

УДК 539.12.17

## АНАЛИЗ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОТОНОВ

К. В. АЛАНАКЯН, Р. А. ДЕМИРЧЯН, К. Ш. ЕГИЯН,  
С. Г. СТЕПАНЯН, Ю. Г. ШАРАБЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 3 марта 1983 г.)

Проводится анализ угловых распределений кумулятивных протонов, рожденных первичными  $\gamma$ -квантами и адронами. Показано, что эти угловые распределения: а) описываются экспоненциальной зависимостью  $f_p(\cos \vartheta_p) = C_p \exp(b_p \cos \vartheta_p)$ , б) сильно зависят от импульсов протонов, в) универсальны по отношению к первичной энергии, начиная примерно с 1 ГэВ — для легких частиц ( $\gamma$ -кванты и  $\pi$ -мезоны) и 2—3 ГэВ — для протонов, г) универсальны по отношению к ядру-мишени, начиная с  $A \geq 50$ , д) при прочих равных условиях одинаковы для первичных легких частиц ( $\gamma$ -квантов и  $\pi$ -мезонов), они становятся более крутыми для первичных протонов. Проведен также анализ угловых распределений кумулятивных протонов при  $T_p = 0$ .

Угловые распределения кумулятивных протонов, рожденных первичными протонами и дейтронами с импульсом 8,9 ГэВ/с, наиболее детально были исследованы в работах [1, 2], первичными  $\gamma$ -квантами с энергией до 4,5 ГэВ — в работах [3, 4] и первичными протонами и  $\pi$ -мезонами с энергией до 400 ГэВ — в работах [5—7]. Наиболее характерной особенностью этих данных (независимо от сорта налетающей частицы) можно считать их сильную направленность вперед в области углов до  $120^\circ$  и тенденцию к уменьшению этой направленности (к выполаживанию) для углов  $\vartheta_p > 120^\circ$ .

В работе [1] была наблюдаена некоторая структура при  $\vartheta_p \approx 160^\circ$ , однако специальные исследования [8], проведенные первичными  $\gamma$ -квантами, не подтвердили наличие такой структуры. В настоящее время можно считать твердо установленным, что инвариантные угловые распределения  $f_p(\vartheta_p)$  протонов выходят на плато при  $\vartheta_p \geq 140^\circ$ . Такое выполаживание, по-видимому, не связано с динамикой процесса, а скорее всего отражает влияние эффектов, связанных с фазовым объемом, поэтому анализ угловых распределений целесообразнее выполнить для зависимости  $f_p(\cos \vartheta_p)$  (вместо  $f_p(\vartheta_p)$ ).

Согласно современным представлениям рождение кумулятивных частиц представляет собой типичный случай предельной фрагментации одного из участвующих в реакции объектов, в данном случае ядра-мишени, и поэтому в этом процессе справедливы закономерности гипотезы ядерного скейлинга [9]. Наиболее важным, конечно, является утверждение, что для реакции

$$a + A \rightarrow c + X \quad (1)$$

инвариантное сечение рождения кумулятивных частиц становится универсальным по отношению к сорту и энергии первичных частиц, начиная со значения энергии, гораздо меньшего (почти на порядок), чем это имеет место в столкновениях элементарных частиц:

$$f_c(s, P_c, A) \rightarrow f_c(P_c, A) \rightarrow \varphi(A) \cdot f(P_c), \quad (2)$$

$$\sqrt{s} \sim E_a - E_a.$$

где  $E_{a_0} \leq 4$  ГэВ (значения  $E_{a_0}$  разные для разных первичных частиц).

Почти все экспериментальные исследования по рождению кумулятивных частиц были посвящены установлению универсальности (2) на примере энергетических распределений, т. е. выяснялось, начиная с каких начальных энергий и ядер мишени энергетические спектры  $f(p_c^2)|_{\vartheta_c = \text{const}}$  или  $f(T_c)|_{\vartheta_c = \text{const}}$  становятся не зависящими от  $E_{a_0}$  и  $A$ .

Аналогичные исследования для  $f_c(\cos \vartheta_c)|_{p_c^2 = \text{const}}$  фактически не выполнены, кроме единственной попытки [10] для одного ядра и одной первичной энергии. Между тем можно утверждать, что угловые распределения более информативны в смысле установления механизма рождения кумулятивных частиц, так как вторичные взаимодействия в ядре-остатке искажают их меньше, чем энергетические спектры. Поэтому необходимо выяснить, как меняются угловые распределения при изменении других параметров реакции (1), наблюдается ли универсальность по отношению к  $E_a$  и  $A$  и т. д.

В настоящей работе сделана попытка систематического анализа угловых распределений для кумулятивных протонов с целью установления вышеизложенной универсальности. Будут использованы данные по фото- и адронорождению, полученные в основном в ЕрФИ и ИТЭФ, так как эти результаты носят систематический характер.

## 1. Вид угловых распределений

На рис. 1 приведены угловые зависимости инвариантного выхода фотопротонов из ядер  $^{12}\text{C}$ ,  $^{63}\text{Cu}$  и  $^{208}\text{Pb}$ , облученных тормозными  $\gamma$ -квантами с максимальной энергией 4,5 ГэВ. Эти результаты были получены на установке «Дейтрон» [11] и обсуждены в работах [3, 4]. Стрелками указаны границы кумулятивной области. Статистические ошибки не превышают размеры значков. Линии соответствуют описанию данных функциональной зависимостью

$$f_p(\cos \vartheta_p) = C_p \exp(b_p \cos \vartheta_p), \quad (3)$$

где  $C_p$  и  $b_p$  — параметры.

Как нетрудно видеть, такое представление неплохо описывает данные лишь в кумулятивной области. За этой областью экспериментальные данные систематически выше (особенно для легких ядер и больших импульсов протонов). На рис. 2 приведены аналогичные данные работы [6] для ядер  $\text{C}$  и  $\text{Ta}$  при  $E_{op} = 400$  ГэВ. Как видим, эти данные также хорошо описываются функциональной зависимостью (3). Все имеющиеся в настоящее

время более или менее систематические данные по угловым распределениям кумулятивных протонов в первом приближении (точно также, как и в случае энергетических спектров) удается описать соотношением типа (3).

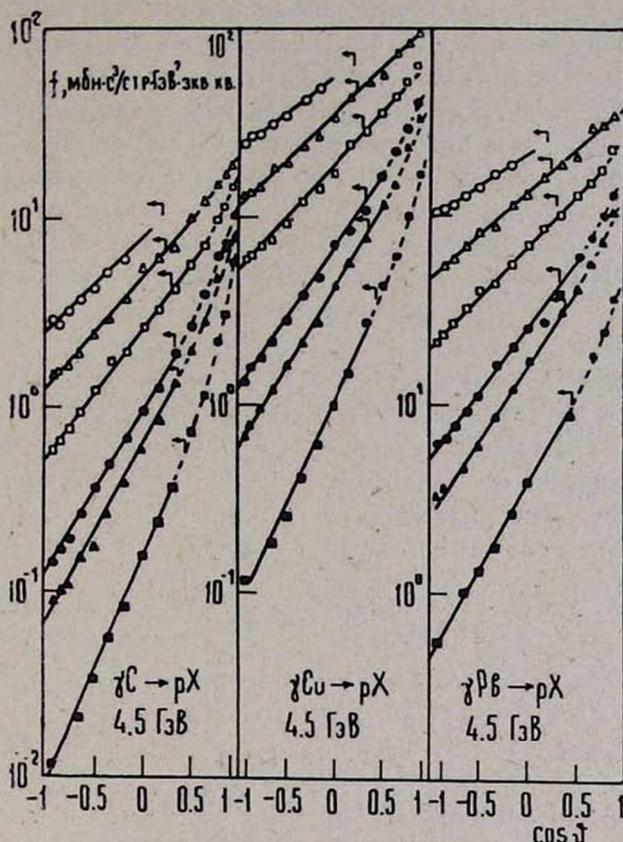


Рис. 1. Угловая зависимость инвариантного выхода фотопротонов из ядер  $^{12}\text{C}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ , облученных тормозными  $\gamma$ -квантами с  $E_{\gamma}^{\text{max}} = 4,5$  ГэВ. Экспериментальные точки:  $\circ - P_p = 0,4$ ;  $\triangle - 0,44$ ;  $\square - 0,52$ ;  $\bullet - 0,61$ ;  $\blacktriangle - 0,66$ ;  $\blacksquare - 0,79$  ГэВ/с. Стрелками показаны границы кумулятивной области.

## 2. Универсальность угловых распределений по отношению к различным параметрам реакции

Для установления универсальности угловых распределений представление типа (3) не является обязательным. Для этого можно каждый раз на одном и том же рисунке строить данные при различных значениях параметра, по отношению к которому проверяется универсальность, и при совпадении этих данных судить о степени универсальности. Однако представление выходов реакции через элементарные функции (в данном случае через экспоненту) удобно тем, что вместо такой сложной процедуры можно рассмотреть зависимость характерной величины элементарной функции (в данном случае параметра  $b_p$ ) от исследуемой характеристики реакции. Ниже будут проанализированы именно такие зависимости  $b_p$ .

## Зависимость угловых распределений от импульса кумулятивных протонов

Наиболее характерным в распределении  $f_p(\cos \theta_p)$  на рис. 1 и 2 является изменение наклона ( $b_p$ ) в зависимости от импульса протонов. На рис. 3а приведены две зависимости  $b_p$  от  $P_p$  для первичных  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma^{\max} = 4,5$  ГэВ ( $Pb$ ) и протонов с  $E_p = 400$  ГэВ ( $Ta$ ). Как видим, с ростом импульса протонов  $b_p$  растет почти линейно. Таким образом, вид угловых зависимостей не универсален по отношению к импульсу кумулятивных протонов.

## Зависимость угловых распределений от энергии первичных частиц

На рис. 3б приведены зависимости  $b_p$  от  $P_p$  для ядра  $^{12}C$  при двух значениях энергии первичных  $\gamma$ -квантов. Данные при  $E_\gamma^{\max} = 1,2$  ГэВ пересчитаны из приведенных в работе [12] энергетических спектров протонов при разных углах. Видно, что параметр  $b_p$  одинаков для обоих значе-

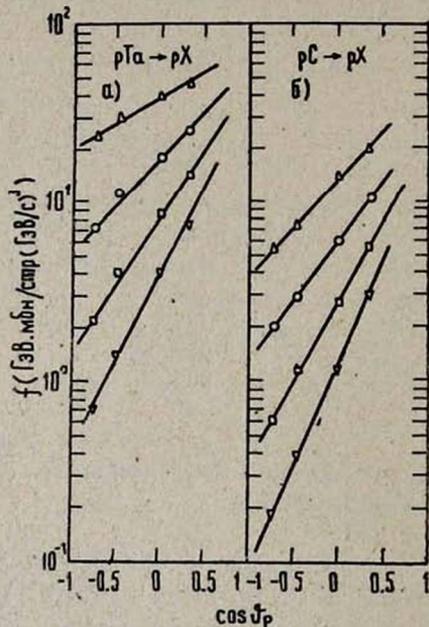


Рис. 2.

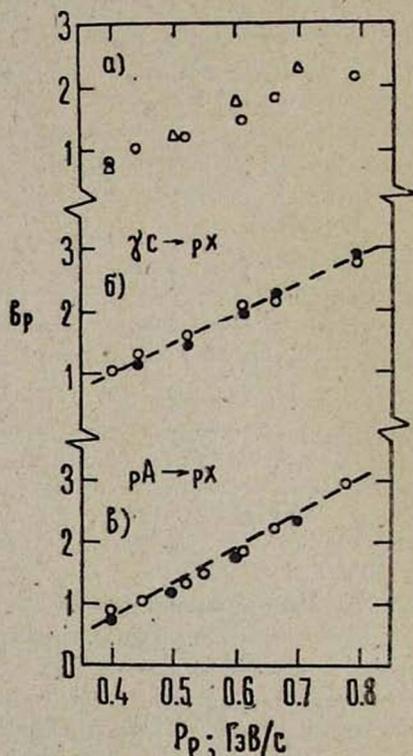


Рис. 3.

Рис. 2. Угловая зависимость инвариантного сечения образования протонов в реакциях  $pTa \rightarrow pX$  и  $pC \rightarrow pX$  при  $E_0 = 400$  ГэВ. Экспериментальные точки:  $\Delta$  — для  $P_p = 0,4$ ;  $\circ$  —  $0,5$ ;  $\square$  —  $0,6$ ;  $\nabla$  —  $0,7$  ГэВ/с.

Рис. 3. Зависимость параметра  $b_p$  (из соотношения (3)) от импульса вторичных протонов для реакций: а)  $\circ$  —  $\gamma Pb \rightarrow pX$  с  $E_\gamma^{\max} = 4,5$  ГэВ и  $\Delta$  —  $pTa \rightarrow pX$  с  $E_0 = 400$  ГэВ; б)  $\bullet$  —  $\gamma C \rightarrow pX$  при  $E_\gamma^{\max} = 1,2$  ГэВ ( $\bullet$ ) и  $4,5$  ГэВ ( $\circ$ );  $\varepsilon$   $\circ$  —  $pPb \rightarrow pX$  с  $P_0 = 7,5$  ГэВ/с и  $\bullet$  —  $pTa \rightarrow pX$  с  $P_0 = 400$  ГэВ/с.

ний первичной энергии. К сожалению, для других значений  $E_{\gamma}^{\max}$  систематических данных для угловых распределений нет.

На рис. 3в приведены зависимости  $b(P_p)$  в случае ядер  $Pb(Ta)$  в процессе рождения кумулятивных протонов первичными протонами с импульсами 7,5 ГэВ/с [7] и 400 ГэВ/с [6]. Видно, что при таком сильном изменении первичной энергии параметр  $b_p$  остается постоянным. В области энергий первичных адронов  $E_a < 7,5$  ГэВ наиболее подробными являются данные [5], полученные первичными  $\pi$ -мезонами с импульсами 1,2—7,0 ГэВ/с и протонами с импульсами 2—5 ГэВ/с. К сожалению, полученные в [5] результаты относятся не к фиксированной энергии вторичных протонов, а ко всему интервалу  $T_p = 60—200$  МэВ ( $P_p = 0,35—0,65$  ГэВ/с). Тем не менее эти данные позволяют получить сведения о зависимости параметра  $b_p$  от первичной энергии и от ядра-мишени.

На рис. 4 приведены зависимости  $b_p$  от импульса первичных частиц для  $(\pi Pb)$ - и  $(pPb)$ -взаимодействий. Как видим, для  $\pi$ -мезонов параметр

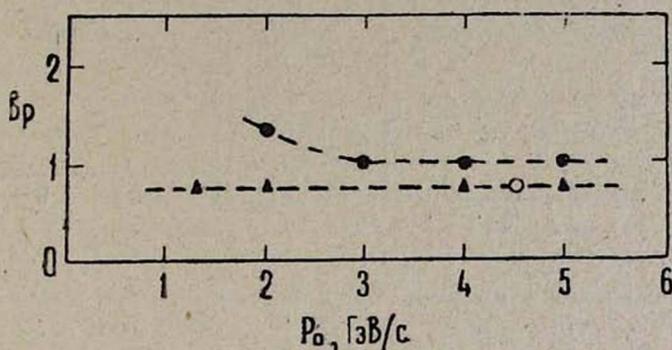


Рис. 4. Зависимость параметра  $b_p$  от импульса первичных  $\pi$ -мезонов ( $\blacktriangle$ ), протонов ( $\bullet$ ) и  $\gamma$ -квантов ( $\circ$ ) для ядра  $Pb$ .

$b_p$  не зависит от первичной энергии во всем исследованном интервале импульсов. В случае первичных протонов такая независимость достигается при импульсе 2—3 ГэВ/с. Аналогичные результаты получаются для других ядер.

Таким образом, угловые распределения универсальны по отношению к первичной энергии, начиная с  $E_a \approx 1$  ГэВ — для легких частиц ( $\gamma$ -кванты и  $\pi$ -мезоны) и 2—3 ГэВ — для первичных протонов. Отметим, что аналогичная универсальность для энергетических спектров в случае первичных протонов наблюдается при энергии  $\sim 4$  ГэВ [13], а в случае первичных  $\gamma$ -квантов — при 2—2,5 ГэВ [14], т. е. в обоих случаях несколько позже.

#### Зависимость угловых распределений от ядра-мишени

На рис. 5а приведены зависимости параметра  $b_p$  от атомного номера ядра-мишени для двух крайних значений импульса кумулятивных протонов в реакции  $\gamma A \rightarrow pX$  при  $E_{\gamma}^{\max} = 4,5$  ГэВ. Как видим, наблюдается почти линейное падение  $b_p$  с ростом  $A$ . На рис. 5б приведены аналогичные зависимости в случае первичных протонов и  $\pi$ -мезонов с импульсом

5 ГэВ/с. Согласно рис. 5 параметр  $b_p$  меняется на 30% при изменении  $A$  от 12 до 208. Если остановиться на уровне 10% изменения и считать при этом, что  $b_p$  не зависит от  $A$  (так поступают обычно для энергетических спектров), то об универсальности угловых распределений (с 10% точностью) можно говорить, начиная лишь с  $A \geq 50$ .

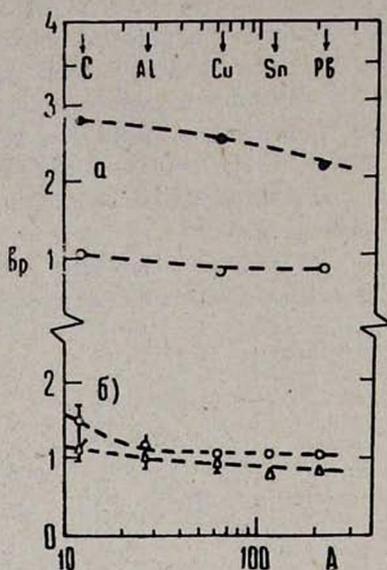


Рис. 5.

Рис. 5. Зависимость параметра  $b_p$  от атомного номера ядра-мишени: а) для реакции  $\gamma A \rightarrow \rho X$  с  $E_{\gamma}^{\max} = 4,5$  ГэВ при  $P_p = 0,4$  ГэВ/с (O) и 0,79 ГэВ/с (●); б) для первичных протонов (O) и  $\pi$ -мезонов ( $\Delta$ ) с импульсом 5 ГэВ/с.

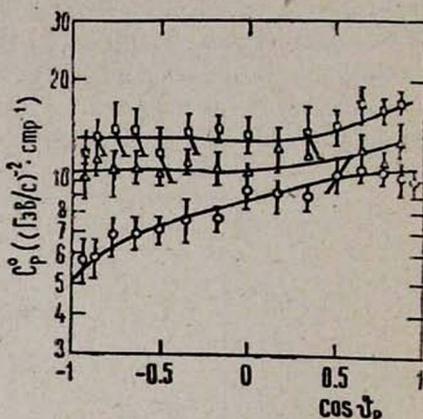


Рис. 6.

Рис. 6. Зависимость параметра  $C_p^0$  (из соотношения (4)) от угла регистрации вылета вторичных протонов из ядер  $^{12}\text{C}$  (кружки),  $^{63}\text{Cu}$  (треугольники) и  $^{208}\text{Pb}$  (квадраты), облученных тормозными  $\gamma$ -квантами с  $E_{\gamma}^{\max} = 4,5$  ГэВ.

Таким образом, угловые распределения становятся универсальными начиная с  $A \geq 50$ , тогда как в случае энергетических спектров универсальность наступает начиная с  $A \geq 10$ .

#### Зависимость вида угловых распределений от сорта налетающей частицы

Из данных рис. 4, где приведена также одна точка по  $\gamma A$ -взаимодействию, видно, что при прочих равных условиях параметр  $b_p$  в случае первичных протонов больше, чем в случае  $\gamma$ -квантов и  $\pi$ -мезонов, для которых он одинаков, т. е. вид угловой зависимости одинаков для первичных легких частиц ( $\pi$ -мезонов и  $\gamma$ -квантов) и становится более крутым для первичных протонов.

### 3. Угловые распределения кумулятивных протонов при импульсах, близких к нулю

Непосредственное экспериментальное исследование рождения кумулятивных протонов с импульсами, близкими к нулю, затруднено тем, что в этой области доминирует испарительный механизм. Поэтому вклад кумулятивного рождения можно выделить путем экстраполяции энергетических спектров в область  $T_p \rightarrow 0$  ( $T_p$  — кинетическая энергия протонов). Это равносильно анализу поведения параметра  $C_p^0$  в представлении

$$\rho_p \equiv \frac{f_p}{\sigma_p^A} = C_p^0 \exp(-T_p/T_0), \quad (4)$$

где  $\sigma_p^A$  — полное сечение адронного фотопоглощения. Такие данные нами были обсуждены в работе [15].

На рис. 6 приведены зависимости параметра  $C_p^0$  от угла регистрации для трех ядер, облученных  $\gamma$ -квантами с энергией  $E_\gamma^{\max} = 4,5$  ГэВ. Ясно видно, что в области  $\vartheta_p \geq 70^\circ$  (в основном в кумулятивной области)  $f_p(0)$  не зависит от угла, если в качестве мишени используются ядра тяжелее меди. В случае же ядер углерода наблюдается довольно сильный рост  $f_p(0)$  с уменьшением  $\vartheta_p$ . Картина, которая наблюдается, означает, что энергетические спектры протонов из ядер *Cu* и *Pb* пересекаются при значении  $T_p = 0$ . Если в случае  $^{12}\text{C}$  такое пересечение имеет место, то точка пересечения должна находиться в области  $T_p < 0$  (если бы  $C_p(\cos \vartheta_p)$  была бы падающей функцией  $\cos \vartheta_p$ , то, наоборот, точка пересечения находилась бы в области  $T_p > 0$ ). Расчеты показали, что действительно, такое пересечение имеет место при значении  $T_p^C = -44 \pm 8$  МэВ (для ядер *Cu* и *Pb* соответствующие расчетные значения есть  $T_p^{Cu} = 4 \pm 5$  МэВ и  $T_p^{Pb} = 1,2 \pm 8$  МэВ).

Из имеющихся в литературе данных по фоторождению кумулятивных протонов только работа [12] позволяет оценить величину  $T_p^C$  при  $E_\gamma^{\max} = 1,2$  ГэВ. Оказывается, что при этом  $T_p^C = -20 \pm 7,5$  МэВ, т. е. с уменьшением первичной энергии узловая точка приближается к оси  $T_p = 0$ .

Для адронных процессов подобные результаты можно извлечь из работ [6, 7]. В работе [6] имеются спектры протонов из различных ядер, облученных протонами с энергией 400 ГэВ. В работе [7] такие спектры имеются лишь для *Pb* при импульсе первичных протонов 7,5 ГэВ/с. Обработка результатов [6] показывает, что спектры кумулятивных протонов под разными углами пересекаются при энергиях  $T_p^C = 10 \pm 2$  МэВ,  $T_p^{Cu} = 20 \pm 5$  МэВ и  $T_p^{Pb} = 45 \pm 7$  МэВ. Согласно данным [7]  $T_p^{Pb} = 20 \pm 7$  МэВ.

Таким образом, как в фотонных, так и в адронных процессах замечено, что с увеличением массового числа ядра-мишени точка пересечения спектров (узловая точка) сдвигается в область больших энергий протонов. При уменьшении первичных энергий для данного ядра узловая точка приближается к оси  $T_p = 0$ . Однако имеется существенная разница для электромагнитных и сильных взаимодействий. Если в первом случае точки находятся в области  $T_p \leq 0$ , то во втором случае — в области  $T_p > 0$ .

Необходимо отметить, что анализ угловых распределений подобного рода при  $T_p \rightarrow 0$  был впервые упомянут в лекции Г. А. Лексина на I Все-

союзной школе по физике малочастичных и кварк-адронных систем летом 1982 г. в Калининне. При этом автор лекции пытался связать наличие узловых точек в области  $T_p \neq 0$  с влиянием кулоновского поля на спектры протонов. Однако эту концепцию, как видно из приведенных данных, нельзя считать удовлетворительной. Ясно одно — наблюдается интересный эффект, требующий теоретической интерпретации.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А. М. и др. Препринт ОИЯИ Р1—11168, Дубна, 1977.
2. Ставинский В. С. ЭЧАЯ, 10, 949 (1979).
3. Аланакян К. В. и др. Научное сообщение ЕФИ—220 (12)—77, 1977.
4. Alanakyan K. V. et al. Nucl. Phys., A 367, 429 (1981).
5. Барков Б. П. и др. Препринт ИТЭФ—58, 1980.
6. Vayukov Yu. D. et al. Phys. Rev., C 20, 746 (1979).
7. Баюков Ю. Д. и др. Препринт ИТЭФ—90, 1981.
8. Аланакян К. В. и др. Научное сообщение ЕФИ—540 (27)—82, 1982.
9. Leksin G. A. Preprint ИТЕР—147, 1976; Материалы 8-ой Международной конференции по физике высоких энергий, Тбилиси, 1976. Изд. ОИЯИ, Дубна, 1977; с. А6—3.
10. Будогов Ю. А. и др. ЯФ, 23, 982 (1976).
11. Аланакян К. В. и др. Научное сообщение ЕФИ—155 (76), 1976.
12. Кузьменко В. С. и др. Письма в ЖЭТФ, 23, 174 (1976).
13. Baldin A. M. Proc. 19th Int. Conf. on High Energy Physics, Tokyo, B 11 (1978).
14. Елизин К. Ш. ЯФ, 30, 890 (1979).
15. Аланакян К. В. и др. ЯФ, 26, 1018 (1977).

#### ԿՈՒՄՈՒԼԱՏԻՎ ՊՐՈՏՈՆՆԵՐԻ ԱՆԿՅՈՒՆԱՅԻՆ ԲԱՇԽՈՒՄՆԵՐԻ ՎԵՐԼՈՒԾՈՒԹՅՈՒՆԸ

Կ. Վ. ԱԼԱՆԱԿՅԱՆ, Բ. Ա. ԴԵՄԻՐՉՅԱՆ, Կ. Շ. ԵԳՅԱՆ, ՅՈՒ. Գ. ՇԱՐԱԲՅԱՆ,  
Ս. Գ. ՄՏԻՓՅԱՆՅԱՆ

Վերլուծված են սկզբնական  $\gamma$ -քվանտներից և հադրոններից առաջացած կումուլյատիվ պրոտոնների անկյունային բաշխումները: Ցույց է արված, որ անկյունային բաշխումները ա) հաշվարկվածը նկարագրվում են  $f_p(\cos \vartheta_p) = C_p \exp(b_p \cos \vartheta_p)$  էքսպոնենցիալ կախմամբ, բ) ուժեղ կախուման մեջ են գտնվում պրոտոնների իմպուլսից, գ) ունիվերսալ են սկզբնական էներգիայի նկատմամբ՝ սկսած  $\sim 1$  ԳէՎ-ից՝ թեթև մասնիկների համար ( $\gamma$ -քվանտներ,  $\pi$ -մեզոններ) և 2—3 ԳէՎ-ից՝ պրոտոնների համար, դ) ունիվերսալ են թիրախային միջուկի նկատմամբ՝ սկսած  $A \geq 50$ , ե) մնացած հավասար պայմանների դեպքում միանման են՝ սկզբնական թեթև մասնիկների ( $\gamma$ -քվանտներ,  $\pi$ -մեզոններ) համար և ավելի ուժեղ են նվազում՝ սկզբնական պրոտոնների համար: Վերլուծված են նաև կումուլյատիվ պրոտոնների անկյունային բաշխումները այն դեպքում, երբ նրանց կինետիկ էներգիան ձգտում է զրոյի:

#### AN ANALYSIS OF ANGULAR DISTRIBUTIONS OF CUMULATIVE PROTONS

K. V. ALANAKYAN, R. A. DEMIRCHYAN, K. Sh. EGIYAN,  
Yu. G. SHARABYAN, S. G. STEPANYAN

Angular distributions of cumulative protons produced by primary  $\gamma$ -quanta and hadrons are presented. These distributions are shown to be:

i) successfully described by the exponential function

$$f_p(\cos \vartheta_p) = C_p \exp(b_p \cos \vartheta_p);$$

ii) strongly dependent on proton momenta;

iii) universal with respect to primary energy beginning with  $\sim 1$  GeV for light particles ( $\gamma$ -quanta and  $\pi$ -mesons) and 2—3 GeV for protons;

iv) universal with respect to the target nucleus beginning with  $A > 50$ ;

v) identical for primary light particles ( $\gamma$ -quanta and  $\pi$ -mesons) and steeper for primary protons, all other conditions being equal.

The analysis of angular distributions of cumulative protons at  $T_p = 0$  shows that the energy spectra of these protons intersect at energies  $T_p \neq 0$ .