

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ВФМ-271(64)-77

SV 78 10423

Г.М. АСАТЯН, А.Н. ЗАСЛАВСКИЙ

О СПИИ - ЧЕТНОСТИ E (1420)-МЕЗОНА

АРՄՍԻ 1977

EDM-27I(64)-77

G.M. ASATRYAN, A.N. LABREVSIN

ON THE SPIN-PARITY OF $E(1420)$ -MESON

The phenomenological analysis of data on the $E(1420)$ -meson decay is carried out. The partial distributions are constructed for the decays $E \rightarrow \delta\pi, K^* \bar{K} (\bar{K}^* K), K\bar{K}\pi, \eta\pi\pi$ in different reactions: the correlations in which the spin of E -meson is most explicitly manifested are marked.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1977

ЕФИ-271(64)-77

УДК.53:001.1

Г.М.АСАТЯН, А.Н.ЗАСЛАВСКИЙ

О СПИН - ЧЕТНОСТИ E ($I420$)-МЕЗОНА

Проведен феноменологический анализ данных по распадам E ($I420$)-мезона. Построены распределения Эдейра для распадов $E \rightarrow \pi\pi$, $K^* \bar{K}$ ($\bar{K}^* K$), $K \bar{K} \pi$, $\eta \pi \pi$ в различных реакциях; отмечены корреляции, в которых спин E -мезона проявляется наиболее отчетливо.

Ереванский физический институт
Ереван 1977

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

БФМ-271(64)-77

Г.М.АСАТРЯН, А.Н.ЗАСЛАВСКИЙ

О СПИН - ЧЕТНОСТИ $E(1420)$ -МЕЗОНА

Ереван 1977

© **Ереванский физический институт, 1977**

I. В настоящее время имеются два мезона, $\chi^0(958)$ и $E(1420)$, которые могут иметь квантовые числа η' . Альтернатива $J^P = 2^-$ для $\chi^0(958)$ -мезона изучалась в работах [1], обнаружены анизотропии в распределениях Эдейра для распадов $\chi^0 \rightarrow \eta \pi \pi$, $\chi^0 \rightarrow \rho \gamma$ в реакции $K^- p \rightarrow \chi^0 \Lambda$ при импульсе 2,18 Гэв/с. В пороговом эксперименте при 1,75 Гэв/с² получены указания на противоположный характер полярно-экваториальных асимметрий в распределениях Эдейра по сравнению с данными при 2,18 Гэв/с. Указания на анизотропии в распределениях Эдейра не подтвердились экспериментом в ЦЕРН-е [3]. В связи с этим имеющиеся данные по корреляциям между образованием и распадом и распределением на диаграммах Далитца были недавно детально проанализированы в [4], где показано, что обе гипотезы $J^P(\chi^0) = 0^-$ и 2^- могут быть согласованы с экспериментом. Более тщательное изучение реакции $K^- p \rightarrow \chi^0 \Lambda (\pi^- p \rightarrow \chi^0 n)$ в пороговой области энергий позволило бы сделать результат однозначным.

Вопрос об η' -мезоне представляет интерес для классификации мезонов в $SU(4)$ и в кварковых моделях. Отметим, что с точки зрения массовых формул, полученных при различных предположениях в $SU(4) \times SU(4)$ [5], в кварковой модели [6]

и в алгебраической реализации $SU(4)^{[7]}$, более предпочтительнее $E(1420)$ в качестве η' -мезона. $SU(2)$ -асимметрия вакуума учитывалась в работах $[8,9]$, где получены противоречащие друг-другу выводы о массе η' -мезона. Имеется также возможность двух псевдоскалярных мультиплетов $SU(4)$, где $E(1420)$ -мезон принадлежит к мультиплету $SU(4)$, который является радиальным возбуждением низших 0^- состояний $[10]$.

В настоящей работе обсуждаются данные по распадам $E(1420)$ -мезона. Так как на диаграммах Далитца распадов $E \rightarrow K^* \bar{K} (\bar{K}^* K)$, $\delta \pi$, $K K \pi$, $\eta \pi \pi$ трудно различить гипотезы внутри неестественного ряда $J^P = 0^-, 1^+, 2^-, \dots$, рассмотрены спиновые корреляции в образовании и распадах $E(1420)$ -мезона в различных реакциях $\pi^- p \rightarrow E n$, $K^- p \rightarrow \Lambda E$, $p \bar{p} \rightarrow E \pi \pi$, $\gamma n e \rightarrow E n e$. Отмечены эффекты, в которых спин E -мезона отчетливо проявляется.

2. Вопрос о спин-четности $E(1420)$ -мезона экспериментально изучался в работах $[11-13]$. На основе анализа совместного механизма образования и распадов $E \rightarrow K^* \bar{K} (\bar{K}^* K)$, $\delta \pi$ в аннигиляции $p \bar{p} \rightarrow E \pi \pi$ в покое в $[11]$ сделан вывод о преимуществе $J^P(E) = 0^-$. Из распределения Эдейра рассмотрена только корреляция с импульсом π -мезона. Дополнительный анализ корреляций с нормалью к плоскости распада E -мезона был бы существенен для выводов работы $[11]$.

В реакции $\pi^- p \rightarrow E n$ $[12]$ мала статистика, вывод о предпочтительности $J^P(E) = 1^+$ основывается только на распределении по внутреннему распадному углу, так как нет возможности

провести отбор событий на малые углы образования E -мезона в соответствии с условием применимости анализа Эдейра.

Вывод о спине E -мезона на основе этого распределения не может быть сделан однозначно. Выбирая для матричного элемента распада $E \rightarrow K\bar{K}\pi$ зависимость от энергии типа $1 + \alpha T_{\pi}$, можно изменением параметра наклона α имитировать угловое распределение для спина Γ^+ за счет вклада интерференции амплитуд распадов $E \rightarrow K^*\bar{K} (\bar{K}^*K)$ и $E \rightarrow K\bar{K}\pi$.

Данные [13] по реакциям $p\bar{p} \rightarrow E \pi \pi$, $p\bar{p} \rightarrow E \pi \pi \pi$, проанализированные на основе спинового формализма Мишеля [14] приводят к ненулевым значениям мультипольных параметров. Этот результат сильно зависит от способа учета фона в образовании E -мезона. Для убедительного определения спина E -мезона должна быть обнаружена статистически достоверная степень поляризации в $p\bar{p}$ аннигиляции или исследованы другие реакции с лучшими фоновыми условиями.

3. Обсудим более детально распределения Эдейра в реакции $K^+p \rightarrow \Lambda E (\pi^+p \rightarrow E n)$ вперед для распадов $E \rightarrow \pi^+ K^-$, $K^+\pi^-$, $K^*\bar{K} (\bar{K}^*K)$. Анализатор спина \vec{V} будем выбирать вдоль импульса \vec{q} π -мезона в с.ц.и. E , по импульсу \vec{K} K -мезона в с.ц.и. $K\bar{K}$ и по нормали к плоскости распада \vec{n} . Распределения Эдейра для распадов E -мезона с образованием $K\bar{K}\pi$ системы в конечном состоянии имеют вид:

$$W^{(1)}(\cos \theta) = \frac{1}{2} (1 + 2C_2^{(1)} d_2^{(1)} P_2(\cos \theta)) \quad \text{для } J^P = 1^+$$

$$W^{(2)}(\cos \theta) = \frac{1}{2} (1 + \frac{10}{7} C_2^{(2)} d_2^{(2)} P_2(\cos \theta) + \frac{18}{7} C_4^{(2)} d_4^{(2)} P_4(\cos \theta)) \quad \text{для } J^P = 2^-$$

где θ - полярный угол между анализатором спина \vec{V} и начальным импульсом $K(\pi)$ - мезона, параметры $C_n^{J_E}$ зависят только от механизма образования и выражаются через элементы матрицы плотности для реакции $K^+ p \rightarrow \Lambda E (\pi^+ p \rightarrow E n)$ следующим образом (ось Z выбрана вдоль начального импульса $K(\pi)$ - мезона) *).

$$\begin{aligned} C_2^{(1)} &= \rho_{00}^{(1)} - \frac{1}{2} (\rho_{11}^{(1)} + \rho_{-1-1}^{(1)}) \\ C_2^{(2)} &= \rho_{00}^{(2)} + \frac{1}{2} (\rho_{11}^{(2)} + \rho_{-1-1}^{(2)}) - \rho_{22}^{(2)} - \rho_{-2-2}^{(2)} \\ C_4^{(2)} &= \rho_{00}^{(2)} - \frac{2}{3} (\rho_{11}^{(2)} + \rho_{-1-1}^{(2)}) + \frac{1}{6} (\rho_{22}^{(2)} + \rho_{-2-2}^{(2)}) \end{aligned} \quad (2)$$

Параметры $d_n^{J_E}$ зависят от матричного элемента (м.э.) распада E - мезона для $J^P = I^+, 2^-$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_m^{(1)} &= (\alpha_1 \hat{q}_i + \alpha_2 \hat{K}_i) E_i^m, \quad m = 0, \pm 1 \\ \mathcal{M}_m^{(2)} &= (\beta_1 \hat{q}_i \hat{q}_j + \beta_2 \hat{K}_i \hat{K}_j + \beta_3 \hat{q}_i \hat{K}_j) E_{ij}^m, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2 \\ \hat{q}_i &= \frac{q_i}{|\vec{q}|}, \quad \hat{K}_i = \frac{K_i}{|\vec{K}|} \end{aligned} \quad (3)$$

(выражаются через

$$R_{mm'}^{J_E} = \frac{\int \mathcal{M}_m^{J_E} \mathcal{M}_{m'}^{J_E*} d\Omega}{R^{J_E}}, \quad R^{J_E} = \sum_m \int \mathcal{M}_m^{J_E} \mathcal{M}_m^{J_E*} d\Omega \quad (4)$$

также, как $C_n^{J_E}$ выражаются через $\rho_{mm'}^{J_E}$ [15].

E_i^m, E_{ij}^m - спиновые волновые функции для $J = 1$ и 2 соответственно, $d\Omega = \frac{1}{8m_E} dm_{K\bar{K}} d(\cos\delta) \cdot |\vec{q}| |\vec{K}|$ - фазовый объем

*) Для реакции $K^+ p \rightarrow \Lambda E (\pi^+ p \rightarrow E n)$ вперед $\rho_{22}^{(2)} = \rho_{-2-2}^{(2)} = 0$

распада (δ - угол между импульсами \vec{q} и \vec{k}), α_1 , α_2 , β_1 , β_2 , β_3 - некоторые функции от $\cos \delta$ и $m_{K\bar{K}}$.

Распад $E \rightarrow \delta \mathcal{P}$. М.э. имеет вид (3) с $\alpha_2 = 0$, $\beta_2 = \beta_3 = 0$. Для распределений Эдейра по направлению импульса \mathcal{P} - мезона получаем

$$d_2^{(1)}(\vec{q}) = 1; \quad d_2^{(2)}(\vec{q}) = 1, \quad d_4^{(2)}(\vec{q}) = 1. \quad (5)$$

Другие распределения для всех гипотез J^P изотропны.

Изучение этого распада составляет основное содержание работы [13], распад $E \rightarrow \delta \mathcal{P}$ удобен для анализа, так как его амплитуда определяется однозначно, орбитальный момент \mathcal{P} - мезона равен в системе покоя спину E - мезона. Для степени поляризации получены значения $P_E > 0,35$ в реакции $p\bar{p} \rightarrow K\bar{K}\mathcal{P}\mathcal{P}$, $P_E > 0,41$ в реакции $p\bar{p} \rightarrow K\bar{K}\mathcal{P}\mathcal{P}\mathcal{P}$, в предположении, что $J^P(E) = 1^+$. Вклад фона к распаду $E \rightarrow \delta \mathcal{P}$ ослабляется отбором событий с $m(K\bar{K}) < 1,08$ Гэв. Вывод о спине E - мезона сделан на основе 293 событий в реакции $p\bar{p} \rightarrow (K\bar{K}\mathcal{P})\mathcal{P}\mathcal{P}$ и 256 событий в реакции $p\bar{p} \rightarrow (K\bar{K}\mathcal{P})\mathcal{P}\mathcal{P}\mathcal{P}$ в области резонанса $1,36 \text{ Гэв} < m(K\bar{K}\mathcal{P}) < 1,48 \text{ Гэв}$. Полученный спиновый эффект усилен используемым способом учета фона в образовании E - мезона. Предполагается, что спин фона равен нулю, а так как $\frac{N}{N_{рез}} \approx 2,4 \sim 2,8$ (N - полное число событий в указанном интервале, $N_{рез}$ - число событий, отнесенных к резонансу), то это приводит к существенному увеличению мультипольных параметров $\langle \tau_m^L \rangle_{f \rightarrow \delta} = \frac{N}{N_{рез}} \langle \tau_m^L \rangle$. Реально в работе [13] обнаружены спиновые эффекты в области E - мезона на уровне $P_E > 0,13$. Так как из-за спина K^* (890) в фоне $K\bar{K}\mathcal{P}$ присутствует спин 1, то ненулевая степень поляризации $P_E \neq$

может быть связана как с резонансом, так и с фоном. Вывод о спиновом эффекте для E - мезона [13] должен быть подкреплён анализом распада $E \rightarrow K^* \bar{K} (\bar{K}^* K)$.

Распад $E \rightarrow K^* \bar{K} (\bar{K}^* K)$. М.э. распада для различных гипотез $J^P(E) = 0^-, 1^+, 2^-$ из-за C - четности можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{J_E} &= \mathcal{M}^{J_E}(K^*) + \mathcal{M}^{J_E}(\bar{K}^*) \\ \mathcal{M}^{(0)}(K^*) &= K_\mu^\lambda P_K^\mu \cdot \mathcal{J}_\nu^\lambda P_K^\nu B(K^*) \\ \mathcal{M}_m^{(1)}(K^*) &= E_\mu^m (\mathcal{J}^{+\lambda})^\mu \cdot \mathcal{J}_\nu^\lambda P_K^\nu B(K^*) \\ \mathcal{M}_m^{(2)}(K^*) &= E_{\mu\nu}^m P_K^\mu (\mathcal{J}^{+\lambda})^\nu \cdot \mathcal{J}_\nu^\lambda P_K^\nu B(K^*) \end{aligned} \quad (6)$$

$B(K^*) = \frac{1}{m_{K^*}^2 - m_{K^*}^2 + i m_{K^*} \Gamma}$,
 где $P_K^\mu (P_{\bar{K}}^\mu)$ - четырехимпульс $K (\bar{K})$ - мезона, \mathcal{J}_μ^λ - спиновая волновая функция K^* - мезона, $B(K^*)$ - распределение Брейта-Вигнера, Γ - ширина K^* - мезона. Для распадных параметров распределений Эдейра при различных высорах анализатора спина получаем

$$\begin{aligned} \alpha_2^{(1)}(\vec{n}) &= -0,5 \\ \alpha_2^{(1)}(\vec{q}) &= 0,97 & \alpha_2^{(1)}(\vec{K}) &= 0,12 \\ \alpha_2^{(2)}(\vec{n}) &= -0,78 & \alpha_4^{(2)}(\vec{n}) &= 0,26 \\ \alpha_2^{(2)}(\vec{q}) &= 9,67 & \alpha_4^{(2)}(\vec{q}) &= 0,36 \\ \alpha_2^{(2)}(\vec{K}) &= 0,41 & \alpha_4^{(2)}(\vec{K}) &= 0,59 \end{aligned} \quad (7)$$

Распределение $\nu(\cos \delta)$ по внутреннему углу δ для $J^P(E) = 0^-, 1^+, 2^-$ приведено на рис.1.

Учет интерференции с фоновым распадом $E \rightarrow K \bar{K} \mathcal{J}$.

Общий м.э. распада равен сумме (3) с $\alpha_2 = 0$, $\beta_2 = \beta_3 = 0$ и (6) для $J^P = 1^+$ и 2^- с параметрами смешивания $W^{(1)}$

$W^{(2)}$, в м.э. прямого канала учтено условие самосогласованности Адлера. Тогда распадные параметры в распаде $E \rightarrow K^* \bar{K} (\bar{K}^* K)$ для $J^P = I^+$ с учетом интерференции имеют вид:

$$d_2^{(1)}(\vec{n}) = -0,5$$

$$R^{(1)} d_2^{(1)}(\vec{q}) = 0,97 + 0,05 \operatorname{Re} W^{(1)} - 0,07 I_m W^{(1)} + 0,00 |W^{(1)}|^2$$

$$R^{(1)} d_2^{(1)}(\vec{K}) = 0,12 + 0,10 \operatorname{Re} W^{(1)} - 0,01 I_m W^{(1)} + 0,00 |W^{(1)}|^2 \quad (8)$$

$$R^{(1)} = 1,00 + 0,05 \operatorname{Re} W^{(1)} - 0,07 I_m W^{(1)} + 0,00 |W^{(1)}|^2$$

Для $J^P = 2^-$ результаты приведены в таблице.

Важно отметить, что для $J^P(E) = I^+$ распределение по нормали (\vec{n}) к плоскости распада не зависит от фона и механизма распада, а корреляция с анализатором \vec{q} мало чувствительна к вкладу фона и достаточно четко выражена ($d_2^{(1)}(\vec{q}) \approx 1$). так как в работе Байлона и др. [II] анализируется наиболее выгодная корреляция (с импульсом \vec{q}), то отсутствие этой корреляции представляется серьезным аргументом в пользу $J^P(E) = 0^-$. Корреляция с импульсом \vec{K} в распаде $E \rightarrow K^* \bar{K} (\bar{K}^* K)$ для $J^P(E) = I^+$ слабо выражена. Однако она существенна, так как гипотеза $J^P(E) = 2^-$ по этому распределению может быть исключена с лучшей точностью, чем по корреляциям с \vec{q} и \vec{n} . Заметим, что экспериментальное изучение распределения Эдейра по нормали к плоскости распада $E \rightarrow \eta \pi \pi$ (для этого распада также $d_2^{(1)}(\vec{n}) = -0,5$) может оказаться критическим для определения спина E - мезона.

4. Приведем значения параметров матрицы плотности для образования E - мезона в реакции $\gamma He \rightarrow E He$ вперед, где они

следствие выстроенности определяются однозначно

$$C_2^{(1)} = -\frac{1}{2}; \quad C_2^{(2)} = \frac{1}{2}, \quad C_4^{(2)} = -\frac{2}{3} \quad (9)$$

Для спина I^+ распределение по нормали к плоскости распадов $E \rightarrow K^* \bar{K} (\bar{K}^* K)$, $K \bar{K} \pi$, $\eta \pi \pi$ не зависит также и от м.э. распада и для реакции $\gamma He \rightarrow E He$ имеет вид

$$W^{(1)}(\cos \theta) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{2} P_2(\cos \theta) \right). \quad (10)$$

Представляет интерес распад $E \rightarrow 2\gamma$, обнаружение которого исключило бы спин I , оценки вероятности распада $E \rightarrow 2\gamma$ приводятся в [16].

В Приложении обсуждаются совместные распределения распадов Λ и E в реакции $K \bar{p} \rightarrow \Lambda E$, которые дают дополнительную информацию по сравнению с распределениями Эдейра.

Авторы благодарны Р.Ледницкому, С.Г.Матиняну и В.И.Огиевскому за полезные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Совместное угловое распределение по углам φ, θ, ψ распада $E \rightarrow K^* \bar{K} (\bar{K}^* K)$ и углам α, β распада $\Lambda \rightarrow p \bar{\pi}$ для реакции $K^* p \rightarrow \Lambda E$ имеет вид:

$$I(\varphi, \theta, \psi, \alpha, \beta) = \sum_{n, m} C_{n, m}^{e_1 e_2} a_{e, N}^{J_E} a_{e_2}^{J_\Lambda} D_{mN}^{e_1}(\varphi, \theta, \psi) D_{n0}^{e_2}(\alpha, \beta, 0)$$

$$a_{e, N}^{J_E} = \sum_{M, M'=N} F_M^{J_E}(E) F_{M'}^{J_E}(E)^* (-1)^{-M'} C_{J_E M, J_E - M'}^{e, M - M'}$$

$$a_{e_2}^{J_\Lambda} = \sum_m |F_m(\Lambda)|^2 C_{J_\Lambda m, J_\Lambda - m}^{e_2 0} (-1)^{-m} \quad (\text{II})$$

$$C_{n, m}^{e, e_2} = \sum_{\substack{\omega - \omega' = n \\ v - v' = m}} \rho_{\omega'}^{\omega v} (-1)^{\omega + v} C_{J_E \omega, J_E - \omega}^{e, \omega - \omega'} C_{J_\Lambda v, J_\Lambda - v}^{e_2 v - v'}$$

где $F_m(\Lambda)$ и $F_M^{J_E}(E)$ - амплитуды распадов Λ - гиперона и E - мезона соответственно, $\rho_{\omega' v}^{\omega v}$ - спиновая матрица плотности для этих частиц в реакции $K^* p \rightarrow \Lambda E$. Ограничимся рассмотрением распределений по полярным углам θ и β

для гипотез $J^P(E) = 0^-$ и 1^+ :

$$I^{(0)}(\cos \theta, \cos \beta) = \frac{1}{2} (1 + \alpha_\Lambda (\rho_{1/2}^{1/2} - \rho_{-1/2}^{-1/2}) \cos \beta)$$

$$I^{(1)}(\cos \theta, \cos \beta) = \frac{1}{2} (1 + C_0 \alpha_\Lambda \cos \beta + 2 C_2 \alpha_\Lambda d_2^{(1)} \cos \beta P_2(\cos \theta) + 2 C_2' d_2^{(1)} P_2(\cos \theta))$$

$$C_0 = \rho_{0, 1/2}^{0, 1/2} - \rho_{0, -1/2}^{0, -1/2} + \rho_{1, 1/2}^{1, 1/2} \rho_{1, -1/2}^{-1, -1/2} + \rho_{-1, 1/2}^{-1, 1/2} - \rho_{-1, -1/2}^{-1, -1/2}$$

$$C_2 (C_2') = \rho_{0, 1/2}^{0, 1/2} + \rho_{0, -1/2}^{0, -1/2} - \frac{1}{2} (\rho_{1, 1/2}^{1, 1/2} + \rho_{-1, 1/2}^{-1, 1/2} + \rho_{1, -1/2}^{1, -1/2} + \rho_{-1, -1/2}^{-1, -1/2})$$

где α_Λ - параметр асимметрии в распаде Λ - гиперона. В направлении вперед имеем

$$C_0 = d_p(2\Delta - 1), \quad C_2 = \frac{1}{2} \Delta (1 + \Delta), \quad C_2' = \frac{1}{2} (3\Delta - 1) \quad (\text{III})$$

где α_p - степень поляризации мишени, Δ - некоторый параметр $0 < \Delta < 1$, характеризующий образование. Тогда распределение Эдейра для распада E - мезона имеет вид

$$W^{(1)}(\cos \theta) = \frac{1}{2} (1 + (3\Delta - 1) d_2^{(1)} P_2(\cos \theta)) \quad (\text{П4})$$

а параметр асимметрии

$$A_{\Lambda}^{(1)}(\cos \theta) = \alpha_{\Lambda} \alpha_p \frac{2\Delta - 1 + (1 + \Delta) d_2^{(1)} P_2(\cos \theta)}{1 + (3\Delta - 1) d_2^{(1)} P_2(\cos \theta)} \quad \text{для } \mathcal{J}^P(E) = 1^+ \quad (\text{П5})$$

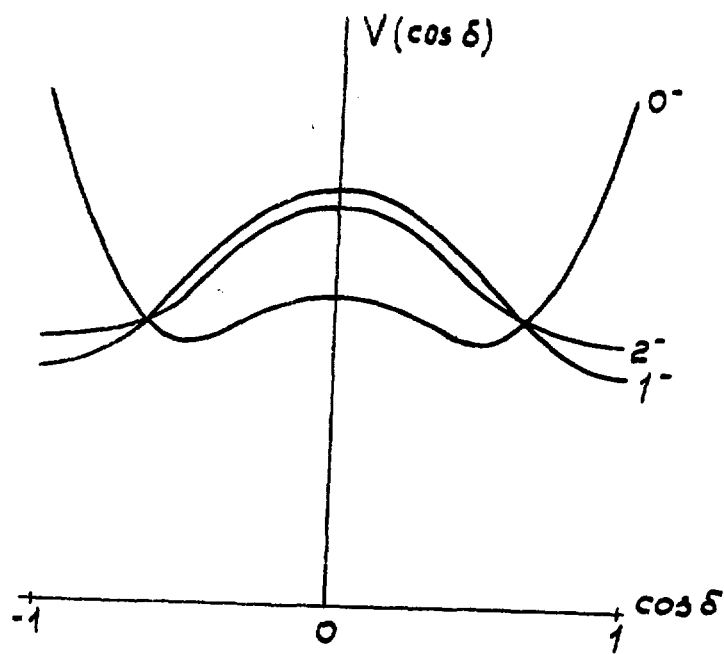
$$A_{\Lambda}^{(0)}(\cos \theta) = \alpha_{\Lambda} \alpha_p \quad \text{для } \mathcal{J}^P(E) = 0$$

Распределения $A_{\Lambda}^{(1)}(\cos \theta)$ и $W^{(1)}(\cos \theta)$ нельзя сделать изотропными одновременно, если анализатором спина в распаде E - мезона служит нормаль к плоскости распада или импульс \vec{q} . Измерение этого эффекта позволило бы подтвердить или исключить спин 1 для E - мезона.

Таблица

Распадные параметры распределений Эдейра
 в распаде $E \rightarrow K^* \bar{K} (\bar{K}^* K)$ для
 $J^P(E) = 2^-$ с учетом интерференции с
 распадом $E \rightarrow K \bar{K} \pi$

	$E \rightarrow K^* \bar{K} (\bar{K}^* K)$	$Re W^{(2)}$	$Im W^{(2)}$	$ W^{(2)} ^2$
$R^{(2)} d_2^{(2)}(\vec{n})$	- 0,78	- 0,05	- 0,05	0,00
$R^{(2)} d_4^{(2)}(\vec{n})$	0,26	0,02	0,01	0,00
$R^{(2)} d_2^{(2)}(\vec{q})$	0,67	0,07	0,06	0,01
$R^{(2)} d_4^{(2)}(\vec{q})$	0,36	0,07	0,06	0,01
$R^{(2)} d_2^{(2)}(\vec{K})$	0,41	-0,39	-0,45	0,00
$R^{(2)} d_4^{(2)}(\vec{K})$	0,59	0,07	0,07	0,00
$R^{(2)}$	1,00	0,06	0,05	0,01



Рисунок

ЛИТЕРАТУРА

- I. G.R.Kalbflaisch et al. Phys.Rev.Lett. 31, 333 1973 ;
V.J.Ogievetsky et al. Phys.Lett. 35B, 69 1971.
2. C.Baltay et al. Phys.Rev. D9, 2999, 1974.
3. L. Gerrada et al. CERN/EP/Phys. 77-11, 1977.
4. R.Lednicky, Preprint JINR E2-10521, E2-10522.
5. G.J.Gounaris, S.B.Sarantakos, University of Joannia, Rep.70, 1976
6. R.F.Dashen, I.J.Muzinich, B.W.Lee, C.Quigg, Fermilab-PUB/75/18/THY; M.K.Gaillard, B.W.Lee, J.L.Rosner, Rev.Mod. Phys. 47, 277, 1975
7. Г.М.Асатрян, А.Н.Заславский, Ядерная физика, 27, 3, 1978.
8. H.L.Hallock, University of Maryland Tech.Rep.N.77-185; M.D.Slaughter, S.Oneda, University of Maryland Teck.Rep. N.76-116; H.Hallock, S.Oneda, M.Slaughter, Phys.Rev. 15D, 884, 1977.
9. И.В.Мазишвили, Кандидатская диссертация, Тбилисский государственный университет 1977.
10. D.H.Boal Phys.Rev.Lett. 37, 1333, 1976
- II. P.Baillon et al. Nuovo Cimento 50A, 393, 1967.
12. O.I.Dahl et al. Phys.Rev. 163, 1377, 1967.
13. V.Vullemijn et al. Lett. Nuovo Cimento 14, 165, 1975.

14. H. G. Doncel, L. Michel, F. Minnaert, Nucl. Phys., 38B, 477, 1972.

15. R. Lednicky, Preprint JINR, Dubna E2-852, 1975

16. G. J. Gounaris, Phys. Lett. 63B, 507, 1976.

А. Н. Заславский, В. Тыбор. Ядерная физика 12, 376, 1970.

Рукопись поступила 20-го сентября 1977 г.

Редактор Л. П. Мукаян

Тех. редактор А. С. Абрамян

Заказ И188

ВФ- 03427

Тираж 299

подписано к печати 30/ХП-77

Формат издания 30 x 40

I, Уч. изд. л. ц. 8 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института. Ереван 36, пер. Маркаряна 2



индекс 3624