



# К ИССЛЕДОВАНИЯМ В НЦФМ НА $\gamma$ -КВАНТАХ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ КОМПТОНА МНОЖЕСТВЕННОСТИ И СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ ПРИ РАСПАДАХ E1 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. Бельшев, 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. Скобельцына,  
119991 Москва, Россия*

\* E-mail: [dzhil@inr.ru](mailto:dzhil@inr.ru)

- К настоящему времени сформировалось убеждение: для развития адекватного описания изовекторного электрического дипольного гигантского резонанса в атомных ядрах ( $E1$  ГР) нужны прецизионные фотоядерные эксперименты для исследования не только возбуждения  $E1$  ГР, но и его девозбуждения со спектрометрией и измерениями угловых распределений для испускаемых в реакциях нуклонов (прежде всего, нейтронов).
- Для этих целей большие надежды сулит переход к работе с прецизионными пучками  $\gamma$ -квантов от коллимированного комптоновского рассеяния лазерного излучения на пучках ультррелятивистских 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  $\gamma$ -пучках.
- Развитие этого направления в нашей стране предполагается на базе разрабатываемого для Национального Центра Физики и Математики (НЦФМ, г. Саров) коллимированного комптоновского источника квазимонохроматических  $\gamma$ -квантов.

- Задача доклада – анализ возможности экспериментальных исследований на пучках квазимонохроматических коллимированных  $\gamma$ -квантов обратного рассеяния Комптона при энергиях  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma \approx (7\text{--}20)$  МэВ множественности и спектров фотонейтронов, испускаемых из тяжёлых неделящихся в области Е1 ГР ядер, с учётом и параметров таких  $\gamma$ -пучков, и особенностей предложенных нами ранее спектрометров быстрых нейтронов.
- Актуальность таких исследований обеспечена использованием  $\gamma$ -пучков с высоким энергетическим разрешением для возбуждения Е1 ГР, а также детализацией каналов реакций с вылетом 1 или 2 нейтронов при распадах Е1 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 неделящихся в области Е1 ГР ядер и спектрах испускаемых нейтронов при этом.
2. Параметры комптоновских  $\gamma$ -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 Е1 ГР.

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

- В фотоядерных реакциях при  $E_\gamma$  (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  $(\gamma, n)$ -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  $E_\gamma$  на около сорока % всех естественных изотопов ядер-мишеней. В совокупности результаты этих работ позволили составить атлас Бермана для этих сечений, полученных с квазимонохроматическими  $\gamma$ -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  $\gamma$ -квантами. Кроме того, продолжается работа по актуализации «электронных» баз данных фотоядерных экспериментов, в частности, в НИИЯФ МГУ (база EXFOR).

## 1. Фотонейтронные реакции при $E_\gamma \lesssim 20$ МэВ на тяжёлых неделящихся в области Е1 ГР ядрах с измерениями множественности и спектров испускаемых нейтронов

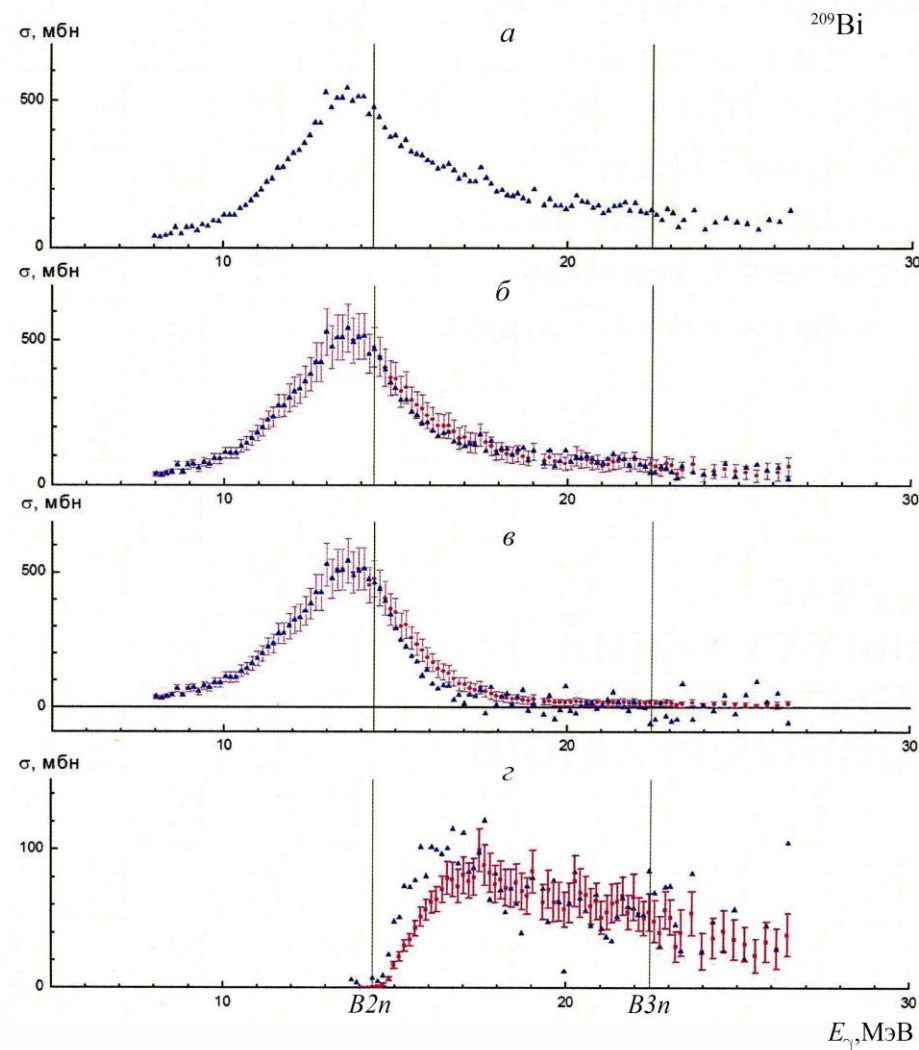
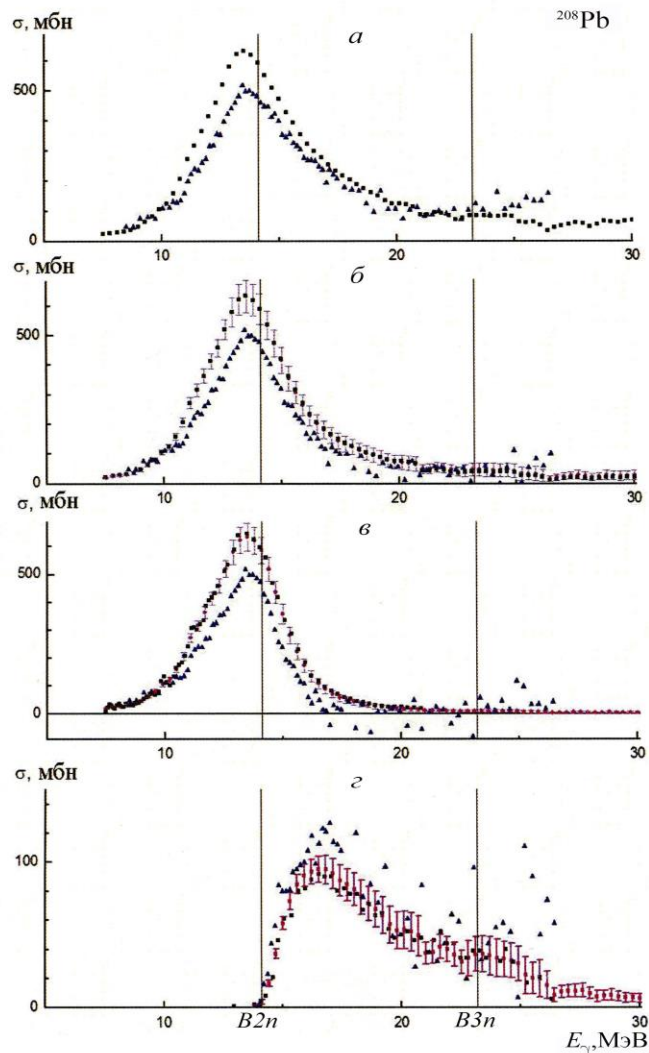
- Относительный успех этого направления определяется двумя обстоятельствами:
  - 1) Падающие  $\gamma$ -кванты и испускаемые в исследуемых реакциях быстрые нейтроны (в отличие от тяжелых заряженных частиц, в частности, протонов) обладают высокими проникающими способностями, позволяющими использовать толстые мишени, что существенно при работе с относительно малыми потоками падающих квазимонохроматических  $\gamma$ -квантов.
  - 2) Для регистрации быстрых нейтронов использовались варианты методики замедления нейтронов в толстом содержащем водород замедлителе. У «тела» замедлителя, имеющего «геометрию», близкую к  $4\pi$ , есть осевой канал для пучка падающих  $\gamma$ -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 нейтронов, и регистрируются акты этих захватов. В таких детекторах полная эффективность регистрации быстрых нейтронов от реакции  $(\gamma, 1n)$  в области Е1 ГР обычно  $\gtrsim 50\%$ .
- 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 нейтронов с различиями распределений координат мест захвата (и, возможно, времён захватов по отношению ко времени импульса  $\gamma$ -пучка).

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

- В цикле работ группы НИИЯФ МГУ, исходя из введённых достоверных физических критериев о множественности испускаемых нейтронов, 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 неделящихся в области E1 ГР ядер  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{209}\text{Bi}$  показаны в зависимости от  $E_\gamma$  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  $\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) + \dots$ ;  $c$  – сечения для реакции  $(\gamma, 1n)$ ;  $d$  – 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 $E_\gamma \lesssim 20$ МэВ на тяжёлых неделящихся в области E1 ГР ядрах с измерениями множественности и спектров испускаемых нейтронов



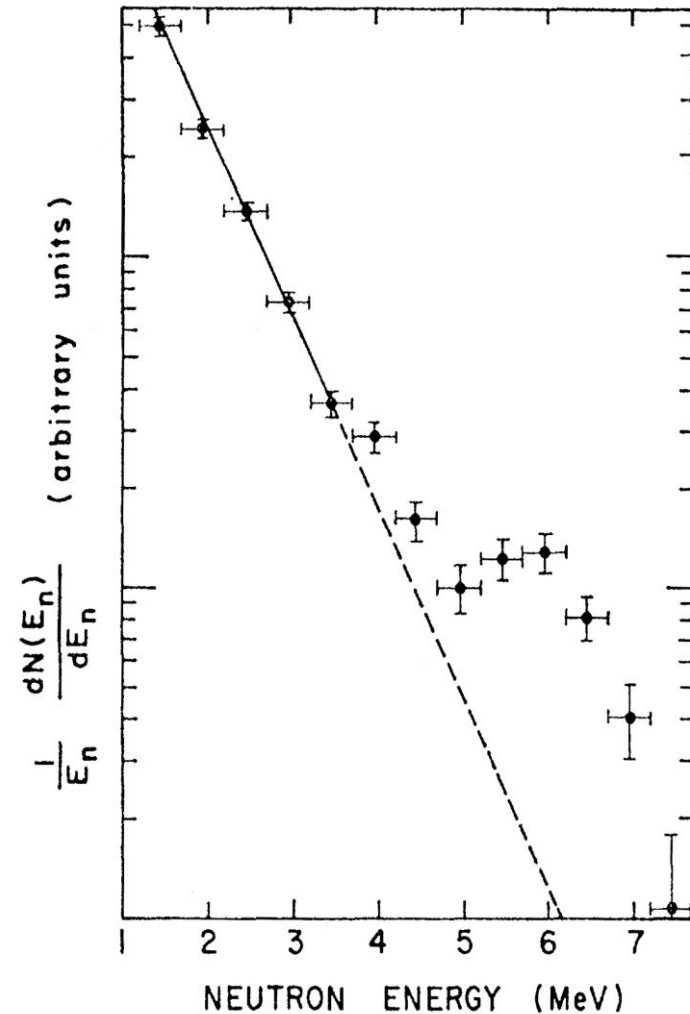
$B1n \cong 7,4$  МэВ,  $B2n \cong 14,1$  МэВ и  $B3n \cong 22,2$  МэВ – пороги реакций  $(\gamma, 1n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, 3n)$ .

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



# 1. Фотонейтронные реакции при $E_\gamma \lesssim 20$ МэВ на тяжёлых неделящихся в области Е1 ГР ядрах с измерениями множественности и спектров испускаемых нейтронов

- Весьма интересно получить экспериментальные указания для подобных скорректированных сечений на тяжёлых неделящихся в области Е1 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 неделящихся в области Е1 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 квазимонохроматических меченых тормозных  $\gamma$ -квантов с  $E_\gamma \cong (13,85 \pm 0,15)$  МэВ для ядер  $^{209}\text{Bi}$ . По оценке авторов при условиях их эксперимента 88% всех зарегистрированных ими быстрых нейтронов «укладываются» в предсказания статистической модели.



## 2. Параметры рассматриваемых $\gamma$ -источников при $E_\gamma \approx (7-20)$ МэВ

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

- Имеем:

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

- а при лобовом столкновении:

- 

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

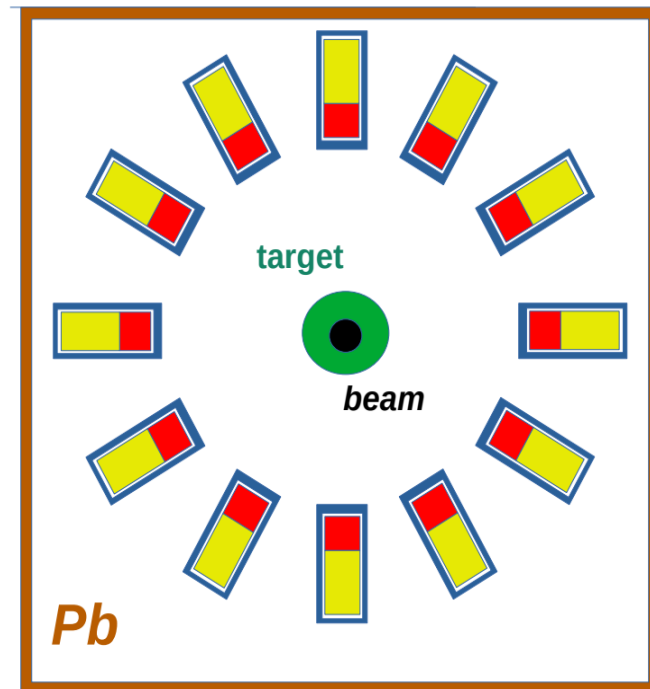
- где:  $E_{ph}$  – энергия налетающего лазерного фотона;  $\varphi$  – угол между направлениями движения начального электрона и налетающего на него лазерного фотона;  $\theta$  – угол между направлениями движения начального электрона и  $\gamma$ -кванта, претерпевшего обратное комптоновское рассеяние;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

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

Комптоновский источник	$\text{HI}\gamma\text{S}$ , работает	НЦФМ, проект	НЦФМ, проект	НЦФМ, оценки	НЦФМ, оценки
Частота импульсов $\nu$ , $\text{с}^{-1}$	$2,79 \cdot 10^6$	до $10^3$	до $0,9 \cdot 10^7$	$1,5 \cdot 10^7$	$\sim 10^7$
Длительность импульса $\tau$ , $\text{с}$	$\sim 10^{-10}$	$\sim 10^{-12}$	$\sim 3 \cdot 10^{-10}$	$\sim 10^{-11}$	$\sim 3 \cdot 10^{-10}$
$\Delta E_\gamma / E_\gamma$ , %	$\sim 2$	$\approx 0,5$	$\approx 0,2$	$\approx 0,3$	$\sim 0,3$
$N_\gamma$ , $\text{с}^{-1}$	$\sim 10^7$	$\sim 10^7$	$\sim 0,5 \cdot 10^7$	$\sim 10^7$	$\sim 5 \cdot 10^8$

### 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 сцинтилляций. 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  $\gamma$ -пучка (для  $E_n = (0,5; 1,0; 2,0; 3,0; \dots 12,0)$  МэВ  $t \cong (102,6; 72,1; 51,3; 41,7; \dots 20,87)$  нс. Окружность лежит в плоскости, перпендикулярной оси  $\gamma$ -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 нейтронов

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

$i$	$E_{n\_i},$ МэВ	$(n_H \times \sigma_H),$ $\text{см}^{-1}$	$(n_H \times \sigma_H) \times l$	$\varepsilon_i(E_{n\_i}, l)$
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  $\sigma_{\text{max}}(\gamma, 1n)$  и  $\sigma_{\text{max}}(\gamma, 2n)$  при соответствующих таким максимумам энергиях  $E_{\gamma_{\text{max}}(\gamma, 1n)}$  и  $E_{\gamma_{\text{max}}(\gamma, 2n)}$ .
  3. Две части I и II измерений со своими значениями выбранной энергии падающих  $\gamma$ -квантов –  $E_{\gamma_{\text{I}}} = E_{\gamma_{\text{max}}(\gamma, 1n)}$  и  $E_{\gamma_{\text{II}}} = E_{\gamma_{\text{max}}(\gamma, 2n)}$ .
  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 нейтронов, описанного выше. В случае дальнейшего увеличения числа блоков детектирования возможны за счёт увеличения эффективности регистрации нейтронов, и улучшение этого разделения, и получение информации об угловых корреляциях нейтронов в канале  $(\gamma, 2n)$ .
  5. Два варианта анализа отсчётов в таких детекторах – без совпадений и с совпадениями между этими отсчётами (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 нейтронов с кинетическими энергиями от  $E_{n_{i=1}} \cong 1,0 \text{ МэВ}$  и для реакции  $(\gamma, 1n)$  в части измерений I до  $E_{n_{i=m_{\text{I}}}} \approx E_{\gamma_{\text{I}}} - B1n$ , а в части II до  $E_{n_{i=m_{\text{II}}}} \cong E_{\gamma_{\text{II}}} - B1n$  (в частности, для  $^{208}\text{Pb}$   $E_{n_{i=m_{\text{I}}}} \cong (13,6 - 7,4) \text{ МэВ} \approx 6,0 \text{ МэВ}$  и  $E_{n_{i=m_{\text{II}}}} \cong (16,6 - 7,4) \text{ МэВ} \approx 9,0 \text{ МэВ}$ ), и для реакции  $(\gamma, 2n)$  в части измерений II при  $E_{n_{i=m_{\text{II}}}} \cong E_{\gamma_{\text{II}}} - B2n$  (в частности, для  $^{208}\text{Pb}$   $E_{n_{i=m_{\text{II}}}} \cong (16,6 - 14,1) \text{ МэВ} \cong 2,5 \text{ МэВ}$  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  $\gamma$ -квантов в их импульсе  $N_{\gamma_{\text{имп}}}$  таково, что среднее число отсчётов в каждом из детекторов  $D'$  и  $D''$  на каждый импульс пучка этих  $\gamma$ -квантов для части I предлагаемых измерений в режиме без совпадений  $N_{n_{D_{\text{I}}}} \approx 10^{-3} \text{ имп}^{-1}$  (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  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{209}\text{Bi}$  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  $^{208}\text{Pb}$  от одного импульса  $\gamma$ -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  $\gamma$ -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  $4\pi$  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×см $^{-3}$  – плотность этой Pb-мишени;  $M_{\text{Pb}} \approx 208$  г×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  $\gamma$ -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<sup>-1</sup> находим значения величин  $N_{\gamma\_имп}$  и

$$\sum_{i=1}^{i=6} [\varepsilon_i(E_{n\_i}) \cdot f'_i(E_{n\_i})]$$

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

$$\sum_{i=1}^{i=9} [\varepsilon_i(E_{n\_i}) \cdot f''_i(E_{n\_i})]$$

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

$$\sum_{i=1}^{i=2} [\varepsilon_i(E_{n\_i}) \cdot f'''_i(E_{n\_i})]$$

а затем значения величин  $\sigma_{\max\_(\gamma, 2n)}(E_{\gamma\_II})$  и  $\sigma_{(\gamma, 1n)}(E_{\gamma\_II})$ , а, значит, и множественности при  $E_{\gamma\_II}$

- Из работы следует, что источник комптоновского излучения в НЦФМ позволит исследовать узкие структурные особенности (с ширинами  $\sim 100$  кэВ) в сечениях возбуждения и распада Е1 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 неделящихся при  $E_\gamma$  в области Е1 ГР атомных ядрах как вообще, так и для начальных измерений на ограниченном ( $\geq 2$ ) числе каналов спектрометра.
- При увеличении числа каналов с приближением к  $4\pi$  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!**