ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

D1 - 4001

К.Д.Толстов

ВОЗМОЖНОЕ ОБЪЯСНЕНИЕ СЕЧЕНИЙ УПРУГОГО Р-Р РАССЕЯНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ В ИНТЕРВАЛЕ УГЛОВ $0 < \theta < 90^{\circ}$

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1968

D1 - 4001

К.Д.Толстов

ВОЗМОЖНОЕ ОБЪЯСНЕНИЕ СЕЧЕНИЙ УПРУГОГО P-P РАССЕЯНИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ В ИНТЕРВАЛЕ УГЛОВ $0 < \theta < 90^{\circ}$

Для объяснения дифференциальных сечений упругого р–р рассеяния в ряде работ [1–4] предлагались различные модели. В настоящее время сечения измерены в более широких пределах по энергии и углам рассеяния. Возросла также точность измерений, что позволяет произвести более подробное сопоставление с расчётами и предложить уточнения модели, объясняющей экспериментальные данные. Вне области самых малых углов (где значителен вклад кулоновского рассеяния и действительной части амплитуды), дифференциальные сечения $\frac{d\sigma}{dt}$ для упругого рассеяния различных частиц на протонах, как показано в [4], хорошо согласуются с формулой

$$\frac{d\sigma}{dt} = C \exp\left(-\frac{p_\perp^2}{\langle p_\perp^2 \rangle}\right)\left(1-\frac{p_\perp^2}{p^2}\right)^{1/2}, \qquad (1)$$

где Р – импульс протона в системе центра.

Формула (1) соответствует гауссовскому распределению составляющих поперечного импульса $p_\perp$ по осям координат. В случае упругого р–р рассеяния среднеквадратичный поперечный импульс $\langle p_\perp^2 \rangle_1^{1/2}$ в (1) оказывается не зависящим от энергии протонов в интервале $\approx 5 \div 20$ Гэв и равным $\langle p_\perp^2 \rangle_1^{1/2} = 0{,}35 \pm 0{,}01$ Гэв/с.

В [4] автором было предположено, что в области больших углов рассеяния, когда $p_\perp \gg 0{,}35$ Гэв/с, $\frac{d\sigma}{dt}$ также описываются формулой (1), но с большим параметром $\langle p_\perp^2 \rangle_2^{1/2}$. Величины $\langle p_\perp^2 \rangle_2^{1/2}$, вычисленные, согласно (1), по любым двум значениям $\frac{d\sigma}{dt}$ из работы [5], были заключены в пределах:

$<p_{\perp}^2>_2^{1/2} \approx 0{,}70 \pm 0{,}05$, т.е. $<p_{\perp}^2>_2^{1/2} \simeq 2<p_{\perp}^2>_1^{1/2}$.

Данные работы /6/ позволяют провести анализ с большей точностью.

На рисунке 1 приведены значения $\frac{d\sigma}{dt}$, рассчитанные по формуле (1) при $<p_{\perp}^2>_2^{1/2} \approx 0{,}72$ Гэв/с, и опытные данные в интервале углов рассеяния $\theta \approx 40 \div 65^{\circ}$ для трех близких значений импульсов протонов: 10,1; 11,1; и 12,1 Гэв/с. Расчётная кривая совмещена с опытным значением при $p_{\perp} = 1{,}49$ Гэв/с для 11,1 Гэв/с и $\theta = 43^{\circ}$.

В соответствии с изложенным, $\frac{d\sigma}{dt}$ могут быть описаны формулой:

$$\frac{d\sigma}{dt} = [\, C_1 \exp(-\frac{p_{\perp}^2}{<p_{\perp}^2>}) + C_2 \exp(-\frac{p_{\perp}^2}{4<p_{\perp}^2>})\,](1-\frac{p_{\perp}^2}{p^2})^{1/2} . \qquad (2)$$

На рис. 2 для протонов с импульсом 11 Гэв приведена кривая, рассчитанная по формуле (2) при значении параметра $<p_{\perp}^2>^{1/2} \approx 0{,}355$ Гэв/с, и опытные данные из работ /6,7,8/. Рисунок 2 показывает согласие расчетных и опытных значений $\frac{d\sigma}{dt}$ при изменении сечений на 7 порядков и, подчеркнем, в линейном масштабе. Параметры C_1 и C_2 с точностью $\approx 10\%$ в единицах 10^{-27} см^2(Гэв/с)$^{-1}$ равны соответственно 80 и 0,22.

Согласие расчетов по формуле (2) с опытом указывает на дискретную структуру величин среднеквадратичного поперечного импульса, отличающихся вдвое друг от друга. На основе принципа неопределенности это можно объяснить проявлением в упругом p–p рассеянии двух дискретных областей взаимодействия.

В этом случае, после столкновения в разложении волновой функции, должны присутствовать, по крайней мере, две волны, связанные с этими областями.

Вследствие того, что $C_2 \ll C_1$ для $P_{\perp} < 2<P_{\perp}^2>^{1/2}$, в формуле (2) можно не учитывать член, содержащий C_2, а при значениях $P_{\perp} > 2<P_{\perp}^2>_1^{1/2}$ становится малым и член $C_1 \exp(-\frac{p_{\perp}^2}{<p_{\perp}^2>})$. Следовательно, при малых и больших значениях $p_{\perp}$ можно пренебречь интерференцией волн от дискретных областей взаимодействия. Интерференция должна быть существенной там, где сравнимы величины членов, содержащие C_1 и C_2.

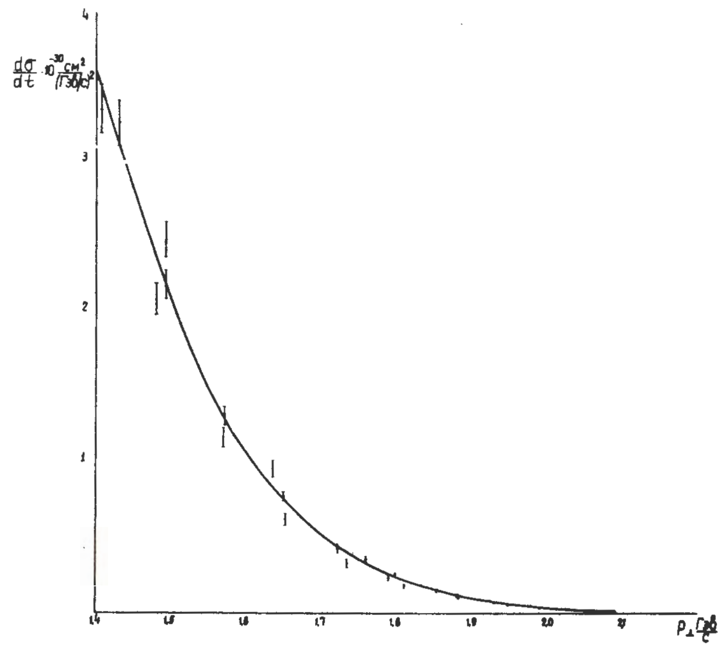

Рис. 1. Упругое p–p рассеяние при импульсах: 10,1; 11,1; и 12,1 Гэв/с. Экспериментальные точки из /6/, расчётная кривая по формуле (2).

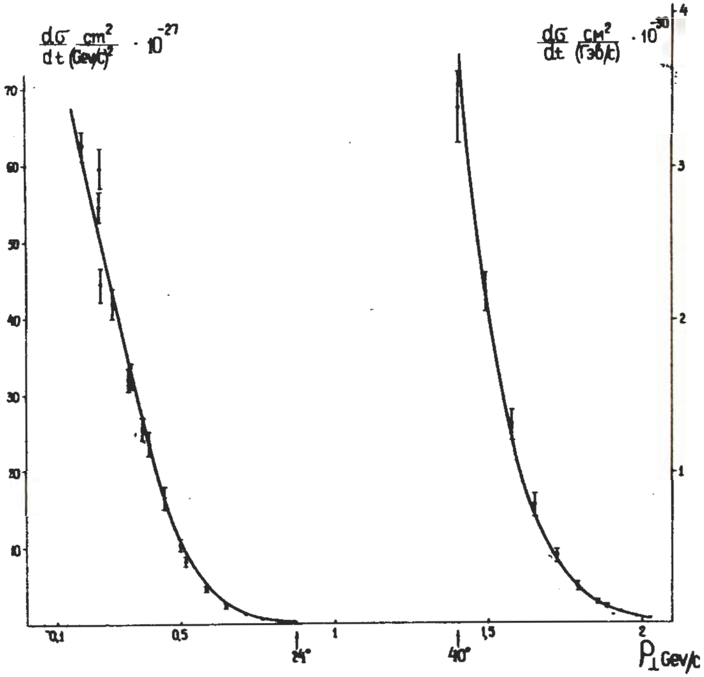

Рис. 2. Упругое p-p рассеяние при 11 Гэв/с. Экспериментальные точки из /6,7,8/, расчётные кривые по формуле (2).

Если $C_1=80$, $C_2=0{,}2$ и $\langle p_\perp^2\rangle^{1/2}=0{,}35$, то эти члены равны при $p_\perp=0{,}99$ Гэв/с.

Для вычисления сечений в этой области нужно найти квадрат амплитуды, полученной векторным сложением амплитуд волн, соответствующих значениям параметров $\langle p_\perp^2\rangle^{1/2}$ и $2\langle p_\perp^2\rangle^{1/2}$. Предельными случаями является сумма или разность этих амплитуд.

На рис. 3 для рассеяния протонов с импульсом 11 Гэв/с приведены кривые, построенные по опытным данным из работ /6,7,8/, а пунктиром нанесены сечения $\frac{d\sigma}{dt}$ для суммы или разности амплитуд парциальных волн в области углов рассеяния 24÷40°, где экспериментальных данных нет.

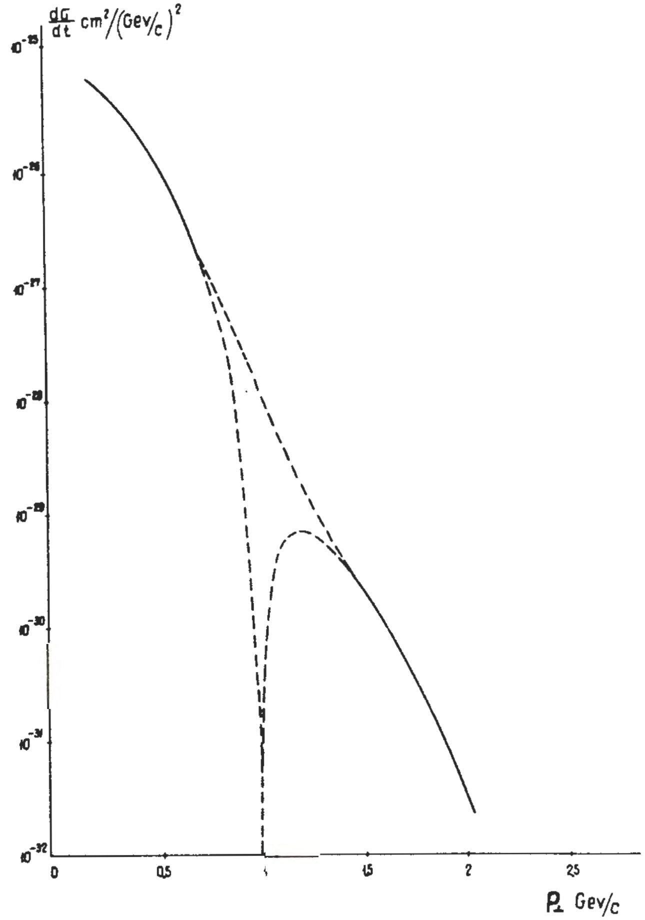

Рис. 3. Упругое p-p рассеяние при 11 Гэв/с. Непрерывные кривые – те же, что и на рисунке 2. Пунктирные кривые рассчитаны по формуле(4) – – верхняя для $\phi=0°$, нижняя – для $\phi=180°$.

Найдем сечения в общем случае сложения парциальных волн.

В соответствии с формулой (2) амплитуды парциальных волн с учётом относительного фазового сдвига на угол ϕ, очевидно, равны:

$$A_1(p_\perp) = C_1^{1/2} \exp\left(-\frac{p_\perp^2}{2\langle p_\perp^2\rangle}\right)\left(1-\frac{p_\perp^2}{p^2}\right)^{1/4} .$$

$$A_2(p_\perp) = C_2^{1/2} \exp\left(-\frac{p_\perp^2}{8\langle p_\perp^2\rangle}\right)\left(1-\frac{p_\perp^2}{p^2}\right)^{1/4} e^{i\phi} .$$

Суммарная амплитуда будет равна:

$$A(p_\perp) = \left[C_1^{1/2} \exp\left(-\frac{p_\perp^2}{2\langle p_\perp^2\rangle}\right) + C_2 \exp\left(-\frac{p_\perp^2}{8\langle p_\perp^2\rangle}\right) e^{i\phi}\right]\left(1-\frac{p_\perp^2}{p^2}\right)^{1/4} . \tag{3}$$

$\frac{d\sigma}{dt} = |A(p_\perp)|^2$ и из (3) получим:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left[C_1 \exp\left(-\frac{p_\perp^2}{\langle p_\perp^2\rangle}\right) + C_2 \exp\left(-\frac{p_\perp^2}{4\langle p_\perp^2\rangle}\right) + 2(C_1C_2)^{1/2} \operatorname{Cos}\phi \times \right.$$

$$\left.\times \exp\left(-\frac{p_\perp^2}{\frac{5}{8}\langle p_\perp^2\rangle}\right)\right]\left(1-\frac{p_\perp^2}{p^2}\right)^{1/2} . \tag{4}$$

Или, при переменной t:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left[C_1 \exp\left(\frac{-t+\frac{t^2}{4p^2}}{\langle p_\perp^2\rangle}\right) + C_2 \exp\left(\frac{-t+\frac{t^2}{4p^2}}{4\langle p_\perp^2\rangle}\right) + \right. \tag{5}$$

$$\left. 2(C_1C_2)^{1/2} \operatorname{Cos}\phi \exp\left(\frac{-t+\frac{t^2}{4p^2}}{\frac{8}{5}\langle p_\perp^2\rangle}\right)\right]\left(1-\frac{t}{2p^2}\right),$$

Дифференциальные сечения в области, где существенна интерференция волн, были измерены в работе /9/.

На рисунках 4 и 5 приведены данные из /9/ для протонов с импульсом 8,5 Гэв/с и 12,4 Гэв/с соответственно. Кривые были рассчитаны по формуле (4) для трех значений фазового угла ϕ. На рисунке 4 $\phi = 90, 120, 135^\circ$. На рисунке 5 $\phi = 90, 120, 150^\circ$. Рисунки 4,5 показывают согласие расчёта с экспериментальными данными и лучшее – при фазе 120°. Таким образом, интервал значений $P_\perp$, соответствующий интерференции парциальных волн, также подтверждает наличие двух дискретных областей взаимодействия.

Из величин $\langle p_\perp^2\rangle_1^{1/2} = 0{,}355 \pm 0{,}01$ Гэв/с и $\langle p_\perp^2\rangle_2^{1/2} = 2\langle p_\perp^2\rangle_1^{1/2}$ следует, что среднеквадратичные радиусы этих областей равны:

$$\langle r^2\rangle_1^{1/2} = (0{,}55 \pm 0{,}15) \text{ ферми} \qquad \langle r^2\rangle_2^{1/2} = (0{,}27 \pm 0{,}01) \text{ ферми}$$

Формула (4) дает, что при угле рассеяния $\theta = 90^\circ$; $\frac{d\sigma}{dt} = 0$, а в действительности при $\theta \to 90^\circ$, $\frac{d\sigma}{dt}$ приближается к минимальному значению при данной энергии. Можно полагать поэтому, что для нахождения дифференциальных сечений в интервале углов, включая 90°, к величинам $\frac{d\sigma}{dt}$, определяемым по формуле (4), нужно прибавить постоянную $\frac{d\sigma}{dt}(90^\circ) = C(E)$.

В соответствии с этим формула (4) заменяется формулой (6)

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left[C_1 \exp\left(-\frac{p_\perp^2}{\langle p_\perp^2\rangle}\right) + C_2 \exp\left(-\frac{p_\perp^2}{4\langle p_\perp^2\rangle}\right) + 2(C_1C_2)^{1/2} \operatorname{Cos}\phi \times \right.$$

$$\left.\times \exp\left(-\frac{p_\perp^2}{\frac{5}{8}\langle p_\perp^2\rangle}\right)\right]\left(1-\frac{p_\perp^2}{p^2}\right)^{1/2} + C(E) . \tag{6}$$

На рисунке 6 для протонов с импульсом 11,1 Гэв/с приведены расчётные значения $\frac{d\sigma}{dt} - C(E)$ и опытные данные из работы /6/ для углов рассеяния $\theta = 40^\circ \div 80^\circ$. Сплошная кривая соответствует $\langle p_\perp^2\rangle^{1/2} = 0{,}355$ Гэв/с а пунктирные: $\langle p_\perp^2\rangle^{1/2} = 0{,}355 \pm 0{,}01$ (верхняя знак +). Из рисунка 6 следует согласие расчётных и опытных величин $\frac{d\sigma}{dt} - C(E)$.

Полное сечение упругого рассеяния σ_{el} можно вычислить на основе формулы (6), опуская малую величину $C(E)$. Используя соотношения: $t = 4p^2 \operatorname{Sin}^2 \frac{\theta}{2}$, $p_\perp = p \operatorname{Sin}\theta$, и интегрируя по θ от 0° до 90°, получим:

$$\sigma_{el} = \left[C_1 + \frac{16}{5}(C_1C_2)^{1/2} \operatorname{Cos}\phi + 4C_2\right]\langle p_\perp^2\rangle . \tag{7}$$

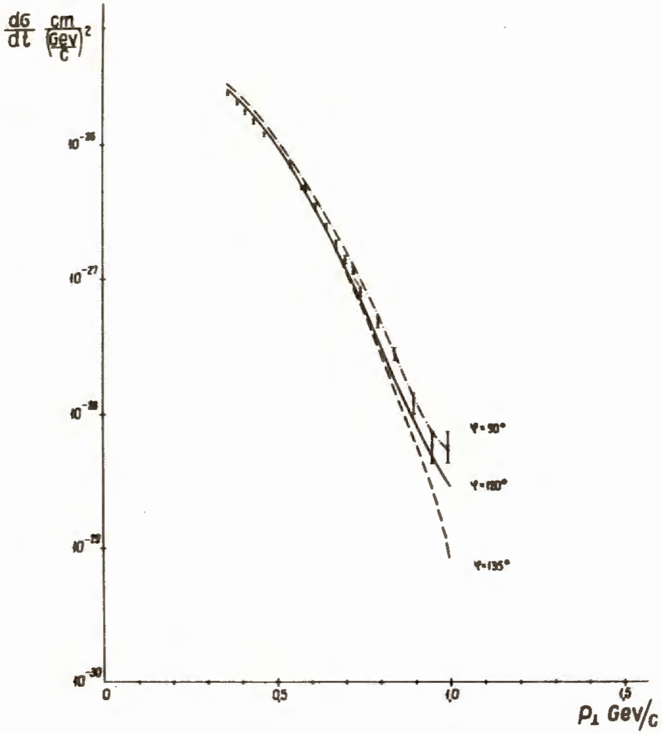

Рис. 4. Упругое р–р рассеяние при 8,5 Гэв/с. Экспериментальные точки из /6/. Кривые рассчитаны по формуле (4).

Точность, с которой сейчас известны σ_{el} в функции энергии, показывает, что с формулой (7) нет расхождения в пределах точности $C_1 \approx 10\%$ и $\langle p_\perp^2\rangle^{1/2} \approx 3\%$.

На основе формулы (7) можно попытаться сравнить для неупругих р–р взаимодействий сечения, соответствующие так называемым " периферическим и центральным столкновениям". Действительно, если вклад в σ_{el} от волны, обусловленной параметром $\langle p_\perp^2\rangle^{1/2}$, является дифракционной тенью периферических" неупругих взаимодействий, то сечение последних – $\sigma_{п}$ пропорционально члену $C_1\langle p_\perp^2\rangle$. Далее, если вклад в σ_{el}, зависящий от волны с параметром $2\langle p_\perp^2\rangle^{1/2}$ – – дифракционная тень "центральных" неупругих столкновений, то сечение последних $\sigma_{ц}$ пропорционально $4C_2\langle p_\perp^2\rangle$. Отсюда, исполь-

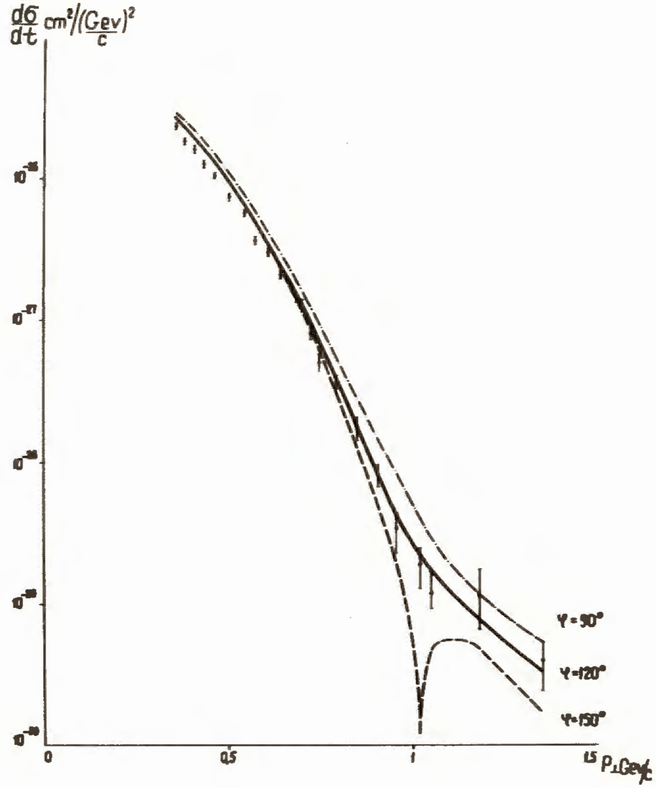

Рис. 5. Упругое р–р рассеяние при 12,4 Гэв/с. Экспериментальные точки из /6/. Кривые рассчитаны по формуле (4).

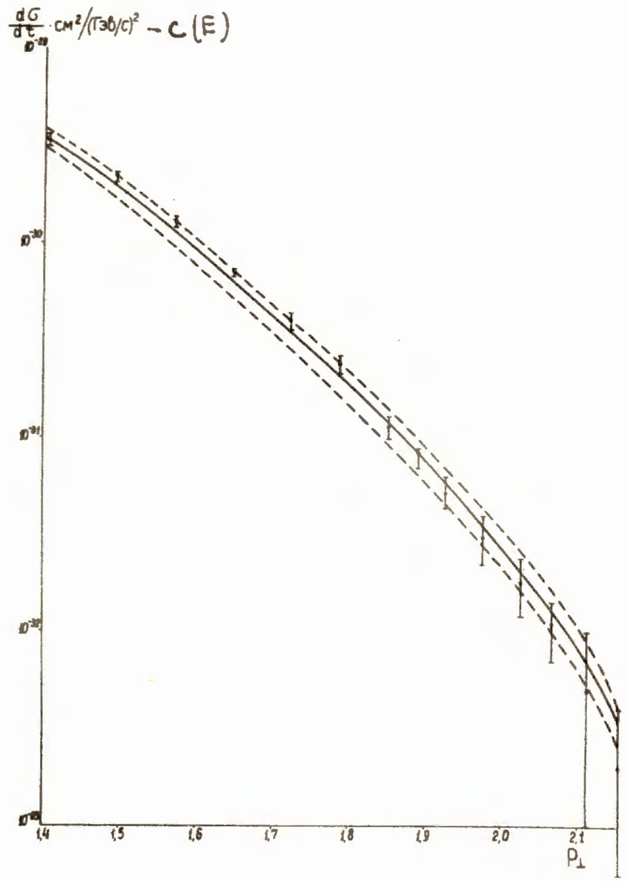

Рис. 6. Упругое р-р рассеяние при 11 Гэв/с. Экспериментальные точки из /6/. Непрерывная кривая рассчитана по формуле (6) при $<p^2>^{1/2} = 0{,}355$ Гэв/с. Верхняя пунктирная – при $<p^2>^{1/2} = 0{,}345$ Гэв/с, нижняя – при $<p^2>^{1/2} = 0{,}365$ Гэв/с. $C_1 = 80.10^{-27}$ см^2 (Гэв/с), $C_2 = 0{,}2.10^{-27}$ см^2 (Гэв/с)^2.

зуя величины : $C_1 = 90$, $C_2 = 0{,}2$, получим, что $\sigma_{п,ц} \approx 0{,}01\ \sigma_ц$.
Обозначая сечение в области интерференции волн как $\sigma_{п,ц}$, из формулы (7) получим:

$$\sigma_{п,ц} = 3{,}2(C_1 C_2)^{1/2} \cos\phi < p_{\perp}^2 > .$$

Для $\phi = 120^{\circ}$ $\sigma_{п,ц} = 6{,}4 < p_{\perp}^2 > \approx 0{,}08\ \sigma_п$.

Косвенно это находит подтверждение в том, что в неупругих столкновениях пока не удавалось обнаружить "центральные" столкновения. Действительно, при переходе, например, к событиям с большим числом вторичных частиц, мало изменяется $< p_{\perp}^2 >^{1/2}$ и угловое распределение вторичных барионов.

В исследовании неупругих столкновений необходимо существенное увеличение статистики, чтобы попытаться выделить центральные столкновения, которые, возможно, идут с малым сечением соответственно упругому рассеянию на большие углы.

Л и т е р а т у р а

1. I.Orear. Phys. Lett. 13, 190 (1964).
2. A.D.Krisch. Phys. Rev. 135B, 1456 (1964).
3. К.Д.Толстов. ЯФ. 1, 832 (1965)
4. К.Д.Толстов. Изв. АН СССР. Серия физ. 31, 1480 (1967)
5. I.V.Allaby et al. Phys. Lett. 23, 389 (1966).
6. I.V.Allaby et al. Conf. on High-Energy Collisions of Hadrons CERN, January 15–18, 1968.
7. K.I.Foley et al. Phys.Rev.Lett. 11, 425 (1963).
8. Л.Ф.Кириллова, В.А.Никитин и др. ЯФ. 1, 533 (1965).
9. D.Hartring, P.Blackkall et al. Nuovo Cimento 38, 60 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
25 июля 1968 г.