Письма в ЖЭТФ, том 117, вып. 11, с. 803 – 807

Измерение T_{20}-компоненты тензорной анализирующей способности реакции некогерентного фоторождения π^--мезона на дейтроне

В. В. Гаузштейн[a 1)], *Б. И. Василишин*[a], *Э. Дарвиш*[b,c 2)], *С. А. Зеваков*[d], *М. Я. Кузин*[a], *А. С. Кузьменко*[a], *М. И. Левчук*[e,f], *А. Ю. Логинов*[g], *Д. М. Николенко*[d], *И. А. Рачек*[d], *Д. К. Топорков*[d,h], *А. В. Юрченко*[d], *А. И. Фикс*[a], *Ю. В. Шестаков*[d,h]

[a] *Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050 Томск, Россия*

[b] *Physics Department, Faculty of Science, Taibah University, 41411 Medina, Saudi Arabia*

[c] *Physics Department, Faculty of Science, Sohag University, 82524 Sohag, Egypt*

[d] *Институт ядерной физики имени Г. И. Будкера, 630090 Новосибирск, Россия*

[e] *Институт физики имени Б. И. Степанова, Национальная академия наук Беларуси, 220072 Минск, Беларусь*

[f] *Институт прикладной физики, Национальная академия наук Беларуси, 220072 Минск, Беларусь*

[g] *Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, 634050 Томск, Россия*

[h] *Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 24 марта 2023 г.
После переработки 26 апреля 2023 г.
Принята к публикации 26 апреля 2023 г.

В работе представлены новые результаты для T_{20}-компоненты тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \to pp\pi^-$, измеренной в области энергии фотонов в диапазоне от 300 до 600 МэВ. Данные получены на основе статистики, накопленной на ускорителе ВЭПП-3 в 2021 г. Для выделения T_{20}-компоненты использована асимметрия выхода реакции, связанная с изменением знака тензорной поляризации дейтериевой мишени. Экспериментальные данные сравниваются с результатами моделирования, выполненного на основе модели спектатора с учетом взаимодействия частиц в конечном состоянии.

DOI: 10.31857/S1234567823110010, EDN: diludp

Сильное взаимодействие является одним из четырех видов фундаментальных взаимодействий и играет определяющую роль в физике элементарных частиц и ядерной физике. Фундаментальная полевая теория сильного взаимодействия, квантовая хромодинамика (КХД), является составной частью Стандартной модели и описывает адронные процессы в терминах кварковых и глюонных степеней свободы. Характерной особенностью КХД является рост эффективной константы с уменьшением энергии. В результате, методы теории возмущений в рамках КХД становятся неприменимыми для описания динамики адронов в кинематической области $|q^2| < \Lambda^2$, где $|q^2|$ – модуль квадрата переданного 4-импульса, Λ – типичный масштаб КХД взаимодействий, составляющий несколько сотен МэВ. Данная область, соответствующая сравнительно малым переданным энергиям и трехмерным импульсам, носит название области промежуточных энергий. В этой области процессы с участием адронов описываются, как правило, в терминах связанных кварковых состояний – нуклонов и мезонов, а основным инструментом исследования становятся феноменологические модели, использующие аппарат квантовой теории рассеяния в сочетании с элементами релятивистской квантовой теории, алгебры токов и т.п. Критерием реалистичности таких моделей является степень согласованности их предсказаний с результатами экспериментов.

При проведении экспериментов в физике элементарных частиц и ядерной физике часто используются поляризованные пучки и/или мишени. По сравнению с неполяризованным дифференциальным сечением, поляризационные наблюдаемые во многих случаях более чувствительны к различным механизмам и эффектам (релятивистские поправки, сход нуклонов с массовой поверхности, мезонные обменные токи, Δ-изобарные конфигурации, взаимодействие час-

[1)] e-mail: gauzshtein@tpu.ru
[2)] E. Darwish.

тиц в конечном состоянии реакции). Последние могут играть важную роль в различных процессах в области промежуточных энергий. Так как используемые теоретические модели различаются прежде всего тем, как они учитывают вклады этих механизмов, именно поляризационные измерения часто выступают в качестве критерия выбора в пользу той или иной модели.

Одним из важных механизмов процессов с образованием адронов является взаимодействие (перерассеяние) частиц в конечном состоянии реакции. Детальный обзор влияния перерассеяния в конечном состоянии для реакций $\gamma d \to \pi NN$ приведен в работах [1, 2]. В частности, в [1] рассматривается отдельный вклад NN, πN и двухпетлевых диаграмм в дифференциальное и полное сечения. В работе [2] акцент исследования сделан на поляризационные наблюдаемые. В настоящей работе рассмотрено влияние этого явления на величину T_{20}-компоненты тензорной анализирующей способности для некогерентного фоторождения отрицательно заряженного пиона на дейтроне, $\gamma d \to pp\pi^-$. Сравнительно простая структура и малая энергия связи дейтрона делает эту реакцию подходящим объектом для изучения эффектов перерассеяния в реакциях на малонуклонных системах.

В настоящее время эксперименты по изучению некогерентного фоторождения π-мезонов на тензорно-поляризованном дейтроне проводятся только на внутренней тензорно-поляризованной газовой мишени ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-3 [3–12]. В работе [6] приведены первые результаты измерения тензорной асимметрии для реакции $\gamma d \to pp\pi^-$. Полученные данные были извлечены из статистики, накопленной в 2002–2003 гг. и имели довольно низкую статистическую точность.

Экспериментальные значения T_{20}-компоненты тензорной анализирующей способности, представленные в данной работе, получены из статистического материала, накопленного в 2021 г. В отличие от работы [6], представленные результаты имеют более высокую статистическую точность, но при этом охватывают меньшую кинематическую область. Это обстоятельство не позволяет провести корректного сравнения двух наборов экспериментальных результатов. Моделирование реакции выполнено в рамках модели [13], учитывает вклады импульсного приближения и перерассеяния в конечных πN и NN-подсистемах. Установлено, что перерассеяние дает существенный вклад в T_{20}-компоненту тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \to pp\pi^-$. Как показано в работе [1] для дифференциального и полного сечений, основной вклад во взаимодействие частиц в конечном состоянии вносит NN-перерассеяние. Кроме того, учет перерассеяния в конечных πN и NN подсистемах приводит к существенному улучшению согласия между предсказаниями теории и экспериментальными данными.

В отсутствие векторной поляризации дейтронной мишени дифференциальное сечение фоторождения пионов на дейтроне может быть представлено в виде

$$d\sigma = d\sigma_0 \Big\{ 1 + \frac{1}{\sqrt{2}} P_{zz} \big[d^2_{00}(\theta_H)\, T_{20} - \\ - d^2_{10}(\theta_H)\, \cos(\phi_H) T_{21} + d^2_{20}(\theta_H)\, \cos(2\phi_H) T_{22} \big] \Big\}, \quad (1)$$

где $d\sigma_0$ – неполяризованное дифференциальное сечение реакции, $d^M_{IM}(\theta_H)$ – d-функции Вигнера:

$$d^2_{00}(\theta_H) = \frac{3}{2}\cos^2(\theta_H) - \frac{1}{2},$$
$$d^2_{10}(\theta_H) = -\sqrt{\frac{3}{8}}\sin(2\theta_H),$$
$$d^2_{20}(\theta_H) = \sqrt{\frac{3}{8}}\sin^2(\theta_H). \quad (2)$$

В уравнении (1) коэффициенты T_{20}, T_{21} и T_{22} являются компонентами тензорной анализирующей способности реакции, коэффициент P_{zz} определяет степень тензорной поляризации дейтронной мишени, а углы θ_H и ϕ_H определяют ориентацию магнитного поля в системе координат с осью z, направление которой совпадает с направлением импульса налетающего фотона. Тензорная поляризация P_{zz} может быть выражена в терминах заселенностей n^{s_H} состояний дейтрона со спиновыми проекциями $s_H = -1, 0, +1$ на направление магнитного поля $\mathbf{H}$:

$$P_{zz} = 1 - 3n^0 = 3(n^+ + n^-) - 2\,. \quad (3)$$

В данном эксперименте магнитное поле было направлено вдоль пучка фотонов, так что угол $\theta_H = 0$. Из этого следует, что в уравнении (1) вклад в дифференциальное сечение вносит только T_{20}-компонента тензорной анализирующей способности. Заметим также, что уравнение (1) справедливо только для копланарной кинематики, когда импульсы всех трех конечных частиц (двух нуклонов и пиона) лежат в одной плоскости.

Для выделения вклада T_{20} на протяжении набора экспериментальной статистики знак тензорной поляризации переключался каждые 30 с. Столь частые переключения позволяют подавить систематические ошибки. T_{20}-компонента тензорной анализирующей способности рассчитывается в соответствии с формулой

$$T_{20} = \sqrt{2}\frac{N^+ - N^-}{P_{zz}^+ N^- - P_{zz}^- N^+}, \tag{4}$$

где $N^+(N^-)$ – число зарегистрированных событий для тензорной поляризации дейтронной мишени, равной $P_{zz}^+(P_{zz}^-)$.

Схема эксперимента приведена на рис. 1. Энергия электронного пучка составляла 800 МэВ. Внутри ускорительного кольца ВЭПП-3 встроена накопительная ячейка-мишень, в которую поступал газообразный дейтерий из источника поляризованных атомов (ИПА). Подробная информация об ИПА приведена в работе [14]. Триггер экспериментальной установки был настроен на регистрацию pn-, pp- и ed-совпадений. События, соответствующие регистрации двух протонов (pp-совпадения), были использованы для извлечения информации о реакции $\gamma d \to pp\pi^-$. Регистрация канала упругого рассеяния электронов на дейтроне (ed-совпадения) при малых переданных импульсах позволяет измерять степень тензорной поляризации дейтериевой мишени на протяжении набора статистики. Более подробное описание принципа работы LQ-поляриметра приведено в [15].

Несмотря на почти предельную степень тензорной поляризации дейтронов ($P_{zz}^+ \approx +1$ и $P_{zz}^- \approx -2$) на выходе из ИПА, внутри накопительной ячейки степень тензорной поляризации значительно снижается. Это вызвано взаимодействием атомов дейтерия со стенками ячейки, друг с другом и с импульсным магнитным полем пучка электронов накопителя. По данным LQ-поляриметра, средняя степень тензорной поляризации дейтериевой мишени за все время проведения эксперимента составила

$$P_{zz}^+ = 0.39 \pm 0.025 \pm 0.009, \; P_{zz}^-/P_{zz}^+ = -1.7, \tag{5}$$

где первая ошибка P_{zz}^+ – статистическая, вторая – систематическая.

Приведенные в данной работе результаты измерения T_{20} соответствуют экспериментальной статистике, набранной без регистрации рассеянного электрона. При такой постановке эксперимента, подавляющая часть зарегистрированных событий соответствует близкому к 0° полярному углу рассеяния электрона. Таким образом, вклад в измеренную асимметрию от продольной поляризации квазиреальных фотонов будет пренебрежимо малым.

Кинематика исследуемой реакции $\gamma d \to pp\pi^-$ восстанавливалась по измеренным 4-импульсам протонов в предположении, что полярный угол рассеяния

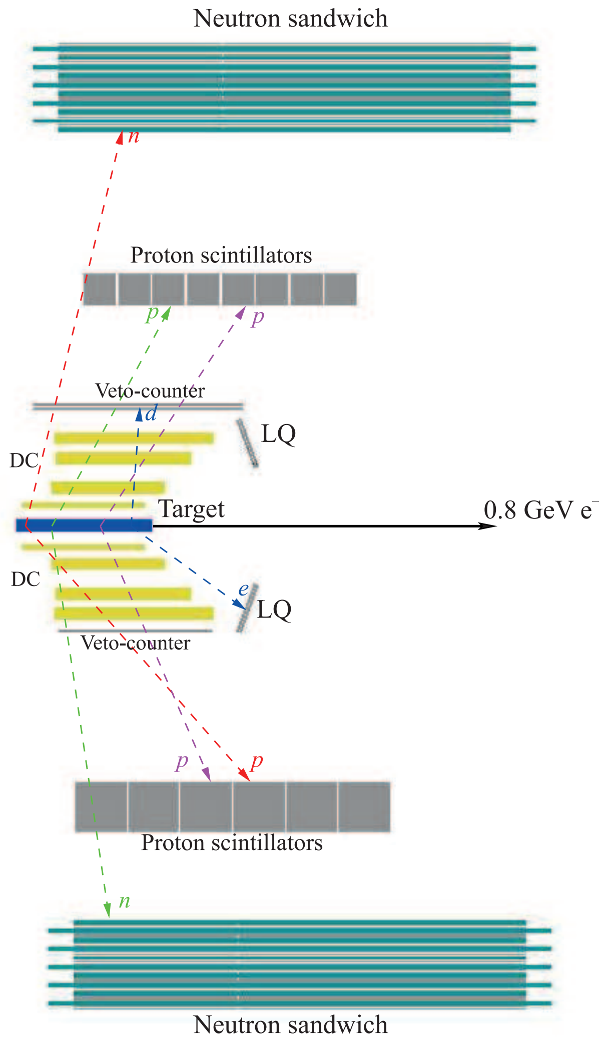

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема эксперимента. События реакции $\gamma d \to pp\pi^-$ соответствуют регистрации на совпадение двух протонов верхними и нижними протонными сцинтилляторами

электрона $\theta_e = 0°$. Полярные и азимутальные углы вылета протонов измерялись с помощью дрейфовых камер с точностью, не хуже чем 0.6°. Кинетическая энергия протонов определялась по амплитуде светового выхода с сцинтиллятора, в котором останавливался протон. Интервал регистрации таких протонов составляет 60–160 МэВ. Идентификация протонов, зарегистрированных верхним плечом осуществлялась $\Delta E/E$-методом (рис. 2, слева). В нижнем плече протоны идентифицировались по времени пролета и амплитуде (рис. 2, справа). При этом использовалось время пролета от тонкого вето-счетчика до одного из протонных сцинтилляторов. Для оценки доли неотделимого фона в отобранную статистику pp- совпаде-

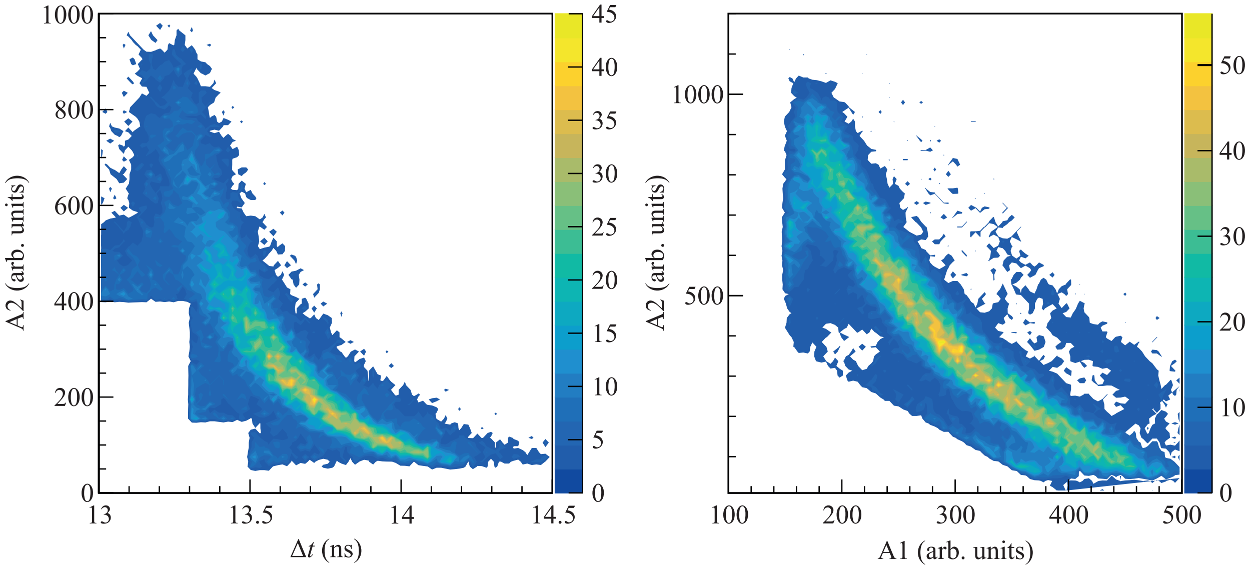

Рис. 2. (Цветной онлайн) Идентификация протонов. Слева – двумерная гистограмма распределения событий по амплитуде световыхода и времени пролета для нижнего протонного сцинтиллятора. Справа – двумерная гистограмма распределения событий по амплитуде протонного сцинтиллятора и тонкого вето-счетчика для верхнего детектора

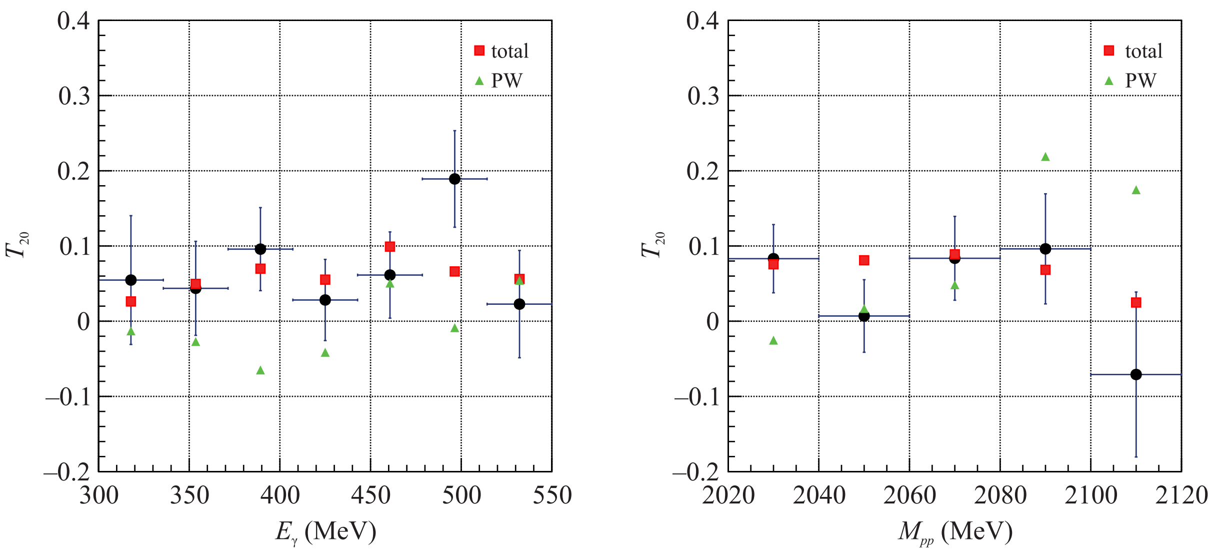

Рис. 3. (Цветной онлайн) Результаты измерения и статистического моделирования T_{20}. Слева – зависимость T_{20} от энергии фотона E_γ. Справа – зависимость T_{20} от двухчастичной инвариантной массы двух протонов M_{pp}. Зеленые треугольники – результат моделирования в плосковолновом приближении. Красные квадраты – результат моделирования с учетом πN и NN перерассеяния

ний было выполнено статистическое моделирование с применением пакета GEANT4 и генератора фотореакций GENBOS [16]. Основными фоновыми процессами, дающими вклад в pp-совпадения, являются $\gamma d \to pp\pi^-\pi^0$, $\gamma d \to pn\pi^0$ и $\gamma d \to pn$. Вклад в неотделимый фон от процессов $\gamma d \to pn\pi^0$ и $\gamma d \to pn$ объясняется тем, что нейтроны при лобовом столкновении могут выбивать протоны, которые в свою очередь регистрируются протонными детекторами. В результате моделирования было установлено, что неотделимый фон составляет около 7.3 %.

Результаты эксперимента приведены на рис. 3. Слева показана зависимость T_{20} от энергии фотона E_γ, справа – от двухчастичной инвариантной массы двух протонов M_{pp}. Для каждой точки показана погрешность измерения и интервал усреднения. Указанная погрешность измерения T_{20} включает в себя квадратично сложенные систематическую и статистическую ошибки. Наибольший вклад в систематическую ошибку составляет неопределенность степени поляризации мишени. Однако вследствие относительно малой отобранной статистики для исследуемой реакции (около 6000 событий), подавляющий вклад в погрешность измерения вносит статистическая ошибка. Также на рис. 3 приведены результаты для T_{20}, полученные методом статистического моделирования реакции $\gamma d \to pp\pi^-$ с использованием модели [13]. Красные квадраты соответствуют моделированию, выполненному с использованием полной амплитуды, учитывающей вклады πN и NN перерассеяния. Зеленые треугольники соответствуют моделированию, выполненному в рамках плосковолнового импульсного приближения без учета вкладов πN и NN взаимодействий. Из приведенных результатов следует, что учет πN и NN перерассеяния в конечном состоянии реакции $\gamma d \to pp\pi^-$ существенно улучшает согласие между экспериментом и теорией.

Учитывая чувствительность представленных результатов к деталям механизма реакции в нашей кинематической области, можно заключить, что согласие между экспериментальными данными и статистическим моделированием вполне удовлетворительное. Для улучшения согласия должны быть учтены другие возможные механизмы реакции. Последние могут включать, например, взаимодействие между нуклонным резонансом и нуклоном-спектатором в промежуточном состоянии, а также $\Delta\Delta$-компоненту волновой функции дейтрона [17] и дополнительные вклады в NN-взаимодействие, которые могут быть важными на малых межнуклонных расстояниях [18–21].

Анализ экспериментальной статистики выполнен при поддержке Российского научного фонда, грант # 22-22-00016.

---

1. W. J. Briscoe, A. E. Kudryavtsev, I. I. Strakovsky, V. E. Tarasov, and R. L. Workman, Eur. Phys. J. A **58**, 23 (2022).
2. A. Fix and H. Arenhovel, Phys. Rev. C **72**, 064005 (2005).
3. Д. М. Николенко, Л. М. Барков, В. Ф. Дмитриев, С. А. Зеваков, Б. А. Лазаренко, С. И. Мишнев, А. В. Осипов, И. А. Рачек, Р. Ш. Садыков, В. Н. Стибунов, Д. К. Топорков, Письма в ЖЭТФ **89**, 518 (2009).
4. I. A. Rachek, L. M. Barkov, S. L. Belostotsky et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **98**, 182303 (2007).
5. Д. М. Николенко, Дж. Аррингтон, Л. М. Барков и др. (Collaboration), Ядерная физика **78**, 423 (2015).
6. V. V. Gauzshtein, A. V. Gramolin, B. A. Lazarenko, A. Yu. Loginov, S. I. Mishnev, D. M. Nikolenko, I. A. Rachek, R. Sh. Sadykov, Yu. V. Shestakov, D. K. Toporkov, and S. A. Zevakov, Nucl. Phys. A **968**, 23 (2017).
7. S. E. Lukonin, V. V. Gauzshtein, M. I. Levchuk, A. Yu. Loginov, D. M. Nikolenko, I. A. Rachek, R. Sh. Sadykov, Yu. V. Shestakov, D. K. Toporkov, and S. A. Zevakov, Nucl. Phys. A **986**, 75 (2019).
8. V. V. Gauzshtein, E. Darwish, A. I. Fix, M. Ya. Kuzin, M. I. Levchuk, A. Yu. Loginov, D. M. Nikolenko, I. A. Rachek, R. Sh. Sadykov, Yu. V. Shestakov, D. K. Toporkov, A. V. Yurchenko, B. I. Vasilishin, and S. A. Zevakov, Mod. Phys. Lett. A **36**, 2150199 (2021).
9. V. N. Stibunov, L. M. Barkov, V. F. Dmitriev et al. (Collaboration), J. Phys.: Conf. Ser. **295**, 012115 (2011).
10. I. A. Rachek, V. F. Dmitriev, R. R. Dusaev, V. V. Gauzshtein, A. V. Gramolin, B. A. Lazarenko, S. I. Mishnev, D. M. Nikolenko, R. Sh. Sadykov, Yu. V. Shestakov, V. N. Stibunov, D. K. Toporkov, and S. A. Zevakov, Few-Body Syst. **58**, 29 (2017).
11. V. V. Gauzshtein, E. M. Darwish, M. Y. Kuzin et al. (Collaboration), Eur. Phys. J. A **56**, 169 (2020).
12. V. V. Gauzshtein, M. I. Levchuk, A. Yu. Loginov et al. (Collaboration), Int. J. Mod. Phys. E **29**, 2050011 (2020).
13. А. Ю. Логинов, А. А. Сидоров, В. Н. Стибунов, Ядерная физика **63**, 459 (2000).
14. M. V. Dyug, L. G. Isaeva, B. A. Lazarenko et al. (Collaboration), Nucl. Instrum. Methods A **495**, 8 (2002).
15. M. V. Dyug, B. A. Lazarenko, S. I. Mishnev et al. (Collaboration), Nucl. Instrum. Methods A **536**, 344 (2005).
16. A. S. Iljinov, I. A. Pshenichnov, N. Bianchi et al. (Collaboration), Nucl. Phys. A. **616**, 575 (1997).
17. J. Haidenbauer and W. Plessas, Phys. Rev. C **30**, 1822 (1984).
18. Yu. F. Smirnov and Yu. M. Tchuvilsky, J. Phys. G **4**, L1 (1978).
19. V. I. Kukulin, I. T. Obukhovsky, V. N. Pomerantsev, and A. Faessler, J. Phys. G **27**, 1851 (2001).
20. V. I. Kukulin, I. T. Obukhovsky, P. Grabmayr, and A. Faessler, Phys. Rev. C **74**, 064005 (2006).
21. V. I. Kukulin, O. A. Rubtsova, M. N. Platonova, V. N. Pomerantsev, H. Clement, and T. Skorodko, Eur. Phys. J. A **56**, 229 (2020).