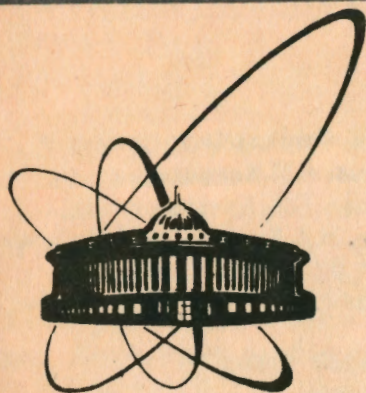


92-534



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

Д1-92-534

УЗКИЕ БАРИОНИИ С ОТКРЫТОЙ  
И СКРЫТОЙ СТРАННОСТЬЮ

Сотрудничество ЭКСЧАРМ: Дубна — Алма-Ата —  
Бухарест — Минск — Москва — Пловдив —  
Прага — София — Тбилиси

Направлено в журнал «Ядерная физика»

1992

Алеев А.Н. и др.  
Узкие барионии с открытой и скрытой странностью

На серпуховском ускорителе в пучке нейтронов со средним импульсом 40 ГэВ/с с помощью установки БИС-2 осуществлен поиск бариониев с открытой и скрытой странностью, распадающихся с образованием странных частиц. Получены данные, указывающие на существование бариониев с отрицательной ( $M_S$ ) и положительной ( $\bar{M}_S$ ) странностью, распадающихся соответственно на  $\Lambda\bar{p} +$  пионы и  $\bar{\Lambda}p +$  пионы. Изотопический спин странных бариониев  $\geq 3/2$ . Среднее значение масс  $M_S/\bar{M}_S$  составляет  $(3060 \pm 5 \text{ (стат.)} \pm 20 \text{ (сист.)}) \text{ МэВ}/c^2$ . При анализе конечных состояний  $\Lambda\bar{p}K^+(+\pi^\pm)$ ;  $\bar{\Lambda}pK^-(+\pi^\pm)$  и  $K_S^0 p\bar{p}K^\pm$  получены данные, указывающие на существование узкого бариония со скрытой странностью ( $M_\phi$ ). Среднее значение массы бариония  $(3260 \pm 5 \text{ (стат.)} \pm 20 \text{ (сист.)}) \text{ МэВ}/c^2$ . Ширины бариониев не превышают  $(35 \pm 5) \text{ МэВ}/c^2$ . Произведение сечений рождения бариониев в регистрируемой кинематической области,  $X_F \geq 0,2$  и  $P_T \leq 1 \text{ ГэВ}/c$ , на вероятности наблюдаемых каналов распада находится в пределах 0,3—1,0 мкб на нуклон с 90% уровнем достоверности.

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

## Перевод авторов

Aleev A.N. et al.  
Narrow Baryonia with Open and Hidden Strangeness

Д1-92-534

A search for baryonia with open and hidden strangeness decaying into strange particles has been carried out in a neutron beam with a mean momentum of 40 GeV/c with the BIS-2 spectrometer at the Serpukhov accelerator. There is a strong indication of the existence of baryonia with negative ( $M_S$ ) and positive ( $\bar{M}_S$ ) strangeness, decaying respectively into  $\Lambda\bar{p} +$  pions and  $\bar{\Lambda}p +$  pions. The isotopic spin of the strange baryonia is  $\geq 3/2$ . Their mean mass is  $(3060 \pm 5 \text{ (st.)} \pm 20 \text{ (syst.)}) \text{ MeV}/c^2$ . There is an indication of the existence of narrow baryonium with hidden strangeness ( $M_\phi$ ), decaying into  $\Lambda\bar{p}K^+(+\pi^\pm)$ ,  $\bar{\Lambda}pK^-(+\pi^\pm)$  and  $K_S^0 p\bar{p}K^\pm$ . The mean value of its mass is  $(3260 \pm 5 \text{ (st.)} \pm 20 \text{ (syst.)}) \text{ MeV}/c^2$ . The widths of the searched baryonia are  $(35 \pm 5) \text{ MeV}/c^2$ . The production cross-sections of the baryonia in the kinematic region  $X_F \geq 0.2$  and  $P_T \leq 1 \text{ GeV}/c$ , are  $(0.3-1.0) \text{ } \mu\text{b}/\text{per nucleon}$  (90% C.L.).

The investigation has been performed at the Particle Physics Laboratory, JINR.



А.Н.Алесев, В.П.Баландин, И.М.Гешков, Т.С. Григалашвили,  
А.И.Зинченко, И.И.Евсиков, И.М.Иванченко, А.М.Калинин,  
А.Ф.Камбурян, М.Н.Капишин, Н.Н.Карпенко, Г.А. Квирикашвили,  
В.Д.Кекелидзе, Д.А.Кириллов, И.Г.Косарев, Н.А.Кузьмин, А.Л.Любимов,  
А.Н.Морозов, П.В.Мойсенз, А.К.Одишвили, В.В.Пальчик, А.В.Позе,  
Ю.К.Потребеников, Т.Б.Прогулова, А.Прокеш, В.А.Сашин, Л.А.Слепец,  
В.Н.Спасков, Г.Т.Татишвили, А.С.Чвыров  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Г.А.Аралбаева, А.А.Локтионов  
Институт физики высоких энергий АН РК, Алма-Ата

М.В.Белов, Е.Г.Девицын, М.В.Завертязев, В.А.Козлов, С.Ю.Поташов  
Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва

Е.А.Чудаков  
Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

В.Д.Чолаков  
Пловдивский университет им. П.Хиландерски, Республика Болгария

М.Вецко, Я.Гладки, М.Новак, М.Смижанска  
Физический институт ЧСАН, Прага

В.Й.Заячки  
Высший химико-технологический институт, София

Д.Т.Бурилков, П.К.Марков, П.Т.Тодоров, Р.К.Траянов  
Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София

Н.С.Амаглобели, Н.Л.Ломидзе, Г.И.Никобадзе,  
Т.Г.Пицхелаури, Р.Г.Шанидзе  
Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

В публикациях [1-7] сообщалось о возможном существовании узкого бариония с массой около  $3060 \text{ МэВ}/c^2$ , наблюдавшегося как в состояниях со странностью  $S=-1$ , так и в зарядово-сопряженных состояниях с  $S=+1$ . Этот барионий, распадающийся соответственно на  $\Lambda\bar{p}$ -пионы или на  $\bar{\Lambda}p$ -пионы, является кандидатом в мультикварковые адроны, и поэтому получение дополнительной информации о нем представляет особый интерес.

В работах [3-7] сообщалось также об указании на существование узкого бариония с массой около  $3260 \text{ МэВ}/c^2$ . Этот барионий имеет странность  $S=0$  и распадается с одновременным образованием частиц с  $S=-1$  и  $S=+1$ , что указывает на его возможную скрытую странность.

Имеются аргументы, позволяющие предположить, что оба указанных бариония принадлежат к одному и тому же  $SU(3)$ -мультиплету. Первый из этих бариониев был обозначен  $M_S$  (для  $S=-1$ ) и соответственно  $\bar{M}_S$  (для  $S=+1$ ), где индекс  $s$  является знаком странности, а второй барионий -  $M_\Phi$ , где индекс  $\Phi$  является знаком скрытой странности<sup>1</sup>).

Работы [1-7] были основаны на анализе части данных, полученных в эксперименте БИС-2. В настоящей работе приведены результаты анализа, основанного на всей зарегистрированной статистике и позволяющего сделать более определенные заключения.

Спектрометр БИС-2 [10] был расположен в пучке нейтронов серпуховского ускорителя со средней энергией  $\approx 40 \text{ ГэВ}$ . Спектрометр регистрировал  $n\bar{p}$  и  $\bar{n}p$  - взаимодействия, образующие в конечном состоянии не менее 4-х заряженных частиц, проходящих через всю установку. Координатными детекторами служили многопроволочные пропорциональные камеры, размещенные до и после анализиру-

<sup>1</sup> В обзоре свойств частиц '92 [8] эти барионии обозначены соответственно  $X(3100)$  и  $X(3250)$ . В работе [9] наблюдаемое в эксперименте WA-62 узкое состояние с массой  $3100 \text{ МэВ}/c^2$ , распадающееся на  $\Lambda\bar{p}$ -пионы и по общности характеристик отождествляемое с  $M_S$ , было обозначено  $U$ . Это же обозначение было использовано в публикации [2], в которой сообщалось о наблюдении узкого бариония с отрицательной странностью.

ющего магнита. Идентификация заряженных частиц производилась с помощью двух многоканальных газовых пороговых черенковских счетчиков, наполненных соответственно воздухом и фреоном-12 при атмосферном давлении.

Всего было зарегистрировано  $6,4 \cdot 10^7$  взаимодействий нейтронов с разными мишенями (см. таблицу 1).

Таблица 1

Мишень	H <sub>2</sub>	C	Al	Cu
Толщина мишени г/см <sup>2</sup>	2,1	7,8	10,2	13,4
Число зарегистрированных взаимодействий	$1,90 \cdot 10^7$	$1,51 \cdot 10^7$	$1,49 \cdot 10^7$	$1,50 \cdot 10^7$

Для поиска бариониев отбирались события, содержащие нейтральную странную частицу ( $\Lambda$ ,  $\bar{\Lambda}$  или  $K_S^0$ ) и не менее двух заряженных частиц  $h^\pm$ , имеющих общую вершину взаимодействия. Требовалось, чтобы эта вершина взаимодействия находилась в области мишени установки.  $\Lambda$ ,  $\bar{\Lambda}$  и  $K_S^0$  идентифицировались по распадам соответственно на  $p\pi^-$ ,  $\bar{p}\pi^+$  и  $\pi^+\pi^-$  с топологией нейтральной "вилки" ( $V^0$ ). За  $V^0$  принималась пара разноименно заряженных частиц, минимальное расстояние между траекториями которых не превышало 3-кратной величины экспериментального разрешения по этому параметру. Величина этого разрешения в экспозициях с использованием различных мишеней составляла от 0,2 до 0,5 см. Требовалось также, чтобы вершина  $V^0$  располагалась за жидководородной мишенью и не ближе 10 см за край ядерных мишеней по пучку. При отборе событий, содержащих  $\Lambda/\bar{\Lambda}/K_S^0$ , также требовалось, чтобы эффективная масса  $M(V^0)$  отличалась от табличного значения массы  $M(\Lambda)/M(\bar{\Lambda})/M(K_S^0)$  не более чем на четырехкратную величину экспериментального разрешения по массе  $p\pi^-/\bar{p}\pi^+/\pi^+\pi^-$ , что составило 7/10/10 МэВ/c<sup>2</sup>, соответственно.

Общее число выделенных при этих условиях  $\Lambda$ ,  $\bar{\Lambda}$  и  $K_S^0$  (" $V^0 + \dots$ "), а также число событий, содержащих дополнительно две и более заряженных частиц (" $V^0 + 2h^\pm + \dots$ "), приведено в таблице 2.

Для идентификации заряженных частиц  $h^\pm$  на основании анализа информации от черенковских счетчиков были рассчитаны т.н. веса  $W(i)$ , (где  $i = \pi^\pm, K^\pm, p/\bar{p}$ ), соответствующие вероятности того, что анализируемая частица соответствует частице типа  $i$ .

Таблица 2

Тип $V^0$ / Тип события	$\Lambda$	$\bar{\Lambda}$	$K_S^0$
" $V^0 + \dots$ "	$7,56 \cdot 10^5$	$1,12 \cdot 10^5$	$6,18 \cdot 10^5$
" $V^0 + 2h^\pm + \dots$ "	101847	15362	95208

Веса  $W(i)$  для каждой траектории заряженной частицы определялись из сравнения сигналов черенковских счетчиков с расчетными, полученными в предположении, что эти траектории соответствуют пионам, каонам или протонам (антипротонам). Величины  $W(i)$  нормировались таким образом, чтобы  $W(\pi^+/\pi^-) + W(K^+/K^-) + W(p/\bar{p}) = 3$ . Более подробно способ определения весов  $W(i)$  изложен в [11].

### Странные барионы $M_S$ и $\bar{M}_S$

Для поиска  $M_S$  и  $\bar{M}_S$  исследовались состояния со странностью  $S = \pm 1$ , содержащие барион-антибарионную пару (соответственно  $\Lambda\bar{p}$  или  $\bar{\Lambda}p$ ) и один или два пиона. Состояния с большим числом пионов не анализировались, поскольку количество таких событий, зарегистрированных установкой, было незначительно, и эти события не могли дать статистически значимый вклад в окончательный результат.

Для поиска  $M_S$  были построены спектры инвариантных масс следующих конечных состояний:

$\Lambda \bar{p} \pi^+$	(1a)
$\Lambda \bar{p} \pi^+ \pi^-$	(1б)
$\Lambda \bar{p} \pi^+ \pi^+$	(1в)
$\Lambda \bar{p} \pi^-$	(1г)
$\Lambda \bar{p} \pi^- \pi^-$	(1д)

Для поиска  $\bar{M}_S$  рассматривались конечные состояния:

$\bar{\Lambda} r \pi^-$	(2a)
$\bar{\Lambda} r \pi^- \pi^+$	(2б)
$\bar{\Lambda} r \pi^- \pi^-$	(2в)
$\bar{\Lambda} r \pi^+$	(2г)
$\bar{\Lambda} r \pi^+ \pi^+$	(2д)

Состояния с отрицательной странностью (1a-1д) имеют электрический заряд  $Q$  от +1 до -3. Состояния же с положительной странностью (2a-2д) - от -1 до +3.

При построении спектров эффективных масс конечных состояний предполагалось, что более тяжелым заряженным частицам соответствуют большие импульсы. Это позволило существенно уменьшить комбинаторный фон.

Для уменьшения фона при выделении конечных состояний (1a-1д) и (2a-2д) частично идентифицировались заряженные адроны  $h^\pm$ . При этом использовались ограничения на величины  $W(i)$ . Поскольку доля антипротонов среди всех отрицательно заряженных частиц минимальна, для их выделения в состояниях (1a-1д) на соответствующую величину  $W(\bar{p})$  накладывалось наиболее жесткое ограничение.

Импульсы около 80 % отрицательно заряженных частиц - кандидатов в антипротоны, в состояниях (1a-1г) были меньше пороговых импульсов для черенковского излучения каонов в обоих черенковских счетчиках. При таких импульсах  $\bar{p}$  и  $K^-$  неразличимы. Для этих частиц  $W(\bar{p})=W(K^-)$ , а максимально возможное значение  $W(\bar{p})=1,5$ . Поэтому при выделении антипротонов требовалось

$$W(\bar{p}) \geq 1,1. \quad (3)$$

При этом среди отобранных отрицательно заряженных частиц исключалось 90 %  $\pi^-$  и не более 20 %  $\bar{p}$ , но оставалась заметная доля  $K^-$ .

Доля протонов среди положительно заряженных частиц в состояниях (2a-2д) существенно больше, чем доля антипротонов среди отрицательно заряженных частиц. Поэтому при идентификации протонов был использован менее строгий по сравнению с (3) критерий:

$$W(p) \geq 0,6. \quad (4)$$

Для идентификации  $\pi^\pm$  в конечных состояниях (1a-1д) требовалось, чтобы

$$W(\pi^\pm) \geq 0,4. \quad (5)$$

При этом оставалось более 90 % всех пионов. При выделении состояний (2a-2г) пионами считались все частицы  $h^\pm$ , не отнесенные к протонам.

В спектрах эффективных масс состояний (1a-1г) и (2a-2г) в одной и той же области (3040 - 3070 МэВ/с<sup>2</sup>) наблюдаются узкие пики различной статистической значимости.

Все спектры эффективных масс конечных состояний были построены с шагом 20 МэВ/с<sup>2</sup>, соответствующим приблизительно двукратной величине аппаратурного разрешения.

В качестве примера на рис.1(а,б) представлены спектры нейтральных конечных состояний (1а) и (2а). В спектрах трижды заряженных состояний (1д) и (2д) в пределах точности эксперимента пики в этой области не наблюдались, и эти состояния в дальнейшем не рассматривались.

Основные характеристики наблюдаемых пиков, полученные в результате их аппроксимации функциями нормального распределения, приведены в таблице 3.

Комбинаторный фон в указанных спектрах несуществен. Так, например, в области пиков отношение числа комбинации к числу событий не превышает 1.1.

На рис.2 приведен суммарный спектр для состояний (1a-1г) со странностью  $S=-1$ , а на рис.3 - аналогичный спектр для зарядовосопряженных состояний (2a-2г) со странностью  $S=+1$ . На этих спектрах видны сигналы при одной и той же массе. На врезках показана аппроксимация этих спектров в области сигналов. Фон аппроксимировался линейной функцией, а сигналы - функцией нормального распределения.

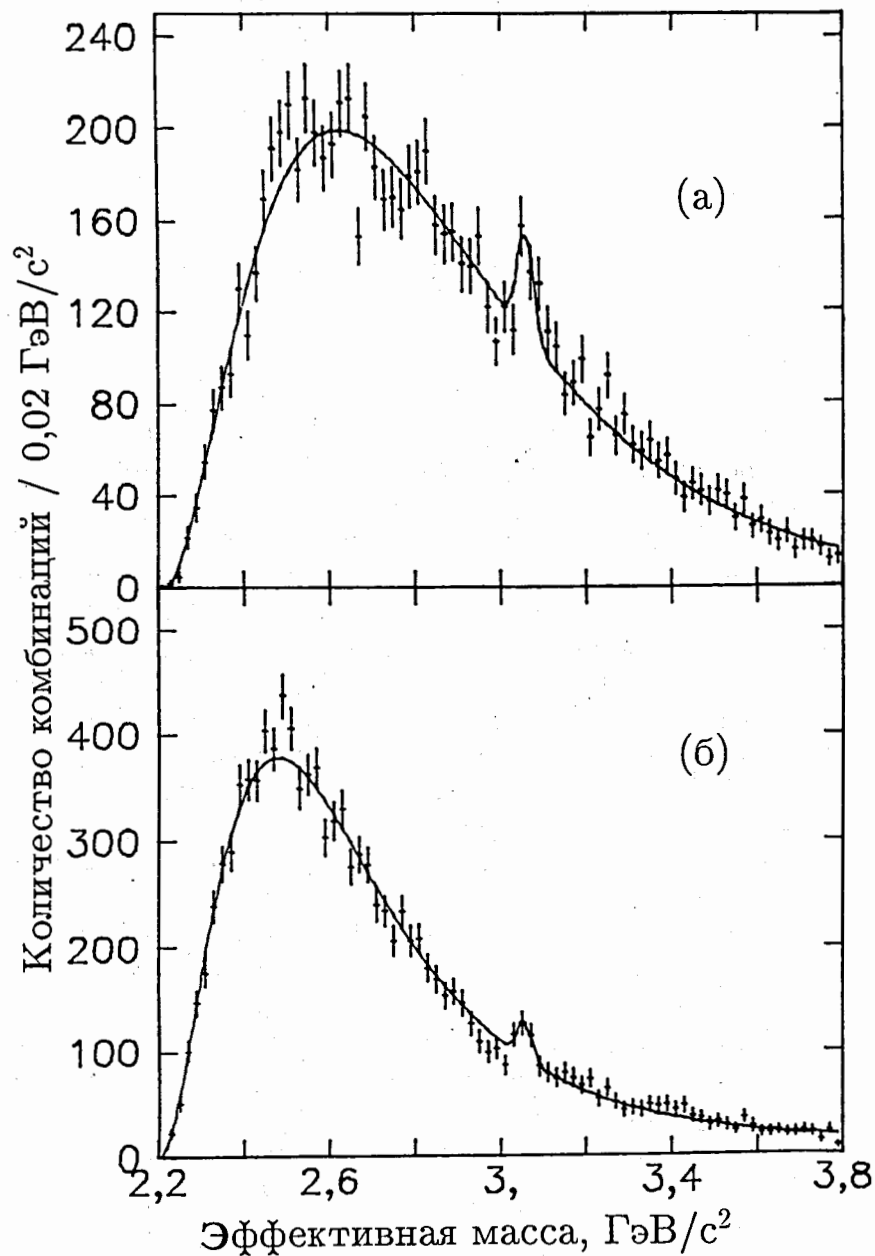


Рис.1. Спектры эффективных масс  $\Lambda\bar{p}\pi^+$  (а) и  $\Lambda\bar{p}\pi^-$  (б).

Таблица 3

Конечное состояние	Число комб. в гистогр.	Параметры сигнала		
		Средняя масса, МэВ/с <sup>2</sup>	Ширина, МэВ/с <sup>2</sup>	Число комбин.
$\Lambda\bar{p}\pi^+$	8043	$3060\pm 7$	$42\pm 16$	114
$\Lambda\bar{p}\pi^-$	11410	$3056\pm 7$	$36\pm 15$	72
$\Lambda\bar{p}\pi^+\pi^+$	1093	$3067\pm 6$	$22\pm 8$	23
$\Lambda\bar{p}\pi^+\pi^-$	1346	$3060\pm 8$	$28\pm 12$	38
$\Lambda\bar{p}\pi^-\pi^-$	2671	$3055\pm 7$	$32\pm 15$	41
$\Lambda\bar{p}\pi^-\pi^+$	3284	$3052\pm 8$	$30\pm 15$	50
$\Lambda\bar{p}\pi^-$	5430	$3055\pm 8$	$50\pm 18$	87
$\Lambda\bar{p}\pi^+$	9657	$3045\pm 8$	$30\pm 15$	55

Сигнал в спектре рис.2 содержит 242 комбинации над фоном 667, сигнал в спектре рис.3 – 210 комбинаций над фоном 921. Статистические значимости этих сигналов соответствуют 9,4 и 7,0 стандартным отклонениям. Узость сигналов и их присутствие в различных конечных состояниях при близких значениях масс исключает их интерпретацию как кинематического отражения каких-либо резонансов из-за ошибочной идентификации частиц. Но несмотря на это, гипотеза возможных кинематических отражений проверялась непосредственно путем замены масс идентифицируемых адронов. Такая проверка также показала, что пики не являются следствием кинематического отражения. Значит, эти сигналы обусловлены зарядово-сопряженными узкими состояниями с  $S=\pm 1$ . Эти состояния распадаются с образованием барпюнов – антибарпюнных пар, и поэтому естественно отнести их к барпюниям. Таким обра-

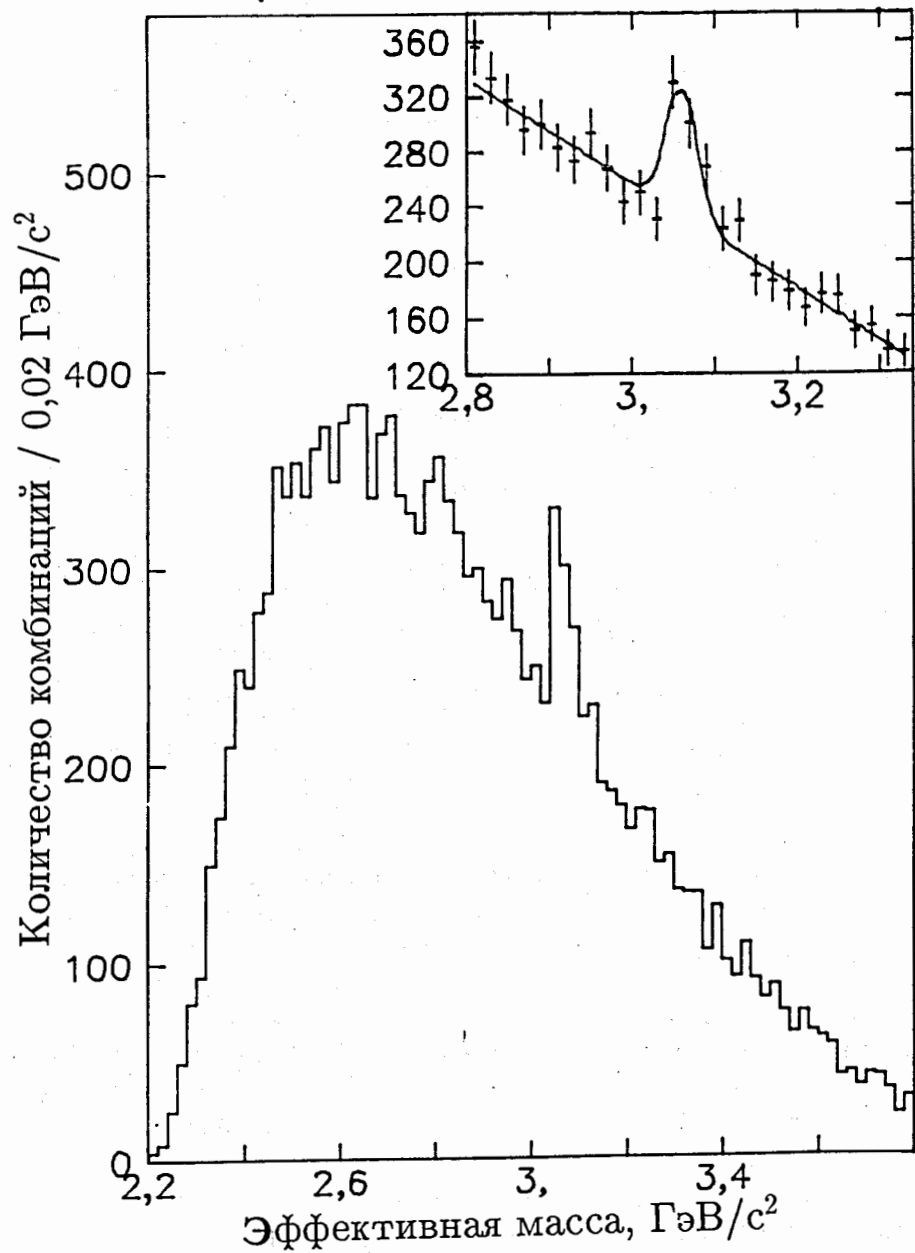


Рис.2. Суммарный спектр эффективных масс конечных состояний  $\Lambda\bar{p}\pi^+$ ,  $\Lambda\bar{p}\pi^+\pi^\pm$  и  $\Lambda\bar{p}\pi^-$ .

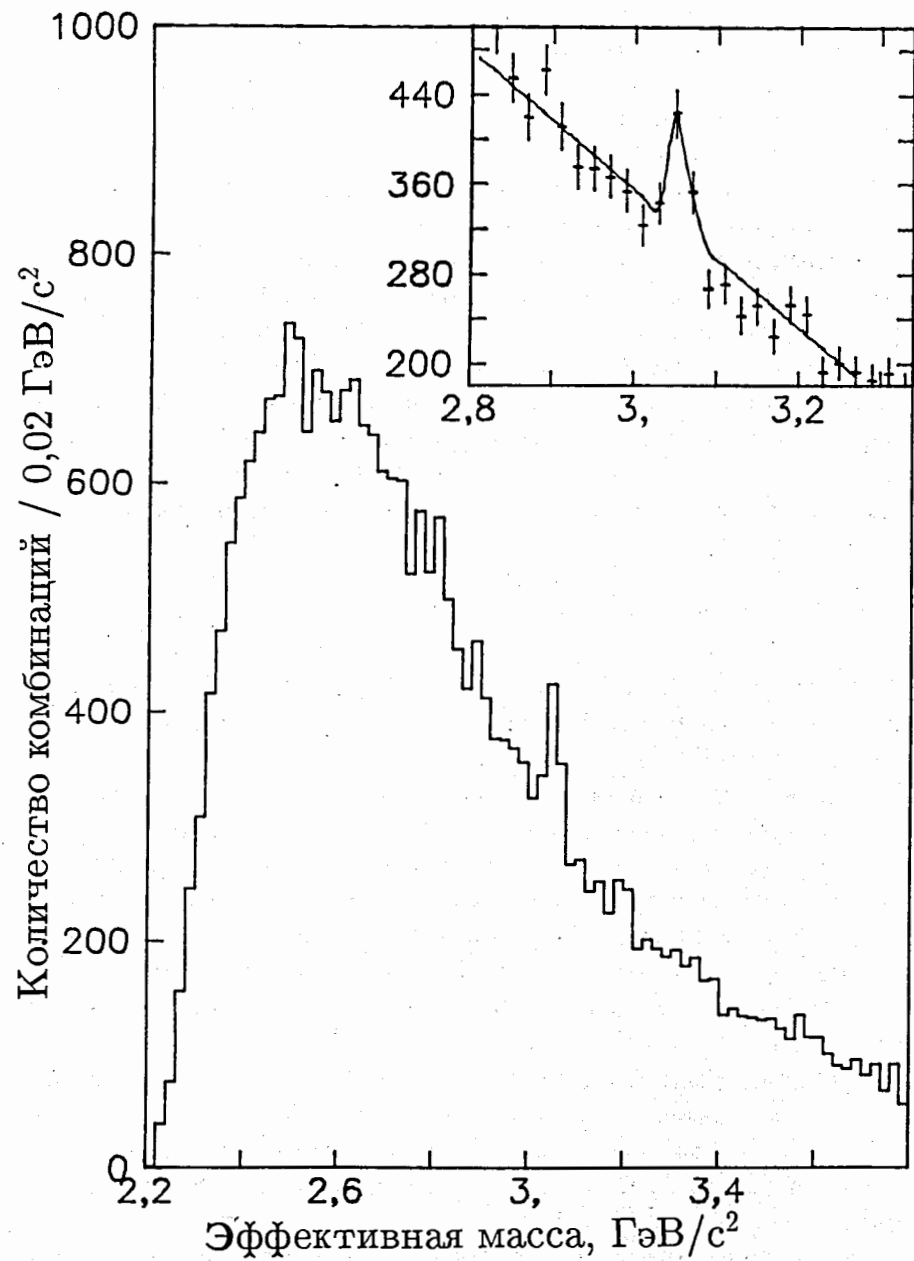


Рис.3. Суммарный спектр эффективных масс конечных состояний  $\Lambda\bar{p}\pi^-$ ,  $\Lambda\bar{p}\pi^-\pi^+$  и  $\Lambda\bar{p}\pi^+$ .

зом, результаты настоящей работы находятся в соответствии с полученным ранее указанием на существование узких бариониев  $M_S$  и  $\bar{M}_S$  [1-7]. Средняя масса  $M_S(\bar{M}_S)$  составляет  $3060 \pm 5 \pm 20$  МэВ/ $c^2$ , ширина  $\Gamma \leq 35 \pm 5$  МэВ/ $c^2$ .

С целью поиска возможных каналов распада  $M_S$  с образованием промежуточных резонансных состояний был построен спектр эффективных масс подсистемы  $\Lambda\pi^+$  для событий (1а), содержащих в конечных состояниях  $\Lambda\bar{p}\pi^+$ , как в области массы  $M_S$ , так и для всей совокупности этих событий (рис.4а,б,в). Для совокупности всех событий (1а) виден достаточно четкий пик, соответствующий образованию  $\Sigma^+(1385)$ . Для событий (1а) из области массы  $M_S$  не обнаружено наличия резонансных структур в подсистеме  $\Lambda\pi^+$ . Получена оценка отношения вероятности распада  $M_S$  по каналу  $\Sigma^+(1385), \bar{p}$  к вероятности его распада на  $\Lambda\bar{p}\pi^+$  через все возможные каналы.

$$\frac{\Gamma(M_S \rightarrow \Sigma^+(1385)\bar{p})}{\Gamma(M_S \rightarrow \dots \rightarrow \Lambda\bar{p}\pi^+)} \leq 0,04 \text{ (90 \% У.Д.)} \quad (6)$$

Зарегистрированные  $M_S(\bar{M}_S)$  имеют  $P_T \leq 1$  ГэВ/ $c$  и  $P_L \geq 20$  ГэВ/ $c$ , что с учетом спектра падающих нейтронов соответствует кинематической области  $X_F \geq 0,2$  ( $P_T$  и  $P_L$  - поперечная и продольная составляющие импульса системы, а  $X_F$  - переменная Фейнмана).

Произведения сечения рождения  $M_S$  и  $\bar{M}_S$  в указанной кинематической области на вероятности их распадов по наблюдаемым каналам ( $\sigma \cdot W\Gamma$ ), полученные с учетом рассчитанных методом Монте-Карло эффективностей регистрации, для всех наблюдаемых каналов распада находятся в пределах от 0,5 до 1,0 мкб/нуклон. При расчете сечений на нуклон предполагалась зависимость сечения от атомного веса  $A$  в виде  $\sigma_A \approx A^{2/3}$ .

Среди состояний (1а-1г) и (2а-2г) есть как состояния с "нормальными" квантовыми числами (соответствие эл.заряда  $Q$  и странности  $S$ ), так и с "экзотическими" значениями, если распад происходит за счет сильного взаимодействия:  $Q=\pm 2$ ;  $Q=+1$  при  $S=-1$  и  $Q=-1$  при  $S=+1$ .

Рассматриваемые адронные конечные состояния (1а-1г) и (2а-2г) с  $B=0$  и  $S=\pm 1$  могли бы образоваться в результате слабого распада неэкзотической системы кварков только в том случае, если исходные состояния имеют странность  $S=0$ , а странность конечного со-

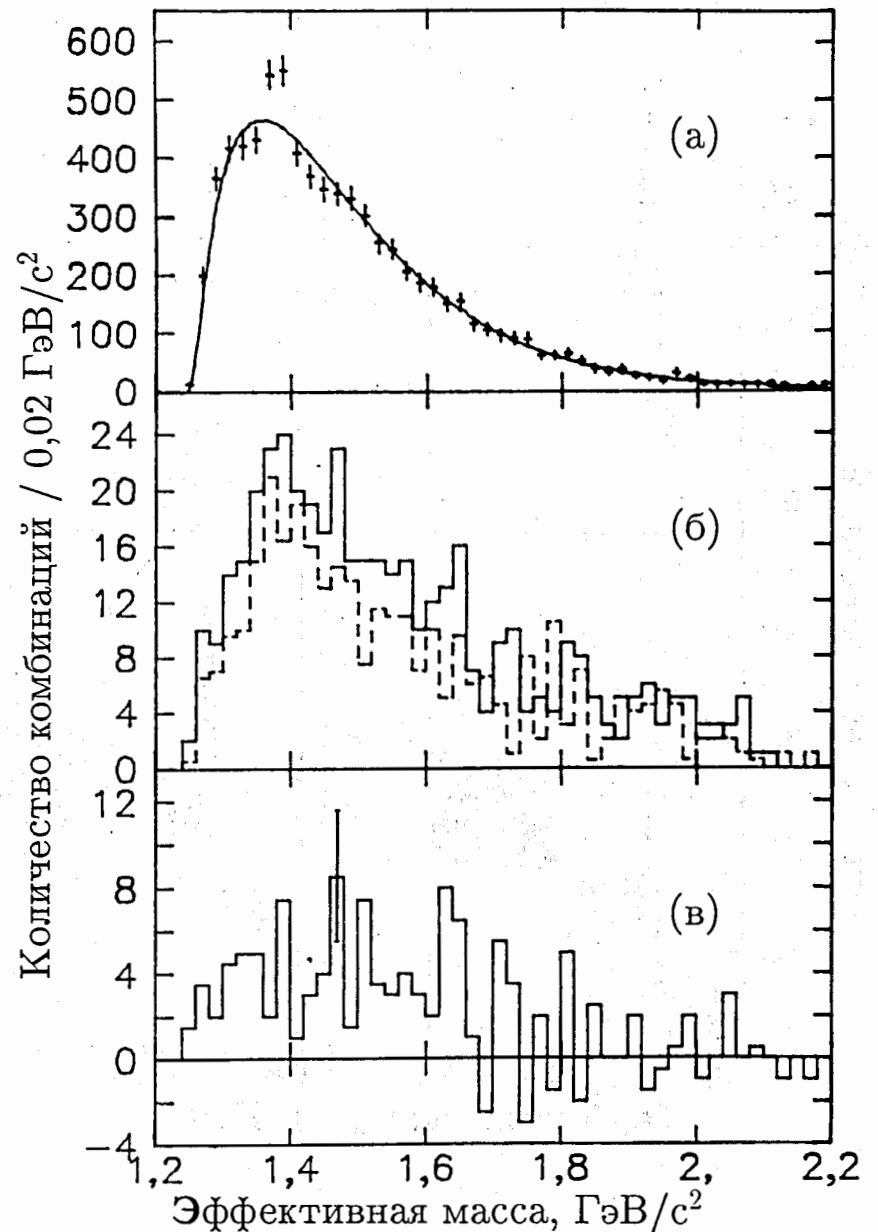


Рис.4.Спектры эффективных масс подсистемы  $\Lambda\pi^+$ : (а) - для всей совокупности событий 1а; (б) - из области массы  $M_S$  (сплошная гистограмма) и соседних интервалов (пунктирная гистограмма); (в) - результат вычитания пунктирной гистограммы из сплошной.



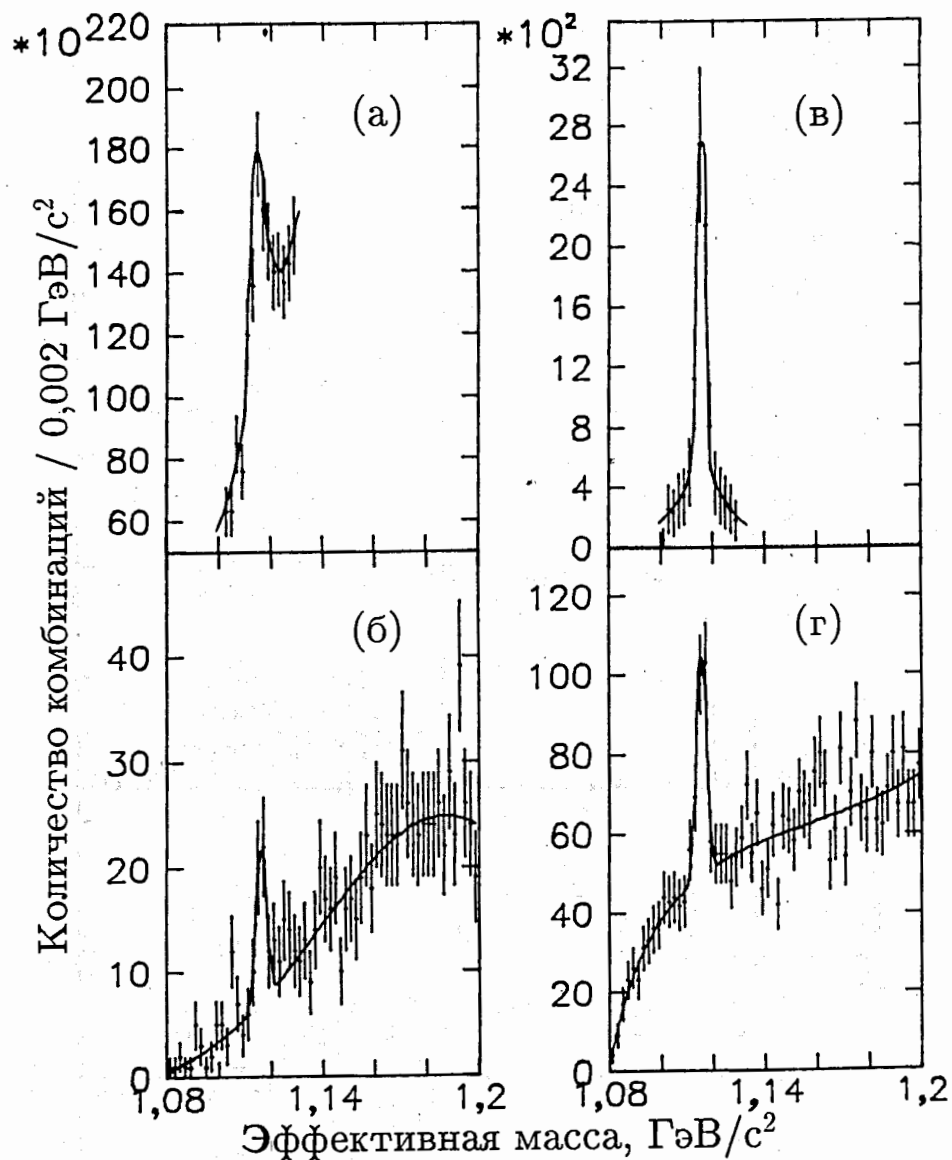


Рис.5.Спектры эффективных масс  $\bar{\Lambda}$  (а) /  $\Lambda$  (в) из конечных состояний 2а / 1а и подсистемы  $\bar{p}\pi^+$  (б) для всей совокупности событий 1а и подсистемы  $p\pi^-$  (г) для всей совокупности событий 2а.

стояния возникает за счет образования гиперон – антигиперонной пары  $Y\bar{Y}$  с последующим слабым распадом  $Y$  или  $\bar{Y}$  с  $\Delta S = \pm 1$ . Эта возможность была проверена непосредственно. На рис.5(б) и 5(г) представлены спектры эффективных масс подсистем  $\bar{p}\pi^+$  и  $p\pi^-$  для всей совокупности отобранных событий (1а) и (2а). На рис. 5(а) и 5(в) – спектры  $\bar{\Lambda}$  и  $\Lambda$  из той же совокупности отобранных событий. Для конечного состояния  $\Lambda\bar{p}\pi^+$  также был построен спектр эффективных масс  $\bar{p}\pi^+$  из тех событий, для которых эффективная масса системы  $\Lambda\bar{p}\pi^+$  находится в области пика, соответствующей области масс  $M_S$  (3.04 – 3.10)  $\text{ГэВ}/c^2$ . В этом спектре, в отличие от спектра, полученного для всей совокупности отобранных событий (1а) (рис.5б), сигнал при массе  $\bar{\Lambda}$  не наблюдается. Следовательно, не наблюдается распад через образование  $\Lambda\bar{\Lambda}$ . Распад на другие гиперон-антигиперонные пары ( $\Lambda\bar{\Lambda}^*$ ) не может дать конечного состояния 1а). Следовательно, странность начальных состояний отлична от нуля, а состояния (1а-1г) и (2а-2г) являются результатом не слабого, а сильного распада. Таким образом, квантовые числа состояний  $M_S$  и  $\bar{M}_S$  являются экзотическими <sup>2</sup>).

На рис.6(а) приведен суммарный спектр конечных состояний с "нормальными" квантовыми числами (1а, 1б, 2а, и 2б). Сигнал при массе  $M_S$  составляет 264 комбинации над фоном 854 комбинации (9 стандартных отклонений).

На рис. 6(б) приведен суммарный спектр конечных состояний с экзотическими квантовыми числами (1в, 1г, 2в и 2г). Сигнал и фон при массе  $M_S$  составляют соответственно 172 и 685 комбинаций (6,6 стандартных отклонений).

Приведенные данные свидетельствуют в пользу того, что изотопический спин  $M_S$ ,  $I(M_S) \geq 3/2$ , т.е. что  $M_S$  является многокварковым состоянием.

#### Узкий барионий $M_\Phi$

Если  $M_S(\bar{M}_S)$  является многокварковым состоянием, содержащим

<sup>2</sup> Ряд аргументов против возможности образования рассматриваемого узкого состояния с  $S=-1$  и  $Q=+1$  за счет слабого распада исходного состояния был приведен также в работе [12].

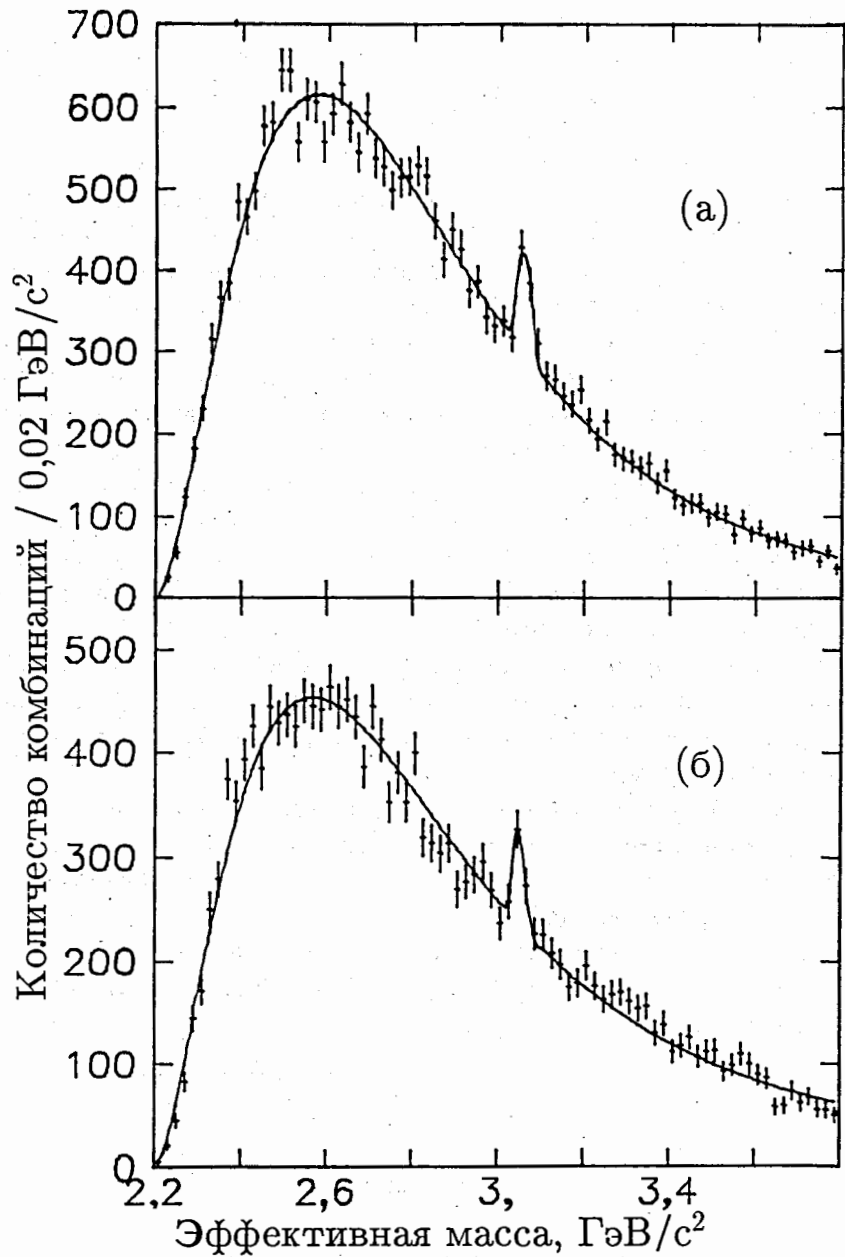


Рис.6. Суммарный спектр эффективных масс конечных состояний  $\Lambda\bar{p}\pi^+$ ,  $\bar{\Lambda}p\pi^-$ ,  $\Lambda\bar{p}\pi^+\pi^-$  и  $\bar{\Lambda}p\pi^-\pi^+$ , с "нормальными" квантовыми числами (а); и суммарный спектр эффективных масс конечных состояний  $\Lambda\bar{p}\pi^-$ ,  $\bar{\Lambda}p\pi^+$ ,  $\Lambda\bar{p}\pi^+\pi^+$  и  $\bar{\Lambda}p\pi^-\pi^-$ , с "экзотическими" квантовыми числами (б).

$s(\bar{s})$ -кварк, то можно ожидать существования состояния, в котором один из легких кварков, входящих в состав  $M_S$ , заменен странным кварком так, что общая странность  $S=0$ . Масса такого состояния должна быть несколько больше массы  $M_S$ . Это состояние, содержащее одновременно  $s$  и  $\bar{s}$  кварки, т.е. обладающее скрытой странностью, должно с заметной вероятностью распадаться, образуя одновременно частицы с  $S=-1$  и  $S=+1$ . Поскольку  $M_S$  распадается с образованием барион-антибарионной пары, то можно ожидать, что состояние со скрытой странностью также образует при распаде барион-антибарионную пару, т.е. является барионом.

Для поиска этого бариона были построены спектры эффективных масс следующих инклюзивных конечных состояний:

$$\Lambda\bar{p}K^+ , \quad (7a)$$

$$\bar{\Lambda}pK^- , \quad (7б)$$

$$\Lambda\bar{p}K^+\pi^+ , \quad (7в)$$

$$\bar{\Lambda}pK^-\pi^+ , \quad (7г)$$

$$K_S^0 p\bar{p}K^+ , \quad (7д)$$

$$\Lambda\bar{p}K^+\pi^- , \quad (7е)$$

$$\bar{\Lambda}pK^-\pi^- , \quad (7ж)$$

$$K_S^0 p\bar{p}K^- . \quad (7з)$$

Эти состояния имеют электрические заряды 0, +1 и -1. Состояния (7а-7з) включают все трех- и четырехчастичные распады искомого бариона, которые могут регистрироваться в эксперименте. Эффективность регистрации для пятичастичных конечных состояний (включая дважды заряженные) была существенно ниже, чем для состояний (7а-7з), и поэтому эти состояния в приводимые ниже данные не включены.

При отборе событий (7а-7з) предполагалось, что из двух частиц с одинаковым зарядом больше импульсы соответствуют более тяжелым частицам. Это позволило снизить комбинаторный фон. При выделении  $\bar{p}$ ,  $p$ ,  $K^+$  и  $K^-$  применялись критерии идентификации по величине  $W(i)$ . Остальные частицы считались пионами.

В каждом из конечных состояний  $\Lambda\bar{p}K^+[+\pi^\pm]$  и  $\bar{\Lambda}pK^- [+ \pi^\pm]$  по две частицы,  $\bar{p}$  и  $K^+$ , или  $p$  и  $K^-$ , идентифицировались на основании анализа информации от газовых пороговых черенковских счетчиков. На соответствующие этим частицам веса налагались следующие ограничения:

$$\begin{aligned}
 W(\bar{p}) &\geq 1,1; \\
 W(K^+) &\geq 1,1; \\
 W(p) &\geq 0,9; \\
 W(K^-) &\geq 0,9.
 \end{aligned}
 \tag{8}$$

В конечных состояниях  $K_S^0 p \bar{p} K^\pm$  идентифицировалось по три заряженных частицы  $p$ ,  $\bar{p}$  и  $K^\pm$ . При этом, чтобы эффективности регистрации таких событий не были существенно ниже вышеупомянутых, использовались менее строгие, чем (8), критерии отбора по весам  $W(i)$ :

$$\begin{aligned}
 W(p) &\geq 0,2; \\
 W(K^+) &\geq 0,6; \\
 W(K^-) &\geq 0,6; \\
 W(\bar{p}) &\geq 1,1.
 \end{aligned}
 \tag{9}$$

В результате такого отбора заряженных частиц  $h^\pm$ , доля событий, содержащих  $\bar{p}$ , увеличилась в 9 раз (при потере этих событий около 20%), в 2–3 раза увеличилась доля событий с  $K^+$ , в 2,5–7 раз – событий с  $K^-$ , более, чем в 2 раза – событий, содержащих  $p$ .

На рис.7(а и б) представлены спектры эффективных масс для отобранных при указанных условиях нейтральных конечных состояний (7а) и (7б), а на рис.8(а, б и в) показаны суммы спектров эффективных масс для отобранных заряженных конечных состояний, соответственно, (7в–7е), (7д–7з) и (7г–7ж). Спектры аппроксимировались гладкой функцией. Во всех спектрах наблюдаются узкие пики, которые описываются нормальными распределениями. В таблице 4 приведены полученные при этом характеристики пиков. Комбинаторный фон в приведенных спектрах незначителен. В интервалах масс, соответствующих пикам, отношение числа комбинаций к числу событий составляет около 1,1.

Центральные значения масс наблюдаемых сигналов в пределах ошибок согласуются между собой. Эти сигналы не могут быть следствием кинематического отражения какого-либо резонанса, поскольку являются узкими и присутствуют в различных конечных состояниях.

На рис.9 представлена сумма спектров эффективных масс всех рассмотренных состояний с нулевой странностью (7а–7з). В области

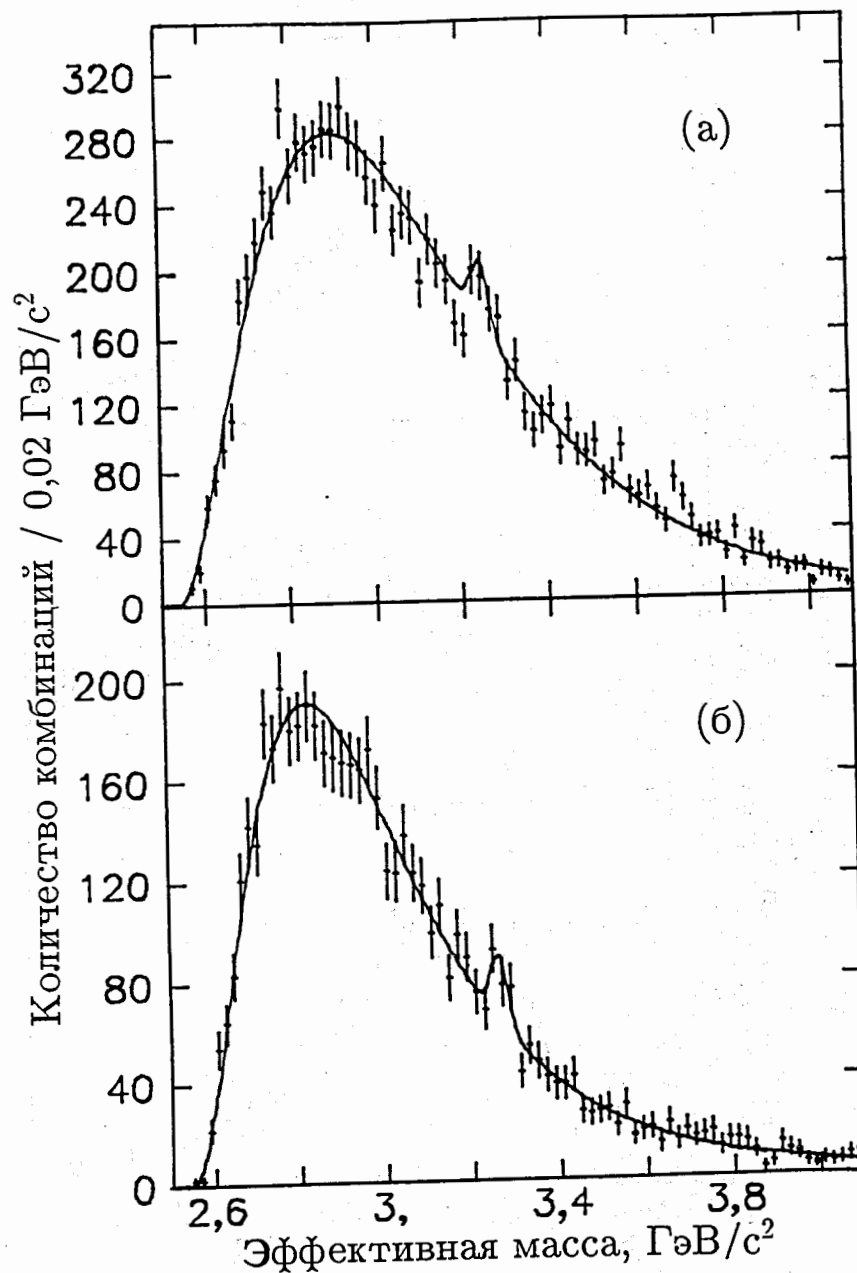


Рис.7. Спектры эффективных масс  $\bar{\Lambda} p K^+$  (а) и  $\bar{\Lambda} p K^-$  (б).

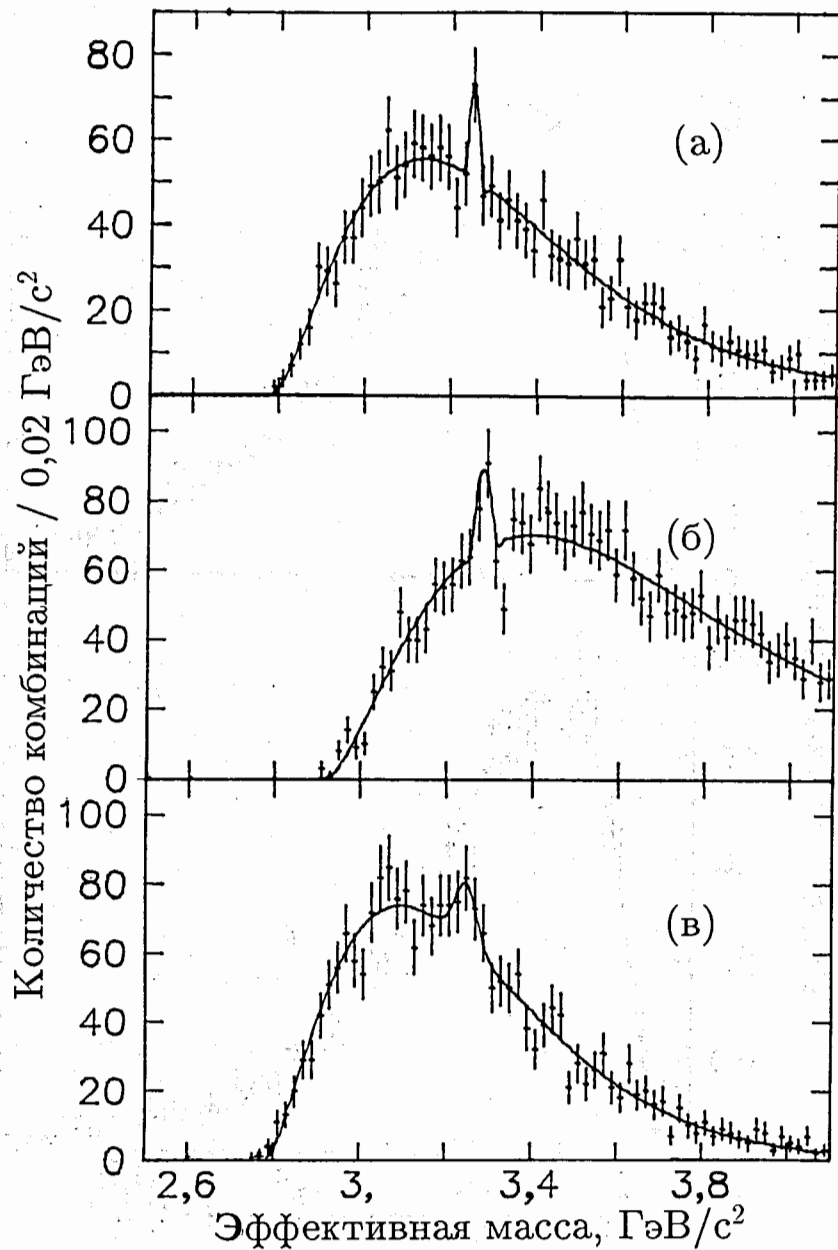


Рис.8. Суммарные спектры эффективных масс конечных состояний  $\Lambda\bar{p}K^+\pi^\pm$  (а),  $K_s^0\bar{p}\bar{p}K^\pm$  (б) и  $\Lambda\bar{p}K^-\pi^\pm$  (в).

массы  $3260 \text{ МэВ}/c^2$  наблюдается сигнал. На врезке рис.9 показан результат аппроксимации этого сигнала нормальным распределением, а фона – линейной функцией. Сигнал содержит 340 комбинаций над фоном 1522. Статистическая значимость сигнала составляет около 9 стандартных отклонений от фона.

Статистические значимости пиков в каждом из рассмотренных спектров (рис. 7–8) не позволяют однозначно установить наличие физических сигналов во всех конечных состояниях. Однако число комбинаций, обуславливающих сигнал в суммарном спектре на рис.9, в пределах ошибок совпадает с суммой комбинаций, обуславливающих пики в спектрах конечных состояний (7а–7в) (см. таблицу 4).

Таблица 4

Конечное состояние	Число комб. в гистограмме	Параметры сигнала		
		Средняя масса, МэВ/с <sup>2</sup>	Ширина, МэВ/с <sup>2</sup>	Число комбин.
$\Lambda\bar{p}K^+$	9885	$3250 \pm 8$	$45 \pm 18$	97
$\bar{\Lambda}pK^-$	5352	$3265 \pm 7$	$40 \pm 18$	54
$\Lambda\bar{p}K^+\pi^\pm$	1880	$3245 \pm 8$	$25 \pm 11$	32
$\bar{\Lambda}pK^-\pi^\mp$	2279	$3250 \pm 9$	$50 \pm 20$	56
$K_s^0\bar{p}\bar{p}K^\pm$	2928	$3270 \pm 8$	$25 \pm 11$	61

Таким образом, полученные данные указывают на существование трех зарядовых состояний (0,+1,-1) узкого резонанса с барионным числом  $B$  и странностью, равными нулю, распадающихся по каналам (7а–7в). Измеренное среднее значение массы резонанса равно  $3260 \pm 5 \pm 20 \text{ МэВ}/c^2$ , а его ширина не превышает  $35 \pm 5 \text{ МэВ}/c^2$ . Как было указано выше, этот резонанс обозначен  $M_\Phi$ .

Наличие конечных состояний  $M_\Phi$  с отрицательным, нулевым и положительным зарядом свидетельствует, что его изотопический спин  $I \geq 1$ .



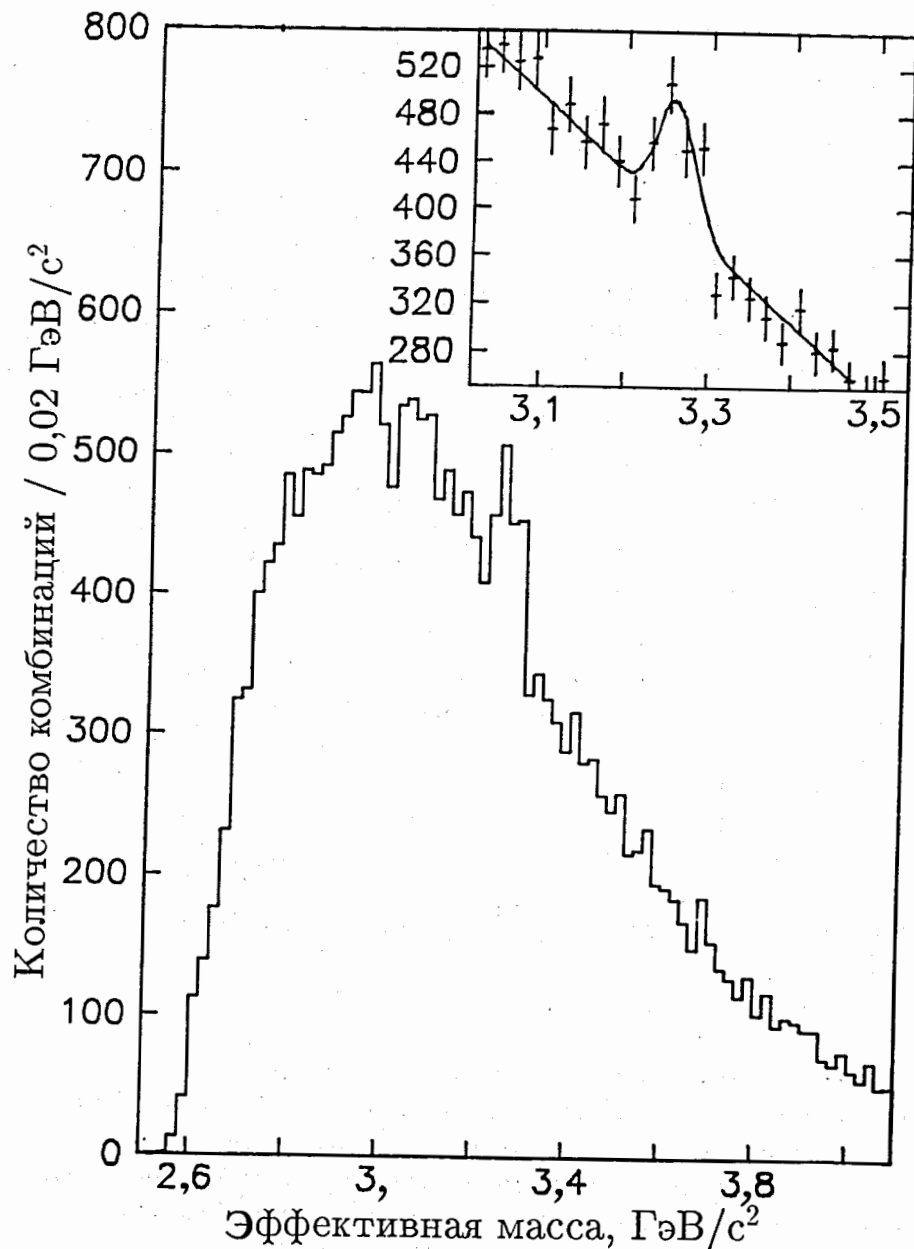


Рис.9. Суммарный спектр эффективных масс конечных состояний  $\Lambda\bar{p}K^+$ ,  $\bar{\Lambda}pK^-$ ,  $\Lambda\bar{p}K^+\pi^\pm$ ,  $K_S^0 p\bar{p}K^\pm$  и  $\bar{\Lambda}pK^-\pi^\pm$ .

Оценки произведений сечения рождения  $M_\Phi$  на вероятности его распада по наблюдаемым каналам ( $\sigma \cdot Br$ ) для всех наблюдаемых каналов распада в пределах ошибок неразличимы и равны от 0,3 до 1,0 мкб/нуклон.

#### Заключение

В спектрах эффективных масс ряда конечных состояний с отрицательной странностью ( $\Lambda\bar{p}\pi^\pm$ ,  $\bar{\Lambda}p\pi^+\pi^\pm$ ) и положительной странностью ( $\bar{\Lambda}p\pi^\mp$ ,  $\bar{\Lambda}p\pi^-\pi^\mp$ ) наблюдаются узкие сигналы при близких значениях масс. Эти сигналы не являются кинематическими отражениями каких-либо резонансов в других системах. Статистические значимости сигналов в суммарных спектрах выше, чем были получены ранее [1-7]. Они могут быть рассмотрены как сильное указание на существование узкого бариония, проявляющегося как в состояниях с отрицательной странностью, так и в зарядово-сопряженных состояниях с положительной странностью. Среднее значение массы этого бариония  $3060 \pm 5$  (стат.)  $\pm 20$  (сист.) МэВ/ $c^2$ , его ширина не более  $35 \pm 5$  МэВ/ $c^2$ . Этот барионий обозначен  $M_S$ .

Часть конечных состояний  $M_S$  имеет экзотические квантовые числа, указывающие на его изотопический спин  $I(M_S) \geq 3/2$ . Таким образом,  $M_S$  является кандидатом в мультикварковые адроны.

Узкие сигналы наблюдаются также в спектрах эффективных масс ряда конечных состояний с нулевой странностью, включающих барионы, антибарионы и мезоны, в том числе одновременно образованные частицы со странностями  $S=-1$  и  $S=+1$  ( $\Lambda\bar{p}K^+$ ,  $\bar{\Lambda}pK^-$ ,  $\Lambda\bar{p}K^+\pi^\pm$ ,  $\bar{\Lambda}pK^-\pi^\pm$ ,  $K_S^0 p\bar{p}K^\pm$ ). Эти сигналы не являются кинематическим отражением каких-либо резонансов в других системах. Массы этих сигналов близки и сигнал в суммарном спектре статистически значим. Этот сигнал может быть рассмотрен как сильное указание на существование узкого бариония с нулевой странностью, обозначенного как  $M_\Phi$ . Среднее значение массы  $M_\Phi$ ,  $3260 \pm 5$  (стат.)  $\pm 20$  (сист.) МэВ/ $c^2$ , его ширина не превышает  $35 \pm 5$  МэВ/ $c^2$ .

Разность масс  $M_\Phi$  и  $M_S$  составляет  $\approx 200$  МэВ/ $c^2$ , что близко к величине типичного расщепления уровней, различающихся на единицу гиперзаряда, в  $SU(3)$  мультиплетях барионов. Этот факт по-

звolyет предположить, что  $M_\Phi$  является представителем того же  $SU(3)$ -мультиплета барнионов, что и  $M_\Sigma$ . Это означает, что  $M_\Phi$  можно считать кандидатом в многокварковый барионий со скрытой странностью.

Наблюденные барионии можно отождествить с многокварковыми состояниями, существование которых и их возможные свойства обсуждаются в ряде работ [12–33].

Авторы признательны А.М.Балдину, Р.А.Кватадзе, И.А.Савину, А.Н.Сисакяну, Н.Е.Тюрину за постоянный интерес и поддержку этих исследований; Г.–В.Зиберту, Д.С.Пизли и Чану Хонг–Мо за плодотворные обсуждения; В.А.Арефьеву, В.К.Бердышеву, В.К.Бирялеву, Б.Н.Гуськову, М.Ф.Лихачеву, Е.М.Лихачевой и А.Н.Максимову за участие в эксперименте

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1].Aleev A.N. et al. Z.Phys.C – Particles and Fields, 47, 533–537 (1990);
- [2].Алеев А.Н. и др. Краткие сообщения ОИЯИ, N 19–86, с.16, Дубна 1986;
- [3].Aleev A.N. et al. Proceedings of the International seminar QUARKS'88 Tbilisi, World Scientific, 1989;
- [4].Kekelidze V.D. et al. Proceedings of the International conference "Hadron'89", Ajaccio, Corsica, September 23–27,1989;
- [5].Aleev A.N. et al. JINR, E1–90–305, Dubna,1990;
- [6].Kekelidze V.D. Proceedings of the 25th International Conference on High Energy Physics, 2–8 August 1990, Singapore, V1, p.575;
- [7].Tatishvili G.T. Proc. Int. Conf. HADRON'91. University of Maryland, College Park 12–16 August 1991. Edited by S.Oneda and D.C.Peaslee. p.733–735;
- [8].Review of part. propert., Phys. Rev. D, Particles and Fields, V 45, N 11 (1992);
- [9].Bourquin M. et al. Phys.Lett., B172(1986)113;
- [10].Алеев А.Н. и др. ОИЯИ, P1–89–854, Дубна, 1989;
- [11].Гуськов Б.Н. и др. ОИЯИ, P1–86–248, Дубна, 1986;

- [12].Barnes K.J. et al. Phys. Lett. B182, (1986) 208; SHEP 85 N 86 –27;
- [13].Cooper S. Proceeding of the XXIII International Conference on High Energy Physics, V 1, p.67, Berkeley 1986;
- [14].Siebert H.W. ibid., V 2, p.1015;
- [15].Siebert H.W. Proceedings of the 2–nd International Conf. on Hadron Spectroscopy KEK, Tsukuba, Japan, 1987;
- [16].Tsuru T. ibid., p.233;
- [17].Smith V.J. GLUE'88 Workshop, Brookhaven National Lab., Sept. 1988;
- [18].Ландсберг Л.Г. "Успехи физических наук", Март 1990г. Т.160, вып.3, с.1–56.
- [19].Kekelidze V.D., Tatishvili G.T. New methods and new trends in Physics of elementary particles. Metsniereba, p.153 Tbilisi,1990;
- [20].Seiji O. et all., UT–496, 1986;
- [21].Chan H–M., Tsou S.T., RAL–87–005, 1987;
- [22].Heintze J. "Results and perspective in particle physics", La Thuile, Aosta Valley, 1–7 March 1987;
- [23].Ono S., Furui S. Z. Phys. C – Particles and Fields 36 (1987) 651; UT–501, 1987;
- [24].Liu K.F., Tuan S.F. UH–511–630–87, 1987;
- [25].Gromes D. Z. Phys. C – Particles and Fields 41 (1988) 427; HD–THEP–88–6, 1988;
- [26].Peaslee D.C. PP N 90–065, October, 1989;
- [27].Chung S.U. BNL 40599, December, 1987;
- [28].Dorokhov A.E. et al. Yad. fiz., V 50, 6(12), 1989;
- [29].Braun V.M., Shabelski Yu.M. Preprint 1413, Leningrad, 1988;
- [30].Kondratyuk L.A., Vasilets A.V. Preprint ITEP 88–128;
- [31].Poulet M. LAPP–EXP–90.10, Invited talk to the First Biennial Conference on Low Antiproton Physics, Stockholm 2–6, July, 1990;
- [32].Ma E., Pantalone J., Sankar U. Phys.Rev. D, V. 46, N1, p.463;
- [33].C.– Hong–Mo, T.S.Tsun; Z. Phys. C – Particles and Fields, 54, 607–610 (1992).

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 декабря 1992 года.