

Institute for Nuclear Research
of the Russian Academy of Sciences

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований
Российской академии наук



Л.З. Джилавян, А.М. Лапик, В.Г. Недорезов, Б.А. Тулугов

Разделение вкладов изовекторных
 $E2$ и $E1$ гигантских резонансов
в прямых и обратных реакциях с реальными
и виртуальными фотонами

препринт
preprint

ПРЕПРИНТ ИЯИ РАН
1423/2016
ИЮНЬ 2016

МОСКВА 2016 MOSCOW

Institute for Nuclear Research
of the Russian Academy of Sciences

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований
Российской академии наук



Л.З. Джилавян, А.М. Лапик, В.Г. Недорезов, Б.А. Тулупов

**Разделение вкладов изовекторных
 $E2$ и $E1$ гигантских резонансов
в прямых и обратных реакциях с реальными
и виртуальными фотонами**

препринт
preprint

ПРЕПРИНТ ИЯИ РАН
1423/2016
ИЮНЬ 2016

МОСКВА 2016 MOSCOW

Institute for Nuclear Research
of the Russian Academy of Sciences

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований
Российской академии наук



Л.З. Джилавян, А.М. Лапик, В.Г. Недорезов, Б.А. Тулупов

Разделение вкладов изовекторных
 $E2$ и $E1$ гигантских резонансов
в прямых и обратных реакциях с реальными
и виртуальными фотонами

ПРЕПРИНТ ИЯИ РАН

1423/2016

ИЮНЬ 2016

МОСКВА

2016

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

УДК 539.12:539.17

Л.З. Джилавян*, А.М. Лапик, В.Г. Недорезов,
Б.А. Тулупов

Разделение вкладов изовекторных
 $E2$ и $E1$ гигантских резонансов
в прямых и обратных реакциях
с реальными и виртуальными фотонами

Дается краткий обзор способов выделения вкладов изовекторных электрических квадрупольных ($E2$) на фоне преобладающих дипольных ($E1$) гигантских резонансов в атомных ядрах, возбуждаемых в прямых и обратных реакциях с фотонами (реальными и виртуальными). Приводятся также основные параметры изовекторного $E2$ гигантского резонанса, заявленные к настоящему времени на основании результатов, полученных с использованием части из этих способов для ^{208}Pb .

* PACS: 24.30.Cz; 25.20.-x

L.Z. Dzhilavyan*, A.M. Lapik, V.G. Nedorezov,
B.A. Tulupov

Separation of contributions from isovector
 $E2$ and $E1$ giant resonances in direct and
inverse reactions with real and virtual
photons

It is given a brief overview of ways for separation of contributions from isovector electric quadrupole ($E2$) from prevailing dipole ($E1$) giant resonances in atomic nuclei, excited in direct and inverse reactions with photons (real and virtual). The main parameters of the isovector $E2$ giant resonances, estimated to date using some of these ways for ^{208}Pb , are also presented.

* PACS: 24.30.Cz; 25.20.-x

ISBN 978-5-94274-312-3

© Федеральное государственное
бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований
Российской академии наук, 2016
Institute for Nuclear Research
of the Russian Academy of Sciences, 2016

Л.З. Джилавян, А.М. Лапик, В.Г. Недорезов,
Б.А. Тулупов

Разделение вкладов изовекторных
 $E2$ и $E1$ гигантских резонансов
в прямых и обратных реакциях с реальными
и виртуальными фотонами

Препринт 1423/2016

Июнь 2016

Подписано в печать 22.05.2016

Ф-т 60x84/8. Уч.-изд.л. 1,0. Зак. 22393 Тираж 85 экз.
Бесплатно

Печать цифровая
Издательский отдел

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерных исследований Российской академии наук

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

Введение

Мультипольные гигантские резонансы (ГР) – универсальный отклик атомных ядер на различные внешние воздействия. ГР определяются характером взаимодействий нуклонов в ядре. К настоящему времени наиболее изучены электрические дипольные ($E1$) изовекторные ГР (см., например, [1]). Но уже для электрических квадрупольных ($E2$) изовекторных ГР имеющиеся данные об их основных характеристиках (положение центроида, ширина и интенсивность) в значительной степени противоречивы и обрывочны (см. об этом, например, в [2]), хотя эти данные очень важны для количественного описания ГР, как когерентных коллективных движений в ядрах. Выделение изовекторного $E2$ ГР является трудной задачей, так как он «погружен» в значительно более интенсивный изовекторный $E1$ ГР. Нужен выбор таких условий экспериментов, в которых соотношения между вкладами этих ГР улучшаются для $E2$ ГР. Прежде всего, исследования вкладов $E2$ ГР надо вести для тяжелых сферических ядер (например, ^{208}Pb), для которых можно ожидать более компактные силовые функции ГР в зависимости от энергий возбуждения ядер E^* .

В работе дается краткий обзор способов разделения вкладов изовекторных $E2$ и $E1$ ГР в прямых и обратных ядерных реакциях с фотонами (реальными и виртуальными).

1. Рассеяние электронов на атомных ядрах

К настоящему времени наиболее систематические исследования изовекторного $E2$ ГР были проведены для реакций неупругого рассеяния электронов на ядрах, в которых ядру передается энергия E^* и импульс \mathbf{q} . Такие реакции можно рассматривать как реакции под действием виртуальных фотонов с нефиксированным соотношением между E^* и $|\mathbf{q}|$ (в отличие от строгой его фиксации в реакциях под действием реальных

фотонов). При варьировании условий эксперимента (изменениях кинетической энергии падающих электронов E_e и угла θ , под которым регистрируются магнитным спектрометром рассеянные электроны) этот способ, казалось бы, является универсальным для изменений соотношений между вкладами ГР различной мультипольности и их выделения. По результатам ранних инклюзивных (e, e')-экспериментов, проведенных на импульсных ускорителях электронов (см., например, [3] для ^{208}Pb и ^{197}Au и [4] для ^{208}Pb), была составлена систематика положений, ширин и интенсивностей изовекторных $E2$ ГР [5]. Но надо указать на серьезные сложности при извлечении информации о ГР в инклюзивных (e, e')-экспериментах из-за необходимости отделять вклады ГР от большой «подложки» из-за «радиационных хвостов» и фона в зале спектрометра. На рис. 1 дан пример из [4] для $^{208}\text{Pb}(e, e')$ при $E_e \cong 183$ МэВ и $\theta \cong 35^\circ$. Заметим, что в [4] при мультипольном разложении ГР учитывалось возбуждение как поперечных, так и продольных ГР, а также применялись различные модели ГР (модели Goldhaber-Teller (GT) или Steinwedel-Jensen (SJ)). На рис. 1 на фоне указанной «подложки» наблюдаются широкие пики от изовекторных ГР: от $E1$ (с центроидом при $E^* \approx 13,5$ МэВ) и от $E2$ (с центроидом при $E^* \approx 22,5$ МэВ).

Качество исследований ГР при неупругом рассеянии электронов можно улучшить при переходе от (e, e')- к эксклюзивным ($e, e'X$)-экспериментам, благодаря существенному подавлению влияния «радиационных хвостов» и фона на детекторах спектрометра. Хотя, например, для ($e, e'n_0$)- и ($e, e'n_1$)-экспериментов это приводит к серьезному услож-

нению оборудования [6]. В значительной степени ($e, e'X$)-экспериментам посвящен наш проект исследований на разрезном микротроне непрерывного действия на энергию ускоренных электронов до 175 МэВ [7]. При этом в [7] в ряде экспериментов предполагалось использовать рассматриваемые в настоящем обзоре сцинтилляционные спектрометры нейтронов.

Для успешного развития исследований ГР в (e, e')- и, особенно, ($e, e'X$)-экспериментах существенна возможность работы на ускорителях электронов непрерывного действия.

На эксперименты по неупругому рассеянию электронов на атомных ядрах с целью выделения искомым ГР 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 способов исследований.

2. Заселение высокоспиновых изомерных состояний ядер в прямых фото- и электро- ядерных реакциях

Один из таких способов был предпринят ранее у нас и был основан на использовании для этой цели изучения изомерных отношений выходов основного (2^-) и высокоспинового метастабильного (12^-) изомерных состояний ядер ^{196}Au в фотонейтронной и электронейтронной реакциях на ядрах ^{197}Au [8].

Ядра ^{196}Au могут образовываться в основном ^{196g}Au ($gJ^\pi = 2^-$; $gT_{1/2} \cong 6,18$ дн), и в метастабильном высокоспиновом ^{196m}Au ($mJ^\pi = 12^-$; $mT_{1/2} \cong 9,7$ ч; $mE \cong 595,4$ кэВ) состояниях.

В [8] изучалось заселение этих состояний ^{196}Au на импульсном линейном ускорителе электронов ИЯИ РАН при энергиях электронов $E_e \sim (10 \div 90)$ МэВ, используя реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, n)$ и $^{197}\text{Au}(e, e'n)$. Регистрировались с помощью Ge(Li)-спектрометра активности, наводимые в облучённых образцах Au толщиной $\cong 15$ мкм либо электронами, либо тормозными фотонами, образованными электронами в стоящем по пучку перед Au почти вплотную радиаторе (Ta толщиной $\cong 1$ мм). Изомерные отношения выходов $\tilde{\alpha} = ({}^mY/{}^gY)$ (отношения свер-

ток сечений со спектрами фотонов (реальных или виртуальных)) находились из отношений интенсивностей линий 147,8 кэВ для ^{196m}Au и 355,7 кэВ для ^{196g}Au . Для реальных тормозных фотонов получено в [8] $\tilde{\alpha}_\gamma \cong (6,1 \pm 0,4) \times 10^{-4}$ при $E_\gamma \text{ max} \cong 52 \text{ МэВ}$.

Возможность выделения изовекторного $E2$ ГР в этом способе задана тремя факторами.

Во-первых, в [8] показано, что «эффективный» порог реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196m}\text{Au}$ смещен вверх на $\sim 4 \text{ МэВ}$ (чтобы набрать нужную разность спинов в γ -каскаде после испускания нейтрона), что существенно снижает вклад изовекторного $E1$ ГР в заселении ^{196m}Au .

Во-вторых, из расчетов [9] и из известных экспериментов для различных реакций для заселения ^{196m}Au и ^{196g}Au реакций, следует, что изомерные отношения сечений $\tilde{\alpha} = {}^m\sigma/{}^g\sigma$ для большой разницы спинов образуемых изомеров очень чувствительны к среднему вносимому в используемой реакции моменту. При этом для заселения ^{196m}Au и ^{196g}Au переход в фотопоглощении от $E1$ к $E2$ должен приводить к возрастанию $\tilde{\alpha}$ в ~ 10 раз.

В-третьих, если в выходах ${}^mY_\gamma$ и ${}^gY_\gamma$ реакций, вызванных реальными тормозными γ -квантами, различаются только сечения реакций с заселением указанных изомеров, то в выходах mY_e и gY_e реакций, вызванных электронами (то есть соответствующими виртуальными γ -квантами), при $E_e \approx 50 \text{ МэВ}$ согласно [10] для области E_γ , дающей основной вклад в образование ^{196g}Au и ^{196m}Au отношение количеств виртуальных квадрупольных и дипольных γ -квантов ≈ 3 , что также помогает выделению вклада изовекторного $E2$ ГР.

Так как, несмотря на указанные усиливающие факторы, ожидаемые различия $\tilde{\alpha}_e$ и α_γ малы, то измерения спектров и их обработка велись особенно тщательно с исключением по возможности различных систематических погрешностей. Экспериментально определялась величина $(\tilde{\alpha}_e - \tilde{\alpha}_\gamma)/\tilde{\alpha}_\gamma$. При этом была получена величина $[(\tilde{\alpha}_e - \tilde{\alpha}_\gamma)/\tilde{\alpha}_\gamma] = 0,18 \pm 0,03$, хорошо согласующаяся с предсказаниями соответствующего правила сумм, что подтверждает плодотворность заложенных в работе [8] идей, направленных на усиление возможности выделения вклада изовекторного $E2$ ГР.

3. Рассеяние многозарядных ионов на ядрах с кулоновским возбуждением ГР и их девозбуждением каскадом γ_1 - и $\gamma_{(1\rightarrow 0)}$ -квантов

Другой способ [11] был опробован на установке GANIL с использованием Кулоновского возбуждения ГР при неупругом рассеянии на ядрах ^{208}Pb ионов ^{17}O с энергией ~ 84 МэВ/нуклон и последующих редких девозбуждений этих ГР в ядрах ^{208}Pb путем выделенных специальных γ -переходов, идущих в реакции $^{208}\text{Pb}(^{17}\text{O}, ^{17}\text{O}'\gamma_1\gamma_{(1\rightarrow 0)})^{208}\text{Pb}$. Изучались тройные совпадения: рассеянных ионов $^{17}\text{O}'$, регистрируемых магнитным спектрометром, и двух γ -квантов γ_1 и $\gamma_{(1\rightarrow 0)}$ с энергиями E_{γ_1} и $E_{\gamma_{(1\rightarrow 0)}}$, регистрируемых большим набором быстрых ВаF₂-детекторов. Здесь: $E_{\gamma_1} + E_{\gamma_{(1\rightarrow 0)}} = E^*$; E^* — начальные энергии возбуждения в ^{208}Pb ; γ_1 — одиночный γ -квант, испускаемый при непосредственном γ -переходе из начального возбужденного состояния в первое возбужденное состояние (3^-) ядра ^{208}Pb ; $\gamma_{(1\rightarrow 0)}$ — γ -квант с энергией $E_{\gamma_{(1\rightarrow 0)}} \cong 2,61$ МэВ, испускаемый при γ -переходе из первого возбужденного состояния в основное состояние ядра ^{208}Pb . Даже при уникальности использованного оборудования, в [11] удалось достичь только весьма ограниченной статистической достоверности (см. рис. 2, на котором гистограммой показаны экспериментальные данные, а пунктирной кривой — теоретические ожидания, использующие, в частности, [12]), но и при этом авторы [11] посчитали свои результаты «дразнящим» указанием на изовекторный $E2$ ГР с центроидом при $E^* \sim 25$ МэВ (см. точнее в таблице в разделе 5).

4. Угловые распределения и асимметрия вылета продуктов в прямых и обратных фотоядерных реакциях

Разветвленное направление способов разделения вкладов изовекторных $E2$ и $E1$ ГР связано с исследованиями угловых распределений продуктов прямых и обратных ядерных реакций с фотонами, приводящих при распадах этих ГР к непосредственному (то есть при вылете одиночной частицы-продукта реакции) заселению низколежащих состояний образуемых в таких реакциях дочерних ядер (основных и ближайших к ним возбужденных с энергиями возбуждения E_x). Ниже в подразделе 4.1 приводится пример попытки таких исследований [13], в которых из-

мерялись и анализировались полные распределения по углам испускаемых частиц-продуктов исследуемых реакций.

Однако при тех же условиях, накладываемых на параметры регистрируемых в различных вариантах этого способа частиц-продуктов выбранной реакции для выделения вкладов изовекторного $E2$ ГР, оказались более продуктивными исследования важной характеристики таких угловых распределений, а именно, в зависимости от энергии падающих частиц асимметрии вперед-назад сечений испускания указанных частиц-продуктов $\alpha_{\sigma} = [(d\sigma/d\omega)_{55^\circ} - (d\sigma/d\omega)_{125^\circ}] / [(d\sigma/d\omega)_{55^\circ} + (d\sigma/d\omega)_{125^\circ}]$, где $(d\sigma/d\omega)_{55^\circ}$ и $(d\sigma/d\omega)_{125^\circ}$ — дифференциальные сечения рассматриваемой реакции, продукты которой вылетают под углами $\theta_1 \cong 55^\circ$ и $\theta_2 \cong \pi - \theta_1 \cong 125^\circ$ по отношению к направлению движения падающей частицы (выбор конкретного значения θ_1 был сделан в [14] (и был принят в последующих работах по измерению α_{σ} для выделения $E2$ ГР [2, 15]), исходя в значительной степени из удобства для соответствующих экспериментов). Поскольку при измерениях α_{σ} проводятся относительные измерения, возможно устранение некоторых возможных ошибок (например, связанных с мониторированием пучка, а также с определением толщины облучаемой мишени). При этом используются интерференционные эффекты между имеющими противоположные четности амплитудами изовекторных $E2$ и $E1$ ГР. Важно отметить, что α_{σ} пропорциональна произведению амплитуд для $E2$ и $E1$ ГР, тогда как сечения пропорциональны квадратам этих амплитуд, что для указанных измерений позволяет надеяться на увеличение возможности выделения вкладов $E2$ ГР.

4.1. Угловые распределения протонов в (γ, p_0) - и (γ, p_1) -реакциях. 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, [13]). К сожалению, такие фотопротонные исследования реально возможны только для легких и средних ядер, поскольку, в частности, для более тяжелых ядер доля этого канала сильно уменьшена. Однако, в легких и средних ядрах изовекторный $E2$ ГР сильнее размыт и его труднее заметить, так что, например, в [13] из измерений, проведенных на пучке тормозных γ -квантов, образуемых электронами

с $E_e \cong (13-25)$ МэВ от импульсного ускорителя электронов, угловых распределений протонов из реакций (γ, p_0) и (γ, p_1) на ^{89}Y удалось получить только некоторые недостаточно четкие указания на вклад изовекторного $E2$ ГР, хотя из анализа фотопротонного квадрупольного поглощения, полученного в [13], следовало, что в нем преобладает вклад прямого процесса, не связанного с ГР. Поэтому и в этом смысле для тяжелых ядер (прежде всего, для ^{208}Pb), для которых, как ожидается, изовекторный $E2$ ГР наиболее компактен, желательно в таких исследованиях изучать фотонейтронный канал.

4.2. Асимметрия вылета γ -квантов в реакциях (p, γ) и (n, γ_0) . Тем не менее, насколько нам известно, идея использования измерений асимметрии сечений вылета вперед-назад продуктов фотонуклонных или обратных им реакций α_s для разделения вкладов изовекторных $E2$ и $E1$ ГР была впервые использована для реакции $^{208}\text{Pb}(p, \gamma)$ в работе [14] на ускорителе протонов с их энергиями $E_p \cong (10-25)$ МэВ. Авторы [14] утверждали, что им удалось наблюдать изовекторный $E2$ ГР при $E_p \cong 20,0$ МэВ (то есть при $E^* \cong 23,7$ МэВ).

Однако согласно анализу из [2] в [14] не удалось с определенностью выделить изовекторный $E2$ ГР. Это связано, в том числе и с тем, что в тяжелых ядрах для (p, γ) -реакций вклад прямого $E2$ -захвата преобладает над вкладом резонансного захвата, связанного с изовекторным $E2$ ГР. Однако сама идея измерений асимметрии α_σ оказалась плодотворной и была использована для поиска изовекторного $E2$ ГР в фотонейтронных и обратных им реакциях, для которых не ожидаются в такой же степени, как для фотопротонных реакций проблемы с фонами, не связанными с ГР. Важно также отметить, что фотонейтронные и обратные им реакции имеют ещё и то преимущество, что при их сравнительно больших сечениях мы имеем у нейтронов и γ -квантов большие проникающие способности, так что можно применять сравнительно толстые мишени.

Первоначально эта идея была реализована в [15] для реакции $^{208}\text{Pb}(n, \gamma_0)$ в эксперименте на вторичном пучке быстрых нейтронов, получаемых на дейтонном пучке ускорителя-тандема. Регистрация γ_0 -квантов в [15] осуществлялась с помощью сцинтилляционных NaI-спектрометров. В [15] были получены для реакции $^{208}\text{Pb}(n, \gamma_0)$ значения α_σ в зависимости и от энергий падающих нейтронов E_n , и от соот-

ветствующих им энергий γ_0 -квантов, приводящих к непосредственному заселению основного состояния остаточного ядра ^{209}Pb (то есть максимальной энергии γ -квантов E_{g0} при указанных значениях E_n , а именно, $E_{\gamma 0} = E^* = E_n + (E_\gamma)_{\text{порог}}(^{209}\text{Pb}(\gamma, n))$, где $(E_\gamma)_{\text{порог}}(^{209}\text{Pb}(\gamma, n)) \cong 3,94$ МэВ. Указанные результаты измерений α_σ из [15] не противоречат ожиданию, что центроид силовой функции изовекторного $E2$ ГР находится при ≈ 23 МэВ. Однако из-за недостаточной интенсивности пучка падающих нейтронов (особенно при росте E_n) эксперимент не позволил достичь более высоких энергий возбуждения ^{209}Pb и извлечь полную силу этого резонанса.

4.3. Асимметрия вылета нейтронов в (γ, n) -реакциях. Для устранения указанных ограничений на энергии возбуждения E^* при исследованиях (n, γ_0) -реакций перешли от них к исследованиям (γ, n) -реакций (прежде всего, на свинце) на пучках γ -квантов на ускорителях электронов. Ниже описаны варианты этого способа: реализованный в [2] и два предложенные в работах [16] и [17]), отличающиеся от варианта [2] методиками регистрации быстрых нейтронов при наличии у вариантов [16] и [17] перспективности, благодаря привлекательным возможностям работы на пучках немеченых тормозных γ -квантов.

4.3.1. Спектрометры нейтронов по времени пролета, меченые фотоны. В работе [2] были предприняты измерения α_σ в реакциях (γ, n) в свинцовой мишени при энергиях падающих γ -квантов $E_\gamma \cong (20 \div 30)$ МэВ. В [2] было использовано сочетание уникального оборудования: сверхпроводящий ускоритель электронов – разрезной микротрон непрерывного действия; система получения меченых тормозных γ -квантов; времяпролетные спектрометры быстрых нейтронов с энергиями E_n до ~ 25 МэВ; большие детекторы нейтронов в этих спектрометрах на основе жидкого сцинтиллятора с использованием дискриминации по форме импульса. При несомненных достоинствах работы [2] следует указать на ряд ее недостатков и ограничений. В работе [2] удалось достичь только сравнительно низкой интенсивности пучка меченых фотонов (даже при использовании полного пятна на мишени с характерным диаметром ~ 7 см), которая не позволила выбрать для времяпролетного спектрометра длинные базы, что ограничило его энергетическое разрешение до $\cong 3.6$ МэВ при $E_n \cong 23$ МэВ. Так что удавалось во всем вышеуказанном

интервале энергий E_γ регистрировать нейтроны, приводящие к непосредственному заселению нескольких низколежащих состояний от основных до превышающих их по энергии на $E_x \leq 4$ МэВ. Чтобы с уверенностью «охватить» полный поток падающих фотонов, в данном эксперименте пришлось проводить исследования с мишенью большой площади (15×15 см²), имеющую толщину около 11 г \times см⁻², что вынудило использовать для мишени естественную смесь изотопов. Вследствие таких условий эксперимента в [2] были получены результаты для $\alpha_\sigma\{E_\gamma\}$, обладающие большими ошибками (прежде всего, статистическими, см. рис. 3) и относящиеся к некоторому усреднению по нескольким низколежащим состояниям для каждого из трех (по крайней мере) дочерних ядер (²⁰⁷Pb, ²⁰⁶Pb и ²⁰⁵Pb), что вместе делает интерпретацию этих результатов довольно неопределенной.

Авторы [2] провели обработку полученных ими результатов для $\alpha_\sigma\{E_\gamma\}$ на основе феноменологической модели прямых и полупрямых ядерных реакций [18]. Из этой обработки следовало, что силовая функция изовекторного $E2$ ГР имеет центроид при $E^* \cong (23,5 \pm 1,5)$ МэВ и ширину ~ 6 МэВ, но при этом исчерпывается только $\sim 40\%$ правила сумм. Последнее заставляет подозревать более широкое распределение силовой функции и дополнительно указывает на необходимость получения новых экспериментальных результатов для α_s , с улучшенной точностью (особенно статистической!) и (по возможности!) с более доступным оборудованием. Крайне желательна также более обоснованная микроскопическая модель для обработки результатов измерений $\alpha_\sigma\{E_\gamma\}$.

Представляется, что для обработки получаемых при таких измерениях результатов существенно использование приближенного модельного подхода (см. работу [19] и содержащиеся в ней ссылки), который позволяет интерпретировать асимметрию вперед-назад эмиссии нейтронов в (γ, n) -реакциях на микроскопическом уровне, основанном на теории конечных Ферми-систем. В этом приближении, в частности, для ^{208}Pb рассчитываются спектры частично-дырочных изовекторных $E2$ возбуждений (и связанные с ними силовые функции), а также значения соответствующих нейтронных и протонных индуцированных квадрупольных зарядов. Кроме того, в этом приближении учитывались связь простых состояний частица-дырка с более сложными состояниями непосредственно в уравнениях для определения эффективных внешних полей, а также остаточные взаимодействия частиц, зависящие от скоростей.

4.3.2. Пороговые активационные детекторы нейтронов. Для решения обсуждаемой в настоящем обзоре задачи выделения изовекторного $E2$ ГР в [16] было предложено вместо примененных в работе [2] измерений дифференциальных по углу θ сечений (γ, n) -реакции $(d\sigma/d\omega)_{55^\circ}$ и $(d\sigma/d\omega)_{125^\circ}$ для асимметрии сечений $\alpha_\sigma\{E_\gamma\}$ использовать измерения дифференциальных по углу θ выходов этой реакции при тех же углах $Y_{55^\circ}\{E_e\}$ и $Y_{125^\circ}\{E_e\}$ на полном (немеченом) пучке тормозных γ -квантов, образуемых в радиаторе электронами с кинетическими энергиями E_e для асимметрии выходов $\alpha_Y\{E_e\} = (Y_{55^\circ} - Y_{125^\circ}) / (Y_{55^\circ} + Y_{125^\circ})$. Здесь, как и выше, под выходом реакции понимается свертка ее сечения со спектром фотонов $\Phi(E_\gamma, E_e)$. Для настоящей работы приемлемо приближенное описание спектра тормозного излучения электронов (см., например, [20]) $\Phi(E_\gamma, E_e) dE_\gamma dx_r \approx (1/E_\gamma)(1/X_0) dE_\gamma dx_r$, где: $0 < E_\gamma \approx E_{\gamma \max} = E_e$; dx_r — элемент толщины радиатора, имеющего малую полную толщину X_r (при радиационной толщине его материала X_0), причем в нашем случае $X_r \ll X_0$, а изменением энергии электронов в радиаторе практически можно пренебречь. Исходя из обозначенных условий, указанного приближения для $\Phi(E_\gamma, E_e)$ и измеренных в [2] при $E_x \leq 4$ МэВ значений $(d\sigma/d\omega)_{55^\circ}\{E_\gamma\}$ и $(d\sigma/d\omega)_{125^\circ}\{E_\gamma\}$, были рассчитаны в [16] $Y_{55^\circ}\{E_e\}$ и $Y_{125^\circ}\{E_e\}$, а также соответствующие $\alpha_Y\{E_e\}$ (последние показаны на рис. 4). При $E_\gamma = E_e \approx 20$ МэВ α_Y практически совпадают с α_σ , но при

$E_e = E_\gamma \approx 30$ МэВ имеем $\alpha_\gamma \approx 0,44$, (при этом $\alpha_\sigma \approx 0,9$), то есть $\alpha_\gamma\{E_e\}$ сопоставимы с $\alpha_\sigma\{E_\gamma = E_e\}$.

В [16] предлагалось для регистрации быстрых нейтронов использовать активационные пороговые детекторы на основе реакции $^{16}\text{O}(n,p)^{16}\text{N}$ (заметим, что интересна также реакция $^{12}\text{C}(n,p)^{12}\text{B}$, см. сечения этих двух реакций на рис. 5 из [21] и рис. 6 из [22] в зависимости от кинетической энергии падающих нейтронов E_n). Могут быть пригодны и другие реакции. В этих случаях используется полный (не меченый) достижимый пучок тормозных γ -квантов, способный обеспечивать высокую статистическую точность измеряемых величин при высокой достижимой геометрической эффективности регистрации пороговых детекторов нейтронов. Для реакций (γ, n) на $^{206-208}\text{Pb}$, учитывая их пороги $(E_\gamma)_{\text{порог}} \cong (6,7 \div 8,1)$ МэВ, эффективные пороговые энергии нейтронов (~ 11 МэВ) для реакции $^{16}\text{O}(n,p)^{16}\text{N}$ и (~ 15 МэВ) для реакции $^{12}\text{C}(n,p)^{12}\text{B}$, а также формы сечений этих реакции в зависимости от E_n (см. рис. 5 и 6), имеем при использовании порогового детектора быстрых нейтронов и при $E_e \approx (20 \div 24)$ МэВ для реакции $^{16}\text{O}(n,p)^{16}\text{N}$ и при $E_e \approx (23 \div 27)$ МэВ для реакции $^{12}\text{C}(n,p)^{12}\text{B}$ энергии возбуждения остаточных ядер E_x , близкие к тем, которые использовались при измерениях в [2]. Как уже указывалось, разделение вкладов изовекторных $E2$ и $E1$ ГР из данных измерений асимметрии испускания быстрых нейтронов предполагает проведение модельных расчетов. Аналогичные расчеты можно проводить с аккуратным учетом заселения состояний с различными значениями E_x в предлагаемых экспериментах по измерениям асимметрии выходов с использованием пороговых детекторов

нейтронов. Такие расчеты могли бы учитывать рост E_x и при более высоких E_e .

Для таких экспериментов не обязательны ускорители электронов только непрерывного действия и можно использовать полный достижимый ток пучка электронов, не опасаясь наложений. Наконец, методика позволяет во многом «обойти» проблемы из-за радиационных фонов и электромагнитных наводок на импульсных ускорителях электронов.

4.3.3. Сцинтилляционные спектрометры нейтронов, (γ, n_0) -реакции. В [17] было предложено для обсуждаемой задачи при измерениях $\alpha_{\sigma}\{E_{\gamma}\}$ (прежде всего на ^{208}Pb) для детектирования быстрых нейтронов вместо времяпролетных спектрометров нейтронов, примененных в [2], использовать сцинтилляционные спектрометры с регистрацией распределений амплитуд световых выходов, образуемых при столкновениях детектируемых нейтронов с ядрами (прежде всего, протия) в сцинтилляторе. Эти спектрометры изготавливаются на базе органических сцинтилляторов (монокристаллов стибьена и/или жидкостей типа NE-213, см., например, [23, 24]), пригодных для дискриминации сигналов от нейтронов и γ -квантов по форме сцинтилляционного импульса, что особенно необходимо при работе на ускорителях электронов. При этом нужно определять с помощью измерений и расчетов зависимости функций отклика в таких спектрометрах от E_n (см., например, [25]). Наряду с высокой геометрической (и полной) эффективностью регистрации нейтронов здесь достижимо и сравнительно высокое энергетическое разрешение (см., например, [24]), позволяющее, например, для реакций $^{208}\text{Pb}(\gamma, n)$ при $E_{\gamma} \cong (20 \div 30)$ МэВ разделять каналы (γ, n_0) и (γ, n_1) , имеющие между собой энергетическое «окно» $\cong 0,57$ МэВ. Важно отметить, что при этом выбор в эксперименте максимальных энергий испускаемых нейтронов фиксирует энергии вызвавших реакции γ -квантов внутри узкой энергетической области около верхней границы всего их полного тормозного спектра и позволяет выделять реакцию $^{208}\text{Pb}(\gamma, n_0)$, используя немеченые тормозные γ -кванты с намного большей достижимой интенсивностью, чем у меченых γ -квантов при тех же величинах E_{γ} . Причем работа с коллимированным пучком тормозных γ -квантов, имеющем малое «пятно» на облучаемой мишени, делает более доступным использование дорогих обогащенных мишеней (прежде всего, изотопом ^{208}Pb).

Хотя работы с такими сцинтилляционными спектрометрами по выделению вкладов изовекторного $E2$ ГР предпочтительнее вести на ускорителях электронов непрерывного действия, однако из-за отсутствия возможности проведения экспериментальных проверок обсуждаемой методики на таких ускорителях электронов в работе [17] было решено провести, по крайней мере, часть необходимых пучковых испытаний этой методики на импульсном линейном ускорителе электронов ЛУЭ-25 Института биофизики Министерства здравоохранения РФ [26].

Пучковые испытания проводились с четырьмя однокристалльными модулями на основе монокристаллов стибьена (толщиной 50 мм и диаметром 50 мм), сочлененными с ФЭУ-143-1, и с одним цилиндрическим жидко-сцинтилляционным детектором большого объема (толщиной 50 мм и диаметром 490 мм, заполненным близкой к NE-213 жидкостью и просматриваемым девятью ФЭУ-174 с боковой поверхности). Для всех детекторов была изготовлена электроника, включающая, в частности, схемы дискриминации по форме импульса.

В экспериментах на ЛУЭ-25 было выявлено, 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 этих экспериментах удавалось в описанных сцинтилляционных спектрометрах быстрых нейтронов разделять полезные и фоновые сигналы, несмотря на наличие больших потоков фоновых нейтронов и γ -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 мониторинга представляет собой довольно сложную, но решаемую задачу (см. об этом, например, в [27]).

Таким образом, в результате разработок и экспериментов в [17] по-

казана перспективность использования сцинтилляционных спектрометров быстрых нейтронов для измерений асимметрии испускания нейтронов в реакции $^{208}\text{Pb}(\gamma, n_0)$ с целью выделения с улучшенной точностью вклада изовекторного $E2$ ГР. Можно ожидать, что получение с относительно высокой точностью экспериментальных данных об асимметрии $\alpha_{\sigma}\{E_{\gamma}\}$ при такой фиксации изотопа Pb и канала парциальной реакции позволит иметь для интерпретации с целью выделения вклада $E2$ ГР существенно более определенную информацию.

5. Полученные параметры изовекторного $E2$ ГР для ^{208}Pb

Основные параметры $E2$ ГР для ^{208}Pb , извлеченные при обработке экспериментальной информации, полученной в [2–4, 11] даны в таблице, исходя из оценок, приведенных в самих работах, а также из некоторых взаимных оценок этих результатов. Для исчерпывания предсказаний энергетически взвешенного правила сумм (EWSR) в результатах [2] в круглых скобках дана оценка из нашего перерасчета их результатов на основе модели [19].

Таблица. Экспериментальные параметры изовекторного $E2$ ГР для ^{208}Pb

эксперимент	(e, e') , [3]	(e, e') , [4]	(γ, n) асимметрия, [2]	$(^{17}\text{O}, ^{17}\text{O}'\gamma_1\gamma_{(1\rightarrow 0)})$, [11]
центроид, МэВ	22,5	22,5	$23.5 \pm 1,5$	$22,6 \pm 0,4$
ширина, МэВ	5 ± 1	5,0	~6	5 ± 2
EWSR, %	85 ± 28 (GT)	108 ± 27 (GT)	~40 (~60)	~50

Заключение

Таким образом, к настоящему времени предложен и во многом освоен для прямых и обратных ядерных реакций с фотонами (реальными и виртуальными) набор способов, альтернативных неупругому инклюзивному (e, e') -рассеянию, для существенного обогащения экспериментальной информации об изовекторных $E2$ ГР. Эти альтернативные способы связаны с заселением либо непосредственно низколежащих состояний образующихся дочерних ядер, либо сравнительно низколежащих высокоспиновых состояний дочерних ядер в результате γ' -каскадов в дочерних ядрах, идущих при девозбуждении ГР.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 16-12-10039).

Список литературы

1. <http://cdfc.sinp.msu.ru/exfor/index.php>
2. *Murakami T., Halpern I., Storm D.W., Debevec P.T., Morford L.J., Wender S.A., Dowell D.H.* Forward-to-backward asymmetry of the (γ, n) reaction in the energy range 20–30 MeV // *Phys. Rev. C.* 1987. V. 35. P. 479–494.
3. *Pitthan R., Buskirk F.R., Dally E.B., Dyer J.N., Maruyama X.K.* Electroexcitation of Giant Multipole Resonances in ^{197}Au and ^{208}Pb between 5 and 40 MeV Excitation Energy with 90-MeV Electrons. // *Phys. Rev. Lett.* 1974. V. 33. P. 849–852.
4. *Sasao M., Torizuka Y.* Electroexcitation of giant multipole resonances in ^{208}Pb // *Phys. Rev. C.* 1977. V. 15. P. 217–232.
5. *Bertrand F.E.* Giant Multipole Resonances — Perspectives after Ten Years // *Nucl. Phys. A.* 1981. V. 354. P. 129c–156c.
6. *Takakuwa C., Saito T., Suzuki S., Takahisa K., Tohei T., Nakagawa T., Abe K.* Excitation of giant resonances in the $^{40}\text{Ca}(e, e'n)^{39}\text{Ca}$ reaction // *Phys. Rev. C.* 1994. V. 50. P. 845–858.
7. *Гуревич Г.М., Джилавян Л.З., Долбилкин Б.С., Кондратьев Р.Л., Кузнецов В.А., Ланик А.М., Лисин В.П., Недорезов В.Г., Ратнер Б.С., Тулунов Б.А., Эрамжян Р.А., Вербицкий С.С.* Исследование возбуждения и распада C_0 , C_1 и C_2 гигантских резонансов в $(e, e'X)$ совпадательных экспериментах. Препринт ИЯИ РАН 1040/2000, М. 2000. 83 с.
8. *Джилавян Л.З., Лазарева Л.Е., Пономарев В.Н., Сорокин А.А.* 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. С. 591–600.
9. *Джилавян Л.З., Кауц В.Л., Фурман В.И., Чуприков А.Ю.* Некоторые вопросы заселения изомерных состояний // *ЯФ* 1990. Т. 51. С. 336–344.
10. *Джилавян Л.З.* Сопоставление реальных тормозных фотонов от электронов и позитронов и виртуальных фотонов в электрон- и позитрон- ядерных реакциях для задач исследования гигантских резонансов // *Изв. РАН. Сер. Физ.* 2014. Т. 78. С. 635–641.
11. *Bertrand F.E., Beene J.R., Horen D.J.* Excitation and photon decay of giant multipole resonances. Invited paper at The Third International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions, Saint Malo, France, June 6-11, 1988, Oak Ridge National Laboratory. CONF-8806117-3; *Beene J.R., Varner R.L., Bertrand F.E.* Gamma decay of isoscalar and isovector giant resonances following heavy-ion inelastic scattering // *Nucl. Phys. A.* 1988. V. 482. P. 407c–420c.

12. *Speth J., Cha D., Klemt V., Wambach J.* Signature to detect the isovector giant quadrupole resonance // *Phys. Rev. C.* 1985. V. 31. P. 2310–2313.
13. *Van Camp E., Van de Vyver R., Ferdinande H., Kerkhove E., Carchon R., Devos J.* Absolute (γ, p_0) and (γ, p_1) cross sections and angular distributions for the closed-neutron shell nucleus ^{89}Y // *Phys. Rev. C.* 1980. V. 22. P. 2396–2403.
14. *Snover K.A., Ebisawa K., Brown D.R., Paul P.* Evidence for a Collective $E2$ Resonance in the Reaction $^{208}\text{Pb}(p, \gamma)^{209}\text{Bi}$ // *Phys. Rev. Lett.* 1974. V. 32. P. 317–320.
15. *Drake D.M., Joly S., Nilsson L., Wender S.A., Aniol K., Halpern I., Storm D.* $E2$ Isovector Giant Resonance as Seen through the Capture of Fast Neutrons // *Phys. Rev. Lett.* 1981. V. 47. P. 1581–1584.
16. *Джилавыян Л.З.* Возможности разделять $IVE1$ и $IVE2$ гигантские резонансы при измерении асимметрии вперед-назад вылета нейтронов с помощью пороговых детекторов. Препринт ИЯИ РАН 1402/2015, М. 2015. 16 с.; Possibilities to separate $IVE1$ & $IVE2$ giant resonances by forward-to-backward asymmetries measured with neutron threshold detectors // Book of abstracts of LXV International Conference “Nucleus 2015” (editor A.K. Vlasnikov). Saint-Petersburg State University. Saint-Petersburg. 2015. P. 109.
17. *Вербицкий С.С., Джилавыян Л.З., Лапик А.М., Пономарев В.Н., Русаков А.В., Тулунов Б.А.* Об измерении асимметрии вперед-назад вылета нейтронов в реакциях (γ, n_0) с помощью сцинтилляционных спектрометров. Препринт ИЯИ РАН 1411/2015, М. 2015. 20 с.
18. *Brown G.E.* Direct and semi-direct (p, γ) - and (n, γ) - reactions // *Nucl. Phys.* 1964. V. 57, P. 339–344.
19. *Tulupov B.A., Urin M.H.* Description of the Simplest Photonuclear Reactions within the Particle-Hole Dispersive Optical Model // *Phys. Rev. C.* 2014. V. 90. P. 034613.
20. *Джилавыян Л.З.* Аспекты фотоядерного (^{12}N ; ^{12}B)-активационного детектирования взрывчатых веществ с учетом фоновых фотонейтронов // *Изв. РАН. Сер. Физ.* 2009. Т. 73. С. 846–852.
21. *De Juren I.A., Stooksberry R.W., Wallis M.* Measurement of the $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$ Cross Section from 11 to 19 MeV // *Phys. Rev.* 1962, V. 127. P. 1229–1232.
22. *Rimmer E.M., Fisher P.S.* Resonances in the (n, p) reaction on ^{12}C // *Nucl. Phys. A.* 1968. V. 108. P. 567–576.
23. *Кухтевич В.И., Трыков Л.А., Трыков О.А.* Однокристалльный сцинтилляционный спектрометр (с органическим фосфором). М.: Атомиздат, 1971.
24. *Вербицкий С.С., Глаткий И.М., Лапик А.М., Минаев А.И., Ратнер Б.С.* Четырехканальный нейтронный спектрометр с n - γ разделением на основе двумерного анализа // *ПТЭ* 1992, № 2. С. 135–139.

25. *Anghinolfi M., Ricco G., Corvisiero P., Masulli F.* The response function of organic scintillators to fast neutrons // *Nucl. Instrum. and Methods.* 1979. V. 165. P. 217–224.
26. *Вайнер Е.А., Максимова А., Пономарев В.Н., Филин Л.Н., Белоусов А.В., Смирнов В.Л., Щепин Ю.П.* Реконструкция и состояние линейного ускорителя электронов ЛУЭ-25. В сб. «Вопросы атомной науки и техники. Серия: Техника физического эксперимента». Вып. 1(18), «ЦНИИАтоминформ», М., 1984, С. 3-4.
27. *Джилавян Л.З., Кучер Н.П.* 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. С. 82-84.

Для заметок

