

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Д1-86-550

Л-ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ L^0 ,
РОЖДЕННЫХ ИНКЛЮЗИВНО
В НЕЙТРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Сотрудничество БИС-2: Алма-Ата - Берлин -
Будапешт - Дубна - Москва - Прага -
София - Тбилиси

Направлено в журнал "Zeitschrift für Physik C"

1986

А.Н.Алеев, В.А.Арефьев, В.П.Баландин, В.К.Бердышев, В.К.Бирулев, Н.В.Власов, Т.С.Григалашвили, Б.Н.Гуськов, А.И.Зинченко, И.И.Евсиков, И.М.Иванченко, И.Н.Какурин, М.Н.Капишин, Н.Н.Карпенко, Д.А.Кириллов, И.Г.Косарев, В.Р.Крастев, Н.А.Кузьмин, М.Ф.Лихачев, А.Л.Любимов, А.Н.Максимов, А.Н.Морозов, П.В.Мойсенз, В.В.Пальчик, А.В.Позе, А.Прокеш, Л.А.Слепец, М.Смижанска, Г.Г.Тахтамышев, П.Т.Тодоров, К.Хиллер, А.С.Чвыров, В.Д.Чолаков
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А.А.Локтионов, В.Д.Назаренко, В.И.Скоробогатова
Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата

Ю.Клабун, Э.Новак, Х.Новак, Х.-Э.Рызык
Институт физики высоких энергий АН ГДР, Берлин-Цойтен

А.С.Белоусов, Я.А.Ваздик, Е.Г.Девицын, М.В.Завертяев, В.А.Козлов, Е.И.Малиновский, В.В.Павловская, С.Ю.Поташев, С.В.Русаков, Н.А.Смирнов, Ю.В.Соловьев, А.Р.Теркулов, А.М.Фоменко, Л.Н.Штарков
Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

Т.Б.Прогулова, Е.А.Чудаков
Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета

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

З.И.Заячки
Българский химико-технологический институт, София

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

И.И.Абашидзе, Л.Н.Абесалашвили, И.С.Амаглобели, В.П.Джорджадзе, И.О.Кадагидзе, Р.А.Кватадзе, В.Д.Кекелидзе, Н.Л.Ломидзе, В.В.Мелитаури, Г.И.Никобадзе, Т.Г.Пицхелаури, Г.Т.Татишвили, Г.С.Чаргейшвили, Р.Г.Шанидзе
Научно-исследовательский институт физики высоких энергий Тбилисского государственного университета

В ряде экспериментов, например, /I-II/, была обнаружена значительная поляризация странных и очарованных барионов, рожденных инклюзивно во взаимодействиях неполяризованных адронов. В соответствии с законом сохранения P-четности в сильных взаимодействиях эти барионы поляризованы вдоль оси, перпендикулярной плоскости их рождения. Совокупность существующих данных свидетельствует о том, что эффект поляризации гиперонов является характерной особенностью процессов фрагментации первичных адронов и проявляется тем значительнее, чем больше величина X относительного продольного импульса образованного гиперона в системе центра масс реакции $/I_2, I_3/$. Знак и величина поляризации зависят от типов фрагментирующего адрона и образующегося гиперона. Экспериментально было показано, что поляризация близка к нулю при малых значениях поперечного импульса гиперона (P_T) и растет по абсолютной величине с его увеличением. Такой рост наблюдается только до определенного значения P_T . В частности, поляризация Λ^0 , рожденных в процессах фрагментации нуклонов, достигает своего максимального значения по абсолютной величине при $P_T = 0,6 \pm 1,0$ ГэВ/с и практически не меняется при дальнейшем увеличении P_T до 3,5 ГэВ/с $/I_2, I_3/$. Из ряда экспериментов, проведенных в широком диапазоне энергий первичных адронов, следует также, что поляризация не зависит от энергии.

Принципиальное значение имеет вопрос о зависимости величины поляризации от атомного веса ядер мишени (A), которая может проявиться при рождении гиперонов в адрон-ядерных взаимодействиях. Экспериментальные данные о такой зависимости могут быть критичными для проверки теоретических моделей, объясняющих эффект поляризации, и способствовать более глубокому пониманию природы этого эффекта.

В данной работе приведены первые результаты измерения A-зависимости поляризации Λ^0 . Они получены при анализе Λ^0 , образованных инклюзивно в нейтрон-ядерных взаимодействиях при среднем импульсе нейтронов ~ 40 ГэВ. Эксперимент выполнен с помощью магнитного спектрометра БИС-2 $/I_4/$, расположенного в нейтральном пучке серпуховского ускорителя. В качестве ядерных мишеней использовались углерод, алюминий и медь с толщиной по пучку, определяемой выражением

$$T = 3,4 \cdot A^{1/3} \text{ г/см}^2. \quad (I)$$

В ходе проведения эксперимента мишени чередовались после каждых зарегистрированных $\sim 5,0 \cdot 10^4$ нейтрон-ядерных взаимодействий. Всего в течение эксперимента было зарегистрировано $\sim 1,2 \cdot 10^7$ таких взаимодействий, среди которых было восстановлено $\sim 8,1 \cdot 10^4 \Lambda^0$.

Λ^0 восстанавливались по их распадам на p и π^- . С этой целью были реконструированы и отобраны нейтральные вилки, у которых

минимальное расстояние между траекториями не превышает 1,2 см, а вершина отстоит от края мишени по направлению пучка не менее, чем на 5 см. Спектр инвариантных масс $M(p\pi^-)$ для этих вилок приведен на рис.1. Пик в приведенном спектре соответствует зарегистрированным распадам $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$. Полная ширина на полувысоте пика, равная 4,5 МэВ/с², характеризует разрешающую способность спектрометра по восстановлению массы Λ^0 . Нейтральные вилки, у которых $M(p\pi^-)$ отличаются от $M(\Lambda^0) = 1,1156$ МэВ/с² не более, чем на 5 МэВ/с², идентифицировались как Λ^0 и были отобраны для дальнейшего анализа. Всего с учетом приведенных условий было отобрано $\sim 1,1 \cdot 10^5$ событий с нейтральными вилками. Доля фоновых событий среди них определялась путем линейной экстраполяции уровня событий в спектре масс (рис.1) слева и справа от пика из интервала

$$7,0 < |M(p\pi^-) - M(\Lambda^0)| < 12,0 \text{ МэВ/с}^2 \quad (2)$$

в область пика. Определенный таким образом уровень фона среди выделенных распадов $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ составил $(25,4 \pm 0,2)\%$. При построении необходимых для анализа распределений Λ^0 из этих распределений вычитались события, эквивалентные доле фона. Форма соответствующих распределений для фоновых событий определялась в результате анализа событий из области (2).

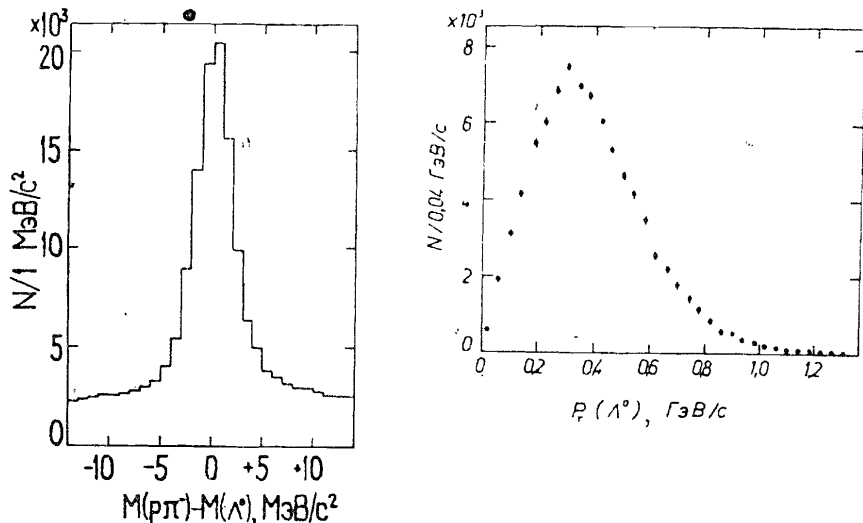


Рис.1 Распределение выделенных нейтральных вилок по инвариантной массе $M(p\pi^-)$ в области $M(\Lambda^0) = 1,115,6$ МэВ/с².

Рис.2 Распределение зарегистрированных Λ^0 по P_T .

На рис.2 приведено распределение всех выделенных Λ^0 по P_T , полученное после процедуры "вычитания фона". Соответствующие спектры, построенные для Λ^0 , зарегистрированных в экспозициях с различающимися мишенями, в пределах ошибок не различаются. Среднее значение P_T для всех зарегистрированных Λ^0 равно $(0,39 \pm 0,02)$ ГэВ/с. Продольные импульсы зарегистрированных Λ^0 соответствуют области $0,3 < X < 1,0$ при среднем значении $\langle X \rangle = 0,6$.

В предшествовавшем эксперименте Λ^0 , выполненном в аналогичных условиях с помощью этого же спектрометра БИС-2, было показано, что Λ^0 , рожденные в нейтрон-углеродных взаимодействиях и зарегистрированные в указанной кинематической области, поляризованы отрицательно вдоль оси $\vec{N} = \vec{n} \times \vec{\lambda}$, где \vec{n} и $\vec{\lambda}$ - единичные векторы импульсов нейтрона и Λ^0 соответственно. Было показано также, что абсолютная величина поляризации Λ^0 растет при увеличении P_T , достигая своего максимального значения при $P_T = 0,6$ ГэВ/с. В интервале

$$0,6 < P_T < 1,3 \text{ ГэВ/с} \quad (3)$$

поляризация практически не меняется, а ее усредненное значение равно

$$P = -(0,29 \pm 0,03). \quad (4)$$

В данной работе исследовалась А-зависимость поляризации Λ^0 в области максимального значения ее абсолютной величины (3). Всего в экспозициях с тремя мишенями в этой области было зарегистрировано $\sim 1,5 \cdot 10^4$ распадов $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$. Искомая зависимость определялась в рамках параметризации

$$P = \alpha \cdot A^\beta. \quad (5)$$

Для измерения поляризации Λ^0 , как правило, анализируются распады $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ в системе центра масс. Относительная вероятность $w(\cos\theta)$ вылета протонов под углом θ к оси поляризации \vec{N} выражается через P и α - так называемый параметр асимметрии распада Λ^0 :

$$w(\cos\theta) = \frac{1}{2}(1 + \alpha P \cos\theta). \quad (6)$$

Экспериментально распределение $w(\cos\theta)$ может быть восстановлено путем коррекции спектра $\cos\theta$ для зарегистрированных Λ^0 на эффективность их регистрации в зависимости от $\cos\theta$. Эффективность регистрации рассчитывают путем моделирования всех известных экспериментальных условий рождения, распада и регистрации Λ^0 . Однако при таких расчетах неизвестные и поэтому неучтенные условия эксперимента могут привести к появлению систематических ошибок. В рассматриваемом эксперименте Λ^0 , зарегистрированные в экспозициях с различающимися

мишенями, характеризуются совпадающими эффективностями регистрации в зависимости от $\cos\theta$. В этом случае отношения распределений $w(\cos\theta)$, восстановленных в экспозициях с различающимися мишенями, не зависят от эффективности регистрации Λ^0 и, следовательно, справедливы соотношения:

$$\frac{w_i(\cos\theta) - N_i(\cos\theta)}{w_j(\cos\theta) - N_j(\cos\theta)} = \frac{1 + \alpha \cdot a \cdot A_i^p \cos\theta}{1 + \alpha \cdot a \cdot A_j^p \cos\theta}, \quad (7)$$

полученные с учетом (5). Здесь через $N_{i/j}(\cos\theta)$ обозначены нормированные спектры $\cos\theta$ для Λ^0 , зарегистрированных в экспозициях с i/j -ой мишенью, а через $A_{i/j}$ - атомные веса ядер i/j -ой мишени ($i/j = C, Al, Cu$). При $i \neq j$ соотношения (7) представляют собой систему уравнений относительно α и β , которая имеет решения, если α и β не равны нулю. В результате решения этой системы может быть определена поляризация Λ^0 . Такой метод определения поляризации позволяет исключить систематические ошибки, присутствующие при традиционном методе анализа.

Для Λ^0 , зарегистрированных в области (3), поляризация отлична от нуля (4) и, следовательно, отличен от нуля параметр α . Параметры α и β были определены путем решения системы уравнений (7), в которых $N_{i/j}(\cos\theta)$ были построены для Λ^0 , зарегистрированных в области (3) в экспозициях с каждой из трех мишеней. Система решалась методом наименьших квадратов с применением программы минимизации MINUIT /16/.

Результат определения параметров приведен на рис.3. Минимальное значение $\chi^2 = 46$ при 58 степенях свободы соответствует значениям

$$\alpha = -1,1 \begin{matrix} +0,4 \\ -0,3 \end{matrix} \quad (8a)$$

$$\beta = -0,15 \begin{matrix} +0,07 \\ -0,60 \end{matrix} \quad (8б)$$

Из приведенных на рисунке контуров стандартных ошибок следует, что параметр β в пределах тройной ошибки имеет отрицательное значение. Это свидетельствует об убывании поляризации при переходе к мишени, состоящей из более тяжелых ядер. Такой эффект мог бы быть обусловлен различием упругого перерассеяния Λ^0 , рожденных в мишенях различной толщины. Применявшимся в эксперименте мишеням с толщиной (I) соответствуют слабо различающиеся длины упругого рассеяния. Убывание поляризации, обусловленное таким эффектом, характеризуется параметром β , не превышающим по абсолютной величине значения 0,02, и практически не влияет на полученный результат (8).

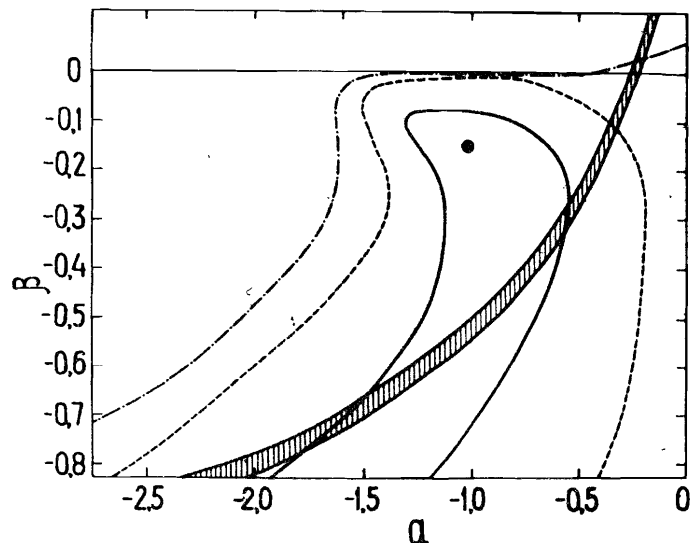


Рис.3 Результат определения параметров α и β , соответствующий: наименьшему значению χ^2 (•), одному (сплошная линия), двум (пунктир) и трем (штрих-пунктир) стандартным отклонениям. Заштрихованной полосой обозначена область α и β , соответствующая результату (4).

На рис.3 показана также область (заштрихованная полоса), соответствующая значению (4) поляризации Λ^0 , рожденных в нейтрон-углеродных взаимодействиях, которое было измерено в предшествующих экспериментах традиционным методом. Как следует из приведенного сравнения, это измерение в пределах одной стандартной ошибки согласуется с результатом данной работы, что свидетельствует об отсутствии существенных систематических ошибок.

На рис.4 приведено сравнение спектров по продольной составляющей импульсов $P_{||}$ для Λ^0 , зарегистрированных в области (3) в экспозициях с различающимися мишенями. Все три приведенных спектра в пределах ошибок не различаются, поскольку их форма обусловлена, в основном, эффективностями регистрации Λ^0 , которые во всех экспозициях совпадают. Из этого следует, что Λ^0 , рожденные в экспозициях с различающимися мишенями, зарегистрированы при одних и тех же значениях X . Значит, наблюдаемая A -зависимость поляризации Λ^0 не является отражением зависимости величины поляризации от X .

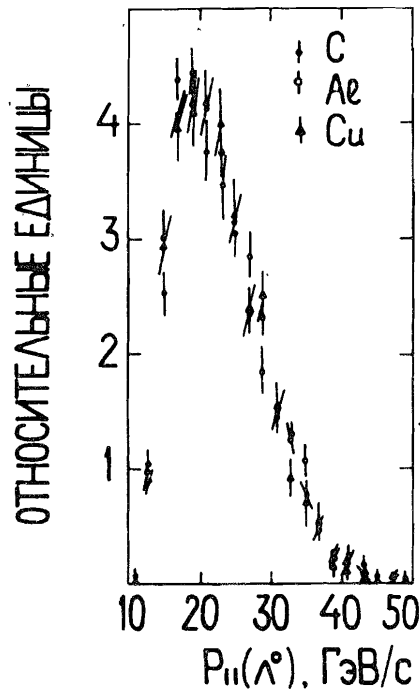


Рис. 4 Нормированные на одинаковую площадь спектры $P_{||}$ для Λ^0 , зарегистрированных в области $0,6 < P_T < 1,3$ ГэВ/с в экспозициях с углеродной (•), алюминиевой (○) и медной (▲) мишенями.

Среди зарегистрированных Λ^0 присутствует определенная их доля от распадов $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$. Наличие таких Λ^0 вносит деполаризующий эффект. Если доля Λ^0 , образованных от распада Σ^0 , среди событий, рожденных во взаимодействиях с различающимися мишенями, неодинакова, то это могло бы привести к наблюдению определенной A -зависимости поляризации Λ^0 . Как было показано экспериментально [17], сечения инклюзивного рождения различных типов адронов в адрон-ядерных

взаимодействиях характеризуются одинаковой A -зависимостью. Следовательно, наблюдаемая A -зависимость поляризации Λ^0 не связана с присутствием среди анализируемых событий Λ^0 от распада Σ^0 .

Таким образом получены первые экспериментальные данные, свидетельствующие о наличии A -зависимости поляризации прямых Λ^0 , которая убывает по абсолютной величине с ростом A .

В эксперименте [7], проведенном в пучке протонов с импульсом 28 ГэВ/с в Брукхэвене, было показано также, что различается характер зависимости поляризации от P_T для Λ^0 , рожденных на бериллии и на водороде или дейтерии. Однако в экспериментах [3,4], проведенных в лаборатории им. Ферми при более высоких энергиях протонов (300 и 400 ГэВ), не наблюдалось отличия поляризации Λ^0 , рожденных на бериллиевой и медной мишенях.

Поляризация Λ^0 определяется спиновым состоянием валентного S -кварка, входящего в его состав, поскольку два других валентных кварка образуют дикуарк ($u\bar{d}$) с нулевым спином. В различных теоретических моделях эффект поляризации инклюзивных Λ^0 объясняется поляризацией морского S -кварка, возникающей либо при его перерассеянии на других партонах до адронизации [18-20], либо в процессе его спин-орбитального взаимодействия с полем, связывающим кварки в адроны [21-25].

В рамках моделей первой группы можно ожидать, что поляризация Λ^0 будет возрастать с ростом A , так как при этом увеличивается вероятность взаимодействий S -кварка с партонами, приводящих к его поляризации.

В рамках моделей второй группы процесс поляризации может зависеть от размера ядер, если он соизмерим с областью адронизации. При этом увеличение размера ядер может привести, в частности, к их деполаризирующему влиянию. Такая деполаризация должна убывать с ростом энергии, что согласуется с экспериментальными данными об отсутствии A -зависимости поляризации Λ^0 , рожденных при более высоких энергиях.

Из приведенных аргументов следует, что полученный результат (8) об A -зависимости поляризации Λ^0 лучше согласуется с выводами моделей второй группы.

Авторы выражают глубокую благодарность А.М.Балдину, А.Н.Тавхелидзе, Н.Е.Тюрину и И.А.Савину за поддержку экспериментов и постоянный интерес к работе; С.П.Баранову, А.В.Ефремову и Р.Ледницкому за плодотворные регулярные обсуждения; Е.М.Лихачевой за участие в эксперименте.

Литература

- I. Алеев А.Н. и др. ЯФ, 37 (1983) 1480.
2. Алеев А.Н. и др. ЯФ, 43 (1986) 619.
3. Bunce G. et al. Phys.Rev.Lett., 36 (1976) 1113.
4. Skubic P. et al. Phys.Rev., D18 (1978) 3115.
5. Heller K. et al. Phys.Rev.Lett., 41 (1978) 607.
6. Abe F. et al. Phys.Rev.Lett., 50 (1983) 1102.
7. Raychaudhuri K. et al. Phys.Lett., 90B (1980) 319.
8. Faccini-Turluer M.L. et al. Z.Phys., C1 (1979) 19.
9. Wilkinson C. et al. Phys.Rev.Lett., 46 (1983) 803.
10. Deck L. et al. Phys.Rev., D28 (1983) 1.
11. Bensinger J. et al. Nucl.Phys., B252 (1985) 561.
12. Lundberg B. et al. Proceedings of the AIP Conf. "High Energy Spin Physics - 1982". Numb. 95. Particles and Fields Subseries No. 28, New York, 1983, p.83; Heller K., ibid., p.320.
13. Heller K. Proceedings of the 6-th International Symposium on High Energy Spin Physics, 1984, Marseille, France, p.C2-121.
14. Айхнер Г. и др. ОИЯИ, I-80-644, Дубна, 1980;
Максимов А.Н. и др. ОИЯИ, I-81-574, Дубна, 1981.
15. Aguilar-Benitez M. et al. Phys.Lett., 170B (1986) 1.
16. James F., Roos M. MINUITL, CERN Program Library, D506.
17. Barton D.S. et al. Phys.Rev., D27 (1983) 2580.
18. Szwed J. Phys.Lett., 105B (1981) 403.
19. Ефремов А.В. ЯФ, 28 (1978) 166.
20. Kane G., Yao Y.P. Nucl.Phys., B137 (1978) 313.
21. Струминский Б.В. ЯФ, 34 (1981) 1594.
22. De Grand T.A. and Miettinen H.I. Phys.Rev., D24 (1981) 2419.
23. Andersson B. et al. Phys.Rep., 97 (1983) 31.
24. Lednicky R. Z.Phys., C26 (1985) 531.
25. Баранов С.П. ФИАН, № 323, Москва, 1985.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 августа 1986 года.

Алеев А.Н. и др.

D1-86-550

A-зависимость поляризации Λ^0 , рожденных инклюзивно
в нейтрон-ядерных взаимодействиях

В эксперименте, проведенном на серпуховском ускорителе с помощью спектрометра БИС-2, измерена A-зависимость поляризации Λ^0 , рожденных инклюзивно в нейтрон-ядерных взаимодействиях при среднем импульсе нейтронов ~ 40 ГэВ/с. В качестве ядерных мишеней использовались углерод, алюминий и медь. A-зависимость поляризации Λ^0 , рожденных в области $0,6 < P_T < 1,3$ ГэВ/с при $\langle x \rangle = 0,6$, описывается степенной функцией A^β при $\beta = -0,15^{+0,07}_{-0,60}$.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод Л.Н.Барабаш

A.N.Aleev et al.

D1-86-550

A-Dependence of Polarization of Λ^0 Produced Inclusively
in Neutron-Nucleus Interactions

An A-dependence of the polarization of Λ^0 's produced inclusively in neutron-nucleus interactions at a mean neutron momentum of ~ 40 GeV/c has been measured in an experiment performed using the BIS-2 spectrometer at the Serpukhov accelerator. Carbon, aluminium and copper targets were used. The A-dependence of the polarization of Λ^0 's produced in the kinematic region of $0.6 < P_T < 1.3$ GeV/c at $\langle x \rangle = 0.6$, is described by a power law A^β with $\beta = -0.15^{+0.07}_{-0.60}$.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986