

УДК 539.172.2/3

## АЛЬФА-ЧАСТИЧНОЕ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ЛЕГКИХ ЯДЕР $^{12}\text{C}$ И $^{16}\text{O}$

*В.В.Кириченко*

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,  
Харьков, Украина

ВВЕДЕНИЕ	803
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА	806
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ	808
Энергетические корреляции и распределения по средней энергии частиц	808
Распределения по углу разлета	812
Распределения по энергии возбуждения промежуточных ядер	815
Угловые распределения $\alpha$ -частиц	819
Энергетическая зависимость $\Sigma$ -асимметрии выхода $\alpha$ -частиц	824
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	825
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	826

УДК 539.172.2/3

## АЛЬФА-ЧАСТИЧНОЕ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЕ ЛЕГКИХ ЯДЕР $^{12}\text{C}$ И $^{16}\text{O}$

*В.В.Кириченко*

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,  
Харьков, Украина

Обзор посвящен экспериментам по изучению реакций  $^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$  и  $^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$ , выполненным в ННЦ ХФТИ на пучке линейно поляризованных  $\gamma$ -квантов от линейного ускорителя электронов ЛУЭ-2000 с помощью фотоэмульсий. Основное внимание уделено анализу распределений по относительной энергии пар  $\alpha$ -частиц в конечном состоянии реакций, распределений по углу их разлета и распределений по энергии возбуждения промежуточных ядер. Кроме того, анализируются угловые распределения  $\alpha$ -частиц и энергетическая зависимость  $\Sigma$ -асимметрии выхода  $\alpha$ -частиц в случае двухчастичных каналов реакций.

The review is devoted to experiments on study of  $^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$  and  $^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$  reactions in NSC KhFTI on linearly polarized  $\gamma$ -quanta from linear accelerator LAE-2000 with the help of photoemulsions. Main attention is paid to the analysis of distributions on relative energy of  $\alpha$ -particles pairs in the final states of reactions, distributions on their spread angle, and distributions on excitation energy of intermediate nuclei. Besides, angular distributions of  $\alpha$ -particles and energy dependence of  $\Sigma$ -asymmetry of the  $\alpha$ -particles yield in the case of two-particle reactions are analyzed.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение реакций фоторасщепления четно-четных ядер с выходом  $\alpha$ -частиц традиционно всегда представляло интерес с точки зрения как проверки  $\alpha$ -кластерной структуры ядер, так и исследования квазиальфа-частичного механизма взаимодействия электромагнитного излучения с ядерным веществом.

В свое время были предприняты попытки интерпретации экспериментальных данных по фоторасщеплению ядер с выходом  $\alpha$ -частиц на основе модели составного ядра [1]. Однако при анализе на основе этой модели экспериментальных данных по реакции  $^{40}\text{Ar}(\gamma, \alpha)$  встретились определенные трудности. Так, не удалось получить согласие между предсказаниями теории и результатами эксперимента по энергетическим спектрам  $\alpha$ -частиц ни при каких допустимых значениях температуры ядра [2].

Кроме того, встретились и трудности принципиального характера. В частности, для объяснения формы угловых распределений  $\alpha$ -частиц допускалась возможность электрического дипольного поглощения ( $E1$ ), что, как известно, находится в противоречии с правилами отбора по изотопическому спину [3].

Реакцию  $(\gamma, \alpha)$  на основе  $\alpha$ -частичной модели, происходящую в результате механизма прямого взаимодействия, рассмотрели Телегди и Верди [4]. Однако результаты их подхода оказались неудовлетворительными. Расчетное значение энергии, при котором находится максимум сечения реакции, не соответствовало экспериментальным значениям, и значение самого расчетного сечения в максимуме также значительно отличалось от экспериментального. В работах [5,6] уже указывалось на то, что учет парных корреляций в рамках модели оболочек для парных сил, которые являются зарядово-независимыми, приводит к образованию четырехчастичных корреляций с симметрией, аналогичной симметрии  $\alpha$ -частичной модели.

Как отмечалось в работах [7,8], в связи с этим представляет интерес рассмотрение прямого механизма реакции  $(\gamma, \alpha)$  на основе оболочечной модели, учитывающей четырехчастичные корреляции. Однако, как показали исследования, такое рассмотрение не привело к удовлетворительному согласию с экспериментальными данными. Оказалось, что для более корректного согласия необходим учет кластерной структуры, который феноменологически сводился к тому, что параметры в осцилляторных функциях, описывающих внутреннее состояние нуклонных ассоциаций и относительное движение центров тяжести этих ассоциаций, должны отличаться друг от друга.

В данных работах приведены результаты расчета зависимости полного сечения реакции  $^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$  от энергии  $\gamma$ -квантов с учетом перехода промежуточного ядра  $^8\text{Be}$  на уровень с  $J^\pi = 0^+$ . При этом в энергетической зависимости полного сечения реакции наблюдаются два максимума при энергиях  $\gamma$ -квантов, равных 10 и 18 МэВ соответственно. В случае, когда промежуточное ядро  $^8\text{Be}$  переходит на уровень с  $J^\pi = 2^+$ , предсказывается появление двух максимумов при энергиях  $\gamma$ -квантов, равных 18 и 30 МэВ, положение которых совпадает с экспериментальными результатами. Учет перехода промежуточного ядра  $^8\text{Be}$  на уровень с  $J^\pi = 4^+$  приводит к сдвигу максимума полного сечения реакции до энергии  $\gamma$ -квантов, равной 38–39 МэВ. В работах также отмечается, что если учет кулоновского и ядерного взаимодействий в конечном состоянии реакций не меняет качественной картины энергетической зависимости полного сечения, то в случае угловых распределений  $\alpha$ -частиц их учет приводит к существенному изменению.

Несколько позже авторами [9] была разработана расчетная схема реакции  $^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$  в рамках  $3\alpha$ -частичной модели с применением базиса гиперсферических функций в импульсном представлении. Предложенный метод позволял учитывать взаимодействие между всеми  $\alpha$ -частицами как в начальном, так и в конечном состояниях. Было показано, что если предположить  $1\alpha$ -частичный механизм поглощения  $\gamma$ -квантов, то учет взаимодействия в конечном состоянии приводит к существенному уменьшению полного сечения реакции примерно на два порядка. В случае  $2\alpha$ -частичного механизма поглощения это

взаимодействие приводит к качественному изменению энергетической зависимости полного сечения реакции, а именно максимум сечения становится более узким. В целом результаты проведенных исследований привели авторов к заключению, что  $3\alpha$ -частичное фоторасщепление ядра  $^{12}\text{C}$  происходит в основном через механизм  $2\alpha$ -частичного квадрупольного поглощения вплоть до энергии  $\gamma$ -квантов, равной 25 МэВ.

Впервые реакция фоторасщепления ядра  $^{12}\text{C}$  на три  $\alpha$ -частицы была обнаружена при исследовании фотоэмульсий, облученных пучком  $\gamma$ -квантов с энергией 17,6 МэВ [10].

Говард [11] обнаружил и идентифицировал четырехлучевые звезды как события реакции фоторасщепления ядра  $^{16}\text{O}$  на четыре  $\alpha$ -частицы в фотоэмульсиях, облученных пучком тормозных  $\gamma$ -квантов от бетатрона с максимальной энергией 70 МэВ.

В работах раннего периода [12–29] в основном проводились исследования функций возбуждения, энергетических зависимостей полных сечений реакций, энергетических спектров  $\alpha$ -частиц, угловых распределений  $\alpha$ -частиц и распределений по энергии возбуждения промежуточных ядер. Однако в этих работах практически не исследовались распределения по энергии относительного движения пар  $\alpha$ -частиц, по углу их разлета, кроме того, эксперименты проводились на пучках тормозных  $\gamma$ -квантов. Необходимо также отметить, что имеющиеся данные часто носят противоречивый характер. Так, в частности, угловые распределения  $\alpha$ -частиц, образующихся при фоторасщеплении ядра  $^{12}\text{C}$ , имеют максимум при углах, близких к  $90^\circ$ , и незначительную изотропную составляющую [18]. В то же время угловое распределение  $\alpha$ -частиц для этой реакции, полученное в работах [15,20], уже имеет значительную изотропную составляющую. По данным других авторов угловое распределение  $\alpha$ -частиц этой же реакции имеет заметную структуру: в распределениях наблюдаются максимумы при углах  $\sim 45^\circ$  и  $135^\circ$  [26].

Несколько позже этими же авторами было проведено исследование углового распределения  $\alpha$ -частиц, образующихся при фоторасщеплении ядра  $^{16}\text{O}$ , с переходом остаточного ядра  $^{12}\text{C}$  на возбужденные уровни и его последующим распадом на три  $\alpha$ -частицы [27]. Угловое распределение  $\alpha$ -частиц в этой реакции имело значительную изотропную составляющую и максимум при углах  $\sim 120^\circ$ .

В последнее время широкое применение для исследования механизмов двухчастичных фотоядерных реакций получило использование пучков линейно поляризованных  $\gamma$ -квантов. В связи с тем, что в предыдущих работах имелись указания на двухчастичный характер реакций фоторасщепления ядер  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  с выходом  $\alpha$ -частиц и возможность образования промежуточного ядра  $^8\text{Be}$  в основном состоянии с  $J^\pi = 0^+$ , которое запрещено в  $E1$ -приближении, и в возбужденных состояниях с  $J^\pi = 2^+, 4^+$ , представляет интерес проведение измерений энергетической зависимости  $\Sigma$ -асимметрии в случае реализа-

ции двухчастичных каналов при  $\alpha$ -частичном фоторасщеплении ядер  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ . Здесь необходимо отметить, что к началу настоящих исследований уже имелись модельно-независимые расчеты величины  $\Sigma$ -асимметрии для случая реакции  $\alpha$ -частичного фоторасщепления ядра  $^{12}\text{C}$  и образования остаточного ядра  $^8\text{Be}$  в основном состоянии, которые показали, что эта величина строго равна единице [30].

Таким образом, суммируя все сказанное, можно говорить о необходимости постановки комплексного эксперимента по исследованию механизмов следующих реакций  $\alpha$ -частичного фоторасщепления легких ядер  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ :



и проведения анализа экспериментальных распределений по всевозможным кинематическим переменным с использованием выводов статистической теории многочастичных ядерных реакций, которая является надежным инструментом для установления механизмов исследуемых реакций и не полностью использовалась в предыдущих работах [31]. Для получения дополнительной информации при постановке данного эксперимента необходимо использовать пучок линейно поляризованных  $\gamma$ -квантов.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Эксперимент по исследованию реакций (1) и (2) проводился в два этапа. На первом этапе использовались фотоэмульсии типа БЯ-2, облучавшиеся пучком тормозных  $\gamma$ -квантов с максимальной энергией 300 МэВ от ЛУЭ-2000 ННЦ ХФТИ. Для отсека электродинамического фона, обусловленного низкоэнергетичной компонентой тормозного спектра  $\gamma$ -квантов, использовался жесточайший LiH толщиной 1,5 рад. длин [32]. После формирования и очищения от заряженной компоненты пучок  $\gamma$ -квантов направлялся на фотоэмульсии, установленные в специальном устройстве под углом  $90^\circ$  к оси пучка.

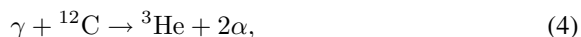
На втором этапе использовался пучок линейно поляризованных  $\gamma$ -квантов, полученных на ЛУЭ-2000. Пучок электронов с энергией 1500 МэВ проводился через гониометрическую установку, в которой был установлен кристалл кремния толщиной 290 мкм, ориентированный таким образом, чтобы пучок двигался вдоль плоскости (110) под углом 1,5 мрад к кристаллографической оси  $\langle 100 \rangle$ . После коллимирования и очистки от заряженной компоненты с помощью очищающих магнитов пучок направлялся на фотоэмульсии типа БК-400, установленные в специальном приспособлении под углом  $45^\circ$  к оси пучка.

В процессе проведения эксперимента на пучке линейно поляризованных  $\gamma$ -квантов контролировалась степень поляризации пучка с помощью поляриметра высокого давления и поверхностно-полупроводниковых детекторов по асимметрии выхода протонов в реакции



Условия эксперимента и плотность дейтерия в мишени позволяли эффективно измерять асимметрию выхода протонов в интервале энергий  $\gamma$ -квантов от 20 до 40 МэВ.

Предварительный отбор событий реакций (1) и (2) проводился визуально. Для измерений использовались микроскопы типа МБИ-9 и МБИ-3 с оптической системой, имеющей увеличение  $10 \times 60 \times 1,5$ . Окончательно события исследуемых реакций идентифицировались после измерений координат треков и последующей их обработки. К зачетным событиям реакций относились такие, у которых максимальная величина ошибки в определении продольной и поперечных составляющих суммарного импульса не превышала для реакции (1) 90 МэВ/с и для реакции (2) — 110 МэВ/с [33]. В этом случае возможен вклад от следующих фоновых реакций:



С учетом того факта, что при энергиях  $\gamma$ -квантов, близких к порогу, экспериментальные данные по реакциям многочастичного фоторасщепления не противоречат статистическому механизму взаимодействия, а также того, что в области энергий гигантского дипольного резонанса полное сечение реакций типа  $(\gamma, p)$  примерно в два раза больше полного сечения реакций типа  $(\gamma, n)$ , можно оценить вклад от этих фоновых реакций.

Так, по данным работы [34] интегральное сечение реакции  ${}^{12}\text{C}(\gamma, pt2\alpha)$ , которая является зеркальной по отношению к реакции (4), при энергиях  $\gamma$ -квантов до 40 МэВ, где существенным становится уже механизм квазипрямого взаимодействия с протоном ядра и образованием остаточного ядра  ${}^{11}\text{B}$  в возбужденном состоянии, составляет  $\sim 2$  МэВ·Мб, в то время как интегральное сечение реакции (1) не превышает 3,8 МэВ·Мб [28].

Кроме этих реакций, фоновыми в данном эксперименте также будут и реакции некогерентного фоторождения  $\pi^0$ -мезонов на ядре  ${}^{12}\text{C}$ . С учетом максимальной величины небаланса продольной и поперечных составляющих полного импульса реакций и формы спектра  $\gamma$ -квантов вклад от них можно ожидать начиная с порогов фоторождения до 150 МэВ. По данным работ [35,36] интегральное сечение процессов некогерентного фоторождения в данной области энергий составляет  $\sim 0,5$  МэВ·Мб. Таким образом, можно ожи-

дать, что максимально возможный вклад от перечисленных фоновых реакций с учетом особенностей отбора событий не будет превышать 15 %.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

**3.1. Энергетические корреляции и распределения по средней энергии частиц.** Одной из наиболее важных характеристик механизмов многочастичных ядерных реакций является распределения по относительной энергии пар частиц в конечном состоянии, так как возможные корреляции в соответствующих распределениях могут быть обусловлены структурой матричного элемента.

Экспериментальные результаты распределений по энергии относительного движения пар  $\alpha$ -частиц в конечных состояниях реакций (1) и (2) строились на основании следующего соотношения [37]:

$$t_{ik} = \left[ T_i + T_k - \frac{P_i^2 + P_k^2 + 2P_i P_k \cos Y_{ik}}{2(M_i + M_k)} \right] E_0^{-1}, \quad (6)$$

где  $T_i, T_k, P_i, P_k, M_i, M_k$  — кинетические энергии, импульсы и массы  $i$ -й и  $k$ -й частиц;  $E_0$  — суммарная кинетическая энергия продуктов реакции.

При построении экспериментальные распределения сравнивались с фазовыми зависимостями, которые имеют следующий вид [37]:

$$\frac{dN}{dt_{ik}} = t_{ik}^{1/2} (1 - t_{ik})^{(3n-8)/2}, \quad (7)$$

где  $t_{ik}$  — энергия относительного движения соответствующей пары  $\alpha$ -частиц,  $n$  — число частиц в конечном состоянии реакции. Расчетные зависимости нормировались на площадь по экспериментальным распределениям с учетом энергетической зависимости полных сечений реакций. В связи с тем, что в конечном состоянии реакций (1) и (2) образуются тождественные частицы, экспериментальные результаты усредняются по всем возможным комбинациям частиц. На рисунках указаны только статистические погрешности.

В случае реакции (1) соответствующие распределения в различных интервалах энергий  $\gamma$ -квантов показаны на рис. 1. Из рисунка видно, что при энергиях  $\gamma$ -квантов до 25 МэВ форма экспериментальных распределений в пределах погрешностей удовлетворительно согласуется с фазовой зависимостью. С ростом энергии  $\gamma$ -квантов в экспериментальных распределениях начинает формироваться максимум при  $t_{ik} = 0,5$  МэВ. Причем положение этого максимума смещается в сторону больших энергий относительного движения с ростом энергии  $\gamma$ -квантов. Одновременно можно отметить образование максимума при небольших энергиях относительного движения.

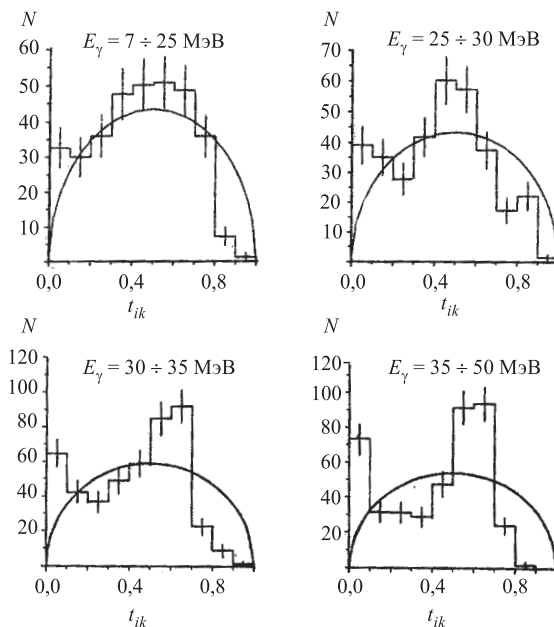


Рис. 1. Энергетические корреляции в реакции  $\gamma^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ . Гистограмма — экспериментальные данные. Сплошная кривая — фазовая зависимость [37]

Для того чтобы избежать систематических погрешностей, связанных с усреднением по количеству комбинаций пар  $\alpha$ -частиц,  $\alpha$ -частицы были пронумерованы в соответствии с их энергией ( $E_1 > E_2 > E_3$ ). Соответствующие распределения по энергии относительного движения для каждой такой пары  $\alpha$ -частиц в случае реакции (1) показаны на рис. 2. Можно отметить, что начиная с энергии  $\gamma$ -квантов, равной 25 МэВ, формирование максимума при больших энергиях относительного движения в предыдущих распределениях обусловлено  $\alpha$ -частицами с максимально возможными энергиями. В то же время максимум при небольших энергиях относительного движения, который проявляется при энергиях  $\gamma$ -квантов выше 30 МэВ, обусловлен парами  $\alpha$ -частиц с минимально возможными энергиями.

Такое изменение в характере распределений с увеличением энергии  $\gamma$ -квантов может говорить об изменении механизма реакции, а именно о включении механизма прямого взаимодействия с  $\alpha$ -частицей ядра  $^{12}\text{C}$  и образовании остаточного ядра  $^8\text{Be}$  в возбужденных состояниях с последующим его распадом на низкоэнергетичные  $\alpha$ -частицы.

Независимую информацию можно получить из распределений средней кинетической энергии  $\alpha$ -частиц в конечном состоянии реакции в зависимости



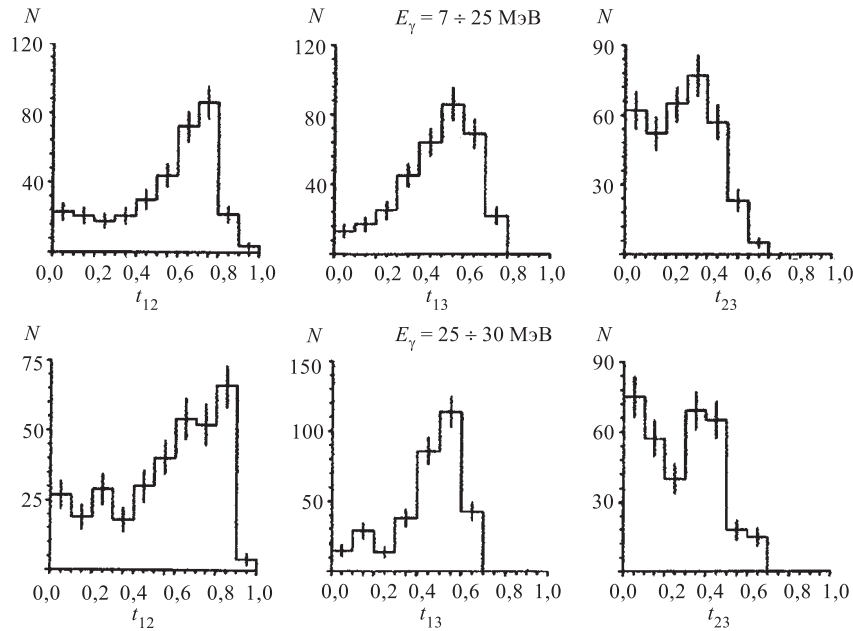


Рис. 2. Энергетические корреляции в реакции  $\gamma^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  для частиц с энергиями  $E_1 > E_2 > E_3$

от полной кинетической энергии (см. рис. 3) [38]. Распределения, так же, как и в предыдущем случае, строились для  $\alpha$ -частиц, пронумерованных в зависимости от их энергии. Фазовые кривые рассчитывались на основании следующего отношения [23]:

$$\bar{E} = 0,5E_0(A - M)/A, \quad (8)$$

где  $M$  — масса частицы в конечном состоянии реакции,  $A$  — масса ядра мишени. Подобный вид распределения не зависит от характера начального взаимодействия, допускает возможность отсутствия взаимодействия частиц в конечном состоянии реакции и определяется только соответствующим фазовым объемом.

Из рисунка видно, что средняя энергия  $\alpha$ -частиц с индексом 1 несколько больше расчетной зависимости, но характер экспериментальной зависимости средней энергии подобен характеру фазовой зависимости, т. е. для наиболее высокоэнергетичной  $\alpha$ -частицы наблюдается некоторая пропорциональность полной энергии реакции. Для  $\alpha$ -частицы с индексом 2 средняя энергия практически постоянна вплоть до значения полной энергии 14 МэВ, затем ее значение и энергетическая зависимость практически совпадают с расчетной

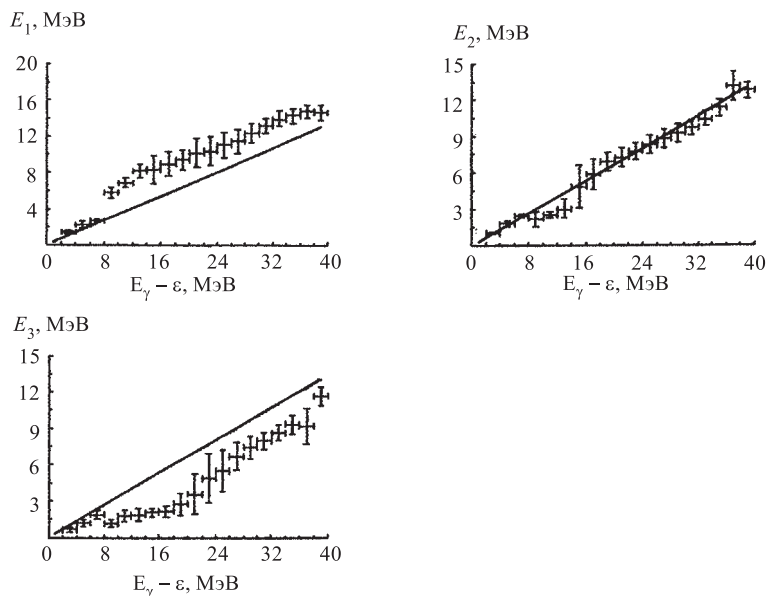


Рис. 3. Распределения средней энергии  $\alpha$ -частиц в реакции  $\gamma^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ . Прямая линия — фазовая зависимость [23]

зависимостью. В случае  $\alpha$ -частицы с индексом 3 постоянство средней энергии сохраняется до значения полной энергии 20 МэВ. С дальнейшим ростом полной энергии средняя энергия этой частицы также увеличивается, но при этом ее экспериментальные значения лежат заметно ниже расчетных.

Приведенные факты, так же, как и распределения по энергии относительного движения, подтверждают возможность механизма прямого взаимодействия  $\gamma$ -кванта с  $\alpha$ -частицей ядра  $^{12}\text{C}$  и образования остаточного ядра  $^8\text{Be}$  в возбужденных состояниях.

В случае реакции (2) распределения по энергии относительного движения были получены для двух интервалов энергии  $\gamma$ -квантов [39,41,42]. Соответствующие распределения, усредненные также по количеству комбинаций в конечном состоянии пар  $\alpha$ -частиц, показаны на рис. 4. В отличие от аналогичных данных для реакции (1) формирование максимума при больших энергиях относительного движения наблюдается при энергиях  $\gamma$ -квантов, близких к порогу реакции. С ростом энергии  $\gamma$ -квантов происходит увеличение относительного вклада событий реакции (2) при достаточно больших значениях энергии относительного движения. Такая закономерность, по-видимому, также обусловлена механизмом прямого взаимодействия  $\gamma$ -кванта с  $\alpha$ -частицей ядра  $^{16}\text{O}$  и образованием остаточного ядра  $^{12}\text{C}$  в возбужденных состояниях.

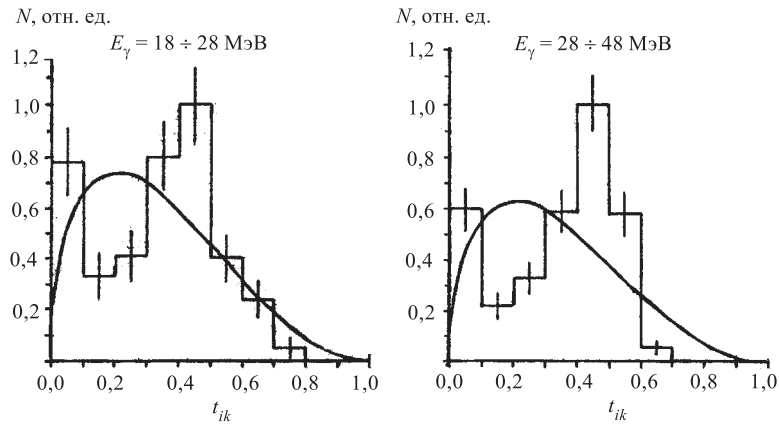


Рис. 4. Энергетические корреляции в реакции  $\gamma^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ . Гистограмма — экспериментальные данные. Сплошная кривая — фазовая зависимость [37]

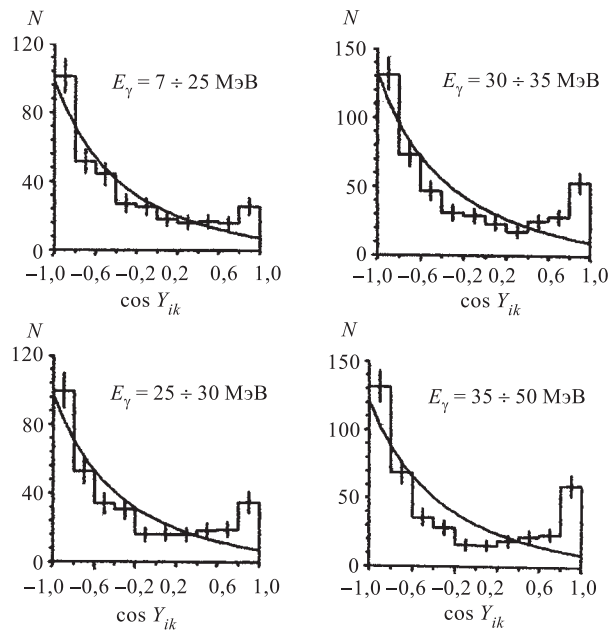


Рис. 5. Угловые корреляции в реакции  $\gamma^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ . Гистограмма — экспериментальные данные. Сплошная кривая — фазовая зависимость [37]

**3.2. Распределения по углу разлета.** Дополнительную информацию о механизмах исследуемых реакций можно получить из распределений по углу

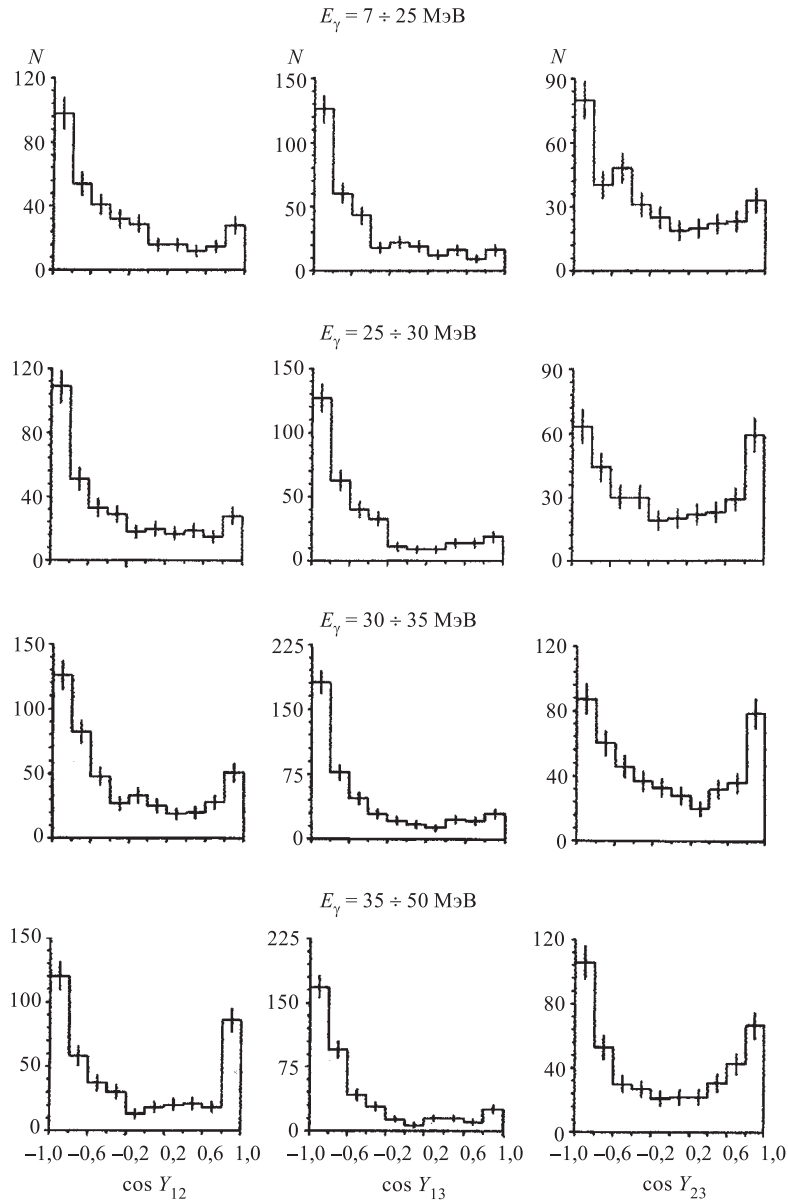


Рис. 6. Угловые корреляции в реакции  $\gamma^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  для частиц с энергиями  $E_1 > E_2 > E_3$  в интервале энергий  $\gamma$ -квантов  $E_j = 7 \div 50$  МэВ

разлета пар конечных  $\alpha$ -частиц. В случае реакции (1) соответствующие распределения в тех же интервалах энергий  $\gamma$ -квантов, что и распределения по энергии относительного движения, показаны на рис. 5 [38]. Фазовые распределения для этого случая строились на основании следующего соотношения [37]:

$$\frac{dN}{d \cos Y_{ik}} = \frac{a^2}{1-az^2} \left( \frac{1+2az^2}{(a(1-az^2))^{1/2}} \left( \frac{\pi}{2} - \text{arctg}(z) \left( \frac{a}{1-az^2} \right)^{1/2} \right) - 3Z \right), \quad (9)$$

где  $Z = \cos Y_{ik}$ ,  $Y_{ik}$  — угол между  $i$ -й и  $k$ -й частицами,  $M_i$ ,  $M_k$  — массы  $i$ -й и  $k$ -й частиц,  $a = M_i M_k / (M_i + M_j)(M_k + M_j)$ ,  $M_j$  — суммарная масса остальных частиц.

В целом можно отметить удовлетворительное согласие экспериментальных распределений с расчетными, за исключением событий с небольшим углом разлета между импульсами  $\alpha$ -частиц, вклад которых возрастает с увеличением энергии  $\gamma$ -квантов.

Для детализации механизмов реакции аналогичные распределения были построены для  $\alpha$ -частиц с различной энергией. Экспериментальные данные показаны на рис. 6. Из рисунка видно, что основной вклад в количество событий с малым углом разлета дают  $\alpha$ -частицы с минимально возможными энергиями. Причем с ростом энергии  $\gamma$ -квантов вклад таких событий увеличивается, что, по-видимому, является следствием образования промежуточного ядра  ${}^8\text{Be}$  с достаточно большими энергиями возбуждения.

Аналогичный анализ был проведен и для реакции (2), полученные экспериментальные данные показаны на рис. 7 [41,42]. В случае этой реакции

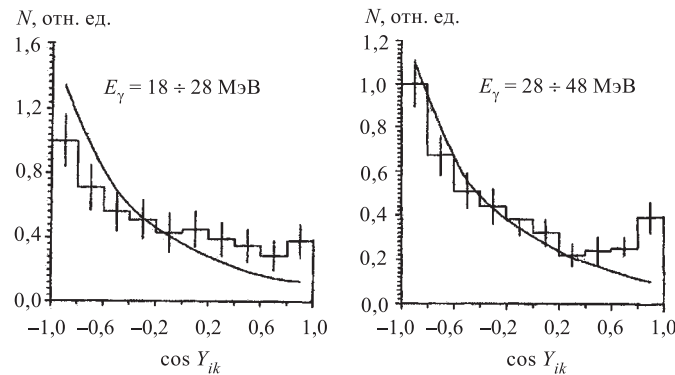


Рис. 7. Угловые корреляции в реакции  $\gamma^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ . Гистограмма — экспериментальные данные. Сплошная кривая — фазовая зависимость [37]

также можно отметить увеличение относительного вклада событий с небольшим углом разлета по мере роста энергии  $\gamma$ -квантов, т. е. также возможно образование промежуточного ядра  ${}^8\text{Be}$  в возбужденных состояниях.

Таким образом, проведенные исследования распределений по энергии относительного движения пар  $\alpha$ -частиц в конечном состоянии реакций (1) и (2), распределений средней энергии  $\alpha$ -частиц для реакции (1) и распределений по углу разлета между импульсами  $\alpha$ -частиц указывают на возможность образования промежуточных ядер в возбужденных состояниях. В связи с этим представляет интерес проведение исследований распределений по энергии возбуждения возможных промежуточных ядер в обеих реакциях.

**3.3. Распределения по энергии возбуждения промежуточных ядер.**

Для проверки сделанных ранее предположений о возможности образования в реакциях (1) и (2) промежуточных ядер в возбужденных состояниях были построены соответствующие распределения по энергии возбуждения

$$E_x = M_{\text{eff}} - M_0, \tag{10}$$

где  $M_{\text{eff}} = (\sum E_i^2 - \sum P_i^2)^{1/2}$  — эффективная масса промежуточного ядра;  $E_i$  и  $P_i$  — энергии и импульсы  $\alpha$ -частиц;  $M_0$  — масса покоя ядра. Фазовые

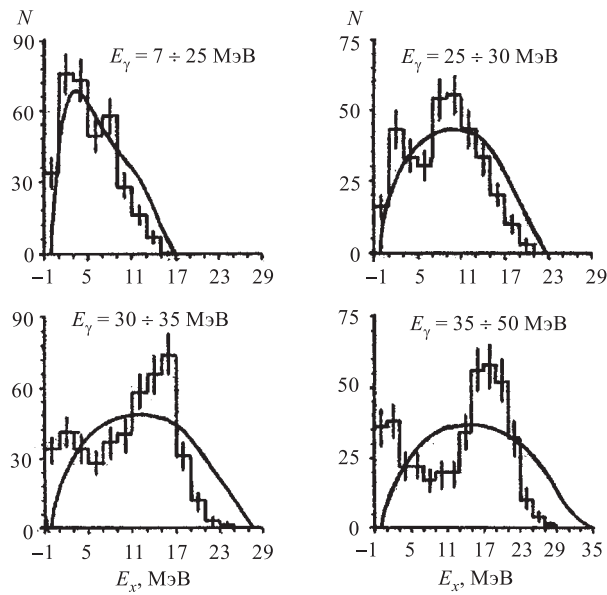


Рис. 8. Распределения по энергии возбуждения промежуточного ядра  ${}^8\text{Be}$  в реакции  $\gamma^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ . Сплошная кривая — фазовая зависимость [31]

распределения, представленные на рисунках сплошными линиями, вычислялись по следующей формуле [31]:

$$\frac{dN}{dE_x} \sim (E_x - E_x^{\min})^{3k/2-5/2} (E_x^{\max} - E_x)^{3(n-k)/2-1}, \quad (11)$$

где  $n$  — число частиц в конечном состоянии реакции,  $k$  — число частиц, по которым строились распределения,  $E_x^{\min}$ ,  $E_x^{\max}$  — минимальные и максимальные значения энергии возбуждения, определяемые соответствующими фазовыми объемами. Расчетные распределения, так же, как и в предыдущих случаях, строились с учетом энергетической зависимости полных сечений реакций и нормировались на площадь экспериментальных распределений.

Экспериментальные данные для реакции (1), усредненные по возможным комбинациям пар  $\alpha$ -частиц в конечном состоянии, в сравнении с фазовой зависимостью показаны на рис.8 [38]. Из рисунка видно, что при энергии  $\gamma$ -квантов до 25 МэВ наблюдается удовлетворительное согласие между экспериментальной и расчетной зависимостями. С ростом энергии  $\gamma$ -квантов становится заметной разница между этими зависимостями, которая свидетельствует о возможности образования промежуточного ядра  ${}^8\text{Be}$  при разных энергиях возбуждения.

Такие же распределения были построены для  $\alpha$ -частиц с минимально возможными энергиями (рис.9). В этих распределениях наблюдаются статистически достаточно обоснованные максимумы, которые проявлялись и в предыдущем случае, а именно при энергиях возбуждения в районе 3, 11 и 17 МэВ. В настоящее время из других работ известно, что ядро  ${}^8\text{Be}$  может находиться в возбужденных состояниях с энергиями 3,04, 11,4, 16,6 и 16,9 МэВ и, соответственно, с полуширинами этих состояний 1500, 3500, 0,5 и 0,4 кэВ. Полные моменты и четности данных состояний составляют  $J^\pi = 2^+, 4^+$  и  $2^+$  соответственно [43]. Необходимо отметить, что возможность образования промежуточного ядра  ${}^8\text{Be}$  с  $J^\pi = 4^+$  обсуждалась в [7,8].

Аналогичные данные для реакции (2) показаны на рис.10, 11 [40,42]. При энергиях  $\gamma$ -квантов до 28 МэВ экспериментальные данные для промежуточных ядер  ${}^8\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{C}$  удовлетворительно описываются фазовой зависимостью. С ростом энергии  $\gamma$ -квантов в экспериментальных распределениях проявляются отчетливые максимумы, которые не находят своего объяснения в предположении механизма статистического распада ядра  ${}^{16}\text{O}$ . Необходимо отметить, что положение максимума для промежуточного ядра  ${}^8\text{Be}$ , обнаруженного в настоящем эксперименте, близко к положению максимума, зарегистрированного в других работах, с энергией возбуждения 3,04 МэВ, полушириной 1,5 МэВ, полным моментом и четностью  $J^\pi = 2^+$  [43].

В случае промежуточного ядра  ${}^{12}\text{C}$  для этой реакции положение максимума распределения в районе 14–16 МэВ удовлетворительно согласуется с

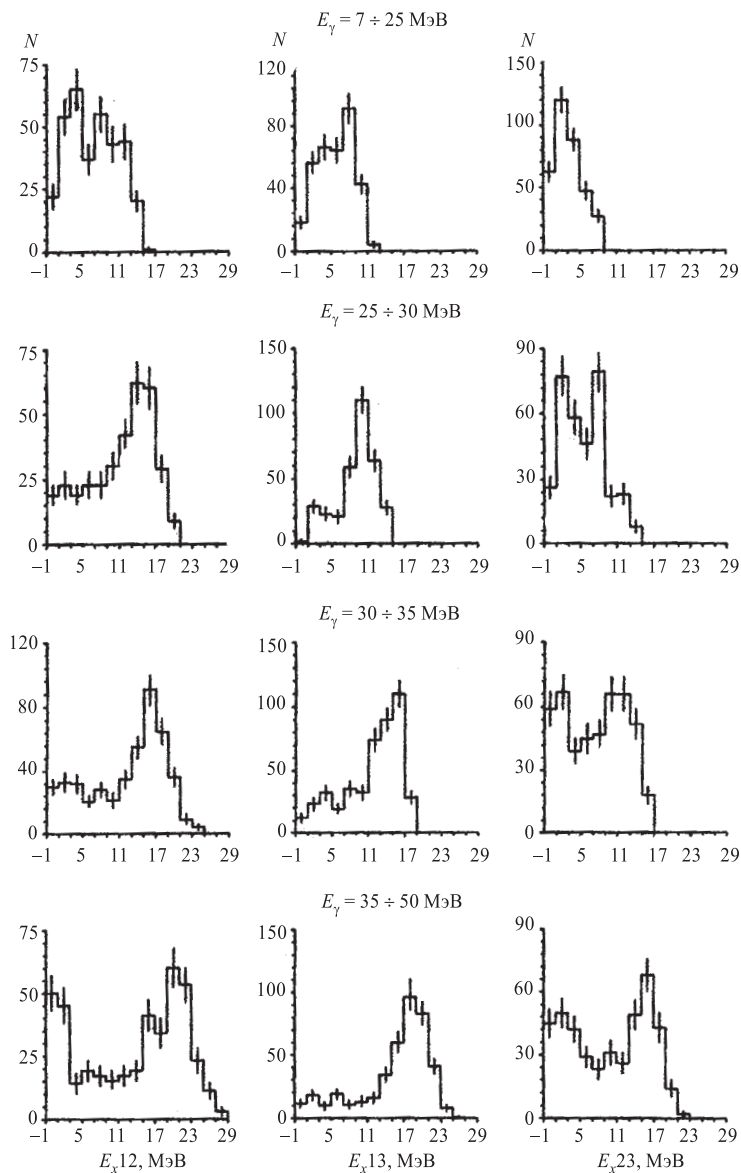


Рис. 9. Распределения по энергии возбуждения промежуточного ядра  ${}^8\text{Be}$  в реакции  $\gamma^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  для частиц с энергиями  $E_1 > E_2 > E_3$

известными максимумом при энергии возбуждения 15,44 МэВ, полушириной 1,5 МэВ, полным моментом и четностью  $J^\pi = 2^+$  [43].



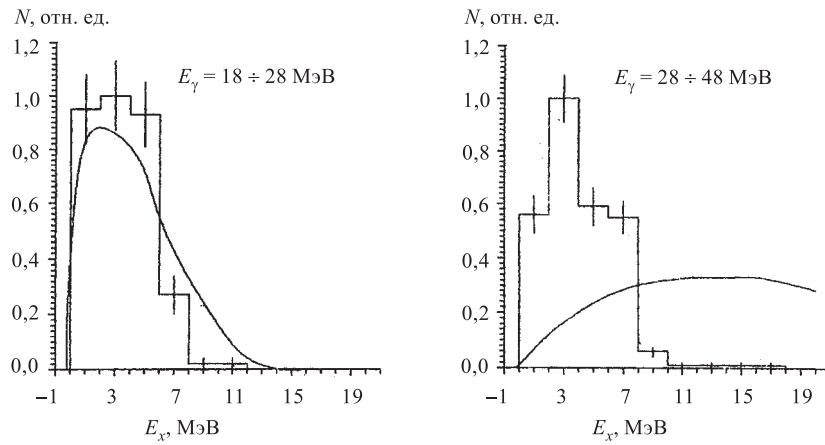


Рис. 10. Распределения по энергии возбуждения промежуточного ядра  ${}^8\text{Be}$  в реакции  $\gamma^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ . Сплошная кривая — фазовая зависимость [31]

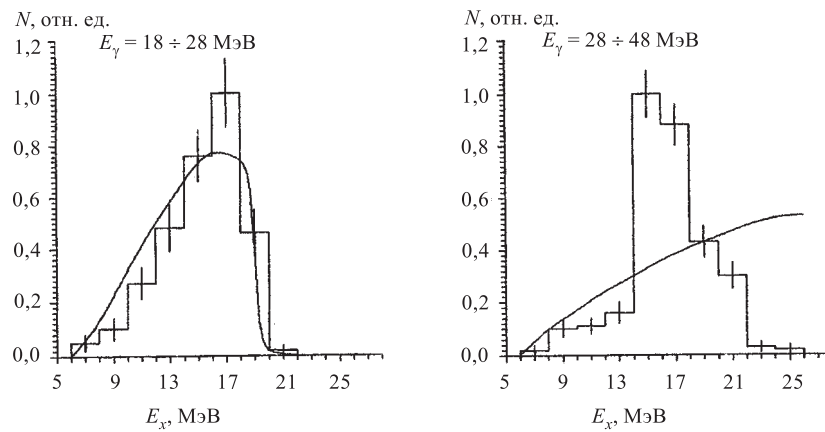
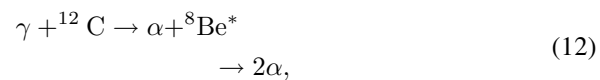
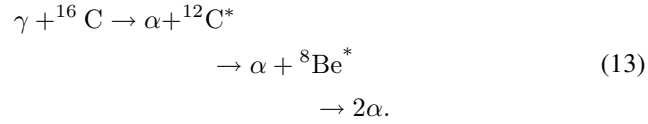


Рис. 11. Распределения по энергии возбуждения промежуточного ядра  ${}^{12}\text{C}$  в реакции  $\gamma^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ . Сплошная кривая — фазовая зависимость [31]

Таким образом, можно отметить, что исследуемые реакции (1) и (2) фактически являются двухчастичными, т.е. они протекают по следующим схемам:





При энергиях  $\gamma$ -квантов, близких к порогам реакций, экспериментальные результаты не противоречат возможности реализации статистического механизма взаимодействия  $\gamma$ -квантов с ядрами  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{16}\text{O}$ .

В принципе, в случае реакции (2) возможны двухчастичные каналы с образованием ядер  ${}^8\text{Be}$  в различных состояниях. Если реализуются эти каналы, то в распределениях по энергии возбуждения промежуточных ядер должна была бы наблюдаться следующая корреляция: при постоянной энергии  $\gamma$ -квантов наблюдалось бы совпадение экспериментальных распределений с фазовыми для промежуточного ядра  ${}^{12}\text{C}$ , т.к. форма экспериментальных распределений была бы обусловлена только кинематическим фоном, и одновременно проявлялись бы максимумы в распределениях по энергии возбуждения промежуточного ядра  ${}^8\text{Be}$ .

**3.4. Угловые распределения  $\alpha$ -частиц.** На рис. 12 и 13 показаны угловые распределения  $\alpha$ -частиц из реакций (1) и (2) в с.ц.и. для различных интервалов энергии  $\gamma$ -квантов. В связи с тем, что в конечном состоянии этих реакций образуются тождественные частицы, при построении угловых распределений они были пронумерованы так же, как и в предыдущих случаях, в порядке убывания их энергии.

Можно отметить, что в случае реакции (1) угловые распределения  $\alpha$ -частиц с максимально возможными энергиями обладают существенной изотропной составляющей и небольшим максимумом при углах  $\sim 90^\circ$ , который смещается в сторону передних углов вылета с ростом энергии  $\gamma$ -квантов. Аналогичная ситуация наблюдается и для реакции (2). Угловые распределения  $\alpha$ -частиц с минимально возможными энергиями практически изотропны, что может являться следствием распада промежуточных ядер  ${}^8\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{C}$ .

Однако при проведении анализа подобных распределений возникают определенные трудности, связанные с тождественностью частиц в конечном состоянии реакций. Так, при образовании промежуточного ядра  ${}^8\text{Be}$  в известных состояниях с энергией возбуждения 3,04 МэВ и  $J^\pi = 2^+$  или 11,4 МэВ и  $J^\pi = 4^+$  возможна такая ситуация, когда энергия вылетевшей  $\alpha$ -частицы может оказаться меньше или сравнимой с энергиями распадных  $\alpha$ -частиц. В случае реакции (2) также может реализоваться подобная ситуация.

Тем не менее интересно провести модельно-независимый мультипольный анализ угловых распределений  $\alpha$ -частиц в предположении, что наиболее высокоэнергетичная  $\alpha$ -частица появляется вследствие механизма прямого взаимодействия с  $\alpha$ -кластером ядра, поскольку тот же анализ распределений средней кинетической энергии  $\alpha$ -частиц в случае реакции (1) показал преимущество такого механизма взаимодействия [38].

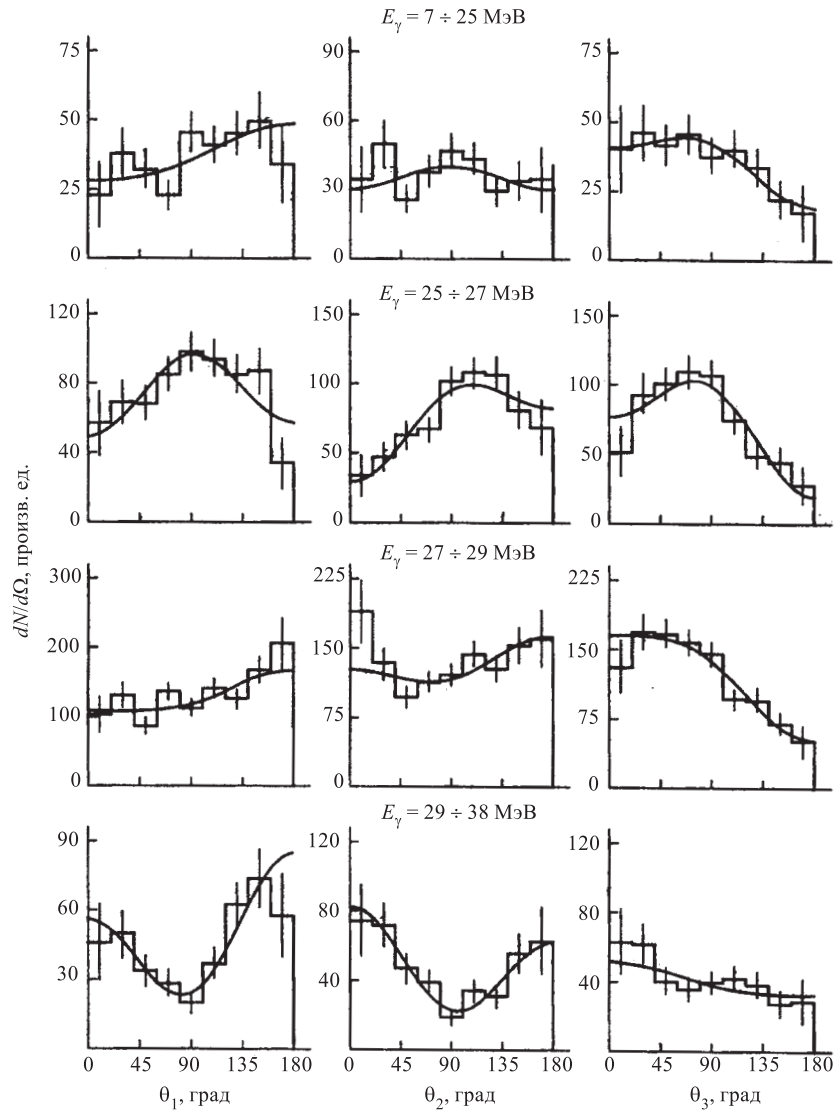


Рис. 12. Угловые распределения в реакции  $\gamma^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ . Сплошная кривая — результаты подгонки с помощью соотношения (14)

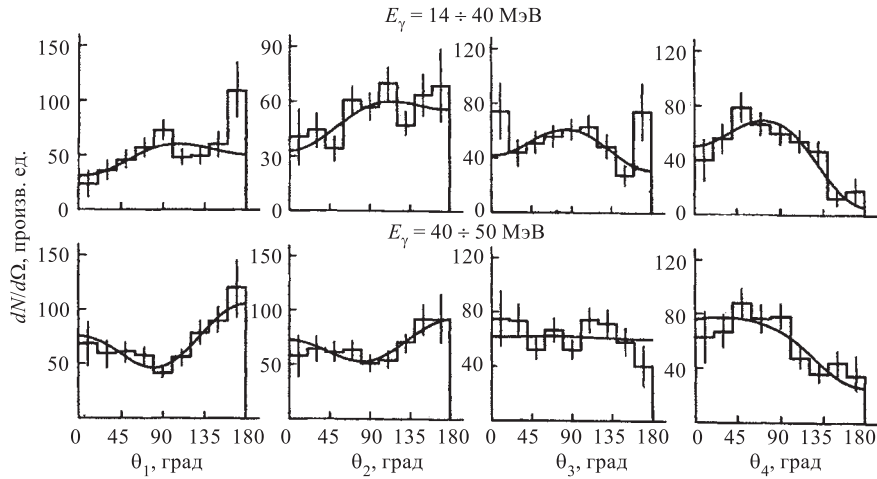


Рис. 13. Угловые распределения в реакции  $\gamma^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ . Сплошная кривая — результаты подгонки с помощью соотношения (14)

Угловые распределения  $\alpha$ -частиц подгонялись по методу наименьших квадратов с помощью выражения

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{n=0}^2 C_n \cos^n \theta. \quad (14)$$

Результаты подгонки показаны на соответствующих рисунках сплошными линиями. На рис. 14 и 15 показана зависимость  $C_{n0} = C_n/C_0$  от энергии  $\gamma$ -квантов. В случае реализации канала реакции (1) с образованием остаточного ядра  $^8\text{Be}$  в основном состоянии с  $J^\pi = 0^+$   $C_{n0}$  можно выразить через коэффициенты при полиномах Лежандра с учетом ограничения полным моментом канала  $J < 2$ , а также  $E1$ -переходами и их интерференцией с  $E2$ - и  $M1$ -переходами [44]:

$$C_{10} = \frac{10,4 \operatorname{Re}(|E_{10}^1| \cdot |E_{20}^2|)}{4,5|E_{10}^1|^2 + 3,2|E_{20}^2|^2}, \quad (15)$$

$$C_{20} = \frac{-4,5|E_{10}^1|^2}{4,5|E_{10}^1|^2 + 3,2|E_{20}^2|^2}. \quad (16)$$

Экспериментальные значения  $C_{10}$  для высокоэнергетичных  $\alpha$ -частиц отрицательны практически во всем интервале энергий  $\gamma$ -квантов, что соответствует соотношению (15), если фазовый множитель интерференции амплитуд  $E_{10}^1$  и  $E_{20}^2$  отрицателен. Учитывая преимущественность электрических дипольных переходов, можно ожидать, что коэффициенты  $C_{20}$  должны быть

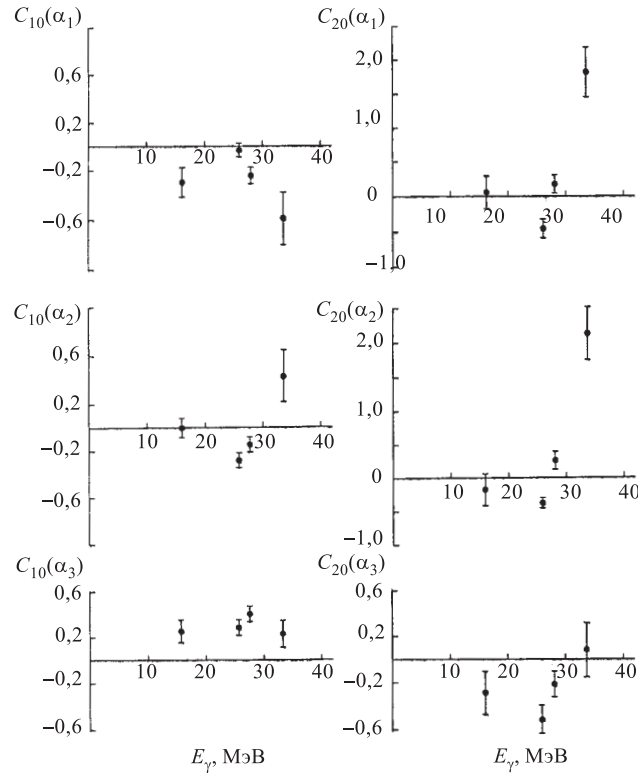


Рис. 14. Энергетическая зависимость коэффициентов  $C_{n0}$  для реакции  $\gamma^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$

также отрицательны и близки по абсолютной величине к единице. В эксперименте для реакции (1) коэффициенты  $C_{20}$  близки к нулю и при больших энергиях значительно отличаются от единицы. Таким образом, можно утверждать, что в случае реакции (1) ее канал с образованием  ${}^8\text{Be}$  значительно подавлен.

Если в реакциях (1) и (2) остаточные ядра  ${}^8\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{C}$  образуются в возбужденных состояниях с полным моментом и четностью  $J^\pi = 2^+$ , то коэффициенты при полиномах Лежандра будут связаны следующими соотношениями:

$$C_{10} = \frac{-7\text{Re}(|E_{12}^1| \cdot |M_{22}^1|) + 6,2\text{Re}(|E_{12}^1| \cdot |E_{22}^2|) - 7,4\text{Re}(|E_{12}^1| \cdot |E_{02}^2|)}{3,1|E_{12}^1|^2 + 2,3|M_{22}^1|^2 + 5,0|E_{02}^2|^2 + 5,4|E_{22}^2|^2}, \quad (17)$$

$$C_{20} = \frac{-0,5|E_{12}^1|^2 + 2,3|M_{22}^1|^2 - 1,2|E_{22}^2|^2}{3,1|E_{12}^1|^2 + 2,3|M_{22}^1|^2 + 5,0|E_{02}^2|^2 + 5,4|E_{22}^2|^2}. \quad (18)$$

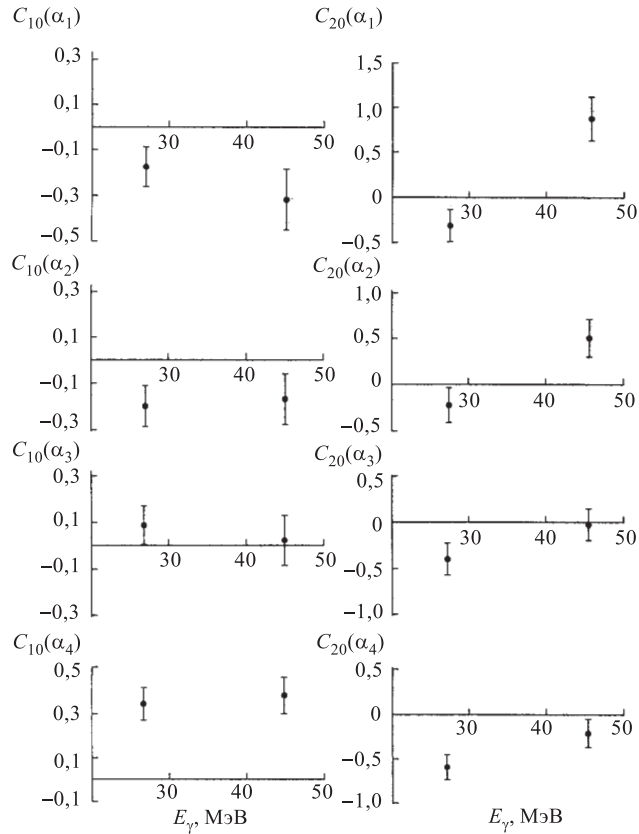


Рис. 15. Энергетическая зависимость коэффициентов  $C_{n0}$  для реакции  $\gamma^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$

Как уже отмечалось, для реакций (1) и (2) величины  $C_{10}$  для высокоэнергетических  $\alpha$ -частиц отрицательны во всем диапазоне энергий  $\gamma$ -квантов. Данный факт может говорить о том, что в случае образования остаточных ядер  $^8\text{Be}$  и  $^{12}\text{C}$  в состояниях с полным моментом и четностью  $J^\pi = 2^+$  существенную роль играют электрический дипольный переход  $E_{12}^1$ , электрический квадрупольный переход  $E_{02}^2$  и магнитный дипольный переход с амплитудой  $M_{22}^1$ . То обстоятельство, что экспериментальное значение  $C_{20}$  меняет знак с ростом энергии  $\gamma$ -квантов и становится положительным, говорит о возрастающем вкладе магнитной дипольной амплитуды  $M_{22}^1$ .

Некоторое подобие в энергетической зависимости коэффициентов  $C_{10}$  и  $C_{20}$  для  $\alpha$ -частиц с индексом 2 говорит о возможности спутать распад-ные  $\alpha$ -частицы с вылетевшими  $\alpha$ -частицами в результате механизма прямого взаимодействия.

Таким образом, проведенный модельно-независимый мультипольный анализ угловых распределений  $\alpha$ -частиц с максимально возможными энергиями показал, что в случае реакции (1) остаточное ядро  ${}^8\text{Be}$  формируется в состояниях, отличных от основного, и при этом форма угловых распределений находит свое объяснение при учете электрических дипольных и квадрупольных переходов. С ростом энергии  $\gamma$ -квантов начинают играть заметную роль магнитные дипольные переходы. Похожая ситуация наблюдается и для реакции (2), что может служить указанием на подобие механизмов обеих реакций, проявляющееся во взаимодействии с  $\alpha$ -кластерными образованиями ядер  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{16}\text{O}$ .

**3.5. Энергетическая зависимость  $\Sigma$ -асимметрии выхода  $\alpha$ -частиц.** В случае двухчастичных каналов реакции, вызванных поляризованными  $\gamma$ -квантами, угловые распределения регистрируемых частиц имеют вид [45]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)(1 + P\Sigma(\theta) \cos 2\phi), \quad (19)$$

где  $P$  — степень линейной поляризации пучка  $\gamma$ -квантов,  $\Sigma(\theta)$  — асимметрия сечения двухчастичной реакции,  $\phi$  — угол между направлением вектора поляризации и плоскостью реакции.

Как уже отмечалось, в процессе проведения эксперимента контролировалась степень линейной поляризации пучка  $\gamma$ -квантов. Экспериментальные значения измеренной степени поляризации в сравнении с расчетной в модели теплового слоя показаны на рис. 16 [46].

В связи с тем, что изучаемая реакция (1) фактически является двухчастичной, были построены соответствующие распределения по углу  $\phi$ , проинтегрированные по углу  $\theta$  в интервале  $75 \div 105^\circ$ . Эти распределения подгонялись

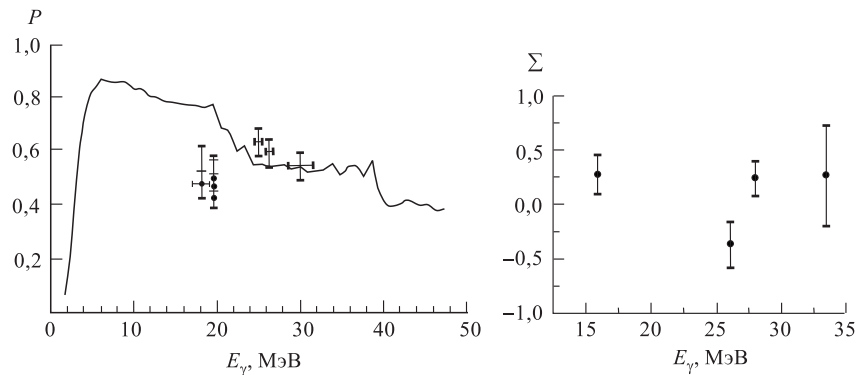


Рис. 16. Энергетическая зависимость степени поляризации пучка  $\gamma$ -квантов. Сплошная кривая — результаты расчета [46]. Точки — экспериментальные данные

Рис. 17. Энергетическая зависимость  $\Sigma$ -асимметрии для реакции  $\gamma^{12}\text{C} \rightarrow \alpha^8\text{Be}^*$

по методу наименьших квадратов с помощью выражения

$$N = a + b \cos 2\phi. \quad (20)$$

Значения коэффициентов подгонки  $a$  и  $b$  приведены в таблице. В данном случае отношение коэффициентов  $b/a$  характеризует величину  $P\Sigma$ . Для расчетов энергетической зависимости  $\Sigma$ -асимметрии использовалась теоретическая зависимость степени поляризации, показанная на рис. 16. Результаты расчетов приведены на рис. 17. Как видно из рисунка, во всем диапазоне энергий  $\gamma$ -квантов величина  $\Sigma$ -асимметрии значительно меньше единицы, что говорит об образовании ядра  ${}^8\text{Be}$  в возбужденных состояниях. Таким образом, приведенные результаты еще раз говорят о реализации механизма прямого взаимодействия ядра  ${}^{12}\text{C}$  с  $\alpha$ -кластером.

$E_\gamma$ , МэВ	$a$	$b$
7 ÷ 25	16,8 ÷ 1,9	3,6 ÷ 2,7
25 ÷ 27	40,3 ÷ 3,7	-7,3 ÷ 4,3
27 ÷ 29	49,3 ÷ 4,5	6,4 ÷ 4,9
29 ÷ 38	10,2 ÷ 1,5	1,5 ÷ 2,3

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные комплексные экспериментальные исследования различных кинематических распределений в реакциях (1) и (2) показали, что в основном реализуется механизм прямого взаимодействия с  $\alpha$ -кластерами четно-четных ядер  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{16}\text{O}$ . При этом остаточные ядра  ${}^8\text{Be}$  и  ${}^{12}\text{C}$  образуются в возбужденных состояниях в основном за счет электрических дипольных и квадрупольных переходов. С ростом энергии  $\gamma$ -квантов не исключена возможность магнитных дипольных переходов. Использование линейно поляризованного пучка  $\gamma$ -квантов для измерения энергетической зависимости  $\Sigma$ -асимметрии позволило независимым образом подтвердить факт образования остаточного ядра  ${}^8\text{Be}$  в реакции (12) в состоянии, отличном от основного.

Автор признателен профессору Р.А.Эрамжяну, а также выражает благодарность профессору Н.Ф.Шульге за поддержку и плодотворное обсуждение материалов настоящей работы.



## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Toms M.E.* // U.S. Naval., Res. Lab. Labor. Bibliogr. 1963. V.22. P.73.
2. *Комар А.П., Бочагов Б.А., Солякин А.Е.* // Докл. АН СССР. 1961. Т.141. С.1339.
3. *Gell-Mann M., Telegdi V.L.* // Phys. Rev. 1953. V.91. P.169.
4. *Telegdi V.L., Verde M.* // Helv. Phys. Acta. 1949. V.22. P.380.
5. *Elliot J.P.* // Proc. Intern. Conf. on Nucl. Structure. Kingston, Canada, 1960.
6. *Flowers B.H., Yujicic M.* // Nucl. Phys. 1963. V.49. P.586.
7. *Джибути Р.И., Мамасахлисов В.И., Мачарадзе Т.С.* // Изв. АН СССР. 1965. Т.29. № 7. С.1131.
8. *Джибути Р.И., Мамасахлисов В.И., Мачарадзе Т.С.* // ЯФ. 1965. Т.1. Вып.6. С.976.
9. *Джибути Р.И., Крупеникова Н.Б., Томчинский В.Ю.* // ЯФ. 1978. Т.28. Вып.1(7). С.30.
10. *Hanni H., Telegdi V.L., Zunti W.* // Helv. Phys. Acta. 1948. V.21. P.203.
11. *Goward F.K., Titterton E.W., Wilkins J.J.* // Proc. Phys. Soc. 1949. V.A62. P.460.
12. *Goward F.K., Telegdi V.L., Wilkins J.J.* // Proc. Phys. Soc. 1950. V.A63. P.402.
13. *Wilkins J.J., Goward F.K.* // Proc. Phys. Soc. 1951. V.A64. P.201.
14. *Goward F.K., Wilkins J.J.* // Proc. Phys. Soc. 1952. V.A65. P.671.
15. *Goward F.K., Wilkins J.J.* // Proc. Roy. Soc. 1953. V.A217. No. 1130. P.357.
16. *Telegdi V.L.* // Phys. Rev. 1951. V.84. No. 3. P.600.
17. *Livesey D.L., Smith G.L.* // Proc. Phys. Soc. 1953. V.A66. P.689.
18. *Millar G.H., Cameron A.G.W.* // Can. J. Phys. 1953. V.31. P.723.
19. *Dawson W.K., Bigboam C.B.* // Can. J. Phys. 1953. V.31. P.167.
20. *Goward F.K., Wilkins J.J.* // Proc. Roy.Soc. 1955. V.A228. P.376.
21. *Dawson W.K., Livesey D.L.* // Can. J. Phys. 1956. V.34. P.241.
22. *Glati H., Loepfe E., Stoll P.* // Helv. Phys. Acta. 1955. V.28. No. 4. P.366.
23. *Майков В.Н.* // ЖЭТФ. 1958. Т.34. № 6. С.1406.
24. *Roalsvig J.P.* // Can. J. Phys. 1965. V.43. No. 2. P.330.
25. *Greenberg L.H., Roalsvig J.P., Haslam R.N.H.* // Can. J. Phys. 1964. V.42. P.731.
26. *Toms M.E.* // Nucl. Phys. 1964. V.50. P.561.
27. *Toms M.E.* // Nucl. Phys. 1964. V.54. P.625.
28. *Таран Г.Г., Горбунов А.Н.* // ЯФ. 1967. Т.6. Вып.6. С.1124.
29. *Догюст И.В. и др.* // Тез. докл. 27-го совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. М., 1977. С.28.
30. *Лихачев В.П. и др.* Авт. свид. на изобретение. 1988. № 14666709 GO1 T1/32.
31. *Балдин А.М. и др.* Кинематика ядерных реакций. Изд. 2-е. М.: Атомиздат, 1968.
32. *Латин Н.И., Пугачев Г.Д.* // УФЖ. 1975. Т.20. С.1521.
33. *Голубев Р.А. и др.* Препринт ХФТИ. 1992. 92-36.
34. *Волощук В.И. и др.* // ЯФ. 1989. Т.4. Вып.4. С.916.
35. *Arends J. et al.* // Z. Phys. 1983. V.A311. P.367.

36. *Mazzucato E. et al.* // Phys. Lett. B. 1987. V.185. P.25.
37. *Таран Г.Г.* // ЯФ. 1968. Т.7. Вып.3. С.478.
38. *Голубев Р.А., Кириченко В.В., Лапин Н.И.* // УФЖ. 1996. Т.41. №7–8. С.660.
39. *Кириченко В.В. и др.* // ЯФ. 1993. Т.56, №8. С.16.
40. *Кириченко В.В. и др.* // ЯФ. 1994. Т.57, №6. С.963.
41. *Кириченко В.В. и др.* // ЯФ. 1995. Т.58, №1. С.12.
42. *Golubev R. A., Kirichenko V.V.* // Nucl. Phys. A. 1995. V.587. P.241.
43. *Ajzenberg-Selove F.* // Nucl. Phys. A. 1974. V.227. P.1
44. *Carr R.W., Baglin J.E.E.* // Nucl. Data Tables. 1971. V.10. P.731–749.
45. *Gambe A., Mosoni B., Ricci P.* // Phys. Rev. C. 1981. V.23. P.992.
46. *Мондрус И.Н., Насонов Н.Н.* // Поверхность. Физика, химия, механика. 1995. Т.5. С.76–79.