

6
Д-55



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

До Ин себ, Л.Ф. Кириллова, М.Г. Шафранова

Р - 1135

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ПРОТОНА
НА ПРОТОНЕ
ПРИ ЭНЕРГИИ 8,35 Бэв

МЭЭТФ, 1963, т44, в5, с1487-1491.

Дубна 1962 год

До Ин себ, Л.Ф. Кириллова, М.Г. Шафранова

P - 1135

УПРУГОЕ РАССЕЙАНИЕ ПРОТОНА
НА ПРОТОНЕ
ПРИ ЭНЕРГИИ 8,35 Бэв

Дубна 1962 год

А н н о т а ц и я

Приводится уточненное дифференциальное сечение упругого $p-p$ рассеяния при энергии 8,35 Бэв, полученное с помощью фотоэмульсий. Работа является продолжением ранее проведенных экспериментов ^{/1,2,3/} с целью увеличения статистической точности в области малых углов рассеяния $/ < 8,5^\circ$ с.ц.м./ и получения более надежных данных в области больших углов $/ > 8,5^\circ$ с.ц.м./ . Выяснилось, что сечение в области больших углов выше, чем приведенное в предыдущих работах ^{/1,2,3/} . Данные анализируются в рамках полюсологии Редже и сопоставляются с другими экспериментами. Полное сечение упругого $p-p$ рассеяния оказалось $/ 10,8 \pm 0,8 /$ мб, среднеквадратичный радиус взаимодействия

$$\sqrt{r^2} = 1,07 \pm 0,08 / f .$$

Do-In-seb, L.F.Kirillova, M.G.Shafranova

"ELASTIC PROTON-PROTON SCATTERING AT 8.35 BEV"

Abstract

A more accurate differential cross section for elastic $p-p$ scattering at 8.35 Bev obtained by the emulsion technique is given. The work is a continuation of the experiments made earlier to increase the statistical accuracy in the region of small angle scattering ($< 8.5^\circ$ c.m.s.) and to get more reliable data in the range of large angles ($> 8.5^\circ$ c.m.s.). It became clear that the cross section in the large angle region is greater than that obtained in previous papers ^{/1,2,3/} . The data are analyzed in the framework of the Regge poles and compared with other experiments. The total cross section for elastic $p-p$ scattering was found to be (10.8 ± 0.8) mb, the root-mean-square radius to be $\sqrt{r^2} = (1.07 \pm 0.08) f$.

В в е д е н и е

В последнее время возрос интерес к опытам по упругому рассеянию частиц высоких энергий на нуклонах в связи с появившейся возможностью безмодельной интерпретации экспериментальных данных в рамках полюсологии Редже^{/4/}. Теория предсказывает медленный спад дифференциального сечения при фиксированном переданном импульсе с ростом энергии первичной частицы. Сопоставление данных по дифференциальному сечению упругого p - p рассеяния, полученных различными методиками, вызывало подозрения, что результаты, полученные с помощью фотоэмульсий, страдают систематическими ошибками в области больших углов рассеяния, которые могут привести к ложному выводу о быстром росте радиуса взаимодействия. На это, например, обращал внимание Marquit^{/5/}. В данной работе на эмульсионной камере, пропитанной водой, применен способ просмотра, дающий возможность получить надежные данные в области больших углов рассеяния.

Постановка эксперимента

Камера из 30 пропитанных водой слоев эмульсии НИКФИ БР облучалась на внутреннем пучке синхрофазотрона ОИЯИ протонами с энергией $/8,22 \pm 0.01/$ Бэв. Использовались слои размером 10×10 см² с первоначальной толщиной 435 мк. Камера облучалась перпендикулярно плоскости эмульсионных слоев, средняя плотность потока была $1,8 \cdot 10^5$ частиц/см². Наклон пучка к плоскости слоя 89° . В 1 см³ облучаемой эмульсии содержалось $/5,38 \pm 0,13/ \cdot 10^{22}$ ядер водорода. Чувствительность эмульсии, определенная по позитронам от π - μ - e распадов, оказалась 14 ± 1 зерно/100мк. При поиске событий упругого рассеяния по площади эффективность регистрации падает с ростом угла рассеяния, т.к. ионизация протона отдачи становится меньше^{/3/}; поэтому неоднотипность событий может играть существенную роль. Если это так, то в дифференциальном сечении появится систематическая ошибка, связанная с завышением эффективности просмотра. Для того, чтобы избежать систематических ошибок, ранее дважды просмотренные "по площади" слои были просмотрены в третий раз "вдоль группы следов", входящих перпендикулярно в эмульсию. При этом искались отклонения следа от направления пучка. Благодаря тому, что угловая полуширина пучка была мала $/10'/$, сохранялась конфигурация группы. Наличие большой базы (средняя толщина слоя во время облучения была 1100 мк) позволяло легко регистрировать отклонения следа от направления пучка, если угол рассеяния был $> 0,5^\circ$. Используемый метод имеет следующие преимущества:

- 1/ Эффективность регистрации случаев не зависит от ионизации протона отдачи.
- 2/ Эффективность просмотра оказывается выше, чем при просмотре по площади, в особенности для больших углов рассеяния.
- 3/ Применение просмотра "вдоль группы следов" в пропитанной эмульсии позволяет повысить скорость нахождения событий на водороде примерно вдвое по сравнению со скоростью их нахождения в стандартных слоях. К непропитанным слоям этот метод применить

Значительно труднее, т.к. их толщина в 2 - 2,5 раза меньше. Аналогичный способ просмотра использовался в работе /6/. Методические вопросы, связанные с использованием пропитанной эмульсии, обсуждаются в /7/ и /8/.

Измерения и идентификация

Критерии отбора, измерения и идентификация случаев упругого рассеяния на водороде подобны описанным в работе /1/. Было существенно упрощено и ускорено измерение угла рассеянного протона ψ благодаря малой полуширине пучка и большой толщине пропитанного слоя /база для измерений угла рассеянного протона была 1100 мк.//. Это позволило измерять угол относительно среднего направления пучка с точностью $6+7'$ /способ 1 в работе /1'//. Вторым, более трудоемкий способ, использовался лишь для измерения случаев с пробегом $R < 200$ мк, когда углы рассеяния $< 0,5^\circ$ и в сомнительных случаях, когда ошибка в измерении угла ψ или угла некомпланарности γ превышала трехкратную или лежала вблизи неё.

При данной точности измерений угла ψ вклад квазисобытий, оцененный методом, описанным в /1/, составлял $1 + 1,3$ %.

Точность измерения угла протона отдачи ϕ была $\sim 1,5^\circ$. Определялся он как $\phi = 90^\circ - \alpha$, где α - угол погружения следа отдачи к плотности эмульсии. Отклонением пучка от перпендикулярного направления на 1° при этом пренебрегалось. Кривая пробег-энергия для данной камеры, полученная в работе /8/, описывается формулой

$$E = (0,201 \pm 0,008) R^{0,573 \pm 0,005},$$

где E - энергия протона в Мэв.

R - его пробег в микронах. Эта зависимость справедлива по крайней мере для области энергий $4 \text{ Мэв} < E < 70 \text{ Мэв}$, она использовалась для получения интервалов дифференциального сечения.

События, отстоящие от поверхностей эмульсии менее, чем на 5% полной толщины слоя, в анализ не включались.

Результаты эксперимента

В пропитанной водой камере был найден 191 случай упругого рассеяния. В таблице приведены значения дифференциальных сечений и соответствующие эффективности просмотра ϵ , полученные на двух камерах: I - из пропитанной водой эмульсии /настоящая работа/. В области углов $4,5^\circ + 8,5^\circ$ в ссм результаты работы /3/ и настоящей согласуются и данные объединены.

В результате применения просмотра "вдоль группы следов" в области больших углов рассеяния было обнаружено много новых событий, и значения сечений, полученных в данной работе, оказались систематически выше, чем приведенные в работах /1,2,3/. Эффективность однократного просмотра по площади значительно завышена и было обнаружено, что применение известной формулы для эффективности двойного просмотра "по площади" $\epsilon_{12} = 1 - (1 - \epsilon_1)(1 - \epsilon_2)$ дает завышенное значение эффективности в области больших углов рассеяния $> 8,5^\circ$ в с.с.м./.

В этой области углов эффективность регистрации событий по площади ниже и неоднотипность их играет существенную роль.

В работе /9/ подобный результат получен на модели. Вероятно, таким же эффектом объясняется более низкое, чем в данной работе, значение сечений в /3/. Те же обстоятельства могли иметь место, например, в работах /10,11/, где события искались "по площади".

Поэтому в интервале $8,5^{\circ} - 14,5^{\circ}$ для анализа используются только новые данные. Окончательные значения сечений приведены в последней колонке таблицы. Полное сечение упругого $p-p$ рассеяния оказалось несколько выше, чем в /3/:

$$\sigma_{\text{упр.}} = 10,8 \pm 0,8 \text{ мб.}$$

Анализ экспериментальных данных

Анализ проводился в предположении, что основную роль играет вакуумный полюс.

Тогда

$$\frac{16\pi^2}{k^2\sigma_t^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} = F(t) \left(\frac{s}{2M^2} \right)^{2[L(t)-1]}$$

При $t < 0,5 \frac{\text{БЭВ}}{c} / 2$ функцию $F(t)$ представим в виде: $F(t) = e^{\lambda_1 t}$. Положив $L(t) = 1 + \lambda_2 t$, получаем:

$$y = \ln \left[\frac{16\pi^2}{k^2\sigma_t^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} \right] = B(s) t, \quad \text{где}$$

$$B(s) = \lambda_1 + 2\lambda_2 \ln \left(\frac{s}{2M^2} \right); \quad \frac{16\pi^2}{k^2\sigma_t^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} = e^{B(s)t}.$$

Имеется 7 экспериментальных точек, причём одна из них / $1,5^{\circ} - 2,5^{\circ}$ / лежит в области возможной интерференции с кулоновской амплитудой рассеяния. Методом наименьших квадратов искались коэффициенты "а" и "в" в предположении, что данные можно описать прямой: $y = a + B(s)t$; если при $t=0$ выполняется оптическая теорема, то $a=0$. Рассчитывалось два варианта:

1/ прямая проводилась через 6 экспериментальных точек, лежащих вне области возможной интерференции;

2/ прямая проводилась через 7 экспериментальных точек. Оба варианта приводят при $t=0$ к некоторому превышению над оптической теоремой:

	$B(s)$	χ^2	$\lambda_2 \left(\frac{c}{\text{БЭВ}} \right)^2$
1 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{t=0} - \frac{k^2\sigma_t^2}{16\pi^2} = 29 \pm 13$	$9,8 \pm 1,2$	2,7	$1,21 \pm 0,28$
2 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{t=0} - \frac{k^2\sigma_t^2}{16\pi^2} = 32 \pm 12$	$9,9 \pm 1,2$	3,1	$1,25 \pm 0,33$

/По результатам работ /12/ принято:

$$\sigma_t = (41 \pm 1) \text{ мб.}$$

При вычислении λ_2 значение λ_1 было взято из работы /13/.

В связи с обнаруженным систематическим занижением дифференциального сечения в области больших углов рассеяния, связанным с завышением эффективности просмотра, следует с осторожностью пользоваться для анализа экспериментальными данными, полученными с помощью фотоэмульсий.

На рис. 1 даны значения $B(s) = \lambda_1 + 2\lambda_2 \ln \frac{s}{2M^2}$ в зависимости от $t \leq 0,5 \left(\frac{\text{БэВ}}{c}\right)^2$ и $\frac{2 \ln(\frac{s}{2M^2})}{14,15,16,17/}$ полученные из анализа экспериментальных данных /14,15,16,17/ настоящей. Без учета данных, полученных в /17/.

$$\lambda_1 = 2,7 \pm 1,0 \left(\frac{c}{\text{БэВ}} \right)^2$$

$$\lambda_2 = 1,2 \pm 0,2 \left(\frac{c}{\text{БэВ}} \right)^2$$

Прямая хорошо проходит через экспериментальные точки ($\chi^2 = 2,5$). При включении данных /17/ в анализ

$$\lambda_1 = 4,0 \pm 0,6 \left(\frac{c}{\text{БэВ}} \right)^2$$

$$\lambda_2 = 0,9 \pm 0,2 \left(\frac{c}{\text{БэВ}} \right)^2$$

При этом $\chi^2 = 16,8$ - т.е. прямая проходит хуже.

По имеющимся экспериментальным данным, по-видимому, нет основания считать, что в области энергий 2 - 15 БэВ λ_2 изменяется.

В связи с тем, что в нашей работе получено некоторое превышение сечения над оптической точкой при $t=0$, результаты /14,15,16,17/ для $t \leq 0,5 \left(\frac{\text{БэВ}}{c}\right)^2$ были таким же образом, как в данной работе, проэкстраполированы в точку $t=0$ и для каждого из них определено значение $a = \ln \left[\frac{16\pi^2}{k^2 \sigma_t^2} \frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{t=0}$. Полученное распределение показано на рис. 2, $a = 0,1 \pm 0,1$.

В рамках данной теории среднеквадратичный радиус взаимодействия зависит от s :

$$\sqrt{r^2} = h \sqrt{3B(s)} = h \sqrt{3 \left(\lambda_1 + 2\lambda_2 \ln \left(\frac{s}{2M^2} \right) \right)}.$$

Если использовать полученные значения λ_1 и λ_2 , то зависимость $R(s)$ оказывается значительно слабее, чем в /11/. При энергии 8,35 БэВ /данная работа/:

$$\sqrt{r^2} = (1,07 \pm 0,08) t.$$

В заключение авторы приносят благодарность коллективу лаборантов за просмотр эмульсий и измерения.

Л и т е р а т у р а

1. В.Б.Любимов, П.К.Марков, Э.Н.Цыганов, Чжен ПУ-ин, М.Г.Шафранова, ЖЭТФ т. 37, 910 /1959/
2. П.К.Марков, Э.Н.Цыганов, М.Г.Шафранова, Б.А.Шахбазян, ЖЭТФ 38, 1471 /1960/
3. До Ин-себ, Л.Ф.Кириллова, П.К.Марков, Л.Г.Попова, И.Н.Силин, Э.Н.Цыганов, М.Г.Шафранова, Б.А.Шахбазян, А.А.Юлдашев, ЖЭТФ, 41, 1748 /1961/
4. T.Regge. Nuovo Cim. 14, 951 (1959); Nuovo Cim. 18, 947 (1960).
В.Н.Грибов ЖЭТФ 41, 1962 /1961/
В.Н.Грибов ЖЭТФ 42, 1260 /1962/
В.Н.Грибов ЖЭТФ 41, 667 /1961/
G.F.Chew, S.C.Frautschi. Phys. Rev. Lett 7, 394 (1961).
5. E.Marquit. Phys. Lett. 1, 41 (1962).
6. V.A.Bull and D.A.Garbutt, The Aix-en-Provence International Conference on Elementary Particles v. 1, 85 (1961).
7. До Ин-себ, Л.Г.Кривенцова, С.И.Любомиллов, М.Г.Шафранова. "Ядерная фотография" из-во АН СССР, стр. 446, 1962г. / Труды третьего международного совещания по ядерной фотографии, Москва 1960/.
8. До Ин-себ, Л.Ф.Кириллова, З.Ф.Корбел, М.Г.Шафранова, ПТЭ /в печати/, препринт ОИЯИ 1080 /1962/.
9. E.Marquit. Nuovo Cim. 23, 781 (1962).
10. С.А.Азимов, До Ин-себ, Л.Ф.Кириллова, Э.М.Хабибуллина, Э.Н.Цыганов, М.Г.Шафранова, Б.А.Шахбазян, А.А.Юлдашев, ЖЭТФ 42, 430 /1962/.
11. Э.Н.Цыганов, препринт ОИЯИ Д-882; ЖЭТФ 42, 1456 /1962/
12. A.Ashmore, G.Cocconi, A.N.Diddens and A.M.Wetherell, Phys. Rev. Lett. 5, 576 (1960).
G.Von Dardell, D.H. Frisch, R.Mermod, R.H.Milburn, P.A.Pirone, M.Vivargent, G.Weber and K.Winter, Phys. Rev. Lett. 5, 333 (1960).
S.Y.Lindenbaum, W.A.Love, J.A.Niederer, S.Osaki, J.J.Russell and L.C.L.Juan. Phys. Rev. Lett. 7, 185 (1961).
13. A.N.Diddens, E.Lillethun, G.Manning, A.E.Taylor, T.G.Walker and A.M.Wetherell. Phys. Rev. Lett. v. 9, 111 (1962).
14. A.N.Diddens, E.Lillethun, G.Manning, A.E.Taylor, T.G.Walker and A.M.Wethereli. Phys. Rev. Lett. v. 9, 108 (1962).
15. G.Smith, H.Courant, E.Fowler, H.Kraybill, G.Sandwiss, H.Taft. Phys. Rev. 123, 2160 (1961).
16. B.Cork, W.A.Wentzel, C.W.Causey. Phys. Rev. 107, 859 (1957).
17. T.Fujii, G.B.Chadwick, G.B.Collins, P.Y.Duke, N.C.Hien, M.A.R.Kemp and F.Turkot, BNL 6262 (1962) Phys. Rev. (в печати).

Рукопись поступила в издательский отдел
8 декабря 1962 года.

Т А Б Л И Ц А

Дифференциальное сечение упругого р-р рассеяния

		$E = 8,5$ Бэв (работа /3/)			($E = 8,2$ Бэв настоящая работа)			$E_{эф} = 8,35$ Бэв. (объедин. данные)
Θ с.п.м.	$t(\frac{\text{Бэв}}{c})^2$	Число случаев	$\epsilon\%$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ $\frac{\text{мб}}{\text{стер.}}$	Число случаев	$\epsilon\%$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ $\frac{\text{мб}}{\text{стер.}}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ $\frac{\text{мб}}{\text{стер.}}$
$1,5^0 - 2,5^0$	0,0048	24	$91,6 \pm 3,0$	154 ± 33	6	-	-	154 ± 33
$2,5^0 - 4,5^0$	0,0146	72	$97,0 \pm 0,7$	124 ± 15	36	$99,3 \pm 0,7$	150 ± 25	130 ± 13
$4,5^0 - 6,5^0$	0,0361	87	$96,3 \pm 0,9$	93 ± 11	32	$98,5 \pm 1,1$	$86,2 \pm 15,2$	$90,7 \pm 8,9$
$6,5^0 - 8,5^0$	0,0671	77	$94,5 \pm 1,3$	$63,3 \pm 7,7$	33	$97,9 \pm 1,4$	$68,0 \pm 12,2$	$65,8 \pm 6,5$
$8,5^0 - 10,5^0$	0,1078		$84,5 \pm 3,1$	$35,9 \pm 5,5$	31	$89,5 \pm 4,5$	$53,4 \pm 10,7$	$53,4 \pm 10,7$
$10,5^0 - 12,5^0$	0,1577		$89,0 \pm 3,5$	$13,3 \pm 2,9$	25	$81,8 \pm 5,0$	$36,2 \pm 8,9$	$36,2 \pm 8,9$
$12,5^0 - 14,5^0$	0,2174			$6,5 \pm 2,1$	10	$81,8 \pm 5,0$	$15,4 \pm 4,9$	$15,4 \pm 4,9$
$14,5^0 - 16,5^0$				$4,0 \pm 1,5$	2	-	-	-
$16,5^0 - 18,5^0$			$70,0 \pm 4,4$	$1,0 \pm 0,7$	2	-	-	-
$18,5^0 - 20,5^0$				$0,5 \pm 0,5$	1	-	-	-

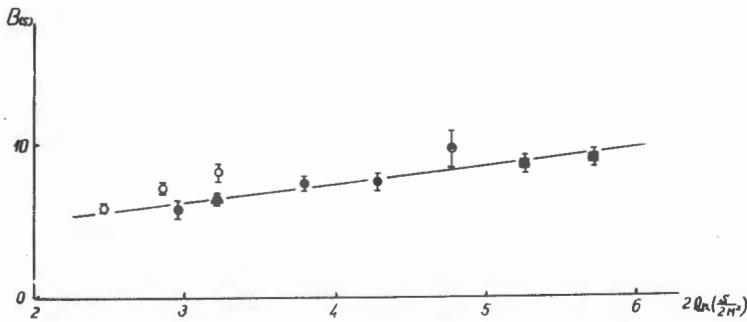


Рис.1 Зависимость $B(s) = \lambda_1 + 2\lambda_2 \ln \left(\frac{s}{2M^2} \right)$ от $2 \ln \left(\frac{s}{2M^2} \right)$ по данным работ:

- A.N.Diddens и др. /14/
- ▲ G.Smith и др. /15/
- B.Cork и др. /16/
- T.Fujii и др. /17/
- ◎ настоящая работа.

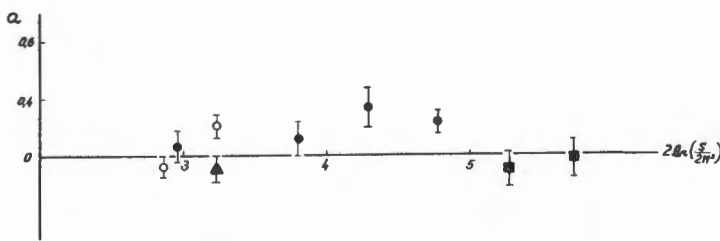


Рис.2 Значения $a = \left[\ln \frac{16\pi^2}{k^2 \sigma t} - \frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{t=0}$ в зависимости от величины $2 \ln \left(\frac{s}{2M^2} \right)$, полученные из работ:

- A.N.Diddens и др. /14/
- ▲ G.Smith и др. /15/
- B.Cork и др. /16/
- T.Fujii и др. /17/
- ◎ настоящая работа.