

ГЕНЕРАЦИЯ НУКЛОННЫХ ИЗОБАР ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПРОТОНОВ С ИМПУЛЬСОМ 24 Гэв/с С ЯДРАМИ ФОТОЭМУЛЬСИИ

Д. А. ГАЛСТЯН

Изучена генерация изобар при $P-N$ взаимодействии при 24 Гэв/с методом ядерных фотоэмульсий в сильном магнитном поле. Наблюдено образование изобары 1,24 Гэв/с². Для N^* (1,24 Гэв/с²) с $\gamma^* > 10$ P и π -мезон в СДМ имеют симметрично-анизотропное угловое распределение, что согласуется со спином изобары 3/2. Угловое распределение продуктов распада медленной изобары ($\gamma^* < 10$) асимметрично: протоны летят назад, а π -мезоны — вперед.

В последнее время вопрос о роли изобарного механизма в процессе генерации π -мезонов при взаимодействии π -мезонов и протонов с нуклонами и ядрами приобретает интерес. Как показывают многочисленные исследования, выполненные с помощью лузырьковой камеры и электроники, сечение генерации нуклонных изобар для ($P-P$) соударения с энергией от 6,0 до 30 Гэв/с и передаваемого импульса от 0,04 до 5,0 (Гэв/с)² составляет примерно 6% от сечения неупругого рассеяния $\sigma_{\text{ну}} \approx 30$ мбн [1]. Причем, с увеличением энергии налетающей частицы происходит возбуждение более тяжелых изобар. Изобара с массой 1238 Мэв/с² подавлена уже при энергии налетающей частицы $E \geq 11$ Гэв [2].

Изучение взаимодействия протона с ядрами H_2 , Ве и Рв с импульсом 18.8 и 23.1 Гэв/с также указывает на немалую роль изобарного механизма в процессе генерации энергичных π -мезонов [3]. Авторы работы указывают на генерацию изобары с изоспином 1/2 и с массой 1518 и 1688 Мэв/с². Несмотря на это, имеются работы, выполненные с помощью водородной камеры, в которых наблюдается генерация легкой изобары в соударениях ($P-P$) с импульсом 10 Гэв/с [4] и 24 Гэв/с [5]. Данная работа является первой попыткой с помощью метода ядерных фотоэмульсий исследовать процесс генерации нуклонных изобар из взаимодействия ($P-N$).

Фотоэмульсионная стопка Ильффорд G-5 толщиной 600 мк облучалась протонами церновского синхротрона с импульсом 24 Гэв/с при наличии магнитного поля с напряженностью $H \approx 180$ Кгс. Поиск событий-взаимодействий — проводился просмотром вдоль следа первичного протона. Было выделено 180 взаимодействий, удовлетворяющих критериям $n_h \leq 3$, $n_g \leq 1$. Импульс и знак заряда вторичных частиц определялись по отклонению следа частицы в магнитном поле. Таким образом было обработано $\geq 80\%$ следов вторичных частиц, поэтому при расчете различных физических величин поправки на геометриче-

ский фактор не вводился. Подробности методической части эксперимента можно найти в работе [6].

Для группы надежно идентифицированных частиц (протона и π -мезонов), летящих в переднюю полусферу в СЦМ сталкивающихся нуклонов проводился расчет эффективных масс. На рис. 1а и 1б приведе-

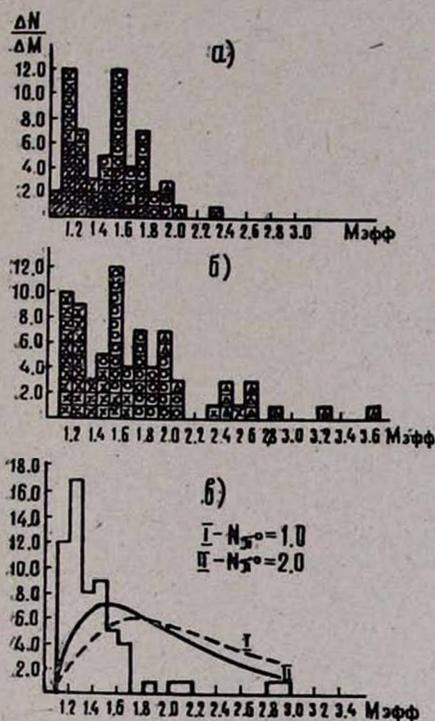


Рис. 1. Распределение эффективных масс комбинаций P с одним или несколькими π -мезонами для звезд с а) $n \leq 5$; б) $n \leq 5$; в) распределение эффективных масс всевозможных комбинаций $P\pi$ из реакций $P+N \rightarrow N+N+\pi+\pi$ совместно с фазовыми кривыми.

ны эффективные массы частиц; $P\pi^+$ отмечены крестиками, $P2\pi$ — кружочками и $P3\pi$ — треугольниками для взаимодействий с малой $n \leq 5$ (рис. 1а) и большой $n > 5$ (рис. 1б) множествами, $n = n_s + n_g$. На рисунках наблюдаются максимумы при значениях $M_{P\pi}$ в интервале $1,1+1,3 \text{ Гэв}/c^2$, $M_{P\pi}$ в интервале $1,5-1,7 \text{ Гэв}/c^2$. Из 55 значений эффективных масс в 29 случаях P и π -мезон вылетают в виде узких струй с углом разлета $\leq 4,0^\circ$ в л.с.к., указанные значения отмечены на рисунке штрихами. На рис. 1б отложены 73 значения эффективных масс, полученных для звезд с большой множественностью, $n > 5$. Как видно, с увеличением множественности появляются большие значения $M_{эфф}$. Указанные события характеризуются также большим значением квадрата 4-х мерного передаваемого импульса. В данной работе события с большим значением $M_{эфф}$ не анализировались ввиду малой статистики. Изучение их представляет интерес с точки зрения генерации тяжелых изобар в высокоэнергичных взаимодействиях.

Наличие изобар в высокоэнергичных взаимодействиях может быть обнаружено при сравнении распределения эффективных масс всевозможных комбинаций частиц, скажем $P\pi$, с фазовой кривой, рассчитанной для конкретной реакции. С этой целью для реакции $P + N \rightarrow N + N + \pi + \pi$ проводился расчет эффективных масс комбинаций $P\pi$. На рис. 1в приводится распределение $M_{эфф}$ совместно с фазовой кривой, рассчитанной с учетом генерации одного π^0 , $N_{\pi^0} = 1,0$ или двух π^0 , $N_{\pi^0} = 2,0$. Фазовая кривая расходится с гистограммой: изобара $1,24 \text{ Гэв}/c$ выделяется из взаимодействия. Распределение эффективных масс комбинаций частиц $P\pi\pi$ из той же реакции довольно широкое и $\approx 70\%$ значений лежат между $1,5-1,7 \text{ Гэв}/c^2$. Разделить изобары с массой $1,5$ и $1,7 \text{ Гэв}/c^2$ не удалось вследствие малой статистики.

Наконец, делалась попытка выделить $\pi\pi$ -резонансные состояния из взаимодействия. В распределении по эффективным массам $\pi\pi$ -частиц резонансные состояния не выделяются. Аналогичный результат получен при тех же первичных энергиях в экспериментах в водородной камере [5].

Для частиц $P\pi^+$, $P\pi^-$ с эффективной массой в интервале $1,13-1,30 \text{ Гэв}/c^2$ строились распределения по γ^* —лоренц-фактору изобары в лабораторной системе координат, рис. 2а ($P\pi^+$) и 2б ($P\pi^-$). Распре-

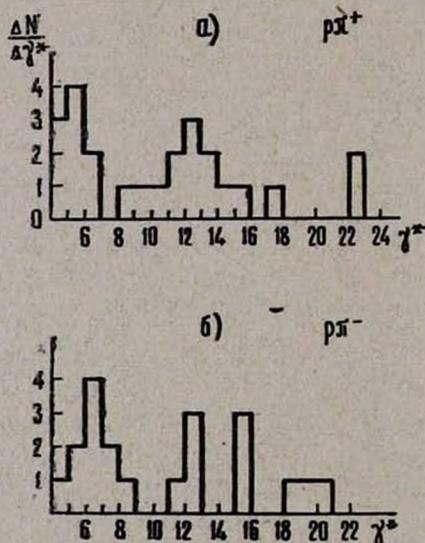


Рис. 2. Распределение по γ^* -фактору изобары $1,24 \text{ Гэв}/c^2$: а) для изобары $P\pi^+$ б) для изобары $P\pi^-$.

деление по множественностям взаимодействий, в которых происходит генерация быстрых ($\gamma^* > 10$) и медленных ($\gamma^* < 10$) изобар приводится на рис. 3. Как видно, быстрая изобара генерируется в малых звездах, средняя множественность $\langle n_s \rangle = 3,1 \pm 0,70$, а медленная изобара — в больших звездах, средняя множественность $\langle n_s \rangle = 5,5 \pm 1,20$ (указанные ошибки статистические).

По нашим данным [6] средний импульс протона уменьшается с увеличением множественности, в то время как средний импульс π -мезонов как положительных, так и отрицательных остается без изменения. Лоренц-фактор изобары определяется в основном лоренц-фактором протона.

Быстрая и медленная изобары с массой $1,24 \text{ Гэв}/c^2$ различаются не только множественностью взаимодействия, где они генерируются,

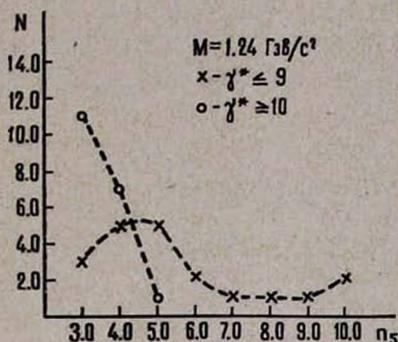


Рис. 3. Распределение по множественности взаимодействий, где происходит генерация изобары $1,24 \text{ Гэв}/c^2$
 $\gamma^* < 10$ и $\gamma < 10$.

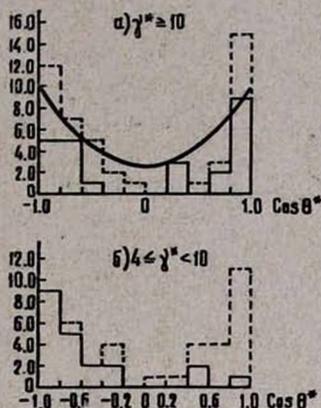


Рис. 4. Угловое распределение вторичных протонов и π -мезонов в системе покоя изобар: а) для $\gamma^* > 10$; б) для $4 < \gamma^* < 10$.

но еще и угловым распределением вторичных P и π -мезона в системе покоя изобары. На рис. 4а и 4б³ отложены углы вылета протонов — сплошная гистограмма и π -мезонов — пунктирная гистограмма в системе покоя изобары $1,24 \text{ Гэв}/c^2$ с $\gamma^* > 10$ (рис. 4а) и $\gamma^* < 10$ (рис. 4б). Из рис. 4а видно, что угловое распределение протонов и π -мезонов анизотропно, но симметрично относительно значения $\theta^* = \pi/2$, распределение согласуется с кривой, проведенной в предположении спина изобары $3/2$. Для ориентированного спина $3/2$ угловое распределение вторичных протона и π -мезона в системе покоя изобары имеет вид $1 + 3 \cos^2 \theta^*$. По рис. 4б угловое распределение частиц асимметрично и анизотропно, причем протоны летят назад, а π -мезоны — вперед в системе покоя изобары.

Изобары с эффективной массой в интервале $1,40-1,60 \text{ Гэв}/c^2$ и $1,61-1,78 \text{ Гэв}/c^2$ могут иметь каскадный распад $M^* \rightarrow (P\pi) + \pi_1$, причем эффективная масса комбинации $(P\pi^\pm)$ попадает в интервал $1,13-1,39 \text{ Гэв}/c^2$. На существование таких распадов указывалось в докладе Гольдхабера [7]. Каскадность распада изобары может быть отражена в распределении по углу разлета вторичных π -мезона и протона, причем угол $\hat{P}\pi$ от распада легкой изобары должен быть меньше, чем угол между протоном и первым π_1 -мезоном от распада $M^* \rightarrow (P\pi) + \pi_1$. Согласно кинематике соударения максимальный угол разлета вторич-

ных π -мезонов и протона в лабораторной системе координат определяется массой изобары M^* и ее импульсом P_1 в Λ -системе.

$$\sin \theta_{\max 1, 2}^* = \frac{M^* P^*}{m_{1, 2} P_1},$$

где индексы 1, 2 относятся к частицам с массами m_1, m_2 , P^* — импульс частиц в системе покоя изобары:

$$P^* = \frac{1}{2M^*} \sqrt{(M^{*2} - (m_1 + m_2)^2)(M^{*2} - (m_1 - m_2)^2)}.$$

При распаде изобар $M^* = 1,51 \text{ Гэв}/c^2$ и $1,71 \text{ Гэв}/c^2$ на легкую изобару $M^* = 1,24 \text{ Гэв}/c^2$ и π -мезон, угол вылета π -мезона будет равен 9° и 14° соответственно, а угол вылета π -мезона при последующем распаде легкой изобары — 7° и $7,5^\circ$.

На рис. 5а и 5б показаны распределения углов [вылета для 26 π -мезонов из 13 событий ($P\pi^+\pi^-$) с $P_1 \geq 20 \text{ Гэв}/c$. Из них в 4-х слу

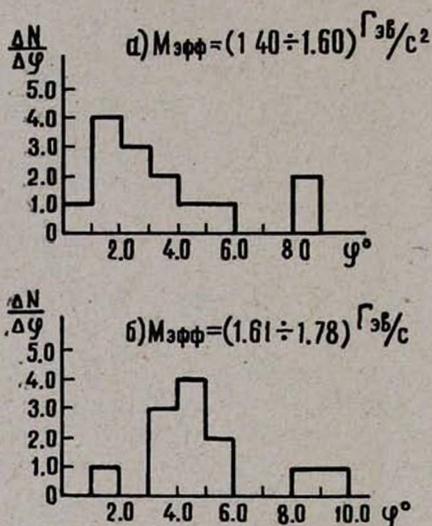


Рис. 5. Распределение по углу разлета π -мезон-протон для $P\pi^+\pi^-$ с эффективной массой в интервале: а) $1,4-1,6 \text{ Гэв}/c^2$; б) $1,6-1,78 \text{ Гэв}/c^2$.

чаях угол вылета одного из π -мезонов оказался $> 8^\circ$. Углы [частиц в лабораторной системе координат измерялись с точностью $\approx 0,5^\circ$. Таким образом, по крайней мере примерно, в 30% случаев распад изобары происходит, по-видимому, по каскаду.

Экспериментальный материал, использованный в данной работе, был получен фотогруппой лаборатории Космических лучей ФИАН СССР при участии автора в просмотре и обработке звезд. Автор выражает благодарность Г. Б. Жданову и М. И. Третьяковой за разрешение опубликовать полученные результаты, а также всем сотрудникам и лаборанткам, принимавшим участие в обработке материала. Интерпретация этого материала лежит целиком на ответственности автора.

В заключение хочется выразить благодарность В. М. Харитонову за внимание и помощь в работе.

Ереванский физический институт

Поступила 19.II.1969

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. E. W. Anderson, E. I. Blaser et. al., Phys. Rev. Lett. 16, 855 (1966).
2. G. Cocconi, E. Lellethun et. al., Phys. Lett., 8, 134 (1964).
3. D. Dekkers, I. A. Geibel et. al., Phys. Rev., 137, B962 (1965).
4. S. P. Almeida, H. W. Atherton et. al., Phys. Lett., 14, 240 (1965).
5. S. Nillson, F. Bretvik et. al., Nuovo Cim., 43A, 716 (1966).
6. Д. А. Галстян, Г. Б. Жданов, М. И. Третьякова, М. Н. Щербакова, М. М. Чернявский, ЖЭТФ, 51, 417 (1966).
7. G. Goldhaber et. al., Труды Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964.

ՆՈՒՎԼՈՆԱՅԻՆ ԻԶՈԲԱՐՆԵՐԻ ԳԵՆԵՐԱՑՈՒՄԸ 24 ԳԵՎ/Ս ԻՄՊՈՒԼՍ ՈՒՆԵՑՈՂ ՊՐՈՏՈՆՆԵՐԻ ԵՎ ՖՈՏՈՆՄՈՒԼՍԻԱՅԻ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ ՓՈՆԵԱԶԻԵՑՈՒԹՅԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Ձ. Ա. ԳԱԼՏՅԱՆ

Ուսումնասիրված է իզոբարների գեներացումը ($p-N$) փոխազդեցության ժամանակ ուժեղ մագնիսական դաշտում միջուկային ֆոտոէմուլսիաների մեթոդի միջոցով: Դիտված է $1,24$ գեՎ/Ս² իզոբարի առաջացումը N^* ($1,24$ գեՎ/Ս²) $\gamma^* \geq 10$ համար p -ն և π -մեզոնը ՄԿՍ-ում ունեն սիմետրիկ-անիզոտրոպ անկյունային բաշխում, որը համապատասխանում է $3/2$ հավասար իզոբարի սպինին: Դանդաղ իզոբարի ($\gamma^* < 10$) տրոհման ժամանակ առաջացված մասնիկների անկյունային բաշխումը ասիմետրիկ է, պրոտոնները թռչում են ետ, իսկ π -մեզոնները—առաջ:

GENERATION OF THE NUCLEON ISOBAR IN INTERACTION OF 24 GEV/c MOMENTUM PROTONS WITH THE NUCLEUS OF PHOTOEMULSION

G. A. GALSTIAN

The isobar generation in $p-N$ interaction with 24 GeV/c momentum was investigated by means of the nuclear photoemulsion method in a strong magnetic field. An isobar of 1.24 GeV/c² was observed. The angular distribution of P and π -meson from N^* (1.24 GeV/c²) with $\gamma^* \geq 10$ in C.M.S. is symmetrical and anisotropical, which agrees with spin 3/2 for the isobar. The angular distributions of slow isobar ($\gamma^* < 10$) decay are asymmetrical, protons being ejected backward, but π -mesons forward.