

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ОЦЕНЕННЫЕ ДАННЫЕ ПО ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЮ ЯДРА ^{197}Au

© 2022 г. В. В. Варламов^{1)*}, А. И. Давыдов²⁾

Поступила в редакцию 16.09.2021 г.; после доработки 16.09.2021 г.; принята к публикации 16.09.2021 г.

Проведено сравнение сечений парциальных фотонейтронных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{197}Au , оцененных с использованием объективных физических критериев достоверности данных, с результатами разных экспериментов. Показано, что оцененные данные существенно расходятся с результатами экспериментов, выполненных с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, но согласуются с результатами, полученными альтернативными методами. Для обеих реакций $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)^{196}\text{Au}$ и $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)^{195}\text{Au}$ наилучшее согласие достигнуто с результатами активационного эксперимента и современного эксперимента, выполненного с использованием новой техники прямого измерения множественности нейтронов с помощью детектора, эффективность которого практически не зависит от энергии нейтронов, реализованной на пучке фотонов обратного комптоновского рассеяния релятивистских электронов на пучке излучения лазера.

DOI: 10.31857/S0044002722010147

1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известна проблема существенных расхождений как по форме, так и по величине сечений, полученных в разных экспериментах [1–5] фотонейтронных реакций, прежде всего парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$, а также сечений выхода нейтронов

$$\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + \quad (1)$$

$$+ 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots$$

и полной фотонейтронной реакции

$$\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) + \quad (2)$$

$$+ \sigma(\gamma, 3n) + \dots$$

Наибольшее количество таких данных было получено в экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, выполненных с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности в Ливерморе (США) и Сакле (Франция) [6]. В результате системных сравнительных исследований сечений парциальных и полных фотонейтронных реакций из международной электронной базы данных по ядерным реакциям [7] установлено [4, 5], что полученные в обеих

лабораториях для 19 ядер (^{51}V , ^{75}As , ^{89}Y , ^{90}Zr , ^{115}In , $^{116-118,120,124}\text{Sn}$, ^{127}I , ^{133}Cs , ^{159}Tb , ^{165}Ho , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{208}Pb , ^{232}Th , ^{238}U) данные существенно различаются. Сечения реакции $(\gamma, 1n)$ имеют заметно большие (до 100% величины) значения в Сакле, тогда как сечения реакции $(\gamma, 2n)$ — напротив, в Ливерморе. При этом сечения реакции выхода нейтронов (1), полученные в обеих лабораториях, различаются в среднем на величину лишь $\sim 12\%$ [4, 5]. Это означает, что при достигаемых статистических погрешностях ($\sim 5-10\%$) экспериментальных сечений парциальных реакций обсуждаемые расхождения определенно являются систематическими. Средние значения отношений соответствующих интегральных сечений для реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, полученных в обеих лабораториях, равны соответственно $\langle R_{C/Л}(1n) \rangle = \langle \sigma_C^{\text{инт}}(\gamma, 1n) / \sigma_{Л}^{\text{инт}}(\gamma, 1n) \rangle = 1.08$ и $\langle R_{C/Л}(2n) \rangle = \langle \sigma_C^{\text{инт}}(\gamma, 2n) / \sigma_{Л}^{\text{инт}}(\gamma, 2n) \rangle = 0.83$.

Поскольку при таких значительных систематических расхождениях экспериментальных данных не ясно, какие именно сечения являются достоверными и должны использоваться как в фундаментальных, так и в прикладных исследованиях, были предложены объективные физические критерии достоверности данных по сечениям парциальных реакций [8, 9]. В качестве основных из таких критериев используются отношения F_i сечений конкретных парциальных реакций с множественностью i к сечению выхода нейтронов (1)

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

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

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

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

$$+ 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots].$$

Полученные по экспериментальным данным отношения $F_i^{\text{эксп}}$ в соответствии с определением не должны превышать значений 1.00, 0.50, 0.33 соответственно для $i = 1, 2$ и 3. Превышение отношениями $F_i^{\text{эксп}}$ указанных предельных значений означает, что в экспериментальных сечениях присутствуют существенные систематические погрешности, обусловленные недостоверным (ошибочным) определением числа нейтронов различной множественности, а, следовательно, экспериментальные данные не являются достоверными. Физическим критерием достоверности данных по сечениям парциальных реакций является положительность значений отношений $F_i^{\text{эксп}}$, обусловленная тем обстоятельством, что все члены соотношения (3) представляют собой сечения реакций, имеющие размерность площади. Были детально проанализированы [8–23] расхождения оцененных и экспериментальных сечений для большого числа ядер (^{59}Co , $^{63,65}\text{Cu}$, ^{75}As , ^{80}Se , $^{90-94}\text{Zr}$, ^{115}In , $^{112-124}\text{Sn}$, ^{133}Cs , ^{138}Ba , ^{159}Tb , ^{181}Ta , $^{186-192}\text{Os}$, ^{197}Au , ^{208}Pb , ^{209}Bi и некоторые другие). Установлено, что критериями недостоверности экспериментальных данных являются также значительные различия между отношениями $F_i^{\text{эксп}}$, полученными по экспериментальным данным, и отношениями $F_i^{\text{теор}}$, рассчитанными в комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР) [24, 25].

Было установлено, что во многих случаях экспериментальные сечения парциальных реакций, полученные как в Ливерморе, так и в Сакле, не являются достоверными, поскольку в них либо присутствуют физически запрещенные отрицательные значения, либо значения, для которых отношения $F_i^{\text{эксп}}$ заметно превышают указанные выше физические пределы, либо наблюдаются значительные различия между $F_i^{\text{эксп}}$ и $F_i^{\text{теор}}$.

Для оценки того, как могут (должны) выглядеть достоверные сечения парциальных реакций, существенно различающиеся в разных экспериментах, при относительно мало различающихся сечениях выхода нейтронов (1) был предложен [8, 9] экспериментально-теоретический метод, в котором сечения парциальных реакций определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} \sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in) &= F_i^{\text{теор}} \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn) = \\ &= [\sigma^{\text{теор}}(\gamma, in) / \sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)] \sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn). \end{aligned} \quad (4)$$

Такой метод означает, что оцененные сечения реакций $\sigma^{\text{оцен}}(\gamma, in)$ оказываются практически независимыми от проблем экспериментального определения множественности нейтронов. Это достигается, во-первых, тем, что конкуренция парциальных реакций определяется соотношениями модели

(КМФЯР) [24, 25] и, соответственно, отношениями $F_i^{\text{теор}}$, не зависящими от проблем экспериментального определения множественности нейтронов, а во-вторых, тем, что экспериментальной информацией, используемой в процедуре (4) оценки достоверных сечений, является только сечение выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$, которое зависит от этих проблем весьма слабо, так как включает в себя нейтроны, образующиеся во всех парциальных реакциях.

Было установлено [5–9, 12–23], что для большого числа ядер экспериментальные сечения парциальных фотонейтронных реакций, полученные как в Ливерморе, так и в Сакле, существенно отличаются от оцененных сечений. На основании результатов детального анализа этих расхождений было показано, что прежде всего они обусловлены существенными погрешностями процедур экспериментальной идентификации принадлежности регистрируемых нейтронов реакциям $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$. Были сделаны выводы о том, что такие погрешности связаны с определенными недостатками использованной процедуры разделения фотонейтронов по множественности, определяемой по их энергии. Близость энергетических спектров нейтронов из разных реакций, проблемы существенной зависимости эффективности регистрации нейтронов от их энергии и некоторые технические особенности использованных нейтронных детекторов делали такую процедуру определения множественности нейтронов неоднозначной. Непосредственным результатом этой неоднозначности было недостоверное (ошибочное) приписывание заметного количества нейтронов из одной реакции другой.

Отмеченная неоднозначность распределения детектируемых нейтронов между реакциями с разной множественностью отсутствует в результатах альтернативных активационных экспериментов, которые, как правило, проводятся на пучках тормозного γ -излучения. В этих экспериментах идентификация парциальных реакций осуществляется не по энергиям образующихся нейтронов, которые в разных реакциях могут быть весьма близки, а по спектроскопическим характеристикам разных конечных ядер парциальных реакций. К сожалению, активационный метод может быть использован для исследований далеко не всех реакций, а только таких, конечными ядрами которых являются радиоактивные изотопы с характеристиками γ -излучения, подходящими для точных и надежных измерений, и вследствие этого не получил широкого распространения. Детальные исследования достоверности данных, оцененных с помощью экспериментально-теоретического метода, описанного выше, были проведены для ядер ^{181}Ta [26], ^{197}Au [19] и ^{209}Bi [18], для которых

активационные эксперименты в подходящих условиях оказались возможными. Было установлено, что сечения парциальных реакций, полученные для этих ядер с помощью экспериментально-теоретического метода оценки, согласуются с результатами активационных экспериментов, что позволяет интерпретировать оцененные сечения реакций как достоверные.

Данные для моноизотопа ^{197}Au представляют особый интерес, поскольку сечения парциальных реакций $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)^{196}\text{Au}$ и $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)^{195}\text{Au}$ широко используются как в фундаментальных исследованиях при сравнении экспериментальных данных с результатами теоретических расчетов в разных моделях, так и в самих экспериментах в качестве мониторов при проведении измерений в относительных единицах. В этой связи детальное сравнение оцененных достоверных сечений парциальных реакций на ядре ^{197}Au было выполнено [19] с сечениями, полученными разными методами с помощью:

— разделения фотонейтронов по множественности, определяемой по измеряемым энергиям фотонейтронов, на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов в Ливерморе [27] и Сакле [28];

— регистрации наведенной активности на пучках тормозного γ -излучения [29, 30];

— регистрации разными способами нейтронов на пучках фотонов обратного комптоновского рассеяния релятивистских позитронов на пучках мощных лазеров [31–33].

Было установлено, что оцененные с помощью экспериментально-теоретического метода [9] сечения парциальных реакций на ядре ^{197}Au существенно отличаются от результатов экспериментов [27, 28], выполненных с помощью метода разделения нейтронов по множественности. Ранее при исследовании соотношений сечений парциальных реакций для большого количества ядер было показано [5–9, 12–23], что наблюдаемые расхождения обусловлены присутствием в экспериментальных сечениях парциальных реакций различных систематических погрешностей, причиной которых являются определенные проблемы с эффективностью регистрации нейтронов разных энергий и, следовательно, разной множественности. При этом было установлено, что оцененные сечения для ядра ^{197}Au согласуются с результатами активационного эксперимента [30], в котором проблемы эффективности регистрации нейтронов разных энергий отсутствуют. Было установлено также, что сечения реакции $(\gamma, 1n)$, определенные в экспериментах на пучках фотонов обратного комптоновского рассеяния с энергиями до ~ 20 МэВ [31–33], также в целом согласуются с оцененными данными [9]

для сечения реакции $(\gamma, 1n)$. Данные [31–33] были получены с помощью техники детектирования нейтронов, аналогичной той, которая была использована в эксперименте Ливермора [27], и, следовательно, в определенной степени не были свободны от систематических погрешностей, обусловленных проблемами эффективности регистрации нейтронов разных энергий. В связи с тем, что энергия налетающих фотонов была относительно низкой, проведение анализа достоверности данных по сечениям реакции $(\gamma, 2n)$, оказалось невозможным. В этой связи была сформулирована [19] задача определения сечений обеих парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ в эксперименте того же типа, но при использовании новейшей техники детектирования нейтронов, эффективность которой практически не зависит от их энергии [34].

Такой современный эксперимент был выполнен [35] и позволил провести прямую регистрацию нейтронов разной множественности в широкой (до 30 МэВ) области энергий фотонов. Настоящая работа посвящена детальному сравнению полученных в этом эксперименте предварительных результатов обеих парциальных реакций $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)^{196}\text{Au}$ и $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)^{195}\text{Au}$ с результатами разных экспериментов и оцененными данными.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ОЦЕНЕННЫЕ ДАННЫЕ ПО СЕЧЕНИЯМ ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{197}Au

Как отмечалось выше, данные по сечениям парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{197}Au , полученные в разных экспериментах, существенно различаются. Так, например, упоминавшиеся выше средние значения отношений интегральных сечений (в единицах МэВ мбн) для реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, полученных для ядра ^{197}Au в Сакле [28] и Ливерморе [27], равны [6] $\langle R_{C/L}(1n) \rangle = 2588.0/2190.0 = 1.18$ и $\langle R_{C/L}(2n) \rangle = \langle \sigma_C^{\text{инт}}(\gamma, 2n) / \sigma_L^{\text{инт}}(\gamma, 2n) \rangle = 479.0/777.0 = 0.62$. После необходимой корректировки энергетических шкал обоих экспериментов были получены [4, 9] несколько иные, но по-прежнему существенно различающиеся значения $\langle R_{C/L}(1n) \rangle = 1.00$ и $\langle R_{C/L}(2n) \rangle = 0.69$.

Детальное исследование достоверности результатов ранних экспериментов по определению сечений парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{197}Au было выполнено [19] с использованием объективных критериев достоверности [9]. В области энергий фотонов до ~ 20 МэВ были рассмотрены сечения реакции $(\gamma, 1n)$, полученные с помощью

метода разделения фотонейтронов по множественности на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов [27, 28], активационного метода на пучках тормозного γ -излучения [29, 30] и метода регистрации нейтронов на пучках фотонов обратного комптоновского рассеяния релятивистских позитронов на пучках мощных лазеров [31–33]. Соответствующие результаты представлены на рис. 1а. В области энергий фотонов от 14 до 30 МэВ были рассмотрены сечения реакции $(\gamma, 2n)$, полученные в экспериментах [27, 28, 30], результаты которых представлены на рис. 1б.

Было проведено сравнение сечений обеих парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ с результатами оценки [9], выполненной с помощью описанного выше экспериментально-теоретического метода (4) при использовании в качестве исходных данных экспериментального сечения выхода нейтронов $\sigma^{\text{эксп}}(\gamma, xn)$ (1), полученного в Ливерморе [27]. Использование в процедуре оценки данных Ливермора [27], а не Сакле [28] было обусловлено тем, что первые были получены в области энергий фотонов до 25, тогда как вторые — лишь до 20 МэВ. Кроме того, учитывалось то обстоятельство, что данные Ливермора [27] намного лучше по сравнению с данными Сакле [28] согласовались с теоретическим сечением $\sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn)$, рассчитанным в КМФЯР [24, 25]. Выполненное сравнение свидетельствует о том, что оцененное в области энергий фотонов до 20 МэВ сечение реакций $(\gamma, 1n)$ существенно расходится с результатами экспериментов, выполненных с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности [27, 28], но в целом согласуется с результатами активационного эксперимента [30] и экспериментов на пучках фотонов обратного комптоновского рассеяния [31–33]. Соответствующие значения интегральных сечений приведены в табл. 1. В случае сечения реакции $(\gamma, 2n)$, для которого результаты экспериментов [31–33] отсутствуют, в области энергий фотонов до 28 МэВ было установлено расхождение оцененных данных [9] с результатами экспериментов [27, 28] и их согласие с результатом активационного эксперимента [30]. Соответствующие данные по интегральным сечениям представлены в табл. 2.

Ранее при исследовании достоверности данных, полученных для большого количества ядер [8–23], было показано, что соотношения результатов разных экспериментов с оцененными данными обусловлены наличием или отсутствием определенных проблем, связанных с существенной зависимостью эффективности регистрации нейтронов от их энергии. В случае ядра ^{197}Au такие проблемы присутствуют в экспериментах, выполненных с использованием метода разделения нейтронов по

множественности [27, 28, 31–33], и отсутствуют в активационном эксперименте [30]. В связи со сказанным большой интерес вызывает сравнение оцененных и активационных данных с результатами определения сечений обеих парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ в эксперименте с фотонами от комптоновского рассеяния, выполненном в условиях практической независимости эффективности регистрации нейтронов от энергии.

Такой эксперимент был выполнен для ядра ^{197}Au и еще нескольких ядер [35]. Использовался детектор нейтронов, в принципе аналогичный тому, который был использован ранее в Ливерморе [27]. При этом была применена новейшая техника детектирования нейтронов, эффективность которой практически не зависит от их энергии [34]. Сечения обеих реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$, полученные в эксперименте [35], также представлены на рис. 1, а соответствующие интегральные сечения также приведены в табл. 1 и 2.

3. ОСОБЕННОСТИ ФОТОНЕЙТРОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ЯДРЕ ^{197}Au

Как отмечалось выше, условия получения данных по сечениям фотонейтронных реакций как полных, так и парциальных, в разных экспериментах существенно различались и по способам получения пучков налетающих фотонов, и по методам определения множественности образующихся в реакциях нейтронов.

3.1. Эксперименты на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов

В Ливерморе [27] и Сакле [28] эксперименты проводились на пучках квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции на лету релятивистских позитронов, методы получения которых были практически идентичными. При этом в обоих экспериментах использовались так называемые “slowing down” детекторы нейтронов, в которых образующиеся в исследуемой мишени нейтроны с разными энергиями в промежутках между импульсами линейных ускорителей электронов замедлялись до тепловых энергий, конструкции которых существенно различались. В Ливерморе использовался большой ($\sim 1 \text{ м}^3$) куб парафина, а в Сакле жидкий сцинтиллятор большого объема (сфера диаметром 1 м, $\sim 250 \text{ л}$). В Ливерморе замедлявшиеся до тепловых энергий нейтроны регистрировались с помощью 24 газоразрядных $^{10}\text{BF}_3$ -счетчиков, располагавшихся тремя концентрическими кольцами вокруг мишени, а в Сакле — с помощью регистрации актов излучения ядер ^{156}Gd ,

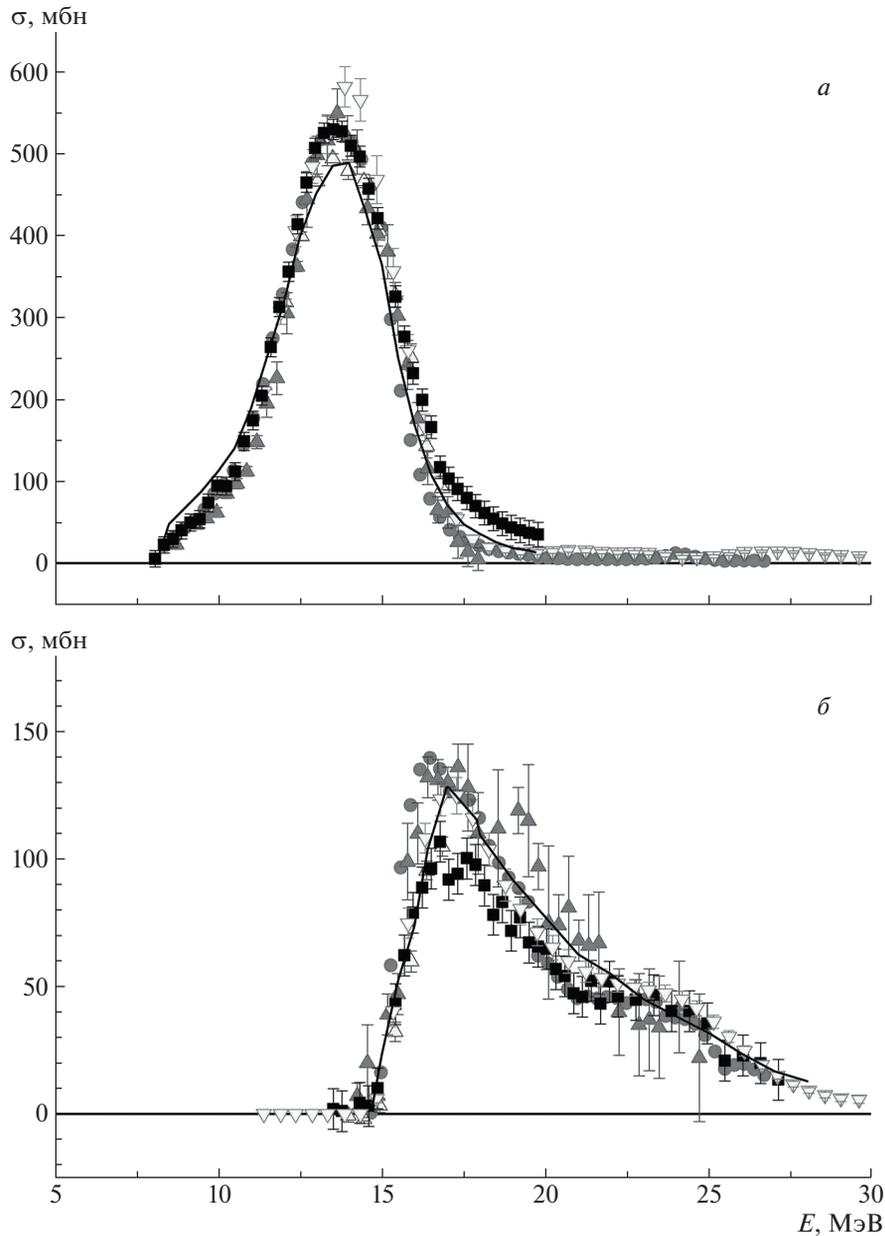


Рис. 1. Сравнение экспериментальных ([27] — заполненные треугольники с вершиной вверх, [3] — пустые треугольники с вершиной вверх, [28] — квадраты, [34] — треугольники с вершиной вниз, [30] — кривая) и оцененных ([9] — кружки) сечений реакций на ядре ^{197}Au : *a* — $\sigma(\gamma, 1n)$, *б* — $\sigma(\gamma, 2n)$.

внедренных в сцинтиллятор, весь объем которого просматривался большим числом фотоумножителей. В обоих экспериментах использовался метод разделения детектируемых нейтронов по множественности, для чего проводилось измерение их энергии: предполагалось, что нейтроны из реакции $(\gamma, 1n)$ имеют энергию, большую по сравнению с энергией нейтронов из реакции $(\gamma, 2n)$, а нейтроны из этих двух реакций — большую по сравнению с энергией нейтронов из реакции $(\gamma, 3n)$.

В связи с тем, что конструктивно нейтронные детекторы в Ливерморе и Сакле различались, за-

метно различались и оценки их эффективности. В Сакле достаточно высокая эффективность регистрации нейтронов существенно зависела от их энергии, заметно уменьшаясь с увеличением множественности. Для процессов с участием единственного нейтрона она оценивалась в 60%, двух — в 36%, трех — в 21%. Вместе с тем указывалось [36], что достаточно высокий уровень фона такого детектора приводил к большим неопределенностям процессов его вычитания и внесения поправок на просчеты. Делался вывод, что детектор Сакле был предрасположен к определенному

Таблица 1. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)^{196}\text{Au}$, рассчитанные до энергии $E^{\text{инт}} = 17$ МэВ по результатам разных экспериментов [3, 27, 28, 30, 35], и оценки с помощью экспериментально-теоретического метода [9], и их отношения $\sigma_{\text{эксп}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}$ [9]

Источник данных	$\sigma^{\text{инт}}$ (МэВ мбн)	$\sigma_{\text{эксп}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}$ [9]
Эксперимент, Ливермор [3]	1738.32 ± 11.78	0.79
Эксперимент, Ливермор [27]	2125.19 ± 22.95	0.97
Эксперимент, Сакле [28]	2344.06 ± 13.73	1.07
Активационный эксперимент [30]	2194.88	0.99
Эксперимент NewSUBARU [35]	2116.45 ± 24.97	0.97
Оценка [9]	2195.61	1.00

Таблица 2. Интегральные сечения $\sigma^{\text{инт}}$ реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)^{196}\text{Au}$, рассчитанные до энергий $E^{\text{инт}} = 18.6$ и 25.0 МэВ по экспериментальным [3, 27, 28, 30, 35] и оцененным [9] данным, и их отношения $\sigma_{\text{эксп}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}$ [9]

Источник данных	$E^{\text{инт}} = 18.6$ МэВ		$E^{\text{инт}} = 25.0$ МэВ	
	$\sigma^{\text{инт}}$ (МэВ мбн)	$\sigma_{\text{эксп}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}$ [9]	$\sigma^{\text{инт}}$ (МэВ мбн)	$\sigma_{\text{эксп}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}$ [9]
[27]	387.04 ± 11.89	0.96	784.53 ± 25.55	1.07
[28]	293.79 ± 7.26	0.73	627.08 ± 11.51	0.84
[30]	338.84	0.84	720.52	0.97
[35]	344.06 ± 5.96	0.85	721.61 ± 8.07	0.98
[9]	403.96	1.00	739.4	1.00

завышению вклада нейтронов из реакции $(\gamma, 1n)$ по сравнению с их вкладом из реакции $(\gamma, 2n)$. Эффективность регистрации нейтронов детектором Ливермора также существенно зависела от их энергии, при том, что приведенная к эффективности 4π детектора эффективность регистрации события “единственного” нейтрона составляла 20%, т.е. была значительно ниже эффективности детектора Сакле. При этом нейтроны с меньшими энергиями регистрировались в основном внутренними кольцами $^{10}\text{BF}_3$ -счетчиков, а нейтроны с большими энергиями — внешними. Для определения количества нейтронов с разными энергиями и в Сакле и в Ливерморе использовался соответствующий статистический анализ сигналов детектора, основанный на данных об их энергии. Однако в детекторе Ливермора часть нейтронов с большими энергиями на пути к замедлению до тепловых энергий вследствие многократного рассеяния на ядрах замедлителя могла возвращаться к внутренним кольцам, что должно было приводить к определенному завышению вклада реакций с большой множественностью.

Рассмотренные особенности обоих детекторов приводили [8–23] к недостоверному (ошибочному) перемещению некоторого количества нейтронов из

одной парциальной реакции в другую. Как отмечалось выше, в Сакле это было перемещение нейтронов из реакции $(\gamma, 2n)$ в реакцию $(\gamma, 1n)$, а в Ливерморе — противоположное перемещение части нейтронов из реакции $(\gamma, 1n)$ в реакцию $(\gamma, 2n)$. Именно такими недостоверными отличиями чисел регистрируемых нейтронов разных энергий (а, следовательно, — разной множественности) от реальных количеств нейтронов, образующихся в разных реакциях, обусловлено упомянутое выше расхождение отношений интегральных сечений для обеих реакций: $\langle R_{\text{C/Л}}(1n) \rangle = 1.00$ и $\langle R_{\text{C/Л}}(2n) \rangle = 0.69$.

3.2. Активационные эксперименты на пучках тормозного γ -излучения

Активационные эксперименты имеют существенные преимущества по идентификации реакций с образованием разного количества нейтронов по сравнению с экспериментами, в которых используется метод разделения фотонейтронов по множественности. При регистрации наведенной γ -активности идентификация разных парциальных реакций осуществляется с помощью не энергетических характеристик образующихся в реакциях

нейтронов, а спектроскопических характеристик конечных ядер парциальных реакций. Различие конечных ядер разных парциальных реакций позволяет идентифицировать их вполне однозначно. Вместе с тем в сечениях реакций, определяемых этим методом, присутствуют некоторые дополнительные к статистическим погрешности, обусловленные тем, что измерения проводятся на пучках тормозного γ -излучения. Это требует использования модельного описания сплошных спектров фотонов. Наиболее полное определение сечений парциальных реакций $^{197}\text{Au}(\gamma, in)$ для $i = 1-6$ было проведено [30] на пучке линейного ускорителя электронов при максимальных энергиях спектра тормозного γ -излучения $E_{\gamma}^{\text{макс}} = 50, 60$ и 70 МэВ. Усредненные по потоку фотонов сечения парциальных реакций были получены путем моделирования спектров фотонов тормозного γ -излучения с помощью широко используемого компьютерного кода TALYS 1.6.

3.3. Эксперименты на пучках фотонов от обратного комптоновского рассеяния

В связи с появлением в последнее время электронных ускорителей с интенсивным рабочим циклом и мощных лазеров были созданы источники квазимоноэнергетических фотонов, образующихся в процессах обратного комптоновского рассеяния релятивистских электронов на лазерном пучке. Энергетический спектр фотонов комптоновского рассеяния (laser Compton scattering — LCS) имеет определенные преимущества по сравнению со спектром аннигиляционных фотонов. Аннигиляционная линия имеет плавную форму в области максимальной энергии и относительно большую ($\sim 100-250$ кэВ) ширину. Присутствие в спектре фотонов “хвоста” тормозного излучения от позитронов — низкоэнергетичной части спектра — делает необходимым для определения сечения реакции проведение трехэтапного разностного эксперимента, что естественно существенно снижает достигаемую статистическую точность.

Спектр LCS-фотонов характеризуется очень резким обрезанием в области максимальной энергии и относительно малым “хвостом” в области малых энергий. При этом ширина LCS-линии составляет всего несколько %. Так, в эксперименте [35], выполненном в Японии на установке NewSUBARU при энергиях фотонов 6, 10, 20 и 30 МэВ, ширина на половине высоты соответствующей LCS-линии составляла соответственно 68, 247, 325 и 965 кэВ. В случае ядра ^{197}Au эксперименты [31–33] были выполнены до энергий фотонов, лишь на немного превышающих порог $B2n$ реакции $(\gamma, 2n)$, и вследствие этого позволили определить лишь сечение реакции $(\gamma, 1n)$.

Эксперимент [35] выполнен в области энергий до 39.3 МэВ, что позволило определить сечения обеих парциальных реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$.

Следует особо отметить то обстоятельство, что в современном эксперименте [35] на пучке фотонов обратного комптоновского рассеяния электронов на лазерном пучке был использован “slowing down” детектор нейтронов, практически полностью аналогичный тому, который использовался в Ливерморе [27]. Нейтроны между импульсами фотонов замедлялись с помощью полиэтилена и детектировались с помощью 31 $^{10}\text{BF}_3$ -счетчика, располагавшегося тремя (4, 9 и 18 счетчиков) концентрическими кольцами на расстояниях 5.5, 13.0 и 16.0 см от мишени. Вместе с тем с целью преодоления недостатков системы детектирования нейтронов, использованной в Ливерморе, для эксперимента NewSUBARU была разработана специальная техника прямого измерения множественности нейтронов с помощью детектора, эффективность которого практически не зависит от энергии нейтронов — flat-efficiency detector (FED).

Кратко суть этой новой техники заключается в специальной обработке экспериментальных данных [34, 35]. Так как числа событий N_i ($i = 1, 2, 3, 4, \dots$) отдельных парциальных реакций с сечениями $\sigma(\gamma, in)$, которые происходят при облучении N_{γ} фотонами $N_{\text{ям}}$ ядер мишени,

$$N_i = N_{\gamma} N_{\text{ям}} \sigma(\gamma, in) \quad (5)$$

не могут быть измерены прямо (по существу — основная проблема процесса определения сечения парциальной реакции, так как события с разным числом нейтронов пересекаются), число событий с единственным нейтроном $N_{\text{ед}}$ может быть представлено соотношением

$$N_{\text{ед}} = N_1 \varepsilon(E_1) + N_2 C_1 \varepsilon(E_2)(1 - \varepsilon(E_2)) + \quad (6) \\ + N_3 C_1 \varepsilon(E_3)(1 - \varepsilon(E_3))^2,$$

в котором:

— первый член означает, что единственный нейтрон из реакции $(\gamma, 1n)$ детектируется с эффективностью $\varepsilon(E_1)$;

— второй член означает, что первый нейтрон из реакции $(\gamma, 2n)$ детектируется с эффективностью $\varepsilon(E_2)$, а второй, напротив, не детектируется с эффективностью $(1 - \varepsilon(E_2))$;

— третий член означает, что детектируется лишь один из трех нейтронов из реакции $(\gamma, 3n)$.

Так как в обычном эксперименте определяется лишь число $N_{\text{ед}}$, а числа N_1 , N_2 и N_3 (как и энергии E_1 , E_2 и E_3) остаются неизвестными, с использованием величин энергий первого (E_1) и второго (E_2) нейтронов из реакции $(\gamma, 2n)$ второй

член соотношения (6) может быть представлен в виде

$$\begin{aligned} N_{22}C_1\varepsilon(E_2)(1 - \varepsilon(E_2)) = & \quad (7) \\ = N_2\varepsilon(E_{21})(1 - \varepsilon(E_{22})) + & \\ + N_2\varepsilon(E_{22})(1 - \varepsilon(E_{21})) & \end{aligned}$$

и, следовательно, соотношение (6) с постоянным значением эффективности ε приобретает вид

$$\begin{aligned} N_{ед} = N_1\varepsilon + N_{22}C_1\varepsilon(1 - \varepsilon) + & \quad (8) \\ + N_{33}C_1\varepsilon(1 - \varepsilon)^2. & \end{aligned}$$

Аналогичным образом могут быть получены соотношения для событий с совместным участием двух и трех нейтронов, соответственно

$$N_{дв} = N_2\varepsilon^2 + N_{22}C_2\varepsilon^2(1 - \varepsilon), \quad (9)$$

$$N_{тр} = N_3\varepsilon^3. \quad (10)$$

Решение системы трех уравнений (8)–(10) относительно чисел нейтронов N_1 , N_2 и N_3 позволяет прямым образом определить (5) искомые сечения парциальных реакций $\sigma(\gamma, 1n)$, $\sigma(\gamma, 2n)$ и $\sigma(\gamma, 3n)$.

Специальная калибровка с использованием источника ^{252}Cf показала, что при изменении энергии нейтронов от 3 до 7 МэВ полная усредненная эффективность FED-детектора лишь слегка уменьшается от $37.3 \pm 0.69\%$ до $35.2 \pm 2.2\%$ [34].

4. СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)^{196}\text{Au}$ И $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)^{195}\text{Au}$ В УСЛОВИЯХ ОТСУТСТВИЯ ПРОБЛЕМ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОНОВ

Предварительные результаты по определению сечений реакций $(\gamma, 1n)$ и $(\gamma, 2n)$ на ядре ^{197}Au современного эксперимента [35], выполненного с помощью FED-детектора [34], сравниваются с результатами других экспериментов, выполненных ранее, а также с результатами оценки с помощью экспериментально-теоретического метода [9] на рис. 1.

На рис. 1а приведены результаты разных экспериментов для реакции $(\gamma, 1n)$. В табл. 1 приводятся значения интегральных сечений реакции $(\gamma, 1n)$, рассчитанные для совпадающих областей энергий фотонов до $E^{\text{инт}} = 17$ МэВ по экспериментальным и оцененным данным, а также отношения экспериментальных и оцененных данных $\sigma_{\text{экс}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}$ [9]. Хорошо видно, что результаты экспериментов [27, 30, 35] согласуются с оцененными данными [9] (отношения $\sigma_{\text{экс}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}$ составляют 0.97, 0.99 и 0.98

соответственно) и заметно расходятся с результатами экспериментов [3, 28] (отношения $\sigma_{\text{экс}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}$ [9] составляют 0.79 и 1.07 соответственно).

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что в результате эксперимента [3], выполненного в Ливерморе с целью специального исследования причин расхождения данных Ливермора и Сакле для нескольких ядер, в том числе и ядра ^{197}Au , для реакции $(\gamma, 1n)$ на этом ядре было получено сечение, существенно отличающееся от сечения, полученного ранее [27]. В результате обсуждения расхождений данных для ядра ^{197}Au (а также для ядер $^{\text{ест}}\text{Rb}$, ^{89}Sr , ^{89}Y , ^{90}Zr , ^{93}Nb , ^{127}I , $^{206-208}\text{Pb}$ и ^{209}Bi) было констатировано [3], что расхождения между результатами обеих лабораторий имеют место. Их причинами были названы возможные ошибки в определении потока налетающих фотонов или оценки эффективности регистрации нейтронов (или и в том и другом). Были рекомендованы коэффициенты нормализации, позволяющие привести данные обеих лабораторий в соответствие. Рекомендации для разных ядер противоречили друг другу — для некоторых предлагалось уменьшать сечения Сакле, для других — увеличивать сечения Ливермора. В связи с весьма большими расхождениями данные для двух ядер ^{127}I и ^{197}Au , полученные ранее в Ливерморе, предлагалось далее не использовать, рекомендовалось использовать сечения Сакле, умноженные соответственно на коэффициенты 0.80 и 0.93. Следует отметить, что данные табл. 1 свидетельствуют о том, что в случае ядра ^{197}Au с результатами других экспериментов согласуется не уменьшенное сечение Сакле [28], а напротив — несколько увеличенное сечение Ливермора [27]. При этом расхождение сечения Ливермора [3] с данными других экспериментов оказывается очень большим ($\sim 20\%$). То обстоятельство, что сечение реакции $(\gamma, 1n)$ на ядре ^{197}Au , определенное в эксперименте [3], оказывается столь существенно недоопределенным по сравнению с результатом эксперимента [27], означает, что влияние упомянутых ошибок в определении потока фотонов и оценки эффективности регистрации нейтронов на величины определяемых в таком эксперименте сечений реакций может быть оценено как значительное.

В таблице 2 приводятся значения интегральных сечений реакции $(\gamma, 2n)$, рассчитанные для двух областей (до $E^{\text{инт}} = 18.6$ и 25.0 МэВ) энергий фотонов и также отношения $\sigma_{\text{экс}}^{\text{инт}}/\sigma_{\text{оцен}}^{\text{инт}}$ [9]. Промежуточное значение $E^{\text{инт}} = 18.6$ МэВ было выбрано в связи с тем, что приведенные на рис. 1б данные свидетельствуют о том, что соотношения между сечениями, полученными в разных экспериментах в областях энергий фотонов до и после

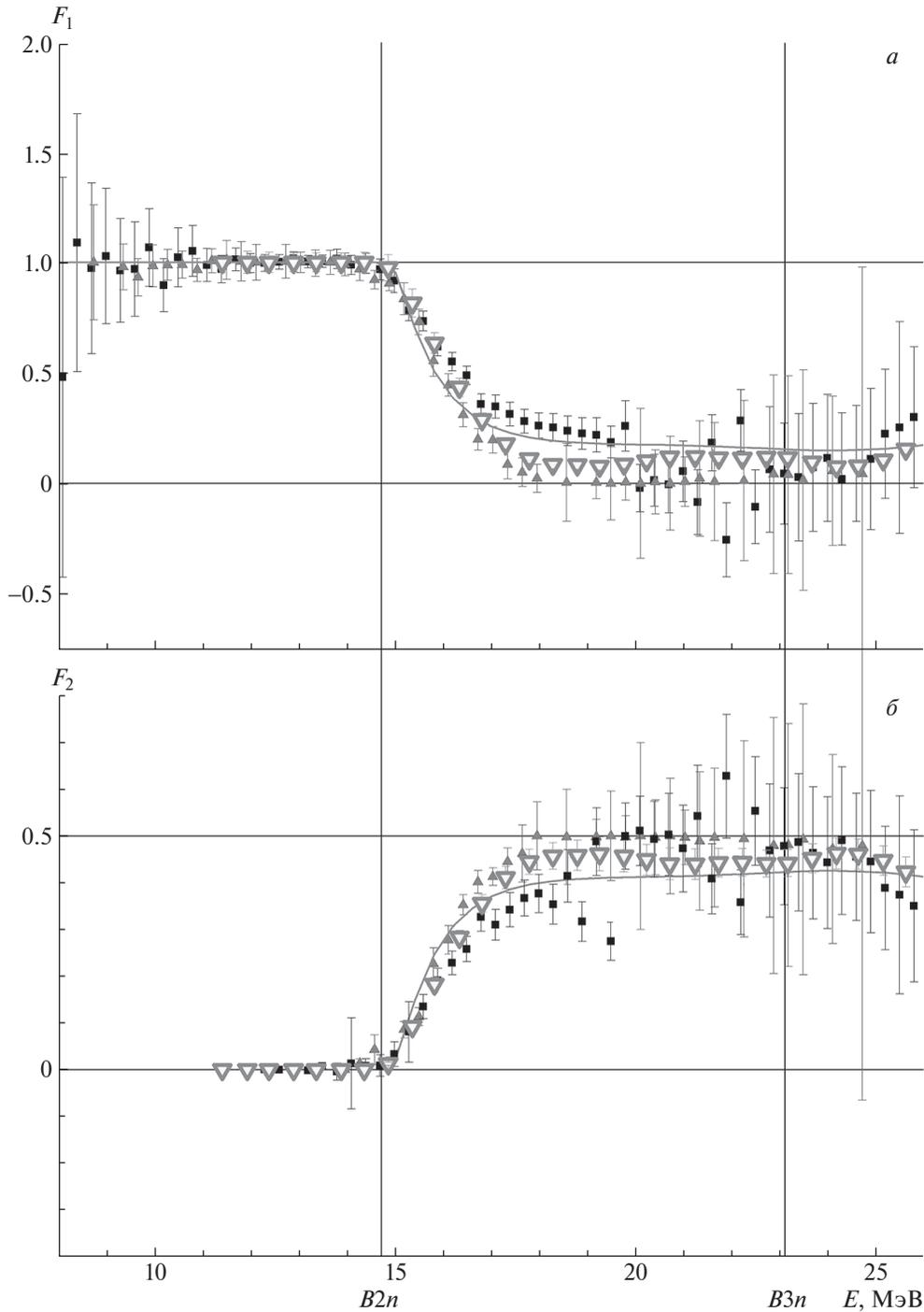


Рис. 2. Отношения F_1 (а) и F_2 (б), полученные для ядра ^{197}Au с использованием экспериментальных данных ([27] — треугольники с вершиной вверх, [28] — квадраты, [35] — треугольники с вершиной вниз), в сравнении с результатами расчетов в КМФЯР [24, 25] — кривые.

~ 18.6 МэВ, заметно различаются. Это наглядно отражает зависимость этих соотношений от энергий нейтронов, которые очевидно могут существенно различаться в процессах распада “низко”- и “высоко” возбужденных состояний ядра ^{197}Au .

Данные, приведенные в табл. 2, свидетельствуют

о том, что в случае реакции $(\gamma, 2n)$ оцененные с помощью экспериментально-теоретического метода данные [9] существенно отличаются (расхождение достигает $\sim 7\text{--}16\%$) от результатов экспериментов, выполненных с помощью метода разделения нейтронов по множественности [27, 28]. При этом оцененные данные согласуются (расхождение

ния составляют соответственно лишь 3 и 2%) с результатами активационного эксперимента [30] и эксперимента с FED-детектором [35].

Следует отметить, что некоторое расхождение между результатами активационного эксперимента [30] и оцененными данными для реакции ($\gamma, 2n$), наблюдающееся в области энергий фотонов $\sim 18.5\text{--}23.0$ МэВ, как отмечалось ранее [19], может быть следствием использования разных моделей — КМФЯР [24, 25] при проведении оценки [9] и международного компьютерного кода TALYS 1.6 в активационном эксперименте [30] при моделировании спектра тормозного γ -излучения.

Из данных, приведенных на рис. 1 и в табл. 1 и 2, следует, что во всей исследованной области энергий фотонов для обеих парциальных реакций ($\gamma, 1n$) и ($\gamma, 2n$) с оцененными данными [9] наилучшим образом согласуются результаты современного эксперимента NewSUBARU [35]. Как отмечалось выше, при практической идентичности конструкций детекторов, использованных в этом эксперименте и эксперименте [27], в эксперименте [35] использовалась принципиально иная техника прямого измерения множественности нейтронов (FED-детектор), при которой эффективность регистрации нейтронов от их энергии практически не зависит [34]. Это позволило определить сечения реакций с образованием различных количеств нейтронов, прежде всего ($\gamma, 1n$) и ($\gamma, 2n$), а следовательно, и полной фотонейтронной реакции (2) и реакции выхода нейтронов (1) с существенно меньшими систематическими погрешностями.

Согласие результатов эксперимента [35] с результатами оценки, основанной на использовании физических критериев достоверности [9], и их расхождение с результатами экспериментов [27, 28] дополнительно подтверждают выводы исследований, выполненных ранее [8–23], об определенных недостатках метода разделения фотонейтронов по множественности. Основным из них является наличие в данных по сечениям парциальных реакций существенных систематических погрешностей, обусловленных неоднозначностью процедуры определения множественности детектируемых нейтронов по их энергии, поскольку от этой энергии существенно зависит эффективность их регистрации.

Большая достоверность данных эксперимента [35] по сравнению с данными экспериментов [27, 28] дополнительно подтверждается и энергетическими зависимостями соответствующих отношений $F_{1,2}$, которые представлены на рис. 2. Хорошо видно, что отношения $F_{1,2}^{\text{эксп}}$, полученные по результатам эксперимента [35], существенно расходятся с соответствующими отношениями $F_{1,2}^{\text{эксн}}$, полученными по результатам экспериментов [27, 28], и при

этом оказываются близкими к отношению $F_{1,2}^{\text{теор}}$, рассчитанном в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций [24, 25].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено сравнение сечений реакций $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)^{196}\text{Au}$ и $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)^{195}\text{Au}$, оцененных с помощью экспериментально-теоретического метода, основанного на использовании объективных физических критериев достоверности, с результатами разных экспериментов. Установлено, что достоверность экспериментальных данных существенно зависит от методов определения множественности детектируемых нейтронов:

— сечения парциальных реакций ($\gamma, 1n$) и ($\gamma, 2n$), определенные с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности, основанного на измерениях их энергий [27, 28], существенно расходятся между собой и при этом не согласуются с результатами альтернативных экспериментов [30, 35] и с оцененными данными [9], не удовлетворяя при этом объективным физическим критериям достоверности данных;

— сечения реакций ($\gamma, 1n$) и ($\gamma, 2n$), определенные в альтернативных экспериментах, в которых множественность нейтронов не зависит (или практически не зависит) от их энергии [30, 35], согласуются с оцененными данными;

— результаты современного эксперимента [35], выполненного с помощью техники прямого определения множественности нейтронов (FED-детектор), позволяющей в широкой области энергий регистрировать нейтроны практически с одинаковой эффективностью, наилучшим образом согласуются с сечениями реакций ($\gamma, 1n$) и ($\gamma, 2n$), оцененных с использованием физических критериев достоверности [9].

Результаты экспериментов [27, 35], полученные с применением практически идентичных детекторов нейтронов, но с использованием принципиально разных техник определения их множественности, существенно расходятся. Это свидетельствует о том, что именно существенная зависимость эффективности регистрации нейтронов от их энергии является определяющей причиной существенных систематических погрешностей результатов экспериментов, выполненных с помощью метода разделения фотонейтронов по множественности [27, 28], делающих эти результаты недостоверными. При этом результаты альтернативных экспериментов по определению сечений реакций $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)^{196}\text{Au}$ и $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)^{195}\text{Au}$, а также их оценки с помощью экспериментально-теоретического метода могут быть интерпретированы как достоверные.

Исследования выполнены в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д. В. Скобельцына Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова.

Авторы выражают благодарность В.Н. Орлину за результаты теоретических расчетов сечений фотоядерных реакций, а также Х. Утсунмия, Д.М. Филипеску, И. Георге, С.С. Бельшеву, К.А. Стопани за большую помощь в получении новых экспериментальных данных и полезные дискуссии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. Wolyneć, A. R. V. Martinez, P. Gouffon, Y. Miyao, V. A. Serrão, and M. N. Martins, *Phys. Rev. C* **29**, 1137 (1984).
2. E. Wolyneć and M. N. Martins, *Rev. Brasil. Fis.* **17**, 56 (1987).
3. B. L. Berman, R. E. Pywell, S. S. Dietrich, M. N. Thompson, K. G. McNeill, and J. W. Jury, *Phys. Rev. C* **36**, 1286 (1987).
4. V. V. Varlamov, N. N. Peskov, D. S. Rudenko, and M. E. Stepanov, INDC(ССР)-440, IAEA NDS (Vienna, Austria, 2004), p. 37.
5. В. В. Варламов, Н. Н. Песков, Д. С. Руденко, М. Е. Степанов, *ВАНТ. Сер. Яд. конст.* **1–2**, 48 (2003).
6. S. S. Dietrich and B. L. Berman, *At. Data Nucl. Data Tables* **38**, 199 (1988).
7. Международная электронная база данных по ядерным реакциям: Центр данных фотоядерных экспериментов (ЦДФЭ) Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, <http://cdfc.sinp.msu.ru/index.ru.html>; Секция ядерных данных МАГАТЭ (International Atomic Energy Agency Nuclear Data Section), <http://www.nds.iaea.org/exfor>; Национальный центр ядерных данных США (USA National Nuclear Data Center), <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm>
8. 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)].
9. 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)].
10. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, *ЯФ* **75**, 1414 (2012) [*Phys. At. Nucl.* **75**, 1339 (2012)].
11. V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, and K. A. Stopani, *Eur. Phys. J. A* **50**, 114 (2014).
12. B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, and V. V. Varlamov, *EPJ Web Conf.* **38**, 1203 (2012).
13. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, *ЯФ* **76**, 1484 (2013) [*Phys. At. Nucl.* **76**, 1403 (2013)].
14. В. В. Варламов, М. А. Макаров, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, *ЯФ* **78**, 678 (2015) [*Phys. At. Nucl.* **78**, 634 (2015)].
15. В. В. Варламов, М. А. Макаров, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, *ЯФ* **78**, 797 (2015) [*Phys. At. Nucl.* **78**, 746 (2015)].
16. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, М. А. Макаров, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, *Изв. РАН. Сер. физ.* **80**, 351 (2016) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **80**, 317 (2016)].
17. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, *ЯФ* **79**, 315 (2016) [*Phys. At. Nucl.* **79**, 501 (2016)].
18. S. S. Belyshev, D. M. Filipescu, I. Gheoghe, B. S. Ishkhanov, V. V. Khankin, A. S. Kurilik, A. A. Kuznetsov, V. N. Orlin, N. N. Peskov, K. A. Stopani, O. Tesileanu, and V. V. Varlamov, *Eur. Phys. J. A* **51**, 67 (2015).
19. V. Varlamov, B. Ishkhanov, and V. Orlin, *Phys. Rev. C* **96**, 044606 (2017).
20. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, and B. S. Ishkhanov, *Eur. Phys. J. A* **53**, 180 (2017).
21. V. Varlamov, A. Davydov, V. Kaidarova, and V. Orlin, *Phys. Rev. C* **99**, 024608 (2019).
22. V. V. Varlamov, A. I. Davydov, and V. N. Orlin, *Amer. J. Phys. Appl.* **8**, 64 (2020).
23. V. Varlamov, B. Ishkhanov, and N. Orlin, *Phys. Rev. C* **95**, 054607 (2017).
24. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, *ЭЧАЯ* **38**, 460 (2007) [*Phys. Part. Nucl.* **38**, 232 (2007)].
25. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, *ЯФ* **71**, 517 (2008) [*Phys. At. Nucl.* **71**, 493 (2008)].
26. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, С. Ю. Трошиев, *ЯФ* **75**, 283 (2012) [*Phys. At. Nucl.* **75**, 253 (2012)].
27. S. C. Fultz, R. L. Bramblett, T. J. Caldwell, and N. A. Kerr, *Phys. Rev.* **127**, 1273 (1962).
28. A. Veysiere, H. Beil, R. Bergere, P. Carlos, and A. Lepretre, *Nucl. Phys. A* **159**, 561 (1970).
29. C. Plaisir, F. Hannachi, F. Gobet, M. Tarisien, M. M. Aléonard, V. Méot, G. Gosselin, P. Morel, and B. Morillon, *Eur. Phys. J. A* **48**, 68 (2012).
30. H. Naik, G. Kim, K. Kim, M. Zaman, A. Goswami, M. Woo Lee, S.-C. Yang, Y.-O. Lee, S.-G. Shin, and M.-H. Cho, *Nucl. Phys. A* **948**, 28 (2016).
31. K. Y. Hara, H. Harada, F. Kitatani, S. Goko, Shin-ya Hohara, T. Kaihori, A. Makinaga, H. Utsunomiya, H. Toyokawa, and K. Yamada, *J. Nucl. Sci. Technol.* **44**, 938 (2007).
32. O. Itoh, H. Utsunomiya, H. Akimune, T. Kondo, M. Kamata, T. Yamagata, H. Toyokawa, H. Harada, F. Kitatani, S. Goko, C. Nair, and Y.-W. Lui, *J. Nucl. Sci. Technol.* **48**, 834 (2011).
33. F. Kitatani, H. Harada, S. Goko, H. Utsunomiya, H. Akimune, H. Toyokawa, and K. Yamada, *J. Nucl. Sci. Technol.* **48**, 1017 (2011).
34. H. Utsunomiya, I. Gheoghe, D. M. Filipescu, T. Glodariu, S. Belyshev, K. Stopani, V. Varlamov, B. Ishkhanov, S. Katayama, D. Takenaka, T. Ariizumi, Sh. Amano, and Sh. Miyamoto, *Nucl. Instrum. Methods A* **871**, 135 (2017).

35. T. Kawano, Y. S. Cho, P. Dimitriou, D. Filipescu, N. Iwamoto, V. Plujko, X. Tao, H. Utsunomiya, V. Varlamov, R. Xu, R. Capote, I. Gheorghe, O. Gorbachenko, Y. L. Jin, T. Renstrum, M. Sin, *et al.*, Nucl. Data Sheets **163**, 109 (2020).
36. B. L. Berman and S. C. Fultz, Rev. Mod. Phys. **47**, 713 (1975).

EXPERIMENTAL AND EVALUATED DATA ON PHOTODISINTEGRATION OF ^{197}Au

V. V. Varlamov¹⁾, A. I. Davydov²⁾

¹⁾*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Russia*

²⁾*Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Russia*

The comparison of $(\gamma, 1n)$ and $(\gamma, 2n)$ reaction cross sections for ^{197}Au evaluated using objective physical criteria of data reliability with the results of various experiments was carried out. It was shown that the evaluated data are significantly different from the results obtained using the photoneutron multiplicity sorting method, but agree with the results obtained using alternative methods. The best agreement for the reactions $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)^{196}\text{Au}$ and $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)^{195}\text{Au}$ was found for the results of the activation experiment and the modern experiment carried out using the new method of direct neutron multiplicity sorting using the flat-efficiency detector realized on the beam of γ -rays produced in the Compton backscattering of laser photons from relativistic electrons.