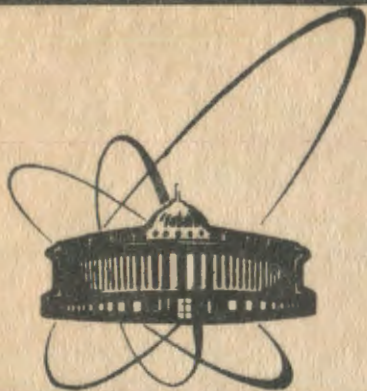


91-8



**сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна**

P15-91-8

**В. А. Поярков\*, И. В. Сизов**

**К ВОПРОСУ ОБ АНОМАЛЬНОМ РАДИАЦИОННОМ  
ЗАХВАТЕ ПРОТОНОВ В ТОЛСТЫХ УГЛЕРОДНЫХ  
МИШЕНЯХ**

---

\*Киевский государственный университет

**1991**

## ВВЕДЕНИЕ

В работах <sup>1,2'</sup> было показано, что измеренный методом "толстых" мишеней максимум функции возбуждения реакции  $^{12}\text{C}(\text{p}, \gamma)^{13}\text{N}$  в районе энергий протонов  $\sim 1700$  кэВ смещен в сторону меньших энергий на величину  $\Delta E_{\gamma} = (12 \pm 1,5)$  кэВ относительно известного из ряда работ положения резонанса при  $E_p = (1699 \pm 1)$  кэВ, полученного в измерениях на тонких мишенях. Это отличие в положении резонанса было отождествлено нами с эффектом толщины мишени и названо "аномальным" радиационным захватом протонов.

Резонансная энергия 1699 кэВ определена в исследованиях процессов радиационного захвата и упругого рассеяния протонов ядрами углерода и указана в сборниках оцененных данных <sup>3-5'</sup>.

В работе <sup>6'</sup> исследовалось упругое рассеяние протонов при угле  $\theta_{\text{лаб}} = 164^\circ$ . В результате фазового анализа этих данных определено положение резонанса при энергии протонов  $E_p = 1686$  кэВ <sup>7'</sup>. Поскольку фазовый анализ может внести дополнительную неточность в обработку экспериментальных результатов, данные о положении резонанса были уточнены и получена величина 1698 кэВ <sup>8'</sup>. Этот результат согласуется также с данными работ <sup>9-12'</sup> и является в настоящее время общепринятым. Однако в последующих исследованиях упругого рассеяния протонов на углероде <sup>13-15'</sup> положение резонанса определяется при энергии протонов  $E_p = \sim 1686$  кэВ.

По нашей просьбе измерения реакции  $^{12}\text{C}(\text{p}, \gamma)^{13}\text{N}$  на толстой мишени были повторены в Институте атомной физики (Дебрецен, Венгрия) <sup>16'</sup>. Энергия гамма-квантов в максимуме функции возбуждения в этих измерениях составила  $E_{\gamma} = (3501,5 \pm 0,7)$  кэВ, тем самым подтверждены наши результаты. В этой же работе была измерена функция возбуждения на тонкой мишени и определено положение резонанса при энергии  $E_p = (1698 \pm 2)$  кэВ.

Явное несоответствие результатов наших измерений резонансной энергии протонов в реакции  $^{12}\text{C}(\text{p}, \gamma)^{13}\text{N}$  с имеющимися литературными данными потребовало от нас тщательного анализа экспериментальных данных, выявления возможных факторов, приводящих к изменениям резонансной энергии протонов в районе  $E_p \sim 1700$  кэВ.

Настоящая работа посвящена дальнейшему исследованию радиационного захвата протонов ядрами углерода. Особое внимание уделено измерениям функции возбуждения на тонкой углеродной мишени.

## ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты выполнялись на электростатическом генераторе ЭГ-5 ЛНФ ОИЯИ. В измерениях использовались Ge-Li -- детекторы объемом  $\sim 40 \text{ см}^3$  и  $\sim 70 \text{ см}^3$ .

В спектрометрическом тракте использовались предусилители F-120 и усилитель модели 172 фирмы ORTEC. Особые меры предпринимались для тщательной энергетической калибровки гамма-спектрометра. Для этой цели использовались источники  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{226}\text{Ra}$  и фоновые линии: 1120,3 кэВ ( $^{214}\text{Bi}$ ), 1460,8 кэВ ( $^{40}\text{K}$ ), 1764 кэВ ( $^{214}\text{Bi}$ ), 2614,5 кэВ ( $^{208}\text{Tl}$ ), а также гамма-линии из реакции  $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$ . Положение пиков определялось по методу наименьших квадратов (МНК) с использованием формулы Брейта — Вигнера для широких пиков гамма-квантов из толстых мишеней и распределение Гаусса для пиков в измерениях на тонких мишенях.

Спектрометрический тракт стабилизировался двумя реперными пиками от генераторов точной амплитуды. Пики генератора размещались в начале и конце энергетической шкалы амплитудного анализатора.

Кривая калибровки спектрометра рассчитывалась по МНК для зависимости вида:

$$E_{\gamma} = A + BN_k + CN_k^2, \quad (1)$$

где  $A$ ,  $B$ ,  $C$  — коэффициенты;  $N_k$  — номер канала анализатора, соответствующий определенному калибровочному пику.

Другие детали экспериментальной техники и методики обработки результатов измерений будут рассмотрены ниже.

## ИЗМЕРЕНИЯ НА ТОЛСТЫХ УГЛЕРОДНЫХ МИШЕНЯХ

При облучении протонами с начальной энергией  $E_{p_0}$  толстой мишени, когда пробег протонов полностью укладывается в материале мишени, с ядрами взаимодействуют протоны с энергией  $E_p$  от  $E_{p_0}$  до 0. Таким образом, в измеренном спектре гамма-квантов форма пиков полного поглощения, одиночного и двойного вылета фактически повторяет функцию возбуждения реакции в данном интервале энергий. Положение максимумов в гамма-спектрах соответствует резонансной энергии протонов, которая может быть вычислена по формуле (2) из измеренной энергии гамма-квантов  $E_{\gamma}$ :

$$E_{\gamma} = \frac{A}{A-1} E_{p_0} - E_{\text{св.}} - E_{\text{возб.}} \quad (2)$$

где  $E_{\text{св.}}$  — энергия связи протона в ядре  $^{13}\text{N}$ ,  $E_{\text{возб.}}$  — энергия возбуждения конечного состояния ядра  $^{13}\text{N}$ .

Уже в первых измерениях гамма-спектров на толстой углеродной мишени при  $E_{p_0} = 1800$  кэВ оказалось, что энергия гамма-квантов для угла вылета  $\theta = 90^\circ$  составляет  $E_{\gamma} = (3500 \pm 1)$  кэВ (вместо рассчитанной для известного положения резонанса  $E_{\gamma} = 3511$  кэВ). Этой энергии гамма-квантов должна соответствовать резонансная энергия протонов  $E_p = (1687 \pm 1)$  кэВ.

Среди факторов, могущих приводить к изменениям формы гамма-иниции, тем самым к изменениям энергии гамма-квантов, можно указать: — поверхностные загрязнения мишени, приводящие к фоновым реакциям, искажающим форму спектра; — влияние состава и структуры материала мишени; — срабатывание потерь энергии протонов в мишени.

Нами исследовалась зависимость энергии гамма-квантов, получаемых от толстой мишени при ее бомбардировке протонами разных энергий, а также измерения на мишенях различной структуры материала: пластина реакторного графита, напыление графита на Ta-подложку, графитовая ткань, карбид кремния.

В табл. 1 приведены сводные результаты этих измерений, проведенные в разное время и в разных условиях опыта.

Таблица 1

№	Материал мишени	$E_{p_0}^{1)}$ (кэВ)	$E_{\gamma}^{2)}$ (кэВ)
1	Пластина графита ( $t = 2$ мм)	1740	$3499,8 \pm 1,0$
2	Пластина графита	1800	$3497,2 \pm 1,0$
3	Пластина графита	2100	$3498,2 \pm 1,0$
4	Пластина графита	2100	$3499,7 \pm 1,0$
5	Пластина графита	2500	$3498,8 \pm 1,0$
6	Пластина графита	2500	$3499,8 \pm 1,0$
7	Графитовая ткань	1860	$3498 \pm 1,0$
8	Карбид кремния (пластина)	1780	$3499 \pm 1,5$
9	Напыление графита на Ta	2)	$3500 \pm 2,0$

1)  $E_{p_0}$  — начальная энергия протонов;

2) — в максимуме функции возбуждения.

Таким образом показано, что положение максимума в спектре не зависит от указанных факторов, а определяется только положением резонанса в функции возбуждения.

## ИЗМЕРЕНИЯ НА ТОНКИХ УГЛЕРОДНЫХ МИШЕНЯХ

Измерения на тонких мишенях более трудоемки и связаны с дополнительными экспериментальными трудностями.

Малость сечения реакции требует длительных экспозиций, что налагает особые требования на стабильность работы ускорителя и измерительной аппаратуры. В процессе измерений мишень может изменить свою толщину либо за счет распыления под пучком, либо за счет нагара органических паров, неизбежно присутствующих в вакуумной системе ускорителя [17].

В качестве мишеней использовались самоподдерживающиеся углеродные пленки различной толщины от 20 до 50 мкг/см<sup>2</sup>, размещенные на кольцевом держателе из Та. Мишень и приемник тока — цилиндр Фарадея — были разнесены так, чтобы ослабить влияние ложной мишени, образующейся от нагара углерода в месте торможения пучка. С этой же целью входной коллиматор пучка удален от мишени на расстояние ~ 0,5 м. Для ослабления фона Ge-Li-детектор имел защиту из свинца толщиной 10 см со стороны цилиндра Фарадея и 5 см — со стороны входного коллиматора. Для контроля состояния мишени в ходе измерения спектр гамма-лучей автоматически регистрировался выход гамма-квантов в интервале энергий (2,3 ÷ 3,6) МэВ, нормированный на заданное число отсчетов интегратора тока. Как показал опыт, за время измерений в течение нескольких суток не отмечалось заметного изменения толщины мишени.

Для первых измерений функции возбуждения на тонкой углеродной мишени на канале ускорителя использовались две камеры с мишенями из углерода и алюминия. Камеры были разнесены на 1,5 м. Два Ge-Li-детектора, регистрирующих гамма-кванты из реакций  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$  и  $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ , имели защиту из свинца. Пучок протонов проходил сначала углеродную мишень (~ 20 мкг/см<sup>2</sup>), затем попадал на мишень из алюминия (~ 10 ÷ 15 мкг/см<sup>2</sup>).

Таким образом, в одном эксперименте осуществлялись измерения функции возбуждения реакции на углероде с энергетической калибровкой шкалы ускорителя. Для калибровки энергии ускорителя использованы резонансы реакции  $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$  при  $E_p = 1663$  кэВ,  $E_p = 1724$  кэВ,  $E_p = 1800$  кэВ [18], а также резонанс реакции  $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$  при  $E_p = 1747,6$  кэВ.

Регистрация гамма-квантов из реакций проводилась интегральным методом. С этой целью с помощью дискриминаторов из всего спектра гамма-лучей из реакции на алюминии отбирались гамма-кванты с энергией  $E_\gamma = 1,5$  МэВ, для реакции на углероде регистрировались гамма-кванты, соответствующие интервалу  $E_\gamma = (2,3 \div 3,6)$  МэВ.

На рис.1 показана часть спектра гамма-лучей из реакции  $(p, \gamma)$  на углероде, измеренного на тонкой мишени для угла  $90^\circ$  (калибровка  $\sim 1$  кэВ/канал). Отсутствие в спектре заметных фоновых линий в области энергий  $E_\gamma = (2,3 \div 3,6)$  МэВ давало основание надеяться на правильность определения положения максимума в функции возбуждения, хотя возможен вклад комптоновской подложки от более энергичных фоновых гамма-линий. Этот вопрос мы рассмотрим ниже. В то же время интегральный метод обеспечивает достаточно быстрые измерения функции возбуждения в широком интервале энергий протонов, существенно уменьшая возможное изменение толщины мишени.

На рис.2 приведены результаты двух серий измерений функции возбуждения реакции  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$  интегральным методом. Широкий максимум соответствует возбужденному состоянию ядра  $^{13}\text{N}$  в районе  $E_p = 1700$  кэВ. Узкий пик — реакции  $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$ . Стрелками отмечены энергии протонов, при которых проведены измерения спектров гамма-лучей. Шкала энергий  $E_p$  получена из измерений резонансов реакции

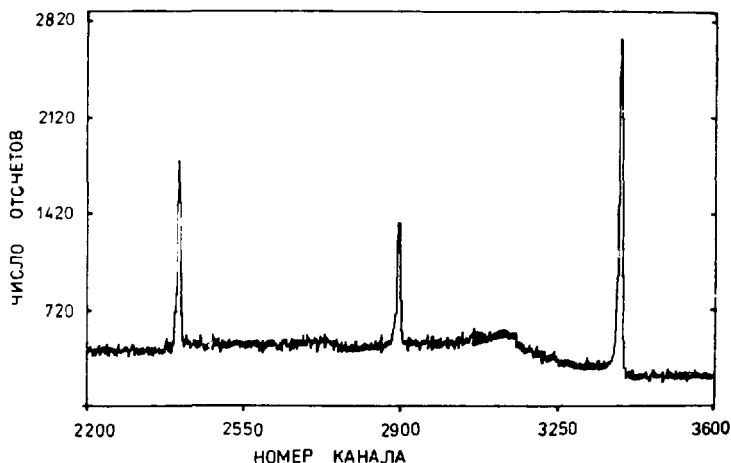


Рис.1. Спектр гамма-квантов из реакции  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ , измеренный на тонкой мишени.

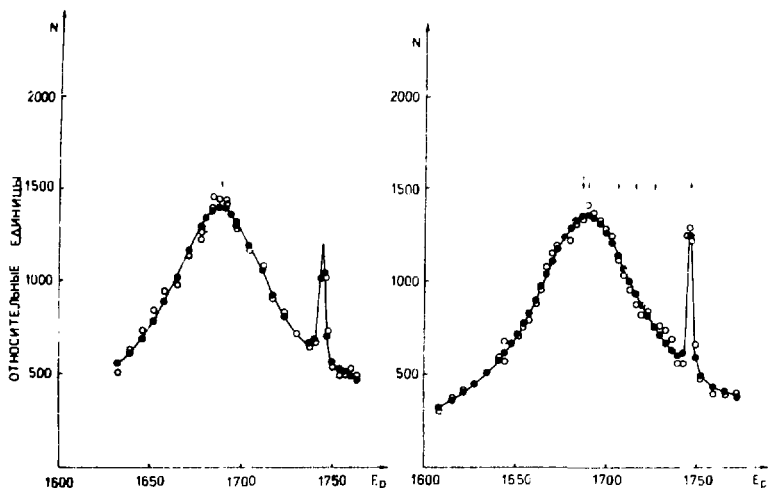


Рис.2. Функции возбуждения реакции  $^{12}\text{C}(p, \gamma) ^{13}\text{N}$ , измеренные интегральным методом.

$(p, \gamma)$  на алюминии с учетом потери энергии протонов в углеродной мишени. Из обработки результатов методом наименьших квадратов определено положение максимума при  $E_p = (1688,5 \pm 0,4)$  кэВ. Рассчитанная по формуле (2) энергия гамма-квантов составляет  $E_\gamma = 3500$  кэВ.

В максимуме функции возбуждения измерен спектр гамма-лучей. По положениям пиков полного поглощения, одиночного и двойного вылета получена величина  $E_\gamma = (3500,4 \pm 0,3)$  кэВ.

На разных стадиях исследований проводились измерения спектров гамма-лучей в максимуме функции возбуждения для мишеней различной толщины: 3, 5, 11, 50, 70 кэВ.

Во всех случаях энергия гамма-квантов, соответствующая максимуму функции возбуждения, составляла  $(3500 \pm 1)$  кэВ, что и в измерениях на толстой мишени.

Одновременно проверялось, насколько энергетическая калибровка гамма-спектрометра обеспечивает правильное определение энергии взаимодействующих протонов по измеренной энергии гамма-квантов.

В табл.2 в качестве примера дано такое сравнение.

Как видно из приведенной таблицы, разность  $\Delta$  не превышает 2 кэВ и определяется ошибкой энергетической калибровки шкалы ускорителя, точностью измерения энергии гамма-квантов, оценкой толщины мишени.

№ пп	$E_p$ (кэВ) <sup>1)</sup>	$E_\gamma$ <sup>расч.</sup> (кэВ) <sup>2)</sup>	$E_\gamma$ <sup>эксп.</sup> (кэВ) <sup>3)</sup>	$\Delta$ (кэВ) <sup>4)</sup>
1	$1686,4 \pm 1,0$	$3499 \pm 1,0$	$3498,8 \pm 1,0$	0,2
2	$1689,6 \pm 1,0$	$3502 \pm 1,0$	$3500 \pm 0,3$	2,0
3	$1706 \pm 1,0$	$3517 \pm 1,0$	$3517,6 \pm 0,3$	-0,6
4	$1715,8 \pm 1,0$	$3526,3 \pm 1,0$	$3527,8 \pm 0,4$	-1,5
5	$1746,2 \pm 1,0$	$3554,4 \pm 1,0$	$3553 \pm 0,8$	1,4

1)  $E_p$  — из калибровки шкалы ускорителя по резонансам реакции  $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ ;

$$2) E_\gamma^{\text{расч.}} = \frac{12}{13,008} E_p + 1943,5;$$

3)  $E_\gamma^{\text{эксп.}}$  — из измерений спектра;

$$4) \Delta = E_\gamma^{\text{расч.}} - E_\gamma^{\text{эксп.}}$$

Как отмечалось выше, интегральный метод измерения не позволяет учесть возможные искажения формы кривой функции возбуждения за счет фоновых реакций.

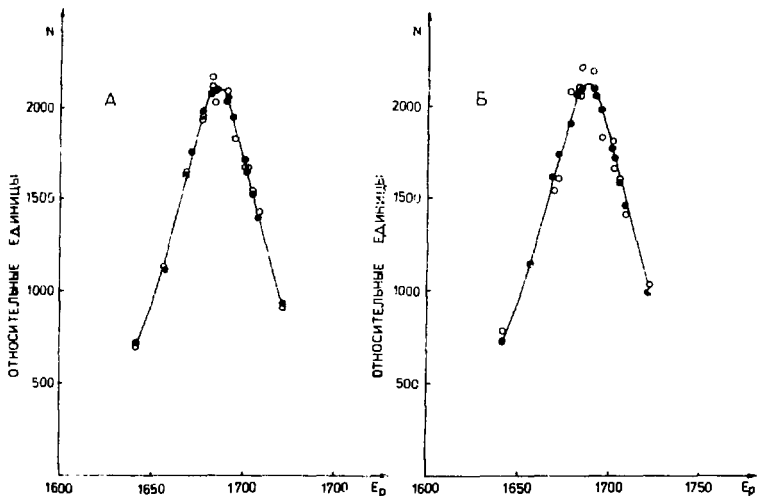


Рис.3. Функции возбуждения реакции  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{15}\text{N}$ . А — из измерений спектров. Б — измерения интегральным методом.



Для исключения такой возможности были проведены измерения спектров гамма-лучей в интервале энергий  $E_p = (1640 \div 1720)$  кэВ. На рис.3 приведены результаты измерений.

Энергия протонов  $E_p$  определена из энергии гамма-квантов для каждого измеренного спектра. Выход реакции N получен путем интегрирования пиков полного поглощения, одиночного и двойного вылета гамма-квантов (рис.3А).

Одновременно с измерением спектра регистрировались гамма-кванты в интервале энергий  $E_\gamma = (2,3 \div 3,6)$  МэВ. На рис.3Б показана функция возбуждения, полученная интегральным методом.

Обе кривые аппроксимировались формулой Брейта -- Вигнера методом наименьших квадратов. Положение максимума для кривой 3А найдено при  $E_p = (1685,4 \pm 0,3)$  кэВ. Полуширина  $\Gamma = (63,6 \pm 1,2)$  кэВ и для кривой 3Б  $E_p = (1686,5 \pm 0,1)$  кэВ,  $\Gamma = (62,2 \pm 0,4)$  кэВ.

Еще одно обстоятельство в описанных нами исследованиях требовало проверки. Дело в том, что в измерениях "от точки к точке" каждый спектр измерялся за длительную экспозицию (8-16 ч), необходимо было иметь уверенность, что при длительных измерениях, в течение нескольких суток, толщина мишени сохраняется, т.е. нет распыления или нагара углерода.

Нами были выполнены измерения на тонкой углеродной мишени с напыленными на ее сторонах слоями золота. Это исключило возможность изменения толщины мишени во время измерений. Толщина каждого слоя золота составляла  $\sim 340$  мкг/см<sup>2</sup>, что соответствовало потере энергии протонов  $\sim 17$  кэВ при  $E_p = 1700$  кэВ. Это обеспечивало достаточно четкое разделение пиков от гамма-квантов, образующихся на поверхности золотого покрытия, если имеет место нагар углеродной пленки, и в самой мишени.

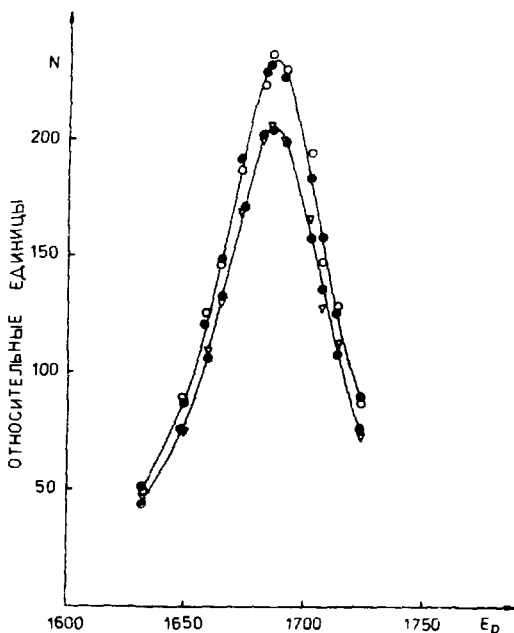
Как показали эксперименты, углеродной пленки на поверхности золота не образуется. "Сателлитов" при гамма-пиках, обусловленных "ложной" мишенью, не наблюдалось. Нет также темного пятна на мишени при ее визуальном осмотре.

На рис.4 приведены результаты измерений функции возбуждения реакции на мишени Au - <sup>12</sup>C - Au. Энергия протонов определялась по энергии гамма-квантов. Нижняя кривая получена интегрированием только фотопика, верхняя — сумма трех пиков (ПП, ОВ, ДВ).

Положения максимумов определены:  $E_p = (1686,1 \pm 0,6)$  кэВ (нижняя кривая),  $E_p = (1686,5 \pm 0,4)$  кэВ (верхняя кривая). Этим энергиям протонов соответствуют энергии гамма-квантов  $E_\gamma = 3498,9$  кэВ и  $E_\gamma = 3499,3$  кэВ.

В работе [2], посвященной измерению углового распределения гамма-квантов из реакции <sup>12</sup>C(p,  $\gamma$ ) <sup>13</sup>N на толстой мишени, указывалось

Рис. 4. Функция возбуждения реакции  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ , полученная на мишени  $\text{Au}-^{12}\text{C}-\text{Au}$ . Нижняя кривая — интегрирование фотопика. Верхняя кривая — сумма трех пиков (ПП, ОР, ДВ).



на несоответствие энергии  $E_\gamma$  для разных углов вылета рассчитанным значениям, с учетом эффекта Доплера.

Дополнительно нами были выполнены измерения разности энергий  $\Delta E_\gamma = E_\gamma(0^\circ) - E_\gamma(90^\circ)$  на толстой мишени при  $E_{p0} = 1800$  кэВ.

Для 5 серий измерений получена усредненная величина  $\Delta E_\gamma = (11,2 \pm 1,2)$  кэВ, которая отличается от расчетной с учетом эффекта Доплера для скорости ядра отдачи  $V_a = 13,89 \cdot 10^7$  см/с на величину  $(5,4 \pm 1,2)$  кэВ.

В то же время в измерениях величины доплеровского сдвига, проведенных на тонкой мишени при  $E_{p0} = 1686$  кэВ, получено значение  $\Delta E_\gamma = (16,8 \pm 1,7)$  кэВ, что хорошо согласуется с расчетным — 16,3 кэВ.

Измерения проводились одновременно двумя детекторами, установленными под углами  $\theta = 0^\circ$  и  $\theta = 90^\circ$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования показывают, что энергия гамма-квантов из реакции  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ , соответствующая максимуму функции возбуждения в районе резонанса при  $E_p \approx 1700$  кэВ, имеет значение  $E_\gamma = (3499 \pm 1)$  кэВ как для толстой, так и для тонкой мишеней, а не 3511 кэВ. Различие в 12 кэВ объясняется недостаточно точным значением резонансной энергии  $E_p = 1699$  кэВ, указанным в ряде публика-

ний. Как следует из наших измерений, резонансная энергия протонов имеет величину  $E_p = (1686 \pm 1)$  кэВ. Наши результаты согласуются с данными работы <sup>16</sup>, в которой положение резонанса определено при энергиях протонов  $(1689 \pm 2)$  кэВ и  $(1688.7 \pm 0.7)$  кэВ соответственно для тонкой и толстой мишеней.

Что касается "аномального" доплеровского сдвига, наблюдаемого на толстых мишенях, то этот вопрос требует дальнейших исследований.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Поярко́в В.А., Сизов И.В. — ЯФ, 1987, т.45, с.1253
2. Крашенинников В.Д., Поярко́в В.А., Сизов И.В. — Сообщение ИЯИ, РИФ СО АН Дубна, 1990
3. Aizenberg-Selov F. — Nucl. Phys., 1976, A268, No 1, p.49
4. Aizenberg-Selov F. — Nucl. Phys., 1981, A360, No 1, p.11
5. Aizenberg-Selov F. — Nucl. Phys., 1986, A449, No 1, p.38
6. Goldhaber G., Wilhamson R.M. — Phys. Rev., 1951, v.82, p.195
7. Jackson H.L., Galonsky A.I. — Phys. Rev., 1951, v.81, p.14
8. Jackson H.L., Galonsky A.I. — Phys. Rev., 1953, v.89, p.479
9. Woodbury H.H., Day R.B., Tollestrup A.V. — Phys. Rev., 1954, v.90, p.147
10. Rolfe C., Szame R.E. — Nucl. Phys., 1954, A21, p.230
11. Kiss A.Z., Koltay E., Nykos B. — J. Radioanal. Nucl. Chem., 1959, v.01, p.176
12. Young F.C., Armstrong J.C., Marion J.B. — Nucl. Phys., 1963, A44, p.150
13. Milne E.A. — Phys. Rev., 1954, v.93, p.762
14. Meyer H.O., Plattner G.R., Sick I. — Zeitschrift für Physik, 1976, v.273, p.91
15. Armstrong J.C. et al. — Phys. Rev., 1966, v.153, p.829
16. Kiss A.Z., Koltay E., Somjai E. — Acta phys. Hung., 1980, v.50, p.17
17. Blondiaux G. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1984, v.227, p.13
18. Meyer M.A., Venter L., Reiman D. — Nucl. Phys., 1970, v.A250, p.261

Рукопись поступила в издательский отдел  
9 января 1991 года.