

ОБНАРУЖЕНИЕ ЭФФЕКТА ПОДОБИЯ СЕЧЕНИЙ

В $\pi^-p(d)$ -СОУДАРЕНИЯХ

С ПРЕДЕЛЬНОЙ ПЕРЕДАЧЕЙ ИМПУЛЬСА ЧАСТИЦЕ МИШЕНИ

*Б. М. Абрамов, И. А. Духовской, В. В. Кишкурно,
А. П. Крутенкова, В. В. Куликов, И. А. Радкевич,
Ю. Ф. Томашук, В. С. Федорен*

В работе проводится сравнение в интервале импульсов 1,6 – 16 Гэв/с поведения различных сечений в $\pi^-p(d)$ -соударениях с предельной передачей импульса. Показано, что отношение парциальных сечений в среднем не зависит от энергии, а в поведении самих сечений проявляется эффект подобия сечений.

Изучение различных реакций с предельной передачей импульса (когда вылетевшая вперед частица не тождественна налетающей) дает сведения о наиболее "глубинных" свойствах сильных взаимодействий. Мы попытались дать общее описание поведения сечений таких реакций для $\pi^-p(d)$ -взаимодействий с предельной передачей импульса протону (дейтрону). Рассмотрим энергетическую зависимость сечений реакции $\pi^-p \rightarrow pX^-(1)$, включающую упругое рассеяние назад, рождение резонансов назад и рождение нерезонансной части спектра. Ранее отмечалось [1], что инклюзивное сечение этой реакции в интервале импульсов 1,64 – 3,25 Гэв/с уменьшается с ростом энергии в среднем с такой же скоростью, как и упругое рассеяние назад [2]. Было также замечено, что нерезонансная часть инклюзивного сечения в интерва-

ле 1,64 – 3,25 Гэв/с убывает с импульсом первичной частицы значительно быстрее, чем сечение образования ρ^- -мезона назад [1]. Чами был проведен анализ энергетического поведения сечений реакции (1) на основе имеющихся литературных данных. На рис. 1 приведена зависимость дифференциального сечения $d\sigma/du'$ упругого рассеяния назад и дифференциального сечения инклюзивного процесса $(d^2\sigma/du'dM^2)\Delta M^2$ для двух массовых интервалов $\Delta M^2 = 0,2 - 0,45 \text{ Гэв}^2$ и $0,2 - 0,95 \text{ Гэв}^2$.

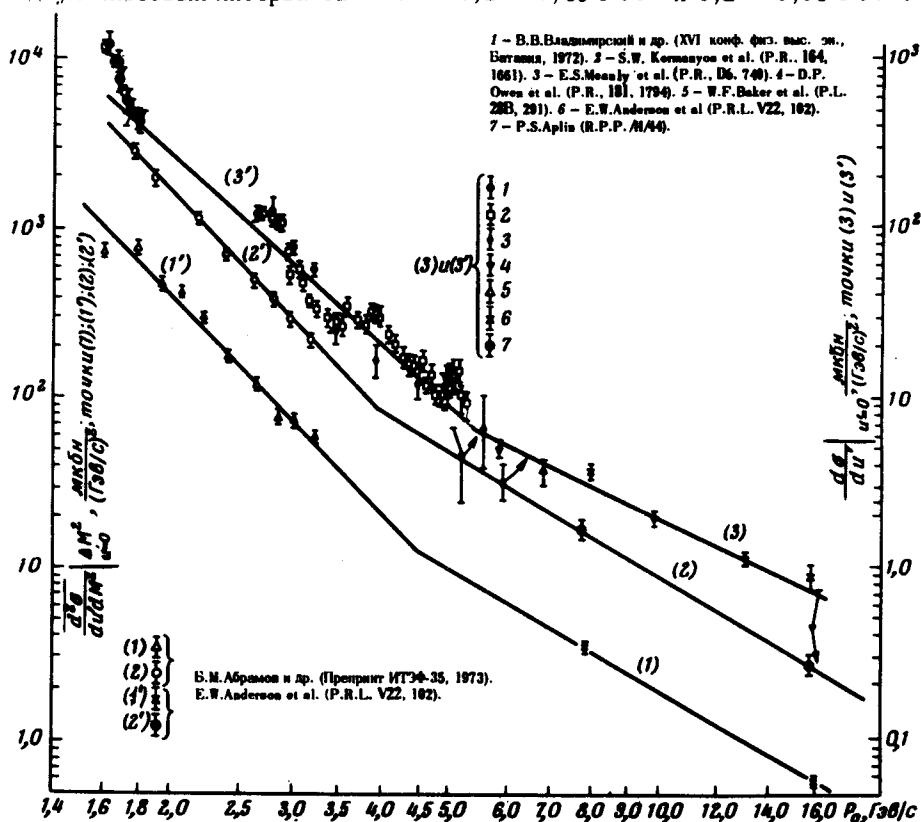


Рис. 1. Зависимость дифференциального сечения $d\sigma/du'$ упругого π^-p -рассеяния назад от P_0 -импульса налетающего π^- -мезона - (3) и (3'). Зависимость дифференциального сечения инклюзивного процесса реакции $\pi^-p \rightarrow pX$ на угол 180° в с.ц.м. от P_0 -импульса налетающего π^- -мезона; (1) и (1') - $(d^2\sigma/du'dM^2)\Delta M^2$ для $\Delta M^2 = 0,2 - 0,45(\text{Гэв}/c^2)^2$; (2) и (2') - $(d^2\sigma/du'dM^2)\Delta M^2$ для $\Delta M^2 = 0,2 - 0,95(\text{Гэв}/c^2)^2$. Прямые проведены методом наименьших квадратов.

Все использованные данные взяты при $u' = 0$ или близком к нулю, где $u' = u_{max} - u$; u - квадрат переданного четырехимпульса, а u_{max} - его максимальное кинематически допустимое значение. Основные данные, использованные на рис. 1, взяты нами из работ [1 - 5]. Из рисунка видно, что энергетическая зависимость сечений может быть описана выражением вида AP_0^{-n} , где P_0 - импульс налетающего π^- -мезона. Для упругого рассеяния в интервале 1,6 - 5,0 Гэв/с константы аппроксимирующего выражения AP_0^{-n} взяты из работы [2] и соот-

ветствуют так называемому "нерезонансному" упругому рассеянию при $u^* = 0$. Для удобства построения рис. 1 точки сечения упругого рассеяния (3^*) в интервале $1,8 \text{ Гэв}/c < P_0 < 2,7 \text{ Гэв}/c$ не приведены, так как они не несут интересующей нас информации. В этом интервале имеется глубокий провал, обусловленный интерференцией амплитуд "нерезонансного" упругого рассеяния и рождения изобары с массой $2,190 \text{ Гэв}$. Остальные прямые рис. 1 проведены методом наименьших квадратов. Значение показателя n для упругого и инклюзивного сечений в разных энергетических интервалах в пределах ошибок совпадает и в пределах ошибок равно 4 для $1,6 \text{ Гэв}/c \leq P_0 \leq 5 \text{ Гэв}/c$ и 2,5 для $5 \text{ Гэв}/c \leq P_0 \leq 16 \text{ Гэв}/c$. Для краткости в дальнейшем будем инклюзивное сечение $(d^2\sigma/du^*dM^2)\Delta M^2$, усредненное по интервалу $\Delta M^2 = 0,2 + 0,45 \text{ Гэв}^2$ называть C_1 , усредненное по интервалу $\Delta M^2 = 0,2 + 0,95 \text{ Гэв}^2 - C_2$, а по интервалу $0,45 \div 0,7 \text{ Гэв}^2 - C_3$.

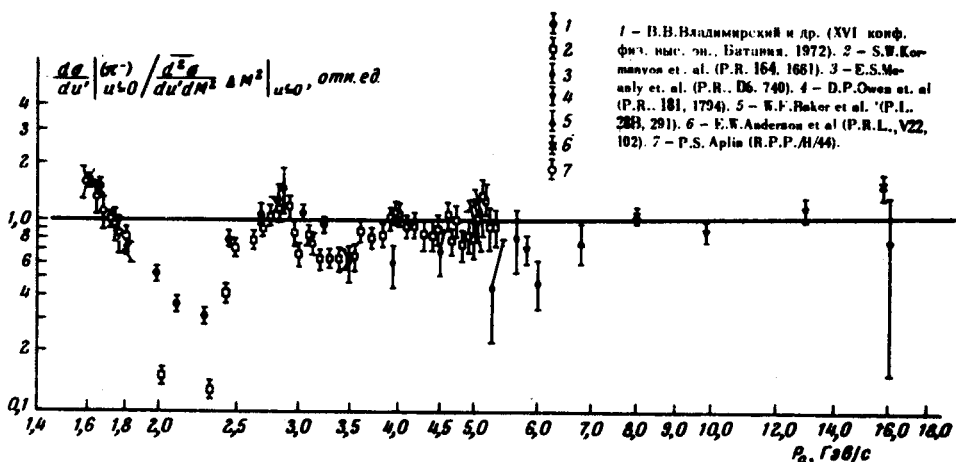


Рис. 2. Зависимость от импульса налетающего π^- -мезона отношения дифференциального сечения упругого π^-p -рассеяния назад к инклюзивному сечению $(d^2\sigma/du^*dM^2)\Delta M^2$ реакции $\pi^-p \rightarrow pX^-$ (при $u^* = 0$). Здесь $\Delta M^2 = 0,2 - 0,45 (\text{Гэв}/c^2)^2$. Прямая проведена от руки. В точках \blacklozenge и \blackstar использовано экспериментальное измеренное инклюзивное сечение [1, 3], в остальных — интерполированное

На рис. 2 изображено отношение сечений упругого рассеяния назад и инклюзивного C_1 . Применяя C_1 и C_3 для вычисления отношений, мы использовали экспериментальные величины сечений в интервале P_0 от $1,64 - 3,25 \text{ Гэв}/c$ и при 8 и $16 \text{ Гэв}/c$ [1,3]. В промежуточных точках использовались данные интерполяции (см. рис. 1). Из приведенных данных видно, что, в то время как упругое и инклюзивное сечения в интервале от $1,64$ до $16 \text{ Гэв}/c$ изменяются более чем на два порядка величины, их отношение в среднем не зависит от энергии начиная уже с $1,64 \text{ Гэв}$. Характерно, что оба сечения изменяют величину показателя

n примерно при одной и той же энергии 4,5 – 5,5 Гэв. По-видимому в этом интервале происходит изменение доминирующей обменной особенности в u -канале. Точкам в интервале $P_0 = 1,9 \div 2,7$ Гэв/с на рис. 2. соответствует глубокий провал в энергетическом ходе упругого рассеяния [2], обусловленный рождением изобары Δ_{2190} , и при рассмотрении средней зависимости отношения сечений от энергии не учитывался.

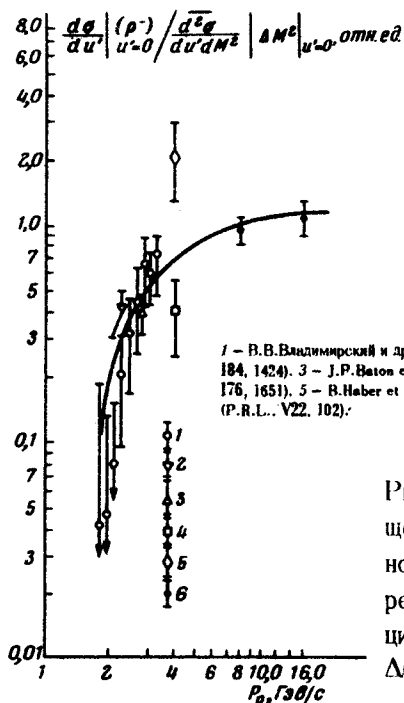


Рис. 3. Зависимость от импульса налетающего π^- -мезона отношения дифференциального сечения рождения ρ^- -мезона к дифференциальному инклюзивному сечению в реакции $\pi^-p \rightarrow pX$ под углом 180° в с.ц.м. Здесь $\Delta M^2 = 0,4 - 0,75(\text{Гэв}/c^2)^2$

На рис. 3 приведена зависимость отношения сечения рождения ρ^- -мезона [3, 6, 9] к инклюзивному сечению S_3 . Из приведенного графика видно, что с увеличением энергии отношение сечений вначале растет, однако примерно при 8 Гэв рост замедляется и отношение приближается к константе. Аналогичным поведением обладает также отношение сечения рождения ρ^- -мезона к сечению рождения нерезонансного фона. Следует отметить, что в случае рождения ρ^- -мезона вперед аналогичное отношение сечений с ростом энергии падает.

Таким образом из анализа поведения сечений реакций (1) видно, что в то время как парциальные сечения сильно изменяются с энергией (более чем на два порядка величины) отношение сечений от энергии почти не зависит. Такое поведение сечений может быть названо относительной масштабной инвариантностью (или относительным скейлингом).

В результате оказывается возможным описать поведение сечений реакции (1) одним общим выражением

$$\frac{d\sigma_i}{du} = a_i \psi(P_0, u^*).$$

Здесь $\psi(P_0, u^*)$ — функция, общая для всех каналов реакции (1), a_i — размерный коэффициент, различный для каждого i -го канала реакции (1). Для инклюзивного процесса мы подразумеваем

$$\frac{d\sigma_1}{du^*} = \int_{M_1^2}^{M_2^2} \frac{d^2\sigma}{du^* dM^2} dM^2 = f_1(M_1^2, M_2^2, P_0, u^*),$$

где параметры M_1^2 и M_2^2 (границы интервала усреднения) равны, соответственно, 0,2 и 0,95 Гэв². Верхняя граница интервала усреднения M_2^2 определяется условием нашего эксперимента при $P_0 = 1,68-3,25$ Гэв/с [1]. В рассматриваемом интервале импульсов (для ρ -мезона при $P_0 > 8$ Гэв/с, для остальных каналов при $1,6$ Гэв/с $\leq P_0 \leq 16$ Гэв/с) возможна параметризация функции $\psi(P_0, u^*)$ в виде

$$\psi(P_0, u^*) = P_0^{-n} e^{-B(P_0)u^*}.$$

При такой параметризации размерность a_i равна $\text{мкбн}(\text{Гэв}/\text{с})^{n-2}$, где n — показатель спада, одинаковый для всех рассматриваемых каналов реакции (1) (см. рис. 1). В работах [3-5, 7-10] приведены для различных каналов реакции (1) величины так называемого наклона B , соответствующие общепринятой аппроксимации зависимости дифференциальных сечений от u^* в виде $d\sigma/du^* = Ae^{-Bu^*}$. Анализ зависимости B от P_0 показал, что в то время как значения $B(P_0)$ с ростом энергии изменяются более чем в два раза, отношение $B(P_0)$ для разных реакций к $B_1(P_0)$ для инклюзивного процесса или рождения нерезонансного фона не зависит от энергии и близко к единице. Зависимость наклона $B(P_0)$ от P_0 может быть параметризована в виде

$$B(P_0) = 4,75(1 - kP_0^{-0,8}),$$

где $k = 1(\text{Гэв}/\text{с})^{0,8}$.

Рассмотрим поведение отношения сечения упругого рассеяния к инклюзивному, если взять другую группу реакций. Нами при импульсах 1,24 и 1,48 Гэв/с были измерены при $u^* \approx 0$ сечения различных реакций процесса $\pi^- d \rightarrow d X^-$ (2). Оказалось, что сечение процесса (2) почти на три порядка величины меньше сечения процесса (1). Если, однако, вычислить отношение сечения упругого $\pi^- d$ -рассеяния назад к инклюзивному сечению, то это отношение также не зависит от энергии и близко, как это видно из таблицы, к аналогичному отношению сечений реакций группы (1).

Процессы	Импульсы налетающих частиц.		Гэв/с
	1,24	1,48	
$\pi^- p \rightarrow p X^-$	—	—	1,68 ÷ 16,0
$\pi^- d \rightarrow d X^-$	0,37 ^{+0,17} —0,07	0,29 ^{+0,20} +0,13	—

Таким образом, проведенный анализ показывает, что существуют группы реакций (например, группа (1) или группа (2)), сечения которых одинаковым образом зависят от энергии налетающих частиц и переданного импульса, т. е. наблюдается эффект подобия сечений для определенных групп реакций.

Институт теоретической и
экспериментальной физики

Поступила в редакцию
16 марта 1975 г.

Литература

- [1] Б.М.Абрамов и др. Препринт ИТЭФ-35, 1973.
 - [2] S.W.Kormanyos et al. Phys. Rev., 164, 1661, 1967.
 - [3] E.W.Anderson et al. Phys. Rev. Lett., 22, 102, 1390, 1969.
 - [4] В.В.Владимирский и др. Доклад на XVI междунар. конф. по физике высоких энергий. (Батавия, США, 1972).
 - [5] D.P.Owen et al. Phys. Rev., 181, 1794, 1969.
 - [6] В.В.Владимирский и др. ЯФ, 17, 788, 1973.
 - [7] Б.М.Абрамов и др. Препринт ИТЭФ-34, 1973.
 - [8] Б.М.Абрамов и др. Препринт ИТЭФ-72, 1973.
 - [9] J.P.Baton et al. Nucl Phys., B21, 551, 1970.
 - [10] N.F.Baker et al. Phys. Lett., 28B, 291, 1970.
-