



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

96-162

P4-96-162

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

ПРОМЕЖУТОЧНАЯ СТРУКТУРА  
В СЕЧЕНИЯХ ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ  
НА ТЯЖЁЛЫХ ЯДРАХ

Направлено в журнал «Известия РАН, серия физическая»

---

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

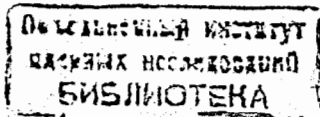
1996

## Введение

В настоящей работе излагаются результаты экспериментального и теоретического изучения процессов фотовозбуждения на ядрах  $^{181}\text{Ta}$  и  $^{209}\text{Bi}$  в области энергий гигантского дипольного резонанса (ГДР). Информация об особенностях в поведении кривых  $(\gamma, n)$ -сечений, оценки параметров и характеристики промежуточной структуры позволяют лучше понять, как именно происходит формирование и распад состояний ГДР. Особый интерес представляют результаты для  $^{209}\text{Bi}$ . Имеющиеся на сегодня данные [1-3] не дают желаемую информацию в полном объеме по ряду причин: недостаточный уровень статистики, не покрывается вся область энергий ГДР, отсутствует нужное разрешение в интересующем нас диапазоне энергий – от порога реакции до  $\sim 18$  МэВ.

Результаты данной работы не только восполняют указанный пробел, но и позволяют провести оценку уже существующих данных, их сравнение и использование в сочетании с новыми данными и теоретическими расчетами.

Изучение  $^{181}\text{Ta}$  с точки зрения наличия каких-либо особенностей в кривой сечения (помимо известного расщепления ГДР вследствие статической деформации) следует считать нашей первой попыткой такого рода на несферических ядрах. Поскольку измерения на обоих ядрах были выполнены при практически одинаковых условиях, то  $\sigma(\gamma, Tn)$  на  $^{181}\text{Ta}$ , помимо самостоятельного значения, может использоваться как тестовое при оценке достоверности результатов по  $^{209}\text{Bi}$  в дополнение к данным компьютерного моделирования. Привлечение дополнительных аргументов при анализе экспериментальных данных желательно из-за возможного влияния на процесс измерений неизвестных (и потому неучтенных) систематических погрешностей. При их наличии следует ожидать появления в форме сечений обоих ядер идентичных структур, что маловероятно для столь различных ядер и скорее должно свидетельствовать об ошибках измерений или некорректной обработке результатов.



## Экспериментальные данные

Измерения выходов фотонейтронов проведены на пучке тормозного излучения бетатрона СГУ в режиме сканирования по граничным энергиям  $E_{\gamma \text{ max}}$ . Технические параметры измерительно-вычислительного комплекса и методика эксперимента подробно рассмотрены в [4].

Получены выходы фотонейтронов из ядер  $^{181}\text{Ta}$  и  $^{209}\text{Bi}$  в диапазоне граничных энергий 6–17.3 МэВ с шагом измерений  $\sim 103$  кэВ. Для  $^{209}\text{Bi}$  получены данные с шагом  $\sim 48$  кэВ в области энергий от порога реакции до 8.9 МэВ. Достигнутая относительная погрешность выхода при энергиях около 17 МэВ составляет  $\sim 0.06\%$ . Условия измерений были подобраны в процессе моделирования эксперимента таким образом, чтобы обеспечить разрешение структурных особенностей в сечении с ширинами порядка 200 кэВ в припороговой области и 0.5–1.5 МэВ в области максимума гигантского дипольного резонанса. В качестве критерия соответствия модельных и экспериментальных данных использовался заданный уровень отношения их погрешностей к величинам первых разностей выхода вдоль всего диапазона граничных энергий для данного шага измерений.

Расчет сечений осуществлялся методом статистической регуляризации [5]. Нормировка к абсолютным величинам и внесение поправки на множественность за порогом  $(\gamma, 2n)$ -реакции для  $^{181}\text{Ta}$  и  $^{209}\text{Bi}$  проводилась с использованием, соответственно, результатов работ [6,1].

## Обсуждение результатов

На рис. 1, 2 представлены сечения на  $^{181}\text{Ta}$  и  $^{209}\text{Bi}$ , полученные идентичным образом с точки зрения условий и точности измерения выходов и процедуры их обработки. Качественные отличия в форме кривых очевидны. Для  $^{181}\text{Ta}$  наблюдаются особенности на кривой сечения до энергии  $\sim 10$  МэВ, но их амплитуды порядка величин погрешностей в указанных точках. Далее мы имеем гладкую линию, воспроизводящую гросс-структуру в области максимума ГДР с несколько лучшим разрешением, чем результаты из [6, 7].

Сечение на  $^{209}\text{Bi}$  имеет хорошо разрешенные структуры до  $\sim 11$  МэВ и ряд особенностей при более высоких энергиях — в интервалах 11–12 МэВ, 15–16 МэВ и в области максимума. Можно отметить, что наличие почти плоской

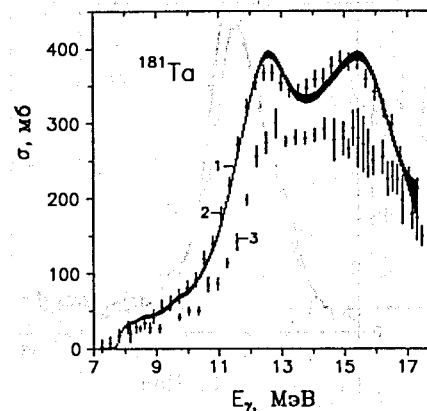


Рис. 1  $\sigma(\gamma, Tn)$  на  $^{181}\text{Ta}$ : 1 – данные настоящей работы; 2 и 3 – данные из работ [6] и [7], соответственно.

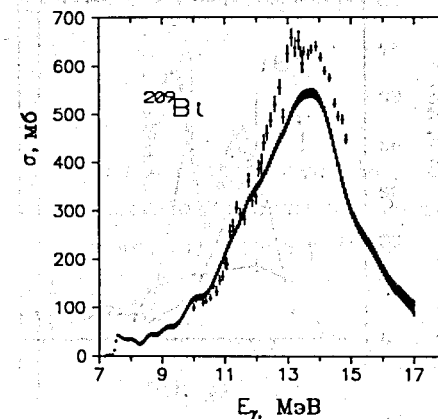


Рис. 2  $\sigma(\gamma, Tn)$  на  $^{209}\text{Bi}$ : штрихи – данные настоящей работы, штрихи с центральными точками – из работы [8].

вершины в этих данных отличает их от наших же предыдущих результатов [3] и является, видимо, следствием втрое большего объема статистики вновь измеренных выходов нейтронов. На рис. 2 приведено сечение, полученное методом меченых фотонов (Young, 1972, данные взяты из [8]), ряд подструктур которого и форма вершины коррелируют с данными настоящей работы. Нужно учесть, что шаг измерений ( $\sim 103$  кэВ) все же недостаточен для надежного выявления узких резонансов даже в случае высокой точности измерений. Это хорошо видно при сравнении начального участка сечения на рис. 2 с данными на рис. 3, полученными из выходов, измеренных с такой же точностью, но с шагом 48 кэВ в настоящей работе и с шагом 35 кэВ до энергии 10.5 МэВ ранее (сечение приведено в [9].) Сравнительный анализ результатов по  $^{181}\text{Ta}$  и  $^{209}\text{Bi}$ , представленных на рис. 1–3, позволяет говорить о реальности ряда особенностей в сечении на  $^{209}\text{Bi}$ . Очевидно также, что эти данные нельзя считать окончательными с точки зрения полученного разрешения.

В сечении на  $^{209}\text{Bi}$  имеется ряд особенностей при энергиях 7.61, 8.07, 8.65, 9.22, 10.09, 11.7 МэВ. Положения и амплитуды пиков сравнимы с величинами, полученными ранее при анализе кривых сечения на  $^{208}\text{Pb}$  [2,3,10] на его восхо-

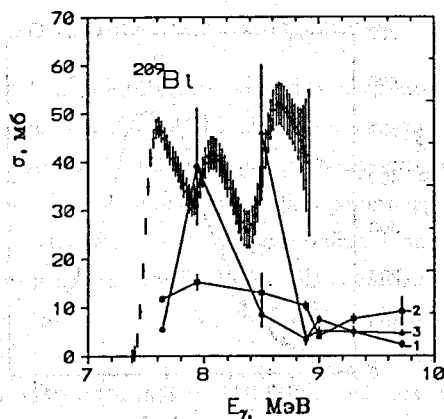


Рис. 3  $\sigma(\gamma, Tn)$  на  $^{209}\text{Bi}$ , измерения с шагом 48 кэВ. 1, 2, 3 – полученные в работе [12] значения  $\sigma(\gamma, n_0)$ ,  $\sigma(\gamma, n_1)$  и  $\sigma(\gamma, n_2)$ , соответственно.

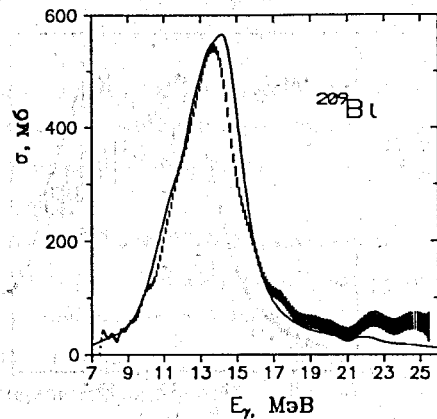


Рис. 4  $\sigma(\gamma, Tn)$  на  $^{209}\text{Bi}$ , полученное из объединенных данных по фотонейтронным выходам с шагом 48 и 103 кэВ настоящей работы, и полученное ранее [3] с шагом 100 кэВ.

дующей ветви, что позволяет говорить о значительном влиянии возбуждений остова на формирование состояний ГДР при фотовозбуждении  $^{209}\text{Bi}$ .

Само наличие промежуточной структуры в низкоэнергетической части спектра является следствием низкой плотности уровней дипольных возбуждений из-за слабой связи однофононных состояний с более сложными и незначительной вероятностью прямого возбуждения двухфононных  $1^-$  – состояний [11]. Выполненные измерения сечения реакции с распадом возбужденного состояния в основное состояние остаточного ядра  $\sigma(\gamma, n_0)$  [12] дают для  $^{208}\text{Pb}$  при энергиях 7.632, 9.298, 10.055 и 11.387 МэВ значения, практически совпадающие с  $\sigma(\gamma, Tn)$ . А эти энергии соответствуют положению пиков промежуточной структуры на восходящей ветви ГДР в  $^{208}\text{Pb}$ . Таким образом, мы здесь имеем дело с прямым распадом входных частично-дырочных конфигураций, оценки ширин которых (если исходить из параметров промежуточной структуры) при разных энергиях не превышают 200–600 кэВ. Расчеты распадной ширины  $\Gamma^1$  для энергии возбуждения 13.8 МэВ на  $^{208}\text{Pb}$  [13] дают величину 120 кэВ.

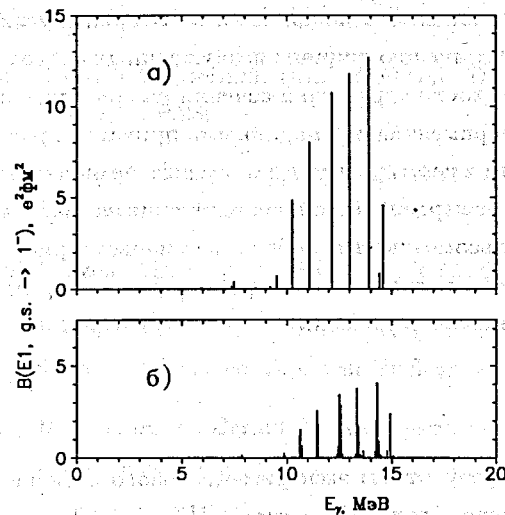


Рис. 5 Распределение силы E1-переходов из основного состояния в: а)  $^{208}\text{Pb}$  и б)  $^{209}\text{Bi}$ .

Сечение на  $^{209}\text{Bi}$ , полученное в диапазоне энергий от порога до 26 МэВ по полному набору данных (из выходов с шагом 48, 103 кэВ настоящей работы и 100 кэВ из [3]), приведено на рис. 4. При общем глобальном сходстве с результатами для  $^{208}\text{Pb}$  оно имеет более заглаженный вид даже в припороговой области. Такое различие в поведении сечений можно легко понять, если сравнить вероятности E1-возбуждения из основного состояния  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{209}\text{Bi}$ . Результаты таких расчетов приведены на рис. 5. Расчеты выполнены в приближении случайных фаз с одним и тем же набором параметров гамильтониана квазичастично-фононной модели, взятыми из [10]. Как видно из рис. 5, распределения E1-силы в этих ядрах похожи, но так как в нечетном ядре из-за правил сложения угловых моментов число состояний, на которые идут дипольные переходы, утраивается, то в  $^{209}\text{Bi}$  имеет место более сильная фрагментация. Учет связи со сложными конфигурациями приводит к сглаживанию подструктур в сечениях фотопоглощения, хотя слабые следы остаются в низкоэнергетической области.

Судя по данным из [12], несколько по-другому выглядит ситуация с распадом возбужденных состояний. Как видно из рис. 3, только  $\sigma(\gamma, n_0)$  при  $E_\gamma=7.939$  МэВ и  $\sigma(\gamma, n_2)$  при  $E_\gamma=8.498$  МэВ имеют сравнимые с  $\sigma(\gamma, Tn)$  величины. А уже начиная с 8.884 МэВ сечения с распадом возбужденных состояний на основное и первые низколежащие уровни остаточного ядра дают в

сумме только около трети полного сечения. Очевидно, что имеется ряд других каналов распада, что приводит к увеличению ширины возбужденных состояний и, как следствие, к большей гладкости структур в сечении на восходящей ветви ГДР. На рис. 4 наряду с экспериментальными данными приведены расчеты полного фотопоглощения. Хотя в целом расчеты дают неплохое описание экспериментальных данных, в высокоэнергетической части сечения не удается воспроизвести подструктуры. Учет возможности возбуждения изовекторного квадрупольного резонанса приводит к появлению подструктуры при энергии около 22 МэВ, но эта подструктура слабо выражена.

### Заключение

В данной работе представлены результаты экспериментального и теоретического изучения процессов фотовозбуждения на ядрах  $^{181}\text{Ta}$  и  $^{209}\text{Bi}$ . Полученная информация говорит о наличии ряда особенностей в поведении сечения  $\sigma(\gamma, Tn)$  на  $^{209}\text{Bi}$ , имеющих форму хорошо разрешенных резонансов в области порога реакции и сглаженные приливы на восходящей ветви ГДР. Положения структур близки к имеющимся аналогичным характеристикам для сечения на  $^{208}\text{Pb}$ .

Настоящая работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Harvey R.R. et al. // Phys. Rev. 1964. V.136. P.B126-B131.
- [2] Беляев С.Н. и др. // ЯФ. 1985. Т.42(5). С.1050-1058.
- [3] Беляев С.Н. и др. // ЯФ. 1995. Т.58. С.1-8.
- [4] Беляев С.Н., Васильев О.В., Семенов В.А. // ПТЭ. 1994. N.6. С.58-66.
- [5] Турчин В.Ф., Козлов В.Н., Малкевич М.С. // УФН. Т.102(3). 1970. С.345-386.
- [6] Bergere R., Beil H., Veyssire A. // Nucl. Phys. 1968. A121. P.463-480.

- [7] Bramblett R.L. et al. // Phys. Rev. 1963. V.129. P.2723-2729.
- [8] Dietrich S., Berman B.L. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1988. Vol.38(2). P.288.
- [9] Беляев С.Н. и др. // Ядерная спектроскопия и структура атомного ядра. Тез. докл. 43 Совещания. С.-Петербург:Наука. 1993. С.243.
- [10] Беляев С.Н. и др. // ЯФ. 1992. Т.55. С.289-297.
- [11] Voronov V.V., Ponomarev V.Yu. // Proceedings of the IV International Conference on Selected Topics in Nuclear Structure. Dubna. 1994. P.9-18.
- [12] Birenbaum Y., Berant Z., Kahane S., and Wolf A. // Phys. Rev. 1995. C51. N6. p. 3496-3499.
- [13] N. Van Giai and Stoyanov Ch. // Phys. Lett. B. 1990. V.252. N1. P.9-12.

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 мая 1996 года.