

Академик АН УзССР С. А. АЗИМОВ, К. Г. ГУЛАМОВ,  
Л. Н. СВЕЧНИКОВА, Л. П. ЧЕРНОВА, Г. М. ЧЕРНОВ

**КОГЕРЕНТНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЧАСТИЦ ПРОТОНАМИ  
С ЭНЕРГИЕЙ 50 ГэВ НА ЯДРАХ ЭМУЛЬСИИ**

Имеющиеся экспериментальные данные о неупругих когерентных взаимодействиях протонов с ядрами ( $^{1-4}$ ) относятся в основном к трехлучевым каналам при практически одинаковых энергиях ( $p_0 \approx 20-24$  ГэВ/с). Недавно первые оценки сечений этих реакций были получены также при  $p_0 = 67$  ГэВ/с ( $^5$ ). В настоящей работе приводятся значения сечений одно-, трех- и пятилучевых каналов протонных когерентных реакций при промежуточной энергии 50 ГэВ и прослежена энергетическая зависимость сечения трехлучевых каналов.

Поиск неупругих когерентных реакций

$$p + A \rightarrow A + N + k\pi^{\pm} + m\pi^0 \quad (1)$$

( $A$  — число нуклонов в ядре-мишени;  $k, m = 0, 1, 2, \dots$ ;  $k + m \geq 1$ ; число вторичных заряженных частиц  $n$  нечетно и равно  $k$  в событиях с перезарядкой протона в нейтрон и  $k + 1$  в событиях без перезарядки) производился среди 1143 неупругих взаимодействий протонов с импульсом 50 ГэВ/с, удовлетворяющих необходимым критериям отбора рN-взаимодействий в фотоэмульсии и найденных на общей длине 2568 м просмотренного первичного следа. Методика отбора реакций (1) была основана на известном неравенстве  $q_{\parallel} \ll R_A^{-1}$  ( $q_{\parallel}$  — продольный импульс, передаваемый ядру-мишени,  $R_A$  — радиус ядра), приводящем к угловой коллимации вторичных частиц в реакциях (1), значительно более сильной, чем в рп-взаимодействиях, среди которых они присутствуют.

На рис. 1 представлены распределения по величине  $\sum_{i=1}^n \sin \theta_i$  ( $\theta$  — угол вылета частиц в л.с.к.), грубо пропорциональной  $q_{\parallel}$ , для «чистых» (т. е. без всякого видимого признака возбуждения или развала ядра) звезд типа  $0 + 0 + n$ ,  $n = 1, 3, 5$ , и фоновых событий, соответствующих взаимодействиям с нуклоном. Последнюю группу составляли: а) события типа  $0 + 0 + n$ , сопровождающиеся вылетом  $\beta$ -электрона (рп-взаимодействия), и б) рр-соударения с множественностью  $n + 1$  при исключении протона отдачи или одной релятивистской частицы с максимальным  $\theta$ . Для исключения упругих событий из звезд с  $n = 1$  рассматривались лишь случаи с  $\sin \theta > 0,015$ .

На рис. 1 виден избыток «чистых» событий в области малых  $\sum_{i=1}^n \sin \theta_i$ . Предполагая, что этот избыток обусловлен примесью реакций (1) среди «чистых» рп-взаимодействий, легко найти число  $N_{\text{ког}}^{(n)}$  этих реакций, нормируя  $\sum_{i=1}^n \sin \theta_i$ -распределения в области  $\sum_{i=0}^n \sin \theta_i > \left( \sum_{i=0}^n \sin \theta_i \right)^{\text{max}}$ , где

$\left( \sum_{i=1}^n \sin \theta_i \right)^{\text{max}}$  — верхняя граница этого распределения для когерентных

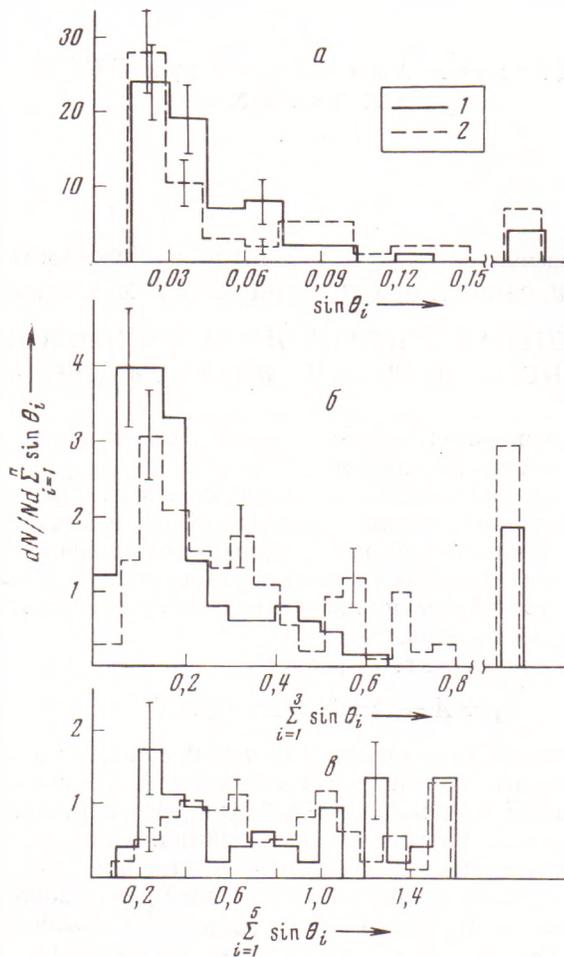


Рис. 1. Распределения по  $\sum_{i=1}^n \sin \theta_i$  для «чистых» (1) и фоновых (2) взаимодействий с  $n = 1$  (а), 3 (б) и 5 (в)

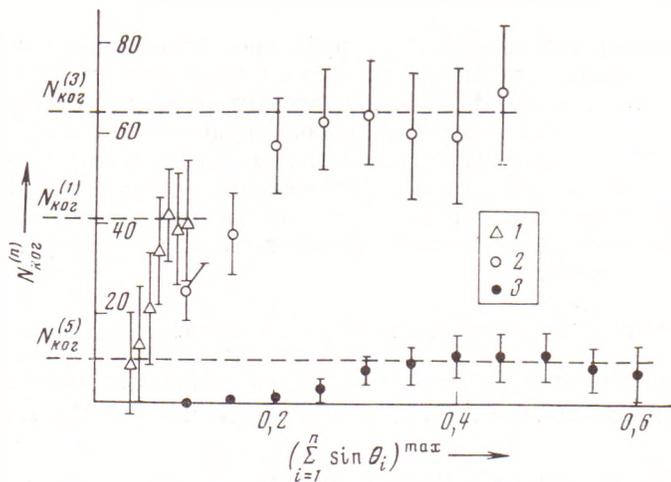


Рис. 2. Зависимость  $N_{\text{ког}}^{(n)}$  от  $(\sum_{i=1}^n \sin \theta_i)^{\text{max}}$  для  $n = 1$  (1), 3 (2) и 5 (3)

событий. С ростом  $\left(\sum_{i=1}^n \sin \theta_i\right)^{\max}$ , рассматриваемого как параметр, величина  $N_{\text{ког}}^{(n)}$  должна монотонно возрастать, достигая постоянной величины («плато») при искомом значении параметра. На рис. 2 представлены зависимости  $N_{\text{ког}}^{(n)}$  от  $\left(\sum_{i=1}^n \sin \theta_i\right)^{\max}$  при  $n = 1, 3, 5$ , анализируя которые, находим  $N_{\text{ког}}^{(3)} = 65 \pm 11$ ,  $N_{\text{ког}}^{(5)} = 10 \pm 4$  и  $N_{\text{ког}}^{(1)} = 41 \pm 10$  для  $\sin \theta > 0,015$ .

Разумеется, полученное значение  $N_{\text{ког}}^{(1)}$  следует рассматривать как нижний предел вследствие наличия однолучевых реакций (1) среди событий с  $\sin \theta_i < 0,015$ . Оценка истинного значения  $N_{\text{ког}}^{(1)}$  может быть сделана при грубом предположении об одинаковости углового распределения заряженных частиц в реакции (1) при  $n = 1$  и 3. Это даст значение  $N_{\text{ког}}^{(1)} \approx 55 \pm 15$  и пробеги для реакций (1) в фотоэмульсии при числе вторичных частиц  $n = 1, 3, 5$ , равные

$$\lambda^{(1)} \approx \begin{pmatrix} 47 + 17 \\ -10 \end{pmatrix}, \quad \lambda^{(3)} = \begin{pmatrix} 40 + 8 \\ -6 \end{pmatrix},$$

$$\lambda^{(5)} = \begin{pmatrix} 260 + 170 \\ -70 \end{pmatrix} \text{ м.} \quad (2)$$

На рис. 3 показана энергетическая зависимость пробега в фотоэмульсии для трехлучевых каналов реакций (1) по данным настоящей работы и работ (1-5). Для сравнения показаны также данные по трехлучевым пионным реакциям (6). Все данные были обработаны одинаковым с настоящей работой способом.

Как видно из рис. 3, рост сечений трехлучевых протонных когерентных реакций происходит заметно медленней, чем для пионных. Это обстоятельство представляет, по-видимому, значительный интерес для проверки различных теоретических моделей дифракционной когерентной генерации частиц.

Авторы глубоко признательны фотоэмульсионному комитету ОИЯИ за предоставление эмульсионной стопки, облученной на ускорителе ИФВЭ, сотрудникам А. И. Бондаренко, В. В. Лавкову, В. Ш. Навотному, В. И. Петрову, Т. Т. Рискиеву, Н. С. Скрипник и Т. П. Трофимовой за участие в просмотре и измерениях и У. Г. Гулямову — за обсуждение ряда вопросов, рассматриваемых в работе.

Физико-технический институт  
им. С. В. Стародубцева  
Академии наук УзССР  
Ташкент

Поступило  
8 IX 1972

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> Э. Г. Боос, Ж. С. Такибаев, Р. А. Турсунов, ДАН, 170, № 5, 1041 (1966).  
<sup>2</sup> Г. Б. Жданов, М. И. Третьякова, М. М. Чернявский, ЖЭТФ, 55, № 1, 170 (1968).  
<sup>3</sup> Ш. Абдужамилев, С. А. Азимов, В. М. Чулаков, Ядерная физика, 7, № 1, 95 (1968).  
<sup>4</sup> С. А. Азимов, У. Г. Гулямов и др., ДАН, 192, № 6, 1241 (1970).  
<sup>5</sup> Alma-Ata — Cracow — Dubna — Leningrad — Moscow — Tashkent — Ulan-Bator Collaboration, Phys. Lett., 39B, № 2, 285 (1972).  
<sup>6</sup> С. А. Азимов, Е. С. Басова и др., Ядерная физика, 14, № 1, 137 (1971).

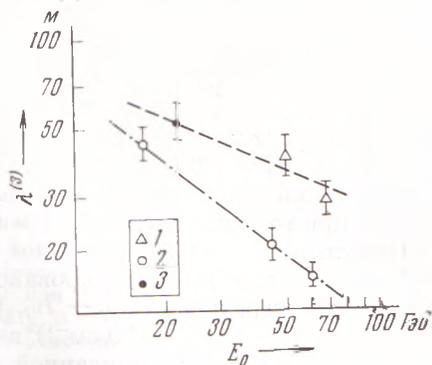


Рис. 3. Энергетическая зависимость  $\lambda^{(3)}$  от  $E_0$  для протонов (1) и пионов (2). 3 — средневзвешенное значение  $\lambda^{(3)}$  по данным (1-4)