

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Д1-85-433

К.Бешлиу, Н.С.Григалашвили,¹ А.П.Иерусалимов,
Т.Канарек, Ф.Которобай, В.Л.Любошиц, В.И.Мороз,
А.В.Никитин, Д.Пантеа, В.Н.Печенов, А.П.Стельмах,
Ю.А.Троян, М.Я.Чубарян²

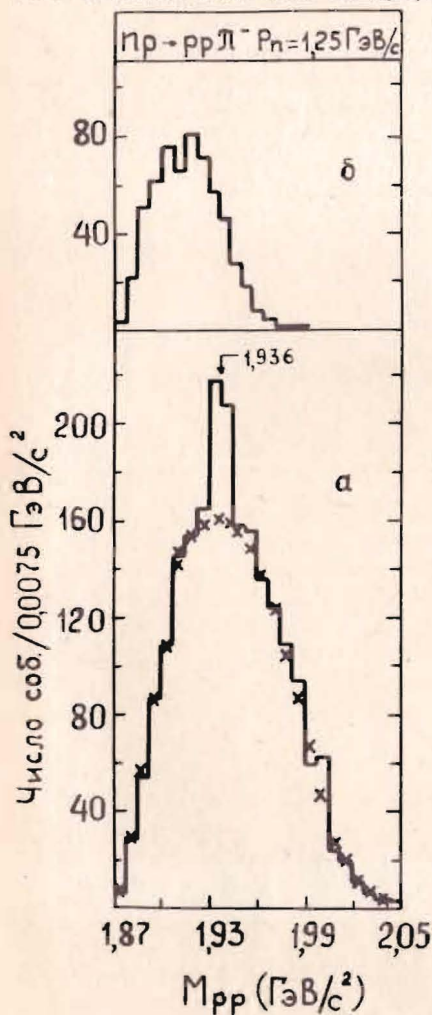
О ПРИРОДЕ УЗКИХ ОСОБЕННОСТЕЙ
В ЭФФЕКТИВНЫХ МАССАХ ДВУХ ПРОТОНОВ

¹ ИФВЗ Тбилисского государственного университета

² Ереванский государственный университет

1985

В работе^{/1/}, выполненной на материалах с 1-метровой водородной пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, облученной монохроматическими нейтронами разных энергий, мы сообщали о наблюдениях узких резонансных пиков в системе двух протонов. В данной работе на большей статистике подтверждены все видимые ранее особенности и сделана попытка выяснить их природу.



На рис.1а показано распределение эффективных масс двух протонов из реакции $pp \rightarrow pp\pi^-$ при $P_n = 1,25$ ГэВ/с, построенное с условием, чтобы четырехмерная передача от налетающего нейтрона к вторичному π^- -мезону $t_{n+\pi^-}$ была больше 0,3. На рис.1б - случаи с $t_{n+\pi^-} < 0,3$. На рис.1а виден резкий пик, превышающий фоновую кривую /крестики/ на 5,1 стандартных отклонения. Фоновая кривая составлена из распределения, даваемого моделью реджезованного однопионного обмена OPER /50%/ и фазового объема /50%. Вероятность случайного выброса $P = 6 \cdot 10^{-8}$ оценена в соответствии с работой^{/2/}. Характеристики резонанса: $M_{рез} = 1936 \pm 3$ МэВ/с²;

$\Gamma_{рез} = 10,7 \pm 1,0 - 0,7$ МэВ/с²/истинная ширина;/ $\sigma_{рез} = 61 \pm 11$ мкб.

На рис.2 показано распределение эффективных масс двух протонов из реакции $pp \rightarrow pp\pi^-$ при $P_n = 2,23$ ГэВ/с. Виден пик при

Рис.1. Распределение эффективных масс двух протонов из реакции $pp \rightarrow pp\pi^-$ при $P_n = 1,25$ ГэВ/с; а/ $t_{n+\pi^-} > 0,3$, б/ $t_{n+\pi^-} < 0,3$.

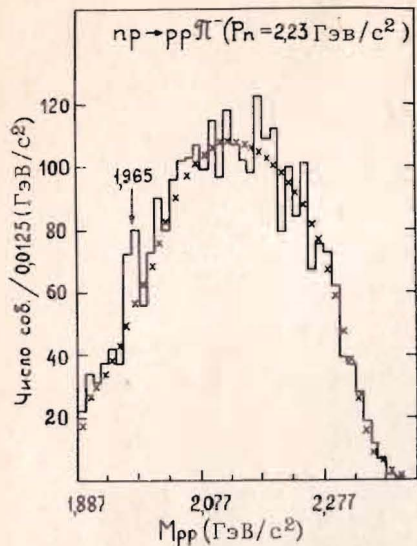


Рис.2. Распределение эффективных масс двух протонов из реакции $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ при $P_n = 2,23$ ГэВ/с.

массе в районе 1965 МэВ/с². Характеристики резонанса: $M_{рез} = 1965 \pm 2$ МэВ/с²; $\Gamma_{рез} = 1,0 \pm 2,0$ МэВ/с² / истинная ширина /; $\sigma_{рез} = 48 \pm 14$ мкб. Вероятность случайного выброса $P = 2 \cdot 10^{-3}$. Фоновая кривая /крестики/ составлена из распределения, даваемого OPER-моделью /85%, и распределения от дифракционного рождения $N_{1470}^* \rightarrow p\pi^-$ /15%/. На рис.3. показано распределение эффективных масс двух протонов

из реакции $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ при $P_n = 5,1$ ГэВ/с. Снова хорошо виден пик при массе 1965 МэВ/с². Характеристики резонанса: $M_{рез} = 1965 \pm 3$ МэВ/с²; $\Gamma_{рез} = 11 \pm 4$ МэВ/с²; $\sigma_{рез} = 8,1 \pm 1,8$ мкб. Вероятность случайного выброса $P = 1,2 \cdot 10^{-4}$. Совместная оценка вероятности случайного выброса на графиках рис.2 и 3 в районе массы 1965 МэВ/с² дает $P \approx 2,5 \cdot 10^{-7}$.

Кроме того, на графике рис.3. виден пик при массе 2025 МэВ/с², превышающий фон на 1,7 стандартных отклонения.

Фон на рис.3 составлен из подпроцессов, через которые идет реакция $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$, сложенных с соответствующими весами. Учтена также периферичность реакции /подробнее см. /1/.

Подобные особенности видны и в других работах, выполненных камерной методикой /3-7/. На рис.4 показано распределение эффективных масс двух протонов из взаимодействий π^- -мезонов с $P_n = 40$ ГэВ/с и релятивистских ядер разных

Рис.3. Распределение эффективных масс двух протонов из реакции $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ при $P_n = 5,10$ ГэВ/с.

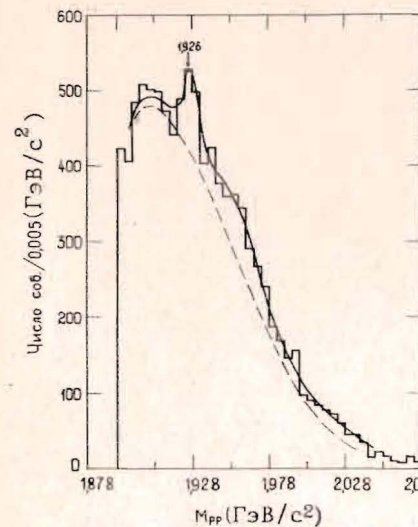
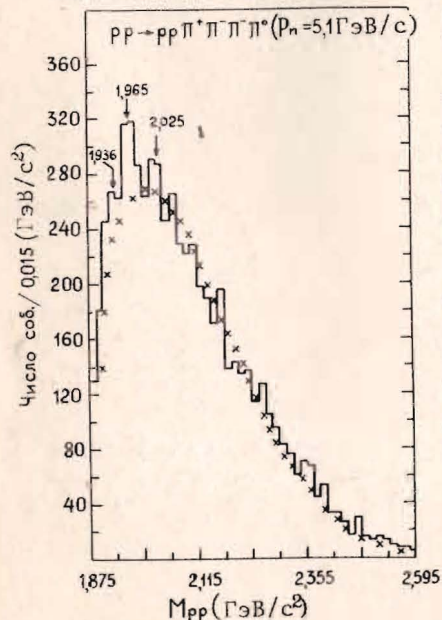


Рис.4. Распределение эффективных масс двух протонов из π^-C и AC -взаимодействий в двухметровой пропановой камере /3/.

сортов и энергий в двухметровой пропановой камере /3/. Авторы этой работы дают следующие значения масс и ширин наблюдавшихся резонансов: $M_1 = 1926 \pm 1,4$ МэВ/с²; $\Gamma_1 = 11,0 \pm 1,9$ МэВ/с²; $M_2 = 1964 \pm 3,6$ МэВ/с²; $\Gamma_2 = 32,4 \pm 3,2$ МэВ/с²; $M_3 = 2026 \pm 6,6$ МэВ/с²; $\Gamma_3 = 31,9 \pm 5,2$ МэВ/с². Везде указаны экспериментальные ширины. Отличие в массе первого резонанса от значения 1936 МэВ/с² связано, скорее всего,

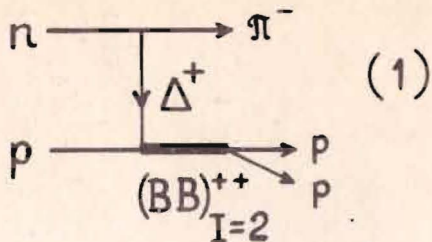
со сложным видом фоновой кривой в области резонанса в этом случае.

Таким образом, все имеющиеся данные из работ, выполненных камерной методикой, указывают на существование резонансов в системе двух протонов при небольших значениях эффективных масс.

С другой стороны, при измерениях полных сечений pp - и pp -взаимодействий /8,9/ особенностей при соответствующих энергиях замечено не было. Причиной может являться малая ширина резонансов. В эксперименте с точно известной начальной энергией существует большая вероятность не попасть в область узкого резонанса. В экспериментах, где измеряется некоторый интегральный спектр по первичной энергии, может не хватать точности измерений. Имеющиеся экспериментальные данные по измерению полных сечений pp - и pp -взаимодействий страдают этими двумя недостатками и, следовательно, в настоящее время нельзя исключить существование шестикварковых состояний с изотопическим спином $I=1$, характерной особенностью которых являются очень малые ширины по сравнению с ширинами обычных резонансов.

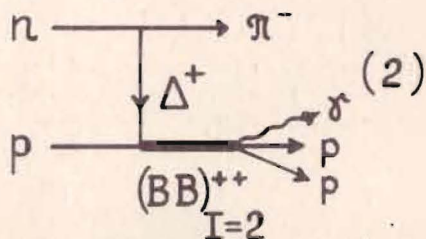
Существует, однако, другая гипотеза о природе наблюдаемых особенностей, высказанная А.М.Балдиным и А.Б.Кайдаловым. Она предполагает существование очень узкого дибарионного резонанса с изотопическим спином $I=2$, который распадается за счет электромагнитного взаимодействия по каналам (pp) и (ppu) .

Рассмотрим механизм барионного обмена в реакции $pp \rightarrow pp\pi^-$, связанный с образованием и распадом дибарионного резонанса $(BB)_{I=2}^{++}$. Он может быть представлен диаграммой



/1/

В электромагнитном распаде $(BB)_{I=2}^{++} \rightarrow pp$ за счет излучения и поглощения фотона изотопический спин меняется на единицу. Кроме диаграммы /1/, существует диаграмма с испусканием реального γ -кванта:



/2/

Если предположить, что распад $(BB)_{I=2}^{++} \rightarrow p\gamma$ определяется фазовым объемом, то для массы $M_{рез} = 1936 \text{ МэВ}/c^2$ распределение эффективных масс двух протонов, заключенное в пределах от суммы масс двух протонов до массы резонанса $M_R = 1936 \text{ МэВ}/c^2$, будет иметь максимум при значении $M_{pp}^{эфф} = 1907 \text{ МэВ}/c^2$. Энергия γ -кванта равна

$$E_\gamma = \frac{M_R^2 - M_{pp}^2}{2M_R} \quad /3/$$

При $M_R = 1936 \text{ МэВ}/c^2$ и $M_{pp}^{эфф} = 1907 \text{ МэВ}/c^2$ $E_\gamma \approx 30 \text{ МэВ}$. Для $M_R = 1965 \text{ МэВ}/c^2$ энергия γ -квантов, соответствующая $M_{pp}^{эфф} = 1920 \text{ МэВ}/c^2$, равна примерно 40 МэВ.

Так как распад $(BB)_{I=2}^{++} \rightarrow p\gamma$ возможен только во втором порядке по электромагнитному взаимодействию, а распад $(BB)_{I=2}^{++} \rightarrow p\gamma$ идет в первом порядке, то на первый взгляд может показаться, что распад $(BB)_{I=2}^{++} \rightarrow pp$ подавлен по сравнению с распадом $(BB)_{I=2}^{++} \rightarrow p\gamma$, и диаграмму /1/ не следует принимать в расчет. Однако это не так. Элементарные оценки по порядку величины, основанные на учете фазового объема и соображениях размерности, показывают, что при малом энерговыделении $M_R \sim 1930 \div 1970 \text{ МэВ}/c^2$ ситуация скорее обратная.

Действительно, воспользуемся общей формулой для парциальной ширины резонанса /вероятности распада в единицу времени/ /10/

$$d\Gamma_n = \frac{1}{2M_R} |A_n|^2 d\Phi_n,$$

где A_n - амплитуда распада, $d\Phi_n$ - элемент фазового объема:

$$d\Phi_n = (2\pi)^4 \delta^3(\sum_{i=1}^n \vec{P}_i) \delta(\sum_{i=1}^n \omega_i - M_R) \prod_{i=1}^n \frac{d^3\vec{P}_i}{(2\pi)^3} \quad /4/$$

Нас интересуют распады $(BB)_{I=2}^{++} \rightarrow pp$ и $(BB)_{I=2}^{++} \rightarrow p\gamma$. Если пренебречь спиновой, угловой и энергетической зависимостью амплитуд, то

$$\Gamma_{pp} = \frac{|A_{pp}|^2}{2M_R} \Phi_2(pp), \quad /5/$$

$$\Gamma_{p\gamma} = \frac{|A_{p\gamma}|^2}{2M_R} \Phi_3(p\gamma). \quad /6/$$

Здесь $\Phi_2(pp)$ и $\Phi_3(p\gamma)$ - двухчастичный и трехчастичный фазовые объемы, соответствующие массе резонанса M_R . С учетом малости энерговыделения /в системе покоя резонанса протоны нерелятивистские/ находим /11/:

$$\Phi_2(pp) = \frac{1}{4\pi\sqrt{2}} \sqrt{\frac{T}{M_R}}, \quad /7/$$

$$\Phi_3(p\gamma) = \frac{4\sqrt{2}\pi^2}{15(2\pi)^5} \left(\frac{T}{M_R}\right)^{5/2} M_R^2. \quad /8/$$

где $T = M_R - 2m_p$. Отсюда

$$\frac{\Gamma_{p\gamma}}{\Gamma_{pp}} \approx \frac{|A_{p\gamma}|^2}{|A_{pp}|^2} \frac{T^2}{15\pi^2}. \quad /9/$$

Парциальные ширины имеют размерность массы. Из соотношений /5/-/8/ следует, что амплитуда A_{pp} имеет размерность массы, а амплитуда $A_{p\gamma}$ безразмерна. Кроме того, как уже говорилось выше, $|A_{pp}|^2 \sim a^2$, а $|A_{p\gamma}|^2 \sim a$, где $a = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}$ - электромагнитная константа. В соответствии с этим мы можем написать

$$\frac{|A_{p\gamma}|^2}{|A_{pp}|^2} \approx \frac{1}{a} \left(\frac{1}{\mu}\right)^2,$$

где μ имеет размерность массы, причем величина $\frac{1}{\mu}$ определяет эффективный размер резонанса. В итоге приходим к оценочной формуле

$$\frac{\Gamma_{p\gamma}}{\Gamma_{pp}} \approx \frac{137}{15\pi^2} \left(\frac{T}{\mu}\right)^2. \quad /10/$$

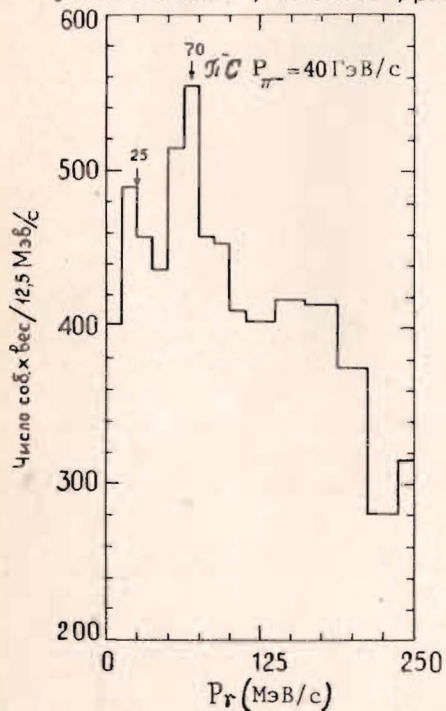
Если принять $\mu \approx m_\pi$, то при массе $(BB)_{I=2}^{++}$, равной $1936 \text{ МэВ}/c^2$, формула /10/ дает $\frac{\Gamma_{p\gamma}}{\Gamma_{pp}} \approx 0,17$; при массе $1965 \text{ МэВ}/c^2$ отношение

$\frac{\Gamma_{pp\gamma}}{\Gamma_{pp}} \approx 0,4$. Малость отношения $\frac{\Gamma_{pp\gamma}}{\Gamma_{pp}}$ /несмотря на дополнительный множитель 137/ связана с относительной малостью доступного трехчастичного фазового объема по сравнению с двухчастичным. Подчеркнем, что приведенные оценки не претендуют на точность и носят чисто ориентировочный характер.

Таким образом, в эксперименте, например, в реакции $p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}\pi^-$ при $P_{\pi^-} = 1,25$ ГэВ/с, можно ожидать довольно сложную картину в распределении эффективных масс двух протонов: сильный узкий пик при 1936 МэВ/с², значительно более слабый и более широкий пик - "сателлит" при массе 1907÷1910 МэВ/с², довольно слабый узкий пик при массе 1965 МэВ/с², пик - "сателлит" при массе 1915÷1920 МэВ/с². Рис.1 не противоречит такой картине, если принять $\mu \leq 0,4 m_{\pi}$.

Из-за малой вероятности регистрации γ -квантов в водородной камере трудно наблюдать прямые сопровождающие γ -кванты. Поэтому для проверки гипотезы мы использовали материал из облучения двухметровой пропановой камеры π^- -мезонами с $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с, где вероятность регистрации γ -квантов на порядок больше, чем в водородной.

На рис.5 представлен энергетический спектр γ -квантов из π^- -С-взаимодействий при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с. Распределение построено с учетом весов γ -квантов /регистрация по e^+e^- -парам/. Кроме



основного пика при 70 МэВ/с от распада π^0 -мезонов, виден пик в районе 30 МэВ/с.

На рис.6а изображен спектр эффективных масс двух протонов из π^- -С-взаимодействий, построенный с условием, чтобы события сопровождались e^+e^- -парой, смотрящей в звезду, и чтобы $10 \leq E_{e^+e^-} \leq 50$ МэВ, т.е. энергия γ -кванта лежит в интересующем нас интервале. На рис.6б изображен спектр эффективных масс $p\bar{p}\gamma$ из этих событий. В спектре $p\bar{p}\gamma$ появляется отчетливый узкий пик при массе в районе 1936 МэВ/с². Таким образом, приведенные данные с пропановой камеры не противоречат гипотезе о радиационном распаде резонансов с $I=2$.

Рис.5. Импульсные спектры γ -квантов, построенные с весами, из π^- -С-взаимодействий при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с в двухметровой пропановой камере.

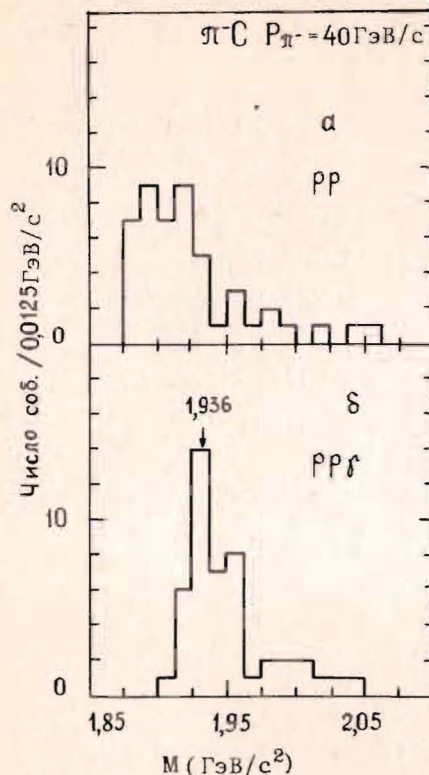


Рис.6. а/ Распределение эффективных масс двух протонов из π^- -С-взаимодействий при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с для событий с $10 \leq E_{e^+e^-} \leq 50$ МэВ; б/ Распределение эффективных масс $p\bar{p}\gamma$ комбинаций для событий с $10 \leq E_{e^+e^-} \leq 50$ МэВ из π^- -С-взаимодействий в двухметровой пропановой камере при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с.

С целью поиска прямых корреляций между γ -квантами с энергетическим спектром, заключенным в пределах $10 \div 50$ МэВ, и с системой двух протонов с эффективными массами в районе $1900 \div 1920$ МэВ/с², мы планируем эксперимент с использованием двухметровой пропановой камеры. Камера будет облучаться дейтронами с импульсом 1,25 ГэВ/с на нуклон. Необходимо произвести поиск одиночных электронов или e^+e^- пар, смотрящих в звезды от реакций $p\bar{p} \rightarrow p_s p\bar{p}\pi^-$ и $p\bar{p} \rightarrow p_s p\pi^+$.

При этих энергиях в указанных реакциях не рождается дополнительного π^0 -мезона, и поэтому возникающие в них γ -кванты нужных нам энергий обязаны своим происхождением радиационному распаду исходных резонансов. Их можно связать с событиями, в которых массы двух протонов лежат в интервале $1876 \div 1936$ МэВ/с². Оценки показывают, что при потоке дейтронов в 15 частиц в цикле, на 60000 фотонах можно ожидать около 4000 событий реакции $p\bar{p} \rightarrow p_s p\bar{p}\pi^-$ и около ста сигналов от γ -квантов/одиночные электроны и e^+e^- -пары/. Подчеркнем еще раз отсутствие фона от π^0 -мезонов.

В случае обнаружения корреляций между γ -квантами и парами протонов с нужными характеристиками, будет не только выяснен механизм возникновения узких особенностей в эффективных массах двух протонов, но и получено указание на существование совершенно новых состояний в системе из шести кварков: $\Delta_{33}p$ -резонансов с изотопическим спином $I=2$.

В случае отсутствия таких корреляций узкие особенности в системе двух протонов можно толковать двояким образом: либо как узкие резонансы в системе $p\bar{p}$ с $I=1$, либо как электромагнитные переходы $\Delta_{33}p$ резонансов в состояние $p\bar{p}$ с сильным подавлением моды $p\bar{p}\gamma$, что потребует серьезной теоретической работы для своего объяснения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бешлиу К. и др. Труды симпозиума "NN- и $\bar{N}N$ -взаимодействий при промежуточных энергиях", изд-во ЛИЯФ, Л., 1984, с.592; ОИЯИ, Д1-83-815, Дубна, 1983.
2. Виноградов В.Б. и др. ОИЯИ, Р1-7155, Дубна, 1973.
3. Агакишиев В.Б. и др. ОИЯИ, 1-84-103, Дубна, 1984.
4. Glagolev V.V. et al. JINR, E1-83-59, Dubna, 1983.
5. Байрамов А.А. и др. ОИЯИ, Р1-83-207, Дубна, 1983.
6. Азимов С.А. Препринт ФТИ АН УзССР, 27-84-ФВЭ, Ташкент, 1984.
7. Agakishiev H.N. et al. JINR, E1-84-492, Dubna, 1984.
8. Flaminio V. et al. Compilation of Cross - section III: P and \bar{P} Induced Reactions, CERN - HERA 84 - 01, 17 April 1984.
9. Lisowski P.W. et al. PRL, vol.49, No.4, (1982), 255.
10. Окунь Л.Б. В кн.: Лептоны и кварки, "Наука", М., 1981, гл.29.
11. Копылов Г.И. В кн.: Основы кинематики резонансов, "Наука", М., 1970, гл.6.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 июня 1985 года

Бешлиу К. и др.

Д1-85-433

О природе узких особенностей
в эффективных массах двух протонов

Обсуждается природа твердо установленных резонансных пиков в системе двух протонов при массах 1936 и 1965 МэВ/с², имеющих очень малые ширины. Рассматривается гипотеза радиационного распада не известных до сих пор состояний двух барионов с изотопическим спином $I=2$ в состоянии с двумя конечными протонами.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Beshliu K. et al.

D1-85-433

About the Nature of Narrow Structures
in Effective Masses of Two Protons

The nature of firmly set resonance peaks in a two-proton system for masses of 1936 and 1965 MeV/c, having very small widths, is discussed. The hypothesis of the radiative decay of new two-baryon states, unknown till now, with isotopic spin $I = 2$ in the state of two final protons is considered.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985