

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P15-99-268

В.Александрян¹, И.Адам², А.Балабекян¹, А.Данагулян¹,
В.Г.Калинников, Ж.Мусульманбеков, В.К.Родионов,
В.И.Стегайлов, Яр.Франа²

ОБРАЗОВАНИЕ ЯДЕР-ПРОДУКТОВ СО СРЕДНИМИ
ЗНАЧЕНИЯМИ МАСС В РЕАКЦИЯХ ПРОТОНОВ
С РАЗДЕЛЕННЫМИ ИЗОТОПАМИ ОЛОВА

Направлено в журнал «Nuclear Physics A»

¹Ереванский государственный университет

²Институт ядерной физики АН Чешской Республики, Ржеж

1999

Образование ядер-продуктов со средними значениями масс в реакциях протонов с разделенными изотопами олова

Исследован механизм образования ядер-продуктов в массовой области $42 \leq A \leq 81$ в реакциях протонов с разделенными изотопами олова при трех разных энергиях налетающих протонов: 0,66; 1,0 и 8,1 ГэВ. Полученные абсолютные значения сечений ядер-продуктов сравнивались с теоретическими значениями, рассчитанными по каскадно-испарительной и статистической мультифрагментальной моделям. Показано, что эти ядра при $E_p = 8,1$ ГэВ могут образоваться как вследствие расщепления ядра, так и как партнеры нескольких фрагментов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1999

Formation of Residual Nuclei with Medium Mass Number in the Reaction of Protons with Separated Tin Isotopes

The mechanism of formation of residual nuclei in the mass region $42 \leq A \leq 81$ in the reactions of protons with separated tin isotopes at three protons energies 0.66, 1.0 and 8.1 GeV was investigated. The absolute cross sections of the residual nuclei were compared with the theoretical ones calculated by the cascade-evaporation and statistical multifragmentation models (SMM). It was shown that at $E_p = 8.1$ GeV these nuclei may arise both from disintegration of the nucleus and as a partner of several fragments.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

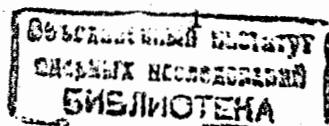
ВВЕДЕНИЕ

В последние годы возрос интерес к процессу образования легких ядер в реакциях протонов с разными ядрами-мишенями [1-10], что свидетельствует о важности понимания механизма протекания этого процесса. Во всех случаях в качестве мишеней взяты изотопы натурального состава. Многие авторы ограничивали исследуемую зарядовую область ядер-остатков $3 < A < 20$ [8,10], а те авторы, которые исследовали образование среднетяжелых ядер-остатков по отношению к ядру-мишени, рассматривали процесс с точки зрения двухступенчатой, каскадно-испарительной модели [1-7]. В последние 15 лет в литературе появились теоретические работы, объясняющие механизм образования легких ядер процессом мультифрагментации [11-14]. Согласно статистической модели мультифрагментации (СММ), этот процесс связан с фазовым переходом жидкость-газ послекаскадного горячего возбужденного ядра [13,14].

Цель настоящей работы – исследовать механизм образования среднетяжелых ядер-остатков ($42 < A < 81$) в реакциях протонов с разделенными изотопами олова при разных значениях энергии налетающих протонов. Выбор обогащенных изотопов олова в качестве мишени дает возможность исследовать влияние нуклонного состава ядер-мишеней и ядер-продуктов на выходы образования последних.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Настоящая работа является продолжением работ по исследованию образования лёгких ядер-продуктов в реак-



циях протонов с разделенными изотопами олова [15].

Мишени обогащенных изотопов олова ^{112}Sn , ^{118}Sn , ^{120}Sn , ^{124}Sn облучались протонными пучками на фазотроне ЛЯП и синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ при трех значениях энергий падающих протонов 0,66; 1,0 и 8,1 ГэВ. Для мониторинга пучков была использована реакция $^{27}\text{Al}(p, 3pn)^{24}\text{Na}$ с известными сечениями при указанных энергиях 10,7; 10,1 и 8,1 мб [16], соответственно. Образованные в мишенях остаточные ядра исследовались с помощью активационного анализа. Характеристические γ -спектры этих ядер измерялись сверхчистыми Ge-детекторами. Полученные спектры обрабатывались пакетом программ "DEIMOS" [17]. Идентификация ядер-остатков производилось по характерным γ -линиям и по периодам полураспадов [18]. Наблюденно большое количество ядер-продуктов из всех мишеней и определены абсолютные значения их сечений. В настоящей работе обсуждаются данные, относящиеся к ядрам-продуктам со средними массовыми числами (относительно ядра-мишени). Значения сечений этих ядер приведены в табл. 1 и 2. В таблице 1 даны сечения тех ядер-продуктов, для которых было возможно определить эти сечения при двух или трех значениях энергий протонов. В отдельном столбце даны типы их распадов (β^+ , β^-) и сечений (С - кумулятивные и I - независимые). Как видно из таблицы 1, для всех мишеней наблюдается сильная энергетическая зависимость сечений образования этих ядер (рост сечений при увеличении энергии протонов). На рисунке 1а показана эта зависимость для ядер ^{81}Rb , ^{75}Br , ^{75}Se , ^{69}Ge из мишени ^{118}Sn . На рисунке 1б дана та же энергетическая зависимость остаточных ядер с массовыми числами, близкими к ядрам-

Таблица 1 Значения сечений образования ядер-продуктов

Ядро продукт	Тип сечений	^{112}Sn σ , мб		^{118}Sn σ , мб		^{120}Sn σ , мб		^{124}Sn σ , мб		
		0,66ГэВ	8,10ГэВ	0,66ГэВ	1,00ГэВ	8,10ГэВ	1,00ГэВ	0,66ГэВ	1,00ГэВ	8,10ГэВ
^{81}Sr	C+	-	-	-	-	1,14±0,25	-	-	-	0,37±0,05
^{81}Rb	I+	3,40±0,40*	12,00±1,00*	1,60±0,15*	4,30±0,40*	8,00±1,00	3,60±0,30*	6,00±0,70	1,77±0,18*	5,90±0,50
^{79}Kr	C+	2,70±0,30	9,60±1,00	-	3,50±0,40	8,50±0,80	2,37±0,50	7,10±1,10	2,45±0,44	5,20±0,30
^{77}Kr	C+	-	6,00±1,50	-	1,00±0,10	3,40±0,50	0,65±0,06	2,80±0,20	0,39±0,04	1,60±0,20
^{77}Br	I+	1,60±0,20	4,10±0,50	0,87±0,10*	1,67±0,35	5,80±1,20	1,12±0,20	4,70±0,47	0,80±0,07	4,20±0,50
^{76}Kr	C+	0,36±0,04	1,64±0,20	0,25±0,05	-	0,97±0,02	-	0,38±0,04	-	-
^{76}Br	I+	0,80±0,20	6,90±0,60	-	1,40±0,15*	5,90±0,80	0,82±0,20*	5,00±1,00	-	4,00±0,40*
^{75}Br	C+	-	5,40±0,40	0,17±0,03	0,74±0,07	3,70±0,40	0,59±0,05	2,60±0,30	0,28±0,04	1,90±0,20
^{75}Se	I+	1,20±0,20*	13,80±1,40	0,41±0,04	1,70±0,20	9,00±1,30	1,70±0,20	7,60±0,70	1,00±0,10	5,80±0,90
^{73}Se	C+	0,58±0,06	5,70±0,60	-	0,83±0,10	4,30±0,40	0,50±0,06	3,15±0,45	-	2,30±0,30
^{73}As	I+	0,21±0,02	1,80±0,20	-	0,73±0,12	3,70±0,60	0,59±0,06	3,20±0,30	1,25±0,40	3,90±0,60
^{71}As	C+	0,63±0,07	7,40±2,00	-	0,90±0,15	7,00±2,00	0,69±0,06	5,00±0,50	0,31±0,05	3,40±0,50
^{70}As	C+	-	4,86±0,40	-	0,34±0,07	2,18±0,20	0,37±0,07	1,55±0,10	0,25±0,05	0,85±0,15
^{69}Ge	C+	0,22±0,04	6,70±0,60	0,55±0,05	0,97±0,12	5,90±0,70	-	4,00±0,40	0,93±0,35	3,20±0,60
^{67}Ge	C+	-	-	-	-	1,00±0,30	-	0,50±0,07	-	0,30±0,06
^{67}Ga	I+	-	8,10±1,00*	-	1,30±0,20*	7,60±0,70	1,60±0,15*	7,10±1,50	0,66±0,08	4,70±0,50

* - кумулятивные значения сечений

мишеням (^{115m}In , ^{103}Ag , ^{106m}Ag , ^{100}Pd , ^{99}Rh , ^{94}Ru) Как видно, сечения их образования уменьшаются по мере увеличения энергии, а в области 1-8 ГэВ остаются почти постоянными. Ядра-продукты, массовые числа A которых близки к A_t мишени, вероятно, образуются как остатки в каскадно-испарительном процессе после вылета нуклонов или нуклонных ассоциаций. Отличие энергетических зависимостей сечений ядер-продуктов разных массовых областей указывает на разные механизмы их образования. В таблице 2 приведены сечения образования ядер-остатков в массовой области $42 < A < 81$ только для энергии протонов $E_p=8,1$ ГэВ. Надо отметить, что изотопы в области масс $42 < A < 67$ при энергии протонов 1 ГэВ не обнаружены из всех мишеней. Они не были обнаружены также при энергии протонов 0,66 ГэВ, хотя интенсивность пучка при этой энергии на три порядка выше, чем при 8,1 ГэВ [15]. Это означает, что их сечения образования при низких энергиях (0,66 и 1 ГэВ) были незначительны и резко увеличивались при 8,1 ГэВ. На рисунке 1а для сравнения приведена энергетическая зависимость сечений для легкого ядра ^{24}Na , образование которого объясняется фрагментацией [15]. Сходство всех кривых на рис. 1а позволяет сделать заключение, что при образовании ядер-продуктов средних масс, наряду с процессом расщепления, также важную роль играет процесс фрагментации. При энергии падающих протонов 8,1 ГэВ, после прохождения каскада в ядре, мы имеем большую энергию возбуждения на нуклон, поднимается температура ядра, ядерная жидкость как бы кипит [19], увеличивается объем, следовательно, уменьшается плотность ядерного вещества, происходит фазовый переход жидкость-газ. В результате

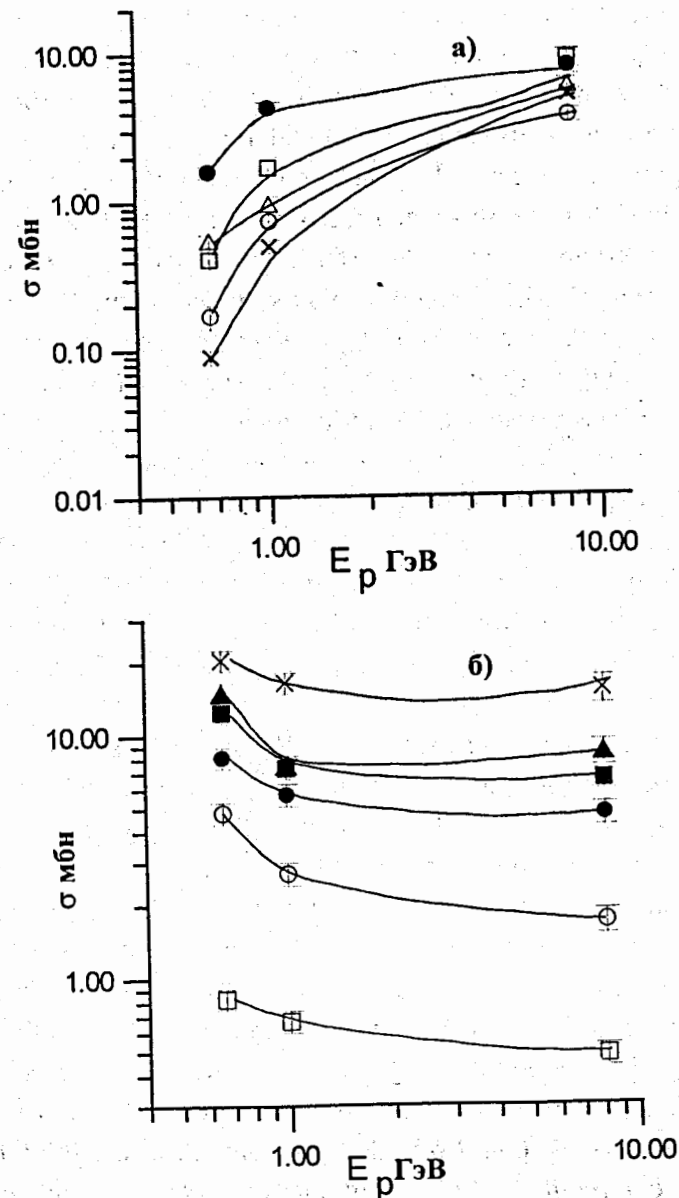


Рис.1. Энергетическая зависимость сечений при $E_p = 8,1$ ГэВ:

- а) ● ^{81}Rb , ○ ^{75}Br , □ ^{75}Se , △ ^{69}Ge , × ^{24}Na .
 б) × ^{115m}In , ● ^{99}Rh , ○ ^{103}Ag , □ ^{94}Ru , ■ ^{100}Pd ,
 ▲ ^{106m}Ag

флуктуации плотности горячей ядерной материи вероятность образования фрагментов увеличивается, происходит развал ядра и эти фрагменты покидают ядро, т.е. происходит термическая мультифрагментация горячего и расширенного ядра [14]. Затем из возбужденного фрагмента испаряются нуклоны и другие частицы. Ядра-продукты средней массы, регистрировавшиеся в настоящей работе, могут образовываться как вследствие расщепления ядра, так и как партнеры нескольких фрагментов. А более лёгкие продукты типа K, Sc, V, Cr и т.д., возможно, образуются как большие фрагменты ($A_f \leq A_t/3$), покидают "горячее" ядро, но застревают в мишени из-за малости переданной им кинетической энергии.

Нами сделаны расчеты по каскадно-испарительной модели [20] и по модели СММ для наших мишеней при энергии 8,1 ГэВ налетающих протонов. При расчете по каскадно-испарительной модели разыгрывалось 50 тыс. событий, а при расчете по СММ разыгрывалось 100 тыс. событий для каждой мишени. В таблице 2 приведены расчетные значения по каскадно-испарительной модели и по модели СММ. На рисунках 2 и 3 приведены гистограммы сравнения экспериментальных значений сечений с расчетными, полученными по СММ и каскадно-испарительной моделям. На оси абсцисс отложены отношения $\sigma_{\text{эксп.}}/\sigma_{\text{теор.}}$, а на оси ординат – число случаев. Массовое число ядер-остатков разделено на две области $42 \leq A \leq 81$ и $82 \leq A \leq 115$. На рисунке для второй области масс не включены значения сечений простых и зарядообменных реакций. Как видно на этих рисунках, лучшее согласие для обеих областей масс получается по модели мультифрагментации (СММ) (рис.3), распределе-

Таблица 2 Значения сечений образования ядер-продуктов при $E_p = 8, 1 \text{ ГэВ}$

Ядро продукт	Тип сечения	^{112}Sn $\sigma, \text{ мб}$		^{118}Sn $\sigma, \text{ мб}$		^{120}Sn $\sigma, \text{ мб}$		^{124}Sn $\sigma, \text{ мб}$					
		exp.	cascad	CMM	exp.	cascad	CMM	exp.	cascad	CMM			
^{81}Sr	C ⁺	-	0.33	1.77	1.14±0.25	0.03	0.85	0.70±0.05	0.13	0.66	0.37±0.05	0.12	-
^{84}Rb	I ⁺	12.00±1.00*	6.05	6.96	8.00±1.20	2.87	6.59	6.00±0.70	3.37	6.07	5.90±0.50	1.18	6.37
^{79}Kr	I ⁺	9.60±1.00*	6.12	6.20	7.10±0.70	8.62	6.41	5.05±0.95	5.25	6.24	4.00±0.30	2.27	5.89
^{74}Kr	C ⁺	6.00±1.50	0.90	3.32	3.40±0.50	0.35	2.37	2.80±0.20	0.25	1.91	1.60±0.20	0.16	1.69
^{76}Kr	I ⁺	1.64±0.20	0.27	0.60	0.97±0.15	0.10	0.32	0.38±0.04	0.37	0.32	-	0.09	-
^{77}Br	I ⁺	4.10±0.50	4.90	5.21	5.80±1.20	2.77	5.40	4.70±0.47	2.12	5.14	4.20±0.50	0.16	5.24
^{76}Br	I ⁺	6.90±0.60	1.50	6.95	5.90±0.80	0.52	5.82	5.00±1.00	0.50	5.61	4.00±0.40*	0.16	5.16
^{75}Br	C ⁺	5.40±0.43	0.75	4.39	3.70±0.40	0.27	3.19	2.60±0.30	0	2.69	1.90±0.20	0.08	2.35
^{74m}Br	I ⁺	2.10±0.38	0.10	0.77	1.12±0.20	0.02	0.40	0.71±0.15	0	0.40	0.37±0.07	0	0.24
^{74g}Br	C ⁺	-	-	-	0.41±0.20	-	-	0.40±0.07	-	-	0.12±0.02	-	-
^{75}Se	I ⁺	13.80±1.40	6.37	3.42	9.00±1.30	3.60	3.97	7.60±0.70	3.75	4.54	5.80±0.90	2.30	5.00
^{73}Se	C ⁺	5.70±0.60	0.90	4.54	4.30±0.40	0.62	3.51	3.15±0.45	0.50	3.61	2.30±0.30	0.32	2.90
^{72}Se	C ⁺	2.60±0.50	0.50	1.27	1.90±0.40	0.22	0.60	2.20±0.30	0.12	0.60	0.75±0.23	0.04	0.51
^{76}As	I ⁻	0.40±0.15	0.45	0.02	0.50±0.15	0.65	0.12	0.55±0.20	0.87	0.20	0.90±0.20	0.61	0.26
^{74}As	I ⁺	1.80±0.20	2.22	0.89	3.70±0.60	1.92	1.40	3.20±0.50	2.25	1.71	3.90±0.60	1.30	2.29
^{72}As	I ⁺	3.15±0.50	1.07	5.80	2.60±0.30	0.45	5.81	2.00±0.50	0.25	5.24	1.60±0.30	0.20	5.21
^{71}As	C ⁺	7.40±2.00	0.80	5.20	7.00±2.00	0.35	3.95	5.00±0.50	0	4.20	3.40±0.50	0.20	3.29
^{70}As	C ⁺	4.86±0.50	0.10	2.06	2.18±0.20	0	1.47	1.55±0.20	0	1.14	0.85±0.15	0	0.82
^{69}Ge	C ⁺	6.70±0.60	1.97	5.11	5.90±0.10	0.90	4.80	4.00±0.40	0.62	4.67	3.20±0.60	0.49	3.94
^{67}Ge	C ⁺	-	0	0.84	1.00±0.30	0.03	0.26	0.50±0.07	0	0.21	0.30±0.06	0	0.09

* - кумулятивные значения сечений

Продолжение Таблицы 2

Ядро продукт	Тип сечения	^{112}Sn σ , мб			^{118}Sn σ , мб			^{120}Sn σ , мб			^{124}Sn σ , мб		
		exp.	casca	CMM	exp.	casca	CMM	exp.	casca	CMM	exp.	casca	CMM
^{72}Ga	C ⁻	2.15±0.40	0.22	0	2.60±0.60	0.20	0.04	2.50±0.40	0.37	0.07	2.80±0.20	0.49	0.16
^{67}Ga	I ⁺	8.10±1.00	1.62	5.87	7.60±1.20	0.47	4.87	7.10±1.50	0.87	4.82	4.80±0.50	0.24	3.60
^{67}Cu	C ⁻	0.41±0.15		0.04	0.60±0.06		0.09	-		0.15	0.70±0.18		0.25
^{69m}Zn	I ⁺	0.50±0.05	0.65	0.07	0.76±0.15	0.50	0.16	0.60±0.10	1.12	0.14	0.76±0.10	0.61	0.30
^{59}Fe	C ⁻	0.24±0.03	0.30	0.10	1.20±0.20	0.22	0.27	1.20±0.15	0.12	0.31	1.40±0.20	0.16	0.46
^{58}Co	I ⁺	6.20±1.20	1.25	3.46	6.70±0.70	0.55	3.56	4.95±0.50	0.37	3.41	3.50±0.90	0.20	2.95
^{57}Co	C ⁺	7.60±2.00	0.96	4.25	6.20±1.50	0.45	3.50	5.30±0.50	0.12	3.65	3.00±0.30	0.24	2.42
^{58}Co	C ⁺	1.90±0.20	0.27	2.99	1.70±0.20	0	1.87	0.82±0.08	0	1.76	0.79±0.12	0.04	1.36
^{56}Mn	C ⁻	0.66±0.10	0.15	0.21	1.50±0.15	0.05	0.29	1.57±0.16	0.25	0.39	1.90±0.20	0.12	0.56
^{54}Mn	I ⁺	10.70±1.00	0.42	2.15	6.10±1.00	0.27	2.86	5.30±0.50	0.25	2.42	3.80±0.40	0.16	2.05
^{52g}Mn	I ⁺	1.95±0.15	0.07	5.21	1.74±0.20	0.02	3.75	1.30±0.30	0	2.60	1.00±0.10	0	2.25
^{52m}Mn	C ⁺	-			0.41±0.08			-			0.19±0.05		
^{51}Cr	C ⁺	6.30±2.00	0.57	7.72	5.30±0.60	0.37	5.52	2.20±0.50		4.99	2.70±0.20	0.08	4.39
^{49}Cr	C ⁺	1.40±0.24	0.05	1.22	0.43±0.05	0	0.60	0.39±0.09	0	0.35	0.20±0.03	0	0.27
^{48}V	C ⁺	3.15±0.15	0.05	6.62	2.80±0.30	0.02	3.62	1.90±0.20	0	3.22	1.40±0.20	0	2.55
^{48}Sc	I ⁻	0.24±0.13	0	0.07	0.50±0.07	0	0.11	0.70±0.15	0.12	0.23	1.10±0.20	0.04	0.16
^{46}Sc	I ⁻	2.90±0.30	0.15	2.32	4.10±0.40	0.07	2.04	3.60±0.20	0.25	2.30	3.30±0.30	0.08	2.39
^{44m}Sc	I ⁺	2.30±0.20	0.05	4.96	1.95±0.20	0	3.96	2.10±0.40	0	3.50	2.10±0.80	0	2.96
^{44g}Sc	I ⁺	1.30±0.30			0.93±0.20			1.00±0.10			0.70±0.30		
^{43}Sc	C ⁺	2.10±0.30	0	1.95	0.84±0.12	0.03	1.04	0.23±0.05	0	1.19	0.29±0.07	0	0.70
^{43}K	C ⁻	0.68±0.03	0	0.25	1.20±0.10	0.05	0.41	1.23±0.15	0	0.49	1.56±0.15	0	0.64
^{42}K	I ⁻	2.10±0.30	0.02	0.80	2.50±0.10	0.05	1.19	2.15±0.10	0.25	1.56	2.40±0.20	0.08	1.51

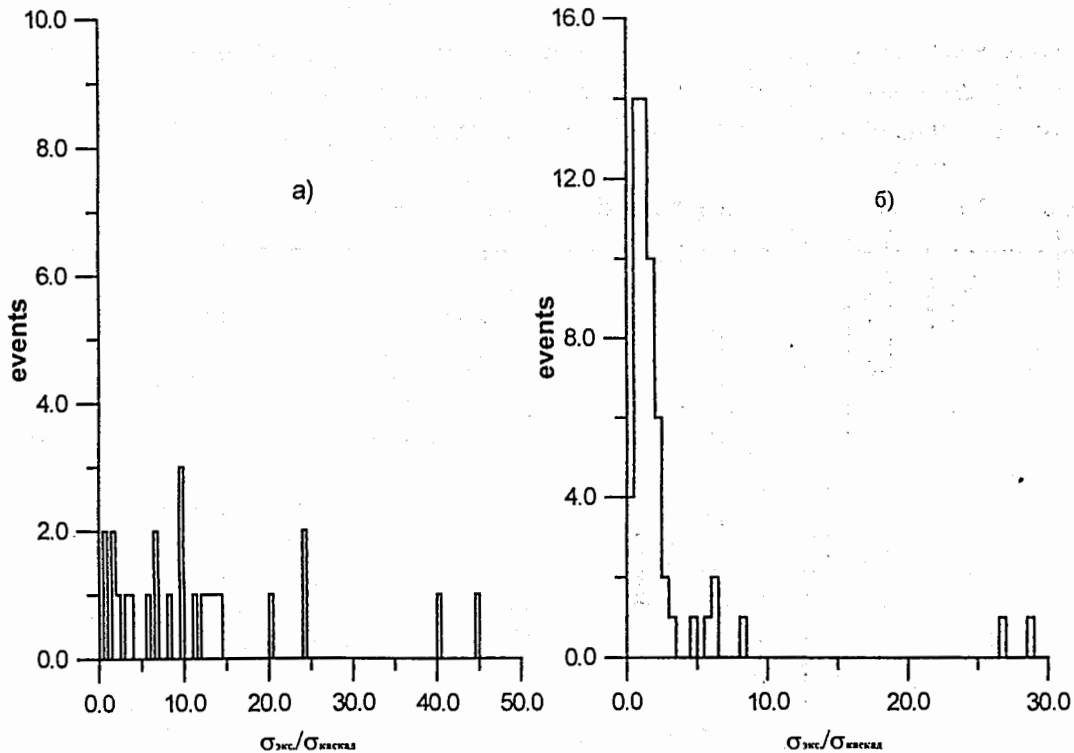


Рис.2. Сравнение экспериментальных значений сечений с расчетными, полученными по каскадно-испарительной модели при $E_p = 8,1$ ГэВ: а) область масс $42 \leq A \leq 81$, б) область масс $82 \leq A \leq 115$

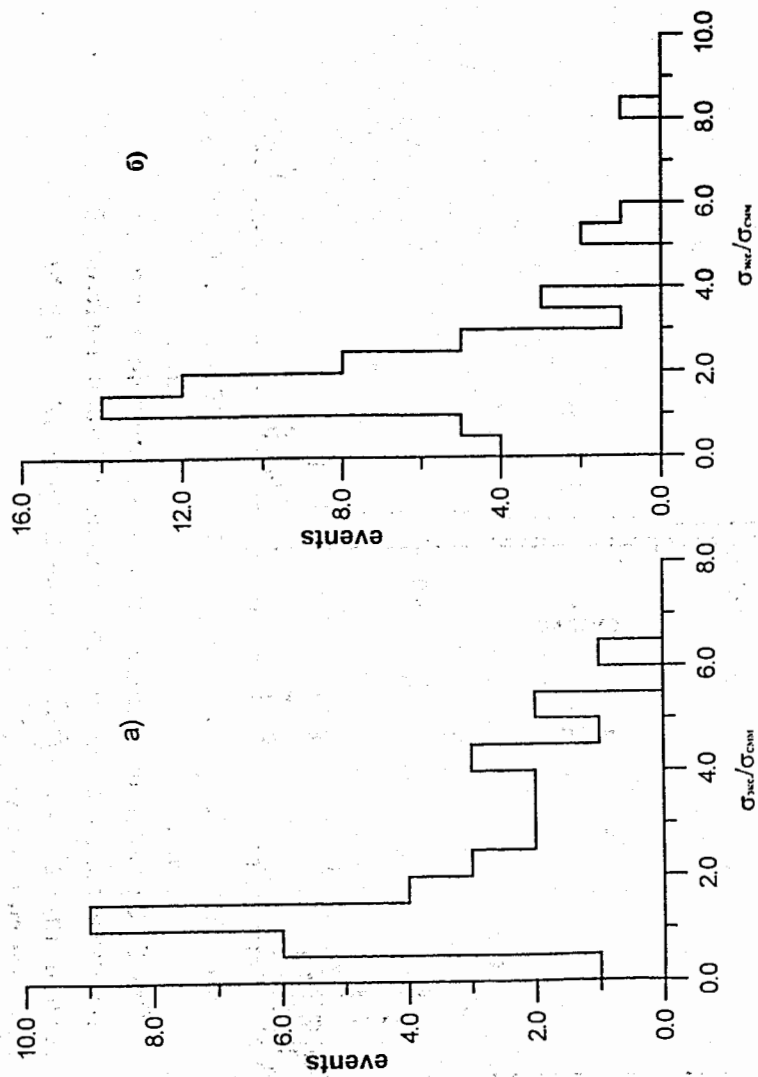


Рис.3. Сравнение экспериментальных значений сечений с расчетными, полученными по СММ-модели при $E_p = 8,1 \text{ ГэВ}$: а) область масс $42 \leq A \leq 81$, б) область масс $82 \leq A \leq 115$

ния имеют максимальное число случаев при $\sigma_{\text{эксп.}}/\sigma_{\text{теор.}} = 1 - 1,5$. Каскадно-испарительная модель (рис.2) хорошо описывает значения сечений остаточных ядер, близких к A_i мишени - область $82 \leq A \leq 115$, где максимальное число случаев при $\sigma_{\text{эксп.}}/\sigma_{\text{теор.}} = 0,5 - 1,5$ в то время как распределение не имеет максимума для области $42 \leq A \leq 81$ и отношения $\sigma_{\text{эксп.}}/\sigma_{\text{теор.}}$ имеют большие значения. Из таблицы 2 следует, что расчетные значения сечений из всех четырех мишеней для многих ядер-продуктов равны или близки к нулю.

На рисунке 4 приведена зависимость значений экспериментальных и расчетных (по обеим моделям) сечений образования ядер-продуктов средней массовой области от N/Z продукта из ядра-мишени ^{118}Sn . Из этого рисунка также видно, что модель СММ хорошо описывает экспериментальные значения сечений, тогда как расчетные данные по каскадно-испарительной модели значительно ниже (на 1 - 2 порядка). Из всего этого следует, что при образовании ядер-продуктов массовой области $42 \leq A \leq 81$ важную роль играет механизм фрагментации. По расчетам модели СММ только 37,8 % образованных выше указанных ядер объясняется расщеплением, а остальные 63,2% - фрагментацией. Такой же результат получается при оценке экспериментальных данных. Если предположить, что расчеты по каскадно-испарительной модели дают сечения образования ядер-остатков, обусловленных только расщеплением, то в процентном соотношении это составляет 40% от экспериментальных значениях сечений в массовой области $42 \leq A \leq 81$.

Как отмечено выше, использование мишеней обогащенных изотопов дает возможность изучать так называемый

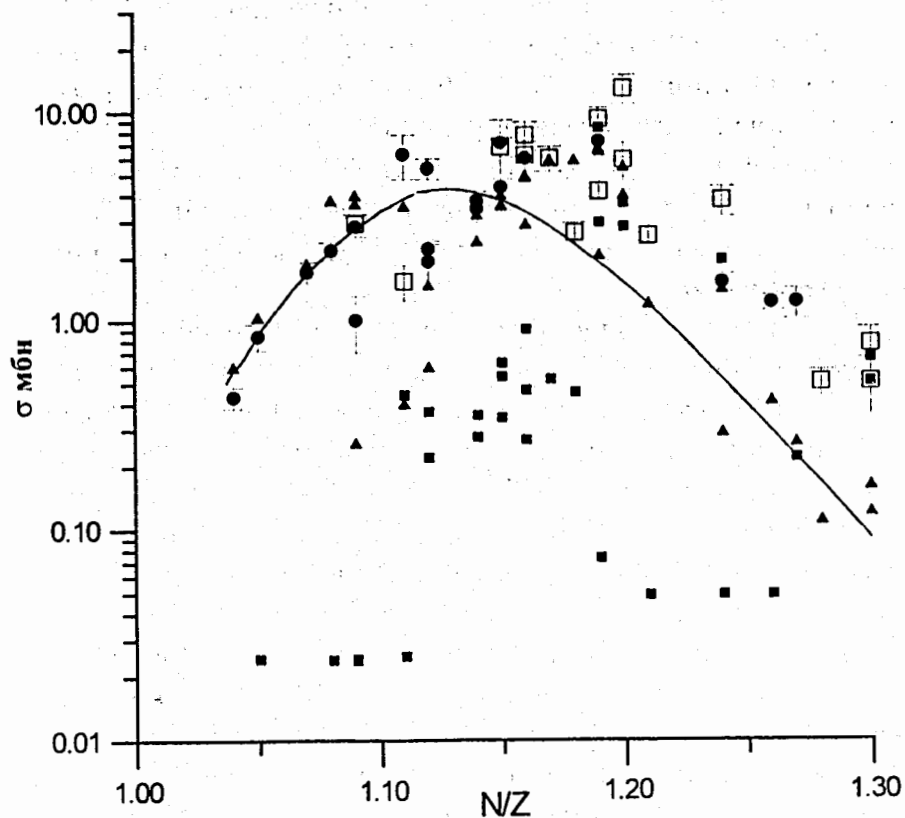


Рис.4. Зависимость значений экспериментальных и расчетных сечений образования ядер-продуктов от N/Z продукта при $E_p = 8, 1$ ГэВ для ядра-мишени ^{118}Sn в области масс $42 \leq A \leq 81$: \blacktriangle - расчеты по модели СММ, \blacksquare - расчеты по каскадно-испарительной модели, \bullet - экспериментальные значения кумулятивных сечений, \square - экспериментальные значения независимых сечений. Кривая проведена от руки по расчетам СММ

изотоп-эффект. Из таблицы 2 видно, что экспериментальные значения сечений ядер с β^- (β^+)-распадом увеличиваются (уменьшаются) при переходе от мишени ^{112}Sn к ^{124}Sn . Причем увеличение (уменьшение) тем больше, чем больше разница ($t_3 - t_{3\text{ст.}}$) (где t_3 - третья проекция изоспина ядра-продукта, а $t_{3\text{ст.}}$ - третья проекция изоспина стабильного изотопа того же элемента), т.е. чем дальше находится ядро от долины β -стабильности. Из таблицы также видно, что в расчетных значениях сечений по одной из моделей, а именно СММ, это явление учтено. Для более наглядного представления на рис.5 приведены зависимости отношений экспериментального значения сечений к расчетным при $E_p = 8, 1$ ГэВ, по модели СММ, для мишеней ^{112}Sn и ^{124}Sn от $t_3 T_3/A$, где T_3 - третья проекция изоспина мишени. Видно, что для многих ядер - продуктов это отношение близко к единице, однако много и случаев, когда оно достигает 6 - 7. Вероятно, в модели СММ необходимо уточнить зависимость значения сечений от нуклонного состава мишени и остаточных ядер.

Авторы выражают благодарность персоналу фазотрона и синхрофазотрона за обеспечение хороших параметров пучка во время облучения мишеней. Один из авторов (Данагулян А.С.) благодарит Министерство науки и высшего образования Республики Армения за финансовую поддержку, а также дирекцию Лаборатории ядерных проблем и ОИЯИ за предоставленную возможность выполнения эксперимента в ОИЯИ.

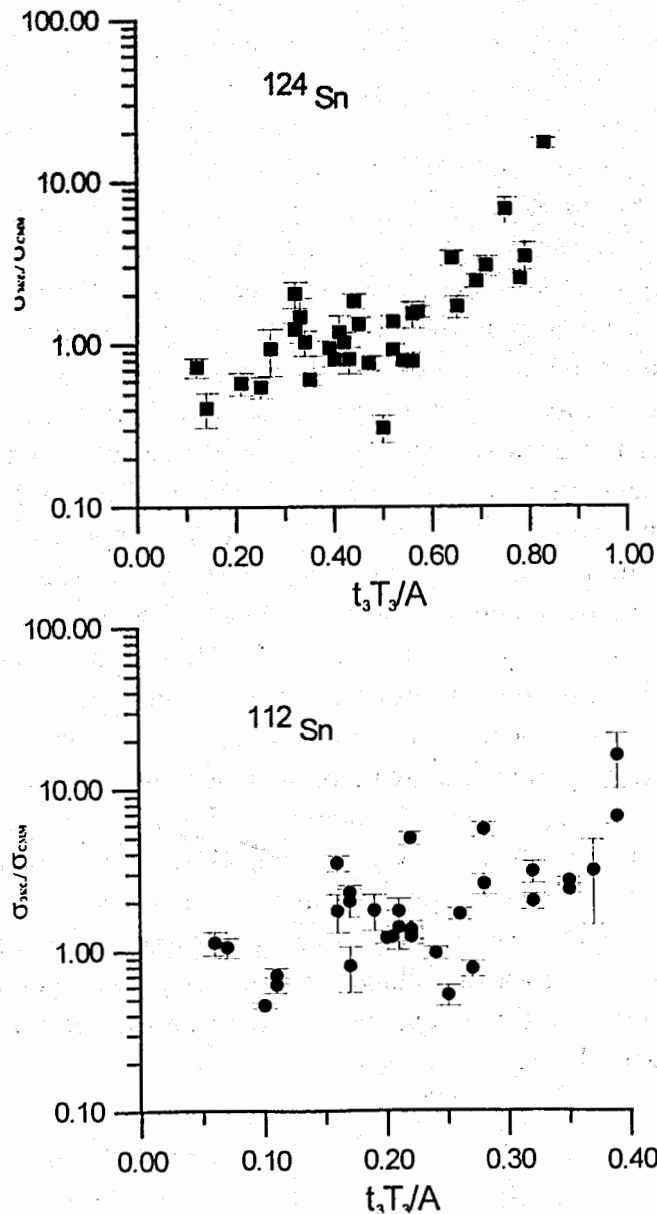


Рис.5. Зависимость отношений экспериментальных значений сечений к расчетными по модели СММ при $E_p = 8, 1$ ГэВ для мишеней ^{112}Sn и ^{124}Sn от третьих проекций изоспинов ядер

1. *N.T.Porile, G.D.Cole and C.R.Rudy* Phys. Rev. 1979, v.C19, 2288.
2. *S.Regnier et al.* Phys.Rev. 1982, v.C26, 931.
3. *Y.Y.Chu, G.Friedlander and L.Husain* Phys.Rev. 1977, v.C15, 352.
4. *O.Scheidemann and N.T.Porile* Phys. Rev. 1976, v.C14, 1534.
5. *T.Asano, Y.Asano et al.* Phys. Rev. 1983, v.C28, 1718.
6. *K.H.Tanaka et al.* Nucl. Phys. 1995, v.A585, 581.
7. *A.A.Kotov, L.N.Andronenko* Nucl. Phys. 1995, A583, 575.
8. *Ю.П.Яковлев* ЭЧАЯ, 1983. т.14, 6, 1285; ЯФ 1987, т.46, 459.
9. *Л.Х.Батист и др.* Препринт ЛИЯФ, 1983, 861.
10. *S.P.Avdeyev, V.A.Karnaikhov et al.* Physics of Atomic Nuclei 1999, v.62, p.237.
11. *S.P.Avdeyev, V.A.Karnaikhov et al.* "Thermal multifragmentation induced by light relativistic projectiles". Proceeding of International Workshop XXVII on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations. Hirschegg, Austria, 1999.
12. *J.Hüfner* Physics Reports 1985, v.125, 1129.
13. *J.P.Bandorf, R.Danaugelo et al.* Nucl.Phys. 1985, v.443, 321; Nucl.Phys. 1985, v.444, 460.
14. *А.С.Ботвина, К.К.Гудима и др.* ЯФ, 1994, т.57, 667.
15. *J.P.Bandorf, A.S.Botvina et al.* Phys. Reports 1995, v.257, 133.
16. *А.С.Данагулян и др.* Препринт ОИЯИ, 1998, P15-98-301.

16. В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М. Атомиздат, 1972.

17. J.Frana Acta Polytechnica-Nukleonika, 1998, v.38, p.127.

18. U.Reus and W.Westmeier Atomic Data and Nuclear Data Tables 1983, v.29, №1.

19. D.H.E.Gross Rep.Progr.Phys.,1990,v.53,p.605.

20. Ж.Мусульманбеков, Б. Хурелбаатар Препринт ОИЯИ, 1999, P2-99-59.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 октября 1999 года.