

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-424(31)-80

Р.О.АВАКЯН, А.Э.АВЕТИСЯН, Н.З.АКОПОВ,
С.С.ДАНАГУЛЯН, И.Х.КОСАКОВ, А.А.ОГАНЕСЯН,
Ж.В.ПЕТРОСЯН, С.П.ТАРОЯН, Г.М.ЭЛБАКЯН

ДАННЫЕ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ РЕАКЦИИ $\gamma A \rightarrow pX$ В
КУМУЛЯТИВНОЙ ОБЛАСТИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ

ПУЧКА КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИХ
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ФОТОНОВ

ԵՐԵՎԱՆ 1980 ԵՐԵՎԱՆ

УДК.539.172.3

Р.О.АВАКЯН, А.Э.АВETИСЯН, Н.З.АКОПОВ,
 С.С.ДАНАГУЛЯН, И.Х.КОСАКОВ, А.А.ОГАНЕСЯН,
 Ж.В.ПЕТРОСЯН, С.П.ТАРОЯН, Г.М.ЭЛБАКЯН

ДАНЫЕ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ РЕАКЦИИ $\gamma A \rightarrow pX$ В
 КУМУЛЯТИВНОЙ ОБЛАСТИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПУЧКА
 КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ФОТОНОВ

Приводятся результаты исследования реакции $\gamma A \rightarrow pX$ при угле $\Theta_{\gamma p} = 100^\circ$ в л.с. на пучке квазимонохроматических поляризованных фотонов. Измерения проводились при трех энергиях фотонов $\bar{K} = 0.69, 1.40$ и 1.95 Гэв на ядрах C^{12} , C^{64} , P^{207} . Интервал кинетической энергии протонов составлял $\simeq (100+230)$ Мэв. Показано, что параметр наклона B для инвариантного сечения $f = C \exp(-BP^2)$ слабо зависит от A и не зависит от \bar{K} , а параметр $C_\gamma = \frac{C}{A \bar{E}_t}$ обнаруживает рост с увеличением K , причем наклон прямых $C_\gamma(K)$ тем больше, чем больше A .

Ереванский физический институт

Ереван 1980

N.Z.AKOPOV, R.O.AVAKYAN, A.E.AVETISYAN,
 S.S.DANAGULYAN, G.M.ELBAKYAN, I.Kh.KOSAKOV,
 A.A.OGANESYAN, Zh.V.PETROSYAN, S.P.TAROYAN

RESULTS OF INVESTIGATION OF REACTION $\gamma A \rightarrow pX$
 IN CUMULATIVE REGION USING QUASI-MONOCROMATIC
 POLARIZED PHOTON BEAM

The results of investigation of reaction $\gamma A \rightarrow pX$ at $\Theta_{\gamma p} = 100^\circ$ in lab with the quasi-monochromatic polarized photon beam are reported. The measurements were taken at the photon three energies $\bar{K} = 0.69, 1.40$ and 1.95 GeV on C^{12} , Cu^{64} and Pb^{207} nuclei. The interval of the proton kinetic energy was $\approx (100 ; 230)$ MeV. It is shown that the slope parameter B for the invariant cross section $f = C \exp(-BP^2)$ slightly depends on A and does not depend on K , and parameter $C_\gamma = \frac{C}{A\bar{K}_t}$ increases as K grows. The more is A , the steeper are the straight lines $C_\gamma(K)$.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1980

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-424(31)-80

Р.О.АВАКЯН, А.Э.АВЕТИСЯН, Н.З.АКОПОВ,
С.С.ДАНАГУЛЯН, И.Х.КОСАКОВ, А.А.ОГАНЕСЯН,
Ж.В.ПЕТРОСЯН, С.П.ТАРОЯН, Г.М.ЭЛБАКЯН

ДААННЕ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ РЕАКЦИИ $\gamma A \rightarrow pX$ В
КУМУЛЯТИВНОЙ ОБЛАСТИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПУЧКА
КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ФОТОНОВ

Ереван 1980

© *Ереванский физический институт, 1980*

За последние несколько лет в ядерной физике высоких энергий установлен ряд интересных закономерностей. К их числу в первую очередь относится открытие кумулятивного эффекта, который заключается в том, что в реакциях типа



конечная частица "b" может рождаться в области, кинематически запрещенной для реакции на свободном нуклоне [1,2].

Другим свойством реакции (I) в кумулятивной области является то, что, если описывать её с помощью инвариантного сечения $f = \frac{E}{P^2} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dP}$ (E и P - соответственно полная энергия и импульс частицы "b"), то последнее можно представить в виде $f = C \exp(-BP^2)$. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные [3-13] достаточно хорошо подтверждают эту экспоненциальную зависимость. Экспериментальное изучение реакции (I) для различных сортов первичных частиц (π , P, γ , μ , ...) в широком диапазоне энергий на многочисленных ядрах [3-13] позволяет на сегодняшний день сделать вывод о том, что в кумулятивной области величина B слабо зависит от сорта и энергии налетающей частицы, начиная с $E_a \approx 1$ Гэв.

а также от типа ядра мишени. Коэффициент $C_p = C/\sigma_{tot}$ также не зависит от сорта частицы "а", но меняется с ее энергией, и массовым числом A . σ_{tot} - полное сечение взаимодействия частицы "а" с ядром A . Отмеченное инвариантное поведение параметров B и C_p получило название ядерного скейлинга [14].

Как уже отмечалось выше, реакция (1) изучалась под действием как адронов, так и фотонов. В работах по фотообразованию протонов [12,13,15-18] достаточно подробно исследовались их импульсные спектры и угловая и A -зависимости параметров

B и C на различных ядрах под действием тормозных фотонов с предельной энергией E_0 в интервале $(2 + 4.5)$ Гэв. Однако, все полученные таким путем результаты представляют собой усреднение по всему тормозному спектру.

Поэтому с этой точки зрения необходимо было исследовать энергетическое поведение различных параметров реакции, выделяя ограниченный интервал энергии в тормозном спектре фотонов. В работах [19-21] нами была показана принципиальная возможность исследования реакции



на пучке квазимонохроматических поляризованных фотонов, испускаемых при когерентном тормозном излучении ускоренных электронов в тонкой алмазной мишени. Измерение выходов реакции (2) в определенном интервале энергии фотонов производилось методом вычитания когерентного пика [21,22].

Здесь необходимо отметить, как это уже делалось в [20,21], что наличие поляризованных фотонов позволяет наряду с сечением

определять и асимметрию сечения в зависимости от направления вектора поляризации фотонов относительно плоскости реакции. Этот аспект задачи представляет самостоятельный интерес с целью выяснения вопроса о том, можно ли направление вектора поляризации присовокупить к числу параметров, характеризующих начальную частицу, относительно которых инвариантное сечение имеет скейлинговое поведение. Другими словами, представляло интерес определить, отлична ли от нуля асимметрия сечения реакции (2). Насколько нам известно, подобные результаты в литературе отсутствуют.

В настоящей работе приводятся результаты исследования реакции образования кумулятивных протонов под действием квазимонхроматических поляризованных фотонов, излученных электронами, ускоренными до энергии $E_0 = 4.46$ Гэв при трех значениях пиковой энергии фотонов $K^{пик} = 1.0, 2.0$ и 2.8 Гэв, которым соответствуют средние значения энергии фотонов $\bar{K} = 0.69, 1.4$ и 1.95 Гэв. Угол вылета протонов $\theta_{\gamma p} = 100^\circ$ в лабораторной системе. В качестве мишеней использовались C^{12} , Cu^{64} , Pb^{207} . Экспериментальная установка представляла собой пробный телескоп с охватом по кинетической энергии протонов $T_p(100+230)$ Мэв. Подробное описание установки, методик измерения и обработки можно найти в работе [21].

В таблице I приведены значения инвариантного сечения в единицах $\frac{\mu b}{\text{стер} \cdot (\text{Гэв}/c)^2 \text{ экв } \gamma\text{-кв.}}$ для трех исследованных ядер и обычного тормозного спектра фотонов с $E_0 = 4.46$ Гэв в зависимости от T_p . Эти же данные представлены в логарифмическом масштабе на рис. I в зависимости от квадрата импульса P^2 протона (светлые точки). Статистические ошибки укладываются в пре-

делах точек. По экспериментальным точкам методом наименьших квадратов проведены прямые (сплошные линии). Видно, что наши данные хорошо описываются экспоненциальной зависимостью вида $f = C \exp(-B P^2)$. Для сравнения на рисунке нанесены аналогичные данные для $\Theta_{\gamma p} = 100^\circ$ и $E_0 = 4.5$ Гэв, взятые из работы [16] (темные точки) и по ним также проведены прямые (штриховые линии). Как видно, наши данные показывают для всех ядер более резкое падение сечения от P^2 , чем это следует из работы [16]. Этот факт отражается в разнице абсолютных величин параметра B , которые приведены в таблице 3 и показаны на рис.3 (светлые кружки - наши данные, темные - расчет по данным работы [16]). Полученные нами значения B не зависят от A и имеют величину $\simeq 10.7$ (Гэв/с) $^{-2}$. Для [16] получается $B \simeq 9.1$ (Гэв/с) $^{-2}$. Таким образом, имеет место 15%-ное превышение, которое не укладывается в пределах статистических ошибок. Однако, надо отметить, что если определять значение B из [16], используя лишь точки с энергией T_p , не превышающей наше T_p^{max} , то для него получаем значение $\simeq 9.9$ (Гэв/с) $^{-2}$, которое в пределах ошибок почти совпадает с нашими результатами. Кроме того, надо иметь в виду, что та же группа авторов в другой своей работе [18] оценивает систематическую ошибку в определении величин B в 20-25%.

В таблице 2 и на рис.2 приведены значения инвариантного сечения f в относительных единицах для трех значений энергии фотонов \bar{K} и трех ядер. Сплошные линии, проведенные по точкам, изображают зависимость $f = C \exp(-B P^2)$. Видно, что экспериментальные точки достаточно хорошо ложатся на прямые. Ошибки на рисунке указаны только статистические. Значительное возраст-

тание ошибок по сравнению с данными рис.1 обусловлено процедурой вычитания при определении сечения для данного значения \bar{K} . Систематическая ошибка в величине сечения оценивается в 22%.

Значения параметра B , соответствующие этим данным, внесены в таблицу 3 и показаны на рис.4 в зависимости от массового числа A . Из рисунка видно, что для всех энергий \bar{K} $B(C) \approx B(P)$, а $B(Cu)$ несколько превышает их значения. Аналогичная тенденция заметна и в работе [12]. Необходимо отметить, что значения B , усредненные по \bar{K} для каждого ядра, достаточно хорошо согласуются с нашими значениями B для обычного тормозного спектра.

Из следующего рис.5, где нанесены значения B как функция энергии фотонов K хорошо видно, что в пределах ошибок $B(\bar{K}) = \text{const}$ для всех ядер.

Наибольший интерес представляет зависимость коэффициента $C_\gamma = \frac{C}{A\sigma_t}$ от энергии фотонов \bar{K} , показанная на рис.6. Численные значения C указаны в табл.3 $\bar{\sigma}_t = \int_{K_1}^{K_2} \sigma_t(\gamma P) \frac{dN}{dk} dk / \int_{K_1}^{K_2} \frac{dN}{dk} dk$ есть усредненное по вычтенному когерентному пику спектра фотонов полное сечение $\sigma_t(\gamma P)$ [23] адронного поглощения фотонов на протоне. K_1 и K_2 - границы когерентного пика. Численные значения $\bar{\sigma}_t$ равны 250,5, 183,5 и 160,1 мкбарн для $\bar{K} = 0.69$, 1.40 и 1.95 Гэв соответственно. Прямые на рис.6 проведены по точкам методом наименьших квадратов. Из этих данных следует, что параметр C_γ растет с увеличением \bar{K} , причем наклон прямых тем больше, чем больше значение A .

Аналогичный характер поведения параметров C_{Cu} и C_P следует из данных приведенных в [3], где исследовалась реакция $\pi^+ A \rightarrow p X$ под углом 162° в л.с. в интервале импульсов π^+ мезонов

$P_{\text{ф}} = (1.55 - 6.20) \text{ Гэв/с}$ для большого набора ядер. Зависимость $C_p (P_{\text{ф}})$ из [3] характерна тем, что при малых начальных энергиях на всех ядрах (кроме С) наблюдается рост, степень которого возрастает с увеличением A . Начиная с некоторого критического значения $P_{\text{ф}}^{\text{кр}}$, зависящего от A , $C_p (P_{\text{ф}})$ выходит на константу.

Пользуясь значениями параметра C из табл.3, можно, кроме того, построить зависимости $C(A)$ для разных энергий фотонов \bar{K} . Эти данные представлены на рис.7. Там же нанесены наши значения C для обычного спектра (светлые треугольники) и значения C , извлеченные из данных работы [16] для $\theta_{\text{гр}}=100^\circ$ (темные треугольники). Прямые, проведенные по точкам, описываются степенной зависимостью $C \sim A^n$. Сплошные линии соответствуют нашим данным, а штриховая - работе [16]. Вычисленные значения внесены в таблицу 3. Они показывают, что полученное нами для обычного спектра значение $n = 1.34 \pm 0.14$ согласуется в пределах ошибок с $n = 1.215 \pm 0.011$ из [16]. Зависимость показателя n от \bar{K} приведена на рис.8, из которого следует, что $n(\bar{K}) = \text{const}$; с другой стороны, значение n , усредненное по K , хорошо совпадает с нашим n для обычного спектра.

На рис.9 и 10 представлены значения асимметрии сечения как функция A и \bar{K} соответственно. Асимметрия определялась через выходы реакции (2), просуммированные во всем интервале значений T_p , для перпендикулярной и параллельной ориентации вектора поляризации фотонов относительно плоскости реакции. Таким образом, значения Σ соответствуют кинетической энергии протонов $T_p = 173 \text{ Мэв}$ (C^{12}), 164 Мэв (C_u^{64}) и 163 Мэв (Pb^{207}). Охват по энергии при этом составляет $\Delta T_p \approx \pm 60 \text{ Мэв}$.

Численные значения Σ со своими среднеквадратичными ошибками $\delta(\Sigma)$ указаны в таблице 4. В $\delta(\Sigma)$ содержится как статистическая ошибка, так и ошибка в определении величины поляризации фотонов \bar{P}_γ [21]. Из рис.9, где приведена зависимость $\Sigma(A)$ для трех энергий K , видно, что абсолютные значения асимметрии при $\theta_{\gamma p} = 100^\circ$ для исследованных A и K незначительны и слабо зависят от K . Отметим, что асимметрия для углерода близка к нулю для всех \bar{K} , а максимального значения 0.29 ± 0.16 она достигает в случае свинца при $\bar{K} = 1.95$ Гэв. Из рис.9 также следует, что в пределах ошибок асимметрия почти не зависит от A . Последний факт более наглядно проявляется на рис.10, где приведена зависимость $\Sigma(\bar{K})$ для трех ядер. Этот факт говорит о том, что сечение реакции (2) в измеренной нами области чувствительно к направлению вектора поляризации начальных фотонов в одинаковой степени для всех ядер.

Из рис.10 следует также, что для всех ядер асимметрия $\Sigma(\bar{K} = 0.69) \approx 0$, $\Sigma(\bar{K} = 1.40) \approx 0$ и для $\bar{K} = 1.95$ Гэв достигает своего максимального значения, сохраняя положительный знак. К сожалению, большая величина ошибок при $\bar{K} = 1.95$ Гэв не позволяет сделать более определенный вывод относительно энергетической зависимости $\Sigma(\bar{K})$.

Инвариантное сечение $f = \frac{E}{p^2} \frac{d\sigma}{d\Omega dp}$ в $\frac{\text{мб}}{\text{стр}(\Gamma\text{эВ}/c) \frac{1}{3} \text{кВ} \cdot \text{г} \cdot \text{кВ}}$ Таблица 1.

$\frac{\bar{T}_p \text{ МэВ}}{\text{Ядро}}$	I16	I35	I53	I73	I90	210	230
C ¹²	1.78±0.02	1.31±0.02	0.86±0.016	0.52±0.015	0.36±0.01	0.215±0.008	0.118±0.006
$\frac{\bar{T}_p \text{ МэВ}}{\text{Ядро}}$	I06	I26	I45	I64	I83	203	223
Cu ⁶⁴	14.96±0.17	9.28±0.12	6.30±0.10	4.13±0.08	2.25±0.06	1.37±0.05	0.83 ± 0.035
$\frac{\bar{T}_p \text{ МэВ}}{\text{Ядро}}$	I05	I23	I43	I63	I82	201	222
Pt ²⁰⁷	112,3±1.7	66.9±1.3	44.4±1.1	29.8±0.9	17.1±0.6	9.6±0.5	7.1±0.4

Инвариантное сечение $f = \frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}$ в отн. ед.

Таблица 2

Ядро	\bar{K} Гэв	Инвариантное сечение f в отн. ед.									
		II6	I35	I53	I73	I90	210	230			
C12	0.69	7.85±0.13	4.80±0.10	3.40±0.08	1.88±0.05	1.55±0.05	1.05±0.04	0.58±0.03			
	1.40	9.18±0.34	6.04±0.30	4.04±0.24	2.69±0.19	1.68±0.16	1.07±0.12	0.85±0.09			
	1.95	13.12±1.00	7.42±0.71	4.91±0.58	3.62±0.46	2.34±0.38	1.48±0.29	1.00±0.22			
Cu64	\bar{K} Гэв	I06	I26	I45	I64	I83	203	223			
	0.69	64.75±0.89	39.86±0.66	26.10±0.55	15.97±0.43	11.54±0.33	6.49±0.25	4.59±0.20			
	1.40	89.54±2.52	59.48±2.14	37.70±1.78	21.13±1.41	14.58±1.05	8.57±0.80	5.21±0.61			
Pb207	1.95	125.0±6.65	77.08±5.38	46.82±4.11	31.61±3.30	21.82±2.44	13.42±1.87	8.37±1.42			
	\bar{K} Гэв	I05	I23	I43	I63	I82	201	222			
	0.69	392.7±8.3	242.1±5.4	172.5±4.6	118.2±3.7	66.8±2.6	51.47±2.2	31.2±1.2			
Pb207	1.40	520.3±23.2	365.8±17.8	228.2±13.2	147.2±9.9	106.2±8.7	76.8±7.0	42.8±5.6			
	1.95	734.0±68.0	525.0±50.6	338.6±36.7	213.4±29.3	137.4±21.1	108.5±16.9	62.4±12.5			

Таблица 3.

К Гэв	Ядро Параметр	C^{12}	Cu^{64}	Pg^{207}
		0.69	$V(\text{Гэв/с})^{-2}$	9.80 ± 0.61
	$C_{\text{отн. ед.}}$	$71.90^{+13.9}_{-11.7}$	663^{+61}_{-55}	3252^{+332}_{-302}
		1.338 ± 0.003		
1.40	$V(\text{Гэв/с})^{-2}$	10.45 ± 0.31	11.21 ± 0.22	9.63 ± 0.45
	$C_{\text{отн. ед.}}$	$105.4^{+9.9}_{-9.0}$	973^{+61}_{-56}	3858^{+505}_{-447}
		1.271 ± 0.047		
1.95	$V(\text{Гэв/с})^{-2}$	10.36 ± 0.49	11.14 ± 0.37	10.07 ± 0.31
	$C_{\text{отн. ед.}}$	$136.0^{+20.6}_{-18.0}$	1317^{+140}_{-116}	6201^{+542}_{-490}
		1.344 ± 0.015		
$E_0 = 4.46$ Гэв Данная работа	$V(\text{Гэв/с})^{-2}$	10.51 ± 0.35	10.87 ± 0.30	10.93 ± 0.33
	$C \frac{\text{мб}}{\text{стер}(\text{Гэв/с})^2}$	$21.63^{+2.33}_{-2.10}$	146^{+12}_{-11}	1053^{+97}_{-88}
		1.339 ± 0.143		
$E_0 = 4.5$ Гэв 16	$V(\text{Гэв/с})^{-2}$	9.05 ± 0.30	9.19 ± 0.39	9.08 ± 0.36
	$C \frac{\text{мб}}{\text{стер}(\text{Гэв/с})^2}$	$21.55^{+2.32}_{-2.10}$	$167.4^{+23.7}_{-20.7}$	$684.6^{+90.6}_{-80.1}$
		1.215 ± 0.011		

Таблица 4

Асимметрия сечения

Ядро \bar{K} Гэв	C^{12}		Cu^{64}		Pb^{207}	
	Σ	$\delta(\Sigma)$	Σ	$\delta(\Sigma)$	Σ	$\delta(\Sigma)$
0.69	-0.0764	± 0.0233	-0.1539	± 0.0351	-0.1192	± 0.0323
1.40	0.0402	± 0.0386	0.0831	± 0.0369	-0.0096	± 0.0385
1.95	0.0580	± 0.0936	0.1858	± 0.1031	0.2913	± 0.1633

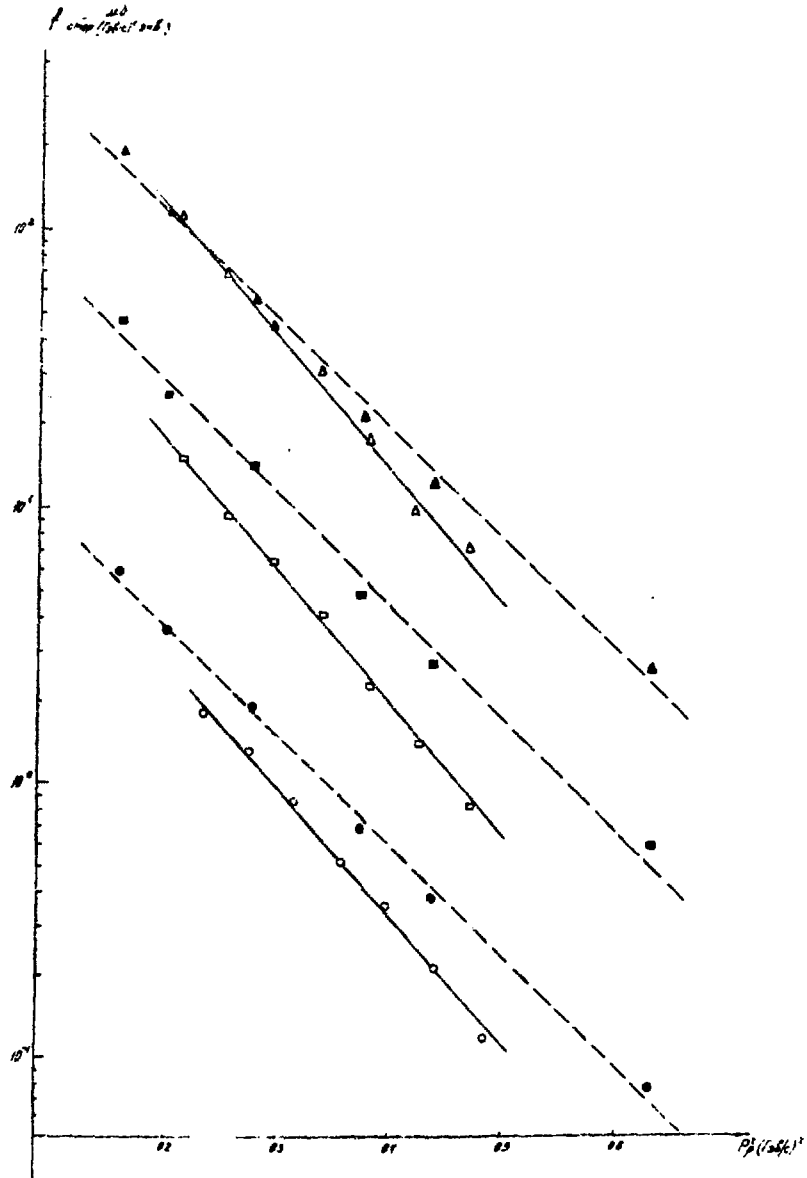


Рис. I

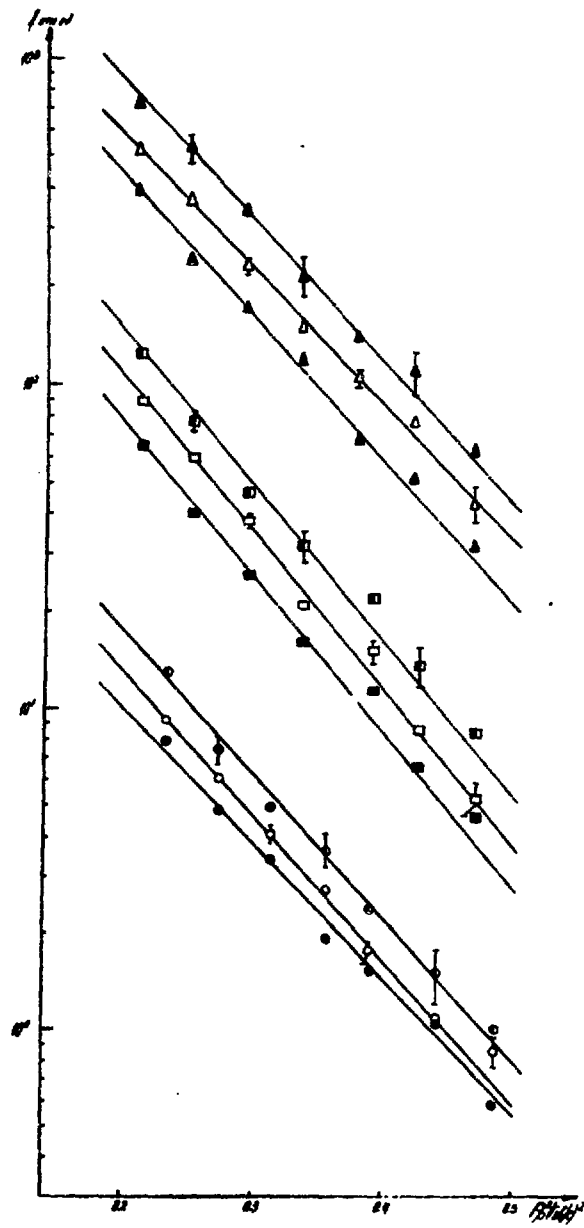


Рис.2

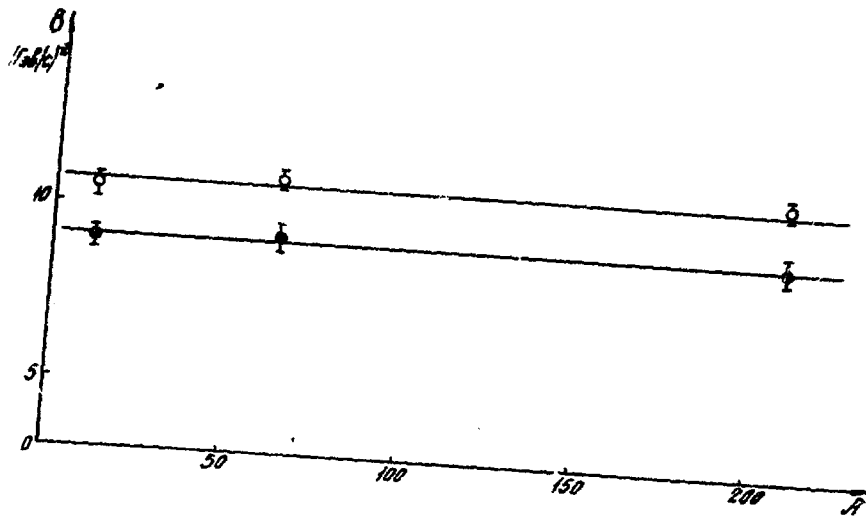


Рис.3

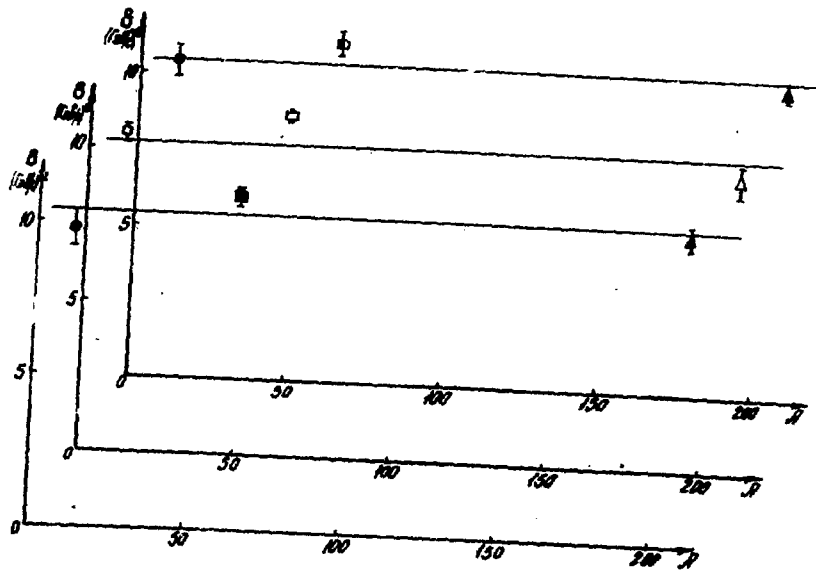


Рис.4

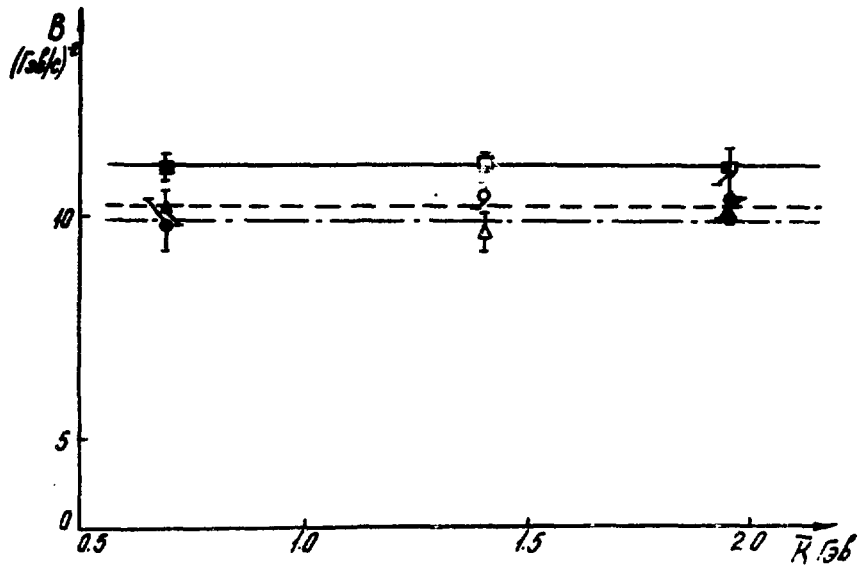


Рис.5

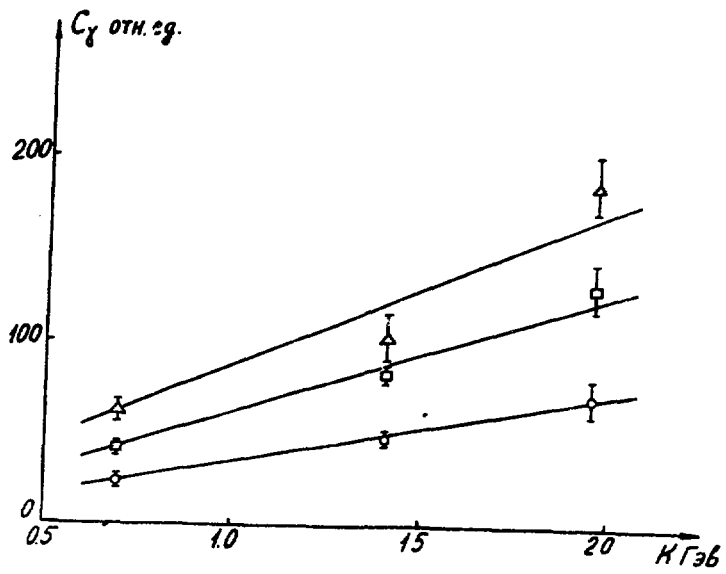


Рис.6

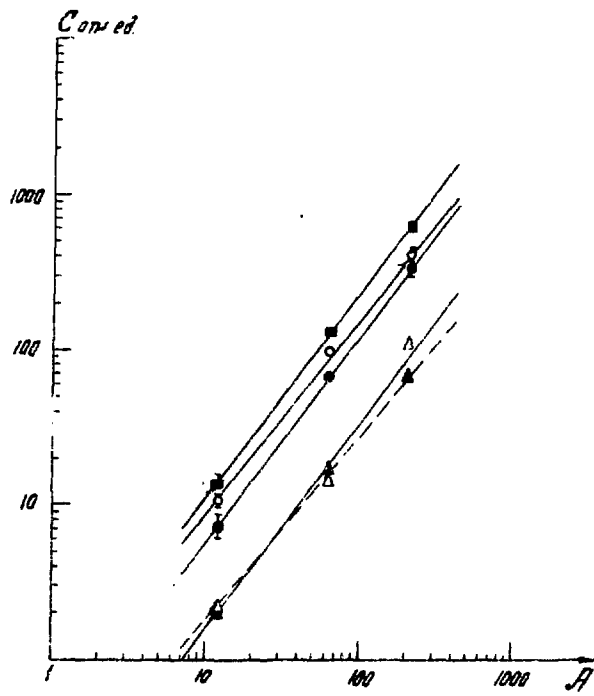


Рис. 7

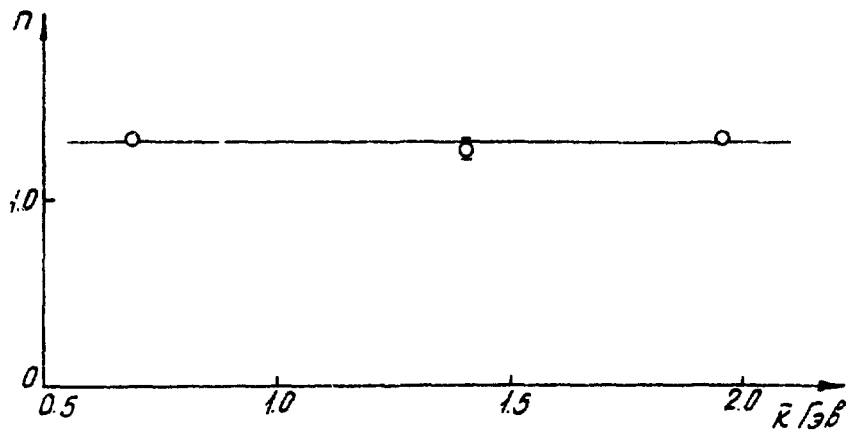


Рис. 8

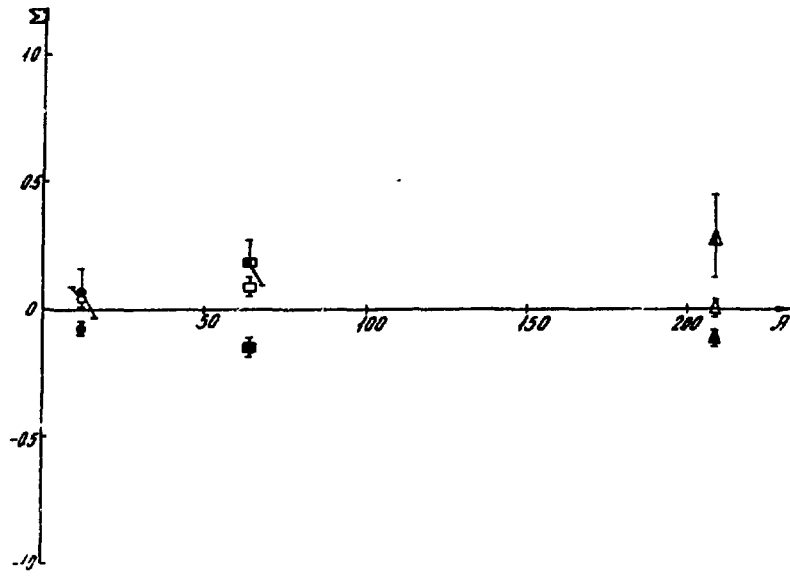


Рис. 9

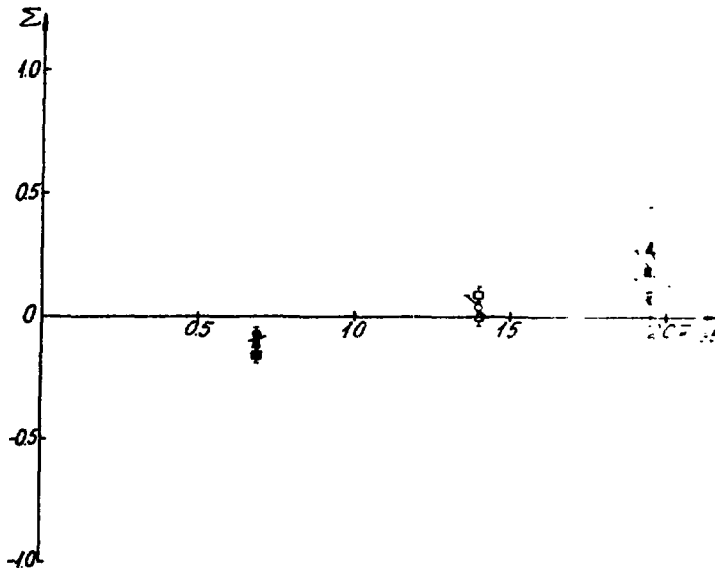


Рис. 10

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.1 Зависимость инвариантного сечения f от P^2 для обычного тормозного спектра.
 \circ , \square , Δ - наши данные для C^{12} , Cu^{64} и Pb^{207} соответственно;
 \bullet , \blacksquare , \blacktriangle - данные из [6] для C^{12} , Cu^{64} и Pb^{207} соответственно.

Рис.2 Зависимость инвариантного сечения f от P^2
 \bullet , \circ , \odot - данные для C^{12} при $\bar{K}=0.69$, 1.40 и 1.95 Гэв соответственно.
 \blacksquare , \square , \blacksquare - то же самое для C^{64}
 \blacktriangle , Δ , \blacktriangle - то же самое для P^{207}

Рис.3 Зависимость параметра В от А для обычного тормозного спектра.
 \circ - наши данные
 \bullet - расчет по данным [16]
 Прямые проведены от руки.

Рис.4 Зависимость параметра В от А
 \bullet , \circ , \odot - данные для C^{12} при $\bar{K}=0.69$, 1.40 и 1.95 Гэв соответственно
 \blacksquare , \square , \blacksquare - то же самое для Cu^{64}
 \blacktriangle , Δ , \blacktriangle - то же самое для Pb^{207}
 Прямые проведены от руки.

Рис.5 Зависимость параметра В от \bar{K} .
 Обозначения те же, что и на рис.4.
 Прямые проведены от руки.

Рис.6 Зависимость параметра C_{γ} от \bar{K} .
○ - C^{12} , □ - Cu^{64} , Δ - Pb^{207}

Рис.7 А-зависимость параметра С
Δ - наши данные для обычного тормозного спектра
▲ - расчет по данным [16].
● - наши данные для $\bar{K} = 0.69$ Гэв
○ - наши данные для $\bar{K} = 1.40$ Гэв
■ - наши данные для $\bar{K} = 1.95$ Гэв

Рис.8 Зависимость показателя n от \bar{K}
Прямая проведена от руки

Рис.9 А-зависимость асимметрии сечения Σ
●, ○, ● - C^{12} при $\bar{K} = 0.69, 1.40$ и 1.95 Гэв соответственно.
■, □, ▣ - то же самое для Cu^{64}
▲, Δ, ▲ - то же самое для Pb^{207}

Рис.10 Зависимость асимметрии сечения Σ от \bar{K}
Обозначения те же, что и на рис.9.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.М.Балдин и др. ЯФ, 18, 79, 1973.
2. Ю.А.Бажков и др. ЯФ, 18, 1246, 1973.
3. Н.А.Бургов и др. ЯФ, 24, 1183, 1976.
4. Л.С.Охрименко и др. ОИЯИ Р1-9692, 1976.
5. S. Frankel et al. Phys.Rev.Lett., 35, 542, 1975
6. Н.А.Бургов и др. ИТЭФ - 147, 1978.
7. Г.А.Лексин, А.В.Смирнитский. Письма в ЖЭТФ, 28, 179, 1978.
8. Г.А.Лексин. А.В.Смирнитский. Письма в ЖЭТФ, 28, 97, 1978.
9. A.A.Sambazian et al. ОИЯИ Е1 - 11519, 1978.
10. П.П.Темников и др. ОИЯИ Р1-12138, 1979.
11. А.И.Аношин и др. ОИЯИ Р1-12425, 1979.
12. H.I.Amaryan et al. ЕФИ-173(19)-76, 1976.
13. K.Sh. Egian ЕФИ-349(7)-79, 1979.
14. Г.А.Лексин. II школа ИТЭФ, I, Атомиздат, 90, 1973.
15. K.V.Alanakyan et al ЕФИ-221(13)-77, 1977.
16. К.В.Аланакян и др. ЕФИ-220(12)-77, 1977.
17. К.В.Аланакян и др. ЯФ, 25, 545, 1977.
18. К.В.Аланакян и др. ЯФ, 26, 1018, 1977.
19. Р.О.Авакян и др. ЕФИ-225(17)-77, 1977.
20. Р.О.Авакян и др. Изв.АН Арм.ССР, Физика 13, 343, 1978.
21. Р.О.Авакян и др. ЕФИ-417(24)-80, 1980.
22. W.Kaune et al. Phys.Rev.D, 11, 478, 1975
23. P.Joos, DESY-HEPA 70-1, 1970

Рукопись поступила 14-мая 1980г.



Редактор Л.П.Мукаян
Тех.редактор А.Э.Абрамян

Заказ 670

В4- 04238

Тираж 299

Препринт ЕФИ

Формат издания 60x84/16

Подписано к печати 27/У1-80г. 1,5 уч.изд.л. Ц.10 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института Ереван-36, пер.Маркаряна 2

индекс 3624