

VLOGA GLUONOV V GLOBOKO NEELASTIČNEM VIRTUALNEM COMPTONSKEM SIPANJU

MIHA MIHOVILOVIČ^{1,2,3} IN SIMON ŠIRCA^{2,1}

¹Institut Jožef Stefan, Ljubljana

²Fakulteta za matematiko in fiziko, Univerza v Ljubljani

³Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz

PACS: 24.85.+p, 25.30.-c

Podrobnosti zgradbe protona zaposlujejo znanstvenike že od samih začetkov jedrske fizike. Kmalu zatem, ko je Robert Hofstadter s pionirskimi meritvami elastičnega sipanja elektronov ugotovil, da proton ni točkast, so poskusi razkrili zapleteno zgradbo protona in pomagali vzpostaviti teorijo kvarkov in gluonov, imenovano kvantna kromodinamika. Kakšna je dinamika teh osnovnih gradnikov protona in kako vplivajo na njegove lastnosti, danes opisujemo s posplošenimi partonskimi porazdelitvami, primernimi za opis porazdelitve lege in gibalne količine posameznih gradnikov. Tako si lahko ustvarimo nekakšno holografsko podobo protona, del te slike pa je mogoče izpolniti z meritvijo comptonskega sipanja. V članku opisujemo tovrstno meritev v globoko neelastičnem režimu, s katero smo potrdili trenutno sprejeti opis zgradbe protona in jasno identificirali vpliv gluonov.

GLIMPSE OF GLUONS THROUGH DEEPLY VIRTUAL COMPTON SCATTERING

Details on the internal structure of the proton are puzzling scientists since the beginnings of nuclear physics. Soon after the pioneering measurements of Robert Hofstadter, who discovered that the proton is not a point-like particle, the follow-up experiments revealed its complicated structure and paved the way for quantum chromodynamics, the theory of quarks and gluons. The dynamics of these fundamental constituents of the proton and of the way they influence its properties, are nowadays described by generalised parton distribution functions. They are used to characterise the position and momentum distributions of the constituents, allowing us to construct a holographic image of the proton. A part of this image can be obtained by investigating deeply virtual Compton scattering. In the paper we describe one such measurement which confirmed the presently accepted description of proton structure and exhibited an intriguing sensitivity to gluons.

Vsa snov, iz katere je zgrajen naš svet, je sestavljena iz atomov, mikroskopskih struktur, ki jih tvorijo elektroni ter v atomska jedra povezani protoni in nevtroni. A že več kot pol stoletja vemo, da protoni in nevtroni niso najmanjši delci snovi, temveč so sestavljeni iz še manjših gradnikov, tako imenovanih partonov. V okviru teorije kvantne kromodinamike, s katero pojasnujemo zgradbo protonov in nevtronov (krajše nukleonov), te poskušamo opisati s kvarki, ki jih trenutno razumemo kot najosnovnejše in nedeljive gradnike snovi, ter s posredniki močne sile, gluoni, ki kvarke kot nekakšno lepilo povezujejo v nukleone. Toda kljub poznavanju osnovnih

gradnikov in sil še vedno ne znamo dovolj natančno opisati osnovnih lastnosti nukleonov, kot sta prostorska porazdelitev naboja [1] ali izvor njegovega spina [2, 3]. Za slednjega so modeli sprva napovedovali, da so zanj odgovorni le valenčni kvarki, a meritve so pokazale, da ti v resnici ustvarijo le 30 % celotnega spina nukleona. Kaj prispeva preostalih 70 %, ni bilo jasno in vznemirja fizike že več desetletij. Šele sodobni kvantnokromodinamski izračuni nakazujejo, da k spinu znatno prispevajo tudi gluoni in kratkoživi pari kvark-antikvark, ki se v nukleonih rojevajo in umirajo dinamično [4]. Obenem je treba upoštevati še to, da imajo kvarki poleg spina tudi tirno vrtilno količino. Le tako izračuni pokažejo, da se celotna vrtilna količina gradnikov nukleona pravilno sešteje v spin protona.

Močna sila [5], ki jo med kvarki posredujejo gluoni, učinkuje podobno kot vzmet med žogicama, pritrjenima na njena konca. Ko sta si blizu, vzmet ni raztegnjena in žogici ne čutita nobene sile, ko ju razmaknemo, pa se vzmet napne in elastična sila ju poskuša znova zblížati. Podobno so kvarki znotraj nukleonov skoraj prosti, ko jih poskušamo izvleči iz nukleona, pa se močna sila med njimi tako zelo poveča, da jih nukleon posrka nazaj vase. Takšna narava močne sile je vzrok, da kvarkov in gluonov nikoli ne vidimo kot prostih delcev. Informacije o njih zato lahko dobimo le posredno, s študijem njihovega obnašanja znotraj nukleona in njihovega vpliva na količine, ki jih merimo med opazovanjem izbranih fizikalnih procesov. Različne jedrske reakcije so namreč občutljive na različne podrobnosti zgradbe nukleonov. Če želimo to zgradbo razumeti in natančno preveriti njeno teoretično ozadje, torej ne zadošča en sam poskus, pač pa moramo opraviti mnogo različnih meritev, ki vsaka iz svojega zornega kota osvetli raziskovani predmet.

Najnatančnejši vpogled v zgradbo nukleona in njegovih gradnikov omogočajo eksperimenti s sipanjem elektronov. Elektromagnetna interakcija, preko katere elektroni interagirajo s protoni — v žargonu ji pravimo kar elektromagnetna *sonda* — je precej šibkejša od močne interakcije, obenem pa je z uporabo kvantne elektrodinamike točno izračunljiva. To nam omogoča neposreden in zelo natančen vpogled v najmanjše podrobnosti strukture nukleona. Kako prodorna je elektromagnetna sonda, pa je odvisno od gibalne količine elektronov, s katerimi opazujemo nukleon, in jo lahko ocenimo z uporabo Heisenbergove neenakosti, ki povezuje prostorsko nedoločenost in gibalno količino:

$$\Delta x \geq \frac{\hbar}{p} \approx \frac{200 \text{ MeV fm}}{pc}.$$

Če želimo proučevati protone, ki imajo velikost približno enega femtometra, potrebujemo elektrone z gibalnimi količinami, večjimi od nekaj $100 \text{ MeV}/c$,

kakršne dobimo v pospeševalnikih elektronov. Trenutno najzmogljivejši je pospeševalnik CEBAF ameriškega nacionalnega laboratorija Thomas Jefferson National Accelerator Facility (Jefferson Lab) v ZDA. Zagotavlja zvezen žarek polariziranih elektronov z energijami do 12 GeV. V njem polarizirane elektrone ustvarijo s posebnim izvorom delcev, kjer z lasersko svetlobo iz polprevodniške katode izbijajo elektrone z dobro določeno sučnostjo. Elektrone nato vodijo v glavni del pospeševalnika, kjer delci do petkrat preletijo linearni pospeševalni stopnji, v katerih vsakokrat pridobijo energijo 800 MeV. Pospešene delce nato skozi visokofrekvenčni delilnik usmerijo v tri eksperimentalne dvorane za uporabo v poskusih. Največja med njimi je dvorana A [6], opremljena z visokoločljivimi magnetnimi spektrometri. V kombinaciji z različnimi jedrskimi tarčami ti omogočajo precizijski študij različnih jedrskih reakcij in hadronskih struktur. Spektrometre sestavlja niz superprevodnih magnetov, ki jim sledi sestav za detekcijo in karakterizacijo delcev. Vse skupaj je nameščeno na premično, motorizirano ploščad, ki 1000 t težke in 25 m dolge spektrometre z natančnostjo, boljše od $0,01^\circ$, vrtijo okoli osišča, pri tem pa se njihovo gorišče ne premakne za več kot 1 mm od interakcijske točke, kjer elektronski žarek zadene tarčo.

Visokoenergijski elektron z energijo E ob interakciji z jedrom del svoje energije in gibalne količine preda jedru v obliki virtualnega fotona, kvanta elektromagnetne interakcije, sam pa se odkloni in zapusti tarčo z drugačno energijo, E' , in v drugi smeri, θ_e , kjer ga zaznamo s spektrometrom. Porazdelitvi zaznanih delcev po kotu in energiji določata sipalni presek. Celotni sipalni presek σ ali diferencialni sipalni presek $d\sigma$ sta količini, ki ju navadno merimo v jedrskih poskusih in sta povezani s številom zaznanih delcev na časovno enoto

$$\dot{N}(\theta_e, E, E') = \mathcal{L} \sigma(\theta, E, E') = \mathcal{L} \int_{\Delta\Omega} \left(\frac{d\sigma(\theta, E, E')}{d\Omega} \right) d\Omega.$$

Tu je $\Delta\Omega$ kotna sprejemljivost spektrometra, \mathcal{L} pa svetilnost, določena s številsko gostoto toka vpadnih elektronov in s ploskovno gostoto ter masnim številom tarče.

Prvo informacijo, prvi vtis o zgradbi nukleona dobimo s študijem elastičnega sipanja elektronov na protonih. V teh procesih virtualni foton na nukleon prenese razmeroma majhno energijo, zato z njimi otipavamo njegovi porazdelitvi naboja in magnetizacije, določeni s prostorsko porazdelitvijo kvarkov v njem. To fizikalno vsebino parametriziramo z oblikovnima faktorjema $G_E(Q^2)$ in $G_M(Q^2)$, ki ju je mogoče tolmačiti kot Fourierovi

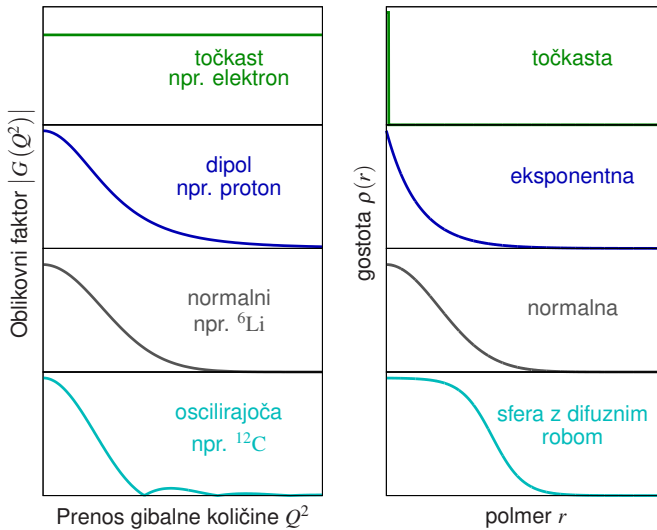
transformiranki porazdelitve naboja in magnetizacije [7]:

$$G_{E,M}(Q^2) \approx \int \rho_{E,M}(\vec{r}) e^{i\vec{r}\cdot\vec{q}/\hbar} d^3\vec{r}.$$

Oblikovna faktorja sta funkciji kvadrata četverca prenosa gibalne količine in ju določimo tako, da izmerjeni sipalni presek $(d\sigma/d\Omega)_{ep}$ primerjamo z izračunanim presekom $(d\sigma/d\Omega)_0$ za sipanje elektronov na točkastih brezspinskih delcih:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{ep} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \frac{1}{1+\tau} \left[G_E^2(Q^2) + G_M^2(Q^2)\tau \left(1 + 2(1+\tau) \tan^2 \frac{\theta_e}{2}\right) \right].$$

Pri tem je $\tau = Q^2/(2M_p)^2$ in M_p je masa protona. Meritve so pokazale, da lahko oblikovna faktorja protona približno opišemo s tako imenovano dipolno funkcijo oblike $G(Q^2) = 1/(1 + Q^2/\Lambda^2)^2$, kjer je Λ prost parameter. Tej funkciji ustreza eksponentna porazdelitev naboja in magnetizacije, glej sliko 1. To je bil prvi dokaz, da proton (in kasneje tudi nevtron) ni preprost Diracov (točkast) delec, pač pa razsežen objekt s povprečnim nabojnim radijem 0,88 fm [8, 9].



Slika 1. Zveza med oblikovnim faktorjem $G(Q^2)$ in krogelno simetrično porazdelitvijo naboja $\rho(r)$. Konstanten oblikovni faktor ustreza točkastemu naboju, kar velja, denimo, za elektron. Dipolni oblikovni faktor ustreza eksponentni porazdelitvi naboja, kar približno velja za proton. Oblikovni faktor z obliko Gaussove funkcije opisuje normalno porazdelitev naboja. Homogeno nabiti kroglji ustreza oscilirajoči oblikovni faktor.

Pri energijah elektronskega žarka nad 1 GeV dobi elektromagnetna sonda dovolj visoko ločljivost, da z njo vidimo v notranjost nukleona, še več, z razpoložljivimi pospeševalniki lahko energijo povečamo do te mere, da proton za virtualne fotone postane praktično prosojen, kar nam omogoči raziskovanje njegovih posameznih gradnikov, partonov. Presek za sipanje elektronov na kvarkih (gluoni so brez naboja in ne interagirajo elektromagnetno) lahko zapišemo podobno kot presek za elastično sipanje elektronov na protonih, vendar v njem namesto elastičnih oblikovnih faktorjev G_E in G_M nastopata strukturni funkciji F_1 in F_2 , odvisni od Bjorkenovega parametra $x = Q^2/(2M(E - E'))$, brezdimenzijskega razmerja, ki nam pove, kolikšen delež gibalne količine nukleona nosi obsevani parton. Obenem presek ni več odvisen le od prostorskega kota Ω , temveč tudi od energije E' :

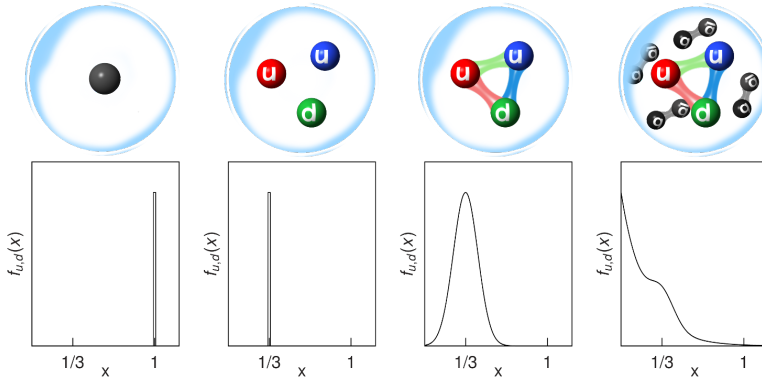
$$\left(\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} \right)_{\text{ep}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 \left[\frac{1}{E - E'} F_2(x) \cos^2 \frac{\theta_e}{2} + \frac{2}{M} F_1(x, Q^2) \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \right].$$

Strukturni funkciji F_1 in F_2 , ki ju določimo z meritvijo tega preseka, razkrivata podrobnosti o zgradbi protona, predvsem porazdelitev gibalne količine nukleona po posameznih partonih, saj ju lahko zapišemo kot

$$F_1(x) = \sum_i e_i^2 x f_i(x), \quad F_2(x) = \frac{1}{2x} \sum_i e_i^2 x f_i(x).$$

Tu indeks i teče po vseh partonih z naboji e_i , $f_i(x)$ pa označujejo ustrezne longitudinalne partonske porazdelitve, glej sliko 2. Analiza tega enorazsežnega prereza nukleona po gibalni količini, povzeta na sliki 3, je razkrila, da proton tvorijo trije kvarki, med seboj povezani z gluoni. Poleg treh valenčnih kvarkov pa prostornino nukleona zapolnjujejo še kratkoživi pari kvark-antikvark, ki se v nukleonu nenehno rojevajo in ugašajo.

Opis zgradbe nukleona je mogoče nadgraditi z uporabo tako imenovanih posplošenih partonskih funkcij (PPF) [12]. Te vključujejo korelacije med lego kvarka v transverzalni ravnini in njegovo gibalno količino v longitudinalni smeri, kar v posebnem koordinatnem sistemu omogoči izdelavo trirazsežne slike njegove zgradbe, torej nekakšno hadronsko tomografijo nukleona [13]. Ker so PPF zelo zapleteni matematični objekti, potrebujemo dolgo vrsto eksperimentov, da bi lahko natančno določili njihove lastnosti in pridobili informacije o trirazsežni podobi nukleona. Pri tem ne zadošča več meritev inkluzivnih sipalnih presekov, pri katerih zaznavamo le sipane elektrone, temveč moramo opazovati bolj zapletene procese. Eden od glavnih načinov za določanje PPF je opazovanje polariziranega globoko virtualnega Comptonovega sipanja (GVCS) in študij ustrezne kompleksne

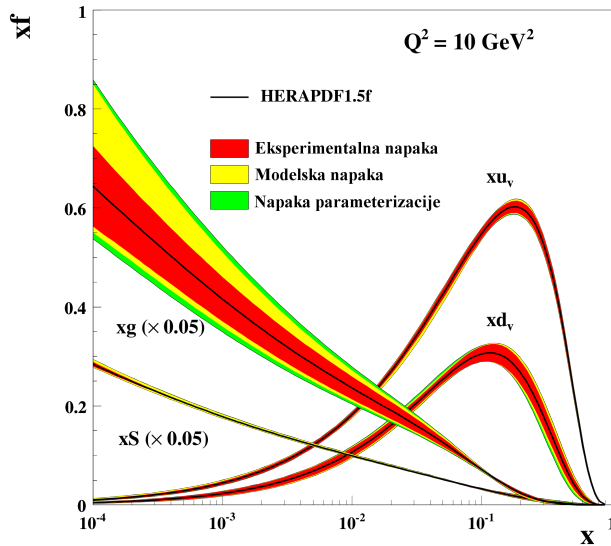


Slika 2. Oblike partonskih porazdelitev $f_i(x)$ ob predpostavljeni zgradbi nukleona. Če bi bil proton sestavljen le iz enega »kvarka«, bi v eksperimentu opazili le »funkcijo« δ pri $x = 1$. V primeru, da bi bil proton zgrajen iz treh nepovezanih valenčnih kvarkov z enakimi masami, bi vsak od njih nosil tretjino gibalne količine in porazdelitev bi imela ostro konico pri $x = 1/3$. Če trije kvarki interagirajo z izmenjavo gluonov, preko katerih si lahko izmenjujejo gibalno količino, pričakujemo zvonasto obliko porazdelitve z vrhom pri $x = 1/3$. Če pa upoštevamo, da so poleg valenčnih kvarkov v nukleonih prisotni tudi kratkoživi pari kvark-antikvark z majhnimi deleži nukleonove gibalne količine, pa dobimo obliko funkcije, kot jo prikazuje skrajno desna slika, ki ustreza meritvam.

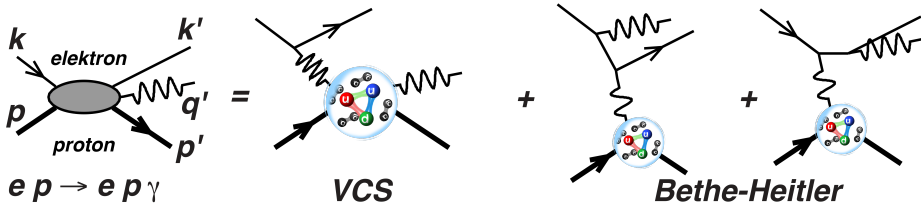
amplitude T_{GVCS} , ki je odvisna od štirih PPF protona. V ta namen na protonih sipamo visokoenergijske elektrone, ki elektromagnetno interagirajo s kvarki v protonu, v končnem stanju reakcije pa se iz protona rodi foton, ki ga v koincidenzi s sipanim elektronom zaznamo z detektorji. Pri tem moramo upoštevati, da enako končno stanje (elektron in foton) izmerimo tudi v konkurenčnih Bethe-Heitlerjevih procesih, kjer elektroni rodijo fotone in jih opišemo z amplitudo T_{BH} , glej sliko 4. Celotni presek za reakcijo $ep \rightarrow ep\gamma$ torej zapišemo kot

$$\frac{d^4\sigma(h)}{dQ^2 dx dt d\Phi} = \frac{d^2\sigma_0}{dQ^2 dx} \left[|T_{\text{BH}}|^2 + |T_{\text{GVCS}}|^2 + \mathcal{I}(T_{\text{BH}}, T_{\text{GVCS}}) \right], \quad (1)$$

kjer je $\mathcal{I}(T_{\text{BH}}, T_{\text{GVCS}})$ interferenca med amplitudama za Bethe-Heitlerjev in comptonski proces. Pri tem je h sučnost vpadnega elektrona, Φ pa kot med ravnino, ki jo določata vpadni in sipani elektron, ter ravnino, v kateri ležita virtualni in izsevani realni foton. Iz izraza za presek vidimo, da prispevek zavornega sevanja zastira pogled v reakcijo GVCS. Na srečo znamo prispevek tega procesa natančno izračunati [14], zato ga lahko s pomočjo računalniških simulacij odštejemo od izmerjenih spektrov. Po drugi strani pa vidimo, da ločena meritev člena $|T_{\text{GVCS}}|^2$ sama na sebi ne omogoča rekonstrukcije trirazsežne slike nukleona, saj z njo dobimo informacijo o velikosti



Slika 3. Partonske porazdelitvene funkcije pri $Q^2 = 10 (\text{GeV}/c)^2$ [10]. Prispevki gluonov in kratkoživih parov kvark-antikvark so zaradi preglednosti pomnoženi s faktorjem 0,05.

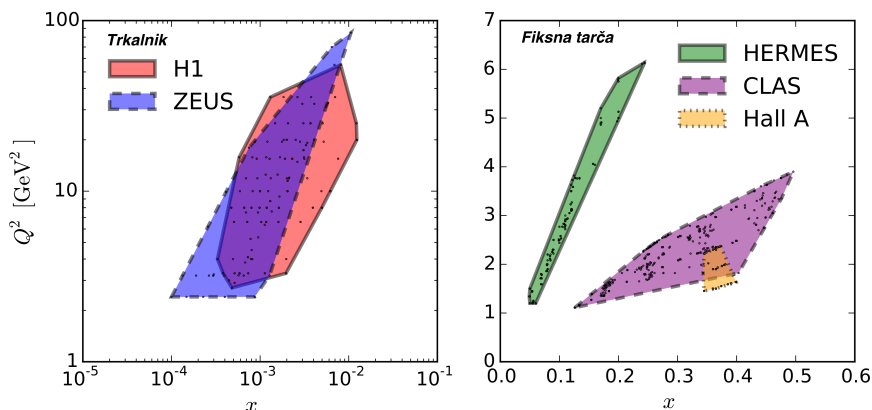


Slika 4. Shematski prikaz procesov, ki v prvem redu prispevajo k preseku za reakcijo $ep \rightarrow ep\gamma$. V primeru virtualnega comptonskega sipanja končni realni foton rodi končni tarčni proton. Pri Bethe-Heitlerjevih procesih pa ta ostane v osnovnem stanju in foton izseva bodisi vpadni bodisi sipani elektron [11].

amplitude, izgubimo pa informacijo o kompleksni fazi. V preseku (1) ta skrb odpade, saj v njem fazo lahko določimo iz interference med compton-skim sipanjem in zavornim sevanjem. S tem si zagotovimo neodvisen dostop tako do realnega kot tudi do imaginarnega dela T_{GVCS} , ki ju potrebujemo za izdelavo zelene »tomografske slike«.

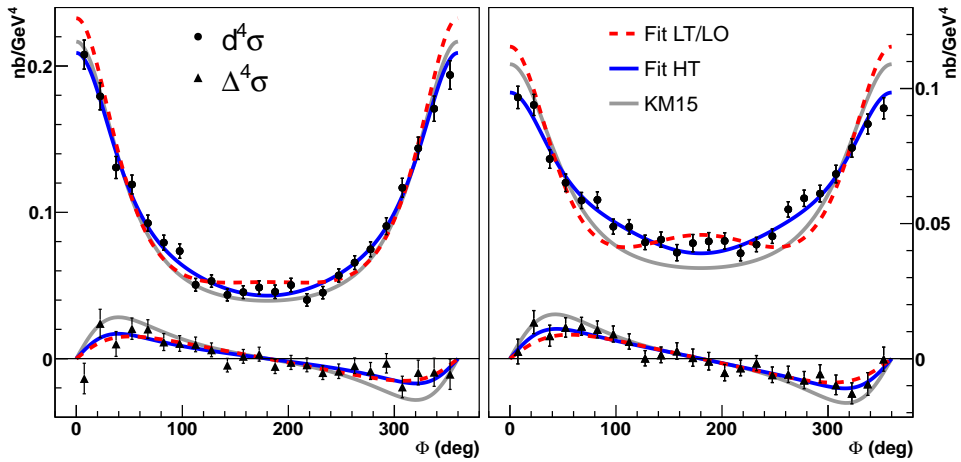
Za dovolj natančno določitev kompleksne amplitude za comptonsko sipanje in pripadajočih PPF potrebujemo visokoločljive meritve kotne porazdelitve delcev ob znanih lastnostih elektronskega žarka. V ta namen je bilo

v laboratoriju Jefferson Lab in nemškem centru DESY doslej narejenih že mnogo meritev na širokem kinematskem območju – glej sliko 5 – te pa se bodo nadaljevale tudi v prihodnje. V poskusu, ki smo ga leta 2012 opravili v okviru kolaboracije Hall A, pa smo ubrali drugačno pot [11]. Z uporabo magnetnih spektrometrov, ki omogočajo dva reda velikosti natančnejše meritve kot detektorji drugih skupin, smo na posebej izbranem kinematskem področju, kjer smo pričakovali le interakcijo elektronov s posameznimi kvarki, želeli preveriti natančnost trenutno razpoložljivega opisa PPF in amplitude za comptonsko sipanje, ki iz njih sledi. Meritev preseka smo opravili z žarkom polariziranih elektronov z energijami do 6 GeV v kombinaciji s kriogeno vodikovo tarčo. Sipane delce smo zaznali s spektrometri, fotone pa z elektromagnetnim kalorimetrom, energijsko občutljivim detektorjem, sestavljenim iz 200 kristalov svinčevega flourida.

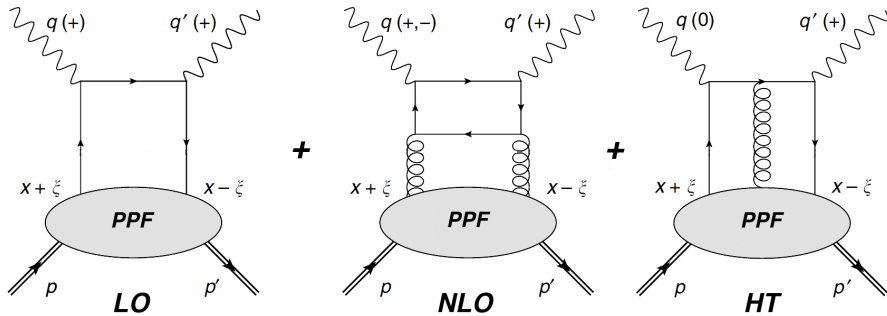


Slika 5. Globoko virtualno comptonsko sipanje je mogoče opazovati tako v trkalnikih (levo) kot tudi v eksperimentih s fiksno tarčo (desno). Grafa prikazujeta območja v ravni (x, Q^2) , ki so jih raziskali v različnih eksperimentih in ki jih je mogoče uporabiti za določitev posplošenih partonskih funkcij [15].

Analiza izmerjenih podatkov je pokazala nepričakovano veliko občutljivost meritev na vlogo gluonov v nukleonu. Rezultati na sliki 6 kažejo, da je na izbranem kinematskem območju izmerjene sipalne preseke mogoče razložiti z obstoječo teorijo, a le v primeru, da v opisu poleg osnovnega perturbativnega diagrama, kjer foton interagira z enim kvarkom, upoštevamo tudi procese višjega reda, pri katerih sodelujejo gluoni; glej sliko 7. Z našim eksperimentom smo tako v okviru dosežene negotovosti potrdili trenutni teoretski opis partonske dinamike ter vzpostavili novo oporno točko



Slika 6. Izmerjeni sipalni preseki v odvisnosti od kota Φ med reakcijsko in sipalno ravnino pri energiji elektronov 4,455 GeV (levo) in 5,55 GeV (desno). Ločeno sta prikazana od sučnosti vpadnih elektronov neodvisni del sipalnega preseka, $\Delta^4\sigma$, in od sučnosti odvisni del, $d^4\sigma$. Primerjava z izračuni jasno kaže, da teoretični opis z upoštevanimi popravki višjega reda (HT+NLO) precej boljše opiše podatke od tistega, ki vključuje le vodilne diagrame (LO) [11].



Slika 7. Primeri Feynmanovih diagramov, ki nastopajo v GVCS. V prvem redu perturbativne kvantne kromodinamike (QCD) virtualni foton s četvercem gibane količine q interagira s posameznim kvarkom znotraj protona p , ta pa po reakciji izseva realni foton z gibalno količino q' . V limiti $Q^2 = -q^2 \gg m_p^2$ te procese obravnavamo kot kombinacijo perturbativnega računa interakcije partona s fotonom (zgornja polovica slike) ter neperturbativne strukture nukleona, ki jo opišemo s posplošenimi partonskimi funkcijami. Meritve v okviru kolaboracije Hall A so pokazale, da za zadovoljiv opis meritev ne smemo upoštevati zgolj vodilnega člena (LO), temveč tudi člene višjih redov (NLO in HT), ki opisujejo interakcije med kvarki in gluoni. V teh procesih x in -2ξ pomenita deleža longitudinalne gibalne količine, ki ju nosita partona, udeležena v interakciji. Sučnosti fotonov, ki prispevajo k posameznim amplitudam, so označene v oklepajih ob njih [11].

za natančno razumevanje vloge gluonov v protonu. Obenem smo pokazali, da smo s sodobnimi poskusi dandanes zmožni izmeriti sipalne preseke tako natančno, da za zadovoljiv teoretični opis comptonkega sipanja ne zadošča več zgolj osnovni reakcijski mehanizem, temveč moramo upoštevati tudi popravke višjega reda, ki vključujejo razmeroma slabo raziskane korelacije med kvarki in gluoni. Doseženi uspeh je spodbudil nadaljnje meritve v sklopu raziskovalnega programa, ki ga na nedavno dograjenem pospeševalniku CEBAF začenja laboratorij Jefferson Lab. Program, posvečen študiju tako imenovane ekskluzivne elektroprodukcije fotonov, bo omogočil še podrobnejši vpogled v zgradbo nukleona skozi študij posplošenih partonskih funkcij in še natančnejšo opredelitev vloge gluonov v njem.

LITERATURA

- [1] R. Pohl et al., *The size of the proton*, Nature, 466:213, 2010.
- [2] J. Ashman et al., *A Measurement of the Spin Asymmetry and Determination of the Structure Function $g(1)$ in Deep Inelastic Muon-Proton Scattering*, Phys. Lett., B206:364, 1988.
- [3] J. Ashman et al., *An Investigation of the Spin Structure of the Proton in Deep Inelastic Scattering of Polarized Muons on Polarized Protons*, Nucl. Phys., B328:1, 1989.
- [4] C. Alexandrou, M. Constantinou, K. Hadjiyiannakou, K. Jansen, C. Kallidonis, G. Koutsou, A. Vaquero Avilés-Casco in C. Wiese., *Nucleon Spin and Momentum Decomposition Using Lattice QCD Simulations*, Phys. Rev. Lett., 119:142002, 2017.
- [5] N. Brambilla et al., *QCD and Strongly Coupled Gauge Theories: Challenges and Perspectives*, Eur. Phys. J., C74:2981, 2014.
- [6] J. Alcorn et al., *Basic Instrumentation for Hall A at Jefferson Lab*, Nucl. Instrum. Meth., A522:294, 2004.
- [7] M. Vanderhaeghen in T. Walcher, *Long Range Structure of the Nucleon*, Nucl. Phys. News, 21:14, 2011.
- [8] J. C. Bernauer et al., *Electric and magnetic form factors of the proton*, Phys. Rev. C, 90:015206, 2014.
- [9] P. J. Mohr, D. B. Newell in B. N. Taylor, *Codata recommended values of the fundamental physical constants: 2014**, Rev. Mod. Phys., 88:035009, 2016.
- [10] R. Placakyte, *Parton Distribution Functions*, arXiv:1111.5452, 2011.
- [11] M. Defurne et al, *A glimpse of gluons through deeply virtual compton scattering on the proton*, Nature Commun., 8:1408, 2017.
- [12] M. Guidal, H. Moutarde in M. Vanderhaeghen, *Generalized Parton Distributions in the valence region from Deeply Virtual Compton Scattering*, Rept. Prog. Phys., 76:066202, 2013.
- [13] R. Dupre, M. Guidal in M. Vanderhaeghen, *Tomographic image of the proton*, Phys. Rev., D95:011501, 2017.
- [14] M. Vanderhaeghen, J. M. Friedrich, D. Lhuillier, D. Marchand, L. Van Hoorebeke in J. Van de Wiele, *Qed radiative corrections to virtual compton scattering*, Phys. Rev. C, 62:025501, 2000.
- [15] K. Kumericki, S. Liuti in H. Moutarde, *GPD phenomenology and DVCS fitting*, Eur. Phys. J., A52:157, 2016.