

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗ436

2517/2-76

П-18

5/vn-76

P15 - 9649

С.С.Паржицкий, Ю.П.Попов, В.А.Поярков,
З.А.Салех, И.В.Сизов, В.И.Стрижак

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ
ИЗ РЕАКЦИИ $^{12}\text{C}(\text{p}, \gamma\text{p}')^{12}\text{C}$

1976

P15 - 9649

С.С.Паржицкий, Ю.П.Попов, В.А.Поярков,*
З.А.Салех, И.В.Сизов, В.И.Стрижак *

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ
ИЗ РЕАКЦИИ $^{12}\text{C}(\text{p}, \text{yр}')^{12}\text{C}$

* Киевский государственный университет.

1. Введение

Исследование реакции $^{12}\text{C}(p, \gamma p')$ при энергиях протонов в диапазоне 0,5 - 2 МэВ, когда перед захватом протона на возбужденное состояние ядра ^{13}N вылетает γ -квант /см. рис. 1/, представляет несомненный интерес по крайней мере по следующим причинам

Во-первых, это позволяет получить новые данные для проверки гипотезы Кларксона^{/1/}, высказавшего предположение о зависимости ширины возбужденного состояния 2366 кэВ в составном ядре ^{13}N от способа его заселения. По мнению автора работы^{/1/}, наблюдаемая разница в ширинах для этого состояния, проявляющегося в реакциях $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ /при $E_p = 457 \text{ кэВ} - I_{\text{с.п.м.}} = 32 \pm \pm 0,55 \text{ кэВ}$ / и $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$ /при $E_p = 3 \text{ МэВ} - I_{\text{с.п.м.}} = 36,15 \text{ кэВ}$ /, является реальной. Однако это трудно понять в рамках современных теорий ядерных реакций.

Во-вторых, это может дать новые сведения о тормозном излучении при взаимодействии налетающего протона с ядром. Теория такого процесса разрабатывалась в работах^{/2, 3/}, однако до сих пор не проверялась достаточно полно экспериментально.

В настоящей работе с помощью методики измерения спектра тормозного γ -излучения при захвате протона ядром углерода исследовалась ширина и положение уровня 2366 кэВ ядра ^{13}N . Такая методика, позволившая устранить некоторые из недостатков, присущих, в частности, исследованиям реакции $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ ^{/4/}, обладала рядом преимуществ:

1/ форма резонанса получается в одном измерении и нет необходимости нормировать измерения при разных E_p ;

2/ нет необходимости учитывать зависимость проницаемости ядерного барьера ядра ^{12}C от энергии падающих протонов;

3/ имеется возможность непрерывного контроля толщины мишени и размытия пучка по энергии;

4/ фон оказался весьма малым.

2. Методика измерения

Изучение реакции $^{12}\text{C}(p, \gamma p')$ проводилось на электростатическом генераторе ЭГ-5 при токе пучка протонов с энергией 1232, 1238, 1350 кэВ, 5÷8 мкА.

Используемая самоподдерживающаяся углеродная мишень толщиной ~20 мкг/см² получалась распылением в вакууме графита. С целью уменьшения фона реакционная камера имела ионопровод длиной 1,5 м для отвода пучка, прошедшего через мишень. Измерения мониторировались с помощью интегратора тока и Si-полупроводникового детектора, регистрировавшего протоны, упруго рассеянные на угол 135°. Для регистрации γ -излучения использовался Ge(Li)-детектор объемом 40 см³ и разрешением ~3 кэВ по линии 1,17 МэВ источника ^{60}Co . В качестве анализатора спектра использовался 4000-канальный амплитудный анализатор.

Энергетическая калибровка спектрометрического тракта проводилась по линиям 186,1; 241,9; 351,9; 609,3; 768,4; 934,1; 1120,3; 1377,6; 1764,5; 1847,4; 2204,1; 2447,6 кэВ.

Полученные в плоскости $N_K - E_\gamma$ точки / N_K - номер канала, соответствующий максимуму фотопика/ аппроксимировались по минимуму χ^2 параболой.

$$E_\gamma = a + bN_K + cN_K^2.$$

При этом $a = 8,5$ кэВ, $b = 1,956$ кэВ/канал, $c = -6,4 \cdot 10^{-6}$ кэВ/канал². При такой калибровке энергия γ -квантов определялась во всем энергетическом диапазоне с точностью лучшей, чем ± 1 кэВ. На основании данных об относительной интенсивности γ -линий была получена кривая относительной эффективности используемого Ge(Li)-детектора.

3. Результаты измерения

Спектры γ -квантов из реакции $^{12}\text{C}(p, \gamma p')^{12}\text{C}$ / $E_p = 1232, 1350$ кэВ/ в диапазоне энергий 500-900 кэВ показаны на рис. 2. Внизу приведены результаты измерения фона.

Отчетливо видны максимумы с шириной ~20 каналов при энергиях 821 и 712,5 кэВ, соответствующие γ -квантам прямого радиационного захвата протонов на резонансное состояние 2366 кэВ ядра ^{13}N /5,6/. Энергия этих γ -квантов в максимуме должна определяться по формуле /1/.

$$E_{\gamma}(\text{кэВ}) = E_{\text{р.р.м.}}(\text{кэВ}) - 2366(\text{кэВ}). \quad /1/$$

Положение максимумов в измеренных спектрах хорошо согласуется с приведенной формулой.

Форма спектра, согласно теории, развитой Фейслером /2/, описывается выражением

$$f(E_{\gamma}) = \frac{C}{E_{\gamma} \sqrt{E_p - E_{\gamma}}} \cdot \frac{(1/2\Gamma)^2}{(E_{\gamma} - E_{\gamma}^0)^2 + (1/2\Gamma)^2}, \quad /2/$$

где C - величина, не зависящая от энергии γ -квантов; E_{γ}^0 - энергия γ -квантов, определяемая формулой /1/; Γ - ширина резонанса. Как видно из формулы /2/, форма резонанса, в основном, определяется лоренцевским членом.

Сечение захвата протонов с энергией 1232 кэВ на резонанс 2366 кэВ в ядре ^{13}N ~ $1,5 \cdot 10^{-1}$ мкбн/стер /при регистрации γ -излучения под углом 90°/. Одновременно с γ -квантами, сопровождающими захват на резонанс 2366 кэВ, наблюдались γ -кванты из захвата на основное состояние ядра ^{13}N . Фотопик от этих γ -квантов показан на рис. 2. Ширина фотопика определяется толщиной мишени, нестабильностью и размытием по энергии падающего пучка протонов, разрешением γ -спектрометра, стабильностью электроники. Постоянное наблюдение фотопика позволяло непрерывно конт-

ролировать эти параметры в процессе измерений. Ширина фотопика на полувысоте равна 8,4 кэВ. Сечение прямого захвата протонов с энергией 1232 кэВ на основное состояние ядра ^{13}N равно $4,5 \cdot 10^{-2}$ мкбн/стер, т.е. в 3,3 раза меньше, чем сечение захвата на резонанс 2366 кэВ.

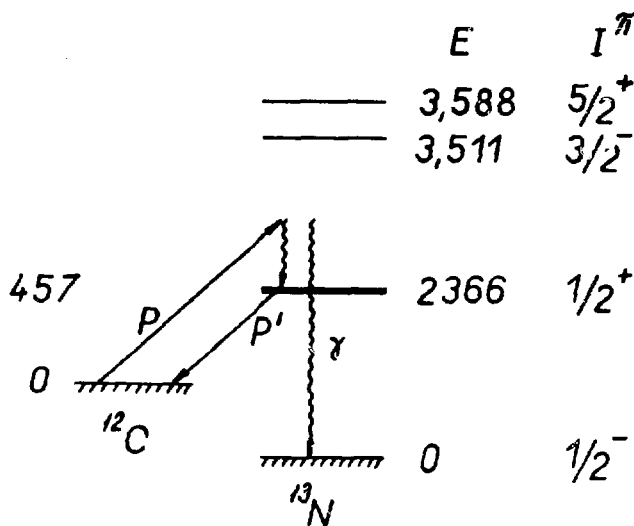


Рис. 1. Схема уровней ядра ^{13}N .

Большая часть фона в измерениях обусловлена космическим фоном и естественной активностью окружающих материалов. С целью уменьшения этого фона Ge(Li)-детектор окружался свинцовым "домиком", существенно понижающим эту компоненту фона. Фон, измерившийся в течение 32 ч в той же геометрии, что и основные измерения, нормировался с основными измерениями по площади фотопика от наиболее интенсивной фоновой линии ^{40}K 1461 кэВ, затем вычитался из полученных спектров. Результаты измерения фона даны на рис. 2.

На рис. 3 показаны спектры γ -квантов из реакции $^{12}\text{C}(p, \gamma p')^{12}\text{C}$ /после вычитания фона/ при энергии падающих протонов 1232, 1238, 1350 кэВ. Как видно из спектров, фон, связанный с пучком протонов, пренебрежимо мал /по крайней мере, в интервале энергий $E_\gamma = 500 \div 900$ кэВ/. При этом предполагается, что с изменением энергии протонов от 1232 до 1350 кэВ последний меняется незначительно.

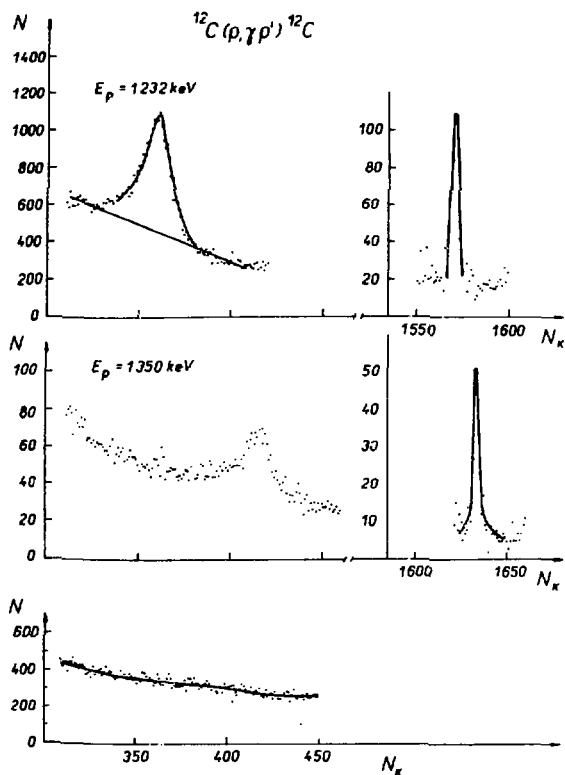


Рис. 2. Спектры гамма-лучей из реакции $^{12}\text{C}(p, \gamma, p')^{12}\text{C}$.
Внизу - измерения фона, N - число отсчетов в канале,
 N_k - номер канала анализатора.

Приведенные на *рис. 3* спектры имеют γ -пики, по форме качественно согласующиеся с предсказаниями Фейслера. К сожалению, установить истинную форму спектра во всем диапазоне энергий пока не удается, однако очевидно, что заметная часть интенсивности γ -квантов /"хвост"/ находится вне области, определяемой лоренцевским членом. Этот "хвост" не учитывался при определении сечения захвата протонов в работах [5,6], что приводит к заниженным данным о величине сечения захвата протонов. Ширина, полученная из измеренных спектров с учетом толщины мишени, разрешения γ -спектрометра, нестабильности аппаратуры, равна 38 ± 1 кэВ/в лаб. системе/.

Слабое изменение эффективности Ge(Li)-детектора в пределах максимума γ -спектра уменьшает ширину резонанса на незначительную величину / $0,5$ кэВ/. Таким образом, ширина резонанса 2366 кэВ в ядре ^{13}N , полученная в реакции $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$, равна $34,6 \pm 1$ кэВ /в с.ц.м./.

Заключение

Полученное нами значение ширины состояния ^{13}N с энергией 2366 кэВ находится приблизительно посредине между ширинами из реакций $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ и $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$. Возможно, это говорит не в пользу гипотезы Кларксона, хотя окончательно такой вывод делать еще рано, поскольку в нашем случае механизм реакции заметно отличается от механизма реакций, которые использовались ранее для определения ширины резонанса. В то же время, согласно теории Фейслера [2], форма γ -спектра определяется в основном энергетической зависимостью волновой функции конечного состояния, т.е. рассмотренные реакции $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{C}$ при $0,6 \leq E_p \leq 1,7$ МэВ с точки зрения захвата на резонансное состояние должно давать спектр в виде линии с шириной, равной ширине /конечного с точки зрения γ -перехода/ состояния 2366 кэВ.

Таким образом, формула Фейслера качественно описывает полученный спектр только вблизи резонанса.

Поэтому для извлечения более полной физической информации из полученных γ -спектров следует усовершенствовать теорию прямого радиационного захвата на резонансное состояние.

С другой стороны, это пример тормозного излучения при взаимодействии между частицами, близком к потенциальному /во входном канале/, что в первом приближении расчета по теории тормозного излучения /3/ дает непрерывный спектр.

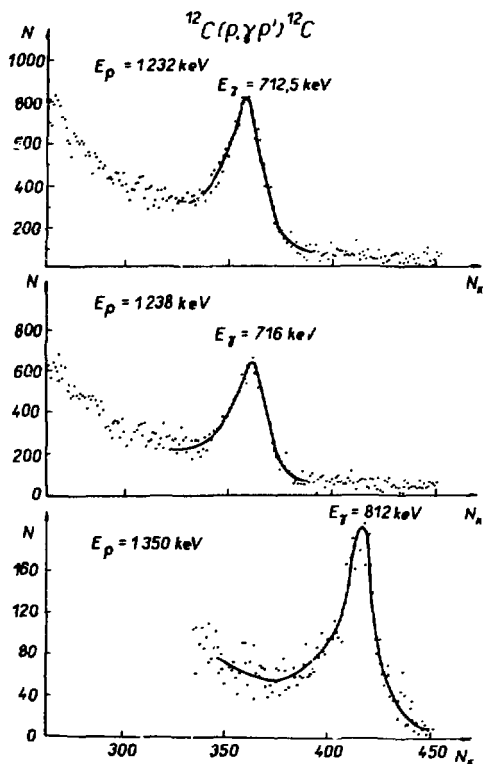


Рис. 3. Спектры гамма-лучей из реакции $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{12}\text{C}$ после вычитания фона. N - число отсчетов в канале, N_k - номер канала анализатора.

Отсюда следует, что проведенные нами измерения спектров γ -квантов в реакции $^{12}\text{C}(p, \gamma\gamma)^{12}\text{C}$ показали, что реальный γ -спектр требует для своего описания учета обеих особенностей взаимодействия.

Авторы благодарны И.М.Франку за интерес к работе и полезные обсуждения, а также группе эксплуатации ЭГ-5 под руководством И.А.Челурченко, обеспечившей хорошую работу ускорителя.

Литература

1. R. C. Clarkson. *Phys. Rev.*, C7, 1770 (1973).
2. A. Foessler. *Nucl. Phys.*, 65, 329 (1965).
3. R. Feshbach. *Nucl. Phys.*, 37, 150 (1962).
4. S. L. Blatt, G. L. Marolt, I. D. Goss. *Phys. Rev.*, C101, 1319 (1974).
5. H. H. Woodbury, A. N. Tollestrup, R. E. Day. *Phys. Rev.*, 95, 1311 (1954).
6. C. Rolfs, R. E. Azume. *Nucl. Phys.*, A227, 291 (1974).

Рукопись поступила в издательский отдел
29 марта 1976 года.