

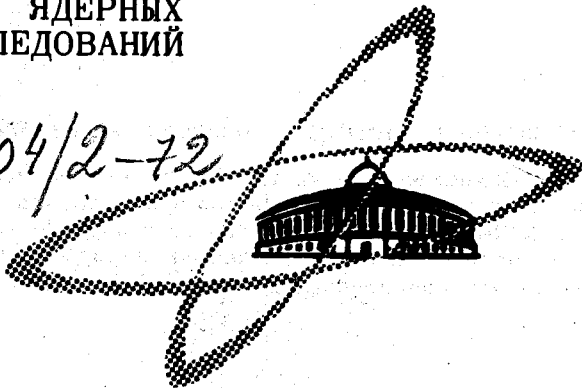
С 346.69
Ш-31

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2704/2-72

P1 - 6439



Б.А.Шахбазян, А.А.Тимонина

ПОИСК И ИССЛЕДОВАНИЕ
МНОГОВАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ С НУЛЕВОЙ
И ОТЛИЧНОЙ ОТ НУЛЯ СТРАННОСТЬЮ

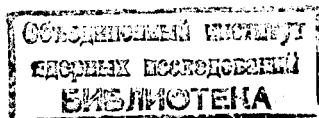
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1972

P1 - 6439

Б.А.Шахбазян, А.А.Тимошина

ПОИСК И ИССЛЕДОВАНИЕ
МНОГОБАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ С НУЛЕВОЙ
И ОТЛИЧНОЙ ОТ НУЛЯ СТРАННОСТЬЮ



Шахбазян Б.А., Тимонина А.А.

PI - 6439

Поиск и исследования многобарионных резонансов с нулевой
и отличной от нуля странностью

Исследованы спектры масс многобарионных систем с нулевой и отлич-
ной от нуля странностью. Показано, что резонансные особенности наблю-
даются для систем, полный гиперзаряд которых не превышает единицы.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна, 1972

Shahbazian B.A., Timonina A.A.

PI - 6439

Search for Investigation of Multibaryon
Resonances with Zero and Differing from
Zero Strangeness

The mass effective spectra of multibaryon systems
with zero and differing from zero strangeness have been
investigated. It is shown that the resonance peaks are
observed for the systems which total hypercharge does not
exceed the unit.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1972

В настоящей работе предприняты поиск и исследование резонансов с барионным числом $B \geq 1$ и странностью $S = 0, \pm 1, -2$. Для этого изучены спектры эффективных масс систем (pp) , $(3p)$, $(4p)$, (K^0p) , (Λp) , $(\Lambda\Lambda)$ и (Λpp) , образующихся во взаимодействиях нейтронов при $\langle p \rangle = 7,5$ Гэв/с и π^- -мезонов при 4,0 Гэв/с с ядрами углерода в 55-сантиметровой пузырьковой камере ОИЯИ^{/1-5/}.

1. Система (Λp) ($B=2, Y=+1$). Из 1548 взаимодействий ($n C_6^{12}$) с одним Λ -гипероном и (1+5) протонами 204 события были отнесены к протоноподобным взаимодействиям ($B=2; Q=+1$), 602 - к углеродоподобным взаимодействиям с одним протоном ($B=2; Q \neq +1$), 742 - к углеродоподобным с числом протонов (2+5). На рис. 1а приведен спектр эффективных масс (Λp) 204 протоноподобных событий, на рис. 2а - то же для всех 806 (204+602) однопротонных взаимодействий. Там же пунктиром показан фон, вычисленный в импульсном приближении^{/1/}. Разность спектра 2а и фона показана на рис. 3.

Отчётливо видны статистически значимые пики (более 4 стандартных отклонений) при массах 2058, 2127, 2252 Мэв.

Спектр всех 1548 событий, содержащий 2615 комбинаций, приведен на рис. 4. Промежуток между двумя первыми пиками, приходящийся на максимум фона, как этого и следовало ожидать, заполняется. Однако несмотря на возросший фон, третий пик выживает.

Функция разрешения в области третьего пика обладает полной шириной на полувывсоте $(15,0 \pm 2,0)$ Мэв. Существование этих пиков подтвердилось

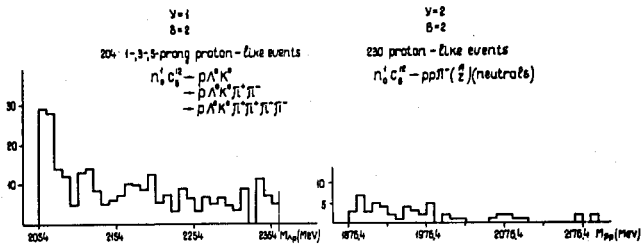


Рис. 1.

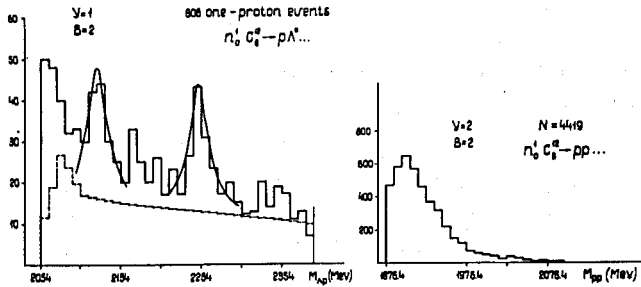


Рис. 2.

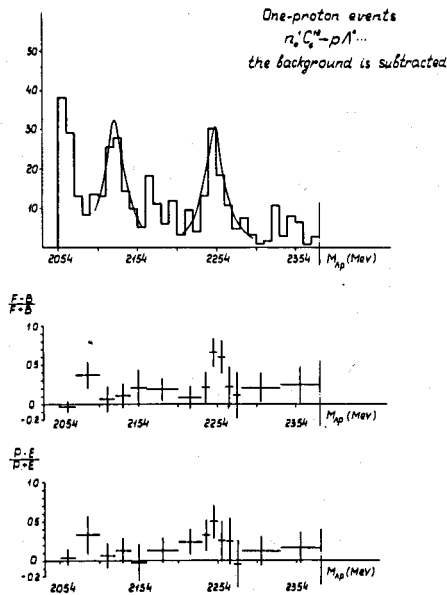


Рис. 3.

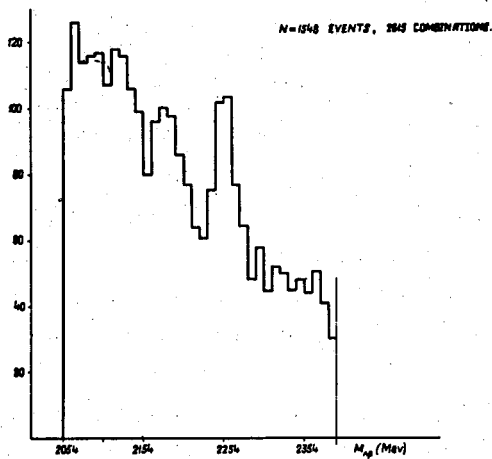


Рис. 4.

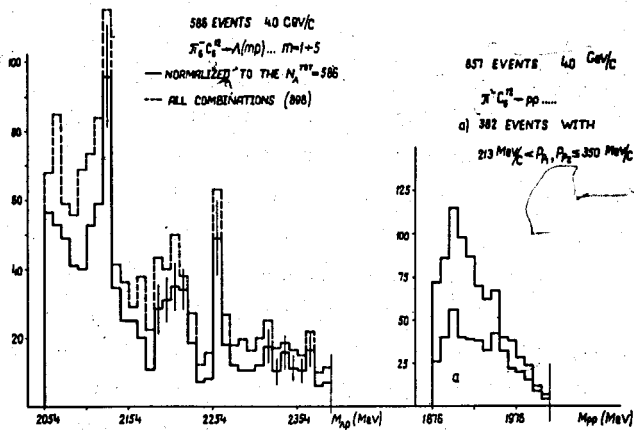


Рис. 5.

в независимом опыте, выполненном в экспозиции π^- -мезонами при 4,0 Гэв/с. Спектры масс (Λ_p) 586 событий и 898 комбинаций с 1 Λ и (1+5) протонами ($\langle n_p \rangle = 1,5$) показаны на рис. 5. Детальный анализ показал, что возможные кинематические особенности в спектрах масс (Λ_p) должны обладать шириной $\Gamma_\phi \sim 250$ Мэв, причём с увеличением энергии первичной частицы Γ_ϕ растёт, а положения их пологих максимумов могут смещаться на несколько сотен Мэв. Факт наблюдения узких ($\Gamma \leq 30$ Мэв) пиков в спектрах масс Λ_p 1) в нейтронном пучке с импульсным спектром от 2,5 до 10,9 Гэв/с, 2) в пионном пучке с фиксированным импульсом 4,0 Гэв/с отвергает возможность их кинематического происхождения. Кроме того факт совпадения положения пиков независимо от природы бомбардирующих частиц и их энергий наводит на мысль о кластерной природе мишени в ядре, на которой образуются события из пиков. Вычислены средние коэффициенты асимметрии вперед-назад $\frac{F-B}{F+B}$ и в полярно-экваториальной областях $\frac{P-E}{P+E}$ углов вылета Λ в системе покоя (Λ_p) ($P: 0,5 < |\cos \theta_\Lambda| \leq 1$, $E: 0 < |\cos \theta_\Lambda| \leq 0,5$) в функции $M(\Lambda_p)$ (рис. 3). В области пика 2058 Мэв оба коэффициента близки к нулю, что также свидетельствует об особенности в S -состоянии (Λ_p). Этот последний факт вместе с малым значением M_{Λ_p} позволил нам применить теорию сильного взаимодействия в конечном состоянии Ватсона. В предположении равных вкладов синглетного и триплетного состояний и с учётом фона в импульсном приближении определены длина рассеяния и эффективный радиус: $a_{\Lambda_p} = (-2,0 \pm 0,6) \cdot 10^{-13}$ см; $r_{\Lambda_p} = (2,5 \pm 0,8) \cdot 10^{-13}$ см в хорошем согласии с опытами упругого рассеяния (Λ_p) при низких энергиях^{/6/}. Отрицательный знак a_{Λ_p} исключает связанные состояния (Λ_p) и объясняет безуспешность поисков Λ -гипер-дейтона. Масса пика при 2127 Мэв очень близка к порогу образования системы ΣN . Естественно интерпретировать его сильным взаимодействием рожденного Σ с нуклоном в том же ядре с последующей конверсией $\Sigma N \rightarrow \Lambda_p$. Сильным аргументом в пользу такой картины является равенство нулю обоих коэффициентов асимметрии. Однако до получения прямых экспериментальных доказательств описанное существование истинного резонанса (Λ_p) с массой 2127 Мэв не может быть исключено. В этом предположении, после вычитания фона и учёта функции разрешения, пик удаётся

описать при помощи метода наименьших квадратов функцией Брейта-Вигнера с параметрами

$$M_R = (2125,2 \pm 2,5) \text{ Мэв,}$$

$$\Gamma = (20,6 \pm 5,2) \text{ Мэв.}$$

В области пика 2252 Мэв наблюдается отличие от нуля обоих коэффициентов, что может указать на наличие поляризационных эффектов. Для интерпретации этого пика при помощи механизма сильного взаимодействия в конечном состоянии с последующей конверсией необходим барион с $S = -1$ и $M = 1314$ Мэв, существование которого экспериментально не установлено. Следовательно, остается единственный вывод о том, что пик при 2252 Мэв является проявлением резонанса (Λp). Параметры наилучшей функции Брейта-Вигнера после вычитания фона и учёта функции разрешения равны

$$M_R = (2251,4 \pm 3,9) \text{ Мэв,}$$

$$\Gamma = (21,1 \pm 5,4) \text{ Мэв.}$$

2. Система (pp) ($B=2; Y=2$), полученная в тех же экспериментальных условиях, изучалась для топологий, аналогичных (Λp). Спектр эффективных масс для 230 протоноподобных событий нейтронной экспозиции, показанный на рис. 16 (аналог 1а для (Λp)), не обнаруживает никаких особенностей. Спектр масс (pp) всех 4419 двухпротонных событий (рис. 26), в отличие от своего аналога (рис. 2а), также не обнаруживает каких-либо особенностей. Ситуация повторилась и для 857 двухпротонных конечных состояний в (π^-C) взаимодействиях при 4,0 Гэв/с (рис. 5а, справа). Спектр не изменяется даже при наличии ограничения на импульсы протонов (рис. 5а). Наши эксперименты при разрешении масс (pp) в начальной части спектра в 2 Мэв не могли обнаружить пик при 66 кэв, соответствующий сильному взаимодействию (pp) в конечном состоянии. В противоположность этому, разрешение масс в 3 Мэв для начала спектра (Λp) позволило наблюдать пик 2058 Мэв с максимумом при $Q_{\Lambda p} = 4,5$ Мэв.

3. Система ($\Lambda\Lambda$) ($B=2; Y=0$). Этот раздел докладывался на Киевской конференции^{5/}. Всего в обеих экспозициях было обнаружено 50 ($\Lambda\Lambda$) пар (30 и 20 соответственно). Спектр эффективных масс показан на рис. 6. Анализ возможных процессов, ведущих к образованию таких пар, позволил

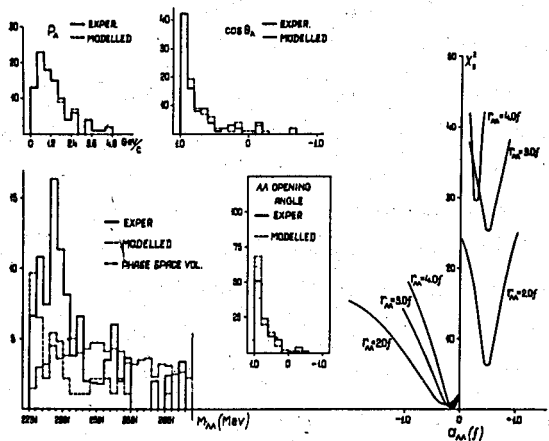


Рис. 6.

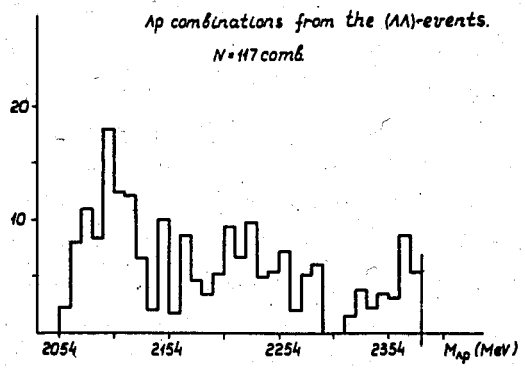


Рис. 7.

закл \ddot{u} чить, что вклад процесса конверсии $\Xi N \rightarrow \Lambda\Lambda$ не может превышать (1.5)% из-за малых сечений рождения и конверсии. Кроме того, наблюдаемое распределение углов разлета вытянуто вперед (рис. 6), тогда как для процесса конверсии характерна концентрация событий в области углов, при \ddot{u} мыкающих к $\pi/2$. Образование пар ($\Lambda\Lambda$) в ядерно-каскадных процессах, когда вторая Λ -частица образуется одной из вторичных частиц (в особенности пионами) вместе со всеми остальными процессами может дать, по нашим оценкам, вклад, не превышающий 50%. Для имитации спектра масс ($\Lambda\Lambda$), рожденных в ядерно-каскадном процессе, мы отобрали в пионной и нейтронной экспозициях 50 пар Λ -гиперонов, составленных из однопиперонных событий с импульсами и косинусами полярных углов, совпадающими в пределах 10 Мэв/с и 0,05 соответственно с теми же величинами реальных компонент реальных ($\Lambda\Lambda$) пар. О степени близости этих параметров можно судить по распределениям вверху рис. 6. Таким образом, имитирующие пары отличаются от реальных практически только азимутальными углами. Спектр масс имитирующих ($\Lambda\Lambda$) пар для ядерно-каскадного процесса, нормированный на 50% полного веса реальных ($\Lambda\Lambda$) пар, показан пунктиром. Соответствия с реальным спектром масс нет. Нет соответствия также суммарному по нескольким десяткам каналов фазовому объему, несмотря на то, что для имитации концентрации событий в 8 начальных интервалах каждому каналу был приписан единичный вес (штрих-пунктирная гистограмма на рис. 6). С другой стороны, в спектре эффективных масс (Λp) из реальных ($\Lambda\Lambda$) пар (117 комбинаций) не наблюдается ни один из трех пиков (Λp) (рис. 7). Все эти факты, по нашему мнению, внушают мысль о рождении ($\Lambda\Lambda$) пар в первичных взаимодействиях налетающих частиц с ядерными подструктурами. Верхний предел вероятности рождения ($\Lambda\Lambda$) пар на ядрах углерода составляет около 20% всех взаимодействий пионов и нейтронов с образованием Λ -гиперонов. В области (2291+2471) Мэв наблюдается особенность со средним при $M_{\Lambda\Lambda} = 2370$ Мэв. Эта особенность на уровне 2 ст. отклонений может быть вызвана неизвестным ранее резонансом ($\Lambda\Lambda$) с массой 2370 Мэв. Параметры наилучшей функции Брейта-Вигнера, подобранной методом максимума правдоподобия, равны

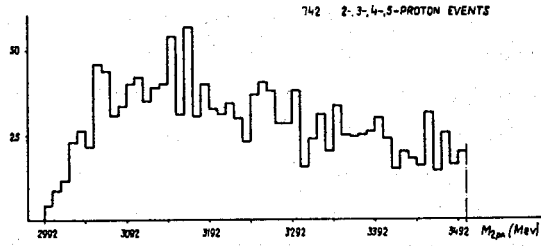


Рис. 8.

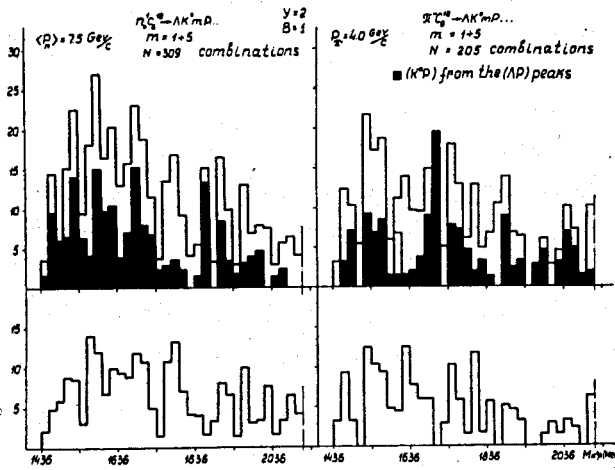


Рис. 9.

$$M_R = (2370 \pm 9,9) \text{ Мэв,}$$

$$\Gamma = (56,5 \pm 18,9) \text{ Мэв,}$$

тогда как после удаления из области пика промоделированных фоновых событий они равны

$$M_R = (2365,3 \pm 9,6) \text{ Мэв,}$$

$$\Gamma = (47,2 \pm 15,1) \text{ Мэв.}$$

Концентрация событий в начальной части спектра может быть вызвана сильным взаимодействием ($\Lambda\Lambda$) в конечном состоянии. Анализ в рамках теории Ватсона с учётом фазового объема показывает, что абсолютный минимум зависимости χ^2_2 от длины рассеяния $a_{\Lambda\Lambda}$ и эффективного радиуса $r_{\Lambda\Lambda}$ отбирает $-1 \cdot 10^{-13} \text{ см} < a_{\Lambda\Lambda} < 0$ и $1,5 \cdot 10^{-13} < r_{\Lambda\Lambda} < 3,0 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ в хорошем согласии с данными по двойным гиперфрагментам^{/7/}. Отметим, что спектр масс ($\Lambda\Lambda$), полученный через один год после нашей работы^{/5/} во взаимодействиях K^- с фреон-пропановой смесью коллаборацией Брюссель-ЦЕРН-Лондон-Медфорд^{/8/}, близок к нашему спектру масс. Достоин внимания^{/5/} то обстоятельство, что в двухбарионных системах с увеличением странности, или, что то же, с убыванием гиперзаряда абсолютная величина длины рассеяния монотонно убывает: $a_{pp} = -24 \cdot 10^{-13} \text{ см}$, $a_{\Lambda p} = -2,0 \cdot 10^{-13} \text{ см}$, $a_{\Lambda\Lambda} \sim -1 \cdot 10^{-13} \text{ см}$.

4. Система (Λpp) ($B=3; Y=2$). Спектр эффективных масс этой системы из 742 событий с (2+5) протонами показан на рис. 8. Значимых пиков не наблюдается. Анализ показал, что нерегулярности содержат события, для которых комбинации $M_{\Lambda p}$ попадают в область масс пиков при 2058, 2127, 2252 Мэв.

5. Система ($K^0 p$) ($B=1, S=+1; Y=2$). Эта система, как и все рассмотренные выше, обладает гиперзарядом $Y=2$, но барионным числом $B=1$ и странностью $S=+1$.

На рис. 9 показаны спектры масс ($K^0 p$) из взаимодействий $\pi^- C^{12}_6$ и $n^1_0 C^{12}_6$ с образованием пар $\Lambda^0 K^0$ и протонов (309 и 205 комбинаций соответственно).

Зачерненные площади спектров соответствуют тем комбинациям ($K^0 p$), для которых массы комбинаций (Λp) из тех же событий попадают в области пиков $M_{\Lambda p} = 2058, 2127, 2252$ Мэв спектра масс (Λp). Разности полных и зачерненных спектров масс ($K^0 p$), которые уже свободны от возможного влияния формы спектров (Λp), приведены в нижней половине рис. 9.

Как полные, так и разностные спектры масс ($K^0 p$) не обнаруживают значимых особенностей.

6. Системы (E_p) ($B=3; Y=3$) и ($4p$) ($B=4; Y=4$). В спектрах масс этих систем значимых особенностей не обнаружено (4118, 1791 событий соответственно).

Попытаемся проследить зависимость возможности образования резонансов от квантовых чисел систем, рассмотренных в этой работе. В таблице 1 приведены системы и их полные квантовые числа B, S, Y . В последней графе знаком "+" обозначается факт наблюдения резонанса, а знаком "-" — отсутствие такового.

Наблюдается примечательная закономерность. Резонансы наблюдаются лишь для систем, полный гиперзаряд которых не превышает единицы, т.е. $Y \leq 1$.

Та же закономерность имеет место и для табличных резонансов с барионным числом $B \leq 1$.

Не исключено, что условие $Y \leq 1$ является универсальным для возможности наблюдения резонансов вообще, с любым барионным числом.

Если это так, то условие $Y \leq 1$ является необходимым, но недостаточным условием образования резонансов.

Подчеркнем, в связи с этим, что исследование спектров эффективных масс многобарионных систем, таких как ($nY \ mN$), где Y — гиперон, N — нуклон, $n, m = 0, 1, 2 \dots$ при условии $m-n \leq 1$, а также без этого условия представляются крайне необходимыми.

Заметим в заключение, что с увеличением атомного номера и веса ядра вероятность выживания резонансных многобарионных систем, заряженных в особенности, должна падать.

Поиск двухбарионных резонансов, вероятно, целесообразно ограничить ядрами с $A \leq 12$.

Авторы выражают глубокую благодарность В.А. Белякову за помощь в программировании.

Таблица I

Система	V	S	Y	Резонансы
($K^0 p$)	1	+1	2	-
(pp)	2	0	2	-
(Λp)	2	-1	1	+(> 4ст. откл.)
($\Lambda\Lambda$)	2	-2	0	+(> 2ст. откл.)
($3p$)	3	0	3	-
($4p$)	4	0	4	-

Литература

1. B.A.Shahbazian, A.A.Timonina. JINR Preprint E1-5935, Dubna, 1971.
2. B.A.Shahbazian, V.I.Moroz. JINR Preprint E1-4022, Dubna, 1968.
3. B.A.Shahbazian. Proceedings of III International Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure, 524, Plenum-press, N.Y.London, 1970.
4. B.A.Shahbazian. Investigation of the Λp -System Effective Mass Spectrum. XV Int. Conf. on High Energy Physics. Samos. Rapporteur's Talk and List of Abstracts, p. 302, Kiev, 1970.
5. B.A.Shahbazian. Investigation of the Λn System Effective mass Spectrum. XV Int. Conf. on High Energy Physics. List of Abstracts, p. 302, Kiev, 1970.
6. G.Alexander et al. Phys.Rev., 173, 1452, 1968.
7. S.Ali and A.R.Bodmer. Int.Atomic Energy Agency. Int. Center for Theor. Phys. Ic/66/112, 1966. Piazza Oberdan Trieste.
8. Service de Physique des Particules Elementaires. Univ. Libre de Bruxelles, Belgique, CERN, Geneva, Dept. of Physics, Tufts Univ., Medford Mass. U.S.A., Dept. of Physics, Univ. College London, England, Contribution to the IV Int. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, Dubna, September, 1971. Presented by S.Tovey.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 мая 1972 года.