

## О РЕЗОНАНСНОЙ СТРУКТУРЕ $\Lambda\bar{\Lambda}$ -СИСТЕМЫ

**Б.В.Болонкин**, **А.П.Бугорский\***, **В.В.Владимирский**, **В.К.Григорьев**,  
**А.П.Гришин**, **О.Н.Ерофеева**, **Ю.В.Катинов**, **И.Я.Корольков\***, **В.И.Лисин**,  
**В.Н.Лузин**, **В.Н.Ноздрачев**, **В.В.Соколовский<sup>1)</sup>**,  
**Г.Д.Тихомиров**, **Ю.П.Шкуренко**

Государственный научный центр – Институт теоретической и экспериментальной физики  
 117259 Москва, Россия

\* Государственный научный центр – Институт физики высоких энергий  
 142284 Протвино, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 18 июля 2000 г.

Представлены результаты исследования системы  $\Lambda\bar{\Lambda}$  из реакции  $\pi^- p \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} p$  при энергии  $\pi^-$ -мезонов 40 ГэВ. Экспериментальный материал (~2300 событий) получен на 6-метровом спектрометре ИТЭФ в пучке ускорителя У-70 (ИФВЭ). Наблюдено существенное различие спектров эффективных масс при отборах, в которых подчеркнуты либо синглетные, либо триплетные состояния  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -системы. Полученные данные указывают на существование резонансных состояний системы  $\Lambda\bar{\Lambda}$  в областях масс 2.3, 2.5 и 2.8 ГэВ.

PACS: 14.40.Cs, 14.40.Gx

Интерес к исследованию барион-антибарионных состояний обусловлен, в основном, тем, что на пару барион – антибарион могут распадаться обычные мезоны, и при этом, естественно, открывается возможность изучения резонансных состояний с весьма большими массами. Ряд широких резонансов был обнаружен в  $\bar{p}p$ -системе [1], а также в системах с открытой странностью  $\Lambda\bar{p}$  ( $\bar{\Lambda}p$ ) [2, 3]. Изучение системы  $\Lambda\bar{\Lambda}$  представляет интерес еще и с той точки зрения, что в ней могут реализовываться состояния со скрытой странностью –  $s\bar{s}$ -состояния типа  $\phi$  и  $f'_2$ -мезонов.

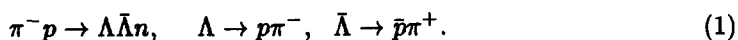
Ранее система  $\Lambda\bar{\Lambda}$  изучалась в работах [4–7]. Число зарегистрированных событий в каждой отдельной работе не превышало 100, что не позволяло сколько-нибудь подробно исследовать свойства системы  $\Lambda\bar{\Lambda}$ . В наших прежних исследованиях, проведенных на статистике ~ 300 событий, были получены указания на существование резонансной структуры  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -системы [8–11].

В последние годы изучение системы  $\Lambda\bar{\Lambda}$  было выполнено с существенно большей статистикой в распадах  $Z_0$ -бозона и  $\bar{p}p$ -взаимодействиях [12, 13]. Однако в этих работах исследовались квантовые и поляризационные характеристики этой системы, и данных о резонансных структурах нет.

Экспериментальный материал получен на 6-метровом магнитном искровом спектрометре ИТЭФ [14] в пучке  $\pi^-$ -мезонов с энергией 40 ГэВ ускорителя У-70 (ИФВЭ). Система триггерных счетчиков, окружающих жидководородную мишень, позволяла регистрировать процессы с вылетом нейтральных странных частиц. Характеристики спектрометра представлены в работе [15], где изложены также результаты изучения  $K_S K_S$ -системы.

<sup>1)</sup> e-mail: sokolovsky@vxitep.itep.ru

Настоящая работа выполнена на статистике 2308 событий парного рождения  $\Lambda$ -,  $\bar{\Lambda}$ -гиперонов, полученной в пяти экспозициях. Основной вклад в рождение таких событий дает “упругая” реакция



Вклад “неупругого” канала



составляет  $\sim 30\%$ . В реакции (2)  $X^0$  – нейтральная система с нулевой странностью и массой, большей массы нейтрона. Чувствительность эксперимента  $\sim 70$  событий/нбн.

Выделение событий с рождением гиперонов основывалось на значении параметра  $\chi^2$  фитирования нейтральных  $V^0$ -событий на гипотезы  $\gamma$ -,  $K_S^0$ -,  $\Lambda$ - и  $\bar{\Lambda}$ -частиц. Для случаев, когда  $\chi^2$  гипотез оказывались близкими, помимо вероятности  $\chi^2$ , учитывались вероятность иметь данную распадную длину и априорные вероятности потоков  $K_S$  и  $\Lambda(\bar{\Lambda})$  (сечение рождения пары  $K_S$ -мезонов примерно на порядок превышает сечение рождения  $\Lambda\bar{\Lambda}$ ). К полученному материалу применялись стандартные критерии отбора: на минимальное расстояние между траекториями  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$ , на расположение вершины события в области мишени, на величину сноса треков, по числу точек на треках.

Для небольшой части событий идентификация  $K_S$  и  $\Lambda$  неоднозначна, вследствие чего возникает фон, который генерируется парами  $K_S$ -мезонов. С целью подавления такого фона вычислялись эффективные массы обеих вилок в предположении, что продуктами их распада являются  $\pi$ -мезоны. Если обе полученные таким образом массы находились в полосе массы  $K_S$ -мезона ( $497 \pm 12$ ) МэВ, то такие события отбрасывались. При этом терялось  $(10 \pm 2)\%$  событий. Тем не менее, в окончательно отобранном материале реакций (1) и (2) содержится  $(12 \pm 3)\%$  фона. Оценка этого фона проводилась по количеству  $2V^0$ -событий, которые прошли фитирование на пары  $\Lambda\bar{\Lambda}$  или  $\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}$ , запрещенные в топологии эксперимента законами сохранения.

Функция геометрического аксептанса спектрометра вычислялась методом Монте-Карло с учетом положения трековых детекторов, мишени, сцинтилляционных счетчиков триггера и топографии магнитного поля. Оказалось, что аксептанс – гладкая функция, поэтому в дальнейшем анализе он не учитывался.

На рис.1 представлены спектры эффективных масс  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -системы: а – суммарный спектр для реакций (1) и (2), б – спектр отобранных событий для реакции (1). Видно, что спектры существенно не различаются. Последующий анализ проводился со всеми событиями.

Обращает на себя внимание резкий околороговый подъем, который может быть объяснен существованием резонансов в области порога, а также и кинематическим эффектом. Максимум при массе 2.5 ГэВ и плечо вблизи 2.8 ГэВ указывают на области, где также можно ожидать проявления резонансных структур. В нашей прежней работе [10] были получены указания на наличие в этих областях масс или одиночных резонансов, или групп близко расположенных резонансов.

На рис.2 показаны распределение по переданному изучаемой системе от пучкового пиона 4-импульсу  $t' = |t - t_{min}|$  и угловые распределения для всего спектра эффективных масс  $\Lambda\bar{\Lambda}$ . Распределение по  $t'$  (рис.2а) хорошо описывается суммой двух экспонент  $dN/dt' = a_1 \exp(-b_1 t') + a_2 \exp(-b_2 t')$ , где  $b_1 = 12.3 \pm 2.4$  ГэВ $^{-2}$ ,

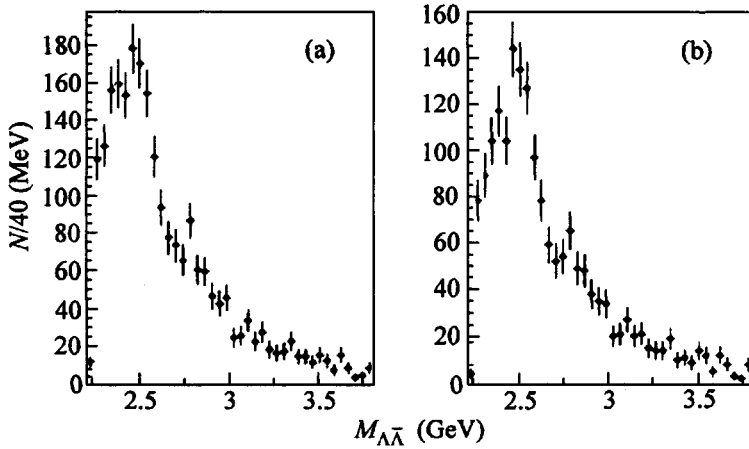


Рис.1. Распределения  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -событий по эффективной массе: а) вся статистика, б) события реакции (1)

$b_2 = 3.11 \pm 0.24 \text{ ГэВ}^{-2}$ . Это указывает на то, что помимо однопионного (ОПЕ) обмена присутствуют обмены другими частицами ( $B$ ,  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $\rho$ ). Распределение по косинусу угла Готтфрида – Джексона  $\cos\theta_{GJ}$  (рис.2б) хорошо описывается  $S$ -,  $P_0$ - и

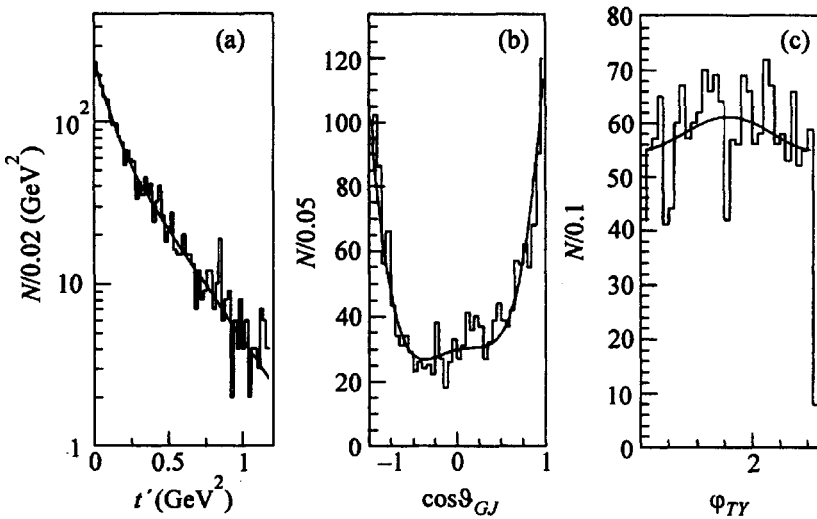


Рис.2. Распределения  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -событий: а) по переданному импульсу  $t'$ , б) по  $\cos\theta_{GJ}$ , в) по азимутальному углу  $\phi_{TU}$ . Кривые описаны в тексте

$D_0$ -волнами с  $SP_0$ -интерференцией. Включение дополнительных амплитуд описания не улучшало. Однако в отдельных интервалах масс нельзя исключить присутствие волн с большими моментами. Распределение по углу Треймана – Янга  $\phi_{TU}$  (рис.2с) практически изотропно, и удовлетворительное описание его функцией вида  $F(\phi) = a + b \cos 2\phi$  (нормализованные  $a = 1.0 \pm 0.25$ ,  $b = 0.07 \pm 0.35$ ) свидетельствует о незначительной примеси в общем спектре состояний с ненулевым значением проекции орбитального момента.

**Квантовые числа  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -системы.** Состоящая из фермиона и антифермиона система  $\Lambda\bar{\Lambda}$  имеет спин  $S=0$  или 1, полный момент  $J = S + L$ , где  $L$  – орбитальный момент, изотопический спин  $I=0$  и отрицательную внутреннюю четность. Пространственная четность определяется формулой  $P = -(-1)^L = (-1)^{L+1}$ , зарядовая четность  $C = (-1)^{L+S}$ , а комбинированная четность  $PC$  зависит от спина  $S$  системы  $\Lambda\bar{\Lambda}$ . Синглетные по спину состояния ( $S=0$ ) будут иметь противоположные значения  $P$ - и  $C$ -четностей, а триплетные ( $S=1$ ) – одинаковые.

**Спиновые корреляции.** Слабые распады  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  и  $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$  позволяют получить информацию о поляризации и спиновом состоянии системы  $\Lambda\bar{\Lambda}$ . Значение коэффициента корреляции  $K = [9/(\alpha_\Lambda\alpha_{\bar{\Lambda}})]\cos\theta_{pp}$  характеризует спин системы (усреднение проводится по событиям). Здесь  $\alpha_\Lambda=0.647$  – параметр асимметрии при распаде  $\Lambda$ -гиперона (для  $\bar{\Lambda}$   $\alpha_{\bar{\Lambda}} = -0.647$ ), а  $\theta_{pp}$  – угол между направлениями протона и антипротона от распадов  $\Lambda$  и  $\bar{\Lambda}$  соответственно в их СЦМ. Для триплетного состояния ( $S=1$ )  $K = 1$ , для синглетного ( $S=0$ )  $K = -3$  [5, 16, 17].

Для того чтобы подчеркнуть особенности спектра масс (рис.1), проводились отборы событий по знаку коэффициента  $K$  и по величине переданного импульса  $t'$ . В таблице приведены средне-взвешенные значения  $K$  для различных интервалов масс  $\Lambda\bar{\Lambda}$  без отбора и при двух значениях отбора по  $t'$ . Дана также доля синглетного состояния  $\epsilon = (1 - K)/4$ . Отметим, что для статистической смеси состояний со спинами  $S=0$  и  $S=1$  величина  $\epsilon=0.25$ . В последнем столбце таблицы указаны предпочтительные спиновые состояния  $\Lambda\bar{\Lambda}$ , определенные по всей статистике в указанном интервале масс.

Область масс $\Lambda\bar{\Lambda}$ , ГэВ	Область $t'$ , ГэВ <sup>2</sup>	$K$	$\epsilon$	$S$
2.23 – 2.43	все $t'$	$-1.62 \pm 0.58$	$0.66 \pm 0.15$	0 (1)
	$<0.12$	$-0.02 \pm 0.82$		
	$>0.12$	$-2.13 \pm 0.79$		
2.43 – 2.63	все $t'$	$0.57 \pm 0.51$	$0.11 \pm 0.13$	1 (0)
	$<0.12$	$0.33 \pm 0.74$		
	$>0.12$	$0.88 \pm 0.70$		
2.63 – 2.91	все $t'$	$1.06 \pm 0.63$	$-0.02 \pm 0.16$	1
	$<0.12$	$1.84 \pm 0.90$		
	$>0.12$	$0.34 \pm 0.88$		
2.23 – 3.83	все $t'$	$0.65 \pm 0.30$	$0.09 \pm 0.08$	1 (0)
	$<0.12$	$0.88 \pm 0.44$		
	$>0.12$	$0.45 \pm 0.40$		

**Околопороговая область.** Различие в поведении спектра масс  $\Lambda\bar{\Lambda}$  при отборах по переданному импульсу особенно четко прослеживается в области 2.23 – 2.43 ГэВ (рис.3а,б). При малых переданных импульсах максимум практически отсутствует; напротив, при  $t' > 0.12$  ГэВ<sup>2</sup> наблюдается четкий сигнал в этой области масс. Отрицательное значение коэффициента  $K$  указывает на преимущественно синглетное спиновое состояние этого резонанса с ненатуральной спин-четностью. Однако в этой области возможно существование еще и триплетного состояния.

О существенном различии спектров рис.3а,б свидетельствует величина критерия согласия Колмогорова – Смирнова, равная  $(2.3 - 2.5) \cdot 10^{-3}$  (определена по области спектра масс от порога до 3 ГэВ).

**Область 2.43 – 2.63 ГэВ.** Идентификация резонансных особенностей в этой области масс системы  $\Lambda\bar{\Lambda}$  не является достаточно определенной, поскольку максимум

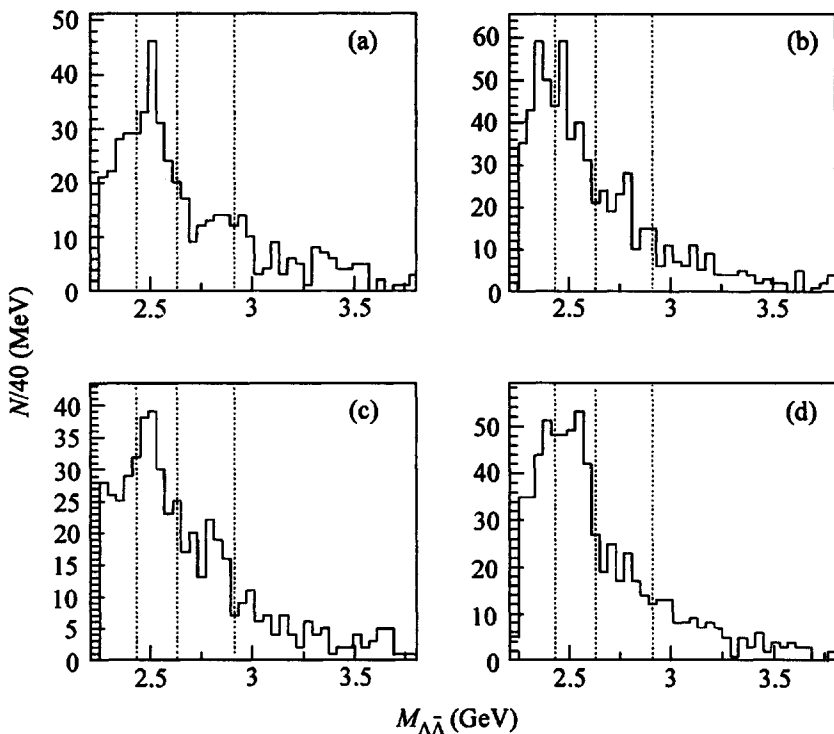


Рис.3. Спектры эффективной массы  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -событий при разных отборах по  $t'$  и коэффициенту корреляции  $K$ : а)  $t' < 0.12 \text{ ГэВ}^2$  и  $K < 0$ , б)  $t' > 0.12 \text{ ГэВ}^2$  и  $K < 0$ , в)  $t' < 0.12 \text{ ГэВ}^2$  и  $K > 0$ , д)  $t' > 0.12 \text{ ГэВ}^2$  и  $K > 0$ . Вертикальные штриховые линии обозначают границы рассматриваемых областей эффективной массы

существует в области малых переданных импульсов  $t' < 0.12 \text{ ГэВ}^2$  с отборами по коэффициенту корреляции как  $K < 0$ , так и  $K > 0$ . Максимум в этой области масс может быть следствием существования нерезонансного фазового объема вместе с одним или двумя резонансами различной комбинированной четности  $PC$ . На такую ситуацию указывает и величина коэффициента  $K$ , близкая к нулю (см. таблицу), что можно объяснить статистической смесью синглетного и триплетного состояний.

**Область 2.63 – 2.91 ГэВ.** Величина коэффициента корреляции  $K$  однозначно указывает на преимущественно триплетное состояние  $\Lambda\bar{\Lambda}$  в этой области масс. На рис.3в в районе массы 2.8 ГэВ наблюдается наиболее четкий максимум. Кроме того, указанная область масс характеризуется существенно неоднородным распределением по косинусу угла Готтфрида – Джексона, что может объясняться наличием волн с большими моментами. Характер же распределения по углу Треймана – Янга говорит о небольших значениях проекции момента в рассматриваемой области масс.

В заключение сформулируем предварительные результаты анализа  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -системы, выполненного в настоящей работе.

Рождение системы  $\Lambda\bar{\Lambda}$  в реакции  $\pi^- p \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda} n$  происходит главным образом в триплетном состоянии. Доля синглета, определенная по всему спектру масс, составляет  $0.09 \pm 0.08$  (см. таблицу), что согласуется с результатами CERN (LEAR) [13], где исследовалось рождение  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -системы в  $\bar{p}p$ -взаимодействиях. Триплетные состоя-

ния рождаются, в основном, при массах  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -системы, больших 2.4 ГэВ, и при малых переданных импульсах ( $t' < 0.12$  ГэВ<sup>2</sup>), что не противоречит ОРЕ-доминантности. В околопороговой области масс  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -система рождается преимущественно в синглетном состоянии; доля синглета здесь составляет  $0.66 \pm 0.15$ , а при  $t' > 0.12$  ГэВ<sup>2</sup> равна  $0.78 \pm 0.20$ .

Основываясь на квантовых характеристиках  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -системы и закономерностях её рождения, мы получили указания на существование резонансных особенностей в областях эффективных масс 2.3, 2.5 и 2.8 ГэВ.

Ранее в различных экспериментах наблюдались резонансные мезонные состояния с массами, превышающими порог рождения  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -системы. Так на установке MARK III [18] был наблюден псевдоскалярный резонанс  $\eta(2225)$  с шириной 150 МэВ в системе двух  $\phi$ -мезонов при распадах  $J/\Psi$ . Наблюдаемый нами в околопороговой области избыток синглетного состояния  $\Lambda\bar{\Lambda}$  при больших переданных импульсах может быть интерпретирован как проявление  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -распада этого состояния или его аналога —  $\eta'$ -мезона (рождение  $0^+(0^{-+})$ -состояний разрешено при  $a_2$ -обмене). Триpletная часть сечения в околопороговой области, по-видимому, обязана своим происхождением резонансам  $f_2(2300)$  и  $f_2(2340)$ , наблюдавшимся в реакции  $\pi^- p \rightarrow \phi \phi n$  [19]. Максимум вблизи 2.5 ГэВ может быть проявлением  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -распада резонанса  $f_6(2510)$ , обнаруженного в  $(\pi^0 \pi^0)$ -системе [20]. Обсуждаемые резонансные состояния в  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -системе можно рассматривать и как  $s\bar{s}$ -состояния, принадлежащие либо лидирующей ( $\phi - f_2'$ )-траектории, либо дочерним траекториям. Амплитудный анализ  $\Lambda\bar{\Lambda}$ -системы позволил бы прояснить ситуацию, особенно в плане обнаружения резонансных состояний с большими ( $> 6$ ) моментами.

Авторы признательны персоналу 6-метрового спектрометра ИТЭФ и сотрудникам ИФВЭ, обеспечившим работу спектрометра в пучке ускорителя У-70.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 99-02-18540).

- 
1. M.Rozanska, W.Blum, H.Dietl et al., Nucl. Phys. **B162**, 505 (1980).
  2. M.Baubillier, I.J.Bloodworth, G.J.Bossen et al., Nucl. Phys. **B183**, 1 (1981).
  3. T.Armstrong, M.Baubillier, I.J.Bloodworth et al., Nucl. Phys. **B227**, 365 (1983).
  4. W.Beusch, W.E.Fischer, M.Pepin et al., Phys. Lett. **B28**, 211 (1968).
  5. W.E. Fischer, Nuovo Cim. **62A**, 17 (1969).
  6. S.Lichtman, J.M.Bishop, N.N.Biswas et al., Nucl. Phys. **B105**, 229 (1976).
  7. S.Anderson, Y.Kubota, M.Lattery et al., Preprint CLEO **96-19**, 1997.
  8. Б.П.Барков, Б.В.Болонкин, О.Н.Балошин и др., ЯФ **22**, 223 (1975).
  9. О.Н.Балошин, В.П.Барков, В.В.Болонкин et al., Preprint ИТЭФ **110**, 1977.
  10. О.Н.Балошин, Б.П.Барков, Б.В.Болонкин и др., Препринт ИТЭФ **2**, 1982.
  11. Б.В.Болонкин, В.В.Владимирский, Ю.П.Горин и др., Препринт ИТЭФ **149**, 1989.
  12. G.Alexander, J.Allison, N.Altekamp et al., Phys. Lett. **B384**, 377 (1996).
  13. P.D.Barnes, G.Diebold, G.Franklin et al., Phys. Rev. **C54**, 1877 (1996).
  14. Б.В.Болонкин, О.Н.Балошин, А.М.Благородов и др., Препринт ИТЭФ **86**, 1973.
  15. B.V.Bolonkin, S.K.Bloschenko, V.V.Vladimirsky et al., Nucl. Phys. **B309**, 426 (1988).
  16. F.Tabakin and R.A.Eisenstein, Phys. Rev. **C31**, 1857 (1985).
  17. G.Alexander and H.G.Lipkin, Phys. Lett. **B352**, 162 (1995).
  18. Z.Bai, G.T.Blaylock, T.Bolton et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 1309 (1990).
  19. A.Etkin, K.J.Foley, R.W.Hackenburg et al., Phys. Lett. **B201**, 568 (1988).
  20. S.A.Sadovsky, ЯФ **57**, 1600 (1994).