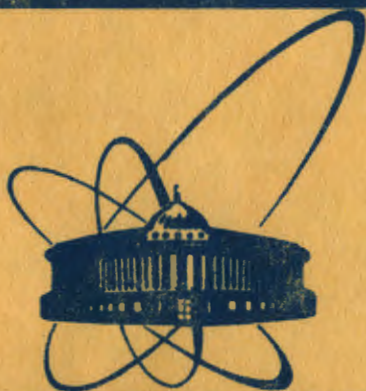


82-661.



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

45/83

3/1-83

P7-82-661

В.В.Волков

ВЫЛЕТ ЛЕГКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ
И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЯДЕР

1982

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе рассматривается экспериментальная информация о взаимодействии ядер в глубоконеупругих столкновениях и столкновениях с частичной диссипацией кинетической энергии, которую дает изучение эмиссии легких заряженных частиц /ЛЗЧ/ - протонов, дейтонов, α -частиц. Главное внимание уделяется механизмам образования α -частиц.

На рис.1 схематически представлены типы столкновений атомных ядер и известные нам виды ядерных реакций для энергий ионов до

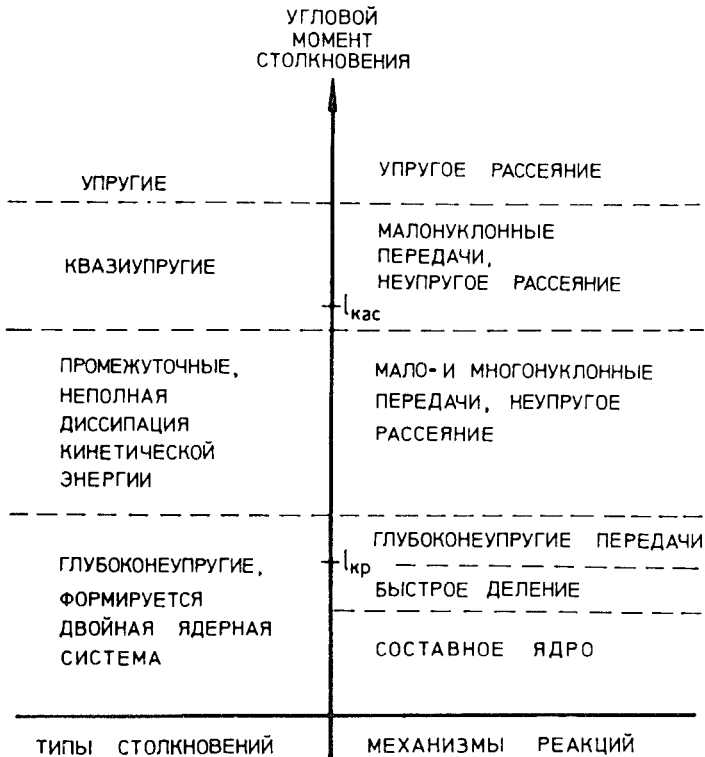


Рис.1. Типы взаимодействий и виды ядерных реакций в столкновениях двух сложных ядер при энергии до 10 МэВ на нуклон.

0 1 2 3 4 5 6 7 8 9

10 МэВ на нуклон. Тип столкновений определяется величиной входного углового момента, вид реакции зависит также от зарядов и масс сталкивающихся ядер. Так, например, при столкновении двух тяжелых ядер невозможно образование составного ядра.

При больших угловых моментах столкновения наблюдаются упругое и неупругое рассеяние, квазиупругие малонуклонные передачи. Механизм взаимодействия ядер в этих столкновениях принципиально не отличается от механизма прямых процессов на легких заряженных частицах. Качественное своеобразие взаимодействия сложных ядер проявляется в глубоконеупругих столкновениях, которые сопровождаются формированием специфического ядерного комплекса - двойной ядерной системы /ДЯС/. В глубоконеупругих столкновениях тесно переплетаются статистические и динамические аспекты взаимодействия. Для их теоретической интерпретации потребовалось разработать принципиально новый подход, в основе которого лежат кинетические уравнения нестационарных статистических процессов.

Обсуждаемый подход к интерпретации образования ЛЗЧ за счет многонуклонных передач является результатом экспериментальных исследований, выполненных в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ коллективом авторов в составе: А.Г.Артюх, В.В.Волков, Г.Ф.Гриднев, М.Грушецки, В.Карч, А.Н.Мезенцев, В.Л.Михеев, Л.Поморски, А.Попеску, Д.Г.Попеску и опубликованных в работах /1-9/.

2. РАВНОВЕСНЫЕ И НЕРАВНОВЕСНЫЕ ПРОЦЕССЫ ЭМИССИИ ЛЕГКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Уже на заре ядерно-физических исследований с тяжелыми ионами было установлено, что столкновение двух ядер сопровождается интенсивной эмиссией легких заряженных частиц, главным образом α -частиц и протонов. В классической работе Бритта и Квинтона /10/, выполненной более двух десятилетий тому назад, сформулированы два основных механизма образования протонов и α -частиц: эмиссия из составного ядра и развал налетающего ядра при краевом столкновении с ядром-мишенью. Эти представления оставались неизменными на протяжении 15 лет, хотя следует отметить, что за эти годы было опубликовано немного работ, посвященных образованию ЛЗЧ.

Интерес к эмиссии легких частиц, особенно прямых α -частиц, резко возрос после открытия глубоконеупругих передач /ГНП/. Надеюсь, что изучение неравновесных ЛЗЧ поможет разобраться в механизме диссипации кинетической энергии в глубоконеупругих столкновениях. С конца 70-х годов начинается интенсивное изучение процессов эмиссии ЛЗЧ с широким использованием корреляционных измерений. Обзор этих работ дан в /11-15/.

В таблице перечислены известные или предполагаемые механизмы образования ЛЗЧ при энергии тяжелых ионов до 10 МэВ на нуклон. Их можно объединить в две большие группы: равновесные и неравновесные процессы.

Механизмы образования легких заряженных частиц в реакциях с тяжелыми ионами при энергиях столкновения до 10 МэВ на нуклон

I. Равновесные частицы

1. Эмиссия из составного ядра.
2. Эмиссия из возбужденных продуктов реакций передачи и неупругого рассеяния.

II. Неравновесные частицы

1. Развал налетающего ядра при столкновении с ядром-мишенью.
2. Массивные передачи - неполное слияние.
3. Многонуклонные передачи.
4. Вылет частиц из зоны взаимодействия ядер в глубоконеупругих столкновениях.
5. Вылет частиц из зоны локального нагрева - зоны перекрытия поверхностей сталкивающихся ядер /"горячая точка"/.
6. Образование быстрых частиц при передаче нуклонов за счет сложения векторов внутриядерной и переносной скоростей нуклона.

К равновесным мы относим эмиссию ЛЗЧ из возбужденного составного ядра, формирующегося при слиянии двух сложных ядер, а также из ядер-продуктов ГНП. Продуктом может быть и неупруго рассеянное ядро. Эти частицы вылетают из возбужденных ядер, находясь в состоянии термодинамического равновесия. Эмиссия равновесных ЛЗЧ происходит уже после того, как процесс взаимодействия ядер завершился.

Неравновесные ЛЗЧ, напротив, формируются непосредственно во время взаимодействия ядер. Механизмы их образования до конца еще не раскрыты, вместе с тем, именно неравновесные частицы могут нести особенно ценную информацию о взаимодействии ядер.

3. ЭМИССИЯ НЕРАВНОВЕСНЫХ ЛЕГКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ГЛУБОКОНЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ЯДЕР

Корреляционные эксперименты с регистрацией неравновесных ЛЗЧ и u -квантов сопряженного тяжелого ядра /¹⁶/, ЛЗЧ и осколков деления /¹⁷/, ЛЗЧ и легкого фрагмента реакций передачи /¹⁸/, сопоставление выходов ЛЗЧ и сопряженных тяжелых продуктов реакций, идентифицируемых методами радиохимии /¹⁹/, показали, что основной вклад в сечение образования неравновесных ЛЗЧ для ионов от В до Ne при энергиях 6-8 МэВ на нуклон дают "массивные" передачи. В этих

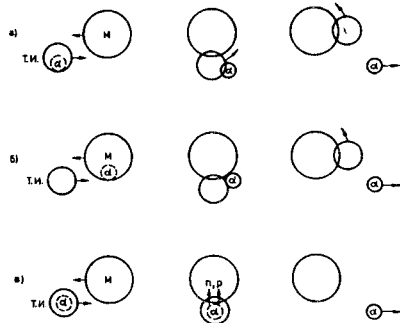


Рис.2. Возможные варианты механизма "массивных передач: а/ реакция типа срыва, б/ реакция типа замещения, в/ много-нуклонная передача

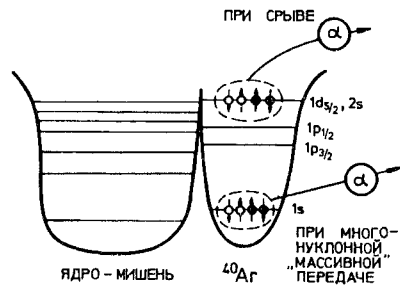


Рис.3. Иллюстрация различия между реакцией типа срыва и много-нуклонной передачей.

передачах все нуклоны, кроме четырех, образующих α -частицу, передаются ядру-мишени.

Как же протекают "массивные" передачи, каков их механизм? Сами корреляционные эксперименты не дают определенного ответа на этот вопрос. Можно себе представить три варианта "массивных" передач /рис.2/. В момент столкновения происходит диссоциация налетающего ядра на α -частицу и остаток, α -частица улетает, а остаток захватывается ядром-мишенью. Такой процесс аналогичен реакции срыва на дейтоне. Далее, налетающее ядро может выбить α -частицу с поверхности ядра-мишени, а само оказаться захваченным этим ядром. Такого рода реакции замещения хорошо известны для легких бомбардирующих частиц. Наконец, можно себе представить процесс много-нуклонной передачи, в котором ядру-мишени оболочка за оболочкой передаются все нуклоны налетающего ядра, за исключением четырех нуклонов $1s$ -оболочки, которые и формируют вылетающую α -частицу. Такой ядерный процесс является специфической взаимодействием двух сложных ядер и, естественно, не мог наблюдаться в реакциях с легкими бомбардирующими частицами. Рис.3 иллюстрирует различие между реакцией срыва и много-нуклонной передачей. В первой α -частица формируется из слабосвязанных нуклонов верхних оболочек, во второй - вылетающую α -частицу образуют четыре нуклона глубоколежащей $1s$ -оболочки.

Ключ к раскрытию механизма "массивных" передач, на наш взгляд, даёт сопоставление основных экспериментальных характеристик прямых ЛЗЧ и продуктов много-нуклонных передач, которые образуются в том же облучении. Это сопоставление выявляет их большое сходство, указывающее на общность механизма образования. На рис.4 представлены угловые распределения легких элементов - продуктов реакций, из взаимодействия $^{nat}Ag + ^{40}Ag / 285 \text{ МэВ} / ^{2,8}$. Видно, что

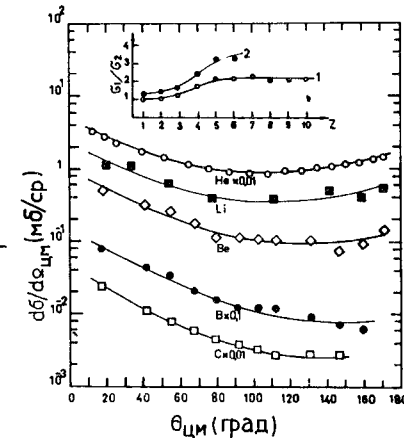


Рис.4. Угловые распределения продуктов реакций с $2 \leq Z \leq 6$ из облучения $^{nat}Ag + ^{40}Ag / 285 \text{ МэВ}$. Вверху дано отношение сечений в передней и задней полусферах 2,8 .

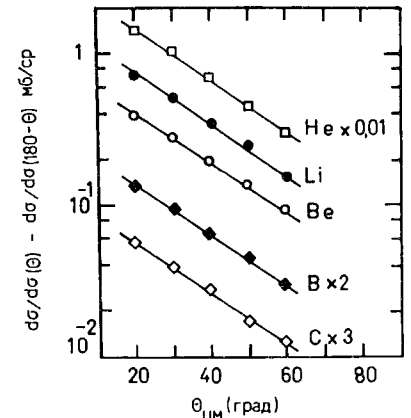


Рис.5. Асимметричные части угловых распределений, представленных на рис.4 6,7 .

происходит плавное нарастание изотропии в угловых распределениях по мере уменьшения атомного номера продукта реакции. Если выделить асимметричные части угловых распределений путем вычитания симметричных частей, доминирующих под большими углами вылета, то получается следующая картина /рис.5/. Неравновесные α -частицы имеют точно такое же угловое распределение, что и типичные продукты много-нуклонных передач. Экспоненциальный спад сечения с увеличением угла вылета характерен для много-нуклонных передач.

Особенно впечатляет подчинение сечений образования изотопов гелия: 3He , 4He , 6He той же Q_{gg} -систематике, которой удовлетворяют сечения образования типичных продуктов глубокоэластичных передач /ГНП/. На рис.6а представлена Q_{gg} -систематика для продуктов реакции передачи из облучения $^{nat}Ag + ^{40}Ag / 285 \text{ МэВ}$, на рис.6б - для облучения $^{197}Au + ^{40}Ag / 290 \text{ МэВ}$. При переходе от серебра к золоту соотношение в выходе изотопов 3He и 6He изменяется на порядок, однако в обеих реакциях эти сечения удовлетворяют Q_{gg} -систематике. Такая же ситуация имеет место для более легкого иона ^{11}B /рис.6в/ и для более тяжелого изотопа гелия - 8He /рис.6г/.

Разумеется, если в качестве продуктов много-нуклонных передач образуются изотопы углерода, бора, бериллия, лития, мы вправе ожидать образования и изотопов гелия. Нетривиальность полученных результатов состоит в том, что сечение образования 4He почти на два порядка превосходит сечение образования любого другого продукта ГНП. Мы привыкли к тому, что максимум сечения много-нуклонных передач концентрируется в окрестности Z и A налетающего

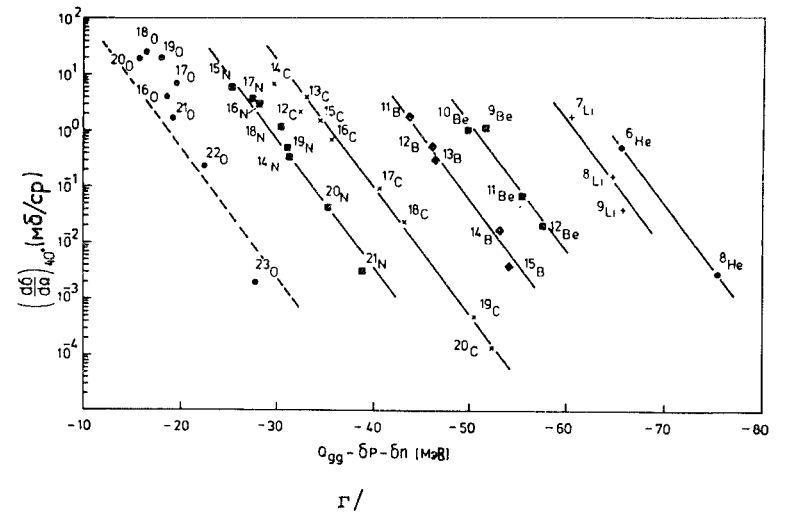
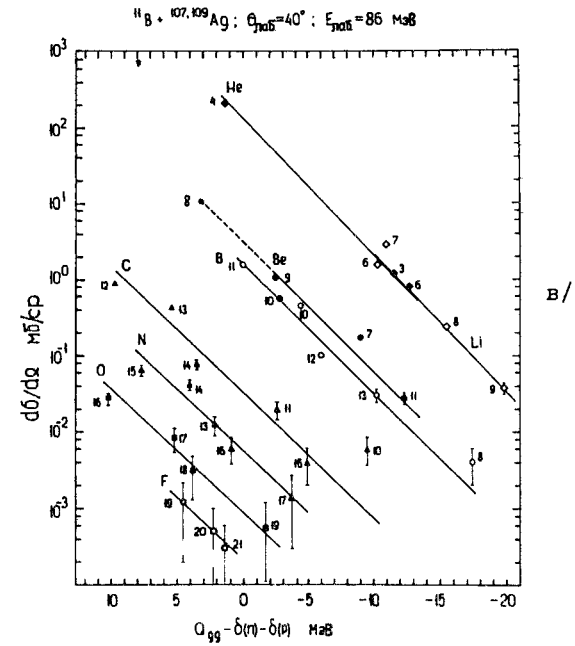
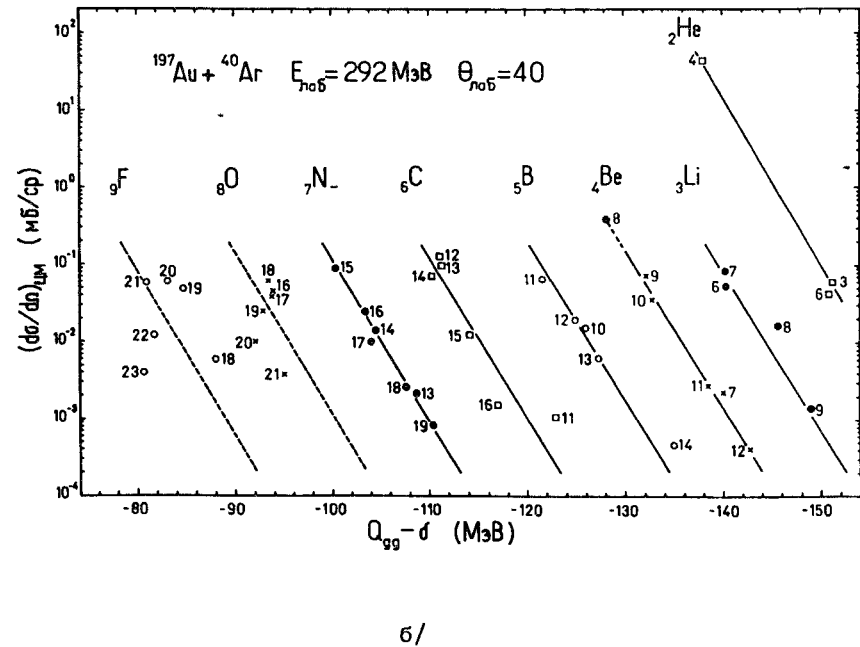
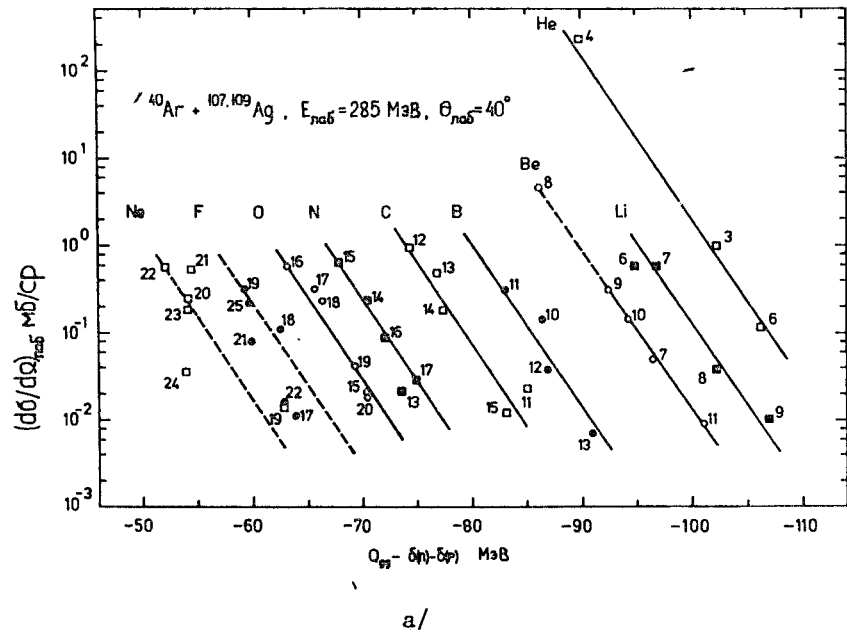


Рис.6. $Q_{\gamma\gamma}$ -систематика сечений образования изотопов в реакциях: а/ $^{nat}\text{Ag} + ^{40}\text{Ar}$ /285 МэВ/ /1/; б/ $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$ /292 МэВ/ /5/; в/ $^{nat}\text{Ag} + ^{11}\text{B}$ /86 МэВ/ /5/; г/ $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne}$ /172 МэВ/ /20/.

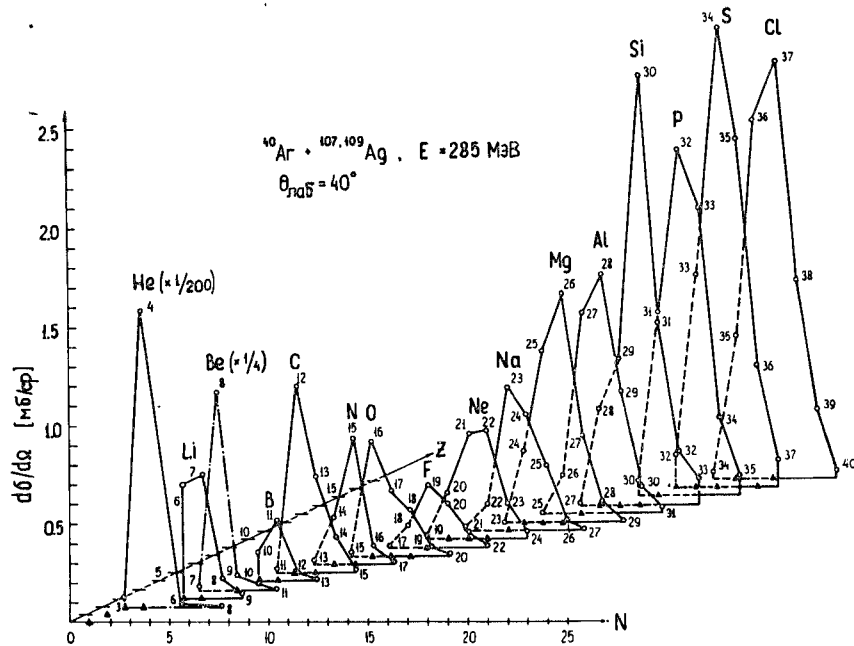


Рис.7. Сечения образования изотопов с $2 \leq Z \leq 17$ в реакции $^{nat}\text{Ag} + ^{40}\text{Ag} / 285 \text{ МэВ}$ как функции числа протонов - Z и числа нейтронов N в изотопе, $\theta = 40^\circ$. Залитыми треугольниками обозначены стабильные изотопы ^{1/1/}.

ядра. Здесь же наблюдается сильнейший сдвиг выхода в сторону ^4He -ядра, которое по Z и A наиболее удалено от исходного ядра ^{40}Ag .

Чтобы выяснить причину такой ситуации, полезно сделать обзор общей картины выхода различных нуклидов в этой реакции /рис.7/. Вплоть до фтора наблюдается традиционная для глубоконеупругих передач тенденция: сечения изотопов с максимальным выходом падают по мере удаления по Z от исходного ядра ^{40}Ag . Однако после фтора сечения, напротив, начинают возрастать с уменьшением атомного номера. Максимумы выходов падают на изотопы с замкнутыми оболочками и подоболочками - ^{16}O , ^{15}N , ^{12}C , ^4He .

В чем причина такого подъема? В реакциях глубоконеупругих передач протекает одновременно два процесса: а/ двойная ядерная система эволюционирует к равновесной конфигурации, б/ система распадается на два фрагмента. В каждый данный момент ДЯС находится в состоянии частичного статистического равновесия. Распад ДЯС есть процесс статистический, поэтому выход того или иного нуклида зависит от плотности состояний для соответствующей конфигурации ДЯС. В свою очередь, плотность состояний системы опре-

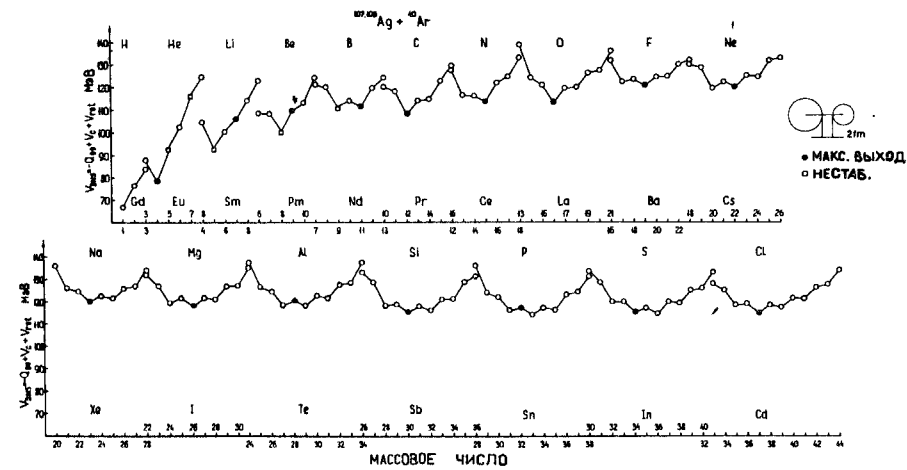


Рис.8. Потенциальная энергия двойной ядерной системы как функция Z и A легкого фрагмента для реакции $^{nat}\text{Ag} + ^{40}\text{Ag} / 285 \text{ МэВ}$. Потенциальная энергия включает массы ядер, кулоновскую и центробежную энергии. За начало отсчета принята энергия исходной системы, форма ядер - сферическая ^{1/1/}.

деляется ее потенциальной энергией. На рис.8 представлена потенциальная энергия ДЯС для реакции $^{nat}\text{Ag} + ^{40}\text{Ag}$ как функция Z и A образующих ее фрагментов. Образование α -кластерной конфигурации ДЯС сопровождается значительным, около 40 МэВ, понижением потенциальной энергии системы. Заметные "потенциальные карманы" имеют место также для ^{16}O , ^{15}N , ^{12}C , ^8Be . Таким образом, доминирование выхода ^4He среди других продуктов МНП связано с энергетической выгодностью формирования α -кластерной конфигурации ДЯС. Определенную роль может играть и высокая ядерная устойчивость ^4He , которая будет задерживать дальнейшую эволюцию ДЯС в направлении полного слияния ядер.

Доминирование ^4He среди других продуктов ГНП является наиболее ярким проявлением влияния оболочечной структуры легких ядер на эволюцию ДЯС, протекающую в направлении полного слияния ядер. Рис.9 иллюстрирует последовательные этапы этой эволюции для системы $^{nat}\text{Ag} + ^{40}\text{Ag}$ ^{1/1/}. Неравновесные α -частицы, образованные за счет распада α -кластерной конфигурации ДЯС, могут быть использованы для оценки скорости эволюции системы, ее деформации, а также для получения быстровращающихся ядер с предельно высоким спином ^{1,2/}.

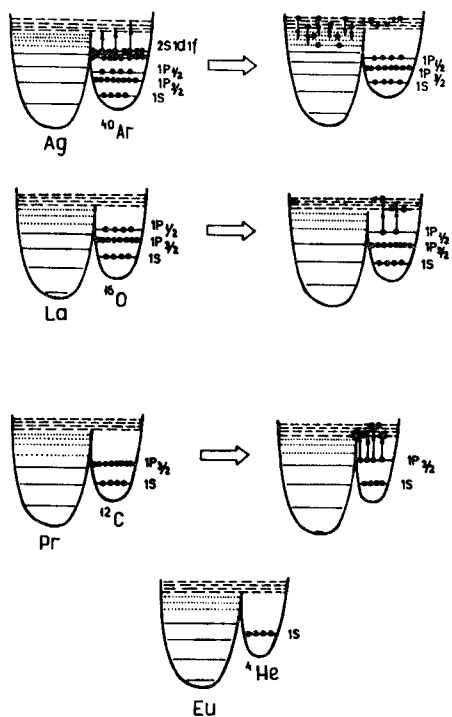


Рис.9. Иллюстрация последовательной, оболочка за оболочкой, передачи нуклонов в системе $nat Ag + {}^{40}Ag$, ведущей к формированию α -кластерной конфигурации ДЯС [1].

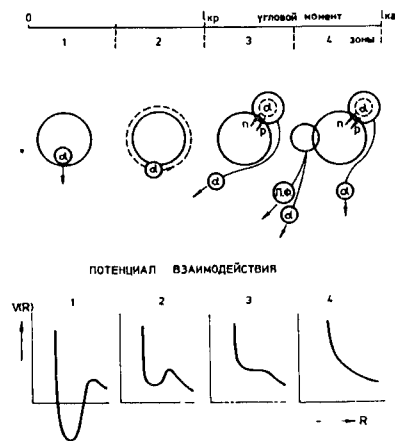
4. ВКЛАД ОТ РАСПАДА ДВОЙНОЙ ЯДЕРНОЙ СИСТЕМЫ С α -КЛАСТЕРОМ В ОБРАЗОВАНИЕ α -ЧАСТИЦЫ С СИММЕТРИЧНЫМ В.С.Ц.М. УГЛОВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ

Процесс слияния двух сложных ядер представляет, по существу, предельный случай ГНП, когда все нуклоны налетающего ядра, оболочка за оболочкой, передаются ядру-мишени. Данные, полученные для ГНП и обсуждавшиеся в предыдущем параграфе, показывают, что при эволюции в направлении полного слияния ДЯС с неизбежностью проходит через стадию формирования α -кластерной конфигурации. Эта конфигурация ДЯС обладает повышенной устойчивостью благодаря глубокому "карману" в потенциальной энергии системы [рис.8] и высокой прочности ядра 4He .

В столкновениях с угловым моментом ниже критического ($l < l_{кр.}$) притяжение между ядрами, входящими в ДЯС, превосходит отталкивание. Сформировавшаяся в процессе эволюции ДЯС с α -кластером может совершить несколько оборотов. Какова же ее дальнейшая судьба?

При малых угловых моментах столкновения потенциальный барьер, удерживающий α -частицу на поверхности сопряженного тяжелого ядра, довольно высок [рис.10]. Можно думать, что со временем

на механизм образования α -частиц: 1 - эмиссия из возбужденного составного ядра; 2 - распад вращающейся α -кластерной конфигурации ДЯС; 3 - глубоководные передачи; 4 - многонуклонные массивные передачи при частичной диссипации кинетической энергии столкновения, развал налетающего ядра; $l_{кр.}$ - критический угловой момент, $l_{кас.}$ - угловой момент касательных столкновений. Внизу представлена форма потенциала взаимодействия между α -частицей и сопряженным тяжелым ядром, включающая кулоновский, ядерный и центробежный потенциалы [9].



α -частица "растворится" в тяжелом ядре и сформируется возбужденное составное ядро.

Если угловой момент значителен, как это имеет место в реакциях с ионами ${}^{40}Ag$, для которых $l_{кр.} \sim 100\hbar$, центробежные силы существенно возрастают. Потенциальная яма, в которой находится α -частица, становится мелкой. α -кластерная ДЯС в этом случае легко распадается на α -частицу и сопряженное тяжелое ядро, еще до формирования составного ядра. α -частица в α -кластерной конфигурации ДЯС находится в тесном контакте с возбужденным сопряженным ядром, и ее энергетический спектр практически совпадает с энергетическим спектром α -частиц, испущенных составным ядром. Распад α -кластерных ДЯС будет увеличивать выход равновесных α -частиц с симметричным в СЦМ угловым распределением. Особенно значителен этот вклад для сильноделящихся ядер /ядра трансурановых элементов/. При распаде α -кластерной конфигурации ДЯС вылет α -частиц предшествует делению и не вступает с ним в конкуренцию, как в случае составного ядра.

Экспериментаторы уже столкнулись с "избытком" равновесных α -частиц при облучении тяжелых ядер ионами ${}^{40}Ag$. В реакции ${}^{197}Ag + {}^{40}Ag / 340 \text{ МэВ} /$ сечение образования α -частиц с симметричным угловым распределением в СЦМ оказалось на два порядка больше, чем следовало из расчетов сечения эмиссии α -частиц из составного ядра [17]. В реакции ${}^{232}Th + {}^{40}Ag / 240 \text{ МэВ} /$ это различие достигает уже 4 порядков: по теоретическим оценкам, величина сечения составляет несколько микробарн, а в эксперименте зарегистрировано около ста миллибарн [24].

Образование α -частиц с симметричным угловым распределением за счет распада α -кластерной конфигурации ДЯС является еще од-

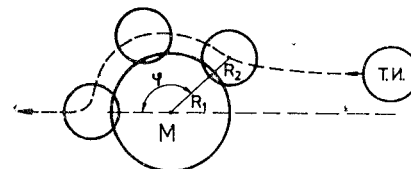
ним свидетельством в пользу того, что процесс слияния ядер связан с формированием ДЯС и ее эволюцией к равновесной конфигурации. α -кластерная конфигурация ДЯС является своеобразным промежуточным этапом перед полным слиянием ядер. Исходя из этих представлений о процессе слияния ядер, регистрацию α -частиц в задних углах, где доминируют равновесные α -частицы, можно использовать для оценки сечения слияния при синтезе далеких ($Z > 107$) трансурановых элементов, а возможно, и сверхтяжелых ядер.

5. ОБРАЗОВАНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ α -ЧАСТИЦ В ПРОМЕЖУТОЧНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

Мы будем рассматривать промежуточные столкновения /ПС/, которые в ℓ -пространстве примыкают к глубоконеупругим. В таких столкновениях поверхности ядер существенно перекрываются. Ядра интенсивно взаимодействуют друг с другом, обмениваясь энергией и нуклонами. Отклоняющее действие ядерного притяжения приводит к вылету продуктов реакции передачи преимущественно под малыми углами с максимумом выхода под 0° .

Оценка времени взаимодействия ядер в ПС при вылете продуктов реакции под 0° дает величину $\sim 8-10 \cdot 10^{-22}$ с для массы ядра 100-200, налетающего ядра ^{40}Ar и энергии относительного движения 4 МэВ на нуклон /рис.11/. По ядерным масштабам это значительная величина. За это время в системе движущихся относительно друг друга ядер возможно установление частичного статистического равновесия. Эксперимент показывает, что в ПС с вылетом продуктов под 0° от ядра к ядру могут передаваться до 2-3 десятков нуклонов /20-23/.

В реакциях с легкими частицами p , d , t , α прямые реакции и реакции, ведущие к образованию составного ядра, резко разграничены. Прямые реакции описываются динамическими моделями, распад составного ядра - статистической теорией. В реакциях много-нуклонных передач с тяжелыми ионами динамика и статистика тесно переплетаются. Относительное движение ядер можно описывать как движение классических частиц по траекториям, обмен нуклонами между ядрами - как статистический процесс. В динамических моделях передача нуклона рассматривается как квантовомеханический переход нуклона из определенного состояния ядра-донора в определенное состояние ядра-акцептора. Сечение реакции определяется, в основном, величиной матричного элемента перехода. В много-нуклонных передачах с тяжелыми ионами из ядра в ядро переходит значительное число нуклонов. Число возможных распределений переданных нуклонов между различными состояниями ядра-акцептора огромно. Это отражается на форме энергетических спектров много-нуклонных передач. Они простираются на десятки МэВ и имеют плавный характер. Применение традиционных динамических подходов к описанию много-нуклонного перехода встречает огромные трудности.



Время взаимодействия

$$\Delta t_{\text{вз}} = d/\bar{v}, \quad \varphi \approx 3/4 \pi.$$

$$d = 3/4 \pi (R_1 + R_2) = 3/4 \pi \cdot 1,2 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

$$d(^{108}\text{Ag} + ^{40}\text{Ar}) \approx 23 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

$$\bar{v} = 4 \text{ МэВ/нукл} = 2,76 \cdot 10^9 \text{ см/с.}$$

$$\Delta t_{\text{вз}} \approx 8 \cdot 10^{-22} \text{ с.}$$

Рис.11. Иллюстрация к оценке времени взаимодействия ядер Ag и ^{40}Ar в промежуточных столкновениях с вылетом под углом 0° .

Мы предлагаем следующую модель образования неравновесных ЛЗЧ в промежуточных столкновениях. Для конкретности будем обсуждать образование быстрых "прямых" α -частиц.

1/ Исходя из значительного по ядерным масштабам времени взаимодействия в промежуточных столкновениях и возможности передачи большого числа нуклонов, сделаем предположение, что быстрая α -частица формируется из 4 нуклонов 1s-оболочки налетающего ядра при последовательной, оболочка за оболочкой, передаче всех остальных нуклонов ядру-мишени /массивная передача/.

2/ Вероятность реализации состояния системы $W(E_\alpha, U)$ с определенной кинетической энергией α -частицы E_α и энергией теплового возбуждения U пропорциональна плотности состояний $\rho(U)$ сопряженного тяжелого продукта реакции и фазовому объему реакции, связанному с импульсом α -частицы. Это статистическая гипотеза

$$W(E_\alpha, U) \propto E_\alpha \rho(U). \quad /1/$$

Для средних и тяжелых ядер при энергии возбуждения более 10 МэВ плотность состояний возбужденного ядра может быть описана соотношением

$$\rho(U) \propto \exp(U/T), \quad /2/$$

где T - параметр, играющий роль температуры. Тогда

$$W(E_\alpha, U) \propto E_\alpha \cdot \exp(U/T). \quad /3/$$

Баланс энергии при образовании α -частицы за счет много-нуклонных передач имеет следующий вид в СЦМ:

$$E_0 = E_\alpha + Q_{gg} + \delta(p) + \delta(n) + B_\alpha + U + E_{\text{rot}}. \quad /4/$$

Здесь: E_0 - начальная кинетическая энергия; E_α - энергия α -частицы в момент завершения много-нуклонного перехода, перед вылетом α -частицы с поверхности сопряженного ядра; $Q_{gg} = (M_1 + M_2) - (M_3 + M_4)$ - разность масс начальных и конечных ядер; $\delta(p)$ и $\delta(n)$ - известные поправки на неспаренность нуклонов, переданных в ядро-акцептор, поскольку нуклоны передаются в возбужденные состояния /20/; B_α -

кулоновская энергия системы α -частица плюс сопряженное ядро; E_{rot} - вращательная энергия сопряженного ядра. Члены Q_{gg} , $\delta(p)$, $\delta(n)$, V_α и E_0 не зависят от энергии α -частицы и их можно объединить в один коэффициент. В результате для $w(E_\alpha)$ получается следующее выражение:

$$w(E_\alpha) \propto E_\alpha \exp(-E_\alpha/T) \exp(-E_{rot}/T). \quad /5/$$

Определяющую роль в формировании энергетического спектра играет второй множитель. В полулогарифмическом представлении данных он дает линейный спад сечения образования α -частиц с увеличением энергии. Именно такая форма спектра характерна для неравновесных α -частиц.

"Температура", определенная по наклону экспоненциальной части энергетического спектра неравновесных α -частиц, оказалась существенно выше, чем для равновесных. Эта особенность энергетических спектров неравновесных α -частиц дала толчок для разработки модели локального нагрева (hot spot) зоны перекрытия поверхностей взаимодействующих ядер /25/.

В рамках предлагаемой модели образования неравновесных α -частиц повышение "температуры" оказывается чисто кинематическим эффектом.

Из рассмотрения потенциальной энергии системы $^{nat}Ag + ^{40}Ar$ /рис. 8/ видно, что формирование α -кластерной конфигурации ДЯС сопровождается выделением значительной энергии /~40 МэВ/. Большую часть этой энергии получает α -частица. Обозначим эту часть E_{at} . Кроме того, в ПС α -частица обладает также кинетической энергией относительного движения E_{ai} . С каждой из этих энергий связан определенный импульс \vec{p}_{at} и \vec{p}_{ai} . Конечная энергия α -частицы - продукта многонуклонной /массивной/ передачи E_α , определяется сложением этих импульсов. Если отношение E_{ai}/E_{at} обозначить через x , то

$$E_\alpha = E_{at} (1 + x + 2\sqrt{x} \cos \phi), \quad /6/$$

где ϕ - угол между векторами \vec{p}_{at} и \vec{p}_{ai} . Точный расчет направлений \vec{p}_{at} и \vec{p}_{ai} представляет сложную задачу. Можно высказать ряд соображений в пользу близости их направлений. Сделаем предположение об их коллинеарности. Тогда соотношение /6/ получит вид:

$$E_\alpha = E_{at} (1 + x + 2\sqrt{x}). \quad /7/$$

На энергетический спектр α -частиц, описываемый соотношением /5/, это повлияет следующим образом. Если энергетический спектр изображен в полулогарифмическом масштабе, то произойдет смещение всех точек вдоль шкалы энергий на фактор $(1 + x + 2\sqrt{x})$. Такое смещение приведет к видимому увеличению температуры, определяемой наклоном экспоненциальной части энергетического спектра /рис.12/.

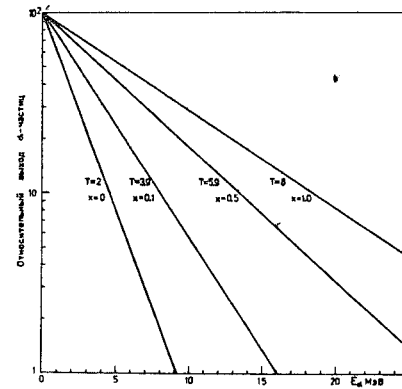
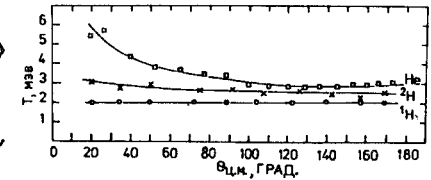


Рис.12. Изменение наклона экспоненциальной части энергетического спектра α -частиц-продуктов многонуклонных передач, в зависимости от отношения $E_{ai}/E_{at} = x$. 1. $x = 0$, $T = 2,0$; 2. $x = 0,1$; $T = 3,9$; 3. $x = 0,5$; $T = 5,9$; 4. $x = 1,0$; $T = 8,0$. T - температура в МэВ, определенная по наклону энергетического спектра /9/.

Рис.13. Температура, полученная по наклону экспоненциальной части энергетических спектров протонов, дейтронов и α -частиц в реакции $^{nat}Ag + ^{40}Ar = 285$ МэВ /8/.



Это своеобразный доплеровский эффект для температуры, связанный с многонуклонным статистическим переходом из движущегося ядра. Пользуясь оптической терминологией, этот эффект можно назвать фиолетовым смещением.

Мы приведем экспериментальные данные, которые указывают на то, что заметного повышения температуры при образовании неравновесных α -частиц не происходит. Наклон линий элементов в Q_{gg} -систематике характеризует температуру системы. Если легким фрагментом реакций многонуклонных передач являются ядра 3He , 4He , 6He , то вся энергия теплового возбуждения оказывается сосредоточенной в сопряженном тяжелом ядре, и температура относится именно к этому ядру. На рис.13 показана величина температуры, рассчитанная по экспоненциальному спаду энергетических спектров α -частиц, дейтронов и протонов из реакции $^{nat}Ag + ^{40}Ar / 285$ МэВ/. Видно, что в передних углах для α -частиц она возрастает до 6 МэВ. На рис.14 представлен фрагмент Q_{gg} -систематики для изотопов 4He и 6He , зарегистрированных в той же реакции. Видно, что наклон линий, соединяющих сечения образования 4He и 6He , остается практически постоянным во всем интервале углов, включая передние. Температура системы, полученная из этого наклона, равна 2,1 МэВ, что совпадает с температурой составного ядра, определенной по энергетическим спектрам протонов. Обратим внимание на то, что Q_{gg} -систематика для изотопов гелия является уникальным "термометром" для измерения температуры системы в неравновесных процессах.

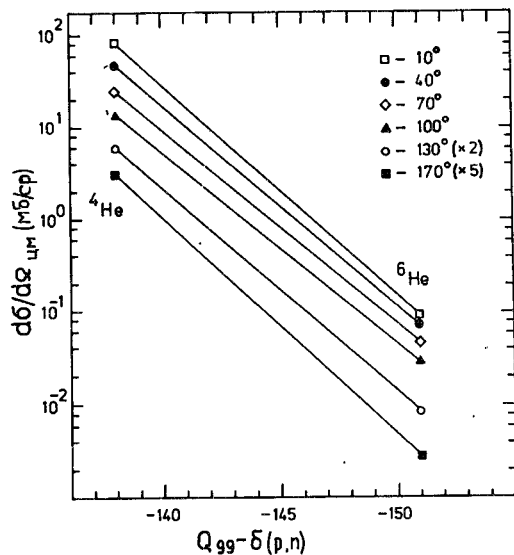


Рис.14. Фрагмент $Q_{99} - \beta$ - систематики сечений образования ^4He и ^6He для различных углов вылета в реакции $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar} / 292 \text{ МэВ} /$, ЛСК /6/.

6. ОБРАЗОВАНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫХ α -ЧАСТИЦ

В рамках предложенной модели эмиссии неравновесных α -частиц в промежуточных столкновениях попытаемся интерпретировать механизм образования высокоэнергичных α -частиц с энергией, приближающейся к кинематическому пределу, определяемому законами сохранения энергии, импульса и углового момента системы. Эксперименты по изучению высокоэнергичных α -частиц описаны в /26/, теоретические модели их образования - в /27/.

Высокоэнергичные α -частицы вблизи кинематического предела могут образоваться при передаче всех нуклонов налетающего ядра, кроме нуклонов $1s$ -оболочки, в слабовозбужденные состояния конечного ядра при условии, что процесс передачи нуклонов не сопровождается диссипацией кинетической энергии столкновения. Четыре нуклона $1s$ -оболочки формируют высокоэнергичную α -частицу. Именно сочетание этих двух событий обеспечивает максимальную концентрацию исходной кинетической энергии на вылетающей α -частице.

На первый взгляд, многонуклонная передача и слабая диссипация кинетической энергии - события, несовместимые в одном процессе. Действительно, передача большого числа нуклонов требует значительного перекрытия поверхностей сталкивающихся ядер, что неизбежно ведет к интенсивной диссипации кинетической энергии столкновения. Большая часть этой энергии переходит в тепловое возбуждение тяжелого ядра, и эмиссия α -частиц вблизи кинематического предела в этом случае становится невозможной.

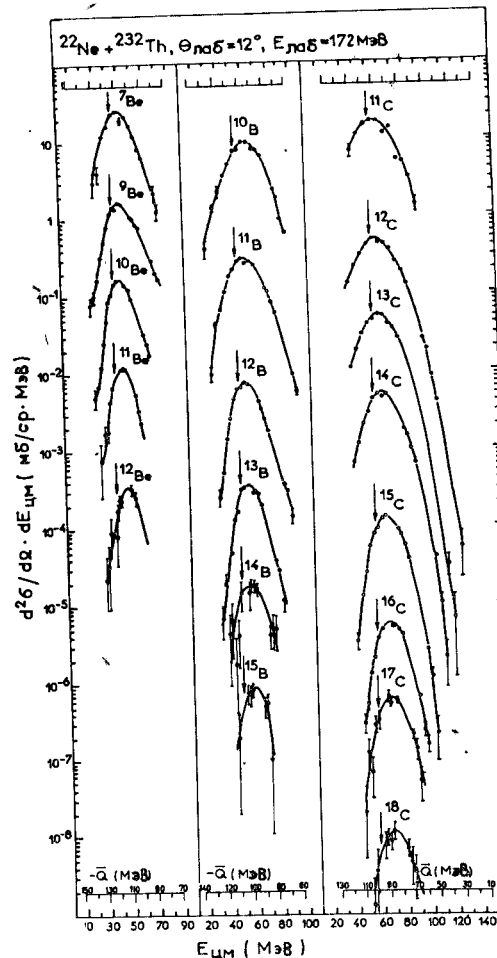
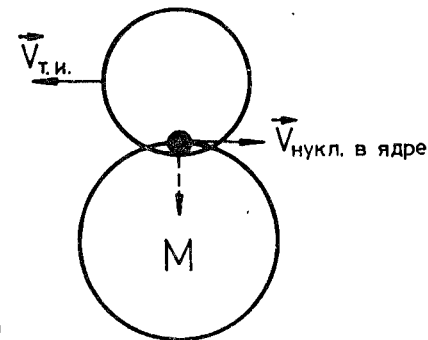


Рис.15. Энергетические спектры изотопов бериллия, бора и углерода - продуктов многонуклонных передач, в реакции $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne} / 172 \text{ МэВ} /$ в СЦМ. Стрелками указаны выходные кулоновские барьеры /28/.

Рис. 16. Схема сложения векторов внутриядерной и переносной скоростей нуклонов, передаваемых из налетающего ядра в ядро-мишень, ведущая к концентрации кинетической энергии столкновения на легком фрагменте.



Рассмотрим энергетические спектры многонуклонных передач. Пример таких спектров для реакции $^{232}\text{Th} + ^{22}\text{Ne} / 172 \text{ МэВ} /$ приведен на рис.15 /28/. Наиболее вероятная энергия /максимумы энергетических спектров/ соответствует высоте выходных кулоновских барьеров - это одна из характерных особенностей ГНП. Энергии ниже кулоновского барьера связывают с деформацией ДЯС. Присутствие в спектре продуктов с энергией, существенно превышающей выходной кулоновский барьер, свидетельствует о возможности реализации многонуклонных передач в условиях слабой диссипации кинетической энергии столкновения. Как можно видеть из рис.15, высокоэнергичная часть спектра ^{12}C тянется вплоть до энергии 130 МэВ. Эта энергия соответствует 10,8 МэВ на нуклон при исход-

ной энергии на нуклон 7,2 МэВ. Вылет продуктов реакции под углом 12° означает, что процесс передачи нуклонов проходил в условиях интенсивного ядерного взаимодействия. Только ядерное притяжение может вызвать значительное отклонение траектории продукта реакции передач в сторону малых углов. Таким образом, многонуклонная передача и слабая диссипация кинетической энергии могут оказаться совместимыми событиями. Причина этого лежит, на наш взгляд, в значительных флуктуациях потерь кинетической энергии столкновения в реакциях многонуклонных передач. Эти флуктуации обусловлены статистическим характером процесса передачи энергии и нуклонов. Большая дисперсия энергетических потерь делает возможной, хотя и с весьма малой вероятностью, многонуклонные передачи без заметной диссипации кинетической энергии столкновения.

Существует два источника высокой энергии α -частиц: Q-реакции и кинетическая энергия налетающего ядра. Как можно видеть из рис. 8, образование α -частицы за счет многонуклонных передач сопровождается выделением энергии в несколько десятков МэВ. Кинетическая энергия налетающего ядра при передаче нуклонов в слабозбужденные состояния ядра-мишени концентрируется на легком продукте реакции, если процесс передачи нуклонов осуществляется при противоположном направлении их внутриядерной и переносной скоростей /см. рис. 16/.

Заметим, что при такой ситуации передаваемый нуклон дольше всего находится в зоне "окошка", соединяющего взаимодействующие ядра. Можно ожидать, что угловой момент, передаваемый ядру-мишени, в таких передачах будет небольшим. Данные экспериментов по измерению множественности γ -квантов в зависимости от энергии α -частицы находятся в согласии с этим выводом^{/29/}.

7. ВЫВОДЫ

1. В глубоконеупругих и промежуточных столкновениях с угловым моментом в окрестностях $l_{кр.}$ при энергии ионов до 10 МэВ на нуклон и массе ионов, не превышающей массу ядра ^{40}Ar , главный вклад в сечение образования неравновесных α -частиц дают многонуклонные передачи, в которых ядру-мишени передаются все нуклоны налетающего ядра, кроме 4 нуклонов 1s-оболочки. Последние формируют неравновесную α -частицу.

2. В реакциях с ионами ^{40}Ar в сечение образования α -частиц с симметричным в ЦМ угловым распределением значительный вклад дает распад α -кластерной ДЯС, формирующейся в процессе эволюции системы в направлении полного слияния, но предшествующей образованию составного ядра. Для сильноделящихся ядер трансурановых элементов этот механизм образования равновесных α -частиц является доминирующим.

3. В промежуточных столкновениях с частичной диссипацией кинетической энергии реализуется специфический для тяжелых ионов механизм ядерной реакции, представляющий собой последовательный /оболочка за оболочкой/ многонуклонный квантовый переход в различные состояния конечного ядра, подчиняющийся статистической закономерности.

4. Повышенная температура для неравновесных α -частиц, получаемая из наклона экспоненциальных частей энергетических спектров α -частиц под малыми углами, может быть кинематическим эффектом - многонуклонной "массивной" передачей в условиях неполной диссипации кинетической энергии столкновения.

5. Высказывается предположение, что высокоэнергичные α -частицы с энергией вблизи кинематического предела могут быть продуктами многонуклонной "массивной" передачи в слабозбужденные состояния конечного ядра, протекающей в столкновениях с угловым моментом вблизи критического ($l \sim l_{кр.}$), но без диссипации кинетической энергии. Такие столкновения возможны благодаря значительной величине статистических флуктуаций потерь кинетической энергии в многонуклонных передачах.

В заключение автор приносит глубокую благодарность академику Г.Н.Флерову за стимулирующий интерес к исследованиям механизмов образования легких заряженных частиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Volkov V.V. et al. JINR, E7-12411, Dubna, 1979.
2. Mikheev V.L. et al. Proc. EPS Topical Conf. on Large Amplitude Collective Nuclear Motion. Keszthely, Hungary, 1979 (ed. A.Kiss, T.Nemeth, J.Zimani). KFKI, Budapest, p.676.
3. Volkov V.V. et al. Proc. of the Int. Workshop on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitation VIII. Hirschegg, Austria, 1980. (Ed. H.Feldmeier). Inst. für Kernphysik Technische Hochschule, Darmstadt, p.138.
4. Volkov V.V. Int. Conf. on Extreme States in Nuclear Systems. Dresden, GDR, 1980. ZfK-430, Proceedings, vol.1, p.1.
5. Волков В.В. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1980, 44, с.2226.
6. Mezentsev A.N. et al. Brasov Int. School, 1980. Critical Phenomena in Heavy Ion Physics. (Ed. A.A.Raduta, G.Stratan). Central Int. of Phys., Bucharest, Romania, p.1062.
7. Pomorski L. et al. Proc. of the X Int. Symp. on Selected Topics of the Interaction of Fast Neutron and Heavy Ions with Atomic Nuclei, 1980. (Ed. G.Musiol, W.Wagner, M.Josch). ZfK-459, p.118.
8. Artukh A.G. et al. Z.Phys., 1981, A303, p.41.

9. Волков В.В. Изв. АН СССР, сер. физ., 1981, 45, с.1810.
10. Britt H.C., Quinton A.R. Phys.Rev., 1961, 124, p.877.
11. Wurm J.P. J.Phys., 1980, Colloque C10, p.C10-200.
12. Guerreau D., Babinet R. J.Phys., 1980, Colloque C10, p.C10-217.
13. Scott D.K. Talk presented at the 3-rd Adriatic Europhysics Conference on the Dynamics of Heavy Ion Collisions, Hvar, Yugoslavia, 1981. Preprint Michigan State University, MSUCL-355, 1981.
14. Бетак Э., Тонев В.Д. ЭЧАЯ, 1981, 12, с.1432.
15. Gelbke C.K. Invited Talk given at the Int. Conf. on Selected Aspects of Heavy Ion Reactions. Saclay, France, 1982. Preprint Michigan State University, MSUCL-372, 1982.
16. Inamura T. et al. Phys.Lett., 1977, 68B, p.51; Nomura T. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 40, p.694; Zolnowski D.R. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p.92.
17. Logan D. et al. Phys.Rev., 1980, C22, p.104.
18. Camp A. et al. Phys.Lett., 1978, 74B, p.215.
19. Bimbot R. et al. Nucl.Phys., 1972, A189, p.193; Utsunomiya H. et al. Nucl.Phys., 1980, A334, p.127.
20. Volkov V.V. Phys.Rep., 1978, 44, p.93.
21. Schröder W.V., Huizenga J.R. Ann.Rev.Nucl.Sci., 1977, 27, p.465.
22. Lefort M., Ngo Ch. Ann.Phys., 1978, 3, p.5.
23. Gobbi A., Nörenberg W. Heavy Ion Collisions. (Ed. R.Bock). North-Holland Publ.Co., Amsterdam, 1980, vol.2, p.129.
24. Капуцик А. и др. ЯФ, 1967, 6, с.1142.
25. Weiner R.M. Phys.Rev.Lett., 1974, 32, p.630; Weiner R.M., Weström M. Phys.Rev.Lett., 1975, 34, p.1523; Weiner R.M., Weström M. Nucl.Phys., 1977, A268, p.282; Gottschalk P.A., Weström M. Nucl.Phys., 1979, A314, p.232.
26. Gerlik E. et al. Z.Phys., 1980, A295, p.295; Vorcea C. et al. Nucl.Phys., 1981, A351, p.312; Vorcea C. et al. JINR, E7-82-46, Dubna, 1982; Борча К. Изв. АН СССР, сер. физ., 1980, 44, с.2234; Брухертзайферт Р. и др. ЯФ, 1981, 33, с.1453; Оганесян Ю.Ц. Труды Межд. школы по структуре ядра. Алушта, 1980. ОИЯИ, Д4-80-385, Дубна, 1980, с.261.
27. Бунаков В.Е., Загребав В.И., Коложаари А.А. Изв. АН СССР, сер. физ., 1980, 44, с.2331; Бунаков В.Е., Загребав В.И. Изв. АН СССР, сер. физ., 1981, 45, с.1945; Джолос Р.В., Иванова С.П., Картавенко В.Г. Изв. АН СССР, сер. физ., 1981, 45, с.1927.
28. Artukh A.G. et al. Nucl.Phys., 1977, A289, p.350.
29. Каманин В.В. и др. ОИЯИ, 7-81-726, Дубна, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 сентября 1982 года.

Волков В.В.

P7-82-661

Вылет легких заряженных частиц в реакциях с тяжелыми ионами и взаимодействие ядер

Рассматривается проблема образования легких заряженных частиц в реакциях с тяжелыми ионами при энергии столкновения до 10 МэВ на нуклон и вытекающие отсюда выводы о взаимодействии двух сложных ядер. Оригинальность подхода состоит в сопоставлении основных экспериментальных характеристик: угловых распределений, сечений образования изотопов, энергетических спектров легких заряженных частиц и типичных продуктов многонуклонных передач. Делается вывод о доминирующем вкладе многонуклонных передач в сечение образования неравновесных α -частиц. В этом процессе ядро-мишени передаются все нуклоны налетающего ядра, кроме 4 нуклонов 1s-оболочки, которые и формируют неравновесную α -частицу. Обращается внимание на важный вклад многонуклонных передач в сечение образования равновесных α -частиц в реакциях с ионами ^{40}Ar . Предлагается модель образования высокоэнергичных α -частиц за счет многонуклонного перехода в слабозбужденные состояния конечного ядра в условиях слабой диссипации кинетической энергии столкновения.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Volkov V.V.

P7-82-661

Emission of Light Charged Particles in Heavy Ion Reactions and Interaction of Two Nuclei

The problem of production of light charged particles in reactions with heavy ions for energy less than 10 MeV per nucleon is analysed in connection with the problem of the interaction of two complex nuclei. The originality of the approach consists in comparing the main experimental characteristics of light charged particles and typical products of multinucleon transfer reactions: angular distributions, energetic spectra and isotope production cross sections. The conclusion is made about dominating multinucleon transfer reactions in production of nonequilibrium light charged particles. In this process a target nucleus hits all nucleons of the projectile, except of 4 nucleons of 1s shells which form nonequilibrium α -particle. It is emphasized that multinucleon transfer reactions with ^{40}Ar ions make important contribution into the production cross section of equilibrium α -particles. The model is proposed for a mechanism of high energy particle production. These are the result of multinucleon transfer to low excited states of a final nucleus in collisions with small dissipation of kinetic energy.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.