

94-129



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P4-94-129

С.Н.Беляев<sup>1</sup>, О.В.Васильев<sup>1</sup>, В.В.Воронов,  
А.А.Нечкин<sup>1</sup>, В.Ю.Пономарев, В.А.Семенов<sup>1</sup>

( $\gamma, n$ )-СЕЧЕНИЕ НА ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ  
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ГИГАНТСКОГО  
КВАДРУПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА

Направлено в журнал "Ядерная физика"

---

<sup>1</sup>НИИМФ Саратовского государственного университета

## 1. Введение

В настоящее время изучение гигантского квадрупольного резонанса (ГКР) проводится с использованием различных механизмов возбуждения  $2^+$ -состояний: электронного и адронного рассеяния, реакций радиационного захвата и обратных им, кулоновского возбуждения [1–3]. Имеющиеся результаты позволяют с той или иной степенью достоверности определить ряд характеристик ГКР, таких, как положения центров тяжести его изоскалярной и изовекторной ветвей, ширины, интегральные силы состояний и исчерпывание энергетически взвешенного правила сумм (ЭВПС) [4–7]. Теоретические расчеты проводились как в рамках коллективных моделей [8], так и на основе микроскопических подходов [9–16]. Эксперименты и расчеты выполнялись и для легких, и для тяжелых ядер, что позволило получить систематику положений и ширины резонанса. А по структуре ГКР достоверные сведения отсутствуют, что, собственно, и служит одним из стимулов для ведущихся в настоящее время исследований.

Существуют, однако, причины, которые приводят, во-первых, к необходимости применения различных экспериментальных методик, во-вторых, к трудностям при сопоставлении зачастую неоднозначных результатов. Связываются недостаточная селективность по отношению к возбуждению состояний различной мультипольности, фоновая подложка в сечениях рассеяния, низкий уровень чувствительности в  $(n, \gamma)$ - и  $(p, \gamma)$ -измерениях, невысокое энергетическое разрешение и малый уровень статистики в совпадательных экспериментах и кулоновском возбуждении.

При экспериментальном изучении ГКР необходимо получить сведения о принадлежности возбуждаемых состояний ядра к  $2^+$ -состояниям (из анализа угловых распределений продуктов реакции или проследив конкретный вариант распада), оценить характеристики резонанса из дифференциальных и интегральных сечений реакций, получить информацию о корректности результатов расчетов в рамках той или иной модели, объясняющей механизм возбуждения и распада резонансных состояний.

Изучение различных каналов распада гигантских резонансов (ГР) имеет важное значение для понимания процесса затухания резонансов. Как правило, из эксперимента извлекаются такие их характеристики, как энергетическое положение, амплитуда (или интегральная интенсивность) переходов, ширина. В теоретических моделях достаточно корректно (это видно из сравнения с опытом) получаются положения и интегральные интенсивности резонансов.

Сама возможность появления резонанса определяется локализацией возбужденных состояний определенной мультипольности в достаточно узкой области энергий. В случае ГКР это условие выполняется для средних и тяжелых ядер, тогда как в легких ядрах (до  $A \sim 60$ ) наблюдается значительная фрагментация уровней, не позволяющая оценить даже их центр масс энергии и ширину области локализации. В данной работе обсуждаются результаты измерений и расчетов на ядрах  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$ . Целью является получение сечений ( $\gamma, n$ ) – реакции с высоким уровнем разрешения в области энергий от порога реакции до 26 МэВ, определение области локализации изовекторного ГКР, оценка его интегральных характеристик. Поскольку задача изучения структуры сечений в области ГКР является предметом настоящих исследований, то проблема учета ширины состояний при расчете сечений фотопоглощения в рамках различных моделей также будет нас интересовать ввиду их возможной экспериментальной оценки.

## 2. Методика и техника эксперимента, анализ ( $\gamma, n$ )–сечений

При экспериментальном изучении структуры ( $\gamma, n$ )–сечений использовалась тормозная методика: измерение выходов фотонейтронов из образца, облучаемого  $\gamma$ -квантами тормозного излучения электронов, и расчет сечения из полученных данных. Измерения проводились с использованием в качестве ускорителя электронов бетатрона с максимальной энергией 25 МэВ, применялся многоканальный метод [17] с управляющей ЭВМ на линии с экспериментом. Шаг по граничным энергиям тормозного пучка  $E_{\gamma_{max}}$ , порядок сканирования по энергии, статистическая точность измерений определялись желаемым уровнем разрешения в получаемых сечениях и были подобраны в ходе тестовых измерений на ядрах, имеющих сложную форму сечения (типа  $^{16}\text{O}$ ), и вычислительного эксперимента.

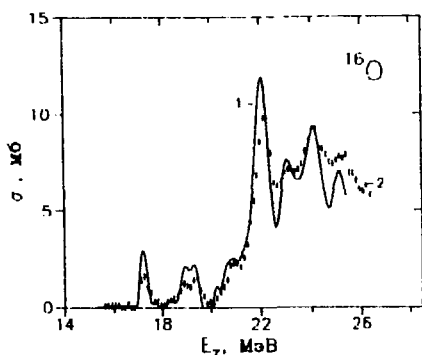


Рис.1. Экспериментальные  $\sigma(\gamma, n)$  на  $^{16}\text{O}$ : 1 – данные настоящей работы (погрешность вдоль кривой сечения 0,3 – 0,5 мб); 2 – результаты работы [23]

В данной методике  $(\gamma, n)$ -сечение есть результат решения интегрального уравнения Фредгольма 1 рода – обратной задачи восстановления функции по данным эксперимента. Получение рассматриваемых в настоящей работе экспериментальных данных стало возможным при выполнении двух условий:

- 1) обеспечения проведения измерений выходов фотонейтронов с малым шагом и требуемой точностью [18];
- 2) применении для расчета сечений метода статистической регуляризации [19], в основе которого лежит использование вероятностного характера экспериментальных величин.

Непосредственно измеряемыми величинами в эксперименте являются выход фотонейтронов  $N(E_{\gamma_{max}})$  и доза  $\gamma$ -излучения  $D(E_{\gamma_{max}})$ , регистрируемая сцинтилляционным импульсным дозиметром. Эти измерения проводятся при каждом импульсе  $\gamma$ -квантов для заданного числа значений  $E_{\gamma_{max}}$ . В промежутках между импульсами вычисляется случайная величина  $N(E_{\gamma_{max}})/D(E_{\gamma_{max}})$  и ее достаточные статистики, что позволяет на любой стадии эксперимента определять выборочное среднее и дисперсию. Приведенный к единице дозы выход фотонейтронов  $Y(E_{\gamma_{max}})$  получается нормировкой значений  $D(E_{\gamma_{max}})$  на показания алюминиевой абсолютной камеры, имеющей расчетную чувствительность от  $E_{\gamma_{max}}$ . В эксперименте использовался измерительный комплекс на базе УВК "MERA-CAMAC 125/SM4A", мини-ЭВМ "САРАТОВ-2" и программно-управляемых блоков, описанный в работах [20,21].

Калибровка энергетической шкалы осуществлялась по порогам вылета нейтронов и пику при энергии 24,04 МэВ в сечении на  $^{16}\text{O}$ , положение которого известно с высокой точностью (данные взяты из [22]). Приведенное на рис. 1

$(\gamma, n)$ -сечение на  $^{16}\text{O}$  хорошо согласуется с данными, полученными в Сакле [23] с использованием квазимонохроматического пучка. Сечения отнормированы по площади в интервале энергий 16,5–25 МэВ, при этом значения из [23] взяты с коэффициентом 0,95, полученным при оценивании  $(\gamma, n)$ -сечений на  $^{16}\text{O}$  [24].

Фотонейтронное  $\sigma(\gamma, Tn)$  получается из расчетного  $\sigma_{\text{в.ср.}}(E_\gamma)$  после внесения поправки на множественность за порогом  $(\gamma, 2n)$ -реакции, полученной на основе статистической теории. Полученные сечения приводились к абсолютным величинам с использованием в качестве монитора данных из [25].

При анализе сечений достаточно оправданным (и теорией, и опытными данными) является предположение о резонансном характере линий, суперпозицией которых может быть представлено сечение. Причем каждая из этих линий, в свою очередь, может оказаться огибающей резонансов, не разрешенных экспериментом. В этом случае величинами, сопоставимыми с теорией и аналогичными измерениям, будут амплитуда, ширина и положение данной структуры в сечении, а также вычисленный по этим параметрам ее вклад в интегральное сечение.

Выбор типа резонансных линий может быть обусловлен или физическими соображениями, или исходя из реальных особенностей изучаемых сечений. Возможна аналогия с легкими ядрами, поскольку предполагаемые различия в механизме фотовозбуждения могут больше касаться числа и структуры возбужденных состояний, а не конкретной формы резонансов. Следует отметить, что экспериментально определенные параметры ширины могут оказаться завышенными, если они получены для группировки близких по положению уровней, не разрешаемых по условиям измерений.

### 3. Теоретические расчеты

Простейшие теоретические оценки [26] для энергий квадрупольных резонансов предсказывают значения  $E_x \sim 60A^{-1/3}$  МэВ и  $E_z \sim 135A^{-1/3}$  МэВ для изоскалярных и изовекторных резонансов соответственно. Проблеме затухания ГР посвящено большое число обзоров [9–13]. В настоящее время общепринято считать, что основным механизмом затухания резонансов является связь частично-дырочных конфигураций с более сложными состояниями, причем коллективные вибрационные моды вносят существенный вклад в эту связь. В настоящей работе при анализе экспериментальных данных мы будем

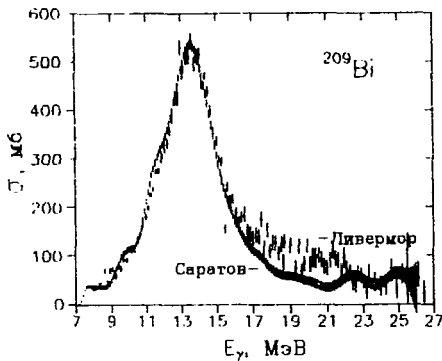


Рис.2. Экспериментальные  $\sigma(\gamma, T_n)$  на  $^{209}\text{Bi}$ : штрихи – данные настоящей работы; штрихи с центральной точкой – данные работы [28]

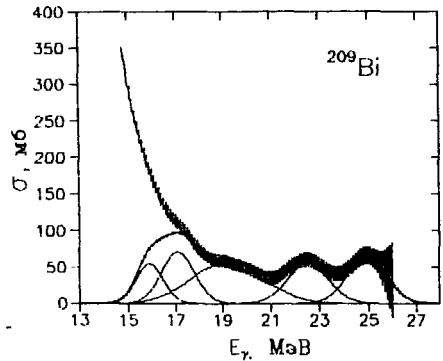


Рис.3. Высокоэнергетичная часть  $(\gamma, n)$  – сечения на  $^{209}\text{Bi}$  (штрихи) и аппроксимирующие ее гауссовы линии и их сумма (сплошные кривые), построенные по параметрам из табл. 1

использовать квазичастично-фонную модель (КФМ), хорошо зарекомендовавшую себя при описании достаточно широкого круга ядерных явлений. Подробное описание КФМ можно найти в [12].

Все расчеты, представленные в данной работе, выполнены с модифицированной программой GIRES [27] с использованием параметров потенциала Сахсона–Вудса из [12].

## 4. Обсуждение результатов

### 4.1. $^{209}\text{Bi}$ –экспериментальные данные

Измерения выходов фотонейтронов проведены в интервале энергий от порога реакции до 26 МэВ с шагом 100 кэВ. Полученное сечение приведено на рис. 2 в сравнении с данными из [28]. Из рисунка видно, что оно имеет сложную форму вдоль всей кривой с отчетливыми особенностями как на восходящей ветви, так и в области ГКР. Данные работы [28] из-за значительного разброса точек в сечении не позволяют сколько-нибудь уверенно судить о наличии или отсутствии структур. Экспериментальные результаты,

полученные в  $(p, \gamma)$ - и  $(n, \gamma)$ -реакциях [29,30], указывают на существование изовекторного ГКР с положением 23,7 МэВ и 22,5 МэВ соответственно. В [30] для ширины резонанса получили оценку  $\sim 6$  МэВ, имеющую значительную погрешность. Эти оценки – результат сравнения измеренных данных по асимметрии захватных  $\gamma$ -квантов с рассчитанными по модели прямого-полупрямого захвата [31]. При таком сравнении используют имеющиеся данные по гигантскому дипольному резонансу, а параметры ГКР получают в результате подгонки, что не позволяет извлечь достаточно подробную информацию о структуре резонанса.

Данные настоящей работы дают возможность выделить несколько пиков, формирующих высокоэнергетическую часть сечения, и получить их параметры. Результат такого представления приведен в табл. 1. Видно, что, например, резонанс с энергией 22,5 МэВ имеет значительно меньшую ширину – около 2 МэВ на половине высоты описывающей его гауссовой линии. Доля этого пика в интегральном сечении ( $\sim 115$  мб·МэВ, т.е. около 4%) также явно недостаточна, даже если не учитывать примесь дипольных переходов. Из теоретических оценок [32] также следует, что вклад от ГКР в сечение фотопоглощения более значителен: порядка 6% и 1% составляет доля, соответственно,  $E2_1$ - и  $E2_0$ -возбуждений. В качестве объяснения можно предположить, что сила  $E2$ -переходов распределена в большем диапазоне энергий и форма линии ГКР не может быть описана одной резонансной кривой, а имеет структурные особенности. При этом пик на энергии 22,5 МэВ исчерпывает большую часть силы  $E2$ -переходов и потому именно он обнаруживается в различных реакциях.

На рис. 3 представлены кривые, рассчитанные по параметрам из табл. 1 (последние пять пиков – каждый в отдельности и суммарная линия), в сравнении с экспериментальными данными. В случае несовпадения положений структур от  $E1$ - и  $E2$ -сил для их не очень грубого разделения достаточно определить начало области локализации ГКР из независимого эксперимента. Но это предположение может оказаться неверным и близкие к реальности параметры резонанса даст лишь сопоставление его интегрального сечения с оценками по ЭВПС.

Таблица 1: Параметры представления фотонейтронного сечения на  $^{209}\text{Bi}$  набором гауссовых линий и вклады отдельных резонансов в интегральное сечение

| N  | $\sigma$ ,<br>мб | E,<br>МэВ      | $\delta$ ,<br>МэВ | $\Gamma^*$ ,<br>МэВ | Вклад,<br>мб·МэВ | Вклад,<br>% |
|----|------------------|----------------|-------------------|---------------------|------------------|-------------|
| 1  | 28 ± 7           | 7,639 ± 0,018  | 0,180 ± 0,027     | 0,42                | 19,6             | 0,45        |
| 2  | 34 ± 2           | 8,23 ± 0,06    | 0,39 ± 0,09       | 0,92                | 33,2             | 1,19        |
| 3  | 98 ± 2           | 9,79 ± 0,03    | 0,61 ± 0,05       | 1,44                | 149,8            | 5,35        |
| 4  | 145 ± 3          | 11,343 ± 0,026 | 0,559 ± 0,020     | 1,32                | 203,2            | 7,26        |
| 5  | 534 ± 2          | 13,557 ± 0,009 | 1,303 ± 0,021     | 3,07                | 1744,1           | 62,3        |
| 6  | 54 ± 35          | 15,9 ± 0,3     | 0,57 ± 0,10       | 1,33                | 77,2             | 2,76        |
| 7  | 70 ± 39          | 17,1 ± 0,3     | 0,7 ± 0,3         | 1,74                | 122,8            | 4,39        |
| 8  | 56 ± 5           | 19,2 ± 0,6     | 1,5 ± 0,7         | 3,5                 | 210,6            | 7,52        |
| 9  | 56 ± 7           | 22,54 ± 0,10   | 0,82 ± 0,15       | 1,92                | 115,1            | 4,11        |
| 10 | 65 ± 3           | 24,96 ± 0,15   | 0,80 ± 0,15       | 1,88                | 130,3            | 4,66        |

\* Ширина на полувысоте  $\Gamma = 2,355 \delta$ .

#### 4.2. $^{208}\text{Pb}$ - теоретические расчеты и экспериментальные данные

Наиболее полный набор параметров по изоскалярному  $E2_0$ -резонансу получен в работах по  $(e, e')$ -рассеянию и адронному рассеянию. Систематика экспериментальных данных [4] показывает наличие зависимости от  $A$  положения и ширины резонанса, процент исчерпывания ЭВПС, влияние на эти оценки оболочечных эффектов. При этом, что в легких ядрах наблюдается значительная фрагментация  $E2_0$ -сил, но в области тяжелых ядер ситуация неясна. Эксперименты по неупругому рассеянию электронов [33] для  $^{208}\text{Pb}$  дают результаты, противоречащие данным по  $(p, p')$ -реакции, полученным также с высоким разрешением [34] и указывающим на компактную группировку сил при энергии  $\approx 10,6$  МэВ и на несколько дискретных пиков ниже по энергии.

В ряде работ изучаются распадные свойства изоскалярного ГКР. Рассматривается как распад с испусканием частиц (см., например, [35-37]), так и гамма-канал [38]. В сочетании с теоретическими расчетами вероятностей ле-



реходов и ширин возбужденных состояний появилась возможность развивать совпадетельные эксперименты. Их преимущество – увеличение селективности, избавление от фона, лучшее разрешение в получаемых сечениях.

Все вышесказанное в равной мере касается и  $E2_1$  – резонанса, т. к. для него имеющиеся данные явно недостаточны, а знание распадных мод облегчает разработку методик измерения и интерпретации результатов. Нужно еще заметить, что практически все методики изучения вивекторного ГКР используют модельные представления или для разделения вкладов от возбуждений различной мультипольности (в реакциях  $(e, e')$ ,  $(p, p')$  и др.), или при анализе сечений или асимметрий с целью разделения мультипольностей и получения параметров резонанса (в  $(\gamma, n)$ -,  $(n, \gamma)$ -,  $(p, \gamma)$ -,  $(\gamma, \gamma)$ -реакциях). Свободными от модельных представлений можно считать эксперименты с регистрацией совпадений рассеянных частиц с гамма-квантами разрядки состояний ГКР на основное и неколежашие [38,39] состояния остаточного ядра. Получаемые результаты дают представление о виде распределений вивекторных и вивекторных квадрупольных сил.

В настоящей работе проведены расчеты в рамках КФМ вивекторной (ИС) и вивекторной (ИВ) квадрупольных силовых функций фотовозбуждения на  $^{208}\text{Pb}$ . Для получения сечений использовалось следующее выражение [26]:

$$\sigma_{\gamma t}(E_{\gamma}) = 3,12 \cdot 10^{-6} E_{\gamma}^3 b(E2, E_{\gamma}),$$

где  $\sigma_{\gamma t}$  выражено в мб,  $E_{\gamma}$  – энергия фотона в МэВ, квадрупольная силовая функция  $b(E2, E_{\gamma})$  в единицах  $e^2\text{фм}^4$ .

На рис. 4 представлены теоретические сечения ГКР на  $^{208}\text{Pb}$ , а на рис. 5 – сумма дипольного и ИВ квадрупольного сечений в сравнении с экспериментальными данными, полученными в настоящей работе. При расчетах силовых функций  $b(E\lambda)$  использовался параметр усреднения  $\Delta = 1$  МэВ. Расчетное сечение ИС ГКР (центр масс энергии  $\sim 11,1$  МэВ для интервала 6 – 14 МэВ и амплитуда в максимуме  $\sim 10$  мб) мало по сравнению с дипольным, имеющим к тому же в данной области энергий ряд особенностей в кривой сечения. Практически пригодны для сравнения сечения в области 20 – 25 МэВ. Из рис. 6 видно, что экспериментальная и теоретическая кривые имеют сложную форму в указанном диапазоне энергий при неплохом качественном согласии.

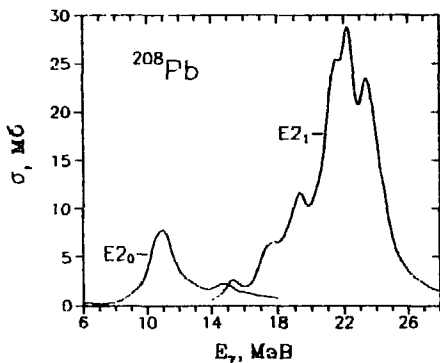


Рис.4. Теоретические сечения фото-возбуждения ио-скалярного и ио-векторного ГКР на  $^{208}\text{Pb}$

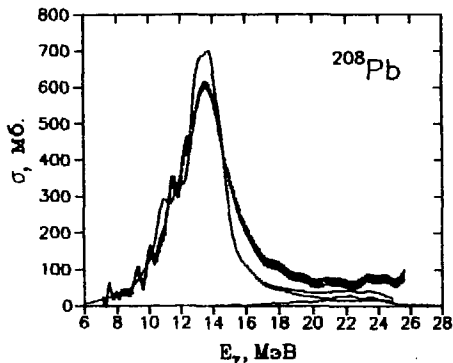


Рис.5. Экспериментальное  $(\gamma, n)$  - сечение на  $^{208}\text{Pb}$  (штрихи) и теоретические E1; E2 и (E1 + E2)-сечения.

Для более детального сопоставления измеренное сечение было аппроксимировано набором гауссовых линий, параметры которых приведены в табл. 2. Теоретическое сечение ИВ ГКР исчерпывает около 80% ЭВПС, а его центр энергии составляет 21,7 МэВ. Расчеты в рамках других моделей дают примерно такое же положение для ИВ ГКР, при этом ширина резонанса (порядка 5 МэВ) является фактически характеристикой области его локализации. Из табл. 2 следует, что имеющиеся на экспериментальной кривой структурные особенности описываются резонансами значительно меньшей ширины. Наиболее интересны пики при энергии 17,73, 21,28, 24,48 МэВ, дающие основной вклад в интегральное сечение в этой области. В работе [40] приводятся результаты изучения упругого рассеяния фотонов с энергией 17,64 МэВ ( $\Delta E = 10$  кэВ), указывается, что наблюдается сильная интерференция E1- и E2-излучения, которая объясняется существованием в области 17,65–17,68 МэВ локализованных  $2^+$  - состояний  $^{208}\text{Pb}$ . На теоретических кривых E1- и E2-сечений (см. рис. 6) при этих энергиях также имеются особенности, что позволяет понять как причину появления структуры в экспериментальном сечении (суперпозиция E1-и E2-состояний), так и ее значительный вклад. Можно отметить очень похожие по положению и амплитудам пик на энергии 19,43 МэВ (табл. 2) и особенность резонансного вида теоретической кривой (см.

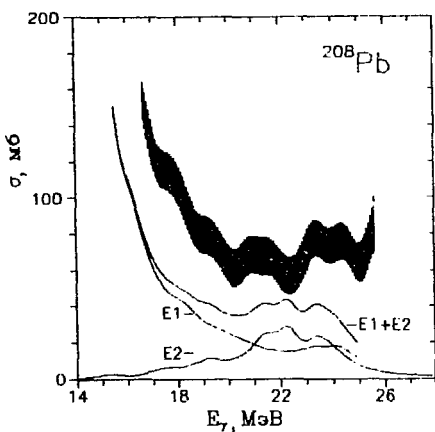


Рис. 6. Высокоэнергетичная часть экспериментального  $(\gamma, n)$  - сечения на  $^{208}\text{Pb}$  (заштрихованная область) и теоретические  $E1$ ;  $E2$ - и  $(E1 + E2)$ -сечения

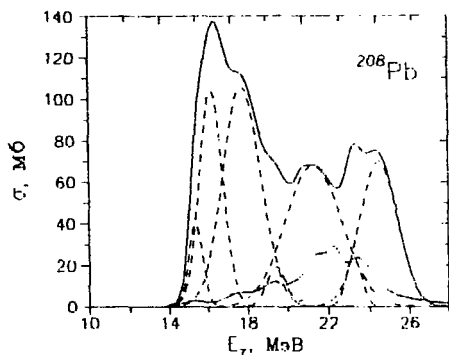


Рис. 7. Огибающая (сплошная кривая) гауссовых линий (пунктирные кривые), построенных по параметрам из табл. 2, в сравнении с теоретическим сечением изовекторного ГКР (точечная кривая)

рис. 7) квадрупольного сечения при отсутствии чего-либо подобного в  $E1$ -сечении.

Резонанс на энергии 21,28 МэВ имеет ширину 3,25 МэВ и вклад в интегральное сечение свыше 7%. Можно полагать, что именно он исчерпывает большую часть изовекторных  $E2$ -возбуждений. Если же учесть наличие подложки от  $E1$ -сечения (не имеющего, кстати, в этой области особенностей в теоретической кривой), то значения ширины и амплитуды (и, соответственно, вклада) станут меньше. Не изменится положение пика, которое находится в хорошем согласии с центроидом энергии теоретического  $E2$ -сечения. Аналогичным образом можно рассматривать совместное участие  $E1$ - и  $E2$ -сил в формировании структур в экспериментальном сечении в интервале энергий 23–25 МэВ. Это предположение достаточно правдоподобно, поскольку хорошо согласуется с поведением расчетных  $E1$ - и  $E2$ -сечений при соответствующих энергиях (наиболее удачно – в области 23 МэВ, см. рис. 6). Очевидно также, что вклад пика при 24,48 МэВ в интегральное сечение должен быть меньшим, поскольку при анализе не учитывалась доля от сечения на более высо-

Таблица 2: Параметры представления фотонейтронного сечения на  $^{208}\text{Pb}$  набором гауссовых линий и вклады отдельных резонансов в интегральное сечение

| N  | $\sigma$ ,<br>мб | E,<br>МэВ    | $\delta$ ,<br>МэВ | $\Gamma$ ,<br>МэВ | Вклад,<br>мб·МэВ | Вклад,<br>% |
|----|------------------|--------------|-------------------|-------------------|------------------|-------------|
| 1  | 57±4             | 7,512±0,010  | 0,101±0,007       | 0,24              | 14,6             | 0,46        |
| 2  | 28±4             | 7,92±0,05    | 0,20±0,04         | 0,47              | 14,2             | 0,44        |
| 3  | 10±3             | 8,30±0,11    | 0,07±0,03         | 0,16              | 1,8              | 0,06        |
| 4  | 37±4             | 8,57±0,08    | 0,27±0,04         | 0,64              | 25,4             | 0,79        |
| 5  | 97±4             | 9,288±0,019  | 0,219±0,012       | 0,52              | 53,6             | 1,67        |
| 6  | 136±7            | 10,037±0,019 | 0,221±0,013       | 0,52              | 75,3             | 2,35        |
| 7  | 130±6            | 10,72±0,04   | 0,300±0,019       | 0,71              | 97,7             | 3,05        |
| 8  | 208±7            | 11,431±0,023 | 0,277±0,016       | 0,65              | 144,2            | 4,50        |
| 9  | 93±7             | 12,20±0,03   | 0,26±0,05         | 0,61              | 61,1             | 1,91        |
| 10 | 606±3            | 13,593±0,011 | 1,202±0,028       | 2,83              | 1827,0           | 56,97       |
| 11 | 40±5             | 15,35±0,05   | 0,36±0,04         | 0,85              | 35,7             | 1,11        |
| 12 | 104± 5           | 16,16±0,03   | 0,60±0,03         | 1,39              | 155,2            | 4,84        |
| 13 | 106± 3           | 17,73±0,07   | 0,96±0,03         | 2,26              | 255,3            | 7,96        |
| 14 | 19± 2            | 19,43±0,13   | 0,48±0,03         | 1,13              | 23,2             | 0,72        |
| 15 | 3± 1             | 20,7 ±0,6    | 0,20±0,04         | 0,47              | 1,5              | 0,05        |
| 16 | 68± 2            | 21,28 ±0,14  | 1,38±0,07         | 3,25              | 236,0            | 7,36        |
| 17 | 24± 3            | 23,23±0,13   | 0,38±0,04         | 0,90              | 22,6             | 0,70        |
| 18 | 70± 4            | 24,48±0,07   | 0,93±0,06         | 2,19              | 162,4            | 5,06        |

ких энергиях. Более достоверными можно считать оценки для пика с положением 23,23 МэВ, при учете вклада от E1-возбуждений, составляющего, как видно из сравнения теоретических кривых, примерно равную с долей от E2-возбуждений величину.

Таким образом, сравнение экспериментального и теоретического сечений указывает, во-первых, на ряд особенностей в измеренной кривой, которые могут быть интерпретированы как проявление ИВ ГКР, во-вторых, на значительно меньшую ширину E2-состояний, чем определяемая как ширина области локализации. В ряде экспериментов методика такова, что параметры ГКР являются подгоночными в теоретической модели, описывающей экспериментальные данные. Такой подход используется, например, в [41,42], где анализируются данные по асимметрии в угловом распределении поляризованных фотонов из  $(\gamma, \gamma)$ -реакции и высокоэнергетичных нейтронов из  $(\gamma, n)$ -реакции. Значение ширины оказывается при этом порядка 5-6 МэВ. Изучение структуры ГКР в таких измерениях не представляется возможным, и даже оценка положения резонанса, являясь фактически центроидом его области локализации, имеет значительный разброс в разных экспериментах, превосходящий приводимые погрешности этих оценок. Из табл. 1 и 2 видно, что при аппроксимации сечений набором гауссовых линий их ширина находится в пределах 1-3 МэВ, что много меньше приводимых в различных систематиках значений ширины ГКР.

## 5. Заключение

В работе изложены результаты изучения ГКР в сечениях фотопоглощения на тяжелых сферических ядрах. Получены экспериментальные данные о сечениях  $(\gamma, n)$ -реакций на ядрах  $^{209}\text{Bi}$  и  $^{208}\text{Pb}$ , в рамках КФМ сделаны расчеты сечений E1- и E2-возбуждений для  $^{208}\text{Pb}$ .

Экспериментальные данные получены с высоким разрешением, что позволило провести их детальное качественное сравнение с теоретическими расчетами в области ГКР и получить параметры пиков, описывающих резонансные структуры в кривых сечений. Можно утверждать, что ГКР в  $^{208}\text{Pb}$  имеет ряд структур в сечении (при энергиях 19,43, 21,28, 23,23 МэВ) с ширинами, значительно меньшими ширины области его локализации. В полученном сечении на  $^{209}\text{Bi}$  имеется хорошо разрешенная структура резонансного вида, положение которой - 22,5 МэВ - совпадает с определенным в экспериментах по другим методикам центроидом энергии ИВ ГКР. По-видимому, эта структура не исчерпывает всю силу E2-резонанса, поскольку имеет недостаточные ширину и интегральную силу (около 2 МэВ на полувысоте описывающей его гауссовой линии с площадью 115 мб·МэВ).

Вследствие неизбежного произвола в выделении подложки от E1-сечения возможны систематические погрешности в значениях параметров, из которых извлекается информация о характеристиках ГКР. Но это сказывается, в основном, на величинах амплитуд и ширин, положения резонансов остаются практически неизменными. Следует отметить, что аналогичным образом на характеристики структур влияет уровень экспериментального разрешения. В данной работе разрешение по энергии оказалось достаточным для выделения структур в сечении с ширинами порядка 1 – 3 МэВ, что позволяет сделать вывод как о наличии структур в форме кривых возбуждения ГКР на ядрах  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{209}\text{Bi}$ , так и о предельных значениях ширин E2-состояний при данных энергиях возбуждения.

Авторы благодарны Российскому фонду фундаментальных исследований за поддержку по гранту 94-02-05137-а и Государственному комитету РФ по делам науки и высшей школы за поддержку по гранту 2-62-2-14.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Satchler G.R. // *Physics Reports (Sect. C of Phys. Lett)*. 1973. V.14. P.97.
- [2] Nilsson L. // *Capture gamma-ray spectrosc. and relat. top. 5 Int. Symp. Knoxville*. 1985. P.458.
- [3] Pitthan R. // *Nucl. Sci. Res. Conf. Ser., V.1, ed. Bertrand F.E. (New York:Harwood)*. 1980. P.161.
- [4] Bertrand F.E. // *Nucl.Phys.* 1981. V.A354. P.129.
- [5] Speth J., Van der Woude A. // *Rep. Prog. Phys.* 1981. V.44. P.719.
- [6] Van der Woude A. // *"Lect. notes Phys." Heavy – Ion Collisions, Proc. Int. Summer school*. 1982. V.168. P.351.
- [7] *Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei*, ed. by J.Speth, WSPC, Singapore, 1991.

- [8] Danos M., Greiner W., Kohr C.B. // *Phys. Rev.* 1966. V.151. P.761.
- [9] Воронов В.В., Соловьев В.Г. // *ЭЧАЯ.* 1983. Т.14. С.1381.
- [10] Bertch G.F., Bortignon P.F., Broglia R.A. // *Rev. Mod. Phys.* 1983. V.55. P.287.
- [11] Wambach J. // *Rep. Prog. Phys.* 1988. V.51. P.989.
- [12] Соловьев В.Г. // *Теория атомного ядра. Квазичастицы и фононы.* М.: Энергоатомиздат. 1989.
- [13] Урин М.Г. // *Релаксация ядерных возбуждений.* М.: Энергоатомиздат. 1990.
- [14] Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. // *Nucl. Phys.* 1977. V.A288. P.376.
- [15] Пальчик В.В., Пятов Н.И., Фаянс С.А. // *ЯФ.* 1981. Т.34. С. 903.
- [16] Kamerdzhev S.P., Tertychny G.Ya., Tselayaev V.I. // *Phys. Lett.* 1991. V.B267. P.12.
- [17] Богданкевич О.В., Николаев Ф.А. // *Работа с пучком тормозного излучения.* М.: Атомиздат. 1964.
- [18] Беляев С.Н. и др. // *Тез. докл. XXV Совещания "Ядерная спектроскопия и структура атомного ядра"*, Л.: Наука. 1975. С.423; *Тез. докл. XXX Совещания "Ядерная спектроскопия и структура атомного ядра"*, Л.: Наука, 1980, С.414; *ПТЭ*, 1980, N1. С.18; *ПТЭ*. 1981. N1. С.21; *Вопросы теоретической и ядерной физики*, Саратов: СГУ, 1982.
- [19] Турчин В.Ф. и др. // *УФН.* 1970. Т.102. С.345.
- [20] Беляев С.Н. и др. // *ЭЧАЯ.* 1992. Т.23. С.1537.
- [21] Беляев С.Н., Васильев О.В., Семенов В.А. // *Тез. докл. XLIII Совещания Ядерная спектроскопия и структура атомного ядра.*, Дубна. 1993. С.348.
- [22] Kneissl U. et al. // *Nucl. Instr. Methods.* 1975. V.127. P.1.
- [23] Veyssiere A. et al. // *Nucl.Phys.* 1974. V.A227. P.513.

- [24] Fuller E.G. // *Physics Reports*. 1985. V.127. P.185.
- [25] Dietrich S.S., Berman B.L. // *Atomic Data and Nuclear Data Tables*. 1988. V.38. P.199.
- [26] Бор О., Моттelson Б. // *Структура атомного ядра: Пер. с англ. М.: Мир*. 1977.
- [27] Пономарев В.Ю., Стоянова О. и Стоянов Ч. // *Препринт ОИЯИ Р4-81-704*. Дубна. 1981.
- [28] Harvey R.R. et al. // *Phys. Rev.* 1964. V.136. P.B126.
- [29] Snover K.A. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1974. V.32. P.317.
- [30] Hakansson A. et al. // *Nucl. Phys.* 1990. V.A512. p.399.
- [31] Berqvist I. et al. // *Nucl. Phys.* 1984. V.A419. P.509.
- [32] Hayward E. // *Lecture Notes in Physics. Photonuclear Reactions*. Ed. by S.Costa and C.Schaerf. 1977. P.341.
- [33] Kuhner G. et al. // *Phys. Lett.* 1981. V.104B. P.189.
- [34] Bertrand F.E. et al. // *Phys. Rev.* 1986. V.C34. P.45.
- [35] Cardman L.S. // *Nucl. Phys.* 1981. V.A354. P.173.
- [36] Collins M.T., Chang C.C., Tabor S.L. // *Phys. Rev.* 1976. V.C24. P.387.
- [37] Bracco A. // *Nucl. Phys.* 1988. V.A482. P.421.
- [38] Bertrand F.E., Beene J.R., Horen D.J. // *Nucl. Phys.* 1988. V.A488. P.163.
- [39] Bertrand F.E., Beene R. // *Nucl. Phys.* 1990. V.A520. P.627c.
- [40] Fuhrberg K. et al. // *Europhys. Lett.* 1989. V.9. P.427.
- [41] Dale D.S. et al. // *Preprint (NPL-92-001)*, Urbana. 1992.
- [42] Storm D.W. et al. // *Can. J. Phys.* 1987. V.65. p.677.

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 апреля 1994 года.