

ДИФРАКЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ НА УСКОРИТЕЛЕ HERA

А. С. Проскуряков

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына,
МГУ, Москва

В обзоре приведены результаты исследования дифракционных процессов на коллайдере HERA (Германия). Обсуждаются экспериментальные данные, полученные на установках H1 и ZEUS при изучении эксклюзивного образования векторных мезонов и инклюзивных дифракционных реакций.

Recent experimental data on diffraction at HERA are reviewed. Results of analyses of exclusive vector meson production and inclusive diffractive reaction, obtained with the H1 and ZEUS detectors, are presented.

PACS: 13.60.Le, 29.20.Dh

ВВЕДЕНИЕ

В обзоре кратко систематизируются результаты исследования дифракционных процессов на коллайдере HERA. Подробное обсуждение других экспериментальных результатов, полученных на ускорителе HERA, приведено в [1].

Реакция дифракционной диссоциации фотона $\gamma p \rightarrow Xp$ изучалась в экспериментах с фиксированной мишенью при максимальной энергии в системе центра масс $W = 14$ ГэВ [2]. Экспериментальные данные, полученные на ускорителе HERA, позволили существенно расширить кинематическую область измерений и дали возможность исследовать дифракционную диссоциацию виртуального фотона. Реакция $\gamma^* p \rightarrow Xp$ при небольших значениях виртуальности фотона (Q^2) имеет характеристики, типичные для дифракционных процессов: при небольших значениях массы системы X (M_X) основной вклад в сечение дает образование векторных мезонов; выше резонансной области дифференциальное сечение описывается приблизительно как $d\sigma/dM_X^2 \sim 1/M_X^2$; при небольших значениях квадрата переданного 4-импульса (t) дифференциальное сечение $d\sigma/dt$ хорошо воспроизводится экспоненциальной функцией; полное дифракционное сечение медленно растет с энергией. Эти свойства находят естественное объяснение в модели доминантности векторных мезонов (МДВМ) [3] и теории полюсов Редже [4], где дифракционные процессы при высоких энергиях описываются с помощью обмена померонной траекторией, параметризованной как $\alpha_{\mathbb{P}}(t) = \alpha_{\mathbb{P}}(0) + \alpha'_{\mathbb{P}} t = 1,08(1,096) + 0,25t$ [5, 6].

Одним из наиболее интересных результатов, полученных на ускорителе HERA, является обнаружение событий с большим быстройным интервалом в конечном состоянии при больших значениях Q^2 [7]. Доля таких событий составляет $\sim 10\%$ и практически не зависит от энергии W . Первые измерения дифракционной реакции $\gamma^*p \rightarrow Xp$ при больших значениях Q^2 [8, 9] показали, что энергетическая зависимость сечения этой реакции не согласуется с традиционной параметризацией померонной траектории, полученной из анализа адрон-адронных взаимодействий [5, 6].

Обнаружение дифракционных событий при больших значениях Q^2 открыло возможности для исследования этих процессов в рамках кварк-партоновых моделей. В модели, предложенной в [10], сечение дифракционного рассеяния представлено в виде произведения функции, описывающей поток померонов, и сечения взаимодействия виртуального фотона с помероном. Предположение, что померон состоит из партонов (как обычная частица), ведет к концепции дифракционных структурных функций, эволюция которых при изменении Q^2 описывается уравнениями DGLAP [11]. В другом классе моделей [12, 13] дифракционный процесс рассматривается как рассеяние адронной флуктуации виртуального фотона на протоне. В низшем приближении адронная флуктуация описывается кварк-антикварковой парой. Образование дополнительного глюона дает значительный вклад в сечение в области больших дифракционных масс.

Реакция эксклюзивного образования векторных мезонов $\gamma^*p \rightarrow Vp$, где $V = \rho^0, \omega, \phi, J/\psi$ и Υ , является уникальным источником информации о дифракционных процессах. Большое количество результатов, полученных на ускорителе HERA для разных векторных мезонов, инициировало множество теоретических исследований [14–19]. Процесс образования векторного мезона, обычно рассматриваемый в системе покоя начального протона, описывается как флуктуация виртуального фотона в кварк-антикварковую пару, которая рассеивается на протоне и преобразуется в векторный мезон. Поперечный размер $q\bar{q}$ -пары, определяющий характер взаимодействия, уменьшается с увеличением Q^2 , что обеспечивает применимость КХД для описания этого дифракционного процесса при больших значениях виртуальности фотона. Так как размер $q\bar{q}$ -пары определяется также массой кварков, КХД-модели могут быть использованы для описания образования тяжелых векторных мезонов ($J/\psi, \Upsilon$) при небольших значениях Q^2 [14].

Детальное описание результатов, полученных при исследовании образования векторных мезонов на ускорителе HERA до 1997 г., приведено в работе [20].

1. КИНЕМАТИКА ДИФРАКЦИОННОЙ РЕАКЦИИ

На электрон-протонном коллайдере HERA изучаются взаимодействия электронов (позитронов) с энергией 27,5 ГэВ и протонов с энергией

820(920) ГэВ. Измерения глубоконеупругих столкновений электронов с протонами традиционно используются для исследования структуры протона. Дифракционное рассеяние составляет значительную часть полного электрон-протонного сечения и является уникальным инструментом для изучения помeronного обмена, который обычно используется для описания дифракционных реакций.

Диаграммы эксклюзивного образования векторных мезонов и инклюзивного дифракционного рассеяния в ep -взаимодействиях показаны на рис. 1. Кинематика реакции $ep \rightarrow eVp$, где $V = \rho^0, \omega, \phi, J/\psi$ и Υ , определяется переменными:

$Q^2 = -(p_e - p_{e'})^2$, где p_e ($p_{e'}$) — 4-импульс начального (рассеянного) электрона;

$t = (p_p - p_{p'})^2$, где p_p ($p_{p'}$) — 4-импульс начального (рассеянного) протона;

$W^2 = (p_{\gamma^*} + p_p)^2$, где p_{γ^*} — 4-импульс виртуального фотона;

азимутальным углом Φ между плоскостью образования векторного мезона и плоскостью рассеяния электрона, определенными в системе центра масс виртуального фотона и протона.

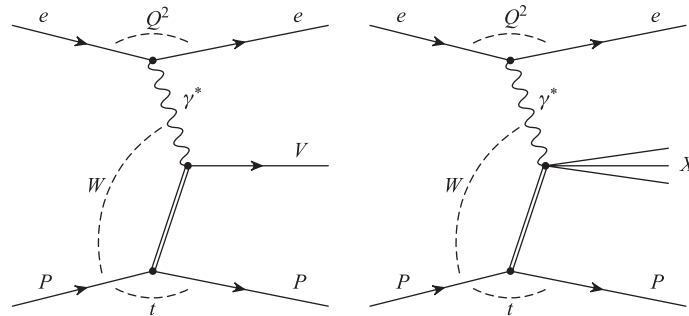


Рис. 1. Диаграммы эксклюзивного образования векторных мезонов и инклюзивного дифракционного рассеяния в ep -взаимодействиях

Кинематика распада векторного мезона (в случае двухчастичного конечного состояния) может быть описана полярным углом θ и азимутальным углом ϕ в спиральной системе координат [22], в которой полярная ось определена вдоль направления рассеянного протона в системе покоя векторного мезона. Азимутальный угол ϕ обычно определяется как угол между плоскостью рождения и плоскостью распада векторного мезона.

В дополнение к введенным выше переменным Q^2 , t , W и Φ реакция инклюзивной дифракционной диссоциации $ep \rightarrow eXp$ характеризуется мас-

сой M_X системы X . Часто вместо W и M_X используются безразмерные переменные:

$$x_{\text{p}} = \frac{(p_p - p_{p'})p_{\gamma^*}}{p_p p_{\gamma^*}} \simeq \frac{M_X^2 + Q^2}{W^2 + Q^2},$$

$$\beta = \frac{Q^2}{2(p_p - p_{p'})p_{\gamma^*}} \simeq \frac{Q^2}{M_X^2 + Q^2}.$$

Переменная x_{p} определяет долю импульса протона, уносимую t -канальным объектом. Величина β является аналогом переменной Бьеркена $x = Q^2/(2p_p p_{\gamma^*})$, определенной по отношению к t -канальному объекту.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ВЫДЕЛЕНИЯ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕАКЦИЙ

Дифракционное образование векторных мезонов детально изучалось на ускорителе HERA в широком диапазоне кинематических переменных. Идентификация эксклюзивной реакции $ep \rightarrow epV$ основана на регистрации рассеянного электрона и продуктов распада векторного мезона. Так как рассеянный протон обычно не детектируется *, основным фоновым процессом является реакция дифракционной диссоциации протона $ep \rightarrow eVN$, где N обозначает систему частиц с небольшой эффективной массой ($M_N \sim 1-3$ ГэВ), которая не была зарегистрирована в детекторе.

При небольших значениях Q^2 рассеянный электрон может быть не зарегистрирован. В этом случае кинематические переменные определяются из измерения продуктов распада векторного мезона, а величина Q^2 близка к минимально допустимому значению.

Инклюзивная дифракционная реакция $ep \rightarrow eXp$ выделяется различными способами.

— Наиболее популярным и простым является метод быстрого интервала, основанный на анализе конечного состояния. Наличие большого быстрого интервала, вероятность возникновения которого экспоненциально подавлена в недифракционных реакциях, позволяет надежно идентифицировать дифракционные события.

— Сечение образования реакции $ep \rightarrow eXp$ может быть определено при детальном анализе распределения эффективной массы зарегистрированных в детекторе частиц. Этот метод основан на различии M_X -распределений в дифракционных и недифракционных реакциях [9].

*Измерение импульса рассеянного протона с помощью протонного спектрометра было проведено в [23].

— Реакция $ep \rightarrow eXp$ может быть идентифицирована с помощью детектирования рассеянного протона в протонном спектрометре [21]. Измерение импульса рассеянного протона является наиболее надежным способом регистрации дифракционных событий.

При выделении событий с помощью метода быстрого интервала и с помощью анализа M_X -распределения реакция дифракционной диссоциации протона $ep \rightarrow eXN$, где N обозначает систему частиц с небольшой (1–3 ГэВ) эффективной массой, дает вклад в изучаемый дифракционный процесс.

3. ЭКСКЛЮЗИВНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ

3.1. Дифференциальное сечение $d\sigma/dM_{\pi^+\pi^-}$ для реакции $\gamma^*p \rightarrow \pi^+\pi^-p$. Дифференциальное сечение $d\sigma/dM_{\pi^+\pi^-}$ для реакции $\gamma^*p \rightarrow \pi^+\pi^-p$, измеренной в кинематической области $50 < W < 100$ ГэВ, $|t| < 0,5$ ГэВ² и $Q^2 \sim 0$, показано на рис. 2 при различных значениях квадрата переданного 4-импульса t . Как было обнаружено в экспериментах с фиксированной мишенью [24], спектр масс $\pi^+\pi^-$ в реакции фоторождения не описывается резонансной формулой Брейта–Вигнера. Изменение спектра масс было объяснено в работе [25] как результат интерференции амплитуд образования ρ^0 -мезона и нерезонансного рождения $\pi^+\pi^-$ -пары:

$$\frac{d\sigma}{dM_{\pi^+\pi^-}} = |A_{\rho^0} + A_{\pi^+\pi^-}|^2. \quad (1)$$

Предсказания этой модели [26], показанные на рис. 2, хорошо описывают экспериментальные данные. Отклонение дифференциального спектра масс от резонансной формулы Брейта–Вигнера уменьшается с увеличением t . Этот эффект зависит также от виртуальности фотона Q^2 [26]. При больших значениях Q^2 отклонение от резонансного распределения Брейта–Вигнера становится незначительным.

3.2. Энергетическая зависимость сечений. В борновском приближении дифференциальное сечение электрон-протонного рассеяния $ep \rightarrow epV$ можно записать в виде

$$\frac{d\sigma^{ep}}{dWdQ^2} = \Gamma_T(W, Q^2)\sigma(\gamma^*p \rightarrow Vp), \quad (2)$$

где функция $\Gamma_T(W, Q^2)$ определяет поток поперечно-поляризованных фотонов [27] и $\sigma(\gamma^*p \rightarrow Vp)$ является сечением реакции $\gamma^*p \rightarrow Vp$. Сечение эксклюзивного образования векторных мезонов в рассеянии виртуальных фотонов на протоне определяется фотонами с поперечной (спиральность $\lambda = \pm 1$) и продольной (спиральность $\lambda = 0$) поляризацией:

$$\sigma(\gamma^*p \rightarrow Vp) = \sigma_T^{\gamma^*p} + \epsilon\sigma_L^{\gamma^*p}. \quad (3)$$

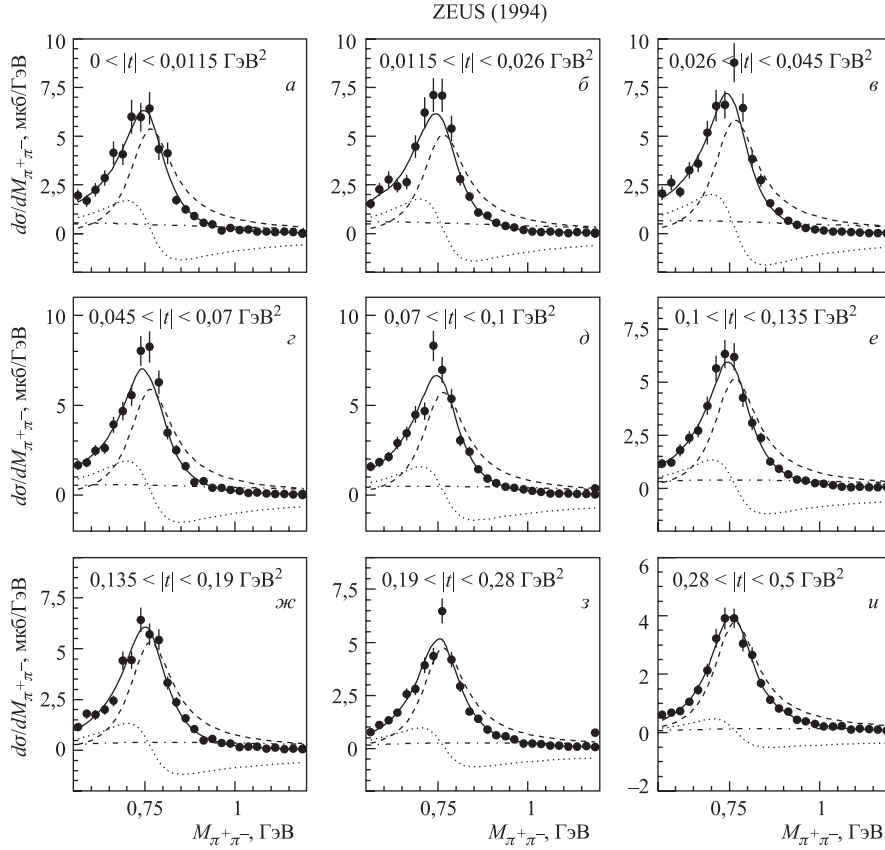


Рис. 2. Дифференциальное сечение $d\sigma/dM_{\pi^+\pi^-}$ для реакции $\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^-p$. Штриховая кривая показывает резонансный спектр, штрихпунктирная соответствует нерезонансному образованию $\pi^+\pi^-$ -пары, пунктирная — интерференционный член. Сплошная кривая представляет сумму всех вкладов

При небольших величинах Q^2 сечение определяется преимущественно фотонами с поперечной поляризацией. При $Q^2 = 0$ продольное сечение $\sigma_L^{\gamma^*p}$ обращается в нуль. При больших значениях Q^2 фотоны с продольной поляризацией дают определяющий вклад в сечение образования векторных мезонов. Величина поляризационного параметра ϵ близка к единице в кинематической области измерений на ускорителе HERA.

Энергетическая зависимость сечений фоторождения ($Q^2 \simeq 0$) векторных мезонов показана на рис.3. При высокой энергии сечение фоторождения

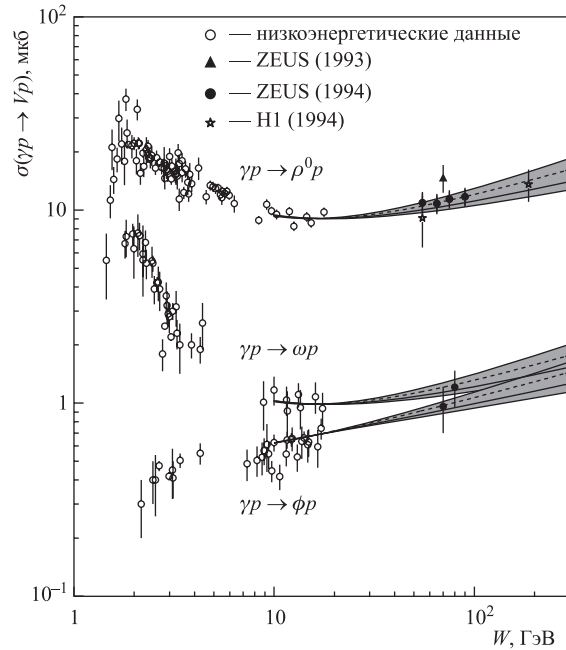


Рис. 3. Энергетическая зависимость сечений фоторождения ρ -, ω - и ϕ -мезонов. Сплошная кривая — предсказания теории полюсов Редже с параметризацией померонной траектории [5]. Штриховая кривая с серой областью соответствует параметризации померонной траектории [6]

легких векторных мезонов растет с энергией W как $\sigma \sim W^{0,2}$. Подобная энергетическая зависимость хорошо описывается теорией полюсов Редже с параметризацией померонной траектории, полученной из анализа сечений адрон-адронного рассеяния при высоких энергиях [5, 6].

Сечение фоторождения J/ψ -мезонов, показанное на рис. 4, растет с энергией значительно быстрее, что согласуется с вычислениями в рамках КХД [14]. В моделях, основанных на КХД, реакция $\gamma^* p \rightarrow V p$ рассматривается как флуктуация фотона в $q\bar{q}$ -пару, рассеяние $q\bar{q}$ на протоне и образование векторного мезона. Сечение реакции пропорционально квадрату распределения глюонов в протоне. Применимость КХД для реакции $\gamma p \rightarrow J/\psi p$ обеспечивается большим значением массы c -кварка. Результаты КХД-вычислений [28–30] сравниваются с экспериментальными данными на рис. 4.

Модели КХД предсказывают также более быстрый рост сечений с W для легких векторных мезонов при больших Q^2 . Зависимость сечения реакции $\gamma^* p \rightarrow \rho^0 p$ от энергии W при разных Q^2 приведена на рис. 5. Параметризация энергетической зависимости выражением $\sigma \sim W^\delta$ (представленная на

Рис. 4. Энергетическая зависимость сечения фотообразования J/ψ -мезонов. Экспериментальные данные сравниваются с предсказаниями КХД вычислений MRT [28] для двух различных параметризаций распределения глюонов в протоне (пунктирная и штриховая кривые). Сплошная кривая — КХД-предсказания модели FMS [29]; штрихпунктирная — результаты вычислений в рамках дипольной модели [30]

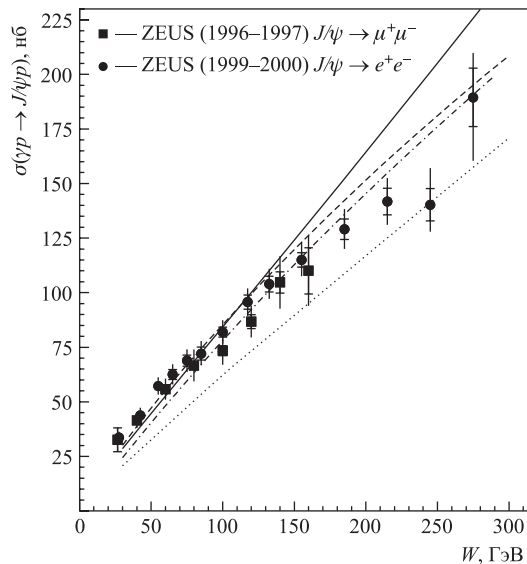
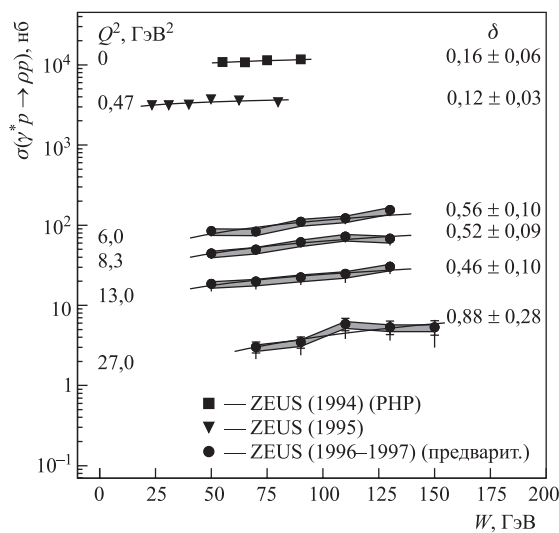


Рис. 5. Энергетическая зависимость сечения эксклюзивного образования ρ -мезонов при разных значениях Q^2 . Сплошные кривые показывают параметризацию энергетической зависимости выражением $\sigma \sim W^\delta$



рисунке) показывает, что параметр δ растет с ростом Q^2 , приближаясь при больших Q^2 к значению $\delta = 0,8-0,9$.

3.3. Q^2 -зависимость сечений. Зависимость сечения от величины виртуальности фотона часто описывают функцией $\sigma \sim 1/(Q^2 + M_V^2)^n$. Эта параметризация Q^2 -зависимости сечения эксклюзивного образования ρ^0 -мезона

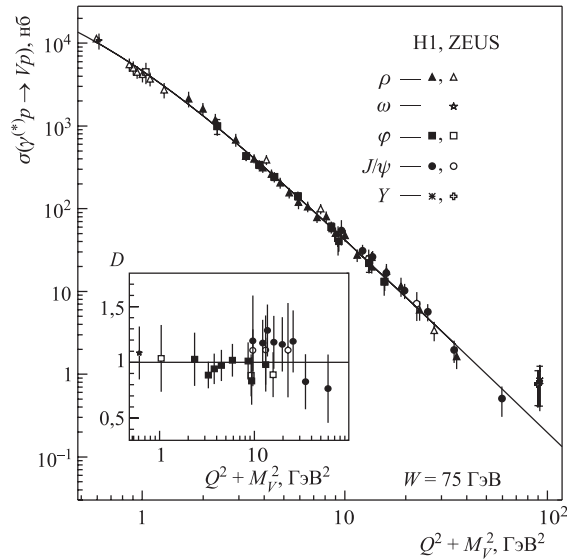


Рис. 6. Зависимость сечения эксклюзивного образования векторных мезонов от величины $Q^2 + M_V^2$. Сечения различных векторных мезонов масштабированы в соответствии с предсказаниями $SU(5)$ -симметрии. Сплошная кривая показывает результат параметризации сечения для реакции $\gamma^* p \rightarrow \rho^0 p$

в кинематической области $1 < Q^2 < 35 \text{ GeV}^2$ и $W = 75 \text{ GeV}$ дает $n = 2,24 \pm 0,09$ [31].

Сечения реакции $\gamma^* p \rightarrow Vp$ при $W = 75 \text{ GeV}$ ($V = \rho^0, \omega, \phi, J/\psi$ и Υ) показаны на рис. 6 в зависимости от величины $Q^2 + M_V^2$ [32]. Сечения образования векторных мезонов, представленные на рисунке, были масштабированы в соответствии с предсказаниями $SU(5)$ -симметрии: $\sigma(\rho) : \sigma(\omega) : \sigma(\phi) : \sigma(J/\psi) : \sigma(\Upsilon) = 1 : 1/9 : 2/9 : 8/9 : 2/9$. Как видно из рисунка, сечения эксклюзивного образования векторных мезонов, представленные в зависимости от величины $Q^2 + M_V^2$ и скорректированные с помощью $SU(5)$ -нормировочных факторов, достаточно хорошо описываются универсальной зависимостью.

3.4. t -зависимость сечений. Экспоненциальная зависимость сечения реакции $\gamma^* p \rightarrow Vp$ от квадрата переданного 4-импульса t (при небольших t) является типичной характеристикой дифракционных процессов. Параметр наклона b ($d\sigma/dt \sim e^{bt}$), который в оптических моделях связан с размерами взаимодействующих частиц, показан на рис. 7 для реакции $\gamma^* p \rightarrow Vp$ в зависимости от величины $Q^2 + M_V^2$. Экспериментальные результаты показывают, что в реакции эксклюзивного образования ρ^0 -мезона величина b уменьшается

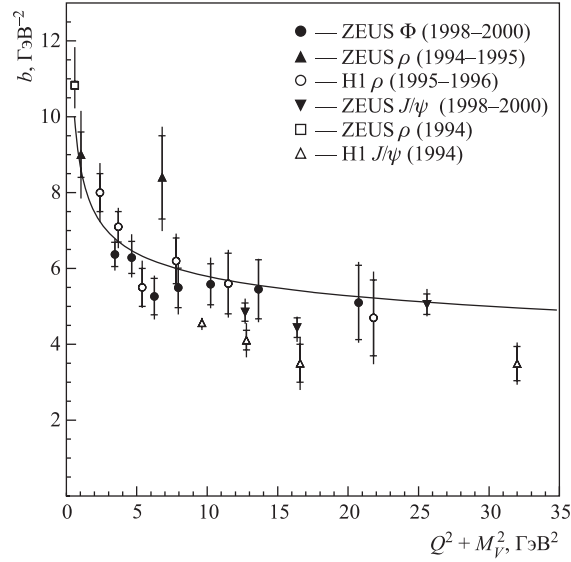


Рис. 7. Зависимость параметра наклона дифференциального сечения $d\sigma/dt$ от $Q^2 + M_V^2$ для реакции $\gamma^* p \rightarrow Vp$. Кривая показывает предсказание [33]

с увеличением Q^2 от $b \sim 10-11 \text{ ГэВ}^{-2}$ при $Q^2 \sim 0$ до $b \sim 4-5 \text{ ГэВ}^{-2}$ при больших значениях Q^2 .

Зависимость дифференциального сечения $d\sigma/dt$ исследовалась в работе [33], где сечение реакции $\gamma^* p \rightarrow Vp$ представлено в виде произведения формфакторов протона, векторного мезона и амплитуды упругого рассеяния конstituентов. Предсказания этой теоретической модели, показанные на рисунке, хорошо воспроизводят экспериментальные данные.

Величина b зависит также от массы векторного мезона. Параметр наклона имеет величину $b = 4-5 \text{ ГэВ}^{-2}$ в реакции эксклюзивного образования J/ψ -мезонов и не зависит от Q^2 [34].

В теории полюсов Редже дифференциальное сечение реакции $\gamma^* p \rightarrow Vp$ при высокой энергии может быть записано в виде

$$\frac{d\sigma}{dt} = F(t)(W^2)^{2\alpha_P(t)-2}, \quad (4)$$

где померонная траектория обычно выражается в виде линейной функции $\alpha_P(t) = \alpha_P(0) + \alpha'_P t$. Параметры померонной траектории были определены из измерений энергетической зависимости сечений при различных значениях t для реакций фоторождения ($Q^2 \sim 0$) ρ^0 -, ϕ - и J/ψ -мезонов [35]. Получено, что $\alpha_P(t) = (1,096 \pm 0,021) + (0,125 \pm 0,038)t$ для ρ^0 -, $\alpha_P(t) = (1,081 \pm 0,010) + (0,158 \pm 0,028)t$ для ϕ - и $\alpha_P(t) = (1,200 \pm 0,009_{-0,010}^{+0,004}) + (0,115 \pm 0,018_{-0,015}^{+0,008})t$

для J/ψ -мезонов. Аналогичные результаты, полученные из анализа адрон-адронных взаимодействий, дают $\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1,08$ [5], $\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1,096$ [6] и $\alpha'_{\mathbb{P}} = 0,25 \text{ ГэВ}^{-2}$ [5].

3.5. Угловые распределения. Из анализа угловых распределений продуктов распада векторного мезона можно получить важную информацию о спиновой структуре дифракционного образования векторных мезонов. Угловые распределения образования и распада ρ^0 -мезона в реакции $\gamma^*p \rightarrow \rho^0p$ имеют вид [22]:

$$\begin{aligned}
W(\cos \theta, \phi, \Phi) = & \frac{3}{4\pi} \left[\frac{1}{2}(1 - r_{00}^{04}) + \frac{1}{2}(3r_{00}^{04} - 1) \cos^2 \theta - \right. \\
& - \sqrt{2} \text{Re} \{r_{10}^{04}\} \sin 2\theta \cos \phi - r_{1-1}^{04} \sin^2 \theta \cos 2\phi - \\
& - \epsilon \cos 2\Phi (r_{11}^1 \sin^2 \theta + r_{00}^1 \cos^2 \theta - \sqrt{2} \text{Re} \{r_{10}^1\} \sin 2\theta \cos \phi - r_{1-1}^1 \sin^2 \theta \cos 2\phi) - \\
& - \epsilon \sin 2\Phi (\sqrt{2} \text{Im} \{r_{10}^2\} \sin 2\theta \sin \phi + \text{Im} \{r_{1-1}^2\} \sin^2 \theta \sin 2\phi) + \\
& + \sqrt{2\epsilon(1+\epsilon)} \cos \Phi (r_{11}^5 \sin^2 \theta + r_{00}^5 \cos^2 \theta - \\
& - \sqrt{2} \text{Re} \{r_{10}^5\} \sin 2\theta \cos \phi - r_{1-1}^5 \sin^2 \theta \cos 2\phi) + \\
& \left. + \sqrt{2\epsilon(1+\epsilon)} \sin \Phi (\sqrt{2} \text{Im} \{r_{10}^6\} \sin 2\theta \sin \phi + \text{Im} \{r_{1-1}^6\} \sin^2 \theta \sin 2\phi) \right]. \quad (5)
\end{aligned}$$

Элементы матрицы плотности r_{ij}^{04} и r_{ij}^{α} являются комбинациями спиральных амплитуд $T_{\lambda_V \lambda_{\gamma^*}}$, где λ_V и λ_{γ^*} — спиральности векторного мезона и виртуального фотона. Как известно из экспериментов при низких энергиях, доминирующий вклад в сечение дают амплитуды, в которых спиральности векторного мезона и виртуального фотона (определенные в системе центра масс реакции $\gamma^*p \rightarrow Vp$) совпадают. Предположение о сохранении спиральности в эксклюзивном образовании векторных мезонов позволяет определить отношение сечений с продольно- и поперечно-поляризованными фотонами как

$$R = \frac{\sigma_L^{\gamma^*p}}{\sigma_T^{\gamma^*p}} = \frac{1}{\epsilon} \frac{r_{00}^{04}}{1 - r_{00}^{04}}. \quad (6)$$

Полный набор элементов матрицы плотности, измеренный для реакции эксклюзивного образования ρ^0 -мезонов [31], показан на рис. 8. Результаты измерений хорошо согласуются с предположением о сохранении спиральности. Небольшое отклонение от этой гипотезы, предсказанное в работе [36], действительно проявляется в ненулевом значении матричного элемента r_{00}^5 . Теоретические вычисления [37, 38], также представленные на рисунке, хорошо описывают экспериментальные данные.

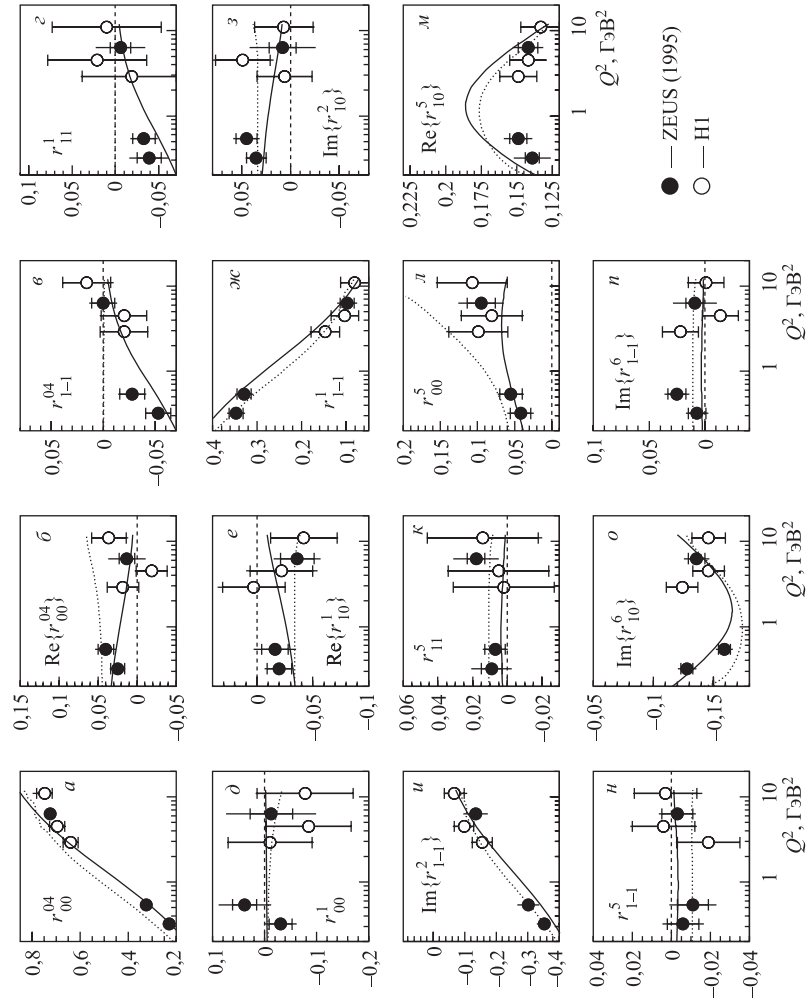


Рис. 8. Элементы матрицы плотности в зависимости от Q^2 для реакции эксклюзивного образования ρ^0 -мезонов. Сплошные кривые показывают предсказания из работы [37], пунктирные — из [38]

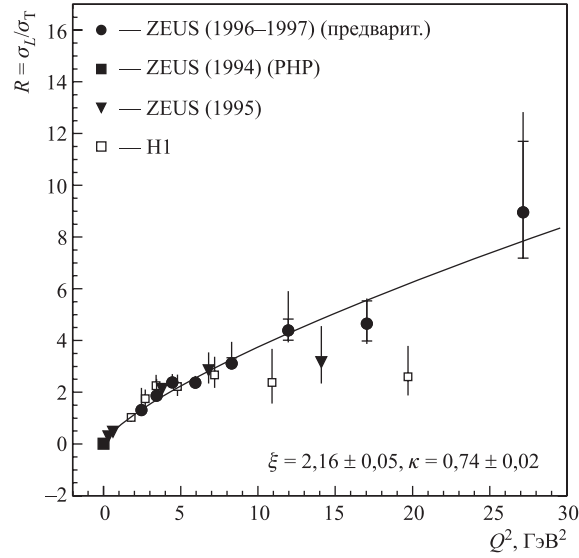


Рис. 9. Отношение сечений реакции $\gamma^*p \rightarrow \rho^0 p$ с продольно- и поперечно-поляризованными фотонами в зависимости от Q^2 . Кривая показывает результат параметризации отношения выражением $R = (Q^2/M^2)^\kappa/\xi$

Отношение сечений эксклюзивного образования ρ^0 -мезонов продольно- и поперечно-поляризованными фотонами, определенное с помощью формулы (6), приведено на рис. 9 в зависимости от Q^2 . Как видно из рисунка, при больших значениях Q^2 продольные фотоны дают доминирующий вклад в сечение образования ρ^0 -мезонов. Аналогичные измерения величины R в зависимости от W показывают, что отношение сечений образования ρ^0 -мезонов продольно- и поперечно-поляризованными фотонами практически не зависит от энергии взаимодействия [31].

4. ИНКЛЮЗИВНАЯ ДИФРАКЦИЯ

4.1. Дифракционные структурные функции. В случае однофотонного обмена сечение инклюзивного дифракционного процесса $ep \rightarrow eXp$ может быть выражено через структурные функции $F_2^{D(4)}$ и $F_L^{D(4)}$ следующим образом:

$$\frac{d\sigma_{ep}^D}{d\beta dQ^2 dx_p dt} = \frac{2\pi\alpha^2}{\beta Q^4} [1 + (1-y)^2] \sigma_r^{D(4)}(\beta, Q^2, x_p, t), \quad (7)$$

где сечение $\sigma_r^{D(4)}$ определено выражением

$$\sigma_r^{D(4)} = F_2^{D(4)} - \frac{y^2}{1 + (1-y)^2} F_L^{D(4)} \quad (8)$$

и переменная y определена как доля энергии начального электрона, уносимая виртуальным фотоном в системе покоя начального протона. Вклад в сечение, вносимый фотонами с продольной поляризацией ($F_L^{D(4)}$), часто предполагается пренебрежимо малым, что является достаточно хорошим приближением при небольших значениях y . Так как переменная t не всегда может быть измерена, экспериментальные результаты приводятся в виде структурной функции $F_2^{D(3)}$, определенной как

$$F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{\mathbb{P}}) = \int F_2^{D(4)}(\beta, Q^2, x_{\mathbb{P}}, t) dt. \quad (9)$$

Дифракционные структурные функции часто анализируются в рамках теории полюсов Редже. При этом предполагается, что структурная функция $F_2^{D(4)}$ может быть записана в виде произведения функции, описывающей поток померонов, и структурной функции $F_2^{\mathbb{P}}$:

$$F_2^{D(4)}(\beta, Q^2, x_{\mathbb{P}}, t) = f_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}}, t) F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2), \quad (10)$$

где поток померонов определяется как $f_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}}, t) \sim e^{B_{\mathbb{P}}t} (1/x_{\mathbb{P}})^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)-1}$ [10]. Альтернативное определение приведено в [39]. Параметр померонной траектории α' и величина $B_{\mathbb{P}}$ обычно берутся из результатов анализа адрон-адронных экспериментальных данных. Предположение о том, что структурная функция $F_2^{D(3)}$ может быть записана в виде (10), часто называется гипотезой о «реджевской факторизации». Эта гипотеза довольно хорошо описывает существующие экспериментальные данные, однако не находит подтверждения в моделях, основанных на КХД.

Значения величины $x_{\mathbb{P}} \sigma_r^{D(3)}$ в зависимости от $x_{\mathbb{P}}$ показаны на рис. 10 при различных β и Q^2 . Как видно из рисунка, выражение (10), предсказывающее универсальную зависимость от $x_{\mathbb{P}}$ при всех значениях β и Q^2 , не описывает экспериментальные данные. Хорошее описание может быть получено, если предположить, что в дополнение к померонной траектории существенный вклад в сечение дает обмен ρ -, ω -, a - и f - траекторий:

$$F_2^{D(4)}(\beta, Q^2, x_{\mathbb{P}}, t) = f_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}}, t) F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2) + f_R(x_{\mathbb{P}}, t) F_2^R(\beta, Q^2), \quad (11)$$

где предполагается, что вклад реджеонной траектории может быть записан в виде произведения потокового фактора $f_R(x_{\mathbb{P}}, t)$, параметризованного как $f_R(x_{\mathbb{P}}, t) \sim e^{B_R t} (1/x_{\mathbb{P}})^{2\alpha_R(t)-1}$, и структурной функции $F_2^R(\beta, Q^2)$. Параметры мезонной траектории $\alpha_R(t)$ и величина B_R обычно берутся из результатов анализа адрон-адронных экспериментальных данных. Структурная

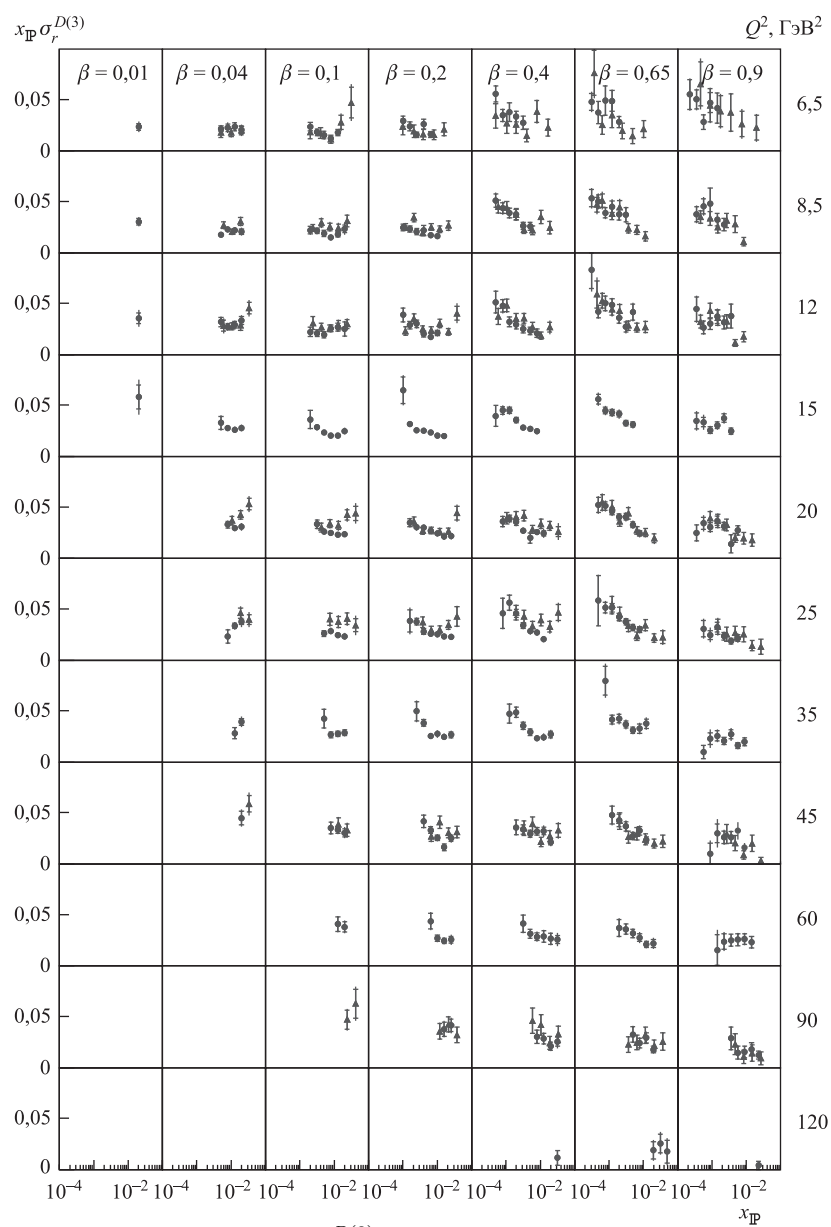


Рис. 10. Значения величины $x_{\text{пр}} \sigma_r^{D(3)}$ в зависимости от $x_{\text{пр}}$ при различных β и Q^2 .
 \bullet — N1 (предварит.); \blacktriangle — N1 (1994)

функция $F_2^R(\beta, Q^2)$ определяется с помощью партонных распределений в пионе [40]. Возможный вклад интерференции между померонной и f -мезонной траекторией изучался в работе [8].

В результате анализа дифракционных структурных функций было найдено, что выражение (8) хорошо описывает экспериментальные данные. Для померонной траектории было получено $\alpha_{\mathbb{P}}(0) = 1,173 \pm 0,018(\text{стат.}) \pm 0,015(\text{сист.})_{-0,035}^{+0,063}$ (модель) [41], что существенно отличается от величины, измеренной в адрон-адронных взаимодействиях [5, 6].

4.2. Энергетическая зависимость сечений. Аналогичный результат был получен [9] при исследовании энергетической зависимости сечения реакции $\gamma^*p \rightarrow Xp$. Сечение дифракционного рассеяния обычно параметризуется как $d\sigma/dM_X \propto W^{a_{\text{diff}}}$, где величина a_{diff} , получаемая из анализа экспериментальных данных, связана с параметром померонной траектории $\alpha_{\mathbb{P}}(0)$. Значения $\alpha_{\mathbb{P}}(0)$, определенные при изучении энергетической зависимости полного и дифракционного γ^*p -сечений, показаны на рис. 11. Полученные результаты могут служить указанием на нарушение гипотезы реджевской факторизации.

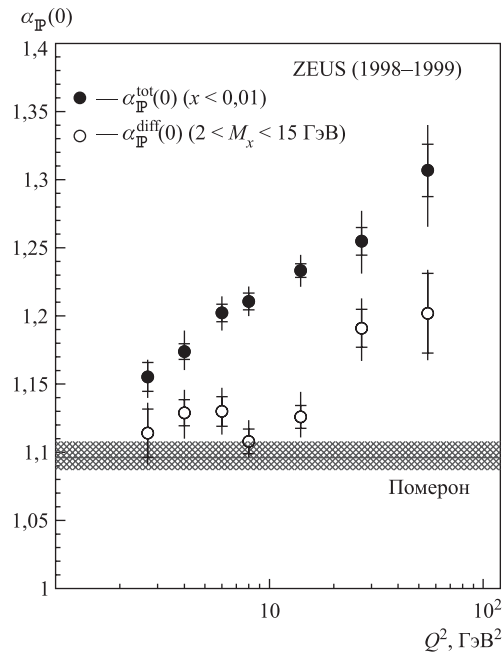


Рис. 11. Зависимость параметра померонной траектории $\alpha_{\mathbb{P}}(0)$ от Q^2 , полученная при изучении энергетической зависимости полного и дифракционного γ^*p -сечений

Отношение дифракционного и полного сечений ($\sigma_{\gamma^*p}^{\text{diff}}/\sigma_{\gamma^*p}^{\text{tot}}$) (рис. 12) [9] для различных M_X и Q^2 практически не зависит от энергии. Полученный ре-

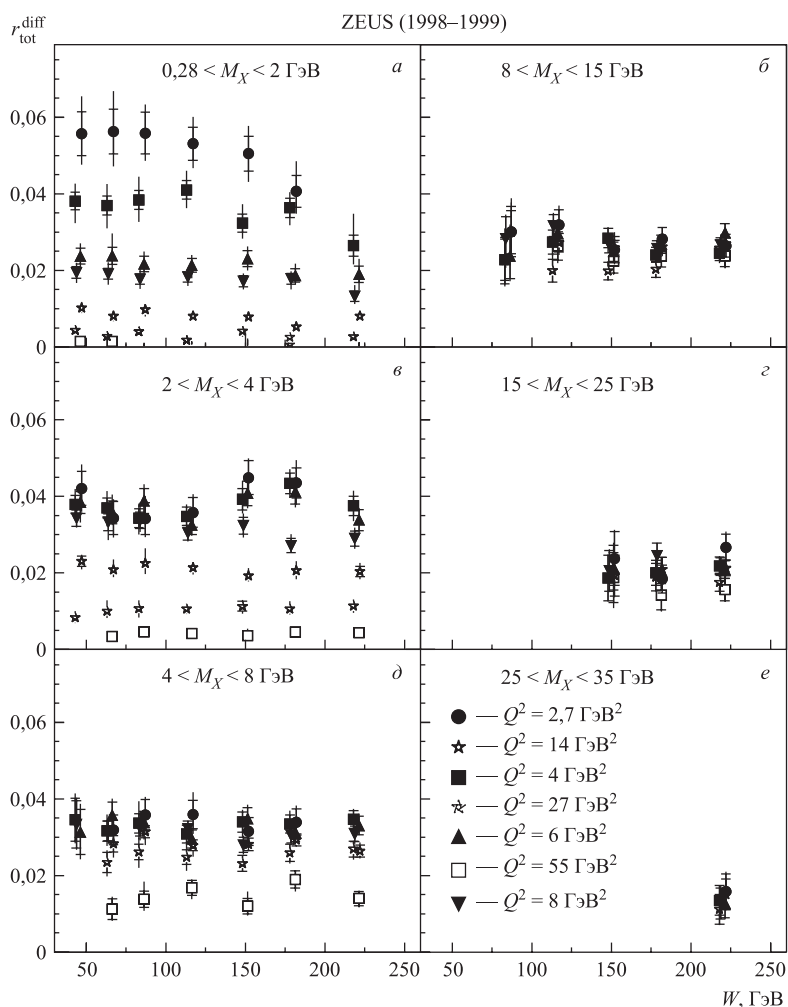


Рис. 12. Отношение дифракционного и полного γ^*p -сечений $r_{\text{tot}}^{\text{diff}} = (\sigma_{\gamma^*p}^{\text{diff}}/\sigma_{\gamma^*p}^{\text{tot}})$ в зависимости от энергии при различных значениях дифракционной массы M_X и виртуальности фотона Q^2

зультат согласуется с предсказаниями работы [13], в которой дифракционный процесс рассматривается как взаимодействие $q\bar{q}$ ($q\bar{q}g$)-флуктуации фотона с протоном. Параметры модели определяются (и фиксируются) при описании полного γ^*p -сечения.

4.3. Дифракционные партонные распределения Концепция дифракционных партонных распределений основана на теореме факторизации, которая

была доказана для дифракционных процессов в работе [42]. Возможность выделения дифракционных партонных распределений и их интерпретации как партонных распределений в помероне базируется также на предположении о реджевской факторизации (10).

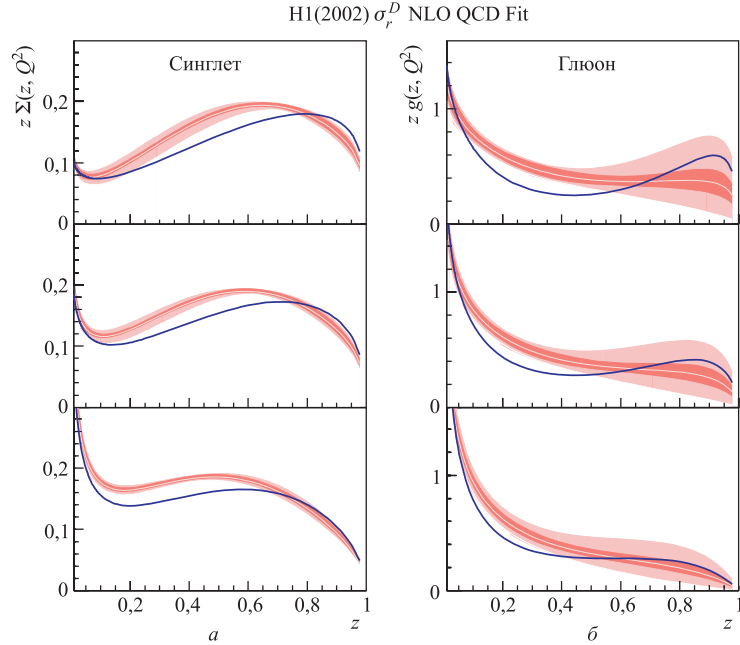


Рис. 13. Партонные распределения, полученные из КХД-анализа дифракционных структурных функций. Синглетное распределение кварков и распределение глюонов изображаются в виде полосы, показывающей ошибки измерения и теоретические неопределенности. Сплошная кривая показывает результаты КХД-анализа, выполненного в лидирующем приближении

Анализ дифракционных структурных функций в рамках КХД был проведен в [8, 41, 43]. Альтернативный подход, в котором не использовалась гипотеза реджевской факторизации, был использован в [44]. Было показано, что большую часть импульса t -канального объекта (померона) переносят глюоны. Доля импульса, переносимого глюонами, составляет $(75 \pm 15)\%$ при $Q^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$ [41]. Распределение кварков* и глюонов, полученное в этом анализе, приведено на рис. 13 при различных значениях Q^2 .

*Для распределение кварков использовалась синглетная комбинация $\Sigma(z) = u(z) + \bar{u}(z) + d(z) + \bar{d}(z) + s(z) + \bar{s}(z)$, где z — доля импульса померона, которую переносит взаимодействующий кварк.

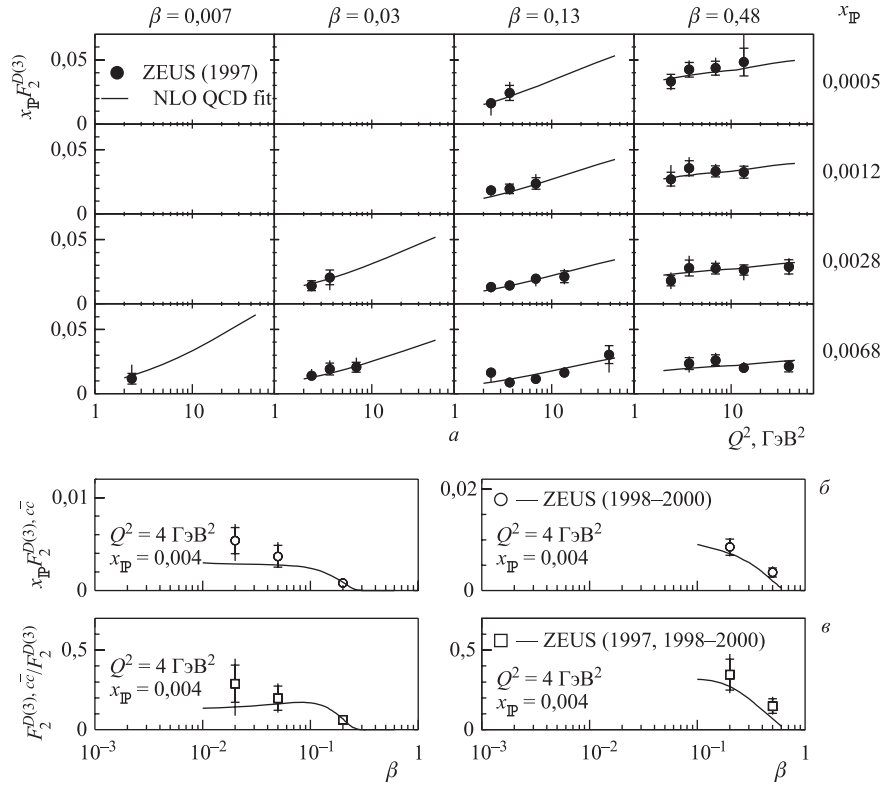


Рис. 14. а) Дифракционная структурная функция $x_{\mathbb{P}} F_2^{D(3)}$ в зависимости от Q^2 при различных значениях $x_{\mathbb{P}}$ и β . б) Дифракционная структурная функция в событиях с образованием очарованных частиц $x_{\mathbb{P}} F_2^{D(3),c\bar{c}}$ в зависимости от β . в) Зависимость отношения $F_2^{D(3),c\bar{c}}/F_2^{D(3)}$ от β . Кривые показывают результаты КХД-анализа экспериментальных данных

Партонные распределения, полученные в результате этого анализа, могут быть использованы для определения сечений образования струй и очарованных частиц в дифракционных процессах. Было найдено [41, 43], что результаты расчетов находятся в согласии с экспериментальными данными. Это показано на рис. 14, где результаты КХД-анализа используются для описания образования очарованных частиц в дифракционных ep -взаимодействиях [45].

Дифракционные партонные распределения, полученные при изучении реакции $ep \rightarrow eXp$, могут быть также использованы для определения сечения образования струй в дифракционных адрон-адронных взаимодействиях. Дифракционное рождение струй исследовалось в $p\bar{p}$ -столкновениях при $\sqrt{s} =$

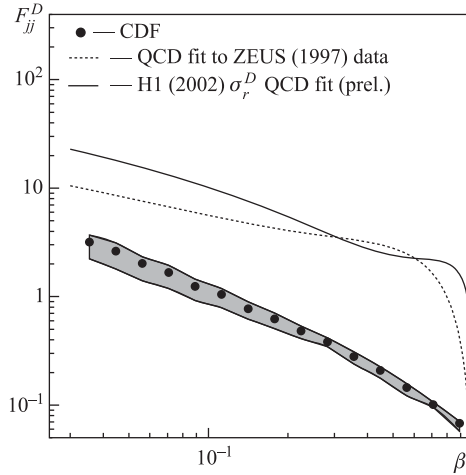


Рис. 15. Структурная функция F_{jj}^D , измеренная в дифракционных событиях с образованием струй в $p\bar{p}$ -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 1800$ ГэВ [46]. Сплошная и пунктирная кривые показывают предсказания, основанные на результатах КХД-анализа дифракционных структурных функций

1800 ГэВ [46]. Результаты были представлены в виде эффективной структурной функции F_{jj}^D , которая может быть определена из партонных распределений, полученных в экспериментах на ускорителе HERA. Сравнение экспериментальных данных с предсказаниями, основанными на дифракционных партонных распределениях, показано на рис. 15. Большая разница между экспериментальными данными и предсказанием служит указанием на нарушение теоремы факторизации в жестких дифракционных процессах в адрон-адронных столкновениях. Интерпретация этого эффекта, связанная с перерасеяниями, была предложена в работе [47].

4.4. t -зависимость сечений. Изучение дифференциального сечения $d\sigma/dt$ было проведено с помощью прямого измерения импульса рассеянного протона в протонном спектрометре [43]. Зависимость сечения дифракционной реакции $\gamma^*p \rightarrow Xp$ от квадрата переданного 4-импульса (при небольших значениях t) хорошо описывается экспоненциальной зависимостью. Параметр наклона b , полученный при аппроксимации экспериментальных данных функцией e^{bt} , показан на рис. 16 в зависимости от x_p и Q^2 [43]. Значение величины b , измеренной в кинематической области $2 < Q^2 < 100$ ГэВ², $x_p < 0,01$ и $0,075 < t < 0,35$ ГэВ², равно $(7,9 \pm 0,5(\text{стат.})_{-0,5}^{+0,9}(\text{сист.}))$ ГэВ⁻² [43]. Анализ дифференциального сечения $d\sigma/dt$ при различных значениях Q^2 показывает, что параметр наклона практически не зависит от виртуальности фотона. Этот результат находит теоретическое подтверждение в работе [48].

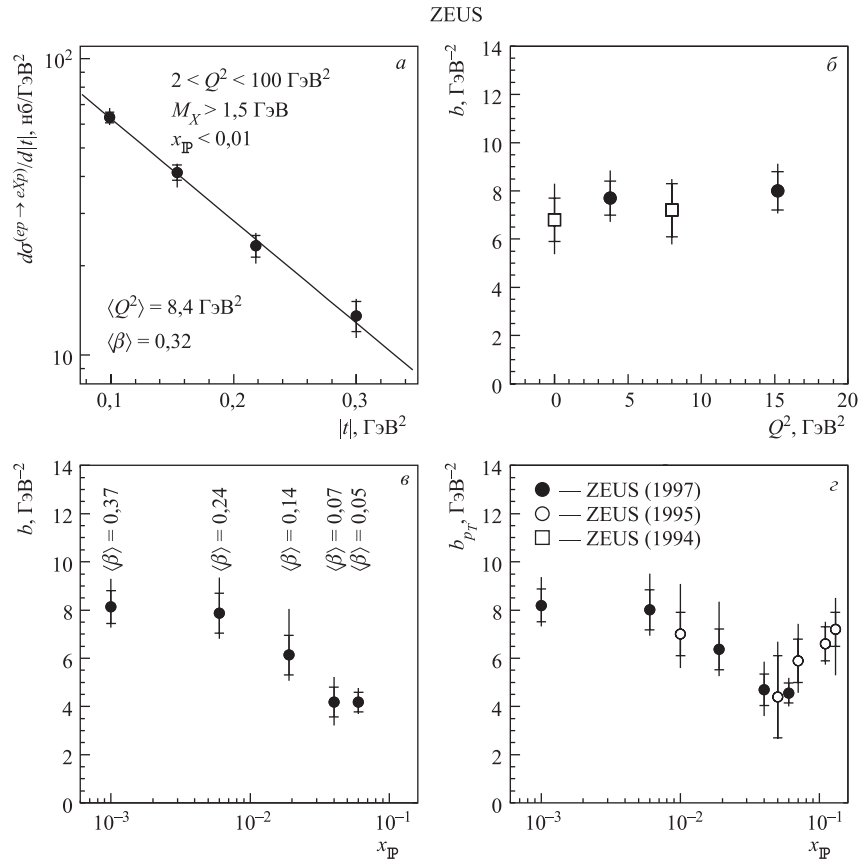


Рис. 16. а) Дифференциальное сечение $d\sigma/dt$ для дифракционной реакции $ep \rightarrow eXp$. Зависимость параметра наклона b в зависимости от Q^2 (б) и x_P (в). Значение параметра наклона b дифференциального сечения $d\sigma/dp_T^2$ в зависимости от x_P (г)

Теоретические модели предсказывают зависимость параметра наклона от величин β [48] и x_P . Однако недостаточная статистическая обеспеченность экспериментальных данных пока не позволяет сделать определенные заключения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение дифракционных процессов на ускорителе HERA позволило получить ряд новых результатов для широкого класса дифракционных реакций.

Реакция $\gamma^*p \rightarrow Xp$ исследовалась при различных значениях виртуальности фотона, энергии взаимодействия и во всей доступной области массы дифракционной системы X .

При небольших значениях дифракционной массы основной вклад в сечение реакции $\gamma^*p \rightarrow Xp$ дают процессы образования векторных мезонов. Эксклюзивное рождение векторных мезонов детально изучалось на ускорителе HERA. Было показано, что образование легких векторных мезонов при небольших значениях Q^2 хорошо описывается в теории полюсов Редже с параметризацией померонной траектории, полученной из анализа адрон-адронных взаимодействий.

Изучение эксклюзивного образования J/ψ -мезонов свидетельствует, однако, что характеристики этой реакции согласуются с предсказаниями КХД-моделей. КХД может быть также использована для описания рождения легких векторных мезонов при больших значениях Q^2 . Одним из наиболее ярких предсказаний, подтвержденных экспериментальными данными, является изменение энергетической зависимости сечения реакции $\gamma^*p \rightarrow \rho^0p$ с увеличением Q^2 . Изменение дифференциального сечения $d\sigma/dt$ с изменением Q^2 и массы векторного мезона также находит свое объяснение в КХД-моделях.

Исследование спиральной структуры реакции $\gamma^*p \rightarrow \rho^0p$ показало, что гипотеза сохранения спиральности в s -канале является хорошим приближением. Экспериментальные данные свидетельствуют, однако, что небольшой вклад в сечение дают амплитуды с однократным изменением спиральности. Этот результат был предсказан в работах, основанных на КХД.

Обнаружение событий с большим быстрой интервалом в глубоконепругой области является одним из наиболее интересных результатов, полученных на ускорителе HERA. Доля таких событий составляет 10% и практически не зависит от энергии. Инклюзивная реакция $\gamma^*p \rightarrow Xp$ изучалась в ряде работ при различных значениях Q^2 . Было показано, что при больших Q^2 энергетическая зависимость сечения этой реакции не согласуется с параметризацией померонной траектории, полученной в адрон-адронных столкновениях. Отношение сечения дифракционного процесса и полного γ^*p -сечения практически не зависит от энергии, что может быть объяснено в рамках моделей, основанных на КХД.

Реакция инклюзивной дифракции исследовалась в терминах дифракционных структурных функций. В предположении, что выполняется гипотеза реджевской факторизации, структурные функции анализировались в рамках КХД, и были получены дифракционные партонные распределения. Было показано, что доминирующая доля импульса померона переносится глюонами. Партонные распределения, полученные в результате этого анализа, были использованы для предсказания сечений образования струй и очарованных частиц в дифракционных процессах в электрон-протонных и адрон-адронных столкновениях.

Экспериментальные данные, полученные при изучении дифракционных процессов на ускорителе HERA, инициировали большое количество теоретических исследований. Характеристики дифракционных реакций, традиционно описываемые с помощью теории полюсов Редже, находят объяснение в рамках моделей, основанных на КХД. Глубоконеупругое дифракционное рассеяние позволяет также исследовать переходную область между «мягкой», непertурбативной физикой и пертурбативной КХД. Полученные экспериментальные результаты вместе с новыми высокостатистическими данными позволяют существенно продвинуться в понимании дифракционных полюсов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Abramowicz H., Caldwell A.* // *Rev. Mod. Phys.* 1999. V. 71. P. 1275.
2. *Chapin T. J. et al.* // *Phys. Rev. B.* 1985. V. 31. P. 17.
3. *Skurai J. J.* *Currents and Mesons.* Univ. Chicago Press, 1969;
Fraas H., Schildknecht D. // *Nucl. Phys. B.* 1969. V. 14. P. 543.
4. *Коллинз П.* Введение в реджевскую теорию и физику высоких энергий. М.: Атомиздат, 1980.
5. *Donnachie A., Landshoff P. V.* // *Nucl. Phys. B.* 1984. V. 231. P. 189.
6. *Cudell J. R., Kang K., Kim S. K.* // *Phys. Lett. B.* 1997. V. 395. P. 311.
7. *Derrick M. et al. (ZEUS Collab.)* // *Phys. Lett. B.* 1993. V. 315. P. 481;
Ahmed T. et al. (H1 Collab.) // *Nucl. Phys. B.* 1994. V. 429. P. 477.
8. *Adloff C. et al. (H1 Collab.)* // *Z. Phys. C.* 1997. Bd. 76. S. 613.
9. *Breitweg J. et al. (ZEUS Collab.)* // *Eur. Phys. J. C.* 1999. V. 6. P. 43;
Chekanov S. et al. (ZEUS Collab.). DESY-05-11. 2005.
10. *Ingelman G., Schlein P. E.* // *Phys. Lett. B.* 1985. V. 152. P. 256.
11. *Gribov V. N., Lipatov L. N.* // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1972. V. 15. P. 438;
Dokshitzer Yu. L. // *Sov. Phys. JETP.* 1977. V. 46. P. 641;
Altarelli G., Parisi G. // *Nucl. Phys. B.* 1977. V. 126. P. 298.
12. *Nikolaev N. N., Zakharov B. G.* // *Z. Phys. C.* 1992. Bd. 53. S. 331;
Levin E., Wusthoff M. // *Phys. Rev. D.* 1994. V. 50. P. 4306;
Nikolaev N. N., Zakharov B. G. // *Z. Phys. C.* 1994. Bd. 64. S. 631;
Bartels J., Lotter H., Wusthoff M. // *Phys. Lett. B.* 1996. V. 379. P. 239;
Bartels J. et al. // *Eur. Phys. J. C.* 1999. V. 7. P. 443.
13. *Golec-Biernat K., Wusthoff M.* // *Phys. Rev. D.* 1999. V. 59. P. 014017;
Golec-Biernat K., Wusthoff M. // *Ibid.* V. 60. P. 114023.
14. *Ryskin M. G.* // *Z. Phys. C.* 1993. Bd. 57. S. 89;
Ryskin M. G. et al. // *Z. Phys. C.* 1997. Bd. 76. S. 231.
15. *Brodsky S. J. et al.* // *Phys. Rev. D.* 1994. V. 50. P. 3134.
16. *Nemchik J., Nikolaev N. N., Zakharov B. G.* // *Phys. Lett. B.* 1994. V. 341. P. 228.
17. *Donnachie A., Landshoff P. V.* // *Phys. Lett. B.* 1995. V. 348. P. 213.
18. *Collins J. C., Frankfurt L., Strikman M.* // *Phys. Rev. D.* 1997. V. 56. P. 2982.
19. *Martin A. D., Ryskin M. G., Teubner T.* // *Ibid.* V. 55. P. 4329.

20. *Crittenden J. A.* Exclusive Production of Neutral Vector Mesons at the Electron-Proton Collider HERA // Springer Tract in Mod. Phys. 1997. V. 140.
21. *Breitweg J. et al. (ZEUS Collab.)* // Eur. Phys. J. C. 1998. V. 1. P. 81.
22. *Schilling K., Wolf G.* // Nucl. Phys. B. 1973. V. 61. P. 381.
23. *Derrick M. et al. (ZEUS Collab.)* // Z. Phys. C. 1997. Bd. 73. S. 253.
24. *Bauer T. H. et al.* // Rev. Mod. Phys. 1978. V. 50. P. 261.
25. *Söding P.* // Phys. Lett. 1966. V. 19. P. 702.
26. *Ryskin M. G., Shabelski Y. M.* // Yad. Fiz. 1998. V. 61. P. 89.
27. *Hand L. N.* // Phys. Rev. 1963. V. 129. P. 1834.
28. *Martin A. D., Ryskin M. G., Teubner T.* // Phys. Rev. D. 2000. V. 62. P. 14022.
29. *Frankfurt L., McDermott M., Strikman M.* // J. High Energy Phys. 2001. V. 103. P. 45.
30. *Caldwell A. C., Soares M. S.* // Nucl. Phys. A. 2001. V. 696. P. 125.
31. *Adloff C. et al. (H1 Collab.)* // Eur. Phys. J. C. 2000. V. 13. P. 371;
Breitweg J. et al. (ZEUS Collab.) // Ibid. V. 12. P. 393.
32. *Adloff C. et al. (H1 Collab.)* // Phys. Lett. B. 2000. V. 483. P. 360.
33. *Ryskin M. G., Shabelski Yu. M., Shuvaev A. G.* // Phys. Lett. B. 1999. V. 446. P. 48.
34. *Adloff C. et al. (H1 Collab.)* // Phys. Lett. B. 2000. V. 483. P. 23;
Chekanov S. et al. (ZEUS Collab.) // Eur. Phys. J. C. 2002. V. 24. P. 345.
35. *Breitweg J. et al. (ZEUS Collab.)* // Eur. Phys. J. C. 2000. V. 14. P. 213;
Chekanov S. et al. (ZEUS Collab.) // Eur. Phys. J. C. 2002. V. 24. P. 345.
36. *Ivanov D. Yu., Kirschner R.* // Phys. Rev. D. 1998. V. 58. P. 114025.
37. *Kuraev E. V., Nikolaev N. N., Zakharov B. G.* // JETP Lett. 1998. V. 68. P. 696.
38. *Royen I.* // Proc. of the DIS99 Workshop, Zeuthen, Germany, April 19–23, 1999 / Eds. J. Blumlein and T. Riemann; Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.); Liege Univ. Preprint ULC-PNT-99-1-IR (submitted).
39. *Donnachie A., Landshoff P. V.* // Phys. Lett. B. 1987. V. 191. P. 309; Nucl. Phys. B. 1988. V. 303. P. 634.
40. *Owens J.* // Phys. Rev. D. 1984. V. 30. P. 943;
Glück M., Reya E., Vogt A. // Z. Phys. C. 1992. Bd. 53. S. 651.
41. *H1 Collab.* // Measurement and NLO DGLAP QCD Interpretation of Diffractive Deep-Inelastic Scattering at HERA, pap. 980. 31st Intern. Conf. on High Energy Physics (ICHEP 2002), Amsterdam, 2002 (submitted).
42. *Collins J. C.* // Phys. Rev. D. 1998. V. 57. P. 3051.
43. *Chekanov S. et al. (ZEUS Collab.)* // Eur. Phys. J. C. 2004. V. 38. P. 43.
44. *Martin A. D., Ryskin M. G., Watt G.* Preprint IPPP/04/09 and DCPT/04/18. Univ. of Durham, 2004; hep-ph/0406224.
45. *Chekanov S. et al. (ZEUS Collab.)* // Nucl. Phys. B. 2003. V. 672. P. 3.
46. *Affolder T. et al. (CDF Collab.)* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 5043.
47. *Bjorken J.* // Phys. Rev. D. 1993. V. 47. P. 101.
48. *Nikolaev N. N. et al.* // JETP Lett. 1998. V. 68. P. 634.