

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1215/2-81

9/III-81

P7-80-666

Х.Брухертцайфер, Э.Лангрок, Ю.А.Музыка,
Ю.Ц.Оганесян, Т.Павлат, Ю.Э.Пенионжкевич,
Б.И.Пустыльник, К.Д.Шиллинг

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ
С ВЫЛЕТОМ α -ЧАСТИЦ

Направлено в ЯФ

1980

Известно, что при возрастании энергии тяжелых ионов существенно увеличиваются сечения реакций, связанных с каналами неполного слияния взаимодействующих ядер. В последнее время проведены экспериментальные исследования, показавшие, что довольно большое сечение имеют каналы реакций, в которых основная часть вносимой ионом энергии отдается α -частице, а остаточное ядро образуется в слабозвужденном состоянии^{/1/}. Изучение этого явления представляет значительный интерес как с точки зрения механизма реакции, в которой возможна передача большой энергии легкой частице, так и с точки зрения возможности получения в реакциях с вылетом энергичных α -частиц "холодных" ядер...

Как показали проведенные нами^{/2/} и другими авторами^{/3,4/} исследования, вероятность вылета быстрых α -частиц существенно превышает вероятности испускания других легких заряженных частиц с большой энергией. Энергичные α -частицы испускаются преимущественно вперед, а их энергия достигает максимально возможного для данной реакции значения E_{α}^{\max} , определяемого на основании законов сохранения в предположении о двух-тельном характере процесса, т.е. вылет α -частицы сопровождается поглощением ядра-остатка^{/1,2/}.

Как показано в работе^{3/} с помощью испарительного механизма можно объяснить только низкоэнергичную часть спектра α -частиц. Большие энергии α -частиц и их преимущественный вылет под малыми углами указывает на прямой механизм их образования. Для объяснения энергетических спектров и угловых распределений α -частиц предложен ряд моделей^{/5,6,7/}, однако ни одна из них не может в полной мере объяснить полученные в эксперименте результаты. Для выяснения механизма образования высокоэнергичных α -частиц в реакциях с тяжелыми ионами целесообразно исследовать не только характеристики самих α -частиц /их энергетические спектры, угловые распределения и др./, но и состояния, в которых остается ядро после вылета быстрой α -частицы. Этой цели служат измерения спектров нейтронов, спектров и множественности γ -квантов, массовых и угловых распределений осколков деления в совпадении с быстрыми α -частицами.

Важную информацию о характеристиках возбужденного остаточного ядра можно извлечь и из анализа функций возбуждения α п-реакций при большой энергии бомбардирующих ионов /т.е. больше 5 МэВ/нуклон/.

Изучение функций возбуждения αn -реакций также является наиболее прямым методом, устанавливающим двухтельный характер реакций, связанных с вылетом энергичных α -частиц. Если при высоких энергиях бомбардирующих ионов наблюдаются продукты, связанные с каналами $\alpha 0n$ или $\alpha 1n$, то это свидетельствует о том, что α -частица уносит основную долю энергии, а ядро-остаток образуется в слабовозбужденном состоянии.

В настоящей работе изучались функции возбуждения реакции $^{176}\text{Lu}(\text{}^{22}\text{Ne}, \alpha x n) \text{}^{194-x}\text{Au}$ для $x=0, 1, 2, 3$. Выбор этой комбинации иона и мишени объясняется тем, что она предоставляет уникальную возможность наблюдать продукты $\alpha 0n$ -реакции. Ядро ^{194}Au является практически экранированным /его предшественник по цепочке β -распадов изотоп ^{194}Hg /см. рис. 1/ имеет период полураспада 260 лет/, и поэтому наблюдение ^{194}Au среди продуктов реакции $^{176}\text{Lu} + \text{}^{22}\text{Ne}$ означает, что имела место реакция $\alpha 0n$.

Tl 190 37m 26m	Tl 191 52m	Tl 192 11m 95m	Tl 193 2.1m 21.0m	Tl 194 32.8m 33m	Tl 195 3.6s 12h	Tl 196 1.4h 1.8h	Tl 197 2.84h	Tl 198 187h 53h
	Hg 190 20.0m	Hg 191 50.8m 34.0m	Hg 192 4.9h	Hg 193 11.1h 35h	Hg 194 260a	Hg 195 41.6h 9.9h	Hg 196 STABLE	Hg 197 23.8h 641h
		Au 190 42.8m r: 302 441 599	Au 191 0.92s 318h r: 596 674	Au 192 5.03h r: 296 376	Au 193 3.9s 17.65h r: 173 186 288	Au 194 39.5h r: 328	Au 195 30.5s 183d	Au 196 9.7h 6.2d
				Pt 191 2.8d	Pt 192 STABLE	Pt 193 4.33d 50a	Pt 194 STABLE	Pt 195 STABLE

Рис. 1. Участок таблицы изотопов с периодами полураспада из работы /10/.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Эксперименты проводились на выведенном пучке ионов циклотронов У-300 и У-400 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Мишени, приготовленные из обогащенного изотопа ^{176}Lu /64% обогащения/ закреплялись в специальной медной кассете, охлаждаемой водой, и помещались внутри реакционной камеры.

Для снятия функций возбуждения в одном опыте проводилось облучение сборки из 5 мишеней, разделенных между собой алюминиевыми поглотителями энергии, выполняющими роль сборников ядер отдачи. Мишени изготавливались методом электролитического осаждения окиси лутеция на алюминиевую подложку толщиной

1,4 мг/см². Толщина мишеней составляла от 0,5 мг/см² до 1,3 мг/см² /с точностью 10%/. Особое внимание в настоящем эксперименте уделялось чистоте вещества мишени. Присутствия других элементов в веществе мишени определялись методом активации вещества интенсивным пучком гамма-квантов на микротроне Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Основными примесями, которые могли дать вклад в выходы изучаемых изотопов, являлись изотопы ¹⁷⁵Lu и ¹⁷⁶Yb. Их содержание в веществе мишени составляло 35,4% и 0,06% соответственно. Анализ влияния примесей этих изотопов будет дан ниже. Примеси изотопов других элементов были на несколько порядков меньше и в принципе не могли дать вклада в выходы изучаемых нами продуктов. Мишени облучались пучком ускоренных ионов ²²Ne с энергией 178 МэВ /для циклотрона У-300/ и 220 МэВ /для циклотрона У-400/. Энергетическое разрешение начального пучка ионов равнялось 1%. Максимальная интенсивность пучка ионов неона на мишени составляла 3·10¹² част./с. После облучения вещество мишени совместно с соответствующими сборниками подвергалось радиохимической обработке с целью выделения изотопов золота. Изотопы золота были выбраны для исследования из соображений удобства их идентификации методом гамма-спектроскопии и относительной простоты их радиохимического выделения из большого многообразия других продуктов ядерных реакций при сравнительно высоком химическом выходе. Кроме этого, как уже отмечалось выше, ¹⁹⁴Au является практически экранированным ядром /см. рис.1/ и образуется только в результате реакции с вылетом одной α-частицы: ¹⁷⁶Lu(²²Ne, α0n) ¹⁹⁴Au.* Этот факт позволяет отделить от других каналов реакции канал с вылетом высокоэнергичной α-частицы.

Мишени и алюминиевые сборники растворялись в концентрированной HCl с добавлением носителя /2 мг золота/. Радиохимическое выделение золота проводилось методом двухступенчатой экстракции: на первом этапе осуществлялась экстракция из солянокислого раствора золота диизопропиловым эфиром, на втором этапе использовалась экстракционная хроматография (трибутилфосфат на фторопласте - 4 / 0,1N HCl - 6HNO₃ - конц. HNO₃)^{8/}. Данный метод позволял выделять изотопы золота с высокой степенью очистки /не хуже 10⁻⁵/ и химическим выходом

* Предполагается, что сечение реакции с испусканием двух протонов и двух нейтронов существенно меньше, чем сечение α0n-реакции.

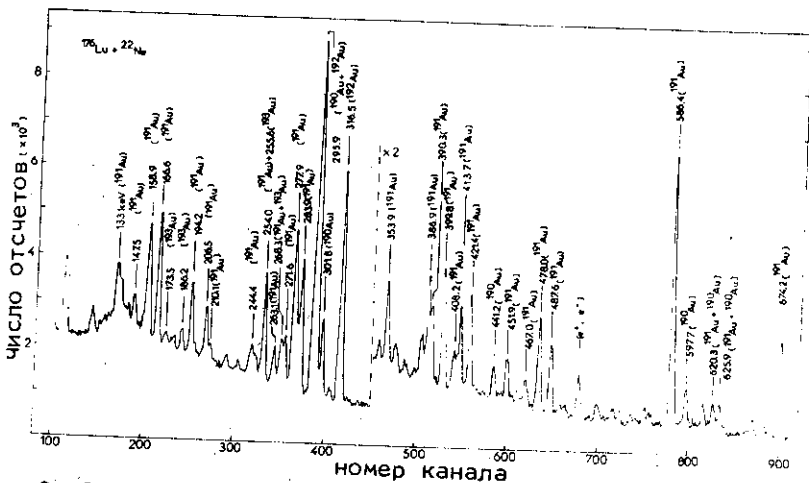


Рис.2. Спектр гамма-излучения фракции золота через 8 часов после конца облучения.

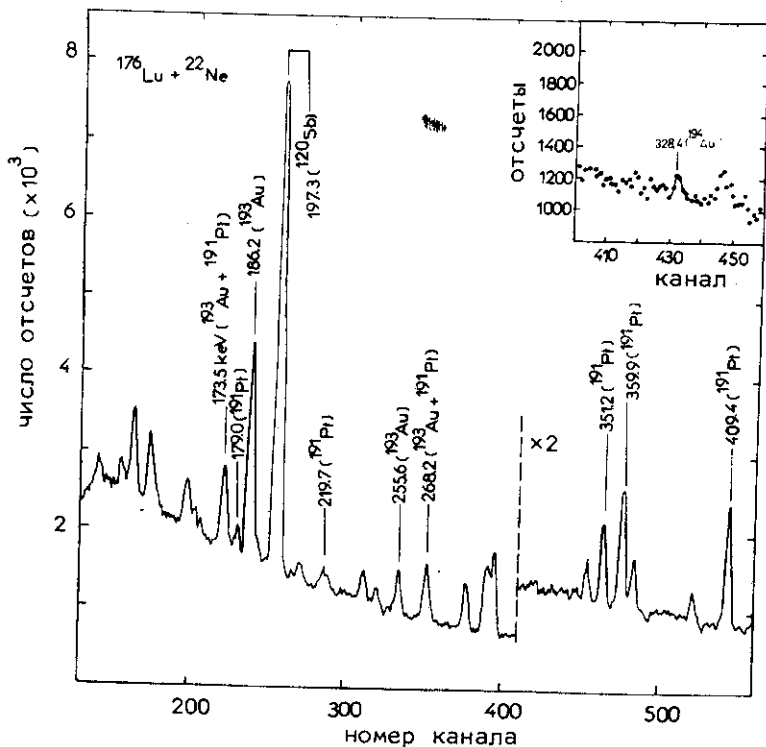


Рис.3. Спектр гамма-излучения фракции золота через 48 часов после конца облучения.

не ниже 80%. Химический выход определялся методом рентгено-флуоресцентного анализа из соотношения количеств золотого носителя до и после радиохимического выделения. Точность в определении химического выхода составляла 10%.

Идентификация и определение выходов изотопов золота проводились с помощью гамма-спектрометра с Ge(Li) -детектором с эффективным объемом 70 см^3 по характерным гамма-переходам соответствующих нуклидов. Эффективность регистрации гамма-перехода с энергией 328 кэВ составляла 6,5%, а энергетическое разрешение - 2,5 кэВ. На рис. 2,3 представлены характерные гамма-спектры фракции золота, полученные в реакции $^{176}\text{Lu} + ^{22}\text{Ne}$ и измеренные через 8 и 48 часов после конца облучения.

Сечение образования изотопа определялось из интенсивности гамма-переходов с учетом коррекций на накопление и распад ядер, химического выхода, эффективности регистрации, толщины мишени и тока пучка ионов. На рис. 4 представлены экспериментально измеренные функции возбуждения для изотопов золота, образующихся при облучении мишеней из ^{176}Lu ионами ^{22}Ne . Сплошными и пунктирными линиями на рисунке представлены результаты расчетов, обсуждение которых приводится ниже.

Здесь необходимо отметить, что все изучаемые изотопы золота /кроме ^{194}Au / являлись кумулятивными продуктами, вклад в сечение образования которых давали продукты реакций с испусканием нейтронов /xn-реакции/, а также с испусканием протона и нейтронов /рxn-реакции/. Определение сечений из экспериментально измеренных спектров было проведено в двух предположениях: о непосредственном образовании изотопов золота в результате α xn-реакций и их кумулятивном образовании в xn-реакциях. Полученные в двух предположениях сечения не отличаются в пределах точности эксперимента. Для области энергий больше 160 МэВ считалось, что изотопы золота преимущественно образуются в результате α xn-реакций.

Как уже отмечалось выше, в мишенях кроме ^{176}Lu находились примеси ^{175}Lu /35,4%/ и ^{176}Yb /0,06%/, которые могли дать вклад в образование изучаемых нами изотопов. Для определения вклада ^{175}Lu нами проводилось облучение мишени из естественной смеси лютеция, содержание изотопа ^{175}Lu в которой составляло 97,4%. Сечение образования изотопа ^{194}Au при облучении мишени из естественной смеси лютеция /что соответствует реакции с испусканием ^3He или 2 протонов и 1 нейтрона/ составило $\leq 2 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$, что практически не могло дать вклада в сечение образования изотопа ^{194}Au при облучении обогащенной мишени ^{176}Lu . Вклад в сечение образования других изотопов золота от реакций на ядрах ^{175}Lu не превышал 15%.

Для определения вклада ^{176}Yb в сечение образования изотопов золота нами были измерены описанным выше методом функции

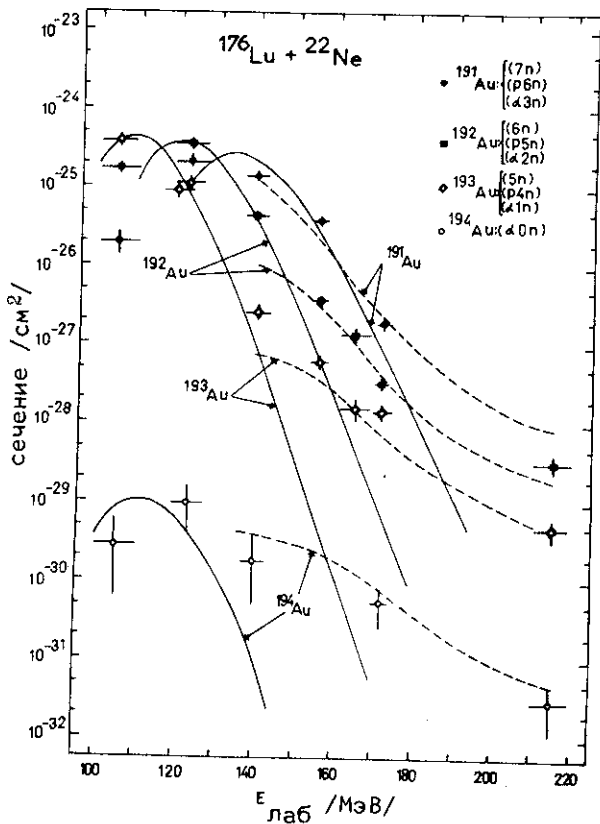


Рис. 4. Функции возбуждения реакции $^{22}\text{Ne} + ^{176}\text{Lu}$. Сплошные кривые - результаты расчета по статистической теории. Пунктирные кривые - расчет, проведенный с учетом распределения начальной энергии возбуждения в остаточном ядре после вылета быстрой α -частицы.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Функции возбуждения для реакций, приводящих к образованию изотопов золота, были измерены в широком энергетическом интервале до энергии 10 МэВ/нуклон. В различных участках этого ин-

возбуждения изотопов золота, образующихся при облучении мишени из $^{176}\text{Yb} / 96,4\%$ обогащения/ ионами ^{22}Ne . Эти функции возбуждения представлены на рис. 5. Как видно из рисунка, сечение образования изотопа ^{194}Au в этой реакции примерно в 2-5 раз выше, чем сечение образования этого изотопа в реакции с обогащенной мишенью из ^{176}Lu /рис. 4/. С учетом содержания ^{176}Yb в этой мишени примеси иттербия не могли дать заметного вклада в выходы изотопа ^{194}Au . Такой же вывод можно сделать и о вкладе реакций на ^{176}Yb в обогащенной мишени ^{176}Lu в сечение образования изотопов $^{191}, ^{192}, ^{193}\text{Au}$. Необходимо отметить, что экспериментально измеренные функции возбуждения реакции на ^{176}Yb , приводящей к образованию изотопов золота, представляют самостоятельный интерес для изучения неравновесных процессов.

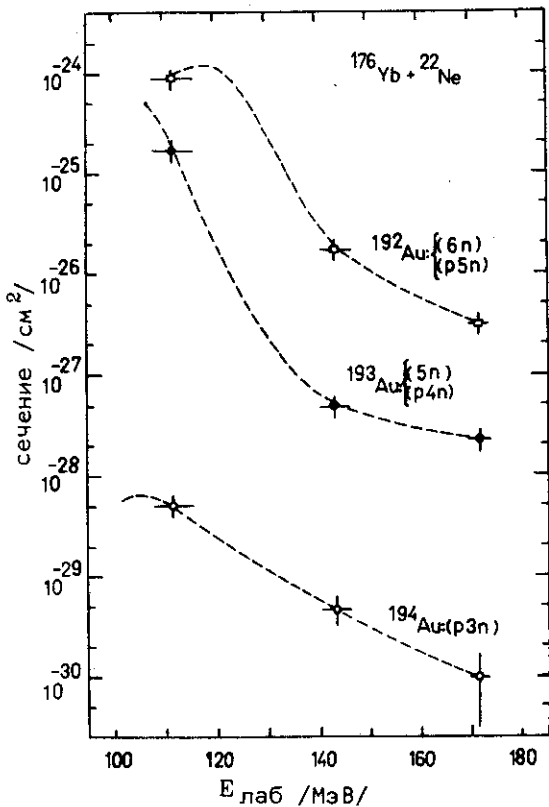


Рис. 5. Функции возбуждения реакции $^{22}\text{Ne} + ^{176}\text{Yb}$. Пунктирные кривые проведены через экспериментальные точки.

лись по формулам статистической теории ядерных реакций, в которых используется фермигазовое приближение для плотности уровней. Результаты расчетов приведены на рис. 4. Видно, что начиная с энергии ионов ^{22}Ne , превышающей 130 МэВ, вклад испарительных каналов быстро падает, что объясняется возрастанием роли процессов, связанных с вылетом неравновесной α -частицы, и при энергиях ≥ 140 МэВ их вклад становится основным. Экспериментальное изучение спектров α -частиц при таких энергиях бомбардирующих ионов показало^{1,2/}, что с достаточно высокими сечениями под малыми углами относительно направления пучка

тервала должно быть различным соотношением между вкладами от испарительных α хп-, рхп- и хп-каналов де возбуждения составного ядра, образующегося в реакции $^{176}\text{Lu} + ^{22}\text{Ne}$, и каналов, связанных с вылетом неравновесных α -частиц. Поэтому вначале нужно было выделить энергетическую область, для которой основной вклад в экспериментально измеренные сечения вносят испарительные реакции. С этой целью проводились расчеты сечений испарительных реакций. В расчетах учитывалось деление составного ядра и дочерних ядер, образующихся после вылета нейтронов, протонов и α -частиц^{9/}. Делительные и испарительные ширины рассчитыва-

ионов вылетают α -частицы с энергией 60 МэВ и выше. Простой подсчет баланса энергии показывает, что после ухода такой α -частицы ядро остается с относительно небольшой энергией возбуждения /так, при энергии ионов ^{22}Ne 172 МэВ и энергии α -частиц 100 МэВ оставшееся ядро ^{194}Au будет обладать энергией возбуждения 31,5 МэВ/. Поэтому естественно предположить, что процесс, приводящий к образованию наблюдавшихся в данной работе изотопов золота, при энергиях ионов $^{22}\text{Ne} \geq 140$ МэВ можно разделить на два этапа: на первом происходит вылет быстрой α -частицы и образуется составное ядро с массой $(A_1 + A_2 - 4)$ и зарядом $(Z_1 + Z_2 - 2)$ с набором начальных энергий возбуждения, определяемым из экспериментального энергетического спектра α -частиц, измеренного в работах^{1,2}, и некоторым распределением по угловым моментам, а на втором этапе происходит распад этого составного ядра по всем возможным каналам девозбуждения. Таким образом, в отличие от обычно рассматриваемых составных ядер, имеющих фиксированную энергию возбуждения, однозначно связанную с энергией бомбардирующих ионов, в данном случае мы имеем дело с составными ядрами, энергии возбуждения которых распределены определенным образом в интервале шириной в несколько десятков МэВ. Если сделать естественное предположение, что вклад парциальной волны, соответствующей орбитальному моменту $l\hbar$, в сечение вылета быстрой α -частицы пропорционален геометрическому фактору $(2l + 1)$, то сечение выхода продукта, образующегося в результате вылета прямой α -частицы и последующего испарения x нейтронов, можно записать в виде

$$\sigma_{\alpha xn} = \pi \lambda^2 \sum_{l_{\text{пр}}}^l (2l + 1) f(E_\alpha) P_x^l(E^*) dE_\alpha \quad /1/$$

где $f(E_\alpha)$ - функция, описывающая энергетический спектр α -частиц, $P_x^l(E^*)$ - вероятность того, что из составного ядра с энергией возбуждения E^* и орбитальным моментом l испарится x нейтронов, рассчитываемая по формулам статистической модели. Энергия возбуждения E^* связана с энергией альфа-частиц, вылетающих под малыми углами к пучку ионов, простым соотношением

$$E^* = E_\alpha \left(1 - \frac{A_\alpha}{A_0}\right) - E_\alpha \left(1 + \frac{4}{A_0}\right) + \frac{4}{A_0} \sqrt{E_\alpha A_\alpha E_\alpha} + Q, \quad /2/$$

где A_α - массовое число иона, A_0 - масса остаточного ядра после вылета α -частицы, E_α - энергия иона, $Q = M_\alpha + M_M - M_\alpha - M_0$.

Суммирование в /1/ производится вплоть до некоторого предельного значения орбитального момента $l_{\text{пр}}$, значение которого можно определить путем согласования экспериментальных сечений αxn -реакций и рассчитанных по формуле /1/.

Каналы с испарением малого числа нейтронов связаны с энергиями возбуждения, которые соответствовали $E_{\alpha} > 40$ МэВ. В этой области энергий спектр α -частиц хорошо аппроксимируется экспонентой $f(E_{\alpha}) \sim e^{-a E_{\alpha}}$. Наклон экспоненты и предельная энергия /верхняя граница спектра/ для каждой энергии ионов ^{22}Ne определялись из экспериментальных спектров^{1,2/}. В расчетах предполагалось, что если тепловая часть энергии возбуждения составного ядра становится меньше V_{\min} , где

$$V_{\min} = \begin{cases} V_n & \text{при } V_n < V_f, \\ V_f & \text{при } V_n > V_f, \end{cases}$$

то дальнейшее девозбуждение составного ядра происходит путем излучения γ -квантов.

Расчеты проводились для энергий ионов $^{22}\text{Ne} \geq 140$ МэВ.

Расчитанные таким способом сечения образования изотопов золота сравнивались с измеренными в эксперименте величинами /см. рис. 4/. Такое сравнение производилось с целью получения информации о распределении орбитальных моментов в составном ядре, образующемся после вылета α -частицы. Действительно, единственным варьируемым параметром в /1/ является $\ell_{\text{пр}}$ - число парциальных волн, учитываемых в расчете. Вклады различных парциальных волн в сечения αn -реакций для энергий ионов ^{22}Ne 172 и 215 МэВ приведены на рис. 6. Из рисунка видно, что основной вклад в расчетные сечения вносят достаточно узкие пакеты парциальных волн. Уменьшение расчетных парциальных сечений реакций $\alpha 1n - \alpha 3n$ при больших угловых моментах обусловлено конкуренцией со стороны делительного канала, т.е. барьер деления убывает с ростом ℓ . Этот эффект должен быть слабее выражен в тех случаях, когда, после вылета α -частицы, образуется составное ядро, близкое к магическому, т.к. в этом случае оболочечные эффекты ослабляют зависимость барьера деления от ℓ .

Проведенное сравнение расчетных и экспериментальных сечений показало, что невозможно одновременно согласовать сечения для реакций $\alpha 1n$, $\alpha 2n$, $\alpha 3n$, если ограничиваться в /1/ малыми значениями $\ell_{\text{пр}}$. Причину этого понять нетрудно, если учесть, что тепловая часть энергии возбуждения составного ядра, которая определяет вероятность испарения данного числа нейтронов, равна разности полной энергии возбуждения E^* , определяемой энергией α -частицы, и вращательной энергии составного ядра $E_{\text{вр}}$. Так как вероятность испускания прямых α -частиц экспоненциально убывает с ростом энергии, а вращательная энергия составного ядра резко возрастает с ростом ℓ /для ядра ^{194}Au при $\ell = 30\hbar$ $E_{\text{вр}} = 4,7$ МэВ, а при $\ell = 60\hbar$ $E_{\text{вр}} = 18$ МэВ/, то наибольший вклад в сечение реакций с испусканием малого числа нуклонов дают состояния с максимально возможным угловым моментом.

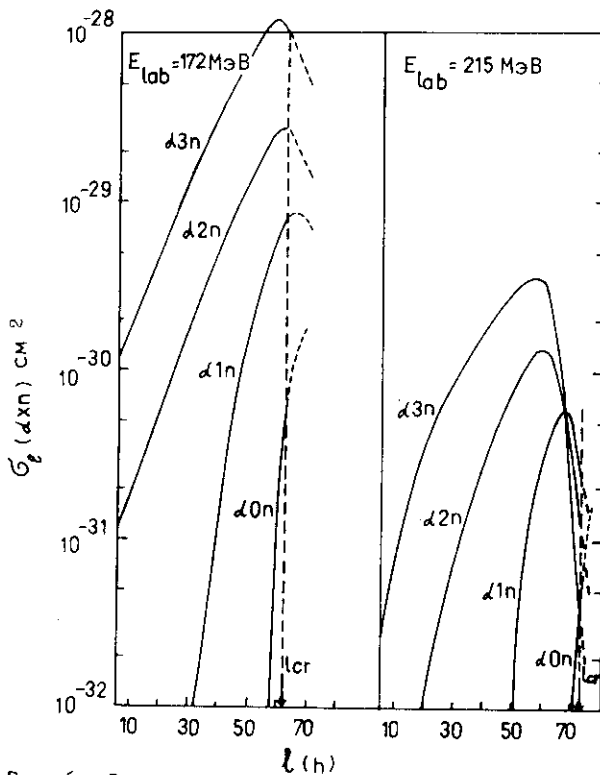


Рис.6. Расчетная зависимость парциальных сечений αxn -реакций от углового момента.

Таким образом, на основании полученных экспериментальных функций возбуждения αxn -реакций и их анализа можно сделать следующие выводы.

1. Наблюдение в реакции $^{22}\text{Ne} + ^{176}\text{Lu}$ ядер ^{194}Au свидетельствует о том, что с определенной вероятностью происходит вылет высокоэнергичной α -частицы, которая практически уносит всю тепловую энергию остаточного ядра. Это подтверждает механизм образования высокоэнергичных α -частиц $^{2/2}$, согласно которому после вылета α -частицы ион поглощается ядром мишени, в результате чего может образоваться слабо возбужденное $^{1/1}$ "холодное" ядро.

2. Теоретический анализ экспериментальных функций возбуждения αxn -реакций показал, что начиная с энергии ионов $^{22}\text{Ne} \geq 140$ МэВ основной вклад вносят реакции с прямым испусканием энергичной α -частицы и последующим испарением нейтронов.

3. Из теоретического анализа следует вывод о том, что после вылета быстрой α -частицы составное ядро остается в состоянии с преимущественно большим угловым моментом. Оценка максимального углового момента этого составного ядра дает величину $l \approx 60 - 70 \hbar$ для энергий ионов ^{22}Ne от 180 до 215 МэВ. Если учесть, что высокоэнергичная α -частица уносит орбитальный момент $l \approx 15 - 20 \hbar$, то очевидно, что в механизме образования быстрых α -частиц существенную роль играют краевые соударения во входном канале, соответствующие угловому моменту $l \approx 75 - 90 \hbar$.

4. Процессы, связанные с вылетом высокоэнергичных α -частиц, могут быть использованы для получения "холодных" ядер с высоким угловым моментом.

Для выяснения механизма испускания быстрых α -частиц необходимо проведение дальнейших исследований, в которых величину углового момента остаточного ядра можно определить более непосредственным методом. Такую возможность предоставляет измерение распределения множественности γ -квантов и в некоторых случаях измерение угловых распределений осколков деления в совпадении с α -частицами.

В заключение авторы выражают благодарность академику Г.Н.Флерову за полезные советы в процессе выполнения работы. Мы благодарны также К.А.Гаврилову за помощь в радиохимическом выделении изотопов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gierlik E. et al. Z.Physik, 1980, A295, p. 295.
2. Borcea C. et al. JINR, E7-80-363, Dubna, 1980.
3. Britt H.C., Quinton A.R. Phys.Rev., 1961, 124, p. 877.
4. Volkov V.V. et al. JINR, E7-12411, Dubna, 1979.
5. Джолос Р.В., Картавенко В.Г. ОИЯИ, P4-80-37, Дубна, 1980.
6. Ho H. et al. Z.Physik, 1977, A283, p. 235.
7. Siwek-Wilczynska K. et al. Nucl.Phys., 1979, A330, p. 150.
8. Ishimori T., Nakamura E. Japan At. Energy Comm. Report JAERI, 1047, 1963.
9. Бейзин С.Д. и др. ОИЯИ, P7-12802, Дубна, 1979.
10. Reus U., Westmeier W., Warnecke I. Gamma-ray catalog, Report GSI-79-2, Darmstadt, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 октября 1980 года.