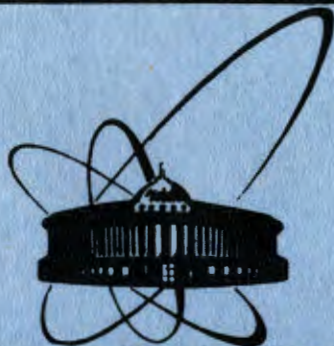


28/IV-84



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

2095/84

7-84-31

В.В.Каманин, Р.Кирхбах, А.Куглер,  
А.Н.Кузнецов, Ю.Рюдигер

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ  
ГАММА-МНОЖЕСТВЕННОСТИ  
(УСТАНОВКА ДЭМАС-МУЛЬТИ)

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1984

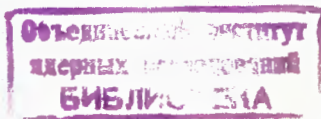
## 1. ВВЕДЕНИЕ

Уже несколько лет в физике тяжелых ионов большое внимание уделяется реакциям, в результате которых образуются легкие заряженные частицы /протоны, дейтроны, тритоны,  $\alpha$ -частицы и т.п./ с различными энергиями. В этой области опубликовано большое число как экспериментальных, так и теоретических работ /например,<sup>1-6/</sup>. Однако, хотя накоплен большой экспериментальный материал, до сих пор нет единой точки зрения на механизм подобных реакций. Обзор литературы о реакциях с вылетом заряженных частиц<sup>5/</sup> дает представление о той пестрой картине, которая сложилась на сегодняшний день. Эксперименты, проведенные в ЛЯР ОИЯИ<sup>3,4/</sup> в области энергий налетающих ионов аргона и неона 6-10 МэВ/нуклон, доказали большую вероятность рождения легких заряженных частиц с энергией 30-40 МэВ/нуклон. Чтобы получить более детальную информацию о механизме образования таких частиц, необходимо проведение корреляционных измерений между легкими заряженными частицами и остальными продуктами реакций. Очень важным является измерение характеристик гамма-излучения, сопровождающего эмиссию легких частиц<sup>6/</sup>: определение гамма-множественности, полной энергии гамма-квантов и определение конечного продукта реакции по дискретным гамма-переходам остаточного ядра с помощью Ge(Li) - спектрометра /см., например,<sup>7-9/</sup>. В ряде случаев удобным средством для определения конечного продукта может также оказаться измерение характеристического рентгеновского излучения<sup>10/</sup>.

Первые работы, в которых было изучено поведение гамма-множественности в зависимости от энергии легкой заряженной частицы<sup>11-13/</sup>, были посвящены описанию процесса так называемого "неполного слияния", когда при вылете, например,  $\alpha$ -частицы остается ядро-остаток, с массой, на четыре единицы /и с зарядом на 2 единицы/ меньше суммы масс /зарядов/ ядер мишени и бомбардирующего иона, который ведет себя подобно составному ядру. Наиболее важными выводами этих работ являются:

1/ падение средней множественности гамма-квантов с ростом энергии  $\alpha$ -частиц;

2/ существование локализованной области входных угловых моментов, близкой к значению критического углового момента для реакции полного слияния.



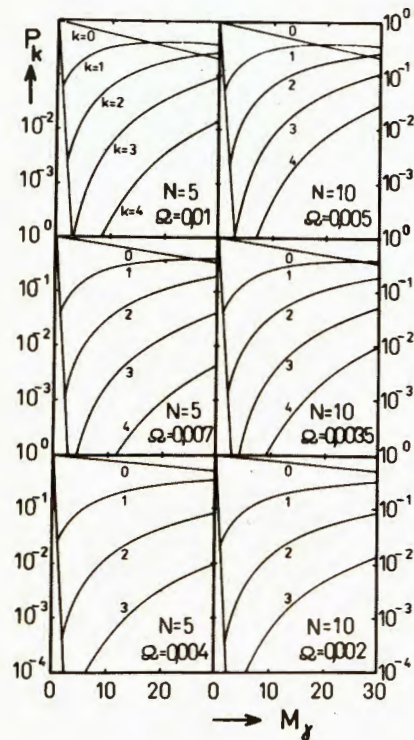
В /14/ впервые была предпринята попытка измерения гамма-многократности в зависимости от энергии до предельно высоких энергий  $\alpha$ -частиц, характерных для тяжелых составных систем /3/. С целью продолжения этих исследований, а также для определения вкладов различных механизмов в сечение образования  $\alpha$ -частиц, была создана многодетекторная установка "ДЭМАС-МУЛЬТИ", которая позволяет эффективно проводить корреляционные эксперименты с измерением гамма-многократности в совпадении с продуктами реакции.

В настоящей работе описана эта установка вместе с системой регистрации и обработки данных, основанной на ЭВМ СМ-3.

## 2. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Главным требованием при конструировании установки "ДЭМАС-МУЛЬТИ" являлось создание наиболее эффективной системы для решения данной проблемы /см. выше/. Так, из /14/ следует, что значение гамма-многократности  $\langle M_\gamma \rangle$  сильно может зависеть от энергии легкой заряженной частицы, и может лежать в области примерно от 5 до 15 и больше. Чтобы надежно исключить эффекты суммирования квантов в одном из  $N$  детекторов, целесообразно ввести условие  $\langle M_\gamma \rangle N \Omega \leq 1$ , где  $\Omega$  - средняя эффективность регистрации гамма-квантов для одного детектора. Отсюда при  $\langle M_\gamma \rangle \approx 20$  произведение  $N\Omega$  должно быть не больше 5%. Далее, задача состояла в определении только среднего значения гамма-многократности  $\langle M_\gamma \rangle$  и второго момента  $\mu_2$  /или дисперсии  $\sigma = \sqrt{\mu_2}$ / распределения  $\rho(M_\gamma)$ . При этом желательно было, чтобы основная информация о значении  $\langle M_\gamma \rangle$  содержалась в первой кратности совпадений какого-либо из продуктов реакции с гамма-квантами ( $P_1$ ). На рис. 1 приведено несколько вариантов зависимости теоретических значений кратностей совпадений от множественности. Видно, что заданным условиям лучше всего соответствует

Рис. 1. Расчетные вероятности  $k$ -кратных совпадений для разных вариантов числа детекторов  $N$  и эффективности детектора  $\Omega$ .



полная эффективность около  $3,5 \div 4,0\%$ . На основе /15/ можно утверждать, что для не слишком больших значений  $\langle M_\gamma \rangle$  число счетчиков  $N = 6$  при эффективности  $\Omega \approx 1\%$  достаточно для надежного определения значений  $\langle M_\gamma \rangle$  и  $\mu_2$ .

Следующим мотивировке из /16/, можно показать, что при  $N = 6$ ,  $\langle M_\gamma \rangle = 10-20$ ,  $\Omega \approx 0,7\%$  в первых четырех кратностях ( $P_0, P_1, P_2, P_3$ ) содержится не менее 80% всей информации о значениях  $\langle M_\gamma \rangle$  и второго центрального момента  $\mu_2$ . Наконец, конструкция камеры должна удовлетворять условиям:

1/ Возможность использования до шести малых сцинтилляционных детекторов размерами  $\phi 63$  мм x 63 мм для работы в режиме фильтра гамма-многократности и одновременно двух больших сцинтилляционных детекторов с размерами  $\phi 150$  мм x 150 мм по обе стороны пучка максимально близко к мишени, для работы в режиме фильтра "полной" гамма-энергии.

2/ Обеспечение свободного вращения детекторов /телескопов/ вокруг мишени для регистрации заряженных частиц, осколков деления под разными углами.

Приведенные соображения являются основными идеями, лежащими в основе создания установки "ДЭМАС-МУЛЬТИ".

### 2.1. Конструкция вакуумной камеры

Вакуумная камера, являющаяся механической основой установки "ДЭМАС-МУЛЬТИ", сконструирована как универсальный бесшварной вариант /рис. 2/. Легко осуществляемые изменения, как, например, замена фланцев 3 или 5, обеспечивают ее многостороннее применение.

Основными элементами вакуумной камеры являются два кольца 1, связанные между собой стойками 2 с помощью болтов. Уплотнение фланцев 3, расположенных внутри камеры, обеспечивается специальной прокладкой 4. Эта прокладка вырезана из плоской резины, оба конца которой склеены. Полученное кольцо натянуто на камеру.

На внутренней стороне фланцев 5 находятся вращающиеся зубчатые обода, на которых можно закреплять детекторы, держатель мишени и другие элементы. Эти зубчатые обода приводятся в движение снаружи с помощью специальных вводов. Автоматическое перемещение элемен-

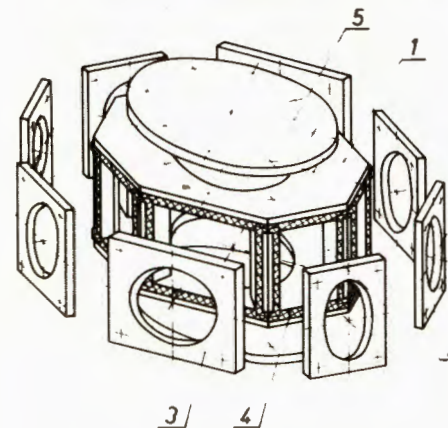


Рис. 2. Механическая конструкция вакуумной камеры.

тов, закрепленных на зубчатых ободах, можно осуществлять при помощи шаговых двигателей, которые устанавливаются на внешней стороне фланцев 5.

Работа с установкой доказала преимущество многомодульной конструкции реакционной камеры, позволяющей использовать шесть малых сцинтилляционных гамма-детекторов и вращать детекторы заряженных частиц вокруг мишени, в одной плоскости с осью пучка. Перпендикулярно этой плоскости устанавливаются дополнительные детекторы рентгеновского и гамма-излучения.

## 2.2. Физические параметры установки

Реакционная камера схематически показана на рис.3. Перед ее входом находится коллиматор пучка, состоящий из двух диафрагм из висмута толщиной 2 мм /на рисунке изображена только вторая диафрагма/. Первая, с диаметром 8 мм, расположена на диске из свинца толщиной 5 см для уменьшения гамма-фона от пучка. На расстоянии 65 см от нее, у входа в камеру, находится вторая диафрагма диаметром 6 мм. Здесь же установлен узел мониторинга пучка: на диафрагме натянута фольга из тонкого золота /250 мкг/см<sup>2</sup>/, а под углом  $\theta_{\text{мон.}} = 22^\circ$  к пучку находится поверхностно-барьерный детектор с телесным углом  $\Delta\Omega = 0,035\%$ ,

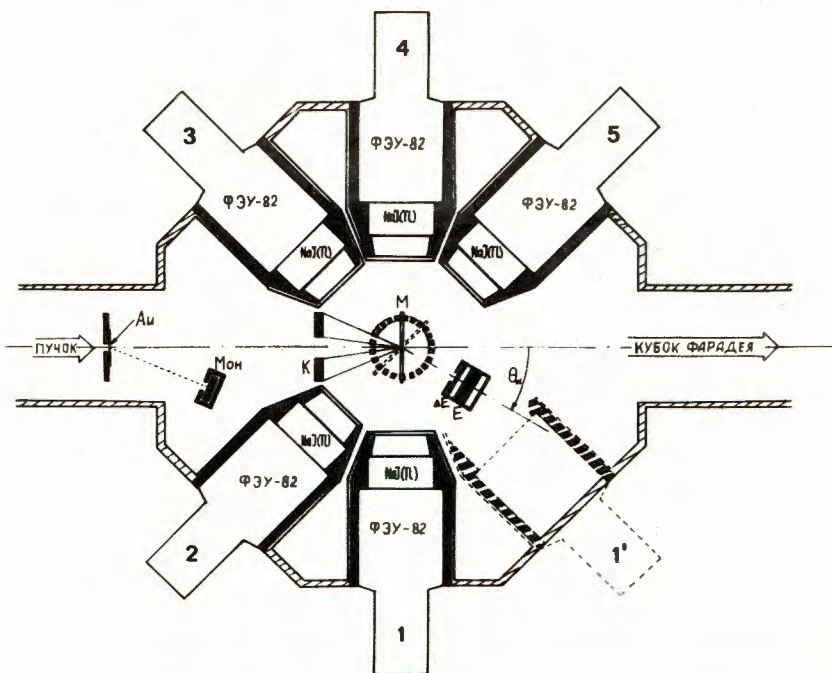


Рис.3. Схематическая конструкция реакционной камеры.

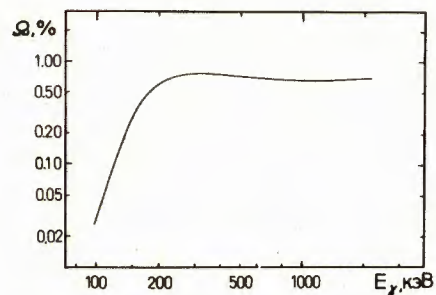


Рис.4. Эффективность регистрации гамма-квантов /для одного гамма-детектора/ в зависимости от энергии гамма-излучения.

регистрирующий упруго рассеянные на золотой фольге ионы. Эта система позволяет определить энергию пучка /с точностью до 2-3%/ и полный интеграл тока.

В центре камеры смонтирована мишень /М/, на расстоянии 130 мм от которой расположено, как правило, пять промышленно изготовленных сцинтилляционных блоков в одной плоскости с осью пучка. Блоки состоят из кристаллов NaJ(Tl) размерами  $\phi$  63 мм x 63 мм, наклеенных на входные окна фотоумножителей ФЭУ-82. Для уменьшения фона и эффекта перерассеяния гамма-квантов между отдельными кристаллами /"Cross talk"/ детекторы помещены в защитные кожухи из свинца. Толщина стенок этих кожухов составляет в среднем 1 см. Экспериментально определенное отношение двукратных совпадений к одиночному счету при пяти гамма-детекторах составляет  $/3,3 \pm 0,7/ \cdot 10^{-4}$ ,  $/4,3 \pm 1,0/ \cdot 10^{-4}$  для гамма-источников с одиночным гамма-переходом  $^{137}\text{Cs}$  662 кэВ/,  $^{54}\text{Mn}$  /835 кэВ/. Со стороны мишени перед каждым NaJ(Tl) -детектором находится фильтр для поглощения гамма-квантов низких энергий и рентгеновского излучения, состоящий из 0,5 мм Cd и 1 мм Cu. Как видно из рис.4, полная эффективность регистрации гамма-квантов при разной энергии гамма-излучения, определенная с помощью стандартных гамма-источников, практически постоянна в диапазоне энергий  $E_\gamma$  от 200 до 2000 кэВ и при пороге  $\approx 150$  кэВ для одного детектора равна  $\Omega = 0,0065 \pm 0,0005$ . Вклад от регистрации нейтронов не учитывался, потому что в подобных NaJ(Tl) -кристаллах эффективность регистрации нейтронов заметно меньше, чем для гамма-квантов /76/. Оценка полного вклада нейтронов проводилась с помощью кристаллов NaJ(Tl),  $\phi$  150 мм x 150 мм при той же средней эффективности регистрации гамма-квантов  $\Omega \approx 0,0065$  в условиях эксперимента при совпадении с альфа-частицами по методу времени пролета. Счет от нейтронов в данном случае 160 МэВ  $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$  /толстый/ составлял около 1% от полного счета в больших гамма-детекторах. Детальное обсуждение вопроса регистрации нейтронов в NaJ(Tl) -детекторах дано в работах /76,17(с.63),18/.

По обеим сторонам /перпендикулярно к плоскости рис.3/ можно установить по одному NaJ(Tl) -детектору с размером кристалла  $\phi$  150 мм x 150 мм на расстоянии 15 или 35 мм от мишени. В этом случае измеряемый суммарный спектр "полной" энергии  $\gamma$ -кванта может использоваться как фильтр низкой множественности /8,19/. Эффективность регистрации гамма-квантов для двух таких детекторов, находящихся на расстоянии 15 мм от мишени, показана на рис.5.

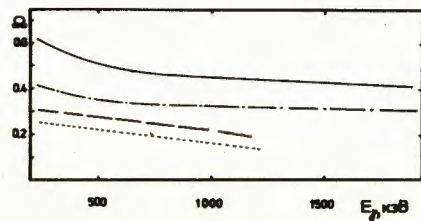


Рис.5. Зависимость эффективности регистрации фотопика /две нижние кривые/ и полной эффективности /две верхние кривые/ от энергии гамма-излучения для двух больших гамма-детекторов, находящихся на расстоянии 15 мм /— и ----/ и 35 мм /-●-● и ····/ от центра камеры.

Штриховая линия на этом рисунке соответствует эффективности регистрации фотопика, сплошная - полной эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов. Как видно из рис.5, количественное определение величины полной энергии гамма-квантов затруднено из-за малой эффективности в такой геометрии. Заряженные частицы регистрируются телескопами, состоящими каждый из пары тонкого кремниевого ( $\Delta E$ ) детектора и толстого дрейфового Si(Li) -детектора. Толщина  $\Delta E$ -детекторов колеблется в пределах от 40 до 150 мкм,  $E$ -детекторов - в пределах нескольких миллиметров. Телескопы могут устанавливаться под любым углом относительно оси пучка в плоскости гамма-детекторов, причем точность установки составляет  $\sim 0,5^\circ$ . Эта величина существенно меньше, чем типичный угол телескопов. При угле регистрации частиц  $\theta$  в районе  $90^\circ$  гамма-детектор с номером 1 /см.рис.3/ перемещается на другое место: или на  $45^\circ$  /положение 1'/ в плоскости детекторов, или перпендикулярно к плоскости детекторов /на рис.3 отмечено заштрихованным кольцом в центре камеры/. Кроме телескопов, используются также и простые поверхностно-барьерные детекторы, которые служат для регистрации осколков деления /например, кольцевой детектор К, см.рис.3/. При измерениях с тонкой мишенью все детекторы, находящиеся в передней полусфере, защищаются поглотителем от рассеянного на мишени пучка. Легкие заряженные частицы тормозятся лишь незначительно; величина потери их энергии учитывается при обработке данных на основе таблиц<sup>20,21/</sup>.

### 3. ПРИНЦИП РЕГИСТРАЦИИ СОБЫТИЙ

Методика эксперимента по измерению множественности  $\gamma$ -лучей основана на регистрации числа сработавших в совпадении с заряженной частицей гамма-детекторов. Быстрые сигналы от каждого из NaJ(Tl) -детекторов после формирователя и линии задержки поступают на входы мажоритарной схемы совпадений, стробируемой быстрыми сигналами от детекторов заряженных частиц. Мажоритарная схема совпадений выдает код кратности совпадений со стробирующим импульсом, а также сигнал "Строб" /запуск/ регистрации событий. В основную схему дополнительные детекторы подключаются с помощью преобразователей время-амплитуда /ВАП/. Появление

импульса от ВАП может служить меткой регистрации совпадений для управляющей программы.

Все выходные сигналы, включая спектроскопические от каждого из детекторов, поступают на крейт КАМАК, работающий в линии с мини-ЭВМ СМ-3. В этом крейте каждому регистрируемому параметру соответствует один АЦП /для аналоговых сигналов/ или регистр, например, КР005 /для приема кода кратности/. Для уменьшения числа параметров в крейте отдельно друг от друга поступающие аналоговые сигналы подаются на мультиплексор<sup>22/</sup>, способный переключать до восьми независимых пар параметров. Через мультиплексор, как правило, также производится измерение спектров от монитора пучка. Размещение крейта КАМАК в непосредственной близости к экспериментальной аппаратуре имеет ряд существенных преимуществ. Во-первых, при любом количестве измеряемых параметров используется один и тот же многожильный кабель связи с ЭВМ. Во-вторых, передача на большое расстояние только цифровой информации сводит к минимуму возможные искажения сигналов.

Важными параметрами для обработки данных являются мертвое время всей системы регистрации /особенно при временном измерении одного из параметров на отдельном анализаторе/ и вклад в разные кратности совпадений случайных событий, искажающих значения множественности и центральных моментов. Исследования показали, что основное мертвое время создается в мажоритарной схеме совпадений и в машине СМ-3. Для определения мертвого времени и вклада случайных совпадений была разработана следующая система. Быстрый сигнал от монитора после прохождения формирователя и делителя счета /для уменьшения загрузки/ подается независимо от сигналов детекторов частиц и сигнала "Строб" мажоритарной схемы совпадений и проходит все тракты регистрации. Очевидно, что сигналу от монитора соответствует только случайная загрузка в гамма-детекторах. Таким образом, получаем информацию о случайных совпадениях во всех кратностях, учитываемую при обработке данных по гамма-множественности /см. пункт 4.2/.

Сигналы от монитора параллельно регистрируются на быстрой пересчетной схеме. Мертвое время регистрации определяется сравнением числа на этой схеме с полным числом соответствующих отсчетов в памяти ЭВМ. Ранее подобная система определения случайных совпадений была использована в<sup>23/</sup>.

Для регистрации экспериментальных данных в ЭВМ СМ-3 была разработана программа "TOMAS", позволяющая записывать экспериментальную информацию событие за событием на диск, сортировать их по заданным условиям в память машины, создавая одно-, двух- или трехмерные спектры, а также выводить на печать все виды спектров. На диске во время измерения накапливается большой файл событий, который по заполнении можно переписать на магнитную ленту. После эксперимента набранные на магнитной ленте или на диске файлы событий сортируются с помощью этой же программы.

#### 4. ОБРАБОТКА ДАННЫХ

##### 4.1. Определение гамма-множественности

В эксперименте регистрируется число гамма-детекторов, сработавших в совпадении, например, с легкой заряженной частицей. Результатом сортировки по кратностям срабатывания гамма-детекторов являются спектры частиц  $Y_k$ , соответствующие различным числам  $k$  зарегистрированных в совпадении с ними гамма-квантов. Экспериментальные средние вероятности  $k$ -кратных совпадений определяются как

$$\langle P_k \rangle = \frac{Y_k}{SU}, \quad k = 0, \dots, k_{\max} \quad /1/$$

где

$$SU = \sum_{k=0}^{k_{\max}} Y_k. \quad /2/$$

Величина  $k_{\max}$  при этом является максимальной кратностью совпадений, измеренной в эксперименте, или выше которой значения  $Y_k$  практически равняются нулю. Следует отметить, что величина  $SU$  соответствует спектру частиц, измеренному в  $\Delta E$ - $E$ -телескопе /или в детекторе/.

В /7а,24/ показано, что при числе детекторов  $N$  и средней эффективности  $\Omega$  каждого из них вероятность регистрации  $k$  квантов из полного числа  $M$ , испущенных в каскаде гамма-квантов, равняется

$$P_k(M) = \binom{N}{k} \sum_{n=0}^k (-1)^{k-n} \binom{k}{n} (1 - [N - n]\Omega)^M. \quad /3/$$

В общем случае процессу испускания заряженной частицы соответствуют несколько разных значений  $M$ , образующих некоторое распределение  $\rho(M)$ . При естественной нормировке  $\sum_M \rho(M) = 1$  величины

$P_k(M)$  и  $\langle P_k \rangle$  /теоретическая и экспериментальная средние вероятности регистрации  $k$  квантов/ связаны соотношением

$$\langle P_k \rangle = \sum_M \rho(M) P_k(M). \quad /4/$$

Чтобы получить из экспериментальных величин  $\langle P_k \rangle$  сведения о распределении  $\rho(M)$  /т.е. значения  $\langle M \rangle$ , дисперсии  $\sigma$ , фактора асимметрии  $S$  и т.п./ существуют два различных метода:

1/ Линейный метод /7а/, основанный на разложении распределения множественности по факториальным моментам. Его главным недостатком является плохая сходимость при небольшом /по сравнению с  $N$ / значении  $k_{\max}$ , т.е. при условии  $Y_k > 0$  при  $k > k_{\max}$ . Число

гамма-детекторов в установке "ДЭМАС-МУЛЬТИ" невелико, и регистрация ведется обычно с  $k_{\max} = 3$ . Чтобы избежать ненужных погрешностей, используется второй метод.

2/ Нелинейный метод /16/, основанный на разложении  $\rho(M)$  по центральным моментам и обладающий хорошей сходимостью даже при неизвестном значении величины  $SU$  /формула /2/ см. /16/ /. Ниже приведены самые необходимые сведения из этой работы. Средняя вероятность ненаблюдения совпадений в  $(N - n)$  детекторах есть

$$\langle G_n \rangle = \langle (1 - [N - n]\Omega)^M \rangle. \quad /5/$$

Эти величины связаны с экспериментальными вероятностями  $\langle P_k \rangle$  соотношением

$$\langle G_n \rangle = \sum_{k=0}^n \binom{n}{k} \binom{N}{k}^{-1} \langle P_k \rangle. \quad /6/$$

Таким образом, при обозначениях  $y_n = \ln(1 - [N - n]\Omega)$  и  $\mu_i = \langle (M_\gamma - \langle M_\gamma \rangle)^i \rangle$ ,  $i \geq 2$  /см. /16/ / получаем следующую связь между центральными моментами распределения  $\rho(M)$  и экспериментальными данными

$$\frac{\ln \langle G_n \rangle}{y_n} = \langle M_\gamma \rangle + y_n \frac{\mu_2}{2!} + y_n^2 \frac{\mu_3}{3!} + y_n^3 \frac{\mu_4 - 3\mu_2^2}{4!} + \dots \quad /7/$$

где  $n = 0, \dots, k_{\max} < N$ .

Если считать, что члены с высшими степенями  $y_n$  малы по сравнению с первыми слагаемыми в правой части выражения /7/, то можно получить систему из  $k_{\max} + 1$  уравнений, из которой при разных приближениях можно получить следующие формулы для определения параметров распределения  $\rho(M)$  /в выражении /7/ члены с  $y_n^{k+1}$ ,  $k \geq \ell$  считаются малыми и опускаются/:

1/ Нулевое приближение / $\ell = 0$ /

В этом случае получаем известную формулу /см., например, /9/ / используемую обычно в случае  $N = 1$ :

$$\langle M_\gamma \rangle = \frac{\ln \langle P_0 \rangle}{\ln(1 - N\Omega)} = C_0 \quad (\langle G_0 \rangle \equiv \langle P_0 \rangle, \text{ см. /6/}). \quad /8/$$

Для вычисления других параметров распределения по множественности  $\rho(M)$  необходимо использовать большее число уравнений /7/.

2/ Первое приближение / $\ell = 1$ /

$$\langle M_\gamma \rangle = C_0 \frac{y_1}{y_1 - y_0} + C_1 \frac{y_0}{y_0 - y_1}, \quad /9/$$

$$\frac{\mu_2}{2!} = C_0 \frac{1}{y_1 - y_0} + C_1 \frac{1}{y_0 - y_1} \quad /10/$$

Это приближение дает точный результат в случае распределения  $\rho(M)$  в виде гауссова распределения. В таком случае все члены правой части уравнения /7/, кроме первых двух, обращаются в нуль /16/.

3/ Второе приближение  $l = 2/$

Для определения асимметрии  $\rho(M)$  необходимо ввести еще одно уравнение, что ведет к следующему результату:

$$\langle M_Y \rangle = C_0 \frac{y_1 y_2}{(y_1 - y_0)(y_2 - y_0)} + C_1 \frac{y_0 y_2}{(y_0 - y_1)(y_2 - y_1)} + C_2 \frac{y_0 y_1}{(y_0 - y_2)(y_1 - y_2)} \quad /11/$$

$$-\frac{\mu_2}{2!} = C_0 \frac{y_1 + y_2}{(y_1 - y_0)(y_2 - y_0)} + C_1 \frac{y_0 + y_2}{(y_0 - y_1)(y_2 - y_1)} + C_2 \frac{y_0 y_1}{(y_0 - y_2)(y_1 - y_2)} \quad /12/$$

$$\frac{\mu_3}{3!} = C_0 \frac{1}{(y_1 - y_0)(y_2 - y_0)} + C_1 \frac{1}{(y_0 - y_1)(y_2 - y_1)} + C_2 \frac{1}{(y_0 - y_2)(y_1 - y_2)} \quad /13/$$

В выражениях /8/ - /13/ использовано обозначение  $C_i \equiv \ln \langle G_i \rangle / y_i$ . При обработке полученных на установке "ДЭМАС-МУЛЬТИ" данных использовались формулы /11/ и /12/. Определение асимметрии распределения по формуле /13/ связано с некоторой ошибкой из-за неучета членов с  $y_n^3$  в системе /7/, а также с большой статистической ошибкой из-за малого количества  $\gamma$ -счетчиков установки.

Статистические ошибки отдельных параметров определяются методом, описанным в /17/, стр.62-63/. При этом ошибка в определении эффективности не учитывается, потому что ее статистическая часть очень мала  $\sim 10^{-4}/$ , а систематическая, получающаяся из-за неопределенности интенсивных стандартных гамма-источников и равная около 10%, дает относительную погрешность результата того же порядка во всех случаях.

#### 4.2. Учет случайных совпадений

В реальном эксперименте по определению гамма-множественности обычно выделяется только один из всех возможных каналов реакции ядер пучка с ядрами мишени. Тогда возможен случай, когда прямая загрузка в гамма-детекторах на несколько порядков превышает загрузку, соответствующую совпадениям с выделяющим канал реакции детектором. Такая ситуация возникает, если выделенному каналу соответствует только маленькая доля из полного сечения реакции, или если детектор для выделения канала имеет низкую эффективность регистрации. В обоих случаях целесообразно увеличить поток

ионов до значения, соответствующего разумной интенсивности регистрации в выделенном канале. Однако при этом из-за конечного разрешающего времени совпадений системы повышается вероятность случайных совпадений между гамма-детекторами и детектором для выделения канала реакции. Подобная ситуация встречается при определении гамма-множественности для альфа-частиц с предельно высокими энергиями /выше 70 МэВ/, сечение которых составляет не более нескольких десятков микробарн /3,4/. Для учета влияния случайных совпадений на экспериментальные данные была разработана следующая методика.

Путь при попадании пучка на мишень образуется в среднем за  $1\text{с}$   $L$  вспышек гамма-излучения, в каждом из которых находится примерно  $\langle M_L \rangle$  гамма-квантов. При разрешающем времени  $\tau$  электронной системы на одну частицу приходится  $n_L = L * \tau$  не связанных с ней гамма-каскадов средней длины  $\langle M_L \rangle$ . Регистрация этих случайных каскадов деформирует распределение измеренных спектров кратностей путем переноса событий с конкретной кратностью в более высокие кратности. Для выделения этого эффекта измеряется распределение по кратностям сигнала от монитора пучка, не связанного с выделением канала реакции /см.раздел 3/. Наложение кратностей этих случайных импульсов  $\langle R_k \rangle$  на истинное распределение  $\langle P_k \rangle$  /см.формулу /4// дает экспериментальное наблюдаемое распределение по кратностям

$$\langle P_k \rangle_{\text{эксп.}} = \langle P_k \rangle (1 - \sum_{n=1}^{k_{\text{max}}} \langle R_n^{N-k} \rangle) + \sum_{l=0}^{k-1} \langle P_l \rangle * \langle R_{k-l}^N \rangle \quad /14/$$

$$\sum_{k=0}^{k'_{\text{max}}} \langle R_k^n \rangle = 1 \quad \text{для всех } n = 1, \dots, N, \quad k'_{\text{max}} = k_{\text{max}} - (N - n) \quad /15/$$

где  $\langle R_k^n \rangle$  - распределение случайных импульсов /см.выше/ по кратностям  $k$  в случае  $n$  гамма-детекторов,  $N$  - число гамма-детекторов установки. Связь измеренного распределения  $\langle R_k \rangle$  с распределением  $\langle R_k^n \rangle$  определяется следующими рекурсивными формулами:

$$\langle R_k^N \rangle \equiv \langle R_k \rangle \quad \text{для всех } k, \quad /16/$$

$$\langle R_k^{n-1} \rangle = \langle R_k^n \rangle \frac{n-k}{n} + \langle R_{k+1}^n \rangle \frac{k+1}{n} \quad /17/$$

С помощью выражений /16/ и /17/ уравнения /14/ решаются рекурсивным образом, и только из полученных таким путем величин  $\langle P_k \rangle$  посредством формул /5/, /6/, /8/ и /9/ вычисляются параметры распределения  $\rho(M)$ . Для демонстрации влияния этих коррекций в таблице приведено несколько экспериментальных наборов данных. Следует отметить, что при допущении одинаковой формы гамма-спектра для истинных и случайных совпадений приведенный

Таблица

Примеры влияния случайных совпадений на величины гамма-множественности и ее дисперсии

$$\Omega = 0,0068; N = 5.$$

Измеренные кратности гамма-совпадений				вычисления $\langle M \rangle, \sigma$							
истинные+случайные				случайные				без учета		с учетом	
$R_0$	$R_1$	$R_2$	$R_3$	$R_0$	$R_1$	$R_2$	$R_3$	случайных		совпадений	
23704	9994	1842	223	16286	393	35	6	12,4	5,6	11,4	4,0
1656	714	133	15	13222	666	67	7	12,5	5,2	10,6	2,5
16141	2902	376	41	12821	358	28	3	5,9	5,7	4,9	4,4
7215	2224	507	56	101987	19759	3608	459	10,6	8,0	3,5	4,0
4019	1300	281	35	86280	20288	3793	470	10,8	7,9	2,4	2,4
3977	753	100	10	23637	3358	443	50	6,2	5,6	1,3	0

выше метод учитывает также эффекты перерасеяния гамма-квантов из одного в другой детектор /"cross talk"/. Обработка результатов по измерению гамма-множественности с учетом эффекта случайных совпадений производится на ЭВМ СМ-3.

#### 4.3. Определение площади линий

В случае выделения конечного канала с помощью характеристического рентгеновского или дискретного гамма-излучения возникает вопрос о точности определения площади линий, особенно в более высоких кратностях. Поэтому на основе работ /25/разд.2.3/ и /26/ для этой задачи была разработана методика, суть которой заключается в следующем. На основе спектра, характерного для данного случая, с наибольшей статистикой /например, сумма по всем кратностям/ создается так называемый эталонный спектр  $x_i$ , по которому задается форма данной линии. При этом фон отсекается по прямой /см. /25/ 2.3/. Далее эта форма подгоняется по закону

$$y_i = x_i * f + p \quad /18/$$

к спектрам с меньшей статистикой  $y_i$  /более высоким кратностям/, причем параметры  $f$  и  $p$  определяются по методу наименьших квадратов. Получающиеся таким образом площади для линий используются при определении гамма-множественности.

#### 4.4. Выбор рабочего слоя толстой мишени

Регистрация легких заряженных частиц под углом  $\theta = 0^\circ$  к направлению пучка может представить особый интерес /3,4,14/, однако с помощью полупроводниковых детекторов она невозможна из-за попадания в него первичного пучка ионов. Эту задачу можно решить с помощью магнитных анализаторов /см. /3,4/ /. Такие приборы, однако, имеют очень малую апертуру, что на практике почти исключает возможность проведения корреляционных экспериментов. Кроме того, в магнитном анализаторе каждая точка энергетического спектра измеряется отдельно, что существенно снижает эффективность эксперимента. Другим методом регистрации легких заряженных частиц под  $\theta = 0^\circ$  является использование толстой мишени, в которой пучок ионов полностью останавливается, а легкие заряженные частицы теряют лишь незначительную часть своей энергии /ее можно учитывать при обработке данных/ /14/. Однако в этом случае эффект измеряется от всего набора энергий ионов, от начальной до энергии кулоновского барьера взаимодействия иона с ядром мишени. Чтобы получить сведения о сечении реакции при какой-то определенной энергии, можно провести измерения при двух разных начальных энергиях ионов пучка  $E_1$  и  $E_2$  ( $E_1 > E_2$ ). Соответственно пробеги ионов в мишени равны  $R_1 = R(E_1)$  и  $R_2 = R(E_2)$ . При начальной энергии  $E_1$  ионы тормозятся до энергии  $E_2$  в рабочем слое  $R_1 - R_2$ . Если значения  $E_1$  и  $E_2$  не слишком далеки друг от друга /для тяжелых ионов в районе  $Ne$  не больше чем 10-15 МэВ/, то выход реакции, соответствующий этому слою, можно рассматривать как выход от тонкой мишени толщиной  $R_1 - R_2$  при средней энергии  $(E_1 + E_2)/2$ . Если известно, что сечение исследуемой реакции плавно зависит от энергии ионов /т.е. если в интервале между  $E_1$  и  $E_2$  не встречается резких изменений сечения/, то этот выход определяется разностью эффектов, измеренных при двух энергиях пучка  $E_1$  и  $E_2$ . Таким образом, определяя выход заряженных частиц под углом  $\theta = 0^\circ$  для двух близких друг к другу значений энергии пучка на толстой мишени, можно определить сечение их образования для определенной энергии. Этот метод успешно используется на установке "ДЭМАС-МУЛЬТИ" для определения гамма-множественности в совпадении со спектрами альфа-частиц и ядер лития, регистрируемыми под углом  $\theta = 0^\circ$  /27/.

#### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Многодетекторная установка "ДЭМАС-МУЛЬТИ", описанная в данной работе, является удобной и эффективной системой для определения гамма-множественности в совпадении с заряженными частицами в реакциях с тяжелыми ионами. Возможность размещения на небольшом расстоянии от мишени кроме сцинтилляционных  $NaJ(Tl)$  -детек-



торов для определения гамма-множественности также и нескольких других детекторов различного типа /например, трех телескопов для регистрации заряженных частиц, рентгеновского или гамма-детектора/ для выделения канала реакции, позволяет существенно повысить эффективность проведения корреляционных экспериментов. Электронная система установки, включая крейт КАМАК, размещена в непосредственной близости от реакционной камеры, что позволяет, во-первых, при любом количестве измеряемых параметров пользоваться одной стандартной линией связи на большом расстоянии от ЭВМ СМ-3, и, во-вторых, снизить до минимума эффекты электромагнитной наводки в линиях аналоговых сигналов, что особенно важно при работе с детекторами высокого разрешения.

С целью дальнейшего усовершенствования экспериментальной техники на установке "ДЭМАС-МУЛЬТИ" целесообразно использовать кольцевые кремниевые телескопы для более эффективной регистрации заряженных частиц, а также сцинтилляционные кристаллы в качестве Е-детекторов для регистрации высокоэнергетических протонов. Кроме того, применение быстрых буферных блоков памяти типа КЛ004<sup>/28/</sup> позволит существенно уменьшить мертвое время регистрации информации в ЭВМ. Тем не менее, система данной установки уже во время проведенных в последнее время на пучке циклотрона У-200 экспериментов показала высокую надежность, эффективность и удобство при проведении корреляционных измерений<sup>/29/</sup>.

Авторы выражают глубокую благодарность академику Г.Н.Флерову, проф.Ю.Ц.Оганесяну, а также Ю.Э.Пенионжкевичу, Б.В.Фефилову и В.Г.Субботину за поддержку и постоянный интерес к этой работе, Ю.Н.Графову и Г.Ф.Исаеву за помощь при наладке установки, а также коллективу эксплуатации У-200 за обеспечение эффективной работы ускорителя.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Britt H.C., Quinton A.R. Phys.Rev., 1961, 124, p.877.
2. Galin J. et al. Phys.Rev., 1974, C9, p. 1018, 1126.
3. Gierlik E. et al. Z.Phys., 1980, A295, p.295; Vorcea C. et al. Nucl.Phys., 1981, A351, p. 312.
4. Vorcea C. et al. JINR, E7-83-440, Dubna, 1983.
5. Inamura T. et al. Phys.Lett., 1977, 68B, p.51.
6. Бетак Э., Тонеев В.Д. ЭЧАЯ, 1981, т.12, вып.6, с.1432.
7. а/ Hagemann G.B. et al. Nucl.Phys., 1975, A245, p.166;  
б/ Westerberg L. et al. Nucl.Instr.Meth., 1977, 145, p.295.
8. Simon R.S. GSI-M-1-78, Darmstadt, 1978.
9. Петров Б.Ф. и др. Изв.АН СССР, сер.физ., 1980, 44, с.1970.
10. Wilschut H.W. et al. Phys.Lett., 1983, 123B, p.173.
11. Westerberg L. et al. Phys.Rev., 1978, C18, p.796.
12. Geoffroy K.A. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p.1303.

13. Inamura T. et al. Phys.Lett., 1979, 84B, p.71.
14. Каманин В.В. и др. ОИЯИ, 7-81-726, Дубна, 1981.
15. Kohl W. et al. Z.Phys., 1978, A285, p.17.
16. Ockels W.J. Z.Phys., 1978, A286, p.181.
17. Hageman D.C.J.M. Thesis, Groningen, 1981.
18. Perrin N., Tricoire H. IPNO-D.RE.82.05, Orsay, 1982.
19. Aguer P. et al. Phys.Scripta, 1981, 24, p.140.
20. Williamson C.F. et al. Report CEA-R 3042, 1966.
21. Hubert Ph. et al. Ann.Phys./Suppl./, Paris, 1980, 5, p.1.
22. Кузнецов А.Н. ОИЯИ, 13-81-713, Дубна, 1981.
23. Артюх А.Г. и др. ОИЯИ, Д7-82-891, Дубна, 1982, с.20.
24. Van der Werf S.Y. Nucl.Instr.Meth., 1978, 153, p.221.
25. Ockels W.J. Thesis, Groningen, 1978.
26. Awaya T. Nucl.Instr.Meth., 1979, 165, p.317.
27. Каманин В.В. и др. ОИЯИ, Д7-83-148, Дубна, 1983, с.23.
28. Антюхов В.А. и др. ОИЯИ, 10-10576, Дубна, 1977, с.26.
29. Kamanin V.V. et al. Proc. XV Masurian Summer School on Nuclear Physics, Mikolajki, Poland, Sept., 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 января 1984 года

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D2,4-83-179	Труды XV Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Дубна, 1982.	4 р. 80 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Каманин В.В. и др.  
Методика определения гамма-множественности  
/установка ДЭМАС-МУЛЬТИ/

7-84-31

Описаны конструкция и характеристики установки, предназначенной для проведения экспериментов по измерению множественности гамма-лучей  $\langle M_\gamma \rangle$  в реакциях на пучке тяжелых ионов. Установка позволяет проводить корреляционные эксперименты в совпадении гамма-лучей с продуктами реакции: легкими заряженными частицами, осколками деления и т.п., а также с характеристическим  $\alpha$ - и  $\gamma$ -излучением образующихся в реакциях ядер. С помощью установки можно измерять полную энергию  $\gamma$ -излучения в выделенном канале реакции. Обсуждаются различные математические подходы для определения величин  $\langle M_\gamma \rangle$ , ее дисперсии и асимметрии распределения  $\langle M_\gamma \rangle$  из данных по измерению спектров продуктов реакции различной кратности совпадения с гамма-квантами с учетом случайных совпадений. Описана система регистрации и обработки экспериментальных данных, основанная на мини-ЭВМ СМ-3.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Kamanin V.V. et al.  
The Gamma-Multiplicity Definition Methods  
/"DEMASC-MULTY" installation/

7-84-31

The design and main features of the installation intended for  $\gamma$ -multiplicity experiments in a heavy ion beam are described. It permits to carry out the correlation experiments on measurement of gamma-rays coincidences with reaction products: light charged particles, fission fragments a.o. and with characteristic  $\alpha$ - and  $\gamma$ -rays of nuclei formed in reactions. It enables to measure a total gamma energy in separated reaction channel. Various mathematical approaches to solving problems of definition  $\langle M_\gamma \rangle$  values, its dispersion and asymmetry of its distribution from experimental data on reaction product spectrum p-fold coincidence with  $\gamma$ -rays taking into account random coincidences are discussed. The record experimental data and processing system based on SM-3 mini-computer is described.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984