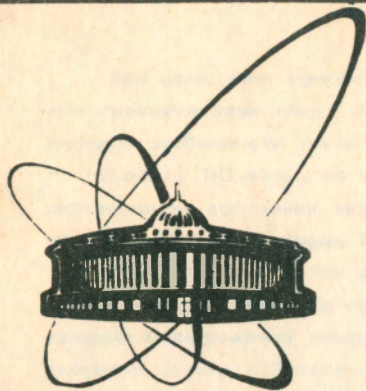


90 - 1



♀  
ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

C 138

P7-90-1

Р. Н. Сагайдак, Ю. В. Лобанов, Ю. Ц. Оганесян,  
А. Г. Попеко, Е. А. Черепанов

ОБРАЗОВАНИЕ ПРОДУКТОВ С  $A = 122-128$   
В РЕАКЦИЯХ  ${}^{\text{nat}}\text{Ag} + {}^{22}\text{Ne}$  (99 МэВ)

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1990

## 1. ВВЕДЕНИЕ

При измерении функций возбуждения реакций, приводящих к образованию среднетяжелых ядер ( $100 < A < 160$ ), было обращено внимание на некоторые особенности таких реакций с вылетом легкой заряженной частицы -  $(HI, \alpha p)$ ,  $(HI, \alpha np)$ , по сравнению с аналогичными реакциями испарения нейтронов из составных ядер -  $(HI, n)$  /1,2/. Дальнейшие исследования образования как тяжелых (мишенеподобных) /3/, так и легких (частицеподобных) /4/ продуктов реакций выявили важную роль процессов неполного слияния и передачи нуклонов при взаимодействии ядер. Более детальные эксперименты позволили сформулировать ряд положений, характеризующих процессы передачи нуклонов /5-7/ и образования тяжелых продуктов в реакциях с вылетом легких заряженных частиц /8,9/. В последнее время проявляется интерес к определению вероятности различных каналов взаимодействия ядер, в частности слияния, на фоне других неупругих процессов /10/.

В настоящей работе представлены результаты измерений методами "off-line"  $\gamma$ -спектрометрии абсолютных сечений образования и угловых распределений продуктов с массовыми числами от 122 до 128 в реакциях, вызываемых ионами  $^{22}\text{Ne}$  на изотопах  $\text{Ag}$  при энергии ионов  $99 \text{ MeV}$  (в лабораторной системе).

Выбранная энергия ионов в 1.4 раза превышает кулоновский барьер реакции, но ниже энергии, соответствующей критическому угловому моменту, определяющему процесс слияния ядер /11/. Можно было ожидать, что при этой энергии основным процессом взаимодействия ядер будет их полное слияние с образованием продуктов распада составных ядер, удобных для  $\gamma$ -спектрометрических измерений. Полученные таким образом абсолютные сечения образования продуктов сравниваются с расчетами по статистической модели /12/. Дополнительную информацию о механизме образования продуктов в реакциях даст угловое распределение, на основании анализа которых рассмотрен вклад процессов неполного слияния ядер в образование наблюдаемых продуктов.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

2.1. ОБЛУЧЕНИЯ И УСТАНОВКА. Облучения проводились на выведенном пучке циклотрона тяжелых ионов У-400 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Ионы  $^{22}\text{Ne}$  ускорялись с зарядом +2, выводились из камеры циклотрона методом перезарядки на твердотельном стриппере и транспортировались в реакционную камеру системой квадрупольных линз.

Схема установки, использовавшейся в облучениях, показана на рис. 1. Пучок ионов (П) перед попаданием на мишень (М) коллимировался диафрагмами D1 и D2, ограничивающими угловую расходимость пучка в пределах  $\leq 0.5^\circ$ . Для измерения энергии налетающих ионов между диафрагмами помещался тонкий рассеиватель (Р). Ионы, рассеянные под углом  $30^\circ$  к направлению пучка, регистрировались поверхностно-барьерным Si (Au) - детектором (ППД). Измерения энергии проводились до и после облучения мишени, во время облучения мишени рассеиватель находился вне пучка ионов.

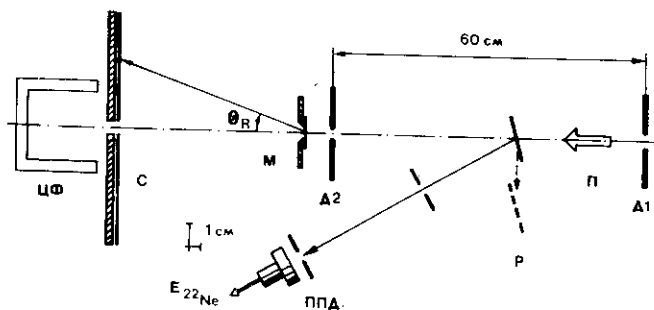


Рис. 1 Схема эксперимента: D1 и D2 - входные диафрагмы пучка ионов (П), Р - рассеивающая фольга, ППД - полупроводниковый детектор, М - мишень, С - сборник ядер отдачи, ЦФ - цилиндр Фарадея.

В качестве мишени использовалась самоподдерживающаяся серебряная фольга толщиной  $0.26 \pm 0.04 \text{ мг/см}^2$  с природным содержанием изотопов. Толщина мишени определялась с помощью рентген-флуоресцентного анализа.

Ядра отдачи, выбитые из мишени пучком ионов, собирались танталовым сборником (С) толщиной  $8.3 \text{ мг/см}^2$ , в котором, по имеющимся представлениям о кинематике возможных процессов  $^{111}$  и пробегах ядер  $^{13}$ , должны были тормозиться все "мишенеподобные" продукты, попадающие на сборник. Сборник укреплялся на диске, расположенном на определенном расстоянии от мишени и имеющем отверстие для мониторингования тока пучка с помощью цилиндра Фарадея (ЦФ), находящегося сразу за диском. Средняя интенсивность пучка ионов на мишени составляла  $4 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ .

Было проведено два облучения продолжительностью около 2-х часов каждое с примерно равными интегральными потоками ионов, прошедшими через мишень. В первом из них продукты реакции собирались двумя кольцевыми сборниками, охватывавшими диапазон углов от  $1.4^\circ$  до  $2.6^\circ$  и от  $2.6^\circ$  до  $9.9^\circ$ , во втором - диапазон углов от  $0.9^\circ$  до  $15.6^\circ$  охватывался одним сборником.

2.2. ИЗМЕРЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ. Гамма-активность сборников из первого облучения измерялась спустя 1.5 часа после его окончания при помощи  $\gamma$ -спектрометра с Be(Li)-детектором, имеющим эффективный объем 28 см<sup>3</sup>. Разрешение спектрометра составляло 3.0 кэВ (ширина на полувысоте) для линии 609.6 кэВ <sup>226</sup>Ra. В таблице 1 приведены идентифицированные нуклиды, их времена жизни и характеристики  $\gamma$ -переходов /14,15/. Обработка результатов этих измерений для обоек сборников показала, в частности, что в пределах погрешностей долгоживущие нуклиды <sup>123</sup>I, <sup>125</sup>Xe и <sup>127</sup>Xe образуются как дочерние продукты распада <sup>123</sup>Xe, <sup>125</sup>Cs и <sup>127</sup>Cs.

Таблица 1. Характеристики наблюдаемых радионуклидов

A	Элемент	Период полураспада	E <sub><math>\gamma</math></sub> (кэВ)	Абсолютный выход (%)
122	Xe	20.1 час.	350.2	7.87
			564.0	17.7
123	Xe	2.08 час.	148.9	48.6
			178.1	14.8
			330.2	8.5
	I	13.2 час.	159.0	83.2
125	Cs	0.75 час.	112.	8.6
			526.	24.
	Xe	17.0 час.	188.4	55.1
			243.4	28.9
			453.8	4.24
126	Ba*)	1.67 час.	233.6	20.4
			241.0	6.22
			257.6	7.91
			388.6	42.3
			491.2	5.33
127	Cs	6.25 час.	124.7	15.8
			287.1	3.41
			321.5	1.25
			411.9	59.0
			462.3	4.27
			587.2	3.53
	Xe	36.4 дн.	172.1	24.7
			202.8	68.1
			375.0	17.4
128	Ba	2.43 дн.	273.4	14.5
	Cs	3.8 мин.	442.9	25.8

\*) Приведены только линии с интенсивностью > 5 %.

Данные о выходах нуклидов в этих измерениях использовались в дальнейшем для получения абсолютных сечений и интерпретации угловых распределений наблюдаемых продуктов.

Для получения угловых распределений сборник из второго облучения разрезался на кольца, что обеспечивало определенные диапазоны углов сбора продуктов реакции. Необходимый учет размера мишени проводился интегрированием по ее радиусу соответствующего выражения для вероятности попадания ядра отдачи, вылетевшего под определенным углом, на сборник /16/. Измерения активности этих сборников проводились спустя 1.5 суток после окончания второго облучения на  $\gamma$ -спектрометре с двумя Ge(Li)-детекторами, включенными в схему суммирования импульсов, в геометрии измерений, близкой к 4л. Разрешение спектрометра для линии 609.6 кэВ  $^{226}\text{Ra}$  составляло 5 кэВ.

Абсолютные эффективности спектрометров определялись при помощи стандартного набора ОСГИ и  $^{226}\text{Ra}$ -источника с последующей аппроксимацией энергетической зависимости полиномом /17/. Полученные значения эффективности для указанных в таблице 1 энергий  $\gamma$ -линий использовались при определении выходов продуктов. Проводилось усреднение выхода по всем наблюдаемым энергиям  $\gamma$ -квантов данного нуклида. Учитывались времена облучения, измерения и выдержки после окончания облучения.

Угловые распределения приводились к виду  $P(\theta_R) = [\Delta\sigma(\theta_R)/\Delta\theta_R]/\sigma$ . При этом в окончательной погрешности величины  $P(\theta_R)$  учитывались статистические погрешности, известные неопределенности в выходах  $\gamma$ -квантов /14,15/, погрешности аппроксимации кривой эффективности детектора и неопределенности в геометрии сбора ядер отдачи.

Абсолютные сечения определялись интегрированием угловых распределений долгоживущих продуктов. Учитывался характер образования нуклидов (в реакциях или в результате распада предшественника), полученный из анализа  $\gamma$ -радиоактивности сборников первого облучения.

Абсолютное сечение образования короткоживущего  $^{124}\text{Ba}$  получено по его выходу в первом облучении и отнормировано на соответствующие абсолютные сечения и угловые распределения соседних продуктов с  $A = 125, 127$ .

В погрешностях абсолютных сечений, кроме указанных при определении  $P(\theta)$ , учтены вклады, вносимые неопределенностями в толщине мишени и величине интегрального потока ионов.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

3.1. АБСОЛЮТНЫЕ СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ. Абсолютные сечения образования нуклидов приведены в таблице 2. В ней указаны также нуклиды-

предшественники; дочерние долгоживущие продукты, угловые распределения которых измерялись; возможные способы распада составных ядер, приводящие к образованию нуклидов с данным  $A$ , и их расчетные сечения.

Таблица 2. Сечения образования нуклидов в реакциях  $^{nat}Ag + ^{22}Ne$

A	Предшественники и наблюд. нуклиды	Возможные реакции образования *)		Сечения образования (мб)	
				Расчет **)	Эксперимент
122	Cs	2p5n α3n		10	112 ± 21
	Xe	3p4n αp2n		+ 11	
123	Cs	2p4n α2n	2p6n α4n	13	109 ± 19
	Xe	3p3n αp n	3p5n αp3n	+ 6.5	
125	La	4n		+ 34	459 ± 75
	Ba	p3n	p5n	+ 156	
	Cs	2p2n α	2p4n α2n	+ 51	
	Xe	3p n	3p3n αp n	2.5	
126	La	3n		+ 71	209 ± 29
	Ba	p2n	p4n	109	
127	La	2n		+ 85	323 ± 65
	Ba	p n	p3n	+ 118	
	Cs	2p	2p2n α	+ 43	
128	La			+ 30	32 ± 7
	Ba			+ 27	
	Cs			0.7	

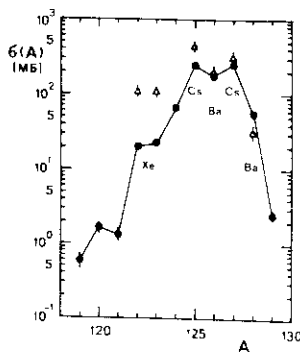
\*) Левая колонка - каналы девозбуждения составного ядра  $^{129}La^*$ , правая -  $^{131}La^*$ . Указаны наиболее вероятные каналы ( $\sigma > 0.1$  мб), приводящие к нуклидам данной цепочки изобар.

\*\*\*) Сумма соответствует экспериментальному частично-кумулятивному сечению.

В настоящей работе для анализа данных о вероятности образования конечных продуктов проводились статистические расчеты, основанные на методе Монте-Карло. В каждой испарительной цепочке точно учитывались законы сохранения углового момента, энергии, импульса, заряда и массового числа. Учитывалось затухание оболочечных эффектов в статистических свойствах высоковозбужденных ядер. Общее удовлетворительное согласие выводов модели с большой совокупностью экспериментальных данных показано ранее /12/.

Проведенные расчеты, основанные на  $10^4$  испытаниях, показывают, что максимальный выход должны иметь продукты с  $A = 122-128$ , образующиеся в результате распада составных ядер  $^{129}\text{La}^*$  и  $^{131}\text{La}^*$ . Образование продуктов с  $A \leq 128$  происходит в основном на  $^{107}\text{Ag}$ , а продуктов с  $A \leq 126$  - на  $^{107}\text{Ag}$ . Образование продуктов с  $A = 122-128$  практически исчерпывает область распада составных ядер по  $A$ .

На рис. 2 показано сравнение приведенных в таблице 2 экспериментальных частично-кумулятивных и аналогичных расчетных абсолютных сечений образования продуктов. Расчет производился отдельно для реакций, идущих на изотопах  $^{107}\text{Ag}$  и  $^{109}\text{Ag}$ , с последующим усреднением полученных значений сечений с учетом распространенности изотопов. Из рисунка видно вполне удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных сечений образования для продуктов с  $A = 128-126$ .



Для продуктов с  $A \leq 125$  экспериментально измеренные сечения заметно превосходят расчетные (для  $A = 122, 123$  отличие примерно в 5 раз). Причина столь сильного расхождения эксперимента с расчетом может быть связана с механизмом образования этих продуктов. Чтобы проверить эту гипотезу, обратимся к угловым распределениям.

Рис. 2. Сравнение экспериментальных частично-кумулятивных и соответствующих расчетных сечений образования продуктов с данными А. Расчетные значения соединены отрезками прямых. Символ элемента - начало наблюдаемой цепочки изобар, для которых проводится сравнение. Остальные расчетные сечения имеют кумулятивный характер.

3.2. УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ. На рис. 3 приведены измеренные угловые распределения продуктов с  $A = 128, 127, 125, 123$  и  $122$ . Сплошными линиями на рисунке для  $A = 128, 127$  и  $125$  показаны расчетные угловые

распределения продуктов, образующихся в реакциях с испарением только нейтронов /18/. В расчетах используется аппроксимация углового распределения зависимости вида

$$d\sigma/d\theta_R \sim \exp[-0.5(\theta_R/d)^2] \sin\theta_R, \quad (1)$$

где

$$d^2 = d_{EV}^2 + d_{MS}^2 - \quad (2)$$

- дисперсия углового распределения, определяемая испарением частиц из составного ядра (EV) и рассеянием образовавшихся продуктов на атомах вещества мишени (MS). Вклад этой составляющей учитывается интегрированием (1) по толщине используемой мишени.

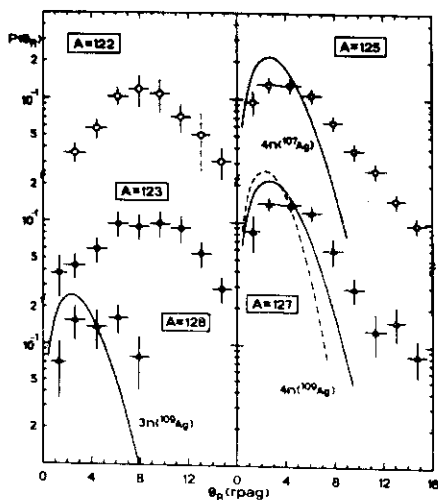


Рис. 3. Угловые распределения продуктов с  $A = 128, 127, 125, 122$  (обозначены на рисунке). Сплошными линиями для  $\Omega = 128, 127$  и  $125$  показаны расчетные распределения для реакций полного слияния с испарением нейтронов, протекающих на указанных изотопах мишени (пунктир - расчет без учета толщины мишени) /18/. Вертикальные ошибки точек описаны в тексте. Горизонтальные ошибки соответствуют интервалу углов, в котором собирается в среднем около 80% ядер в соответствии с расчетом /16/.

Образование продуктов с  $A = 123, 122$  в реакциях полного слияния возможно только с испарением заряженных частиц из составных ядер, как показывает проведенный статистический расчет (см. таблицу 2), поэтому расчетные угловые распределения для этих продуктов, образующихся в  $(HI, xp)$ -реакциях, не приводятся.

Использованный нами подход к описанию угловых распределений показывает вполне удовлетворительное соответствие экспериментальных и расчетных распределений. Наличие "хвостов" в наблюдаемых угловых распределениях при больших углах для продуктов с  $A = 125-128$  качественно можно объяснить существенным вкладом реакций с испарением заряженных частиц в их образование. Это подтверждается статистическими расчетами, показывающими значительный выход таких реакций (см. таблицу 2).

Количественно это предположение может быть проверено следующим



образом. Как следует из (1)–(2), для тонкой мишени форма углового распределения определяется испарительной составляющей дисперсии  $d_{EV}^2$ , которая выражается через среднюю суммарную кинетическую энергию испаряющихся частиц /18,19/. Последняя, в свою очередь, в случае испарения  $\alpha$ -нейтронов выражается через усредненную по испарительному каскаду ядерную температуру  $T$ :  $\langle T \rangle = 2\alpha T$  /17/.

В случае испарения заряженной частицы ее кинетическая энергия отличается от кинетической энергии испаряющегося нейтрона на величину кулоновского барьера между ней и ядром-остатком. Таким образом, угловое распределение конечных продуктов в нашем случае должно содержать две компоненты: обусловленные испарением только нейтронов и испарением заряженных частиц и нейтронов.

Мы попытались выделить эти компоненты в угловом распределении продуктов с  $A = 125$ , имеющем наименьшие экспериментальные ошибки. Результаты такого разложения, полученные с использованием метода наименьших квадратов, показаны на рис. 4. При этом оказалось, что ширина (форма) выделенной таким образом "нейтронной" компоненты неплохо совпадает с расчетом /18/, приведенным на рис. 3. Вместе с тем экспериментальное соотношение "нейтронной" и "заряженной" компонент превышает полученное в статистических расчетах примерно в 3 раза.

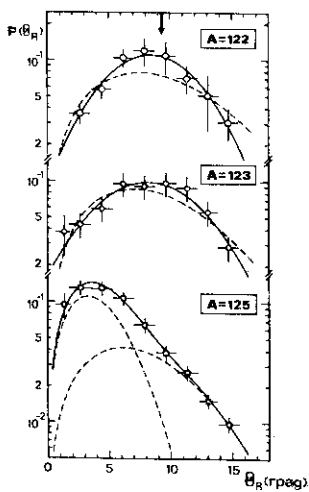


Рис. 4. Аппроксимация угловых распределений. Для продуктов с  $A = 125$ : разложение зависимости вида (1) с выделением "нейтронной" и "заряженной" испарительных компонент — показано пунктиром, результирующее распределение — сплошной. Для продуктов с  $A = 122$  и  $123$ : зависимость вида (1) — пунктир, гауссова зависимость — сплошная. Стрелкой показан ожидаемый угол вылета ядер отдачи  $^{125,127}\text{Cs}^*$  в реакциях с образованием "прямой"  $\alpha$ -частицы.

Аналогичным образом, используя однокомпонентный "фит", были обработаны угловые распределения продуктов с  $A = 123, 122$ . Эти результаты также показаны на рис. 4. Необходимо отметить некоторое возрастание дисперсии, соответствующей "заряженной" компоненте, в этих распределе-

ниях при переходе от  $A = 125$  к  $A = 123, 122$  ( $6.2^{+0.7}_0$ ,  $7.2^{+0.4}_0$  и  $7.6^{+0.5}_0$  соответственно) с одновременным ухудшением качества "фита".

Имея в виду расхождение с расчетом абсолютных сечений образования продуктов с  $A \leq 125$ , "плохой фит", полученный для испарительной "заряженной" компоненты в угловых распределениях продуктов с  $A = 122$  и  $123$ , можно предполагать другой механизм образования этих продуктов. Таким механизмом, по всей видимости, является массивная передача или неполное слияние ядер /9/, сопровождающиеся вылетом "прямой" легкой заряженной частицы.

Имеющиеся модельные представления /7/ не позволяют получить надежную оценку сечений таких процессов без "привязки" к выходам легких продуктов или подбора параметров для данной реакции. Необходимо также учесть, что наблюдаемые мишенеподобные продукты являются вторичными, то есть образовавшимися в результате неполного слияния ядер и последующего дезвозбуждения первичного продукта.

Экспериментальные данные, полученные при регистрации легких продуктов в комбинациях, близких к исследуемой, указывают на значительные ( $\sim 100$  мб) сечения образования "прямых"  $\alpha$ -частиц и протонов /20/.

Для проверки гипотезы о "прямом" характере образования продуктов с  $A = 122, 123$  и частично, по-видимому, продуктов с  $A = 125$  обратимся к кинематике этого процесса.

Ранее путем измерения угловых распределений и пробегов было показано /3,21-22/, что образование мишенеподобных продуктов в реакциях неполного слияния ядер может быть удовлетворительно описано в рамках двухступенчатого процесса с частичной передачей импульса и массы налетающей частицы и последующим резерфордским рассеянием легкого фрагмента на образовавшемся таким образом составном ядре. Единственным параметром такой модели является радиус взаимодействия между тяжелым и легким продуктами реакции. Модель позволяет, в частности, определить наиболее вероятный угол вылета данного тяжелого продукта и его энергию возбуждения.

Для исследуемой комбинации, приводящей к образованию "прямой"  $\alpha$ -частицы и соответствующих тяжелых продуктов  $125, 127 \text{ Cs}^*$ , наиболее вероятный угол вылета последних показан на рис. 4 стрелкой. Необходимый в расчетах радиус взаимодействия определялся с помощью полученной ранее /11/ параметризации данных по упругому рассеянию. На рис. 4 показан также гаусс-"фит" угловых распределений продуктов с  $A = 122-123$ , использовавшийся для определения экспериментального наиболее вероятного угла вылета этих продуктов.

Следует заметить, что гауссова форма угловых распределений тяжелых продуктов, образующихся в реакциях  $(\text{HI}, \alpha \text{np})$  и  $(\text{HI}, \text{pnp})$ , наблюдалась

ранее для более асимметричных комбинаций <sup>123/</sup>. Полученные незначительные расхождения наиболее вероятных расчетных и экспериментально наблюдаемых углов вылета тяжелых продуктов могут быть объяснены небольшими вариациями радиуса взаимодействия.

Из расчета также следует, что образующиеся в реакциях такого типа первичные продукты <sup>125,127</sup>Cs\* имеют энергию возбуждения около 50 МэВ. Этой энергии достаточно для испарения нескольких частиц (протона, нейтронов), чтобы привести к наблюдаемым продуктам - <sup>122,123</sup>Xe.

Представляет интерес, в связи с вышеизложенным, проследить эволюцию угловых распределений от наблюдаемых продуктов распада составных ядер, через частично наблюдаемые продукты неполного слияния ядер, к продуктам реакций передачи нуклонов. Мы полагаем, что такой подход позволит выделить основные процессы в образовании тяжелых продуктов (помимо полного и неполного слияний ядер происходят глубоконеупругие и квазиупругие передачи нуклонов), определить их вклады в сечение реакции. Часть таких продуктов была идентифицирована в настоящей работе (наблюдались <sup>121,120</sup>I, <sup>121,119,117</sup>Te, <sup>118-116</sup>Sb). Однако из-за довольно узкого интервала углов, вырезаемых сборниками, и относительно коротких времен жизни некоторых из перечисленных продуктов их угловые распределения в настоящей работе не удалось получить.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных в настоящей работе измерений и их анализа можно сделать следующие выводы.

1. Измеренные абсолютные сечения образования продуктов реакции <sup>22</sup>Ne+<sup>nat</sup>Ag с массой A = 128-126 удовлетворительно согласуются с расчетами по статистической модели <sup>12/</sup>. Сечения образования продуктов с A = 125-122 заметно превышают расчетные.

2. Экспериментальные угловые распределения продуктов с A = 128, 127 и частично для продуктов с A = 125 согласуются с представлениями о преимущественном образовании их в результате распада составных ядер <sup>129,131</sup>La\*. Это является также дополнительным подтверждением согласия расчетных и измеренных абсолютных сечений.

3. Образование продуктов с A = 122 и 123 носит, по всей видимости, характер прямого процесса (неполного слияния ядер или массивной передачи нуклонов). Это проявляется в заметном отличии угловых распределений от аналогичных для более тяжелых продуктов, подтверждается модельными представлениями о кинематике такого процесса и объясняет расхождение с расчетами абсолютных сечений по статистической испарительной модели <sup>12/</sup>.

Авторы благодарны Л. П. Кулькиной, Е. Л. Журавлевой и Ш. Гэрбишу за помощь в измерениях и обработке данных.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Choppin G. R., Klungen T. J. Phys. Rev., 1963, v. 130, p. 1990; Klungen T. J., Choppin G. R. Phys. Rev., 1963, v. 130, p. 1996.
2. Гранесян Ю. Ц. и др. ОИЯИ, P7-5912, Дубна, 1971.
3. Strudler P. M. et al. Phys. Rev., 1967, v. 154, p. 1126.
4. Galin J. et al. Nucl. Phys. A, 1970, v. 159, p. 461.
5. Михеев В. Л. и др. ЯФ, 1977, т. 25, с. 255.
6. Alhassid Y. et al. Phys. Rev. C, 1979, v. 20, p. 1789.
7. Wilczynski J. et al. Nucl. Phys. A, 1982, v. 373, p. 109.
8. Alexander J. M. et al. Z. Phys. A, 1982, v. 305, p. 313.
9. Inamura T. IPCR-Cyclotron Report 50, 1984.
10. Wolfs F. L. H. Phys. Rev. C, 1987, v. 36, p. 1379.
11. Wilcke W. W. et al. At. Data Nucl. Data Tabl., 1980, v. 25, p. 389.
12. Ильинов А. С., Черепанов Е. А. ОИЯИ, P7-84-68, Дубна, 1984. Черепанов Е. А. Int. Symp. In-Beam Nucl. Spectroscopy, Debrecen, Hungary, 1984, Publishing House of HAS, p. 499.
13. Northcliffe L. C., Schilling R. F. Nucl. Data Tables A, 1970, v. 7, p. 233.
14. Lederer C. M., Shirley V. S. TABLE OF ISOTOPEs, NY, Wiley & Sons, 1978.
15. Reus U. et al. GSI GAMMA RAY CATALOG, Report GSI-79-2, 1979.
16. Moody K. J. LBL-16249, Berkeley, 1983.
17. Вылов Ц. и др. ЭЧАЯ, 1978, т. 9, вып. 6, с. 1350.
18. Сагайдак Р. Н. ОИЯИ, P7-89-551, Дубна, 1989.
19. Alexander J. M., Simonoff G. N. Phys. Rev., 1964, v. 133, p. B93; Simonoff G. N., Alexander J. M. Phys. Rev., 1964, v. 133, p. B104.
20. Balster G. J. STUDY OF THE  $^{14}\text{N} + ^{159}\text{Tb}$  REACTION BETWEEN 6 AND 22 MeV/u, Groningen, 1987.
21. Hubert F. et al. Nucl. Phys. A, 1974, v. 228, p. 415.
22. Hahn R. L. et al. Phys. Rev. C, 1974, v. 10, p. 1889.
23. Bimbot R. et al. Nucl. Phys. A, 1972, v. 189, p. 193.

Рукопись поступила в издательский отдел  
2 января 1990 года.