

59 МЕЖДУНАРОДНОЕ СОВЕЩАНИЕ  
ПО ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ  
И СТРУКТУРЕ АТОМНОГО ЯДРА

# ЯДРО 2009

**В 383.1**

**М. 43**

*15–19 июня 2009*

*Чебоксары*

*Россия*

**ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ**



САНКТ-ПЕТЕРБУРГ  
2009

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ $^1S_0$ НЕЙТРОН-НЕЙТРОННОЙ ДЛИНЫ РАССЕЯНИЯ В РЕАКЦИИ $nd$ -РАЗВАЛА ПРИ $E_n=40-60$ МэВ

Е.С. Конобеевский, Ю.М. Бурмистров, С.В. Зуев, М.В. Мордовской,  
С.И. Потапшев

Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия  
E-mail: konobeev@inr.ru

Получены первые результаты кинематически полного эксперимента по измерению выхода реакции  $n+d \rightarrow p+n+n$  на нейтронном пучке РАДЭКС ИЯИ РАН. Данные получены при энергии налетающих нейтронов  $E_n=40-60$  МэВ для различных углов разлета двух нейтронов  $\Delta\theta=4^\circ, 6^\circ, 8^\circ$  в конфигурации нейтрон-нейтронного взаимодействия в конечном состоянии.  $^1S_0$  нейтрон-нейтронная длина рассеяния  $a_{nn}$  определяется сравнением экспериментальной зависимости выхода реакции от относительной энергии двух вторичных нейтронов с результатами моделирования в приближении Мигдала-Ватсона, зависящими от величины длины рассеяния.

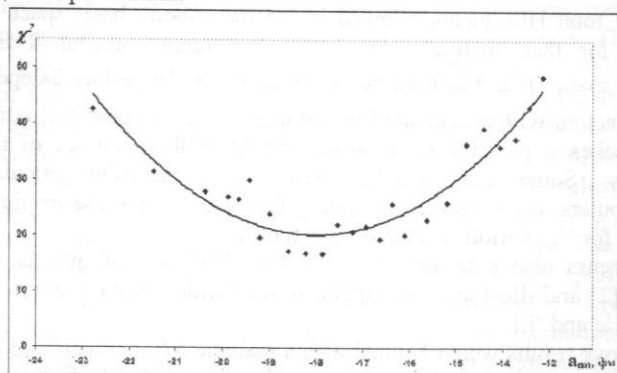


Рис. 1. Зависимость  $\chi^2$  от длины рассеяния  $a_{nn}$ . Кривая — аппроксимация квадратичным полиномом.

На рис.1 показана зависимость  $\chi^2(a_{nn})$  для экспериментальных точек и моделированных кривых. Для нахождения длины рассеяния и статистической неопределенности ее значения, зависимость  $\chi^2(a_{nn})$  аппроксимируется квадратичным полиномом. При этом минимальное значение  $\chi^2_{\min}$  определяет величину длины рассеяния. Для  $\Delta\theta=6^\circ$  и  $E_n=40$  МэВ (наилучшая статистика в эксперименте) получено значение нейтрон-нейтронной длины рассеяния  $a_{nn} = -18.0 \pm 1.0$  фм. Дальнейшее улучшение точности эксперимента позволит устранить существующее расхождение результатов, полученных разными группами экспериментаторов в мире [1-2].

1. W.vonWitsch, X.Ruan, H.Witala // Phys. Rev. C. 2006. V.74. 014001.
2. D.E.Gonzales Trotter *et al.* // Phys. Rev. C. 2006. V.73. 034001.

## ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ВНУТРЕННИМИ МИШЕНЯМИ НА НАКОПИТЕЛЕ ЭЛЕКТРОНОВ ВЭПП-3

Д.М. Николенко, для Новосибирской Электрон-Дейтронной  
Коллаборации

Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия  
Email: D.M.Nikolenko@inp.nsk.su

Дан обзор завершенных, текущих и готовящихся экспериментов с внутренними мишенями на накопителе электронов ВЭПП-3.

К концу 90-х в ИЯФ были созданы новые варианты поляризованной мишени и детектора частиц. Это позволило провести на высоком уровне точности эксперимент по измерению (разделению) зарядовых факторов дейтрона в упругом электрон-дейтронном рассеянии [1]. Затем было проведено измерение тензорных наблюдаемых в реакции фотодезинтеграции дейтрона [2], были впервые получены данные в широкой кинематической области. Из статистических данных [2] впервые получены результаты по тензорным наблюдаемым реакции когерентного фоторождения нейтрального пиона на дейтроне.

Дальнейший прогресс экспериментов с поляризованными мишенями связан с введением на ВЭПП-3 системы мечения квазиреальных фотонов (СМ), сооружение которой уже началось. Предполагается, например, продолжить эксперимент по фоторасщеплению дейтрона с энергией фотона до 1.5 ГэВ. По данным неполяризованных измерений, уже с энергии 1 ГэВ наблюдается переход к кварк-глюонному описанию реакции. Важно найти подтверждение этому в поляризационных измерениях. СМ позволяет также примерно в половине событий определять поперечную поляризацию фотона, это дает возможность постановки экспериментов с двойной поляризацией.

Электромагнитные форм факторы протона — важный источник информации о его структуре. Недавно (конец 90-х), в лаборатории СЕБАФ в экспериментах с применением поляризационных методик, было обнаружено драматическое противоречие со старыми измерениями, где форм факторы извлекались из анализа измерений дифференциальных сечений. Как предполагают, причиной разногласий является неправомочность применения однофотонного приближения при интерпретации результатов неполяризованных измерений и необходимости учета там двухфотонного обмена. Вклад двухфотонного обмена может быть определен экспериментально сравнением сечений упругого рассеяния электронов и позитронов на протоне. Такой эксперимент ведется в ИЯФ, на накопителе ВЭПП-3 [3].

1. D.M.Nikolenko *et al.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V.90. 072501.
2. I.A.Rachek *et al.* // Phys. Rev. Lett. 2007. V.98. 182303.
3. J.Arrington *et al.* // arXiv:nucl-ex/0408020. 2004.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТООБРАЗОВАНИЯ ПИОНОВ НА ТЕНЗОРНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ДЕЙТРОНАХ

Л.М. Барков<sup>2</sup>, В.В. Гаузштейн<sup>1</sup>, В.Ф. Дмитриев<sup>2</sup>, С.А. Зеваков<sup>2</sup>,  
Б.А. Лазаренко<sup>2</sup>, А.Ю. Логинов<sup>1</sup>, С.И. Мишнев<sup>2</sup>, Д.М. Николенко<sup>2</sup>,  
А.В. Осипов<sup>1</sup>, А.А. Сидоров<sup>1</sup>, В.Н. Стибунов<sup>1</sup>, И.А. Рачек<sup>2</sup>, Д.К. Топорков<sup>2</sup>,  
Ю.В. Шестаков<sup>2</sup>

<sup>1</sup> НИИ ЯФ ТПУ, Томск, Россия; <sup>2</sup> ИЯФ СО РАН, Новосибирск, Россия  
E-mail: stib@npi.tpu.ru

В докладе представлены результаты исследования эксклюзивного процесса фотобразования  $\pi$  мезонов на тензорно поляризованных дейтронах. Первый эксперимент по измерению тензорных асимметрий процесса фоторождения  $\pi$  мезонов выполнен на электронном накопителе ВЭПП-3 (2 ГэВ) с использованием накопительной ячейки для поляризованной дейтериевой мишени [1]. Детектирующая система состояла из двух идентичных двухплечевых подсистем, регистрировавших два протона с энергиями (46-264) МэВ, (55-180) МэВ и полярными углами (64°-84°). Для выделения и определения компонент тензорных анализирующих способностей реакции измерения были выполнены для двух направлений спиновой ориентации мишени и для двух знаков тензорной асимметрии мишени. Впервые были измерены  $T_{11}$ ,  $T_{20}$  и  $T_{22}$ -компоненты фоторождения пи-мезонов на поляризованных дейтронах [2,3]. Второй, статистически более обеспеченный, эксперимент был проведен после значительного улучшения основных параметров оборудования: создан интенсивный криогенный источник поляризованных атомов дейтерия [5], уменьшены поперечные размеры электронного сгустка ВЭПП-3, создана охлаждаемая накопительная ячейка с меньшим поперечным сечением, создана автоматизированная система управления и контроля внутренней мишени, создан поляриметр внутренней мишени. Двухплечевой детектор [4] регистрировал два протона, вылетающие с импульсами (350-700) МэВ/с и полярными углами (44°-88°). В эксперименте впервые была исследована  $T_{21}$  компонента и тензорная асимметрия, обусловленная вкладом только  $T_{20}$  и  $T_{22}$  компонент. Проведено сопоставление эксперимента с теоретическими расчетами, основанными на диаграммном приближении [6].

Работа частично поддержана РФФИ (грант №08-02-00624).

1. S.I.Mishnev *et al.* // Phys. Lett. B. 1993. V.302. P.23.
2. A.Yu.Loginov *et al.* // JETP Letters. 1998. V.67. N.10. P.770.
3. A.Yu.Loginov *et al.* // Few Body System Suppl. 1999. V.10. P.507.
4. I.A.Rachek *et al.* // Phys. Rev. Lett. 2007. V.98. 182303.
5. M.V.Dyug *et al.* // Nucl. Instr. and Meth. A. 2002. V.495. P.495. 8
6. A.Yu.Loginov *et al.* // Physics of Atomic Nuclei. 2000. V.63. P.391.

## SEMICLASSICAL SHELL-STRUCTURE INERTIA MOMENT FOR EQUILIBRIUM ROTATION OF A SIMPLE FERMI SYSTEM

A.G. Magner<sup>1</sup>, A.S. Sitdikov<sup>2</sup>, A.A. Khamzin<sup>2</sup>, J. Bartel<sup>3</sup>, A.M. Gzhebinsky<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Kiev Institute for Nuclear Research of National Academy of Sciences of Ukraine;

<sup>2</sup> Kazan State Power-Engineering University of Russia;

<sup>3</sup> Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien, CNRS/IN2P3, Université Louis Pasteur,

Strasbourg, France

E-mail: airat\_vm@rambler.ru

The periodic orbit theory (POT) is a powerful tool for analytical study of the shell structure effects in the complex collective dynamic problems of nanostructure physics on a basis of the mean-field approximation. The free energy and the moment of inertia of rotating Fermi system in the cranking model can be split into a smooth part described by the extended Thomas-Fermi approach and oscillating shell components by using the well-known Strutinsky shell correction method. They can be evaluated in terms of the periodic orbits through the semiclassical Gutzwiller trajectory expansion for the Green function.

In the present work, we study the POT shell-structure components of the inertia moment for alignment of the individual angular momenta (parallel rotation) along the symmetry axis and collective rotation around the perpendicular axis for a simple axially-symmetric harmonic oscillator potential well rotating slowly within the cranking model. We derived the relation of these components to the energy shell corrections for the statistically equilibrium rotation and found their analytical structure in terms of the both 3-dimensional (3D) and equatorial (EQ) short periodic orbits. For the perpendicular rotation, the families of the EQ orbits are responsible for the inertia moment shell corrections at small deformations  $\eta = \omega_{\perp} / \omega_z > 1$ , where  $\omega_{\perp}$  and  $\omega_z$  are the oscillator frequencies along the axis's  $x$ ,  $y$  and  $z$ , respectively. The main shell oscillations owing to 3D orbits at the large bifurcation deformation  $\eta = 2:1$  are modulated by those of EQ orbits which have the increased oscillation period by factor two. The inertia moment for the collective rotation has the correct spherical limit of the alignment where the only families of 3D orbits give the contributions. It is shown also perfect agreement of the semiclassical and quantum calculations of the shell-structure internal and free energies as well as both parallel and perpendicular moments of inertia versus the chemical potential and particle number for several critical bifurcation deformations  $\eta$ . A large effect of the thermal (entropy) components of the shell-structure fluctuations was obtained even for temperatures much smaller than a distance between the nucleon gross-shells near the Fermi surface.

## ТЕНЗОРНАЯ АСИММЕТРИЯ В РЕАКЦИИ ФОТООБРАЗОВАНИЯ $\pi^-$ МЕЗОНОВ НА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ДЕЙТРОНАХ

Л.М. Барков<sup>2</sup>, В.В. Гаузштейн<sup>1</sup>, В.Ф. Дмитриев<sup>2</sup>, Б.А. Лазаренко<sup>2</sup>,  
А.Ю. Логинов<sup>1</sup>, С.И. Мишнев<sup>2</sup>, Д.М. Николенко<sup>2</sup>, А.В. Осипов<sup>1</sup>,  
А.А. Сидоров<sup>1</sup>, В.Н. Стибунов<sup>1</sup>, И.А. Рачек<sup>2</sup>, Д.К. Топорков<sup>2</sup>,  
Ю.В. Шестаков<sup>2</sup>, С.А. Зеваков<sup>2</sup>

<sup>1</sup> НИИ ядерной физики Томского политехнического университета, Томск, Россия;  
<sup>2</sup> Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия  
E-mail: osipov@npi.tpu.ru

Исследована тензорная асимметрия  $A'$  эксклюзивного процесса фоторождения  $\pi^-$  мезона на поляризованном дейтроне. Вклад в измеренную асимметрию дают  $T_{20}$  и  $T_{22}$  компоненты анализирующей способности реакции. Данные о поведении  $T_{21}$  компоненты, полученные в этом же эксперименте, были представлены нами ранее [1].

Эксперимент выполнен на электронном накопителе ВЭПП-3 (2ГэВ) в Новосибирске с использованием методики внутренней мишени [2]. Мишень состояла из криогенного источника поляризованных атомов (ИПА) и охлаждаемой накопительной ячейки [3]. ИПА обеспечивал поток поляризованных атомов дейтерия  $8.2 \times 10^{16}$  ат/сек и два состояния поляризации  $P_{zz}^+ = 1$  и  $P_{zz}^- = -2$ . Среднее значение поляризации атомов внутри накопительной ячейки в течение эксперимента составило  $P_{zz}^+ = 0.397 \pm 0.013$ . Двухплечевой детектор регистрировал два вылетающих протона на совпадении в диапазоне полярных углов  $\theta_{1,2}$  (от  $44^\circ$  до  $88^\circ$ ) и импульсов  $p_{1,2}$  (от 350 МэВ/с до 700 МэВ/с). Асимметрия  $A'$  представлена как функция различных кинематических переменных в области нуклонных резонансов.

Теоретический анализ основан на диаграммном подходе, в котором учтены диаграммы, соответствующие спектаторному механизму реакции и однократным  $\pi N$  и  $NN$  перерассеяниям [4]. В целом, теория качественно описывает поведение асимметрии, однако в локальных областях кинематических переменных наблюдается значительное расхождение с экспериментальными результатами.

Работа частично поддержана РФФИ (грант 08-02-00624).

1. V.N.Stibunov *et al.* // *SPIN 2004*, Ed. by F.Brandamante (WSP, 2005). P.593.
2. D.M.Nikolenko *et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V.90. 07251.
3. M.V.Dyug *et al.* // *Nucl. Instr. and Meth. A.* 2002. V.495. P.8.
4. А.Ю.Логинов, А.А.Сидоров, В.Н.Стибунов // *Ядерная физика.* 2000. Т.63. С.478.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗОБАРНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ В ОСНОВНОМ СОСТОЯНИИ ЯДЕР $^{12}\text{C}$ И $^{16}\text{O}$

И.В. Главанаков<sup>1</sup>, П. Грабмаер<sup>2</sup>, Ю.Ф. Кречетов<sup>1</sup>, А.Н. Табаченко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> НИИ Ядерной физики, Томск, Россия;

<sup>2</sup> Физический институт университета г. Тюбинген, Германия  
E-mail: krechet@npi.tpu.ru

Представлены результаты измерения дифференциальных сечений реакции  $(\gamma, \pi^+ p)$  на ядрах  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  в кинематической области больших импульсов, переданных остаточной ядерной системе. Измерения выполнены на пучке тормозного излучения Томского синхротрона при энергии фотонов в области  $\Delta(1232)$ . Положительные пионы со средним импульсом 181.3 МэВ/с регистрировались под углом  $54^\circ$ , протоны с энергией в диапазоне  $50 \div 130$  МэВ регистрировались под углом  $75^\circ \pm 19^\circ$ .

Экспериментальные сечения реакций анализировались в рамках модели, учитывающей изобарные конфигурации в основном состоянии ядер. В этой модели фотообразование  $\pi^+ p$  пар происходит в реакции  $A(\gamma, \pi^+ p)B^*$  в результате взаимодействия фотона с изобарой  $\Delta^{++}$  и в реакции  $A(\gamma, \pi^+ p)nB$  при взаимодействии фотона с изобарами  $\Delta^{++}$  и  $\Delta^+$ .

Вероятность возбуждения  $\Delta$ -изобары в результате взаимодействия связанных нуклонов в основном состоянии атомных ядер была оценена двумя методами. В первом методе вероятность определяется как норма компонента волновой функции ядра, описывающего изобарные конфигурации. Вероятности изобарных конфигураций в расчете на один нуклон ядра  $W$  равны, соответственно  $W_{\text{из}}(^{12}\text{C}) = 0.015$  и  $W_{\text{из}}(^{16}\text{O}) = 0.016$ . Второй метод оценки величины  $W$  основан на сопоставлении экспериментального и теоретического выходов реакции в рамках разработанной модели. Оценка величины  $W$  была сделана с использованием экспериментальных данных при энергии протонов, превышающей 55 МэВ, где вклад фоновых реакций, согласно "Valencia Model" [1], пренебрежимо мал. Получены следующие результаты:  $W_{\text{эк}}(^{12}\text{C}) = 0.021 \pm 0.006$  и  $W_{\text{эк}}(^{16}\text{O}) = 0.022 \pm 0.004$ .

1. R.Carrasco, M.J.Visente Vacas, E.Oset // *Nucl. Phys. A.* 1994. V.570. P.701.

## ВИРТУАЛЬНЫЕ ФОТОНЫ В РЕАКЦИИ $d(e, pp)e'\pi^-$

В.В. Гаушгейн<sup>1</sup>, А.Ю. Логинов<sup>1</sup>, Д.М. Николенко<sup>2</sup>, А.В. Осипов<sup>1</sup>,  
А.А. Сидоров<sup>1</sup>, В.Н. Стибунов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> НИИ ядерной физики Томского политехнического университета, Томск, Россия;

<sup>2</sup> Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

E-mail: stib@npi.tpu.ru

Электророжение (ЭР) пионов без регистрации электронов в когерентном процессе на  $^3\text{He}$  и на протонах при детектировании одной частицы рассмотрено в рамках концепции виртуальных фотонов (ВФ) в работе [1]. Мы анализируем особенности использования ВФ в описании ЭР отрицательных пионов на дейтроне при регистрации обоих протонов с определением их энергий и углов вылета [2]. В таком подходе на углы рассеяния электронов ограничений нет, по ним проводится интегрирование. Распределение событий в исследуемой шестимерной кинематической области допускает несколько вариантов представления экспериментальных данных. Для конкретных распределений были оценены границы области изменения переменных, где известно приближение малых углов рассеяния электрона (forward peaking approximation (FPA)) [3, 4] оправдано. При этом условия адронные структуры могут быть вынесены из-под интеграла при  $\theta_e=0^\circ$ . Параметризация довольно сложной угловой зависимости энергии электрона и ее производных по одной из шести переменных позволила провести интегрирование по углам нерегистрируемого электрона аналитически и получить спектр ВФ, необходимый для анализа экспериментальных данных.

Работа частично поддержана РФФИ (проект №08-02-00624-а).

1. L.Tiator *et al.* // Nucl. Phys. A. 1982. V.379. P.407.
2. V.N.Stibunov // 16-th International spin physics symposium. 2004. Ed. by F.Brandamante (WSP, 2005). P.593.
3. R.H.Dalitz *et al.* // Phys. Rev. 1957. V.105. N.5. P.1598.
4. V.H.Budnev *et al.* // Phys. Reports. 1975. V.15. N.4. P.181.

## PHOTOPRODUCTION OF PION-NUCLEON PAIR ON NUCLEI AND ISOBAR CONFIGURATIONS

I.V. Glavanakov, A.N. Tabachenko

Nuclear Physics Institute, Tomsk, Russia

E-mail: ant@npi.tpu.ru

The photoproduction of pion-nucleon pair on nuclei can serve as the efficient instrument for the study of the  $\Delta(1232)$  isobar in nuclei, because the  $\Delta(1232)$  isobar has the main mode of the decay on a pion and nucleon. The problem of the isobar in nuclei includes the study of the mechanisms of the isobar production and the properties of the isobar in a nuclear medium. In this work the cross-section of the pion-proton pair photoproduction was calculated in the  $^{16}\text{O}(\gamma, \pi^0 p)$  reaction. The contributions of the both nucleon and isobar configurations in a ground state of the  $^{16}\text{O}$  nucleus were taken into account. The contribution to the cross-section from the isobar configurations was calculated in  $S$ -matrix approach. The local operator for the reaction transition was received with using the amplitude of the  $\gamma + \Delta \rightarrow \pi + N$  elementary process. The model of the elementary process was based on the coupling of photons to pions, nucleons and  $\Delta$  isobars using effective Lagrangians. This led to a set of the Feynman diagrams: the  $s$ -channel term, the  $u$ -channel terms, the pion term and the seagull term. The cross-sections of the nuclear reactions were expressed through two-particle matrix of density, which was obtained with using the wave function of the  $\Delta N$  system received in the work [1, 2]. The contributions to the cross-sections from the nucleon configurations were calculated in an impulse approximation including quasifree and exchange mechanisms of reaction [3]. The cross-sections of the  $\pi^0 p$  pair photoproduction were computed in the  $\Delta(1232)$  region.

1. G.Horlacher, H.Arenhovel // Nucl. Phys. A. 1978. V.300. P.348.
2. A.N.Tabachenko // Russ. Phys. J. 2007. V.50. P.305.
3. I.V.Glavanakov // Sov. J. Nucl. Phys. 1989. V.49. P.58.

## АНАЛИЗ ПЕРВИЧНЫХ ДАННЫХ В ИССЛЕДОВАНИИ ФОТООБРАЗОВАНИЯ ПИОНОВ НА ТЕНЗОРНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ДЕЙТРОНАХ

В.В. Гаузштейн<sup>1</sup>, Б.А. Лазаренко<sup>2</sup>, Д.М. Николенко<sup>2</sup>, А.В. Осипов<sup>1</sup>,  
И.А. Рачек<sup>2</sup>, А.А. Сидоров<sup>1</sup>, В.Н. Стибунов<sup>1</sup>  
<sup>1</sup>НИИ ЯФ при ТПУ, г. Томск, Россия; <sup>2</sup>ИЯФ СОРАН, г. Новосибирск, Россия  
E-mail: geniy\_arm@mail.ru

В эксперименте по измерению компонент тензорных анализирующих способностей процесса двухчастичной фотодезинтеграции дейтрона [1] на внутренней поляризованной дейтериевой мишени накопителя электронов ВЭПП-3 была применена система регистрации частиц, состоящая из двух двухплечевых детекторов нуклонов и поляриметра мишени. Трехуровневый аппаратно-программный триггер обоих детекторов обеспечивал эффективную регистрацию как протон-нейтронных совпадений двухчастичного фоторасщепления дейтронов, так и дейтрон-фотонных, протон-протонных, протон-нейтронных, протон-пионных совпадений когерентного и некогерентных процессов фотообразования пионов на дейтронах. Для выделения и определения каждой из трех компонент тензорной анализирующей способности реакций измерения тензорной асимметрии проведены для трех спиновых ориентаций мишени при постоянном переключении знака тензорной поляризации мишени [1]. Регистрирующая система включала в себя две системы дрейфовых координатных камер, две многоканальные время-пролетные системы, протонные и нейтронные сцинтилляционные детекторы больших размеров, триггер и систему считывания первичных данных.

В анализе первичных данных выполнена коррекция нестабильных аппаратных параметров: коэффициентов усиления ФЭУ, коэффициентов преобразования АЦП и ВЦП, пьедесталов ЗЦП. Осуществлена идентификация частиц на основе метода времени пролета и  $\Delta E/E$  анализа. Определены углы вылета протонов по данным трековой системы, а углы вылета нейтронов определены из измеренной координаты попадания нейтронов в сцинтиллятор. Определена энергия протонов по амплитудам сигналов сцинтилляционных детекторов. Энергия нейтронов определена из времени пролета нейтронов до детектора.

Работа поддержана РФФИ (грант №08-02-00624-а).

1. I.A.Rachek *et al.* // Phys. Rev. Lett. 2007. V.98. 182303.

## О ВОЗМОЖНОСТИ ВЫДЕЛЕНИЯ СИГНАЛОВ ИМПУЛЬСНЫХ ИОНИЗАЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ НА ФОНЕ ШУМОВ УСИЛИТЕЛЕЙ С ПОМОЩЬЮ САМОСОВПАДЕНИЙ

К.А. Труханов<sup>1,2</sup>  
<sup>1</sup>НИИЯФ МГУ, Москва, Россия; <sup>2</sup>ГНЦ РФ – Институт медико-биологических проблем  
РАН, Москва, Россия  
E-mail: wg2@anna19.sinp.msu.ru

В методе самосовпадений, предложенном в работе [1], импульсы ионизационного детектора снимаются не только с анода, но и с катода, к которому подключен второй усилитель. При идентичности усилителей эти импульсы совпадают по амплитуде и во времени, отличаясь лишь знаком. Подключение выходов усилителей к схеме совпадений позволяет на порядок снизить скорость счета шумов и помех.

В данной работе предлагается за счет сложения сигналов усилителей на сумматоре получать на нем сумму шумов  $\Sigma_n$  обоих усилителей во время импульса детектора (импульсы с анода и катода детектора при суммировании компенсируют друг друга). Проинтегрировав эту сумму (например, аналоговым способом), можно, зная закон распределения шума и дисперсию шума в каждом из каналов, разделить этот интеграл на те или иные возможные сочетания интегралов шумов в каналах  $n_a$  и  $n_c$  с нахождением вероятности каждого такого сочетания. Вычитая  $n_a$  и  $n_c$  из проинтегрированных сигналов  $i_a$  и  $i_c$  с анода и катода, определяем вероятность той или иной величины импульса детектора и уточняем ее с учетом вероятности величины собственного шума детектора (например, шума емкости анод-катода  $C_{a-c}$ ). Вероятность, что  $\Sigma_n$  равна нулю, много ниже вероятности ее ненулевого значения, так как такая возможность реализуется лишь тогда, когда интегралы шумов каналов не только равны по модулю, но имеют разные знаки. Однако и здесь можно сделать некоторые выводы о величине импульса детектора.

Если импульсы детектора полностью «тонут» в шумах усилителей, и использование схемы совпадений бесполезно, предлагается иметь не один, а ряд сумматоров, каждый из которых работает с временным сдвигом относительно другого и выдает величины  $\Sigma_n$  и предполагаемые сочетания интегралов шумов  $n_a$  и  $n_c$  в последовательных временных интервалах. В этих же интервалах запоминаются проинтегрированные сигналы  $i_a$  и  $i_c$ , из которых вычитаются те или иные предполагаемые величины  $n_a$  и  $n_c$  и находятся импульсы детектора, имеющие ту или иную вероятность. Т.е. ведется непрерывный анализ сигналов усилителей. Возможно нахождение формы импульса детектора. Приводятся результаты моделирования.

Использование самосовпадений открывает новые возможности для выделения импульсов ионизационных детекторов из шумов усилителей.

1. Г.З.Седин, К.А.Труханов // Атомная Энергия. 1968. Т.25. В.1. С.63.