

**RUGALMAS ÉS DIFFRAKTÍV
SZÓRÁS AZ LHC KORÁBAN:
A POMERON, AZ ODDERON
ÉS A GLUONLABDÁK**

Jenkovszky László

Spenik Sándor

Szanyi István

Turóci-Sütő Jolán

2021

Jenkovszky László, Spenik Sándor, Szanyi István, Turóci-Sütő Jolán.
Rugalmas és diffraktív szórás az LHC korában: a pomeron, az odderon
és a gluonlabdák. Ungvár, „AUTDOR-Shark”, 2021. - 152 oldal.

Szakmai lektor: Tarics Zoltán, az Ukrán Nemzeti Tudományos Akadémia
Elektronfizikai Kutatóintézete Elektronfolyamatok és Elemi Kölcsön-
hatások Osztályának tudományos főmunkatársa.



A könyv megjelenését a Magyar Tudományos Akadémia Domus
könyvkiadás-támogatási pályázata támogatta.

© Jenkovszky László, Spenik Sándor,
Szanyi István, Turóci-Sütő Jolán, 2021

© „AUTDOR-Shark”, 2021

Ez a kismonográfia bevezetőként szolgál a Regge-elmélet alkalmazásához a nagy energiájú rugalmas és diffrakciós proton-proton és antiproton-proton szórások kísérleti – mindenekelőtt a Nagy Hadronütköztetőben mért – adatainak leírásában, valamint ezen folyamatok egyes fizikai mennyiségeinek jóslásában. Röviden taglalva vannak a modern elképzelések az elemi részecskékről és azok kölcsönhatásáról, a Standard Modell keretén belül. Tárgyalásra kerül az S-mátrix, valamint a Regge-pólusok- és pályák elmélete. A könyv bővebben foglalkozik az említett szórási folyamatok tanulmányozásával. Be vannak mutatva olyan fenomenológikus modellek, amelyek leírják, elsősorban a hatáskeresztmetszeteket és még néhány fizikai mennyiséget, melyek fontos jellemzői a folyamatoknak. A kiadvány hasznos lehet a megnevezett irányzatban szakosodó, a mesterképzésben résztvevők és a PhD-hallgatók, valamint a kezdő kutatók számára.

Tarics Zoltán

A szerzők: Prof. Jenkovszky László, az Ukrán Nemzeti Tudományos Akadémia Bogolyubov Elméleti Fizikai Intézetének vezető tudományos munkatársa, a Magyar Tudományos Akadémia külső tagja, Dr. Spenik Sándor, az Ungvári Nemzeti Egyetem Ukrán-Magyar Oktatási-Tudományos Intézetének igazgatója, mindketten a nemzetközileg elismert és nagy múlttal rendelkező ungvári fizikai iskola képviselői, továbbá Szanyi István, az Eötvös Loránd Tudományegyetem doktorandusza, a Wigner Fizikai Kutatóközpont valamint a MATE Műszaki Intézetének tudományos segédmunkatársa és Turóci-Sütő Jolán, az Ungvári Nemzeti Egyetem Ukrán-Magyar Oktatási-Tudományos Intézetének előadótanára, akik szintén az elemi részecskefizika tudományterületének aktív kutatói.

Előszó

Könyvünkben a nagy energiájú rugalmas, illetve diffraktív folyamatokkal kísért hadron-hadron és hadron-antihadron ütközések fizikáját fogjuk tárgyalni a kis átadott impulzusok tartományában. Ezek a folyamatok a természet négy fundamentális kölcsönhatása közül az erős kölcsönhatás jellegzetességeibe nyújtanak betekintést. Az erős kölcsönhatás standard elméletének, a kvantum-színdinamikának a perturbatív módszerei nem alkalmazhatók a kis átadott impulzusok tartományában. A standard elmélet rövid ismertetése után könyvünkben a kísérleti eredmények megmagyarázására hatékony eszköznnek bizonyuló S -mátrix elmélet alapjait ismeretjük. Bevezetjük a Regge-pólusok és -pályák fogalmát, továbbá tárgyaljuk az ezeken alapuló fenomenológiai modelleket, illetve e modellek hitelességét a mért adatokra adott leírásaikat tekintve. Kitérünk a nukleonok geometriai képének, illetve a nagy energiájú ütközések során keletkező egzotikus gluonlabda részecskéknek a tanulmányozására. Könyvünkben különös figyelmet szentelünk a nemrégiben magyar hozzájárulással felfedezett odderonra is.

A téma aktualitását az adja, hogy a genfi székhelyű Európai Nukleáris Kutatási Szervezet (CERN) Nagy Hadronütköztető (LHC) névre keresztelt részecskegyorsítója az utóbbi években nagy mennyiségű kísérleti adattal szolgált a proton-proton ütközések terén, illetve a jövőben még több új adat várható.

A kiadványunk fő célja és motivációja, hogy az adott tudományterületről egy összefüggő képet adjunk, ismertessük a fő eredményeket és a megoldásra váró problémákat, illetve mindezek által bázisként szolgáló anyagot biztosítsunk azok számára, akik aktív kutatómunkába szeretnének kapcsolódni.

Tartalomjegyzék

1. Modern részecskefizikai világkép	9
2. Kvantum-elektrodinamika	15
3. Elektroyenge elmélet és Higgs-mechanizmus	18
4. Kvantum-színdinamika	24
5. A $2 \rightarrow 2$ részecskereakciók kinematikája	28
6. Lágú hadronikus folyamatok, diffrakció	34
7. Az S-mátrix elmélet posztulátumai	39
8. Regge-pólusok és részecskespektrumok	46
9. A Regge-elmélet matematikai alapjai	50
10. Rugalmas proton-(anti)proton szórás	56
10.1. Szórást jellemző mennyiségek	56
10.2. Amplitúdó és differenciális hatáskeresztmetszet	60
10.3. Egyszerű pólusú Regge-modell	66
10.4. Dipólus Regge-modell	70
10.5. A $(d\sigma_{el}/dt)_{max}/(d\sigma_{el}/dt)_{min}$ arány	92
10.6. Ütközési paraméter reprezentáció és átfedési függvény	95

10.7. Unitarizáció, eikonál és u -mátrix sémák	105
11. Pomeron és odderon, mint gluonlabdák	111
12. Diffraktív proton-(anti)proton szórás	118
12.1. Három-pomeron kölcsönhatás	119
12.2. Proton és pomeron szerkezeti függvények	127

1. Modern részecskefizikai világkép

A nagy energiás részecske diffrakció és modelljeinek alapját képező Regge-elmélet bevezetése előtt a standard részecskefizikai modell (röviden SM) rövid áttekintésével kezdünk.

Az részecskefizika standard modellje egy olyan kvantumtérelmélet, amelynek szimmetriacsoportja az $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ nem ábeli csoport. A C a színtöltésre (colour), L a gyenge izospin dublettek balkezes¹ (left) csatolására, az Y pedig a gyenge hipertöltésre utal. A fermion anyagmezők olyan vektorbozonokon keresztül hatnak kölcsön, amelyek a Lagrange sűrűség lokális mértékszimmetriájának a következményei.

Az anyagmezőknek három generációja van. Az $SU(2)_L$ szimmetria alatt a részecskék balkezes komponensei dublettekként transzformálódnak,

generációk

$$\begin{array}{l}
 \text{leptonok} \\
 \text{kvarokok}
 \end{array}
 \begin{array}{ccc}
 \begin{array}{c} I. \\ \left(\begin{array}{c} \nu_e \\ e^- \end{array} \right)_L \end{array}, &
 \begin{array}{c} II. \\ \left(\begin{array}{c} \nu_\mu \\ \mu^- \end{array} \right)_L \end{array}, &
 \begin{array}{c} III. \\ \left(\begin{array}{c} \nu_\tau \\ \tau^- \end{array} \right)_L \end{array}, \\
 \begin{array}{c} \left(\begin{array}{c} u \\ d \end{array} \right)_L \end{array}, &
 \begin{array}{c} \left(\begin{array}{c} c \\ s \end{array} \right)_L \end{array}, &
 \begin{array}{c} \left(\begin{array}{c} t \\ b \end{array} \right)_L \end{array},
 \end{array}$$

¹Ha adott egy ψ Dirac bispinor, akkor az mindig felírható egy $\psi = \psi_+ + \psi_-$ összegként, ahol $\gamma^5 \psi = \pm \psi_\pm$. A γ^5 mátrix ψ_\pm bispinorokhoz tartozó sajátértékei a ψ_\pm ún. kiralitásai. A bispinor fermion részecskemezők negatív és pozitív kiralitású komponenseit megfelelően bal- (L) és jobb- (R) kezes komponenseknek nevezik, amelyek a γ^5 mátrix segítségével a következőképp állíthatóak elő az eredeti ψ bispinorból: $\psi_\pm = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5)\psi$.

míg a jobbkezes komponensek szingletekként: e_R^- , μ_R^- , τ_R^- , u_R , d_R , s_R , c_R , t_R és b_R . Az elméletbe beleférnének még a jobbkezes neutrínók is, ν_{eR} , $\nu_{\mu R}$ és $\nu_{\tau R}$, de ilyen részecskéket senki nem figyelt meg eddig, ezért szokás szerint ezek nem a standard modell részei. Minden generáció két leptont tartalmaz, amelyek egy-egy lepton kvantumszámot hordoznak. Az e elektron, a μ müon és a τ tau részecskék ugyanolyan elektromos töltést hordoznak: $-|e|$, ami az elektron elektromos töltésével egyezik meg. Minden töltött leptonnak van neutrínó párja, egy elektromos töltés nélküli lepton partnere, amelyeknek nagyon kicsi a tömege. A kvarkmezők a hadronok építőkövei, amelyek szín kvantumszámot hordoznak. Úgy mint a leptonok esetén, generációnként két kvark van, amelyek egymástól egységnyi töltéssel különböznek. Azonban a kvarkok töltése nem egész, hanem tört érték. Hat kvark ízt különböztetünk meg: u (up), c (charm) és t (top), amelyeknek töltése $2/3$, valamint d (down), s (strange) és b (bottom), amelyeknek töltése $-1/3$. Minden anyagi részecskének van antirészecskéje, ami azonos tömegű vele, de minden kvantumtöltése ellentétes előjelű.

A Noether-tétel következtében a Lagrange-sűrűség globális szimmetriája egyenes kapcsolatban van a kvantumszámok megmaradásával. Például az SM Lagrange sűrűségének van olyan globális szimmetriája, ami az elektromos töltés megmaradását eredményezi. Ha a szimmetria lokális, vagyis a Lagrange-függvény rendelkezik ezzel a szimmetriával minden tér-időbeli pontban, akkor a szabad anyagmezők elkezdnek kölcsönhat-

ni. A fermionmezők olyan mértékbozonok kicserélésével hatnak kölcsön, amelyek az elmélet lokális mértékszimetriájából következnek. A megfelelő mértékbozonok a kölcsönhatáshoz tartozó töltéssel csatolódnak az anyagmezőkhöz. Mindaddig négy alapvető kölcsönhatást ismerünk a természetben. Ezek az erős, a gyenge az elektromágneses és a gravitációs kölcsönhatások.

Az elektromágneses kölcsönhatást a nyugalmi tömeggel nem rendelkező foton közvetíti, hatótávolsága pedig végtelen. Elektromágnesesen az elektromosan töltött részecskék hatnak kölcsön. A gyenge kölcsönhatást a W^\pm és Z^0 gyenge mértékbozonok közvetítik, amelyek a gyenge hipertöltésen keresztül hatnak kölcsön az anyagmezőkkel. Mivel a gyenge kölcsönhatást közvetítő bozonok tömeggel rendelkeznek, a gyenge kölcsönhatás rövid hatótávolságú. Például a gyenge kölcsönhatás által kiváltott instabilitások következtében történhet meg az atommagok β -bomlása. A kvarkmezők színtöltése eredményezi az erős kölcsönhatást. Az erős kölcsönhatást a nyugalmi tömeggel nem rendelkező gluonmezők közvetítik. Három szín (piros, kék és zöld), valamint nyolc, a szín kicserélődését előidéző gluonállapot van. Az erős kölcsönhatás rövid hatótávolságú és erőssége növekszik a távolság növekedésével. Ennek következtében a kvarkok színsemleges rendszerekbe, hadronokba záródnak be. A proton is ilyen színsemleges rendszer, egy hadron részecske, melynek vegyérték-kvark szerkezete uud. Azért mondjuk, hogy vegyérték-kvark, mert ezen kvarkok kötött állapotaiként értelmezve a protont, annak több

tulajdonsága is, például elektromos töltése és színsemlegessége megmagyarázható. Nem így van azonban a proton tömege. Ha összeadjuk a két u és egy d kvark tömegeit $9,4 \text{ MeV}/c^2$ értéket kapunk, a proton tömege azonban $938 \text{ MeV}/c^2$. Honnan jön akkor a proton tömegének 99%-a? A válasz az, hogy a kvarkok közötti kölcsönhatásból, amelyet a gluonok közvetítenek. A kölcsönhatás energiája gerjeszti a vákuumot, így a proton belsejében a gluonok folyamatosan változnak: rövid életű kvark-antikvark párokra esnek szét, amelyek majd összeolvadva újra gluonokat keltenek. Ennek következtében a megfelelően nagy energiára felgyorsított protont hat különböző ízű kvark és azok antikvark párjaik valamint gluonok alkotják folyamatosan változó számban úgy, hogy ez a fluktuáló összetétel imitálni tudja három kvark együttesét. A három vegyérték-kvark kötött állapotaként jellemezhető részecskéket, mint például a protont és a neutront is, barionoknak hívjuk. Egy kvark és egy antikvark kötött állapotából felépülő részecskéket mezonoknak nevezzük. A barionokat és a mezonokat együttesen pedig hadronoknak nevezik.

Az anyag- és mértékmezőket fundamentálisaknak tekintjük: a jelenlegi tudásunk szerint nem rendelkeznek szekezettel 10^{-18} m távolságokon és ezáltal fundamentális építőkövek. A természet negyedik fundamentális kölcsönhatása, a gravitáció, melynek hipotetikus közvetítő részecskéje a graviton egyelőre nem a standard modell része. A gravitáció eddig ismert legpontosabb elmélete Albert Einstein általános relativitáselmélete, amely a gravitációt a téridő görbületével magyarázza. A gravitáció kva-

tumelmélete mindmáig nyitott kérdés és aktív kutatások tárgya.

Az anyagi részecskék három családja (fermionok)

	I	II	III		
tömeg→	2,3 MeV/c ²	1,27 GeV/c ²	173 GeV/c ²	0	125 GeV/c ²
töltés→	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	0
spin→	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0
név→	u u-kvark	c c-kvark	t t-kvark	γ foton	H Higgs-bozon
Kvarkok	4,8 MeV/c ²	95 MeV/c ²	4,2 GeV/c ²	0	
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
	d d-kvark	s s-kvark	b b-kvark	g gluon	
Leptonok	<2,2 eV/c ²	<0,17 MeV/c ²	<15,5 MeV/c ²	91,2 GeV/c ²	
	0	0	0	0	
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
	ν_e elektron-neutrínó	ν_μ műon-neutrínó	ν_τ tau-neutrínó	Z⁰ Z-bozon	
	0,511 MeV/c ²	105,7 MeV/c ²	1,777 GeV/c ²	80,4 GeV/c ²	
	-1	-1	-1	±1	
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
	e elektron	μ műon	τ tau	W[±] W-bozon	

Bozonok (kölcshatások)

1. ábra: Világegyetemünk elemi építőkövei a standard részecskefizikai modell és a kísérleti megfigyelések szerint.

Az SM szimmetriacsoportja által meghatározott szimmetria spontán sérülésének következtében nyernek tömeget a fermion és bozon mezők. Az $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ szimmetriacsoport a spontán szimmetrisérülés követ-

keztében az $U(1)_{EM}$ szimmetriába megy át fenntartva azt a szimmetriát, amely az elektromágnesességet jellemzi. A szimmetriasértés eredményeként egy nehéz skalár részecske, a Higgs-bozon jelenik meg. Az elemi részecskék a Higgs-mezővel történő kölcsönhatásuk következtében nyernek nyugalmi tömeget.

Az SM elemi, vagyis jelenlegi tudásunk szerint a világegyetem tovább nem bontható részecskéit az 1. ábra foglalja össze.

A következő három fejezetben az egyes kölcsönhatások elméletére külön-külön kitérve részletesebb matematikai aláfestéssel tárgyaljuk az SM alapjait.

2. Kvantum-elektrodinamika

A kvantum-elektrodinamika (angolul Quantum Electrodynamics, rövidítve QED) az elektromágneses kölcsönhatás standard elmélete. Az elmélet szimmetriáit az $U(1)_Q$ ábeli mértékcsoport jellemzi. A QED írja le az elektromosan töltött $1/2$ spinű fermionmezők kölcsönhatását a semleges elektromos töltésű és 1 spinű fotonnal. Az m tömegű ψ fermionmezőt a \mathcal{L}_D Dirac Lagrange sűrűség írja le,

$$\mathcal{L}_D = \bar{\psi}(x)(i\partial_\mu\gamma^\mu - m)\psi(x), \quad (2.1)$$

ahol γ^μ a Dirac mátrixokat jelöli. Az x koordináta magába foglalja a három térbeli és az egy időbeli koordinátát: $x \equiv (x^0, x^1, x^2, x^3)$. Továbbá $\mu = 0, 1, 2, 3$ és Einstein konvenciót használunk: a fenti és lenti azonos betűvel jelölt indexeken összegzést értelmezünk, például:

$$\partial_\mu\gamma^\mu \equiv \sum_{\mu=0}^3 \partial_\mu\gamma^\mu = \partial_0\gamma^0 + \partial_1\gamma^1 + \partial_2\gamma^2 + \partial_3\gamma^3.$$

A fermion kölcsönhatását a fotonnal úgy kapjuk meg, hogy általánosítjuk a globális $U(1)_Q$ szimmetriát egy lokálissá. Könnyen látható, hogy a $\psi \rightarrow \psi'(x) = e^{i\omega(x)}\psi(x)$ transzformáció a Lagrange sűrűség tömegtagját változatlanul hagyja, míg a kinetikus tag alapján megjelenik egy $\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$

vektoráramhoz csatolódó fázisgradiens:

$$\mathcal{L}'_D = -\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\omega(x) + \mathcal{L}_D. \quad (2.2)$$

Az új tag akkor esik ki, ha bevezetünk egy új kölcsönhatást a Lagrange-sűrűségbe. Ezt kényelmesen megtehetjük, ha a ∂_μ hagyományos parciális deriváltat a

$$D_\mu = \partial_\mu + iA_\mu(x) \quad (2.3)$$

kovariáns deriválttal cseréljük fel, amely a megfelelő $D'_\mu = e^{i\omega}D_\mu e^{-i\omega}$ transzformációs tulajdonsággal rendelkezik, ha az új A_μ mező (Yang-Mills mező) a következőképp transzformálódik:

$$A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{1}{e}\partial_\mu\omega(x). \quad (2.4)$$

Tehát ha a Lagrange-sűrűségben található szabad anyagmező globális fázisinvarianciája a lokális fázis-invariancia következménye, akkor megjelenik egy új mérték vektormező, amely dinamikát kölcsönöz a nemkölcsönható elméletnek. Ahhoz, hogy az A_μ a mozgásegyenletet kielégítő fizikai mezőként legyen értelmezhető a Lagrange-sűrűségnek rendelkeznie kell még egy $-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ kinetikus taggal is, ahol $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ az elektromágneses térerősségtenzor, amely mértékinvaráns a lokális mértéktranszformációra. Az újonnan bekerült kintekus taghoz tartozó tömegtag megjelenését azonban tiltja a lokális szimmetria fennállása. Ennek követ-

keztében a vektormező tömeg nélküli. A kvantumelektrodinamika teljes Lagrange-sűrűsége:

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(x)(iD_\mu \gamma^\mu - m)\psi(x) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \quad (2.5)$$

Tehát az új kölcsönhatási tag a fotont a fermion és antifermion mezőkhöz csatolja a kvantum-elektrodinamika modelljét teljessé téve. Végül az

$$S = i \int d^4x \mathcal{L}_{QED} \quad (2.6)$$

hatásból számíthatjuk ki a peruturbációs számítás Feynman-szabályait, amely alapján a kísérletekben mérhető mennyiségek kiszámolhatóak².

²A kvantum-elektrodinamika és az SM más részeihez kapcsolódó részletesebb levezetések és számítások iránt érdeklődő olvasók figyelmébe ajánljuk Michio Kaku Quantum Field Theory: A Modern Introduction c. angol nyelvű könyvét [1], valamint Horváth Dezső és Trócsányi Zoltán Bevezetés az elemi részek fizikájába c. magyar nyelvű könyvét [2].

3. Elektroyenge elmélet és Higgs-mechanizmus

A gyenge kölcsönhatás ízváltoztató és paritássértő. Közvetítő részecskéi 1 spinű vektorbozonok. A közvetítő részecskék közül kettő, W^+ és W^- , megfelelően, $+|e|$ és $-|e|$ elektromos töltéssel rendelkeznek, míg a Z^0 részecske elektromosan semleges. A W^\pm és Z^0 bozonok a leptonokhoz, a kvarkokhoz, a fotonhoz és önmagukhoz csatolódnak. A gyenge kölcsönhatás paritássértése maximális: a mértékbozon csak a fermionmező balkezes komponenséhez csatolódik, nem pedig a jobb- és balkezes mezők kombinációjához.

A legrégebb és legismertebb gyenge kölcsönhatás által előidézett folyamat a béta bomlás. A gyenge elnevezés abból a tényből ered, hogy a kölcsönhatás által okozott átmeneti valószínűség nagyságrendekkel kisebb a többi alapvető kölcsönhatás által okozottakéhoz képest. Ez azt jelenti, hogy a gyenge kölcsönhatást jellemző csatolási állandó kicsiny értékű. Közvetítő bozonok bevezetése után a gyenge kölcsönhatás erősségét a vektorbozonok nagy tömegével magyarázták.

Weinberg és Salam vették észre, hogy az elektromágneses és a gyenge kölcsönhatások egyesíthetők egy nem ábeli mértékelméletben. A legegyszerűbb csoport, amely egyszerre képviseli a paritássértő gyenge kölcsönhatás és a paritásmegőrző elektromágneses kölcsönhatás karakteristikáit nem más, mint az $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Amellett, hogy ezzel sikerült leírni az akkoriban ismert töltött-áram kölcsönhatásokat, amelye-

ket a W^\pm bozonok közvetítenek, az új elmélet megjósolta a Z^0 bozon által közvetített semleges áramok létezését, amelyeket később neutrínó kísérletekben észleltek.

Bár az egyesített elmélet megadta a W^\pm és Z^0 tömegei közötti kapcsolatot, a mechanizmus, amelyben a bozonok tömeget nyernek, továbbra is megoldatlan probléma maradt. A fermion tömegek direkt módon történő bevezetése a Lagrange-sűrűségbe a mértékinvariancia sértését eredményezte volna. Ezt a Higgs mechanizmussal sikerült kiküszöbölni: a tömegek úgy generálódnak, hogy az $SU(2)_L \times U(1)_Y$ mértékcsoport által meghatározott szimmetria spontán sérül és $U(1)_Q$ szimmetriába megy át. Ez megőrzi az elektromágneses kölcsönhatás szimmetriáját és tömeget ad a gyenge mértékbozonoknak.

A Higgs-mechanizmus, vagyis a szimmetriasértés végett történő tömegkeletkezés mechanizmusa a következőképp írható le matematikailag. Tekintsük a komplex Φ $SU(2)$ dublett mértékinvariáns és kovariáns Lagrange-sűrűségét:

$$\mathcal{L} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) + \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 - \frac{1}{4} \vec{F}_{\mu\nu} \cdot \vec{F}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \vec{B}_{\mu\nu} \cdot \vec{B}^{\mu\nu}. \quad (3.1)$$

A kovariáns derivált:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig\vec{A}_\mu \cdot \vec{\tau}/2 - ig'B_\mu, \quad (3.2)$$

ahol A_μ^a és B_μ az $SU(2)_L$ és $U(1)_Y$ mértékcsoporthoz megfelelő Yang-Mills mezők. A τ^a a Pauli mátrixok és a skalármező hipertöltésének spektrikus értéke, $Y_\Psi = 1/2$, az általánosság elvesztése nélkül. A mezőkhöz tartozó kinetikus tagok az $\vec{F}_{\mu\nu} = \partial_\mu \vec{A}_\nu - \partial_\nu \vec{A}_\mu + g \vec{A}_\mu \times \vec{A}_\nu$ és $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$.

A fenti Lagrange-sűrűség egy olyan Mexikói kalap alakot öltő potenciálban elhelyezkedő rendszer dinamikáját képviseli, amelynek elfajult $\eta = \mu/\sqrt{\lambda}$ globális minimuma van. A Lagrange-sűrűség szimmetriája sérül, ha annak lokális mértékinvarianciája értelmében unitér mértéket választva az alapállapot körül a Φ mezőt a

$$\Phi_U = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\eta + H(x)) \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

alakban írjuk fel. A megjelenő új $H(x)$ skalármező az új alapállapot körüli perturbációkból, vagyis a vákuum körüli fluktuációkból ered. A Lagrange-sűrűségbe a Φ_U mezőt helyettesítve, valamint megtartva a ki-

netikus és tömegtagokat:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} = & \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H - \mu^2 H^2 & (3.4) \\
 & - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^1 F^{1\mu\nu} + \frac{1}{8} \eta^2 g^2 (A_\mu^2)^2 \\
 & - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^2 F^{2\mu\nu} + \frac{1}{8} \eta^2 g^2 (A_\mu^2)^2 \\
 & - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^3 F^{3\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \frac{1}{8} \eta^2 g^2 (g A_\mu^3 - g' B_\mu)^2.
 \end{aligned}$$

Látható, hogy az alapállapot szimmetriájának sértésével a $H(x)$ $\sqrt{2}\mu$ tömeget kap és a Higgs-részecskének nevezett szabadsági fokká válik. Továbbá az A_μ^1 és A_μ^2 Yang-Mills mezők is tömeget kapnak. Mivel ezek a mezők a W^\pm közvetítő részecskékhez kapcsolódnak a

$$W^\pm = 1/\sqrt{2}(A_\mu^1 \pm iA_\mu^2)$$

összefüggés által, a W^\pm bozonok is tömeget kapnak:

$$m_W \equiv m_{A^1} = m_{A^2} = \frac{1}{2} \eta g.$$

Az A_μ^3 és B_μ mezők interpretációja nem világos, mert összekeverednek a $gA_\mu^3 - g'B_\mu$ tagban. Annak érdekében, hogy szétválasszuk őket, a Lagrange-sűrűségben egy elforgatást végzünk, amelynek következtében a

$$Z_\mu = A_\mu^3 \cos \theta_W - B_\mu \sin \theta_W \quad (3.5)$$

és

$$A_\mu = A_\mu^3 \sin \theta_W + B_\mu \cos \theta_W \quad (3.6)$$

mezők lesznek a fizikai szabadságfokok, ahol

$$\cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \quad (3.7)$$

Az θ_W szöget gyenge keveredési szögnek nevezik és értéke 30° körül van.

Az A_μ mezőhöz nem tartozik tömegtag a Lagrange-sűrűségben és a tömeggel nem rendelkező fotonként értelmezzük. A Z_μ mező az elektromágnes kölcsönhatás semleges közvetítőrészeszkéje lesz

$$m_Z = \frac{1}{2} \eta \sqrt{g^2 + g'^2} = M_W / \cos \theta_W$$

tömeggel. A W^\pm és a Z^0 bozonok tömegeinek számértékei GeV egységekben az 1. ábrán vannak feltüntetve.

A Higgs-mechanizmus másik fontos jellemzője, hogy nem csak a kölcsönhatást közvetítő vektorbozonoknak generál tömeget, de a fermionoknak is. A mértékinvarianci nem engedi, hogy direkt módon vezessük be a fermionok tömegeit, de bevezethető úgy, ha a Higgs-mező Yukawa csatolással hat velük kölcsön. A spontán szimmetriasértés után minden fermionnak $-m_i(\bar{\psi}_{iL}\psi_{iR} + h.c.)$ tömegtagja van, ahol i bármely kvark vagy

lepton, R és L a jobb- és balkezes mezőkre utal és *h.c.* a $\bar{\psi}_{iL}\psi_{iR}$ hermitikus konjugáltját jelenti. A mechanizmus a fermionok Higgs-bozonnal történő kölcsönhatását is meghatározza az $\frac{m_i}{m_W}\bar{\psi}_i\psi_i H$ formában, amely azt jelenti, hogy minél nagyobb a fermion tömege, annál erősebben hat kölcsön a Higgs-részecskével.

Fontos megjegyezni, hogy a tömegkvark sajátállapotok nem a gyenge kölcsönhatás sajátállapotai. A töltött áramok megváltoztatják a q tömegkvark sajátállapot ízét. Ezek a gyenge sajátállapotokhoz a Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM) unitér mátrixon keresztül kapcsolódnak:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (3.8)$$

Ez a mátrix megengedi a kísérletileg megfigyelt CP -sértő effektusok jelenlétét az elméletben.

4. Kvantum-színdinamika

A kvantumszíndinamika elmélete (angolul: Quantum Chromodynamics, QCD) az $SU(3)_C$ színcsoporton alapszik. A színtöltéssel rendelkező kvarkmezőket tartalmazó Lagrange-sűrűség lokális mértékszimetriájának megkövetelése olyan tömegnélküli gluon vektorbozonok megjelenését idézi elő, amelyek képesek önmagukkal kölcsönhatni.

A QCD Lagrange-sűrűség:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_k^{n_f} \bar{\psi}_k^j (i\not{D} - m)_{ij} \psi_k^i - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{ghost}, \quad (4.1)$$

ahol

$$(D_\mu)_{ij} = \delta_{ij} \partial_\mu - ig A_\mu^a \frac{\lambda_{ij}^a}{2}, \quad (4.2)$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c. \quad (4.3)$$

A Lagrange-sűrűség nyolc 1 spinű A_μ^a tömeg nélküli gluonmezőt ($a = 1, \dots, 8$), az erős kölcsönhatást közvetítő részecskét tartalmaz. A ψ_k^i kvarkmezők esetén az i a színindex (piros, kék, zöld), a k pedig az ízeken fut végig (u, d, s, c, t, b). A QCD Lagrange-sűrűség mértékinvarianciájához a g erős csatolás kapcsolódik. A $-\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu}$ kinetikus tag generálja a gluonok önkölcsönhatását. Az f_{abc} szerkezeti állandók az $SU(3)_C$ színcsoport generátoraihoz kapcsolódnak, a λ^a Gell-Mann mátrixokhoz, $[\lambda^a, \lambda^b] = if^{abc} \lambda^c$, és definiálják a megfelelő Lie algebrát.

Az \mathcal{L}_{gauge} mértékrögzítő tag az elmélet kvantálásához szükséges. A mértékrögzítő taghoz tartozik egy \mathcal{L}_{ghost} szellemtag is, ami kiejti a gluonmező nem fizikai szabadságfokait.

A Lagrange-sűrűségből Feynman-szabályok eredeztethetőek, amelyek a segítségével a részecskék kölcsönhatásai grafikus formában ábrázolhatóak és a kölcsönhatást leíró amplitúdó a grafikon részeinek járulékai alapján írható fel. A Feynman-szabályok alkalmazása a szórási amplitúdók kiszámolására vezető rendben többnyire problémamentes. Azonban a perturbációszámítás magasabb rendjeiben, amely rendeket az $\alpha_s \equiv g^2/4\pi$ erős csatolás hatványai szerint tekintünk, elkerülhetetlenek olyan Feynman-diagramok, amelyek ne tartalmazzanak fermion vagy bozon hurkot. Egy ilyen hurkot tartalmazó diagramhoz tartozó amplitúdóban megjelenő impluzusintegrál divergens, azaz végteleneket kapunk. Ennek következtében az elmélet végtelen keresztmetszeteket jósolna és képtelen lenne egy valós folyamat leírására. Ezek a végtelenek kiküszöbölhetőek renormalizációval, amelynek következtében a Lagrange-függvényben megjelenő mennyiségeket, mint pl. az α_s csatolási állandót, a fermion tömegeket, a fermion ψ_k^j és bozon A_μ^a mezőket stb., megmérhetetlen ún. csupasz mennyiségeknek tekintjük és átnormáljuk mérhető mennyiségekké. A renormálás következtében tehát a Lagrange függvényt újradefiniáljuk mérhető fizikai paraméterekkel, amelyek egyszerű átnormált változatai a csupasz mennyiségeknek. Bármelyik megfigyelhető mennyiség a renormált paraméterek függvényeként számolható ki (a perturbációszámítás

keretében) és a paraméterek fizikai értékét úgy kaphatjuk meg, ha a megfigyelhető mennyiségre kapott mérési eredményt és az elméleti jóslatot összehasonlítjuk.

A perturbatív kvantumszíndinamika jóslatait a mérhető mennyiségekre a nem fizikai μ_R renormalizációs skálától függő $\alpha_s(\mu_R^2)$ renormalizált csatolás segítségével adhatjuk meg. Ha μ_R -t az adott folyamatra jellemző Q átadott impulzushoz közeli értékűnek választjuk, akkor $\alpha_s(\mu_R^2 \approx Q^2)$ jelzi az erős kölcsönhatás relatív erősségét ebben a folyamatban.

Az erős csatolási állandó az ún. renormálási csoportegyenletet elégíti ki [3]:

$$\mu_R^2 \frac{d\alpha_s}{d\mu_R^2} = \beta(\alpha_s) = -(b_0\alpha_s^2 + b_1\alpha_s^3 + b_2\alpha_s^4 + \dots), \quad (4.4)$$

ahol $b_0 = (33 - 2n_f)/(12\pi)$ az 1-hurok β -függvény együttható, a $b_1 = (153 - 19n_f)/(24\pi^2)$ 2-hurok együttható, b_2 a 3-hurok együttható stb. A minusz előjel a (12.5) egyenletben az oka annak, hogy az erős csatolás nagysága lecsökken, ha nagy a folyamatra jellemző átadott impulzus ("kemény folyamat"). A 100 GeV és 1 TeV közötti tartományban $\alpha_s \sim 0.1$, míg 1 GeV alatt a csatolás nagyon megnő.

Ha abban az energiatartományban dolgozunk, ahol az ízek száma állandónak vehető ($n_f = 6$ az SM-ben), egy egyszerű egzakt analitikus megoldása létezik a (12.5) egyenletnek, amennyiben a b_0 együtthatón kívül

minden másikat elhanyagolhatóan kicsinek veszünk:

$$\alpha_s(\mu_R^2) = \frac{1}{b_0 \ln(\mu_R^2/\Lambda_{QCD}^2)} = \frac{4\pi}{(11 - \frac{2}{3}) \ln(\mu_R^2/\Lambda_{QCD}^2)}. \quad (4.5)$$

Itt Λ_{QCD}^2 az integrálási állandó, ami annak a skálának felel meg, ahol a perturbatív keretek között meghatározott csatolás divergál. A Λ_{QCD}^2 értéke tehát jelzi azt a skálát, ahol a nem perturbatív dinamika kezd el dominálni.

A perturbatív számolás tehát nem végezhető kis skálákra, $Q \sim 1$ GeV alatt, ami a könnyű hadronok tipikus tömege. A (4.5) alapján az erős csatolás egy futó csatolás, ami azt jelenti, hogy kis impulzusoknál nagy, illetve nagy impulzusoknál kicsi. Nagy Q^2 -nél, ahol a csatolás kicsi, ott az ún. aszimptotikus szabadság tartománya van és a perturbatív számolások elvégezhetőek. Kis Q^2 -nél (vagy egyenértékűen nagy távolságoknál) a csatolás nagy, így a valódi szabadságfokok, a kvarkok és a gluonok színsemleges kötött állapotokba záródnak be és nem figyelhetőek meg külön. A világegyetem jelenlegi karakterisztikus energiaskáláján az erős csatolás értéke nagy, emiatt minden kvark és gluon színsemleges kötött állapotban van. A színsemlegesség azt jelenti, hogy a kvarkok és a gluonok úgy rendeződnek kötött állapotokba, hogy a színtöltéseik kioltják egymást: a három alapszín, illetve egy alapszín és egy anti-alapszín színtelen (fehér) kombinációt alkot.

5. A $2 \rightarrow 2$ részecskereakciók kinematikája

Mielőtt elmélyülnénk a részecskediffrakció és a Regge-elmélet alapjaiban, fontos megismerkedni a $2 \rightarrow 2$ részecskereakciók kinematikájával, a $2 \rightarrow 2$ részecskeütközések leírását lehetővé tévő kinematikai változókkal. A fejezet utolsó részében az új részecskék keletkezésével járó diffraktív folyamatok leírásakor előkerülő rapiditás és pszeudorapiditás koordináták fogalmát is bevezetjük.

A $2 \rightarrow 2$ részecskeszórást (2a. ábra) úgy modellezhetjük, mint p_1 és p_2 négyesimpulzusú részecske ütközését, amelyek ütközés után már megváltozott, megfelelően p_3 és p_4 négyesimpulzusokkal fognak rendelkezni. Ekkor a szórás leírására a Lorentz-invariáns, ún. Mandelstam-változókat (2b. ábra) vezethetjük be:

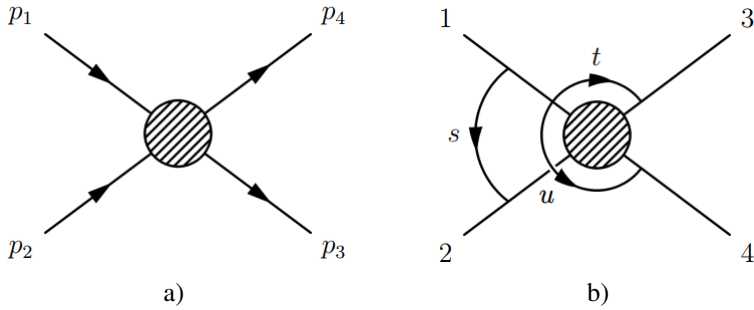
$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2, \quad (5.1)$$

$$t = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2, \quad (5.2)$$

$$u = (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2. \quad (5.3)$$

Ha m_i a p_i négyesimpulzusú részecske tömege, akkor igaz, hogy:

$$s + t + u = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2. \quad (5.4)$$



2. ábra: $2 \rightarrow 2$ részecskeszórás kinematikája (a) és a Mandelstam-változók ábrázolása (b).

Ahogy a 2b. ábra mutatja, a Mandelstam-változóknak megfelelően megkülönböztetünk s -csatorna, t -csatorna és u -csatorna folyamatokat. Ezek a csatornák különböző szórási folyamatokat adnak meg, amelyekben a kölcsönhatás olyan köztes részecske cseréjével jár, amelynek a négyesimpulzus négyzete megfelelően s -el, t -vel vagy u -val egyenlő. Például az s -csatorna olyan szórási folyamatnak felel meg, amelyben az 1 és 2 részecske egyesül, majd felbomlik a 3 és 4 részecskékre. A t -csatorna olyan folyamatot ábrázol, amelyben az 1 részecske kibocsájt egy köztes részecskét, majd a 3 részecskévé válik, míg a 2 részecske elnyeli ezt a kibocsájtott köztes részecskét és a 4 részecskévé válik. Az u -csatorna pedig egy t -csatorna folyamatnak felel meg, amelyben a 3 és a 4 részecske felcserélődik.

Tömegközépponti rendszerben (3. ábra): $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0$ és $\vec{p}_3 + \vec{p}_4 = 0$,

ekkor:

$$\begin{aligned}\vec{p}_1 &= -\vec{p}_2 = \vec{p}, \\ \vec{p}_3 &= -\vec{p}_4 = \vec{p}'\end{aligned}\tag{5.5}$$

ahol \vec{p}_i a részecskék impulzusai. Mivel a négyesimpulzus $p_i = (E_i, \vec{p}_i)$, ahol E_i a részecske energiája, az (5.1) képlet átírható, mint:

$$s = (E_1 + E_2)^2 = (E_3 + E_4)^2,\tag{5.6}$$

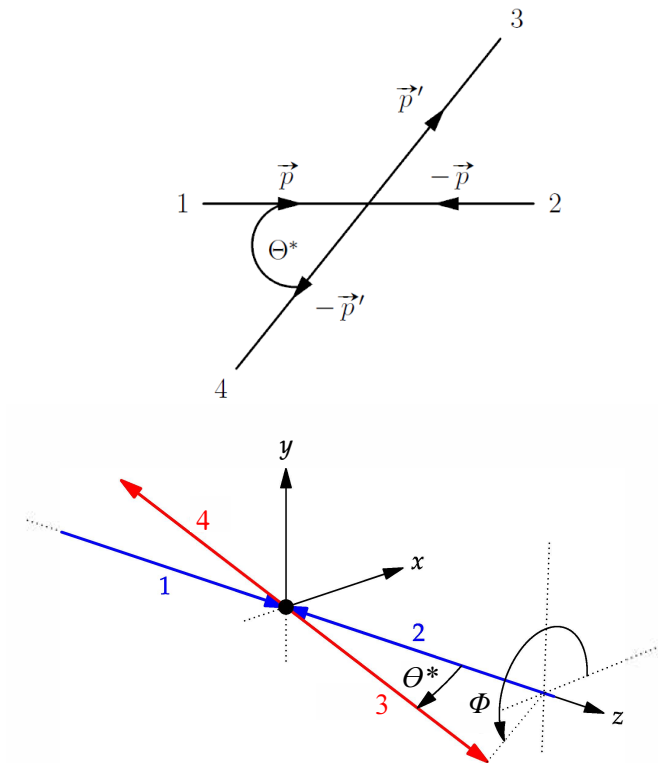
azaz s , az energia négyzete tömegközépponti rendszerben. Rugalmas szórás esetén a (5.2) képlet átírható, mint:

$$t = -(\vec{p}_1 - \vec{p}_3)^2 = -(\vec{p}_2 - \vec{p}_4)^2 = -2\vec{p}^2(1 - \cos \theta^*),\tag{5.7}$$

ahol θ^* a szórási szög (3. ábra). Ekkor a $-t$ invariáns az ütközés során átvitt hármasimpulzus négyzetet adja. Hasonlóan az (5.3) képletből:

$$u = -2\vec{p}^2(1 + \cos \theta^*) + (E_1 - E_2)^2.\tag{5.8}$$

Az s és a t független invariánsok lehetővé teszik a szórási folyamat leírását.



3. ábra: $2 \rightarrow 2$ részecskeszórás tömegközépponti rendszerében: bal oldalon két dimenzióban, jobb oldalaon három dimenzióban. A Θ^* a szórási szöget, míg a Φ a nyalábra merőleges síkbeli szöget jelöli.

Ezek fizikai tartományai rugalmas szórás esetén:

$$-4|\vec{p}|^2 \leq t \leq 0, \quad (5.9)$$

$$s \geq (m_1 + m_2)^2.$$

Ha elhanyagoljuk az ütköző részecskék spinjét, a szórási amplitúdó, $A(s,t)$, amelynek ismeretében leírható a szórási folyamat, az s és a t független Lorentz-invariáns változók függvénye lesz.

A részecskefizikában gyakran használt térbeli koordináta az η pszeudorapiditás:

$$\eta \equiv -\ln \left[\tan \left(\frac{\Theta^*}{2} \right) \right], \quad (5.10)$$

ahol Θ^* a szórási szög. A \vec{p} impulzus függvényében a pszeudorapiditás a következő formában írható fel:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right), \quad (5.11)$$

ahol p_z az impulzus nyalábiránymenti komponense.

Ahogy a szórási szög megközelíti a nulla fokot, a pszeudorapiditás a végtelenbe tart. Ha a szórási szög kilencven fok, a pszeudorapiditás zérus.

A relativisztikus határesetben, mikor a részecske közel fénysebességgel halad és ezáltal a részecske m tömege elhanyagolható a részecske mozgási energiájához képest, vagyis $m \ll |\vec{p}|$, akkor $E \approx |\vec{p}|$ és így az η pszeudorapiditás az

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right), \quad (5.12)$$

rapiditás definíciójához konvergál, $\eta \approx y$, ami könyvünkben tárgyalt folyamatok kinematikai tartományában fennáll. Emiatt a két változót felcserélve használjuk majd.

A hadronütközések esetén a rapiditás vagy pszeudorapiditás előnyösebb a szórási szög használatánál. Egyrészt a részecskekeletkezés állandó a rapiditás függvényében, másrészt a rapiditáskülönbségek Lorentz-invariánsak a z tengely menti lökésekre. A részecskék Δy rapiditáskülönbség (vagy $\Delta\eta$ pszeudorapiditás-különbségének) mért értéke nem függ a vonatkoztatási rendszer z tengely menti lökéseitől. Ez nagyon fontos a hadronütközések esetén, mert a hadronokat alkotó partonok különböző z tengely menti x impulzushányadokkal rendelkeznek. Ez azt jelenti, hogy a parton-parton ütközések nyugalmi vonatkoztatási rendszereinek különböző z tengely menti lökései vannak.

6. Lágy hadronikus folyamatok, diffrakció

A hadronikus szórási folyamatok tradicionálisan két csoportba sorolhatóak: lágy folyamatok, amelyeket alacsony átadott impulzusok jellemeznek ($0 < |t| \lesssim 2 \text{ GeV}^2$) és kemény folyamatok, amelyeket pedig nagy átadott impulzusok karakterizálnak ($|t| \gtrsim 2 \text{ GeV}^2$) [4]. Mivel a lágy folyamatokat kis impulzusátadások és ekvivalensen nagy távolságok karakterizálják ($R \sim 1/\sqrt{|t|}$), olyanok, amelyek összemérhetőek a hadron méretével ($R \sim 1 \text{ fm}$), a lágy folyamatokat elkerülhetetlenül nem perturbatívva teszi az erős csatolási állandó értékének nagysága miatt.

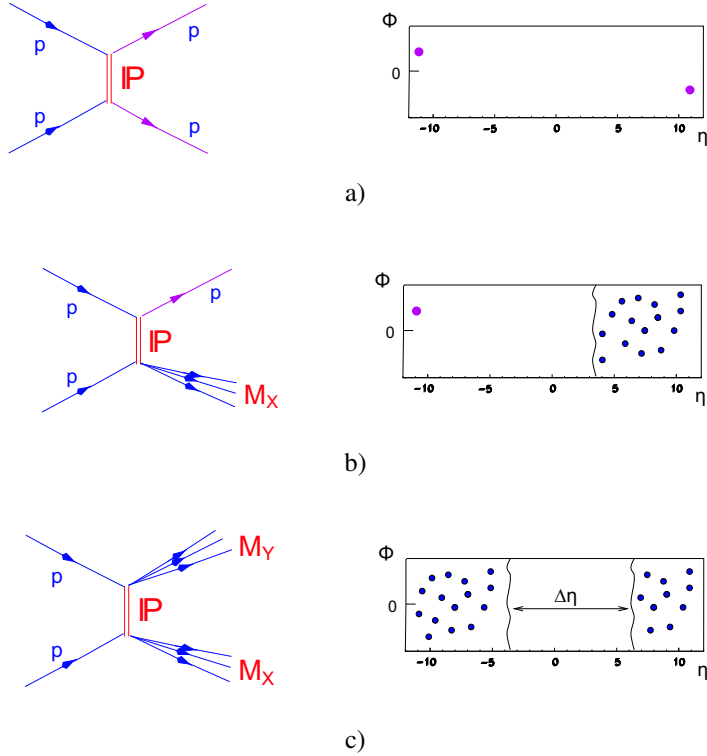
Ebben a könyvben a lágy hadronikus folyamatokra koncentrálunk és ezen belül is elsősorban a proton-proton és proton-antiproton rugalmas és diffraktív, részecskekeltéssel járó szórási folyamatokra, amelyeket a 4. és az 5. ábra szemléltet. Az ilyen folyamatokat nagy üres, részecskekeltés nélküli térbeli tartományok, nagy pszeudorapiditás rések, $\Delta\eta$ -k, jellemzik. Ezekben a folyamatokban a vákuum kvantumszámaival rendelkező kvantumok cseréje, a pomeroncsere dominál. Ahogy azt a 4a. ábrán láthatjuk, rugalmas szórás (EL) esetén nem keletkeznek új részecskék, a protonok nem bomlanak fel, a pomeron csak energiát és impulzust közvetít az ütköző protonok között. Az egyszeres diffrakció (SD) esetén (4b. ábra) az egyik proton már disszociál (felbomlik) és belőle új részecskék keletkeznek. Dupla diffrakcióban (DD) pedig minkét proton disszociál (4c. ábra). A centrális diffrakció (CD) során (5a. ábra) a virtuális

pomeronok ütközése következtében keletkeznek új, valódi részecskék a protonok közötti tartományban. Kevert folyamatok is bekövetkezhetnek. Ez olyankor történhet például, amikor a centrális diffrakciót egyszeres (*CDS*) vagy dupla diffrakció (*CDD*) is kíséri (5b. és 5c. ábra). Bár nincs külön ábrázolva, ezeken kívül még olyan diffraktív folyamatok is elképzelhetők, mikor többszörös pomeron csere hatására többszörös pomeron-pomeron kölcsönhatás következtében középen nem csak egy, de több nagy rapiditásréssel elválasztott részecskekeltési tartomány jön létre (MCD folyamat).

Az optikai analógia az 1950-es évektől kezdve fontos szerepet játszik a lágy folyamatok kutatásában [4]. Kirchhoff diffrakcióelmélete formailag hasonló a nagyenergiás potenciális szórás kvantumelméletéhez³, amely az eikonál közelítés elnevezést kapta. Az optikában a diffraktált fény intenzitását kis szögek és nagy hullámszámok esetén egy fő csúcs és egy gyors csökkenés jellemzi, amelyet másodlagos maximumok követnek. A lágy folyamatok hatáskereszmetszeteinek t -függése durva közelítéssel exponenciálisan lecsengő, $e^{-R^2|t|}$ alakú és az optikai diffrakció folyamatát jellemző mintázatok figyelhetők meg benne.

Mikor a szórás kvantumosan leírása esetén nem a Schrödinger egyenletből indulunk ki egy adott potenciállal, hanem a szórási amplitúdók tel-

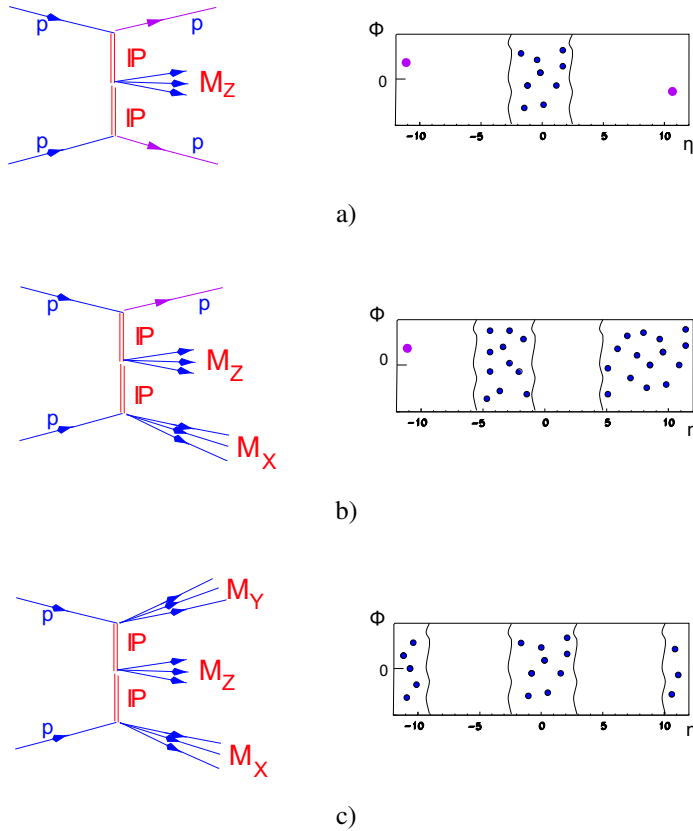
³Az optikai és kvantummechanikai diffrakció közötti analógia csak a rugalmas szórás esetén teljes, ahol a kölcsönható részecskék belső szerkezete nem játszik szerepet. A rugalmatlan diffrakciós gerjesztések a részecskék összetettségéhez és a kvantummezők fluktuációihoz kapcsolódnak.



4. ábra: Proton-proton ütközési folyamatok: a) rugalmas ütközés (EL), b) egyszeres diffrakció (SD) és c) dupla diffrakció (DD). Bal oldalon a folyamatok diagramjait láthatjuk, ahol \mathbb{P} a folyamatban domináns kicserélődő részecskét, a pomeront jelöli, továbbá az M_X és M_Y a folyamat során keletkezett részecskék tömegeit jelölik. A jobb oldalon pedig a folyamatok térbeli ábrázolásait láthatjuk, ahol Φ a nyálábra merőleges síkbeli szöget, míg η a pszeudorapiditást jelöli.

jesen általános tulajdonságait alkalmazzuk, akkor az S -mátrix formalizmust kapjuk, amely a gyakorlatban széleskörűben alkalmazható.

Az erős kölcsönhatás térelméletének, a kvantum-szindinamikának a perturbatív módszerei a fent említett okok miatt nem használhatóak a lágy



5. ábra: Proton-proton ütközési folyamatok: a) centrális diffrakció (CD), b) centrális+egyszeres diffrakció (CDS) és c) centrális+dupla diffrakció (CDD). Bal oldalon a folyamatok diagramjait láthatjuk, ahol \mathbb{P} a folyamatban domináns kicserélődő részecskét, a pomeront jelöli, továbbá az M_X , M_Y és M_Z a folyamat során keletkezett részecskék tömegeit jelölik. A jobb oldalon pedig a folyamatok térbeli ábrázolásait láthatjuk, ahol Φ a nyalábra merőleges síkbeli szög, míg η a pszeudorapiditást jelöli.

folyamatok tanulmányozására. Az 1960-as évektől kezdve az analitikus S-mátrix és a Regge-elmélet keretein belül állnak rendelkezésre azok az

eszközök, amelyek a lágy folyamatok tanulmányozását is lehetővé teszik [4]. A Regge-elmélet értelmében a lágy hadronikus folyamatok domináns járuléka a rejtélyes pomeroncsere. Emiatt és az optikai analógia következtében azokat az ütközési folyamatokat, amelyeket a vákuum kvantumszámaival rendelkező pomeron részecske kicserélődésével írhatunk le, diffraktív folyamatoknak nevezzük [4].

7. Az S -mátrix elmélet posztulátumai

Ebben a fejezetben röviden ismertetjük az S -mátrix elmélet alapjait (részletesebb áttekintés megtalálható a [4, 5, 6, 7] hivatkozásokon).

A kvantum-színdinamika kidolgozása előtt a fizikusok az S szórás-mátrixra kimondott posztulátumok következményeit alapul véve próbálták megérteni az erős kölcsönhatás természetét a különböző szórási folyamatok tanulmányozása útján.

Az S -mátrix ab eleme az $|a_{in}\rangle$ bemenő szabad részecskeállapot (mikor $t \rightarrow -\infty$, ahol most t az időt jelöli) és a $|b_{out}\rangle$ kimenő szabad részecskeállapot ($t \rightarrow +\infty$) közötti átfedés:

$$S_{ab} = \langle b_{out} | a_{in} \rangle. \quad (7.1)$$

Az S -mátrix tehát olyan lineáris operátor, ami az $|a_{in}\rangle$ kezdeti állapotot a $|b_{out}\rangle$ végállapotba transzformálja: $|b_{out}\rangle = S|a_{in}\rangle$

Annak a valószínűsége, hogy az $|a_{in}\rangle$ kezdeti állapotból kiinduló rendszert a $|b_{out}\rangle$ végállapotban találjuk:

$$P_{a \rightarrow b} = |\langle b_{out} | S | a_{in} \rangle|^2. \quad (7.2)$$

Ez azt jelenti, hogy az S -mátrix ismeretében elvben rekonstruálható a kölcsönhatási folyamat teljes dinamikája.

Az S -mátrix egybeesik az $U(t_2, t_1)$ időfejlődési operátorral, ami meg-

adja a rendszer időfejlődését, azaz azt, hogy a $t_2 = -\infty$ időbeli állapot hogyan kapcsolódik a $t_1 = +\infty$ időbeli állapothoz, $S = U(-\infty, +\infty)$, amelyet a kvantumtérelméletben a Dyson-sorral adnak meg:

$$S = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{i^n}{n!} \int d^4x_1 \dots d^4x_n T[H'_{int}(x_1) \dots H'_{int}(x_n)], \quad (7.3)$$

ahol H'_{int} a Hamilton-függvény kölcsönhatási része kölcsönhatási képpen és T az időrendezett szorzatot jelöli.

Az S linearitása tükrözi a kvantummechanika szuperpozíció elvét. Természetes megkövetelni azt is, hogy az S relativisztikusan invariáns legyen, ami azt jelenti, hogy a mátrix elemeinek a kinematikai változók Lorentz-invariáns kombinációitól kell függeniük. Az S -mátrix három másik tulajdonsága feltételezett még: unitaritás, analitikusság és keresztezési szimmetria. Mindezeket a tulajdonságokat alább részletesebben tárgyaljuk és az S -mátrixra kirótt posztulátumokként kezeljük őket.

1. posztulátum Az S -mátrix is Lorentz-invariáns. Ez azt jelenti, hogy elemei kifejezhetőek a bejövő és a kimenő lendületek a Lorentz-invariáns skalárszorzatainak függvényeként. A $2 \rightarrow 2$ részecskeszórás esetében a leghatékonyabb módszer az s , t , és u Mandelstam-változók, illetve a bejövő és kimenő részecskék tömegeinek a használata. A $2 \rightarrow 2$ részecske-szórási amplitúdót általában $T(s, t)$ formában írjuk, azaz két egymástól független Mandelstam-változó függvényeként. Megjegyezendő azonban, hogy az amplitúdó a bemenő és a kimenő részecskék tömegei-

nek is függ-vénye mindaddig, ameddig azokat el nem hanyagoljuk. A tömegfüggés elhanyagolható például, ha a folyamatban az ütközési energia jóval nagyobb a részecskék tömegeinél ($\sqrt{s} \gg m$).

Az A_{ab} szórási amplitúdó arra az esetre, amikor egy részecske az $|a_{in}\rangle$ bemenő állapotból a $|b_{out}\rangle$ kimenő állapotba szóródik a következőképpen kapcsolódik az S -mátrix ab eleméhez:

$$S_{ab} = \delta_{ab} + i(2\pi)^4 \delta^4 \left(\sum_a p_a - \sum_b p_b \right) A_{ab}, \quad (7.4)$$

ahol p_a és p_b , megfelelően, a bejövő és a kimenő részecskeállapotok négyesimpulzusait jelölik. A Dirac-delta a négyesimpulzus megmaradását írja le.

2. posztulátum Az S -matrix unitér:

$$SS^* = S^*S = \mathbb{1}, \quad (7.5)$$

ahol (*) a komplex S -mátrix adjungáltját (vagy Hermite-féle transzponáltját) jelöli, ami alatt az elemenkénti konjugáltjának transzponáltját értjük, továbbá $\mathbb{1}$ az egységmátrixot jelöli. Ez a valószínűségek megmaradásának a megkövetelését jelenti: amennyiben összegezzük egy bemenő állapot összes lehetséges kimenő állapotba történő kerülésének a valószínűségeit, egyet kell kapnunk.

Az S -mátrix unitaritása a következő összefüggéshez vezet:

$$2\text{Im}A_{ab} = (2\pi)^4 \delta^4 \left(\sum_a p_a - \sum_b p_b \right) \sum_c A_{ac} A_{cb}^*. \quad (7.6)$$

Ez azt jelenti, hogy a szórási amplitúdó képzetes része meghatározható, ha felhasználjuk a kimenő és a bemenő részecskeállapotok összes lehetséges köztes állapotba történő szóródásának amplitúdóját.

A $2 \rightarrow 2$ részecskeszórás esetében a fenti unitaritási összefüggés a b ütközési paraméter ábrázolásban a következő alakot ölti:

$$2\text{Im}A(s, b) = |A(s, b)|^2 + G_{in}(s, b), \quad (7.7)$$

ahol $A(s, b)$ a rugalmas szórási amplitúdó és $G_{in}(s, b)$ a rugalmatlan átfedési függvény, amely a rugalmatlan csatornák járulékainak az összege. Egy adott energián az $|A(s, b)|^2$ és $G_{in}(s, b)$, megfelelően, az egységnyi területre vonatkoztatott rugalmas és rugalmatlan szórási valószínűségeket adják meg, míg $\text{Im}A(s, b)$ az egységnyi területre vonatkoztatott teljes szórási valószínűséget adja. Következésképp ezek értéke 0 és 1 között változik. Az ütközési paraméter összes értékére kiintegrálva a (7.7) egyenlet a teljes, rugalmatlan és rugalmas szórási hatáskereszmetszet közötti egyszerű összefüggésre redukálódik:

$$\sigma_{tot}(s) = \sigma_{el}(s) + \sigma_{in}(s). \quad (7.8)$$

A szórás hatáskeresztmetszeteket részletesebben később tárgyaljuk.

3. posztulátum Az S -mátrix az unitaritás által megkövetelt szingularitásokkal rendelkező, komplex értékű Lorentz-invariáns változók analitikus függvénye. Az analitikusságnak számos fontos következménye van. Ezek a következők.

- Az unitaritással kombinálva megalkothatjuk az $A(s, t)$ amplitúdó s -síkbeli szingularitás szerkezetét: ezek olyan s -síkbeli pólusok és vágások elágazási pontokkal, amelyek fizikai részecskék keletkezési küszöbeinek felelnek meg. A szórás amplitúdónak s -ben pólusai lesznek az összes olyan tömegnégyzeteknél, melyekhez tartozó egyrészecske-állapotok kicserélődhetnek (alkalmas kvantumszámok) a kezdeti és végállapotok közt az s -csatornában. Az $A(s, t)$ azonban nem egyértékű függvénye az s -nek, és általában egy többlevelű s Riemann-felület szükséges az egy-egyértelmű folytonos leképzésre. A függvény elágazási pontjai a több részecskés közbenső állapotok tömegnégyzeteinél találhatóak. Az elágazási pontok és a ∞ között konvencionálisan a valós s tengely mentén vágásokat hozunk létre és ezek mentén illesztjük össze a különféle s leveleket. Fizikai levél az a levél, amelyen az amplitúdó határértéke a vágáson a fizikai szórás amplitúdó, a többi levelet nem fizikainak hívjuk. Elágazási pontok lépnek fel a különféle rugalmas és rugalmatlan csatornák normálküszöbeinél (az összes megengedett több részecskés közbenső állapot össztömeg négyzeteinél).

- A keresztezési szimmetria értelmében, amennyiben egy $a + b \rightarrow c + d$ s -csatorna folyamatot az $A_{a+b \rightarrow c+d}(s, t, u)$ analitikus függvény-nyel kifejezett amplitúdó ír le, akkor ugyanez az analitikus függvény az amplitúdója a keresztezett t - és az u -csatorna folyamatoknak is. $A_{a+\bar{c} \rightarrow \bar{b}+d}(s, t, u) = A_{a+b \rightarrow c+d}(t, s, u)$ az $a + \bar{c} \rightarrow \bar{b} + d$ t -csatornabeli folyamatra és $A_{a+\bar{d} \rightarrow c+\bar{b}}(s, t, u) = A_{a+b \rightarrow c+d}(u, t, s)$ az $a + \bar{d} \rightarrow c + \bar{b}$ u -csatornabeli folyamatra, ahol ($\bar{}$) a megfelelő anitrészecskét jelöli. Az s -csatornában újabb szingularitásokat generálhatunk a keresztezési szimmetria által.
- A diszperziós összefüggések használatával a szórási amplitúdó valós része meghatározható a szórási amplitúdó képzetes részéből.

A fenti általános posztulátumokat az erősen kölcsönható részecskék (hadronok és mezonok) spektrumával párosítva megkapjuk a szórási amplitúdókra vonatkozó feltételeket és az amplitúdók közötti kapcsolatokat. Az unitaritás az amplitúdók képzetes részeit más amplitúdók szorzatainak az összegeihez kapcsolja, majd a diszperziós relációk a megfelelő valós részek meghatározását is lehetővé teszik. Ezt a folyamatot bootstrapnak⁴ nevezik. A bootstrap során nem teszünk semmilyen feltételezést az erős kölcsönhatás térelméletére vonatkozóan.

Még egy további hozzávaló szükséges azonban a bootstraphoz: az amplitúdók aszimptotikus viselkedése. Amennyiben ismertek az amp-

⁴A bootstrap általános értelemben egy önálló műveletet jelent, ahol nincs szükség külső segítségre.

litúdók aszimptotikus viselkedése és analitikus szerkezetei, az analitikusság felhasználható az amplitúdók rekonstruálására. Az amplitúdók aszimptotikus viselkedésének meghatározása a Regge-elmélet segítségével lehetséges [8, 9, 10, 11].

8. Regge-pólusok és részecskespektrumok

A Regge-pólusok elmélete szerint a szórási amplitúdó aszimptotikus (nagyenergiás) viselkedését a J komplex impulzusmomentum síkbeli szingularitások határozzák meg. Ezek a szingularitások a Regge-pólusok, amelyek helyeit az $\alpha(t)$ Regge-trajektóriák határozzák meg. Az eredményezett amplitúdó egy $\text{Re } \alpha(t)$ impulzusmomentummal rendelkező objektum cseréjét adja meg a t -csatornában. Ez az objektum, amelyet reggeonnak neveznek, nem tekinthető valódi részecskének mivel az impulzusmomentuma nem egész vagy félegész szám, hanem a t függvénye. A reggeoncserét leíró amplitúdót úgy tekinthetjük, mint a t -csatornában kicserélődő összes lehetséges részecske amplitúdójának szuperpozícióját.

Általában véve a Regge-trajektóriák nem lineáris, komplex függvények, de sok esetben jól közelíthetőek valós lineáris függvényekkel.

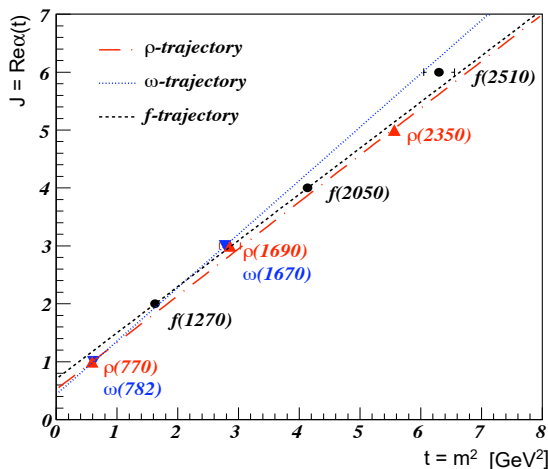
Amennyiben azonban egy t -csatorna folyamatot tekintünk pozitív t értékekkel, az amplitúdónak J_i teljes impulzusmomentumú és m_i tömegű fizikai részecskéknek megfelelő pólusai vannak úgy, hogy $J_i = \text{Re } \alpha(t = m_i^2)$. Ezáltal az analitikus szórási amplitúdók esetén a Regge-trajektóriák összekapcsolják a $t < 0$ szórási tartományt és a $t > 0$ spektroszkópia tartományt. Ez egyfajta dualitást tükröz a kisenergiás (spektroszkópia) és a nagyenergiás (szórás) jelenségek leírása tekintetében: a Regge-trajektória, amely leírja a szórást a $t < 0$ tartományban, részecskék spektrumát adja meg a $t > 0$ tartományban. Ennek következtében a hadronikus kölcsönhatá-

sok Regge-formalizmusában a hardonikus rezonanciák kötött állapotai Regge-trajektóriáknak felelnek meg. Ha a Regge-trajektória $\text{Re } \alpha(t)$ valós részét a t függvényében ábrázoljuk, akkor az ún. Chew-Frautschi ábrát, a trajektóriának megfelelő kötött állapot (részecske) spektrumot kapjuk. A ρ , ω és f másodlagos reggeon-trajektóriáknak megfelelő kísérletileg mért rezonancispektrumot a 6. ábra szemlélteti.

A Regge-trajektóriák negatív t értékenél a t -csatornában kicserélődő, az ütköző hadronok közötti erős kölcsanhatást közvetítő, folytonosan változó spinnel és virtualitással rendelkező virtuális részecskéket adja meg.

Az egynél kisebb metszésű ($\alpha_0 = \alpha(t=0) < 0$) másodlagos Reggeon-trajektóriák által megadott mezoncserék a GeV energiatartományban dominálnak. Ezek a virtuális mezoncserék az energia növekedésével csökkenő teljes és integrált keresztmetszeteket eredményeznek. Azonban az 1960-as években az említett keresztmetszetek enyhe növekedését észlelték az energia növekedésével. A jelenség megmagyarázására a pomeron-trajektóriát javasolták, amelynek metszése 1-től kicsivel nagyobb. A Pomeranchuk-tétel értelmében az észlelt növekvő tendencia csak a vákuum kvantumszámaival, vagyis zérus izospinnel és pozitív töltéssparitással rendelkező objektumok cseréjével értelmezhető [6]. Következésképp a pomeron-trajektória és a részecskék, amelyek rajta helyezkednek el a vákuum kvantumszámaival rendelkeznek. Ilyen részecskéket ezidáig nem sikerült direkt módon detektálni, de a kvantum-színdinamika szerint, a gluonok önkölcsönhatása következtében léteznek ilyen részecskék páros számú

gluonból felépülő kötött állapotok formájában [7]. A pomeroncsere tehát t -csatornabeli színsemleges gluonikus kötött állapot cseréjének felel meg.



6. ábra: A ρ , ω és f reggeonok Chew-Frautschi ábrái a megfelelő kísérletileg mért mezonikus spektrumokkal. Az ábra forrása a [12] hivatkozás.

Leszek Łukaszuk és Basarab Nicolescu 1973-ban elméleti úton bevezették a pomeron negatív töltésparitású társát [13], amelyet később odderonnak neveztek el. A kvantumsz-índinamikában az odderoncsere egy t -csatornában kicserélődő, színsemleges, páratlan számú gluonból felépülő kötött állapotnak felel meg [7].

Ahhoz hasonlóan, ahogy a mezonrezonanciák 1-től kisebb metszésű másodlagos Regge-trajektóriákon fekszenek (6. ábra), a gluonlabdák 1-től kicsivel nagyobb metszésű vezető pomeron és odderon trajektórián helyezkednek el. A Regge-trajektóriák leánytrajektóriákkal is rendelke-

hetnek, amelyek jobbról, hozzájuk párhuzamosan helyezkednek el. A vezető pomeron trajektória $J^{PC} = J^{++}$ gluonlabda állapotokat tartalmaz, amelyekre $J = 2, 4, 6, \dots$, míg a vezető odderon trajektória olyanokat, amelyekre $J = 3, 5, 7, \dots$. Leánytrajektóriájuk tartalmazhatja a $J^{PC} = 1^{++}$ és a $J^{PC} = 1^{--}$ vector gluonlabda állapotokat is. Később részletesebben tárgyaljuk a vezető pomeron és odderon trajektóriákon fekvő gluonlabda állapotokat és a megfelelő Chew-Frautschi ábrákat.

A következő fejezetben a Regge-elmélet alapjait részletesebb matematikai nyelvezettel tárgyaljuk.

9. A Regge-elmélet matematikai alapjai

Tekintsük egy $2 \rightarrow 2$ részecskeszórás folyamatot a t -csatornában olyan \sqrt{s} ütközési energián, amely sokkal nagyobb a külső részecskék tömeg-einél. A folyamatot leíró amplitúdó $P_l(\cos \Theta^*)$ Legendre polinomok sorozatára bontható, ahol

$$\cos \Theta^* = 1 + \frac{2t}{s}.$$

Ez a felbontás a parciális hullámok módszere és az impulzusmomentum sajátfüggvényei szerinti kifejtést jelenti:

$$A_{a\bar{c} \rightarrow \bar{b}d}(s, t) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) a_l(s) P_l(1 + 2t/s), \quad (9.1)$$

ahol $P_l(z)$ l -edfokú Legendre-polinom a z változóban és az $a_l(s)$ függvények a parciális hullámamplitúdók.

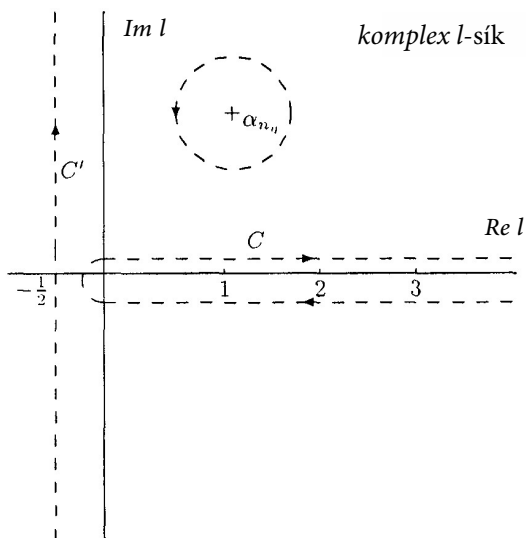
A keresztezési szimmetriát kihasználva a (9.1) tovább folytatható az s -csatornába az s és a t változók felcserélésével:

$$A_{ab \rightarrow cd}(s, t) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) a_l(t) P_l(1 + 2s/t). \quad (9.2)$$

Sommerfeld és Watson a parciális hullámokban kifejtett amplitúdót az l komplex impulzusmomentum síkon értelmezett kontur integrálra írta át:

$$A(s, t) = \frac{1}{2i} \oint_C dl (2l+1) \frac{a(l, t)}{\sin \pi l} P(l, 1 + 2s/t), \quad (9.3)$$

ahol a C kontúr a pozitív valós tengelyt veszi körbe (7. ábra). A Legendre polinomok hipergeometrikus függvények segítségével fejezhetőek ki és l -ben analitikusan tovább folytathatóak, amely következtében a $P(l, z)$ analitikus függvényt eredményezik. Az $a(l, t)$ függvény az $a_l(t)$ parciális amplitúdók analitikus továbbfolytatása. Mivel $\sin \pi l$ zérus egész l értékek esetén az (9.4) amplitúdónak pólusai vannak. Ezáltal a (9.2) reprodukálható.



7. ábra: A komplex l -sík és az integrálási kontúrok szemléltetése.

Természetes megkérdezni, hogy $a(l, t)$ egyértelmű-e. Első látásra nem tűnik annak: $a(l, t)$ -hez hozzáadhatunk bármilyen analitikus függvényt, amely zérus egész l értékeknél anélkül, hogy a fenti eredmény megváltozna. Carlson tétele alapján azonban megmutatható, hogy $a(l, t)$ egyértelmű

feltéve, ha $a(l,t) < \exp(\pi|l|)$, amikor $|l| \rightarrow \infty$. Fontos következménye van annak, hogy a parciális amplitúdóknak változó előjelű járulékaik vannak, tekintve, hogy azok $(-1)^l$ -el arányosak. Ez azt eredményezi, hogy a megkövetelt egyenlőtlenség nem teljesül a képzetes tengely mentén. Ennek következtében két analitikus függvényt szükséges bevezetni, az $a^{+1}(l,t)$ és $a^{-1}(l,t)$ függvényeket, amelyek megfelelően a páros és páratlan parciális hullámamplitúdók analitikus továbbfolytatásai komplex l értékekre. Tehát:

$$A(s,t) = \frac{1}{2i} \oint_C dl \frac{(2l+1)}{\sin \pi l} \sum_{\eta=\pm 1} \frac{\eta + e^{-i\pi l}}{2} a^{(\eta)}(l,t) P(l, 1 + 2s/t), \quad (9.4)$$

ahol η a parciális hullám szignatúrája és ± 1 értékeket vehet fel. Az $a^{+1}(l,t)$ és $a^{-1}(l,t)$ függvények a páros és páratlan szignatúrájú parciális hullám-amplitúdók, az $\frac{1}{2}(\eta + \exp(-i\pi l))$ prefaktorokat pedig szignatúra faktoroknak nevezik.

A következő lépés a 7. ábrán szemléltetett C kontúr eldeformálása a C' kontúrrá, amely a képzetes tengellyel párhuzamosan fut végig metszve a $Re l = -\frac{1}{2}$ pontot. Annak érdekében, hogy ezt megtehesük, be kell kerítenünk az $a^{(\eta)}(l,t)$ függvények minden olyan pólusát vagy vágását, amely $l = \alpha_{n_\eta}(t)$ értéknél van, és amelyeknél ezek a függvények a pólus rezidiumának $2\pi i$ -szeresét veszik fel. Egyszerű pólusok sajátos esetére a

következő eredményt kapjuk:

$$\begin{aligned}
 A(s, t) = \frac{1}{2i} \int_{-\frac{1}{2}-i\infty}^{-\frac{1}{2}+i\infty} dl \left[\frac{2l+1}{\sin \pi l} \sum_{\eta=\pm 1} \frac{\eta + e^{-i\pi l}}{2} a^{(\eta)}(l, t) \right. \\
 \left. \times P(l, 1 + 2s/t) \right] \quad (9.5) \\
 + \sum_{\eta=\pm 1} \sum_{n_\eta} \frac{\eta + e^{-i\pi \alpha_{n_\eta}(t)}}{2} \frac{\tilde{\beta}_{n_\eta}(t)}{\sin \pi \alpha_{n_\eta}(t)} P(\alpha_{n_\eta}(t), 1 + 2s/t).
 \end{aligned}$$

Az $\alpha_{n_\eta}(t)$ egyszerű pólusok páros ($\eta = +1$) és páratlan ($\eta = -1$) szignatúrájú pólusok, továbbá $\tilde{\beta}_{n_\eta}(t)$ a pólusok rezíduumainak $\pi(2\alpha_{n_\eta}(t) + 1)$ -szeresei. Az $s \gg |t|$ Regge limitben a Legendre polinomokat a vezető tagjai határozzák meg, vagyis

$$P_l(1 + 2s/t) \xrightarrow{s \gg |t|} \frac{\Gamma(2l+1)}{\Gamma^2(l+1)} \left(\frac{s}{2t} \right)^l, \quad (9.6)$$

ahol $\Gamma(x)$ az Euler gamma függvény. Ebben a határesetben a (9.5) egyenlet jobb oldalának C' kontúr menti járuléka zérus, amikor $s \rightarrow \infty$, így ez a tag elhanyagolható. A keresztezési szimmetria alkalmazásával felírt (9.2) egyenlet és a deformált kontúr segítségével megkaptuk a szórási amplitúdó aszimptotikus, vagyis nagyenergiás viselkedését. Valójában csak a vezető Regge-pólust kell figyelmebe vennünk, vagyis azt, amelyre

$Re\alpha_{n\eta}(t)$ a legnagyobb. Ekkor tehát

$$A(s,t) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \frac{(\eta + e^{-i\pi\alpha(t)})}{2} \beta(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(t)}, \quad (9.7)$$

ahol α a vezető Regge-pólus pozíciója (valamely t értéknél) és η annak szignatúrája. A $\beta(t)$ függvény magába foglal minden olyan tényezőt, ami t -nek függvénye, de s -nek nem.

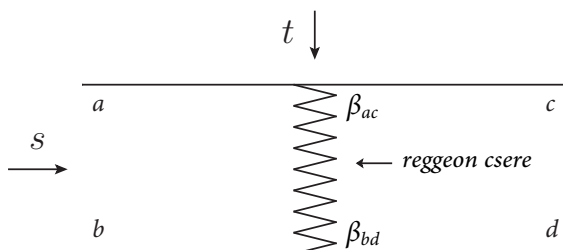
Bár egyszerű pólust feltételeztünk ahhoz, hogy megkapjuk az (9.5) egyenletet, általában nem egyszerű pólusok és vágások is lehetségesek, amelyek további járulékokat adnak az amplitúdókhöz.

Az amplitúdó a 8. ábrának megfelelően faktorizálható:

$$A(s,t) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \frac{(\eta + e^{-i\pi\alpha(t)})}{2 \sin \pi\alpha(t)} \frac{\beta_{ac}(t)\beta_{bd}(t)}{\Gamma(\alpha(t))} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(t)}, \quad (9.8)$$

ahol $\beta_{ac}(t)$, valamint $\beta_{bd}(t)$, megfelelően az a és c , valamint a b és d részecskék a reggeonhoz történő csatolásai, a többi tag pedig a reggeoncseré univerzális járulékait képviseli. Más szavakkal $\beta_{ac}(t)$, valamint $\beta_{bd}(t)$ a vertexek járulékai. A csatolások meghatározásánál egy $\Gamma(\alpha(t))$ faktor expliciten ki van hozva. Ennek oka, hogy ha $\alpha(t)$ egész értéket vesz fel valamely t érték esetén, akkor az amplitúdónak pólusa van. Pozitív egész számok esetén ez úgy értelmezhető, mint egy egész spinű rezonancia részecske cseréje a t -csatornában, azonban negatív spin értékű rezonanciát nem várunk. Az ilyen pólusokat nonszensz pólusoknak neve-

zik [6] és kiesnek az $1/\Gamma(\alpha(t))$ faktorok által, mivel az nullát ad $\alpha(t) = 0, -1, -2, \dots$ esetén.



8. ábra: Reggeoncsere szemléltetése.

10. Rugalmas proton-(anti)proton szórás

Ebben a fejezetben a rugalmas-proton-proton és proton-antiproton szórás leírását tárgyaljuk széleskörűen egyszerű pólusú, valamint dupla pólusú Regge-modellek keretein belül.

10.1. Szórást jellemző mennyiségek

A szórás mennyiségi jellemzésére a hatáskeresztmetszet fogalmát használjuk. A protonok rugalmas szórásáról információt a $d\sigma_{el}/dt$ rugalmas differenciális hatáskeresztmetszet mérésével nyerhetünk. A $d\sigma_{el}/dt$ a szórási amplitúdó abszolút értékének négyzetével arányos:

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt}(s,t) = \frac{\pi}{s^2} |A(s,t)|^2. \quad (10.1)$$

A $d\sigma_{el}/dt$ azzal a valószínűség-sűrűséggel van kapcsolatban, amely megadja, hogy milyen valószínűséggel szóródik rugalmasan a részecske úgy, hogy az ütközés egy t és $t + dt$ tartományba eső négyesimpulzus-négyzet átadását idézi elő. A $d\sigma_{el}/dt$ minden lehetséges t értékre vett integráljából megkapjuk a rugalmas szórási hatáskeresztmetszetet,

$$\sigma_{el}(s) = \int_{-\infty}^0 dt \frac{d\sigma_{el}}{dt}(s,t), \quad (10.2)$$

amely annak a valószínűségével arányos, hogy az ütköző részecske rugalmasan szóródott attól függetlenül, hogy az ütközés során mennyi négyes-

impulzus adódott át.

Amikor két részecske egymással kölcsönhat, akkor szemléletesen a hatáskeresztmetszetük az a mozgásukra merőleges effektív terület lesz, amelyben találkozniuk kell ahhoz, hogy a kölcsönhatás egyáltalán létrejö-hessen közöttük. Az effektív terület kapcsolatban van a részecske effektív méretével. A hatáskeresztmetszet tehát egy terület dimenziójú mennyiség. Az adott tudományterületen a megszokott egység a millibarn ($1 \text{ mb} = 10^{-31} \text{ m}^2$).

A teljes szórási hatáskeresztmetszet, amely az optikai tétel értelmében a szórási amplitúdó képzetes részéből számolható zérus átadott impulzus-négyzeteknél,

$$\sigma_{tot}(s) = \frac{4\pi}{s} \text{Im}A(s, t = 0), \quad (10.3)$$

annak a valószínűségével arányos, hogy történik-e egyáltalán valamilyen kölcsönhatás az egymást megközelítő részecskék között. Mivel a kölcsön-hatás kétféle lehet, vagy rugalmas vagy rugalmatlan, a valószínűségek megmaradása, vagyis az unitaritás értelmében,

$$\sigma_{tot}(s) = \sigma_{el}(s) + \sigma_{in}(s), \quad (10.4)$$

ahol $\sigma_{in}(s)$ a részecskék rugalmatlanul történő szóródásának valószínűségevel arányos rugalmatlan hatáskeresztmetszet. Tehát a $\sigma_{tot}(s)$ és $\sigma_{el}(s)$

ismeretében a $\sigma_{in}(s)$ mennyiséget kiszámíthatjuk:

$$\sigma_{in}(s) = \sigma_{tot}(s) - \sigma_{el}(s). \quad (10.5)$$

A rugalmas differenciális hatsáskeresztmetszetből kapott $B(s, t)$ meredekség is a szórási folyamatok egyik karakterisztikája és a következőképpen határozható meg:

$$B(s, t) = \frac{d}{dt} \ln \frac{d\sigma(s, t)}{dt}. \quad (10.6)$$

A $t \rightarrow 0$ határesetben, $B(s, t \rightarrow 0) \equiv B_0(s)$ a proton $R(s)$ energiafüggő effektív sugarának négyzetével arányos: $B_0(s) \sim R^2(s)$.

A szórás egyik fontos jellemzője még a ρ -arány, a szórási amplitúdó valós és képzetes részének az aránya:

$$\rho(s, t) = \frac{\text{Re} T(s, t)}{\text{Im} T(s, t)}. \quad (10.7)$$

Kísérleti úton azonban a ρ -arány csak a $t \rightarrow 0$ határesetben meghatározható, melynek jelölése $\rho_0(s) \equiv \rho(s, t \rightarrow 0)$.

Az $A(s, t)$ komplex szórási amplitúdó felírható, mint abszolút értékének $|A(s, t)|$ és egy $e^{i\phi(s, t)}$ fázisfaktornak a szorzata:

$$A(s, t) = |A(s, t)| e^{i\phi(s, t)}, \quad (10.8)$$

ahol a $\phi(s, t)$ valós értékű mennyiség a komplex amplitúdó fázisa. Mivel, ha a ϕ -t a $2\pi k$ egész számú többszörösével növeljük vagy csökkentjük, az $e^{i\phi(s, t)}$ nem változik, azaz $e^{i\phi(s, t)} = e^{i[\phi(s, t) + 2k]}$, a $\phi(s, t)$ nem egyértelműen meghatározott. Amennyiben ismeretes a szórási amplitúdó valós és képzetes része, akkor a $\phi(s, t)$ fázis a kétargumentumú arkusztangens $\arctg_2(x, y)$ függvény segítségével számítható ki:

$$\phi(s, t) = \arctg_2(\text{Im}A(s, t), \text{Re}A(s, t)), \quad (10.9)$$

amely a $k = 0$ esethez tartozó $(-\pi, \pi]$ tartományba eső fő értéket adja vissza.

Kísérleti úton a differenciális hatáskeresztmetszet mérésével ismertté válik a szórási amplitúdó abszolút értékének négyzete, $|A(s, t)|^2$, a teljes hatáskeresztmetszet mérésével ismertté válik az $\text{Im}A(s, t = 0)$ mennyiség, míg a $\rho_0(s)$ mérésével a $\text{Re}A(s, t = 0)$ mennyiség is. Kísérletileg azonban nem tudunk ismeretet szerezni a szórási amplitúdó valós $\text{Re}A(s, t)$ és képzetes $\text{Im}A(s, t)$ részének t -függő viselkedéséről, vagyis a $\phi(s, t)$ fázisáról. A $\phi(s, t)$ ismeretében kiszámítható az ütközési paraméter amplitúdó, amely az ütköző részecskék geometriai képét szolgáltatja olyan értelemben, hogy az ütköző protonok anyageloszlásáról vonhatunk le belőle következtetést. Ez utóbbi az úgynevezett kölcsönhatási tartomány alakja, amely az egymással ütköző protonok térbeli effektív kölcsönhatási tartományáról szolgáltat képet. A $\phi(s, t)$ fázis azonban mindig csak egy

adott modell keretén belül határozható meg, így a $\phi(s, t)$ ismeretét megkövetelő mennyiségek az adott modellre jellemző sajátosságokkal rendelkeznek, azaz őket elvben nem lehetséges modelfüggetlen módszerekkel meghatározni.

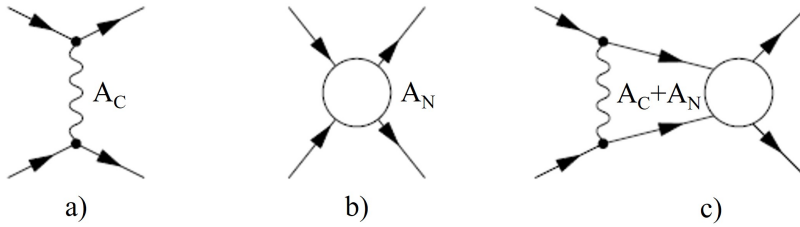
10.2. Amplitúdó és differenciális hatáskeresztmetszet

Mivel a protonok elektromos töltéssel is rendelkeznek, a differenciális hatáskeresztmetszet alakulásában az elektromágneses (Coulomb) és az erős (nukleáris) kölcsönhatás is szerepet játszik, azonban azt nagyrészt az utóbbi dominál, mivel az elektromágneses kölcsönhatás csupán nagyon kis $|t|$ értékeknél mérvadó ($|t| \lesssim 10^{-3} \text{ GeV}^2$). A szórási amplitúdónak a kétféle kölcsönhatás következtében két komponense lesz:

$$A(s, t) = A_C(t) + A_N(s, t). \quad (10.10)$$

Mivel az elektromágneses kölcsönhatás közvetítői a fotonok, így az $A_C(t)$ elektromágneses komponens a protonok közti fotoncserét írja le, amelyet a kvantum-elektrodinamika, az elektromágneses kölcsönhatás kvantumelmélete ad meg. Az $A_N(t)$ komponens felelős az erős kölcsönhatást közvetítő cserék leírásáért. A két komponens által leírt folyamatokat a 9. ábra mutatja Feynman-diagramok formájában.

Adott ütközési energián a differenciális hatáskeresztmetszet csak a t -től függ, sematikus alakját a proton-proton szórás esetére a 10. ábra mutat-

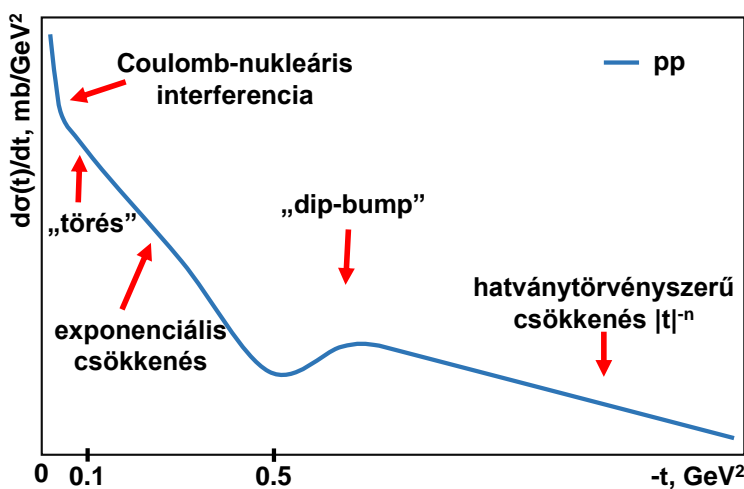


9. ábra: A rugalmasan ütköző protonok közt végbenő folyamatok Feynman-diagramja: a) elektromágneses kölcsönhatás következtében fotoncsere, b) erős kölcsönhatás következtében erős kölcsönhatást közvetítő részecskék cseréje és c) a két kölcsönhatás interferenciája.

ja [14, 15]. A rugalmas proton-proton differenciális hatáskeresztmetszetet tehát elsősorban az erős kölcsönhatás dinamikája határozza meg az átadott impulzusnégyzettartomány tekintetében, csupán nagyon kis, $|t| \lesssim 10^{-3} \text{ GeV}^2$ értékeknél befolyásolja az elektromágneses kölcsönhatás, létrehozva a Coulomb-nukleáris interferencia (CNI) régiót, amely azonban teljes mértékben leválasztható az erős kölcsönhatás járulékától [16]. A CNI régiót egy majdnem tisztán exponenciálisan csökkenő $Ae^{-B|t|}$ tartomány követi, azonban $-t = 0.1 \text{ GeV}^2$ környékén megfigyelhető a tisztán exponenciális viselkedéstől való kismértékű eltérés, az ún. „törés” jelenség. Ez matematikai értelemben nem jelent törtést, csupán a differenciális hatáskeresztmetszet meredekségének sima megváltozását. A rugalmas pp differenciális hatáskeresztmetszetet fontos jellemzője a diffrakciós minimum, amely az energia növekedésével lassan (logaritmikusan) alacsonyabb $|t|$ értékek felé mozog, valamint az azt követő maximum (ún. „dip-bump” régió) és

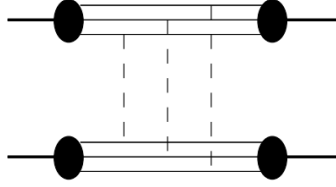
végül nagy $|t|$ ($|t| \gtrsim 6 \text{ GeV}^2$) értékeknél a $|t|^{-n}$ hatványtörvény szerinti csökkenés tartománya. Ez az utóbbi nagy- $|t|$ régió már perturbatív és így a perturbatív kvantumszíndinamikával is leírható: a hatványtörvényszerű csökkenés a két ütköző protont alkotó kvarkok közötti hármass gluoncseré, vagyis odderoncseré következménye (11. ábra).

A $p\bar{p}$ szórás differenciális hatáskeresztmetszete esetén a kísérleti adatok tanulmányozása alapján azt tapasztaljuk, hogy a minimum betöltődik. Ez a jelenség feltehetően az odderon hatása.



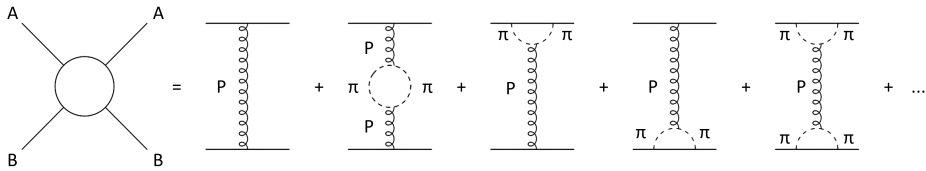
10. ábra: A rugalmas proton-proton szórás differenciális hatáskeresztmetszetének sematikus ábrázolása adott energián.

Már a hetvenes években a „törést” úgy magyarázták, mint a t -csatorna unitaritásának a következményeként létrejövő pionpár gerjesztődését az ütköző protonok kölcsönhatásakor [17, 18, 19, 20]. Ezt a 12. ábra, a ru-



11. ábra: A nagy- $|t|$ tartományban végbemenő, két ütköző a protont alkotó kvarkok közötti hármas gluon csere.

galmas pp szórás Feynman-diagramja szemlélteti két pion hurok keletkezésével a t -csatornában. A jelenség a proton körüli pionfelhőt tükrözi.



12. ábra: A rugalmas szórás Feynman-diagramja a t -csatornában: pomeroncsere és két-pion hurok keletkezése az ütköző protonok között.

A kiindulópont tehát a „törés” leírására a két-pion hurok bevezetése a t -csatornába a Regge-trajektóriákon és/vagy a vertexeken keresztül [21]. A Regge-trajektóriák nem lineáris komplex függvények. Braut és Zwanziger megmutatták, hogy a trajektóriákra a következő igaz a t_0 küszöbérték közelében [22]:

$$\text{Im } \alpha(t) \sim (t - t_0)^{\text{Re } \alpha(t_0) + 1/2}. \quad (10.11)$$

A pomeron esetén $t_0 = 4m_\pi^2$ (ahol m_π a pion tömege) és a (10.11) jól

megközelíthető egy négyzetgyökös kifejezéssel:

$$\alpha(t) \sim \sqrt{t_0 - t}. \quad (10.12)$$

A küszöb a pozitív $t_0 = 4m_\pi^2$ értéknél jelenik meg, míg a „törés” a negatív t értéknél „szimmetrikusan” a $4m_\pi^2$ értékhez, azonban ez a tükröződés a szórási amplitúdó analitikus tulajdonsága.

A másik nem exponenciális struktúra a pp szórás differenciális hatáskereszmetszetében az erős kölcsönhatás által meghatározott tartományában a minimum-maximum régió, amely az s -csatorna unitaritásának a következményeként értelmezhető a szórási amplitúdó abszorpciós korrekcióinak eredményeként.

A „törés” tartományát is magába foglaló kis átadott impulzusok tartományában egy egyszerű pólusú modell is alkalmazható az adatok leírására, amennyiben a trajektória és/vagy a pomeron vertexen keresztül bevezetjük a pionhurok járulékát. Ahhoz, hogy a minimum-maximum régiót is modellezni lehessen, az egyszerű pólusú modellt unitarizációs eljárásnak kell alávetni vagy dupla pólusú modellt kell alkalmazni. Az utóbbi esetet fogjuk részletesebben tárgyalni, mivel az technikailag könnyebben kezelhető és egyben egyszerűbb képet fest a proton-proton szórást jellemző törvényszerűségekről.

Mielőtt konkrét modelleket tárgyalnánk, előbb a proton-proton és proton-antiproton szórás amplitúdóját részletezzük általánosságban. Mi-

vel könyvünkben az erős kölcsönhatásra összpontosítunk, az alábbi tárgyalást úgy kell tekinteni, hogy a szórási amplitúdó csak az erős komponenszt foglalja magába.

A szórási amplitúdó (azaz annak erős komponense) a proton-proton (pp) és proton-antiproton ($p\bar{p}$) szórásra felírható pozitív ($C = +1$) és negatív ($C = -1$) töltéssparitású amplitúdó komponensekkel [23]:

$$A^{pp}(s,t) = A^+(s,t) - A^-(s,t), \quad (10.13)$$

$$A^{p\bar{p}}(s,t) = A^+(s,t) + A^-(s,t). \quad (10.14)$$

A negatív töltéssparitású komponens előjele eltérő a pp és $p\bar{p}$ szórásban, mivel a negatív töltéssparitású kölcsönhatást közvetítő részecskék eltérően csatolódnak a protonhoz és az antiprotonhoz.

A pozitív töltéssparitású rész tovább bontható egy pomeron komponensre és egy $C = +1$ reggeon komponensre,

$$A^+(s,t) = A^P(s,t) + A^{R^+}(s,t), \quad (10.15)$$

a negatív töltéssparitású rész pedig egy odderon és $C = -1$ reggeon komponensre,

$$A^-(s,t) = A^O(s,t) + A^{R^-}(s,t). \quad (10.16)$$

A kutatások alapján kiderült, hogy a másodlagos Reggeonok (kvark-antikvark párok) járuléka a teraelektronvoltos tartományban elhanyagolhatóan

kicsi [23, 24].

10.3. Egyszerű pólusú Regge-modell

Ebben az fejezetben áttekintjük, hogy a szórási amplitúdó egy egyszerű pólusú Regge-modellje miként írja le a rugalmas proton-proton szórási adatokat az alacsony- $|t|$ tartományban a [21] tanulmány alapján. Az amplitúdó vezető szuperkritikus (1-nél nagyobb metszetű) pomeront és odderont tartalmaz, illetve másodlagos f és ω reggeonokat:

$$A(s, t) = A_P(s, t) - A_O(s, t) + A_f(s, t) - A_\omega(s, t), \quad (10.17)$$

ahol

$$A_P(s, t) = a_P e^{\beta_P t} \left(-is/s_0 \right)^{\alpha_P(t)}, \quad (10.18)$$

$$A_O(s, t) = ia_O e^{b_O t} \left(-is/s_0 \right)^{\alpha_O(t)}, \quad (10.19)$$

$$A_f(s, t) = a_f e^{b_f t} \left(-is/s_0 \right)^{\alpha_f(t)}, \quad (10.20)$$

$$A_\omega(s, t) = ia_\omega e^{b_\omega t} \left(-is/s_0 \right)^{\alpha_\omega(t)}, \quad (10.21)$$

az

$$\begin{aligned}
\alpha_P(t) &= \alpha_{0P} + \alpha'_P t - \alpha_{1P} \left(\sqrt{4m_\pi^2 - t} - 2m_\pi \right), \\
\alpha_O(t) &= \alpha_{0O} + \alpha'_{O} t, \\
\alpha_f(t) &= 0.703 + 0.84t, \\
\alpha_\omega(t) &= 0.435 + 0.93t,
\end{aligned} \tag{10.22}$$

trajektóriákkal, továbbá

$$\beta_P(t) = \beta_{0P} + \beta'_P t - \beta_{1P} \sqrt{4m_\pi^2 - t} \tag{10.23}$$

vertex járulékkal. A gyökös tag a pomeron trajektóiában és vertex járulékban a 12. ábrának megfelelő vezető rendű pionhurok járuléka, amely a kísérleti adatokban tapasztalt, az alacsony- $|t|$ tartományban megjelenő nem exponenciális viselkedést írja le.

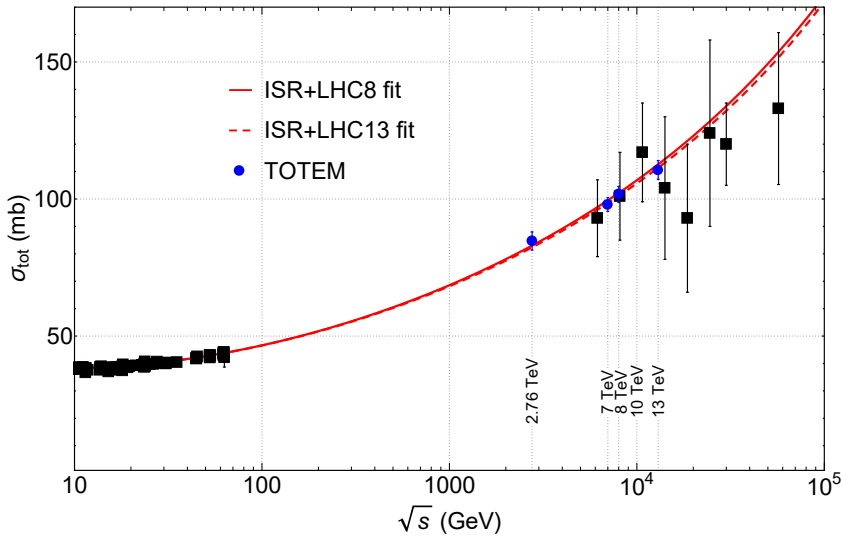
Ha $s_0 = 1 \text{ GeV}^2$ rögzített, akkor a modell 15 szabad paramétert tartalmaz: $a_P, \beta_{0P}, \beta'_P$ [GeV^{-2}], β_{1P} [GeV^{-1}], α_{0P}, α'_P [GeV^{-2}], α_{1P} [GeV^{-1}], a_O, b_O, α'_O [GeV^{-2}], α_{1O} [GeV^{-1}], a_f, b_f, a_ω és b_ω . A modell szabad paraméterei a $-t < 0.3 \text{ GeV}^2$ tartományban az ISR és TOTEM energiákon mért rugalmas proton-proton differenciális hatáskereszmetszet, valamint a $20 \leq \sqrt{s} \leq 57000 \text{ GeV}$ ütközési energiatartományban mért proton-proton teljes hatáskereszmetszet és ρ_0 -arány adatokhoz egyidejűleg kerültek illesztésre. Az ISR adatpontok közül néhány kívül fekvő pont nem volt

belevéve az illesztésbe, valamint a 13 TeV-es adatsor $|t| < 0.15 \text{ GeV}^2$ tartományban került illesztésre, mivel a minimum-maximum régió közelsége ezen az energián már számottevő szerepet játszik. Továbbá az oddeon elsősorban nagyobb- $|t|$ tartományban szerepet játszó paraméterei is rögzítésre kerültek. Az illesztés két változatban készült el: az ISR + TOTEM 8 TeV adatok formában és az ISR + TOTEM 13 TeV adatok formában. A különbség láthatóan nem számottevő a legtöbb mennyiség esetében, azonban a 8 és 13 TeV differenciális hatáskereszmetszet adatsor statisztikus hibán belül kicsit eltérő formájú, de külön-külön mindkettő összegyeztethető az ISR adatsorokkal. Az illesztés eredményeit a 13., 14. és 15. ábra mutatja, az illesztett paraméterek értékeit pedig a 1. és 2. táblázatban láthatjuk.

A „törés”, vagyis a pp differenciális hatáskereszmetszetének eltérése a tisztán exponenciális alaktól $-t \approx 0.1 \text{ GeV}^2$ érték környékén nagyon kis mértékű, szabad szemmel nem látható. A 70-es években, mikor a jelenséget először felfedezték, annak kimutatására a (10.6) képlettel megadott lokális meredekségeket számították ki [25]. Napjainkban a TOTEM együttműködés erre a célra a differenciális hatáskereszmetszet normalizált alakját, egy ún. R -arányt számítja ki [26, 27, 16]:

$$R = \frac{d\sigma/dt - ref}{ref}, \quad (10.24)$$

amely a relatív különbséget mutatja a differenciális hatáskereszmetszet

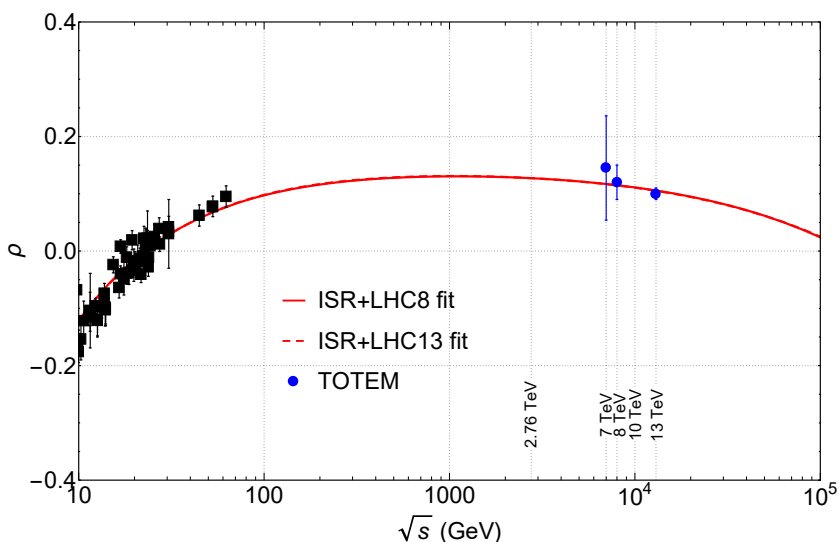


13. ábra: A pp teljes hatáskeresztmetszet adatok leírása egyszerű pólusú Regge-moddal .

és egy $ref = Ae^{-Bt}$ referencia exponenciális kifejezés között, ahol az A és B paramétereket az adatokra való illesztésből nyerjük.

A kiszámított lokális meredekségeket és az R -arányokat a 16. és 17. ábra mutatja megerősítve azt, hogy mind az ISR, mind pedig az LHC energiatartományban a „törés” a t -csatornában keletkező pionhurok következménye. A „törés” hiányában a lokális meredekségek és az R -arányok ábráin „horpadt” (konkáv) alakok helyett egyeneseket kapnánk.

Fontos kérdés a nem exponenciális vertex járulék és a nem lineáris trajektória járulék szerepe a „törés” jelenség leírásában. Tekintve, hogy a korreláció nem nagy az α_{1P} és a β_{1P} paraméterek között, illetve az illesztés minősége is romlik, ha a paraméterek egyikét rögzítjük, azt a



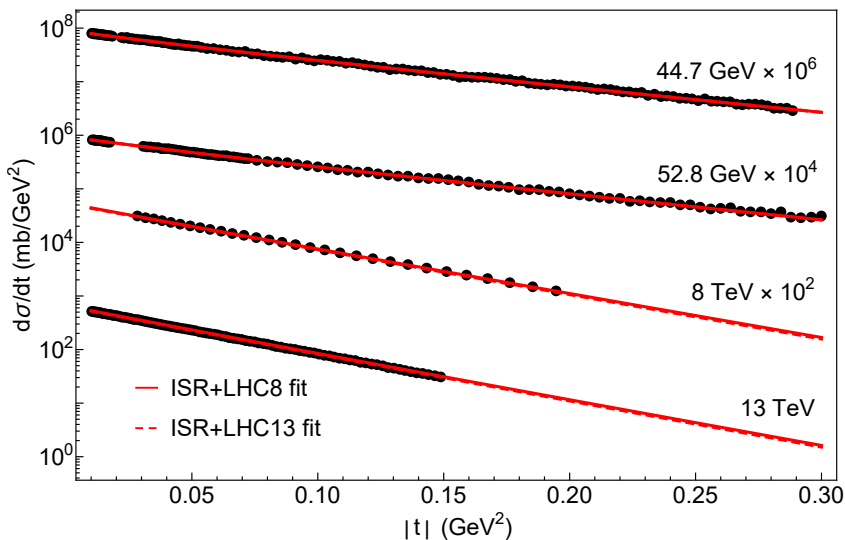
14. ábra: A pp ρ_0 -arány adatok leírása egyszerű pólusú Regge-moddal.

következtetést vonhatjuk le, hogy a nem exponenciális vertex járulék és a nem lineáris trajektória közel egyforma szerepet tölt be a „törés” jelenség leírásában.

A 14. és 15. ábrákat is tekintve látszik, hogy a pomeront és odderont, valamint az f és ω reggeonokat tartalmazó egyszerű pólusú modell jól reprodukálja az adatokat a $t = 0$ GeV^2 és az alacsony- $|t|$ tartományban.

10.4. Dipólus Regge-modell

Ebben az alfejezetben a dupla pólusú (vagy dipólusú) Regge modell részleteit tárgyaljuk, amely nem csak a $t = 0$ GeV^2 és az alacsony- $|t|$ tartományban képes reprodukálni a kísérleti adatokat, hanem a nagyobb- $|t|$



15. ábra: A pp alacsony- $|t|$ differenciális hatáskeresztmetszet adatok leírása egyszerű pólusú Regge-moddal.

tartományban is beleérve a differenciális hatáskeresztmetszet minimum-maximum struktúráját is [14, 28, 29].

A dupla pólusú (DP) Regge-modell esetén az $A(s, t)$ szórási amplitúdó nagyenergiás viselkedését az

$$a_j(t) \equiv a(j, t) = \frac{d}{d\alpha(t)} \left[\frac{\beta(j)}{j - \alpha(t)} \right] = \frac{\beta(j)}{[j - \alpha(t)]^2} \quad (10.25)$$

parciális amplitúdó komplex j -síkbeli másodrendű pólusa határozza meg. A $\beta(j)$ függvény dualitás elvét⁵ megvalósítva t -től független és nem szin-

⁵A dualitás elve szerint a kis energiákon domináló s -csatorna rezonanciák úgy épülnek ki, hogy megadják a nagy energiákon domináló t -csatorna cseréket, vagyis az amplitúdó vagy s -csatorna rezonanciák vagy pedig t -csatorna cserék összegéből épül

paraméter	érték	bizonytalanság
a_P	-1.62206	0.00723783
α_{0P}	1.09505	0.000507519
α'_P	0.350352	0.000807463
α_{1P}	0.0418504	0.000894104
β_{0P}	0.825955	0.00283623
β'_P	2.52918	0.0290946
β_{1P}	-0.036672	0.00831786
a_O	0.00113782	0.000135669
b_O	2	rögzített
α_{0O}	1.36284	0.00461602
α'_O	0.4	rögzített
a_f	-11.6528	0.257487
b_f	13.8938	0.868578
a_ω	9.92422	1.14544
b_ω	10	rögzített
s_0	1	rögzített
	χ^2/DOF	1.3
	DOF	183

1. táblázat: Az pp differenciális hatáskeresztmetszet, teljes hatáskeresztmetszet és ρ_0 -arány adatokhoz illesztett egyszerű pólusú Regge-modell szabad paramétereinek az értékei az ISR + LHC 8 TeV esetben.

guláris a $j = \alpha(t)$ pontban, $\alpha(t)$ pedig az t -től függő Regge trajektória. Az (10.25) parciális amplitúdó helyettesítésével analitikusan komplex j értékekre továbbvezetett (9.2) amplitúdót egy kontúr integrálként a komplex j síkon (Sommerfeld-Watson transzformáció) felírva, a következő fel [30].

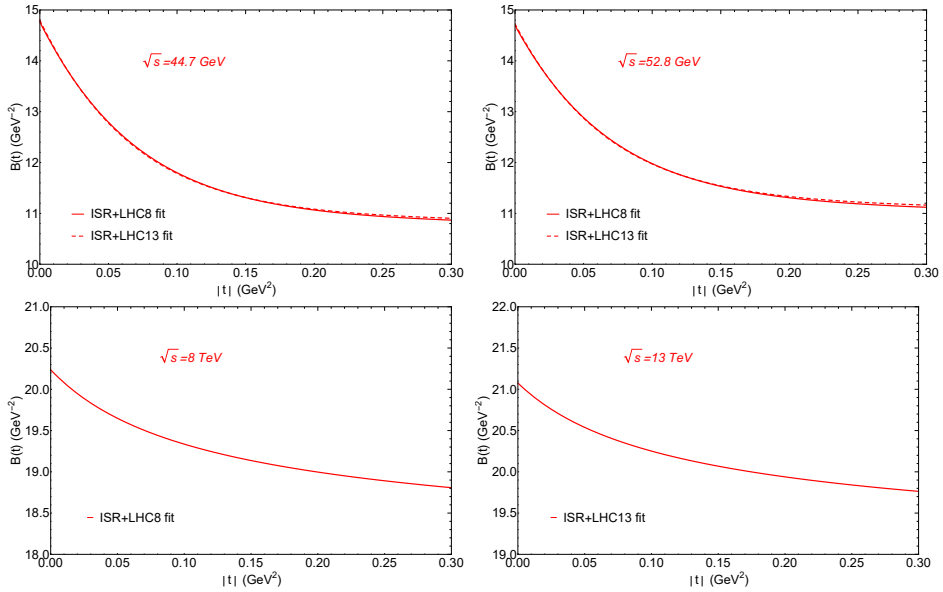
paraméter	érték	bizonytalanság
a_P	-1.63005	0.00719853
α_{0P}	1.09385	0.000548782
α'_P	0.361809	0.00149993
α_{1P}	0.0372772	0.000761573
β_{0P}	0.832661	0.00282508
β'_P	2.49077	0.0282044
β_{1P}	-0.0364331	0.00852847
a_O	0.000860881	0.000126785
b_O	2	rögzített
α_{0O}	1.37452	0.00331293
α'_{0O}	0.4	rögzített
a_f	-11.486	0.259798
b_f	14.3807	0.907834
a_ω	10.1825	1.12135
b_ω	10	rögzített
s_0	1	rögzített
	χ^2/DOF	1.2
	DOF	246

2. táblázat: Az pp differenciális hatáskeresztmetszet, teljes hatáskeresztmetszet és ρ_0 -arány adatokhoz illesztett egyszerű pólusú Regge-modell szabad paramétereinek az értékei az ISR + LHC 13 TeV esetben.

amplitúdóhoz jutunk:

$$\begin{aligned}
A(s,t) &= \frac{d}{d\alpha} \left[e^{-i\pi\alpha/2} G(\alpha) \left(\frac{s}{s_0} \right)^\alpha \right] \quad (10.26) \\
&= e^{-i\pi\alpha(t)/2} \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha(t)} \left[G'(\alpha) + (L - i\pi/2) G(\alpha) \right],
\end{aligned}$$

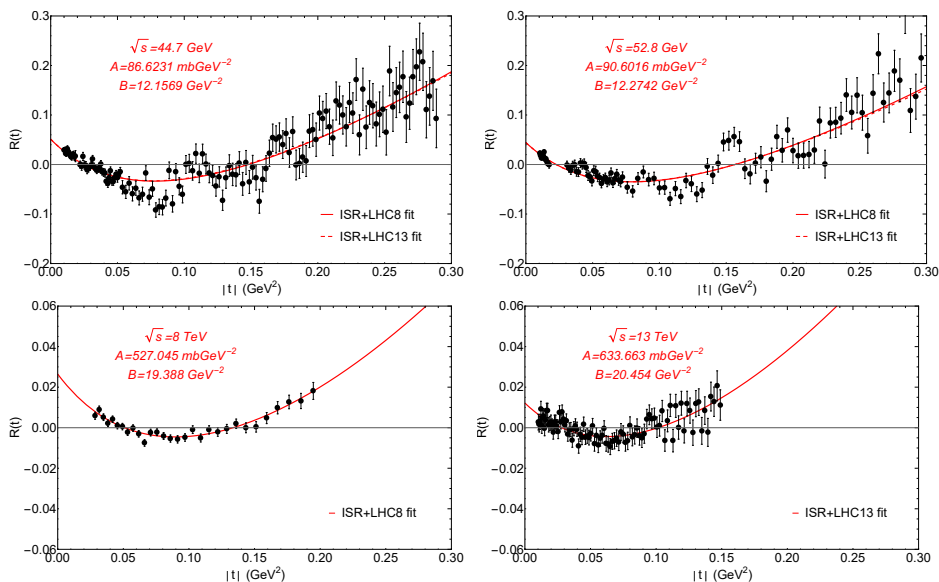
ahol $L \equiv \ln \frac{s}{s_0}$ és $\alpha \equiv \alpha(t)$. A $G'(\alpha)$ parametrizációja, $G'(\alpha) = Ae^{b[\alpha-1]}$,



16. ábra: A pp alacsony- $|t|$ differenciális hatáskeresztmetszet lokális meredekségei különböző energiákon.

amit a pp differenciális hatáskeresztmetszet mérhető alakja motivál. Ekkor a $G(\alpha)$ függvényt integrálással nyerjük egy szabadon választott γ állandó erejéig: $G(\alpha) = \int G'(\alpha) d\alpha + \gamma = \frac{A}{b} e^{b[\alpha-1]} + \gamma$. A kísérletekből ismert minimum-maximum jelenség a pp differenciális hatáskeresztmetszetben a modell keretén belül a $G'(\alpha)$ és a $G(\alpha)$ ezen kapcsolatából ered. Bevezetve, hogy $\varepsilon = -b\gamma/A$, az amplitúdó pomeron komponensére a következő elegáns képletet kapjuk [13]:

$$A_P(s, t) = i \frac{\alpha_P s}{b_P s_{0P}} [r_1^2(s) e^{r_1^2(s)[\alpha_P-1]} - \varepsilon_P r_2^2(s) e^{r_2^2(s)[\alpha_P-1]}], \quad (10.27)$$



17. ábra: A pp alacsony- $|t|$ differenciális hatáskereszmetszetből számolt R -arány különböző energiákon.

ahol $r_1^2(s) = b_P + L - i\pi/2$, $r_2^2(s) = L - i\pi/2$, $L \equiv \ln(s/s_{0P})$. Az amplitúdó odderon komponensének alakját a pomeron komponens alakjával megegyezőnek választjuk, de a következő összefüggés útján:

$$A_O(s, t) = -iA_{P \rightarrow O}(s, t). \quad (10.28)$$

A szabad paraméterek ebben az esetben „ P ” index helyett, „ O ” indexet kapnak.

A pomeron és az odderon trajektóriák nem lineárisak:

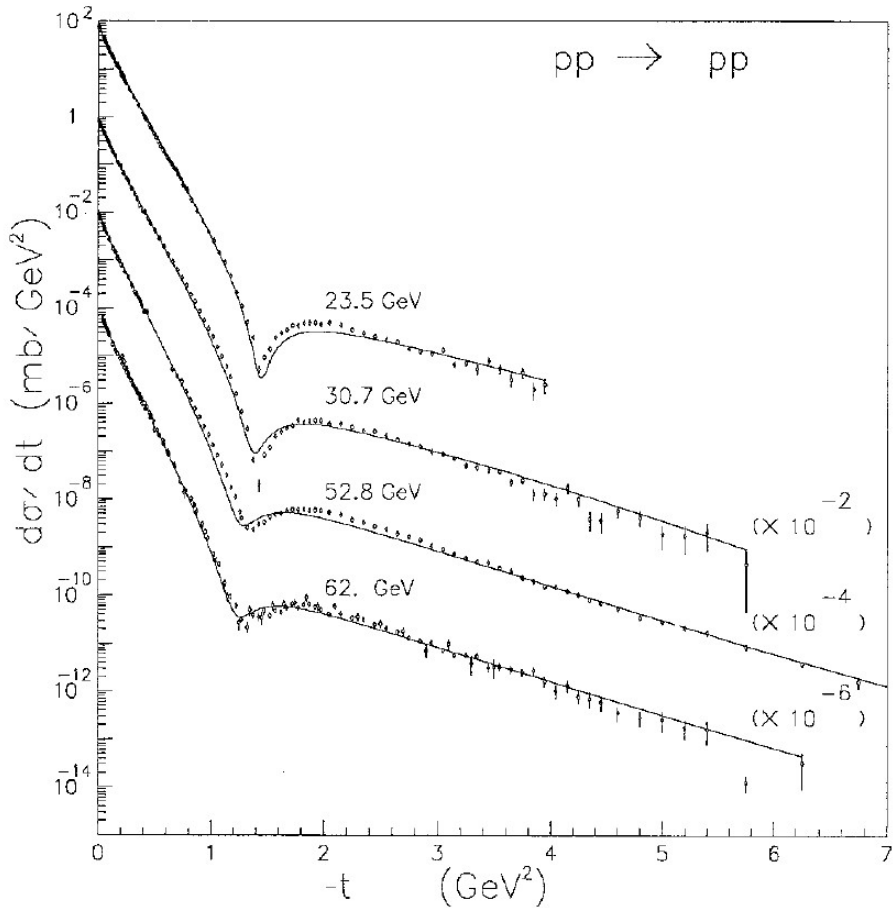
$$\alpha_P \equiv \alpha_P(t) = 1 + \delta_P + \alpha_{1P}t - \alpha_{2P} \left(\sqrt{4m_\pi^2 - t} - 2m_\pi \right), \quad (10.29)$$

$$\alpha_O \equiv \alpha_O(t) = 1 + \delta_O + \alpha_{1O}t - \alpha_{2O} \left(\sqrt{9m_\pi^2 - t} - 3m_\pi \right), \quad (10.30)$$

ahol $m_\pi \approx 0.14$ GeV a π -mezon tömege. A nem lineáris trajektóriák szerepe elsősorban a differenciális hatáskeresztmetszet kis $-t$ tartományának leírásában fontos, ahogy azt az előző fejezetben tárgyaltuk, de szerepet játszanak még a ρ_0 arány leírásában is.

A (10.27) és (10.28) képletekkel megadott amplitúdóban, megfelelő indexekkel („ P ” és „ O ”) értve, az a , b , δ , α_1 , α_2 , ε és s_0 szabad paraméterek, amelyek értékeit a szórás leírásához a mért adatokhoz kell illeszteni. Mindkét amplitúdó komponensben a második tag a diffrakciós minimum kialakításáért felelős abszorpciós korrekció, melyet az ε paraméterek szabályoznak.

A fent részletezett dupla pólusú Regge-modellt, melynek fő előnye az egyszerűsége, az 1970-es években fejlesztette ki Jenkovszky László és kutatótársai [28] a néhány 10 GeV energiákon mért $d\sigma/dt$ adatok leírására. Az új mérési adatok megjelenésével a 80-as és 90-es években az elmélet alkalmazását a néhány 100 GeV-es energiatartományra bővítették [31]. Ahogy azt a 18., 19., 20. és 21. ábrák mutatják, a modell képes volt reprodukálni az akkor elérhető pp és $p\bar{p}$ differenciális és teljes hatáskeresztmetszet, valamint ρ_0 -arány adatokban fellelhető törvényszerűségeket: a minimum-maximum struktúrát a pp differenciális hatáskeresztmetszetben, illetve annak hiányát a $p\bar{p}$ esetben, az energiával növekvő teljes hatáskeresztmetszeteket és a közel konstanssá váló ρ_0 -arányt.

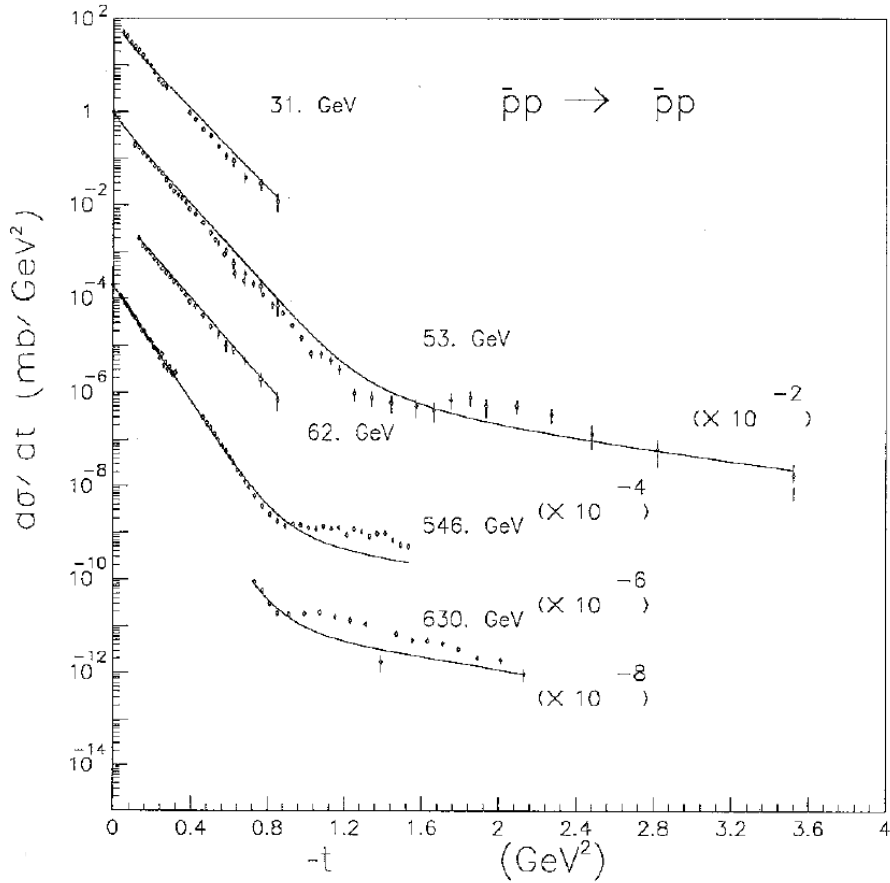


18. ábra: Az ISR energiákon mért pp differenciális hatáskeresztmetszet leírása a dupla pólusú Regge-modell által.

Az utóbbi néhány évben főként az új TOTEM adatok megjelenésének hatására a néhány TeV-es energiatartományban történő alkalmazás is megtörtént [29, 32, 33]. A 22., 23, 24. és 25. ábrák az 1 TeV-től nagyobb

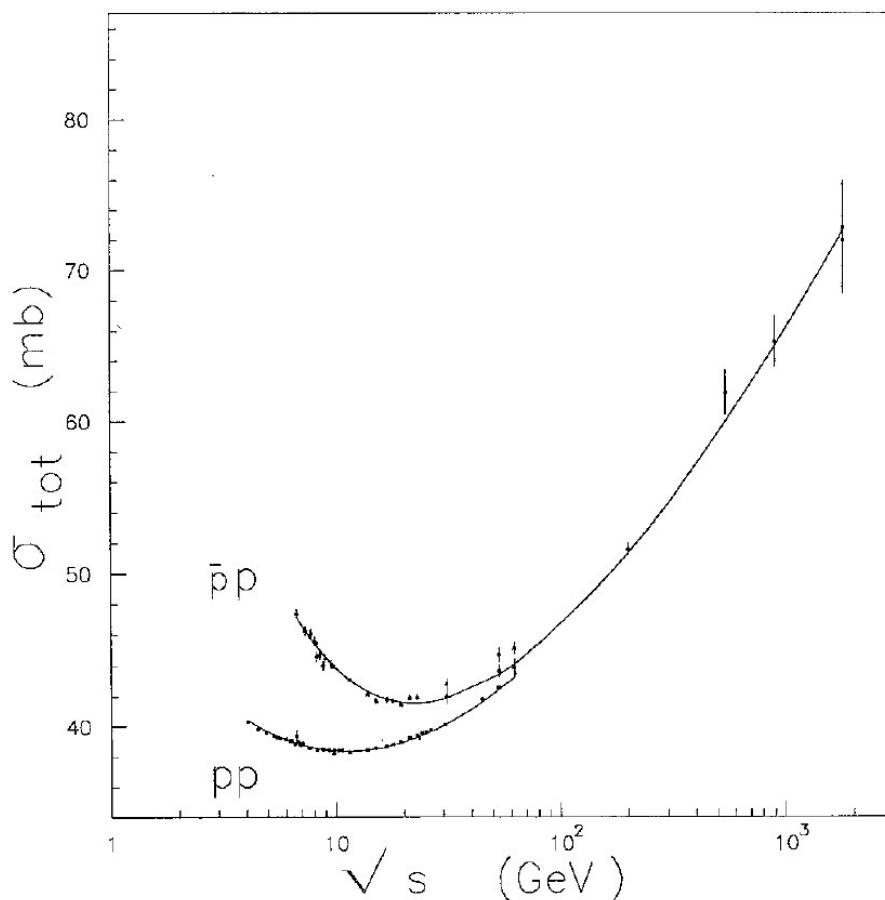
energián mért összes pp és $p\bar{p}$ szórási jellemzők leírását mutatják a differenciális és a teljes hatáskereszmetszet, valamint a ρ_0 -arány mellett a rugalmas és rugalmatlan keresztmetszeteket, illetve a B_0 meredekséget is láthatjuk. A 26. ábrán pedig a differenciális hatáskereszmetszet kiszámított helyi meredekségei vannak szemléltetve néhány energián. Mivel az 1 TeV-től nagyobb energiákon már a másodlagos reggeonok szerepe elhanyagolhatóan kicsi, a gluonikus pomeron és odderon cserék teljesen dominálnak [24, 32], így az előbbi ábrákon bemutatott dipólus Regge-modell leírás nem tartalmazza a másodlagos reggeonokat, csupán a vezető pomeron és odderon járulékokat. A paraméterértékeket a 3. táblázat foglalja össze.

A 22. ábrán láthatjuk a pp és $p\bar{p}$ differenciális hatáskeresztmetszetek leírását a $1.8 \text{ TeV} \leq \sqrt{s} \leq 13 \text{ TeV}$ közötti ütközési energiatartományban. Látható, hogy a modell reprodukálja azokat a kísérleti megfigyeléseket, hogy míg a pp szórás differenciális hatáskeresztmetszete estén egy minimum-maximum struktúrát figyelhetünk meg, addig ez nem jelenik meg a $p\bar{p}$ szórás esetén. Ez az eltérés a pp és $p\bar{p}$ folyamatok differenciális hatáskeresztmetszetei között a TeV energiákon az odderon jelenlétének és szükségességének a megnyilvánulása. Később tárgyaljuk azt, hogy a pomeron és odderon komponensek miként vesznek részt a minimum-maximum struktúra, illetve annak hiányának a kialakításában. A 22. ábrán továbbá azt is megfigyelhetjük, hogy a 2.76 TeV-es adatsor minimum-maximum tartományának leírása nem egészen kielégítő. Láthatjuk azon-



19. ábra: Az ISR és SPS energiákon mért $p\bar{p}$ differenciális hatáskeresztmetszet leírása a dupla pólusú Regge-modell által.

ban, hogy a 2.76 TeV-es adatsor a maximum és az azt követő tartományban erősen hiányos. Ennek a hiányos adatsornak a leírásával más alternatív modellek is problémába ütköztek, például a [34] cikkben alkalmazott Regge-modell esetében is hasonló volt az eredmény.



20. ábra: A pp és $p\bar{p}$ teljes hatáskeresztmetszet leírása a dupla pólusú Regge-modell által.

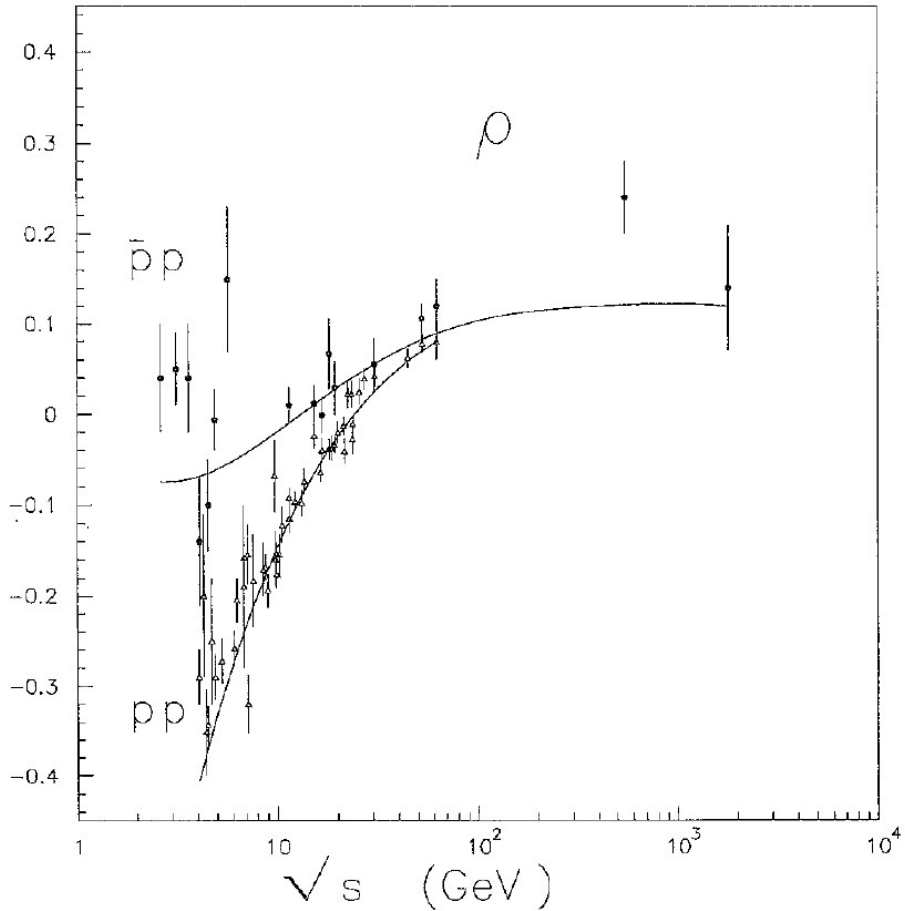
A 23. és 24. ábrákon láthatjuk, hogy a modell jól reprodukálja az új TOTEM mérések eredményeit, miszerint az energiával növekvő hatáskeresztmetszetekhez (σ_{tot} , σ_{el} , σ_{in}) egy energiával csökkenő tendenciájú ρ_0 arány párosul. Azt láthatjuk, hogy míg a keresztmetszetek esetében na-

gyon kicsi a különbség a pp és a $p\bar{p}$ leírás között, addig ez a különbség jobban megmutatkozik ρ_0 arány esetében. A ρ_0 arány ábráján a pomeron komponens külön is szemléltetve van. Ebből az látszik, hogy bár a pomeron a domináns járulék, az odderon nélküli esetben a 13 TeV-es ρ_0 arány adatpont nem reprodukálható hibahatárokon belül, tehát itt fontos korrekciós szerepe van az odderonnak.

Pomeron		Odderon	
a_P	366.4004 ± 0.7801	a_O	1.2662 ± 0.0097
b_P	7.5487 ± 0.0089	b_O	4.6298 ± 0.0065
δ_P	0.04492 ± 0.00008	δ_O	0.23854 ± 0.00012
α_{1P}	0.2888 ± 0.0002	α_{1O}	0.2010 ± 0.0005
α_{2P}	0.0995 ± 0.0001	α_{2O}	0.0138 ∓ 0.0009
ε_P	0.4195 ± 0.0012	ε_O	3.1844 ± 0.0036
s_{0P}	100 (rögzített)	s_{0O}	100 (rögzített)
Statisztika	$\chi^2 = 2775.28$	$NDF = 606$	$\chi^2/NDF = 4.58$

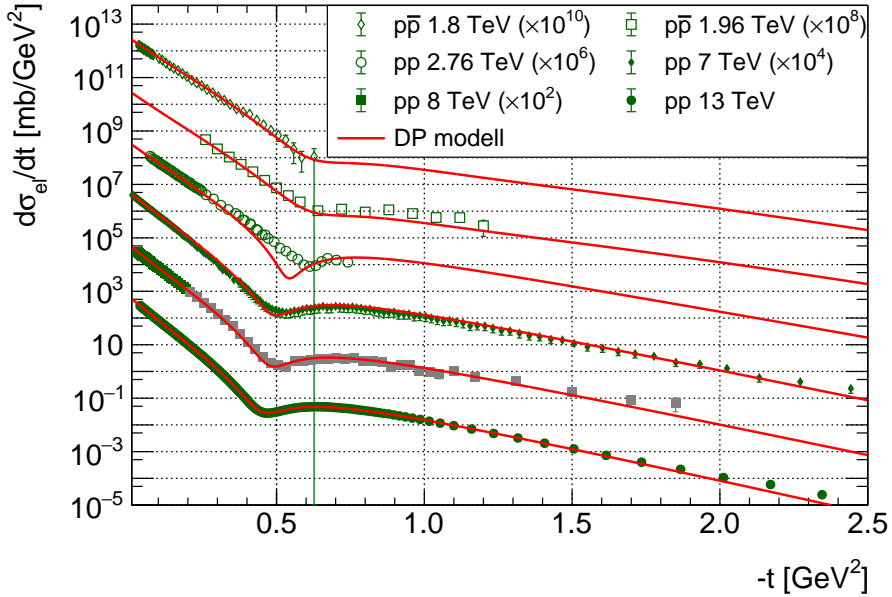
3. táblázat: Az 1 TeV-től nagyobb energiákon mér pp és $p\bar{p}$ differenciális hatáskeresztmetszet, teljes hatáskeresztmetszet és ρ_0 -arány adatokhoz illesztett dupla pólusú pomeron+odderon Regge-modell szabad paramétereinek értékei.

A 25. ábra mutatja a kiszámított B_0 dőlést. Megjegyzendő, hogy a $B_0(s) \equiv B(s, t \rightarrow 0)$ határeset helyett a görbék a $B(s, t = -0.07 \text{ GeV}^2)$ esetben vannak kiszámítva. Ennek oka, hogy a B_0 kísérleti meghatározása a differenciális hatáskeresztmetszet kis $-t$ értékeknél történő dőlésváltozását, vagyis a „törés” jelenséget nem veszik figyelembe. Ezzel szemben a modell figyelembe veszi ezt a dőlésváltozást a nem lineáris trajektóriák



21. ábra: A pp és $p\bar{p}$ ρ_0 -arány leírása a dupla pólusú Regge-modell által.

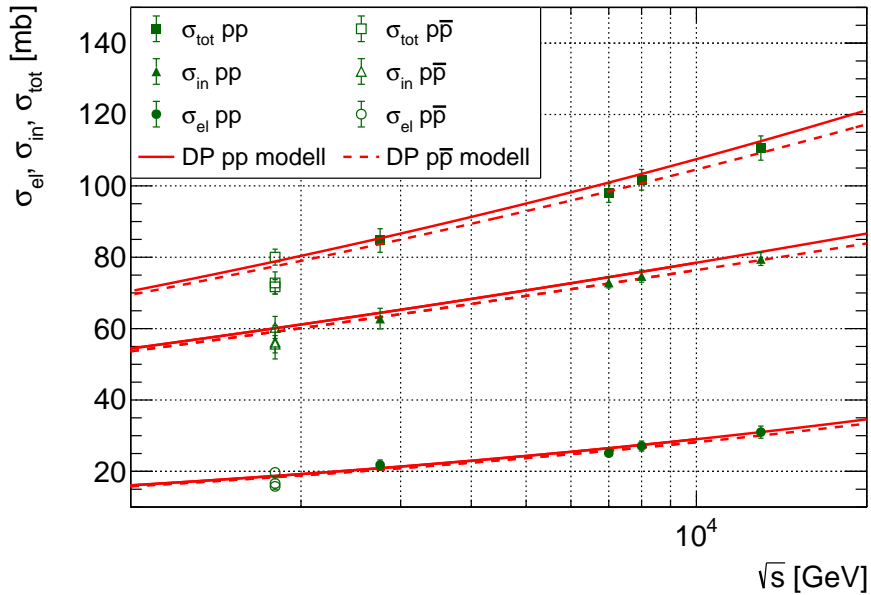
révén. Ennek következtében a kísérletileg meghatározott konstans B_0 érték egy átlagértéknek vehető, melyet a DP modell a $-t = 0.07 \text{ GeV}^2$ pontban reprodukál. Azt figyelhetjük meg, hogy a DP modell az adatok



22. ábra: Az 1 TeV-től nagyobb energián mért pp és $p\bar{p}$ differenciális hatáskeresztmetszet adatok leírása a dupla pólusú Regge-modell által a másodlagos reggeonok járulékanak elhanyagolásával.

kétszeres hibahatárain belül reprodukálja a kísérleti eredményeket. A hibahatárokon belüli leíráshoz azonban a modellnek egy ugrásszerű növekedést kellene megvalósítani, amit jelen formájában nem képes. Ez a probléma szintén nem egyedülálló a jelen modell esetében [34].

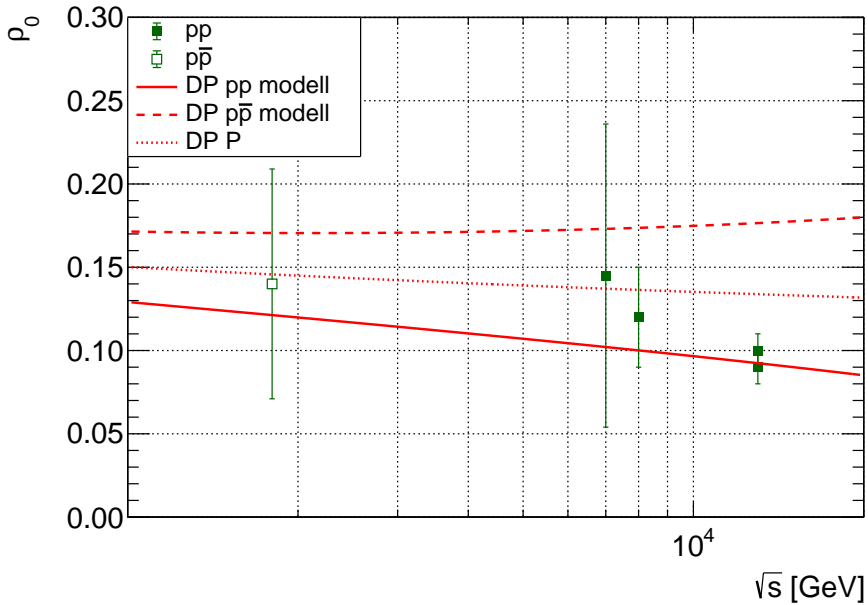
A 26. ábra mutatja a $B(s, t)$ dőlést az illesztett differenciális hatáskeresztmetszet energiákra kiszámolva. Azt figyelhetjük meg, hogy a $p\bar{p}$ szórás esetéhez képest, a pp szórás esetén a minimum-maximum tartományban a dőlésváltozás számottevőbb és a dőlés negatív értékekbe



23. ábra: Az 1 TeV-től nagyobb energián mért pp és $p\bar{p}$ teljes, rugalmas és rugalmatlan hatáskeresztmetszet adatok leírása a dupla pólusú Regge-modell által a másodlagos reggeonok járulékanak elhanyagolásával.

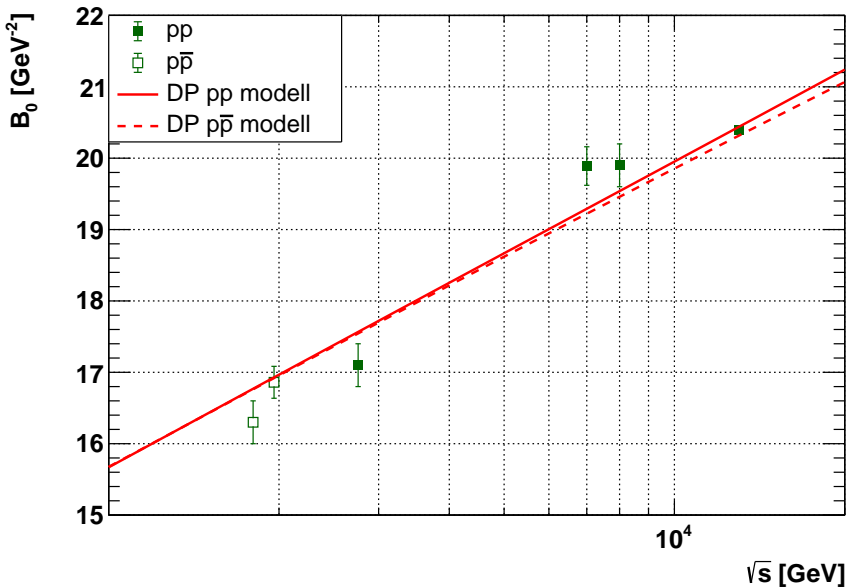
is átmegy. Ez a különbség egyértelműen $p\bar{p}$ szórás differenciális hatáskeresztmetszetéből hiányzó, de a pp szórás esetén jelen lévő minimum-maximum struktúrát tükrözi, azaz az odderon hatását. Hasonló eredményeket figyelhetünk meg az eltérő modelleket alkalmazó [34, 35] tanulmányokban is.

Annak ellenére, hogy a DP modell látszólag jó közelítést ad a mérési adatok megmagyarázására, a 3. táblázatban megadott illesztési statisztiki-



24. ábra: Az 1 TeV-től nagyobb energián mért pp és $p\bar{p}$ ρ_0 -arány adatok leírása a dupla pólusú Regge-modell által a másodlagos reggeonok járulékának elhanyagolásával.

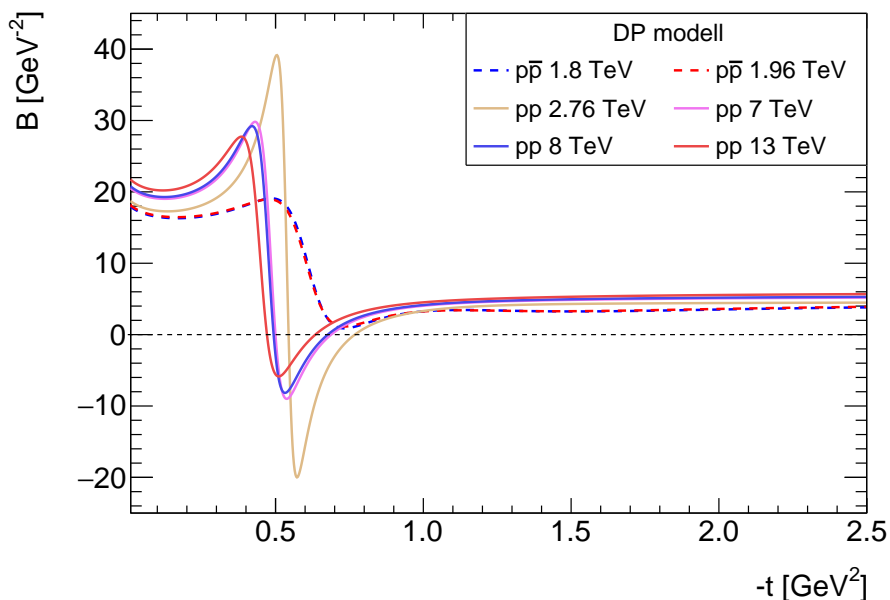
ka nagyban előirányozza a modell további fejlesztését, mivel az illesztés minőségéről számot adó χ^2/NDF érték több mint négyszerese az ideális értéknek, ami 1. A jövőben tehát fontos lehet figyelembe venni a modell továbbfejlesztésének lehetőségeit, mint például a modell unitarizálását vagy a spin szabadsági fokok figyelembevételét. Ezek a fejlesztések azonban növelik a modell bonyolultságát is. A DP modell jelenlegi formájában bár nem tökéletes, de nagy előnye, hogy egy viszonylag egyszerű képet ad a kísérleti adatokban fellelhető törvényszerűségekről 12 szabad paraméter



25. ábra: Az 1 TeV-től nagyobb energián mért pp és $p\bar{p}$ B_0 meredekség adatok leírása a dupla pólusú Regge-modell által a másodlagos reggeonok járulékanak elhanyagolásával.

mellett.

A következőkben megvizsgáljuk, hogy a DP egyszerű modell mit árul el a pomeron és odderon jellegzetességeiről a kísérleti adatok leírását illetően. Először is azzal kezdjük, hogy milyen következtetéseket vonhatunk le a fent bemutatott eredmények alapján. A hatáskeresztmetszetek és a ρ_0 arány elemzésénél láttuk, hogy a pomeron adja a fő járulékot a szórás leírásában, míg az odderon egy kisebb, de fontos korrekciót ad az adatok leírásához. Továbbá a 23. és 24. ábrákon az is látszik, hogy a különbség a



26. ábra: A pp és $p\bar{p}$ differenciális hatáskereszmetszet kiszámított lokális meredekségei az 1 TeV-től nagyobb energiákon a dupla pólusú Regge-modell által a másodlagos reggeonok járulékanak elhanyagolásával.

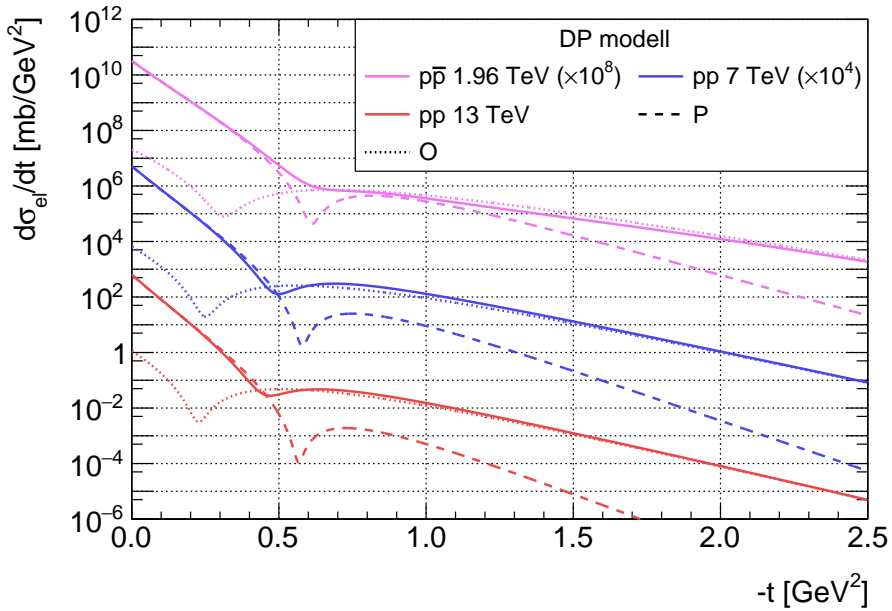
pp és $p\bar{p}$ görbék között az energia növekedésével tovább növekszik, tehát az odderon szerepe az energia növekedésével növekvő tendenciát mutat.

Annak érdekében, hogy a differenciális hatáskereszmetszet esetén is megfigyelhető legyen az, hogy a pomeron és az odderon miként játszik szerepet a kísérleti adatok leírásában, a 27. ábrán néhány energián külön vannak ábrázolva a pomeron és az odderon járulékok. Azt láthatjuk, hogy alacsony $-t$ értékeknél a pomeron szinte teljesen dominál, addig

nagy $-t$ értékeknél ezt a domináns szerepet az alacsonyabb dőlésű odderon veszi át. Ez numerikusan is látszik az illesztett paramétereket tartalmazó 3. táblázat alapján, miszerint, $a_P \gg a_O$, $b_P > b_O$, $\alpha_{1P} > \alpha_{1O}$ és $\varepsilon_O \gg \varepsilon_P$. Továbbá pedig a köztes $-t$ tartományában a pomeron és az odderon komponensek interferenciája együttesen alakítja ki a pp szóráshoz a minimum-maximum struktúrát és ezen struktúra hiányát a $p\bar{p}$ szóráshoz. A 27. ábrán azt is láthatjuk, hogy a kis $-t$ tartományban az energia növekedésével az odderon komponens egyre közelebb kerül a kísérleti adatokat leíró $d\sigma_{el}/dt$ görbéhez, míg a pomeron komponens az energia növekedésével egyre távolabb kerül a nagy $-t$ tartományban. Tehát itt is láthatjuk, hogy az odderon szerepe általánosságban nő az energia növekedésével, amely a paraméterek alapján azzal hozható összefüggésbe, hogy $\delta_P < \delta_O$.

Az α_2 jelzésű paraméterek a pomeron és az odderon trajektóriák nemlineáris tagjai előtt szereplenek, melyek a fentebb részletezett $d\sigma_{el}/dt$ kis $-t$ tartományban megfigyelhető dőlésváltozását hivatottak elsősorban leírni. Az $\alpha_{2P} > \alpha_{2O}$ reláció szintén azzal magyarázható, hogy a kis $-t$ tartományban a pomeron dominál, az odderon pedig egy kisebb járulékot ad.

A pomeron és az odderon s_0 paramétereinek értékét a bevett gyakorlatnak megfelelően [31, 29], a leírás minőségének néhány százalékos javítása szempontjából előnyös rögzíteni 100 GeV^2 értéken. Az s_0 paraméternek lényegében csak formális szerepe van a logaritmus alatti kife-



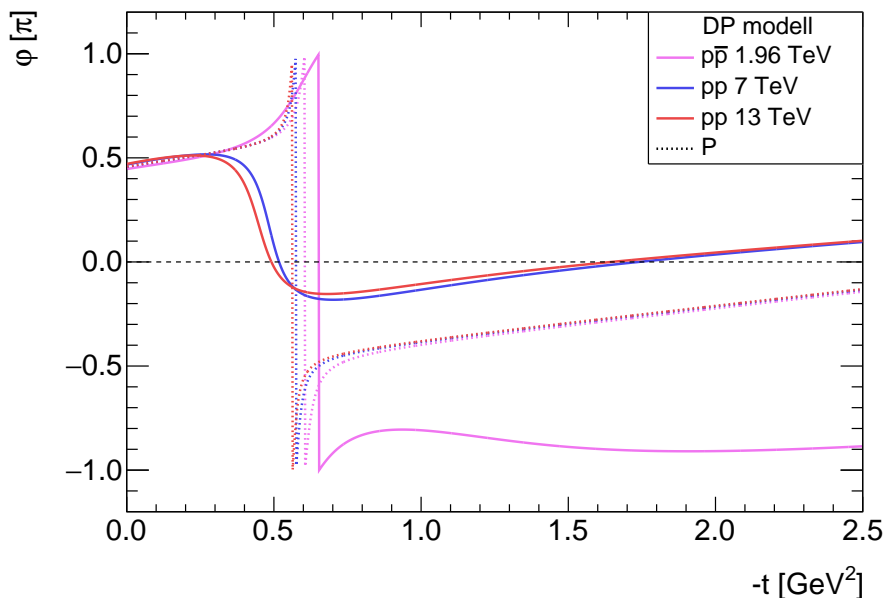
27. ábra: A pp és $p\bar{p}$ differenciális hatáskeresztmetszet összevetése annak pomeron és odderon komponensével a dupla pólusú pomeron+odderon Regge modell keretén belül.

jezés dimenzió nélkülivé tétele szempontjából.

Ahogy korábban már szó esett róla, a komplex szórási amplitúdó felírható, mint abszolút értékének és egy fázisfaktornak a szorzata. A fázisfaktort pedig a $\phi(s,t)$ valós fázisfüggvény határozza meg. A továbbiakban ezt a 10.9 képlettel kiszámolható $\phi(s,t)$ fázist vizsgáljuk meg, amely kísérletileg nem tanulmányozható, hanem csak mindig egy adott modell keretén belül, amelyben a kísérletileg elérhető adatok (lényegében $|A(s,t)|^2$, $ImA(s,t=0)$ és $ReA(s,t=0)$) illesztésével elérhetővé

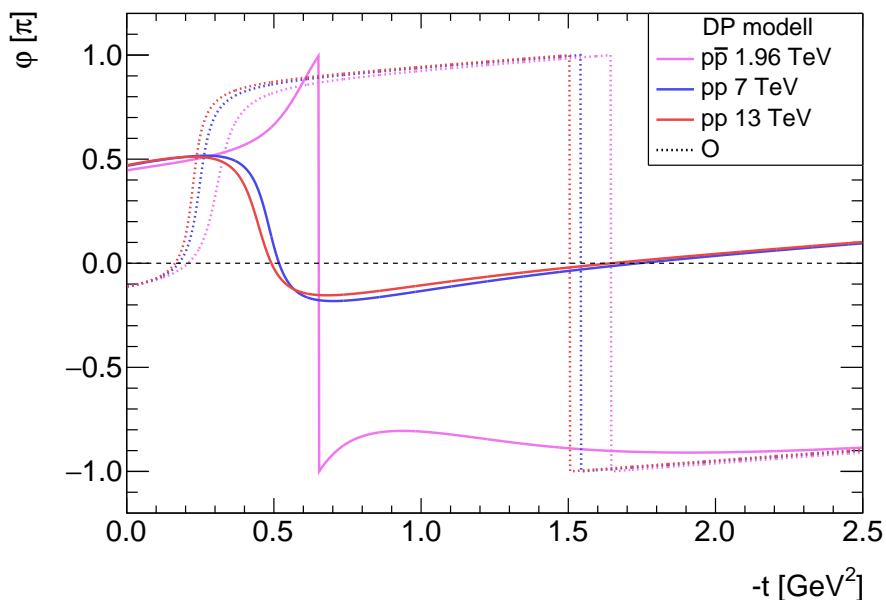
válnak az $ImA(s, t \neq 0)$ és $ReA(s, t \neq 0)$ modellfüggő becslései is.

A 28. ábrán láthatjuk a $p\bar{p}$ amplitúdó $\phi(s, t)$ fázisát 1.96 TeV energián, valamint a pp amplitúdóét 7 TeV és 13 TeV energiákon a pomeron komponens fázisával összevetve. A 29. ábrán ugyanezt láthatjuk, csak az odderon fázisával összevetve.



28. ábra: A $p\bar{p}$ amplitúdó fázisa 1.96 TeV energián, valamint a pp amplitúdó fázisa 7 TeV és 13 TeV energiákon a pomeron komponens fázisával összevetve a dupla pólusú pomeron+odderon Regge modell keretén belül.

A pp szórás esetén az amplitúdó fázisa $\pi/2$ érték körül van a kis $-t$ tartományban, majd a $d\sigma_{el}/dt$ minimumának pozíciója körül hirtelen a



29. ábra: A $p\bar{p}$ amplitúdó fázisa 1.96 TeV energián, valamint a pp amplitúdó fázisa 7 TeV és 13 TeV energiákon az odderon komponens fázisával összevetve a dupla pólusú pomeron+odderon Regge modell keretén belül.

nulla érték környékére ugrik és lassan növekvő tendenciát mutat a nagyobb $-t$ tartományban. Figyelembe véve, hogy $e^{i\phi(s,t)} = \cos(\phi(s,t)) + i \sin(\phi(s,t))$, a kis $-t$ tartományban a pp amplitúdó dominánsan képzetes, majd ez a minimum pozíciójánál megváltozik és utána dominánsan valós lesz.

A $p\bar{p}$ amplitúdó fázisának kis $-t$ viselkedése megegyezik a pp amplitúdó fáziséval, a minimum pozíció környékén azonban hirtelen a π

érték környékére ugrik és ott marad a nagyobb $-t$ tartományban is. Tehát hasonlóan a pp szórás esetéhez, a kis $-t$ tartományban a $p\bar{p}$ amplitúdó dominánsan képzetes, majd ez a minimum pozíciójánál megváltozik és utána dominánsan valós lesz.

A pomeron komponens fázisa a kis $-t$ tartományban $\pi/2$, aztán a minimum pozíciója körül hirtelen $3\pi/2$ érték köré ugrik és lassan növekszik a nagyobb $-t$ tartományban. Ez azt jelenti, hogy a pomeron a minimum-maximum tartomány kivételével az egész $-t$ tartományban dominánsan képzetes.

Az odderon komponens fázisa a kis $-t$ tartományban kicsivel a nulla érték alatt van, aztán a minimum pozíciója körül hirtelen kicsivel π érték alá ugrik és lassan növekszik a nagyobb $-t$ tartományban. Ez azt jelenti, hogy az odderon a minimum-maximum tartomány kivételével az egész $-t$ tartományban dominánsan valós.

A pomeron és az odderon fázisára meglepően hasonló tendenciákat kapunk a valós résszel kibővített Bialas-Bzdak-modell keretén belül folytatott analízisemben is [36].

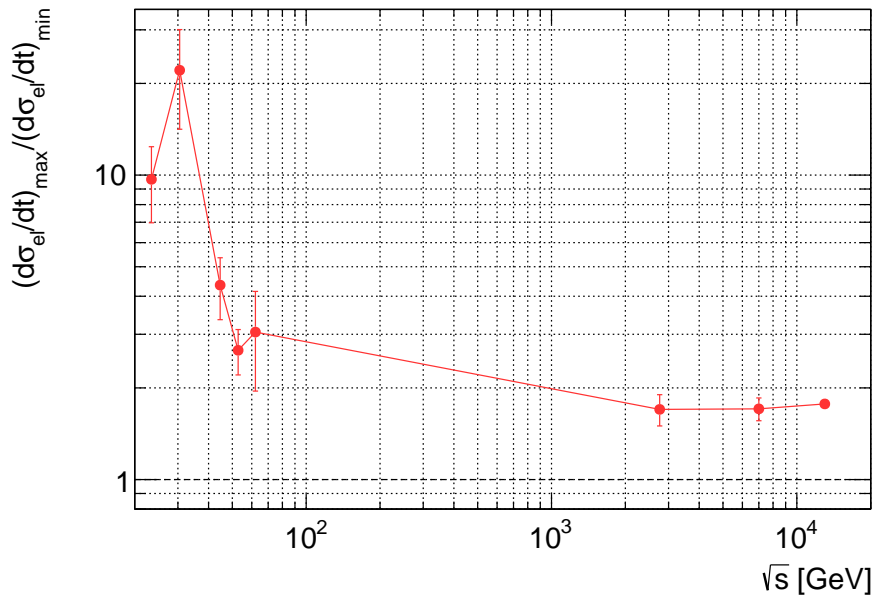
10.5. A $(d\sigma_{el}/dt)_{max}/(d\sigma_{el}/dt)_{min}$ arány

A rugalmas proton-proton szórás további érdekes jellemzője a differenciális hatáskereszmetszet maximum és minimum értéke arányának energiafüggése, amelyet a 30. ábra mutat a mért adatok alapján. Ez

lényegében azt mutatja, miként változik a minimum mélysége az energia változásával a maximumhoz képest. Az 30. ábráról az derül ki, hogy az energia növekedésével a minimum mélysége lassan csökkenő tendenciát mutat. Érdekes kérdés azonban, hogy hogyan alakul ez a jellemző az ezidáig kísérletileg nem tesztelt 70 GeV-től 2 TeV-ig terjedő energiatarományban. Az 52.8, 546, 630 és 1960 GeV ütközési energiákon elérhető $p\bar{p}$ differenciális hatáskereszmetszet mérések azt mutatják, hogy $p\bar{p}$ szórás esetén eltűnik a minimum-maximum struktúra és a $(d\sigma_{el}/dt)_{max}/(d\sigma_{el}/dt)_{min}$ arány értéke hibahatárokon belül 1.

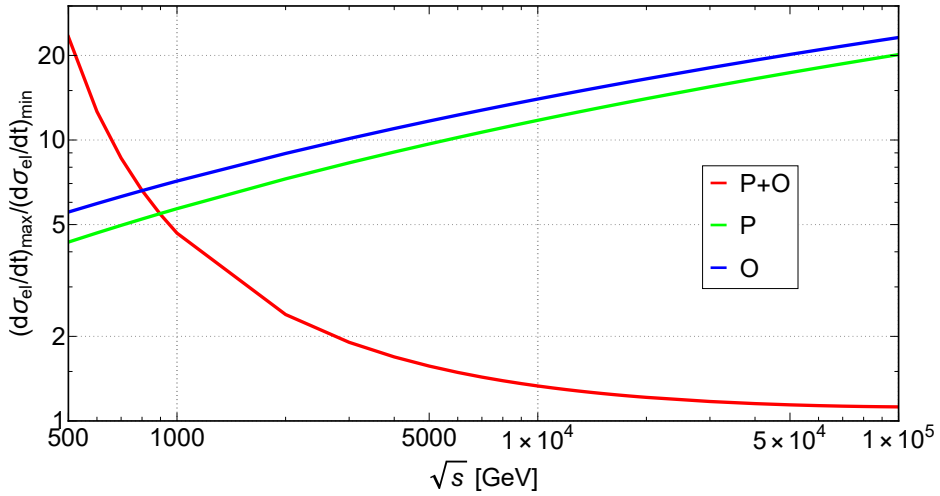
A [37] tanulmányban a pp $(d\sigma_{el}/dt)_{max}/(d\sigma_{el}/dt)_{min}$ arányt a kísérletileg nem elérhető tartományban egy $R_0 + a_0 e^{b_0 \sqrt{s}}$ alakú modellel interpolálták, melynek eredményeként azt találták, hogy az arány 100 és 2000 GeV között 1.77 ± 0.01 konstans értékű. Ennek kísérleti megerősítése érdekében azonban további pp mérésekre lenne szükség 100 és 2000 GeV között a minimum-maximum struktúra $-t$ tartományában.

A [32] tanulmányban került részletezésre, hogy a dipólus pomeron 1 értékű metszéssel az $\ln(s/s_0)$ mennyiséggel egyenesen arányos minimum érték növekedést és maximum érték csökkenést mutat az ütközési energia függvényében, ami végül $(d\sigma_{el}^P/dt)_{max}/(d\sigma_{el}^P/dt)_{min} \sim \ln^2(s/s_0)$ arányt eredményez. Azonban ez az egyszerű kép torzul, mivel egyrészt az elhanyagolhatatlan szerepű odderon járuléka is jelen van, másrészt mind az pomeron, mind pedig az odderon metszése 1-től kicsivel nagyobb értékű szám. A [32] tanulmányban tárgyalt numerikus számolások azt mutatják,



30. ábra: A pp differenciális hatáskeresztmetszet maximumának és minimumának az aránya a mért adatok alapján.

hogy 0.5 és 100 TeV között a dipólus pomeron és odderon külön-külön energiával monoton növekvő mélységű minimumot ad, de kettőjük interferenciájából monoton csökkenő mélységű minimum alakul ki (31. ábra). Az eredmény azonban mindig függ az odderon járulék alakjának megválasztásától, amelyre sok változat létezik. Például O. Selyugin az ún. HEGS-modell keretében tanulmányozta a maximum-minimum arányt, melynek eredményekén LHC energiákon az energia növekedésével egyre inkább mélyülő minimumot jósolt [38].



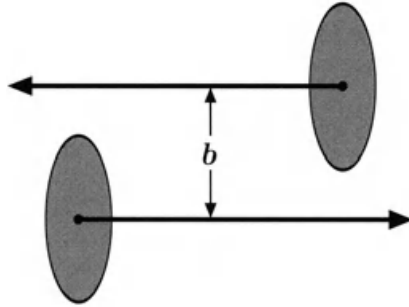
31. ábra: A pp differenciális hatáskeresztmetszet maximumának és minimumának az aránya a dipólus pomeron és odderon Regge-modellek alapján [32].

10.6. Ütközési paraméter reprezentáció és átfedési függvény

A 32. ábra szemlélteti a b ütközési paramétert, amely az ütköző protonok középpontjainak a pályái közötti transzverzális távolságot jelenti. A részecskegyorsítóban felgyorsított részecskék sebessége megközelíti a fénysebességet, ennek következtében a Lorentz-kontrakció hatására a proton egy kétdimenziós lemezhez hasonlít leginkább ⁶.

A tudásunk a hadronok alakjáról, anyageloszlásáról lényegében kvalitatív és a hadronok belső szerkezetét leíró mennyiségek átlagértékeire

⁶Ez az alak a speciális relativitáselméletből következik eltekintve a kvarkok és gluonok közötti kölcsönhatástól a proton belsejében.



32. ábra: Két proton ütközésének sematikus ábrázolása nagy energiákon.

támaszkodik. Az nagyenergiás hadron-hadron szórási mérések alapján az ütköző hadronok geometriai képét tanulmányozhatjuk. Ez az ütközési geometria a protonok kölcsönhatási tartományáról szolgáltat képet, nem pedig az anyageloszlásról egyetlen protonban.

Ahhoz, hogy meghatározzuk az ütközések geometriáját az impulzus reprezentációból át kell menni az ütközési paraméter reprezentációba egy Fourier-Bessel-transzformáció segítségével. Így kapjuk meg az ún. ütközési paraméter amplitúdót⁷:

$$h(s, b) = \frac{1}{s} \int_0^\infty A(s, t) J_0(b\sqrt{-t}) \sqrt{-t} dt \sqrt{-t}, \quad (10.31)$$

ahol J_0 a nulladik rendű Bessel-függvény. Ekkor a (7.7) unitarizációs

⁷Az $A(s, b)$ jelölésről most a $h(s, b)$ jelölésre térünk át.

feltételt figyelembe véve a rugalmatlan átfedési függvény⁸:

$$G_{in}(s, b) = 2\text{Im}h(s, b) - |h(s, b)|^2. \quad (10.32)$$

Ez kielégíti a $0 \leq G_{in}(s, b) \leq 1$ egyenlőtlenségeket és meghatározza az abszorptív (rugalmatlan) események valószínűségét az ütközési paraméter függvényében és információt szolgáltat az ütközések geometriájáról.

Az rugalmatlan átfedési függvény kapcsolatba hozható az $\Omega(s, b)$ opacitással (átlátszatlansággal), vagy más néven eikonál fázissal:

$$G_{in} = 1 - |e^{-\Omega(s, b)}|^2. \quad (10.33)$$

Teljes átlátszatlanság (vagy teljes "feketesség") esetén $\Omega(s, b) = \infty$ és $G_{in} = 1$, valamint teljes átlátszóság esetén $\Omega(s, b) = 0$, $G_{in} = 0$. A $G_{in} = 1$ teljes átlátszatlanság esete a teljesen abszorptív, azaz rugalmatlan ütközésnek felel meg. Intuitívan ez úgy értelmezhető, hogy a két ütköző proton, amennyiben teljesen átlátszó egymás számára, nem történik rugalmatlan ütközés, azonban, ha a protonok egymás számára kis mértékben is átlátszatlanok, akkor egymásban elnyelődnek (abszorválódnak), aminek hatására új részecskék keletkeznek.

Adott energián a rugalmatlan átfedési függvény maximális értékének a feléhez tartozó b értéket tekinthetjük a ütköző részecskék R effektív sugarának.

⁸Ezt nevezik még árnyék profil függvénynek is, angolul: shadow profile function.

A nagyenergiás proton-proton szórási differenciális hatáskeresztmetszet az erős kölcsönhatás tartományában elsősorban a „törés” és a diffrakciós minimum miatt tér el a tisztán exponenciális alaktól. Míg az előbbi elhelyezkedése az energiától független, addig az utóbbi az energia növekedésével lassan, logaritmikus energiafüggésben kisebb $|t|$ értékek felé mozog. Az exponenciális alak a t reprezentációban Gauss-alaknak felel meg a b reprezentációban.

A (10.27) képlettel megadott dupla pólusú pomeron amplitúdó $\alpha_{2P} = 0$ (lineáris pomeron trajektória) mellett az ütközési paraméter reprezentációban:

$$h(s, b) = \frac{i}{s_{0P}} \frac{a_P}{b_P} \frac{1}{2\alpha_{1P}} \left[e^{r_1^2 \delta} e^{-\frac{b^2}{4r_1^2 \alpha_{1P}}} - \varepsilon_P e^{r_2^2 \delta} e^{-\frac{b^2}{4r_2^2 \alpha_{1P}}} \right], \quad (10.34)$$

melynek képzetes része a b függvényében lényegében két Gauss-függvény különbsége,

$$\begin{aligned} \text{Im } h(s, b) = \frac{a_P}{2\alpha_{1P} b_P s_{0P}} & \left[e^{\delta(b+L)} e^{-\frac{b^2}{4\alpha_{1P}} \frac{b+L}{D_1^2}} \cos \left(\frac{\pi}{2} \left(\delta + \frac{b^2}{4\alpha_{1P} D_1^2} \right) \right) \right. \\ & \left. - \varepsilon_P e^{\delta L} e^{-\frac{b^2}{4\alpha_{1P}} \frac{L}{D_2^2}} \cos \left(\frac{\pi}{2} \left(\delta + \frac{b^2}{4\alpha_{1P} D_2^2} \right) \right) \right], \end{aligned} \quad (10.35)$$

ahol

$$D_1^2 = (b + L)^2 + \frac{\pi^2}{4}, \quad (10.36)$$

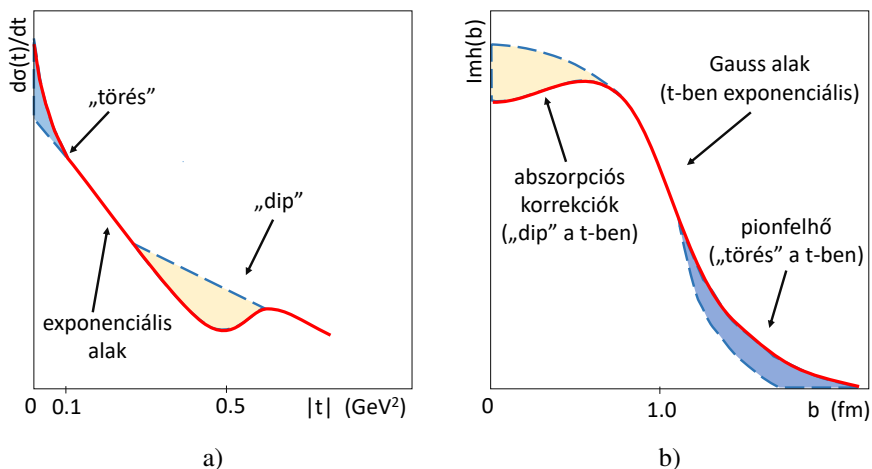
$$D_2^2 = L^2 + \frac{\pi^2}{4}.$$

A $\alpha_{2P} \neq 0$ esetben a számolást csak numerikusan lehet elvégezni.

A (10.27) képlettel megadott dupla pólusú pomeron amplitúdóval a $\alpha_{2P} \neq 0$ esetben számolt differenciális hatáskeresztmetszet és az ütközési paraméter amplitúdó képzetes része közötti kapcsolatot a 33. ábra szemlélteti. A dupla pólusú pomeron modellben a diffrakciós minimum az ε_P paraméterrel szabályozott abszorpciós korrekciók eredménye. A diffraktív minimum akkor jelenik meg, ha ε_P egy kicsi, pozitív értékű szám. Az $\varepsilon_P = 1 - \lambda b_P$ és az $\sigma_{tot}^P \sim 1 + \lambda L$ összefüggések fennállása, ahol $\lambda = \frac{1}{b_P} + \frac{\gamma}{a_P}$, azt jelzi, hogy az abszorpció mennyisége és a diffrakciós minimum megjelenése függ a differenciális hatáskeresztmetszet meredekségétől és a teljes hatáskeresztmetszet növekedésétől. Az abszorpciós korrekciók tehát a differenciális hatáskeresztmetszetben a diffrakciós minimum megjelenését idézi elő, míg az ütközési paraméter amplitúdó képzetes részének alakjában kis b értékeknél alakít ki egy minimumot (az $\text{Im}h(b)$ a Gauss alá megy). A kis b értékeknél kialakult minimum a két Gauss-függvény különbségének a következménye.

Amennyiben a pomeron trajektória nem lineáris, azaz $\alpha_{2P} \neq 0$, le-

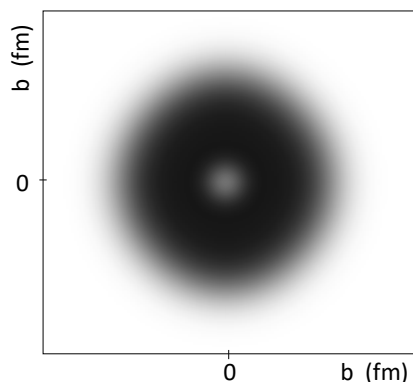
hetőség nyílik a differenciális hatáskeresztmetszetben tapasztalt „törés” jelenség leírására, ami elsősorban az ütközési paraméter amplitúdó képzetes részében nagy- b értékeknél okoz kisebb növekedést (az $\text{Im}h(b)$ a Gauss fölé megy), amely a protont körülvevő pionfelhőre enged következtetni.



33. ábra: A differenciális hatáskeresztmetszet (a) és az ütközési paraméter amplitúdó képzetes része (b) közötti kapcsolat sematikus ábrázolása adott energián.

A rugalmatlan átfedési függvény a (10.32) képlet alapján kapcsolatban van az ütközési paraméter amplitúdó képzetes részével. Az 34. ábra mutatja a rugalmatlan átfedési függvény sematikus vizualizációját: $b = 0$ környezetében a protonok ütközési régiója átlátszóbbá válik és tóruszszerű vagy bikonkáv korong alak formálódik [39, 40]. A bikonkáv korong alakú kölcsönhatási tartomány úgy értelmezhető, hogy két proton ütközéskor úgy hat kölcsön, mintha két olyan objektum ütközne, amelyek anyag-

eloszlása egy bikonkáv lemezhez hasonlít; az ütközés pedig mindig a korongok konkáv részére merőleges irányban történik. Más szavakkal ez úgy értelmezhető, hogy üregesség alakul ki kis ütközési paraméter értékeknél, azaz a proton középső részében [41, 42, 43, 44, 24]. Intuitívan ez úgy magyarázható, hogy annál nagyobb a b ütközési paraméterhez tartozó rugalmatlan események valószínűsége, minél sűrűbb ott a két ütköző proton anyaga. Mivel a G_{in} értéke kicsi kis b értékeknél, a protonok ott egymásban kevesebb anyagot „éreznek”.



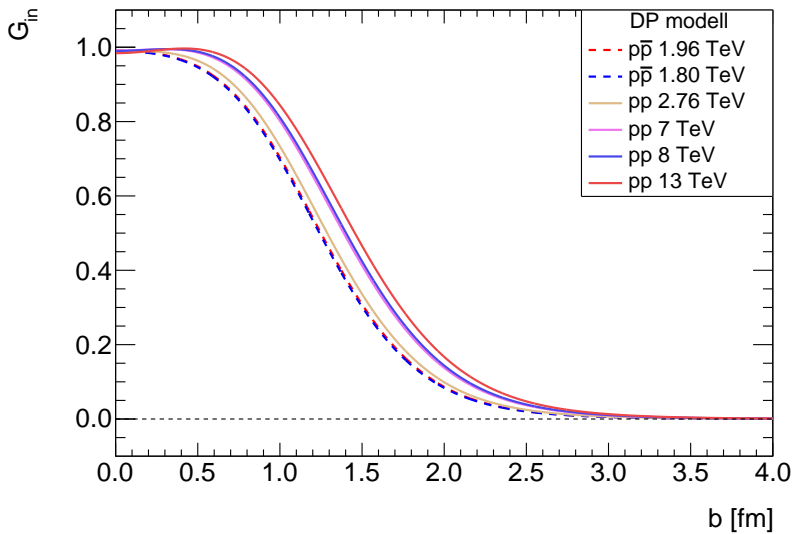
34. ábra: Az rugalmatlan átfedési függvény sematikus vizualizációja.

A 10.4. fejezetben ismertetett dipólus pomeron+odderon modellből a 3. táblázatban feltüntetett paraméter értékekkel és a (10.31) képlet alkalmazásával tehát numerikus Fourier-Bessel-transzformáció útján kiszámolható az ütközési paraméter amplitúdó és azt követően a (10.32) G_{in} átfedési függvény, amely lehetőséget biztosít a protonok kölcsönhatási tartomány alakjának tanulmányozására.

A 35. ábra mutatja a TeV energiatartományban kiszámított G_{in} rugalmatlan átfedési függvényeket. Rögtön észrevehető, hogy a kölcsönhatási tartomány megközelítőleg egy Gauss-eloszlás alakját mutatja a b ütközési paraméter függvényében. Azonban, ha a 36. ábrára tekintünk, ahol a kis b tartományban van ábrázolva a G_{in} függvény, észrevehető, hogy egy minimum alakul ki $b = 0$ értéknél a 7, 8 és 13 TeV-es ütközési energiákon. Ez arra enged következtetni, hogy 7, 8 és 13 TeV-en a protonok kölcsönhatási tartománya bikonkáv korong alakú, ami összhangban van a korábbi eredményekkel [24, 45]. Azonban, például a [46] tanulmány szerint 7 és 8 TeV-en még nem jelenik meg a korong konkávsága, hanem az csak 13 TeV-en válik bikonkávúvá. Hangsúlyozzuk azonban, hogy az amplitúdó t -függő fázisa és ebből eredendően ütközési paraméter reprezentációja csak modellfüggő módszerekkel számolható ki, tehát az eredmény erősen függhet attól, milyen modellt alkalmazunk a mért adatok leírására.

Megjegyzendő, hogy a $b = 0$ értéknél nem jelen lévő minimum a G_{in} függvényben nem jelenti a diffrakciós minimum eltűnését a differenciális hatáskeresztszmetben. A 33. ábra a differenciális hatáskeresztszmet és az $\text{Im}h(b)$ közötti kapcsolatot mutatja és csak egy egyszerű képből, egyetlen dipólus pomeron jelenléte esetén.

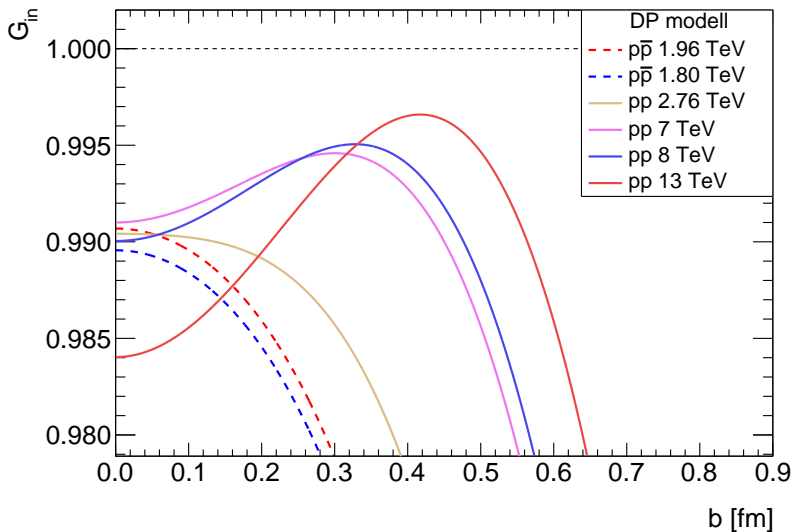
A 37. ábrán az átfedési függvényeket logaritmikus skálázású függőleges tengellyel ábrázolva láthatjuk. A differenciális hatáskeresztszmetben jelen lévő „törés” okozta járulék, vagyis hogy a G_{in} a Gauss felé megy



35. ábra: A különböző energiákon kiszámított rugalmatlan átfedési függvények.

nagy b értékek esetén, egy nagyon finom effektus. Annak érdekében, hogy ez látható legyen, itt nagy b és kis G_{in} értékekre kell "ránagyítani". A nagyításra a logaritmikus skálázás ad lehetőséget. Nagy b értékeknél egy Gauss-alakú átfedési függvény esése meredekebb.

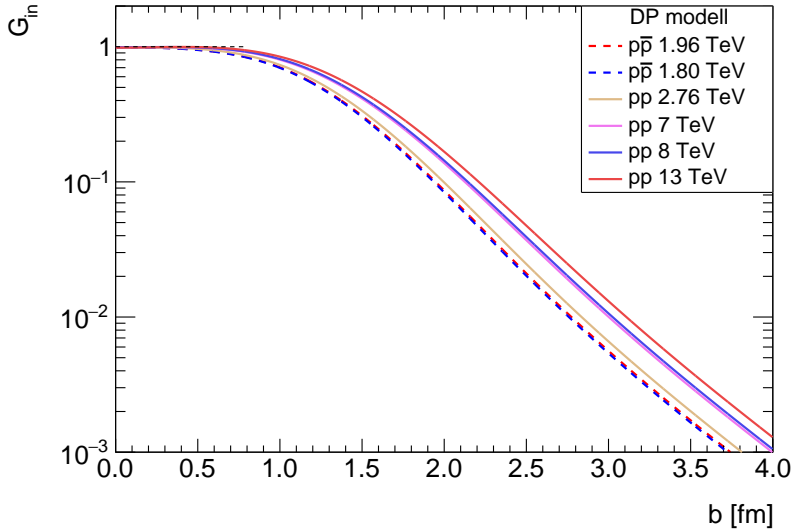
A 38. ábra mutatja azt az esetet, amikor $\alpha_{2P} = \alpha_{2O} = 0$, vagyis amikor a trajektóriák lineárisak. A 38. és 37. ábrákat összehasonlítva tisztán látszik, hogy lineáris trajektóriák esetében nagy b értéknél a G_{in} függvény meredekebben esik, azaz Gauss-alakot vesz fel. Azt is észre vehetjük azonban, hogy a kis b értékeknél is változás következik be a G_{in} függvény alakjában. Az α_{2P} és α_{2O} paraméterek lenullázása mélyebb minimumo-



36. ábra: A különböző energiákon kiszámított rugalmatlan átfedési függvények a kis b értékekre kinagyítva.

kat eredményez és olyan energiákon is minimumokat alakít ki, ahol eddig nem volt. Ez arra enged következtetni, hogy a nem lineáris trajektóriák fontos szerepet töltenek be a G_{in} függvény kis b értékeknél történő tanulmányozásában is. Ezzel szemben az ε_P és ε_O abszorpciós korrekciókat szabályzó paraméterek lenullázása nem változtatja meg a G_{in} függvény nagy b értékeknél tapasztalt alakját, csak a kis b értékeknél ad járulékot.

A 35. ábrán tisztán látszik, hogy a különböző energiákon kiszámított rugalmatlan átfedési függvények félértékszélessége növekszik az energia növekedésével. Ezt azt jelenti, hogy a proton effektív sugara is növekszik. A 35. ábráról leolvasható, hogy 1.8 TeV-en a proton effektív sugara 1.2

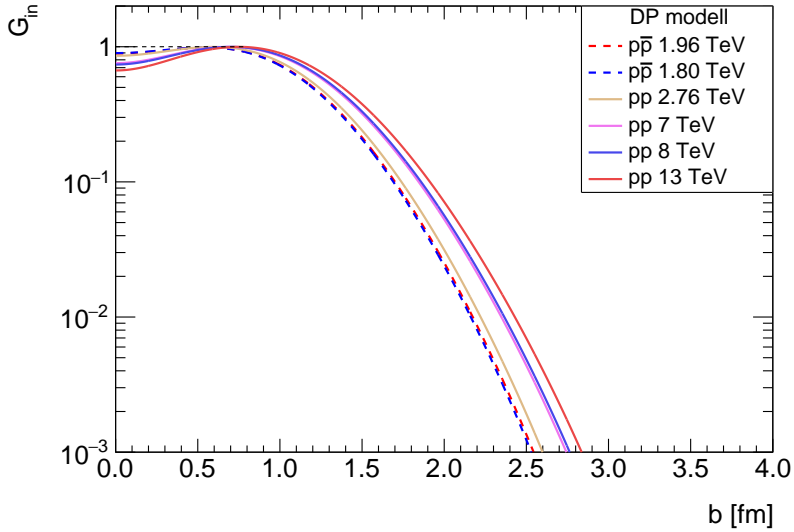


37. ábra: A különböző energiákon kiszámított rugalmatlan átfedési függvények logaritmusos skálázású függőleges tengellyel ábrázolva.

fm, ami 13 TeV-en már 1.5 fm-re nő.

10.7. Unitarizáció, eikonál és u -mátrix sémák

A szórási amplitúdók megalkotásának általában két lépése van. Az első lépés egy input kiválasztása, a második lépés pedig az input korrekcióinak meghatározása az unitaritási feltétel alapján. Az input a Born közelítésben megadott amplitúdót jelenti, amikor az S -mátrix (7.3) Dyson sorában csak az első, vezető rendű tagot tartjuk meg, ami az egy-reggeon cserének felel meg. A könyv előző fejezeteiben felírt amplitúdók mind Born szintűek.



38. ábra: A különböző energiákon kiszámított rugalmatlan átfedési függvények az $\alpha_{2P} = \alpha_{2O} = 0$ esetben logaritmusos skálázású függőleges tengellyel ábrázolva.

Kisebb energiákon a hadron-hadron szórás egy-reggenon csere tagokkal írható le. Tekintve, hogy a Pomeron járuléka az energiával növekszik, a pomeron csere sérteni fogja az unitaritást, ha $s \rightarrow 0$. Aszimptotikus energiákon a többszörös cserék, azaz a komplex j -sík vágásai is fontossá válnak. A vágások járulékaik kiszámlálásához nemcsak többszörös pomeron cseréket, de többszörös pomeron vertexeket is ki kell számolni. A vágások járulékaik figyelembe vételét foglalja magába az unitarizációs eljárás⁹. Különböző unitarizációs sémákat javasoltak, melyek közül a leg-

⁹Az (7.6) unitaritás jobb oldalához a kétrészecske közbenső állapotok stb. is hozzájárulnak és mivel s növekedésével a 2, 3, ...-részecskes végállapotok küszöbeiénél

ismertebb az eikonál és az u -mátrix sémák.

Ha nem vesszük figyelembe a spin járulékát, az $S(s, b) = 1 + ih(s, b)$ S -mátrix sűrűség négyzete a következőképpen írható [47]:

$$|S(s, b)|^2 = 1 - 2\operatorname{Im}h(s, b) + |h(s, b)|^2. \quad (10.37)$$

Az unitaritás megköveteli, hogy $|S(s, b)|^2 \leq 1$, ezáltal

$$G_{in}(s, b) = 1 - |S(s, b)|^2 \geq 0. \quad (10.38)$$

Több mód is van arra, hogy egy egységkört alakítsunk ki. Először is leképezhetjük a felső komplex síkot egy körre egy komplex exponenciálissal,

$$S(s, b) = e^{iz(s, b)}, \quad (10.39)$$

ahol $\operatorname{Im}z(s, b) \geq 0$. Egy egyértelmű leképezés Möbius-transzformáción keresztül is lehetséges:

$$S(s, b) = \frac{1 + iz'(s, b)}{1 - iz'(s, b)}, \quad (10.40)$$

ahol $\operatorname{Im}z'(s, b) \geq 0$.

Az unitér S -mátrixhoz tartozó amplitúdó mindig felírható a (10.39) és (10.40) képletek felhasználásával. Amennyiben a z vagy z' jelzett vágások kezdődnek, ezért az $\operatorname{Im}A$ újabb additív járulékokat nyer.

függvényeket az egy-reggeon cserét megadó amplitúdókkal azonosítjuk, akkor a megfelelő unitarizációs sémákat kapjuk. Ha $\chi(s, b)$ az egy-reggeon cserét megadó amplitúdó, akkor $z = \chi(s, b)$ helyettesítéssel élve a (10.39) egyenletben az eikonál sémában unitarizált amplitúdót kapjuk meg:

$$h(s, b) = i(1 - e^{i\chi(s, b)}). \quad (10.41)$$

Ez az unitarizációs séma aszimptotikus energiákon ($s \rightarrow \infty$) a $\sigma_{el}/\sigma_{in} \rightarrow 1$ határértéket jósolja. Ez egy az ún. fekete lemez határ, $Imh = 1/2$, elérését jelenti, amikor a kölcsönhatások pontosan egyik fele rugalmas, míg a másik fele rugalmatlan.

Ha a (10.40) képletben $z' = \chi(s, b)/2$ helyettesítéssel élünk, akkor az u -mátrix sémában unitarizált amplitúdót kaphatjuk meg:

$$h(s, b) = \frac{\chi(s, b)}{1 - i\chi(s, b)/2}. \quad (10.42)$$

Ebben a sémában $S(s, b) \rightarrow -1$, mikor $s \rightarrow \infty$ és b véges, melynek következtében $G_{in} \rightarrow 0$ és $\sigma_{el}/\sigma_{tot} \rightarrow 1$ meghaladva a fekete lemez határt ($Imh > 1/2$). Ez azt jelenti, hogy a rugalmatlan kölcsönhatások aszimptotikus energiákon eltűnnek, ott csak rugalmas kölcsönhatások történnek.

Az derül ki, hogy az aszimptotikus tartománytól eltekintve az unitarizált amplitúdó tulajdonságai nem függenek nagyban a konkrét séma megválasztásától [47].

A dipólus pomeron és odderon inputként használható. A dipólus mo-

dell erénye, hogy meglehetősen jól reprodukálja a mérhető mennyiségeket többek között a minimum-maximum struktúrát már a Born közelítés szintjén a komplikált unitarizációs eljárás véghezvitele nélkül is, ami viszont elkerülhetetlen a tradicioálisabbnak számító egypólusú modellek esetében.

Egy szuperkritikus pomeron esetén, amikor is $\alpha_P(t=0) = 1 + \delta_P$, az unitarizáció elvben szükséges, ha $s \rightarrow \infty$. Azonban ha δ_P kicsi, az unitarizációs korrekciók elhanyagolhatóak maradnak nagyobb energiákon is.

A dipólus pomeron u -mátrix unitarizációs sémának alávetve $t = 0$ esetén a számolások analitikusan elvégezhetőek [14]. A számolásokból az derül ki, hogy a dipólus pomeron reprodukálja önmagát az unitarizációs eljárás során: az unitarizáció nem változtatja meg a teljes hatáskereszmet-szet függvény formáját, csak a szabad paramétereket renormálja. Ez azt jelenti, hogy az egy dipóluscserét megadó input a $t = 0$ esetben közel van a valósághoz. Egyelőre megválaszolatlan kérdés az, hogy az unitarizációs korrekciók javítanak vagy rontanak-e $t \neq 0$ tartományban a már működő, minimum-maximum struktúra kialakításáért felelős mechanizmuson. A válasz numerikus számolások útján adható meg és attól is függhet, hogy milyen formájú trajektóriákat használunk.

Fontos hangsúlyozni, hogy az unitarizációnak a szórási amplitúdó aszimptotikus viselkedésének tanulmányozásában fontos szerepe van. A [47] tanulmányból az derül ki, hogy végtelen számú olyan unatarizációs sémát lehet kialakítani, amelyben az amplitúdó nem haladja meg a fekete lemez határt, de abból is végtelen számút, ami ezt a határt meg-

haladja. Ezidáig nincs olyan érv, ami alapján egyik unitarizációs sémát választhatnák egy másik ellenében. Az aszimptotikus viselkedés meghatározásához egyre nagyobb ütközési energiákon végzett mérésekre van szükség.

11. Pomeron és odderon, mint gluonlabdák

A CERN LHC részecskegyorsítójában a várható felfedezések között vannak az ún. gluonlabda (angolul: glueball) részecskék. A gluonlabdák kettő vagy több gluonból (az erős kölcsönhatást közvetítő részecskéjéből) felépülő kötött állapotok. Létezésüket a kvantum-színdinamika (az erős kölcsönhatás standard elmélete) megjósolja, de ezidáig még kísérleti megfigyelésük nem járt sikerrel. Ebben a fejezetben a gluonlabdákat és keletkezésüket elméleti úton tanulmányozzuk a Regge-elmélet keretén belül.

Ahogy a 8. fejezetből megtudhattuk, a Regge-elméletben a részecskék (barionok, mezonok, gluonlabdák) olyan Regge-trajektóriákon helyezkednek el, amelyek általános eseten nem lineáris komplex függvények. A trajektóriának számos korlátozást ki kell elégíteniük [30]. A szórási amplitúdó analitikus tulajdonságaiból következik, hogy a Regge-trajektóriák argumentumok analitikus függvényei olyan vágásokkal, amelyek részecskékeltési küszöböknel indulnak ki a $4m_\pi^2$ legkisebb hadronküszöbtől a végtelenségig terjedően és kielégítik, hogy $Im\alpha(t) = 0$, ha $t < 4m_\pi^2$ és $Im\alpha(t) > 0$, ha $t > 4m_\pi^2$. A valós rész pozitív értékét az unitaritás követeli meg. A trajektóriák a küszöbértéknél a (10.11) egyenletnek megfelelően viselkednek. Továbbá a trajektória aszimptotikus viselkedése [48]:

$$\left| \frac{\alpha(t)}{\sqrt{t} \ln t} \right|_{t \rightarrow \infty} \leq \text{const.} \quad (11.1)$$

Megkövetelve még azt is, hogy a Regge-trajektória közel lineáris legyen a rezonanciák régiójában és fizikai eredményeket adjon, a megfelelő alak [33, 15]:

$$\alpha(t) = \frac{1 + \delta + \alpha_1 t}{1 + \alpha_2 (\sqrt{t_0 - t} - \sqrt{t_0})}, \quad (11.2)$$

ahol δ , α_1 és α_2 szabad paraméterek, valamint $t_0 = 4m_\pi^2$ a pomeron esetén és $t_0 = 9m_\pi^2$ az odderon esetén ($m_\pi \approx 0.14$ GeV, a pion (pi-mezon) tömege).

Szintén a 8. fejezetben olvashattunk arról, hogy a Regge-trajektória összeköti a szórást ($t < 0$) a spektroszkópiával ($t > 0$) annak ellenére, hogy ezek kinematikailag elkülönülő tartományok. Azok a trajektóriák, amelyek illesztik az adatokat a szórás tartományában, a spektroszkópia tartományban meghatározott spinű és tömegű rezonanciákon is illeszkednek. Az alábbiakban azt tárgyaljuk majd, mit eredményez, ha a szórási adatokhoz illesztett trajektóriát a pozitív t értékekhez terjesztjük ki.

A komplex függvénytan alapján, amikor $t = t_0$, a megfelelő fizikai Riemann-síkot kiválasztva a trajektória a $t > t_0$ tartományban úgy írható, mint:

$$\alpha(t) = \frac{1 + \delta + \alpha_1 t}{1 - \alpha_2 (i\sqrt{t - t_0} + \sqrt{t_0})}. \quad (11.3)$$

Ezáltal a következő szükséges fizikai korlátozások valósulnak meg: $\alpha(t) \approx \frac{\alpha_a}{\alpha_2} \sqrt{|t|}$, ha $t \gg t_0$ és $\text{Im } \alpha(t) > 0$, ha $t > t_0$.

Fontos megjegyezni, hogy míg a mezon (reggeon) és barion trajektóriák

meghatározhatók úgy a szórási, mint a spektroszkópiai adatokból, addig a gluonlabda (pomeron és odderon) trajektóriák csak a szórási tartományban végzett illesztésekből határozhatók meg. Ennek oka, hogy a mezonok és barionok széles spektruma ismeretes, azonban ezidáig gluonlabda részecskéket még kísérletileg nem sikerült detektálni. A gluonlabdák tanulmányozása tehát úgy lehetséges, ha a pomeron és odderon trajektóriákat a nagyenergiás proton-proton és proton-antiproton szórási adatokhoz illesztjük.

A [33] munkában a pomeron trajektória egyszerű és dupla pólusú modell keretén belül került illesztésre a szórási adatokhoz. Mivel az odderon szempontjából fontos a minimum-maximum tartományban elhelyezkedő adatok figyelembe vétele is, az odderon trajektória a dupla pólusú modell keretén belül került illesztésre. A pozitív t tartományba extrapolált pomeron és odderon trajektóriák valós és képzetes részeit a 39., 40., 41. és 42. ábrák szemléltetik.

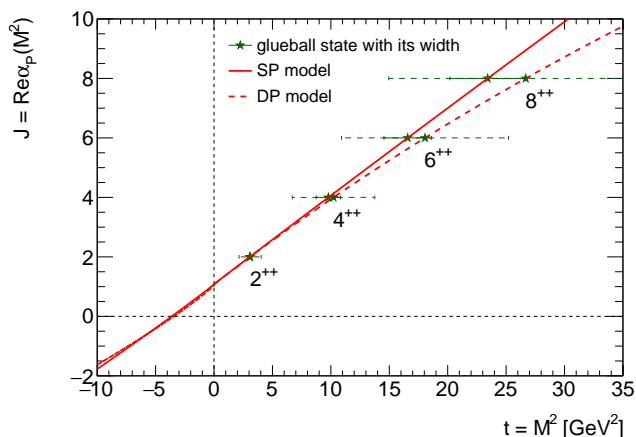
A komplex Regge-trajektória valós része a $t = M^2$ tömegnégyzetű részecskék J teljes spinjét adja meg. A 39. és 41. ábrákon láthatjuk tehát a pomeron és odderon trajektóriák valós részeit és a rajta elhelyezkedő gluonlabda állapotokat¹⁰ azok bomlási szélességeivel. A Γ bomlási szélesség a részecske τ átlagos élettartamának multiplikatív inverze, azaz $\Gamma = 1/\tau$ és az itt használt formalizmusban a következőképpen számítható

¹⁰Az állapotokat a részecskefizikában a J teljes spin (impulzuszórány), a P paritás és a C töltésparitás kvantumszámaik alapján J^{PC} formában jelöljük.

ki [49]:

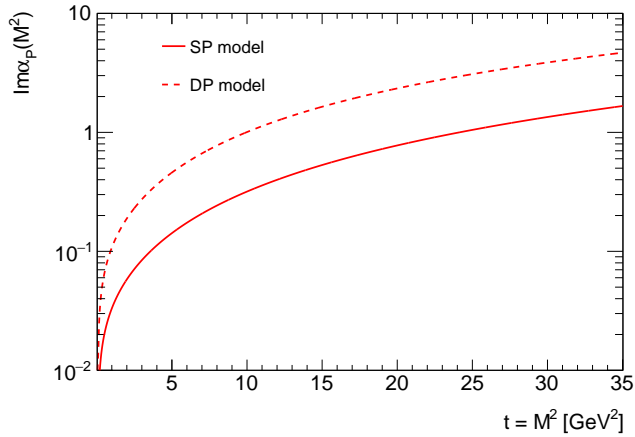
$$\Gamma(t = M^2) = \frac{2 \operatorname{Im} \alpha(M^2)}{|\alpha'_R(M)|} \quad (11.4)$$

ahol $\alpha'(M) = d\operatorname{Re}\alpha(M)/dM$.

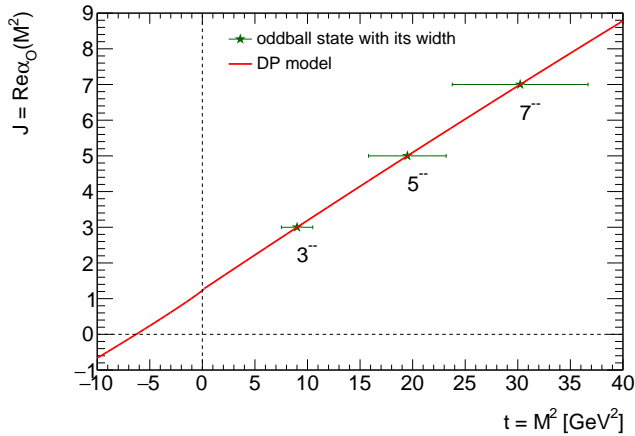


39. ábra: A (11.2) képlettel megadott pomeron trajektória valós része és a rajta elhelyezkedő gluonlabda állapotok a bomlási szélességeikkel. Az SP jelzésű görbe az egyszerű pólusú modell illesztéséből kapott esetet, míg DP jelzésű a dupla pólusú modellből kapott esetet szemlélteti.

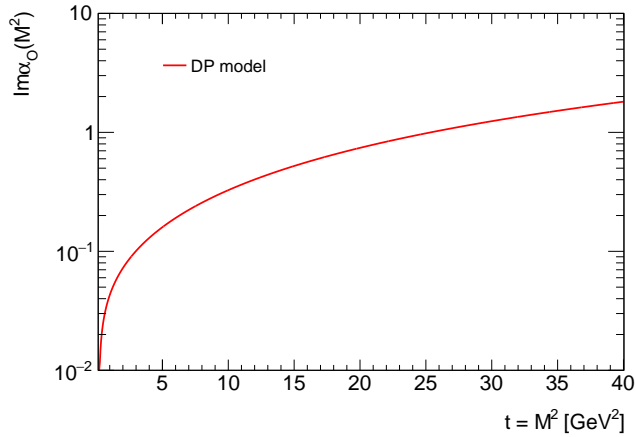
A pomeron trajektórián elhelyezkedő gluonlabdák páros számú gluonok színtelen kötött állapotainak felelnek meg, míg az odderon trajektórián elhelyezkedők páratlan számú gluonok színtelen kötött állapotainak. Meghatározott állapotok tömegeit és bomlási szélességeiket a 4., 5. és 6. táblázatok foglalják össze.



40. ábra: A (11.2) képlettel megadott pomeron trajektória képzetes része. Az SP jelzésű görbe az egyszerű pólusú modell illesztéséből kapott esetet, míg DP jelzésű a dupla pólusú modellből kapott esetet szemlélteti.



41. ábra: A (11.2) képlettel megadott odderon trajektória valós része és a rajta elhelyezkedő gluonlabda állapotok a bomlási szélességeikkel.



42. ábra: A (11.2) képlettel megadott odderon trajektória képzetes része.

J^{PC}	M , GeV	Γ , GeV
2^{++}	1.747	0.574
4^{++}	3.128	2.076
6^{++}	4.071	4.064
8^{++}	4.839	6.452

4. táblázat: A pomeron trajektórián elhelyezkedő gluonlabda állapotok becsült tömegei és bomlási szélességei az egyszerű pólusú modell használatával meghatározott paraméterek által.

J^{PC}	M , GeV	Γ , GeV
2^{++}	1.758	1.888
4^{++}	3.198	7.063
6^{++}	4.249	14.292
8^{++}	5.165	23.452

5. táblázat: A pomeron trajektórián elhelyezkedő gluonlabda állapotok becsült tömegei és bomlási szélességei a dupla pólusú modell használatával meghatározott paraméterek által.

J^{PC}	M , GeV	Γ , GeV
3^{--}	3.001	2.984
5^{--}	4.416	7.379
7^{--}	5.498	12.913

6. táblázat: Az odderon trajektórián elhelyezkedő gluonlabda állapotok becsült tömegei és bomlási szélességei a dupla pólusú modell használatával meghatározott paraméterek által.

12. Diffraktív proton-(anti)proton szórás

Ebben a fejezetben a diffraktív részecskekeltési eseményekkel járó proton-proton ütközéseket vizsgáljuk meg, amelyeket a 4b., 4c. és 5a.-5c. ábrák szemléltetnek.

A teljes proton-proton szórási hatáskeresztmetszet (σ_{tot}) a teljes rugalmas (σ_{el}) és rugalmatlan (σ_{in}) hatáskeresztmetszetek összege: $\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{in}$. A σ_{in} a diffraktív σ_d és az általános, nem diffraktív σ_{nd} teljes hatáskeresztmetszetek összegeként adható meg: $\sigma_{in} = \sigma_d + \sigma_{nd}$. A σ_d tehát a diffraktív folyamatok teljes hatáskeresztmetszeteiből kap járulékot¹¹: $\sigma_d = 2\sigma_{SD} + \sigma_{DD} + \sigma_{CD} + 2\sigma_{CDS} + \sigma_{CDD} + \sigma_{MCD}$. LHC energiákon a teljes proton-proton szórási hatáskeresztmetszet közel egyötödét a diffraktív folyamatok járulékaik adják. A diffraktív komponens közel 80%-át az SD és DD folyamatok járulékaik teszik ki.

Az LHC elég nagy ütközési energiát biztosít ahhoz, hogy a diffraktív folyamatokban egzotikus részecskék keletkezzenek: az elemi gluonok kötött állapotaiból kialakuló gluonlabdák és az elemi, nagy tömegű kvarkok, illetve antikvarkok kötött állapotából kialakuló mezonok, barionok és antibarionok. Emiatt ez a tudományterület nagy nemzetközi érdeklődésnek örvend.

¹¹Az egyszeres diffrakciót tartalmazó folyamatok teljes hatáskeresztmetszetei előtt megjelenik egy kettes szorzó, arra utalva, hogy nemcsak a $pp \rightarrow pX$, de a $pp \rightarrow Xp$ folyamat is végbemehet egyenlő valószínűséggel, melynek következtében keresztmetszeteik egyformák.

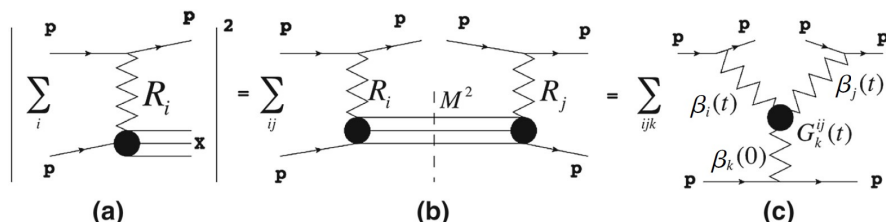
12.1. Három-pomeron kölcsönhatás

A Regge-elméletben, amennyiben $s \gg M_X^2 \gg |t|$ és M_X^2 nem túl kicsi, az SD differenciális hatáskereszmetszet a hármás-reggeon csatolás segítségével írható fel. Ahogy az a 43. ábrán szemléltetve van, a hármás-reggeon leírás úgy írja le az SD differenciális hatáskereszmetszetet, mint hármás-reggeon cserék járulékát. A 43c. ábrán mindkét felső csere t átadott impluzust visz, míg az alsó nem visz átadott impluzust, továbbá a $\beta_i(t)$, $i = 1, 2, 3$ mennyiségek a reggeonok csatolásai a protonhoz és $G_3^{12}(t)$ a hármás-reggeon vertex. A domináns pomeron mellett olyan másodlagos reggeon cserék is lehetségesek, mint f_2 , a_2 , ω és ρ , amelyek mezonoknak felelnek meg. Ha $|t|$ az m_π^2 nagyságrendjébe esik, a pion-cserét is figyelembe kell venni. Ennek következtében elvben sok járulék lehetséges: $PP(P)$, $PP(f_2)$, $f_2P(P)$, $Pf_2(P)$, $f_2P(f_2)$, $\omega P(\omega)$, ..., ahol a zárójelben lévő mindig az alsó cserének felel meg. Egy 12(3) tag a következő járulékot adja a differenciális hatáskereszmetszethez [7]:

$$\beta_1(t)\beta_2(t)\beta_3(0)G_3^{12}e^{i(\phi(\alpha_1(t))-\phi(\alpha_2(t)))}\xi^{1-\alpha_1(t)-\alpha_2(t)}\left(\frac{M_X^2}{s_0}\right)^{\alpha_3(0)-1}, \quad (12.1)$$

ahol $\xi = \frac{M_X^2}{s}$ a pomeron és a proton négyes-impulzusának aránya, tehát azt mutatja, hogy a pomeron a proton négyes-impulzusának hányad részét viszi el; $\alpha_i(t)$, $i = 1, 2, 3$, a releváns Regge-trajektóriák; s_0 a skálafaktor, ami 1 GeV^2 , valamint $\phi(\alpha(t))$ a reggeon fázis, amely a kicserélődő reg-

geon C -paritásától függ: $\phi(\alpha(t)) = -\frac{1}{2}\pi\alpha(t)$, ha $C = +1$ és $\phi(\alpha(t)) = -\frac{1}{2}\pi(\alpha(t) - 1)$, ha $C = -1$.



43. ábra: Az egyszeres diffrakció leírása nagy M_X tömegeknél három-reggeon kölcsönhatással: a folyamat amplitúdójának abszolút érték négyzete (a) a négyzetre emelt amplitúdó vágásainak összegzésével számolható ki (b), ami nem más, mint a hármis-reggeon kölcsönhatások összege (c).

Ha csak a vezető PPP hármis-pomeron tagot tartjuk meg, az SD differenciális hatáskereszmetszet a következő¹² [50, 51]:

$$\frac{d^2\sigma_{SD}}{dt d\xi} = f_P(\xi, t) \cdot \sigma_T^{PP}(M^2(\xi, s)). \quad (12.2)$$

ahol

$$f_P(\xi, t) = \frac{\beta^2(t)}{16\pi} \xi^{1-2\alpha(t)} \quad (12.3)$$

a pomeron fluxus,

$$\sigma_T^{PP}(M^2(\xi, s), t) = \beta(t=0)g(t) \left(\frac{M^2}{s_0}\right)^{\alpha(t=0)-1} \quad (12.4)$$

¹²A kettes szorzófaktort nem írjuk ki, de odaértjük.

a pomeron-proton teljes hatáskeresztmetszet, $\beta(t)$ a pomeron-proton csatolás, $g(t)$ a három-pomeron csatolás, $M^2(\xi, s) \equiv \xi s$ és $\alpha(t)$ a pomeron trajektória.

A probléma azonban a (12.2) képlettel megadott egyszerű modellel, hogy az $\alpha(0) \geq 1$ pomeron metszet következtében az SD teljes hatáskeresztmetszet gyorsabban nő, mint a teljes pp hatáskeresztmetszet. Ez a gyors növekedés már a TeV energiákon az unitaritás sértéséhez vezet. Az [50] munkában az unitarizációt fenomenológiailag végezték el a pomeron fluxus renormalizálásával olyan módon, hogy a fluxus egész diffraktív fázistéren vett integrálja,

$$N(s) = \int_{\xi_{min}}^{\xi_{max}} d\xi \int_{-\infty}^0 dt f_P(\xi, t), \quad (12.5)$$

amely a proton által vitt pomeronok számát jelenti, nem haladhatja meg az egyet. A (12.5) képletben a $\xi_{min} = M_0^2/s = 1.5/s$ az effektív diffrakciós küszöb és $\xi_{max} = 0.1$ [50]. A $\tilde{f}_P(\xi, t)$ renormalizált pomeron fluxus tehát a következőképpen áll elő: $\tilde{f}_P(\xi, t) = f_P(\xi, t)$, ha $N(s) < 1$ és $\tilde{f}_P(\xi, t) = \frac{1}{N(s)} f_P(\xi, t)$, ha $N(s) > 1$. Ez az eljárás az M_X^2 és t eloszlások helyes leírásának megtartása mellett a kísérletileg mért teljes SD hatáskeresztmetszet,

$$\sigma_{SD}(s) = \int_{\xi_{min}}^{\xi_{max}} d\xi \int_{t_{min}}^{t_{max}} dt \frac{d\sigma_{SD}^2}{d\xi dt}, \quad (12.6)$$

energiafüggését is jól reprodukálja. A mért teljes SD hatáskeresztmetszet

adatok leírását a renormalizált és nem renormalizált, standard pomeron fluxus esetén a 44. ábra szemlélteti. A $\frac{d^2\sigma_{SD}}{dt dM_X^2}$ SD dupla differenciális hatáskereszmetszet M_X^2 függését $t = -0.05 \text{ GeV}^2$ értéknél különböző energiákon a renormalizált és a standard pomeron fluxus esetén a 45. ábra mutatja. Jól látszik, hogy a renormalizáció egyre inkább szükséges, ahogy az energia és a tömeg növekszik.

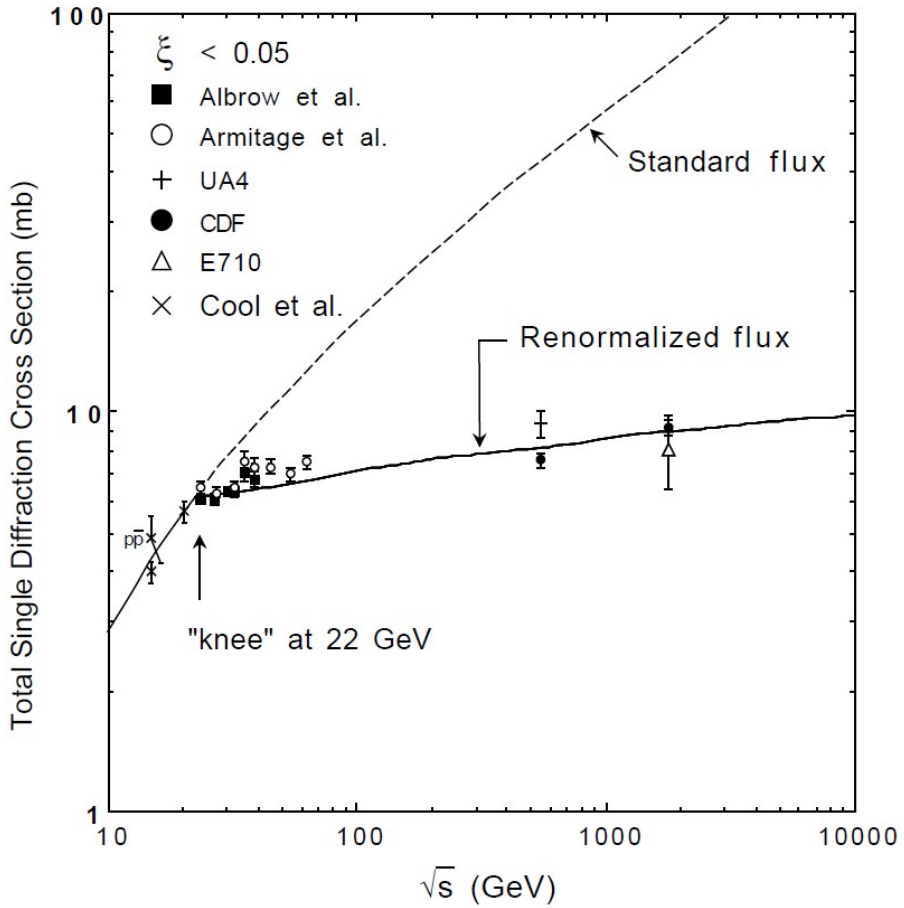
A Regge-elmélet faktorizációs szabályából, a DD differenciális hatáskereszmetszetet felírhatjuk két SD differenciális hatáskereszmetszet szorzataként elosztva azt a rugalmas szórás differenciális hatáskereszmetszeteivel:

$$\begin{aligned} \frac{d^3\sigma_{DD}}{dt dM_X^2 dM_Y^2} &= \frac{d^2\sigma_{SD1}}{dt dM_X^2} \frac{d^2\sigma_{SD2}}{dt dM_Y^2} \frac{1}{d\sigma_{el}/dt} \\ &= \frac{1}{16\pi M_X^2 M_Y^2} \left(\frac{M_X^2 M_Y^2}{ss_0} \right)^{2-2\alpha(t)} \sigma_T^{Pp}(M_1^2) \sigma_T^{Pp}(M_2^2). \end{aligned} \quad (12.7)$$

A $\Delta y = \ln \xi_{DD}^{-1} \equiv \ln \left(\frac{ss_0}{M_X^2 M_Y^2} \right)$ rapiditásrést és az $y_0 = \frac{1}{2} \ln \left(M_2^2 / M_1^2 \right)$ rapiditásrés közepét jelentő változókat használva a (12.7) egyenlet a következő alakot ölti:

$$\frac{d^3\sigma_{DD}}{dt d\Delta y dy_0} = \frac{1}{N_{DD}(s)} f_P^{DD}(\Delta y, t) \cdot \left\{ \beta(t=0) g(t) \left(\frac{se^{-\Delta y}}{s_0} \right)^{\alpha(t=0)-1} \right\}, \quad (12.8)$$

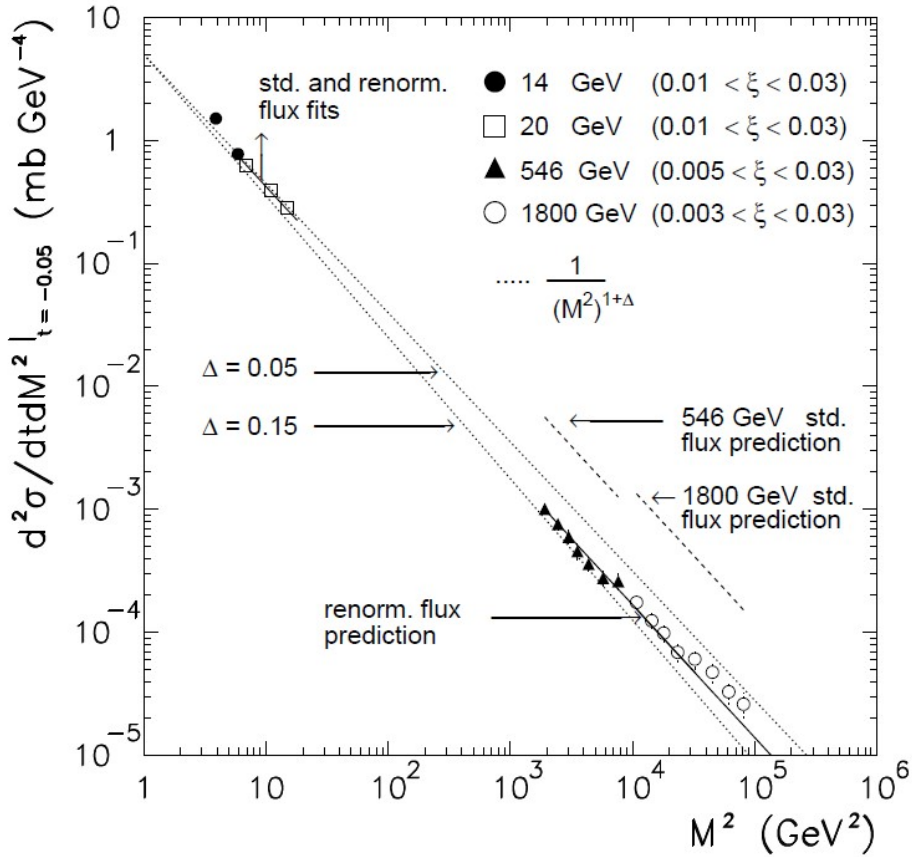
ahol a kapcsos zárójelben lévő kifejezés egy teljes pomeron-proton hatás-



44. ábra: A mért teljes SD hatáskereszmetszet adatok leírása a három-pomeron kölcsönhatás közelítéssel a renormalizált és nem renormalizált, standard pomeron fluxus esetén [50].

keresztmetszetnek felel meg egy skálázott energiaváltozóval, továbbá

$$f_P^{DD}(\Delta y, t) = \frac{\beta(t=0)g(t)}{16\pi} e^{2[\alpha(t)-1]\Delta y} \quad (12.9)$$



45. ábra: A $\frac{d^2\sigma_{SD}}{dt dM_X^2}$ SD dupla differenciális hatáskereszmetszet M_X^2 függése $t = -0.05 \text{ GeV}^2$ értéknél különböző energiákon [50] A renormalizált fluxus esetét a folytonos vonal mutatja, a standard fluxus esetét pedig a szaggatott vonal.

a pomeron fluxus a DD folyamatban,

$$N_{DD}(s) = \int_{\Delta y_{min}}^{\Delta y_{min}} d\Delta y \int_{-\infty}^0 dt f_P^{DD}(\Delta y, t), \quad (12.10)$$

$\Delta y_{min} = 2.3$, $\Delta y_{max} = \ln \left(\frac{ss_0}{M_0^4} \right)$ és $M_0^2 = 1.5 \text{ GeV}^2$. A teljes DD hatáskeresztmetszet:

$$\sigma_{DD}(s) = \int_{\Delta y_{min}}^{\Delta y_{max}} d\Delta y \int_{y_{0min}}^{y_{0max}} dy_0 \int_{-\infty}^0 dt \frac{d^3 \sigma_{DD}}{dt d\Delta y dy_0}, \quad (12.11)$$

ahol $y_{0min} = -\frac{1}{2}(\Delta y_{max} - \Delta y)$, $y_{0max} = \frac{1}{2}(\Delta y_{max} - \Delta y)$.

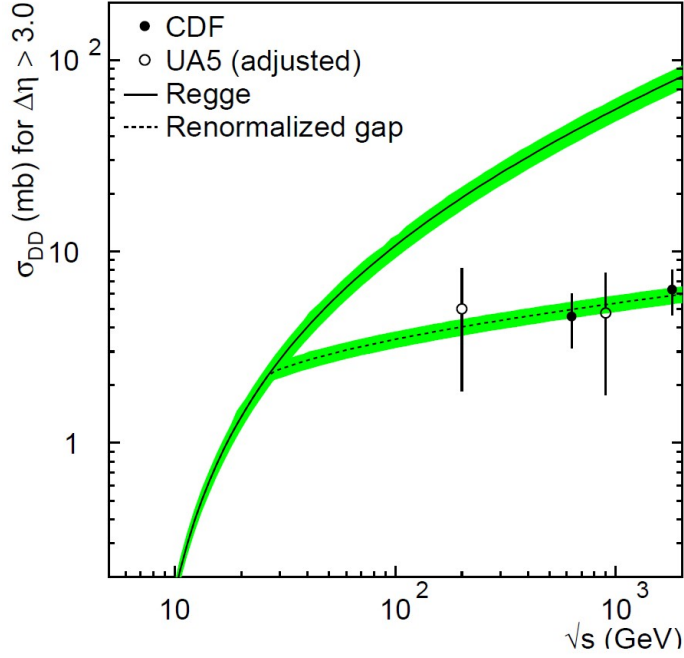
A mért teljes DD hatáskeresztmetszet adatok leírását a renormalizált és nem renormalizált, standard pomeron fluxus esetén a 46. ábra szemlélteti. Jól látszik, hogy a renormalizáció ez esetben is elengedhetetlen.

A Regge-elmélet faktorizációs szabályából, a CD differenciális hatáskeresztmetszetet felírhatjuk két SD differenciális hatáskeresztmetszet szorzataként elosztva azt a teljes hatáskeresztmetszettel:

$$\frac{d^4 \sigma_{CD}}{dt_1 dt_2 d\xi_1 d\xi_2} = \frac{d^2 \sigma_{SD1}}{dt_1 d\xi_1} \frac{d^2 \sigma_{SD2}}{dt_2 d\xi_2} \frac{1}{\sigma_{tot}}, \quad (12.12)$$

amely a $\Delta y = \ln \xi_{CD}^{-1} = \ln \left(\frac{s}{M_Z^2} \right) \equiv \Delta y_1 + \Delta y_2$ rapiditásrést és az $y_c = \Delta y_1 - \Delta y_2$ centrális rendszer y -ban vett középpontját jelentő változókat használva [53]:

$$\frac{d^4 \sigma_{CD}}{dt_1 dt_2 d\Delta y dy_c} = \frac{1}{N_{\text{gap}}(s)} f_P^{CD}(\Delta y, y_c, t_1, t_2) \times \kappa \left\{ \kappa \beta^2(t=0) \left(\frac{se^{-\Delta y}}{s_0} \right)^{\alpha(t=0)-1} \right\}, \quad (12.13)$$



46. ábra: A mért teljes DD hatáskereszmetszet adatok leírása a három-pomeron kölcsönhatás közelítéssel a renormalizált és nem renormalizált, standard pomeron fluxus esetén [52].

ahol a kapcsos zárójelben lévő kifejezés egy Pp teljes hatáskereszmetszetnek felel meg és $\kappa = g(t)/\beta(t=0)$, továbbá

$$f_P^{CD}(\Delta y, y_c, t_1, t_2) = \left[\frac{\beta^2(t_1)}{16\pi} e^{[\alpha(t_1)-1](\Delta y + y_c)} \right] \left[\frac{\beta^2(t_2)}{16\pi} e^{[\alpha(t_2)-1](\Delta y - y_c)} \right] \quad (12.14)$$

a pomeron fluxus a CD folyamatban,

$$N_{CD}(s) = \int_{\Delta y_{min}}^{\Delta y_{max}} d\Delta y \int_{y_{cmin}}^{y_{cmax}} dy_c \int_{-\infty}^0 dt_1 \int_{-\infty}^0 dt_2 f_P^{CD}(\Delta y, y_c, t_1, t_2), \quad (12.15)$$

$\Delta y_{min} = 2.3$, $\Delta y_{max} = \ln(s/s_0)$, $s_0 = 1 \text{ GeV}^2$, $y_{cmin} = -\frac{1}{2}(\Delta y - \Delta y_{min})$ és $y_{cmax} = \frac{1}{2}(\Delta y - \Delta y_{min})$.

Az SD és DD folyamatok modelljeit felhasználva, CDS folyamat modellje is felírásra került a [53] munkában, de azt itt már nem részletezzük.

12.2. Proton és pomeron szerkezeti függvények

Az 1970-es években Jaroszkiewicz és Landshoff az egyszeres diffrakció folyamatában a differenciális hatáskeresztmetszet proton-pomeron vertexből jövő járulékára a proton szerkezeti függvényt használta [54]. A 2010-es évek elején ezt az alapötletet kihasználva az egyszeres és dupla diffrakciós folyamatok modelljei kerültek felírásra, de már a rezonanciák járulékáinak figyelembevételével [55, 56, 57]. Ez a formalizmus lehetőséget ad azonban a centrális diffrakciós folyamatok modellezésére is. Az alábbiakban a rugalmas szórás modelljétől kiindulva áttekintjük az egyszeres és dupla diffrakciós folyamatok hatáskeresztmetszeteinek modelljeit, majd ezt követően a centrális diffrakciós folyamatok hatáskeresztmetszeteinek modelljeit is. Ennek a formalizmusnak az előnye, hogy a kis tömegek, vagyis a rezonanciák tartományában is érvényes.

Regge-faktorizációt feltételezve az adott folyamatot jellemző amp-

litúdó, valamint az annak abszolútérték-négyzetével arányos differenciális hatáskeresztmetszet, vertex és propagátor járulékok szorzataként írható fel. A 47. ábra mutatja a rugalmas és diffraktív folyamatok differenciális hatáskeresztmetszeteihez tartozó vertex és propagátor járulékokat.

A 47a. ábra a rugalmas proton-proton szórás diagramja, ahol a folyamat differenciális hatáskeresztmetszetét meghatározó vertex és propagátor járulékok is fel vannak tüntetve. A pomeront az $\alpha(t)$ Regge trajektória adja meg, a proton-pomeron rugalmas vertexeket pedig a $\beta(t)$ proton-pomeron csatolások jellemzik. A pomeron cserét egy s -től függő propagátor adja meg. Ennek megfelelően a rugalmas szórás differenciális hatáskeresztmetszetére a következő modellt írhatjuk fel:

$$\frac{d\sigma_{EL}}{dt} = A_{EL}\beta^2(t)\beta^2(t)|\eta(t)|^2 \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha(t)-2}, \quad (12.16)$$

ahol A_{EL} szabad paraméterként jelenik meg, magába foglalja a különböző konstans faktorokat és megadja a helyes dimenziót. A proton-pomeron csatolás esetén egy egyszerű választással élhetünk: $\beta^2(t) = e^{bt}$, ahol b szabad paraméter. Az $\alpha(t)$ pomeron trajektóriára is a legegyszerűbb választással élünk, azt lineárisnak választjuk meg: $\alpha(t) = 1 + \varepsilon + \alpha't$, ahol $\varepsilon \approx 0.08$ és $\alpha' \approx 0.25 \text{ GeV}^{-2}$. Az $\eta(t) = e^{-i\frac{\pi}{2}\alpha(t)}$ szignatúra faktor járuléka a differenciális hatáskeresztmetszethez $|\eta(t)|^2 = 1$. Ennek következtében a szignatúra faktort odaértjük, de nem írjuk ki expliciten a továbbiakban.

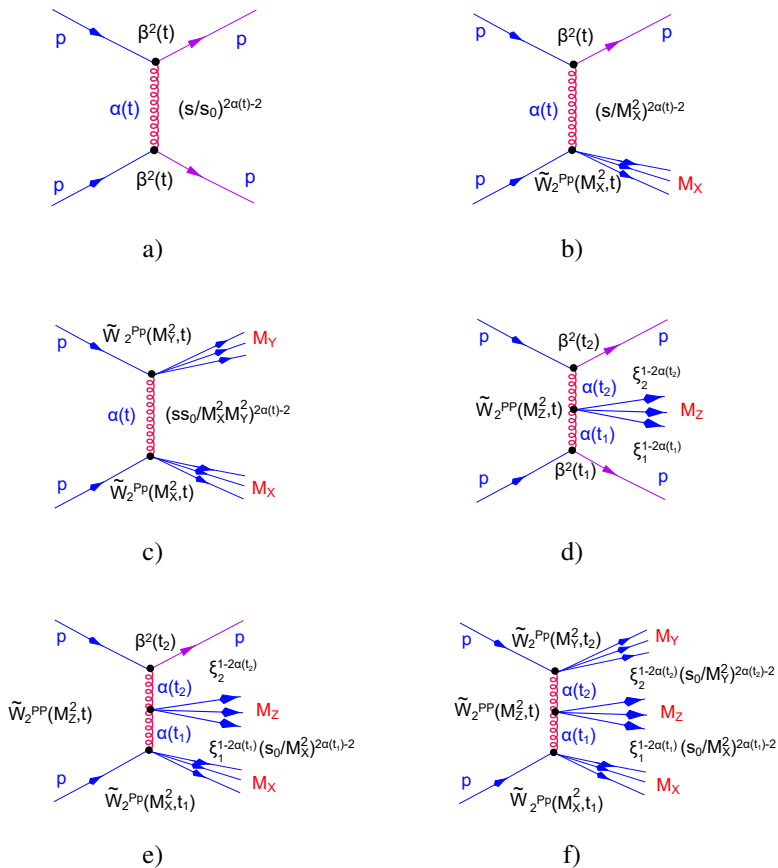
LHC energiákon a domináns járulékot a rugalmas és diffraktív szórás leírásban a pomeron adja. Jelen van azonban az odderon járuléka is, amelyre nemrégiben magyar közreműködéssel sikerült statisztikailag szignifikáns (a felfedezést jelentő 5σ -nál nagyobb bizonyosságú) bizonyítékot találni [37, 36, 58]. Mindazonáltal az odderon járuléka még mindig sokkal kisebb a pomeronéhoz képest, ezért a jelen egyszerű modellben csak az utóbbi járulékat vesszük figyelembe.

Az [55, 56, 57] munkákban alkalmazott formalizmusban a rugalmatlan proton-pomeron vertexek járuléka az SD és DD diagramjaiban a mélyen rugalmatlan elektron-proton szórás elméletében megjelenő proton szerkezeti függvénnyel fejezhetőek ki. A Regge faktorizáció alkalmazásával a 47b. ábra alapján tehát az SD differenciális hatáskeresztmetszet az LHC energiatartományában a következőképpen írható fel:

$$2 \cdot \frac{d^2 \sigma_{SD}}{dt dM_X^2} = A_{SD} \beta^2(t) \tilde{W}_2^{PP}(M_X^2, t) \left(\frac{s}{M_X^2} \right)^{2\alpha_P(t)-2}, \quad (12.17)$$

ahol a $\tilde{W}_2^{PP}(M_X^2, t)$ az F_2^P proton szerkezeti függvénnyel van kapcsolatban, $\tilde{W}^{PP} \sim F_2^P$.

Ha a második rugalmas proton-pomeron vertex is rugalmatlanná válik, akkor a dupla diffrakció esetét kapjuk, melynek differenciális hatáskereszt-



47. ábra: Proton-proton ütközési folyamatok diagramjai a differenciális hatáskeresztmetszeteiket meghatározó vertex és propagátor járulékok feltüntetésével.

metszete a 47c. ábra alapján:

$$\frac{d^3 \sigma_{DD}}{dt dM_X^2 dM_Y^2} = A_{DD} \tilde{W}_2^{PP}(M_X^2, t) \tilde{W}_2^{PP}(M_Y^2, t) \left(\frac{ss_0}{M_X^2 M_Y^2} \right)^{2\alpha_P(t)-2} \quad (12.18)$$

A centrális diffrakciós folyamatokban a középső PP vertex járuléka, ami M_Z tömegű bozonikus rendszert hoz létre, a mélyen rugalmatlan pomeron-pomeron szórását jellemző pomeron szerkezeti függvény segítségével írható fel.

A 47d., 47e. és 47f. ábráknak megfelelően a CD, CDS és CDD folyamatok hatáskeresztmetszetei a következők:

$$\frac{d^4 \sigma_{CD}}{dt_1 dt_2 d\xi_1 d\xi_2} = A_{CD} \beta^2(t_1) \beta^2(t_2) \tilde{W}^{PP}(M_Z^2, t) \xi_1^{1-2\alpha_P(t_1)} \xi_2^{1-2\alpha_P(t_2)}, \quad (12.19)$$

$$2 \cdot \frac{d^5 \sigma_{CDS}}{dt_1 dt_2 d\xi_2 d\xi_2 dM_X^2} = A_{CDS} \beta^2(t_2) \tilde{W}_2^{PP}(M_X^2, t_1) \tilde{W}^{PP}(M_Z^2, t) \quad (12.20)$$

$$\times \xi_1^{1-2\alpha_P(t_1)} \left(\frac{s_0}{M_X^2} \right)^{2\alpha(t_1)+2} \xi_2^{1-2\alpha_P(t_2)},$$

$$\frac{d^6 \sigma_{CDD}}{dt_1 dt_2 d\xi_2 d\xi_2 dM_X^2 dM_Y^2} = A_{CDD} \tilde{W}_2^{PP}(M_X^2, t_1) \tilde{W}_2^{PP}(M_Y^2, t_2) \tilde{W}^{PP}(M_Z^2, t) \quad (12.21)$$

$$\times \xi_1^{1-2\alpha_P(t_1)} \left(\frac{s_0}{M_X^2} \right)^{2\alpha(t_1)+2} \xi_2^{1-2\alpha_P(t_2)} \left(\frac{s_0}{M_Y^2} \right)^{2\alpha(t_2)+2},$$

ahol¹³ $M_Z^2 = \xi_1 \xi_2 s$ és \tilde{W}^{PP} a F_2^P pomeron szerkezeti függvénnyel arányos:

¹³Az $M_Z^2 = \xi_1 \xi_2 s$ nem egy egzakt egyenlőség. Ha a két bejövő proton négyesimpulzusa p_1 és p_2 , akkor $\xi_1 p_1$ négyesimpulzust visz el az egyik pomeron és $\xi_2 p_2$ négyesimpulzust a másik. Ebből a centrális rendszer tömege, $M_Z^2 = (\xi_1 p_1 +$

$\tilde{W}^{PP}(M_X^2, t) \sim F_2^P(M_Z^2, t)$. Továbbá $t = t_1 + t_2$ tekintve, hogy középen egy t_1 és egy t_2 négyesimpulzusú (virtualitású) pomeron ütközik.

A fent ismertetett elméleti modellek akkor lesznek teljesen meghatározottak, ha a proton és pomeron szerkezeti függvényekkel kapcsolatban lévő \tilde{W}^{PP} és \tilde{W}^{PP} függvényeket is meghatározzuk.

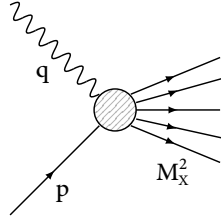
A mélyen rugalmatlan elektron-proton ütközések vizsgálatából jól ismert a virtuális foton (γ^*) és a proton (p) kölcsönhatásából kialakuló vertex, amelyet a 48. ábra mutat. A proton szerkezeti függvény a γ^*p szórás $\sigma_t^{\gamma^*p}$ teljes hatáskeresztmetszetéhez a következőképpen kapcsolódik [59]:

$$F_2^P(x, Q^2) = \frac{Q^2(1-x)}{4\pi\alpha(1+4m^2x^2/Q^2)} \sigma_t^{\gamma^*p}(x, Q^2), \quad (12.22)$$

ahol α a finomszerkezeti állandó, $Q^2 = -q^2$, $x = \frac{Q^2}{2p \cdot q}$ a Bjorken skálázási változó, továbbá p a bejövő proton négyesimpulzusa és q az elektron által kibocsátott virtuális foton négyesimpulzusa. Mivel $M_X^2 = (p+q)^2 = p^2 + q^2 + 2p \cdot q$, $p \cdot q = \frac{1}{2} (M_X^2 + Q^2 - m_p^2)$, ahol m_p a proton tömege.

A teljes γ^*p hatáskeresztmetszet az optikai tétel értelmében a A^{γ^*p} szórási amplitúdó zérus átadott impulzusoknál vett imaginárius részéből

$\overline{\xi_2 p_2}^2 = (\xi_1^2 + \xi_2^2)m_p^2 + 2\xi_1\xi_2(s/2 - m_p^2)$, ami az $m_p^2 \ll s$ esetben $M_Z^2 \approx \xi_1\xi_2s$, ahol m_p a proton tömege.



48. ábra: A mélyen rugalmatlan elektron-proton szórásban megjelenő $\gamma^* p$ vertex. A bejövő, p négyesimpulzusú proton az elektron által kibocsátott q négyesimpulzusú virtuális fotonnal ütközik és létrehoz egy M_X^2 tömegű hadronikus rendszert.

számolható ki:

$$\sigma_t^{\gamma^* p}(x, Q^2) = \frac{8\pi}{P_{CM}\sqrt{s}} \mathcal{J} m A^{\gamma^* p}(s(x, Q^2), \tilde{t} = 0, Q^2), \quad (12.23)$$

ahol P_{CM} a rendszer tömegközéppontja impulzusának abszolút értéke,

$$P_{CM} = \frac{s - m^2}{2(1-x)} \sqrt{\frac{1 + 4m_p^2 x^2 / Q^2}{s}}$$

és $s = (p + q)^2 \equiv M_X^2$.

A virtuális fotont pomeronra cserélve és ezáltal a $Q^2 = -t$ és $s = M_X^2$ helyettesítést alkalmazva kapjuk:

$$F_2^p(M_X^2, t) = \frac{-t(1-x)}{4\pi\alpha(1 - 4m_p^2 x^2 / t)} \sigma_t^{pp}(M_X^2, t), \quad (12.24)$$

ahol σ_t^{Pp} a teljes proton-pomeron hatáskeresztmetszet és mivel

$$x \equiv x(M_X^2, t) = \frac{-t}{M_X^2 - m_p^2 - t}, \quad (12.25)$$

az x helyett az M_X^2 -et jelöljük meg változóként.

$F_2^p(M_X^2, t) = v(M_X^2, t)W_2^{Pp}(M_X^2, t)$, ahol $v(M_X^2, t) = \frac{-t}{2m_p x(M_X^2, t)}$. Ekkor a Pp vertex járuléka a differenciális hatáskeresztmetszethez:

$$\tilde{W}_2^{Pp}(M_X^2, t) \equiv \frac{W_2^{Pp}(M_X^2, t)}{2m_p}. \quad (12.26)$$

A teljes Pp hatáskeresztmetszetet a következőképpen írhatjuk:

$$\sigma_t^{Pp}(M_X^2, t) = \sigma_{t,0}^{Pp}(M_X^2, t) + \sigma_{t,res}^{Pp}(M_X^2, t), \quad (12.27)$$

ahol

$$\sigma_{t,0}^{Pp}(M_X^2, t) = \sigma_0 \left(\frac{M_X^2}{s_0} \right)^{\alpha(t)-1}, \quad (12.28)$$

és

$$\sigma_{t,res}^{Pp}(M_X^2, t) = \frac{8\pi}{P_{CM}M_X} \mathcal{I} m A_{res}^{Pp}(M_X^2, t), \quad (12.29)$$

továbbá $\sigma_0 = 2.82$ mb vagy 7.249 GeV^{-2} [60], $P_{CM} = \frac{M_X^2 - m_p^2}{2(1-x)} \sqrt{\frac{1-4m_p^2 x^2/t}{M_X^2}}$ és x a (12.25) képlet által megadott. A $\sigma_{t,0}^{Pp}$ a Pp teljes hatáskeresztmetszet rezonanciákat nem tartalmazó háttérszerű komponense, míg a $\sigma_{t,res}^{Pp}$ a diff- raktív folyamatban keletkező rezonanciák járulékát adja meg.

A Pp vertex járuléka az $\mathcal{I}m A_{rés}^{Pp}(M_X^2, t)$ megadásával lesz teljes. Mivel a Pp teljes hatáskeresztmetszetet kis tömegeknél a nukleon rezonanciák határozzák meg, ezért az amplitúdó képzetes részére a következő képletet írhatjuk [55]:

$$\mathcal{I}m A^{Pp}(M_X^2, t) = \sum_{n=1,2,\dots} \frac{[f(t)]^{2(n+1)} \text{Im } \alpha_{N^*}(M_X^2)}{(2n + 0.5 - \text{Re } \alpha_{N^*}(M_X^2))^2 + (\text{Im } \alpha_{N^*}(M_X^2))^2}, \quad (12.30)$$

ahol a α_{N^*} nukleon trajektória,

$$f(t) = (1 - t/t_0)^{-2}, \quad (12.31)$$

és $t_0 = 0.71 \text{ GeV}^2$.

A nukleon trajektória explicit alakja megtalálható az [55] hivatkozásban. A rezonanciák ezen a trajektórián $J = 5/2, 9/2, 13/2, \dots$ teljes impulzusmomentumokkal jelennek meg. A domináns nukleon trajektória mellett még másodlagos járulékként további barion trajektóriák (például a Δ^* trajektória) is jelen lehetnek.

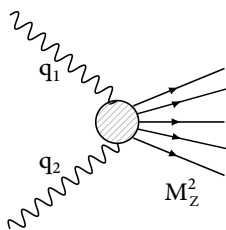
A következőkben a kirakós utolsó darabját, a \tilde{W}^{PP} függvényt tárgyaljuk.

A [61] hivatkozás alapján a 49. ábrán szemléltetett, két virtuális foton ütközési folyamatának tanulmányozásánál alkalmazott virtuális foton

szerkezeti függvény a következőképpen írható fel:

$$F_2^\gamma(x^\gamma, Q_1^2, Q_2^2) = \frac{2x^\gamma Q_1^4}{4\pi^2 \alpha \sqrt{4x^\gamma x^\gamma Q_1^4 - Q_1^2 Q_2^2}} \sigma_t^{\gamma^* \gamma^*}(x^\gamma, Q_1^2, Q_2^2), \quad (12.32)$$

ahol α a finomszerkezeti állandó, $Q_1^2 = -q_1^2$, $Q_2^2 = -q_2^2$, q_1 és q_2 a fotonok négyesimpulzusai, valamint $x^\gamma = \frac{Q_1^2}{2q_1 \cdot q_2}$ a Bjorken skálázási változó. Mivel $M_Z^2 = (q_1 + q_2)^2 = q_1^2 + q_2^2 + 2q_1 \cdot q_2$, így $q_1 \cdot q_2 = \frac{1}{2} (M_Z^2 + Q_1^2 + Q_2^2)$.



49. ábra: A $\gamma^* \gamma^*$ vertex: q_1 és q_2 négyesimpulzusokkal rendelkező két virtuális foton egymással ütközik és egy M_Z^2 tömegnégyzetű hadronikus rendszert hoz létre.

A $\sigma_t^{\gamma^* \gamma^*}$ teljes hatáskeresztmetszet természetesen ebben az esetben is az amplitúdó imaginárius részével van kapcsolatban:

$$\sigma_t^{\gamma^* \gamma^*}(x^\gamma, Q_1^2, Q_2^2) = \frac{8\pi}{P_{CM} \sqrt{s^\gamma}} \mathcal{I} m A^{\gamma^* \gamma^*}(s^\gamma(x, Q_1^2, Q_2^2), \vec{t} = 0, Q_1^2, Q_2^2). \quad (12.33)$$

ahol P_{CM} a rendszer tömegközéppontja impulzusának abszolút értéke, amely a $\gamma^* \gamma^*$ szórás esetén $P_{CM} = \frac{s^\gamma - Q_2^2}{2(1-x^\gamma)} \sqrt{\frac{1-4Q_2^2 x^\gamma x^\gamma / Q_1^2}{s^\gamma}}$ és $s^\gamma = (q_1 + q_2)^2 \equiv M_Z^2$.

Ha a virtuális fotonokat pomeronokra cseréljük és ezáltal a $Q_1^2 = -t_1$, $Q_2^2 = -t_2$ és $s^\gamma = M_Z^2$ helyettesítéseket alkalmazzuk, akkor

$$F_2^P(M_Z^2, t_1, t_2) = \frac{2x^P t_1^2}{4\pi^2 \alpha \sqrt{4x^P x^P t_1^2 - t_1 t_2}} \sigma_t^{PP}(M_Z^2, t_1, t_2), \quad (12.34)$$

ahol

$$x^P \equiv x^P(M_Z^2, t_1, t_2) = \frac{-t_1}{M_Z^2 - t_1 - t_2} \quad (12.35)$$

és x^P helyett az M_Z^2 tömegnégyzetet jelöljük meg változóként.

$F_2^\gamma = v^\gamma W_2^\gamma$ és hasonlóan $F_2^P = v^P W_2^P$, ahol $v^P \equiv v^P(M_Z^2, t_1, t_2) = \frac{1}{2} (M_Z^2 - t_1^2 - t_2)$. Ekkor a PP vertex járulékát a differenciális hatáskeresztmetszethez a

$$\tilde{W}_2^{PP} \equiv \frac{F_2^P(M_Z^2, t_1, t_2)}{v^P(M_Z^2, t_1, t_2)} \quad (12.36)$$

adja meg.

A teljes PP hatáskeresztmetszetet a következőképpen írhatjuk:

$$\sigma_t^{PP}(M_X^2, t) = \sigma_{t,0}^{PP}(M_X^2, t) + \sigma_{t,res}^{PP}(M_X^2, t), \quad (12.37)$$

ahol a $\sigma_{t,0}^{PP}$ háttérszerű komponenst a $\sigma_{t,0}^{PP}$ -vel vesszük azonosnak [60],

$$\sigma_{t,res}^{PP}(M_X^2, t) = \frac{8\pi}{P_{CM} M_X} \mathcal{I} m A_{res}^{PP}(M_X^2, t), \quad (12.38)$$

továbbá $P_{CM} = \frac{M_Z^2 - t_1}{2(1-x)} \sqrt{\frac{1-4t_1 x^2/t_2}{M_Z^2}}$ és x a (12.35) képlet által megadott. A

teljes hatáskeresztmetszet rezonanciákat tartalmazó $\sigma_{i,res}^{PP}$ komponensét a szórási amplitúdó imaginárus része határozza meg [62]:

$$\text{Im } A^{PP}(M_X^2, t) = \sum_{i=f,P} \sum_J \frac{[f_i(t)]^{J+2} \text{Im } \alpha_i(M_X^2)}{(J - \text{Re } \alpha_i(M_X^2))^2 + (\text{Im } \alpha_i(M_X^2))^2}, \quad (12.39)$$

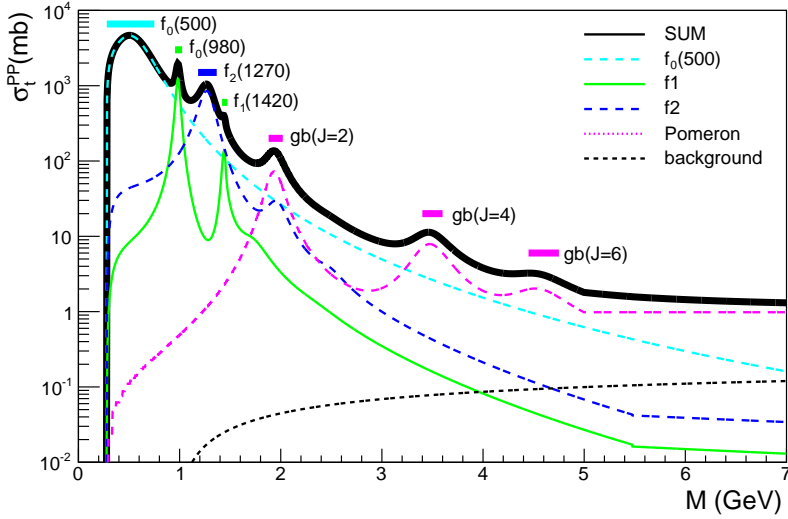
ahol az i index végigfut azokon a trajektóriákon, amely járulékot ad az amplitúdóba, továbbá minden egyes trajektória esetén összegzés történik a J teljes impulzuszórájú kötött állapotokon. Az $f_i(t)$ pólus rezíduum tagot minden trajektória esetén azonosnak választjuk meg és a (12.31) képlettel definiáljuk.

A $PP \rightarrow M_Z^2$ pomeron-pomeron csatorna a pomeron és az f-mezon csatornához csatolódik a kvantumszámok megmaradásának következtében. Ennek megfelelően a PP teljes hatáskeresztmetszet kiszámolásához a pomeron trajektória mellett figyelembe kell vennünk az f-mezonoknak megfelelő trajektóriákat is, melyek explicit alakjai megtalálhatóak a [62] tanulmányban. A teljes PP hatáskereszt-metszet a 50. ábra szemlélteti.

Az SD folyamat teljes integrális hatáskeresztmetszetét a következőképpen kaphatjuk meg:

$$2\sigma_{SD} = 2 \cdot \int_{M_{Xmin}^2}^{M_{Xmax}^2} dM_X^2 \int_{t_{min}}^{t_{max}} dt \frac{d\sigma_{SD}^2}{dM_X^2 dt}, \quad (12.40)$$

ahol $M_{Xmin}^2 = 1.4 \text{ GeV}^2$, az effektív diffrakciós küszöb [50], $M_{Xmax}^2 \approx 0.1s \text{ GeV}^2$ (a pontos érték az adott kísérleti feltételektől függ), $t_{min} = 0$



50. ábra: A teljes PP hatáskeresztmetszet.

GeV^2 és $t_{min} = -\infty \text{ GeV}^2$ (bár a gyakorlatban általában elegendő -1 GeV^2 értéket venni, mivel a differenciális hatáskeresztmetszet t -ben exponenciálisan csökken).

Hasonlóan a DD folyamat teljes integrális hatáskeresztmetszete a következő [50]:

$$\sigma_{DD} = \int_{M_{Xmin}^2}^{M_{Xmax}^2} dM_X^2 \int_{M_{Ymin}^2}^{M_{Ymax}^2} dM_Y^2 \int_{t_{min}}^{t_{max}} dt \frac{d\sigma_{DD}^3}{dM_X^2 dM_Y^2 dt}, \quad (12.41)$$

ahol $M_{Xmin}^2 = 1.4 \text{ GeV}^2$, $M_{Xmax}^2 \approx 0.1 s s_0 / M_{Xmin}^2 \text{ GeV}^2$, $M_{Ymin}^2 = 1.4 \text{ GeV}^2$, $M_{Ymax}^2 \approx 0.1 s s_0 / M_X^2 \text{ GeV}^2$, $s_0 = 1 \text{ GeV}^2$, $t_{min} = 0 \text{ GeV}^2$ és $t_{max} = -\infty \text{ GeV}^2$.

A CD folyamat teljes integrális hatáskeresztmetszete:

$$\sigma_{CD} = \int_{\xi_{1min}}^{\xi_{1max}} d\xi_1 \int_{\xi_{2min}}^{\xi_{2max}} d\xi_2 \int_{t_{1min}}^{t_{1max}} dt_1 \int_{t_{2min}}^{t_{2max}} dt_2 \frac{d\sigma_{CD}^4}{dt_1 dt_2 d\xi_1 d\xi_2}, \quad (12.42)$$

ahol $\xi_{1min} = \xi_{2min} = M_{Zmin}^2/s$, $M_{Zmin}^2 = 1 \text{ GeV}^2$, $\xi_{1max} = \xi_{2max} \approx 0.01$ (a pontos érték az adott kísérleti feltételektől függ) [50], $t_{1min} = t_{2min} = -\infty \text{ GeV}^2$, $t_{1max} = t_{2max} = 0 \text{ GeV}^2$.

Mindezek alapján egyszerűen felírhatóak CDS és CDD folyamatokat jellemző teljes differenciális hatáskeresztmetszetek, ezért azokat nem részletezzük külön.

Összefoglalás

Könyünkben röviden áttekintettük a rugalmas és diffraktív proton-proton és proton-antiproton szórás standardnak számító Regge-elméleti modelljeit. Rugalmas szórás esetén egy pólusú és dupla pólusú cseréket megadó modelleket vizsgáltunk meg, amelyből az derül ki, hogy az előbbi csak nulla közeli átdadott impluzusoknál írja le jól az adatokat, míg az utóbbi már közepes átdadott impluzusoknál is reprodukálja a kísérleti adatokban fellelhető törvényszerűségeket. Azt figyelhetjük meg, hogy LHC energiákon a másodlagos reggeonok járuléka elhanyagolhatóan kicsi, a domináns szerepet a pomeron tölti be, de már az odderon szerepe sem elhanyagolható és az energia növekedésével egyre jelentősebbé is válik. Fontos megemlíteni azonban, hogy a modellek nem képesek leírni az összes fellelhető rugalmas pp és $p\bar{p}$ mérési adatot, csak egy korlátozott kinematikai tartományban működnek elfogadhatóan. Az elméleti modellek továbbfejlesztése egy átfogóbb és jobb leírás céljából fontos jövőbeli feladat.

A protonok kölcsönhatási tartományának vizsgálata azt mutatják, hogy az ütköző protonok középső részében egy üregesség alakul ki, amely azt jelenti, hogy a rugalmas ütközés valószínűségének a maximuma nem zérus ütközési paramétereknél van, hanem nullától kicsit nagyobb értéknél. Továbbá az is kiderül, hogy a protont pionfelhő burkolja. A protonok kölcsönhatási tartományának további vizsgálata is

szükséges, többek között annak meghatározása céljából is, hogy a proton üregességének a kialakulása mennyire tisztán az s -csatorna unitaritásának a következménye és mennyire lehet köze hozzá a t -csatorna unitaritásának is. A jövőben megválaszolható érdekes kérdés az is, hogy a szórási amplitúdó odderon komponense hogyan járul hozzá az üregesség kialakításához.

Fontos kérdés a bemeneti amplitúdó unitarizálásának és aszimptotikus viselkedésének a vizsgálata. A két elterjedt unitarizációs eljárás egymásnak ellentmondó aszimptotikus viselkedést jósol. A helyes eljárás kiválasztása érdekében több mérési adatra van szükség minél nagyobb energiákon.

A Regge-trajektóriák duális viselkedése lehetőséget biztosít arra, hogy rugalmas pp és $p\bar{p}$ szórási adatok alapján becsléseket készítsünk az eddig még kísérletileg direkt módon nem detektált gluonlabda állapotok tulajdonságaira is. Az LHC céljai közé tartozik a gluonlabda állapotok mérése is, ami ha sikerrel jár, igazolhatja az elmélet helyességét vagy esetleg annak továbbfejlesztésére int majd.

A gluonlabdák és más exotikus részecskék keresésének egyik csatornája a diffraktív proton-proton és proton-antiproton ütközések vizsgálata. Könyvünkben a diffraktív szórás három-pomeron kölcsönhatáson, valamint szerkezeti függvényeken alapuló formalizmusait tekintettük át, az utóbbi esetében a kis tömegeknél domináló rezonanciák figyelembevételével. Megvizsgálandó kérdés marad, hogy a három-pomeron köl-

csönhatáson alapuló modellezés hogyan terjeszthető ki az alacsonyabb tömegek, vagyis a rezonanciák tartományára is. Szintén további kutatásra int a szerkezeti függvényeken alapuló formalizmus vonal is, ahol a következő lépések a modell meglévő kísérleti adatokra történő alkalmazása és a jövőben mérendő adatokra történő becslések készítése kell legyenek.

Köszönetnyilvánítás

A könyv a Magyar Tudományos Akadémia Domus könyvkiadás-támogatási pályázatának köszönhetően jelenhetett meg. Szanyi István munkáját a Márton Áron Szakkollégium program támogatta.

Hivatkozások

- [1] M. Kaku, *Quantum Field Theory: A Modern Introduction* (Oxford University Press, 1993).
- [2] D. Horváth and Z. Trócsányi, *Bevezetés az elemi részek fizikájába* (Typotex, 2017).
- [3] Particle Data Group Collaboration (P. Zyla *et al.*), *PTEP* **2020**, 083C01 (2020), doi:10.1093/ptep/ptaa104.
- [4] V. Barone and E. Predazzi, *High-Energy Particle Diffraction*, Texts and Monographs in Physics, Vol. v.565 (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2002).
- [5] P. D. B. Collins, *An Introduction to Regge Theory and High-Energy Physics* Cambridge Monographs on Mathematical Physics, Cambridge Monographs on Mathematical Physics (Cambridge Univ. Press, Cambridge, UK, 2009).
- [6] J. R. Forshaw and D. A. Ross, *Quantum Chromodynamics and the Pomeron* Cambridge Lecture Notes in Physics, Cambridge Lecture Notes in Physics (Cambridge University Press, 1997).
- [7] S. Donnachie, G. Dosch, P. Landshoff and O. Nachtmann, *Pomeron Physics and QCD* Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology, Cambridge Monographs on Particle

Physics, Nuclear Physics and Cosmology (Cambridge University Press, 2002).

- [8] T. Regge, *Nuovo Cim.* **14**, 951 (1959), doi:10.1007/BF02728177.
- [9] G. Chew and S. C. Frautschi, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 394 (1961), doi:10.1103/PhysRevLett.7.394.
- [10] G. Chew and S. C. Frautschi, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 41 (1962), doi:10.1103/PhysRevLett.8.41.
- [11] V. Gribov and I. Pomeranchuk, *Sov. Phys. JETP* **15**, 788L (1962), doi:10.1103/PhysRevLett.8.343.
- [12] M. Poghosyan, *Introduction to Regge Field Theory in Wilhelm und Else Heraeus Physics School "Diffractive and electromagnetic processes at high energies"*, Heidelberg, 2013 .
- [13] L. Lukaszuk and B. Nicolescu, *Lett. Nuovo Cim.* **8**, 405 (1973), doi:10.1007/BF02824484.
- [14] L. L. Jenkovszky, *Fortsch. Phys.* **34**, 791 (1986), doi:10.1002/prop.19860341202.
- [15] L. Jenkovszky, R. Schicker and I. Szanyi, *Int. J. Mod. Phys. E* **27**, 1830005 (2018), arXiv:1902.05614 [hep-ph], doi:10.1142/S0218301318300059.

- [16] TOTEM Collaboration (G. Antchev *et al.*), *Eur. Phys. J. C* **79**, 785 (2019), arXiv:1812.04732 [hep-ex], doi:10.1140/epjc/s10052-019-7223-4.
- [17] G. Cohen-Tannoudji, V. V. Ilyin and L. L. Jenkovszky, *Lett. Nuovo Cim.* **5S2**, 957 (1972), doi:10.1007/BF02777999.
- [18] A. A. Anselm and V. N. Gribov, *Phys. Lett. B* **40**, 487 (1972), doi:10.1016/0370-2693(72)90559-X.
- [19] C.-I. Tan and D. M. Tow, *Phys. Lett. B* **53**, 452 (1975), doi:10.1016/0370-2693(75)90216-6.
- [20] U. Sukhatme, C.-I. Tan and J. Tran Thanh Van, *Z. Phys. C* **1**, 95 (1979), doi:10.1007/BF01450385.
- [21] L. Jenkovszky, I. Szanyi and C.-I. Tan, *Eur. Phys. J. A* **54**, 116 (2018), arXiv:1710.10594 [hep-ph], doi:10.1140/epja/i2018-12567-5.
- [22] A. O. Barut and D. E. Zwanziger, *Phys. Rev.* **127**, 974 (1962), doi:10.1103/PhysRev.127.974.
- [23] I. Szanyi, N. Bence and L. Jenkovszky, *J. Phys.* **G46**, 055002 (2019), arXiv:1808.03588 [hep-ph], doi:10.1088/1361-6471/ab1205.

- [24] W. Broniowski, L. Jenkovszky, E. Ruiz Arriola and I. Szanyi, *Phys. Rev. D* **98**, 074012 (2018), arXiv:1806.04756 [hep-ph], doi:10.1103/PhysRevD.98.074012.
- [25] G. Barbiellini *et al.*, *Phys. Lett. B* **39**, 663 (1972), doi:10.1016/0370-2693(72)90025-1.
- [26] TOTEM Collaboration (G. Antchev *et al.*), *Nucl. Phys. B* **899**, 527 (2015), arXiv:1503.08111 [hep-ex], doi:10.1016/j.nuclphysb.2015.08.010.
- [27] TOTEM Collaboration (G. Antchev *et al.*), *Eur. Phys. J. C* **76**, 661 (2016), arXiv:1610.00603 [nucl-ex], doi:10.1140/epjc/s10052-016-4399-8.
- [28] L. L. Jenkovszky and A. N. Wall, *Czech. J. Phys. B* **26**, 447 (1976), doi:10.1007/BF01587265.
- [29] L. L. Jenkovszky, A. I. Lengyel and D. I. Lontkovskyi, *Int. J. Mod. Phys. A* **26**, 4755 (2011), arXiv:1105.1202 [hep-ph], doi:10.1142/S0217751X11054760.
- [30] L. L. Jenkovszky, *Riv. Nuovo Cim.* **10N12**, 1 (1987), doi:10.1007/BF02741870.
- [31] P. Desgrolard, M. Giffon and L. L. Jenkovszky, *Z. Phys. C* **55**, 637 (1992), doi:10.1007/BF01561301.

- [32] I. Szanyi, N. Bence and L. Jenkovszky, *J. Phys. G* **46**, 055002 (2019), arXiv:1808.03588 [hep-ph], doi:10.1088/1361-6471/ab1205.
- [33] I. Szanyi, L. Jenkovszky, R. Schicker and V. Svintozelskyi, *Nucl. Phys. A* **998**, 121728 (2020), arXiv:1910.02494 [hep-ph], doi:10.1016/j.nuclphysa.2020.121728.
- [34] E. Martynov and B. Nicolescu, *Eur. Phys. J. C* **79**, 461 (2019), arXiv:1808.08580 [hep-ph], doi:10.1140/epjc/s10052-019-6954-6.
- [35] T. Csörgő, R. Pasechnik and A. Ster, *Eur. Phys. J. C* **79**, 62 (2019), arXiv:1807.02897 [hep-ph], doi:10.1140/epjc/s10052-019-6588-8.
- [36] T. Csorgo and I. Szanyi, *Eur. Phys. J. C* **81**, 611 (2021), arXiv:2005.14319 [hep-ph], doi:10.1140/epjc/s10052-021-09381-5.
- [37] TOTEM, D0 Collaboration (V. M. Abazov *et al.*), *Phys. Rev. Lett.* **127**, 062003 (2021), arXiv:2012.03981 [hep-ex], doi:10.1103/PhysRevLett.127.062003.
- [38] O. V. Selyugin, *Nucl. Phys. A* **959**, 116 (2017), arXiv:1609.08847 [hep-ph], doi:10.1016/j.nuclphysa.2017.01.002.

- [39] I. Dremin, *JETP Lett.* **99**, 243 (2014), arXiv:1401.3106 [hep-ph], doi:10.1134/S0021364014050075.
- [40] I. M. Dremin, *Phys. Usp.* **58**, 61 (2015), arXiv:1406.2153 [hep-ph], doi:10.3367/UFNe.0185.201501d.0065.
- [41] E. Ruiz Arriola and W. Broniowski, *Few Body Syst.* **57**, 485 (2016), arXiv:1602.00288 [hep-ph], doi:10.1007/s00601-016-1095-z.
- [42] E. Ruiz Arriola and W. Broniowski, *Phys. Rev.* **D95**, 074030 (2017), arXiv:1609.05597 [nucl-th], doi:10.1103/PhysRevD.95.074030.
- [43] W. Broniowski and E. Ruiz Arriola, *Acta Phys. Polon.* **B48**, 927 (2017), arXiv:1704.03271 [hep-ph], doi:10.5506/APhysPolB.48.927.
- [44] W. Broniowski and E. Ruiz Arriola, *Acta Phys. Polon. Supp.* **10**, 1203 (2017), arXiv:1708.00402 [nucl-th], doi:10.5506/APhysPolBSupp.10.1203.
- [45] I. Dremin, *MDPI Physics* **1**, 33 (2019), doi:10.3390/physics1010004.
- [46] T. Csörgő, R. Pasechnik and A. Ster, *Eur. Phys. J.* **C80**, 126 (2020), arXiv:1910.08817 [hep-ph], doi:10.1140/epjc/s10052-020-7681-8.

- [47] J. R. Cudell, E. Predazzi and O. V. Selyugin, *Phys. Rev. D* **79**, 034033 (2009), arXiv:0812.0735 [hep-ph], doi:10.1103/PhysRevD.79.034033.
- [48] A. I. Bugrij, G. Cohen-Tannoudji, L. L. Jenkovszky and N. A. Kobylinsky, *Fortsch. Phys.* **21**, 427 (1973), doi:10.1002/prop.19730210902.
- [49] R. Fiore, L. L. Jenkovszky, F. Paccanoni and A. Prokudin, *Phys. Rev.* **D70**, 054003 (2004), arXiv:hep-ph/0404021 [hep-ph], doi:10.1103/PhysRevD.70.054003.
- [50] K. A. Goulianos, *Phys. Lett. B* **358**, 379 (1995), arXiv:hep-ph/9502356, doi:10.1016/0370-2693(95)01023-J, [Erratum: *Phys.Lett.B* 363, 268 (1995)].
- [51] K. A. Goulianos and J. Montanha, *Phys. Rev. D* **59**, 114017 (1999), arXiv:hep-ph/9805496, doi:10.1103/PhysRevD.59.114017.
- [52] K. A. Goulianos, *Frascati Phys. Ser.* **34**, 251 (2004), arXiv:hep-ph/0407035.
- [53] K. A. Goulianos, Diffraction in QCD, in *Corfu Summer Institute on Elementary Particle Physics (Corfu 2001)*, (2001). arXiv:hep-ph/0203141.

- [54] G. A. Jaroszkiewicz and P. V. Landshoff, *Phys. Rev. D* **10**, 170 (Jul 1974), doi:10.1103/PhysRevD.10.170.
- [55] L. L. Jenkovszky, O. E. Kuprash, J. W. L ams a, V. K. Magas and R. Orava, *Phys. Rev. D* **83**, 056014 (Mar 2011), doi:10.1103/PhysRevD.83.056014.
- [56] L. Jenkovszky, O. Kuprash, J. Lamsa and R. Orava, *Mod. Phys. Lett. A* **26**, 2029 (2011), arXiv:1106.3299 [hep-ph], doi:10.1142/S0217732311036346.
- [57] L. Jenkovszky, O. Kuprash, R. Orava and A. Sali , *Odessa Astron. Pub.* **25**, 102 (2012), arXiv:1211.5841 [hep-ph], doi:10.1134/S1063778814120072.
- [58] T. Cs org o, T. Nov ak, R. Pasechnik, A. Ster and I. Szanyi (12 2019), arXiv:1912.11968 [hep-ph].
- [59] V. K. Magas, Continuation of the dual amplitude with Mandelstam analyticity off mass shell, in *4th International Conference on Non-Euclidean Geometry in Modern Physics and Mathematics (BGL-4)*, (11 2004), pp. 159–170. arXiv:hep-ph/0411335.
- [60] R. Ciesielski and K. Goulianos, *PoS ICHEP2012*, 301 (2013), arXiv:1205.1446 [hep-ph], doi:10.22323/1.174.0301.

- [61] C. Berger and W. Wagner, *Physics Reports* **146**, 1 (1987), doi:[https://doi.org/10.1016/0370-1573\(87\)90012-3](https://doi.org/10.1016/0370-1573(87)90012-3).
- [62] R. Fiore, L. Jenkovszky and R. Schicker, *Eur. Phys. J. C* **78**, 468 (2018), arXiv:1711.08353 [hep-ph], doi:[10.1140/epjc/s10052-018-5907-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-5907-9).