



Вестник Международного университета природы, общества и человека «Дубна»

Серия «Естественные и инженерные науки»

№ 4 (45), 2019

Выходит с ноября 1996 года

Редакционный совет:

Фурсаев Д. В.
(председатель)
Багдасарьян Н. Г.
Венгер А. Л.
Капаччиоли М. (Италия)
Кореньков В. В.
Клейнер Г. Б.
Красавин Е. А.
Крюков Ю. А.
Кузнецов О. Л.
Малахов А. И.
Михайлова Н. В.
Оганесян Ю. Ц.
Островский М. А.
Сахаров Ю. С.
Черемисина Е. Н.
Черепанова В. Г.

Редакционная коллегия:

Деникин А. С.
(гл. редактор)
Савватеева О. А.
(зам. гл. редактора,
отв. секретарь)
Полотнянко Н. А.
(техн. секретарь)
Анисимова О. В.
Борейко А. В.
Гладышев П. П.
Каляшин С. В.
Карпов А. В.
Колганова Е. А.
Немченко И. Б.
Сокотущенко В. Н.

В номере:

<i>Какенов М.Б., Земляная Е.В.</i> Расчет сечений упругого рассеяния $^{11}\text{Li} + p$ с использованием оптического фолдинг-потенциала	3
<i>Чижев А.В., Касьянова Э.А.</i> Статистика рождения пионов из адронного «файербола»	6
<i>Курлапова К.В., Зейналов Ш.С.</i> Аппаратура для исследования процессов деления	11
<i>Молдагалиева А.А., Ершов С.Н.</i> Структура однонейтронного гало на примере ядра ^{19}C	17
<i>Оразгали Т.Ж.</i> Об измерении оптических характеристик водной среды Байкальского нейтринного телескопа	24
<i>Фокина В.Ю., Кизима Е.А., Михеев И.В., Иванов А.И., Гарамус В.М.</i> Структурные параметры водных коллоидных дисперсий фуллерена C_{60}	31
<i>Тайнов В. А.</i> Сеть доменных стенок как вакуум КХД: корреляционные функции и конфайнмент статических кварков	38
<i>Абакумов А. М., Тайыбов Л.А., Цогтсайхан Ц.</i> Исследование шумов энергии импульсов реактора ИБР-2М	48

ISSN 1818-0744

Свидетельство о регистрации средства массовой информации ПИ № ФС77-25824 от 28 сентября 2006 г.

© Государственный университет, «Дубна», 2019

Все рукописи рецензируются

Корректор
Цепилова Ю.С.

Макет и верстка номера
Цепилова Ю.С.

Мнение редакции может не совпадать с мнением авторов

Адрес редакции
141982, г. Дубна Моск. обл., ул. Университетская, 19
Тел.: (+7 49621)6-60-89, 1355
E-mail: izdat@uni-dubna.ru

Подписано в печать 30.12.2019.
Формат 60×90/8.
Усл. печ. л. 9,5.
Тираж 150 экз. Заказ № 40.

Отпечатано в общем отделе университета «Дубна»
141980, г. Дубна Моск. обл., ул. Университетская, 19



Bulletin of Dubna International University for Nature, Society, and Man

Seria "Natural and engineering sciences"

No. 4 (45), 2019

Published since November 1996

Editorial council:

Fursaev D. V.
(Chairman)
Bagdasarjan N. G.
Capaccioli M.
Cheremisina Eu. N.
Cherepanova V. G.
Kleiner G. B.
Korenkov V. V.
Krasavin Eu. A.
Kryukov Y. A.
Kuznetsov O. L.
Malakhov A. I.
Mikhailova N. V.
Oganessian Yu. T.
Ostrovsky M. A.
Sakharov Yu. S.
Venger A. L.

Editorial board:

Denikin A. S.
(Chief Editor)
Savvateeva O. A.
(Deputy Chief Editor,
Executive Secretary)
Polotnyanko N. A.
(Technical Editor)
Anisimova O. V.
Boreyko A. V.
Gladyshev P.P.
Kalyashin S. V.
Karpov A. V.
Kolganova E. A.
Nemchenok I. B.
Sokotushchenko V. N.

In the issue:

- Kakenov M.B., Zemlyanaya E.V.*
Calculation of the $^{11}\text{Li} + p$ elastic scattering cross sections using the folding optical potential 3
- Chizhov A.V., Kasyanova E.A.*
Statistics of birth pions from the hadron "fireball" 6
- Kurlapova K.V., Zeynalov Sh.S.*
Equipment for the study of division processes 11
- Moldagaliyeva A.A., Ershov S.N.*
Structure of one-neutron halo in the ^{19}C nucleus 17
- Orazgali T.*
Measuring the optical characteristics at the Baikal Neutrino Telescope site .. 24
- Fokina V.Yu., Kizima E.A., Miheev I.V., Ivankov A.I., Garamus V.M.*
Structural parameters of aqueous colloidal dispersions of fullerene C_{60} 31
- Tainov V.A.*
Domain wall network as QCD vacuum: correlation functions and confinement of static quarks 38
- Abakumov A.M., Tayibov L.A., Tsogsaihan T.*
The study noise of the pulse energy of the IBR-2M reactor 48

ISSN 1818-0744

Certificate of Registration
No. ПИ № ФС77-25824
of 28 September 2006

© Dubna State University, 2019

All manuscripts are reviewed

Proof-reader
Tcepilova J. S.

Issue make-up
Tcepilova J. S.

The opinion of publishing author not
always coincides with the editorial
opinion

Editorial board address:
19 Universitetskaya St., 141982 Dubna,
Moscow Region, Russia
Phone: (+7 49621)6-60-89, 1355
E-mail: izdat@uni-dubna.ru

Passed for printing
on 30.12.2019
150 copies

УДК 539.171, 519.684

М. Б. Какенов, Е. В. Земляная

Расчет сечений упругого рассеяния $^{11}\text{Li} + p$ с использованием оптического фолдинг-потенциала

Разработана MPI-реализация расчета микроскопического оптического нуклон-ядерного потенциала фолдинга. На гетерогенном кластере "HybriLIT" Многофункционального информационно-вычислительного комплекса (МИВК) Лаборатории информационных технологий ОИЯИ проведены расчеты фолдинг-потенциала и соответствующих дифференциальных сечений упругого рассеяния $^{11}\text{Li} + p$ при энергии 62 МэВ/нуклон. Демонстрируется согласие экспериментальных данных и результатов расчетов для различных распределений плотности ядра ^{11}Li , используемых при построении фолдинг-потенциала.

Ключевые слова: нуклон-ядерное рассеяние, изотопы лития, микроскопический оптический потенциал, модель фолдинга, параллельные вычисления

Об авторах

Какенов Мейржан Бейбутханович – магистрант кафедры ядерной физики государственного университета «Дубна», инженер Лаборатории информационных технологий Объединенного института ядерных исследований. *E-mail:* meirzhankakenov@gmail.com. 141981 Московская область, г. Дубна, ул. Университетская, 19.

Земляная Елена Валериевна – ведущий научный сотрудник Объединенного института ядерных исследований.

Одной из актуальных задач современной ядерной физики является исследование проблемы взаимодействия нуклонов с ядрами при низких энергиях. Метод рассеяния бесструктурных частиц (протонов и нейтронов) на ядрах позволяет получить информацию о механизмах ядерных реакций и свойствах ядерной материи. Экспериментальные данные по рассеянию экзотических ядер на протонах позволили лучше понять, как происходит взаимодействие между нуклонами ядра, и изучить свойства ядер в экстремальных состояниях.

Для анализа экспериментальных данных в теории ядерных реакций хорошо себя зарекомендовали микроскопические методы, в которых отсутствуют недостатки, имеющиеся у макроскопических (феноменологических) подходов. Микроскопические и полумикроскопические модели широко применяются для изучения механизмов ядерных реакций. Одной из наиболее популярных микро-

скопических моделей построения оптического потенциала является метод фолдинга. Изучение рассеяния экзотических ядер на протонах в рамках фолдинг-модели позволяет понять не только, как взаимодействуют нуклоны в такой системе, но и проверить существующие модели структуры атомного ядра на основе информации о том, как распределена ядерная материя.

Очень важным является то, что на основе фолдинг-модели и формализма матрицы плотности можно развить микроскопический метод, который учитывает оптические потенциалы и форм-факторы неупругих процессов с учетом обменных нуклон-нуклонных (NN) корреляций.

Теоретическая модель

Основная задача работы — выполнить расчеты микроскопического оптического потенциала (ОП), с его использованием рассчитать дифференциальные сечения упругого столкновения экзотического ядра ^{11}Li с протоном при энергии до 100 МэВ/нуклон,

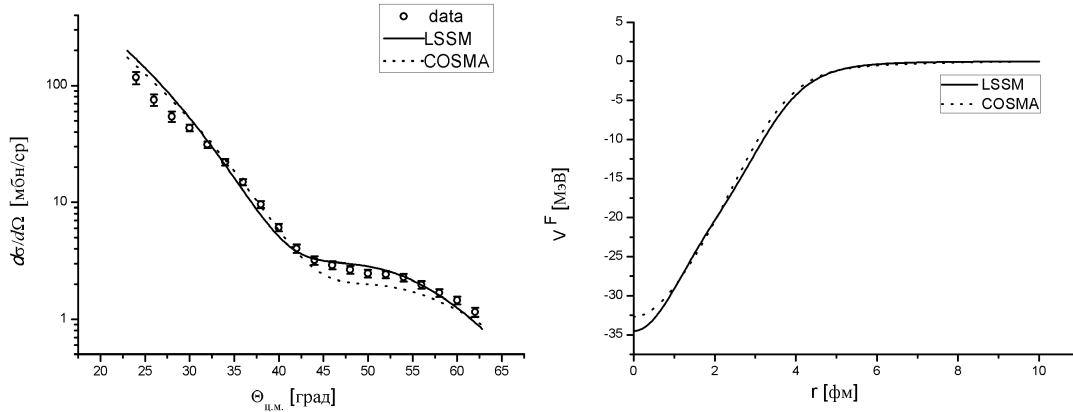


Рис. 1. Графики дифференциальных сечений (слева) упругого рассеяния $^{11}\text{Li}+p$ при энергии 62 МэВ/нуклон и соответствующих вещественных фолдинг-потенциалов (справа). Сплошной и пунктирной линией показаны расчеты для моделей плотности ядра ^{11}Li *LSSM* и *COSMA* соответственно

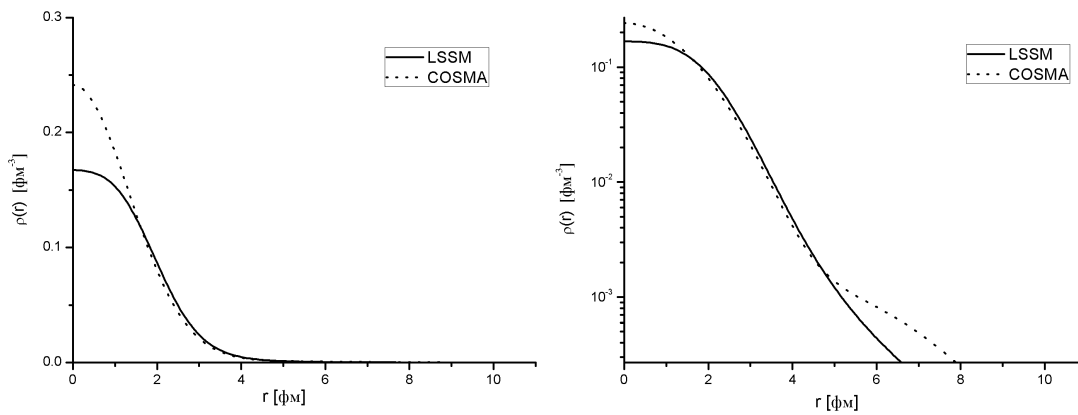


Рис. 2. Графики распределения ядерной материи в линейном (слева) и логарифмическом (справа) масштабах. Сплошной и пунктирной линией показаны распределения ядерной материи для моделей плотности ядра ^{11}Li *LSSM* и *COSMA* соответственно

сравнить с имеющимися экспериментальными данными. Для расчета оптического потенциала упругого рассеяния был использован микроскопический потенциал фолдинга (свертки) с учетом вклада обменной части [1]. Такой потенциал формально не имеет свободных параметров, а зависит от плотностных распределений нуклонов, слагающих ядро. В данной работе использованы две модели структуры распределений плотности ядра ^{11}Li : модель *LSSM* (*large-scale shell model*) [2] и полуэмпирическая модель *COSMA* [3]. Расчеты дифференциальных сечений упругого рассеяния проводились с помощью про-

граммы *DWUCK4* [4]. Оптический потенциал в программе *DWUCK4* использовался в форме $V_{opt} = N_R V^F + N_I V^F$, где V^F — вещественный потенциал свертки, рассчитанный для прямого и обменного потенциалов; N_R и N_I — коэффициенты, варьирующие вклад действительной и мнимой части потенциала. Эти два параметра подгоняются под экспериментальные данные.

На рис. 1 слева представлены графики рассчитанных дифференциальных сечений упругого рассеяния $^{11}\text{Li}+p$ при энергии 62 МэВ/нуклон в сравнении с экспериментальными данными из [5], а также вещественная

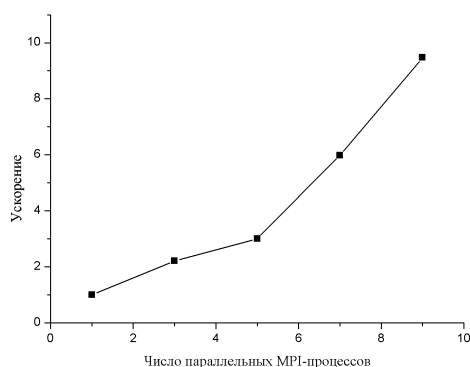


Рис. 3. График ускорения расчета фолдинг-потенциала для $^{11}\text{Li}+p$ при энергии 62 МэВ/нуклон при увеличении числа параллельных *MPI*-процессов

часть потенциала, рассчитанная с двумя разными моделями плотности ядра ^{11}Li . Во всех расчетах для данной реакции полагали $N_R = 0.95$ и $N_I = 0.45$. На рис. 2 представлены в линейном и логарифмическом масштабах плотности распределений ядерной материи для моделей *LSSM* и *COSMA*, использовавшихся в расчетах. Из представленных моделей только модель *LSSM* имеет близкое к экспоненциальному реалистическое поведение на асимптотике.

Для повышения производительности вычислений расчет микроскопического фолдинг-потенциала реализован в параллельном режиме с использованием технологии *MPI*. Все расчеты были проведены на гетерогенном кластере HugiLIT Многофункционального информационного вычислительного комплекса Лаборатории информационных технологии Объединенного института ядерных исследований (ЛИТ ОИЯИ), г. Дубна. Полученное ускорение вычислений в зависимости от количества задействованных параллельных *MPI*-процессов представлено в таблице и на рис. 3. Расчет выполнен для плотности *LSSM* с

**Ускорение вычисления
фолдинг-потенциала для $^{11}\text{Li}+p$ при
энергии 62 МэВ/нуклон при увеличении
числа параллельных *MPI*-процессов**

Число <i>MPI</i> -процессов	Время счета (сек)	Ускорение расчета (раз)
1	11.685	1
3	5.293	2.208
5	3.886	3.007
7	1.953	5.983
9	1.233	9.477

числом узлов дискретной сетки по пространственной координате 201. Представленные численные результаты подтверждают эффективность разработанной *MPI*-версии фолдинг-метода построения микроскопического оптического потенциала, который обеспечивает возможность реалистичного воспроизведения экспериментально наблюдаемых характеристик упругого протон-ядерного рассеяния.

Библиографический список

1. Lukyanov K.V. Double Folding Model of Nucleus-Nucleus Potential: Formulae, Iteration Method and Computer Code // JINR Communication P11-2007-38.
2. Karataglidis S. Alternative evaluations of halos in nuclei // Physical Review C. 2000. V. 61. P. 61–66.
3. Korshennikov A.A. et al. Scattering of radioactive nuclei ^6He and ^3H by protons: Effects of neutron skin and halo in ^6He , ^8He , and ^{11}Li // Nuclear Physics A. 1997. V. 617. P. 45–56.
4. Kunz P.D., Rost E. The distorted-wave born approximation // Computational Nuclear Physics 2 / ed. by K. Langanke et al. 1993. P. 88–107.
5. Moon C.B. Measurements of $^{11}\text{Li}+p$ and $^9\text{Li}+p$ elastic scatterings at 60 MeV // Physics Letters B. 1992. V. 297. P. 39–43.

*Поступила в редакцию
26.12.2019*

УДК 530.145

А. В. Чижов, Э. А. Касьянова

Статистика рождения пионов из адронного «файербола»

Изучается статистика рождения пионов в процессах неупругих адрон-адронных соударений при высоких энергиях. Предполагается, что множественное рождение частиц происходит в результате процесса адронизации кварк-глюонного «файербола». На основе двух выбранных квантовых состояний «файербола» – состояния теплового равновесия и когерентного состояния – рассчитаны статистические распределения по числу пионов.

Ключевые слова: множественное рождение частиц, кварк-глюонная плазма, файербол, пионы, квантовые состояния, вероятность распределения

Об авторах

Чижов Алексей Владимирович – ведущий научный сотрудник Объединенного института ядерных исследований, профессор государственного университета «Дубна».

E-mail: chizhov@theor.jinr.ru. 141981 Московская область, г. Дубна, ул. Университетская, 19.

Касьянова Элина Алексеевна – магистрант кафедры ядерной физики государственного университета «Дубна», старший лаборант Объединенного института ядерных исследований.

С изучением свойств кварк-глюонной плазмы связан целый ряд фундаментальных проблем, таких как фазовые переходы в ядерной среде, состояние вакуума в квантовой хромодинамике, эволюция Вселенной и механизмы образования нейтронных звезд. Кварк-глюонная материя [1] может быть получена в экспериментах на ускорителях путем столкновения тяжелых ионов. Теоретические оценки показывают, что при соударениях тяжелых ядер с энергией более 100 ГэВ на нуклон достигается барионная плотность, в 2–3 раза превышающая плотность стабильной ядерной материи. Кроме того, образующаяся в области перекрытия сталкивающихся ядер система сильно взаимодействующих адронов, называемая «файерболом», существует достаточно долго и может достигнуть термодинамического равновесия при температуре около 200 МэВ, превышающей температуру фазового перехода в состояние кварк-глюонной плазмы. Этот горячий и плотный «файербол» образуется из нуклонов ядра-мишени и ядра-снаряда, испытавших хотя бы одно взаимо-

действие. Изучение свойств такого «файербола» является одной из главных задач современной физики высоких энергий.

Первая попытка теоретического описания этого универсального состояния сильно взаимодействующей материи была сделана Хагедорном еще в начале 1960-х годов [2], до того, как была разработана кварковая модель.

Затем первенство захватили ученые, работающие на коллайдере тяжелых ионов *RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider)* в американском Брукхейвене, пытавшиеся создать кварк-глюонную плазму [3]. Ученые выяснили, что сильные потоки адронов хорошо описываются уравнениями идеальной жидкости, и в 2005 г., по классификации Американского института физики, открытием номер один стал поначалу казавшийся невероятным факт, что кварк-глюонная плазма ведет себя не просто как жидкость. В 2008 г. было установлено, что это особое состояние вещества – жидкость идеальная, т.е. практически с нулевой вязкостью.

Коллаборации ЦЕРН *ALICE*, *ATLAS* и *CMS* провели исследования кварк-глюонной

плазмы [4]. Первые эксперименты прошли ещё в ноябре 2010 г., а всего было изучено около миллиарда таких столкновений. Аналог первичной материи, полученный в ходе экспериментов на Большом адронном коллайдере (БАК), является самым горячим веществом, когда-либо созданным человеком, ведь температура кварк-глюонной плазмы достигала значений, превышающих 5 триллионов градусов Цельсия.

Несмотря на то, что недавние эксперименты *STAR* и *PHENIX* на коллайдере релятивистских тяжелых ионов *RHIC* и эксперимент *ALICE* на БАКе подтвердили образование кварк-глюонной плазмы в столкновениях ядер золота и свинца, теоретическое описание этого нового состояния ядерной материи далеко от завершения. Кроме того, начата подготовка новых экспериментов на ускорительном комплексе *FAIR* в Дармштадте и на базе Нуклотрона Объединенного института ядерных исследований в Дубне (ОИЯИ).

В настоящее время в ОИЯИ запланирован многообещающий проект сверхпроводящего высокоэнергетического ускорительного комплекса тяжелых ионов на встречных пучках под названием *NICA/MPD* (*Nuclotron-based Ion Collider Facility/Multi-Purpose Detector*) [5]. Целью проекта является изучение перехода ядерной материи в кварк-глюонную плазму и смешанной фазы этих состояний, экспериментальное наблюдение свойств которых является одной из самых актуальных задач.

Основная задача, поставленная перед дубненскими экспериментаторами на ускорительном комплексе *NICA*, требует создания установки, способной регистрировать с высокой эффективностью частицы, рождающиеся при столкновении пучков тяжелых ионов; идентифицировать их тип и определять энергию; восстанавливать вершины первичного взаимодействия и координаты рождения вторичных частиц.

Для решения поставленных задач на базе ЛФВЭ будет создан уникальный, не имеющий аналогов в мире, комплекс из линейных ускорителей, нескольких сверхпроводя-

щих ускорительных колец и экспериментальных установок, основанных на самых передовых технологиях.

1. Модель множественного рождения пионов из адронного «файрбола»

Для описания процесса адронизации кварк-глюонного «файрбола» мы используем подход, разработанный И.В. Андреевым и Р.М. Вайнером [6]. Суть этого подхода заключается в том, что множественное рождение пионов из адронного «файрбола» представляется как фазовый переход из пионной «жидкой» фазы в фазу свободных пионов. При этом постулируются следующие соотношения между операторами обобщенных координат \hat{Q} и обобщенных импульсов \hat{P} пионных полей:

$$\begin{aligned}\hat{Q} &= \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_b}} (\hat{b} + \hat{b}^\dagger) = \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_a}} (\hat{a} + \hat{a}^\dagger), \\ \hat{P} &= i\sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_b}} (\hat{b}^\dagger - \hat{b}) = i\sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_a}} (\hat{a}^\dagger - \hat{a}),\end{aligned}\quad (1)$$

где бозонные операторы \hat{a} , \hat{a}^\dagger являются операторами уничтожения и рождения пионов в свободной фазе, бозонные операторы \hat{b} , \hat{b}^\dagger представляют собой операторы уничтожения и рождения пионов в «жидкой» фазе (в «файрболе») и ω_a , ω_b – параметры, соответствующие характерным частотам пионов в различных фазах. Из этих соотношений вытекает следующая связь между операторами \hat{a} и \hat{b} :

$$\begin{aligned}\hat{a} &= \hat{b} \cosh r + \hat{b}^\dagger \sinh r, \\ \hat{a}^\dagger &= \hat{b} \sinh r + \hat{b}^\dagger \cosh r,\end{aligned}\quad (2)$$

где параметр

$$r = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\omega_a}{\omega_b} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E_a}{E_b} \right), \quad (3)$$

а $E_a = \hbar\omega_a$, $E_b = \hbar\omega_b$ соответствуют характерным энергиям пионов в различных фазах. Преобразования операторов полей такого типа соответствуют операции квантового сжатия [7] с помощью унитарного оператора

$$\hat{S}(r) = \exp \left\{ \frac{r^2}{2} \left[\hat{b}^2 - (\hat{b}^\dagger)^2 \right] \right\}, \quad (4)$$

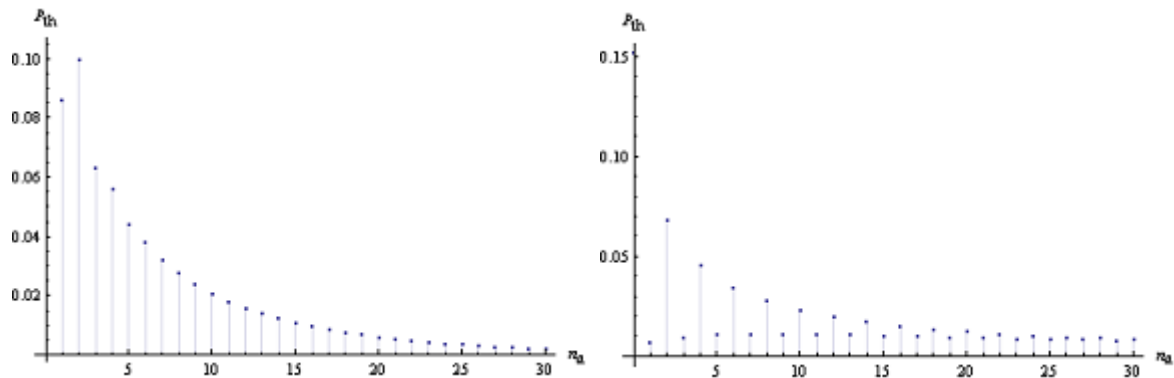


Рис. 1. Вероятность распределения P_{th} по числу образовавшихся пионов n_a в случае состояния теплового равновесия «файрбола» со средним значением $\langle n_b \rangle = 1$ и параметрами сжатия $r = 1$ (левый) и $r = 2$ (правый)

так что

$$\begin{aligned}\hat{a} &= \hat{b} \cosh r + \hat{b}^\dagger \sinh r = \hat{S}(r) \hat{b} \hat{S}^\dagger(r) \\ \hat{a}^\dagger &= \hat{b} \sinh r + \hat{b}^\dagger \cosh r = \hat{S}(r) \hat{b}^\dagger \hat{S}^\dagger(r),\end{aligned}\quad (5)$$

т.е. параметр r соответствует параметру сжатия в этих преобразованиях.

2. Статистические распределения по числу пионов

Одной из главных характеристик описания процесса множественного рождения пионов является вероятность их распределения по числу частиц. Эта вероятность зависит от квантового состояния «файрбола» («жидкой» фазы). Потому характер такого распределения, полученного в экспериментах, позволит сделать предсказание на возможный тип этого состояния.

С этой целью рассмотрим два вида квантового состояния «файрбола», а именно состояние теплового равновесия и когерентное состояние полей \hat{b} , \hat{b}^\dagger .

В предположении, что «файрбол» находится в тепловом равновесии при некоторой температуре T , его состояние описывается матрицей плотности вида:

$$\hat{\rho}_{th} = \sum_{n_b=0}^{\infty} \frac{\langle n_b \rangle^{n_b}}{(1 + \langle n_b \rangle)^{1+n_b}} |n_b\rangle \langle n_b| \quad (6)$$

со средним значением

$$\begin{aligned}\langle n_b \rangle &= 1 / [\exp(\hbar\omega_b/k_B T) - 1] = \\ &= 1 / [\exp(E_b/k_B T) - 1],\end{aligned}\quad (7)$$

где k_B – постоянная Больцмана. В выражении (6) фокковское состояние $|n_b\rangle$ определяется как

$$|n_b\rangle = \frac{(\hat{b}^\dagger)^{n_b}}{\sqrt{n_b!}} |0\rangle_b, \quad (8)$$

а состояние $|0\rangle_b$ является вакуумом для поля \hat{b} : $\hat{b}|0\rangle_b = 0$. Поэтому вероятность распределения по числу образовавшихся пионов n_a , т.е. полей \hat{a} , \hat{a}^\dagger , в случае теплового равновесия «файрбола» определяется выражением

$$\begin{aligned}P_{th}(n_a) &= \langle n_a | \hat{\rho}_{th} | n_a \rangle = \\ &= \sum_{n_b=0}^{\infty} \frac{\langle n_b \rangle^{n_b}}{(1 + \langle n_b \rangle)^{1+n_b}} |\langle n_a | n_b \rangle|^2,\end{aligned}\quad (9)$$

где состояние Фока

$$|n_a\rangle = \frac{(\hat{a}^\dagger)^{n_a}}{\sqrt{n_a!}} |0\rangle_a, \quad (10)$$

а вакуумное состояние свободных пионов $|0\rangle_a$ является сжатым вакуумным состоянием по отношению к вакууму пионов в «жидкой» фазе $|0\rangle_b$:

$$\begin{aligned}|0\rangle_a &= \hat{S}(r) |0\rangle_b = \\ &= \frac{1}{\cosh r} \sum_{n=0}^{\infty} \tanh^n r |2n\rangle.\end{aligned}\quad (11)$$

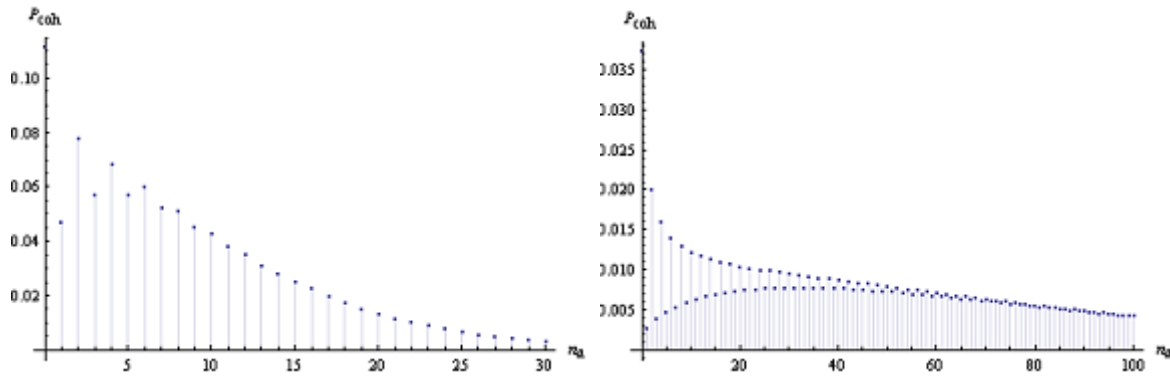


Рис. 2. Вероятность распределения P_{coh} по числу образовавшихся пионов n_a в случае когерентного состояния «файерболо» с $\alpha = 1$ и параметрами сжатия $r = 1$ (левый) и $r = 2$ (правый)

Скалярное произведение $\langle n_a | n_b \rangle$ представляется выражением [8]

$$\begin{aligned} \langle n_a | n_b \rangle &= \sqrt{\frac{n_a! n_b!}{\cosh r}} \left(\frac{\tanh r}{2} \right)^{(n_a+n_b)/2} \times \\ &\times \sum_{j=0}^{\min(n_a, n_b)} (-1)^{(n_a-j)/2} \frac{(2/\sinh r)^j}{j!} \times \\ &\times \frac{H_{n_a-j}(0) H_{n_b-j}(0)}{(n_a-j)! (n_b-j)!}, \end{aligned} \quad (12)$$

где $H_n(x)$ — полином Эрмита – Чебышева порядка n .

Зависимость $P_{th}(n_a)$ для различных значений параметра сжатия r изображено на рис. 1. Как и в случае когерентного состояния «файерболо», для больших значений параметра сжатия наблюдаются сильные осцилляции от числа частиц. И только для сравнительно небольших значений r вероятность распределения принимает вид, характерный для состояний теплового равновесия.

Если предположить, что состояние «файерболо» описывается когерентным состоянием $|\alpha\rangle$, где α – комплексное число, определяющее среднее значение поля b как $\langle n_b \rangle = |\alpha|^2$, то такое состояние может быть представлено в виде [9]

$$|\alpha\rangle = e^{-|\alpha|^2/2} \sum_{n_b=0}^{\infty} \frac{\alpha^{n_b}}{\sqrt{n_b!}} |n_b\rangle. \quad (13)$$

Тогда вероятность распределения $P_{coh}(n_a)$ по числу образовавшихся пионов n_a определяется выражением

$$\begin{aligned} P_{coh}(n_a) &= |\langle n_a | \alpha \rangle|^2 = \\ &= e^{-|\alpha|^2} \left| \sum_{n_b=0}^{\infty} \frac{\alpha^{n_b}}{\sqrt{n_b!}} \langle n_a | n_b \rangle \right|^2. \end{aligned} \quad (14)$$

Поведение $P_{coh}(n_a)$ для различных значений параметра сжатия r изображено на рис. 2. Из рисунка следует, что при больших значениях параметра сжатия вероятность распределения сильно осциллирует с изменением числа частиц (особенно в области малых значений n_a), а распределение пуассоновского типа наблюдается только для малых значений r .

Заключение

В заключение отметим, что при описании множественного рождения пионов мы воспользовались подходом, связанным с концепцией сжатого состояния «файерболо». Этот подход позволяет связывать состояния частиц в «файерболо» с состоянием свободных пионов. Таким образом, по распределениям пионов можно получать информацию о квантовом состоянии «файерболо». В силу того, что сжатое состояние является сильно коррелированным квантовым состоянием, в получаемых распределениях по числу образующихся пионов наблюдаются сильные осцил-

ляции. Кроме того, для состояния «файербола» в тепловом равновесии преимущественным является рождение относительно малого количества пионов, тогда как в когерентном состоянии вероятность рождения большого числа пионов оказывается довольно значительной.

Библиографический список

1. Окунь Л.Б. Лептоны и кварки. М.: Наука, 1981. 304 с.
2. А.В. Белинский. Квантовые измерения: учебное пособие. М.: Бинوم. Лаборатория знаний, 2008. 182 с.
3. Большой взрыв или теория возникновения вселенной. Электрон. дан. — URL: <http://ingenious.ucoz.ru> (Режим доступа: свободный. Дата обращения: 20.11.2018).
4. Гангрский Ю.П., Григорьев В.А., Лапидус К.О., Оганесян Ю.Ц. и др. Введение в физику тяжелых ионов под ред. Оганесяна Ю.Ц. М.: МИФИ, 2008. 424 с.
5. Дремин И.М., Леонидов А.В. Кварк-глюонная среда // УФН. 2010. V. 180. P. 1167.
6. Andreev I.V., Weiner R.M. LANL-HEP-ph/9505250 // Phys. Lett. 1991. V. 235. P. 416.
7. Loudon R., Knight P.L. Squeezed Light // J. Mod. Opt. 1987. V. 34. P. 709–759.
8. Král P. Displaced and Squeezed Fock States // J. Mod. Opt. 1990. V. 37. P. 889–917.
9. Glauber R. The Quantum Theory of Optical Coherence // Phys. Rev. 1963. V. 130. P. 2529–2539.

*Поступила в редакцию
26.12.2019*

УДК 53.07

К. В. Курлапова, Ш. С. Зейналов

Аппаратура для исследования процессов деления

Исследуются принципы работы импульсной ионизационной камеры, в которой испущенные из мишени частицы создают последовательность хорошо изолированных друг от друга импульсов тока (расстояние между импульсами в несколько раз больше их ширины). Сначала с помощью теоремы Рамо – Шокли рассмотрены механизмы формирования сигналов на электродах ионизационной камеры с сетками Фриша, затем показано, как из таких сигналов можно извлечь информацию об энергии и о пространственной ориентации частиц с помощью современных электронных устройств-оцифровщиков импульсов.

Ключевые слова: теорема Рамо – Шокли, ионизационная камера с сетками Фриша, двойная ионизационная камера с сетками Фриша

Об авторах

Курлапова Карина Витальевна – магистрант кафедры ядерной физики государственного университета «Дубна». *E-mail*: kurlapova-karina@mail.ru. 141981 Московская область, г. Дубна, ул. Университетская, д.19.

Зейналов Шакир Самед Оглы – старший научный сотрудник Объединенного института ядерных исследований.

Ионизационные камеры с сетками Фриша (ИКФ) успешно используются в экспериментах по спектроскопии заряженных частиц в ядерных реакциях, индуцированных нейтронами, благодаря их высокой геометрической эффективности регистрации и хорошему энергетическому разрешению при регистрации альфа-частиц и осколков деления (ОД). ИКФ представляет собой систему плоских электродов и сетки, составленной из параллельных нитей толщиной около 50 мкм. Нити натягиваются на металлическое кольцо или прямоугольную рамку с равномерным шагом 2–3 мм. Так как исследуемая мишень располагается на катоде ИКФ, то расстояние между катодом и сеткой определяется таким образом, чтобы пробег исследуемых продуктов распада укладывался в промежуток сетка–катод. Расстояние между анодом и сеткой выбирается исходя из соображений минимизации емкости анода по отношению к корпусу камеры (нулевой потенциал) и сетке, которая также поддерживается под нулевым

потенциалом по переменному току. В качестве рабочего газа ИКФ обычно выбирается смесь из инертного газа, например аргона с добавлением метана. Такой выбор продиктован условиями высокой скорости дрейфа электронов ионизации, с одной стороны, и достаточно малыми потерями электронов ионизации за счет рекомбинации при столкновениях электронов с атомами рабочего газа, с другой.

ИКФ должна работать с постоянной регенерацией рабочего газа путем организации протока газовой смеси при постоянном давлении. Регенерация рабочего газа необходима для обеспечения одинаковых условий измерений при продолжительных экспериментах длительностью несколько недель или месяцев. При торможении заряженной частицы в рабочем объеме камеры образуются свободные заряды: отрицательно заряженные электроны и положительные ионы.

1. Плоско-параллельная ионизационная камера

Плоско-параллельная ионизационная камера (ППИК) — это простейший случай ИКФ. ППИК представляет собой два плос-

ких и параллельных друг другу электрода, размещенных в изолированном от атмосферы сосуде с газовой смесью. Согласно теореме Рамо – Шокли [1; 2] для определения электрического заряда, индуцированного на проводниках зарядом величиной q , расположенном в пространстве между ними, нужно решить уравнение Лапласа со специальными граничными условиями, положив значение потенциала на рассматриваемом электроде 1, а на всех остальных 0. При этом предполагается отсутствие в пространстве всех зарядов за исключением заряда q . Тогда потенциал $\phi(x)$ будет называться взвешивающим потенциалом, а индуцированный на рассматриваемом электроде заряд величиной Q можно найти по формуле:

$$Q = q\phi(x). \quad (1)$$

В ИКФ сетка располагается на небольшом расстоянии от анода, для экранирования анода от заряда свободных электронов во время их дрейфа в промежутке катод–сетка Фриша. В идеальной ИКФ сетка полностью экранирует анод при дрейфе электронов в части объема ИКФ между катодом и сеткой (рабочий объем ИКФ). В результате амплитуда сигнала на аноде ИКФ практически не зависит от ориентации тормозного пути заряженной частицы в объеме камеры (от угла $\cos(\theta)$). Однако на практике невозможно добиться полного экранирования с помощью сетки Фриша.

2. Двойная ионизационная камера с сетками Фриша

В данной статье используются данные экспериментов по исследованию свойств осколков деления, вынужденного тепловыми нейтронами. Так как в процессе деления испускаются одновременно два фрагмента, разлетающиеся под углом 180° , то необходимы две камеры, которые способны независимо измерять динамические и кинематические характеристики коррелированных осколков деления.

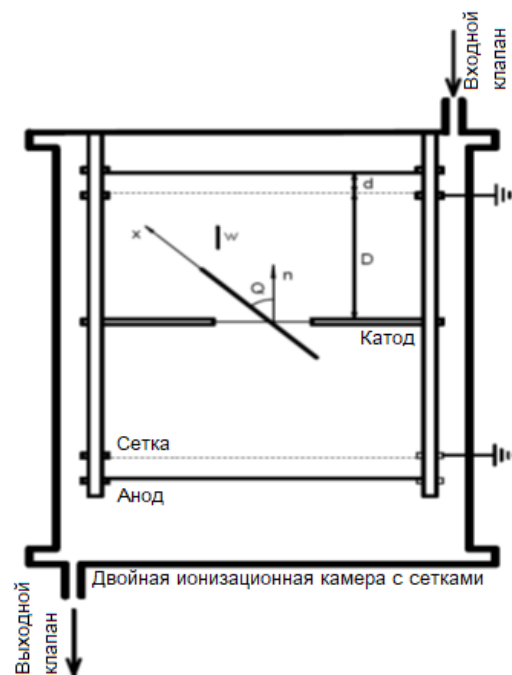


Рис. 1. Традиционная двойная ионизационная камера с сетками Фриша

Такие камеры называют двойными ионизационными камерами с сетками Фриша (ДИКФ), они имеют общий катод, на котором смонтирована мишень из делящегося материала, как показано на рис. 1. В качестве подложки мишени используются тонкие органические пленки из полиамида или лавсана, на которые равномерным слоем напыляется делящееся вещество. Для получения приемлемого качества измерений толщина подложки и слоя делящегося вещества не должна превышать $30 - 50 \text{ мкг/см}^2$.

Так как ДИКФ состоит из двух абсолютно идентичных ИКФ, то достаточно рассмотреть формирование импульса в обычной камере с сеткой Фриша. Для теоретического анализа процесса формирования импульсов в ИКФ с помощью теоремы Рамо – Шокли необходимо найти взвешивающие потенциалы. Взвешивающие потенциалы для такой камеры были найдены в работе [3; 4], где использовались для исследования формирования импульса в цепи анода ИКФ. Кроме этого были проведены исследования формы им-

пульса в зависимости от $\cos(\theta)$ – угла между направлением торможения ОД и нормалью к плоскости катода ИКФ. Как известно, для определения взвешивающего потенциала для анода ИКФ необходимо решить уравнение Лапласа со специальными граничными условиями. Для упрощения уравнения электроды камеры предполагались имеющими бесконечную протяженность в плоскости электродов.

В ДИКФ давление рабочего газа выбирается таким, чтобы пробег всех регистрируемых частиц укладывались в пространстве между катодом и сеткой ИКФ. Усредненное значение взвешивающего потенциала на плоскости сетки Фриша отлично от нуля, несмотря на то, что сетка поддерживается под нулевым потенциалом [5]. Введем число σ , равное усредненному значению взвешивающего потенциала на поверхности сетки Фриша. Тогда взвешивающий потенциал в пространстве между катодом и анодом можно определить с помощью выражения, предполагая, что электрическое поле направлено вдоль оси z :

$$F_{xA}(z) = \begin{cases} \sigma \frac{z}{D}, & 0 \leq z < D \\ (1 - \sigma) \frac{z - D}{l} + \sigma, & D < z < D + l. \end{cases}$$

В результате интегрирования вдоль направления движения ОД получим:

$$Q_A = - \int_0^{\infty} e\rho(x) \left(1 - \sigma \frac{x \cos(\theta)}{D} \right) dx. \quad (2)$$

Воспользуемся теоремой Рамо – Шокли для вычисления заряда, индуцированного положительными ионами, с помощью следующего интеграла в предположении, что все положительные ионы собрались на катоде:

$$Q_{IA} = Ne\sigma \frac{\bar{X}}{D} \cos(\theta), \quad (3)$$

где \bar{X} – величина, которую по аналогии с механикой называют центром тяжести заряда, а N – полное число электронов, образованных в процессе торможения ОД. Таким образом, формула (3) выражает связь индуцированного в цепи анода сигнала с величиной σ , характеризующей степень экранирования анода

сеткой Фриша. Эту величину называют сеточной неэффективностью.

3. Электронная аппаратура и обработка сигналов ДИКФ

Таким образом, мы рассмотрели формирование импульсов на всех электродах ИКФ и выяснили, что амплитуды сигналов пропорциональны энергии ОД и величине $\cos(\theta)$. Целью экспериментов в настоящей работе является определение масс коррелированных ОД, поэтому прибор должен позволять одновременное измерение величин индуцированных зарядов и $\cos(\theta_{1,2})$ для обеих камер ДИКФ.

Согласно теореме Рамо – Шокли свободные электроны ионизации индуцируют заряды в окружающих их проводниках. Дрейф указанных электронов вызывает изменение индуцированного заряда. При этом изменение индуцированного заряда прямо пропорционально произведению величины заряда на его скорость. Задача измерения энергии частицы с помощью ИКФ сводится к измерению высоты скачка напряжения на выходе зарядово-чувствительного предусилителя. Двойная ионизационная камера (ДИКФ) была смонтирована внутри стального цилиндрического сосуда диаметром 285 мм и высотой 200 мм, заполненного рабочей смесью 90%Ar + 10%CH₄ при давлении 1.05 бар. Для непрерывной регенерации рабочей смеси был организован проток рабочего газа со скоростью 30–50 мл/мин. Мишень из ²³⁵U, имеющая активность около 80 альфа распадов/секунду, была изготовлена методом испарения препарата шести-фтористого урана на тонкую (~ 35 мкг/см²) подложку из полиамида и была смонтирована в центре общего катода ДИКФ.

Измерение высоты скачка напряжения на выходе зарядово-чувствительного усилителя (ЗЧУ) реализуется с помощью аналогового цифрового преобразования (АЦП) после дифференцирования $Q(t)$ и последующей фильтрации импульса в спектротрическом усилителе (СУ). Математически указанные операции могут быть выражены с помощью фор-

мулы:

$$V(t) = \int_0^{\infty} I(\tau)h(t - \tau)d\tau, \quad (4)$$

где функция $h(t)$ отлична от нуля только при значениях $t > 0$. Формула (4) описывает динамические характеристики ЗЧУ и называется импульсной характеристикой прибора. На практике импульсная характеристика ЗЧУ выбирается близкой к экспоненциальной с показателем α , выбранным так, чтобы h незначительно изменялась в течение промежутка времени α :

$$h(t) = \exp(-t/\alpha). \quad (5)$$

Для того чтобы избавиться от систематической ошибки (баллистического дефицита), можно решить интегральное уравнение (4) относительно $I(t)$, а затем вычислить $Q(t)$. В результате указанных действий будет получена ступенчатая функция, высота которой равна заряду Q .

4. Оптимальное измерение высоты ступенчатой функции при аналоговой обработке сигналов

В наиболее общем виде процедура измерения ступенчатой функции с точки зрения отношения сигнал/шум может быть выражена с помощью следующей формулы:

$$G_1(t) = \frac{1}{A} \int_{-\infty}^t G_0(\tau) \exp\left(-\frac{t-\tau}{A}\right) d\tau. \quad (6)$$

В силу линейности операций, использованных при преобразованиях, пиковое значение результирующей функции пропорционально энергии частицы, поглощенной в детекторе. Указанная операция называется $CR - RC^n$ — фильтром, нашедшим самое широкое распространение в спектроскопии при использовании традиционной аналоговой электронной

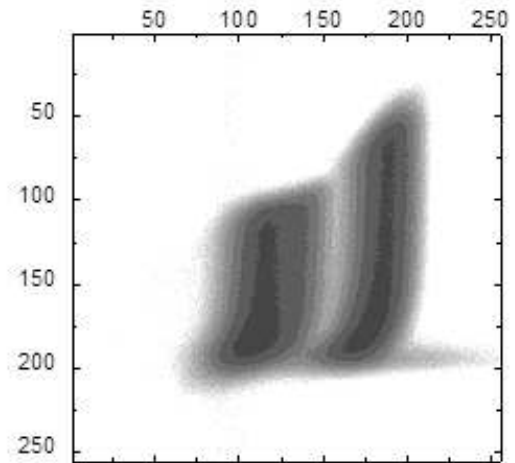


Рис. 2. Двухмерное распределение точек с координатами амплитуды анодного импульса по горизонтали и времени дрейфа T по вертикали

аппаратуры. Указанная процедура позволяла реализовать измерение с максимально возможной точностью (разрешающей способностью), ограниченной только отношением сигнал/шум достижимым с данным детектором.

5. Оптимальное измерение высоты ступенчатой функции при цифровой обработке сигналов

Ток $I(t)$ дискретизируется с такой же частотой:

$$I = (I_0, \dots, I_N), I_i = I(t_i) \quad (7)$$

и удовлетворяет системе линейных уравнений:

$$\begin{aligned} \bar{V} &= h\bar{I} \\ h &= \{h_{i,j}\}, h_{i,j} = h(t_i, \tau_j)\Delta t \\ i, j &= 0, 1, \dots, N. \end{aligned} \quad (8)$$

Решение системы:

$$\begin{aligned} \bar{V} &= h\bar{I} \\ H &= h^{-1} \\ \bar{I} &= H\bar{V} \end{aligned} \quad (9)$$

сводится к обращению матрицы h :

$$H = h^{-1}. \quad (10)$$

Затем вычисляется Q посредством дискретного аналога:

$$Q = (Q_0, \dots, Q_N), \quad (11)$$

$$Q_k = \Delta t \sum_{i=0}^k I_i. \quad (12)$$

Матрица H является характеристикой детектора и может быть вычислена до начала измерений. Для этого с высокой точностью производится измерение функции отклика детектора h . При достаточной точности измерения $h(t)$ матрица h хорошо определена и обратима, следовательно, легко находится матрица $H = h^{-1}$. Полученное в результате вычислений (9) и (11) значение $Q(t)$ представляет собой ступенчатую функцию.

6. Приложение к построению амплитудных распределений ОД

Для определения скорректированного значения энергии ОД необходимо иметь две величины: амплитуду сигнала в анодной цепи и амплитуду сигнала в сеточной цепи. Однако оцифрованные сигналы содержат в себе больше информации, чем просто амплитуды сигналов. Имея импульс тока в виде массива чисел, можно определить амплитуду сигнала:

$$T_{90} = \frac{D}{W} \left[1 + \frac{d}{2 \cdot D} \left(1 - \frac{\sigma}{1 - \sigma} \right) \right], \quad (13)$$

$$T_0 = \frac{D}{W} \left[1 - \frac{\bar{X}}{D} + \frac{d}{2D} \left(1 - \frac{\sigma}{1 - \sigma} \left(1 - \frac{\bar{X}}{D} \right) \right) \right] \quad (14)$$

и

$$\cos(\theta) = \frac{T_{90} - T}{T_{90} - T_0}, \quad (15)$$

$$P_A^C = \frac{P_A}{1 - \sigma \left(1 - \frac{T}{T_{90}} \right) \left(1 + \frac{d}{2D} \right)}. \quad (16)$$

Таким образом, используя только оцифрованный импульс из цепи анода, нам удалось найти формулы для коррекции энергии ОД, связанной с сеточной неэффективностью, и

формулу для определения $\cos(\theta)$. На рис. 2 представлено двухмерное распределение, полученное в измерениях реакции $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$ с помощью ДКИФ. Каждому зарегистрированному событию деления ставилась в соответствие точка с координатами по горизонтальной оси значение энергии и значение времени T . Для определения $\cos(\theta)$ по формуле (15) необходимо определить значения T_{90} и T_0 , соответствующие значениям $\cos 0^\circ$ и $\cos 90^\circ$. Из рис. 2 следует, что T_0 не зависит от энергии, а T_{90} имеет зависимость от энергии. Таким образом, определив указанные величины, можно определить скорректированные значения энергий по формулам (15) и (16).

Заключение

В работе проведено исследование ОД деления, предназначенного для масс-спектроскопии осколков при индуцированном тепловыми и резонансными нейтронами деления ядер. В статье исследованы механизмы взаимодействия заряженных частиц с рабочим газом ионизационных спектрометров. Рассмотрены процессы ионизации газов, приводящих к созданию свободных электронов и ионов. На базе теоремы Рамо – Шокли изучены процессы индукции зарядов в проводниках ионизационной камеры как при дрейфе свободных электронов, так и неподвижными зарядами, находящимися в рабочем объеме ППИК и ИКФ. Изучены принципы исследования реакций деления ядер, индуцированного тепловыми нейтронами, с помощью ДИКФ. Рассмотрены методы организации спектроскопических измерений с применением современной аппаратуры оцифровки сигналов и основы цифровой обработки сигналов с методами фильтрации сигналов в ядерной электронике.

Библиографический список

1. Ramo S. Currents Induced by Electron Motion // Proceedings of the IRE. 1939. V. 27. P. 584–585.
2. Shockley W. Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge //

- Journal of Applied Physics. 1938. V. 9. P. 635.
3. Al-Adili A., Hamsch F.-J., Bencardino R., Pomp S., Oberstedt S., Zeynalov Sh. On the Frisch–Grid signal in ionization chambers // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2012. V. 671. P. 103–107.
 4. Zeynalova O., Zeynalov Sh., Nazarenko M., Hamsch F.J., Oberstedt S. Cross correlation method application to prompt fission neutron investigation // AIP Conf. Proc. 2012. V. 1487. P. 207–211.
 5. Svetov L., Sedyshev P., Shvetsov V., Sidorova O., Zeynalov Sh. Digital Pulse Processing for Fission Fragment Spectroscopy // ISINN. 2016.

*Поступила в редакцию
26.12.2019*

УДК 539.14

А. А. Молдагалиева, С. Н. Ершов

Структура однонейтронного гало на примере ядра ^{19}C

Проводится обзор экспериментальных данных о ядре ^{19}C , которые квалифицируют его структуру как однонейтронное гало. Описывается теоретический подход (двухчастичная кластерная модель), который позволяет учитывать специфику структуры гало.

Ключевые слова: нейтронное гало, распределение импульса, кулоновская диссоциация, двухчастичные кластерные модели

Об авторах

Молдагалиева Айжан Айдосовна – магистрант кафедры ядерной физики государственного университета «Дубна», лаборант Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований. *E-mail*: oijanka@mail.ru. 141980 Московская область, г. Дубна, ул. Университетская, д. 19.

Ершов Сергей Николаевич – начальник сектора Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований.

Исследования ядерной материи при экстремальных условиях, которые можно создать на современных ускорителях, являются одной из главных целей современной ядерной физики. В области ядерной физики низких энергий на первый план вышли исследования ядерной структуры короткоживущих экзотических систем, создание и изучение которых стало возможным благодаря прогрессу в экспериментальных методах создания и детектирования пучков радиоактивных ядер. Ландшафт карты распределения атомных ядер ограничивается нейтронными или протонными «дрип-линиями», которые обозначают пределы ядерной стабильности и показывают невозможность удержания в ядре дополнительных нуклонов. Новые явления были обнаружены в ядрах на границе ядерной стабильности: нейтронные и протонные гало, эволюция оболочечной структуры, изменение (исчезновение старых и появление новых) магических чисел атомных ядер, остров инверсии, пигми-резонансы и т.д. Были предсказаны и более экзотические явления, такие как

гигантские гало, различные формы распределения плотности кора и гало, указывающие на расщепление орбит гало от деформации кора, и т.д.

При удалении от линии стабильности энергия отделения последнего нуклона или пары нуклонов постепенно уменьшается, связанные ядерные состояния приближаются к границе непрерывного спектра. Комбинация короткодействующих ядерных сил и малой энергии отделения валентных нуклонов приводит, в некоторых случаях, к значительной концентрации валентных нуклонов в классически запрещенных областях пространства и образованию структуры гало. Ядра-гало – это экзотические слабосвязанные состояния ядерной материи, в которой один или два валентных нуклона (обычно нейтроны) пространственно отделены от относительно сильно связанного кора, так что они большую часть времени находятся за пределами области взаимодействия с потенциалом ядерного кора. В этом смысле гало является пороговым квантово-механическим явлением, в котором нуклоны гало туннелируют на большие расстояния, приводя к волновым функциям, имеющим длинные хвосты, и, следовательно,

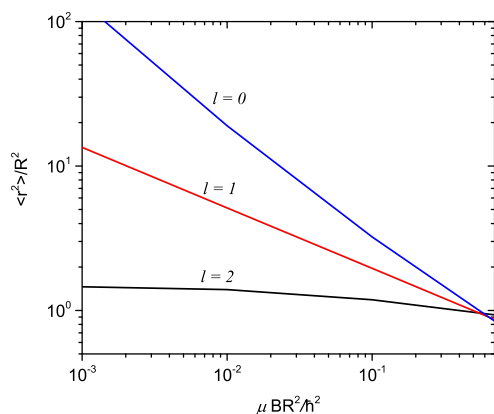


Рис. 1. Отношение квадратов радиуса гало $\langle r^2 \rangle$ к радиусу кора R в зависимости от энергии связи B двухчастичной системы [1] для различных орбитальных угловых моментов относительного движения валентного нейтрона и кора

к большим радиусам распределения ядерной плотности. В результате пространственная структура валентных нуклонов сильно отличается от оставшейся ядерной системы – кора. Подсистемы кора и нуклонов гало можно рассматривать как сепарабельные: кор (область с высокой плотностью ядерной материи) и облако гало, состоящего из валентных нуклонов низкой плотности вокруг кора. Значительное увеличение размеров системы, вызванное квантово-механическими эффектами туннелирования, может происходить только, если не будет больших кулоновских или центробежных барьеров, способных ограничить относительное движение. Таким образом, нуклоны гало должны, как правило, быть нейтронами и находиться на орбитах с низкими (s и p) орбитальными угловыми моментами относительного движения.

Как пример, на рис. 1 показаны корреляционные кривые между размерами гало (отношение квадратов среднеквадратичного радиуса гало к радиусу кора) и энергией связи двухчастичных систем для различных орбитальных моментов относительного движения [1]. Следствием такой динамической кар-

тины является то, что наиболее простое и физически прозрачное описание специфической структуры ядер-гало может быть получено в рамках малочастичных или кластерных моделей.

Эра экспериментов с радиоактивными ядрами, которая позднее привела к открытию структуры гало и других экзотических явлений, началась в 1985 г., когда в Беркли были измерены сечения взаимодействия изотопов He [2] и Li [3] и обнаружены значения среднеквадратичных материальных радиусов, значительно больших величин, предсказываемых нормальной зависимостью $A^{1/3}$ от атомного веса A . Через два года появилась статья Хансена и Джонсона [4], в которой объяснение больших радиусов впервые было предложено появлением нового типа ядерной структуры – гало. Они объяснили большой материальный радиус ядра ^{11}Li , рассматривая его как бинарную систему, состоящую из кора ^9Li и точечного динейтрона, показали, как низкая энергия связи в данной бинарной системе приводит к увеличению размеров системы, и предсказали появление мягких мод возбуждения в ядрах с гало. Позднее [5] было показано, что для ^{11}Li и других ядер, имеющих структуру двухнейтронного гало, более точной моделью является трехчастичная кластерная модель (кор + n + n). В настоящее время для большого числа легких ядер, таких как ^6He , ^{11}Be , ^{11}Li , ^{14}Be , ^{15}C , ^{19}C , ^{22}C , установлено наличие структуры двух- или однонейтронного гало в основном состоянии.

Нейтронное гало образуется в ядрах, имеющих небольшую (≤ 1 МэВ) энергию отделения нейтронов. Дополнительно эта экзотическая структура проявляется в ряде экспериментальных наблюдаемых, таких как большие (по сравнению с соседними системами) сечения реакции, аномально большие сечения электромагнитной диссоциации, узкие (по сравнению со стабильными ядрами) импульсные распределения фрагментов реакций развала на кор и нейтроны гало, появление «мягких мод» возбуждения около порога развала и т.д. Все эти особенности экспериментальных наблюдаемых могут быть со-

гласованным образом описаны в рамках ядерной модели со структурой гало. Ниже будут рассмотрены имеющиеся экспериментальные данные и теоретические подходы, касающиеся ядра ^{19}C , в котором обнаружены указания на наличие однонейтронного гало.

1. Экспериментальная информация о свойствах ^{19}C

Ядро изотопа углерода ^{19}C (число протонов 6, число нейтронов 13) является слабосвязанным с энергией отделения нейтрона $S_n = 0.58(9)$ МэВ [6] и имеет структуру однонейтронного гало. Спин и четность основного состояния исследовались путем измерения продольных импульсных распределений заряженных фрагментов после отделения одного нейтрона из ^{19}C [8]. На основе этих измерений спин-четность была определена $J_{g.s.}^\pi = 1/2^+$, что было также подтверждено в работах [7; 8].

1.1. Импульсное распределение фрагментов

Одним из признаков наличия структуры гало в ядре является наблюдение узких распределений импульсов фрагментов (кора и нейтрона) в реакциях развала ядра на мишени при больших энергиях столкновения. Качественно данное явление объясняется следствием принципа неопределенности Гейзенберга, когда широкое распределение валентного нейтрона в координатном пространстве ведет к узкому распределению в импульсном пространстве.

Реализуется данный принцип через концентрацию силы переходов из основного состояния в непрерывный спектр вблизи порога развала, т.е. появлением так называемых мягких мод возбуждения [9]. Около порога развала скорость относительного движения фрагментов мала, что приводит к узким распределениям по импульсам, а концентрация силы переходов при небольших энергиях приводит к доминированию малых импульсов в спектре фрагментов. Доминирование данного механизма развала в ядрах с гало приводит к важным следствиям для теоретического описания данных процессов. Взаимодействие

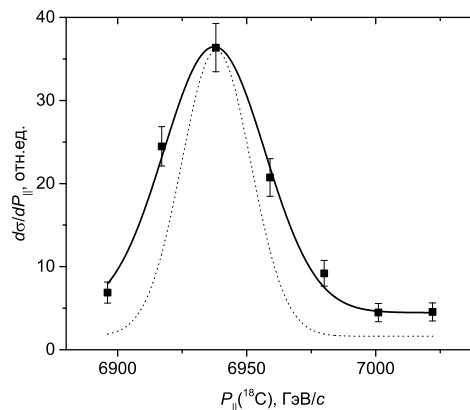


Рис. 2. Распределение по продольным импульсам ядер ^{18}C , образованных при развале ^{19}C на мишенях из бериллия [8]. Точечная кривая соответствует расчету для $l = 0$; сплошной кривой представлена сумма s - и d -компонент

между фрагментами (взаимодействие в конечном состоянии) при медленном относительном движении оказывает сильное влияние на динамику процесса. Если для тяжелого фрагмента (кора) изменение относительной скорости движения из-за взаимодействия может быть небольшим, то для легкого фрагмента (нейтрона) это изменение скорости будет значительным. Поэтому учет взаимодействия в конечном состоянии является необходимым элементом динамики при описании нейтронных спектров развала.

Импульсное распределение фрагментов чувствительно к орбитальному моменту относительного движения. При больших энергиях столкновения в реакциях развала на легких ядрах-мишенях реакционный механизм упрощается и импульсное распределение тяжелого фрагмента может быть рассчитано в «прозрачном» пределе Серберовской модели [10]. Для одночастичной волновой функции, описывающей относительное движение валентного нейтрона и кора,

$$\Psi_{ljm}(\mathbf{r}) = R_{lj}(r) \sum_{m_l, m_s} \left\langle l m_l \frac{1}{2} m_s | j m \right\rangle Y_{lm_l}(\hat{r}) \chi_{m_s} \quad (1)$$

импульсное распределение кора в системе покоя снаряда в реакции срыва одного нейтрона может быть записано в следующем виде [11]:

$$\frac{d\sigma_{-n}}{d\mathbf{k}} = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{1}{2j+1} \sum_{m,m_s} \int d\mathbf{b}_n [1 - |S_n(\mathbf{b}_n)|^2] \times \\ \times |\langle \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \chi_{m_s} | S_c(\mathbf{b}_c) | \Psi_{ljm}(\mathbf{r}) \rangle|^2, \quad (2)$$

где \mathbf{b}_n (\mathbf{b}_c) – двумерный прицельный параметр валентного нейтрона (кора), перпендикулярный направлению пучка.

В работе [8] было измерено распределение по продольным импульсам ядер ^{18}C , образующихся в результате развала радиоактивных пучков ^{19}C на мишенях из ядер бериллия при энергиях столкновения 88 МэВ/А. Результаты, представленные на рис. 2, показывают узкое распределение по продольным импульсам тяжелого фрагмента (ширина $\Gamma = 42 \pm 4$ МэВ/с), которые описываются в предположении о доминантности s -волнового движения в волновой функции относительно движения нейтрона и кора ^{18}C и свидетельствуют о наличии протяженного нейтронного гало в ^{19}C .

Проинтегрировав выражение (2) по продольному импульсу, получается сечение срыва одного нейтрона

$$\sigma_{-n} = \int \frac{d\sigma_{-n}}{dk_z} dk_z. \quad (3)$$

Соответствующие данные по срыву одного нейтрона из ^{19}C при взаимодействии с углеродной мишенью при энергии 900 МэВ/А были измерены в [12] и оказались равными $\sigma_{-n} = (233 \pm 51)$ мбарн. Это сечение превышает значения, которые обычно измеряются в стабильных ядрах.

Таким образом, повышенный выход сечений развала на тяжелый фрагмент и нейтрон, а также уменьшение ширины импульсного распределения тяжелого фрагмента подтверждают наличие гало в ядре ^{19}C .

1.2. Сечение электромагнитной диссоциации

Характеристики ядерного гало проявляются не только в специфической структуре

основного состояния (слабосвязанное, с аномально большими размерами и сильной кластеризацией), но также и в спектре низколежащих возбуждений выше порога развала, где наблюдается концентрация силы переходов в непрерывный спектр (мягкие моды возбуждения). Наиболее значимой является возбуждение мягкой дипольной моды, которая доминирует в процессах электромагнитной диссоциации. Электромагнитная (кулоновская) диссоциация – это развал налетающего ядра при взаимодействии с тяжелой мишенью. В стабильных ядрах все дипольные возбуждения концентрируются в области гигантского дипольного резонанса, который соответствует высокочастотным коллективным колебаниям протонов относительно нейтронов. В ядрах с нейтронным гало весь заряд концентрируется в коре; таким образом, зарядовый и материальный центры масс не совпадают и низкочастотные дипольные колебания нейтронов гало относительно кора легко возбуждаются. Исторически, как уже упоминалось ранее, большие сечения электромагнитной диссоциации были предсказаны [4] для ядра гало ^{11}Li . Позднее эти предсказания были подтверждены экспериментально.

Обычно электромагнитная диссоциация описывается в рамках метода виртуальных фотонов (первый порядок теории возмущения), в котором электромагнитное возбуждение ядра-гало происходит поглощением виртуального фотона, производимого тяжелым ядром-мишенью (большой заряд ядра), и определяется произведением сечения фотопоглощения $\sigma_\gamma^{E1}(E_\gamma)$ и спектра виртуальных фотонов $n^{E1}(E_\gamma)$:

$$\sigma_{EMD} = \int n^{E1}(E_\gamma) \sigma_\gamma^{E1}(E_\gamma) \frac{dE_\gamma}{E_\gamma}. \quad (4)$$

Сечение фоторасщепления σ_γ^{E1} связано с силовой функцией дипольных гамма-переходов следующим соотношением [11]:

$$\frac{dB(E1; E_\gamma)}{dE_\gamma} = \frac{9\hbar c}{16\pi^3 E_\gamma} \sigma_\gamma^{E1}(E_\gamma). \quad (5)$$

Спектр виртуальных фотонов зависит от энергии возбуждения E_γ и падает экспонен-

циально с ее ростом. Поэтому наличие дипольных возбуждений около порога развала (мягкая мода) приводит к значительному увеличению сечения кулоновской фрагментации.

Кулоновская диссоциация ^{19}C была измерена в работе [13], в которой изучалась реакция развала на свинцовой мишени при энергии столкновения 67 МэВ/А. Сечение кулоновского развала имеет пик при малой энергии возбуждения, что и ожидается для ядра с гало. Интегральное сечение кулоновского развала ядра ^{19}C равнялось 1.19 ± 0.11 барн, что примерно на порядок больше вклада от развала, вызванного ядерным взаимодействием.

2. Теоретические модели для описания структуры ^{19}C

Структура атомных ядер разнообразна и для ее описания используются различные теоретические модели и подходы, отличающиеся выбором наиболее значимых степеней свободы. Ядерная структура может изменяться от сферического среднего поля через учет коллективных деформаций и множества других корреляций к образованию связанных кластеров в (почти) инертных ядерных подсистемах. Ядра вблизи линии стабильности описываются, как правило, в рамках самосогласованных моделей среднего поля, в то время как вдали от границы стабильности часто используются двух- и трехтельные кластерные модели. Ядерная структура возбужденных состояний вблизи порога развала на кластеры также часто имеет ярко выраженную кластерную природу.

Малочастичные кластерные модели используются для описания слабосвязанных ядер, включая ядра-гало. Одним из преимуществ этих моделей является корректный учет асимптотического поведения волновых функций слабосвязанных систем [14] как в связанных состояниях, так и в непрерывном спектре. Такие модели предполагают разделение динамики системы на степени свободы, связанные с движением внутри подсистем (кластеров) и движением кластеров относительно друг друга. Такое разделение является лишь приближением. Чтобы расширить при-

менимость кластерных моделей, можно учитывать возбуждения кора. Для фиксированного полного углового момента системы связь с возбужденными состояниями кора, имеющими разные спины, включает в рассмотрение дополнительные парциальные волны относительного движения. Это позволяет получить более реалистичное описание ядерных свойств.

Кластерная модель предполагает, что волновая функция Ψ ядра с A нуклонами представляется в виде суммы, каждый член которой состоит из произведения двух функций:

$$\Psi(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_A) = \sum_i \varphi_i(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_{A_C}) \psi_i(\mathbf{r}), \quad (6)$$

где $\varphi_i(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_{A_C})$ – волновая функция кора в состоянии i , описывающая движение A_C нуклонов в коре; $\psi_i(\mathbf{r})$ описывает относительное движение центра масс кора и валентного нейтрона; радиус \mathbf{r} – относительное расстояние между центром масс кора и валентным нейтроном.

Волновая функция $\psi_i(\mathbf{r})$ является решением системы связанных уравнений Шредингера

$$(\hat{T} + \varepsilon_i - E) \psi_i(\mathbf{r}) + \sum_j V_{ij}(\mathbf{r}) \psi_j(\mathbf{r}) = 0, \quad (7)$$

где \hat{T} – оператор кинетической энергии относительного движения ц.м. кора и валентного нейтрона; ε_i – энергия возбуждения кора, находящегося в состоянии i , и матричные элементы [14]

$$V_{ij}(\mathbf{r}) = \left\langle \varphi_i(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_{A_C}) \left| \sum_{k=1}^{A_C} V(\mathbf{r}, \mathbf{r}_k) \right| \varphi_j(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_{A_C}) \right\rangle \quad (8)$$

описывают бинарные взаимодействия нуклонов кора с валентным нейтроном.

Волновая функция ядра характеризуется полным угловым моментом J и его проекцией M на ось квантования. Предполагая,

что состояние кора имеет спин I и необходимые для полного описания кора квантовые числа n , полная волновая функция системы (кор + нейтрон) преобразуется к следующему виду [14]:

$$\Psi_{JM}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_A) = \frac{1}{r} \sum_{\gamma} \chi_{\gamma}^J(r) \left[[Y_l(\hat{r}) \otimes \chi_s]_j \otimes \varphi_{nI} \right]_{JM}, \quad (9)$$

где $\gamma = [l, s, j, n, I]$ – набор квантовых чисел, характеризующий состояния системы (орбитальный угловой момент l и спин s валентного нейтрона складываются в полный угловой момент j , j связывается со спином кора I в полный угловой момент J); χ_s – спиновая функция валентного нейтрона со спином s и $\chi_{\gamma}^J(r)$ – радиальная часть волновой функции. Подставляя выражение (9) в уравнение Шредингера (7), получаем систему связанных уравнений для нахождения радиальных волновых функций $\chi_{\gamma}^J(r)$

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] + \varepsilon_{\gamma} - E \right) \chi_{\gamma}^J(r) = - \sum_{\gamma'} V_{\gamma, \gamma'}^J(r) \chi_{\gamma'}^J(r). \quad (10)$$

Здесь μ – приведенная масса системы (нейтрон + кор); $V_{\gamma, \gamma'}^J(r)$ – матричные элементы бинарных взаимодействий. Матричные элементы $V_{\gamma, \gamma'}^J(r)$ и граничные условия, налагаемые на радиальные функции $\chi_{\gamma'}^J(r)$, определяют динамику системы. Выбор состояний кора и взаимодействия валентного нейтрона с кором определяется спецификой рассматриваемой задачи.

Приведенные выше экспериментальные данные подтверждают кластерную ($^{18}\text{C} + n$) природу основного состояния ^{19}C . Дополнительно, по сравнению с ^{19}C , ядро ^{18}C имеет на порядок большую энергию отделения нейтрона. Спин-четность основного состояния ^{18}C $J_{g.s.}^{\pi} = 0^{+}$, также экспериментально обнаружено связанное состояние 2^{+} с энергией возбуждения 1.62 МэВ [15]. Поэтому двухчастичные кластерные модели можно использовать для описания структуры ядра ^{19}C , что

подтверждают результаты расчетов, выполненные ранее в работе [11].

Библиографический список

1. Riisager K. et al. Quantum halos // Europhysics Letters. 2000. V. 49. P. 547–553.
2. Tanihata I. et al. Measurements of Interaction Cross Sections and Radii of He Isotopes // Physics Letters B. 1985. V. 160. P. 380–384.
3. Tanihata I. et al. Measurements of Interaction Cross Sections and Nuclear Radii in the Light p -Shell region // Physics Review Letters. 1985. V. 55. P. 2676–2679.
4. Hansen P.G. and Jonson B. The neutron halo of extremely neutron-rich nuclei // Europhysics Letters. 1987. V. 4. P. 409–414.
5. Zhukov M.V. et al. Bound state properties of Borromean halo nuclei: ^6He and ^{11}Li // Physics Report. 1993. V. 231. P. 151–199.
6. Satou Y. et al. Unbound excited states in ^{17}C , ^{19}C // Physics Letters B. 2008. V. 660. P. 320–325.
7. Hwang J.W. et al. Single-neutron knockout from ^{20}C and the structure of ^{19}C // Physics Letters B. 2017. V. 769. P. 503–508.
8. Bazin D. et al. Probing the halo structure of $^{19,17,15}\text{C}$ and ^{14}B // Physical Review C. 1998. V. 57. P. 2156.
9. Ershov S.N. et al. New Insight into Halo Fragmentation // Physical Review Letters. 1999. V. 82. P. 908–911.
10. Serber R. The Production of High Energy Neutrons by Stripping // Physical Review. 1947. V. 72. P. 1008–1016.
11. Ridikas D. et al. Exploratory coupled channels calculations for loosely bound carbon isotopes // Nuclear Physics A. 1998. V. 628. P. 363–385.
12. Cortina-Gil D. et al. One-nucleon removal cross-sections for $^{17,19}\text{C}$ and $^{8,10}\text{B}$ //

- European Physical Journal A. 2001. V.10. P. 49.
13. Nakamura T. et al. Coulomb Dissociation of ^{19}C and its Halo Structure // Physical Review Letters. 1999. V. 83. P. 1112.
14. Ershov S.N. et al. Cluster Model with Core Excitations // Physics of Atomic Nuclei. 2014. V. 77. P. 989–998.
15. Karpov A.V., Denikin A.S., Naumenko M.A., Alekseev A.P., Rachkov V.A., Samarin V.V., Saiko V.V., Zagrebaev V.I. NRV web knowledge base on low-energy nuclear physics // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2017. V. 859. P. 112.

*Поступила в редакцию
26.12.2019*

УДК 539.123

Т. Ж. Оразгали

Об измерении оптических характеристик водной среды Байкальского нейтринного телескопа

С 2015 г. на озере Байкал разворачивается глубоководный нейтринный телескоп кубокилометрового масштаба НТ1000. Детектор главным образом предназначен для исследования астрофизических потоков нейтрино в диапазоне энергий от нескольких сотен ГэВ до 100 ПэВ. Первая фаза НТ1000 будет представлять собой массив из 2300 оптических модулей с инструментальным объемом около 0.4 кубических километров, которую планируется завершить к 2020–2021 гг. Оптические свойства байкальской воды дают возможность создания нейтринного телескопа с уникальными по чувствительности и угловому разрешению свойствами, открывающими новые горизонты в астрономии и астрофизике. В статье приводятся основные сведения о НТ1000 и о разрабатываемом методе измерения оптических характеристик водной среды детектора с помощью мощного лазерного источника света.

Ключевые слова: нейтринный телескоп, оптический модуль, черенковское излучение, лазерный источник

Об авторах

Оразгали Токжан Жадигеркызы – магистрант кафедры ядерной физики государственного университета «Дубна», инженер Лаборатории ядерных проблем им. В.П. Дзелепова Объединенного института ядерных исследований. *E-mail:* tokzhan.ozargali@gmail.com 141980 Московская область, г. Дубна, ул. Ленинградская, 10.

Нейтрино – это стабильная нейтральная частица, которая имеет очень малую массу и взаимодействует с веществом только через слабые и гравитационные взаимодействия и, следовательно, не отклоняется межзвездными магнитными полями, может приходить к нам из самых удаленных уголков Вселенной, выходить из самых недр астрофизических источников. Впервые в 1960 г. М. Марковым был предложен метод глубоководного детектирования астрофизических нейтрино, основанный на регистрации черенковского излучения заряженных частиц, образующихся в результате взаимодействия нейтрино в грунте или в эффективном объеме детектора. На сегодняшний момент в мире работают три крупных нейтринных телескопа: *IceCube* на Южном полюсе, *ANTARES* в Средиземном море и Байкальский глубоководный нейтринный телескоп НТ1000. Все они размещены в есте-

ственных прозрачных средах глубоко под поверхностью воды или льда. Детекторы телескопа регистрируют излучение Вавилова – Черенкова, вызванное прохождением через чувствительный объем детектора мюонов и ливней частиц, образующихся при взаимодействии нейтрино с веществом.

1. Байкальский нейтринный телескоп НТ-1000

Байкальский глубоководный нейтринный телескоп создается в южной части озера Байкал. Глубина озера на месте расположения нейтринного телескопа составляет 1366 м. Телескоп будет состоять из так называемых кластеров – независимых рядом расположенных детекторов нейтрино. На данный момент в Байкале работает три первых кластера (рис. 1.).

На рис. 2 показан внешний вид оптического модуля (ОМ). Он состоит из 10 дюймового фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) R7081HQE (площадь примерно 500 см²) япон-

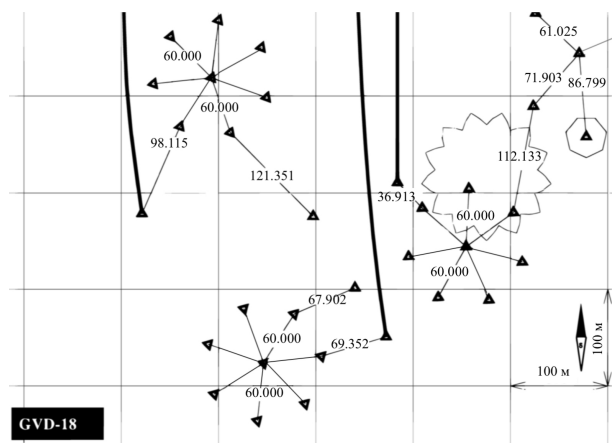


Рис. 1. Схематический вид нейтринного телескопа



Рис. 2. Внешний вид оптического модуля

ской фирмы *Hamamatsu*, отличительной особенностью которого является высокая квантовая эффективность фотокатода.

Фотоэлектронный умножитель помещен в специальную глубоководную стеклосферу диаметром 17 дюймов с низким содержанием радиоактивности. Между ФЭУ и стеклосферой залит гель, служащий для надежной фиксации ФЭУ, а также в качестве оптического контакта. Фотоэлектронный умножитель обернут в пермалоевую сетку

для подавления магнитного поля Земли внутри прибора. В оптическом модуле имеются функциональные элементы, необходимые для нормальной работы ФЭУ, такие как делитель, усилитель, контроллер и высоковольтный источник питания. На ОМ расположен глубоководный промышленный пятиштырьковый разъем, через который производится питание модуля, его управление и получение с него данных.

Оптический модуль устанавливаются на вертикальные грузонесущие кабели, образуя гирлянды. На одной гирлянде расположены 36 ОМ с шагом 15 м. Самый нижний ОМ находится на глубине 1275 м или на 91 м над дном. Самый верхний ОМ находится на глубине 750 м. Солнечный свет полностью поглощается на глубине 500 м. Кластер состоит из центральной гирлянды и 7 периферийных гирлянд, расположенных от центральной гирлянды на расстоянии 60 м. Расстояние между центральными гирляндами кластеров составляет 300 м.

2. Черенковское излучение

Нейтринный телескоп представляет собой трехмерный набор фотоумножителей, предназначенных для регистрации черенковского света, испускаемого продуктами взаимодействия нейтрино. Информация, полученная из числа обнаруженных фотонов и их времени прибытия, используется для определения направления прихода и энергии нейтрино.

Черенковское излучение рождается тогда, когда заряженная частица распространяется в среде со скоростью большей скорости света в этой среде. В этом случае заряженная частица приводит к поляризации молекул вдоль ее траектории. Когда электроны молекул возвращаются в состояние равновесия, испускается когерентное излучение в конусе с характерным углом θ_C , определенный выражением

$$\cos\theta_C = \frac{c/n}{\beta c} = \frac{1}{\beta n}, \tag{1}$$

где n – показатель преломления среды; β – скорость частиц в единицах c . Для реляти-

вистских частиц ($\beta \simeq 1$) и для показателя преломления байкальской воды ($n \simeq 1.3330$) черенковский угол равен $\theta_C \simeq 41^\circ$.

Количество черенковских фотонов N_γ , излучаемых на единицу длины волны $d\lambda$ и пройденное расстояние dx заряженной частицей заряда e , определяется выражением

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = 2\pi\alpha \frac{e}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right), \quad (2)$$

где λ – длина волны светового излучения. Из этой формулы можно видеть, что более короткие волны вносят более значительный вклад в черенковское излучение. Для подводных нейтринных телескопов поглощение света водой и реакция фотумножителя будут сильно подавлять некоторые длины волн. Количество черенковских фотонов, излучаемых на метр в типичном диапазоне длин волн, в котором ФЭУ имеют максимальную эффективность (300–600 нм), составляет около 3.5×10^4 .

3. Оптические свойства воды озера Байкал

Основными оптическими параметрами, определяющими распространение света с длиной волны λ в прозрачных средах, являются показатель поглощения $a(\lambda)$, показатель рассеяния $\sigma(\lambda)$, индикатриса рассеяния $\chi(\mu, \lambda)$ ($\mu = \cos(\theta)$, θ – угол рассеяния фотона) и скорость распространения света в среде $v(\lambda)$. Из анализа данных измерений оптических параметров глубинных вод озера Байкал следует, что длина поглощения $L_a = 1/a(\lambda)$ является достаточно стабильным параметром с характерным значением $20 \div 24$ м в окне прозрачности воды ($\lambda = 480 \div 500$ нм). Сезонные изменения длины поглощения, как правило, не превышают 20%. В отличие от длины поглощения, длина рассеяния $L_s = 1/\sigma(\lambda)$ байкальской воды меняется в существенно более широких пределах. При характерных значениях $L_s = 30 \div 50$ м в окне прозрачности воды в отдельные периоды измерений наблюдались изменения длины рассеяния от $15 \div 20$ м до 70 м. Оптические свойства байкальской воды в районе расположения нейтринного телескопа проводились с помощью специализи-

рованного измерительного комплекса ASP-15. (см. гл. 6 [3]).

Индикатриса рассеяния выражается через дифференциальное сечение рассеяния:

$$\chi(\mu, \lambda) = \frac{d\sigma}{\sigma d\mu}, \quad (3)$$

$$\int_{-1}^1 \chi(\mu, \lambda) d\mu = 1. \quad (4)$$

Индикатриса рассеяния света глубинных вод оз. Байкал является сильно анизотропной функцией и характеризуется средним углом рассеяния порядка 0.86–0.9. В период зимней экспедиции 2001 г. были выполнены одновременные независимые измерения оптических параметров байкальской воды комплексом ASP-15 и прибором коллаборации NEMO (Италия) AC-9. На рис. 3 приводятся значения длины поглощения и показателя рассеяния байкальской воды, измеренные разными приборами в 2001 г. [5].

4. Лазерный источник света

Временная калибровка между гирляндами в кластере обеспечивается выделенными светодиодными источниками света. Однако межкластерные калибровки требуют более интенсивных источников света. Такой источник света был спроектирован и изготовлен на базе мощного лазера. Основным светоизлучающим элементом лазера на 1064 нм является легированный неодимом иттрий-алюминиевый гранат (YAG:Nd3+). Частота пучка удваивается в нелинейном кристалле до длины волны 532 нм. Накачка основного элемента обеспечивается лазерными светодиодами с длиной волны 808 нм. Энергия импульса достигает значения 0.37 мДж ($\sim 10^{15}$ фотонов), длительность вспышки составляет около 1 нс. На выходе лазерного луча установлен рассеиватель света, обеспечивающий изотропное излучение света в воде. Специальный датчик используется для контроля интенсивности выходного света. Регулировка интенсивности обеспечивается системой ослабления света. Программное обеспечение позволя-

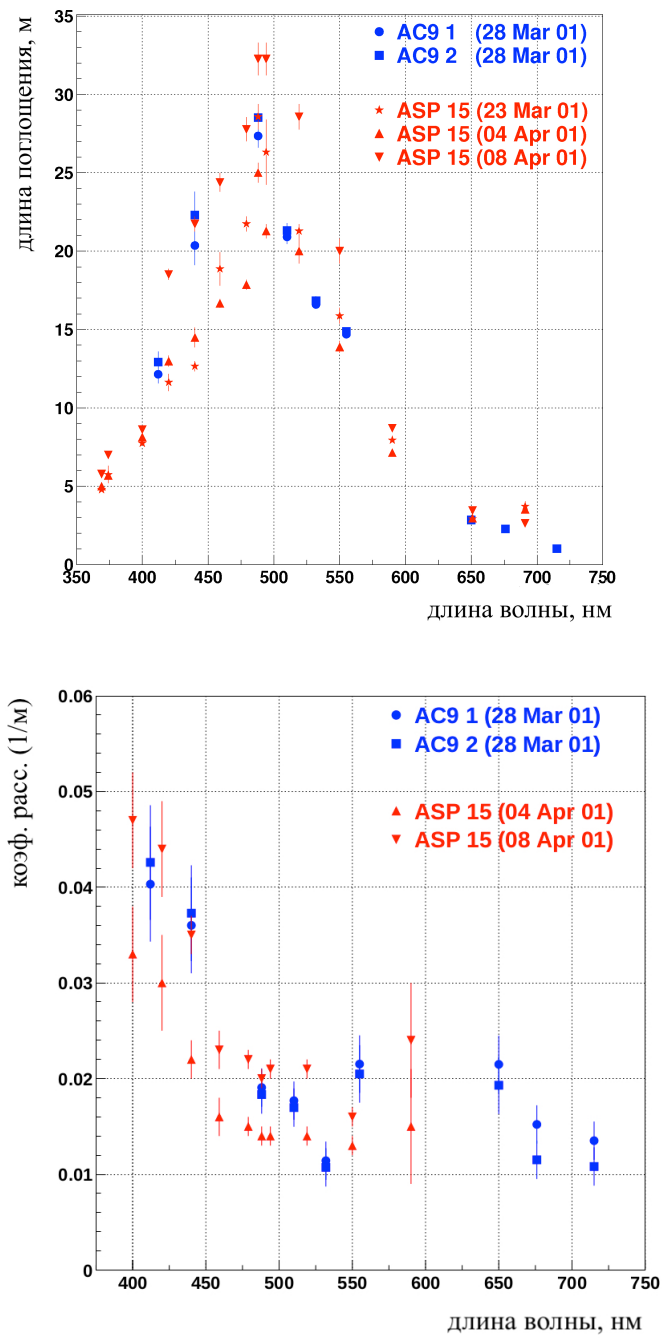


Рис. 3. Верхняя панель – спектральная зависимость длины поглощения байкальской воды на глубине 1000 м. Нижняя панель – спектральная зависимость показателя рассеяния байкальской воды на глубине 1000 м

ет работать в разных режимах, изменяя количество, частоту и мощность вспышек света во время свечения. Лазер установлен примерно на одинаковом расстоянии от трех кластеров и на той же глубине, что и центр нижних секций.

5. Моделирование отклика оптического модуля

Мощный лазерный источник света засвечивает более половины ОМ в кластере. Оптические модули находятся как ниже горизонта расположения источника, так и существенно выше него. Поэтому имеется возможность кроме длины поглощения света в воде также измерить длину рассеяния света в воде и относительную угловую чувствительность ОМ при разных углах падения света на ФЭУ.

Первым шагом в данных измерениях является моделирование распространения света с заданной длиной волны от изотропного источника света в толще байкальской воды с заданными оптическими характеристиками и с учетом процесса регистрации света оптическим модулем. Моделирование используется главным образом для того, чтобы учесть влияние рассеяния света, которое аналитически описывается только лишь в асимптотических случаях.

Для этого была адаптирована программа, используемая и созданная в рамках Байкальского эксперимента и моделирующая отклик ОМ на черенковское излучение мюонов, к случаю монохроматического точечного изотропного источника. В результате работы программы был получен следующий массив среднего числа фотоэлектронов, выбитых на ФЭУ ОМ, светом от источника с интенсивностью 10^8 фотонов:

$$\bar{n}_{p.e.}(\cos \psi, t, r), \quad (5)$$

где $\cos \psi$ – косинус угла падения света относительно ориентации ОМ; t – время регистрации света относительно времени появления нерассеявшихся фотонов от источника; r – расстояние от источника до ОМ. Среднее число фотоэлектронов $\bar{n}_{p.e.}$ было промоделировано для расстояний от 0.5 м до 299.5 м с шагом в 1 м,

для 30 значений углов падения света в диапазоне от 0 до 180 градусов включительно и для времен от 0 до 200 нс с шагом в 1 нс, причем последний 201-й элемент массива соответствует временам $t > 200$ нс. Для того чтобы получить $\bar{n}_{p.e.}$ для любых значений $\cos \psi$ и r , в заданных диапазонах используется кусочно-линейная аппроксимация между дискретными значениями массива.

В случае без учета рассеяния $\bar{n}_{p.e.}$ вычисляется по простой формуле:

$$\bar{n}_{p.e.} = I \cdot q_e \cdot f(\psi) \cdot e^{-r/r_a} / (4\pi r^2), \quad (6)$$

где I – интенсивность источника; q_e – квантовая эффективность ОМ, складывающаяся из квантовой эффективности ФЭУ и коэффициента ослабления света в стеклосфере и оптическом геле ОМ; r_a – длина поглощения света в воде; $f(\psi)$ – относительная угловая чувствительность оптического модуля.

На рис. 4 и 5 представлен результат моделирования прохождения света излученным изотропным монохроматическим источником света с интенсивностью 10^{14} фотонов, в водной среде с длиной поглощения света $r_a = 17.2$ м, длиной рассеяния света $r_s = 30$ м и средним косинусом угла рассеяния 0.9 в виде зависимости среднего числа ф.э. $\bar{n}_{p.e.}$ от расстояния между источником и приемником. Для сравнения на этом же рисунке приведен расчет по формуле (6). Квантовая эффективность ОМ q_e равна 0.17. Из рис. 4, 5 видно, что в случае повернутого ОМ строго на источник влияние рассеяния света приводит к постепенному уменьшению $\bar{n}_{p.e.}$ относительно случая без учета рассеяния и достигает 3.2 раз на расстоянии 300 м от источника и в 1.7 раза в случае отвернутого ОМ от источника. Также стоит заметить, что на расстояниях меньше 190 м влияние рассеяния приводит к большему количеству зарегистрированного света на отвернутом от источника ОМ.

Тем самым, влияние рассеяния особенно заметно в случаях отвернутых от источника ОМ, а также на расстояниях больше 150–200 м от источника и описано количественно с помощью моделирования, что позволяет разделить задачи определения длины погло-

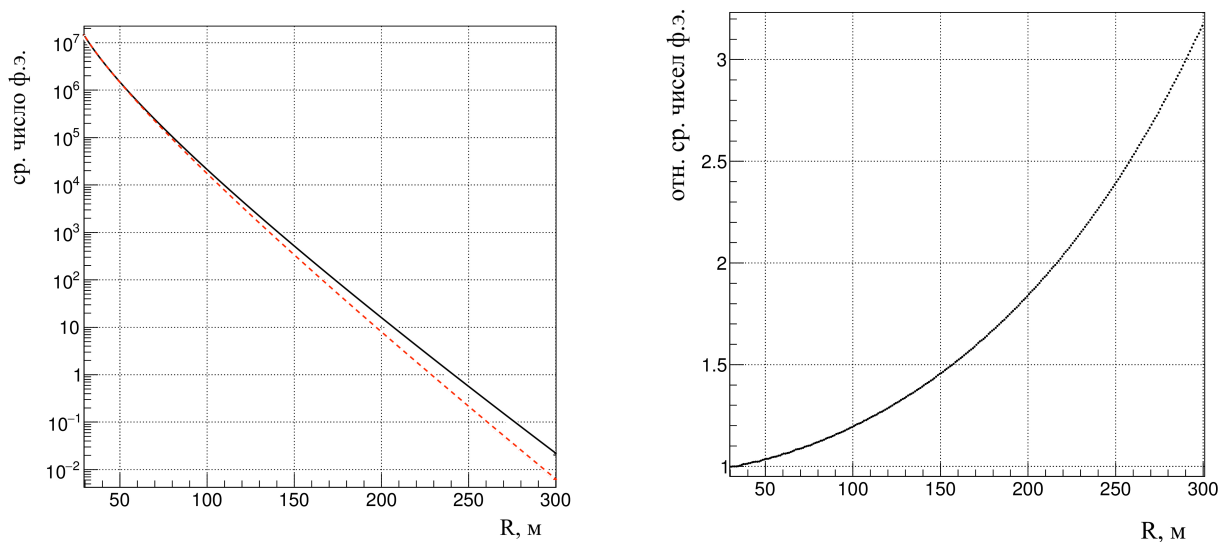


Рис. 4. Слева: среднее число ф.э. $\bar{n}_{p.e.}$, выбитых на ФЭУ ОМ, в зависимости от расстояния от ОМ до источника. ОМ повернут строго на источник. Расчет по формуле (6) (сплошная линия), результат моделирования прохождения света в среде (пунктирная линия). Справа: отношение $\bar{n}_{p.e.}$, полученного по формуле к $\bar{n}_{p.e.}$, полученного с помощью моделирования

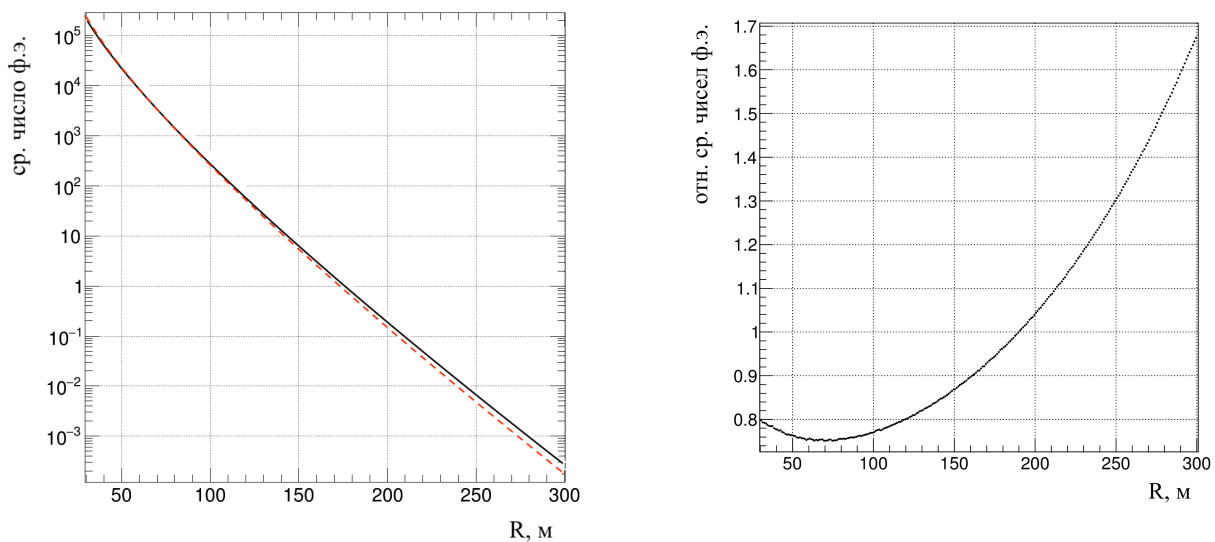


Рис. 5. Слева: среднее число ф.э. $\bar{n}_{p.e.}$, выбитых на ФЭУ ОМ, в зависимости от расстояния от ОМ до источника. ОМ полностью отвернут на источник. Расчет по формуле (6) (сплошная линия), результат моделирования прохождения света в среде (пунктирная линия). Справа: отношение $\bar{n}_{p.e.}$, полученного по формуле к $\bar{n}_{p.e.}$, полученного с помощью моделирования

щения и длины рассеяния света в воде путем соответствующей выборки оптических модулей.

Заключение

В данной статье были представлены первые сравнительные результаты распространения света от изотропного монохроматического источника сквозь водный объем детектора НТ1000 с учетом и без учета рассеяния света, а также был дан краткий обзор оптических свойств Байкальской воды, черенковского излучения, Байкальского глубоководного нейтринного телескопа и лазерного источника света.

Библиографический список

1. Avrorin A.D. Gidation Volume Detector in Lake Baikal: status of the project // Pos(NEUTEL2017) 063. P. 1–5.
2. Avrorin A.D. Baikal-GVD: status and prospects // Conference proceedings for QUARKS2018. arXiv:1808.10353 [astro-ph.IM]. 2018. P. 1–3.
3. Научно-Технический Проект Глубоководного Нейтринного Телескопа Кубокилометрового Масштаба на оз. Байкал // Москва-2010. P. 18–30.
4. Джилкибаев Ж.-А.М. Влияние оптических параметров среды на эффективность регистрации одиночных мюонов в глубоководных мюонов в глубоководных экспериментах // Препринт ИЯИ-1068/2001. P. 5–11.
5. Balkanov V., Bezrukov L., Belolaptikov I. et al. Simultaneous measurements of water optical properties by AC9 transmissometer and ASP-15 inherent optical properties meter in Lake Baikal // Nucl. Inst. & Meth. A. 2003. V. 498. P. 231–239.

*Поступила в редакцию
26.12.2019*

УДК 539.1

В. Ю. Фокина, Е. А. Кизима, И. В. Михеев, А. И. Иваньков, В. М. Гарамус

Структурные параметры водных коллоидных дисперсий фуллерена C_{60}

Методами малоуглового рентгеновского рассеяния (МУРР) и рассеяния нейтронов (МУРН) исследованы два типа дисперсий, водных систем C_{60} , в результате чего получены структурные параметры агрегатов фуллеренов. Водные дисперсии были получены по методике замены растворителя и на основе первичного раствора фуллерена C_{60} в *N*-метилпирролидоне. Проанализирована структура водных дисперсий в зависимости от методики синтеза. Показано, что во всех дисперсиях агрегаты фуллеренов характеризуются значительной полидисперсностью по размерам. Выявлено, что фуллерены в дисперсии *son/nC*₆₀ формируют агрегаты с плотным ядром (случай поверхностного фрактала) с радиусом 58 ± 1 нм и фрактальной размерностью 2.3. В свою очередь система *ptr/nC*₆₀ характеризуется наличием бимодального распределения частиц по размерам и разветвлённой структурой агрегатов с фрактальной размерностью 1.5.

Ключевые слова: фуллерен, малоугловое рентгеновское рассеяние, малоугловое рассеяние нейтронов

Об авторах

Фокина Владислава Юрьевна – магистрант кафедры ядерной физики государственного университета «Дубна». *E-mail:* vladusich@yandex.ru 141981 Московская область, г.Дубна, ул. Университетская, 19.

Кизима Елена Анатольевна – старший научный сотрудник Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований, Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко.

Михеев Иван Владимирович – инженер, Химический факультет, МГУ имени М.В. Ломоносова.

Иваньков Александр Игоревич – старший научный сотрудник Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований, Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко.

Гарамус Василий Михайлович – сотрудник отдела структурных исследований макромолекул, Гельмгольц-центр, Геестахт.

Исследование фуллеренов для транспортировки препаратов в организме подразумевает их активное использование с противоопухолевыми [1; 2; 3], антиоксидантными [4; 5] и антибактериальными средствами [6]. Несмотря на то, что фуллерен нерастворим в воде, существует множество методик получения водных суспензий фуллеренов. Водные дисперсии получают путем модификации

поверхности фуллеренов карбоксильными группами [7], солюбилизации поверхности поверхностно-активными веществами или полимерами [8], используя метод замены растворителя [9] или путем простого длительного перемешивания порошка фуллеренов в воде [10]. Форма кластеров фуллеренов в водной среде, их распределение по размеру и величина поверхностного заряда — именно это ключевые параметры биологического взаимодействия вещества с клетками. При этом параметры водных дисперсий фуллеренов за-

висят от технологии их приготовления. В данной работе используются два типа дисперсий, приготовленных методикой замены растворителя [11] и на основе первичного растворителя N-метилпирролидона (NMP). Структурный анализ дисперсий фуллеренов проведен с использованием методов малоуглового рентгеновского рассеяния (МУРР) и метода малоуглового рассеяния нейтронов (МУРН). В результате исследований получены и проанализированы структурные параметры агрегатов фуллеренов в зависимости от методики синтеза дисперсии.

1. Материалы и методы

1.1. Приготовление водной дисперсии nmp/nC₆₀

Водная система nmp/nC₆₀ была получена с помощью растворения фуллерена C₆₀ («Фуллереновые технологии», чистота > 99.5%) в N-метилпирролидоне (*Merck*, чистота > 99.5%) путем перемешивания в течение 6 ч на магнитной мешалке при комнатной температуре. В дальнейшем раствор разбавлялся дистиллированной водой (*Millipore*) таким образом, что конечная концентрация фуллерена составляла $c = 8$ мг/л, а доля NMP – 0.005 об. %.

1.2. Приготовление водной дисперсии фуллеренов son/nC₆₀

Водная дисперсия son/nC₆₀ получена по методике замены растворителя, описанной ранее [9]. Фуллерен C₆₀ («НеоТекПродукт», Россия, чистота 99.5% +) растворяли в первичном растворителе, толуоле («Реахим», Россия, химически чистый) при помощи УЗ-обработки в течение 30 минут (100 мл). Далее первичный раствор смешивали с водой *Milli-Q* (*Millipore*) в колбе Эрленмейера объемом 2000 мл так, что соотношение органической фазы в сравнении с водной составляло 1:5. Смесь подвергали ультразвуковому озвучиванию до тех пор, пока органический растворитель не испарится. Далее раствор кипятили в течение 15 минут для удаления остатков толуола, затем профильтровывали через фильтр Шотта и через микропористый фильтр с диа-

метром микропор 0.45 мкм и 0.20 мкм.

Остаточное содержание органического растворителя установлено при помощи метода ПФА-ГХ, причем содержание не превышало 1 мкг/л. Определение концентрации фуллеренов проведено при помощи анализатора общего органического углерода. Детальная информация о методе приготовления дисперсии содержится в работе [12].

1.3. Измерения МУРР

Эксперименты по малоугловому рентгеновскому рассеянию проводились на источнике синхротронного излучения PETRA III в EMBL/DESY (Гамбург, Германия), станция P12 BioSAXS. Диапазон переданных импульсов составил $Q = 0.07 - 4.6$ нм⁻¹, пролетное расстояние – 3.1 м. Для калибровки использовался образец бегената серебра [13]. Образцы объемом 20 мкл помещались в капилляр и находились при температуре 200 °С. Для уменьшения потерь интенсивности излучения образец перемещался во время экспозиции. Зарегистрировано 20 последовательных снимков (время экспозиции 0.05 с), объединяющих измерения образца и воды. Чтобы избежать радиационного повреждения во время экспозиции, все кривые рассеяния, записанные в базу данных, сравнивались с контрольной кривой (первое измерение), и, далее, интегрировались с помощью специализированной программы [14]. До и после каждого измерения кривой МУРР на образце измерялся также сигнал от воды для вычитания фона. Все полученные таким способом кривые были нормированы на спектр прямого пучка.

1.4. Измерения МУРН

Эксперименты по малоугловому рассеянию нейтронов проведены на малоугловых установках ЮМО импульсного реактора ИБР-2 Объединенного института ядерных исследований (Дубна, Россия). Измерялось изотропное дифференциальное сечение рассеяния на единицу объема (далее интенсивность рассеяния) в зависимости от модуля вектора рассеяния $Q = (4\pi/\lambda) \sin(\theta/2)$, где λ – длина волны нейтрона, а θ – угол рассея-

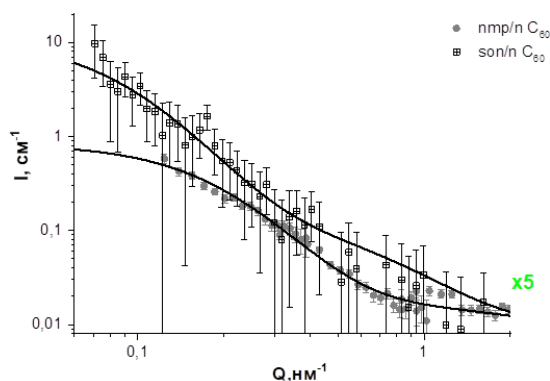


Рис. 1. Зависимость интенсивности от модуля вектора рассеяния нейтронов для систем nmp/nC_{60} — ●, son/nC_{60} — □; сплошные линии — модельные кривые, описываемые уравнением (2)

ния. Сканирование проводилось как по длине волны (импульсный источник, используемый диапазон 0.05–0.5 нм), так и по углу рассеяния (0.01–0.025 рад.) с помощью детектора большой площади, расположенного за образцом. Длина волны нейтрона определялась методом пролета [15]. Покрываемый диапазон Q , где наблюдался заметный сигнал рассеяния, составлял 0.1–1 nm^{-1} . Калибровка полученных экспериментальных данных проводилась по стандартной процедуре [16] с использованием ванадия.

2. Результаты и обсуждение

Масштабные исследования биологических свойств фуллеренов C_{60} , проведенные за последнее десятилетие, привели к пониманию существования корреляции между структурными свойствами водных дисперсий фуллеренов и их биологической активностью [17, 18]. На сегодня наиболее перспективными для биологических применений являются дисперсии фуллеренов, синтезированные по методике замены растворителя [11]. Однако до сих пор осуществляется поиск новых методов синтеза водных дисперсий фуллеренов с целью получения дисперсий с более высокой концентрацией фуллерена или другими структурными параметрами [19; 20]. Выбор методики синтеза водных дисперсий фуллеренов определяет ряд структурных парамет-

ров, таких как размер и плотность упаковки агрегатов. Как известно, малоугловое рассеяние нейтронов и рентгеновских лучей эффективно используется для оценки этих параметров в различных коллоидных системах, включая дисперсии фуллеренов [21]. Учитывая этот факт, данные методики были использованы для анализа структуры агрегатов водных дисперсий фуллеренов, полученных согласно широко используемой методике замены растворителя и с использованием первичного раствора C_{60}/NMP .

На рис. 1 и 2 представлены кривые малоуглового рассеяния для водных дисперсий фуллерена C_{60} , полученных различными методиками. Сглаженная форма кривых рассеяния указывает на полидисперсность агрегатов фуллеренов по размерам для всех исследуемых дисперсий. Различная форма кривых указывает на разную структурную организацию агрегатов фуллеренов, которая формируется в процессе синтеза дисперсий. Следует отметить, что область Гинье наблюдается только для кривой МУРР на системе son/nC_{60} , что позволяет надежно определить радиус инерции (Rg) агрегатов фуллеренов согласно формуле:

$$F^2(Q) = \exp(-Q^2 Rg^2/3), \quad (1)$$

где Q — это модуль вектора рассеяния.

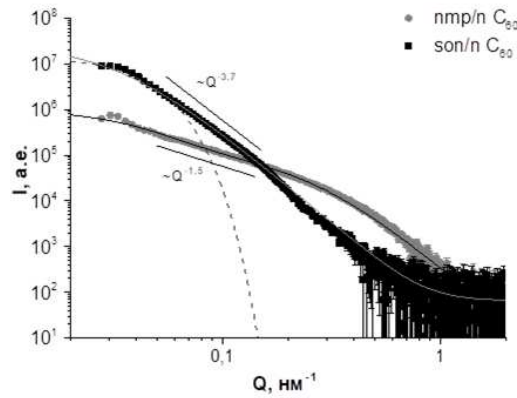


Рис. 2. Зависимость интенсивности от модуля вектора рассеяния рентгеновских лучей для систем nmp/nC₆₀ – ●, son/nC₆₀ – □; сплошные линии – модельные функции, описываются уравнением (2), пунктир – приближением Гинье (1).
Прямые линии описываются уравнением (5) и показывают наклон кривых

Отсутствие области Гинье в кривых малоуглового рассеяния указывает, что в системах присутствуют агрегаты, размер которых превышает диапазон регистрируемых данными установками размеров:

$$D = 2\pi/Q. \quad (2)$$

Следовательно, для нейтронных данных максимальный регистрируемый размер составляет ~ 85 нм, в то время как для рентгеновских кривых $D \sim 200$ нм. При этом из данных динамического рассеяния света известно, что в системах присутствуют агрегаты с малыми размерами. В связи с этим кривые малоуглового нейтронного и рентгеновского рассеяния обработаны моделью, позволяющей учитывать вклад рассеяния как от больших, так и от малых агрегатов фуллеренов [12; 22].

В данной модели интенсивность рассеяния как МУРР, так и МУРН (дифференциальное сечение рассеяния) представлена в виде:

$$I(Q) = \frac{I_a}{[1 + (Q \cdot R_a)^2]^2} + \frac{I_b}{[1 + (Q \cdot R_b)^2]^2} + bkg, \quad (3)$$

где Q – модуль вектора рассеяния; R_a, R_b – характерные размеры рассеивающих объектов на двух уровнях соответственно; I_a и

I_b – некоторые коэффициенты; bkg – остаточный фон после коррекции на рассеяние чистым растворителем. В свою очередь, коэффициенты I_a и I_b в (1) связаны соотношением:

$$\frac{I_a}{I_b} = \frac{n_a \cdot \langle V_a^2 \rangle}{n_b \cdot \langle V_b^2 \rangle}, \quad (4)$$

где n_a и n_b – концентрации агрегатов на разных масштабах; V_a и V_b – объемы рассеивающих частиц; $\langle V_a^2 \rangle$ $\langle V_b^2 \rangle$ – усредненные по размерам.

В результате аппроксимации данных согласно формулам (1) и (3) получены значения радиусов инерции $Rg1$ и $Rg2$ для исследуемых дисперсий, которые представлены в таблице 1. Так же в таблице представлены значения для характерных размеров агрегатов R , которые получены согласно приближению плотноупакованных сферических частиц с использованием формулы

$$Rg^2 = 0.6 \cdot R^2. \quad (5)$$

Следует отметить, что различия в полученных значениях размеров агрегатов методами МУРР и МУРН связаны, в первую очередь, с различным диапазоном векторов рассеяния на рентгеновской и нейтронной установках малоуглового рассеяния. Так, малоугловые рентгеновские измерения, которые имеют статистически лучший сигнал, позволили

Таблица 1. Радиусы инерции и значения характерных размеров агрегатов для двух растворов в экспериментах МУРН и МУРР

Параметр	Раствор Son/nC ₆₀ , нм		Раствор Nmp/nC ₆₀ , нм	
	Rg1/Rg2	R	Rg1/Rg2	R
МУРН	10(2)/100(30)	13(2)/129(30)	3(1)/45(8)	4(1)/58(12)
МУРР	-/45(1)	-/58(1)	4(1)/20(5)	5,16(1)/25,82(5)

получить кривые вплоть до $Q = 0.03 \text{ нм}^{-1}$ и тем самым в случае системы son/nC₆₀ зарегистрировать область Гинье, из которой непосредственно можно получить размеры агрегатов в системе. Таким образом, можно заключить, что характерный радиус агрегатов фуллеренов в системе son/nC₆₀ составляет 58 ± 1 нм. В тоже время система nmp/nC₆₀ характеризуется наличием бимодального распределения частиц по размерам, а именно агрегатов малых размеров (порядка нескольких нанометров) и более крупных агломератов, радиус которых несколько десятков нанометров.

В свою очередь, степень спада малоглоуговой кривой указывает на фрактальную размерность объектов рассеяния:

$$F(Q) = Q^{-p}, \quad (6)$$

где p – показатель наклона. В случае $1 < p < 3$ форма объектов рассеяния отвечает массовому фракталу, фрактальная размерность которого $D_m = p$. Случай $3 < p < 4$ соответствует поверхностному фракталу с фрактальной размерностью $D_S = 6 - p$.

Так, из данных рентгеновского рассеяния, которые имеют статистически лучший сигнал, было определено, что в системе son/nC₆₀ фуллерены формируют агрегаты с плотноупакованным центром, которые соответствуют поверхностным фракталам с размерностью $D_S = 2.3$, что хорошо согласуется с предыдущими результатами [21]. В свою очередь, наклон кривой рассеяния системы nmp/nC₆₀ указывает на наличие в системе разветвлённых агрегатов с фрактальной размерностью 1.5.

Заключение

При помощи методов малоуглового рентгеновского и нейтронного рассеяния бы-

ли исследованы два типа дисперсий, водных систем C₆₀. Благодаря аппроксимации с использованием двух различных моделей, найдены радиусы инерции, что позволило вычислить значения для характерных размеров агрегатов. Показано, что для всех дисперсий агрегаты фуллеренов характеризуются значительной полидисперсностью по размерам. При этом система nmp/nC₆₀ характеризуется наличием двух популяций частиц, диапазон размеров которых является несколько меньшим по сравнению с размерами агрегатов в дисперсии son/nC₆₀. Оценка фрактальной размерности агрегатов показала, что фуллерены в дисперсии son/nC₆₀ формируют агрегаты с плотноупакованным центром, фрактальная размерность которых составляет $D_S = 2.3$. В отличие от предыдущей дисперсии система nmp/nC₆₀ характеризуется разветвлённой структурой агрегатов с фрактальной размерностью 1.5. Таким образом, показано, что методика синтеза значительно определяет структурную организацию агрегатов фуллеренов в водной дисперсии, что может непосредственно влиять на их биомедицинские свойства.

Благодарности

Выражаем искреннюю благодарность Clement Blanchet (EMBL) за поддержку МУРР эксперимента.

Библиографический список

1. Panchuk R.R., Prylutska S.V., Chumak V.V., Skorokhlyd N.R., Lehka L.V., Evstigneev M.P., Prylutskiy Yu.I., Berger W., Heffeter P., Scharff P., Ritter U., Stoika R.S. Application of c60 fullerene-doxorubicin complex for tumor cell treatment in vitro and in vivo //

- J. Biomed. Nanotechnol. 2015. V.11. P.1139.
2. Prylutsky Yu.I., Cherepanov V.V., Evstigneev M.P., Kyzyma O.A., Petrenko V.I., Styopkin V.I., Bulavin L.A., Davidenko N.A., Wyrzykowski D., Woziwodzka A., Piosik J., Kaźmierkiewicz R., Ritter U. Structural self-organization of c60 and cisplatin in physiological solution // *Phys.Chem.Chem.Phys.* 2015. V. 17. P. 26084.
 3. Prylutsky Yu.I., Evstigneev M.P., Cherepanov V.V., Kyzyma O.A., Bulavin L.A., Davidenko N.A., Scharff P. Effects of c60 fullerene – cisplatin complex on honeybee *apis mellifera* l // *J. Nanopart. Res.* 2015. V. 17. P. 45.
 4. Prylutska S.V., Burlaka A.P., Klymenko P.P., Grynyuk I.I., Prylutsky Yu.I., Schuetze Ch., Ritter U. Using water-soluble C60 fullerenes in anticancer therapy // *Cancer Nanotechnol.* 2011. V. 2. P. 105.
 5. Prylutska S.V., Burlaka A.P., Prylutsky Yu.I., Ritter U., Scharff P. Pristine c60 fullerenes inhibit the rate of f tumor growth and metastasis // *Exp. Oncol.* 2011. V. 33. P. 162.
 6. Lyon D.Y., Adams L.K., Falkner J.C., Alvarez P.J. Antibacterial activity of fullerene water suspensions: effects of preparation method and particle size // *J. Environ. Sci. Technol.* 2006. V. 40. P. 4360.
 7. Kokubo K., Matsubayashi K., Tategaki H., Takada H.; Oshima T. Facile Synthesis of Highly Water- Soluble Fullerenes More Than Half-Covered by Hydroxyl Groups // *ACS Nano.* 2008. V. 2. P. 327–333.
 8. Andersson T., Nilsson K., Sundahl M., Westman G., Wennerstrom O. J. C60 embedded in gamma-cyclodextrin: a water-soluble fullerene // *J. Chem. Soc. Chem. Commun.* 1992 P. 604.
 9. Andrievsky G.V., Kosevich M.V., Vovk O.M. et. al. On the production of an aqueous colloidal solution of fullerenes // *J. Chem. Soc. Chem. Commun.* 1995. V. 12. P. 1281.
 10. Isaacson C., Zhang W., Powell T., Ma X., Bouchard D. Temporal changes in Aqu/C60 physical-chemical, deposition, and transport characteristics in aqueous systems // *Environ. Sci. Technol.* 2011. V. 45. P. 5170.
 11. Andrievsky G.V., Kosevich M.V., Vovk O.M., Shelkovsky V.S., Vashchenko L.A. Temporal changes in Aqu/C60 physical-chemical, On the production of an aqueous colloidal solution of fullerenes // *J. Chem. Soc. Chem. Commun.* 1995. V. 12. P. 1281.
 12. Kyzyma E.A., Tomchuk A.A., Bulavin L.A., Petrenko V.I., Almasy L., Korobov M.V., Volkov D.S., Mikheev I.V., Koshlan I.V., Koshlan N.A., Blaha P., Avdeev M.V., Aksenov V.L. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques // *Journal of Surface Investigation.* 2015. V. 1. P. 5.
 13. Blanton T.N., Barnes C.L., Lelental M. Preparation of silver behenate coatings to provide low- to mid-angle diffraction calibration // *J. Appl. Cryst.* 2000. V. 33. P. 172.
 14. Franke D., Kikhney A.G., Svergun D.I. Automated acquisition and analysis of small angle X-ray scattering data // *Nucl. Instrum. Methods Phys. A.* 2012. V. 689. P. 52.
 15. Аксенов В.Л., Балагуров А.М. Дифракция нейтронов на импульсных источниках // *УФН.* 2016. V. 186(3) P. 293–320.
 16. Ostonevich Yu.M. Time-of-flight small-angle scattering spectrometers on pulsed neutron sources // *Macromol. Chem., Macromol. Symp.* 1988. V. 15. P. 91.
 17. Ferin J., Oberdorster G., Penney D. P. Pulmonary retention of ultrafine and fine particles in rats // *Am J Respir Cell Mol Biol.* 1992. V. 6. P. 535–542.

18. Baker G.L., Gupta A., Clark M.L., Valenzuela B.R., Staska L.M., Harbo S.J., Pierce J.T., Dill J.A. Inhalation toxicity and lung toxicokinetics of C60 fullerene nanoparticles and microparticles // *Toxicol. Sci.* 2008. V. 101. P. 122–131.
19. Andreev S. et al. // *Fullerenes, Nanotubes and Carbon Nanostructures.* 2015. V. 23. P. 792–800.
20. Kyzyma E.A., Tomchuk A.A., Bulavin L.A., Petrenko V.I., Almasy L., Korobov M.V., Volkov D.S., Mikheev I.V., Koshlan I.V., Koshlan N.A., Blaha P., Avdeev M.V., Aksenov V.L. Structure and Toxicity of Aqueous Fullerene C60 Solutions // *J. Surf. Investigation.* 2015. V. 9(1). P. 5–9.
21. Avdeev M.V., Khokhryakov A.A., Tropin T.V. et al. Structural Features of Molecular-Colloidal Solutions of C60 Fullerenes in Water by Small-Angle Neutron Scattering // *Langmuir.* 2004. V. 20. P. 4363.
22. Brumberger H. *Modern Aspects of small-angle scattering* // Springer: Kluwer Academic Publishers. 1995. P. 449.

*Поступила в редакцию
26.12.2019*

УДК 530.225

В. А. Тайнов

Сеть доменных стенок как вакуум КХД: корреляционные функции и конфайнмент статических кварков

В рамках доменной модели вакуума КХД исследуются свойства статистического ансамбля почти всюду однородных абелевых (анти)самодуальных глюонных полей, представляющих в этой модели физический вакуум квантовой хромодинамики. Рассчитана двухточечная корреляционная функция плотности топологического заряда и найдена топологическая восприимчивость. Показано, что такие вакуумные поля обеспечивают выполнение закона площади для петли Вильсона, т.е. конфайнмент статических кварков.

Ключевые слова: квантовая хромодинамика, конфайнмент, эффективное действие, топологическая восприимчивость, кинк

Об авторах

Тайнов Владислав Александрович – магистрант кафедры фундаментальных проблем физики микромира государственного университета «Дубна», старший лаборант Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований. *E-mail:* tainov@theor.jinr.ru. 141980, Московская область, г.Дубна, ул. Жолио-Кюри, 6.

Формулировка модели вакуума квантовой хромодинамики (КХД), основанная на статистическом ансамбле почти всюду однородных абелевых (анти)самодуальных глюонных полей, играющих роль среднего поля в физическом вакууме КХД, восходит к работам [1; 2; 3; 4; 5], в которых было вычислено эффективное квантовое действие для однородного абелева (анти)самодуального глюонного поля в однопетлевом приближении [3; 4], в ренормгрупповом подходе [1] и на решетке [6] и исследованы конфайнмирующие свойства такой глюонной конфигурации [2; 3; 5]. В относительно недавней работе [7] эффективный потенциал был рассчитан в рамках существенно непертурбативного метода функциональной ренормгруппы. В этих работах были получены серьезные указания на то, что абелевы (анти)самодуальные глюонные поля могут обеспечивать глобальный минимум эффективного квантового действия КХД. Вместе с этим, как было замечено Леутвиллером [4] и затем исследовано детальнее Мильштейном и Пинелисом [5], это вакуумное по-

ле обеспечивает конфайнмент динамических кварков. Различные аспекты формирования бесцветных адронов в присутствии почти всюду однородного абелева (анти)самодуального поля исследовались в работах [8; 9; 10; 11; 12]. В работах [9; 10; 11; 12] было построено эффективное мезонное действие и на его основе рассчитаны массы всевозможных мезонов, включая возбужденные состояния, и ряд формфакторов. Этот подход оказался успешным с феноменологической точки зрения. С минимальным набором параметров (калибровочная константа связи и массы кварков в инфракрасном пределе, скалярный конденсат глюонного поля $\langle g^2 F^2 \rangle$ и средний размер области однородности вакуумного поля) массы и константы распадов мезонов из всех областей спектра (легкие, тяжело-легкие и тяжелые кварконии) были описаны с высокой точностью. Таким образом, были получены серьезные основания считать, что рассматриваемый класс вакуумных полей позволяет развить формализм среднего поля для одновременного описания конфайнмента, реализации киральной симметрии и адронизации.

Дальнейшее развитие этого подхода

требует более детального описания свойств ансамбля вакуумных полей, в частности, построение явного формализма для вычисления корреляционных функций вакуумных полей. В работах [13; 14; 15] в рамках подхода Гинзбурга – Ландау к эффективному квантовому действию КХД было получено представление ансамбля почти всюду однородных абелевых (анти)самодуальных полей в форме сетей доменных стенок. По сути единственное предположение при этом состоит в постулировании ненулевого скалярного конденсата $\langle g^2 F^2 \rangle$ в физическом вакууме КХД. Такое представление позволяет поставить задачу исследования свойств ансамбля вакуумных полей посредством явных вычислений. В общем случае решение этой задачи требует численных расчетов многомерных интегралов по всем конфигурациям сети доменных стенок. В приближении невзаимодействующих доменных стенок (в одномерной системе) или доменов (в многомерном случае), которое представляется обоснованным для бесконечно тонких стенок, многомерные интегралы могут быть вычислены аналитически.

Настоящая работа посвящена аналитическому расчету корреляционных функций в одномерной и четырехмерной сети доменных стенок. Рассчитана двухточечная корреляционная функция плотности топологического заряда и найдена топологическая восприимчивость сети доменных стенок как функция плотности. Продемонстрировано выполнение закона площади для петли Вильсона, что указывает на конфайнмент статических кварков. Эти результаты качественно согласуются с грубыми оценками корреляционных функций и петли Вильсона, сделанными в работе [10] для ансамбля сферических доменов, при этом делая явными как постановку задачи, так и само вычисление.

В разделе 1 обсуждается квантовое эффективное действие КХД и его глобальные минимумы. В разделе 2 изучается одномерный и четырехмерный ансамбль сетей невзаимодействующих доменных стенок. Раздел 3 посвящен вычислению потенциала между статическими кварками для ансамбля гиперку-

бических доменов.

1. Сеть доменных стенок как вакуум КХД

Феноменология сильных взаимодействий требует существования ненулевых глюонных, кварковых и смешанных конденсатов в вакууме КХД. Возможность их формирования, в частности, ненулевого глюонного конденсата $\langle g^2 F^2 \rangle$, должна быть обеспечена выбором подходящих условий на функциональное пространство калибровочных полей в Евклидовом функциональном интеграле [3; 15; 18]. В частности, исходное, до фиксации калибровки, представление может быть определено как [15]

$$Z = N \int_{\mathcal{F}} DA \int_{\Psi} D\psi D\bar{\psi} \exp\{-S[A, \psi, \bar{\psi}]\},$$

$$\mathcal{F} = \left\{ A : \lim_{V \rightarrow \infty} \int_V \frac{d^4x}{V} g^2 F_{\mu\nu}^a F_{\mu\nu}^a = B^2 \right\}, \quad (1)$$

где, как требует условие (1), функциональное пространство \mathcal{F} в общем случае содержит поля с ненулевой почти всюду в R^4 напряженностью, а пространство Ψ содержит квадратично интегрируемые кварковые поля.

Для постановки задачи о самосогласованном среднем поле, ответственном за конденсат, представим общее калибровочное поле в виде суммы фонового среднего поля B_μ^a , удовлетворяющего условию (1), и квадратично интегрируемых флуктуаций Q_μ^a , удовлетворяющих фоновому калибровочному условию

$$A_\mu^a = B_\mu^a + Q_\mu^a, \quad D_\mu^{ab}(B)Q_\mu^b = 0. \quad (2)$$

Фиксация калибровки полей флуктуаций и разделение (2) в функциональном интеграле определяют эффективное действие $S_{\text{eff}}[B]$ для среднего поля:

$$Z = N' \int_{\mathcal{B}} DB \int_{\Psi} D\psi D\bar{\psi} \int_{\mathcal{Q}} DQ \times$$

$$\times \det[\mathcal{D}(B)\mathcal{D}(B+Q)]\delta[\mathcal{D}(B)Q] \times$$

$$\times e^{-S_{\text{QCD}}[B+Q, \psi, \bar{\psi}]} =$$

$$= N'' \int_{\mathcal{B}} DB \exp\{-S_{\text{eff}}[B]\},$$

глобальный минимум которого определяет основное состояние системы. Как уже было отмечено, доступные в настоящее время результаты вычисления эффективного действия для полей B_μ^a с постоянной напряженностью [1; 3; 7] указывают на ковариантно постоянное абелево (анти)самодуальное поле как конфигурацию среднего поля, минимизирующую эффективное действие. Дополнительная информация о вакуумных конфигурациях калибровочного поля была получена из рассмотрения свойств эффективного лагранжиана в подходе типа Гинзбурга – Ландау [12; 13; 14]:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = -\frac{1}{4\Lambda^2} \left(D_\nu^{ab} F_{\rho\mu}^b D_\nu^{ac} F_{\rho\mu}^c + D_\mu^{ab} F_{\mu\nu}^b D_\rho^{ac} F_{\rho\nu}^c \right) - U_{\text{eff}}, \quad (3)$$

$$U_{\text{eff}} = \frac{\Lambda^4}{12} \text{Tr} \left(C_1 \check{f}^2 + \frac{4}{3} C_2 \check{f}^4 - \frac{16}{9} C_3 \check{f}^6 \right),$$

где Λ – некоторый масштаб, и

$$\begin{aligned} D_\mu^{ab} &= \delta^{ab} \partial_\mu - i \check{A}_\mu^{ab} = \partial_\mu - i A_\mu^c (t^c)^{ab}, \\ F_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + i f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \\ \check{F}_{\mu\nu} &= F_{\mu\nu}^a t^a, \quad t_{bc}^a = -i f^{abc}, \\ \check{f}_{\mu\nu} &= T^a F_{\mu\nu}^a / \Lambda^2, \\ C_1 > 0, \quad C_2 > 0, \quad C_3 > 0. \end{aligned}$$

Этот лагранжиан удовлетворяет всем симметриям КХД, за исключением масштабной инвариантности. Знаки констант C_1, C_2, C_3 выбираются таким образом, чтобы обеспечить минимум \mathcal{L}_{eff} при ненулевом значении скалярного глюонного конденсата. Глобальный минимум достигается для полей с постоянной напряженностью, рассмотрение которых показывает [12; 13], что абелевы ковариантно постоянные поля вида

$$\check{B}_\mu = -\frac{1}{2} \check{n} B_{\mu\nu} x_\nu, \quad (4)$$

$$\check{n} = T^3 \cos(\xi) + T^8 \sin(\xi) \quad (5)$$

обеспечивают меньшее значение лагранжиана, нежели неабелевы поля с постоянным векторным потенциалом $B_\mu^a = \text{const}$. Подставляя абелево поле (4) в лагранжиан и обозначая хромоматричное \mathbf{e} и хромоматричное

\mathbf{h} поля как

$$\begin{aligned} e_i &= \frac{F_{4i}}{\Lambda^2}, \quad h_i = \frac{1}{2} \varepsilon_{ijk} \frac{F_{jk}}{\Lambda^2}, \\ \mathbf{e}^2 + \mathbf{h}^2 &= 2b^2, \quad \mathbf{e}\mathbf{h} = b^2 \cos \omega, \end{aligned}$$

получаем

$$U_{\text{eff}} = \Lambda^4 \left\{ -C_1 b^2 + C_2 b^4 (1 + \sin^2 \omega) + \frac{1}{9} C_3 b^6 (10 + \cos 6\xi) (1 + 3 \sin^2 \omega) \right\}.$$

Из этого выражения видно, что минимум потенциала достигается на самодуальных полях ($\omega = k\pi$) при $\xi = (2l + 1)\pi/6$, что проиллюстрировано на рис. 1. Предположение о существовании ненулевого скалярного глюонного конденсата ведет к существованию периодической системы вырожденных минимумов эффективного потенциала, в каждом из которых нарушена пространственная четность и дискретная группа вейлевских отражений. Теоретико-групповое рассмотрение симметричных аспектов такого нарушения подробно рассмотрено в работе [14].

С точностью до периодичности для калибровочной группы $SU(3)$ имеется шесть различных значений угла ξ и два значения угла ω , соответствующие двенадцати различным вырожденным глобальным минимумам эффективного действия. Минимумы связаны дискретными преобразованиями чётности и отражениями Вейля, поэтому для лагранжиана (3) уравнения движения на угловые переменные ω и ξ имеют решения в форме солитонов (в пространстве Минковского) и кинков (в евклидовом пространстве).

В настоящей работе исследован простейший частный случай, когда значение напряженности глюонного поля и «калибровочный» угол ξ принимают вакуумные значения $b_{vac} = \text{const}$ и $\xi = \text{const}$, а угол между хромоматричным и хромоматричным полями может меняться от точки к точке в евклидовом пространстве-времени $\omega = \omega(x)$, что соответствует изменению плотности топологического заряда $Q(x)$, который пропорционален $\cos(\omega)$:

$$Q(x) = \frac{g^2}{32\pi^2} \check{F}_{\mu\nu} F_{\mu\nu} = \frac{\Lambda^4}{32\pi^2} b_{vac}^2 \cos \omega(x). \quad (6)$$

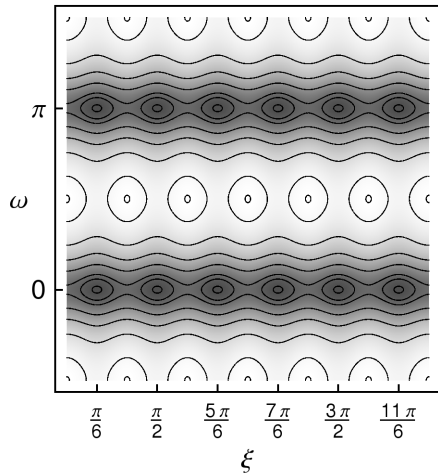


Рис. 1. Эффективный потенциал U_{eff} как функция угла ω между хромозлектрической и хромагнитной компонентами глюонного поля и угла ξ . Минимумы, обозначенные темно-серым цветом, образуют периодическую структуру [12]

В этом случае лагранжиан принимает вид

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{1}{2} \Lambda^2 b_{\text{vac}}^2 (\partial_\nu \omega \partial_\nu \omega + \mu^2 \sin^2 \omega).$$

Уравнение движения для поля $\omega(x)$ является хорошо изученным уравнением синус-Гордона,

$$\partial^2 \omega = \frac{\mu^2}{2} \sin 2\omega, \quad \mu^2 = 2b_{\text{vac}}^2 \Lambda^2 (C_2 + 3C_3 b_{\text{vac}}^2),$$

имеющим решение в виде кинка

$$\omega(x) = 2 \arctan (\exp(\mu(\eta_\nu x_\nu - q))), \quad (7)$$

описывающего плоскую доменную стенку, ортогональную единичному 4-вектору η и расположенную на расстоянии q (вдоль η) от начала координат в некоторой системе отсчета. Заметим, что в четырехмерном пространстве это решение само по себе не характеризуется топологической стабильностью, но может стабилизироваться топологическими дефектами более низкой размерности, а также из-за влияния квазинулевых фермионных (кварковых) мод. Далее будут рассмотрены свойства сетей доменных стенок аналогично тому, как это делается в физике сплошных сред (см. [19]).

Сеть N доменных стенок представим как аддитивную суперпозицию кинков, имеющих всевозможные ориентации η_i и положения q_i

$$\omega(x|N) = \sum_{i=1}^N \omega_i(x), \quad (8)$$

$$\omega_i(x) = 2 \arctan \exp(\mu(\eta_i^\nu x_\nu - q_i)),$$

где μ – обратная ширина, одинаковая для всех доменных стенок в суперпозиции. Далее все размерные физические величины приводятся в единицах степеней масштаба Λ . В термодинамическом пределе,

$$N \rightarrow \infty, \quad V \rightarrow \infty, \quad \rho = N/V = \text{const},$$

статистическая сумма для сети доменных стенок имеет вид

$$Z = \mathcal{N} \lim_{N,V \rightarrow \infty} \prod_{j=1}^N \int \frac{d^4 q_j}{V} \exp \left\{ -S^{(N)}(q) \right\}.$$

Действие для сети доменных стенок может быть представлено в виде суммы

$$S^{(N)} = S_0^{(N)} + S_{\text{int}}^{(N)},$$

$$S_0^{(N)} = \sum_{i=1}^N \int_V d^4 x \mathcal{L}_i(x),$$

$$S_{\text{int}}^{(N)} = \int_V d^4 x \left[\mathcal{L}(x) - \sum_{i=1}^N \mathcal{L}_i(x) \right],$$

$$\mathcal{L}_i = \frac{b_{\text{vac}}^2}{2} ([\partial_\nu \omega_i(x)]^2 + \mu^2 \sin^2 \omega_i(x)),$$

$$\mathcal{L} = \frac{b_{\text{vac}}^2}{2} ([\partial_\nu \omega(x|N)]^2 + \mu^2 \sin^2 \omega(x|N)),$$

где $\omega(x|N)$ определена в (8).

Нетрудно убедиться, что для очень тонких стенок ($\mu \gg 1$) часть действия $S_{\text{int}}^{(N)}$ очень мала по сравнению с $S_0^{(N)}$ для конфигураций сети, в которой координаты q_i^μ не совпадают для любых двух и более доменных стенок. В пределе бесконечно тонких стенок $S_{\text{int}}^{(N)}$ по сути дела описывает контактное, т.е. отличное от нуля только при совпадении их координат, взаимодействие между стенками, а

$S_0^{(N)}$ представляет собой действие для не взаимодействующей системы N доменных стенок. Далее, $S_{\text{int}}^{(N)}$ в свою очередь может быть представлено как сумма действий, описывающих только парное, тройное и тому подобное взаимодействие стенок. Такая иерархия может быть положена в основу схемы аналитического вычисления статистической суммы и корреляционных функций в статистической системе сетей доменных стенок. В настоящей работе исследуется низшее приближение не взаимодействующих стенок, соответствующее $S_0^{(N)}$.

2. Система не взаимодействующих доменных стенок: двухточечные корреляции

Статистическая сумма N не взаимодействующих доменных стенок имеет факторизованную по одиночным стенкам форму

$$Z_0(N, V) = \prod_{j=1}^N \int_V \frac{d^4 q_j}{V} \exp \{-S_V(q_j)\}.$$

Действие одиночной стенки легко вычисляется и в термодинамическом пределе не зависит от ее координат. В итоге получаем

$$Z_0(N, V) = \exp \{-2b_{\text{vac}}^2 \rho \mu V\},$$

где ρ – плотность доменных стенок; V – четырехмерный объем.

Рассмотрим двухточечную корреляционную функцию плотности топологического заряда

$$G(x-y) = \lim_{N, V \rightarrow \infty} Z_0^{-1}(N, V) \times \prod_{j=1}^N \int_V \frac{d^4 q_j}{V} Q(x|N) Q(y|N) e^{-S_0^{(N)}}.$$

Здесь $Q(x|N)$ определяется в (6) с заменой $\omega(x)$ на суперпозицию $\omega(x|N)$.

Пользуясь тем, что при $\mu \rightarrow \infty$

$$\cos \omega(x, N) \cos \omega(y, N) \approx \prod_{j=1}^N \cos \omega_j(x) \cos \omega_j(y),$$

получаем в пределе $\mu \rightarrow \infty$

$$G(x-y) = \lim_{N, V \rightarrow \infty} \left(\int_V \frac{d^4 q}{V} Q(x) Q(y) \right)^N.$$

Интеграл по координатам q можно вычислить аналитически, после чего, подставляя соотношение $N = \rho \cdot V$ и пользуясь вторым замечательным пределом для вычисления термодинамического предела, находим корреляционную функцию.

Интересно привести результат для одномерного случая, когда все доменные стенки параллельны друг другу:

$$G(x) = C \exp \{-2\rho x \coth(\mu x)\}.$$

График нормированной в нуле двухточечной корреляционной функции $G(x)$ для одномерно упорядоченной системы стенок приведен на рис. 2 (слева) для двух значений плотности ρ при фиксированной ширине доменной стенки.

При $\mu|x| \gg 1$ корреляционная функция $G(x)$ представляет собой убывающую экспоненту

$$G(x) \propto \exp \{-2\rho|x|\}.$$

Для общего случая неупорядоченных стенок аналогичное вычисление дает следующий результат для коррелятора плотности топологического заряда:

$$G(r) = C \exp \left\{ -\frac{\rho}{480\pi\mu^4} \int_{-1}^1 dt \sqrt{1-t^2} \times \right. \\ \left. \times \coth(\mu r t) [720\text{Li}_4(-e^{-2\mu r t}) + 7\pi^4] \right\}, \\ r = |x-y|.$$

График нормированной двухточечной корреляционной функции $G(r)$ изображен на рис. 2 (справа) для двух значений плотности ρ при фиксированной ширине доменной стенки. С ростом плотности длина корреляции уменьшается. При $\mu r \gg 1$ эта корреляционная функция очень быстро убывает, быстрее экспоненты от любой степени расстояния r :

$$G(r) \propto \exp \left\{ -\frac{\rho e^{2\mu r}}{1920\sqrt{\pi}\mu^{11/2}r^{3/2}} \left[1 + O\left(\frac{1}{\mu r}\right) \right] \right\}.$$

Топологическая восприимчивость системы определяется интегралом

$$\chi = \int_V d^4 x G(x).$$

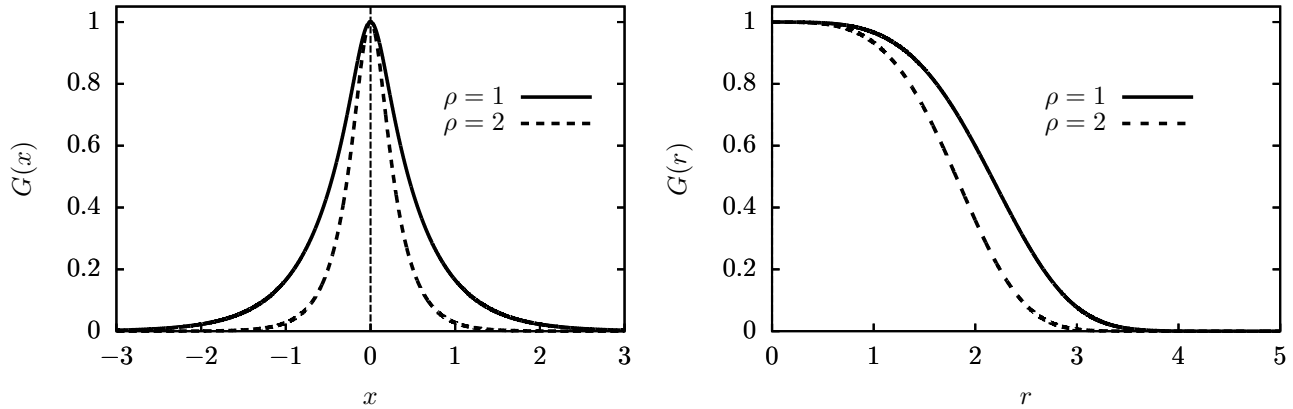


Рис. 2. Нормированная двухточечная корреляционная функция плотности топологического заряда для одномерной (слева) и четырехмерной (справа) сети доменных стенок для плотностей $\rho = 1$ (сплошная линия) и $\rho = 5$ (пунктирная линия) и обратной ширины $\mu = 10$

На рис. 3. показана зависимость топологической восприимчивости от плотности доменных стенок. При стремлении плотности доменных стенок к нулю топологическая восприимчивость неограниченно растёт, что связано со стремлением в этом пределе корреляционной длины к бесконечности.

3. Закон площади для петли Вильсона

Для вычисления петли Вильсона минимальным элементом является не одиночная доменная стенка, а суперпозиция восьми стенок, формирующая домен. Почти гиперкубическая четырехмерная область антисамодуального поля с центром в точке z и окруженная самодуальным полем, т.е. антисамодуальный домен, может быть построена в виде [15]:

$$\omega(x, z) = \pi \prod_{\nu=1}^4 \zeta(-x_\nu + z_\nu + a)\zeta(x_\nu - z_\nu + a),$$

$$\zeta(x) = \frac{2}{\pi} \arctan \exp(\mu(\eta^\nu x_\nu - q)).$$

Ансамбль N гиперкубических доменов состоит из всевозможных суперпозиций вида

$$\omega(x, z) = \pi \sum_{i=1}^N \prod_{\nu=1}^4 \zeta(-x_\nu + z_\nu^i + a_i/2) \times \zeta(x_\nu - z_\nu^i + a_i/2). \tag{9}$$

На рис. 4 (слева) представлена двумерная проекция $\cos \omega(x, z)$, т.е. по сути плотности топологического заряда, для суперпозиции доменов. Белый и черный цвета соответствуют самодуальному и антисамодуальному полям соответственно.

Дальнейшее вычисление будет проведено для идеализированного ансамбля доменов, показанного на правом рис. 4, все домены имеют форму одинаковых гиперкубов.

Выражение для петли Вильсона запишем в виде

$$W(L, T) = \prod_{i=1}^N \int_V \frac{d^4 z^i}{V} \int_0^\infty da_i \xi(a_i) \times \int d\sigma_i Tr \exp \left[i \int_\Sigma d\sigma_{\mu\nu}(x) \hat{B}_{\mu\nu}(x) \right],$$

где сглаживающая функция $\xi(a)$, например

$$\xi(a) = \exp \{ -\kappa(a - \bar{a})^2 \},$$

введена с целью моделирования отклонения формы доменов от строго гиперкубической. Здесь параметр \bar{a} задает характерный размер домена. Мера интегрирования $d\sigma_i$ суммирует всевозможные конфигурации почти однород-

ного поля внутри доменов,

$$\int d\sigma_i = \frac{1}{24} \int_0^\pi d\omega_i \sum_{k=0}^1 \delta(\omega_i - \pi k) \times \\ \times \int_0^{2\pi} d\xi_i \sum_{l=0}^5 \delta\left(\xi_i - (2l+1)\frac{\pi}{6}\right).$$

Тензор напряженности для данной конфигурации имеет вид

$$\hat{B}_{\mu\nu}(x) = \sum_{k=1}^N \hat{n}^{(k)} B_{\mu\nu}^{(k)} \chi(x - z_k). \quad (10)$$

Характеристическая функция $\chi(x - z_k)$ соответствует гиперкубическим доменам. Контур Σ выбирается прямоугольным в плоскости (x_3, x_4) с размером по временной оси x_4 равным T , по пространственному измерению $-L$.

Рассмотрим случай цветовой группы $SU(2)$, для которой $\hat{n}^{(k)} = \tau_3$. Вычисление следа цветных матриц дает

$$\frac{1}{2} \text{Tr} \exp\left(i \int_{\Sigma} d\sigma_{\mu\nu}(x) \hat{B}_{\mu\nu}(x)\right) = \\ = \cos\left(\frac{1}{2} \sum_{k=1}^N \int_{\Sigma} d\sigma_{\mu\nu}(x) B_{\mu\nu}^{(k)} \chi(x - z_k)\right).$$

Удобно обозначить

$$J_{\mu\nu}(z_k) = \int_{\Sigma} d\sigma_{\mu\nu}(x) \chi(x - z_k).$$

Так как контур петли Вильсона лежит в плоскости (x_3, x_4) , то ненулевые компоненты $J_{\mu\nu}$ имеют вид

$$J_{34}(z) = -J_{43}(z) = \\ = \int_{-L/2}^{L/2} dx_3 \int_{-T/2}^{T/2} dx_4 \chi(x - z).$$

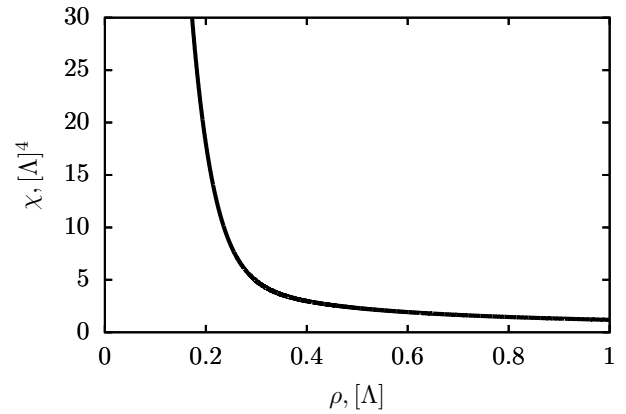


Рис. 3. Зависимость топологической восприимчивости χ от плотности доменных стенок ρ при обратной ширине доменной стенки $\mu = 10$

Характеристическая функция $\chi(x - z)$ в приближении бесконечно тонких доменных стенок в выражении (9) имеет вид

$$\chi(x - z) = \theta(-z_1 + a/2) \theta(z_1 + a/2) \times \\ \times \theta(-z_2 + a/2) \theta(z_2 + a/2) \times \\ \times \theta(x_3 - z_3 + a/2) \theta(-x_3 + z_3 + a/2) \times \\ \times \theta(x_4 - z_4 + a/2) \theta(-x_4 + z_4 + a/2).$$

Тогда

$$B_{\mu\nu} J_{\mu\nu}(z) = 2b_{vac} J_{34}(z) \cos \omega$$

и

$$\int d\sigma \cos \{b_{vac} J_{34}(z) \cos \omega\} = \frac{1}{2} \cos \{b_{vac} J_{34}(z)\}.$$

Петля Вильсона в термодинамическом пределе принимает вид

$$W(L, T) = \lim_{V, N \rightarrow \infty} \left[\int_V \frac{d^4 z}{V} \times \right. \\ \left. \times \int_0^\infty da \xi(a) \cos \{b_{vac} J_{34}(z)\} \right]^N.$$

Размер контура петли Вильсона должен превышать максимальный размер домена. В связи с этим интегрирование по z происходит по домену, охваченному контуром петли

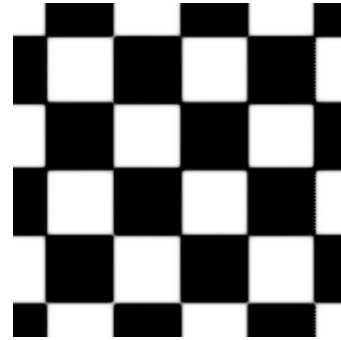
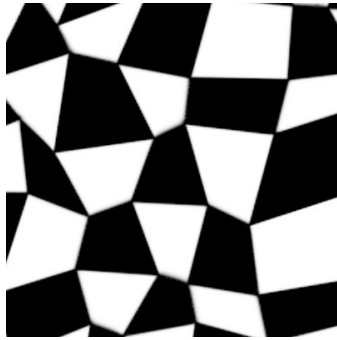


Рис. 4. Двумерная проекция плотности топологического заряда $Q(x)$. Белый и черный цвета соответствуют Абелеву самодуальному и антисамодуальному глюонным полям соответственно. Левый рисунок – суперпозиция кинков (7), правый – идеализированное представление этой суперпозиции (10)

Вильсона, и по объёму вне домена. Интегрирование вне объёма даёт единицу с учётом нормировки, и мы получаем

$$W(L, T) = \lim_{N \rightarrow \infty} \left[1 - \frac{T}{N} U(L) \right]^N = e^{-T U(L)},$$

$$U(L) = \frac{1}{a^4 T} \int_0^\infty da \xi(a) \int_{-a/2}^{a/2} dz_1 \times \\ \times \int_{-a/2}^{a/2} dz_2 \int_{-(L+a)/2}^{(L+a)/2} dz_3 \times \\ \times \int_{-(T+a)/2}^{(T+a)/2} dz_4 \sin^2 \left(\frac{b_{vac}}{2} J_{34}(\{z\}) \right).$$

Проекция домена, лежащая в плоскости контура петли Вильсона, может как частично пересекать контур, так и быть полностью охваченной им. Таким образом, выполнив необходимые интегрирования, получим для потенциала $U(L)$ следующее выражение:

$$U(L) = \sigma(\bar{a})L + \text{const},$$

со струнной константой

$$\sigma(\bar{a}) = \int_0^\infty \frac{da}{a^2} \sin^2 \left(\frac{1}{2} a^2 b_{vac} \right) e^{-\kappa(a-\bar{a})^2},$$

что демонстрирует выполнение закона площади для петли Вильсона и, следовательно, конфайнмент статических цветных зарядов в фундаментальном представлении. На рис.

5 изображена зависимость струнной константы σ от характерного размера домена \bar{a} для $b_{vac} = 1, \kappa = 10$.

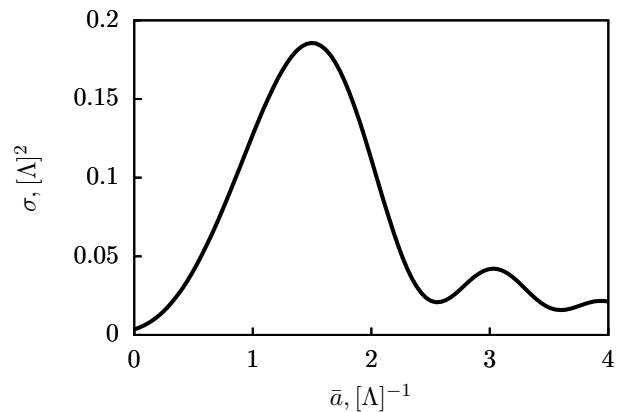


Рис. 5. Зависимость струнной константы σ от характерного размера домена \bar{a} для $b_{vac} = 1, \kappa = 10$

Заключение

В приближении невзаимодействующих доменных стенок исследованы статистические свойства ансамбля почти всюду однородных Абелевых (анти)самодуальных полей, построенного в работе [15] как мультипликативная и аддитивная суперпозиция решений уравнения синус-Гордона. Домен формируется как мультипликативная суперпозиция доменных стенок. Аналитически вычислены двухточечная корреляционная функция плот-

ности топологического заряда и топологическая восприимчивость сетей доменных стенок. Показано, что выполняется закон площади для петли Вильсона, что демонстрирует конфаинмент статических кварков в вакууме КХД, представленном сетью доменных стенок. Линейный потенциал $U(L)$ получен для прямоугольного контура петли Вильсона. Струнная константа имеет максимум при некотором характерном размере домена. Похожая зависимость струнной константы была получена в работе [16], где рассматривалась достаточно грубая модель гиперсферических доменов, а контур петли Вильсона был взят в форме окружности. Результат настоящей работы существенно дополняет и улучшает качественные оценки, полученные в работе [16].

Благодарности

Автор выражает благодарность С.Н. Неделько за постановку задачи, важные предложения в процессе работы и ценные критические замечания при написании настоящей статьи, а также выражает признательность В.Э. Воронину за полезные обсуждения.

Библиографический список

1. Pagels H., Tomboulis E. Vacuum of the Quantum Yang-Mills Theory and Magnetostatics // Nucl. Phys. B 1978. V. 143. P. 485.
2. Minkowski P. On the Ground State Expectation Value of the Field Strength Bilinear in Gauge Theories and Constant Classical Fields // Nucl. Phys. B. 1981. V. 177. P. 203.
3. Leutwyler H. Constant Gauge Fields and their Quantum Fluctuations // Nucl. Phys. B. 1981. V. 179. P. 129.
4. Leutwyler H. Vacuum Fluctuations Surrounding Soft Gluon Fields // Phys. Lett. B. 1980. V. 96. P. 154.
5. Milstein A.I., Pinelis Yu.F. Properties of the photon polarization operator in a long-wave vacuum field in QCD // Phys. Lett. B. 1984. V. 137. P. 235.
6. Trottier H.D., Woloshyn R.M. The Savvidy «ferromagnetic vacuum» in three-dimensional lattice gauge theory // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P. 2053.
7. Eichhorn A., Gies H., Pawłowski J. M. Gluon condensation and scaling exponents for the propagators in Yang-Mills theory // Phys. Rev. D. 2011. V. 83. P. 045014.
8. Leutwyler H., Stern J. Harmonic Confinement: A Fully Relativistic Approximation to the Meson Spectrum // Phys. Lett. B. 1978. V. 73.; Phys. Lett B. 1978. V. 77.
9. Efimov G.V., Nedelko S.N. Nambu-Jona-Lasinio model with the homogeneous background gluon field // Phys. Rev. D. 1995. V. 51. P. 176.
10. Kalloniatis A.C., Nedelko S.N. Realization of chiral symmetry in the domain model of QCD // Phys. Rev. D. 2004. V. 69. P. 074029.
11. Nedelko S.N., Voronin V.E. Regge spectra of excited mesons, harmonic confinement and QCD vacuum structure // Phys. Rev. D. 2016. V. 93. P. 94010.
12. Nedelko S.N., Voronin V.E. Influence of confining gluon configurations on the $P \rightarrow \gamma^* \gamma$ transition form factors // Phys. Rev. D. 2017. V. 95. P. 074038.
13. Galilo B.V., Nedelko S.N. Weyl group, CP and the kink-like field configurations in the effective $SU(3)$ gauge theory // Phys. Part. Nucl. Lett. 2011. V. 8. P. 67.
14. George D.P., Ram A., Thompson J.E., Volkas R.R. Symmetry breaking, subgroup embeddings and the Weyl group // Phys. Rev. D. 2013. V. 87. P. 105009.
15. Nedelko S.N., Voronin V.E. Domain wall network as QCD vacuum and the chromomagnetic trap formation under extreme conditions // Eur. Phys. J. 2015. V. A 51. P. 45.

16. Kalloniatis A.C., Nedelko S.N. Confinement and chiral symmetry breaking via domain-like structures in the QCD vacuum // Phys. Rev. D. 2001. V. 64. P. 114025.
17. Kalloniatis A.C., Nedelko S.N. Poincare recurrence theorem and the strong CP-problem // Phys. Rev. D. 2006. V. 73. P. 034006.
18. Faddeev L.D. Mass in Quantum Yang-Mills Theory: Comment on a Clay Millenium problem // arXiv:0911.1013 [math-ph] (2009).
19. Vachaspati T. Kinks and domain walls (Cambridge University Press, 2010).

Поступила в редакцию
26.12.2019

УДК 621.039.55, 621.039.56

А. М. Абакумов, Л. А. Тайыбов, Ц. Цогтсайхан

Исследование шумов энергии импульсов реактора ИБР-2М

Исследуются колебания энергии импульсов реактора ИБР-2М методом статистического анализа, дано описание конструктивных особенностей реактора ИБР-2М и приведены его основные параметры, показан принцип создания нейтронных импульсов, изложено описание метода статистического анализа и в дальнейшем приведены расчеты этим методом. На основании полученных данных произведено сравнение оценок среднеквадратичного отклонения с имеющимися результатами за 2012 год.

Ключевые слова: активная зона, импульсы мощности, колебания реактивности

Об авторах

Абакумов Алексей Михайлович – магистрант кафедры ядерной физики государственного университета «Дубна». *e-mail*: alexej.abakumov@yandex.ru. 141981 Московская обл., г. Дубна, ул. Университетская, д. 19.

Тайыбов Лачын Анвар оглы – научный сотрудник Лаборатории нейтронной физики им. И.М. Франка Объединенного института ядерных исследований.

Цогтсайхан Цолмон – научный сотрудник Лаборатории нейтронной физики им. И.М. Франка Объединенного института ядерных исследований.

Исследовательская установка ИБР-2М, в состав которой входит импульсный реактор на быстрых нейтронах, предназначена для использования в качестве импульсного источника нейтронов. Особенностью такого реактора является высокая чувствительность к флуктуациям реактивности. Шумы энергии импульсов реактора, вызванные работой различных технологических систем, влияют на управление реактором, процесс стабилизации мощности, т.е. непосредственно на безопасность и надежность реактора. Анализ шумов ИБР-2М позволяет определить изменения в работе реактора и диагностировать различного рода дефекты еще на ранней стадии их развития. Исследование шумов на протяжении реакторного цикла имеет большое значение для определения надежной и безопасной эксплуатации реактора. В работе представлены результаты применения метода статистического анализа случайных колебаний энер-

гии импульсов ИБР-2М, полученные в отдельном реакторном цикле в конце 2016 г.

1. Краткое описание конструктивных особенностей модернизированного реактора ИБР-2М

Ёмкость активной зоны ИБР-2М составляет 69 тепловыделяющих сборок (ТВС) (рис. 1). Топливом служат таблетки втулочного типа, выполненные из PuO_2 . Уровень реактивности регулируется органами системы управления и защиты (СУЗ), представляющими собой вольфрамовые блоки, перемещаемые в матрице стационарных отражателей, выполненных из нержавеющей стали.

2. Принцип генерации нейтронных импульсов

Для создания нейтронных импульсов используется модулятор реактивности (рис. 2). Модулятор реактивности состоит из основного (ОПО) и дополнительного (ДПО) подвижных отражателей, заключенных в герметичный кожух и вращающихся в противоположные стороны со скоростью 600 об/мин (ОПО) и 300 об/мин (ДПО) в среде гелия. Ро-

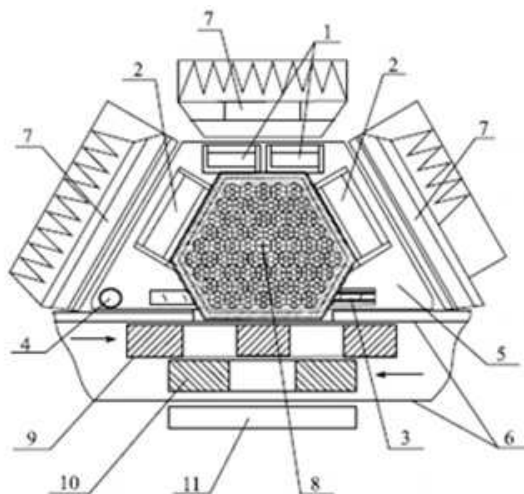


Рис. 1. Поперечный разрез активной зоны (АЗ) реактора ИБР-2М перед загрузкой: 1 – блок аварийной защиты; 2 – компенсирующие органы; 3 – блок промежуточного регулятора; 4 – стержень автоматического регулятора; 5 – матрица стационарного отражателя; 6 – кожух подвижного отражателя; 7 – водяные гребенчатые замедлители; 8 – нейтронный источник; 9 – ОПО; 10 – ДПО; 11 – водяной плоский замедлитель

тор ОПО представляет собой лопасть с тремя «зубьями», выполненными из никелевого сплава, а ДПО – лопасть с двумя «зубьями» также из никелевого сплава. В момент, когда при вращении роторы совпадают, реактор приводится в надкритическое состояние на короткий промежуток времени и генерируется нейтронный импульс, после этого реактор возвращается в стационарное состояние, пока роторы снова не совпадут при вращении.

3. Причины возникновения случайных колебаний энергии импульсов ИБР-2М

В реакторе ИБР-2М под понятием шумов будем подразумевать случайные колебания реактивности и вызванные ими случайные колебания энергии импульсов (мощности). Зависимость шумов энергии импульсов от шумов реактивности при малых отклонениях мощности можно определить следующим образом:

$$\frac{dQ}{\langle Q \rangle} \sim \frac{\Delta x k}{\beta_{эф}}, \quad (1)$$

где $\frac{dQ}{\langle Q \rangle}$ – относительное изменение энергии импульса; Δx – отклонение некоторого реак-

торного параметра x от своего среднего значения, отвечающего за изменение реактивности; $\beta_{эф}$ – эффективная доля запаздывающих нейтронов; k – коэффициент реактивности.

В импульсном режиме эффективная доля запаздывающих нейтронов ИБР-2М $\beta_{и} = 1.54 \cdot 10^{-4}$. В стационарном режиме эффективная доля запаздывающих нейтронов $\beta_{эф} = 2.16 \cdot 10^{-3}$. Отличие связано с тем, что в импульсном режиме деление происходит в основном только на мгновенных нейтронах, поскольку реактор находится в надкритическом состоянии. Мощность в этом состоянии возрастает от реактивности экспоненциально, т.е. очень быстро. В стационарном состоянии (не импульсном) мощность от реактивности изменяется линейно. Чтобы оба состояния (импульсное и стационарное) можно было бы описать общими уравнениями кинетики, вместо эффективной доли $\beta_{эф}$ в импульсном режиме вводят так называемую импульсную долю запаздывающих нейтронов $\beta_{и}$. Эти доли отличаются друг от друга в 14 раз, следовательно, уровень шумов реактора ИБР-2М в импульсном режиме в 14 раз выше, чем в стационарном. Случайные колебания реактивно-

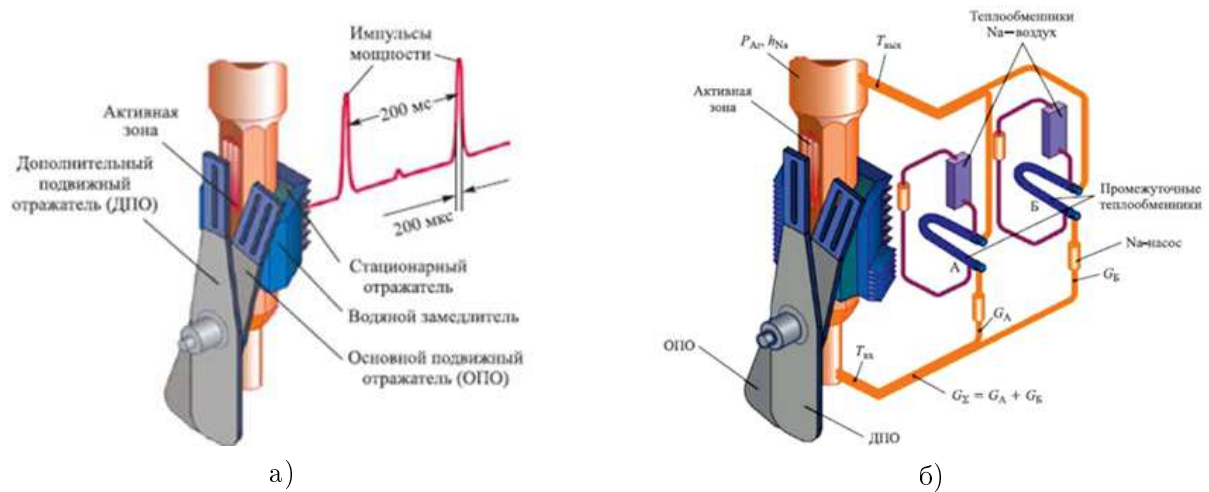


Рис. 2. а) Схема реактора ИБР-2М с иллюстрацией принципа его работы.
б) Принципиальная схема системы охлаждения реактора ИБР-2М

сти реактора ИБР-2М вызваны работой различных технологических систем. Были определены 4 основных источника шумов:

1. Насосы, которые прокачивают жидкий натрий через активную зону реактора, не могут создать полностью идеально-равномерный поток. Из-за наличия колебаний расхода натрия топливные кассеты подвержены вибрациям. Эти вибрации являются источниками шумов энергии импульсов. Пределы изменений потока натрия составляют 1%.
2. Температурные колебания теплоносителя на входе в активную зону. Температура меняется в пределах нескольких градусов.
3. Вибрации подвижных отражателей. Отклонения ОПО составляют менее 0.1 мм, ДПО – менее 0.3 мм.
4. Стабильную работу реактора обеспечивает система автоматического регулирования. Система стабилизации мощности стремится уменьшить последствия возмущений реактивности, но полностью исключить воздействие случайных изменений реактивности не в состоянии. Частота колебаний, которые все-таки остаются, не превышает 0.1 Гц.

Колебания реактивности неизбежны и в сочетании с высокой чувствительностью реактора вызывают высокий уровень шумов энергии импульсов.

4. Методика измерения энергии импульсов

Обработка данных основывалась на статистическом анализе временных рядов. Исходный временной ряд представляет собой массив последовательных значений энергии импульсов (рис. 3а), зарегистрированных в течение полного реакторного цикла, длительностью до 15 сут. Длина временного ряда составляла $\sim 10^6$ значений. Данные об энергии импульсов регистрировались с помощью штатных нейтронных детекторов, расположенных вокруг активной зоны (борных ионизационных камер). Накопление данных осуществлялось с помощью системы измерения реакторных параметров, предназначенной для исследования реактора на стадии физического и энергетического пусков. Результаты измерений записывались с частотой повторения импульсов, равной 5 Гц.

5. Статистическая обработка экспериментальных данных

Вначале выполняется фильтрация зарегистрированного в течение всего реакторного цикла исходного временного ряда последо-

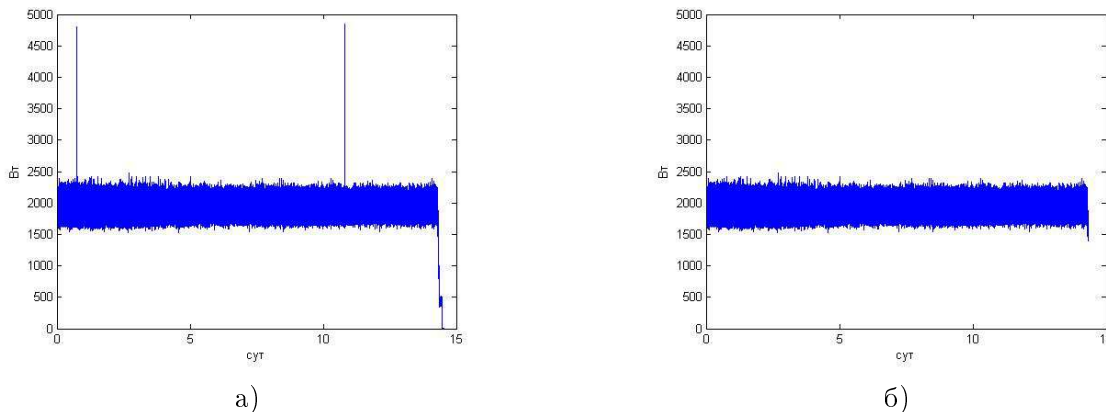


Рис. 3. а) Исходный временной ряд продолжительностью ~ 15 сут.
 б) Отфильтрованный временной ряд значений энергии импульсов

вательных значений энергии импульсов $X(t)$ для исключения неправдоподобных значений, вызванных различного рода сбоями измерительной системы или искажениями в канале передачи данных (рис. 3б). Для этого использовался критерий:

$$1400 \leq X(t) \leq 2500 \text{ кВт.}$$

Отфильтрованный временной ряд $X(t)$ разбивался на N последовательных рядов X_i длиной 8192. Каждый временной ряд (X_i) описывал ~ 30 минут работы реактора. Далее для каждого ряда X_i выполнялась обработка, суть которой заключается в следующем:

1. Центрирование X_i находилось путем удаления среднего значения:

$$X_i(t) = X_i - \langle X_i \rangle,$$

где $\langle X_i \rangle$ – среднее значение временного ряда X_i .

2. Для последовательных рядов X_i устранялся полиномиальный тренд $Y_i = a + bx + cx^2$. Коэффициенты a, b, c определялись методом наименьших квадратов. В дальнейшем исследовался временной ряд:

$$X_i(t) = X_i(t) - Y_i.$$

3. Для каждого ряда $X_i(t)$ вычисляется конечное дискретное преобразование

Фурье. Спектральная плотность колебаний энергии импульсов реактора:

$$|S_i(f)|^2 = F|X_i(t)|^2 = Re^2|S_i| + Im^2|S_i|,$$

где F – оператор Фурье.

Теперь имеется набор из 755 спектров, каждый из которых описывает состояние реактора длительностью 30 минут.

Для определения статистического разброса энергии импульсов использовались следующие характеристики:

1. Дисперсия:

$$\sigma_t^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (X_i - \langle X \rangle)^2,$$

где n – длина временного ряда.

2. Дисперсия колебаний на средней частоте f , в диапазоне Δf :

$$\sigma_f^2 = \sum |S_i(f)|^2 \Delta f.$$

3. $\frac{\sigma_t}{\langle Q \rangle}$ – относительное стандартное отклонение, где $\langle Q \rangle$ – средняя энергия импульсов.

4. Относительное парциальное среднеквадратическое отклонение:

$$\eta_i = \sqrt{\frac{\sigma_{f,i}^2}{\sigma_f^2}} 100\%.$$

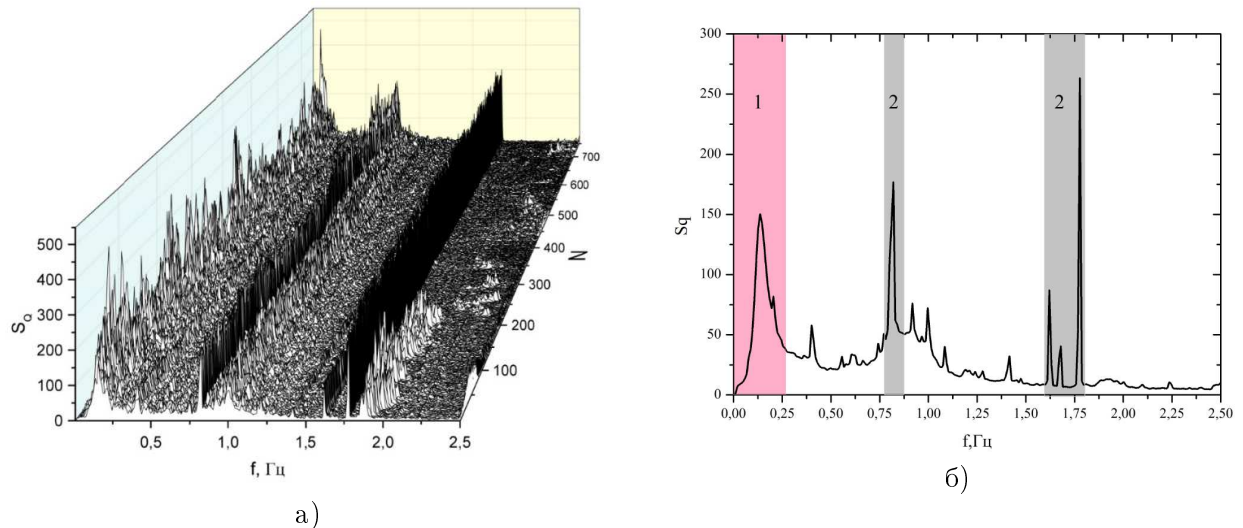


Рис. 4. а) Изменение спектральной плотности колебаний энергии импульсов ИБР-2М за цикл длительностью ~ 15 сут. Приведено 755 спектров. б) Усредненная за весь реакторный цикл работы реактора спектральная плотность колебаний энергии импульсов. Выделенные области соответствуют источникам колебаний различного рода (см. в тексте)

Спектральный состав колебаний энергии импульсов за весь цикл приведен на рис. 4а. Спектральная плотность колебаний слабо меняется во времени на протяжении всего реакторного цикла.

На рис. 4б изображена усредненная за весь реакторный цикл спектральная плотность колебаний. В спектре имеются несколько пиков высокой интенсивности. Эти пики выделены областями 1 и 2. Ранее в работах по изучению природы шумов [11] были проведены эксперименты и сделан вывод, что источники колебаний энергии импульсов имеют свои диапазоны частот. Так, области 1 соответствует так называемая низкочастотная область колебаний. Источниками шумов в данной области являются в основном работа системы охлаждения, а именно вибрация потока натрия через активную зону, а также температурные изменения в активной зоне. Область 1 соответствует диапазону от 0 до 0.26 Гц. Область 2 отвечает за колебания, вызванные вибрацией основного и дополнительного подвижных отражателей. Область 2 имеет диапазон колебаний от 0.78 до 0.87 и от 1.6 до 1.8 Гц.

Изменение величины относительного среднеквадратичного отклонения колебаний энергии импульсов за весь реакторный цикл приведено на рис. 5. Черным цветом изображены изменения относительного среднеквадратичного отклонения колебаний энергии импульсов в низкочастотной области колебаний (0–0.26 Гц), которые не превышают 2.25%. Темно-серым цветом – области колебаний, создаваемых работой модулятора реактивности, которые не превышают 2.5%. Светло-серым цветом показаны изменения относительного среднеквадратичного отклонения колебаний энергии импульсов, вызванных всеми возможными источниками (вибрация подвижных отражателей, работа системы охлаждения, температурные флуктуации, колебания, которые не были исключены работой системы автоматического регулирования), и эти отклонения не превышают 4.75%.

6. Анализ экспериментальных данных

Был произведен статистический анализ данных по состоянию реактора ИБР-2М за отдельный реакторный цикл 2016 года, включавший в себя оценки отклонения энергии им-

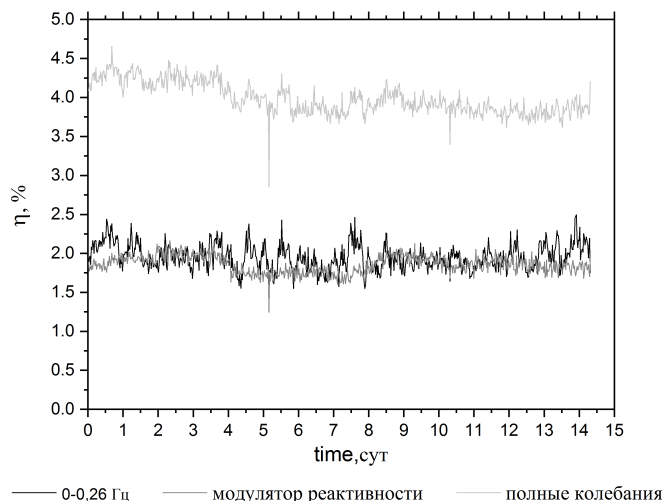


Рис. 5. Изменение величины относительного среднеквадратичного отклонения колебаний энергии импульсов в процессе работы реактора ИБР-2М в отдельном реакторном цикле в 2016 г.

Таблица 1. Сравнение значений величины относительного среднеквадратичного отклонения, полученных в 2012 г. и в 2016 г.

Источники возмущений	цикл 2016 года	цикл 2012 года
Колебания в низкочастотной области	2.25%	1.2%
Вибрация подвижного отражателя	2.5%	4.0%
Полные колебания	4.75%	6.0%

пульсов и их спектрального состава. Сравним полученные данные цикла 2016 года с оценками цикла 2012 года [1] (см. таблицу).

Исходя из данных, приведенных в таблице, можно сделать вывод: со временем величины среднеквадратичного отклонения у реактора ИБР-2М меняются. В ходе работы со временем осуществляется приработка механических частей подвижного отражателя, поэтому мы видим, что среднеквадратичные отклонения энергии импульсов, вызванные работой подвижного отражателя, определенные в 2012 году, больше, чем в 2016 году. Так как вибрация подвижного отражателя является основной составляющей полных колебаний энергии импульсов, то с уменьшением вибраций подвижного отражателя уменьшается значение величины среднеквадратичного отклонения энергии импульсов, вызванных всеми возможными источниками колеба-

ний. А вот значения среднеквадратичного отклонения энергии импульсов, вызванные колебаниями различного рода в области низких частот наоборот, увеличиваются. В настоящее время сложно сказать, почему так происходит. Для этого нужно проводить дополнительные корреляционные исследования колебаний расхода натрия, температуры, мощности и работы автоматического регулятора. В работах по изучению природы шумов [10] были рассчитаны допустимые значения колебаний энергии импульсов. Колебания энергии импульсов не должны превышать 10%. Как мы видим, полученные результаты колебаний энергии импульсов в 4.75% полностью удовлетворяют данному критерию.

Заключение

Создана программа для статистической обработки временных рядов большой дли-

тельности, с помощью которой были получены данные о шумовом состоянии реактора за весь цикл. Показано, что шумы энергии импульсов меньше допустимых значений и по сравнению с начальным периодом работы реактора ИБР-2М уменьшились. Низкий уровень колебаний энергии импульсов, их спектральный состав показывают надежность работы реактора ИБР-2М.

Библиографический список

1. Пепельшев Ю.Н., Рогов А.Д., Цогтсайхан Ц. Статистический анализ флуктуации энергии импульсов реактора ИБР-2М // Препринт ОИЯИ Р 13 - 2012 - 131. Дубна, 2012. С. 1–12.
2. Пепельшев Ю.Н., Цогтсайхан Ц. Влияние шумов натриевой системы охлаждения активной зоны ИБР-2М на колебания реактивности // Препринт ОИЯИ Р 13 - 2014 - 61, Дубна, 2014. С. 1–8.
3. Марачев А.А., Пепельшев Ю.Н., Попов А.К., Сумхуу Д. Анализ динамики импульсного реактора ИБР-2М при статистически оптимальном автоматическом регуляторе // Препринт ОИЯИ Р 13 - 2016 - 65, Дубна, 2016. С. 1–2.
4. Пепельшев Ю.Н., Попов А.К., Сумхуу Д. Модель динамики импульсного реактора ИБР-2М для исследования переходных процессов в широком диапазоне изменения мощности // Препринт ОИЯИ Р 13 - 2014 - 14, Дубна, 2014. С. 5–6.
5. Марачев А.А., Пепельшев Ю.Н., Попов А.К., Сумхуу Д. Реактиметр импульсного реактора периодического действия ИБР-2М // Препринт ОИЯИ Р 13 - 2014 - 44, Дубна, 2014. С. 2–5.
6. Пепельшев Ю.Н., Рогов А.Д. Нейтронно-физические расчеты во время физического и энергетического пусков модернизированного реактора ИБР-2 (ИБР-2М) // Препринт ОИЯИ Р 13 - 2013 - 3. Дубна, 2013. С. 1–9.
7. Ананьев В.Д., Долгих А.В., Пепельшев Ю.Н., Рогов А. Д. Физический пуск модернизированного реактора ИБР-2 (ИБР-2М), загрузка активной зоны // Препринт ОИЯИ Р 13 - 2014 - 31. Дубна, 2014. С. 1–3.
8. Ананьев В.Д., Виноградов А.В., Долгих А.В., Едунов Л.В., Пепельшев Ю.Н., Рогов А.Д., Царенков С.А., Заикин А.А., Локанцев А.А. Физический пуск модернизированного реактора ИБР-2 (ИБР-2М) // Препринт ОИЯИ Р 13 - 2012 - 41. Дубна, 2012. С. 17–22.
9. Ким Тхэ Гюн, Пепельшев Ю.Н., Рогов А.Д. Методика теплофизического анализа ТВЭЛа реактора ИБР-2 // Препринт ОИЯИ Р 13 - 2010 - 58. Дубна, 2010. С. 1.
10. Ананьев В.Д., Виноградов А.В., Долгих А.В., Едунов Л.В., Пепельшев Ю.Н., Рогов А.Д., Заикин А.А. Энергетический пуск модернизированного реактора ИБР-2 (ИБР-2М) // Препринт ОИЯИ Р 13 - 2012 - 42. Дубна, 2012. С. 16–25.

*Поступила в редакцию
26.12.2019*

ABSTRACTS

Kakenov M.B., Zemlyanaya E.V. Calculation of the $^{11}\text{Li} + \text{p}$ elastic scattering cross sections using the folding optical potential

The MPI implementation of the calculation of the microscopic optical potential of nucleon-nucleus scattering within the single folding model has been developed. The folding potential and the corresponding differential cross section of the $^{11}\text{Li} + \text{p}$ elastic scattering have been calculated at 62 MeV/nucleon on the heterogeneous cluster "HybriLIT" of the Multifunctional Information and Computational Complex (MICC) of the Laboratory of Information Technologies of JINR. The agreement between experimental data and numerical results for various models of the ^{11}Li density distribution used in the construction of the folding potential is demonstrated.

Keywords: nucleon-nucleus scattering, lithium isotopes, microscopic optical potential, folding model, parallel computing.

Chizhov A.V., Kasyanova E.A. Statistics of pions birth from the hadron «fireball»

The paper studies the statistics of pion production in the processes of inelastic hadron-hadron collisions at high energies. It is assumed that the multiple birth of particles occurs as a result of the hadronization process of the quark-gluon "fireball". Based on the two selected states – the state of thermal equilibrium and the coherent state – the statistics of the production of pions is calculated.

Keywords: multiple particle production, quark-gluon plasma, fireball, pions, quantum states, distribution probability.

Kurlapova K.V., Zeynalov Sh.S. Equipment for the study of division processes

This article is devoted to the study of the principles of operation of a pulsed ionization chamber, in which particles emitted from a target create a sequence of well-isolated current pulses (the distance between pulses is several

times greater than their width). Firstly, using the Ramo-Shockley theorem, the mechanisms of forming signals on the electrodes of an ionization chamber with Frisch nets are considered, then it is shown how information on energy and spatial orientation of particles can be extracted from such signals using modern electronic pulse digitizers.

Keywords: Ramo-Shockley theorem, Frisch ionization chamber, Frisch double ionization chamber.

Moldagaliyeva A.A., Ershov S.N. Structure of one-neutron halo in the ^{19}C nucleus

This paper provides an overview of the experimental data on the ^{19}C nucleus, which qualify its structure as a nucleus with a single-neutron halo. A theoretical approach (two-body cluster model) is described, which allows to take into account the specificity of the halo structure.

Keywords: neutron halo, momentum distributions, Coulomb dissociation, two-body cluster models.

Orazgali T. Measuring the optical characteristics at the Baikal Neutrino Telescope site

The deep underwater Neutrino Telescope Baikal NT1000 has been deployed in Lake Baikal since 2015. Detector is mainly designed to study astrophysical neutrino fluxes at energies from a few TeV up to 100 PeV. The first stage NT1000 will be an array of 2300 optical modules with an instrumental volume of about 0.4 cubic kilometers, which is planned to be completed by 2020–2021. The properties of Baikal water and a combination of other related circumstances make it possible to create a unique installation in the world practice in sensitivity and angular resolution, opening up new horizons in astronomy and astrophysics. In this article basic information about the NT1000 and the being developed method to measure the optical characteristics at the detector's water medium using a high-power laser light source are

provided.

Keywords: neutrino telescope, optical module, Cherenkov radiation, laser light source.

Fokina V.Yu., Kizima E.A., Miheev I.V., Ivankov A.I., Garamus V.M.
Structural parameters of aqueous colloidal dispersions of fullerene C₆₀

Two types of fullerene C₆₀ water dispersions were investigated by a small-angle X-ray and neutron scattering. As a result, structural parameters of fullerene aggregates were obtained. The water dispersions were obtained by the solvent-exchange technique and by huge dilution of initial C₆₀/N-methylpyrrolidone solution. The structure organization of water dispersions is considered in respect to their technique preparation. It was shown that fullerene aggregates were characterized by highly polydispersity in size for all dispersions. In the case of son/nC₆₀ dispersion it was found that fullerenes formed aggregates with a dense nucleus (namely a surface fractal) with a radius of 58 ± 1 nm and a fractal dimension of 2.3. In turn, the nmp/nC₆₀ system was characterized by the branched aggregates with fractal dimension 1.5 and bimodal particle size distribution.

Keywords: fullerene, small-angle X-ray scattering, small-angle neutron scattering.

Tainov V.A. **Domain wall network as QCD vacuum: correlation functions and confinement of static quarks**

Within the domain model of QCD vacuum the properties of a statistical ensemble of almost everywhere homogeneous Abelian (anti-)self-dual gluon fields representing the physical vacuum of quantum chromodynamics are investigated. The two-point correlation function of the topological charge density is calculated and the topological susceptibility is found. It is shown that such vacuum fields ensure the implementation of the area law for the Wilson loop, i.e. the confinement of static quarks.

Keywords: quantum chromodynamics, confinement, effective action, topological susceptibility, kink.

Abackumov A.M., Tayibov L.A., Tsogsaihan T. **The study noise of the pulse energy of the IBR-2M reactor**

This work is devoted to investigation of fluctuations of pulse energy of the IBR-2M reactor by the method of statistical analysis. There is a description of structural features of the IBR-2M reactor in this work and its main parameters are given. The principle of the creation of neutron pulses is shown. The work also contains a description of the method of statistical analysis and further calculations made by this method. Having the received data, a comparison of the estimates of the standard deviation with the available results for 2012 was made.

Keywords: reactor core, pulses of power, fluctuation of reactivity.