



**MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ
FAKULTA**
Univerzita Karlova

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Jakub Tatárik

Hluboce nepružný rozptyl mionů na příčně polarizovaném deuteriu na experimentu COMPASS

Katedra fyziky nízkých teplot

Vedoucí bakalářské práce: Mgr. Jan Matoušek, Ph.D.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: FP

Praha 2024

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval(a) samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů. Tato práce nebyla využita k získání jiného nebo stejného titulu.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle §60 odst. 1 autorského zákona.

V dne

Podpis autora

Ako prvému by som chcel poďakovať môjmu vedúcemu Janu Matouškovi, ktorý mi už počas SFG ukázal, aké je skvelé pracovať v časticovej fyzike a ktorý mi vždy vedel poradiť nehladiac na problém, s ktorým som za ním prišiel. Ďalej by som chcel poďakovať členom COMPASSU za vždy milé zaobchádzanie a možnosti zlepšovať sa, hlavne Bakurovi Parsamyan a Siranush Asatryan za obrovskú pomoc pri kontrole dát. Nakoniec by som chcel poďakovať celej mojej rodine a hlavne mame za nekonečnú podporu nie len počas písania bakalárskej práce, ale aj celej doby štúdia.

Název práce: Hluboce nepružný rozptyl mionů na příčně polarizovaném deuteriu na experimentu COMPASS

Autor: Jakub Tatárik

Katedra: Katedra fyziky nízkých teplot

Vedoucí bakalářské práce: Mgr. Jan Matoušek, Ph.D., Katedra fyziky nízkých teplot

Abstrakt: Nukleony se skládají z kvarků a gluonů. Hlubší studium kvarků je ale poměrně náročné, kvůli jejich téměř okamžité hadronizaci po opuštění nukleonu (proces na úrovni femtometrů). K popisu rozdělení kvarků v nukleonu můžeme použít partonové distribuční funkce (PDF) a popisu hadronizace fragmentační funkce (FF). PDF, kterými se budeme zabývat jsou transverzita popisující korelaci mezi spinem příčně polarizovaného protonu a spinem kvarku, a Siversova funkce popisující korelaci mezi spinem příčně polarizovaného protonu a příčnou hybností kvarku. Tyto korelace v kombinaci s fragmentačními funkcemi dávají vzniknout Collinsově a Siversově asymetrii, naměřených na protonových terčích. Z teoretického hlediska bychom pro neutrony měli dostat stejné asymetrie jen s opačným znaménkem. Asymetrie pozorované na jádru tvořeném protonem a neutronem pak čekáme blízké nule vzhledem k výsledkům z předešlých experimentů. V naší práci jsme získali dané asymetrie a ověřili, že jsou opravdu blízké nule.

Klíčová slova: COMPASS, SIDIS, PDF, Collinsove asymetrie, Siversove asymetrie, vážené asymetrie, nevážené asymetrie

Title: Deep inelastic scattering of muons off transversely polarised deuterons at COMPASS

Author: Jakub Tatárik

Department: Department of Low Temperature Physics

Supervisor: Mgr. Jan Matoušek, Ph.D., Department of Low Temperature Physics

Abstract: Nucleons consist of quarks and gluons. However, a deeper study of quarks is quite difficult, due to their almost immediate hadronization after leaving the nucleon (a process at the femtometre level). To describe the distribution of quarks in the nucleon, we can use parton distribution functions (PDF) and fragmentation functions (FF) to describe hadronization. The PDFs we are dealing with in this work are the transversity describing the correlation between the spin of a transversely polarized proton and the spin of a quark, and the Sivers function describing the correlation between the spin of a transversely polarized proton and the transverse momentum of a quark. These correlations combined with the fragmentation functions give rise to the Collins and Sivers asymmetry. From a theoretical point of view, we should get the same asymmetries for neutrons, just with the opposite sign. We then expect the asymmetries observed on the nucleus formed by a proton and a neutron to be close to zero in view of the results from previous experiments. In our work, we obtained the given asymmetries and verified that they are indeed close to zero.

Keywords: COMPASS, SIDIS, PDF, Collins asymmetries, Sivers asymmetries, weighted asymmetries, unweighted asymmetries

Obsah

Úvod	2
1 Teoretický úvod	3
1.1 Rozptyl	3
1.2 Kinematické veličiny	4
1.3 Gamma Nucleon System	5
1.4 Účinný prierez a štruktúrne funkcie	6
1.5 Siversove a Collinsove asymetrie	8
2 Metodika práce	11
2.1 Softvér a selekcia hadrónov	11
2.1.1 Selečné kritériá	11
2.2 Nevážené asymetrie	17
2.2.1 Quadrupole ratio metóda (QR)	17
2.3 Vážené asymetrie	21
3 Výsledky	22
3.1 Nevážené asymetrie	22
3.2 Vážené asymetrie	23
Záver	27
Zoznam použitej literatúry	28
Zoznam obrázkov	31
Zoznam tabuliek	32
Zoznam použitých skratiek	33

Úvod

Svet, v ktorom žijeme je zostavený z atómov a síl pôsobiacich medzi nimi. Atómy sa skladajú z jadra a elektrónov v jeho okolí. Jadro je zložené s takzvaných nukleónov (ktorými sú protóny a neutróny) a gluónov, ktoré sprostredkujú silnú jadrovú silu. Tieto nukleóny ešte majú vnútornú štruktúru: valenčné kvarky, morské kvarky a gluóny. V prípade protónu sú valenčnými kvarkmi dva u (up) a jeden d (down) kvark a pre prípad neutrónu je to naopak. Morské kvarky sú páry kvark-antikvark (často označované ako $q-\bar{q}$). Kvarkov existuje celkovo 12 druhov, z toho 6 patrí do klasickej hmoty a zvyšných 6 sú odpovedajúce antičastice.

Kľúčom k hlbšiemu porozumeniu kvantovej chromodynamiky (QCD) sú partónové distribučné funkcie (PDF), ktoré sú pre každý kvark unikátne. Tie oddržíme zo znalosti účinných prierezov interakciou nukleónov. Silný nástrojom sú v tomto smere hlboko nepružný rozptyl leptónov na nukleóne a Drell-Yanov proces. Niektoré PDF je výhodnejšie experimentálne študovať pomocou asymetrií účinných prierezov. Experiment COMPASS¹, ako najdlhšie bežiaci experiment v CERNe, skúma práve tieto asymetrie. PDF, ktorými sa budeme zaoberať sú transverzita popisujúca koreláciu medzi spinom priečne polarizovaného protónu a spinom kvarku, a Siversova funkcia popisujúca koreláciu medzi spinom priečne polarizovaného protónu a priečnou hybnosťou kvarku. Tieto korelácie v kombinácii s fragmentačnými funkciami dávajú vzniknúť Collinsovej a Siversovej asymetrii. Asymetrie boli pozorované už okolo roku 2002–2004 na protónovom terči experimentom HERMES (viď *Články* [1, 2, 3]). Experiment COMPASS vtedy nameral 0 na deutériu (viď *Články* [4, 5, 6, 7]), ale nedostatočná presnosť výsledkov limitovala presnosť určenia transverzity a Siversovej funkcie pre d -kvark. Neskôr v rokoch 2007 a 2010 experiment COMPASS nameral Siversove a Collinsove asymetrie na protónovom terči (viď *Články* [8, 9, 10]) a JLab na ^3He terči (viď *Články* [11, 12]). V prípade protónového terča bolo množstvo dát výrazne väčšie a preto v roku 2022 bol protónový terč experimentom COMPASS nahradený deutériovým v snahe získať väčšie množstvo dát a zvýšiť presnosť výsledkov [13].

Postupov ako získať dané asymetrie je hneď niekoľko. Účinný prierez hlboko nepružného rozptylu a význam Siversových a Collinsových asymetrií si vysvetlíme v *Kapitolách* [1.4] a [1.5]. V *Kapitole* [2.1] si technickejšie popíšeme, akým spôsobom analyzovať dáta experimentu COMPASS a ako v nich vybrať hadrón z hlboko nepružného rozptylu. Budú nasledovať *Kapitoly* [2.2] a [2.3], v ktorých sa oboznámime s dvomi metódami extrakcií Siversovej a Collinsovej asymetrie, takzvané vážené a nevážené asymetrie. Nakoniec sa v *Kapitole* [3] pozrieme na hodnoty asymetrií pre deutériový terč a prediskutujeme jednotlivé výsledky.

¹Common Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy

1. Teoretický úvod

1.1 Rozptyl

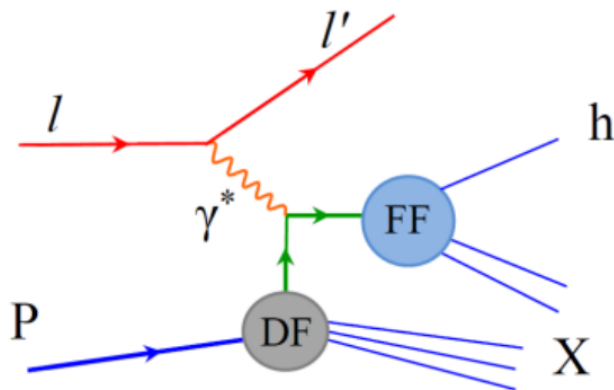
Rozptyl si môžeme predstaviť ako interakciu dvoch častíc, ktoré spolu na seba nalietaávajú. Zrážku popisujeme ako pružnú (pružný rozptyl) alebo nepružnú (nepružný rozptyl). V prípade pružného rozptylu častice vstupujúce do procesu aj z neho vystupujú (žiadne nové častice nevznikajú). Pre dve častice by sme takýto proces mohli zapísať nasledovne:

$$X_1 + X_2 \rightarrow X_1 + X_2. \quad (1.1)$$

Tu X_1 a X_2 značia prvú a druhú časticu. Častice si medzi sebou nevymieňajú energiu. Pre nepružné rozptyly sa situácia výrazne komplikuje. Už nie je podmienkou, aby častice vstupujúce do procesu aj z neho vychádzali. Najčastejšie zaniknú a sú vytvorené nové. My sa budeme zaoberať hlbokým nepružným rozptylom (DIS). Dochádza k nemu tak, že leptón¹ interaguje s nukleónom. Leptón sa rozptýli na jednom z valenčných kvarkov nukleónu, ten je vyrazený z nukleónu, takmer okamžite dochádza k hadronizácii. My sa zameriame na prípady, kedy je v spektrometri detekovaný aspoň jeden hadrón², tzv. semi-inklúzivny hlboko nepružný rozptyl (SIDIS) (viď *Obrázok 1.1*). Tento proces môžeme zapísať nasledovne:

$$\ell(l) + N(P) \rightarrow \ell(l') + h(P_h) + X. \quad (1.2)$$

ℓ (ℓ') značí nalietaávajúci (rozptýlený) leptón a l (l') jeho hybnosť pred (po) zrážke. N je nukleón a P jeho odpovedajúca hybnosť, h vzniknutý hadrón. Je teda zrejmé, že energia a hybnosť sa nezachovávajú pre jednotlivé častice ale v rámci celého systému áno.



Obr. 1.1: SIDIS vo Feynmanovom diagrame

¹Elementárna častica so spinom 1/2, ktorá nepodlieha silnej jadrovej interakcii

²Subatomárna častica zložená z dvoch alebo viacerých kvarkov

1.2 Kinematické veličiny

Ako sme spomínali v predchodzej kapitole, energia ani hybnosť sa nezachováva v rámci jednotlivých častíc ale celého systému. S touto vlastnosťou sa zavádza hneď niekoľko veličín, ktoré nám umožňujú si lepšie predstaviť, čo sa pri daných procesoch deje. Ako prvé si musíme vyjasniť konvencie a značenia. Písmenami l , l' a P označujeme 4-hybnosti nalietajúceho leptónu, rozptýleného leptónu a nukleónu. V prípade, že je veličina označená tučným písmom, jedná sa o 3-vektor. Pracovanie so 4-hybnosťami je obzvlášť výhodné kvôli tomu, že obsahujú v sebe informáciu nie len o hybnosti, ale aj energii danej častice. Rozptyl vo Feynmanovom diagrame popisujeme tak, že nalietajúci leptón predá časť svojej energie a hybnosti nukleónu formou virtuálneho fotónu (viď Obr. 1.1). Táto častica môže mať hmotnosť, prenášať hybnosť aj energiu. V skutočnosti neexistuje, slúži ako pomocná častica. Zavádzame predanú hybnosť (alebo aj hybnosť virtuálneho fotónu γ^*) $q = l - l'$. Virtuálny fotón je v prípade DIS takzvané priestoru-podobný. To znamená, že kvadrát priestorovej zložky (v našom prípade hybnosť) je väčší, než kvadrát časovej zložky (v našom prípade energia). Z toho $q^2 < 0$. Je preto výhodnejšie zdefinovať veličinu Q , ktorá bude brať záporne vzatú hodnotu

$$Q^2 = -q^2 = -(l - l')^2. \quad (1.3)$$

Ako ďalšiu kinematickú veličinu zavádzame Bjorkenovu škálovaciu veličinu x . Tá má význam miery pružnosti zrážky, alebo aj frakcie hybnosti nukleónu, ktorú nesie zasiahnutý kvark. Je definovaná ako

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} \stackrel{lab}{=} \frac{Q^2}{2M\nu}, \quad (1.4)$$

kde M je hmotnosť nukleónu a $\nu = E - E'$ je energia virtuálneho fotónu (rozdiel energii nalietajúceho a rozptýleného leptónu). Posledný výraz je možné použiť iba v laboratórnej sústave, kde $P = (M, \mathbf{0})$.

Potom tu máme veličinu y , ktorá predstavuje frakciu energie z nalietajúceho leptónu, ktorú nesie fotón. Matematicky

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot l} \stackrel{lab}{=} \frac{\nu}{E}, \quad (1.5)$$

Zavedme ešte veličiny

$$z = \frac{P \cdot P_h}{P \cdot q} \stackrel{lab}{=} \frac{\sqrt{\mathbf{p}_h^2 + M_h^2}}{\nu}, \quad (1.6)$$

$$W^2 = (P + q)^2 \stackrel{lab}{=} M^2 - Q^2 + 2M\nu. \quad (1.7)$$

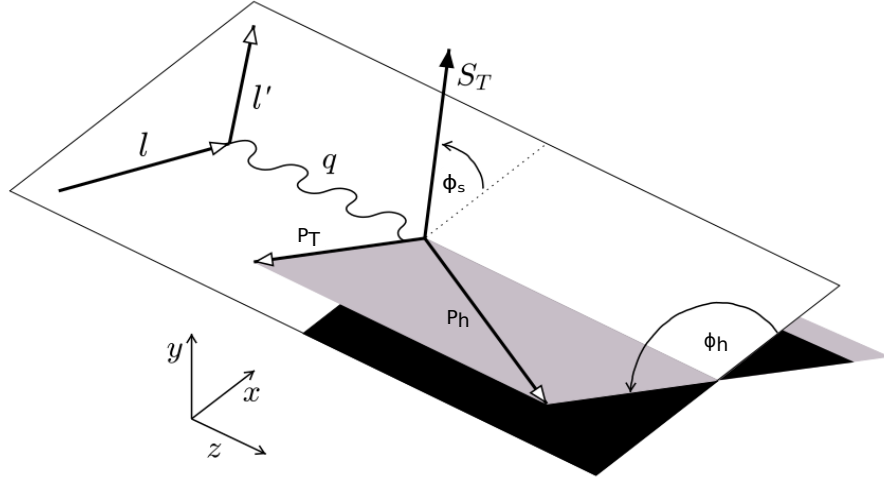
Tu p_h značí 4-hybnosť hadrónu, \mathbf{p}_h 3-hybnosť hadrónu a M_h jeho odpovedajúcu hmotnosť. Premenná z má význam frakcie energie fotónu, ktorú nesie hadrón. W je invariantná hmota systému X (kvadrát 4-hybností je kvadrát invariantnej hmoty).

Je teda zrejmé, že platí $0 < x, y, z < 1$. Pre elastické rozptyly je $x = 1$, $y = 0$ a $W = M$. Ostatné veličiny by nemalo zmysel definovať.

1.3 Gamma Nucleon System

Je výhodné si vektory, s ktorými pracujeme, pretransformovať do tzv. GNS (Gamma Nucleon System) sústavy, čo je ťažisková sústava virtuálneho fotónu a nukleónu. Tá je znázornená na Obr. 1.2. Sústavu konštruujeme následovne:

- 1: z-ový bázový vektor mieri v smere predaného virtuálneho fotónu q ,
- 2: vektory l a l' ležia v rovine xz,
- 3: x-ový bázový vektor mieri v kladnom smere x-ovej zložky l' ,
- 4: y-ový bázový vektor získame ako vektorový súčin x-ového a z-ového bázového vektora s konvenciou pre pravotočivú sústavu.



Obr. 1.2: GNS sústava pre SIDIS

Z daného systému nás najviac budú zaujímať veličiny \mathbf{p}_T , čiže transverzálna zložka vektoru hybnosti vzniknutého hadrónu v rovine produkcie (na Obr. 1.2 šedá rovina). Ten obdržíme ako rozdiel celkového vektoru hybnosti \mathbf{p}_h a projekcie na smer q . Matematicky

$$\mathbf{p}_T = \mathbf{p}_h - \frac{(\mathbf{q} \cdot \mathbf{p}_h)\mathbf{q}}{|\mathbf{q}^2|}. \quad (1.8)$$

ϕ_h je azimutálny uhol, ktorý zvierajú rovina produkcie hadrónu a xz rovina. ϕ_S je azimutálny uhol, ktorý zvierajú spin nukleónu a xz rovina. \mathbf{S}_T je transverzálna polarizácia nukleónu.

1.4 Účinný prierez a štruktúrne funkcie

Pri štúdiu rozptylu častíc je dobré vedieť, aká je pravdepodobnosť, že k interakcii dôjde. Priamo úmerne na pravdepodobnosti interakcie závisí účinný prierez (najčastejšie označovaný ako σ). Táto veličina má rozmer m^2 , je preto možné ju chápať ako účinná plocha, na ktorej prebehne reakcia. Typicky býva veľmi malá a preto sa vyjadruje v tzv. barnoch ($1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$). Ešte častejšie nás ale zaujíma, s akou pravdepodobnosťou dôjde k rozptylu do infinitezimálne malého priestorového uhlu $d\Omega$. Ide o diferenciálny účinný prierez $d\sigma/d\Omega$. Pre SIDIS v prípade výmeny jedného fotónu má tvar [14]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dx dy dz d\phi_S d\phi_h d\mathbf{p}_T^2} &= \frac{\alpha^2}{xyQ^2} \left(1 + \frac{\gamma^2}{2x}\right) \times \\ &\times \left\{ \frac{2 - 2y + y^2}{2} F_{UU,T} + (1 - y) F_{UU,L} + (2 - y) \sqrt{1 - y} \cos \phi_h F_{UU}^{\cos \phi_h} \right. \\ &+ (1 - y) \cos 2\phi_h F_{UU}^{\cos 2\phi_h} + \lambda y \sqrt{1 - y} \sin \phi_h F_{LU}^{\sin \phi_h} \\ &+ |\mathbf{S}_T| \left[\sin(\phi_h - \phi_S) \left(\frac{2 - 2y + y^2}{2} F_{UT,T}^{\sin(\phi_h - \phi_S)} + (1 - y) F_{UT,L}^{\sin \phi_h - \phi_S} \right) \right. \\ &\quad \left. + (1 - y) \left(\sin(\phi_h + \phi_S) F_{UT}^{\sin(\phi_h + \phi_S)} + \sin(3\phi_h - \phi_S) F_{UT}^{\sin(3\phi_h - \phi_S)} \right) \right] \\ &+ \lambda |\mathbf{S}_T| \left[\frac{2y - y^2}{2} \cos(\phi_h - \phi_S) F_{LT}^{\cos(\phi_h - \phi_S)} + y \sqrt{1 - y} \cos \phi_S F_{LT}^{\cos \phi_S} \right. \\ &\quad \left. + y \sqrt{1 - y} \cos(2\phi_h - \phi_S) F_{LT}^{\cos(2\phi_h - \phi_S)} \right] \left. \right\}. \end{aligned} \quad (1.9)$$

Vo Výraze [1.9] sme väčšinu veličín zaviedli. Čo je nové je α – konštanta jemnej štruktúry³, $\gamma = 2Mx/Q$ a λ je helicity⁴ leptónu. F sú tzv. štruktúrne funkcie a závisia na x , z , Q^2 a \mathbf{p}_T^2 . Prvé dva spodné indexy označujú polarizáciu zväzku a terču. Tretí značí polarizáciu virtuálneho fotónu (ak je prítomný).

Naša práca sa zameriava na Siversov (a neskôr Collinsov) efekt, preto budeme študovať štruktúrne funkcie pre členy konštantnej modulácie a členy obsahujúce $\sin(\phi_h - \phi_S)$ a $\sin(\phi_h + \phi_S)$. Tie majú tvar [15]

$$F_{UU,T} = \mathcal{C} [f_1 D_1], \quad (1.10)$$

$$F_{UU,L} = 0, \quad (1.11)$$

$$F_{UT,T}^{\sin(\phi_h - \phi_S)} = \mathcal{C} \left[\frac{\mathbf{p}_T \cdot \mathbf{k}_T}{p_T M} f_{1T}^\perp D_1 \right], \quad (1.12)$$

$$F_{UT}^{\sin(\phi_h + \phi_S)} = \mathcal{C} \left[\frac{\mathbf{p}_T \cdot \mathbf{p}_\perp}{z p_T M_h} h_1 H_1^\perp \right], \quad (1.13)$$

$$F_{UT,L}^{\sin(\phi_h - \phi_S)} = 0. \quad (1.14)$$

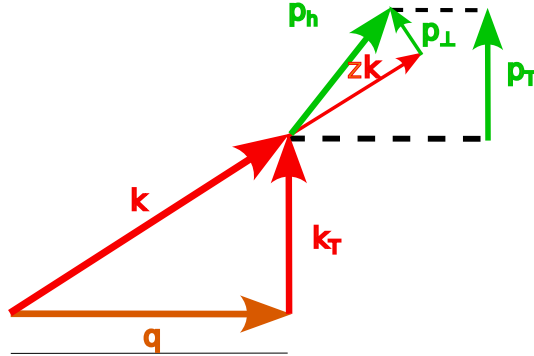
³ $\alpha \approx 1/137$

⁴Projekcia spinu na smer hybnosti

D_1 popisuje pravdepodobnosť produkcie hadrónu, ktorý nesie frakciu energie fotónu z pri fragmentácii kvarku a H_1^\perp azimutálnu moduláciu vo fragmentácii polarizovaného kvarku (nazývané fragmentačné funkcie FF). f , h sú partónové distribučné funkcie (často nazývaná PDF). f je PDF pre nepolarizovaný kvark a h pre priečne polarizovaný kvark. f_{1T}^\perp je Siversova funkcia. Pre značenie PDF a FF používame tzv. Amsterdamskú notáciu, kde f a D sa vzťahujú k nepolarizovanému kvarku a h a H k priečne polarizovanému kvarku. L a T značia longitudálnu a transversálnu polarizáciu pôvodného nukleónu. \perp značí prítomnosť transverznej zložky hybnosti s nekontraovanými Lorentzovými indexmi. Písmenom \mathcal{C} značíme konvolúciu (toto značenie je používané vo viacerých literatúrach, preto chceme byť konzistentní so značením) a má tvar [14]⁵

$$\begin{aligned} \mathcal{C} [\omega(\mathbf{k}_T, \mathbf{p}_\perp) f D] &= x \sum_q e_q^2 \int d^2 \mathbf{k}_T d^2 \mathbf{p}_\perp \delta^{(2)}(\mathbf{p}_\perp + z \mathbf{k}_T - \mathbf{p}_T) \\ &\times \omega(\mathbf{k}_T, \mathbf{p}_\perp) f^q(x, \mathbf{k}_T^2) D^q(z, \mathbf{p}_\perp^2). \end{aligned} \quad (1.15)$$

Tu $\omega(\mathbf{k}_T, \mathbf{p}_\perp)$ predstavuje ľubovoľnú funkciu. Sumujeme cez všetky kvarky a antikvarky, e_q je náboj príslušných kvarkov. Dodatočné obmedzenie δ – funkciou plynie zo zachovania hybnosti (viď Obr. 1.3). Tu predpokladáme, že približne platí vzťah $\mathbf{p}_T \approx \mathbf{p}_\perp + z \mathbf{k}_T$, pričom \mathbf{k} je vektor hybnosti kvarku a \mathbf{p}_\perp je priečna zložka hybnosti hadrónu voči fragmentujúcemu kvarku.



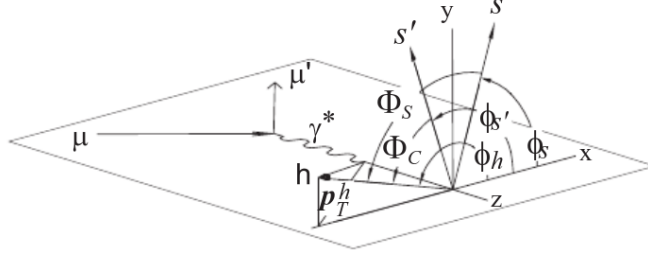
Obr. 1.3: Geometria hybností kvarku \mathbf{k} , virtuálneho fotónu \mathbf{q} a vzniknutého hadrónu \mathbf{p}_h

Než sa pustíme do ďalšieho odvodzovania, zavedme si Siversov a Collinsonov uhol (viď. Obr. 1.4). Siversov uhol budeme značiť Φ_S a je to uhol medzi azimutálnym vektorom priečnej hybnosti hadrónu ϕ_h a vektorom spinu nukleónu ϕ_S . Collinsonov uhol je definovaný ako uhol medzi ϕ_h a vektorom spinu fragmentačného kvarku $\phi_{S'}$. Matematicky tieto vzťahy vyjadríme ako

$$\Phi_S = \phi_h - \phi_S, \quad (1.16)$$

$$\Phi_C = \phi_h - \phi_{S'} = \phi_h + \phi_S - \pi. \quad (1.17)$$

⁵V tomto článku je odlišné značenie oproti našej práci. Ak na ľavej strane rovnice je naše značenie a na pravej z Článku [14], potom $\mathbf{p}_T = \mathbf{p}_{h\perp}$, $\mathbf{k}_T = \mathbf{p}_T$ a $\mathbf{p}_\perp = -z \mathbf{k}_T$. Používame taktiež konvenciu, kde Siversova funkcia pre u–kvarky je kladná (v Bacchettovi záporná)



Obr. 1.4: Geometrické znázornenie Siversovho a Collinsovho uhlu [\[5\]](#)

1.5 Siversove a Collinsove asymetrie

Predpokladáme, že kvarky v nukleóne majú priečnu zložku hybnosti. Zaujímá nás, či ich pohyb v nukleóne má nejaký preferovaný smer v závislosti od spinu nukleónu. Korelácie medzi spinom protónu a priečnou hybnosťou kvarku generuje Siversovu asymetriu definovanú vzťahom

$$\begin{aligned}
 A_{UT,T}^{\sin(\phi_h - \phi_S)}(x, y, z, \mathbf{p}_T^2) &= \frac{F_{UT,T}^{\sin(\phi_h - \phi_S)}(x, y, z, \mathbf{p}_T^2)}{F_{UU,T}(x, y, z, \mathbf{p}_T^2)} \\
 &= \frac{\mathcal{C} \left[\frac{\mathbf{p}_T \cdot \mathbf{k}_T}{p_T M} f_{1T}^\perp(x, \mathbf{k}_T^2) D_1(z, \mathbf{p}_\perp^2) \right]}{\mathcal{C} \left[f_1(x, \mathbf{k}_T^2) D_1(z, \mathbf{p}_\perp^2) \right]}.
 \end{aligned} \tag{1.18}$$

Ako prvý budeme skúmať menovateľ. Dosadíme podľa [Vztahu 1.10](#) a [1.15](#), vyintegrujeme cez celý priestor \mathbf{p}_T a ostáva výraz

$$\begin{aligned}
 \int d^2 \mathbf{p}_T F_{UU,T} &= \\
 &= \int d^2 \mathbf{p}_T x \sum_q e_q^2 \iint d^2 \mathbf{p}_\perp d^2 \mathbf{k}_T \delta(\mathbf{p}_T - \mathbf{p}_\perp - z \mathbf{k}_T) f_1^q(x, \mathbf{k}_T^2) D_1^q(z, \mathbf{p}_\perp^2) = \\
 &= x \sum_q e_q^2 f_1^q(x) D_1^q(z),
 \end{aligned} \tag{1.19}$$

kde členy v sume predstavujú

$$f_1^q(x) = \int d^2 \mathbf{k}_T f_1^q(x, \mathbf{k}_T^2), \quad D_1^q(z) = \int d^2 \mathbf{p}_\perp D_1^q(z, \mathbf{p}_\perp^2). \tag{1.20}$$

V poslednom kroku sme využili toho, že δ – funkcia odstránila integrál cez \mathbf{p}_T . Ostali nám dva integrály z dvoch funkcií, jedna závislá na \mathbf{k}_T , druhá na \mathbf{p}_\perp . To nám umožňuje integrály separovať na súčin dvoch integrálov. Ostáva nám suma, ktorej členy sú iba súčin PDF a fragmentačnej funkcie. Situácia je o dosť zložitejšia pre prípad čitateľa. Tu našou ľubovoľnou funkciou ω už nie je 1, ale $\mathbf{p}_T \cdot \mathbf{k}_T / p_T M$. Tento člen obsahuje ako členy \mathbf{p}_T , tak aj členy \mathbf{k}_T a teda integrály nemôžeme napísať v súčinnom tvare. Čo sa preto robí je to, že naše symetrie budeme vážiť faktorom p_T / zM . Potom

$$\begin{aligned}
& \int d^2 \mathbf{p}_T \frac{p_T}{zM} F_{UT,T}^{\sin \Phi_S} = \\
& = x \sum_q e_q^2 \iint d^2 \mathbf{p}_\perp d^2 \mathbf{k}_T \frac{p_T}{zM} \frac{\mathbf{p}_\perp \cdot \mathbf{k}_T + zk_T^2}{p_T M} f_{1T}^{\perp q}(x, k_T^2) D_1^q(z, p_\perp^2) = \\
& = 2x \sum_q e_q^2 f_{1T}^{\perp q(1)}(x) D_1^q(z),
\end{aligned} \tag{1.21}$$

kde výraz

$$f_{1T}^{\perp q(n)}(x) = \int d^2 \mathbf{k}_T \left(\frac{k_T^2}{2M^2} \right)^n f_{1T}^{\perp q}(x, k_T^2) \tag{1.22}$$

nazývame n-tý moment Siversovej funkcie⁶. V prvom kroku sme aplikovali δ – funkciu, a teda člen \mathbf{p}_T bol „nahradený“ $\mathbf{p}_\perp + z\mathbf{k}_T$. Integrál

$$\int d^2 \mathbf{k}_T \mathbf{p}_\perp \cdot \mathbf{k}_T f_{1T}^{\perp q}(x, k_T^2) = 0, \tag{1.23}$$

vďaka tomu, že funkcia $f_{1T}^{\perp q}$ je závislá na druhej mocnine \mathbf{k}_T a je teda párna. Pred ňou vystupuje skalárny súčin $\mathbf{p}_\perp \cdot \mathbf{k}_T$. Zložky \mathbf{p}_\perp budú v priestore \mathbf{k}_T pôsobiť ako konštanty, výsledná funkcia je teda nepárna. Integráciou nepárnej funkcie cez párný interval dostávame nulu.

Spojením rovníc [1.19](#) a [1.21](#) dostávame vyjadrenie váženej Siversovej asymetrie

$$A_{UT,T}^{\sin \Phi_S \mathcal{W}} = 2 \frac{\sum_q e_q^2 f_{1T}^{\perp q(1)}(x) D_1^q(z)}{\sum_q e_q^2 f_1^q(x) D_1^q(z)}; \quad \mathcal{W} := \frac{p_T}{zM} \tag{1.24}$$

Ak predpokladáme nulovú hodnotu Siversovej funkcie pre morské kvarky, sumácia sa skrúti len na dva členy (odpovedajúce valenčným kvarkom protónu) a dostávame

$$\begin{aligned}
A_{UT,T}^{\sin \Phi_S \mathcal{W}} &= 2 \frac{\frac{4}{9} f_{1T}^{\perp(1)u}(x, Q^2) \tilde{D}_1^u(Q^2) + \frac{1}{9} f_{1T}^{\perp(1)d}(x, Q^2) \tilde{D}_1^d(Q^2)}{\sum_q e_q^2 f_1^q(x) D_1^q(z)}; \\
\tilde{D}_1^q(Q^2) &= \int_{z_{min}}^{z_{max}} dz D_1^q(z, Q^2).
\end{aligned} \tag{1.25}$$

Poznamenajme, že u -kvark má náboj $2/3$ a d -kvark $1/3$. Analogicky by sme zaviedli Collinsovu asymetriu, ktorá popisuje koreláciu medzi spinom protónu a spinom kvarku. Zmena by nastala v čitateli [1.18](#)

$$A_{UT}^{\sin(\phi_h + \phi_S)}(x, y, z, \mathbf{p}_T^2) = \frac{F_{UT}^{\sin(\phi_h + \phi_S)}(x, y, z, \mathbf{p}_T^2)}{F_{UU,T}(x, y, z, \mathbf{p}_T^2)}. \tag{1.26}$$

Ten je ako v prípade Siversovej asymetrie neseparovateľný. Využitím rovnakého triku s váhou \mathcal{W} odvodíme tvar čitateľa⁷

⁶Pre náš prípad 1. moment

⁷Ale použijeme hmotnosť hadrónu M_h

$$\begin{aligned}
& \int d^2 \mathbf{p}_T \frac{p_T}{zM_h} F_{UT}^{\sin \Phi_s} = \\
& = x \sum_q e_q^2 \iint d^2 \mathbf{p}_\perp d^2 \mathbf{k}_T \frac{p_\perp^2 + z \mathbf{k}_T \cdot \mathbf{p}_\perp}{z^2 M_h^2} h_1^q(x, k_T^2) H_1^{\perp q}(z, p_\perp^2) = \\
& = x \sum_q \int d^2 \mathbf{k}_T h_1^q(x, k_T^2) \int d^2 \mathbf{p}_\perp \frac{p_\perp^2}{z^2 M_h^2} H_1^{\perp q}(z, p_\perp^2) = \\
& = x \sum_q h_1^q(x) 2H_1^{\perp(1)q}(z).
\end{aligned} \tag{1.27}$$

Integrál so skalárnym súčinom aplikovaním rovnakej úvahy ako v prípade Siversovej asymetrie, vyšiel opäť nulový. Výsledná Collinsova asymetria má potom tvar [\[14\]](#), [\[16\]](#)

$$\begin{aligned}
A_{UT}^{\sin \Phi_C \mathcal{W}} &= 2 \frac{\sum_q e_q^2 h_1^q(x) H_1^{\perp q(1)}(z)}{\sum_q e_q^2 f_1^q(x) D_1^q(z)}; \\
H_1^{\perp q(n)}(z) &= \int d^2 \mathbf{p}_\perp \left(\frac{\mathbf{p}_\perp^2}{2z^2 M_h^2} \right)^n H_1^{\perp}(z, \mathbf{p}_\perp^2).
\end{aligned} \tag{1.28}$$

Tu h_1^q je ďalšia partónová distribučná funkcia – transverzita a H_1^{\perp} fragmentačná Collinsova funkcia. Existuje ešte alternatívny prístup k riešeniu integrálov a to je predpoklad, že \mathbf{p}_T a \mathbf{k}_T majú Gaussovské rozdelenie. Týmto predpokladom sa nebudeme v našej práci zaoberať, ale jeho detailnejší popis môžeme nájsť napríklad v [Článku \[17\]](#). V [Článku \[14\]](#) nájdeme definície všetkých zvyšných štruktúrnych funkcií, ktoré nám umožnia zostaviť zvyšné asymetrie, napríklad Kotzinian–Mulders asymetrie.

Existencia asymetrií [\[1.18\]](#) a [\[1.26\]](#) bola dokázaná už v roku 2002 experimentom HERMES a 2010 experimentom COMPASS v CERNe. Boli taktiež nazbierané dáta aj pre deutérium, v ktorom by sa mali efekty vykompenzovať na hodnotu blízkej nule. Dát ale bolo relatívne málo a preto v roku 2022 experiment COMPASS nahradil protónový terč deutériovým s cieľom zlepšiť predchodziu štatistiku o faktor 10 (viď [\[13\]](#)). Budeme sa preto snažiť ukázať, aké metódy boli použité k preukázaniu hodnoty asymetrii blízkyh nule pre deutérium a ich numerické výsledky.

2. Metodika práce

2.1 Softvér a selekcia hadrónov

V predchodzej kapitole sme sa oboznámili s teóriou okolo hlboko nepružných rozptylov pre SIDIS, zaviedli si GNS sústavu a ukázali teoretický výpočet asymetrií. Aby sme však mohli začať so skutočnou analýzou hadrónov, požadujeme, aby hadróny splňali isté vlastnosti. Podmienky na značnú časť selekcie používame podľa Článku [18]. Na analýzu používame C++ framework ROOT [19] a na dodatočné extrahovanie kinematických veličín a ďalších potrebných údajov z experimentu používame PHAST [20]. Ako sme spomínali vyššie, dáta boli nazbierané experimentom COMPASS v roku 2022, kde ako zväzok leptónov boli použité mióny (budeme značiť μ) o energii 160 GeV. Dáta boli zbierané v 10 periódach, označované ako WXX , kde XX značí číslo periódy. Keďže sa jedná o prácu s veľkými dátami, priestor na chyby je veľmi veľký. Preto v praxi na danom projekte pracuje viacero ľudí naraz, ktorí si dáta medzi sebou kontrolujú¹. Pri každej pridanej podmienke (kritériu) je preto dobré si zaznačiť, koľko udalostí ostalo z pôvodného počtu. Podrobné informácie sa nachádzajú v internej správe [18] kde sú vysvetlené jednotlivé kritériá. V Tabuľke [2.1] si uvedieme naše výsledky pre periódu W05t2. Kritériá delíme na dva väčšie celky: DIS selekcia – vyselektuje iba eventy pre hlboko nepružné rozptyly, a hadrónová selekcia – konkrétne požiadavky na hadróny. Niektoré kritériá sú nadbytočné, nevyraďujú žiadne udalosti alebo sú len také, ktoré sú neskôr vyradené inými kritériami. Sú ale ponechané pre účely porovnania na cross-check. Podme si rozobrať jednotlivé riadky.

2.1.1 Selekcčné kritériá

ID = 1 : Začínáme so zaznamenávaním všetkých eventov v dátových súboroch. To sa hodí, aby sme pri x-checku mali istotu, že sú vskutku všetky dátové súbory načítané úspešne.

ID = 2 : Miesto, kde došlo k interakcii leptónu s nukleónom, sa označuje ako primárny vertex. Jeho rekonštrukcia ale nie je zaručená. Program PHAST [20] používa v knižnici `PaEvent` funkciu `iBestPrimaryVertex`, ktorá vráti hodnotu -1 , ak sa primárny vertex nepodarilo zrekonštruovať.

ID = 3 : požaduje, aby počet častíc, ktoré vychádzajú z primárneho vertexu, bol väčší ako 1 (knižnica `PaVertex`, metóda `NOutParticles`). To znamená aspoň jeden hadrón a jeden rozptýlený μ (budeme značiť μ') je pozorovaný.

ID = 4 : χ^2 je štandardný χ^2 -test kvality fitu dráhy (trieda `PaTrack`) a ν je počet stupňov voľnosti (trieda `PaTrack`, metóda `Ndf`). Od teraz budeme referencie na triedu a metódu označovať nasledovne: `Trieda :: Metóda()`, takže napríklad pre ν je to `PaTrack :: Ndf()`.

ID = 5 : Písmenom l značíme hybnosť nalietajúceho μ , `PaTPar :: Mom()`.

ID = 6 : V prípade, že hybnosť μ nebola zmeraná, je mu priradená hybnosť 160 GeV/c. Toto kritérium odstraňuje tieto prípady.

ID = 7 : Požiadavka, aby odhad štandardnej odchýlky nameranej hybnosti bol menší, než 4 GeV/c. Ak objekt, vytvorený v `PaTPar` nazveme `mion_par`, potom

¹Tzv. x-check alebo cross-check

ID	DIS	N
1	All events	125424132
2	Primary vertex exists	125424132
3	N out particles > 1	85370904
4	$\chi_{\mu}^2/\nu < 10$	85362869
5	$140 \text{ GeV}/c < l < 180 \text{ GeV}/c$	85360540
6	$ l - 160 \text{ GeV}/c > 0.00001$	85360394
7	$\sigma_l \leq 4$	84545730
8	Beam track crosses the target	71704680
9	Vertex in the target	61019114
10	1 μ' found by iMuPrim(0, 1, 1, 0, 30.0)	50263362
11	$\chi_{\mu'}^2/\nu < 10$	50198049
12	$Z_{first} < 350 \text{ cm}$	49570530
13	param_μ'/μ.IsEmpty()==false param_μ'/μ.HasEmptyCov()==false param_μ'/μ.HasMom()==true param_μ'/μ.qP()!=0 param_μ'/μ.qP() < 200	49570480
14	μP_z and E < 200 GeV	49570480
15	$Q^2 > 1.0 (\text{GeV}/c)^2$	40058690
16	$W^2 > 0 (\text{GeV}/c^2)^2$	39816658
17	$0.0 < y < 1.0$	39816658
18	$0.0 < x < 1.0$	39749995
19	Polarization for cells is found	39749995
ID	Hadróny	N
20	Outgoing tracks	159036470
21	Outgoing tracks except μ'	119286475
22	outgoing particle.Q() != 0	119286475
23	Hadron $\chi^2/\nu < 10$	114786150
24	$X/X_0 < 10$	114019918
25	$Z_{first} < 350 \text{ cm}$	113501740
26	$Z_{last} > 350 \text{ cm}$	107918903
27	$Z_{last} < 3300 \text{ cm}$	107753407
28	$p_T > 0.05 \text{ GeV}/c$	104138482
29	$0.0 < z < 1.0$	103626250
30	Hadron charge != 0	103626250
31	BSR	96348373
32	$0.003 < x < 0.7$	96292357
33	$0.1 < y < 0.9$	79949647
34	$W^2 > 25 (\text{GeV}/c^2)^2$	79768606
35	$0.2 < z < 1.0$	18273681
36	$p_T > 0.1 \text{ GeV}/c$	17738833
37	Reject bad IDs	17276268

Tabulka 2.1: Kritéria z W05t2 periody, ID identifikuje číslo kritéria, N je počet udalostí po aplikování kritéria

šstandardnú odchýlku hybnosti miónového zväzku spočítame ako

```
double sigma_l = mion_par.Mom() * mion_par.Mom()* sqrt(mion_par(5,5));
```

pričom `mion_par(i, j)` značí zložky matice kovariancie a $i, j = 1, 2, 3, 4$ a 5 , ktorým odpovedajú veličiny $X, Y, dX/dZ, dY/dZ$ a $q/|P|$. X, Y a Z sú súradnice polohy, q je náboj častice a $|P|$ je veľkosť hybnosti častice.

ID = 8 : Vyberá také μ , že extrapolácia ich dráh prechádza celým terčom. `PaAlgo :: CrossCells()` - neuvádzame vstupné parametre metódy, detailnejší popis v dokumentácii PHASTu [20].

ID = 9 : Požiadavka, aby sa z-ová súradnica primárneho vertexu nachádzala v terči (osa zväzku je položená do z-ovej osy), `PaAlgo :: InTarget()`. Náš terč je rozdelený na 3 časti, tzv. cely (cells). Stredná cela sa rozdeľuje virtuálne ešte na ďalšie dve. Majú preto aj svoje označenie: 1. je vrchná (upstream cell), 2. a 3. sú stredné (1st and 2nd central cell) a 4. je dolná (downstream cell).

- Upstream: $z_{\text{vertex}} \in [-64,9; -34,8]$ cm,
- 1st central: $z_{\text{vertex}} \in [-29,7; 0,25]$ cm,
- 2nd central: $z_{\text{vertex}} \in [0,25; 30,2]$ cm,
- Downstream: $z_{\text{vertex}} \in [35,2; 65,2]$ cm.

Uvádzame názornú ukážku kódu pre dané kritérium:

```
// Vertex in the target
z_vertex = vert.Z();
// U
if(PaAlgo::InTarget(mion_par, 'U', e.RunNum())) cell = 0;
// C
else if(PaAlgo::InTarget(mion_par, 'C', e.RunNum())){
    if(z_vertex <= 0.25){
        cell = 1; // 1st central sub-cell
    }else{
        cell = 2; // 2nd central sub-cell
    }
}
// D
else if(PaAlgo::InTarget(mion_par, 'D', e.RunNum())) cell = 3;
else return;
```

kde `vert` je objekt, vytvorený v triede `PaVertex`. `InTarget` rozpoznáva len vstupy U, C a D odpovedajúce jednotlivým celám. Strednú celu C berie PHAST ako jednu, preto ju dodatočne rozdeľujeme pomocou polohy z_{vertex} a ukladáme do premennej `cell`.

ID = 10 : `PaVert :: iMuPrim()`. Vrátí index rozptýleného miónu alebo -1 , ak nebol μ' nájdený. Toto kritérium nám umožní rozpoznať, ktorá z detekovaných vylietávajúcich častíc (z primárneho vertexu) je μ' . Závisí na množstve materiálu, ktorým dráha prechádza. Taktiež odstraňuje prípady, kedy nemožno spoľahlivo

rozhodnúť, ktorá z častíc je μ' . Detailnejší popis vstupov pre túto funkciu sa nachádza v dokumentácii PHASTu [20].

ID = 11 : Je analogický k ID = 4, len pre μ' .

ID = 12 : `PaTrack::ZFirst()` pre μ' udáva súradnicu z prvého nameraného bodu dráhy častice.

ID = 13 : Názvy funkcií sú už napísané v kritériách. Vo PHASTE patria do knižnice `PaTPar` a aplikujú sa ako pre μ , tak aj pre μ' . Tu požadujeme, aby boli zrekonštruované parametre trajektórie (`IsEmpty()`), matica kovariancie bola definovaná (`HasEmptyCov()`) a bola zrekonštruovaná hybnosť μ, μ' (`HasMom()`).

ID = 14 : Hľadáme v `PaTPar::Pz()` resp. `PaTPar::E()` pre μ . Toto kritérium vylúči nefyzikálne hodnoty hybnosti.

ID = 15 – 16 : Získame z `PaAlgo::Q2()` a `W2()`.

ID = 17 : Z PHASTu získame energie $E_\mu, E_{\mu'}$ a následne použijeme *Vzťah 1.5*.

ID = 18 : `PaAlgo::xbj()`.

ID = 19 : Kontroluje, či bola nájdená polarizácia terča (hodnoty polarizácie totiž budeme potrebovať na analýzu). K polarizácii pristupujeme cez `PaMetaDB::TargetSpinZproj()`, ktorého výstup je 3-rozmerný vektor polarizácie (jednotlivé zložky odpovedajú celám). Opäť uvedieme názornú ukážku

```
static vector<float> target_polarization;
...
static PaMetaDB metaDB = PaMetaDB::Ref();
bool success = metaDB.TargetSpinZproj(target_polarization);
if(!success) return;
```

Dostávame sa k druhej časti, teda ku kritériám zameraným konkrétne na hadróny.

ID = 20 : Ako prvé „kritérium“ máme celkový počet dráh vychádzajúcich z primárnych vertexov. Všimnime si, že počet hadrónových kandidátov je omnoho väčší (159 036 470), než počet eventov v kritériu ID = 19 (39 749 995). To je spôsobené tým, že z primárneho vertexu (po aplikovaní našich kritérií) vždy pozorujeme ASPONĽ jeden hadrón, nič ale nebráni tomu, aby ich bolo viac (je to naopak lepšie, máme viac dát na analýzu).

ID = 21 : Odseparuje rozptýlené mióny z primárneho vertexu, pretože analýzu vykonávame na hadrónoch `PaVertex::iOutParticle()`.

ID = 22 : Dodatočná požiadavka, aby náboj hadrónu nebol nulový. Vidíme, že počet hadrónov sa nezmenil a to preto, že ak by nemal náboj, nebol by ani detekovaný. Nájdeme v `PaTrack::Q()`

ID = 23 : Je analogické k ID = 4 pre DIS, len použijeme `PaTrack` hadrónu.

ID = 24 : X_0 značí radiačnú dĺžku, ktorá je charakteristická pre každý materiál. Je definovaná ako stredná hĺbka v materiále, v ktorej je energia elektrónu redukovaná faktorom $1/e$. Hodnotu X/X_0 získame z `PaTrack::XX0()`.

ID = 25–27: Analogické s DIS kritériami. 1

ID = 28 : Hodnotu p_T získame podľa postupu z *Kapitoly 1.3*, pretransformujeme vektor hybnosti hadrónu a virtuálneho fotónu do GNS a následne použijeme *Vzťah 1.8*.

ID = 29 : Tu si pomôžeme *Vzťahom* [1.6](#). Uvažujeme hmotu piónu pre všetky nabité hadróny².

ID = 31 ³ Miónový zväzok nie je stály tok častíc, mióny doňho vstupujú po určitých dávkach (tzv. spilloch), ktoré sú číslované a ukladané do PHASTu. Ďalej sa ukladajú čísla runov, ktoré pozostávajú z maximálne 200 spillov. V prípade, že bol zistený problém v dátach počas konkrétnych spillov, je potrebné dané spilly vylúčiť z analýzy. Zoznam runov a spillov určených k vynechaniu pre konkrétne periódy je možné nájsť na *TWiki* [\[27\]](#). Čísla runov a spillov získame z PHASTu pomocou `PaEvent :: RunNum()` a `PaEvent :: SpillNum()`.

ID = 32–36: Je analogické s predchádzajúcimi kritériami, len viac obmedzíme interval.

ID = 37 : PHAST ukladá zoznamy ID detektorov, ktorých dáta v udalostiach chýbajú, pretože deketor žiadne dáta neposlal alebo boli vylúčené kvôli chybám v dátach. Tieto ID nájdeme v `PaEvent :: sMisSrcID()`. Zoznam sa porovnáva s listom ID detektorov, ktoré nesmú chýbať. Ak je nájdená zhoda aspoň pre jedno ID v `sMisSrcID` a listom, ktorý uvádzame nižšie, hadrón je odstránený. Výsledné počty hadrónov boli cross-checknuté s rozdielom plus mínus 1 hadrón, kvôli dodatočnému kritériu na x_F (Feynmanove x), ktoré my nepoužívame. Tieto čísla uvádzame v *Tabulke* [2.2](#).

```
vector<int> idlist = {2,3, // Mastertime -2
16,19,20,21,22,23,25,26,27, // Scaler -9
65,66,67,68,70,71,72, // Trigger -7
75,76,77,78,79,84, // Veto -6
85, // TRIGGER -1
128,129,130,131,144,145,146,147,148,149,881, //SciFiJ -11
163,164,165,166,167,168,169,170,171,192,193,194,195,
196,197,198,199,200,208,209,210,212,214,215,
220,221,222, //SciFiW -3
240,241,242,243,244,245,246, //BMS -7
256,257,258,259,260, //DC -5
271,272,273,274,275,276, //W45 -6
320,321,322,323,324, //Straws -5
380,381,382,383, //PMM -4
416,417, //MW2 -2
448,449,450, //MWPC-B -3
451,452,453,455, //MWPC-A -4
457,458,459, //MWPC -3
460, //MWPC-A* -1
480,481,482, //MW1 -3
640,641,642, //Silicon -3
699, //SPEAKING_TIME_TD -1
736,737,738,739,740, //GEM -5
801, // Mastertime -1
882,883,884,885,886,887,888,889,971, //DC05-Gandalf -9
1024, //TCS PreScaler -1
1025}; //TCS Controller -1
```

²Podľa simulácií overených pomocou detektoru RICH tvoria cez 70% vzorku, zvyšok sú kaóny a malá časť (anti)protóny

³BSR značí „Bad Spills and Runs”

Periódá	N
W01t2	3156514
W02t2	9175441
W03t2	9096248
W04t2	14104677
W05t2	17276268
W06t2.1	6427705
W07t2.1	13340183
W08t2	14099004
W09t2	12792215
W10t2	8747983
spolu	108216238

Tabuľka 2.2: Výsledný počet hadrónov vstupujúcich do analýzy pre jednotlivé periódý a ich celkový počet. Čísla t2 resp. t2.1 udávajú verziu rekonštrukcie dát.

2.2 Nevážené asymetrie

Už v *Kapitole 2.1.1* sme spomenuli, že náš terč sa skladá z 3 častí (fyzických) o rozmeroch 30 cm, 60 cm a 30 cm. Tieto tzv. cely majú cylindrický tvar a sú polarizované vždy tak, aby krajné cely mali súhlasný smer a stredná opačný smer polarizácie. Každá perióda zberu dát sa skladá z dvoch subperiód, pri ktorých sa vymení smer polarizácie. Zbieranie dát pre jednu subperiódu prebieha 6 dní, potom 2–3 dni trvá otočenie polarizácie a potom ďalších 6 dní sa meria s otočenou polarizáciou (druhá subperióda). Takto končí jedna perióda. Zavedme konvenciu, pre ktorú ak je cella polarizovaná smerom hore, budeme značiť + (alebo aj up) a ak dole – (alebo aj down). Nová perióda vždy začína s polarizáciou predchádzajúcej subperiódy. Napríklad W01 začína + – +, potom dôjde k preklopeniu na – + –. W02 preto začína na – + –, potom zase preklopenie na + – +, W03 začne + – + atď.

Asymetrie budeme skúmať pre kinematické veličiny x , z , p_T a W , ktorých intervaly rozdelíme na tzv. kinematické biny. Pre x a p_T 9 kinematických binov a pre z a W 8 kinematických binov. Intervaly kinematických binov vypadajú nasledovne

x	[0,003; 0,008; 0,013; 0,02; 0,032; 0,05; 0,08; 0,13; 0,21; 0,7],
z	[0,20; 0,25; 0,30; 0,35; 0,40; 0,50; 0,65; 0,80; 1,00],
p_T (GeV/c)	[0,10; 0,20; 0,30; 0,40; 0,50; 0,60; 0,75; 0,90; 1,30; 100,0],
W (GeV/c ²)	[2,00; 5,70; 7,00; 7,70; 8,50; 9,50; 10,5; 12,0; 18,0]

Výsledne očakávame 8 grafov, pretože analýzu budeme vykonávať zvlášť pre kladne a záporne nabitú časticu.

2.2.1 Quadrupole ratio metóda (QR)

Následovný postup vykonávame pre každú periódu a kinematický bin zvlášť. Rozlišujeme kladne a záporne nabitú hadróny. Pre každý kinematický bin potrebujeme spočítať hodnotu QR definovanú ako

$$QR = \frac{N_1 \cdot N'_2 \cdot N'_3 \cdot N_4}{N'_1 \cdot N_2 \cdot N_3 \cdot N'_4}, \quad (2.1)$$

kde N_{1-4} značia počet hadrónov v subperióde + – + (N_1 horná cella, N_2 1. stredná cella, N_3 2. stredná cella a N_4 dolná cella). Pre N'_{1-4} analogicky, len pre subperiódu – + –. Všimnime si, že čitateľ obsahuje iba cely s polarizáciou + a menovateľ iba cely s polarizáciou –. Odchýlku σ_{QR} spočítame pomocou vzťahu

$$\sigma_{QR} = \sqrt{\frac{1}{N_1} + \frac{1}{N_2} + \frac{1}{N_3} + \frac{1}{N_4} + \frac{1}{N'_1} + \frac{1}{N'_2} + \frac{1}{N'_3} + \frac{1}{N'_4}}. \quad (2.2)$$

Periódá	Polarizácia	Prvý run	Posledný run
W01t2	+ - +	294902	295017
	- + -	295020	295153
W02t2	+ - +	295398	295577
	- + -	295163	295319
W03t2	+ - +	295597	295780
	- + -	295811	295983
W04t2	+ - +	296361	296606
	- + -	295986	296144
W05t2	+ - +	296642	296814
	- + -	296837	297053
W06t2.1	+ - +	297158	297229
	- + -	297057	297107
W07t2.1	+ - +	297234	297400
	- + -	297444	297555
W08t2	+ - +	297945	298071
	- + -	297667	297942
W09t2	+ - +	298073	298191
	- + -	298209	298326
W10t2	+ - +	298692	298830
	- + -	298450	298642

Tabuľka 2.3: Čísla runov pre jednotlivé periódny v závislosti od polarizácie.

Na x-ovú osu vynášame hodnoty Siversovho Φ_S [1.16] resp. Collinsovho Φ_C [1.17] uhlu v intervale $[-\pi; \pi]$ a na y-ovú osu QR a príslušnú odchýlku. Interval $\Phi_{S,C}$ rozdelíme na 16 rovnakých binov \implies šírka binu je $\pi/8$.

Jednotlivé cely rozlišujeme podľa intervalov z_{vertex} z *Kapitoly* [2.1.1]. Či sa jedná o periódny $+-+$ alebo $-+-$ identifikujeme podľa čísla runu. Intervaly jednotlivých runov môžeme nájsť na stránkach COMPASSu [22], ale uvádzame ich aj v *Tabuľke* [2.3]. Subperiódny sme schválne preusporiadali tak, aby prvá bola vždy $+-+$ a druhá $-+-$. Výslednú závislosť (pre každú periódny, každý kinematický bin) fitujeme funkciou

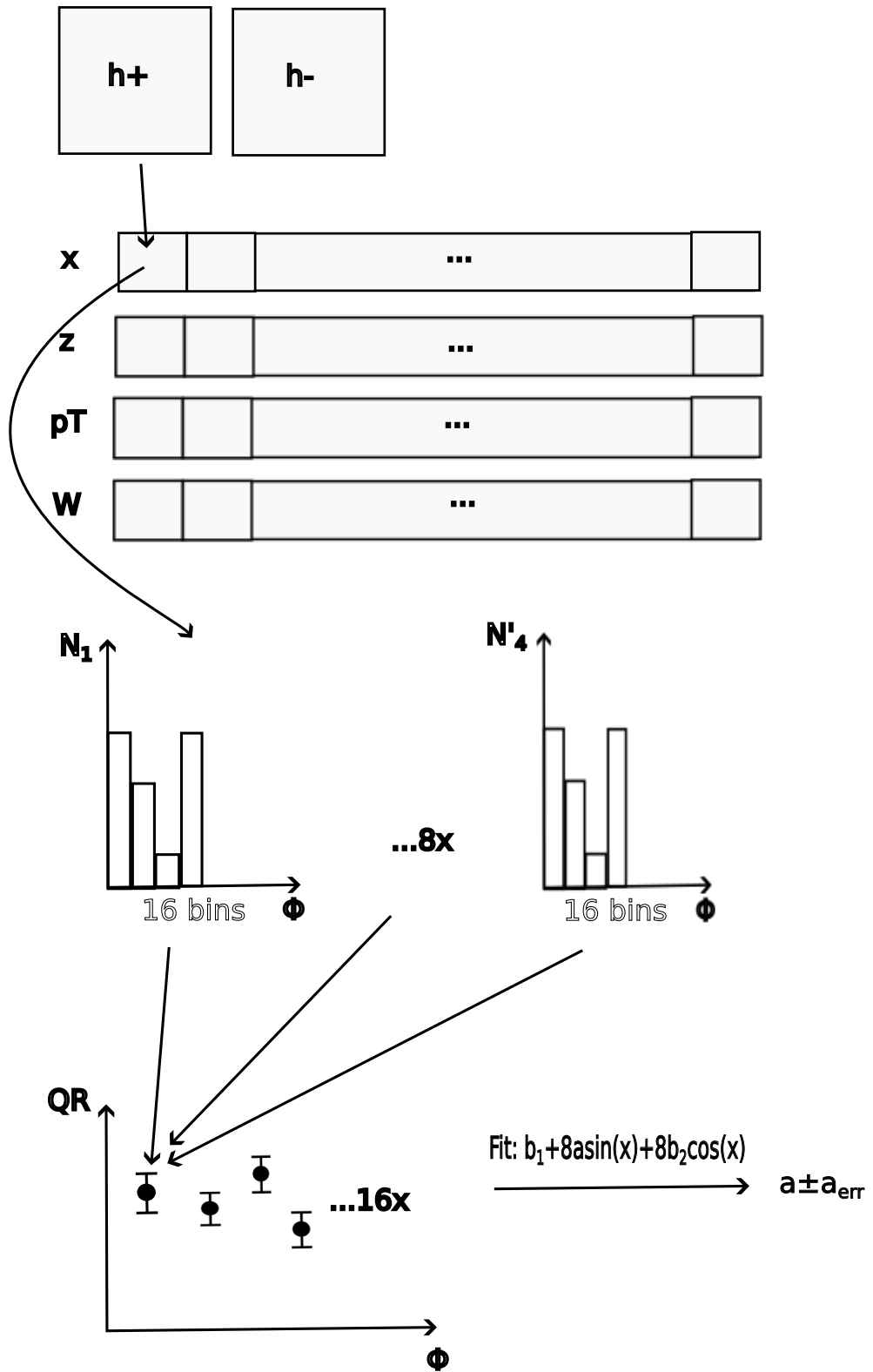
$$f(\Phi_{S,C}) = b_1 + 8 \cdot a \cdot \sin \Phi_{S,C} + 8 \cdot b_2 \cdot \cos \Phi_{S,C}, \quad (2.3)$$

kde b_1 , b_2 ⁴ a a sú parametre fitu. V odkaze [23] je náznak, ako sa k danej funkcii dostať. Jediný parameter, ktorý nás bude zaujímať je parameter a , ktorý sa nazýva surová asymetria⁵ a jeho ochýlka. Tú nám program ROOT [19] vypočíta, ak použijeme triedu TF1 a metódu Fit. Následne pomocou GetParameter(1) a GetParError(1) obdržíme $a \pm \sigma_a$.

Ešte raz poznamenáme, že pre každý bin Siversovho/Collinsovho uhlu počítame hodnotu QR osobitne. Keďže máme interval rozdelený na 16 binov, obdržíme 16 hodnôt QR . Tie fitujeme *Vzťahom* [2.3]. Algoritmus k získaniu QR je znázornený na *Obr.* [2.1].

⁴Po nameraní b_1 aj b_2 budú blízke nule.

⁵V anglickej literatúre „raw asymmetry”



Obr. 2.1: Schéma QR metódy na výpočet surovej asymetrie pre jeden kinematický bin

Aby sme z tejto hodnoty obdržali požadovanú hodnotu neváženej asymetrie, je potrebné naše hodnoty a a σ_a vydeliť priemernou hodnotou fDP pre konkrétny bin, aby sme vzali do úvahy faktory závislé na y , ktoré sa vyskytujú v *Rovnici*

[1.9](#) v členoch obsahujúcich štruktúrne funkcie F . D je depolarizačný faktor definovaný *Rovnicami* [2.4](#), ktorý berie v úvahu to, že nie všetky nukleóny v terči sú polarizované. Písmeno f značí tzv. dilution faktor. Ten sa dá naivne chápať ako počet polarizovateľných nukleónov delené celkovým počtom nukleónov v terči. Presnejšie sa definuje cez počty nukleónov a účinné prierezy všetkých izotopov nachádzajúce sa v terči. Podrobnejšie je tento faktor popísaný napríklad v *Článku* [24](#). Fyzikálne to preto môžeme interpretovať ako maximálna účinnosť polarizácie. Depolarizačný faktor sa líši v závislosti od toho, či sa jedná o Siversovu alebo Collinsovu asymetriu následne

$$D_S = 1, \quad D_C = \frac{2(1-y)}{1+(1-y)^2}, \quad (2.4)$$

kde y je kinematická veličina [1.5](#). P je polarizácia cely, alebo pomer polarizovaných jadier voči všetkým polarizovateľným jadrám. Získanie P z PHASTu uvádzame nižšie:

```
static vector<float> target_polarization;
...
// Target polarization
static PaMetaDB metaDB = PaMetaDB::Ref();
bool success = metaDB.TargetSpinZproj(target_polarization);
if(!success) return;
```

Potrebuje volať funkciu `TargetSpinZproj`, ktorá vráti hodnotu `true` v prípade, že sa podarí nájsť polarizáciu (viď *Tabuľka* [2.1](#), ID = 19 v prvej sérii kritérií). Ako ďalšie vracia 3-zložkový vektor polarizácie⁶. Prvá zložka odpovedá polarizácií hornej cely, druhá strednej cely a tretia dolnej cely. Musíme byť ale opatrní. PHAST vracia percentuálne hodnoty polarizácie. Hodnotu je preto potrebné dodatočne vydeliť faktorom 100 a dať do absolútnej hodnoty, takže

$$A_{UT}^{\sin \Phi_{S,C}} \pm \sigma_{A_{UT}^{\sin \Phi_{S,C}}} = \frac{a}{fD_{S,C}|P|} \pm \frac{\sigma_a}{fD_{S,C}|P|}, \quad (2.5)$$

kde $A_{UT}^{\sin \Phi_{S,C}} \pm \sigma_{A_{UT}^{\sin \Phi_{S,C}}}$ je Siversova (Collinsova) nevážená asymetria a jej odchýlka. Hodnoty sa takto spočítajú pre každú periódu a následne sa spočítajú vážené aritmetické priemery (opäť pre každý kinematický bin zvlášť) a ich odchýlky podľa vzťahov

$$\bar{A} = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{A_i}{\sigma_i^2}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2}}, \quad (2.6)$$

$$\bar{\sigma}_A = \sqrt{\frac{1}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2}}}. \quad (2.7)$$

N značí počet periód, v našom prípade 10.

⁶V našom prípade premenná `target_polarization`

2.3 Vážené asymetrie

V teoretickom úvode sme ukázali, ako riešiť čitateľ Siversovej (Collinsovej) asymetrie (viz *Vzťah 1.21*) pomocou triku s pridaním váhy \mathcal{W} , ktorá sa bude líšiť v závislosti od asymetrií následovne

$$\mathcal{W}_S = \frac{p_T}{zM_p}, \quad (2.8)$$

$$\mathcal{W}_C = \frac{p_T}{zM_\pi}, \quad (2.9)$$

pričom M_p je hmotnosť protónu a M_π je hmotnosť nabitého piónu v GeV/c^2 . Následovný postup čerpáme z článku [17]. Kritériá nechávame rovnaké ako pre QR metódu a taktiež z_{vertex} . Opäť si vytvoríme 8 histogramov pre jednotlivé cely, každý rozdelený na 16 ekvivalentných binov v intervale $\Phi_{S,C} \in [-\pi; \pi]$. Pre každý z týchto binov vypočítame hodnotu

$$R(\Phi_{S,C}) = \frac{N_+^w N_+^{w'} - N_-^{w'} N_-^w}{\sqrt{(N_+^w N_+^{w'} + N_-^{w'} N_-^w)(N_+ N_+ + N_- N_-)}}, \quad (2.10)$$

kde N^w značí sumu váh \mathcal{W} pre jednotlivé hadróny a N počet hadrónov. $N(N^w)$ referuje na subperiódu s polarizáciou $++$ a $N'(N'^w)$ na subperiódu s polarizáciou $-+-$. $+(-)$ značia polarizáciu cely. Všimnime si, že oproti predchádzajúcej metóde už nás nezaujíma, o akú celú sa jedná, ale akú má polarizáciu. Počet hadrónov (váh) pre cely s rovnakou polarizáciou (v rámci jednej subperiódy) preto sčítavame dokopy. Konkrétne hornú a dolnú celú dokopy a 1. a 2. strednú celú dokopy. Príslušnú odchýlku počítame podľa vzťahu

$$\begin{aligned} \sigma_{R(\Phi_{S,C})}^2 &= \frac{N_+^{w2} + N_+^{w'2} + N_-^{w'2} + N_-^{w2}}{N_+ + N_+ + N_- + N_-} 4 \frac{(N_+ \cdot N_+ \cdot N_- \cdot N_-)^2}{(N_+ \cdot N_+ + N_- \cdot N_-)^4} \times \\ &\times \left(\frac{1}{N_+} + \frac{1}{N_+} + \frac{1}{N_-} + \frac{1}{N_-} \right). \end{aligned} \quad (2.11)$$

Značenie má rovnaký význam ako vo *Vzťahu 2.10*. Jediné čo pribudlo, sú členy typu $N^{w2}(N'^{w2})$, čo značí sumu druhých mocnín váh \mathcal{W} . Takto spočítame pre každý kinematický bin (oddeleno pre kladne a záporne nabitú hadróny) 16 hodnôt $R(\Phi_{S,C}) \pm \sigma_{R(\Phi_{S,C})}$. Hodnoty fitujeme funkciou

$$f(\Phi_{S,C}) = b + 2 \cdot a \cdot \sin \Phi_{S,C} \quad (2.12)$$

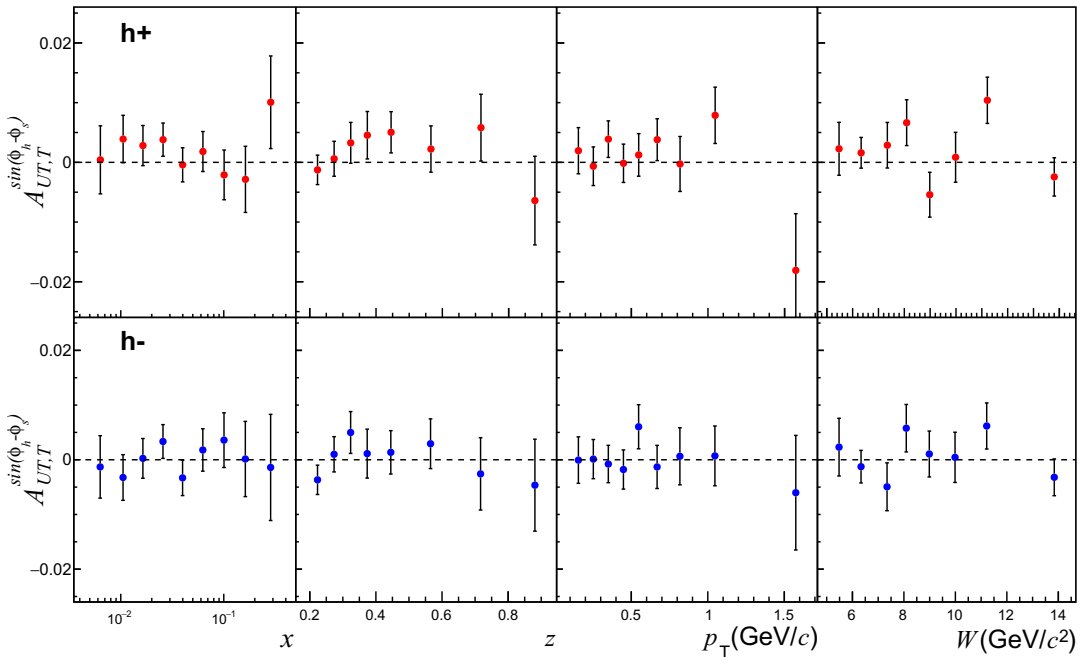
a opäť je potrebné vydeliť parameter a fDP hodnotou ako v prípade nevážených asymetrií (*Vzťah 2.5*). Nakoniec hodnoty vážených asymetrií A^w (a ich odchýlky) pre všetky periódy spriemerujeme pomocou *Vzťahov 2.6 a 2.7*.

3. Výsledky

Pripomeňme si, čo je cieľom našej práce. Študujeme Siversove a Collinsove asymetrie, ktoré boli experimentálne overené v už v roku 2010 experimentom COMPASS na protónovom terči. Neskôr bol terč nahradený deutériom. Predchodzie merania ukázali na nulovú asymetriu na deutériu, preto máme predpoklad akú hodnotu očakávať. Teraz je na čase to experimentálne overiť.

3.1 Nevážené asymetrie

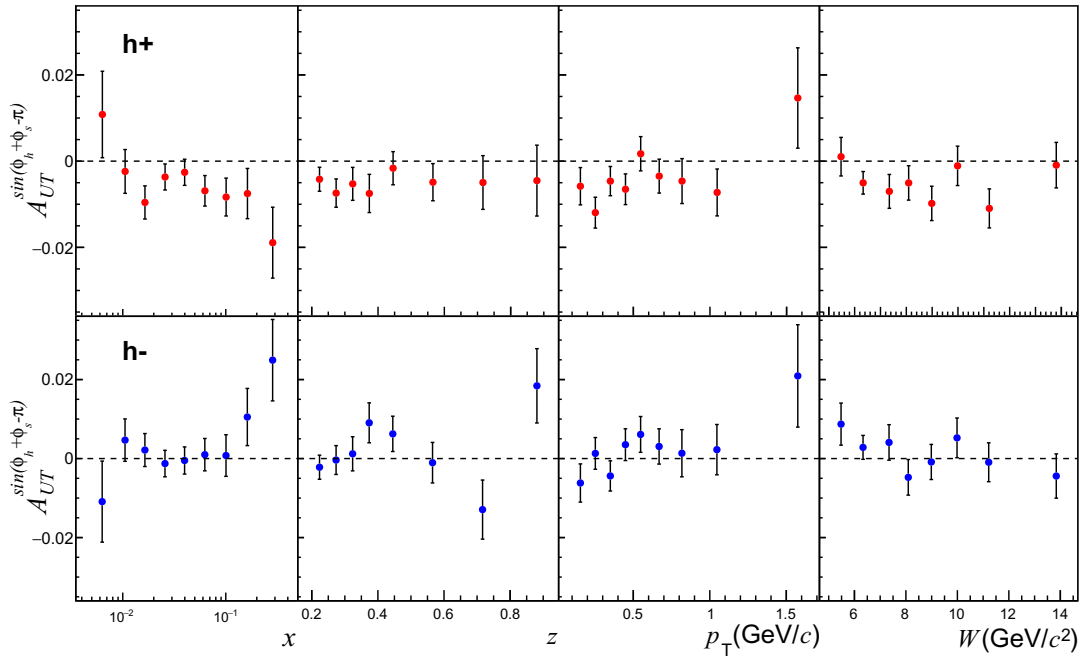
Analýza dát bola vykonaná na 108 216 238 hadrónoch, ktoré prešli kritériami (viz *Tabuľka 2.1* a *2.2*)¹. V *Kapitole 2.2* sme popísali postup získavania nevážených asymetrií pre jednotlivé kinematické biny. Tie sa vyhodnotili pre každú periódu zvlášť (dokopy 10 periód). Vyhodnotenie jednotlivých periód môžeme nájsť napríklad v *Článku [25]* Rozlišovali sme hadróny na kladne a záporne nabité.



Obr. 3.1: Nevážené Siversove asymetrie, hore) kladne nabité hadróny, dole) záporne nabité hadróny

V *Grafe 3.1* sme vyniesli závislosť neváženej Siversovej asymetrie za všetkých 10 periód od 4 kinematických veličín x , z , p_T a W (viz definícia kinematických binov v *Kapitole 2.2*). Vidíme, že hodnoty vyšli blízke nule, čo ukazuje na kompenzáciu medzi protónom a neutrónom. Výsledky pre Collinsovu asymetriu sú vynesené v *Grafe 3.2*.

¹ Ak by sme toto číslo porovnali s počtom hadrónov, ktoré by sme dostali, ak by sme aplikovali len prvú sadu kritérií (prvých 19) + vylúčili rozptýlené mióny, zistili by sme, že tvorí len 12,9 % z tohoto počtu. Stále sa ale jedná o veľké číslo oproti predchádzajúcim rokom.

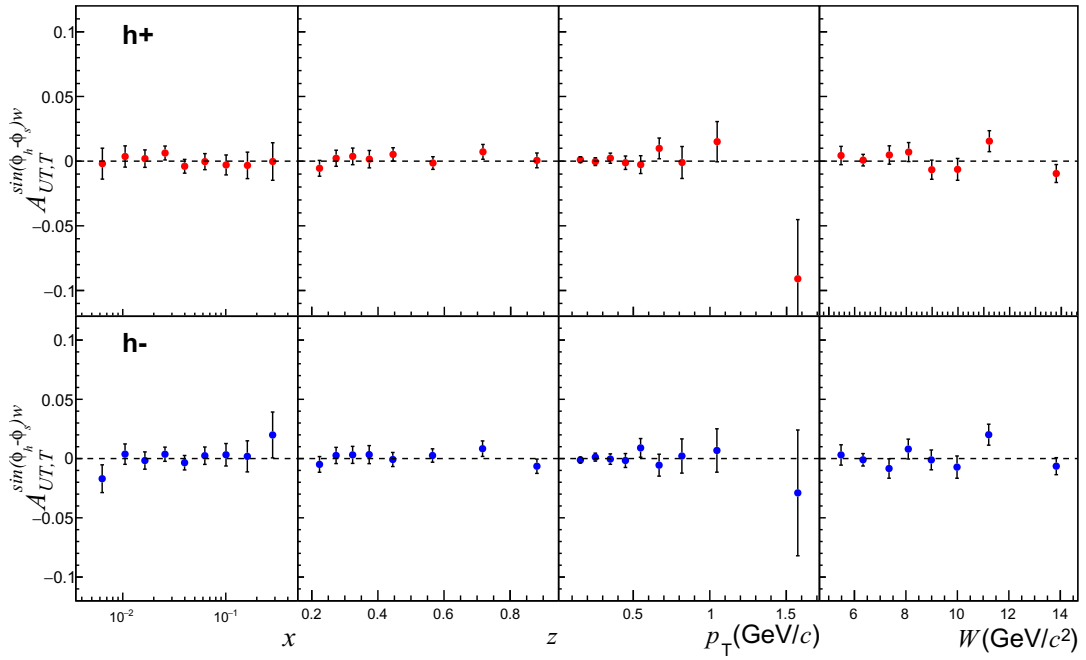


Obr. 3.2: Nevážené Collinsove asymetrie, hore) kladne nabité hadróny, dole) záporne nabité hadróny

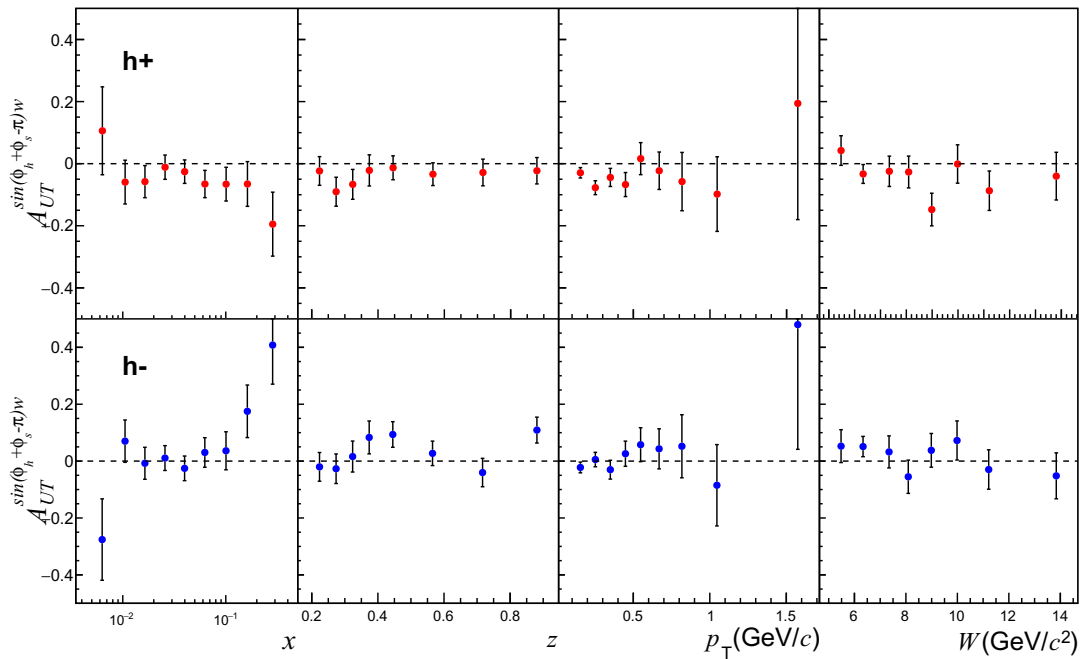
Hneď vidíme, že na rozdiel od Siversovej asymetrie pozorujeme nenulovú hodnotu pre väčšie x . Aj keď signifikancia jednotlivých bodov nie je príliš veľká, dohromady ukazujú na nenulovú hodnotu. Asymetria ako funkcia x má viacmenej zrkadlové chovanie, v závislosti na tom, či sa jedná o kladne alebo záporne nabité hadróny. V prípade kladných je závislosť klesajúca v prípade záporných rastúca. V prípade p_T a W sa asymetria viacej prikláňa ku zápornej hodnote pre kladné hadróny a ku kladnej hodnote pre záporne hadróny.

3.2 Vážené asymetrie

Celkový počet hadrónov je rovnaký ako v prípade nevážených asymetrií. Zmenil sa len postup, ktorý je podrobnejšie popísaný v *Kapitole 2.3*. Pozrime sa najskôr na vážené Siversove asymetrie. Ak porovnáme kladne a záporne nabité hadróny, pozorujeme isté podobnosti v prípade z , p_T a W . Je diskutabilné, či uvádzať p_T , pretože pre interpretáciu asymetrií vážených asymetrií podľa vzťahov [1.24](#) a [1.28](#) je nutné integrovať cez túto hodnotu od 0 do ∞ . Pri vynesení závislosti na p_T je integrácia vykonaná len cez daný bin a vážená asymetria teda nemá jednoduchú interpretáciu. My ju uvádzame, pretože je zaujímavé sa pozrieť, čo sa deje s asymetriami pri rastúcej pričnej hybnosti hadrónu. Kým v prípade nevážených asymetrií sme pozorovali hodnoty s podobnými odchýlkami, v prípade vážených pozorujeme, že odchýlky rastú s rastúcim p_T (kvôli rastúcim váham). Pre x , z a W pozorujeme zhodu s asymetriou blízkej nule. Pre Collinsove asymetrie pozorujeme opäť rastúcu a klesajúcu závislosť na x (pre záporne a kladne nabité hadróny). Čo čitateľa môže zarazit je, že na osy asymetrie sa navýšil rád (v prípade nevážených sme rádo vo 10^{-2} , pre vážené 10^{-1}).



Obr. 3.3: Vážené Siversove asymetrie, hore) kladne nabité hadróny, dole) záporne nabité hadróny

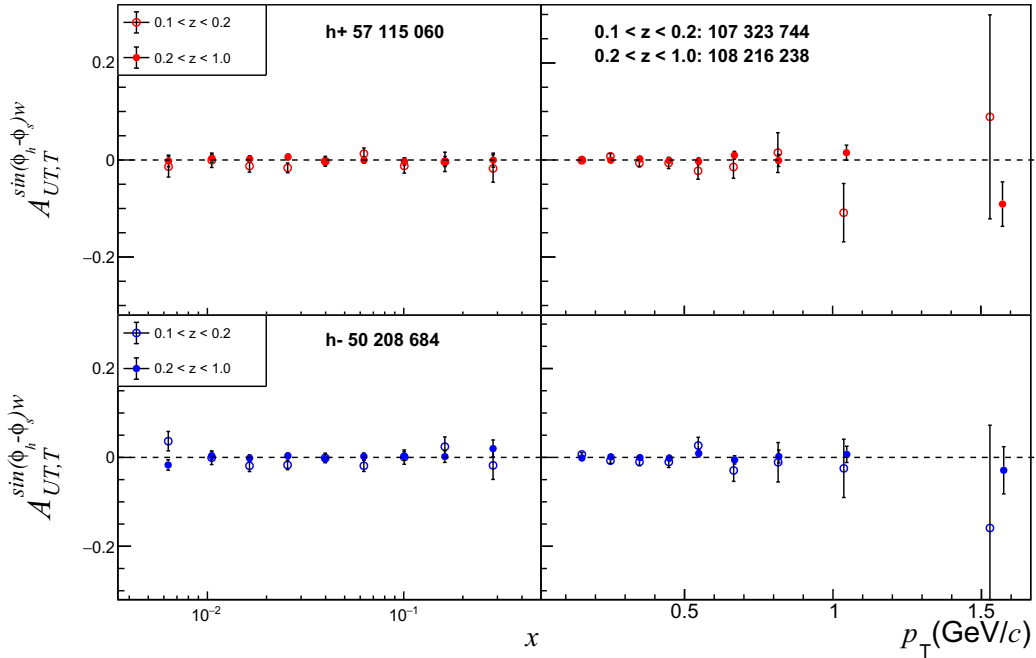


Obr. 3.4: Vážené Collinsove asymetrie, hore) kladne nabité hadróny, dole) záporne nabité hadróny

Odpoveď sa skrýva vo váhe \mathcal{W} . Kým v prípade Siversovej vázenej asymetrie delíme hmotnosťou protónu, ktorá je blízka $1 \text{ GeV}/c^2$ (presnejšie $0,938 \text{ GeV}/c^2$), v prípade Collinsovej asymetrie delíme hmotnosťou piónu, ktorá je bližšie k

0,1 GeV/c² (presnejšie 0,140 GeV/c²). Porovnaním Collinsovej váženej a neváženej asymetrie pozorujeme (až na rád) veľmi blízku zhodu výsledných závislostí.

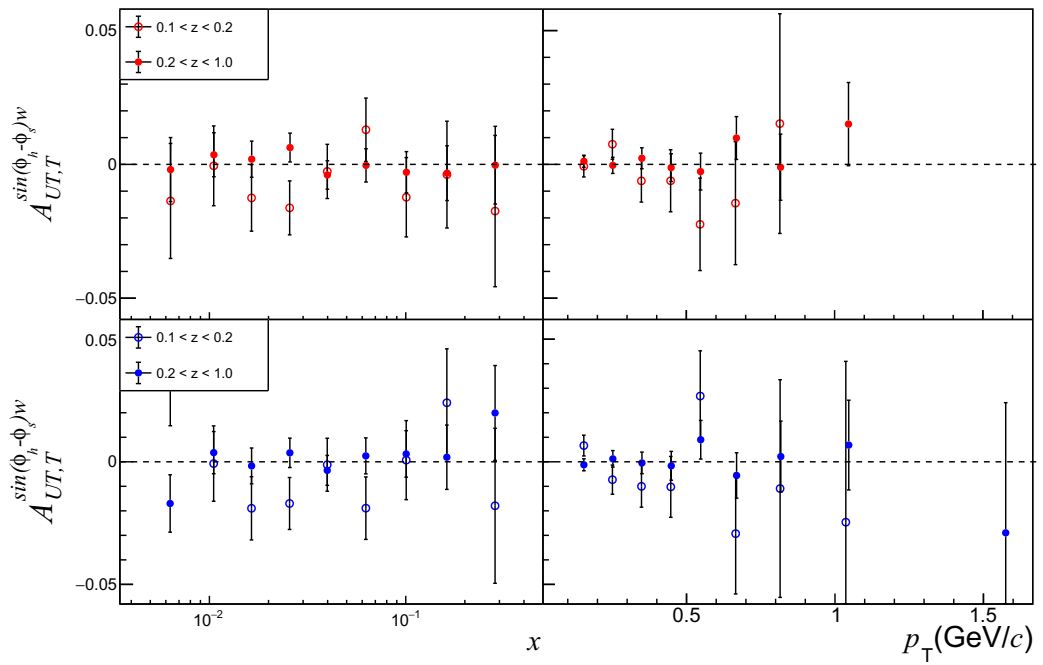
Na záver si ešte uvedme jedno porovnanie. Spomeňme si na kritérium 35 pre hadróny. Ten vyžaduje, aby $0,2 < z < 1,0$. Inými slovami, pozorovaný hadrón musí nieť aspoň 20 % z energie virtuálneho fotónu. Určite je ale zaujímavé sa pozrieť, čo sa stane s asymetriami pre menšie energie, konkrétne pre $0,1 < z < 0,2$ a porovnať ich s pôvodným intervalom. Budeme porovnávať len pre Siversove asymetrie a kinematické veličiny x a p_T (viď Graf 3.5).



Obr. 3.5: Porovnanie vážených Siversových asymetrií pre intervaly $z < 0,2$ (prázdne body) a $z > 0,2$ (plné body)

Najviditeľnejšie zmeny pozorujeme až pri pohľade na užšiu škálu (viď Graf 3.6) a v krajných koncových bodoch. Ale prečo? Prečo nízko energetické hadróny boli vylúčené zo štatistiky? Veď predsa by sme mali približne 2 krát viac dát (viď horný pravý graf, pre $z < 0,2$ máme 107 323 744 hadrónov). Pripomeňme, že nás zaujímajú hadróny, ktoré vznikli z kvarku zasiahnutého leptónom. Nie je ale vylúčené, že pozorované hadróny vznikli z iného kvarku v nukleóne² (v tzv. terčovom fragmentačnom regióne, vytvorenom pozostatkami nukleónu). Pre $z < 0,2$ je to pravdepodobnejšie. K dosiahnutiu väčšej dôveryhodnosti výsledkov preto museli byť vynechané. V Grafe 3.6 uvádzame rovnakú sériu grafov, ale v užšej škále.

²Tieto procesy sa odohrávajú na úrovni femtometrov, čo prístroje nie sú schopné rozlíšiť



Obr. 3.6: Porovnanie vážených Siversových asymetrií pre intervaly $z < 0,2$ (prázdne body) a $z > 0,2$ (plné body)

Záver

Medzi spinom protónu a spinom kvarku, (resp. priečnou hybnosťou kvarku) existuje korelácia, tzv. Collinsov (Siversov) jav na ktorom sa podieľajú valenčné kvarky v nukleóne. Tieto javy boli pozorované na protónových terčoch na experimentoch HERMES a COMPASS pre u a d kvarky, pre ktoré Siversova funkcia a transverzita majú opačné znamienka. Pre neutrón obdržíme opačné znamienko asymetrií než v prípade protónu, kvôli izospinovej symetrii. COMPASS vykonával nové merania na deutériovom terči, ktoré presnosťou výrazne prekonávajú predchádzajúce merania rovnakého experimentu. V tejto práci sme analyzovali nazbierané dáta a namerali asymetrie blízke nule. To je v súlade s očakávaním z predošlých experimentov. V prípade Collinsovej asymetrie bola pozorovaná rastúca závislosť asymetrie pre záporne nabité hadróny a klesajúca pre kladne nabité hadróny od rastúceho x (frakcie hybnosti nukleónu, ktorú nesie kvark). Tieto závislosti by mohli byť zaujímavým predmetom ďalšieho skúmania.

Rovnako potrebné budú aj systematické štúdie. Tie zahŕňajú napríklad stabilitu dát (alebo kompatibilitu výsledkov z jednotlivých periód zberu dát). Je preto potrebné podrobnejšie skúmať externé veličiny vplývajúce na meranie a snažiť sa ich eliminovať (alebo kompenzovať). Stabilizáciou periód by sa výrazne zmenšila systematická odchýlka merania a teda zvýšila presnosť výsledkov.

Výsledky nevážených asymetrií stihli byť publikované [26] pred dokončením analýzy, preto výsledky nie sú nové, ale úspešne reprodukovujú tie publikované. V prípade vážených asymetrií sa už jedná o nové výsledky, ktoré sa pripravujú k oficiálnemu uvoľneniu pre konferencie a publikovanie a analýza vykonaná v rámci tejto práci je súčasťou tohoto procesu.

Vďaka znalostiam asymetrií pre jednotlivé kinematické biny v kombinácií s predchádzajúcimi výsledkami z protónového terča, sme teraz schopní spočítať napríklad 1. moment Siversovej asymetrie pre u , \bar{u} a d , \bar{d} kvark. Vďaka separácii asymetrií na kladne a záporne nabité hadróny riešime v každom kinematickom bine štyri rovnice o štyroch neznámych (tvar nepolarizovaných PDF a fragmentačných funkcií vieme získať z tabuľkových hodnôt dostupných prostredníctvom špecializovaného softvéru). Pre nevážené asymetrie bol tento proces už vykonaný za predpokladu guassovskej závislosti PDF na priečnej hybnosti kvarku. Z váženej asymetrie bude možné proces zopakovať bez tohoto predpokladu. Porovnanie výsledkov potom môže overiť predpoklad gaussovského modelu.

Podobne môžeme interpretovať váženú Collinsovú a Kotzinian-Muldersovu asymetriu. V tomto prípade nemáme k dispozícii výsledky na protónovom terči, je preto v pláne ich znova analyzovať a získať nulté a prvé momenty príslušných PDF.

Zoznam použitej literatúry

- [1] W. D. Nowak. Measurement of transverse target-spin asymmetries at HERMES. *Nucl. Phys. A*, 755:325–328, 2005. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947405004306?via%3Dihub>.
- [2] A. Airapetian et al. Observation of the Naive-T-odd Sivers Effect in Deep-Inelastic Scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 103:152002, 2009. <https://arxiv.org/pdf/0906.3918>.
- [3] A. Airapetian et al. Effects of transversity in deep-inelastic scattering by polarized protons. *Phys. Lett. B*, 693:11–16, 2010. <https://arxiv.org/pdf/1006.4221>.
- [4] R. Webb. First measurements of Collins and Sivers asymmetries at COMPASS. *Nuclear Physics A*, 755:329–332, 2005. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947405004318>.
- [5] V. Yu. Alexakhin et al. First measurement of the transverse spin asymmetries of the deuteron in semi-inclusive deep inelastic scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 94:202002, 2005. <https://inspirehep.net/literature/677550>.
- [6] E. S. Ageev et al. A New measurement of the Collins and Sivers asymmetries on a transversely polarised deuteron target. *Nucl. Phys. B*, 765:31–70, 2007. <https://arxiv.org/pdf/hep-ex/0610068>.
- [7] M. Alekseev et al. Collins and Sivers asymmetries for pions and kaons in muon-deuteron DIS. *Phys. Lett. B*, 673:127–135, 2009. <https://arxiv.org/pdf/0802.2160>.
- [8] Adolph C. et al. Experimental investigation of transverse spin asymmetries in muon-p SIDIS processes: Collins asymmetries. *Phys. Lett. B*, 717:376–382, 2012. <https://arxiv.org/pdf/1205.5121>.
- [9] C. Adolph et al. II – Experimental investigation of transverse spin asymmetries in μ -p SIDIS processes: Sivers asymmetries. *Phys. Lett. B*, 717:383–389, 2012. <https://arxiv.org/pdf/1205.5122>.
- [10] M. G. Alekseev et al. Measurement of the Collins and Sivers asymmetries on transversely polarised protons. *Phys. Lett. B*, 692:240–246, 2010. <https://arxiv.org/pdf/1005.5609>.
- [11] X. Qian et al. Single Spin Asymmetries in Charged Pion Production from Semi-Inclusive Deep Inelastic Scattering on a Transversely Polarized ^3He Target. *Phys. Rev. Lett.*, 107:072003, 2011. <https://arxiv.org/pdf/1106.0363>.
- [12] Y. X. Zhao et al. Single spin asymmetries in charged kaon production from semi-inclusive deep inelastic scattering on a transversely polarized ^3He target. *Phys. Rev. C*, 90(5):055201, 2014. <https://arxiv.org/pdf/1404.7204>.

- [13] Kamil Augsten et al. d-Quark Transversity and Proton Radius: Addendum to the COMPASS-II Proposal. Technical Report CERN–SPSC–2017–034SPSC–P-340-ADD-1, CERN, Geneva, Switzerland, 2018. <https://cds.cern.ch/record/2286954>.
- [14] Alessandro Bacchetta, Markus Diehl, Klaus Goeke, Andreas Metz, Piet J. Mulders, and Marc Schlegel. Semi-inclusive deep inelastic scattering at small transverse momentum. *JHEP*, 02:093, 2007. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1126-6708/2007/02/093/pdf>.
- [15] Jan Matousek. *Nucleon spin structure studies in Drell–Yan process at COMPASS*. PhD thesis, Charles University, Prague, and Trieste U., 2018. <https://inspirehep.net/files/e2736f1b39a7980f4574f3e0d3d240d9>.
- [16] Daniel Boer and P. J. Mulders. Time reversal odd distribution functions in leptonproduction. *Phys. Rev. D*, 57:5780–5786, 1998. <https://arxiv.org/pdf/hep-ph/9711485>.
- [17] M. G. Alexeev et al. Measurement of P_T -weighted Sivers asymmetries in leptonproduction of hadrons. *Nucl. Phys. B*, 940:34–53, 2019. <https://arxiv.org/pdf/1809.02936.pdf>.
- [18] S Asatryan, F Bradamante, A Bressan, F Delcarro, A Haghmrtsyan, A Ivanov, A Kerbizi, T Klásek, A Kotzinian, J Martin, A Matousek, A Moretti, A Movsisyan, B Parsamyan, and A Vijayakumar. Preliminary results for Collins and Sivers asymmetries from half of the 2022 6LiD data. *COMPASS Release note*, 2023. Interný zdroj: https://wwwcompass-private.cern.ch/compass/software/analysis/transparencies/2023/am_230914/releases/release_TSAs_2022.pdf.
- [19] René Brun and Fons Rademakers. ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework, Proceedings AIHENP’96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A 389 (1997) 81–86. 1997. <https://root.cern/>.
- [20] Sergei Gerassimov et al. PHAST, 24.5.2003. <http://ges.web.cern.ch/ges/phast/doxygen-html/annotated.html>.
- [21] B Parsamyan, J Matoušek, T Klasek, and A Ivanov. 2022 data analysis. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/Compass/Transversity/DataAnalysis2022>.
- [22] COMPASS 2022 run - Data taking periods. 2022. Interný zdroj: <https://wwwcompass-private.cern.ch/compass/run/run2022/?page=data>.
- [23] F Bradamante and A Martin. Comparison between different proposed methods for the extraction of transverse spin asymmetries. *COMPASS Note 2005-5*, 2005. Interný zdroj: <https://wwwcompass-private.cern.ch/compass/notes/2005-5/2005-5.pdf>.

- [24] Kenneth Gustafsson. Computation of the Dilution Factor for the Year 2002 COMPASS Data. *COMPASS Collaboration, Note 2003-3*, 2003. Interný zdroj: <https://wwwcompass-private.cern.ch/compass/notes/2003-3/2003-3.ps.gz>.
- [25] B. Parmasyan. SIDIS wTSA analyses (2010 proton, 2022 deuteron): overview and plans. 2024. https://wwwcompass-private.cern.ch/compass/software/analysis/transparencies/2024/am_2404/talks/Parsamyan_20240424_AM_wTSA.pdf.
- [26] G. D. Alexeev et al. High-statistics measurement of Collins and Sivers asymmetries for transversely polarised deuterons. 12 2023. <https://arxiv.org/pdf/2401.00309>.

Zoznam obrázkov

1.1	SIDIS vo Feynmanovom diagrame	3
1.2	GNS sústava pre SIDIS	5
1.3	Geometria hybností kvarku \mathbf{k} , virtuálneho fotónu \mathbf{q} a vzniknutého hadrónu \mathbf{p}_h	7
1.4	Geometrické znázornenie Siversovho a Collinsovho uhlu [5]	8
2.1	Schéma QR metódy na výpočet surovej asymetrie pre jeden kinematický bin	19
3.1	Nevážené Siversove asymetrie, (hore) kladne nabité hadróny, (dole) záporne nabité hadróny	22
3.2	Nevážené Collinsove asymetrie, (hore) kladne nabité hadróny, (dole) záporne nabité hadróny	23
3.3	Vážené Siversove asymetrie, (hore) kladne nabité hadróny, (dole) záporne nabité hadróny	24
3.4	Vážené Collinsove asymetrie, (hore) kladne nabité hadróny, (dole) záporne nabité hadróny	24
3.5	Porovnanie vážených Siversových asymetrií pre intervaly $z < 0,2$ (prázdne body) a $z > 0,2$ (plné body)	25
3.6	Porovnanie vážených Siversových asymetrií pre intervaly $z < 0,2$ (prázdne body) a $z > 0,2$ (plné body)	26

Zoznam tabuliek

2.1	Kritériá z W05t2 periódy, ID identifikuje číslo kritéria, N je počet udalostí po aplikovaní kritéria	12
2.2	Výsledný počet hadrónov vstupujúcich do analýzy pre jednotlivé periódy a ich celkový počet. Čísla t2 resp. t2.1 udávajú verziu rekonštrukcie dát.	16
2.3	Čísla runov pre pre jednotlivé periódy v závislosti od polarizácie.	18

Zoznam použitých skratiek

BSR	Bad Spills and Runs
CERN	Európska organizácia pre jadrový výskum (fr.: Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire)
COMPASS	COmmon Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy
DIS	Hlboko nepružný rozptyl (angl.: Deep Inelastic Scattering)
FF	Fragmentačné Funkcie
GNS	Gamma Nucleon System
ID	IDentifikátor
PDF	Partónová Distribučná Funkcia
PHAST	PHysics Analyses Software Tools
QCD	Kvantová ChromoDynamika
QR	Quadrupole Ratio
SFG	Študentský Fakultný Grant
SIDIS	Semi-inkluzívny hlboko nepružný rozptyl (angl.: Semi-Inclusive Deep Inelastic Scattering)