

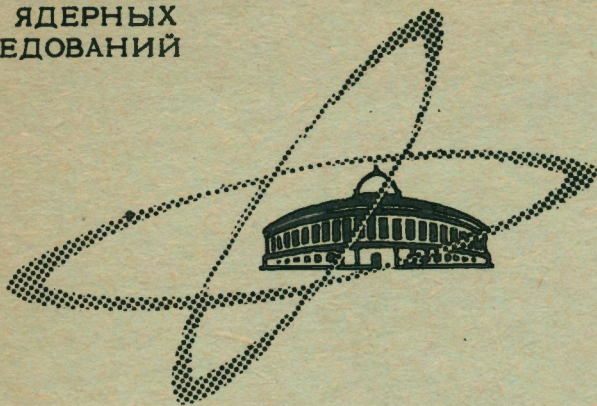
3881

Экз. чит. зал

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P1 - 3881



В.И.Мороз, А.В.Никитин, Ю.А.Троян

МЕТОДЫ РАЗДЕЛЕНИЯ КАНАЛОВ
ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ
ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЫ НЕЙТРОНАМИ
С ЭНЕРГИЕЙ ОТ 2 до 10 ГЭВ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1968

P1-3881

P1 - 3881

В.И.Мороз, А.В.Никитин, Ю.А.Троян

МЕТОДЫ РАЗДЕЛЕНИЯ КАНАЛОВ
ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ
ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЫ НЕЙТРОНАМИ
С ЭНЕРГИЕЙ ОТ 2 до 10 ГЭВ

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

Камера ПК-4 Лаборатории высоких энергий ОИЯИ ^{/1/} облучалась нейтронами с энергией до 10 Гэв. Направление оси канала нейтронов определялось по электрон-позитронным парам от γ -квантов, присутствующих в канале ^{/2/}.

В работе излагаются методы разделения каналов реакций n - p взаимодействий в событиях с 3-мя и 5-ю заряженными лучами без странных частиц.

Разобьем реакции взаимодействий падающих нейтронов со свободными протонами на следующие классы:

1. Класс "0", в котором все вторичные частицы зарегистрированы. Среди них присутствуют 2 протона ($n p \rightarrow p p \pi^-$; $n p \rightarrow p p \pi^+ \pi^- \pi^-$),

2. Класс " π^0 " - среди зарегистрированных частиц присутствуют 2 протона. Образуется еще $m = 1, 2, \dots$ незарегистрируемых π^0 -мезонов (например, $n p \rightarrow p p \pi^- \pi^0$; $n p \rightarrow p p \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$ и т.д.);

3. Класс " n " - среди зарегистрированных частиц присутствует один протон. Образуется один незарегистрированный нейтрон с $m = 0, 1, 2, \dots$ π^0 -мезонами (например, $n p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$; $n p \rightarrow p p \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$).

4. Класс " $2n$ " - среди зарегистрированных частиц нет протонов. Образуется 2 незарегистрируемых нейтрона с $m = 0, 1, 2, \dots$ π^0 -мезонами. Задача заключается в том, чтобы, во-первых, установить, к какому из перечисленных классов реакций относится данное событие, и, во-вторых, оценить импульс нейтрона, вызвавшего это взаимодействие (т.к. на камеру падают нейтроны разных энергий).

I. Выделение реакций класса "0"

Выделение основано на применении χ^2 -теста по методу, описанному в /3/. Для реакций типа "0" можно написать 4 уравнения связывающие параметры:

$$f_1 = p_{nx} - \sum_i p_{ix} = 0,$$

$$f_2 = p_{ny} - \sum_i p_{iy} = 0,$$

$$f_3 = p_{nz} - \sum_i p_{iz} = 0,$$

$$f_4 = E_n + m_p - \sum_i E_i = 0.$$

(1)

Здесь p_{ix} , p_{iy} , p_{iz} - проекции на соответствующие оси импульсов видимых частиц, E_i - их энергии; p_{nx} , p_{ny} , p_{nz} , E_n - то же для падающего нейтрона; m_p - масса протона.

Размерность χ^2_{min} -распределения равна числу уравнений связи. Так как для данного нейтронного облучения неизвестно заранее абсолютное значение импульса нейтрона, вызвавшего данное взаимодействие, то одно из уравнений (1) служит для определения $|p_n|$ и только 3 оставшихся уравнения можно использовать для построения χ^2_{min} .

II. Выделение реакций классов " π^0 ", " n ", " $2n$ "

1. Для таких реакций можно написать лишь одно уравнение связи для параметров - закон сохранения энергии:

$$f = \sqrt{p_n^2 + m_n^2} + m_p - \sum_i E_i - \sqrt{(p_n^2 - \sum_i p_i^2) + m_0^2} = 0. \quad (2)$$

Здесь p_n - импульс налетающего нейтрона, p_i - импульс "i" -ой зарегистрированной частицы, E_i -ее энергия при определенном предположении о ее массе, m_0 - масса улетевшей незарегистрированной частицы.

Ввиду того, что импульс нейтрона неизвестен, для этих классов реакций $\chi^2_{min} = 0$.

Для выделения реакций указанных типов полагаем $f=0$ и решаем полученное уравнение относительно p_n . При этом для каждого класса делается определенное предположение о массах положительных частиц (например, для класса " π^0 " в 3-лучевых звездах обе положительные частицы считаются протонами) и предполагается вылет минимальной массы m_0 , требуемой для данного класса ($m_0 = m_{\pi^0}$ для класса " π^0 ", $m_0 = m_n$ для класса " n ", и $m_0 = 2m_n$ для класса " $2n$ ").

Если найденное решение для какого-либо класса лежит в физически допустимом для нас интервале импульсов ($p_n < 10,7$ Гэв/с), то гипотеза о принадлежности события к испытываемому классу считается приемлемой. Если функция f не имеет действительных решений или решения лежат в области импульсов $p_n > 10,7$ Гэв/с, то такая гипотеза отбрасывается. Поведение функции f для различных гипотез подробно исследовано в /4/. Отметим, что таким образом мы находим минимальный импульс налетающего нейтрона для данной гипотезы о событии.

Далее применяются другие независимые способы идентификации частиц (измерение ионизации, счет числа δ -электронов на следе и т.д. /5/).

Наличие γ -кванта, связанного со звездой, говорит о том, что в данном событии имелся хотя бы один π^0 -мезон.

Гипотеза о принадлежности события к одному из классов " π^0 ", " n ", " $2n$ " считается приемлемой, если минимальный p_n , найденный из решения уравнения $f=0$, лежит в физически допустимой области импульсов нейтронов и идентификация частиц не противоречит предположению об их массе.

2. Дальнейшее разделение каналов реакций основано на сравнении вероятностей осуществления различных гипотез.

В работе /6/ получена формула для отношения вероятностей осуществления различных гипотез.

Рассмотрим случай разномасштабных гипотез, т.е. будем сравнивать вероятности осуществления двух гипотез, из которых одна характеризуется большим числом уравнений связи, чем другая. Для нейтронного облучения можно записать формулу отношения вероятностей работы ω_0 при сравнении гипотезы "0" с гипотезами " π^0 ", " n ", " $2n$ " в виде

$$\frac{\omega_0}{\omega_\beta} = \frac{(f_{1 \max} - f_{1 \min})}{(2\pi)^{3/2} \Delta f_1} \cdot \frac{(f_{2 \max} - f_{2 \min})}{\Delta f_2} \cdot \frac{(f_{3 \max} - f_{3 \min})}{\Delta f_3} \cdot e^{-\frac{X_0^2}{2}} \quad (4)$$

(Ω_0 полагаем равным Ω_β для отдельного события).

Здесь $f_{1 \max}$ и $f_{1 \min}$ - значения функций, характеризующих уравнения связи (см. формулы (1)) гипотезы "0", которые они принимают для гипотезы β (β -гипотеза " π^0 " или " n " или " $2n$ "). В уравнениях (1) f_1 , f_2 , f_3 характеризуют закон сохранения импульса. Считая, что все импульсные распределения " π^0 "-мезонов подобны распределениям заряженных мезонов, а все импульсные распределения вторичных нейтронов подобны распределениям протонов, и учитывая, что точность измерения всех импульсов у нас не хуже 10%, можно получить, например, для $X_{\min}^2 = 3$ отношение $\frac{\omega_{\pi^0}}{\omega_{\pi^0}} \approx 100$. То же имеет место и для гипотез " n " и " $2n$ ".

Таким образом, гипотезе "0", характеризуемой в случае нейтронного облучения 3-мя уравнениями связи, надо отдать предпочтение перед другими гипотезами, если значение X_{\min}^2 для гипотезы "0" лежит внутри некоторого выбранного доверительного интервала.

Поэтому принята следующая процедура разделения каналов реакций: если значение X_{\min}^2 "0" лежит в доверительном интервале, обеспечивающем $\frac{\omega_0}{\omega_\beta} > 1$, предположение о массах регистрируемых частиц не противоречит их идентификации, и в событии не зарегистрирован γ -квант, то, даже если допустимы другие гипотезы, определяемые решением уравнения $f=0$, предпочтение отдается гипотезе "0", а остальные гипотезы отбрасываются. Если X_{\min}^2 "0" больше граничного, то отбрасывается гипотеза "0" и оставляются другие гипотезы (если они при-

емлемы). Если значение X_{\min}^2 "0" больше граничного и никакие другие гипотезы о событии не удовлетворяются, то такое событие относится к типу пС.

Описанные способы дают следующее разделение:

3-лучевые звезды

0 гип.	1 гип.	2 гип.	3 гип.	4 гип.
11,8%	45%	35,8%	1,83%	5,5%

5-лучевые звезды

0 гип.	1 гип.	2 гип.	3 гип.	4 гип.	5 гип.	6 гип.	7 гип.
22,7%	40,5%	23,4%	5,3%	5,3%	1,4%	0	1,4%

Эти таблицы показывают, в скольких процентах случаев остаются приемлемыми для события 0,1,2, . . . гипотез. Гипотезой о событии считается предположение о принадлежности данного события к одному из перечисленных выше классов реакций с однозначным определением масс положительных частиц.

При разделении каналов реакций, если для события проходит n гипотез, каждая из них получает вес $1/n$.

3. Для дальнейшего разделения каналов реакций используем некоторые вероятностные соображения.

А. До сих пор уравнение $f=0$ решалось в предположении для данной гипотезы о событии вылета минимальной нерегистрируемой массы. Но в реальных процессах две (или больше) улетевшие незарегистрированные частицы образуют некоторую эффективную массу, большую суммы масс улетевших частиц. Поэтому для канала " $2n$ " уравнение $f=0$ решается в предположении, что 2 нейтрона образуют эффективную массу. Если в событии есть γ -квант, то для канала " n " уравнение $f=0$ решается в предположении, что улетевшие нейтрон и " π^0 "-мезон образуют некоторую эффективную массу; для канала " $2n$ " в этом случае 2 нейтрона и " π^0 "-мезон образуют некоторую эффективную массу.

Значения этих эффективных масс выбирались из нашего же эксперимента. В каналах реакций, разделенных описанными ранее методами, строятся распределения эффективных масс $\pi^+\pi^-$; $\pi^+\pi^+$; $p\pi^-$; $p\pi^+$; pp . Распределения по эффективным массам π^0 ; pn ; $pn\pi^0$; $\pi^0\pi^0$ считаются не сильно отличающимися от соответствующих распределений заряженных частиц. На распределениях эффективных масс выбирается точка, делящая всю площадь под распределением пополам, т.е.

$$\frac{\int_0^{M_{50\%}} f(M) dM}{\int_0^{M_{\max}} f(M) dM} = 0,5.$$

Назовем такую массу "50%-ой эффективной массой". Уравнение $f=0$, в котором заложена вместо суммы масс улетевших части 50%-ная, эффективная масса (там, где это необходимо), дает решение p_n , сдвинутое в сторону больших значений p_n примерно на величину

$$\Delta p_n = \frac{M_{0\text{eff}}^2 - M_{0\text{min}}^2}{f_\infty}, \quad (3)$$

если $f_\infty > 0$. Назовем такой сдвинутый импульс "оценочным". В (3) $M_{0\text{eff}}$ - закладываемая в функцию f эффективная масса, $m_{0\text{min}}$ - минимальная улетевшая масса для данного класса реакций, $f_\infty = \sum p_i \cos \theta_i + m_p - \sum E_i$ асимптота для $f \rightarrow 4$, Δp_n - сдвиг в решении $f=0$ по отношению к минимальному решению. При закладывании в функцию f 50%-ной массы решения для некоторых гипотез могут оказаться вне физической области ($p_n > 10,7$ Гэв/с).

В. Из других экспериментов /7,8/ следует, что 2 нуклона в системе центра масс взаимодействия разлетаются в основном в разные полушеры. Например, в работе /7/ нуклоны в 5-лучевых звездах лишь в 10% случаев летят в одну полушера, а в 3-лучевых звездах - лишь в 1%.

Предположим, что и в наших pn -взаимодействиях нуклоны должны в основном разлетаться в разные полушеры в общей с.ц.м., тогда анализ

вылета нуклонов в с.ц.м. при минимальном импульсе приводит к следующим выводам.

• Гипотеза " π^0 ". Если оба протона при минимальном импульсе летят в с.ц.м. назад, то при наличии других приемлемых гипотез гипотеза " π^0 " отбрасывается, т.к. при увеличении импульса падающего нейтрона протоны будут лететь в с.ц.м. с углами, еще более близкими в 180° ; если оба протона при минимальном импульсе летят в с.ц.м. вперед, то требуется вылет еще одного (по крайней мере) π^0 -мезона, чтобы нуклоны разлетались в разные полушеры. При этом в функцию f надо заложить эффективную массу 2-х π^0 -мезонов. Если при этом p_n окажется вне физической области, то гипотеза " π^0 " отбрасывается при наличии других приемлемых гипотез и оставляется, если их нет, т.к. в этом случае мы предполагаем вылет меньшей, чем 50%-ная эффективной массы 2-х " π^0 " мезонов; импульс нейтрона, вызвавшего данное взаимодействие с гипотезой " π^0 ", считается равным граничному (10,7 Гэв/с).

Гипотеза " n ". Если при минимальном импульсе оба нуклона летят в с.ц.м. в одну полушера (все равно какую), то требуется вылет еще одного (по крайней мере) π^0 -мезона. В функцию f для гипотезы " n " в этом случае закладывается 50%-ная эффективная масса нейтрона и π^0 -мезона. Если при этом p_n оказывается вне физической области, то гипотеза " n " отбрасывается при наличии других приемлемых гипотез и оставляется, если их нет, т.к. при этом мы предлагаем вылет меньшей, чем 50%-ная эффективной массы pn ; импульс нейтрона, вызвавшего данное взаимодействие с гипотезой " n ", считается равным граничному.

После применения описанной процедуры получаем следующее разделение по числу гипотез:

3-лучевые звезды

0 гип.	1 гип.	2 гип.	3 гип.	4 гип.
11,8%	47,8%	33,8%	2,7%	3,9%

Значения этих эффективных масс выбирались из нашего же эксперимента. В каналах реакций, разделенных описанными ранее методами, строятся распределения эффективных масс $\pi^+\pi^-$; $\pi^+\pi^+$; $p\pi^-$; $p\pi^+$; $p\pi^-$; $p\pi^+$. Распределения по эффективным массам $n\pi^0$; $n\pi$; $n\pi\pi^0$; $\pi^0\pi^0$ считаются не сильно отличающимися от соответствующих распределений заряженных частиц. На распределениях эффективных масс выбирается точка, делящая всю площадь под распределением пополам, т.е.

$$\frac{\int_0^{M_{50\%}} f(M) dM}{\int_0^{M_{\max}} f(M) dM} = 0,5.$$

Назовем такую массу "50%-ой эффективной массой". Уравнение $f=0$, в котором заложена вместо суммы масс улетевших части 50%-ная, эффективная масса (там, где это необходимо), дает решение p_n , сдвинутое в сторону больших значений p_n примерно на величину

$$\Delta p_n = \frac{M_{0\text{eff}}^2 - M_{0\text{min}}^2}{f_\infty}, \quad (3)$$

если $f_\infty > 0$. Назовем такой сдвинутый импульс "оценочным". В (3) $M_{0\text{eff}}$ - закладываемая в функцию f эффективная масса, $m_{0\text{min}}$ - минимальная улетевшая масса для данного класса реакций, $f_\infty = \sum p_i \cos \theta_i + m_p - \sum E_i$ асимптота для f /4/, Δp_n - сдвиг в решении $f=0$ по отношению к минимальному решению. При закладывании в функцию f 50%-ной массы решения для некоторых гипотез могут оказаться вне физической области ($p_n > 10,7$ Гэв/с).

В. Из других экспериментов /7,8/ следует, что 2 нуклона в системе центра масс взаимодействия разлетаются в основном в разные полусферы. Например, в работе /7/ нуклоны в 5-лучевых звездах лишь в 10% случаев летят в одну полусферу, а в 3-лучевых звездах - лишь в 1%.

Предположим, что и в наших $p\pi$ -взаимодействиях нуклоны должны в основном разлетаться в разные полусферы в общей с.ц.м., тогда анализ

вылета нуклонов в с.ц.м. при минимальном импульсе приводит к следующим выводам.

• Гипотеза " π^0 ". Если оба протона при минимальном импульсе летят в с.ц.м. назад, то при наличии других приемлемых гипотез гипотеза " π^0 " отбрасывается, т.к. при увеличении импульса падающего нейтрона протоны будут лететь в с.ц.м. с углами, еще более близкими в 180° ; если оба протона при минимальном импульсе летят в с.ц.м. вперед, то требуется вылет еще одного (по крайней мере) π^0 -мезона, чтобы нуклоны разлетались в разные полусферы. При этом в функцию f надо заложить эффективную массу 2-х π^0 -мезонов. Если при этом p_n окажется вне физической области, то гипотеза " π^0 " отбрасывается при наличии других приемлемых гипотез и оставляется, если их нет, т.к. в этом случае мы предполагаем вылет меньшей, чем 50%-ная эффективной массы 2-х " π^0 " мезонов; импульс нейтрона, вызвавшего данное взаимодействие с гипотезой " π^0 ", считается равным граничному (10,7 Гэв/с).

Гипотеза " n ". Если при минимальном импульсе оба нуклона летят в с.ц.м. в одну полусферу (все равно какую), то требуется вылет еще одного (по крайней мере) π^0 -мезона. В функцию f для гипотезы " n " в этом случае закладывается 50%-ная эффективная масса нейтрона и π^0 -мезона. Если при этом p_n оказывается вне физической области, то гипотеза " n " отбрасывается при наличии других приемлемых гипотез и оставляется, если их нет, т.к. при этом мы предлагаем вылет меньшей, чем 50%-ная эффективной массы $n\pi^0$; импульс нейтрона, вызвавшего данное взаимодействие с гипотезой " n ", считается равным граничному.

После применения описанной процедуры получаем следующее разделение по числу гипотез:

3-лучевые звезды

0 гип.	1 гип.	2 гип.	3 гип.	4 гип.
11,8%	47,8%	33,8%	2,7%	3,9%

5-лучевые звезды

0 гип.	1 гип.	2 гип.	3 гип.	4 гип.	5 гип.:
22,7%	51,5%	16%	5%	4,3%	0,7%

4. Для разделения событий, для которых проходит больше одной гипотезы, использовались следующие соображения. Из изотопической инвариантности следует, что

$$\sigma [p r \rightarrow n n \pi^+ \pi^+ \pi^- (m \pi^0)] = \sigma [p r \rightarrow p p \pi^+ \pi^- \pi^- (m \pi^0)]; \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

Это соотношение не зависит от энергии и означает, что количество событий в канале "2n" 3-лучевых звезд должно быть равно суммарному количеству событий из каналов "0" и "π⁰" в пятилучевых звездах. С другой стороны, количество событий в канале "π⁰" в 3- и 5-лучевых звездах должно содержать π⁰-мезонов, определенных по γ-квантам, не меньше, чем самих событий в этих каналах. Эти два требования можно удовлетворить только при следующих условиях:

Если к 3-лучевой звезде подходят 3 гипотезы "π⁰", "n" и "2n", то гипотеза "2n" отбрасывается, а оставшимся гипотезам приписывается вес 1/2 каждой. Если к 3-лучевой звезде подошли 2 гипотезы, одна из которых "2n", то гипотеза "2n" отбрасывается, а оставшаяся гипотеза получает вес 1.

Если для 5-лучевой звезды приемлемы 3 гипотезы "π⁰", "n" и "2n", то оставляется только гипотеза "π⁰", если — "π⁰" и "n", то оставляется "π⁰", если же приемлемы "n" и "2n" то оставляется "n". При этом мы учитываем, что канал "2n" мало вероятен (2% от всех 5-лучевых звезд по статистической теории при энергии 7 Гэв) /9/.

Если учесть все изложенные соображения, то для соотношения (4) можно получить

$$\frac{N_{2n}^{8''} - N_{\pi^0 + \pi^0}^{5''}}{N_{2n}^{8''} + N_{\pi^0 + \pi^0}^{5''}} = 0,087 \pm 0,076$$

Видно, что (4) удовлетворяется в пределах ошибок, что подтверждает правильность разделения каналов реакций всеми использованными методами.

5. При указанном разделении канал "0" в 3-лучевых звездах содержит 17% примесей других каналов (и π⁰, в том числе), канал "0" в 5-лучевых звездах содержит 20% примесей от других каналов. Проценты примесей определены по "хвостам" χ²-распределений, построенных с учетом идентификации частиц. Канал "π⁰" в 3-лучевых звездах может содержать большое число примесей из-за наличия значительного количества событий, имеющих вес меньший 1. Канал "n" в 3-лучевых звездах содержит ≈ 10% примесей от других каналов. Канал "2n" практически примесей не содержит, т.к. в нем остались события, где заряженные частицы идентифицированы как π⁺-мезоны или по кинематике проходит только этот канал.

В каналах "π⁰", "n", "2n" 5-лучевых звезд примесей при нашем способе разделения нет.

6. Так как пропановая камера способна регистрировать γ-кванты с эффективностью ≈ 10% в нашем эксперименте, то в каждом канале реакций можно определить общую долю событий, содержащих π⁰-мезоны. Тогда спектр импульсов нейтронов, вызвавших реакции данного типа, можно определить, вычислив минимальный импульс нейтрона для случаев без явного образования π⁰-мезонов, оценочный импульс для тех же событий, взвешивая эти 2 спектра с известным весом, определенным по γ-квантам и добавляя к полученному спектру оценочный спектр из случаев, содержащих γ-квант или π⁰, определенный по кинематике в с.ц.м. при минимальном импульсе.

Изложенные методы разделения каналов ядерных реакций и определения импульсов частиц, вызвавших реакции данного типа, могут быть применены при работах с другими пучками нейтральных частиц, имеющих значительный разброс по импульсам.

Л и т е р а т у р а

1. Ван Ган-чан, М.И.Соловьев, Ю.Н.Шкобин. ПТЭ, 1, 41 (1959).
2. Т.Бишлиу, В.Вишневецкий, М.Гаврилаш, А.Константинеску и др. Препринт ОИЯИ Р-2916, Дубна 1966.

5-лучевые звезды

0 гип.	1 гип.	2 гип.	3 гип.	4 гип.	5 гип.:
22,7%	51,5%	16%	5%	4,3%	0,7%

4. Для разделения событий, для которых проходит больше одной гипотезы, использовались следующие соображения. Из изотопической инвариантности следует, что

$$\sigma [p r \rightarrow n n \pi^+ \pi^+ \pi^- (m \pi^0)] =$$

$$= \sigma [p r \rightarrow p r \pi^+ \pi^- \pi^- (m \pi^0)]; \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

Это соотношение не зависит от энергии и означает, что количество событий в канале "2n" 3-лучевых звезд должно быть равно суммарному количеству событий из каналов "0" и "π⁰" в пятилучевых звездах. С другой стороны, количество событий в канале "π⁰" в 3- и 5-лучевых звездах должно содержать π⁰-мезонов, определенных по γ-квантам, не меньше, чем самих событий в этих каналах. Эти два требования можно удовлетворить только при следующих условиях:

Если к 3-лучевой звезде подходят 3 гипотезы "π⁰", "n" и "2n", то гипотеза "2n" отбрасывается, а оставшимся гипотезам приписывается вес 1/2 каждой. Если к 3-лучевой звезде подошли 2 гипотезы, одна из которых "2n", то гипотеза "2n" отбрасывается, а оставшаяся гипотеза получает вес 1.

Если для 5-лучевой звезды приемлемы 3 гипотезы "π⁰", "n" и "2n", то оставляется только гипотеза "π⁰", если — "π⁰" и "n", то оставляется "π⁰", если же приемлемы "n" и "2n" то оставляется "n". При этом мы учитываем, что канал "2n" мало вероятен (2% от всех 5-лучевых звезд по статистической теории при энергии 7 Гэв) /9/.

Если учесть все изложенные соображения, то для соотношения (4) можно получить

$$\frac{N_{2n}^{3''} - N_{\pi^0 + \pi^0}^{5''}}{N_{2n}^{3''} + N_{\pi^0 + \pi^0}^{5''}} = 0,087 \pm 0,076$$

Видно, что (4) удовлетворяется в пределах ошибок, что подтверждает правильность разделения каналов реакций всеми использованными методами.

5. При указанном разделении канал "0" в 3-лучевых звездах содержит 17% примесей других каналов (и π⁰, в том числе), канал "0" в 5-лучевых звездах содержит 20% примесей от других каналов. Проценты примесей определены по "хвостам" χ²-распределений, построенных с учетом идентификации частиц. Канал "π⁰" в 3-лучевых звездах может содержать большое число примесей из-за наличия значительного количества событий, имеющих вес меньше 1. Канал "n" в 3-лучевых звездах содержит ~10% примесей от других каналов. Канал "2n" практически примесей не содержит, т.к. в нем остались события, где заряженные частицы идентифицированы как π[±]-мезоны или по кинематике проходит только этот канал.

В каналах "π⁰", "n", "2n" 5-лучевых звезд примесей при нашем способе разделения нет.

6. Так как пропановая камера способна регистрировать γ-кванты с эффективностью ~10% в нашем эксперименте, то в каждом канале реакций можно определить общую долю событий, содержащих π⁰-мезоны. Тогда спектр импульсов нейтронов, вызвавших реакции данного типа, можно определить, вычислив минимальный импульс нейтрона для случаев без явного образования π⁰-мезонов, оценочный импульс для тех же событий, взвешивая эти 2 спектра с известным весом, определенным по γ-квантам и добавляя к полученному спектру оценочный спектр из случаев, содержащих γ-квант или π⁰, определенный по кинематике в с.ц.м. при минимальном импульсе.

Изложенные методы разделения каналов ядерных реакций и определения импульсов частиц, вызвавших реакции данного типа, могут быть применены при работах с другими пучками нейтральных частиц, имеющих значительный разброс по импульсам.

Л и т е р а т у р а

1. Ван Ган-чан, М.И.Соловьев, Ю.Н.Шкобин. ПТЭ, 1, 41 (1959).
2. Т.Бишлиу, В.Вишневский, М.Гаврилаш, А.Константинеску и др. Препринт ОИЯИ Р-2916, Дубна 1966.

3. З.М.Иванченко, А.Ф.Лукьянцев, В.И.Мороз и др. Препринт ОИЯИ Р-2339, Дубна, 1965.
4. Р.М.Джабар-Заде, В.И.Мороз, А.В.Никитин и др. Препринт ОИЯИ 1957, Дубна 1965.
5. В.И.Мороз, А.В.Никитин, А.И.Родионов, Ю.А.Троян. Препринт ОИЯИ Р1-3145, Дубна 1967.
6. В.И.Мороз, А.В.Никитин, Ю.А.Троян, Б.А.Шахбазян. Ядерная физика, т.6, вып. 1, стр. 90, 1967.
7. F.H.Holmquist, Berkeley, UCRL-8599, 1958.
8. И.М.Граменицкий. Кандидатская диссертация, Дубна, 1961.
G.Alexander et al. "Proton-Proton Interaction at 5,5 GeV/c".
Доклад на конференции по физике высоких энергий в Беркли, 1966.
9. С.З.Беленький, В.М.Максименко, А.И.Никишов, И.Л.Розенталь. УФН, т. LXII, вып. 2, 1957.
- V.S.Baraš̆enkov, B.M.Barbaš̆ov, E.G.Bubelev. Nuovo Cim., V.VII, No.1, p.117-129, 1958, Suppl.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 мая 1968 года.