

5U2704523

Препринт ЕФИ-902(53)-86

**ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ**  
**ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ**

---

---

**А.С.АЛЕКСАНИАН, Г.Е.БАБАЯН, А.В.ВОСКАНИАН,  
А.О.ГАСПАРЯН, С.Р.ГЕВОРКЯН, С.Н.КАРАПЕТЯН,  
А.Ж.КЕТИКЯН, Г.К.МЕГРАБЯН, К.А.МОВСИСЯН,  
Г.А.ОГАНЕСЯН, А.Ж.ПЕТРОСЯН, Р.Н.ПИХТЕЛЕВ,  
С.К.САНТРЯН, А.А.ШАГИНЯН, В.Г.ЯКОВЛЕВ**

**ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ВПЕРЕД  
НА ЯДРАХ  ${}^4_2\text{He}$  ПРИ ЭНЕРГИЯХ  $E_\gamma = 1,8+3,8$  ГЭВ**

**ЦНИИатоминформ**

**ЕРЕВАН-1986**

Ա. Ա. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Հ. Ե. ԲԱԲԱՅԱՆ, Ա. Հ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Ս. Ռ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ  
 Ս. Ն. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ, Ա. Ժ. ԿԵԹԻԿՅԱՆ, Հ. Ա. ՀԱՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ  
 Ղ. Կ. ՄԵՀՂԱԲՅԱՆ, Կ. Ա. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ, Վ. Գ. ՅԱԿՈՎԼԵՎ, Ա. Ա. ՇԱՀԽԱՅԱՆ  
 Ա. Ժ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, Ռ. Ն. ՊԻՆՏԵԼԵՎ, Ս. Կ. ՄԱՆԹՐՅԱՆ

ԿՈՄՊՏՈՆՅԱՆ ԱՌԱՋ-ՑՐՄԱՆ ԿՏՐՎԱԾՔԻ ՉԱՓՈՒՄԸ  ${}^4_2\text{He}$   
 ՄԻՋՈՒԿԻ ՇԱՄԱՐ  $E_\gamma = 1,8 + 3,8$  ԳԷՎ ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԻ  
 ԴԵՊՐՈՒՄ

Չափված են  ${}^4_2\text{He}$  միջուկների վրա կոմպտոնյան ցրման դիֆերենցիալ կտրվածքները,  $0 \leq t < 0,14$  / $\text{գ}^2$  փոխանցված իմպուլսների և  $E_\gamma = 1,8 + 3,8$  ԳԷՎ էներգիաների դեպքում: Օգտվելով Բազմակի ցրման դիֆրակցիայի տեսությունից, որոշված են  $t = 0$  դեպքում դիֆերենցիալ կտրվածքները, դիֆրակցիոն կոնի թեքման պարամետրերը և  ${}^4_2\text{He}$  միջուկի շառավիղը: Բերված է  $\alpha(f_1^0) = \text{Re} f_1^0 / \text{Im} f_1^0$  նուկլոնի վրա ցրման ամպլիտուդի փուլի փորձարարական արժեքները:  $t = 0$  դեպքում դիֆերենցիալ կտրվածքների օգնությամբ որոշված են Ֆոտոկլանման լրիվ կտրվածքը և  ${}^4_2\text{He}$  միջուկների վրա Ֆոտոնների շրջափակման գործակիցը:

Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտ

Երևան 1986

ДЖ 539.171.3:539.14

А.С.АЛЕКСАНЯН, Г.Е.БАБАЯН, А.В.ВОСКАНЯН,  
 А.О.ГАСПАРЯН, С.Р.ГЕВОРКЯН, С.Н.КАРАПЕТЯН,  
 А.Ж.КЕТИКЯН, Г.К.МЕГРАБЯН, К.А.МОВСИСЯН,  
 Г.А.ОГАНЕСЯН, А.Ж.ПЕТРОСЯН, Р.Н.ПИХТЕЛЕВ,  
 С.К.САНТРЯН, А.А.ШАГИНЯН, В.Г.ЯКОВЛЕВ

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ВПЕРЕД  
 НА ЯДРАХ  ${}^4_2\text{He}$  ПРИ ЭНЕРГИЯХ  $E_\gamma = 1,8+3,8$  ГЭВ

Измерены дифференциальные сечения комптоновского рассеяния на ядрах  ${}^4_2\text{He}$  при переданных импульсах  $0,02 < |t| < 0,14$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> в области энергии  $E_\gamma = 1,8+3,8$  ГэВ. На основе дифракционной теории многократного рассеяния определены значения дифференциальных сечений при  $t = 0$ , параметры наклона дифракционного конуса и значение радиуса ядра  ${}^4_2\text{He}$ . Приводятся экспериментальные значения фазы амплитуды рассеяния на нуклоне  $\alpha(f_1^0) = \text{Re} f_1^0 / \text{Im} f_1^0$ . С помощью дифференциальных сечений при  $t = 0$  определены полное сечение фотопоглощения и коэффициент экранирования фотонов на ядре  ${}^4_2\text{He}$ .

Ереванский физический институт  
 Ереван 1986

Preprint EΦM-902(53)-86

A.S. Aleksanyan, G.E. Babayan, A.V. Voskanyan, A.O. Gas-  
paryan, S.R. Gevorkyan, S.N. Karapetyan, A.Zh. Ketikyan,  
G.K. Mehrabyan, K.A. Movsisyan, G.A. Oganesyanyan, A. Zh. Pet-  
rosyan, P.N. Pikhteleev, S.K. Santryan, A.A. Shahinyan,  
V.G. Yakovlev

MEASUREMENT OF THE CROSS SECTION OF  
FORWARD COMPTON SCATTERING  
ON  ${}^4_2\text{He}$  NUCLEI AT  $E_\gamma = 1.8+3.8$  GeV

Differential cross sections of Compton scattering on  ${}^4_2\text{He}$  nuclei at transmitted momenta  $0.02 \leq |t| < 0.14$  (GeV/c)<sup>2</sup> at energy range  $E_\gamma = 1.8+3.8$  GeV are measured. On the basis of multiple scattering diffraction theory, the differential cross sections at  $t=0$ , the diffraction cone parameters and the radius of  ${}^4_2\text{He}$  nucleus are determined. Experimental values of the phase of the amplitude of scattering on  $\alpha(f_1^0) = \text{Re}f_1^0 / \text{Im}f_1^0$  nucleon are given. By means of differential cross sections at  $t=0$ , the full cross section of photoabsorption and the coefficient of photon shielding on  ${}^4_2\text{He}$  are determined.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1985

Экспериментальное изучение упругого комптоновского рассеяния вперед на ядре  ${}^4_2\text{He}$  дает возможность, во-первых, непосредственно измерить фазы нуклонной амплитуды [1], во-вторых, определить радиус ядра  ${}^4_2\text{He}$  и оценить величину экранирования фотона в ядре [2], а также с помощью оптической теоремы определить полное сечение фотопоглощения на ядрах  ${}^4_2\text{He}$ .

### 1. Экспериментальная установка и физическая обработка данных

В данной работе исследован упругий процесс



при переданных импульсах  $0,02 \leq |t| \leq 0,14 \text{ ГэВ}^2$  в интервале энергий  $E_\gamma = 1,8 + 3,8 \text{ ГэВ}$ . На рис.1 приведена схема экспериментальной установки [3]. Фотоны тормозного пучка с  $E_\gamma^{\text{max}} = 4,5 \text{ ГэВ}$ , рассеиваясь на газообразной гелиевой мишени детектора ядра отдачи, регистрировались широкоазорными искровыми камерами, прослоенными железными конверторами, и многоканальным черенковским спектрометром полного поглощения, а ядра отдачи - детектором, состоящим из многопроволочной пропорциональной камеры (МПК) в сочетании с широкоазорной искровой ка-

мерой [3]. Интенсивность  $\gamma$  - пучка измерялась квантометром Вильсона. Калибровка, контроль и стабилизация многоканального спектрометра осуществлялись методом, описанным в [4]. Пространственная картина событий восстанавливалась из обработки filmовой информации с оптических искровых камер [5]. Аналоговая информация о каждом событии с черенковского спектрометра и с МПК  $\alpha$  - детектора записывалась во внешнюю память ЭВМ "Электроника-100/25" стандартным образом через систему КАМАК. В каждом событии для ядра отдачи измерялись полярный ( $\theta_\alpha$ ) и азимутальный ( $\varphi_\alpha$ ) углы, ионизационные потери в МПК ( $\Delta E/\Delta X$ ), точка взаимодействия и полный пробег ( $R_\alpha$ ) при остановке частицы в объеме камеры. Полярный ( $\theta_\gamma$ ), азимутальный ( $\varphi_\gamma$ ) углы и энергия рассеянного фотона ( $E'_\gamma$ ) измерялись ливневым детектором. За время работы установки в режиме набора экспериментальной статистики ( $\approx 200$  ч) было получено  $\approx 50000$  запусков установки. При просмотре filmового материала по критерию наличия трека от сильноионизирующей частицы в  $\alpha$  - детекторе и ливня от  $\gamma$  - кванта в ливневом детекторе отобрано  $\approx 4500$  событий. Первая искровая камера в ливневом детекторе давала возможность эффективно отобрать  $\gamma$  - кванты на фоне заряженных частиц. После физической обработки суммарное число случаев, идентифицированных как события типа (I), осталось  $\approx 500$ .

Дифференциальное сечение упругого процесса (I) вычислялось по формуле

$$d\sigma/dt = N_{\text{комп}} / (2 \cdot M_\alpha \cdot N_\gamma \cdot N_{\text{ядер}} \cdot \Delta T_\alpha \cdot \eta_{\text{эфф}}), \quad (2)$$

где  $M_\alpha$  и  $T_\alpha$  масса и кинетическая энергия отдачи  $\alpha$  - частицы,  $N_{\text{комп}}$  - число комптоновских событий типа (I),  $N_\gamma$  - число

начальных фотонов в интервале энергий  $\Delta E_\gamma$ ,  $N_{\text{ядер}}$  - количество ядер  ${}^4\text{He}$  в мишени,  $\eta_{\text{эфф}}$  - полная эффективность установки, вычисленная методом Монте-Карло с использованием измеренных эффективностей детекторов. Отбор процесса (I) от сопровождающих фоновых событий проводился с помощью трех кинематических параметров:

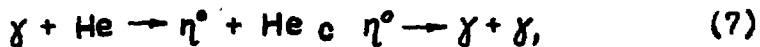
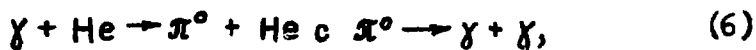
$$\Delta\psi = |\psi_\alpha - \psi_\gamma| \quad (\text{компланарность}), \quad (3)$$

$$\Delta\sigma_\alpha = |\sigma_\alpha - \sigma_\alpha(\sigma_\gamma, E'_\gamma)| \quad (4)$$

и

$$\Delta T_\alpha = |T_\alpha - T_\alpha(\sigma_\gamma, E'_\gamma)|, \quad (5)$$

где  $\sigma_\alpha(\sigma_\gamma, E'_\gamma)$  и  $T_\alpha(\sigma_\gamma, E'_\gamma)$  - значения полярного угла и кинетической энергии, вычисленные из измеренных параметров рассеянного  $\gamma$ -кванта по кинематике процесса (I). Кроме того, совместный анализ  $\Delta E/\Delta X$  и  $R_\alpha$  позволил отобрать события с ядром отдачи, имеющим заряд  $Z = 2$  [3]. Величина и распределение фона по параметрам (3-5) вычислены методом Монте-Карло для следующих реакций:



Процессы многофотонного рождения не учитываются из-за малости энергии вторичных распавшихся фотонов (порог ливневого детектора  $E'_\gamma \gg 1,6$  ГэВ). Расчеты показали, что уже отбор по  $\Delta\sigma_\alpha$  полностью исключает вклады фоновых процессов (7) и (8), поскольку величина параметра  $\Delta\sigma_\alpha \gg 5^\circ$  для этих реакций и

значительно превышает ширину экспериментального распределения  $\Delta\sigma_{\alpha}$  для процесса (I) ( $\sigma_{\alpha 0} \approx 1,5^{\circ}$ ). Основной вклад в физический фон (I) дает реакции фоторождения  $\pi^0$  - мезона (6). Из моделирования реакции (6) получено, что выборка событий по трем описанным критериям отбора на уровне  $\pm 2,5\sigma$  оставляет  $\approx 3\%$  фона от полного количества событий типа (6), имитирующих исследуемый процесс (I). Значения  $\sigma$  соответствующих параметров получены из их экспериментальных распределений для процесса (I). На рис.2 приведено распределение экспериментальных событий по компланарности ( $\Delta\psi$ ) для энергии  $E_{\gamma} = 2,3 \pm 0,5$  ГэВ. Пунктирная линия - результат моделирования распределения  $\Delta\psi$  для процесса фоторождения  $\pi^0$  - мезонов (6) с нормировкой к экспериментальным данным при значении  $|\Delta\psi| > 9^{\circ}$ . Относительное увеличение ширины пикового распределения около основания связано с увеличением угловых ошибок восстанавливаемых событий при малых  $R_{\alpha}$  и  $\sigma_{\gamma}$ . После выборки всех экспериментальных событий по критериям  $\Delta\sigma_{\alpha}$  и  $\Delta T_{\alpha}$  среднее значение величины фона под пиком составило  $\approx 15\%$  (штрихованная область на рис.3). Для вычисления  $N_{\text{комп}} = (N - N_{\text{фон}})$  определялась зависимость  $N_{\text{фон}}$  от  $T_{\alpha}$  из вида распределения событий по  $T_{\alpha}$  вне комптоновского пика при  $|\Delta\psi| > 12^{\circ}$ . Вклад фона ( $N_{\text{фон}}$ ) в общее количество событий ( $N$ ) составлял  $\approx 5 + 20\%$  для разных значений  $T_{\alpha}$ . Аналогичная процедура проведена и для интервала энергий  $E_{\gamma} = 3,3 \pm 0,5$  ГэВ. Зависимости дифференциальных сечений от  $t$  при  $E_{\gamma} = 2,3 \pm 0,5$  ГэВ и  $E_{\gamma} = 3,3 \pm 0,5$  ГэВ, вычисленные из экспериментальных величин  $N_{\text{комп}}$  по (2), приведены на рис.4,5, а их численные значения в таблице. Отсутствие данных в области  $|t| > 0,08$  для  $E_{\gamma} = 2,3$  ГэВ связано с быстрым

уменьшением эффективности установки ( $\eta_{\text{эфф}}$ ) при этих значениях параметров. Линии на рис. 4 и 5 - результат аппроксимации данных по виду  $d\sigma/dt = d\sigma/dt|_{t=0} \exp(-B|t|)$ , где

$B$  - параметр наклона дифракционного конуса. В результате  $d\sigma/dt|_{t=0} = 16,81 \pm 2,46$  мкб/ГэВ<sup>2</sup>,  $B = 35,27 \pm 3,62$  ГэВ<sup>-2</sup> для  $E_\gamma = 2,3$  ГэВ и  $d\sigma/dt|_{t=0} = 12,83 \pm 1,31$  мкб/ГэВ<sup>2</sup>,  $B = 32,95 \pm 1,91$  ГэВ<sup>-2</sup> для  $E_\gamma = 3,3$  ГэВ. Приведенные ошибки для значений  $d\sigma/dt$  и  $B$  - статистические. Систематические ошибки величин  $d\sigma/dt$  составляли  $\approx 5\%$  и складывались, в основном, из ошибок  $N_\gamma$  ( $\approx 3\%$ ) и  $N_{\text{фон}}$  ( $\approx 4\%$ ).

## 2. Результаты и их обсуждение

Дифференциальное сечение когерентного комптоновского рассеяния на ядре  ${}^4_2\text{He}$  в рамках теории многократного дифракционного рассеяния с учетом промежуточного  $\rho^0$ -мезонного канала можно представить в виде:

$$\frac{d\sigma}{dt}(t) = \frac{\sigma_{\text{tot}}^2(\gamma N)(1 + \alpha^2(f_1^0))}{\pi} \exp\left(-\frac{(3R^2 + 8\alpha)|t|}{8}\right) - \quad (9)$$

$$- \frac{6\sigma_{\text{tot}}(\gamma N)}{\pi(R^2 + 2\alpha)} \cdot \frac{d\sigma}{dt}\bigg|_{t=0} (\gamma N \rightarrow \rho^0 N) \cdot \exp\left(-\frac{\Delta^2 R^2}{4}\right) \cdot \exp\left(-\frac{(R^2 + 3\alpha)|t|}{4}\right),$$

где  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma N)$  - полное сечение фотопоглощения на нуклоне [6],  $\alpha(f_1^0) = \text{Re}f_1^0 / \text{Im}f_1^0$  - фаза нуклонной амплитуды  $f_1^0$  при  $t = 0$  [1],  $R$  - радиус ядра  ${}^4_2\text{He}$ ,  $\alpha$  - параметр наклона дифракционного конуса комптоновского рассеяния на нуклоне [7],  $\Delta = M_\rho / (2E_\gamma)$ ,  $M_\rho$  - масса  $\rho^0$ -мезона, значения для  $\frac{d\sigma}{dt}\bigg|_{t=0} (\gamma N \rightarrow \rho^0 N)$  взяты из экспериментальных данных по фоторождению  $\rho^0$ -мезона на протоне [8]. Фитированием экспериментальных данных по (9),

были определены  $\alpha(f_1^0)$  и  $R$ . Полученные значения  $\alpha(f_1^0) = 0,53 \pm 0,17$  при  $E_\gamma = 2,3$  ГэВ и  $\alpha(f_1^0) = 0,35 \pm 0,14$  при  $E_\gamma = 3,3$  ГэВ вместе с вычисленными значениями  $\alpha(f_1)$  из дисперсионных соотношений и оптической теоремы [10] приведены на рис.6. Поскольку разница фаз  $\alpha(f_1^0)$  и  $\alpha(f_1) \leq 4\%$  [1], то с учетом больших статистических ошибок можно утверждать, что полученные данные не противоречат расчетным значениям из [10]. Значение для  $R_{He} = 1,70 \pm 0,06$  Фм, полученное из этого анализа, хорошо согласуется с данными по  $e^-He$  — рассеянию [11].

Как известно, по величине  $d\sigma/dt|_{t=0}(A)$  можно судить о поглощении фотонов в ядерном веществе. При этом коэффициент экранирования фотонов в ядре численно определяет отличие зависимости  $d\sigma/dt|_{t=0}(A)$  от вида  $A^2$  и задается выражением [2]

$$\gamma^2 = (A_{\text{эфф}}/A)^2 = d\sigma/dt|_{t=0}(A) / \left( Z \sqrt{d\sigma/dt|_{t=0}(p)} + (A-Z) \sqrt{d\sigma/dt|_{t=0}(n)} \right)^2,$$

где  $A$  — число нуклонов,  $Z$  — число протонов, значения для  $d\sigma/dt|_{t=0}(p)$  и  $d\sigma/dt|_{t=0}(n)$  при расчетах взяты из [2,10]. Хотя эффект экранирования лучше проявляется на средних и тяжелых ядрах, тем не менее экспериментальное значение

$\gamma^2 = 0,84 \pm 0,08$  для ядра  ${}^4_2\text{He}$  при  $E_\gamma = 3,3$  ГэВ показывает, что этот эффект существует для ядра гелия и хорошо согласуется с вычисленными значениями глауберовских поправок ( $\approx 14\%$ ). На рис.7 представлено значение  $\gamma^2$  для ядра  ${}^4_2\text{He}$  при  $E_\gamma = 3,3$  ГэВ совместно с данными при  $E_\gamma = 3$  ГэВ из [2]. При  $E_\gamma = 2,3$  ГэВ получено значение  $\gamma^2 = 0,98 \pm 0,14$ , что не позволяет оценить эффект экранирования при данной энергии.

Эффект экранирования фотонов также проявляется в  $A$  - зависимости полных сечений фотопоглощения на ядрах. Экспериментальные значения  $\sigma_{tot}(\gamma\text{He}) = 517,1 \pm 38,9$  мкб при  $E_\gamma = 2,3$  ГэВ и  $\sigma_{tot}(\gamma\text{He}) = 465,2 \pm 24,2$  мкб при  $E_\gamma = 3,3$  ГэВ были найдены из оптической теоремы по формуле

$$\sigma_{tot}^2(\gamma\text{He}) = 16\pi \cdot d\sigma/dt \Big|_{t=0}(\text{He}) / (1 + \beta^2),$$

где  $\beta$  - фаза упругой амплитуды процесса (I) при  $t = 0$ , вычисленная в теории многократного рассеяния:  $\beta = 0,48 \pm 0,05$  при  $E_\gamma = 2,3$  ГэВ и  $\beta = 0,40 \pm 0,03$  при  $E_\gamma = 3,3$  ГэВ. Воспользовавшись полученными значениями для  $\sigma_{tot}(\gamma\text{He})$  и используя  $\sigma_{tot}(\gamma\text{N})$  из [6], получим для отношения  $\sigma_{tot}(\gamma\text{He}) / (4\sigma_{tot}(\gamma\text{N}))$  следующие величины:  $0,97 \pm 0,08$ ,  $0,91 \pm 0,05$  при энергиях  $E_\gamma = 2,3$  и  $3,3$  ГэВ соответственно. Как видно, при энергии  $E_\gamma = 3,3$  ГэВ, также как и в дифференциальных сечениях, заметен эффект экранирования.

Авторы выражают благодарность Аматуни А.Ц. и Матиняну С.Г. за поддержку данной работы, а также Вартапетяну Г.А. за многочисленные обсуждения в процессе проведения и обработки эксперимента.

Таблица

Дифференциальные сечения комптоновского  
 рассеяния на ядрах  ${}^4_2\text{He}$  при энергиях  
 $E_\gamma = 2,3$  и  $3,3$  ГэВ

$ t $ ГэВ <sup>2</sup>	$E_\gamma = 2,3 \pm 0,5$ ГэВ		$E_\gamma = 3,3 \pm 0,5$ ГэВ	
	мкб/ГэВ <sup>2</sup>	стат. ошибки мкб/ГэВ <sup>2</sup>	мкб/ГэВ <sup>2</sup>	стат. ошибки мкб/ГэВ <sup>2</sup>
0.0194-0.0343	6,73	$\pm 0,66$	5,21	$\pm 0,7$
0.0343-0.0492	3,65	$\pm 0,49$	3,59	$\pm 0,58$
0.0492-0.0641	2,09	$\pm 0,41$	1,61	$\pm 0,39$
0.0641-0.0790	1,65	$\pm 0,46$	1,23	$\pm 0,34$
0.0790-0.0939			0,66	$\pm 0,25$
0.0939-0.1089			0,57	$\pm 0,23$
0.1089-0.1387			0,21	$\pm 0,11$



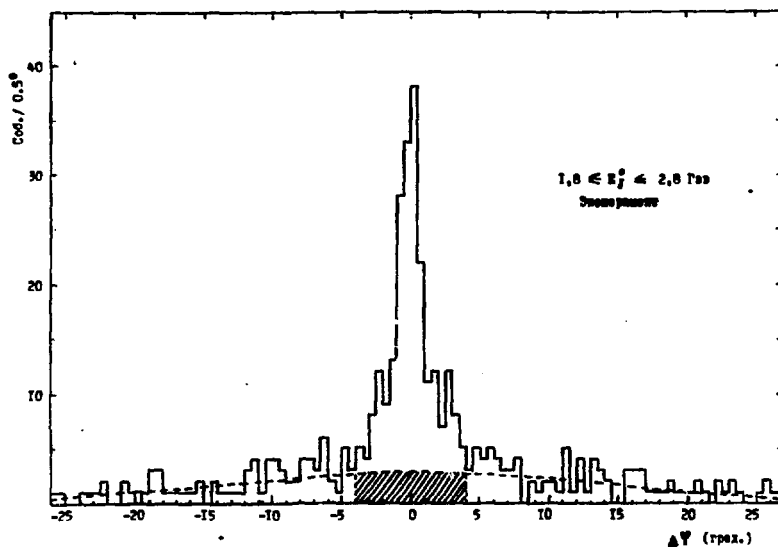


Рис.3 То же, что на рис.2, после отбора событий по критериям  $\Delta Q_\alpha$  и  $\Delta T_\alpha$ ; штрихованная площадь - суммарный фон для всех значений  $T_\alpha$

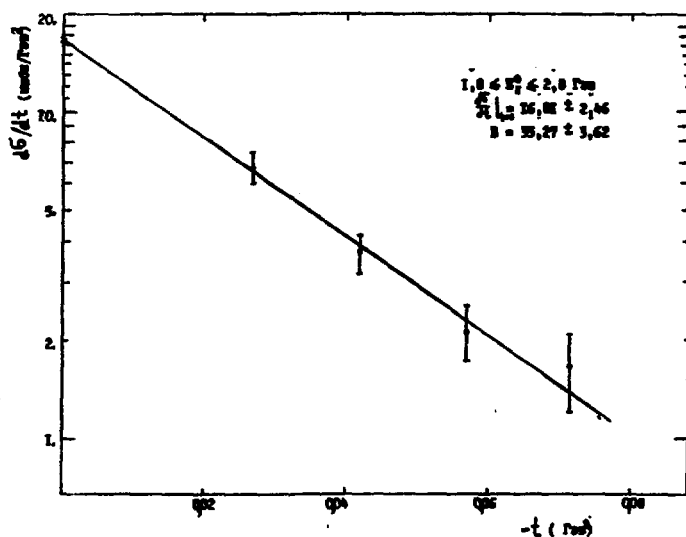


Рис.4 Дифференциальные сечения комptonовского рассеяния на  ${}^4_2\text{He}$  при  $E_\gamma = 2,3$  ГэВ; приведенные ошибки - статистические

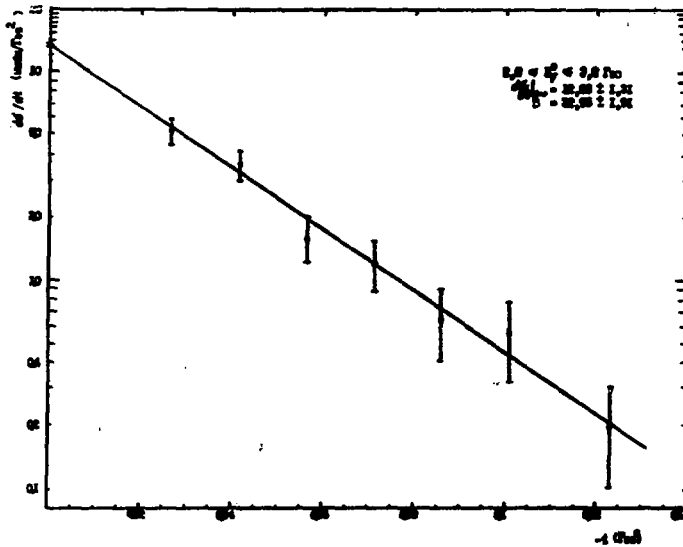


Рис.5 То же, что на рис.4 , при энергии  $E_{\gamma} = 3,3$  ГэВ

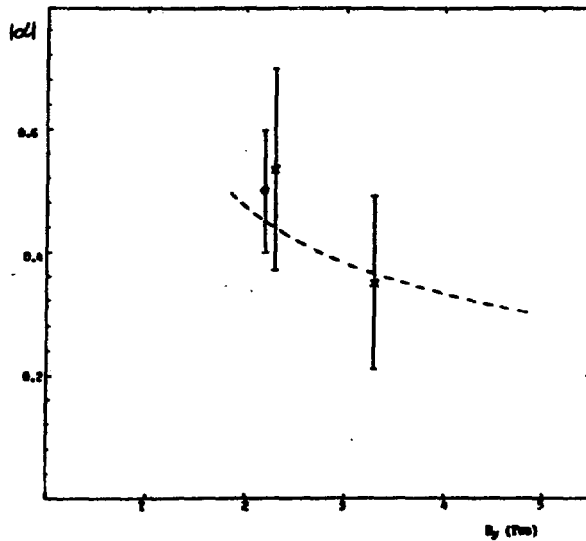


Рис.6 Зависимость  $\alpha$  от энергий: точки  $\times$  - результаты данной работы,  $\circ$  - экспериментальное значение  $\alpha(f_1)$  из [9], пунктирная линия - расчет  $\alpha(f_1)$  с помощью оптической теоремы и дисперсионных соотношений [10]

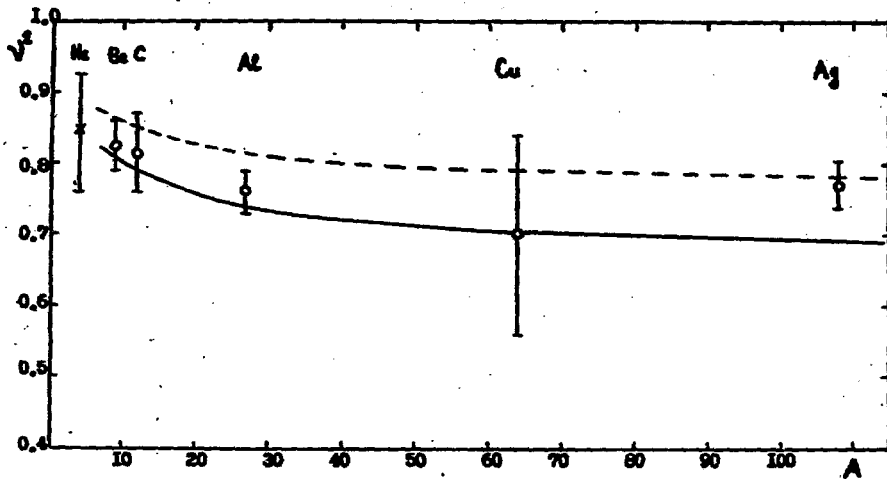


Рис.7 Зависимость коэффициента экранирования  $\gamma^2$  от атомного номера A: точки X - результат данной работы при  $E_\gamma = 3,3$  ГэВ для  ${}^4_2\text{He}$ , o - результаты работы [2]; сплошная и пунктирная линии, взятые из работы [2], вычислены по VDM с разными значениями  $\sigma_{pN}$

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авакян В.С., Алексанян А.С., Гаспарян А.О. и др. О комптоновском рассеянии вперед на ядрах  ${}^2_1\text{D}$  и  ${}^4_2\text{He}$ . ЯФ, т.33, вып.6, 1981, с.1504-1510
2. Criege L., Franke G., Giese A. et al. Small-Angle Photon Scattering on Complex Nuclei, Nucl.Phys.1977, vol.B121, No.1, p.38-44.
3. Алексанян А.С., Бабаян Г.Е., Восканян А.В. и др. Экспериментальная установка для измерения сечения комптоновского рассеяния на легких ядрах. Препринт ЕФМ-896(47)-86, Ереван, 1986
4. Алексанян А.С., Восканян А.В., Гаспарян А.О. и др. Стабилизация и калибровка годоскопического черенковского спектрометра. Препринт ЕФМ-885(36)-86, Ереван, 1986
5. Алексанян А.С., Арутюнян О.Л., Гаспарян А.О. и др. Обработка информации с системы оптических искровых камер. Препринт ЕФМ-336(61)-78, Ереван, 1978
6. Белоусов А.С., Буданов Н.П., Ваздик Я.А. и др. Полные поперечные сечения адронного поглощения фотонов высоких энергий нуклонами. ЯФ, 1975, т.21, вып.3, с.556-566.
7. Bushhorn C., Criegee L., Franke G. et al. Proton-Compton Scattering Between 2,2 and 7 GeV. Phys.Lett., 1971, vol.37B, No.2, p.207-210.
8. McClellan G., Mistry N., Mostek P. et al. Photoproduction of Neutral Mesons Phys. Rev. 1971, vol.D4, No.9, p.2683-2693.
9. Alvensleben H., Becker U., Biggs P.I. et al. Experimental Verification of the Kramers-Kronig Relation at High Energy.

- Phys.Rev.Lett., 1973, vol.30, No.8, p.328-332.
10. Damashek M., Gilman F.J. Forward Compton Scattering, Phys.Rev., 1970, vol.D1, No.5, p.1319-1332.
  11. Frosch R.F., McCarthy J.S., Rand R.E. et al. Structure of the He<sup>4</sup> Nucleus from Elastic Electron Scattering, Phys.Rev. 1967, vol.160, No.4, p.874-879.

Рукопись поступила 16 мая 1986 г.

А. С. АЛЕКСАНИЯ, Г. Е. БАБАЯН, А. В. ВОСКАНЯН, А. О. ГАСПАРЯН,  
С. Р. ЛЕВОРКЯН, С. Н. КАРАПЕТЯН, А. Л. КЕТИКЯН, Г. К. МЕГРАБЯН,  
К. А. МОВСИСЯН, Г. А. ОГАНЕСЯН, А. Л., ПЕТРОСЯН, Р. Н. ПИХТЕЛЕВ,  
С. К. САНТРИАН, А. А. ШАГИНЯН, В. Г. ЯКОВЛЕВ

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ВПЕРЕД  
НА ЯДРАХ  ${}^4_2\text{He}$  ПРИ ЭНЕРГИЯХ  $E_\gamma = 1,8 + 3,8$  ГЭВ

Редактор Л. П. Мукалян

Технический редактор А. С. Абрамян

---

Подписано в печать 12/УИ-86г.

ВФ-06762

Формат 60x64/16

Офсетная печать. Уч. изд. л. 1.0

Тираж 299 экз. Ц. 15к

Зак. тип. № 424

Инд. № 3624

---

Отпечатано в Ереванском физическом институте

Ереван 36, Маркаряна 2

индекс 3624



**ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ**