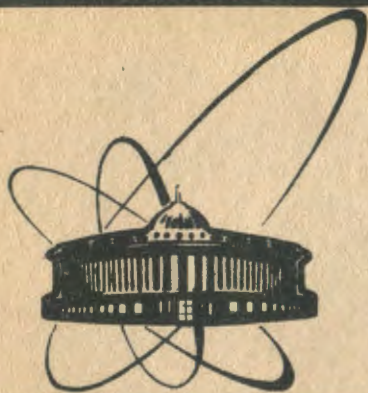


90-192



9
сообщения
Объединенного
Института
Ядерных
Исследований
Дубна

K-789

P15-90-192

В. Д. Крашенинников*, В. А. Поярков*, И. В. Сизов

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАММА-КВАНТОВ
ИЗ РЕАКЦИИ $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$,
ИЗМЕРЕННОЕ НА ТОЛСТОЙ МИШЕНИ

* Киевский государственный университет

1990

1. ВВЕДЕНИЕ

В работах ^{1-3/} показано, что при изучении радиационного захвата протонов ядрами ¹²C в резонансе ядра ¹³N с энергией возбуждения 3512 кэВ наблюдается несоответствие между спектром гамма-излучения, испущенным из "толстой" мишени, и известными данными, полученными в измерениях на "тонкой" мишени ^{4, 5/}. Основное проявление этой аномалии состоит в том, что максимум в спектре гамма-излучения, испущенного при захвате протонов в резонансе 3512 кэВ ядра ¹³N в "толстой" мишени, оказывается сдвинутым к меньшей энергии относительно рассчитанного по хорошо известным данным о положении резонанса на 12 кэВ, что значительно больше погрешности измерения положения максимума. В настоящей работе анализируются спектры гамма-квантов, испущенных под углами от 0 до 140° при захвате протонов в различных энергетических интервалах в резонансах 3512 кэВ и 2366 кэВ ядра ¹³N.

Исследование углового распределения гамма-квантов позволит получить дополнительную информацию о наблюдаемом в работах ^{1-3/} аномальном радиационном захвате.

2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Методика изучения радиационного захвата в "толстых" мишенях основывается на двух следующих свойствах взаимодействия заряженных частиц с веществом. Во-первых, при радиационном захвате протонов ядром с массовым числом А испускается гамма-квант, энергия которого $E_{\gamma 0}$ однозначно связана с энергией протона E_p , энергией его связи $E_{св.}$ в образованном ядре массой А + 1 и энергией возбуждения $E_{возб.}$ конечного состояния, образуемого после испускания гамма-кванта:

$$E_{\gamma 0} = E_p \frac{A}{A + 1} + E_{св.} - E_{возб.} \quad (1)$$

Если учесть, что ядро, испускающее гамма-квант, движется со скоростью

$$V_{\text{я}} = \frac{c}{A+1} \sqrt{\frac{2E_p}{m_p c^2}} \quad (1')$$

в направлении первоначального движения протона, где c — скорость света, m_p — масса протона, то с учетом эффекта Доплера и отдачи гамма-кванта энергия E_γ в зависимости от угла вылета относительно направления движения протонов запишется в виде:

$$E_\gamma = E_{\gamma 0} \left(1 + \frac{V_{\text{я}}}{c} \cos \theta \right) \left(1 - \frac{E_{\gamma 0}}{2m_p c^2} \right). \quad (2)$$

Выражение (1') для скорости испускающего гамма-квант ядра справедливо, если время реакции радиационного захвата τ_R мало по сравнению со временем торможения ядра отдачи в веществе мишени. Время реакции связано с шириной резонансов Γ соотношением $\tau_R = \hbar / \Gamma$, поэтому для резонансов с $\Gamma > 0,1$ кэВ выражение (1') справедливо для протонов с энергией в несколько МэВ.

Таким образом, для определенного угла вылета энергия гамма-кванта однозначно связана с энергией захваченного протона. Во-вторых, протон с энергией E_{p0} при прохождении через вещество мишени, толщина которой L больше длины пробега, за счет торможения проходит в мишени все значения энергии от E_{p0} до 0. Если на такую "толстую" мишень падает поток протонов с энергией $E_{p0} \sim 2$ МэВ, то в мишени на разной глубине в пределах ~ 25 мкм присутствуют протоны с непрерывным спектром от E_{p0} до 0, которые, взаимодействуя с ядрами мишени, могут вступать в реакцию радиационного захвата. С учетом (1) спектральная плотность гамма-излучения из реакции (p, γ) в "толстой" мишени будет определяться выражением, полученным в работе [6]:

$$F(E_\gamma) = N_p \frac{d\sigma}{d\Omega}(E_p, \theta) \frac{A+1}{A} \frac{1}{\xi} n d\Omega, \quad (3)$$

где N_p — поток протонов с энергией E_p , падающий на мишень; $d\sigma/d\Omega(E_p, \theta)$ — сечение захвата протона с энергией E_p , при этом испускается гамма-квант под углом θ с энергией E_γ , связанной выражением (2) с $E_{\gamma 0}$; ξ — тормозная способность вещества мишени для протонов с энергией E_p , которая мало изменяется в пределах резонанса; n — плотность в мишени ядер с массовым числом A ; $d\Omega$ — телесный угол, в котором наблюдается гамма-излучение.

Легкие ядра в сечении захвата имеют резонансы с шириной Γ от долей эВ до десятков кэВ, причем вне резонансов сечение захвата значительно меньше, чем в резонансах. В результате из всех протонов, присутствующих в мишени с энергией от E_{p0} до 0, с большей вероятностью захватываются протоны с резонансной энергией E_R и в спектре гамма-излучения наблюдаются максимумы, положение которых $E_{\gamma R}$ и ширина $\Gamma_{\gamma R}$ связаны с E_R и Γ соотношением:

$$E_{\gamma R} = \left(E_R \frac{A}{A+1} + E_{св.} - E_{возб.} \right) \left(1 + \frac{V_R}{c} \cos \theta \right) \times \left(1 - \frac{E_{\gamma 0}}{2m_R c^2} \right),$$

$$I_{\gamma R} = I \frac{A}{A+1} \left(1 + \frac{V_R}{c} \cos \theta \right) \left(1 - \frac{E_{\gamma 0}}{2m_R c^2} \right).$$
(4)

Если ширина резонанса больше разрешения гамма-спектрометра, то она определяет ширину максимума в гамма-спектре. Для широких резонансов, когда их ширина больше разрешения спектрометра, такая методика в одном измерении позволяет получить функцию возбуждения в пределах одного или нескольких резонансов. Причем страглинг и разброс энергии падающего пучка протонов не влияют на положение и форму максимума в спектре, т.к. для однородных мишеней приводят к незначительным вариациям расстояния от поверхности мишени, на которых протоны с начальной энергией E_{p0} будут иметь резонансную энергию E_R .

В настоящей работе эта методика использована для измерения угловых распределений гамма-квантов из реакции $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ в резонансах 3512 и 2366 кэВ.

В качестве источника протонов с энергией 1800 кэВ использовался электростатический генератор ЭГ-5 Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. В качестве мишени использовалась пластина реакторного углерода толщиной 2 мм. Гамма-излучение регистрировалось Ge(Li) полупроводниковым детектором объемом 60 см³ и разрешением 2,8 кэВ при энергии 1,5 МэВ. Спектр накапливался в многоканальном анализаторе импульсов на базе крейта КАМАК и мини-ЭВМ "Правец". Детектор устанавливался на расстоянии 10 см от мишени под углами от 0° до 140° к направлению падающего потока протонов. Эффективность детектора в диапазоне энергий 0,8 ÷ 6 МэВ определялась по гамма-квантам источника ^{56}Co и из реакции $^{27}\text{Al}(p, \gamma)$ в резонансе 992 кэВ^{7/}. Калибровка спектрометрического тракта по энергии производилась в диапазоне 0,5 ÷ 3,5 МэВ по линиям источника ^{56}Co и контролировалась в каждом

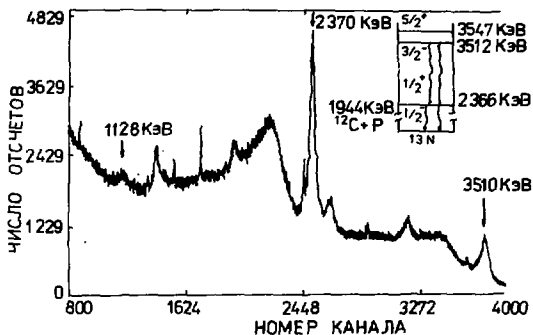


Рис. 1. Спектр гамма-излучения из "толстой" углеродной мишени ($\theta = 0^\circ$) и схема реакции $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$.

измерении по гамма-излучению с энергиями 2313; 3378,6; 4913,4; 5105,9 кэВ из реакции $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$ и фоновым линиям 1461 и 2614 кэВ, при этом там, где необходимо, учитывали доплеровский сдвиг. Такой непрерывный контроль энергетической калибровки по положению линий и их ширине (3 кэВ) обеспечивал точность определения энергий гамма-квантов в диапазоне 500 ÷ 3700 кэВ лучше 1,5 кэВ.

На рис. 1 показаны спектр гамма-излучения из "толстой" углеродной мишени, $E_{p0} = 1800$ кэВ, $\theta = 0^\circ$, и схема уровней ядра ^{13}N . В спектре присутствует максимум при энергии 3510 кэВ, соответствующий зарегистрированному в пике полного поглощения гамма-излучению из захвата протонов в резонансе 3512 кэВ и переходу на основное состояние ядра ^{13}N . При энергии 2370 кэВ имеется максимум, соответствующий захвату протонов в резонансе 2366 кэВ и переходу на основное состояние, при энергии 1128 кэВ — захвату протонов в резонансе 3512 кэВ и переходу на состояние 2366 кэВ.

Для определения положения максимума участок (~150 каналов) спектра шириной 150 кэВ вокруг максимума аппроксимировался функцией номера канала N_k , описывающей фон $FF(N_k)$ и пикообразный компонент $FM(N_k)$, параметры которой находились из условия минимума χ^2 :

$$F(N_k) = FF(N_k) + FM(N_k). \quad (5)$$

Для описания фона использовался полином:

$$FF(N_k) = A1 + A2(N_k - N_0) + A3(N_k - N_0)^2, \quad (6)$$

где N_0 — номер первого канала аппроксимируемого интервала, максимум описывался функцией, близкой к функции Лоренца:

$$FM(N_k) = \frac{D(N_k)}{\xi(N_k) (N_k - N_{kR})^2 + (\Gamma D(N_k) / 2)^2} A_4 N_k^{2L+1} \epsilon(N_k), \quad (7)$$

где функция $D(N_k)$ учитывает изменения проницаемости кулоновского барьера; $\xi(N_k)$ — изменение тормозной способности; $\epsilon(N_k)$ — эффективность регистрации гамма-излучения детектора; $(N_k)^{2L+1}$ — вероятности перехода мультипольности L в пределах ширины анализируемого резонанса.

Параметры $A_1, A_2, A_3, A_4, N_{kR}$ и Γ определялись из условия минимума χ^2 .

Для анализа устойчивости процедуры обработки спектра варьировались следующие условия:

- протяженность обрабатываемого интервала спектра и его начало N_0 ;
- степень полинома, описывающего фон;
- обрабатывались не только пики полного поглощения, но и пики двойного вылета в спектре;
- фиксировались $D(N_k), \xi(N_k), \epsilon(N_k), (N_k)^{2L+1}$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

При обработке спектров, полученных при $\theta = 90^\circ$, где отсутствует доплеровский сдвиг, оказалось, что положение максимума в спектре N_{kR} слабо зависит от указанных факторов и изменялось при их вариации менее чем на 1 кэВ для перехода $3512 \rightarrow 0$. При этом χ^2 изменялся от 0,9 до 1,3. Средняя для 27 спектров величина $E_{\gamma R} = (3500 \pm 1)$ кэВ.

Для перехода $2366 \rightarrow 0$ при $\theta = 90^\circ$ χ^2 изменялось от 0,9 до 1,4, для минимальных χ^2 $E_{\gamma R} = (2365,6 \pm 1)$ кэВ. Здесь большее значение имеет зависимость от энергии протона (в результате от N_k) проницаемости кулоновского барьера $D(N_k)$. Введение проницаемости изменяет для этого резонанса значение $E_{\gamma R}$, соответствующее N_{kR} в формуле (7), на 1,7 кэВ.

Таким образом, в этой работе подтвержден результат, полученный в работах ^{1-3/} о том, что максимум в спектре гамма-излучения из реакции $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ для перехода $3512 \rightarrow 0$ находится при энергии 3500 кэВ и смещен относительно ожидаемого на 12 кэВ. Положение максимума, соответствующего захвату в резонансе 2366 кэВ и переходу

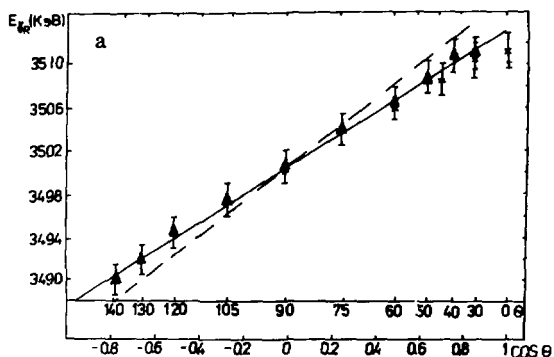
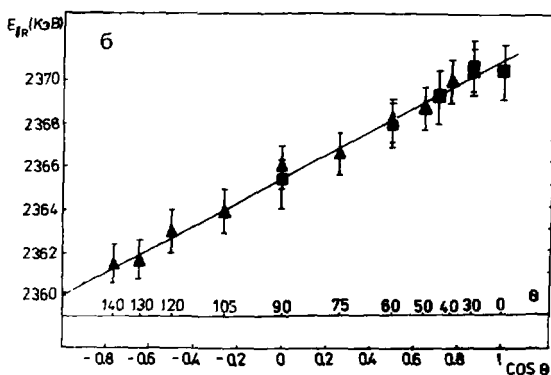


Рис. 2. Значения $E_{\gamma R}$ в зависимости от угла вылета гамма-квантов для резонанса 3512 кэВ (а) и 2366 кэВ (б).



в основное состояние, определено как (2366 ± 1) кэВ и согласуется с имеющимися данными.

Для перехода $3512 \rightarrow 2366$ при $\theta = 90^\circ$ функция возбуждения искажена интерференцией, которая отсутствует при $\theta = 0^\circ$, и тогда $E_{\gamma R} = (1128 \pm 2)$ кэВ, что на 23 кэВ отличается от расчетной величины (формулы (4), (1')).

Для гамма-излучения, испущенного под углами θ , отличными от 90° , должен наблюдаться доплеровский сдвиг для испущенных в реакции захвата гамма-квантов, величина которого определяется формулой (2). В соответствии с этим максимумы в спектре будут также смещаться согласно формуле (4).

Спектры гамма-квантов из реакции $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ измерены на "толстой" мишени при $E_p = 1800$ кэВ и углах вылета $0^\circ \div 140^\circ$; они были обработаны указанным выше образом. На рис. 2 показаны измеренные в различных условиях, с различными детекторами и в различных реакционных камерах значения $E_{\gamma R}$ в зависимости от $\cos \theta$. На рис. 2а — данные для перехода $3512 \rightarrow 0$. Пунктирная прямая — расчет по формуле

$$E_{\gamma R} = E_{\gamma 0} \left(1 + \frac{V_p}{c} \cos \theta \right) \quad (8)$$

при

$$\frac{V_{\text{я}}}{c} = 4,63 \cdot 10^{-3},$$

где $E_{\gamma 0} = 3500$ кэВ. Эта величина получена в измерениях для $\theta = 90^\circ$, а $V_{\text{я}}$ рассчитано по формуле (1') при $E_p = 1700$ кэВ. Как видно из рисунка, прямая плохо согласуется с измеренными величинами.

Сплошная прямая соответствует минимальному χ^2 , при этом варьировались $V_{\text{я}/c}$ и $E_{\gamma 0}$. Найдены значения

$$\frac{V_{\text{я}}}{c} = (3,66 \pm 0,2) \cdot 10^{-3};$$

$$E_{\gamma 0} = 3500,1 \pm 0,5 \text{ кэВ}.$$

На рис. 26 — аналогичная зависимость для перехода $2366 \text{ кэВ} \rightarrow 0$. При этом прямая с рассчитанным значением $V_{\text{я}/c} = 2,4 \cdot 10^{-3}$; $E_{\gamma 0} = 2366$ кэВ хорошо описывает экспериментальные результаты.

Это указывает на наблюдение еще одного свойства аномального радиационного захвата при переходе $3512 \rightarrow 0$. А именно: зависимость положения максимума в спектре не согласуется с формулой (4) для скорости ядра, рассчитанной по формуле (1').

В дальнейшем изучался вопрос о том, с чем связан этот дополнительный сдвиг: с изменениями формы максимума в гамма-спектре для разных углов наблюдения или с тем, что форма максимума не изменяется. В этих исследованиях использовалась итерационная процедура обработки гамма-спектров, которая отделяла максимум от непрерывного фонового распределения, не фиксируя при этом его формы $^{1/8}$. Полученный при этом максимум с учетом выражений (3) и (4) является функцией возбуждения реакции (p, γ) , измеренной на "толстой" мишени.

На рис. 3 приведены полученные таким образом функции возбуждения перехода $3512 \rightarrow 0$ для $\theta = 30^\circ$ (точка), 90° (треугольники), 140° (квадраты), нормированные на 1 в максимуме. Эти функции возбуждения совмещены таким образом, что совпадали их максимумы, найденные из подгонки участка спектра функцией (5). Как видно из рис. 3, формы функций возбуждения, приведенные к одному положению максимума, практически одинаковые и не изменяются в зависимости от угла. Другой характеристикой формы функции возбуждения является отношение площадей участков функции возбуждения равной ширины, симметричных относительно максимума. На рис. 3 указаны такие интервалы шириной 40 кэВ по обе стороны фактических максимумов. На рис. 4 показаны отношения площадей интервала 2-го к 3-му (точки) и (1+2)-го

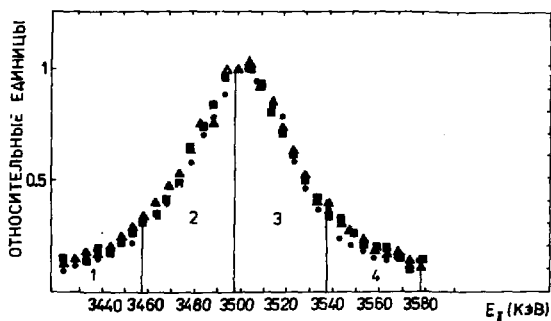


Рис. 3. Функция возбуждения перехода 3512 кэВ $\rightarrow 0$ в ядре ^{13}N при $\theta=30^\circ, 90^\circ, 140^\circ$.

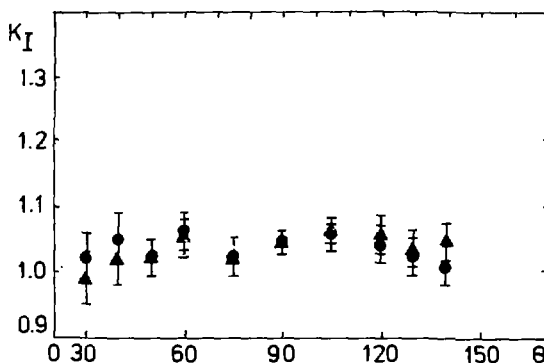


Рис. 4. Отношения площадей для разных участков функции возбуждения 3512 кэВ $\rightarrow 0$.

к (3+4)-му (треугольники). Как видно из рисунка, такой анализ также показывает, что максимумы в спектрах не изменяют формы для разных углов наблюдения, но их сдвиг друг относительно друга не согласуется с расчетом по формулам (4) и (1').

Далее изучались угловые распределения гамма-квантов для интервалов, указанных на рис. 3.

Сечение радиационного захвата протонов с энергиями $0,3 \div 2,0$ МэВ определяется сечением радиационного захвата σ_{R1} в резонансе 2366 кэВ шириной 39 кэВ, при котором в результате E1-перехода из состояния $(1/2^+)$ заселяется основное состояние ядра ^{13}N $(1/2^-)$, сечением радиа-

ционного захвата σ_{R2} в резонансе 3512 кэВ шириной 65 кэВ, при котором основное состояние может заселиться в результате M1 - или E2-переходов из состояния $(3/2^-)$, а также сечением прямого радиационного захвата σ_{DC} , которое определяется поведением начальной и конечной волновых функций вне ядра и соответствует переходу из начального $s(\sigma_{DC1})$ или $d(\sigma_{DC2})$ в конечное P состояние. Первые два сечения носят резонансный характер и практически полностью определяют сечение реакции в пределах соответствующих резонансов^{4/}. Вдали от резонансов в сечении реакции вносит вклад прямой процесс и интерференционные между указанными тремя процессами члены. В диапазоне энергий от 0,3 до 2 МэВ сечение имеет вид:

$$\begin{aligned}
 d\sigma/d\Omega(E, \theta) = & \sigma_{R1}(E) W_1(\theta) + \sigma_{R2}(E) W_2(\theta) + \sigma_{DC}(E) W_3(\theta) + \\
 & + 2\sqrt{\sigma_{R1}(E) \sigma_{DC1}(E)} \cos \delta_1 W_4(\theta) + \\
 & + 2\sqrt{\sigma_{R1}(E) \sigma_{DC2}(E)} \cos \delta_2 W_5(\theta) + \\
 & + 2\sqrt{\sigma_{R1}(E) \sigma_{R2}(E)} \cos \delta_3 [W_6(\theta) + \beta W_7(\theta)] + \\
 & + 2\sqrt{\sigma_{R2}(E) \sigma_{DC1}(E)} \cos \delta_4 [W_8(\theta) + \beta W_9(\theta)] + \\
 & + 2\sqrt{\sigma_{R2}(E) \sigma_{DC2}(E)} \cos \delta_5 [W_{10}(\theta) + \beta W_{11}(\theta)],
 \end{aligned} \tag{9}$$

где δ_i — разность ядерных и кулоновских фаз для соответствующих орбитальных моментов; $W_i(\theta)$ — множитель, определяющий угловое распределение для соответствующего процесса; $\beta = -0,09$ — коэффициент смешивания E2- и M1-перехода^{4/}.

Согласно работе^{4/} σ_{R1} в максимуме имеет величину ~10 мкб/ср, σ_{R2} — 4 мкб/ср, $\sigma_{DC1} + \sigma_{DC2}$ — 0,1 мкб/ср. Поэтому в пределах резонансов угловое распределение гамма-излучения определяется множителями $W_1(\theta) = 1$ для резонанса 2366 кэВ и $W_2(\theta) = 1 - A_2 P_2(\cos \theta)$ для перехода 3512 → 0, где $A_2 = 0,64$ ^{4/} ($P_2(\cos \theta)$ — полином Лежандра).

Для проверки этого обстоятельства измерялось угловое распределение гамма-квантов для интервалов 1-4, указанных на рис. 3.

Спектры, измеренные под разными углами, нормировались на площадь пика, соответствующего зарегистрированному излучению с энергией 2313 кэВ из реакции $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$, угловое распределение которого изотропно. Такая нормировка спектров позволила учесть различные аппаратурные эффекты, связанные с переменной загрузкой спектрометрического тракта, однородностью мишени, вариациями телесного угла и т.п.

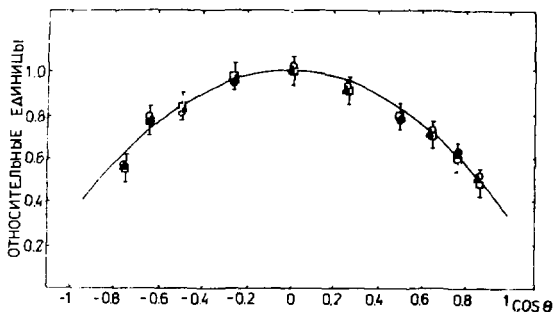


Рис. 5. Угловые распределения для разных участков функции возбуждения перехода 3512 кэВ $\rightarrow 0$. Интервалы: \circ — 1+2, \square — 4+3, Δ — 1+2+3+4.

На рис. 5. показаны угловые распределения для гамма-квантов в интервале 1+2 (пустые точки), 4+3 (квадраты) и 1+2+3+4 (треугольники).

Сплошная линия на рисунке — подгонка по МНК полиномами Лежандра, полученная при этом величина $A_2 = 0,65 \pm 0,02$ согласуется с $A_2 = 0,64$ из ^{4/} и $A_2 = 0,65$ из ^{5/}.

Как видно из рисунка, угловые распределения для отдельных частей резонанса согласуются с угловыми распределениями для всего резонанса.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты показывают, что угловое распределение для гамма-квантов, испущенных при захвате протонов в "толстой" мишени для перехода 3512 $\rightarrow 0$, согласуется с имеющимися данными об угловых распределениях, измеренных на тонких мишенях. Угловое распределение для перехода 3512 $\rightarrow 0$ дает значение $A_2 = 0,65$, как для интеграла по всему резонансу, так и для его отдельных частей. При этом форма резонанса для различных углов вылета гамма-квантов остается постоянной, что доказывает малый вклад интерференционных членов в области резонансов. В то же время положения максимумов этого резонанса для разных углов вылета не согласуются с рассчитанными по формуле (2) при значении скорости ядра V_n , полученной из кинематики реакции для резонансной энергии $E_p = 1700$ кэВ.

Наблюдаемое нами несоответствие энергии гамма-квантов с расчетной (с учетом эффекта Доплера) следует рассматривать как экспери-

ментальный факт, не получивший пока удовлетворительного объяснения. Действительно, время жизни резонансного состояния, имеющего ширину порядка 65 кэВ, составляет $\tau = 10^{-20}$ с. За это время ядро пройдет расстояние $\sim 10^{-12}$ см и не изменит своей скорости за время протекания реакции.

В то же время в недавних наших измерениях разности энергий $\Delta E_\gamma = E_\gamma(0^\circ) - E_\gamma(90^\circ)$, выполненных на тонкой мишени в максимуме функции возбуждения реакции $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$, для рассматриваемого резонанса получена величина $\Delta E_\gamma = (16,6 \pm 0,3)$ кэВ, что хорошо согласуется с расчетами по формуле (2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Поярков В.А., Сизов И.В. — ЯФ, 1984, т.40, с.21.
2. Поярков В.А., Сизов И.В. — ЯФ, 1987, т.45, с.1253. (Sov. J. Nucl. Phys., 1987, v.45, p.1053).
3. Поярков В.А., Сизов И.В. — Тезисы XXXVI Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Л.: Наука, 1986, с.275.
4. Rolf C., Azume R.E. — Nucl. Phys., 1974, A227, p.291.
5. Young F.C., Armstrong J.C., Marion J.B. — Nucl. Phys., 1963, v.44, p.486.
6. Kurts E. et al. — NIM, 1965, v.65, p.56.
7. Войтов А.И., Кастрюлин И.И., Поярков В.А. — Приборы и техника эксперимента, 1981, №3, с.51.
8. Войтов А.И. и др. — Сообщение ОИЯИ Р15-11101, Дубна, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 марта 1990 года.