

сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

2970/2-81

15/6-81

P1-81-165

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ  $\Lambda^0$ ,  
РОЖДЕННЫХ В ИНКЛЮЗИВНЫХ ПРОЦЕССАХ  
НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ ОКОЛО 40 ГэВ  
НА ЯДРАХ УГЛЕРОДА

Сотрудничество: Дубна-Берлин-Москва-Прага-  
София-Тбилиси

1981

P1-81-165

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ  $\Lambda^0$ ,  
РОЖДЕННЫХ В ИНКЛЮЗИВНЫХ ПРОЦЕССАХ  
НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ ОКОЛО 40 ГэВ  
НА ЯДРАХ УГЛЕРОДА

Сотрудничество: Дубна-Берлин-Москва-Прага-  
София-Тбилиси

ОТДЕЛЕНИЕ ФИЗИКИ  
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
БИБЛИОТЕКА

Алеев А.Н. и др.

PI-81-165

Измерение поляризации  $\Lambda^\circ$ , рожденных в инклюзивных процессах нейтронами с энергией около 40 ГэВ на ядрах углерода

Измерена поляризация  $\Lambda^\circ$ , рожденных в инклюзивных процессах нейтронами с энергией около 40 ГэВ на ядрах углерода. Эксперимент выполнен на серпуховском ускорителе с помощью спектрометра БИС-2 ОИЯИ. Результаты данного эксперимента находятся в согласии с результатами измерения поляризации  $\Lambda^\circ$  в пучках протонов. Вероятность того, что поляризация  $\Lambda^\circ$  отсутствует в интервале  $0 < P_\perp < 1$  ГэВ/с, равна 4%.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1981

Aleev A.N. et al.

PI-81-165

Measurement of  $\Lambda^\circ$  Polarization Produced by 40 GeV Neutrons on Carbon Nuclei in Inclusive Processes

The  $\Lambda^\circ$  polarization produced by 40 GeV neutrons on carbon nuclei has been measured. The experiment has been performed on Serpukhov accelerator by means of JINR BIS-2 spectrometer. The results are in agreement with measurements of the  $\Lambda^\circ$  polarization produced inclusively by protons on nucleons and nuclei in which the polarization rises with increasing  $\Lambda^\circ$  transverse momentum. The probability that the  $\Lambda^\circ$  polarization is missing within the  $0 < P_\perp < 1$  GeV/c range equals 4 percent.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1981

Эксперименты<sup>/1-8/</sup> с  $\Lambda^\circ$ , рожденными протонами с энергией больше 20 ГэВ на нуклонах и ядрах в инклюзивных процессах, показали, что  $\Lambda^\circ$  имеет значительную поляризацию /около - 0,2 при  $P_\perp = 1$  ГэВ/с/, которая растет с ростом перпендикулярного ( $P_\perp$ ) импульса  $\Lambda$ -частиц и слабо зависит от сорта мишени и энергии частиц пучка.

Для объяснения этого явления предложен ряд моделей<sup>/3,10,11/</sup>, которые находятся в качественном согласии с экспериментальными данными.

В работе<sup>/9/</sup> наблюдается близкая к единице поляризация  $\Lambda^\circ$ , рожденных нейтронами 7 ГэВ/с в пропановой камере, в кинематически запрещенной области рождения  $\Lambda^\circ$  на свободных нуклонах.

В данном эксперименте измерена поляризация  $\Lambda^\circ$ , рожденных в инклюзивных процессах нейтронами с энергией около 40 ГэВ на ядрах углерода. Поляризация определялась по измерению асимметрии в распадах  $\Lambda^\circ \rightarrow P + \pi^-$  в зависимости от  $P_\perp \Lambda^\circ$ . Вклад в  $\Lambda^\circ$  от распада  $\Sigma^\circ$ , так же как и в других экспериментах<sup>/1-8/</sup>, не определялся.

Первая информация о результатах данного эксперимента сделана в работе Алеева и др.<sup>/12/</sup>. Здесь сообщаются результаты, полученные на большем статистическом материале.

Эксперимент выполнен на серпуховском ускорителе с помощью спектрометра<sup>/13/</sup> БИС-2 ОИЯИ. Схема расположения аппаратуры спектрометра на пучке канала 4Н показана на рис.1. Пучок нейтронов, средняя энергия которого /40+5/ ГэВ, предварительно очищенный свинцовым фильтром от гамма-квантов и магнитным полем магнита СП-129 от заряженных частиц, падал на углеродную мишень диаметром 5 см и толщиной 6,24 г/см<sup>2</sup>.

Все пропорциональные камеры /ПК/ двухкоординатные, за исключением ПК2, и имеют шаг намотки проводов 2 мм. ПК6 и ПК7 повернуты относительно других ПК на угол 10°. Выходы с сигнальных X-электродов ПК объединялись в группы, образующие систему годоскопических счетчиков. С помощью этих и других детекторов спектрометра формировался триггер, логика которого требовала прохождения четырех и более заряженных частиц через активно работающие детекторы /ПК и Г1/. При прохождении через магнит поперечная составляющая импульса заряженных частиц изменялась на 0,64 ГэВ/с.

В эксперименте записано на магнитные ленты около  $2 \cdot 10^7$  триггеров. Настоящие данные относятся к анализу  $0,53 \cdot 10^7$  триггеров,

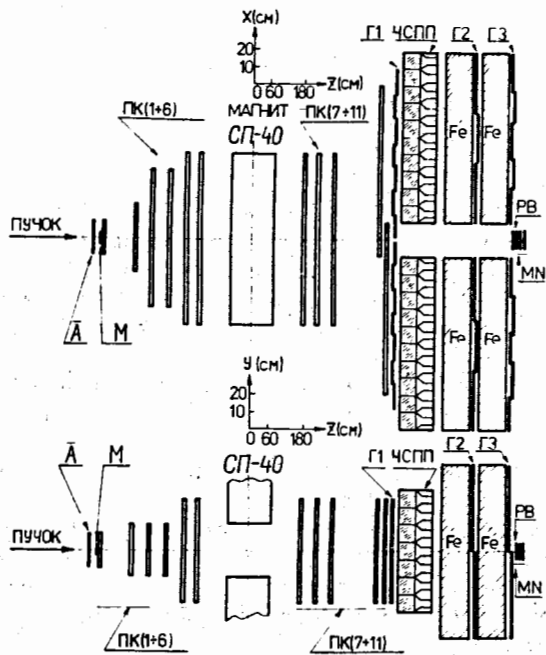


Рис.1. Схема расположения аппаратуры БИС-2 на канале 4Н серпуховского ускорителя.

первоначально обработанных программой геометрической реконструкции событий "ПЕРУН" /14/.

В дальнейшем при отборе кандидатов в  $\Lambda^0$  использовались следующие критерии:

1. Эффективные массы двух заряженных частиц в предположении, что они обе или пионы или протоны:

$$M(\pi^\pm \pi^\pm) > 312 \text{ МэВ}/c^2 \text{ или } M(P\bar{P}) > 1930 \text{ МэВ}/c^2;$$

2. Расстояние между продолжениями двух треков в медианную плоскость магнита:  $D > 10 \text{ см}$ ;

3.  $z$  - расстояние от медианной плоскости магнита до точки распада кандидатов в  $\Lambda^0$ :  $-460 \text{ см} < z(P\pi^-) < -270 \text{ см}$ ;

4. Минимальное расстояние между треками в точке распада кандидатов в  $\Lambda^0$ :  $d(P\pi^-) < 3 \text{ мм}$ ;

5. Эффективная масса частиц в предположении, что одна - протон, другая - пион:

$$a/ 1108 \text{ МэВ}/c^2 < M(P\pi^-) < 1124 \text{ МэВ}/c^2 \text{ или}$$

$$b/ 1102 \text{ МэВ}/c^2 < M(P\pi^-) < 1108 \text{ МэВ}/c^2 \text{ или}$$

$$1124 \text{ МэВ}/c^2 < M(P\pi^-) < 1129 \text{ МэВ}/c^2;$$

6. Угол между треками положительно и отрицательно заряженных частиц - не менее  $0,002 \text{ рад}$ .

Все треки, соответствующие одинаковым знакам зарядов частиц, считались существенно различными, если выполнялось условие 1 или 2. Если для двух или более треков не выполнялись условия 1 и 2, то из этих треков оставлялся один с наилучшим  $\chi^2$  на степень свободы. А если оказывалось, что  $\chi^2$  для разных треков одинаковые, то оставлялся для дальнейшего анализа "первый" трек. Если в одном событии было несколько кандидатов в  $\Lambda^0$ , то оставлялась одна, с минимальным значением  $\chi^2$ .

Из отобранных кандидатов в  $\Lambda^0$ , события, не удовлетворяющие критерию 5а, служили в дальнейшем только для оценки и вычитания фоновых событий.

Соответствующие распределения 54586 кандидатов в  $\Lambda^0$  по эффективной массе  $M(P\pi^-)$ , продольному и поперечному импульсам  $/P_{\parallel}$  и  $P_{\perp}$  /, показаны на рис.2.

Для определения поляризации  $\Lambda^0$  была выбрана следующая прямоугольная система координат в системе покоя  $\Lambda^0$ . Ось  $\bar{Y}$  - нормаль к плоскости рождения  $\Lambda^0$ , т.е.  $\bar{Y} = \bar{n} \times \bar{P}_{\Lambda}$ , где  $\bar{n}$  и  $\bar{P}_{\Lambda}$  есть соответственно единичные векторы вдоль оси пучка нейтронов ( $Z$ ) и направления полета  $\Lambda^0$  в лабораторной системе координат. Ось  $\bar{Z}$  - по вектору  $\bar{P}_{\Lambda}$ , а ось  $\bar{X}$  - так, чтобы система координат была правой. Угол  $\theta$  определяется в системе покоя  $\Lambda^0$  как угол между импульсом протона и осью  $\bar{Y}$ , а полярный угол  $\phi$  - относительно оси  $\bar{X}$ .

Известно, что плотность вероятности протонов от распада  $\Lambda^0 \rightarrow P + \pi^-$  в системе центра масс  $\Lambda^0$  относительно направления спина  $\Lambda^0$  дается выражением /см., напр., /15/ /,

$$\frac{dW}{d\cos\theta} = (1 + a \cdot \mathcal{P} \cdot \cos\theta) / 2, \quad /1/$$

где  $\mathcal{P}$  - поляризация  $\Lambda^0$ , а  $a = 0,642^{1/16}$ .

Так как сохранение четности в сильных взаимодействиях требует, чтобы спин  $\Lambda^0$  был перпендикулярен плоскости рождения  $\Lambda^0$ , то угол  $\theta$  в соотношении /1/ совпадает с углом  $\theta$  в системе координат  $(\bar{X}, \bar{Y}, \bar{Z})$ , т.е.

$$\cos\theta = \bar{Y} \cdot \bar{P}_p / |\bar{P}_p^*|, \quad /2/$$

где  $\bar{P}_p^*$  и  $\bar{P}_p$  - импульсы протона в системе покоя  $\Lambda^0$  и в лабораторной системе координат, соответственно.

Мы определяли поляризацию  $\Lambda^0$  в зависимости от  $P_{\perp}$ , используя соотношения /1/ и /2/ и следующую процедуру. Все кандидаты в  $\Lambda^0$  были разделены на группы по  $P_{\perp}$ . Первые интервалы  $P_{\perp}$  равны по  $0,2 \text{ ГэВ}/c$ , а последний открыт со стороны больших значений.

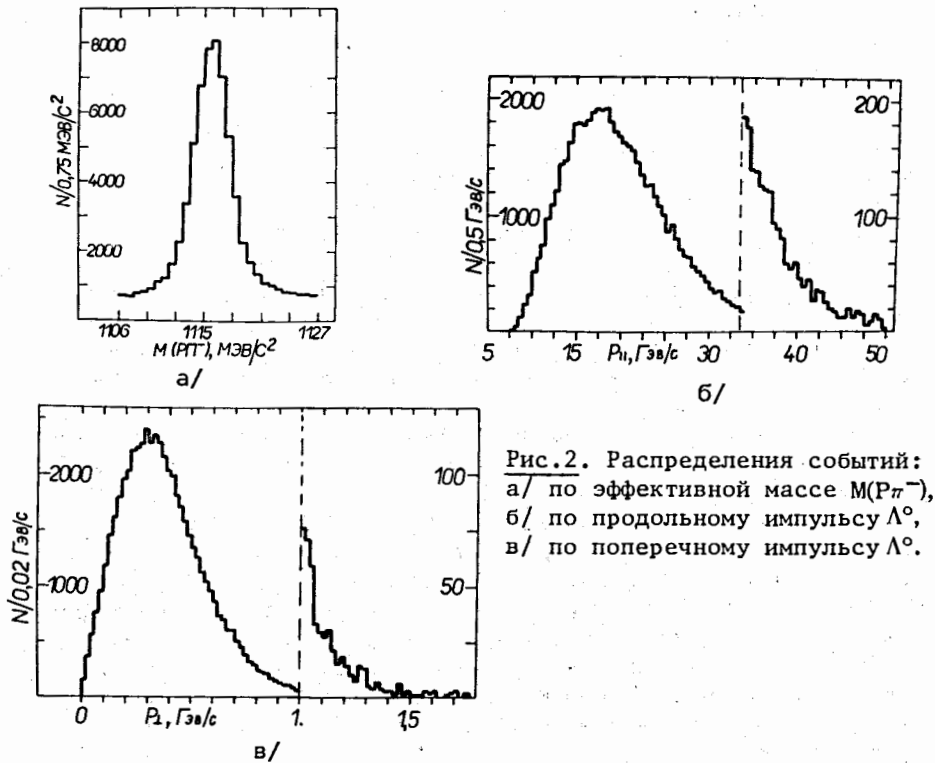


Рис. 2. Распределения событий:  
 а/ по эффективной массе  $M(P\pi^-)$ ,  
 б/ по продольному импульсу  $\Lambda^0$ ,  
 в/ по поперечному импульсу  $\Lambda^0$ .

Для всех групп событий были построены распределения по эффективным массам  $M(P\pi^-)$ , которые аппроксимировались функциями вида:

$$K_{0,i} \cdot \exp\left\{-\frac{(M_i - M_\Lambda)^2}{2\sigma_i^2}\right\} + K_{1,i} + K_{2,i} \cdot M_i, \quad /3/$$

где  $K_{0,i}$ ,  $K_{1,i}$ ,  $K_{2,i}$  - константы,  $M_\Lambda$  и  $M_i$  - табличное и текущие для  $i$ -й группы событий значения масс  $\Lambda^0$  и  $M(P\pi^-)$ , соответственно,  $i = 1, 2, \dots$

Затем для каждой группы событий были построены распределения по  $\cos\theta$  с шагом 0,1 как для событий, удовлетворяющих критериям 1÷5а,б, так и для фоновых событий, удовлетворяющих критериям 1÷4,5б,6. Распределения фоновых событий были нормированы на основе соотношений /3/ и вычтены из соответствующих распределений событий, удовлетворяющих критериям 1÷5а,б.

Таким образом, во всех интервалах по  $P_\perp$  были получены распределения по  $\cos\theta$  зарегистрированных  $\Lambda^0$  распадов. Используя обозначения  $X = \cos\theta$  и  $\beta_i = \alpha \mathcal{P}_i$ , экспериментальные распределения событий /для каждого конкретного интервала по  $P_\perp$  /, в за-

висимости от  $X$ , можно представить в виде:

$$\frac{dN_{\Lambda^0, i}(x)}{dx} \cdot \Delta x = \frac{dW_i(x)}{dx} \cdot F_i(x) \cdot \Delta x, \quad /4/$$

где  $F_i(x) \cdot \Delta x = \Delta x \cdot \int du \cdot N_i(u) \cdot \epsilon(u, x)$ , /5/

" $u$ " - шестимерная переменная, характеризующая импульс и координаты точки распада рожденных  $\Lambda^0$ ;  $N_i(u) du$  - число рожденных  $\Lambda^0$  в интервале  $du$  с характеристиками  $u$ ;  $\epsilon(u, x)$  - эффективность регистрации таких  $\Lambda^0$  спектрометром и восстановления их программой геометрической реконструкции с учетом критериев 1÷5а,б.

Чтобы оценить функцию  $F_i(x)$  и, следовательно, найти  $\frac{dN_{\Lambda^0, i}(x)}{dx}$ , при моделировании по методу Монте-Карло в качестве исходных мы использовали события, зарегистрированные в эксперименте, удовлетворяющие критериям 1÷5а,б. В этом случае число зарегистрированных  $\Lambda^0$  в интервале  $du$  равно:

$$\frac{dN_{\Lambda^0, i}(u)}{du} \cdot du = du \cdot N_i(u) \cdot \int_{-1}^1 dx \frac{dW_i(x)}{dx} \cdot \epsilon(u, x). \quad /6/$$

Далее при моделировании по методу Монте-Карло использовались изотропный распад  $\Lambda^0$  на протон и пион в системе покоя  $\Lambda^0$  по  $x$  и  $\phi$ , известные условия эксперимента, логика программ геометрической реконструкции событий и статистического анализа данных с вышеизложенными критериями отбора событий /1÷5а,б/.

Таким образом, были получены распределения:

$$\frac{dN_{n, i}(x)}{dx} \cdot \Delta x = C_{n, i} \cdot \Delta x \cdot \int du \cdot N_i(u) \cdot \epsilon_0(u, x) \cdot (1 + \beta_i \cdot \bar{X}(u)) \cdot \bar{X}^n(u), \quad /7/$$

где  $n = 0, 1, 2, 3$ ;  $C$  - константы,  $i = 1, 2, \dots$

$$\bar{X}(u) = \frac{\int_{-1}^1 dx \cdot X \cdot \epsilon_0(u, x)}{\int_{-1}^1 dx \cdot \epsilon_0(u, x)}$$

На рис. 3 приведены распределения /7/ при  $n=0$  для всех интервалов по  $P_\perp$ . Из /5/ и /7/ для  $n=0$  видно, что их правые части отличаются друг от друга. Во-первых, на несущественные для формы распределений константы  $C_{0,i}$ , во-вторых - под интегралом на множители  $(1 + \beta_i \cdot \bar{X}(u))$ . И, наконец,  $\epsilon(u, x)$  и  $\epsilon_0(u, x)$  в общем случае не тождественно равны друг другу. В дальнейшем мы полагаем, что  $\epsilon(u, x) = \epsilon_0(u, x)$ .

Так как  $\beta_i \cdot \bar{X}(u) = \alpha \cdot \mathcal{P}_i \cdot \bar{X}(u) < 1$ , то для вычисления  $\beta_i$  был использован метод итераций. Первые приближения  $\beta_{i,0}$  были найдены путем аппроксимации отношения левых частей уравнений

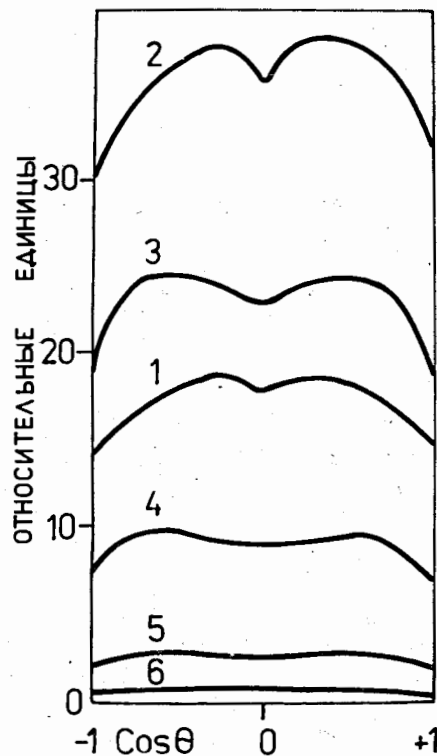


Рис.3. Первые приближения /7/ при  $p=0$  /эффективности регистрации  $\Lambda^0$  для шести интервалов по  $P_{\perp}$  в относительных единицах. Цифрами обозначены интервалы  $P_{\perp}$ : 1 -  $0 \div 0,2$  ГэВ/с; 2 -  $0,2 \div 0,4$  ГэВ/с; 3 -  $0,4 \div 0,6$  ГэВ/с; 4 -  $0,6 \div 0,8$  ГэВ/с; 5 -  $0,8 \div 1,0$  ГэВ/с; 6 - больше 1,0 ГэВ/с.

/4/ к /7/ при  $p=0$  линейной функцией  $V_0(1 + \beta_{1,0} \cdot X)$ . Последующие приближения находились путем аппроксимации отношений:

$$\frac{dN_{\alpha, i}(x)}{dx} \cdot \Delta x / \sum_{n=0}^3 (-\beta_{i,j})^n \cdot \frac{dN_{n,1}(x)}{dx} \cdot \Delta x \quad /8/$$

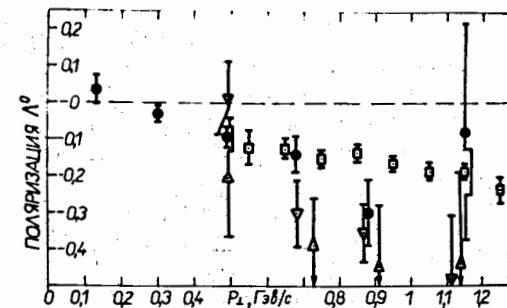
линейной функцией  $V_j(1 + \beta_{i,j} \cdot X)$ , где  $j=1,2,3, \dots$ . Практически достаточно вторых приближений, т.е. можно ограничиться вычислениями  $\beta_{i,1}$ .

Корректность этой процедуры восстановления численных значений  $\beta_i$  проверена на образце моделированных  $\Lambda^0$  с известными значениями  $\beta_i$ .

Таблица

Интервал по $P_{\perp}$ /ГэВ/с/	Среднее значение $P_{\perp}$ в интервале	Поляризация $\Lambda^0$ - частиц	$\chi^2$ на 18 степеней свободы
$0 \div 0,2$	0,13	$+0,036 \pm 0,037$	20,0
$0,2 \div 0,4$	0,30	$-0,032 \pm 0,023$	28,5
$0,4 \div 0,6$	0,49	$-0,093 \pm 0,028$	22,7
$0,6 \div 0,8$	0,68	$-0,138 \pm 0,049$	10,7
$0,8 \div 1,0$	0,88	$-0,299 \pm 0,092$	21,5
больше 1	1,15	$-0,079 \pm 0,296$	18,7

Рис.4. Поляризация  $\Lambda^0$  в зависимости от  $P_{\perp}$ .  $\bullet$  - наши данные,  $\square$  - данные работы /7/,  $\triangle$  - данные работы /6/.



Анализ событий  $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , зарегистрированных в этом эксперименте, показал, что поляризация  $K^0_s$  согласуется с нулевым значением ( $\mathcal{P}(K^0) = 0,027 \pm 0,041$  для интервала  $P_{\perp}$  от 0 до 1,2 ГэВ/с). При этом анализ  $K^0$  событий выполнен строго по формулам 1-8.

В таблице и на рис.4 приведены результаты измерения поляризации  $\Lambda^0$  в зависимости от  $P_{\perp}$ . Ошибки в величинах поляризации даны с учетом процедуры их вычисления. Эти экспериментальные данные показывают, что характер зависимости от  $P_{\perp}$  поляризации  $\Lambda^0$ , рожденных в инклюзивных процессах нейтронами при 40 ГэВ и, соответственно, протонами /1-8/, одинаков, т.е. поляризация  $\Lambda^0$  растет с ростом  $P_{\perp}$ . Эти экспериментальные данные подтверждают теоретические предсказания /10/ о слабой зависимости поляризации  $\Lambda^0$  при высоких энергиях и больших  $P_{\perp}$  от сорта частиц пучка.

Авторы выражают глубокую благодарность А.М.Балдину, Н.С.Амглогбели, И.С.Златеву, К.Ланиусу, М.Г.Мещерякову, И.А.Савину, Л.Д.Соловьеву, П.А.Черенкову и Х.Я.Христову за поддержку этих экспериментов; инженерно-техническому персоналу серпуховского ускорителя за обеспечение работы ускорителя; сотрудникам СЭО ОИЯИ, ОННР ЛВЭ, сектора №4 НЭЭО ЛВЭ за участие в подготовке БИС-2 к сеансам и помощь при проведении сеансов на серпуховском ускорителе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bunce G. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, 36, p.1113.
2. Heller K. et al. Phys.Lett., 1977, 68B, p.480.
3. Heller K. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p.607.
4. Skubic P. et al. Phys.Rev., 1978, D18, p.3115.
5. Aahlin P. et al. Lett.Nuovo Cim., 1978, 21, p.236.
6. Erhan S. et al. Phys.Lett., 1979, 82B, p.301.
7. Lomanno F. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p.1905.
8. Raychaudhuri K. et al. Phys.Lett., 1980, 90B, p.319.

9. Темников П.П. и др. ОИЯИ, P1-12138, Дубна, 1979.
10. Andersson B. et al. Phys.Lett., 1979, 85B, p.417.
11. Ефремов А.В. ЯФ, 1978, 28, с.166.
12. Алеев А.Н. и др. Материалы XX Международной конференции по физике высоких энергий, Мэдисон, США, июль, 1980 г.
13. Айхнер Г. и др. ОИЯИ, 1-80-644, Дубна, 1980.
14. Бурилков Д.Т. и др. ОИЯИ, 1-80-656, Дубна, 1980.
15. Bourrely C. et al. Phys.Rep., 1980, 59/80/, No.2, p.95-297.
16. Bricman C. et al. Phys.Lett., 1978, 75B, p.1; "Review of Particle Properties", Rev.Mod.Phys., 1980, 52, No.2, part 11.

Рукопись поступила в издательский отдел  
9 марта 1981 года.