

Л. ЄНКОВСЬКИЙ

Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України  
(Вул. Метрологічна, 14b, Київ 03143; e-mail: jenk@bitp.kiev.ua)**МІНІМУМ (ПРОВАЛ) І МАКСИМУМ (ГОРБ)  
У ОДИНАРНІЙ ДИФРАКЦІЙНІЙ ДИСОЦІАЦІЇ  
ПРОТОНА НА LHC<sup>1</sup>**

УДК 539

Для одинарного дифракційного розподілу при енергіях прискорювача LHC передбачається існування структури провал-горб у квадраті функції розподілу в залежності від переданого 4-імпульса  $t$  при значенні  $t \approx -4 \text{ GeV}^2$  у процесах одинарної та подвійної дифракційної дисоціації протона.

**Ключові слова:** структура провал-горб, квадрат переданого чотириімпульса, LHC, дифракційна дисоціація протона.

**1. Вступ. Одинарна, подвійна та центральна дифракційна дисоціація**

Вимірювання одинарної, подвійної і центральної дифракційної дисоціації – скорочення SD, DD та CD, відповідно – є одним із пріоритетів дослідницької програми, що проводиться на LHC. На даний момент було виконано багато досліджень у фізиці дифракційної дисоціації при високих енергіях в рамках різних дослідницьких програм, наприклад, в лабораторії Fermilab (Tevatron) або на LHC (ALICE, SPS, тощо). Ще в 2000-х роках К. Гуліанос у серії робіт [1] виклав теоретичний підхід до розрахунку перерізів одинарної, подвійної та центральної дифракції.

Основні конфігурації реакцій з дифракційною дисоціацією перераховані нижче та показані на рис. 1. Кожна з них характеризується великими проміжками у хуткості частинок, що відповідають обміну траєкторією з вакуумними квантовими числами (померон). Реакції з кількома проміжками з багато-померонними обмінами також можливі, якщо вхідна енергія достатньо велика.

Починаючи з 1970-х років дифракційна дисоціація інтенсивно вивчалася теоретично та експериментально. Хоча у Fermilab був відновлений бага-

тий спектр резонансів у області неідентифікованих мас, але це явище все ще чекає на кращу фізичну інтерпретацію.

Підхід, заснований на факторизації полюсів Редже, був розроблений у серії статей [2] (див. також роботу [5] та посилання в ній), де досліджувалися SD та DD з наголосом на резонансах у області неідентифікованих мас, розглянутих на основі оригінальної моделі, що базується на дуальності.

У цій статті ми продовжуємо нашу програму, спрямовану на вивчення створення резонансів у області неідентифікованих мас; цього разу – в рамках моделі Гуліаноса–Чешельського [3], яку ми модифікуємо включенням резонансів у вказаній області мас. Новою розробкою є дослідження можливої структури провал-горб в SD і DD.

Ми розглядаємо дифракційну дисоціацію з конфігураціями, що показані на рис. 1. Ось їх перелік:

$$\text{Пружна (1): } pp \rightarrow pp, \quad (1)$$

$$\text{SD (2): } pp \rightarrow pX(pY), \quad (2)$$

$$\text{DD (3): } pp \rightarrow XY, \quad (3)$$

$$\text{CD (DPE) (4): } pp \rightarrow pZp, \quad (4)$$

$$\text{CD}_S \text{ (5): } pp \rightarrow XZp, \quad (5)$$

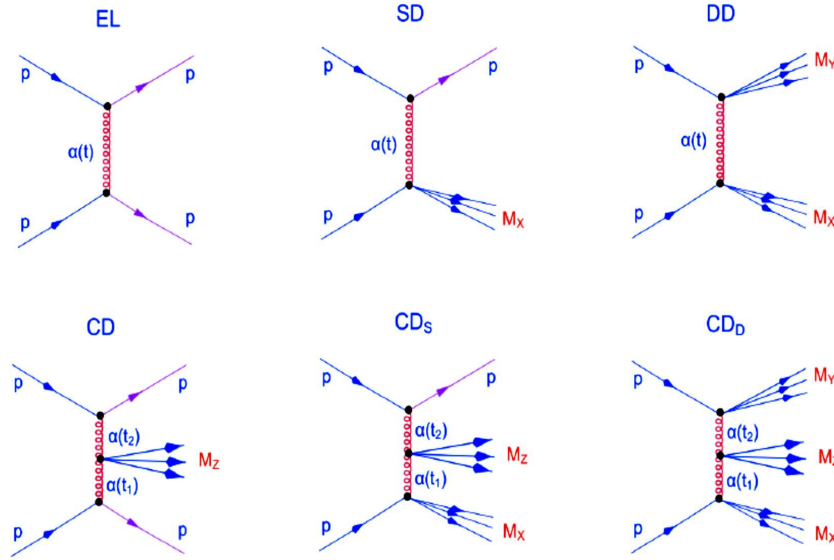
$$\text{CD}_D \text{ (6): } pp \rightarrow XZY. \quad (6)$$

Цитування: Єнковський Л. Мінімум (провал) і максимум (горб) у одинарній дифракційній дисоціації протона на LHC. *Укр. фіз. журн.* 69, № 11, 845 (2024).

© Видавець ВД “Академперіодика” НАН України, 2024. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

ISSN 2071-0194. *Укр. фіз. журн.* 2024. Т. 69, № 11

<sup>1</sup> Ця робота базується на результатах, які доповідалися на міжнародній конференції “New Trends in High-Energy and Low-x Physics” (2024 р.).



**Рис. 1.** Діаграми пружного розсіювання (EL) і дифракційної дисоціації – оди-  
нарної (SD), подвійної (DD) і центральної (CD)

Тут  $X$  і  $Y$  представляють дифракційно дисоційовані протони (нуклонні резонанси), а  $Z$  – це дифракційні мезони в центральній системі. Звернімо увагу на те, що SD (рівняння (2)) передбачає дві симетричні реакції, тобто  $p + p' \rightarrow X + p'$  і  $p + p' \rightarrow p + X$ . Схематично ці процеси також показані на рис. 1. Можливі також багато інших конфігурацій дифракційної дисоціації; наприклад ті, що мають багато-померонні обміни.

## 2. Модель

Диференціальні перерізи для SD, DD і CD можна записати таким чином [1, 3].

### 2.1. DD

Припускаючи факторизацію Редже, DD переріз можна отримати з перерізу SD та перерізу пружного розсіювання:

$$\begin{aligned} \frac{d^3\sigma_{DD}}{dt d\xi_1 d\xi_2} &= \frac{1}{d\sigma_{el}/dt} \frac{d^2\sigma_{SD1}}{dt d\xi_1} \frac{d^2\sigma_{SD2}}{dt d\xi_2} = \\ &= \left\| \frac{d\sigma_{el}}{dt} = \frac{\beta^4(t)}{16\pi} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha(t)-2} \right\| = \\ &= \frac{1}{N(s)} \left[ \frac{s/s_0}{16\pi} \left(\frac{s\xi_1\xi_2}{s_0}\right)^{1-2\alpha(t)} \right] \times \\ &\times \sigma_{1T}^{Pp}(s\xi_1) \sigma_{2T}^{Pp}(s\xi_2), \end{aligned} \quad (7)$$

846

а для змінної  $M^2$  маємо

$$\begin{aligned} \frac{d^3\sigma_{DD}}{dt dM_1^2 dM_2^2} &= \frac{1}{d\sigma_{el}/dt} \frac{d^2\sigma_{SD1}}{dt dM_1^2} \frac{d^2\sigma_{SD2}}{dt dM_2^2} = \\ &= \frac{1}{N(s)} \left[ \frac{1}{16\pi M_1^2 M_2^2} \left(\frac{M_1^2 M_2^2}{s s_0}\right)^{2-2\alpha(t)} \right] \times \\ &\times \sigma_{1T}^{Pp}(M_1^2) \sigma_{2T}^{Pp}(M_2^2), \end{aligned} \quad (8)$$

де  $\sigma_{iT}^{Pp}$  – повний переріз померон-протонного розсіювання для кожної  $i$ -ї вершини,  $i = 1, 2$ .

### 2.2. CD

Використовуючи факторизацію, CD переріз можна записати таким чином:

$$\begin{aligned} \frac{d^4\sigma_{CD}}{dt_1 dt_2 d\xi_1 d\xi_2} &= \frac{1}{\sigma_T^{pp}} \frac{d^2\sigma_{SD1}}{dt_1 d\xi_1} \frac{d^2\sigma_{SD2}}{dt_2 d\xi_2} = \\ &= \left\| \sigma_T^{pp} = \beta^2(0) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(0)-1} \right\| = \\ &= \frac{1}{N(s) \beta^2(0) (s/s_0)^{\alpha(0)-1}} \left[ \frac{\beta^2(t_1)}{16\pi} \xi_1^{1-2\alpha(t_1)} \right] \times \\ &\times \left[ \frac{\beta^2(t_2)}{16\pi} \xi_2^{1-2\alpha(t_2)} \right] \kappa \sigma_T^{PP}(s\xi_1\xi_2), \end{aligned} \quad (9)$$

де  $\sigma_T^{PP}$  – повний померон-померонний переріз.

### 3. Резонанси в області неідентифікованих мас

Наведена вище модель [3] справедлива для великих редже-подібних неідентифікованих мас. Наша інновація полягає в розширенні цієї моделі, яка була б також дійсна в області помірних  $M_i^2$ , де переважають резонанси. Ідея [2] ґрунтується на дуальності, згідно з якою резонанси у прямому каналі утворюються шляхом полюсного розкладання дуальної амплітуди, де домінують “реджезовані” полюси Брейта-Вігнера з нелінійними, комплексними прямо-канальними траєкторіями Редже, що забезпечує скінченні ширини резонансів. Вирази у фігурних і квадратних дужках у наведених вище рівняннях можна інтерпретувати як повний померон-протонний переріз  $\sigma^{Pp}$  і так звані померонні потоки  $f_{Pp}$ , що випромінюються дифракційно розсіяним протоном. У більшості робіт на цю тему використовуються повні протон-померонні перерізи Редже. Цей переріз буде замінено реджезованою дуальною моделлю Брейта-Вігнера, яка представлена в роботі [2] і яка відтворює прямоканальні резонанси.

Повний переріз  $\gamma^*p$  пов’язаний зі структурною функцією співвідношенням

$$F_2(x, Q^2) = \frac{Q^2(1-x)}{4\pi\alpha(1+4m_p^2x^2/Q^2)} t\sigma_t^{\gamma^*p}, \quad (10)$$

де  $\alpha$  – стала тонкої структури,  $Q^2 = -q^2$ , а  $x = \frac{Q^2}{2p \cdot q}$  – це змінна Бйоркена. Оскільки  $M^2 = (p+q)^2 = p^2 + q^2 + 2p \cdot q$ , то  $p \cdot q = \frac{1}{2}(M^2 + Q^2 - m_p^2)$ , де  $m_p = 0,938$  ГеВ – це маса протона.

З іншого боку,

$$\sigma_t^{\gamma^*p}(x, Q^2) = \frac{8\pi}{P_{CM}\sqrt{s}} \text{Im} A^{\gamma^*p}(s(x, Q^2), t=0, Q^2). \quad (11)$$

де  $P_{CM}$  – абсолютне значення імпульсу центра мас реакції. Для глибоко непружного розсіювання (deep inelastic scattering, DIS)  $P_{CM} = \frac{s-m^2}{2(1-x)} \times \sqrt{\frac{1+4m_p^2x^2/Q^2}{s}}$ , де  $s = (p+q)^2 \equiv M^2$ . Отже, маємо

$$F_2(x, Q^2) = \frac{4Q^2(1-x)^2}{\alpha(s-m^2)(1+4m_p^2x^2/Q^2)^{3/2}} \times \text{Im} A^{\gamma^*p}(s(x, Q^2), t=0, Q^2). \quad (12)$$

Реджеон (тут, померон) подібний до фотона. Отже взаємодія померон-протон  $Pp$  подібна до

фотон-протонного DIS, де  $-Q^2 = q^2 \rightarrow t$  і  $s = W^2 \rightarrow M^2$ . Таким чином, замінюючи віртуальний фотон на померон та підставляючи  $Q^2 = -t$ ,  $s = M^2$ , отримуємо

$$F_2(M^2, t) = \frac{-t4(1-x)^2}{\alpha(M^2 - m_p^2)(1 + 4m_p^2x^2/-t)^{3/2}} \times \text{Im} A^{Pp}(M^2, t), \quad (13)$$

де  $x \equiv x(M^2, t)$  і замість  $x$  ми використовуємо  $M^2$  як змінну, а  $F_2 = \nu W_2$ , де  $\nu = \frac{-t}{2m_p x}$ . Внесок вершини  $Pp$  у диференціальний переріз дифракційних процесів становить  $\tilde{W}^{Pp} = \frac{W_2}{2m_p}$ .

#### 3.1. Померон-померонне розсіювання

Більшість досліджень дифракційної дисоціації (одинарної, подвійної та центральної) використовують формалізм потрійного реджеона. Цей підхід корисний у гладкій області Редже за межами резонансної області, але не застосовний для утворення малих мас, де переважають резонанси. Ми вирішили цю проблему за допомогою дуальної моделі.

Почергове врахування одиничних резонансів можливе, але неекономне при розрахунку перерізу, до якого робить внесок послідовність багатьох резонансів з малими масами. Ці резонанси перекриваються і поступово зникають у континуумі при більших масах.

Для нашої мети опису центрального процесу дифракції релевантним є полюсний розклад дуальної амплітуди  $A(M^2, t)$  прямого каналу. Різні траєкторії  $\alpha_i(M^2)$  роблять внесок у цю амплітуду, причому  $\alpha_i(M^2)$  є нелінійною, складною траєкторією Редже в системі померон-померон. Полюсний розклад дуальної амплітуди  $A(M^2, t)$  має вигляд

$$A(M^2, t) = a \sum_{i=f,P} \sum_J \frac{[f_i(t)]^{J+2}}{J - \alpha_i(M^2)}, \quad (14)$$

де  $t$  є квадратом переданого імпульсу в реакції  $PP \rightarrow PP$ . Тут індекс підсумовування  $i$  позначає траєкторії, які дають внесок в амплітуду. У межах кожної траєкторії друга сума поширюється на зв’язані стани спіна  $J$ . Множник  $a$  у рівнянні (14) має числове значення  $a = 1 \text{ ГеВ}^{-2} = 0,389$  мб.

Полюсний лишок  $f(t)$ , що з’являється в системі  $PP \rightarrow PP$ , фіксується дуальною моделлю, зокрема сумісністю її асимптотики Редже з масштабуванням Бйоркена, і дорівнює

$$f(t) = (1 - t/t_0)^{-2}, \quad (15)$$

де  $t_0$  – параметр підгонки під експериментальні дані. Однак через відсутність таких даних до цього часу, ми поклали  $t_0 = 0,71 \text{ GeV}^2$  на даний момент як для пружного форм-фактора протона.

Уявна частина амплітуди  $A(M^2, t)$  (рівняння (14)) дорівнює

$$\begin{aligned} \text{Im } A(M^2, t) &= \\ &= a \sum_{i=f,P} \sum_J \frac{[f_i(t)]^{J+2} \text{Im } \alpha_i(M^2)}{(J - \text{Re } \alpha_i(M^2))^2 + (\text{Im } \alpha_i(M^2))^2}. \end{aligned} \quad (16)$$

Нагадаємо, що амплітуда  $A$  і переріз  $\sigma_t$  мають розмірність мб завдяки параметру  $a$ , який обговорювався вище. Канал померон-померон,  $PP \rightarrow M^2$ , пов'язаний із каналами померона і  $f$ , що продиктовано збереженням квантових чисел. Тому для розрахунку перерізу  $PP$  ми беремо до уваги траєкторії, пов'язані з  $f_0(980)$  і  $f_2(1270)$  резонансами, а також з траєкторією померона.

### 3.2. Включення резонансів у модель

Як ми зазначали вище, модель Гуліаноса дійсна лише для великих  $M^2$ , але не для резонансної області (приблизно  $M \sim 1\text{--}4 \text{ GeV}$ ). Таким чином, вираз у фігурних дужках в рівнянні (??) треба замінити виразом для реджезованих дуальних резонансів Брейта–Вігнера.

Використовуючи коефіцієнти переходу, ми отримуємо такі розширення для одинарної та подвійної дифракційної дисоціації:

$$\frac{d^2 \sigma_{SD}}{dt dM^2} = \frac{1}{N(s)} f_{P/p}(M^2, t, s) \cdot \sigma_T^{PP}(M^2, t, s), \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^3 \sigma_{DD}}{dt dM_1^2 dM_2^2} &= \frac{1}{N(s)} f_{P/p}(M_1^2 M_2^2, t, s) \times \\ &\times \sigma_T^{PP}(M_1^2, t, s) \sigma_T^{PP}(M_2^2, t, s), \end{aligned} \quad (18)$$

де повний померон-протонний переріз  $\sigma_T^{PP}$  є сумою  $N^*$  резонансів ( $\sigma_{\text{Res}}^{PP}$ ) і фону, що відповідає гладкій функції,

$$\sigma_T^{PP}(M^2, t) = A_{\text{res}} \cdot \sigma_{\text{Res}}^{PP}(M^2, t) + \sigma_{Bg}^{PP}(M^2), \quad (19)$$

де фон дорівнює

$$\sigma_{Bg}^{PP}(M^2) = a \cdot \kappa \cdot \beta^2(0) \cdot (M^2)^\epsilon, \quad (20)$$

а  $A_{\text{res}}$  – це вільний параметр, отриманий підгонкою. У рівнянні (19) ми пишемо  $\sigma_{\text{Res}}^{PP}$ , припускаючи, що в рівнянні (11) ми замінюємо віртуальний

фотон на померон і застосовуємо заміни  $-Q^2 = t$  та  $s = M^2$ . За допомогою цих маніпуляцій можна записати, що

$$\sigma_{\text{Res}}^{PP}(M^2, t) = \frac{8\pi}{P_{\text{CM}} \sqrt{M^2}} \text{Im } A(M^2, t), \quad (21)$$

де

$$P_{\text{CM}} = \frac{M^2 - m_p^2}{2(1-x)} \sqrt{\frac{1 - 4m_p^2 x^2/t}{M^2}}, \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \text{Im } A(M^2, t) &= \\ &= a \sum_{n=1,6} \frac{[f(t)]^{2(n+1)} \text{Im } \alpha_{N^*}(M^2)}{(2n + 0,5 - \text{Re } \alpha_{N^*}(M^2))^2 + (\text{Im } \alpha_{N^*}(M^2))^2}, \end{aligned} \quad (23)$$

$a = 0,3894$  мб, що дає нам переріз (в одиницях мб),  $x(M^2, t) = \frac{-t}{M^2 - m_p^2 - t}$ , а  $\alpha_{N^*}(M^2)$  – складна нелінійна траєкторія Редже прямого каналу.

Використовуючи рівняння переходу (9) для центральної дифракційної дисоціації, можна записати

$$\begin{aligned} \frac{d^4 \sigma_{CD}}{dt_1 dt_2 d\xi_1 d\xi_2} &= \frac{1}{N(s) \beta^2(0) (s/s_0)^{\alpha(0)-1}} \times \\ &\times f_{P/p}(\xi_1, t_1) f_{P/p}(\xi_2, t_2) \cdot \kappa \cdot \sigma_T^{PP}(s\xi_1 \xi_2, t_1, t_2). \end{aligned} \quad (24)$$

### 4. Збірка основних формул

Цей розділ містить збірку основних рівнянь, які використовуються в розрахунках і в підгонці параметрів.

Диференціальний переріз для одинарної дифракційної дисоціації (SD) дорівнює

$$\frac{d^2 \sigma_{SD}}{dt d\xi} = \frac{1}{N(s)} \left[ \frac{\beta^2(t)}{16\pi} (\xi)^{1-2\alpha(t)} \right] \sigma_T^{PP}(s\xi, t), \quad (25)$$

$$\frac{d^2 \sigma_{SD}}{dt dM^2} = \frac{1}{N(s)} \left[ \frac{1}{M^2} \frac{\beta^2(t)}{16\pi} \left( \frac{M^2}{s} \right)^{2-2\alpha(t)} \right] \sigma_T^{PP}(M^2, t), \quad (26)$$

і для змінної  $\log_{10} \xi$  має вигляд

$$\frac{d^2 \sigma_{SD}}{dt d \log_{10} \xi} = \ln 10 \cdot \xi \cdot \frac{d^2 \sigma_{SD}}{dt d\xi}(\xi, t, s), \quad (27)$$

де  $\xi \in [\log_{10}(1,4/c); \log_{10} 0,05]$ .

Диференціальний переріз для подвійної дифракційної дисоціації (DD) дорівнює

$$\frac{d^3 \sigma_{DD}}{dt dM_1^2 dM_2^2} = \frac{1}{N(s)} \left[ \frac{1}{16\pi M_1^2 M_2^2} \left( \frac{M_1^2 M_2^2}{ss_0} \right)^{2-2\alpha(t)} \right] \times$$

$$\times \sigma_T^{PP}(M_1^2, t) \sigma_T^{PP}(M_2^2, t). \quad (28)$$

Нарешті, диференціальний переріз для центральної дифракційної дисоціації (CD) дорівнює

$$\begin{aligned} \frac{d^4 \sigma_{CD}}{dt_1 dt_2 d\xi_1 d\xi_2} &= \frac{1}{N(s) \beta^2(0) (s/s_0)^{\alpha(0)-1}} \times \\ &\times \left[ \frac{\beta^2(t_1)}{16\pi} \xi_1^{1-2\alpha(t_1)} \right] \left[ \frac{\beta^2(t_2)}{16\pi} \xi_2^{1-2\alpha(t_2)} \right] \times \\ &\times \kappa \cdot \sigma_T^{PP}(s\xi_1 \xi_2, t). \end{aligned} \quad (29)$$

Нахил  $B$  конуса визначається виразом

$$B = \frac{d \sigma}{dt dt}. \quad (30)$$

Залежності крос-інтегрованих перерізів від  $M^2$  (від  $t$ ) розраховуються за такими формулами: для випадку SD,

$$\frac{d\sigma_{SD}}{dM^2} = \int_{-1}^0 \frac{d^2 \sigma_{SD}}{dt dM^2} dt, \quad (31)$$

$$\frac{d\sigma_{SD}}{dt} = \int_{1,4}^{0,05s} \frac{d^2 \sigma_{SD}}{dt dM^2} dM^2, \quad (32)$$

і для випадку DD,

$$\frac{d^2 \sigma_{DD}}{dM_1^2 dM_2^2} = \int_{-1}^0 \frac{d^3 \sigma_{DD}}{dt dM_1^2 dM_2^2} dt, \quad (33)$$

$$\frac{d\sigma_{DD}}{dt} = \int_{1,4}^{0,05s/1,4} dM_1^2 \int_{1,4}^{0,05s/M_1^2} \frac{d^3 \sigma_{DD}}{dt dM_1^2 dM_2^2} dM_2^2. \quad (34)$$

Ми також розрахували залежність крос-інтегрованого перерізу від  $\log_{10} \xi$  для SD:

$$\frac{d\sigma_{SD}}{d \log_{10} \xi} = \int_{-1}^0 \frac{d^2 \sigma_{SD}}{dt d \log_{10} \xi} dt. \quad (35)$$

Повністю проінтегровані перерізи задаються такими рівняннями:

$$\sigma_{SD} = \int_{1,4}^{0,05s} dM^2 \int_{-1}^0 dt \frac{d^2 \sigma_{SD}}{dM^2 dt}, \quad (36)$$

$$\sigma_{DD} = \int_{1,4}^{0,05s} dM_1^2 \int_{1,4}^{0,05s/M_1^2} dM_2^2 \int_{-1}^0 \frac{d^3 \sigma_{DD}}{dt dM_1^2 dM_2^2} dt, \quad (37)$$

$$\sigma_{CD} = \int_{1,4/s}^{0,05} d\xi_1 \int_{1,4/s}^{0,05/\xi_1} d\xi_2 \int_{-1}^0 dt_1 \int_{-1}^0 dt_2 \frac{d\sigma_{CD}^4}{dt_1 dt_2 d\xi_1 d\xi_2}. \quad (38)$$

## 5. Провал і горб

Розсіювання адронів високих енергій характеризується наявністю піка розсіювання вперед, за яким можуть йти провали та горби. Нахил піка розсіювання вперед зменшується з енергією та пов'язаний з радіусами розсіюючих частинок. При розсіюванні ядер з'являються численні провали та горби, але при розсіюванні  $pp$  спостерігається лише одна така структура.

Пружне розсіювання протонів, а також одинарна (SD) і подвійна (DD) дифракційна дисоціація – це тісно пов'язані реакції. Вони вже вивчалися в ISR, SPS, FNAL і вивчаються нині на LHC. Дотепер жодних структур не спостерігалося в диференціальних перерізах SD або DD.

Для SD і DD ми використовуємо модель, розроблену в низці статей, присвячених пружному розсіюванню; див. роботу [5] і більш ранні посилання. Амплітуда розсіювання в цій моделі подібна до амплітуди пружного розсіювання, а пружні вершини замінені структурними функціями DIS.

Положення структур в  $t$  залежить від енергії і неідентифікованих мас. Ці структури також чутливі до нахилу конусів SD і DD. Загальна тенденція полягає в тому, що зменшення нахилу змінює структури до більших значень  $-t$ . Більшість поточних вимірювань на LHC відбувається в області великих неідентифікованих мас і малих  $t$ . Цією статтею ми заохочуємо експериментаторів до вимірювання  $-t$ -залежностей SD і DD за межами кількох  $\text{GeV}^2$  для варіювання неідентифікованих мас.

## 6. Провал і горб у пружному розсіюванні

Амплітуда дипольного поперонного розсіювання визначається таким чином [4]:

$$\begin{aligned} A_P(s, t) &= \frac{d}{d\alpha_P} \left[ e^{-i\pi\alpha_P/2} G(\alpha_P) \left( s/s_{0P} \right)^{\alpha_P} \right] = \\ &= e^{-i\pi\alpha_P(t)/2} (s/s_{0P})^{\alpha_P(t)} \times \end{aligned}$$

$$\times \left[ G'(\alpha_P) + \left( L_P - i\pi/2 \right) G(\alpha_P) \right], \quad (39)$$

де  $L_P = \ln(s/s_{0P})$ . Оскільки перший член у квадратних дужках визначає форму конуса, покладемо

$$G'(\alpha_P) = a_P e^{b_P[\alpha_P - \alpha_{0P}]}, \quad (40)$$

де  $\alpha_{0P}$  – точка перетину  $\alpha_P$ .  $G(\alpha_P)$  обчислюється інтегруванням

$$\begin{aligned} G(\alpha_P) &= \int d\alpha_P G'(\alpha_P) = \\ &= a_P \left( e^{b_P[\alpha_P - \alpha_{0P}]} / b_P - \gamma_P \right). \end{aligned} \quad (41)$$

Константа інтегрування  $\gamma_P$  сама по собі не має фізичного змісту, але її числове значення сильно впливає на результати підгонки.

Починаючи з енергій ЛНС, можна знехтувати внеском від вторинних реджеонів, і можна враховувати лише внесок померона, який в кінцевому підсумку забезпечується оддероном,

$$A_{PP}^{pp}(s, t) = A_P(s, t) \mp A_O(s, t), \quad (42)$$

$$A_O(s, t) = -i A_{P \rightarrow O}(s, t). \quad (43)$$

З введенням параметра  $\epsilon_P = \gamma_P b_P$  амплітуду померона Eq. (39) можна переписати в геометричній формі

$$\begin{aligned} A_P(s, t) &= i \frac{a_P}{b_P} \left( \frac{s}{s_{0P}} \right)^{\alpha_{0P}} e^{-\frac{i\pi}{2}(\alpha_{0P}-1)} \times \\ &\times \left[ r_{1P}^2 e^{r_{1P}^2[\alpha_P(t) - \alpha_{0P}]} - \epsilon_P r_{2P}^2 e^{r_{2P}^2[\alpha_P(t) - \alpha_{0P}]} \right], \end{aligned} \quad (44)$$

де  $r_{1P}^2(s) = b_P + L_P - i\frac{\pi}{2}$  та  $r_{2P}^2(s) = L_P - i\frac{\pi}{2}$ .

Ми використовуємо нормування, де

$$\sigma_{\text{tot}}(s) = \frac{4\pi}{s} \text{Im} A(s, t=0), \quad (45)$$

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt}(s, t) = \frac{\pi}{s^2} |A(s, t)|^2. \quad (46)$$

Достосування до експериментальних даних для дипольного померона Редже та оддерона можна знайти, наприклад, у статтях [5, 6].

Дипольна амплітуда генерує структуру провал-горб у диференціальному перерізі. Мінімум (провал) і максимум (горб) у пружному диференціальному перерізі розташовані при

$$-t_{\text{dip}} = \frac{1}{\alpha' b} \ln \frac{(b+L)}{\gamma b L} \quad (47)$$

та

$$-t_{\text{bump}} = \frac{1}{\alpha' b} \ln \frac{[4(b+L)^2 + \pi^2]}{\gamma b(4L^2 + \pi^2)}. \quad (48)$$

Положення провалу та горба залежать від недостатньо відомого параметра нахилу  $b$ , пов'язаного з диференціальним перерізом. Чим менше значення  $b$ , тим більше значення  $|t|$ , при якому з'являється структура провал-горб. Таким чином, у сценарії в рамках диполя Редже природно очікувати, що при одинарній дифракційній дисоціації можлива поява структури провал-горб при більших значеннях  $|t|$ , ніж це відбувається при пружному розсіюванні.

Відомо, що при пружному  $pp$  розсіюванні нахил дифракційного конуса є енергозалежним і зростає зі збільшенням енергії. У той же час, коли енергія зростає, положення структури провал-горб зміщується до менших значень  $-t$ . Енергозалежний нахил визначається похідною від логарифма диференціального перерізу при  $t=0$ . У разі одинарної дифракційної дисоціації нахил диференціального перерізу залежить не тільки від енергії, а й від квадрата маси створеної адронної системи, що обговорювалося вище. Таким чином, аналогічно до випадку пружного розсіювання, не дивно, що структура провал-горб у диференціальному перерізі одинарної дифракції завдяки масовій залежності рухається в напрямку  $-t$ .

## 7. Від пружного розсіювання до одинарної дифракційної дисоціації (SD)

Щоб створити структуру провал-горб в одинарній дифракційній дисоціації, ми вводимо обмін дипольний померон-оддерон до диференціального перерізу.

У потрібному підході Редже внесок потрібного PPP обміну в диференціальний переріз SD становить

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_{SD}}{dt dM^2} &= \frac{1}{16\pi^2} \frac{1}{M^2} g_{PPP}^2(t) (s/M^2)^{2\alpha_P(t)-2} \times \\ &\times g_{PPP}(t) g_{PP}(0) \cdot (M^2)^{\delta_P}. \end{aligned} \quad (49)$$

Він майже не залежить від  $t$ , тому  $g_{PPP}(t) \simeq g_{PPP}(0)$ . Для  $t$ -залежної частини амплітуди SD маємо

$$A_{SD}^{SP}(s, M^2, \alpha_P) \sim \eta(\alpha_P) G_P(\alpha_P) (s/M^2)^{\alpha_P}, \quad (50)$$

де в  $G(\alpha)$  враховується  $t$ -залежність, що є результатом залежності  $g_{PPP}(t)$ . Отже, залежна від  $t$  частина амплітуди дипольного померона дорівнює

$$A_{SD}^{DP}(s, M^2, \alpha_P) = \frac{d}{d\alpha_P} A_{SD}^{SP}(s, M^2, \alpha) \sim e^{-i\pi\alpha/2} \times (s/M^2)^\alpha [G'_P(\alpha_P) + (L_{SD} - i\pi/2)G_P(\alpha_P)], \quad (51)$$

де

$$L_{SD} \equiv \ln(s/M^2). \quad (52)$$

Отриманий подвійний диференціальний переріз для процесу SD дорівнює

$$\frac{d^2\sigma_{SD}^{PPP}}{dt dM^2} = \frac{1}{M^2} \left( G_P'^2(\alpha_P) + 2L_{SD}G_P(\alpha_P)G_P'(\alpha_P) + G_P^2(\alpha_P) \left( L_{SD}^2 + \frac{\pi^2}{4} \right) \right) (s/M^2)^{2\alpha_P(t)-2} \sigma^{Pp}(M^2), \quad (53)$$

де

$$\sigma^{Pp}(M^2) = g_{PPP}g_{Ppp}(0)(M^2t)^{\alpha(0)-1}. \quad (54)$$

Використовуючи змінну  $\xi = M^2/s$ , що відповідає відносній втраті імпульсу протона, ми отримуємо

$$\frac{d^2\sigma_{SD}^{PPP}}{dt d\xi} = \left( G'^2(\alpha) + 2L_{SD}G(\alpha)G'(\alpha) + G^2(\alpha) \times \left( L_{SD}^2 + \frac{\pi^2}{4} \right) \right) \xi^{1-2\alpha(t)} \sigma^{Pp}(s\xi), \quad (55)$$

де

$$L_{SD} \equiv -\ln \xi. \quad (56)$$

Використовуючи рівняння (40), (41) і (53), можна знайти положення провалу та горба в  $t$ -залежності диференціального перерізу SD:

$$t_{\text{dip}}^{\text{SD}} = \frac{1}{\alpha'b} \ln \frac{\gamma b L_{SD}}{b + L}, \quad (57)$$

$$t_{\text{bump}}^{\text{SD}} = \frac{1}{\alpha'b} \ln \frac{\gamma b (4L_{SD}^2 + \pi^2)}{4(b + L_{SD})^2 + \pi^2}. \quad (58)$$

Ми також включаємо внесок оддерона в потрійний обмін оддерон-оддерон-померон (ООР). У стандартному потрійному формалізмі Редже, він набуває вигляду

$$\frac{d^2\sigma_{SD}}{dt dM^2} = \frac{1}{16\pi^2} \frac{1}{M^2} g_{OOP}^2(t) (s/M^2)^{2\alpha_O(t)-2} \times$$

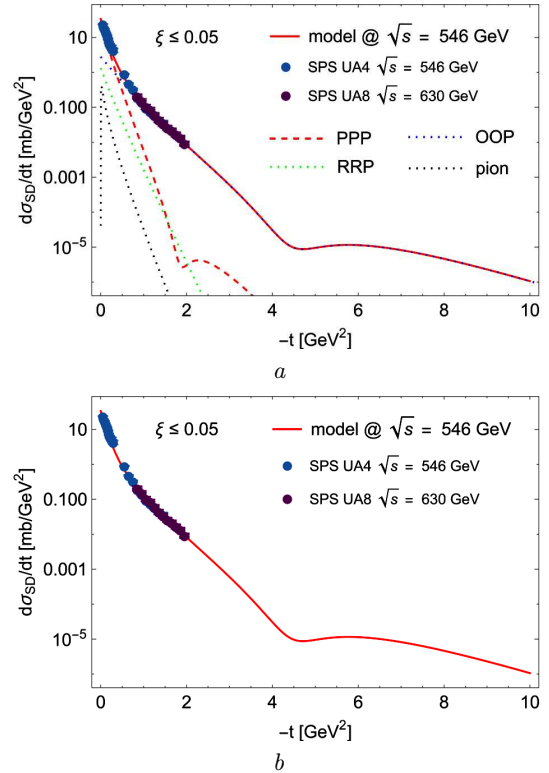
$$\times g_{OOP}(t)g_{Ppp}(0)(M^2)^{\delta_O}. \quad (59)$$

Ми використовуємо його дипольну форму (виведення цього виразу таке ж, як і у випадку дипольного PPP внеску)

$$\frac{d^2\sigma_{SD}^{OOO}}{dt dM^2} = \frac{1}{M^2} \left( G_O'^2(\alpha_O) + 2L_{SD}G_O(\alpha_O)G_O'(\alpha_O) + G_O^2(\alpha_O) \left( L_{SD}^2 + \frac{\pi^2}{4} \right) \right) (s/M^2)^{2\alpha_O(t)-2} \sigma^{Pp}(M^2), \quad (60)$$

де  $\sigma^{Pp}$  визначається рівнянням (54), а можлива різниця між  $g_{OOP}$  і  $g_{PPP}$  враховується за допомогою  $\alpha_O$ . Положення провалу та горба у внеску дипольного ООР задаються рівняннями (57) і (58), відповідно.

Повна модель для подвійно-диференціального перерізу SD є сумою трьох потрійних внесків Ре-



**Рис. 2.** Передбачувана структура провал-горб в  $t$ -розподілі інтегрованого диференціального перерізу дифракційної дисоціації  $\xi$  при  $\sqrt{s} = 546$  ГеВ: з врахуванням різних внесків (а) та без їх врахування (б)

дже з доданком від піоного обміну,

$$\frac{d^2\sigma_{SD}}{dtdM^2} = \frac{d^2\sigma_{SD}^{PPP}}{dtdM^2} + \frac{d^2\sigma_{SD}^{OOP}}{dtdM^2} + \frac{d^2\sigma_{SD}^{RRP}}{dtdM^2} + \frac{d^2\sigma_{SD}^{\pi}}{dtdM^2}. \quad (61)$$

Проводилося достосування параметрів  $a$  і  $b$  для узгодження результатів із наявними даними. Параметр  $\gamma$  фіксувався на значеннях, отриманих при аналізі даних пружного розсіювання. Перетини траєкторій померона та оддерона дорівнювали 1, тобто  $\delta_P = \delta_O = 0$ . Нахили траєкторій померона та оддерона фіксувалися на значеннях, отриманих при аналізі даних пружного розсіювання.

Цікаво, що DP померонна модель протон-протонного SD приводить до належним чином зростаючих повних інтегрованих перерізів з одиничним померонним перерізом, тобто з  $\delta = 0$ .

Передбачені структури в диференціальному перерізі при  $\sqrt{s} = 546$  GeV, також інтегровані в  $\xi$ , наведені нижче. Також показано різні внески в диференціальний переріз. Можна побачити, що як дипольний потрійний обмін PPP, так і дипольний потрійний обмін OOP генерують структуру провал-горб. Експериментально спостережуваний ефект очікується від внеску OOP.

## 8. Резюме

В одинарній дифракційній дисоціації протона прогнозується наявність структури провал-горб при  $t \approx -4$  GeV<sup>-2</sup>. Цей прогноз чутливий до нахилу SD, значення якого відомо недостатньо точно. По-

трібні подальші дослідження, як теоретичні, так і експериментальні.

*Автор вдячний за співпрацю М.М. Місколай-нену, В. Резоглазову, О. Скоренку та І. Соні на ранньому етапі цієї роботи.*

*Робота була підтримана EURIZON (грантова угода #EU-3031-A).*

1. K. Goulianos. Diffractive interactions of hadrons at high energies. *Phys. Rep.* **101**, 170 (1983).
2. L.L. Jenkovszky, O.E. Kuprash, J.W. L amsa, V.K. Magas, R. Orava. Dual-Regge approach to high-energy, low-mass diffraction dissociation. *Phys. Rev. D* **83**, 056014 (2011).
3. R. Ciesielski, K. Goulianos. MBR Monte Carlo simulation in PYTHIAS. arXiv:1205.1446.
4. L.L. Jenkovszky, A.N. Vall. The dipole pomeron and  $pp$  scattering. *Czech. J. Phys. B* **26**, 447 (1976).
5. L. Jenkovszky, R. Schicker, I. Szanyi. Dip-bump structure in proton's single and diffractive dissociation at the large hadron collider. *Universe* **10**, 208 (2022).
6. W. Broniowski, L. Jenkovszky, E. Ariola, I. Szanyi. Hologness in  $pp$  and  $\bar{p}p$  scattering in a Regge model. *Phys. Rev. D* **98**, 074012 (2018).

Одержано 07.10.24.

Переклад на українську мову О. Войтенка

*L. Jenkovszky*

MINIMUM (DIP) AND MAXIMUM (BUMP)  
IN PROTON'S SINGLE DIFFRACTIVE  
DISSOCIATION AT THE LHC

A dip-bump structure in the squared four-momentum transfer ( $t$ ) distribution of proton's single and double diffractive distributions is predicted around  $t \approx -4$  GeV<sup>2</sup> for single diffractive distribution at LHC energies.

*Keywords:* dip-bump structure, squared four-momentum transfer, LHC, proton's diffractive distributions.