

ԵՐԵՎԱՆԻ ԲՐԵՇԵՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

547904493

ЕФИ-253(46)-77

К.Ш.ЕГИЯН

ИМПУЛЬСНЫЙ СПЕКТР ПРОТОНОВ, ОБРАЗОВАННЫХ  
ПОД УГЛОМ  $20^{\circ}$ - $160^{\circ}$  НА ЯДРАХ, ОБЛУЧЕННЫХ  
ТОРМОЗНЫМИ ФОТОНАМИ С МАКСИМАЛЬНОЙ  
ЭНЕРГИЕЙ 4,5 ГЭВ <sup>Ж</sup>

АРԿՏ

ԵՐԵՎԱՆ

1977



ԵՐԵՎԱՆ

К.Ш.ЕГИЯН

ИМПУЛЬСНЫЙ СПЕКТР ПРОТОНОВ, ОБРАЗОВАННЫХ  
ПОД УГЛОМ  $20^\circ - 160^\circ$  НА ЯДРАХ, ОБЛУЧЕННЫХ  
ТОРМОЗНЫМИ ФОТОНАМИ С МАКСИМАЛЬНОЙ  
ЭНЕРГИЕЙ 4,5 МЭВ.

Приводятся новые данные по инклюзивному фотообразованию протонов тормозными  $\gamma$  - квантами на ядрах  $C^{12}$ ,  $C^{63}$ ,  $Pb^{208}$ . Для протонов с импульсами 0,39 - 0,80 Гэв/с и в интервале углов  $20^\circ - 160^\circ$  инвариантное нормированное сечение  $\rho = \frac{1}{\sigma_t} \cdot \frac{E}{p} \cdot \frac{d^2\sigma}{d\rho \cdot d\Omega Q}$  было представлено в виде  $\rho = c \cdot \exp(-B\rho^2)$ . Представленные данные показывают, что при углах регистрации больше  $90^\circ$  гипотеза ядерного скейлинга справедлива во взаимодействиях высокоэнергичных фотонов с ядрами.

Ереванский физический институт

Ереван 1977

EФН-253-(46)-77

K.Sh.EGIYAN

MOMENTUM DISTRIBUTION OF THE PROTONS  
GENERATED AT  $20^\circ$ - $160^\circ$  ANGLE ON THE NUCLEI  
IRRADIATED BY BREMSSTRAHLUNG PHOTONS WITH  
MAXIMUM ENERGY 4.5 GeV

New data on the inclusive photoproduction of protons by bremsstrahlung  $\gamma$ -quanta on  $C^{12}$ ,  $O^{16}$ ,  $Fe^{208}$  nuclei are given. For protons with  $0.30 - 0.80$  GeV/c momenta and in the range of  $20^\circ - 160^\circ$  angles, the invariant normalized cross-section  $\rho = \frac{1}{\sigma_t} \cdot \frac{E}{P} \cdot \frac{d^2\sigma}{dP \cdot d\Omega Q}$  was put in the form of  $\rho = C \cdot \exp(-BP^2)$ . The data show, that at the registration angles more than  $90^\circ$  the nuclear scaling hypothesis is valid for interactions of high-energy photons with nuclei.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1977

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-253(46)-77

К.Ш.ЕГИЯН

ИМПУЛЬСНЫЙ СПЕКТР ПРОТОНОВ, ОБРАЗОВАННЫХ  
ПОД УГЛОМ  $20^{\circ}$ - $160^{\circ}$  НА ЯДРАХ, ОБЛУЧЕННЫХ  
ТОРМОЗНЫМИ ФОТОНАМИ С МАКСИМАЛЬНОЙ  
ЭНЕРГИЕЙ 4,5 ГЭВ <sup>ж)</sup>

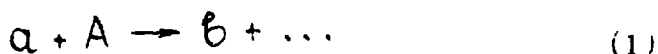
---

ж) Текст доклада на УП Международной конференции  
по физике высоких энергий и структуре ядер.  
Цюрих 1977.

Ереван 1977

© *Ереванский физический институт, 1977*

Анализируя спектры протонов, дейтронов и более тяжелых фрагментов из ядер, облученных различными первичными частицами Лексин Г.А. обнаружил некоторые инвариантные эффекты, названные им ядерным скейлингом. Суть эффекта заключается в следующем: если рассмотреть, например, инклюзивный процесс на ядре А



при запрещенной кинематике образования вторичной частицы "b" на квазисвободном ядерном нуклоне (например, под углами  $> 90^\circ$ ), то оказывается, что инвариантное нормированное сечение  $\rho = \frac{1}{6t} \frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}$  можно представить в экспоненциальном виде

$$\rho = c \cdot \exp(-Bp^2) \quad (2)$$

для значений импульса частицы b вплоть до  $p_b^2 = 1,5 \text{ (Гэв/с)}^2$ . При этом было показано [1,2,3], что параметры B и C (следовательно и  $\rho$ ) не зависят от энергии и сорта первичной частицы a, а параметр B не зависит также и от ядра мишени. Необходимо отметить, что подобные инвариантные эффекты предсказаны [4] и наблюдаются [5,6] - также в процессах образования  $\pi$ -мезонов на ядрах, названные авторами [4, 5, 6] кумулятивным эффектом.

Название эффекта ядерным скейлингом обусловлено глубокой аналогией поведения функции  $\rho$  с поведением инвариантного сечения во взаимодействии элементарных частиц. Однако, если в последнем случае выход на скейлинг наблюдается при энергиях  $\geq 50$  Гэв, то в случае взаимодействия частиц с ядрами выход на скейлинг наблюдается при энергии первичной частицы уже в области нескольких Гэв. Это различие свидетельствует о том, что эффект ядерного скейлинга не является следствием скейлинга на отдельных составляющих ядро нуклонах, а скорее имеет специфический характер, связанный с ядром, как с целым, или с внутриядерными кластерами.

Основные экспериментальные исследования до 1976г. были доложены Лексиним Г.А. на предыдущей У1 конференции по физике высоких энергий и структуре ядра в Санта-Фе в 1975 г. и на Международной конференции по физике высоких энергий в Тбилиси в 1976 г. [7]. В этих докладах были иллюстрированы основные закономерности в реакциях, вызванных как  $\pi$ -мезонами и протонами [8,9,10], так и гамма-квантами [11,12,13].

После Тбилисской конференции получены новые данные. В настоящей работе приводятся новые результаты, полученные на лучке  $\gamma$ -квантов.

В работах [12,13] была показана инвариантность параметров  $B$  и  $C$  по отношению к максимальной энергии падающих тормозных  $\gamma$ -квантов в реакции  $\gamma + A \rightarrow p + A'$ , где  $A'$  -остаточная ядерная система. Очевидно, инвариантность  $\rho$  по отношению к  $E_\gamma$  необходимо проверить для монохроматических фотонов. Недавно были получены новые результаты [14] по фотообразованию протонов на ядрах с помощью квазимонохроматических  $\gamma$ -квантов когерентного тормозного излучения [15]. На рис.1 приводится зависимость  $\rho$  от  $E_\gamma$  для ядра  $C^{12}$  при энергии вторичных протонов 126 Мэв под углом  $100^\circ$ . В пределах ошибок

порядка 10%  $\rho$  не зависит от энергии падающих  $\gamma$  - квантов.

Выше было отмечено, что ядерный скейлинг проявляется наиболее четко в кинематической области, где процесс (1) запрещен для квазисвободного ядерного нуклона. В дальнейшем исследования показали, что инвариантные эффекты наблюдаются как для малых, так и для больших углов [13,16]. Поэтому стали необходимы более детальные и точные исследования. В частности, крайне важно определить угловые зависимости параметров  $B$  и

$C$ . В течение последнего года были проведены такие работы по фотообразованию протонов на ядрах. На рис.2 приведена зависимость параметра  $B$  для ядер  $C^{12}$  ( $\frac{1}{2}$ ),  $Cu^{63}$  ( $\frac{1}{2}$ ) и  $Pb^{208}$  ( $\frac{1}{2}$ ) при  $(E_\gamma)_{max} = 4,5 \text{ ГэВ}$

взятая из работы [17]. Видно, что  $B$  не зависит от ядра мишени [12] и является плавной функцией от угла вылета протонов. На том же рисунке представлены данные из работы [12] ( $\frac{1}{2}$ ) и недавно опубликованной работы [18] ( $\frac{1}{2}$ ) при  $(E_\gamma)_{max} = 1,2 \text{ ГэВ}$ . Как видно, ход зависимостей одинаков во всех трех работах, хотя значения  $B$  из [18] систематически превышают данные из [12] и [17]. Это вероятно, связано с относительно малой энергией первичных фотонов в работе [18]. В работе [17] приводится также зависимость параметра  $C$  от угла  $\psi$  регистрации вторичных протонов (рис.3) Для различных ядер параметр  $C$  меняется по-разному с изменением угла  $\psi$ . Для  $C^{12}$  ( $\frac{1}{2}$ )  $C$  возрастает с уменьшением угла, для  $Cu^{63}$  ( $\frac{1}{2}$ ) - остается постоянным, а для  $Pb^{208}$  ( $\frac{1}{2}$ ) наблюдается тенденция к падению. Столь сложное поведение  $C$  (подтверждающее вывод [12] о том, что при больших углах ( $\psi \geq 120^\circ$ )  $C \sim A^{1/3}$ ) в настоящее время нельзя считать окончательно понятным.

В течение последнего года в литературе появились теоретические модельные оценки для объяснения кумуля-

тивного эффекта и ядерного скейлинга. В работе [19] сделана попытка объяснить результаты имеющихся экспериментальных данных путем учета многократных перерассеяний частицы на нуклонах ядра. Автор [19] пришел к выводу, что зависимость параметра  $B$  имеет следующий вид:

$$B = \frac{v^2}{4\pi p} \left[ \alpha \left( \ln \left( \frac{pv^2}{2m} + 1 \right) - \ln \frac{L(v)}{\alpha} \right) - \frac{D}{4p^2} \right], \quad (3)$$

где  $v$  - угол регистрации протонов в области  $\pi > v > 1$ .  $m$  и  $p$  - масса и импульс протонов,  $\alpha$  и  $D$  некоторые постоянные. Функция  $L(v)$  меняется в интервале 12,5-(-8) при изменении  $v$  в промежутке  $(\pi/\pi/2)$ . Член  $\ln(L/\alpha)$  мал по отношению к первому члену в квадратной скобке. Как видно,  $B$  зависит не только от  $v$ , но и от  $p$ . Необходимо отметить, что (3) строго справедливо для  $p \geq 2,0$  Гэв/с, при  $0,4 < p < 1,0$  Гэв/с его можно использовать для качественных сравнений [19]. Если нормировать экспериментальные данные и соотношение (3) в точке, например,  $v = 90^\circ$ , то квадратичная зависимость в области  $60^\circ \leq v \leq 130^\circ$  неплохо согласуется с результатами работы [17] (рис.4). Вне этой области расхождение значительное.

В работе [20] сделана попытка объяснить образование протонов в реакции (1) для кинематически запрещенной области на квазисвободном ядерном нуклоне путем учета парных корреляций. Предполагается, что падающая частица взаимодействует с одним из нуклонов коррелированной пары, выбивая его вперед, тогда как второй нуклон (спектатор) выбивается назад (из-за большого импульса в паре). На рис.4 пунктирной кривой приведена зависимость параметра  $B$  от угла вылета протонов [20]. Кривая нормирована к экспериментальным точкам [17] при  $v = 90^\circ$ . Как видно, и

в этом случае при больших и малых углах имеются расхождения.

В работе [21] образование кумулятивных частиц на ядрах авторы пытаются объяснить применением статистической модели взаимодействия налетающих частиц с ядерным нуклоном. Предполагается, что при столкновении первоначально образуется кластер (файербол), способный взаимодействовать с нуклонами в ядре. Вторичные частицы образуются вследствие распада кластера "на лету".

В этом случае инвариантное сечение (спектр частиц)

$$f \sim \exp\left(-\frac{E - \vec{v}\vec{p}}{T_0(1-v^2)^{1/2}}\right), \quad (4)$$

где  $\vec{v}$  - критическая скорость, при которой происходит распад кластера,  $T_0$  - универсальная адронная температура, современное значение которой  $T_0 = 160$  Мэв.

Используя соотношение неопределенности, авторы [21] оценивают значение критической скорости  $v = 0,7$ .

Из (4) можно получить выражение для  $T \ll m$  (т.е.  $T = p^2/2m$ )

$$B = [1 - (2mv/p)\cos\vartheta_{vp}] / 2mT_0(1-v^2)^{1/2}, \quad (5)$$

при больших энергиях, когда  $E \approx p$  ( $E \gg m$ )

$$B = (1 - v\cos\vartheta_{vp}) / pT_0(1-v^2)^{1/2} \quad (6)$$

Видно, что  $B$  зависит как от  $\vartheta$ , так и от  $p$ .

Фигурирующий в (5) и (6) угол  $\psi$  - это угол между направлением движения кластера и вторичных частиц. Если предположить, что направление кластера совпадает с направлением первичной частицы, то на основе (6), например, можно найти  $R = B(180^\circ)/B(0^\circ)$ .

По угловой зависимости экспериментальных значений  $B$  из работы [17] путем экстраполяции можно найти  $B(180^\circ)$  и  $B(0^\circ)$ .

Из соотношения (6) следует, что расчетное значение  $R_T = 5,7$ . По данным рис.2 получается  $R_{\text{экс}} = 4,6 \pm 1$ . Хотя соотношение (6) справедливо при энергиях, значительно превышающих энергии вторичных протонов в работе [17], тем не менее расчетное и экспериментальное значения величины  $R$  оказываются довольно близкими.

Необходимо отметить, что приведенные в [17] сравнения имеют исключительно иллюстративный характер, поскольку теоретические рассуждения [19,20,21] далеко не совершенны.

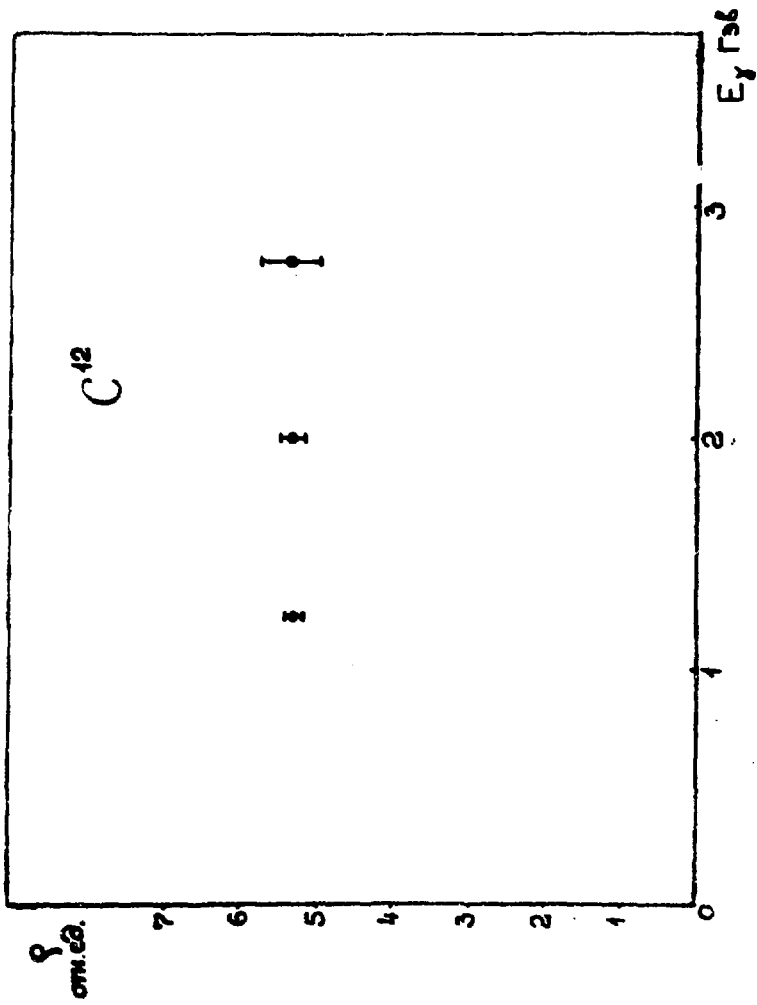


Рис.1

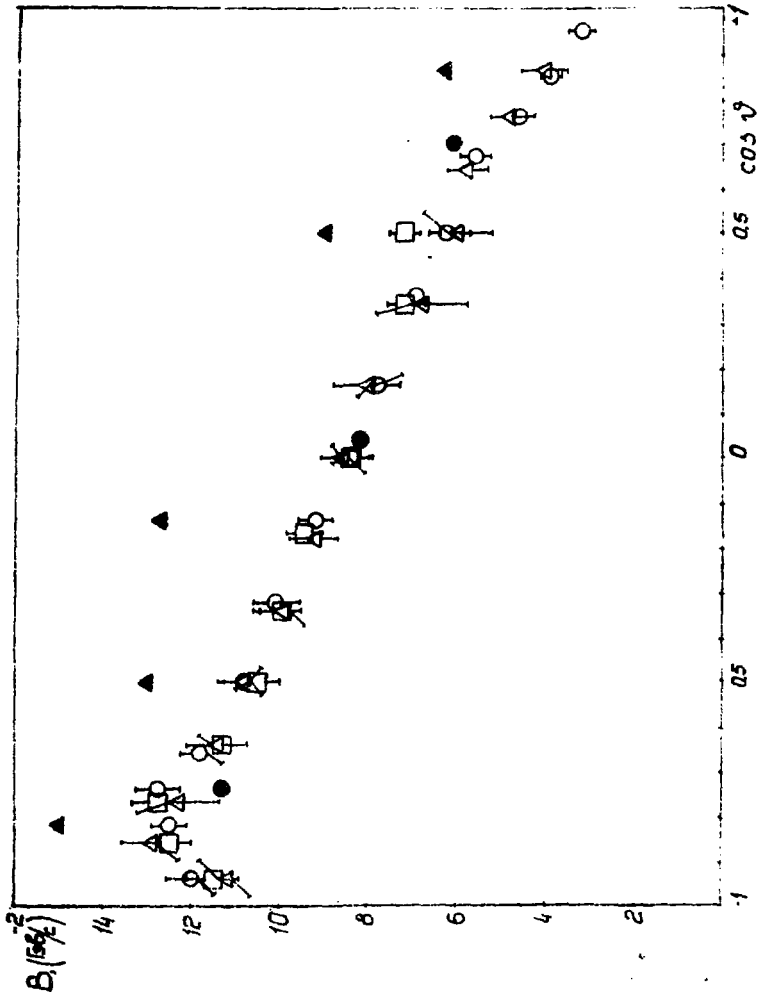


Рис. 2

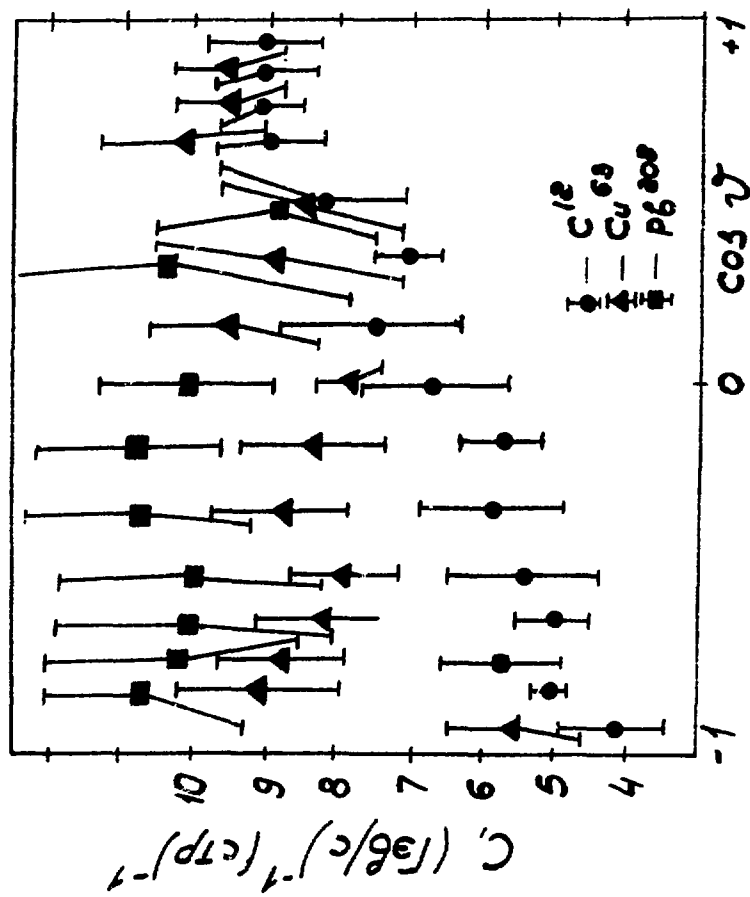


Рис.3

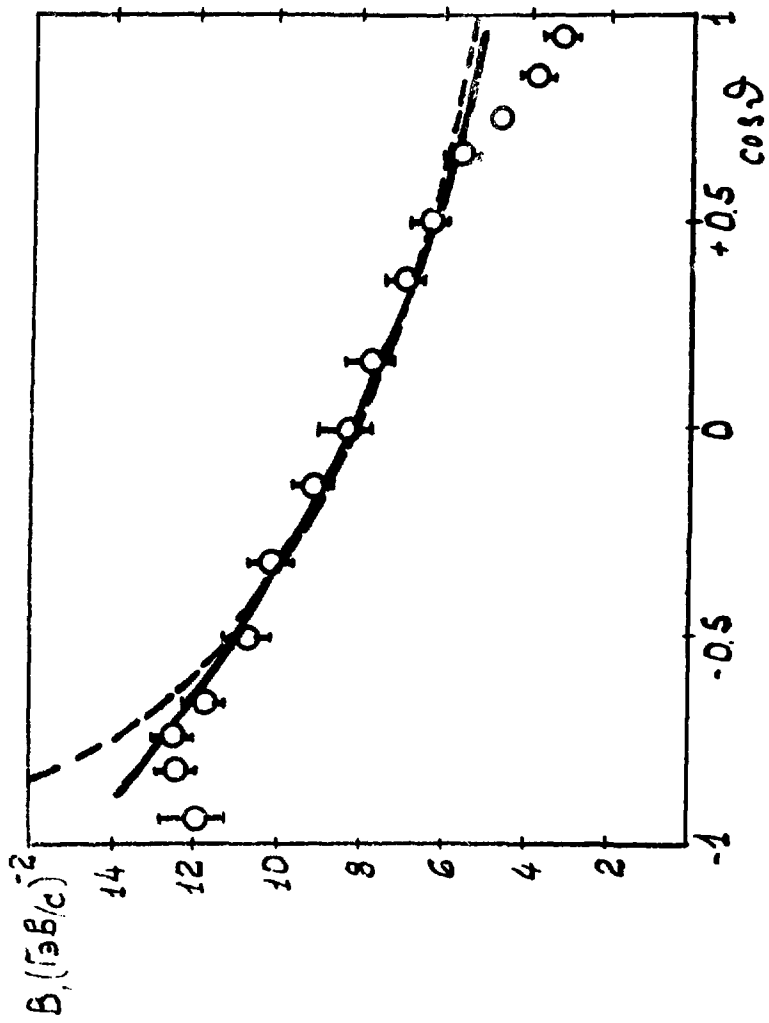


Рис.4

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.1 Зависимость инвариантного сечения  $\sigma = \frac{1}{\sigma_t} \frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}$  реакции  $\gamma + A \rightarrow p + A'$  на  $C^{12}$  от энергии  $\gamma$  -квантов при угле вылета протонов  $\psi(\text{лаб}) = 100^\circ$ .

Рис.2 Зависимость параметра  $B$  из соотношения  $p = C \exp(-Bp^2)$  от угла регистрации  $\psi$  в реакции  $\gamma + A \rightarrow p + A'$ . Экспериментальные точки:  $\Phi$  - для  $C^{12}$ ,  $\Delta$  -  $Cu^{63}$ ,  $\square$  -  $Pb^{208}$ .

Рис.3 То же для параметра  $C$ . Экспериментальные точки:  
 $\Phi$  - для  $C^{12}$ ,  $\Delta$  - для  $Cu^{63}$  и  $\square$  - для  $Pb^{208}$

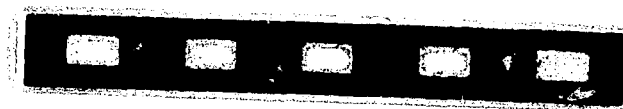
Рис.4 Зависимость параметра  $B$  для  $C^{12}$ . Экспериментальные точки взяты из работы [17]. Сплошная кривая проведена по формуле (3) [19] после нормировки при  $\psi = \pi/2$ . Пунктирная кривая представляет собой ту же зависимость из работы [20]

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.Д.Баюков и др. ЯФ, 18, 1246, 1973.
2. Ю.Д.Баюков и др. Материалы Международного семинара ИТЭФ 1973 , 2, 30, 1974.
3. Ю.Д.Баюков и др. ЯФ,19,1266, 1974.
4. А.М.Балдин. Препринт ОИЯИ Р7-5769, Дубна 1971.
5. А.М.Балдин и др. ЯФ, 18 , 79, 1973.
6. А.М.Балдин и др., Препринт ОИЯИ, Р1-5819, Дубна 1971.
7. Э.А.Лексин, Nuclear Scaling, IT EP-147 (1975)  
Материалы Международной конференции по физике высоких энергий, Тбилиси, 1976, Дубна, 1977 .1, А6-3
8. Н.А.Бургов и др. Препринт ИТЭФ-66, (1975)
9. Н.А.Бургов и др. Препринт ИТЭФ-97, (1975).
10. Н.А.Бургов и др. Препринт ИТЭФ-9, (1976) .
11. Ю.А.Антуфьев и др. ЯФ, 13, 473, 1971.
12. К.В.Алабян и др. ЯФ, 25, 545 , 1977.
13. ...Г.Амарьян et al. Scientific report JFI-173  
(20)-76
14. Р.О.Авакян и др. Научное сообщение ЕФИ-225-(17)-77
15. Р.О.Авакян и др. Труды Международной конференции по аппар. физ. энерг. Дубна, 1970г.
16. Г.А.Лексин. Ядерный скейлинг. Лекции школы МФФИ, Москва, 1975.
17. А.В.Алабян et al; preprint JFI-221(13)-  
77
18. В.С.Кузменько и др. Письма в ЖЭТФ, 23, 174 , 1976.

19. В.Б.Копелиович. Письма в ЖЭТФ, 23, 348,1976.
20. D. E. Frankfurt, ... I. Strkman, Preprint MP ,  
329(1977)
21. M. F. Gorenstein, S. M. Zinovjev, Preprint ITP-  
76-100E-(1976)

Рукопись поступила 7-го июля 1977г.



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

Заказ 1147

ВФ- 03395

Тираж 299

---

Подписано к печати 29/XI-77    Формат издания 30x40

1,1 уч.изд.л.    Ц. 8 к.

---

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

индекс 3624