

DARIO HRUPEC

**PRIMJENA NEUTRALNOG MEZONSKOG  
SPEKTROMETRA (NMS-a) U ISTRAŽIVANJU  
( $K^-$ ,  $\pi^0$ ) HIPERNUKLEARNE REAKCIJE**

**Magistarski rad**  
predložen Fizičkom odsjeku  
Prirodoslovno–matematičkog fakulteta Sveučilišta u Zagrebu  
radi stjecanja akademskog stupnja  
magistra prirodnih znanosti (fizika)

Zagreb  
2002.

Ovaj je magistarski rad izrađen u Zavodu za primijenjenu fiziku Fakulteta elektrotehnike i računarstva Sveučilišta u Zagrebu, pod vodstvom prof. dr. sc. Tomislava Petkovića, u sklopu Sveučilišnog poslijediplomskog studija fizike pri Fizičkom odsjeku Prirodoslovno–matematičkog fakulteta Sveučilišta u Zagrebu.

## Zahvala

Iskreno zahvaljujem svomemu mentoru prof. dr. sc. Tomislavu Petkoviću na pomoći pri izradi ovog magistarskog rada. Njegovi detaljni dnevni eksperimenti bili su korisniji od udžbenika i članaka. Zahvaljujem se mentoru i na pomnom konačnom čitanju rada. Također zahvaljujem prof. dr. sc. Edu Hungerfordu sa Sveučilišta u Houstonu i prof. dr. sc. Miroslavu Furiću s Prirodoslovno–matematičkog fakulteta Sveučilišta u Zagrebu što su mi omogućili da na Sveučilištu u Houstonu sudjelujem u gradnji višežičanih proporcionalnih komora za hipernuklearne eksperimente. Veliku zahvalu, na kraju, upućujem svomemu komentoru prof. dr. sc. Ksenofontu Ilakovcu koji je pažljivo pročitao rad i dao niz korisnih primjedbi.

# Sadržaj

Sažetak	vi
Abstract	vii
<b>1 Uvod</b>	<b>1</b>
<b>2 Teorijska osnovica</b>	<b>3</b>
2.1 Spektroskopija hiperjezgara . . . . .	3
2.1.1 Pojam hiperona i hiperjezgre . . . . .	3
2.1.2 Hiperon–nukleon međudjelovanje . . . . .	3
2.1.3 Svojstva hiperona u jezgri . . . . .	4
2.1.4 Svojstva jezgre s hiperonom . . . . .	5
2.2 $\Lambda$ –hiperjezgre . . . . .	6
2.2.1 Nastanak $\Lambda$ –hiperjezgara . . . . .	6
2.2.2 Raspad $\Lambda$ –hiperjezgara . . . . .	6
2.2.3 Spektroskopija $\Lambda$ –hiperjezgara reakcijom ( $K^-$ , $\pi^0$ ) . . .	8
2.2.4 Pravilo $\Delta I = 1/2$ u slabom raspadu $\Lambda$ –hiperjezgara . .	9
<b>3 Kaonski snop i aktivna meta</b>	<b>12</b>
3.1 Akceleratori kanal C8 u AGS–postrojenju BNL . . . . .	12
3.2 Kaonski snop za $\Lambda$ –hiperjezgre . . . . .	14
3.2.1 Optimiranje kaonskog snopa . . . . .	14
3.2.2 Čerenkovljev detektor za razlučivanje kaona od piona .	15
3.3 Aktivna meta za određivanje točke zaustavljanja kaona . . . .	15
3.3.1 Opis višeslojne aktivne mete . . . . .	15
3.3.2 CSC–detektori . . . . .	15
<b>4 Primjena NMS-a u reakciji (<math>K^-</math>, <math>\pi^0</math>)</b>	<b>18</b>
4.1 Konstrukcija NMS-a i metoda detekcije . . . . .	18
4.1.1 Opis detekcijskog sustava . . . . .	18
4.1.2 Konverzijske BGO–ravnine . . . . .	21
4.1.3 MWPC–detektori . . . . .	23

4.1.4	CsI–kalorimetri . . . . .	27
4.2	Detekcijski parametri $x$ i $\eta$ . . . . .	28
4.3	Elektronička logika za reakciju $(K^-, \pi^0)$ . . . . .	29
4.4	Umjeravanje CsI–kalorimetara . . . . .	32
4.5	Primjer spektra pobuđenja hiperonskih stanja u hiperboru ${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$ . . . . .	32
<b>5</b>	<b>Rezultati i rasprava</b>	<b>35</b>
5.1	Parametri pozicijske osjetljivosti BGO–ravnina . . . . .	35
5.2	Popravak ukupnog razlučivanja NMS-a . . . . .	37
<b>6</b>	<b>Zaključak</b>	<b>46</b>
	<b>Literatura</b>	<b>viii</b>
	<b>Popis akronima</b>	<b>x</b>
	<b>Popis tablica</b>	<b>xii</b>
	<b>Popis slika</b>	<b>xvi</b>
	<b>Dodatak: Mezonski slabi raspad <math>\Lambda</math>–hiperona</b>	<b>xvii</b>
	<b>Životopis</b>	<b>xix</b>

**PRIMJENA NEUTRALNOG MEZONSKOG  
SPEKTROMETRA (NMS-a) U ISTRAŽIVANJU ( $K^-$ ,  $\pi^0$ )  
HIPERNUKLEARNE REAKCIJE**

*DARIO HRUPEC*

Zavod za primijenjenu fiziku  
Fakultet elektrotehnike i računarstva, Unska 3, Zagreb

**SAŽETAK**

U magistarskome radu opisana je hipernuklearna reakcija ( $K^-$ ,  $\pi^0$ ) kao nova i precizna metoda istraživanja u fizici hiperjezgara. Reakcija izmjene stranosti  $K^- + {}^AZ \rightarrow {}^A_{\Lambda}(Z - 1) + \pi^0$ , koja se temelji na uporabi višeslojne aktivne mete za uхват  $K^-$  i neutralnom mezonskom spektrometru (NMS-u) za detekciju  $\pi^0$ , omogućuje spektroskopiju visokog razlučivanja hipernuklearnih stanja. Nužna pretpostavka za preciznu detekciju hipernuklearnih stanja je razlučivanje NMS-a od oko 1 MeV. U radu je opisan eksperimentalni sustav sastavljen od scintilacijskih i Čerenkovljevih brojača za odvajanje piona od kaona, aktivne mete, NMS-a i elektronike pokusa. Naročito su obrađeni parametri, umjeravanje i rad NMS-a. To se odnosi na BGO–detektore za pretvorbu fotona u elektromagnetski pljusak, višežičane proporcionalne komore za određivanje smjera te CsI–kalorimetre za mjerenje energije fotona. BGO–ravnine umjerene su koincidentnom tehnikom pomoću malog kolimiranog izvora  ${}^{60}\text{Co}$ . U radu je pokazan i objašnjen spektar sustava  ${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$  iz umjeravajućih pokusa. Za popravak ukupnog energijskog razlučivanja NMS-a primijenjena je parametrizirana pozicijska osjetljivost svih BGO–detektora.

Rad pohranjen u: *Središnjoj knjižnici za fiziku, Bijenička 32, Zagreb*

Ključne riječi: *BGO–scintilator, hipernuklearna reakcija, umjeravanje NMS-a, spektar  $\Lambda$ –hiperjezgara, strana nuklearna fizika, višežičana proporcionalna komora*

Mentor: *prof. dr. sc. Tomislav Petković*

Komentor: *prof. dr. sc. Ksenofont Ilakovac*

Ocjenjivači: *prof. dr. sc. Dubravko Tadić*

*prof. dr. sc. Ksenofont Ilakovac*

*prof. dr. sc. Tomislav Petković*

Rad prihvaćen: 15. siječnja 2002.

**UTILIZATION OF THE NEUTRAL MESON  
SPECTROMETER (NMS) IN THE STUDY OF  $(K^-, \pi^0)$   
HYPERNUCLEAR REACTION**

*DARIO HRUPEC*

Department of Applied Physics  
Faculty of Electrical Engineering and Computing, Unska 3, Zagreb

**ABSTRACT**

Hypernuclear reaction  $(K^-, \pi^0)$  described in this thesis is a new and precise tool for hypernuclear physics research. The strangeness exchange reaction  $K^- + {}^A_Z \rightarrow {}^A_{\Lambda}(Z-1) + \pi^0$ , based on the multilayer active target for  $K^-$  capture and NMS for  $\pi^0$  detection, provides a unique tool for the high-resolution spectroscopy of  $\Lambda$ -hypernuclei. The NMS resolution of 1 MeV is needed for precise detection of the hypernuclear states. The experimental setup described in the thesis consists of the scintillators and Čerenkov counters for kaon/pion separation, the active target, the NMS, and the electronics. Parameters, calibration and operation of the NMS as well as parts of the NMS (BGO detectors for electromagnetic shower, multiwire proportional chambers for tracking, and CsI calorimeter for the photon energy deposition) are presented in detail. The BGO planes were calibrated by the coincidence technique based on a small collimated  ${}^{60}\text{Co}$  source. A preliminary spectrum of the  ${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$  system obtained in the engineering run is shown and discussed. Parameterization of the position-sensitive BGO detectors were used for correction of the NMS overall energy resolution.

Thesis deposited in: *Central Physics Library, Bijenička 32, Zagreb*

Keywords: *BGO scintillator, hypernuclear reaction, spectrum of  $\Lambda$ -hypernuclei, multiwire proportional chamber, NMS calibration, strange nuclear physics*

Supervisor: *prof. dr. sc. Tomislav Petković*  
Co-supervisor: *prof. dr. sc. Ksenofont Ilakovac*

Reviewers: *prof. dr. sc. Dubravko Tadić*  
*prof. dr. sc. Ksenofont Ilakovac*  
*prof. dr. sc. Tomislav Petković*

Thesis accepted: January 15, 2002.

# 1 Uvod

Počeci strane nuklearne fizike (hipernuklearne fizike) sežu 45 godina unazad [1]. Otkrićem stranih bariona (hiperona) javile su se i prve ideje da bi takve čestice mogle zamijeniti nukleone u jezgri. Strana se nuklearna fizika u početku sporo razvijala zbog nepostojanja odgovarajućih eksperimentalnih uređaja. Pojavom novih spektrometara i visokoenergijskih snopova piona i kaona hipernuklearna fizika zadnjih je godina postala dinamično područje istraživanja i predstavlja vezu nuklearne fizike s fizikom čestica. Treba naglasiti da hipernuklearna fizika nije tek proširenje nuklearne fizike. Očekuje se da će razumijevanje strane tvari u nuklearnom mediju pomoći rasvjetljavanju mnogih neriješenih problema<sup>1</sup> iz područja hadronske fizike niskih i srednjih energija, a isto tako može otvoriti vrata nove i zanimljive fizike [2]. Značajna motivacija dolazi i iz područja astrofizike. Npr. neutronske zvijezde samo su u najstarijim konceptima građene isključivo od neutrona. Velika gustoća neutronske zvijezde ukazuje na nezaobilaznu ulogu strane tvari. Udio hiperona u neutronske zvijezdi može biti veći od 20% [3].

Ekperimentalno su opažena osnovna i nekoliko pobuđenih stanja hiperjezgara kao i nekoliko elektromagnetskih prijelaza između tih stanja (npr.  $p_\Lambda \rightarrow s_\Lambda$ ) [1]. Mjerene su, također, i vjerojatnosti prijelaza između hipernuklearnih nivoa [4].

Najlakši hiperon je  $\Lambda$ -čestica pa je zato najjednostavnija hiperjezgra  $\Lambda$ -hiperjezgra koja sadrži samo jednu  $\Lambda$ -česticu. Većina istraživanja u području hipernuklearne fizike svodi se na spektroskopiju  $\Lambda$ -hiperjezgara. Postoje i pouzdana opažanja  $\Sigma$ -hiperjezgara npr.  ${}^4_\Sigma\text{He}$  u BNL [2]. Pretpostavlja se da postoje hiperjezgre i s većim brojem hiperona. Nedavno<sup>2</sup> su u BNL pouzdano opažene dvostruko strane hiperjezgre  ${}^4_{\Lambda\Lambda}\text{He}$  i  ${}^4_{\Xi}\text{He}$ . Te su hiperjezgre dobivene kaonskim snopom na berilijevoj meti, a opažene su detekcijom piona iz mezonskih slabih raspada [5]. I ranije je bilo eksperimentalnih naznaka dvostruko stranih hiperjezgara, ali sada su po prvi puta dobivene u velikom broju. Tako je BNL postao vodeća svjetska institucija za eksperimentalno istraživanje strane tvari [5]. Teorijska istraživanja dvostruko stranih  $\Lambda\Lambda$ -hiperjezgara potiču razvoj matematičkih metoda za sustave triju tijela [6, 7].

Prva eksperimentalna istraživanja  $\Lambda$ -hiperjezgara temeljila su se na reakcijama  $(K^-, \pi^-)$  i  $(\pi^+, K^+)$  kojima se  $\Lambda$ -hiperon dobivao iz neutrona



Komplementarne reakcije  $(K^-, \pi^0)$  i  $(\pi^-, K^0)$  kojima bi se  $\Lambda$ -hiperon dobivao iz protona



---

<sup>1</sup>Najpoznatiji je problem pravilo  $\Delta I = 1/2$ .

<sup>2</sup>Objavljeno u kolovozu 2001. godine na web stranicama BNL (<http://www.bnl.gov>).

nisu istraživane zbog eksperimentalnih teškoća povezanih s detekcijom neutralnih mezona.

Zanimljivo je primijetiti da se  $\Lambda$ -hiperjezgre mogu stvarati i pozitivnim i negativnim pionskim snopovima što ne vrijedi i za kaonske snopove [8]. Samo negativni kaonski snop može stvarati  $\Lambda$ -hiperjezgre. Pozitivni kaon nosi strani antikvark pa bi mogao eventualno stvoriti antičesticu  $\bar{\Lambda}$ , koja međutim ne može opstati u nuklearnom mediju.

Pojavom neutralnog mezonskog spektrometra (NMS-a) situacija se okrenula u prilog reakcija (3) i (4). Naročito se pogodnom pokazala reakcija ( $K^-$ ,  $\pi^0$ ) zbog činjenice što neutralni pion ne gubi energiju u meti. Osim toga  $\pi^0$  se brzo raspada na dva fotona koja je lako detektirati. Kako se u reakciji ( $K^-$ ,  $\pi^0$ ) kaon zaustavlja u meti, izbjegnuta je neodređenost u energiji snopa. Zato je energijsko razlučivanje bolje (iznosi oko 1 MeV) nego u dotadašnjim "in-flight" eksperimentima ( $K^-$ ,  $\pi^-$ ) i ( $\pi^+$ ,  $K^+$ ) u kojima iznosi 2–4 MeV [9]. NMS detektor predložen je u LAMPF (Los Alamos Meson Physics Facility) 1991. godine gdje je izgrađen<sup>3</sup> i primijenjen u raznim mjerenjima s neutralnim mezonima. 1996. godine NMS je preseljen u AGS-područje u BNL gdje je primijenjen u eksperimentima E907 i E931. Uzimanje podataka (*engl. run*) za eksperiment E907 bilo je 1998. godine, a za eksperiment E931 2001. godine.

U eksperimentu E907 meta je bila ugljik  $^{12}\text{C}$  pa je negativni kaonski snop stvarao hiperjezgre  $^1_2\text{B}$  [10]



Opažena su s- i p-stanja  $\Lambda$ -hiperona u hiperjezgri  $^1_2\text{B}$  čija je razlika energijskih nivoa oko 10 MeV.

U eksperimentu E931 meta je tekući helij pa kaonski snop stvara hiperjezgre  $^4_1\text{H}$  [11]



Detekcija piona određene energije potvrda je nastanka hiperjezgre. Mjere se nemezonski slabi raspadi hiperjezgara da bi se provjerila valjanost pravila  $\Delta I = 1/2$  [12].

Kako ciljano energijsko razlučivanje od 1 MeV (FWHM) u eksperimentu E907 nije ostvareno, a NMS detektor se ponovno primjenjuje u eksperimentu E931, važno je poboljšati njegovo energijsko razlučivanje. Stoga sam u ovom radu analizirao pozicijsku osjetljivost BGO-kristala te dao prijedloge kako poboljšati ukupno energijsko razlučivanje NMS-a.

---

<sup>3</sup>Projekt izgradnje NMS-a u Los Alamosu vodio je Jen-Chieh Peng.

## 2 Teorijska osnovica

### 2.1 Spektroskopija hiperjezgara

#### 2.1.1 Pojam hiperona i hiperjezgre

Hiperon je zajednički naziv za sve strane barione tj. barione koji sadrže barem jedan  $s$  kvark. Tablica {1} prikazuje svojstva hiperona.

	$S$	$I$	kvarkovska struktura	$m/\text{MeV}$
$\Lambda$	-1	0	$uds \sim \Lambda^0$	1116
$\Sigma$	-1	1	$uus \sim \Sigma^+$	1189
			$uds \sim \Sigma^0$	1193
			$dds \sim \Sigma^-$	1197
$\Xi$	-2	1/2	$uss \sim \Xi^0$	1315
			$dss \sim \Xi^-$	1321
$\Omega$	-3	0	$sss \sim \Omega^-$	1672

**Tablica 1:** Strani barioni (hiperoni) i njihova svojstva: stranost, izospin, jednostavna kvarkovska struktura i masa [13].

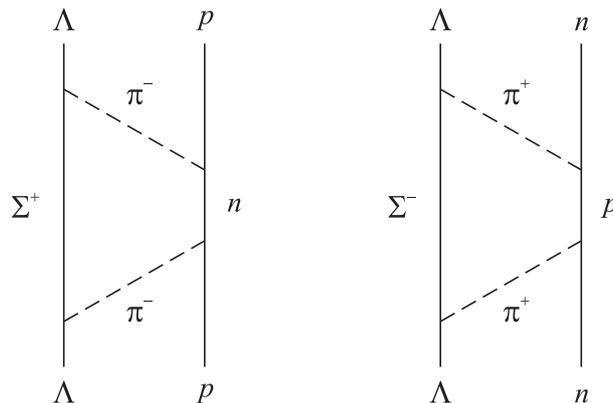
Hiperjezgre<sup>4</sup> su jezgre koje osim nukleona sadrže barem jedan hiperon. Nastaju pretvorbom nukleona u hiperon unutar jezgre.

#### 2.1.2 Hiperon–nukleon međudjelovanje

Nukleon–nukleon međudjelovanje (nuklearna sila) istražuje se kroz raspršenja  $\pi N$  ili  $NN$ . No, takvi eksperimenti nisu izvedivi za hiperon–nukleon međudjelovanje jer je teško ostvariti hiperonski snop ili hiperone kao mirnu metu. Zato se hiperon–nukleon međudjelovanje istražuje kroz reakcije nastanka i raspada hiperjezgara [14]. Hiperon u hiperjezgri zamjenjuje jedan nukleon. No, takav strani nukleon mora imati međudjelovanje različito od nukleon–nukleon međudjelovanja. To je očito iz činjenice da je jednopionska izmjena (glavni doprinos nukleon–nukleon međudjelovanja) nedopustiva u  $\Lambda$ –nukleon međudjelovanju zbog očuvanja izospina.  $\Lambda$ –hiperon je izoskalar ( $I = 0$ ) pa u jednomezonskoj izmjeni medijator može biti samo izoskalar (npr.  $\omega$  ili  $K$ ). Najniži doprinos u  $\Lambda$ –nukleon međudjelovanju je dvopionska izmjena (v. sliku (1)) ili pak izmjena jednog kaona [9].

Nadalje, pojedini nukleon u običnoj jezgri ne može imati jednako međudjelovanje sa svakim od preostalih nukleona jer mu Paulijev princip određuje razmještaj u određeno kvantno stanje. Za hiperon takvog ograničenja nema.

<sup>4</sup>Otkrili su ih 1953. godine poljski fizičari Marian Danysz i Jerzy Pniewski u pokusima s emulzijama.



**Slika 1:** Dvopionska izmjena kao temelj međudjelovanja  $\Lambda N$ . Međudjelovanje  $\Lambda p$  uključuje hiperon  $\Sigma^+$  koji je 8 MeV lakši od hiperona  $\Sigma^-$ . Zato je međudjelovanje  $\Lambda p$  jače od međudjelovanja  $\Lambda n$ , odnosno istaknut je CSB-činak.

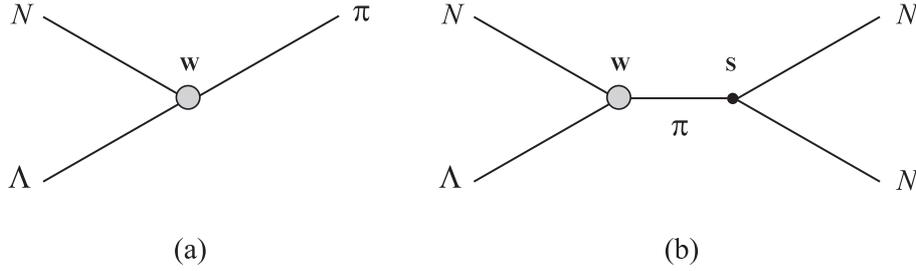
Zato se hiperon može smjestiti u središte jezgre i imati podjednako međudjelovanje sa svim nukleonima. Tako je za lagane hiperjezgre energija vezanja hiperona proporcionalna masenom broju jezgre.

Hiperon–nukleon međudjelovanje općenito je slabije od nukleon–nukleon međudjelovanja. To posebno vrijedi za spinsku ovisnost hiperon–nukleon međudjelovanja [15]. Mezonski raspad laganih hiperjezgara pruža dokaz jake odbojne sile  $\Lambda$ -čestice i nukleona na malim udaljenostima što se slaže s kvarkovskim modelom jakog hiperon–nukleon međudjelovanja [2].

Istraživanje međudjelovanja  $\Lambda N$  pokazalo je da postoji veliki učinak lomljenja nabojne simetrije (CSB). Kod međudjelovanja  $NN$  glavni uzrok za CSB je elektromagnetsko međudjelovanje i učinak je mali (skoro zanemariv). Kod međudjelovanja  $\Lambda N$  glavni uzrok je izospinsko mješanje i CSB-činak je izraženiji. Npr. fizičko stanje  $\Lambda$ -hiperona smjesa je čistih izospinskih stanja  $\Lambda$  ( $I = 0, 98\%$ ) i  $\Sigma^0$  ( $I = 1, 2\%$ ). Pokazatelj za CSB je razlika energijskih nivoa zrcalnih hiperjezgara. Primjeri zrcalnih parova su npr. hiperjezgre  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  i  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  te  ${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$  i  ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ . Za  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  i  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  razlika energija vezanja  $\Lambda$ -hiperona iznosi 0.35 MeV [16].

### 2.1.3 Svojstva hiperona u jezgri

Svojstva hiperona u nuklearnom mediju bitno se mijenjaju u odnosu na svojstva slobodnog hiperona [14]. Npr. za  $\Lambda$ -hiperon, prisutnost nuklearnog medija s jedne strane jako prigušuje mezonski način raspada ( $\Lambda \rightarrow \pi N$ ), no s druge strane otvara potpuno novu mogućnost: nukleonski potaknuti raspad ili nemezonski raspad ( $\Lambda N \rightarrow NN$ ). Zanimljivo je spomenuti da je izvediva i inverzna reakcija ( $NN \rightarrow \Lambda N$ ) tj. dobivanje  $\Lambda$ -hiperjezgara protonskim snopom srednje energije i velikog intenziteta [2]. Nemezonski je raspad dosta zamršeniji od mezonskog, a studira se već više od 30 godina. Feynmanove dijagrame mezonskog i nemezonskog raspada  $\Lambda$ -hiperjezgre prikazuje slika



**Slika 2:** Feynmanovi dijagrami za (a) mezonski i (b) nemezonski raspad  $\Lambda$ -hiperjezgre. U slučaju (a)  $\pi$  ima dovoljnu energiju da izleti iz jezgre i javi se kao realna čestica u konačnome stanju. U slučaju (b)  $\pi$  ne uspijeva pobjeći iz jezgre nego ga apsorbira neki nukleon. To je virtualni pion, medijator nuklearne sile.

(2). Dijagram nemezonskog raspada prikazuje samo najjednostavniji proces, izmjenu jednog piona. To je OPE (one pion exchange) model u kojem zanemarujemo ostale doprinose. Pokazalo se, međutim, da postoje doprinosi koji nisu zanemarivi, npr. izmjena  $\sigma$  i  $\rho$ -mezona<sup>5</sup>. U kompleksni proračun mogu se, zapravo, uključiti cijeli pseudoskalarni, skalarni, vektorski i aksijalnovektorski mezonski okteti.

Nemezonski raspad može biti potaknut i s dva nukleona  $\Lambda NN \rightarrow NNN$  [2]. W i S na slici (2) predstavljaju slabi i jaki vrh (*engl.* vertex). Jaki je vrh ( $\pi NN$ ) dobro poznat iz direktnih mjerenja pa time i efektivni hamiltonijan jakog međudjelovanja  $\mathcal{H}_{\text{ef}}^S$ . Slabi vrh ( $\pi N\Lambda$ ) nije dobro poznat (glavni je teorijski izazov) pa konstrukcija hamiltonijana slabog međudjelovanja  $\mathcal{H}_{\text{ef}}^W$  i proračun amplitude procesa  $\langle f | \mathcal{H}_{\text{ef}}^S \mathcal{H}_{\text{ef}}^W | i \rangle$  jako ovise o modelu.

#### 2.1.4 Svojstva jezgre s hiperonom

Prisustvo hiperona u jezgri bitno mijenja svojstva jezgre. Mjerenjem vjerojatnosti prijelaza između hipernuklearnih stanja uočeno je npr. da je hiperjezgra  ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$  manja od jezgre  ${}^7\text{Li}$  u slobodnom prostoru [4]. Hiperon u jezgri, dakle, uzrokuje stezanje. To je razumljivo iz činjenice da hiperonu Paulijev princip ne brani pad u najniže stanje pa se može smjestiti u središte jezgre.

Sve opažene hiperjezgre su nestabilne<sup>6</sup> tj. hiperoni se raspadaju i u jezgri za razliku od neutrona koji su u jezgri stabilni. No, vremena života hiperona u jezgri razlikuju se od vremena života slobodnih hiperona.

Ne postoji vezano stanje jednog hiperona i jednog nukleona. Najmanja hiperjezgra je hipertriton  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ .

<sup>5</sup> $\sigma$ -mezon je izuzetno zanimljiva čestica. Zovu ga i Higgsov bozon jakog međudjelovanja. U prosincu 2000. godine održao sam na PMF-u seminar "Skalarni sigma mezon" u okviru poslijediplomskog kolegija Hadronska fizika.

<sup>6</sup>Ova je tvrdnja netočna ukoliko neutronske zvijezde shvatimo kao ogromne hiperjezgre. Takve bi "hiperjezgre" bile stabilne.

## 2.2 $\Lambda$ –hiperjezgre

### 2.2.1 Nastanak $\Lambda$ –hiperjezgara

Za stvaranje hiperjezgara najčešće se rabe pionski i kaonski snopovi pri čemu hiperjezgre nastaju u reakcijama (1–4).

Osim toga, hiperjezgre se mogu proizvesti i u relativističkim sudarima teških iona [15]. Nastanak hiperjezgara u takvim uvjetima može biti signal kvark–gluon plazme (QGP) [17].

Moguća je i elektrotvorba hiperjezgara tj. stvaranje hiperona u jezgri pomoću elektronskog snopa velike energije. Prvi takav eksperiment u svijetu je E89-009 u TJNAF (Thomas Jefferson National Accelerator Facility). Elektronski snop raspršuje se na jezgrama tako da virtualni tok fotona stvara kaone i  $\Lambda$ –hiperone iz protona

$$e + p \longrightarrow \Lambda + K^+ + e' \quad (7)$$

Raspršeni elektroni i kaoni detektiraju se magnetskim spektrometrima te se postiže izvrsno energijsko razlučivanje hipernuklearnih s– i p–stanja od oko 0.5 MeV.

### 2.2.2 Raspad $\Lambda$ –hiperjezgara

Slobodan  $\Lambda$ –hiperon raspada se slabim procesom na nukleon i pion<sup>7</sup> [13]

$$\Lambda \longrightarrow p \pi^- \quad 64\% \quad (8)$$

$$\Lambda \longrightarrow n \pi^0 \quad 36\% \quad (9)$$

To su *mezonski* raspadi  $\Lambda$ –hiperona.

Za  $\Lambda$ –hiperon u jezgri moguć je i *nemezonski* raspad kod kojeg su u konačnom stanju samo barioni

$$\Lambda p \longrightarrow n p \quad (10)$$

$$\Lambda n \longrightarrow n n \quad (11)$$

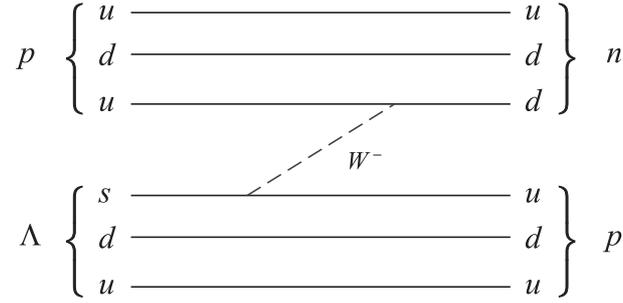
Reakcija (10) je protonom potaknut raspad, a reakcija (11) je neutronom potaknut raspad  $\Lambda$ –hiperona. Na kvarkovskom nivou proces (10) prikazuje slika (3).

U mezonskim raspadima oslobađa se oko 40 MeV energije u obliku kinetičke energije čestica u konačnome stanju. Konkretno, za raspad

$$\Lambda \longrightarrow p \pi^- \quad (12)$$

---

<sup>7</sup>Postoje još i rijetki *radijativni* raspadi čiji je omjer grananja reda veličine  $10^{-3}$  ili manji. Ti su raspadi jednako zagonetni i zanimljivi kao i pravilo  $\Delta I = 1/2$ . U travnju 2000. godine održao sam na PMF-u seminar ”*Slabi radijativni raspadi hiperona*” u okviru poslijediplomskog kolegija Elementarne čestice I.



**Slika 3:** Kvarkovski dijagram slabe reakcije  $\Lambda p \rightarrow n p$  kojom se može raspasti  $\Lambda$ -hiperjezgra.

zakon očuvanja energije daje

$$E_{\Lambda} = E_p + E_{\pi} \quad (13)$$

$$m_{\Lambda} = m_p + m_{\pi} + T_p + T_{\pi} \quad (14)$$

$$T_{\text{ukupno}} = T_p + T_{\pi} = m_{\Lambda} - m_p - m_{\pi} = 38 \text{ MeV} \quad (15)$$

Analogno, za raspad

$$\Lambda \rightarrow n \pi^0 \quad (16)$$

je  $T_{\text{ukupno}} = 41 \text{ MeV}$ . Količine gibanja protona i negativnog piona iz raspada (12) su  $p_p = p_{\pi^-} = 101 \text{ MeV}/c$ , a neutrona i neutralnog piona iz raspada (16)  $p_n = p_{\pi^0} = 104 \text{ MeV}/c$  [13]. Kako je Fermijeva količina gibanja  $p_F \approx 280 \text{ MeV}/c$ , pioni i nukleoni iz procesa (12) i (16) ne mogu napustiti jezgru (točnije, vjerojatnost da napuste jezgru je mala).

Za nemezonske raspade situacija je drukčija. Dok u mezonskom raspadu razlika mase hiperona i nukleona ( $\Delta m = m_{\Lambda} - m_N \approx 176 \text{ MeV}$ ) prelazi dijelom u masu piona, a dijelom u kinetičku energiju piona i nukleona

$$m_{\Lambda} - m_N = T_N + T_{\pi} + m_{\pi} \quad (17)$$

u nemezonskom raspadu razlika mase hiperona i nukleona prelazi potpuno u kinetičku energiju dvaju nukleona (od kojih je jedan neutron)

$$m_{\Lambda} - m_N = T_N + T_n = T_{\text{ukupno}} \quad (18)$$

Za nemezonske raspade je  $T_{\text{ukupno}} = 176 \text{ MeV}$ . Ako zanemarimo gibanje nukleona i  $\Lambda$ -hiperona u početnom stanju te pretpostavimo  $m_p = m_n$  tada zakon očuvanja količine gibanja daje

$$T = T_N = T_n = \frac{T_{\text{ukupno}}}{2} \quad (19)$$

Iz relativističke invarijante

$$E^2 = m^2 + p^2 \quad (20)$$

i ukupne energije izražene preko kinetičke energije

$$E = m + T \quad (21)$$

dobije se izraz za količinu gibanja čestice

$$p = \sqrt{T(T + 2m)} \quad (22)$$

Iz izraza (22) količina gibanja je  $p_N = 416 \text{ MeV}/c$ . To je više od Fermijeve količine gibanja i nukleoni nastali u nemezonskim raspadima hiperjezgre izlijeću iz jezgre. Općenito govorimo da je mezonski raspad hiperona u  $\Lambda$ -hiperjezgre prigušen zbog Paulijevog principa tj. dominiraju nemezonski kanali raspada [2]. To se osobito odnosi na srednje i teške hiperjezgre. Za lagane hiperjezgre:  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  (hipertriton),  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ ,  ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  i  ${}^5_{\Lambda}\text{He}$  efekt Paulijevog blokiranja je oslabljen. Zanimljivo je još napomenuti da Paulijev princip omogućuje postojanje hiperjezgre  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ , dok jezgra  ${}^4\text{H}$  ne postoji. Izotop vodika  ${}^4\text{H}$  imao bi tri nukleona u s-stanju (dva neutrona i jedan proton) te 1 neutron u p-stanju. Trećem neutronu Paulijev princip ne dopušta postojanje u s-stanju, a u p-stanju je preslabo vezan s ostala tri nukleona tako da je sustav nestabilan. Ako umjesto trećeg neutrona postoji  $\Lambda$ -hiperon onda on može pasti u osnovno ili s-stanje jer mu to Paulijev princip ne brani.

### 2.2.3 Spektroskopija $\Lambda$ -hiperjezgara reakcijom ( $K^-$ , $\pi^0$ )

$\Lambda$ -hiperjezgre koje se mogu dobiti reakcijom ( $K^-$ ,  $\pi^0$ ) prikazuje tablica {2}.

hiperjezgra	${}^4_{\Lambda}\text{H}$	${}^6_{\Lambda}\text{He}$	${}^8_{\Lambda}\text{He}$	${}^9_{\Lambda}\text{Li}$	${}^{10}_{\Lambda}\text{Be}$	${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$	${}^{14}_{\Lambda}\text{C}$
energija vezanja / MeV	2.0	4.2	7.0	8.5	9.1	11.4	12.2

**Tablica 2:**  $\Lambda$ -hiperjezgre koje se mogu dobiti reakcijom ( $K^-$ ,  $\pi^0$ ) i pripadajuće energije vezanja  $\Lambda$ -hiperona [16].

U eksperimentu E907 kaonski snop je stvarao jezgre hiperbora  ${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$  na ugljikovoj meti [18]



Na čestičnom nivou, to je jaki proces izmjene naboja i stranosti



To, naravno, nije i jedini proces koji se događa. Osim elastičnog raspršenja<sup>8</sup>



moguć je i slabi proces<sup>9</sup>



<sup>8</sup>Izmjereni diferencijalni udarni presjeci za elastično raspršenje kaona na protonu dobro se slažu s teorijskim vrijednostima [19].

<sup>9</sup>Eksperiment s  $\Delta S = 1$  reakcijom predložen je u literaturi [8] kao dobra veza između elektroslabog (QFD) i jakog (QCD) međudjelovanja.

Kaonski snop može, nadalje, stvarati  $\Sigma$ -hiperjezgre

$$K^- + p \longrightarrow \Sigma^- + \pi^+ \quad (27)$$

$$K^- + p \longrightarrow \Sigma^+ + \pi^- \quad (28)$$

$$K^- + p \longrightarrow \Sigma^0 + \pi^0 \quad (29)$$

$$K^- + n \longrightarrow \Sigma^- + \pi^0 \quad (30)$$

$$K^- + n \longrightarrow \Lambda + \pi^- \quad (31)$$

$$K^- + n \longrightarrow \Sigma^0 + \pi^- \quad (32)$$

Reakcije (29) i (30) naročito su zanimljive jer nastanak  $\Sigma$ -hiperjezgre prati nastanak neutralnog piona. Ovakvi se događaji u eksperimentu E907 početno ne razlikuju od događaja u kojima nastaje  $\Lambda$ -hiperjezgra. Zato se u spektru (v. sliku (29)) vide vrhovi koji potječu od nastanka  $\Sigma$ -hiperjezgara. S obzirom na sve hipernuklearne kanale (24) i (27–32) reakcija (24) ima omjer grananja (BR) 4.4% [9]. Međutim,  $\Sigma$ -hiperon u jezgri može jakim međudjelovanjem prijeći u  $\Lambda$ -hiperon

$$\Sigma N \longrightarrow \Lambda N \quad (33)$$

Tako je u konačnom stanju ipak više  $\Lambda$ -hiperjezgara (oko 55%) nego  $\Sigma$ -hiperjezgara.

#### 2.2.4 Pravilo $\Delta I = 1/2$ u slabom raspadu $\Lambda$ -hiperjezgara

Reakcija kojom se stvaraju hiperjezgre (npr. (24)) jaki je proces pri kojem je stranost očuvana. Međutim, za raspad hiperjezgara (8–11) odgovorno je slabo međudjelovanje pri kojem stranost nije očuvana. Raspad  $\Lambda \longrightarrow p K^-$ , u kojem bi stranost bila očuvana energijski nije moguć. Slične tvrdnje vrijede i za izospin. Pri nastanku  $\Lambda$ -hiperjezgara (u jakim procesima) izospin je očuvan, a u raspadima (slabim procesima) izospin nije očuvan ( $\Delta I$  može biti 1/2 ili 3/2).

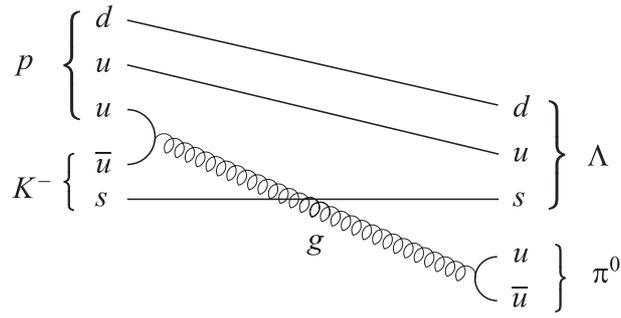
Slabi raspad (8–11) istražuju se u BNL eksperimentom E931 za lake hiperjezgre  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  koje stvara kaonski snop na helijevoj meti

$$K^- + {}^4\text{He} \longrightarrow {}^4_{\Lambda}\text{H} + \pi^0 \quad (34)$$

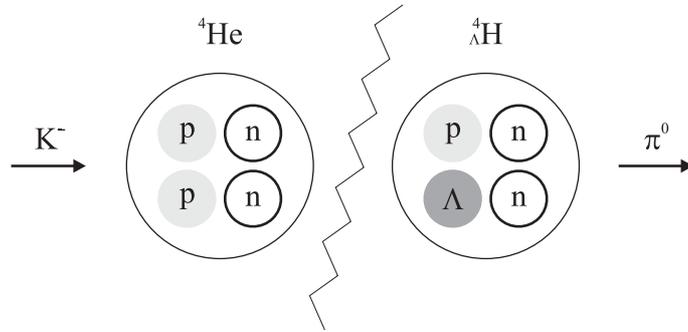
Na čestičnom nivou, to je jaki proces izmjene naboja i stranosti

$$K^- + p \longrightarrow \Lambda + \pi^0 \quad (35)$$

Mezon  $K^-$  (kvarkovske strukture  $\bar{u}s$ ) donosi strani kvark do jednog protona ( $uud$ ) koji prelazi u strani  $\Lambda$ -hiperon ( $uds$ ) kao što prikazuje slika (4). Tako jezgra  ${}^4\text{He}$  koja se sastoji od dva protona i dva neutrona prelazi u hiperjezgru  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  koja se sastoji od protona, dva neutrona i  $\Lambda$  hiperona (slika (5)). Nastanak hiperjezgre registrira se NMS-om, detekcijom dvaju fotona iz raspada neutralnog piona, kao i u eksperimentu E907. Raspad hiperjezgre utvrđuje se



**Slika 4:** Kvarkovski dijagram jake reakcije  $K^- p \rightarrow \Lambda \pi^0$  kojom kaon iz protona u jezgri stvara  $\Lambda$ -hiperon.



**Slika 5:** Fizikalna slika nastanka hiperjezgre  ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  iz jezgre  ${}^4\text{He}$  u hipernuklearnoj reakciji ( $K^-, \pi^0$ ).

	$\Lambda \rightarrow \pi^0 + n$	$\Lambda \rightarrow \pi^- + p$
$I_3$	$\begin{array}{ccc} 0 & 0 & -\frac{1}{2} \\ & \underbrace{\hspace{2cm}} & \\ & -\frac{1}{2} & \end{array}$	$\begin{array}{ccc} 0 & -1 & \frac{1}{2} \\ & \underbrace{\hspace{2cm}} & \\ & -\frac{1}{2} & \end{array}$
$I$	$\begin{array}{ccc} 0 & \frac{1}{2} \text{ ili } \frac{3}{2} & \end{array}$	$\begin{array}{ccc} 0 & \frac{1}{2} \text{ ili } \frac{3}{2} & \end{array}$
$\Delta I = \frac{1}{2} \text{ ili } \frac{3}{2}$		

**Slika 6:** Promjena izospina pri slabom mezonskom raspadu  $\Lambda$ -hiperona može biti  $1/2$  ili  $3/2$ . Eksperiment pokazuje da je prijelaz  $\Delta I = 1/2$  dominantan, a  $\Delta I = 3/2$  potisnut. Ta se empirijska činjenica naziva pravilom  $\Delta I = 1/2$ .

detekcijom dvaju nukleona nastalih nemezonskim raspadom. Mjeri se omjer širina raspada  $\Gamma_p/\Gamma_n$  protonski i neutronski potaknutog slabog nemezonskog raspada. Omjer širina raspada  $\Gamma_p/\Gamma_n$  za hiperjezgru  ${}^4_\Lambda\text{H}$  kombinira se s rezultatima drugih eksperimenata za hiperjezgre  ${}^4_\Lambda\text{He}$  i  ${}^5_\Lambda\text{He}$  da se utvrdi moguće narušenje<sup>10</sup> pravila  $\Delta I = 1/2$  u nemezonskom raspadu  $\Lambda$ -hiperona. Postoji veliko neslaganje između teorijskih predviđanja i mjerenja omjera  $\Gamma_p/\Gamma_n$  [2].

Slavno izborno pravilo  $\Delta I = 1/2$  utvrđeno je u mezonskim raspadima hiperona ( $8-9$ ) i mezonskim raspadima kaona ( $K \rightarrow 2\pi, K \rightarrow 3\pi$ ). Radi se o empirijskom pravilu koje još nema zadovoljavajuće teorijsko tumačenje<sup>11</sup>, a izriče činjenicu da je u slabim neleptonskim raspadima promjena izospina  $\Delta I$  češće  $1/2$  nego  $3/2$ . Promjene izospina pri nemezonskim raspadima  $\Lambda$ -hiperona pregledno prikazuje slika (6). Izospin piona je 1, a izospin nukleona  $1/2$  pa konačno stanje sustava  $\pi N$  ima izospin  $1/2$  ili  $3/2$ . Treća komponenta izospina konačnog  $\pi N$  stanja u svakom je slučaju jednaka  $-1/2$ . Kako je izospin početnog stanja ( $\Lambda$ -hiperona) jednak 0 onda su u ovim raspadima moguće promjene izospina  $1/2$  ili  $3/2$ . Teorijsko razmatranje omjera širina raspada za mezonske raspade  $\Lambda$  hiperona koje vodi na pravilo  $\Delta I = 1/2$  dano je u poglavlju "Dodatak: Mezonski slabi raspad  $\Lambda$ -hiperona".

---

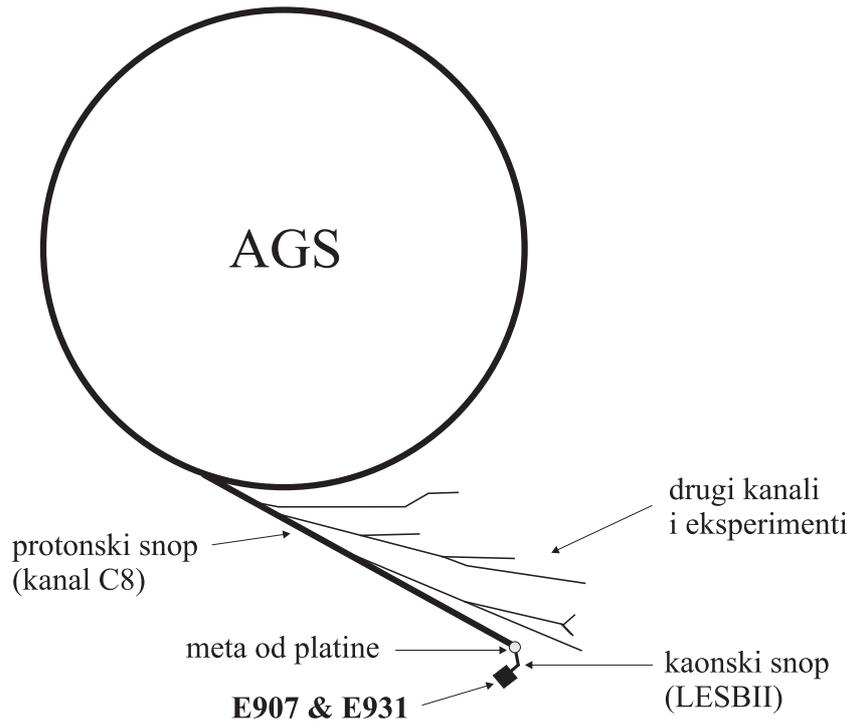
<sup>10</sup>Postoje teorijski i eksperimentalni nagovještaji da pravilo  $\Delta I = 1/2$  *ne* vrijedi u nemezonskim raspadima hiperona.

<sup>11</sup>U listopadu 1999. održao sam seminar " $\Delta I = 1/2$  pravilo u slabom raspadu  $\Lambda$ -hiperjezgre" kao "Zajednički seminar Fizičkog odsjeka PMF-a te Odjela za fiziku IRB-a".

## 3 Kaonski snop i aktivna meta

### 3.1 Akceleratori kanal C8 u AGS–postrojenju BNL

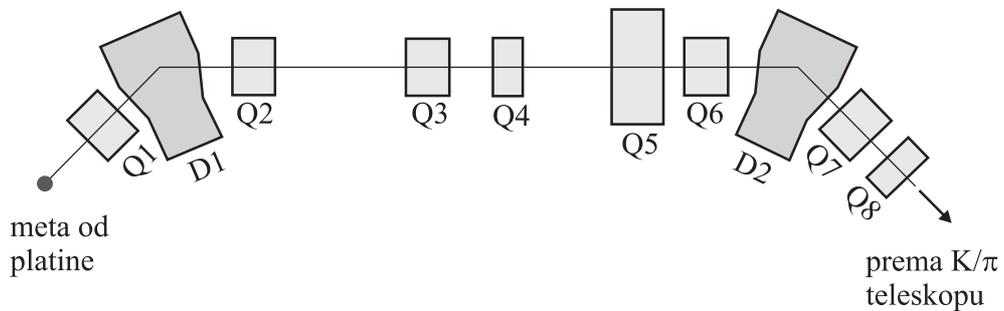
Kaonski snop nastaje tako da protonski snop velikog intenziteta ubrzan u izmjeničnom gradijentnom sinkrotronu (AGS) skreće u kanal C8 i pogađa metu od platine kao što se vidi na slici (7). Pri tome nastaje mnoštvo različitih parova čestica–antičestica, između ostalih i kaona. Nabijeni kaoni (pozitivni ili



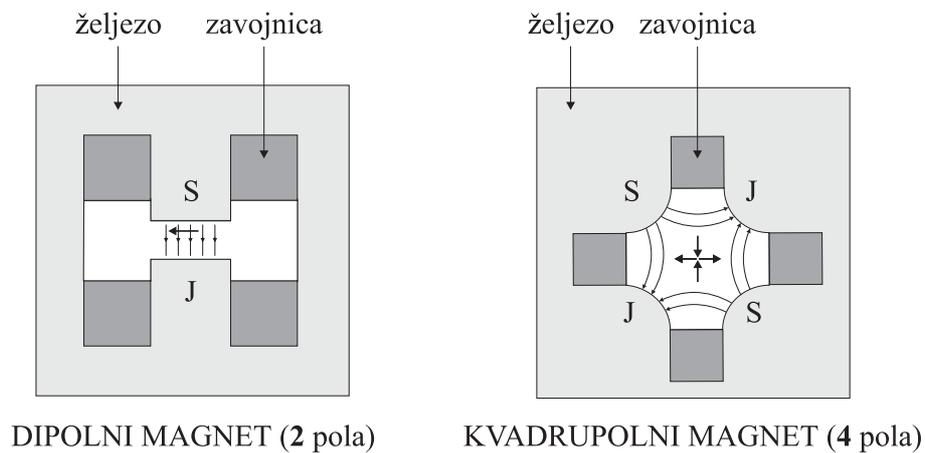
**Slika 7:** Protonski snop vodi se kanalima do različitih sredjoenergijskih eksperimenata. Na slici je naglašen put snopa do kanala C8 gdje se odvaja niskoenergijski ( $p < 1$  GeV) kaonski snop koji se vodi do eksperimenta E907 (danas E931).

negativni) odvajaju se od ostatka čestica i formiraju vrlo intenzivni kaonski snop. Kaonski snop uvijek je onečišćen pionima jer se kaoni u letu raspadaju na pione. Zato prije mete postoji  $K/\pi$  teleskop kojim se kaoni razlučuju od piona. Linija kojom se vodi izdvojeni niskoenergijski snop kaona nastao u kanalu C8 naziva se LESBII (Low Energy Separated Beam II). Čine ju dva dipolna i osam kvadrupolnih magneta kao što se vidi na slici (8). Dipolni magneti služe za vođenje snopa odnosno *skretanje* putanje snopa nabijenih čestica (*engl.* bending magnet). Kvadrupolni magneti služe za *fokusiranje* snopa. Tipični presjeci dipolnih i kvadrupolnih magneta i pripadajući oblici magnetskih polja vide se na slici (9) [20].

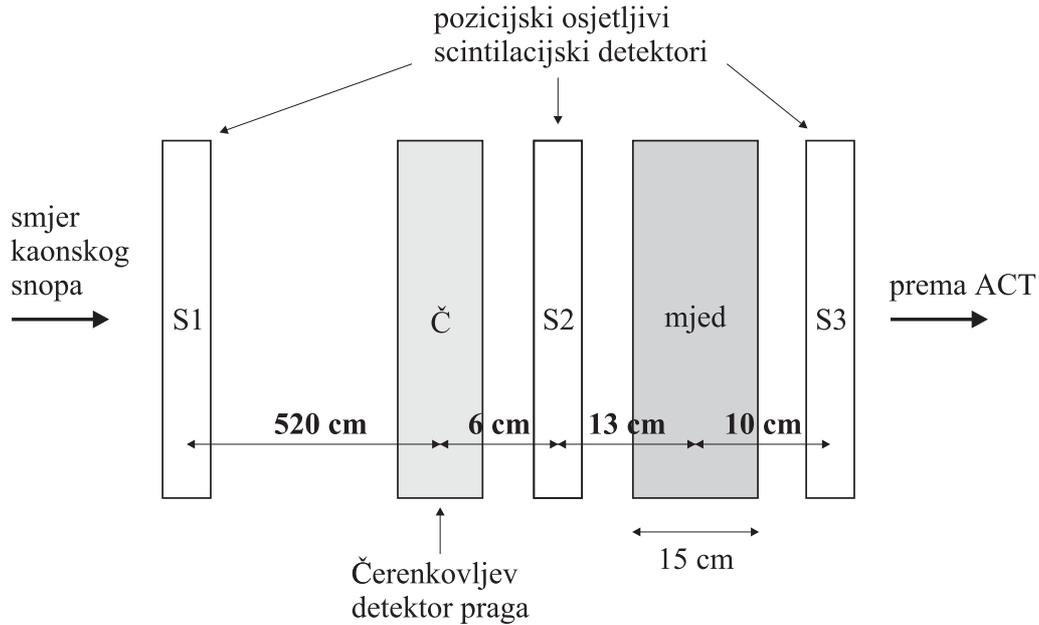
AGS je izmjenični gradijentni sinkrotron, tip sinkrotrona s fokusiranjem pomoću izmjeničnog gradijenta magnetskog polja. Sinkrotron je kružni akcelerator koji primjenjuje visokofrekventno elektromagnetsko polje čija je frek-



**Slika 8:** Raspored dipolnih (D) i kvadrupolnih (Q) magneta kojima se upravlja kaonskim snopom (linija LESBII). Dipolni magneti služe za skretanje, a kvadrupolni za fokusiranje snopa.



**Slika 9:** Silnice dipolnog i kvadrupolnog magnetskog polja prikazane su tanjim strelicama. Deblje strelice pokazuju sile na pozitivno nabijenu česticu koja se giba okomito na ravninu slike. S i J su sjeverni i južni pol.



**Slika 10:** Kaon/pion teleskop za optimiranje i usporavanje snopa kaona sastoji se od tri plastična scintilacijska detektora, Čerenkovljevog detektora praga i usporivača od mjedi.

vencija usklađena (sinkronizirana) s frekvencijom kruženja nabijene čestice. Fokusiranje s izmjeničnim gradijentom postiže se parovima kvadrupolnih magneta. Ako je smjer snopa  $z$  onda prvi magnet fokusira snop u  $x$  smjeru, a defokusira ga u  $y$  smjeru. Drugi magnet fokusira snop u  $y$  smjeru, a defokusira ga u  $x$  smjeru. Ukupan je učinak jako fokusiranje koje se primjenjuje u svim današnjim visokoenergijskim akceleratorima. AGS sadrži 240 magneta i može ubrzati protone do energije od 25 GeV. Protonski snop nije kontinuiran nego se sastoji od pljuskova (*engl.* spill) koji traju oko 1 s, a ponavljaju se svake 3.5 s [21]. Intenzitet snopa je  $6 \cdot 10^{13}$  protona po pljuskusu.

## 3.2 Kaonski snop za $\Lambda$ -hiperjezgre

### 3.2.1 Optimiranje kaonskog snopa

Intenzitet kaonskog snopa koji nastaje u kanalu C8 iznosi oko  $10^6$  kaona po pljuskusu. Kaonski snop je u eksperimentu E907 prolazio kroz slojeve scintilacijskih detektora, Čerenkovljev detektor te blok mjedi koji je služio kao usporivač kaona (*engl.* degrader). Taj se sustav zove kaon/pion teleskop, a njegova je uloga optimiranje i usporavanje snopa prije ulaska u aktivnu metu. Raspored detektora i usporivača u kaon/pion teleskopu daje slika (10). Količina gibanja pojedinog kaona prije ulaska snopa u usporivač iznosila je oko 700 MeV/c što je optimalno za dobivanje najvećeg toka usporenih kaona na ulazu u metu. Nakon prolaska kroz usporivač preostane oko 40% kaona.

### 3.2.2 Čerenkovljev detektor za razlučivanje kaona od piona

Čerenkovljev detektor praga služi za razlučivanje kaona od piona u kaonskome snopu. Detektor je ploča od pleksiglasa<sup>12</sup> debela oko 1 cm na koju su preko svjetlovoda vezani fotomultiplikatori.

Samo čestice čije su brzine u tvari veće od brzine svjetlosti u tvari, emitiraju Čerenkovljevo zračenje. Brzina svjetlosti u tvari  $v$  povezana je s indeksom loma

$$n = \frac{c}{v} = \frac{1}{\beta} \quad (36)$$

Indeks loma pleksiglasa [13] je 1.49 pa je odgovarajuća vrijednost  $\beta = 0.67$ . Dakle, čestice čiji je  $\beta$  veći od 0.67, a to su u eksperimentu pioni, daju signal u Čerenkovljevom detektoru. Kaoni imaju  $\beta$  manji od 0.67 pa prolaze kroz pleksiglas ne stvarajući signal. Ovo se kasnije koristi u elektroničkoj logici eksperimenta za definiranje probirača (*engl.* trigger).

## 3.3 Aktivna meta za određivanje točke zaustavljanja kaona

### 3.3.1 Opis višeslojne aktivne mete

Točka zaustavljanja kaona određuje se u višeslojnoj aktivnoj meti (ACT) s preciznošću od 1 mm [22]. Meta se naziva aktivnom jer su u "sendvič" poredani slojevi mete (ugljika <sup>12</sup>C) i detektora. Debljina ugljika optimirana je tako da zaustavi kaonski snop i omogući nastanak dovoljnog broja hiperjezgara, a da s druge strane ne ometa previše izlaz fotona (iz raspada  $\pi^0$ ) iz mete [22]. ACT se sastoji od četiri sloja ugljikove mete u obliku grafitnih ploča koje su smještene između pet slojeva CSC–detektora kao što se vidi na slici (11). Meta je konstruirana i izrađena u Zavodu za fiziku Sveučilištu u Houstonu.

### 3.3.2 CSC–detektori

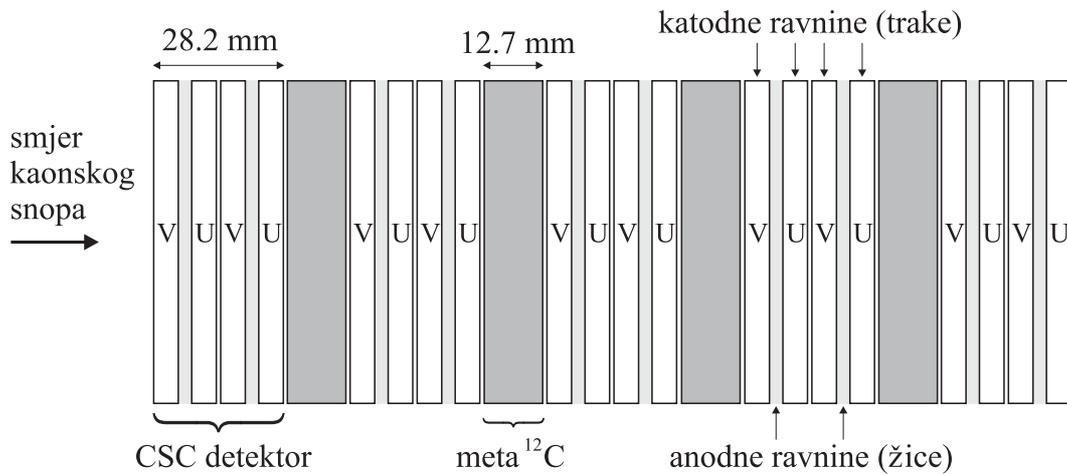
CSC (Cathode Strip Chamber) je detekcijski sustav<sup>13</sup> sastavljen od višezličanih proporcionalnih komora s katodnim trakama (*engl.* strip). Svaki CSC sastoji se od četiri katodne ravnine s trakama i dvije anodne ravnine sa žicama. Katodne ravnine načinjene su od 12.7  $\mu\text{m}$  debele kaptonske<sup>14</sup> folije obložene s 0.9  $\mu\text{m}$  zlata [22]. Trake su dobivene jetkanjem zlatnog sloja. Svaka katodna ravnina ima po 64 trake široke 4 mm. Anodne ravnine imaju po 128 volframovih žica obloženih zlatom. Žice su promjera 0.02 mm i

---

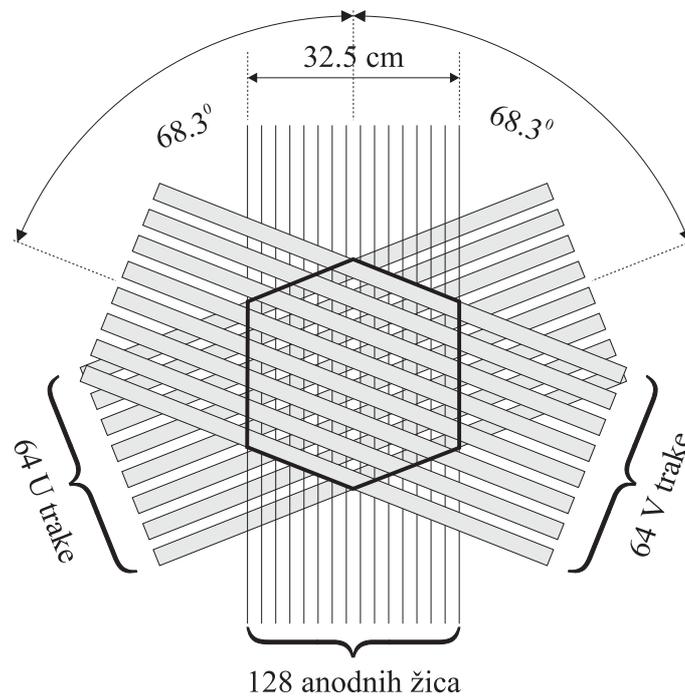
<sup>12</sup>*Engl.* lucite,  $\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$ .

<sup>13</sup>CSC–detektor će se rabiti i u mionskom spektrometru u eksperimentu ATLAS (CERN).

<sup>14</sup>Trgovinski naziv za plastični sloj izuzetnih mehaničkih i toplinskih svojstava. Kemijska formula kaptona je  $(\text{C}_{22}\text{H}_{10}\text{N}_2\text{O}_5)_n$  [13].



**Slika 11:** Višeslojna aktivna meta (ACT) kojom se u eksperimentu E907 zaustavlja kaonski snop i stvaraju  $\Lambda$ -hiperjezgre. Sastoji se od četiri sloja ugljikove mete i pet slojeva posebnih višežičanih komora (CSC-detektora).



**Slika 12:** Prostorni raspored anodnih žica te katodnih U i V traka u CSC-detektoru. Kaonski snop upada okomito na ravninu slike ( $z$  smjer). Smjer anodnih žica označuje se kao  $x$  smjer pa je detekcijski sustav poznat i kao X-U-V višežičane komore. Aktivno područje ima oblik šesterokuta.

međusobno su udaljene 2.54 mm [22]. Aktivno područje detektora ima oblik šesterokuta širine 32.5 cm [9]. Prostorni raspored anodnih žica i katodnih U i V traka u CSC-detektoru prikazuje slika (12).

Između anodnih žica i katodnih traka nalazi se plin koji se ionizira prolaskom nabijene čestice kroz komoru. Elektroni se gibaju prema najbližim anodnim žicama formirajući lavinu. Na katodnim trakama inducira se raspodjela naboja koja ima Gaussov oblik s parametrom  $\sigma = 0.27$  cm [9]. Položaj prolaska nabijene čestice određuje se iz težišta raspodjele.

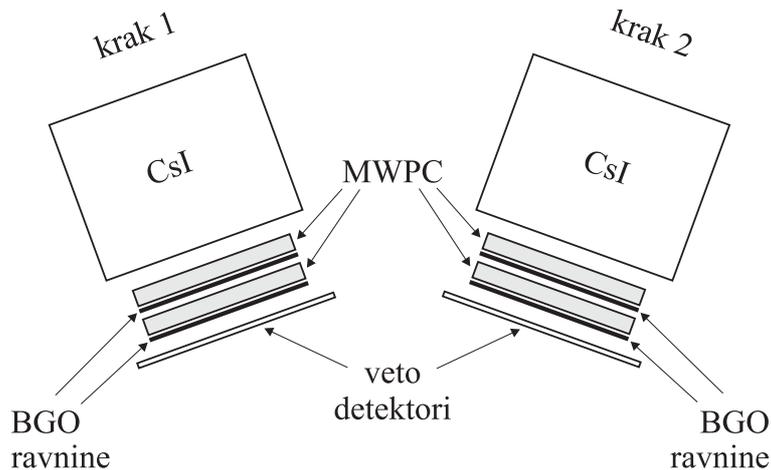
## 4 Primjena NMS-a u reakciji ( $K^-$ , $\pi^0$ )

### 4.1 Konstrukcija NMS-a i metoda detekcije

#### 4.1.1 Opis detekcijskog sustava

Neutralni mezonski spektrometar (NMS) detekcijski je sustav za neutralne mezone (npr.  $\pi^0$  ili  $\eta_0$ ). Spektrometar je, općenito, uređaj za dobivanje spektara koji odgovaraju konačnim stanjima reakcija. U kontekstu ovog rada pod spektrom podrazumijevam raspodjelu broja čestica po energijama. NMS omogućuje spektroskopiju hiperjezgara čiji je cilj precizno odrediti položaje hipernuklearnih energijskih razina u njima.

NMS detektor sastoji se od dva kraka. Svaki krak građen je od niza čistih CsI-kristala (debelih 30.3 cm ili 16 RL<sup>15</sup>) ispred kojih se nalaze dva para BGO-ravnina (debelih 0.6 cm ili 0.5 RL) i višežičanih proporcionalnih komora (MWPC) [18] kao što prikazuje slika (13). Fotografije<sup>16</sup> NMS-a pri-

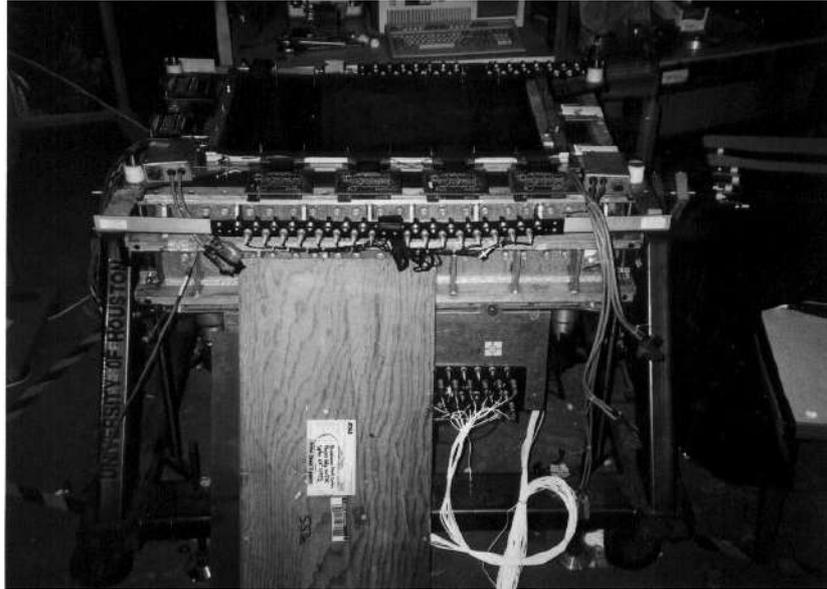


**Slika 13:** Prostorni raspored MWPC-detektora, CsI-kalorimetara i konverzijskih BGO-ravnina u dva kraka NMS-a. Veto detektori na ulazu omogućuju da odbacimo događaje koji potječu od nabijenih čestica.

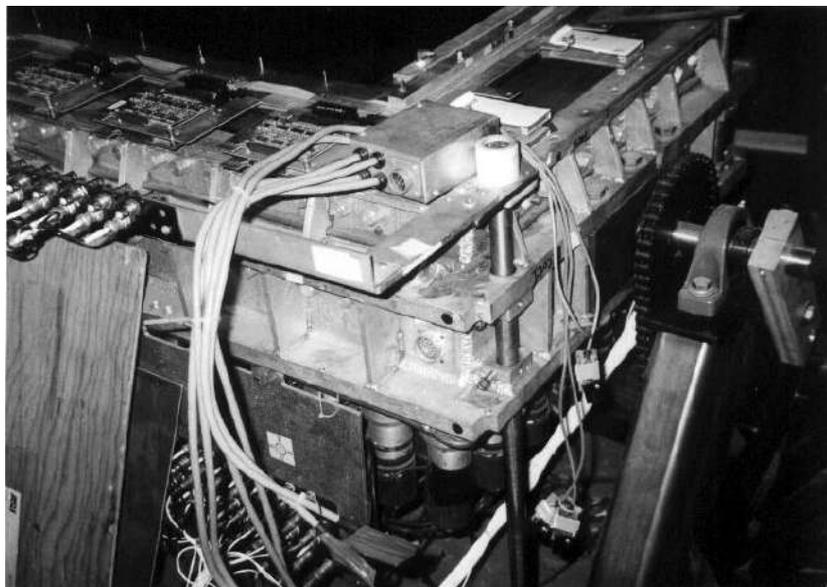
kazuju slike (14) i (15). Raspored žica i BGO-kristala [23] u jednom BGO-MWPC paru NMS-a prikazuje slika (16). Svaka od četiri BGO-ravnine sadrži po 28 BGO-kristala čiji prostorni raspored prikazuje tablica {3}. Zadržani su isti indeksi kristala i ravnina koji su dodijeljeni u Los Alamosu. No, u Brookhavenu se rabe samo četiri od prvobitnih osam konverzijskih ravnina. Svaki BGO-kristal, kao i svaki CsI-kristal, spojen je preko svjetlovoda na svoju fotomultiplikatorsku cijev (PMT). Veto detektori su tanki plastični scintilatori koji pri prolasku nabijene čestice daju svjetlosni izlaz dok na prolazak neutralnih čestica ne reaguju.

<sup>15</sup>Radijacijska duljina tj. duljina nakon koje se energija elektrona smanji za faktor  $e$ .

<sup>16</sup>Fotografije sam snimio prilikom kratkog posjeta BNL u svibnju 2001. godine.



**Slika 14:** Fotografija jednog kraka NMS-a. BGO-detektori koji čine konverziju su skinuti radi umjeravanja i nalaze se na stolu zdesna. Na vrhu NMS-a vide se žičane komore.



**Slika 15:** Fotografija NMS-a iz drugog kuta. CsI-kristali zatvoreni su u metalno kućište zbog higroskopičnosti. Ispod kućišta se vide fotomultiplikatorske cijevi s visokonaponskim bazama i kablovima za odvođenje signala prema elektronici pokusa.

RAVNINA 1

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28

RAVNINA 2

29	30	31	32	33	34	35	36	37	38	39	40	41	42
43	44	45	46	47	48	49	50	51	52	53	54	55	56

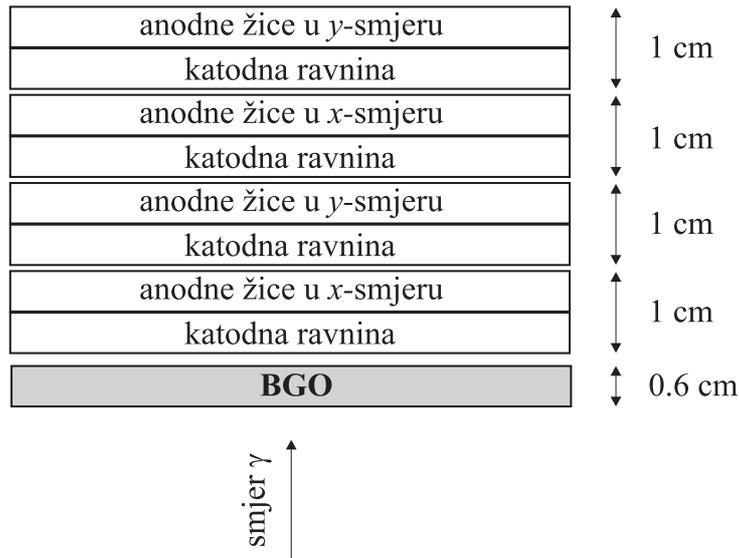
RAVNINA 5

113	114	115	116	117	118	119	120	121	122	123	124	125	126
127	128	129	130	131	132	133	134	135	136	137	138	139	140

RAVNINA 6

141	142	143	144	145	146	147	148	149	150	151	152	153	154
155	156	157	158	159	160	161	162	163	164	165	166	167	168

**Tablica 3:** Raspored 112 BGO–kristala u četiri konverzijske ravnine. Parovi kristala (npr. 1 i 15, 2 i 16 itd.) čine optičku cjelinu (štap). 14 optički izoliranih štapova tvori jednu konverzijsku BGO–ravninu.



**Slika 16:** Uvećani prikaz jednog para BGO–MWPC u kojem se vidi raspored anodnih žica i katodnih ravnina.

#### 4.1.2 Konverzijske BGO–ravnine

Kristal bizmut germanata ( $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ) već se godinama upotrebljava<sup>17</sup> kao čisti, neorganski scintilator u eksperimentima iz nuklearne fizike te fizike čestica srednjih i visokih energija. Prva ga je počela proizvoditi tvrtka Harshaw/Filtrol, a danas su veliki proizvođači još i Bicron, Scionix, Hitachi i drugi. Dobiva se metodom Czochralskog<sup>18</sup> i dva do tri puta je skuplji od NaI(Tl). Kristali se proizvode i do veličina od 130 mm u promjeru i 400 mm duljine.

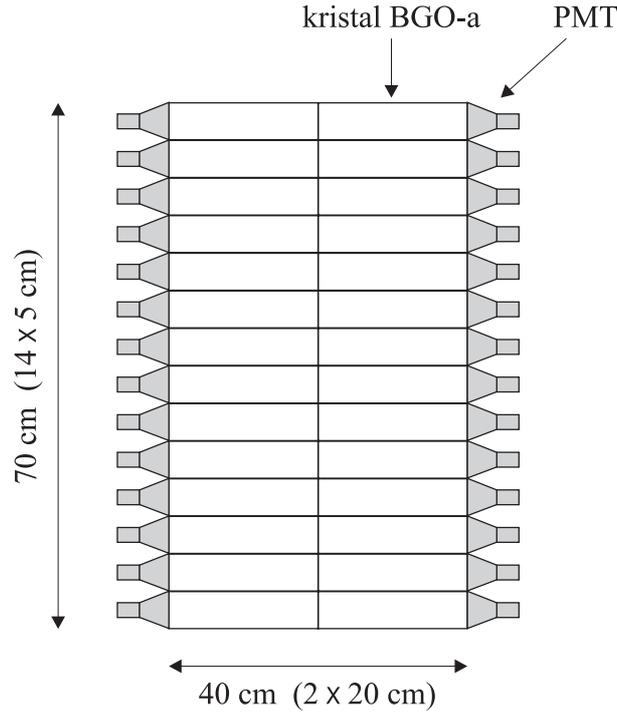
BGO je izvrstan gama detektor zbog velikog atomskog broja bizmuta ( $Z = 83$ ) i velike gustoće ( $\rho = 7.13 \text{ g/cm}^3$ ). Za usporedbu; apsorpcija  $\gamma$  fotona od 1 MeV zahtijeva kristal NaI(Tl) debeo 14 cm, dok je za BGO dovoljno 6 cm. Dakle, za kristale jednake veličine, BGO ima veću učinkovitost od NaI(Tl). S druge strane svjetlosni izlaz BGO–kristala znatno je manji, tek 20% od vrijednosti koju ima NaI(Tl). Energijsko razlučivanje (za fotone energije 662 keV) je oko 10% (FWHM). Kristal nije higroskopičan kao npr. NaI(Tl), a također je mehanički i kemijski postojan [24].

Svaka konverzijska BGO–ravnina je modularni detektor. Sastoji se od 14 parova BGO–kristala (štapova) kao što se vidi na slici (17). Svaki od 28 BGO–kristala iz jedne konverzijske ravnine ima duljinu 20 cm, širinu 5 cm i debljinu 0.6 cm. Štapovi su pojedinačno izolirani crnom izolir–trakom.

Luminiscencija u BGO–kristalu potječe od optičkih prijelaza u bizmutu [24]. Kako je samoapsorpcija relativno mala, moguće je slagati više kristala u jednu optičku cjelinu koristeći npr. epoxy jednakog indeksa loma

<sup>17</sup>Komercijalno se počeo upotrebljavati 1979. godine.

<sup>18</sup>Kristal se izvlači iz rastopljene smjese brzinom od par mm/h.



**Slika 17:** Jedna konverzijska BGO–ravnina sastavljena je od 28 BGO–kristala. Parovi kristala spojeni su u jednu optičku cjelinu, a na kraju svakog para su fotomultiplikatori.

( $n_{\text{BGO}} = 2.15$ ). Važna karakteristika BGO–kristala je snažna ovisnost svjetlosnog izlaza o temperaturi kao što se vidi na slici (18). Ograničimo li se na temperaturno područje važno za NMS, krivulja sa slike (18) može se aproksimirati pravcem tj. relativni svjetlosni izlaz u ovisnosti o temperaturi može se izraziti formulom

$$f = -0.0127 t + 1.257 \quad (37)$$

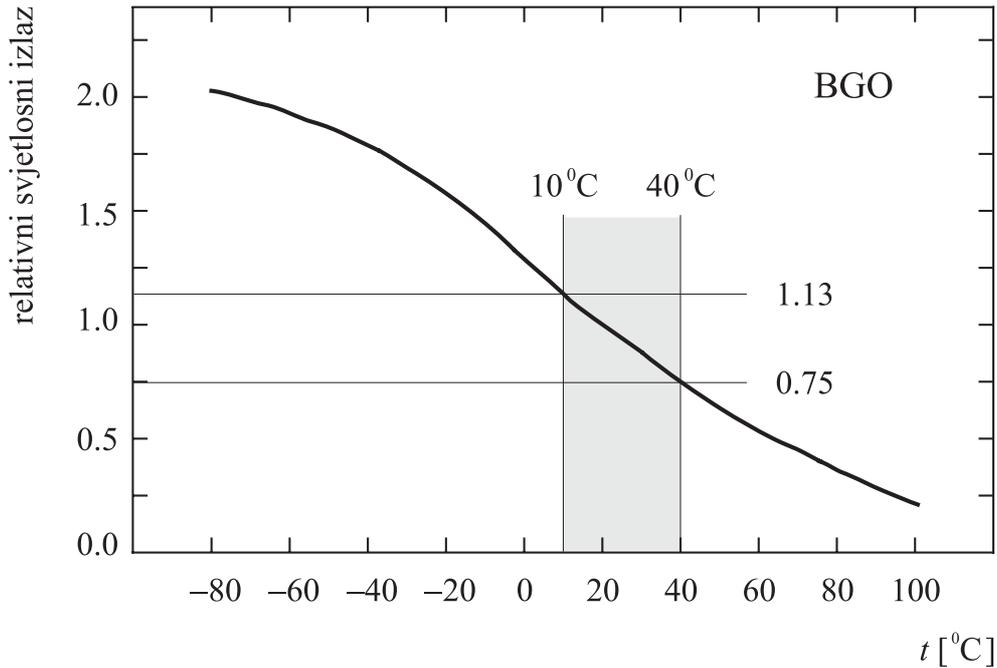
$t$  je temperatura u  $^{\circ}\text{C}$ , a  $f$  je faktor popravka koji je normiran tako da je  $f(t = 20^{\circ}\text{C}) = 1$ . Smanjenje temperature za  $1^{\circ}\text{C}$  daje povećanje svjetlosnog izlaza za približno 1%. Apsolutni svjetlosni izlaz je oko  $10^4$  fotona po MeV.

U eksperimentima s NMS-om temperatura može biti od  $10^{\circ}\text{C}$  do  $40^{\circ}\text{C}$  što odgovara razlici svjetlosnih izlaza za faktor 1.5. Popravci se, općenito, mogu provesti na dva načina:

1. *za vrijeme mjerenja:* promjenom napona PMT prema signalu iz termočlanka<sup>19</sup>. Tako se bilježe već korigirani podaci;
2. *pri analizi podataka:* snimanjem podatka o temperaturi za vrijeme mjerenja. Tada se temperaturni popravci mogu provesti kasnije pri analizi podataka.

---

<sup>19</sup>Takvo rješenje primijenjuje se u prijenosnom detekcijskom sustavu za elementalnu analizu koji je razvijen na Sveučilištu Western Kentucky pod nazivom PELAN.



**Slika 18:** Temperaturna ovisnost svjetlosnog izlaza za BGO–kristal. Podaci po kojima je nacrtana krivulja preuzeti su s Bicornovih web stranica (<http://www.bicron.com>). Osjenčano područje temperatura važno je za eksperimente s NMS-om.

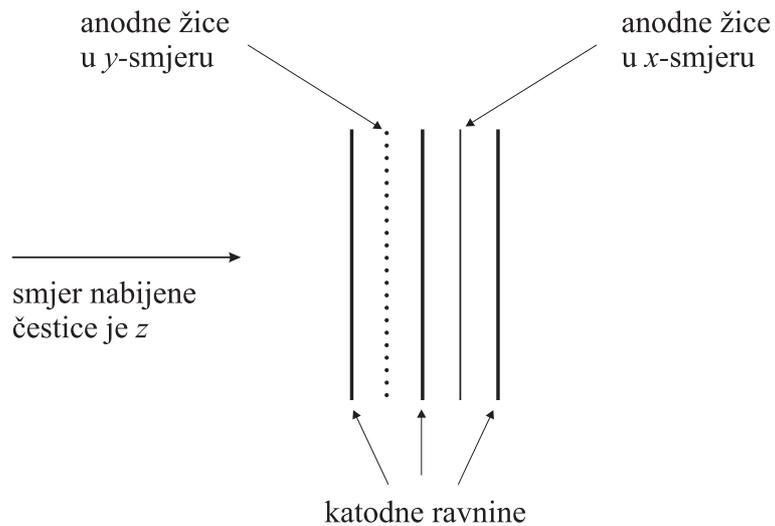
U eksperimentima s NMS-om koristi se druga metoda. Postoji 16 točaka NMS-a u kojima se bilježi temperatura svakih 15 minuta tijekom mjerenja. Temperaturna ovisnost svjetlosnog izlaza kristala određena je eksperimentalno pomoću kozmičkog zračenja. Na temelju toga dobiven je korekcijski faktor za temperaturnu ovisnost BGO–ravnina. Npr. za krak 1 NMS-a korekcijski faktor iznosi [9]

$$0.92376 + 6.9954 \cdot 10^{-3} t - 3.5611 \cdot 10^{-4} t^2 + 7.0335 \cdot 10^{-6} t^3 \quad (38)$$

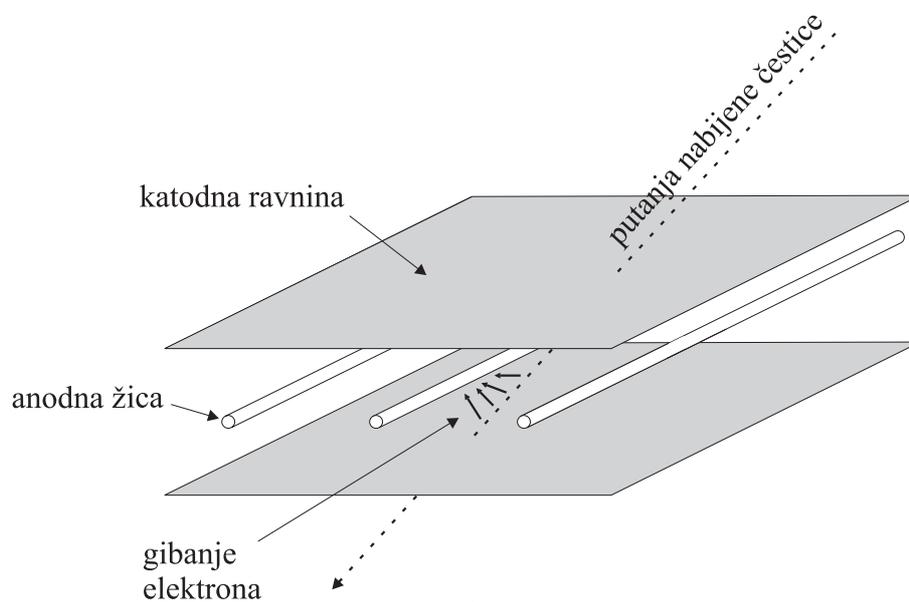
gdje je  $t$  temperatura u °C.

#### 4.1.3 MWPC–detektori

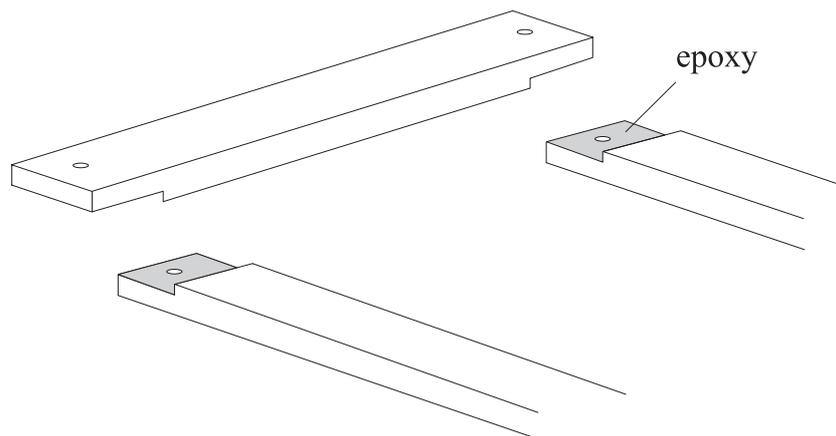
Višežičana proporcionalna komora (MWPC) je vrsta detektora koji služi za određivanje putanja nabijenih čestica (*engl.* tracking). Sastoji se od velikog broja ekvidistantnih anodnih žica smještenih između katodnih ravnina kao što se vidi na slici (19). Unutar MWPC (između katodnih ravnina) nalazi se plin (npr. etilen pod tlakom od 600 Pa). Nabijena čestica koja prolazi kroz komoru ionizira plin. Elektroni nastali ionizacijom ubrzavaju se prema najbližoj anodnoj žici stvarajući lavinu (*engl.* avalanche) elektrona u njezinoj blizini. Tako je događaj lokaliziran u jednoj dimenziji. Za lokalizaciju u dvije dimenzije obično se stavlja drugi sloj anodnih žica okomito na prve (v. sliku (19)). Zbog vučenja ili pomaka (*engl.* drift) elektrona k anodnim žicama



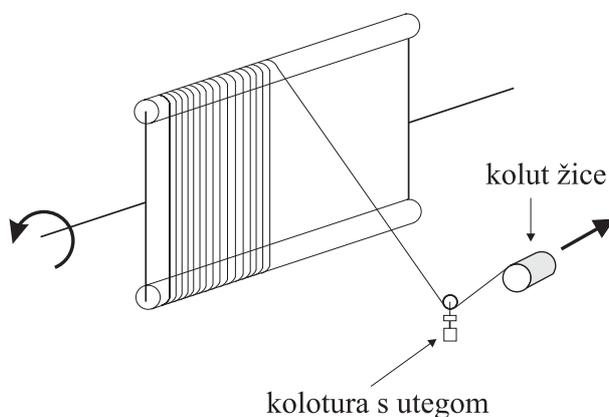
**Slika 19:** Raspored anodnih žica i katodnih ravnina u jednoj višežičanoj proporcionalnoj komori. MWPC NMS-a ima 128 žica u vodoravnom smjeru ( $y$ ) i 64 žice u okomitom smjeru ( $x$ ) [12].



**Slika 20:** Princip rada proporcionalne ili driftne komore. Elektroni nastali ionizacijom, koju je uzrokovao prolaz nabijene čestice, struje (*engl.* drift) prema najbližim anodnim žicama.



**Slika 21:** Plastični dijelovi okvira za MWPC spajani su dvokomponentnim ljepilom (epoxy).

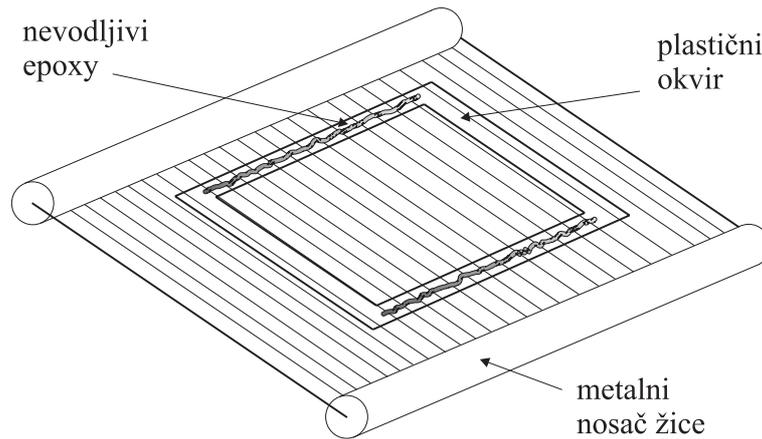


**Slika 22:** Žice za MWPC prvo su motane na metalni nosač. Ekvidistantni razmak žica postignut je vrtnjom nosača uz jednoliko pomicanje kolota žice. Odgovarajuća napetost ostvarena je pomoću utega na koloturi.

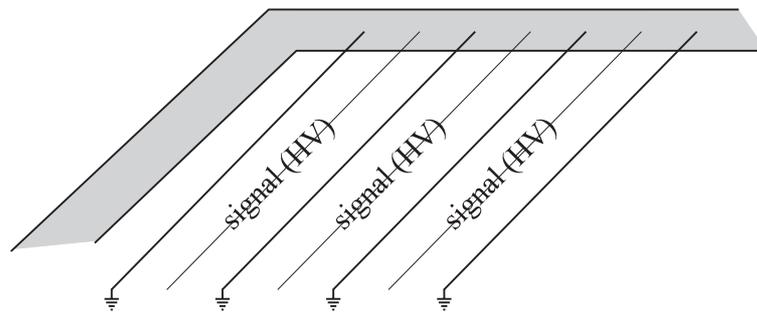
komore zovemo driftnim komorama (v. sliku (20)). Radni napon je ispod naboja proboja pa je ionizacija proporcionalna energiji nabijene čestice. Zato komore zovemo i proporcionalnim komorama.

Isti tip višežičanih proporcionalnih komora kakve se nalaze u NMS-u izrađen je<sup>20</sup> na Sveučilištu u Houstonu za potrebe eksperimenta E931. Izrada višežičanih proporcionalnih komora započela je konstrukcijom detektora programskim paketom AutoCad. Nakon toga su izrađeni plastični dijelovi okvira koji su potom spajani dvokomponentnim ljepilom na granitnom stolu (v. sliku (21)). Spojeni su komadi bili opterećeni olovnim blokovima nekoliko sati. Zatim su na okvire lijepljeni manji plastični dijelovi s električnim krugovima. Žica je prvo motana na metalni nosač kojeg je jednoliko vrtio tokarski stroj (v. sliku (22)). Jednolika napetost žica u iznosu od 2 N postigla se tako

<sup>20</sup>U gradnji tih MWPC osobno sam sudjelovao na Sveučilištu u Houstonu u rujnu 1998. godine.



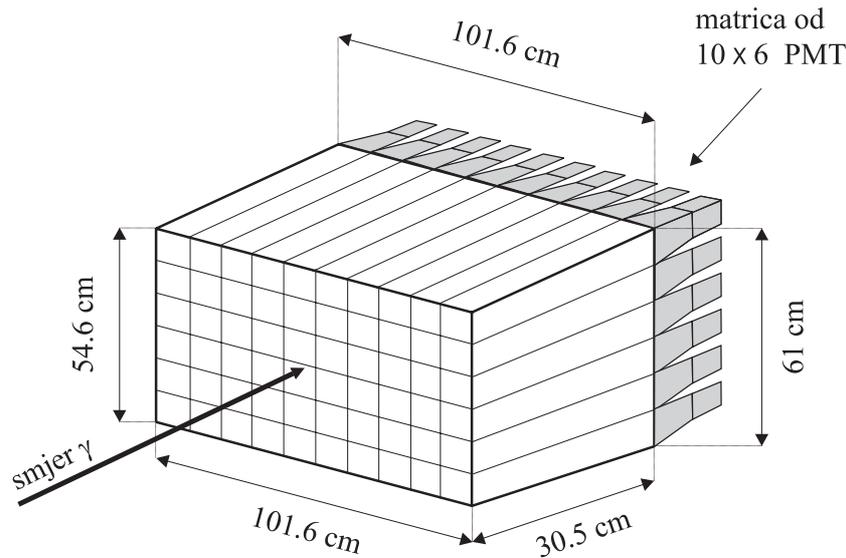
**Slika 23:** Prenosenje žica s metalnog nosača na plastični okvir MWPC.



**Slika 24:** Raspored signalnih žica pod visokim naponom (HV) i uzemljenih žica u jednoj anodnoj ravnini MWPC.

da je pri namatanju između koluta žice i nosača obješen mali uteg<sup>21</sup> na koloturi. Žice su načinjene od volframa (zbog čvrstoće) obloženog zlatom (zbog vodljivosti). Veličina metalnih nosača za namotavanje žice bila je približno  $1\text{ m} \times 1\text{ m}$ , a razmaci žica bili su 4 mm. Po završetku namotavanja, koje je trajalo približno 1 sat za svaki nosač, krajevi žica zalijepljeni su epoxyjem za nosač. Plastični okvir potom je položen na žice te su žice pričvršćene za okvir kao što prikazuje slika (23). Nakon jednodnevnog sušenja, žice su presječene tako da je okvir odvojen od nosača. Na okviru su ostale žice s ekvidistantnim razmacima od 4 mm i napetošću od 2 N. Na taj je okvir stavljen i drugi tip žica tako da su jedne žice sjele u središta između drugih. Tanje žice namijenjene su formiranju signala (*engl.* sense wire) i stavljaju se pod visoki napon. Deblje žice su uzemljene (*engl.* field wire). Njihova je jedina uloga oblikovati električno polje. Raspored signalnih i uzemljenih žica daje slika (24). Sljedeći je korak bio lemljenje krajeva žica na pripremljene električne krugove. Na kraju je na okvire sa žicama stavljena kaptonska folija obložena aluminijem. Folija je prvo napeta pomoću vakuumske pumpe na posebnom stolu. Zatim su okviri sa žicama namazani nevodljivim epoxyjem po rubu i položeni na foliju te opterećeni utezima. Nakon par sati rubovi su izrezani i folija je ostala napeta na plastičnom okviru sa žicama. Od okvira

<sup>21</sup>Masa utega bila je 200 g za jedan, a 330 g za drugi tip žice.



**Slika 25:** CsI–kalorimetar ima oblik prizme i sadrži oko  $0.18 \text{ m}^3$  kristala cezij jodida. Sastavljen je od 60 CsI–kristala čije su dimenzije približno  $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}$ . Svaki kristal spojen je na svoj PMT.

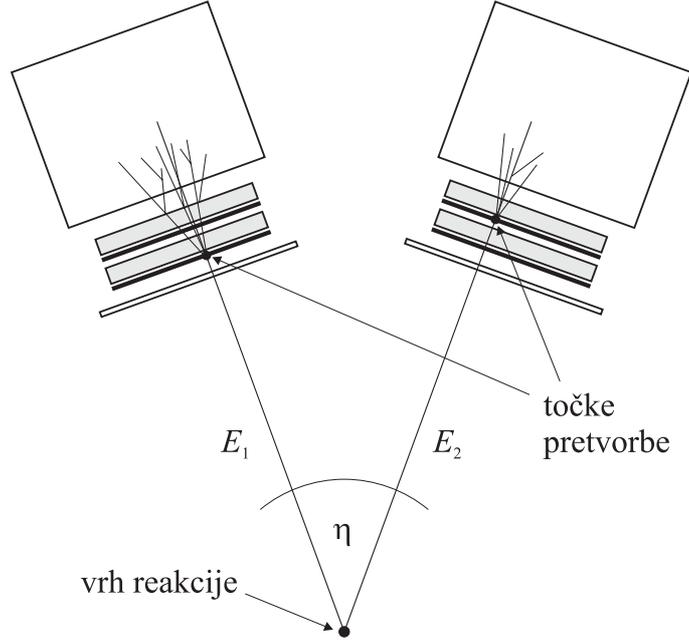
na kojima su žice i folija napravljen je "sendvič" tako da su žice dvaju okvira međusobno okomite. Rapored žica i folija u jednoj MWPC prikazuje slika (19).

#### 4.1.4 CsI–kalorimetri

Kristal cezij jodida (CsI) najrašireniji je anorganski kristal za fotonske spektrometre. Čisti CsI ima područje emisije od 250 do 500 nm. Dopiranjem kristala talijem spektralno se područje može pomaknuti na 375 do 725 nm. Gustoća kristala je  $4.51 \text{ g/cm}^3$ . Samoapsorpcija je relativno mala kao i za BGO–kristale pa se i CsI–kristali mogu spajati u veće optičke cjeline. CsI nije potpuno higroskopičan kao npr. NaI(Tl), no u uvjetima visoke vlažnosti zraka površinski se oštećuje. Iako se takav kristal brušenjem može dovesti u prvobitno stanje, oštećenja je bolje spriječiti čuvanjem od vlage. Zato su CsI–kristali NMS detektora smješteni u metalnom kućištu kao što se vidi na slici (15).

Svaki krak NMS-a sadrži CsI–kalorimetar s oko  $0.18 \text{ m}^3$  kristala cezij jodida. Kalorimetar je građen od manjih CsI–kristala koji su povezani u jedinstvenu optičku cjelinu. Oblik i dimenzije kalorimetra vide se na slici (25). Iza svakog kalorimetra nalazi se 60 standardnih fotomultiplikatora<sup>22</sup> u nizovima od  $10 \times 6$ . Dio fotomultiplikatora vidi se na slici (15). I CsI–kristal ima temperaturnu ovisnost svjetlosnog izlaza, kao i BGO–kristal. U eksperimentima s NMS-om temperaturni popravci za obje vrste kristala rađeni su na temelju eksperimentalno dobivene korekcijske krivulje.

<sup>22</sup>Za pretvaranje svjetlosnog signala u električni mogu se koristiti i drugi uređaji, npr. Si diode.



**Slika 26:** Tri prostorne točke, vrh hipernuklearne reakcije ( $K^-, \pi^0$ ) i dvije točke pretvorbe fotona u elektromagnetski pljusak, omogućuju određivanje prostornog kuta  $\eta$ .

## 4.2 Detekcijski parametri $x$ i $\eta$

Svaki krak NMS-a detektira jedan foton iz raspada neutralnog piona



Fotoni prvo prolaze kroz BGO-slojeve i MWPC. Pri upadu u BGO-kristal foton stvara elektromagnetski pljusak. Tako BGO registrira prolazak fotona i daje podatak o pohranjenoj energiji, a MWPC daje podatak o položaju tj. konverzijsku točku. Aktivna meta (ACT) omogućuje određivanje vrha reakcije ( $K^-, \pi^0$ ) s prostornim razlučivanjem od oko 1 mm. Vrh reakcije je točka zaustavljanja kaona u meti odnosno točka raspada piona na dva fotona. Dvije konverzijske točke (po jedna iz svake BGO-ravnine) i vrh reakcije ( $K^-, \pi^0$ ) omogućuju određivanje parametra  $\eta$  (kuta između dva fotona iz raspada (39)) kao što prikazuje slika (26). U eksperimentu E907 krakovi NMS-a bili su postavljeni pod kutom od  $52^\circ$ . To znači da su detektirani događaji imali parametar  $\eta = 52^\circ \pm \Delta\eta$  gdje je  $\Delta\eta < 10^\circ$ .

Energija pohranjena u BGO-kristalima pribraja se energiji pohranjenoj u CsI te se tako dobije ukupna energijska informacija za svaki foton:  $E_1$  i  $E_2$ . Omjer razlike i zbroja tih energija je parametar  $x$

$$x = \frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_2} \quad (40)$$

Zbroj energija dvaju fotona odgovara energiji piona

$$E_\pi = E_1 + E_2 \quad (41)$$

Iz očuvanja količine gibanja slijedi

$$p_\pi^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2 p_1^2 p_2^2 \cos \eta \quad (42)$$

gdje su  $p_1$  i  $p_2$  količine gibanja fotona. Energija i količina gibanja piona ( $m_\pi = 135$  MeV) vezani su relativističkom invarijantom

$$E_\pi^2 = m_\pi^2 + p_\pi^2 \quad (43)$$

Za fotone vrijedi

$$E_i = p_i \quad (44)$$

Kombiniranjem izraza (42), (43) i (44) slijedi

$$E_\pi^2 - m_\pi^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2 E_1^2 E_2^2 \cos \eta \quad (45)$$

Uvođenjem parametara  $x$  ukupna energija piona može se prikazati izrazom

$$E_\pi(x, \eta) = m_\pi \sqrt{\frac{2}{(1 - \cos \eta)(1 - x^2)}} \quad (46)$$

u kojem se javljaju samo mjerljivi parametri  $x$  i  $\eta$  [25].

### 4.3 Elektronička logika za reakciju ( $K^-$ , $\pi^0$ )

Slika (27) prikazuje dio sheme elektroničke logike eksperimenta E907 koji definira probirač snopa (*engl.* beam trigger). Analogni signali iz tri pozicijski osjetljiva scintilacijska detektora ( $S_i$ ) i Čerenkovljevog detektora praga ( $\check{C}$ ) prevode se diskriminatorima (D) u logičke signale potrebne za rad ostalog dijela elektronike. Logički signali iz lijeve i desne strane svakog scintilatora usrednjuju se prolaskom kroz usrednjivač signala (*engl.* mean timer). Kako je pionski snop intenzivniji od kaonskog, pionski se signal vodi kroz umanjivač (*engl.* prescaler) gdje se umanjuje tipično za faktor 40.

Slika (28) prikazuje je TDC–spektar dobiven iz vremena proleta (TOF) između scintilatora  $S_1$  i  $S_2$ . Udaljenost scintilatora  $S_1$  i  $S_2$  je  $d = 5.26$  m (v. sliku (10)) pa je vrijeme proleta jednako

$$\text{TOF} = \frac{d}{c} \beta = 17.5 \text{ ns} \cdot \beta \quad (47)$$

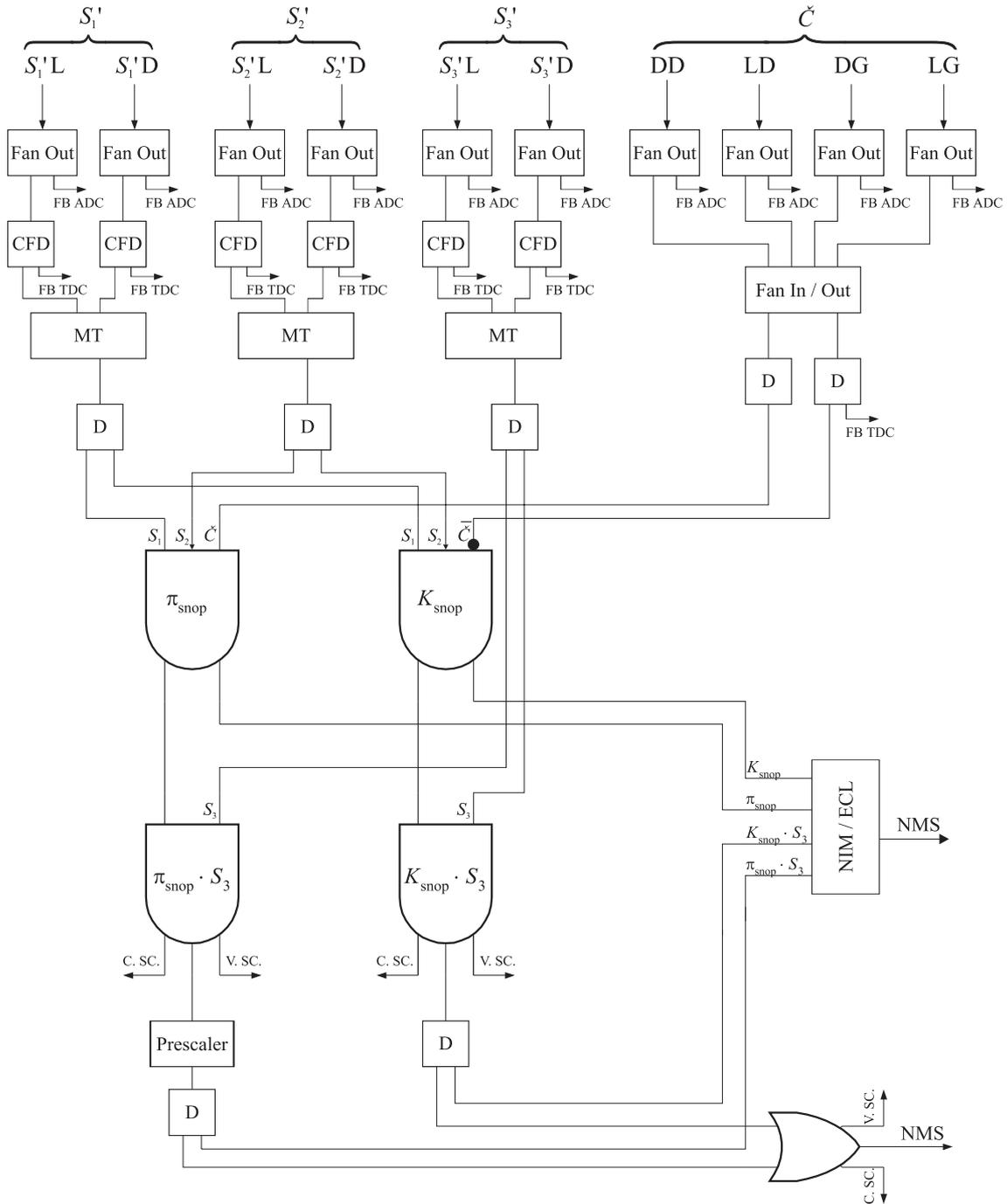
Uz količinu gibanja čestice u snopu od 700 MeV/c iz

$$p = \beta \gamma m \quad (48)$$

slijede brzine i vremena proleta za pione i kaone. Vrijednosti su dane u tablici {4}. Iz tablice {4} slijedi razlika vremena proleta

$$\Delta \text{TOF} = 2.9 \text{ ns} \quad (49)$$

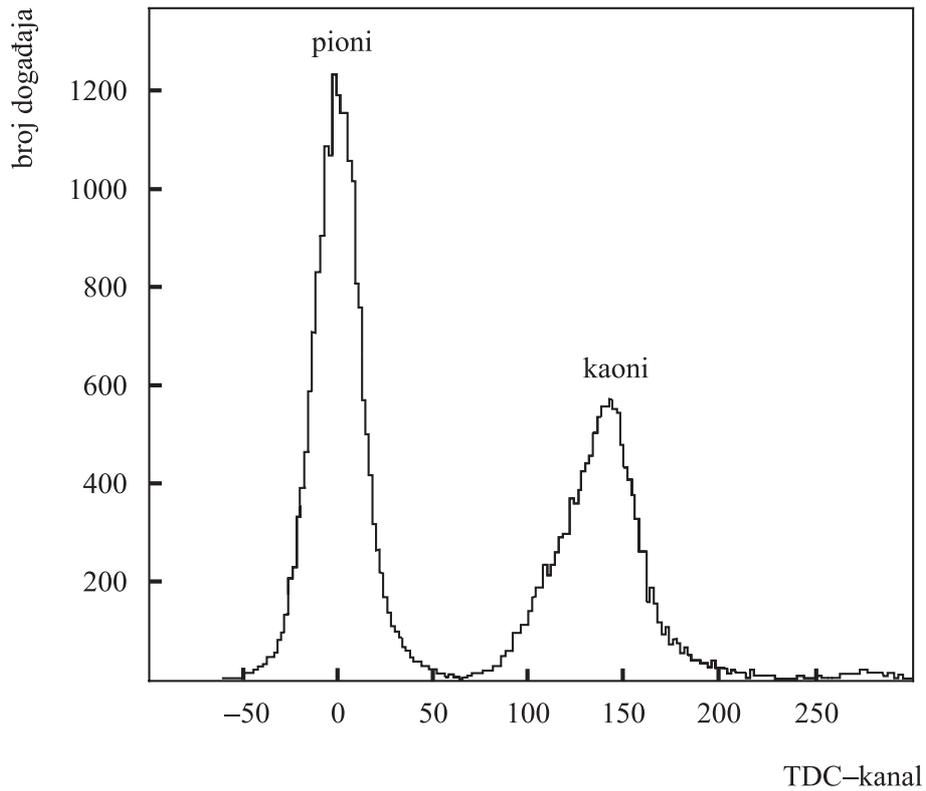
Za FASTBUS TDC koji je baždaren na 25 ps po kanalu iz (49) slijedi razlika od 116 kanala. Vidi se da je moguće pouzdano razlučiti kaone od piona.



**Slika 27:** Dio sheme elektroničke logike eksperimenta E907 koja definira probirač snopa (*engl.* beam trigger) kao logički izraz ( $K_{\text{snop}} \text{ AND } S_3$ ) OR ( $\pi_{\text{snop}} \text{ AND } S_3$ ).  $S_1'$ ,  $S_2'$  i  $S_3'$  su analogni signali iz scintilatora, a  $\check{C}'$  je analogni signal iz Čerenkovljevog detektora (v. sliku (10)). Signali iz scintilatora uzimaju se s dva njegova kraja: lijevog (L) i desnog (D). Čerenkovljeva svjetlost skuplja se pomoću četiri fotomultiplikatora koji su raspoređeni: desno dolje (DD), lijevo dolje (LD), desno gore (DG), lijevo gore (LG). V.Sc. i C.Sc. su vizualni i CAMAC-brojač (*engl.* scaler). Ostale oznake mogu se naći u poglavlju "Popis akronima".  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$  i  $\check{C}$  su logički signali, duljina trajanja tipično ispod 100 ns.

	$\beta$	TOF/ns
$\pi$	0.981	17.2
$K$	0.817	14.3

**Tablica 4:** Brzine i vremena proleta od scintilatora  $S_1$  do  $S_2$  za pione i kaone u kaonskom snopu uz količinu gibanja od 700 MeV/c.



**Slika 28:** TDC-spektar dobiven iz vremena proleta (TOF) između scintilatora  $S_1$  i  $S_2$ .

## 4.4 Umjeravanje CsI–kalorimetara

Umjeravanje CsI–kalorimetara izvedeno je u tri koraka [25]:

1. kozmičkim mionima;
2. negativnim pionskim snopom na vodikovoj meti;
3. pozitivnim kaonskim snopom na aktivnoj meti.

Prosječna energija, pri tlu, miona iz kozmičkog zračenja iznosi 4 GeV [13] što je blizu minimuma u Bethe–Blochovoj formuli. Stoga mione iz kozmičkog zračenja možemo smatrati česticama s najmanjom ionizacijom (MIP). Za CsI–kristal poznato je [13]

$$\left. \frac{\Delta E}{\Delta x} \right|_{\text{MIP}} = 5.6 \text{ MeV/cm} \quad (50)$$

Duljina CsI–kristala kroz koji mioni prolaze iznosi 30.5 cm pa je energija koju pojedini mion ostavi u kristalu oko 170 MeV. Mionski signali uvode se u FASTBUS ADC module koji daju karakteristični energijski mionski vrh u spektru. Podaci se prikupljaju tipično 24 sata. Mionski vrh vidi se kao raspodjela broja događaja po kanalu koja ima Gaussov oblik. Kanalu koji odgovara središtu raspodjele pridružuje se 170 MeV.

Druga baždarna točka dobije se snopom negativnih piona ( $p_\pi = 300 \text{ MeV}/c$ ) i vodikove mete pod visokim tlakom. Fotoni iz reakcije

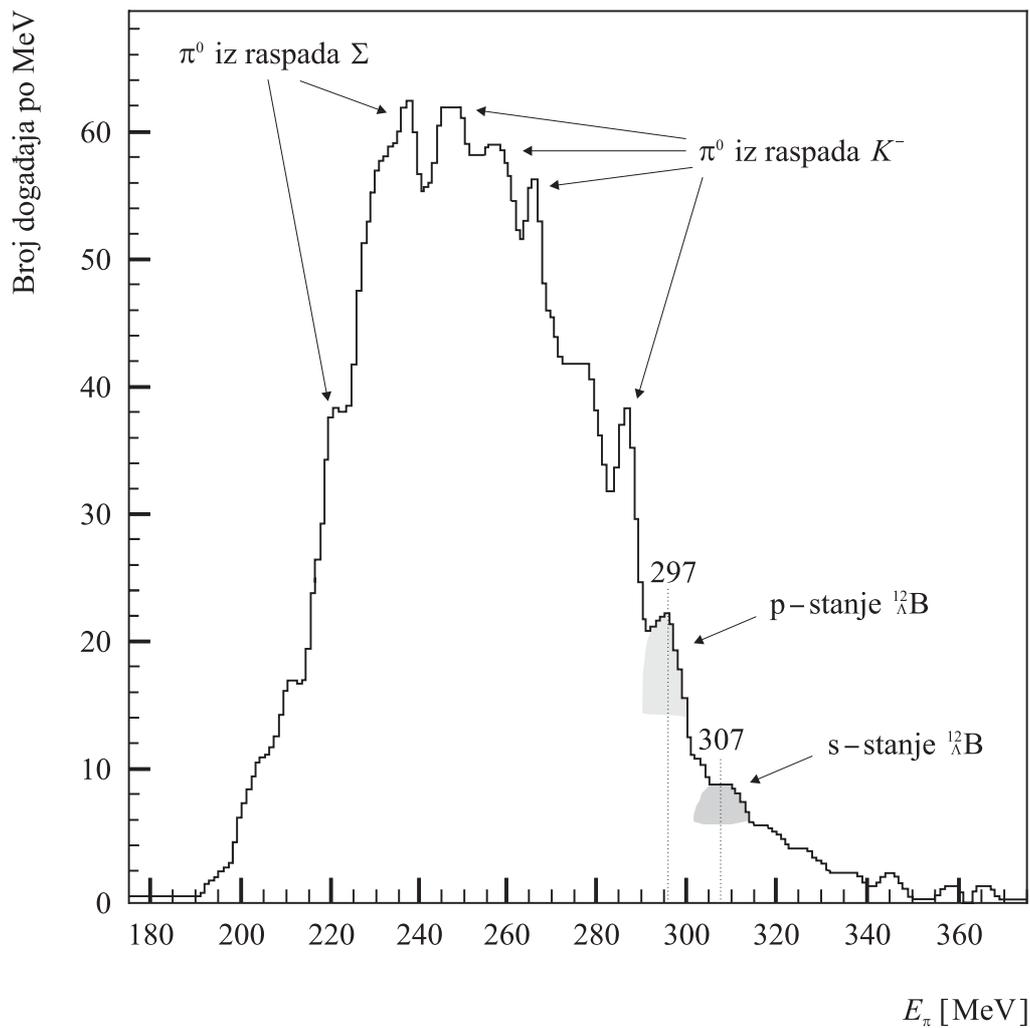
$$\pi_{\text{stop}}^- + p \longrightarrow n + \gamma \quad (51)$$

raspršeni su izotropno i imaju energiju od 129.4 MeV. Dvije energije pridružene kanalima dovoljne su za određivanje baždarnog pravca tj. pridruživanje odgovarajuće energije svakom kanalu.

Treći korak umjeravanja NMS-a, pozitivnim kaonskim snopom (količine gibanja 667 MeV/c) i aktivnom metom, imao je za cilj optimirati kaonski snop tako da se većina kaona zaustavlja u trećem sloju aktivne mete.

## 4.5 Primjer spektra pobuđenja hiperonskih stanja u hiperboru ${}_{\Lambda}^{12}\text{B}$

Detekcija neutralnog piona pomoću NMS-a predstavlja jedan događaj određen parametrima  $x$  i  $\eta$ . Energija piona slijedi iz izraza (46). Kako je  $\eta_{\text{NMS}} = 52^\circ$ , za  $x \approx 0$  očekujemo  $E_\pi \approx 307 \text{ MeV}$ . Varijacije u parametrima  $x$  i  $\eta$  mogu promijeniti  $E_\pi$  za otprilike  $\pm 100 \text{ MeV}$ . Broj događaja u ovisnosti o energiji  $\pi^0$  predstavlja spektar u kojem se vide hipernuklearna stanja jer pion dijeli energiju s odbijenom hiperjezgrom [9]. Primjer spektra dobivenog umjeravajućim pokusima dan je na slici (29). Ukupan broj događaja bio je



**Slika 29:** Pripremni spektar neutralnih piona u kojem se vide s- i p-stanja hiperjezgre  ${}^{12}_\Lambda\text{B}$  razmaknuta oko 10 MeV. Najveći broj  $\pi^0$  potječe iz raspada  $K^-$ , a dio i iz raspada  $\Sigma$ -hiperjezgara.

4321. Vrh na 307 MeV odgovara s–stanju hiperjezgre  ${}^1_2\Lambda\text{B}$  [9]. 10 MeV manje u spektru  $\pi^0$  znači 10 MeV više za hiperjezgru. Taj vrh odgovara p–stanju. Ostali vrhovi koji se vide u spektru odgovaraju pionima koji ne potječu iz reakcije nastanka  $\Lambda$ –hiperjezgre (23). Takvi  $\pi^0$  potječu npr. iz raspada kaona

$$K^- \longrightarrow \pi^- \pi^0 \quad (52)$$

i vide se u središnjem dijelu spektra.

Kaonski snop stvara i  $\Sigma$ –hiperjezgre (27–32). U reakcijama (29) i (30) nastaju  $\pi^0$  koji se vide u prvom dijelu spektra između 200 i 250 MeV.

## 5 Rezultati i rasprava

### 5.1 Parametri pozicijske osjetljivosti BGO–ravnina

BGO–kristali u konverzijskim ravninama NMS-a spojeni su u parove tako da dva BGO–kristala duljine 20 cm čine jednu optičku cjelinu (štap) duljine 40 cm. Scintilator u obliku štapa s fotomultiplikatorima na krajevima obično se rabi kao pozicijski osjetljivi detektor [26]. Iz razlika vremena dolaska (TOF) signala s dvaju rubnih PMT može se u jednoj dimenziji odrediti položaj upada čestice u scintilator. Kako konverzijsku ravninu NMS-a čini niz optički izoliranih BGO–štapova, mogla bi se dobiti informacija o položaju u dvije dimenzije. No, točnost određivanja položaja samo pomoću konverzijskih ravnina bila bi jednaka širini jednog štapa tj. oko 5 cm. Za hipernuklearne eksperimente temeljene na reakciji ( $K^-$ ,  $\pi^0$ ) to bi bilo nedovoljno precizno. Zato za precizno određivanje položaja služe višežičane komore smještene iza BGO–ravnina.

U ovom radu analiziram pozicijsku osjetljivost zbog sumnje da ima nezamerni utjecaj na ukupno energijsko razlučivanje NMS-a. U referenciji [9] navodi se da bi pozicijsku ovisnost kristala valjalo uzeti u obzir te se daje općeniti korekcijski faktor za sve BGO–kristale

$$1.0061 - 1.2033 \cdot 10^{-5} x - 3.9909 \cdot 10^{-5} x^2 \quad (53)$$

gdje je  $x$  udaljenost u cm od središta BGO–štapa. Prema toj funkciji najveće odstupanje svjetlosnih izlaza zbog pozicijske ovisnosti iznosi **1.6%**. Analizom svakog pojedinog BGO–kristala pokazao sam da je ovaj postotak daleko veći što ugrožava energijsko razlučivanje NMS-a.

Gubici svjetlosnog signala imaju, naravno, negativan utjecaj na energijsko razlučivanje detektora [27]. Ti se gubici kao i druge nesavršenosti u BGO–štapu mogu matematički opisati pomoću efektivne duljine prigušenja. Iz baždarnih mjerenja<sup>23</sup> konverzijskih BGO–ravnina iskoristio sam podatke iz kojih se može izračunati efektivna duljina prigušenja  $\lambda_{\text{ef}}$  za svaki pojedini kristal. Primjer podataka daje tablica {5} te slike (30) i (31). Podaci su

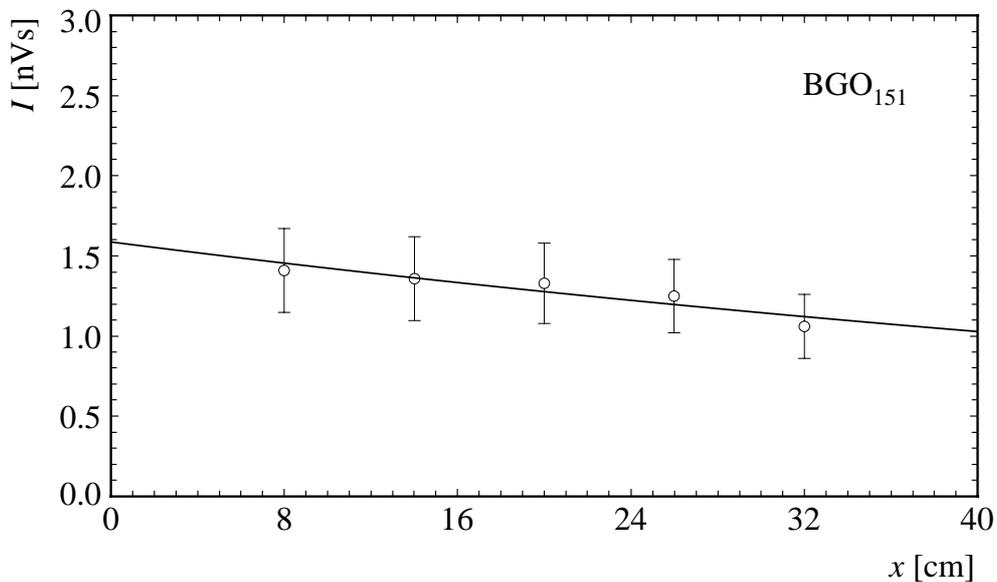
$x/\text{cm}$	$I_{151}/\text{nVs}$	$I_{165}/\text{nVs}$
8	1.41	1.48
14	1.36	1.40
20	1.33	1.31
26	1.25	1.24
32	1.06	1.12

**Tablica 5:** Primjer baždarnih podataka za par 151–165 BGO–kristala.

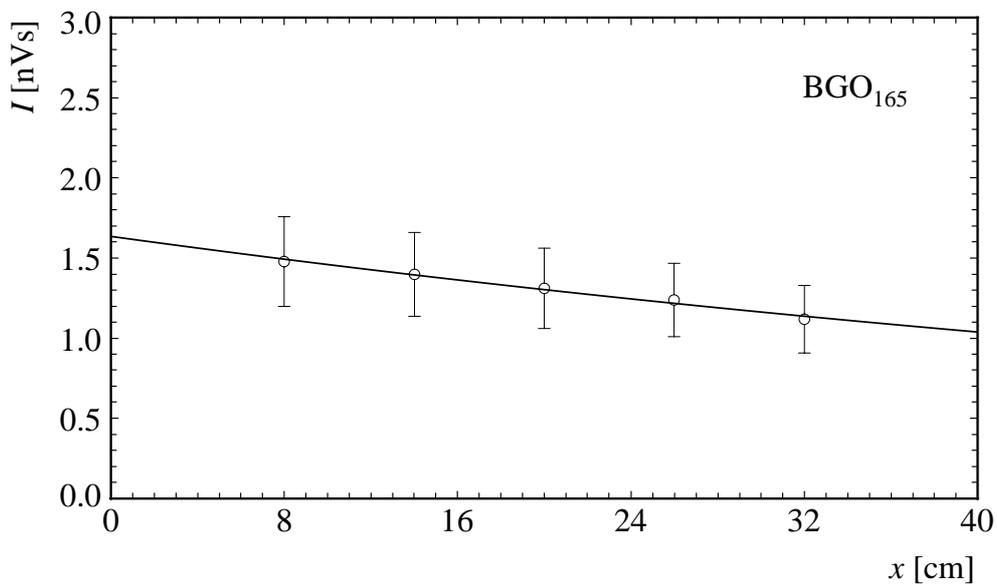
dobiveni tako da je mali kolimirani izvor  $^{60}\text{Co}$  stavljan redom na različite

---

<sup>23</sup>Mjerenja su izvedena u BNL, u ožujku 1996. godine.



**Slika 30:** Podaci iz tablice {5} za BGO 151. Prilagodбом na teorijsku krivulju (54) dobiveni su parametri  $\lambda_{\text{ef}} = 92$  cm i  $I_0 = 1.59$  nVs.



**Slika 31:** Podaci iz tablice {5} za BGO 165. Prilagodбом na teorijsku krivulju (54) dobiveni su parametri  $\lambda_{\text{ef}} = 88$  cm i  $I_0 = 1.64$  nVs.

položaje<sup>24</sup> te je mjeren integrirani signal u jednakim vremenskim intervalima za svaki položaj.

Intenzitet signala eksponencijalno opada s udaljenošću

$$I(x) = I_0 e^{-x/\lambda_{\text{ef}}} \quad (54)$$

$\lambda_{\text{ef}}$  je parametar prilagodbe koji opisuje pozicijsku ovisnost BGO–kristala. Parametre  $\lambda_{\text{ef}}$  koji su dobiveni prilagodbom mjerenih podataka na teorijsku krivulju (54) prikazuje tablica {6}.

## 5.2 Popravak ukupnog razlučivanja NMS-a

Energija neutralnog piona iz reakcije nastanka hiperjezgre



može se izraziti pomoću dva mjerljiva parametra  $x$  i  $\eta$ ,

$$E_\pi(x, \eta) = m_\pi \sqrt{\frac{2}{(1 - \cos \eta)(1 - x^2)}} \quad (56)$$

gdje je  $m_\pi = 135$  MeV.

Da bih procijenio kolik utjecaj na ukupnu energiju piona imaju odstupanja u parametrima  $x$  i  $\eta$ , razvit ću funkciju  $E_\pi(x, \eta)$  u Taylorov red potencija po  $x$  i  $\eta$  oko točaka

$$x_0 = 0 \quad \text{i} \quad \eta_0 = 52^0 \quad (57)$$

Razlog za izbor kuta je taj što je kut<sup>25</sup> između krakova NMS-a u eksperimentu E907 bio je  $52^0$ . Varijabla  $x$  može poprimiti vrijednosti iz intervala  $\langle -1, 1 \rangle$ , no najvjerojatnija vrijednost je  $x = 0$  [9] pa razvijam  $E_\pi$  oko  $x_0 = 0$

$$\begin{aligned} E_\pi(x, \eta) &= E_\pi(x_0, \eta_0) + (x - x_0) \frac{\partial E_\pi(x, \eta)}{\partial x} + (\eta - \eta_0) \frac{\partial E_\pi(x, \eta)}{\partial \eta} \\ &+ \frac{1}{2}(x - x_0)^2 \frac{\partial^2 E_\pi(x, \eta)}{\partial x^2} + \frac{1}{2}(\eta - \eta_0)^2 \frac{\partial^2 E_\pi(x, \eta)}{\partial \eta^2} \\ &+ (x - x_0)(\eta - \eta_0) \frac{\partial^2 E_\pi(x, \eta)}{\partial x \partial \eta} + \dots \end{aligned} \quad (58)$$

Uz skraćeni zapis promjene funkcije

$$\Delta E_\pi = E_\pi(x, \eta) - E_\pi(x_0, \eta_0) \quad (59)$$

i promjene varijabli

$$\Delta x = x - x_0 \quad (60)$$

<sup>24</sup>Udaljenosti 8 cm, 14 cm, 20 cm, 26 cm i 32 cm mjereno od kraja štapa.

<sup>25</sup>Kut je odabran tako da je prihvatljivost (*engl.* acceptance) najveća. Pod prihvatljivošću se ovdje misli na najveći raspon energija  $\pi^0$  koje se mogu detektirati pomoću NMS-a.

KRAK 1				KRAK 2			
Ravnina 1		Ravnina 2		Ravnina 5		Ravnina 6	
BGO	$\lambda_{\text{ef}}/\text{cm}$	BGO	$\lambda_{\text{ef}}/\text{cm}$	BGO	$\lambda_{\text{ef}}/\text{cm}$	BGO	$\lambda_{\text{ef}}/\text{cm}$
<b>1</b>	43	<b>29</b>	71	<b>113</b>	97	<b>141</b>	122
<b>2</b>	79	<b>30</b>	116	<b>114</b>	107	<b>142</b>	133
<b>3</b>	135	<b>31</b>	89	<b>115</b>	97	<b>143</b>	134
<b>4</b>	137	<b>32</b>	101	<b>116</b>	80	<b>144</b>	80
<b>5</b>	132	<b>33</b>	103	<b>117</b>	72	<b>145</b>	90
<b>6</b>	185	<b>34</b>	59	<b>118</b>	90	<b>146</b>	111
<b>7</b>	89	<b>35</b>	114	<b>119</b>	90	<b>147</b>	53
<b>8</b>	234	<b>36</b>	63	<b>120</b>	78	<b>148</b>	82
<b>9</b>	98	<b>37</b>	58	<b>121</b>	76	<b>149</b>	87
<b>10</b>	49	<b>38</b>	36	<b>122</b>	69	<b>150</b>	67
<b>11</b>	75	<b>39</b>	122	<b>123</b>	63	<b>151</b>	92
<b>12</b>	40	<b>40</b>	132	<b>124</b>	69	<b>152</b>	63
<b>13</b>	87	<b>41</b>	80	<b>125</b>	129	<b>153</b>	116
<b>14</b>	35	<b>42</b>	63	<b>126</b>	142	<b>154</b>	47
<b>15</b>	60	<b>43</b>	58	<b>127</b>	104	<b>155</b>	123
<b>16</b>	58	<b>44</b>	44	<b>128</b>	93	<b>156</b>	92
<b>17</b>	88	<b>45</b>	52	<b>129</b>	88	<b>157</b>	120
<b>18</b>	70	<b>46</b>	126	<b>130</b>	86	<b>158</b>	136
<b>19</b>	121	<b>47</b>	91	<b>131</b>	78	<b>159</b>	69
<b>20</b>	78	<b>48</b>	89	<b>132</b>	140	<b>160</b>	94
<b>21</b>	109	<b>49</b>	227	<b>133</b>	140	<b>161</b>	100
<b>22</b>	118	<b>50</b>	65	<b>134</b>	100	<b>162</b>	80
<b>23</b>	43	<b>51</b>	58	<b>135</b>	123	<b>163</b>	93
<b>24</b>	88	<b>52</b>	38	<b>136</b>	80	<b>164</b>	81
<b>25</b>	66	<b>53</b>	75	<b>137</b>	129	<b>165</b>	88
<b>26</b>	49	<b>54</b>	81	<b>138</b>	104	<b>166</b>	64
<b>27</b>	35	<b>55</b>	48	<b>139</b>	130	<b>167</b>	99
<b>28</b>	46	<b>56</b>	71	<b>140</b>	194	<b>168</b>	114

**Tablica 6:** Efektivne duljine prigušenja za svaki pojedini BGO–kristal. Vrijednosti su dobivene prilagodbom podataka za pozicijsku osjetljivost. Podloga za prilagodbu su vremensko–naponski (integrirani) signali iz BGO–kristala u ovisnosti o položaju malog kolimiranog izvora  $^{60}\text{Co}$ , za pet položaja uzduž štapa.

$$\Delta\eta = \eta - \eta_0 \quad (61)$$

izraz (58) može se pisati kao

$$\begin{aligned} \Delta E_\pi &= \Delta x \frac{\partial E_\pi(x, \eta)}{\partial x} + \Delta\eta \frac{\partial E_\pi(x, \eta)}{\partial \eta} + \Delta x \Delta\eta \frac{\partial^2 E_\pi(x, \eta)}{\partial x \partial \eta} \\ &+ \frac{1}{2} \Delta x^2 \frac{\partial^2 E_\pi(x, \eta)}{\partial x^2} + \frac{1}{2} \Delta\eta^2 \frac{\partial^2 E_\pi(x, \eta)}{\partial \eta^2} + \dots \end{aligned} \quad (62)$$

Želim procijeniti utjecaj konverzijskih BGO-ravnina na pogrešku u određivanju ukupne energije piona. Zato ću se ograničiti samo na kalorimetrijsku varijablu  $x$  koju određuju kristali CsI i BGO. Prostornu varijablu  $\eta$  određuju ATC i MWPC. Njezin me utjecaj sada ne zanima pa stavljam

$$\Delta\eta \longrightarrow 0 \quad (63)$$

Pogreška u ukupnoj energiji piona tada je

$$\Delta E_\pi = \Delta x \frac{\partial E_\pi(x, \eta)}{\partial x} + \frac{1}{2} \Delta x^2 \frac{\partial^2 E_\pi(x, \eta)}{\partial x^2} \quad (64)$$

ako se ograničimo na drugi red u Taylorovom razvoju funkcije  $E_\pi(x, \eta)$ . Prva parcijalna derivacija za  $x = 0$  i  $\eta = \eta_0$  iščezava

$$\frac{\partial E_\pi(x, \eta)}{\partial x} = 0 \quad (65)$$

Druga je parcijalna derivacija za  $x = 0$  i  $\eta = \eta_0$  jednaka

$$\frac{\partial^2 E_\pi(x, \eta)}{\partial x^2} = m_\pi \sqrt{\frac{2}{1 - \cos \eta_0}} = 308 \text{ MeV} \quad (66)$$

Tako je odstupanje energije piona u ovisnosti o odstupanju parametra  $x$  svedeno na izraz

$$\Delta E_\pi = \Delta x^2 \cdot 154 \text{ MeV} \quad (67)$$

Parametar  $x$  definira se pomoću energija dvaju fotona iz raspada  $\pi^0$

$$x = \frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_2} \quad (68)$$

Razvoj funkcije  $x(E_1, E_2)$  u Taylorov red oko točaka

$$E_1 = E_0 \quad \text{i} \quad E_2 = E_0 \quad (69)$$

$$\text{za } E_0 = \frac{1}{2} E_\pi(x_0, \eta_0) = 154 \text{ MeV} \quad (70)$$

po analogiji s izrazom (58) daje

$$\begin{aligned} x(E_1, E_2) &= x(E_0, E_0) + (E_1 - E_0) \frac{\partial x(E_1, E_2)}{\partial E_1} + (E_2 - E_0) \frac{\partial x(E_1, E_2)}{\partial E_2} \\ &+ \frac{1}{2} (E_1 - E_0)^2 \frac{\partial^2 x(E_1, E_2)}{\partial E_1^2} + \frac{1}{2} (E_2 - E_0)^2 \frac{\partial^2 x(E_1, E_2)}{\partial E_2^2} \\ &+ (E_1 - E_0)(E_2 - E_0) \frac{\partial^2 x(E_1, E_2)}{\partial E_1 \partial E_2} + \dots \end{aligned} \quad (71)$$

Uz skraćene zapise

$$\Delta x = x(E_1, E_2) - x(E_0, E_0) \quad (72)$$

$$\Delta E_1 = E_1 - E_0 \quad (73)$$

$$\Delta E_2 = E_2 - E_0 \quad (74)$$

izraz (71) postaje

$$\begin{aligned} \Delta x &= \Delta E_1 \frac{\partial x(E_1, E_2)}{\partial E_1} + \Delta E_2 \frac{\partial x(E_1, E_2)}{\partial E_2} + \Delta E_1 \Delta E_2 \frac{\partial^2 x(E_1, E_2)}{\partial E_1 \partial E_2} \\ &+ \frac{1}{2} \Delta E_1^2 \frac{\partial^2 x(E_1, E_2)}{\partial E_1^2} + \frac{1}{2} \Delta E_2^2 \frac{\partial^2 x(E_1, E_2)}{\partial E_2^2} + \dots \end{aligned} \quad (75)$$

Parcijalne derivacije za  $E_1 = E_0$  i  $E_2 = E_0$  iznose

$$\frac{\partial x(E_1, E_2)}{\partial E_1} = -\frac{\partial x(E_1, E_2)}{\partial E_2} = \frac{1}{2E_0} \quad (76)$$

$$\frac{\partial^2 x(E_1, E_2)}{\partial E_1 \partial E_2} = 0 \quad (77)$$

$$-\frac{\partial^2 x(E_1, E_2)}{\partial E_1^2} = \frac{\partial^2 x(E_1, E_2)}{\partial E_2^2} = \frac{1}{2E_0^2} \quad (78)$$

Odstupanje parametra  $x$  tada je

$$\Delta x = \frac{1}{2E_0} (\Delta E_1 - \Delta E_2) + \frac{1}{4E_0^2} (\Delta E_2^2 - \Delta E_1^2) \quad (79)$$

$\Delta E_1$  i  $\Delta E_2$  su odstupanja u energijama prvog i drugog fotona zbog pogrešaka u mjerenju ukupne energije fotona u svakom kraku NMS-a. Neka je najveće odstupanje za pojedini foton  $\Delta \varepsilon$  i ono uključuje doprinose jednog CsI–kalorimetra i dvije konverzijske BGO–ravnine.  $x$  je najveći za  $\Delta E_1 = \Delta \varepsilon$  i  $\Delta E_2 = -\Delta \varepsilon$ . Iz (79) slijedi

$$\Delta \mathbf{x} = \frac{\Delta \varepsilon}{E_0} \quad (80)$$

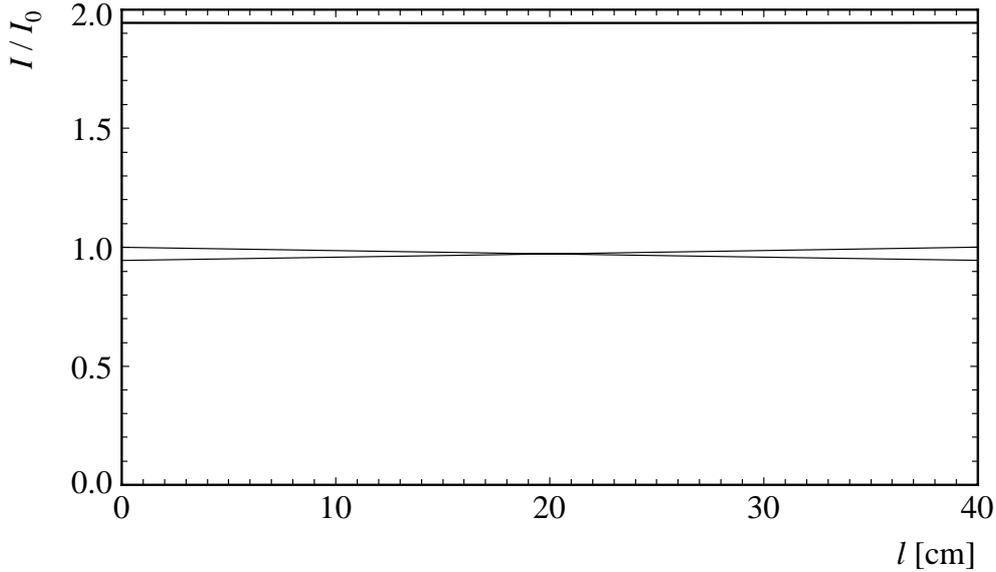
S obzirom da me zanima samo utjecaj konverzijskih BGO–ravnina (konkretno, pozicijske ovisnosti u BGO–kristalima) na ukupnu energiju piona, zanemarit ću doprinos CsI–kalorimetara.

Svrha je konverzijskih BGO–ravnina pretvaranje fotona u elektromagnetski pljusak kako bi se žičanim komorama mogla rekonstruirati putanja fotona. Iako konverzijske ravnine nisu debele (0.6 cm), foton u njima ipak ostavi dio energije koji nije zanemariv. U BGO–kristalu, za fotone u području oko 100 MeV, vrijedi [28]

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} \approx 9 \text{ MeV/cm} \quad (81)$$

što zapravo odgovara podatku za čestice s najmanjom ionizacijom (MIP) za BGO [13]

$$\left. \frac{\Delta E}{\Delta x} \right|_{\text{MIP}} = 8.9 \text{ MeV/cm} \quad (82)$$



**Slika 32:** Uz duljinu prigušenja od **7 m**, pozicijska ovisnost BGO–štapa potpuno je zanemariva. Tanje krivulje predstavljaju signale pojedinih PMT, a deblja krivulja (zapravo pravac) predstavlja zbroj signala iz oba PMT. Rubni efekti su zanemareni.

Jedan krak NMS-a ima dvije konverzijske ravnine tj. 1.2 cm BGO–kristala. Dakle, u svakom kraku NMS-a foton ostavi energiju od 10.8 MeV.

Čisti BGO–kristal ima duljinu prigušenja<sup>26</sup> od 7 do 15 m. Za  $\lambda = 7$  m, zbroj signala ima potpuno zanemarujuću pozicijsku ovisnost kao što se vidi na slici (32). Za fotone koji upadnu u sredinu i na rub štapa ukupni relativni signali iznose

$$\frac{I_{\text{ukupno}}}{I_0} \Big|_{\text{SREDINA}} = 2 e^{-\frac{20\text{cm}}{7\text{m}}} = 1.9437 \quad (83)$$

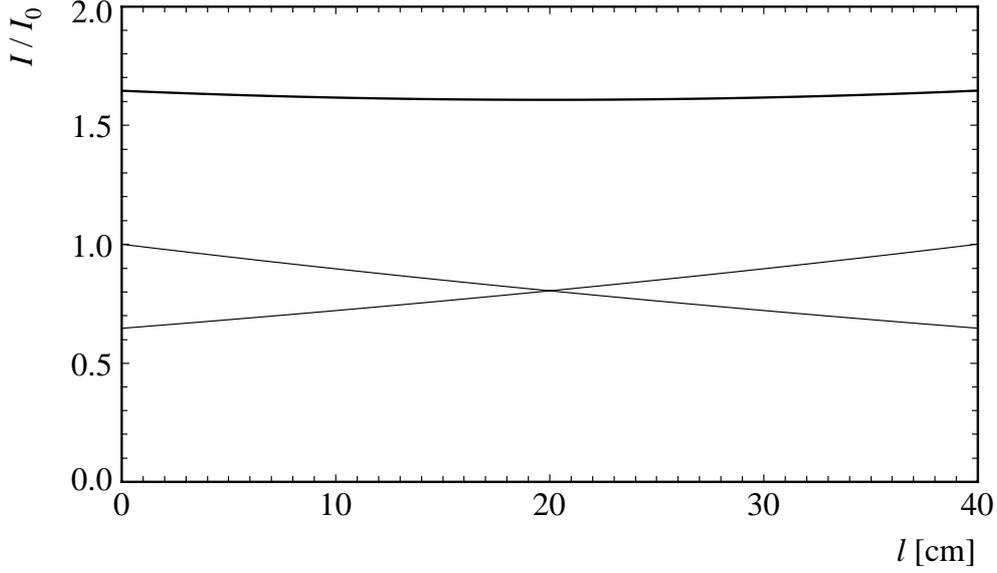
$$\frac{I_{\text{ukupno}}}{I_0} \Big|_{\text{RUB}} = e^{-\frac{0}{7\text{m}}} + e^{-\frac{40\text{cm}}{7\text{m}}} = 1.9445 \quad (84)$$

Vrijednost u sredini manja je od vrijednosti na rubu za samo **0.04%**.

U realnom slučaju scintilator može biti loše optički izoliran. Tada postoje gubici koje možemo opisati pomoću efektivne vrijednosti duljine prigušenja. Što su gubici veći, to je efektivna vrijednost duljine prigušenja manja. Kod konverzijskih BGO–ravnina NMS-a postoji još i dodatni problem što štapovi duljine 40 cm nisu iz jednog komada nego su lijepljeni u jedinstvenu optičku cjelinu. Ako spoj nije dobar (npr. došlo je do pucanja zbog mehaničkog naprezanja) to se jako odražava na optička svojstva (smanjuje se  $\lambda_{\text{ef}}$ ).

Podaci iz tablice {6} pokazuju da postoje velike razlike među pojedinim BGO–kristalima te da su efektivne duljine prigušenja daleko od idealne vrijednosti. Prosječna vrijednost efektivne duljine prigušenja iz tablice {6}

<sup>26</sup>Podatak je preuzet s web stranica "Laboratorija za proizvodnju kristala" (CPL) "Instituta za anorgansku kemiju" "Ruske akademije znanosti" (<http://www.che.nsk.su>).



**Slika 33:** Uz duljinu prigušenja od **91.6 cm** (prosječnu vrijednost iz tablice {6}) pozicijska ovisnost BGO-štapa još je uvijek zanemariva.

iznosi

$$\bar{\lambda}_{\text{ef}} = 91.6 \text{ cm} \quad (85)$$

Za fotone koji upadnu u sredinu i na rub štapa ukupni relativni signali iznose

$$\frac{I_{\text{ukupno}}}{I_0} \Big|_{\text{SREDINA}} = 2 e^{-\frac{20\text{cm}}{91.6\text{cm}}} = 1.608 \quad (86)$$

$$\frac{I_{\text{ukupno}}}{I_0} \Big|_{\text{RUB}} = e^{-\frac{0}{91.6\text{cm}}} + e^{-\frac{40\text{cm}}{91.6\text{cm}}} = 1.646 \quad (87)$$

Vrijednost u sredini manja je od vrijednosti na rubu za **2.3%**. I u ovom je slučaju pozicijska ovisnost zanemariva kao što se vidi na slici (33).

No, tablica {6} pokazuje da se efektivne vrijednosti duljina prigušenja jako mijenjaju od kristala do kristala (zbog gubitaka svjetlosti uzrokovanih raznim nesavršenostima). Kalorimetrijsku vrijednost za svaki krak NMS-a daje uglavnom jedan štap, a ne cijela konverzijska ravnina. Tako u najgorem slučaju efektivna duljina prigušenja iznosi

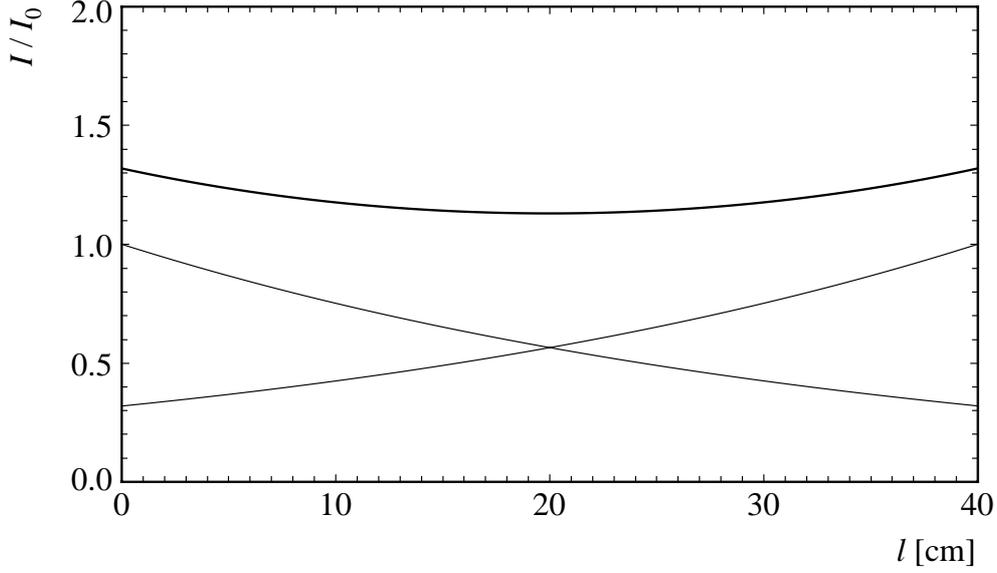
$$\lambda_{\text{ef}} = 35 \text{ cm} \quad (88)$$

Pozicijsku ovisnost u tom slučaju prikazuje slika (34). Za fotone koji upadnu u sredinu i na rub štapa ukupni relativni signali iznose

$$\frac{I_{\text{ukupno}}}{I_0} \Big|_{\text{SREDINA}} = 2 e^{-\frac{20\text{cm}}{35\text{cm}}} = 1.129 \quad (89)$$

$$\frac{I_{\text{ukupno}}}{I_0} \Big|_{\text{RUB}} = e^{-\frac{0}{35\text{cm}}} + e^{-\frac{40\text{cm}}{35\text{cm}}} = 1.319 \quad (90)$$

Vrijednost u sredini manja je od vrijednosti na rubu za **14.4%**. Kako najveća energija koju foton može ostaviti u dvjema konverzijskim ravninama jednog



**Slika 34:** Uz duljinu prigušenja od **35 cm**, opaža se pozicijska ovisnost BGO-štapa.

kraka NMS-a iznosi 10.8 MeV, onda odstupanje od 14.4% zbog pozicijske ovisnosti povlači

$$\Delta\varepsilon = 1.56 \text{ MeV} \quad (91)$$

Iz (67) i (80) slijedi

$$\Delta x = 0.01 \quad (92)$$

$$\Delta E_\pi = 0.02 \text{ MeV} \quad (93)$$

Odstupanje ukupne energije piona od 0.02 MeV ne predstavlja problem za ukupno energijsko razlučivanje NMS-a, no ono je dobiveno za Taylorov razvoj funkcije  $E_\pi(x, \eta)$  oko vrijednosti  $\mathbf{x}_0 = \mathbf{0}$  i  $\eta_0 = 52^\circ$ .

Međutim, fotoni iz raspada  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  detektiraju se pomoću NMS-a i uz druge vrijednosti parametara. Da bi pokazao ovisnost  $\Delta E_\pi$  o parametrima  $x_0$  i  $\eta_0$  oko kojih se razvija funkcija  $E_\pi(x, \eta)$ , trebam umjesto izraza (65) i (66) pune vrijednosti prve i druge derivacije funkcije  $E_\pi(x, \eta)$

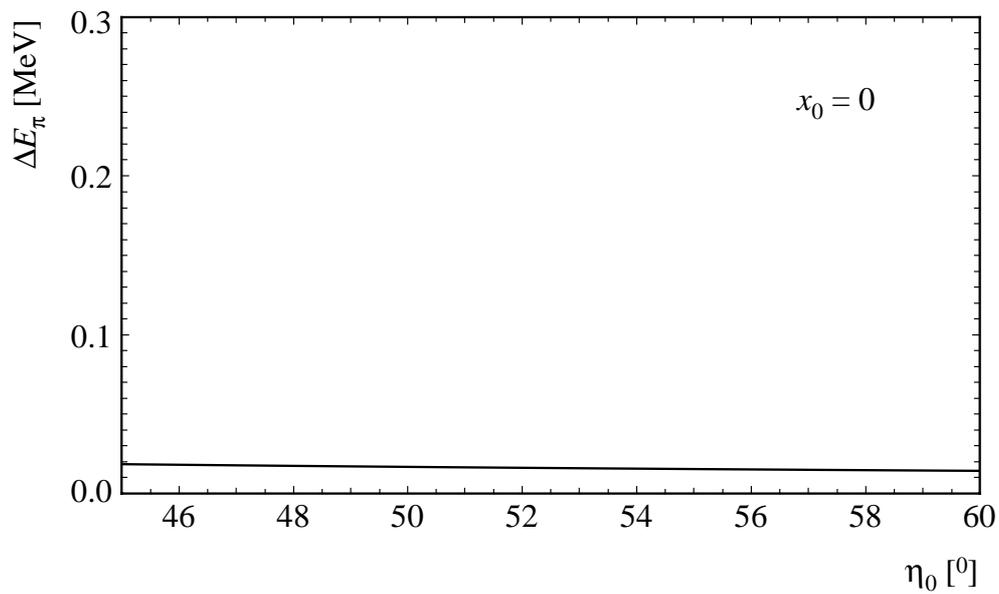
$$\frac{\partial E_\pi(x, \eta)}{\partial x} = m_\pi \frac{x_0}{(1 - x_0^2)^{\frac{3}{2}}} \sqrt{\frac{2}{1 - \cos \eta_0}} \quad (94)$$

$$\frac{\partial^2 E_\pi(x, \eta)}{\partial x^2} = m_\pi \frac{1 + 2x_0^2}{(1 - x_0^2)^{\frac{5}{2}}} \sqrt{\frac{2}{1 - \cos \eta_0}} \quad (95)$$

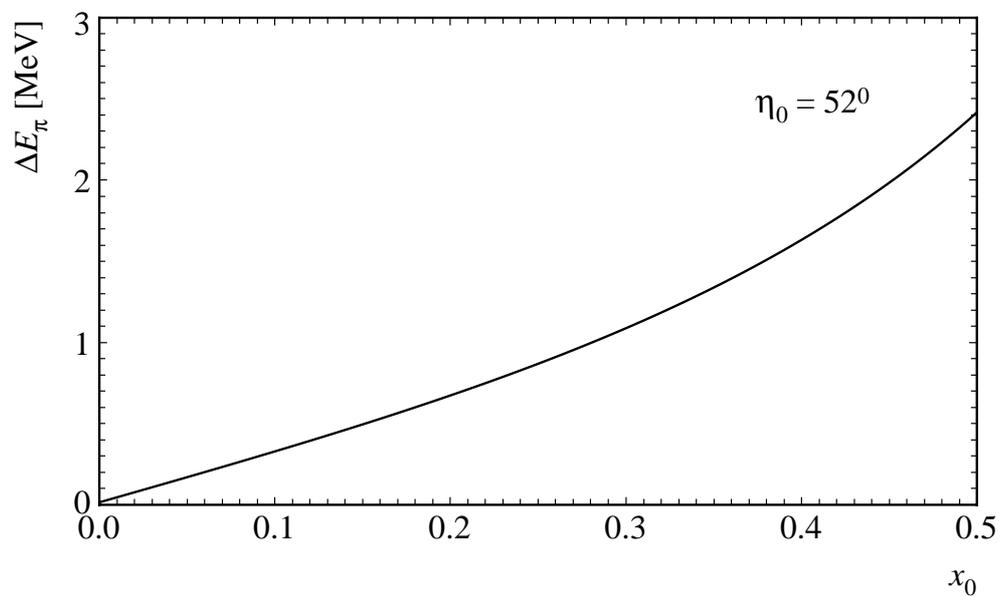
Tada za vrijednost (92) izraz (64) daje

$$\Delta E_\pi(x_0 = 0, \eta_0) = \frac{0.01 \text{ MeV}}{\sqrt{1 - \cos \eta_0}} \quad (96)$$

$$\Delta E_\pi(x_0, \eta_0 = 52^\circ) = \left( \frac{3.08 x_0}{(1 - x_0^2)^{\frac{3}{2}}} + 0.015 \frac{1 + 2x_0^2}{(1 - x_0^2)^{\frac{5}{2}}} \right) \text{ MeV} \quad (97)$$



**Slika 35:** Pogreška ukupne energije neutralnog piona u ovisnosti o parametru  $\eta_0$  uz zadanu vrijednost parametra  $x_0$ . Funkcijsku ovisnost  $\Delta E_\pi(\eta_0)$  daje izraz (96).



**Slika 36:** Pogreška ukupne energije neutralnog piona u ovisnosti o parametru  $x_0$  uz zadanu vrijednost parametra  $\eta_0$ . Funkcijsku ovisnost  $\Delta E_\pi(x_0)$  daje izraz (97).

Analiza ovisnosti  $\Delta E_\pi$  o parametrima  $x_0$  i  $\eta_0$  oko kojih se razvija funkcija  $E_\pi(x, \eta)$  dala je zanimljive rezultate koji se vide na slikama (35) i (36). Uz  $x_0 = 0$ , ovisnost  $\Delta E_\pi$  o parametru  $\eta_0$  potpuno je zanemariva. Za zadanu vrijednost parametra  $\eta_0$ , ovisnost  $\Delta E_\pi$  o parametru  $x_0$  je velika. To je, naravno, razumljivo iz činjenice što je  $\eta$  prostorna varijabla, a  $x$  kalorimetrijska varijabla. Ono što je zabrinjavajuće je iznos odstupanja koji doseže vrijednost od par MeV. Da bi se bez korekcija pozicijske ovisnosti postiglo ukupno energijsko razlučivanje od 1 MeV, trebalo bi odbaciti sve događaje s vrijednošću parametra  $x$  većom od 0.28. Odbacivanje dijela podataka (*engl. cut*) pridonosi poboljšanju energijskog razlučivanja, no na taj se način ujedno smanjuje statistika što je npr. za eksperiment E931 vrlo nepovoljno.

Zato predlažem da se podaci iz BGO–detektora naknadno korigiraju za faktor

$$\exp\left(\frac{x}{\lambda_i}\right) \quad (98)$$

gdje je  $\lambda_i$  efektivna duljina prigušenja pojedinog BGO–kristala dana u tablici (6), a  $x$  je položaj upada fotona koji je poznat zahvaljujući žičanim komorama smještenim iza BGO–ravnina. To se može napraviti tako da se slogovi podataka prije daljnje analize propuste kroz korekcijski program koji sadrži efektivne duljine prigušenja svih BGO–kristala iz tablice {6}.

## 6 Zaključak

Hipernuklearna fizika predstavlja vezu nuklearne fizike i fizike čestica. Potencijalni je ključ rješenja pojedinih problema iz astrofizike te fizike srednjih i niskih energija. Istražuje se kroz reakcije nastanka i raspada hiperjezgara. U većini današnjih eksperimenata hiperjezgre stvara pionski ili kaonski snop na mirnoj meti. Prva takva istraživanja temeljila su se na reakcijama ( $K^-$ ,  $\pi^-$ ) i ( $\pi^+$ ,  $K^+$ ) u kojima je kaonski snop stvarao nabijene pione odnosno pionski snop nabijene kaone. Konstrukcijom neutralnog mezonskog spektrometra (NMS-a) postala je dostupna i reakcija ( $K^-$ ,  $\pi^0$ ). Njezina prednost u odnosu na prethodne reakcije proizlazi iz činjenice da se  $\pi^0$  raspada gotovo na mjestu nastanka hiperjezgre pa nema gubitaka energije u meti. Fotoni iz raspada  $\pi^0$  mogu se precizno i pouzdano detektirati. Osim toga, hipernuklearni eksperimenti s NMS-om zamišljeni su tako da se kaonski snop zaustavlja u meti. Time je energija kaona koji stvara hiperjezgru zanemariva. Zbog navedenih prednosti, energijsko razlučivanje u eksperimentima s reakcijom ( $K^-$ ,  $\pi^0$ ) bolje je nego u eksperimentima s reakcijama ( $K^-$ ,  $\pi^-$ ) i ( $\pi^+$ ,  $K^+$ ). Ciljano energijsko razlučivanje u eksperimentu E907 (prvom hipernuklearnom eksperimentu s NMS-om) bilo je 1 MeV. U dosadašnjoj analizi podataka, u okviru E907, ostvareno je 2 do 3 MeV. NMS se sada ponovo koristi u drugom hipernuklearnom eksperimentu u BNL, eksperimentu E931, pa je poboljšanje energijskog razlučivanja vrlo važno. Oba spomenuta eksperimenta imaju složen detekcijski sustav i NMS je dio tog sustava. Međutim njegov je utjecaj na energijsko razlučivanje presudan. U tom pogledu kritičan su dio konverzijske BGO–ravnine. Njihova je uloga pretvorba fotona u elektromagnetski pljusak da bi se žičanim komorama posredno mogla odrediti putanja fotona odnosno prostorni parametar  $\eta$ . Ali, tanki BGO–kristali su i kalorimetri te imaju utjecaj na kalorimetrijski parametar  $x$ .

U radu sam pokazao da pozicijska osjetljivost BGO–kristala ima nezamerniv utjecaj na ukupno razlučivanje NMS-a. Iz podataka o pozicijskoj osjetljivosti BGO–štapova (koji su prikupljeni pri umjeravanju konverzijskih BGO–ravnina) izračunao sam efektivne duljine prigušenja za svaki pojedini BGO–kristal. Pokazalo se da postoje značajne razlike u efektivnim duljinama prigušenja od kristala do kristala. Razlog za to su gubici svjetlosnog signala uzrokovani samom geometrijom BGO–štapa i njegovom optičkom izolacijom, a isto tako i problem u optičkome spoju dvaju kristala koji čine jedan štap. Kao posljedica toga, duljina prigušenja smanjena je od idealne vrijednosti 7–15 m na efektivnu vrijednost od oko 1 m u prosjeku. To uzrokuje nezamernivu pozicijsku osjetljivost. U radu sam pokazao da se odstupanja ukupne energije piona uzrokovana pozicijskom osjetljivošću penju i do nekoliko MeV. Time se očekivano razlučivanje od 1 MeV, predviđeno u računalnim simulacijama eksperimenta E907, čini neostvarivom. U radu je naročito obrađena ova osjetljiva točka NMS-a, te je napravljena parametrizacija pozicijske osjetljivosti svih BGO–kristala. Njezinom primjenom u analizi podataka, poboljšat će se ukupno energijsko razlučivanje NMS-a i dobiti hipernuklearne spektre boljeg razlučivanja.

## Literatura

- [1] E. V. Hungerford, M. Furić, Strange nuclear physics – A brief status report, *Fizika B (Zagreb)* **8** (1999) 21–28
- [2] E. Oset, A. Ramos, Weak Decay of  $\Lambda$  Hypernuclei, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **41** (1998) 191–253
- [3] F. Weber, Strangeness in neutron stars, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **27** (2001) 465–474
- [4] K. Tanida *et al.*, Measurement of the  $B(E2)$  of  ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$  and Shrinkage of the Hypernuclear Size, *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 1982–1985
- [5] J. K. Ahn *et al.*, Production of  ${}_{\Lambda\Lambda}{}^4\text{He}$  Hypernuclei, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 132504
- [6] Md. A. Khan, T. D. Das, Investigation of exotic  ${}_{\Lambda\Lambda}{}^6\text{He}$  hypernuclei by the hyperspherical three-body method, *Fizika B (Zagreb)* **9** (2000) 55–74
- [7] Md. A. Khan, T. D. Das, Investigation of  $\Lambda\Lambda$  dynamics and effective  $\Lambda N$  interaction in low and medium mass hypernuclei, *Fizika B (Zagreb)* **10** (2001) 83–102
- [8] A. Barroso, D. Tadić, J. Trampetić, Weak  $\Delta S = 1$  experiments: Are they needed and feasible?, *Phys. Rev.* **D31** (1985) 623–625
- [9] M. W. Ahmed, Study of the  ${}^12_{\Lambda}\text{B}$  hypernuclear system with the  ${}^{12}\text{C}(K_{\text{stopped}}^-, \pi^0){}^12_{\Lambda}\text{B}$  reaction, *PhD Thesis*, University of Houston (1999)
- [10] H. A. Thiessen, J. C. Peng, Investigation of Light Hypernuclei Using the  $(K_{\text{stopped}}^-, \pi^0)$  Reaction, *E907 PROPOSAL*, Los Alamos National Laboratory (1994)
- [11] J. Gerald, E. V. Hungerford, V. Zeps, A Study of the  $\Delta I = 1/2$  Rule in Weak Decay of s-Shell Hypernuclei, *E931 PROPOSAL*, University of Minnesota, University of Houston, University of Kentucky (1997)
- [12] R. E. Barber, A Test of the  $\Delta I = 1/2$  Rule in the s-Shell Hypernuclei, *PhD Thesis*, University of Houston (2000)
- [13] Particle Data Group: D. E. Groom *et al.*, Review of Particle Physics, *Eur. Phys. J.* **C15** (2000) 744–798
- [14] C. Barbero *et al.*, On the Hypernuclear Weak Decay Puzzle, *nucl-th/0011092* (2001)
- [15] A. Gal, Overview of strangeness nuclear physics, *Proceedings of the 23rd INS International Symposium*, Universal Academy Press, Tokyo (1995) 23–36

- [16] B. Davis, The ( $K^-$ ,  $\pi^0$ ) Reaction: A New Tool in Hypernuclear Physics, *MSc Thesis*, University of Minnesota (1996)
- [17] A. Rusek *et al.*, Strangelet Search and Light Nucleus Production in Relativistic Si + Pt and Au + Pt Collisions, *Phys. Rev.* **C54** (1996) R15–R19
- [18] M. W. Ahmed, Characteristics of an active chamber target to locate the reaction vertex in the ( $K_{\text{stopped}}^-$ ,  $\pi^0$ ) reaction, *Nucl. Phys.* **A639** (1998) 117c–120c
- [19] R. Michael *et al.*,  $K^+$  elastic scattering from C and  ${}^6\text{Li}$  at 715 MeV/c, *Phys. Lett.* **B382** (1996) 29–34
- [20] D. H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, Addison–Wesley (1987) 28–68
- [21] R. E. Chrien, A Pathway for Research beyond the Pion Factories, *Developments in Hypernuclear Physics*, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **117** (1994) 515–528
- [22] M. W. Ahmed *et al.*, The construction and operating characteristics of a cathode strip chamber system designed to measure the reaction vertices of a stopping kaon beam, *Nucl. Instrum. Meth.* **A469** (2001) 95–105
- [23] J. J. Bjoraker, Contribution to Hypernuclear Experiments at Brookhaven National Laboratory, *MSc Thesis*, University of Minnesota (1998)
- [24] P. Pavlopoulos *et al.*, The response of a 5 cm  $\times$  20 cm BGO crystal to electrons in the 150 MeV to 700 MeV range, *Nucl. Instrum. Meth.* **A197** (1982) 331–334
- [25] A. Rusek *et al.*, ( $K_{\text{stop}}^-$ ,  $\pi^0$ ) with the Neutral Meson Spectrometer, *Nucl. Phys.* **A639** (1998) 111c–116c
- [26] T. Petković *et al.*, A position-sensitive detector system with subnanosecond timing and its utilization in the measurement of pion absorption, *Nucl. Instrum. Meth.* **A273** (1988) 833–840
- [27] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag (1987) 107–205
- [28] M. Cavalli-Sforza *et al.*, Properties of Bismuth Germanate and Its Use in Electromagnetic Calorimetry, *Proceedings of the International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics* (1982) SLAC-R-250

## Popis akronima

ACT	—	<b>A</b> ctive <b>C</b> hamber <b>T</b> arget
ADC	—	<b>A</b> nalogue <b>D</b> igital <b>C</b> onverter
AGS	—	<b>A</b> lternating <b>G</b> radient <b>S</b> ynchrotron
BGO	—	<b>B</b> ismuth <b>G</b> ermanium <b>O</b> xide
BNL	—	<b>B</b> rookhaven <b>N</b> ational <b>L</b> aboratory
BR	—	<b>B</b> ranching <b>R</b> atio
CAMAC	—	<b>C</b> omputer <b>A</b> utomated <b>M</b> easurement <b>a</b> nd <b>C</b> ontrol
CERN	—	<b>C</b> onseil <b>E</b> uropéen pour la <b>R</b> echerche <b>N</b> ucléaire
CFD	—	<b>C</b> onstant <b>F</b> raction <b>D</b> iscriminator
CSB	—	<b>C</b> harge <b>S</b> ymmetry <b>B</b> reaking
CSC	—	<b>C</b> athode <b>S</b> trip <b>C</b> hamber
CPL	—	<b>C</b> rystal <b>P</b> roduction <b>L</b> ab
CsI	—	<b>C</b> esium <b>I</b> odide
C8	—	<b>C</b> ave <b>8</b>
DAQ	—	<b>D</b> ata <b>A</b> cquisition
ECL	—	<b>E</b> mitter- <b>C</b> oupled <b>L</b> ogic
E907	—	<b>E</b> xperiment <b>907</b>
E931	—	<b>E</b> xperiment <b>931</b>
FB	—	<b>F</b> AST <b>B</b> US
FWHM	—	<b>F</b> ull <b>W</b> idth <b>H</b> alf <b>M</b> aximum
HV	—	<b>H</b> igh <b>V</b> oltage
IAEA	—	<b>I</b> nternational <b>A</b> tomic <b>E</b> nergy <b>A</b> gency

INS	—	<b>I</b> nstitute for <b>N</b> uclear <b>S</b> tudy
LAMPF	—	<b>L</b> os <b>A</b> lamos <b>M</b> eson <b>P</b> hysics <b>F</b> acility
LANL	—	<b>L</b> os <b>A</b> lamos <b>N</b> ational <b>L</b> aboratory
LESBII	—	<b>L</b> ow <b>E</b> nergy <b>S</b> eparated <b>B</b> eam <b>I</b> I
LHC-B	—	<b>L</b> arge <b>H</b> adron <b>C</b> ollider – <b>B</b> physics
NIM	—	<b>N</b> uclear <b>I</b> nstrument <b>M</b> odule
NMS	—	<b>N</b> eutral <b>M</b> eson <b>S</b> pectrometer
MIP	—	<b>M</b> inimum <b>I</b> onizing <b>P</b> article
MT	—	<b>M</b> ean <b>T</b> imer
MWPC	—	<b>M</b> ultiwire <b>P</b> roportional <b>C</b> hamber
OPE	—	<b>O</b> ne <b>P</b> ion <b>E</b> xchange
PMT	—	<b>P</b> hotomultiplier <b>T</b> ube
QCD	—	<b>Q</b> uantum <b>C</b> hromodynamics
QFD	—	<b>Q</b> uantum <b>F</b> lavor <b>D</b> ynamics
QGP	—	<b>Q</b> uark– <b>G</b> luon <b>P</b> lasma
RL	—	<b>R</b> adiation <b>L</b> ength
TDC	—	<b>T</b> ime–to– <b>D</b> igital <b>C</b> onverter
TJNAF	—	<b>T</b> homas <b>J</b> efferson <b>N</b> ational <b>A</b> ccelerator <b>F</b> acility
TOF	—	<b>T</b> ime of <b>F</b> light
TTL	—	<b>T</b> ransistor– <b>T</b> ransistor <b>L</b> ogic

## Popis tablica

1	Strani barioni (hiperoni) i njihova svojstva: stranost, izospin, jednostavna kvarkovska struktura i masa [13]. . . . .	3
2	$\Lambda$ -hiperjezgre koje se mogu dobiti reakcijom ( $K^-$ , $\pi^0$ ) i pripadajuće energije vezanja $\Lambda$ -hiperona [16]. . . . .	8
3	Raspored 112 BGO-kristala u četiri konverzijske ravnine. Parovi kristala (npr. 1 i 15, 2 i 16 itd.) čine optičku cjelinu (štap). 14 optički izoliranih štapova tvori jednu konverzijsku BGO-ravninu. . . . .	20
4	Brzine i vremena proleta od scintilatora $S_1$ do $S_2$ za pione i kaone u kaonskom snopu uz količinu gibanja od 700 MeV/c. . . . .	31
5	Primjer baždarnih podataka za par 151–165 BGO-kristala. . . . .	35
6	Efektivne duljine prigušenja za svaki pojedini BGO-kristal. Vrijednosti su dobivene prilagodbom podataka za pozicijsku osjetljivost. Podloga za prilagodbu su vremensko-naponski (integrirani) signali iz BGO-kristala u ovisnosti o položaju malog kolimiranog izvora $^{60}\text{Co}$ , za pet položaja uzduž štapa. . . . .	38

## Popis slika

- 1 Dvopionska izmjena kao temelj međudjelovanja  $\Lambda N$ . Međudjelovanje  $\Lambda p$  uključuje hiperon  $\Sigma^+$  koji je 8 MeV lakši od hiperona  $\Sigma^-$ . Zato je međudjelovanje  $\Lambda p$  jače od međudjelovanja  $\Lambda n$ , odnosno istaknut je CSB–učinak. . . . . 4
- 2 Feynmanovi dijagrami za (a) mezonski i (b) nemezonski raspad  $\Lambda$ –hiperjezgre. U slučaju (a)  $\pi$  ima dovoljnu energiju da izleti iz jezgre i javi se kao realna čestica u konačnome stanju. U slučaju (b)  $\pi$  ne uspijeva pobjeći iz jezgre nego ga apsorbira neki nukleon. To je virtualni pion, medijator nuklearne sile. . . . . 5
- 3 Kvarkovski dijagram slabe reakcije  $\Lambda p \rightarrow n p$  kojom se može raspasti  $\Lambda$ –hiperjezgra. . . . . 7
- 4 Kvarkovski dijagram jake reakcije  $K^- p \rightarrow \Lambda \pi^0$  kojom kaon iz protona u jezgri stvara  $\Lambda$ –hiperon. . . . . 10
- 5 Fizikalna slika nastanka hiperjezgre  ${}^4_\Lambda\text{H}$  iz jezgre  ${}^4\text{He}$  u hiper-nuklearnoj reakciji ( $K^-, \pi^0$ ). . . . . 10
- 6 Promjena izospina pri slabom mezonskom raspadu  $\Lambda$ –hiperona može biti 1/2 ili 3/2. Eksperiment pokazuje da je prijelaz  $\Delta I = 1/2$  dominantan, a  $\Delta I = 3/2$  potisnut. Ta se empirijska činjenica naziva pravilom  $\Delta I = 1/2$ . . . . . 10
- 7 Protonski snop vodi se kanalima do različitih srednjoenergij-skih eksperimenata. Na slici je naglašen put snopa do kanala C8 gdje se odvaja niskoenergijski ( $p < 1$  GeV) kaonski snop koji se vodi do eksperimenta E907 (danas E931). . . . . 12
- 8 Raspored dipolnih (D) i kvadrupolnih (Q) magneti kojima se upravlja kaonskim snopom (linija LESBII). Dipolni magneti služe za skretanje, a kvadrupolni za fokusiranje snopa. . . . . 13
- 9 Silnice dipolnog i kvadrupolnog magnetskog polja prikazane su tanjim strelicama. Deblje strelice pokazuju sile na pozitivno nabijenu česticu koja se giba okomito na ravninu slike. S i J su sjeverni i južni pol. . . . . 13
- 10 Kaon/pion teleskop za optimiranje i usporavanje snopa kaona sastoji se od tri plastična scintilacijska detektora, Čerenkovlje-vog detektora praga i usporivača od mjedi. . . . . 14
- 11 Višeslojna aktivna meta (ACT) kojom se u eksperimentu E907 zaustavlja kaonski snop i stvaraju  $\Lambda$ –hiperjezgre. Sastoji se od četiri sloja ugljikove mete i pet slojeva posebnih višežičanih komora (CSC–detektora). . . . . 16

12	Prostorni raspored anodnih žica te katodnih U i V traka u CSC–detektoru. Kaonski snop upada okomito na ravninu slike ( $z$ smjer). Smjer anodnih žica označuje se kao $x$ smjer pa je detekcijski sustav poznat i kao X–U–V višežičane komore. Aktivno područje ima oblik šesterokuta. . . . .	16
13	Prostorni raspored MWPC–detektora, CsI–kalorimetara i konverzijskih BGO–ravnina u dva kraka NMS-a. Veto detektori na ulazu omogućuju da odbacimo događaje koji potječu od nabijenih čestica. . . . .	18
14	Fotografija jednog kraka NMS-a. BGO–detektori koji čine konverzijsku ravninu skinuti su radi umjeravanja i nalaze se na stolu zdesna. Na vrhu NMS-a vide se žičane komore. . . . .	19
15	Fotografija NMS-a iz drugog kuta. CsI–kristali zatvoreni su u metalno kućište zbog higroskopčnosti. Ispod kućišta se vide fotomultiplikatorske cijevi s visokonaponskim bazama i kablovima za odvođenje signala prema elektronici pokusa. . . . .	19
16	Uvećani prikaz jednog para BGO–MWPC u kojem se vidi raspored anodnih žica i katodnih ravnina. . . . .	21
17	Jedna konverzijska BGO–ravnina sastavljena je od 28 BGO–kristala. Parovi kristala spojeni su u jednu optičku cjelinu, a na kraju svakog para su fotomultiplikatori. . . . .	22
18	Temperaturna ovisnost svjetlosnog izlaza za BGO–kristal. Podaci po kojima je nacrtana krivulja preuzeti su s Bicronovih web stranica ( <a href="http://www.bicron.com">http://www.bicron.com</a> ). Osjenčano područje temperatura važno je za eksperimente s NMS-om. . . . .	23
19	Raspored anodnih žica i katodnih ravnina u jednoj višežičanoj proporcionalnoj komori. MWPC NMS-a ima 128 žica u vodoravnom smjeru ( $y$ ) i 64 žice u okomitom smjeru ( $x$ ) [12]. . . . .	24
20	Princip rada proporcionalne ili driftne komore. Elektroni nastali ionizacijom, koju je uzrokovao prolaz nabijene čestice, struje ( <i>engl.</i> drift) prema najbližim anodnim žicama. . . . .	24
21	Plastični dijelovi okvira za MWPC spajani su dvokomponentnim ljepilom (epoxy). . . . .	25
22	Žice za MWPC prvo su motane na metalni nosač. Ekvidistantni razmak žica postignut je vrtnjom nosača uz jednoliko pomicanje koluta žice. Odgovarajuća napetost ostvarena je pomoću utega na koloturi. . . . .	25
23	Prenošenje žica s metalnog nosača na plastični okvir MWPC. . . . .	26
24	Raspored signalnih žica pod visokim naponom (HV) i uzemljenih žica u jednoj anodnoj ravnini MWPC. . . . .	26

25	CsI–kalorimetar ima oblik prizme i sadrži oko $0.18 \text{ m}^3$ kristala cezij jodida. Sastavljen je od 60 CsI–kristala čije su dimenzije približno $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}$ . Svaki kristal spojen je na svoj PMT. . . . .	27
26	Tri prostorne točke, vrh hipernuklearne reakcije ( $K^-, \pi^0$ ) i dvije točke pretvorbe fotona u elektromagnetski pljusak, omogućuju određivanje prostornog kuta $\eta$ . . . . .	28
27	Dio sheme elektroničke logike eksperimenta E907 koja definira probirač snopa ( <i>engl.</i> beam trigger) kao logički izraz ( $K_{\text{snop}} \text{ AND } S_3$ ) OR ( $\pi_{\text{snop}} \text{ AND } S_3$ ). $S'_1, S'_2$ i $S'_3$ su analogni signali iz scintilatora, a $\check{C}'$ je analogni signal iz Čerenkovljevog detektora (v. sliku (10)). Signali iz scintilatora uzimaju se s dva njegova kraja: lijevog (L) i desnog (D). Čerenkovljeva svjetlost skuplja se pomoću četiri fotomultiplikatora koji su raspoređeni: desno dolje (DD), lijevo dolje (LD), desno gore (DG), lijevo gore (LG). V.Sc. i C.Sc. su vizualni i CAMAC–brojač ( <i>engl.</i> scaler). Ostale oznake mogu se naći u poglavlju "Popis akronima". $S_1, S_2, S_3$ i $\check{C}$ su logički signali, duljina trajanja tipično ispod 100 ns. . . . .	30
28	TDC–spektar dobiven iz vremena proleta (TOF) između scintilatora $S_1$ i $S_2$ . . . . .	31
29	Pripremni spektar neutralnih piona u kojem se vide s– i p–stanja hiperjezgre $^{12}_\Lambda\text{B}$ razmaknuta oko 10 MeV. Najveći broj $\pi^0$ potječe iz raspada $K^-$ , a dio i iz raspada $\Sigma$ –hiperjezgara. . . . .	33
30	Podaci iz tablice {5} za BGO 151. Prilagodbom na teorijsku krivulju (54) dobiveni su parametri $\lambda_{\text{ef}} = 92 \text{ cm}$ i $I_0 = 1.59 \text{ nVs}$ . . . . .	36
31	Podaci iz tablice {5} za BGO 165. Prilagodbom na teorijsku krivulju (54) dobiveni su parametri $\lambda_{\text{ef}} = 88 \text{ cm}$ i $I_0 = 1.64 \text{ nVs}$ . . . . .	36
32	Uz duljinu prigušenja od <b>7 m</b> , pozicijska ovisnost BGO–štapa potpuno je zanemariva. Tanje krivulje predstavljaju signale pojedinih PMT, a deblja krivulja (zapravo pravac) predstavlja zbroj signala iz oba PMT. Rubni efekti su zanemareni. . . . .	41
33	Uz duljinu prigušenja od <b>91.6 cm</b> (prosječnu vrijednost iz tablice {6}) pozicijska ovisnost BGO–štapa još je uvijek zanemariva. . . . .	42
34	Uz duljinu prigušenja od <b>35 cm</b> , opaža se pozicijska ovisnost BGO–štapa. . . . .	43
35	Pogreška ukupne energije neutralnog piona u ovisnosti o parametru $\eta_0$ uz zadanu vrijednost parametra $x_0$ . Funkcijsku ovisnost $\Delta E_\pi(\eta_0)$ daje izraz (96). . . . .	44

36	Pogreška ukupne energije neutralnog piona u ovisnosti o parametru $x_0$ uz zadanu vrijednost parametra $\eta_0$ . Funkcijsku ovisnost $\Delta E_\pi(x_0)$ daje izraz (97). . . . .	44
----	--	----

## Dodatak: Mezonski slabi raspad $\Lambda$ -hiperona

Mezonski raspad  $\Lambda$ -hiperona raspad je na pion i nukleon  $\Lambda \rightarrow \pi N$ . Razmotrimo prvo raspad  $\Lambda \rightarrow \pi^0 n$ . Konačno stanje možemo prikazati kao

$$|\pi^0 n\rangle = |\pi^0\rangle |n\rangle \quad (99)$$

Kvantni brojevi kojima karakteriziramo čestice u ovom raspadu su  $I$  (izospin) i  $I_3$  (treća komponenta izospina) pa vektor stanja pišemo kao  $|I I_3\rangle$

$$|\pi^0\rangle = |1 0\rangle \quad (100)$$

$$|n\rangle = \left| \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle \quad (101)$$

Dakle, vektor konačnog stanja je

$$|\pi^0 n\rangle = |1 0\rangle \left| \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle \quad (102)$$

To se može raspisati pomoću Clebsch–Gordanovih koeficijenta

$$|\pi^0 n\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} \left| \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle \quad (103)$$

Za raspad  $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ , vektor konačnog stanja je

$$|\pi^- p\rangle = |\pi^-\rangle |p\rangle = |1 -1\rangle \left| \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right\rangle \quad (104)$$

Raspisano preko Clebsch–Gordanovih koeficijenta

$$|\pi^- p\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}} \left| \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle \quad (105)$$

Izrazi (103) i (105) pokazuju da je izospin pion–nukleon sustava (konačnog stanja pri raspadu slobodne  $\Lambda$ -čestice) jednak 1/2 ili 3/2. Pomnožimo te izraze slijeva vektorom početnog stanja  $\langle \Lambda | = \langle 0 0 |$

$$\langle \Lambda | \pi^0 n\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} \langle 0 0 | \left| \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} \langle 0 0 | \left| \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle \quad (106)$$

$$\langle \Lambda | \pi^- p\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}} \langle 0 0 | \left| \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} \langle 0 0 | \left| \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle \quad (107)$$

Uvedimo oznake za amplitude

$$\mathcal{M}_n = \langle \Lambda | \pi^0 n\rangle \quad (108)$$

$$\mathcal{M}_p = \langle \Lambda | \pi^- p\rangle \quad (109)$$

$$\mathcal{A}_{\frac{1}{2}} = \langle 0 0 | \left| \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \right\rangle \quad (110)$$

$$\mathcal{A}_{\frac{3}{2}} = \left\langle 0 \ 0 \left| \frac{3}{2} \ - \frac{1}{2} \right\rangle \quad (111)$$

Izrazi (106) i (107) sada se mogu zapisati

$$\mathcal{M}_n = \sqrt{\frac{2}{3}} \mathcal{A}_{\frac{3}{2}} + \sqrt{\frac{1}{3}} \mathcal{A}_{\frac{1}{2}} \quad (112)$$

$$\mathcal{M}_p = \sqrt{\frac{1}{3}} \mathcal{A}_{\frac{3}{2}} - \sqrt{\frac{2}{3}} \mathcal{A}_{\frac{1}{2}} \quad (113)$$

Širina raspada  $\Gamma$  proporcionalna je kvadratu amplitude  $\mathcal{M}$

$$\Gamma \sim |\mathcal{M}|^2 \quad (114)$$

Neka je  $\Gamma_p$  širina raspada  $\Lambda \rightarrow \pi^- p$ , a  $\Gamma_n$  širina raspada  $\Lambda \rightarrow \pi^0 n$ . Tada je omjer širina raspada

$$\frac{\Gamma_p}{\Gamma_n} = \frac{\frac{2}{3} |\mathcal{A}_{\frac{1}{2}}|^2 \left| 1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\mathcal{A}_{\frac{3}{2}}}{\mathcal{A}_{\frac{1}{2}}} \right|^2}{\frac{1}{3} |\mathcal{A}_{\frac{1}{2}}|^2 \left| 1 + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\mathcal{A}_{\frac{3}{2}}}{\mathcal{A}_{\frac{1}{2}}} \right|^2} \quad (115)$$

Za čisti prijelaz  $\Delta I = 1/2$  (tj.  $\mathcal{A}_{\frac{3}{2}} = 0$ ) omjer širina raspada bio bi

$$\left( \frac{\Gamma_p}{\Gamma_n} \right)_{\text{teor}} = 2 \quad (116)$$

Eksperimentalni rezultat možemo dobiti iz omjera grananja za raspade  $\Lambda \rightarrow \pi^- p$  i  $\Lambda \rightarrow \pi^0 n$  [13]

$$\left( \frac{\Gamma_p}{\Gamma_n} \right)_{\text{eksp}} = \frac{63.9\%}{35.8\%} \approx 1.8 \quad (117)$$

Kako je vrijednost eksperimentalnog omjera (117) bliska iznosu 2, zaključujemo da je amplituda  $\mathcal{A}_{\frac{3}{2}}$  stvarno mnogo puta manja od amplitude  $\mathcal{A}_{\frac{1}{2}}$ . Amplituda  $\mathcal{A}_{\frac{1}{2}}$  zapravo je oko 20 puta veća od amplitude  $\mathcal{A}_{\frac{3}{2}}$ . To znači da je za mezonski raspad  $\Lambda$ -hiperona prijelaz  $\Delta I = 1/2$  dominantan, odnosno prijelaz  $\Delta I = 3/2$  potisnut. To je slavno izborno pravilo  $\Delta I = 1/2$  za mezonski slabi raspad.

# Životopis

Rođen sam 22. lipnja 1970. godine u Koprivnici gdje sam stekao osnovno i srednje obrazovanje. Diplomirao sam eksperimentalnu fiziku 1997. godine na Prirodoslovno–matematičkom fakultetu Sveučilišta u Zagrebu. Bio sam stipendist Instituta Ruđer Bošković u Zagrebu, gdje sam 1997. radio u području teorijske fizike srednjih energija [1]. Te sam godine tri mjeseca boravio u Švicarskoj, CERN, radeći na **dizajnu hibridnih fotodetektora** [2]. Rješenje problema ionske povratne veze, do kojeg sam došao u diplomskom radu, tada sam uspješno primijenio na detektore za eksperimente MAGIC i LHC–B. Od 1998. radim kao mlađi asistent u Zavodu za primijenjenu fiziku Fakulteta elektrotehnike i računarstva Sveučilišta u Zagrebu gdje držim vježbe iz opće fizike i sudjelujem u istraživanjima iz eksperimentalne hipernuklearne fizike. Tijekom 1998. boravio sam dva mjeseca na Sveučilištu u Houstonu u Teksasu. Tamo sam sudjelovao u **gradnji višežičanih proporcionalnih komora** za eksperiment E931 s detektorom NMS. U 2001. godini proveo sam mjesec dana na Sveučilištu Western Kentucky kao IAEA–stipendist baveći se primjenama nuklearnih tehnika u elementarnoj analizi. Poslijediplomski studij iz fizike elementarnih čestica na Prirodoslovno–matematičkom fakultetu u Zagrebu upisao sam 1998. godine. Živim u Koprivnici sa suprugom Natašom, sinom Martinom i kćeri Lucijom.

Popis objavljenih znanstvenih članaka:

- [1] S. Ceci, D. Hrupec, A. Švarc, The importance of the nucleon–nucleon correlations for the  $\eta\alpha$  S–wave scattering length, and the  $\pi^0$ – $\eta$  mixing angle in the low–energy  $\eta\alpha$  scattering length model<sup>1</sup>, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **25** (1999) L35–L41
- [2] D. Ferenc, D. Hrupec, E. Lorenz, Solution to the ion feedback problem in Hybrid Photon Detectors and Photo Multiplier Tubes<sup>2</sup>, Nucl. Instrum. Meth. **A427** (1999) 518–523

---

<sup>1</sup><http://xxx.lanl.gov/abs/nucl-th/0104038>

<sup>2</sup><http://xxx.lanl.gov/abs/physics/9811028>