет форму с одним максимумом. Аналогичные картины вырождения двугорбой кривой были получены и при облучении другими заряженными частицами[24], а также нейтронами[33] и γ-квантами[34]. При дальнейшем увеличении энергии падающих частиц форма массовой кривой остается аналогичной, только с той разницей, что кривая начинает расширяться[24,11].

Если заполнение впадины между горбами свидетельствует о том обстоятельстве, что с ростом энергии падающих частиц увеличивается вклад симметричных по массам делений, то расширение массовой кривой в области очень больших энергий возбуждения наводит на мысль, что в данной области энергии возбуждения начинает расти вклад асимметричной формы деления. Подтверждением данной точки зрения служат работы по определению асимметрии деления в зависимости от энергии возбуждения делящихся ядер[73]. На рис. 21 приведено распределение одиночных осколков

деления урана по пробегам в эмульсии в зависимости от энергии возбуждения делящегося ядра—наполненные ураном ядерные эмульсии облучались протонами с энергией 660 *Мэв*. Все делительные события разбивались на группы по числу заряженных частиц, связанных с точкой деления. Для каждой такой группы определялась средняя начальная энергия возбуждения по углу между осколками [16]. Приведенные на рисунке кривые соответствуют начальной энергии возбуждения 60, 240

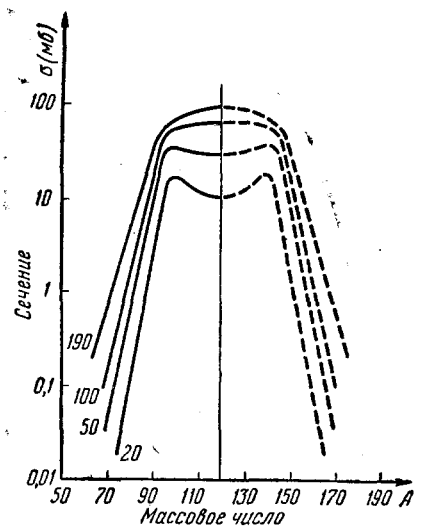

Рис. 20. Массовые спектры осколков деления урана при облучении его дейтонами с энергией: 20, 50, 100 и 190 *Мэв*.

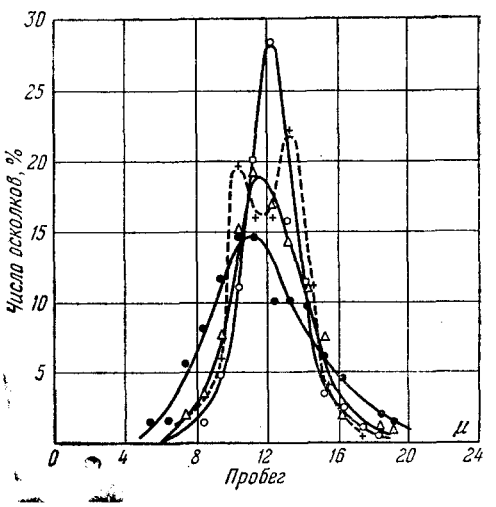

Рис. 21. Распределение по пробегам одиночных осколков деления урана при различных начальных энергиях возбуждения (энергия падающего протона $E_p = 660$ *Мэв* = const):

+—деление U^{235} на тепловых нейтронах; —○—○—○—деление урана при энергии возбуждения $E_{возб} = 60$ *Мэв*; —△—△—△—деление урана при $E_{возб} = 240$ *Мэв*; —●—●—●—деление урана при $E_{возб} = 540$ *Мэв*.

и 540 *Мэв*. Для сравнения приведено распределение одиночных осколков по пробегам для данного сорта эмульсии при делении урана медленными нейтронами.

Из кривых рис. 21 можно прийти к следующим выводам:

1. Наиболее вероятный пробег осколков при делении уменьшается с увеличением энергии возбуждения, что связано, по-видимому, с уменьшением кинетической энергии осколков из-за уменьшения заряда делящегося ядра (с ростом энергии возбуждения увеличивается количество заряженных частиц, испущенных до деления [16]).

2. Распределение осколков по пробегам обнаруживает один ясно выраженный максимум, в отличие от деления на медленных нейтронах, но полуширина кривой распределения существенно увеличивается при переходе к большим энергиям возбуждения [28,10,73].

Поскольку увеличение полуширины распределения осколков по пробегам может говорить в пользу увеличения доли несимметричных делений с ростом энергии возбуждения, в работе [73] были исследованы распределения отношений пробегов двух дополняющих осколков при различных энергиях возбуждения ядер U, Bi и W. В таблице VII приведены результаты измерения отношений $\frac{l_л}{l_т}$ ($l_л$, $l_т$—пробеги легкого и тяжелого осколков деления)

для различных энергий возбуждения ядер U, Bi и W. В таблице приведено также распределение отношений пробегов осколков деления U^{235} на тепловых нейтронах.

Таблица VII

Распределение отношений пробегов легкого и тяжелого осколков деления при различных энергиях возбуждения ядер урана, висмута и вольфрама

Отношение пробегов $\frac{l_л}{l_T}$	Доля деления с данными $\frac{l_л}{l_T}$, %							
	Уран			Висмут			Вольфрам	U^{235}
	Энергия возбуждения, *Мэв*							тепловые нейтроны
	60	240	540	150	240	380	400	
1—1,15	46	32	28	54,5	38,3	29,8	32	28
1,15—1,3	32	27	26	23,6	28	17,3	21	45,5
1,3—1,45	8	19	19	8,2	14,7	22	15	17,3
1,45—1,6	10	11	9	7,25	7,35	11,5	13	4
1,6—1,75	2	6	6	2,7	7,35	9,6	4	4
1,75—1,9	3	1	3	3,6	2,94	4,92	4	1,34
1,9—2,05		1	4,6		1,47	0,96	2	
2,05—2,2		2	1,46			2,88	2	
2,2—2,35		—	0,3			1,92	3	
2,35—2,5		1	1,27			1,96	2	
2,5—2,65			0,99			—	1	
2,65—2,8			0,67			0,96		
2,8—2,95			0,16					

Из анализа приведенных в таблице VII значений можно сделать следующие выводы:

1. При относительно небольших энергиях возбуждения (порядка 100 *Мэв*) доля симметричных делений для Bi больше, чем для урана.

2. С ростом энергии возбуждения для висмута происходит более резкое изменение характера деления, чем для урана.

3. При энергиях возбуждения порядка 400 *Мэв* характер деления с точки зрения асимметрии процесса примерно одинаков для таких различных ядер, как U, Bi, W.

Выводы, полученные авторами работы [73], относятся к асимметрии осколков по пробегам, но они, по-видимому, столь же достоверны, если их перенести на характер распределения по массам. Основанием для такого заключения является то, что при анализе деления урана тепловыми нейтронами распределение осколков по пробегам по своему характеру весьма напоминает распределение осколков по массам, причем несимметричность деления по пробегам может означать лишь несимметричность деления по массам.

§ 4. Механизм деления

Уже в первых работах по делению висмута дейтонами с энергией $E_d = 190$ *Мэв* авторами [3] были выдвинуты весьма интересные гипотезы для объяснения характера деления тяжелых ядер на быстрых нуклонах. В упрощенном виде предложенный механизм деления заключается в следующем. Составное ядро (или возбужденное ядро, если падающая частица

не подверглась захвату) постепенно охлаждается путем испускания нуклонов, причем в силу наличия кулоновского потенциального барьера наиболее вероятно испускание нейтронов. По мере эмиссии нейтронов барьер для деления постепенно уменьшается, а энергия связи нейтрона в остаточном ядре, наоборот, возрастает. В случае, когда из ядра вылетает около десяти нейтронов, барьер для деления U_f падает до величины порядка энергии связи нейтрона ε_n в остаточном ядре, в силу чего остаточное ядро оказывается в достаточной мере неустойчивым по отношению к делению [74].

Разбивая процесс деления на три стадии (образование компаунд-ядра, испускание компаунд-ядром нейтронов, деление остаточного ядра), авторы приходят к конкретной схеме деления висмута на дейтонах с энергией $E_d = 190$ *Мэв*:

$$Bi_{83}^{209}\ (d,\ 12n)\ Po_{84}^{199} \longrightarrow \text{осколки деления.}$$

В силу преимущественно симметричного способа деления висмута на быстрых нуклонах максимум массового спектра одиночных осколков в данном случае должен находиться в районе ста массовых единиц, что и наблюдалось на опыте.

Данная авторами работы [13] трактовка механизма деления висмута на быстрых дейтонах в дальнейшем получила название эмиссионного механизма деления, чем подчеркивается то обстоятельство, что до деления происходит множественное испускание нейтронов. Однако предложенный авторами эмиссионный механизм деления следует рассматривать скорее как один из возможных механизмов деления, нежели как единственно возможный.

Действительно, расположение пика в массовом спектре одиночных осколков деления в районе ста массовых единиц—отнюдь не доказывает того обстоятельства, что делящимся ядром является ядро с массой, равной двумстам массовых единиц (т. е. после испускания 11—12 нейтронов). Если бы ядро Po^{211} разделилось с верхнего уровня возбуждения («высокотемпературное» деление), то в данном случае получилось бы два сильно возбужденных осколка, которые в результате последующего охлаждения испустили бы примерно по 5—6 нейтронов (если начальной энергии возбуждения хватает на эмиссию 10—12 нейтронов), в результате чего в случае симметричного деления пик в массовой кривой выхода одиночных осколков находился бы в районе ста массовых единиц. Таким образом, вид массовой кривой сам по себе не дает возможности сделать конкретный вывод о механизме деления тяжелых ядер при больших энергиях возбуждения.

Массовый спектр осколков деления урана на α-частицах с энергией $E_\alpha = 380$ *Мэв* был получен О'Коннором и Сиборгом [4]. Полученное авторами сечение деления урана $\sigma_f = 2 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2} весьма близко к геометрическому сечению, что указывает на преобладание делительных процессов над реакцией глубокого отщепления. Максимум массового спектра осколков находится в области $A < \frac{A_U + A_\alpha}{2} = 121$, что позволяет авторам сделать предположение о том, что до деления возбужденным ядром испускается несколько нейтронов. Установить количество испущенных нейтронов из данной работы не удается, так как массовый спектр сильно размыт и установить точное положение максимума трудно.

Если в случае деления висмута эмиссионная теория находит дополнительное подтверждение в малом значении сечения деления ($\sigma_f(Bi) \simeq \simeq 0{,}2 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2}), то в случае деления урана данная аргументация теряет силу, так как полученное авторами сечение деления $\sigma_f(U) = 2 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2} близко к геометрическому и не противоречит теории Бора и Уиллера о делении с сильно возбужденного уровня [75]. Решить, какая из двух возможно-

стей осуществляется в действительности (эмиссионное деление или высокотемпературное), путем временных соотношений практически невозможно, так как различие между ними существенно лишь в течение начального времени $\tau \sim 10^{-16}$ *сек*. Однако совершенно очевидно, что сечение деления для этих процессов должно существенно отличаться. В первом случае (эмиссионное деление) сечение деления σ_f будет порядка геометрического сечения, умноженного на фактор $(\varrho_n)^{N_{n_0}}$, где ϱ_n—относительная вероятность вылета нейтрона по отношению к протону (из-за кулоновского барьера $\varrho_n > 0{,}5$), N_{n_0}—число нейтронов, которое должно вылететь до деления [23]. Во втором случае деление будет происходить согласно теории Бора и Уиллера и, следовательно, сечение деления будет близко к геометрическому [75]. Вместе с тем следует заметить, что идентификация характера деления по величине сечения σ_f, по-видимому, справедлива только для той группы тяжелых ядер, у которой барьер заметно превышает энергию связи нейтрона. Поясним вышесказанное на примере. Для того чтобы висмут разделился эмиссионным путем, возбужденное ядро должно испустить до деления около 10 нейтронов, в результате чего барьер для деления снизится до величины энергии связи нейтрона в остаточном ядре, которое в данном состоянии будет в достаточной степени неустойчиво по отношению к делению. Сечение такого процесса может быть оценено выражением

$$\sigma_f \simeq \sigma_{\text{геом}} (\varrho_n)^{N_{n_0}}.$$

В данном случае величина N_{n_0} имеет вполне конкретный физический смысл—это есть то число нейтронов, которое нужно испустить ядру, чтобы снизить свой барьер до величины энергии связи нейтрона в остаточном ядре.

В случае деления сильно возбужденного ядра урана величина N_{n_0} не имеет конкретного физического смысла, так как уже при номинальном значении барьера ядро урана в достаточной степени неустойчиво по отношению к делению и последнее успешно конкурирует с процессом расщепления.

Если же сильно возбужденное ядро урана в силу каких-то причин предварительно снижает свою энергию возбуждения путем эмиссии нейтронов, то идентифицировать данный процесс путем определения сечения деления σ_f или путем определения расположения максимума в массовом спектре осколков деления не удается, и надо искать какие-то другие характеристики, связанные с данным процессом, которые позволили бы более надежно установить характер деления урана при больших энергиях возбуждения.

Ниже мы остановимся на анализе результатов по механизму деления тяжелых ядер, полученных с помощью следующих методов:

a) Метод изучения энергетического спектра и количества заряженных частиц, испускаемых делящимся ядром (фотометод).

b) Метод анализа пробегов определенных осколков деления, возникающих при различных начальных энергиях возбуждения.

c) Метод угловых корреляций испускаемых частиц с осколками деления.

d) Метод случайных испытаний (Монте-Карло).

a) Для изучения делительных реакций с помощью ядерных фотоэмульсий последние обычно наполняются исследуемым элементом либо путем пропитывания в соответствующем растворе, либо путем введения изучаемого элемента (U, Bi, W) в виде суспензий в фотослой. Идентификация делительных событий в данном методе практически стопроцентная. В каждом делительном событии определяется: угол между осколками

деления, длины осколков деления, количество заряженных частиц, угловое распределение заряженных частиц, а также их энергия и заряд. В дальнейшем, по углу между осколками определяется начальная энергия возбуждения делящегося ядра [52,76] E_{f_0}, которая определяется потерей кинетической энергии падающего нуклона (ΔE_{p_0}) внутри ядра

$$E_{f_0} = E_{p_0} - E_к - Q - E_я,$$

где $E_к$—кинетическая энергия нуклонов выбивания, Q—энергия связи нуклонов выбивания, $E_я$—кинетическая энергия делящегося ядра ($E_я \ll Q$, $E_к$, а поэтому величиной $E_я$ обычно пренебрегают).

Для определения величины $E_к$ обычно делается допущение, что весь импульс уносится одним нуклоном в направлении падающей частицы. Таким образом, если скорость движения делящегося ядра обозначить через U, а массу через M, то импульс частиц выбивания будет равен $P_к = P_0 - MU$, а кинетическая энергия каскадных частиц

$$E_к = \sqrt{P_к^2 c^2 + m^2 c^4} - mc^2.$$

Величина переносной скорости делящегося ядра U определяется по измеряемому углу между осколками:

$$U = \frac{v_1 \cdot v_2 + \sin(\varphi_1 + \varphi_2)}{v_1 \sin \varphi_1 + v_2 \sin \varphi_2}.$$

Схема с изображением величин v и φ дана на рис. 22.

Сопоставление начальной энергии возбуждения делящегося ядра E_{f_0} с числом испущенных при делении заряженных частиц n_{ap} показывает, что с ростом числа заряженных частиц растет и начальная энергия возбуждения, причем данная зависимость $E_{f_0} = f(n_{ap})$ может быть выражена аналитически для различных делящихся ядер и различных энергий падающих нуклонов [16,77]. В силу указанной причины оказывается удобным для анализа разбивать делительные события на группы по числу заряженных частиц, связанных с точкой деления, причем каждая из таких групп имеет вполне определенное среднее значение начальной энергии возбуждения. С другой стороны, анализ энергетического и углового распределений заряженных частиц, связанных с точкой деления (U, Bi), дает возможность сделать вывод о том, что практически все заряженные частицы испущены делящимся ядром, а не возбужденными осколками [77,78]. Таким образом, анализ деления U и Bi на быстрых нуклонах дает основание полагать, что деление указанных ядер при больших энергиях возбуждения идет по эмиссионному механизму, т. е. наступает после предварительного охлаждения ядра за счет множественного испускания нуклонов. Данный вывод можно проверить следующим образом. Зная начальную энергию возбуждения делящегося ядра и количество заряженных частиц испарения (по угловому распределению заряженных частиц можно выделить из общего числа заряженных частиц, связанных с точкой деления, те, которые возникли в результате испарения), можно рассчитать, какое количество заряженных частиц должно испариться из данного ядра при том или ином предположении относительно уровня возбуждения, с которого происходит деление.

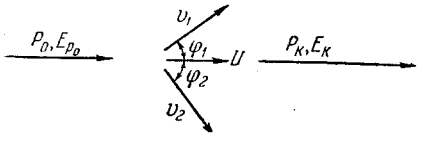

Рис. 22. Схема импульсов и углов.

На рис. 23 и 24 приведены кривые, характеризующие зависимость количества испущенных при делении урана и висмута заряженных частиц испарения от начальной энергии возбуждения делящегося ядра [77].

На этих же рисунках крестиками указаны значения, полученные расчетным путем по теории испарения [89] в предположении, что вся начальная энергия возбуждения снимается до деления путем эмиссии нейтральных и заряженных частиц. Из сопоставления экспериментальных и расчетных значений $(n_{\alpha p})_{\text{ис}} = f(E_{f_0})$ можно сделать вывод, что делящиеся ядра урана испускают столько же заряженных частиц (а следовательно, и столько же нейтронов), сколько испускало бы ядро с данной начальной энергией возбуждения, но в предположении, что вся энергия возбуждения снимается путем эмиссии нейтральных и заряженных частиц. Таким образом, деление является конечным результатом, наступающим после предварительного охлаждения ядра.

Анализ делительных событий висмута показывает, что делящееся ядро испускает меньшее количество заряженных частиц, чем следует из

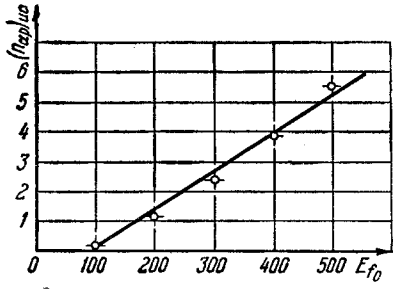

Рис. 23. Зависимость числа испущенных при делении урана заряженных частиц (частицы испарения) от начальной энергии возбуждения делящегося ядра (сплошная линия).

Кружками нанесены расчетные значения для числа частиц испарения в предположении, что вся энергия возбуждения снимается путем эмиссии частиц.

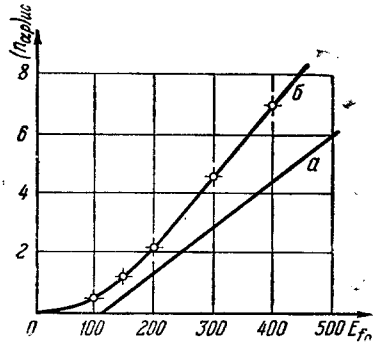

Рис. 24. Зависимость числа испущенных при делении заряженных частиц (частицы испарения) от начальной энергии возбуждения делящегося ядра висмута (кривая *а*).

На графике нанесены также значения, полученные расчетным путем, в предположении, что вся энергия возбуждения снимается путем эмиссии частиц (кривая *б*).

расчетной кривой. Данное обстоятельство свидетельствует о том, что делению подвергаются только те ядра, которые в процессе предварительного охлаждения испускают меньшее количество заряженных частиц и большее количество нейтронов, т. е. повышают значение параметра $\frac{Z^2}{A}$. При испускании большего числа заряженных частиц (скажем, такого, как следует из расчетной кривой) начальной энергии возбуждения не хватит для того, чтобы довести остаточное ядро до такого состояния, при котором деление будет успешно конкурировать с процессом расщепления ($U_f = \varepsilon_n$).

Таким образом, при делении ядер Bi на быстрых нуклонах последние на первой стадии процесса охлаждения испаряют нуклоны (в основном нейтроны), в результате чего делительная способность остаточных ядер повышается. Сам акт деления наступает преимущественно после снятия практически всей энергии возбуждения, т. е. является, так же как и в случае деления урана, конечным актом охлаждения ядра.

Анализ деления более легких ядер, таких, как W, показывает, что деление происходит с уровня возбуждения, превышающего энергию связи нейтрона в делящемся ядре [78]. Для ядер в районе W и еще более легких сечение чисто эмиссионного деления $\sigma_f = \sigma_{\text{геом}}(\varrho_n)^{N_{n_0}}$ становится настолько

малым, что с ним начинает успешно конкурировать деление с возбужденных уровней, т. е. температурное или барьерное деление. (В данном случае для достижения условия эмиссионного деления $U_f = \varepsilon_n$ необходимо испустить более двух десятков нейтронов при условии, что ни одна заряженная частица не будет испущена в процессе охлаждения. А так как при больших энергиях возбуждения для ядер с данным зарядом $Z=73$ вероятность эмиссии заряженной частицы становится вполне сравнимой с вероятностью эмиссии нейтрона, то вероятность испарения большого количества одних только нейтронов становится очень маловероятным процессом.)

b) Интересная попытка решения вопроса о механизме деления урана на быстрых частицах была предпринята Темплетоном [72]. Идея опыта заключается в следующем: если измерять пробеги определенного продукта деления (например, Ag^{111}) при делении урана на медленных и быстрых частицах, то пробеги Ag^{111} будут тем короче, чем большее число нейтронов будет испущено до деления. Действительно, так как суммарная кинетическая энергия осколков определяется кулоновским отталкиванием, а распределение энергии между осколками деления обратно пропорционально массам, то меньшему по массе осколку будет соответствовать большая энергия. Если мы выделим вполне определенную массу (Ag^{111}) при делении урана на медленных и быстрых частицах (т. е. при малых и больших энергиях возбуждения), то в случае деления урана на быстрых частицах (при условии предварительной эмиссии нейтронов) пробег Ag^{111} окажется короче, так как второй дополняющий осколок будет иметь в этом случае меньшую массу и возьмет на себя бо́льшую долю энергии.

Темплетоном изучались пробеги осколков деления урана в алюминиевых фольгах при делении, вызываемом протонами с энергией $E_p = 335$ *Мэв* и дейтонами с энергией $E_d = 18$ *Мэв*. Оказалось, что пробеги в случае деления на протонах короче, чем пробеги тех же осколков в дейтонных опытах, причем, чем легче изучаемый осколок, тем больше наблюдаемая разница в пробегах. Результаты эксперимента по определению пробегов определенных осколков деления в протонных и дейтонных опытах таковы:

$$Sr^{89};\ \Delta R = 0{,}249\ мг/см^2, \qquad Sr^{91};\ \Delta R = 0{,}192\ мг/см^2,$$

$$Ag^{111};\ \Delta R = 0{,}153\ мг/см^2, \qquad Ba^{140};\ \Delta R = 0{,}099\ мг/см^2.$$

Если E—полная кинетическая энергия деления, A—масса ядра до испускания нейтронов, M—масса продукта деления (который подвергается анализу) и N—число испущенных до деления нейтронов, то разница в энергии для определенного продукта M в случае дейтонного и протонного деления дается соотношением

$$\Delta E = \frac{EMN}{A(A-N)}.$$

Таблица VIII

Число нейтронов, испускаемых ядром урана до деления

Выделенный продукт деления	Уменьшение энергии данного продукта ΔE, *Мэв*	Число испущенных до деления нейтронов N
Sr^{89}	7	25
Sr^{91}	5,4	19
Ag^{111}	4,3	13
Ba^{140}	2,8	8

Зная ΔE_M, M и A, авторы вычисляют N.

Полученные авторами значения для числа испущенных до деления нейтронов в случае деления урана на протонах с энергией $E_p = 335$ *Мэв* даны в таблице VIII.

Результаты, приведенные в таблице VIII, указывают на то, что в случае деления урана на протонах большой энергии возбужденное ядро испускает до деления значительное число нейтронов, т. е. деление носит эмиссионный характер. Вполне соглашаясь с выводом автора о механизме деления урана на быстрых нуклонах, мы все же хотим обратить внимание на некоторые детали ра-

боты, которые могут повлиять если не на сам вывод, то, во всяком случае, на количественные определения числа испускаемых до деления нейтронов.

Обратимся к схеме опыта (рис. 25). Здесь A—источник делящегося материала U^{238}, B и C—алюминиевые фольги, толщина которых выбирается из условия $t<R<2t$, где R—пробег осколков деления, P—пучок протонов или дейтонов. Если распределение продуктов деления изотропно, то, как не трудно показать, пробег определенного продукта деления определится из соотношения

$$R_x=\left(1+\frac{A_2}{A_1}\right)t,$$

где A_1 и A_2—активности первой и второй фольг, обусловленные застреванием данного продукта деления.

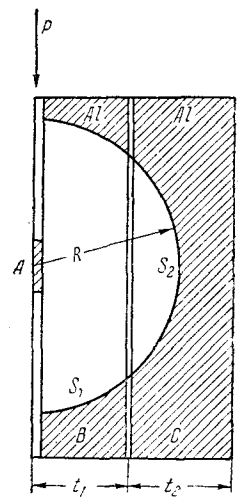

Рис. 25. Схема опыта Темплетона.

Измерения пробегов по формуле $R_x=\left(1+\frac{A_2}{A_1}\right)t$, как справедливо указывают сами авторы, имеют законную силу только в том случае, когда распределение осколков деления изотропно относительно падающего пучка частиц.

Однако опыты по делению урана на дейтонах с энергией $E_d=22$ *Мэв* указывают на заметную анизотропию деления [55]. Число осколков, летящих по направлению пучка, заметно превышает число осколков в перпендикулярном направлении. Данная анизотропия должна привести к некоторому завышению пробегов в дейтонных опытах, так как в этом случае пробег следует определить из соотношения

$$R_x=\left(1+\frac{A_2-\Delta A}{A_1+\Delta A}\right)t$$

и действительные пробеги будут меньше.

С другой стороны, ряд опытов по делению урана на быстрых протонах также указывает на некоторую анизотропию углового распределения осколков деления, причем обратного характера [61,69], т. е. в данном случае осколки преимущественно разлетаются в перпендикулярном направлении. Если данные опыты отражают действительную картину, то пробеги, определенные Темплетоном в случае протонных опытов, будут занижены, а так как для окончательных подсчетов автора используется разность пробегов $\Delta R=R_d-R_p$, то в действительности эта разность будет меньше (если она вообще будет), а следовательно, и число нейтронов, испускаемых до деления, будет меньшим. Кроме того, Темплетоном не учтено изменение заряда делящегося ядра в случае протонных опытов, которое может быть вызвано как выбиванием заряженных частиц в результате каскадного процесса, так и в результате последующего процесса испарения. При этом изменение заряда делящегося ядра на 2—3 единицы вполне достаточно для объяснения наблюдаемого уменьшения пробегов в случае протонных опытов.

c) Одним из наиболее прямых методов определения уровня, с которого происходит деление тяжелых ядер при больших начальных энергиях возбуждения, является метод изучения угловых корреляций между направлением движения осколков деления и испаряющихся нейтронов [90].

Действительно, если нейтроны испаряются до деления, то их распределение относительно осколков деления будет изотропно. Если же ней-

троны испаряются возбужденными осколками деления, то в системе координат, связанной с движущимся осколком, распределение будет изотропно, а в лабораторной системе должна наблюдаться заметная анизотропия. Если под коэффициентом анизотропии понимать отношение числа нейтронов под углом 0 и 90° $\left(K=\frac{N_0}{N_{90}}\right)$ к направлению движущегося осколка, то в случае эмиссии нейтронов из возбужденных осколков этот коэффициент будет больше единицы. Величина данного коэффициента будет зависеть от скорости движения осколков деления и скорости испаряемых нейтронов. Причем, чем больше скорость осколков и чем меньше скорость испускаемых нейтронов, тем значение указанного коэффициента будет больше.

Используя метод измерения совпадения нейтронов с осколками деления, Хардинг [90] определил значение коэффициента K для деления урана на протонах с энергией $E_p=147$ *Мэв*. Полученное Хардингом значение равно $K=1{,}27\pm0{,}11$. Используя это значение и делая некоторые дополнительные предположения, можно определить количество нейтронов, испущенных до деления, и количество нейтронов, испущенных после деления, или, в конечном результате, уровень возбуждения, с которого происходит деление остаточного ядра. В основу дальнейшего расчета автор кладет следующие предположения:

1) деление происходит на два осколка равных масс $A=119$;

2) средняя энергия возбуждения осколков деления $\overline{E_f}=20$ *Мэв*;

3) во всех случаях деления скорость осколков равна $v_f=1{,}2\cdot10^9$ *см/сек*;

4) энергетический спектр испускаемых из осколков деления нейтронов описывается испарительной формулой [89].

Используя вышеизложенные предположения, автор получил следующие значения для коэффициентов анизотропии:

1) все нейтроны испаряются после деления $K\geqslant2{,}25$;

2) все нейтроны испаряются до деления $K=1{,}01$;

3) 1,5 нейтрона испаряются после деления, а остальные до деления $K=1{,}29\pm0{,}05$;

4) 3,5 нейтрона испаряются после деления, а остальные до деления $K=1{,}42\pm0{,}07$.

Среднее число нейтронов, приходящихся на один акт деления урана на протонах с энергией $E_p=147$ *Мэв*, было определено Хардингом [80] и оказалось равным $13{,}1\pm1{,}6$.

Сравнивая полученное значение коэффициента анизотропии с экспериментально определенным значением $K=1{,}27\pm0{,}11$, Хардинг приходит к заключению, что при делении урана на протонах с энергией $E_p=147$ *Мэв* в среднем испаряется 13 нейтронов, причем до деления испаряется $11{,}5\pm1$ нейтронов, а после деления $2{,}5\pm1$ нейтронов.

Если учесть тот факт, что при делении урана на тепловых нейтронах из осколков деления испаряется в среднем 2,5 нейтрона, то полученный Хардингом результат говорит о том, что при делении урана при больших энергиях возбуждения ($E_{f_0}\simeq100$ *Мэв*) практически вся энергия возбуждения снимается до деления путем множественного испускания нейтронов.

Однако до сих пор существует и противоположная точка зрения на механизм деления тяжелых ядер при больших энергиях возбуждения [81–84]. Так, например, Маркез [84], используя приведенный Хардингом цифровой материал, приходит к выводу, что при делении урана на протонах с энергией $E_p=147$ *Мэв* все 13 нейтронов испаряются после деления возбужденными осколками.

Поскольку мы достаточно подробно остановились на работе Хардинга, то справедливо было бы уделить работе Маркеза не меньшее внимание.

В отличие от Хардинга, который определяет энергетический спектр нейтронов (в конечном счете среднюю кинетическую энергию нейтронов $\bar{E}_n = 2T$) расчетным путем, используя зависимость, данную Ле-Кутером, Маркез в основу своего расчета кладет закон сохранения энергии

$$E_{p_0} + m(U^{238}) + m(H_1^1) = E_{кf} + \bar{E}_{кр} + \bar{E}_\gamma + m(Pd^{112}) + m(Ag^{114}) + 13m(n_0) + \bar{E}_{n_0'},$$

где E_{p_0}—кинетическая энергия падающего протона ($E_{p_0} = 147$ *Мэв*), $m(U^{238})$—масса урана в единицах *Мэв*, $m(H_1^1)$—масса протона в единицах *Мэв*, $E_{кf}$—кинетическая энергия осколков деления при симметрическом делении урана, $\bar{E}_{кр}$—средняя кинетическая энергия, уносимая протонами на акт деления ($\bar{E}_{кр} = 0{,}15$ *Мэв*), $\bar{E}_\gamma$—средняя энергия, уносимая γ-квантами ($\bar{E}_\gamma = 5$ *Мэв*), $m(Pd^{112})$ и $m(Ag^{114})$—массы осколков деления в единицах *Мэв*, $13m(n_0^1)$—масса тринадцати нейтронов в единицах *Мэв*, $\bar{E}_{n_0'}$—кинетическая энергия, приходящаяся на все 13 нейтронов, связанных с делением урана на протонах с энергией $E_p = 147$ *Мэв*.

Решая данное уравнение относительно $\bar{E}_{n_0}$, Маркез получает значение, равное 80 *Мэв*, а зная число нейтронов, связанное с делением ($N = 13$), автор получает среднюю кинетическую энергию нейтрона, которая оказывается равной $6{,}15 \pm 1{,}5$ *Мэв* в лабораторной системе координат и соответственно $5{,}4 \pm 1{,}5$ *Мэв* в системе координат, связанной с движущимися осколками.

Рассчитав коэффициент анизотропии для средней энергии нейтронов, равной 5,5 *Мэв*, и в предположении, что все нейтроны испаряются из осколков, автор получает значение $K = 1{,}23$, которое хорошо согласуется с значением, полученным Хардингом экспериментальным путем ($K = 1{,}27 \pm 0{,}11$), и следовательно, дает основания Маркезу сделать вывод о том, что все нейтроны испаряются после деления движущимися осколками. Поскольку два автора, анализируя один и тот же экспериментальный материал, получили альтернативные результаты, мы позволили себе сделать некоторые критические замечания, которые, по нашему мнению, позволяют устранить существующее недоразумение.

Полученное Маркезом значение для средней кинетической энергии связанных с делением нейтронов ($\bar{E}_{n_0}$) несомненно относится к двум группам нейтронов, существенно отличающихся по механизму образования, т. е. к каскадным и испарительным нейтронам.

Хотя количество каскадных нейтронов значительно меньше количества нейтронов испарения, тем не менее усреднение энергий этих двух групп нейтронов несомненно приведет к значительному завышению средней кинетической энергии нейтронов испарения, которую необходимо как можно точнее знать для определения анизотропии. Действительно, как известно, средняя энергия возбуждения делящихся ядер урана на протонах с энергией ~140—150 *Мэв* равна примерно 100 *Мэв* [85], среднее число каскадных частиц (n, p) равно 1,2 (0,4 протона и 0,8 нейтрона) [85]. Таким образом, падающий протон с энергией $\bar{E}_{p_0} = 147$ *Мэв* тратит на возбуждение ядра только часть своей энергии (~100 *Мэв*), а остальная энергия (147—100=47 *Мэв*) реализуется в виде кинетической энергии каскадных частиц ($n_{к.ч}$ 1,2). Если среднее число нейтронов связанных с делением равно $13{,}1 \pm 1{,}6$, то это значит, что к испаряющимся частицам нужно отнести 12 частиц, а к каскадным одну (но имеющую энергию ~50 *Мэв*).

Поскольку кинетическая энергия всех нейтронов (каскадных и испарительных) согласно написанному Маркезом энергетическому уравнению

равна 80 *Мэв*, то на долю 12 нейтронов испарения приходится только $\sim$30 *Мэв*; следовательно, средняя энергия нейтронов, возникших в испарительном процессе, равна не 6,15 *Мэв* (как это определено Маркезом), а всего только 2,5 *Мэв*. Но при таком значении средней энергии нейтронов испарения, коэффициент анизотропии в случае эмиссии нейтронов из возбужденных осколков должен быть $K > 2{,}25$. Наличие же одного каскадного нуклона в опытах Хардинга не может сколько-нибудь существенно повлиять на сделанные автором выводы по той причине, что в опыте корреляция нейтронов с осколками деления определялась в плоскости, перпендикулярной направлению движения падающего протона, а каскадные нуклоны имеют преимущественное направление по направлению падающего протона и распределяются относительно данного направления изотропно. Однако, если сделать самое грубое приближение, считая, что детектор регистрировал все каскадные нуклоны (т. е. что они находятся в плоскости, перпендикулярной движению падающего протона), то и в этом случае коэффициент анизотропии должен вырасти всего только на 1,5%. Таким образом, анализируя результаты, полученные указанными авторами [84,99], по нашему мнению, следует отдать предпочтение выводам, сделанным Хардингом.

Работа, аналогичная по идее с опытами Хардинга, была выполнена методом ядерных фотоэмульсий Остроумовым и Филовым[86]. В данной работе изучалась угловая корреляция между осколками деления и заряженными частицами, связанными с точкой деления. Для анализа отбирались только «черные» треки заряженных частиц, т. е. те, которые по энергетическим соображениям могут быть отнесены к частицам испарения. Результат анализа показывает, что коэффициент анизотропии для протонов равен 1, а для α-частиц $K = 0{,}8$. Автор указанной работы делает вывод о том, что протоны испаряются делящимся ядром до деления. Относительно механизма возникновения α-частиц автор не делает конкретного вывода, однако полученное значение коэффициента анизотропии ($K < 1$), по-видимому, дает основание полагать, что они так же, как и протоны, не испускаются осколками деления.

d) Интересная попытка решения вопроса об уровне, с которого происходит деление при больших энергиях возбуждения, была предпринята Достровским, Френкелем и Рабиновичем с помощью метода Монте-Карло [87]. Для решения поставленной проблемы указанным методом необходимо оценить вероятность деления по отношению к вероятности эмиссии нейтрона при различных энергиях возбуждения.

В модели жидкой капли Бора и Уиллера [75] (в применении к процессу деления) предполагается, что точка в седловине остается в состоянии статистического равновесия. Если данное предположение справедливо для больших энергий возбуждения, то классическая формула Бора и Уиллера может быть использована для деления при больших энергиях возбуждения. Однако, поскольку количество и природа делительных каналов при этом, по-видимому, отличается от таковых при малых возбуждениях, параметры деления, такие, как E_s и $(Z^2/A)_{кр}$, должны быть определены из опытов при больших энергиях возбуждения.

Правильная энергетическая зависимость делительной ширины в широком интервале энергии возбуждения может быть чувствительным тестом для проверки данного допущения и для проверки модели жидкой капли при больших энергиях возбуждения.

Согласно модели Бора и Уиллера [75]

$$\Gamma_f = \frac{1}{2\pi\omega(E)} \int^{E-E_f} \omega^*(E - E_f - \xi)\, d\xi, \qquad \text{(A)}$$

где $\omega(E)$—плотность уровней в возбужденном ядре до деления, $\omega^*(E)$—плотность уровней в седловине, E_f—барьер для деления. Ширина для эмиссии нейтрона согласно Вайскопфу [88] дается зависимостью

$$\Gamma_n = h \int_0^{E_A - E_n} \sigma(E_A, \xi) \frac{gm}{\pi^2 \hbar^3} \xi \exp[S_B(E_A - E_n - \xi) - S_A(E_A)] d\xi, \qquad (Б)$$

в которой E_A—начальная энергия возбуждения ядра A, E_n—энергия связи нейтрона, $\sigma(E_A, \xi)$—сечение обратного процесса, g—статистический вес для спинового состояния ($g=2$ для нейтрона), m—масса нейтрона, S_A—энтропия начального ядра, S_B—энтропия остаточного ядра, ξ—кинетическая энергия нейтрона.

Если предположить, что ядро—это вырожденный Ферми-газ, то

$$\omega_i(E) = \text{const} \cdot \exp \int_0^E \frac{dE}{T_i(E)},$$

где T_i—ядерная температура, $E_i = a_i T_i^2$ и, следовательно,

$$\omega_i(E) = \text{const} \cdot \exp[2(a_i E)^{1/2}].$$

Предполагая, что $\sigma(E_A \xi)$ при больших возбуждениях дается геометрическим сечением, можно после интегрирования (А) и (Б) получить

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = \frac{K_0}{4A^{2/3}(E - E_n)} \cdot \left(2\sqrt{a(E - E_f)} - 1\right) \exp \times$$
$$\times \left(2\sqrt{a(E - E_f)} - 2\sqrt{a(E - E_n)}\right), \qquad (В)$$

где $K_0 = \frac{\hbar^2}{2mr_0^2}$, r_0—параметр ядерного радиуса, $E_f = E_s A^{2/3} f(x)$, $f(x)$—функция от $\frac{\left(\frac{Z^2}{A}\right)}{\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{кр}}$; E_f—определялось по Франкелю—Метрополису.

В теории Бора и Уиллера параметр поверхностей энергии $E_s = 14$ *Мэв*; $\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{кр} = 47{,}8$—эти величины находятся в соответствии с радиусом $r_0 = 1{,}45 \cdot 10^{-13}$. При этом для модели жидкой капли в применении к делению отношение $\frac{\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{кр}}{E_s}$ есть величина постоянная и зависящая только от радиуса:

$$\frac{\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{кр}}{E_s} = \frac{10 r_0}{3e^2} = 2{,}31 \cdot 10^{13} r_0 \ \text{Мэв}^{-1}.$$

Сравнение различных комбинаций $\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{кр}$ и E_s указывает, что лучшее согласие с экспериментальными результатами получается при $\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{кр} = 47{,}8$ и $E_s = 17{,}5$ *Мэв*. Данная комбинация дает $r_0 = 1 \cdot 18 \cdot 10^{-13}$ *см*. Используя формулу (В), авторы получили методом Монте-Карло отношение $\sigma_f/\sigma_{неупр}$, которое хорошо согласуется с экспериментальными данными, как это видно из таблицы IX.

Хорошее согласие расчетных данных с экспериментальными говорит о том, что параметры в формуле (В) выбраны достаточно удачно. Используя данную зависимость, авторы указанной работы получили значения вероятности деления с различных уровней возбуждения для ряда элементов и при различных начальных энергиях возбуждения.

Результаты проведенных анализов показывают, что для тяжелых ядер Th^{229} и Fr^{219} при начальных энергиях возбуждения до 200 *Мэв* деление происходит со всех уровней возбуждения, но более вероятно деление к концу испарительного процесса. При значительно бо́льших энергиях возбуждения деление с низших уровней также более вероятно, но процесс выражен менее отчетливо. При возбуждениях порядка 100 *Мэв* деление на конечной стадии испарительного процесса является подавляющим. Так, например, при энергии возбуждения Th^{229}, равной 100 *Мэв*, 60% деления происходит после эмиссии более семи нейтронов, а для Fr^{219} при $E_{воз}=100$ *Мэв* $\sim 60\%$ всех делений происходит для Fr^{211}, т. е. после эмиссии восьми нейтронов.

Таблица IX

Вероятности деления ядер Bi и U, вычисленные по методу Монте-Карло и найденные экспериментально

Ядро	E_n *Мэв*	$\frac{\sigma_f}{\sigma_c}$ (по Монте-Карло)	Юнгерман [26]	И. Иванова [46]
Bi^{209}	286	0,11	0,125±0,02	
U^{238}	82	0,77	0,76	
U^{238}	156	0,78	0,76±0,1	0,77
U^{238}	236	0,76	0,76±0,1	
U^{238}	450	0,8		0,74

Резюмируя итоги ряда работ, посвященных изучению механизма деления при больших энергиях возбуждения, к сожалению, следует отметить, что и в данном вопросе к настоящему времени нет вполне установившейся точки зрения. Для той группы тяжелых ядер, для которой уже в исходном состоянии барьер для деления примерно равен энергии связи нейтрона (U, Th), интерпретация результатов наиболее сложная и мнения ряда авторов, изучающих данный вопрос, порой весьма противоречивы.

С одной стороны, относительно большая делительная способность для данной группы ядер естественно наводит на мысль, что деление должно успешно конкурировать с эмиссией нейтронов на всем этапе охлаждения сильно возбужденного ядра. С другой стороны (как было показано выше), анализ ряда работ по делению урана при больших энергиях возбуждения весьма убедительно показывает, что процесс деления является конечным актом охлаждения ядра. Наконец, до сих пор существует и противоположная точка зрения на механизм деления урана при больших энергиях возбуждения. Согласно этой точке зрения деление происходит преимущественно с верхнего уровня возбуждения (высокотемпературное деление). Однако такая точка зрения аргументирована значительно слабее, что дает нам основание отдать предпочтение эмиссионному механизму деления урана при больших энергиях возбуждения.

Относительно механизма деления ядер, расположенных в районе висмута, большинство экспериментаторов сходятся на мнении, что в данном случае деление идет по эмиссионному каналу.

Механизм деления ядер, расположенных в районе вольфрама, изучен далеко не достаточно. Однако те немногочисленные экспериментальные факты, которые накопились к настоящему времени, указывают, что в данном случае деление происходит с уровней возбуждения, значительно превышающих энергии связи нейтрона в остаточном ядре (барьерное деление).

Наконец, относительно механизма деления ядер, расположенных в середине периодической системы элементов, сведения более чем скудны и делать какие-нибудь конкретные выводы пока преждевременно.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

К главе I

1. R. Serber, Phys. Rev. **72**, 1114 (1947).
2. M. L. Goldberger, Phys. Rev. **74**, 1268 (1948).
3. G. Bernardini, E. T. Booth, S. L. Lindenbaum, Phys. Rev. **88**, 1017 (1952).
4. G. C. Morrison, H. Muirhead, W. G. V. Rosser, Phil. Mag. **44**, 1326 (1953).
5. H. McManus, W. T. Sharp, H. Gellmann, Phys. Rev. **93**, 924A (1954).
6. J. W. Meadows, Phys. Rev. **98**, 744 (1955).
7. J. Combe, Nuovo Cim. Suppl. (ser. 10), vol. **1**, 182 (1956).
8. Н. С. Иванова, И. И. Пьянов, ЖЭТФ **31**, 416 (1956).
9. N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, J. M. Miller, G. Friedlander, A. Turkevich, Phys. Rev. **110**, 204 (1958).
10. K. J. Le Conteur, Proc. Phys. Soc. **A63**, 259 (1950).
11. R. Hagedorn, W. Macke, «Kosmishe Strahlung» под ред. W. Heisenberg, стр. 201, Berlin, 1953.
12. I. Dostrovsky, P. Rabinowitz, R. Bivins, Phys. Rev. **111**, 1659 (1958).
13. E. Shopper, Naturwiss. **25**, 557 (1937).
14. И. И. Гуревич, А. П. Жданов, А. И. Филиппов, ДАН **18**, 169 (1938).
15. E. M. Shopper, E. Schopper, Phys. Z. **40**, 22 (1949).
16. W. Heitler, C. F. Powell, G. E. Fertel, Nature **144**, 283 (1938).
17. G. Occhialini, C. Powell, Nature **159**, 93 (1947).
18. C. Franzinetti, R. Payne, Nature **161**, 735 (1948).
19. E. Pickup, L. Voyvodic, Canad. J. Phys. **29**, 263 (1951).
20. P. Freier, Phys. Rev. **74**, 213 (1948).
21. P. Hodgson, D. Perkins, Nature **163**, 439 (1949).
22. A. Bonetti, C. Dilworth, Phil. Mag. **40**, 585 (1949).
23. S. O. C. Sörensen, Phil. Mag. **40**, 947 (1949).
24. J. Crussard, Compte Rend. **231**, 141 (1950).
25. J. Crussard, Nature **166**, 825 (1950).
26. D. Perkins, Phil. Mag. **41**, 138 (1950).
27. S. Wright, Phys. Rev. **79**, 838 (1950).
28. E. Titterton, Phil. Mag. **42**, 113 (1951).
29. W. Barkas, Phys. Rev. **87**, 267 (1952).
30. Остроумов В. И., Диссертация, РИАН (1953).
31. А. К. Лаврухина, Л. П. Москалева, Л. Д. Красавина, И. М. Гречищева, Атомная энергия **3**, 285 (1957).
32. D. H. Greenberg, J. M. Miller, Phys. Rev. **84**, 845 (1951).
33. R. E. Batzel, G. T. Seaborg, Phys. Rev. **79**, 528 (1950).
34. R. E. Batzel, G. T. Seaborg, Phys. Rev. **82**, 607 (1951).
35. R. E. Batzel, D. K. Miller, G. T. Seaborg, Phys. Rev. **84**, 671 (1951).
36. L. Marquez, I. Perlman, Phys. Rev. **81**, 953 (1951).
37. L. Marquez, Phys. Rev. **86**, 225, 405 (1952).
38. А. П. Виноградов, И. П. Алимарин, В. И. Баранов, А. К. Лаврухина, Т. В. Баранова, Ф. И. Павлоцкая, Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии 1955 г., Заседание ОХН, стр. 132.
39. А. Н. Мурин, Б. К. Преображенский, И. А. Ютландов, М. А. Якимов, там же, стр. 160.
40. А. П. Виноградов, И. П. Алимарин, В. И. Баранов, А. К. Лаврухина, Т. В. Баранова, Ф. И. Павлоцкая, А. А. Брагина, Ю. В. Яковлев, там же, стр. 97.
41. Б. В. Курчатов, В. Н. Мехедов, Н. И. Борисова, М. Я. Кузнецова, Л. Н. Курчатова, Л. В. Чистяков, там же, стр. 178.
42. G. Friedlander, J. M. Miller, R. Wolfgang, J. Hudis, E. Baker, Phys. Rev. **94**, 727 (1954).
43. R. Wolfgang, E. M. Baker, A. A. Caretto, J. B. Cumming, G. Friedlander, J. Hudis, Phys. Rev. **103**, 394 (1956).
44. A. A. Caretto, J. Hudis, G. Friedlander, Phys. Rev. **110**, 1130 (1958).
45. J. Hudis, A. A. Caretto, Bull. Am. Phys. Soc. **1**, 224 (1956).
46. P. Kruger, N. Sugarman, Phys. Rev. **99**, 1459 (1955).
47. G. Friedlander, J. Hudis, R. Wolfgang, Phys. Rev. **99**, 263 (1955).
48. G. Rudstam, P. C. Stevenson, R. L. Folger, Phys. Rev. **87**, 358 (1952).
49. L. Marguez, Phys. Rev. **88**, 225 (1952).
50. E. Baker, G. Friedlander, J. Hudis, Phys. Rev. **112**, 1319 (1958).

51. О. В. Ложкин, ЖЭТФ **33**, 354 (1957).
52. D. H. Perkins, Proc. Roy. Soc. **203**, 399 (1950).
53. О. В. Ложкин, Диссертация, РИАН (1957).
54. В. И. Остроумов, ЖЭТФ **32**, 3 (1957).
55. S. Nakagawa, E. Tamai, S. Nomoto, Nuovo Cim. **9**, 780 (1958).
56. G. D. Wagner, E. O. Wiig, Phys. Rev. **96**, 1100 (1954).
57. E. Belmont, J. M. Miller, Phys. Rev. **95**, 1554 (1954).
58. О. В. Ложкин, Н. А. Перфилов, ЖЭТФ **31**, 913 (1956).
59. Б. В. Курчатов, В. Н. Мехедов, Л. В. Чистяков, М. Я. Кузнецова, И. Н. Борисова, В. Г. Соловьев, ЖЭТФ **35**, 56 (1958).
60. М. Кузнецова, В. Мехедов, В. Халкин, Атомная энергия **4**, 455 (1958).
61. Н. А. Перфилов, Г. Ф. Денисенко ЖЭТФ **35**, 631 (1958).
62. Д. Ф. Денисенко, Н. С. Иванова, Н. Р. Новикова, Н. А. Перфилов, Е. И. Прокофьева, В. П. Шамов, Phys. Rev. **109**, 1779 (1958).
63. В. Сидоров, Е. Григорьев, ЖЭТФ **33**, 1179 (1957).
64. M. Blan, A. R. Oliver, Phys. Rev. **102**, 489 (1956).
65. Н. С. Иванова, ЖЭТФ **34**, 1381 (1958).
66. Н. А. Перфилов, Материалы совещания по применению радиохимических методов изучения ядерных реакций, том 1, стр. 90, ОИЯИ (1958); E. Baker, S. Katkoff (препринт).
67. О. В. Ложкин, там же, том 1, стр. 116, ОИЯИ (1958).
68. Б. В. Курчатов, В. Н. Мехедов, Л. Н. Курчатова, М. Я. Кузнецова, там же, стр. 26.
69. S. O. C. Sörensen, Phil. Mag. **42**, 188 (1951).
70. S. Nakagawa, E. Tamai, H. Huzita, K. Okudaira, Journ. Phys. Japan **12**, 747 (1957).
71. B. A. Munir, Phil. Mag. **1**, 355 (1956).
72. S. J. Goldsack, W. O. Lock, B. A. Munir, Phil. Mag. 2, 149 (1957).
73. P. E. Hodgson, Phil. Mag. **42**, 207 (1951).
74. P. E. Hodgson, Phil. Mag. **43**, 190 (1952).
75. S. Katkoff, Phys. Rev. **114**, 905 (1959).
76. A. Turkevich, N. Sugarman, Phys. Rev. **94**, 728 (1954).
77. В. Н. Мехедов, Материалы совещания по применению радиохимических методов изучения ядерных реакций, том 1, стр. 5, ОИЯИ (1958).
78. О. В. Ложкин, там же, стр. 117.
79. «Физика космических лучей» под ред. Д. Вильсона, том 1, стр. 47—53, ИЛ, 1954.
80. Н. А. Перфилов, Атомная энергия, приложение № 1, стр. 98, 1957.
81. N. Porile, N. Sugarman, Phys. Rev. **107**, 1410 (1957).
82. N. Porile, N. Sugarman, Phys. Rev. **107**, 1422 (1957).
83. В. И. Векслер, ДАН **82**, 865 (1952).
84. Д. И. Блохинцев, ЖЭТФ **33**, 1295 (1957).
85. R. Richardson, W. Ball, C. Zeith, B. Moyer, Phys. Rev. **86**, (1952)
86. В. И. Остроумов, Ю. П. Яковлев, ЖЭТФ **35**, 1358 (1958).
87. Г. А. Лексин, Ю. П. Кумекин, ЖЭТФ **33**, 1147 (1957).
88. P. Cüer, J. Combe, A. Samman, Comp. rend. **240**, 75, 1527 (1955).
89. A. Samman, Comp. rend. **242**, 2232, 3062 (1956).
90. P. Cüer, J. Combe, Comp. rend. **239**, 351 (1954).
91. А. С. Ажгирей, И. К. Взоров, В. П. Зрелов, М. Г. Мещеряков, В. И. Петрухин, ЖЭТФ **34**, 1357 (1958).
92. А. К. Лаврухина, И. М. Гречищева, Б. А. Хотин, Атомная энергия **6**, 145 (1959).
93. Г. А. Лексин, Диссертация, МГУ (1957).
94. Л. Ажгирей, Н. Взоров, В. Зрелов, С. Мещеряков, Б. Неганов, А. Шабудин, ЖЭТФ, **33**, 1185 (1957).
95. A. Samman, P. Cüer, Journ. Phys. Rad. **19**, 13 (1958).
96. П. А. Ваганов, В. И. Остроумов, ЖЭТФ **33**, 1131 (1957).
97. А. В. Волкова, Ф. П. Денисов, ЖЭТФ **35**, 538 (1958).
98. P. E. Hodgson, Nuclear physics **8**, 1 (1958).
99. H. Muirhead, W. Rosser, Phil. Mag. **46**, 652 (1955).
100. J. Hudis, J. M. Miller, Phys. Rev. **112**, 1332 (1958).
101. H. M. Steiner, J. A. Jungerman, Phys. Rev. **101**, 807 (1956).
102. L. G. Jodra, N. Sugarman, Phys. Rev. **99**, 1470 (1955).
103. N. Sugarman, R. Duffield, G. Friedlander, Phys. Rev. **95**, 1704 (L), (1954).
104. Н. А. Перфилов, Н. С. Иванова, О. В. Ложкин, В. И. Остроумов, В. П. Шамов, Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии 1955 г., Заседание ОХН, стр. 79.

105. В. П. Шамов, О. В. Ложкин, ЖЭТФ **29**, 286 (1955).
106. R. W. Deutsch, Phys. Rev. **90**, 499 (1953).
107. R. W. Deutsch, Phys. Rev. **97**, 1110 (1955).
108. Y. Fujimoto, Y. Yamaguchi, Progr. Theor. Phys. **5**, 76 (1950).
109. В. П. Шамов, Диссертация, РИАН (1955).
110. G. Harding, F. Farley, Proc. Phys. Soc. **A69**, 853 (1956).
111. J. Meadows, R. Diamond, R. Sharp, Phys. Rev. **102**, 190 (1956).
112. N. Sugarman, M. Campos, K. Wielgoz, Phys. Rev. **101**, 388 (1956).
113. N. T. Porile, Phys. Rev. **108**, 1526 (1957).
114. W. Heisenberg, Zeits. f. Phys. **126**, 569 (1949).
115. Н. А. Перфилов, В. П. Шамов, О. В. Ложкин, ДАН **113**, 75 (1957).
116. Г. А. Пик-Пичак, ЖЭТФ **34**, 341 (1958).
117. R. L. Wolfgang, G. Friedlander, Phys. Rev. **96**, 190 (1954).
118. L. C. Yuan, S. Lindenbaum, Phys. Rev. **93**, 1413 (1954).
119. М. Мещеряков, Б. Неганов, ДАН **100**, 677 (1955).
120. S. Lindenbaum, L. Yuan, Phys. Rev. **100**, 306 (1955).
121. W. O. Lock, P. V. March, H. Muirhead, W. Rosser, Proc. Roy. Soc. **230**, 215 (1955).
122. L. W. Smith, A. McReynolds, G. Snow, Phys. Rev. **97**, 1186 (1955).
123. J. Miller, G. Friedlander, Phys. Rev. **91**, 485 (1953).

К главе II

1. I. Coeckerman, I. Perlman, Phys. Rev. **72**, 352 (1947).
2. I. Coeckerman, I. Perlman, Phys. Rev. **73**, 1127 (1948).
3. I. Coekerman, I. Perlman, Phys. Rev. **76**, 628 (1949).
4. O'Connor, G. Seaborg, Phys. Rev. **74**, 1189 (1948).
5. E. Kelly, G. Wirgand, Phys. Rev. **73**, 1135 (1948).
6. I. Jungerman, S. C. Wright, Phys. Rev. **76**, 1112 (1949).
7. S. G. AlSalam, Phys. Rev. **84**, 254 (1951).
8. W. John, W. Fry, Phys. Rev. **91**, 1234 (1913).
9. В. И. Гольданский, УФН **48**, вып. 4 (1952).
10. Н. А. Перфилов, Н. С. Иванова, О. В. Ложкин, В. П. Остроумов, В. П. Шамов, Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии 1955 г.
11. А. П. Виноградов, И. П. Алимарин, В. И. Баранов, А. К. Лаврухина и др., Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии 1955 г.
12. Б. В. Курчатов, В. И. Мехедов, М. Я. Кузнецова, Л. И. Курчатова, Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии 1955 г.
13. А. И. Мурин, Б. К. Преображенский, И. П. Ютландов, М. А. Якимов, Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии 1955 г.
14. R. Folger, P. Stevenson, G. Seaborg, Phys. Rev. **98**, 107 (1955).
15. В. И. Гольданский, ДАН СССР **101**, 1027 (1955).
16. В. П. Шамов, ДАН СССР **103**, 593 (1955).
17. Н. А. Перфилов, Н. С. Иванова, В. П. Шамов, ДАН СССР **103**, 573 (1955).
18. В. П. Шамов, О. В. Ложкин, ЖЭТФ **28** (1955).
19. Н. А. Перфилов, О. В. Ложкин, В. П. Шамов, ЖЭТФ 28 (1955).
20. P. Kruger, N. Sugarman, Phys. Rev. **99**, 1459 (1955).
21. Н. С. Иванова, ЖЭТФ **31**, 413 (1956).
22. G. Seaborg, Phys. Rev. **97**, 1092 (1955).
23. В. И. Гольданский, В. С. Пенкина, Э. З. Тарумов, ЖЭТФ **29**, 776 (1955).
24. H. G. Hick, R. S. Gilbert, Phys. Rev. **100**, 1286 (1955).
25. L. G. Jodra, N. Sugarman, Phys. Rev. **99**, 1470 (1955).
26. M. Steiner, I. Jungerman, Phys. Rev. **101**, 807 (1956).
27. I. Jungerman, Phys. Rev. **79**, 632 (1950).
28. N. Sugarman, R. B. Duffield, G. Friedlander, J. Miller, Phys. Rev. **95**, 1704 (1954).
29. M. Lindner, R. N. Osborne, Phys. Rev. **94**, 1323 (1954).
30. W. E. Nervick, G. Seaborg, Phys. Rev. **97**, 1092 (1955).
31. L. Katz, T. Kavakagh et al, Phys. Rev. **99**, 98 (1955).
32. S. E. Ritsema, U.C.R.L., 3266 (1956).
33. R. W. Spence, G. P. Ford, Ann. Rev. Nuc. Sci. **2**, 399 (1953).
34. R. Smith, N. Sugarman, Phys. Rev. **95**, 1260 (1954).
35. В. П. Шамов, ЖЭТФ **35**, 316 (1958).
36. В. Джелепов, Б. Поптекорво, Атомная энергия **3**, 413 (1957).

37. M. Lindner, R. Osborne, Phys. Rev. **103**, 378 (1957).
38. А. Лаврухина, Л. Красавина, Атомная энергия **2**, 27 (1957).
39. R. Wolfe, W. Ballon, Phys. Rev. **75**, 527 (1949).
40. H. Hick, A. Timmick, I. Packler, T. Handecy, Phys. Rev. **99**, 184 (1955).
41. Ф. Павлоцкая, А. Лаврухина, Атомная энергия **5**, 115 (1956).
42. R. Batzel, G. Seaborg, Phys. Rev. **79**, 528 (1950).
43. А. Лаврухина, Л. Красавина, А. Поздняков, ДАН **1**, 119 (1958).
44. А. Мурин, Б. Преображенский, Н. Титов, Изв. АН СССР, ОХН, 1955, стр. 577.
45. Н. Перфилов, В. Остроумов, ДАН **103**, 227 (1955).
46. Н. Иванова, Атомная энергия, приложение № 1 (1957).
47. Н. Иванова, ЖЭТФ **31**, 693 (1956).
48. Н. Перфилов, Н. Иванова, ЖЭТФ **28**, 732 (1955).
49. Г. Беловицкий, Т. Романов, Л. Сухов, И. Франк, ЖЭТФ **28**, 729 (1955).
50. K. Chacket, G. Chachet, J. inorg. nucl. chem. 4, 230 (1957).
51. В. Друин, С. Поликанов, Г. Флеров, ЖЭТФ **32**, 1298 (1957).
52. В. Остроумов, Диссертация, РИАН (1953).
53. B. L. Cohen, Ferrel-Bryan et al, Phys. Rev. **98**, 685 (1955).
54. R. L. Henkel, I. E. Brolley, Phys. Rev. **103**, 1292 (1956).
55. G. T. Coffin, I. Halpern, Phys. Rev. **112**, 536 (1958).
56. I. E. Brolley, W. C. Dickinson, R. L. Henkel, Phys. Rev. **99**, 159 (1955).
57. В. Струтинский, Атомная энергия **2**, 508 (1957).
58. I. Halpern, G. T. Coffin, 2-я Международная Конференция по мирному использованию атомной энергии, доклад № 642, Женева.
59. A. Bohr, 1-я Международная Конференция по мирному использованию атомной энергии, доклад IX, Женева (U. N. Geneve Conference **2**, 151 (1955)).
60. А. Протопов, В. Эйсмонт, Атомная энергия **4**, 194 (1958).
61. О. Ложкин, Н. Перфилов, В. Шамов, ЖЭТФ **29**, 292 (1955).
62. I. W. Meadows, Phys. Rev. **110**, 1109 (1958).
63. R. L. Wolke, I. R. Cutman, Phys. Rev. **107**, 850 (1956).
64. N. Porile, N. Sugarman, Bull. Am. Phys. Soc., vol. **1**, № 7, 328 (1956).
65. I. Halpern, V. M. Strutinski, 2-я Международная конференция по мирному использованию атомной энергии, доклад № 1513.
66. I. Halpern (препринт), Phys. Rev. (будет опубликовано).
67. I. E. Brolley, W. C. Dickinson, Phys. Rev. **94**, 640 (1954).
68. W. C. Dickinson, I. E. Brolley, Phys. Rev. **90**, 388 (1953).
69. B. L. Cohen, W. H. Jones, G. H. McCormick, B. L. Ferell, Phys. Rev. **94**, 625 (1954).
70. T. L. Folger, L. Rosen, Phys. Rev. **72**, 926 (1947).
71. I. Jungerman, S. C. Wright, Phys. Rev. **76**, 1112 (1948).
72. S. Friedland, Phys. Rev. **87**, 75 (1951).
73. В. Шамов, О. Ложкин, ЖЭТФ **29**, 286 (1955).
74. I. Jamaguchi, Progr. Theor. Phys. **5**, 143 (1950).
75. N. Bohr, I. Wheller, Phys. Rev. **56**, 426 (1939).
76. В. Остроумов, ДАН **103**, 409 (1955).
77. В. Шамов, Атомная энергия, приложение № 1 (1957).
78. В. Шамов, Диссертация, РИАН (1955).
79. E. M. Dauthett, D. A. Temleton, Phys. Rev. **94**, 128 (1954).
80. G. N. Harding, Proc. Phys. Soc. **69**, 330 (1956).
81. A. W. Foirfhall, R. C. Jonsen, Bull. Am. Phys. Soc. **8**, 378 (1957).
82. L. Marquez, Nouvo Cim. **2**, 288 (1954).
83. L. Marquez, Nuovo Cim. **5**, 1646 (1957).
84. L. Marquez, Proc. Phys. Soc. **A70**, 546 (1957).
85. N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, J. Miller, G. Friedlander, A. Turkevich, Phys. Rev. **110**, 204 (1955).
86. В. Остроумов, Р. Филов, ЖЭТФ **33**, 1335 (1957).
87. I. Dostrovsky, Z. Frankel, R. Rabinovitz, 2-я Международная конференция по мирному использованию атомной энергии, доклад № 1615.
88. V. Weisskopf, Phys. Rev. **52**, 295 (1937).
89. K. J. Le Conteur, Proc. Phys. Soc. **A63**, 253 (1950).
90. G. N. Harding, F. J. Farley, Proc. Phys. Soc. **A69**, 853 (1956).
91. В. Шамов, ЖЭТФ **33**, 346 (1957).