

# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Том 85, номер 1, 2022

---

---

## ЯДРА

### Эксперимент

- Экспериментальные и оцененные данные по фоторасщеплению ядра  $^{197}\text{Au}$   
*В. В. Варламов, А. И. Давыдов* 2
- Измерение сечений реакций  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p4n)^{230}\text{Pa}$ ,  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p2n)^{232}\text{Pa}$ ,  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, 2p + pn)^{233}\text{Pa}$   
при облучении мишени из  $\text{ThO}_2$  ядрами  $^3\text{He}$   
*М. Н. Герман, В. А. Загрядский, А. В. Курочкин, К. А. Маковеева, Т. Ю. Маламут,  
В. И. Новиков, И. И. Скобелин, В. Н. Унежев* 14
- Детальное исследование угловых  $pn$ -корреляций в спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$   
*И. С. Гусева, А. М. Гагарский, Г. В. Вальский, Т. А. Заварухина, Т. Е. Кузьмина* 19
- Исследования выхода ядерной реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ , инициируемой мощным пикосекундным лазерным излучением  
*В. С. Беляев, А. П. Матафонов, С. Н. Андреев, В. П. Тараканов, В. П. Крайнов,  
В. С. Лисица, А. Ю. Кедров, Б. В. Загреев, А. С. Русецкий, Н. Г. Борисенко,  
А. И. Громов, А. В. Лобанов* 34

### Теория

- Самосогласованные расчеты вероятностей перехода между однофононными  $3_1^-$ -  
и  $2_1^+$ -состояниями в изотопах Sn  
*М. И. Шитов, Д. А. Войтенков, С. П. Камерджицев, С. В. Толоконников* 45
- Коэффициенты внутренней конверсии для наблюдаемых  $\gamma$ -переходов низкой энергии  
*М. Б. Тржасковская, В. К. Никулин* 53
- Влияние поверхностного натяжения на фрагментацию резонансов  
*Н. Г. Гончарова* 66

## ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

### Эксперимент

- LVD — многоцелевой российско-итальянский детектор  
*Н. Ю. Агафонова, О. Г. Рязжская*  
*(от имени коллаборации LVD)* 70
- Направленное наблюдение частиц холодной темной материи (WIMP) в экспериментах  
с ядерной эмульсией и другими трековыми детекторами  
*А. М. Анохина, И. Д. Видулин, В. В. Гуляева, Е. В. Курочкин, Т. М. Роганова,  
Э. Д. Урсов, Э. В. Халиков* 76

### Теория

- Об энергетической зависимости скорости реакции передачи мюона с протона на кислород  
*С. В. Романов* 88
- 
-

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ОЦЕНЕННЫЕ ДАННЫЕ ПО ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЮ ЯДРА $^{197}\text{Au}$

© 2022 г. В. В. Варламов<sup>1)\*</sup>, А. И. Давыдов<sup>2)</sup>

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  $^{197}\text{Au}$ , 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 ( $^{51}\text{V}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{116-118,120,124}\text{Sn}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ) 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)

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

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

<sup>2)</sup> 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 ( $^{59}\text{Co}$ ,  $^{63,65}\text{Cu}$ ,  $^{75}\text{As}$ ,  $^{80}\text{Se}$ ,  $^{90-94}\text{Zr}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{112-124}\text{Sn}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{138}\text{Ba}$ ,  $^{159}\text{Tb}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{186-192}\text{Os}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{209}\text{Bi}$  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  $\gamma$ -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  $\gamma$ -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  $^{181}\text{Ta}$  [26],  $^{197}\text{Au}$  [19] и  $^{209}\text{Bi}$  [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  $^{197}\text{Au}$  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  $^{197}\text{Au}$  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  $\gamma$ -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  $^{197}\text{Au}$  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  $^{197}\text{Au}$  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  $\sim 20$  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 $^{197}\text{Au}$

Как отмечалось выше, данные по сечениям парциальных фотонейтронных реакций на ядре  $^{197}\text{Au}$ , 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  $^{197}\text{Au}$  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  $^{197}\text{Au}$  было выполнено [19] с использованием объективных критериев достоверности [9]. В области энергий фотонов до  $\sim 20$  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  $\gamma$ -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  $^{197}\text{Au}$  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.

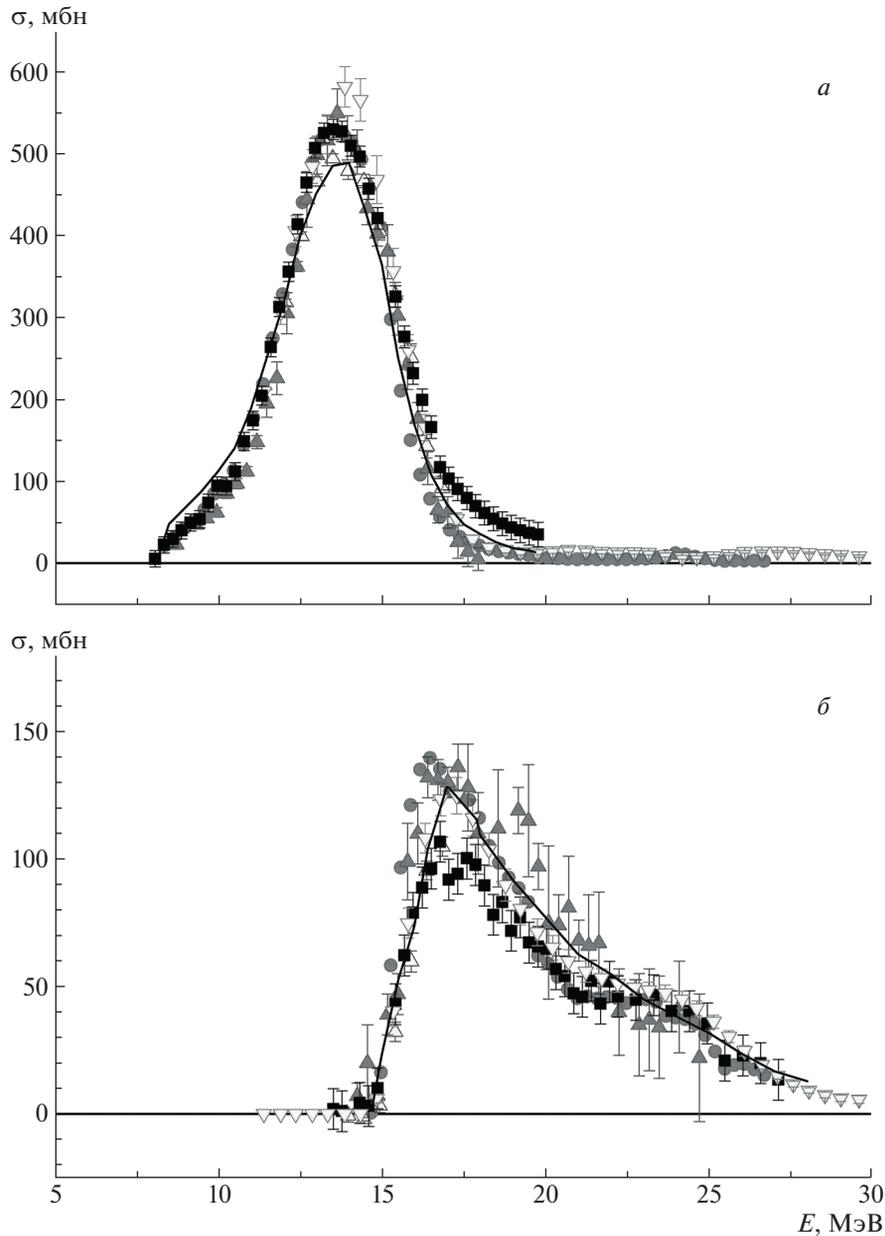
Такой эксперимент был выполнен для ядра  $^{197}\text{Au}$  и еще нескольких ядер [35]. Использовался детектор нейтронов, в принципе аналогичный тому, который был использован ранее в Ливерморе [27]. При этом была применена новейшая техника детектирования нейтронов, эффективность которой практически не 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 $^{197}\text{Au}$

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  $^{156}\text{Gd}$ ,



**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  $^{197}\text{Au}$ : *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  $\sigma^{\text{инт}}_{\text{эксп}}/\sigma^{\text{инт}}_{\text{оцен}}$  [9]

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

Источник данных	$E^{\text{инт}} = 18.6$ МэВ		$E^{\text{инт}} = 25.0$ МэВ	
	$\sigma^{\text{инт}}$ (МэВ мбн)	$\sigma^{\text{инт}}_{\text{эксп}}/\sigma^{\text{инт}}_{\text{оцен}}$ [9]	$\sigma^{\text{инт}}$ (МэВ мбн)	$\sigma^{\text{инт}}_{\text{эксп}}/\sigma^{\text{инт}}_{\text{оцен}}$ [9]
[27]	$387.04 \pm 11.89$	0.96	$784.53 \pm 25.55$	1.07
[28]	$293.79 \pm 7.26$	0.73	$627.08 \pm 11.51$	0.84
[30]	338.84	0.84	720.52	0.97
[35]	$344.06 \pm 5.96$	0.85	$721.61 \pm 8.07$	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  $4\pi$  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:  $\langle R_{C/Л}(1n) \rangle = 1.00$  и  $\langle R_{C/Л}(2n) \rangle = 0.69$ .

### 3.2. Активационные эксперименты на пучках тормозного $\gamma$ -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  $\gamma$ -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  $\gamma$ -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  $\gamma$ -излучения  $E_{\gamma}^{\text{макс}} = 50, 60$  и  $70$  МэВ. Усредненные по потоку фотонов сечения парциальных реакций были получены путем моделирования спектров фотонов тормозного  $\gamma$ -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 — низкоэнергетической 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  $^{197}\text{Au}$  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  $N_{\gamma}$  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

$$N_{\text{ед}} = N_1 \varepsilon(E_1) + N_{22} C_1 \varepsilon(E_2) (1 - \varepsilon(E_2)) + \quad (6) \\ + N_{33} C_1 \varepsilon(E_3) (1 - \varepsilon(E_3))^2,$$

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  $\varepsilon$  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  $^{252}\text{Cf}$  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

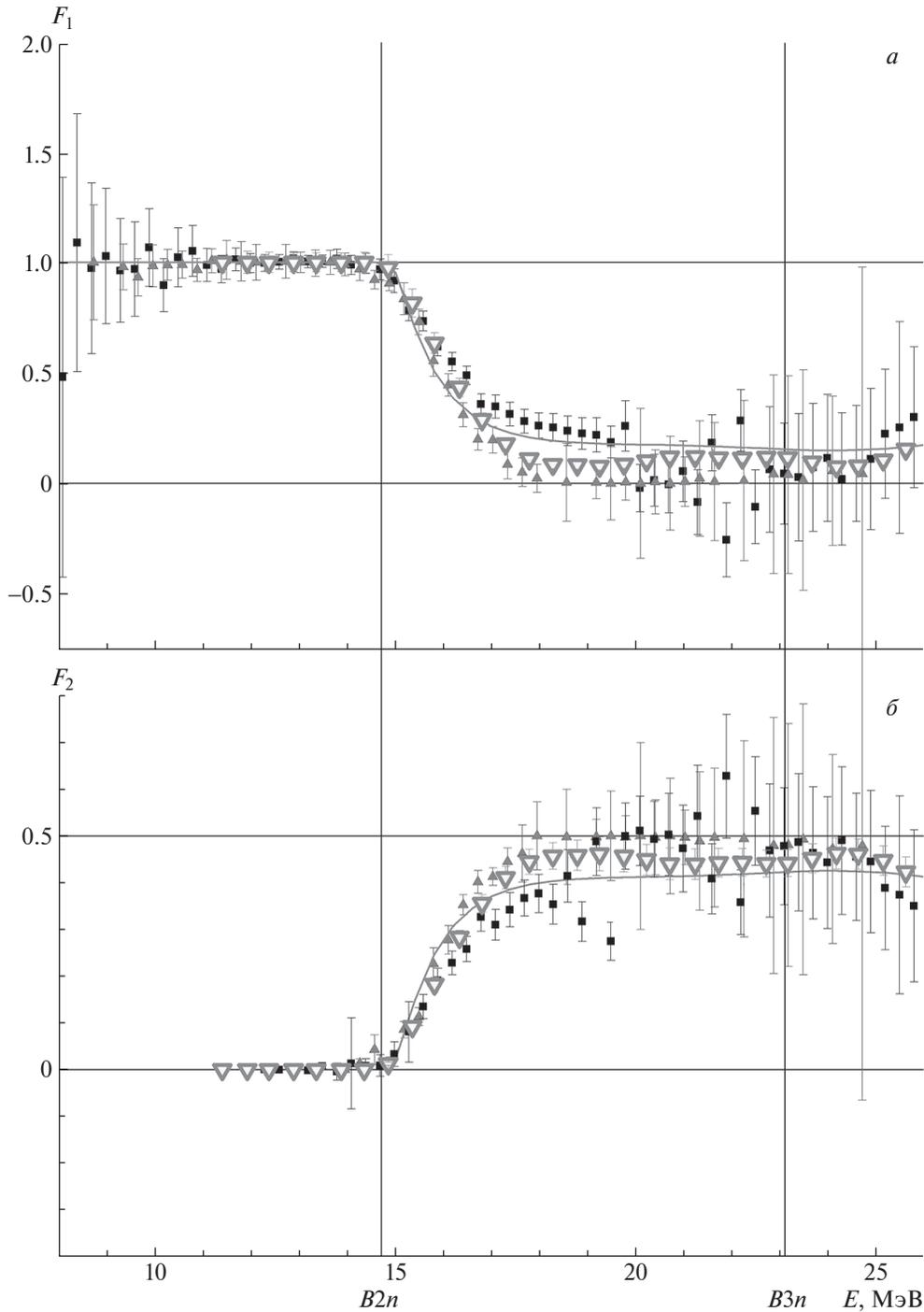
Предварительные результаты по определению сечений реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  на ядре  $^{197}\text{Au}$  современного эксперимента [35], выполненного с помощью FED-детектора [34], сравниваются с результатами других экспериментов, выполненных ранее, а также с результатами оценки с помощью 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  $^{197}\text{Au}$ , для реакции  $(\gamma, 1n)$  на этом ядре было получено сечение, существенно отличающееся от сечения, полученного ранее [27]. В результате обсуждения расхождений данных для ядра  $^{197}\text{Au}$  (а также для ядер  $^{\text{ест}}\text{Rb}$ ,  $^{89}\text{Sr}$ ,  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{93}\text{Nb}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{206-208}\text{Pb}$  и  $^{209}\text{Bi}$ ) 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  $^{127}\text{I}$  и  $^{197}\text{Au}$ , 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  $^{197}\text{Au}$  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  $^{197}\text{Au}$ , 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  $^{197}\text{Au}$  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.

$\sim 18.6$  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  $^{197}\text{Au}$ .

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  $\gamma$ -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  $F_{1,2}^{\text{экссп}}$ , полученные по результатам эксперимента [35], существенно расходятся с соответствующими отношениями  $F_{1,2}^{\text{экссп}}$ , 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(CCP)-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. Renström, 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 $^{197}\text{Au}$

V. V. Varlamov<sup>1)</sup>, A. I. Davydov<sup>2)</sup>

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

<sup>2)</sup>*Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University, Russia*

The comparison of  $(\gamma, 1n)$  and  $(\gamma, 2n)$  reaction cross sections for  $^{197}\text{Au}$  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  $\gamma$ -rays produced in the Compton backscattering of laser photons from relativistic electrons.

## ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p4n)^{230}\text{Pa}$ , $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p2n)^{232}\text{Pa}$ , $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, 2p + pn)^{233}\text{Pa}$ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МИШЕНИ ИЗ $\text{ThO}_2$ ЯДРАМИ $^3\text{He}$

© 2022 г. М. Н. Герман<sup>1)</sup>, В. А. Загрядский<sup>1)</sup>, А. В. Курочкин<sup>1)</sup>, К. А. Маковеева<sup>1)\*</sup>,  
 Т. Ю. Маламут<sup>1)</sup>, В. И. Новиков<sup>1)</sup>, И. И. Скобелин<sup>1)</sup>, В. Н. Унежев<sup>1)</sup>

Поступила в редакцию 21.05.2021 г.; после доработки 21.05.2021 г.; принята к публикации 21.05.2021 г.

Статья посвящена оценке эффективности использования пучка ядер  $^3\text{He}$  средних энергий для наработки на мишенях из природного тория радиоизотопа  $^{230}\text{Pa}$ , используемого для получения терапевтического  $\alpha$ -эмиттера  $^{230}\text{U}$ . В работе активационным методом в диапазоне энергий ядер  $^3\text{He}$  39–58 МэВ впервые измерено сечение реакции  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p4n)^{230}\text{Pa}$  и сечения сопутствующих реакций  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p2n)^{232}\text{Pa}$  и  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, 2p + pn)^{233}\text{Pa}$ . Экспериментальные результаты сопоставлялись с данными библиотеки TENDL-2019. В эксперименте не получено подтверждение приведенного в TENDL-2019 высокого значения (до  $\sim 400$  мбн) сечения реакции  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p4n)^{230}\text{Pa}$ , что не позволяет рассматривать эту реакцию в качестве альтернативы реакциям на протонах и дейтронах для получения  $^{230}\text{Pa}$ . Сечения реакций  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p2n)^{232}\text{Pa}$  и  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, 2p + pn)^{233}\text{Pa}$  в TENDL-2019 также значительно отличаются от эксперимента.

**DOI:** 10.31857/S0044002721060052

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Благодаря короткому пробегу и высоким удельным потерям энергии  $\alpha$ -частиц в тканях, терапия онкологических заболеваний с применением  $\alpha$ -эмиттеров является одним из наиболее перспективных направлений ядерной медицины. Перспективной считается радиоиммунная терапия с применением таких  $\alpha$ -эмиттеров, как  $^{211}\text{At}$ ,  $^{212}\text{Bi}$ ,  $^{213}\text{Bi}$ ,  $^{225}\text{Ac}$ ,  $^{223}\text{Ra}$  [1–5]. Широкому применению  $\alpha$ -эмиттеров препятствуют сложность и высокая стоимость способов их получения.

В последнее время в литературе появилось много публикаций, посвященных получению относительно нового  $\alpha$ -эмиттера  $^{230}\text{U}$  [6–9]. Радиоизотоп  $^{230}\text{U}$  ( $T_{1/2} = 20.8$  сут) распадается каскадом из пяти  $\alpha$ -распадов (до долгоживущего  $^{210}\text{Pb}$ ) по цепочке:  $^{230}\text{U}(T_{1/2} = 20.8 \text{ сут}) \rightarrow ^{226}\text{Th}(T_{1/2} = 30.9 \text{ мин}) \rightarrow ^{222}\text{Ra}(T_{1/2} = 38 \text{ с}) \rightarrow ^{218}\text{Rn}(T_{1/2} = 0.035 \text{ с}) \rightarrow ^{214}\text{Po}(T_{1/2} = 1.6 \times 10^{-4} \text{ с}) \rightarrow ^{210}\text{Pb}(T_{1/2} = 22.3 \text{ год})$ . Общая энергия  $\alpha$ -частиц в пяти распадах составляет около 33.5 МэВ. В указанных публикациях  $^{230}\text{U}$  предлагается получать генераторным способом при распаде предшественника  $^{230}\text{Pa}(T_{1/2} = 17.4 \text{ сут}) \rightarrow ^{230}\text{U}(T_{1/2} =$

$= 20.8 \text{ сут})$ . В свою очередь  $^{230}\text{Pa}$  предлагается нарабатывать путем облучения природного тория ядрами  $^1\text{H}$  или  $^2\text{H}$  по реакциям соответственно  $^{232}\text{Th}(^1\text{H}, p2n)^{230}\text{Pa}$  или  $^{232}\text{Th}(^2\text{H}, p3n)^{230}\text{Pa}$ . Преимуществом  $^{230}\text{U}$  по сравнению с указанными выше  $\alpha$ -эмиттерами является использование в качестве сырья для его получения доступного и не дорогого природного тория и ускорителей средних энергий. Для длительных терапевтических процедур может быть использован непосредственно долгоживущий  $\alpha$ -эмиттер  $^{230}\text{U}$ . Для ограниченных во времени процедур может быть применен дочерний  $\alpha$ -эмиттер  $^{226}\text{Th}$ , извлекаемый из  $^{230}\text{U}/^{226}\text{Th}$  изотопного генератора. На циклотроне У-150 НИЦ “Курчатовский институт” радиоизотоп  $^{230}\text{Pa}$  может быть, кроме того, получен путем облучения мишени из природного тория ядрами  $^3\text{He}$ . Согласно данным, приведенным в библиотеке TENDL-2019 [10], сечение реакции  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, x)^{230}\text{Pa}$  может достигать нескольких сотен мбар, что сопоставимо с сечением реакции получения  $^{230}\text{Pa}$  на протонах. Вместе с тем экспериментальные данные о сечении реакции  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, x)^{230}\text{Pa}$  в литературе отсутствуют.

Учитывая это, в настоящей работе предпринята попытка частично восполнить этот пробел. Работа посвящена измерению сечения реакции  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p4n)^{230}\text{Pa}$  и сечений сопутствующих

<sup>1)</sup>НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

\*E-mail: makoveeva\_ka@nrcki.ru

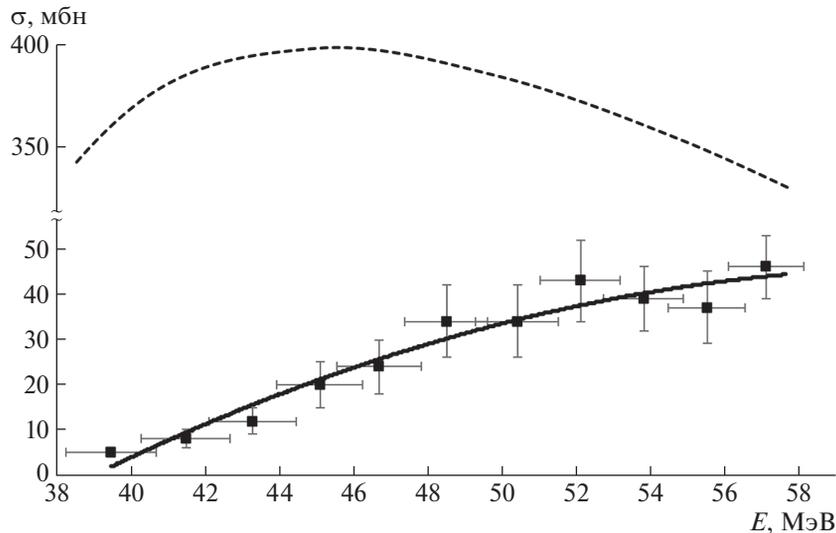


Рис. 1. Сечение реакции  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p4n)^{230}\text{Pa}$ . Кривые: штрихпунктирная — TENDL-2019, сплошная — эксперимент.

реакций  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p2n)^{232}\text{Pa}$  и  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, 2p + pn)^{233}\text{Pa}$  в области энергий ядер  $^3\text{He}$  39–58 МэВ. Полученные в работе экспериментальные результаты были сопоставлены с данными библиотеки TENDL-2019.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Для измерения сечений реакций была использована активационная методика. Кратко суть методики заключалась в следующем. Мишени из порошка оксида тория, нанесенного методом седиментации на подложки из алюминия, облучали ядрами  $^3\text{He}$  с энергией 58 МэВ на циклотроне У-150 НИЦ “Курчатовский институт”. После облучения и выдержки в мишенях измеряли активности радиоизотопов  $^{230}\text{Pa}$ ,  $^{232}\text{Pa}$  и  $^{233}\text{Pa}$ . По измеренным активностям из уравнения активации определяли сечения реакций.

Методика (седиментации) нанесения порошка оксида тория на алюминиевую подложку состояла в следующем. Из порошка оксида тория и ацетона готовили суспензию. В полученную суспензию добавляли коллодий (нитрат целлюлозы) в количестве 1–2% по массе по отношению к оксиду тория. Осаждение проводили в тефлоновом сосуде на подложке из алюминия толщиной 30 мкм. Ацетон испарялся при комнатной температуре в течение 4–5 ч. В результате были получены механически устойчивые и визуально равномерные по толщине слои оксида тория с толщинами 7–11 мг/см<sup>2</sup>. Диаметр нанесенного пятна составлял 20 мм. Мишени не изменяли свой первоначальный вид после облучения пучком заряженных частиц.

Мишени на подложках в количестве 11 штук собирали в единую стопку. Между мишенями в

стопке размещали замедлители заряженных частиц в виде алюминиевых фольг с толщинами 9 и 30 мкм. Перед первой мишенью в стопке был установлен детектор сопровождения в виде титановой фольги толщиной 2 мкм, а перед ним — вторая титановая фольга толщиной 2 мкм для компенсации снижения активности детектора сопровождения вследствие выхода из него ядер отдачи. Стопку устанавливали в мишенную камеру циклотрона и облучали пучком ядер  $^3\text{He}$ . Энергия ядер  $^3\text{He}$  задавалась параметрами циклотрона и составляла  $58 \pm 1$  МэВ. Облучение проводили при среднем токе 0.1 мкА до достижения величины суммарного заряда  $\sim 0.3$  мкА ч. Интегральный поток ядер  $^3\text{He}$ , падающих на мишень, определяли с помощью интегратора тока. Дополнительно оценку интегрального потока заряженных частиц проводили активационным методом по титановому детектору сопровождения, измеряя активность  $^{48}\text{V}$ . Суммарная толщина мишеней на подложках, замедлителей и детектора сопровождения обеспечивала торможение ядер  $^3\text{He}$  в стопке со стартовых 58 до 39 МэВ. Соответствие энергии ядер  $^3\text{He}$  положению конкретной мишени в стопке и, следовательно, ее активности определяли по программе SRIM [11].

После облучения и выдержки определяли активности радиоизотопов протактиния в мишенях по пикам полного поглощения гамма-квантов:  $^{230}\text{Pa}$  по линии  $E_\gamma = 951.88$  кэВ ( $K_\gamma = 29.6\%$ ) [12],  $^{232}\text{Pa}$  по линии  $E_\gamma = 894.35$  кэВ ( $K_\gamma = 19.6\%$ ) [13],  $^{233}\text{Pa}$  по линий  $E_\gamma = 311.9$  кэВ ( $K_\gamma = 38.2\%$ ) [14]. Измерения проводили с помощью гамма-спектрометра с детектором из сверхчистого германия ORTEC GEM серии 35P4. Мишени во время измерений устанавливали на расстоянии 6–40 см над по-

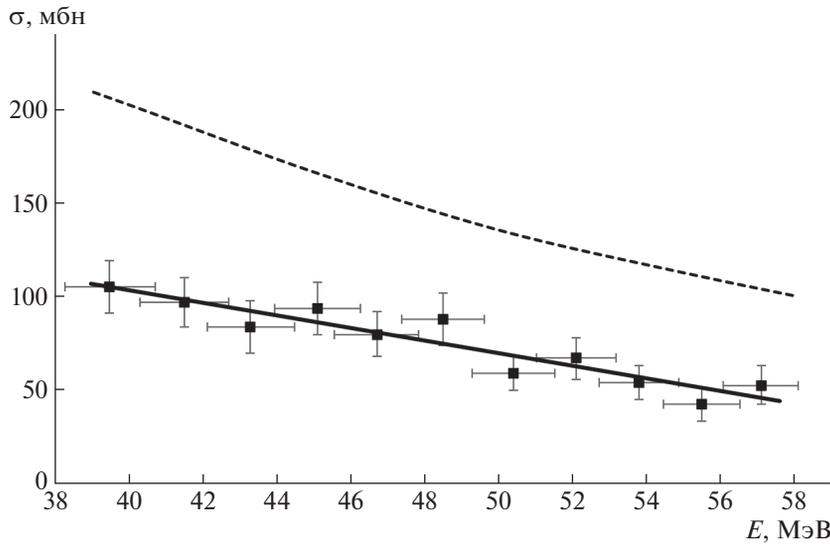


Рис. 2. Сечение реакции  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p2n)^{232}\text{Pa}$ . Кривые: штрихпунктирная — TENDL-2019, сплошная — эксперимент.

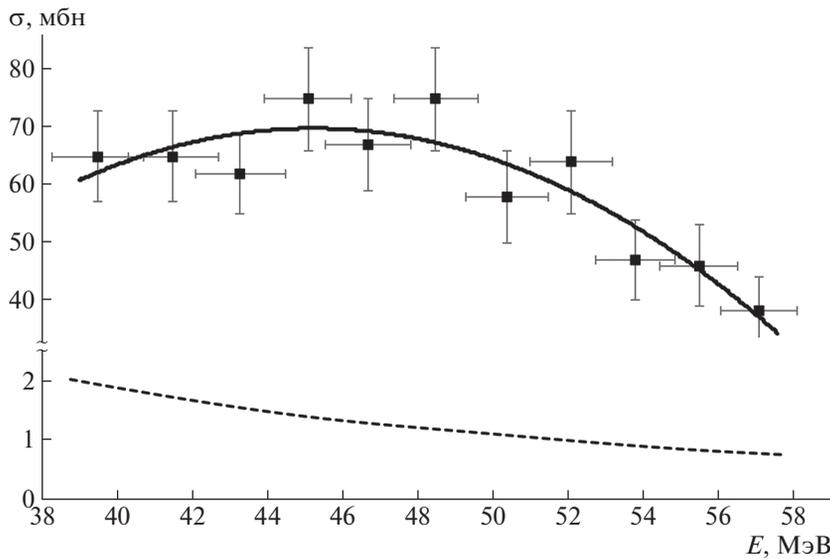


Рис. 3. Сечение реакции  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, 2p + pn)^{233}\text{Pa}$ . Кривые: штрихпунктирная — TENDL-2019, сплошная — эксперимент.

верхностью детектора в зависимости от загрузки спектрометра. Мертвое время при измерениях не превышало 5%. Энергетическую зависимость эффективности регистрации гамма-квантов детектором определяли экспериментально с помощью образцовых спектрометрических гамма-источников из комплекта ОСГИ. Максимальное время набора аппаратурных гамма-спектров не превышало 1 ч. Активность каждого радиоизотопа протактиния измеряли несколько раз в течение  $\sim 3$  периодов полураспада. Сечения реакций определяли по формуле:

$$\sigma = \frac{A}{(1 - \exp^{-\lambda T})NF}$$

Здесь  $\sigma$  — сечение реакции ( $\text{см}^2$ ),  $A$  — активность радиоизотопа в мишени, приведенная к концу облучения (Бк),  $\lambda$  — постоянная распада ( $\text{с}^{-1}$ ),  $T$  — время облучения (с),  $N$  — количество ядер  $^{232}\text{Th}$ ,  $F$  — поток ядер  $^3\text{He}$  ( $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ ).

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В табл. 1 приведены экспериментальные значения сечений реакций  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p4n)^{230}\text{Pa}$ ,  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p2n)^{232}\text{Pa}$ ,  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, 2p + pn)^{233}\text{Pa}$  в области энергий ядер  $^3\text{He}$  39–58 МэВ. На рис. 1–3 представлены экспериментальные значения сечений реакций в сравнении с данными из библиотеки

**Таблица 1.** Сечения реакций  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, x)$ , мбн

$E$ , МэВ	$^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p4n)^{230}\text{Pa}$	$^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p2n)^{232}\text{Pa}$	$^{232}\text{Th}(^3\text{He}, 2p + pn)^{233}\text{Pa}$
57.1	$46 \pm 7$	$53 \pm 11$	$38 \pm 9$
55.5	$37 \pm 8$	$43 \pm 9$	$46 \pm 11$
53.8	$39 \pm 7$	$54 \pm 10$	$47 \pm 10$
52.1	$43 \pm 9$	$67 \pm 12$	$64 \pm 14$
50.4	$34 \pm 8$	$59 \pm 10$	$58 \pm 12$
48.5	$34 \pm 8$	$88 \pm 15$	$75 \pm 14$
46.7	$24 \pm 6$	$80 \pm 13$	$67 \pm 12$
45.1	$20 \pm 5$	$94 \pm 15$	$75 \pm 13$
43.3	$12 \pm 3$	$84 \pm 13$	$62 \pm 10$
41.5	$8 \pm 2$	$97 \pm 15$	$65 \pm 12$
39.5	$5 \pm 1$	$105 \pm 16$	$65 \pm 11$

TENDL-2019. Погрешности экспериментальных сечений реакций находятся в пределах 13–25% при доверительной вероятности 68%. Составляющими погрешности являлись: погрешность определения эффективности детектора 8–12%; погрешность определения площадей пиков полного поглощения гамма-квантов в аппаратурном спектре 10–15%; погрешность использованных для определения активностей квантовых выходов 3–18%. Показанные на графиках погрешности энергии ядер  $^3\text{He}$  в точках измерения сечений определяли по программе SRIM, исходя из разброса  $\pm 1$  МэВ стартовой энергии ядер  $^3\text{He}$ , задаваемой параметрами циклотрона.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе в широком диапазоне энергий ядер  $^3\text{He}$  впервые получены экспериментальные значения сечений реакций  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p4n)^{230}\text{Pa}$ ,  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p2n)^{232}\text{Pa}$  и  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, 2p + pn)^{233}\text{Pa}$ . Сечение реакции  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p4n)^{230}\text{Pa}$  в рассматриваемом диапазоне энергий возрастает с увеличением энергии, достигая  $\sim 50$  мбн при 57 МэВ. Сечение реакции  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p2n)^{232}\text{Pa}$  практически линейно уменьшается со 100 мбн при 40 МэВ до  $\sim 50$  мбн при 57 МэВ. Сечение реакции  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, 2p + pn)^{233}\text{Pa}$  плавно достигает максимума  $\sim 70$  мбн в области 45 МэВ, снижаясь до  $\sim 40$  мбн к 57 МэВ. Измеренные сечения реакций сопоставляли с данными из библиотеки TENDL-2019. В эксперименте не получено подтверждение приведенного в TENDL-2019 высокого значения (до  $\sim 400$  мбн) сечения реакции

$^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p4n)^{230}\text{Pa}$ , что не позволяет рассматривать эту реакцию в качестве альтернативы реакциям на протонах и дейтронах для получения  $^{230}\text{Pa}$ . Сечения реакций  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p2n)^{232}\text{Pa}$  и  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, 2p + pn)^{233}\text{Pa}$  в TENDL-2019 также значительно отличаются от эксперимента. Полученные в работе экспериментальные результаты могут быть использованы в дальнейшем для корректировки соответствующих сечений в библиотеках оцененных ядерных данных.

Работа выполнена при поддержке НИЦ “Курчатовский институт”, приказ № 1918 от 24.09.2020.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. Cordier, F. Forrer, F. Bruchertseifer, A. Morgenstern, C. Apostolidis, S. Good, J. Müller-Brand, H. Mäcke, J. C. Reubi, and A. Merlo, Eur. J. Nucl. Med. Mol. Imag. **37**, 1335 (2010).
2. M. R. Zalutsky, D. A. Reardon, G. Akabani, R. E. Coleman, A. H. Friedman, H. S. Friedman, R. E. McLendon, T. Z. Wong, and D. D. Bigner, J. Nucl. Med. **49**, 30 (2008).
3. R. F. Meredith, J. Torgue, M. T. Azure, S. Shen, S. Saddekni, E. Banaga, R. Carlise, P. Bunch, D. Yoder, and R. Alvarez, Cancer Biotherapy Radiopharm. **29**, 12 (2014).
4. A. K. H. Robertson, B. L. McNeil, H. Yang, D. Gendron, R. Perron, V. Radchenko, S. Zeisler, P. Causey, and P. Schaffer, Inorg. Chem. **59**, 12156 (2020).
5. C. Parker, S. Nilsson, D. Heinrich, S. I. Helle, J. M. O’Sullivan, S. D. Fossá, A. Chodacki, P. Wiechno, J. Logue, M. Seke, A. Widmark, D. C. Johannessen, P. Hoskin, D. Bottomley, N. D. James, A. Solberg, *et al.*, N. Engl. J. Med. **369**, 213 (2013).

6. A. Morgenstern, C. Apostolidis, F. Bruchertseifer, R. Capote, T. Gouder, F. Simonelli, M. Sin, and K. Abbas, *Appl. Radiat. Isot.* **66**, 1275 (2008).
7. V. Radchenko, J. W. Engle, J. J. Wilson, J. R. Maassen, M. F. Nortier, E. R. Birnbaum, K. D. John, and M. E. Fassbender, *Radiochim. Acta* **104**, 291 (2016).
8. M. T. Friend, T. Mastren, T. G. Parker, C. E. Vermeulen, M. Brugh, E. R. Birnbaum, F. M. Nortier, and M. E. Fassbender, *Appl. Radiat. Isot.* **156**, 108973 (2020).
9. G. F. Steyn, M. A. Motetshwane, F. Szelecsényi, and J. W. Brümmer, *Appl. Radiat. Isot.* **168**, 109514 (2021).
10. A. Koning and D. Rochman, *Nucl. Data Sheets* **113**, 2841 (2012).
11. J. F. Ziegler, M. D. Ziegler, and J. P. Biersack, *Nucl. Instrum. Methods B* **268**, 1818 (2010).
12. E. Browne and J. K. Tuli, *Nucl. Data Sheets* **113**, 2113 (2012).
13. E. Browne, *Nucl. Data Sheets* **107**, 2579 (2006).
14. B. Singh, J. K. Tuli, and E. Browne, *Nucl. Data Sheets* **170**, 499 (2020).

## MEASUREMENT OF CROSS SECTIONS $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p4n)^{230}\text{Pa}$ , $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p2n)^{232}\text{Pa}$ , AND $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, 2p + pn)^{233}\text{Pa}$ REACTIONS UPON IRRADIATION OF A $\text{ThO}_2$ TARGET WITH $^3\text{He}$ NUCLEI

M. N. German<sup>1)</sup>, V. A. Zagryadskiy<sup>1)</sup>, A. V. Kurochkin<sup>1)</sup>, K. A. Makoveeva<sup>1)</sup>, T. Yu. Malamut<sup>1)</sup>,  
 V. I. Novikov<sup>1)</sup>, I. I. Skobelin<sup>1)</sup>, V. N. Unezhev<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> NRC "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

The article is devoted to the assessment of the efficiency of using a beam of medium-energy  $^3\text{He}$  nuclei for the production of the  $^{230}\text{Pa}$  radioisotope on targets from natural thorium, which is used to obtain the  $^{230}\text{U}$  therapeutic  $\alpha$  emitter. In this work, the cross section for the reaction  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p4n)^{230}\text{Pa}$  and the cross sections for the accompanying reactions  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p2n)^{232}\text{Pa}$  and  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, 2p + pn)^{233}\text{Pa}$  were measured by the activation method in the energy range of  $^3\text{He}$  nuclei from 39 to 58 MeV for the first time. The experimental results were compared with the data from the TENDL-2019 library. The experiment did not confirm the high value (up to  $\sim 400$  mb) of the cross section for the  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p4n)^{230}\text{Pa}$  reaction given in TENDL-2019. This does not allow to consider this reaction as an alternative to the reactions on protons and deuterons to obtain  $^{230}\text{Pa}$ . The cross sections for the reactions  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, p2n)^{232}\text{Pa}$  and  $^{232}\text{Th}(^3\text{He}, 2p + pn)^{233}\text{Pa}$  in TENDL-2019 also differ significantly from the experiment.

## ДЕТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВЫХ $nn$ -КОРРЕЛЯЦИЙ В СПОНТАННОМ ДЕЛЕНИИ $^{252}\text{Cf}$

© 2022 г. И. С. Гусева<sup>1)\*</sup>, А. М. Гагарский<sup>1)</sup>,  
Г. В. Вальский<sup>1)</sup>, Т. А. Заварухина<sup>1)</sup>, Т. Е. Кузьмина<sup>2)</sup>

Поступила в редакцию 19.03.2021 г.; после доработки 14.05.2021 г.; принята к публикации 14.05.2021 г.

С целью изучения механизма эмиссии мгновенных ( $nn$ ) нейтронов в процессе деления ядер были проведены новые точные измерения нейтрон-нейтронных угловых корреляций при спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$ . В данном эксперименте в отличие от предшествующих работ особое внимание было уделено изучению экспериментальных систематических эффектов, связанных с перерасеянием нейтронов деления на конструкциях установки и искажающих угловые распределения. Полученные в эксперименте угловые зависимости числа  $nn$ -совпадений для семи порогов регистрации нейтронов в диапазоне от 490 до 2080 кэВ сравнивались с результатами усовершенствованных модельных расчетов, в которых учитывалась анизотропия испускания нейтронов в системе центра масс осколка. Показано, что эти экспериментальные данные удается хорошо описать, если кроме основной массы нейтронов, испаряемых полностью ускорившимися осколками деления, в общее число мгновенных нейтронов деления при расчете включить 6–10% нейтронов, испускаемых в лабораторной системе изотропно. Определено также энергетическое распределение этой компоненты. Такие добавочные нейтроны могут быть интерпретированы как нейтроны, испускаемые в момент разрыва ядра, так называемые разрывные нейтроны (scission neutrons).

DOI: 10.31857/S0044002721060076

### 1. ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени выполнено множество теоретических и экспериментальных работ по исследованию механизма эмиссии мгновенных нейтронов деления (МНД), в которых изучаются их энергетические спектры, множественности, угловые распределения и различные корреляции между характеристиками нейтронов и осколков деления (ОД). Несмотря на значительный прогресс, достигнутый в описании свойств МНД, все еще существуют некоторые расхождения между экспериментальными данными и результатами теоретических расчетов. Наблюдаемые различия связаны как с несовершенством теоретических моделей, используемых для описания свойств МНД, так и с точностью существующих в настоящий момент экспериментальных данных.

Известно, что результаты экспериментов, касающихся эмиссии МНД, могут быть довольно хорошо описаны в предположении испарения большей части нейтронов осколками, полностью ускорившимися в результате кулоновского взаимодействия

[1–3], т.е. спустя  $10^{-20}$  с после деления ядра. Однако до сих пор остается недостаточно изученным вопрос о существовании нейтронов, испускаемых вблизи момента разрыва ядра, так называемых разрывных (scission) нейтронов деления (РНД). Естественно предположить эмиссию таких нейтронов наряду с легкими заряженными частицами тройного деления ядер.

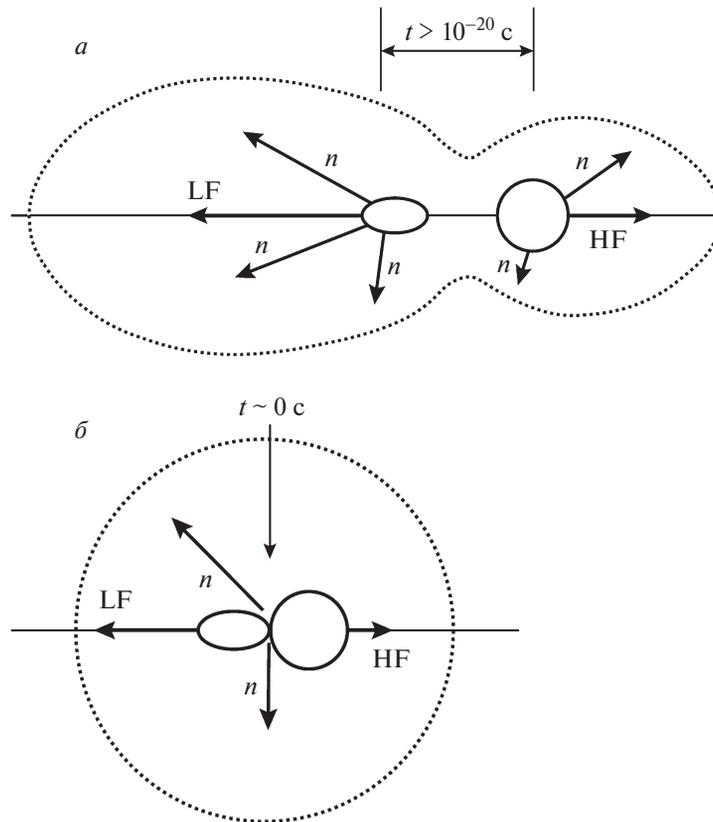
Для доказательства существования и определения свойств РНД может быть использован факт ожидаемого отличия их угловых и энергетических распределений от аналогичных распределений для нейтронов, испаренных полностью ускорившимися ОД. С этой целью распределения МНД измеряются экспериментально, а затем сравниваются с модельными расчетами, выполненными при различных предположениях о доле и характеристиках РНД. Для поиска вклада и определения свойств РНД можно исследовать угловые и энергетические корреляции типа нейтрон-осколок ( $nf$ ) [1–3].

В системе центра масс (ЦМ) каждого из осколков угловое распределение испаряющихся из них нейтронов близко к изотропному. Однако в лабораторной системе координат из-за большой скорости, набранной осколками за счет кулоновского взаимодействия, нейтроны движутся уже преимущественно вдоль оси деления (рис. 1а), хотя

<sup>1)</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

<sup>2)</sup>АО “Радиевый институт им. В. Г. Хлопина”, Санкт-Петербург, Россия.

\*E-mail: guseva\_is@npni.nrcki.ru



**Рис. 1.** Схематическое изображение эмиссии нейтронов деления: а — эмиссия нейтронов, испаряющихся из полностью ускорившихся осколков (LF — легкий осколок, HF — тяжелый осколок,  $n$  — нейтроны); б — эмиссия нейтронов в момент деления ядра (“разрывные нейтроны”).

существует меньшая, но вполне определенная вероятность зарегистрировать их и в любом другом направлении.

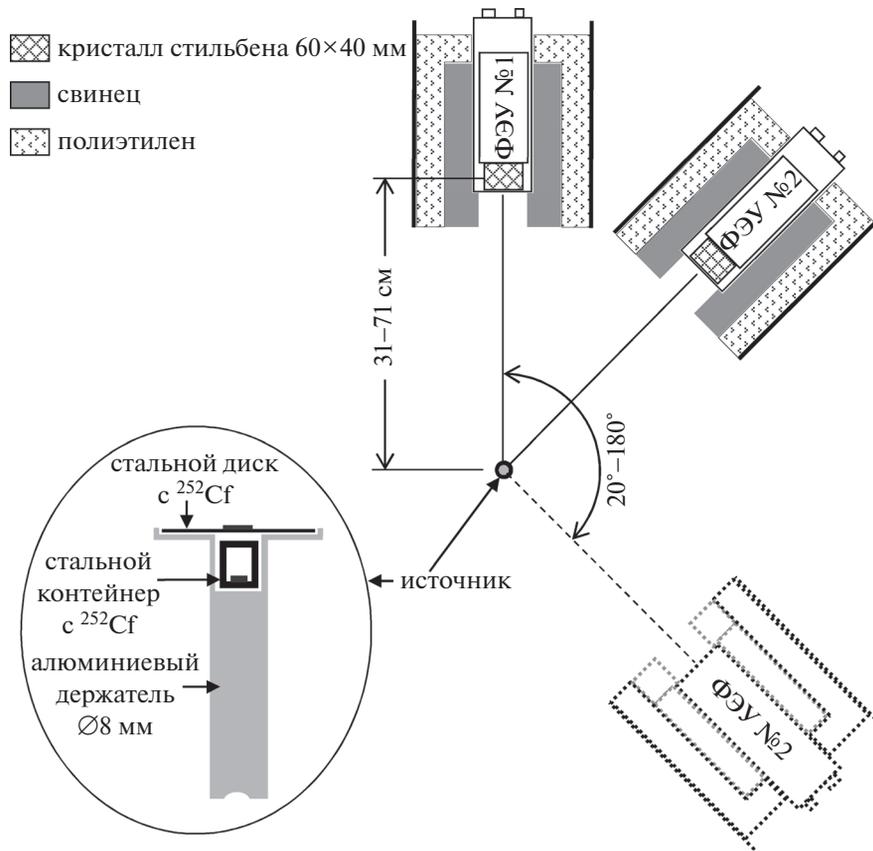
Иным окажется угловое распределение нейтронов, если они испускаются вблизи момента разрыва ядра (РНД). В этом случае можно ожидать, что в лабораторной системе координат оно будет изотропным, поскольку в отличие от легких заряженных частиц тройного деления [4] нейтроны не будут фокусироваться кулоновским полем осколков в перпендикулярном по отношению к оси деления направлении (рис. 1б).

Для поиска вклада РНД можно использовать также и угловое распределение скорости счета  $nn$ -совпадений [5–9]. Как и в случае угловой  $nf$ -корреляции, зависимость этого распределения от угла  $\theta_{nn}$  между нейтронами, испущенными полностью ускорившимися ОД, имеет максимумы при  $\theta_{nn} = 0^\circ$ ,  $\theta_{nn} = 180^\circ$  и минимум при  $\theta_{nn} = 90^\circ$ . Такая форма угловой зависимости объясняется тем, что пара нейтронов, вылетевших из одного ОД, будет двигаться преимущественно в том же направлении, что и соответствующий осколок, а нейтроны, испаренные в одном акте деления парными осколками, будут разлетаться в противоположных направлениях.

Скорость счета  $nn$ -совпадений между РНД, угловое распределение которых изотропно в лабораторной системе, а также между парами нейтронов, состоящими из РНД и нейтрона, вылетевшего из полностью ускорившегося осколка, не зависит от угла  $\theta_{nn}$ . Таким образом, присутствие РНД проявляется себя как относительное уменьшение минимума в угловом распределении при  $\theta_{nn} = 90^\circ$  по сравнению с расчетом, сделанным без их учета. Следует отметить, что такие экспериментальные факторы, как перерассеяние нейтронов на элементах установки, угловое разрешение детекторов, приводят к аналогичному эффекту, и поэтому требуется их корректный учет.

Оценки вклада РНД в общее число МНД, полученные в результате анализа экспериментальных данных угловым по  $nf$ - и  $nn$ -корреляциям в спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$ , колеблются от 1 до 10%. К сожалению, в некоторых старых работах приводятся только окончательные выводы без предоставления необходимых входных параметров, используемых при расчете [6], или без корректного анализа влияния на результаты условий эксперимента [2], о чем написано в [10].

Что касается теоретических предсказаний о ве-



**Рис. 2.** Схема экспериментальной установки для измерения угловой зависимости  $nn$ -совпадений при спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$  двумя детекторами. Источник  $^{252}\text{Cf}$  состоит из двух частей — на подложке и в контейнере.

личине выхода РНД, то следует отметить работу [11], в которой на основе интерполяционной формулы, полученной в рамках статистического подхода для тройного деления ядер, оценены выходы РНД для целого ряда делящихся ядер от  $^{233}\text{U}(n, f)$  до  $^{252}\text{Cf}(s.f.)$ . В частности, для  $^{252}\text{Cf}(s.f.)$  эта величина составляет примерно 5% от общего числа МНД.

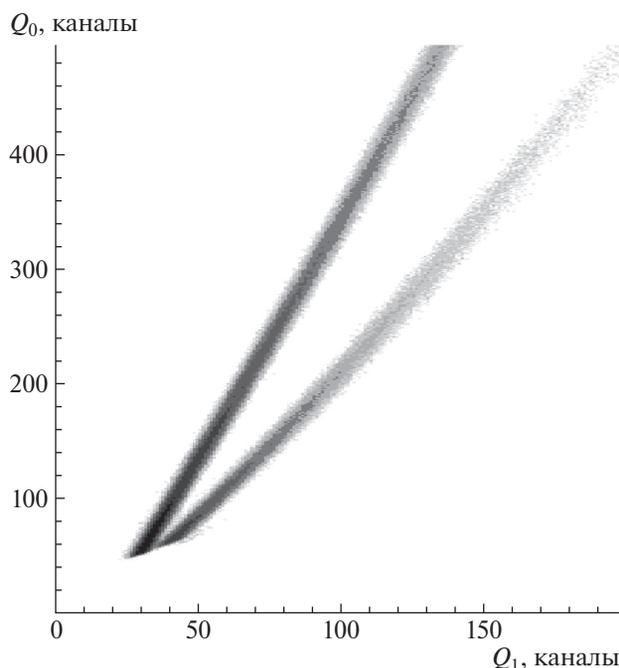
Таким образом, несмотря на довольно существенное расхождение в количественной оценке, большинство исследователей, экспериментально и теоретически, пришли к заключению о необходимости лишь небольшого вклада РНД в общую величину МНД для описания их угловых и энергетических корреляций. Однако авторы работы [12] полагают, что основная часть МНД испускается именно на ранней стадии делительного процесса, т.е. непосредственно в процессе разрыва ядра и на начальной стадии ускорения осколков. Следует заметить, что данная гипотеза рассматривалась лишь теоретически и, к сожалению, до сих пор не была доведена до реального описания конкретных экспериментальных данных.

В настоящей статье приведены результаты новых исследований угловой  $nn$ -корреляции в спон-

танном делении  $^{252}\text{Cf}$ , выполненных с целью изучения механизма эмиссии МНД. По сравнению с предыдущими работами, в том числе и с нашей работой [5], в ней существенно улучшена статистическая точность измерений, проанализированы и учтены экспериментальные систематические эффекты, которые могут вызывать искажение угловой зависимости скорости счета  $nn$ -совпадений. В настоящей работе были также уточнены входные параметры теоретической модели, используемой для описания испарения нейтронов из полностью ускоренных ОД, в частности явно учтена анизотропия испускания нейтронов в системе центра масс ОД. Модификация модели позволяет корректно рассчитать угловое распределение скорости счета  $nn$ -совпадений и определить отличие этих результатов от экспериментальных данных. В итоге удастся надежно оценить долю и энергетические характеристики добавочной части МНД, эмиссия которых в лабораторной системе изотропна. Эта часть МНД может быть отнесена к РНД.

## 2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 2 представлена схема экспериментальной установки для измерения угловых распределений скорости счета  $nn$ -совпадений в спонтанном



**Рис. 3.** Пример двумерного распределения параметров сигналов с детекторов:  $Q_0$  (полный интеграл)  $\times$   $Q_1$  (медленная составляющая). Сигналы, характеризующиеся большей величиной  $Q_1$  при одинаковом значении  $Q_0$ , соответствуют зарегистрированным нейтронам.

деления  $^{252}\text{Cf}$ . Эта же установка использовалась нами ранее в работе [5]. Источник  $^{252}\text{Cf}$  и детекторы располагались на алюминиевом столе толщиной 8 мм. Источник с полной интенсивностью около  $4 \times 10^5$  делений/с состоял из двух частей (для увеличения интенсивности). Открытая его часть с размером активного пятна примерно 5 мм была нанесена на подложку из нержавеющей стали толщиной 0.3 мм, другая часть источника находилась в контейнере из нержавеющей стали с толщиной стенки  $\sim 1$  мм.

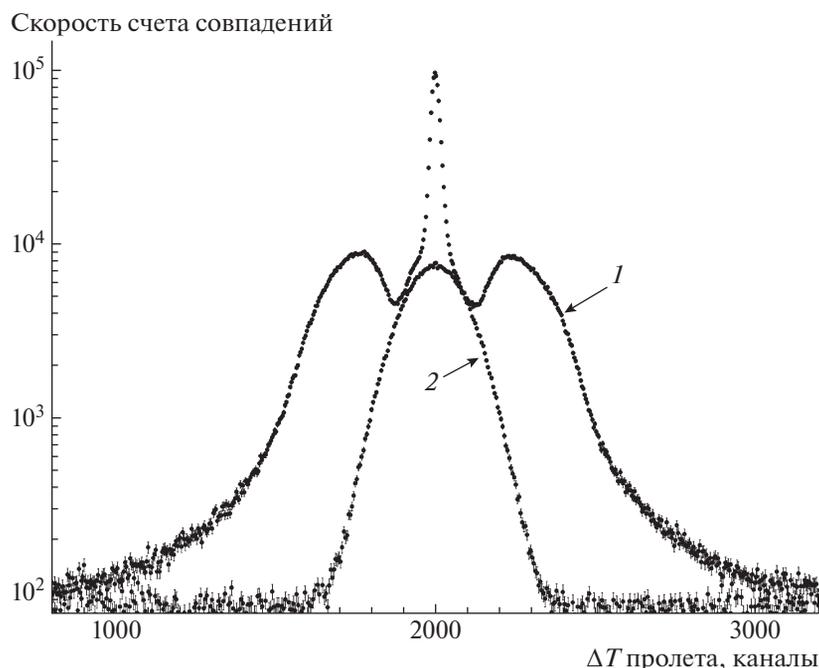
Нейтроны и  $\gamma$ -кванты деления регистрировались двумя идентичными детекторами, расположенными на равных расстояниях от источника. Каждый детектор представлял собой сборку из кристалла стибьбена (диаметром 60 мм и толщиной 40 мм), соединенного с фотоумножителем (ФЭУ) Hamamatsu R1307. Для уменьшения влияния внешнего фона, а также эффекта рассеяния нейтронов деления от детектора к детектору, приводящему к регистрации ложных  $nn$ -совпадений (crosstalk-эффект), они были окружены комбинированной защитой из полиэтилена и свинца. Диаметр входного окна в защите был  $\sim 70$  мм. Для подавления влияния изменения внешних магнитных полей на усиление ФЭУ при перемещении детекторов использовались магнитные экраны из пермаллоя. Угол между детекторами относительно источника и расстояние от детекторов до источника (пролетную базу) можно было варьировать.

Основные измерения на нашей установке проводились при расстоянии детектор–мишень 31 см. Поскольку из-за геометрических размеров защиты детекторов минимальный угол между детекторами при этой короткой базе составлял  $53^\circ$ , была также выполнена серия измерений с длинной пролетной базой 71 см, для которой можно было установить минимальный угол  $20^\circ$ .

Экспериментальное угловое распределение скорости счета  $nn$ -совпадений для пролетной базы 71 см было поправлено на очевидный коэффициент снижения геометрической эффективности регистрации нейтронов. В результате были получены угловые зависимости скорости счета  $nn$ -совпадений для двух детекторов при изменении угла между ними от  $53^\circ$  до  $180^\circ$  (для короткой пролетной базы) и от  $20^\circ$  до  $120^\circ$  (для длинной пролетной базы) с шагом  $\sim 10^\circ$ .

Временное окно, в пределах которого регистрировались совпадения сигналов от двух детекторов, составляло 300 нс. Относительное время между сигналами определялось с помощью преобразователя времени в амплитуду сигнала и далее амплитуды в цифровой код.

Анализ формы импульсов тока от фотоумножителей позволил идентифицировать сигналы нейтронов и  $\gamma$ -квантов в каждом детекторе. Для этого использовался метод одновременного измерения полного заряда (полный интеграл) в импульсе тока ФЭУ и части этого заряда в хвосте каждого



**Рис. 4.** Распределение времени между сигналами с детекторов: 1 — для всех событий без разделения на нейтроны и  $\gamma$ -кванты; 2 — когда оба детектора зарегистрировали нейтроны.

импульса (так называемая медленная составляющая). Сигналы с каждого из детекторов подавались на два преобразователя заряда в цифровой код, один из которых полностью интегрировал импульс тока ФЭУ, а другой интегрировал тот же импульс, но без начальных 30 нс. Пример двумерного распределения этих величин показан на рис. 3, где видно, что нейтроны и  $\gamma$ -кванты надежно разделены вплоть до их нижнего порога регистрации.

В итоге для каждого события совпадения записывались пять параметров: разница времен регистрации нейтронов или  $\gamma$ -квантов соответствующими детекторами, полный заряд в импульсе тока и заряд в хвосте импульса тока для каждого из двух детекторов.

На рис. 4 показано полное распределение разницы времен регистрации сигналов от детекторов, состоящее из трех компонент:  $nn$ -,  $\gamma\gamma$ - и  $\gamma n$ -совпадений (1). Симметричный вид времяпролетного спектра слева и справа обусловлен установленной линией задержки. Сигнал от второго детектора (см. рис. 2) задерживался таким образом, чтобы он всегда приходил позже сигнала от первого детектора, который служил стартовым. Для анализа и сравнения с модельными расчетами использовались отсортированные по форме импульса события  $nn$ -совпадений, временное распределение которых (2) также показано на рис. 4. Такие временные распределения были получены для семи электронных порогов, установленных по полному заряду в импульсах тока.

Энергетическая калибровка детекторов проводилась с помощью калибровочных источников  $\gamma$ -излучения  $^{22}\text{Na}$  и  $^{207}\text{Bi}$ . Пороговое значение энергии регистрации нейтронов для каждого из семи электронных порогов, установленных при выбранной пролетной базе по полному заряду в импульсах тока, было определено путем подгонки рассчитанного по модели времяпролетного спектра нейтронов к экспериментальному  $\gamma n$ -спектру.

### 3. УЧЕТ СИСТЕМАТИЧЕСКИХ ОШИБОК ИЗМЕРЕНИЙ

Очевидно, что для получения истинных параметров, характеризующих нейтроны деления, было чрезвычайно важно получить экспериментальные угловые распределения, свободные от систематических ошибок. Поэтому особое внимание в настоящей работе было уделено изучению эффектов, которые могут исказить экспериментальные распределения. Одним из таких эффектов является рассеяние нейтронов в источнике деления и на материалах окружающей конструкции. Рассеяние приводит к сглаживанию исследуемого углового распределения  $nn$ -совпадений, что может быть ошибочно интерпретировано как увеличение вклада разрывных нейтронов. Величина этого ложного эффекта оценивалась нами в специальных экспериментах путем введения дополнительных материалов в окружение источника нейтронов и детекторов.

Кроме того, с помощью программного пакета Geant4 [13] было проведено моделирование установки с учетом реальной геометрии всех ее конструкций, а также состава окружающих материалов. В результате были получены эффективности регистрации нейтронов деления детектором в зависимости от угла и энергии нейтронов с учетом их перераспределения. Затем эти эффективности использовались при Монте-Карло-моделировании угловых  $nn$ -распределений, предназначенных для сопоставления расчета с экспериментом. Подробнее об этом будет рассказано в следующем разделе.

Второй эффект, который, безусловно, влияет на исследуемое угловое распределение, — это так называемый crosstalk-эффект между нейтронными детекторами. Он заключается в том, что один и тот же нейтрон после регистрации и рассеяния на одном детекторе может быть зарегистрирован вторым детектором. Естественно, что чем ближе детекторы друг к другу, тем чаще могут наблюдаться такие ложные совпадения нейтронов.

Для оценки crosstalk-эффекта были проведены специальные эксперименты, результаты которых были проверены и подтверждены моделированием на основе программного пакета Geant4. Первоначально с помощью PuBe-источника нейтронов, который испускает только одиночные нейтроны, было установлено наличие  $nn$ -совпадений в двух детекторах при малых углах между ними. Для пролетной базы 71 см вероятность регистрации таких crosstalk-совпадений по отношению к счету истинных  $nn$ -совпадений в спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$  оказалась достаточно заметной. Однако из-за существенно большей средней энергии нейтронов от PuBe-источника в сравнении с нейтронами из  $^{252}\text{Cf}$  эти измерения не позволили достоверно определить поправку на crosstalk-эффект.

Для точного определения этой поправки были проведены измерения, в которых нейтроны, испускаемые мишенью  $^{252}\text{Cf}$ , могли напрямую воздействовать только на один из детекторов. Для этого вход во второй детектор был закрыт тенью конусом из борсодержащего полиэтилена толщиной  $\sim 50$  см. В данном случае одновременная регистрация нейтронов из одного акта деления в обоих детекторах могла происходить только в результате crosstalk-эффекта между ними. Этот способ был применен для определения величины crosstalk-эффекта в зависимости от угла между детекторами при измерениях с длиной пролетной базой 71 см.

В табл. 1 представлены результаты экспериментальной оценки доли crosstalk-эффекта по отношению к общей скорости счета  $nn$ -совпадений для длинной базы. Экспериментально были получены значения этой величины для углов  $22^\circ$ ,  $30^\circ$  и  $50^\circ$ .

**Таблица 1.** Доля crosstalk-эффекта в общей скорости счета  $nn$ -совпадений при измерениях на длинной пролетной базе 71 см

Угол между детекторами, $^\circ$	Доля crosstalk-эффекта, %
22	$(11 \pm 1)$
30	$(6 \pm 1)$
50	$(1 \pm 1)$

При углах больше  $60^\circ$  crosstalk-эффект оказался пренебрежимо мал. Полученная таким способом величина crosstalk-эффекта хорошо согласуется с модельным расчетом, выполненным с помощью программного пакета Geant4.

В эксперименте с короткой пролетной базой 31 см максимально сдвинутые друг к другу детекторы находились под углом  $53^\circ$ . Относительная доля crosstalk-помех к общему счету  $nn$ -совпадений для этой позиции детекторов оценивается нами менее 2%. К такому выводу можно прийти, если учесть, что количество истинных  $nn$ -совпадений пропорционально  $1/R^4$ , а “crosstalk”-составляющая падает как  $1/R^2$ , где  $R$  — расстояние от источника нейтронов до детектора.

Поправки на crosstalk-эффект учитывались нами при сравнении Монте-Карло-расчета угловых  $nn$ -распределений с экспериментальными данными. Неопределенность в оценке этих поправок приводит к относительной систематической ошибке моделируемого углового распределения, которая, однако, не превышает 1% и меньше статистической точности определения экспериментальных результатов.

В работе также учитывалась поправка, связанная с распадом источника  $^{252}\text{Cf}$  в ходе длительных измерений, и контролировалась стабильность временной и энергетической калибровок.

#### 4. МОДЕЛЬНЫЕ РАСЧЕТЫ

Экспериментально измеренные угловые зависимости скорости счета  $nn$ -совпадений сравнивались с теоретическими распределениями, полученными методом Монте-Карло. В задачу входило моделирование эмиссии нейтронов в каждом отдельном акте деления с последующей их регистрацией в кристаллах стильбена. При моделировании учитывалось рассеяние нейтронов в источнике и на окружающих его материалах. Crosstalk-эффекты между двумя детекторами оценивались экспериментально отдельно для каждого энергетического порога регистрации нейтронов и добавлялись к расчетным кривым.

Большинство параметров расчета было выбрано на основе существующих в литературе данных. При моделировании эмиссии нейтронов деления необходимо было правильно воспроизвести экспериментальные угловые распределения нейтронов, а также их энергетические спектры, определенные в системах центра масс легкого или тяжелого фрагментов, сохранив при этом и другие известные характеристики распределения нейтронов (полную и парциальные множественности МНД, их дисперсии и ковариацию).

Для построения угловых  $nn$ -распределений было сгенерировано  $10^8$  событий деления. В лабораторной системе координат между направлениями движения любых двух нейтронов из одного смоделированного акта деления определялся угол  $\theta_{nn}$ . Полученные значения  $\theta_{nn}$  из всех актов деления были использованы для построения гистограммы распределения угла  $\theta_{nn}$ , которая сравнивалась с экспериментальным распределением.

Примененная модель нейтронной эмиссии базировалась на предположении об эмиссии основной массы МНД полностью ускорившимися осколками. Средняя множественность нейтронов, испаренных легким осколком, составляла  $\bar{\nu}_L$ , а тяжелым —  $\bar{\nu}_H$ . Кроме того допускалось, что небольшая часть нейтронов  $\bar{\nu}_{sci}$  (РНД или “scission” нейтроны) испускается изотропно в момент разрыва ядра. Относительная доля РНД  $r = \bar{\nu}_{sci}/\bar{\nu}_{tot}$  использовалась в качестве подгоночного параметра (здесь  $\bar{\nu}_{tot} = \bar{\nu}_L + \bar{\nu}_H + \bar{\nu}_{sci}$ ). Ожидалось, что различие угловых и энергетических характеристик для двух групп нейтронов, появившихся на разных стадиях процесса деления, позволит определить наилучшее отношение  $r$  путем подгонки расчетной угловой зависимости скорости счета  $nn$ -совпадений к соответствующей экспериментальной кривой.

Как уже отмечалось, особое внимание уделялось тому, чтобы все параметры МНД, используемые в наших расчетах, совпадали с параметрами, известными из ряда других экспериментов. Такими параметрами были, в частности, усредненная полная множественность МНД  $\bar{\nu}_{tot}$ , а также средние парциальные множественности  $\bar{\nu}_L$  и  $\bar{\nu}_H$ , соответствующие легкой и тяжелой группам ОД, их дисперсии и ковариация [14], нейтронные спектры в системах центра масс для каждой группы фрагментов [15].

В расчете использовалась так называемая модель двух осколков. Это означает, что каждый ОД, принадлежащий к легкой или тяжелой группе, получает вследствие кулоновского отталкивания одну и ту же скорость или, что то же самое, одну и ту же кинетическую энергию  $E_{vL}$  или  $E_{vH}$ , приходящуюся на один нуклон. Для спонтанного

деления  $^{252}\text{Cf}$  скорости двух групп осколков (легких и тяжелых) были выбраны в соответствии с кинетическими энергиями на нуклон  $E_{vL} = 951$  кэВ и  $E_{vH} = 542$  кэВ [16]. Они определялись с учетом весового соотношения количества испарившихся нейтронов в зависимости от массы осколка [17].

Фактическое количество нейтронов  $\nu_L$  и  $\nu_H$ , испаряемых каждым осколком в конкретном генерируемом случае деления, задавалось случайным образом. Для получения набора таких чисел была использована стандартная компьютерная процедура NORMCO (V102 из библиотеки ЦЕРН [18]), в которой применяется метод преобразования двух случайных величин с равномерным распределением в пару случайных чисел из двумерного нормального распределения с заданной ковариационной матрицей [19]. Однако распределения нейтронной множественности отличаются по своей форме от нормального. Они обрезаны из-за того, что количество испущенных нейтронов не может быть отрицательным и оно дискретно. Поэтому параметры процедуры NORMCO специально подбирались так, чтобы парциальные множественности нейтронов для легкой и тяжелой групп осколков, их дисперсии и ковариация соответствовали известным экспериментальным значениям с учетом этих условий.

Предполагалось, что энергетические спектры нейтронов в системах ЦМ осколков имеют максвелловское распределение (выражение (1)) с фиксированными температурами для легкой  $T_L$  и тяжелой  $T_H$  групп ОД соответственно

$$\Phi_{L,H}(E) \sim \left(\sqrt{E}/T_{L,H}^{3/2}\right) \exp(-E/T_{L,H}). \quad (1)$$

Выбор данного типа спектра обусловлен каскадным испарением нейтронов, т.е. когда каждый фрагмент в одном акте деления испускает более одного нейтрона [20]. Температурные параметры были получены из работы [16], в которой исследовались угловые и энергетические  $nf$ -корреляции.

Было учтено, что угловые распределения нейтронов в движущихся вдоль оси деления системах координат, начала отсчета которых совпадают с ЦМ легкого и тяжелого осколков, отличаются от изотропных. Это связано с наличием у первичных фрагментов деления больших угловых моментов, которые возникают при асимметричном относительно оси разрыва ядра [21]. Предполагалось, что начальные угловые моменты осколков коррелированы с направлением их движения, а именно, выстроены в плоскости, перпендикулярной оси деления и, следовательно, их проекции на эту ось равны нулю [22]. При усреднении по всем возможным направлениям первичного спина осколков возникает анизотропия испускания нейтронов относительно оси деления в системе ЦМ каждого

осколка. В этом случае их угловое распределение хорошо аппроксимируется выражением [23, 24]:

$$W_{CM}(\theta_{nf}, E) \sim 1 + A_{nf}(E) \cos^2(\theta_{nf}), \quad (2)$$

где  $\theta_{nf}$  — угол между осью деления и направлением движения нейтрона,  $E$  — энергия нейтрона в системе ЦМ осколка, а  $A_{nf}(E)$  — параметр, задающий величину анизотропии.

Угловая анизотропия эмиссии нейтронов относительно оси деления в системе ЦМ каждого осколка по сути своей является интегральной величиной и определяется суммой тех, что характеризуют отдельные акты деления. Использование данного параметра  $A_{nf}(E)$ , учитывающего анизотропное испарение нейтронов, позволяет лучше описать результаты эксперимента [3], где рассматривается  $nf$ -корреляция между нейтроном, относящимся к любому акту деления, и направлением движения осколка.

Иначе обстоит дело, если нас интересует угловая корреляция для нейтронных пар из одного акта деления. В экспериментах, изучающих угловую  $nn$ -корреляцию, ось деления экспериментально не регистрируется. При этом мы не должны примешать к нейтронам из одного акта деления события из другого делительного акта ни в эксперименте, ни в процессе Монте-Карло-моделирования. Поэтому и интегральная анизотропия здесь не годится. Но все же и изотропную эмиссию нейтронов считать нельзя. Эти события из одного акта деления связаны общим спином конкретного осколка.

Из-за необходимости следить при изучении  $nn$ -совпадений [5–9] за парной корреляцией нейтронов, относящихся в одному акту деления, среди всех направлений, лежащих в плоскости перпендикулярной оси деления, в качестве реперной оси  $Z'$  было выбрано то направление в пространстве, на которое проекция спина фрагмента сразу после разрыва ядра  $J_{Z'}$  имеет максимальное значение. Форма углового распределения нейтронов  $W_{CM}(\theta_{nJ}, E)$  в системе ЦМ осколка относительно оси  $Z'$  определялась исходя из условия поляризации начального спина осколка вдоль этого направления. Здесь  $\theta_{nJ}$  — угол между осью  $Z'$  и направлением вылета нейтрона,  $E$  — энергия нейтрона в системе ЦМ осколка. Методика расчетов угловых распределений испаренных осколками нейтронов, подобная [23, 24], но ориентированная на  $nn$ - и  $nnf$ -корреляции [25], описана в работе [26]. Следует отметить, что эмиссия нейтронов в данном случае происходит преимущественно в плоскости перпендикулярной  $Z'$ , а угловое распределение нейтронов  $W_{CM}(\theta_{nJ}, E)$  в системе ЦМ осколка хорошо аппроксимируется выражением:

$$W_{CM}(\theta_{nJ}, E) \sim 1 + A_{nJ}(E) \sin^2(\theta_{nJ}). \quad (3)$$

Здесь  $A_{nJ}(E)$  — параметр анизотропии, зависящий от энергии нейтрона в системе ЦМ осколка и его спина, который оказывается вдвое больше, чем  $A_{nf}(E)$ . Соотношение (3) было использовано нами в Монте-Карло расчетах при формировании параметров эмиссии основной массы нейтронов, т.е. тех, которые испускаются осколками деления. В результате энергия конкретного нейтрона, испарившегося из полностью ускорившегося фрагмента, и угол его вылета в системе ЦМ осколка выбирались случайным образом в соответствии с распределением:

$$N_{L,H}(\theta_{nJ}, E) \sim W_{CM}(\theta_{nJ}, E) \times \left( \sqrt{E}/T_{L,H}^{3/2} \right) \exp(-E/T_{L,H}), \quad (4)$$

где, кроме спектра Максвелла (1), для испарившихся нейтронов была учтена анизотропия их эмиссии.

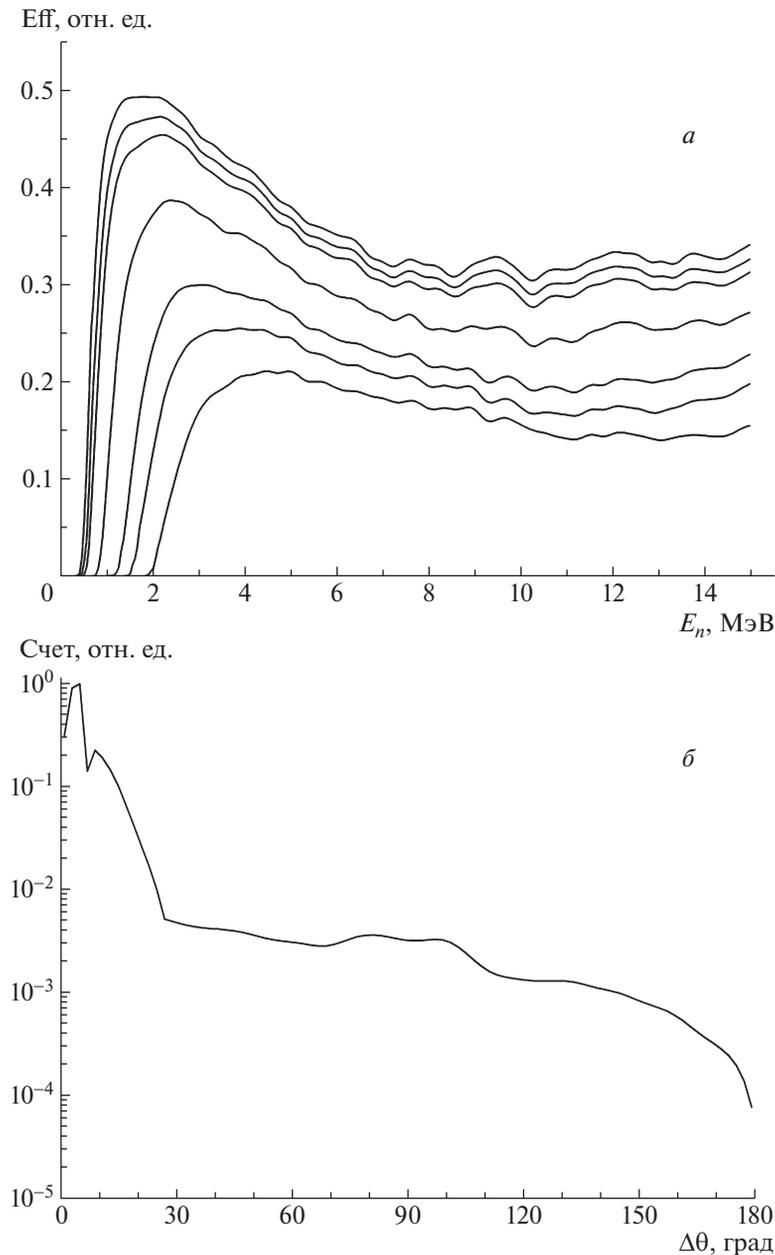
Поскольку предполагалось, что доля разрывных нейтронов деления  $r$  не будет велика и, следовательно, в данном случае эмиссия нейтронов не может иметь каскадного характера, их энергетическое распределение описывалось спектром Вайскопфа:

$$N_{sci}(E) \sim (E/T_{sci}^2) \exp(-E/T_{sci}), \quad (5)$$

температура которого  $T_{sci}$  являлась вторым подгоночным параметром нашего расчета в дополнение к относительной доле разрывных нейтронов  $r$ . Мы считали, что нейтроны, испущенные непосредственно в момент разрыва ядра, распределены в лабораторной системе координат изотропно, поскольку на них не действует ни кулоновское поле осколков, ни их скорость.

В этом эксперименте измерялась только скорость счета  $nn$ -совпадений в зависимости от угла между детекторами. В данном случае ни направление движения осколков деления, ни энергии испущенных при делении ядра нейтронов не фиксировались. В результате число  $nn$ -совпадений для определенного угла между нейтронами получается усредненным по всем ориентациям оси деления и по всем энергиям нейтронов выше энергетического порога их регистрации. Эти условия необходимо было учитывать в модельных расчетах.

Как было сказано во втором разделе данной статьи, экспериментальные угловые распределения скорости счета  $nn$ -совпадений были получены для семи электронных порогов, установленных по результатам измерения полного заряда в импульсах тока. При этом соответствующие им пороговые значения энергии регистрации нейтронов составили 490, 530, 600, 870, 1300, 1580 и 2080 кэВ. Необходимо было описать весь этот набор экспериментальных данных единым образом и с одинаковыми значениями свободных параметров  $r$  и



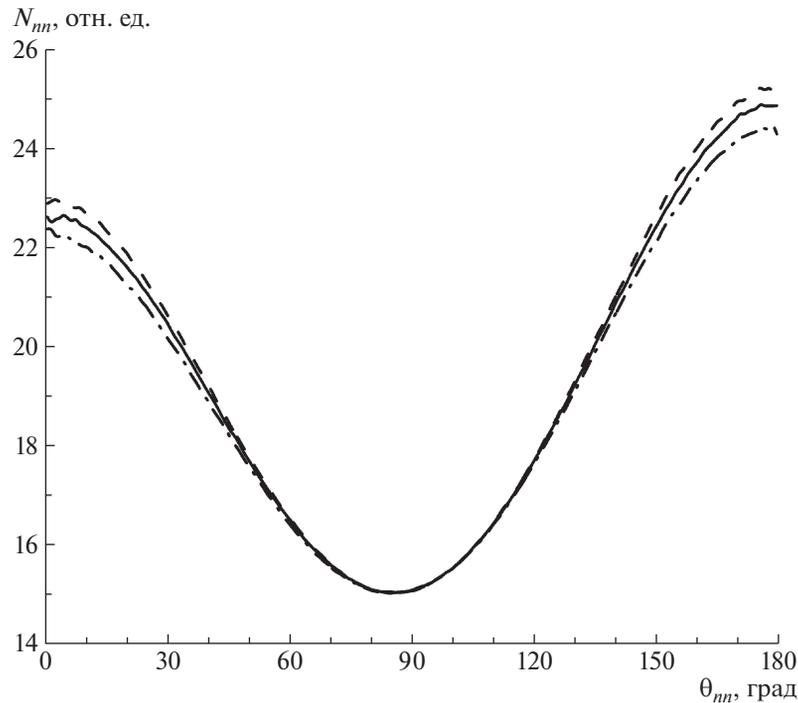
**Рис. 5.** Результаты Монте-Карло-моделирования с помощью программного пакета Geant4: *a* — эффективность детекторов, соответствующая различным энергетическим порогам регистрации нейтронов (сверху вниз: 490, 530, 600, 870, 1300, 1580, 2080 кэВ); *б* — функция углового отклика детекторов.

$T_{sci}$ . Все остальные используемые для модельного расчета параметры должны были удовлетворять известным значениям (соответствующие множественности нейтронов вместе с их дисперсиями, температурные параметры, адекватно описывающие спектры нейтронов в системах ЦМ осколков).

При Монте-Карло-моделировании угловых  $nn$ -корреляций использовались функции эффективности и углового отклика детекторов, которые были получены предварительно для каждого из семи порогов регистрации путем вычислений с помощью программного пакета Geant4 (см. рис. 5). В расчете

с помощью Geant4 была учтена детальная геометрия экспериментальной установки (конструкция детекторов, источника и окружающих материалов).

Для определения параметров модели оказалось важным то, что полученные семь наборов данных, соответствующие различным энергетическим порогам нейтронов, имеют неодинаковую чувствительность к величине каждого из параметров ( $r$  и  $T_{sci}$ ). Учитывая это, можно было оптимизировать поиск наиболее подходящих параметров для адекватного описания экспериментальных значений угловых  $nn$ -корреляций и искать их по отдель-



**Рис. 6.** Результаты Монте-Карло-моделирования угловой  $nn$ -корреляции в зависимости от параметра анизотропии вылета нейтронов. Кривые: сплошная — расчет с анизотропией согласно [26]; штриховая — расчет с анизотропией в 2 раза больше расчетной, штрихпунктирная — результат Монте-Карло-моделирования при изотропном испускании нейтронов.

ности. Данные, соответствующие самому низкому энергетическому порогу, являются наиболее чувствительными к величине  $r$  относительного вклада РНД в общее количество МНД. Это можно объяснить тем, что при наиболее низком энергетическом пороге к расчету привлекается практически весь спектр разрывных нейтронов независимо от значения его температурного параметра  $T_{sci}$ .

Различие в спектральном составе РНД и нейтронов, испарившихся из полностью ускоренных осколков, наиболее ярко проявляется в “хвостах” распределений, что становится заметнее при повышении энергетического порога регистрации нейтронов. Поэтому можно зафиксировать параметр  $r$ , т.е. долю РНД, полученную при моделировании результатов эксперимента на нижнем пороге, и уточнить вид распределения дополнительной компоненты по энергиям, т.е. определить температурный параметр  $T_{sci}$  соответствующего спектра Вайскопфа, при самом высоком пороге регистрации нейтронов.

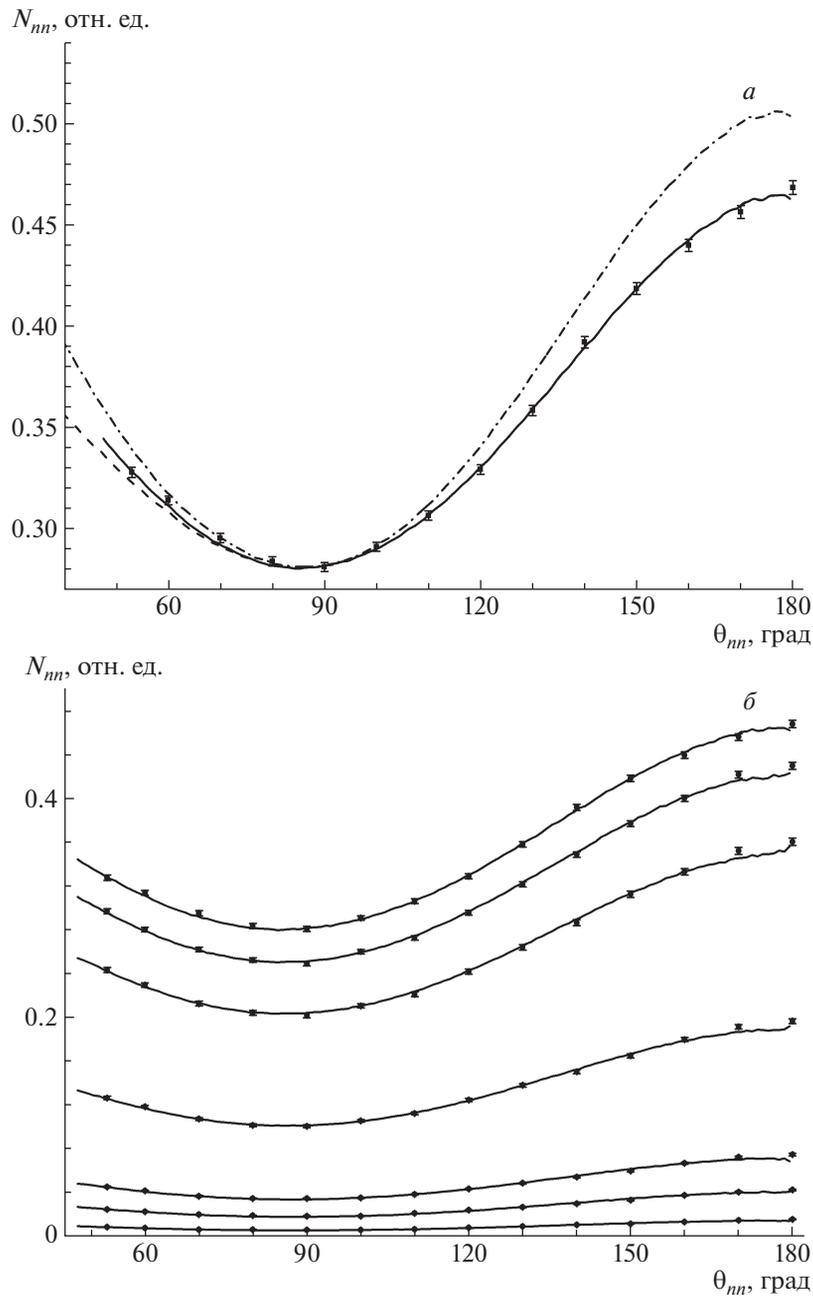
## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА И СРАВНЕНИЕ ИХ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Путем сравнения экспериментальных значений для углового  $nn$ -распределения с результатами Монте-Карло-моделирования эмиссии нейтронов

из полностью ускорившихся осколков с добавлением небольшого количества разрывных нейтронов необходимо было определить параметры последней компоненты, т.е.  $r$  и  $T_{sci}$ .

Как было отмечено выше, в расчете использовалась анизотропная эмиссия нейтронов в системе ЦМ каждого из осколков. Хотя давно известно, что большие спины фрагментов деления должны приводить к такой анизотропии [23, 24], однако первая и единственная на сегодняшний день попытка ее измерить была реализована лишь в экспериментах коллаборации CORA [25]. Результаты этого корреляционного  $nnf$ -эксперимента подтвердили вполне разумную оценку величины анизотропии, выполненную в работе [26], но не позволили получить более точную, чем в расчетах, информацию об угловой анизотропии нейтронной эмиссии в системе ЦМ осколка, связанную с его спином. Именно по этой причине мы использовали в качестве параметров анизотропии расчетные величины, полученные в соответствии с [26], ориентируясь на известные средние значения начальных спинов осколков ( $\langle J_L \rangle = 8\hbar$  для легкого осколка и  $\langle J_L \rangle = 7\hbar$  для тяжелого). Напомним, что в этих расчетах была также учтена взаимосвязь анизотропии вылета нейтронов с их кинетической энергией, полученной при эмиссии.

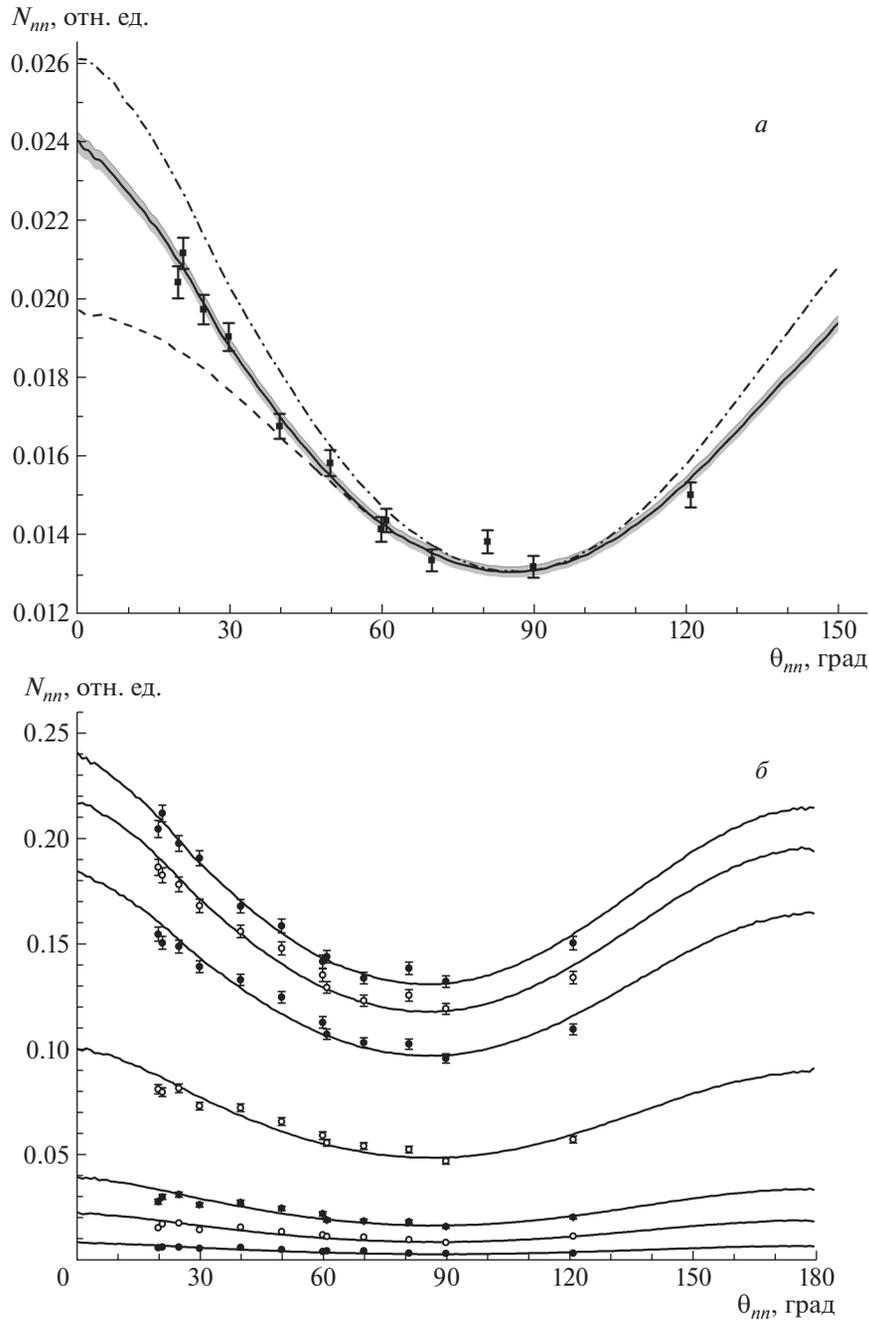
Для демонстрации влияния параметра, харак-



**Рис. 7.** Угловые зависимости скорости счета  $nn$ -совпадений при измерениях, выполненных на короткой пролетной базе. *а* — Результаты эксперимента и модельных вычислений для  $E_{th} = 490$  кэВ. Кривые: штриховая — Монте-Карло-расчет с параметрами для РНД компоненты при  $r = 8\%$  и  $T_{sci} = 1.2$  МэВ (в этом случае учитывалось рассеяние нейтронов и угловое разрешение для детекторов); сплошная — результат аналогичных расчетов, но с учетом также crosstalk-компоненты; штрихпунктирная — расчет без РНД. *б* — Кривые: Монте-Карло-расчет для всего набора значений  $E_{th}$  (сверху вниз: 490, 530, 600, 870, 1300, 1580, 2080 кэВ) при тех же условиях, что и для сплошной кривой на рис. 7*а*.

теризующего анизотропию эмиссии нейтронов в системе ЦМ осколка, на форму угловой  $nn$ -корреляции нами были проведены тестовые вычисления этой корреляции с разными средними значениями анизотропии. Сплошная кривая на рис. 6 соответствует расчету с анизотропией, опре-

деленной согласно [26], штриховая — получена с анизотропией в два раза больше расчетной, а штрихпунктирная — показывает результат Монте-Карло-моделирования при изотропном испускании нейтронов. Очевидно, что введение в расчет анизотропии для согласования его с эксперимен-



**Рис. 8.** Угловые зависимости скорости счета  $nn$ -совпадений при измерениях на длинной пролетной базе. Все остальные условия и обозначения такие же, как на рис. 7.

том требует увеличения доли компоненты РНД, поскольку их влияние на угловую  $nn$ -корреляцию противоположно — анизотропия увеличивает крутизну кривой, в то время как присутствие РНД делает ее более плоской. В варианте расчета, учитывающем анизотропию по методу, описанному в [26], требуется примерно на 1.5–2% больше разрывных нейтронов, чем при расчете с изотропным испусканием нейтронов.

Поскольку факт наличия у первичных ОД достаточно больших угловых моментов (спинов), приводящих к анизотропии вылета нейтронов, вполне обоснован, все дальнейшие вычисления проводились с ее учетом. На рис. 7а и 7б представлены угловые зависимости скорости счета  $nn$ -совпадений для  $^{252}\text{Cf}$ , полученные при короткой пролетной базе (расстояние между источником и детектором 31 см). Приведенные на рис. 7а

экспериментальные результаты и расчетные кривые относятся к нижнему энергетическому порогу регистрации нейтронов  $E_{th} = 490$  кэВ, тогда как полный набор данных эксперимента для всех семи порогов вместе с результатами Монте-Карло-моделирования представлен на рис. 7б.

На рис. 7 и 8 приведены статистические ошибки экспериментальных данных. Напомним, что угловое распределение истинных  $nn$ -совпадений искажено наличием некоторого количества нейтронов, рассеянных на окружающих материалах, вследствие чего изменивших свои первоначальные углы вылета, а также присутствием ложных  $nn$ -совпадений, связанных с crosstalk-эффектом между детекторами при малых углах между ними. Кроме того, на эти значения влияют также перекрестные помехи между двумя детекторами. В наших расчетах необходимость введения таких поправок принята во внимание. В процессе Монте-Карло-моделирования учитывался эффект рассеяния нейтронов. Дополнительные ложные совпадения, возникающие из-за перекрестных помех между двумя детекторами, были экспериментально для каждого из энергетических порогов оценены отдельно и добавлены к вычисленным значениям.

Штриховая кривая на рис. 7а соответствует Монте-Карло расчету угловой зависимости скорости счета  $nn$ -совпадений Монте-Карло с 8% РНД. Рассеяние нейтронов на самом источнике и окружающих его предметах, а также угловое разрешение детекторов включены в модель расчета при определении эффективности их регистрации. Сплошной кривой показаны аналогичные результаты Монте-Карло-моделирования с учетом crosstalk-эффекта. Штрихпунктирная кривая на этом рисунке соответствует такому же расчету (т.е. при учете рассеяния нейтронов и crosstalk-эффекта), но выполненному без включения в него компоненты разрывных (scission) нейтронов, и демонстрирует необходимость их введения.

Как было отмечено выше, температурный параметр дополнительной компоненты может быть определен более точно при максимально возможном энергетическом пороге. В нашем случае он соответствовал 2080 кэВ. Наилучшее согласие расчетной кривой с экспериментальными данными при этом пороге было получено при условии, что  $T_{sci} = (1.2 \pm 0.2)$  МэВ.

Для нахождения обоих параметров, позволяющих учесть компоненту разрывных нейтронов (их вклада  $r$  и температурного параметра спектра Вайскопфа  $T_{sci}$ ), мы использовали результаты экспериментальных угловых  $nn$ -корреляций, относящиеся к измерениям при короткой базе и только для двух энергетических порогов регистрации нейтронов — самого низкого (490 кэВ) и самого высокого (2080 кэВ). Моделирование угловой зависимости

$nn$ -совпадений для всех остальных порогов производилось с использованием параметров  $r$  и  $T_{sci}$ , полученных на нижнем и верхнем порогах соответственно. Вся совокупность результатов эксперимента для короткой базы, вместе с расчетными кривыми приведена на рис. 7б. Во всех продемонстрированных случаях принимался во внимание эффект рассеяния нейтронов и угловое разрешение нейтронных детекторов. Было также учтено влияние crosstalk-эффекта. Очевидным является хорошее согласие результатов моделирования со всеми экспериментальными данными.

Из-за недостаточной статистики мы не смогли использовать экспериментальные данные, полученные в измерениях при длинной базе (рис. 8) для определения или уточнения параметров РНД. Монте-Карло-расчеты для этой базы были выполнены с параметрами РНД, найденными из измерений с короткой базой. В случае длинной пролетной базы при малых углах существенно возрастает относительный вклад ложных  $nn$ -совпадений из-за crosstalk-эффекта. На рис. 8а можно увидеть заметную разницу между расчетами, проведенными при  $E_{th} = 490$  кэВ без учета crosstalk-эффекта (штриховая кривая) и с его добавлением (сплошная кривая). Для выявления влияния на угловую  $nn$ -корреляцию вклада РНД на рис. 8а штрихпунктирной кривой показан вариант Монте-Карло-расчета без добавления этой компоненты, но с учетом рассеяния нейтронов и crosstalk-эффекта.

Рисунок 8б демонстрирует, что с теми же самыми параметрами  $r$  и  $T_{sci}$ , которые были определены из измерений с короткой пролетной базой, хорошо описывается не только угловая зависимость  $nn$ -совпадений в спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$ , относящаяся к длинной базе при  $E_{th} = 490$  кэВ, но и корреляционные данные для всех остальных пороговых значений энергии нейтронов. Во всех случаях в расчеты были включены рассеянные нейтроны, учтено угловое разрешение детекторов и добавлены компоненты перекрестных помех.

Вся серия экспериментальных данных для  $nn$ -совпадений в спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$ , а также модельные кривые, рассчитанные методом Монте-Карло для разных энергетических порогов регистрации нейтронов, были нормированы с единым коэффициентом, сохраняя их естественную относительную пропорцию. В таком случае модельные расчеты должны были воспроизвести не только форму экспериментальной угловой  $nn$ -корреляции для каждого из семи порогов регистрации нейтронов, но и соотношения между ними. В этом заключается важное преимущество настоящего исследования по сравнению с более ранней нашей работой [5], в которой экспериментальные результаты  $nn$ -совпадений для каждого порога регистрации нейтронов были индивидуально нормированы

на значение счета совпадений, определенного для угла  $\theta_{nn} = 90^\circ$  при данном пороге. Вследствие чего относительный вес экспериментальных данных, полученных при разных значениях  $E_{th}$ , никак не учитывался.

Кроме того, следует отметить, что в работе [5] энергетических порогов было меньше, а именно пять, а не семь.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены детальные измерения угловой зависимости скорости счета  $nn$ -совпадений в спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$ .

Все возможные систематические эффекты, которые могут исказить экспериментальные распределения, проанализированы и учтены с точностью не хуже 1%. (Для этого выполнены контрольные эксперименты и моделирование с помощью программного пакета Geant4.)

Сделан вывод о том, что экспериментальные данные хорошо описываются, только если помимо нейтронов, испарившихся из полностью ускоренных фрагментов, учитывать дополнительную компоненту изотропно испущенных в лабораторной системе нейтронов. Можно полагать, что эти нейтроны рождаются в момент разрыва ядра (разрывные нейтроны).

Доля этой дополнительной компоненты была оценена как  $r = (8 \pm 2)\%$ .

Энергетическое распределение этой компоненты описывается спектром Вайскопфа с  $T_{sci} = (1.2 \pm 0.2)$  МэВ.

Эти результаты совпадают в пределах ошибок с полученными ранее значениями, приведенными в [5], и мало отличаются от данных эксперимента по изучению угловых и энергетических  $nf$ -корреляций [15].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. K. Skarsvag and K. Bergheim, Nucl. Phys. **45**, 72 (1963).
2. C. Budtz-Jørgensen and H.-H. Knitter, Nucl. Phys. A **490**, 307 (1988).
3. A. S. Vorobyev, O. A. Shcherbakov, A. M. Gagarski, G. V. Val'ski, and G. A. Petrov, EPJ Web Conf. **8**, 03004 (2010).
4. Yu. N. Kopatch, M. Mutterer, D. Schwalm, P. Thirolf, and F. Gönnenwein, Phys. Rev. C **65**, 044614 (2002).
5. А. М. Гагарский, И. С. Гусева, В. Е. Соколов, Г. В. Вальский, Г. А. Петров, Д. О. Криницин, Д. В. Николаев, Т. А. Заварухина, В. И. Петрова, Изв. РАН. Сер. физ. **72**, 820 (2008) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **72**, 773 (2008)].
6. J. S. Pringle and F. D. Brooks, Phys. Rev. Lett. **35**, 1563 (1975).
7. C. V. Franklyn, C. Hofmeyer, and D. W. Mingay, Phys. Lett. B **78**, 564 (1978).
8. И. С. Гусева, А. М. Гагарский, В. Е. Соколов, Г. А. Петров, А. С. Воробьев, Г. В. Вальский, Т. А. Заварухина, ЯФ **81**, 415 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 447 (2018)].
9. A. M. Gagarski, I. S. Guseva, G. V. Val'ski, G. A. Petrov, V. I. Petrova, and T. A. Zavarukhina, in *Abstracts of the ISINN-20, Alushta, Ukraine, May 21–26, 2012*; Preprint E3-2012-36, JINR (Dubna, 2012), p. 42.
10. I. S. Guseva, in *Proceedings of the ISINN-21, Alushta, Ukraine, May 20–25, 2013*; Preprint E3-2014-13, JINR (Dubna, 2014), p. 91.
11. Г. В. Вальский, ЯФ **67**, 1288 (2004) [Phys. At. Nucl. **67**, 1264 (2004)].
12. N. Carjan and M. Rizea, Phys. Lett. B **747**, 178 (2015).
13. S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **506**, 250 (2003).
14. A. S. Vorobyev, V. N. Dushin, F.-J. Hamsch, V. A. Jakovlev, V. A. Kalinin, A. B. Laptev, B. F. Petrov, and O. A. Shcherbakov, AIP Conf. Proc. **798**, 255 (2005).
15. A. S. Vorobyev, O. A. Shcherbakov, A. M. Gagarski, G. A. Petrov, and G. V. Val'ski, JETP **125**, 619 (2017).
16. A. S. Vorobyev, O. A. Shcherbakov, A. M. Gagarski, G. V. Val'ski, and G. A. Petrov, in *Proceedings of the ISINN-23, Dubna, May 25–29, 2015*; Preprint E3-2016-12, JINR (Dubna, 2016), p. 102.
17. J. Terrel, Phys. Rev. **127**, 880 (1962).
18. CERN Comp. Newslett. **141**, 12 (1979).
19. B. Jansson, BIT Numer. Math. **4**, 205 (1964).
20. K. J. Le Couteur and D. W. Lang, Nucl. Phys. **13**, 32 (1959).
21. В. М. Струтинский, ЖЭТФ **37**, 861 (1959).
22. J. B. Wilhelmy, E. Cheifetz, R. C. Jared, S. G. Thompson, H. R. Bowman, and J. O. Rasmussen, Phys. Rev. C **5**, 2041 (1972).
23. A. Gavron, Phys. Rev. C **13**, 2562 (1976).
24. В. Е. Бунаков, И. С. Гусева, С. Г. Кадменский, Г. А. Петров, Изв. РАН. Сер. физ. **70**, 1618 (2006) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **70**, 1853 (2006)].
25. A. Chietera, L. Stuttge, F. Gönnenwein, Yu. Kopatch, M. Mutterer, A. Gagarski, I. Guseva, E. Chernysheva, F.-J. Hamsch, F. Hanappe, Z. Mezentseva, and S. Telezhnikov, EPJ A **54**, 98 (2018).
26. I. S. Guseva, in *Proceedings of the ISINN-23, Dubna, May 25–29, 2015*; Preprint E3-2016-12, JINR (Dubna, 2016), p. 80.

**DETAILED INVESTIGATION OF  $nn$  ANGULAR CORRELATIONS  
IN THE SPONTANEOUS FISSION OF  $^{252}\text{Cf}$** **I. S. Guseva<sup>1)</sup>, A. M. Gagarski<sup>1)</sup>, G. V. Valski<sup>1)</sup>, T. A. Zavarukhina<sup>1)</sup>, T. E. Kuz'mina<sup>2)</sup>**<sup>1)</sup>*National Research Center "Kurchatov Institute" — PNPI, Gatchina, Russia*<sup>2)</sup>*V. G. Khlopin Radium Institute, St. Petersburg, Russia*

In order to study the mechanism of prompt neutron emission during nuclear fission, new precise measurements of neutron–neutron ( $nn$ ) angular correlations in spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$  were carried out. In this experiment, in contrast to the previous works, special attention was paid to the study of experimental systematic effects associated with rescattering of fission neutrons on the structures of the facility and distorting the angular distributions. The angular dependences of the number of  $nn$  coincidences obtained in the experiment for 7 thresholds of neutron detection in the range from 490 to 2080 keV were compared with the results of improved model calculations, which took into account the anisotropy of neutron emission in the reference frame of a fragment center of mass. It has been shown that these experimental data can be well described if, in addition to the bulk of neutrons evaporated by fully accelerated fission fragments, to include during the calculation in the total number of prompt fission neutrons 6–10% of neutrons isotropically emitted in the laboratory coordinate system. The energy distribution of this component has also been determined. Such additional neutrons can be interpreted as neutrons emitted at the moment of nuclear rupture, the so-called “scission” neutrons.

## ИССЛЕДОВАНИЯ ВЫХОДА ЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ , ИНИЦИИРУЕМОЙ МОЩНЫМ ПИКОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

© 2022 г. В. С. Беляев<sup>1)</sup>, А. П. Матафонов<sup>1)</sup>, С. Н. Андреев<sup>2)</sup>, В. П. Тараканов<sup>3)</sup>, В. П. Крайнов<sup>4)\*</sup>, В. С. Лисица<sup>5)</sup>, А. Ю. Кедров<sup>1)</sup>, Б. В. Загребев<sup>1)</sup>, А. С. Русецкий<sup>6)</sup>, Н. Г. Борисенко<sup>6)</sup>, А. И. Громов<sup>6)</sup>, А. В. Лобанов<sup>7)</sup>

Поступила в редакцию 06.08.2021 г.; после доработки 13.08.2021 г.; принята к публикации 19.08.2021 г.

Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований по выходу перспективной ядерной реакции синтеза  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ , инициируемой с помощью мощного пикосекундного лазерного излучения с интенсивностью  $3 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. В измерениях использована новая методика, основанная на одновременной регистрации выхода альфа-частиц и нейтронного выхода в реперной реакции  $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ , позволяющая достичь высокой точности измерений. Измеренный выход альфа-частиц за импульс в реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  составил величину  $10^9$  частиц в  $4\pi$  стерадиан для указанных параметров лазерного импульса. Представлены результаты численного моделирования процессов протекания ядерной реакции синтеза  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  в твердотельной мишени из бора на основе метода “частица в ячейке”. Результаты численного моделирования по выходу альфа-частиц за импульс в реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  достаточно хорошо совпадают с экспериментальными результатами.

DOI: 10.31857/S004400272201007X

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Перспективность бор-водородной смеси, как термоядерного топлива, обладающего важными преимуществами — малым количеством генерируемых нейтронов с невысокой энергией и дешевой, вот уже почти полвека обсуждается в научной печати [1, 2].

Активность исследования ядерной реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  значительно возросла после проведения экспериментальных исследований, начало которым положила работа 2005 г. [3]. В этой работе

впервые в лазерной плазме был получен выход  $\alpha$ -частиц в результате протекания реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ . Эксперимент был проведен на лазерной установке при интенсивности излучения  $2 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Выход  $\alpha$ -частиц был зафиксирован на уровне  $10^3$  в 1 ср.

Первыми после 2005 г. экспериментами в этом направлении были исследования на лазерной установке Pico 2000 в лаборатории LULI (Laboratoire d'Utilisation des Lasers Intenses) [4]. Установка для исследования реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  позволяет синхронизировать два лазерных пучка, фокусируя их в одной вакуумной камере. Целью работы [4] была демонстрация научного прогресса в осуществлении безнейтронного синтеза. Лазерное излучение первого лазера с энергией в импульсе 400 Дж на длине волны 0.53 мкм при длительности импульса 1.5 нс и пиковой интенсивности излучения  $6 \times 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> фокусировалось на поверхность мишени из бора и вызывало образование плазмы. Лазерное излучение второго лазера с энергией 20 Дж, длиной волны 0.53 мкм, длительностью импульса 1 пс и интенсивностью  $6 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> генерировало в тонкой алюминиевой фольге быстрые протоны. Протоны взаимодействовали с ионами бора плазмы, образованной излучением первого лазера.

<sup>1)</sup>Центральный научно-исследовательский институт машиностроения, Королев, Россия.

<sup>2)</sup>Московский политехнический университет, Москва, Россия.

<sup>3)</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия.

<sup>4)</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия.

<sup>5)</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

<sup>6)</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия.

<sup>7)</sup>Научно-техническое объединение “ИРЭ-Полус”, Фрязино, Московская обл., Россия.

\*E-mail: vpkrainov@mail.ru

При оптимальной задержке между импульсами двух лазеров 1.2 нс выход альфа-частиц достигал максимального значения около  $10^7$  в 1 ср за лазерный импульс.

Следующими по значимости и по рекордному выходу альфа-частиц следует считать эксперименты, проведенные международным коллективом ученых из Чехии, Италии и Польши на одном из мощнейших лазеров Европы “Астерикс” [5], предназначенном для научных исследований и расположенном в Праге — PALS (Prague Asterix Laser System). В этих экспериментах был получен выход альфа-частиц в реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  около  $10^9$  в 1 ср за лазерный импульс. Параметры лазерного излучения в этих экспериментах — энергия импульса — 500 Дж, длительность импульса порядка 0.3 нс, диаметр пятна фокусировки — 80 мкм. Научная значимость этих экспериментов заключается также в том, что использовался лазер умеренной мощности (2 ТВт) и интенсивности ( $3 \times 10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>). Это показывает возможность использования в будущем компактных и недорогих лазерных систем (например, на основе диодной накачки) и простую схему эксперимента (один лазер — одна мишень). Фактически использование лазера умеренной мощности с большой длительностью лазерного импульса избавляет от необходимости использовать специальные технологии его сжатия (например, метод усиления chirпованных импульсов), что упрощает и удешевляет лазерную систему. Кроме этого, лазерные системы такой длительности излучения не требуют вакуума для переноса излучения, так как интенсивности несфокусированного излучения оказываются ниже пороговой для пробоя в воздухе.

В следующих экспериментах на этой установке удалось увеличить выход альфа-частиц до  $10^{10}$  в 1 ср за один лазерный импульс [6] за счет оптимизации мишени.

В статье [7] представлены предварительные результаты по генерации альфа-частиц с использованием пикосекундного высокоинтенсивного лазера петаваттного класса. Эксперимент проводился в Институте лазерной техники в Осаке (Япония). Лазерный импульс фокусировался на тонкой пластиковой фольге для генерации пучка протонов с тыльной стороны мишени, используя известный механизм TNSA (target normal sheath acceleration). Пучок протонов падал на мишень из нитрида бора, генерируя альфа-частицы в результате ядерной реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ . Генерировались альфа-частицы с энергиями 8–10 МэВ и с выходом около  $5 \times 10^9$  в ср.

Важно отметить, что в работах [4–6] для получения максимального выхода альфа-частиц использовали предварительно созданную плазму.

В статье [4] для этой цели использовалось лазерное излучение дополнительного лазера, а в статьях [5, 6] — излучение предимпульса основного лазерного импульса. Для получения максимального выхода альфа-частиц в работе [4] подбирали оптимальную временную задержку между первым лазерным импульсом и основным импульсом, а в работах [5, 6] подбирали величину и длительность предимпульса. В работе [4] показано, что при изменении длительности временной задержки между наносекундным лазером, который создает предварительную плазму, и основным пикосекундным лазерным импульсом изменяется количество альфа-частиц. При этом, когда авторы работы [4] оставляли для воздействия на мишень из бора только один основной пикосекундный лазерный импульс, то количество альфа-частиц было близко к нулю. Однако в следующей статье этих авторов [8] было показано, что в случае воздействия на мишень из бора только одного лазерного импульса с повышенной интенсивностью до уровня  $10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> был зарегистрирован значительный выход  $\alpha$ -частиц. В экспериментах [8] лазерное излучение (энергия 12 Дж, длина волны 1.056 мкм, длительность импульса 350 фс, интенсивность  $10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>) генерировало в тонкой алюминиевой фольге быстрые протоны, которые взаимодействовали с ионами бора мишени. Таким образом, как при воздействии быстрых протонов на предварительно созданную плазму, так и при воздействии быстрых протонов на твердотельную мишень регистрируется значительное количество альфа-частиц.

Во всех перечисленных выше работах [3–8] оставался нерешенным вопрос о полном выходе альфа-частиц в результате инициирования реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ , так как регистрируются только те альфа-частицы, которые вышли либо из предварительно созданной плазмы [4–6], либо из твердотельной мишени [3, 8]. При этом нет информации, сколько альфа-частиц не смогло выйти из плазмы или из глубины мишени.

Для решения этой проблемы в работе [9] предложен новый метод измерения абсолютного выхода альфа-частиц в реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ , основанный на одновременном измерении количества нейтронов в реперной ядерной реакции  $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ .

В настоящей работе мы приводим новые экспериментальные результаты по исследованию реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  одновременно с реперной реакцией  $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$  при интенсивности лазерного излучения  $3 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Это позволило оценить полное количество альфа-частиц в  $10^9$  частиц в 4π ср.

Также необходимо отметить, что во всех представленных работах [3–9] не использовалось PIC-моделирование ядерной реакции синтеза  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$

в мишенях из бора. Исключение составляет работа [7], в которой представлены предварительные результаты РС-моделирования.

Но РС-моделирование ядерной реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  исключительно важно, поскольку позволяет понять основные механизмы, связанные с генерацией быстрых протонов и альфа-частиц, с процессами распространения альфа-частиц в мишени из бора и позволяет адекватно интерпретировать экспериментальные результаты.

В связи с этим в настоящей работе представлены результаты РС-моделирования реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  при интенсивности лазерного излучения  $3 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>.

## 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты проводились на 10 ТВт пикосекундной лазерной установке “Неодим” [10]. Лазерная установка имеет следующие параметры лазерного импульса: энергия до 10 Дж, длина волны 1.055 мкм, длительность 1.5 пс. Система фокусировки на основе внеосевого параболического зеркала с фокусным расстоянием 20 см обеспечивает концентрацию не менее 40% энергии лазерного пучка в пятно диаметром 10 мкм и, соответственно, пиковую интенсивность  $3 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Генерируемое лазерное излучение установки “Неодим” характеризуется наличием предимпульсов двух типов: пикосекундной и наносекундной длительности. Первый предимпульс возникает за 14 нс до основного импульса, имеет длительность 1.5 пс и контраст более  $10^7$  по отношению к основному импульсу. Второй предимпульс является импульсом усиленной спонтанной эмиссии. Длительность второго предимпульса на полувысоте составляет 4 нс, при этом контраст более  $10^8$ .

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Лазерное излучение с *p*-поляризацией фокусировалось внеосевым параболическим зеркалом на поверхность алюминиевой фольги толщиной 11 мкм под углом 30° к нормали поверхности фольги. На расстоянии 20 мм за фольгой устанавливалась мишень в виде плоской пластины из бора размером 25 мм на 25 мм и толщиной 500 мкм. Мишень из бора состояла из 80% изотопов  $\text{B}^{11}$  и 20% изотопов  $\text{B}^{10}$ , при этом плотность бора составляла величину около 0.6 г/см<sup>3</sup>. Мишень располагалась в вакуумной камере диаметром 30 см и высотой 50 см. Давление остаточного газа в вакуумной камере было не выше  $10^{-3}$  торр.

Для регистрации жесткого рентгеновского излучения использовались четыре сцинтилляционных детектора Д1–Д4. Перед детекторами устанавливались свинцовые фильтры. Выход рентгеновского излучения сильно зависит от интенсивности лазерного излучения на мишени. Поэтому с помощью детекторов Д1–Д4 контролировалась интенсивность лазерного излучения на мишени в каждом эксперименте.

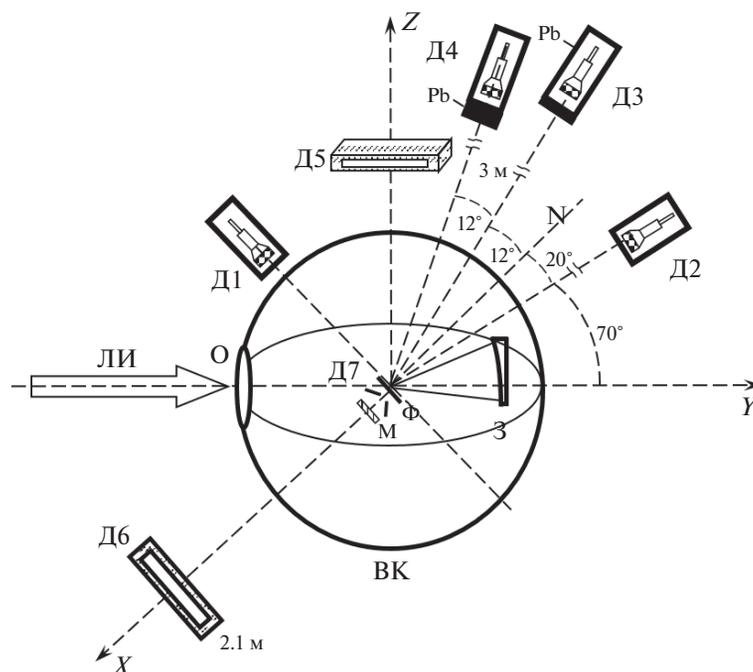
Для определения количества нейтронов, генерируемых в результате инициирования ядерной реакции  $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$  использовались детекторы Д5 и Д6 на гелиевых счетчиках. Детектор Д5 располагался над мишенью на расстоянии 25 см, а детектор Д6 располагался за мишенью на расстоянии 2.1 м. Боковые поверхности детекторов Д5 и Д6 окружены полиэтиленом.

Нейтроны, возникающие при коротком (порядка 1.0 пс) лазерном импульсе, при попадании в полиэтилен замедляются до тепловой энергии за разное время и регистрируются гелиевыми счетчиками в разные моменты времени. Тем самым реализуется задержка (растягивание) времени регистрации импульсного потока нейтронов. Детекторы Д5 и Д6 были откалиброваны на эталонном источнике нейтронов  $^{252}\text{Cf}$ . Эффективность регистрации нейтронов для импульсного потока нейтронов составила для детектора Д5 величину около 10%, а для детектора Д6 около 50% [11]. Временное разрешение детекторов Д5 и Д6 составляет около 2 мкс.

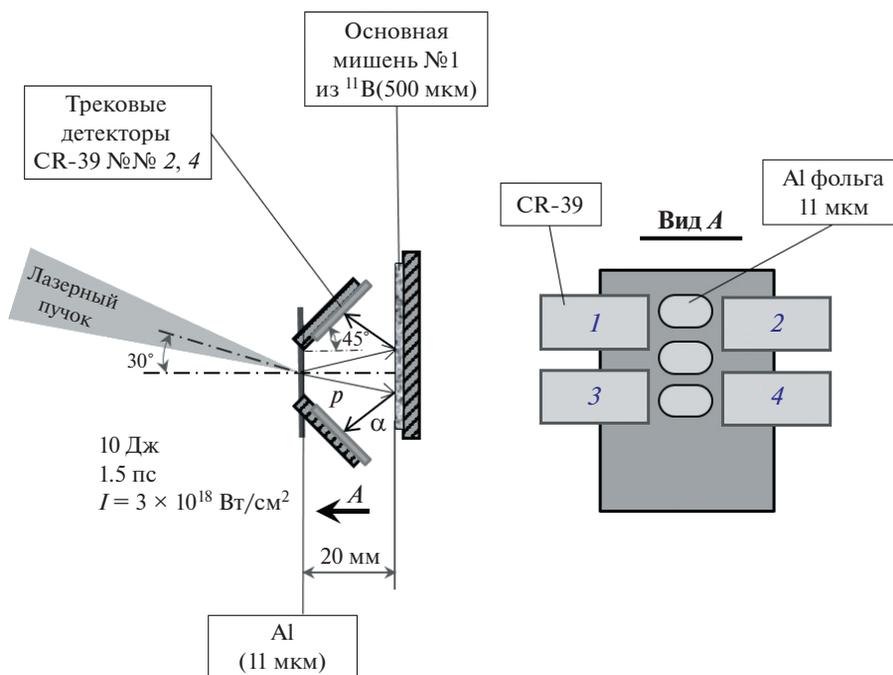
Для определения выхода альфа-частиц использовались детекторы Д7 на основе трековых детекторов CR-39 с фильтрами из алюминия различной толщины. Детальное изображение расположения трековых детекторов, Al-фольги и мишени из бора представлено на рис. 2.

При воздействии лазерного излучения на алюминиевую фольгу на ее тыльной поверхности генерируется направленный поток быстрых протонов, который падает на мишень из бора и иницирует в ее объеме ядерные реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  и  $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ . Те альфа-частицы, которые смогут выйти из объема мишени из бора, попадают на трековые детекторы CR-39. В экспериментах использовали четыре трековых детектора CR-39 с Al-фильтрами различной толщины.

В отличие от работы [9], в настоящей работе мы разместили трековые детекторы под углом 45° относительно нормали мишени из бора. В таком случае альфа-частицы попадают на трековые детекторы под углом, близким к нулю, что не приводит к искажению треков альфа-частиц на поверхности трековых детекторов.



**Рис. 1.** Схема эксперимента: Ф — фольга из Al, М — мишень из бора, ВК — вакуумная камера, О — окно вакуумной камеры, З — внеосевое параболическое зеркало, ЛИ — лазерное излучение, N — нормаль к мишени, Д1–Д4 — сцинтилляционные детекторы нейтронного и  $\gamma$ -излучения, Д5, Д6 — детекторы нейтронов на гелиевых счетчиках, Д7 — трековые детекторы CR-39. Детекторы Д1–Д4, Д6–Д7 расположены в одной плоскости XY.



**Рис. 2.** Детальное изображение расположения трековых детекторов, Al-фольги и мишени из бора.

Для сравнения и учета фона вместо мишени из бора использовалась мишень из Al. Для регистрации фоновых частиц использовали четыре трековых детектора CR-39 с Al-фильтрами различной

толщины. Эти трековые детекторы располагались на позициях, соответствующих предыдущим четырем детекторам.

Использование детекторов с фильтрами из

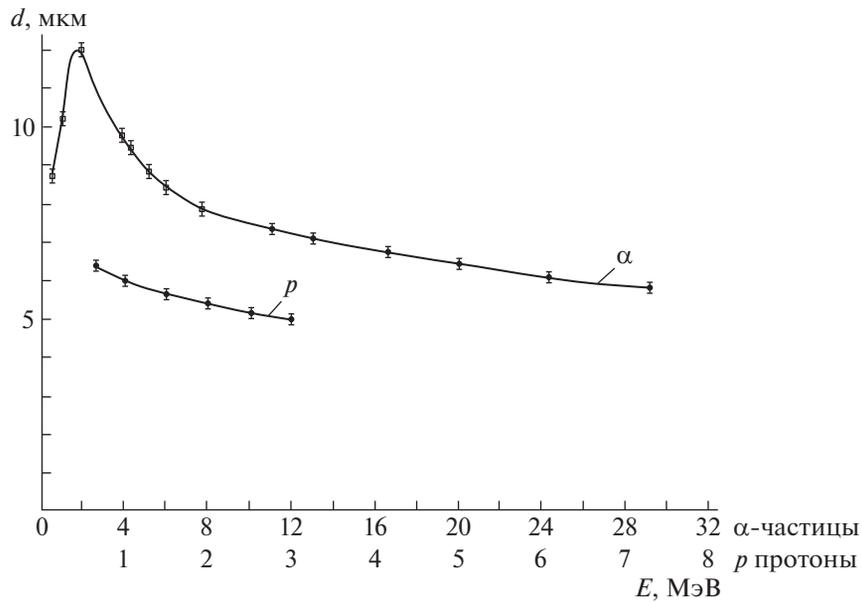


Рис. 3. Зависимости диаметров треков  $\alpha$ -частиц и протонов от их энергии.

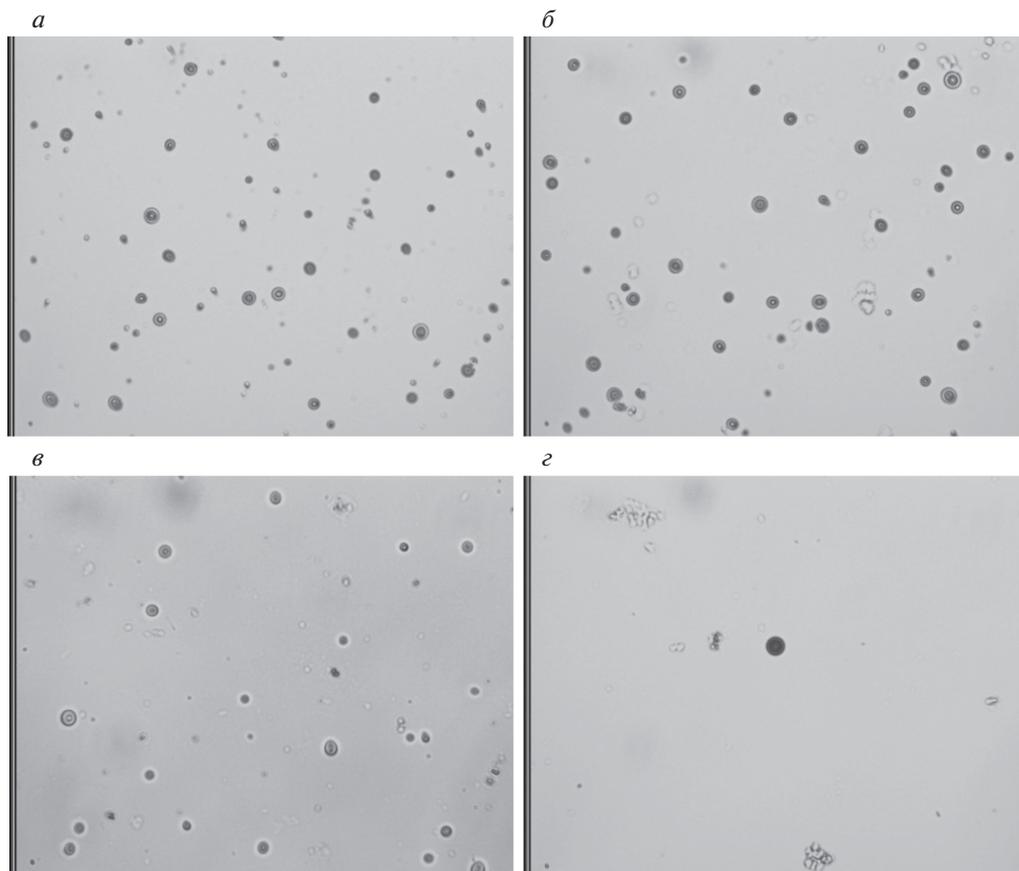


Рис. 4. Микрофотографии детекторов 1 (а), 2 (б), 3 (в) и фонового детектора 5 (г). Размер изображения  $120 \times 90$  мкм.

алюминия различной толщины позволяет оценить энергию и определить тип детектируемых частиц.

Калибровка детекторов CR-39 была проведена

с помощью протонного пучка ускорителя Ван-де-Граафа, стандартных альфа-источников и пучка циклотрона в НИИЯФ МГУ. После облучения

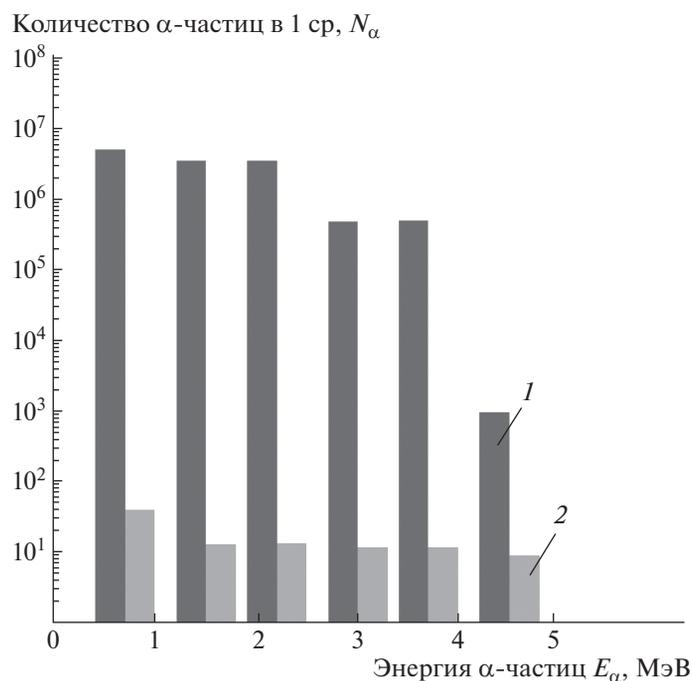


Рис. 5. Энергетический спектр альфа-частиц (1), зарегистрированных детекторами 1–4, в сравнении со спектром альфа-частиц (2), зарегистрированных фоновыми детекторами 5–8.

проводилось травление детекторов. Просмотр детекторов проводился на микроскопном комплексе в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН. На рис. 3 представлены результаты калибровки, т.е. зависимости диаметров треков протонов и альфа-частиц от их энергии.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты экспериментов по регистрации альфа-частиц представлены в табл. 1. В экспериментах производили по три выстрела лазерной установки для основной и контрольной (фоновой) мишени. Выстрел лазерной установки проводился один раз в 30 мин. Для детекторов 1–4 (основная мишень — бор) зарегистрировано значительное превышение над фоном (детекторы 5–8, фоновая мишень — алюминий).

На рис. 4 представлены микрофотографии детекторов 1 (а), 2 (б), 3 (в) и фонового детектора 5 (г), которые показывают наличие большого числа альфа-частиц с МэВными энергиями.

Энергетический спектр для альфа-частиц, зарегистрированных детекторами, можно построить, зная толщины их фильтров. Спектр зарегистрированных альфа-частиц показан на рис. 5. Видно, что основная часть альфа-частиц имеет энергию меньше 4 МэВ.

По данным детекторов можно оценить количество альфа-частиц, генерируемых в реакции

$^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ . С учетом результатов всех экспериментов было определено среднее количество альфа-частиц, равное  $5 \times 10^6$  в ср с точностью 20% (или  $\sim 5 \times 10^7$  альфа-частиц в  $4\pi$  ср), генерируемых за один лазерный импульс.

При проведении экспериментов с использованием мишени из бора были зарегистрированы нейтроны, генерируемые в результате инициирования ядерной реакции  $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ . Пример осциллограмм импульсов от детекторов нейтронов на гелиевых счетчиках Д5 и Д6 представлен на рис. 6.

Детектор Д6 зарегистрировал около 80 нейтронов. Учитывая, что телесный угол регистрации нейтронов детектором Д6 равен  $2.6 \times 10^{-2}$  ср при расстоянии 2.1 м от детектора Д6 до мишени и учитывая, что эффективность регистрации нейтронов детектором Д6 равна 50%, получим, что выход нейтронов в  $4\pi$  ср (при условии изотропии нейтронного излучения) за один лазерный импульс составляет величину около  $10^5$ .

При использовании контрольной (фоновой) мишени из алюминия нейтроны не были зарегистрированы.

В работе [9] был описан новый метод измерения абсолютного выхода альфа-частиц в реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ , основанный на одновременном измерении количества нейтронов в реперной ядерной реакции  $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ . Показано, что при интенсивности лазерного излучения  $5 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> генерация

**Таблица 1.** Результаты экспериментов по регистрации альфа-частиц

№ детектора	Мишень	Фильтр	Количество альфа-частиц в 1 ср, измеренное с точностью 20%
1	B (0.5 мм) — основная мишень	Без фильтра	$5 \times 10^6$
2	B (0.5 мм) — основная мишень	7 мкм Al	$3 \times 10^6$
3	B (0.5 мм) — основная мишень	11 мкм Al	$6 \times 10^5$
4	B (0.5 мм) — основная мишень	18 мкм Al	$10^3$
5	Al (2 мм) — контрольная (фоновая) мишень	Без фильтра	30
6	Al (2 мм) — контрольная (фоновая) мишень	7 мкм Al	16
7	Al (2 мм) — контрольная (фоновая) мишень	11 мкм Al	15
8	Al (2 мм) — контрольная (фоновая) мишень	18 мкм Al	10

одного нейтрона в реакции  $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$  соответствует генерации  $10^4$  альфа-частиц в результате протекания реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ .

Учитывая, что в наших экспериментах интенсивность лазерного излучения  $3 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> была близка к интенсивности  $5 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> и было зарегистрировано  $10^5$  нейтронов в реакции  $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ , можно сделать вывод, что величина абсолютного выхода альфа-частиц в реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  в наших экспериментах составляет около  $10^9$  альфа-частиц в  $4\pi$  ср за один лазерный импульс.

Однако экспериментально измеренное количество альфа-частиц составило величину в  $5 \times 10^7$  в  $4\pi$  стерадиан. Отсюда можно сделать вывод, что трековые детекторы регистрируют только около 5% генерируемых альфа-частиц, а 95% альфа-частиц не могут выйти из объема мишени из бора.

#### 4. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Численное моделирование взаимодействия лазерного импульса с алюминиевой мишенью проводилось в двухмерной XZ-версии PIC- (particle in cell) кода KARAT [12].

Моделирование было разделено на два этапа для экономии вычислительных ресурсов и сокращения времени расчетов. На первом этапе вычислялся поток протонов с тыльной стороны мишени, на которую падал лазерный импульс. На втором выполнялось моделирование реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  при взаимодействии пучка протонов с мишенью из бора.

Схема численного эксперимента на первом этапе моделирования приводится на рис. 7. Прямоугольная расчетная область имела размеры 40 мкм по оси Z и 60 мкм по оси X. Мишень представляла

собой прямоугольную область толщиной 10 мкм (по оси Z) и шириной 50 мкм (по оси X), заполненную плазмой, состоящей из макрочастиц, моделирующих электроны и ионы алюминия с постоянной концентрацией  $n = 10n_{cr} = 1.1 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup>, где  $n_{cr} = 1.1 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup> — критическая концентрация для длины волны 1 мкм падающего лазерного излучения. Перед мишенью располагается слой алюминиевой преплазмы толщиной 6 мкм и шириной 50 мкм, состоящий из электронов и ионов алюминия, который моделировал преплазму, возникающую из-за воздействия предимпульса лазерного излучения на алюминиевую мишень. Профиль концентрации плазмы вдоль оси Z изменялся по экспоненциальному закону от величины  $1.1 \times 10^{20}$  см<sup>-3</sup> на левой границе области преплазмы до  $2.2 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup> у поверхности алюминиевой мишени. В поперечном направлении X профиль концентрации преплазмы полагался однородным. Расстояние по оси Z от левой границы расчетной области до левой границы преплазмы составляло 4 мкм. На тыльной поверхности мишени располагался слой толщиной 0.2 мкм и шириной 50 мкм, состоящий из электронов и протонов с концентрацией  $n = 1.1 \times 10^{22}$  см<sup>-3</sup>. Расстояние по оси Z от протонного слоя на тыльной поверхности мишени до правой границы расчетной области составляло 20 мкм.

Лазерный импульс с длиной волны 1 мкм, длительностью 1 пс и диаметром 10 мкм падал на мишень слева направо под углом 30 градусов к нормали поверхности мишени. Интенсивность лазерного импульса составляла  $3 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Максимум интенсивности лазерного излучения на алюминиевой мишени достигался в момент времени 2 пс. Полная длительность расчета взаимодействия лазерного импульса с алюминиевой мишенью составила 5 пс.

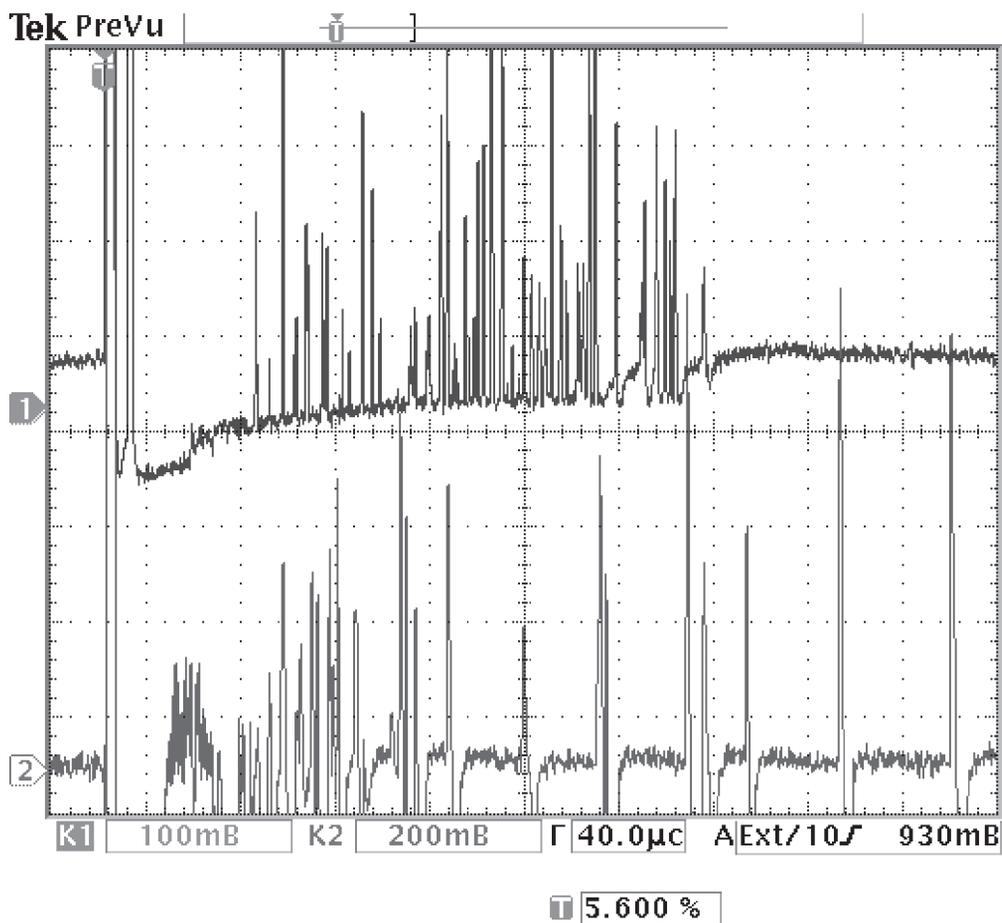


Рис. 6. Осциллограммы импульсов от детекторов нейтронов на гелиевых счетчиках Д5 (нижний луч) и Д6 (верхний луч). Масштаб по горизонтали — 40 мкс/дел., по вертикали — 0.1 В/дел. для детектора Д5 и 0.5 В/дел. для детектора Д6.

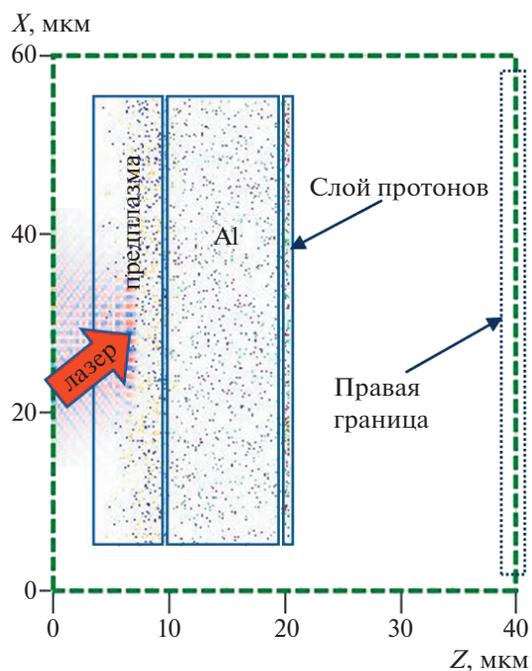


Рис. 7. Схема численного эксперимента по взаимодействию лазерного импульса с мишенью из алюминия.

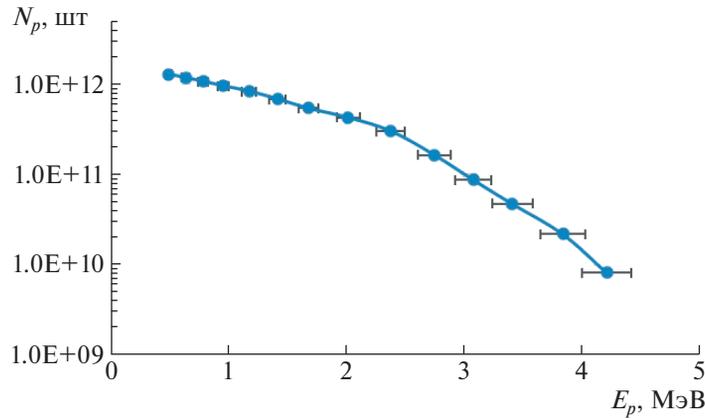


Рис. 8. Интегральный спектр протонов, падающих на правую границу расчетной области.

Лазерный импульс проходит через преплазму и отражается от алюминиевой мишени, поскольку концентрация преплазмы существенно ниже критической концентрации. Электроны преплазмы, совершая сложные колебательные движения в поле лазерного импульса, приобретают составляющую скорости в положительном направлении оси  $Z$ . Эти “горячие” электроны проходят сквозь мишень и формируют вблизи ее тыльной поверхности электростатическое поле, в котором происходит ускорение протонов, находящихся на ней. Амплитуда напряженности электростатического поля может достигать величины порядка  $10^{10}$  В/см, что позволяет протонам приобрести кинетическую энергию до 5 МэВ. Отметим, что ускорение протонов происходит на всей тыльной поверхности, длина которой в нашем расчете в 5 раз больше диаметра 10 мкм “пятна” лазерного импульса на фронтальной поверхности мишени. Это происходит из-за того, что “горячие” электроны, совершая

колебательные движения и многократно проходя сквозь мишень и обратно, покрывают своими траекториями практически весь объем мишени, а не только область лазерного воздействия [13]. Из проведенных расчетов следует, что большинство ускоренных протонов двигаются перпендикулярно мишени в положительном направлении оси  $Z$ . Угол разлета пучка не превышает 15–20 градусов, поперечный размер протонного пучка вдоль оси  $X$  на удалении 20 мкм от тыльной поверхности мишени составляет около 42 мкм.

Интегральный спектр протонов, падающих на правую границу расчетной области в интервале времени от  $t = 2.4$  пс (момент, когда первые протоны достигают правой границы) до  $t = 5$  пс приводится на рис. 8. Для вычисления абсолютных значений числа протонов мы использовали приближение, что поперечный размер протонного пучка вдоль оси  $Y$  (он не используется в расчете) совпадает с поперечным размером вдоль оси  $X$ .

Из проведенных расчетов следует, что количество быстрых протонов с энергией выше 1 МэВ составляет величину около  $9 \times 10^{11}$ , а эффективная температура быстрых протонов равна  $630 \pm 30$  кэВ. Полученные значения эффективной температуры и количества быстрых протонов близки к экспериментальным значениям, полученным в настоящей работе.

На втором этапе выполнялось моделирование ядерных реакций  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  при взаимодействии пучка протонов с мишенью из бора. Использовался новый программный блок, включенный в PIC-код KARAT.

Размер расчетной области в блоке моделирования ядерных реакций вдоль оси  $X$  совпадал с размером расчетной области PIC-модели и составлял 60 мкм; вдоль оси  $Z$  размер расчетной области составлял 120 мкм.

Для задания пучка протонов в блоке моделирования ядерных реакций использовался массив

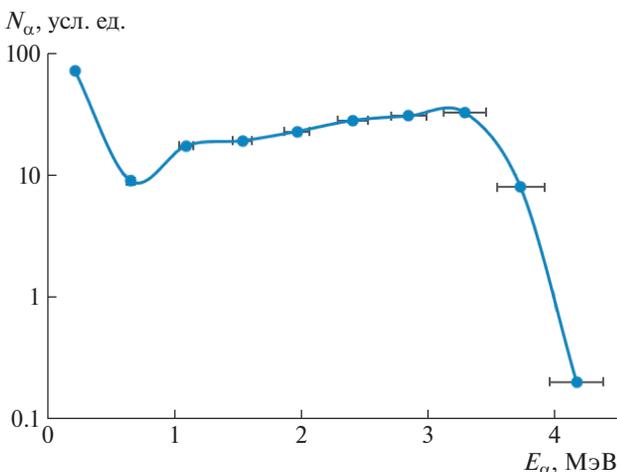


Рис. 9. Энергетический спектр альфа-частиц, достигших левой границы расчетной области.

данных, полученный на первом этапе моделирования для протонов, достигших правой границы. Для каждого протона фиксировались  $X$ -координата, компоненты скорости ( $V_x$ ,  $V_z$ ) и момент времени попадания на границу. На втором этапе протоны с параметрами, взятыми из указанного массива, запускались с левой границы ( $Z = 0$ ) новой расчетной области, с временным сдвигом, соответствующим приходу первого протона на правую границу на первом этапе.

Борсодержащая мишень в виде прямоугольника с размерами 50 мкм вдоль оси  $X$  и 100 мкм вдоль оси  $Z$  моделировалась электрически нейтральной средой с заданной концентрацией атомов бора  $n = 2.5 \times 10^{23} \text{ см}^{-3}$ . На каждом шаге по времени для каждого протона, движущегося со скоростью  $V_P$  в области мишени, по заданному сечению  $\sigma(E_p)$  реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  [9], рассчитывалась вероятность акта реакции  $P = \sigma(E_p) V_P n \Delta t$  и сравнивалась со случайным числом  $\xi \leq 1$ . Если вероятность  $P$  оказывалась меньше  $\xi$ , то осуществлялся переход к следующему протону, в противном случае запускалась процедура, в результате которой протон исключался из расчета, а из точки его нахождения запускались альфа-частицы с энергиями 0.9 и 3.9 МэВ соответственно [14]. Направление запуска определялось из закона сохранения импульса.

Ионизационные потери энергии протонов и альфа-частиц при их движении по своей траектории  $l$  в мишени из бора учитывались по известной формуле Бете—Блоха:

$$\frac{dE_{p,\alpha}}{dl} = - \frac{2\pi n Z^2 e^4}{E_{p,\alpha}} \frac{M_{p,\alpha}}{m_e} \ln \frac{4m_e E_{p,\alpha}}{M_{p,\alpha} I},$$

где  $E_{p,\alpha}$  — энергия протона или альфа-частицы,  $M_{p,\alpha}$  и  $Z$  — их масса и заряд,  $m_e$  и  $e$  — масса и заряд электрона,  $I = 13.5 Z_B$  (эВ) — средний потенциал ионизации атома бора,  $Z_B = 5$ . Длительность расчета в блоке моделирования ядерных реакций составила 24 пс.

В результате проведенных расчетов определено полное количество альфа-частиц  $N_\alpha = 1.04 \times 10^9$ , родившихся при взаимодействии пучка протонов с мишенью из бора, которое с хорошей точностью совпадает с экспериментальным значением абсолютного выхода альфа-частиц.

Для того, чтобы оценить количество альфа-частиц, зарегистрированных с помощью трековых детекторов CR-39, мы определили количество альфа-частиц с энергией  $E_\alpha > 0.5$  МэВ, покинувших мишень и достигших левой границы расчетной области (это положение соответствует схеме эксперимента, а также учитывает чувствительность трековых детекторов CR-39). Количество таких альфа-частиц составило  $4.37 \times 10^7$ , т.е. не более

4.2% от полного количества альфа-частиц. Полученная в расчете величина подтверждает экспериментальный вывод о том, что трековые детекторы регистрируют не более 5% генерируемых альфа-частиц.

Энергетический спектр альфа-частиц, достигших левой границы расчетной области, приводится на рис. 9. Спектр имеет локальный максимум при энергии  $E_\alpha = 3.3$  МэВ, который соответствует альфа-частицам с энергией 3.9 МэВ, испущенным на глубине около 18 мкм от поверхности мишени. Именно на этом расстоянии протоны с энергией 1 МэВ на поверхности мишени в результате ионизационных потерь будут иметь энергию  $E_p = 0.6$  МэВ, резонансную для сечения реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  [9].

Из графика на рис. 9 также следует, что значительное число альфа-частиц, покинувших мишень, имеет энергию меньше 0.5 МэВ. Они не регистрируются трековыми детекторами CR-39, однако могут участвовать во вторичных реакциях с ядрами алюминия:  $^{27}\text{Al}(\alpha, p)^{30}\text{Si}$  и  $^{27}\text{Al}(\alpha, n)^{30}\text{P}$ , давая определенный вклад в полный выход нейтронов.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований по выходу перспективной ядерной реакции синтеза  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ , инициируемой с помощью мощного пикосекундного лазерного излучения с интенсивностью  $3 \times 10^{18} \text{ Вт/см}^2$ . Определенный с помощью реперной ядерной реакции  $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$  абсолютный выход альфа-частиц за импульс в реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  составляет для указанных параметров лазерного импульса  $10^9$  в  $4\pi$  ср. Однако экспериментально измеренное с помощью трековых детекторов CR-39 количество альфа-частиц составило величину в  $5 \times 10^7$  в  $4\pi$  ср. Отсюда можно сделать вывод, что трековые детекторы регистрируют только около 5% генерируемых альфа-частиц, а 95% альфа-частиц не могут выйти из объема мишени из бора.

Представлены результаты численного моделирования ядерной реакции синтеза  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  в твердотельной мишени из бора на основе метода “частица в ячейке”. Результаты численного моделирования по выходу альфа-частиц за импульс в реакции  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  достаточно хорошо совпадают с экспериментальными результатами.

Работа выполнена при частичной поддержке проекта РФФИ № 18-29-21021.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Изотопы: свойства, получение, применение*, под ред. В. Ю. Баранова (Наука, Москва, 1999), т. 2.
2. А. Б. Кукушкин, В. И. Коган, *Физика плазмы* **5**, 1264 (1979) [Sov. J. Plasma Phys. **5**, 708 (1979)].
3. V. S. Belyaev, A. P. Matafonov, V. I. Vinogradov, V. P. Krainov, V. S. Lisitsa, A. S. Roussetski, G. N. Ignatyev, and V. P. Andrianov, *Phys. Rev. E* **72**, 026406 (2005).
4. C. Labaune, C. Vassou, S. Depierreux, C. Goyon, G. Loisel, V. Yahia, and J. Rafelski, *Nat. Commun.* **4**, 2506 (2013).
5. A. Picciotto, D. Margarone, A. Velyhan, P. Bellutti, J. Krasa, A. Szydlowsky, G. Bertuccio, Y. Shi, A. Mangione, J. Prokupek, A. Malinowska, E. Krousky, J. Ullschmied, L. Laska, M. Kucharik, and G. Korn, *Phys. Rev. X* **4**, 031030 (2014).
6. L. Giuffrida, F. Belloni, D. Margarone, G. Petringa, G. Milluzzo, V. Scuderi, A. Velyhan, M. Rosinski, A. Picciotto, M. Kucharik, J. Dostal, R. Dudzak, J. Krasa, V. Istokskaia, R. Catalano, S. Tudisco, *et al.*, *Phys. Rev. E* **101**, 013204 (2020).
7. D. Margarone, A. Morace, J. Bonvalet, Y. Abe, V. Kantarelou, D. Raffestin, L. Giuffrida, P. Nicolai, M. Tosca, A. Picciotto, G. Petringa, G. A. P. Cirrone, Y. Fukuda, Y. Kuramitsu, H. Habara, Y. Arikawa, *et al.*, *Front. Phys.* **8**, 343 (2020).
8. C. Vassou, S. Depierreux, V. Yahia, C. Neuville, C. Goyon, R. De Angelis, F. Consoli, J. E. Ducret, G. Boutoux, J. Rafelski, and C. Labaune, *Laser Part. Beams* **33**, 117 (2015).
9. В. С. Беляев, А. П. Матафонов, В. П. Крайнов, А. Ю. Кедров, Б. В. Загреев, А. С. Русецкий, Н. Г. Борисенко, А. И. Громов, А. В. Лобанов, В. С. Лисица, *ЯФ* **83**, 370 (2020) [*Phys. At. Nucl.* **83**, 641 (2020)].
10. Н. Н. Демченко, В. С. Беляев, А. П. Матафонов, Б. В. Загреев, А. Ю. Кедров, А. А. Летягин, А. В. Лобанов, В. П. Крайнов, *ЖЭТФ* **156**, 428 (2019) [*JETP* **129**, 357 (2019)].
11. В. С. Беляев, В. И. Виноградов, А. П. Матафонов, С. М. Рыбаков, В. П. Крайнов, В. С. Лисица, В. П. Андрианов, Г. Н. Игнатьев, В. С. Бушуев, А. И. Громов, А. С. Русецкий, В. А. Дравин, *ЯФ* **72**, 1123 (2009) [*Phys. At. Nucl.* **72**, 1077 (2009)].
12. V. P. Tarakanov, *EPL Web Conf.* **149**, 04024 (2017).
13. С. Н. Андреев, В. П. Тараканов, *Физика плазмы* **35**, 1094 (2009) [*Plasma Phys. Rep.* **35**, 1013 (2009)].
14. S. Stave, M. W. Ahmed, R. H. France III, S. S. Henshaw, B. Müller, B. A. Perdue, R. M. Prior, M. C. Spraker, and H. R. Weller, *Phys. Lett. B* **696**, 26 (2011).

## INVESTIGATIONS OF THE NUCLEAR REACTION $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ YIELD, INITIATED BY POWERFUL PICOSECOND LASER RADIATION

V. S. Belyaev<sup>1)</sup>, A. P. Matafonov<sup>1)</sup>, S. N. Andreev<sup>2)</sup>, V. P. Tarakanov<sup>3)</sup>, V. P. Krainov<sup>4)</sup>, V. S. Lisitsa<sup>5)</sup>, A. Yu. Kedrov<sup>1)</sup>, B. V. Zagreev<sup>1)</sup>, A. S. Rusetskii<sup>6)</sup>, N. G. Borisenko<sup>6)</sup>, A. I. Gromov<sup>6)</sup>, A. V. Lobanov<sup>7)</sup>

<sup>1)</sup>Central Research Institute for Machine Building, Korolev, Russia

<sup>2)</sup>Moscow Polytechnic University, Moscow, Russia

<sup>3)</sup>Joint Institute for High Temperatures of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

<sup>4)</sup>Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, Russia

<sup>5)</sup>National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

<sup>6)</sup>P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

<sup>7)</sup>IPG IRE Polus, Fryasino, Russia

We present results of experimental and theoretical investigations for yield of perspective nuclear fusion reaction  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ , initiated by powerful picosecond laser radiation with the intensity of  $3 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>. New approach was used in our measurements based on the simultaneous registration of alpha-particle and neutron yields in the reference reaction  $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$ . This allows to achieve high accuracy of measurements. The yield of alpha-particles in the reaction  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  for one laser pulse was  $10^9$  particles into  $4\pi$  steradian. We present also results of numerical PIC simulation of the fusion reaction  $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$  in the solid boron target. These numerical results are in a good agreement with the experimental data.

# САМОСОГЛАСОВАННЫЕ РАСЧЕТЫ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ПЕРЕХОДА МЕЖДУ ОДНОФОНОННЫМИ $3_1^-$ - И $2_1^+$ -СОСТОЯНИЯМИ В ИЗОТОПАХ Sn

© 2022 г. М. И. Шитов<sup>1)\*</sup>, Д. А. Войтенков<sup>2)</sup>, С. П. Камерджиев<sup>1)</sup>, С. В. Толоконников<sup>1)</sup>

Поступила в редакцию 16.05.2021 г.; после доработки 01.07.2021 г.; принята к публикации 09.07.2021 г.

Самосогласованный метод изучения ангармонических эффектов второго порядка в рамках квантовой теории многих тел впервые применяется для расчета вероятностей переходов между низколежащими однофоновыми состояниями в ядрах со спариванием. Используемый подход содержит учет: 1) самосогласования между средним ядерным полем и эффективным взаимодействием, основанного на использовании метода энергетического функционала плотности с зарекомендовавшими себя параметрами функционала Фаянса DF3-а, 2) трехквaziчастичных корреляций в основном состоянии и 3) эффектов поляризуемости ядра. В работе изучались  $E1$ -переходы между однофоновыми  $3_1^-$ - и  $2_1^+$ -уровнями в полумагических изотопах олова  $^{118-124}\text{Sn}$ . Получено хорошее согласие с экспериментом. Показано, что трехквaziчастичные корреляции в основном состоянии дают значительный вклад в изучаемую величину. Рассмотрены специфика данной задачи в ядрах со спариванием и эффекты спиновых составляющих амплитуды рождения фононов.

DOI: 10.31857/S0044002722010123

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Для надежного предсказания свойств ядер на современном уровне микроскопической теории ядра необходимо выполнение как минимум двух условий. Во-первых, следует использовать подход с соотношением самосогласования между средним полем и эффективным взаимодействием, в котором среднее поле ядра определяется первой производной функционала по ядерной плотности, а эффективные частично-дырочное ( $ph$ -) и частично-частичное ( $pp$ -) взаимодействия являются второй производной этого же функционала. Это позволяет использовать только один набор параметров для эффективного взаимодействия и среднего поля. Самосогласованность и отсутствие подгоняемых параметров принципиально улучшает предсказательную силу теории. Во-вторых, необходимо учитывать одночастичный континуум, что особенно важно для описания ядер с малыми энергиями отрыва.

К этим условиям также необходимо добавить учет квазичастично-фононного взаимодействия (КФВ), см., например, недавний обзор [1]. Эта проблема долгое время изучалась в рамках нескольких подходов: в квазичастично-фононной

модели (КФМ) [2], теории конечных ферми-систем (ТКФС) [3] как без самосогласования [4], так и с самосогласованием [5] и с самосогласованием на основе квазичастичного приближения временной блокировки [6]. Методы, основанные на ТКФС, базируются на факте существования в магических и полумагических ядрах малого параметра  $g^2$  — обезразмеренного квадрата амплитуды рождения фонона. Мы называем это приближением  $g^2$ .

Последовательный метод изучения ангармонических эффектов в ядрах без спаривания в рамках метода квантовых функций Грина был развит в работах [5, 7]. Этот метод уже применялся для расчетов характеристик магических и полумагических ядер в нескольких работах: для расчета статистических квадрупольных моментов первых  $2^+$ -состояний в работе [8], для расчета вероятностей однофоновых переходов в магических ядрах [9] и для расчета квадрупольных моментов первых  $3^-$ -состояний [10] в полумагических ядрах. Во всех этих работах самосогласованная схема основывалась на методе энергетического функционала плотности Фаянса [11, 12] DF3-а [13]. Следует отметить, что для описания фононов в них использовался обычный метод хаотических фаз (МХФ) для магических ядер или квазичастичный МХФ (КМХФ) для ядер со спариванием.

В работах [8–10] было показано, что новые, так называемые трехквaziчастичные корреляции

<sup>1)</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

<sup>2)</sup>АО “Наука и инновации”, Москва, Россия.

\*E-mail: shitov\_mi@nrcki.ru

в основном состоянии (КОС), названные так по аналогии с хорошо известными двухквазичастичными корреляциями в обычном методе хаотических фаз, объясняют до половины величины эффекта, а вторую половину обеспечивает учет эффектов поляризуемости ядра. Кроме того, в работе [9] было обнаружено, что, в отличие от  $E2$ -переходов, величина вероятности перехода в которых определялась суммой эффектов поляризуемости и учета КОС, вероятности  $E1$ -переходов определялись разностью этих двух больших чисел. Это делает их крайне чувствительными к самосогласованности применяемого метода.

Таким образом, к настоящему времени у нас есть самосогласованная микроскопическая теория, которая имеет высокую предсказательную силу благодаря использованию небольшого набора хорошо известных параметров для расчета ядерных характеристик. Это дает эффективный инструмент для расчетов и теоретического анализа. Изучение вероятностей переходов между однофоновыми состояниями представляет собой хороший полигон для микроскопических методов, поскольку “дальнейшее развитие ядерной спектроскопии в значительной мере связано с изучением  $\gamma$ -переходов между возбужденными состояниями” [2].

Вполне естественно сделать следующий шаг в рамках вышеописанного подхода и рассмотреть вероятности  $E1$ -переходов между однофоновыми состояниями в ядрах со спариванием. Цель настоящей работы состоит в применении самосогласованного метода функций Грина для расчета вероятностей  $E1$ -переходов между однофоновыми  $1^-$ - и  $2^+$ -состояниями в ряде полумагических изотопов олова.

## 2. НЕКОТОРЫЕ РАННИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В самосогласованной теории конечных ферми-систем [3, 5] эффективное поле  $V$  — вершина, определяющая эффект ядерной поляризуемости при наложении внешнего поля  $V^0$  с энергией  $\omega$ , описывается уравнением

$$V(\omega) = e_q V^0(\omega) + FA(\omega)V(\omega), \quad (1)$$

где  $F$  — эффективное взаимодействие,  $A(\omega) = \int G(\varepsilon + \frac{\omega}{2})G(\varepsilon - \frac{\omega}{2})\frac{d\varepsilon}{2\pi i}$  — частично-дырочный пропагатор, а  $e_q$  — локальный заряд квазичастиц в поле.

Амплитуда рождения фононов с энергией  $\omega_s$  в поле  $V(\omega)$  подчиняется уравнению

$$g_s = FA(\omega_s)g_s. \quad (2)$$

Выражение для амплитуды перехода между однофоновыми состояниями  $s$  и  $s'$  в ядрах без спаривания имеет следующий вид [7] (подробнее см., например, [14]):

$$M_{ss'} = VGg_s Gg_{s'}G + VGG\delta_s FGGg_{s'}. \quad (3)$$

Графическое представление данного выражения показано на рис. 1. Для полумагических ядер, в которых также существует параметр малости  $g^2$  [15], следует учесть эффект спаривания. Это означает, что необходимо дополнить нашу картину графиками, содержащими интегралы от четырех функций Грина  $G, G^h, F^{(1)}, F^{(2)}$ .

$$\begin{aligned} G_1(\varepsilon) &= G_1^h(-\varepsilon) = & (4) \\ &= \frac{u_1^2}{\varepsilon - E_1 + i\delta} + \frac{v_1^2}{\varepsilon + E_1 - i\delta}, \\ F_1^{(1)}(\varepsilon) &= F_1^{(2)}(\varepsilon) = \\ &= -\frac{\Delta_1}{2E_1} \left[ \frac{1}{\varepsilon - E_1 + i\delta} + \frac{1}{\varepsilon + E_1 - i\delta} \right], \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} E_1 &= \sqrt{(\varepsilon_1 - \mu)^2 + \Delta_1^2}, & (5) \\ u_1^2 &= 1 - v^2 = (E_1 + \varepsilon_1 - \mu)/2E_1, \end{aligned}$$

и нижние индексы представляют собой наборы квантовых чисел  $1 \equiv (n_1, l_1, j_1, m_1)$ .

В ядрах со спариванием для описания фононов необходимо использовать уравнения КМХФ, которые содержат ( $ph, hp, pp, hh$ )-каналы и четыре эффективных поля  $V, V^h, d^{(1)}$  и  $d^{(2)}$  [3]. Как и во всех наших предыдущих работах [8–10], мы пренебрегаем изменениями спаривательной щели во внешнем поле  $d^{(1)}$  и  $d^{(2)}$ . Тогда вместо первого слагаемого в выражении (3) рис. 1, получают 8 слагаемых, к каждому из которых следует, вообще говоря, добавить по 2 слагаемых, содержащих  $\delta_s F$  и  $\delta_s F^\xi$ , где  $F^\xi$  —  $pp$ -взаимодействие. Однако, как было показано ранее при расчетах квадрупольных моментов [8], учет  $\delta F$  и  $\delta_s F^\xi$  дает очень небольшой вклад, поэтому в данной работе мы ограничились рассмотрением только восьми основных графиков, показанных на рис. 2.

Таким образом, вместо формулы (3) мы имеем сумму из 8 членов вида (6) для каждой из амплитуд перехода  $M_{ss'}^{(i)}$ , представленных на рис. 2, например для  $M_{ss'}^{(1)}$ :

$$\begin{aligned} M_{ss'}^{(1)} &= \sum_{123} \langle 1|V|2\rangle \langle 2|g^{s'}|3\rangle \langle 3|g^s|1\rangle \times & (6) \\ &\times \int G_1(\varepsilon)G_2(\varepsilon + \omega)G_3(\varepsilon + \omega_s)d\varepsilon, \end{aligned}$$

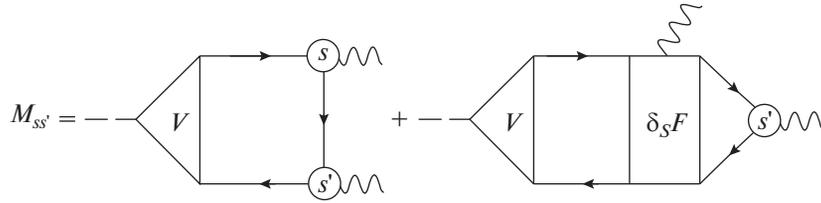


Рис. 1. Графическое представление для амплитуды (3) перехода между однофононными состояниями в ядрах без спаривания. Линии со стрелками — функции Грина  $G$ , кружки — амплитуды рождения фонона  $g_s$  с энергией  $\omega_s$ .

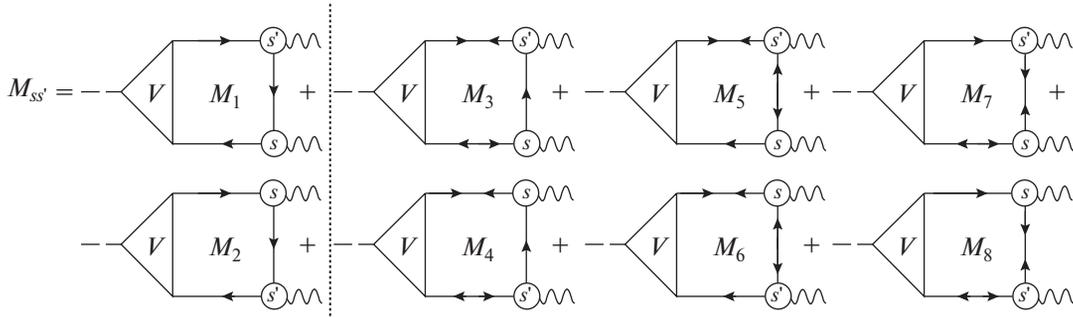


Рис. 2. Диаграммы для амплитуды перехода  $M_{ss'}$  в ядрах со спариванием. Двойные стрелки отвечают аномальным функциям Грина  $F$ . Графики с аномальными функциями Грина отделены вертикальной штриховой линией.

где  $\omega = \omega'_s - \omega_s$  и суммирование производится по уровням одночастичной схемы до 100 МэВ.

### 3. ПРИВЕДЕННАЯ ВЕРОЯТНОСТЬ ПЕРЕХОДА В ЯДРАХ СО СПАРИВАНИЕМ

После отделения угловых переменных и суммирования по магнитным квантовым числам получаем следующую формулу для приведенной вероятности перехода  $I_s \rightarrow I_{s'}$  с энергией  $\omega = \omega_{s'} - \omega_s$ :

$$B(E_L) = \frac{1}{2I_s + 1} |\langle I_s || M_L || I_{s'} \rangle|^2, \quad (7)$$

где приведенный матричный элемент  $\langle I_s || M_L || I_{s'} \rangle$  определяется выражением

$$\langle I_s || M_L || I_{s'} \rangle = \sum_{123} \left\{ \begin{matrix} I_s & I_{s'} & L \\ j_2 & j_1 & j_3 \end{matrix} \right\} \times \quad (8)$$

$$\times V_{12} g_{31}^s g_{23}^{s'} [A_{123}^{(12)} + A_{123}^{(34)} +$$

$$+ (-1)^{L+I_s} A_{123}^{(76)} + (-1)^{L+I_{s'}} A_{123}^{(58)}].$$

Здесь для приведенных матричных элементов вершины и фононов введены обозначения  $\langle 1 || V || 2 \rangle = V_{12}$ ,  $\langle 3 || g^s || 1 \rangle = g_{31}^s$  и  $\langle 2 || g^{s'} || 3 \rangle = g_{23}^{s'}$ , в первом приближении мы использовали для амплитуды рождения фонона выражение  $g_s = g_{I_s 0} Y_{I_s} M$  и для сокращения формулы (8) использованы свойства симметрии шаровой функции (см. разд. 4). При этом

$$M_{ss'} = M_{ss'}^{(12)} + M_{ss'}^{(34)} + M_{ss'}^{(76)} + M_{ss'}^{(58)}, \quad (9)$$

суммирование производится по уровням одночастичной схемы до 100 МэВ (см. следующий раздел).

Величины  $A^{(ik)} = A^{(i)} + A^{(k)}$  представляют собой суммы двух пропагаторов — интегралов от трех ФГ (формула (6)), соответствующих одному из восьми графиков на рис. 2.

$$A_{123}^{(12)} = A_{123}^{(1)} + A_{123}^{(2)} = \frac{2(E_{13}E_{23} + \omega_s\omega_{s'})}{(E_{13}^2 - \omega_s^2)(E_{23}^2 - \omega_{s'}^2)} (u_1^2 u_2^2 v_3^2 - v_1^2 v_2^2 u_3^2) + \quad (10)$$

$$+ \frac{2(E_{32}E_{12} + \omega\omega_{s'})}{(E_{32}^2 - \omega_{s'}^2)(E_{12}^2 - \omega^2)} (u_1^2 v_2^2 u_3^2 - v_1^2 u_2^2 v_3^2) + \frac{2(E_{31}E_{21} - \omega\omega_s)}{(E_{31}^2 - \omega_s^2)(E_{21}^2 - \omega^2)} (v_1^2 u_2^2 u_3^2 - u_1^2 v_2^2 v_3^2),$$

$$A_{123}^{(34)} = A_{123}^{(3)} + A_{123}^{(4)} =$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{\Delta_1 \Delta_2}{4E_1 E_2} (u_3^2 - v_3^2) \left( \frac{2(E_{13} E_{23} + \omega_s \omega_{s'})}{(E_{13}^2 - \omega_s^2)(E_{23}^2 - \omega_{s'}^2)} + \frac{2(E_{32} E_{12} + \omega \omega_{s'})}{(E_{32}^2 - \omega_{s'}^2)(E_{12}^2 - \omega^2)} + \frac{2(E_{31} E_{21} - \omega \omega_s)}{(E_{31}^2 - \omega_s^2)(E_{21}^2 - \omega^2)} \right), \\
&\quad A_{123}^{(76)} = A_{123}^{(7)} + A_{123}^{(6)} = \\
&= \frac{\Delta_1 \Delta_3}{4E_1 E_3} (u_2^2 - v_2^2) \left( \frac{2(E_{13} E_{23} + \omega_s \omega_{s'})}{(E_{13}^2 - \omega_s^2)(E_{23}^2 - \omega_{s'}^2)} + \frac{2(E_{32} E_{12} - \omega \omega_{s'})}{(E_{32}^2 - \omega_{s'}^2)(E_{12}^2 - \omega^2)} + \frac{2(E_{31} E_{21} + \omega \omega_s)}{(E_{31}^2 - \omega_s^2)(E_{21}^2 - \omega^2)} \right), \\
&\quad A_{123}^{(58)} = A_{123}^{(5)} + A_{123}^{(8)} = \\
&= \frac{\Delta_2 \Delta_3}{4E_2 E_3} (u_1^2 - v_1^2) \left( \frac{2(E_{13} E_{23} + \omega_s \omega_{s'})}{(E_{13}^2 - \omega_s^2)(E_{23}^2 - \omega_{s'}^2)} + \frac{2(E_{32} E_{12} - \omega \omega_{s'})}{(E_{32}^2 - \omega_{s'}^2)(E_{12}^2 - \omega^2)} + \frac{2(E_{31} E_{21} + \omega \omega_s)}{(E_{31}^2 - \omega_s^2)(E_{21}^2 - \omega^2)} \right).
\end{aligned}$$

Формула (8) в предельном случае  $I_s = I'_s$  соответствует формулам, полученным для величин квадрупольных моментов [8, 10]; в предельном случае  $\Delta_i = 0$  она переходит в формулу для  $EL$ -переходов в магических ядрах [9].

Первый член каждого из слагаемых  $A_{123}^{(ik)}$  полностью соответствует формуле для приведенной вероятности переходов между однофононными состояниями в задаче со спариванием в работе [16], в которой решалась аналогичная задача для  $^{120}\text{Sn}$  на базе КФМ [2]. Второй и третий члены каждого из слагаемых  $A^{(ik)}$  являются уникальными для нашего метода слагаемыми и соответствуют трехквазичастичным корреляциям в основном состоянии. Более подробно КОС обсуждались в [9]. Насколько мы знаем, для рассматриваемой задачи переходов между однофононными состояниями они не учитываются в работах за пределами метода функций Грина. Как было получено ранее для мультипольных моментов [8, 10] в полумагических ядрах и однофононных переходов [9] в магических ядрах, и как будет показано далее в этой работе, КОС вносят количественно большой вклад в результирующую величину вероятности.

#### 4. МЕТОД РАСЧЕТОВ. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Как упоминалось выше, во всех расчетах, как для эффективного поля, так и для эффективного взаимодействия и амплитуд рождения фононов использовались хорошо известные параметры функционала Фаянса DF3-а [13]. Детали метода расчета характеристик однофононных состояний в рамках самосогласованной ТКФС описаны в [5].

Уравнения для эффективного поля  $V$  и амплитуды рождения фонона  $g$  решались в координатном представлении с использованием самосогласованного базиса ЭФП Фаянса DF3-а. Поскольку сумма в выражении (8) некогерентна, то выполнялась

процедура определения максимальной энергии, до которой следует суммировать в (8) для достижения сходимости. Как было показано в работах [8, 10], достаточная точность достигается при суммировании до 100 МэВ. Такой предел суммирования фактически обеспечивает учет непрерывного одночастичного спектра, что является хорошим аналогом координатного представления. Тот же базис использован в расчетах по формулам (7)–(10).

Амплитуда рождения фонона рассматривалась в виде суммы двух компонент со спинами  $S = 0$  и  $S = 1$ :

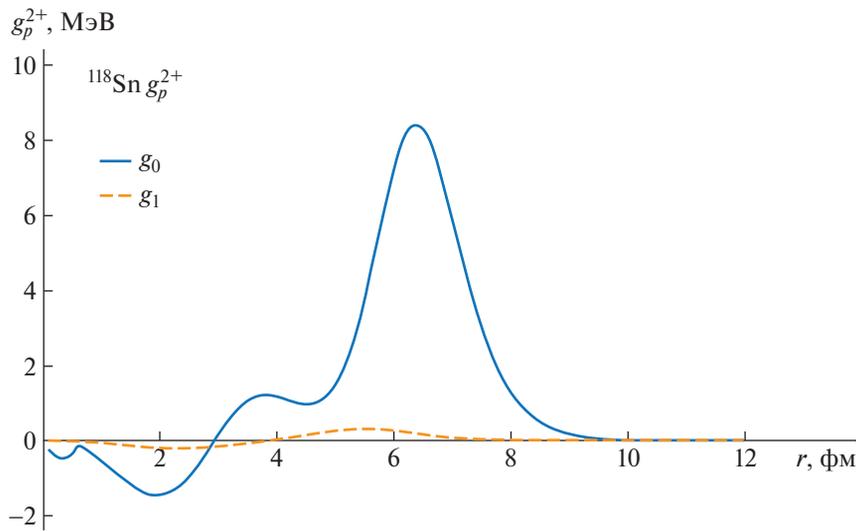
$$g_s = g_{s0}(r)T_{ss0}(\mathbf{n}, \alpha) + g_{s1}(r)T_{ss1}(\mathbf{n}, \alpha), \quad (11)$$

где  $T_{JLS}$  — обычные спин-угловые тензоры (подробнее см. [17]). Спин-орбитальное взаимодействие в уравнении для амплитуды рождения фононов не учитывалось, так как оно значительно усложняет решение уравнения, но не оказывает принципиального влияния на исследуемые величины [18]. Нашей же целью было оценить в первую очередь степень прямого влияния спина в данной задаче. Рассчитанные характеристики фононов приведены в табл. 1. Таблица фононов приведена для полного расчета со спином. Как видно из таблицы, получено достаточно разумное описание энергий фононов и, что особенно важно для нашей задачи расчета характеристик пропорциональных  $g^2$ , хорошее описание приведенных вероятностей  $B(EL)$ . Необходимо отметить, что вклад компоненты  $g_1$  в нормировку фононной вершины мал для всех исследованных в рамках работы изотопов. Для иллюстрации на рис. 3 показаны вклады двух составляющих амплитуды  $g$  в  $^{118}\text{Sn}$ .

Результаты расчетов приведенной вероятности  $B(E1)$  перехода между первыми  $3^-$ - и  $2^+$ -состояниями представлены в табл. 2. Сначала мы использовали для расчета приведенных матричных элементов амплитуды рождения фонона простое выражение  $g_s = g_{I_s 0} Y_{I_s M}$ . Получено хорошее согласие с экспериментом. Экспериментальные

**Таблица 1.** Характеристики фононов в изотопах Sn: энергии (МэВ) первых  $3^-(\omega_3)$ -,  $2^+(\omega_2)$ -состояний и  $E1$ -переходов ( $\omega_L$ ) между ними, приведенные вероятности переходов  $B(E1) \uparrow (e^2 b^L)$  (экспериментальные данные взяты из [19, 20])

Ядро	$\omega_3$	$\omega_3^{\text{exp}}$	$B(E3)$	$B(E3)^{\text{exp}}$	$\omega_2$	$\omega_2^{\text{exp}}$	$B(E2)$	$B(E2)^{\text{exp}}$	$\omega_L$	$\omega_L^{\text{exp}}$
$^{118}\text{Sn}$	3.072	2.324	0.106	0.115(10)	1.217	1.229	0.172	0.208(9)	1.855	1.095
$^{120}\text{Sn}$	3.069	2.400	0.112	0.115(15)	1.241	1.171	0.152	0.200(4)	1.828	1.229
$^{122}\text{Sn}$	3.112	2.492	0.107	0.092(10)	1.290	1.140	0.158	0.192(4)	1.822	1.352
$^{124}\text{Sn}$	3.208	2.602	0.103	0.073(10)	1.350	1.131	0.147	0.165(6)	1.858	1.471



**Рис. 3.** Протонная составляющая амплитуды рождения  $2^+$ -фонона  $g(r)$  в  $^{118}\text{Sn}$ , рассчитанная в самосогласованной ТКФС. Штриховая кривая отвечает составляющей  $S = 1$ .

данные взяты из работ экспериментаторов Курчатовского института [21, 22]. Для оценки влияния отдельных эффектов на рассчитываемую величину в таблице также приведены результаты расчетов без учета эффектов поляризуемости ядра и без учета КОС. Как видно из таблицы, также как и в работе [9] для магических ядер, учет поляризуемости уменьшает  $B(E1)$  (колонки 2 и 3), но это уменьшение (примерно в 3 раза) не такое большое, как в [9] для магических ядер (там — на порядок величины). Это можно объяснить спецификой учета спаривания, см. следующий раздел. Учет эффектов КОС увеличивает величину  $B(E1)$  больше чем на порядок (колонки 2 и 4), в то время как учет эффектов поляризуемости уменьшает ее почти на порядок (колонки 4 и 5) и приводит к хорошему согласию с экспериментом. Таким образом, хорошее согласие с экспериментом получено за счет разности двух больших эффектов, что подчеркивает важность используемой самосогласованной схемы. В работе [16] также выполнялся расчет вероятности перехода  $B(E1)$  между первыми  $3^-$ - и  $2^+$ -фононами для изотопа

$^{120}\text{Sn}$  и было получено хорошее согласие с экспериментом, однако для его достижения потребовалось смешивание одно- и двухфононной компонент волновых функций низкоэнергетических фононов, что означает выход за рамки предположения об однофононности изучаемых  $3^-$ - и  $2^+$ -уровней.

#### 4.1. Специфика учета спаривания в рассматриваемой задаче

Представляет интерес оценить вклад графиков  $M^{(1)-(8)}$  на рис. 2, включая прежде всего графики с аномальными ФГ.

Для этого приведена табл. 3. В ее столбцах указан вклад в полную амплитуду  $M_{ss'}$  как суммарных протонных  $M^p$  и нейтронных  $M^n$  составляющих, так и отдельных групп графиков в нейтронную составляющую амплитуды перехода  $M^n$ . Видно, что сумма  $M_{ss'} = M^p + M^n$  складывается из двух слагаемых с разными знаками, где  $M^p$  примерно в два раза больше, чем  $M^n$ . Отличие знаков отражает отличие знаков в затравочных кинематических зарядах  $e_q^p = (A - Z)/Ae$  и  $e_q^n = -Z/Ae$ .

**Таблица 2.** Приведенные вероятности перехода между первыми  $3^-$  и  $2^+$ -фононами  $B(E1)$ ,  $e^2$  фм<sup>2</sup> для изотопов олова (в колонке 2 приведены результаты расчетов без учета поляризуемости и без КОС; в колонке 3 — с поляризуемостью, но без КОС; в колонке 4 — без поляризуемости, но с КОС; в колонке 5 — окончательные результаты с поляризуемостью и КОС; в колонке 6 — эксперимент)

1	2	3	4	5	6
Ядро	$V = e_q V^{(0)}$ КОС = 0	$V = V_{\text{pol}}$ КОС = 0	$V = e_q V^{(0)}$ КОС $\neq$ 0	$V = V_{\text{pol}}$ КОС $\neq$ 0	Эксп.
<sup>118</sup> Sn	0.00044	0.00011	0.00939	0.00202	0.0017 $\pm$ 0.0004
<sup>120</sup> Sn	0.00044	0.00012	0.00901	0.00199	0.0020 $\pm$ 0.0001
<sup>122</sup> Sn	0.00047	0.00014	0.00899	0.00199	0.0018 $\pm$ 0.0002
<sup>124</sup> Sn	0.00041	0.00012	0.00785	0.00180	0.0020 $\pm$ 0.0002

Также видно, что величина вклада  $M_{58}^n$  на порядок больше вклада в  $M^n$  от двух других слагаемых с аномальными ФГ, что обусловлено близостью энергии  $E1$ -перехода к энергиям  $2^+$ -фононов (см. табл. 1 и формулу (5)). Отличающийся от других нейтронных составляющих знак в  $M_{58}^n$  обусловлен фазой (см. формулу (8)).

На рис. 4 показаны рассчитанные функции  $V^{n,p}(r)$ . Хорошо заметна изовекторная природа поля  $E1$ : вершины  $V^p$  и  $V^n$  имеют противоположные фазы, хотя они и не полностью симметричны относительно нулевой линии раздела. Последнее отражает отсутствие полной изовекторности, которая реализуется лишь при  $N = Z$ . На рис. 4 точные вершины принимают большие значения при  $r > R$  ( $R$  — радиус ядра), но это компенсируется в соответствующих интегралах  $V_{12}$  в (7) малыми значениями одночастичных волновых функций при  $r > R$ .

Вследствие изовекторности поля  $V(r)$  протонная составляющая амплитуды перехода  $M^{(12),p}$  и ее нейтронная составляющая  $M^{(12),n}$  близки по величине, но противоположны по знаку. При этом спаривательная щель в протонных уровнях для магических по протонам изотопов олова пренебрежимо мала, и соответственно пренебрежимо малы вклады графиков  $M^{(34)}$ ,  $M^{(76)}$  и  $M^{(58)}$  в протонную составляющую  $M_{ss'}^p$ . Так как  $B(E1) \sim \sim (M^p + M^n)^2$ , то нейтронная составляющая вклада графиков  $M^{(58)}$  оказывает большое влияние на результирующую величину  $B(E1)$ , составляя около половины величины полной амплитуды перехода  $M_{ss'}$  (табл. 3). Это еще раз показывает важность и эффективность самосогласования в расчетах полумагических ядер.

#### 4.2. Учет спиновых составляющих в амплитуде рождения фононов

Как уже было сказано выше, амплитуда рождения фонона описывается суммой двух компонент со

спинами  $S = 0$  и  $S = 1$ , формула (11). Тогда, выделяя разные составляющие  $g_{I_{s0}}^s$  и  $g_{I_{s1}}^s$  и используя ряд формул для приведенного матричного элемента тензорного оператора, зависящего от спина [23], можно переписать формулу (7):

$$\begin{aligned} \langle I_s || M_L || I_{s'} \rangle &= \sum_{123} \left\{ \begin{matrix} I_s & I_{s'} & L \\ j_2 & j_1 & j_3 \end{matrix} \right\} \times \quad (12) \\ &\times V_{12} \left( \langle 3 || g_0^s || 1 \rangle \langle 2 || g_0^{s'} || 3 \rangle + \langle 3 || g_1^s || 1 \rangle \langle 2 || g_1^{s'} || 3 \rangle - \right. \\ &\quad \left. - \langle 3 || g_0^s || 1 \rangle \langle 2 || g_1^{s'} || 3 \rangle - \langle 3 || g_1^s || 1 \rangle \langle 2 || g_0^{s'} || 3 \rangle \right) \times \\ &\quad \times \left[ A_{123}^{(12)} + A_{123}^{(34)} + \right. \\ &\quad \left. + (-1)^{L+I_s} A_{123}^{(76)} + (-1)^{L+I_{s'}} A_{123}^{(58)} \right]. \end{aligned}$$

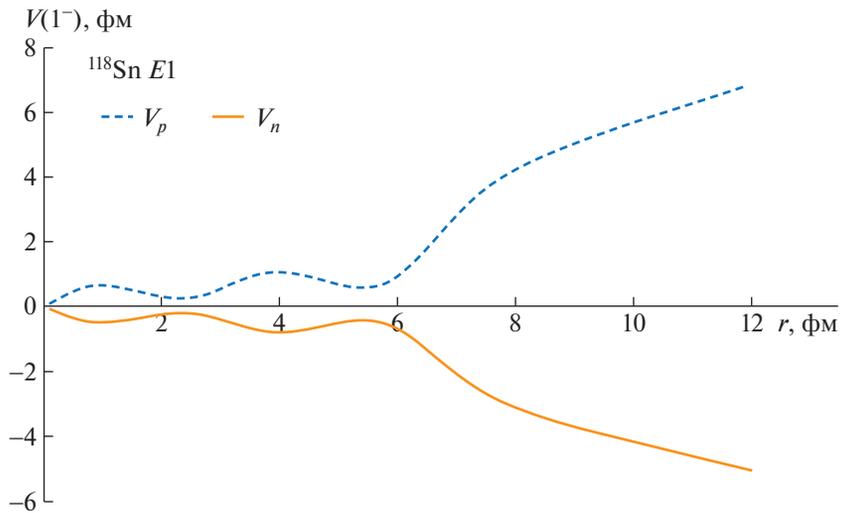
Результаты расчета вероятности перехода  $B(E1)$  с учетом спиновой компоненты амплитуды рождения фонона приведены в табл. 4. Как можно видеть, учет спина заметно влияет на итоговую величину. Этот факт является одним из результатов данной работы. Характер же этого влияния нуждается в дальнейшем уточнении, так как учет спина явно улучшает согласие с экспериментом в случае <sup>118</sup>Sn и <sup>122</sup>Sn, но ухудшает в случае <sup>120</sup>Sn и <sup>124</sup>Sn. Можно предположить, что это может объясняться тем, что экспериментальные данные говорят о наличии примеси  $M2$ -переходов к непосредственно измеряемым величинам в экспериментах [22]. Однако, как уже упоминалось выше, в данных расчетах не учитывалось спин-орбитальное взаимодействие при решении уравнения для амплитуды рождения фонона, что также может послужить объяснением данного эффекта.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе с использованием самосогласованного подхода на основе функционала

**Таблица 3.** Вклад отдельных групп графиков (рис. 2) в полную амплитуду перехода  $M_{ss'}$ , см. формулу (9) ( $M^n$ ,  $M^p$  — нейтронная и протонная составляющие амплитуды  $M_{ss'}$ ,  $e$  фм)

Ядро	$M^n$					$M^p$	Полная $M_{ss'}$
	$M^{(12)}$	$M^{(34)}$	$M^{(76)}$	$M^{(58)}$	полная $M^n$	$M^{(12)}$	
$^{118}\text{Sn}$	-0.185	-0.008	-0.007	0.073	-0.126	0.245	0.119
$^{120}\text{Sn}$	-0.174	-0.006	-0.006	0.067	-0.119	0.237	0.118
$^{122}\text{Sn}$	-0.170	-0.004	-0.006	0.064	-0.116	0.234	0.118
$^{124}\text{Sn}$	-0.149	-0.001	-0.004	0.048	-0.107	0.219	0.112

**Рис. 4.** Вершина  $V(r)$  для  $E1$ -перехода в  $^{118}\text{Sn}$ , рассчитанная в самосогласованной ТКФС.

плотности Фаянса DF3-а впервые рассчитаны вероятности  $B(E1)$  изовекторных переходов в ряде изотопов олова. Как и в предыдущих работах [8–10], хорошее согласие с экспериментом достигается благодаря учету двух существенных эффектов: ядерной поляризуемости и трехквартичных корреляций в основном состоянии. Эти эффекты в значительной мере компенсируют друг друга, приводя к хорошему согласию с экспериментальными данными даже в таком чувствительном случае, как запрещенный в модели идеальных бозонов изовекторный  $E1$ -переход.

В рамках последовательной теории ангармони-

**Таблица 4.** Влияние учета спиновых составляющих в амплитуде рождения фонона на величину приведенной вероятности перехода  $B(E1)$ ,  $e^2\text{фм}^2$ 

Ядро	Без спина	Со спином	Эксп.
$^{118}\text{Sn}$	0.0020	0.0016	$0.0017 \pm 0.0004$
$^{120}\text{Sn}$	0.0020	0.0016	$0.0020 \pm 0.0001$
$^{122}\text{Sn}$	0.0020	0.0017	$0.0018 \pm 0.0002$
$^{124}\text{Sn}$	0.0018	0.0015	$0.0020 \pm 0.0002$

ческих эффектов [5, 7] получена общая формула, которая позволяет единообразно рассчитывать статические мультипольные моменты низколежащих возбужденных однофононных состояний и переходы между однофононными состояниями как в магических ядрах, так и в ядрах со спариванием в предположении, что эти состояния описываются, соответственно, методом хаотических фаз или квазичастичным методом хаотических фаз. Впервые найдена весьма специфическая роль отдельных слагаемых с аномальными ФГ в общей формуле для приведенной вероятности  $E1$ -перехода. Эти слагаемые по модулю составляют около половины величины полной амплитуды перехода  $M_{ss'}$ .

Получены указания на заметную роль в данной задаче спиновой составляющей амплитуды рождения фонона. Однако, поскольку спин-орбитальные силы не учитывались, эта проблема далека от полного решения. Можно надеяться что роль неучтенных эффектов не должна быть значительной и это подтверждается разумным согласием для вероятностей переходов между однофононными состояниями в табл. 2.

Важным результатом работы является использование самосогласования при анализе двух основных составляющих в расчетах вероятностей пе-

реходов  $B(E1)$  между однофононными состояниями — поляризуемости ядра и трехквазичастичными корреляциями в основном состоянии. Несмотря на неполноту такого самосогласования, очевидно, что такой подход обладает значительной предсказательной силой, поскольку в нем не используется никаких подгоночных параметров.

Авторы признательны Л.И. Говору за интерес к работе и обсуждение экспериментальных данных. Расчеты частично выполнены на ВК НИЦ КИ.

Настоящее исследование финансировалось Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 19-32-90186.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. С. П. Камерджиев, О. И. Ачаковский, С. В. Толоконников, М. И. Шитов, ЯФ **82**, 320 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 366 (2019)].
2. В. Г. Соловьев, *Теория атомного ядра: квазичастицы и фононы* (Энергоатомиздат, Москва, 1989).
3. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер* (Наука, Москва, 1965; Wiley, N. Y., 1967).
4. P. Ring and J. Speth, Nucl. Phys. A **235**, 315 (1974).
5. V. A. Khodel and E. E. Saperstein, Phys. Rep. **92**, 183 (1982).
6. V. I. Tselyaev, Phys. Rev. C **75**, 024306 (2007).
7. В. А. Ходель, ЯФ **24**, 704 (1976) [Sov. J. Nucl. Phys. **24**, 367 (1976)].
8. D. Voitenkov, S. Kamerdzhiiev, S. Krewald, E. E. Saperstein, and S. V. Tolokonnikov, Phys. Rev. C **85**, 054319 (2012).
9. С. П. Камерджиев, Д. А. Войтенков, Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, М. И. Шитов, Письма в ЖЭТФ **106**, 132 (2017) [JETP Lett. **106**, 139 (2017)].
10. С. П. Камерджиев, Д. А. Войтенков, Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, Письма в ЖЭТФ **108**, 155 (2018) [JETP Lett. **108**, 155 (2018)].
11. А. В. Смирнов, С. В. Толоконников, С. А. Фаянс, ЯФ **48**, 1661 (1988) [Sov. J. Nucl. Phys. **48**, 995 (1988)].
12. S. A. Fayans, S. V. Tolokonnikov, E. L. Trykov, and D. Zawischa, Nucl. Phys. A **676**, 49 (2000).
13. С. В. Толоконников, Э. Е. Саперштейн, ЯФ **73**, 1731 (2010) [Phys. At. Nucl. **73**, 1684 (2010)].
14. С. П. Камерджиев, А. В. Авдеенков, Д. А. Войтенков, ЯФ **74**, 1509 (2011) [Phys. At. Nucl. **74**, 1478 (2011)].
15. А. В. Авдеенков, С. П. Камерджиев, ЯФ **62**, 563 (1999) [Phys. At. Nucl. **62**, 563 (1999)].
16. V. Yu. Ponomarev, Ch. Stoyanov, N. Tsoneva, and M. Grinberg, Nucl. Phys. A **635**, 470 (1998).
17. Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, ЯФ **79**, 703 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 1030 (2016)].
18. S. A. Fayans, E. L. Trykov, and D. Zawischa, Nucl. Phys. A **568**, 523 (1994).
19. R. H. Spear, At. Data Nucl. Data Tables **42**, 55 (1989).
20. <https://www.nndc.bnl.gov/ensdf>
21. Л. И. Говор, А. М. Демидов, О. К. Журавлев, И. В. Михайлов, Е. Ю. Шкуратова, ЯФ **54**, 330 (1991) [Sov. J. Nucl. Phys. **54**, 196 (1991)].
22. Л. И. Говор, А. М. Демидов, И. В. Михайлов, ЯФ **53**, 3 (1991) [Sov. J. Nucl. Phys. **53**, 1 (1991)].
23. О. Бор, Б. Моттельсон, *Структура атомного ядра* (Мир, Москва, 1971), т. 1.

## SELF-CONSISTENT CALCULATIONS OF TRANSITION PROBABILITIES BETWEEN ONE-PHONON $3_1^-$ - AND $2_1^+$ -STATES IN Sn ISOTOPES

M. I. Shitov<sup>1)</sup>, D. A. Voitenkov<sup>2)</sup>, S. P. Kamerdzhiiev<sup>1)</sup>, S. V. Tolokonnikov<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

<sup>2)</sup>JSC "Science and Innovations", Moscow, Russia

The self-consistent method to study second-order anharmonic effects, formulated within the framework of nuclear many-body quantum theory, is used for the first time for calculations of probabilities of transitions between low-lying one-phonon states in nuclei with pairing. The approach used includes accounting for: 1) self-consistency between the mean field and effective interaction based on the use of the energy density functional method with the known parameters of Fayans functional DF3-a, 2) the so-called three-quasiparticle correlations in the ground state and 3) nuclear polarizability effects. In this work,  $E1$ -transitions between one-phonon  $3_1^-$  - and  $2_1^+$ -states in semi-magic tin isotopes  $^{118-124}\text{Sn}$  have been calculated. Good agreement with experiment has been obtained. It is shown that three-quasiparticle correlations in the ground state give a significant contribution to the value under study. The specificity of this problem in nuclei with pairing and effects of the spin components of the phonon creation amplitude are considered.

## КОЭФФИЦИЕНТЫ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ ДЛЯ НАБЛЮДАЕМЫХ $\gamma$ -ПЕРЕХОДОВ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ

© 2022 г. М. Б. Тржасковская<sup>1)\*</sup>, В. К. Никулин<sup>2)</sup>

Поступила в редакцию 06.07.2021 г.; после доработки 06.07.2021 г.; принята к публикации 31.07.2021 г.

Вычислены полные коэффициенты внутренней конверсии (КВК) для экспериментально наблюдаемых  $\gamma$ -переходов низкой энергии  $E_\gamma \lesssim 10$  кэВ. Значения представлены для тех переходов, где они существенно отличаются от теоретических КВК, приведенных на веб-сайте ядерных данных Брукхейвенской лаборатории ([www.nndc.bnl.gov/nudat2/ensdf/](http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/ensdf/)), или отсутствуют там. Выявлено более 60 таких переходов. Анализируются возможные причины ошибочных значений КВК на сайте ядерных данных. Наши расчеты выполнены методом Дирака–Фока с точным учетом обменного взаимодействия как между связанными электронами, так и между связанными и свободными электронами. Вакансия в атомной оболочке после конверсии учитывалась в приближении замороженных орбиталей. Вычисленные КВК хорошо согласуются с надежными экспериментальными данными. Рассматриваются особенности поведения парциальных и полных КВК при низких энергиях переходов.

DOI: 10.31857/S0044002722010135

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время известно значительное число ядерных изомеров и  $\gamma$ -переходов низкой энергии, которые активно исследуются экспериментально и теоретически. Развитие экспериментальной техники позволило повысить точность измерений конверсионной электронной спектроскопии и мессбауэровской конверсионной спектроскопии. Исследования конверсионных спектров в области низких энергий используются для определения электронной структуры вещества [1, 2], кристаллической и магнитной структуры твердых тел [3, 4], а также для изучения фазовой композиции тонких пленок [5]. Разработка ядерно-лазерных технологий дает возможность накачивать лазером изомерные состояния низких энергий [6–11]. Примерами таких изомеров являются  $^{229m}_{90}\text{Th}$ , имеющий энергию  $E_\gamma \approx 8$  эВ [8, 9], и  $^{235m}_{92}\text{U}$  с энергией  $E_\gamma = 76.5$  эВ [10, 11]. Изомер  $^{229m}_{90}\text{Th}$  с уникально низкой энергией привлекает сейчас особое внимание, так как является кандидатом на новый ядерно-оптический стандарт длины и времени, на основе которого предполагается создание в будущем ядерно-оптических часов с потенциальной погрешностью  $10^{-19}$ – $10^{-21}$  [12–15].

Веб-сайт ядерных данных Брукхейвенской лаборатории [16], широко используемый специалистами, содержит около двухсот переходов с энергиями  $E_\gamma \lesssim 10$  кэВ, наблюдаемых экспериментально. Энергии многих из этих переходов известны с достаточной высокой точностью, определена мультипольность перехода и приведены значения коэффициентов внутренней конверсии (КВК), которые используются для анализа ядерных уровней и переходов. Так как для переходов низких энергий известно очень небольшое количество экспериментальных КВК, в [16] приведены теоретические значения полных КВК со ссылкой на [17, 18].

Веб-сайт [18], описание которого дано в работе [17], дает возможность получить значения КВК, рассчитанные с помощью нашего компьютерного кода RAINE [19, 20].

В настоящее время код RAINE позволяет вычислить наиболее точные значения КВК, хорошо согласующиеся с надежными экспериментальными данными. Вычисления проводятся релятивистским методом Дирака–Фока (ДФ) [21] с точным учетом обменного взаимодействия как между связанными электронами, так и между связанными и свободными электронами. Учитывается вакансия в атомной оболочке, на которой произошла конверсия.

Таблицы КВК [20] вычислены методом ДФ, но без учета вакансии. Расчеты КВК с учетом и без учета вакансии сравнивались в работах [20, 22] с имеющимися тогда экспериментальными данными, измеренными с точностью, лучшей, чем 5%. Сравнение показало, что расчеты без учета вакансии

<sup>1)</sup>НИЦ “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

<sup>2)</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия.

\*E-mail: [trzhask@thd.pnpi.spb.ru](mailto:trzhask@thd.pnpi.spb.ru)

лучше согласуются с экспериментом в среднем по всем рассматриваемым переходам. Однако в последнее время был выполнен обширный цикл прецизионных экспериментов [23–30] с целью проверки теоретических предположений при расчете КВК. Результаты показали, что КВК, вычисленные методом ДФ с учетом вакансии, прекрасно, в большинстве случаев с точностью, лучшей, чем 1%, согласуются с этими экспериментальными данными.

Важно отметить, что различие между вычислениями КВК с учетом и без учета вакансии особенно велико для низких энергий конверсионного электрона. Различие тем больше, чем ниже кинетическая энергия конверсионного электрона  $E_k$ , которая равна разности энергии  $\gamma$ -перехода и энергии связи  $\varepsilon_i$  оболочки, на которой идет конверсия:

$$E_k = E_\gamma - \varepsilon_i. \quad (1)$$

Так, например, различие между теоретическими значениями КВК на  $K$ -оболочке в  $^{193m}_{77}\text{Ir}$  при  $M4$ -переходе с энергией  $E_k = 4.1$  кэВ, рассчитанными с учетом и без учета вакансии, превышает 10%. При этом вычисленное нами методом ДФ значение с учетом вакансии согласуется с экспериментальным КВК с точностью 0.5% [23]. Прекрасное согласие теоретических КВК на  $K$ -оболочке и полных КВК с экспериментами [23–30], выполненными для ряда элементов с атомными номерами из области  $45 \leq Z \leq 80$  и для энергий конверсионных электронов от 4.1 кэВ до нескольких сотен кэВ, инициировало пересчет КВК и создание веб-интерфейса ВГСС [18]. Веб-сайт [18] позволяет определить теоретические КВК путем интерполяции значений, вычисленных методом ДФ как с учетом вакансии, так и без учета, а также получить КВК, вычисленные в ранних работах [31, 32] в несколько других предположениях, в частности, с приближенным учетом обменного взаимодействия (см. [17, 22]).

Необходимо подчеркнуть, что все имеющиеся в мире систематические расчеты и таблицы включают КВК для переходов с кинетической энергией электрона  $E_k \gtrsim 1$  кэВ [18, 20, 31–33]. Исключение составляет работа [34], в которой приводятся расчеты КВК методом ДФ для переходов с энергиями  $E_\gamma \lesssim 3$  кэВ. Однако только немногие из этих переходов совпадают с рассматриваемыми в данной работе. Кроме того, уже опубликованы наши таблицы КВК при энергиях  $E_\gamma$  от 0.1 кэВ до 1 кэВ для элементов  $10 \leq Z \leq 118$  [35]. Эти таблицы полезны, если нужно определить КВК на  $i$ -й оболочке, когда  $\varepsilon_i < E_\gamma < \varepsilon_i + 1$  кэВ, или полный КВК, который включает оболочки с такой энергией связи. Однако нужно иметь в виду, что экстраполяция КВК по имеющимся значениям для более высоких энергий, и даже интерполяция, может оказаться ошибочной из-за того, что, как

будет показано ниже, КВК при низких энергиях резко меняются и могут иметь резонансную структуру [36]. Мы обнаружили большое количество неверных теоретических значений полных КВК для переходов низких энергий на сайте [16]. Кроме того, для многих низкоэнергетических переходов с известными мультипольностями значения КВК отсутствуют в [16].

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы дать правильные теоретические значения полных КВК для тех переходов с энергиями  $E_\gamma \lesssim 10$  кэВ, которые определены экспериментально и перечислены на сайте [16]. Мы приводим расчеты полных КВК для 63 чистых переходов и для 6 переходов смешанной мультипольности в тех случаях, когда они существенно отличаются от значений, представленных в [16], или отсутствуют там. Анализируются возможные причины расхождений. В связи с этим рассматриваются также особенности поведения КВК при низких энергиях переходов. Показано, что резкое изменение величины КВК при низких энергиях  $E_\gamma$  и резонансное поведение КВК являются причиной существенной зависимости низкоэнергетических КВК от деталей теоретической модели, используемой в расчетах: точного учета обмена между электронами, учета или неучета вакансии в атомной оболочке после конверсии, адекватного выбора энергии связи оболочек в случае, когда неизвестны их экспериментальные значения. Эти особенности поведения могут оказаться также причиной того, что интерполяция КВК при низких энергиях дает неверное значение.

## 2. МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Формулы для вычисления КВК получены на основе квантовой теории запаздывающего взаимодействия зарядов в первом неисчезающем приближении теории возмущений [37]. КВК  $\alpha_i^{\tau L}$  на  $i$ -й атомной оболочке может быть записан:

$$\alpha_i^{\tau L} = \sum_{\kappa_f} |B_i^{\tau L}(\kappa_f) R_i^{\tau L}(\kappa_f)|^2, \quad (2)$$

где  $\tau L$  — мультипольность ядерного перехода электрического типа ( $\tau = E$ ) или магнитного типа ( $\tau = M$ ),  $B_i^{\tau L}(\kappa_f)$  — угловая часть матричного элемента,  $R_i^{\tau L}(\kappa_f)$  — радиальная часть. Индекс  $i$  относится к начальному (связанному) состоянию электрона, а индекс  $f$  — к конечному (свободному) состоянию. Суммирование в (2) проводится по релятивистским квантовым числам  $\kappa_f$  конечного состояния,  $\kappa = (\ell - j)(2j + 1)$ , где  $\ell$  и  $j$  — орбитальный и полный моменты электрона. Моменты

конечного состояния электрона подчиняются следующим правилам отбора:

$$|L - j_i| \leq j_f \leq L + j_i, \quad (3)$$

причем  $(\ell_i + \ell_f + L)$  четно для  $EL$ -переходов и нечетно для  $ML$ -переходов.

В случае  $EL$ -переходов угловая часть конверсионного матричного элемента для полностью заполненной атомной оболочки имеет вид

$$B_i^{EL}(\kappa_f) = (-1)^{j_f + \frac{1}{2} + L} \times \quad (4)$$

$$\times C_{\ell_i 0 \ell_f 0}^{L0} W(\ell_i j_i \ell_f j_f; \frac{1}{2} L) \times$$

$$\times \left[ \pi k \alpha \frac{(2j_i + 1)(2\ell_i + 1)(2j_f + 1)(2\ell_f + 1)}{L(L + 1)(2L + 1)} \right]^{1/2}.$$

Радиальная часть записывается следующим образом:

$$R_i^{EL}(\kappa_f) = (\kappa_i - \kappa_f) \times \quad (5)$$

$$\times (R_{1,\Lambda=L-1} + R_{2,\Lambda=L-1}) +$$

$$+ L (R_{2,\Lambda=L-1} - R_{1,\Lambda=L-1} + R_{3,\Lambda=L}).$$

В (4),  $k$  — энергия  $\gamma$ -кванта в единицах  $m_0 c^2$ ,  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры,  $C_{\ell_i 0 \ell_f 0}^{L0}$  — коэффициент Клебша–Гордана,  $W(\ell_i j_i \ell_f j_f; \frac{1}{2} L)$  — коэффициент Рака. В этих вычислениях мы используем релятивистские единицы, где единицей длины является комптоновская длина волны электрона  $\hbar/m_0 c$ , а единицей энергии — энергия покоя электрона  $m_0 c^2$ .

Для  $ML$ -переходов соответствующие выражения записываются в виде

$$B_i^{ML}(\kappa_f) = (-1)^{j_f + \frac{1}{2} + L} \times \quad (6)$$

$$\times C_{\ell_i 0 \bar{\ell}_f 0}^{L0} W(\ell_i j_i \bar{\ell}_f j_f; \frac{1}{2} L) \times$$

$$\times \left[ \pi k \alpha \frac{(2j_i + 1)(2\ell_i + 1)(2j_f + 1)(2\bar{\ell}_f + 1)}{L(L + 1)(2L + 1)} \right]^{1/2},$$

где  $\bar{\ell}_f = 2j_f - \ell_f$ , и

$$R_i^{ML}(\kappa_f) = (\kappa_i + \kappa_f) (R_{1,\Lambda=L} + R_{2,\Lambda=L}). \quad (7)$$

Радиальные интегралы, входящие в (5) и (7), определяются следующим образом:

$$R_{1,\Lambda} = \int_0^\infty G_i F_f(E_k) X_\Lambda(kr) dr, \quad (8)$$

$$R_{2,\Lambda} = \int_0^\infty F_i G_f(E_k) X_\Lambda(kr) dr, \quad (9)$$

$$R_{3,\Lambda} = \int_0^\infty [G_i G_f(E_k) + \quad (10)$$

$$+ F_i F_f(E_k)] X_\Lambda(kr) dr.$$

Так как формулы для угловых матричных элементов (4) и (6) записаны для полностью заполненной оболочки  $i$ , полный КВК определяется суммированием парциальных КВК для всех занятых оболочек атома в виде

$$\alpha_{\text{tot}}^{\tau L} = \sum_i \frac{q_i}{2j_i + 1} \alpha_i^{\tau L}, \quad (11)$$

где  $q_i$  — число заполнения оболочки.

Конечные размеры ядра учитываются в модели поверхностных токов Слива [38].

В соответствии с этой моделью ядро предполагается сферическим, и внутри ядра действует потенциал однородно заряженной сферы. Радиальная часть этого потенциала имеет вид

$$X_\Lambda(kr) = \begin{cases} j_\Lambda(kr) h_\Lambda(kR_0) / j_\Lambda(kR_0) \\ \text{для } r \leq R_0, \\ h_\Lambda(kr) \text{ для } r > R_0, \end{cases} \quad (12)$$

где  $j_\Lambda(x)$  и  $h_\Lambda(x)$  — сферические функции Бесселя и Ханкеля соответственно. Радиус сферического ядра  $R_0$  может быть вычислен в единицах Ферми следующим образом:

$$R_0 = 1.2A^{1/3}, \quad (13)$$

где  $A$  — массовое число.

Радиальные функции  $G(r) = rg(r)$  и  $F(r) = rf(r)$  представляют собой домноженные на  $r$  большую и малую компоненты релятивистской электронной волновой функции. Связанные и свободные состояния электрона рассчитываются методом ДФ с точным учетом обменного взаимодействия между электронами [20, 22]. Волновые функции связанного состояния  $G_i$  и  $F_i$  вычисляются в самосогласованном ДФ поле нейтрального атома, а волновые функции свободного состояния  $G_f(E_k)$  и  $F_f(E_k)$  — в ДФ поле иона с вакансией в той оболочке, на которой произошла конверсия. Вакансия учитывается в так называемом приближении замороженных орбиталей, т.е. волновая функция свободного электрона вычисляется в поле иона, но не самосогласованном, а построенном по волновым функциям нейтрального атома без учета функции удаленного электрона. Это соответствует предположению, что вакансия после конверсии образуется, но атомные оболочки не успевают перестроиться после излучения электрона.

Волновые функции свободного состояния вычисляются при энергии, равной кинетической энергии конверсионного электрона  $E_k$ . При расчете  $E_k$

в формуле (1) используются экспериментальные значения энергий связи  $\varepsilon_i$  для элементов  $Z \leq 95$ , приведенные в [17]. Для элементов  $Z \geq 96$  мы вычисляли в этой работе энергию связи  $\varepsilon_i$  как разность между полными энергиями нейтрального атома и иона с вакансией в  $i$ -й оболочке

$$\varepsilon_i^{(\text{theor})} = - \left[ E_{\text{tot}}(\text{atom}) - E_{\text{tot}}^{(i)}(\text{ion}) \right]. \quad (14)$$

Полные энергии  $E_{\text{tot}}$  атома и иона определялись самосогласованным методом ДФ, включая магнитное взаимодействие Брейта [39].

Сравним результаты расчетов КВК, полученных, используя описанные выше методы и формулы, с экспериментальными данными. Из-за отсутствия надежных экспериментальных значений КВК для переходов с энергиями  $E_\gamma \lesssim 10$  кэВ, в табл. 1 сравниваются теоретические КВК  $\alpha_{\text{theor}}^{\tau L}$  с экспериментальными значениями  $\alpha_{\text{exp}}^{\tau L}$ , измеренными с точностью лучшей, чем  $\lesssim 3\%$ , для переходов более высоких энергий. Таблица 1 демонстрирует, что вычисления КВК находятся в хорошем согласии с современными экспериментальными данными. Как видно, максимальное отклонение теоретических КВК от экспериментальных  $\Delta = -3.0\%$  для полного КВК при  $E3$ -переходе в  $^{111}_{48}\text{Cd}$ , а в большинстве случаев  $\Delta \lesssim 1\%$ . Совпадение с экспериментом для переходов сравнительно низких энергий подтверждает справедливость теоретической модели, используемой в вычислениях, и дает основание полагать, что эта модель может быть использована при вычислении КВК для переходов с энергиями  $E_\gamma \lesssim 10$  кэВ.

### 3. ОСОБЕННОСТИ КВК ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ $\gamma$ -ПЕРЕХОДА

Как известно, величина КВК для переходов с энергиями  $E_k \gtrsim 1$  кэВ обычно плавно уменьшается с увеличением энергии перехода [20]. Исключение составляют КВК на  $ns$ -оболочках ( $n \geq 2$ ) легких и средних элементов  $Z \lesssim 50$  для  $E2$ – $E5$ -переходов [41, 42]. В этих случаях зависимость  $\alpha_{ns}^{EL}(E_\gamma)$  имеет один минимум при  $E_\gamma \lesssim 100$  кэВ.

Более выраженная резонансная структура КВК с несколькими минимумами была обнаружена для значительного числа случаев при низких энергиях перехода  $0.01 \lesssim E_\gamma \lesssim 10$  кэВ [36]. В этой области резонансная структура характерна для КВК на  $ns$ -оболочках ( $n \geq 2$ ) легких и средних элементов при всех электрических переходах  $E1$ – $E5$ , а при  $E1$ -переходе также и для тяжелых атомов ( $Z \lesssim 100$ ). При  $E1$ -переходе существует один минимум в КВК  $\alpha^{E1}(E_\gamma)$  на  $np$ -оболочках ( $n \geq 3$ ) и  $nd$ -оболочках ( $n \geq 4$ ) всех элементов, включая сверхтяжелые.

Поведение КВК  $\alpha^{EL}(E_\gamma)$  представлено на рис. 1 для переходов  $E1$ – $E5$  в  $^{99}_{43}\text{Tc}$  для  $N_1$ -оболочки (рис. 1а),  $O_1$ -оболочки (рис. 1б), а также для  $E1$ -перехода при конверсии на  $N_3$ -,  $N_4$ - и  $N_5$ -оболочках (рис. 1в). Как видно из рис. 1а и 1б, все рассматриваемые зависимости  $\alpha_{ns}^{EL}(E_\gamma)$  имеют один или более минимумов, причем их количество увеличивается с увеличением мультипольности перехода  $L$ . Значения КВК в минимуме могут уменьшаться существенно, иногда более чем на порядок величины. В работе [36] показано, что чем легче элемент, тем глубже минимумы в КВК на  $ns$ -оболочках. Для КВК на  $np$ - и  $nd$ -оболочках, наоборот, минимумы становятся глубже для тяжелых элементов. Поэтому КВК, которые находятся путем интерполяции или экстраполяции для указанных оболочек и переходов, могут оказаться неверными. На рис. 1 видно также, что КВК в области  $E_\gamma \lesssim 1$  кэВ резко убывают на несколько порядков величины с увеличением энергии. При дальнейшем увеличении  $E_\gamma$  КВК убывают значительно медленнее.

Следы резонансного поведения парциальных КВК остаются также в полных КВК. Однако здесь они почти незаметны из-за пилообразного вида кривой  $\alpha_{\text{tot}}^{\tau L}(E_\gamma)$ , максимумы которой соответствуют энергиям, где в полный КВК при увеличении энергии включаются более внутренние оболочки. На рис. 2 представлена зависимость полного  $\alpha_{\text{tot}}^{E1}(E_\gamma)$  для  $^{99}_{43}\text{Tc}$ . Все хорошо определенные максимумы и минимумы связаны с оболочечной структурой атома. Как видно, в низкоэнергетической области их значительно больше, чем при более высоких энергиях. Только некоторые мало заметные изгибы остаются от резонансной структуры парциальных КВК, представленных на рис. 1. Например, можно увидеть изгиб при  $E_\gamma \lesssim 0.2$  кэВ, где КВК при  $E1$ -переходе на  $N_4$ - и  $N_5$ -оболочках имеют выраженный минимум. Эти оболочки вносят небольшой, но заметный вклад в  $\alpha_{\text{tot}}^{E1}$ .

Следует заметить, что полный КВК при низких энергиях нельзя определять путем интерполяции именно из-за нескольких резких изменений, связанных со структурой внешних оболочек атома. Интерполироваться, а затем суммироваться должны именно парциальные КВК, но это не всегда возможно из-за их резонансной структуры. На рис. 2 также ясно видно, что полный КВК при низких энергиях перехода  $E_\gamma \lesssim 1$  кэВ уменьшается с увеличением энергии более чем на 5 порядков величины, тогда как при дальнейшем увеличении энергии на 1 кэВ  $\alpha_{\text{tot}}$  убывает только в несколько раз.

Такое поведение КВК при низких энергиях перехода приводит к существенному влиянию на величину КВК теоретической модели, используемой

**Таблица 1.** Сравнение теоретических  $\alpha_{\text{theor}}^{\tau L}$  и экспериментальных  $\alpha_{\text{exp}}^{\tau L}$  значений полных КВК и КВК для  $K$ -оболочки; различие  $\bar{\Delta} = [(\alpha_{\text{exp}}^{\tau L} - \alpha_{\text{theor}}^{\tau L})/\alpha_{\text{exp}}^{\tau L}] \times 100\%$

$Z$	Ядро	$E_{\gamma}$ , кэВ	$\tau L$	$\alpha_{\text{theor}}^{\tau L}$	$\alpha_{\text{exp}}^{\tau L}$	$\bar{\Delta}$ , %
41	$^{93}\text{Nb}^*$	30.8760 5	$M4$	2.540(4)**	2.537(4) 94 [30]	-0.1
45	$^{103}\text{Rh}^{***}$	39.752 6	$E3 + M4$	1426	1428.0 13 [29]	0.1
47	$^{109}\text{Ag}$	88.034 2	$E3$	26.34	26.4 4 [40]	0.2
48	$^{111}\text{Cd}^*$	150.853 15	$E3$	1.451	1.449 18 [26]	-0.1
48	$^{111}\text{Cd}$	150.853 15	$E3$	2.284	2.217 26 [26]	-3.0
50	$^{117}\text{Sn}$	156.02 3	$M4$	46.96	46.40 25 [20]	-1.2
50	$^{119}\text{Sn}^*$	65.660 10	$M4$	1618	1621.0 25 [25]	0.2
52	$^{125}\text{Te}^*$	109.276 15	$M4$	185.2	185.0 40 [28]	-0.1
52	$^{125}\text{Te}$	109.276 15	$M4$	355.6	350.0 38 [28]	-1.6
52	$^{127}\text{Te}^*$	88.2 7	$M4$	486.4	484.0 6 [27]	-0.5
62	$^{154}\text{Sm}$	81.976 18	$E2$	4.869	4.83 11 [20]	-0.8
64	$^{160}\text{Gd}$	75.26 1	$E2$	7.333	7.41 21 [20]	1.0
66	$^{164}\text{Dy}$	73.392 5	$E2$	8.896	8.92 19 [20]	0.3
70	$^{174}\text{Yb}$	76.471 1	$E2$	9.303	9.08 35 [20]	-2.4
77	$^{193}\text{Ir}^*$	80.22 2	$M4$	102.5	103.0 1 [23]	0.5
77	$^{193}\text{Ir}$	80.22 2	$M4$	2.113(4)	2.13(4) 4 [23]	0.8
90	$^{230}\text{Th}$	53.20 2	$E2$	228.0	229.0 7 [20]	0.4
94	$^{240}\text{Pu}$	42.824 8	$E2$	906.1	904.0 30 [20]	-0.2

Примечания:

\* КВК даны для  $K$ -оболочки. В остальных случаях сравниваются полные КВК.

\*\* В скобках указан десятичный порядок числа, т.е. 2.540(4) = 2.540 × 10<sup>4</sup>.

\*\*\* Для смешанного перехода в  $^{103}_{45}\text{Rh}$  коэффициент смеси  $\delta_{\text{mix}} = 0.02$ .

в расчетах. Так КВК на отдельных оболочках, рассчитанные методом ДФ с точным учетом обмена, при низких энергиях могут значительно, в насколько раз, отличаться от соответствующих значений, полученных методом Дирака–Слейтера (ДС) [34], где обмен между электронами учитывается приближенно [31–33]. Это различие проявляется, хотя и в меньшей степени, также в полных КВК.

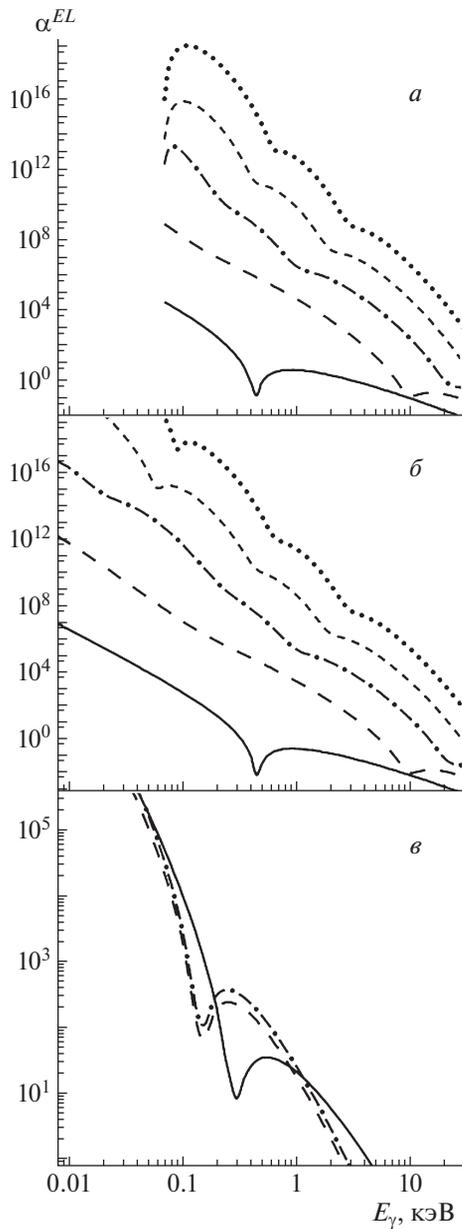
На рис. 3 представлены полные КВК, вычисленные методом ДФ и методом ДС, в  $^{93}_{43}\text{Tc}$  для  $E1$ -перехода (рис. 3а), а также в  $^{154}_{63}\text{Eu}$  для  $M1$ -перехода (рис. 3б) и для  $E2$ -перехода (рис. 3в). Обозначим различие между этими двумя вычислениями  $\Delta_{\text{DF}}$ , где

$$\Delta_{\text{DF}} = \{[\alpha_{\text{tot}}^{\tau L}(\text{DF}) - \alpha_{\text{tot}}^{\tau L}(\text{DS})]/\alpha_{\text{tot}}^{\tau L}(\text{DF})\} \times 100\%. \quad (15)$$

Для  $E1$ -перехода в  $^{93}_{43}\text{Tc}$  это различие составляет  $\Delta_{\text{DF}} = -196\%$  при низкой энергии  $E_{\gamma} = 0.01$  кэВ,

$\Delta_{\text{DF}} = +32\%$  при  $E_{\gamma} = 0.1$  кэВ, и  $\Delta_{\text{DF}} = -13\%$  при энергии экспериментального перехода  $E_{\gamma} = 0.31$  кэВ (см. табл. 2). Для  $^{154}_{63}\text{Eu}$  и  $M1$ -перехода различия при энергиях  $E_{\gamma} = 0.01$  кэВ,  $E_{\gamma} = 0.1$  кэВ и экспериментальной энергии  $E_{\gamma} = 0.91$  кэВ составляют соответственно  $-104\%$ ,  $-33\%$  и  $-3\%$ . В случае  $E2$ -перехода в  $^{154}_{63}\text{Eu}$  различия  $\Delta_{\text{DF}}$  при тех же энергиях равны  $-37\%$ ,  $-55\%$  и  $-12\%$ . Таким образом, при низких энергиях точный учет обменного взаимодействия может очень существенно влиять на величину не только парциальных, но и полных КВК. Как видно из рис. 3, отличия  $\Delta_{\text{DF}}$  ведут себя немонотонно, они особенно велики при очень низких энергиях в области  $E_{\gamma} \lesssim 1$  кэВ и уменьшаются при последующем увеличении энергии.

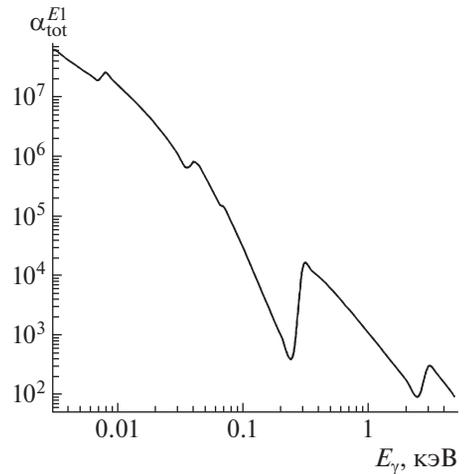
Как отмечалось выше, различие в КВК, вычисленных с учетом вакансии в оболочке, где произошла конверсия  $\alpha_i^{\tau L}(h)$ , и без учета вакансии



**Рис. 1.** КВК для электрических переходов в  $^{99}\text{Tc}$ . *a* — КВК для  $EL$ -переходов на  $N_1$ -оболочке, *б* — КВК для  $EL$ -переходов на  $O_1$ -оболочке. Кривые: сплошная —  $E1$ -переход, штриховая —  $E2$ , штрихпунктирная —  $E3$ , штриховая с короткими штрихами —  $E4$ , точечная —  $E5$ -переход. *в* — КВК для  $E1$ -перехода на  $N_3$  — (сплошная),  $N_4$  — (штриховая) и  $N_5$ -оболочке (штрихпунктирная).

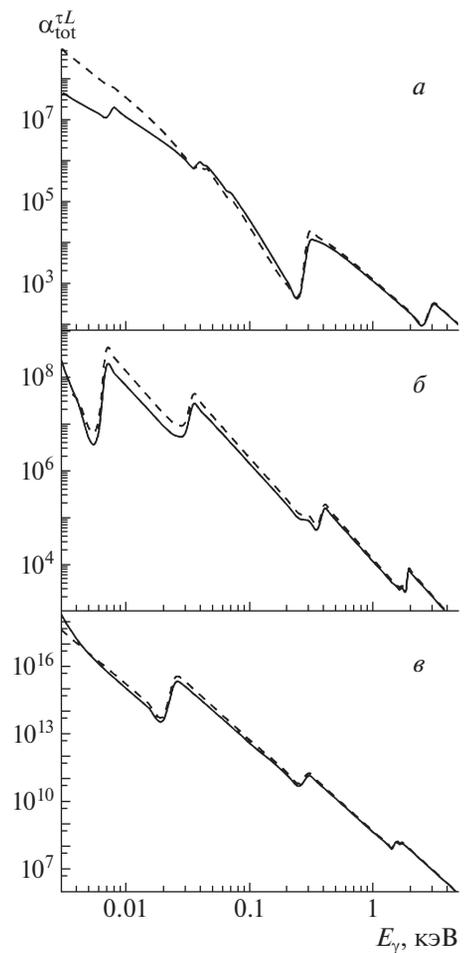
$\alpha_i^{\tau L}(nh)$ , могут достигать 10% при энергиях конверсионного электрона  $E_k \gtrsim 1$  кэВ. В области низких энергий перехода это различие может быть значительно больше как для парциальных, так и для полных КВК. Различие в КВК из-за учета вакансии  $\Delta_h$  записывается в виде

$$\Delta_h^i = \{[\alpha_i^{\tau L}(h) -$$
 (16)

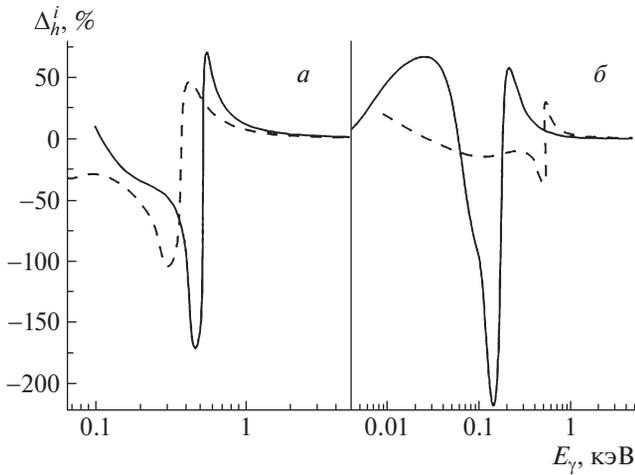


**Рис. 2.** Полный КВК для  $E1$ -перехода в  $^{99}\text{Tc}$ .

$$- \alpha_i^{\tau L}(nh)] / \alpha_i^{\tau L}(h) \} \times 100\%.$$



**Рис. 3.** Полные КВК  $\alpha_{\text{tot}}^{\tau L}$ , вычисленные методом ДФ (сплошные кривые) и методом ДС (штриховые). *a* —  $E1$ -переход в  $^{99}\text{Tc}$ ; *б* —  $M1$ -переход в  $^{154}\text{Eu}$ ; *в* —  $E2$ -переход в  $^{154}\text{Eu}$ .

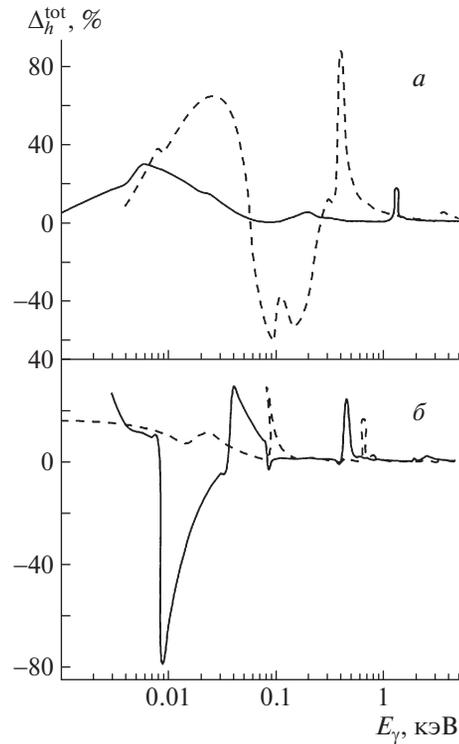


**Рис. 4.** Различия  $\Delta_h^i$  (в %) (16) в парциальных КВК  $\alpha_i^{E1}$  для  $N$ - и  $O$ -оболочек в  $^{110}\text{Ag}$  при  $E1$ -переходе, вычисленных с учетом и без учета вакансии в атомной оболочке после конверсии. Вычисления выполнены ДФ методом. Вакансия учитывалась в приближении замороженных орбиталей.  $a$  —  $\Delta_h^{N_1}$  (сплошная кривая) и  $\Delta_h^{N_2}$  (штриховая);  $b$  —  $\Delta_h^{N_4}$  (сплошная кривая) и  $\Delta_h^{O_1}$  (штриховая).

На рисунке 4 приведены различия  $\Delta_h^i$  для оболочек атома  $^{110}\text{Ag}$  при  $E1$ -переходе. Рисунок показывает, что эти различия могут быть очень велики и достигать более чем  $-200\%$ , как, например, в случае  $N_4$ -оболочки. Обычно такие большие различия между расчетами с вакансией и без нее случаются вблизи резонансов в КВК  $\alpha_i^{EL}(E_\gamma)$ . Для  $N_1$ -,  $N_2$ -,  $N_4$ -,  $O_1$ -оболочек, приведенных на рис. 4, области резонансов располагаются в районе энергий  $E_\gamma = 0.55, 0.45, 0.2, 0.55$  кэВ соответственно. Отличия  $\Delta_h^i$  имеют минимумы и максимумы приблизительно при таких же значениях  $E_\gamma$ .

Полные КВК, вычисленные с учетом вакансии и без учета, тоже могут существенно различаться. На рис. 5 приведены различия  $\Delta_h^{\text{tot}}$  в полных КВК в  $^{78}\text{Ga}$  при  $M2$ -переходе, в  $^{110}\text{Ag}$  при  $E1$ -переходе, в  $^{188}\text{Re}$  при  $M3$ -переходе и в  $^{205}\text{Pb}$  при  $E2$ -переходе. Рисунок 5 показывает, что различие  $\Delta_h^{\text{tot}}$  может изменяться от  $\sim -60\%$  до  $\sim +90\%$  в случае  $^{110}\text{Ag}$  при  $E1$ -переходе и достигать  $\sim -80\%$  в случае  $^{188}\text{Re}$  при  $M3$ -переходе. Эти различия связаны, в основном, с пилообразной формой зависимости полного КВК от энергии  $E_\gamma$ .

Кроме того, КВК при низких энергиях  $E_k$  могут различаться в зависимости от того, какое значение энергии связи используется для  $i$ -й оболочки. Как указано выше, мы используем экспериментальные значения для  $Z \leq 95$  [17]. Для элементов  $Z \geq 96$  энергия связи вычислялась по формуле (14) с



**Рис. 5.** Различия  $\Delta_h^{\text{tot}}$  (в %) (16) в полных КВК  $\alpha_{\text{tot}}$ , вычисленных с учетом и без учета вакансии в атомных оболочках после конверсии. Вычисления выполнены ДФ методом. Вакансия учитывалась в приближении замороженных орбиталей.  $a$  —  $^{78}\text{Ga}$ ,  $M2$ -переход (сплошная кривая) и  $^{110}\text{Ag}$ ,  $E1$ -переход (штриховая);  $b$  —  $^{188}\text{Re}$ ,  $M3$ -переход (сплошная кривая) и  $^{205}\text{Pb}$ ,  $E2$ -переход (штриховая).

учетом взаимодействия Брейта. Расчеты показали, что, например, для внешних оболочек атома урана отличие экспериментальных энергий связи от вычисленных составляет от 8 до 30%. При этом полный КВК для  $^{235}\text{U}$  при экспериментальной энергии  $E3$ -перехода  $E_\gamma = 0.0765$  кэВ (см. табл. 2), вычисленный с экспериментальными энергиями связи и рассчитанными по формуле (14), различаются всего на 0.5%. Энергии связи для самых внешних  $6d_{3/2}$ - и  $7s$ -оболочек атома тория  $^{229}\text{Th}$ , определенные с помощью (14), отличаются от экспериментальных значений на  $\sim 11\%$ , а отличие в полных КВК как для  $M1$ -, так и для  $E2$ -перехода при энергии  $E_\gamma = 0.0076$  кэВ, рассчитанных с вычисленными и экспериментальными энергиями связи, составляет  $\lesssim 1\%$ .

Парциальные КВК при очень низких энергиях  $E_k$  могут отличаться более значительно, однако это отличие уменьшается быстро с увеличением энергии. Например, как показывает табл. 3, различие в 13% между экспериментальной и вычисленной энергиями связи для  $P_1$ -оболочки урана

**Таблица 2.** Сравнение полных КВК  $\alpha_{\text{tot}}^{\tau L}(E_\gamma)$ , вычисленных в данной работе для экспериментально определенных переходов, и КВК  $\tilde{\alpha}_{\text{tot}}^{\tau L}(E_\gamma)$ , приведенных в [16]

$Z$	Ядро	$E_\gamma$ , кэВ	$\tau L$	$\alpha_{\text{tot}}^{\tau L}(E_\gamma - \delta)$	$\alpha_{\text{tot}}^{\tau L}(E_\gamma)$	$\alpha_{\text{tot}}^{\tau L}(E_\gamma + \delta)$	$\tilde{\alpha}_{\text{tot}}^{\tau L}(E_\gamma)$ [16]	$\Delta$ , %
23	$^{45}\text{V}$	0.8	$M1$		2.828(3)*			
	$^{45}\text{V}$	0.8	$E2$		2.170(8)			
29	$^{75}\text{Cu}$	4.5 6**	$M1$	73.77	48.07	33.05	54.0 20	-12
31	$^{74}\text{Ga}$	3.2 2	$M2$	3.928(5)	2.884(5)	2.158(5)	2.9(5) 11	-0.6
37	$^{84}\text{Rb}$	3.4	$M1$		360.9		361	0.0
41	$^{90}\text{Nb}$	2.3 4	$M2$	4.270(6)	1.673(6)	3.861(6)	39	-79
	$^{90}\text{Nb}$	2.3 4	$E3$	2.320(10)	6.688(9)	9.273(9)		
43	$^{93}\text{Tc}$	0.31 2	$E1$	1.433(4)	1.431(4)	1.336(4)		
	$^{99}\text{Tc}$	2.1726 4	$E3$	1.361(10)	1.360(10)	1.358(10)	1.4(10)	-2.9
46	$^{106}\text{Pd}$	6.0 1	$E2$	6.242(6)	2.492(6)	1.145(6)		
47	$^{110}\text{Ag}$	1.112 16***	$E1$	1081	1041	1004	933.0 66	10
48	$^{110}\text{Cd}$	1.60 10	$M1$	2915	2405	2009		
	$^{121}\text{Cd}$	7.52 11	$M1$	132.7	127.0	121.6		
	$^{121}\text{Cd}$	7.52 11	$E2$	1.067(5)	9.904(4)	9.204(4)		
49	$^{111}\text{In}$	5.0	$M1$		475.5			
	$^{111}\text{In}$	5.0	$E2$		8.562(5)			
51	$^{129}\text{Sb}$	9.76 8	$E2$	3.790(4)	3.636(4)	3.489(4)	3.39(4)	6.8
53	$^{130}\text{I}$	3.30	$M1$		505.8		563	-11
	$^{130}\text{I}$	3.98	$E1$		48.39		55.5	-15
	$^{130}\text{I}$	4.37	$M1$		218.6		242.6	-11
54	$^{123}\text{Xe}$	4.6	$E1$		34.33		39.0	-14
55	$^{129}\text{Cs}$	6.545 1	$E2$	4.016(5)	4.013(5)	4.010(5)	4.32(5)	-7.6
56	$^{141}\text{Ba}$	6.469 50	$M1$	467.1	457.0	444.1	482	-5.5
59	$^{142}\text{Pr}$	3.683 4	$M3$	1.178(10)	1.169(10)	1.160(10)	1.17(1)****	0.0
62	$^{153}\text{Sm}$	7.535 5	$M1$	157.3	157.0	156.7	200	-27
63	$^{154}\text{Eu}$	0.91	$M1$		1.452(4)			
	$^{154}\text{Eu}$	0.91	$E2$		6.838(8)			
	$^{154}\text{Eu}$	8.6	$E3$		7.595(7)		$\approx 5.6(7)$	26
	$^{154}\text{Eu}$	3.99	$E1$		72.52			
64	$^{157}\text{Gd}$	9.365 12	$E1$	33.65	33.53	33.42	30.8	8.1
66	$^{148}\text{Dy}$	10.0	$E1$		29.68		27.0	9.0
67	$^{156}\text{Ho}$	8.72 5	$E1$	28.56	28.14	27.73	11	61
	$^{162}\text{Ho}$	9.80 5	$E3$	4.918(7)	4.769(7)	4.625(7)		
	$^{163}\text{Ho}$	9.8	$M1$		387.6		98.3	75
68	$^{169}\text{Er}$	10.0 1	$M1$	409.3	399.1	388.9	69.1	83
69	$^{161}\text{Tm}$	7.4	$M3$		4.475(8)			
	$^{163}\text{Tm}$	9.74 5	$E2$	1.843(5)	1.806(5)	1.766(5)	1.32(5)	27

Таблица 2. Окончание

$Z$	Ядро	$E_\gamma$ , кэВ	$\tau L$	$\alpha_{\text{tot}}^{\tau L}(E_\gamma - \delta)$	$\alpha_{\text{tot}}^{\tau L}(E_\gamma)$	$\alpha_{\text{tot}}^{\tau L}(E_\gamma + \delta)$	$\tilde{\alpha}_{\text{tot}}^{\tau L}(E_\gamma)$ [16]	$\Delta$ , %
71	$^{173}\text{Lu}$	4.670 8	$E2$	2.033(6)	2.016(6)	1.998(6)	2.18(6)	-8.1
73	$^{181}\text{Ta}$	6.240 20	$E1$	30.30	30.04	29.78	70.5 25	-135
	$^{181}\text{Ta}$	3.90 10	$M1$	2651	2454	2277	2684	-9.4
75	$^{188}\text{Re}$	2.636 3	$M3$	1.158(12)	1.149(12)	1.140(12)	1.6(12) 5	-39
77	$^{185}\text{Ir}$	5.8 1	$E2$	1.246(6)	1.143(6)	1.050(6)	1.22(6)	-6.7
78	$^{193}\text{Pt}$	1.642 2	$M1$	1.220(4)	1.216(4)	1.211(4)	3116	74
79	$^{184}\text{Au}$	3.4 2	$M1$	2534	2130	5584		
	$^{189}\text{Au}$	8.9	$E2$		1602.0(5)			
82	$^{192}\text{Pb}$	7.2	$M1$		976.2			
	$^{192}\text{Pb}$	7.2	$E2$		5.934(5)			
	$^{203}\text{Pb}$	4.9	$E3$		6.613(9)		5.9(9)	11
	$^{205}\text{Pb}$	2.328 7	$E2$	3.816(7)	3.759(7)	3.703(7)	3.76(7) 8	0.0
84	$^{207}\text{Po}$	3.4	$M1$		2.809(3)			
	$^{208}\text{Po}$	4.02 3	$E2$	1.292(7)	1.247(7)	1.204(7)	3.30(6)	74
85	$^{205}\text{At}$	8.5 5	$E2$	4.524(6)	3.347(6)	2.519(6)		
86	$^{219}\text{Rn}$	4.4 10	$E2$	8.820(6)	9.436(6)	3.464(6)	4.34(6)	54
87	$^{227}\text{Fr}$	2.74	$E1$		77.30		74.5	3.6
89	$^{223}\text{Ac}$	8.0	$M1$		1451			
90	$^{229}\text{Th}$	0.0076 5	$M1$	1.682(9)	1.378(9)	1.144(9)		
	$^{229}\text{Th}$	0.0076 5	$E2$	1.717(16)	1.230(16)	8.984(15)		
91	$^{233}\text{Pa}$	6.68 5	$M1$	3115	3047	2980		
92	$^{235}\text{U}$	0.0765 4	$E3$	2.765(20)	2.666(20)	2.571(20)	>1.(10)	
94	$^{239}\text{Pu}$	4.2	$E1$		120.5			
97	$^{250}\text{Bk}$	1.12	$E1$		968.0			
	$^{250}\text{Bk}$	8.0	$E2$		1.238(6)		1.3(6)	-5.0
100	$^{251}\text{Fm}$	3.4 3	$M1$	2.112(4)	1.604(4)	1.247(4)	1.6(4) 5	0.2

Примечания:

\* В скобках указан десятичный порядок числа, т.е. 2.828(3) = 2.828 × 10<sup>3</sup>.

\*\* Если известны неопределенности энергий перехода  $\delta$ , приводятся три значения КВК.

\*\*\* В [16], видимо, перепутаны энергии перехода, и КВК приведен для  $E_\gamma = 1.16$  кэВ.

\*\*\*\* В [16] допущена опечатка в порядке величины КВК: указано 10<sup>1</sup> вместо 10<sup>10</sup>.

$^{235}_{92}\text{U}$  дает разницу в КВК  $\alpha_{P_1}^{E3}$  при  $E_\gamma = 0.06$  кэВ, равную 31%, но при  $E_\gamma = 0.08$  кэВ эта разница уменьшается до 2.8%. Однако различие в энергиях связи парциальных КВК может изменить значение полного КВК, если энергия перехода  $E_\gamma$  окажется достаточно близка к энергии связи оболочки, вносящей значительный вклад в  $\alpha_{\text{tot}}$ .

Таким образом, рассмотренные особенности поведения КВК при низких энергиях перехода  $E_\gamma$ , т.е.

резонансная структура и резкое падение при увеличении энергии, приводят к усилению зависимости теоретических значений КВК от модели, лежащей в основе вычислений. Это требует осторожности при интерполяции и, тем более, при экстраполяции КВК. Поэтому в области низких энергий лучше всего использовать прямые вычисления, выполненные в адекватной модели.

**Таблица 3.** Различие  $\Delta_\varepsilon = \{[\alpha_{P_1}^{E3}(\varepsilon_{\text{exp}}) - \alpha_{P_1}^{E3}(\varepsilon_{\text{theor}})]/\alpha_{P_1}^{E3}(\varepsilon_{\text{exp}})\} \times 100\%$  между КВК на  $P_1$ -оболочке урана  $^{235}_{92}\text{U}$  при  $E3$ -переходе, рассчитанными с экспериментальной энергией связи  $\varepsilon_{\text{exp}} = 0.0495$  кэВ и теоретической  $\varepsilon_{\text{theor}} = 0.0561$  кэВ, вычисленной по формуле (14)

$E_\gamma$ , кэВ	$\Delta_\varepsilon$ , %
0.060	31
0.065	15
0.070	7.3
0.075	4.3
0.080	2.8
0.090	1.3
0.100	0.8
0.300	0.4
0.600	0.3
1.000	0.2

#### 4. ПОЛНЫЕ КВК ДЛЯ НАБЛЮДАЕМЫХ ПЕРЕХОДОВ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ

Мы представляем теоретические значения полных КВК для экспериментально наблюдаемых  $\gamma$ -переходов низкой энергии, для которых определены энергии и мультипольности [16]. Эти значения вычислены с использованием модели, описанной выше. Приводятся КВК для чистых (табл. 2) и смешанных (табл. 4) переходов с энергиями  $E_\gamma \lesssim 10$  кэВ, если они отсутствуют на сайте [16] или существенно отличаются от представленных там. Кроме того, приводятся значения КВК для всех переходов с энергиями  $E_\gamma \lesssim 5$  кэВ, даже если они согласуются с данными [16], так как вычисленные КВК являются более точными. Если в [16] указаны неопределенности  $\delta$  энергий перехода, мы приводим три вычисленных значения КВК, так как неопределенности для многих низкоэнергетических переходов велики, а КВК, как показано выше, резко меняются в этой области энергий.

Напомним, что полные КВК, приведенные в [16], являются теоретическими значениями, полученными с помощью сайта [18], т.е. путем интерполяции по значениям, рассчитанным, используя код RAINE [19, 20]. Однако, так как [18] не позволяет получить КВК, если энергия  $E_k \leq 1$  кэВ, значения полных КВК для переходов низких энергий в [16] во многих случаях оказываются неверными. В табл. 2 и 4 приведено различие  $\Delta$  между КВК  $\alpha_{\text{tot}}^{\tau L}(E_\gamma)$ , вычисленными в настоящей работе, и значениями

$\tilde{\alpha}_{\text{tot}}^{\tau L}(E_\gamma)$  из [16]:

$$\Delta = [(\alpha_{\text{tot}}^{\tau L} - \tilde{\alpha}_{\text{tot}}^{\tau L})/\alpha_{\text{tot}}^{\tau L}] \times 100\%. \quad (17)$$

Как показывает табл. 2, из 63 переходов мы приводим КВК только для пяти переходов с энергиями  $E_\gamma \lesssim 5$  кэВ, где  $\Delta \lesssim 1\%$ . Данные для 28 переходов отсутствуют в [16]. Для остальных 30 переходов из табл. 2 различие  $\Delta$  изменяется от  $-135\%$  до  $+83\%$ .

В случаях, где  $\tilde{\alpha}_{\text{tot}}^{\tau L}$  меньше  $\alpha_{\text{tot}}^{\tau L}$ , т.е.  $\Delta > 0$ , различие обычно связано с тем, что значения КВК для какой-то оболочки или для нескольких оболочек не учитывались в [16], так как для них  $E_k \lesssim 1$  кэВ. Например, для  $E3$ -перехода с энергией  $E_\gamma = 8.6$  кэВ в  $^{154}_{63}\text{Eu}$  при определении полного КВК опущен вклад  $L_1$ - и  $L_2$ -оболочек, что привело к ошибке в 26%. Неучет этих же оболочек в  $^{169}_{68}\text{Er}$  при вычислении КВК для  $M1$ -перехода с энергией  $E_\gamma = 10.0$  кэВ дает ошибку  $\Delta = 83\%$ . Ошибка  $\Delta = 74\%$  возникла в полном КВК при переходе  $E2$  с энергией  $E_\gamma = 4.02$  кэВ в  $^{208}_{84}\text{Po}$ , так как там были опущены КВК для  $M_2$ - $M_5$ -оболочек, которые нельзя получить на сайте [18]. При определении полного КВК для  $E1$ -перехода с энергией  $E_\gamma = 1.112$  кэВ в  $^{110}_{47}\text{Ag}$ , где  $\Delta = 10\%$ , по-видимому, были перепутаны энергии перехода, и результат приведен для  $E_\gamma = 1.16$  кэВ.

Труднее объяснить различие, если неверное значение КВК  $\tilde{\alpha}_{\text{tot}}^{\tau L}$  больше  $\alpha_{\text{tot}}^{\tau L}$ . Например, в случае  $^{130}_{53}\text{I}$  для трех переходов:  $M1$  с энергией  $E_\gamma = 3.30$  кэВ,  $E1$  с энергией  $E_\gamma = 3.98$  кэВ и  $M1$  с  $E_\gamma = 4.37$  кэВ отличия составляют  $\Delta = -11\%$ ,  $-15\%$  и  $-11\%$  соответственно (см. табл. 2), хотя для всех этих переходов сайт [18] дает правильные значения КВК для всех оболочек. Аналогично, в случае  $^{181}_{73}\text{Ta}$  при  $E1$ -переходе с энергией  $E_\gamma = 6.240$  кэВ значение КВК в [16] в два с лишним раза превышает вычисленное нами  $\alpha_{\text{tot}}^{E1}$ , а в случае  $^{90}_{41}\text{Nb}$  при  $M2$ -переходе с энергией  $E_\gamma = 2.3$  кэВ  $\tilde{\alpha}_{\text{tot}}^{\tau L}$  почти вдвое больше КВК, полученного нами. Непонятно, как были получены эти значения  $\tilde{\alpha}_{\text{tot}}^{\tau L}$ . В перечисленных случаях не участвуют оболочки, для которых  $E_k \leq 1$  кэВ. Для всех переходов низких энергий в [16] стоит ссылка на сайт [18]. Наша проверка с использованием этого сайта дала практически те же КВК, которые получены нами и приведены в табл. 2. Более того, значения КВК, вычисленные, используя сайт [18], для этих же случаев в других приближениях, в частности, с приближенным обменом [31, 32], оказываются гораздо более близкими к представленным нами в табл. 2 по сравнению с [16].

Несколько иная ситуация имеет место при  $M3$ -переходе с энергией  $E_\gamma = 2.636$  кэВ в  $^{188}_{75}\text{Re}$ . В этом

**Таблица 4.** Сравнение полных КВК  $\alpha_{\text{tot}}^{\text{mix}}$  для переходов смешанной мультипольности  $\tau L + \tau' L'$ , вычисленных в данной работе, и  $\tilde{\alpha}_{\text{tot}}^{\text{mix}}$  приведенных в [16]; даны также полные КВК для компонент перехода и доли смеси  $\delta$

Z	Ядро	$E_\gamma$ , кэВ	$\tau L + \tau' L'$	$\alpha_{\text{tot}}(E_\gamma - \delta)$	$\alpha_{\text{tot}}(E_\gamma)$	$\alpha_{\text{tot}}(E_\gamma + \delta)$	$\delta_{\text{mix}}$ [16]	$\alpha_{\text{tot}}^{\text{mix}}(E_\gamma)$	$\tilde{\alpha}_{\text{tot}}^{\text{mix}}(E_\gamma)$ [16]	$\Delta$ , %
36	$^{83}\text{Kr}$	9.4057 6	$M1 + E2$	15.07	15.07	15.07	0.0129 6	16.32 12	17.09	-4.7
				7548	7545	7543				
62	$^{151}\text{Sm}$	4.821 3	$M1 + E2$	435.6	434.8	433.9	0.024 3	879 118	880 120	-0.1
				7.748(5)	7.724(5)	7.700(5)				
66	$^{155}\text{Dy}$	9.1 1	$M1 + E2$	138.0	432.1	421.5	0.0189 21	504 17	$\approx 530$	-5.2
				2.116(5)	2.019(5)	1.915(5)				
67	$^{160}\text{Ho}$	7.133 10	$E1 + M2$	17.44	17.37	17.31	$\leq 0.0012$	17.78	19.2	-8.0
				2.975(5)	2.955(5)	2.935(5)				
70	$^{171}\text{Yb}$	9.149 1	$M1 + E2$	150.2	150.2	150.2	0.016 5	197 34	160 10	19
				1.820(5)	1.819(5)	1.819(5)				
80	$^{201}\text{Hg}$	1.5648 10	$M1 + E2$	1.755(4)	1.751(4)	1.748(4)	0.0105 15	4.2(4) 7	4.7(4) 7	-12
				2.247(8)	2.240(8)	2.233(8)				

случае сайт [18] не вычисляет КВК для  $M_3-M_5$ -оболочек, имеющих энергии  $E_k \leq 1$  кэВ. Однако КВК  $\tilde{\alpha}_{\text{tot}}^{M3}$  на 39% превышает вычисленное значение  $\alpha_{\text{tot}}^{M3}$ . Возможно, здесь использовалась неправомерная интерполяция или экстраполяция.

В табл. 4 приведены КВК для шести переходов смешанной мультипольности  $\tau L + \tau' L'$  и доли смеси  $\delta_{\text{mix}}$ , указанные в [16]. КВК для смешанного перехода может быть вычислен, используя следующее выражение:

$$\alpha_{\text{tot}}^{\text{mix}} = \frac{\alpha_{\text{tot}}^{\tau L} + \delta_{\text{mix}}^2 \alpha_{\text{tot}}^{\tau' L'}}{1 + \delta_{\text{mix}}^2}, \quad (18)$$

где  $\alpha_{\text{tot}}^{\tau L}$  и  $\alpha_{\text{tot}}^{\tau' L'}$  — КВК для компонент чистой мультипольности. Мы приводим вычисления КВК как для смешанного перехода, так и для его компонент. Неопределенности в  $\alpha_{\text{tot}}^{\text{mix}}$  даны в табл. 4 только с учетом неопределенностей в  $\delta_{\text{mix}}$ . Как видно из табл. 4, различия  $\Delta$  (17) между нашими вычислениями и значениями КВК из [16] значительны для  $^{155}_{66}\text{Dy}$ , где в [18] нет данных для  $L_1$ - и  $L_2$ -оболочек, для  $^{171}_{70}\text{Yb}$ , где нет данных для  $L_3$ -оболочки, и для  $^{201}_{80}\text{Hg}$ , где нет данных для  $N_1$ -,  $N_2$ -,  $N_3$ -оболочек. Кроме того, имеются заметные расхождения  $\Delta = -4.7\%$  для Kr и  $\Delta = -8\%$  для  $^{160}_{67}\text{Ho}$ , хотя в этих случаях КВК на всех оболочках могут быть вычислены, используя [18].

Здесь, как и для КВК из табл. 2, можно уверенно объяснить только различие в случае  $^{171}_{70}\text{Yb}$ , где  $\Delta > 0$ , так как добавление КВК для  $L_3$ -оболочки  $\alpha_{L_3}^{M1+E2} = 36.83$  к значению из [16], дает величину,

полученную в настоящей работе, с точностью  $\Delta = 0.1\%$ . Во всех случаях, где  $\Delta < 0$ , это отличие, вероятно, связано с какими-то приближениями или неправомерной интерполяцией для оболочек, для которых КВК для данного перехода не могут быть получены из [18].

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вычислены полные КВК для экспериментально наблюдаемых  $\gamma$ -переходов низкой энергии  $E_\gamma \lesssim 10$  кэВ. Расчеты выполнены методом ДФ с точным учетом обменного взаимодействия между связанными электронами, а также между связанными и свободными электронами. Учитывалась вакансия в атомной оболочке, на которой произошла конверсия. Теоретические значения сравниваются с надежными экспериментальными данными для переходов более высоких энергий. Показано, что как парциальные, так и полные КВК, полученные в этой модели, хорошо совпадают с экспериментальными данными, в частности, с результатами прецизионных экспериментов [23–30], выполненных в последние годы.

Рассматриваются особенности поведения парциальных и полных КВК  $\alpha^{\tau L}(E_\gamma)$  в области низких энергий  $E_\gamma$ . Эти особенности — резкое уменьшение на несколько порядков величины и резонансное поведение — являются причиной существенной зависимости значений КВК при низких энергиях от теоретической модели, используемой в расчетах.

Пересмотрены теоретические значения полных КВК для экспериментально наблюдаемых переходов с энергиями  $E_\gamma \lesssim 10$  кэВ, представленные на

сайте ядерных данных Брукхейвенской лаборатории [16], который широко используется специалистами. Показано, что на сайте имеется большое количество неверных значений КВК. Нами получены полные КВК, для нескольких десятков переходов, отличающиеся от значений [16] или отсутствующие там. Наши вычисления во многих случаях отличаются от [16] значительно, иногда в несколько раз. Анализируются возможные причины ошибок.

Учитывая возрастающий интерес к исследованию низкоэнергетических переходов, эти значения КВК, верные и более полные, чем в [16], могут быть использованы для анализа имеющихся экспериментальных данных, а также для подготовки и интерпретации будущих экспериментов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- J. W. Petersen, G. Weyer, A. Svane, E. Holzschuh, and W. Kundig, *Nucl. Instrum. Methods B* **63**, 179 (1992).
- V. V. Kharitonov and V. N. Gerasimov, Report AEI-6232/9, National Research Center "Kurchatov Institute" (Moscow, 2001).
- М. А. Андреева, С. М. Иркаев, В. Г. Семенов, *ЖЭТФ* **105**, 1767 (1994).
- A. Blachowski and K. Ruebenbauer, *Phys. Scr.* **73**, 263 (2006).
- T. Bulin, P. Roupkova, C. Ondrusek, and O. Schneeweiss, *IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng.* **461**, 012009 (2018).
- C. J. Campbell, A. V. Steele, R. L. Churchill, M. V. DePalatis, D. E. Naylor, D. N. Matsukevich, A. Kuzmich, and M. S. Chapman, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 233004 (2009).
- O. Renner, L. Juha, J. Krasa, E. Krousky, M. Pfeifer, A. Velyhan, C. Granja, J. Jakubek, V. Linhart, T. Slavicek, Z. Vykydal, S. Pospisil, J. Kravarik, J. Ullschmied, A. A. Andreev, T. Kämpfer, *et al.*, in *Proceedings of the 3rd International Conference on the Frontiers of Plasma Physics and Technology* (PC/5029), p. S5-3 (2008).
- B. R. Beck, J. A. Becker, P. Beiersdorfer, G. V. Brown, K. J. Moody, J. B. Wilhelmy, F. S. Porter, C. A. Kilbourne, and R. L. Kelley, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 142501 (2007).
- B. Seiferle, L. von der Wense, P. V. Bilous, I. Amersdorffer, C. Lemell, F. Libisch, S. Stellmer, T. Schumm, C. E. Düllmann, A. Pálffy, and P. G. Thirolf, *Nature* **573**, 243 (2019).
- Y. Izawa and C. Yamanaka, *Phys. Lett. B* **88**, 59 (1979).
- В. Ю. Добрецов, *ЖЭТФ* **102**, 774 (1992).
- F. F. Karpeshin and M. B. Trzhaskovskaya, *Phys. Rev. C* **76**, 054313 (2007).
- F. F. Karpeshin and M. B. Trzhaskovskaya, *Nucl. Phys. A* **969**, 173 (2018).
- A. Yamaguchi, M. Kolbe, H. Kaser, T. Reichel, A. Gottwald, and E. Peik, *New J. Phys.* **17**, 053053 (2015).
- A. Yamaguchi, H. Muramatsu, T. Hayashi, N. Yuasa, K. Nakamura, M. Takimoto, H. Haba, K. Konashi, M. Watanabe, H. Kikunaga, N. Y. Yamasaki, and K. Mitsuda, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 222501 (2019).
- Brookhaven National Laboratory, Nuclear Structure and Decay Data, <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/ensdf/>
- T. Kibédi, T. W. Burrov, M. B. Trzhaskovskaya, P. M. Davidson, and C. W. Nestor, Jr., *Nucl. Instrum. Methods A* **589**, 202 (2008).
- T. Kibédi, T. W. Burrov, M. B. Trzhaskovskaya, P. M. Davidson, and C. W. Nestor, Jr., [www.rsphysse.anu.edu.au/nuclear/bricc/](http://www.rsphysse.anu.edu.au/nuclear/bricc/)
- И. М. Банд, М. Ф. Листенгартен, М. Б. Тржасковская, В. И. Фомичев, Препринт № 289, ЛИЯФ (Ленинград, 1976); И. М. Банд, М. Б. Тржасковская, В. И. Фомичев, Препринт № 299, ЛИЯФ (Ленинград, 1977); И. М. Банд, М. Б. Тржасковская, Препринт № 300, ЛИЯФ (Ленинград, 1977); И. М. Банд, В. И. Фомичев, Препринт № 498, ЛИЯФ (Ленинград, 1979); И. М. Банд, М. Ф. Листенгартен, М. Б. Тржасковская, Препринт № 1479, ЛИЯФ (Ленинград, 1989).
- I. M. Band, M. B. Trzhaskovskaya, C. W. Nestor, Jr., P. O. Tikkanen, and S. Raman, *At. Data Nucl. Data Tables* **81**, 1 (2002).
- I. P. Grant, *Adv. Phys.* **19**, 747 (1970).
- S. Raman, C. W. Nestor, Jr., A. Ichihara, and M. B. Trzhaskovskaya, *Phys. Rev. C* **66**, 044312 (2002).
- N. Nica, J. C. Hardy, V. E. Iacob, S. Raman, C. W. Nestor, Jr., and M. B. Trzhaskovskaya, *Phys. Rev. C* **70**, 054305 (2004).
- N. Nica, J. C. Hardy, V. E. Iacob, J. R. Montague, and M. B. Trzhaskovskaya, *Phys. Rev. C* **71**, 054320 (2005); N. Nica, J. C. Hardy, V. E. Iacob, W. E. Rockwell, and M. B. Trzhaskovskaya, *Phys. Rev. C* **75**, 024308 (2007); N. Nica, J. C. Hardy, V. E. Iacob, C. Balonek, and M. B. Trzhaskovskaya, *Phys. Rev. C* **77**, 034306 (2008); N. Nica, J. C. Hardy, V. E. Iacob, J. Goodwin, C. Balonek, M. Hernberg, J. Nolan, and M. B. Trzhaskovskaya, *Phys. Rev. C* **80**, 064314 (2009).
- N. Nica, J. C. Hardy, V. E. Iacob, M. Bencomo, V. Horvat, H. I. Park, M. Maguire, S. Miller, and M. B. Trzhaskovskaya, *Phys. Rev. C* **89**, 014303 (2014).
- N. Nica, J. C. Hardy, V. E. Iacob, T. A. Werke, C. M. Folden, III, L. Pineda, and M. B. Trzhaskovskaya, *Phys. Rev. C* **93**, 034305 (2016).
- N. Nica, J. C. Hardy, V. E. Iacob, T. A. Werke, C. M. Folden, III, K. Ofodile, and M. B. Trzhaskovskaya, *Phys. Rev. C* **95**, 064301 (2017).
- N. Nica, J. C. Hardy, V. E. Iacob, H. I. Park, K. Brandenburg, and M. B. Trzhaskovskaya, *Phys. Rev. C* **95**, 034325 (2017).
- N. Nica, J. C. Hardy, V. E. Iacob, V. Horvat, H. I. Park, T. A. Werke, K. J. Glennon, C. M. Folden, III, V. I. Sabla, J. B. Bryant, X. K. James, and M. B. Trzhaskovskaya, *Phys. Rev. C* **98**, 054321 (2018).
- V. Horvat, E. E. Tereshatov, J. C. Hardy, N. Nica, C. M. Folden, III, V. E. Iacob, and M. B. Trzhaskovskaya, *Phys. Rev. C* **102**, 014310 (2020).

31. R. S. Hager and E. C. Seltzer, Nucl. Data A **4**, 1 (1968).
32. F. Rösel, H. M. Fries, K. Alder, and H. C. Pauli, At. Data Nucl. Data Tables **21**, 91 (1978).
33. И. М. Банд, М. В. Тржасковская, *Таблицы КВК гамма-лучей на K-, L-, M-оболочках*, Издание ЛИЯФ (Ленинград, 1978).
34. I. M. Band and M. V. Trzhaskovskaya, At. Data Nucl. Data Tables **55**, 43 (1993).
35. M. V. Trzhaskovskaya and V. K. Nikulin, At. Data Nucl. Data Tables **140**, 101426 (2021); <http://doi.org/10.1016/j.adt.2021.101426>
36. M. V. Trzhaskovskaya, T. Kibédi, and V. K. Nikulin, Phys. Rev. C **81**, 024326 (2010).
37. И. М. Банд, М. Ф. Листенгартен, А. П. Фересин, *Аномалии в коэффициентах внутренней конверсии гамма-лучей* (Наука, Ленинград, 1976).
38. Л. А. Слив, ЖЭТФ **21**, 770 (1951).
39. I. P. Grant, B. J. McKenzie, P. H. Norrington, D. F. Mayers, and N. C. Puper, Comput. Phys. Commun. **21**, 207 (1980).
40. J. Plch, P. Dryak, J. Zderadicka, E. Schonfeld, and A. Szorenyi, Czech. J. Phys. B **29**, 1071 (1979).
41. E. L. Church and J. T. Monahan, Phys. Rev. **98**, 718 (1955).
42. I. M. Band, V. A. Listengarten, and M. V. Trzhaskovskaya, Report LNPI-664 (Leningrad, 1981).

## INTERNAL CONVERSION COEFFICIENTS FOR OBSERVED LOW ENERGY $\gamma$ -TRANSITIONS

**M. V. Trzhaskovskaya**<sup>1)</sup> and **V. K. Nikulin**<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>*National Research Center "Kurchatov Institute" — PNPI, Gatchina, Russia*

<sup>2)</sup>*Ioffe Physical Technical Institute, St. Petersburg, Russia*

Total internal conversion coefficients (ICCs) have been calculated for experimentally observed transitions at low  $\gamma$ -ray energy  $E_\gamma \lesssim 10$  keV. The ICC values are presented for transitions where they differ considerably from theoretical ICCs presented in the website of nuclear data by Brookhaven National Laboratory ([www.nndc.bnl.gov/nudat2/ensdf/](http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/ensdf/)) or for transitions where ICCs are missing in the site. More than sixty low-energy transitions were revealed where ICCs are erroneous or absent. Plausible reasons of the errors are analyzed. Our calculations are based on the Dirac–Fock method taking into account properly the exchange interaction between bound electrons as well as between bound and free electrons. The vacancy in the atomic shell where the conversion occurs is included in the framework of the frozen core approximation. The calculations are in good agreement with reliable experimental data. Peculiarities of the partial and total ICC behavior at low energies are considered.

## ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ НА ФРАГМЕНТАЦИЮ РЕЗОНАНСОВ

© 2022 г. Н. Г. Гончарова<sup>1)\*</sup>

Поступила в редакцию 07.06.2021 г.; после доработки 13.07.2021 г.; принята к публикации 13.07.2021 г.

Некоторые источники расщепления сечений возбуждения  $E1$ -резонансов обсуждаются на примере оболочечных расчетов для ядра  $^{16}\text{O}$ . Показано влияние величины поверхностного натяжения ядра на фрагментацию сечений возбуждения.

DOI: 10.31857/S0044002722010093

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными о структуре гигантских дипольных резонансов является критичным методом выявления сильных и слабых сторон теоретической модели. Среди микроскопических моделей атомных ядер многочастичная модель оболочек (ММО) является наиболее разработанной и широко применяемой. Этот метод описания возбужденных состояний ядер был предложен в [1].

Многочисленные расчеты как  $E1$ -резонансов, так и резонансов высших спинов показали, что отклонение теоретических результатов от экспериментальной картины может быть весьма значительным.

Настоящая работа посвящена обсуждению фактора, определяющего большее или меньшее соответствие реальной структуры ядра предсказаниям оболочечной модели.

### 2. $E1$ -РЕЗОНАНС В ЯДРЕ $^{16}\text{O}$

Впервые расчет в ММО был проведен для  $E1$ -резонанса в ядре  $^{16}\text{O}$  [2]. Система “базисных” конфигураций — т.е. виртуальных переходов, испытывающих “коллективизацию”, в этом случае была очень проста и состояла всего из пяти частично-дырочных конфигураций (что соответствует так называемой предельной модели оболочек, или Extreme Single Particle Shell Model, ESPSM). Выяснилось, что резонанс возникает за счет взаимодействия нескольких возможных (“виртуальных”)  $1\hbar\omega$ -переходов. Полученные в [1,

2] результаты помогли понять природу наблюдаемого в фотовозбуждении этого ядра максимума, но не могли интерпретировать особенности структуры резонанса.

Экспериментальные исследования структуры эффективного сечения дипольного резонанса в ядре  $^{16}\text{O}$  показали, что наблюдаемая фрагментация сечения сложнее, чем результаты расчетов в рамках “предельной” модели оболочек. Отклонения основных состояний ядер от “предельной” модели могут быть учтены в микроскопическом подходе, учитывающем разброс “дырочных” конфигураций по состояниям конечных ядер (версия Частица-Состояние Конечного Ядра, ЧСКЯ, или Particle-Core Coupling Shell Model, PCCSM) [3, 4]. В этой версии многочастичной модели оболочек волновые функции как основного, так и возбужденных состояний ядра строятся как произведения волновых функций конечного ядра и волновых функций нуклона:

$$|J_f T_f\rangle = \sum \alpha_f^{J'T',j} |(J'E'T')_{(A-1)} \times (n_f l_f j_f) : J_f T_f\rangle. \quad (1)$$

В число состояний конечного ядра  $(A-1)$  в (1) должны быть включены все состояния, имеющие заметную генеалогическую связь с основным состоянием ядра-мишени:

$$|J_i T_i\rangle = \sum C_i^{J'T',j} |(J'E'T')_{(A-1)} \times (n_i l_i j_i) : J_i T_i\rangle. \quad (2)$$

Приближенная оценка генеалогических коэффициентов в (2) может быть выполнена на основе экспериментальных данных о спектроскопии прямых реакций подхвата нуклона на ядре-мишени.

Настоящая работа посвящена сравнению результатов расчета  $E1$ -резонанса в ядре  $^{16}\text{O}$  в двух версиях ММО — “предельной”, ESPSM, и

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

\*E-mail: n.g.goncharova@gmail.com

РСССМ, а также анализу возможных источников отклонения основных состояний четно-четных ядер от предсказаний модели оболочек.

Спектроскопические факторы отделения нуклона от  $^{16}\text{O}$  были получены из работы [5]. Сравнение спектроскопических факторов в обсуждаемых двух микроскопических моделях приведено в табл. 1.

Расчет характеристик гигантского резонанса проводился путем вычисления формфакторов возбуждения резонансных состояний при переданном ядру импульсе  $q = E_\gamma$ .

Сравнение результатов расчета сечений  $E1$ -возбуждений в двух версиях модели оболочек дано на рис. 1 (ESPSM) и рис. 2 (РСССМ). Экспериментальные данные — результат анализа работы [6].

Из приведенных результатов видно, что учет распределения дырочных состояний по уровням ядер с  $A = 15$  дает возможность получить в теоретическом расчете близкую к эксперименту структуру сечения  $E1$ -резонанса. В ESPSM (рис. 1) главный пик при  $E = 22$  МэВ соответствует, в основном, конфигурации  $|1p_{3/2}^{-1}1d_{5/2} : 1^{-}\rangle$ . Примесь других конфигураций в волновую функцию этого пика меньше 7%. Сила перехода  $1p_{3/2} \Rightarrow 1d_{3/2}$  сосредоточена в пике при  $E = 24.4$  МэВ, однако сечение этого пика не соответствует экспериментальной картине. В версии РСССМ главный пик при  $E = 22$  МэВ (рис. 2) является коллективным состоянием, в волновую функцию которого значительный вклад дают дипольные переходы, при которых ядро с  $A = 15$  остается в возбужденных состояниях. Пик при  $E = 23$  МэВ также является коллективным, главные конфигурации в его волновой функции соответствуют конечному ядру с  $A = 15$  в состояниях с энергиями 6.3 и 9.9 МэВ. Пик при  $E = 24.2$  МэВ с весом около 80% содержит конфигурации, соответствующие переходу  $1p_{3/2} \Rightarrow 1d_{5/2}$ , при котором ядро с  $A = 15$  остается в возбужденном состоянии с энергией около 9 МэВ.

Таким образом, учет распределения “дырочных” состояний по уровням конечного ядра позволяет воспроизвести главные особенности фрагментации  $E1$ -резонанса в ядре  $^{16}\text{O}$ . (Однако проблема воспроизводства особенностей структуры области так называемого пигми-резонанса  $/E < 20$  МэВ/ остается открытой.)

Приведенные выше результаты расчета  $E1$ -резонанса в ядре  $^{16}\text{O}$  выявляют хорошо известную проблему теории ядра: тот факт, что даже те ядра, которые по модели оболочек являются замкнутыми нуклонными системами, имеют существенные отклонения от модельных представлений. Одним из

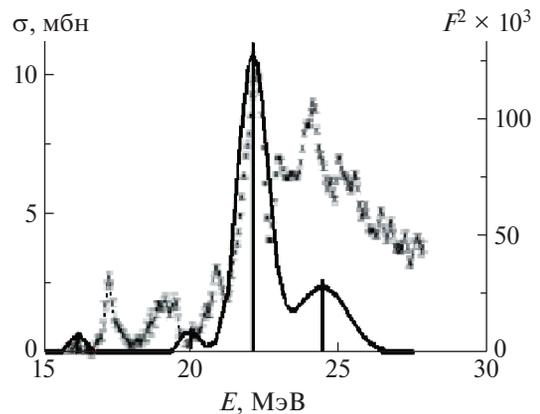


Рис. 1.  $E1$ -резонанс в ядре  $^{16}\text{O}$ . Столбики — результат расчета формфакторов в “предельной” модели оболочек; кривая — результат учета ширин распада. Экспериментальные данные [5].

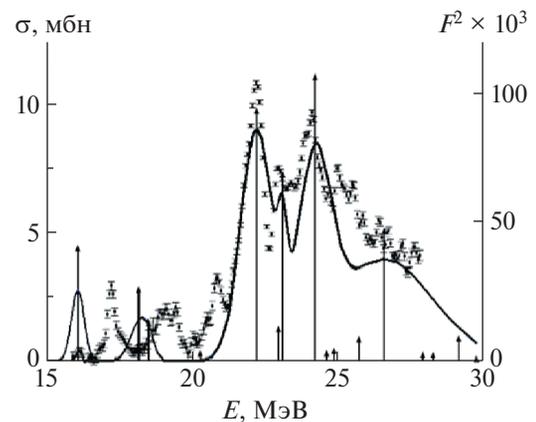


Рис. 2.  $E1$ -резонанс в ядре  $^{16}\text{O}$ . Столбики — результат расчета формфакторов в модели оболочек в версии РСССМ; кривая — результат учета ширин распада. Экспериментальные данные [5].

примеров такого отклонения является расщепление глубоких оболочек [7], проявляющееся, например, во фрагментации резонансов высших спинов. Адекватная количественная интерпретация этого расщепления пока отсутствует. Проявляющееся в результатах прямых реакций подхвата нуклона отклонение структуры ядра  $^{16}\text{O}$  от модельных предсказаний также требует более глубокого понимания источников этого эффекта.

Хотя предсказание количественных параметров отклонения структуры четно-четного ядра от модельных представлений пока не представляется возможным, указанием на большую или меньшую подверженность ядра таким отклонениям является величина коэффициента поверхностного натяжения ядра. Сравнение результатов анализа отклонений структуры четно-четных ядер от предсказаний модели оболочек показывает, что эти отклонения

**Таблица 1.** Спектроскопические факторы подхвата нуклона по данным [4] и в “предельной” модели оболочек

$E(^{15}\text{N})$	0	5.271	5.299	6.324	7.155	7.301	7.566	9.15	9.93	
$J^P$	1/2 <sup>-</sup>	5/2 <sup>+</sup>	1/2 <sup>+</sup>	3/2 <sup>-</sup>	5/2 <sup>+</sup>	3/2 <sup>+</sup>	7/2 <sup>+</sup>	3/2 <sup>-</sup>	3/2 <sup>-</sup>	
$S(p, d)$ [5]	1.8	0.11	0.02	2.6	0.02	0.02	0.03	0.04	0.18	$\Sigma = 4.82$
$S(p, d)$ , ESPSM	2			4						$\Sigma = 6$

минимальны у ядер с высокими значениями коэффициента  $\sigma$ . (Следует отметить, что влияние конкуренции поверхностного натяжения и кулоновских сил на образование формы ядра выявлено было уже при создании капельной модели ядра [8].)

### 3. ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР

Многолетние исследования вероятностей переходов  $2^+ \rightarrow 0^+$  в четно-четных ядрах позволили дать оценку величин среднеквадратичных деформаций этих ядер и, на этой основе, величин их жесткостей. Связь жесткости с величиной поверхностного натяжения, установленная работами Оге Бора, открыла возможность расчета коэффициентов поверхностного натяжения  $\sigma$  четно-четных ядер. Жесткость  $C$  четно-четного ядра относительно квадрупольных колебаний связана с величиной коэффициента  $\sigma$  поверхностного натяжения ядра [9]:

$$C = 4R^2\sigma - \frac{3Z^2e^2}{10\pi R}. \quad (3)$$

В теории коллективных колебаний доказана связь жесткости  $C$  в основном состоянии с энергией низшего  $2^+$ -уровня четно-четного ядра и его среднеквадратичной деформацией  $\beta$ :

$$C = \frac{5E(2^+)}{2\beta^2}. \quad (4)$$

Обоснование расчетов жесткостей и коэффициентов  $\sigma$  дано в работе [10]. Полученные там результаты указывают на очень высокую зависимость этой величины от оболочечной структуры ядра. Особенно ярко эта зависимость проявляется в случае легких ядер (рис. 3).

Низкие значения поверхностного натяжения характерны для деформированных ядер. В области тяжелых ядер — это так называемые редкие земли —  $152 \leq A < 198$  ( $\sigma < 1.8$  МэВ/Фм<sup>2</sup>). Среди легких четно-четных ядер с  $A < 30$  (рис. 3) низкая величина коэффициента поверхностного натяжения присуща  $^{24}\text{Mg}$ , т.е. деформированному в основном состоянии ядру с четко выраженной “вращательной полосой” над основным состоянием.

Расчет  $E1$ -резонанса для этого ядра [3], проведенный на основе версии модели оболочек PCSSM, привел к удовлетворительному объяснению особенностей структуры сечения возбуждения. Среди легких четно-четных ядер ( $A \leq 48$ ) максимальными значениями поверхностного натяжения обладают два изотопа кальция:  $^{40}\text{Ca}$  ( $\sigma \approx 14$  МэВ/Фм<sup>2</sup>) и  $^{48}\text{Ca}$  ( $\sigma \approx 18$  МэВ/Фм<sup>2</sup>).

Ядро  $^{48}\text{Ca}$  обладает максимальным значением коэффициента  $\sigma$  не только среди всех легких ядер, но и среди всех ядер за исключением четных изотопов свинца, в которых он достигает максимума ( $\sigma(^{208}\text{Pb}) \approx 29$  МэВ/Фм<sup>2</sup>,  $\sigma(^{210}\text{Pb}) \approx 34$  МэВ/Фм<sup>2</sup>). Исследование резонансов в изотопах кальция [11] показало, что использование предсказаний “предельной” модели оболочек о структуре основных состояний этих ядер приводит к вполне удовлетворительному описанию  $E1$ -резонансов. (Однако интерпретация структуры  $M4$ - и  $M6$ -резонансов требует учета расщепления глубоких оболочек.) Оболочечная структура  $^{48}\text{Ca}$  соответствует заполнению нейтронных подоболочек  $(1d_{3/2})^4(1f_{7/2})^8$ . Последовательное заполнение внешних нейтронных оболочек характерно и для ряда более тяжелых ядер с высокими значениями коэффициентов поверхностного натяжения, например,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{96}\text{Zr}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{210}\text{Pb}$ . Такая структура внешних оболочек проявляется в превышении нейтронного радиуса  $R_n$  над протонным  $R_p$ . Например, в эксперименте по исследованию рассеяния поляризованных электронов на ядре  $^{208}\text{Pb}$  [12] разность этих радиусов оценивается как  $R_n - R_p = 0.283 \pm 0.071$  Фм.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Тот факт, что использование “предельной” модели оболочек в случае  $^{16}\text{O}$  не дает реалистического описания структуры гигантского дипольного резонанса, является следствием сравнительно низкого поверхностного натяжения в этом ядре. Поверхностное натяжение в ядре  $^{16}\text{O}$  в 3–4 раза ниже, чем у  $^{48}\text{Ca}$  или  $^{40}\text{Ca}$ . Интересно, что коэффициент  $\sigma$  ядра  $^{14}\text{C}$  выше, чем у  $^{16}\text{O}$ , т.е. добавление двух протонов в подоболочку  $1p_{3/2}$  не увеличивает, а уменьшает поверхностное натяжение.

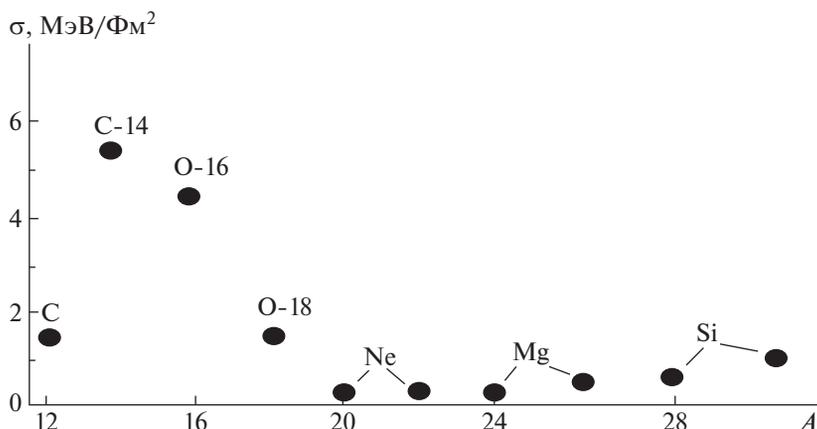


Рис. 3. Коэффициенты поверхностного натяжения легких ядер.

Анализ изменения поверхностного натяжения ядер при добавлении нуклонных пар [10] показал, что во всех остальных рассмотренных примерах ( $^{38}\text{Ar}$ – $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{88}\text{Sr}$ – $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{54}\text{Fe}$ – $^{56}\text{Ni}$ ,  $^{204}\text{Hg}$ – $^{206}\text{Pb}$ ) добавление пары протонов к ядру с образованием замкнутой оболочки приводит к росту коэффициента  $\sigma$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. G. E. Brown and M. Bolsterly, *Phys. Rev. Lett.* **3**, 472 (1959).
2. J. P. Elliott and B. H. Flowers, *Proc. Roy. Soc. A* **242**, 57 (1957).
3. Н. Г. Гончарова, *ЯФ* **72**, 1803 (2009) [*Phys. At. Nucl.* **72**, 1745 (2009)].
4. Н. Г. Гончарова, А. П. Долгодворов, *ЯФ* **77**, 223 (2014) [*Phys. At. Nucl.* **77**, 200 (2014)].
5. M. A. Firestone, J. Jänecke, A. Dudek-Ellis, P. J. Ellis, and T. Engeland, *Nucl. Phys. A* **258**, 317 (1976).
6. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, Д. С. Руденко, М. Е. Степанов, *ЯФ* **67**, 2131 (2004) [*Phys. At. Nucl.* **67**, 2107 (2004)].
7. N. G. Goncharova, *Phys. At. Nucl.* **82**, 50 (2019).
8. C. F. v. Weizsäcker, *Z. Phys.* **96**, 431 (1935).
9. A. Bohr, *Dan. Mat. Fys. Medd.* **22**(14) (1952).
10. N. G. Goncharova, *Phys. Part. Nucl.* **50**, 532 (2019).
11. Н. Г. Гончарова, Ю. А. Скородумина, *Изв. РАН. Сер. физ.* **75**, 1636 (2011) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **75**, 1540 (2011)].
12. C. M. Tarbert, D. P. Watts, D. I. Glazier, P. Aguar, J. Ahrens, J. R. M. Annand, H. J. Arends, R. Beck, V. Bekrenev, B. Boillat, A. Braghieri, D. Branford, W. J. Briscoe, J. Brudvik, S. Cherepnaya, R. Codling, *et al.*, arXiv: 1311.0168v3 [nucl-ex].

## IMPACT OF SURFACE TENSION ON RESONANCES' FRAGMENTATION

N. G. Goncharova<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics Lomonosov Moscow State University, Russia

Some sources of the splitting of  $E1$ -resonance cross sections are discussed using shell model calculations for the  $^{16}\text{O}$  nucleus. Influence of the value of surface tension of the nucleus on the fragmentation of excitation cross sections is shown.

## LVD — МНОГОЦЕЛЕВОЙ РОССИЙСКО-ИТАЛЬЯНСКИЙ ДЕТЕКТОР

© 2022 г. Н. Ю. Агафонова<sup>1)\*</sup>, **О. Г. Ряжская**<sup>1)</sup>  
(от имени коллаборации LVD)

Поступила в редакцию 20.06.2021 г.; после доработки 20.06.2021 г.; принята к публикации 20.06.2021 г.

Представлены избранные результаты многоцелевого Детектора Большого Объема (LVD). Исследования ведутся по программе непрерывного поиска нейтрино от вспышек Сверхновых в нашей галактике, мюонной и нейтронной физике. Установка LVD на сегодня является крупнейшим сцинтилляционным детектором, обладающим уникальными возможностями для исследований в области подземной физики.

DOI: 10.31857/S0044002722010032

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В лаборатории ЭМДН Института ядерных исследований РАН членом-корреспондентом РАН Ряжской Ольгой Георгиевной и ее сотрудниками был разработан сцинтилляционный счетчик — модуль объемом 1.5 м<sup>3</sup>, оснащенный тремя фотоумножителями с диаметром фотокатода 15 см и обладающий высокой эффективностью регистрации нейтронов ~70%. Жидкий сцинтиллятор, разработанный при участии О. Г. Ряжской [1], обладающий высоким пропусканием на длине волны излучаемого света  $\lambda = 420$  нм, обеспечивает эффективную регистрацию гамма-квантов низких энергий выше ~1 МэВ. Размер счетчика (1.5 × 1.0 × 1.0 м<sup>3</sup>) позволяет смонтировать установку любого объема, форма и размеры которой ограничиваются лишь размерами помещения. Сгруппированные вместе в большой детектор счетчики дают возможность измерять энергию высокоэнергичных частиц, электромагнитных и адронных каскадов по их полному энерговыделению, т.е. придают ему свойства калориметра. Таким образом, детектор такого типа позволяет проводить эксперименты в экстремально широком диапазоне энерговыделений от единиц МэВ до сотен ГэВ.

Этот счетчик был разработан для долговременного подземного эксперимента LSD (Liquid Scintillation Detector) под Монбланом на глубине 5200 м в.э. [2] по поиску всплеска нейтринного излучения, возникающего при гравитационном коллапсе звездного ядра. Основными реакциями регистрации нейтрино являются:

а) реакция обратного  $\beta$ -распада в сцинтилляторе (реакция Райнеса–Коуэна):  $\bar{\nu}_e p \rightarrow n e^+$ ,  $E(e^+) = 5-100$  МэВ,  $np \rightarrow D\gamma$ ,  $E(\gamma) = 2.2$  МэВ.

б) реакции  $\nu e$ ,  $\nu^{12}\text{C}$ ,  $\nu^{56}\text{Fe}$  взаимодействия нейтрино с электронами и ядрами по заряженным и нейтральным токам в веществе установки, основными продуктами этих реакций являются электроны ( $e^\pm$ ) и  $\gamma$ -кванты с ожидаемыми энергиями в диапазоне 2–60 МэВ.

Международным научным комитетом в 1984 г. был принят к реализации проект установки LVD (Large Volume Detector) в подземной лаборатории Гран-Сассо на глубине 3650 м в.э. (Италия). Проект LVD [3] был разработан совместно сотрудниками лаборатории Ряжской О. Г. и Института космогеофизики Италии, его сцинтилляционная часть являлась расширенным вариантом LSD.

Анализ первых данных со сцинтилляционных счетчиков LVD в Гран-Сассо начался в 1992 г. В 2000 г. было закончено строительство третьей башни. Полный размер детектора, состоящего из 840 счетчиков (1010 т сцинтиллятора), составляет 22.7 × 13.2 × 11 м<sup>3</sup>. Установка включает также железные конструкции общей массой 1000 т и трековую систему, работавшую до 2002 г.

### 2. НА СТРАЖЕ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ

Гравитационные коллапсы звезд — это астрофизические события, вызывающие большой интерес. Из-за сложности их наблюдений моделирование физических процессов все еще находится в стадии эволюции, но в целом принято считать, что роль нейтрино критически важна для образования сверхновой звезды в результате коллапса [4]. Единственное подтвержденное обнаружение нейтринного сигнала от SN 1987A ознаменовало начало

<sup>1)</sup>Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия.

\*E-mail: Agafonova@inr.ru

новой эры в нейтринной астрофизике (например, в [5]), несмотря на некоторые нерешенные разногласия [6].

Все эксперименты, нацеленные на обнаружение нейтринных всплесков от сверхновых, образовавшихся при коллапсе ядра, сталкиваются с чрезвычайно низкой частотой таких событий, одно в 30–50 лет [7]. Это вызывает необходимость установки детекторов, которые прослужат в стабильном режиме достаточно долго. LVD — один из немногих таких детекторов.

Основная задача LVD — регистрация нейтринных вспышек от коллапсирующих звезд. Преимущество LVD перед большими водяными детекторами заключается в наличии углерода в сцинтилляторе и железа, что позволяет разделять разные типы нейтрино. Детектор способен зарегистрировать как электронные антинейтрино ( $\bar{\nu}_e p \rightarrow n e^+$ ), так и мюонные и тау-нейтрино и антинейтрино (реакция на углероде и железе). Для первого процесса при взрыве сверхновой в центре Галактики (8.5 кпк) ожидается от 300 до 600 событий. Другие процессы дадут гораздо меньше событий. Например, в отсутствие осцилляций будут регистрироваться всего шесть событий от взаимодействий электронных нейтрино с углеродом сцинтиллятора. Выход мал в основном из-за того, что слишком малы энергии электронных нейтрино. Но осцилляции преобразуют мюонные и тау-нейтрино, которые генерируются с более высокими энергиями (примерно в 2 раза выше), в электронные нейтрино. Выход увеличится до нескольких десятков событий. Еще больше событий в детекторе и большая энергия нейтрино будет, если реализуется другой механизм взрыва сверхновой, например, [8]. Таким образом, регистрация нейтрино от сверхновых может дать полезную информацию о физике нейтрино, в основном о смешивании, и, кроме того, об астрофизике коллапса.

Весьма важным будет сравнение данных, полученных на различных детекторах, которые имеют разную чувствительность к энергии и ароматам. Сейчас создана глобальная международная сеть SNEWS (SuperNova Early Warning System) из различных детекторов для слежения за коллапсами звезд. В нее входят вместе с LVD [9] детекторы Super-K, IceCube, Borexino, KamLAND, HALO, Daya Bay и несколько гравитационных антенн. Цель SNEWS — предоставить астрономическому сообществу раннее предупреждение о вспышке сверхновой в нашей Галактике с тем, чтобы экспериментаторы могли наблюдать астрономические следствия гравитационного коллапса звезды. SNEWS увеличивает достоверность событий, детектируемых одновременно несколькими детекторами на пороге их чувствительности.

Основой поиска нейтринных всплесков является идентификация кластеров событий с низкой вероятностью имитации событий за счет флуктуации фона. В течение 28 лет поиска таких кластеров на LVD, т.е. наблюдений гравитационных коллапсов, в том числе скрытых (без сброса оболочки), в Галактике и Магеллановых Облаках не обнаружено. По данным работы нейтринного телескопа LVD за 28 лет работы (1992–2020 гг.), получено экспериментальное ограничение на частоту нейтринных всплесков от гравитационных коллапсов звезд в Галактике: менее 1 события за 12.2 г. на 90%-ном уровне достоверности.

### 3. МЮОННАЯ ФИЗИКА

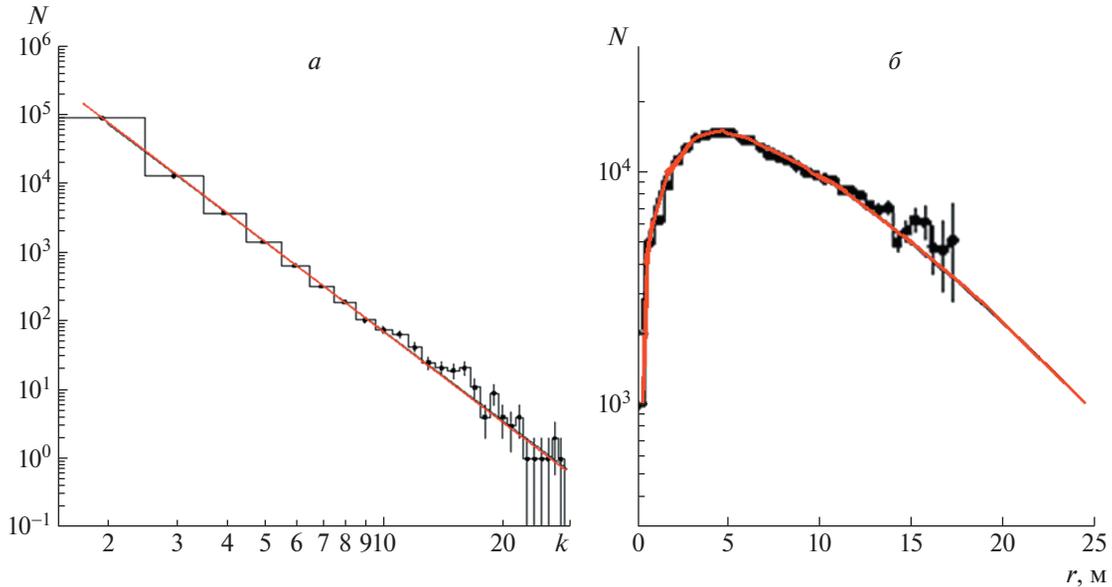
Детектор имеет модульную структуру. Счетчики сгруппированы в портатанки по восемь штук и образуют в одной башне пять колонн и семь уровней. Всего три башни. Модульная структура позволяет проводить регламентные работы без отключения детектора и отбирать мюоны “по геометрии” расположения счетчиков.

Длинная ось установки ориентирована на ЦЕРН, короткая ось — на северо-восток. Форма горы позволяет регистрировать мюоны с разных направлений  $\theta$ : от  $0^\circ$  до  $90^\circ$  и глубин грунта  $H$  от 3 км в.э. (минимальная глубина) вплоть до 20 км в.э. [10].

С помощью программы реконструкции мюонных событий были получены распределения по кратности мюонных групп (рис. 1а), распределение мюонных пар по расстоянию между мюонами — декогерентная кривая (рис. 1б) и зарядовое отношение мюонов [11]. Максимальная кратность мюонов через две башни LVD составляла 27 мюонов в одном мюонном пучке.

Зависимость расстояний между мюонами в группе дает информацию о поперечных импульсах. Вместе с кратностью мюонов можно получить и информацию об энергетическом спектре адронов. Измерения спектров и распределений атмосферных мюонов по расстояниям дают возможность проверки моделей ядерного каскада в атмосфере, т.е. параметров первичного космического излучения (энергетический спектр и химический состав) и взаимодействий частиц при высоких энергиях.

В 2009 г. возник интерес к сезонным вариациям мюонов под землей. Это было связано с публикациями эксперимента DAMA [12] по поиску сигналов от взаимодействия темной материи. Мы провели долговременный анализ интенсивности LVD мюонов и получили амплитуду вариации, которая составила 1.5% при описании данных гармонической функцией. Фаза — максимум интенсивности, соответствует 185 дню с начала года [13]. Был



**Рис. 1.** *а* — Распределение мюонных групп, измеренных LVD, по множественности  $N(k)$ . Функция, аппроксимирующая распределение, имеет вид  $dN/dk = Ak^{-B}$ , где  $A = 0.148 \times 10^7$ ,  $B = 4.32$ . *б* — Распределение мюонных пар по расстоянию между мюонами. Кривая — аппроксимация вида  $f(r) = (Ar/r_0^2) \exp(-r/r_0)$ , где  $A = 4.728 \times 10^4$ ,  $r_0 = 2.61$ .

изучен спектральный состав временного ряда интенсивности мюонов с помощью Ломба—Скаргла-анализа. Он свидетельствует о периодичности в 1 год, а также указывает на другие, как более короткие, так и более длительные периоды. Можно заметить, что эта серия не является чистой синусоидальной волной. Поэтому мы впервые охарактеризовали наблюдаемую модуляцию с точки зрения амплитуды и положения максимума и минимума по годам [14].

#### 4. НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

Размеры и структура детектора LVD, состав его вещества: сцинтиллятора и железа — позволяют с высокой эффективностью регистрировать нейтроны, генерируемые мюонами в установке (рис. 2).

Нейтроны регистрируются по гамма-квантам, испускаемым после радиационного захвата тепловых нейтронов в основном протонами сцинтиллятора ( $n + p \rightarrow D + \gamma$ ) с энергией  $E_\gamma = 2.2$  МэВ и временем захвата  $\tau \approx 180$  мкс, а также ядрами железа ( $n + {}^{56}\text{Fe} \rightarrow {}^{57}\text{Fe} + \Sigma\gamma$ ) в структуре LVD,  $\langle E_\gamma \rangle = 7$  МэВ,  $\tau \approx 100$  мкс. Определение числа нейтронов происходит по временному распределению захватных гамма-квантов.

Мы определили такие важные характеристики нейтронов, как выход нейтронов (удельное число нейтронов, генерированных одним мюоном на единице длины пробега мюона) в сцинтилляторе и железе; энергетический спектр нейтронов и их пространственное распределение; сезонные вариации нейтронов.

Выход нейтронов от мюонов был измерен на LVD в сцинтилляторе  $Y_n(C_n H_{2n}) = 3.6 \pm 0.01(\text{стат.}) \pm 0.3(\text{сист.}) \times 10^{-4}$   $n/\mu/\text{г}/\text{см}^2$  [15]. Сложным оказалось разделение долей нейтронов, генерированных мюонами в смешанном веществе (сцинтиллятора и железа). Выходы нейтронов в железе и свинце измерялись методом добавления в структуру установки, в пространство между счетчиками, дополнительного вещества [16]. Разработанная методика измерения позволяет измерять выход нейтронов в разных веществах. Ограничением является конструкторская особенность пространства между счетчиками (10 см). Этот недостаток можно компенсировать а) величиной статистики, б) вещество можно добавлять между колоннами и выбрать тогда наклонные мюоны.

Измерение выхода нейтронов в разных веществах согласуется с зависимостью:  $Y_n(E_\mu, A) = b_n A^\beta E_\mu^\alpha$ ,  $\alpha = 0.78$ ,  $\beta = 0.95$  [17], где  $A$  — атомный номер вещества,  $E_\mu$  — средняя энергия мюонов на глубине измерений, выраженная в ГэВ,  $b_n = 4.4 \times 10^{-7} (\text{г}/\text{см}^2)^{-1}$ .

Знание энергетического спектра нейтронов, генерируемых мюонами космических лучей под землей, очень важно при регистрации редких событий. Измерение энергетического спектра нейтронов непосредственно в ливне, созданном мюоном, практически невозможно, однако благодаря большому пробегам нейтроны выходят из ствола ливня и становятся “изолированными”. Поток и спектр таких частиц хорошо измеряется. Впервые эти характеристики были исследованы в 80-х гг. прошлого века с помощью детектора АСД [18] и установки

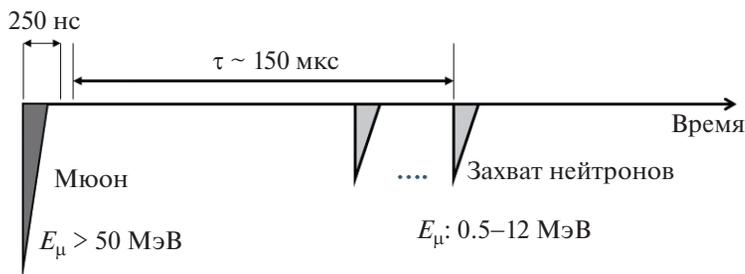


Рис. 2. Схема регистрации нейтронов в LVD.

Бартона [19]. Такие эксперименты важны также для того, чтобы понять, с какими спектрами в источнике рождались нейтроны и как они проходят через различные материалы.

Измерение спектра нейтронов в области 20–150 МэВ и, особенно, при энергиях более 150 МэВ, представляет собой довольно сложную экспериментальную задачу. Энергия нейтрона определяется по энерговыделению протонов отдачи, а также вторичных частиц, рождаемых при взаимодействии нейтрона с ядром углерода. Поэтому для энергий до ~150 МэВ на измерения влияет процесс концентрационного тушения светового выхода от протонов и  $\alpha$ -частиц, при энергии выше 150 МэВ основной проблемой становится эффективность регистрации полной энергии нейтрона.

Мы определили дифференциальный энергетический спектр изолированных нейтронов в диапазоне 20–450 МэВ, генерируемых как непосредственно мюонами, так и в  $em$ - и  $h$ -каскадах, производимых мюонами в веществе детектора LVD. Спектр таких нейтронов имеет двухкомпонентную форму. Форма этих компонент  $T_n^{-1}$  и  $T_n^{-2}$  с перегибом при энергии  $T_n^{cr} \approx 60(A^{0.25} - 0.67)$  МэВ  $\approx 100$  МэВ [20].

Пространственное поперечное распределение нейтронов измерялось на LVD, используя две разные методики, для исключения краевого эффекта. Один метод ( $T1 + T2$ ) применялся с использованием двух башен LVD и трековой системы (работавшей до 2002 г.). Мюоны, пересекающие башню, восстанавливались по данным трековой системы. Расстояние  $R_{\perp}$  вычислялось от центра счетчика, зафиксировавшего нейтрон, до центра ближайшего к нему счетчика из всех сработавших вдоль мюонного трека (рис. 3, черные заполненные точки). Регистрацией нейтрона счетчиком являлось появление на выходе счетчика пары импульсов — триггерного с  $E > 5$  МэВ (в основном от протона отдачи  $np$ -рассеяния) и  $\gamma$ -кванта 2.2 МэВ от  $np$ -захвата во временном окне  $\sim 1$  мс после триггера. С учетом квантинга сцинтиллятора “видимая” энергия протона отдачи 5 МэВ соответствует энергии нейтрона  $\sim 20$  МэВ.

Другой метод ( $T1 - CI$ ) основан на регистрации нейтронов, генерированных мюонами вертикального направления в одной колонне ( $CI$ ). Этот метод определения расстояния  $R_{\perp}$  по дальнему от колонны  $CI$  счетчику аналогичен методу “последнего столкновения”, развитому для расчета угловых распределений и потоков быстрых нейтронов, падающих на плоские защиты [21]. В нем предполагается, что направление и энергия рассеянных быстрых нейтронов, проходящих через слой вещества, зависят только от последнего столкновения. В нашем случае в самом удаленном от колонны  $CI$  счетчике, выработавшем триггерный импульс, и происходит последнее столкновение, в результате которого нейтрон теряет энергию и изменяет направление своего движения настолько, что не способен проникнуть в следующий, более удаленный от  $CI$  счетчик. Результаты измерений приведены на рис. 3 (пустые точки).

График на рис. 3 демонстрирует согласие полученных поперечных распределений, измеренных двумя методами ( $T1 + T2$ ) и ( $T1 - CI$ ), между собой и законом  $N(R_{\perp}) \propto R_{\perp}^{-2.3}$  [15] в области  $R_{\perp} > 2.0$  м от мюонного трека.

В области расстояний  $R_{\perp}$  менее 2 м поперечное распределение имеет максимум вблизи трека мюона и формируется испарительными нейтронами адронных и электромагнитных ливней [15].

За 16 лет работы детектора с 2001 по 2017 гг. были измерены сезонные вариации удельного числа нейтронов, генерированных мюонами [22]. Амплитуда вариаций нейтронов составила 7.7%, что позволило определить вариации энергии атмосферных мюонов под землей [15].

## 5. ФОН ДЕТЕКТОРА

Еще одной интересной задачей, решаемой на LVD, является исследование низкоэнергетического фона под землей. Изменения этого фона важны для экспериментов по поиску редких событий, например, темной материи и безнейтринного бета-распада.

Ведется постоянный контроль темпа счета на LVD с целью изучения вариации концентрации

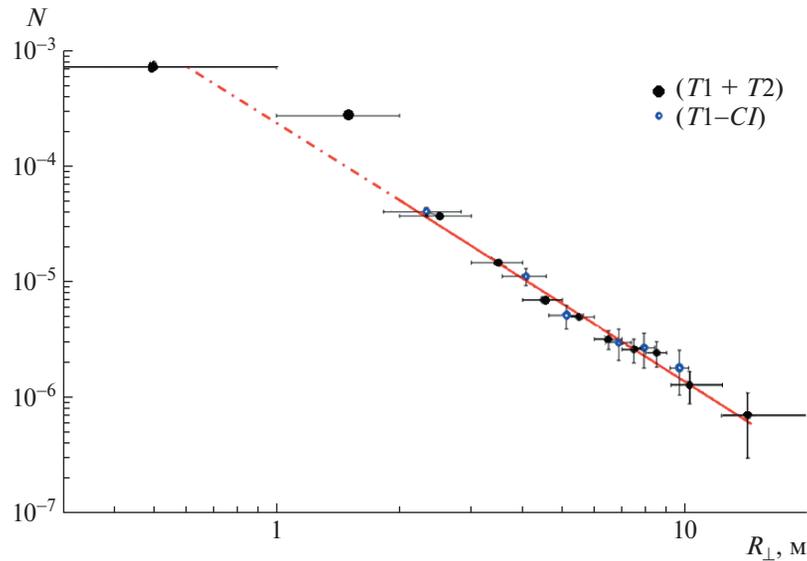


Рис. 3. Пространственно-поперечное распределение нейтронов, измеренное на двух башнях детектора ( $T1 + T2$ ) и на одной башне ( $T1 - CI$ ). Штрихпунктирная линия — закон  $R_{\perp}^{-2.3}$ , сплошная — диапазон фитирования от 2.0 до 14.5 м.

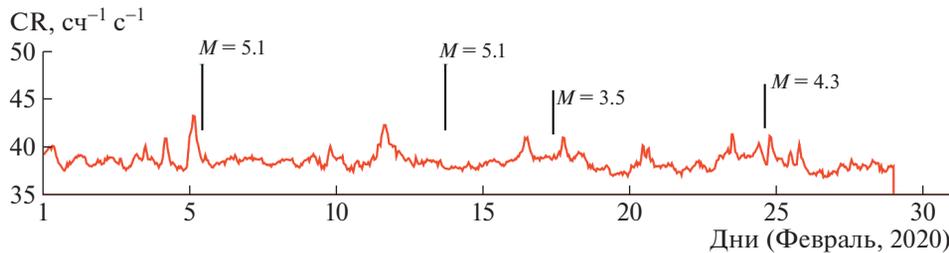
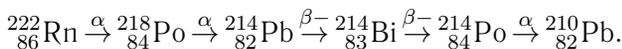


Рис. 4. Скорость счета низкоэнергетических импульсов LVD в феврале 2020 г. Рисками указаны моменты сильных землетрясений в итальянском регионе и в Средиземном море.

радона, выходящего в атмосферу подземного помещения из горных пород перед землетрясениями. Радон образуется в грунте в результате деления и распадов элементов уранового и ториевого рядов и выходит в атмосферу подземного помещения через множественные микротрещины в породе или из воды, насыщающейся радоном (радон хорошо растворяется в воде) на пути через скальную породу до подземного зала. Поскольку количество микротрещин увеличивается при деформациях земной коры перед землетрясениями, то усиливается и испускание радона.

Установка LVD регистрирует гамма-кванты от распадов дочерних ядер радона, период полураспада которого 3.8 сут. Наиболее вероятная цепочка радиоактивных распадов:



Гамма-излучение создается в основном ядрами висмута, за счет бета-распада превращающимися в полоний с характерным временем 19.7 мин. Энергетический спектр гамма-излучения охватывает диапазон от 0.6 до 2.5 МэВ.

В поведении фона были найдены составляющие сезонной вариации (фаза которой приходится на начало сентября), недельные и дневные вариации [23]. Установка LVD может наблюдать выбросы радона, связанные с сейсмической активностью в регионе (рис. 4). Эти исследования могут помочь геофизикам, быть еще одним инструментом для успехов в предсказании разрушительных землетрясений.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сегодня можно подводить итоги 30-летней работы детектора LVD.

В настоящей работе мы кратко описали последние результаты, полученные с помощью многоцелевого детектора LVD. Они охватывают широкий круг проблем подземной физики в области астрофизики и физики космических лучей. Коротко описана методика получения результатов и указаны ссылки на подробные описания измерений.

Статья написана по материалам доклада, сделанного на научной сессии, посвященной юбилею одного из авторов — члена-корреспондента РАН

Ряжской Ольги Георгиевны, состоявшейся 12 мая 2021 г. Ряжская является руководителем эксперимента LVD с российской стороны. Под ее руководством разработан высокопрозрачный сцинтиллятор, построен детектор и получены научные результаты.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. В. Воеводский, В. Л. Дадыкин, О. Г. Ряжская, ПТЭ № 1, 143 (1970).
2. G. Badino *et al.*, Nuovo Cimento **7C**, 573 (1984).
3. G. Bari, M. Basile, G. Bruni, G. Cara Romeo, A. Castelvetti, L. Cifarelli, A. Contin, C. Del Papa, P. Giusti, G. Iacobucci, G. Maccarrone, T. Massam, R. Nania, V. O'Shea, F. Palmonari, E. Perotto, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **277**, 11 (1989).
4. H. A. Bethe and J. R. Wilson, Astrophys. J. **295**, 14 (1985).
5. K. Hirata, T. Kajita, M. Koshiba, M. Nakahata, Y. Oyama, N. Sato, A. Suzuki, M. Takita, Y. Totsuka, T. Kifune, T. Suda, K. Takahashi, T. Tanimori, K. Miyano, M. Yamada, E. W. Beier, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **58**, 1490 (1987); R. M. Bionta, G. Blewitt, C. B. Bratton, D. Casper, A. Ciocio, R. Claus, B. Cortez, M. Crouch, S. T. Dye, S. Errede, G. W. Foster, W. Gajewski, K. S. Ganezer, M. Goldhaber, T. J. Haines, T. W. Jones, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **58**, 1494 (1987); E. N. Alekseev *et al.*, JETP Lett. **45**, 589 (1987).
6. M. Aglietta, G. Badino, G. Bologna, C. Castagnoli, A. Castellina, V. L. Dadykin, W. Fulgione, P. Galeotti, F. F. Kalchukov, B. Kortchaguin, P. V. Kortchaguin, A. S. Malguin, V. G. Ryassny, O. G. Ryazhskaya, O. Saavedra, V. P. Talochkin, *et al.*, Europhys. Lett. **3**, 1315 (1987).
7. R. Diehl *et al.*, Nature **439**, 45 (2006).
8. В. С. Имшенник, Д. К. Надежин, УФН **156**, 561 (1988); В. С. Имшенник, О. Г. Ряжская, Письма в Астрон. журн. **30**, 17 (2004) [Astron. Lett. **30**, 14 (2004)].
9. P. Antonioli, R. T. Fienberg, F. Fleurot, Y. Fukuda, W. Fulgione, A. Habig, J. Heise, A. B. McDonald, C. Mills, T. Namba, L. J. Robinson, K. Scholberg, M. Schwendener, R. W. Sinnott, B. Stacey, Y. Suzuki, *et al.*, New J. Phys. **6**, 114 (2004).
10. M. Aglietta *et al.* (LVD Collab.), Phys. Rev. D **58**, 092005 (1998).
11. Н. Ю. Агафонова, Дис. ... канд. физ.-мат. наук, ИЯИ РАН (Москва, 2015).
12. R. Bernabei, P. Belli, F. Cappella, R. Cerulli, C. J. Dai, A. d'Angelo, H. L. He, A. Incicchitti, H. H. Kuang, X. H. Ma, F. Montecchia, F. Nozzoli, D. Prosperi, X. D. Sheng, and Z. P. Ye, Eur. Phys. J. C **67**, 39 (2010).
13. C. Vigorito (on behalf of the LVD Collab.), in *Proceedings of 35th ICRC, Bexco, Busan, Korea, Jul. 12–20, 2017*.
14. N. Agafonova *et al.* (LVD Collab.), Phys. Rev. D **100**, 062002 (2019).
15. А. С. Мальгин, Дис. ... д-ра физ.-мат. наук, ИЯИ РАН (Москва, 2018).
16. Н. Ю. Агафонова, В. В. Ашихмин, В. Л. Дадыкин, Е. А. Добрынина, Р. И. Еникеев, А. С. Мальгин, В. В. Мануковский, О. Г. Ряжская, В. Г. Рясный, И. Р. Шакирьянова, А. В. Юдин, В. Ф. Якушев (Коллаборация LVD), Изв. РАН. Сер. физ. **79**, 436 (2015) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **79**, 401 (2015)]; N. Agafonova (on behalf of the LVD Collab.), in *Proceedings of the Seventeenth Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics "Particle Physics at the Year of Light", Moscow, Russia, Aug. 20–26, 2015*, Ed. by A. I. Studenikin (World Sci., Singapore, 2017), p. 374.
17. N. Yu. Agafonova and A. S. Malgin, Phys. Rev. D **87**, 113013 (2013).
18. F. F. Kalchukov *et al.*, in *Proceedings of the XX ICRC, Moscow (1987)*, Vol. 2, p. 266.
19. J. C. Barton, in *Proceedings of the XIX ICRC, San Diego (1985)*, Vol. 8, p. 98.
20. А. С. Мальгин, ЖЭТФ **152**, 863 (2017) [JETP **125**, 728 (2017)].
21. Т. А. Гермогенова, С. Ф. Дегтярев, В. В. Орлов, А. П. Суворов, В. К. Тихонов, С. Г. Ципин, *Перенос быстрых нейтронов в плоских защитах* (Атомиздат, Москва, 1971).
22. Н. Ю. Агафонова, В. В. Ашихмин, Е. А. Добрынина, Р. И. Еникеев, А. С. Мальгин, О. Г. Ряжская, И. Р. Шакирьянова, В. Ф. Якушев (от имени Коллаборации LVD), ЯФ **81**, 85 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 95 (2018)].
23. Н. Ю. Агафонова, В. В. Ашихмин, Е. А. Добрынина, Р. И. Еникеев, А. С. Мальгин, К. Р. Рудаков, О. Г. Ряжская, И. Р. Шакирьянова, В. Ф. Якушев и коллаборация LVD, Изв. РАН. Сер. физ. **83**, 673 (2019) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **83**, 614 (2019)].

## LVD IS A MULTIPURPOSE RUSSIAN-ITALIAN DETECTOR

N. Yu. Agafonova<sup>1)</sup>, **O. G. Ryazhskaya**<sup>1)</sup>

on behalf of the LVD Collaboration

<sup>1)</sup> *Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Selected results from the multipurpose Large Volume Detector (LVD) are presented. Research is being carried out under the program of continuous search for neutrinos from supernova explosions in our galaxy, muon and neutron physics. The LVD facility is currently the largest scintillation detector with unique capabilities for research in the field of underground physics.

## НАПРАВЛЕННОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ЧАСТИЦ ХОЛОДНОЙ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ (WIMP) В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ЯДЕРНОЙ ЭМУЛЬСИЕЙ И ДРУГИМИ ТРЕКОВЫМИ ДЕТЕКТОРАМИ

© 2022 г. А. М. Анохина<sup>1),2)\*</sup>, И. Д. Видулин<sup>1),2)</sup>, В. В. Гуляева<sup>1)</sup>,  
Е. В. Курочкин<sup>1),2)</sup>, Т. М. Роганова<sup>2)</sup>, Э. Д. Урсов<sup>1),2)</sup>, Э. В. Халиков<sup>2)</sup>

Поступила в редакцию 02.07.2021 г.; после доработки 02.07.2021 г.; принята к публикации 02.07.2021 г.

Представлена схема моделирования треков ядер отдачи от упругого взаимодействия гипотетических частиц — кандидатов на роль частиц темной материи (WIMP). Поставлены ограничения на возможность направленного детектирования WIMP в эксперименте, где мишенью в детекторе являются легкие ядра водорода, группы CNO, а также ядра фтора. Предполагаемое количество взаимодействий WIMP в единице массы детектора оценено с помощью программного комплекса micrOMEGAs для инертной дублетной модели. Делается вывод о предпочтительности мишени с меньшей плотностью для визуализации треков ядер отдачи и, соответственно, направленной регистрации WIMP с наименьшими предполагаемыми массами 4–10 ГэВ.

DOI: 10.31857/S0044002722010044

### 1. ВВЕДЕНИЕ

WIMP (Weakly Interacted Massive Particles) — гипотетические частицы, возникающие при расширении стандартной модели (СМ), являющиеся кандидатами на роль частиц темной материи. Предполагается, что наша Галактика окружена гало WIMP, с диапазоном рассматриваемых масс 0.4–10000 ГэВ.

Поиск WIMP интенсивно ведется последние 10 лет. Наиболее жесткие ограничения на сечение упругого WIMP-нуклонного взаимодействия для WIMP с массами больше 10 ГэВ установлены в эксперименте XENON1T [1]:  $<10^{-46}$  см<sup>2</sup> для WIMP с массой около 30 ГэВ и  $\sim 10^{-44}$  см<sup>2</sup> для WIMP с массой порядка 10<sup>4</sup> ГэВ. Область масс от 2 до 10 ГэВ ограничена результатами эксперимента DarkSide [2]:  $\sim 10^{-42}$  см<sup>2</sup> для WIMP с массой  $\sim 4$ –5 ГэВ. Следовательно, в настоящее время имеет смысл проводить поиск WIMP в области масс до 10 ГэВ и для такого поиска необходимо использовать детекторы с “легким” рабочим веществом, т.е. с атомным номером, не слишком отличающимся от 10.

Идея прямого детектирования WIMP основана на предположении о том, что Земля в процессе своего движения вместе с Солнечной системой “обдувается” ветром WIMP с максвелловским распределением по скоростям со средней скоростью около 220 км/с. В этом случае WIMP должны упруго взаимодействовать с веществом детектора с образованием ядер отдачи, которые предполагается регистрировать.

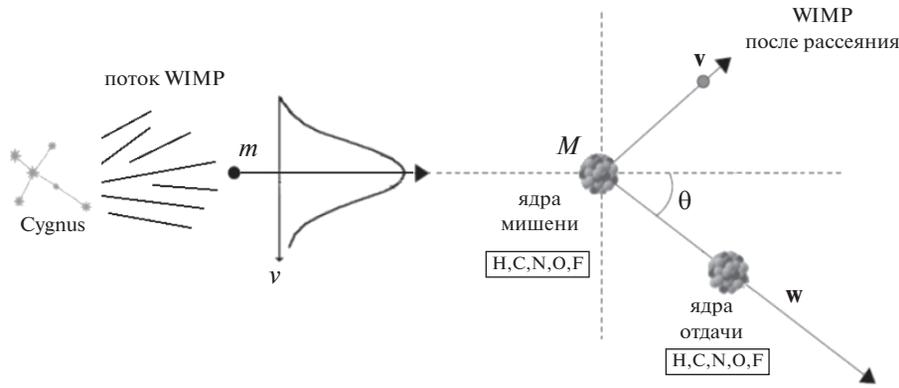
Некоторые эксперименты поставлены так, что позволяют определять направления ядер отдачи и, следовательно, оценивать преимущественное направление потока WIMP до взаимодействия с мишенью. Обнаружение анизотропии в угловом распределении ядер отдачи (при изотропности фонового сигнала) может служить указанием на то, что Земля и Солнечная система движутся вокруг центра Галактики внутри гало темной материи. В качестве детекторов, визуализирующих треки ядер отдачи, предлагаются, например, времяпроекционные многопроволочные пропорциональные камеры [3], газовые детекторы с микрорельефом (Micro Pattern Gaseous Detectors — MPGDs) [4], детекторы на основе графена [5] (Graphene-based detectors for directional dark matter detection) и другие высокотехнологичные приборы.

Максимум предполагаемого распределения WIMP по направлениям скоростей соответствует примерно направлению на созвездие Лебедь. Фоновые события, связанные с упругим взаимодействием нейтрино, должны быть или изотропны

<sup>1)</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия.

<sup>2)</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

\*E-mail: anokhannamsu@gmail.com



**Рис. 1.** Схема взаимодействия WIMP с веществом детектора с образованием ядер отдачи. Скорости WIMP до взаимодействия описываются распределением Максвелла со средним значением 220 км/с и  $\sigma = 156$  км/с.

(нейтрино от сверхновых и атмосферные нейтрино), или должны хорошо коррелировать с положением Солнца (солнечные нейтрино). Следовательно, обнаружение избытка сигнала по направлению на созвездие Лебедь может служить недвусмысленным доказательством наличия темной материи в виде галактического гало [6].

В настоящей работе представлена схема моделирования треков ядер отдачи от упругого взаимодействия WIMP и поставлены ограничения на возможность направленного детектирования WIMP в эксперименте, где мишенью в детекторе являются легкие ядра водорода (H), группы (CNO) — углерод, азот, кислород, а также ядра фтора (F). Предполагаемое количество взаимодействий WIMP в единице массы детектора оценено с помощью программного комплекса micrOMEGAs [7] для инертной дублетной модели (IDM) WIMP, которая не противоречит современным экспериментальным ограничениям в области масс WIMP до 10 ГэВ. В качестве результата делается вывод о предпочтительности мишени с меньшей плотностью для визуализации треков ядер отдачи и, соответственно, направленной регистрации WIMP с наименьшими предполагаемыми массами 4–10 ГэВ.

## 2. СХЕМА УПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ WIMP С ВЕЩЕСТВОМ ДЕТЕКТОРА, ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ОТДАЧИ

Были рассмотрены три модели трековых детекторов, существенно различающиеся по плотности чувствительного вещества. Первая — эмульсионный детектор эксперимента NEWSdm [8] с плотностью  $\rho = 3.1$  г/см<sup>3</sup>, в котором для визуализации треков используется наноэмульсия NIT (nano imaging tracker) с размером зерен 40–80 нм [9]. В обычной ядерной эмульсии, использованной,

например, в эксперименте OPERA по поиску осцилляций нейтрино по каналу  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  [10], размер зерен эмульсии составлял примерно 200 нм. Модель второго детектора представляла собой 500 л жидкого пропана C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>,  $\rho = 0.495$  г/см<sup>3</sup>, в режиме пузырьковой камеры. В качестве третьей модели был рассмотрен чувствительный объем планируемого детектора эксперимента PICO [11] — пузырьковая камера с 500 л октафторпропана C<sub>3</sub>F<sub>8</sub>,  $\rho = 1.601$  г/см<sup>3</sup>.

Упругое взаимодействие WIMP с ядрами мишени описано во многих работах, например [12, 13]. Схема представлена на рис. 1.

Для моделирования треков ядер отдачи в детекторах направленных экспериментов можно использовать дважды дифференциальное распределение ядер отдачи по энергии и по направлению в виде [13]

$$\frac{d^2 R}{dE d\Omega} = \frac{\rho}{4\pi\mu^2 m} \hat{f}(w, \mathbf{w}) \sigma_A(E), \quad (1)$$

где  $d\Omega = d\phi d\cos\theta$ ,  $\rho$  — локальная плотность WIMP,  $m$  — масса WIMP,  $M$  — масса ядра мишени,  $\mu = mM/(m + M)$  — приведенная масса ядра мишени и WIMP,

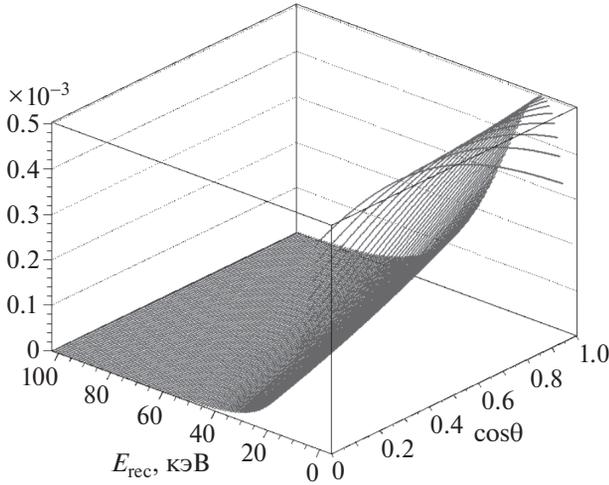
$$w = c\sqrt{\frac{ME}{2\mu^2}}$$

— минимальная скорость WIMP, необходимая для передачи энергии ядру мишени массы  $M$ .

В качестве функции  $\hat{f}(w, \mathbf{w})$ , также как и в [13], используется преобразованное распределение Максвелла:

$$\hat{f}(w, \hat{\mathbf{w}}) = \int \delta(\mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{w}} - w) f(\mathbf{v}) d^3 v,$$

$$f(\mathbf{v}) = \frac{1}{(2\pi\sigma_v^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{(\mathbf{v} - \mathbf{V})^2}{2\sigma_v^2}\right),$$



**Рис. 2.** Пример двумерной функции плотности вероятности, в соответствии с которой моделируются индивидуальные ядра отдачи с соответствующими  $E_{\text{rec}}$  и  $\cos \theta$ . Рассмотрены ядра отдачи углерода С от взаимодействия с WIMP с массой 60 ГэВ, средней скоростью 220 км/с ( $\sigma = 156$  км/с).

где  $\mathbf{v}$  — скорость WIMP до взаимодействия с ядром-мишенью,  $\hat{\mathbf{w}} = \mathbf{w}/|\mathbf{w}|$  — направление вылета ядра отдачи после рассеяния на нем WIMP;  $\mathbf{w}$  и  $\mathbf{v}$  задаются относительно направления, соответствующего максимуму распределения скоростей WIMP —  $\mathbf{V}$ .

Сечение рассеяния WIMP на ядре состоит из двух частей — не зависящей (SI) и зависящей от спина ядра мишени (SD):

$$\sigma_A(E) = \sigma_A^{\text{SI}}(E) + \sigma_A^{\text{SD}}(E).$$

Соответственно можно разделить спин-зависимый и спин-независимый вклады в распределение ядер отдачи по энергии и направлению. Не зависящая от спина часть может быть записана как

$$\sigma_A^{\text{SI}} = \frac{4\mu^2}{\pi} (\lambda_p Z + \lambda_n (A - Z))^2 F_A^2(q),$$

где  $\lambda_p$ ,  $\lambda_n$  — амплитуды процессов рассеяния WIMP на протоне и нейтроне;  $Z$ ,  $A$  — заряд и масса ядра-рассеивателя; в качестве формфактора был выбран формфактор Хельма [14]:

$$F_A^{\text{Helm}}(q^2) = \frac{3j_1(qr_n)}{(qr_n)} \exp\left(-\frac{(q^2 s^2)}{2}\right),$$

где  $q$  — импульс ядра отдачи,  $r_n^2 = c^2 + \frac{7}{3}\pi^2 a^2 - 5s^2$ ,  $s = 1$  Фм,  $c = (1.23A^{1/3} - 0.6)$  Фм,

$$j_1(qr_n) = \frac{\sin(qr_n)}{(q^2 r_n^2)} - \frac{\cos(qr_n)}{(qr_n)}.$$

Спин-зависимая ( $J_A$  — спин ядра) часть сечения  $\sigma_n^{\text{SD}}(E)$  [15]

$$\sigma_A^{\text{SD}} = \frac{4\mu_A^2}{(2J_A + 1)} (a_p^2 S_{pp}(E) + a_n^2 S_{nn}(E) + a_p a_n S_{pn}(E))$$

определяется с помощью функций  $S_{pp}(E)$ ,  $S_{nn}(E)$ ,  $S_{pn}(E)$ , которые играют ту же роль, что и ядерный формфактор  $F(q^2)$  в не зависящем от спина случае, и определяются как [16]:

$$S_{pp}(E) = S_{00} + S_{11} + S_{01},$$

$$S_{nn}(E) = S_{00} + S_{11} - S_{01},$$

$$S_{pn}(E) = 2(S_{00} + S_{11}),$$

где  $S_{00}$ ,  $S_{11}$ ,  $S_{01}$  — спиновые структурные функции ядра [16]. Если спин ядра аппроксимируется спином только нечетного нуклона, то для ядра с нечетным протоном:

$$S_{pp} = \frac{\lambda_n^2 J_A (J_A + 1) (2J_A + 1)}{\pi}, \quad S_{nn} = 0, \\ S_{pn} = 0;$$

для ядра с нечетным нейтроном:

$$S_{nn} = 0, \quad S_{nn} = \frac{\lambda_p^2 J_A (J_A + 1) (2J_A + 1)}{\pi}, \\ S_{pn} = 0.$$

Величины  $\lambda_n^2 J_A (J_A + 1)$  были взяты из [17] и [12]. В качестве мишеней были рассмотрены легкие ядра Н, С, N, О, входящие в состав жидкого пропана ( $\text{C}_3\text{H}_8$ ), ядерной эмульсии — чувствительного вещества детектора эксперимента NEWSdm, а также фтор, входящий в состав октафторпропана ( $\text{C}_3\text{F}_8$ ) — чувствительного вещества детектора PICO. У рассматриваемых ядер водорода и фтора спины ядер — 1/2, углерода и кислорода — 0.

Формула (1) была использована для расчета двумерных функций плотности вероятности распределений различных ядер отдачи по энергии  $E_{\text{rec}}$  и направлению  $\cos \theta$ . Далее, в соответствии с этими распределениями, были смоделированы наборы индивидуальных ядер отдачи с определенными  $E_{\text{rec}}$  и  $\cos \theta$  для WIMP с различными массами. Пример такого рода двумерной плотности вероятности приведен на рис. 2.

Абсолютные значения сечений WIMP-нуклонного взаимодействия, а также количество событий в единице массы вещества были получены с помощью кода micrOMEGAs [7] для конкретных моделей WIMP.

На рис. 3а, 3б, 3в показаны примеры распределений  $10^5$  смоделированных ядер отдачи водорода, углерода и фтора по величинам  $E_{\text{rec}}$  (энергия ядер

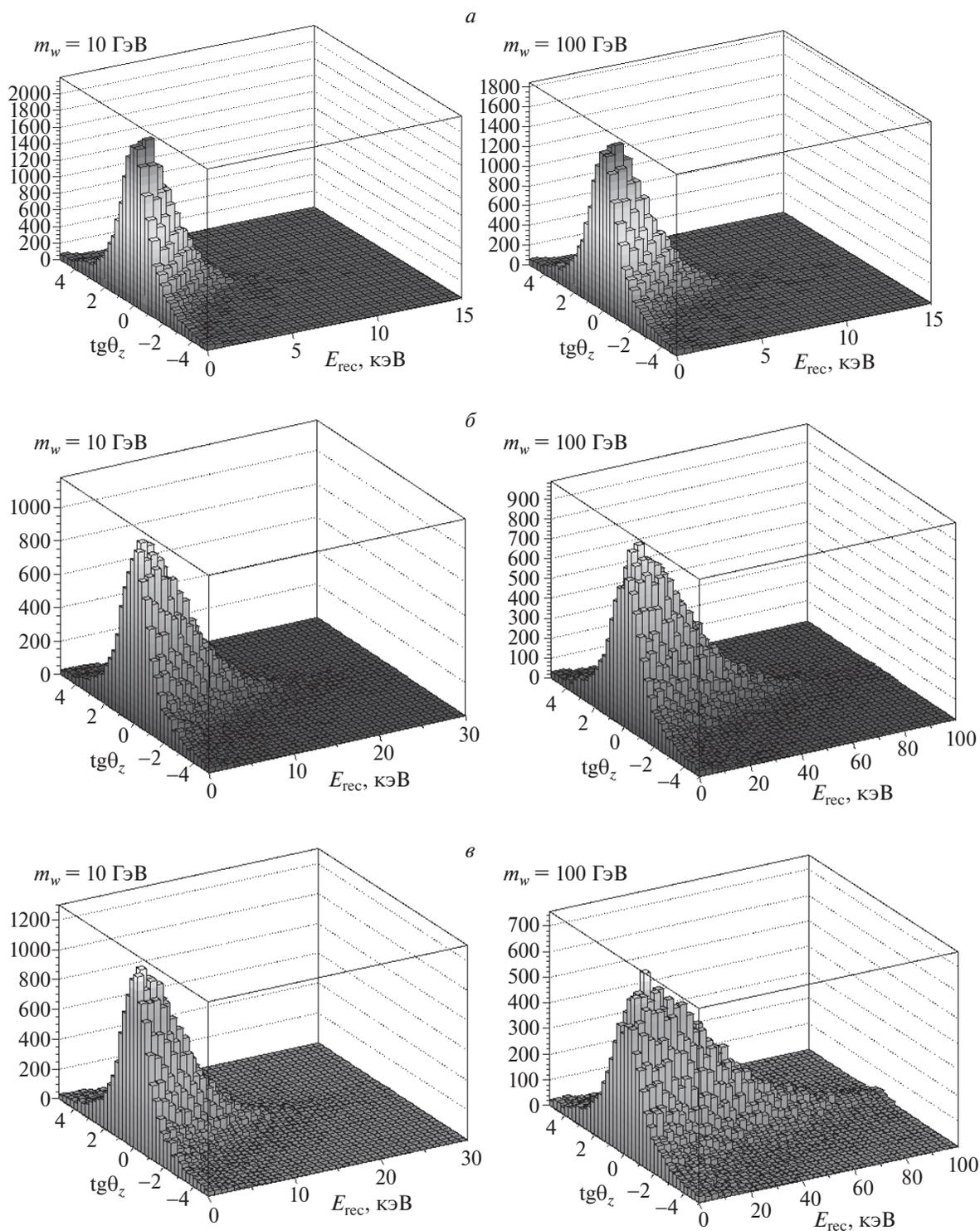
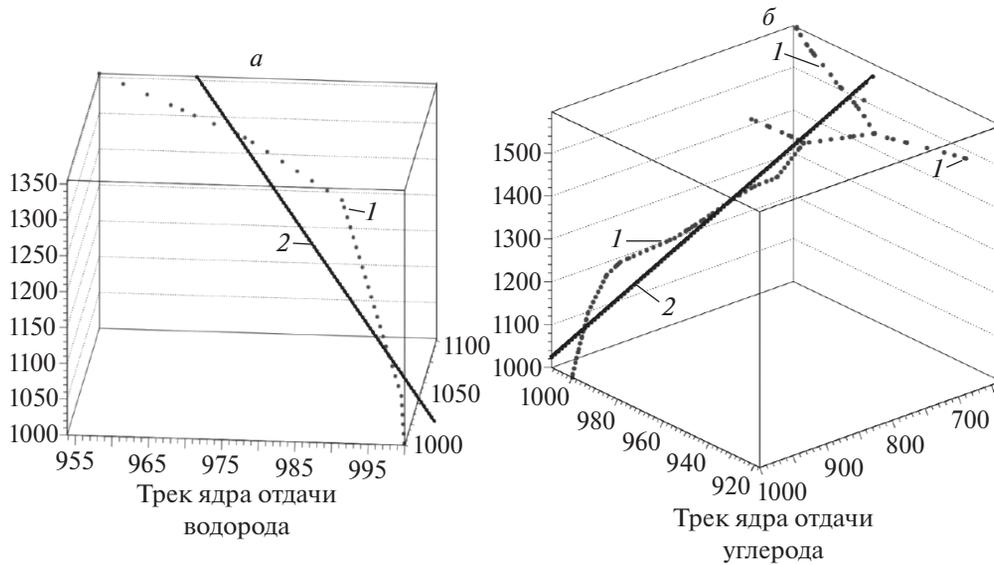


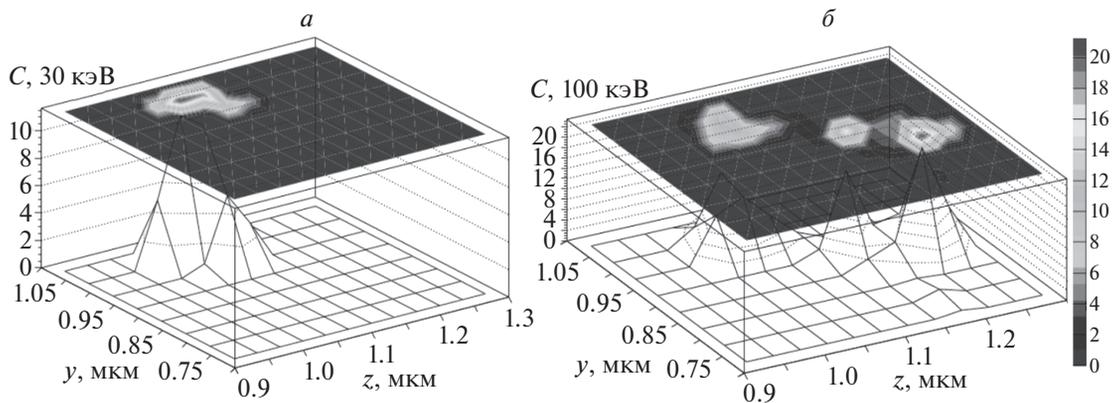
Рис. 3. Распределения  $10^5$  ядер отдачи водорода (а), углерода (б), фтора (в) по энергии  $E_{\text{rec}}$  и проекции трехмерного угла отдачи на плоскость слоя детектора  $\text{tg}\theta_z$  для WIMP с массами 10 и 100 ГэВ.

отдачи) и  $\text{tg}\theta_z$  (проекция трехмерного угла вылета ядра отдачи на плоскость детектора) для WIMP с массами 10 и 100 ГэВ. Для задачи, связанной с определением направлений треков ядер отдачи, именно проекция угла на плоскость слоя детектора,

например, эмульсионной пластины, наиболее адекватно представляет собой угол, соответствующий направлению трека, который будет исследоваться в эксперименте. Стоит обратить внимание на существенные различия в энергиях ядер отдачи



**Рис. 4.** Примеры треков ядер водорода и углерода в ядерной эмульсии, полученные с помощью GEANT4, Nuclear Recoil Physics List. Схема моделирования “от точки к точке”: 1 — точки трека, 2 — отрезок прямой, проведенной МНК оптимально по точкам трека; шкалы — нм.



**Рис. 5.** Примеры треков ядер углерода с энергией 30 и 100 кэВ в ядерной эмульсии, полученные с помощью GEANT4, Nuclear Recoil Physics List. Схема моделирования: вычисление энерговыделения в трехмерных вокселях вещества.

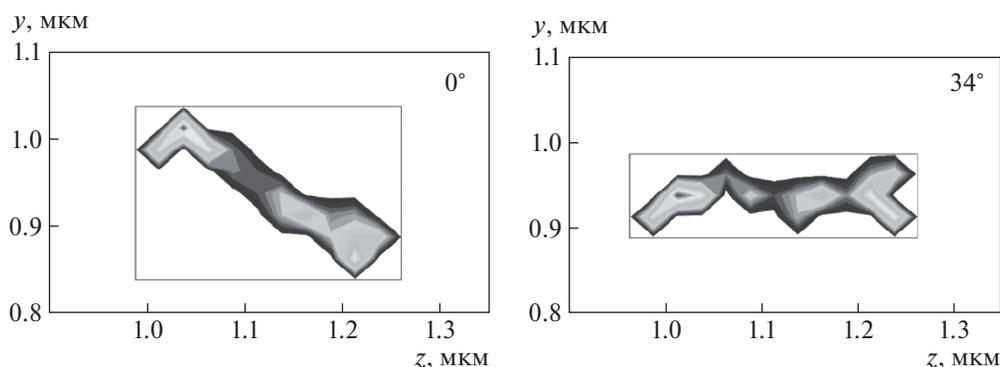
водорода, углерода и фтора и практически неразличимые ширины угловых распределений рассматриваемых ядер для разных масс WIMP. Ширины приведенных распределений позволяют оценить чувствительность метода к направленности потока WIMP — основной задаче экспериментов по направленному наблюдению частиц темной материи.

### 3. СХЕМА МОДЕЛИРОВАНИЯ ТРЕКОВ ЯДЕР ОТДАЧИ В ВЕЩЕСТВЕ ДЕТЕКТОРА С ПОМОЩЬЮ GEANT4

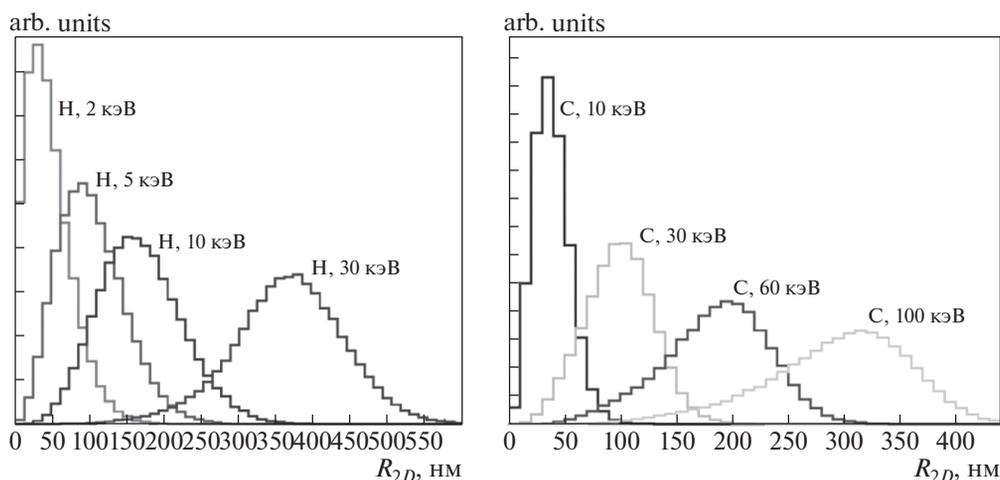
При прохождении ядра отдачи через вещество детектора формируется наблюдаемый трек, при этом важно учесть, что ядро отдачи рассеивается и может существенно отклониться от первоначального направления. Моделирование треков ядер

фиксированных энергий, а также треков ядер отдачи от упругого рассеяния WIMP в веществе детектора проводилось с помощью GEANT4 (Nuclear Recoil Physics List) [18] двумя способами. В первом случае в эмульсии (или другом веществе) непосредственно отслеживались треки ядер, от точки к точке. На рис. 4 изображены примеры треков ядер водорода и углерода, полученные первым способом моделирования. Отдельными точками изображены точки трека; отрезки (2) представляют собой участки прямых, полученных аппроксимацией точек трека методом наименьших квадратов. По длинам и ориентации этих отрезков определялись характеристики трека (длина и направление).

При моделировании методом “от точки к точке” трек представляет собой последовательную цепочку точек в эмульсии, а реальное изображение



**Рис. 6.** Исходное изображение трека ядра углерода с энергией 100 кэВ в ядерной эмульсии (а) и повернутое на угол 34° (б). Для повернутого изображения продольный и поперечный размеры описанного прямоугольника соответствуют длине и ширине трека. Схема моделирования: вычисление энерговыделения в элементарных объемах вещества  $25 \times 25 \times 25 \text{ нм}^3$ .



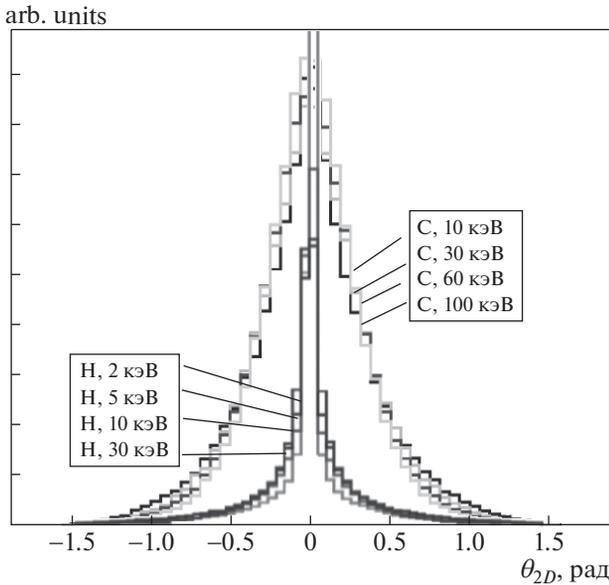
**Рис. 7.** Распределения по длинам треков, образованных в ядерной эмульсии, для ядер водорода (а) и углерода (б) фиксированных энергий. Соответствующие средние значения распределений для водорода:  $\bar{R}_{2D}$  (2 кэВ) = 46.0,  $\bar{R}_{2D}$  (5 кэВ) = 102.0,  $\bar{R}_{2D}$  (10 кэВ) = 167.7,  $\bar{R}_{2D}$  (30 кэВ) = 364.7 (нм); для углерода:  $\bar{R}_{2D}$  (10 кэВ) = 38.9,  $R_{2D}$  (30 кэВ) = 99.2,  $\bar{R}_{2D}$  (60 кэВ) = 185.1,  $\bar{R}_{2D}$  (100 кэВ) = 292.8 (нм).

трека, полученное с помощью сканирующего оптического микроскопа и CCD-камеры, получается в виде двумерной (для каждого сканированного слоя) матрицы пикселей — изображения. Поэтому была предложена иная схема моделирования, заключающаяся в измерении энерговыделения в единичных объемах эмульсии, вокселях, размером  $25 \times 25 \times 25$  или  $10 \times 10 \times 10 \text{ нм}^3$ . Данный способ основан на предположении, что яркость (степень почернения) пикселя в получаемых с помощью микроскопа изображениях связана с энерговыделением частицы, формирующей трек в эмульсии (чем оно выше, тем интенсивнее окрашен пиксель). Для получения плоского изображения энерговыделения в трехмерных вокселях были спроектированы на плоскость. На рис. 5 показаны примеры

изображений треков ядер углерода с энергиями 30 кэВ (а) и 100 кэВ (б) в эмульсии.

Расчеты характеристик треков, смоделированных в виде двумерных пиксельных изображений, проводились двумя способами. Первый способ применялся к изображениям треков ядер малых энергий, которые представляют собой единую засвеченную область, неразделенную на фрагменты, см. рис. 5а. В этом случае распределения энерговыделений были аппроксимированы двумерной гауссовой функцией с пятью параметрами (мат. ожидание, дисперсии по обоим направлениям и коэффициент корреляции), которые определяли характеристики треков (длина, ширина, направление, задаваемое положением большой оси, и эллиптичность).

Второй способ заключался в следующем. Сначала определялись координаты центра тяжести



**Рис. 8.** Распределения по величине угла между первоначальным направлением ядра и направлением, определяемым по точкам трека в ядерной эмульсии, для смоделированных треков ядер водорода и углерода (по  $10^5$  событий). Соответствующие дисперсии распределений для водорода:  $D_\theta$  (2 кэВ) = 0.3278,  $D_\theta$  (5 кэВ) = 0.3455,  $D_\theta$  (10 кэВ) = 0.3394,  $D_\theta$  (30 кэВ) = 0.2661 (рад<sup>2</sup>); для углерода:  $D_\theta$  (10 кэВ) = 0.4018,  $D_\theta$  (30 кэВ) = 0.3716,  $D_\theta$  (60 кэВ) = 0.3456,  $D_\theta$  (100 кэВ) = 0.3233 (рад<sup>2</sup>). Данные распределения определяют степень рассеяния ядер отдачи при прохождении вещества эмульсии.

изображения, далее изображение поворачивалось шагами на малые углы относительно центра тяжести. На каждом шаге определялся размер изображения вдоль координатных осей как длины сторон описанного прямоугольника. На рис. 6 показан пример исходного изображения трека ( $0^\circ$ ) и повернутого относительно центра тяжести на  $34^\circ$ . Направление трека определялось как угол поворота пятна относительно оси  $x$ , при котором размер объекта по одной из осей (его проекция) минимален (например, по оси  $y$ ). Сама же минимальная проекция определяет ширину трека. Соответствующая проекция на другую ось является длиной трека.

#### 4. ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРЕКОВ ЯДЕР ОТДАЧИ В РАЗЛИЧНЫХ ВЕЩЕСТВАХ

На первом этапе были исследованы треки ядер водорода H (2, 5, 10, 30 кэВ) и углерода C (10, 30, 60, 100 кэВ) фиксированных энергий в веществе ядерной эмульсии с плотностью  $\rho = 3.1$  г/см<sup>3</sup>, первоначально направленные параллельным потоком. Данное моделирование было необходимо провести, чтобы оценить степень рассеяния ядер отдачи и результирующие длины треков ядер различных энергий. Распределения по длинам проекций треков на

плоскость слоя детектора  $R_{2D}$  (в данном случае — эмульсионной пластины) ядер водорода и углерода разных энергий приведены на рис. 7.

Распределения по углу, определяемому по точкам трека относительно первоначального направления ядра, приведены на рис. 8,  $D_\theta$  — дисперсии распределений, характеризующие рассеяние ядер.

Основная цель настоящей работы состоит в изучении характеристик треков ядер отдачи от WIMP различных масс в веществах различной плотности с учетом физической задачи, связанной с определением направления трека.

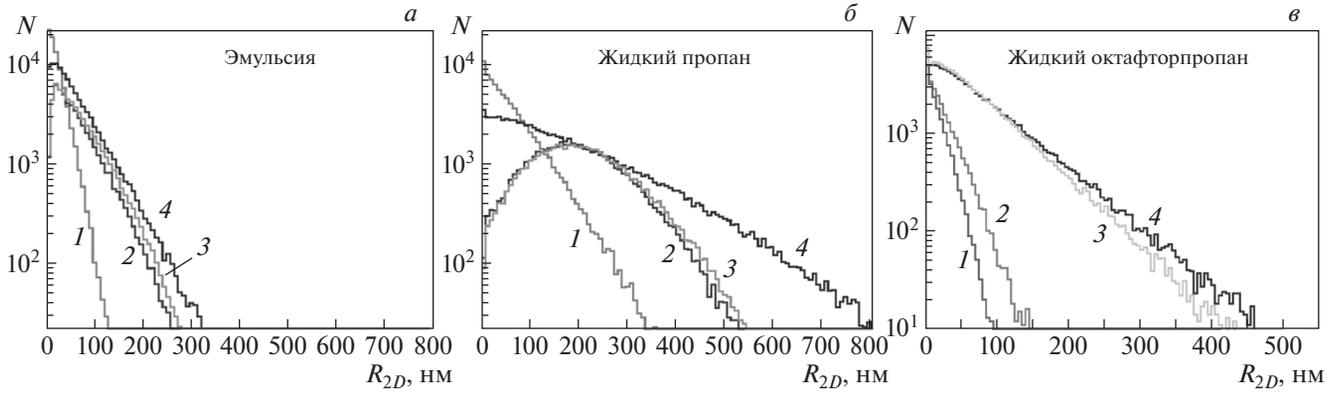
Распределения треков ядер отдачи водорода, углерода и фтора по длинам и углам относительно направления “на созвездие Лебедь”, смоделированные с помощью GEANT4 StandardNR Physics List, приведены на рис. 9 и 10. Ядерная эмульсия в данном случае является примером плотного вещества:  $\rho = 3.1$  г/см<sup>3</sup>. В качестве альтернативного вещества детектора были рассмотрены жидкий пропан с существенно меньшей по сравнению с эмульсией плотностью  $\rho = 0.493$  г/см<sup>3</sup>, который может применяться в качестве трекового детектора в режиме пузырьковой камеры, а также мишень детектора эксперимента PICO [11] — жидкий октафторпропан  $C_3F_8$  с плотностью  $\rho = 1.601$  г/см<sup>3</sup>.

Начальные энергии и направления ядер отдачи (H, C, F) были получены в соответствии с двумерными функциями плотности вероятности (1) для WIMP с массами 10 и 100 ГэВ. Распределения  $10^5$  ядер H, C, F по начальной энергии  $E_{\text{гес}}$  и направлению  $\text{tg } \theta_z$  представлены на рис. 3.

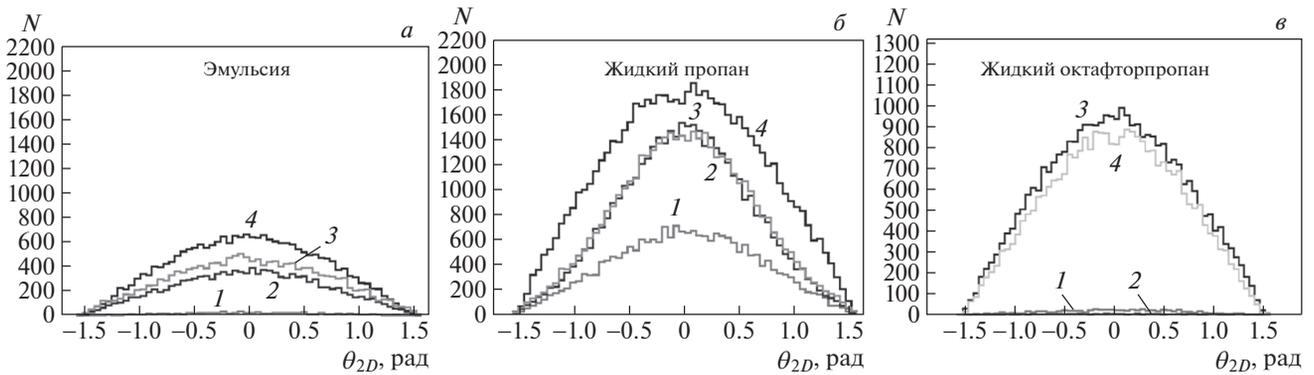
Распределения треков ядер отдачи водорода, углерода и фтора по длинам  $R_{2D}$  в рассматриваемых веществах представлены на рис. 9.

Как было упомянуто выше, в эксперименте NEWSdm используется эмульсия со сверхмалым размером зерен — до 40 нм. Для того чтобы при сканировании эмульсии можно было определить направления треков, необходимо, чтобы треки имели эллиптическую форму. Т.е. продольный размер трека был бы больше 40 нм. Для оценки количества событий можно наложить условие на минимальную длину смоделированного трека (например, два размера зерна) и вычислить количество треков, направление которых можно определить. Распределения, представленные на рис. 9, получены с наложением минимального ограничения на длину трека — 2 нм, связанного со сценарием моделирования с помощью GEANT4.

Существенно меньшая плотность пропана позволяет визуализировать значительно большее количество треков ядер отдачи по сравнению с треками в более плотной эмульсии. Так как исходные WIMP распределены по углам достаточно широко,



**Рис. 9.** Распределения по длинам треков ядер отдачи водорода H, углерода C и фтора F в ядерной эмульсии (а), в жидком пропане (б) и жидком октафторпропане (в) для WIMP с массой  $m_w = 10$  и 100 ГэВ. Наложено минимальное ограничение на длину трека — 2 нм, связанное с GEANT4. В эмульсии (а): 1 — C,  $m_w = 10$  ГэВ,  $\bar{R}_{2D} = 19.41$  нм, 2 — H,  $m_w = 10$  ГэВ,  $\bar{R}_{2D} = 58.24$  нм, 3 — H,  $m_w = 100$  ГэВ,  $\bar{R}_{2D} = 63.12$  нм, 4 — C,  $m_w = 100$  ГэВ,  $\bar{R}_{2D} = 55.39$  нм; в жидком пропане (б): 1 — C,  $m_w = 10$  ГэВ,  $\bar{R}_{2D} = 59.63$  нм, 2 — H,  $m_w = 10$  ГэВ,  $\bar{R}_{2D} = 198.10$  нм, 3 — H,  $m_w = 100$  ГэВ,  $\bar{R}_{2D} = 206.20$  нм, 4 — C,  $m_w = 100$  ГэВ,  $\bar{R}_{2D} = 179.20$  нм; в жидком октафторпропане (в): 1 — F,  $m_w = 10$  ГэВ,  $\bar{R}_{2D} = 13.76$  нм, 2 — C,  $m_w = 10$  ГэВ,  $\bar{R}_{2D} = 23.48$  нм, 3 — F,  $m_w = 100$  ГэВ,  $\bar{R}_{2D} = 66.85$  нм, 4 — C,  $m_w = 100$  ГэВ,  $\bar{R}_{2D} = 75.33$  нм.



**Рис. 10.** Распределения по углам относительно направления “на созвездие Лебедь” в эмульсии (а), жидком пропане (б) и октафторпропане (в) для ядер отдачи углерода и фтора для WIMP с массой 10 и 100 ГэВ. Исходное количество событий в каждом случае  $10^5$ . Эмульсия (а): 1 — C,  $m_w = 10$  ГэВ,  $N_{cut} = 851$ , 2 — H,  $m_w = 10$  ГэВ,  $N_{cut} = 16312$ , 3 — H,  $m_w = 100$  ГэВ,  $N_{cut} = 12405$ , 4 — C,  $m_w = 100$  ГэВ,  $N_{cut} = 22300$ ; жидкий пропан (б): 1 — C,  $m_w = 10$  ГэВ,  $N_{cut} = 22188$ , 2 — H,  $m_w = 10$  ГэВ,  $N_{cut} = 43179$ , 3 — H,  $m_w = 100$  ГэВ,  $N_{cut} = 65646$ , 4 — C,  $m_w = 100$  ГэВ,  $N_{cut} = 43968$ ; в жидком октафторпропане (в): 1 — F,  $m_w = 10$  ГэВ,  $N_{cut} = 68$ , 2 — C,  $m_w = 10$  ГэВ,  $N_{cut} = 676$ , 3 — F,  $m_w = 100$  ГэВ,  $N_{cut} = 29779$ , 4 — C,  $m_w = 100$  ГэВ,  $N_{cut} = 33595$ .

см. рис. 3а, 3б, 3в, то соответственно широкими получаются и угловые распределения треков ядер отдачи, см. рис. 10. В данном случае для построения распределений было наложено ограничение на длину трека, соответствующее двум размерам зерна — 80 нм. В подписи к рис. 10 указано количество треков, оставшихся после наложения данного ограничения на длины  $N_{cut}$  в трех различных по плотности веществах.

Рисунки 9 и 10 иллюстрируют тот факт, что WIMP малых масс (10 ГэВ) не способны эффективно взаимодействовать с ядрами C и F с образованием треков ядер отдачи длиной  $\sim 100$  нм

и больше в октафторпропане, в то время как на такое взаимодействие способны WIMP с массой 100 ГэВ. Следовательно, детектор PICO, также как и детектор эксперимента XENON1T, демонстрирует лучшую чувствительность к WIMP с массами  $\leq 100$  ГэВ. Угловое распределение треков ядер отдачи по форме подобно распределению в менее плотном ( $C_3H_8$ ) и более плотном (эмульсия) веществе, однако ограничения на длину трека для WIMP массой 10 ГэВ гораздо существеннее обрезают статистику более массивных ядер отдачи фтора.

Расчеты длин и угловых распределений треков

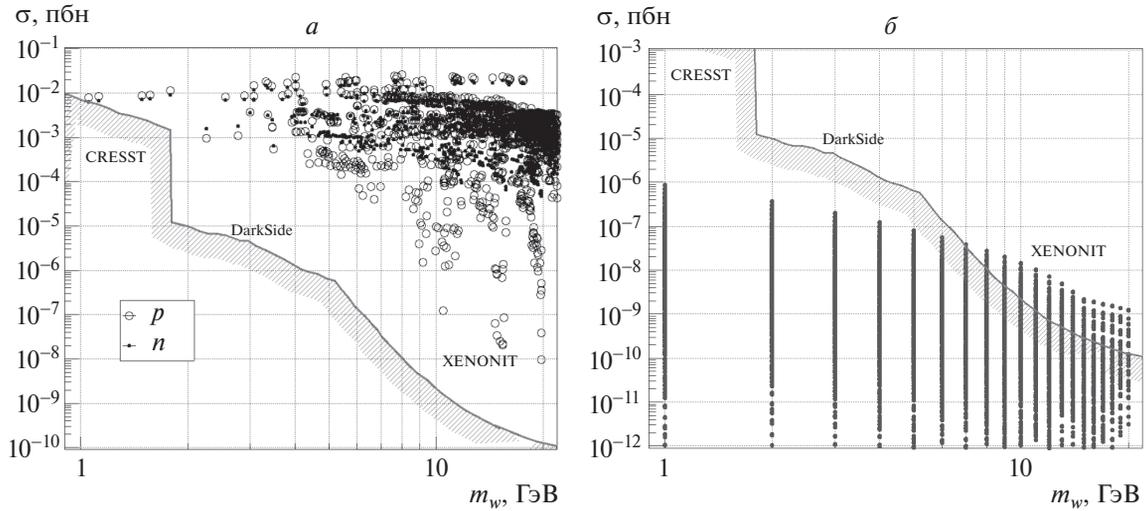


Рис. 11. Сечения взаимодействия частицы темной материи для модели NMSSM с нуклонами (а) и для модели IDM (б), а также ограничения, поставленные экспериментами CRESST [29], DarkSide [28], XENONIT [26].

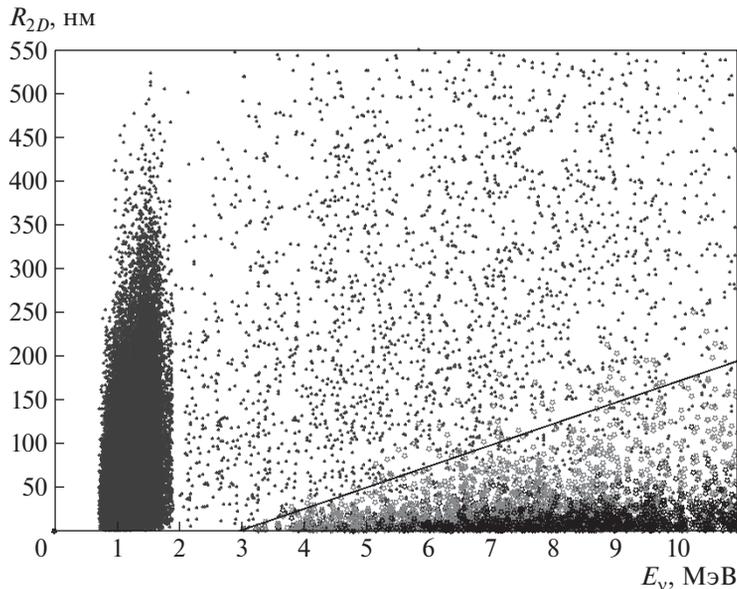


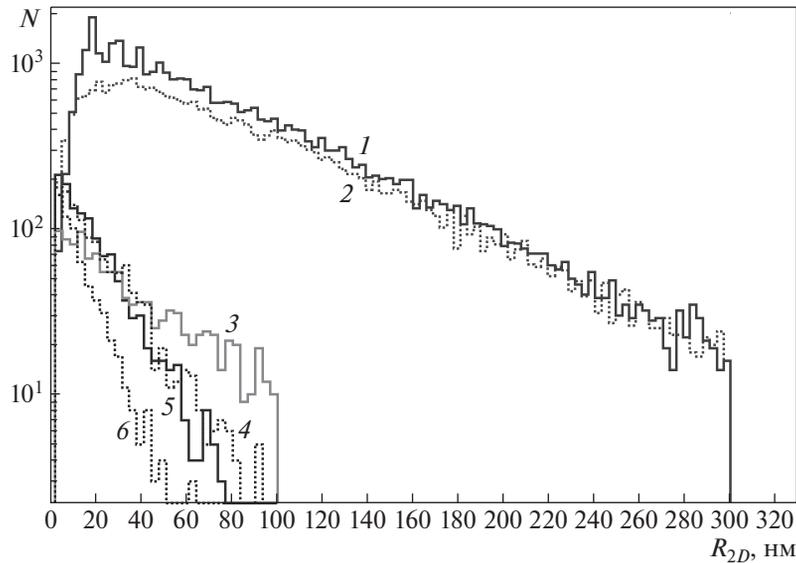
Рис. 12. Поле точек, соответствующих ядрам отдачи водорода (точки), углерода и фтора (звездочки) в эмульсии, жидком пропане и октафторпропане. По осям отложены энергии нейтрино и длины треков ядер отдачи. Наложено минимальное ограничение на длину трека — 2 нм, связанное с GEANT4. Отрезком в правом нижнем углу выделена треугольная область, соответствующая более тяжелым ядрам — углероду и фтору (звездочки).

ядер отдачи от WIMP различных масс в NIT эмульсии, полученные с помощью программного комплекса SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter), представлены в [19]. Рассмотрен также дополнительный сценарий моделирования, учитывающий кристаллическую структуру зерен в эмульсии. По сравнению с используемой нами моделью GEANT4 StandardNR, при моделировании с помощью SRIM, как указано в [19], треки ядер отдачи получают несколько длиннее, а угловые распределения треков — шире. В работе [20] приведены

средние значения распределений длин треков в стандартной ядерной эмульсии для WIMP с массой 10 ГэВ —  $(3.25 \pm 1.73) \times 10^{-2} \mu\text{м}$  и  $(9.46 \pm 4.57) \times 10^{-2} \mu\text{м}$  для WIMP с массой 100 ГэВ.

## 5. МОДЕЛЬ ХОЛОДНОЙ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ (WIMP)

Для количественных оценок сигнала от WIMP был применен программный комплекс micrOMEGAs 5.2.4 [21] — код для расчета свойств



**Рис. 13.** Распределения по длинам треков ядер отдачи водорода H, углерода C и фтора F в ядерной эмульсии, в жидком пропане и жидком октафторпропане для солнечных нейтрино. Исходное количество событий в каждом случае  $10^5$ . Ограничение на длину трека — 2 нм.  $N_{\text{cut}}$  — количество событий с длиной трека  $>2$  нм. 1 — H, жидкий пропан,  $\bar{R}_{2D} = 73.09$  нм,  $N_{\text{cut}} = 36443$ ; 2 — H, эмульсия  $\bar{R}_{2D} = 79.06$  нм,  $N_{\text{cut}} = 26826$ ; 3 — C, жидкий пропан,  $\bar{R}_{2D} = 46.94$  нм,  $N_{\text{cut}} = 1372$ ; 4 — C, октафторпропан  $\bar{R}_{2D} = 21.77$  нм,  $N_{\text{cut}} = 1344$ ; 5 — C, эмульсия,  $\bar{R}_{2D} = 18.06$  нм,  $N_{\text{cut}} = 1351$ ; 6 — F, октафторпропан,  $\bar{R}_{2D} = 11.75$  нм,  $N_{\text{cut}} = 721$ .

холодной темной материи для различных Суперсимметричных расширений стандартной модели (СМ). В настоящее время считается, что MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model) [22], в которой кандидатом на роль частицы темной материи является частица со спином  $1/2$ , представляющая собой линейную комбинацию суперпартнеров: *bin*<sub>0</sub>, *wino*, *higgsino*<sub>1</sub> и *higgsino*<sub>2</sub> в качестве модели холодной темной материи полностью закрыта.

Для оценок сечений взаимодействий были использованы NMSSM (Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model) [23, 24] и IDM (Inert Doublet Model) [25] для минимальных масс WIMP — около (или меньше) 10 ГэВ, так как большие массы закрыты экспериментом XENON1T [26] и другими. В NMSSM кандидатом на роль частицы темной материи является частица со спином  $1/2$ , которая, также как и в MSSM, является линейной комбинацией *bin*<sub>0</sub>, *wino*, *higgsino*<sub>1</sub> и *higgsino*<sub>2</sub>, однако с дополнительным вкладом нового суперпартнера — *singlino*.

Для NMSSM рассматривался сценарий SUGRA [27].

Для широкого диапазона первичных параметров модели рассчитывались масса частицы WIMP, величина  $\Omega h^2$  и  $\sigma_p$ ,  $\sigma_n$  — сечения взаимодействия частицы темной материи с нуклонами (протоном и нейтроном).

Расчеты для широкого набора первичных параметров показали (см. рис. 11а), что NMSSM также практически закрыта для масс WIMP от нескольких ГэВ и больше данными XENON1T [26]. Эксперименты DarkSide [28] и CRESST [29] определили ограничения на сечения взаимодействия WIMP — нуклон для масс WIMP около одного ГэВ.

Наиболее перспективной с точки зрения экспериментальных ограничений оказалась инертная дублетная модель IDM [25]. В IDM вводятся четыре новых физических состояния: два заряженных  $H^{\pm}$  и два нейтральных  $H^0$ ,  $A^0$ , каждое из которых может быть частицей холодной темной материи. Мы рассмотрели  $H^0$  как легчайшую инертную частицу в качестве такого кандидата. Как показано на рис. 11б, существует большое количество вариантов IDM, не противоречащих экспериментальным ограничениям в области масс WIMP  $\leq 10$  ГэВ.

Для численных оценок мы выбрали WIMP с массой 10 ГэВ. Также выбрали вариант IDM с максимально возможным сечением WIMP — нуклонного взаимодействия, который не противоречит современным экспериментальным и космологическим ограничениям. Соответствующие значения количества событий за 1 день в 1 кг мишени приведены в результирующей табл. 1.

**Таблица 1.** Оценка количества событий, связанных с упругим рассеянием WIMP ( $N_{\text{wimp}}$ ) и солнечных нейтрино ( $N_\nu$ ) в ядерной эмульсии, жидком пропане ( $\text{C}_3\text{H}_8$ ) и жидком октафторпропане ( $\text{C}_3\text{F}_8$ )

Вещество детектора (масса, объем)	$N_{\text{wimp}}$ (за 1 год в 1 кг вещества)	$N_{\text{wimp}}$ (за 1 год в полном объеме детектора)	$N_\nu$ (за 1 год в полном объеме детектора)
Эмульсия, 30 кг	$3.14 \times 10^{-2}$	0.94	$< 2.51 \times 10^{-2}$
$\text{C}_3\text{H}_8$ , 500 л	$4.82 \times 10^{-2}$	23.75	$< 2.32 \times 10^{-2}$
$\text{C}_3\text{F}_8$ , 500 л	$2.42 \times 10^{-1}$	194.0	$< 4.47 \times 10^{-2}$

## 6. УПРУГОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО С ВЕЩЕСТВОМ ДЕТЕКТОРА В КАЧЕСТВЕ НАПРАВЛЕННОГО ФОНА ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЯ WIMP

В настоящей работе мы рассматриваем возможность анализа направлений и длин треков ядер отдачи от WIMP для задачи поиска избыточного сигнала в направлении созвездия Лебедь. Направленным фоном для такой задачи могут быть ядра отдачи от упругого взаимодействия с ядрами вещества детектора солнечных нейтрино. Выражения для сечений упругого рассеяния нейтрино на ядрах, которые были использованы для оценки нейтринного фона, приведены, например, в [30]. Энергии солнечных нейтрино были смоделированы по соответствующему спектру [31], начиная с энергии 0.5 МэВ.

Точки, соответствующие ядрам отдачи в менее плотных ( $\text{C}_3\text{H}_8$ ,  $\text{C}_3\text{F}_8$ ) и более плотных (эмульсия) веществах в поле “энергия нейтрино — длина трека ядра отдачи”, показаны на рис. 12.

Поле точек иллюстрирует тот факт, что треки с длинами больше 2 нм способны образовывать ядра отдачи водорода от упругого взаимодействия нейтрино с энергиями  $E_\nu > 0.8$  МэВ и ядра отдачи углерода и фтора от нейтрино с энергиями  $E_\nu > 3$  МэВ. Вклад в фон ядер отдачи углерода будет минимален. Характерное сгущение точек в области энергий солнечных нейтрино около 1–2 МэВ связано с формой заложенного нейтринного спектра.

На рис. 13 показаны распределения ядер отдачи от солнечных нейтрино в  $\text{C}_3\text{H}_8$ ,  $\text{C}_3\text{F}_8$  и ядерной эмульсии по длинам треков. Если установить ограничение на длины треков, связанное с чувствительностью наноэмульсии к направлениям треков ядер отдачи  $\geq 60$ –80 нм, становится понятно, что основной вклад в направленный сигнал от солнечных нейтрино внесут ядра водорода.

## 7. РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Был оценен направленный годовой сигнал от WIMP с массой 10 ГэВ в 30 кг ядерной эмульсии, 500 л жидкого пропана и 500 л жидкого октафторпропана. С учетом поставленной задачи, заключающейся в определении направлений треков ядер отдачи, были наложены ограничения на минимальную длину трека во всех рассматриваемых веществах  $> 80$  нм. Получено, что в рассматриваемом чувствительном объеме эмульсии ожидается около 1 направленного события в год, связанного с взаимодействием WIMP в виде частицы темной материи инертной дублетной модели (IDM), не противоречащей современным экспериментальным ограничениям. Соответственно для того, чтобы зарегистрировать около 10 направленных событий, связанных с WIMP, нужно экспонировать и обработать уже 300 кг эмульсии, что требует значительных материальных и человеческих ресурсов.

В более легких мишенях  $\text{C}_3\text{H}_8$  и  $\text{C}_3\text{F}_8$ , полностью состоящих из легких ядер, обеспечивающих большие длины треков ядер отдачи, событий от WIMP будет 24 и 194 в год соответственно.

Приводимые оценки позволяют сделать вывод, что с учетом имеющихся экспериментальных ограничений на сечения упругого взаимодействия WIMP — ядро, имеет смысл для сценария “направленного прямого детектирования” в качестве чувствительного элемента детектора рассматривать более легкие и менее плотные мишени. Эти результаты, а также оценки количества событий от солнечных нейтрино приведены в табл. 1.

Настоящая работа поддержана Междисциплинарной научно-образовательной школой Московского университета “Фундаментальные и прикладные исследования космоса”. Э.Д. Урсов благодарит фонд “Базис” за грантовую поддержку (грант № 20–2–9–26–1).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. Aprile *et al.* (XENON Collab.), Phys. Rev. Lett. **119**, 181301 (2017).
2. P. Agnes *et al.* (DarkSide Collab.), Phys. Rev. Lett. **121**, 081307 (2018).
3. K. N. Abazajian, M. A. Acero, S. K. Agarwalla, A. A. Aguilar-Arevalo, C. H. Albright, S. Antusch, C. A. Argüelles, A. B. Balantekin, G. Barenboim, V. Barger, P. Bernardini, F. Bezrukov, O. E. Bjaelde, S. A. Bogacz, N. S. Bowden, A. Boyarsky, *et al.*, arXiv: 1204.5379 [hep-ph].
4. Y. Giomataris, Ph. Rebourgeard, J. P. Robert, and G. Charpak, Nucl. Instrum. Methods A **376**, 29 (1996).
5. Shang-Yung Wang, Eur. Phys. J. C **79**, 561 (2019), <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7071-2>

6. Anne M. Green, *IAU Symposium*, Vol. 220 (Cambridge University Press, 2004).
7. G. Belanger, F. Boudjema, and A. Pukhov, arXiv: 1402.0787.
8. NEWSdm Collab. (N. Agafonova *et al.*), *Eur. Phys. J. C* **78**, 758 (2018), <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6060-1>
9. T. Asada, T. Naka, T. Kuwabara, and M. Yoshimoto, *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2017**, 063H01 (2017), doi: 10.1093/ptep/ptx076
10. N. Agafonova *et al.* (OPERA Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **120**, 211801 (2018).
11. C. Amole *et al.* (PICO Collab.), *Phys. Rev. D* **100**, 022001 (2019).
12. J. D. Lewin and P. F. Smith, *Astropart. Phys.* **6**, 87 (1996).
13. M. S. Alenazi and P. Gondolo, *Phys. Rev. D* **77**, 043532 (2008).
14. P. F. Smith and J. D. Lewin, *Phys. Rep.* **187**, 203 (1990). [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(90\)90081-C](https://doi.org/10.1016/0370-1573(90)90081-C)
15. C. Savage, P. Gondolo, and K. Freese, *Phys. Rev. D* **70**, 123513 (2004).
16. J. Engel, *Phys. Lett. B* **264**, 114 (1991).
17. J. Ellis and R. A. Flores, *Phys. Lett. B* **263**, 259 (1991).
18. <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/for/PhysicsReference-Manual.pdf>
19. A. Alexandrov, G. De Lellis, A. Di Crescenzo, A. Golovatiuk, and V. Tioukov, *JCAP* **2021**(04), 47 (2021).
20. C. Couturier, J. P. Zopounidis, N. Sauzet, F. Naraghi, and D. Santos, *JCAP* **2017**(01), 027 (2017), <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2017/01/027>
21. D. Barducci, G. Bélanger, J. Bernon, F. Boudjema, J. Da Silva, A. Goudelis, S. Kraml, U. Laa, A. Pukhov, A. Semenov, and B. Zaldivar, <https://lapth.cnrs.fr/micromegas/>— manual
22. A. Bottino, N. Fornengo, and S. Scopel, *Phys. Rev. D* **67**, 063519 (2003).
23. Tao Han, Zhen Liu, and Shufang Su, *JHEP* **1408**, 093 (2014), [https://doi.org/10.1007/JHEP08\(2014\)093](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2014)093)
24. U. Ellwanger and C. Hugonie, *Comput. Phys. Commun.* **177**, 399 (2007).
25. M. Gustafsson, arXiv: 1106.1719, <https://doi.org/10.22323/1.114.0030>
26. E. Aprile *et al.* (XENON Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **119**, 181301 (2017).
27. G. K. Chakravarty, G. Gupta, G. Lambiase, and S. Mohanty, *Phys. Lett. B* **760**, 263 (2016), <https://arxiv.org/abs/1604.02556>
28. P. Agnes *et al.* (DarkSide Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **121**, 081307 (2018).
29. A. H. Abdelhameed *et al.* (CRESST Collab.), *Phys. Rev. D* **100**, 102002 (2019).
30. C. A. J. O'Hare, A. M. Green, J. Billard, E. Figueroa-Feliciano, and L. E. Strigari, *Phys. Rev. D* **92**, 063518 (2015).
31. W. C. Haxton, R. G. Hamish Robertson, and Aldo M. Serenelli, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **51**, 21 (2013).

## DIRECTIONAL OBSERVATION OF COLD DARK MATTER PARTICLES (WIMP) IN THE EXPERIMENT WITH NUCLEAR EMULSION AND OTHER TRACK DETECTORS

**A. M. Anokhina<sup>1),2)</sup>, I. D. Vidulin<sup>1),2)</sup>, V. V. Gulyaeva<sup>1)</sup>, E. V. Kurochkin<sup>1),2)</sup>, T. M. Roganova<sup>2)</sup>,  
E. D. Ursov<sup>1),2)</sup>, E. V. Khalikov<sup>2)</sup>**

<sup>1)</sup>*Faculty of Physics M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

<sup>2)</sup>*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics (SINP MSU) M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

A scheme for modeling the tracks of recoil nuclei from the elastic scattering of hypothetical dark matter weakly interacting massive particles (WIMP) is presented. Constraints on the possibility of directional WIMP detection in an experiment with light target (H, CNO and F nuclei) are set. The estimated number of WIMP interactions per unit mass of the detector was estimated using the micROMEGAs software package for an Inert Doublet Model. It is concluded that a target with a lower density is preferable for visualizing the tracks of recoil nuclei and directional detection of WIMPs with the lowest assumed masses of 4–10 GeV.

## ОБ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТИ РЕАКЦИИ ПЕРЕДАЧИ МЮОНА С ПРОТОНА НА КИСЛОРОД

© 2022 г. С. В. Романов\*

*Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 21.05.2021 г.; после доработки 18.06.2021 г.; принята к публикации 18.06.2021 г.

Представлены результаты расчета скорости реакции передачи мюона из состояния  $1s$  мезоатома водорода на ядро свободного атома кислорода в интервале энергий столкновения от  $10^{-4}$  до  $10$  эВ. Расчет выполнен в рамках предложенного ранее варианта метода возмущенных стационарных состояний с учетом электронного экранирования во входном канале реакции. Предсказано существование  $p$ -волнового резонанса в скорости реакции при энергии столкновения около  $0.1$  эВ. Этот результат представляет интерес в связи с планируемым лазерным экспериментом по прецизионному измерению энергии сверхтонкого расщепления состояния  $1s$  мезоатома водорода.

DOI: 10.31857/S0044002722010111

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе рассматривается реакция прямой передачи отрицательного мюона  $\mu$  из основного состояния  $1s$  мезоатома водорода  $\mu p(1s)$  на ядро кислорода  $O$ :



$p$  — протон,  $\mu O^*$  — мезоатом кислорода в возбужденном состоянии. Обозначим через  $E$  энергию столкновения и введем скорость реакции  $q(E) = N_H v \sigma(E)$ . По традиции скорость отнесена к атомной плотности жидкого водорода  $N_H = 4.25 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ;  $v = \sqrt{2E/M}$  — скорость относительного движения во входном канале,  $M$  — приведенная масса канала,  $\sigma(E)$  — полное сечение реакции, просуммированное по всем конечным состояниям мезоатома кислорода. При экспериментальном изучении реакций типа (1) в плотных газовых смесях измеряется скорость  $\lambda(T)$  передачи мюона с термализованных мезоатомов. Она зависит от температуры смеси  $T$  и, будучи также приведена к плотности  $N_H$ , получается в результате усреднения скорости  $q(E)$  по распределению относительных скоростей во входном канале реакции. В частности, при передаче мюона на ядро свободного атома усреднение выполняется по распределению Максвелла.

Мезоатом водорода представляет собой электрически нейтральный объект, размер которого на

два порядка меньше размеров атомов. В этом отношении он подобен нейтрону. Реакция (1) является экзоэнергетической с энерговыделением порядка нескольких кэВ. Как известно [1], при малых энергиях столкновения, когда основную роль играет  $s$ -волна, сечение такой реакции обратно пропорционально относительной скорости:  $\sigma(E) \propto 1/v$ . В этом случае скорость реакции  $q(E)$  не зависит от энергии, а скорость  $\lambda(T)$  не зависит от температуры. Экспериментально реакция (1) изучалась в работе [2] в газовых смесях водорода и кислорода, находившихся при комнатной температуре и давлении от 3 до 15 бар. Относительная концентрация кислорода составляла несколько промилле. Наблюдалась зависимость от времени скорости счета запаздывающих рентгеновских квантов, излучаемых мезоатомами кислорода. Было обнаружено, что эта зависимость не является чисто экспоненциальной. Этот факт интерпретировался как проявление зависимости скорости реакции от энергии столкновения в надтепловой области энергий  $E = 0.1-0.2$  эВ. Для того чтобы количественно описать наблюдаемые результаты, было выполнено моделирование кинетики замедления мезоатомов водорода в газовых смесях с учетом передачи мюонов на кислород. Предполагалось, что зависимость скорости реакции от энергии столкновения имеет форму ступеньки. Было найдено, что наилучшее согласие с опытными данными обеспечивается функцией  $q(E)$  следующего вида:

\*E-mail: Romanov\_SVi@nrcki.ru; serguei.romanov@yandex.ru

$$q(E) = \begin{cases} 8.5(2) \times 10^{10} \text{ с}^{-1}, & E < 0.12 \text{ эВ}; \\ 3.9 \begin{pmatrix} +0.5 \\ -1.3 \end{pmatrix} \times 10^{11} \text{ с}^{-1}, & 0.12 < E < 0.22 \text{ эВ}. \end{cases} \quad (2)$$

Верхнее значение есть скорость передачи с мезоатомов, термализованных при комнатной температуре, нижнее соответствует надтепловой области энергий. Как видно, скорость реакции в надтепловой области почти в пять раз больше. В связи с этим результатом в работе [3] было предложено использовать реакцию передачи мюона на кислород в лазерном эксперименте по прецизионному измерению энергии сверхтонкого расщепления состояния  $1s$  мезоатома водорода. Рассмотрим идею этого эксперимента.

Как и в обычном атоме водорода, уровень энергии состояния  $1s$  мезоатома расщеплен на две компоненты, характеризующиеся значениями полного углового момента  $F = 0$  и  $1$ . Меньшую энергию имеет состояние с  $F = 0$ . Энергия расщепления  $\Delta E_{1s}$  определяется в основном поправкой первого порядка теории возмущений по взаимодействию магнитных моментов частиц. В случае атома водорода соответствующий результат хорошо известен [1]. Заменяя в нем магнитный момент электрона на магнитный момент мюона и учитывая приведенную массу мезоатома водорода, получаем  $\Delta E_{1s} \approx 0.18$  эВ. Длина волны перехода между сверхтонкими компонентами составляет 6.8 мкм. Что касается времени жизни состояния  $1s$ , то в водороде с небольшой примесью кислорода оно определяется в основном распадом мюона и реакцией передачи мюона на кислород. Скорость мюораспада равна  $4.5 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ . Следуя результату (2), примем для оценки, что скорость реакции передачи, отнесенная к плотности жидкого водорода, порядка  $10^{11} \text{ с}^{-1}$ . Тогда, например, при давлении 40 бар, комнатной температуре и относительной концентрации кислорода 0.1 промилле скорость реакции передачи становится порядка скорости мюораспада и время жизни состояния  $1s$  составляет примерно 1 мкс.

Мезоатом водорода в состоянии  $1s$  образуется в результате каскадного захвата мюона. При этом заселяются обе компоненты сверхтонкой структуры, а кинетическая энергия мезоатома может варьироваться в широких пределах. При движении через газ мезоатом замедляется, теряя энергию в столкновениях с молекулами водорода. При этом взаимодействие магнитных моментов мюона и протонов молекул приводит к перевороту спина мюона, в результате чего мезоатом оказывается в нижнем по энергии состоянии сверхтонкой структуры с полным моментом  $F = 0$ . Согласно результатам

моделирования, проведенного в работе [4], при давлении 40 бар, комнатной температуре и начальной энергии мезоатома порядка 20 эВ характерное время замедления до тепловых скоростей составляет 150 нс. Характерное время переворота спина на порядок меньше — 10–15 нс. Таким образом, после термализации практически все мезоатомы находятся в нижнем состоянии сверхтонкой структуры. Если теперь пропустить через газ лазерный импульс, настроенный на частоту перехода между сверхтонкими компонентами, то часть мезоатомов окажется в верхнем состоянии с полным моментом  $F = 1$ . Сталкиваясь с молекулами водорода, эти мезоатомы снова переходят в состояние с  $F = 0$ . В каждом таком столкновении энергия перехода 0.18 эВ делится между мезоатомом и молекулой. С учетом отношения масс и возможности переходов между вращательными состояниями молекулы водорода можно утверждать, что мезоатом получает дополнительную кинетическую энергию около 0.1 эВ. Таким образом, после прохождения лазерного импульса в газе имеются мезоатомы в состоянии с  $F = 0$ , часть из которых по-прежнему термализована, а часть ускорена до надтепловых энергий. Очевидно, что зависимость количества надтепловых мезоатомов от частоты лазерного излучения имеет резонансный характер. По виду этой зависимости можно определить энергию сверхтонкого расщепления. Если для детектирования надтепловых мезоатомов водорода использовать реакцию передачи мюона на ядро более тяжелого элемента, то передача с термализованных мезоатомов образует нежелательный фон. Наиболее подходящей является реакция, скорость которой резко возрастает при переходе от тепловых энергий к надтепловым. Этому требованию как раз удовлетворяет реакция передачи мюона на кислород. В данном случае наблюдаемой величиной является количество запаздывающих рентгеновских квантов, излучаемых мезоатомами кислорода. Поскольку оно пропорционально количеству мезоатомов, то также должно резонансным образом зависеть от частоты лазерного излучения.

С целью выбора оптимальных условий для лазерного эксперимента в работах [5, 6] были выполнены новые измерения скорости реакции (1). Авторы поставили перед собой задачу определить вид энергетической зависимости скорости реакции для тепловых и надтепловых энергий. Для того чтобы избежать неопределенностей, связанных с

начальным распределением мезоатомов водорода по кинетическим энергиям, экспериментально изучалась температурная зависимость скорости  $\lambda(T)$  передачи мюона с термализованных мезоатомов. Газовая смесь водорода с кислородом находилась под давлением 41 бар, относительная концентрация кислорода составляла 0.19 промилле, температура смеси менялась от 104 до 300 К. Как и в работе [2], наблюдался временной спектр рентгеновских квантов, излучаемых мезоатомами кислорода. Для определения скорости реакции использовалась часть спектра, отстоящая от момента образования мезоатомов кислорода на время большее одной микросекунды. Полученные результаты представлены в табл. 1. Первоначально они были опубликованы в препринте [5], а затем, после некоторой корректировки, в статье [6]. Новые значения скорости реакции при комнатной температуре хорошо согласуются с результатом (2). Обращает на себя внимание быстрый рост скорости реакции при увеличении температуры. Это означает, что для энергий столкновения, соответствующих рассматриваемому интервалу температур, закон  $1/v$  для сечения реакции не работает. Для того чтобы воспроизвести наблюдаемую температурную зависимость, в препринте [5] была предложена квадратичная аппроксимация энергетической зависимости скорости реакции, которая, как полагают авторы, справедлива в интервале энергий столкновения  $0.01 < E < 0.1$  эВ:

$$q(E) = p_1 + p_2E + p_3E^2. \quad (3)$$

Значения коэффициентов  $p_i$  приведены в табл. 2. Они были получены усреднением функции (3) по распределению Максвелла и подгонкой получившегося результата под экспериментальные данные, представленные в табл. 1. Если взять центральные значения коэффициентов, то максимальное значение функции (3) достигается при энергии 0.097 эВ и составляет  $1.74 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$ , что качественно согласуется с результатом (2) для надтепловых энергий.

Рассмотрим теперь результаты имеющихся расчетов скорости реакции [7–12]. Следует отметить, что в реакции (1) мюон передается на ядро молекулы кислорода. В расчетах, выполненных до настоящего времени, молекулярные эффекты не учитывались, хотя они, по-видимому, могут быть существенны при небольших энергиях столкновения. Расчеты выполнялись для передачи мюона либо на “голое” ядро кислорода, лишённое электронной оболочки, либо на ядро свободного атома. В последнем случае в потенциале поляризационного взаимодействия мезоатома водорода с атомом кислорода учитывалось экранирование заряда ядра атомными электронами. Результаты, полученные для скорости передачи мюона с мезоатомов водорода, термализованных при комнатной

**Таблица 1.** Экспериментальные значения скорости  $\lambda(T)$  передачи мюона с термализованных мезоатомов водорода на кислород при различных температурах (ошибки приведены в виде  $\pm\sigma_1 \pm \sigma_2$ , где  $\sigma_1$  включает в себя ошибки статистики и систематические ошибки, связанные с вычитанием фона из энергетического спектра рентгеновского излучения,  $\sigma_2$  — остальные систематические ошибки)

T, К	$\lambda(T), 10^{10} \text{ с}^{-1}$	
	[5]	[6]
104	$3.25 \pm 0.10 \pm 0.07$	$3.07 \pm 0.29 \pm 0.07$
153	$5.00 \pm 0.11 \pm 0.10$	$5.20 \pm 0.33 \pm 0.10$
201	$6.38 \pm 0.10 \pm 0.13$	$6.48 \pm 0.32 \pm 0.13$
240	$7.62 \pm 0.12 \pm 0.16$	$8.03 \pm 0.35 \pm 0.16$
272	$8.05 \pm 0.12 \pm 0.17$	$8.18 \pm 0.37 \pm 0.17$
300	$8.68 \pm 0.12 \pm 0.18$	$8.79 \pm 0.39 \pm 0.18$

температуре, представлены в табл. 3. Все они, за исключением результатов работы [12], неплохо согласуются с экспериментом. Сложнее обстоит дело с энергетической зависимостью скорости реакции. В работе [7] передача мюона на “голое” ядро кислорода рассматривалась в модели Ландау–Зинера. При учете вклада только  $s$ -волны было получено, что при увеличении энергии столкновения скорость реакции сначала постоянна, а затем начинает убывать. Такая же зависимость была предсказана в работе [8]. Соответствующий расчет был выполнен на основе уравнений Фаддеева для энергий столкновения  $E \leq 0.5$  эВ. Как и в [7], рассматривалась передача мюона на “голое” ядро кислорода и учитывался вклад только  $s$ -волны. Важный шаг был сделан в работе [9], авторы которой включили в рассмотрение парциальные волны с отличными от нуля значениями орбитального момента. Использовалось приближение двух состояний и модель Ландау–Зинера в более рафинированном варианте, чем в работе [7]. Кроме того, учитывалось электронное экранирование во входном канале реакции. В результате было предсказано существование  $d$ -волнового резонанса в скорости реакции при энергии столкновения около 0.19 эВ. Ширина резонанса и пиковое значение скорости качественно согласуются с экспериментальным результатом (2) для надтепловых энергий. В дальнейшем роль парциальных волн с ненулевыми орбитальными моментами изучалась в работах [10, 11]. Расчет скорости реакции был выполнен в рамках метода гиперсферических эллиптических координат; электронное экранирование не учитывалось. Результаты расчета резко отличаются от результатов работы [9]. Было получено, что

при энергиях столкновения  $2 \times 10^{-3} < E < 1$  эВ основной вклад в скорость реакции дает  $p$ -волна. С ростом энергии скорость проходит через широкий максимум при тепловых энергиях, достигая значения около  $8 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$ , а затем монотонно убывает вплоть до энергии 2 эВ. Таким образом, расчет, выполненный в работах [10, 11], хорошо воспроизводит значение скорости реакции для термализованных мезоатомов, но его результаты противоречат экспериментальному факту увеличения скорости для надтепловых энергий. Наконец, еще один расчет был выполнен в работе [12]. Использовался один из вариантов метода гиперсферических функций, причем вычисления были сделаны для передачи мюона как на “голое” ядро кислорода, так и на ядро свободного атома с учетом электронного экранирования. В обоих случаях было предсказано существование широкого  $p$ -волнового максимума в энергетической зависимости скорости реакции, однако его положение и высота оказались очень чувствительны к электронному экранированию. В случае передачи мюона на “голое” ядро максимум также располагался при тепловых энергиях, но его высота получилась в восемь раз большей, чем в работах [10, 11]. При учете электронного экранирования кривая энергетической зависимости сильно проседала вниз при энергиях столкновения  $E < 0.1$  эВ. В результате максимум смещался к энергии 0.11 эВ и становился менее резким. Значение скорости реакции в максимуме получилось равным примерно  $1.3 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$ . Этот результат качественно согласуется с наблюдаемым увеличением скорости реакции в надтепловой области энергий. Что касается скорости передачи с термализованных мезоатомов, то расчет воспроизводит ее экспериментальное значение не очень хорошо. Скорость, рассчитанная для передачи мюона на “голое” ядро кислорода, получилась примерно в три раза большей. Электронное экранирование оказалось в этом случае еще более заметным. Его учет понизил скорость реакции почти в шесть раз до половины экспериментального значения. Таким образом, результаты расчетов, выполненных в работах [9–12], показывают важность учета парциальных волн с ненулевыми орбитальными моментами и электронного экранирования. Однако энергетические зависимости скорости реакции, предсказанные в этих работах, заметно отличаются друг от друга.

В связи с неоднозначностью рассмотренных выше теоретических результатов в настоящей работе был проведен расчет скорости реакции (1) для энергий столкновения  $10^{-4} \leq E \leq 10$  эВ. Использовался один из вариантов метода возмущенных стационарных состояний, предложенный в работе [13]. Ранее он применялся для расчета скорости передачи мюона с водорода на неон [14]. Метод

основан на значительной разнице энергий относительного движения в каналах реакции. Реакция передачи мюона на кислород как раз удовлетворяет этому условию. Анализ энергетического спектра запаздывающих рентгеновских квантов, проведенный в работе [2], показал, что в реакции (1) мюон передается в состоянии мезоатома кислорода с главным квантовым числом  $n \leq 6$ . В этом случае кинетическая энергия разлета продуктов реакции составляет как минимум 2.4 кэВ, что значительно больше указанных выше энергий столкновения во входном канале. Очевидно, что в этом случае необходимо в первую очередь асимптотически правильно описать входной канал. Поэтому волновая функция трехчастичной системы (мюон, протон и ядро кислорода) строилась в виде разложения по собственным функциям задачи двух кулоновских центров, которая выделялась в трехчастичном гамильтониане, записанном в координатах Якоби входного канала. Поскольку метод расчета был подробно рассмотрен в работе [13], в разд. 2 дан лишь его краткий обзор. Некоторые детали расчета скорости реакции обсуждаются в разд. 3. Результаты и выводы приведены в разд. 4. В дальнейшем, если не оговорено особо, всюду будет использоваться мезоатомная система единиц:  $\hbar = e = m_\mu = 1$ . Здесь  $e$  — заряд протона,  $m_\mu$  — масса мюона; единица длины равна  $2.56 \times 10^{-11}$  см, единица энергии — 5.63 кэВ.

## 2. МЕТОД РАСЧЕТА

Реакция прямой передачи мюона на кислород является частным случаем реакции перезарядки при столкновении мезоатома изотопа водорода  $\text{H}$  в состоянии  $1s$  с ядром элемента с номером  $Z > 1$ :



$\mu Z^*$  — мезоатом элемента  $Z$  в возбужденном состоянии. Введем координаты Якоби входного канала этой реакции: вектор  $\mathbf{r}$ , проведенный от ядра  $\text{H}$  к мюону, и вектор  $\mathbf{R}$ , соединяющий центр масс  $C_2$  мезоатома водорода  $\mu\text{H}$  с ядром  $Z$  (рис. 1). Центр масс  $C_3$  трехчастичной системы расположен на векторе  $\mathbf{R}$ . Обозначим через  $\mathbf{r}_1$  вектор, проведенный из центра масс мезоатома водорода к мюону, через  $r_2$  расстояние между мюоном и ядром  $Z$ , и через  $R_{\text{HZ}}$  расстояние между ядрами. Запишем нерелятивистский трехчастичный гамильтониан в системе центра масс:

$$\hat{H} = -\frac{1}{2M}\Delta_{\mathbf{R}} + \hat{H}_\mu + \frac{Z}{R_{\text{HZ}}}. \quad (5)$$

Первое слагаемое есть оператор кинетической энергии относительного движения мезоатома водорода и ядра  $Z$ ,  $M$  — приведенная масса ядра  $Z$

**Таблица 2.** Коэффициенты трехчлена (3), аппроксимирующего энергетическую зависимость скорости реакции в интервале энергий столкновения  $0.01 < E < 0.1$  эВ [5]

$p_1, \text{с}^{-1}$	$p_2, \text{с}^{-1} \text{эВ}^{-1}$	$p_3, \text{с}^{-1} \text{эВ}^{-2}$
$(-1.32 \pm 0.61) \times 10^{10}$	$(3.85 \pm 0.54) \times 10^{12}$	$(-1.98 \pm 0.65) \times 10^{13}$

по отношению к мезоатому:

$$M^{-1} = (M_{\text{H}} + 1)^{-1} + M_Z^{-1}, \quad (6)$$

$M_{\text{H}}$  и  $M_Z$  — массы ядер. Слагаемое  $\hat{H}_{\mu}$  — гамильтониан мезоатома водорода с добавлением потенциальной энергии взаимодействия мюона с ядром  $Z$ :

$$\hat{H}_{\mu} = -\frac{1}{2m_{\mu\text{H}}}\Delta_{\mathbf{r}} - \frac{1}{r} - \frac{Z}{r_2}, \quad (7)$$

$m_{\mu\text{H}}$  — приведенная масса мезоатома водорода:

$$m_{\mu\text{H}}^{-1} = M_{\text{H}}^{-1} + 1. \quad (8)$$

Последнее слагаемое в (5) описывает кулоновское отталкивание ядер  $\text{H}$  и  $Z$ .

Выделим в трехчастичном гамильтониане двухцентровую задачу. Для этого перепишем слагаемое  $\hat{H}_{\mu}$  в следующем виде [15]:

$$\hat{H}_{\mu} = m_{\mu\text{H}} \cdot \hat{h}_{\mu}, \quad (9)$$

$$\hat{h}_{\mu} = -\frac{1}{2}\Delta_{\mathbf{s}} - \frac{1}{r_1} - \frac{Z'}{r_2}. \quad (10)$$

Вектор  $\mathbf{s}$  соединяет середину вектора  $\mathbf{R}$  (точка  $M_R$  на рис. 1) с мюоном:

$$\mathbf{s} = \mathbf{r}_1 - \frac{\mathbf{R}}{2}, \quad \mathbf{r}_1 = m_{\mu\text{H}} \cdot \mathbf{r}. \quad (11)$$

Величина  $Z'$  равна:

$$Z' = \frac{Z}{m_{\mu\text{H}}}. \quad (12)$$

Оператор  $\hat{h}_{\mu}$  представляет собой гамильтониан мюона в поле двух неподвижных кулоновских центров, заряды которых равны единице и  $Z'$ . Единичный заряд расположен в центре масс мезоатома водорода, заряд  $Z'$  находится в той же точке, что и ядро  $Z$ . Для реакции передачи мюона с протона на кислород имеем:

$$m_{\mu\text{H}} = 0.899, \quad Z' = 8.90. \quad (13)$$

В системе координат с началом в точке  $M_R$  и полярной осью, направленной вдоль вектора  $\mathbf{R}$ , положение мюона задается вытянутыми сфероидами координатами  $\xi$ ,  $\eta$  и  $\varphi$  [16]:

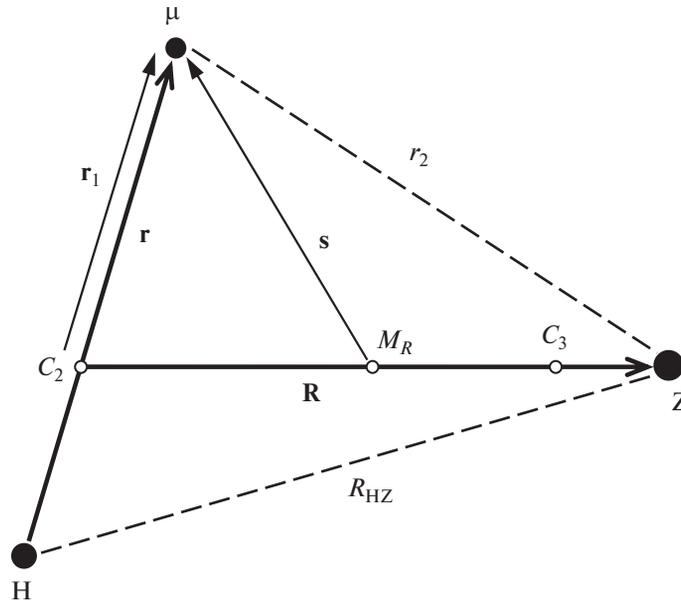
$$\xi = \frac{r_1 + r_2}{R}, \quad \eta = \frac{r_1 - r_2}{R}. \quad (14)$$

Азимутальный угол  $\varphi$  лежит в плоскости, проведенной через точку  $M_R$  перпендикулярно  $\mathbf{R}$ . Рассмотрим задачу на собственные значения и собственные функции двухцентрового гамильтониана  $\hat{h}_{\mu}$ :

$$\begin{aligned} \hat{h}_{\mu}\psi_{jm}(\xi, \eta; R) \frac{\exp(\pm im\varphi)}{\sqrt{2\pi}} &= \quad (15) \\ &= \varepsilon_{jm}(R)\psi_{jm}(\xi, \eta; R) \frac{\exp(\pm im\varphi)}{\sqrt{2\pi}}. \end{aligned}$$

Здесь в явном виде выделена зависимость от угла  $\varphi$ ; квантовое число  $m$  принимает неотрицательные целые значения; индексом  $j$  обозначен набор остальных квантовых чисел. Для связанных состояний это либо число узлов  $n_{\xi}$  и  $n_{\eta}$  по соответствующим переменным, либо параболические квантовые числа  $n_1$  и  $n_2$  в пределе  $R \rightarrow \infty$  [16]. Двухцентровая задача (15) решается при фиксированном расстоянии  $R$ , которое входит в собственные функции и собственные значения  $\varepsilon_{jm}(R)$  в качестве параметра. Функции  $\psi_{jm}(\xi, \eta; R)$  с одинаковыми  $m$  и различными наборами  $i$  и  $j$  остальных квантовых чисел ортонормированы и могут быть выбраны действительными. Ортонормированность по  $m$  обеспечивается факторами  $\exp(\pm im\varphi)/\sqrt{2\pi}$ . Очевидно, что решения задачи (15) являются также собственными функциями гамильтониана  $\hat{H}_{\mu}$  с собственными значениями  $m_{\mu\text{H}} \cdot \varepsilon_{jm}(R)$ .

Как известно [16], двухцентровая задача допускает разделение переменных в вытянутых сфероидах координатах: функция  $\psi_{jm}(\xi, \eta; R)$  представляет собой произведение радиальной и угловой функций, первая из которых зависит только от  $\xi$ , а вторая только от  $\eta$ . Решение двух дифференциальных уравнений для этих функций с соответствующими граничными условиями позволяет найти собственное значение  $\varepsilon_{jm}(R)$ , константу разделения и в конечном итоге построить сами функции. Как и в предыдущем расчете скорости передачи мюона на неон [14], в данной работе использовался алгоритм, основанный на стандартных разложениях радиальной и угловой функций в бесконечные ряды [17–19]. Собственное значение  $\varepsilon_{jm}(R)$  и константа разделения определялись на основе метода, предложенного в работе [20] и модифицированного для случая, когда коэффициенты разложения не являются монотонными функциями их номера.



**Рис. 1.** Координаты Якоби входного канала реакции передачи мюона  $\mu$  с водорода Н на ядро элемента с номером  $Z$ .  $C_2$  — центр масс мезоатома водорода,  $C_3$  — центр масс трехчастичной системы,  $M_R$  — середина вектора  $\mathbf{R}$ .

Исходная система координат, в которой рассматривается движение трех частиц, имеет фиксированные оси и начало в центре масс  $C_3$ . Гамильтониан  $\hat{H}$  коммутирует с оператором  $\hat{\mathbf{J}}^2$  квадрата орбитального момента трехчастичной системы и с оператором  $\hat{J}_z$  его проекции на ось  $z$  исходной системы координат. Кроме того,  $\hat{H}$  коммутирует с оператором  $\hat{P}$  инверсии пространственных координат всех частиц. В качестве базисных функций, по которым разлагается волновая функция трехчастичной системы, удобно взять собственные функции этих операторов. Потребуем также, чтобы они являлись решениями двухцентровой задачи (15). Поскольку координаты мюона в этой задаче “привязаны” к вектору  $\mathbf{R}$ , введем полярный угол  $\Theta$  и азимутальный угол  $\Phi$ , задающие ориентацию  $\mathbf{R}$  по отношению к осям исходной системы координат. Тогда конфигурация системы трех частиц определяется шестью независимыми координатами  $R, \Theta, \Phi, \xi, \eta, \varphi$  и базисные функции имеют вид:

$$\Psi_{Mjm}^{JP}(R, \Theta, \Phi, \xi, \eta, \varphi) = \quad (16)$$

$$= \frac{\chi_{jm}^{JP}(R)}{R} \Upsilon_{Mm}^{JP}(\Phi, \Theta, \varphi) \psi_{jm}(\xi, \eta; R).$$

Здесь  $\chi_{jm}^{JP}(R)$  — радиальная функция, зависящая от указанных в индексах квантовых чисел;  $\Upsilon_{Mm}^{JP}(\Phi, \Theta, \varphi)$  — собственная функция операторов  $\hat{\mathbf{J}}^2, \hat{J}_z$  и  $\hat{P}$  с собственными значениями  $J(J+1), M$  и  $P$ . Явный вид этих функций приведен в работе [13]. Неотрицательное целое число  $m$ , введенное

в (15), представляет собой модуль проекции полного орбитального момента трехчастичной системы на направление вектора  $\mathbf{R}$ .

Рассмотрим стационарное уравнение Шредингера для трехчастичной волновой функции с квантовыми числами  $J, M$  и  $P$ :

$$\hat{H}\Psi_M^{JP} = \tilde{E}\Psi_M^{JP}. \quad (17)$$

Энергия системы равна:  $\tilde{E} = E_{\mu\text{H}}(1s) + E$ , где  $E_{\mu\text{H}}(1s) = -m_{\mu\text{H}}/2$  — энергия основного состояния мезоатома водорода,  $E$  — энергия столкновения. Будем искать решение в виде разложения по базисным функциям (16):

$$\Psi_M^{JP} = \sum_{jm} \Psi_{Mjm}^{JP}. \quad (18)$$

Подстановка этого разложения в уравнение и интегрирование по переменным  $\Theta, \Phi, \xi, \eta, \varphi$  с учетом ортонормированности базисных функций дает систему связанных дифференциальных уравнений второго порядка для радиальных функций  $\chi_{jm}^{JP}(R)$ . Эти уравнения приведены в работе [13]. На практике в разложении учитывается вклад конечного числа двухцентровых состояний. Решение полученной системы уравнений с соответствующими граничными условиями позволяет вычислить полное сечение реакции (4).

Как уже отмечалось, основная идея обсуждаемого метода состоит в том, чтобы асимптотически правильно описать входной канал реакции при

больших значениях расстояния  $R$ . В пределе  $R \rightarrow \infty$  решения двухцентральной задачи (15) распадаются на две группы. Состояния одной из них локализованы вблизи левого центра, который имеет единичный заряд и расположен в центре масс мезоатома  $\mu\text{H}$ . Состояния другой группы локализованы вблизи правого центра  $Z'$ . Простейший способ описания входного канала состоит в учете вклада только одного состояния левого центра. Его асимптотические квантовые числа равны:

$$m = n_1 = n_2 = 0, \quad n = 1. \quad (19)$$

$n_1$  и  $n_2$  — параболические квантовые числа,  $n = n_1 + n_2 + m + 1$  — главное квантовое число. Будем отмечать все величины, относящиеся к этому состоянию, индексом 0. В рассматриваемом пределе собственная функция  $\psi_0$  и собственное значение  $\varepsilon_0(R)$  двухцентральной задачи равны:

$$\begin{aligned} \psi_0 &\propto \exp(-m_{\mu\text{H}} \cdot r), \\ \varepsilon_0(R \rightarrow \infty) &= -\frac{1}{2}. \end{aligned} \quad (20)$$

Таким образом, двухцентровая функция переходит в волновую функцию основного состояния мезоатома водорода с правильным значением приведенной массы. Это объясняется тем, что левый центр расположен в центре масс мезоатома водорода; аргумент экспоненты в функции  $\psi_0$  есть расстояние от этого центра до мюона. Собственное значение гамильтониана  $\hat{H}_\mu$  стремится к правильному пределу диссоциации:

$$m_{\mu\text{H}} \cdot \varepsilon_0(R \rightarrow \infty) = E_{\mu\text{H}}(1s). \quad (21)$$

При больших  $R$  относительное движение во входном канале определяется потенциалом  $U_0(R)$ , который представляет собой среднее значение трехчастичного гамильтониана по состоянию  $\psi_0$ . В работе [13] было рассмотрено разложение этого потенциала по степеням  $R^{-1}$ . Ведущее слагаемое в этом разложении пропорционально  $R^{-4}$  и соответствует поляризации притяжению между мезоатомом водорода и ядром  $Z$ :

$$U_0(R) = -\frac{\beta_0 Z^2}{2R^4}. \quad (22)$$

Для поляризуемости мезоатома было получено следующее значение:

$$\beta_0 = \beta \left[ 1 - \frac{1}{(M_{\text{H}} + 1)^2} \right], \quad (23)$$

где  $\beta = 9/(2m_{\mu\text{H}}^3)$  — точное значение поляризуемости. Хотя  $\beta_0$  не совпадает с  $\beta$ , их значения очень близки. Для протона  $\beta_0 \approx 0.99\beta$ . Различие этих величин связано с тем, что кулоновское отталкивание ядер (последнее слагаемое в гамильтониане (5)) не диагонально в двухцентровом базисе. В работе [13]

было показано, что учет этого обстоятельства дает поправку к поляризуемости, которая в сумме с величиной  $\beta_0$  в точности равна  $\beta$ . Таким образом, использование только одного состояния левого центра уже обеспечивает хорошее описание входного канала реакции при больших  $R$ : получается правильный предел диссоциации, не возникают ложные степенные потенциалы (по крайней мере в слагаемых вплоть до  $R^{-4}$ ), значение поляризуемости мезоатома воспроизводится с точностью 1%. Именно это описание будет использоваться в дальнейшем. Кроме того, из-за близости значений  $\beta$  и  $\beta_0$  в качестве асимптотического потенциала, определяющего относительное движение во входном канале при больших  $R$ , будет использоваться поляризационный потенциал с точным значением  $\beta$ :

$$U_p(R) = -\frac{\beta Z^2}{2R^4}. \quad (24)$$

В рассматриваемом подходе канал передачи мюона описывается состояниями правого центра. В пределе  $R \rightarrow \infty$  они соответствуют мезоатому  $\mu Z'$  с бесконечно тяжелым ядром, но не реальному мезоатому  $\mu Z$ . В частности, волновые функции этих состояний вообще не содержат приведенную массу конечного мезоатома. Кроме того, уравнения для радиальных функций относительного движения в канале передачи остаются связанными движением при бесконечно большом расстоянии  $R$ . Причина этих трудностей состоит в том, что канал передачи описывается в несвойственных ему координатах Якоби входного канала. Очевидно, что в этом случае невозможно вычислить сечения передачи мюона в отдельные состояния мезоатома  $\mu Z$ . Тем не менее, поскольку асимптотически состояния правого центра локализованы вблизи ядра  $Z$ , положение которого совпадает с положением заряда  $Z'$ , некоторая группа этих состояний в целом описывает перетекание зарядового облака мюона с  $\text{H}$  на  $Z$ , т.е. перезарядку. Поэтому можно вычислить полное сечение передачи мюона на ядро  $Z$ . Эта возможность основана на том факте, что при больших  $R$  базисные волновые функции, описывающие входной канал и канал передачи мюона, локализованы на разных центрах и слабо перекрываются. Поэтому с ростом  $R$  матричные элементы трехчастичного гамильтониана, связывающие уравнения для радиальных функций этих каналов, экспоненциально убывают. В результате при  $R \rightarrow \infty$  система радиальных уравнений распадается на две группы, одна из которых описывает входной канал, а другая — канал передачи. В простейшем приближении, когда учитывается единственное состояние левого центра с квантовыми числами (19), входной канал асимп-

тотически описывается одним уравнением:

$$\frac{d^2 \chi_0^J}{dR^2} + \left[ k^2 - \frac{J(J+1)}{R^2} - 2MU_p(R) \right] \chi_0^J = 0, \quad (25)$$

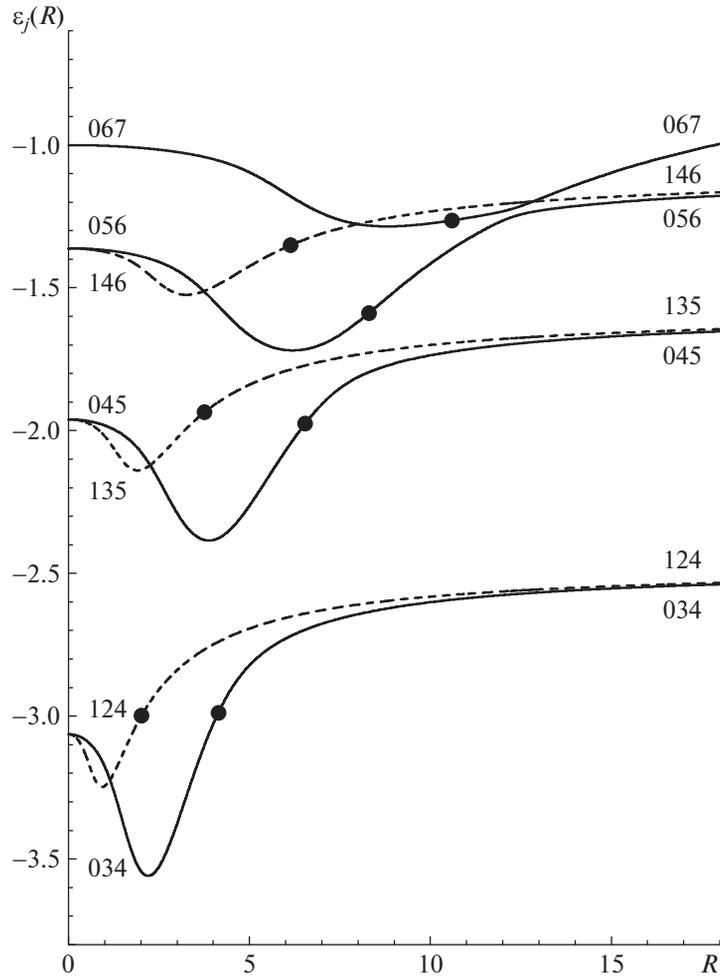
где  $k = \sqrt{2ME}$  — асимптотический импульс относительного движения,  $\chi_0^J$  — радиальная функция входного канала. Верхний индекс  $P$  у нее опущен, поскольку при  $m = 0$  четность однозначно определяется квантовым числом  $J$ :  $P = (-1)^J$ . Решение системы уравнений для радиальных функций со стандартными граничными условиями позволяет найти диагональный элемент  $S$ -матрицы, соответствующий входному каналу, и полное сечение реакции  $\sigma(E)$ . Это сечение совпадает с полным сечением передачи мюона, поскольку при рассматриваемых энергиях столкновения канал передачи является единственным неупругим каналом.

### 3. НЕКОТОРЫЕ ДЕТАЛИ РАСЧЕТА

Рассмотрим, как метод, описанный в предыдущем разделе, применяется к расчету скорости передачи мюона с протона на кислород. При больших межатомных расстояниях входной канал реакции описывается одним состоянием левого центра  $\psi_0$  с квантовыми числами (19). При выборе состояний правого центра воспользуемся общепринятыми представлениями, согласно которым передача мюона с водорода на ядро более тяжелого элемента обусловлена в основном квазипересечениями адиабатических термов, соответствующих каналам реакции. Будем характеризовать состояния правого центра параболическими квантовыми числами  $n'_1$ ,  $n'_2$  и главным квантовым числом  $n' = n'_1 + n'_2 + m + 1$ . Как известно [16], квазипересечения возможны только для термов с одинаковыми значениями чисел  $m$  и  $n_1$ . Поскольку для состояния  $\psi_0$  эти числа равны нулю, рассмотрим состояния правого центра с  $m = n'_1 = 0$ . Волновые функции этих состояний не имеют узлов по переменной  $\xi$ , а различаются числом узлов  $n_\eta$  по переменной  $\eta$ . В дальнейшем нас будут интересовать состояния с  $3 \leq n'_2 \leq 6$ . Согласно приведенным в монографии [16] правилам связи между  $n_\eta$  и  $n'_2$ , при  $Z' = 8.90$  для этих состояний  $n_\eta = n'_2$ . Зависимости собственных значений  $\varepsilon_j$  двухцентровой задачи (15) от межатомного расстояния  $R$  для указанных выше состояний показаны на рис. 2 (индекс  $j$  сейчас сводится к паре чисел  $n'_1$  и  $n'_2$ ). Квазипересечения термов имеются в следующих интервалах расстояний:  $R = 4-6, 7-8$  и  $12-13$ . Если начать с терма с  $n'_2 = 3$  и двигаться в сторону увеличения  $R$ ,

то при переходе с терма на терм при каждом квазипересечении значение  $n'_2$  последовательно увеличивается на единицу от 3 до 6. Это соответствует общему правилу [16], согласно которому в квазипересечениях участвуют термы, отличающиеся на единицу значением числа  $n_\eta$ . Имеются еще два квазипересечения, не показанные на рис. 2. Одно из них расположено при  $R \approx 24.3$ . Для него число  $n'_2$  увеличивается с 6 до 7. Наконец, самое далекое квазипересечение лежит при  $R \approx 66$ . В нем участвуют состояние правого центра с  $n'_2 = 7$  и состояние  $\psi_0$ , для которого число узлов  $n_\eta = 8$ .

Предположим, что мезоатом водорода находится на очень большом расстоянии  $R$  от ядра кислорода. Соответствующая этому случаю функция  $\psi_0$  локализована вблизи протона и практически совпадает там с волновой функцией основного состояния изолированного мезоатома водорода. Все 8 узлов этой функции расположены вблизи ядра кислорода, где  $\psi_0$  экспоненциально мала. При уменьшении  $R$  такая картина сохраняется до первого квазипересечения с состоянием правого центра с квантовым числом  $n'_2 = 7$ . После прохождения узкой области квазипересечения распределение заряда мюона в этих состояниях резко меняется. В состоянии  $\psi_0$  зарядовое облако мюона перемещается к кислороду и становится экспоненциально малым вблизи протона. В состоянии с  $n'_2 = 7$  заряд, наоборот, перетекает к протону, а все 7 узлов волновой функции оказываются в области вблизи ядра кислорода, где волновая функция экспоненциально мала. Аналогичная картина наблюдается при прохождении других квазипересечений, которые происходят глубоко под потенциальным барьером, разделяющим кулоновские ямы двухцентровой задачи. В этом случае в промежутках между узкими областями квазипересечений можно говорить о локализации зарядового облака мюона вблизи одного из центров и считать, что при уменьшении  $R$  состояния правого центра с последовательно уменьшающимися на единицу значениями квантового числа  $n'_2$  описывают мезоатом водорода в поле ядра кислорода. В частности, в области  $13 < R < 24$  это состояние с  $n'_2 = 6$ . Тот факт, что оно действительно соответствует мезоатому водорода в поле кислорода, подтверждается расчетом адиабатического потенциала, равного сумме собственного значения  $m_{\mu\text{H}} \cdot \varepsilon_j(R)$  гамильтониана  $\hat{H}_\mu$ , отсчитанного от энергии  $E_{\mu\text{H}}(1s)$  изолированного мезоатома водорода, и среднего значения кулоновского отталкивания ядер. При  $R = 24$  этот потенциал совпадает с поляризационным потенциалом с точностью около двух процентов. При дальнейшем уменьшении  $R$  квазипересечения происходят все ближе и ближе к вершине потенциального барьера,



**Рис. 2.** Зависимости собственных значений  $\varepsilon_j(R)$  двухцентральной кулоновской задачи от расстояния  $R$  между центром масс мезоатома водорода и ядром кислорода для состояний правого центра с  $m = 0$ . Все величины даны в мезоатомных единицах. Каждая кривая помечена значениями параболических квантовых чисел  $n'_1$ ,  $n'_2$  и  $n'$ . Сплошные кривые — состояния с  $n'_1 = 0$ , штриховые — с  $n'_1 = 1$ . На каждой кривой черным кружком отмечено значение  $R$ , при котором состояние пересекает вершину потенциального барьера, разделяющего кулоновские ямы двухцентральной задачи.

области квазипересечений размываются и утверждение о локализации мюона вблизи одного из ядер теряет смысл. В нашем случае у вершины потенциального барьера происходят квазипересечения при  $R = 4-6$  и  $7-8$ .

Согласно общепринятой трактовке, реакция передачи мюона обусловлена в основном не слишком далекими квазипересечениями, лежащими вблизи вершины потенциального барьера. Например, в работах [7, 9] передача мюона на кислород была рассмотрена на основе анализа термов задачи двух кулоновских центров с зарядами 1 и 8. Было выяснено, что основной вклад в скорость реакции дают квазипересечения, для которых расстояние между кулоновскими центрами лежит в интервале 8–9. Следуя этим представлениям, в настоящей работе в разложении трехчастичной волновой функции учитывались четыре состояния правого

центра с квантовыми числами  $m = n'_1 = 0$  и  $n'_2 = 3-6$ . В работе [7] было отмечено, что некоторую роль могут играть состояния с  $m = 0$  и  $n'_1 = 1$ . Поэтому в расчет были включены три таких состояния правого центра с квантовым числом  $n'_2 = 2-4$ . Зависимости собственных значений  $\varepsilon_j$  двухцентральной задачи от межатомного расстояния  $R$  для этих состояний также показаны на рис. 2. Их двухцентровые волновые функции имеют один узел по переменной  $\xi$ ; число узлов по переменной  $\eta$  равно  $n'_2$ . Таким образом, используемый базис состоял из семи состояний правого центра с  $m = 0$ . Для удобства квантовые числа этих состояний собраны в табл. 4.

При использовании указанного выше двухцентрального базиса в области, лежащей слева от квазипересечения при  $R \approx 24.3$ , имеется система семи связанных уравнений для радиальных функций. В

**Таблица 3.** Экспериментальное  $\lambda_{\text{exp}}$  и расчетные  $\lambda_{\text{th}}$  значения скорости  $\lambda(T)$  передачи мюона с термализованных мезоатомов водорода на кислород при комнатной температуре (все скорости приведены в единицах  $10^{10} \text{ c}^{-1}$ ; скорость, полученная в работе [7], пересчитана на значение плотности  $N_{\text{H}} = 4.25 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ; число, заимствованное из работы [8], есть значение скорости  $q(E)$  при средней тепловой энергии столкновения  $E = 0.04 \text{ эВ}$ ; остальные скорости получены усреднением по распределению Максвелла; два значения, взятые из работы [12], соответствуют передаче мюона на “голое” ядро кислорода (верхнее значение) и на ядро свободного атома с учетом электронного экранирования (нижнее))

$\lambda_{\text{exp}}$ [2]	$\lambda_{\text{th}}$				
	[7]	[8]	[9]	[10, 11]	[12]
$8.5 \pm 0.2$	6.8	$7.7 \pm 0.5$	8.4	7.77	23.2
					4.42

**Таблица 4.** Параболические квантовые числа  $n'_1$  и  $n'_2$  базисных состояний правого центра с  $m = 0$  в пределе  $R \rightarrow \infty$  ( $n' = n'_1 + n'_2 + m + 1$  — главное квантовое число; в области  $13 < R < 24$  состояние, отмеченное звездочкой, описывает мезоатом водорода в поле ядра кислорода и при  $R \approx 24$  соответствует входному каналу реакции; остальные состояния описывают канал передачи мюона)

$n'_1$	$n'_2$	$n'$
*0	6	7
0	5	6
0	4	5
0	3	4
1	4	6
1	3	5
1	2	4

интервале  $13 < R < 24$  состояние правого центра с квантовыми числами  $m = n'_1 = 0$  и  $n'_2 = 6$  описывает мезоатом водорода в поле ядра кислорода. Матричные элементы, связывающие уравнение для радиальной функции этого состояния с остальными уравнениями, экспоненциально убывают с ростом  $R$ . Поэтому при  $R \approx 24$  уравнение отделяется от прочих и соответствует входному каналу реакции. При этом, как уже отмечалось, адиабатический потенциал в этом уравнении совпадает с поляризационным потенциалом с процентной точностью. При  $R \geq 24$  для описания входного канала использовалось уравнение (25) с поляризационным потенциалом  $U_p(R)$ , т.е. глубоко подбарьер-

ные квазипересечения, лежащие при  $R \approx 24.3$  и  $66$ , полностью игнорировались. Канал передачи мюона в этой области  $R$  описывался шестью радиальными уравнениями для остальных состояний, приведенных в табл. 4.

Представленное выше рассмотрение соответствует передаче мюона на “голое” ядро кислорода. В действительности мезоатом водорода сталкивается с молекулой. Ввиду сложности этого процесса рассмотрим столкновение мезоатома со свободным атомом кислорода. Даже в этом упрощенном случае анализ динамики электронной оболочки при столкновении представляет собой сложную задачу, поскольку энерговыделение в реакции передачи мюона составляет несколько кэВ и более чем достаточно для электронного возбуждения. Простейшее предположение состоит в том, что в процессе столкновения электронная оболочка остается в основном состоянии. В этом случае ее роль сводится к экранированию кулоновского взаимодействия между тяжелыми частицами в каналах реакции. Естественно ожидать, что из-за малых энергий столкновения экранирование наиболее существенно во входном канале. В настоящей работе экранирование учитывалось в уравнении (25), описывающем входной канал при  $R \geq 24$ . Вместо поляризационного потенциала  $U_p(R)$  использовался новый сферически симметричный потенциал  $U_e(R)$ , метод построения которого был предложен в работе [21]. Этот потенциал может быть записан в виде суммы двух слагаемых:

$$U_e(R) = U_s(R) + U_f(R). \quad (26)$$

Первое слагаемое представляет собой экранированный поляризационный потенциал:

$$U_s(R) = -\frac{\beta Z_a^2(R)}{2R^4}, \quad (27)$$

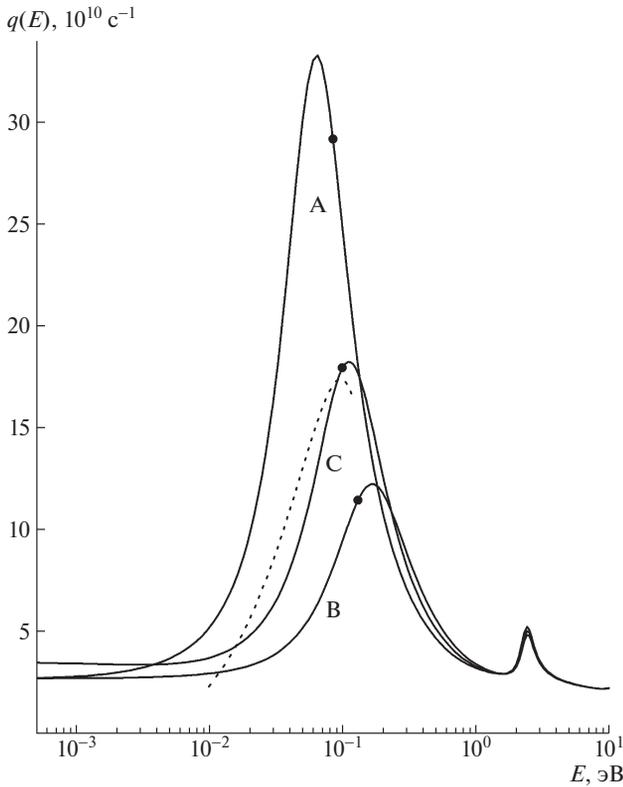
$$Z_a(R) = Z - Z_e(R).$$

$Z_e(R)$  — абсолютная величина электронного заряда в сфере радиуса  $R$  с центром на ядре атома,  $Z_a(R)$  — полный заряд атома в этой сфере. Второе слагаемое  $U_f(R)$  возникает из-за конечного размера мезоатома водорода; его можно рассматривать как контактное взаимодействие мезоатома с электронной оболочкой:

$$U_f(R) = \frac{2\pi}{3} \langle r_{\mu\text{H}}^2 \rangle \rho_e(R). \quad (28)$$

$\langle r_{\mu\text{H}}^2 \rangle$  — средний квадрат зарядового радиуса мезоатома в основном состоянии, вычисленный относительно его центра масс:

$$\langle r_{\mu\text{H}}^2 \rangle = -\frac{3}{m_{\mu\text{H}}} \left( 1 - \frac{1}{M_{\text{H}}} \right). \quad (29)$$



**Рис. 3.** Зависимости скорости реакции передачи мюона  $q(E)$  от энергии столкновения  $E$ . Сплошные кривые — результаты расчетов в вариантах А, В и С. На каждой кривой черным кружком отмечено значение энергии  $E$ , равное высоте барьера в эффективной потенциальной энергии для  $p$ -волны (табл. 6). Точечная кривая — экспериментальная зависимость  $q(E)$ , рассчитанная по формуле (3) с центральными значениями коэффициентов из табл. 2.

Квадрат зарядового радиуса отрицателен, так как основной вклад в него дает отрицательно заряженный мюон. Функция  $\rho_e(R)$  есть абсолютная величина электронной плотности на расстоянии  $R$  от ядра  $Z$ . Она нормирована условием

$$4\pi \int_0^{\infty} \rho_e(R) R^2 dR = Z. \quad (30)$$

Значения потенциалов  $U_s(R)$  и  $U_f(R)$  для ряда межатомных расстояний приведены в табл. 5. Плотность  $\rho_e(R)$  и заряд  $Z_e(R)$  вычислялись с помощью аналитических волновых функций одноэлектронных орбит атома кислорода, полученных методом Хартри–Фока–Рутана [22]. Оба потенциала  $U_s(R)$  и  $U_f(R)$  являются потенциалами притяжения и экспоненциально убывают с ростом  $R$ . Так как  $U_s(R)$  пропорционален квадрату заряда  $Z_a(R)$  и содержит дополнительный фактор  $R^{-4}$ , то он убывает быстрее. В результате этот потенциал оказывается существенным лишь на расстояниях

$R$ , не превышающих электронного борковского радиуса ( $\approx 200$  мезоатомных единиц). Например, при  $R = 24$  потенциал  $U_s = -2.92$  эВ и на порядок превосходит слагаемое  $U_f$ . Так как электронная  $K$ -оболочка атома кислорода имеет примерно такой же радиус, то экранирование в потенциале  $U_s$  уже заметно: заряд  $Z_a = 7.45$ . При  $R \approx 105$  потенциалы  $U_s$  и  $U_f$  сравниваются и дают в сумме приблизительно  $-8.5 \times 10^{-3}$  эВ, т.е. величину порядка тепловых энергий при температуре 100 К. При  $R = 200$  слагаемое  $U_s$  составляет только 9% от потенциала  $U_f$ . В этом случае  $U_e = 1.69 \times 10^{-3}$  эВ, что соответствует тепловым энергиям при температуре 20 К. Отметим еще одно обстоятельство, связанное со слагаемым  $U_f$ . Учет электронного экранирования ослабляет поляризационное притяжение, так что при всех  $R$  выполняется неравенство  $|U_s| < |U_p|$ . Добавление слагаемого  $U_f$  приводит к тому, что при  $R > 115$  новый потенциал  $U_e$  по абсолютной величине становится больше, чем  $U_p$ :  $|U_e| > |U_p|$ . Поскольку  $U_e$  убывает экспоненциально, а  $U_p$  по степенному закону, то при  $R > 600$  знак неравенства меняется на противоположный. Значение потенциалов в этой точке уже очень мало — примерно  $-8 \times 10^{-6}$  эВ, что соответствует температуре около 0.1 К.

Для выяснения роли электронного экранирования расчеты скорости рассматриваемой реакции были выполнены для трех вариантов А, В и С, отличающихся потенциалом в уравнении (25), асимптотически описывающем входной канал.

- А) Электронное экранирование вообще не учитывалось, что соответствует передаче мюона на “голое” ядро кислорода. В этом случае в уравнении (25) использовался неэкранированный поляризационный потенциал  $U_p(R)$ .
- В) Вместо  $U_p(R)$  подставлялся экранированный потенциал  $U_s(R)$ , то есть учитывалось экранирование заряда ядра атомными электронами. Такой способ применялся в работах [9, 12].
- С) В уравнении (25) использовался потенциал  $U_e(R) = U_s(R) + U_f(R)$ , то есть к экранированному поляризационному потенциалу добавлялось контактное взаимодействие мезоатома водорода с электронной оболочкой атома кислорода. Вариант С является самым реалистичным, поскольку учитывает влияние атомных электронов наиболее полно.

Во всех вариантах расчета для ненулевых значений орбитального момента  $J$  в эффективном потенциале, входящем в уравнение (25), имеется барьер.

**Таблица 5.** Атомный заряд  $Z_a$  и потенциальные энергии взаимодействия мезоатома водорода с атомом кислорода как функции межатомного расстояния  $R$  (значения  $R$  и  $Z_a$  даны в мезоатомных единицах, потенциальные энергии — в электронвольтах; в скобках указаны порядки чисел)

$R$	$Z_a$	$U_p$	$U_s$	$U_f$	$U_e$
24	7.45	-3.36	-2.92	-1.97(-1)	-3.11
30	7.20	-1.38	-1.12	-1.26(-1)	-1.24
40	6.82	-4.36(-1)	-3.17(-1)	-6.09(-2)	-3.77(-1)
50	6.50	-1.79(-1)	-1.18(-1)	-3.05(-2)	-1.49(-1)
75	5.99	-3.53(-2)	-1.98(-2)	-7.89(-3)	-2.77(-2)
100	5.61	-1.12(-2)	-5.49(-3)	-4.41(-3)	-9.89(-3)
125	5.17	-4.57(-3)	-1.91(-3)	-3.45(-3)	-5.36(-3)
150	4.65	-2.20(-3)	-7.44(-4)	-2.74(-3)	-3.48(-3)
175	4.08	-1.19(-3)	-3.09(-4)	-2.10(-3)	-2.41(-3)
200	3.50	-6.97(-4)	-1.34(-4)	-1.56(-3)	-1.69(-3)
250	2.47	-2.86(-4)	-2.73(-5)	-8.19(-4)	-8.46(-4)
300	1.67	-1.38(-4)	-6.03(-6)	-4.19(-4)	-4.25(-4)
400	0.715	-4.36(-5)	-3.48(-7)	-1.09(-4)	-1.10(-4)
500	0.291	-1.79(-5)	-2.35(-8)	-2.95(-5)	-2.96(-5)
600	0.115	-8.61(-6)	-1.79(-9)	-8.27(-6)	-8.27(-6)
700	0.0455	-4.65(-6)	-1.50(-10)	-2.40(-6)	-2.40(-6)

**Таблица 6.** Положение  $R_b$  вершины потенциального барьера и его высота  $U_b$  для нескольких значений орбитального момента  $J$  в вариантах расчета А, В и С ( $R_b$  — в мезоатомных единицах,  $U_b$  — в электронвольтах)

Вариант расчета	$J = 1$		$J = 2$		$J = 3$		$J = 4$	
	$R_b$	$U_b$	$R_b$	$U_b$	$R_b$	$U_b$	$R_b$	$U_b$
А	60.5	0.0832	34.9	0.749	24.7	3.00	19.1	8.32
В	51.4	0.126	32.4	0.943	23.8	3.43	18.7	9.07
С	55.9	0.102	33.5	0.841	24.1	3.24	18.8	8.77

Положение вершины барьера  $R_b$  и его высота  $U_b$  приведены в табл. 6 для  $J \leq 4$ . Для этих значений  $J$ , вершина барьера, лежит либо в области  $R \geq 24$ , где входной канал реакции описывается одним уравнением (25), либо недалеко от этой области слева. При малых энергиях столкновения  $E \ll U_b$  барьер препятствует проникновению соответствующей парциальной волны в область взаимодействия термов и ее вклад в сечение передачи мюона мал. С ростом энергии столкновения парциальное сечение передачи возрастает и при  $E \sim U_b$  становится сопоставимо с вкладами волн с меньшими орбитальными моментами.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА И ВЫВОДЫ

Результаты расчета скорости реакции передачи мюона  $q(E)$  представлены на рис. 3 и 4. При малых энергиях столкновения основной вклад дает  $s$ -волна, сечение реакции пропорционально  $v^{-1}$  и скорость реакции практически постоянна. При  $E > 0.01$  эВ определяющим становится быстро растущий вклад  $p$ -волны. В результате на кривых зависимости  $q(E)$  имеются ярко выраженные резонансные максимумы. Их положение и максимальная скорость реакции для вариантов расчета А, В и С приведены в табл. 7. Положение и форма максимумов существенным образом зависят от способа учета электронного экранирования. Наи-

**Таблица 7.** Положение  $E_m$  резонансных максимумов в энергетической зависимости скорости передачи мюона при энергиях столкновения  $E < 1$  эВ ( $q_m$  — максимальное значение скорости; последняя строка — результат аппроксимации, предложенной в работе [5] (формула (3) с центральными значениями коэффициентов из табл. 2))

Вариант расчета	$E_m$ , эВ	$q_m$ , $10^{11}$ с $^{-1}$
A	0.0640	3.32
B	0.167	1.23
C	0.112	1.82
[5]	0.0972	1.74

**Таблица 8.** Экспериментальные  $\lambda_{\text{exp}}$  и расчетные  $\lambda_{\text{th}}$  значения скорости  $\lambda(T)$  передачи мюона с термализованных мезоатомов водорода на кислород при различных температурах (все скорости приведены в единицах  $10^{10}$  с $^{-1}$ ; экспериментальные значения заимствованы из работы [6]; ошибки вычислены по формуле  $\sigma = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$ , где  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  приведены в табл. 1; значения  $\lambda_{\text{th}}$  получены в вариантах расчета A, B и C)

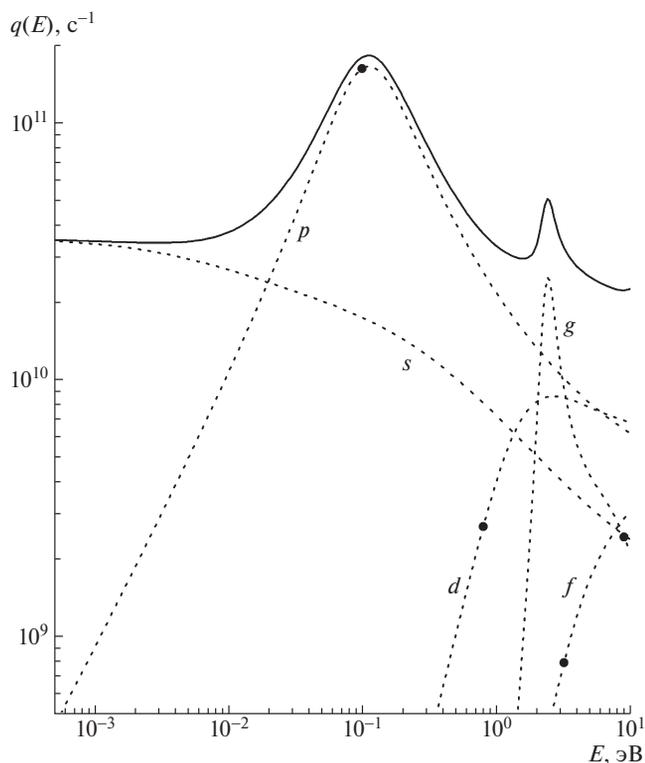
$T$ , К	$\lambda_{\text{exp}}$ [6]	$\lambda_{\text{th}}$		
		A	B	C
104	$3.07 \pm 0.30$	7.47	3.16	4.33
153	$5.20 \pm 0.34$	10.6	3.48	5.19
201	$6.48 \pm 0.35$	13.4	3.85	6.12
240	$8.03 \pm 0.38$	15.2	4.17	6.87
272	$8.18 \pm 0.41$	16.4	4.44	7.47
300	$8.79 \pm 0.43$	17.3	4.68	7.95

более ярко максимум выражен в варианте A (передача мюона на “голое” ядро кислорода). Здесь максимальное значение скорости реакции достигается при энергии столкновения, несколько меньшей высоты потенциального барьера в  $p$ -волне. В варианте B учет электронного экранирования в поляризованном потенциале уменьшает притяжение во входном канале реакции. В результате максимум смещается в сторону больших энергий и его высота уменьшается. В наиболее реалистичском варианте C учет дополнительного притяжения, обусловленного контактным взаимодействием мезоатома водорода с электронной оболочкой атома кислорода, сдвигает максимум обратно в сторону меньших энергий и увеличивает его высоту. В вариантах B и C максимум достигается при энергиях, несколько больших высоты потенциального

барьера в  $p$ -волне. При дальнейшем увеличении энергии столкновения электронное экранирование становится менее существенным, и при  $E > 1$  эВ кривые, полученные в трех вариантах расчета, идут очень близко друг к другу. В этой области имеется еще один максимум при  $E \approx 2.4$  эВ. Значение скорости реакции в этой точке составляет около  $5 \times 10^{10}$  с $^{-1}$ . Максимум обусловлен резонансным поведением парциального вклада  $g$ -волны (рис. 4). Интересно отметить, что высота потенциального барьера в  $g$ -волне составляет около 9 эВ (табл. 6), так что резонанс является глубоко подбарьерным.

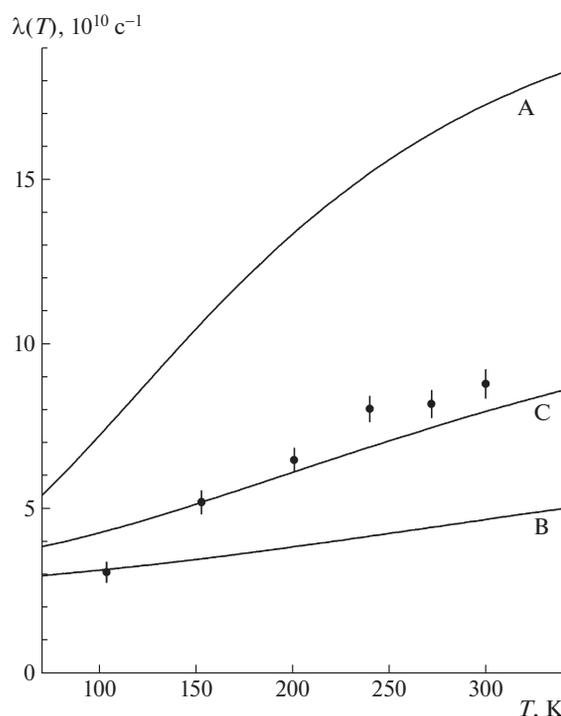
На рис. 3 приведена также экспериментальная кривая зависимости  $q(E)$ , полученная в работе [5] в результате обработки данных по температурной зависимости скорости реакции. Кривая рассчитана по формуле (3) с центральными значениями коэффициентов из табл. 2. Положение и высота максимума этой кривой приведены в табл. 7. В области  $E > 0.015$  эВ расчетная кривая, полученная в варианте C, хорошо совпадает с экспериментальной кривой. Расчетные и экспериментальные значения положения максимума и максимальной скорости реакции также близки. При уменьшении энергии согласие ухудшается. Например, при  $E \approx 0.01$  эВ расчетная кривая уже выходит на горизонтальный участок, тогда как экспериментальные значения скорости реакции продолжают убывать. Возможно, что это различие обусловлено влиянием молекулярных эффектов. В связи с этим следует отметить два обстоятельства.

1. Логика выполненного расчета такова, что реакция передачи мюона происходит на межатомных расстояниях  $R$ , не превышающих 24 мезоатомные единицы. Эта величина составляет примерно одну десятую электронного борновского радиуса, что заметно меньше размеров молекулы кислорода. При больших значениях  $R$  мезоатом водорода движется в сферически симметричном поле свободного атома кислорода. Реально в молекуле это поле устроено значительно сложнее. В частности, оно не является сферически симметричным. Естественно ожидать, что этот факт должен как-то проявляться при уменьшении энергии столкновения.
2. Ядра кислорода в молекуле участвуют во внутреннем колебательно-вращательном движении. В частности, при любой температуре имеются нулевые колебания. Их учет может оказаться важным при малых энергиях столкновения.



**Рис. 4.** Зависимости парциальных скоростей реакции передачи мюона от энергии столкновения  $E$ , рассчитанные в варианте С. Сплошная кривая — полная скорость  $q(E)$ , точечные кривые — вклады парциальных волн от  $s$  до  $g$ . На каждой точечной кривой черным кружком отмечено значение энергии  $E$ , равное высоте барьера в эффективной потенциальной энергии для соответствующей парциальной волны (табл. 6).

Рассмотрим теперь температурную зависимость скорости  $\lambda(T)$  передачи мюона с термализованных мезоатомов водорода. Для столкновения мезоатома со свободным атомом кислорода эта величина получается усреднением скорости  $q(E)$  по максвелловскому распределению скоростей относительного движения во входном канале реакции. Результаты представлены в табл. 8 и на рис. 5. Во всех вариантах расчета скорость реакции монотонно возрастает с увеличением температуры, что является следствием роста скорости  $q(E)$  при тепловых энергиях столкновения. Наилучшее согласие с экспериментальными значениями получается в варианте С. При  $T > 150$  К расчетная кривая идет несколько ниже экспериментальных точек, отклоняясь от них не более чем на 15%. При уменьшении температуры согласие ухудшается. Расчетные значения становятся больше экспериментальных и при  $T = 104$  К превышают последние на 40%. Этот факт также может служить указанием на необходимость учета молекулярных эффектов при малых энергиях столкновения.



**Рис. 5.** Зависимости скорости  $\lambda(T)$  передачи мюона с термализованных мезоатомов водорода от температуры  $T$ , рассчитанные в вариантах А, В и С. Черные кружки — экспериментальные значения, полученные в работе [6] (табл. 8).

В заключение подведем некоторые итоги.

1. В области энергий столкновения  $0.015 < E < 0.1$  эВ расчетные значения скорости реакции хорошо согласуются с результатами, полученными при обработке экспериментальных данных. В частности, расчет предсказывает существование  $p$ -волнового резонанса при энергии  $E \approx 0.1$  эВ. Этот результат представляется важным в контексте планируемого лазерного эксперимента по прецизионному измерению энергии сверхтонкого расщепления состояния  $1s$  мезоатома водорода.
2. При температурах  $150 < T < 300$  К расчетные значения скорости реакции передачи мюона с термализованных мезоатомов также хорошо согласуются с экспериментальными значениями.
3. Результаты расчета весьма чувствительны к электронному экранированию. Хорошее согласие с экспериментальными данными достигается только при его надлежащем учете.
4. При уменьшении энергии столкновения до 0.01 эВ и уменьшении температуры до 100 К

согласие между расчетными и экспериментальными значениями ухудшается. Возможной причиной может быть влияние молекулярных эффектов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика* (Наука, Москва, 1989), с. 693, 581.
2. A. Werthmüller, A. Adamczak, R. Jacot-Guillarmod, F. Mulhauser, L. A. Schaller, L. Schellenberg, H. Schneuwly, Y.-A. Thallman, and S. Tresch, *Hyperf. Interact.* **116**, 1 (1998).
3. A. Adamczak, D. Bakalov, K. Bakalova, E. Polacco, and C. Rizzo, *Hyperf. Interact.* **136**, 1 (2001).
4. D. Bakalov, A. Adamczak, M. Stoilov, and A. Vacchi, *Phys. Lett. A* **379**, 151 (2015).
5. FAMU Collab. (E. Mocchiutti *et al.*), arXiv: 1905.02049 v1 [nucl-ex].
6. E. Mocchiutti, A. Adamczak, D. Bakalov, G. Baldazzi, R. Benocci, R. Bertoni, M. Bonesini, V. Bonvicini, H. Cabrera Morales, F. Chignoli, M. Clemenza, L. Colace, M. Danailov, P. Danev, A. de Bari, C. De Vecchi, *et al.*, *Phys. Lett. A* **384**, 126667 (2020).
7. С. С. Герштейн, *ЖЭТФ* **43**, 706 (1962).
8. R. A. Sultanov and S. K. Adhikari, *Phys. Rev. A* **62**, 022509 (2000).
9. V. I. Savichev and R. Blümel, *Eur. Phys. J. D* **21**, 3 (2002).
10. A. Dupays, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 043401 (2004).
11. A. Dupays, B. Lepetit, J. A. Beswick, C. Rizzo, and D. Bakalov, *Phys. Rev. A* **69**, 062501 (2004).
12. Anh-Thu Le and C. D. Lin, *Phys. Rev. A* **71**, 022507 (2005).
13. S. V. Romanov, *Eur. Phys. J. D* **28**, 11 (2004).
14. С. В. Романов, *ЯФ* **77**, 3 (2014) [*Phys. At. Nucl.* **77**, 1 (2014)].
15. К. Kobayashi, T. Ishihara, and N. Toshima, *Muon Cat. Fusion* **2**, 191 (1988).
16. И. В. Комаров, Л. И. Пономарев, С. Ю. Славянов, *Сфероидальные и кулоновские сфероидальные функции* (Наука, Москва, 1976), с. 15–17, 171–178, 190–196.
17. G. Jaffé, *Z. Phys.* **87**, 535 (1934).
18. W. G. Baber and H. R. Hassé, *Proc. Camb. Phil. Soc.* **31**, 564 (1935).
19. D. R. Bates and T. R. Carson, *Proc. Roy. Soc. A* **234**, 207 (1956).
20. Gisèle Hadinger, M. Aubert-Frécon, and Gerold Hadinger, *J. Phys. B* **22**, 697 (1989).
21. A. V. Kravtsov, A. I. Mikhailov, and N. P. Popov, *J. Phys. B* **19**, 1323 (1986).
22. E. Clementi and C. Roetti, *At. Data Nucl. Data Tables* **14**, 177 (1974).

## ON THE ENERGY DEPENDENCE OF THE MUON TRANSFER RATE FROM PROTON TO OXYGEN

S. V. Romanov<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>*National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia*

The results of calculations of the muon transfer rate from the  $1s$  state of muonic protium to the nucleus of a free oxygen atom are presented in the interval of collision energies from  $10^{-4}$  to 10 eV. The calculations were performed within a variant of the perturbed stationary states method suggested before. The electron screening in the entrance channel of the transfer reaction was taken into account. The  $p$ -wave resonance in the transfer rate is predicted at collision energies of about 0.1 eV. This result is important in the context of the planned laser experiment on precise measurements of the hyperfine splitting energy of the  $1s$  state of muonic protium.