

ПРИМЕНЕНИЕ ОБРАЗОВ ПРОСТРАНСТВА СКОРОСТЕЙ К ИЗУЧЕНИЮ КИНЕМАТИКИ π^-p -ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ ЭНЕРГИИ 7,5 ГэВ С ОТОЖДЕСТВЛЕННЫМ ПРОТОНОМ

В.А.Беляков, Э.Г.Бубелев, Е.С.Кузнецова

При помощи нового метода анализа кинематики в образах пространства скоростей Лобачевского [1], предложенного одним из авторов (Бубелевым) [2], заново проанализированы 300 из ~ 1300 4-лучевых π^-p -взаимодействий в пропане при энергии 7,5 $\pm 0,6$ ГэВ, изученных в работах [3], а именно, события с протоном, найденным по ионизации ($p_p \leq 1$ ГэВ/с) из работы [3а].

В методе использованы: продольная Л-диаграмма скоростей Лобачевского [4] и ω^\perp -диаграмма [2] удвоенных поперечных полускоростей $2\omega^\perp$ [1], включающая азимутальные углы ϕ , вылета частиц (рис.1¹⁾). Вместе взятые, эти диаграммы содержат всю информацию о кинематике отдельного события и сохраняют основные особенности его кинематической фигуры [1в] в пространстве скоростей – инвариантного геометрического образа его кинематики. При помощи геометрических критериев [5] 27 случаев отброшены как π^-C -события, остальные разделены по каналам: 1) без π^0 -мезона $\sim 25\%$; 2) с $1\pi^0 \sim 50\%$; 3) $\geq 2\pi^0 \sim 25\%$. Двести событий из каналов 1 и 2 классифицированы по типам кинематических фигур (т.е. по типам кинематики π^-p -реакции) на основе принципа "сходства" фигур и их элементов, относящихся к выделенным при этом группам частиц и показанных на рис.1 стрелками. Принцип охватывает и обобщает все кинематические критерии отбора. Для выбора наиболее вероятной гипотезы о типе фигуры удобен критерий отношения правдоподобия [6] (см., например, [4]). С каждым типом фигур можно сопоставить комплекс (граф) отношений [1в] участвующих в реакции частиц (рис.1).

В большинстве событий выделились две (изредка три) группы из 1-4 частиц с нуклоном и без него с массами, как целого, M^* и $\gamma\gamma(M_p)$.

¹⁾ Координаты: декартовы $\xi^\perp = \arctg(p^\perp/mc)$, $\rho'' = \text{arch}[E \cos \xi^\perp / mc^2]$ на Л-диаграмме и полярные $2|\vec{\omega}^\perp| = 2T^\perp/p^\perp C$, $\phi = \text{arg}(\vec{\omega}^\perp)$ на ω^\perp -диаграмме. Координатные сетки приведены в [2,4].

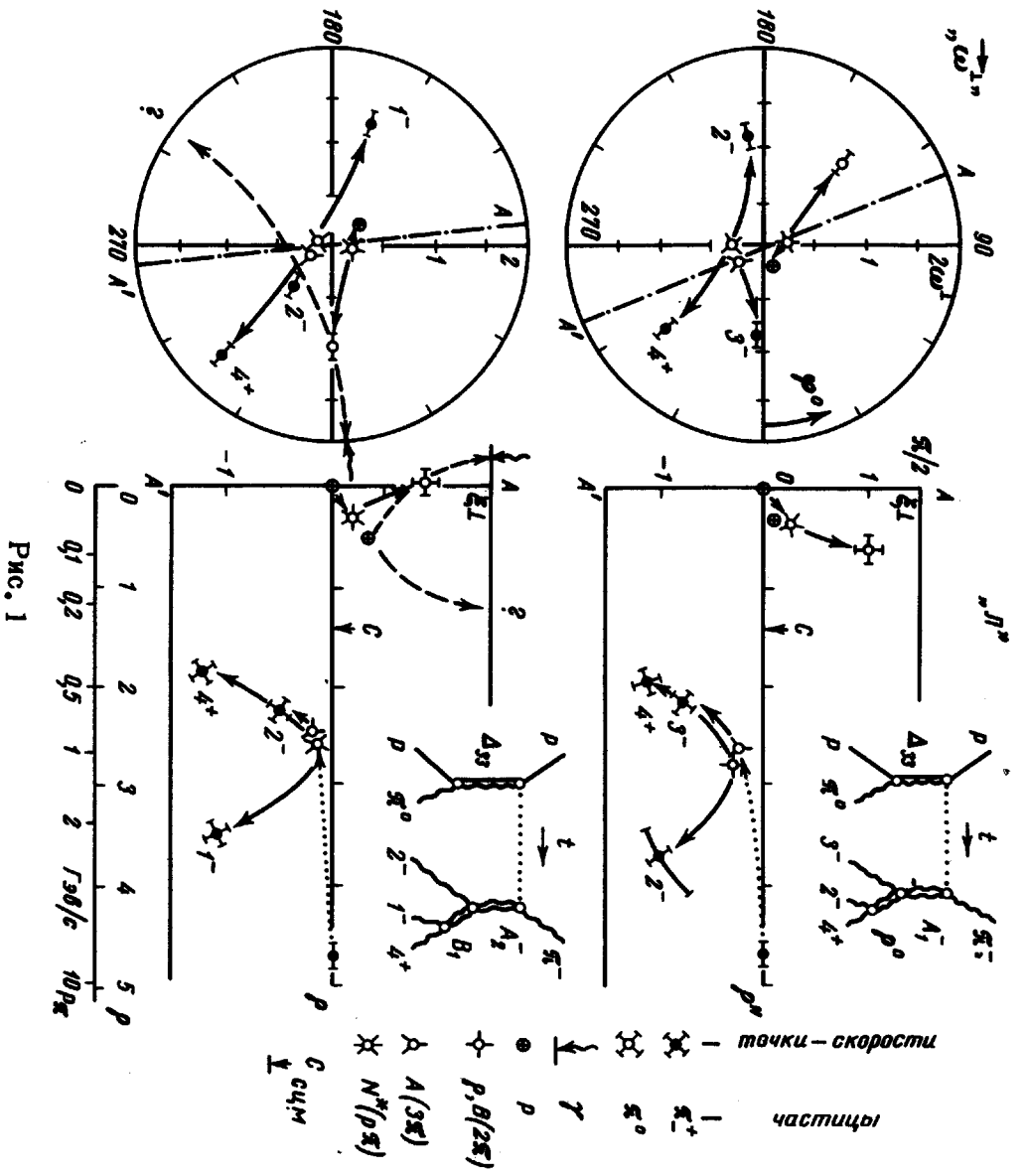


Рис. 1

m_π и \mathcal{M}_3^*). Центры масс (ЦМ) групп (звездочки на рис.1) обычно удалены друг от друга больше, чем от первичных частиц, и близки к прямой, соединяющей последние; ЦМ третьей группы \mathcal{M}_3^* близок к точке С — СЦМ реакции. Угловые распределения в системах ЦМ групп пионов симметричны с вероятностью (в целом) 53% по критерию знаков [7]. Суммарная кинетическая энергия групп в СЦМ равна $\sum_{i=1}^{2(3)} T_i^* = E_c - (M^* + \mathcal{M}_3^* \text{ или } M_p + \mathcal{M}_3^* + m_\pi) = 0,7 + 2,1 \text{ Гэв}$ и составляет значительную часть полной энергии $E_c = \sum \epsilon_{ci} = 3,87 \text{ Гэв}$ (что подтверждает хорошее разделение групп в пространстве скоростей). Интегральные распределения по квадрату $4 - \text{импульса } (-t)$, переданного этим группам, имеют тот же вид

$$\ln n(> -t) = \ln(C/A) - A(-t),$$

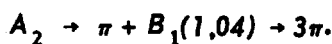
как для бинарных каналов π^+p -реакции при $8 \text{ Гэв}/c$ [8]. Для подтипов π^-p -реакции, отличающихся массой группы с протоном $M_p = 0,94$, $M_{p\pi}^* \leq 1,3$, $M_{p\pi, p2\pi}^* > 1,3 \text{ Гэв}/c^2$, коэффициенты наклона равны соответственно $A = 5 \pm 1; 2,5 \pm 0,5; 1,3 \pm 0,1 (\text{Гэв}/c)^{-2}$ по сравнению с $A = (7 - 9) \pm 1$ и $(2 - 12) \pm (1 - 2)$ для каналов с $M_p = 0,94$ и $M^*, \mathcal{M}_3^* \leq 1,3 \text{ Гэв}/c^2$ в [8]. (Распределения для $p\pi$ - и $2p\pi$ -комбинаций, не входящих в M^* и составляющих кинематический "фон", имеют наклон $A \leq 0,4 \pm 0,01 (\text{Гэв}/c)^{-2}$). Все это указывает на возбуждение столкнувшихся (и виртуальной) частиц в "бинарных" $\pi^-p \rightarrow M^* + \mathcal{M}_3^*$ (и "тернарных" $\pi^-p \rightarrow M_p + \mathcal{M}_3^* + m_\pi$) типах реакции без образования единой возбужденной системы.

Для более полного использования выделенной выше информации плотности распределений по массам $M^*(p\pi, p2\pi)$ и $\mathcal{M}_3^*(3\pi, 2\pi, 4\pi)$ для однотипных групп частиц представлены не гистограммами, а "диффрограммами" (рис.2, а-д). Так естественно назвать производные $f(M^*) = -n dF_1(M^*)/dM^*$ [6] от гладких функций $nF_1(M^*)$, аппроксимирующих экспериментальные интегральные распределения $nF_n(M^*)$ объема n . nF_1 согласуются с соответствующими nF_n с вероятностями $P_1(f) = 44; 65; 62; 20; 40\%$ в целом (и $P_1(f_i^m) \simeq 50-90\%$ по частям), а альтернативы nF_{11} (с равномерной плотностью \bar{f}) — с вероятностями $P_{11}(\bar{f}) = 0,4; 1; 4; 2 \cdot 10^{-4}; 3 \cdot 10^{-3}\%$ по наиболее мощному критерию π_1 [7]. Максимумы f_i^m диффрограмм совпадают с известными резонансами [9], указан-

ными стрелками и символами. Статистические ошибки равны $\Delta f_i^m = f_i^m / \sqrt{n_i}$, где n_i — площадь "колокола" под i -м максимумом (заштрихована на рис.2); разрешение равно 2,5-4% для M^* и 6-8% для \mathcal{M}^* . (Распределения для остальных комбинаций частиц из разных групп, а также внутри них ("фон") имеют в 3-6 раз больший объем и сильно отличаются от приведенных на рис.2). Распределения частиц из области наибольших максимумов: по $\cos \theta^*$ для изобары Δ_{33} - и ρ -мезона и на диаграмме Далица для A_1^- и A_2^- -мезонов, — не противоречат их квантовым числам.

Поэтому максимумы диффrogramм $f(M^*)$ и $f(\mathcal{M}^*)$ — интерпретированы как уровни возбуждения соответственно нуклона и мезона. Эти уровни комбинируются более, чем в 20 бинарных и 2-3 тернарных физических каналов π^-p -реакции трех типов. Бинарные каналы: I (~82%) — с резонансным возбуждением одной или обеих столкнувшихся частиц; II (~13,5%) — с возбуждением нуклона до уровней $\Delta_{33}^{++(+)}$, $N^+(1,4)$ и $\pi^- \pi^{-(0)}$ — рассеянием, а также с дифракционной генерацией $(3\pi)^-_{DG}$ без возбуждения протона (рис.2, e, d). III (~4,5%) — тернарные каналы с возбуждением виртуального мезона (вакуума), передающего взаимодействие между столкнувшимися частицами, до уровней ρ , A_1 и иногда одной из столкнувшихся частиц.

Максимумы в области $\mathcal{M}^*(3\pi)$, $\mathcal{M}^*(2\pi, 4\pi) = 1,4-1,7 \text{ Гэв}/c^2$ диффrogramм 2, e, d, дополненных значениями $\mathcal{M}^* > 1,35 \text{ Гэв}/c^2$ из 4-лучевых событий с медленным нейтроном ($P_n \leq 1 \text{ Гэв}/c$) (пунктир), указывают на возможное существование новых резонансов, обозначенных как A_3^- и B_3^- -мезоны и наблюдавшихся в [10] ($P_{1d}(A_3^-) = 61$ и 1,3%; $P_{1d}(B_3^-) = 83$ и 11%). Их массы и ширины с ошибками оценены при помощи медианы и секстилей [6] и их 16%-х доверительных пределов: $\mathcal{M}^*(A_3^-) = 1,55 \pm 0,02$, $\Gamma < 0,16 \pm 0,035 \text{ Гэв}/c^2$ и $\mathcal{M}^*(B_3^-) = 1,54 \pm 0,024$, $\Gamma < 0,17 \pm 0,05 \text{ Гэв}/c^2$. Изотопические спины A_3^- и B_3^- равны $I \geq 1$. Получено указание на преобладание у A_3^- -мезона мод распада $A_3^- \rightarrow \pi + (B_1(1,04) \text{ или } B_2(1,34))^2$. Обнаружена новая мода распада A_2^- -мезона



²⁾ $B_{1,2}$ -мезоны с массами 1,04 и 1,34 $\text{Гэв}/c^2$ наблюдались по 4-пионной моде распада в работах [11] — $B_1(1,04)$ и [12] — $B_2(1,34)$.

Использованный метод применим в области $E_{\text{лаб}} > 5 \text{ Гэв}$ при условии $\bar{\epsilon}^* < \bar{\epsilon}_c$ для средних энергий продуктов распада искомым квазичастиц (резонансов): $\bar{\epsilon}^*$ – в системе покоя последних и $\bar{\epsilon}_c$ – в СЦМ реакции. При помощи него полнее выделяется физически существенная информация о кинематике реакции. Благодаря снижению доли неотделенного фона в распределениях $2\alpha - g$ до уровня 30-50% получено 3 статистически значимых максимума ($0,2 < P_{II}(f) \leq 1,3\%$) и 6 (из 7) менее значимых ($4 < p_{II}(f) < 12\%$) по сравнению с одним Δ^{++} в [3]. Для детального изучения выявленных особенностей π^-p -реакции необходим больший материал.

Авторы благодарят **В.И.Векслера**, И.В.Чувило, М.И.Соловьева, Н.М.Вирясова и Е.Н.Кладницкую за обсуждение результатов и поддержку.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступило в редакцию
25 июня 1968 г.

Литература

- [1] Н.А.Черников. а – Научн. докл. высш. школы; физ.-мат.науки, № 2, 158, 1958; б – Препринт ОИЯИ Р-723, Дубна, 1961; в – Лекции в междунар. школе теор. физики при ОИЯИ, 3, стр. 151, Дубна, 1964.
- [2] Э.Г.Бубелев. Изв. АН СССР, 31, 1487, 1967.
- [3] Э.Баля и др. а – Препринт ОИЯИ Р-2461, Дубна, 1964; б – ЯФ; 5, 834, 1967.
- [4] Э.Г.Бубелев. Изв. АН СССР, 28, 1829, 1964.
- [5] В.А.Беляков, Э.Г.Бубелев. Изв. АН СССР, 31, 1491, 1967.
- [6] Б.Л. Ван дер Варден. Математическая статистика, ИЛ. М., 1960.
- [7] Л.Д.Оуэн, Сб. Статистических таблиц, ВЦ АН СССР, 1967.
- [8] M.Deutschmann et al. Phys. Lett., 19, 608, 1965.
- [9] G.Rosenfeld et al. UCRL-8030, revised Sept., 1967.
- [10] V.H.Guszavin et al. Phys. Lett., 21, 579, 1966; 23, 719, 1966; A.Accensi et al. Phys. Lett., 20, 557, 1966.
- [11] Nguyen-Huu Xuong et al. Nuovo Cim., 25, 923, 1962.
- [12] В.А.Беляков, **В.И.Векслер** Н.М.Вирясов и др. ЖЭТФ, 46, 1947, 1964.