

НОВЫЕ ДАННЫЕ ПО СЕЧЕНИЯМ ПАРЦИАЛЬНЫХ И ПОЛНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ ДЛЯ ИЗОТОПОВ $^{91,94}\text{Zr}$

© 2015 г. В. В. Варламов^{1)*}, М. А. Макаров²⁾, Н. Н. Песков¹⁾, М. Е. Степанов^{1),2)}

Поступила в редакцию 20.11.2014 г.

Проанализированы экспериментальные данные по фоторасщеплению изотопов $^{91,94}\text{Zr}$, полученные на пучке квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов с помощью метода разделения вылетающих нейтронов по множественности. Установлено, что сечения реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ для обоих изотопов не удовлетворяют введенным ранее объективным критериям достоверности данных. В рамках экспериментально-теоретического метода оценки сечений парциальных реакций, удовлетворяющих введенным критериям, для изотопов $^{91,94}\text{Zr}$ получены новые данные о сечениях указанных парциальных реакций, а также полной фотонейтронной реакции $(\gamma, sn) = (\gamma, 1n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, 3n) + \dots$

DOI: 10.7868/S0044002715030198

1. ВВЕДЕНИЕ

В работах [1–5] были проанализированы экспериментальные данные по фоторасщеплению большого числа средних и тяжелых ядер (^{90}Zr , ^{115}In , $^{112,114,116,117,118,119,120,122,124}\text{Sn}$, ^{159}Tb , ^{181}Ta , ^{197}Au), исследованных на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов с помощью методов разделения фотонейтронов по множественности, определяемой по их измеряемым кинетическим энергиям. Было установлено, что сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, как правило, содержат значительные систематические погрешности, ставящие под сомнение их достоверность.

О наличии таких погрешностей свидетельствует прежде всего то, что:

1) специально введенные переходные функции множественности нейтронов:

$$F_i = \sigma(\gamma, in) / \sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, in) / [\sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots] \quad (1)$$

во многих областях энергии фотонов превышают физически допустимые по определению таких функций пределы (1.00, 0.50, 0.33, ... соответственно для $i = 1, 2, 3, \dots$);

2) в тех же областях энергии фотонов в сечениях разных реакций, главным образом $(\gamma, 1n)$, проявляются физически запрещенные отрицательные значения.

Было показано, что установленные систематические погрешности обусловлены недостатками использованных в экспериментах методов разделения фотонейтронов, основанных на результатах измерения их кинетических энергий.

Для получения сечений реакций, свободных от указанных недостатков и удовлетворяющих критериям достоверности данных, был предложен [1, 2] экспериментально-теоретический метод их оценки. Он основан на использовании в процедуре оценки лишь экспериментальных данных по сечениям реакции выхода нейтронов:

$$\sigma(\gamma, xn) \approx \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots, \quad (2)$$

не зависящих от проблем разделения нейтронов по множественности, вместе с положениями комбинированной модели фотоядерных реакций [6, 7], также от этих проблем не зависящих. Экситонная предравновесная модель, использующая плотности уровней ядер, рассчитанные в модели ферми-газа, и учитывающая деформацию ядра и изоспиновое расщепление его гигантского резонанса, подробно описанная в работе [8], позволяет получать успешные приближения к сечениям реакции выхода нейтронов (2) в области средних и тяжелых ядер.

Соотношения оцененных сечений парциальных реакций:

$$\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn), \quad (3)$$

¹⁾ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Россия.

²⁾ Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет, Россия.

* E-mail: Varlamov@depni.sinp.msu.ru

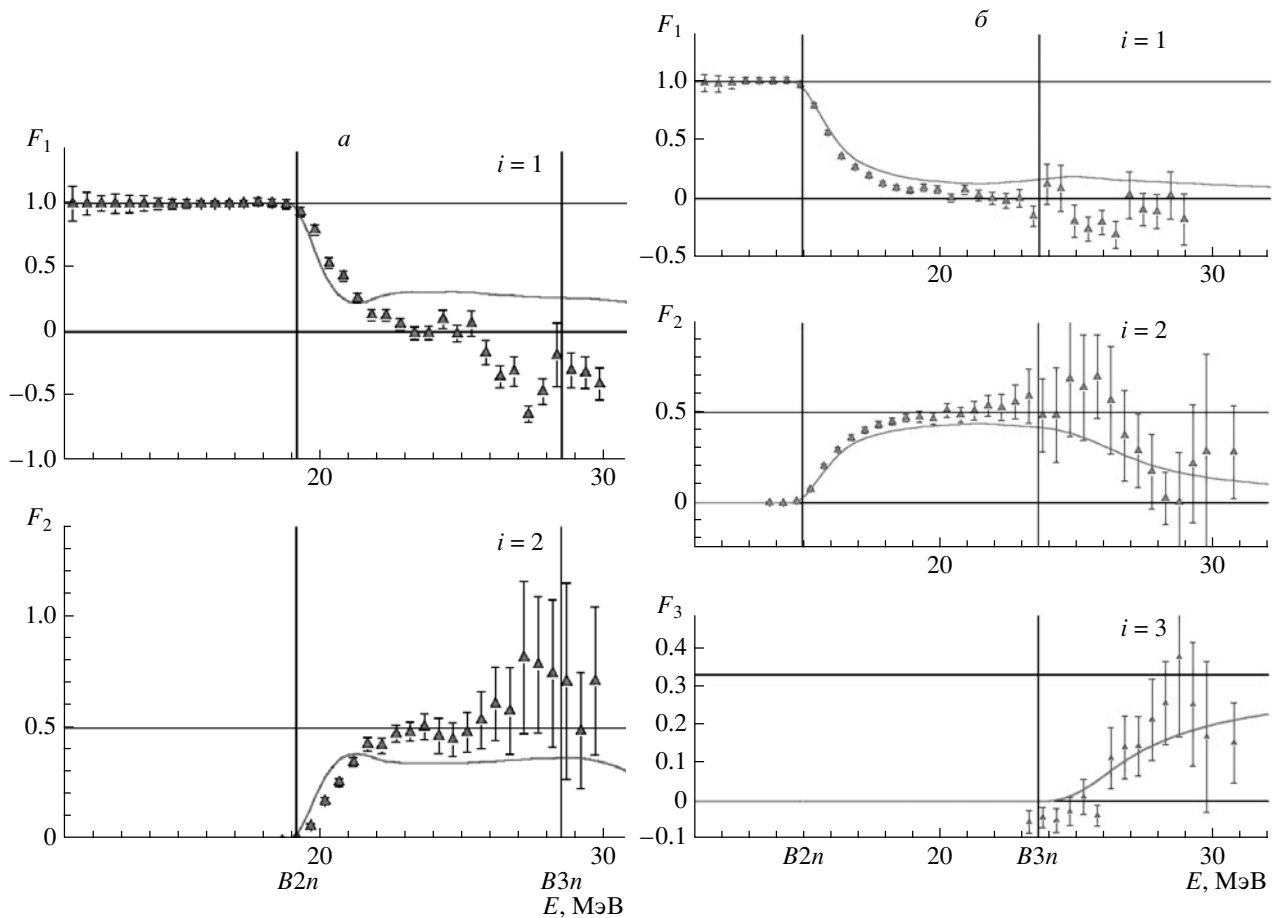


Рис. 1. Сравнение (для $i = 1, 2, 3$) переходных функций множественности $F_i^{\text{эксп}}$, полученных по экспериментальным данным [9] (треугольники), с функциями $F_i^{\text{теор}}$, полученными по результатам теоретических расчетов [6–8] (кривые) для изотопов ^{91}Zr (а) и ^{94}Zr (б).

при таком экспериментально-теоретическом подходе определяются отношениями $F_i^{\text{теор}}$ (1), рассчитанными в модели, а их соответствующая сумма (2) совпадает с экспериментальным сечением $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$.

В настоящей работе такой подход использован для оценки сечений парциальных $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ и полной $(\gamma, sn) = (\gamma, 1n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, 3n) + \dots$ фотонейтронных реакций на изотопах $^{91,94}\text{Zr}$, для которых несоответствие экспериментальных данных [9] критериям достоверности (1) проявляется весьма отчетливо.

2. АНАЛИЗ ДОСТОВЕРНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ НА ОСНОВЕ ПЕРЕХОДНЫХ ФУНКЦИЙ МНОЖЕСТВЕННОСТИ НЕЙТРОНОВ F_i

Несоответствие экспериментальных данных для изотопов $^{91,94}\text{Zr}$ физическим критериям достоверности наглядно иллюстрирует рисунок 1. На нем

проводится сравнение энергетических зависимостей переходных функций множественности нейтронов $F_i^{\text{теор}}$ (1), рассчитанных [6–8] в рамках комбинированной модели (кривые), с энергетическими зависимостями функций $F_i^{\text{эксп}}$ (1), полученными по данным работы [9] для обоих обсуждаемых в настоящей работе изотопов циркония (треугольники с погрешностями).

На рис. 1 хорошо видно, что энергетические зависимости функций $F_i^{\text{теор}}$ согласно определению (1) выглядят следующим образом:

при энергиях фотонов до энергетического порога $B2n$ реакции $(\gamma, 2n)$ возможна лишь реакция $(\gamma, 1n)$, следовательно, $F_1^{\text{теор}} = 1$, $F_2^{\text{теор}} = F_3^{\text{теор}} = 0$;

при энергиях фотонов в области энергий между $B2n$ и $B3n$ $F_1^{\text{теор}}$ уменьшается в соответствии с конкуренцией уменьшающегося $\sigma(\gamma, 1n)$ и увеличивающегося $\sigma(\gamma, 2n)$, а $F_2^{\text{теор}}$ возрастает в соответствии с той же конкуренцией $\sigma(\gamma, 2n)$ и $\sigma(\gamma, 1n)$

и приближается снизу к физически обусловленному (1) пределу 0.50, нигде его не достигая;

при энергиях фотонов выше энергетического порога $B3n$ $F_2^{\text{теор}}$ уменьшается в связи с появлением (1) вклада $3\sigma(\gamma, 3n)$.

На рис. 1 хорошо видно также, что энергетические зависимости функций $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$ существенно различаются. Для изотопа ^{91}Zr в области энергий, больших ~ 25.5 МэВ, отношения $F_1^{\text{эксп}}$, очевидно выходя за погрешности, находятся в области физически недопустимых отрицательных значений, а отношения $F_2^{\text{эксп}}$ — в области физически недостоверных значений, превышающих предел 0.50. Это определенно свидетельствует о том, что экспериментальное [9] разделение нейтронов с множественностями 1 и 2 выполнено некорректно.

В случае изотопа ^{94}Zr ситуация оказывается более сложной в связи с большими погрешностями, однако и в этом случае выводы о некорректности выполненного разделения нейтронов по множественности могут быть сделаны вполне определенно.

Так, поскольку при энергиях, больших ~ 22.2 МэВ, среди отношений $F_1^{\text{эксп}}$ наблюдаются (за исключением двух значений при энергиях ~ 24.0 – 24.5 МэВ) физически недопустимые отрицательные значения, отрицательное значение площади участка под кривой $F_1^{\text{эксп}}(E)$

$$\int_{22.2}^{29.0} F_1(E) dE = -0.55 \pm 0.26 \text{ МэВ} \quad (4)$$

вместе с отрицательным значением интегрального сечения реакции $(\gamma, 1n)$ в том же диапазоне энергий

$$\int_{22.2}^{29.0} \sigma(E) dE = -19.05 \pm 14.94 \text{ МэВ мбн} \quad (5)$$

ставят под сомнение достоверность определения сечения реакции $(\gamma, 1n)$.

В области энергий ~ 20.3 – 26.0 МэВ в отношении $F_2^{\text{эксп}}$ наблюдаются значения, превышающие предел 0.50; величина площади значений под кривой $F_2^{\text{эксп}}(E)$, рассчитанной для указанной области, в случае экспериментальных данных [9] составляет

$$\int_{20.3}^{26.0} F_2(E) dE = 3.20 \pm 0.38 \text{ МэВ}, \quad (6)$$

а в случае расчетных данных 2.30 ± 0.08 МэВ, тогда как физически достоверный по определению (1) верхний предел составляет $0.5 \times [26.0 - 20.3] = 2.85$. Существенное превышение функций $F_2^{\text{эксп}}$

указанного верхнего предела ставит под сомнение достоверность определения сечения реакции $(\gamma, 2n)$.

Дополнительно следует обратить внимание на то обстоятельство, что во всей рассматриваемой области энергий функция $F_2^{\text{эксп}}$ возрастает, хотя по определению (1) выше порога $B3n = 23.6$ МэВ должно наблюдаться ее уменьшение.

Следует отметить также и то, что для обоих рассмотренных изотопов $^{91,94}\text{Zr}$ достоверность данных в области меньших энергий также может быть поставлена под сомнение вследствие значительных расхождений значений $F_1^{\text{эксп}}$ и $F_1^{\text{теор}}$, а также $F_2^{\text{эксп}}$ и $F_2^{\text{теор}}$.

Все сказанное свидетельствует о том, что экспериментальное [9] разделение нейтронов с множественностями 1, 2 и 3 выполнено некорректно.

3. ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ, НЕ ЗАВИСЯЩИХ ОТ ПРОБЛЕМ РАЗДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ

3.1. Данные для изотопа ^{91}Zr

Как отмечалось выше, оценка сечений парциальных реакций, свободных от недостатков экспериментальных методов разделения нейтронов по множественности, основывается на соответствующих соотношениях теоретической модели [6–8], определяющих разделение на вклады с разным числом нейтронов экспериментального сечения выхода нейтронов (2). В связи с этим на предварительном этапе оценки сечений парциальных реакций экспериментальное и теоретическое сечения выхода нейтронов должны быть по возможности согласованы друг с другом.

Для ядра ^{91}Zr экспериментальное сечение выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ достаточно хорошо согласуется с теоретическим сечением $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$, рассчитанным в рамках модели [6–8]. Однако перед тем как использовать в процедуре оценки (3) функции $F_i^{\text{теор}}$, с целью достижения максимально хорошего согласия экспериментального и теоретического сечений последнее было дополнительно слегка скорректировано — сдвинуто в сторону больших энергий на 0.30 МэВ и умножено на коэффициент 0.84. Сравнение исходного и скорректированного теоретических сечений с экспериментальным [9] сечением проведено на рис. 2. Соответствующие интегральные сечения представлены в табл. 1.

Сечения реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и (γ, sn) на изотопе ^{91}Zr , оцененные после такой корректировки в рамках экспериментально-теоретического

Таблица 1. Центры тяжести $E_{\text{ц.т.}}$ и интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ сечений реакции $^{91}\text{Zr}(\gamma, xn)$

	$E_{\text{ц.т.}}, \text{МэВ}$	$\sigma^{\text{инт}}, \text{МэВ мбн}$	$E_{\text{ц.т.}}, \text{МэВ}$	$\sigma^{\text{инт}}, \text{МэВ мбн}$	$E_{\text{ц.т.}}, \text{МэВ}$	$\sigma^{\text{инт}}, \text{МэВ мбн}$
Область энергии	$E^{\text{инт}} = B2n = 19.2 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = B3n = 28.5 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 30.0 \text{ МэВ}$	
Эксперимент [9]	16.1	782.3 ± 4.8	18.5	1235.8 ± 12.5	18.9	1276.0 ± 17.2
Теория — исх. [6–8]	15.8	937.4 ± 19.2	18.4	1497.1 ± 21.7	18.8	1548.0 ± 21.9
Теория — корр.	16.0	782.3 ± 19.6	18.6	1249.4 ± 22.2	19.0	1291.8 ± 22.3

подхода (3), представлены на рис. 3 вместе с экспериментальным сечением реакции (γ, xn) [9], использованным в качестве исходной информации для процедуры оценки (3). Данные, приведенные на рис. 3 и в табл. 2, наглядно представляют те значительные систематические погрешности, которые отмечались ранее при анализе энергетических зависимостей функций $F_1^{\text{эксп}}$ и $F_2^{\text{эксп}}$ и которые являются причиной некорректности в разделении нейтронов с множественностями 1 и 2. В то время как до порога $B2n = 19.2 \text{ МэВ}$ экспериментальные и оцененные интегральные сечения реакции $(\gamma, 1n)$ практически совпадают (780.8 и 782.6 МэВ мбн соответственно), в области энергий, в которой возможна и реакция $(\gamma, 2n)$, экспериментальное интегральное сечение реакции $(\gamma, 1n)$ оказывается на 8% меньше оцененного (881.8 и 947.5 МэВ мбн), а сечение реакции $(\gamma, 2n)$ на 22% больше (174.8 и 143.4 МэВ мбн).

Столь отчетливо наблюдаемая асимметрия отличий экспериментальных и оцененных сечений реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ в области энергий, при которых вылет трех нейтронов энергетически еще невозможен, наглядно свидетельствует о еще одном недостатке экспериментального метода разделения фотонейтронов по множественности, основанном на измерении их кинетических энергий. Он связан с тем обстоятельством, что в проведенных экспериментах не учитывались вклады протонных реакций. Так, например, реакция, обозначенная в работе [9] как $(\gamma, 1n)$, по существу представляет собой реакцию $(\gamma, 1n) + (\gamma, 1n1p)$. Реакция $(\gamma, 1n1p)$ на ядре ^{91}Zr имеет относительно невысокий энергетический порог (15.6 МэВ) и величину сечения, сравнимую с величиной сечения реакции $(\gamma, 2n)$. Очевидно, что распределение энергии возбужденного ядра между двумя нуклонами — нейтроном и протоном — в реакции $(\gamma, 1n1p)$ должно быть приблизительно таким же, как и между двумя нейтронами в реакции $(\gamma, 2n)$. Однако нейтрон из реакции $(\gamma, 1n1p)$ имеет множественность 1, а нейтрон из реакции $(\gamma, 2n)$ — множественность 2. Это делает использованную в [9] процедуру разделения нейтронов по множественности на основании измере-

ния их кинетических энергий не вполне оправданной, поскольку нейтроны из каналов “1n” и “2n” при таком положении дел “перепутываются”: нейтроны малых энергий из реакции $(\gamma, 1n1p)$ необоснованно интерпретируются как принадлежащие не реакции $(\gamma, 1n)$, а реакции $(\gamma, 2n)$.

Следует отметить, что реальные расхождения сечений обеих обсуждаемых парциальных реакций, обусловленные погрешностями разделения нейтронов по множественности, по существу являются еще более значительными. Это связано с тем, что различия величин интегральных сечений, рассчитанных в указанных пределах, несколько искажаются расхождениями экспериментальных и оцененных сечений реакций в области энергий до $\sim 22.5 \text{ МэВ}$, в которой они имеют направленность, противоположную ей при больших энергиях (для

Таблица 2. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ оцененных сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на изотопе ^{91}Zr в сравнении с экспериментальными данными [9]

Реакция	$\sigma^{\text{инт}}, \text{МэВ мбн}$	
	Оцененные данные	Экспериментальные данные
$E^{\text{инт}} = B2n = 19.2 \text{ МэВ}$		
$(\gamma, xn)^*$	782.3 ± 4.8	$782.3 \pm 4.8^*$
(γ, sn)	781.4 ± 4.8	782.8 ± 4.8
$(\gamma, 1n)$	782.6 ± 4.8	780.8 ± 22.0
$E^{\text{инт}} = B3n = 28.5 \text{ МэВ}$		
$(\gamma, xn)^*$	$1276.0 \pm 17.2^*$	1235.8 ± 12.5
(γ, sn)	1091.6 ± 27.5	1061.4 ± 11.5
$(\gamma, 1n)$	947.5 ± 24.2	881.8 ± 11.0
$(\gamma, 2n)$	143.4 ± 6.0	174.8 ± 5.2

* Исходное для оценки экспериментальное сечение [9].

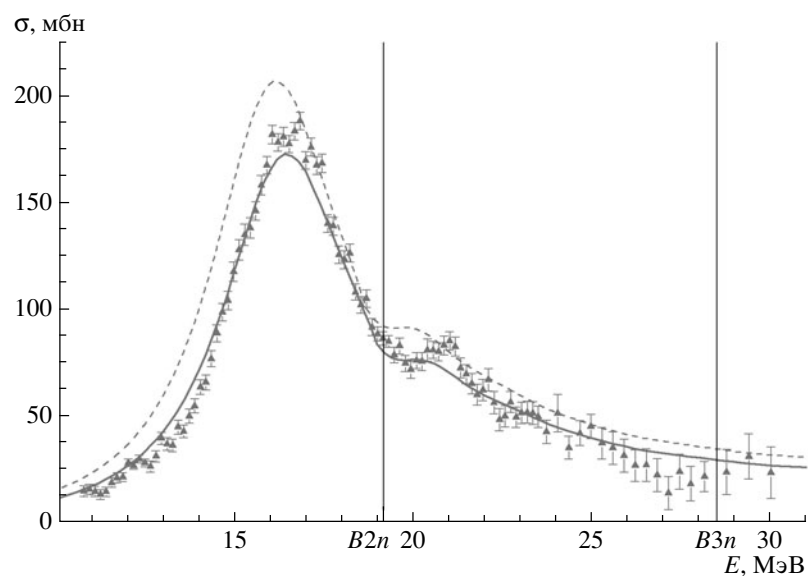


Рис. 2. Сравнение исходного (штриховая кривая) и скорректированного (сплошная кривая) сечений реакции $^{91}\text{Zr}(\gamma, xn)$ с экспериментальными данными [9] (треугольники).

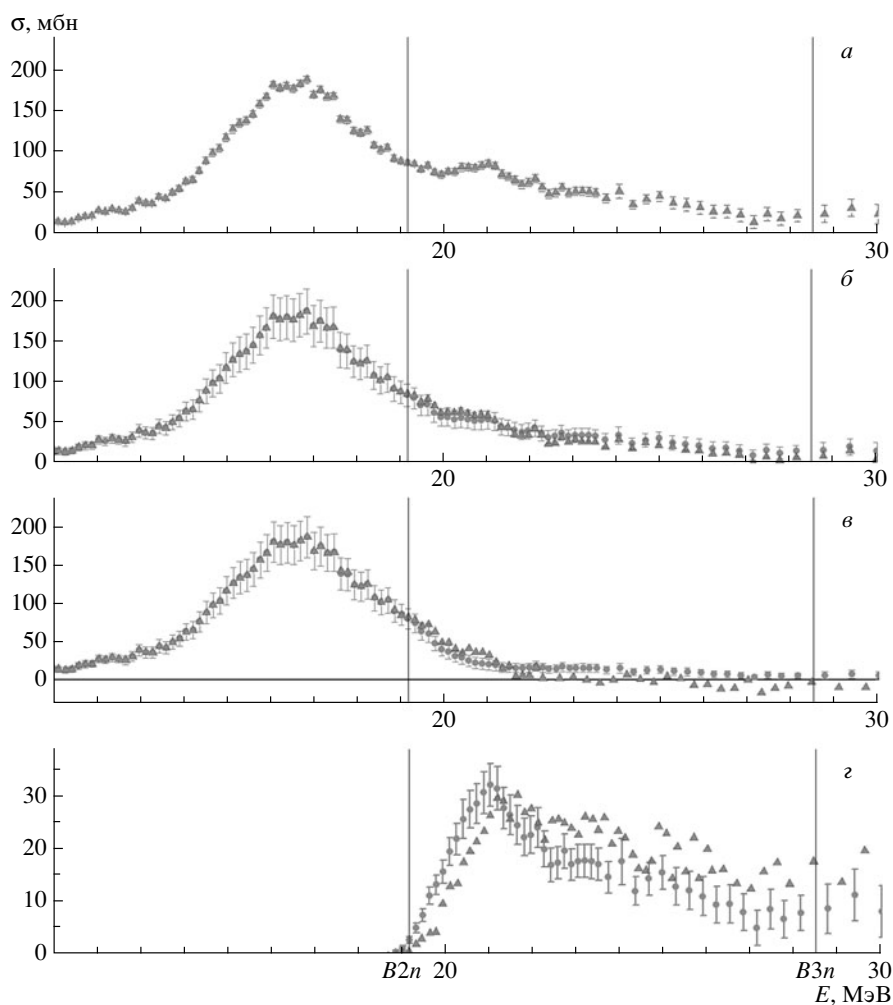


Рис. 3. Сравнение оцененных (кружки) и экспериментальных [9] (треугольники) сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{91}Zr : а – $\sigma(\gamma, xn)$, б – $\sigma(\gamma, sn)$, в – $\sigma(\gamma, 1n)$, г – $\sigma(\gamma, 2n)$.

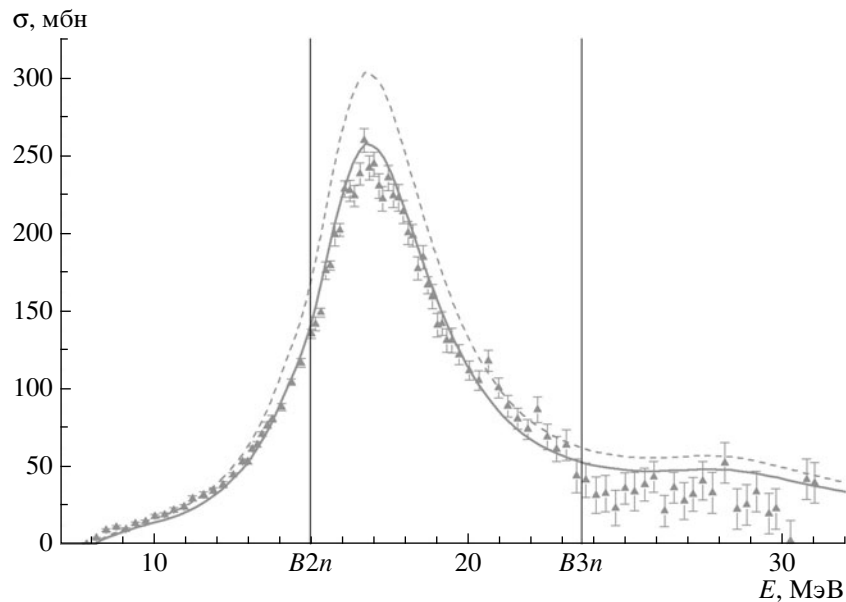


Рис. 4. Сравнение исходного (штриховая кривая) и скорректированного (сплошная кривая) сечений реакции $^{94}\text{Zr}(\gamma, xn)$ с экспериментальными данными [9] (треугольники).

реакции $(\gamma, 1n)$ экспериментальное сечение больше оцененного, а для реакции $(\gamma, 2n)$, напротив, меньше).

3.2. Данные для изотопа ^{94}Zr

По аналогии с тем, как это было сделано в случае изотопа ^{91}Zr , в случае изотопа ^{94}Zr перед проведением оценки (3) теоретическое сечение реакции выхода нейтронов также было слегка дополнительно скорректировано — сдвинуто в сторону больших энергий на 0.02 МэВ и умножено на коэффициент 0.85. Соответствующие данные приведены на рис. 4 и в табл. 3.

Сечения реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$ и (γ, sn) на изотопе ^{94}Zr , оцененные в рамках экспериментально-теоретического подхода (3), представлены на рис. 5 вместе с соответствующими экспериментальными сечениями реакции (γ, xn) . В табл. 4 приведены соответствующие интегральные сечения.

В то время как до порога $B2n = 15.0$ МэВ экспериментальные и оцененные интегральные сечения реакции $(\gamma, 1n)$, как и в случае изотопа ^{91}Zr , практически совпадают (260.6 и 261.8 МэВ мбн), в области энергий, в которой возможна и реакция $(\gamma, 2n)$, экспериментальное интегральное сечение реакции $(\gamma, 1n)$ оказывается на 19% меньше оцененного (546.1 и 652.4 МэВ мбн), а реакции $(\gamma, 2n)$ на 15% больше (494.5 и 429.0 МэВ мбн). В случае изотопа ^{94}Zr асимметрия различий

экспериментальных и оцененных сечений реакций оказывается существенно меньше (19% и 15%), чем это наблюдается в случае изотопа ^{91}Zr (8% и 22%). Выше было показано, что такая асимметрия может быть связана с вкладом протонной реакции $(\gamma, 1n1p)$. Различие ситуаций для обоих исследуемых изотопов при таком положении дел может быть обусловлено существенно меньшей ролью этой реакции в случае изотопа ^{94}Zr по сравнению со случаем изотопа ^{91}Zr — ее порог на 2.2 МэВ выше, а величина сечения заметно меньше величины сечения реакции $(\gamma, 2n)$ [6, 7].

В области энергий, больших $B3n = 23.6$ МэВ, экспериментальное интегральное сечение реакции $(\gamma, 1n)$ оказывается уже на 60% меньше оцененного (434.7 и 694.9 МэВ мбн), реакции $(\gamma, 2n)$ на 23% больше (662.6 и 539.4 МэВ мбн), а реакции $(\gamma, 3n)$ на 52% больше (85.4 и 56.1 МэВ мбн).

Следует отметить, что в целом расхождения экспериментальных и оцененных сечений в случае изотопа ^{94}Zr оказываются заметно большими по сравнению с тем, что имеет место в случае изотопа ^{91}Zr . Это связано с тем обстоятельством, что энергетический порог $B3n = 23.6$ МэВ для ^{94}Zr намного ниже, чем для ^{91}Zr ($B3n = 28.5$ МэВ). В связи с этим в рассматриваемой области энергий ГДР к погрешностям экспериментального разделения нейтронов с множественностями 1 и 2 добавляются погрешности разделения нейтронов с множественностями 1 и 3, а также 2 и 3.

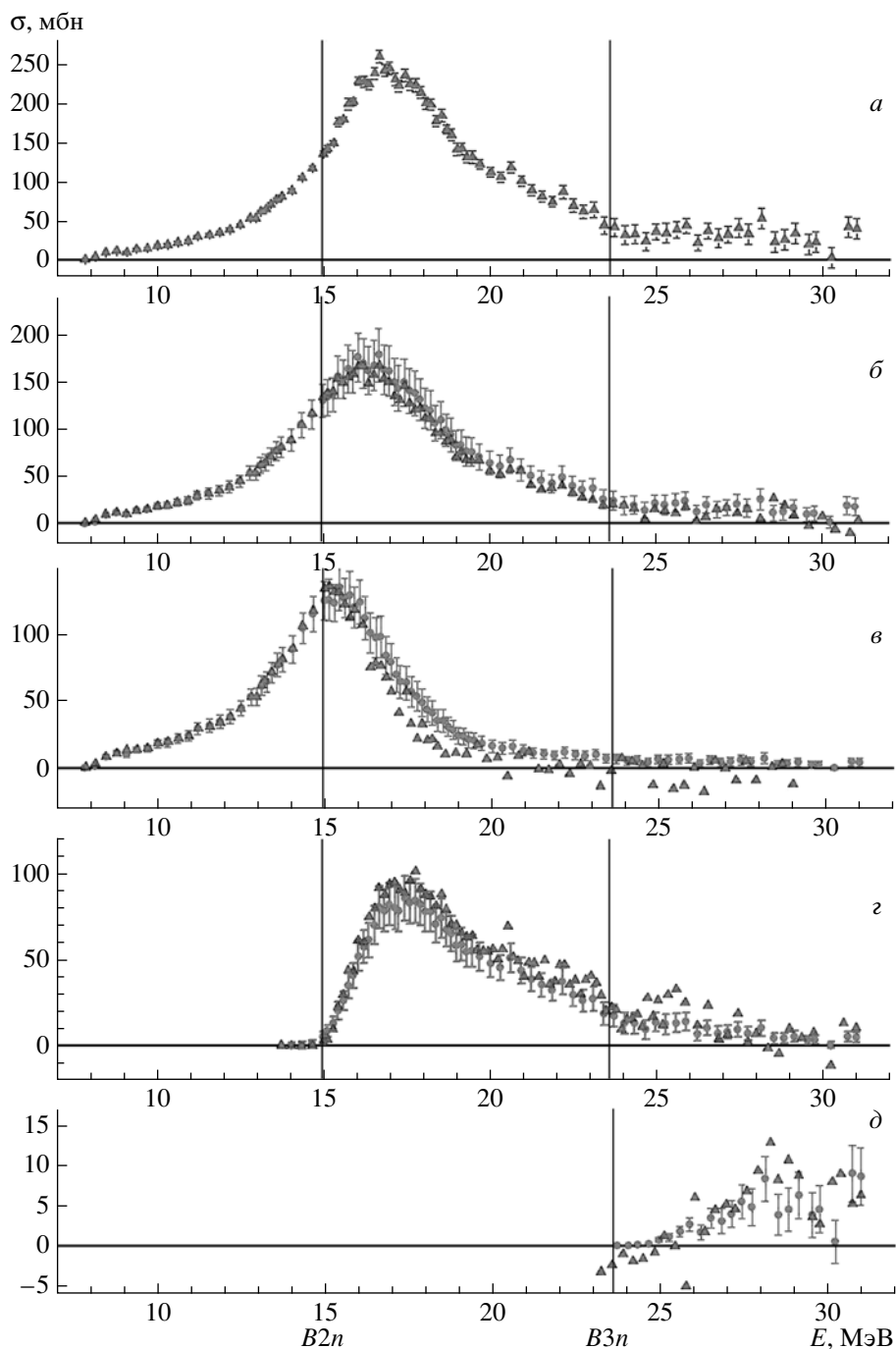


Рис. 5. Сравнение оцененных (кружки) и экспериментальных [9] (треугольники) сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{94}Zr : $a - \sigma(\gamma, xn)$, $b - \sigma(\gamma, sn)$, $c - \sigma(\gamma, 1n)$, $d - \sigma(\gamma, 2n)$, $e - \sigma(\gamma, 3n)$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные исследования позволяют сделать определенные выводы об особенностях фоторасщепления обоих исследованных изотопов $^{91,94}\text{Zr}$.

Экспериментальные данные [9] по сечениям парциальных фотонейтронных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{91}Zr и $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ на

ядре ^{94}Zr , полученные с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, содержат значительные систематические погрешности и не удовлетворяют предложенным критериям достоверности данных. Эти погрешности обусловлены необоснованным перераспределением нейтронов между каналами “1n”, “2n” и “3n”. Так, именно изъятие в различных областях энергии фотонов

Таблица 3. Центры тяжести $E_{\text{ц.т.}}$ и интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ сечений реакции $^{94}\text{Zr}(\gamma, xn)$

	$E_{\text{ц.т.}}, \text{МэВ}$	$\sigma^{\text{инт}}, \text{МэВ мбн}$	$E_{\text{ц.т.}}, \text{МэВ}$	$\sigma^{\text{инт}}, \text{МэВ мбн}$	$E_{\text{ц.т.}}, \text{МэВ}$	$\sigma^{\text{инт}}, \text{МэВ мбн}$
Область энергии	$E^{\text{инт}} = B2n = 15.0 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = B3n = 23.6 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 31.0 \text{ МэВ}$	
Эксперимент [9]	12.9	299.3 ± 2.7	17.3	1545.8 ± 12.3	18.6	1779.3 ± 25.2
Теория — исх. [6–8]	13.1	333.4 ± 8.8	17.3	1820.5 ± 30.3	19.1	2228.9 ± 31.6
Теория — корр.	13.1	283.1 ± 9.0	17.3	1545.5 ± 31.1	19.1	1892.2 ± 32.4

значительной части нейтронов из канала “1n” приводит к тому, что сечение реакции $(\gamma, 1n)$ уменьшается вплоть до появления в нем (и соответственно в функции $F_1^{\text{эксп}}$) физически запрещенных отрицательных значений. Необоснованное перемещение нейтронов из канала “1n” в канал “2n” приводит к тому, что сечение реакции $(\gamma, 2n)$

Таблица 4. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ оцененных сечений полных и парциальных фотонейтронных реакций на изотопе ^{94}Zr в сравнении с экспериментальными данными [9]

Реакция	$\sigma^{\text{инт}}, \text{МэВ мбн}$	
	Оцененные данные	Экспериментальные данные
$E^{\text{инт}} = B2n = 15.0 \text{ МэВ}$		
$(\gamma, xn)^*$	260.5 ± 2.4	$260.5 \pm 2.4^*$
(γ, sn)	262.8 ± 2.4	259.8 ± 2.4
$(\gamma, 1n)$	261.8 ± 9.1	260.6 ± 2.5
$E^{\text{инт}} = B3n = 23.6 \text{ МэВ}$		
$(\gamma, xn)^*$	$1506.7 \pm 12.2^*$	1506.7 ± 12.2
(γ, sn)	1086.3 ± 30.1	1011.1 ± 8.0
$(\gamma, 1n)$	652.4 ± 15.3	546.1 ± 11.5
$(\gamma, 2n)$	429.0 ± 4.3	494.5 ± 7.4
$E^{\text{инт}} = 31.0 \text{ МэВ}$		
$(\gamma, xn)^*$	$2067.2 \pm 40.0^*$	2067.2 ± 40.0
(γ, sn)	1011.1 ± 8.0	1114.0 ± 13.6
$(\gamma, 1n)$	694.9 ± 14.3	434.7 ± 31.5
$(\gamma, 2n)$	539.4 ± 10.7	662.6 ± 33.8
$(\gamma, 3n)$	56.1 ± 12.3	85.4 ± 18.5

* Исходное для оценки экспериментальное сечение [9].

возрастает. Следовательно, также необоснованно возрастают значения функции $F_2^{\text{эксп}}$, и среди них появляются такие, которые превышают физически допустимый по определению (1) предел 0.50.

Обнаруженные систематические погрешности экспериментальных сечений парциальных фотонейтронных реакций для обоих изотопов $^{91,94}\text{Zr}$, как и для ядер, исследованных [1–5] ранее (^{90}Zr , ^{115}In , $^{112,114,116,117,118,119,120,122,124}\text{Sn}$, ^{159}Tb , ^{181}Ta , ^{197}Au), обусловлены близостью кинетических энергий нейтронов из разных парциальных реакций. В работе [4] на примере данных для изотопа ^{181}Ta было показано, что при увеличении энергии фотонов в области ГДР форма спектра фотонейтронов изменяется несильно — основной вклад дают нейтроны с энергиями $\sim 1 \text{ МэВ}$. С другой стороны, при открытии канала с испусканием большого количества нейтронов (например, “2n”) некоторое количество нейтронов малых энергий оказывается связанным с каналом “1n”. Это усугубляется вкладом протонных реакций, которые не учитывались в проведенных экспериментах [9].

Следует отметить, что сечения как парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, так и полной реакции (γ, sn) , оцененные для изотопов $^{91,94}\text{Zr}$ в рамках экспериментально-теоретического подхода (3), свободны от обсуждаемых систематических погрешностей и существенно отличаются от экспериментальных сечений.

Работа выполнена в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер НИИЯФ МГУ и частично поддержана грантами РФФИ № 09-02-00368 и 13-02-00124. Авторы выражают искреннюю благодарность доктору физико-математических наук профессору Б.С. Ишханову и доктору физико-математических наук В.Н. Орлину за ценные консультации и обсуждения, а также помощь в интерпретации полученных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, В. А. Четверткова, Изв. РАН. Сер. физ. **74**, 875 (2010) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **74**, 833 (2010)].

2. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, С. Ю. Трошиев, Изв. РАН. Сер. физ. **74**, 884 (2010) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **74**, 842 (2010)].
3. В. В. Варламов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, Т. С. Полевич, Препринт № 2012/879 НИИЯФ МГУ (Москва, 2012).
4. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, С. Ю. Трошиев, ЯФ **75**, 283 (2012) [Phys. Atom. Nucl. **75**, 253 (2012)].
5. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **75**, 1414 (2012) [Phys. Atom. Nucl. **75**, 1339 (2012)].
6. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЭЧАЯ **38**, 460 (2007) [Phys. Part. Nucl. **38**, 232 (2007)].
7. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **71**, 517 (2008) [Phys. Atom. Nucl. **71**, 493 (2008)].
8. B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, K. A. Stopani, and V. V. Varlamov, *Photonuclear Reactions and Astrophysics*, in *The Universe Evolution: Astrophysical and Nuclear Aspects*, Ed. by I. Strakovsky and L. Blokhintsev (Nova Science Publ., New York, 2013), p. 113.
9. B. L. Berman, J. T. Caldwell, R. R. Harvey, *et al.*, Phys. Rev. **162**, 1098 (1967).

NEW DATA ON THE CROSS SECTIONS OF PARTIAL AND TOTAL PHOTONEUTRON REACTIONS FOR $^{91,94}\text{Zr}$

V. V. Varlamov, M. A. Makarov, N. N. Peskov, M. E. Stepanov

The experimental data on $^{91,94}\text{Zr}$ photodisintegration obtained on the quasimonoenergetic annihilation photon beams using the method of neutron multiplicity sorting were analyzed. It was found that the cross sections of $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, and $(\gamma, 3n)$ reactions for both isotopes do not satisfy objective data reliability criteria introduced before. New data for partial and total $(\gamma, sn) = (\gamma, 1n) + (\gamma, 2n) + (\gamma, 3n) + \dots$ reactions cross sections for isotopes $^{91,94}\text{Zr}$ satisfying the introduced data reliability criteria were obtained in the frame of experimentally–theoretical method of evaluation.