

577
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

P-377

Б.П. Банник, В.Г. Гришин, М.Я. Даныш, В.Б. Любимов,
М.И. Подгорецкий

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ПРОТОНОВ
С ЭНЕРГИЕЙ 8,7 БЭВ
НА ЯДРАХ ФОТОЭМУЛЬСИИ

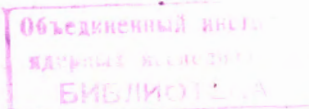
ЖЭТФ, 1959, т37, в6, с1575-1581.

Дубна 1959 год

Б.П. Банник, В.Г. Гришин, М.Я. Даныш, В.Б. Любимов,
М.И. Подгорецкий

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ПРОТОНОВ
С ЭНЕРГИЕЙ 8,7 БЭВ
НА ЯДРАХ ФОТОЭМУЛЬСИИ^{*/}

^{*/} Предварительное сообщение приведено в [1]



Изучение упругого рассеяния частиц большой энергии является удобным методом исследования структуры ядер. К сожалению, соответствующие опыты требуют измерения очень малых углов рассеяния. Так, например, при рассеянии протонов с энергией 9 Бэв на ядрах фотоэмульсии большая часть исследуемых углов не превосходит 1° . В настоящей работе применен метод, позволяющий исследовать угловые распределения вплоть до углов $\sim 0,2^\circ$ способом, аналогичным измерениям многократного рассеяния.

Работа проводилась на эмульсионных камерах, облученных внутренним пучком протонов с энергией 8,7 Бэв на синхрофазотроне Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований. Камера № 1 была составлена из слоев фотоэмульсии НИКФИ-Р толщиной 450μ ; интенсивность облучения составляла примерно 10^4 частиц/см². Пучок протонов с угловым разбросом около $0,2^\circ$ проходил вдоль камеры под углом $0,7^\circ$ к плоскости эмульсионного слоя. Поиск следов и последующие измерения проводились на просмотровых микроскопах при увеличении $60 \times 10 \times 1,5$.

Из-за наличия большой дисторсии в фотоэмульсии углы измерялись относительным методом. Для этой цели выбирались пары следов и при помощи окулярной шкалки измерялись расстояния между следами в двух точках, отстоящих друг от друга на 2 мм / $\ell = 2$ мм/. Разность измеренных расстояний дает проекцию θ угла между рассматриваемыми следами на плоскость эмульсионного слоя. Отбирались пары следов, удовлетворяющие следующим условиям:

- 1/ релятивистская ионизация;
- 2/ проекция угла, образуемого следом с осью пучка, меньше 2° ;
- 3/ расстояние между следами не более $50-60\mu$ в плоскости эмульсии и $25-30\mu$ — по глубине;
- 4/ отсутствует заметный на глаз угол наклона следа к плоскости эмульсионного слоя^{x/}.

x/ При отборе желательно не вводить дискриминации, связанной с углом наклона следа к плоскости эмульсионного слоя, так как это может искажать измеряемое распределение горизонтальных углов. Фактически оказалось, что некоторая неопределенность, содержащаяся в 4-м условии, не имела в этом смысле существенного значения.

Описанным способом была измерена 601 пара следов на расстоянии $R = 95$ мм от края эмульсионной камеры. Полученное распределение углов θ представлено на рис. 1^{x/}. Среднеквадратичная ошибка измерения $\Delta\theta = 0,03^\circ$.

Тем же путем было измерено угловое распределение при $R = 5$ мм для 572 пар следов /рис. 2/. Рассматривая его как начальное, можно рассчитать вид углового распределения при $R = 95$ мм с учетом многократного кулоновского рассеяния, однократного и двухкратного ядерного упругого рассеяния. Вклад трехкратного рассеяния при $R = 95$ мм мал и поэтому не учитывался.

Дифференциальное и полное сечения упругого рассеяния $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_d$ и σ_d рассчитывались^{xxx/} по оптической модели [2]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_d = \left| K_0 \int_0^\infty (1 - e^{-\sigma_{NN} \rho_0 S(b)}) J_0(K_0 b \sin \theta) b db \right|^2,$$

$$\sigma_d = 2\pi \int_0^\infty (1 - e^{-\sigma_{NN} \rho_0 S(b)})^2 b db. \quad \text{xxx/}$$

В приведенных формулах действительная часть показателя преломления в ядерном веществе полагается равной единице. Иными словами, в выражении для волнового вектора протона внутри ядра $K = K_0 + K_1 + i \frac{K}{2}$ / K_0 - волновой вектор протона вне ядра; K - коэффициент поглощения / K_1 полагается равным нулю.

Величина σ_{NN} была подобрана так, чтобы сечение неупругого взаимодействия

$$\sigma_a = 2\pi \int_0^\infty (1 - e^{-2\sigma_{NN} \rho_0 S(b)}) b db$$

x/ Для исключения фона вторичных частиц следы пар с углом $\theta > 1^\circ$ продолжались назад. Из 19 случаев с $\theta > 1^\circ$ в 5 случаях один из следов оказался вторичной частицей. Эти случаи не вошли в распределение, представленное на рис. 1. Фон при $\theta < 1^\circ$ был оценен по угловому распределению вторичных релятивистских частиц в ядерных взаимодействиях; ожидаемое число фоновых частиц равно 17.

xx/ Расчеты произведены, в основном, С.М.Биленьким и Р.М.Рындиным. Авторы рады выразить им свою благодарность.

xxx/ Смысл использованных обозначений см. в [2].

соответствовало среднему пробегу $\lambda_0 = 34,7$ см, полученному для неупругого взаимодействия протонов с энергией 8,7 Бэв с ядрами фотоэмульсии^[3]. Полученное значение $\sigma_{NN} = 34 \text{ мб}^x$ согласуется с результатами теоретического анализа^[5] и непосредственных измерений сечений неупругого / σ неупр./ и упругого / σ упр./ /р-р/-взаимодействий при 8,7 Бэв. Так, в работе^[6] σ неупр. = 21 мб, σ упр. = /10 \pm 3/ мб, в работе^[7] σ упр. = /10 \pm 4/ мб; в работе^[8] σ упр. = /8,4 \pm 1,1/ мб.

При проведении всех вычислений для упрощения расчетов предполагалось что плотность нуклонов в ядре распределена по закону:

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_0 & \text{для } r \leq r_0 \\ \rho_0 \frac{r_1 - r}{r_1 - r_0} & \text{для } r_0 \leq r \leq r_1 \\ 0 & \text{для } r > r_1, \end{cases}$$

где

$$\begin{aligned} r_0 &= /1,14 \text{ А}^{1/3} - 1,49/ \cdot 10^{-13} \text{ см}, \\ r_1 &= /1,14 \text{ А}^{1/3} + 1,49/ \cdot 10^{-13} \text{ см}. \end{aligned}$$

Полученные при этом выражения для ρ_0 и $S(\theta)$ практически не отличались от результатов расчетов, выполненных при более сложном виде распределения в работе^[2].

Угловое распределение при $R = 95$ мм с учетом многократного кулоновского и ядерного рассеяния имеет вид:

$$F(\theta) = \alpha_0 F_0(\theta) + \alpha_1 F_1(\theta) + \alpha_2 F_2(\theta).$$

Здесь через

$$\alpha_0 = e^{-\frac{t}{L_d}}, \quad \alpha_1 = \frac{t}{L_d} e^{-\frac{t}{L_d}}, \quad \alpha_2 = 1 - (\alpha_0 + \alpha_1)$$

обозначены вероятности прохождения пути $t = 90$ мм без ядерного рассеяния, с одним рассеянием и двумя рассеяниями соответственно; L_d - рассчитанное значение среднего пробега для упругого взаимодействия протонов с ядрами фотоэмульсии, равное 72 см; $F_0(\theta)$, $F_1(\theta)$ и $F_2(\theta)$ - угловые распреде-

^{x/} Аналогичный результат получен также в ^[4].

ления при $R = 95$ мм, вычисленные с учетом начального углового распределения при $R = 5$ мм и в предположении об отсутствии ядерного рассеяния $/F_0/$, наличии одного акта рассеяния $/F_1/$ и двух актов рассеяния $/F_2/$.

Распределение $F(\theta)$ приведено на рис. 1, где для сравнения нанесена также кривая $F_0(\theta)$. Согласие с экспериментальными данными кажется недостаточно хорошим.

Аналогичный результат был получен также другим более чувствительным методом.

Пластика выставлялась на столике микроскопа так, чтобы ось пучка была параллельна направляющей столика. Пары следов отбирались для измерений при $R = 10$ мм. Условия отбора оставались приблизительно прежними. Для каждой пары следов дважды измерялся угол θ при $l = 2$ мм. Первое измерение делалось при $R = 10$ мм, второе - на расстоянии $L = 10$ мм от первого. Если хотя бы один из следов при перемещении во второе положение выходил из поля зрения или из эмульсии, второе измерение делалось при меньшем L . Изменение угла θ на длине L давало величину проекции угла рассеяния φ . Точность измерения $\Delta\varphi = 0,09^\circ$.

Всего было измерено 2276 пар следов^{x/}, из которых все пары с углом $\varphi > 0,2^\circ$ /108 случаев/ измерялись еще раз на измерительном микроскопе МБИ-8 при увеличении 90x15x1 при $L = l = 1$ мм. Ошибка в измерении угла $\Delta\varphi = 0,03^\circ$. В результате повторных измерений оказалось, что 31 пара имеет угол $\varphi < 0,2^\circ$ и одна пара - угол $\varphi > 1,7^\circ$ xx/. Таким образом 76 пар имели угол, лежащий в интервале $0,2^\circ < \varphi < 1,7^\circ$.

Аналогичные измерения были проведены на другой эмульсионной камере /№ 2/ лучшего качества, также составленной из слоев НИКФИ-Р толщиной 450 μ и облученной в прежних условиях. В результате было найдено 48 случаев рассеяния на углы от $0,2^\circ$ до $1,7^\circ$. Таким образом, в двух камерах в

x/ При этом в камере № 2 на 2733 см следов обнаружено 76 звезд. Величина среднего пробега неупругого взаимодействия $L_a = 36,0 \pm 4,1$ /см хорошо согласуется с полученной в работе [3].

xx/ Случай рассеяния на угол $\varphi > 1,7^\circ$ не регистрировались, так как эффективность их обнаружения зависела от величины угла рассеяния.

сумме было обнаружено 124 случая рассеяния в этом интервале углов. Из этого числа следовало исключить случаи, связанные:

- а/ с неупругим взаимодействием внутри камеры;
- б/ с неупругим взаимодействием вне камеры;
- в/ с искажениями в эмульсии.

Случаи неупругого взаимодействия внутри камеры с числом заряженных вторичных частиц большим, или равным двум исключались при визуальном просмотре вдоль следа назад до выхода из эмульсии. Случаи достаточно медленных вторичных частиц, образовавшихся как внутри, так и вне камеры, исключались измерением многократного кулоновского рассеяния.

Измерения многократного рассеяния проводились с длиной ячейки 2000μ , в большинстве случаев при продолжении следов в соседний эмульсионный слой. Для каждого случая находилась средняя вторая разность \mathcal{D} в делениях окулярного микрометра /1 деление = $0,0925 \mu$ /. Результаты измерений представлены на рис.3, где по горизонтальной оси отложена величина \mathcal{D} , а по вертикальной - число случаев. Средняя величина $\overline{\mathcal{D}} = 17,1 \pm 0,3$ делений для всех случаев, имеющих $\mathcal{D} < 20$ делений. 11 случаев с величиной средней второй разности $\mathcal{D} > 20$ делений /рвс меньше 2 Бэв/ были связаны с вторичными частицами и неупругими соударениями и в статистику не вошли.

Случаи, обусловленные искажениями в эмульсии, имели место, несмотря на относительные измерения, поскольку расстояние между следами пары могло оказаться достаточно большим / $\sim 300 \mu$ /.

Влияние искажений исключалось, в основном, с помощью повторных измерений относительно нескольких близлежащих следов. Случай связывался с дисторсией и отбрасывался, если результаты повторных измерений отличались от первоначального более, чем на $0,1^\circ$. Таких случаев оказалось 17 в камере № 1 и 19 - в камере № 2.

Окончательные результаты приведены в таблицах I и II и на рис. 4, где для сравнения нанесена кривая, рассчитанная по оптической модели. Экспериментальные точки для углов $\varphi > 0,3^\circ$ легли выше рассчитанной кривой. Число случаев рассеяния на угол $\varphi > 0,3^\circ$ равно 62, в то время как согласно оптической модели должно быть 31.

В интервале больших углов расхождение сохраняется. Для углов $\varphi > 0,5^\circ$ число измеренных и ожидаемых случаев соответственно равно 22 и 9.

Следует также иметь в виду, что упругое рассеяние на достаточно большие углы на ядрах C, N, O сопровождается образованием наблюдаемых ядер отдачи. Соответствующие случаи /около пяти/ были отброшены вместе с неупругими взаимодействиями.

В области углов $0,2^\circ - 0,3^\circ$ часть случаев рассеяния могла быть отброшена вследствие принятой системы отбора. Некоторые случаи могли быть потеряны при исключении дисторсии. Вклад этих эффектов, согласно проведенным грубым оценкам, составляет 9 случаев. Если учесть эту поправку, то число случаев в интервале $0,2^\circ - 0,3^\circ$ составит 24 ± 12 . В распределении, представленном на рис. 4, поправка не вводилась.

Влияние кулоновского рассеяния рассматривалось приблизительно. При углах $\varphi > 0,4^\circ$ оно оказалось ничтожным. В интервале $0,2^\circ - 0,3^\circ$ сечения кулоновского и ядерного рассеяний сравнимы по величине.

Не исключено, что в этой области углов имеет некоторое значение интерференция кулоновского и ядерного рассеяния. Выяснение этого вопроса требует существенного увеличения статистики.

Результаты измерений показывают, что сечение упругого рассеяния протонов с энергией 8,7 Бэв на ядрах фотоэмульсии плохо согласуется с предсказаниями оптической теории, если считать, что действительная часть волнового вектора протона внутри ядра не изменяется / $K_1 = 0$ /. Поэтому естественно предположить, что $K_1 \neq 0$. Тогда в силу соотношения

$$K_1 = \frac{2\pi\rho(r)}{K_0} \operatorname{Re}f(0),$$

действительная часть амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния в нуле $\operatorname{Re}f(0)$ также отлична от нуля. Последнее заключение согласуется с результатами измерения упругого рассеяния протонов на протонах при энергии 8,5 Бэв [8], из которых можно получить

$$\operatorname{Re}f(0) = 15 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$$

^{x/} При получении этой цифры возможное влияние спинового взаимодействия не рассматривалось. Величина $\operatorname{Re}f(0)$ дана в лабораторной системе координат.

Это значение было использовано для вычисления K_1 .

Если величина K_1 отлична от нуля, то выражения для дифференциального и полного сечений упругого рассеяния принимают следующий вид:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_d = \left| K_0 \int_0^{\infty} (1 - e^{-\sigma_{NN} \rho_0 S(b)} \cos \Psi) J_0(K_0 b \sin \theta) b db \right|^2 +$$

$$+ \left| K_0 \int_0^{\infty} e^{-\sigma_{NN} \rho_0 S(b)} \sin \Psi J_0(K_0 b \sin \theta) b db \right|^2,$$

$$\sigma_d = 2\pi \int_0^{\infty} (1 - e^{-\sigma_{NN} \rho_0 S(b)} \cos \Psi)^2 b db +$$

$$+ 2\pi \int_0^{\infty} e^{-2\sigma_{NN} \rho_0 S(b)} \sin^2 \Psi b db,$$

где

$$\Psi = \frac{4\pi}{K_0} \rho_0 S(b) \text{Ref}(0).$$

Угловое распределение с учетом K_1 приведено на рис. 4^{x/}. Оно удовлетворительно согласуется с измеренным. Число случаев рассеяния на углы $\varphi > 0,3^\circ$ равно 58 при экспериментальном значении 62. В интервале углов $\varphi > 0,5^\circ$ рассчитанное и измеренное число случаев соответственно равны 23 и 22.

Вычисленные с учетом K_1 значения сечений упругого рассеяния, а также полных сечений для легких и тяжелых ядер эмульсии приведены в таблице III. Результаты этих вычислений качественно согласуются с данными по измерению рассеяния нейтронов с энергией 4,5 Бэв на C, Cu и Pb [9].

Согласие между измеренным угловым распределением и рассчитанным свидетельствует о том, что величина K_1 была выбрана правильно и следовательно⁺ но вещественная часть амплитуды рассеяния $\text{Ref}(0)$ действительно отлична от

^{x/} В расчетах полагалось, что

$$r_0 = /1,08 \cdot A^{1/3} - 1,49 / \cdot 10^{-13} \text{ см},$$

$$r_1 = /1,08 \cdot A^{1/3} + 1,49 / \cdot 10^{-13} \text{ см}.$$

нуля и близка к $15 \cdot 10^{-13}$ см. Величина K_1 , полученная при этом значении $Ref(0)$ в предположении однородного распределения плотности ядерного вещества, равна $1,5 \cdot 10^{12}$ см⁻¹. Используя эту цифру, можно вычислить эффективный потенциал взаимодействия нуклона с ядром

$$V = \hbar \beta s K_1 \approx 30 \text{ Мэв.}$$

В работе [10] для нейтронов с энергией 1,4 Бэв была получена величина потенциала $V = 26$ Мэв. Аналогичные результаты $V \sim 30$ Мэв/ следуют из работ [11-12] для протонов с энергией около 1 Бэв. Таким образом, эффективный потенциал взаимодействия в интервале энергий от 1 Бэв до 9 Бэв остается, по-видимому, постоянным.

Авторы пользуются случаем поблагодарить И.М. Граменицкого за ценные советы и помощь в работе, П.К. Маркова и Э.Н. Цыганова за полезные дискуссии и В.М. Горбункова и А.И. Родионова, выполнивших часть расчетов. Измерения проводились Аверьяновой Л.И., Головиной З.П., Журавлевой Т.А., Кирсановой Н.В., Котеневой М.П., Маклачковой А.И., Нурушевой Г.А. и Тюпиковой Г.П., которым авторы приносят свою глубокую благодарность.

Рукопись поступила в издательский отдел 2 июля 1959 года.

Цитированная литература

- [1] 1958 Annual International Conference on High Energy Physics at CERN, Genève, p. 309;
- [2] I.W. Cronin, R. Cool, and A. Abashian, Phys.Rev. 107, 1121 (1957);
- [3] Н.П. Богачев, Ван Шу-фэнь, И.М. Граменицкий, Л.Ф. Кириллова, Р.М. Лебелев, В.Б. Любимов, П.К. Марков, Ю.П. Мерексов, М.И. Подгорецкий, В.М. Сидоров, К.Д. Толстов, М.Г. Шафранова. Атомная энергия 4, 281 /1958/.
- [4] В.С. Барашенков, Хуан Нянь-нин. ЖЭТФ, 36, 1319 /1959/.

- [5] В.Г.Гришин, И.С.Саитов. ЖЭТФ, 33, 1051 /1957/.
- [6] Н.П.Богачев, С.А.Бунятов, И.М.Граменицкий, В.Б.Любимов, Ю.П.Мереков, М.И.Подгорецкий, В.М.Сидоров, Д.Тувдэндорж, ЖЭТФ, в печати.
- [7] Н.П.Богачев, С.А.Бунятов, Ю.П.Мереков, В.М.Сидоров, ДАН, СССР, 121, 617 /1958/.
- [8] В.Б.Любимов, П.К.Марков, Э.Н.Цыганов, Чжен Пу-ин, М.Г.Шафранова. ЖЭТФ, в печати.
- [9] John.H. Atkinson, Wilmot H. Hess, Victor Perez-Mender and Roger W. Wallace, Phys. Rev. Letters, 2, 168 (1959);
- [10] T. Coor, D.A. Hill, W.F.H. Hornyok, Z.W. Smith, and J.Show, Phys.Rev. 98, 1369 (1955);
- [11] N.E. Booth, Mr.B. Ledley, D. Walker, D.H. White, Proc.Phys. Soc. v. 70, 447 A, 209 (1957);
- [12] F.F. Chen, C.P. Leavitt, A.M. Shapiro, Phys. Rev. 99, 857 (1955).

Таблица I

		Камера № 1	Камера № 2	Сумма
Результаты измерений на МБИ - 8М. Число случаев.	$\varphi < 0,2^\circ$	31	14	45
	$\varphi > 1,7^\circ$	1	1	2
	Средняя вторая разность $\varnothing > 20$ дел (рвс < 2 Бэв)	8	3	11
	Дисторсия	17	19	36
	Упругое рассеяние на угол $0,2^\circ < \varphi < 1,7^\circ$	51	26	77
Общая длина измеренных следов в см		4381	2873	7254

Таблица II

Интервалы углов в градусах	Число случаев			Рассчитано для пробега 72,54 м	
	Камера № 1	Камера № 2	Сумма	для $K_1 \neq 0$	для $K_2 \neq 0$
0,0-0,1	-	-	-	26,4	40,0
0,1-0,2	-	-	-	23,6	36,0
0,2-0,3	9	6	15	19,6	29,5
0,3-0,4	18	6	24	13,8	21,1
0,4-0,5	8	8	16	8,6	13,9
0,5-0,6	7	2	9	4,7	8,3
0,6-0,7	1	3	4	2,2	4,8
0,7-0,8	1	-	1	0,9	2,9
0,8-0,9	-	-	-	0,6	2,3
0,9-1,0	2	-	2	0,3	1,9
1,0-1,1	-	-	-	0,2	1,5
1,1-1,2	3	-	3	0,1	1,0
1,2-1,3	1	1	2	-	0,7
1,3-1,4	-	-	-	-	0,3
1,4-1,5	-	-	-	-	-
1,5-1,6	-	-	-	-	-
1,6-1,7	1	-	1	-	-

Таблица III

Интегральные сечения рассеяния на ядрах фотоэмульсии, рассчитанные при $K_1 \neq 0$

	б полн. в мб.	б упр. в мб.
Тяжелые ядра	1830	888
Легкие ядра	407	158

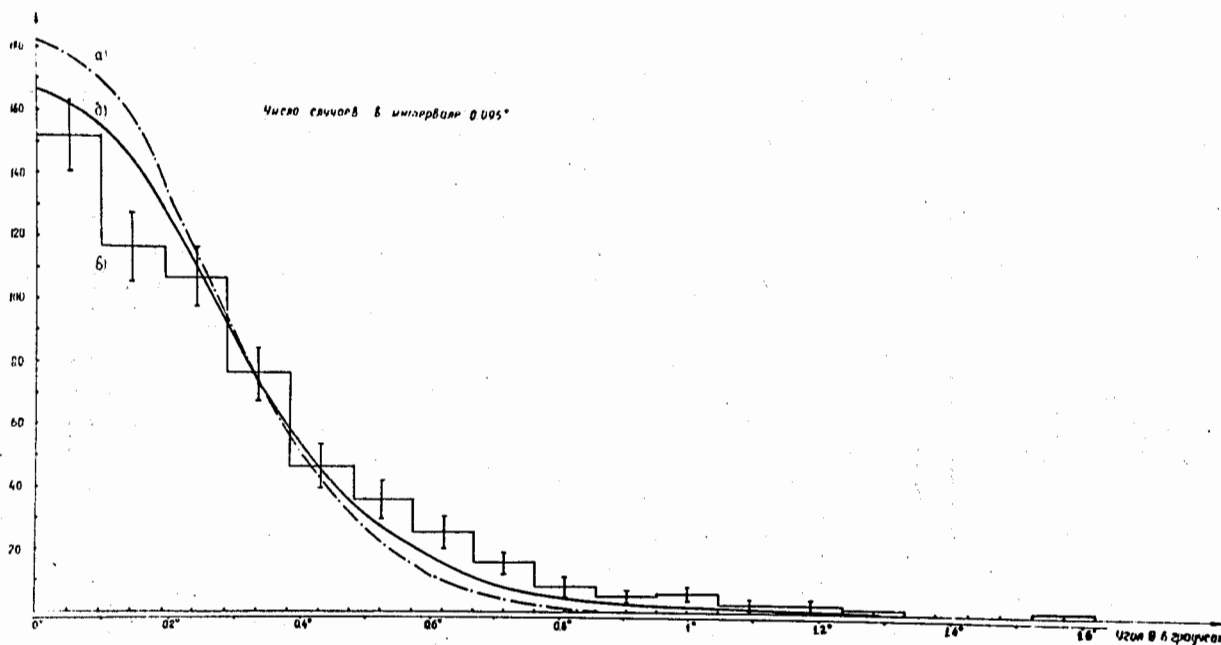


Рис. 1. Угловое распределение на расстоянии $R = 95$ мм от края эмульсионной камеры:

- а/ Рассчитанное с учетом начального углового распределения при $R = 5$ мм и многократного кулоновского рассеяния.
- б/ Рассчитанное с учетом начального углового распределения, многократного кулоновского и ядерного упругого рассеяния /при $K_1 = 0$ /.
- в/ Измеренное.

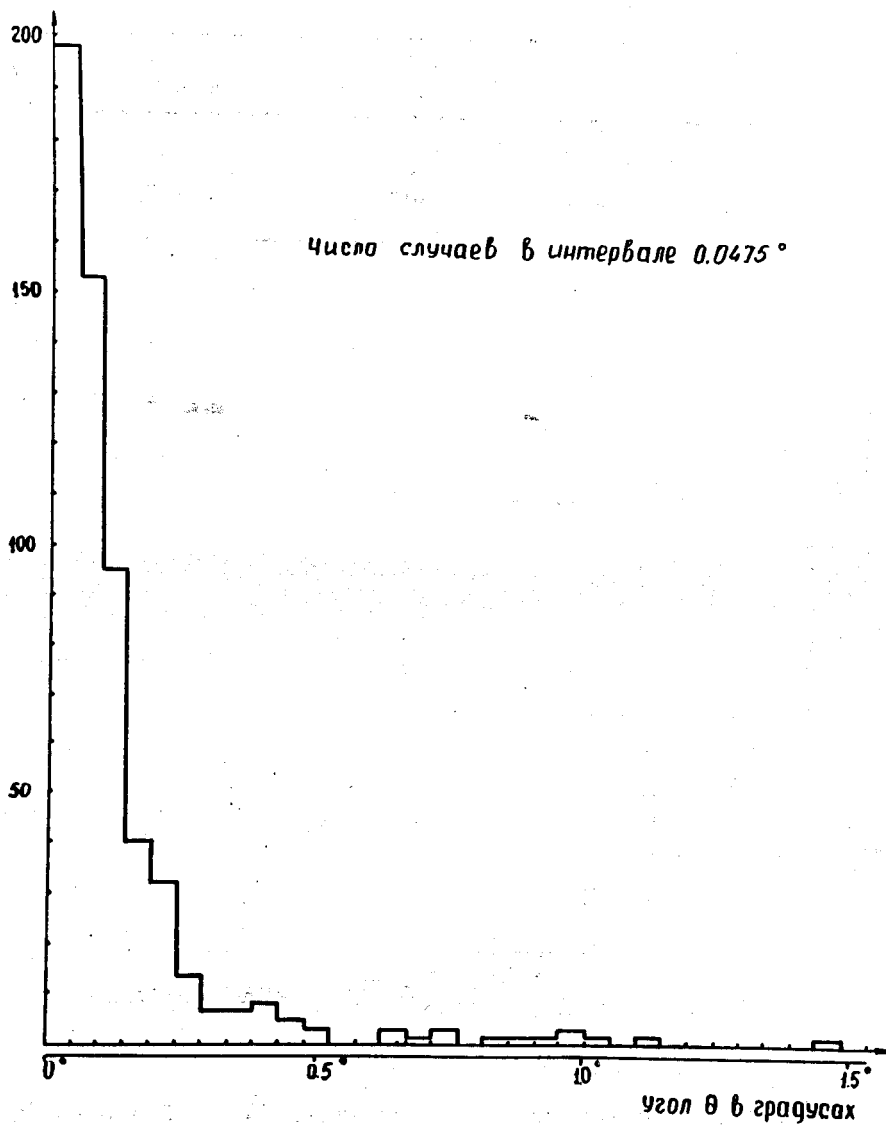


Рис. 2. Угловое распределение, измеренное на расстоянии $R = 5$ от края эмульсионной камеры.

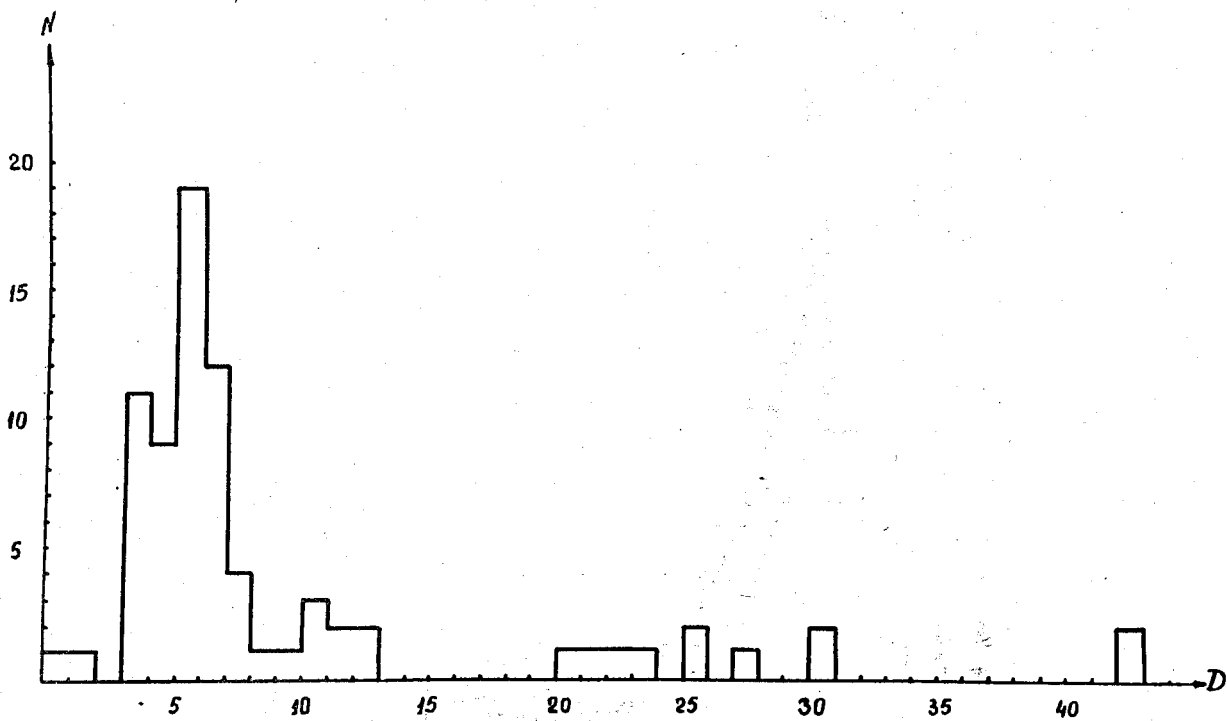


Рис. 3. Распределение средних вторых разностей.

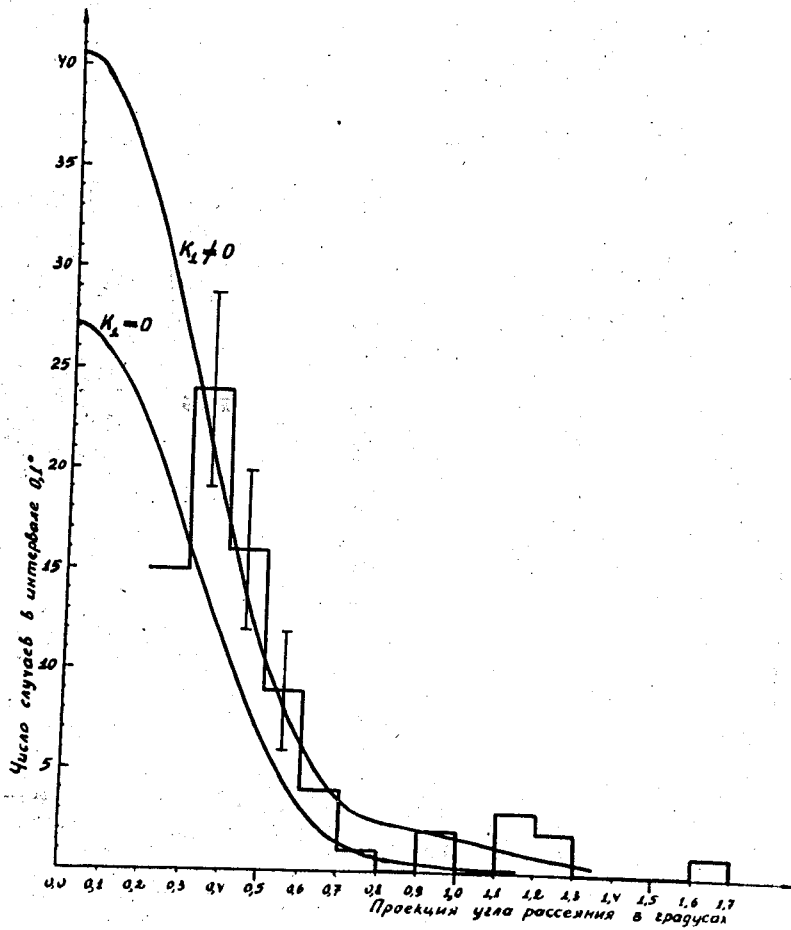


Рис. 4. Угловое распределение ядерного упругого рассеяния. Гистограмма дает измеренное распределение. Плавные кривые рассчитаны по оптической модели без преломления / $K_2 = 0$ / и с преломлением / $K_2 \neq 0$ / в ядре.