

**ПОИСК И ИССЛЕДОВАНИЕ МАЛОМАССОВЫХ
СКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ В РЕАКЦИИ $np \rightarrow np\pi^+\pi^-$
ПРИ ИМПУЛЬСЕ НЕЙТРОННОГО ПУЧКА**

$$P_n = (3,83 \pm 0,12) \text{ ГэВ}/c$$

*Ю. А. Троян, С. Г. Аракелян, А. В. Беляев, А. П. Иерусалимов,
Е. Б. Плеханов, А. Ю. Троян¹*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Приведены результаты по поиску и исследованию скалярных $0^+[0^{++}]$ σ_0 -мезонов в системе $\pi^+\pi^-$ в реакции $np \rightarrow np\pi^+\pi^-$ при импульсе квазимонохроматических нейтронов $P_n = (3,83 \pm 0,12)$ ГэВ/с с использованием данных, полученных при облучении однометровой водородной пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ. В спектре эффективных масс обнаружен значимый эффект при массе $M_{\pi^+\pi^-} = (404 \pm 5)$ МэВ/с² с шириной $\Gamma_{\text{рез}}^{\text{экс}} = (14 \pm 5,4)$ МэВ/с². Статистическая значимость эффекта — более четырех стандартных отклонений над фоном. Спин наблюдаемого резонансного эффекта был оценен и с большой вероятностью равен 0. Квантовые числа изучаемого резонансного эффекта определены как $0^+[0^{++}]$.

The results of search and study of scalar $0^+[0^{++}]$ σ_0 mesons in the system of $\pi^+\pi^-$ from the reaction $np \rightarrow np\pi^+\pi^-$ at the impulse of the quasi-monochromatic neutrons $P_n = (3.83 \pm 0.12)$ GeV/c from the data obtained in an exposure of the 1 m hydrogen bubble chamber of LHE (JINR) are presented. The significant effect at $M_{\pi^+\pi^-} = (404 \pm 5)$ MeV/c² and $\Gamma_{\text{res}}^{\text{exp}} = (14 \pm 5.4)$ MeV/c² has been found out in effective mass distribution. Value of a statistical deviation of this peculiarity from a background is more than four. Spin of the observed resonance effect has been estimated and, with high probability, is equal to 0. The quantum numbers of the observed resonance effect are determined as $0^+[0^{++}]$.

PACS: 13.75.Cs

ВВЕДЕНИЕ

Данная работа посвящена поиску и исследованию скалярных $0^+[0^{++}]$ σ_0 -мезонов в системе $\pi^+\pi^-$ в реакции $np \rightarrow np\pi^+\pi^-$ при импульсе квазимонохроматических нейтронов $P_n = (3,83 \pm 0,12)$ ГэВ/с с использованием данных, полученных при облучении однометровой водородной пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ пучками квазимонохроматических нейтронов.

Чтобы подчеркнуть важность данного исследования, мы процитируем высказывание известного физика д-ра М. Пеннингтона: «So why are the light scalars interesting? This

¹E-mail: atroyan@jinr.ru

is because they are fundamental. They constitute the Higgs sector of the strong interaction. It is these scalar fields, which have a non-zero vacuum expectation value that breaks chiral symmetry and ensures pions are very light, while giving mass to all other light flavored hadrons» [1].

Скалярный σ_0 -мезон с массой, меньшей $1 \text{ ГэВ}/c^2$, может принадлежать к семейству бозонов Хиггса (так называемые хиггсовские бозоны сильных взаимодействий), поиск и выяснение свойств которых являются в настоящее время центральной задачей физики частиц.

Теоретические описания природы и свойств скалярных мезонов делаются в последние годы в рамках совершенно различных подходов. При этом экспериментальных результатов, имеющихся в настоящее время, явно недостаточно (см., например, работы [2] и литературу в них). Как следует из рассмотренных в [2] теоретических работ, понимание структуры и свойств σ_0 -мезонов пока нет. Поэтому тщательное исследование этих вопросов крайне важно.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

ЛФВЭ ОИЯИ — единственная лаборатория, в которой есть данные nr -взаимодействий при нескольких энергиях нейтронного пучка (1–5 ГэВ). Эти данные получены при облучении однометровой водородной пузырьковой камеры (НВС) [3] пучками квазимонохроматических нейтронов. Нейтронный пучок был получен стриппингом ускоренных дейтронов на односантиметровой алюминиевой мишени, размещавшейся внутри вакуумной камеры синхрофазотрона ОИЯИ. Нейтроны выходили из ускорителя под углом 0° к направлению пучка дейтронов. Нейтронный пучок проходил в поле ускорителя около 12 м, что позволяло очистить его от заряженных частиц.

НВС располагалась на расстоянии $\approx 130 \text{ м}$ от алюминиевой мишени. Пучок нейтронов проходил через коллиматоры и поступал в камеру с параметрами $\Delta P_n/P_n \approx 2,5\%$, $\Delta\Omega_n = 10^{-7}$ ср без примесей заряженных частиц и γ -квантов. НВС была помещена в магнитное поле напряженностью $\sim 1,7 \text{ Тл}$.

В результате точность измерения импульсов треков в камере составила 2–3 %, углы измерялись с точностью $0,5^\circ$. Подробное описание нейтронного канала и условий облучения опубликовано в [4].

Всего накоплено около 0,5 млн событий при импульсах падающих нейтронов 1,25; 1,43; 1,73; 2,25; 3,83; 4,42; 5,20 ГэВ/с.

С использованием процедуры, основанной на анализе величины χ^2 для каждого события (метод χ^2), выделялись реакции без нейтральных частиц и с одной нейтральной частицей. Дополнительно использовалась визуальная оценка ионизации для идентификации треков положительно заряженных частиц, отбор событий по критерию $\Delta P_s/P_s \leq 3\%$, где P_s — суммарный импульс всех заряженных частиц; ΔP_s — ошибка суммарного импульса [4, 5, 8].

2. РЕАКЦИЯ $nr \rightarrow nr\pi^+\pi^-$ ПРИ $P_n = (3,83 \pm 0,12) \text{ ГэВ}/c$

Реакция $nr \rightarrow nr\pi^+\pi^-$ при $P_n = (3,83 \pm 0,12) \text{ ГэВ}/c$ выделялась методом χ^2 с одной степенью свободы (1С-фит с $\chi^2 \leq 6,5$, что приблизительно соответствует 99 %-му доверительному уровню). Дополнительно использовалась визуальная оценка ионизации

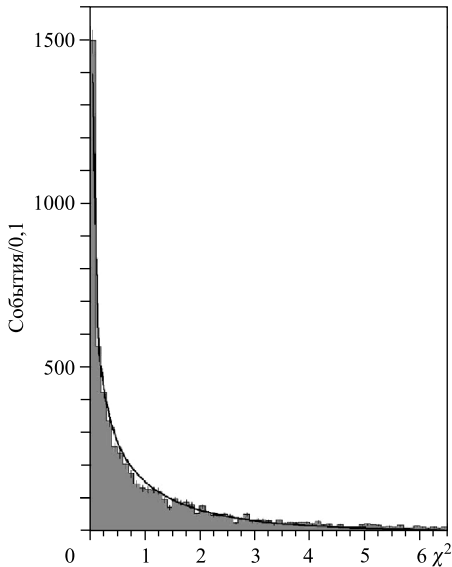


Рис. 1. Распределение χ^2 для реакции $pr \rightarrow nr\pi^+\pi^-$ при $P_n = 3,83$ ГэВ/с. Гистограмма — экспериментальное распределение; кривая — стандартное распределение χ^2 с одной степенью свободы

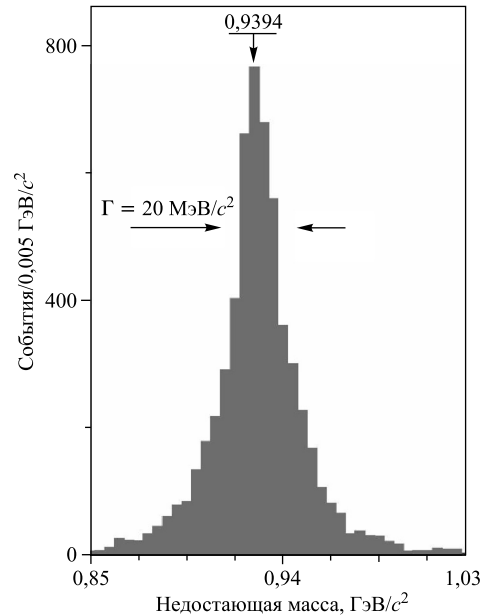


Рис. 2. Распределение недостающих масс для реакции $pr \rightarrow nr\pi^+\pi^-$ при $P_n = 3,83$ ГэВ/с

для идентификации треков положительно заряженных частиц. Примеси других каналов реакций при таком отборе событий практически отсутствуют. На рис. 1 представлено распределение χ^2 для событий указанной реакции. Там же приведено стандартное распределение χ^2 с одной степенью свободы. Видно совпадение обоих распределений в пределах ошибок измерений. На рис. 2 представлено распределение недостающих масс из отобранных событий исследуемой реакции. Его центральное значение совпадает с массой нейтрона. Показателем правильности выделения реакции $pr \rightarrow nr\pi^+\pi^-$ является соблюдение изотопической инвариантности, т. е. импульсные спектры π -мезонов одного знака в лабораторной системе должны совпадать с импульсными спектрами π -мезонов другого знака в антилабораторной системе, а угловые распределения в с. ц. м. реакции для π^+ - и π^- -мезонов, а также для нейтронов и протонов должны быть зеркально-симметричными относительно 0° . Вычисленные отношения вылета нейтронов, протонов, π^+ и π^- в соответствующие угловые интервалы в с. ц. м. реакции в пределах ошибок совпадают с теми, которые предсказываются изотопической инвариантностью для данной реакции. Импульсные распределения вторичных нейтронов, протонов, π^+ и π^- также удовлетворяют предсказаниям изотопической инвариантности для данной реакции.

Всего выделено 6000 событий реакции $pr \rightarrow nr\pi^+\pi^-$ при $P_n = (3,83 \pm 0,12)$ ГэВ/с.

3. СПЕКТР ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС $\pi^+\pi^-$

На рис. 3 приведено распределение эффективных масс $\pi^+\pi^-$. Наблюдается сильный эффект при массе $M_{\pi^+\pi^-} = (404 \pm 5) \text{ МэВ}/c^2$ с шириной $\Gamma_{\text{рез}}^{\text{эксп}} = (14 \pm 5,4) \text{ МэВ}/c^2$ (брейт-вигнеровские значения). Экспериментальный фон в данном случае определяется π^+ - и π^- -мезонами от распада Δ_{33}^{++} - и Δ_{33}^- -изобар, которые обильно рождаются в данной реакции. На рис. 3 приведено описание фоновой части распределения (без резонансной области) кривой, взятой в виде набора полиномов Лежандра до 9-й степени включительно (пунктирная линия).

При получении полиномиальной фоновой кривой учитывались следующие требования:

— во-первых, ошибки в определении коэффициентов при полиноме Лежандра соответствующей степени не должны превышать 50 %;

— во-вторых, полиномиальная кривая должна описывать распределение, остающееся после «убирания» резонансных областей, со значениями, как можно более близкими (с учетом ошибок) к стандартным значениям для χ^2 -распределения с одной степенью свободы: $\overline{\chi^2} = 1,0$ и $\sqrt{D} = 1,41$;

— в-третьих, фоновая кривая должна быть «гладкой», т. е. без заметных перегибов, получающихся при высоких степенях полинома при недостаточном числе точек распределения.

Параметры описания фона, представленного на рис. 3: $\chi^2 = 0,85 \pm 0,19$; $\sqrt{D} = 1,41 \pm 0,13$. На том же рисунке приведено описание распределения суперпозицией фоновой кривой и резонансной кривой, взятой в форме Брейта–Вигнера. На рис. 3 показано также

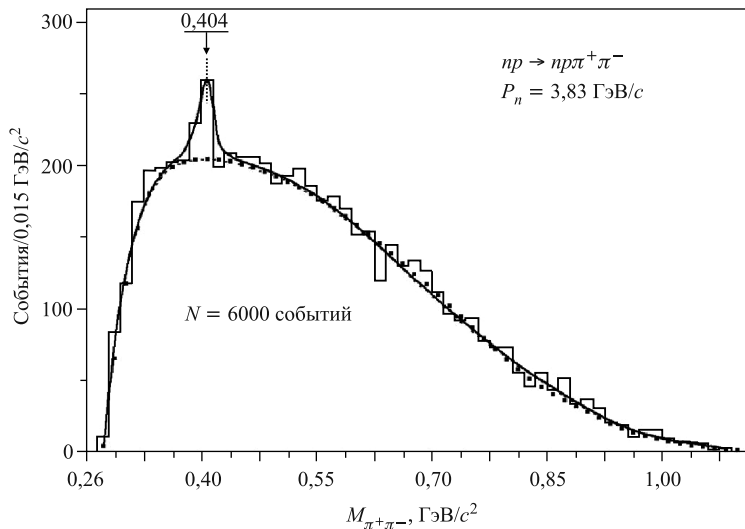


Рис. 3. Распределение эффективных масс $\pi^+\pi^-$. Пунктирная кривая — описание внерезонансной (фоновой) области, взятой в виде набора полиномов Лежандра до 9-й степени; сплошная — описание распределения фоновой кривой и резонансной кривой в форме Брейта–Вигнера; квадраты — фоновое распределение, полученное с помощью OPER-модели

фоновое распределение, полученное с помощью OPER-модели [6] (квадраты), которое близко к полиномиальному.

Модель реджезованного однопионного обмена (OPER) [6] используется для описания реакций множественного рождения π -мезонов в πN - и NN -взаимодействиях. В отличие от других моделей периферических процессов, таких как обмен реальным или виртуальным π -мезоном (в том числе модели с поглощением), в OPER-модели рассматривается обмен траекторией Редже. Модель включает в себя процессы рождения основных барионных N^* - и Δ^* -резонансов, определенных в PWA-анализе упругого πN -взаимодействия, а также процессы упругого $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ рассеяния. Дополнительно для описания реакций типа $np \rightarrow np\pi^+\pi^-$ включены процессы дифракционного рождения $N^*(1440)$ -, $N^*(1520)$ - и $N^*(1680)$ -резонансов. Особенности OPER-модели являются:

- широкий диапазон описываемых энергий: 2–200 ГэВ;
 - небольшое количество свободных параметров;
 - автоматическая нормировка вычисленных величин на сечение реакции.
- Статистическая значимость резонанса вычисляется как

$$S. D. = (N_{\text{рез}} - N_{\text{фон}}) / \sqrt{N_{\text{фон}}},$$

где $N_{\text{рез}}$ — число событий в области резонанса; $N_{\text{фон}}$ — число событий в области резонанса под фоновой кривой. Статистическая значимость наблюдаемого резонанса равна $S. D. = 4,2$. Вероятность того, что рассматриваемый пик является флуктуацией фона, не превышает 0,001.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КВАНТОВЫХ ЧИСЕЛ РЕЗОНАНСА

Квантовые числа резонанса определялись следующим образом.

Оценка величины спина основывается на исследовании распределения углов между направлением вылета π^+ -мезона из резонанса и направлением полета резонанса в системе центра масс реакции, построенного в спиральной системе координат. Аппроксимация такого распределения набором полиномов Лежандра четных степеней со значением максимальной степени, равным $2J$, дает величину J — минимально возможное значение спина резонанса [7, § 53].

Процедура оценки спина такова:

- во-первых, было построено угловое распределение (для π^+ -мезонов из области резонанса) в спиральной системе координат;
- во-вторых, таким же способом было построено распределение для π^+ -мезонов из областей справа и слева от резонансной;
- в-третьих, было построено результирующее распределение, получающееся при вычитании второго (фонового) распределения из первого (общего) и дающее угловое распределение для π^+ -мезонов из резонанса. Было построено и исследовано несколько вариантов таких резонансных распределений. При этом варьировались как параметры фоновых диапазонов, так и размеры резонансной области.

Для каждого варианта резонансного распределения были построены по 15 гистограмм с различным числом бинов (от 6 до 20).

Для каждой гистограммы проведена следующая итерационная процедура.

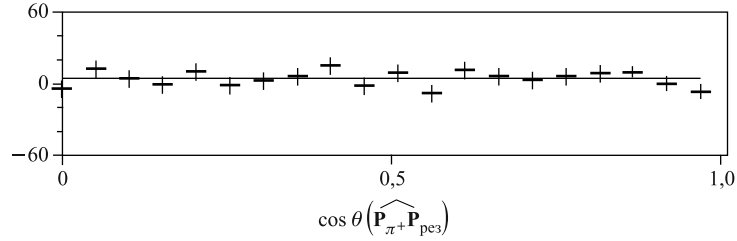


Рис. 4. Угловое распределение π^+ -мезонов из области резонанса в спиральной системе координат с вычтенным угловым распределением π^+ -мезонов из области фона. Прямая линия — наиболее вероятное (изотропное) описание распределения

Гистограмма аппроксимировалась набором полиномов Лежандра четных степеней с использованием критерия согласия χ^2 . После аппроксимации рассматривались коэффициенты при полиномах C_i (i — степень соответствующего полинома). Если относительная ошибка $\Delta C_i/C_i$ превышала 50%, коэффициент при таком полиноме обнулялся (большая ошибка в данном коэффициенте подразумевает, что вклад этого полинома незначительный и может быть проигнорирован) и процедура повторялась. Более подробно процедура описана в статье [8]. При описании распределений для исследуемого резонанса все полиномы со степенями $i \geq 2$ имели незначительные вклады.

На рис.4 приведено характерное результирующее распределение для исследуемого резонанса. Оно изотропно, что говорит о том, что значение спина резонанса, с большой вероятностью, $J_{\text{рез}} = 0$.

Следовательно, орбитальный момент резонанса l также равен 0.

Рассмотрим P, C, G и I резонанса.

P — четность резонанса. $P = (-1)(-1)(-1)^l = +1$ (при $l = 0$).

C — четность. $C = (-1)^{l+s}$, где s — сумма спинов составляющих частиц. При $s = 0$ и $l = 0$ получаем $C = +1$.

G — четность. Известно, что G — четность системы, распадающейся на π -мезоны, равна $G = (-1)^n$, где n — число вращений в зарядовом пространстве, необходимое для возвращения системы в исходное состояние. В случае $\pi^+\pi^-$ -системы $n = 2$, а потому $G = +1$.

Изотопический спин I . Известно, что $G = C(-1)^I$, где I — изотопический спин системы. При $G = +1$ и $C = +1$ в нашем случае $I = 0$ или $I = 2$.

Чтобы выбрать значение I однозначно, нами была изучена система резонансов в $\pi^-\pi^-$ -комбинациях из реакции $np \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^-$ при $P_n = 5,20$ ГэВ/с [9]. В распределении эффективных масс двух π^- -мезонов есть сильный пик при массе $M_{\pi^-\pi^-} = 397$ МэВ/с², близкой к массе наблюдаемого нами пика в системе $\pi^+\pi^-$. Однако оценка спина резонанса в системе $\pi^-\pi^-$ дала значение его спина $J \geq 6$, т.е. этот резонанс к наблюдаемой особенности в системе $\pi^+\pi^-$ отношения не имеет. Отсюда следует вывод, что для резонанса $M_{\pi^+\pi^-} = 404$ МэВ/с² значение изотопического спина $I = 0$.

Таким образом, с большой долей вероятности мы наблюдаем резонанс с квантовыми числами σ_0 -мезона $0^+[0^{++}]$.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведем окончательную таблицу результатов исследования σ_0 -мезона с массой $M_{\pi^+\pi^-} = 404 \text{ МэВ}/c^2$ в реакции $np \rightarrow np\pi^+\pi^-$ при $P_n = (3,83 \pm 0,12) \text{ ГэВ}/c$.

В таблице результатов приведены $M_{\text{рез}}$ и $\Gamma_{\text{рез}}^{\text{эксп}}$ — экспериментальные значения массы и ширины резонанса; $\Gamma_{\text{рез}}^{\text{ист}}$ — истинная ширина резонанса, полученная с учетом разрешения по массам $\Gamma_{\text{разр}}$; S. D. — статистическая значимость эффекта и σ (мкб) — сечение резонанса, вычисленное с учетом сечения исследуемой реакции $\sigma_{np \rightarrow np\pi^+\pi^-} = (6,46 \pm 0,32) \text{ мб}$ [5]. Ошибки в приведенных значениях массы, ширины и сечения резонанса являются комбинацией методических и статистических ошибок в квадратурах.

Разрешение по массам хорошо аппроксимируется формулой

$$\Gamma_{\text{разр}}(M_{\text{рез}}) = 0,042 \left(M_{\text{рез}} - \sum_{i=1}^2 m_i \right) + 2,8 \text{ (МэВ}/c^2),$$

где $M_{\text{рез}}$ и m_i (массы резонанса и составляющих частиц) задаются в $\text{МэВ}/c^2$. Эта величина равна, в районе пика, $\Gamma_{\text{разр}} \approx 7,8 \text{ МэВ}/c^2$. Истинная ширина резонанса вычисляется как $\Gamma_{\text{рез}}^{\text{ист}} = \sqrt{(\Gamma_{\text{рез}}^{\text{эксп}})^2 - (\Gamma_{\text{разр}})^2}$.

| $M_{\text{рез}} \pm \Delta M_{\text{рез}}, \text{ МэВ}/c^2$ | $\Gamma_{\text{рез}}^{\text{эксп}} \pm \Delta \Gamma_{\text{рез}}^{\text{эксп}}, \text{ МэВ}/c^2$ | $\Gamma_{\text{рез}}^{\text{ист}}, \text{ МэВ}/c^2$ | S. D. | $\sigma, \text{ мкб}$ |
|---|---|---|-------|-----------------------|
| 404 ± 5 | $14 \pm 5,4$ | 10,4 | 4,2 | 86 ± 32 |

σ_0 -мезоны могут быть мощным средством изучения горячей и плотной материи. Как показано в работе М. К. Волкова и др. [10], в горячей и плотной материи масса и ширина σ_0 -мезона уменьшаются. Поэтому поиск таких эффектов во взаимодействиях ядер поможет наблюдать состояние кварк-глюонной плазмы. Это возможно сделать в рамках проектов NICA/MPD [11] и CBM [12].

Камерные np -данные и pp -данные с установки HADES [13] дадут возможность рассчитать фон от нуклон-нуклонных взаимодействий, который составляет подавляющую часть эффектов, наблюдаемых в ядро-ядерных реакциях.

Авторы благодарят д-ров В. Л. Любошица, А. И. Малахова, М. В. Токарева, Ю. В. Заневского за помощь в работе и полезные обсуждения.

Работа выполнена в ЛФВЭ им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ в рамках темы 1087.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pennington M. R. Structure of the Scalars // Proc. of the 11th Intern. Conf. on Meson–Nucleon Physics and Structure of the Nucleon, FZJ, Juelich, Sept. 10–14, 2007; <http://ru.arxiv.org/abs/0711.1435>
2. Nakamura K. et al. (Particle Data Group) // J. Phys. G. 2010. V. 37. P. 075021; <http://pdg.lbl.gov/2010/reviews/rpp2010-rev-scalar-mesons.pdf>
Троян Ю. А. и др. Поиск и исследование маломассовых скалярных мезонов в реакции

- $np \rightarrow n\pi^+\pi^-$ при импульсе падающих нейтронов $P_n = 5,20$ ГэВ/с. Препринт ОИЯИ Р1-2008-100. Дубна, 2008. 6 с.; <http://arxiv.org/abs/0811.4078>
- Волков М. К., Кураев Э. А., Быстрицкий Ю. М. Двухфотонный механизм образования скалярных мезонов на встречных пучках // Письма в ЭЧАЯ. 2010. Т. 7, № 1(157). С. 23–25.
3. Belonogov A. V. *et al.* A Liquid Hydrogen Bubble Chamber of Volume $950 \times 350 \times 300$ mm // Nucl. Instr. Meth. 1963. V. 20. P. 114–115.
 4. Гаспарян А. П. и др. Нейтронный (стриппинговый) канал Лаборатории высоких энергий ОИЯИ // ПТЭ. 1977. № 2. С. 27–42.
 5. Бешлю К. и др. Сечения каналов реакций np -взаимодействий при $P_n = 1\text{--}5$ ГэВ/с // ЯФ. 1986. Т. 63. С. 888–892;
Мороз В. И., Никитин А. В., Троян Ю. А. Методы разделения каналов ядерных реакций при облучении пузырьковой камеры нейтронами с энергией от 2 до 10 ГэВ // ЯФ. 1969. Т. 9. С. 565–570;
Berge J. P., Solmitz F. T., Taft H. D. Kinematical Analysis of Interaction Vertices from Bubble Chamber Data // Rev. Sci. Instr. 1961. V. 32, No. 5. P. 538–548.
 6. Пономарев Л. А. Описание эксклюзивных процессов в модели реджезованного однопионного обмена // ЭЧАЯ. 1976. Т. 7, вып. 1. С. 186–248;
Иерусалимов А. П. и др. Интерференция основных диаграмм OPER-модели в реакции $np \rightarrow n\pi^+\pi^-$ при энергиях 1–5 ГэВ // Краткие сообщ. ОИЯИ. 1989. № 2[35]. С. 21–26;
Jerusalimov A. P. *et al.* Study of the Reaction $np \rightarrow n\pi^+\pi^-$ at Intermediate Energies // Proc. of the XX Baldin ISHEPP «Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics», Dubna, Oct. 4–9, 2010; <http://arxiv.org/abs/1102.1574>
Arndt R. A., Strakovsky I. I., Workman R. L. The SAID PWA Program // Intern. J. Mod. Phys. A. 2003. V. 18. P. 449–455;
Hohler G. *et al.* Handbook of Pion–Nucleon Scattering. V. 3. Karlsruhe Univ. ТКР 78-22 (78.REC.ОСТ).
 7. Балдин А. М., Гольданский В. Л., Розенталь И. Л. Кинематика ядерных реакций. М.: Атомиздат, 1968.
 8. Троян Ю. А. и др. Поиск и исследование узких дибарионных резонансов с изотопическим спином $I = 2$ в np -взаимодействиях при импульсе налетающих нейтронов $P_n = (5,10 \pm 0,13)$ ГэВ/с // ЯФ. 2000. Т. 63, № 9. С. 1648–1659.
 9. Troyan Yu. A. *et al.* Narrow Resonances in the System of Two π^- -Mesons // JINR Rapid Commun. 1996. No. 6 [80]. P. 73–78.
 10. Volkov M. K., Radzhabov A. E., Russakovich N. L. Mesons in Hot and Dense Matter // ЯФ. 2003. Т. 66, № 5. С. 1030–1037.
 11. <http://nica.jinr.ru/>
 12. http://www.gsi.de/forschung/fair_experiments/CBM/index_e.html
 13. <http://www-hades.gsi.de/>