

Institute for Nuclear Research  
of the Russian Academy of Sciences

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований  
Российской академии наук



С.С. Вербицкий, Л.З. Джилавян, А.М. Лапик,  
В.Н. Пономарев, А.В. Русаков, Б.А. Тулупов

Об измерении асимметрии вперед-назад  
вылета нейтронов в реакциях  $(\gamma, n_0)$  с помощью  
сцинтилляционных спектрометров

препринт  
preprint

ПРЕПРИНТ ИЯИ РАН  
1411/2015  
ОКТАБРЬ 2015

МОСКВА 2015 MOSCOW

Institute for Nuclear Research  
of the Russian Academy of Sciences

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований  
Российской академии наук



С.С. Вербицкий\*, Л.З. Джилавян, А.М. Лапик,  
В.Н. Пономарев, А.В. Русаков, Б.А. Тулупов

## Об измерении асимметрии вперед-назад вылета нейтронов в реакциях $(\gamma, n_0)$ с помощью сцинтилляционных спектрометров

\*Институт энергетических проблем химической физики РАН, Москва

ПРЕПРИНТ ИЯИ РАН  
1411/2015  
ОКТАБРЬ 2015  
МОСКВА  
2015

Institute for Nuclear Research  
of the Russian Academy of Sciences  
60-th October Anniversary prospect 7a,  
Moscow 117312, Russia

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований Российской академии наук  
проспект 60-летия Октября, 7а  
Москва, 117312

С.С. Вербицкий, Л.З. Джилаван, А.М. Лапик,  
В.Н. Пономарев, А.В. Русаков, Б.А. Тулупов

Об измерении асимметрии вперед-  
назад вылета нейтронов в реакциях  
( $\gamma, n_0$ ) с помощью сцинтилляционных  
спектрометров

С целью разделения вкладов квадрупольных и дипольных электрических изовекторных гигантских резонансов рассмотрена возможность измерений вперед-назад асимметрии вылета нейтронов в реакциях ( $\gamma, n_0$ ) с помощью сцинтилляционных спектрометров нейтронов.

E-mail: dzhil@cpc.inr.ac.ru

С.С. Вербицкий, Л.З. Джилаван, А.М. Лапик,  
В.Н. Пономарев, А.В. Русаков, Б.А. Тулупов

Об измерении асимметрии вперед-назад  
вылета нейтронов в реакциях ( $\gamma, n_0$ ) с помощью  
сцинтилляционных спектрометров

Препринт 1411/2015

Октябрь 2015

Подписано в печать 15.09.2015

Ф-т 60x84/8. Уч.-изд.л. 1,3. Зак. 22366 Тираж 100 экз.

Бесплатно

Печать цифровая  
Издательский отдел

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований Российской академии наук

117312, Москва, проспект 60-летия Октября, 7а

ISBN 978-5-94274-296-6

© Федеральное государственное  
бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований  
Российской академии наук, 2015  
Institute for Nuclear Research  
of the Russian Academy of Sciences, 2015

## Введение

Мультипольные гигантские резонансы (ГР) принадлежат к наиболее интересным явлениям ядерной физики низких и средних энергий. ГР представляют собой универсальные отклики атомных ядер на различные внешние воздействия. Основные характеристики этих резонансов неразрывно связаны с фундаментальными свойствами ядерной материи, определяющимися характером взаимодействий частиц внутри ядра. Согласно современным представлениям ГР обусловлены возбуждением в ядре различного типа когерентных коллективных движений, которые в случае достаточно тяжелых ядер и резонансов сравнительно низкой мультипольности связаны с концентрацией соответствующих переходов в сравнительно узких энергетических областях. Интенсивности этих переходов, а также их положение и распределение предсказываются, в принципе, теорией. К настоящему времени наиболее исследован электрический дипольный ( $E1$ ) изовекторный ГР, для которого накоплена обширная экспериментальная информация (см., например, [1–4]). В то же время уже для электрического квадрупольного ( $E2$ ) изовекторного ГР имеющиеся данные о самых основных его характеристиках являются либо противоречивыми, либо обрывочными. Хотя реалистичные сведения такого рода были бы весьма ценны для детализации наших представлений о природе когерентных коллективных движений в ядрах и, в частности, о формировании и возбуждении ГР указанного типа. В связи с этим даже получение надежной информации только о положении, ширине и интенсивности изовекторного  $E2$  ГР является крайне желательным. Согласно существующим представлениям изовекторный  $E2$  ГР обладает рядом черт, отличающих его от изовекторного  $E1$  ГР, в частности, это менее сильная его коллективизация. Поэтому детальное его исследование важно для изучения коллективизации возбуждений

различной мультипольности и для выявления как общих закономерностей, относящихся ко всем мультиполям, так и особенностей, присущих каждому мультиполю.

Данная работа посвящена изучению возможностей использования сцинтилляционных спектрометров быстрых нейтронов для измерений асимметрии вперед-назад вылета нейтронов в  $(\gamma, n_0)$ -реакции (прежде всего, на  $^{208}\text{Pb}$ ) с целью выделения изовекторного  $E2$  ГР.

### 1. Ранее предложенные способы выделения изовекторного $E2$ ГР

Выделение изовекторного  $E2$  ГР связано с большими трудностями, поскольку он «погружен» в значительно более интенсивный изовекторный  $E1$  ГР, а селективность различных имеющихся проб по отношению к изовекторному  $E2$  ГР сравнительно невелика. Поэтому для измерений требуется тонкая постановка экспериментов с подходящим выбором как типов ядерных реакций, так и парциальных дифференциальных характеристик этих реакций, при которых удастся изменить соотношение между вкладами указанных изовекторных ГР в пользу  $E2$  ГР.

Наиболее систематические исследования изовекторного  $E2$  ГР были предприняты в экспериментах по неупругому рассеянию электронов на ядрах. На основании результатов ранних  $(e, e')$  инклюзивных экспериментов была составлена систематика положений, ширин и интенсивностей этих резонансов [5]. Однако последующие исследования показали, что как в инклюзивных  $(e, e')$ , так и в эксклюзивных  $(e, e'X)$  экспериментах имеются серьезные затруднения даже в подтверждении самого факта наблюдения изовекторного  $E2$  ГР. Информацию об этом можно найти в сборнике [6] и в обзоре состояния экспериментальных исследований электрических гигантских резонансов [7] (обзор современного состояния теоретических исследований гигантских резонансов см. в [8]). Проблема, вызванная сомнительностью обнаружения изовекторного  $E2$  ГР в экспериментах по рассеянию электронов, усугубляется тем обстоятельством, что этот резонанс не смогли обнаружить и в ряде других типов ядерных реакций (см. об этом в работе [9] и в обзоре [7]). В особенности здесь обращает на себя внимание неудача экспериментального обнаружения изовекторного  $E2$  ГР в проведенных на мезонной фа-

брике в Лос-Аламосе при энергиях падающих пионов 100-200 МэВ исследованиях зарядово-обменного рассеяния пионов ( $\pi^-$ ,  $\pi^0$ ), хотя в них не возбуждаются изоскалярные моды и надежно выделяется наряду с изовекторным  $E1$  ГР изовекторный электрический монопольный гигантский резонанс (см. об этом в обзоре [7]).

Для выхода из этого положения необходимы усилия по дальнейшему развитию универсальных и перспективных (по крайней мере, в принципе) экспериментов по изучению эксклюзивного рассеяния электронов  $(e, e'X)$ , возможностям чего, в частности, был в значительной степени посвящен наш проект исследований на Московском разрезном микротроне непрерывного действия на энергию ускоренных электронов до 175 МэВ [10]. При этом в [10] в ряде экспериментов предполагалось использовать рассматриваемые в настоящем проекте сцинтилляционные спектрометры быстрых нейтронов. Важно отметить, что для успешного развития этого направления исследований существенно наличие возможности работы на ускорителях электронов непрерывного действия.

На эксперименты такого рода по неупругому рассеянию электронов на атомных ядрах возлагались и продолжают возлагаться большие надежды. Однако, учитывая сложность задачи разделения вкладов изовекторных  $E2$  и  $E1$  ГР, для достижения надежности получаемых результатов желательны проверки на основе независимых экспериментов с использованием альтернативных путей исследований.

Одним из таких альтернативных путей является предпринятая ранее у нас умеренно успешная попытка использования для этой цели изучения изомерных отношений выходов основного ( $2^-$ ) и высокоспинового метастабильного ( $12^-$ ) изомерных состояний ядер  $^{196}\text{Au}$  в фотонейтронной и электронейтронной реакциях на ядрах  $^{197}\text{Au}$  [11].

В качестве другого примера можно указать на совпадательные эксперименты, направленные на обнаружение изовекторного  $E2$  ГР при кулоновском возбуждении ядер  $^{208}\text{Pb}$  в реакции  $^{208}\text{Pb}(^{17}\text{O}, \gamma^{17}\text{O}')$  с выделением заселения первого возбужденного состояния  $^{208}\text{Pb}$  (состояние  $3^-$ ) с энергией возбуждения 2.62 МэВ, см. об этом в [7]).

Попытки выделения изовекторного  $E2$  ГР в фотонуклонных реакциях, традиционных для исследований электромагнитных взаимодействий ядер, стали обнадеживающими с выбором в качестве объек-

тов исследований угловых распределений и, в частности, асимметрии вперед-назад вылета быстрых фотонуклонов, ведущего к заселению отдельных низколежащих состояний остаточных ядер. При этом используются интерференционные эффекты между вкладами изовекторных  $E2$  и  $E1$  ГР. Такие измерения стали возможными благодаря развитию методов прецизионной спектрометрии фотонуклонов и были проведены в фотопротонном канале, для которого было проще осуществить такую спектрометрию (см., например, [12]). К сожалению, такие фотопротонные исследования реально возможны только для легких и средних ядер. Однако, в таких ядрах изовекторный  $E2$  ГР сильнее размыт и его труднее заметить, так что, например, в работе [12] из измерений угловых распределений протонов из реакций  $(\gamma, p_0)$  и  $(\gamma, p_1)$  на  $^{89}\text{Y}$  удалось получить только некоторые недостаточно четкие указания на вклад изовекторного  $E2$  ГР. Для тяжелых же ядер (прежде всего  $^{208}\text{Pb}$ ), для которых, как ожидается, изовекторный  $E2$  ГР наиболее компактен, необходимо в таких исследованиях изучать фотонейтронный канал.

Роль соответствующих этой задаче дифференциальных характеристик могут сыграть в зависимости от энергии падающих  $\gamma$ -квантов величины асимметрии вылета вперед-назад частиц-продуктов фотоядерной реакции с прямым заселением конечных состояний остаточного ядра, близких к его основному состоянию. Величина асимметрии, возникающей благодаря интерференции имеющих противоположные четности дипольной и квадрупольной амплитуд, оказывается прямо пропорциональной этим амплитудам. Это может позволить надежнее выделять вклад изовекторного  $E2$  ГР, чем при использовании для этих целей других характеристик исследуемых реакций, например, полных фотонейтронных сечений, которые определяются квадратами соответствующих амплитуд. Изовекторный  $E2$  ГР должен более четко проявляться в тяжелых ядрах. Экспериментально эти эффекты легче исследовать в фотонейтронном канале, где при относительно больших сечениях исследуемых процессов возможно использование мишеней большой толщины. При этом достижимы приемлемая полная эффективность регистрации быстрых нейтронов и требуемое для разделения парциальных нейтронных каналов энергетическое разрешение. Такой путь выделения изовекторного  $E2$  ГР на фоне изовекторного  $E1$  ГР был осуществлен в [9]

для реакций  $^{nat}\text{Pb}(\gamma, n)$  в мишени из естественной смеси изотопов свинца. При этом под асимметрией понимается величина:

$$\alpha_{\sigma} = \frac{(d\sigma/d\omega)_{55^{\circ}} - (d\sigma/d\omega)_{125^{\circ}}}{(d\sigma/d\omega)_{55^{\circ}} + (d\sigma/d\omega)_{125^{\circ}}},$$

где  $(d\sigma/d\omega)_{55^{\circ}}$  и  $(d\sigma/d\omega)_{125^{\circ}}$  — дифференциальные сечения рассматриваемой реакции, продукты которой вылетают под углами по отношению к направлению движения падающей частицы (здесь  $\gamma$ -кванта) соответственно  $\theta \cong 55^{\circ}$  и  $125^{\circ}$  с энергиями такими, что остаточное ядро оказывается сразу либо в своем основном состоянии, либо в ближайших к основному возбужденных состояниях с энергиями возбуждения до  $E_x$ . Существенно то, что при измерениях величин  $\alpha_{\sigma}$  проводятся относительные измерения, что должно способствовать устранению части возможных ошибок (в частности, связанных с мониторированием пучка, а также с измерением толщины облучаемой мишени).

## 2. Предыдущие измерения асимметрии вылета вперед-назад нейтронов в реакциях $(\gamma, n)$ на свинце

Выделение изовекторного  $E2$  ГР на фоне изовекторного  $E1$  ГР на основе измерений асимметрии  $\alpha_{\sigma}$  испускания частиц-продуктов ядерных реакций было осуществлено в [9] для реакций  $(\gamma, n)$  на свинце естественного изотопного состава при использовании сочетания уникального оборудования: сверхпроводящий ускоритель электронов непрерывного действия; система получения меченых тормозных  $\gamma$ -квантов; времяпролетные спектрометры быстрых нейтронов с энергией  $E_n$  до  $\sim 25$  МэВ; большие детекторы нейтронов в этих спектрометрах на основе жидкого сцинтиллятора с использованием дискриминации по форме импульса. При несомненных достоинствах работы [9] следует указать на ряд ее недостатков и ограничений. В работе [9] удалось достичь только сравнительно низкой интенсивности пучка меченых фотонов (даже при использовании полного пятна на мишени с характерным диаметром  $\sim 7$  см), которая не позволила выбрать для времяпролетного спектрометра длинные базы, что ограничило его энергетическое разрешение до  $\cong 1.6$  МэВ при  $E_n \cong 13$  МэВ и  $\cong 3.6$  МэВ при  $E_n \cong 23$  МэВ. Чтобы с уверен-

ностью «охватить» полный поток падающих фотонов, в данном эксперименте пришлось проводить исследования с мишенью большой площади ( $15 \times 15 \text{ см}^2$ ), имеющую толщину около  $11 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ , что вынудило использовать для мишени естественную смесь изотопов. Вследствие таких условий эксперимента полученные в этой работе результаты относятся к некоторому усреднению по нескольким низколежащим состояниям для каждого из трех (по крайней мере) дочерних ядер ( $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{206}\text{Pb}$  и  $^{205}\text{Pb}$ ), что делает их интерпретацию довольно неопределенной.

К сожалению, полученные в работе результаты для измеренных величин  $\alpha_\sigma$  обладают большими ошибками, а выведенные из этих величин путем модельных расчетов параметры изовекторного  $E2$  ГР плохо согласуются с предсказаниями правила сумм, так что настоятельно требуются более аккуратные измерения величин  $\alpha_\sigma$  и более тщательный подход к обработке результатов таких измерений. Поясним это подроб-

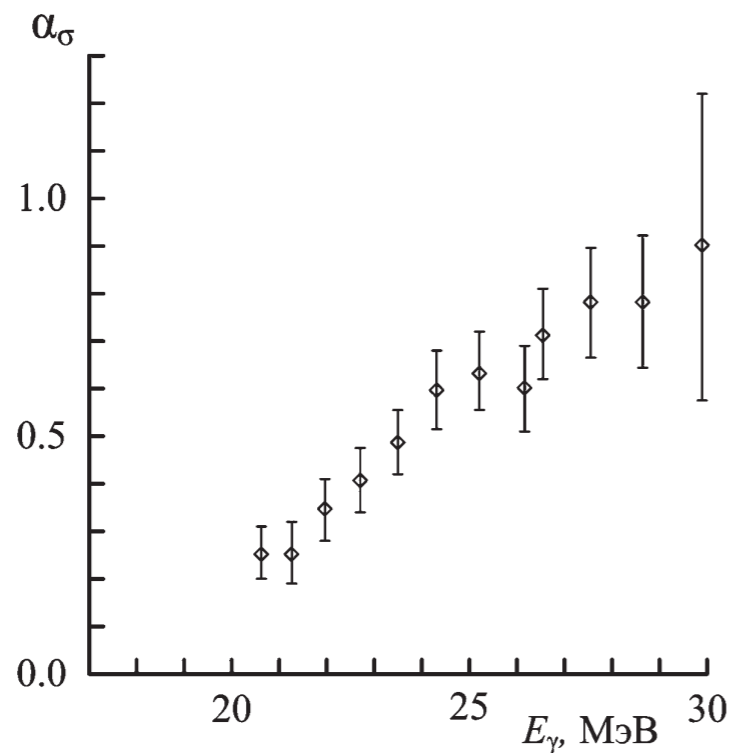


Рис. 1.  $\alpha_\sigma$  – асимметрия вперед-назад сечений вылета быстрых нейтронов под углами  $\theta \cong 55^\circ$  и  $\theta \cong 125^\circ$  по отношению к направлению падающего пучка  $\gamma$ -квантов для реакций  $^{nat}\text{Pb}(\gamma, n)$  на естественной смеси изотопов свинца с непосредственным заселением таких нижних состояний остаточных ядер, что их энергия возбуждения  $E_x < 4 \text{ МэВ}$ , в зависимости от энергии падающих  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma$  из работы [9]

нее. Из модельных расчетов, выполненных на основе модели прямых-полупрямых ядерных реакций (см., например, [13]) авторами работы [9], следует, что полученные ими значения  $\alpha_\sigma$  (см. рис. 1) согласуются с наличием у  $IV E2$  ГР силовой функции с положением центроида при  $(23.5 \pm 1.5) \text{ МэВ}$  и с шириной  $\sim 6 \text{ МэВ}$ . Однако при этом исчерпывается только 40% соответствующего правила сумм. Последнее обстоятельство заставляет предполагать более широкое распределение силовой функции и требует дальнейшего увеличения точности (прежде всего, статистической!) при получении экспериментальных результатов для  $\alpha_\sigma$ , а также при их анализе и обработке.

### 3. Интерпретация измеряемых величин $\alpha_\sigma$

Вышеупомянутое использованное авторами работы [9] рассмотрение полученных ими результатов измерений  $\alpha_\sigma$  в зависимости от энергии падающих  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma$ , включающее расчеты по модели прямых-полупрямых ядерных реакций, имело преимущественно феноменологический характер, поскольку использовало в качестве основных параметров, характеризующих резонансы (интенсивность, положение и ширина), либо экспериментально определенные величины, либо подгоночные параметры.

В рамках направления исследований, к которому относится и данная работа, был выполнен цикл работ [14–16], позволяющий дать первую интерпретацию асимметрии вперед-назад вылета нейтронов в реакции  $(\gamma, n)$  на микроскопическом уровне на основе теории конечных ферми-систем. В частности, для  $^{208}\text{Pb}$  были рассчитаны спектры частично-дырочных изовекторных электрических квадрупольных возбуждений (и связанных с ними силовых функций), а также величины соответствующих наведенных зарядов нейтрона и протона.

Напомним, что согласно оболочечной модели независимых частиц отношение этих зарядов постоянно и существенно меньше единицы. Однако учет на основе теории конечных ферми-систем остаточных частично-дырочных взаимодействий кардинально меняет ситуацию. Качественно на это было указано уже в первых работах по теории конечных ферми-систем [17]. Проведенные в [14–16] расчеты дали количественные оценки формирования индуцированных электрических

квадрупольных зарядов нейтрона и протона. В области ГР отношение абсолютных величин индуцированных квадрупольных зарядов нейтрона и протона внутри ядра близко к 1, и плавно спадает до 0 за пределами ядра. Вне области ГР данное отношение  $\ll 1$ . Подобное поведение индуцированного квадрупольного заряда нейтрона должно существенно сказаться на величине асимметрии вперед-назад вылета нейтронов, идущих с непосредственным заселением низколежащих состояний остаточных ядер (например, основного состояния в реакции  $(\gamma, n_0)$ ) в области изовекторного электрического квадрупольного ГР, что очень важно для изучения свойств этого практически неизученного ГР.

С помощью учета связи сложных конфигураций с частично-дырочными (см., например, [18]) на основе найденных силовых функций были определены полные сечения фотопоглощения в области соответствующих резонансов. Оказалось, что интегральное сечение фотопоглощения в области изовекторного электрического квадрупольного резонанса составляет  $\sim 10\%$  от соответствующего сечения электрического дипольного ГР. Кроме того, эти расчеты позволяют находить парциальные ширины, определяющие, например, величину сечения  $(\gamma, n_0)$ -реакции, и получать оценки ожидаемой величины асимметрии вылета фотонейтронов.

В работе [16] в рамках полумикроскопического подхода, основанного на континуумном приближении случайной фазы, исследована асимметрия вылета фотонейтронов из ядра  $^{208}\text{Pb}$ . Описана процедура учета связи простых частично-дырочных конфигураций со сложными непосредственно в уравнениях для определения эффективных внешних полей и искусственного учета эффектов, обусловленных зависимостью остаточных взаимодействий от скорости.

#### 4. Основные черты сцинтилляционных спектрометров нейтронов

Для детектирования быстрых нейтронов можно использовать регистрацию световых вспышек в сцинтилляторах, вызванных ядрами отдачи и продуктами ядерных реакций, образуемыми при столкновениях быстрых нейтронов с ядрами, содержащимися в материалах этих сцинтилляторов. При этом наиболее значительны эффекты от столкновений нейтронов с легчайшими ядрами — стабильными изотопами водорода

(прежде всего, с протием, хотя известно и использование для некоторых специальных случаев замены в этих сцинтилляторах протия на дейтерий (см., например, [19])).

Для такого детектирования нейтронов существенна возможность дискриминации по форме импульса (ДФИ) от случаев вспышек в сцинтилляторе, вызванных электронами (позитронами), что особенно важно при работе на ускорителях электронов с учетом имеющихся на них зачастую высоких уровней фоновых потоков электронов и  $\gamma$ -квантов, приводящих к вызванным электронами сцинтилляциям. ДФИ удается осуществлять для органических сцинтилляторов как твердотельных (прежде всего, на основе монокристаллов стибьена), так и жидких (прежде всего, на основе сцинтиллятора NE-213 (см., например, [20])). Именно детекторы на основе NE-213 с использованием ДФИ были применены при детектировании нейтронов в спектрометрах по времени пролета нейтронов в работе [9], и при этом в [9] использовались довольно существенные ограничения снизу на амплитуды  $A$  световых вспышек зарегистрированных импульсов для «отсечения» фоновых фотонов со сравнительно малыми энергиями  $E_\gamma$ .

Представляет интерес (в частности, для развития экспериментов по измерению асимметрии вперед-назад испускания нейтронов в фотонейтронных реакциях) использовать измерения амплитудных распределений световых выходов в указанных органических сцинтилляторах для спектрометрии быстрых нейтронов с сохранением в них ДФИ (см. о такой спектрометрии, в частности, в [20–29]).

Для работы этих спектрометров важны следующие функциональные зависимости:

1.  $f(t)$  — форма распределений их импульсов по времени  $t$  (в том числе с учетом необходимости проводить дискриминацию по форме импульсов, вызванных как быстрыми нейтронами, так и  $\gamma$ -квантами).
2.  $N(A, E_n)$  — функция отклика спектрометра, то есть вероятности получения в спектрометре амплитуды  $A$  для различных энергий падающих нейтронов  $E_n$ .
3.  $A_m(E_n)$  — зависимость наибольших амплитуд импульсов спектрометра (определяемых по методу, описанному, в частности, в [27]) от  $E_n$ .

Отметим, что удобно величины  $A$  измерять в единицах энергии эквивалентных электронов в МэВ ([MeV electron equivalent]  $\equiv$  [MeV\_e\_e]  $\equiv$  [МэВ\_э\_э], см., например, [27]).

Для каждого из двух вышеупомянутых сцинтилляторов (монокристаллов стибьбена и жидкостей NE-213) функции  $f(t)$  можно представить суммами соответствующих быстрых и медленных составляющих [21]. При этом взятые из Приложения 1 к [21] характерные времена быстрых ( $\tau_b$ ) и медленных ( $\tau_m$ ) составляющих, а также их амплитуды (соответственно  $A_b$  и  $A_m$  в относительных единицах) для обоих сцинтилляторов приводятся в Таблице для падающих как  $\gamma$ -квантов, так и быстрых нейтронов.

Таблица. Параметры быстрых и медленных составляющих вспышек в рассматриваемых сцинтилляторах для электронов (от  $\gamma$ -квантов) и протонов (от нейтронов)

сцинтиллятор	электроны				протоны			
	$t_b$ , нс	$A_b$ , отн. ед.	$t_m$ , нс	$A_m$ , отн. ед.	$t_b$ , нс	$A_b$ , отн. ед.	$t_m$ , нс	$A_m$ , отн. ед.
монокристалл стибьбена	5.6	100	49	6.6	6.0	100	67	7.0
жидкость NE-213	5.2	100	107	2.7	5.6	100	138	3.5

Хотя имеются противоречия для стибьбена между значениями для  $\tau_m$ , приведенными в данной Таблице и большими значениями этой величины из той же книги [21], что связано с тем, что у медленной составляющей импульсов световых вспышек форма импульса отличается от экспоненциальной. Однако в целом эта Таблица правильно передает характер более медленного спада импульсов сцинтилляций, вызванных нейтронами, по сравнению с вызванными  $\gamma$ -квантами, что и позволяет проводить на этих сцинтилляторах упомянутую выше дискриминацию по форме импульсов (ДФИ) для нейтронов и  $\gamma$ -квантов.

Расчитанное поведение функций  $N(A, E_n)$ , учитывающее только однократные столкновения нейтронов с ядрами протия, дают «столообразное» поведение  $N(A, E_n)$ . Однако такое поведение  $N(A, E_n)$  искажается из-за следующих обстоятельств: роста неизотропности рассеяния нейтронов в системе центра масс при росте энергии нейтронов; двукратного рассеяния нейтронов на протии; рассеяния нейтронов на углероде; ядерных реакций на углероде, вызванные нейтронами; утечки протонов через границы сцинтиллятора; статистических флуктуаций в сцинтил-

ляторе и фотоэлектронном умножителе (эти флуктуации, в частности, приводят к «размытию» верхней границы прямоугольного распределения импульсов протонов отдачи) [21]. Так что необходимо экспериментально измерять поведение  $N(A, E_n)$  для различных энергий падающих нейтронов  $E_n$ . Хотя с помощью имеющихся к настоящему времени программ расчета  $N(A, E_n)$  по методу Монте-Карло удается получать  $N(A, E_n)$ , весьма близкие к измеряемым (см., рис. 2, взятый из работы [29]).

Зависимость  $A_m(E_n)$  изучалась и экспериментальным, и расчетным путем (см., например, [20–22, 27, 29]). На рис. 3 показаны результаты измерений зависимости  $A_m(E_n)$ , полученные в работе [27].

Представляется полезным также привести амплитудный спектр, полученный в работе [26] для нейтронов из Pu-Be источника для случая сцинтиллятора из монокристалла стибьбена 50 мм толщиной и 50 мм диаметром (см. рис. 4).

Следует, однако, отметить, что хотя с монокристаллами стибьбена проще работать они менее подходят для спектральных измерений из-за асимметрии световых выходов медленной компоненты (см. об этом, например, в [21]).

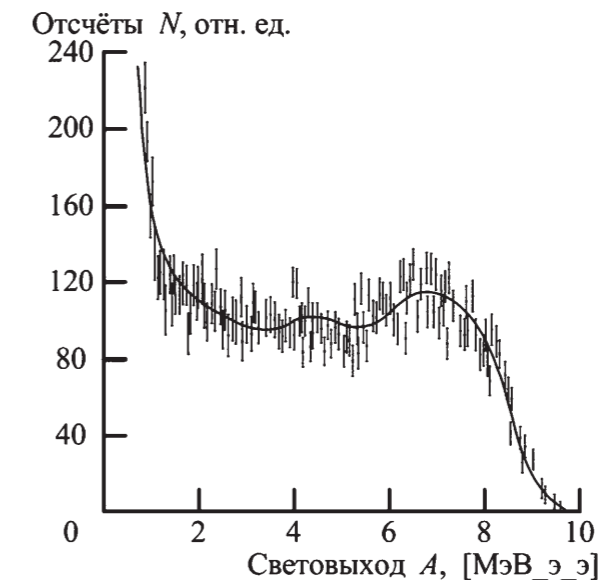


Рис. 2. Функция отклика  $N(A, E_n)$  для цилиндрического ( $\varnothing 6.35$  см  $\times$  12.7 см) NE213 сцинтиллятора при энергии нейтронов  $E_n \cong 19.9$  МэВ из работы [29]. Точки с «усами» ошибок – экспериментальные данные, сплошная кривая – результаты Монте-Карло расчета



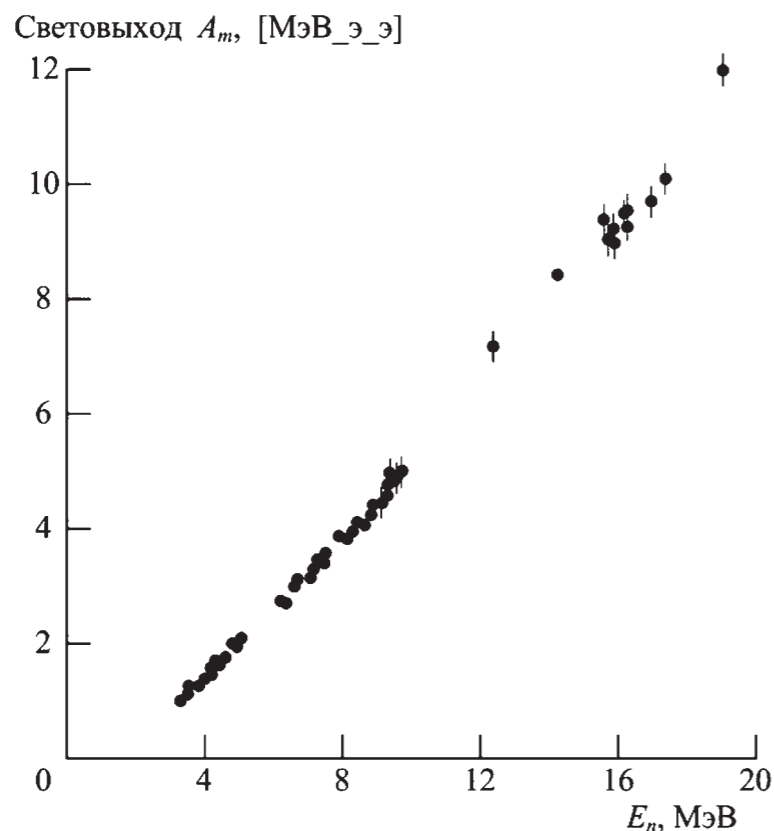


Рис. 3. Измеренная в работе [27] зависимость световыхода  $A_m$  от энергии  $E_n$  для NE213 сцинтилляторов толщиной 10 мм и диаметрами (10; 25 и 50) мм

### 5. Особенности измерений асимметрии вылета нейтронов в реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma, n_0)$ с помощью сцинтилляционных спектрометров

Из вышеизложенного понятно, что использование сцинтилляционных спектрометров быстрых нейтронов при измерениях асимметрии испускания быстрых нейтронов с целью выделения вкладов изовекторного  $E2$  ГР на фоне превалирующего изовекторного  $E1$  ГР предпочтительно осуществлять на ускорителях электронов непрерывного действия, на которых имеется возможность стабильного изменения тока пучка ускоренных электронов в широких пределах. Тем не менее, по причине отсутствия возможности проведения экспериментальных проверок обсуждаемой методики на ускорителях непрерывного действия было решено провести, по крайней мере, часть необходимых пучковых испытаний этой методики на импульсном линейном ускорителе электро-

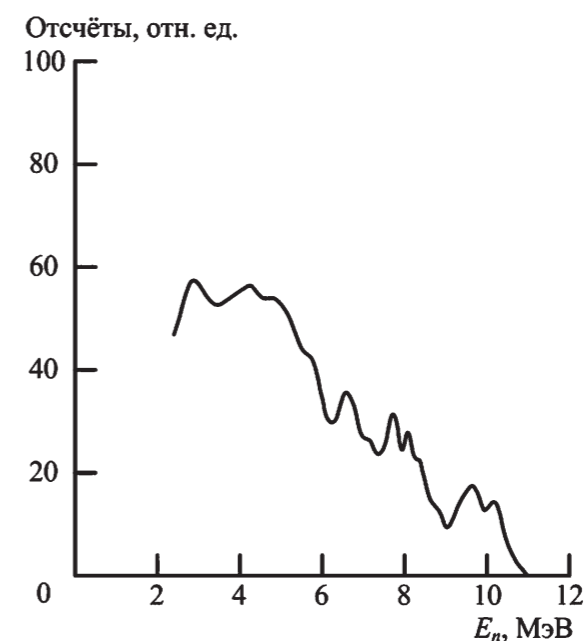


Рис. 4. Нейтронный спектр для Pu-Be источника, полученный в работе [26]

нов ЛУЭ-25 Института биофизики Министерства здравоохранения РФ [30–32]. Значительные усовершенствования систем ЛУЭ-25 и улучшение характеристик пучка электронов были достигнуты в ходе этапа его модернизации [30]. Дальнейшее существенное развитие этого ускорителя представлено в [31]. При проведении настоящей работы использовались методические приемы и возможности в работе с пучком ЛУЭ-25, описанные в [32].

Пучковые испытания проводились со специально подготовленными для этих целей четырьмя однокристалльными модулями на основе монокристаллов стиблена (толщиной 50 мм и диаметром 50 мм), сочлененными с ФЭУ-143-1, и одним цилиндрическим жидко-сцинтилляционным (ЖС) детектором большого объема (толщиной 50 мм и диаметром 490 мм, заполненным близкой по составу к NE-213 жидкостью). ЖС детектор просматривается девятью ФЭУ-174 с боковой поверхности [33]. Заметим, что измерения координат сцинтилляции могут позволить более эффективно подавлять наложения по сравнению с вариантом простого суммирования сигнала от всех ФЭУ.

Для всех детекторов была разработана и частично изготовлена электроника. Эта электроника включает в себя схемы дискриминации по форме сцинтилляционных импульсов. При этом разработан и реали-

зован новый метод подавления наложений сцинтилляций, основанный на анализе формы импульса сцинтилляции. Тестирование детекторов проведено по одному, а в схеме двойного рассеяния первым ставился однокристалльный детектор, а вторым — детектор большого объема. Совмещение сцинтилляционно-амплитудной и времяпролетной мод работы детекторов нейтронов при их спектроскопии позволяет получить достаточно хорошее энергетическое разрешение при регистрации фото-нейтронов в широком диапазоне энергий. Для анализа формы сцинтилляции применяется метод интегрирования заряда в четырех временных частично перекрывающихся интервалах, длительностью 200 нс каждый, причем первый из этих интервалов начинается за 7 нс до начала фронта сцинтилляционного импульса, а начала второго, третьего и четвертого интервалов запаздывают относительно начала первого, соответственно, на 40, 80 и 100 нс. Такое измерение позволяет иметь достаточно высокое быстродействие системы — 300 нс, улучшенное подавление  $\gamma$ -фона за счет разделения частиц по форме сцинтилляционного импульса и существенно подавить наложения, ограничивающие интенсивность потока событий и увеличивающие время набора информации. Нужно отметить, что ожидаемые трудности с выделением наложений при применении детектора большого объема для регистрации перерассеянных нейтронов преодолимы за счет установки дополнительной защиты со стороны мишени и координатной чувствительности большого детектора. Аналогичные измерения в подобных исследованиях нам не известны.

Как следует из анализа результатов [9, 12], опыт работы с пучками тормозных  $\gamma$ -квантов показал пригодность таких пучков для экспериментов, в которых выделяются парциальные переходы на отдельные уровни конечного ядра. Для выделения переходов только на основное состояние дочернего ядра, как в предлагаемом эксперименте, ситуация упрощается тем, что в этом случае задача становится «монохроматической» и тем, что определяющее значение имеет соотношение величин, измеряемых в одном и том же эксперименте. По интенсивности в нужном диапазоне доступный тормозной пучок фотонов может значительно превышать интенсивность пучка меченых фотонов, использованного в работе [9]. Оказалось, что достижимые с этими детекторами энергетическое и координатное разрешения достаточны для предлагаемых экс-

периментов. Для созданных спектрометров нейтронов возможно достижение светосилы, которая существенно превосходит величины, характерные для чисто времяпролетных спектрометров. Кроме того, энергетическое разрешение этих спектрометров может позволить разделять вклады  $(\gamma, n_0)$  и  $(\gamma, n_1)$  реакций друг от друга и тем самым улучшить однозначность получаемых результатов. Такое решение позволяет работать на пучке тормозных фотонов полного их спектра при выделении с помощью нейтронного спектрометра событий, вызванных фотонами из узкой энергетической области около верхней границы этого спектра. Использование коллимированного тормозного пучка с диаметром пятна на мишени около 30 мм и имеющего высокую интенсивность делает более доступным использование дорогих обогащенных мишеней. Эти отличия существенны для достижения большей достоверности выделения изовекторного  $E2$  ГР и определения его параметров с лучшей точностью. Эксперименты предполагается вести на мишени, обогащенной изотопом  $^{208}\text{Pb}$ . Для уменьшения расходов на аренду обогащенной мишени предварительные измерения проводились на мишени из естественной смеси изотопов.

В ходе исследований на ЛУЭ-25 были проведены юстировка оборудования на пучке ускорителя и исследования фоновых условий для ряда вариантов установки пассивной защиты от фона, а также получаемых рабочих загрузок. Был разработан и изготовлен блок синхронизации работы каналов нейтронного спектрометра и ускорителя – триггер эксперимента, использование которого позволило уменьшить фоновую загрузку спектрометра. Создана система сбора и обработки информации в эксперименте. Исследованы различные алгоритмы восстановления координаты сцинтилляции в жидкосцинтилляционных детекторах. Проведены пробные сеансы работы на пучке, которые показали, что вызывающие беспокойство трудности получения спектрометрической информации при высоких уровнях электромагнитных наводок, связанных с работой мощных СВЧ-устройств на резонансных ускорителях электронов, оказываются вполне преодолимыми. Представляется, однако, гораздо более важным то, что в проводимых на пучках ЛУЭ-25 экспериментах удавалось в описанных сцинтилляционных спектрометрах быстрых нейтронов разделять полезные и фоновые сигналы, несмотря на

наличие больших потоков фоновых нейтронов и  $\gamma$ -квантов. Возможность такого разделения подтверждает пригодность рассматриваемой методики измерения асимметрии испускания жестких нейтронов в области ГР. Конечно, в предложенных экспериментах нужно обеспечение стабильной работы ускорителя электронов при сравнительно низких уровнях токов ускоряемых в них электронов, при которых ещё можно пренебречь наложениями в применяемых сцинтилляционных спектрометрах быстрых нейтронов. Обеспечение такого стабильного снижения тока пучка ускоренных электронов и его мониторингования представляет собой довольно сложную, но решаемую задачу (см. об этом, например, в [34]).

### Заключение

В результате выполненных разработок и экспериментов показана перспективность использования сцинтилляционных спектрометров быстрых нейтронов для измерений асимметрии испускания нейтронов в реакции  $(\gamma, n_0)$  с целью выделения с улучшенной точностью вклада изовекторного  $E2$  гигантского резонанса.

Настоящая работа была частично поддержана грантом Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проект 98-02-17091).

Авторы с благодарностью вспоминают полезные советы покойного Р.А. Эрамжяна и его стимулирующий интерес к работе.

### Литература

1. E.G.Fuller, H.M.Gerstenberg. Photonuclear Data — Abstract Sheets, 1955-1982. Volumes I-XV, US Department of Commerce, National Bureau of Standards, Center for Radiation Research. Washington, D.C. — Gaithersburg, MD, NBSIR 83-2742, 1983-1986.
2. S.S. Dietrich, B.L. Berman. Atlas of Photoneutron Cross Sections Obtained with Monoenergetic Photons. Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1988. V. 38, pp. 199-338.
3. A.V. Varlamov, V.V. Varlamov, D.S. Rudenko, M.E. Stepanov. Atlas of Giant Dipole Resonances. International Atomic Energy Agency. International Nuclear Data Committee. Report INDC(NDS)-394, IAEA, Vienna (Austria), 1999.
4. <http://cdfc.sinp.msu.ru/exfor/index.php>
5. R. Pitthan. Proceedings of the Giant Multipole Resonances Topical Conference (Oak Ridge, Tennessee, October 1979, edited by F.E. Bertrand). Harwood Academic Publishers, Chur, Switzerland, 1980, P. 161.
6. Physics with MAMI A (1983-1987). Institut fur Kernphysik Johannes Gutenberg Universitat, Mainz, May 1988, pp. 231-255.

7. A. Van der Woude. The Electric Giant Resonances. In: International Review of Nuclear Physics V. 7, Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei, edited by J. Speth. Singapore: World Scientific Publishing Company, 1991, pp. 99-232.
8. J. Speth, J. Wambach. Theory of Giant Resonances. In: International Review of Nuclear Physics Vol.7. Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei, edited by J. Speth. Singapore: World Scientific Publishing Company, 1991, pp. 1-97.
9. T. Murakami, I. Halpern, D.W. Storm, P.T. Debevec, L.J. Morford, S.A. Wender, D.H. Dowell. Forward-to-backward asymmetry of the  $(\gamma, n)$  reaction in the energy range 20-30 MeV. Phys. Rev. C. 1987. V. 35, pp. 479-494.
10. Г.М. Гуревич, Л.З. Джилаван, Б.С. Долбилкин, Р.Л. Кондратьев, В.А. Кузнецов, А.М. Лапик, В.П. Лисин, В.Г. Недорезов, Б.С. Ратнер, Б.А. Тулупов, Р.А. Эрамжян, С.С. Вербицкий. Исследование возбуждения и распада  $S_0$ ,  $S_1$  и  $S_2$  гигантских резонансов в  $(e, e'X)$  совпадательных экспериментах. Проект программы исследований на Московском разрезном микротроне непрерывного действия с максимальной энергией ускоренных электронов 175 МэВ. Препринт ИЯИ РАН 1040/2000, Москва, 2000.
11. Л.З. Джилаван, Л.Е. Лазарева, В.Н. Пономарев, А.А. Сорокин. Изомерные отношения выходов реакций  $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196\text{m.g}}\text{Au}$  и  $^{197}\text{Au}(e, e'n)^{196\text{m.g}}\text{Au}$  при энергиях 10-90 МэВ. ЯФ. 1981. Т. 33, стр. 591-600.
12. A. Van Camp, R. Van de Vyver, H. Ferdinande, E. Kerkhove, R. Carhon, J. Devos. Absolute  $(\gamma, p_0)$  and  $(\gamma, p_1)$  cross sections and angular distributions for the closed neutron shell nucleus  $^{89}\text{Y}$ . Phys. Rev. C. 1980. V. 22, pp. 2396-2403.
13. G.E. Brown. Direct and semi-direct  $(p, \gamma)$ - and  $(n, \gamma)$ - reactions. Nucl. Phys. 1964. V. 57, pp. 339-344.
14. Б.А. Тулупов. Индуцированный электрический квадрупольный заряд нейтрона и асимметрия вперед-назад в реакции  $(\gamma, n)$ . Препринт ИЯИ - 1066/2001.
15. М.Л. Горелик, Б.А. Тулупов, М.Г. Урин. Об асимметрии углового распределения реакции  $(\gamma, n)$  в области энергии изовекторного электрического квадрупольного резонанса. Препринт ИЯИ - 1072/2002; Изв. РАН, сер. физ. 2003. Т. 67. № 5, стр. 732-737.
16. М.Л. Горелик, Б.А. Тулупов, М.Г. Урин. Об асимметрии угловых распределений продуктов «прямых + полупрямых» фотонейтронных реакций в области изовекторного гигантского квадрупольного резонанса. ЯФ. 2006. Т. 69. № 4, стр. 622-630.
17. А.Б. Мигдал. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. Москва: Наука, 1965.
18. G.A. Chekomazov, M.H. Urin. Phys. Lett. B. 1995354(1995)7-13.
19. S. Croft, J.M. Adams, D.S. Bond, N.P. Hawkes, N. Watkins. A measurement of the light output of the deuterated liquid scintillator to recoil deuterons with energies between 0.62 and 14.5 MeV. Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Research A. 1992. V. 316, pp. 324-332.
20. V.V. Verbinski, W.R. Burrus, T.A. Love, W. Zobel, N.W. Hill, R. Textor. Calibration of an organic scintillator for neutron spectrometry. Nucl. Instrum. and Methods. 1968. V. 65, pp. 8-25.
21. В.И. Кухтевич, Л.А. Трыков, О.А. Трыков. Однокристалльный сцинтилляционный спектрометр (с органическим фосфором). Москва: Атомиздат, 1971.
22. Л.А. Трыков, Н.Д. Тюфяков, Ю.В. Фадеев. Форма линии спектрометра нейтронов с кристаллом стильбена. ПТЭ. 1973. № 1, стр. 51-55.

23. B.S. Ratner, A.N. Sergievsky, S.S. Verbitsky. Intermediate structure of the giant dipole resonance in  $^{54}\text{Fe}$  and  $^{56}\text{Fe}$ . Nucl. Phys. A. 1977. V. 285, pp. 71–83.
24. S.S. Verbitsky. Fast neutron spectrometer with pulse shape discrimination. Nucl. Instrum. and Methods. 1978. V. 151, pp. 117–124.
25. I.V. Glatky, A.M. Lapik, B.S. Ratner, S.S. Verbitsky, A.V. Veselovsky. Decay of doorway states formed in the GDR in the case of the  $^{58}\text{Ni}(\gamma, n)$  reaction. Nucl. Phys. A. 1990. V. 512, pp. 167–177.
26. И.М. Глаткий, А.М. Лапик, А.И. Минаев, Б.С. Ратнер, С.С. Вербицкий. Четырехканальный нейтронный спектрометр с  $n$ - $\gamma$  разделением на основе двумерного анализа. ПТЭ 1992. № 2, стр. 135–139.
27. N.P. Hawkes, J.M. Adams, D.S. Bond, S. Croft, O.N. Jarvis, N. Watkins. Measurements of the Proton Light Output Function of the Organic Liquid Scintillator NE213 in Several Detectors. Preprint of Harwell Instruments Ltd., Harwell International, Business Centre, Didcot, Oxon, OX11 0RA, UK, September 2000; Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. A. 2002. V. 476, pp. 190–194.
28. С.С. Вербицкий, А.М. Лапик, Б.С. Ратнер, А.В. Русаков, М.А. Тиканов, Б.А. Тулупов, А.Н. Целебровский. Исследование распада дипольного гигантского резонанса в реакции  $(\gamma, n)$  на ядрах  $^{52}\text{Cr}$  и  $^{51}\text{V}$ . ЯФ. 2009. Т. 72. № 3, стр. 420–428.
29. M. Anghinolfi, G. Ricco, P. Corvisiero, and F. Masulli. The response function of organic scintillators to fast neutrons. Nucl. Instrum. And Methods. 1979. V. 165, pp. 217–224.
30. Е.А. Вайнер, А. Максимова, В.Н. Пономарев, Л.Н. Филин, А.В. Белоусов, В.Л. Смирнов, Ю.П. Щепин. Реконструкция и состояние линейного ускорителя электронов ЛУЭ-25. В сб. “Вопросы атомной науки и техники. Серия: Техника физического эксперимента”. Вып. 1(18), “ЦНИИАтоминформ”, Москва, 1984, стр. 3–4.
31. Е.А. Вайнер, В.Н. Пономарев, Л.Н. Филин и др. Особенности применения в качестве источника радиационных полей ускорителя ЛУЭ-25 и задачи его совершенствования. Тезисы докладов V Всесоюзного совещания по применению линейных ускорителей в народном хозяйстве (октябрь 1985, Ленинград). ЦНИИАтоминформ: Москва, 1985, стр. 217–218.
32. Е.А. Вайнер, В.Н. Пономарев. Экспериментальные облучения биологических объектов на линейном ускорителе электронов ЛУЭ-25. Институт биофизики МЭ СССР: Отчет Б-4545, Москва, 1984, 35 стр.
33. В.М. Алексеев, В.В. Бусыгин, В.С. Вербицкий, С.С. Вербицкий, А.М. Лапик, М.А. Лапик, А.В. Русаков, М.Л. Савопуло, В.В. Смирнов, А.Н. Целебровский, М.Н. Чубаров. Восстановление координат сцинтилляций в цилиндрическом детекторе большого размера с радиальным расположением фотоэлектронных умножителей. ПТЭ. 2002. № 3, стр. 34–38.
34. Л.З. Джилаван, Н.П. Кучер. Калибровка детекторов релятивистских заряженных частиц и гамма-квантов на системе получения квазимонохроматических аннигиляционных фотонов. В сб. “Вопросы атомной науки и техники. Серия: Техника физического эксперимента”. Вып. 1(3), ХФТИ, Харьков, 1979, стр. 82–84.