

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2-97-397

Б.Ганхуяг, В.В.Ужинский

ОПИСАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОТОНОВ
В np -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ $P_n = 3,83$ И $5,1$ ГэВ/с
В РАМКАХ МОДЕЛИ FRITIOF

1997

Описание характеристик протонов в np -взаимодействиях при $P_n = 3,83$ и $5,1$ ГэВ/с в рамках модели FRITIOF

Анализируются распределения протонов по быстротам и поперечным импульсам в реакциях $np \rightarrow pp\pi^-$, $np \rightarrow pp\pi^-\pi^0$ и $np \rightarrow np\pi^+\pi^-$. Показано, что исходная модель FRITIOF только качественно воспроизводит рассматриваемые характеристики. Учет обмена зарядом между сталкивающимися нуклонами и подбор переданного поперечного импульса позволяют достичь лучшего описания. При этом незначительно ухудшается описание характеристик π^- -мезонов. Таким образом, за счет подбора параметров модели достигнуто комплексное описание np -взаимодействий.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1997

Перевод авторов

Ganhuyag B., Uzhinskii V.V.

P2-97-397

Description of Proton Characteristics in np -Interactions at $P_n = 3.83$ and 5.1 GeV/c within the Framework of FRITIOF Model

Proton distributions on rapidity and transverse momentum in the reactions $np \rightarrow pp\pi^-$, $np \rightarrow pp\pi^-\pi^0$ and $np \rightarrow np\pi^+\pi^-$ are analyzed. It is shown that primary FRITIOF model reproduces the considered characteristics only qualitatively. Taking into account a charge exchange between colliding nucleons and tuning the transferred transverse momentum allows one to reach the better description. At these the description of π -meson characteristics becomes something worse. So, due to choosing of model parameters a complex description of np -interactions is reached.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Программа FRITIOF [1], используемая для моделирования адрон-адронных, адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий, широко известна в физике высоких энергий. Это обусловлено доступностью программы, хранящейся в библиотеке журнала Computer Physics Communication, легкостью обращения и простотой физических идей, положенных в основу программы.

Модель FRITIOF [2] предполагает, что в неупругих адрон-адронных взаимодействиях происходит возбуждение адронов в состояния непрерывного спектра масс без обмена квантовыми числами между сталкивающимися адронами

$$h_1 + h_2 \rightarrow h'_1 + h'_2. \quad (1)$$

То есть предполагается, что все взаимодействия имеют дифракционный характер. При этом можно выделить три случая:

1) дифракция налетающего адрона (DP)

$$h_1 + h_2 \rightarrow h'_1 + h_2; \quad (2)$$

2) двухвершинная дифракция (DD)

$$h_1 + h_2 \rightarrow h'_1 + h'_2; \quad (3)$$

3) дифракция адрона мишени (DT)

$$h_1 + h_2 \rightarrow h_1 + h'_2. \quad (4)$$

Минимальная масса возбужденных нуклонных состояний полагается равной 1,2 ГэВ. В силу этого в нуклон-нуклонных взаимодействиях при $\sqrt{s_{NN}} \leq 2,4$ ГэВ или при $P_{lab} \leq 1,91$ ГэВ/с, согласно модели, возможны только процессы одновершинной дифракции. При более высоких энергиях возможны процессы двухвершинной дифракции. Соотношение между сечениями различных процессов определяется распределением по массам адронов h'_1 и h'_2 ($M_{h'_1}$ и $M_{h'_2}$). Для выбора масс используется следующий подход: в системе центра масс сталкивающихся адронов закон сохранения энергии - импульса записывается в виде

$$\begin{aligned} E_{h_1} + E_{h_2} &= E_{h'_1} + E_{h'_2} = \sqrt{s_{ab}}, \\ p_{h_1z} + p_{h_2z} &= p_{h'_1z} + p_{h'_2z} = 0, \\ 0 &= \vec{p}_{h'_1\perp} + \vec{p}_{h'_2\perp}. \end{aligned} \quad (5)$$

где E_{h_1} и E_{h_2} ($E_{h'_1}$, $E_{h'_2}$) энергии исходных (конечных) адронов h_1 и h_2 (h'_1 , h'_2), а p_{h_1z} и p_{h_2z} - продольные компоненты импульсов (проекции импульсов на ось взаимодействия).

Складывая и вычитая первые два уравнения системы (5), преобразуем ее к виду

$$\begin{aligned} P_{h_1}^+ + P_{h_2}^+ &= P_{h'_1}^+ + P_{h'_2}^+ \\ P_{h_1}^- + P_{h_2}^- &= P_{h'_1}^- + P_{h'_2}^- \\ 0 &= \vec{p}_{h'_1\perp} + \vec{p}_{h'_2\perp}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $P^+ = E + p_z$, $P^- = E - p_z$.

При высоких энергиях приближенно имеем

$$P_{h'_1}^- \simeq m_{h'_1}^2/2 |p_{h'_1z}|, \quad P_{h'_2}^+ \simeq m_{h'_2}^2/2 |p_{h'_2z}|. \quad (7)$$

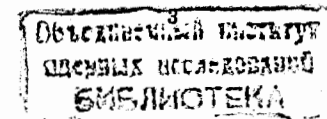
Поэтому используемое в модели распределение по $P_{h'_1}^-$ и $P_{h'_2}^+$ приобретает вид

$$\begin{aligned} dW &\sim dP_{h'_1}^-/P_{h'_1}^- \simeq dm_{h'_1}^2/m_{h'_1}^2, \\ dW &\sim dP_{h'_2}^+/P_{h'_2}^+ \simeq dm_{h'_2}^2/m_{h'_2}^2. \end{aligned} \quad (8)$$

Пределы изменения $P_{h'_1}^-$ и $P_{h'_2}^+$ определяются как

$$[P_{h_1}^-, P_{h_2}^-], \quad [P_{h_2}^+, P_{h_1}^+]. \quad (9)$$

Возбужденные адроны h'_1 и h'_2 рассматриваются как кварковые струны, и для описания их распадов привлекается соответствующая кварковая модель [3]. Считается, что кварковая модель применима при достаточно больших массах струн, которые возникают при высоких энергиях. Поэтому программу FRITIOF применяли в основном при высоких энергиях. Можно ожидать, что предсказания модели FRITIOF войдут в противоречие с экспериментальными данными о процессах, в которых могут появиться состояния с малыми массами. Это или процессы дифракционной диссоциации при высоких энергиях, или процессы соударений при умеренных энергиях. Выделение дифракционных процессов при высоких энергиях сопряжено с определенными экспериментальными трудностями. Поэтому мы обратились к данным о характеристиках протонов в np -взаимодействиях при $P_n = 3,83$ и $5,10$ ГэВ/с, любезно предоставленных группой по изучению нейтрон-протонных взаимодействий Ю.А. Трояна. В предыдущей работе [4] мы



рассмотрели характеристики π^- -мезонов в np -взаимодействиях и показали, что минимальные изменения модели позволяют удовлетворительно описать экспериментальные данные [5].

В работе [4] мы изменили характер распада струн с малой массой – в случае двухчастичного распада струны с массой меньше 1,7 ГэВ мы моделировали изотропный разлет частиц. Кроме того, было изменено минимальное значение массы возбужденных нуклонов со значения 1,2 ГэВ до 1,1 ГэВ. Это позволило описать распределения π^- -мезонов по быстротам и поперечным импульсам. В дальнейшем мы будем называть этот вариант модели "исходным вариантом".

Анализ спектров протонов дает дополнительную информацию и позволяет точнее определить параметры модели. Для анализа мы использовали данные по следующим реакциям:

$$np \rightarrow rrp\pi^-; \quad (10)$$

$$np \rightarrow rrp\pi^-\pi^0; \quad (11)$$

$$np \rightarrow nrp\pi^+\pi^-. \quad (12)$$

В реакции (10) согласно модели доминируют процессы дифракционной диссоциации налетающей частицы. В реакции (11) – процессы двухвершинной дифракции. Наконец, в реакции (12) мы имеем равные вклады процессов одновершинной и двухвершинной дифракций. Поэтому изучение указанных реакций позволяет проверить различные компоненты модели.

Таблица 1. Вклады различных процессов в сечения np -реакций при $P_n = 5,1$ ГэВ/с в процентах. σ_{exp} – экспериментальное значение сечения канала реакции [6]

Канал реакций	σ_{exp} . (мб)	DP	DD	DT
$np \rightarrow rrp\pi^-$	2.35 ± 0.12	100	0	0
$np \rightarrow rrp\pi^-\pi^0$	1.83 ± 0.13	17	83	0
$np \rightarrow nrp\pi^+\pi^-$	6.46 ± 0.32	25	50	25

На рис. 1 представлены экспериментальные и расчетные распределения протонов по быстройте $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$. Здесь E и p_z – энергия и продольный импульс протона. Экспериментальные данные представлены

гистограммами, расчеты по исходному варианту модели – светлыми точками, ломаными кривыми – последние расчеты, о которых речь пойдет ниже.

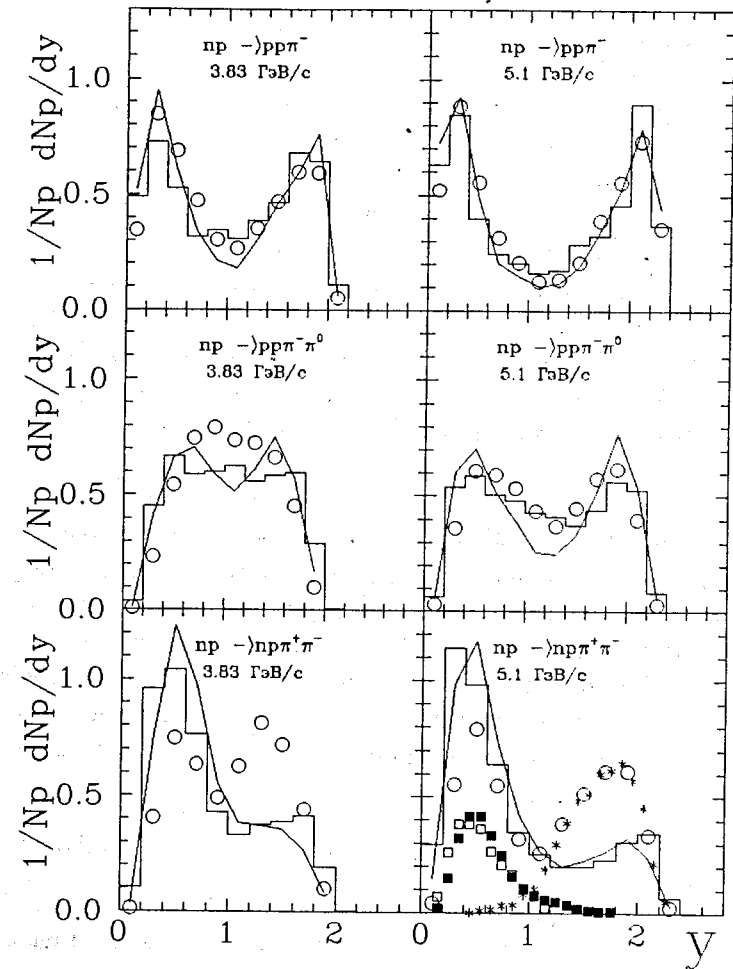


Рис. 1. Распределения протонов по быстротам в np -взаимодействиях

Как видно из рисунков, в реакции (10) наблюдается бимодальная структура распределений. Пик при малых быстройтах обусловлен сохранившимся протоном мишени. Пик при больших быстройтах связан с протонами, образовавшимися при дифракции налетающих частиц. В реакциях (11) структура распределений выражена гораздо слабее. Наконец, в реакциях (12) имеет место преимущественное образование протонов в области фрагментации мишени.

Расчеты по исходному варианту модели согласуются с данными по реакциям (10) и (11). В то же время расчеты распределений для реакции (12) имеют пик в области $y \sim 1.8$, не наблюдаемый в эксперименте. Анализ расчетов показал, что пик в распределении протонов, образовавшихся при дифракции налетающей частицы по каналу $n' \rightarrow n\pi^+\pi^-$ находится в области $y \sim 0,4$ (см. светлые квадратные точки на рис. 1). В том же месте находится пик и в распределении протонов при дифракции протонов мишени по каналу $p' \rightarrow p\pi^+\pi^-$ (см. темные квадратные точки на рис. 1). В то же время пик в распределении протонов, образовавшихся в процессах двухвершинной дифракции ($n' \rightarrow p\pi^-$, $p' \rightarrow n\pi^+$), лежит в области $y \sim 1,8$ (см. звездочки на рис. 1). Простейший путь устранения расхождения – допустить зарядовый обмен между сталкивающимися адронами в процессах "двухвершинной дифракции". Что мы и сделали. То есть в 50 % случаев двухвершинной дифракции мы производили обмен зарядом между сталкивающимися нуклонами. Это позволило лучше описать реакции (12), но ухудшило описание реакций (11).

На рис. 2 представлены экспериментальные и расчетные распределения протонов по поперечному импульсу в рассматриваемых реакциях. Как видно из рисунка, в большинстве случаев мы имеем расхождение между расчетами по исходному варианту модели и экспериментальными данными (см. светлые точки и гистограммы на рис. 2) – модель предполагает больший поперечный импульс, нежели это требуется для описания экспериментальных данных. Это обусловлено тем, что в модели распределение по поперечному импульсу $\vec{p}_{\perp 1}$ было выбрано в виде

$$dW = e^{-|\vec{p}_{\perp 1}|^2 / \langle p_{\perp 1}^2 \rangle} d^2 p_{\perp 1} / \pi \langle p_{\perp 1}^2 \rangle, \quad \langle p_{\perp 1}^2 \rangle = 0.30 \text{ (ГэВ/с)}^2, \quad (13)$$

как и в работе [7]. В оригинальной версии модели использовалось значение $\langle p_{\perp 1}^2 \rangle = 0,08 \text{ (ГэВ/с)}^2$. В [7] анализировались взаимодействия ядер золота с ядрами фотоэмульсии при энергии 10.7 ГэВ/нуклон. Большое значение среднего поперечного импульса в [7] было выбрано из требования описания распределений рожденных частиц по псевдобыстродам, при этом авторы [7] не рассматривали описание нуклон-нуклонных взаимодействий.

Для описания данных, представленных в настоящей работе, мы использовали значение $\langle p_{\perp 1}^2 \rangle = 0.15 \text{ (ГэВ/с)}^2$, что дало значительно лучшие результаты (см. ломаные кривые на рис. 2).

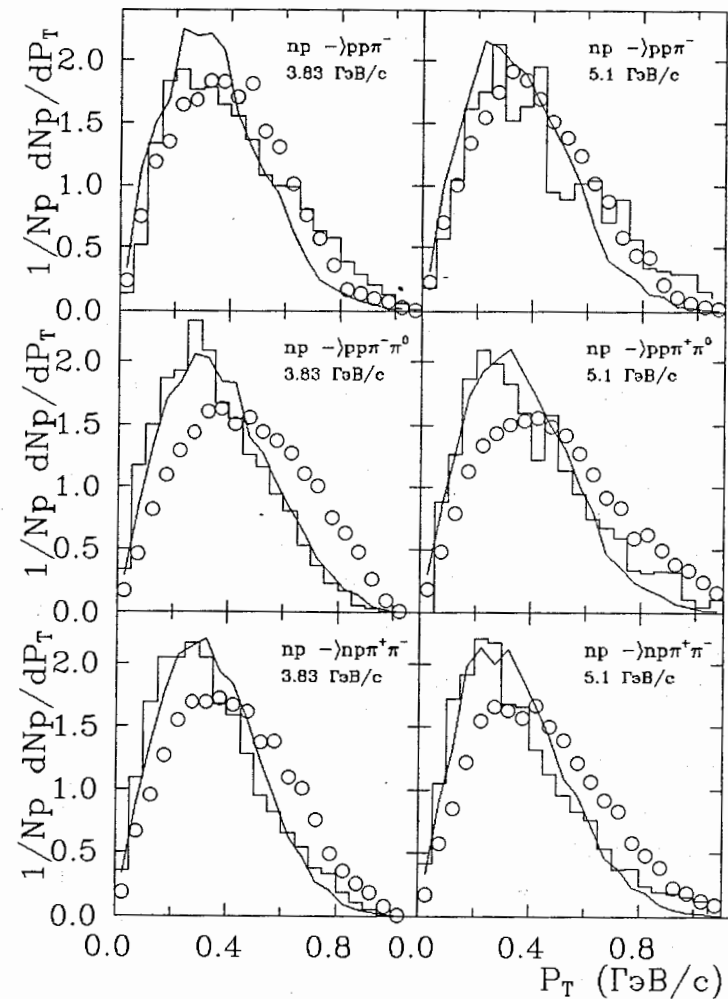


Рис. 2. Распределения протонов по поперечному импульсу в pp -взаимодействиях

Судя по рисунку, для лучшего описания распределения протонов в реакции (10) по поперечным импульсам желательно увеличить среднее значение поперечного импульса. В то же время, для лучшего описания реакций (11) и (12) его нужно уменьшить. Безусловно, для разных каналов реакций можно задавать различные распределения по поперечному импульсу возбужденных адронов, однако это приведет к значительному усложнению программы, что не желательно. Поэтому дости-

гнутый уровень описания мы рассматриваем как разумный компромисс между усложнением модели и точностью описания экспериментальных данных, имея целью качественное воспроизведение характеристик частиц в pn -взаимодействиях.

Интересно отметить, что модель воспроизводит не только инклюзивные распределения протонов по быстротам или поперечным импульсам, но и совместное распределение протонов по быстротам при разных поперечных импульсах.

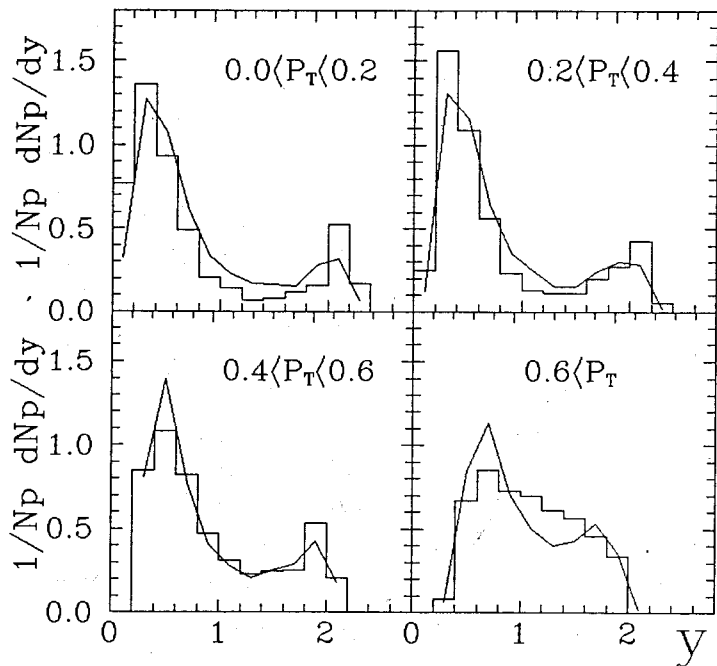


Рис. 3. Распределения протонов по быстротам в pn -взаимодействиях при разных поперечных импульсах при $P_n = 5,1$ ГэВ/с. Обозначения как и на рис. 1

Таким образом, в рамках сравнительно простой модели удастся достичь комплексного описания спектра протонов в pn -взаимодействиях, что имеет большое значения для моделирования адрон-ядерных и ядроядерных взаимодействий при высоких энергиях. К сожалению, мы должны отметить, что последние изменения параметров модели привели к некоторому ухудшению описания спектров π^- -мезонов в pn -взаимодействиях.

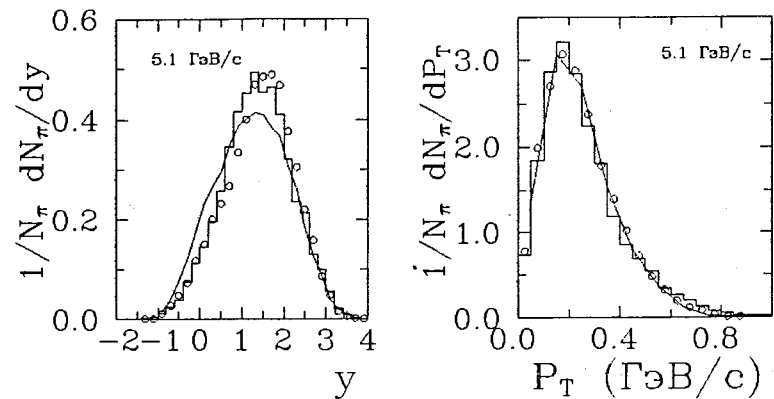


Рис. 4. Распределения π^- -мезонов по быстротам и поперечным импульсам в pn -взаимодействиях при $P_n = 5,1$ ГэВ/с. Гистограммы — экспериментальные данные [5], кривые — последний расчет

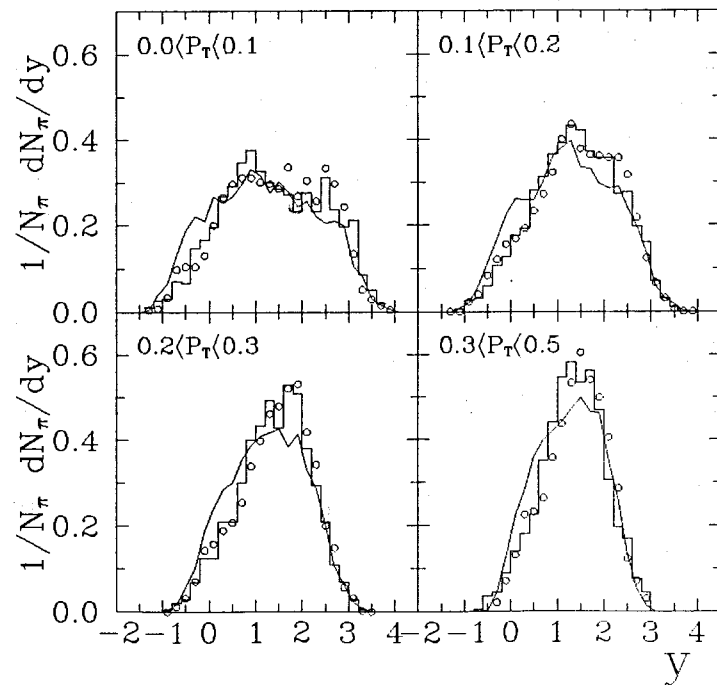


Рис. 5. Распределения π^- -мезонов по быстротам при разных поперечных импульсах в pn -взаимодействиях при $P_n = 5,1$ ГэВ/с. Гистограммы — экспериментальные данные [5], кривые — последний расчет

В заключение перечислим изменений, произведенные в программе FRITIOF:

1. уменьшена нижняя граница масс возбужденных адронов со значения 1,2 ГэВ до 1,1 ГэВ;
2. в случае двухчастичного распада струн с массой меньше 1,7 ГэВ моделируется изотропный разлет частиц в системе покоя струны;
3. в 50 % случаев двухвершинной дифракции допускается обмен зарядом между сталкивающимися адронами;
4. увеличено значение среднего квадрата поперечного импульса, которым обмениваются сталкивающиеся адроны, со значения $0,08 (\text{ГэВ}/c)^2$ до $0,15 (\text{ГэВ}/c)^2$.

Авторы выражают благодарность Ю.А. Трояну и А.П. Иерусалимову за интерес к работе и полезные обсуждения. Авторы признательны группе по исследованию нейтрон-протонных взаимодействий Ю.А. Трояна за предоставленные экспериментальные данные. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант No.96-02-17216).

Литература

1. B. Nilsson-Almqvist, E. Stenlund// Comp. Phys. Comm., 1987, v. 43, p. 387.
2. B. Andersson et al.,// Nucl. Phys. B, 1987, v. 281, p. 289.
3. T. Sjöstrand, M. Bengtsson// Comp. Phys. Comm., 1987, v.3, p.367.
4. Б. Ганхуяг, В.В. Ужинский// ОИЯИ, P1-97-315, 1997, Дубна.
5. А. Абдивалиев и др.// ОИЯИ, P1-82-507, 1982. Дубна.
6. К. Бешлиу и др.// ЯФ, 1986, т. 43, с. 888.
7. A.I. Adamovich et al., (EMU-01 Collaboration)// Zeit. fur Phys. C, 1997, in press.