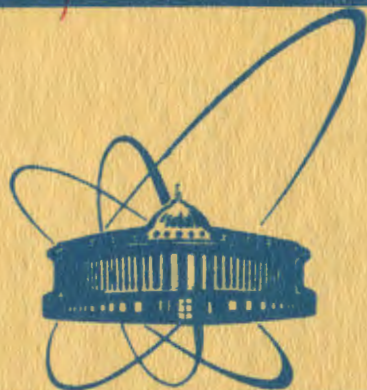


896/82

22/11-82



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

7-81-726

В.В.Каманин, Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич,  
Б.Ф.Петров, Ю.Рюдигер

МНОЖЕСТВЕННОСТЬ ГАММА-ЛУЧЕЙ  
ПРИ ВЫЛЕТЕ БЫСТРЫХ  $\alpha$ -ЧАСТИЦ  
В РЕАКЦИИ  $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$

1981

## ВВЕДЕНИЕ

В последние годы в физике тяжелых ионов интенсивно ведутся исследования реакции с вылетом быстрых частиц. Экспериментальное изучение энергетических спектров  $\alpha$  и других легких заряженных частиц /дейтронов, тритонов, протонов и изотопов гелия, бериллия, лития/ [1,2] показало, что при энергиях бомбардирующих ионов неона и аргона 8-10 МэВ/нуклон в выходном канале реакции с относительно высоким сечением наблюдаются частицы с энергией до 30-40 МэВ/нуклон. Причем было установлено, что граничная энергия их спектра близка к величине кинематического предела, равного энерговыделению для данной реакции при условии двухтелности процесса. Было также показано, что эмиссия легких частиц вблизи кинематического предела осуществляется на первом, быстром этапе реакции, а затем образуется ядро-остаток с массой на четыре единицы меньше суммы масс ядер мишени и бомбардирующего иона с относительно небольшой энергией возбуждения, меньшей энергии связи одного нейтрона, и с различными угловыми моментами /от нескольких до десятков единиц  $\hbar$  /. Вопрос о величине углового момента ядер, оставшихся после вылета быстрых частиц, является принципиальным как с точки зрения понимания механизма этих реакций, так и с точки зрения определения их возможностей для получения ядер с необычными свойствами /"холодных" быстровращающихся ядер и др./.

Наиболее прямым методом определения остаточного момента ядра после вылета быстрой частицы является измерение множественности гамма-квантов в совпадении с быстрыми частицами. Такие измерения особенно информативны при условии выделения канала реакции, например, измерения гамма-спектров ротационной полосы остаточного ядра. В работе [4] описаны эксперименты такого рода, в которых средняя множественность гамма-квантов измерялась в совпадении импульсов от  $\Delta E - E$ -телескопа, выделяющего  $\alpha$ -частицы различной энергии, и Ge(Li)-спектрометра, измеряющего гамма-кванты ротационных переходов для реакции  $^{158}\text{Th}(^{14}\text{N}, \alpha\text{p})$ . В этой работе были изучены реакции /а; 3,4 и бд /. Максимальная энергия  $\alpha$ -частиц ~50 МэВ соответствовала минимальному значению  $x=3$ . Было установлено падение средней множественности с увеличением энергии  $\alpha$ -частиц для каждого канала реакции. Авторами сделан вывод о наличии локализованной

области угловых моментов во входном канале, близких к значению критического углового момента для реакции слияния. Однако данные <sup>4/</sup> соответствуют энергиям  $\alpha$ -частиц, далеким от кинематического предела.

В настоящей работе были проведены измерения средней множественности гамма-лучей в реакции  $^{181}\text{Ta}(^{22}\text{Ne}, \alpha xn)$ , измеренной в  $\alpha$ -у совпадении с использованием  $\Delta E-E$  телескопа для  $\alpha$ -частиц с энергией выше 20 МэВ в системе центра масс. С целью увеличения чувствительности измерения не производилось выделения конкретного  $x$ -канала. Выбор данной реакции объясняется тем, что ранее она подробно исследовалась нами с точки зрения получения экспериментальной информации об энергетических спектрах легких частиц <sup>2/</sup>.

Измерения показали <sup>2/</sup>, что граничная энергия энергетического спектра  $\alpha$ -частиц близка к кинематическому пределу и соответствовала относительно небольшой энергии возбуждения около 10 МэВ/остаточного ядра. В работе <sup>3/</sup> исследовался радиохимический выход продуктов  $^{176}\text{Lu}(^{22}\text{Ne}, \alpha xn)$ -реакций и, в частности, был измерен выход продуктов  $\alpha 0n$ -реакций, соответствующий сечению реакции с вылетом быстрых  $\alpha$ -частиц вблизи кинематического предела <sup>2/</sup>. Теоретический анализ полученных результатов показал, что возможным объяснением данных по выходу продуктов  $\alpha 0n$ -реакции может быть механизм их образования, приводящий к относительно небольшой энергии возбуждения и угловым моментам около  $60\hbar$ . Отсюда можно было ожидать, что средняя множественность  $\gamma$ -лучей, соответствующих  $\alpha$ -частицам с энергией, близкой к кинематическому пределу, должна составлять величину  $\sim 30\hbar$ .

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБРАБОТКА

Измерения проводились на выведенном пучке циклотрона У-200 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Схематически реакционная камера показана на рис.1. Пучок ионов  $^{22}\text{Ne}$  с энергией 165 МэВ проходил через систему коллиматоров с выходным отверстием диаметром 6 мм и падал на мишень. В качестве мишени использовалась танталовая фольга толщиной 50 мкм, которая располагалась в центре реакционной камеры. Выбранная толщина мишени обеспечивала полное торможение пучка внутри ее. При этом легкие заряженные частицы, такие, как протоны и  $\alpha$ -частицы, с энергией 5 МэВ/нуклон и более при прохождении через мишень теряли незначительную часть энергии. Эти потери рассчитывались по данным работы <sup>5/</sup> и учитывались при обработке экспериментальных данных. Легкие заряженные частицы регистрировались и идентифицировались с помощью  $\Delta E-E$ -телескопа, расположенного на расстоянии

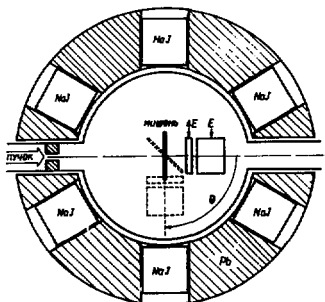


Рис. 1. Схематический вид экспериментальной установки.

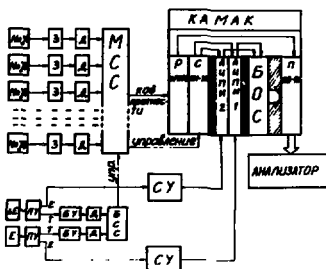


Рис. 2. Принципиальная схема электроники, используемой в эксперименте.

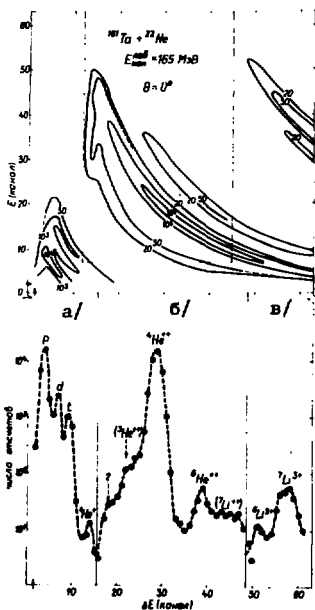
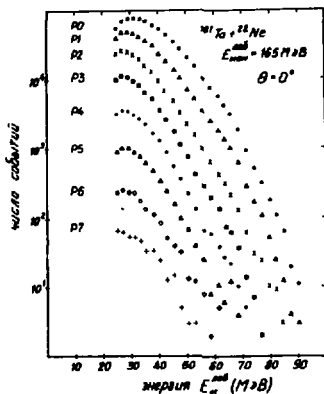


Рис. 3. Верхняя часть: двумерный спектр  $\Delta E$ - $E$  легких частиц, измеренный под углом  $\theta = 0^\circ$  к пучку ионов. Обведенное штриховой линией поле - область измерений для спектров  $E_\alpha$ . Нижняя часть: спектры детектора  $\Delta E$  при разных значениях энергии  $E$ : а/ канал №10 по  $E$ , б/ канал №20 по  $E$ , в/ канал №41 по  $E$ .

Рис. 4. Спектры  $E_\alpha$  различной кратности совпадений с  $\gamma$ -квантами для угла  $\theta_\alpha = 0^\circ$ .



5 см от мишени под углом  $0^\circ$ . Такой угол расположения детекторов объяснялся резкой направленностью вперед углового распределения высокоэнергетических частиц. Для измерения удельной ионизации ( $\Delta E$ ) использовался кремниевый детектор толщиной 50 мкм, остаточная энергия частиц определялась Si(Li) -детектором с глубиной чувствительной области 2,5 мм. Кроме этого, было проведено измерение энергетических спектров  $\alpha$ -частиц в  $\alpha$ - $\gamma$ -совпадении под углом, равным  $90^\circ$  по отношению к направлению падающего пучка ионов. В этом случае телескоп смотрел на мишень со стороны падающих ионов и мишень была развернута под углом, равным  $45^\circ$ , к направлению пучка. В обоих экспериментах телесный угол составлял величину около 0,1 ср. Вокруг реакционной камеры были установлены 12 сцинтилляционных NaJ(Tl) -детекторов, расположенных в толстой свинцовой защите, предохраняющей систему от регистрации ложных совпадений при перерасcеянии  $\gamma$ -квантов из одного детектора в другой и уменьшающей общий гамма-фон. Кристаллы NaJ(Tl) с размерами  $\varnothing = 63 \times 63$  мм имели эффективность регистрации  $\epsilon = 0,007$ , практически постоянную для  $\gamma$ -квантов с энергией в диапазоне 200 кэВ - 1,5 МэВ.

Схема электронной аппаратуры представлена на рис.2. Электрические сигналы от гамма-детекторов подавались через блоки временной привязки на вход мажоритарной схемы совпадений, которая стробировалась сигналом от быстрой схемы совпадений, отбирающей события регистрации заряженных частиц телескопом. Разрешающее время мажоритарной схемы составляло 80 нс, быстрой - 40 нс. Код кратности и спектрометрические сигналы через блок связи, выполненный в стандарте КАМАК, подавались на амплитудный анализатор, в котором производился набор двухмерных спектров  $\Delta E$ -E или  $E_\alpha$ -кода кратности совпадений. Более подробно параметры спектрометра многократных совпадений описаны в работе<sup>1/6/</sup>.

На рис.3 показан полный спектр  $\Delta E$ -E, измеренный с помощью  $\Delta E$ -E -телескопа. В спектре видны области, относящиеся не только к  $\alpha$ , но также и к другим легким заряженным частицам. С помощью дискриминаторов уровней в схемах временной привязки  $\Delta E$ -E-трактов выбиралась область двухмерного спектра  $\Delta E$ -E, отвечающая регистрации только  $\alpha$ -частиц. Она отмечена на рис.3 пунктирной линией. Для набора двухмерного спектра  $E_\alpha$ -p /где p - кратность совпадений/ память анализатора разбивалась на восемь плоскостей /по 512 каналов в каждой/. При этом каждая плоскость отвечала набору спектра  $E_\alpha$  определенной кратности совпадений.

На рис.4 представлен двухмерный энергетический спектр  $\alpha$ -частиц различной кратности совпадений с  $\gamma$ -квантами для  $\theta_\alpha = 0^\circ$ . Спектр кратности P0 соответствует случаю, когда ни один из NaJ(Tl) -детекторов не сработал, P1 - случаю, когда сработал один из 12 детекторов, P2 - когда зарегистрированы совпадения

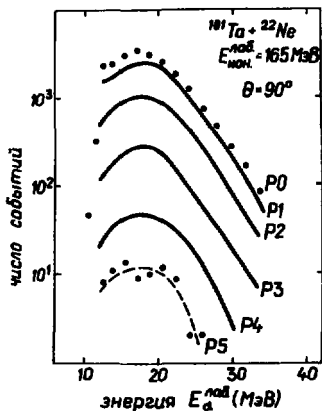


Рис.6. Просуммированные по всем кратностям спектры  $\alpha$ -частиц.

с любой парой из 12 детекторов, и т.д. Из рисунка видно, что энергетический спектр, измеренный для  $\alpha$ -частиц, летящих вперед, имеет жесткую составляющую вплоть до энергии 90 МэВ в л.с.к. Этот результат хорошо согласуется с данными работы [2], в которой спектр энергий  $\alpha$ -частиц определялся с помощью магнитного спектрометра. Энергетические спектры  $\alpha$ -частиц, измеренные под углом  $\theta_{\alpha}=90^{\circ}$ , представлены на рис.5. На рис.6 показаны просуммированные по всем кратностям совпадений  $\alpha$ -спектры, полученные под углами  $0^{\circ}$  и  $90^{\circ}$ .

Видно, что спектр, измеренный под углом  $90^{\circ}$ , имеет хорошо выраженный максимум в районе  $E_{\alpha}=20$  МэВ и быстро спадает с ростом  $E_{\alpha}$ . Этот спектр, по-видимому, соответствует в основном испарительным  $\alpha$ -частицам из составного ядра. Для учета случайных совпадений в спектрометрический тракт  $E_{\alpha}$  подавались сигналы генератора. На рис.4 и 5 пики, соответствующие сигналам генератора, не показаны.

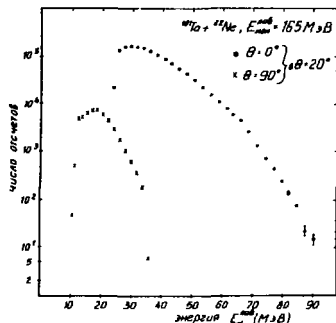
С целью повышения статистической точности результатов энергетические спектры  $\alpha$ -частиц  $p$ -кратности группировались по несколькоу каналов, что соответствовало усреднению по энергии около 3 МэВ.

Распределение по множественности  $\gamma$ -лучей характеризуется факториальными моментами [6,7]:

$$m^{[k]} = \sum_{m=1}^N P_m m(m-1)\dots(m-k+1),$$

где  $N$  - число  $\text{NaJ(Tl)}$ -детекторов.

Рис.5. Спектры  $E_{\alpha}$  различной кратности совпадений с  $\gamma$ -квантами для угла  $\theta_{\alpha}=90^{\circ}$ .



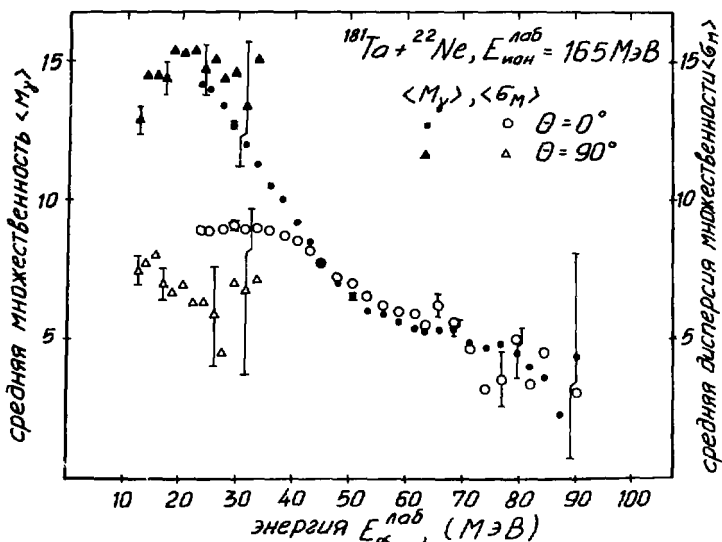


Рис.7. Средняя множественность  $\langle M_Y \rangle$  и дисперсия множественности  $\sigma_M$  в зависимости от энергии  $\alpha$ -частиц в лабораторной системе координат. Для нескольких точек указаны статистические ошибки.

Если ввести

$$\overline{P_i^{[k]}} = \sum_{p=1}^N W_p(E_\alpha^i) p(p-1)\dots(p-k+1),$$

где  $W_p$  - нормированная экспериментальная вероятность регистрации  $\alpha$ -частицы в спектре кратности  $p$ :

$$W_p(E_\alpha^i) = \frac{S_p(E_\alpha^i)}{\sum_p S_p(E_\alpha^i)}$$

$S_p(E_\alpha^i)$  - количество отсчетов в сгруппированных областях спектров  $\alpha$ -частиц со средними значениями  $E_\alpha^i$ , то, разлагая  $\overline{m^{[k]}}$  в ряд по  $\overline{P_i^{[l]}}$ , можно показать, что для  $\overline{m^{[1]}} \geq 20$  и менее учет первых двух членов разложения дает точность порядка 1%.

Таким образом, можно записать выражение для средней множественности:

$$\overline{M_i} = \overline{m^{[1]}} = (P_i^{[1]} + \frac{1}{2(N-1)} P_i^{[2]}) / N\epsilon,$$

и для дисперсии распределения множественности:

$$\sigma_i = \{ m_i^{[2]} + m_i^{[1]} - m_i^{[1]2} \}^{1/2},$$

$$\text{где } \frac{m_i^{[2]}}{m_i^{[1]}} = m_i(m_i - 1) = (P_i^{[2]} + \frac{1}{N-2} P_i^{[3]}) / \{ N(N-1) \epsilon^2 \}.$$

По этим формулам производилась обработка данных для экспериментов при  $\theta_\alpha = 0^\circ$  и  $90^\circ$ . Результаты обработки представлены на рис. 7.

### ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные значения средней множественности испущенных  $\gamma$ -лучей  $\langle M_\gamma(E_\alpha) \rangle$  могут быть связаны со средним значением углового момента остаточного ядра  $\bar{l}$  следующим образом <sup>/7/</sup>:

$$\langle M_\gamma \rangle = \frac{\bar{l} - 2\bar{x}}{2} + \delta,$$

где  $\bar{x}$  - среднее количество испаренных нейтронов, уносящих  $\sim 2\bar{x}$  углового момента,  $\delta$  - среднее количество статистических квантов, вылетающих из ядра после испарения последнего нейтрона и не уносящих углового момента. Величина  $\bar{x}$  может быть оценена с учетом толщины "работающего" слоя мишени с помощью соотношения

$$E^* \geq \sum_{i=1}^x (B_n + 2T_n)_i,$$

где  $E^*$  - энергия возбуждения ядра,  $B_n$  - энергия связи нейтронов,  $T_n$  - температура ядра. Для расчетов мы принимали значение  $T_n = 1,5$  МэВ<sup>8/8</sup>, величины  $B_n$  брались из таблиц <sup>/9/</sup>. Энергия возбуждения рассчитывалась с помощью соотношений баланса энергий и определялась для составного ядра и для остаточного ядра после вылета  $\alpha$ -частицы соответственно выражениями <sup>/1/</sup> и <sup>/2/</sup>:

$$E^* = E_U \frac{A_M}{A_U + A_M} + M_U + M_M - M_C, \quad /1/$$

$$E^* = E_U \frac{A_M}{A_U + A_M} + M_U + M_M - M_\alpha - M_O - E_\alpha^{\text{с.ц.м.}} \quad /2/$$

Здесь  $E_U$  - энергия налетающего иона, различная на различной глубине мишени;  $A_U$  и  $A_M$  - соответственно массовые числа ядра и мишени;  $M_U$ ,  $M_M$ ,  $M_\alpha$ ,  $M_C$  и  $M_O$  - соответственно массы ядер иона, мишени,  $^4\text{He}$ , составного ядра и остаточного ядра.

Предполагая, что область со средним значением  $l'$  в распределении угловых моментов во входном канале реакции, отвечающая вылету быстрых  $\alpha$ -частиц, локализована и что  $\alpha$ -частица вылетает с поверхности остаточного ядра, можно записать  $\bar{l} = l' - l_\alpha$ ,



где  $\ell_\alpha$  - угловой момент, уносимый  $\alpha$ -частицей, который можно вычислить, используя следующее соотношение <sup>4/</sup>:

$$\ell_\alpha = (r_0/h) [2\mu c^2 (E_\alpha^{с.ц.м.} \cdot V_\alpha^{с.ц.м.})]^{1/2}$$

$$r_0 = 1,07(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 3,0 \text{ Фм,}$$

где  $V_\alpha^{с.ц.м.}$  - кулоновская энергия взаимодействия  $\alpha$ -частицы с остаточным ядром в системе центра масс.

Следует отметить, что остаточные ядра, образующиеся после вылета быстрых  $\alpha$ -частиц и последующего испарения нейтронов, близки по значениям  $A$  к ядрам, образующимся в испарительной  $\alpha n$ -реакции, и имеют тот же порядковый номер. Поэтому можно предположить, что в изучаемой реакции величина  $\delta$  для обоих указанных процессов будет приблизительно одинаковой.

Эту величину можно было получить из экспериментального значения  $\langle M_\gamma \rangle$  для испарительной  $\alpha n$ -реакции, измеренного под углом  $\theta = 90^\circ$ , с учетом того, что  $\ell = \frac{2}{3}\ell$  и  $\ell_{\text{макс}} \leq \ell_{\text{крит}}$ . Критический угловой момент, ограничивающий распределение угловых моментов во входном канале для реакций полного слияния, рассчитывался по данным работы <sup>10/</sup>. Величина  $\delta$  оказалась равной  $\delta = 4$ , что хорошо согласуется с принятыми в литературе значениями <sup>7/</sup>. Была также проведена оценка вклада в  $\langle M_\gamma \rangle$  количества  $\gamma$ -квантов от осколков деления после испарения  $\alpha$ -частиц в диапазоне энергий налетающих ионов от максимального значения до равного кулоновскому барьеру взаимодействия /толстая мишень/. Расчет ширины деления  $\Gamma_f$  и испарения нейтронов  $\Gamma_n$  проводился по методике, изложенной в работе <sup>11/</sup>. Оценка показала, что суммарная доля делительного канала составляет величину около 15% от  $\alpha n$ -канала. Принимая во внимание то, что для осколков деления  $\langle M_\gamma \rangle \sim 7^{1/2}$ , при учете парциальных вкладов каналов  $\alpha n$  и  $\alpha f$ , можно показать, что наблюдаемое значение множественности меньше истинного значения  $\langle M_\gamma \rangle$ , отвечающего  $\alpha n$ -каналу реакции, на величину не более чем 7%, и поэтому этой поправкой мы пренебрегли.

Варьируя величину  $\ell'$  как параметр расчета, мы провели сравнение экспериментальной и расчетной зависимостей  $\langle M_\gamma \rangle$  от энергии  $E_\alpha$  для  $\theta = 0^\circ$ . Хорошее согласие эксперимента и теории было получено при  $\ell' = 38\hbar$  для всего диапазона  $E_\alpha^{с.ц.м.}$  от 30 до 85 МэВ, что на 31 МэВ меньше кинематического предела для энергии  $\alpha$ -частиц, который в изучаемой реакции равен 116 МэВ. Расчетная кривая  $\langle M_\gamma(E_\alpha) \rangle$  представлена на рис. 8 сплошной линией. Расхождение с экспериментальными точками при относительно небольших энергиях  $\alpha$ -частиц можно объяснить вкладом в наблюдаемую величину множественности  $\gamma$ -квантов осколков деления, который в данном случае не мал и должен учитываться для энергий  $E_\alpha$  меньше 30 МэВ. Расчетная зависимость отношения  $\Gamma_f/\Gamma_n$

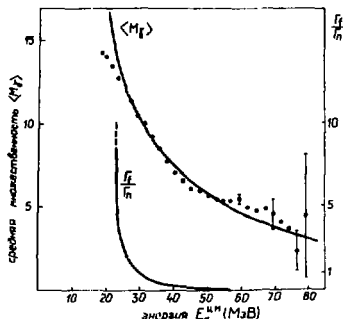


Рис. 9. Заселение начальных состояний составного ядра по угловому моменту в реакции  $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ . Заштрихованная область начальных состояний остаточного ядра, отвечающая экспериментально наблюдаемой зависимости  $\langle M_\gamma(E_\alpha) \rangle$ .

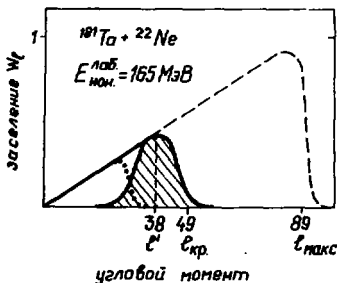
показана на том же рисунке. Полученное оптимальное значение  $l' = 38\hbar$  хорошо согласуется со значениями угловых моментов, отвечающих  $\alpha$ -реакциям с выделением конкретного продукта<sup>4/</sup>. Следует отметить, что при учете ширины распределения угловых моментов вокруг среднего значения  $l'$  величина углового момента достигает  $l' + \sigma_M = 43$  для больших энергий  $\alpha$ -частиц, что приблизительно равно критическому угловому моменту слияния остатка налетающего иона-ядра  $^{18}\text{O}$  с ядром мишени, равному для данной реакции  $42\hbar/10$ . На рис. 9 представлена схематически область начальных состояний остаточного ядра, отвечающая экспериментально наблюдаемой зависимости  $\langle M_\gamma(E_\alpha) \rangle$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе была измерена средняя множественность  $\gamma$ -квантов в реакции с вылетом быстрых  $\alpha$ -частиц с энергиями, значительно большими, чем указывалось ранее в работах<sup>4,13/</sup>.

Анализ результатов, проведенный в предположении о двухэтапности процесса, т.е. в предположении о слиянии остатка налетающего ядра с ядром мишени после вылета быстрой  $\alpha$ -частицы, показал, что, по-видимому, механизм реакции для энергий  $E_\alpha$  вплоть до 85 МэВ при регистрации  $\alpha$ -частиц под передними угла-

Рис. 8. Сравнение экспериментальных данных ( $\theta = 0^\circ$ ) с расчетными величинами и расчетная зависимость  $\Gamma_f / \Gamma_n$  для данной реакции.



ми отвечает протеканию реакции при угловых моментах вблизи критического значения для слияния остатка налетающего ядра с ядром мишени. Однако нельзя исключить вклад в наблюдаемую величину множественности  $\gamma$ -квантов от процессов, в которых остаток налетающего иона лишь частично захватывается ядром мишени /трехтельных и т.д. процессов/. Энергетически такие процессы возможны, особенно для  $E_{\alpha}^{с.ц.м.} < 85$  МэВ, и должны характеризоваться меньшими значениями  $\langle M_{\gamma} \rangle$ . Количественно этот вклад учесть в настоящее время не представляется возможным. Таким образом, полученное из расчета значение  $l' = 38\hbar$  следует считать скорее нижним пределом для области заселения угловых моментов в реакциях с вылетом быстрых  $\alpha$ -частиц. Более определенные выводы можно было бы сделать, выделяя в эксперименте определенный канал реакции, как это было сделано в работах<sup>4,13/</sup>. Однако для  $E_{\alpha}^{с.ц.м.} < 60$  МэВ это сделать практически невозможно из-за резкого падения сечений реакции. Другим путем является продвижение измерений в область еще больших значений  $E_{\alpha}$  - как можно ближе к "кинематическому пределу". При этом уменьшение энергии возбуждения остаточного ядра является фактором, ограничивающим число каналов реакции. Тем не менее рассмотрение механизма таких реакций в предположении о двухтельном процессе как основном канале реакции для всего диапазона энергий быстрых частиц имеет ряд следствий.

Если предположить, что механизм реакции не зависит от сорта легкого продукта реакции, вылетающего вперед, а также от  $Z$  и  $A$  налетающего иона, можно выбрать также реакцию, которая даст возможность изучать распад холодных быстровращающихся ядер. Анализ показывает, что в реакции  $^{181}\text{Ta} (^{22}\text{Ne}, p xn)$  с вылетом быстрых протонов наблюдаемая в эксперименте средняя множественность должна быть практически не зависящей от энергии протонов и иметь значение около 15. Еще большее значение  $\langle M_{\gamma} \rangle$  должно наблюдаться при изучении, например, реакции  $^{180}\text{Gd} (^{40}\text{Ar}, \alpha xp)$ . В этой реакции величина  $\langle M_{\gamma} \rangle$  также должна быть почти постоянной независимо от энергии  $\alpha$ -частиц и даже растущей до значений 17-19 с ростом  $E_{\alpha}$ , это связано с тем, что при относительно небольших энергиях  $\alpha$ -частиц величина  $\langle M_{\gamma} \rangle$  должна занижаться в связи с существенным вкладом  $\gamma$ -квантов осколков деления.

Настоящая работа является одной из первых попыток экспериментального изучения распределения угловых моментов остаточных ядер в реакциях с вылетом быстрых  $\alpha$ -частиц с энергиями вблизи кинематического предела. Дальнейшее изучение этого процесса является, как это отмечалось ранее<sup>1,14/</sup>, весьма важным, так как оно может дать основания как для выбора оптимальных реакций получения "холодных" быстровращающихся ядер, так и для синтеза новых тяжелых элементов.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить академика Г.Н.Флерова за постановку задачи и интерес к работе, В.Наумова, Ю.А.Музычку и Б.И.Пустыльника за плодотворные дискуссии, коллектив эксплуатации циклотрона У-200 за обеспечение эффективной работы ускорителя.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Gierlik E. et al. *Z.Phys.*, 1980, A295, p.295.
2. Vorsea C. et al. *Nucl.Phys.*, 1981, A351, p.312.
3. Брухертзайфер Х. и др. ОИЯИ, Р7-80-666, Дубна, 1980.
4. Inamura T. et al. *Phys.Lett.*, 1979, 84B, p.71.
5. Northcliffe L.C., Schilling R.F. *Nucl.Data Tables*, 1970, A7, p.233.
6. Петров Б.Ф. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1980, 44, с.1970.
7. Nagemann G. et al. *Nucl.Phys.*, 1975, A245, p.166.
8. Каманин В.В., Карамян С.А. ОИЯИ, Р7-80-412, Дубна, 1980.
9. Myers W.D., Swiatecki W.J. Preprint UCRL-11980, 1965.
10. Бочев Б. и др. ЯФ, 1976, 23, с.520.
11. Каманин В.В. и др. ЯФ, 1977, 26, с.282.
12. Pleasonton F. *Nucl.Phys.*, 1973, A213, p.413.
13. Geoffrey K.A. et al. *Phys.Rev.Lett.*, 1979, 43, p.1303; Siwek-Wilczynska K. et al. *Nucl.Phys.*, 1979, A330, p.130.
14. Ильинов А.С., Оганесян Ю.Ц., Черепанов Е.А. ОИЯИ, Р4-80-356, Дубна, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел  
1 декабря 1981 года.