

19/11/73

2-491

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

682/2-73

P1 - 6811



Х.М. Чернев

ПАРАМЕТР НАКЛОНА
УПРУГОГО Р-Р -РАССЕЯНИЯ
В ОБЛАСТИ КУЛОНОВСКОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1972

P1 - 6811

Х.М.Чернев

ПАРАМЕТР НАКЛОНА
УПРУГОГО Р-Р -РАССЕЯНИЯ
В ОБЛАСТИ КУЛОНОВСКОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ

Направлено в ЯФ

В последние годы для исследования упругого $p-p$ рассеяния ^{/1-7/} стала доступна область малых передач импульса. В этой области общепринятой является следующая параметризация дифференциального сечения:

$$\frac{d\sigma}{d|t|} = \left(\frac{d\sigma}{d|t|} \right)_{t=0} \exp(bt),$$

где $t = -2p^2(1 - \cos \theta)$ - квадрат переданного четырехмерного импульса, $b = \frac{d}{d|t|} \ln(d\sigma/d|t|)$ - параметр наклона дифференциального сечения.

Величина параметра наклона - предмет многих теоретических и экспериментальных исследований. Экспериментально доказано, что в области высоких энергий параметр наклона зависит от энергии и что с ее ростом значение этого параметра возрастает. В работе ^{/8/} было показано, что параметр наклона зависит и от интервала переданного импульса, в котором он определяется. В этой работе, в частности, делается вывод о том, что параметр наклона имеет разные значения в области переданного импульса меньше $0,15 \text{ Гэв}/c^2$ и больше $0,2 \text{ Гэв}/c^2$. В ЦЕРНе в эксперименте на встречных пучках ^{/3/} определены эти два параметра, а также точка "излома" ($|t| \cong 0,1 \text{ Гэв}/c^2$) графика логарифмической зависимости дифференциального сечения от t .

Целью настоящей работы является исследование вопроса о возможности существования других точек излома в области интерференции ядерного и кулоновского рассеяния и определение параметра наклона в этом интервале переданного импульса.

I. f

Дифференциальное сечение упругого рассеяния для бесспиновых частиц в области интерференции ядерного и кулоновского рассеяния описывается формулой Бете ^{19/} :

$$\frac{d\sigma}{d|t|} = \xi [A_c^2 + A_r^2 + A_i^2 - 2A_c(A_r + 2n A_i \ln \frac{1,06}{kR\theta})], \quad /1/$$

где $A_c(t) = -\frac{2\hbar^2 nk}{|t|} F(t)$ - амплитуда кулоновского рассеяния,

$F(t) = \exp(\frac{1}{2}bt)$ - ядерный формфактор нуклона, A_r , A_i - действительная и мнимая части амплитуды упругого рассеяния, p , k , θ - импульс, волновое число и угол рассеяния протона в с.ц.и., $n = 1/137 \beta$ л.с.к. - кулоновский параметр, ξ - нормировочный множитель.

Для зависимости амплитуды упругого p - p рассеяния от t принималось следующее параметрическое представление:

$$A = (a + i) \sqrt{\left(\frac{d\sigma}{d|t|}\right)_{opt}} \exp\left(\frac{1}{2}bt\right), \quad /2/$$

где $a = A_r(0)/A_i(0)$ является отношением действительной части амплитуды упругого рассеяния к мнимой для $t = 0$.

Пусть при заданной энергии определены дифференциальные сечения при N значениях t . Принимаем, что в параметрическом представлении /2/ параметр b имеет разные значения в области меньших и больших переданных импульсов, т.е.

$$A = (a + i) \sqrt{\left(\frac{d\sigma}{d|t|}\right)_{opt}} \exp\left(\frac{1}{2}b_1 t\right) \quad /3a/$$

для области меньших переданных импульсов

$$A = (a + i) \sqrt{\left(\frac{d\sigma}{d|t|}\right)_{opt}} \exp\left(\frac{1}{2}b_2 t\right) \quad /3б/$$

для области больших переданных импульсов. Тогда N значений дифференциального сечения можно разделить на две группы: l_1 - экспериментальных точек в области меньших углов и l_2 - экспериментальных точек в области больших углов ($l_2 = N - l_1$). Методом

наименьших квадратов мы решали систему из N уравнений, в которой l_1 уравнений имеют вид /1/ с применением параметрического представления /3а/, а для остальных l_2 уравнений использовали /3б/. Искомыми параметрами при счете были ξ , a , b_1 и b_2 .

Для каждой экспериментальной точки проводилась проверка, не является ли она точкой излома. С этой целью последовательно приписывались все значения от некоторого начального значения a до $N-a$ ($a = 5-10$). Каждое новое значение параметра l_1 определяло и новую систему из N уравнений. При решении каждой системы уравнений определялся b . Если рассматривать зависимость полученных значений χ^2 от l_1 , наличие выявленного минимума будет свидетельствовать о правильности предположения о существовании двух областей значения параметра наклона. Соответствующее данному l_1 значение l и будет точкой излома.

II.

В работе /7/ даны дифференциальные сечения упругого $P-p$ рассеяния в интервале $0,0009 < |t| < 0,12$ /Гэв/с/² при импульсах 18,90; 38,01; 40,62; 69,84 Гэв/с. При каждом первичном импульсе число точек, в которых было определено дифференциальное сечение, равно 65-73. Эти экспериментальные данные были подвергнуты анализу по изложенному выше методу. Такой анализ при более низких энергиях не проводился из-за отсутствия в такой же степени статистически обеспеченных экспериментальных данных в рассматриваемом интервале переданного импульса.

На рис. 1 по оси абсцисс нанесены значения $|t|$, при которых было определено дифференциальное сечение. Данное $|t|$ принималось за границу между областями малых и больших переданных импульсов. По оси ординат отложено полученное при таком счете значение χ^2 . Для сравнения проведена сплошная линия, которая соответствует расчету с одним параметром наклона во всем исследуемом интервале. Разность значений рассчитанных точек χ^2 и соответствующих им точек сплошной линии для разных значений энергии максимальная в районе $l = 0,010-0,015$ и составляет $\Delta \chi^2 \approx 10$. Можно предположить, что это снижение вызвано разными значениями параметра наклона b в областях меньше и больше $|t| \approx 0,013$ /Гэв/с/².

В новом расчете параметры ξ и α изменялись не больше, чем на 1-2% по сравнению со счетом, в котором использовалась параметризация /2/.

Полученные значения для параметра наклона $b_1 / |\nu| \lesssim 0,013 / \text{Гэв}/\text{с}/^2 /$ и $b_2 / |\nu| \gtrsim 0,013 / \text{Гэв}/\text{с}/^2 /$ представлены на рис. 2.

По оси абсцисс нанесена переменная s - квадрат полной энергии в системе центра масс; по оси ординат - параметр наклона. Прямые линии соответствуют траектории полюса Померанчука в разных интервалах переданного импульса.

Как видно из рис. 2, в области кулоновской интерференции сохраняется тенденция роста параметра наклона в соответствии с ростом энергии. Следует отметить, что с возрастанием параметра наклона в области меньших переданных импульсов растет и наклон траектории полюса.

Литература

1. M.Holder et al., *Phys.Lett.*, 36B, 400 (1971).
2. U.Amaldi et al., *Phys.Lett.*, 36B, 504 (1971).
3. G.Barbiellini et al., *Phys.Lett.*, 39B, 663 (1972).
4. G.G.Beznogikh et al., *Phys.Lett.*, 30B, 274 (1969).
5. --Kh.M.Chernev et al., *Phys.Lett.*, 36B, 266 (1971).
6. V.D.Bartenev et al., *Phys.Lett.*, 39B, 411 (1972).
7. G.G.Beznogikh et al., *Preprint JINR*, E1-6613 (1972).
8. R.A.Carrigan. *Phys.Rev.Lett.*, 24, 168 (1970).
9. H.A.Bethe. *Ann.Phys.*, 3, 190 (1958).

Рукопись поступила в издательский отдел
21 ноября 1972 года.

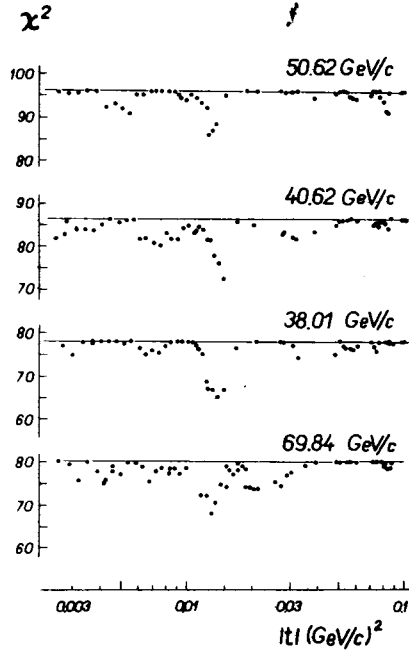


Рис. 1. χ^2 в зависимости от выбора границы между областями малых и больших переданных импульсов.

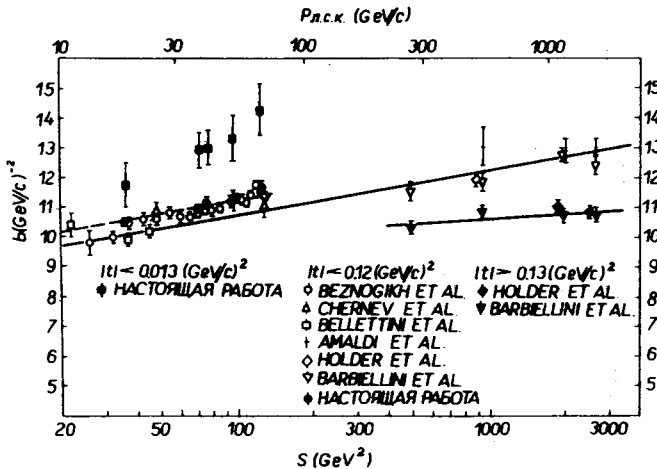


Рис. 2. Параметр наклона в различных интервалах переданного импульса.