### A CERN NA61 kísérlet kisimpulzusú részecskedetektorának építése és fizikai analízise

MSc Diplomamunka

Márton Krisztina Fizikus MSc II. ELTE TTK

Témavezető: dr. Varga Dezső ELTE TTK Komplex Rendszerek Fizikája Tanszék

Budapest 2012

# Tartalomjegyzék

Bevezetés 4				
1.	Kisi	mpulzusú részecskék a nagyenergiás fizikában	6	
	1.1.	Korábbi mérések - kísérleti összefoglaló	8	
	1.2.	Modellek a hadron-atommag ütközések leírására	10	
		1.2.1. Lövedék részecske ütközéseinek száma	10	
		1.2.2. Szürke nukleonok számának eloszlása	10	
		1.2.3. Lassú részecskék impulzusának eloszlása	12	
2.	Az N	NA61/Shine kísérlet	13	
	2.1.	Az NA61/Shine kísérlet felépítése	14	
	2.2.	Az NA61 kísérletben vizsgált ütközések	15	
3.	LM	PD - Kisimpulzusú részecskedetektor	17	
	3.1.	Gáztöltésű detektorok	17	
	3.2.	Időprojekciós kamra	20	
	3.3.	A kisimpulzusú részecskedetektor működésének elve	22	
	3.4.	Prototípusok	23	
	3.5.	A detektor - "Jura" és "Saleve" oldal	26	
4.	Tesz	ztmérések az SPS gyorsítónál	30	
	4.1.	Mérések "downstream" pozícióban	31	
		4.1.1. Mérések 13 GeV nyalábenergián	33	
		4.1.2. Mérések 158 GeV nyalábenergián	35	
	4.2.	A detektor beillesztése az NA61 kísérletbe	36	

5.	Analízis és eredmények		
	5.1.	Klaszter- és részecskepálya rekonstrukció	38
	5.2.	A kisimpulzusú részecskedetektor felbontása	40
	5.3.	A részecskepályák tulajdonságai	42
	5.4.	Részecskeazonosítás	44
6.	Össz	efoglalás, további tervek	47

### **Bevezetés**

Az elmúlt évtizedekben számos kísérlet vizsgált különböző energiájú és különböző típusú hadron-atommag ütközéseket. A kísérletek általános megfigyelése az volt, hogy az ütközésben keletkező részecskezápor multiplicitása a lassú részecskék számával növekszik. Azt tapasztalták, hogy a lassú részecskék keletkezése a reakció tömegközépponti energiájától független, számuk fontos információt szolgáltat az ütközés centralitásáról, impakt paraméteréről.

A hadron-atommag ütközések tulajdonságai fontos információt hordoznak az atommag-atommag ütközések vizsgálatának szempontjából is. Hadron-atommag ütközések centralitás szerint is differenciált részecskespektrumainak segítségével többek között tanulmányozható, hogy egy adott energián az atommag-atommag ütközések mennyire térnek el elemi ütközések szuperpozíciójától. Ez fontos kérdés az atommag-atommag ütközések kvark-gluon plazma kialakulásának szempontjából történő vizsgálata során is.

Az NA61/Shine (SPS Heavy Ion and Neutrino Experiment) kísérlet egy fix céltárgyas kísérlet a CERN SPS gyorsítójánál. A kísérlet a proton-proton, proton-atommag, valamint atommag-atommag ütközések során keletkező részecskéket vizsgálja az ütközés középponti energiájának, a nyaláb típusának, valamint a céltárgy tömegszámának függvényében. Célja többek között az erős kölcsönhatás tulajdonságainak pontosabb megismerése, például az elméleti számítások által jósolt fázisátalakulás kritikus pontjának meghatározása. Ehhez kísérlethez terveztük a kisimpulzusú részecskedetektort.

A kisimpulzusú részecskedetektor (LMPD) egy kis időprojekciós kamra, amiben különböző vastagságú abszorber-rétegek találhatók. Ezen abszorberek célja, hogy az alacsony impulzusú részecskéket elnyelik, lehetővé téve ezzel a részecskék hatótávolságának mérését. A detektor az NA61 kísérletben közvetlenül a céltárgy mellett helyezkedik el. Feladata a proton-atommag ütközésekben az oldalirányban, illetve hátrafelé induló, alacsony impulzusú részecskék detektálása és azonosítása a leadott energia és a részecske hatótávolsága alapján. A céltárgy felrobbanásából származó lassú protonok azonosításával detektorunk alkalmas lesz a vizsgált proton-atommag ütközés centralitásának meghatározására.

Az elmúlt években (2009-ben és 2010-ben) megépítettük a kisimpulzusú részecskedetektor prototípusait. Mindkét prototípust lehetőségünk volt a CERN PS gyorsítójánál, valamint a második prototípust az SPS gyorsítónál is tesztelni. A tesztmérések tapasztalatai alapján 2011-ben megépítettük a detektor végleges változatát, amivel 2011 nyarán a CERN SPS gyorsítójánál, az NA61 kísérlet nyalábjával végeztünk méréseket. A mérések nagyrészében az adatgyűjtés az NA61 kísérlettől teljesen függetlenül folyt, az utolsó 3 napban pedig lehetőségünk volt detektorunk műküdését az NA61 kísérlet teljes detektorrendszerével tesztelni.

Diplomamunkám 1. fejezetében összefoglalom a hadron-atommag ütközések néhány fontosabb kísérleti tapasztalatát. A 2. fejezetben bemutatom az NA61 kísérletet, a 3. fejezetben a kisimpulzusú részecskedetektor felépítésének és működésének részletes leírása olvasható. A 2011 nyarán végzett mérések (4. fejezet) tapasztalatai alapján az 5. fejezetben vizsgálom a kisimpulzusú részecskedetektor működését, megmutatom, hogy detektorunk alkalmas a céltárgyból származó lassú részecskék detektálására és azonosítására.

A kisimpulzusú részecskedetektor 2012 nyarán az NA61 kísérlet proton-ólom ütköztetései során a kísérlet részeként fog résztvenni az adatgyűjtésben.

## 1. fejezet

# Kisimpulzusú részecskék a nagyenergiás fizikában

Nagyenergiás hadron-atommag ütközéseket számos kísérletben vizsgáltak az elmúlt évtizedekben. A tapasztalatok azt mutatták, hogy az ilyen ütközésekben a lassú nukleonok száma fontos információt szolgáltat az ütközés centralitásáról, impakt paraméteréről. Lassú, kis impulzusú részecskéknek általában a laborrendszerben 1-nél kisebb rapiditású részecskéket tekintjük.



1.1. ábra. Atommag-atommag és hadron-atommag ütközések impakt paraméterének definíciója.

A lassú részecskék terminológiája a korai emulziós mérésekből származik. Az emittált lassú részecskéket a detektorban hagyott nyom alapján "fekete", illetve "szürke" részecskéknek (együttesen "nehéz" részecskéknek) nevezték. Az úgynevezett "zápor" részecskék világosabb nyomot hagytak és az előreszórt tartományban koncentrálódtak. Ezek az elnevezések az 1.1 táblázat alapján megfeleltethetők energia- és impulzustartományoknak. [1]

Elnevezés β Kinetikus energia (MeV) Impulzus (MeV/c)  $\beta < 0.25$ fekete p < 250 $E_{kin} < 30$  $30 < E_{kin} < 400$  $0.25 < \beta < 0.7$ szürke 250 $400 < E_{kin}$ zápor  $0.7 < \beta$ 1000 < p

1.1. táblázat. A hadron-atommag ütközések során keletkező részecskék osztályozása. Az

energia- illetve impulzusértékek nukleonokra vonatkoznak.



1.2. ábra. Proton-atommag ütközés. Az ütközés során különböző energiájú és impulzusú részecskék keletkeznek. A lassú (szürke és fekete) részecskék száma érzékeny az ütközés centralitására.

7

#### 1.1. Korábbi mérések - kísérleti összefoglaló

Az elmúlt évtizedekben különböző gyorsítóknál, különböző energiákon vizsgálták a hadron-atommag ütközések során keletkező lassú részecskéket. A kísérletek általános megfigyelése az volt, hogy az ütközésben keletkező részecskezápor multiplicitása a lassú részecskék számával növekszik. [1] Ebben a fejezetben néhány fontosabb kísérleti eredmény bemutatása olvasható ([1] alapján).

Az 1960-as években a Princeton-Pennsylvania Gyorsítóban vizsgálták 2.9 GeV energiájú protonnyaláb ütközését Be és Pt céltárgyakon. Azt találták, hogy az ütközés során keletkező protonoknak két jelentős forrása van: az egyedi nukleon-nukleon ütközések és a maganyagot érintő folyamatok. Ez utóbbi szükséges a megfigyelt deuteron, triton és egyéb nehezebb részecskék hozamának magyarázatához. [3]

*Gutbrod-ék* 400 MeV/nukleon energiájú <sup>20</sup>Ne ionokkal besugárzott urán céltárgyból kilépő részecskéket vizsgáltak. Erős bizonyítékokat találtak a végállapotbeli kölcsönhatások szerepére a nagyenergiás fragmentumon keletkezésében, valamint felvetették, hogy a kilépő nehezebb részecskék megfigyelése alapján a centrális ütközések kiválaszthatók. [4]

A CERN SPS gyorsítójánál a WA35 kísérletben 50, 100 és 150 GeV energiájú pion, proton és antiproton nyaláb ütközését vizsgálták C, Cu és Pb céltárgyakon. Azt tapasztalták, hogy míg a nagyobb energiájú részecskék főleg az előreszórt tartományban vannak, addig az alacsonyabb energiájú, lassú protonok szögeloszlása közel izotropikus. A szögeloszlás függ a céltárgy tömegszámától, a bejövő részecske energiájától azonban nem. Az általuk használt modellben a bejövő lövedék részecske egymás után ütközik az atommagban az egyes nukleonokkal. Az első ütközés során keletkező lassú protonok további nukleonokkal ütközhetnek, így egy hatalmas kaszkád alakulhat ki. Ez nem függ közvetlenül az elsődleges ütközések számától, hanem az első kölcsönhatás átlagos mélységétől és az atommag még hátralevő vastagságától. Így tehát a lassú részecskék száma az ütközés centralitását (periférikusságát) méri. [5]

A CERN NA5 kísérletében 200 GeV/c impulzusú protonok kölcsönhatását vizsgálták H, Ne, Ar és Xe céltárgyakkal. Az analízis során a geometrikus kaszkád modellt alkalmazták, az ütközések számának ( $\nu$ ) valószínűségi eloszlására a Glauber-modell alapján végeztek számolásokat. Azt tapasztalták, hogy az ütközések számának függése az atommagból kilépő szürke protonok számától nem lineáris. [6] A CERN-EHS kísérletében 360 GeV/c impulzusú protonok ütközését vizsgálták Al és Au céltárgyakkal. Eredményeiket a multi-chain modellel összehasonlítva elég jó egyezést tapasztaltak. A modell felteszi, hogy a lövedék részecske minden egyes ütközés során valamekkora valószínűség szerint veszti el impulzusa egy részét. A lövedék részecske és a céltárgy nukleonja között egy hadronikus lánc keletkezik, majd egy karakterisztikus idő után végbemegy a hadronizáció. A modell jóslatot ad az ütközések átlagos számára, valamint a szürke protonok számára is. [7]

A FNAL E668 számú kísérletében 800 GeV energiájú protonok kölcsönhatását vizsgálták emulziós anyagban. Eredményeiket összevetve alacsonyabb energiás mérésekkel azt tapasztalták, hogy az erősen ionizáló részecskék eloszlása független az energiától. Ez alátámasztotta azt a hipotézist, hogy a nehéz részecskék száma méri az ütközés impakt paraméterét és arányos a céltárgy atommagjaiban létrejövő nukleon-nukleon ütközések számával. A használt szuperpozíciós modell felteszi, hogy a lövedék részecske minden egyes ütközése a szürke részecskék azonos eloszlását eredményezi, valamint, hogy az egymás utáni ütközések függetlenek. Ebből következik, hogy a szürke protonok szögeloszlása nem függhet a kezdeti energiától. [8]

A CERN EMU07 kísérletben O és S atommagok kölcsönhatását vizsgálták emulziós anyagban 200 GeV nukleononkénti energián. Eredményeiket összehasonlítva a kölcsönhatást egyedi nukleon-nukleon ütközések szuperpozíciójaként leíró modellekkel (pl. Venus) szignifikáns eltérést nem találtak. Azt tapasztalták, hogy a szürke részecskék száma a centralitás növekedésével majdnem lineárisan növekszik, a fekete részecskék várhatóértéke pedig centrális ütközésekre közel konstanssá válik. A szürke és fekete részecskék multiplicitásában és szögeloszlásában megjelenő különbségek különböző keletkezési folyamatokra utalnak. [9]

A BNL gyorsító E910 kísérletében 18 GeV/c impulzusú protonok ütközését vizsgálták Be, Cu ás Au céltárgyakkal. Részletesen tanulmányozták az ütközések számának eloszlását a Glauber- és Hijing-modell összehasonlításával. A szürke részecskék számának leírására egy új modellt vezettek be, ami egyesíti a geometrikus és intranukleáris kaszkád modelleket. Az ütközések száma a szürke részecskék számának várható értéke között erős lineáris összefüggést találtak. [10]

#### 1.2. Modellek a hadron-atommag ütközések leírására

#### 1.2.1. Lövedék részecske ütközéseinek száma

A hadron-atommag ütközések adatainak analízise legtöbb esetben a Glauber-modell számolásai alapján történik. Egy adott *b* paraméter esetén a hadron-nukleon ütközések átlagos száma:

$$\bar{\nu}(b) = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma \rho(z, b) \,\mathrm{d}z \tag{1.1}$$

Az 1.1 képletben  $\sigma$  az elemi hadron-nukleon hatáskeresztmetszetet jelöli,  $\rho$  pedig a nukleáris sűrűség, melyet általában Woods-Saxon eloszlással közelítenek. Annak a valószínűségét, hogy adott impakt paraméter esetén  $\nu$  számú ütközés következik be, Poissoneloszlással (ritkábban binominális eloszlással) szokták közelíteni. Az impakt paraméterre való integrálással az ütközések számának valószínűségi eloszlása megkapható.

$$\pi(\nu|b) = \frac{\bar{\nu}(b)^{\nu} \cdot e^{-\bar{\nu}(b)}}{\nu!}$$
(1.2)

$$\pi(\nu) \propto \int \pi(\nu|b) 2\pi b \,\mathrm{d}b \tag{1.3}$$

A Galuber-modell használhatósága számos esetben megkérdőjelezhető, a magon belüli egymás utáni hadron-nukleon ütközések feltevésének érvényessége is kérdéses az 1 GeV  $< E_{Lab} < 1$  TeV energiatartományban. Emellett az ütközés olyan gyorsan lezajlik, hogy a lövedék részecske csak az atommag elhagyása után éri el aszimptotikus végállapotát, ami bizonytalanná teszi a konstans hadron-nukleon hatáskeresztmetszet használatát.

A Glauber-modell mellett a hadron-atommag ütközések leírására számos más modell is létezik (pl. Hijing-modelll, többszörös szórás modell). [1]

#### 1.2.2. Szürke nukleonok számának eloszlása

Legyen  $P(N_g)$  annak a valószínűsége, hogy a lövedék részecske  $\nu$  db magon belüli ütközésének hatására  $N_g$  db szürke proton keletkezik. Ekkor a szürke részecskék számának eloszlása:

$$P(N_g) = \sum_{\nu} P(N_g|\nu)\pi(\nu)$$
(1.4)

 $N_g$  darab emittált szürke részecske esetén az ütközések átlagos száma a 1.5 képlet alapján számolható:

$$\bar{\nu}(N_g) = \frac{\sum \nu P(N_g | \nu) \pi(\nu)}{\sum P(N_g | \nu) \pi(\nu)}$$
(1.5)

A  $P(N_q|\nu)$  feltételes valószínűség kiszámítására többféle modell is létezik. [1]

A geometrikus kaszkád modell felteszi, hogy a bejövő hadron minden egyes ütközése során az atommagban a szürke részecskék azonos eloszlással keletkeznek. A kísérleti adatok alapján, ha csak egyetlen ütközést tekintünk (azaz  $\nu = 1$  esetén), akkor a szürke részecskék számának eloszlása a következőképp alakul:

$$P(N_g|\nu = 1) = (1 - X) \cdot X^{N_g}$$
(1.6)

$$X = \frac{N_g(\nu = 1)}{1 + \bar{N}_g(\nu = 1)}$$
(1.7)

A modell felteszi, hogy a lövedék részecske ütközései egymástól függetlenek. Ebből a feltevésből,  $\nu$  db ütközés esetén a  $P(N_q|\nu)$  feltételes valószínűség:

$$P(N_g|\nu) = \binom{N_g + \nu - 1}{\nu - 1} \cdot (1 - X)^{\nu} \cdot X^{N_g}$$
(1.8)

Az intranukleáris kaszkád modell a hadron-atommag ütközést 3 lépésben írja le. Az első lépésben a bejövő hadron egy egyenes vonal mentén keresztülmegy az atommagon, és közben  $\nu$  darab nukleonnal ütközik. Ezek a lövedék részecske által meglökött, első generációs nukleonok az atommagban nagyrészt előrefelé haladnak, és közben további nukleonokkal ütköznek és kiütik őket az atommagból. Ezeket az első, illetve második generációs kiütött nukleonokat detektálják szürke részecskeként. (A további ütközések során magasabb generációs nukleonok is kilökődhetnek, ezek már azonban nagyrészt a fekete részecskékhez tartoznak.) A modell paramétereit kísérleti adatokhoz illesztve, a szürke részecskék számának várható értékére a következő közelítést kapjuk:

$$\bar{N}_g \approx \frac{1}{2} \frac{\sigma_{NN}}{\sigma_{hN}} \frac{Z}{A} \bar{\nu^2}$$
(1.9)

A geometrikus és az intranukleáris kaszkád modell közti alapvető különbségek ellenére, mindkettő elég jól leírja a kísérletek nagyrészét. A BNL E910 kísérlete egy új modellt alkalmazott, ami mindkét kaszkád modellből átvett elemeket. Ez az úgynevezett polinomikus modell, aminek fő feltevése, hogy adott atommagra a szürke részecskék számának várható értéke az elsődleges ütközések számának polinomja:

$$N_g(\nu) = c_0 + c_1 \cdot \nu + c_2 \cdot \nu^2 \tag{1.10}$$

Továbbá felteszik, hogy az eloszlás binomiális, és az atommag minden egyes protonja  $p = \bar{N}_g(\nu)/Z$  valószínűséggel emittálódik. Ekkor a  $P(N_g|\nu)$  feltételes valószínűségre a következő adódik:

$$P(N_g|\nu) = \binom{Z}{N_g} \cdot p^{N_g} \cdot (1-p)^{Z-N_g}$$
(1.11)

#### 1.2.3. Lassú részecskék impulzusának eloszlása

Feltéve, hogy a vizsgált rendszer elég nagy ahhoz, hogy statisztikus módszerekkel lehessen kezelni, az eloszlások Maxwell-Boltzmann eloszlás formájában paraméterezhetők: a részecskék izotropikus módon emittálódnak egy  $\beta_{||}$  sebességgel mozgó forrásból. Ekkor az invariáns hatáskeresztmetszet a következő alakban írható [1]:

$$E \frac{\mathrm{d}^3 \sigma}{\mathrm{d} p^3} \propto \exp(-E_{kin}/E_0) \tag{1.12}$$

A fenti képletben  $E_{kin}$  a kinetikus energia,  $E_0$  pedig a részecskénti karakterisztikus energia, mindkettő a mozgó rendszerben mérve.

Laborrendszerben a következő kifejezés érvényes:

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}p\,\mathrm{d}\cos\theta\,\mathrm{d}\phi} \propto \frac{p^2}{\sqrt{p^2 + m^2}} \exp\left(-\frac{\gamma\,(\sqrt{p^2 + m^2} - \beta_{||}\cos\theta) - m}{E_0}\right),\tag{1.13}$$

ahol *m* a részecske tömege,  $\theta$  pedig az emittált részecske és a lövedék részecske kezdeti iránya (azaz a nyalábirány) által bezárt szög laborrendszerben mérve.

Mivel a kísérletek általában csak egy adott impulzustartományban érzékenyek, így a szögeloszlásra a következő kifejezés adódik:

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}\cos\theta} \propto \exp(\kappa \cdot \cos\theta) \tag{1.14}$$

$$\kappa = \frac{\beta_{||} \cdot \bar{p}}{E_0} \tag{1.15}$$

## 2. fejezet

## Az NA61/Shine kísérlet



2.1. ábra. A CERN gyorsító komplexuma. Az NA61/Shine egy fix céltárgyas kísérlet az SPS gyorsítónál.

Az általunk épített és a dolgozat 3. fejezetében bemutatott kisimpulzusú részecskedetektor az NA61 kísérlet részét képzi 2011 óta, kiegészítve a már meglévő, klasszikus "nagydetektort". Az NA61/SHINE (SPS Heavy Ion and Neutrino Experiment) egy fix céltárgyas kísérlet a CERN SPS gyorsítójánál (2.1 ábra). Célja a proton-proton, protonatommag, hadron-atommag, valamint atommag-atommag ütköztetések során keletkező hadronok vizsgálata az ütközés középponti energiájának, a nyaláb típusának, valamint a céltárgy tömegszámának függvényében [11]. A kísérletben 14 ország és 24 intézmény körülbelül 120 fizikusa dolgozik. A magyar részvétel nagyon jelentős.

#### 2.1. Az NA61/Shine kísérlet felépítése

Az NA61 kísérlet detektorainak nagyrészét elődjétől, az NA49 kísérlettől örökölte. Az NA49 kísérlet részletes leírása a [12]-ben olvasható. A jelenlegi detektorok elhelyezkedését a 2.2 ábra mutatja. A fő detektor 4 darab, nagy térfogatú időprojekciós kamra, amik a vizsgált reakciók során keletkező töltött részecskék közel 70% -át képesek detektálni. Ezek közül kettő, az úgynevezett vertex TPC-k (VTPC-1 és VTPC-2) két szupravezető mágnes (VTX-1 és VTX-2) mágneses terében találhatók, a másik két nagy TPC pedig (MTPC-L és MTPC-R) a mágnesek mögött helyezkedik el. Egy ötödik, kis időprojekciós kamra található a nyaláb vonalában, a két vertex TPC között, ez az úgynevezett gap-TPC. Ezeken kívül a kísérleti összeállítás részét képezi még három repülési idő detektor (ToF-L, ToF-R és ToF-F), amikkel körülbelül 60 ps -os időfelbontás érhető el, valamint a "Projectile Spectator Detector" (PSD), aminek az atommag-atommag ütközések centralitásának meghatározásában van jelentős szerepe. [13]

A 2.2 ábrán megfigyelhető az NA61 klasszikus fix-céltárgyas elrendezése: a balról beérkező részecskék a céltárggyal (targettel) ütköznek. A keletkezett részecskék mérése a jobbra található detektorokban történik, melyek a tömegközépponti rendszer jobb irányú haladása miatt előrefelé csak egy aránylag kis szöget fednek le. Az általunk épített kisimpulzusú részecskedetektor a céltárgy körül fog elhelyezkedni, és az oldalirányban, valamint a hátrafelé induló részecskéket fogja detektálni. A teljes részecskeszámnak ez csak körülbelül 15-20%-át jelenti, viszont fontos abból a szempontból, hogy így a teljes detektorrendszer jobban közelíti majd a "hermetikus", teljes lefedést.



2.2. ábra. Az NA61 kísérlet jelenlegi detektorai (felülnézeti kép). Megfigyelhető a klasszikus fix-céltárgyas elrendezés: a balról beérkező nyalábrészecskék a céltárggyal ütköznek, a keletkezett részecskék mérése a jobbra található detektorokban történik. [13]

#### 2.2. Az NA61 kísérletben vizsgált ütközések

Az NA61 kísérletben vizsgált ütközések az ütköző részecskék típusa alapján különböző csoportokba oszthatók. Az atommag-atommag ütköztetések célja a fluktuációk és a hosszútávú korrelációk kimérése, az erősen kölcsönható anyag kritikus pontjának vizsgálatának céljából. A proton-proton, valamint a proton-atommag ütköztetések pedig referencia adatokat szolgáltatnak az atommag-atommag reakciók jobb megértéséhez.

A kvarkbezárás jelensége miatt a hadronok között nincsenek olyanok, amik egyedi kvarkokat tartalmaznának. A legegyszerűbb hadronok a két kvarkból (pontosabban egy kvarkból és egy antikvarkból) álló mezonok, azonban ezek nem stabilak. Technikailag a protont tekinthetjük stabil "elemi" hadronnak, jóllehet ebben is három valenciakvark található.

Ha tehát "elemi" hadron-hadron ütközésről beszélünk, akkor is sok kvark ütközik sok kvarkkal. Erre a kölcsönhatásra az NA61 kísérlet által használt energiákon az erős kölcsönhatás nagyon nagy csatolási állandója miatt a kvantum-színdinamika nem tud jóslatot adni. Az 1970-1980-as években nagyon sok fenomenologikus elmélet született az ilyen folyamatok megértésére, több-kevesebb sikerrel.

Egy hadron-atommag ütközést úgy képzelhetünk el, mintha a beérkező hadron először eltalálna egy nukleont, majd továbbhaladna, és közben újabb és újabb nukleonokat találna el (ólom céltárgy esetén átlagosan 5-öt). A folyamat végén ismét stabil hadronok keletkeznek. Ez lehetőséget ad arra, hogy közvetlenül az "első ütközés" után keletkező hadronokat vizsgáljuk, hiszen a "második ütközés" érzékeny az "első ütközés" utáni állapotra. Az egyes fenomenologikus modellek nagyon különböznek egymástól, még abban is, hogy van-e egyáltalán értelme egyedi ütközésekről beszélni a beérkező hadron és az atommag nukleonjainak találkozásakor. A hadron-atommag ütközések tehát a fenomenologikus leírások (pl. parton-modell alkalmazhatósága ezeken a kis energiákon) nagyon erős ellenőrzési lehetőségét jelentik.

A hadron-atommag ütközések fontosak még két másik szempontból is. Az egyik az atommag-atommag ütközésekkel való összehasonlítás, ahol az "elemi" hadron-hadron ütközések nem elegendőek minden folyamat megértéséhez (legfontosabb a fent említett egymás után többször való ütközés hatása). A másik szempont, hogy hadron-atommag ütközések zajlanak le a magaslégkörben, amikor nagy energiás kozmikus részecskék érik el a Földet. Az ezekben a folyamatokban keletkező neutrínók száma kritikus a neutrínó-oszcilláció vizsgálatának szempontjából. Az erre specializált kísérletek, mint például a T2K neutrínó-kísérlet, a Pierre Auger Obszervatórium és a KASCADE kozmikus sugárzást vizsgáló kísérlet számára tehát fontos ismerni a hadron-atommag kölcsönhatásokban keletkező stabil részecskéket. [14]

### 3. fejezet

# LMPD - Kisimpulzusú részecskedetektor

Az NA61 kísérlethez tervezett kisimpulzusú részecskedetektor (Low Momentum Particle Detector - LMPD) egy kis időprojekciós kamra, ami közvetlenül a céltárgy körül helyezkedik el, a nyaláb vonalára szimmetrikusan. A detektor a céltárgyból, azaz az atommag "szétrobbanásából" származó lassú részecskéket detektálja. Feladata a hadron-atommag ütközések során keletkező alacsony impulzusú részecskék azonosítása és energiájuk mérése. A visszaszóródó részecskék mérésének a hadronikus kölcsönhatások vizsgálata szempontjából az a legfontosabb motivációja, hogy az ilyen részecskék száma érzékeny a proton-atommag kölcsönhatás centralitására. Azaz, ha az ütközés centrális, vagyis ha a proton középen találja el az atommagot, akkor több kisenergiás részecske keletkezik, ha pedig perifériális, vagyis ha az atommag "szélét" találja el, akkor kevesebb.

### 3.1. Gáztöltésű detektorok

A nagyenergiás fizikában a részecskék detektálására gyakran használt eszközök a gáztöltésű detektorok, amik a múlt század folyamán jelentős fejlődésen mentek keresztül. Az 1900-as évek elején *Rutherford* és *Geiger* által épített ionizációs kamra tekinthető lényegében az első proporcionális számlálónak. 1912-ben a *Wilson* által kidolgozott köd-kamrával a részecskék pályája nyomon követhetővé, és így mérhetővé is vált. Az 1950-es években további nyomkövető detektorok is megjelentek, például *Glaser* buborékkamrája, vagy *Shuji Fukui* japán fizikus szikrakamrája. A töltött részecskék detektálását 1968-ban

forradalmasította *Georges Charpak* sokszálas proporcionális kamrájának megjelenése, ami néhány éven belül szinte teljesen átvette az addig használt szikrakamrák helyét a fix céltárgyas és az ütköztetős kísérletekben is. Számos előnnyel rendelkezett a korábbi detektorokhoz képest: gyorsabb, pontosabb helymérést tett lehetővé, jobb az időfelbontása, nagy területek lefedésére is alkalmas, valamint kicsi az anyagigénye.

A gáztöltésű számlálón keresztülhaladó ionizáló részecske hatására a gázban elektronok és pozitív ionok jelennek meg. Ha a keletkező elektronok elegendően nagy kinetikus energiára tesznek szert, akkor további atomokat ionizálhatnak. Ennek eredményeként a folyamat végén az elektron-ion párok száma sokkal nagyobb lehet, mint az elsődleges ionizáció. Ha az elektronokat megfelelően nagy elektromos térrel gyorsítjuk, akkor elérhető, hogy két ütközés között az ionizációhoz szükséges energiát tudjanak felvenni, aminek hatására egy elektron-lavina tud kialakulni. A gáztöltésű számlálókban az anódszál és a katód közé kapcsolt feszültség olyan, hogy az ionizáció során keletkező elektronok az anódszál felé fognak sodródni. Az elektromos térerősség az anódszál mentén a legnagyobb, a száltól távolodva pedig gyorsan, 1/r -rel csökken. Emiatt a száltól távol az elektromos tér csak az elektronok sodródását irányítja, egy adott távolságon belül viszont elég erőssé válik ahhoz, hogy beindulhasson a sokszorozódás. Ekkor egy csepp-alakú, exponenciálisan növő lavina alakul ki, ami az egyre nagyobb sokszorozódásnál egyre jobban körülöleli az anódszálat. Így az elektronok végül összegyűjtődnek a szálon, a pozitív ionok pedig lassan elsodródnak a katód irányába, ami után a számláló jele kiolvashatóvá válik.

Az anódszál és a katód közé kapcsolt feszültség függvényében különböző típusú detektorokat különböztethetünk meg. Nagyon alacsony feszültség esetén az elektronok nagy része, mielőtt elérné az anódszálat, rekombinálódik az ionokkal. Kicsit nagyobb feszültségeknél a térerősség elegendően nagy lesz ahhoz, hogy az ionizáció során keletkező összes elektront begyűjtsük, de nem elegendően nagy a sokszorozódáshoz. Ezt nevezzük ionizációs kamrának. A feszültséget tovább növelve, egy küszöbérték felett a szál közelében már be tud indulni sokszorozódás. Ha a detektált jel arányos a részecske energiájával, akkor proporcionális számlálóról beszélünk. Egyre nagyobb feszültségeken ez az arányosság fokozatosan megszűnik, és végül a detektált jel független lesz a kezdeti ionizációtól. Geiger-Müller számláló esetén az egyre jelentősebbé váló foton emisszió miatt további lavinák alakulnak ki a detektorban, amik végül az anódszálat a teljes hossza mentén körülölelik. [15] A proporcionális számláló a sugárzás energiaveszteségének mérésére jól használható, azonban a részecskék pályájának lokalizálására nem alkalmas. A sokszálas proporcionális kamrák esetén a két katódlemez között több anódszál fut párhuzamosan, általában egymástól azonos távolságokra. Az egyes szálak közel független proporcionális számlálóként működnek. Az ionizáció során keletkező elektronok a kamrában kialakuló térerősség hatására a megfelelő anódszál felé sodródnak, a szálakhoz közel pedig sokszorozódnak (3.1 ábra). A keletkező ionfelhő tükörtöltése megjelenik a katódon, így ez is kiolvashatóvá válik. A felbontás a szálakra merőleges irányban a szálak távolságával arányos, a száltávolság csökkentésével csak egy bizonyos mértékig javítható. A felbontást az ionizációs elektronok diffúziója, valamint az ionizálás ingadozásai korlátozzák. Jobb helyfelbontás a katódok szegmentálásával érhető el. A szegmensek általában merőlegesek az anódszálakra, de bármilyen tetszőleges felosztás is lehetséges. Ezek jelét kiolvasva a részecske helyének meghatározása pontosabbá válik. [15]



3.1. ábra. A sokszálas proporcionális kamrában kialakuló térerősség. [16] A térerősség hatására az ionizáció során keletkező elektronok az anódszálak felé sodródnak, a szálakhoz közel pedig sokszorozódnak.

#### 3.2. Időprojekciós kamra

A gáztöltésű detektorok történetében a következő nagy fejlődés 1974-ben következett be, a *David Nygren* által épített időprojekciós kamra megjelenésével. *Nygren* ötletének lényege az volt, hogy a sokszálas proporcionális kamráknál megszokott, néhány centiméteres gázvastagságot egy nagyobb térfogattal helyettesítette, amelyben állandó elektromos teret alakított ki. Az ionizáció során keletkező elektronok ennek hatására a kamra egyik végén található kiolvasó szálsík felé sodródnak, ahol szálsíkba eső két koordinátájuk meghatározható lesz, a szálsíkra merőleges, harmadik koordinátát pedig megkaphatjuk az elektronok sodródásának idejéből. [18] Így az időprojekciós kamra egy háromdimenziós képet ad a részecske pályájáról, valamint az ionizációs energiaveszteség mérésével a részecskeazonosításban is fontos szerepe van. Mivel nagy nyomvonalsűrűségű környezetben is jól használható, ezért nehézion-ütköztetéseknél is szívesen alkalmazzák.

Az időprojekciós kamra felépítése a 3.2 ábrán látható. A gázzal töltött, nagy sodródási térfogatot általában egy (esetleg több) sokszálas proporcionális kamra zárja le. A kamrán áthaladó töltött részecskék ionizációja során keletkező elektronok a homogén elektromos tér hatására a szálak felé kezdenek sodródni, ahol az érzékelő szálak (sense wire) körül lavinát fognak kialakítani. A lavina helyét a szálak kiolvasásával vagy a katód szegmentálásával, úgynevezett "pad"-ekre osztásával tudjuk meghatározni. A katód szegmensek jeléből és a sodródás idejéből a részecske pályájáról egy háromdimenziós képet kapunk.

Az időprojekciós kamráknál fontos, hogy az ionizáció során keletkező elektronok állandó sebességgel sodródjanak a kiolvasás helye felé. Ez a megfelelő gázzal, valamint a kamrában kialakított homogén elektromos térrel érhető el. A homogén elektromos teret a kamra szélén található osztólánc (field cage) alakítja ki. A field cage megépítésénél több dolgot is figyelembe kell venni, például minél vékonyabbnak kell lennie, hogy a részecskéknek minél kevesebb anyagon kelljen áthaladniuk, másrészt fontos, hogy mechanikailag is stabil legyen. A TPC-ket sokszor homogén, az elektromossal párhuzamos mágneses térbe helyezik. Ez több dolog miatt is hasznos. Egyrészt így a töltött részecskék pályájának görbületéből azok impulzusa meghatározható lesz, másrészt pedig így az elektronok sodródása során bekövetkező oldalirányú diffúzió mértéke csökkenthető. [19]

Nagy intenzitású részecskenyalábot alkalmazó méréseknél az elektronok sokszorozódása során nagyon sok töltés jelenhet meg a kamrában, amik megváltoztathatják a kamrában szükséges homogén elektromos teret. Ezért az alsó anódszálsík fölé egy másik, árnyékoló szálsíkot (ez definiálja a nulla potenciált), efölé pedig egy kapuzó rácsot helyeznek el (ez az úgynevezett "gating grid"). Ha a kapuzó rács szálaira váltakozó előjelű feszültséget kapcsolunk, akkor a sodródó elektronokat a kapuzáró rács gyűjti össze, az árnyékoló rács pedig lezárja a sodródási régiót. Így a kiolvasás ideje alatt, amikor a kapu "zárva" van, nem történik sokszorozódás, és nem keletkeznek ionok. Amikor egy részecske, melyet detektálni szeretnénk, áthalad a kamrán, egy triggerjel hatására a kapu kinyílik, és az elektronok, a kapun áthaladva, az anódszálakon sokszorozódnak. A jól szegmentált katódlemez jelének kiolvasásával az elektronlavina pontos helye meghatározható. Ezután a kapuzáró rács ismételten bezáródik, ami megakadályozza, hogy a lassú pozitív ionok a drift térfogatba jussanak. [16] Az általunk épített kisimpulzusú részecskedetektorban a kapuzó rácsra nincs szükség.



3.2. ábra. Az időprojekciós kamra főbb alkotórészei. A kamrában kialakított homogén elektromos tér hatására az ionizáció során keletkező elektronok a kiolvasó kamra felé sodródnak, majd ott detektálódnak. A részecskepálya harmadik koordinátáját az elektronok sodródásának ideje adja.

Az időprojekciós kamrában alkalmazott gáz általában nemesgáz (pl. argon, neon) és valamilyen kis mennyiségű adalékanyag keveréke. A nemesgázok előnye, hogy az elektronok főleg rugalmasan tudnak ütközni velük, így alacsonyabb feszültség is elegendő a sokszorozódáshoz. Az adalékanyagra azért van szükség, hogy a lavinában keletkező UV fotonokat elnyeljék, így megakadályozzák, hogy szikra alakulhasson ki a kamrában. Az adalékok általában valamilyen nagy, összetett molekulák (pl. $C_3H_8$ ,  $C_4H_{10}$ ,  $CO_2$ ). A kisimpulzusú részecskedetektorban a mérések során argon és széndioxid keveréket használunk. A  $CO_2$  előnye, hogy nem polimerizálódik ki a szálak felületén, így a berendezés nem "öregszik".

A kamrát általában vékony, kettős fal veszi körül. A két fal között megfelelő gázt, például nitrogént áramoltatva, elérhető, hogy a falon keresztül diffúzióval csak kevés oxigén jusson be a kamrába. Ez azért fontos, mert az elektronok az oxigénnel találkozva negatív ionokat képeznek, így a szabad elektronok száma lecsökken. Az ilyen típusú, vékony falú kamrákban a gáz nyomása körülbelül megegyezik a külső légnyomással. A ritkábban használt vastagabb falú kamrák esetén azonban a belső nyomás akár a kinti többszöröse is lehet. Ennek előnye, hogy a nyomással arányosan növekszik az elsődlegesen keletkező elektronok száma. [20]

#### 3.3. A kisimpulzusú részecskedetektor működésének elve

A kisimpulzusú részecskedetektor (LMPD) egy kis időprojekciós kamra, felépítésének vázlatát a 3.3 ábra mutatja. A kiolvasó kamra a gázzal töltött drift térfogat felső részén található, az ionizáció során keletkező elektronok a függőleges eketromos tér hatására ide fognak sodródni. A kamra tetején a katód szegmensek ("pad"-ek) több sorban helyezkednek el, ezeket az NA61 kísérlet többi időprojekciós kamrájánál is használt, időmérésre is alkalmas elektronikával olvassuk ki. A sodródási térfogatban a "pad"-sorok között különböző vastagságú abszorber rétegek találhatók, amik a kamrán áthaladó alacsony impulzusú részecskék egy részét elnyelik. A differenciális energiaveszteség és a hatótávolság (azaz, hogy hányadik abszorber rétegig jutott el a részecske) méréséből a részecskék energiája és típusa meghatározható, felhasználva, hogy egy adott hatótávolságú részecske annál nagyobb ionizációjú, minél nagyobb a tömege (3.4 ábra).

A detektor prototípusainak, valamint a végleges detektornak a részletes leírása a következő fejezetekben olvasható.



3.3. ábra. A tervezett centralitás detektor felépítése. A sodródási térfogatban abszorberrétegek találhatók, amik a kamrán áthaladó lassú részecskék egy részét elnyelik, ami alapján a részecskék hatótávolsága meghatározható. Az elektronok az ábrán kékkel jelölt abszorber-rétegek között felfelé sodródnak, a jel a pirossal jelölt elektródákon kerül kiolvasásra.

#### 3.4. Prototípusok

A kisimpulzusú részecskedetektor első prototípusát 2009 őszén építettük meg Budapesten a REGARD csoporttal. A kiolvasó detektor egy sokszálas proporcionális kamra. A pad-ek 3 sorban helyezkedtek el, mindegyik sorban 32 darab, 2,5mm x 8mm nagyságú pad volt. A detektálási síkok távolsága 2 cm. A sodródási régió hossza 17 cm, a kamra fala pedig mylar-fóliából készült. Ez az első prototípus a 3.5 ábra bal oldalán látható. A prototípus működését egy CERN-beli tesztmérés során nagyenergiás töltött hadron-nyalábbal (5 GeV-es pion-nyaláb) vizsgáltuk. Az első prototípus működésének bemutatása, valamint a tesztmérés tapasztalatai a BSc szakdolgozatomban [14] olvashatók.



3.4. ábra. Hatótávolság-impulzus, illetve hatótávolság-energia függés protonokra és pionokra.

A tesztmérés tapasztalatai alapján 2010 nyarán megépítettük a kisimpulzusú részecskedetektor második prototípusát. Az egyik különbség az előző prototípushoz képest, hogy a pad-ek 8 sorban helyezkednek el. Mindegyik sorban 16 darab katód szegmens van, az első négy sorban 4 mm szélesek, a második négy sorban pedig 5 mm-esek. Mivel a használt NA61-es kiolvasókártyák 32 csatornásak, ezért egy kártyával két pad-sort olvasunk ki. Az azonos kártyával kiolvasott detektálási síkok távolsága 0,6 cm, a különböző kártyák által kiolvasottaké pedig 1,4 cm. Az abszorber-rétegek a különböző kártyával kiolvasott sorok között, azaz minden második pad-sor után helyezkednek el. Az első és a második kártya között levő abszorber vastagsága 0,5 mm, a második és a harmadik kártya közöttié 1 mm, a harmadik és a negyedik kiolvasókártya közöttié pedig 2 mm. A második prototípus képe a 3.5 ábra jobb oldalán látható.

Az első prototípushoz hasonlóan, a kamra működését lehetőségünk volt a CERN PS gyorsítójának tesztterületén 5 GeV-es pion-nyalábbal, valamint az SPS gyorsítónál az NA61 kísérlet nyalábjával is tesztelni. A detektor, minden releváns szempontból megvizsgálva, alkalmasnak bizonyult a céltárgyból visszaszórt és kis szögben előreszórt részecskék detektálására, valamint a protonok azonosítására is. A tesztmérés tapasztalatainak leírása, valamint a második prototípus működésének bemutatása a TDK dolgozatomban [23] olvashatók.



3.5. ábra. A centralitás detektor prototípusai, balra a 2009 őszén épített első prototípus, jobbra pedig a 2010 nyarán épített második prototípus látható. Mindkét prototípust lehetőségünk volt a CERN PS, illetve a második prototípust az SPS gyorsítójánál is tesztelni.



3.6. ábra. A második prototípusban a leadott energia eloszlása a 3. abszorberben megállt részecskékre (bal oldali ábra), összehasonlítva a PAI alapján készült szimulációval (jobb oldali ábra). Látható, hogy megjelenik a protonoknak megfelelő csúcs, ami igazolja, hogy a prototípus alkalmas a kisimpulzusú részecskék (protonok) azonosítására.

### 3.5. A detektor - "Jura" és "Saleve" oldal

A prototípusok építése során valamint a tesztmérések során gyűjtött tapasztalatok alapján 2011 tavaszán megépítettük a kisimpulzusú részecskedetektor végleges változatát. A kisimpulzusú részecskedetektor két különálló részből, az úgynevezett Jura- és Saleveoldali kamrából áll. Ez a két független "féldetektor" a céltárgy két oldalán, a nyaláb vonalára szimmetrikusan helyezkedik majd el, a 3.7 ábrán látható módon. A fejezet további részében a Jura oldali detektor felépítését mutatom be. (A Saleve oldali kamra ennek a tükörképe.)



3.7. ábra. A kisimpulzusú részecskedetektor. A céltárgytól balra a Jura oldali, jobbra pedig a Saleve oldali féldetektor látható.

A kisimpulzusú részecskedetktorban, a prototípusokhoz hasonlóan, a kiolvasó kamra egy sokszálas proporcionális kamra, ami a sodródási térfogat tetején található. A detektor pad-szerkezete radiális, a középvonalra szimmetrikus (3.8 ábra). A pad-ek 10 sorban helyezkednek el, az első két sorban 16, a többi sorban 32 pad található. A pad-ek mérete a céltárgytól kifelé haladva növekszik.

A kamra szálrendszere a 3.8 ábrán látható. (A magas ionizáció miatt az időprojekciós kamrákban általában használt kapuzó rácsra nincs szükség.) Megfigyelhető, hogy az érzékelő szálak mellett úgynevezett térformáló szálak is találhatók. Az érzékelő szálak vastagsága 100  $\mu$ m, a térformáló szálaké pedig 21  $\mu$ m. A 3.8 ábrán látható, hogy a szálak, követve a pad-szerkezetet, nem egyenes vonalban haladnak, hanem a detektor közepén meghajlanak.



3.8. ábra. Az ábrán a kiolvasó kamra pad-, illetve szálszerkezete látható. A pad-ek 10 sorban helyezkednek el, az első 2 sorban 16-16 darab, a többi sorban pedig 32-32 darab pad található. A pad-ek mérete a céltárgytól kifele haladva növekszik.

Mivel a detektoron keresztülhaladó részecske folyamatosan lassul, emiatt a céltárgytól távolabbi pad-sorok felé haladva az ionizáció növekszik. Ennek megfelelően, a kamrában kifele haladva a szálak feszültsége fokozatosan csökken, követve a növekvő ionizációt. A detektorból a jelek kiolvasása az NA61 kísérlet többi időprojekciós kamrájánál is használt kiolvasókártyákkal történik.

Minden második pad-sor után egy abszorber réteg található (3.8 jobb felső ábra). Az abszorberek vastagsága a céltárgytól kifelé haladva: 0.5 mm, 1 mm, 2 mm, 2.5 mm. Az abszorbereknek a kamrában levő homogén elektromos tér kialakításában is szerepük van. Az ellenállásosztóval összekötve ezek adják az úgynevezett belső field cage-et (3.9 ábra). A kamrát körülvevő kettős fal egy 60  $\mu$ m vastagságú kapton fóliából, valamint egy 40  $\mu$ m vastagságú mylar fóliából áll. A kapton fólián 5  $\mu$ m vastag rézcsíkok találhatók, ez az úgynevezett külső field cage (3.9 ábra).



3.9. ábra. A kisimpulzusú részecskedetektorban található abszorber-rétegek és a "field cage". Az abszorberek vastagsága a céltárgytól távolodva növekszik. Az ellenállásosztóval összekötve az abszorber-rétegek adják az úgynevezett belső, a kapton fóliára nyomtatott réz-csíkok pedig a külső field cage-et.

A kamrában használt gáz a mérések során argon (85%) és széndioxid (15%) keveréke volt. A gáz a kamra alján megy be, majd a 3.10 bal felső ábrán látható katódlemezen található kis lyukakon keresztül jut a field cage-be. A kamra tetejéhez közel a kapton fólián is apró lyukak vannak, a gáz ezeken keresztül jut ki a kettős fal közé, majd végül a használt gáz a gázkivezetésen keresztül távozik (3.10 ábra).



3.10. ábra. A kisimpulzusú részecskedetektort kettős fal veszi körül, ami egy 60  $\mu$ m vastagságú kapton fóliából és egy 40  $\mu$ m vastagságú mylar fóliából áll. A kamrába a tiszta gázkeverék a kamra alján áramlik be, majd kijut a kettős fal közé, végül a mylar fólián található gázkivezetésen keresztül távozik.

### 4. fejezet

### Tesztmérések az SPS gyorsítónál

A kisimpulzusú részecskedetektor az NA61/Shine kísérletben 2012 nyarán fog adatokat gyűjteni proton-ólom ütközések során. Ezt megelőzően, 2011 nyarán a kisimpulzusú részecskedetektort a CERN SPS gyorsítójánál teszteltük. A mérések nagyrészében a detektorunkat az NA61 kísérlet detektorai mögé téve (úgynevezett "downstream" pozícióban, 4.1 ábra), a kísérlettől függetlenül gyűjtöttünk adatokat különböző energiákon, különböző típusú céltárgyakkal és különböző mérési elrendezésekben. A mérési periódus végén a kisimpulzusú részecskedetektor a végleges, targetet körülvevő helyzetben lett rögzítve, ahol az így már kiegészült NA61 detektorrendszerrel együtt vizsgáltuk működését.



4.1. ábra. A kisimpulzusú részecskedetektorral 2011 nyarán végzett tesztmérések helye. A mérések nagyrészében az NA61 kísérlet detektorai mögött, "downstream" pozícióban, az utolsó 3 napban pedig az NA61 target pozícióban gyűjtöttünk adatokat.

#### 4.1. Mérések "downstream" pozícióban

A 2011 nyarán végzett mérések nagyrészében (az utolsó pár nap kivételével) az NA61 kísérlet nyalábját használva, de a kísérlettől teljesen függetlenül (saját trigger-rendszerrel, saját targettel, független adatkiolvasással) végeztünk méréseket úgynevezett "downstream" pozícióban, azaz a kísérlet nagy detektorai mögött. A mérési összeállítás a 4.2 ábrán látható. A mérések ezen részében a kisimpulzusú részecskedetektor (LMPD) mellett a második prototípust is használtuk, az alignment mérések során a nyaláb pozíciójának meghatározására (4.2 bal ábra), 158 GeV-en pedig a céltárgy mögé téve az előreszórt részecskék multiplicitásának mérésére (4.2 jobb ábra). A kisimpulzusú részecskedetektor valamint a céltárgy tartó (és mozgató) rendszer egy alumínium lemezen helyezkedett el, ami lehetővé tette a rendszer együttes mozgatását.



4.2. ábra. A mérési összeállítás "downstream" pozícióban. A mérési összeállítás részét képezte a kisimpulzusú részecskedetektor második prototípusa is, amit az alignment mérések során a nyaláb képének monitorozására használtunk (bal oldali ábra). 158 GeV energián a prototípust a céltárgy után tettük az előreszórt részecskék multiplicitásának mérésére (jobb oldali ábra).

A saját triggerrendszert a 4.2 ábrán látható módon elhelyezett szcintillációs detektorokkal alakítottuk ki. (Ezeken kívül használtuk még az NA61 kísérlet nyalábdefinícióját, valamint az S4 szcintillációs detektor jelét (4.1 ábra).) Az összeállítás elején található az S1 és S2 szcintillátor, a mérések során általában ezeket koincidenciában használtuk, azaz megköveteltük, hogy a nyaláb menjen keresztül rajtuk. A nyaláb útjában ezután a V0 található. Ez egy 8 cm átmérőjű, kör alakú szcintillátor, közepén egy 5 mm átmérőjű lyukkal. Ez a detektor a céltárgy előtt helyezkedik el, feladata a nyaláb méretének csökkentése, céltárgyra fókuszálása volt, ezért a V0-t antikoincidenciába kötve használtuk. A céltárgy után található S5, illetve S3 szcintillátoroknak a kölcsönhatási trigger kialakításában volt szerepük.



4.3. ábra. Downstream pozícióban a mérések során az NA61 kísérlettől független, saját céltárgyat használtunk. Az ábrán az alignment mérésekhez használt 5 cm hosszú, 5 mm átmérőjű vas target látható, "target in" és "target out" pozícióban.

Az általunk használt nyalábdefiníció az ábrán látható jelölésekkel a következő volt: S1 x S2 x  $\overline{V0}$ , azaz megköveteltük, hogy a nyaláb haladjon át az S1 és S2 detektorokon, valamint a V0 szcintillátor közepén található lyukon, biztosítva ezzel, hogy elérje a céltárgyat. A kölcsönhatási trigger: S1 x S2 x  $\overline{V0}$  x  $\overline{S3}$  (vagy x  $\overline{S5}$ ). Ezek olyan részecskék, amik a céltárgyig eljutottak, azonban az S3 (illetve S5) szcintillátoron már nem mentek keresztül, azaz ez nagyrészt a céltárgyban kölcsönható részecskéket jelentette.

A mérések során különböző típusú targeteket is használtunk, valamint a háttér becslésére végeztünk "target out" méréseket is. A céltárgy mozgatása a "target in" és "target out" pozíció között (4.3 ábra) a mérési területen kívülről volt vezérelhető. A céltárgy helyzetét egy webkamera segítségével tudtuk ellenőrizni. (Ezzel a webkamerával készültek a 4.3 ábrán látható fényképek is.)

#### 4.1.1. Mérések 13 GeV nyalábenergián

A mérések első pár hetében 13 GeV energiájú proton nyalábbal végeztünk méréseket. Ez alatt az idő alatt próbáltuk minél jobban összeállítani a rendszert a háttér csökkentése érdekében. A szcintillátorok és a target egymáshoz, valamint a nyalábhoz igazítása a prototípus segítségével történt. A 4.2 bal ábrán látható mérési elrendezésben a prototípus nagyon jól használható volt a nyaláb, valamint a szcintillátorok és a target helyének meghatározására.

A 4.4 bal ábra a 13 GeV energiájú proton nyalábot mutatja a prototípussal mérve. Látható, hogy ezen az energián a nyaláb széles, körülbelül 2 cm átmérőjű volt. Ez a széles nyaláb az alignment mérésekre jól használható volt, azonban fizikai adatokat ezen az energián nem tudtunk gyűjteni. A 4.4 jobb oldali ábrán a V0 szcintillátor közepén található, 5 mm átmérőjű lyuk látható, szintén a prototípussal mérve.

Kölcsönhatási trigger alkalmazása esetén a prototípus használható volt a target helyének meghatározására is. Ehhez egy úgynevezett "alignment targetet" használtunk, ami egy 5 cm hosszú, 5 mm átmérőjű vas rúd volt (4.3 ábra). A 4.5 ábra azokat a részecskéket mutatja, melyek áthaladtak az S1 és S2 szcintillátorokon, a prototípuson, a V0 szcintillátor közepén található lyukon, de az S3 szcintillátorig nem jutottak el. A 4.5 bal oldali ábra "target in", a jobb oldali ábra pedig "target out" mérés során készült. Látható, hogy a bal oldali ábrán a céltárgy képe megjelenik.

A nyaláb, a szcintillátorok, valamint a target képének mérésével a mérési rendszer elemei nagyon pontosan egymáshoz igazíthatóak voltak.



4.4. ábra. Az alignment mérések során a kisimpulzusú detektor prototípusát a nyaláb, valamint az egyes szcintillátorok helyének mérésére használtuk. 13 GeV energián a körülbelül 2 cm átmérőjű nyaláb képe a prototípussal mérve a bal oldali ábrán látható. A jobb oldali ábrán a kör alakú a V0 szcintillátor közepén található, 5 mm átmérőjű lyuk képe látható.



4.5. ábra. A prototípus alkalmas volt a céltárgy helyének mérésére is. A bal oldali ábra "target in", a jobb oldali ábra pedig "target out" pozícióban készült. Jól látszik, hogy a bal oldali ábra közepén az alignment target képe megjelenik.

#### 4.1.2. Mérések 158 GeV nyalábenergián

Az első pár hét után a mérések 158 GeV energián folytatódtak. Ezen az energián a nyaláb sokkal keskenyebb, néhány milliméter átmérőjű volt. Mivel 13 GeV-en a szcintillátorokat és a targetet már egymáshoz igazítottuk, ezért 158 GeV-en már csak az egész rendszert a nyalábhoz kellett igazítani. Ehhez a V0 szcintillátoron található lyuk képét használtuk. A nyaláb, valamint a lyuk a prototípussal mérve az alignment előtt és után a 4.6 ábrán láthatók.



4.6. ábra. 158 GeV energián az alignment mérések célja a mérési összeállítás hozzáigazítása a protonnyaláb vonalához. Az ábrán a nyaláb, valamint a V0 szcintillátor közepén található lyuk képe látható az összeigazítás előtt (bal oldali ábra) és után (jobb oldali ábra). Ezen az energián a nyaláb átmérője néhány milliméter volt, azaz sokkal keskenyebb volt, mint 13 GeV energián.

Miután a rendszert elég pontosan összeigazítottuk, a prototípusra már nem volt akkora szükség a nyaláb, illetve a szcintillátorok monitorozására. A mérések további részében a prototípust a céltárgy mögét téve használtuk az előreszórt részecskék multiplicitásának vizsgálatára (4.2 jobb oldali ábra).

158 GeV energián a mérések során különböző típusú targeteket (Pb, Al, C) is használtunk. Ezek az 5 mm átmérőjű céltárgyak a 4.7 ábrán láthatóak. Az egyes céltárgyakkal gyűjtött fizikai adatok mennyisége a 4.1 táblázatban található.

Découpe cibles en plomb Découpe cibles en plomb Ou découpe cibles en plom Découpe cibles en alu Découpe cibles en alu Découpe cibles en graphite Découpe cibles en graphite	nb e e	0.5 mm selon 1 mm selon 2 mm selon 1 mm selon 3 mm selon 2 mm selon 5 mm selon	"Thin targets 0.5 "Thin targets 0.5 "Targets + 2mm "Thin targets 0.5 "Target + 2mm.c "Targets + 2 mm "Targets + 2 mm
88			22

4.7. ábra. A 158 GeV nyalábenergián, downstream pozícióban használt targetek. Nagyobb mennyiségű fizikai adatot a 0.5 mm vastag ólom, az 1 mm vastag alumínium, valamint a 2 mm vastag szén targettel gyűjtöttünk. Mindegyik céltárgy átmérője 5 mm volt.

4.1. táblázat. A 158 GeV nyalábenergián downstream pozícióban különböző céltárgyakkal gyűjött fizikai adatok mennyisége.

Céltárgy típusa	Céltárgy vastagsága	Gyűjtött adat mennyisége
Ólom	0.5 mm	2442500 esemény
Ólom, 30 fokkal elforgatva	0.5 mm	$617500\mathrm{esem\acute{e}ny}$
Szén	2 mm	$547500~\mathrm{esem\acute{e}ny}$
Alumínium	1 mm	621 900 esemény
Target nélkül	-	263 600 esemény

### 4.2. A detektor beillesztése az NA61 kísérletbe

A mérések utolsó 3 napjában lehetőségünk volt a kisimpulzusú részecskedetektor működését az NA61 kísérlet teljes detektorrendszerével közösen, annak részeként kipróbálni, előkészítve ezzel a 2012 nyári adatgyűjtést. Ehhez a mérési összeállításunkat (az alumínium lemezen elhelyezkedő targetet és LMPD-t) az NA61 target pozícióba tettük (4.1 ábra). Ebben a mérési pozícióban a prototípust, valamint a saját szcintillációs detektorainkat nem használtuk. Ezen mérések célja a rendszer együttes működésének, a közös adatgyűjtésnek a tesztelése volt. A teszt nagyon sikeres volt, emellett fizikai jellegű adatokat is sikerült felvenni ebben a pozícióban is. A kisimpulzusú részecskedetektor a 2012 nyári proton-ólom mérések során az NA61 kísérlet részeként fog adatokat gyűjteni.



4.8. ábra. Az utolsó 3 napban lehetőségünk volt a kisimpulzusú részecskedetektor működését tesztelni az NA61 kísérlet detektorrendszerével együtt, előkészítve ezzel a 2012 nyári közös proton-ólom méréseket.

### 5. fejezet

### Analízis és eredmények

### 5.1. Klaszter- és részecskepálya rekonstrukció

Az adatgyűjtés az NA61 kísérlet többi időprojekciós kamrájánál is használt kiolvasókártyákkal történik. A kiolvasás eredményeként kapott adatokon először egy (László András által írt) klaszterkereső programot kell lefuttatni.

A kisimpulzusú részecskedetektor két, egymásra szimmetrikus féldetektorból (Juraés Saleve-oldali detektor) áll, valamint az egyes féldetektorokban a katód szegmentáltsága a (nyalábirányra merőleges) középvonalra is szimmetrikus. Ez alapján a féldetektorokat további részekre, úgynevezett wedge-ekre osztottuk (5.1 ábra). A klaszter-rekonstrukció az egyes wedge-ekben függetlenül működik.

Mivel a katód szegmensei (az úgynevezett pad-ek) 10 sorban helyezkednek el, így egy, a kamrán áthaladó részecske pályáját elvileg 10 pontban ismerjük. A klaszterkereső program eredeményeként az egyes wedge-ekben megkajuk a részecskepálya x, y és z koordináját ezekben a pontokban, az adott síkon leadott energia nagyságát, valamint a klaszter néhány egyéb jellemző tulajdonságát is.

Ezután a klaszter-fájlokból egy track-kereső program segítségével a részecskepályák rekonstruálhatók az egyes wedge-ekben. A program eredményeként megkapjuk az egyes részecskék pályájának metszéspontját a target síkjával, valamint a pálya meredekségét függőleges és vízszintes irányokban. A jelenleg használt program kombinatorikus módon, chi-négyzet minimalizálásával működik.

A kisimpulzusú részecskedetektorban található abszorber rétegek miatt a detektorban különböző hosszúságú részecskepályák jelennek meg. Ezek a különböző típusú track-ek a különböző típusú, adott hatótávolság-tartományba (és így adott impulzus-tartományba) eső részecskékhez tartoznak. A 5.2 ábrán a különböző hosszúságú részecskepályák meg-figyelhetők.



5.1. ábra. A kisimpulzusú részecskedetektor két független, egymásra szimmetrikus féldetektorból áll. Az egyes féldetektorok a középvonalra való szimmetriájuk miatt tovább részekre, úgynevezett "wedge" -ekre osztottuk. A klaszter-, illetve a részecskepálya rekonstrukció az egyes wedge-ekben függetlenül történik.



5.2. ábra. A kisimpulzusú részecskedetektorban levő abszorber rétegek az alacsony impulzusú részecskék egy részét elnyelik, emiatt különböző hosszúságú részecskepályákat kapunk. Az ábrán a piros pontok a klasztereket, a kék vonalak pedig a rekonstruált részecskepályákat jelölik.

#### 5.2. A kisimpulzusú részecskedetektor felbontása

A track-kereső program a chi-négyzet minimalizálása során minden egyes wedge minden egyes kiolvasási síkjában kiszámítja a mért pontok és az illesztett egyenes távolságát vízszintes és függőleges irányokban, amiből a detektor felbontása meghatározható. A 5.3 ábrán ezeknek a vízszintes (5.3 felső ábrák), illetve függőleges (5.3 alsó ábrák) irányú eltéréseknek az eloszlása látható a 2. wedge 2. és 10. kiolvasási síkján.

A kisimpulzusú részecskedetektor felépítése olyan, hogy a pad-ek mérete a céltárgy felől kifelé haladva folyamatosan növekszik. Mivel a felbontást a pad-ek mérete határozza meg, ezért a kamra felbontása a külső pad-sorok felé várhatóan romlik. Ez a 5.3 ábrán is megfigyelhető: a 10. kiolvasási síkon mért vízszintes irányú eloszlás (5.3 jobb felső ábra) láthatóan szélesebb, mint a 2. kiolvasási síkon mért eloszlás (5.3 bal felső ábra).

A különböző wedge-ek felbontása vízszintes, illetve függőleges irányban az 5.1 táblázatban látható.



5.3. ábra. A mért pontok és az illesztett egyenes vízszintes (felső ábrák), illetve függőleges (alsó ábrák) irányú eltéréseinek eloszlása a 2. wedge 2. (bal oldali ábrák) és 10. (jobb oldali ábrák) kiolvasási síkján.

	Vízszintes felbontás (mm)	Függőleges felbontás (timebin)
1. wedge	$0.47\pm0.05$	$0.29\pm0.05$
2. wedge	$0.47\pm0.07$	$0.29\pm0.05$
3. wedge	$0.46\pm0.08$	$0.28\pm0.06$
4. wedge	$0.43\pm0.05$	$0.29\pm0.08$

5.1. táblázat. A kisimpulzusú részecskedetektor egyes wedge-eiben a felbontás vízszintes és függőleges irányban.

### 5.3. A részecskepályák tulajdonságai

A track-kereső program eredményeként megkapjuk a kisimpulzusú részecskedetektoron áthaladó részecskék pályájának "kezdjőpontjait", azaz a target síkjával való metszéspontjukat, valamint a részecskepályák meredekségét vízszintes és függőleges irányban. Az ütközés során keletkező részecskék mellett a kamrán keresztülmennek a közvetlenül a nyalábból érkező részecskék is. A pályák iránya, illetve kezdőpontja alapján a részecskék ezen két típusa szétvalasztható, így a háttér csökkenthető.



5.4. ábra. A részecskepályák kezdőpontjának vízszintes koordinátája (felső ábrák), valamint a pályák vízszintes irányú meredeksége (alsó ábrák). Rövidebb hosszúságú track-ek esetén a céltárgyból származó részecskék mellett jelen vannak a közvetlenül a nyalábból érkező részecskék is.

A 5.4 ábrán a részecskepályák kezdőpontjának vízszintes koordinátájának, illetve a pálya vízszintes irányának eloszlása látható különböző hosszúságú track-ekre. Megfigyelhető, hogy míg a teljes detektoron keresztülhaladó részecskék (10-pontos track-ek) kizárólag a céltárgynak megfelelő helyről és irányból érkeznek, addig a rövidebb részecskepályák esetén megjelennek a közvetlenül a nyalábból érkező részecskék is. (Ez a trackkereső program működéséből adódik.) A vízszintes koordinátára, illetve meredekségre feltételeket kiszabva, az ütközésből származó (azaz a céltárgyból induló) részecskék kiválogathatók.

A 5.5 ábra a kamrán áthaladó összes részecske pályájának vízszintes és függőleges irányának eloszlása mutatja. A 2. és 3. detektorrészben (wedge-ben) a céltárgyból induló részecskéken kívül jól láthatóan megjelennek a hátteret jelentő nyalábrészecskék is. (A track-kereső program működéséből adódik, hogy az 1. és 4. wedge-ben ez a háttér nem olyan jelentős.) Az irányok alapján kiválasztva az ütközésből származó "jó" részecskéket, a track-ek kezdőpontjának eloszlása a 5.6 ábrán látható. A céltárgy képe mindegyik detektorrészben szépen megjelenik.



5.5. ábra. A kisimpulzusú részecskedetektoron áthaladó összes részecske pályájának vízszintes és függőleges irányának eloszlása. A pályák iránya alapján a céltárgy felől érkező részecskék kiválogathatók.



5.6. ábra. A céltárgy felől érkező részecskepályák kezdőpontjainak vízszintes, illetve függőleges koordinátájának eloszlása. Minden egyes detektorrészben (wedge-ben) a céltárgy képe jól láthatóan megjelenik.

### 5.4. Részecskeazonosítás

A kisimpulzusú részecskedetektor célja a proton-atommag ütközések során az atommag szétrobbanásából származó lassú protonok azonosítása lesz a részecskék hatótávolságának és leadott energiájának mérése alapján. A hatótávolság mérése az alapján történik, hogy egy adott részecske hányadik abszorber rétegben állt meg. A különböző hatótávolságú részecskékre (azaz a különböző hosszúságú track-ekre) a leadott energia eloszlása a 5.7 ábrán, illetve a 5.8 ábrán látható. Azokra a részecskékre, amelyek megálltak valamelyik abszorberben, az eloszlásokban megjelenik a protonoknak megfelelő csúcs, míg a teljes detektoron keresztülhaladó részecskék esetén ez csúcs a vártnak megfelelően hiányzik.



5.7. ábra. A különböző hatótávolságú részecskék által leadott energia két dimenziós eloszlása. Jól látható, hogy azokra a részecskékre, melyek megálltak valamelyik abszorberben, a protonoknak megfelelő csúcs megjelenik.



5.8. ábra. A 2. abszorberben megállt (bal oldali ábra), valamint a teljes detektoron kereszülhaladó (jobb oldali ábra) részecskék által leadott energia eloszlása. Az abszorberben megállt részecskék eloszlásában látható a protonokat jelentő csúcs.

A 2011 nyarán végzett mérések eddigi analízise alapján elmondható, hogy az általunk épített kisimpulzusú részecskedetektor megfelelően működik, alkalmas a részecskeazonosításra. Azonban a részletesebb fizikai analízishez kalibráció elvégzése szükséges. Ehhez többek között meg kell vizsgálni a kiolvasó kamrában detektált töltés nagyságának függését a részecske áthaladásának helyétől. Erre az ionizáció során keletkező elektronok sodródása során bekövetkező diffúzió miatt lehet szükség. Emellett korrigálni kell az egyes kiolvasó kártyák erősítésében levő különbségek miatt is. A kalibráció elvégzése után a kisimpulzusú részecskedetektor alkalmas lesz az NA61 kísérletben vizsgált protonatommag ütközések centralitásának meghatározására.

### 6. fejezet

# Összefoglalás, további tervek

Az NA61/Shine kísérlet egy fix céltárgyas kísérlet a CERN SPS gyorsítójánál. A kísérlet célja proton-proton, proton-atommag, valamint atommag-atommag ütközések során keletkező részecskék vizsgálata az ütközés középponti energiájának, a nyaláb típusának, valamint a céltárgy tömegszámának függvényében. Ehhez a kísérlethez terveztük a kisimpulzusú részecskedetektort.

A kisimpulzusú részecskedetektor (LMPD) egy kis időprojekciós kamra, amiben különböző vastagságú abszorber-rétegek találhatók. Ezen abszorberek célja, hogy az alacsony impulzusú részecskéket elnyelik, ami alapján a részecske hatótávolsága meghatározható.

A kisimpulzusú részecskedetektor közvetlenül a céltárgy mellett helyezkedik el. Feladata a proton-atommag ütközésekben az oldalirányban, illetve hátrafelé induló, alacsony impulzusú részecskék detektálása és azonosítása, a leadott energia és a részecske hatótávolsága alapján. Ezek a lassú részecskék a teljes részecskeszámnak csak körülbelül 15-20%-át jelentik, viszont fontosak abból a szempontból, hogy ezen részecskék száma érzékeny az ütközés centralitására. Tehát a céltárgy felrobbanásából származó lassú protonok azonosításával detektorunk alkalmas lesz a vizsgált proton-atommag ütközés centralitásának meghatározására.

Az elmúlt években (2009-ben és 2010-ben) megépítettük a kisimpulzusú részecskedetektor prototípusait. Mindkét prototípust lehetőségünk volt a CERN PS gyorsítójánál, valamint a második prototípust az SPS gyorsítónál is tesztelni. A tesztmérések tapasztalatai alapján 2011-ben megépítettük a detektor végleges változatát, ami 2 féldetektorból (Jura- és Saleve-oldali féldetektor) áll. Detektorunkkal 2011 nyarán a CERN SPS gyorsítójánál, az NA61 kísérlet nyalábjával végeztünk méréseket. A mérések nagyrészében az adatgyűjtés az NA61 kísérlettől teljesen függetlenül folyt, az utolsó 3 napban pedig lehetőségünk volt detektorunk műküdését az NA61 kísérlet teljes detektorrendszerével tesztelni.

A mérések tapasztalatai és az eddigi adatanalízis alapján elmondható, hogy a kisimpulzusú részecskedetektor minden szempontból jól működik, alkalmas a céltárgyból érkező alacsony impulzusú részecskék azonosítására. Detektorunk az NA61 kísérlet részdetektoraként részt fog venni a 2012 nyári proton-ólom mérésekben. A kalibráció, majd a részletesebb fizikai analízis után a kisimpulzusú részecskedetektor alkalmas lesz a protonatommag ütközések centralitásának meghatározására.

# Köszönetnyilvánítás

Szeretném megköszönni témavezetőmnek, Varga Dezsőnek a dolgozat megírásához szükséges elméleti és szakmai háttér biztosítását, Hamar Gergőnek és a REGaRD csoport többi tagjának a detektor megépítésében nyújtott segítséget, valamint László Andrásnak a mérésekben való részvételt és az adatanalízishez nyújtott segítségét.

A kutatást az OTKA NKTH CK 77719 és 77815 számú pályázata támogatta.

## Irodalomjegyzék

- [1] Ferenc Siklér, *Centrality control of hadron nucleus interactions by detection of slow nucleons*, arXiv:hep-ph/0304065
- [2] J. Benecke et al., *Hypothesis of Limiting Fragmentation in High-Energy Collisions*, Phys. Rev. 188, 2159–2169 (1969)
- [3] P. A. Piroué, A. J. S. Smith, *Particle Production by 2.9-BeV Protons Incident on Beryllium and Platinum*, Phys. Rev. 148, 1315 (1966)
- [4] H. H. Gutbrod et al., Final-State Interactions in the Production of Hydrogen and Helium Isotopes by Relativistic Heavy Ions on Uranium, Phys. Rev. Lett. 37, 667 (1976)
- [5] K. Braune et al., Z. Phys. C17, 105 (1983)
- [6] C. De Marzo et al., Dependence Of Multiplicity And Rapidity Distributions On The Number Of Projectile Collisions In 200-gev/c Proton Nucleus Interactions, Phys. Rev. D29, 2476 (1984)
- [7] J. L. Bailly et al. (EHS-RCBC), Multiparticle production in proton-nucleus collisions at 360 GeV/c using the European Hybrid Spectrometer, Z. Phys. C35, 301 (1987)
- [8] A. Abduzhamilov et al. (BATON ROUGE-KRAKOW-MOSCOW-TASHKENT), Central Collisions Of 800-gev Protons With Ag / Br Nuclei In Nuclear Emulsion, Phys. Rev. D39, 86 (1989)
- [9] A. Dabrowska et al. (KLM), Particle production in interactions of 200-GeV/nucleon oxygen and sulfur nuclei in nuclear emulsion, Phys. Rev. D47, 1751 (1993)

- [10] I. Chemakin et al. (E910), Measuring centrality with slow protons in proton nucleus collisions at the AGS, Phys. Rev. C60, 024902 (1999)
- [11] András László, *The NA61/SHINE Experiment at the CERN SPS*, arxiv:0907.4493v2 [nucl-ex]
- [12] S. Afanasiev et al., *The NA49 large acceptance hadron detector*, NIM A430, 210-244 (1999)
- [13] The NA61/SHINE homepage, [http://na61.web.cern.ch]
- [14] K. Márton, *Időprojekciós kamra prototípusának építése a CERN NA61 kísérlethez*, BSc. Szakdolgozat (ELTE TTK, 2010)
- [15] F. Sauli, Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, CERN 77-09 (1977)
- [16] Ferenc Siklér, *Részecskefizikai detektorok*, [http://ion.elte.hu/magfiz/speci/detektorok.pdf]
- [17] C. Grupen, *Physics of Particle Detection*, AIP Conference Proceedings 422 (1998)
- [18] D. R. Nygren, J. N. Marx, *The Time Projection Chamber*, Physics Today 31, 46 (1978)
- [19] F. Sauli, *Instrumentation in high energy physics*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 81-146 (1993)
- [20] V. Lepeltier, Review on TPC's, Journal of Physics: Conference Series 65 (2007)
- [21] Spencer Klein, *The time projection chamber turns 25*, CERN Courier 44 (Jan./Feb. 2004)
- [22] J. A. Lien, *Time projection chambers (TPC) in heavy ion experiments*, The European Physical Journal C 33, s1017-s1019 (2004)
- [23] K. Márton, Időprojekciós kamra prototípusának építése a CERN NA61 kísérlethez, TDK Dolgozat (2010)