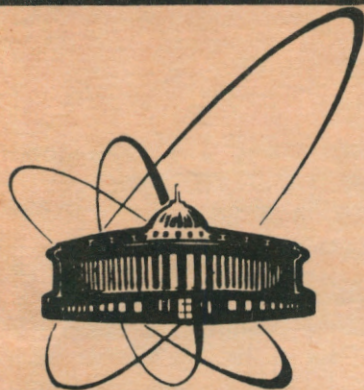


89-282



СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

A 721

P1-89-282

В.В.Антипов, И.М.Василевский, В.В.Вишняков,  
О.А.Займидорога, Ю.И.Иваньшин, Л.К.Лыткин,  
В.А.Моисеенко, И.Л.Писарев, С.Я.Сычков,  
А.А.Тяпкин, Л.П.Черненко, А.А.Эфендиев,  
Д.Беллини, Г.Веньи, М.Ди Корато, Ф.Паломбо,  
А.Грабар, П.Л.Фрабетти, М.Перника, М.Шептыцка

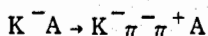
ДИФРАКЦИОННОЕ ОБРАЗОВАНИЕ

$K^- \pi^- \pi^+$ -СИСТЕМЫ НА ЯДРАХ

ПРИ ЭНЕРГИИ 40 ГэВ

1989

В настоящей работе приведены результаты исследования дифракционного образования  $K^- \pi^- \pi^+$ -системы на ядрах в реакции



/1/

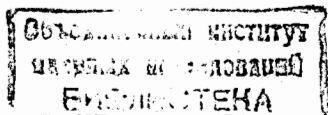
при импульсе налетающего  $K^-$ -мезона 40 ГэВ/с. Экспериментальные данные получены на установке МИС ОИЯИ в сотрудничестве Дубна-Милан-Болонья /1/. Ранее на данной установке было проведено исследование процесса дифракции  $\pi^-$  в  $3\pi$  на ядрах, результаты которого опубликованы в работах /2,3/. Там же представлена схема установки с подробным описанием экспериментальных условий набора данных.

Целью работы является получение дифференциального и интегрального когерентного сечения процесса /1/. Пучок канала №4Э ускорителя У-70 /Протвино/ состоял из  $\pi^-$ -мезонов,  $K^-$ -мезонов и антипротонов. Для выделения пучковых  $K^-$ -мезонов, примесь которых в пучке при импульсе 38,7 ГэВ/с составляла 1,8%, использовались три пороговых газовых черенковских счетчика. Два 8-метровых счетчика были настроены на порог регистрации  $K^-$ -мезона, а 4-метровый счетчик начинал регистрировать с порога  $\pi^-$ -мезона. Доля  $\pi^-$ -мезонов в  $K^-$ -мезонном пучке была меньше 3%.

Для обеспечения экспериментального условия регистрации преимущественно событий когерентного процесса, то есть процесса, когда ядро после неупругого взаимодействия остается в своем основном состоянии, использовалась вето-система. Она состояла из цилиндрического сцинтилляционного счетчика и четырех больших сцинтилляционно-свинцовых счетчиков-сэндвичей и задавала геометрический угловой раствор регистрируемой области установки, равный  $30^\circ$ . Ядерные мишени помещались внутри вето-системы, которая запрещала регистрацию событий с вылетом протонов на большой угол с импульсом более 100 МэВ/с.

Геометрический аксептанс установки для регистрации процесса не зависел от 4-передачи ядру вплоть до величины  $0,5 \text{ ГэВ}^2/c^2$ , и эффективность регистрации событий примерно равна 100%. Зависимость эффективности регистрации  $K\pi\pi$ -системы от ее инвариантной массы приведена на рис. 1.

Для наблюдения дифракционной картины в дифференциальном сечении процесса необходима высокая разрешающая способность



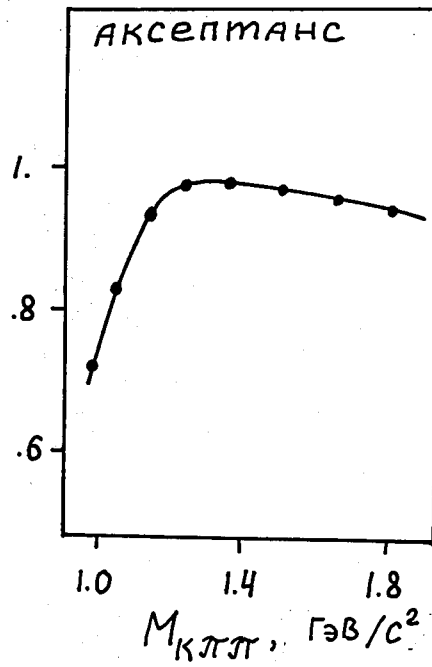


Рис. 1. Зависимость геометрической эффективности регистрации  $K\pi\pi$ -событий от  $M_{K\pi\pi}$ .

установки в определении величины поперечной передачи ядру  $q_{\perp} = \sqrt{t' - t_{\min}'} = \sqrt{t - t_{\min}}$ , где  $t$  - 4-мерная передача ядру, а  $t_{\min} = [(M_{K\pi\pi}^2 - M_K^2)/(2 \cdot P_{\text{beam}})]^2$  - минимальная продольная передача, необходимая для рождения массы  $M_{K\pi\pi}$ .

С целью определения допустимой погрешности в измерении величины 4-мерной передачи в теоретическое выражение дифференциального сечения процесса дифракции была введена функция разрешения с разными значениями величины разрешения. Из этих расчетов было установлено, что при  $q_{\perp} \geq 30$  МэВ/с дифракционное сечение сильно искажается. Кроме того, оказалось, что использование уг-

ловой расходимости пучка /средние характеристики пучка/ в качестве погрешности измерения углов пучковой частицы, вызвавшей триггер, не дает дифракционной картины.

Экспериментальное разрешение по передаче определено из анализа  $\tau$ -распадов  $K$ -мезонов и равно 17 МэВ/с. Ошибка в измеренной эффективной массе  $K\pi\pi$ -системы зависела от массы и средняя ее величина для области  $1,2 \div 1,8$  ГэВ<sup>2</sup>/с<sup>2</sup> равна  $\sim 30$  МэВ/с<sup>2</sup>. Измерительная ошибка в азимутальном и полярном углах вылета вторичной частицы из мишени равна 0,15 мрад. Толщины мишеней выбирались из условия, чтобы погрешность в измерении углов вторичных мезонов за счет многократного рассеяния в мишени была меньше или порядка измерительной ошибки.

Полный объем фоновой информации составил 96300 стереоснимков, дальнейшая обработка которых состояла в измерении на сканирующих автоматах НРД, последующей геометрической реконструкции событий и кинематическом фите с помощью программы ROMEO<sup>6,7</sup>. Полная неэффективность системы обработки составила 8%. Для включения событий в дальнейший анализ применялись критерии их отбора по величине недостающего продольного импульса, координате вершины взаимодействия, величине вероятности кинематического фита, то есть использовались те же крите-

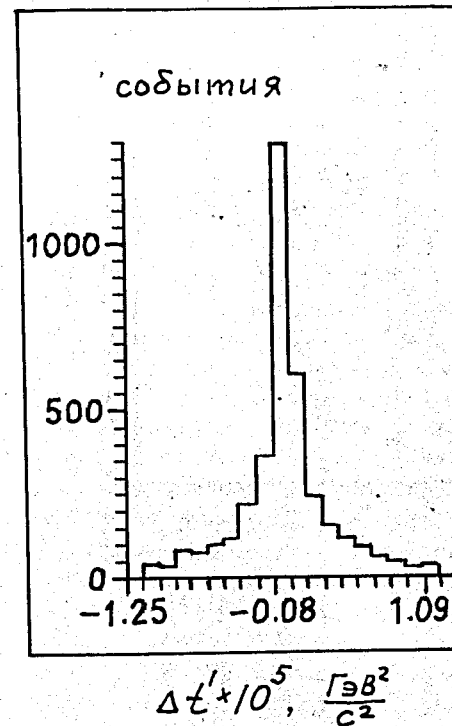


Рис. 2. Распределение разности передач ядру между двумя гипотезами события.

рии, что и для процесса дифракции  $\pi$  в  $3\pi$ , подробно описанные в /7/.

В  $K^-$ -мезонной экспозиции поток частиц через установку в  $\sim 50$  раз превышал поток частиц для случая  $\pi$ -мезонной экспозиции. Высокая интенсивность пучка приводила к тому, что в системе пучковых камер /в 30% случаев/ было несколько треков пучковых частиц. Программа поиска вершины взаимодействия поочередно использовала каждый трек и определяла лучший по наибольшей вероятности фита вершины действия.

В итоге полное число экспериментальных событий реакции /1/ составило 15076.

В эксперименте отсутствовала система идентификации для вторичных частиц. Поэтому каждое событие на финальном DST было представлено двумя кинематическими гипотезами, соответствующими двум возможностям присвоения масс  $M_K$  и  $M_{\pi}$  отрицательно заряженным вторичными частицами при кинематическом фите / $(K^- - \pi^-)$ -неоднозначность/.

На рис. 2 приведено распределение величины разности квадратов поперечной передачи  $\Delta t' = t'_I - t'_{II}$ , где  $t'_I$  и  $t'_{II}$  - квадраты поперечной передачи ядру для первой и второй гипотезы события соответственно. Видно, что среднее значение величины  $|\Delta t'|$  существенно меньше экспериментальной ошибки в передаче. Следовательно, как сама величина, так и форма дифференциального сечения не зависят от того, для какой из двух гипотез они получены.

При определении сечения процесса были исключены события с нарушением триггера и исключены роллы /один ролл  $\sim 1500$  событий/, где ошибка в определении угла пучковой частицы была сопоставима с его угловой расходимостью /1 мрад/. Ошибка в определении потока пучковых  $K^-$ -мезонов составляла 2,3%. Дифференциальные сечения получены для всех ядер в области масс  $1,08$  ГэВ/с<sup>2</sup>  $\leq M_{K\pi\pi} \leq 1,56$  ГэВ/с<sup>2</sup> и приведены на рис.3 и 4.

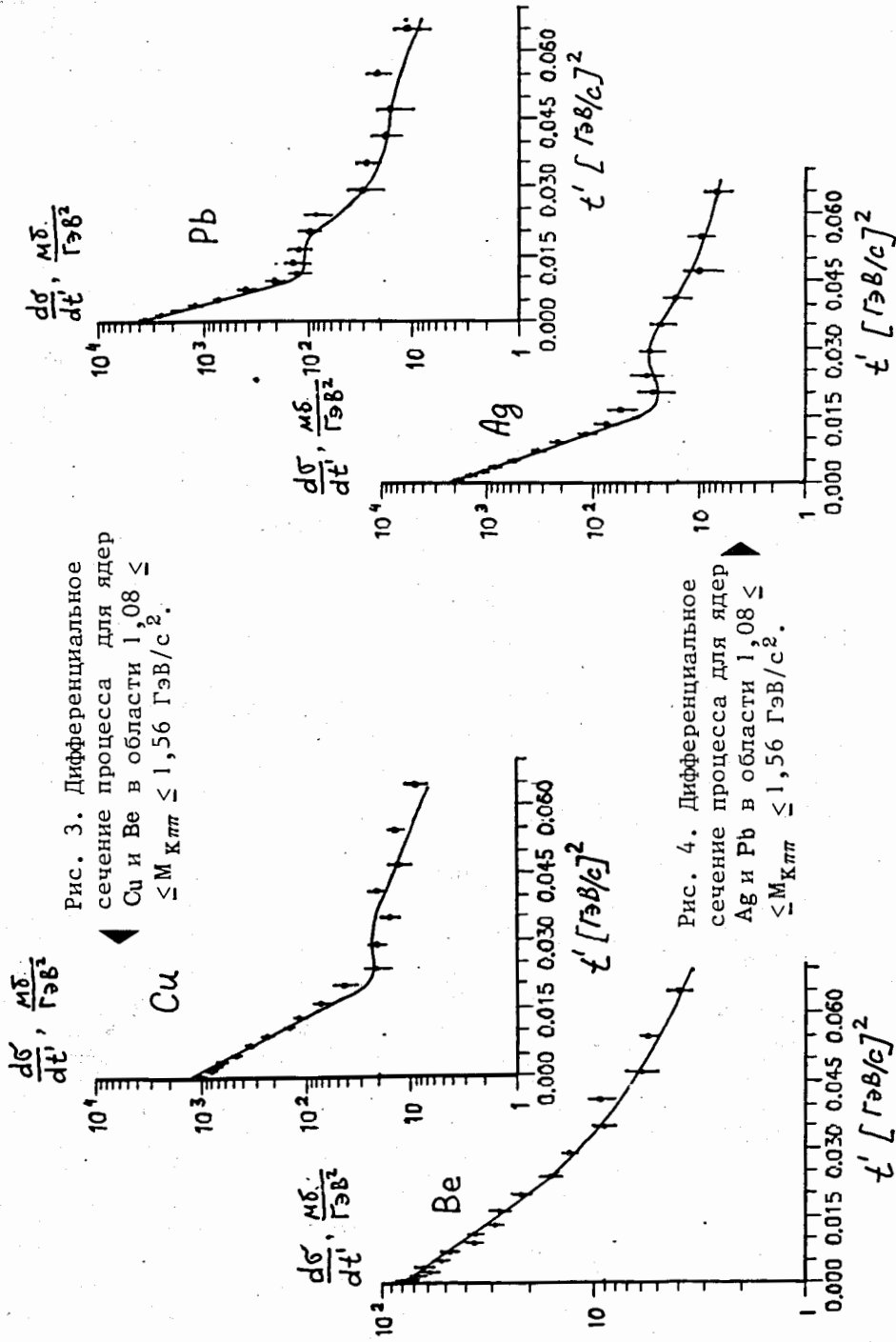


Рис. 3. Дифференциальное сечение процесса для ядер Cu и Be в области  $1,08 \leq M_{K\pi\pi} \leq 1,56$  ГэВ/с<sup>2</sup>.

Рис. 4. Дифференциальное сечение процесса для ядер Ag и Pb в области  $1,08 \leq M_{K\pi\pi} \leq 1,56$  ГэВ/с<sup>2</sup>.

При построении данного сечения была учтена поправка на геометрическую эффективность регистрации событий процесса /1/.

Из этих распределений виден характерный пик в сечении при малых значениях передач  $t'$ , свойственный процессу когерентного дифракционного образования  $K\pi\pi$  на ядрах. Данный пик хорошо описывается экспоненциальной зависимостью  $\text{Exp}(-b \cdot t')$ , где значения величины наклона  $b$  получены равными:  $-58$  (ГэВ/с)<sup>-2</sup> для Be,  $-176$  (ГэВ/с)<sup>-2</sup> для Cu,  $-250$  (ГэВ/с)<sup>-2</sup> для Ag и  $-320$  (ГэВ/с)<sup>-2</sup> для Pb, и совпадают со значениями, полученными для процесса  $\pi^-A \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+A$  при энергии 40 ГэВ для данных ядер /2/, так как наклон дифференциального сечения процесса дифракции отражает геометрический размер ядра.

Вклад некогерентных событий, соответствующих образованию  $K\pi\pi$  на отдельном нуклоне ядра, был получен фитированием дифференциального сечения в области больших передач зависимостью  $\text{Exp}(-b \cdot t')$  и последующей экстраполяцией в область малых передач. Получено, что этот вклад зависит от атомного номера ядра мишени и равен  $\sim 20\%$  для Be и  $\sim 1,8\%$  для Pb. Значение величины наклона  $b$  получено равным  $12$  (ГэВ/с)<sup>-2</sup>, что согласуется со значением, полученным в эксперименте на протоне при данной энергии и для данной области  $K\pi\pi$  масс /8/.

Дифференциальное и интегральное когерентные сечения были описаны в рамках модели многократного рассеяния Глаубера /4,5/, аналогично описанию для процесса  $3\pi$ -дифракции на ядрах, результаты которого и подробное изложение процедуры описания сечения опубликованы в работе /2/.

Модель содержит пять параметров:  $S_0$  - сечение процесса на нуклоне ядра при нулевом угле,  $a_1$  - отношение реальной части амплитуды к мнимой (KN)-взаимодействия,  $\sigma_1$  - полное сечение (KN)-взаимодействия,  $a_2$  и  $\sigma_2$  имеют тот же физический смысл, что  $a_1$  и  $\sigma_1$ , только для нестабильного, вновь рожденного состояния, распадающегося на  $K^-\pi^-\pi^+$ -систему. Фиксированными при фите были:  $\sigma_1 = 20,5$  мб и  $a_1 = 0$ . Описание сечения было проведено для всех ядер совместно при трех фиксированных значениях параметра  $a_2$ :  $-0,1, 0,0, 0,1$ .

Так как распределение экспериментального разрешения по передаче  $t'$  не являлось гауссовым и зависело от значения  $t'$ , то при описании экспериментальных данных теоретическое выражение сечения интегрировалось по  $q_{\perp} = \sqrt{t'}$  с функцией разрешения вида  $\text{Exp}(-((q_{\perp} - q_{\perp}^0)/\Delta q_{\perp})^2)$ , где  $\Delta q_{\perp} = 17$  МэВ/с. Интегрирование проводилось по методу Симпсона с точностью лучше 1%.

При фите дифференциальных сечений, когда величина разрешения в поперечной передаче ядру являлась свободным параметром, наилучшее описание экспериментальных данных получено при  $\Delta q_{\perp} = 15$  МэВ/с.



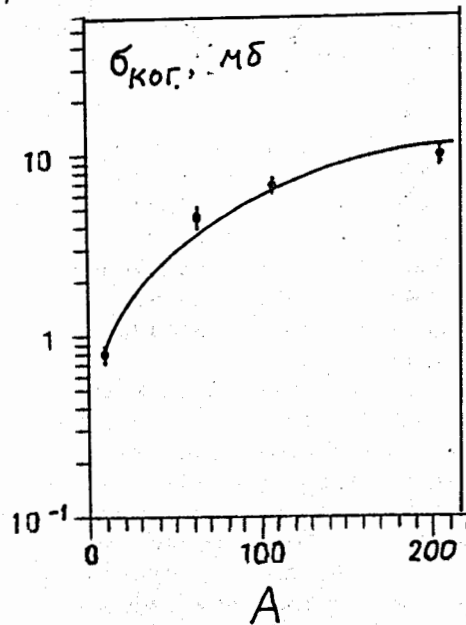


Рис. 5. Зависимость когерентного сечения от атомного номера ядра.

Полученные значения параметров  $C_0$  и  $\sigma_2$  при  $\alpha_2 = 0$  равны  $1,41 \pm 0,06^{+0,0}_{-0,2}$  мб/ГэВ<sup>2</sup> и  $17,1 \pm 0,1^{+0,0}_{-2,7}$  мб соответственно и в пределах ошибок совпадают со значениями, полученными при  $\alpha_2 = \pm 0,1$ .

В рамках используемой модели было проведено описание полного когерентного образования  $K\pi\pi$ -системы на ядрах /рис. 5/.

Согласно принятому определению, когерентная область процесса ограничивается положением первого дифракционного минимума

$t'^*$  в дифференциальном сечении. Из описания дифференциального сечения для значений  $t'^*$  получено  $0,04$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> для Ве,  $0,02$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> для Си,  $0,01$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> для Аг и  $0,008$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> для Рб. Вклад некогерентного сечения был вычтен из экспериментального полного сечения для данных областей передач.

Полученные значения параметров  $C_0 = 1,35 \pm 0,2^{+0,1}_{-0,15}$  мб/ГэВ<sup>2</sup>,  $\sigma_2 = 17,8 \pm 0,3^{+1,1}_{-2,5}$  мб находятся в согласии со значениями, полученными из описания дифференциальных сечений.

Приведенные статистические ошибки в параметрах  $C_0$  и  $\sigma_2$  соответствуют изменению  $\chi^2$  на единицу. Систематические ошибки были получены из флуктуаций значений этих параметров при описании данных, исключая по очереди из данных какое-либо одно ядро.

$A$ -зависимость интерсепта сечения была получена экстраполяцией дифференциальных сечений в точку  $t' = 0$ . Как видно из представленных на рис. 6 результатов, значения интерсепта для разных ядер хорошо описываются зависимостью  $A^{4/3}$ , что отражает сильную периферичность процесса и дифракционный его характер.

Из-за сохранения четности в процессе некогерентное сечение должно стремиться к нулю при  $t' \rightarrow 0$  и, кроме того, из-за принципа Паули данный вклад подавлен для малых передач. Поэ-

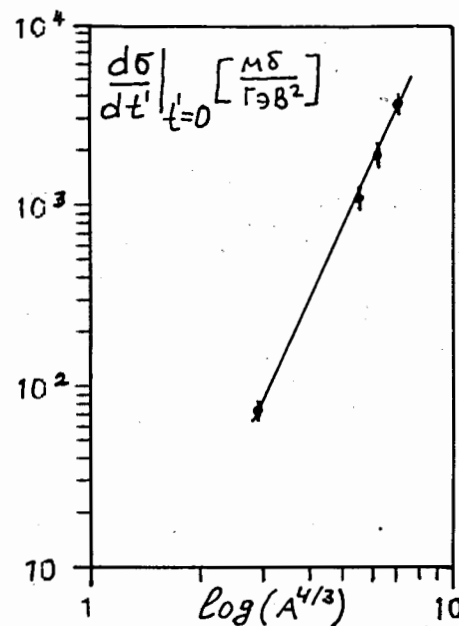


Рис. 6. Зависимость интерсепта сечения от атомного номера ядра.

тому интерсепт некогерентного процесса определен с помощью экстраполяции некогерентного вклада в область малых передач. Полученная зависимость  $A^{1/3}$  некогерентного сечения при  $t' = 0$  подтверждает, что некогерентный вклад в сечение обусловлен процессом, происходящим на отдельных нуклонах ядра.

Параметр  $C_0$ , который по смыслу является сечением процесса на водороде при  $t' = 0$ , не зависит от атомного номера ядра. Полученное значение этого параметра  $\sim 1,4$  мб/ГэВ<sup>2</sup> оказалось меньше  $1,98$  мб/ГэВ<sup>2</sup> для водородных данных<sup>8/</sup>.

Это отличие, вероятно, обусловлено тем, что для процесса на водороде относительно большой вклад в сечение дают амплитуды с переворотом спина, тогда как для ядерных данных он практически отсутствует. Полученные экспериментальные значения когерентного сечения исследуемого процесса для разных ядер, а также величина параметра  $\sigma_2$  согласуются со значениями, полученными в ранее проведенном исследовании процесса  $3\pi$ -дифракции на этих ядрах и при данной энергии, что обусловлено примерным равенством сечений  $(KN)$ - и  $(\pi N)$ -взаимодействий на нуклоне при высоких энергиях.

В заключение отметим, что малое значение величины  $\sigma_2$  в сравнении с ожидаемым значением /как суммы сечений по всем частицам конечной мезонной системы/ инициировало ряд теоретических исследований<sup>9, 10, 11/</sup>. В этих работах было показано, что формулировка модели Глаубера, используемая для определения сечения взаимодействия  $K^-\pi^-\pi^+$ -системы с нуклоном ядра, является неполной, так как не учитываются недиагональные переходы в процессе формирования конечной  $K\pi\pi$ -системы при прохождении образованной во взаимодействии нестабильной кварк-антикварковой системы через ядро.

Авторы выражают благодарность всем сотрудникам, принимавшим участие в наборе экспериментального материала и формировании ленты суммарных результатов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Abrosimov A.T. et al. - Nucl. Phys., 1979, v.B157, p.11.
2. Bellini G. et al. - Nucl. Phys., 1982, v.B199, p.1.
3. Bellini G. et al. - Phys. Rev. Lett., 1982, v.48, p.1647.
4. Glauber R. - Lectures in Theoretical Physics Interscience Publishers, New York, 1959.
5. Kolbig K.S., Margolis B. - Nucl. Phys., 1968, v.B6, p.85.
6. Ананьева М.А. и др. - ОИЯИ, 10-82-232, Дубна, 1982.
7. Ананьева М.А. и др. - ОИЯИ, P10-83-759, Дубна, 1983.
8. Antipov Yu.M. et al. - Nucl. Phys., 1975, v.B86, p.381.
9. Kopeliovich B.Z. et al. - JINR, E2-12288, Dubna, 1979.
10. Николаев Н.Н. - ЭЧАЯ, 1981, т.2, с.162.
11. Miettinen H.I., Pumplin J.O. - Phys. Rev. Lett., 1979, v.42, p.204.

Рукопись поступила в издательский отдел  
24 апреля 1989 года.