



К ИССЛЕДОВАНИЯМ В НЦФМ НА γ -КВАНТАХ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ КОМПТОНА МНОЖЕСТВЕННОСТИ И СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ ПРИ РАСПАДАХ Е1 ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА В ТЯЖЁЛЫХ ЯДРАХ

Л.З. Джилавян*, А.М. Лапик, А.Л. Полонский, А.В. Русаков

**Институт Ядерных Исследований Российской Академии Наук
117312 Москва, Россия**

С.С. Белышев, А.А. Кузнецов

**Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова,
Физический факультет,
119991 Москва, Россия**

В.В. Варламов, В.И. Шведунов

**Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова,
НИИ Ядерной Физики имени Д.В. Скobel'цына,
119991 Москва, Россия**

* E-mail: dzhil@inr.ru

Введение

- К настоящему времени сформировалось убеждение: для развития адекватного описания изовекторного электрического дипольного гигантского резонанса в атомных ядрах ($E1\ \text{ГР}$) нужны прецизионные фотоядерные эксперименты для исследования не только возбуждения $E1\ \text{ГР}$, но и его девозбуждения со спектрометрией и измерениями угловых распределений для испускаемых в реакциях нуклонов (прежде всего, нейtronов).
- Для этих целей большие надежды сулит переход к работе с прецизионными пучками γ -квантов от коллимированного комптоновского рассеяния лазерного излучения на пучках ультраквантристских электронов.
- Эти надежды определяются возможными привлекательными малыми разбросами геометрических, временных и энергетических параметров при обеспечении сравнительно высоких уровней интенсивности и поляризации, а также низких уровней фона в таких γ -пучках.
- Развитие этого направления в нашей стране предполагается на базе разрабатываемого для Национального Центра Физики и Математики (НЦФМ, г. Саров) коллимированного комптоновского источника квазимonoхроматических γ -квантов.

- Задача доклада – анализ возможности экспериментальных исследований на пучках квазимохроматических коллимированных γ -квантов обратного рассеяния Комптона при энергиях γ -квантов $E_\gamma \approx (7\text{--}20)$ МэВ множественности и спектров фотонейтронов, испускаемых из тяжёлых неделяющихся в области E1 ГР ядер, с учётом и параметров таких γ -пучков, и особенностей предложенных нами ранее спектрометров быстрых нейтронов.
- Актуальность таких исследований обеспечена использованием γ -пучков с высоким энергетическим разрешением для возбуждения E1 ГР, а также детализацией каналов реакций с вылетом 1 или 2 нейтронов при распадах E1 ГР с измерениями энергетических спектров этих нейтронов.

1. Известные данные о множественности нейтронов из $(\gamma,1n)$ - и $(\gamma,2n)$ -реакций при $E_\gamma < 20$ МэВ для тяжёлых неделяющихся в области E1 ГР ядер и спектрах испускаемых нейтронов при этом.
2. Параметры комптоновских γ -источников при $E_\gamma \approx (7-20)$ МэВ.
3. Особенности рассматриваемых для НЦФМ спектрометров быстрых нейтронов.
4. Анализ возможностей с предложенными спектрометрами экспериментальных исследований в НЦФМ множественности и спектров фотонейтронов в области E1 ГР.

1. Фотонейтронные реакции при $E_\gamma \lesssim 20$ МэВ на тяжёлых неделяющихся в области E1 ГР ядрах с измерениями множественности и спектров испускаемых нейtronов

- В фотоядерных реакциях при E_γ (и энергии возбуждения ядра $E_{\text{возб}} = E_\gamma$) $<$ порогов вылета нуклонов или их ассоциаций в подавляющем большинстве ядер-мишеней естественного изотопного состава девозбуждение ядер возможно только путём радиационных электромагнитных переходов. При энергиях $E_\gamma >$ этих порогов кулоновский барьер влияет на вылет протонов так, что для тяжёлых ядер этот вылет практически полностью подавлен по сравнению с вылетом нейтронов. С ростом $E_{\text{возб}}$ на несколько МэВ выше порога (γ, n) -реакции спад отношения радиационной ширины уровня возбуждения ядра-мишени $\Gamma_{\text{рад}}$ к его полной и нейтронной ширине $\Gamma_{\text{полн}} \approx \Gamma_{\text{нейтр}}$ значительно преобладает над ростом полного сечения ядерного фотопоглощения в этой области $E_{\text{возб}}$.
- На сегодня наиболее обширные экспериментальные данные о сечениях фотоядерных реакций в области E1 ГР удалось получить для сечений фотонейтронных реакций $\sigma[(\gamma, n) + (\gamma, pn)]$ и $\sigma[(\gamma, 2n) + (\gamma, p2n)]$ в зависимости от E_γ на около сорока % всех естественных изотопов ядер-мишеней. В совокупности результаты этих работ позволили составить атлас Бермана для этих сечений, полученных с квазимонохроматическими γ -квантами в основном от аннигиляции позитронов на лету в лабораториях в Livermore, USA и в Saclay, France. Позже атлас Бермана был расширен Варламовым, включившим в том числе и наиболее существенные данные, полученные с падающими тормозными γ -квантами. Кроме того, продолжается работа по актуализации «электронных» баз данных фотоядерных экспериментов, в частности, в НИИЯФ МГУ (база EXFOR).

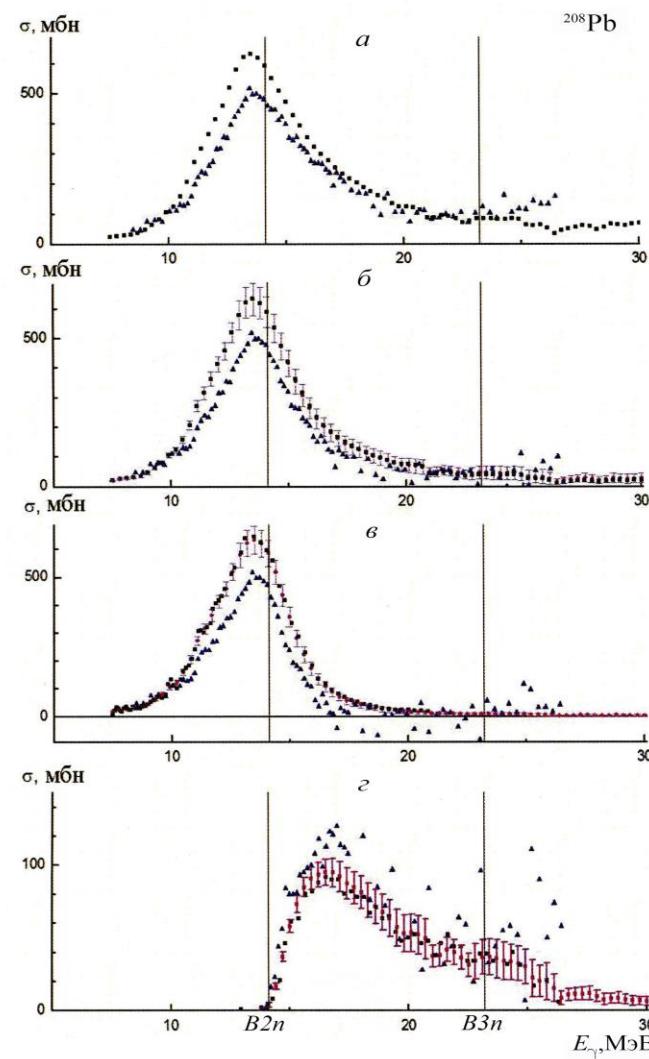
1. Фотонейтронные реакции при $E_\gamma \leq 20$ МэВ на тяжёлых неделяющихся в области E1 ГР ядрах с измерениями множественности и спектров испускаемых нейtronов

- Относительный успех этого направления определяется двумя обстоятельствами:
 - 1) Падающие γ -кванты и испускаемые в исследуемых реакциях быстрые нейтроны (в отличие от тяжелых заряженных частиц, в частности, протонов) обладают высокими проникающими способностями, позволяющими использовать толстые мишени, что существенно при работе с относительно малыми потоками падающих квазимонохроматических γ -квантов.
 - 2) Для регистрации быстрых нейtronов использовались варианты методики замедления нейtronов в толстом содержащем водород замедлителе. У «тела» замедлителя, имеющего «геометрию», близкую к 4π , есть осевой канал для пучка падающих γ -квантов и для размещения физической мишени в центре такого канала. Замедлившиеся нейтроны в различных вариантах методики захватываются внедрёнными в объём замедлителя атомными ядрами, имеющими большие сечения захвата таких нейtronов, и регистрируются акты этих захватов. В таких детекторах полная эффективность регистрации быстрых нейtronов от реакции $(\gamma, 1n)$ в области E1 ГР обычно $\geq 50\%$.
- Однако, к сожалению, в применённых при получении данных для атласа Бермана вариантах методики использовались вызывающие сомнения предположения о характере связи различий множественности и соответствующих энергетических спектров нейtronов с различиями распределений координат мест захвата (и, возможно, времён захватов по отношению ко времени импульса γ -пучка).

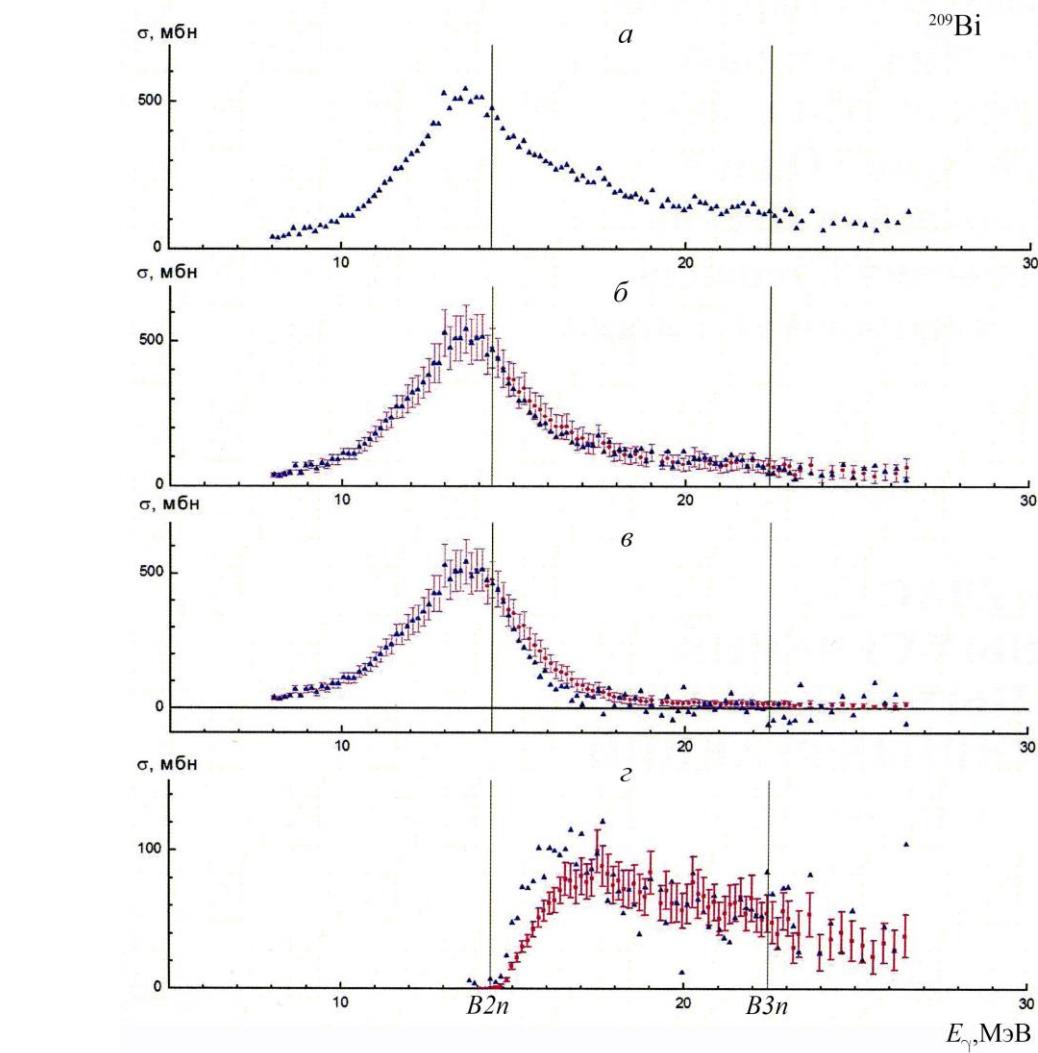
1. Фотонейтронные реакции при $E_\gamma \leq 20$ МэВ на тяжёлых неделяющихся в области E1 ГР ядрах с измерениями множественности и спектров испускаемых нейронов

- В цикле работ группы НИИЯФ МГУ, исходя из введённых достоверных физических критериев о множественности испускаемых нейронов, были показаны существенные погрешности данных в атласе Бермана, обработанных в смысле множественности в согласии с вышеупомянутым вариантом методики. В НИИЯФ МГУ разработали метод коррекции этих данных, основанный на использовании КМФР – комбинированной модели фотонуклонных реакций, разработанной также в НИИЯФ МГУ, и смогли, в частности, составить атлас соответствующих скорректированных фотонейтронных сечений.
- Ниже для тяжёлых неделяющихся в области E1 ГР ядер ^{208}Pb и ^{209}Bi показаны в зависимости от E_γ сечения: a – для испускания фотонейтрона в результате совокупности реакций $\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + \dots$; b – совокупные сечения для реакций $\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) + \dots$: σ – сечения для реакции $(\gamma, 1n)$; σ – сечения для реакции $(\gamma, 2n)$. При этом экспериментальные сечения $\sigma(\gamma, xn)$ из атласа Бермана рассматривались в качестве достоверных базовых, а для $\sigma(\gamma, sn)$, $\sigma(\gamma, 1n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ вычислялись скорректированные значения. На рисунках: красноватые кружки с «усами» ошибок – скорректированные сечения; чёрные треугольники и квадраты – данные соответственно из Livermore и Saclay, приведённые в атласе Бермана.

1. Фотонейтронные реакции при $E_\gamma \leq 20$ МэВ на тяжёлых неделяющихся в области E1 ГР ядрах с измерениями множественности и спектров испускаемых нейтронов



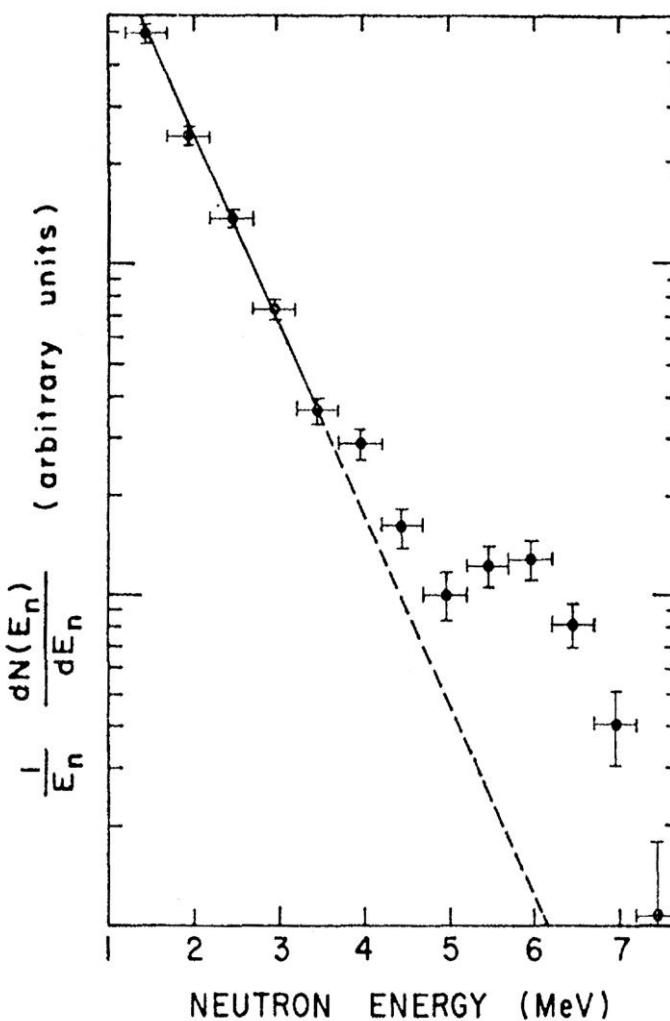
$B1n \cong 7,4$ МэВ, $B2n \cong 14,1$ МэВ и
 $B3n \cong 22,2$ МэВ – пороги реакций
(γ , 1n), (γ , 2n) и (γ , 3n).



- $B1n \cong 7,5$ МэВ, $B2n \cong 14,3$ МэВ и $B3n \cong 22,4$ МэВ – пороги реакций (γ , 1n), (γ , 2n) и (γ , 3n)

1. Фотонейтронные реакции при $E_\gamma \leq 20$ МэВ на тяжёлых неделяющихся в области E1 ГР ядрах с измерениями множественности и спектров испускаемых нейtronов

- Весьма интересно получить экспериментальные указания для подобных скорректированных сечений на тяжёлых неделяющихся в области E1 ГР ядрах для реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ без привлечения КМФР, что и предлагается в настоящем докладе.
- Для предлагаемых исследований важны данные о распределениях $f(E_n)$ для испускаемых из тяжёлых неделяющихся в области E1 ГР атомных ядер фотонейтронов по их кинетической энергии E_n . В качестве существенного примера на рис. справа приведены данные о $f(E_n)$, измеренные методом времени пролёта на пучке квазимохроматических меченых тормозных γ -квантов с $E_\gamma \approx (13,85 \pm 0,15)$ МэВ для ядер ^{209}Bi . По оценке авторов при условиях их эксперимента 88% всех зарегистрированных ими быстрых нейтронов «укладываются» в предсказания статистической модели.



2. Параметры рассматриваемых γ -источников при $E_\gamma \approx (7\text{--}20)$ МэВ

- Поскольку задача работы – анализ возможностей проведения исследований на проектируемом для НЦФМ коллимированном обратном комптоновском источнике γ -квантов с энергиями $E_\gamma \approx (7\text{--}20)$ МэВ, то рассматриваются в сопоставлении параметры таких источников как единственного работающего сейчас на фотоядерные задачи НІ γ S, так и в вариантах проектов для НЦФМ.

- Имеем:

$$E_\gamma \approx \frac{2\gamma^2 E_{ph}}{1 + \gamma^2 \theta^2} (1 - \cos \varphi) ,$$

- а при лобовом столкновении:

$$E_{\gamma \text{ макс}} = E_\gamma (\varphi = 180^\circ, \theta = 0) \approx 4\gamma^2 E_{ph} ,$$

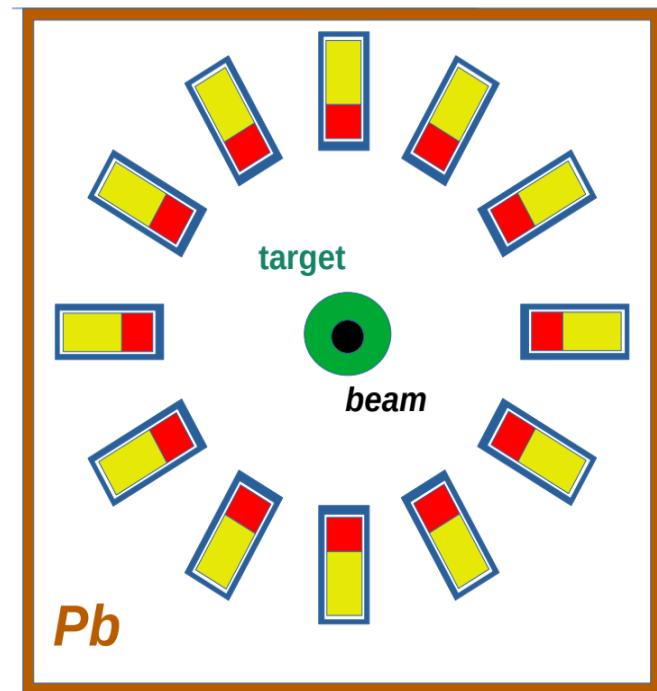
- где: E_{ph} – энергия налетающего лазерного фотона; φ – угол между направлениями движения начального электрона и налетающего на него лазерного фотона; θ – угол между направлениями движения начального электрона и γ -кванта, претерпевшего обратное комптоновское рассеяние; $\gamma = (E_e / \mu)$; E_e и μ – полные энергии налетающего и покоящегося электрона; $\gamma \gg 1$; $\theta \ll 1$.

2. Параметры γ -источников НІ γ S и НЦФМ при $E_\gamma \approx (7\text{--}20)$ МэВ

Комптоновский источник	НІ γ S, работает	НЦФМ, проект	НЦФМ, проект	НЦФМ, оценки	НЦФМ, оценки
Частота импульсов v , с^{-1}	$2,79 \cdot 10^6$	до 10^3	до $0,9 \cdot 10^7$	$1,5 \cdot 10^7$	$\sim 10^7$
Длительность импульса τ , с	$\sim 10^{-10}$	$\sim 10^{-12}$	$\sim 3 \cdot 10^{-10}$	$\sim 10^{-11}$	$\sim 3 \cdot 10^{-10}$
$\Delta E_\gamma / E_\gamma$, %	~ 2	$\approx 0,5$	$\approx 0,2$	$\approx 0,3$	$\sim 0,3$
N_γ , с^{-1}	$\sim 10^7$	$\sim 10^7$	$\sim 0,5 \cdot 10^7$	$\sim 10^7$	$\sim 5 \cdot 10^8$

3. Особенности рассматриваемых для НЦФМ спектрометров нейтронов

- Ранее мы предложили для НЦФМ спектрометры нейтронов, в которых измеряются и время пролёта нейтронов, и амплитуды вызванных ими сцинтиляций. В качестве детекторов нейтронов выбраны герметичные кюветы ($\varnothing 50$ мм, толщина $l=50$ мм), просматриваемые каждая с одного торца своим ФЭУ и заполненные жидким сцинтиллятором, например, типа EJ-309 (имеющим однородные и изотропные свойства и пригодным для ДФИ). Центры кювет расположены равномерно по окружности с радиусом $L = 1$ м, имеющей свой центр на оси γ -пучка (для $E_n = (0,5; 1,0; 2,0; 3,0; \dots 12,0)$ МэВ $t \approx (102,6; 72,1; 51,3; 41,7; \dots 20,87)$ нс). Окружность лежит в плоскости, перпендикулярной оси γ -пучка и проходящей через центр мишени. Ось каждой кюветы идёт из центра мишени. Стягиваемый каждым детектором телесный угол $\Omega \approx 2 \cdot 10^{-3}$ ср.



3. Особенности рассматриваемых для НЦФМ спектрометров нейtronов

- Эффективность детектора ϵ зависит от E_n . Для грубых оценок зависимости $\epsilon_i(E_{n_i})$ воспользуемся сведениями для стильтбенового сцинтиллятора о поведении величины $(n_H \times \sigma_H) \cdot l$ от E_n , где:
- $n_H \approx 12(N_A \times \rho/M) \approx 0,0467 \times 10^{24} \text{ см}^{-3}$ – плотность ядер водорода в стильтбене ($C_{14}H_{12}$);
- σ_H – сечение рассеяния нейтронов на ядрах протия;
- $N_A \approx 6,022 \times 10^{23}$ моль $^{-1}$ – число Авогадро;
- $M \approx 180,24 \text{ г} \times \text{моль}^{-1}$ – молекулярный вес стильтбена;
- $\rho \approx 1,164 \text{ г} \times \text{см}^{-3}$ – плотность стильтбена;
- $l = 5 \text{ см}$ – толщина стильтбенового сцинтиллятора;
- $\epsilon(E_n, l) \approx 1 - \exp[-(n_H \times \sigma_H) \times l]$.

i	E_{n_i} , МэВ	$(n_H \times \sigma_H)$, см^{-1}	$(n_H \times \sigma_H) \times l$	$\epsilon_i(E_{n_i}, l)$
1	1,0	0,1989	0,9945	0,6301
2	2,0,	0,1356	0,6780	0,4924
3	3,0	0,1064	0,5320	0,4126
4	4,0	0,0884	0,4420	0,3573
5	5,0	0,0758	0,3790	0,3155
6	6,0	0,0664	0,3320	0,2825
7	7,0	0,0589	0,2945	0,2551
8	8,0	0,0530	0,2650	0,2328
9	9,0	–	–	–
10	10,0	0,0439	0,2195	0,1971
11	11,0	–	–	–
12	12,0	0,0374	0,1870	0,1706

4. Возможности экспериментальных исследований в НЦФМ с предложенными спектрометрами множественности и спектров фотонейтронов

- В качестве начального этапа предлагается провести экспериментальные исследования для следующих условий:
 1. Два варианта ядер-мишеней – $^{208}\text{-Pb}$ ($M \approx 208 \text{ г}\times\text{моль}^{-1}$, $\rho \approx 11,4 \text{ г}\times\text{см}^{-3}$) и $^{209}\text{-Bi}$ ($M \approx 209 \text{ г}\times\text{моль}^{-1}$, $\rho \approx 9,747 \text{ г}\times\text{см}^{-3}$). При этом в согласии с разделом 2 для плотности ядер $n_{\text{ядер}} = (N_A \times \rho / M)$ соответственно имеем $n_{^{208}\text{-Pb}} \approx 0,33 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$ и $n_{^{209}\text{-Bi}} \approx 0,28 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$.
 2. Два типа исследуемых реакций – $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ со своими: порогами $B1n$ и $B2n$; сечениями $\sigma(\gamma, 1n)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ и максимальными значениями этих сечений $\sigma_{\max}(\gamma, 1n)$ и $\sigma_{\max}(\gamma, 2n)$ при соответствующих таким максимумам энергиях $E_{\gamma_max}(\gamma, 1n)$ и $E_{\gamma_max}(\gamma, 2n)$.
 3. Две части I и II измерений со своими значениями выбранной энергии падающих γ -квантов – $E_{\gamma_I} = E_{\gamma_max}(\gamma, 1n)$ и $E_{\gamma_II} = E_{\gamma_max}(\gamma, 2n)$.
 4. Для оценки возможности разделения $(\gamma, 1n)$ - и $(\gamma, 2n)$ -реакций на начальном этапе можно ограничиться парой детекторов – D' и D'' , стоящих на противоположных концах одного диаметра спектрометра быстрых нейtronов, описанного выше. В случае дальнейшего увеличения числа блоков детектирования возможны за счёт увеличения эффективности регистрации нейtronов, и улучшение этого разделения, и получение информации об угловых корреляциях нейtronов в канале $(\gamma, 2n)$.
 5. Два варианта анализа отсчётов в таких детекторах – без совпадений и с совпадениями между этими отсчётыами (обозначаемыми соответственно «без_совп» и «с_совп»).
 6. Регистрируются с шагом $\Delta E_n \cong (1,0 \pm 0,5) \text{ МэВ}$ распределения $f_i(E_{n_i})$ для нейtronов с кинетическими энергиями от $E_{n_i=1} \cong 1,0 \text{ МэВ}$ и для реакции $(\gamma, 1n)$ в части измерений I до $E_{n_i=m_I} \cong E_{\gamma_I} - B1n$, а в части II до $E_{n_i=m_II} \cong E_{\gamma_II} - B1n$ (в частности, для $^{208}\text{-Pb}$ $E_{n_i=m_I} \cong (13,6 - 7,4) \text{ МэВ} \approx 6,0 \text{ МэВ}$ и $E_{n_i=m_II} \cong (16,6 - 7,4) \text{ МэВ} \approx 9,0 \text{ МэВ}$), и для реакции $(\gamma, 2n)$ в части измерений II при $E_{n_i=m_II} \cong E_{\gamma_II} - B2n$ (в частности, для $^{208}\text{-Pb}$ $E_{n_i=m_II} \cong (16,6 - 14,1) \text{ МэВ} \cong 2,5 \text{ МэВ}$ для реакции $(\gamma, 2n)$ с учётом соответствующих значений эффективности детекторов $\varepsilon_i(E_{n_i}, l = 5 \text{ см})$ из табл. 2).
 7. Среднее число падающих γ -квантов в их импульсе N_γ имп таково, что среднее число отсчётов в каждом из детекторов D' и D'' на каждый импульс пучка этих γ -квантов для части I предлагаемых измерений в режиме без совпадений $N_{n_D_I} \approx 10^{-3} \text{ имп}^{-1}$ (при этом среднее число случайных совпадений отсчётов в детекторах D' и $D'' \sim 10^{-6} \text{ имп}^{-1}$).

4. Возможности экспериментальных исследований в НЦФМ с предложенными спектрометрами множественности и спектров фотонейтронов

- В приближении, что угловые распределения для испускаемых фотонейтронов считаем изотропными для обоих вариантов ядер-мишеней ^{208}Pb и ^{209}Bi и обеих реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, а также, что угловые корреляции при испускании фотонейтронов для каждого акта реакции $(\gamma, 2n)$ не учитываем, проведём грубые оценки для $N_{n_D_I}$ и $N_{n_D_II}$ – ожидаемых чисел зарегистрированных фотонейтронов в каждом из двух указанных детекторов D' и D'' для ^{208}Pb от одного импульса γ -квантов комптоновского рассеяния при их энергиях $E_{\gamma_I} \approx 13,6$ МэВ и $E_{\gamma_II} \approx 16,6$ МэВ соответственно в максимумах сечений $\sigma_{\max}(\gamma, 1n) \cong 625$ мбн и $\sigma_{\max}(\gamma, 2n) \cong 95$ мбн:

$$N_{n_D_I_имп_без совп} \approx N_{\gamma_имп} \cdot \sigma_{\max}(\gamma, 1n)(E_{\gamma_I}) \cdot n_{208-\text{Pb}} \cdot l_{\text{Pb}} \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot \sum_{i=1}^{i=6} [\varepsilon_i(E_{n_i}) \cdot f_i'(E_{n_i})]$$
$$N_{n_D_II_имп_без совп} \approx N_{\gamma_имп} \cdot [\sigma_{(\gamma, 1n)}(E_{\gamma_II}) + 2\sigma_{\max}(\gamma, 2n)(E_{\gamma_II})] \cdot n_{208-\text{Pb}} \cdot l_{\text{Pb}} \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot \sum_{i=1}^{i=9} [\varepsilon_i(E_{n_i}) \cdot f_i''(E_{n_i})]$$
$$N_{n_D_II_имп_с совп} \approx N_{\gamma_имп} \cdot \sigma_{\max}(\gamma, 2n)(E_{\gamma_II}) \cdot n_{208-\text{Pb}} \cdot l_{\text{Pb}} \cdot \left\{ \frac{\Omega}{4\pi} \sum_{i=1}^{i=2} [\varepsilon_i(E_{n_i}) \cdot f_i''(E_{n_i})] \right\}^2$$

- где: $N_{\gamma_имп}$ – искомое количество таких γ -квантов в импульсе длительностью $\sim 3 \times 10^{-10}$ с; $\sigma_{\max}(\gamma, 1n)(E_{\gamma_I}) \cong 625$ мбн; $(\Omega/4\pi)$ – стягиваемый каждым детектором телесный угол $\Omega \approx 2 \times 10^{-3}$ ср в единицах полного телесного угла 4π ср; $n_{208-\text{Pb}} = (N_A \times \rho_{208-\text{Pb}} / M_{208-\text{Pb}}) \approx 0,33 \cdot 10^{23}$ см $^{-3}$; $N_A \cong 6,022 \times 10^{23}$ моль $^{-1}$ – число Авогадро; $\rho_{\text{Pb}} \approx 11,35$ г \times см $^{-3}$ – плотность этой Pb-мишени; $M_{\text{Pb}} \approx 208$ г \times моль $^{-1}$ – грамм-моль этой Pb-мишени; $l_{208-\text{Pb}} \sim 0,1$ см – толщина обогащённой Pb-мишени; $\varepsilon_i(E_{n_i})$ – эффективность регистрации каждым детектором нейтронов с кинетической энергией E_{n_i} (см. табл.); $f_i(E_{n_i})$ – измеряемая доля распределения нейтронов при их кинетической энергии E_{n_i} в каждом из предлагаемых экспериментов.
- Предполагается, кроме подготовительных наладочных экспериментов, проводить следующие три вида основных «чистовых» экспериментов, связанных с тремя указанными выше в приведённых трёх формулах как собственно самими количествами отсчётов в детекторах D в расчёте на один импульс γ -пучка, так и условий получения этих отсчётов:

4. Возможности экспериментальных исследований в НЦФМ с предложенными спектрометрами множественности и спектров фотонейтронов

Эксперимент_1. Для выбранного выше значения $N_{n_D_I_имп_без_совп} \approx 10^{-3}$ имп $^{-1}$ находим значения величин $N_{\gamma_имп}$ и

$$\sum_{i=1}^{i=6} \left[\varepsilon_i(E_{n_i}) \cdot f_i'(E_{n_i}) \right]$$

Полученное таким образом значение $N_{\gamma_имп}$ используем далее в экспериментах_ 2 и 3.

Эксперимент_2. Для такого $N_{\gamma_имп}$ находим значения $N_{n_D_II_имп_без_совп}$ и

$$\sum_{i=1}^{i=9} \left[\varepsilon_i(E_{n_i}) \cdot f_i''(E_{n_i}) \right]$$

а затем значение величины $[\sigma_{(\gamma, 1n)}(E_{\gamma_II}) + 2\sigma_{\max_{(\gamma, 2n)}}(E_{\gamma_II})]$;

Эксперимент_3. Для такого $N_{\gamma_имп}$ находим значения $N_{n_D_II_имп_с_совп}$ и

$$\sum_{i=1}^{i=2} \left[\varepsilon_i(E_{n_i}) \cdot f_i'''(E_{n_i}) \right]$$

а затем значения величин $\sigma_{\max_{(\gamma, 2n)}}(E_{\gamma_II})$ и $\sigma_{(\gamma, 1n)}(E_{\gamma_II})$, а, значит, и множественности при E_{γ_II}

- Из работы следует, что источник комптоновского излучения в НЦФМ позволит исследовать узкие структурные особенности (с ширинами ~ 100 кэВ) в сечениях возбуждения и распада E1 ГР по каналам $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ и оценивать отношения вероятностей ветвей распада для отдельных пиков этих узких особенностей. Имеются определённые возможности для экспериментальных исследований множественности образования быстрых нейтронов и их спектров в фотонейтронных реакциях на тяжёлых неделяющихся при E_γ в области E1 ГР атомных ядрах как вообще, так и для начальных измерений на ограниченном (≥ 2) числе каналов спектрометра.
- При увеличении числа каналов с приближением к 4π достигнутой «геометрии» спектрометра нейтронов можно будет измерять углы испускаемых нейтронов и есть надежда на возможность расширения такого рода исследований и для делящихся ядер-актинидов, включая при этом и регистрацию запаздывающих нейтронов.
- Выполнение настоящей работы было поддержано в рамках проекта НЦФМ: «Ядерная и радиационная физика», направление 6.5.1.

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ!