

СЗ46.6В

В-555

15/1-65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1891



В.Ф. Вишнеvский, Ду Юань-цай, В.И. Мороз,
А.В. Никитин, Ю.А. Троян, Цзян Шао-цзюнь,
Чжан Вэнь-юй, Б.А. Шахбазян, Юань Жун-фан,
Янь У-гуан

КИНЕМАТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ ДЛЯ ПРОЦЕССОВ
С ОБРАЗОВАНИЕМ И КАСКАДНЫМ
РАСПАДОМ ИЗОБАР

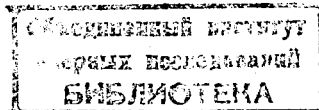
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1964

P-1891

В.Ф. Вишнеvский, Ду Юань-пай, В.И. Мороз,
А.В. Никитин, Ю.А. Троян, Цзян Шао-цзюнь,
Чжан Вэнь-юй, Б.А. Шахбазян, Юань Жун-фан,
Янь У-гуан

КИНЕМАТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ ДЛЯ ПРОЦЕССОВ
С ОБРАЗОВАНИЕМ И КАСКАДНЫМ
РАСПАДОМ ИЗОБАР



В^{1/} рассматривалось возможное построение системы изобар и их переходов. В настоящей работе приведены некоторые расчеты кинематических характеристик вторичных частиц, образованных через изобары при взаимодействиях нуклонов с другими частицами^{х/}.

Предполагается двухэтапный процесс образования вторичной частицы а посредством распада изобары А. Сначала при взаимодействии нуклона-мишени N с налетающей частицей x одна из них возбуждается. При этом поперечные импульсы малы, а продольные переданные импульсы могут быть любыми. В результате образуется изобара А. Затем эта изобара А распадается на несколько вторичных частиц, одной из которых является рассматриваемая частица а.

Окончательные формулы этих расчетов вместе с вышеупомянутыми возможными схемами распадов изобар^{1/} были удовлетворительно применены в^{2,3/} для анализа данных Λ -гиперонов, образованных в π^- -p взаимодействиях^{4-6/}.

§ 1. Процесс образования изобары

Процесс образования изобары А может быть записан в виде:

$$x + N \rightarrow A + B,$$

где В -совокупность всех остальных вторичных частиц. Совокупность В может быть или изобарной второй из взаимодействующих частиц x или N, или совокупностью не связанных между собой частиц.

Вводятся следующие обозначения:

- 1) m_x, m_N, m_A и m_B -массы x, N, A и B, соответственно;
- 2) $P_x = P$; $P_N = 0$ - импульсы налетающей частицы и нуклона-мишени в лабораторной системе; 3) P_x^o, P_N^o, P_A^o и P_B^o - импульсы соответствующих частиц в с.ц.м. системы (xN); 4) E_x^o, E_N^o, E_A^o и E_B^o -полные энергии этих частиц в с.ц.м. (xN); 5) γ_A^o и γ_B^o -лоренцевы факторы изобары А и совокупность В в с.ц.м. (xN); 6) t - угол вылета изобары А в с.ц.м. (xN); 7) q - поперечный импульс изобары А; 8) γ_o, β_o - лоренцев фактор и скорость движения с.ц.м. (xN) в лабораторной системе.

^{х/} Авторы благодарят проф. Банга и Сян Дин-чана, благодаря которым они имели возможность ознакомиться с рукописью доклада Lahamad, E.Dal-Jensen и K.H. Hansen, представленного на конференции в Bristol летом 1982 г. В этом докладе были проведены подобные расчеты для π^- -мезонов, образованных через нуклонные изобары.

Коэффициентом упругости взаимодействий η называется отношение полной энергии изобары A в с.ц.м. (xN) к полной энергии той частицы, от которой образуется изобара A , в с.ц.м. (xN). Следовательно, $\eta = \frac{E_A^0}{E_x^0}$, если изобара A образуется от налетающей частицы x , и $\eta = \frac{E_A^0}{E_N^0}$, если изобара A образуется от нуклона-мишени N .

Тогда легко получить следующие соотношения между этими величинами:

$$\beta_0 = \frac{P}{m_x \sqrt{1 + \left(\frac{P}{m_x}\right)^2} + m_N}, \quad (1.1)$$

$$\gamma_0 = \frac{\frac{m_N}{m_x} + \sqrt{1 + \left(\frac{P}{m_x}\right)^2}}{\sqrt{1 + \left(\frac{m_N}{m_x}\right)^2 + 2\left(\frac{m_N}{m_x}\right)\sqrt{1 + \left(\frac{P}{m_x}\right)^2}}}, \quad (1.2)$$

$$P_N^0 = P_x^0 = \frac{P}{\sqrt{1 + \left(\frac{m_x}{m_N}\right)^2 + 2\left(\frac{m_x}{m_N}\right)\sqrt{1 + \left(\frac{P}{m_x}\right)^2}}}, \quad (1.3)$$

$$P_A^0 = P_B^0 = \sqrt{(E_A^0)^2 - m_A^2}, \quad (1.4)$$

$$P_A^0 \sin t = q, \quad (1.5)$$

$$P_A^0 \cos t = \ell \sqrt{(P_A^0)^2 - q^2}. \quad (1.6)$$

$\ell = +1$ относится к движению изобары A вперед в с.ц.м. (xN), а $\ell = -1$ - к движению изобары A назад в с.ц.м. (xN).

$$E_N^0 = m_N \gamma_0, \quad (1.7)$$

$$E_x^0 = m_N \gamma_0 \sqrt{\beta_0^2 + \left(\frac{m_x}{m_N \gamma_0}\right)^2}, \quad (1.8)$$

$$E_{AN}^0 = \eta_N E_N^0 = \eta_N m_N \gamma_0, \quad (1.9)$$

$$E_{Ax}^0 = \eta_x E_x^0 = \eta_x m_N \gamma_0 \sqrt{\beta_0^2 + \left(\frac{m_x}{m_N \gamma_0}\right)^2}, \quad (1.10)$$

$$\eta_N = \frac{E_{AN}^0}{E_N^0} = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \sqrt{1 + \frac{m_x^2 - m_N^2}{(m_N \gamma_0)^2}} + \frac{m_A^2 - m_B^2}{(m_N \gamma_0)^2 [1 + \sqrt{1 + \frac{m_x^2 - m_N^2}{(m_N \gamma_0)^2}}]} \right\}, \quad (1.11)$$

$$\eta_x = \frac{E_{Ax}^0}{E_x^0} = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{m_x^2 - m_N^2}{(m_N \gamma_0)^2}}} + \frac{m_A^2 - m_B^2}{(m_N \gamma_0)^2 [1 + \frac{m_x^2 - m_N^2}{(m_N \gamma_0)^2} + \sqrt{1 + \frac{m_x^2 - m_N^2}{(m_N \gamma_0)^2}}]} \right\} \quad (1.12)$$

В этих формулах $m_B = \frac{\sum m_i \gamma_i^0}{\gamma_0}$ - приведенная масса совокупности B , она принимает определенные дискретные значения, если совокупность B - изобары, и самые разнообразные непрерывные значения, если совокупность B состоит из не связанных между собой частиц. Формулы (1.9) и (1.10), (1.11) и (1.12) можно объединить при помощи введения величины m (масса той частицы, от которой образуется изобара A).

$$E_A^0 = \eta m_N \gamma_0 \sqrt{\beta_0^2 + \left(\frac{m}{m_N \gamma_0}\right)^2}, \quad (1.13)$$

$$\eta = \frac{1}{2} \left\{ \sqrt{1 + \frac{m_x^2 - m^2}{(m_N \gamma_0)^2}} + \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{m^2 - m_N^2}{(m_N \gamma_0)^2}}} + \frac{m_A^2 - m_B^2}{(m_N \gamma_0)^2 [1 + \frac{m^2 - m_N^2}{(m_N \gamma_0)^2} + \sqrt{1 + \frac{m_x^2 - m^2}{(m_N \gamma_0)^2}}]} \right\}. \quad (1.14)$$

Процесс образования изобары полностью характеризуется γ_0 , m_A , $\eta(m_B)$ и $q(t)$.

Для $N-N$ взаимодействий $m_x = m_N = m$,

$$\eta = 1 + \frac{m_A^2 - m_B^2}{(2 m_N \gamma_0)^2}. \quad (1.15)$$

Для $\pi-N$ взаимодействий $m_x = m_\pi \ll m_N$, $\frac{1}{2} \left(\frac{m_\pi}{m_N \gamma_0}\right)^2 \ll 1$,

$$\eta_\pi = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{1}{\beta_0} + \frac{m_A^2 - m_B^2}{(m_N \gamma_0)^2 (1 + \beta_0) \beta_0} \right\}, \quad (1.16)$$

$$\eta_N = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \beta_0 + \frac{m_A^2 - m_B^2}{(m_N \gamma_0)^2 (1 + \beta_0)} \right\}. \quad (1.17)$$

Для $K-N$ взаимодействий $m_x = m_K \sim \frac{1}{2} m_N$,

$$\eta_K \sim \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{1}{\frac{1}{2} \sqrt{1 + 3\beta_0^2}} + \frac{m_A^2 - m_B^2}{(m_N \gamma_0)^2 [1 + \frac{1}{2} \sqrt{1 + 3\beta_0^2}] - \frac{1}{2} \sqrt{1 + 3\beta_0^2}} \right\}, \quad (1.18)$$

$$\eta_N \sim \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \sqrt{1 + 3\beta_0^2} + \frac{m_A^2 - m_B^2}{(m_N \gamma_0)^2 [1 + \frac{1}{2} \sqrt{1 + 3\beta_0^2}]} \right\}. \quad (1.19)$$

§ 2. Процесс распада изобары А

Изобара А может распасться или по простой, или по каскадной схемам:

$$\begin{aligned} A &\rightarrow a + b, \\ A &\rightarrow a + \beta \\ &\quad |_{a+b}, \end{aligned}$$

где а - рассматриваемая частица. В общем случае рассматривается двухкаскадный распад изобары А.

Вводятся следующие обозначения:

- 1) m_a, m_β, m_a, m_b - массы соответствующих частиц;
- 2) $P_a^\alpha, P_b^\alpha, E_a^\alpha, E_b^\alpha$ - импульсы и полные энергии частиц а и б в системе покоя частицы а;
- 3) $P_a^A, P_\beta^A, P_a^A, E_a^A, E_\beta^A$ и E_a^A - импульсы и полные энергии соответствующих частиц в системе покоя изобары А.
- 4) $\gamma_a^A, \gamma_\beta^A, \beta_a^A$ и β_β^A - лоренцевы факторы и скорости движения а и А в системе покоя А и в с.ц.м. (XN), соответственно. Другими словами, нижние индексы означают, к какой частице относятся эти величины, верхние - в какой системе рассматриваются эти величины.

В системе покоя а - частицы имеем:

$$m_a E_a^\alpha = \frac{1}{2} (m_a^2 + m_a^2 - m_b^2). \quad (2.1)$$

Переход в систему покоя изобары А совершается при помощи преобразования Лоренца:

$$\begin{aligned} m_a E_a^\alpha &= m_a \gamma_a^A (E_a^A - \beta_a^A P_a^A \cos \Psi) = \\ &= E_a^A E_a^A - P_a^A P_a^A \cos \Psi, \end{aligned} \quad (2.2)$$

где Ψ - угол между импульсами \vec{P}_a^A и \vec{P}_a^A .

В системе покоя изобары А существуют следующие соотношения:

$$E_a^A = \frac{1}{2m_A} (m_A^2 + m_a^2 - m_\beta^2), \quad (2.3)$$

$$P_a^A = \frac{1}{2m_A} \sqrt{[m_A^2 - (m_a + m_\beta)^2][m_A^2 - (m_a - m_\beta)^2]}. \quad (2.4)$$

Преобразование Лоренца для перехода от системы покоя изобары А к системе центра масс (XN) приводит к следующим выражениям (см. рис. 1):

$$\begin{aligned} E_a^A &= \gamma_A^\alpha [E_a^\alpha - \beta_A^\alpha (S_1 + S_2)] = \\ &= \frac{1}{m_A} [E_a^\alpha E_a^\alpha - P_a^\alpha (P_a^\alpha \cos \theta_a^\alpha \cos \phi + P_a^\alpha \sin \theta_a^\alpha \cos \phi \sin t)], \end{aligned} \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned} P_a^A &= \gamma_A^\alpha [(S_1 + S_2) - \beta_A^\alpha E_a^\alpha] = \\ &= \frac{1}{m_A} [E_a^\alpha (P_a^\alpha \cos \theta_a^\alpha \cos \phi + P_a^\alpha \sin \theta_a^\alpha \cos \phi \sin t) - P_a^\alpha E_a^\alpha], \end{aligned} \quad (2.6)$$

где ϕ - азимутальный угол между плоскостью взаимодействия $[\vec{P}_x^\alpha \times \vec{P}_A^\alpha]$ и плоскостью $[\vec{P}_x^\alpha \times \vec{P}_A^\alpha]$ в с.ц.м. (XN), который является инвариантной величиной при переходе от лабораторной системы к системе центра масс (XN). θ_a^α - угол вылета частицы а в с.ц.м. (XN).

Подставляя вместо $E_a^A, P_a^A, E_a^A, P_a^A$ и E_a^A выражения (2.3), (2.4), (2.5), (2.6) и (2.1) соответственно в формулу (2.2), получаем

$$\begin{aligned} &m_A^2 (m_a^2 + m_a^2 - m_b^2) = \\ &= (m_A^2 + m_a^2 - m_b^2) [E_a^\alpha E_a^\alpha - P_a^\alpha \cos \theta_a^\alpha \cdot P_a^\alpha \cos \phi - P_a^\alpha \sin \theta_a^\alpha \cos \phi \cdot P_a^\alpha \sin t] - \\ &- \sqrt{[m_A^2 - (m_a + m_\beta)^2][m_A^2 - (m_a - m_\beta)^2]} \cos \Psi [E_a^\alpha \cos \phi \cdot P_a^\alpha \cos \theta_a^\alpha + \\ &+ E_a^\alpha \sin \phi \cdot P_a^\alpha \sin \theta_a^\alpha \cos \phi - P_a^\alpha E_a^\alpha] \end{aligned} \quad (2.7)$$

Для удобства вводятся следующие обозначения:

$$\begin{aligned} A &= m_A^2 + m_a^2 - m_b^2, \\ B &= \eta m_N \gamma_\alpha \sqrt{\beta_\alpha^2 + (\frac{m}{m_N \gamma_\alpha})^2}, \\ C &= q \cos \phi = P_a^\alpha \sin \theta_a^\alpha \cos \phi, \\ D &= \sqrt{1 - \frac{q^2}{(\eta m_N \gamma_\alpha)^2 [\beta_\alpha^2 + (\frac{m}{m_N \gamma_\alpha})^2] - m_A^2}}, \end{aligned}$$

$$F = \sqrt{[m_A^2 - (m_a + m_\beta)^2][m_A^2 - (m_a - m_\beta)^2]} \cos \Psi,$$

$$G = \sqrt{1 - \frac{m_A^2}{(\eta m_N \gamma_0)^2 [\beta_0^2 + (\frac{m}{m_N \gamma_0})^2]}}.$$

$$Q = m_A^2 (m_a^2 + m_\beta^2 - m_b^2).$$

Принимая во внимание (1.13), (1.14), (1.5) и (1.8), легко видеть, что $E_A^0 = B$; $P_A^0 = BG$; $P_A^0 \sin \theta_0 = C$ и $\cos \theta_0 = \ell \cdot D$. Подставляя эти выражения в (2.7), получаем:

$$Q = (A + FG) B E_a^0 - (AG + F) \ell B D P_a^0 \cos \theta_0 - (A + \frac{F}{G}) C P_a^0 \sin \theta_0, \quad (2.8)$$

$$\frac{\ell B D G \cos \theta_0 + C \sin \theta_0}{\sqrt{(\ell B D G)^2 + C^2}} = \frac{(A + FG) B G E_a^0 - Q G}{(AG + F) \sqrt{(\ell B D G)^2 + C^2} P_a^0} \quad (2.9)$$

$$\cos(\theta_0 - \delta_0) = T_0 \frac{E_a^0}{P_a^0} = W_0 \frac{1}{P_a^0} \quad (2.10)$$

$$\operatorname{tg} \delta_0 = \frac{C}{\ell B D G} \quad (2.11)$$

$$T_0 = \frac{(A + FG) B G}{(AG + F) \sqrt{(\ell B D G)^2 + C^2}} \quad (2.12)$$

$$W_0 = \frac{Q G}{(AG + F) \sqrt{(\ell B D G)^2 + C^2}} \quad (2.13)$$

Формулы (2.10) и (2.11) дают кинематические соотношения между импульсом P_a^0 и $\cos \theta_0$ с.п.м. (xN).

Свершим далее преобразование Лоренца от системы центра масс (xN) к лабораторной системе по (2.8):

$$\begin{aligned} Q &= (A + FG) B \gamma_0 (E_a - \beta_0 P_a \cos \theta_a) - C (A + \frac{F}{G}) P_a \sin \theta_a = \\ &= \ell B D (AG + F) \gamma_0 (P_a \cos \theta_a - \beta_0 E_a) \\ &= [(A + FG) + \ell D \beta_0 (AG + F)] \gamma_0 B E_a - C (A + \frac{F}{G}) P_a \sin \theta_a = \\ &= -[(A + FG) \beta_0 + \ell D (AG + F)] \gamma_0 B P_a \cos \theta_a, \end{aligned} \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned} &G B \gamma_0 [(A + FG) \beta_0 + \ell D (AG + F)] \cos \theta_a + C (AG + F) \sin \theta_a = \\ &= \frac{\sqrt{(B G \gamma_0)^2 [(A + FG) \beta_0 + \ell D (AG + F)]^2 + C^2 (AG + F)^2}}{[(A + FG) + \ell D \beta_0 (AG + F)] B G \gamma_0 E_a - Q G} \cdot P_a \quad (2.15) \end{aligned}$$

Выражение (2.15) легко преобразовать в формулы:

$$\cos(\theta_a - \delta_\Lambda) = T_\Lambda \frac{E_a}{P_a} = W_\Lambda \frac{1}{P_a} \quad (2.16)$$

$$\operatorname{tg} \delta_\Lambda = \frac{C (AG + F)}{B G \gamma_0 [(A + FG) \beta_0 + \ell D (AG + F)]} \quad (2.17)$$

$$T_\Lambda = \frac{[(A + FG) + \ell D \beta_0 (AG + F)] B G \gamma_0}{\sqrt{(B G \gamma_0)^2 [(A + FG) \beta_0 + \ell D (AG + F)]^2 + C^2 (AG + F)^2}} \quad (2.18)$$

$$W_\Lambda = \frac{Q G}{\sqrt{(B G \gamma_0)^2 [(A + FG) \beta_0 + \ell D (AG + F)]^2 + C^2 (AG + F)^2}} \quad (2.19)$$

Формулы (2.16) вместе с (2.17), (2.18) и (2.19) дают кинематические соотношения в лабораторной системе.

§ 3. Общие формулы для кинематических кривых

Формулы (2.10)–(2.13) и (2.16)–(2.19) можно привести к одной и той же форме:

$$\cos(\theta_a - \delta) = T \frac{E_a}{P_a} - W \frac{1}{P_a}, \quad (3.1)$$

где

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{C(AG + F)}{BGE[(A + FG)v + \ell D(AG + F)]}, \quad (3.2)$$

$$T = \frac{[(A + FG) + \ell Dv(AG + F)](BGE)}{\sqrt{(BGE)^2 [(A + FG)v + \ell D(AG + F)]^2 + C^2(AG + F)^2}}, \quad (3.3)$$

$$W = \frac{QG}{\sqrt{(BGE)^2 [(A + FG)v + \ell D(AG + F)]^2 + C^2(AG + F)^2}}. \quad (3.4)$$

Если в этих формулах положить $\xi = \gamma_0$ и $v = \beta_0$, то получим искомые кинематические соотношения в лабораторной системе. Если же положить $\xi = 1$, $v = 0$, то те же кинематические соотношения получим в с.п.м. (xN). Для случая, когда изобара A в с.п.м. (xN) движется вперед, нужно брать $\ell = +1$. При движении изобары A в с.п.м. (xN) назад $-\ell = -1$. Остальные обозначения прежние.

Если предположить, что $m_a = m_A$ и $m_\beta = 0$, то эти формулы дают кинематические соотношения между P_a и $\cos \theta_a$ в лабораторной системе и между P_a^0 и $\cos \theta_a^0$ в системе центра масс (xN) для частицы a , являющейся продуктом распада изобары A по простой схеме распада $A \rightarrow a + b$.

Если предположить, что $m_a = m_a = m_A$ и $m_b = m_\beta = 0$, то эти формулы дают кинематические соотношения между P_a и $\cos \theta_a$ в лабораторной системе и в системе центра масс (xN) для частицы a , образованной непосредственно при $x-N$ взаимодействиях.

Легко видеть, что каждая кинематическая кривая в данном описании полностью определяется набором пятнадцати параметров, а именно:

m_x , m_N , γ_0 , m_A , $m_B(\eta)$, m_α , m_β , m_a , m_b , ℓ , q , $\cos \Psi$, $\cos \phi$, v и ξ . Для каждого конкретного процесса первые десять параметров должны быть заданы. Значения v и ξ определяются выбором системы координат. Три параметра (q , $\cos \Psi$ и $\cos \phi$) — статистические.

Была составлена программа для вычисления кинематических кривых.

§ 4. Некоторые замечания о кинематических кривых

1. Нужно отметить, что при сравнении экспериментальных данных с кинематическими кривыми нельзя ожидать, чтобы все экспериментальные точки на плоскости P_a и $\cos \theta_a$ легли на какую-либо одну кинематическую кривую, так как:

а) Самые значения поперечного импульса q у изобары A в каждом заданном процессе статистически распределены (от 0 до 0,5 Гэв/с).

б) Каждому определенному значению поперечного импульса q соответствует серия кривых, заключенных между двумя предельными кривыми, т.к. $\cos \Psi$ и $\cos \phi$ могут принимать непрерывные значения от -1 до $+1$. В частности, когда рассматриваемая частица a является продуктом распада изобары A по простой схеме, при $q = 0$ эти две предельные кривые сливаются. Отсюда следует, что экспериментальные точки какого-либо конкретного процесса должны быть сосредоточены в области, заключенной между этими кинематическими кривыми.

2. Более наглядную картину дает геометрическая интерпретация. Для простоты возьмем случай, когда a является продуктом двухчастичного распада A по простой схеме. Допустим, что в какой-то системе отсчета изобара \vec{P}_A обладает импульсом q и поперечным импульсом A . Двухчастичный распад изобары A дает некий эллипсоид вращения, ось вращения которого совпадает с направлением импульса \vec{P}_A . Малая полуось этого эллипсоида вращения равняется импульсу распада изобары A : $\epsilon_A = \frac{1}{2m_A} \sqrt{[M_A^2 - (m_a + m_b)^2][m^2 - (m_a - m_b)^2]}$, а большая полуось — $\gamma_A \epsilon_A$. Смещение центра эллипсоида вращения $\alpha_A = \beta_A \gamma_A \frac{m_A}{2} (1 + \frac{m_a^2 - m_b^2}{m_A^2})$. Любой вектор из начала \vec{P}_A к любой точке на поверхности эллипсоида вращения представляет возможный импульс \vec{P}_a рассматриваемой частицы a .

Если $q = 0$, то $t = 0$ или 180° , тогда ось вращения эллипсоида совпадает с направлением налетающей частицы x . Благодаря симметрии относительно вращения вокруг направления налетающей частицы x , существует только одна кинематическая кривая P_a и $\cos \theta_a$ независимо от значения азимутального угла ϕ .

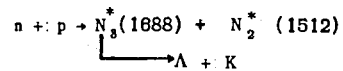
Если $q \neq 0$, то симметрия нарушается и каждому значению q соответствует серия кривых, отличающихся между собой по значению азимутального угла ϕ и заключенных между двумя предельными кривыми с $\cos \phi = \pm 1$. Эти две предельные кривые определяются пересечением плоскости взаимодействия $[\vec{P}_x \times \vec{P}_A]$ с эллипсоидом вращения.

3. Все кинематические кривые по внешнему виду разделяются на две группы, как показано на рис. 2, 3 и 4. Действительно, если $\alpha_A > \gamma_A \cdot \epsilon_A$, то начало вектора \vec{P}_A находится вне эллипсоида вращения и $\text{Cos } \theta_A$ принимает только один знак, совпадающий со знаком Cost .

Кинематические кривые для такого случая приведены на рис. 2 и 3. Наоборот, если $\alpha_A < \gamma_A \cdot \epsilon_A$, то начало вектора \vec{P}_A находится внутри эллипсоида и $\text{Cos } \theta_A$ может иметь оба знака (рис. 4).

4. Некоторые примеры кинематических кривых:

а) В качестве примера кинематических кривых первого типа, когда начало вектора \vec{P}_A находится вне эллипсоида вращения, были вычислены кривые P_Λ и $\text{Cos } \theta_\Lambda$ в лабораторной системе отчета для Λ -гиперонов из реакций:



В этом случае $m_x = m_n = m_p = 0,939$; $m_A = m_\alpha = m_{N_3^*} = 1,688$; $m_B = m_{N_2^*} = 1,512$ ($\eta = 1,04$); $m_\beta = 0$; $m_a = m_\Lambda = 1,1154$; $m_b = m_K = 0,498$; а также $\epsilon = \gamma_0$, $v = \beta_0$ и $-1,0 \leq \text{Cos } \phi \leq +1,0$.

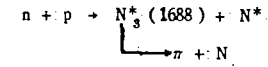
На рис. 2 представлены предельные кривые для различных значений

$q = 0 - 0,5$ Гэв/с с фиксированными значениями $\gamma_0 = 2,08$ ($P_n \sim 6$ Гэв/с); $\text{Cos } \Psi = +1,0000$ и $\ell = +1,0$. Хорошо видно, что кривые снова разделяются на две группы по $\ell = +1$ или $\ell = -1$. С увеличением q местоположение кривых по оси P_Λ не меняется, а по оси $\text{Cos } \theta_\Lambda$ — значительно расширяется.

На рис. 3 такие же кривые, только для различных значений $\gamma_0 = 1,81; 2,08; 2,24; 2,38$ с фиксированными $q = 0$, $-1,0 \leq \text{Cos } \Psi \leq +1,0$ и $\ell = +1$. Здесь видно, что две группы $\ell = +1$ ведут себя различно. Именно: группа с $\ell = +1$ быстро перемещается вправо по оси P_Λ с увеличением γ_0 , в то время как группа с $\ell = -1$ почти остается на месте по оси P_Λ . Последний пункт весьма интересен с той точки зрения, что кинематические характеристики продуктов изобар, движущихся в с.п.м. (xN) назад, в лабораторной системе отсчета практически не зависят от энергии налетающих частиц x , т.е. γ_0 . Это очень важно для экспериментов. Действительно, это можно проверить, если в формулах (1), (2) и (4) положить $\ell = -1$, $v = -\beta$ и $\epsilon = \gamma_0$, предполагая $\frac{m_A^2}{(\eta m_N \gamma_0)^2 [\beta^2 + (\frac{m}{m_N})^2]} \ll 1$ и $\frac{q^2}{(\eta m_N \gamma_0)^2 [\beta_0^2 + (\frac{m}{m_N})^2]} \ll 1$.

Кроме этого, нужно отметить, что η и γ_0 почти одинаковым образом входят в формулы, поэтому различные значения η дают смещения кривых по оси P_Λ .

б) В качестве примера второго типа, когда начало \vec{P}_A находится внутри эллипсоида вращения, были вычислены кривые P_π и $\text{Cos } \theta_\pi$ в лабораторной системе отчета для π -мезонов из реакций;



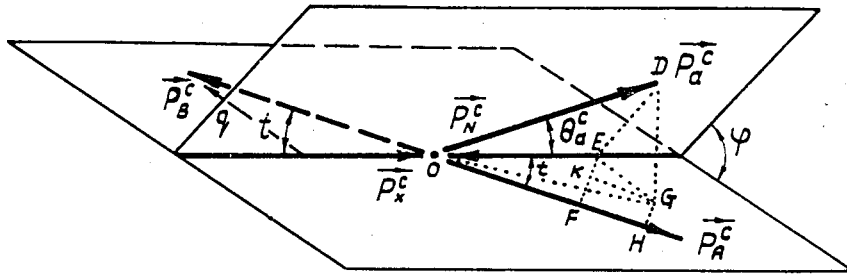
причем $N_3^*(1688)$ движется назад в с.п.м. (xN). Тогда $m_n = m_N = m_p = 0,939$; $m_A = m_\alpha = m_{N_3^*} = 1,688$; $m_\beta = 0$; $m_a = m_\pi = 0,138$; $m_b = m_N = 0,939$; $\epsilon = \gamma_0$, $v = \beta_0$, $\ell = -1$, $-1,0 \leq \text{Cos } \Psi \leq +1,0$. Значения m_B выбраны как массы нуклонных изобар: 0,939; 1,238; 1,512; 1,688 и 1,912, а η принимает соответствующие значения: 1,14, 1,09; 1,04; 1,00 и 0,94. Другим параметрам даны следующие значения: $\gamma_0 = 2,08$; $q = 0$ и $-1,0 \leq \text{Cos } \phi \leq +1,0$. Кривые показаны на рис. 3.

Пользуясь случаем, авторы выражают свою благодарность китайским физикам, работающим в ОИЯИ, за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. В.Ф. Вишневский, Ду Юань-цай, В.И. Мороз, А.В. Никитин, Ю.А. Троян, Цзян Шаоцзюнь, Чжан Вэнь-юй, Б.А. Шахбазян, Янь У-гуан. Препринт ОИЯИ, P-1282, Дубна, 1963.
2. В.Ф. Вишневский, Ду Юань-цай, В.И. Мороз, А.В. Никитин, Ю.А. Троян, Цзян Шаоцзюнь, Чжан Вэнь-юй, Б.А. Шахбазян, Янь У-гуан. Препринт ОИЯИ, P-1297, Дубна, 1963; ЖЭТФ, 46, 232, 1964.
3. В.Ф. Вишневский, Ду Юань-цай, В.И. Мороз, А.В. Никитин, Ю.А. Троян, Цзян Шаоцзюнь, Чжан Вэнь-юй, Б.А. Шахбазян, Янь У-гуан. Препринт ОИЯИ, P-1892, Дубна, 1964; ЖЭТФ (в печати).
4. В.И. Векслер, И. Врана, Е.Н. Кладницкая, А.А. Кузнецов и др. Препринт ОИЯИ, Д-806, Дубна, 1961.
5. A. Big, S. Barand, R. Carara, et al, 1963 International Conference on High-Energy Physics at CERN, p. 247.
6. J. Bartke, R. Budde, W.A. Cooper, et al. Nuovo Cimento, 24, 876, 1962.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 ноября 1964 г.

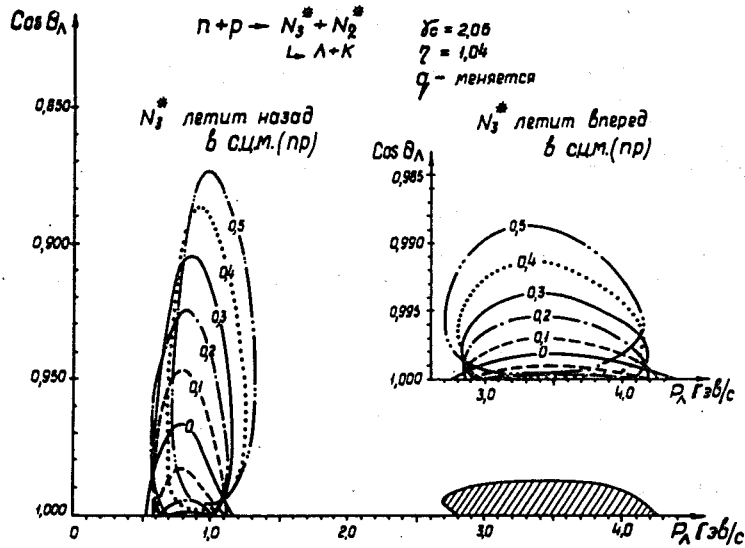


$$S_1 = \overline{OF} = \overline{OE} \cos t = P_a^c \cos \theta_a^c \cdot \cos t,$$

$$S_2 = \overline{FH} = \overline{KG} = \overline{EG} \sin t = \overline{DE} \cos \psi \sin t =$$

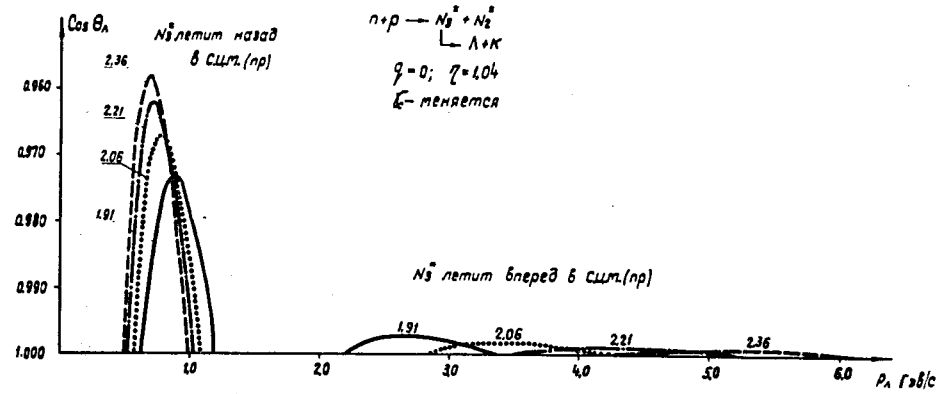
$$= P_a^c \cdot \sin \theta_a^c \cdot \cos \psi \cdot \sin t.$$

Р и с. 1. Векторное изображение кинематики в с.п.м.



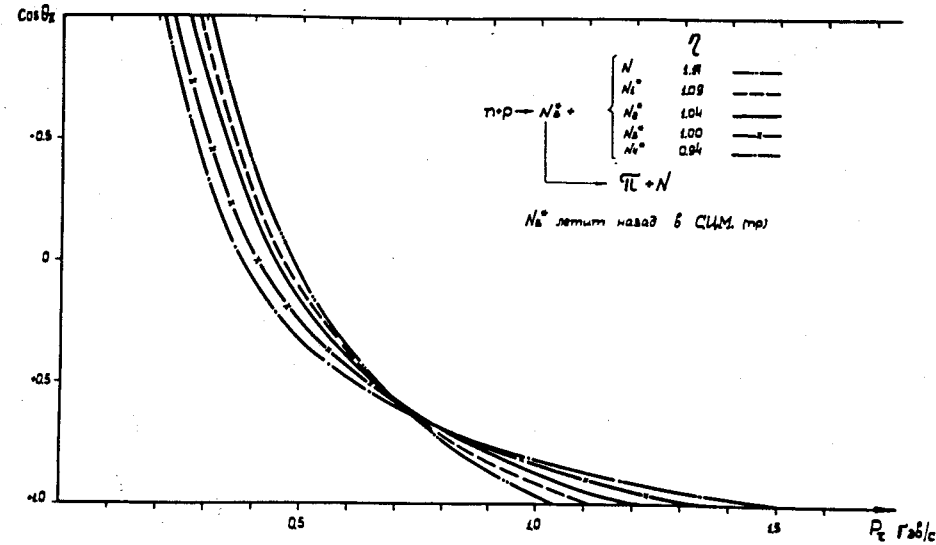
Р и с. 2. Кинематические кривые Λ -гиперонов в лабораторной системе отсчета из реакций $p + p \rightarrow N_3^*(1688) + N_2^*(1512)$, $N_3^*(1688) + \Lambda + K$ при $q_0 = 2,06$.

Значения поперечного импульса q у изобары N_3^* меняются.



Р и с. 3. Кинематические кривые Λ -гиперонов в лабораторной системе отсчета из реакции $p + p \rightarrow N_3^*(1688) + N_2^*(1512)$, $N_3^*(1688) + \Lambda + K$ при $q = 0$.

Значения q_0 меняются.



Р и с. 4. Кинематические кривые π -мезонов в лабораторной системе отсчета из реакции $p + p \rightarrow N_3^*(1688) + N^*$, $N_3^*(1688) + \pi + K$ при $q = 0$ и $q_0 = 2,06$, значения $m_B(\eta)$ меняются.