



**ივ. ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი**

ზუსტ და საბუნებისმეტყველო მეცნიერებათა ფაკულტეტი

ფიზიკის დეპარტამენტი

**თამარ ზაქარეიშვილი**

**ATLAS ექსპერიმენტის ადრონული კალორიმეტრის გამოძახილის  
შესწავლა და  $J/\psi$  და  $\psi(2S)$  მეზონების დაბადების კვეთის გაზომვა  
პროტონ-პროტონული დაჯახებისას 13 ტევი მასათა ცენტრის  
ენერგიაზე**

ფიზიკის დოქტორის აკადემიური ხარისხის  
მოსაპოვებლად წარმოდგენილი დისერტაცია

სამეცნიერო ხელმძღვანელები:

**თამარ ჯობაგა**

ფიზ-მათ. მეცნ. დოქტორი

თსუ მაღალი ენერგიების ფიზიკის ინსტიტუტი

**ვახტანგ ქართველიშვილი**

პროფესორი, ლანკასტერის უნივერსიტეტი

თბილისი

2022



**Ivane Javakhishvili Tbilisi State University**

Faculty of Exact and Natural Sciences

Department of Physics

**Tamar Zakareishvili**

**Study of the ATLAS Hadronic Calorimeter Response and  
 $J/\psi$  and  $\psi(2S)$  Mesons Production Cross Section  
Measurement in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV**

The thesis work is performed to obtain a PhD academic degree in Physics

Scientific supervisors:

**Dr. Tamar Djobava**

High Energy Physics Institute of Tbilisi State University

**Prof. Vakhtang Kartvelishvili**

Lancaster University

Tbilisi

2022

---

ეს შრომა ეძღვნება ჩემს მშობლებს.  
თქვენი დახმარებით გავუხსენი ცხოვრებას და სამყაროს შემეცნებას  
გონების და გულის კარები.

This work is dedicated to my parents.  
With your help I opened up my mind and heart to life and universe exploration.

---

## მადლიერების გამოხატვა

ჩემს სადოქტორო ნაშრომზე მუშაობის პროცესი ნამდვილი თავგადასავალი იყო! დაწყების დღის გახსნება და ფინიშის ხაზამდე მისვლის გაცნობიერება ძალიან ემოციურია. ამ წლების განმავლობაში დიდად გავიზარდე და ამისთვის მუდამ მადლოერი ვიქნები იმ ადამიანების, ვინც ამაში წვლილი შეიტანა.

უპირველეს ყოვლისა, მინდა აღვნიშნო, რომ ეს ყველაფერი არ იქნებოდა, რომ არა ირაკლი მინაშვილი, რომელიც იყო ჩემი შთაგონება დასაწყისიდანვე და რომელმაც შემდგომში დამანახა შესაძლებლობები ჩემი მიზნების განსახორციელებლად, მადლობა ამისთვის!

მინდა დიდი მადლობა გადავუხადო ჩემს ხელმძღვანელს თამარ ჯობავას, რომელმაც ბევრი რამ მასწავლა, არა მხოლოდ ფიზიკაზე, არამედ ცხოვრებაზეც. სამუდამოდ ვატარებ ყველა ამ ძვირფას შენაძენს, გმადლობთ თამარიკო!

მინდა დიდი მადლობა გადავუხადო ჩემს მეორე ხელმძღვანელს ვატო ქართველიშვილს, ვინც ამ გზის მანძილზე ძალიან დიდ მხარდაჭერას წარმოადგენდა ჩემთვის, გმადლობთ ვატო, თქვენ მასწავლეთ, თუ როგორ ვისიამოვნო საქმით, რომელსაც ვაკეთებ და ასევე, როგორ ვისიამოვნო შეცდომების დაშვებით!

მინდა მადლობა გადავუხადო ყველა ჩემს მეგობარს, რომლებიც ჩემს ცხოვრებაში იყვნენ ამ ხნის მანძილზე და რომლებმაც მაჩვენეს რომ სამყარო, რომელშიც ჩვენ ვცხოვრობთ, მშვენიერია. მარიამ, შენი ყოფნა ჩემს ცხოვრებაში ჰგავს მეორე მზის ყოლას, მადლობა ამისათვის! გოგიტ, ბულის, გრიგოლ, მარიამ, ნიკა, სალომე, მუკუ, ლუკა, გვანცი, ხატი, თამთა, ლალი ძალიან გამიმართლა, რომ გაგიცანით ფიზიკის მეშვეობით! ქეთუშა შენ ჩემი ოჯახი იყავი თავიდანვე და ჩემი ძვირფასი ოჯახი - დედა, მამა და დაიკო იყო ყველაფრის ნამდვილი დასაწყისი, გმადლობთ, რომ გჯეროდათ ჩემი, ყოველთვის!

და ბოლოს მინდა მადლობა გადავუხადო ფერნანდოს, სიტყვებით რთული გადმოსაცემია, თუ რამდენად დამეხმარე და რამდენად ვაფასებ ამ ყველაფერს, მადლობა!

ბევრმა ადამიანმა შეიტანა წვლილი ამ გზის გავლაში, ზოგადად ადამიანები ჩვენზე უდიდეს კვალს ტოვებენ, მე კი სიამოვნებით ვატარებ ყველაზე ტკბილს და სიამოვნებით გავუშვებ ნაკლებად სასიამოვნოს.

ცხოვრება მართლაც მშვენიერია და ვისურვებ, რომ არასოდეს დავკარგოთ მისი სილამაზის აღქმა და მიმღებლობა.

## ანოტაცია

ამ ნაშრომში წარმოდგენილია ATLAS ექსპერიმენტის ფიზიკური პროგრამის ფარგლებში შესრულებული კვლევების შედეგები.

პირველ ნაწილში აღწერილია ATLAS ადრონული თაილ კალორიმეტრის გამომახილის კვლევა და მისი შედეგები. დიდი ადრონული კოლაიდერის განახლების II ფაზისათვის იგეგმება ნათების 5-10 რიგით გაზრდა. ახალი წამკითხველი სისტემა - ელექტრონიკა არის საჭირო ATLAS ადრონული კალორიმეტრისათვის, რათა გაუძლოს მოსალოდნელ მაღალ რადიაციის დონეს და გაზრდილი ინფორმაციის რაოდენობას. ATLAS-ის ფაზა-2 განახლებისათვის შექმნილი ელექტრონიკის პროტოტიპი, სახელად დემონსტრატორი, გამოცდილი იქნა CERN-ის სუპერ პროტონული სინქროტრონიდან მიღებული ნაწილაკების ნაკადებით 2015–2018 წწ და 2021–2022 წწ-ში, ტესტური დასხივებისას, მიუონების, ელექტრონების და ადრონების ნაკადებით, რომლებიც მოდულს ეცემოდა სხვადასხვა დამცემი კუთხით. მიუონების მონაცემები საშუალებას იძლევა გამოკვლეული იქნას დეტექტორის გამომახილი მისი მთლიანი მოცულობიდან. ელექტრონების მონაცემების მეშვეობით შესაძლებელია დეტექტორის გამომახილის წრფივობის შესწავლა. ხოლო ადრონების მონაცემების გამოყენებით დეტექტორის გამომახილის და გარჩევისუნარიანობის შეფასება და ATLAS-ის მოდელირების პარამეტრების გაუმჯობესება არის შესაძლებელი.

ტესტური დასხივებებისას ჩაწერილი მონაცემების მეშვეობით შეფასდა ახალი ელექტრონიკის ხმაური. დემონსტრატორის მიერ ჩაწერილი მიუონების მონაცემების ანალიზმა აჩვენა, რომ სატესტო მოდულის შრეების გამომახილი ერთგვაროვანია 1%-ის ფარგლებში. ექსპერიმენტული და სიმულირებული მონაცემების შედეგებს შორის მაქსიმალური სხვაობა 1.4%-ის ტოლია. ენერჯის გამომახილის ერთგვაროვნება იქნა დამზერილი უჯრედებს შორის, ცდომილების ფარგლებში. ასევე მიუონების მონაცემების გამოყენებით გადამოწმდა არსებული კალიბრაციის პროცედურა ადრონულ კალორიმეტრში. მიღებული შედეგები თანხვედრაშია ადრე ჩატარებულ კვლევებთან.

ასევე ATLAS თაილ კალორიმეტრის სამი მოდულის ადრონების ნაკადით დასხივების შედეგად გაიზომა დეტექტორის ენერჯის გამომახილი და გარჩევისუნარიანობა დადებითი პიონების, კაონების და პროტონების მიმართ,

---

16-დან 30 გევი ენერჯის შუალედში. მიღებული ექსპერიმენტული შედეგები შედარებული იქნა სიმულირებულ მონაცემების შედეგებს და თანადობაშია ცდომილების ფარგლებში.

ამ ნაშრომის მეორე ნაწილი შეეხება მძიმე კვარკონიუმის,  $J/\psi$ -ის და  $\psi(2S)$ -ის წარმოქმნის შესწავლას, ATLAS დეტექტორის მონაცემების გამოყენებით. კვარკონიუმის (მათ შორის ჩარმონიუმის) წარმოქმნის გამოკვლევა გვეხმარება უკეთ შევისწავლოთ კვანტური ქრომოდინამიკის ბუნება შემფოთების და არა-შემფოთების რეჟიმების გარდამავალ არეში. ასევე მიუხედავად დიდი ისტორიისა, დღემდე კვარკონიუმის ადრონულ შეჯახებებში წარმოშობა წარმოადგენს გამოწვევას, როგორც თეორიისათვის, ასევე ექსპერიმენტისათვის.

მაღალ ენერჯიებზე ადრონული შეჯახებებისას, ჩარმონიუმი შეიძლება წარმოქმნას პირდაპირი (პირველადი შეჯახებისას წარმოქმნილი) და არა-პირდაპირი (B ადრონის დაშლის შედეგად წარმოქმნილი) პროცესით. მათი განცალკევება ექსპერიმენტულად შესაძლებელია კვარკონიუმის წარმოქმნის და დაშლის წვეროს შორის მანძილის გაზომვით. კვანტური ქრომოდინამიკის ფარგლებში თეორიული გამოთვლები არა-პირდაპირი წარმოქმნის მექანიზმს კარგად აღწერს, თუმცა პირდაპირი წარმოქმნის მექანიზმის დამაკმაყოფილებელი ახსნა ჯერ კიდევ მოსაძებნია.

მნიშვნელოვანია კვარკონიუმის წარმოქმნის თეორიის წინასწარმეტყველებებისა და სხვადასხვა ექსპერიმენტზე მიღებული შედეგების შედარება კინემატიკის ფართო არეში.

გაზომილ იქნა  $J/\psi$  და  $\psi(2S)$  მეზონების დაბადების დიფერენციალური კვეთა, საპირისპირო მუხტის მიუონებად დაშლის მოდაში,  $\sqrt{s} = 13$  ტევი მასათა ცენტრის ენერჯიაზე, როგორც პირდაპირი, ასევე არა-პირდაპირი დაბადების პროცესისათვის. გაზომილი იქნა არა-პირდაპირი ჩარმონიუმის დაბადების წილი  $J/\psi$ -სა და  $\psi(2S)$ -სათვის და ასევე  $\psi(2S)$  ნაწილაკის წარმოქმნის კვეთის ფარდობა  $J/\psi$  ნაწილაკის წარმოქმნის კვეთასთან. გაზომვები  $J/\psi$  მეზონისათვის ჩატარებულია 8-დან 360 გევაამდე განივი იმპულსის ინტერვალში, ხოლო  $\psi(2S)$  მეზონისათვის 8-დან 140 გევაამდე ინტერვალში, ანალიზში დაფარულია  $-2$ -დან  $+2$ -მდე სისწრაფის ინტერვალი. ორივე მეზონისათვის, განივი იმპულსის ინტერვალი ბევრად აღემატება ადრე ჩატარებული გაზომვების ინტერვალს და ამიტომ შესაძლებელია გამოსადეგი იყოს სხვადასხვა თეორიული მოდელის ერთმანეთისაგან გასარჩევად.

პირდაპირი და არა-პირდაპირი  $J/\psi$  და მეზონების დაბადების კვეთის  $p_T$ -ზე

---

დამოკიდებულება ერთმანეთის მსგავსია. არა-პირდაპირი პროცესის წილი სწრაფად იზრდება დაბალი განივი იმპულსის არეში და თითქმის მუდმივი ხდება მაღალი განივი იმპულსის არეში.

არა-პირდაპირი დაბადების პროცესის შესაბამისი შედეგების შედარებით თეორიული მოდელის (FONLL) წინასწარმეტყველებებთან, შეიძლება ითქვას რომ დაბალი  $p_T$ -ს არეში ეს წინასწარმეტყველებები თანხვედრაშია ექსპერიმენტზე გაზომილ (ამ ნაშრომში წარმოდგენილ) შედეგებთან, ხოლო მაღალი  $p_T$ -ს არეში ექსპერიმენტულ შედეგებზე მეტია.

---

## Abstract

In this thesis are included the results obtained within ATLAS experiment physics program.

The first part is devoted to study of the ATLAS hadronic calorimeter response. The Large Hadron Collider (LHC) Phase-II upgrade aims to increase the accelerator instantaneous luminosity by a factor of 5-10. Due to the expected higher radiation levels, aging of the current electronics and the need to provide the capability of coping with longer latencies of up to  $35\mu\text{s}$  by the trigger system at such high pile-up levels, a new readout system of the ATLAS Tile Calorimeter (TileCal) is needed. A prototype of the new Phase-II upgrade electronics, called ATLAS TileCal Demonstrator module has been tested using the particle beams from the Super Proton Synchrotron (SPS) accelerator at CERN. Data were collected in 2015–2018 and 2021–2022 with beams of muons, electrons and hadrons at various incident energies and impact angles. The muon data allow to study the dependence of the response on the incident point and angle through entire volume of the detector. The electron data are used to determine the linearity of the electromagnetic energy measurement. The hadron data allows to study the energy response and resolution of the detector and also to tune the modelling of the calorimeter response to pions and kaons with the purpose of improving the reconstruction of the energy of jets.

Using the test beam data, new electronics noise threshold was evaluated and afterwards layer response uniformity was studied using the muon data. The data recorded by Demonstrator show a layer response uniformity within 1%. An offset of max 1.4% is observed for Data/MC. Energy response uniformity is observed cell by cell within uncertainties.

Three spare modules of the ATLAS Tile Calorimeter were exposed to hadron beams. The energy response and resolution of the detector to positive pions and kaons and protons with energy in the range 16 to 30 GeV were measured. The results obtained using experimental and simulated data agree within the uncertainties.

In the second part of this thesis is described the study of the heavy quarkonium ( $J/\psi$  and  $\psi(2S)$ ) production, using the ATLAS detector data. Studies involving heavy quarkonia provide a unique insight into the nature of Quantum Chromodynamics (QCD) near the boundary of perturbative and non-perturbative regimes. However, despite the long history, the investigation of quarkonium production in hadronic collisions still presents significant challenges to both theory and experiment.



---

In high energy hadronic collisions, charmonium states can be produced either from the short-lived QCD sources (referred to as ‘prompt’ production), or from long-lived sources such as decays of beauty hadrons (referred to as ‘non-prompt’ production). These can be separated experimentally by measuring the distance between the production and decay vertices of the quarkonium state. Effects of feeddown from higher charmonium states contributes to production of  $J/\psi$  mesons, whereas no significant contribution occurs for the  $\psi(2S)$  meson. While the theoretical calculations within the framework of perturbative QCD have been reasonably successful in describing the non-prompt contributions, a satisfactory understanding of the prompt production mechanisms is still to be achieved.

It is hence increasingly important to broaden the scope of comparison between theory and experiment by providing a broader variety of experimental information on quarkonium production in a wider kinematic range.

Double-differential production cross-section of  $J/\psi$  and  $\psi(2S)$  charmonium states through their decays to dimuons in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV was measured, using the data collected by the ATLAS detector at the LHC during Run 2. For each of the two states, the cross-sections are measured separately for prompt and non-prompt production mechanisms. The non-prompt fractions for each state are also measured, as well as the production ratios of  $\psi(2S)$  to  $J/\psi$ . In case of  $J/\psi$ , the results cover the rapidity range  $|y| < 2$  and the transverse momentum range between 8 GeV and 360 GeV. In case of  $\psi(2S)$  the rapidity range is the same, but the transverse momentum range is between 8 GeV and 140 GeV. In both cases, the transverse momentum range goes well beyond the values reached so far, which may help discriminate various theoretical models.

The results show similar  $p_T$ -dependence for prompt and non-prompt differential cross sections. In low  $p_T$  region non-prompt fraction shows steep increase and in high  $p_T$  region the fraction is close to constant for both  $J/\psi$  and  $\psi(2S)$ . The results for non-prompt production are compared with the predictions of the theoretical model (FONLL) with default set of parameters. These predictions are consistent with the present measurement at the low end of the  $p_T$  range, but exceed the experimental values at large transverse momenta.

# სარჩევი

<b>1</b>	<b>თეორიული მიმოხილვა</b>	<b>4</b>
1.1	კვარკონიუმის ფიზიკა . . . . .	4
1.2	მძიმე კვარკონიუმის წარმოქმნის მექანიზმი . . . . .	5
<b>2</b>	<b>ATLAS ექსპერიმენტი</b>	<b>8</b>
2.1	ბირთვული კვლევების ევროპული ორგანიზაცია . . . . .	8
2.2	დიდი ადრონული კოლაიდერი . . . . .	8
2.3	ATLAS დეტექტორი . . . . .	9
2.4	ATLAS თაილ კალორიმეტრი . . . . .	11
2.5	განახლება ფაზა-II . . . . .	15
2.6	ტესტური დასხივებები . . . . .	17
2.7	თაილ კალორიმეტრის წამკითხველი სისტემა . . . . .	19
2.7.1	ფიტირების რეკონსტრუქციის მეთოდი . . . . .	20
2.7.2	ოპტიმალური ფილტრაციის ფიტირების მეთოდი . . . . .	20
2.8	თაილ კალორიმეტრის კალიბრაციის პროცედურა . . . . .	21
<b>3</b>	<b>დემონსტრატორის გამოძახილი მიუონების მიმართ</b>	<b>23</b>
3.1	ნაწილაკის ნივთიერებასთან ურთიერთქმედება . . . . .	23
3.2	მიუონების გამოძახილი . . . . .	25
3.3	დეტექტორის იდივიდუალური უჯრედის გამოძახილი მიუონური ნაკადის მიმართ . . . . .	26
3.3.1	ხმაურის ზღურბლის ოპტიმიზაცია . . . . .	27
3.3.2	ელექტრონიკის ხმაურის შეფასება . . . . .	28
3.3.3	მოუონების გამოძახილი მანძილის ერთეულზე . . . . .	30
3.4	მონაცემების და სიმულაციის შედარება . . . . .	32

3.5	დეტექტორის კალიბრაციის პროცედურა . . . . .	34
3.5.1	მეთოდის სისწორის განსაზღვრა . . . . .	37
3.6	სცინტილატორების გამოძახილის შესწავლა <sup>90</sup> Sr რადიოაქტიური წყაროს გამოყენებით . . . . .	41
3.6.1	სცინტილატორული ფილის ზედაპირის გამოძახილი . . . . .	41
3.6.2	სცინტილატორული ფილის ცენტრალური ნაწილის გამოძახილის შეფასება . . . . .	42
3.6.3	Sr-ის სხვადასხვა მონაცემთა ნაკრების შედეგები . . . . .	42
3.7	შეჯამება . . . . .	44
<b>4</b>	<b>სატესტო მოდულების გამოძახილი ადრონების მიმართ</b>	<b>46</b>
4.1	ტესტური დასხივება ადრონების ნაკადით . . . . .	46
4.2	მონაცემების დამუშავება . . . . .	47
4.2.1	კოლიმირებული ნაკადის მოვლენების შერჩევა . . . . .	47
4.2.2	მიუონების გამორიცხვა . . . . .	48
4.2.3	ელექტრონების იდენტიფიკაცია . . . . .	48
4.2.4	პიონების, კაონების და პროტონების იდენტიფიკაცია . . . . .	51
4.3	ენერჯის რეკონსტრუქცია . . . . .	52
4.4	ენერჯის გამოძახილის და გარჩევისუნარიანობის განსაზღვრა . . . . .	53
4.5	ექსპერიმენტული და სიმულირებული მონაცემების შედარება . . . . .	58
4.6	შეჯამება . . . . .	59
<b>5</b>	<b><math>J/\psi</math> და <math>\psi(2S)</math> ნაწილაკების წარმოქმნის შესწავლა</b>	<b>61</b>
5.1	მოვლენების შერჩევა . . . . .	62
5.2	ანალიზის ინტერვალის შერჩევა . . . . .	63
5.3	გაზომვების ჩასატარებლად არჩეული სტრატეგია . . . . .	64
5.3.1	ფიტირების მოდელი . . . . .	65
5.3.2	ფიტირების შედეგები . . . . .	67
5.3.3	მონტე-კარლო სიმულაცია . . . . .	76
5.3.4	აქსეპტანსი . . . . .	76
5.3.5	ეფექტურობის შესწორებები . . . . .	81
5.4	სისტემატური ანალიზი . . . . .	92
5.4.1	აქსეპტანთან დაკავშირებული სისტემატიკა . . . . .	92

5.4.2	ტრიგერის ეფექტურობის სისტემატიკა . . . . .	93
5.4.3	რეკონსტრუქციის ეფექტურობის სისტემატიკა . . . . .	93
5.4.4	ფიტირების მოდელის ვარიაციის სისტემატიკა . . . . .	95
5.4.5	ნათების სიტემატიკა . . . . .	96
5.4.6	სპინის მიმართულების შესწორების ფაქტორები . . . . .	96
5.5	ფარდობითი ცდომილებები . . . . .	96
5.6	შედეგები . . . . .	100
5.7	შეჯამება . . . . .	103
<b>6</b>	<b>შეჯამება და დასკვნა</b>	<b>105</b>
	<b>ლიტერატურა</b>	<b>107</b>
	<b>დანართები</b>	<b>114</b>
<b>A</b>	<b>ფიტირების მოდელის დეტალები</b>	<b>114</b>
<b>B</b>	<b>2-განზომილებიანი ფიტირების <math>\chi^2/\text{ndf}</math>-ის მნიშვნელობები</b>	<b>117</b>
<b>C</b>	<b>ფიტირების სისტემატიკა</b>	<b>123</b>
<b>D</b>	<b>სპინის მიმართულების შესწორებები</b>	<b>133</b>

# თავი 1

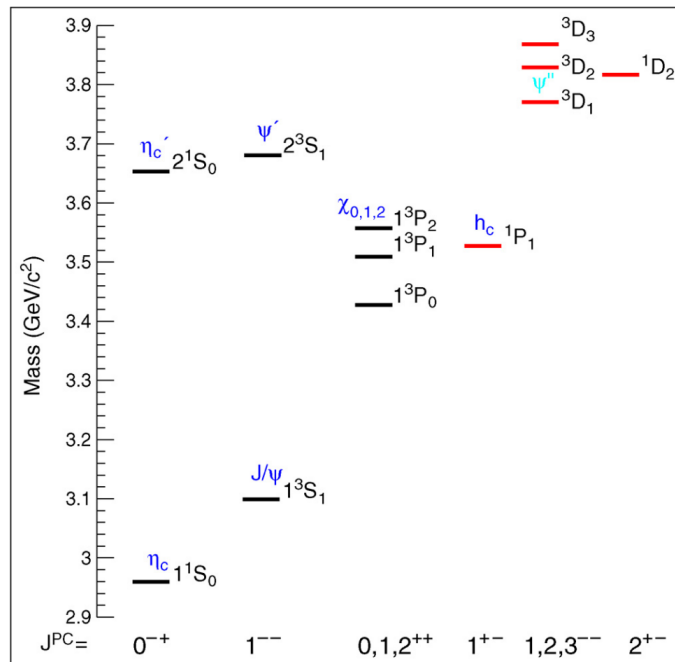
## თეორიული მიმოხილვა

### 1.1 კვარკონიუმის ფიზიკა

1974 წ-ს  $J/\psi$  ნაწილაკის აღმოჩენიდან დღემდე მძიმე კვარკონიუმი ინტერესის საგანი გახდა ექსპერიმენტული და თეორიული თვალსაზრისით. მძიმე კვარკონიუმი არის მძიმე კვარკისა ( $Q$ ) და მისი შესაბამისი ანტი-კვარკის ( $\bar{Q}$ ) ბმული მდგომარეობა. თუ ბმულ სისტემას ქმნის  $c\bar{c}$  წყვილი, მაშინ გვაქვს ე.წ. ჩარმონიუმი, ხოლოდ თუ სისტემას ქმნის  $b\bar{b}$  მაშინ გვაქვს ე.წ. ბოთომონიუმი. მძიმე კვარკონიუმის წარმოქმნა მოიცავს იმპულსის სამ განსხვავებულ მასშტაბს, ესენია: (1) მძიმე კვარკის მასა  $m_Q$ , რომელიც განაპირობებს  $Q\bar{Q}$  წყვილის წარმოქმნას შემფოთების (პერტურბაციული) თეორიის ფარგლებში; (2) მძიმე კვარკის იმპულსი  $m_Q v$  კვარკონიუმის უძრაობის სისტემაში; (3) მძიმე კვარკის კინეტიკური ენერგია  $m_Q v^2$ , რომელიც განაპირობებს  $Q\bar{Q}$  წყვილის ადრონიზაციას ფიზიკურად დაკვირვებად კვარკონიუმში, არა-შემფოთების (არა-პერტურბაციული) თეორიის ფარგლებში. აქ  $v$  არის მძიმე კვარკის სიჩქარე კვარკონიუმის უძრაობის სისტემაში. ბმული სისტემის არარელატივისტური ბუნების გამო, მძიმე კვარკონიუმის წარმოქმნა მაღალი ენერგიების შეჯახებისას მნიშვნელოვანი პროცესია კვანტური ქრომოდინამიკის უკეთ შესასწავლად (Chen, Ma, & Zhang, 2021).

კვარკონიუმის მდგომარეობა ხასიათდება კვარკ ანტი-კვარკის სისტემის სრული სპინით -  $S$ , ორბიტალური კუთხური მონეტით -  $L$  და სისტემის სრული კუთხური მომენტით  $J$  ( $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ ). მუხტური შეუღლების სიმეტრია -  $C$  მოიცემა, როგორც  $C = (-1)^{L+S}$  და სისტემის ლუწობა -  $P$  მოიცემა, როგორც  $P = (-1)^{L+1}$ . ლუწობა და მუხტური შეუღლება, ორივე შენახვადი სიდიდეა კვარკონიუმის ძლიერ და ელექტრო-მაგნიტურ დაშლებში. ხშირად გამოიყენება კვარკონიუმის მდგომარეობის სპექტრული

აღწერა -  $n^{2S+1}L_J$ , სადაც  $n$  არის მთავარი კვანტური რიცხვი. ნახ. 1.1-ზე მოცემულია  $c\bar{c}$  მდგომარეობების სპექტრი.



ნახ. 1.1:  $J^{PC}$ -ს სხვადასხვა კვანტურ რიცხვებში გამოსახული ჩარმონიუმის მდგომარეობების მასური სპექტრი (Bettoni & Calabrese, 2005).

## 1.2 მძიმე კვარკონიუმის წარმოქმნის მექანიზმი

მძიმე კვარკონიუმის წარმოქმნა შეიძლება დაიყოს ორ ნაბიჯად: (1) ძლიერი შეჯახებისას  $Q\bar{Q}$  წყვილის წარმოქმნა კონკრეტული სპინით და ფერის მდგომარეობით, რომლის ალბათობის გამოთვლა შესაძლებელია შეშფოთების თეორიის მეშვეობით და (2)  $Q\bar{Q}$  წყვილის ადრონიზაცია ფიზიკურ კვარკონიუმად, მცირე ფარდობითი იმპულსით, რომელიც ბევრად ნაკლებია მძიმე კვარკის მასაზე  $m_Q$ -ზე. ეს არ აღიწერება შეშფოთების თეორიით, ანუ არა-პერტურბაციული პროცესია.  $Q\bar{Q}$  წყვილის ფიზიკურ კვარკონიუმში არა-პერტურბაციული გადასვლის ასაღწერად შეიქმნა სხვადასხვა მოდელები. ყველაზე ხშირად გამოიყენება: ფერის აორთქლების მოდელი, ფერადი-სინგლეტური მოდელი და არარელატივისტური კვანტური ქრომოდინამიკის ფაქტორიზაციის თეორია.

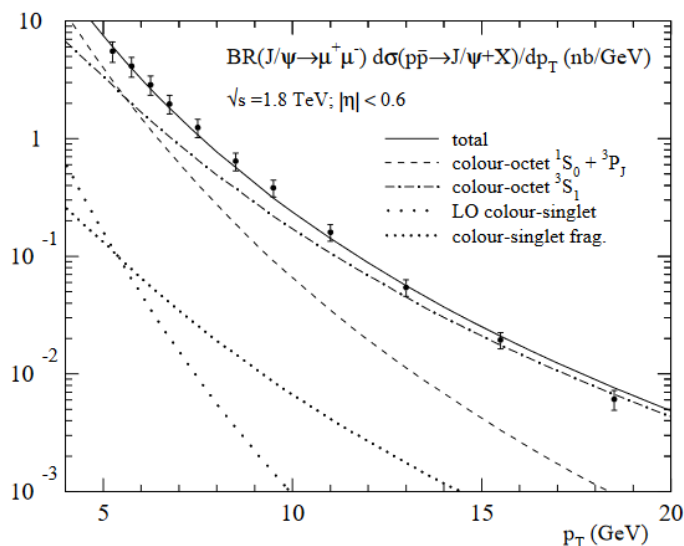
ფერის აორთქლების მოდელი (The Color Evaporation Model – CEM) (Einhorn & Ellis, 1975; Barger, Keung, & Phillips, 1980) არის შედარებით მარტივი მოდელი, რომლის მიხედვითაც კვარკ ანტი-კვარკული წყვილის საწყის და საბოლოო მდგომარეობის

ფერის და კუთხური მომენტის აღმწერ კვანტურ რიცხვებს შორის კორელაცია არ არსებობს. მიჩნეულია, რომ ბმის პროცესში დაბალენერგეტიკული (რბილი) გლუონის გამოსხივება ცვლის კვანტურ რიცხვებს, რათა გადავიდეს შესაბამის საბოლოო მდგომარეობაში.

ფერადი-სინგლეტური მოდელის (Color Singlet Model - CSM) (Fritzsch, 1977; Chang, 1980) მიდგომა საპირისპიროა. მის თანახმად თითოეული კვარკონიუმის მდგომარეობა შეიძლება შეიქმნას  $Q\bar{Q}$  წყვილიდან მხოლოდ კვარკონიუმის საწყისი ფერის და კუთხური მომენტის მდგომარეობაში. შესაბამისად, მაგალითად,  $J/\psi$  მეზონი შეიძლება წარმოიქმნას  $c\bar{c}$  წყვილიდან, რომელიც  $1^3S_1$  ფერის მიხედვით სენგლეტურ მდგომარეობაში შეიქმნება.

კვარკონიუმის წარმოქმნის მესამე და უფრო რთული თეორიული მიდგომა ცნობილია, როგორც კვარკონიუმის წარმოქმნის არარელატივისტური კვანტური ქრომოდინამიკის (Non-relativistic QCD - NRQCD Model) ფაქტორიზაციის ფორმალიზმი (Bodwin, Braaten, & Lepage, 1995). ზოგჯერ ფრაზას ფერად-ოქტეტურ მოდელს (Color Octet Model - COM) ვხვდებით, როდესაც ფერადი-ოქტეტური მექანიზმებია განხილული. თუმცა COM მოდელს აკლია ენერჯის სკალეების ფორმალური ორგანიზაცია, როგორც ეს არის არარელატივისტური კვანტური ქრომოდინამიკის მოდელში. NRQCD მოდელი არის ეფექტური ველის თეორია, რომელიც კვარკონიუმს განიხილავს, როგორც მიახლოებით არარელატივისტურ სისტემას. ეს მოდელი აკეთებს ამ მიახლოების სისტემატურ შესწორებებს მძიმე კვარკის სიჩქარის მიხედვით მწკრივად გაშლით, კვარკონიუმის უძრაობის სისტემაში. ეს ნიშნავს, რომ  $Q\bar{Q}$  წყვილი, წარმოქმნილი გარკვეული კვანტური რიცხვების კრებულით, შეიძლება გადავიდეს განსხვავებული კვანტური რიცხვების მქონე კვარკონიუმის მდგომარეობაში, დაბალენერგეტიკული გლუონების გამოსხივებით.

კვარკონიუმის წარმოქმნა თავდაპირველად აღიწერებოდა ფერადი-სინგლეტური მოდელით. ამ მიდგომის უპირატესობა იყო ის, რომ ყველა არა-პერტურბაციული ასპექტები კვარკონიუმის მდგომარეობის ტალღურ ფუნქციაში იყო შესული. შემდგომ, CDF კოლაბორაციამ (Collider Detector at Fermilab) გაზომა პირდაპირი  $J/\psi$  ნაწილაკების წარმოქმნის ალბათობა (Abe et al., 1992), რომელიც ერთი რიგით მეტი აღმოჩნდა, ვიდრე ფერადი-სინგლეტური მოდელი წინასწარმეტყველებდა (ნახ. 1.2).



ნახ. 1.2: CDF-ზე გაზომილი  $J/\psi$  ნაწილაკების წარმოქმნის დიფერენციალური კვეთა. ნახაზზე ასევე ნაჩვენებია თეორიული წინასწარმეტყველებები ფერადი-სინგლეტური და ფერადი-ოქტეტური მოდელების მიხედვით (Krämer, 2001).

თეორიის და ექსპერიმენტის შეუსაბამობის პრობლემის გადასაჭრელად ფერადი-ოქტეტური მოდელი (Color Octet Model - COM) იქნა შემოთავაზებული. ამ მოდელში დაბალ ენერგეტიკული გლუონების გამოსხივების ხარჯზე ხდება ინფრაწითელი განშლადობის პრობლემის გადაწყვეტა, სამაგიეროდ მოდელში შემოდის მთელი რიგი უცნობი პარამეტრები, რომელთა დაფიქსირება შესაძლებელია, მხოლოდ ექსპერიმენტული მონაცემების ანალიზის საფუძველზე.



## თავი 2

# ATLAS ექსპერიმენტი

### 2.1 ბირთვული კვლევების ევროპული ორგანიზაცია

მეორე მსოფლიო ომის შემდეგ მრავალი მეცნიერი და სხვადასხვა საერთაშორისო ორგანიზაციები გაერთიანდნენ იმისათვის რომ შექმნილიყო ბირთვული ფიზიკის მიმართულებით კვლევებისათვის ევროპული ლაბორატორია. ლაბორატორიის თავდაპირველი დასახელება ჩამოყალიბდა ფრანგული სახელით Conseil European pour la Recherche Nucleaire იგივე CERN-ი, რაც შემდგომში შენარჩუნდა ბირთვული კვლევების ევროპულ ორგანიზაციის აბრევიატურად, რომელიც 1954 წლის 29 სექტემბერს დაარსდა.

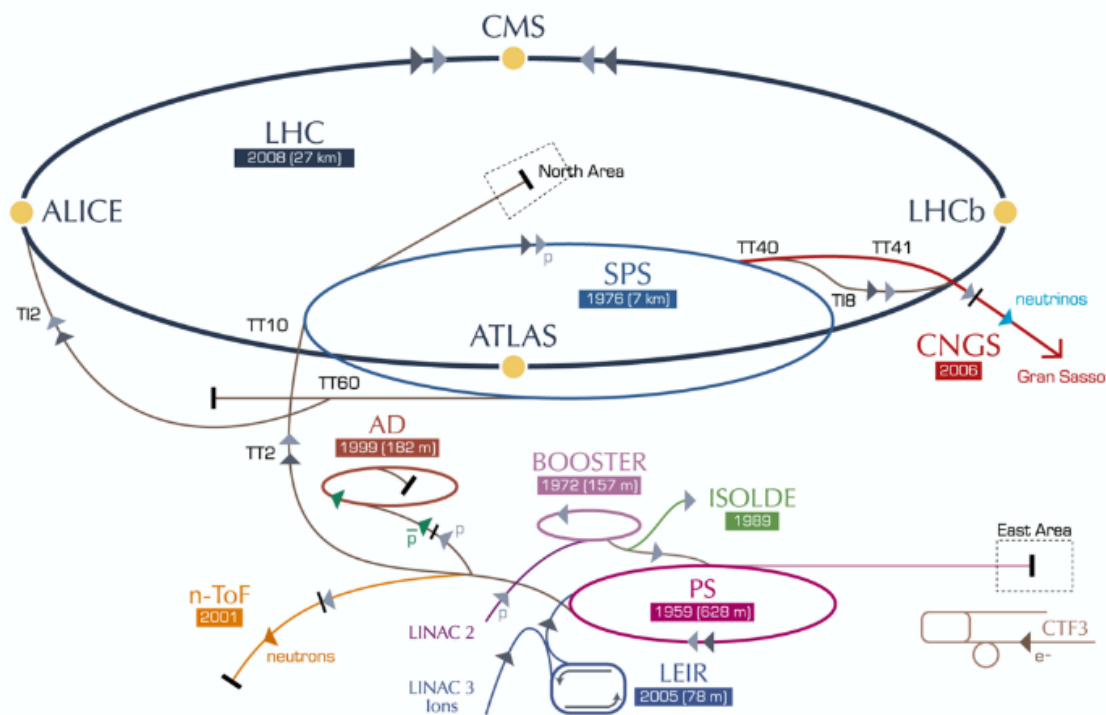
CERN-ი შედგება 23 წევრი ქვეყნისაგან, თუმცა მეცნიერები მთელი მსოფლიოდან იღებენ მონაწილებას მის ექსპერიმენტებში.

### 2.2 დიდი ადრონული კოლაიდერი

დიდი ადრონული კოლაიდერი (Large Hadron Collider - LHC) არის მსოფლიოს უდიდესი და ნაწილაკების ყველაზე მძლავრი ამაჩქარებელი (ნახ. 2.1), სადაც აჩქარებული ნაწილაკების ორი ნაკადი ეჯახება ერთმანეთს. მისი სიგრძე 27კმ-ია და გადის შვეიცარიის და საფრანგეთის საზღვარზე. LHC-ზე ოთხი ძირითადი ექსპერიმენტია განლაგებული, ესენია: ATLAS, CMS, LHCb და ALICE. ამჟამად LHC პროტონების ნაკადებს აჯახებს 13 ტევი მასათა ცენტრის ენერგიაზე, მისი ნათებაა  $10^{34}$   $\text{სმ}^{-2}\text{წმ}^{-1}$ . სანამ ნაწილაკების ნაკადის შეყვანა მოხდება LHC-ის 27კმ-იან რგოლში, მანამდე ისინი აჩქარებულია უკვე 450 გევი ენერგიამდე 4 შედარებით მცირე ზომის ამაჩქარებლების მიერ. შემდეგ ნაკადის აჩქარება ხდება სინათლის სიჩქარემდე და მათი

გადაკვეთა ხდება ექსპერიმენტების დეტექტორების ცენტრებში.

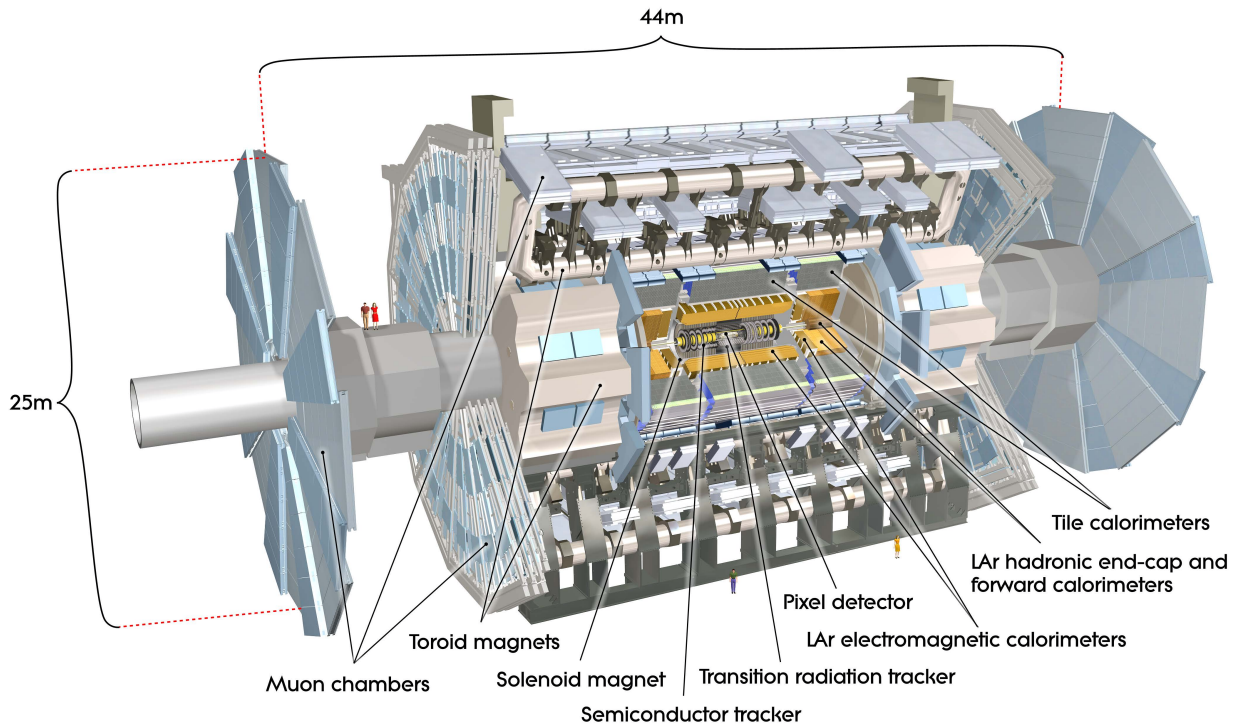
### CERN's accelerator complex



ნახ. 2.1: CERN-ის ამაჩქარებლების სქემა.

### 2.3 ATLAS დეტექტორი

ბირთვული კვლევების ევროპულ ორგანიზაციაში, დიდ ადრონულ კოლაიდერზე (CERN-ში, LHC-ზე) შეიქმნა ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) დანადგარი (ATLAS Collaboration, 2008) მაღალი ენერგიების ფიზიკაში ახალი ფუნდამენტური აღმოჩენებისათვის. (ნახ. 2.2).



ნახ. 2.2: ATLAS detector.

ATLAS დეტექტორი უპრეცედენტო ზომის და სირთულისაა, მისი სიგრძე არის 45 მ, ხოლო სიგანე 25 მ-ზე მეტია, მისი სრული წონა დაახლოებით 7000 ტონაა. იგი შედგება რამოდენიმე ქვე-დეტექტორისაგან (ნახ.1.2). წვეროს დეტექტორი ATLAS-ის შიდა ნაწილშია, რომელსაც გარს აკრავს სოლენოიდური მაგნიტი, კალორიმეტრები, მიუონური სისტემა, და ტოროიდალური მაგნიტი. წვეროს დეტექტორი შექმნილია იმისათვის რომ მოახდინოს ტრეკების და დაშლის წვეროების აღდგენა ნებისმიერ მაღალი ენერჯიის მქონე მოვლენისათვის. მიუონური სისტემა საკმაოდ დიდი ტრეკული სისტემაა, რომელიც შედგება სამი ნაწილისაგან, ესენია: 1) მაგნიტური ველი, რომელსაც ქმნის სამი ტოროიდალური მაგნიტი, 2) 1200 კამერის კომპლექტი, რაც საშუალებას იძლევა მაღალი სიზუსტით გაიზომოს გამავალი მიუონების ტრეკები, 3) მაღალი დროის გარჩევადობის მქონე ტრიგერული კამერების კომპლექტი.

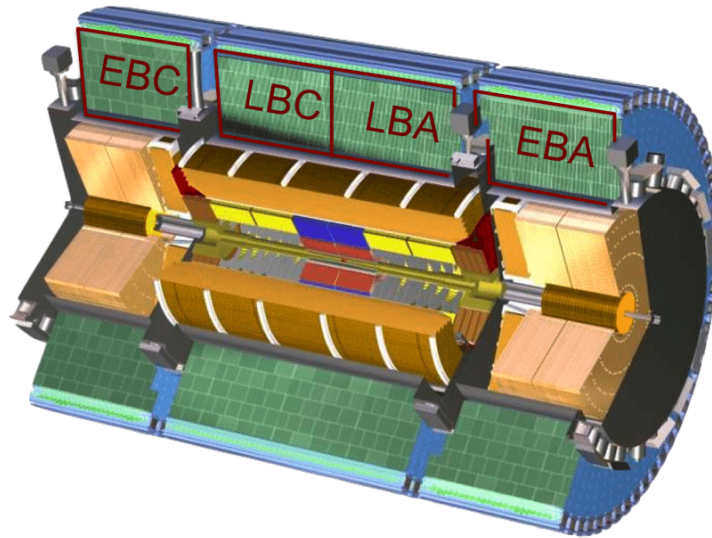
ATLAS დეტექტორი იყენებს ორ დიდ ზეგამტარ მაგნიტურ სისტემას, იმისათვის რომ საკუთარი ტრეკიდან გადახაროს დამუხტული ნაწილაკები, რის მეშვეობითაც იზომება მათი იმპულსი. გადახრა გამოწვეულია ლორენცის ძალით, რომელიც პროპორციულია ნაწილაკის სიჩქარის. უმრავლესობა ნაწილაკებისა მოძრაობს სინათლის სიჩქარესთან მიახლოებული სიჩქარით, შესაბამისად მათზე მოქმედი ლორენცის ძალა ერთი და იგივეა, მაგრამ დაბალი იმპულსის მქონე ნაწილაკებზე

მოქმედი ძალის სიდიდე იზრდება, რაც მეტად გადახრის მათ, შესაბამისად გადახრის სიდიდით განისაზღვრება ნაწილაკების იმპულსი.

ელექტრომაგნიტური და ადრონული კალორიმეტრი ადრონული კოლაიდერის დეტექტორის ერთ-ერთი მთავარი ნაწილია. ერთად მათ უნდა გაზომონ საკმაოდ კარგი სიზურტით ელექტრონების, ფოტონების, იზოლირებული ადრონების, ჭავლების და სხვა ნაწილაკების ენერგიები და მდებარეობები, ნაკლები განივი ენერგია, ასევე დაგვეხმარონ ნაწილაკის იდენტიფიცირებაში და მიუონის ენერგიის აღდგენაში. ATLAS კალორიმეტრის სისტემის ელექტრომაგნიტური და ადრონული ნაწილები ფარავს მისი ფსევდო-სისწრაფის  $|\eta| < 4.9$  არეს. ელექტრომაგნიტური ნაწილი შედგება თხევადი არგონის კალორიმეტრისაგან. თაილ კალორიმეტრი შედგება სცინსცილატორების და რკინის ფირფიტების მონაცვლეობისაგან, რომელიც განთავსებულია  $|\eta| < 1.7$  არეში.

## 2.4 ATLAS თაილ კალორიმეტრი

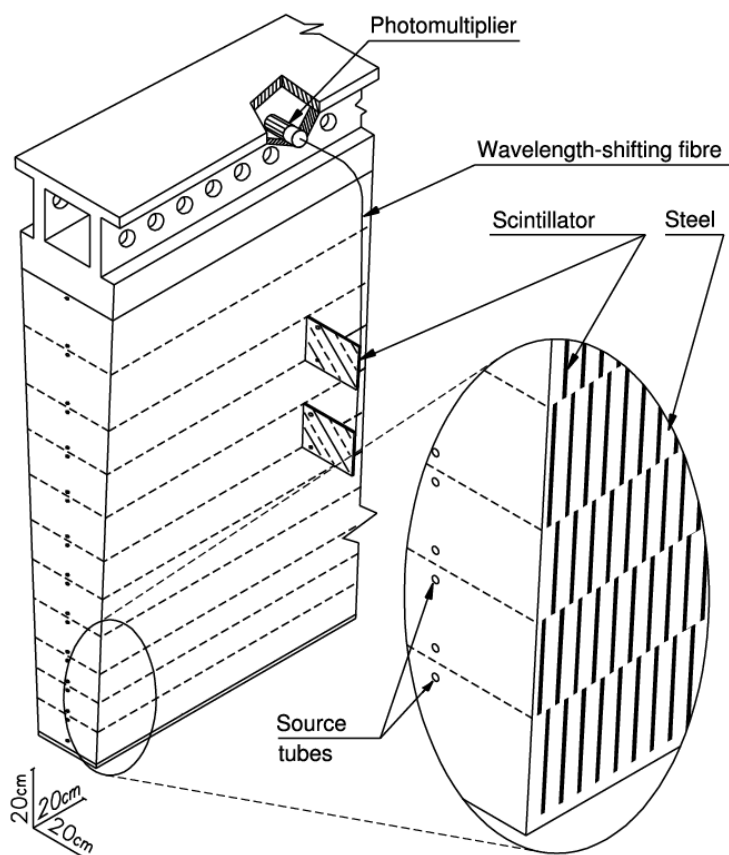
ATLAS თაილ კალორიმეტრი (TileCal) არის ადრონული კალორიმეტრი, რომელიც ATLAS დეტექტორის ცენტრშია განლაგებული (ნახ. 2.3). თაილ კალორიმეტრი დაყოფილია სამ ცილინდრულ სექციად, მათ უწოდებენ გრძელ ცილინდრს (Long Barrel - LB) და მიერთებულ (წაგრძელებულ) ცილინდრს (Extended Barrel - EB). 6 მეტრის სიგრძის ცენტრალური ცილინდრი ფარავს  $|\eta| < 1.0$  არეს, ხოლო 3 მეტრი სიგრძის მიერთებული ორი ცილინდრი ფარავს დეტექტორის  $0.8 < |\eta| < 1.7$  არეს. თითოეული ცილინდრი შედგება 64 აზიმუტალური სეგმენტისაგან, რასაც უწოდებენ მოდულს. თაილ კალორიმეტრის სცინტილატორის ფილები შეჯახების ღერძის პერპენდიკულარულად არიან განლაგებულნი. სტრუქტურა პერიოდულია ნაკადის ღერძის გასწვრივ. ფილები 3 მმ სისქისაა და მასში რკინის სცინტილატორთან ფარდობა არის 4.7:1. სცინტილატორების ორივე მხრიდან ხდება ინფორმაციის მოხსნა ოპტიკურ-ბოჭკოვანი კაბელებით და ორ სხვადასხვა ფოტოგამამრავლებელში (PMT) მიემართება. ფოტოგამამრავლებლები და წინა-მდებარე ელექტრონიკა მოდულის გარეთა ნაწილშია მოთავსებული (ნახ. 2.4). ცენტრალური ცილინდრის თითოეული მოდული დაყოფილია 45 უჯრედად, ხოლო მიერთებული ცილინდრის თითოეული მოდული დაყოფილია 14 უჯრედად. შესაბამისად თაილ კალორიმეტრი შედგება დაახლოებით 10000 წამკიხავი არხისაგან.



ნახ. 2.3: ATLAS Tile calorimeter.

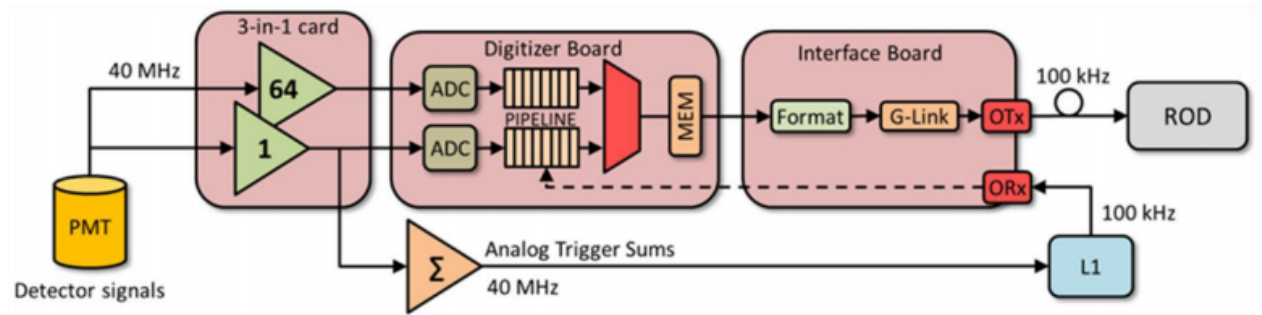
ახლანდელი თაილ კალორიმეტრის წინა-მდებარე ელექტრონიკა დაფუძნებულია 3-1-ში (3-in-1) კარტაზე (დაფაზე). როდესაც მაღალი ენერგიის მქონე ნაწილაკები ურთიერთქმედებენ რკინასთან, წარმოიქმნება შედარებით დაბალი ენერგიების მქონე ნაწილაკების ღვარი, რომელიც წარმოქმნის ნათებას სცინტილატორის ფილებში გავლისას. ნაწილაკების ენერგიის კარგვის შედეგად წარმოქმნილი სინათლის შეგროვება ხდება ოპტიკურ-ბოჭკოვანი კაბელებით და მიემართება სინათლის მიქსერში. ერთმანეთის გვერდი-გვერდ მყოფი ფილები და მათი ბოჭკოვანი კაბელები დაჯგუფებულია უჯრედებად, თითოეული უჯრედიდან სიგნალის მოხსნა ორი ფოტოგამამრავლებლის მეშვეობით ხდება. სინათლე გარდაიქმნება ელექტრულ სიგნალად ფოტოგამამრავლებელში და მუშავდება 3-1-ში კარტის მეშვეობით. იგი არის პასუხისმგებელი სიგნალის გაძლიერებაზე, რომელიც გვამღევს სამ ანალოგურ სიგნალს გამოსავალზე, რომლიდანაც ორი მათგანი დეტექტორის წამკითხველისთვისაა (მაღალი და დაბალი გაძლიერება) და მესამე ტრიგერირებისთვის. მაღალი და დაბალი გაძლიერების სიგნალების აციფრება ხდება 40 MHz სიხშირეზე 10 bit-იანი ანალოგური სიგნალის ციფრულში გადამყვანით (ADCs) აციფრების პლატებში (დაფებში). კალორიმეტრის ყველა უჯრედის აციფრებული სიგნალი იკრიბება და პაკეტებად ფორმირდება, შემდეგ იგზავნება მაღალი სიჩქარის ოპტიკური ლინკით (ბმულით), რომელიც უერთდება დეტექტორის წინა-მდებარე და უკანა-მდებარე ელექტრონიკას. წინა-მდებარე ელექტრონიკა განთავსებულია თაილ კალორიმეტრის გარეთა ნაწილში, ელექტრონიკის „უჯრაში“. გრძელი ცილინდრი

შედგება ორი უჯრისაგან, რომელსაც „სუპერ უჯრას“ უწოდებენ, ხოლო მიერთებული (წაგრძელებული) ცილინდრი შედგება ერთი უჯრისაგან.

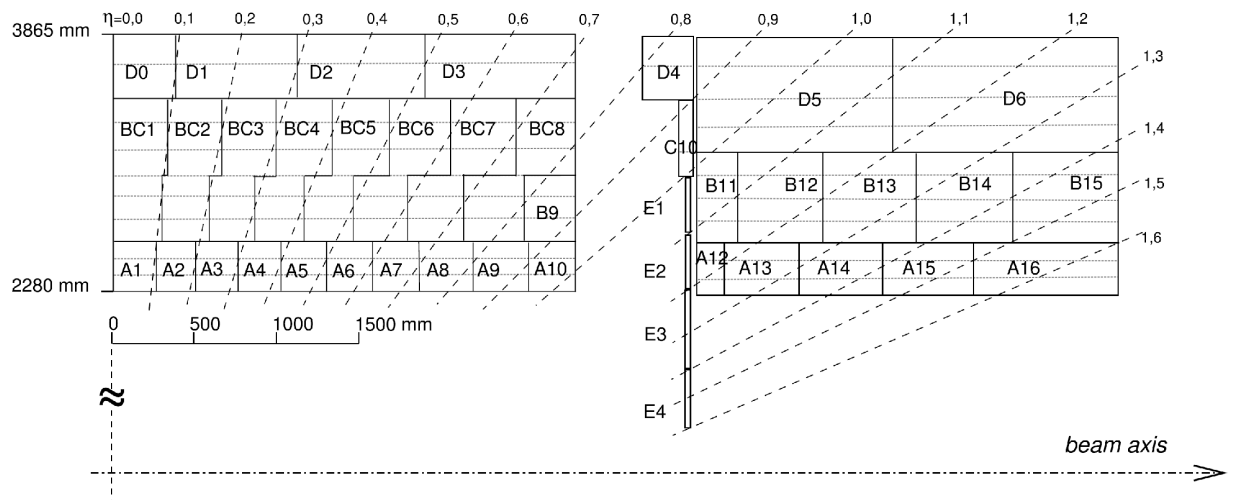


ნახ. 2.4: თაილ კალორიმეტრის მექანიკური სტრუქტურა. მასზე წარმოდგენილია სცინტილატორული და რკინის ფილების მონაცვლეობა, რომელთა ზედა ნაწილში არსებული ხვრელები წარმოადგენს ცეზიუმის წყაროს გავლისათვის გამოყოფილ სივრცეს.

უკანა-მდებარე ელექტრონიკაში მთავარი კომპონენტია წამკითხველი დრავერი-მოწყობილობა (Read-Out Driver - ROD), რომელიც წინა ელექტრონიკიდან მოსულ ინფორმაციას გადაამუშავებს და აგროვებს I-ლი დონის ტრიგერის მაქსიმალურ სიხშირეზე - 100 kHz. ROD-ი ამ მონაცემებს აგზავნის წამკითხავ ბუფერებში (ROB) მე-2 დონის ტრიგერთან.



ნახ. 2.5: თაილ კალორიმეტრის სიგნალის გადაცემის სქემა.



ნახ. 2.6: ATLAS თაილ კალორიმეტრის მოდულის გეომეტრია. უჯრედები ნაჩვენებია უწყვეტი ხაზებით, ხოლო თაილ-რიგები ნაჩვენებია ჰორიზონტალური წყვეტილი ხაზებით.

თაილ კალორიმეტრის გეომეტრიის სქემატური წარმოდგენა მოცემულია ნახ. 2.6-ზე. თითოეული მოდული შედგება 11 თაილ-რიგისაგან, რომელთაგანაც LB მოდულისათვის - პირველი 3 თაილ-რიგი ქმნის A შრეს, შემდეგი 6 - BC შრეს, ხოლო ბოლო 2 - D შრეს.

## 2.5 განახლება ფაზა-II

LHC ფაზა-II განახლების დროს (“High Luminosity LHC”, HL-LHC) დაგეგმილია LHC-ის ნათების 5-10-ჯერ ( $5 - 10 \times 10^{34} \text{სმ}^{-2} \text{წმ}^{-1}$ ) გაზრდა. HL-LHC-ის მოდერნიზაცია გარკვეულ გამოწვევებს წარმოქმნის თაილ კალორიმეტრისათვის. ახლანდელი ელექტრონიკა ძველდება და უნდა გაუძლოს გაზრდილი რადიაციის დონეს, ამიტომ ახალი ელექტრონიკაა საჭირო იმისათვის, რომ არსებობდეს გარანტირებული სანდოობა. ახლანდელი ანალოგური ტრიგერული სისტემა შეიცვლება სრულიად აციფრებული I-ლი დონის ტრიგერით. ამჟამად შექმნილია ე.წ. დემონსტრატორი - ახალი სისტემის ფუნქციონირებადი პროტოტიპი. იგი არის ჰიბრიდული პროტოტიპი თაილ კალორიმეტრის ერთი მოდულისა, რომლის ინტეგრირება მოხდება ATLAS დეტექტორში LHC-ის ფაზა-II განახლების დროს, რათა შემოწმდეს ახალი ელექტრონიკის არქიტექტურა. დემონსტრატორის ელექტრონიკა წარმოადგენს ანალოგურ-ციფრული ტრიგერის ჰიბრიდს, რათა თავსებადი იყოს ამჟამინდელ ანალოგურ ტრიგერის სქემასთან.

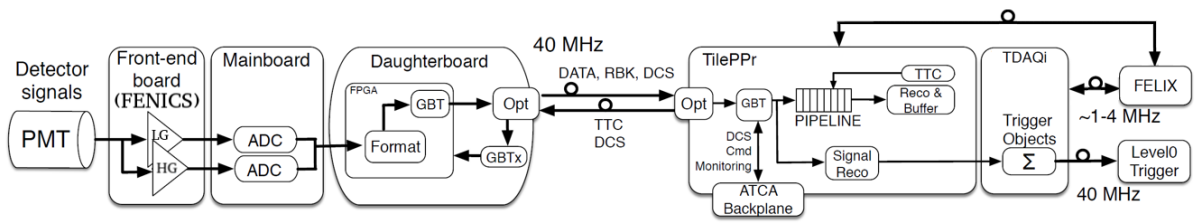
ახალი ელექტრონიკის განვითარების პროცესთან ერთად თაილ კალორიმეტრის მექანიკის შეცვლაც იგეგმება. ახალ წამკითხველ ელექტრონიკაში ამჟამინდელი უჯრები დაყოფილია ე.წ. „მინი-უჯრებად“. იგი თავსებადია ახალ ელექტრონიკის არქიტექტურასთან. მინი-უჯრები გაამარტივებს მათ გადაადგილებას, უფრო იოლი იქნება თაილ კალორიმეტრის ელექტრონიკასთან მიდგომა და მარტივად მოხდება მათი გამოცვლა.

განახლებული წამკითხველი ელექტრონიკა შედგება: ახალი წინა-პლატებისაგან (FE), რომლებიც უზრუნველყოფენ ფოტოგამამრავლებლების სიგნალის რეგულირებას, აციფრებას და კალიბრაციას. ახალი სისტემური დედა-პლატები (MB) უზრუნველყოფენ აციფრებას და კონტროლს. ახალი შვილი-პლატა (DB) უზრუნველყოფს მონაცემების დამუშავებას. ე.წ. „ვარსკვლავური“ ძაბვის განაწილება ახალ უჯრებში ამცირებს ძაბვის გადახრებს და ხმაურს. ასევე შეიცვალა უჯრის არქიტექტურა - ერთი პლატის ჩანაცვლება მოხდა ოთხი შვილი პლატით, რაც



სისტემას აძლიერებს და უჯრის ელექტრონიკას დამოუკიდებელ ნაწილებად ყოფს.

სიგნალის გადაცემა ფაზა-II სისტემისთვის ნაჩვენებია ნახ. 2.7-ზე. ხდება სიგნალის სრული აციფრება და იგზავნება ოპტიკური ლინკებით (ბმულებით) თაილ პრეპროცესორში (TilePPr) (F. Carrió and A. Valero, 2020). ამ მიდგომით ტრიგერისათვის მაქსიმალური ინფორმაციაა ხელმისაწვდომი და სიგნალი ნაკლებად სუსტია ელექტრონიკის ხმაურთან შედარებით. TilePPr-ი უგზავნის თითოეული უჯრედის აღდგენილ ენერჯიას ტრიგერის და მონაცემების შეგროვების ინტერფეისს (Trigger and Data Acquisition interface - TDAQi), რომელიც ადგენს ე.წ. „ტრიგერის კომპლექს“ და უგზავნის მას ATLAS-ის ტრიგერის სისტემას. TilePPr-ი ასევე იღებს და გადასცემს ნელი კონტროლის ინფორმაციას ელექტრონიკის უჯრას და აწვდის ამაჩქარებლის დროს დეტექტორის ელექტრონიკას, რათა სინქრონიზაცია მოახდინოს წამკითხველ სისტემასა და ATLAS-ის მონაცემების დაგროვების სისტემას შორის.



ნახ. 2.7: სიგნალის გადაცემა ფაზა-II სისტემისთვის.

3-1-ში წინა-მდებარე ელექტრონიკის ვარიანტი იქნა ჩადგმული დემონსტრატორში, რომელსაც განახლებული ფუნქციები გააჩნია ძველ ელექტრონიკასთან (Legacy SD) შედარებით:

- გაუმჯობესებული გამძლეობა რადიაციის მიმართ;
- გაუმჯობესებული სიგნალის ხმაურთან ფარდობა (Signal to Noise Ratio - SNR).

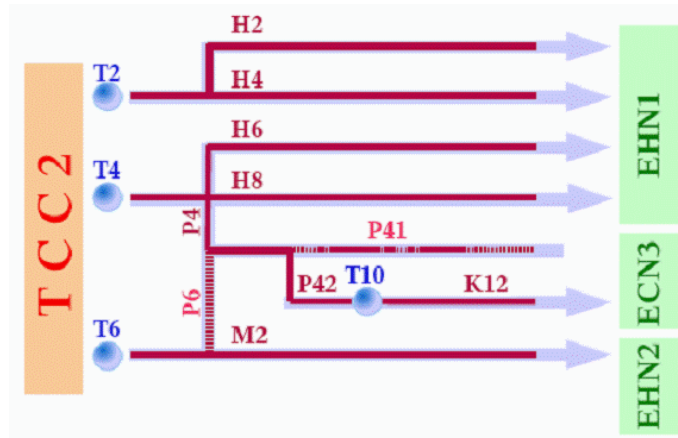
ასევე ვითარდება 3-1-ში წინა-მდებარე ელექტრონიკის ორი ალტერნატიული ვარიანტი, დაფუძნებული ASICs-ზე (An Application Specific Integrated Circuit):

- QIE (J. Hoff, 1999): QIE არის წინა პლანა, რომელიც მოიცავს მუხტის (Q) ინტეგრატორის (I) და მაკოდერებელის (E) ახალ ვერსიას, იგი არ ახდენს პულსის ფორმირებას.

- FATALIC (N. Pillet, 2011): “ყველა ერთში“ წინა-მდებარე ელექტრონიკის ვარიანტი დაფუძვნიებულია ATLAS თაილ კალორიმეტრის ინტეგრირებულ წრედზე (FATALIC- Front-end for Atlas TilecAL Integrated Circuit).

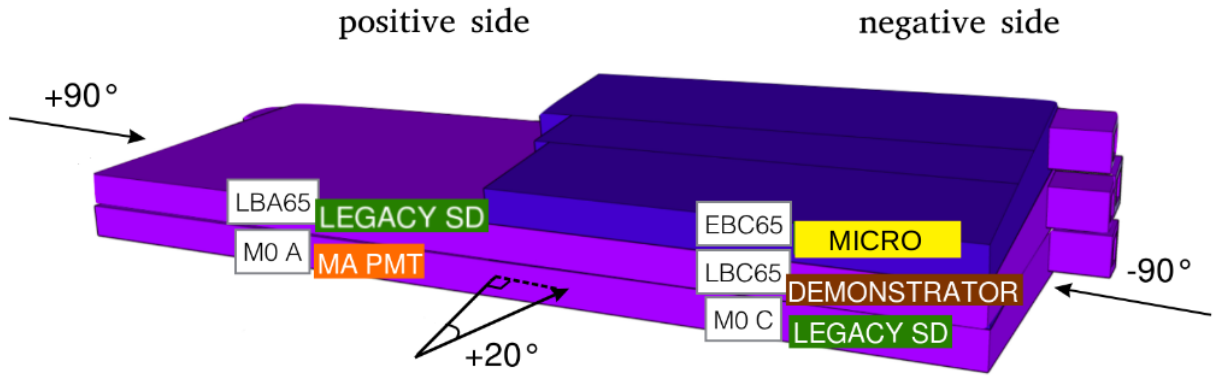
## 2.6 ტესტური დასხივებები

CERN-ის ჩრდილოეთის არეში, სუპერ პროტონული სინქროტრონიდან (Super Proton Synchrotron - SPS) წამოსული მაღალი ინტენსივობის, 400 გევი ენერგიის მქონე პროტონული ნაკადები ეჯახება პირველად სამიზნეებს T2-ს, T4-ს ან T6-ს (ნახ. 2.8). მეორადი ნაწილაკები მიდის ნაკადის ხაზებში: H2, H4, H6, H8, P42, K12, M2 და შემდეგ მიემართება მომხმარებლის არეში, საბოლოო ნაწილაკების ნაკადი შეიძლება იყოს: მიუონების, ადრონების, ან ელექტრონების ნაკადი.



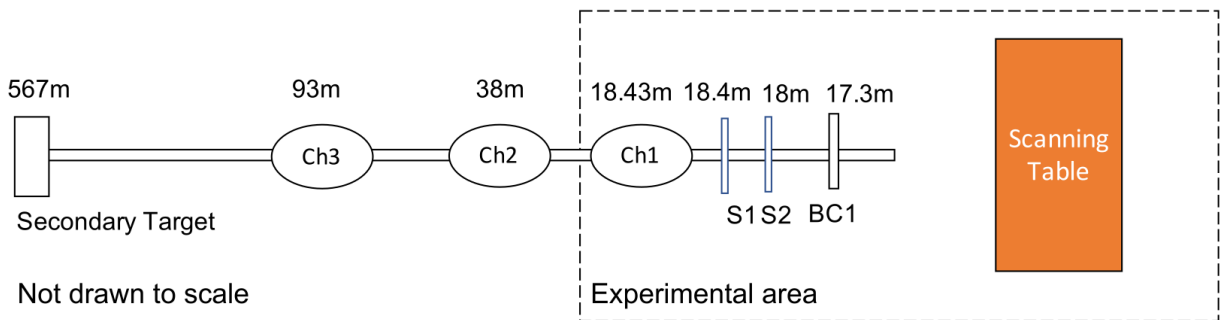
ნახ. 2.8: CERN-ის ჩრდილოეთის არეში არსებული ნაკადის ხაზები.

თაილ კალორიმეტრის ტესტური დასხივების დანადგარი ნახ. 2.9-ზე. სატესტო სამი მოდული განთავსებული იყო მაგიდაზე, რომლის მეშვეობით მოდულების დასხივება შესაძლებელი იყო სხვადასხვა კუთხით ( $16^\circ, 20^\circ, 160^\circ, 165^\circ, 300^\circ$ ). ჰიბრიდული პროტოტიპი - დემონსტრატორი დასხივებულ იქნა კიდევ სხვა ტაილ კალორიმეტრის მოდულთან ერთად სხვადასხვა ენერგიების (50, 150, 165, 180 გევი) მქონე სხვადასხვა ნაწილაკების ნაკადით (ადრონები, ელექტრონები, მიუონები), რომელიც CERN-ის SPS ამაჩქარებლიდან იქნა მიღებული.



ნახ. 2.9: თაილ კალორიმეტრის ტესტური დასხივების დანადგარი.

სანამ ნაწილაკების ნაკადი მოდულს დაეცემა, მანამდე იგი გადის ნაკადის გასწვრივ განლაგებულ დეტექტორებს, რომლებიც ნაჩვენებია ნახ. 2.10-ზე.



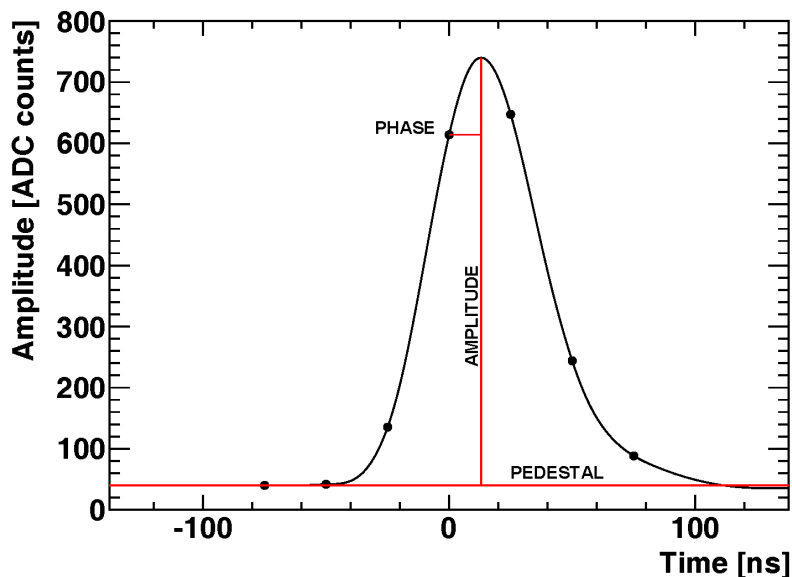
ნახ. 2.10: H8 ნაკადის ხაზის სქემატური წარმოდგენა.

დამცემი ნაკადის კოორდინატების გაზომვა ხდებოდა ნაკადის კამერით BC1. ორი სცინტილატორული მთვლელით, S1-ით და S2-ით ხდებოდა მონაცემების ჩაწერის ტრიგერირება. სამი ჩერენკოვის მთვლელით Ch1-ით, Ch2-ით და Ch3-ით შესაძლებელი იყო ნაწილაკების იდენტიფიკაცია.

ტესტური დასხივებებისას, რომლებიც ჩატარებული იქნა 2015–2018 წწ-ში და 2021–2022 წწ-ში, მონაცემები ჩაწერილი იქნა ადრონების/ელექტრონების ნაკადების გამოყენებით, რომლებიც სატესტო მოდულებს ეცემოდა  $\theta = 14/20^\circ$  კუთხით და ასევე მიუონების ნაკადების საშუალებით, რომლებიც სატესტო მოდულებს ეცემოდა  $\pm 90^\circ$  კუთხით.

## 2.7 თაილ კალორიმეტრის წამკითხველი სისტემა

თაილ კალორიმეტრი ნაწილაკების ენერგიას ზომავს 16 ბიტთან დინამიკურ ინტერვალში, დაწყებული მიუონის მიერ დატოვებული რამოდენიმე ასეული მევი ენერგიიდან, მაღალ ენერგეტიკული ნაწილაკების ჭავლებით დასრულებული. ფოტოგამამრავლებლიდან მიღებული სიგნალი ფორმირდება (ნახ. 2.11), შემდეგ ხდება მისი გაძლიერება ორი მნიშვნელობით რომელთა ფარდობაა 1:64. ორ გამოსავალ სიგნალს, რომელთაც უწოდებენ მაღალ და დაბალ გაძლიერებას, აქვთ ფიქსირებული სიგანე (FWHM), რომელიც დაახლოებით 50 ნწმ-ია და ამპლიტუდა რომელიც პროპორციულია უჯრედში დატოვებული ენერგიისა. ორი სიგნალის აციფრება ხდება ერთდროულად ორი ADC-ით (ანალოგური სიგნალის ციფრულ სიგნალში გადაყვანი). თითოეული პულსისათვის დროის სერია (ნიმუში) ინახება მონაცემების მართვის ბლოკში. თითოეული სიგნალი შედგება 7 ნიმუშისაგან. ნიმუშები ინახება ციფრული ინფორმაციის გადაცემის არხში და თუ შემთხვევა დაშვებული იქნება I-ლი დონის ტრიგერული სისტემის მიერ, გადაიგზავნება უკანა-მდებარე ელექტრონიკაში, წამკითხველი დრაივერის-მოწყობილობის პლატაში (ROD).



ნახ. 2.11: შიდა ნიმუშისაგან შემდგარი სიგნალის პულსის ფორმა.

ნახ. 2.11 გვიჩვენებს ანალოგური სიგნალის პულსის ფორმას, ნიმუშების მნიშვნელობას ADC თვლაში (ADC-ს მაჩვენებელში - ADC counts) და სიგნალის მთავარ მახასიათებლებს: ამპლიტუდას (ენერგია), მოსვლის ფაზას (დრო) და ხმაურს.

ენერგიის რეკონსტრუქციის სამი განსხვავებული მეთოდი შეიქმნა და შემოწმდა. ყველაზე მარტივი და სწრაფი მათ შორის არის ბრტყელი ფილტრაციის მეთოდი, რომელსაც ონლაინ მონაცემების ანალიზის დროს იყენებენ.

უფრო დახვეწილი მეთოდებია ფიტირების და ოპტიმალური ფილტრაციის მეთოდები, ისინი იყენებენ სიგნალის პულსის ფორმას, რათა უზრუნველყონ უკეთესი გარჩევისუნარიანობა, განსაკუთრებით ენერგიის იმ რეგიონში, სადაც ხმაური დიდ როლს თამაშობს.

### 2.7.1 ფიტირების რეკონსტრუქციის მეთოდი

ფიტირების რეკონსტრუქციის მეთოდი (Adragna et al., 2009) იყენებს პულსის ფორმას, რაც ეხმარება შეამციროს ელექტრონიკის ხმაურის წვლილი ენერგიის გაზომვისას და შესაძლებლობას იძლევა აღადგინოს სიგნალის მოსვლის დრო.

სცინტილატორში გამოყოფილი ენერგიის გასაზომად, ფოტოგამამრავლებლიდან წამოსული სიგნალის 7 ნიმუშად ჩაწერა ხდება. ნიმუშის მნიშვნელობა გამოისახება როგორც:

$$S_i = Ag(t_i - t) + ped \quad (2.1)$$

სადაც  $A$  არის სიგნალის ამპლიტუდა,  $t_i$  არის ნიმუშის მიღების დრო,  $ped$  არის ხმაურის მნიშვნელობა (pedestal),  $t$  არის პულსის პიკის შესაბამისი დრო და  $g$  არის ნორმირებული პულსის ფორმა. საუკეთესო შედეგის მისაღებად ხდება შემდეგი გამოსახულების მინიმიზაცია:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left( \frac{S_i - [Ag(t_i) - Atg'(t_i) + ped]}{\sigma_i} \right)^2 \quad (2.2)$$

$\sigma_i$  არის  $i$ -ური ნიმუშის ცდომილება (სტანდარტული გადახრა).

### 2.7.2 ოპტიმალური ფილტრაციის ფიტირების მეთოდი

ოპტიმალური ფილტრაციის ალგორითმი (Adragna et al., 2009; G. Usai, 2010) ამპლიტუდის რეკონსტრუქციას ახდენს ციფრული ნიმუშების შეწონილი ჯამით. ის ასევე აღადგენს სიგნალის დროს (ფაზას) და რეკონსტრუქციის ხარისხის ფაქტორს:

$$A = \sum_{i=1}^n a_i S_i \quad (2.3)$$

$$A\tau = \sum_{i=1}^n b_i S_i \quad (2.4)$$

$$QF = \sum_{i=1}^n |S_i - Ag_i| \quad (2.5)$$

სადაც,  $N$  ნიმუშების რაოდენობაა,  $A$  სიგნალის ამპლიტუდა,  $\tau$  წარმოადგენს ფაზას (დროს) მოსალოდნელ ნიმუშის დროსთან მიმართებაში,  $QF$  არის რეკონსტრუქციის ხარისხის მაჩვენებელი ფაქტორი, პარამეტრები  $a_i$ ,  $b_i$  არის ამპლიტუდისა და დროის რეკონსტრუქციის წონები,  $g_i$  არის  $i$ -ური ნიმუშის ნორმალიზებული ფორმის ფუნქციის ამპლიტუდის მნიშვნელობა და  $S_i$  არის ციფრული ნიმუშები. წონები გამოთვლილია ისეთი გზით რომ შეამციროს ხმაური სიგნალის რეკონსტრუქციისას, ამისათვის გამოყენებულია ლაგრანჟის მამრავლის მეთოდი.

ორივე მეთოდი იტერაციული მეთოდია, ე.ი. რამოდენიმე იტერაცია ხდება იმისათვის რომ ნაპოვნი იქნას პიკის მნიშვნელობა, ამპლიტუდა. მაგრამ როდესაც მაქსიმალური და მინიმალური (პირველი ნიმუში - ხმაური) ნიმუშების სხვაობა ნაკლებია გარკვეულ ზღვრულ მნიშვნელობაზე მაშინ არ ხდება იტერაცია არც ერთ მეთოდში და ფაზას (დროს) ენიჭება ფიქსირებული მნიშვნელობა 0.

## 2.8 თაილ კალორიმეტრის კალიბრაციის პროცედურა

თაილ კალორიმეტრში სიგნალის კალიბრაციის პროცესი აღიწერება შემდეგი ფორმულით:

$$E_{channel}[GeV] = A_{channel}[ADC] \cdot C_{ADC \rightarrow pC} \cdot C_{pC \rightarrow GeV} \cdot C_{Cs} \cdot C_{las} \cdot C_{\mu}, \quad (2.6)$$

სადაც:

- $A_{channel}[ADC]$  - არის სიგნალის ამპლიტუდა, მიღებული ოპტიმალური ფილტრაციის მეთოდით.
- $C_{ADC \rightarrow pC}$  - არის მუხტის შეყვანის სისტემის (Charge Injection System - CIS) მიერ დადგენილი კონსტანტა: ხდება ცნობილი მნიშვნელობის მქონე მუხტის (პიკო კულონში - pC) შეყვანა წამკითხველ ელექტრონიკაში, რის შედეგადაც დგინდება სიგნალის ამპლიტუდასა და მუხტს შორის კავშირი.

- $1/C_{pC \rightarrow GeV}$  - ელექტრო-მაგნიტური სკალა, რომელიც არის დამცემი ელექტრონების საწყის ენერგიასა (GeV) და გაზომილ მუხტს (pC) შორის კონტვერტაციის კოეფიციენტი.
- $C_{Cs}$  - ცეზიუმის სისტემის მიერ დადგენილი კონსტანტა:  $^{137}\text{Cs } \gamma$  - წყარო მოთავსებულია კაფსულაში და მუდმივი სიჩქარით მოძრაობს თაილ კალორიმეტრის სცინტილატორული ფილების რიგებში (თაილ-რიგებში) და აღაგზნებს მათ. იგი წარმოადგენს კალორიმეტრის უჯრედების გამომახილის გათანაბრების კარგ საშუალებას.
- $C_{las}$ - ლაზერული სისტემის მიერ დადგენილი კონსტანტა: ცნობილი ინტენსივობის ლაზერული სიგნალი იგზავნება ფოტოგამამრავლებლების ფოტოკათოდზე, რის მეშვეობითაც შესაძლებელი ხდება ფოტოგამამრავლებლების კალიბრაცია.
- $C_{\mu}$  - ელექტრო-მაგნიტური სკალის შესწორება, საჭიროა იმისათვის რომ გათვალისწინებული იქნას უჯრედებში შემავალი სცინტილატორული ფილების განსხვავებული ზომები.

## თავი 3

# დემონსტრატორის გამოძახილი მიუონების მიმართ

დღეისათვის მიუონის ნივთიერებასთან ურთიერთქმედება კარგად არის შესწავლილი (A.K Olive, 2006), ენერგიის დანაკარგში მთვარი წვლილი შეაქვს იონიზაციას და გამოყოფილი ენერგია პროპორციულია მიუონის მიერ განვლილი მანძილის. მაღალი ენერგიის მქონე მიუონები სრულად განჭოლავენ თაილ კალორიმეტრის მოდულებს, ნებისმიერი დაცემის კუთხით, რაც საშუალებას იძლევა დეტალურად შევისწავლოთ მოდულის გამოძახილი მისი შემადგენელი არეებიდან.

მიუონების მონაცემების გამოყენებით შესაძლებელია გაიზომოს ენერგიის გამოძახილი ნებისმიერ უჯრედში, თითოეულ შრეში, რაც საშუალებას იძლევა დადგინდეს ელექტრო-მაგნიტური სკალა - კონსტანტა, რომლის მეშვეობითაც მუხტის კონვერტაცია ხდება ენერგიაში ( $pC \rightarrow GeV$ ). ელექტრონების მეშვეობით ეს სკალა გამოთვლილი იქნა პირველი - A შრისათვის (Anderson et al., 2008), ხოლო მიუონების მეშვეობით შესაძლებელია ელექტრო-მაგნიტური სკალა შესწორებული იქნას მომდევნო - BC და D შრეებისათვის. ასევე  $\pm 90^\circ$  კუთხით დამცემი მიუონების გამოძახილი, შესაძლებელია გაზომილი იქნას თითოეულ თაილ-რიგში (ნახ. 2.6) (Adragna et al., 2009)). ზემოთ აღწერილი კვლევების შედეგები არის ამ თავის მთავარი თემა.

### 3.1 ნაწილაკის ნივთიერებასთან ურთიერთქმედება

დამუხტული ნაწილიაკი ნივთიერებაში გავლისას სხვადასხვა პროცესებით კარგავს ენერგიას (A.K Olive, 2006):



- ენერგიის დაკარგვა ხდება არადრეკადი შეჯახებისას ნივთიერების შემადგენელი ატომების ელექტრონთან, ეს დაკარგული ენერგია შეიძლება გამოისახოს ბეტე-ბლოხის ფორმულით:

$$-\left\langle \frac{dE}{dX} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (3.1)$$

სადაც,  $z$  არის დამცემი ნაწილაკის მუხტი,  $m$  დამცემი ნაწილაკის მასა,  $Z$  ნივთიერების მუხტი,  $A$  ნივთიერების ატომური მასა,  $I$  ნივთიერების აღზნების საშუალო ენერგია,  $\delta$  სიმკვრივის შესწორება,  $\beta$  არის სიჩქარე და  $\gamma$  ლორენც ვექტორი,  $T_{max}$  კი გადაცემული ენერგია ერთ შეჯახებაში.

- დამუხტული ნაწილაკი შეიძლება არეკლილი იქნას ატომის ბირთვიდან დრეკადი გაბნევით. თუ ნაწილაკის იმპულსი საკმარისად პატარაა, მაშინ მრავალჯერადი გაბნევა მნიშვნელოვანი ხდება.
- თუ ნაწილაკის სიჩქარე ნივთიერებაში სინათლის სიჩქარის სადარია ამავე ნივთიერებაში, მაშინ დამუხტული ნაწილაკი ენერგიას კარგავს ჩერენკოვის გამოსხივებით.
- ძლიერად ურთიერთქმედი ნაწილაკები, როგორცაა პროტონები, დამუხტული პიონები, ან დამუხტული კაონები, ნივთიერების შემადგენელი ატომების ბირთვთან შეიძლება ურთიერთქმედება განიცადონ ბირთვული ურთიერთქმედებით. არადრეკადი ურთიერთქმედების შემთხვევაში ნაწილაკი შთაინთქმება ნივთიერებაში.
- მსუბუქი ნაწილაკი დამუხტულებითი გამოსხივების (ბრემშტრალუნგის) შედეგად ასხივებს ფოტონს, როდესაც ბირთვის ელექტრულ ველში გაივლის. გამოსხივების ალბათობა უკუპროპორციულია ნაწილაკის მასის კვადრატის.

მიუონი ელექტრონზე მძიმეა, ამიტომ ბრემშტრალუნგის გამოსხივების ალბათობა მცირეა, ვიდრე ელექტრონისათვის. 100 გევი, ან მეტი ენერგიის მქონე მიუონი დაახლოებით 1-2 მევი/გრ/სმ<sup>2</sup> ენერგიას კარგავს, იონიზაციის და  $\delta$  ელექტრონების მეშვეობით, ხოლო 100 გევზე მეტი ენერგიის მქონე მიუონი ძირითადად იონიზაციის ხარჯზე კარგავს ენერგიას. თხელი შთანმთქმელის (რამოდენიმე მეტრი რკინის შთანმთქმელი) შემთხვევაში, მიუონის დაკარგული ენერგიის განაწილებას აქვს გრძელი კუდი და  $dE/dX$ -ის (იგივე  $dE/dl$ -ის) მნიშვნელობა განსხვავდება ზემოთ

მოყვანილი ფორმულისაგან (3.1), ნივთიერების ატომური რიცხვის სიმცირის და შეჯახებების დროს გადაცემული ენერჯის დიდი ფლუქტუაციების გამო. მხოლოდ სქელი შთამნთქმელი, როგორცაა 100 მ რკინა, გახდიდა მოუონების დაკარგული ენერჯის განაწილებას გაუსის ფორმის მქონეს.

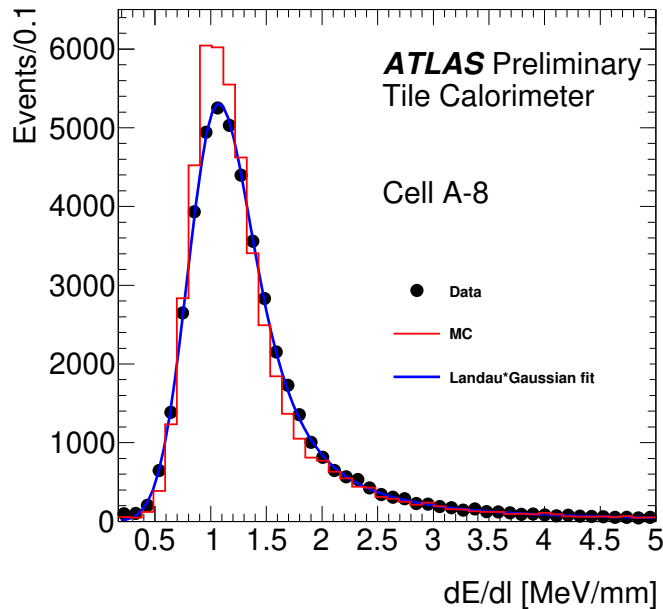
## 3.2 მიუონების გამოძახილი

ლ.ლანდაუს მიერ თეორიულად აღწერილი იქნა დამუხტული ნაწილაკის ნივთიერების თხელ ფენაში გავლისას ენერჯის კარგვის ფლუქტუაციები, იონიზაციის ხარჯზე, რომლის ალბათობის სიმკვრივის ფუნქციას აქვს გაუსთან მიახლოებული ფორმა, ასიმეტრიული კუდით უსასრულობაში (L. Landau, 1944). თუ ნაწილაკი დეტექტორში არ შეჩერდა მთლიანად, მაშინ დაკარგული ენერჯის განაწილებას ექნება პიკი, რომელიც აღწერს ყველაზე ალბათურ გამოყოფილ ენერჯიას (სიგნალს). ფლუქტუაციები პიკის ირგვლილ იზრდება როდესაც დეტექტორის ნივთიერების სისქე მცირდება (S. Meroli, D. Passeria, L. Servolia, 2011).

ე.წ. ლანდაუს ფლუქტუაციები (ასიმეტრიული გრძელი კუდი) ძირითადად გამოწვეულია იშვიათი შემთხვევებით, როდესაც ნივთიერების ატომებიდან ხდება ელექტრონის ამოვარდნა, რომელიც საკმარის ენერჯიას იძენს იმისათვის რომ თავად გახდეს მაიონიზირებელი ნაწილაკი. რადგან ამოვარდნილი ელექტრონების მიმართულება ხშირ შემთხვევაში დამცემი ნაწილაკის საწყისი მიმართულების პერპენდიკულარულია, იგი წარმოქმნის არათანაბრად განაწილებული მუხტის არეებს და ამცირებს სივრცულ გარჩევისუნარიანობას.

მიუონების გამოძახილი განსაზღვრული იქნა, როგორც თაილ კალორიმეტრის უჯრედში გამოყოფილი ენერჯის  $dE$ -ს ფარდობა, მიუონის მიერ გავლილი ტრეკის სიგრძეზე უჯრედში  $dX$ -ზე (იგივე  $dl$ -ზე). ამ სიდიდის ექსპერიმენტული და სიმულირებული მონაცემების ერთ-ერთი შედეგი ნაჩვენებია ნახ. 3.1-ზე. სიგნალის შესაფასებლად ლანდაუს განაწილების პიკის მნიშვნელობის აღება არ იქნება სწორი მიდგომა, რადგან პიკის მნიშვნელობა დამოკიდებულია ნივთიერების სისქეზე, ამიტომ ამ შემთხვევაში განაწილების ე.წ. ჩამოჭრილი საშუალო გამოიყენება -  $\langle dE/dl \rangle_t$ , რაც ნიშნავს რომ განაწილებას მარჯვნიდან მონაცემების გარკვეული პროცენტი ( $F=2.5\%$ ) ჩამოეჭრება და შემდეგ გამოითვლება განაწილების საშუალო მნიშვნელობა. ეს პროცედურა იქნა არჩეული რათა სიგნალის შეფასებაში მონაწილეობა არ მიეღო სტატისტიკურად არაუზრუნველყოფილ ენერჯის კარგვებს, როგორცაა

ბრემშტრალუნგი ან ენერგეტიკული  $\delta$ -გამოსხივება, რომლებიც იწვევენ საშუალო მნიშვნელობის დიდ ფლუქტუაციებს. აღსანიშნავია, რომ ჩამოჭრილი საშუალო მნიშვნელობა მცირე არაწრფივობას გამოხატავს განვლილ მანძილთან,  $dX$ -თან მიმართებაში.

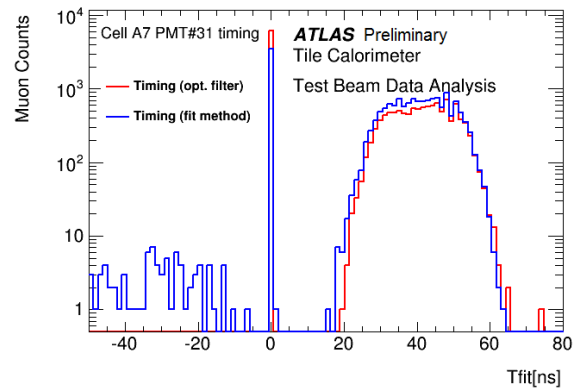
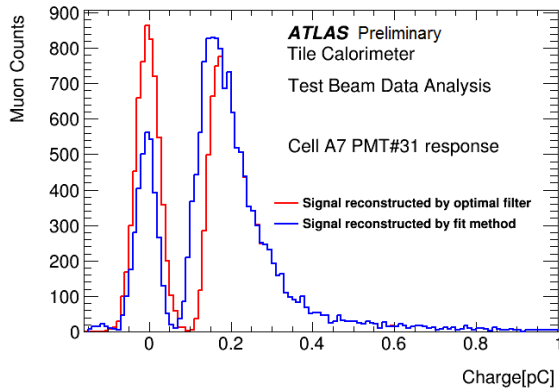


ნახ. 3.1:  $dE/dl$  სიდიდის განაწილება A8 უჯრედისათვის, მიღებული ექსპერიმენტული (შავი წერტილები) და სიმულირებული (წითელი განაწილება) მიუონების ნაკადით, რომელიც სატესტო მოდულს A შრეს ეცემა  $-90^\circ$  კუთხით. ლურჯი ხაზით ნაჩვენებია ექსპერიმენტული მონაცემების ფიტირება ლანდაუს განაწილების გაუსთან ნახვევით.

### 3.3 დეტექტორის იდივიდუალური უჯრედის გამოძახილი მიუონური ნაკადის მიმართ

ქვემოთ წარმოდგენილია სატესტო მოდულის - დემონსტრატორის მონაცემების ანალიზი. პირველი ბიჯია სიგნალის რეკონსტრუქცია ADC თვლებში. ADC-ების წრფივობა, თითოეული არხისათვის, დადგენილია მუხტის შეყვანის სისტემით (Charge Injection System - CIS).

მნიშვნელოვანია მიუონების ნამდვილი სიგნალის და ელექტრონიკის ხმაურის განცალკევება. ოპტიმალური ფილტრაციის და ფიტირების რეკონსტრუქციის მეთოდები, ორივე ერთნაირ შედეგებს იძლევა, იმ საიგნალისათვის, რომელიც ხმაურის ზღურბლზე მეტია (ნახ. 3.2 და 3.3).



ნახ. 3.2: რეკონსტრუირებული ამპლიტუდა ოპტიმალური ფილტრაციის მეთოდით (წითელი ხაზით) და ფიტირების მეთოდით (უჯრედი A7 PMT #31).

ნახ. 3.3: რეკონსტრუირებული დრო (ფაზა) ოპტიმალური ფილტრაციის მეთოდით (წითელი ხაზით) და ფიტირების მეთოდით (უჯრედი A7 PMT #31).

დაბალი სიგნალის ყოფაქცევა ნახ. 3.2-ზე განსხვავებულია სხვადასხვა რეკონსტრუქციის მეთოდისათვის, რადგან სხვადასხვა ხმაურის ზღურბლის მნიშვნელობა გამოყენებული:

- 5 ADC თვლა ოპტიმალური ფილტრაციის მეთოდისათვის
- 3.2 ADC თვლა ფიტირების მეთოდისათვის

პიკი 0-ზე ნახ. 3.2-ზე და ნახ. 3.3-ზე წარმოადგენს რეკონსტრუირებულ მოვლენებს იტერაციის გარეშე.

იმისათვის რომ შეირჩეს მხოლოდ სიგნალის მოვლენები, შემდეგი ჩამოჭრები იქნა დადებული:

- ჩამოჭრა დროზე I - აღდგენილი დრო  $\neq 0$ , რაც დატოვებს მხოლოდ იმ სიგნალს, რომლის მნიშვნელობა ხმაურის ზღურბლზე მეტია.
- ჩამოჭრა დროზე II - ყალბი სიგნალის მოსაშორებლად დროის სწორი ინტერვალი იქნა შერჩეული (50 ნწმ-ის მქონე დროის ინტერვალი, ნახ. 3.3)

### 3.3.1 ხმაურის ზღურბლის ოპტიმიზაცია

დაბალი სიგნალის მქონე მიუონების ხმაურისაგან გასარჩევად საჭიროა ხმაურის ზღურბლის მნიშვნელობის ოპტიმიზაცია. აღმოჩნდა რომ საწყისი ზღურბულური

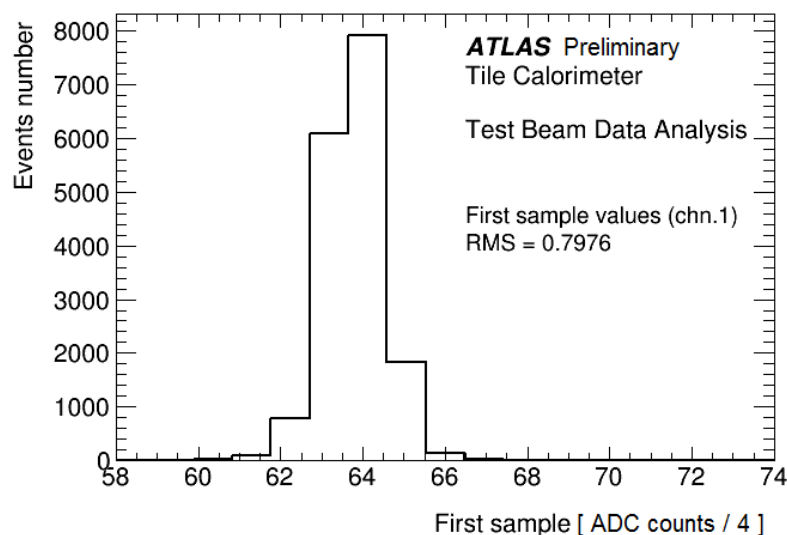
მნიშვნელობები 5 ADC თვლა (ოპტიმალური ფილტრაციის მეთოდისათვის) და 3.2 ADC თვლა (ფიტირების მეთოდისათვის) არ არის ოპტიმალური, რადგან მიუონის სიგნალი შეიძლება ამ ზღურბლზე დაბალი იყოს. ახალი ელექტრონიკის შედარებით დაბალი ხმაური საშუალებას იძლევა რომ ზღურბლური მნიშვნელობები დავწიოთ რეკონსტრუქციის მეთოდებში. ერთი ფიქსირებული მნიშვნელობის ნაცვლად, თითოეული არხისათვის შესწავლილი იქნა შესაბამისი არხის ელექტრონიკის ხმაურის საშუალო კვადრატული გადახრის (RMS-ის) პროპორციული მნიშვნელობა:

$$\text{ზღურბლი} = C \times \text{RMS}, \text{ სადა } C = 2, 3, 4;$$

სხვადასხვა არხისათვის განსხვავებული ხმაურის ზღურბლის მნიშვნელობის მინიჭება შესაძლებელი იყო ოპტიმალური ფილტრაციის მეთოდში, ამიტომ შემდგომი ანალიზისათვის არჩეული იქნა ეს მეთოდი.

### 3.3.2 ელექტრონიკის ხმაურის შეფასება

ელექტრონიკის ხმაურის საშუალო კვადრატული გადახრა, თითოეული არხისათვის შეფასებული იქნა, როგორც შესაბამისი არხის პირველი ნიმუშის ამპლიტუდის (რომელიც მხოლოდ ხმაურს შეიცავს) განაწილების საშუალო კვადრატული გადახრა, რისი მნიშვნელობაც მიუთითებს, თუ რამდენად შეიძლება იცვლებოდეს ხმაურის მნიშვნელობები (ნახ. 3.4).

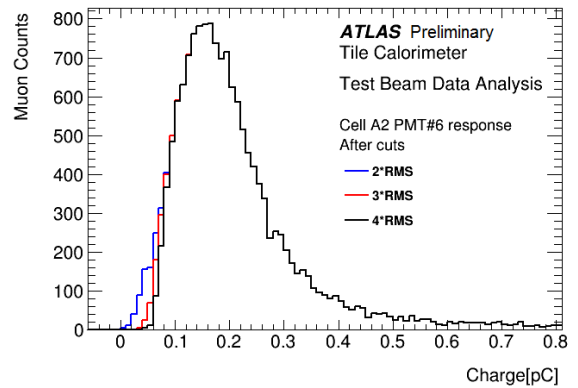
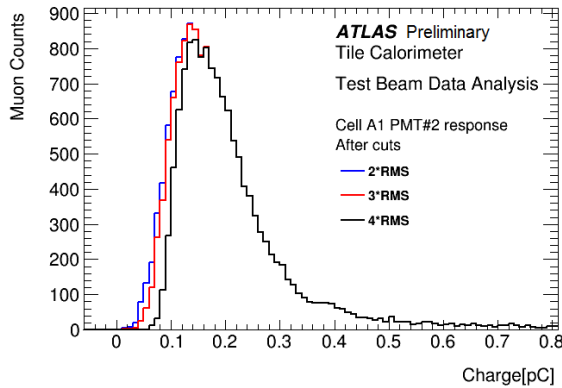


ნახ. 3.4: პირველი ნიმუშის განაწილება #1 არხისათვის.

ხმაური დაახლოებით 0.75 ADC თვლის ტოლი გამოვიდა არხების უმრავლესობისათვის.

რეკონსტრუქციის მეთოდის არჩევის შემდეგ და ზემოთ აღწერი ჩამოჭრების დადების შემდეგ (პარაგრაფი 3.3), რამოდენიმე ზღურბლური მნიშვნელობა იქნა განხილული:

$$C \times \text{RMS}, \text{ სადა } C = 2, 3, 4;$$

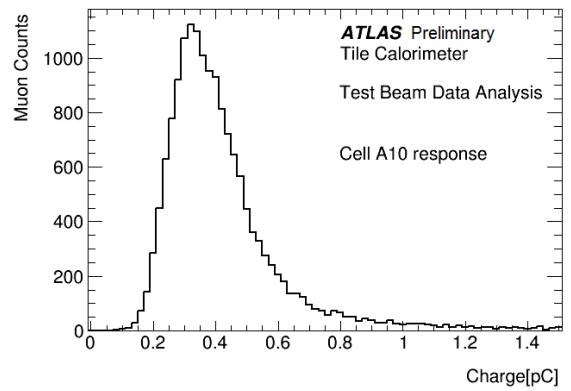
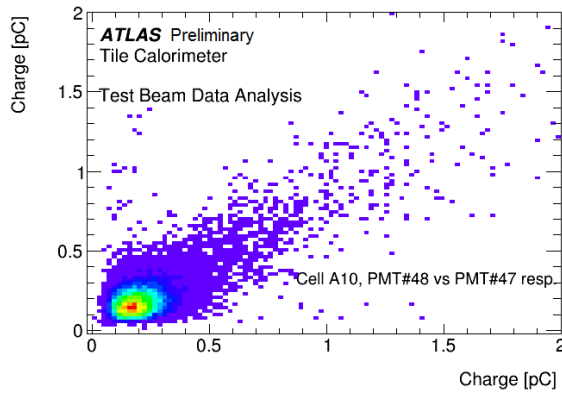


ნახ. 3.5: უჯრედი A1 PMT # 2-ის გამოძახილი (ლურჯი ხაზით -  $2 \times \text{RMS}$ , წითელი ხაზით -  $3 \times \text{RMS}$ , შავი ხაზით -  $4 \times \text{RMS}$ ).

ნახ. 3.6: უჯრედი A2 PMT # 6-ის გამოძახილი (ლურჯი ხაზით -  $2 \times \text{RMS}$ , წითელი ხაზით -  $3 \times \text{RMS}$ , შავი ხაზით -  $4 \times \text{RMS}$ ).

ხმაურის ზღურბლურ მნიშვნელობად  $3 \times \text{RMS}$  იქნა შერჩეული, რადგან განაწილების ყოფაქცევა დაბალი სიგნალის რეგიონში ყველაზე მეტად მსგავსია ლანდაუს განაწილებისა ამ მნიშვნელობისათვის (ნახ. 3.5- 3.6).

რეკონსტრუქციის მეთოდისათვის ხმაურის ზღურბლის შერჩევის შემდეგ უჯრედის სრული გამოძახილი იქნა შეფასებული, შესაბამისი ორი ფოტოგამამრავლებლის სიგნალის აჯამვით (დროის ჩამოჭრების გათვალისწინებით), იხილეთ ნახ. 3.7 და 3.8.



ნახ. 3.7: A10 უჯრედის PMT# 48-ის გამოძახილის დამოკიდებულება PMT# 47-ის გამოძახილზე.

ნახ. 3.8: A10 უჯრედის სრული გამოძახილი.

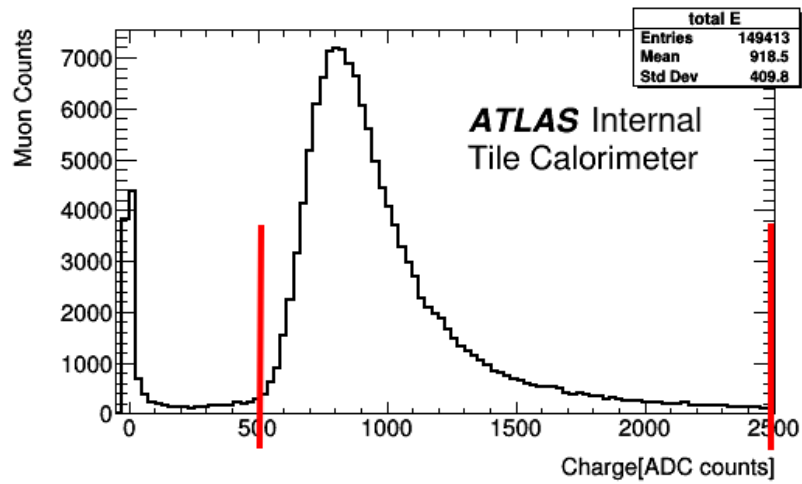
### 3.3.3 მოუონების გამოძახილი მანძილის ერთეულზე

მნიშვნელოვანია მიუონის ერთეულ მანძილზე დაკარგული ენერჯის შეფასება LBC65 მოდულში. მიუონი სუსტად ურთიერთქმედი ნაწილაკია და მისი დაკარგული ენერჯია პროპორციულია განვლილი მანძილის. ამიტომ  $dE/dX$ -ის მნიშვნელოვნა (მანძილის ერთეულზე გამოყოფილი ენერჯია) იქნა გამოთვლილი თითოეული უჯრედისათვის A შრეში, იმ მოლოდინით რომ თითოეულ უჯრედში მანძილის ერთეულზე გაზომილი სიგნალის მნიშვნელობები ერთმანეთთან ახლოს იქნება.

165 გევი ენერჯის,  $+90^\circ$  დამცემი კუთხის მქონე მიუონების ტესტური დასხივების მონაცემების ანალიზის შედეგად გამოთვლილი იქნა მიუონის სიგნალი თითოეულ უჯრედში, როგორც შესაბამისი ორი ფოტოგამამრავლებლის სიგნალის ჯამი.

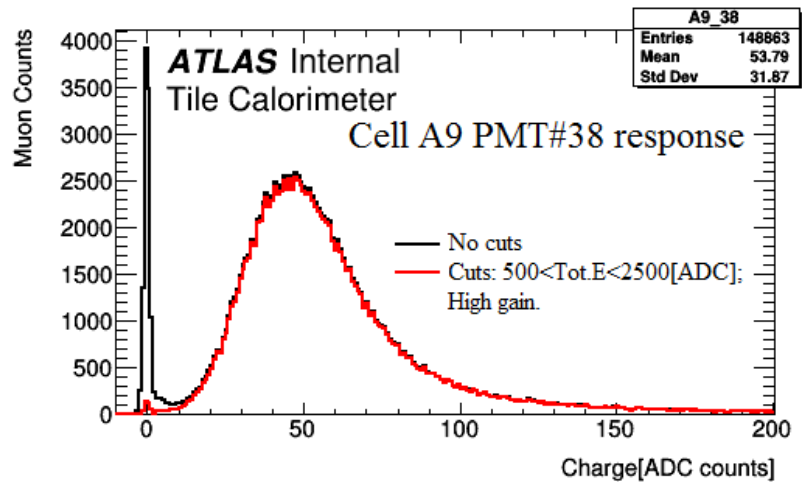
სიგნალის შესარჩევად შემდეგი ჩამოჭრები იქნა გამოყენებული:

- ჩამოჭრა სატესტო მოდულში გამოყოფილ სრულ ენერჯიაზე:  $500 < E_{tot} < 2500$  ADC თვლა (ნახ. 3.9);
- ჩამოჭრა ნაკადის კამერებზე:  $4 \text{ სმ}^2$  ფართის მქონე კოლიმირებული ნაკადი იქნა არჩეული.



ნახ. 3.9: A შრის სრული ენერჯის განაწილება. ხმაურის ზღურბლი -  $3 \times \text{RMS}$  (ტესტური დასხივება - ივნისი, 2017წ).

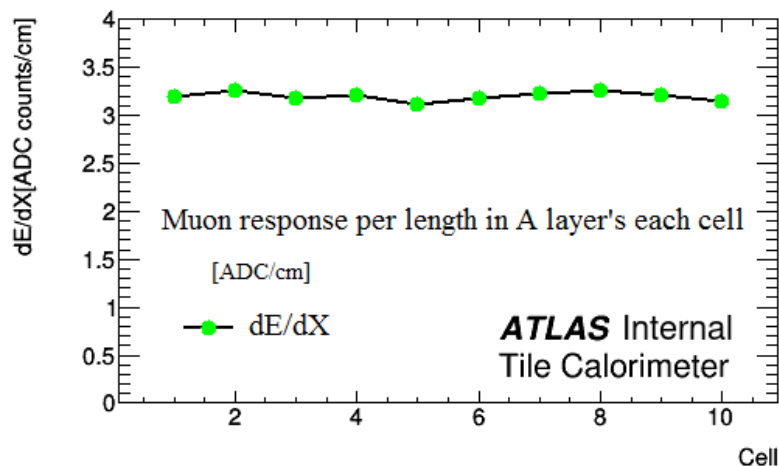
ზემოთ ხსენებული ჩამოჭრების დადების შემდეგ ხმაურის პიკი 0-ის მახლობლობაში შემცირდა (ნახ. 3.10 - წითელი განაწილება).



ნახ. 3.10: უჯრედი A9 PMT# 38-ის გამოძახილი. შავი განაწილება - მიუონების გამოძახილი სიგნალის შერჩევამდე, წითელი განაწილება - მიუონების გამოძახილი სიგნალის შერჩევის შემდეგ (ტესტური დასხივება - ივნისი, 2017 წ).

იმისათვის რომ გამოთვლილიყო  $dE$ -ის მნიშვნელობა თითოეული უჯრედისათვის,  $dE$  მნიშვნელობად აღებული იქნა სიგნალის განაწილების ჩამოჭრილი საშუალო 97.5%-ზე ( $F=2.5\%$ ), ხოლო  $dx$ -ის მნიშვნელობად გამოყენებული იქნა შესაბამისი უჯრედის სიგრძე.





ნახ. 3.11:  $dE/dx$ -ის განაწილება A შრისათვის (ტესტური დასხივება - ივნისი, 2017 წ), ნახაზზე გამოსახულია სტატისტიკური ცდომილებები, რომლებიც ძალიან მცირე მნიშვნელობისაა.

ნახ. 3.11-დან შეგვიძლია დავასკვნათ რომ განაწილება ბრტყელია 1.6% გაფანტულობის ფარგლებში. სიგნალი, რომელიც იყო მიღებული ADC თვლებში, შემდგომ გადაყვანილი იქნა გეგებში, შესაბამისი კალიბრაციის კონსტანტების მეშვეობით, იხილეთ პარაგრაფი 2.8.

### 3.4 მონაცემების და სიმულაციის შედარება

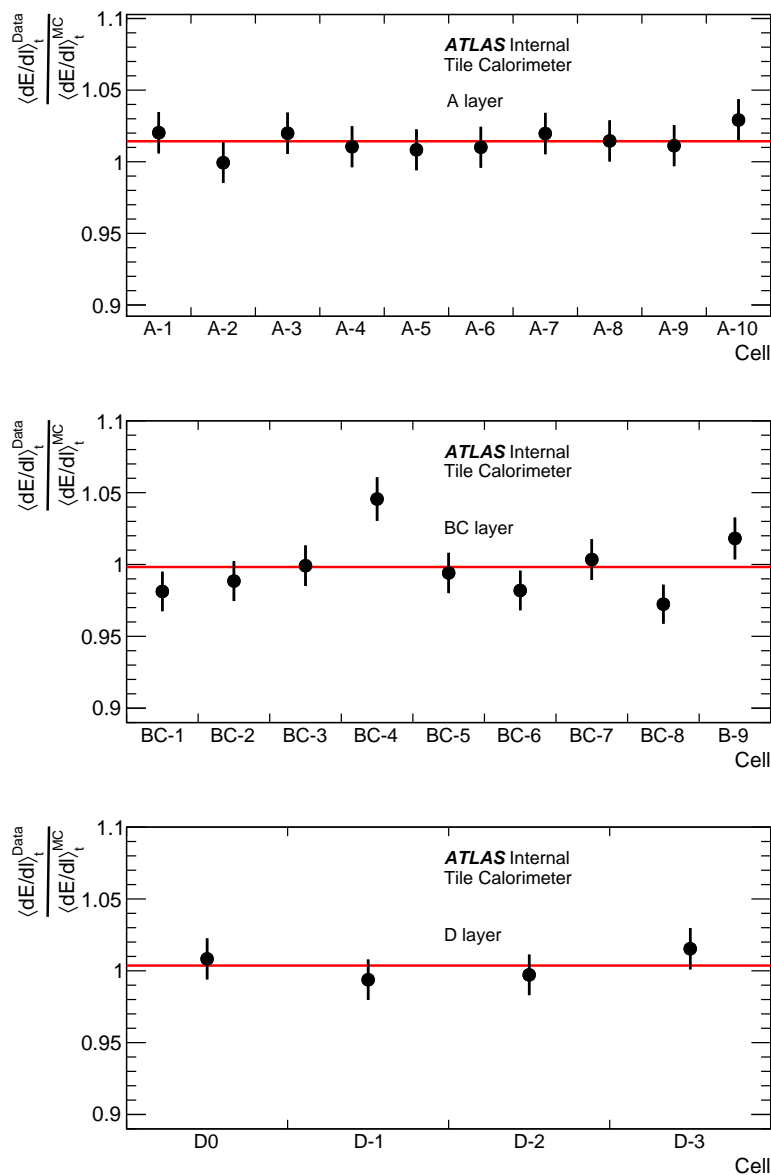
ახალი ელექტრონიკის პროტოტიპის - დემონსტრატორის სიგნალის და კალიბრაციის სისწორის შეფასების მიზნით, ტესტური დასხივების მონაცემების შედეგები შედარდა სიმულირებული მონაცემების შედეგებს. რაც, ასევე საშუალებას იძლევა შეფასდეს, თუ რამდენად სწორად იქნა მიუონის სიგნალი შერჩეული.

ტესტური დასხივების ექსპერიმენტული მონაცემები შედარებული იქნა Geant-4-ზე დაფუძნებულ ATLAS-ის სიმულაციის პროგრამის წინასწარმეტყველებებს ([Agostinelli et al., 2003](#)).

ქვემოთ მოყვანილი შედეგები (ნახ. 3.12) მიღებულია ექსპერიმენტული მონაცემების გამოყენებით, რომელიც ჩაწერილია სატესტო მოდულს - დემონსტრატორის, 160 გევი ენერგიის მქონე მიუონების ნაკადით დასხივებით.

სიგნალის შემთხვევები შეირჩა სატესტო მოდულში გამოყოფილ სრულ ენერგიაზე ჩამოჭრით:  $700 < E_{tot} < 15000$  მევი და  $4 \text{ სმ}^2$  ფართის მქონე კოლიმირებული ნაკადის შერჩევით. მოდულის თითოეული უჯრედისათვის გამოთვლილი იქნა მიუონების

ჩამოჭრილი საშუალო ენერგია ერთეულ მანძილზე, როგორც ექსპერიმენტული, ასევე სიმულირებული მონაცემებისათვის და შემდეგ გამოთვლილი იქნა მათი ფარდობა. ნახ. 3.12-ზე ნაჩვენებია ამ ფარდობების მნიშვნელობები თითოეული შრის, თითოეული უჯრედისათვის.



ნახ. 3.12: სატესტო მოდულზე  $-90^\circ$  კუთხით დამცემი მოუონების ექსპერიმენტული და სიმულირებული მონაცემების ჩამოჭრილი საშუალო ენერგიების ფარდობა, როგორც უჯრედის ფუნქცია. წითელი ჰორიზონტალური ხაზები შეესაბამება შესაბამისი შრის საშუალო მნიშვნელობას (ტესტური დასხივება - მაისი, 2018 წ).

შრე	საშუალო	ცდომილება
A	1.014	0.005
BC	0.998	0.005
D	1.004	0.007

ცხრ. 3.1: ექსპერიმენტული და სიმულირებული მონაცემების შედეგების ფარდობის საშუალო, მოდულის თითოეული შრისათვის.

ნახ. 3.12-ზე გამოსახული ცდომილებები წარმოადგებს სისტემატური და სტატისტიკური ცდომილებების გაერთიანებას. სიმულირებული მონაცემების ანალიზის საფუძველზე სისტემატური ცდომილება მინიჭებული იქნა ლანდაუს განაწილების ჩამოჭრილი საშუალოს გამოთვლილ მნიშვნელობებზე. სიმულირებული მონაცემები დაყოფილი იქნა ქვესიმრავლეებად, თითოეული ქვესიმრავლის ჩამოჭრილი საშუალო იქნა შეფასებული და შემდეგ ამ მნიშვნელობების სტანდარტული გადახრა იქნა გამოთვლილი, რომელიც 1%-ის ტოლი გამოვიდა, რაც მიენიჭა სისტემატურ ცდომილებადა ჩამოჭრილი საშუალოს მნიშვნელობას.

მონაცემების ანალიზმა აჩვენა, რომ სატესტო მოდულის შრეების გამოძახილი ერთგვაროვანია 1%-ის ფარგლებში. ექსპერიმენტული და სიმულირებული მონაცემების შედეგებს შორის მაქსიმალური სხვაობა 1.4%-ის ტოლია A შრისათვის, 0.2%-ის BC შრისათვის და 0.4%-ის D შრისათვის. გამოძახილი ერთგვაროვანია შრის უჯრედებს შორის ცდომილების ფარგლებში. მცირე ფლუქტუაციები შეინიშნება BC შრეში, რაც გამოწვეულია იმით რომ ტესტური დასხივების ყველა გარემოება ვერ იქნა სრულად გათვალისწინებული კალიბრაციის პროცედურისას.

### 3.5 დეტექტორის კალიბრაციის პროცედურა

$\pm 90^\circ$  კუთხით დამცემი მიუონების მონაცემების გამოყენებით შესაძლებელია გაიზომოს ენერგიის გამოძახილი ნებისმიერ უჯრედში, თითოეულ შრეში, რაც საშუალებას იძლევა დადგინდეს თუ როგორ უნდა შესწორდეს ელექტრო-მაგნიტური სკალა - კონსტანტა მეორე და მესამე შრეებისათვის, სადაც აქამდე ჩატარებული კვლევების თანახმად ელექტრონები ვერ აღწევდნენ (Abdallah et al., 2013). ელექტრო-მაგნიტური სკალა დადგენილი იქნა რომ უდრის 1.05 კვ/გევ-ს 2.4% ცდომილებით.

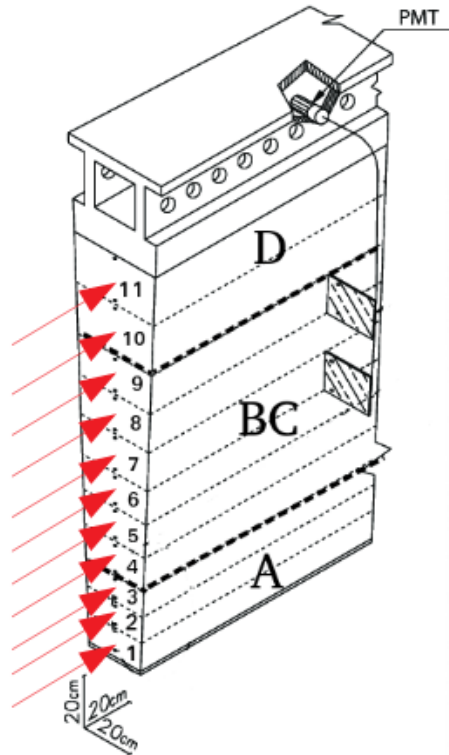
ATLAS თაილ კალორიმეტრის სიგნალის გასათანაბრებლად (ეკვალიზაციისათვის)

გამოიყენება ცეზიუმის სისტემა (Blanchot et al., 2020). ცეზიუმით კალიბრაციისას რადიოაქტიური  $^{137}\text{Cs}$  წყარო გადის ყველა თაილ კალორიმეტრის უჯრედში, სპეციალურ ხვრელებში, რომელიც სცინტილატორის ფილებს გააჩნიათ. ცეზიუმის ხვრელები განლაგებულია ტრაპეციის ფორმის სცინტილატორის ფილის გარე რადიუსის კიდიდან (მანძილი პროტონ-პროტონული შეჯახების წვერომდე) 13 მმ-ის დაშორებით, სიმეტრიის ღერძზე, როგორც ნაჩვენებია ნახ. 2.4-ზე. თითოეული თაილ-რიგის სეგმენტის გამოძახილი შესწორებული იქნა Cs წყაროს შესაბამისი ნორმირების კოეფიციენტით.

ცეზიუმის წყაროთი კალიბრაციის შემდეგ დამატებითი შესწორების ფაქტორია საჭირო -  $C_{\mu}$ , რათა სწორი ელექტრო-მაგნიტური სკალა იქნას დადგენილი ყველა შრისათვის (Anderson et al., 2008).

კალორიმეტრის ცეზიუმის წყაროს მიმართ გამოძახილსა და მიუონების ნაკადის მიმართ გამოძახილს შორის განსხვავება, გამოწვეულია სცინტილატორული ფილის არაერთგვაროვანი გამოძახილით მისი ზედაპირიდან (Errede et al., 2008). ცეზიუმის წყარო გადის ფილის ზედა კიდეში და გამოძახილი მოდის მხოლოდ ამ არედან, ხოლო მოუონების გამოძახილი მოდის ფილის ცენტრიდან.

იმისათვის რომ შესწავლილიყო გამოძახილის ერთგვაროვნება, თაილ კალორიმეტრის მოდულის თითოეული თაილ-რიგი დასხივებული იქნა 300 გევი ენერჯის,  $-90^{\circ}$  დამცემი კუთხის მქონე მოუონების ნაკადით, მის ცენტრში (ნახ. 3.13) და გამოთვლილი იქნა გამოძახილი ერთეულ მანძილზე.

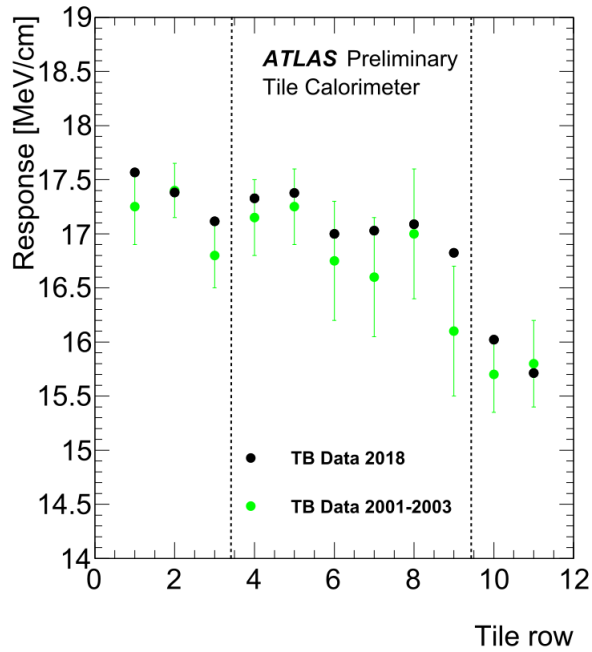


ნახ. 3.13: მოდულის  $-90^\circ$  დამცემი კუთხის მქონე მოუონური ნაკადით დასხივების სქემატური ნახაზი, წითელი ხაზი მიუთითებს ნაკადის მიმართულებას. მოდულის შემადგენელი 11 თაილ-რიგი იქნა დასხივებული მის ცენტრში.

მოუონური ნაკადის სიგნალის შესარჩევად, შემდეგი ჩამოჭრები იქნა გამოყენებული:

- ჩამოჭრა სატესტო მოდულში გამოყოფილ სრულ ენერგიაზე:  $E_{tot} < 16000$  მევი;
- ჩამოჭრა ნაკადის კამერებზე:  $4 \text{ სმ}^2$  ფართის მქონე კოლიმირებული ნაკადი იქნა არჩეული.

A შრის შესწორების ფაქტორი -  $C_\mu$  აღებული იქნა 1-ის ტოლად, რათა შენარჩუნებულიყო ელექტრონების ნაკადით დათვლილი ელექტო-მაგნიტური სკალა. მეორე (BC) და მესამე (D) შრისათვის შესწორების ფაქტორი დათვლილი იქნა, როგორც პირველი შრის თაილ-რიგების საშუალო გამოძახილის ფარდობა, შესაბამისად მეორე და მესამე შრის თაილ-რიგების საშუალო გამოძახილთან. შედეგები მოყვანილია ცხრილში 3.2, სადაც ასევე მოყვანილია 2001–2003 წწ ჩატარებული ტესტური დასხივებისას შედეგები, საიდანაც ჩანს რომ ახალი შედეგები (სადაც 1 მოდული იქნა დასხივებული) თანადობაშია ძველ შედეგებთან (სადაც 8 მოდული იქნა დასხივებული).



ნახ. 3.14: სატესტო მოდულის თითოეული თაილ-რიგის გამოძახილი ერთეულ მანძილზე, მიღებული 300 გევი ენერჯის,  $-90^\circ$  დაცემის კუთხის მქონე მოუონების ნაკადით დასხივებისას, თითოეული თაილ-რიგის ცენტრში. მწვანე წერტილებით წარმოდგენილი 2001–2003 წწ ტესტური დასხივების შედეგები (8 მოდული), ხოლო შავი წერტილებით წარმოდგენილია 2018 წ ტესტური დასხივების შედეგები (1 მოდული). ორივე შემთხვევაში  $^{137}\text{Cs}$  წყაროთი კალიბრაციის პროცედურა ჩატარებულია.

შრე	$C_\mu$ (TB 2001–2003 წწ)	$C_\mu$ (TB 2018 წ)
A	1.000	1.000
BC	$1.025 \pm 0.002$	$1.014 \pm 0.008$
D	$1.088 \pm 0.005$	$1.094 \pm 0.010$

ცხრ. 3.2:  $C_\mu$ -ს მნიშვნელობები

### 3.5.1 მეთოდის სისწორის განსაზღვრა

მნიშვნელოვანია განისაზღვროს, სცინტილატორული ფილის ცენტრიდან გამოძახილი სწორად აღწერს თუ არა მთლიანი ფილის ზედაპირიდან გამოძახილს და დამოკიდებული არის თუ არა იგი ფილის ზომაზე. ფარდობა - R, რომელიც უდრის სცინტილატორის ფილის ცენტრალური ნაწილიდან საშუალო გამოძახილის ფარდობას მთლიანი ფილის საშუალო გამოძახილთან, წარსულში შეფასებული იყო

Sr-ის წყაროს გამოყენებით ჩატარებულ ფილის სკანირების კვლევებში (S. Errede et al., 2009).

თაილ-რიგებს აქვთ ტრაპეციის ფორმა, თაილ კალორიმეტრის სატესტო მოდული შედგება 11 სცინტილატორული ფილის ზომისაგან, მათი პარამეტრები მოყვანილია ცხრილში 3.3. პირველი 3 ზომა (S1-S3) შეადგენს A შრეს, მომდევნო 6 ზომა (S4-S9) შეადგენს BC შრეს, ხოლო ბოლო 2 ზომა (S10-S11) შეადგენს D შრეს.

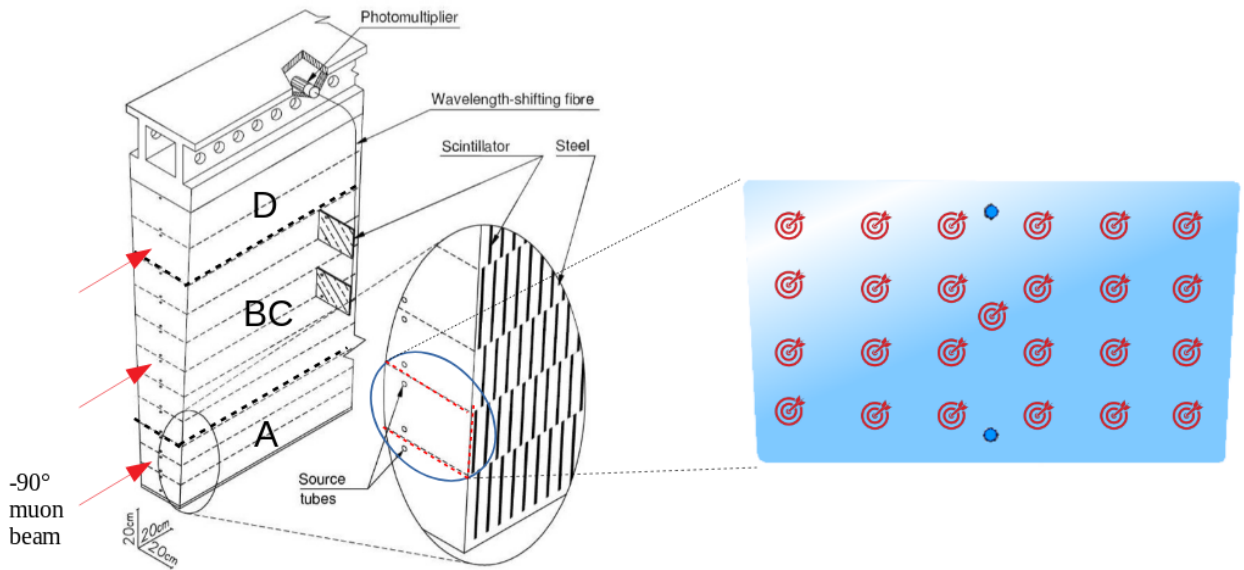
ფილა	სიმაღლე	ფერდი <sub>1</sub>	ფერდი <sub>2</sub>	რად <sub>1</sub>	რად <sub>2</sub>
S1	97	228.7	219.1	2301.5	2398.5
S2	97	238.5	229	2401.5	2498.5
S3	97	248.3	238.8	2501.5	2598.5
S4	127	261.1	248.6	2601.5	2728.5
S5	127	273.9	261.4	2731.5	2858.5
S6	127	286.7	274.2	2861.5	2988.5
S7	147	301.4	286.9	2991.5	3138.5
S8	147	316.1	301.7	3141.5	3288.5
S9	147	330.9	316.4	3291.5	3438.5
S10	187	349.5	331.1	3441.5	3628.5
S11	187	368.2	349.8	3631.5	3818.5

ცხრ. 3.3: ფილის პარამეტრები [მმ].

ამ ანალიზში სკანირება ჩატარდა -90°დამცემი კუთხის მქონე მიუონური ნაკადით. სატესტო მოდულის თითოეული შრეში, თითო თაილ-რიგი დასხივდა (იხილეთ ნახ. 3.15):

- თაილ-რიგი 2 (A შრეში) - 165 გევი მიუონების ნაკადით
- თაილ-რიგი 6 (BC შრეში) - 300 გევი მიუონების ნაკადით
- თაილ-რიგი 10 (D შრეში) - 300 გევი მიუონების ნაკადით

დაცემის წერტილის კოორდინატი გამოთვლილი იქნა ნაკადის ორი კამერის მეშვეობით, რომელიც ნაკადის ხაზზე იყო განლაგებული.



ნახ. 3.15: 2018 წ ტესტური დასხივებისას, სკანირება მოხდა: თაილ-რიგი 2-ის, თაილ-რიგი 6-ის და თაილ-რიგი 10-ის. წითელი წრეწირებით წარმოდგენილია ნაკადის ცენტრის დაცემის წერტილი, თვითონ ნაკადის ფართი დაახლოებით  $4^2$ -ია (ნახაზი არ შეესაბამება რეალურ მასშტაბს).

ფარდობა  $R$  განმარტებულია როგორც სცინტილატორული ფილის ცენტრალური არის (4 სმ x 4 სმ) საშუალო გამოძახილის ფარდობა, ფილის სრული ზედაპირის საშუალო გამოძახილთან:

$$R = \frac{\langle S_c \rangle}{\langle S_f \rangle} \quad (3.2)$$

სადაც  $S_c$  წარმოადგენს ფილის ცენტრალური არის (4 სმ x 4 სმ) საშუალო გამოძახილს, ხოლო  $S_f$  წარმოადგენს ფილის სრული ზედაპირის (კიდებებიდან გამოკლებულია 2 მმ) საშუალო გამოძახილს.

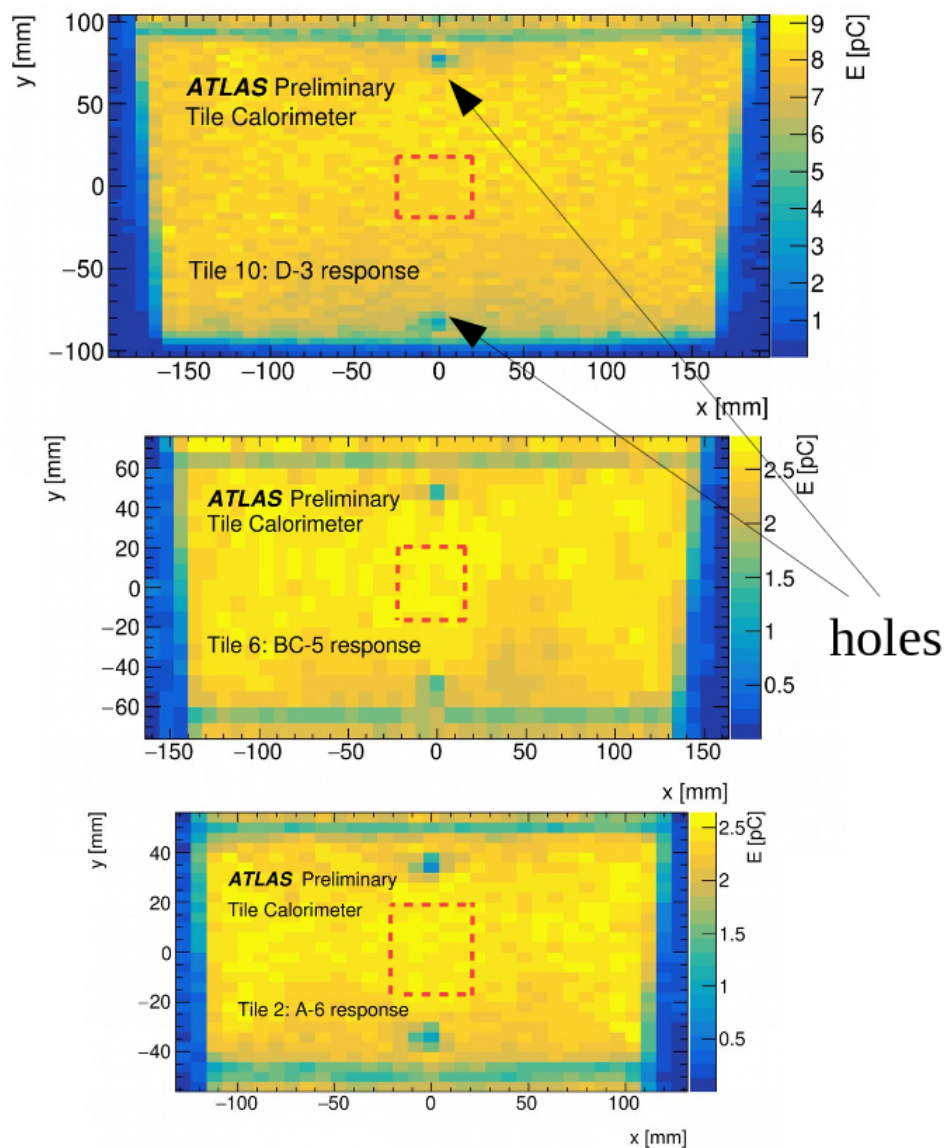
თაილ-რიგი	$R$
2	$1.034 \pm 0.005$
6	$1.045 \pm 0.011$
10	$1.038 \pm 0.002$

ცხრ. 3.4:  $R$ -ის მნიშვნელობები დასხივებული თაილ-რიგებისათვის.

ნახ. 3.16-ზე წარმოდგენილია დასხივებული თაილ-რიგის ზედაპირის გამოძახილი. ცენტრალური არის საშუალო გამოძახილი  $\sim 3.9\%$ -ით მეტია თაილ-



რიგის სრული ზედაპირიდან სამუალო გამოძახილზე, ის სცინტილატორული ფილის ზომაზე არ არის დამოკიდებული, ცდომილების ფარგლებში (იხილეთ ცხრილი 3.4). ფარდობა  $R > 1$ , რადგან ფილას აქვს ტრაპეციის ფორმა და გამოძახილი მისი ზედაპირიდან არაერთგვაროვანია.

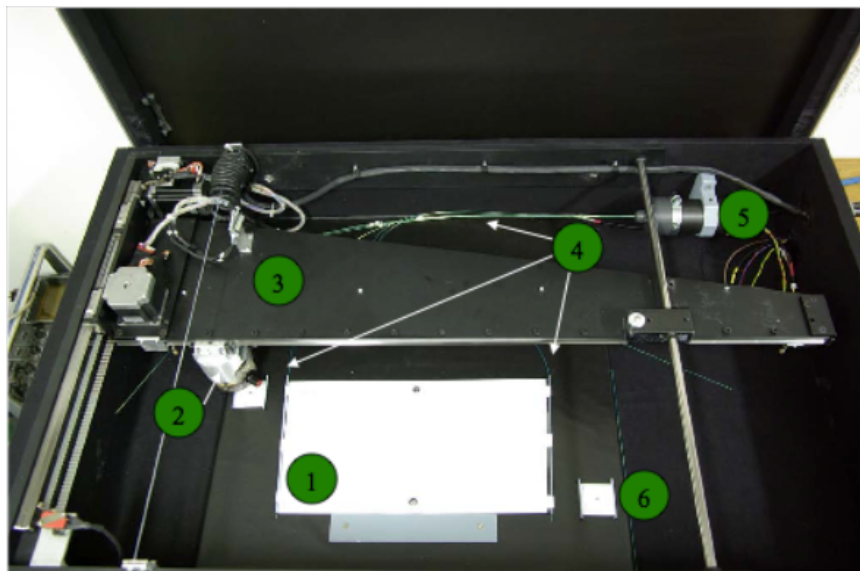


ნახ. 3.16: ზემოდან ქვემოთ: გამოძახილი თაილ-რიგი 10-დან, თაილ-რიგი 6-დან და თაილ-რიგი 2-დან.

### 3.6 სცინტილატორების გამოძახილის შესწავლა $^{90}\text{Sr}$ რადიოაქტიური წყაროს გამოყენებით

ამ პარაგრაფში აღწერილი კვლევის მოტივაცია არის ის, რომ ზემოთ აღწერილი მიუონების ნაკადით მიღებული ფარდობა - R-ის გამოთვლის შედეგები შედარებული იქნას Sr-ის წყაროთი დასხივების შედეგებს.

გაზომვების ჩასატარებლად მოწყობილი ექსპერიმენტული გარემო ნაჩვენებია ნახ. 3.17-ზე, სადაც ჩანს სცინტილატორის ფილა (1); რადიოაქტიური წყარო  $^{90}\text{Sr}$  (მაქსიმალური ენერგია 549 კევი) (2); სკანირების მექანიზმი (1მმ-ის ბიჯით, x და y კოორდინატების სიბრტყეში) (3); ბოჭკოვანი კაბელები (4); ფოტოგამამრავლებელი - Hamamatsu R7877 (5); გადასამოწმებელი ფილა - სხვადასხვა სკანირების შედეგების კალიბრებისათვის (6).

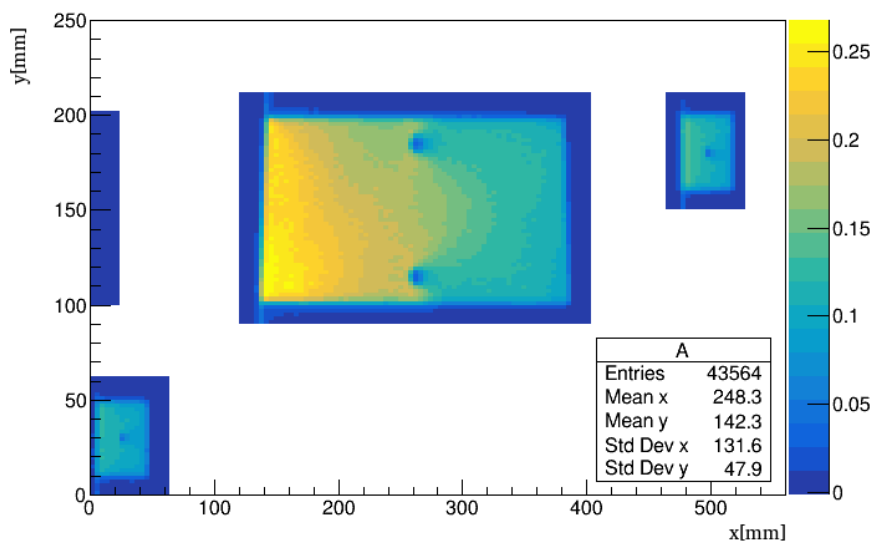


ნახ. 3.17: გაზომვების ჩასატარებლად მოწყობილი ექსპერიმენტული გარემო.

#### 3.6.1 სცინტილატორული ფილის ზედაპირის გამოძახილი

როგორც ადრე იქნა აღნიშნული, სცინტილატორული ფილიდან სიგნალის მოხსნა ორი ფოტოგამამრავლებლის მეშვეობით ხდება, თუმცა ამ ექსპერიმენტულ გარემოში მხოლოდ ერთი ფოტოგამამრავლებლით ხდება სიგნალის მოხსნა. ნახ. 3.18-ზე ნაჩვენებია მაგალითი, თუ როგორ გამოიყურება Sr-ის წყაროთი დასხივების შედეგად მიღებული გამოძახილი (x, y) სიბრტყეში. ყოველი ფილისათვის ორი ფოტოგამამრავლებლის სიგნალი შეიძლება მიღებულ იქნას, ფილის ცენტრის მიმართ

გაზომილი სიგნალის სარკული არეკვლით.



ნახ. 3.18: Sr-ის წყაროთი დასხივების შედეგად მიღებული გამოძახილი (x, y) სიბრტყეში.

### 3.6.2 სცინტილატორული ფილის ცენტრალური ნაწილის გამოძახილის შეფასება

აქამდე ჩატარებული Sr-ის წყაროთი დასხივების შედეგებზე დაყრდნობით შეიძლება ითქვას რომ ფარდობა R ტოლია სცინტილატორული ფილის ყველა ზომისათვის ცდომილების ფარგლებში. ამ შედეგების შესამოწმებლად ახალი გაზომვები ჩატარდა Sr-ის წყაროს გამოყენებით. ეს შედეგები განხილულია ქვემოთ.

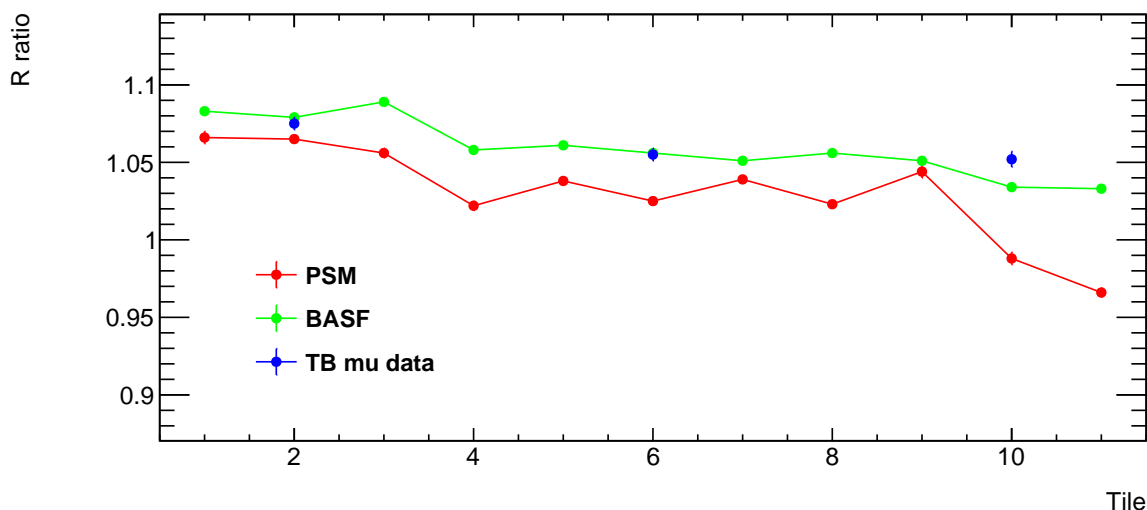
ფარდობა R განისაზღვრა, როგორც სცინტილატორული ფილის ცენტრალური არის (4 სმ×4 სმ) საშუალო გამოძახილის ფარდობა ფილის სრული ზედაპირის საშუალო გამოძახილთან (არ იყო გამორიცხული 2 მმ კიდეებიდან):

$$R = \frac{\langle S_c \rangle}{\langle S_f \rangle}. \quad (3.3)$$

### 3.6.3 Sr-ის სხვადასხვა მონაცემთა ნაკრების შედეგები

თაილ კალორიმეტრისათვის სცინტილატორული ფილები წარმოებული იყო რამოდენიმე სერიად, ასევე ორი განსხვავებული ნივთიერება იქნა გამოყენებული: PSM-115 და BASF-165H პოლისტიროლი. სცინტილატორული ფილები დახარისხდა მათი გამოძახილის მიხედვით. სატესტო მოდულის A შრე შედგება PSM და BASF

ნივთიერების ფილების კომბინაციისგან, ხოლო BC და D შრეები მხოლოდ BASF ნივთიერების ფილებისაგან.



ნახ. 3.19: R-ის მნიშვნელობები, მიღებული მიუონების მონაცემების გამოყენებით (ლურჯი წერტილები), Sr-ის წყაროთი დასხივების შედეგად მიღებული მონაცემების გამოყენებით PSM (წითელი წერტილები) და BASF (მწვანე წერტილები) პოლისტიროლის ნივთიერებებისათვის.

ფილა	PSM	BASF	მიუონების შედეგები
1	1.066 ± 0.004	1.083 ± 0.002	-
2	1.065 ± 0.002	1.080 ± 0.003	1.075 ± 0.004
3	1.056 ± 0.003	1.089 ± 0.002	-
4	1.022 ± 0.003	1.058 ± 0.002	-
5	1.038 ± 0.001	1.061 ± 0.001	-
6	1.025 ± 0.001	1.056 ± 0.001	1.055 ± 0.004
7	1.039 ± 0.001	1.051 ± 0.001	-
8	1.023 ± 0.001	1.056 ± 0.001	-
9	1.044 ± 0.004	1.051 ± 0.001	-
10	0.988 ± 0.004	1.034 ± 0.001	1.052 ± 0.005
11	0.966 ± 0.003	1.033 ± 0.002	-

ცხრ. 3.5: R-ის მნიშვნელობები. მიუონების მონაცემებისათვის მთლიანი თაილ-რიგის (2, 6, 10) შედეგები იქნა გამოყენებული.

თითოეული სცინტილატორული ფილის ზომისათვის 3 ნიმუში იქნა სკანირებული, ორივე PSM და BASF ნივთიერებისათვის. გამოთვლილი იქნა ფარდობა R, რომლის მნიშვნელობები მოყვანილია ცხრილში 3.5 და გამოსახულია ნახ. 3.19-ზე.

ორივე PSM და BASF ნივთიერებებისათვის ვხედავთ, რომ R მცირდება სცინტილატორული ფილის ზომის ზრდასთან ერთად. აღსანიშნავია რომ სცინტილატორული ფილების სხვადასხვა წარმოების სერიაში შემავალი ფილებისათვის R-ის მნიშვნელობებში სხვაობაა რამოდენიმე პროცენტის ფარგლებში. ასევე ერთი და იმავე წარმოების სერიაშიც, ნიმუშებს შორის არის სხვაობა R ფარდობაში. ამ შემთხვევაში, როგორც ადრე აღნიშნული იქნა, 3 ნიმუში იქნა სკანირებული თითოეული ფილის ზომისათვის. მიუონების შედეგები თანადობაშია Sr-ის შედეგებთან ცდომილების ფარგლებში, განსხვავებული წარმოების სერიის გავლენის გათვალისწინებით, R ფარდობაზე.

განსხვავება ცხრილ 3.4-სა და ცხრილ 3.5-ში მოყვანილ შედეგებს შორის გამოწვეულია განსხვავებული შერჩევის კრიტერიუმით. პირველ შემთხვევაში სცინტილატორული ფილის სრული ზედაპირის განხილვისას გამოკლებული იქნა 2 მმ კიდებიდან, ხოლო მეორე შემთხვევაში არ იყო გამოკლებული კიდები, რაც სცინტილატორული ფილის საკამოდ მგრძნობიარე არეს წარმოადგენს და სიგნალის კლების გრადიენტი ძალიან დიდია ამ არეში.

### 3.7 შეჯამება

LHC ფაზა-II განახლების დროს დაგეგმილია LHC-ის ნათების 5-10-ჯერ ( $5 - 10 \times 10^{34} \text{სმ}^{-2} \text{წმ}^{-1}$ ) გაზრდა. ახლანდელი ელექტრონიკა ძველდება და უნდა გაუძლოს გაზრდილი რადიაციის დონეს, ამიტომ ახალი ელექტრონიკაა საჭირო იმისათვის, რომ არსებობდეს გარანტირებული სანდოობა. ახლანდელი ანალოგური ტრიგერული სისტემა შეიცვლება სრულიად აციფრებული I-ლი დონის ტრიგერით. ამჟამად შექმნილია ე.წ. დემონსტრატორი - ახალი სისტემის ფუნქციონირებადი პროტოტიპი, რომელიც ჩადგმული იქნა ATLAS დეტექტორში, რათა სრულად შემოწმდეს ATLAS ფაზა-II-ის განახლებული ელექტრონიკა.

მიუონების ნივთიერებებსა და ურთიერთქმედება კარგადაა შესწავლილი. მაღალი ენერჯიის მქონე მიუონები მთლიან ადრონულ კალორიმეტრს განჭოლავენ ნებისმიერი დაცემის კუთხისათვის, რაც საშუალებას იძლევა დეტალურად გამოვიკვლიოთ მოდულის გამოძახილი მისი შემადგენელი არეებიდან.

ადრონული კალორიმეტრის სატესტო მოდულის - დემონსტრატორის გამოძახილი შესწავლილი იქნა 2016–2018 წწ და 2021–2022 წწ ჩატარებული ტესტური დასხივებებისას ჩაწერილი მონაცემების მეშვეობით. კერძოდ გამოძახილი შესწავლილი იქნა  $\pm 90^\circ$  დაცემის კუთხის, 150, 160, 165 და 300 გევი ენერგიის მქონე მიუონური ნაკადებით. ასევე ახალი ელექტრონიკის ხმაური იქნა შეფასებული.

მიუონების მონაცემების ანალიზმა აჩვენა, რომ სატესტო მოდულის შრეების გამოძახილი ერთგვაროვანია 1%-ის ფარგლებში. ექსპერიმენტული და სიმულირებული მონაცემების შედეგებს შორის მაქსიმალური სხვაობა 1.4%-ის ტოლია A შრისათვის, 0.2%-ის BC შრისათვის და 0.4%-ის D შრისათვის. ენერგიის გამოძახილის ერთგვაროვნება იქნა დამზერილი უჯრედებს შორის, ცდომილების ფარგლებში.

$\pm 90^\circ$  კუთხით დამცემი მიუონების მონაცემების გამოყენებით შესაძლებელია გადამოწმდეს არსებული კალიბრაციის პროცედურა ადრონულ კალორიმეტრში. ამ მიზნით შესწავლილი იქნა სცინტილატორული ფილის ცენტრალური არის საშუალო გამოძახილის ფარდობა (R), ფილის სრული ზედაპირის საშუალო გამოძახილთან მიუონების ნაკადით და  $^{90}\text{Sr}$  წყაროს დასხივების შედეგად ჩაწერილი მონაცემებით. კვლევებმა აჩვენა, რომ ცენტრალური არის საშუალო გამოძახილი  $\sim 3.9\%$ -ით მეტია თაილ-რიგის სრული ზედაპირიდან საშუალო გამოძახილზე და ის სცინტილატორული ფილის ზომაზე არ არის დამოკიდებული, ცდომილების ფარგლებში.  $^{90}\text{Sr}$  მონაცემების ანალიზმა აჩვენა, რომ ორივე PSM და BASF ნივთიერებებისათვის R მცირდება სცინტილატორული ფილის ზომის ზრდასთან ერთად. მიუონების შედეგები თანხვედრაშია Sr-ის შედეგებთან ცდომილების ფარგლებში, განსხვავებული წარმოების სერიის გავლენის გათვალისწინებით R-ზე.

## თავი 4

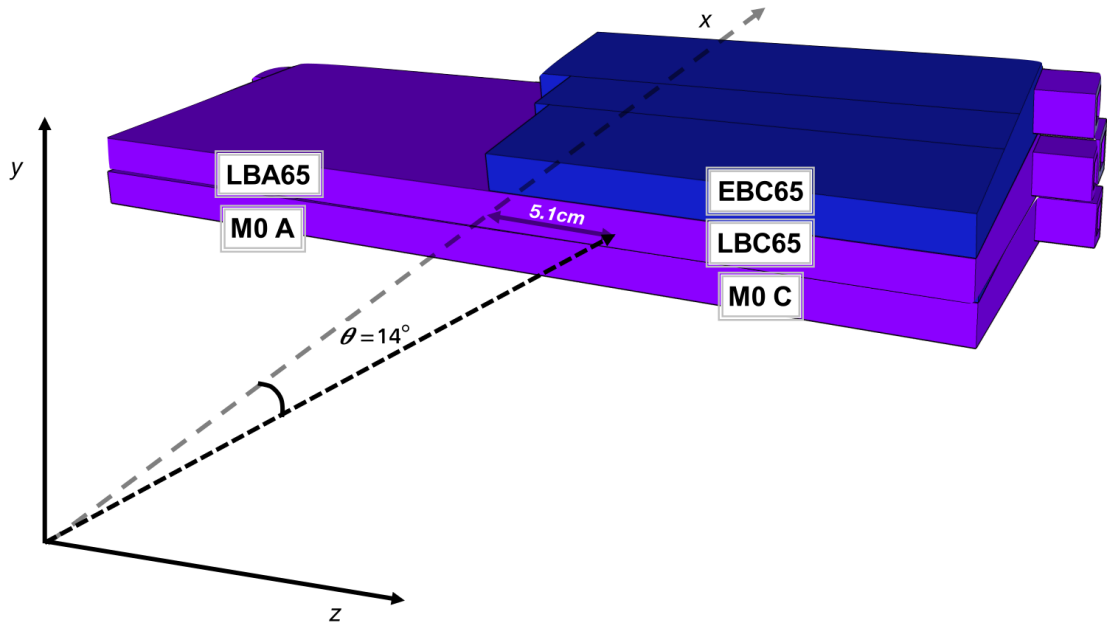
# სატესტო მოდულების გამოძახილი ადრონების მიმართ

ATLAS-ის თაილ კალორიმეტრის მთავარი დანიშნულებაა ადრონების ჯეტის (ჭავლის) ენერჯის გაზომვა. იზოლირებული ადრონების მიმართ კალორიმეტრის ეფექტურობის ცდონა აუცილებელი ამოსავალი წერტილია და წარმოადგენს ჩვენი კვლევის საგანს. გაზომილი იქნა დეტექტორის გამოძახილი და გარჩევისუნარიანობა დადებითი პიონების, კაონების და პროტონების მიმართ 16–30 გევი ენერჯის ინტერვალში ([Abdallah et al., 2021](#)). მიღებული შედეგები შედარებული იქნა სიმულირებულ მონაცემებს, რომელიც დაგენერირდა ATLAS Geant4 პროგრამული პაკეტის მეშვეობით.

### 4.1 ტესტური დასხივება ადრონების ნაკადით

2017 წლის ტესტური დასხივებისას თაილ კალორიმეტრის სამი სატესტო მოდული დასხივდა 16, 18, 20 და 30 გევი ენერჯის,  $\theta = 14^\circ$  დამცემი კუთხის მქონე ადრონების ნაკადით (ნახ. 4.1).

ადრონული ნაკადი არის პიონების, კაონების, პროტონების, ელექტრონების და მიუონების ნარევი. ჩერენკოვის მთვლელების მეშვეობით შესაძლებელია ელექტრონების და პიონების ნარევის, კაონების და პროტონების გარჩევა ერთმანეთისაგან ([Di Girolamo et al., 2005](#)).



ნახ. 4.1: ადრონების ნაკადის სატესტო მოდულებზე დაცემის სქემატური წარმოდგენა.

სატესტო მოდულების უჯრედებში გამოყოფილი ენერჯის -  $E_c^{raw}$  (უჯრედის ორი ფოტოგამამრავლებლის გამოძახილის ჯამი) რეკონსტრუქცია ხდება ოპტიმალური ფილტრაციის მეთოდით.

## 4.2 მონაცემების დამუშავება

ქვემოთ მოყვანილი შედეგები მიღებული იქნა 16, 18, 20 და 30 გევი ენერჯის მქონე ადრონული ნაკადებით. როგორც ნაჩვენებია ნახ. 4.1-ზე, ნაკადი ეცემა ცენტრალური მოდულის A3 უჯრედს,  $\theta = 14^\circ$  კუთხით, რომელიც შეესაბამება ATLAS დეტექტორში ფსევდო-სიჩქარეს  $\eta = 0.25$  (იხილეთ ნახ. 2.6). ადრონული ნაკადის თითოეული ენერჯისათვის დაახლოებით 1 მილიონი მოვლენა იქნა დამუშავებული.

### 4.2.1 კოლიმირებული ნაკადის მოვლენების შერჩევა

კოლიმირებული ნაკადის შესარჩევად პირველ რიგში ნაკადის გასწვრივ განლაგებული ტრიგერული სცინტილატორების გამოძახილზე იქნა დადებული შეზღუდვები:

$$E_{S1} < 2 \times E_{S1}^{m.p.}(\mu) \quad (4.1)$$

და

$$E_{S2} < 2 \times E_{S2}^{m.p.}(\mu) \quad (4.2)$$

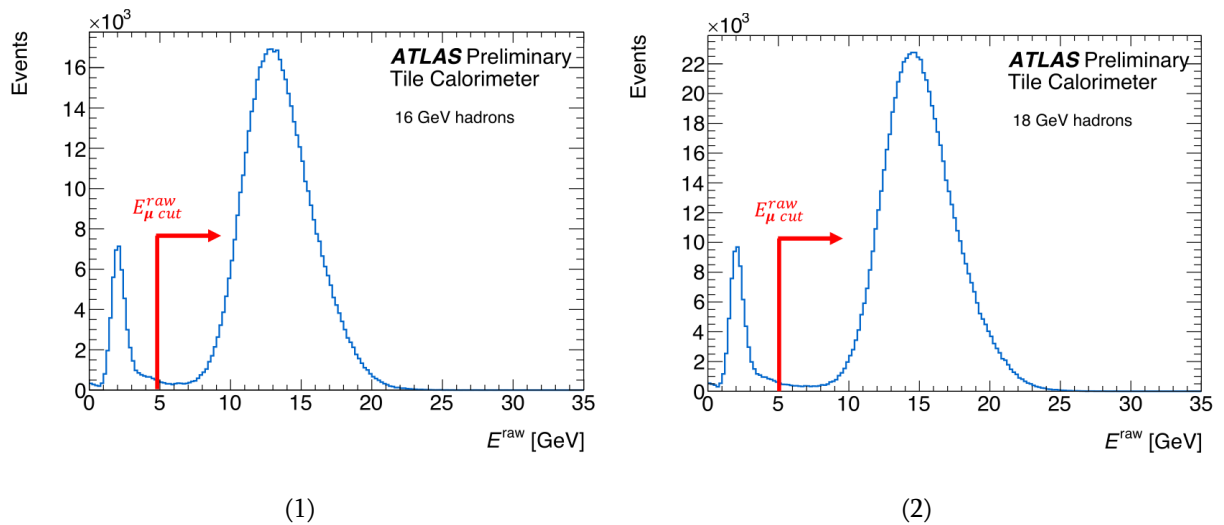


სადაც  $E_{S1}^{m.P.}(\mu)$  და  $E_{S2}^{m.P.}(\mu)$  მიუონების გავლისას სცინტილატორ S1-ში და S2-ში გამოყოფილი სიგნალის განაწილების ყველაზე მაღალალბათურ მნიშვნელობას შეესაბამება. ამ შეზღუდვის შემდეგ (სელექცია 1) შემთხვევების რაოდენობა მცირდება  $\sim 5.4\%$ -ით.

ასევე ნაკადის კამერის გამოძახილზე შეზღუდვის დადებით არჩეულ იქნა 2.5 სმ x 2.5 სმ ფართის მქონე კოლიმირებული ნაკადი. ამ შეზღუდვის შემდეგ (სელექცია 2) შემთხვევების რაოდენობა შემცირდა  $\sim 15.5\%$ -ით.

#### 4.2.2 მიუონების გამორიცხვა

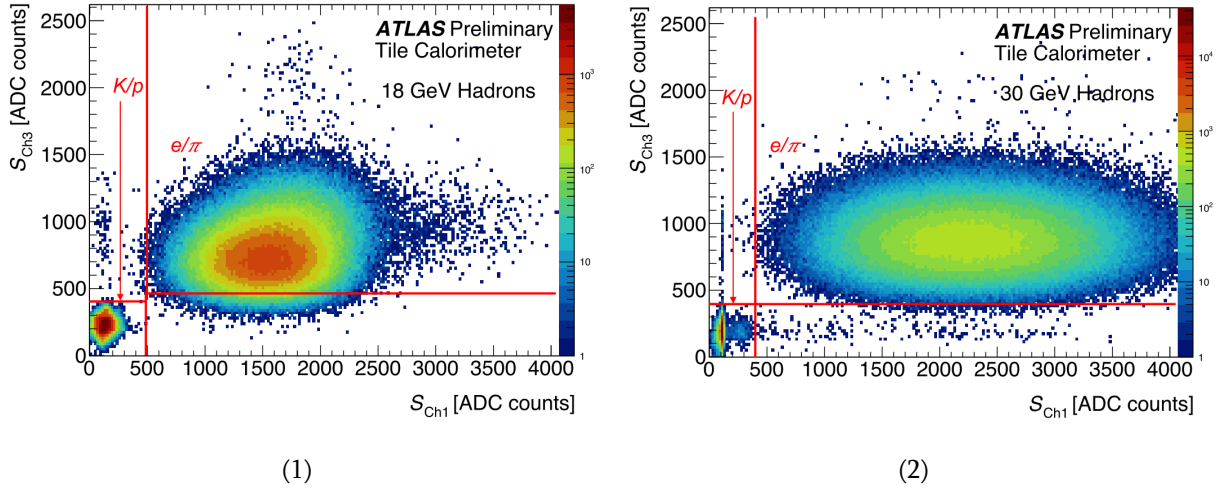
როგორც ადრე იქნა აღნიშნული, ადრონების ნაკადში არის მიუონების მინარევი, ნაკადის გასაწმენდად დეტექტორში გამოყოფილ ენერგიაზე დაიდო შეზღუდვა  $E^{\text{raw}} > E_{\mu \text{ cut}}^{\text{raw}} = 5$  გევი (ნახ.4.2). ამ შეზღუდვის შემდეგ (სელექცია 3) შემთხვევების რაოდენობა მცირდება  $\sim 10.1\%$ -ით.



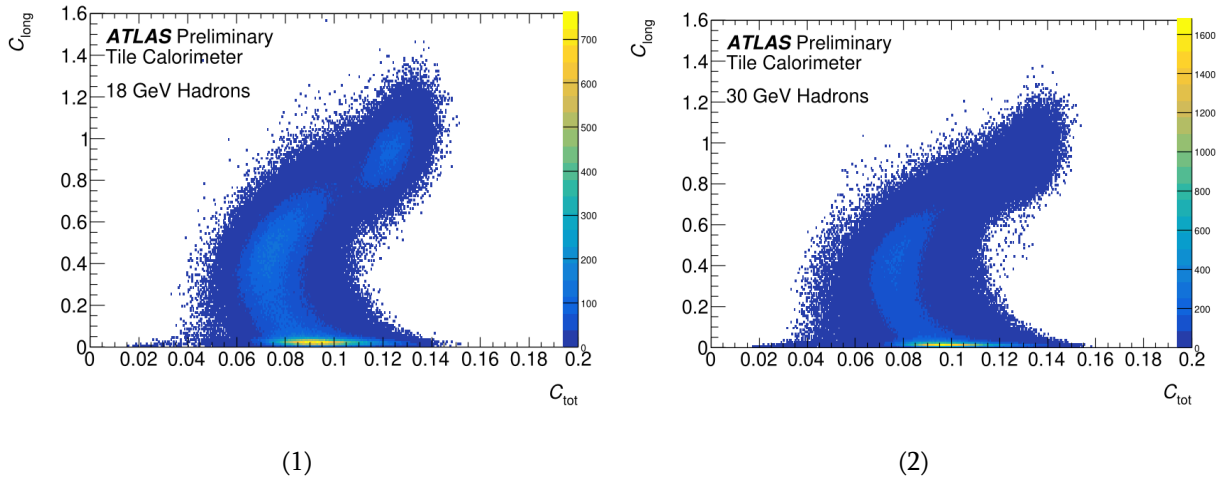
ნახ. 4.2: კალორიმეტრში გამოყოფილი ენერგიის -  $E^{\text{raw}}$  განაწილება 16 გევი (1) და 18 გევი (2) ნაწილაკების ნაკადისათვის ([Abdallah et al., 2021](#)).

#### 4.2.3 ელექტრონების იდენტიფიკაცია

ჩერენკოვის მთვლელებში Ch1-ში და Ch3-ში გაზომილი სიგნალი  $S_{Ch1}$  და  $S_{Ch3}$  (ნახ. 4.3), საშუალებას იძლევა პიონების და ელექტრონების ნარევის ( $e/\pi$ ) გამოყოფას კაონების და პროტონების ნარევისაგან ( $K/p$ ). შესაბამისი ჩამოჭრის კრიტერიუმები წარმოდგენილია ნახ. 4.3-ზე წითელი ხაზებით.



ნახ. 4.3: ჩერენკოვის მთვლელობაში Ch1-ში გაზომილი სიგნალის -  $S_{Ch1}$ -ს დამოკიდებულება Ch3-ში გაზომილ სიგნალზე -  $S_{Ch3}$ -ზე, 18 გევი (1) და 30 გევი (2) ენერჯის მქონე ნაწილაკების ნაკადისათვის (Abdallah et al., 2021).



ნახ. 4.4: ღვარის პროფილის პარამეტრის  $C_{long}$ -ს დამოკიდებულება  $C_{tot}$ -ზე 18 გევი (1) და 30 გევი (2) ენერჯის მქონე ნაწილაკების ნაკადისათვის (Abdallah et al., 2021).

ელექტრონების წვლილი  $e/\pi$  ნარევიში შეფასებული იქნა ელექტრომაგნიტური და ადრონული ღვარის პროფილის განსაზღვრით სატესტო მოდულებში. ამისათვის გამოყენებული იქნა პარამეტრები  $C_{long}$  და  $C_{tot}$ :

- ღვარის პროფილის პარამეტრი  $C_{long}$  წარმოადგენს მოდულის A შრეში დატოვებული ნაკადის ენერჯის წილს:

$$C_{long} = \frac{\sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 (E_c^{raw})_{i,j}}{E_{beam}} \quad (4.3)$$

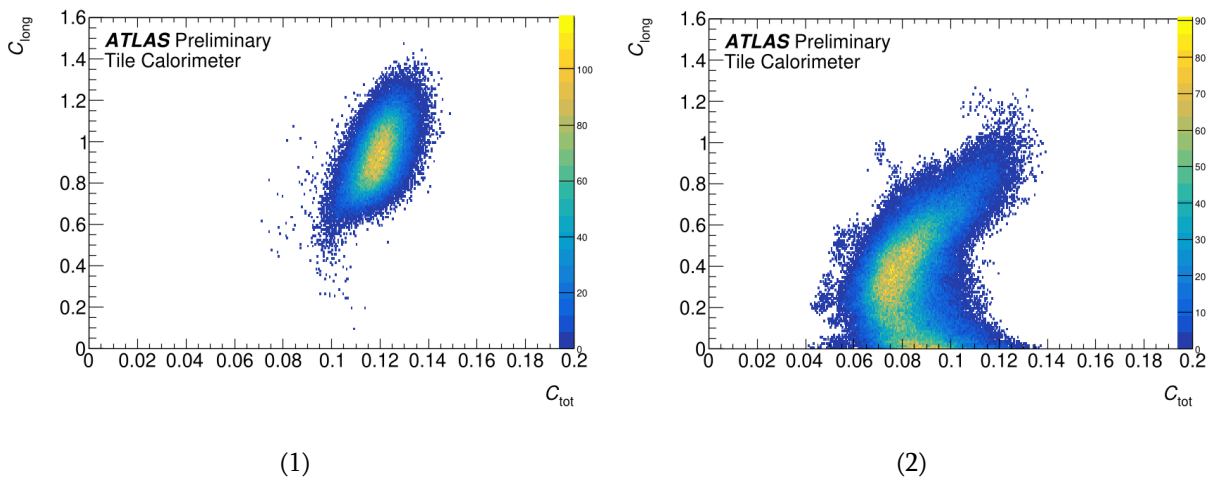
სადაც  $i = 1, 2$  და  $3$  შეესაბამება M0C, LBC65 და EBC65 მოდულებს. პარამეტრი  $j$  გადის 3 მოდულის A შრის 3 მეზობელ უჯრედს (ნაკადის დაცემის წერტილის ახლომდებარე უჯრედებს).  $(E_c^{\text{raw}})_{i,j}$  წარმოადგენს გაზომილ ენერგიას უჯრედში.

- ღვარის პროფილის პარამეტრის  $C_{\text{tot}}$ -ის გამოყენებით შესაძლებელია შეფასდეს მოუდულის უჯრედებში გაზომილი ენერგიის -  $E_c^{\text{raw}}$ -ს გაფანტულობა:

$$C_{\text{tot}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^{N_{\text{cell}}} [(E_c^{\text{raw}})_i]^\alpha} \sqrt{\frac{1}{N_{\text{cell}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{cell}}} \left( [(E_c^{\text{raw}})_i]^\alpha - \frac{1}{N_{\text{cell}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{cell}}} [(E_c^{\text{raw}})_i]^\alpha \right)^2} \quad (4.4)$$

სადაც  $N_{\text{cell}} = 24$  არის იმ უჯრედების რაოდენობა, რომლებიც ნაკადის დაცემის წერტილის ირგვლივაა, ხოლო კოეფიციენტი  $\alpha = 0.6$  შემოტანილი და დაფიქსირებული იქნა სიმულაციიდან - ამ მნიშვნელობაზე ელექტრონების და პიონების განცალკევების ხარისხი ყველაზე მაღალი იყო.

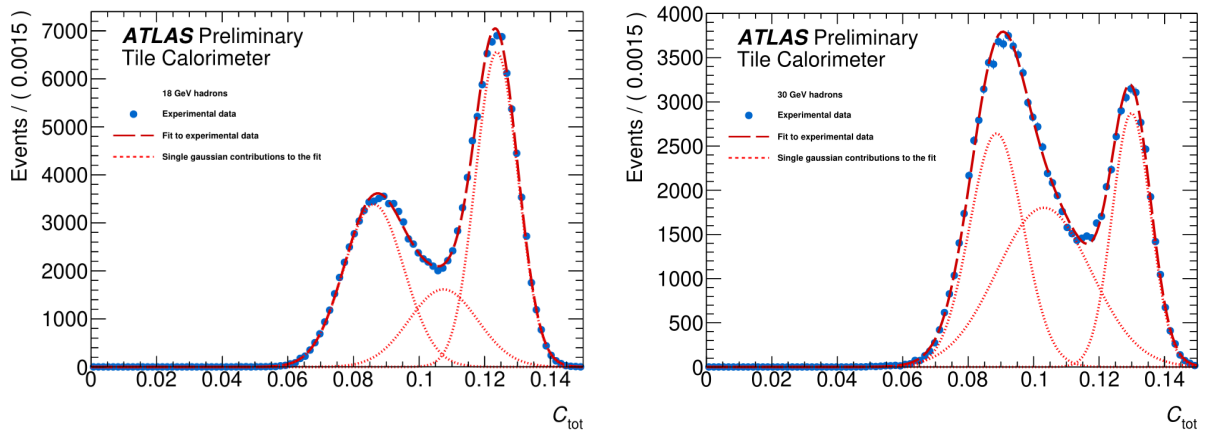
ღვარის პროფილის პარამეტრის  $C_{\text{long}}$ -ს დამოკიდებულება  $C_{\text{tot}}$ -ზე 18 და 30 გევი ენერგიის მქონე ნაწილაკების ნაკადებისათვის წარმოდგენილია ნახ. 4.4-ზე. ეს შედეგები შეიძლება შედარდეს სიმულირებული ელექტრონების და პიონების მოვლენებს, რომლებიც გამოსახულია ნახ. 4.5-ზე. პიონების შემთხვევაში  $C_{\text{long}}$ -ს და  $C_{\text{tot}}$ -ს აქვთ მცირე მნიშვნელობები ელექტრონებთან შედარებით.



ნახ. 4.5: ღვარის პროფილის პარამეტრის  $C_{\text{long}}$ -ს დამოკიდებულება  $C_{\text{tot}}$ -ზე 18 გევი ენერგიის მქონე სიმულირებული ელექტრონებისათვის (1) და 30 გევი ენერგიის მქონე სიმულირებული პიონებისათვის (2) (Abdallah et al., 2021).

ანალიზი დაფუძნებულია იმაზე რომ ელექტრონების შესაბამისი  $C_{\text{tot}}$ -ის განაწილება აღიწერება ერთი გაუსით, ხოლო პიონების შესაბამისი  $C_{\text{tot}}$ -ის განაწილება ორი გაუსით.

$e/\pi$  ნარევი ელექტრონების რიცხვი დადგინდა  $C_{tot}$ -ის განაწილების შესწავლის საფუძველზე (გამოყენებული შეზღუდვა:  $C_{long} \geq C_{long}^{min} = 0.6$ ). ასეთი განაწილების მაგალითები 18 და 30 გევი ენერჯის მქონე ნაწილაკების ნაკადებისათვის მოყვანილია ნახ. 4.6-ზე. ექსპერიმენტული მონაცემების განაწილება სამი გაუსის ჯამური ფუნქციით იქნა ფიტირებული. შედეგები წარმოდგენილია ნახ. 4.6-ზე, სადაც ინდივიდუალური გაუსის ფუნქციის წვლილიც არის წარმოდგენილი წყვეტილი წითელი განაწილებებით. გაუსის ფუნქციის ის წვლილი, რომელსაც  $\mu$ -ს მაღალი მნიშვნელობა გააჩნია შეესაბამება ელექტრონების წვლილს  $e/\pi$  ნარევი და მის ქვეშ მოქცეული ფართობის დადგენით ხდება ელექტრონების რიცხვის გამოთვლა, რომლის სტატისტიკური ცდომილება შეესაბამება ფიტირების ცდომილების მატრიცაში დიაგონალურ წევრებს.



(1)

(2)

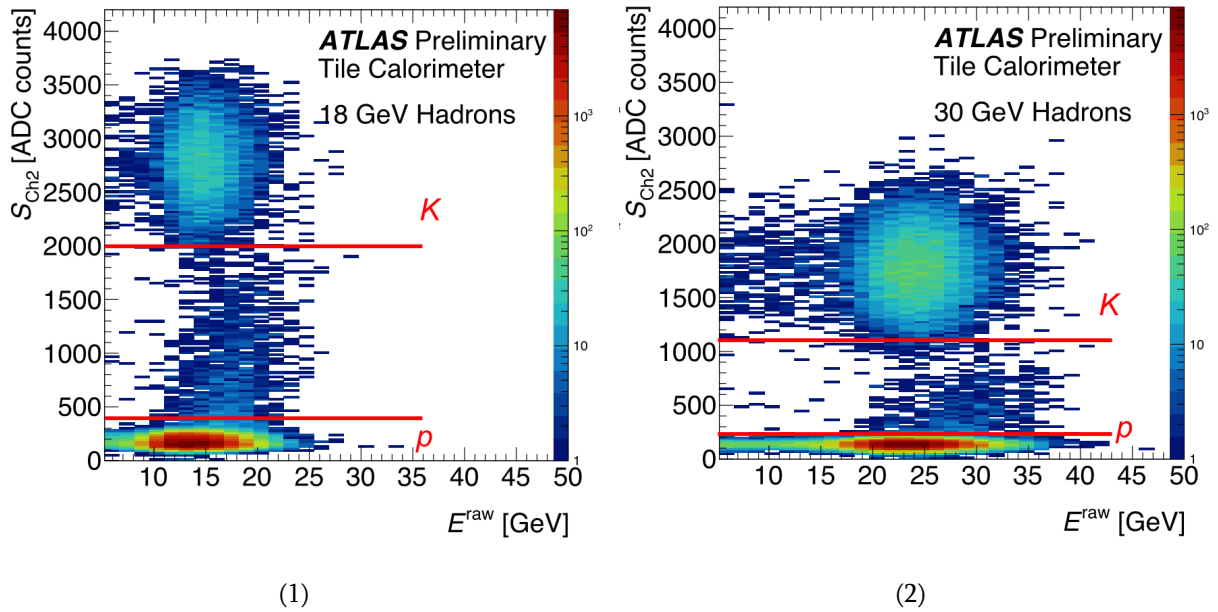
ნახ. 4.6: შავი წერტილებით წარმოდგენილია  $e/\pi$  ნარევისათვის  $C_{tot}$ -ის განაწილება 18 გევი (1) და 30 გევი (2) ენერჯის მქონე ნაწილაკების ნაკადებისათვის ([Abdallah et al., 2021](#)).

#### 4.2.4 პიონების, კაონების და პროტონების იდენტიფიკაცია

პიონების ენერჯის განაწილების (ასევე რაოდენობის) განსაზღვრა მოხდა  $e/\pi$  ნარევიდან ფიტირების შედეგად დადგენილი ელექტრონების რაოდენობის შესაბამისი სიმულირებული ელექტრონების განაწილების გამოკლებით.

ჩერენკოვის მთვლეელი - Ch2-ის სიგნალის მეშვეობით შესაძლებელია კაონების და პროტონების გამორჩევა K/p ნარევიდან. Ch2-ის სიგნალის დამოკიდებულება კალორიმეტრში გაზომილ ენერჯიაზე -  $E^{raw}$ -ზე წარმოდგენილია ნახ. 4.7-ზე,

წითელი ხაზით წარმოდგენილია ჩამოჭრები, რომლის მეშვეობითაც ხდება კაონების განცალკევება პროტონებისაგან (Abdallah et al., 2021).

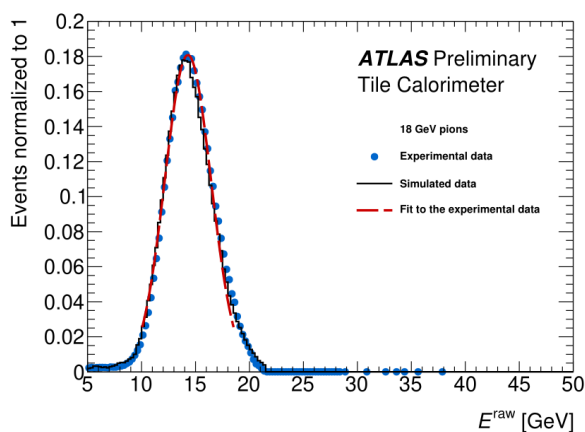


ნახ. 4.7: Ch2-ის სიგნალის დამოკიდებულება  $E^{raw}$ -ზე 18 გევი (1) და 30 გევი (2) ენერჯის მქონე ნაწილაკების ნაკადისათვის. წითელი ჰორიზონტალური ხაზებით წარმოდგენილია ჩამოჭრები (Abdallah et al., 2021).

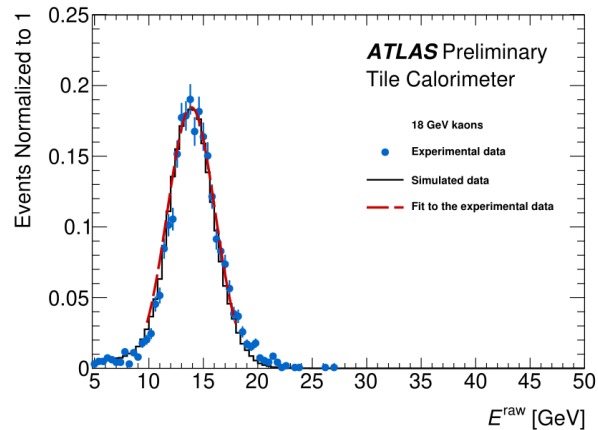
### 4.3 ენერჯის რეკონსტრუქცია

როგორც უკვე აღნიშნული იყო პარაგრაფ 4.2-ში, დეტექტორში გამოყოფილი ენერჯია -  $E^{raw}$  გამოთვლილი იყო, როგორც კალორიმეტრის უჯრედებში გაზომილი ენერჯიების ჯამი.

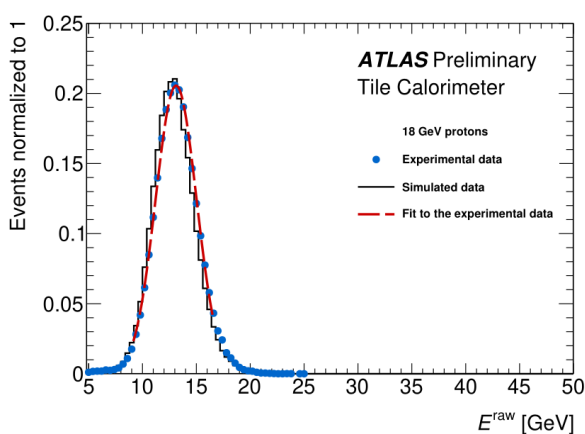
ზემოთ აღწერილი პროცედურის შედეგად მოხდა პიონების, კაონების და პროტონების გამოძახილის განცალკევება ერთმანეთისაგან და შესაბამისი განაწილებები წარმოდგენილია ნახ. 4.8-ზე 18 გევი ენერჯის მქონე ნაკადისათვის. ექსპერიმენტული მონაცემების ანალიზის შედეგები შედარებულ იქნა ATLAS Geant4 პროგრამული პაკეტის მეშვეობით სიმულირებულ მონაცემებს (Agostinelli et al., 2003; Bertini & Guthrie, 1971; Allison et al., 2006). სიმულაციაში ადრონული ღვარის ასაღწერად გამოყენებული იქნა FTFP\_BERT\_ATL მოდელი (Bertini & Guthrie, 1971). ტესტური დასხივების დეტექტორის ნივთიერება და მისი გეომეტრია სრულად იქნა აღწერილი სიმულაციაში (Allison et al., 2006).



(1)



(2)



(3)

ნახ. 4.8: პიონების (1), კაონების (2) და პროტონების (3) ენერჯიის განაწილებები 18 გევი ენერჯიის მქონე ნაკადისათვის. ლურჯი წერტილებით წარმოდგენილია ექსპერიმენტული მონაცემები. წითელი წყვეტილი ხაზით წარმოდგენილია გაუსით ფიტირების შედეგი. შავი განაწილებებით წარმოდგენილია სიმულირებული მონაცემები ([Abdallah et al., 2021](#)).

#### 4.4 ენერჯიის გამოძახილის და გარჩევისუნარიანობის განსაზღვრა

ექსპერიმენტული და სიმულირებული მონაცემების შესაბამისი  $E^{raw}$ -ის განაწილებები პიონებისათვის, კაონებისათვის და პროტონებისათვის კარგად აღიწერება გაუსის ფუნქციით (იხილეთ ნახ. 4.8). აქამდე ჩატარებულ კვლევაში ([Adragna et al., 2009](#)), განაწილების პიკის  $\pm 2\sigma$  ინტერვალში, გაუსის ფუნქციით ფიტირების შედეგად

მიღებული  $\mu$  და  $\sigma$  პარამეტრები იქნა გამოყენებული გაზომილი ენერჯის  $\langle E^{\text{raw}} \rangle$  და გარჩევისუნარიანობის  $\sigma^{\text{raw}}$  შესაფასებლად. ფიტირების შედეგები ნაჩვენებია ნახ. 4.8-ზე. გაზომილი ენერჯია, ნორმირებული ნაწილაკების ნაკადის საწყის ენერჯიაზე:

$$R^{\langle E^{\text{raw}} \rangle} = \frac{\langle E^{\text{raw}} \rangle}{E_{\text{beam}}} \quad (4.5)$$

და გაზომილი გარჩევისუნარიანობა, ნორმირებული ნაწილაკების ნაკადის საწყის ენერჯიაზე:

$$R^{\sigma^{\text{raw}}} = \frac{\sigma^{\text{raw}}}{E_{\text{beam}}} \quad (4.6)$$

როგორც  $E_{\text{beam}}$ -ის და  $1/\sqrt{E_{\text{beam}}}$ -ის ფუნქცია, გამოსახულია ნახ. 4.9-ზე და 4.10-ზე შესაბამისად. ექსპერიმენტული მონაცემების შემთხვევაში წარმოდგენილია სტატისტიკური და სისტემატური ცდომილებები, შეკრებილი კვადრატულად, ხოლო სიმულირებული მონაცემების შემთხვევაში მხოლოდ სტატისტიკური ცდომილებებია ნაჩვენები.

$R^{\langle E^{\text{raw}} \rangle}$ -ის და  $R^{\sigma^{\text{raw}}}$ -ს სისტემატური ცდომილებების განსაზღვრისას, განხილული იქნა 7 სისტემატური წყარო:

1. სისტემატური ცდომილება 1 შეესაბამება  $e/\pi$  ნარევიდან გამოყოფილი ელექტრონების (პარაგრაფი 4.2.3) რაოდენობის ცდომილებას.
2. ნაწილაკების ნაკადში ელექტრონების წვლილი შეფასებული იქნა  $C_{\text{tot}}$ -ის განაწილების მეშვეობით, ამისათვის გამოყენებული იქნა ჩამოჭრა:  $C_{\text{long}} \geq C_{\text{long}}^{\text{min}} = 0.6$ . სისტემატური ცდომილება 2 შეესაბამება  $R^{\langle E^{\text{raw}} \rangle}$ -ის და  $R^{\sigma^{\text{raw}}}$ -ს მნიშვნელობების სხვაობის ნახევარს, მიღებულს შემდეგი შეზღუდვების გამოყენებით შესაბამისად:  $C_{\text{long}}^{\text{min}}=0.5$  და  $C_{\text{long}}^{\text{min}}=0.7$ .
3. სისტემატური ცდომილება 3 მხოლოდ პიონებს შეეხება და გამოთვლილია როგორც  $R^{\langle E^{\text{raw}} \rangle}$ -ის და  $R^{\sigma^{\text{raw}}}$ -ის მნიშვნელობების სხვაობა, როდესაც  $C_{\text{tot}}$  ფიტირებულია შესაბამისად 3 გაუსით და 2 გაუსით.
4.  $e/\pi$  ნარევისათვის განსაზღვრული იქნა ორი განაწილება, როდესაც  $E^{\text{raw}} > p_0$  და როდესაც  $E^{\text{raw}} < p_0$ , სადაც  $p_0$  შეესაბამება ელექტრონების საშუალო მნიშვნელობას, დათვლილს სიმულაციიდან. სისტემატური ცდომილება 4 მხოლოდ პიონებს შეეხება და შეფასებულია როგორც ამ ორი განაწილების გამოყენებით მიღებული მნიშვნელობების სხვაობის ნახევარი.

5. სისტემატური ცდომილება 5 შეესაბამება  $R^{\langle E^{\text{raw}} \rangle}$ -ის და  $R^{\sigma^{\text{raw}}}$ -ს მნიშვნელობების სხვაობას, მიღებულს შემდეგი შეზღუდვების გამოყენებით შესაბამისად:  $S_{Ch1} \leq 400$  [ADC თვლა] და  $S_{Ch1} \leq 250$  [ADC თვლა].
6. სისტემატური ცდომილება 6 შეესაბამება  $R^{\langle E^{\text{raw}} \rangle}$ -ის და  $R^{\sigma^{\text{raw}}}$ -ს მნიშვნელობების სხვაობას, მიღებულს შემდეგი შეზღუდვების გამოყენებით შესაბამისად:  $S_{Ch2} \leq [200, 500]$  ADC თვლა და  $S_{Ch2} \leq 1000$  ADC თვლა (2000 ADC თვლა) 30 გევი (16 გევი, 18 გევი და 20 გევი) ენერჯისათვის.
7. რეკონსტრუირებული ენერჯის ცდომილება განისაზღვრება ფორმულით:

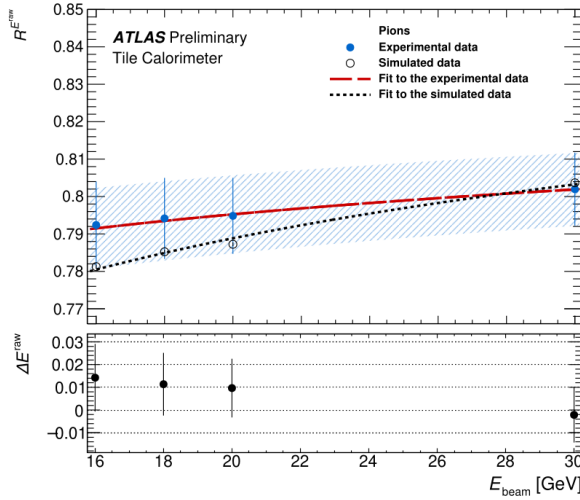
$$\Delta \langle E^{\text{raw}} \rangle^{\text{EM}} = \Delta C_c^{\text{EM}} \sqrt{\sum_i \langle E^{\text{raw}} \rangle_i^2} \quad (4.7)$$

სადაც  $\Delta C_c^{\text{EM}}$  არის უჯრედში რეკონსტრუირებული ენერჯის ცდომილება და ტოლია 2.4%-ის (იხილეთ პარაგრაფი 3.5), ხოლო  $\langle E^{\text{raw}} \rangle_i$  არის  $i$ -ურ უჯრედში გამოყოფილი საშუალო ენერჯია. ნაწილაკების ნაკადის ენერჯია ცნობილია პროცენტის მეთასედის სიზუსტით, ამიტომ  $\Delta R^{\langle E^{\text{raw}} \rangle}$ -ის მნიშვნელობა განისაზღვრება პირდაპირ ფორმულა 4.7-დან.  $C_c^{\text{EM}}$ -ის ცდომილება თითქმის არ ახდენს გავლენას  $R^{\sigma^{\text{raw}}}$ -ს მნიშვნელობის განსაზღვრაზე.

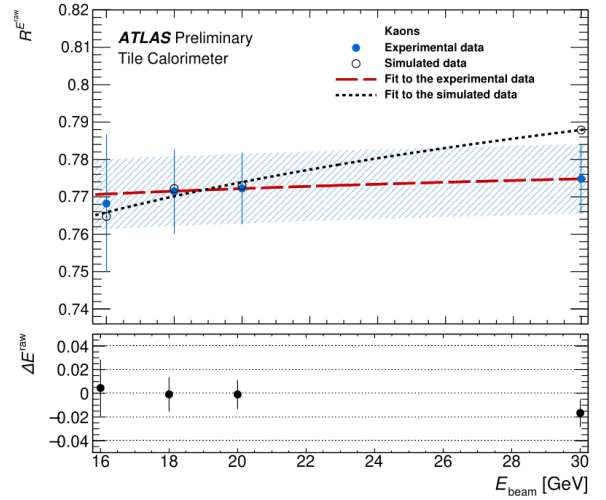
სრული სისტემატური ცდომილება განსაზღვრული იყო, როგორც ზემოთ განხილული 7 სისტემატური წყაროს კვადრატული ჯამი.

ნაწილაკების ნაკადის საწყის ენერჯიაზე ნორმირებული გაზომილი ენერჯის (გარჩევისუნარიანობის) თორმეტი მნიშვნელობიდან თერთმეტი (ცხრა) მნიშვნელობას აქვს ცდომილება რომელიც ნაკლებია 1.4%-ზე (1.9%-ზე). კაონების შემთხვევაში, როდესაც  $E_{beam} = 16$  გევის,  $R^{\langle E^{\text{raw}} \rangle}$ -ის ცდომილება 2.4%-ია. 16 გევი ენერჯის მქონე პიონებისა და კაონებისათვის და 18 გევი ენერჯის მქონე კაონებისათვის  $R^{\langle \sigma^{\text{raw}} \rangle}$ -ის ცდომილება შესაბამისად უდრის 3.1%-ს, 20.3%-ს და 10.4%-ს.

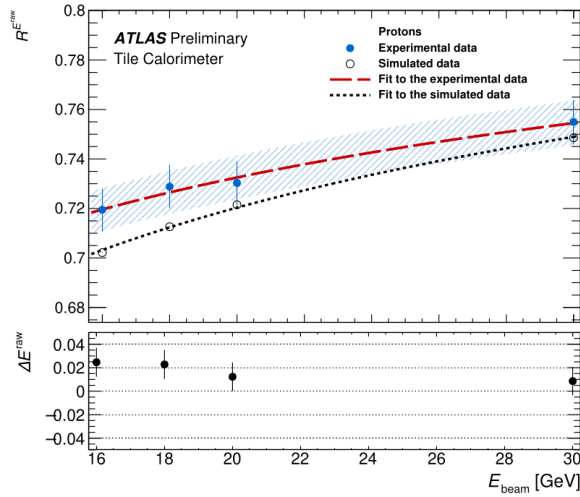




(1)

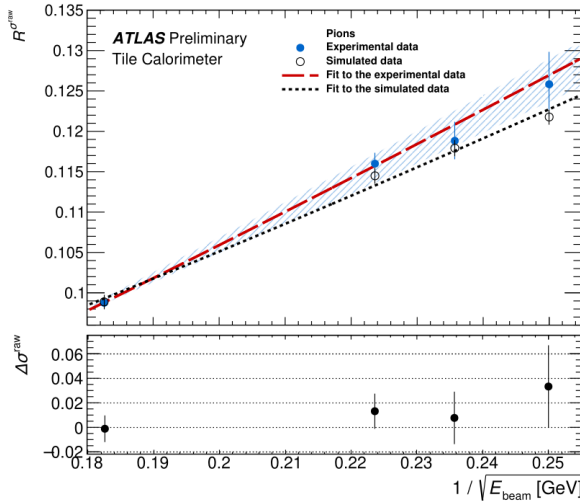


(2)

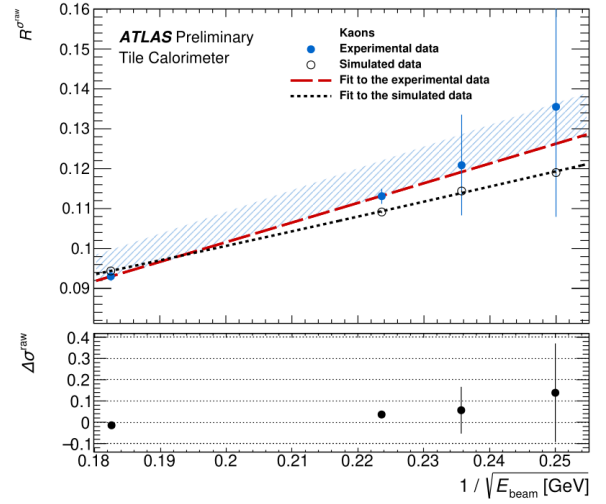


(3)

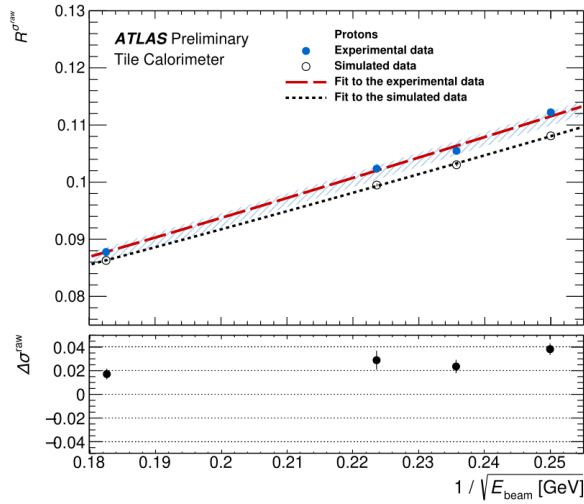
ნახ. 4.9: ნაწილაკების ნაკადის საწყის ენერგიაზე ნორმირებული გაზომილი ენერგიის -  $R^{(E^{raw})}$ -ს ექსპერიმენტული (ლურჯი წერტილები) და სიმულირებული შედეგების (შავი წრეები) დამოკიდებულება  $E_{beam}$ -ზე, პიონების (1), კაონების (2) და პროტონებისათვის (3). წითელი დამტრიხული (შავი წყვეტილი) ხაზით ნაჩვენებია ექსპერიმენტული (სიმულირებული) შედეგების ფიტირება (4.8) ფუნქციით. ჰისტოგრამების ქვემოთ ნაჩვენებია ექსპერიმენტულ და სიმულირებულ მონაცემებს შორის სხვაობის წილი -  $\Delta\langle E^{raw} \rangle$ , რომელიც განმარტებულია ფორმულით (4.10) (Abdallah et al., 2021).



(1)



(2)



(3)

ნახ. 4.10: ნაწილაკების ნაკადის საწყის ენერგიაზე ნორმირებული გაზომილი გარჩევისუნარიანობის -  $R^{\sigma^{raw}}$ -ს ექსპერიმენტული (ლურჯი წერტილები) და სიმულირებული შედეგების (შავი წრეები) დამოკიდებულება  $1/\sqrt{E_{beam}}$ -ზე, პიონების (1), კაონების (2) და პროტონებისათვის (3). წითელი დამტრიხული (შავი წყვეტილი) ხაზით ნაჩვენებია ექსპერიმენტული (სიმულირებული) შედეგების ფიტირება (4.9) ფუნქციით. ჰისტოგრამების ქვემოთ ნაჩვენებია ექსპერიმენტულ და სიმულირებულ მონაცემებს შორის სხვაობის წილი -  $\Delta\sigma^{raw}$ , რომელიც განმარტებულია ფორმულით (4.11) (Abdallah et al., 2021).

დამცემი ადრონების ნაკადის საწყის ენერგიაზე ნორმირებული გაზომილი ენერგიის -  $R^{(E^{raw})}$ -ს დამოკიდებულება  $E_{beam}$ -ზე, შეიძლება აღიწეროს გრუმის

პარამეტრიზაციით (Gabriel, Groom, Job, Mokhov, & Stevenson, 1994; Wigmans, 2000; Groom, 2008), როგორც:

$$R^{\langle E^{\text{raw}} \rangle} = 1 + \frac{1}{(E_0)^{m-1}} \left[ \left( \frac{e}{h} \right)^{-1} - 1 \right] (E_{\text{beam}})^{m-1} \quad (4.8)$$

სადაც  $E_0$  არის ენერგია, რომელზეც მრავალი პიონის წარმოქმნა მნიშვნელოვანი ხდება, პარამეტრი  $m$  აღწერს ურთიერთქმედებაში წარმოქმნილი მეორადი ნაწილაკების მრავლობითობის საშუალოსა და ერთ ურთიერთქმედებაში  $\pi^0$ -ის წარმოქმნაზე დახარჯული ენერგიის წილს შორის კავშირს, ხოლო  $e/h$  არის ფარდობა ელექტრო-მაგნიტური და ადრონული ღვარის შესაბამის გამოძახილს შორის.

ენერგეტიკული გარჩევისუნარიანობა (რეზოლუცია), როგორც ნაკადის ენერგიის ფუნქცია, შეიძლება აღიწეროს ფორმულით:

$$R^{\sigma^{\text{raw}}} = \frac{a}{\sqrt{E_{\text{beam}}}} \oplus b \quad (4.9)$$

სადაც  $a$  არის სტოქასტიური წევრი, ხოლო  $b$  აღწერს უჯრედების გამოძახილის არაერთგვაროვნებას.

ფიტირების შედეგები წარმოდგენილია ნახ. 4.9-ზე და ნახ. 4.10-ზე, რაც მიუთითებს რომ ფორმულა 4.8 და 4.9 სწორად აღწერს ექსპერიმენტული და სიმულირებული მონაცემებით მიღებულ შედეგებს. ასევე შეგვიძლია დავასკვნათ რომ, ენერგიის გაზომვის სიზუსტე და დეტექტორის გარჩევისუნარიანობა იზრდება, ადრონების ენერგიის ზრდასთან ერთად. მიღებული შედეგები თანადობაშია აქამდე ჩატარებული კვლევის შედეგებთან (Adragna et al., 2009).

## 4.5 ექსპერიმენტული და სიმულირებული მონაცემების შედარება

ექსპერიმენტული და სიმულირებული მონაცემების შედეგები შეიძლება რიცობრივად შედარდეს შემდეგი სიდიდეების საშუალებით:

$$\Delta \langle E^{\text{raw}} \rangle = \frac{\langle E^{\text{raw}} \rangle}{\langle E_{\text{MC}}^{\text{raw}} \rangle} - 1 \quad (4.10)$$

და

$$\Delta \sigma^{\text{raw}} = \frac{\sigma^{\text{raw}}}{\sigma_{\text{MC}}^{\text{raw}}} - 1 \quad (4.11)$$

შედეგები ნაჩვენებია ნახ. 4.9-ზე და 4.10-ზე, სადაც სტატისტიკური და სისტემატური ცდომილებები შეკრებილია კვადრატულად.

ექსპერიმენტზე გაზომილი ენერჯიის ყველა შედეგი ემთხვევა სიმულირებული მონაცემების შედეგებს ცდომილების ფარგლებში. გარჩევისუნარიანობის შემთხვევაში პიონების და კაონების ექსპერიმენტული შედეგები ემთხვევა სიმულირებულ შედეგებს ცდომილების ფარგლებში.

$\Delta\langle E^{\text{raw}} \rangle$ -ის საშუალო გამოვიდა 1.1%-ის ტოლი,  $\sim 1.4\%$  ცდომილებით, ხოლო  $\Delta\sigma^{\text{raw}}$ -ის საშუალო გამოვიდა  $\sim 3.4\%$ -ის ტოლი, პიონებისათვის და კაონებისათვის  $\sim 5.6\%$  ცდომილებით, ხოლო კაონებისათვის  $\sim 0.6\%$  ცდომილებით.

## 4.6 შეჯამება

თაილ კალორიმეტის სამი სატესტო მოდული დასხვიდა 16, 18, 20 და 30 გევი ენერჯიის,  $\theta = 14^\circ$  დამცემი კუთხის მქონე ადრონების ნაკადით. ჩერენკოვის მთვლელების მეშვეობით მოხდა პიონების, კაონების და პროტონების იდენტიფიკაცია, ხოლო პიონების და ელექტრონების ნარევის გასუფთავება მოხდა ელექტრო-მაგნიტური და ადრონული ღვარის პროფილის შესწავლით დეტექტორში. შეფასდა დეტექტორის მიერ აღდგენილი ენერჯია და გარჩევისუნარიანობა. მიღებული შედეგები შედარებული იქნა სიმულირებულ მონაცემებს, რომელიც დაგენერირდა ATLAS Geant4 პროგრამული პაკეტის მეშვეობით, ისინი თანხვედრაში არიან ცდომილების ფარგლებში.

ნაწილაკების ნაკადის საწყის ენერჯიაზე ნორმირებული გაზომილი ენერჯიის თორმეტი მნიშვნელობიდან თერთმეტს აქვს ცდომილება, რომელიც ნაკლებია 1.4%-ზე, ხოლო გარჩევისუნარიანობის შემთხვევაში, თორმეტი მნიშვნელობიდან ცხრა მნიშვნელობას აქვს ცდომილება რომელიც ნაკლებია 1.9%-ზე. კაონებისთვის, როდესაც  $E_{\text{beam}} = 16$  გევის,  $R\langle E^{\text{raw}} \rangle$ -ის ცდომილება 2.4%-ია. 16 გევი ენერჯიის მქონე პიონებისა და კაონებისათვის და 18 გევი ენერჯიის მქონე კაონებისათვის  $R\langle \sigma^{\text{raw}} \rangle$ -ის ცდომილება შესაბამისად უდრის 3.1%-ს, 20.3%-ს და 10.4%-ს.

შედეგების სიმულაციასთან შედარებამ აჩვენა, რომ  $\Delta\langle E^{\text{raw}} \rangle$ -ის საშუალო გამოვიდა 1.1%-ის ტოლი,  $\sim 1.4\%$  ცდომილებით, ხოლო  $\Delta\sigma^{\text{raw}}$ -ის საშუალო გამოვიდა  $\sim 3.4\%$ -ის ტოლი, პიონებისათვის და კაონებისათვის  $\sim 5.6\%$  ცდომილებით, ხოლო კაონებისათვის  $\sim 0.6\%$  ცდომილებით.

მიღებულ შედეგებზე დაყრდნობით შეიძლება დავასკვნათ რომ, ენერჯიის გაზომვის სიზუსტე და დეტექტორის გარჩევისუნარიანობა იზრდება, ადრონების ენერჯიის ზრდასთან ერთად. მიღებული შედეგები თანადობაშია აქამდე ჩატარებული

კვლევის შედეგებთან ([Adragna et al., 2009](#)).

## თავი 5

# $J/\psi$ და $\psi(2S)$ ნაწილაკების წარმოქმნის შესწავლა

კვარკონიუმის წარმოშობის გამოკვლევა გვებმარება უკეთ შევისწავლოთ კვანტური ქრომოდინამიკის ბუნება შემფოთების და არა-შემფოთების რეჟიმების გარდამავალ არეში. ასევე მიუხედავად დიდი ისტორიისა, დღემდე კვარკონიუმის ადრონულ შეჯახებებში წარმოშობა წარმოადგენს გამოწვევას, როგორც თეორიისათვის, ასევე ექსპერიმენტისათვის.

პროტონ-პროტონული შეჯახებისას წამოქმნილი  $J/\psi$  ნაწილაკის დაბადება შეიძლება იყოს პირდაპირი (პირველადი შეჯახებისას წარმოქმნილი) და არა-პირდაპირი (B ადრონის დაშლის შედეგად წარმოქმნილი). მათი განცალკევება ექსპერიმენტულად შესაძლებელია კვარკონიუმის წარმოშობის და დაშლის წვეროს შორის მანძილის გაზომვით. არა-პირდაპირი წარმოშობის მექანიზმს FONLL (fixed-order next-to-leading-logarithm) გამოთვლები (Cacciari, Frixione, & Nason, 2001; Cacciari et al., 2012) კარგად აღწერს, თუმცა პირდაპირი წარმოშობის მექანიზმის დამაკმაყოფილებელი ახსნა ჯერ კიდევ მოსაძებნია.

ეს პროცესები აღიწერება არარელატივისტურ კვანტურ ქრომოდინამიკაში დამკვიდრებული მიდგომის საფუძველზე, რის შედეგადაც წარმოიშვა მრავალი მოდელი და შემდეგ შემოწმდა ექსპერიმენტზე. დღეისათვის არსებობს ATLAS და CMS ექსპერიმენტების კომბინირებული შედეგები, სადაც დათვლილია კვარკონიუმის კვება და პოლარიზაცია (Aad et al., 2016; ATLAS Collaboration, 2014, 2015; CMS Collaboration, 2012, 2015, 2018). ასევე LHCb-ის ექსპერიმენტის (LHCb Collaboration, 2012) და ALICE-ის ექსპერიმენტის (ALICE Collaboration, 2014) კვლევების შედეგად

დადგინდა ჩარმონიუმის წარმოქმნის მახასიათებლები კინემატიკის ფართო სპექტრში, რაც საშუალებას იძლევა ჩამოყალიბდეს ახალი თეორიული მოდელები.

მნიშვნელოვანია კვარკონიუმის წარმოქმნის თეორიის და ექსპერიმენტის შედეგების შედარება კინემატიკის ფართო არეში. ATLAS ექსპერიმენტზე აქამდე გაიზომა  $J/\psi$  ნაწილაკის წარმოქმნის კვეთა  $\sqrt{s} = 7$  და  $8$  TeV მასათა ცენტრის ენერგიაზე (ATLAS Collaboration, 2016), ასევე გაზომილი იქნა  $\chi_c$  მდგომარეობის წარმოქმნის კვეთა (ATLAS Collaboration, 2014). ATLAS ექსპერიმენტის გაზომვებში ძირითადად გამოიყენებოდა ორ-მიუონიანი ტრიგერი, თუმცა ამ ტრიგერის მოქმედების არე მხოლოდ 100 გევამდე ვრცელდებოდა.

შემდგომ თავებში აღწერილია  $J/\psi$  ( $\psi(2S)$ ) მეზონის წარმოშობის კვეთის გაზომვა საპირისპირო მუხტის მიუონებად დაშლის მოდაში,  $\sqrt{s} = 13$  ტევი მასათა ცენტრის ენერგიაზე, განივი იმპულსის ( $p_T$ ) ფართო ინტერვალში, 8-დან 360 გევამდე (8–140 გევი), რაც ბევრად აღემატება ადრე ჩატარებული გაზომვების ინტერვალს. ეს ყველაფერი შესაძლებელი გახდა ორი განსხვავებული ტრიგერის გამოყენებით.

დაბალი  $p_T$ -ს არეში (8–60 გევი) გამოყენებული იქნა ორ-მიუონიანი ტრიგერი ‘2mu4\_Jpsimumu’ (HLT\_2mu4\_bJpsimumu\_noL2), იმ მოთხოვნით რომ ორივე მიუონის  $p_T$  მეტია 4 გევზე, ამისათვის გამოყენებული იქნა 2015 წლის მონაცემები, რომელიც შეესაბამება  $2.57 \text{ fb}^{-1}$  ინტეგრალურ ნათებას.

მაღალი  $p_T$ -ს არეში (60–360 გევი) გამოყენებული იქნა ცალ-მიუონიანი ტრიგერი ‘mu50’ (HLT\_mu50), მიუონზე იმ მოთხოვნით, რომ მისი  $p_T$  მეტია 50 გევზე. შესაბამისად გაანალიზებული იქნა 2015-2018 წლის მონაცემები, რომელიც შეესაბამება  $139 \text{ fb}^{-1}$  ინტეგრალურ ნათებას.

გაზომილი იქნა (1) პირდაპირი და არა-პირდაპირი ჩარმონიუმის -  $J/\psi$  და  $\psi(2S)$  ნაწილაკების დიფერენციალური კვეთა, (2) არა-პირდაპირი ჩარმონიუმის დაბადების წილი  $J/\psi$ -სა და  $\psi(2S)$ -სათვის და (3)  $\psi(2S)$  ნაწილაკის წარმოქმნის კვეთის ფარდობა  $J/\psi$  ნაწილაკის წარმოქმნის კვეთასთან, როგორც პირდაპირი, ასევე არა-პირდაპირი დაბადების პროცესისათვის.

## 5.1 მოვლენების შერჩევა

ამ ანალიზში გამოყენებული მონაცემები ჩაწერილი იქნა პროტონ-პროტონული შეჯახებებისას დიდ ადრონულ კოლაიდერზე  $\sqrt{s} = 13$  ტევი მასათა ცენტრის ენერგიაზე, 2015–2018 წწ განმავლობაში.

მონაცემები დამუშავდა ე.წ. BPHY1 ანალიზის პაკეტით, შერჩეული იქნა დი-მიუონის კანდიდატები  $m_{\mu\mu}$  ინვარიანტული მასით  $\psi(nS)$  მასების შესაბამის არეში. შერჩეულ მოვლენებში მოითხოვება, რომ მიუონებს ჰქონდეთ საწინააღმდეგო მუხტი.

ორი მიუონის ტრეკებს ედება მოთხოვნა, რომ მათი ტრეკტორიები თავსებადი იყოს საერთო წვეროსთან. დი-მიუონის მასისთვის არჩეულია შემდეგი არე:  $2.6 < m_{\mu\mu} < 4.2$  გევი. დაშლის სიგრძე  $L_{xy}$  გამოიყენება იმისათვის, რომ გამოითვალოს სიცოცხლის ფსევდო-ხანგრძლივობა:

$$\tau = \frac{m_{\mu\mu} L_{xy}}{p_T c} \quad (5.1)$$

სადაც  $p_T$  არის შესაბამისად დი-მიუონის განივი იმპულსი, ხოლო  $c$  სინათლის სიჩქარეა.

თითოეულ მიუონს მოეთხოვება რომ ჰქონდეს 4 გევზე მეტი განივი იმპულსი და  $|\eta| < 2.4$ . მიუონებს ასევე მოეთხოვებათ, რომ არჩეული ტრიგერის ობიექტებთან თანადობაში იყვნენ,  $\Delta R < 0.01$  სივრცული მოთხოვნის დაკმაყოფილებით.

## 5.2 ანალიზის ინტერვალის შერჩევა

HLT\_2mu4\_bJpsimumu\_noL2 ტრიგერის გამოყენება ნიშნავს ' $\mu(p_T > 4$  გევი) +  $\mu(p_T > 4$  გევი)' აქსეპტანსის არჩევას, რაც საშუალებას იძლევა დაიფაროს განივი იმპულსის 8-დან 60 გევამდე ინტერვალი, ხოლო მაღალი  $p_T$ -ს ინტერვალის დასაფარად გამოყენებული იქნა HLT\_mu50 ტრიგერი, რაც ნიშნავს რომ ' $\mu(p_T > 52.5$  გევი) +  $\mu(p_T > 4$  გევი)' აქსეპტანსია არჩეული, რომელიც შესაძლებლობას იძლევა  $p_T$  დაიფაროს 60-დან 360 გევამდე.

ფაზური სივრცე დაიყო რამოდენიმე ინტერვალად სისწრაფის ( $y$ ) და კვარკონიუმის განივი იმპულსის ( $p_T$ ) მიხედვით. სისწრაფისათვის 3 ინტევალი შეირჩა შემდეგი საზღვრებით: 0, 0.75, 1.5, 2.0, ხოლო  $p_T$ -სათვის ინტერვალების საზღვრებია: 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 22, 24, 26, 28, 30, 35, 40, 45, 50, 55, 60, 70, 80, 90, 100, 120, 140, 160, 180, 200, 240, 300, 360 გევი (35 ინტერვალი). საერთო ჯამში შეირჩა ანალიზის  $35 \times 3 = 105$  ინტერვალი.

დაბალი  $p_T$ -ს ინტერვალში სტატისტიკა ძალიან მაღალია და  $p_T$ -ს დამოკიდებულება პარამეტრებზე და შესწორების ფაქტორებზე საკმაოდ ცვალებადია ანალიზის ინტერვალის შიგნით, რაც ფიტის სტაბილურობაზე ახდენს გავლენას. იმისათვის რომ ეს ეფექტები შევამციროთ, არჩეული ინტერვალები დაიყო კიდევ უფრო ვიწრო ქვე-ინტერვალებად. შემდეგ მიღებული რაოდენობები შესაბამისად



შესწორდა და შეიკრიბა, რათა მიღებულიყო კვეთი კონკრეტულ ინტერვალში. კერძოდ, ინტერვალები 8-დან 13 გევაამდე დაიყო 0.1 გევი სიგანის ქვე-ინტერვალებად, 13-დან 20 გევაამდე არსებული ინტერვალები დაიყო 0.2 გევი სიგანის ქვე-ინტერვალებად, 20-დან 30 გევაამდე არსებული ინტერვალები დაიყო 0.4 გევი სიგანის ქვე-ინტერვალებად, ხოლო 30-დან 35 გევაამდე არსებული ინტერვალები დაიყო 1 გევი სიგანის ქვე-ინტერვალებად.

### 5.3 გაზომვების ჩასატარებლად არჩეული სტრატეგია

თითოეულ  $(p_T, y)$  ინტერვალში, დი-მიუონის კანდიდატების ინვარიანტული მასის და სიცოცხლის (ფსევდო) ხანგრძლივობის განაწილებების ფიტირება მოხდა 2-განზომილებიანი მაქსიმალური მართლმსგავსების მეთოდით, იმისათვის რომ განისაზღვროს  $N_{\psi}^{P,NP}$ , პირდაპირი ( $P$ ) და არა-პირდაპირი ( $NP$ )  $\psi$ -ს რაოდენობა, სადაც  $\psi = J/\psi$ ,  $\psi(2S)$ . მიღებული ნაწილაკების რაოდენობების შესწორება ხდება: აქსეპტანსის, ტრიგერის და რეკონსტრუქციის ეფექტურობებით და ტრიგერის და რეკონსტრუქციის შესწორების ფაქტორებით. თითოეული მოვლენისათვის შესწორება განისაზღვრება, როგორც ზემოთ ჩამოთვლილი ეფექტურობების და შესწორებების ნამრავლი. ყოველი ანალიზის ინტერვალისათვის გამოითვლება მათი საშუალო და ეს მნიშვნელობაა აღებული საბოლოო შესწორებად.

პირდაპირ და არა-პირდაპირი  $\psi$ -ს წარმოშობის დიფერენციალური კვეთა, სადაც  $\psi = J/\psi$ ,  $\psi(2S)$ , გამოითვლება შემდეგნაირად:

$$\frac{d^2\sigma^{P,NP}(pp \rightarrow \psi)}{dp_T dy} \times \mathcal{B}(\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) = \frac{1}{\mathcal{A}(\psi) \epsilon_{\text{trig}} \epsilon_{\text{trigSF}} \epsilon_{\text{reco}} \epsilon_{\text{recoSF}}} \frac{N_{\psi}^{P,NP}}{\Delta p_T \Delta y \int \mathcal{L} dt} \quad (5.2)$$

სადაც:

- $\mathcal{A}(\psi)$  არის დეტექტორის გეომეტრიული აქსეპტანსი (გასაშუალოებული ანალიზის ინტერვალზე), რომელიც დათვლილია ცალ-ცალკე დაბალი და მაღალი  $p_T$ -ს ინტერვალისათვის შემდეგი ჩამოჭრების გამოყენებით:
  - დაბალი  $p_T$ -სათვის:  $p_T(\mu_1) > 4$  გევი,  $p_T(\mu_2) > 4$  გევი,  $|\eta(\mu_1), \eta(\mu_2)| < 2.4$
  - მაღალი  $p_T$ -სათვის:  $p_T(\mu_1) > 52.5$  გევი,  $p_T(\mu_2) > 4$  გევი,  $|\eta(\mu_1), \eta(\mu_2)| < 2.4$
- $\epsilon_{\text{trig}}$  არის ტრიგერის ეფექტურობა, გამოთვლილი  $J/\psi$  და  $\psi(2S)$ -ის მონტე-კარლო სიმულაციით მიღებული მონაცემების (სიმულირებული მონაცემების) დახმარებით.

- $\epsilon_{\text{trigSF}}$  არის ტრიგერის შესწორების ფაქტორი, რომელიც ექსპერიმენტულ და სიმულირებულ მონაცემებს შორის განსხვავების შესწორებას ახდენს, იგი გამოთვლილია შესაბამისი ტრიგერის შესწორების ფაქტორის რუკის მიხედვით.
- $\epsilon_{\text{reco}}$  არის რეკონსტრუქციის ეფექტურობა, დათვლილი  $J/\psi$  და  $\psi(2S)$ -ის სიმულირებული მონაცემების მეშვეობით.
- $\epsilon_{\text{recoSF}}$  არის რეკონსტრუქციის ეფექტურობის შესწორების ფაქტორი, რომელიც ექსპერიმენტულ და სიმულირებულ მონაცემებს შორის განსხვავების შესწორებას ახდენს, იგი გამოთვლილია შესაბამისი ტრიგერის შესწორების ფაქტორის რუკის მიხედვით.
- $N_{\psi}^{\text{P, NP}}$  არის 2-განზომილებიანი ფიტირების შედეგად მიღებული  $J/\psi$ -ის და  $\psi(2S)$ -ის რაოდენობები.
- $\Delta p_T$  და  $\Delta y$  არის შესაბამისი ანალიზის ინტერვალის სიგანე,  $p_T$ -ში და აბსოლუტურ სისწრაფეში.
- $\int \mathcal{L} dt$  არის ინტეგრალური ნათება.

აქსეპტანსი  $\mathcal{A}(\psi)$  არის ალბათობა იმისა, რომ  $J/\psi$ , გარკვეული განივი იმპულსით, რომელიც შეესაბამება საკვლევი ანალიზის ინტერვალს, გადაურჩება აქსეპტანსის ჩამოჭრებს, რომლებიც დადებულია მიუონების პარამეტრებზე.

### 5.3.1 ფიტირების მოდელი

დი-მიუონის კანდიდატების ინვარიანტული მასის და სიცოცხლის ხანგრძლივობის განაწილებები დაფიტირდა 2-განზომილებიანი მაქსიმალური მართლმსგავსების მეთოდით. მასისათვის აღებული იქნა ინტერვალი 2.7 გევიდან 4.1 გევამდე, ხოლო სიცოცხლის ხანგრძლივობისათვის  $-1$  პწმ-დან 12 პწმ-მდე ინტერვალი იქნა განხილული. ფიტირების მოდელი აღიწერება შვიდი წევრის ჯამით:

$$PDF(m, \tau) = \sum_{i=1}^7 \kappa_i f_i(m) \cdot (h_i(\tau) \otimes R(\tau)) \cdot C_i(m, \tau). \quad (5.3)$$

სადაც  $m$  არის დი-მიუონის ინვარიანტული მასა, ხოლო  $\tau$  არის დი-მიუონის სიცოცხლის ფსევდო-ხანგრძლივობა. ფორმულა (5.3)-ში  $R(\tau)$  არის ექსპერიმენტული გარჩევისუნარიანობა სიცოცხლის ფსევდო-ხანგრძლივობაში.  $R(\tau)$  წარმოადგენს სამი გაუსის ფუნქციის ჯამს, შესაბამისი წონებით.

ჯამში შემავალი 1-ლი და მე-2 წევრები ( $i = 1, 2$ ), შესაბამისად აღწერს  $J/\psi$ -ის პირდაპირი და არა-პირდაპირი სიგნალის წვლილს. მე-3 და მე-4 წევრები აღწერს  $\psi(2S)$ -ის პირდაპირი და არა-პირდაპირი სიგნალის წვლილს. მე-5 წევრი აღწერს პირდაპირი დაბადების პროცესის ფონს, სადაც არა-რეზონანსული დი-მიუნები წარმოიქმნება პირველადი ურთიერთქმედების წვეროდან (მაგ. დრელ-იანის წყვილები). მე-6 წევრი აღწერს არა-პირდაპირი დაბადების პროცესის ფონს, რომელშიც ძირითადად შედის დი-მიუნონის წყვილები, რომლებიც წარმოიქმნება ერთი და იგივე B ადრონის კასკადური დაშლის შედეგად. მე-7 წევრი აღწერს არა-პირდაპირი დაბადების პროცესის ფონს, სადაც ორი მიუონი წარმოიქმნება სხვადასხვა B ადრონის დაშლის შედეგად (ფონს აქვს "ორმხრივი" ექსპონენტის ფორმა).

სიგნალის მასის განაწილების ფორმა -  $J/\psi$ -ის ( $\psi(2S)$ -ის) პიკი აღიწერება ორი გაუსის,  $G'_1(G'_2)$ -ის და  $G''_1(G''_2)$ -ის სუპერპოზიციით კრისტალ-ბოლის ფუნქციასთან -  $B_1(B_2)$ -სთან (გაუსთან მიახლოებული ფუნქცია, მარცხნივ მცირე ასიმეტრიით). ეს აღწერა გამოყენებულია, როგორც პირდაპირი, ასევე არა-პირდაპირი დაბადების პროცესის აღსაწერად.

პირდაპირი  $J/\psi$  და  $\psi(2S)$ -ის სიცოცხლის ხანგრძლივობა აღიწერება დელტა ფუნქციით ( $R(\tau)$ -თან ნახვევით).

არა-პირდაპირი  $J/\psi$  და  $\psi(2S)$ -ის სიცოცხლის ხანგრძლივობა აღიწერება ორი ექსპონენციალური ფუნქციის სუპერპოზიციით ( $R(\tau)$ -თან ნახვევით).

არა-პირდაპირი მასის განაწილების ფონური პროცესების აღმწერი 3 წევრი, თითოეული, დამოუკიდებელი პარამეტრების მქონე ექსპონენციალური ფუნქციით აღიწერება, ხოლო პირდაპირი დაბადების პროცესის ფონი, მასურ განაწილებაში, აღიწერება ბერნშტეინის პირველი სამი პოლინომის:

$$B_{0,1}(t) = 1 - t, \quad B_{1,1}(t) = t, \quad B_{0,2}(t) = (1 - t)^2 \quad (5.4)$$

სადაც  $t = (m_{\mu\mu}(\text{გევი}) - 2.7) / 1.4$  იცვლება 0-დან 1-მდე.

პირდაპირი დაბადების წვლილისათვის სიცოცხლის ხანგრძლივობის განაწილება არის დელტა ფუნქცია, არა-პირდაპირი დაბადების წვლილი აღიწერება ცალმხრივი ექსპონენტით და ბოლო წევრისი სიმეტრიული ორმხრივი ექსპონენტით. თითოეული წევრი  $R(\tau)$ -თან არის შეხვეული.

იმისათვის რომ გათვალისწინებული იქნას დი-მიუნონის მასას -  $m$ -სა და სიცოცხლის ხანგრძლივობას -  $\tau$ -ს შორის შესაძლო კორელაცია, ფორმულა 5.3-ში  $i = 1$

წევრში ორი გაუსის ნამრავლი შეცვლილია ორგანზომილებიანი (ბივარიაციული) ნორმალური განაწილებით (BV):

$$BV(m, \tau) = C * \exp \left[ \frac{1}{2(1 - \rho^2)} \left( \frac{(m - \mu_m)^2}{\sigma_m^2} - \frac{2\rho(m - \mu_m)(\tau - \mu_\tau)}{\sigma_m \sigma_\tau} + \frac{(\tau - \mu_\tau)^2}{\sigma_\tau^2} \right) \right] \quad (5.5)$$

სადაც  $\rho$  არის  $m$ -სა და  $\tau$ -ს შორის კორელაციის კოეფიციენტი.

ფიტირების მოდელი შეჯამებულია ცხრილში 5.1.

i	ტიპი	P/NP	$f_i(m)$	$h_i(\tau)$	$C_i(m, \tau)$
1	$J/\psi$	P	$\omega_0 G'_1(m) + (1 - \omega_0)[\omega_1 C B'_1(m) + (1 - \omega_1) G''_1(m)]$	$\delta(\tau)$	$BV(m, \tau, \rho)$
2	$J/\psi$	NP	$\omega_0 G'_1(m) + (1 - \omega_0)[\omega_1 C B'_1(m) + (1 - \omega_1) G''_1(m)]$	$\omega_2 E_1(\tau) + (1 - \omega_2) E'_1(\tau)$	1
3	$\psi(2S)$	P	$\omega_0 G'_2(m) + (1 - \omega_0)[\omega_1 C B'_2(m) + (1 - \omega_1) G''_2(m)]$	$\delta(\tau)$	1
4	$\psi(2S)$	NP	$\omega_0 G'_2(m) + (1 - \omega_0)[\omega_1 C B'_2(m) + (1 - \omega_1) G''_2(m)]$	$E_2(\tau)$	1
5	Bkg	P	$B$	$\delta(\tau)$	1
6	Bkg	NP	$E_4(m)$	$E_5(\tau)$	1
7	Bkg	NP	$E_6(m)$	$E_7( \tau )$	1

აღნიშვნა	ფუნქცია
$G$	გაუსის ფუნქცია
$CB$	კრისტალ-ბოლის ფუნქცია
$E$	ექსპონენტი
$B$	ბერნშტეინის პოლინომი
$BV$	კორელაციის წევრი - ორგანზომილებიანი ნორმალური განაწ.

ცხრ. 5.1: ფიტირების მოდელის აღწერა.

ფიტირების მოდელის შესახებ ტექნიკური დეტალები შეგიძლიათ იხილოთ დანართ A-ში.

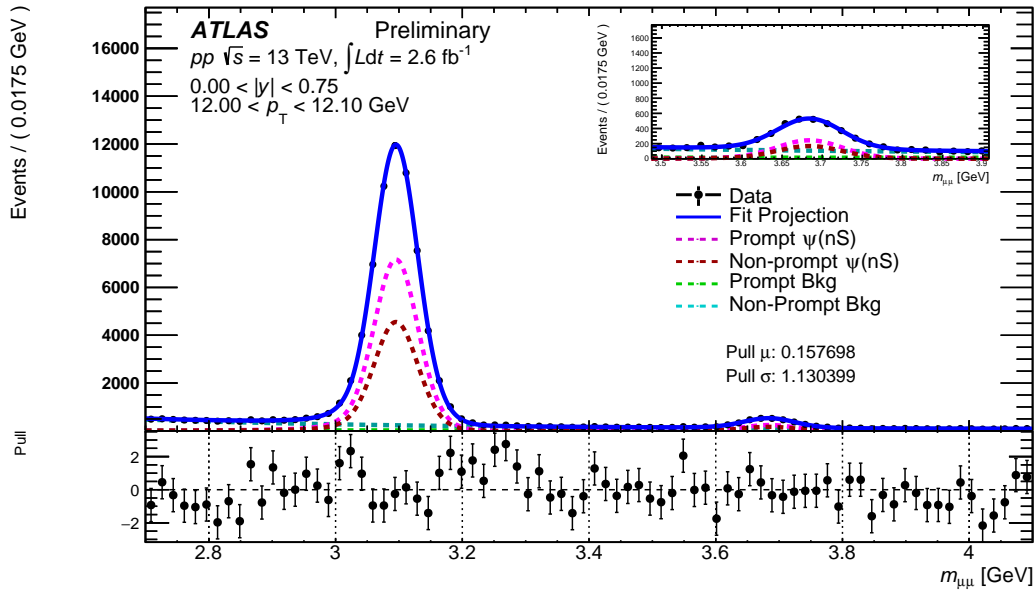
### 5.3.2 ფიტირების შედეგები

ფიტირება საკმაოდ რთული პროცესია და მისი სტაბილურობისათვის მნიშვნელოვანია რომ საწყისი პარამეტრები და მათი ცვალებადობის დიაპაზონი სწორად იქნას შერჩეული. ზოგიერთი პარამეტრი დაფიქსირებული იქნა იმ მნიშვნელობაზე, რომელიც დადგინდა წინასწარი კვლევების შედეგებად ექსპერიმენტული და სიმულირებული მონაცემების გამოყენებით. ფიტირების სისტემატიკის შესწავლისას,

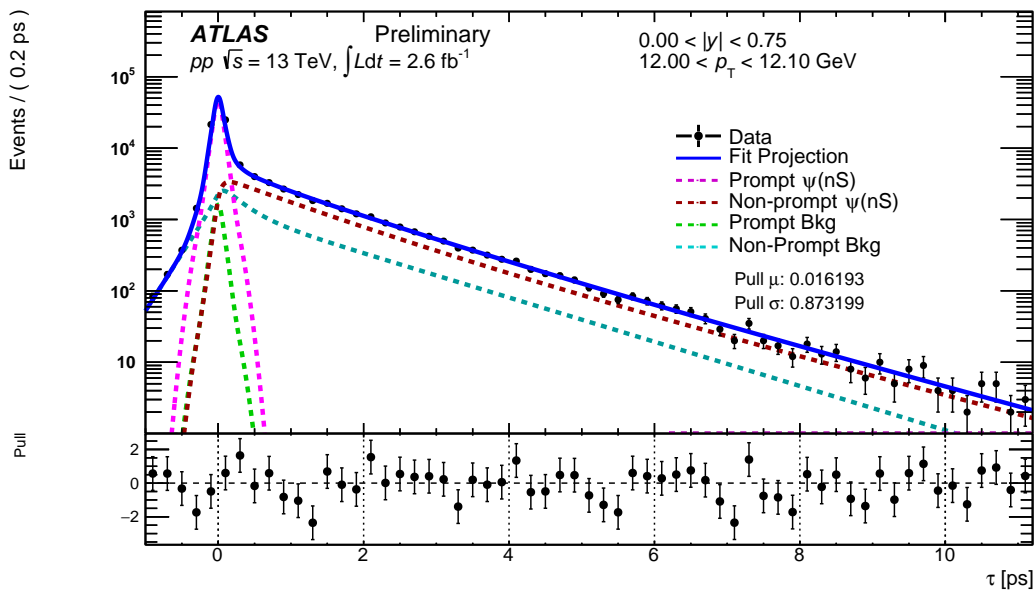
დაფიქსირებული პარამეტრების მნიშვნელობები შეიცვალა, ან თავისუფალ პარამეტრად იქნა გამოყენებული ფიტირების პროცესში (იხილეთ პარაგრაფი 5.4).

ნახ. 5.1-ზე, 5.2-ზე და 5.3-ზე წარმოდგენილია ფიტირების შედეგად მიღებული დი-მიუონის მასის და სიცოცხლის ხანგრძლივობის პროექციები. თითოეული ფიტირების ქვემოთ წარმოდგენილია მონაცემების და ფიტირების ფუნქციის მნიშვნელობებს შორის სხვაობის ფარდობა, მონაცემების ცდომილებასთან (pull distribution).

იმისათვის რომ შეფასდეს ფიტირების პროცედურის ხარისხი, 2-განზომილებიანი  $\chi^2$ -ის მნიშვნელობები იქნა გამოთვლილი თითოეული ფიტირებისათვის. ყველა ინტერვალში ფიტირების ხარისხი კარგი აღმოჩნდა, მათი მნიშვნელობები მოყვანილია დანართ B-ში.

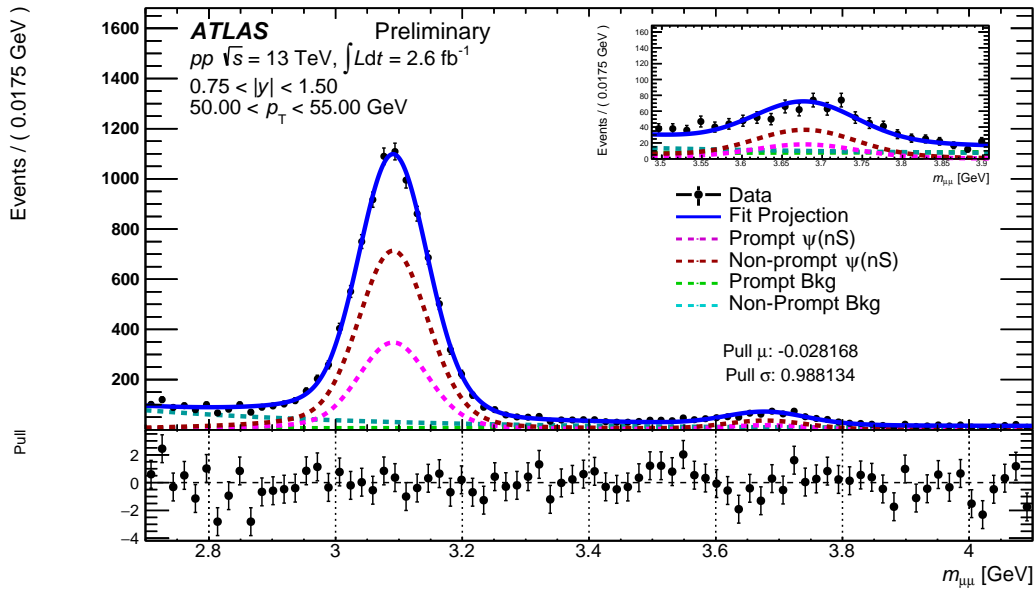


(1)

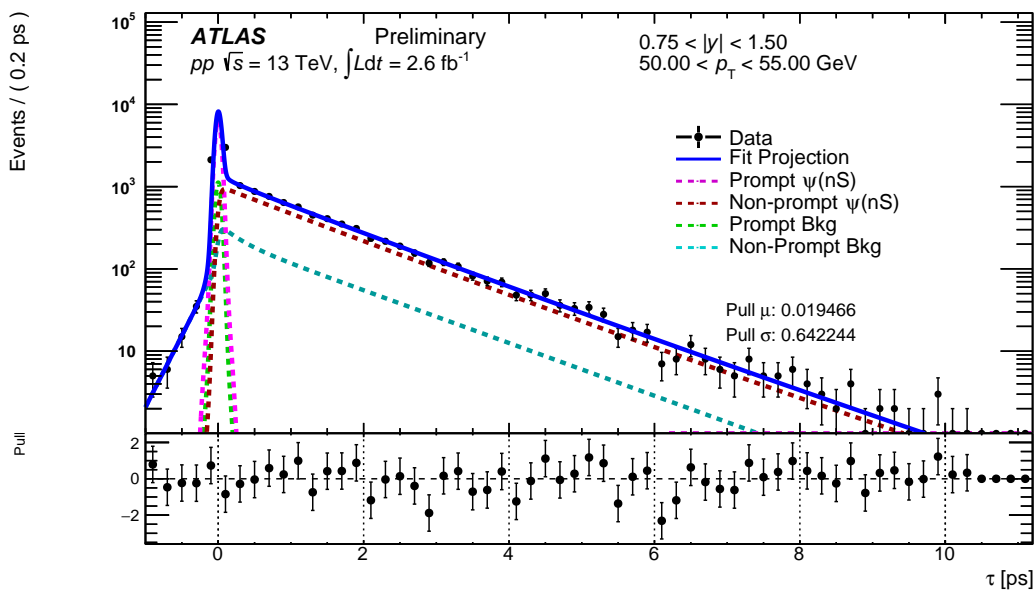


(2)

ნახ. 5.1: ფიტირების შედეგად მიღებული დი-მიუონის მასის (1) და სიცოცხლის ხანგრძლივობის (2) პროექციები,  $p_T$ -ს შემთხვევითად შერჩეულ ანალიზის ინტერვალში, სისწრაფის ინტერვალში:  $|y| < 0.75$ .

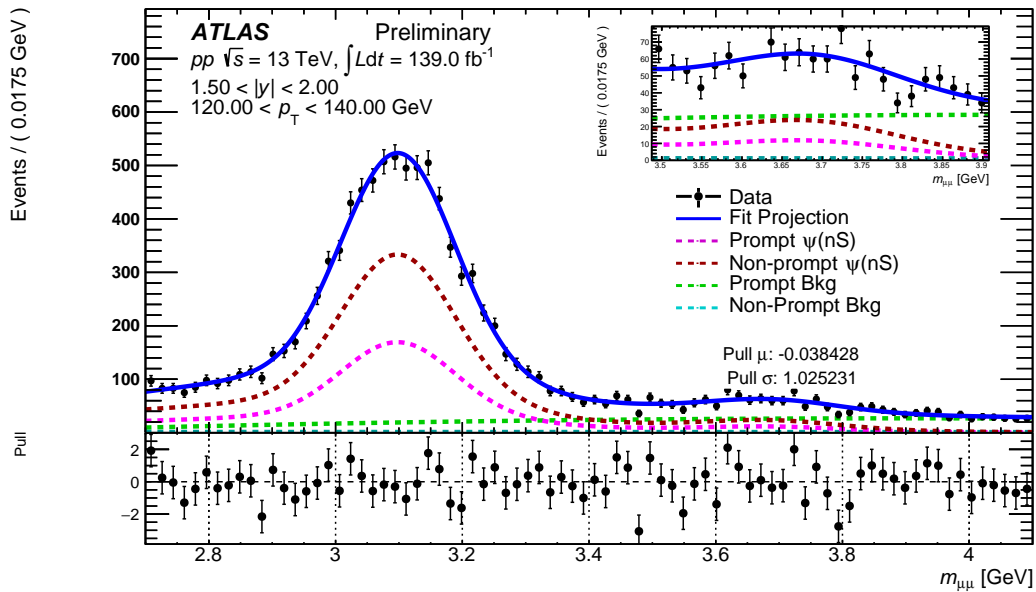


(1)

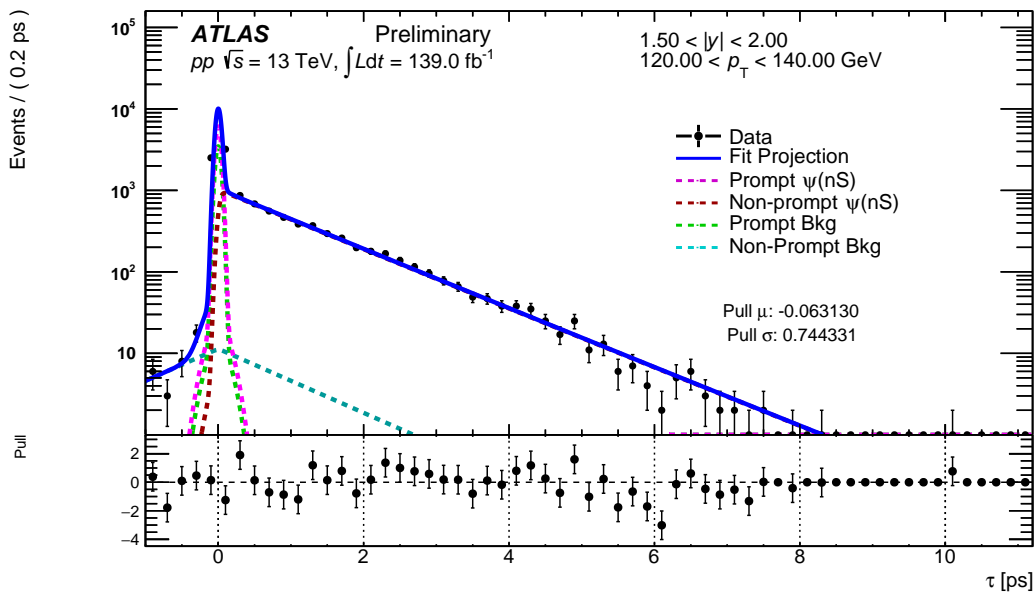


(2)

ნახ. 5.2: ფიტირების შედეგად მიღებული დი-მიუონის მასის (1) და სიცოცხლის ხანგრძლივობის (2) პროექციები,  $p_T$ -ს შემთხვევითად შერჩეულ ანალიზის ინტერვალში, სისწრაფის ინტერვალში:  $0.75 < |y| < 1.50$ .



(1)



(2)

ნახ. 5.3: ფიტირების შედეგად მიღებული დი-მიუნონის მასის (1) და სიცოცხლის ხანგრძლივობის (2) პროექციები,  $p_T$ -ს შემთხვევითად შერჩეულ ანალიზის ინტერვალში, სისწრაფის ინტერვალში:  $1.50 < |y| < 2.00$ .

მთავარი პარამეტრები, რომლებიც ფიტირების პროცედურიდან დგინდება, არის  $J/\psi$ -ს და  $\psi(2S)$ -ს რაოდენობები და პირდაპირი და არა-პირდაპირი დაბადების პროცესების ფარდობა, რომელიც შემდეგ გამოიყენება იმისათვის რომ განისაზღვროს



შესაბამისი პირდაპირი და არა-პირდაპირი  $J/\psi$ -ს და  $\psi(2S)$ -ს რაოდენობები.

ექსპერიმენტული გარჩევისუნარიანობა სიცოცხლის ფსევდო-ხანგრძლივობაში -  $R(\tau)$  განსაზღვრულია, როგორც 3 გაუსის განაწილების ჯამი, რომელთა სტანდარტული გადახრა განსაზღვრულია როგორც:  $\sigma_1, \sigma_2 = 2\sigma_1$  და  $\sigma_3 = 4\sigma_1$ . გაუსის ფუნქციების შეწონვის პარამეტრები თავისუფალია, ხოლო  $\sigma_1$  დაფიქსირებულია 0.04 პწმ-ზე. სამივე გაუსის განაწილების ცენტრალური მნიშვნელობა დაფიქსირებულია 0-ზე.

$J/\psi$ -ის მასის განაწილებაში პიკის მდებარეობა და  $\sigma$  ფიტირების თავისუფალი პარამეტრებია.  $J/\psi$ -ს მასის საშუალო მნიშვნელობა საერთოა კრისტალ-ბოლის და გაუსის ფუნქციებისათვის, თუმცა მეორე - განიერ გაუსის ფუნქციის საშუალო მნიშვნელობა და სიგანე თავისუფალია.

ვიწრო გაუსის წვლილი ფართო გაუსთან მიმართებაში 0.75-ია. კრისტალ-ბოლის  $\sigma$  არის ვიწრო გაუსის  $\sigma \times 1.45$ , ხოლო მისი დანარჩენი პარამეტრები  $\alpha$  და  $n$ , ფიქსირებულია შესაბამისად 1.35-ზე და 2.5-ზე.

კორელაციის ფაქტორი  $\rho$  ფორმულა (5.5)-ში ფიქსირებულია 0.3-ზე.

$\psi(2S)$ -ს შესაბამისი აღმწერი ფუნქციებიც იმავე სტრუქტურას იმეორებს, ამ შემთხვევაში გამოიყენება  $J/\psi$  საშუალოს მნიშვნელობა და  $\sigma$  გამრავლებული ფაქტორზე - 1.1902, რაც წარმოადგენს  $J/\psi$ -ს და  $\psi(2S)$ -ის მასების ფარდობას.

$J/\psi$ -ს სიცოცხლის ხანგრძლივობა აღიწერება როგორც ორი ექსპონენციალური ფუნქციის ჯამი, შეხვეული გარჩევისუნარიანობის ფუნქციასთან -  $R(\tau)$ -თან. ექსპონენტის წონები და დახრა თავისუფალი პარამეტრებია.

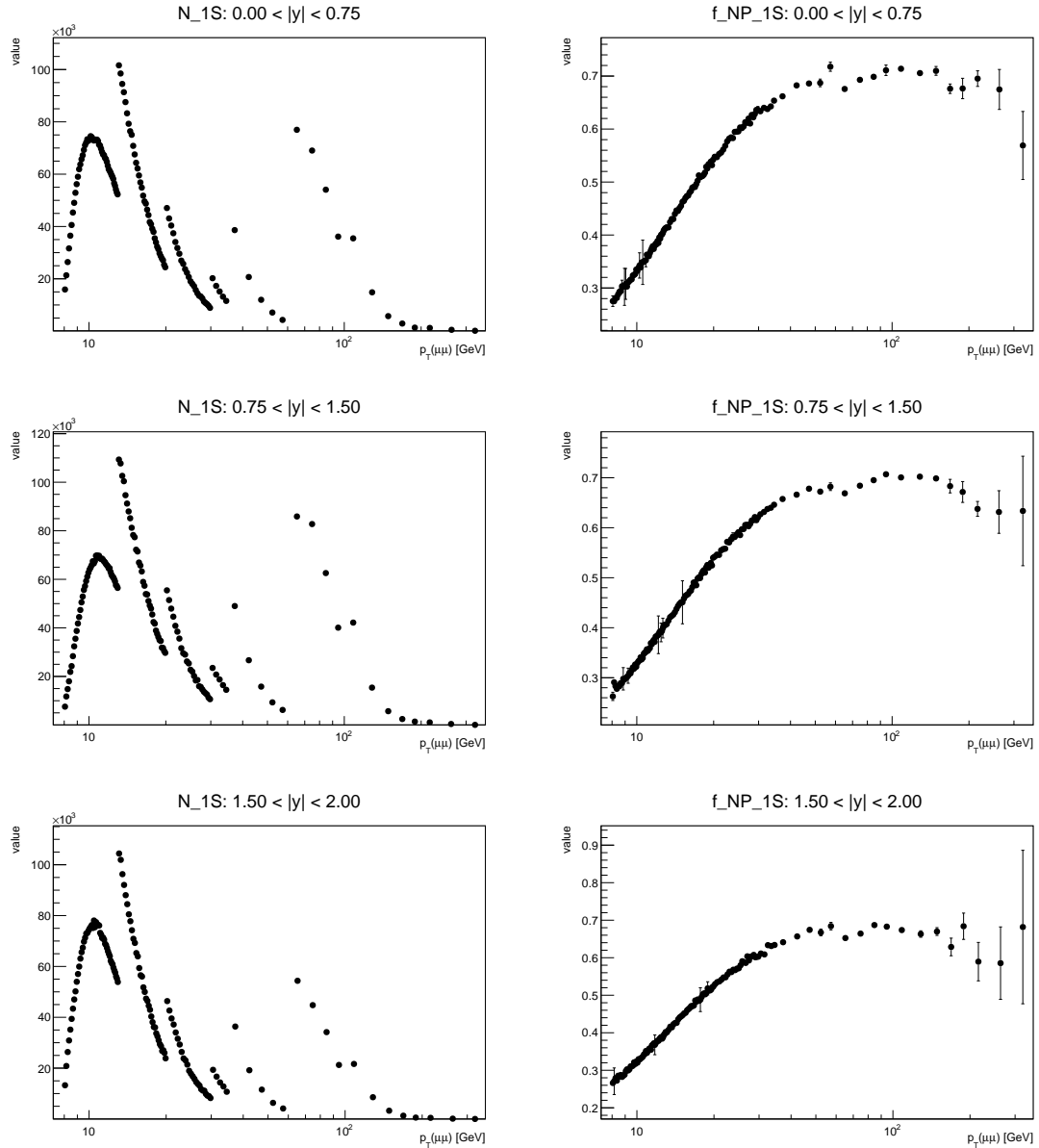
$\psi(2S)$ -ის სიცოცხლის ხანგრძლივობის განაწილებების დახრა და მასის ფონის აღმწერი ექსპონენტის დახრა თავისუფალი პარამეტრებია. ასევე ფონური პროცესების ნორმირებები თავისუფალი პარამეტრებია. 3 ფონური პროცესის ნორმირების კოეფიციენტები თავისუფალი პარამეტრებია და დგინდება ფიტირების პროცედურიდან.

ძალიან მაღალ  $p_T$  ინტერვალში, კერძოდ  $p_T > 140$  გევი,  $\psi(2S)$ -ის რიცხვის დადგენა არა-სანდო ხდება დაბალი სტატისტიკის გამო, რაც აუარესებს გარეჩევისუნარიანობას, ამიტომ  $\psi(2S)$ -ს რაოდენობები ფიქსირებული იქნა, როგორც  $J/\psi$ -ის რაოდენობის 6%, ხოლო არა-პირდაპირი დაბადების პროცესის წილი ფიქსირებული იქნა 0.7-ზე, თვითონ  $J/\psi$ -ის რაოდენობები ჩვეულებრივ დადგინდა ფიტირების შედეგად.

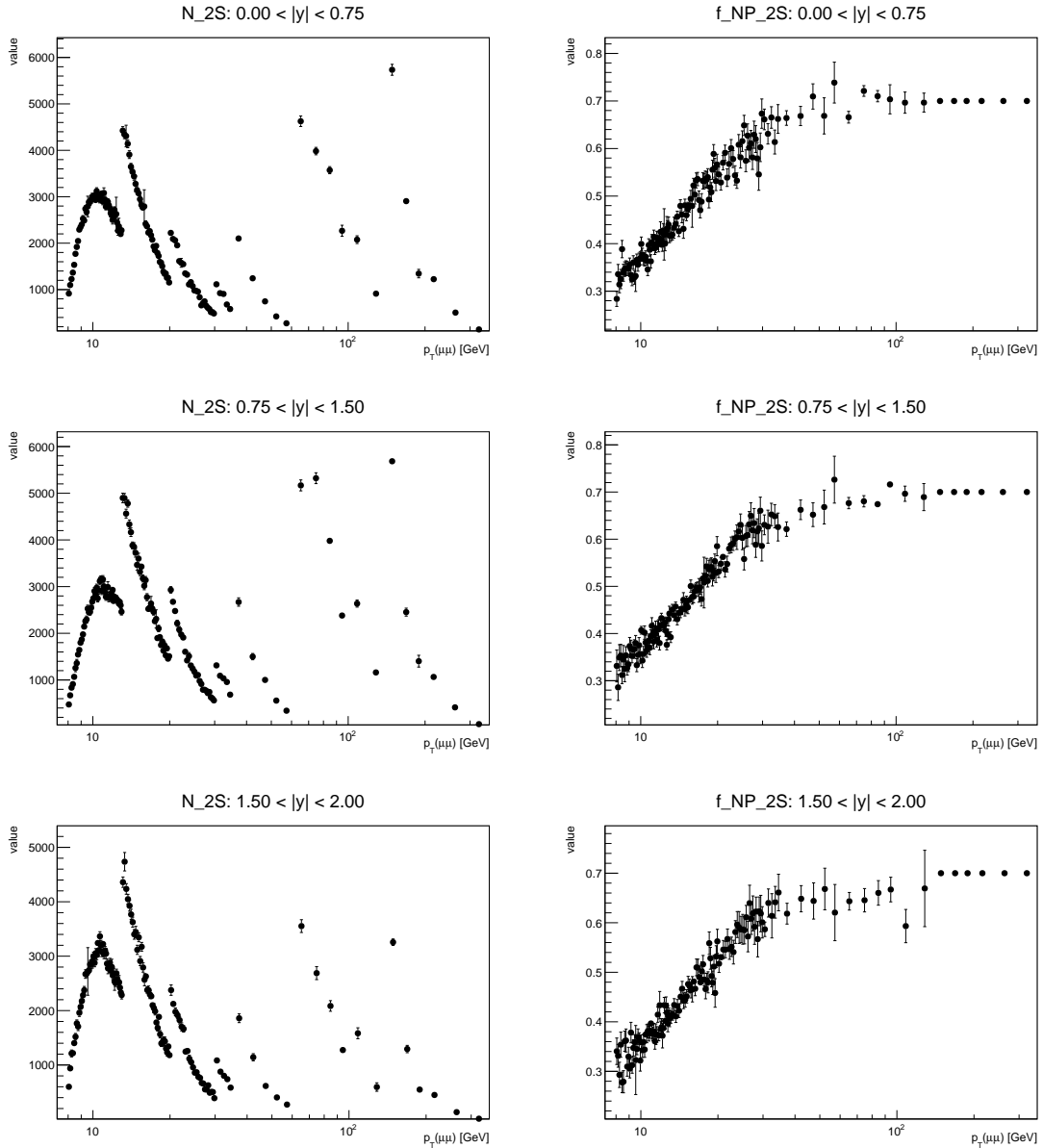
დაფიქსირებული პარამეტრების მნიშვნელობების განსასაზღვრად ჩატარდა მრავალნაირი წინასწარი ფიტირებები. მათი ეს მნიშვნელობები შემდგომში

განთავისუფლებული იქნა ფიტირების პროცედურაში, რაც წარმოადგენს სისტემატური ცდომილებების კვლევის საგანს.

$J/\psi$ -ს და  $\psi(2S)$ -ის რაოდენობების და არა-პირდაპირი დაბადების პროცესის წილის განაწილებები ნაჩვენებია შესაბამისად ნახ. 5.4-ზე და 5.5-ზე.



ნახ. 5.4:  $J/\psi$ -ის რაოდენობის (მარცხნივ) და არა-პირდაპირი დაბადების პროცესის წილის  $p_T$ -ზე დამოკიდებულება (მარჯვნივ), სისწრაფის სამ ინტერვალში. ნახაზზე გამოსახული სტრუქტურების მიზეზს წარმოადგენს ანალიზის  $p_T$  ინტერვალების განსხვავებული სიგანეები.



ნახ. 5.5:  $\psi(2S)$ -ის რაოდენობის (მარცხნივ) და არა-პირდაპირი დაბადების პროცესის წილის  $p_T$ -ზე დამოკიდებულება (მარჯვნივ), სისწრაფის სამ ინტერვალში. ნახაზზე გამოსახული სტრუქტურების მიზეზს წარმოადგენს ანალიზის  $p_T$  ინტერვალების განსხვავებული სიგანეები.

### 5.3.3 მონტე-კარლო სიმულაცია

ამ ანალიზში სხვადასხვა გაზომვებისათვის გამოყენებული იქნა მონტე-კარლო სიმულაციით მიღებული შემდეგი ნიმუშები:

1. პირდაპირი  $J/\psi$ ; მოვლენების გენერატორი: Pythia-MC; მოვლენების რაოდენობა: 10 მილიონი; Athena release 21.2.105
2. არა-პირდაპირი  $J/\psi$ ; მოვლენების გენერატორი: Pythia-MC; მოვლენების რაოდენობა: 50 მილიონი; Athena release 21.2.103
3. პირდაპირი  $J/\psi$ ; მოვლენების გენერატორი: ParticleGun-MC; მოვლენების რაოდენობა: 1 მილიონი; Athena release 21.2.68
4. არა-პირდაპირი  $J/\psi$ ; მოვლენების გენერატორი: ParticleGun-MC; მოვლენების რაოდენობა: 1 მილიონი; Athena release 21.2.68
5. პირდაპირი  $\psi(2S)$ ; მოვლენების გენერატორი: ParticleGun-MC; მოვლენების რაოდენობა: 2 მილიონი; Athena release 21.6.83
6. არა-პირდაპირი  $\psi(2S)$ ; მოვლენების გენერატორი: ParticleGun-MC; მოვლენების რაოდენობა: 2 მილიონი; Athena release 21.6.83

### 5.3.4 აქსეპტანსი

$\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  დაშლის კინემატიკური აქსეპტანსი  $\mathcal{A}(\psi)$  კონკრეტული  $p_T$ -სათვის and  $y$ -სათვის მოიცემა იმ ალბათობით, რომლითაც მოუონები გაივლიან შემდეგ შერჩევებს:

- დაბალი  $p_T$  ინტერვალისათვის:  $p_T(\mu_1) > 4$  გევი და  $p_T(\mu_2) > 4$  გევი და  $|\eta(\mu_{1,2})| < 2.4$ ,
- მაღალი  $p_T$  ინტერვალისათვის:  $p_T(\mu_1) > 4$  გევი და  $p_T(\mu_2) > 52.5$  გევი ან  $\mu_1 \leftrightarrow \mu_2$  და  $|\eta(\mu_{1,2})| < 2.4$ .

ეს დათვლილია სიმულაციის მეშვეობით ანალიზის ყოველ ინტერვალში. აღსანიშნავია, რომ აქსეპტანსი  $p_T$ -ს სწრაფად ცვალებადი ფუნქციაა, ხოლო მისი  $y$ -ზე დამოკიდებულება ძალიან სუსტია.

აქსეპტანსი განსაზღვრულია 'ნამდვილი' ცვლადების (დაგენერირებული მოვლენის მახასიათებლების ცვლადები, დეტექტორში გავლის სიმულაციამდე)

სივრცეში. ნებისმიერი შესწორება, გამოწვეული ნამდვილ და გაზომილ სიდიდეებს შორის სხვაობით, გათვალისწინებულია ეფექტურობის შესწორებების განსაზღვრაში (იხილეთ ქვემოთ).

აქსეპტანსი  $A$  დამოკიდებულია ხუთ დამოუკიდებელ ცვლადზე:  $p_T$ -ზე,  $|y|$ -ზე, ლაბორატორიულ სისტემაში  $\psi$  მეზონის აზიმუტალურ კუთხე  $\phi$ -ზე და  $\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  დაშლის მახასიათებელ ორ კუთხეზე  $\theta^*$ -ზე და  $\phi^*$ -ზე, რომელიც აღწერილია ნაშრომში (Faccioli et al., 2010).  $\theta^*$  არის  $\psi$ -ის უძრაობის სისტემასში დადებითად დამუხტულ მიუონის იმპულსის მიმართილებასა და ლაბორატორიულ სისტემაში  $\psi$ -ის იმპულსის მიმართულებას შორის კუთხე. ხოლო  $\phi^*$  არის ლაბორატორიულ სისტემაში დი-მიუონის წარმოქმნის და დაშლის სიბრტყეებს შორის კუთხე.  $\psi$ -ის წარმოქმნის სიბრტყე განსაზღვრულია ლაბორატორიულ სისტემაში  $\psi$ -ის იმპულსის ვექტორის და  $z$  ღერძის დადებითი მიმართულებით. დი-მიუონების კუთხური განაწილება განისაზღვრება შემდეგი ფორმულით:

$$\frac{d^2N}{d\cos\theta^*d\phi^*} \propto 1 + \lambda_\theta \cos^2\theta^* + \lambda_\phi \sin^2\theta^* \cos 2\phi^* + \lambda_{\theta\phi} \sin 2\theta^* \cos \phi^* \quad (5.6)$$

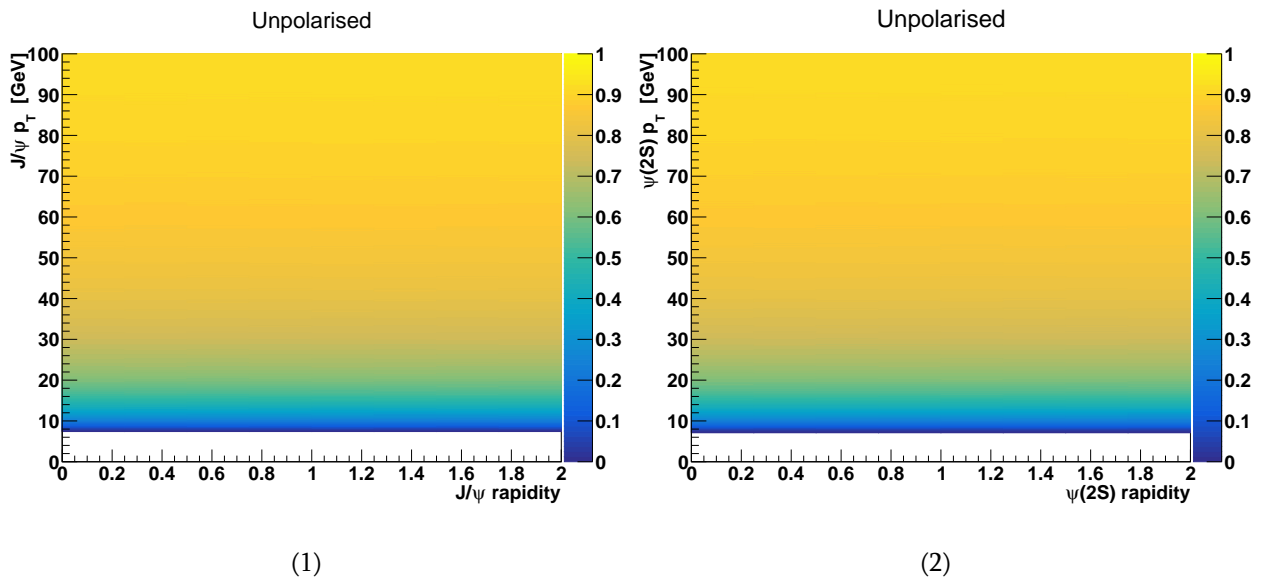
სადაც კოეფიციენტები  $\lambda_\theta$ ,  $\lambda_\phi$  და  $\lambda_{\theta\phi}$ , დამოკიდებულია  $\psi$  ნაწილაკის პოლარიზაციაზე.

$\psi$ -ს მდგომარეობის პოლარიზაცია გავლენას ახდენს აქსეპტანსზე, ამიტომ 7 ექსტრემალური ვარიანტი იქნა განხილული, რომელიც სავარაუდოდ ფარავს აქსეპტანსის შესაძლო ცვლილებას. ეს ვარიანტები აღწერილია ცხრილში 5.2. ამ ანალიზში ნომინალურ ვარიანტად განიხილება იზოტროპული განაწილება  $\lambda_\theta = \lambda_\phi = \lambda_{\theta\phi} = 0$ , რომელიც შეესაბამება არაპოლარიზებულ  $\psi$ -ნაწილაკს. ექსტრემალური ვარიანტების შემთხვევებისათვის შესაბამისი შესწორების ფაქტორები იქნა გამოთვლილი სპეციალური სიმულაციის გამოყენებით, შესწორების კოეფიციენტები მოცემულია დანართ D-ში.

ნახ. 5.6-ზე გამოსახულია 2-განზომილებიანი აქსეპტანსის რუკა არაპოლარიზებული  $J/\psi$  და  $\psi(2S)$ -სათვის. რუკის გენერირების შემდეგ, ანალიზის თითოეული ინტერვალისათვის აქსეპტანსის საშუალო მნიშვნელობა გამოითვლება, იმ მონაცემების გამოყენებით, რომელიც მიიღება  $\psi$ -ს მასის  $\pm 6\sigma$  ინტერვალის შერჩევით. შემდგომ აქსეპტანსის მიღებული მნიშვნელობები გამოიყენება ფორმულა (5.2)-ში.

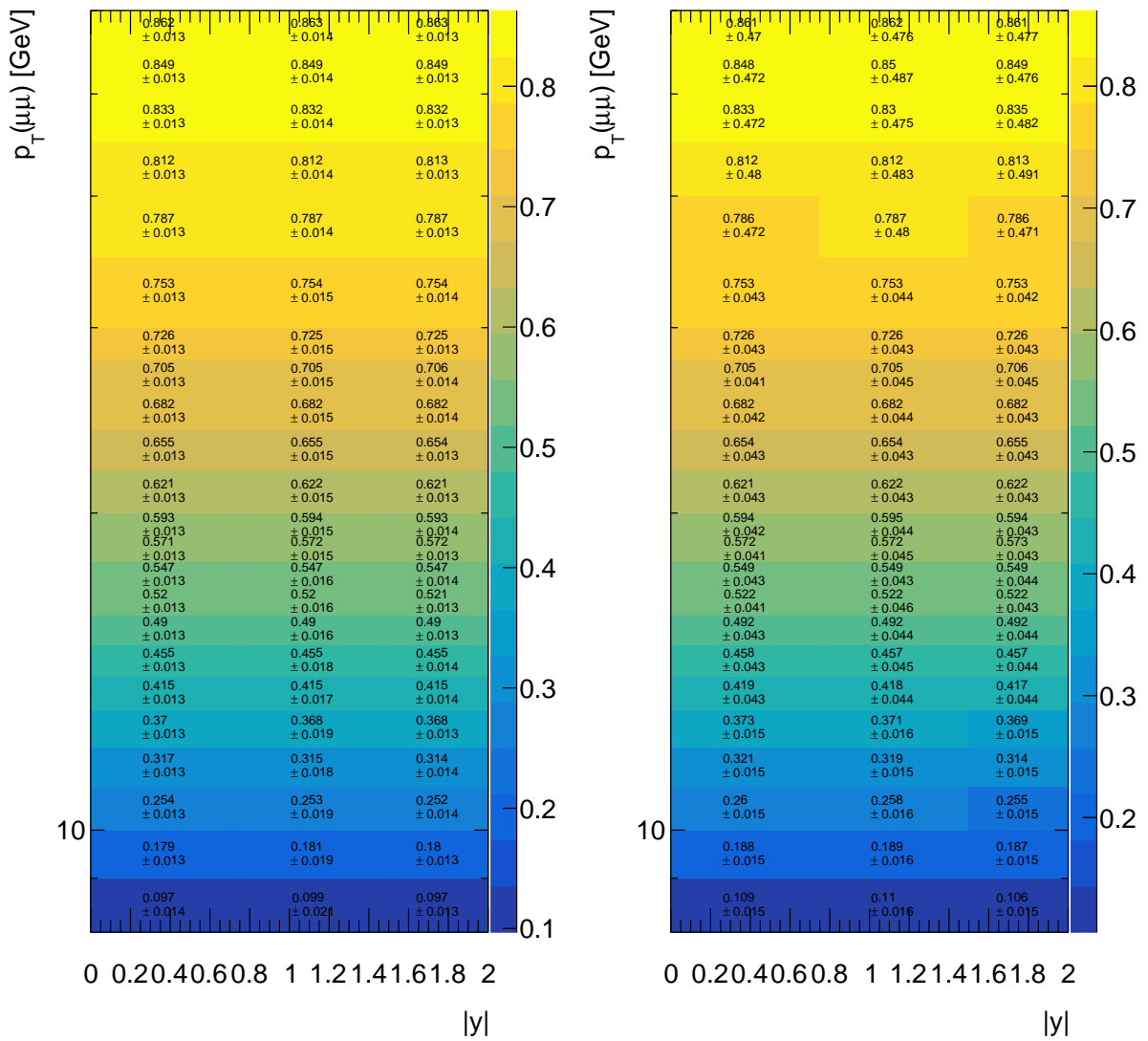
ცხრ. 5.2: კუთხური კოეფიციენტების აღწერა, თითოეული სპინის-მიმართულების ვარიანტისათვის.

	კუთხური კოეფიციენტი		
	$\lambda_\theta$	$\lambda_\phi$	$\lambda_{\theta\phi}$
იზოტროპული (მთავარი მნიშვნელობა)	0	0	0
გრძივი	-1	0	0
განივი - დადებითი	+1	+1	0
განივი - ნული	+1	0	0
განივი - უარყოფითი	+1	-1	0
გარე- $(\lambda_\theta-\lambda_\phi)$ -სიბრტყე - დადებითი	0	0	+0.5
გარე- $(\lambda_\theta-\lambda_\phi)$ -სიბრტყე - უარყოფითი	0	0	-0.5



ნახ. 5.6: აქსეპტანსის რუკა არაპოლარიზებული  $J/\psi$ -სა (1) და  $\psi(2S)$ -სათვის (2).

აქსეპტანსის რიცხოვბრივი მნიშვნელობები, ანალიზის ყველა ინტერვალისათვის, გამოსახულია ნახ. 5.7-ზე და 5.8-ზე.

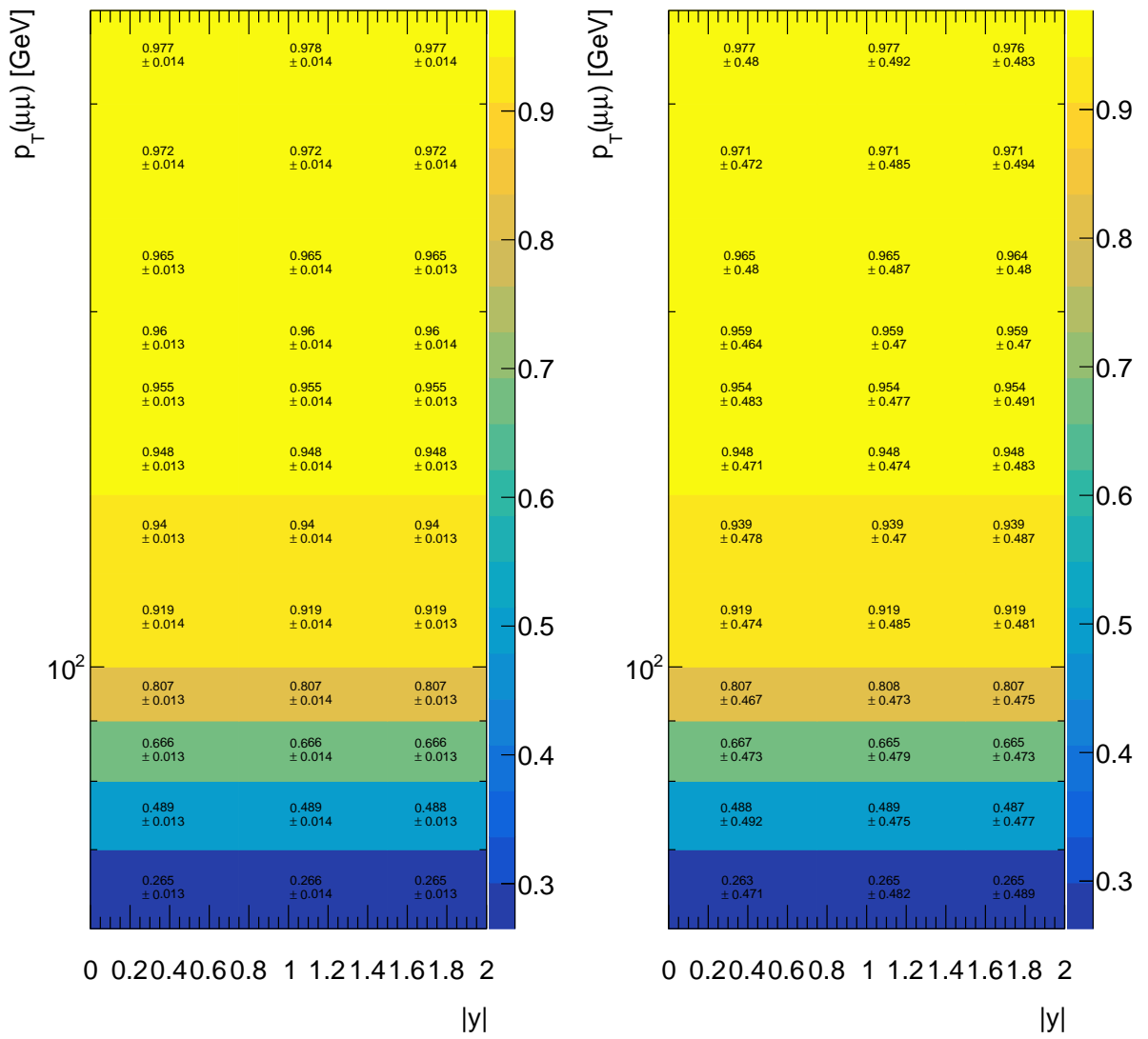


(1)

(2)

ნახ. 5.7: აქსეპტანსის მნიშვნელობების საშუალო დაბალი  $p_T$ -ს ანალიზის ინტერვალში,  $J/\psi$ -სა (1) და  $\psi(2S)$ -სათვის (2).





(1)

(2)

ნახ. 5.8: აქსეპტანსის მნიშვნელობების საშუალო მაღალი  $p_T$ -ს ანალიზის ინტერვალში,  $J/\psi$ -სა (1) და  $\psi(2S)$ -სათვის (2).

### 5.3.5 ეფექტურობის შესწორებები

2-განზომილებიანი ფიტირების შედეგად დადგენილი  $J/\psi$ -ის და  $\psi(2S)$ -ს რაოდენობის აქსეპტანსის შესწორებების შემდეგ, ხდება რეკონსტრუქციის და ტრიგერის ეფექტურობებით შესწორება, ანალიზის თითოეულ ინტერვალში. შემდგომ შესწორება ხდება რეკონსტრუქციის და ტრიგერის შესწორების ფაქტორებით, რომლებიც ექსპერიმენტულ და სიმულირებულ მონაცემებს შორის სხვაობის შესწორებას ახდენს.

როგორც ზემოთ იქნა აღნიშნული, აქსეპტანსის მნიშვნელობები განსაზღვრულია ნამდვილი ცვლადების გამოყენებით და ფაზური სივრცის შეზღუდვები დადებულია ნამდვილი ცვლადების მნიშვნელობებზე. ამავე დროს გაზომვები ტარდება რეკონსტრუირებულ  $p_T$  და  $y$  ცვლადებზე, ფაზური სივრცის შეზღუდვები იდება რეკონსტრუირებული ცვლადების მნიშვნელობებზე. ასევე ანალიზის ინტერვალებიც დაყოფილია რეკონსტრუირებული ცვლადების მიხედვით. იმისათვის, რომ დამზერილი კვეთა შესწორდეს ნამდვილ ცვლადებზე გადასვლით, შემდეგი ნაბიჯები იქნა გადადგმული:

- ანალიზის ინტერვალები, რომელიც დაყოფილია ნამდვილი ცვლადების მიხედვით, უნდა 'გადავიდეს' (წანაცვლდეს) ანალიზის ინტერვალებში, რომელიც დაყოფილია რეკონსტრუირებული ცვლადების მიხედვით;
- ნამდვილ ცვლადებში განსაზღვრული აქსეპტანსის მნიშვნელობები უნდა შესწორდეს რეკონსტრუქციის ცვლადების დონეზე;
- მოვლენები, რომლებიც არ იყო რეკონსტრუირებული, უნდა იქნას გათვალისწინებული.

მონტე-კარლო სიმულაციის შედეგად მიღებული მონაცემების გამოყენებით შესაძლებელია სამივე ნაბიჯი იქნას შესრულებული  $\epsilon_{reco}$  შესწორების შემოტანით:

$$\epsilon_{reco} = \frac{\text{რეკო. მოვლენები რეკო. ინტერვალში აქსეპტანსის ჩამოჭრებით რეკო. ცვლადებზე}}{\text{ნამდვილი მოვლენები ნამდვილ ინტერვალში აქსეპტანსზე ჩამოჭრებით ნამდვილ ცვლადებზე}} \quad (5.7)$$

ხოლო ტრიგერის ეფექტურობა  $\epsilon_{trig}$ , თითოეულ ანალიზის ინტერვალში განსაზღვრულია რეკონსტრუირებულ ცვლადებში:

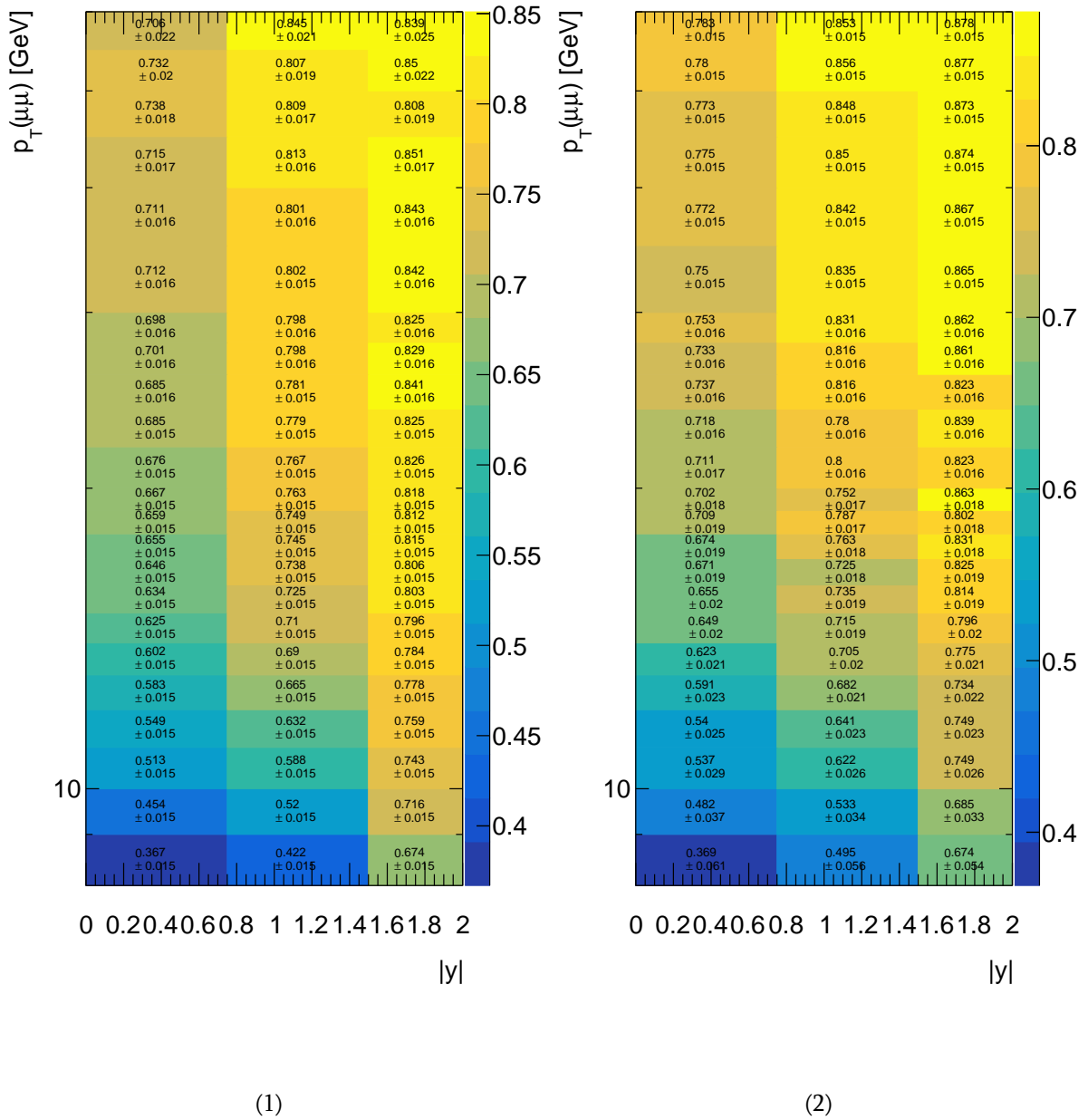
$$\epsilon_{trig} = \frac{\text{ტრიგერირებული მოვლენები რეკონსტრუირებულ მოვლენებში}}{\text{რეკო. მოვლენები რეკო. ინტერვალში აქსეპტანსის ჩამოჭრებით რეკო. ცვლადებზე}} \quad (5.8)$$

რადგან ანალიზში ორი განსხვავებული ტრიგერია გამოყენებული, ამიტომ 60 გეგზე ნაკლები  $p_T$ -ს ინტერვალისათვის ორ-მიუნიანი '2mu4' ტრიგერის

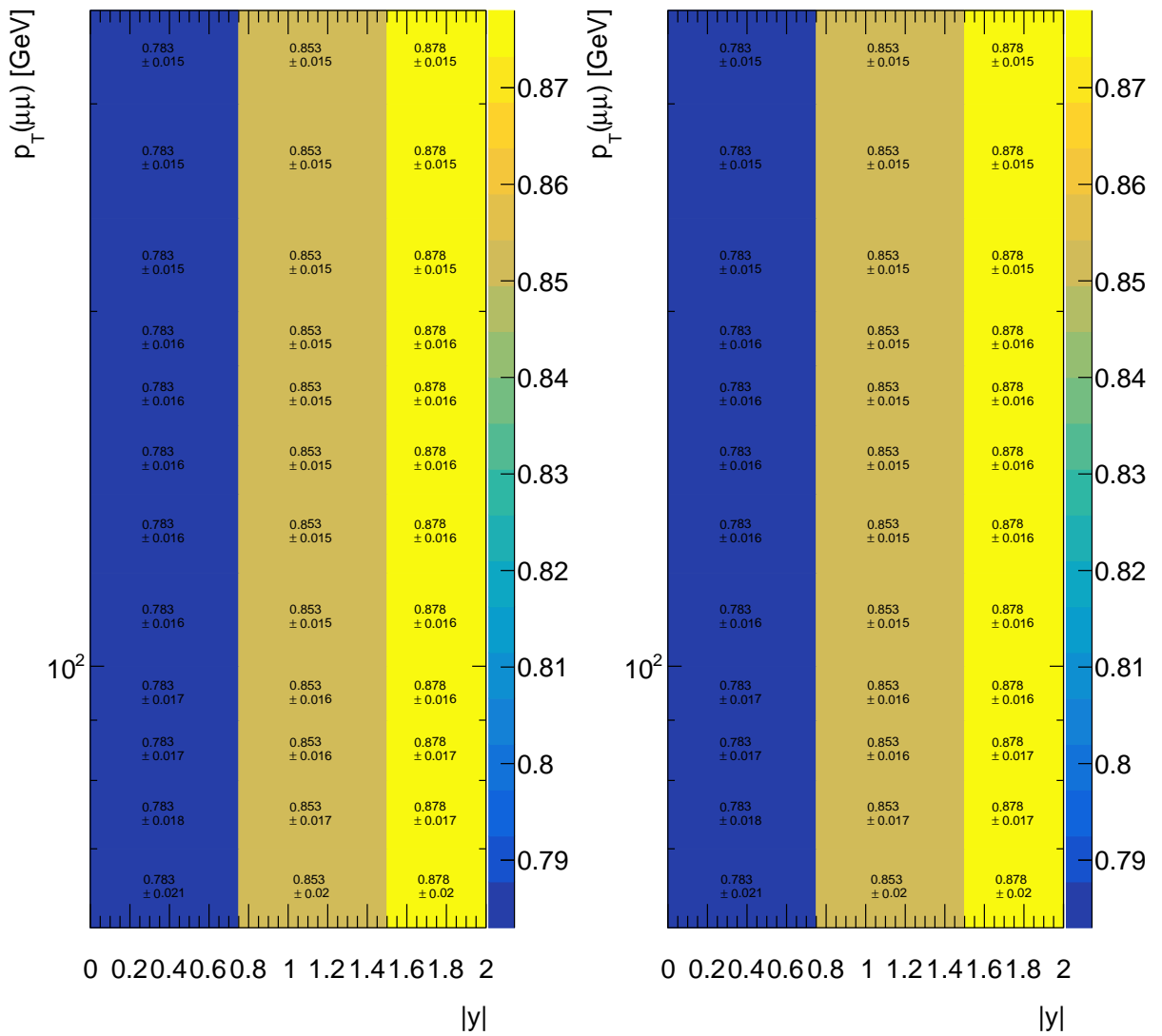
ეფექტურობების შესწორებები იქნა გამოყენებული, ხოლო 60 გევზე მეტი  $p_T$ -ს ინტერვალისათვის ცალ-მიუონიანი ‘mu50’ ტრიგერის ეფექტურობები იქნა გამოყენებული.

ნამდვილი კვეთის გამოთვლის მიზნით, ფიტირების შედეგად მიღებული  $J/\psi$ -ის და  $\psi(2S)$ -ის რაოდენობები, აქსეპტანსზე გაყოფის შემდეგ, ზემოთ აღწერილი მეთოდებით განსაზღვრულ ეფექტურობებზე და ექსპერიმენტულ და სიმულირებულ მონაცემებს შორის სხვაობის შესწორებებზე ( $\epsilon_{\text{trigSF}}$ -ზე და  $\epsilon_{\text{recoSF}}$ -ზე) გაიყო.

ეფექტურობები  $\epsilon_{\text{trig}}$  და  $\epsilon_{\text{reco}}$  დათვლილი იქნა არა-პირდაპირი, პირდაპირი და ე.წ. ‘ფორსირებული’ მონტე-კარლო სიმულაციების გამოყენებით, მათი მნიშვნელობები მოყვანილია ნახ. 5.9- 5.10-ზე და ნახ. 5.11-5.12-ზე შესაბამისად.



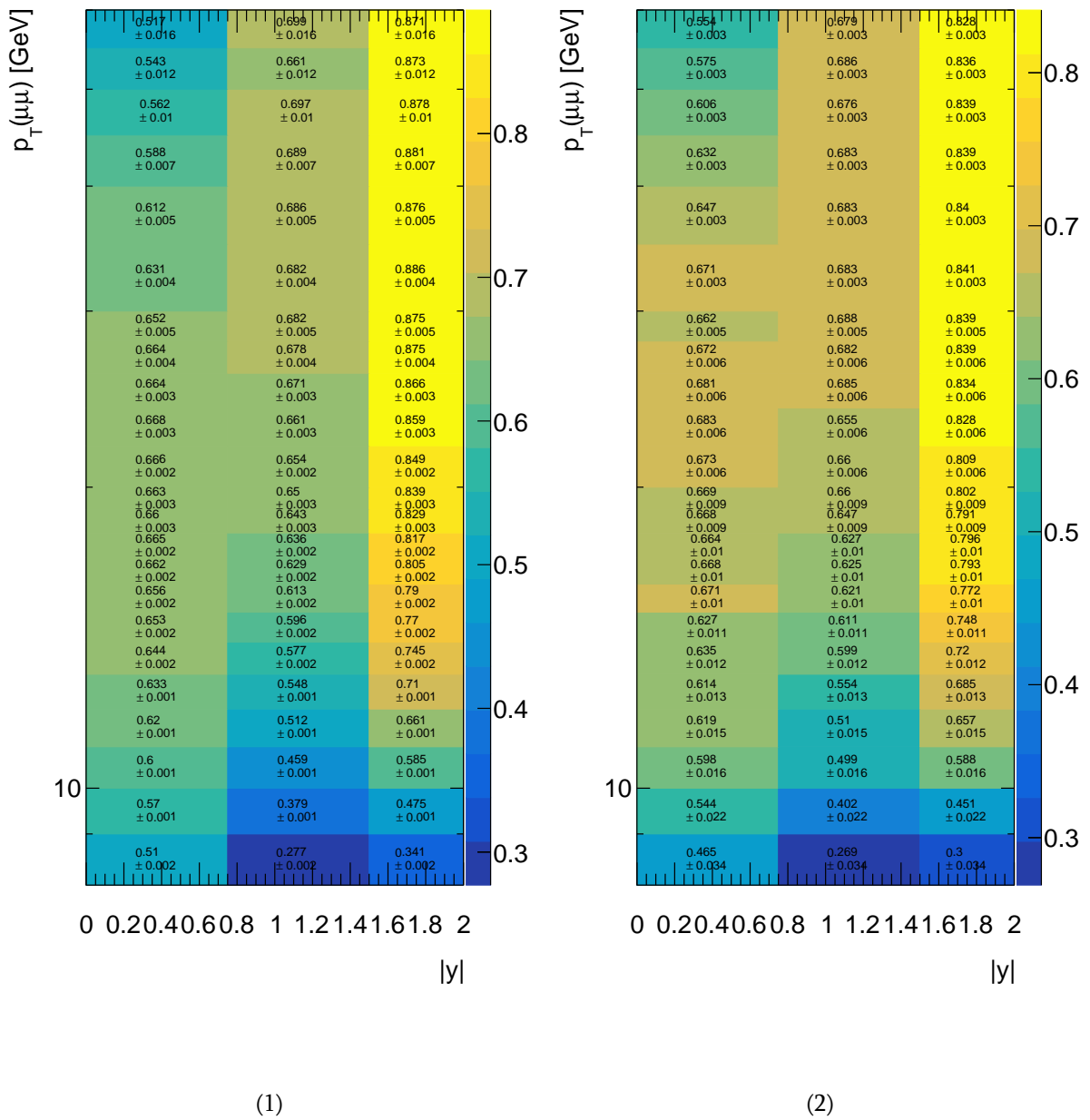
ნახ. 5.9: რეკონსტრუქციის ეფექტურობები დაბალი  $p_T$ -ს ინტერვალში,  $J/\psi$ -ს (1) and  $\psi(2S)$ -სათვის (2).



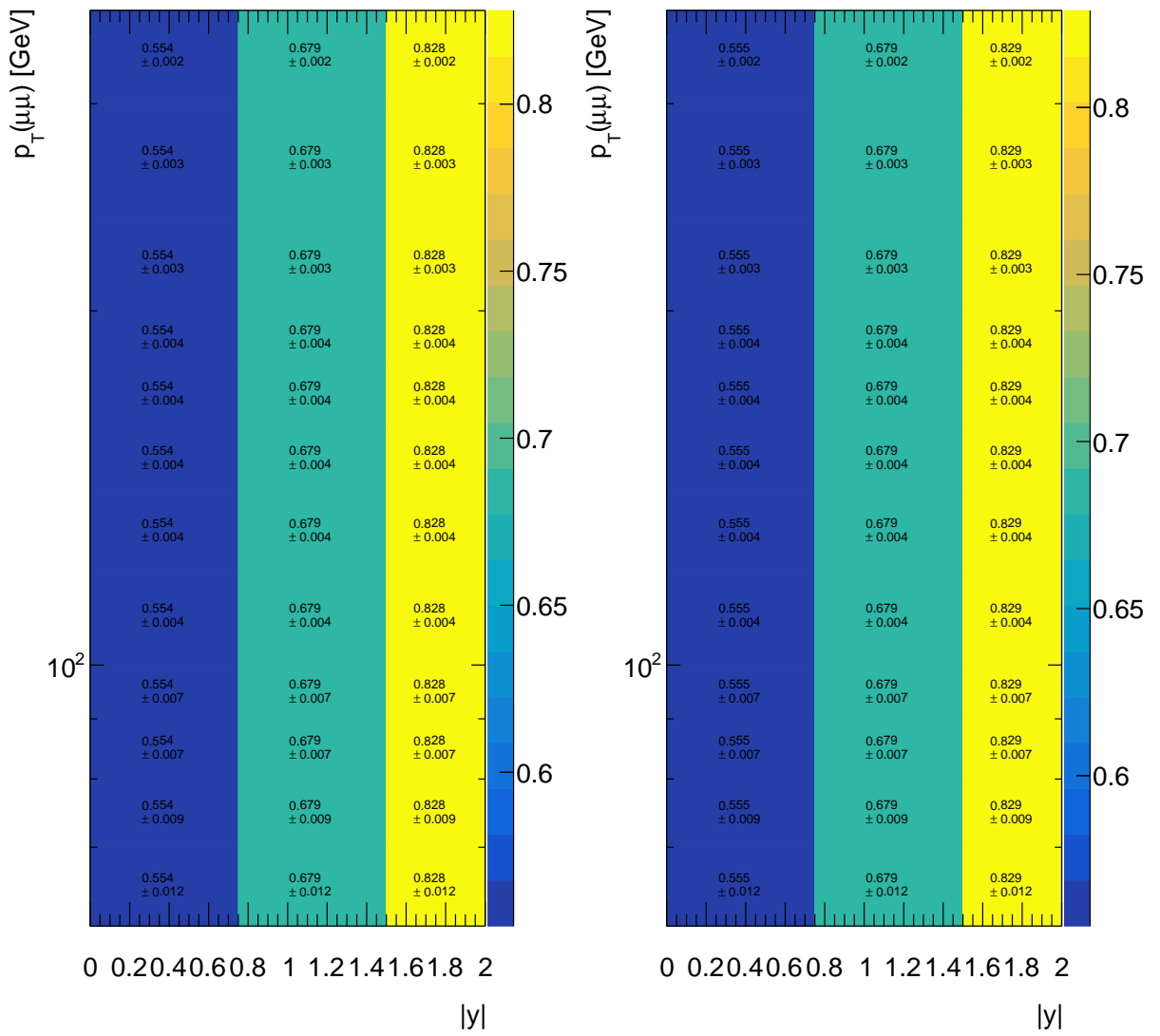
(1)

(2)

ნახ. 5.10: რეკონსტრუქციის ეფექტურობები მაღალი  $p_T$ -ს ინტერვალში,  $J/\psi$ -ს (1) and  $\psi(2S)$ -სათვის (2).



ნახ. 5.11: ტრიგერის ეფექტურობები დაბალი  $p_T$ -ს ინტერვალში,  $J/\psi$ -ს (1) and  $\psi(2S)$ -სათვის (2).

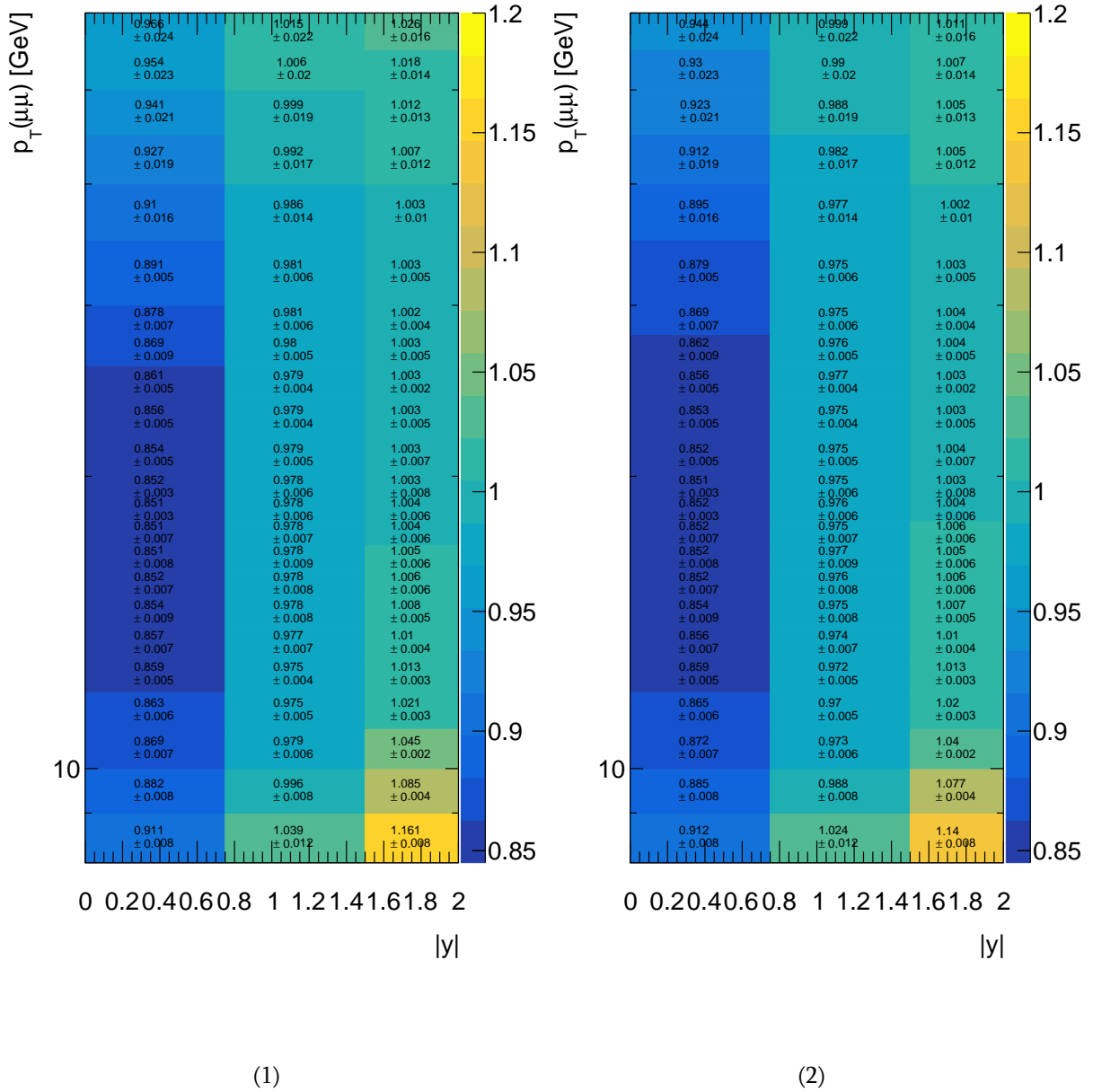


(1)

(2)

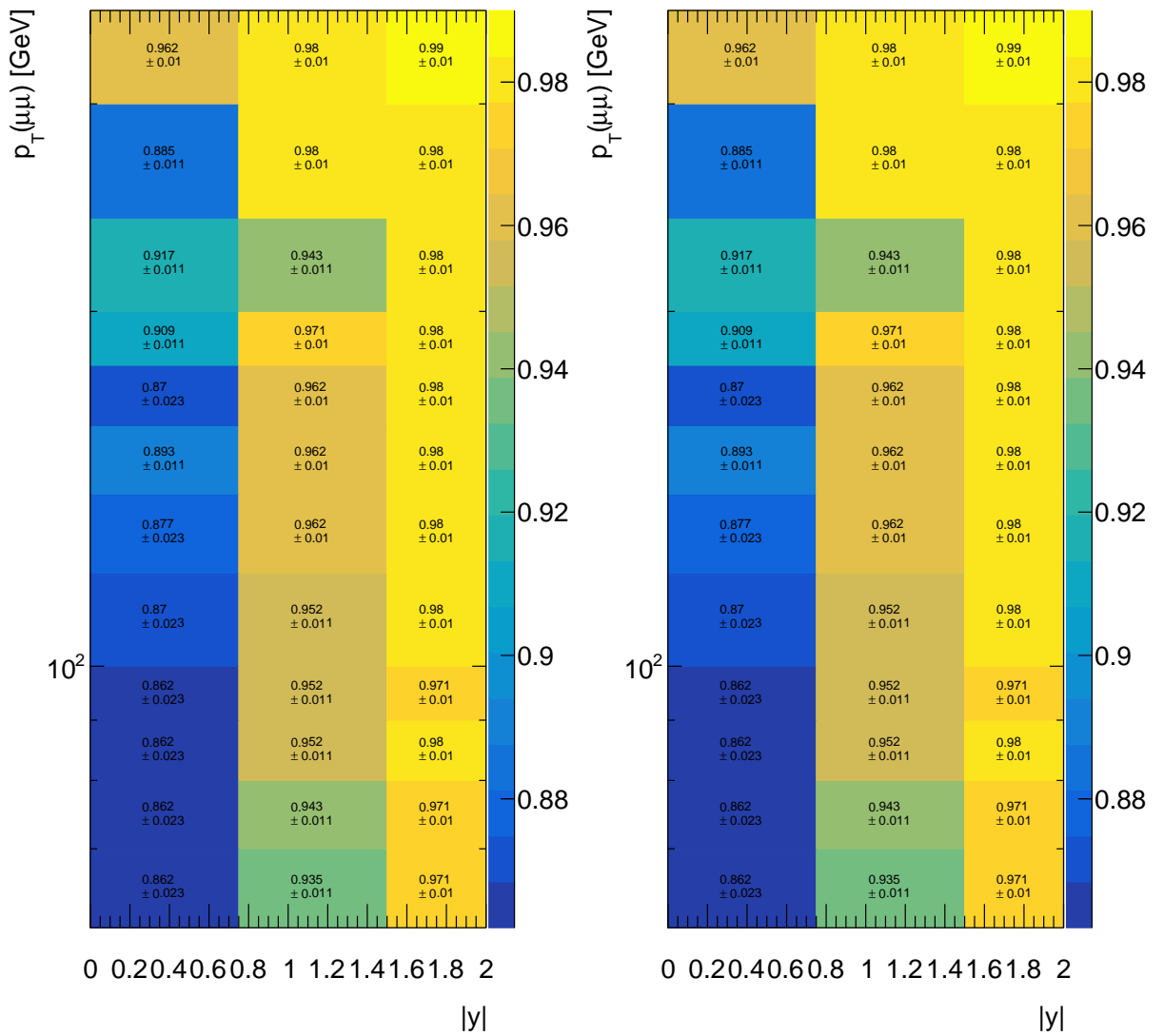
ნახ. 5.12: ტრიგერის ეფექტურობები მაღალი  $p_T$ -ს ინტერვალში,  $J/\psi$ -ს (1) and  $\psi(2S)$ -სათვის (2).

ექსპერიმენტული მონაცემების და სიმულაციის შესწორების ფაქტორები მიღებული იქნა შესაბამისი შემსრულებელი ჯგუფების მიერ შექმნილი რუკების გამოყენებით.  $\epsilon_{\text{trigSF}}$ -ის მნიშვნელობები ორი ტრიგერისათვის გამოსახულია ნახ. 5.13-ზე და 5.14-ზე.



ნახ. 5.13: ტრიგერის შესწორების ფაქტორის მნიშვნელობები დაბალი  $p_T$ -ს ინტერვალში,  $J/\psi$ -ს (1) and  $\psi(2S)$ -სათვის (2).





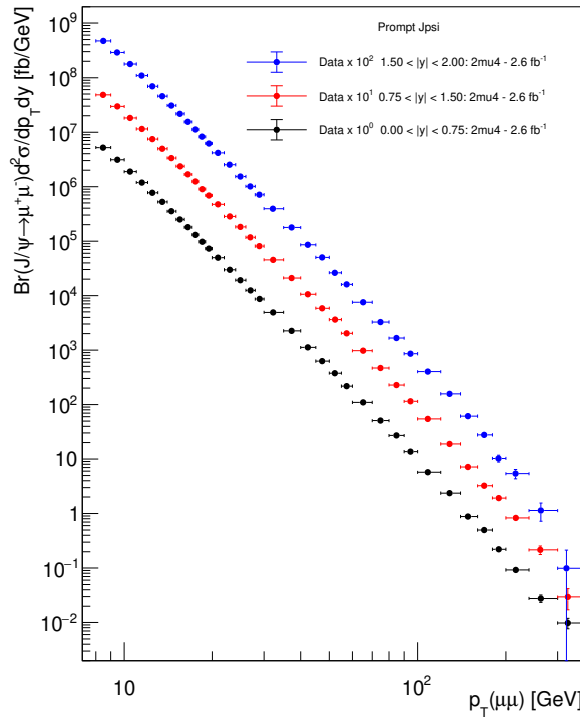
(1)

(2)

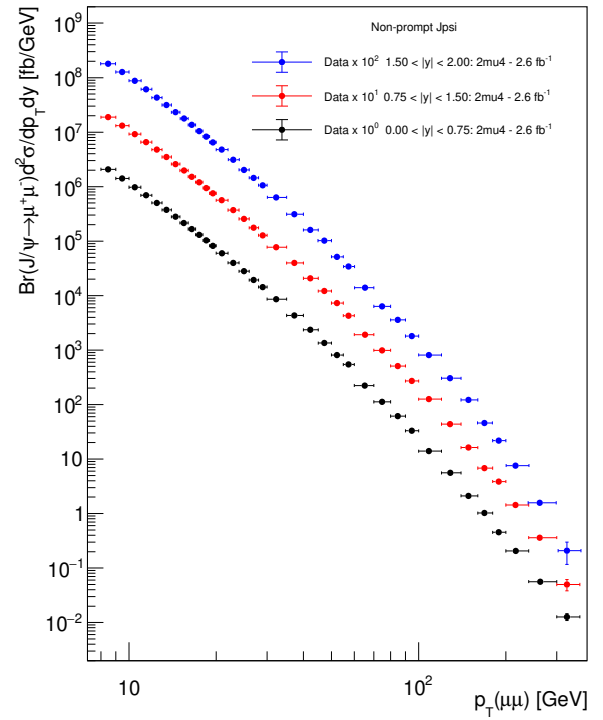
ნახ. 5.14: ტრიგერის შესწორების ფაქტორის მნიშვნელობები მაღალი  $p_T$ -ს ინტერვალში,  $J/\psi$ -ს (1) and  $\psi(2S)$ -სათვის (2).

რეკონსტრუქციის შესწორების ფაქტორები -  $\epsilon_{\text{recoSF}}$  მიღებული იქნა მიუონების ჯგუფის (Muon Combined Performance - MCP group) მიერ შექმნილი რუკების გამოყენებით, მათი მნიშვნელობები საკმაოდ ახლოს იყო 1-თან:  $0.99 \pm 0.01$  (Kartvelishvili et al., 2019). ამ შესწორების ცდომილება გათვალისწინებული იქნა სისტემატური განუზღვრელობის შესწავლის დროს.

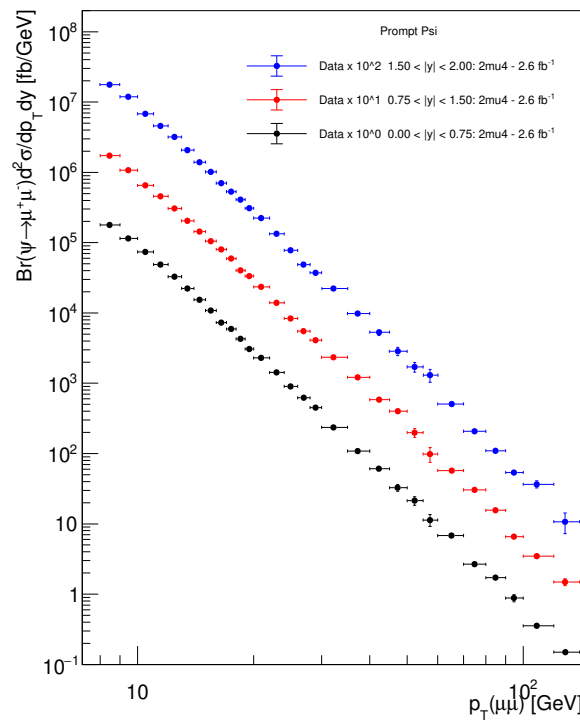
ქვემოთ მოყვანილია გაზომილი 8 განაწილებების შედეგები:  $J/\psi$ -ის და  $\psi(2S)$ -ის კვეთი, არა-პირდაპირი დაბადების პროცესის წილი და  $\psi(2S)$ -ის კვეთის ფადობა  $J/\psi$ -ის კვეთასთან, როგორც პირდაპირი, ასევე არა-პირდაპირი დაბადების პროცესისათვის (იხილეთ ნახ. 5.15 – 5.17). ამ ეტაპზე, გაზომილ განაწილებებზე გამოსახულია მხოლოდ სტატისტიკური ცდომილებები.



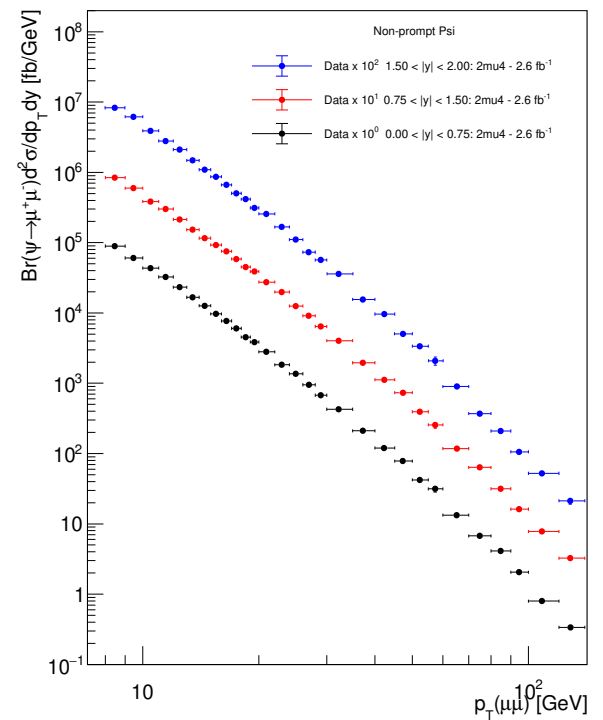
(1)



(2)

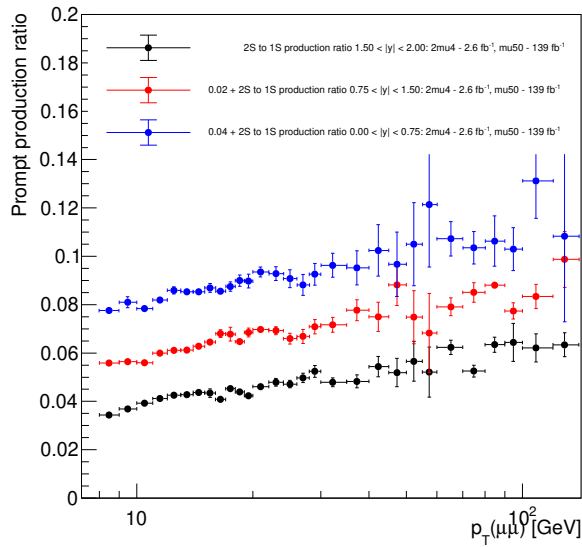


(3)

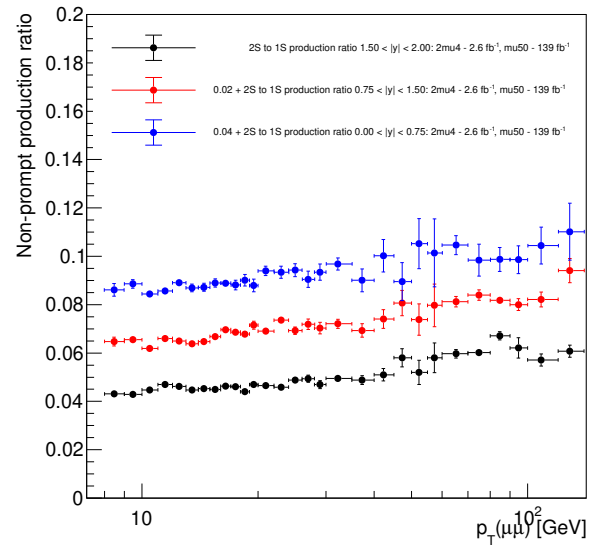


(4)

ნახ. 5.15: დიფერენციალური კვეთა პირდაპირი  $J/\psi$ -ისათვის (1), არა-პირდაპირი  $J/\psi$ -ისათვის (2), პირდაპირი  $\psi(2S)$ -ისათვის (3) და არა-პირდაპირი  $\psi(2S)$ -ისათვის (4). გამოსახულია მხოლოდ სტატისტიკური ცდომილებები.

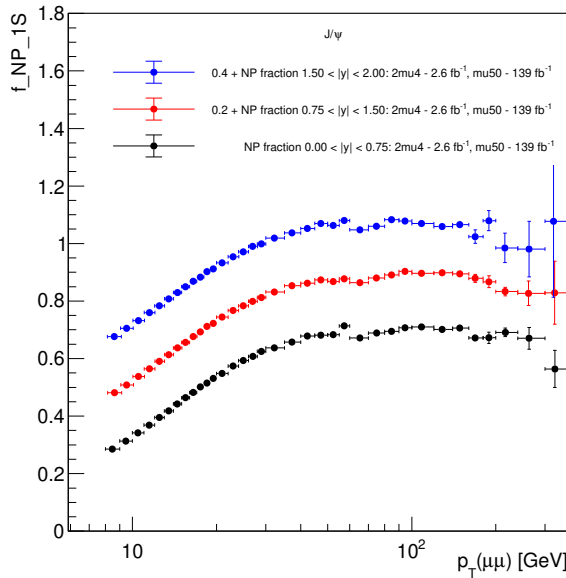


(1)

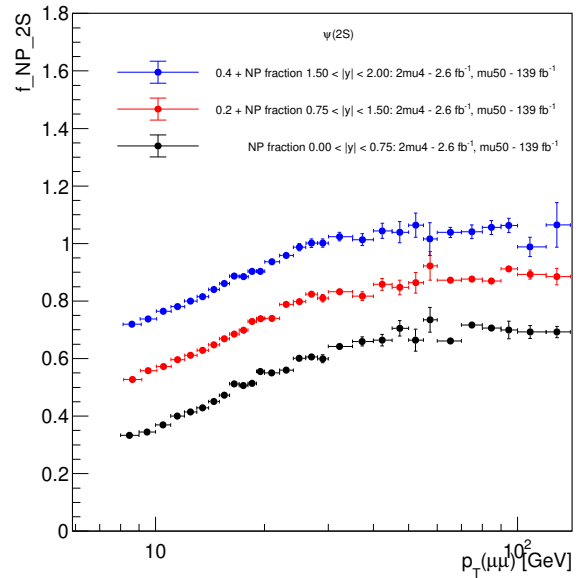


(2)

ნახ. 5.16: პირდაპირი (1) და არა-პირდაპირი (2) პროცესით წარმოქმნილი  $\psi(2S)$ -ის კვეთის  $J/\psi$ -ის კვეთასთან ფარდობა. გამოსახულია მხოლოდ სტატისტიკური ცდომილებები.



(1)



(2)

ნახ. 5.17: არა-პირდაპირი დაბადების პროცესის წილი  $J/\psi$ -სა (1) და  $\psi(2S)$ -სათვის (2). გამოსახულია მხოლოდ სტატისტიკური ცდომილებები.

## 5.4 სისტემატური ანალიზი

წარსული გამოცდილებიდან და მიმდინარე დაკვირვებებიდან გამომდინარე, მოსალოდნელია რომ შემდეგი სისტემატური ეფექტები იყოს მნიშვნელოვანი:

1. აქსეპტანსის სისტემატიკა.
2. ტრიგერის ეფექტურობის სისტემატიკა.
3. რეკონსტრუქციის ეფექტურობის სისტემატიკა.
4. ფიტირების მოდელის სისტემატიკა.
5. ნათების სისტემატიკა.
6. სპინის მიმართულების შესწორების ფაქტორები.

თითოეული წყარო განხილულია დეტალურად ქვემოთ. პარაგრაფ 5.5-ში წარმოდგენილია განაწილებები, რომლებზეც გამოსახულია გაზომილი 8 სიდიდისათვის ფარდობითი სტატისტიკური ცდომილებები, სრულ სისტემატურ და იდივიდუალურ სისტემატურ ცდომილებებთან ერთად, ანალიზის ყველა ინტერვალისათვის.

### 5.4.1 აქსეპტანთან დაკავშირებული სისტემატიკა

აქსეპტანსი არის ნამდვილ სივრცეში განსაზღვრული სიდიდე და მასთან დაკავშირებული სისტემატიკა ძირითადად განისაზღვრება იმ სტატისტიკით, რომლის გამოყენებითაც მოხდა რუკების გენერაცია. აქსეპტანსის რუკები განსაზღვრული იქნა  $8 < p_T(\mu\mu) < 400$  გევი და  $|y(\mu\mu)| < 2.4$  ინტერვალებში, რომელიც სრულიად ფარავს ანალიზში განხილულ ინტერვალებს. რუკა დაყოფილია  $|y(\mu\mu)|$ -ის მიხედვით 8 ნაწილად, ხოლო  $p_T(\mu\mu)$ -ის მიხედვით 1000 ნაწილად. თითოეული წერტილის დასადგენად 100 000 საცდელი შემთხვევა იქნა დაგენერირებული, რაც მაღალ სიზუსტეს იძლევა, ამიტომ აქსეპტანსის სტატისტიკური ცდომილება ბევრად ნაკლებია, ვიდრე სხვა დანარჩენი სისტემატური წყაროების ცდომილებები.

აქსეპტანსის სისტემატიკით გამოწვეული ფარდობითი ცდომილებები გამოსახულია წითელი წყვეტილი ხაზებით პარაგრაფ 5.5-ში წარმოდგენილ ნახაზებზე.

### 5.4.2 ტრიგერის ეფექტურობის სისტემატიკა

ტრიგერის ეფექტურობის შესაბამის სისტემატიკას აქვს რამოდენიმე კომპონენტი:

1. სისტემატიკა, რომელიც შეეხება ტრიგერის ეფექტურობების შესწორებას, დათვლილი სიმულაციის რეკონსტრუირებული მოვლენების გამოყენებით.
2. სისტემატიკა, რომელიც შეეხება ტრიგერის შესაბამისობის შესწორებას, რათა დადასტურდეს ნამდვილად ეკუთვნის თუ არა  $\psi$  მდგომარეობას ტრიგერირებული მიუონ(ებ)ი.
3. სისტემატიკა, რომელიც შეეხება ტრიგერის შესწორების ფაქტორს, ექსპერიმენტული და სიმულირებული მონაცემების განსხვავების შესასწორებლად.

1-ლი სისტემატიკური ცდომილება დათვლილია ანალიზის თითოეული ინტერვალისათვის, როგორც ტრიგერის მიერ არჩეული რეკონსტრუირებული მოვლენების რაოდენობის, რეკონსტრუირებულ მოვლენების სრულ რაოდენობასთან ფარდობის ბინომიალური ცდომილება.

მე-2 სისტემატიკური ცდომილება დათვლილია ანალიზის თითოეული ინტერვალისათვის, როგორც ტრიგერთან შესაბამისობაში მოსული მოუონების შემცველი მოვლენების, ტრიგერირებული რეკონსტრუირებული მოვლენების რაოდენობასთან ფარდობის ბინომიალური ცდომილება.

მე-3 სისტემატიკური ცდომილება დათვლილია, რეკონსტრუქციის ჯგუფის მიერ მოწოდებული რუკების გამოყენებით, ცალკე დაბალი  $p_T$  ინტერვალისათვის ( $2\mu 4$  ტრიგერი) და ცალკე მაღალი  $p_T$  ინტერვალისათვის ( $\mu 50$  ტრიგერი).

ამ წყაროების ფარდობითი ცდომილებები კვადრატულად იქნა შეკრებილი, რაც ტრიგერის ეფექტურობის სრულ სისტემატიკურ ცდომილებას წარმოადგენს, იგი გამოსახულია ლურჯი წყვეტილი-წერტილოვანი ხაზებით პარაგრაფ 5.5-ში წარმოდგენილ ნახაზებზე.

### 5.4.3 რეკონსტრუქციის ეფექტურობის სისტემატიკა

როგორც ზემოთ იქნა აღნიშნული, იმისათვის რომ შესწორებული იქნას ფიტირების შედეგად მიღებული  $J/\psi$ -ის და  $\psi(2S)$ -ის რაოდენობები, შემდეგი ნაბიჯები უნდა იქნას გადადგმული:

1. ანალიზის ინტერვალები, რომლებიც დაყოფილია ნამდვილი ცვლადების მიხედვით, უნდა 'გადითარგმნოს' ანალიზის ინტერვალებში, რომელიც დაყოფილია რეკონსტრუირებული ცვლადების მიხედვით;
2. ნამდვილ ცვლადებში განსაზღვრული აქსეპტანსის მნიშვნელობები უნდა შესწორდეს რეკონსტრუქციის ცვლადების დონეზე;
3. მოვლენები, რომლებიც არ იყო რეკონსტრუირებული, უნდა იქნას გათვალისწინებული.

პარაგრაფ 5.3.3-ში ჩამოთვლილი მონტე-კარლო სიმულაციების გამოყენებით სამივე ნაბიჯი იქნა გადადგმული, რეკონსტრუქციის ეფექტურობის შესწორების -  $\epsilon_{\text{reco}}$ -ის შემოყვანით. იგი განისაზღვრა, როგორც რეკონსტრუირებული მოვლენების რაოდენობის -  $N(RRR)$ -ის (რეკონსტრუირებულ ინტერვალში, აქსეპტანსის ჩამოჭრებით რეკონსტრუირებულ ცვლადებზე) ფარდობა, ნამდვილი მოვლენების რაოდენობაზე -  $N(TTT)$ -ზე (ნამდვილ ინტერვალში, აქსეპტანსზე ჩამოჭრებით ნამდვილ ცვლადებზე):

$$\epsilon_{\text{reco}} = \frac{N(RRR)}{N(TTT)} \quad (5.9)$$

იმისათვის, რომ უკეთ შევისწავლოთ შესაბამისი ცდომილებები, ფარდობა (5.9) დაიყო სამ ფარდობად:

$$\epsilon_{\text{reco}} = \frac{N(RRR)}{N(TRR)} \cdot \frac{N(TRR)}{N(TTR)} \cdot \frac{N(TTR)}{N(TTT)} \quad (5.10)$$

ფარდობებში პირველი სიმბოლო მიუთითებს რომელ სივრცეშია აღებული ინტერვალები ნამდვილ -  $T$ , თუ რეკონსტრუირებულ -  $R$  ცვლადებში. მეორე სიმბოლო მიუთითებს ფაზური სივრცის შეზღუდვები ნამდვილ -  $T$ , თუ რეკონსტრუირებულ -  $R$  ცვლადებში იქნა განსაზღვრული. მესამე სიმბოლო მიუთითებს მოვლენები რეკონსტრუირებული იქნა -  $R$ , თუ გენერირებული იქნა -  $T$ . შესაბამისად ამ სამი ფარდობიდან, ბოლო აღწერს იმის ალბათობას, რომ მოვლენა რეკონსტრუირებული იქნება (თუმცა ნამდვილ ცვლადებში და ნამდვილ სივრცეში), პირველი ორი ფარდობა აღწერს ინტერვალების მიგრაციას (ნამდვილი სივრციდან რეკონსტრუირებულ სივრცეში). რეკონსტრუქციის შესწორების სიტემატიკა დათვლილი იქნა, როგორც ფორმულა 5.10-ში შემავალი სამი ფარდობის ცდომილებების კვადრატული ჯამი.

მესამე ფარდობას გააჩნია ბინომიალური ცდომილება, რომელიც დამოკიდებულია მონტე-კარლო სიმულაციის სტატისტიკაზე, ანალიზის საკვლევ ინტერვალში.

პირველი და მეორე ფარდობები 1-თან ახლოსაა და მათი ცდომილებები განსაზღვრულია სიმულირებულ მონაცემებში  $p_T$ -ს გარჩევისუნარიანობის სანდოობით, რომელიც აღმოჩნდა, რომ საკმაოდ კარგია. პირველი ფარდობა ქვე-ინტერვალებში ცენტრალური მნიშვნელობიდან გაბნეულია  $\pm 1.5\%$ -ით, რაც აღებული იქნა შესაბამის სისტემატურ ცდომილებად. მეორე ფარდობას რაც შეეხება, აღსანიშნავია, რომ იგი დაბალი  $p_T$ -ს ინტერვალში მაქსიმალურ მნიშვნელობას აღწევს -  $0.7\%$ -ს და  $p_T$ -ს ზრდასთან ერთად მალე კლებულობს.

სისტემატიკის ბოლო ნაწილი, რომელიც რეკონსტრუქციას შეეხება, არის რეკონსტრუქციის შესწორების ფაქტორის -  $\epsilon_{\text{recoSF}}$ -ის ცდომილება. ტრიგერის შესწორების ფაქტორის მსგავსად შესაბამისი ცდომილება მიუთნებს ჯგუფის მიერ შექმნილი რუკების გამოყენებით იქნა დათვლილი. ეს ცდომილება კვადრატულად იქნა შეკრებილი ყველა სხვა დანარჩენი რეკონსტრუქციისათვის დამახასიათებელ სისტემატიკებთან ერთად. შესაბამისი ცდომილება გამოსახულია ლურჯი წყვეტილი ხაზებით პარაგრაფ 5.5-ში წარმოდგენილ ნახაზებზე.

#### 5.4.4 ფიტირების მოდელის ვარიაციის სისტემატიკა

როგორც აქამდე იქნა აღნიშნული, ფიტირების პროცესი საკმაოდ რთულია. ფიტირების 29 პარამეტრიდან ბევრი დაფიქსირებული იყო, ადრე ჩატარებული ფიტირებების შედეგად მიღებულ მნიშვნელობებზე. პარამეტრების ვარიაციები გავლენას ახდენს ფიტირების შედეგად მიღებულ ნაწილაკების რაოდენობების მნიშვნელობებზე. იმის გამოსაკვლევად თუ რა გავლენას ახდენს ფიტირების პარამეტრები გაზომილ მნიშვნელობებზე, რამოდენიმე კვლევა იქნა ჩატარებული.

ზოგიერთი ფიქსირებული ფიტირების პარამეტრები განთავისუფლებული იქნა ცალ-ცალკე და ფიტირებები განმეორებით იქნა ჩატარებული. ასევე მთავარ ფიტირებაში გამოყენებული პარამეტრიზაცია შეიცვალა სხვა პარამეტრიზაციით და ფიტირება ხელახლა ჩატარდა. თითოეული ცვლილების განხორციელების შემდეგ, გაზომილი მნიშვნელობების საწყის მნიშვნელობებთან ფარდობა იქნა შეფასებული. გაკეთდა დაშვება, რომ გადახრების ფარდობების (14 ვარიაცია) განაწილება ბრტყელია. ანალიზის ყოველი ინტერვალისათვის აღებული იქნა ამ ფარდობების მაქსიმალური გადახრა, მთავარი მნიშვნელობიდან და შემდეგ გაყოფილი იქნა  $\sqrt{3}$ -ზე. მიღებული მნიშვნელობა მიენიჭა ანალიზის შესაბამის ინტერვალს, როგორც ფიტირების მოდელის სისტემატური ცდომილება.



14 ფიტირების ვარიაციის შედეგები, 8 გაზომილი სიდიდისათვის, მოყვანილია დანართ A-ში.

#### 5.4.5 ნათების სიტემატიკა

2015–2018 წლებში კომბინირებული ინტეგრალური ნათების ცდომილება არის 1.7%, ხოლო დაბალი  $p_T$ -ს ინტერვალში, სადაც მხოლოდ 2015 წლის მონაცემებია გამოყენებული, ცდომილება ინტეგრალური ნათებაზე არია 2.1% ([ATLAS Collaboration, 2019](#)). ეს შედეგები მიღებულია LUCID-2 დეტექტორის გაზომვებზე დაყრდნობით ([Avoni et al., 2018](#)).

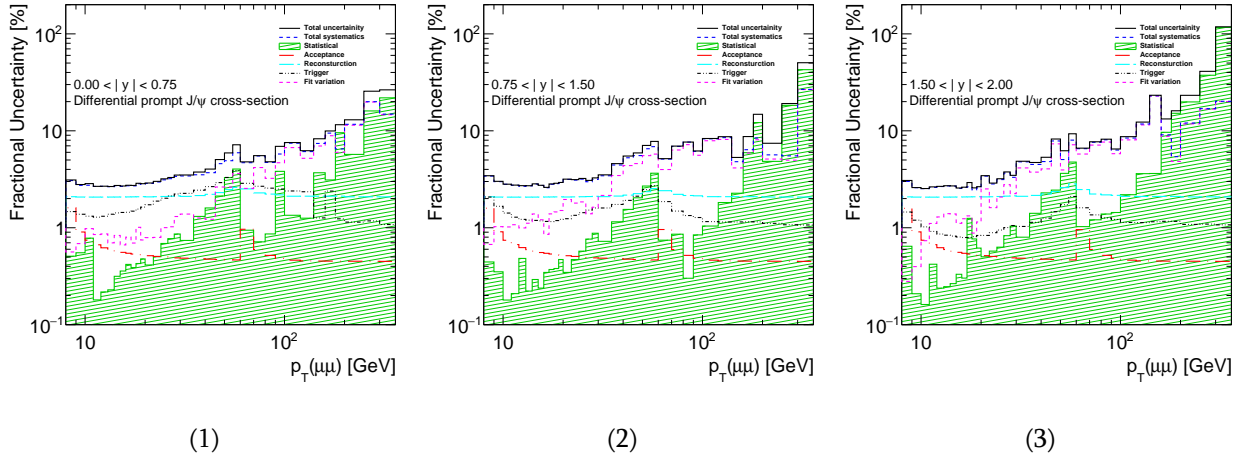
#### 5.4.6 სპინის მიმართულების შესწორების ფაქტორები

სპინის მიმართულების შესწორების ფაქტორები დათვლილი იქნა პარაგრაფ 5.3.4-ში აღწერილი მიდგომით. სხვადასხვა სპინის მიმართულებების შემთხვევებისათვის დათვლილი შესწორებები წარმოდგენილია დანართ D-ში.

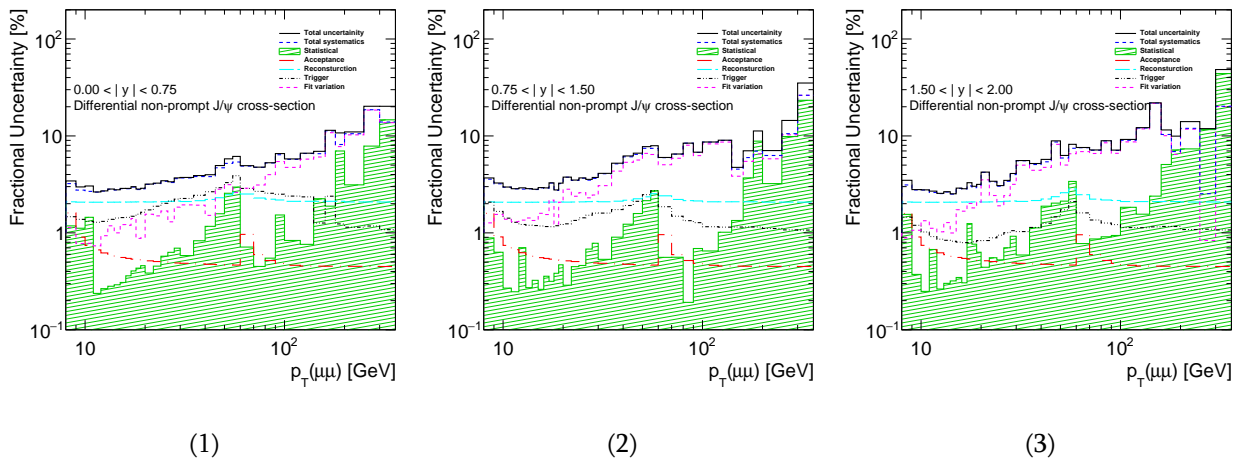
### 5.5 ფარდობითი ცდომილებები

ანალიზის თითოეული ინტერვალისათვის ფარდობითი ცდომილებები გამოსახულია ნახ. 5.18 - 5.25-ზე. სრული ცდომილების შემადგენელი წყაროებია:

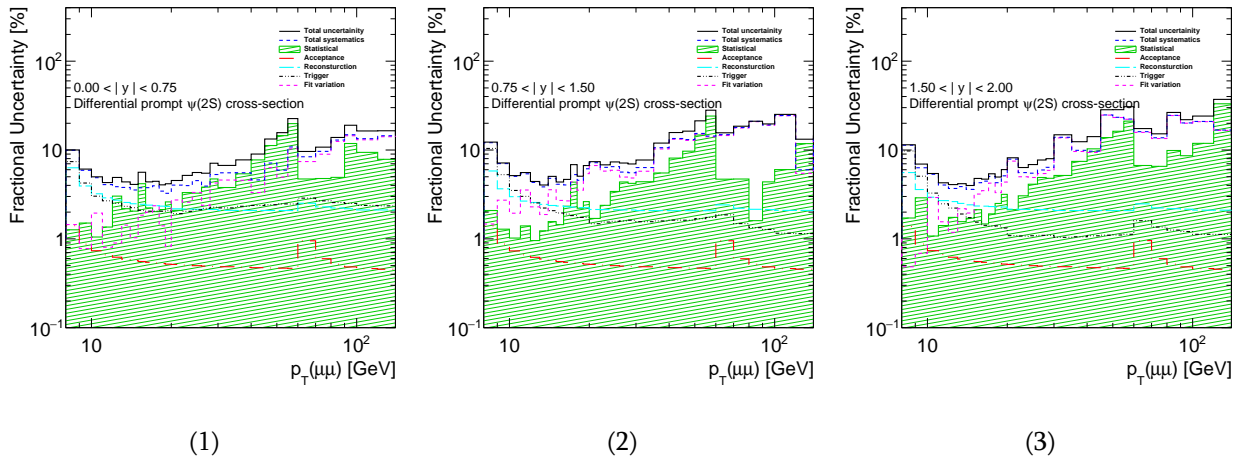
1. სტატისტიკური
2. აქსეპტანსი
3. რეკონსტრუქცია
4. ტრიგერი
5. ფიტის ვარიაცია



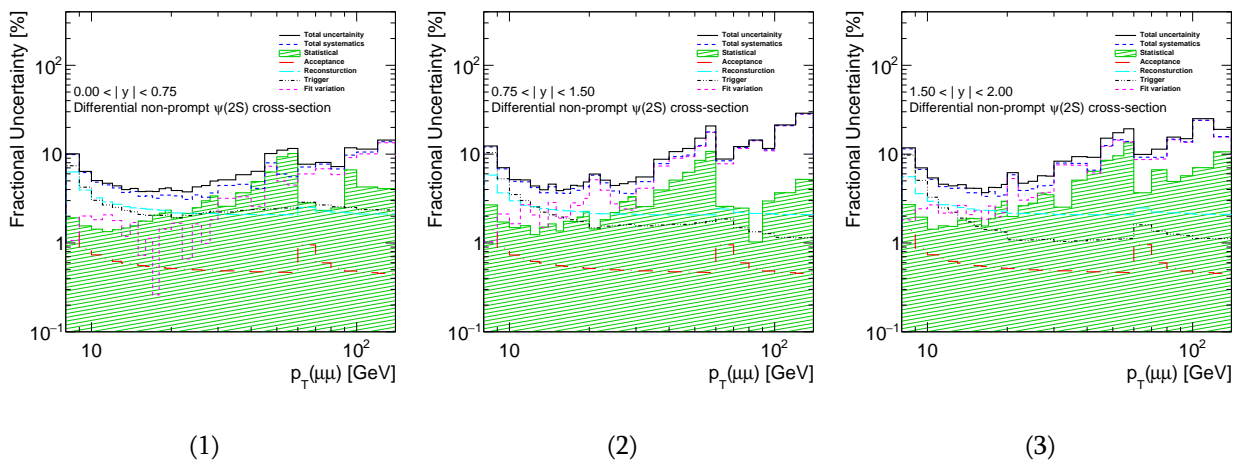
ნახ. 5.18: პირდაპირი პროცესით წარმოქმნილი  $J/\psi$ -ის კვეთის ფარდობითი ცდომილებების თითოეული წვლილი, როგორც  $p_T$ -ს ფუნქცია, სისწრაფის მიხედვით ზრდად ანალიზის ინტერვალებში.



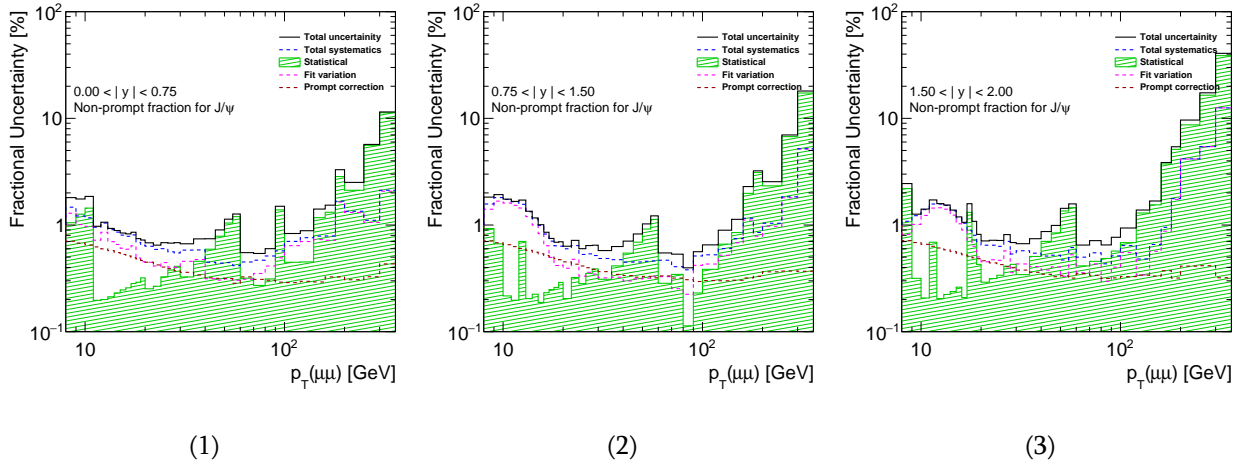
ნახ. 5.19: არა-პირდაპირი პროცესით წარმოქმნილი  $J/\psi$ -ის კვეთის ფარდობითი ცდომილებების თითოეული წვლილი, როგორც  $p_T$ -ს ფუნქცია, სისწრაფის მიხედვით ზრდად ანალიზის ინტერვალებში.



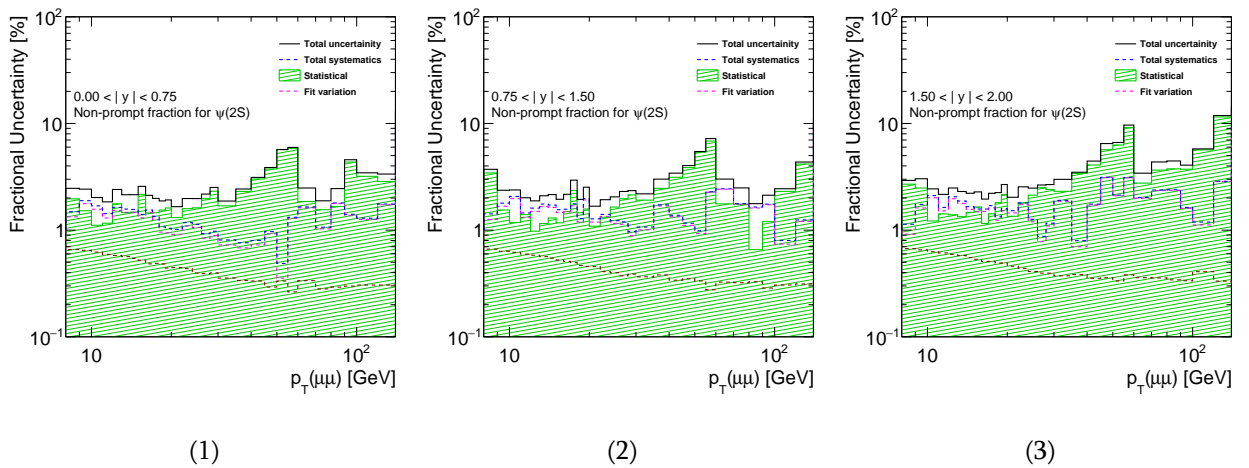
ნახ. 5.20: პირდაპირი პროცესით წარმოქმნილი  $\psi(2S)$ -ის კვეთის ფარდობითი ცდომილებების თითოეული წვლილი, როგორც  $p_T$ -ს ფუნქცია, სისწრაფის მიხედვით ზრდად ანალიზის ინტერვალებში.



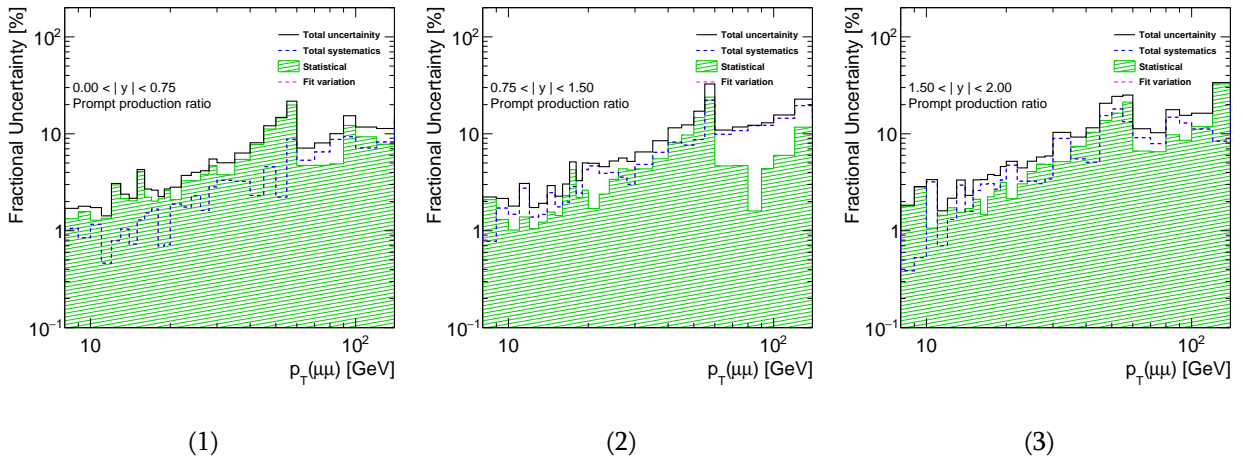
ნახ. 5.21: არა-პირდაპირი პროცესით წარმოქმნილი  $\psi(2S)$ -ის კვეთის ფარდობითი ცდომილებების თითოეული წვლილი, როგორც  $p_T$ -ს ფუნქცია, სისწრაფის მიხედვით ზრდად ანალიზის ინტერვალებში.



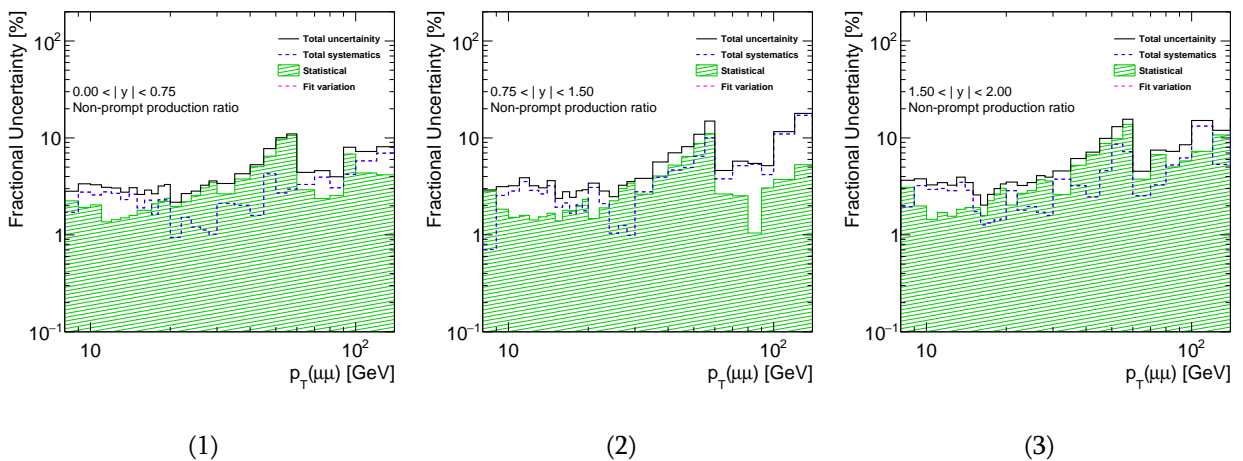
ნახ. 5.22: არა-პირდაპირი პროცესით წარმოქმნილი  $J/\psi$ -ის წილის ფარდობითი ცდომილებების თითოეული წვლილი, როგორც  $p_T$ -ს ფუნქცია, სისწრაფის მიხედვით ზრდად ანალიზის ინტერვალებში.



ნახ. 5.23: არა-პირდაპირი პროცესით წარმოქმნილი  $\psi(2S)$ -ის წილის ფარდობითი ცდომილებების თითოეული წვლილი, როგორც  $p_T$ -ს ფუნქცია, სისწრაფის მიხედვით ზრდად ანალიზის ინტერვალებში.



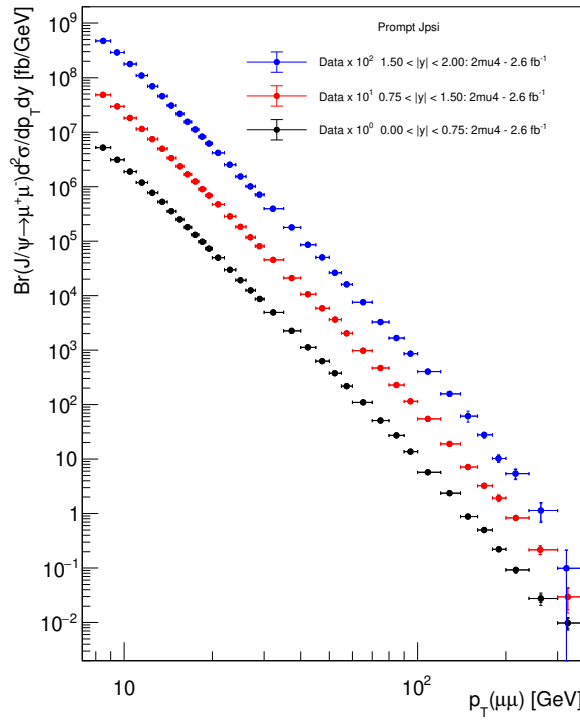
ნახ. 5.24: პირდაპირი დაბადების პროცესისათვის  $J/\psi$ -ის კვეთის  $\psi(2S)$ -ის კვეთასთან შეფარდების ფარდობითი ცდომილებების  $p_T$ -ზე დამოკიდებულება, სისწრაფის მიხედვით ზრდად ანალიზის ინტერვალებში.



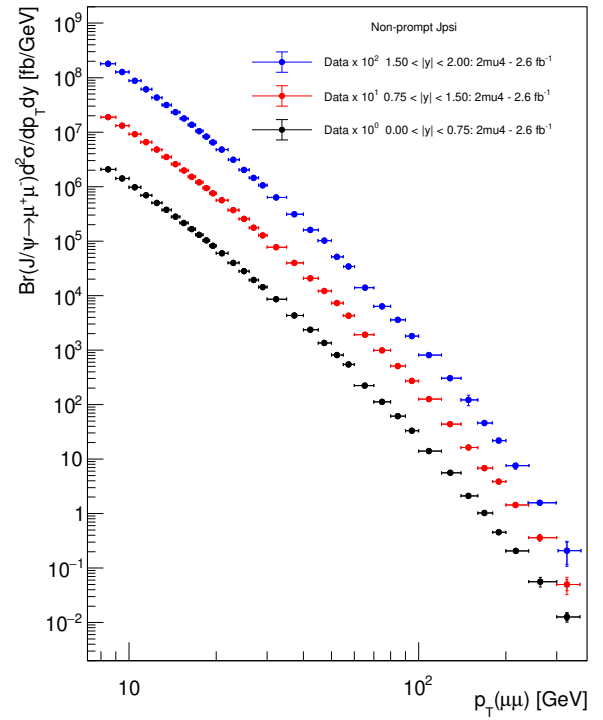
ნახ. 5.25: არა-პირდაპირი დაბადების პროცესისათვის  $J/\psi$ -ის კვეთის  $\psi(2S)$ -ის კვეთასთან შეფარდების ფარდობითი ცდომილებების  $p_T$ -ზე დამოკიდებულება, სისწრაფის მიხედვით ზრდად ანალიზის ინტერვალებში.

## 5.6 შედეგები

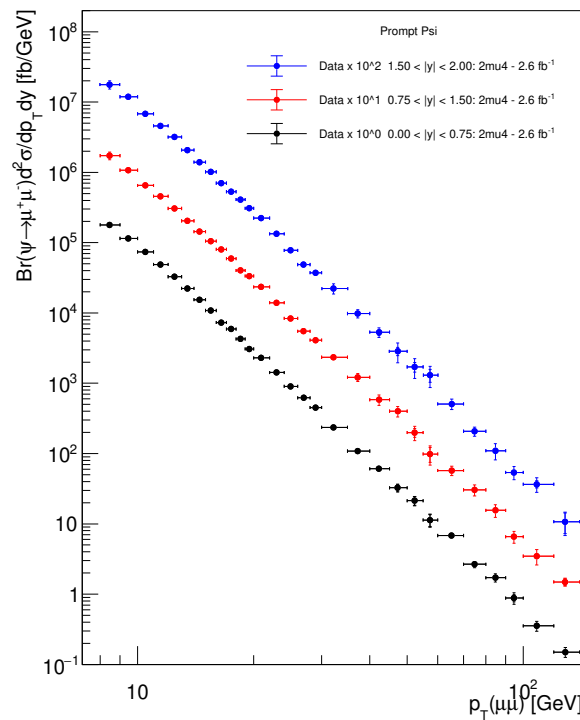
ამ პარაგრაფში მოყვანილია გაზომილი 8 სიდიდის განაწილებები, რომლებზეც გამოსახულია სრული ცდომილებები.



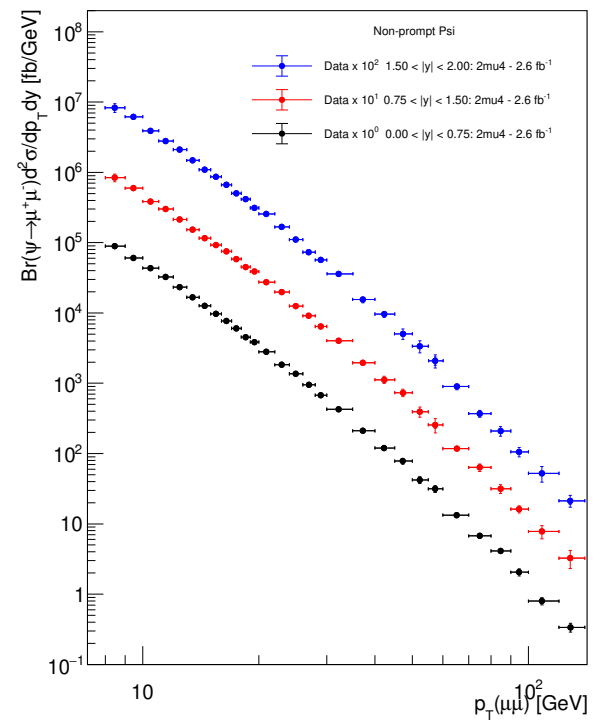
(1)



(2)

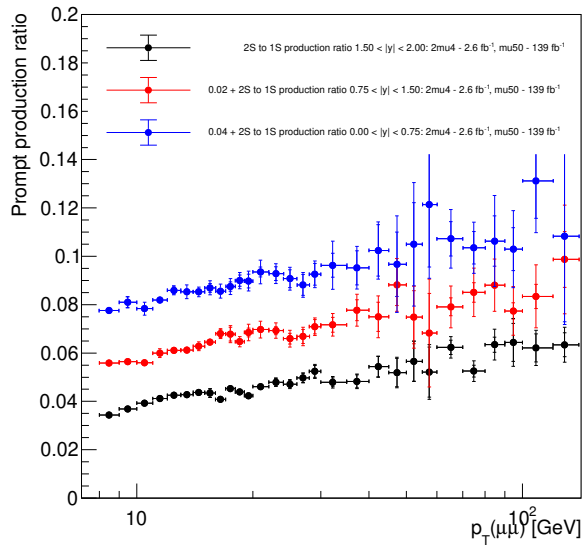


(3)

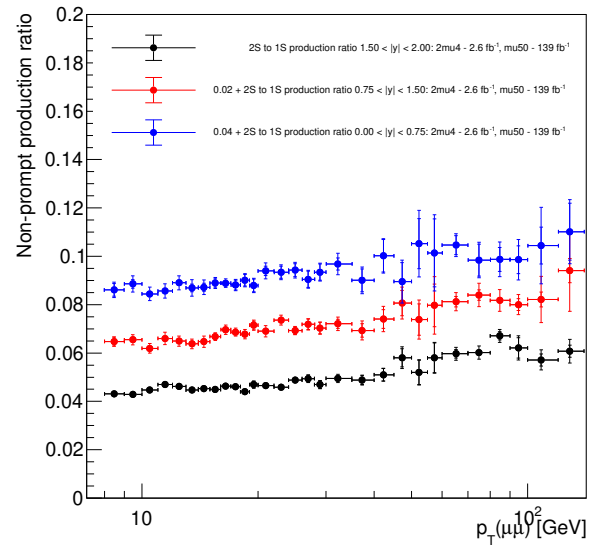


(4)

ნახ. 5.26: დიფერენციალური კვეთა პირდაპირი  $J/\psi$ -ისათვის (1), არა-პირდაპირი  $J/\psi$ -ისათვის (2), პირდაპირი  $\psi(2S)$ -ისათვის (3) და არა-პირდაპირი  $\psi(2S)$ -ისათვის (4). სტატისტიკური და სისტემატური ცდომილებები არის გაერთიანებული.

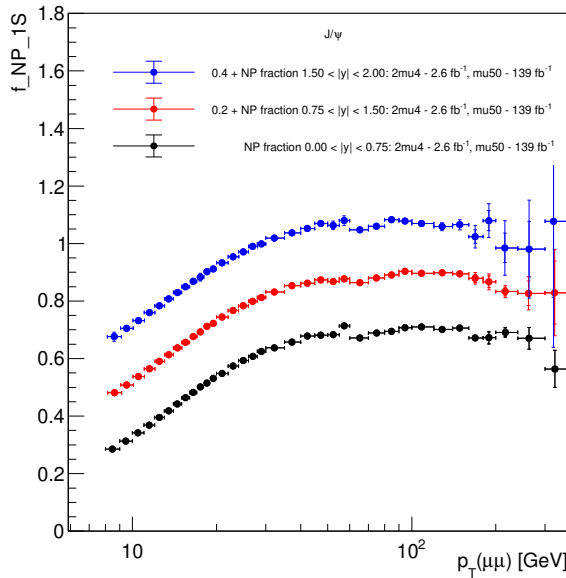


(1)

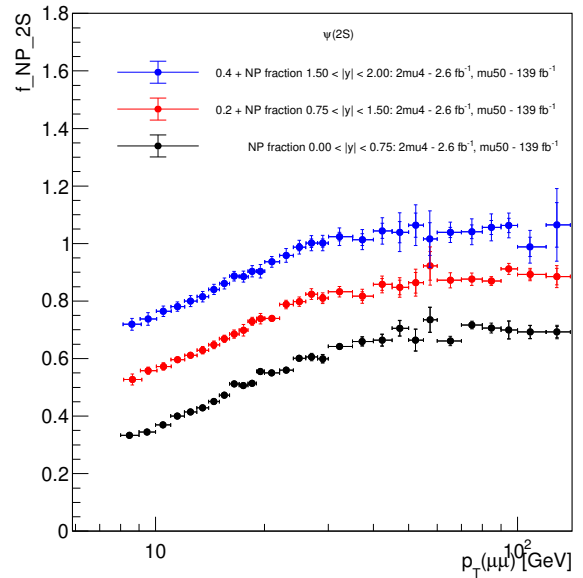


(2)

ნახ. 5.27: პირდაპირი (1) და არა-პირდაპირი (2) პროცესით წარმოქმნილი  $\psi(2S)$ -ის კვეთის  $J/\psi$ -ის კვეთასთან ფარდობა. სტატისტიკური და სისტემატური ცდომილებების გაერთიანებული



(1)



(2)

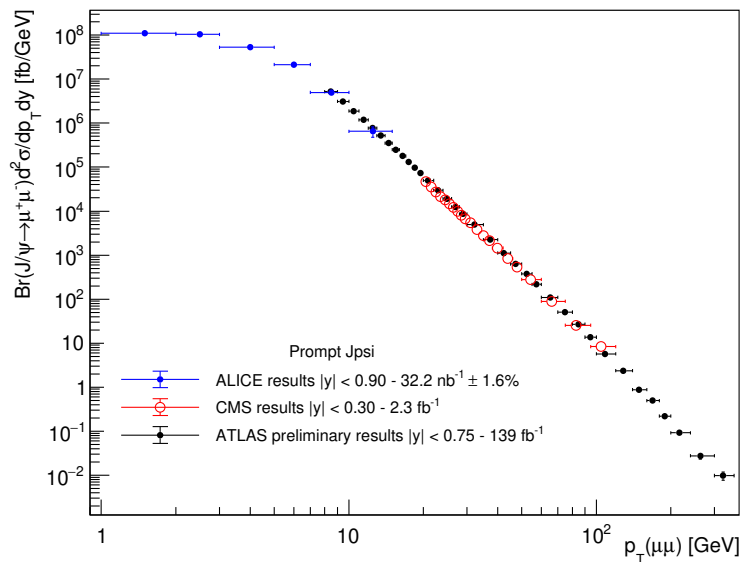
ნახ. 5.28: არა-პირდაპირი დაბადების პროცესის წილი  $J/\psi$ -სა (1) და  $\psi(2S)$ -სათვის (2). სტატისტიკური და სისტემატური ცდომილებები არის გაერთიანებული.

## 5.7 შეჯამება

ნაშრომის ამ ნაწილში აღწერილია  $J/\psi$ -ის და  $\psi(2S)$ -ის წარმოშობის კვეტის გაზომვის პროცედურა, 13 ტევი მასათა ცენტრის ენერგიაზე პროტონ-პროტონული შეჯახების პროცესში ATLAS დეტექტორის მიერ 2015–2018 წწ ჩაწერილი მონაცემების გამოყენებით. ასევე გაზომილი იქნა  $J/\psi$ -ის და  $\psi(2S)$ -ის არა-პირდაპირი დაბადების პროცესის წილი და  $\psi(2S)$ -ის კვეტის ფაქტორი  $J/\psi$ -ის კვეტასთან, როგორც პირდაპირი, ასევე არა-პირდაპირი დაბადების პროცესისათვის.

გაზომვები  $J/\psi$ -სათვის ჩატარებულია 8-დან 360 გევაამდე განივი იმპულსის ინტერვალში, ხოლო  $\psi(2S)$ -სათვის 8-დან 140 გევაამდე ინტერვალში, ასევე ანალიზში დაფარულია  $-2$ -დან  $+2$ -მდე სისწრაფის ინტერვალი.

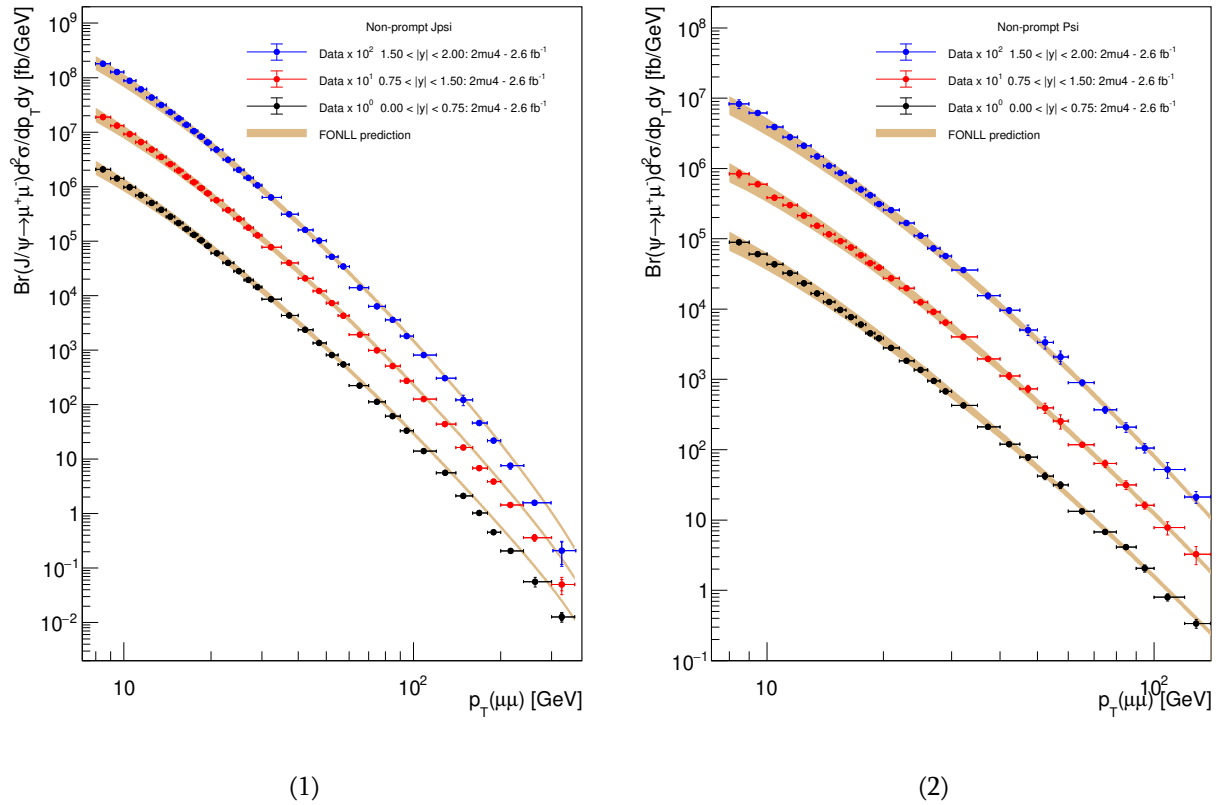
მიღებული შედეგები თავსებადია CMS კოლაბორაციის მიერ მიღებულ შედეგებთან (CMS Collaboration, 2018) და ასევე ALICE კოლაბორაციის მიერ მიღებულ შედეგებთან (Acharya et al., 2022) (იხილეთ ნახ. 5.29). FONLL-ის წინასწარმეტყველების გამოთვლები კარგად აღწერს ექსპერიმენტზე გაზომილ შედეგებს, იხილეთ ნახ. 5.30 და 5.31.



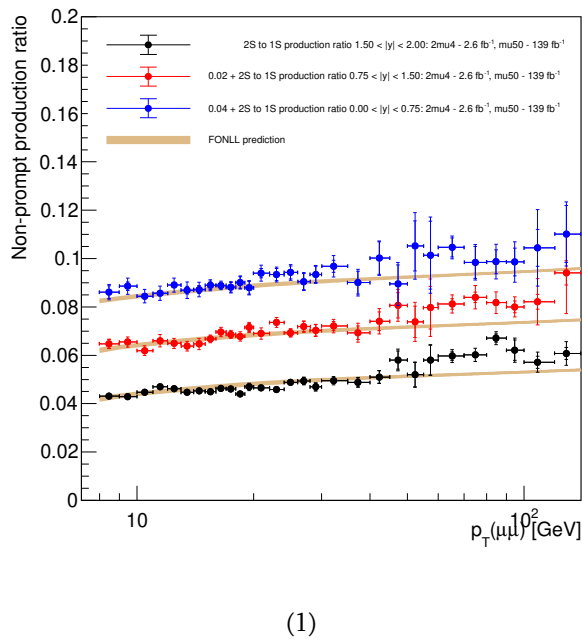
(1)

ნახ. 5.29: არა-პირდაპირი პროცესით წარმოქმნილი  $J/\psi$ -ის დიფერენციალური კვეტის შედარება CMS კოლაბორაციის მიერ მიღებულ შედეგებთან (CMS Collaboration, 2018) და ALICE კოლაბორაციის მიერ მიღებულ შედეგებთან (Acharya et al., 2022), ცენტრალური სისწრაფის შესაბამის ინტერვალში.





ნახ. 5.30: პირდაპირი (1) და არა-პირდაპირი (2) პროცესით წარმოქმნილი  $J/\psi$ -ის დიფერენციალური კვეთა, გამოსახული FONLL-ის წინასწარმეტყველებთან ერთად.



ნახ. 5.31: არა-პირდაპირი პროცესით წარმოქმნილი  $\psi(2S)$ -ის კვეთის  $J/\psi$ -ის კვეთასთან ფარდობა, გამოსახული FONLL-ის წინასწარმეტყველებთან ერთად.

## თავი 6

# შეჯამება და დასკვნა

ამ ნაშრომში, პირველი ნაწილი დათმობილია ATLAS ადრონული კალორიმეტრის გამოძახილის შესწავლას, ტესტური დასხივებებისას. ამჟამად შექმნილია ე.წ. დემონსტრატორი - ახალი სისტემის ფუნქციონირებადი პროტოტიპი, რომელიც ჩადგმული იქნა ATLAS დეტექტორში, რათა სრულად შემოწმდეს ATLAS ფაზა-II-ის განახლებული ელექტრონიკა.

ადრონული კალორიმეტრის სატესტო მოდულის - დემონსტრატორის გამოძახილი შესწავლილი იქნა 2016–2018 წწ და 2021–2022 წწ ჩატარებული ტესტური დასხივებებისას ჩაწერილი მონაცემების მეშვეობით. კერძოდ გამოძახილი შესწავლილი იქნა 150, 160, 165 და 300 გევი ენერჯის მქონე მოუონური ნაკადებით,  $\pm 90^\circ$  დამცემი კუთხის დროს. ასევე ახალი ელექტრონიკის ხმაური იქნა შეფასებული. მიუონების მონაცემების ანალიზმა აჩვენა, რომ სატესტო მოდულის შრეების გამოძახილი ერთგვაროვანია 1%-ის ფარგლებში. ექსპერიმენტული და სიმულირებული მონაცემების შედეგებს შორის მაქსიმალური სხვაობა 1.4%-ის ტოლია A შრისათვის, 0.2%-ის BC შრისათვის და 0.4%-ის D შრისათვის. უჯრედებს შორის ენერჯის გამოძახილის ერთგვაროვნება იქნა დამზერილი, ცდომილების ფარგლებში.  $\pm 90^\circ$  კუთხით დამცემი მიუონების მონაცემების გამოყენებით გადამოწმდა არსებული კალიბრაციის პროცედურა ადრონულ კალორიმეტრში, მიღებული შედეგები თანხვედრაშია ადრე ჩატარებულ კვლევებთან.

2017 წ ტესტური დასხივებისას თაილ კალორიმეტრის სამი სატესტო მოდული დასხივდა, ცერნის სუპერ პროტონული სინქროტრონიდან მიღებული ადრონების ნაკადით. შეფასდა დეტექტორის მიერ აღდგენილი ენერჯია და გარჩევისუნარიანობა 16-დან 30 გევამდე ენერჯის მქონე პიონების, კაონების და პროტონებისათვის.

შედეგები მიღებულია რამოდენიმე პროცენტის ცდომილების ფარგლებში. მიღებული შედეგები შედარებული იქნა ATLAS Geant4 პროგრამული პაკეტის მიერ დაგენერირებულ სიმულირებულ მონაცემებს, ისინი თანხვედრაშია ექსპერიმენტულ მონაცემებთან ცდომილების ფარგლებში. მიღებულ შედეგებზე დაყრდნობით შეიძლება დავასკვნათ რომ, ენერჯის გაზომვის სიზუსტე და დეტექტორის გარჩევისუნარიანობა იზრდება, ადრონების ენერჯის ზრდასთან ერთად.

ამ ნაშრომის მეორე ნაწილში აღწერილია  $J/\psi$ -ის და  $\psi(2S)$ -ის ჩარმონიუმის მდგომარეობების წარმოქმნის დიფერენციალური კვეთის გაზომვა, როდესაც ჩარმონიუმი იშლება ორ საწინააღმდეგო მუხტის მიუონად, პროტონ-პროტონული შეჯახებისას 13 ტევი მასათა ცენტრის ენერჯიაზე. ანალიზისათვის გამოყენებული იქნა ATLAS დეტექტორის მიერ 2015-2018 წწ ჩაწერილი მონაცემები. ორივე, პირდაპირი და არა-პირდაპირი დაბადების პროცესისათვის იქნა გაზომილი კვეთა. ასევე არა-პირდაპირი დაბადების პროცესის წილი იქნა გამოთვლილი და  $\psi(2S)$ -ის  $J/\psi$ -ის კვეთასთან ფარდობა იქნა შეფასებული ორივე დაბადების პროცესისათვის.  $J/\psi$ -ს შემთხვევაში გაზომვები ფარავს სისწრაფის  $|y| < 2$  ინტერვალს, ხოლო განივი იმპულსის 8-დან 360 გევაამდე ინტერვალს.  $\psi(2S)$ -ის შემთხვევაში გაზომვები ფარავს სისწრაფის იმავე ინტერვალს, ხოლო განივი იმპულსის 8-დან 140 გევაამდე ინტერვალს.  $J/\psi$ -სა და  $\psi(2S)$ -სათვის განივი იმპულსის მიხედვით დაფარული ინტერვალები ბევრად აღემატება ადრე ჩატარებულ კვლევებში გაზომილ ინტერვალებს და ამიტომ შესაძლებელია გამოსადეგი იყოს სხვადასხვა თეორიული მოდელის ერთმანეთისაგან გასარჩევად.

პირდაპირი და არა-პირდაპირი დაბადების პროცესის კვეთის  $p_T$ -ზე დამოკიდებულება ერთმანეთის მსგავსია. არა-პირდაპირი პროცესის წილი სწრაფად იზრდება დაბალი განივი იმპულსის ინტერვალში და თითქმის მუდმივი ხდება მაღალი განივი იმპულსის ინტერვალში. არა-პირდაპირი დაბადების პროცესის შესაბამისი შედეგები შედარდა FONLL-ის წინასწარმეტყველებებს (სტანდარტული პარამეტრების გამოყენებით), შედეგად შეიძლება ვთქვათ რომ იგი დაბალი  $p_T$ -ს ინტერვალში თანხვედრაშია ამ ნაშრომში წარმოდგენილ ექსპერიმენტულ შედეგებთან, ხოლო მაღალი  $p_T$ -ს ინტერვალში წინასწარმეტყველებების მნიშვნელობები უფრო მეტია.

# ლიტერატურა

- Aad, G., et al. (2016). Measurement of the differential cross-sections of prompt and non-prompt production of  $J/\psi$  and  $\psi(2S)$  in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV with the ATLAS detector. *Eur. Phys. J. C*, 76(5), 283. doi: 10.1140/epjc/s10052-016-4050-8
- Abdallah, J., et al. (2013). The optical instrumentation of the ATLAS tile calorimeter. *JINST*, 8, P01005. doi: 10.1088/1748-0221/8/01/P01005
- Abdallah, J., et al. (2021). Study of energy response and resolution of the ATLAS Tile Calorimeter to hadrons of energies from 16 to 30 GeV. *Eur. Phys. J. C*, 81(6), 549. doi: 10.1140/epjc/s10052-021-09292-5
- Abe, F., Amidei, D., Anway-Wiese, C., Apollinari, G., Atac, M., Auchincloss, P., ... Zucchelli, S. (1992, Dec). Inclusive  $j/\psi$ ,  $\psi(2s)$ , and b-quark production in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s}=1.8$  tev. *Phys. Rev. Lett.*, 69, 3704–3708. Retrieved from <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.69.3704> doi: 10.1103/PhysRevLett.69.3704
- Acharya, S., et al. (2022). Prompt and non-prompt  $J/\psi$  production cross sections at midrapidity in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 5.02$  and 13 TeV. *JHEP*, 03, 190. doi: 10.1007/JHEP03(2022)190
- Adragna, P., et al. (2009). Testbeam studies of production modules of the ATLAS tile calorimeter. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 606, 362–394. doi: 10.1016/j.nima.2009.04.009
- Agostinelli, S., Allison, J., Amako, K., Apostolakis, J., Araujo, H., Arce, P., ... Zschesche, D. (2003). Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3), 250-303. Retrieved from <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688> doi: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8)
- A.K Olive. (2006). Passage of particle through matters. *Chin. Phys. C*38, 090001.

- ALICE Collaboration. (2014). Measurement of quarkonium production at forward rapidity in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. *Eur. Phys. J., C74(8)*, 2974. doi: 10.1140/epjc/s10052-014-2974-4
- Allison, J., Amako, K., Apostolakis, J., Araujo, H., Arce Dubois, P., Asai, M., ... Yoshida, H. (2006). Geant4 developments and applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53(1), 270-278. doi: 10.1109/TNS.2006.869826
- Anderson, K. J., Batkova, L., Cavalli-Sforza, M., Carli, T., Cascella, M., Davidek, T., ... Zenis, T. (2008, Nov). *Calibration of ATLAS Tile Calorimeter at Electromagnetic Scale* (Tech. Rep.). Geneva: CERN. Retrieved from <https://cds.cern.ch/record/1139228>
- ATLAS Collaboration. (2008). The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3, S08003. doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08003
- ATLAS Collaboration. (2014). Measurement of  $\chi_{c1}$  and  $\chi_{c2}$  production with  $\sqrt{s} = 7$  TeV  $pp$  collisions at ATLAS. *JHEP*, 07, 154. doi: 10.1007/JHEP07(2014)154
- ATLAS Collaboration. (2014). Measurement of the production cross section of prompt  $J/\psi$  mesons in association with a  $W^\pm$  boson in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector. *JHEP*, 04, 172. doi: 10.1007/JHEP04(2014)172
- ATLAS Collaboration. (2015). Observation and measurements of the production of prompt and non-prompt  $J/\psi$  mesons in association with a  $Z$  boson in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector. *Eur. Phys. J., C75(5)*, 229. doi: 10.1140/epjc/s10052-015-3406-9
- ATLAS Collaboration. (2016). Measurement of the differential cross-sections of prompt and non-prompt production of  $J/\psi$  and  $\psi(2S)$  in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV with the ATLAS detector. *Eur. Phys. J. C*, 76, 283. doi: 10.1140/epjc/s10052-016-4050-8
- ATLAS Collaboration. (2019). *Luminosity determination in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV using the ATLAS detector at the LHC* (Tech. Rep.).
- Avoni, G., et al. (2018). The new lucid-2 detector for luminosity measurement and monitoring in atlas. *JINST*, 13(07), P07017. doi: 10.1088/1748-0221/13/07/P07017
- Barger, V., Keung, W., & Phillips, R. (1980). On  $\psi$  and  $\Omega$  production via gluons. *Physics Letters B*, 91(2), 253-258. Retrieved from <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026938090444X> doi: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(80\)90444-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(80)90444-X)
- Bertini, H. W., & Guthrie, M. P. (1971). News item results from medium-energy intranuclear-

- cascade calculation. *Nuclear Physics A*, 169(3), 670-672. Retrieved from <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037594747190710X> doi: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(71\)90710-X](https://doi.org/10.1016/0375-9474(71)90710-X)
- Bettoni, D., & Calabrese, R. (2005). Charmonium spectroscopy. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 54(2), 615-651. Retrieved from <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641004001255> doi: <https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2004.12.001>
- Blanchot, G., et al. (2020). The Cesium Source Calibration and Monitoring System of the ATLAS Tile Calorimeter: Design, Construction and Results. *JINST*, 15(03), P03017. doi: 10.1088/1748-0221/15/03/P03017
- Bodwin, G. T., Braaten, E., & Lepage, G. P. (1995). Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium. *Phys. Rev. D*, 51, 1125–1171. ([Erratum: Phys.Rev.D 55, 5853 (1997)]) doi: 10.1103/PhysRevD.55.5853
- Cacciari, M., Frixione, S., Houdeau, N., Mangano, M. L., Nason, P., et al. (2012). Theoretical predictions for charm and bottom production at the LHC. *JHEP*, 1210, 137. doi: 10.1007/JHEP10(2012)137
- Cacciari, M., Frixione, S., & Nason, P. (2001). The p(T) spectrum in heavy flavor photoproduction. *JHEP*, 0103, 006.
- Chang, C.-H. (1980). Hadronic Production of  $J/\psi$  Associated With a Gluon. *Nucl. Phys. B*, 172, 425–434. doi: 10.1016/0550-3213(80)90175-3
- Chen, A.-P., Ma, Y.-Q., & Zhang, H. (2021). *A short theoretical review of charmonium production*. arXiv. Retrieved from <https://arxiv.org/abs/2109.04028> doi: 10.48550/ARXIV.2109.04028
- CMS Collaboration. (2012).  $J/\psi$  and  $\psi_{2S}$  production in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. *JHEP*, 02, 011. doi: 10.1007/JHEP02(2012)011
- CMS Collaboration. (2015). Measurement of  $J/\psi$  and  $\psi(2S)$  Prompt Double-Differential Cross Sections in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 114, 191802. doi: 10.1103/PhysRevLett.114.191802
- CMS Collaboration. (2018). Measurement of quarkonium production cross sections in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV. *Phys. Lett. B*, 780, 251. doi: 10.1016/j.physletb.2018.02.033
- Di Girolamo, B., Dotti, A., Gangiobbe, V., Johansson, P., Pribyl, L., & Volpi, M. (2005).

- Beamline instrumentation in the 2004 combined ATLAS testbeam* (Tech. Rep.). Geneva: CERN. Retrieved from <https://cds.cern.ch/record/831497>
- Einhorn, M. B., & Ellis, S. D. (1975, Oct). Hadronic production of the new resonances: Probing gluon distributions. *Phys. Rev. D*, *12*, 2007–2014. Retrieved from <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.12.2007> doi: 10.1103/PhysRevD.12.2007
- Errede, S., et al. (2008, 11). The Effect of Tile Light Collection Reduction along Radius on the ATLAS Tile Calorimeter Uniformity.
- F. Carrió and A. Valero. (2020). The PreProcessor module for the ATLAS Tile Calorimeter at the HL-LHC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, *958*, 162487.
- Faccioli, P., et al. (2010). Towards the experimental clarification of quarkonium polarization. *Eur. Phys. J. C*, *69*, 657-673.
- Fritzsch, H. (1977). Producing Heavy Quark Flavors in Hadronic Collisions: A Test of Quantum Chromodynamics. *Phys. Lett. B*, *67*, 217–221. doi: 10.1016/0370-2693(77)90108-3
- G. Usai. (2010). *Signal Reconstruction of the ATLAS Hadronic Tile Calorimeter: implementation and performance*. ATL-TILECAL-PROC-2010-008.
- Gabriel, T., Groom, D., Job, P., Mokhov, N., & Stevenson, G. (1994). Energy dependence of hadronic activity. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, *338*(2), 336-347. Retrieved from <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016890029491317X> doi: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)91317-X](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)91317-X)
- Groom, D. E. (2008). Erratum to “energy flow in a hadronic cascade: Application to hadron calorimetry” [nucl. instr. and meth. a 572 (2007) 633–653]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, *593*(3), 638. Retrieved from <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900208007924> doi: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.05.045>
- J. Hoff. (1999). SMQIE: The Shower Max QIE chip, Tech. Rep. FERMILAB-TM-2075. *FERMILAB-TM-2075*.
- Kartvelishvili, V., Chen, J., Djobava, T., Hu, Q., Walder, J., Zakareishvili, T., & Chargeishvili,

- B. (2019, Sep). *Measurement of the production cross-section of  $J/\psi$  and  $\psi(2S)$  mesons at high transverse momentum in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector* (Tech. Rep.). Geneva: CERN. Retrieved from <https://cds.cern.ch/record/2689609>
- Krämer, M. (2001). Quarkonium production at high-energy colliders. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 47(1), 141-201. Retrieved from <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641001001545> doi: [https://doi.org/10.1016/S0146-6410\(01\)00154-5](https://doi.org/10.1016/S0146-6410(01)00154-5)
- L. Landau. (1944). On the Energy Loss of Fast Particles by Ionization. *USSR 8 (1944) 201*.
- LHCb Collaboration. (2012). Measurement of  $\psi(2S)$  meson production in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV. *Eur. Phys. J., C72*, 2100. doi: 10.1140/epjc/s10052-012-2100-4
- N. Pillet. (2011). FATALIC, a wide dynamic range integrated circuit for the tilecal VFE Atlas upgrade. *TWEPP*.
- S. Errede et al. (2009). *The Effect of Tile Light Collection Reduction along Radius on the ATLAS Tile Calorimeter Uniformity*. ATLAS Note ATL-TILECAL-PUB-2009-005.
- S. Meroli, D. Passeria, L. Servolia. (2011). Energy loss measurement for charged particles in very thin silicon layers. *JINST 6 P06013*.
- Wigmans, R. (2000). *Calorimetry: Energy measurement in particle physics* (Vol. 107). doi: 10.1093/oso/9780198786351.001.0001



სადისერტაციო ნაშრომის ფარგლებში გამოქვეყნებული სამეცნიერო ნაშრომების ჩამონათვალი:

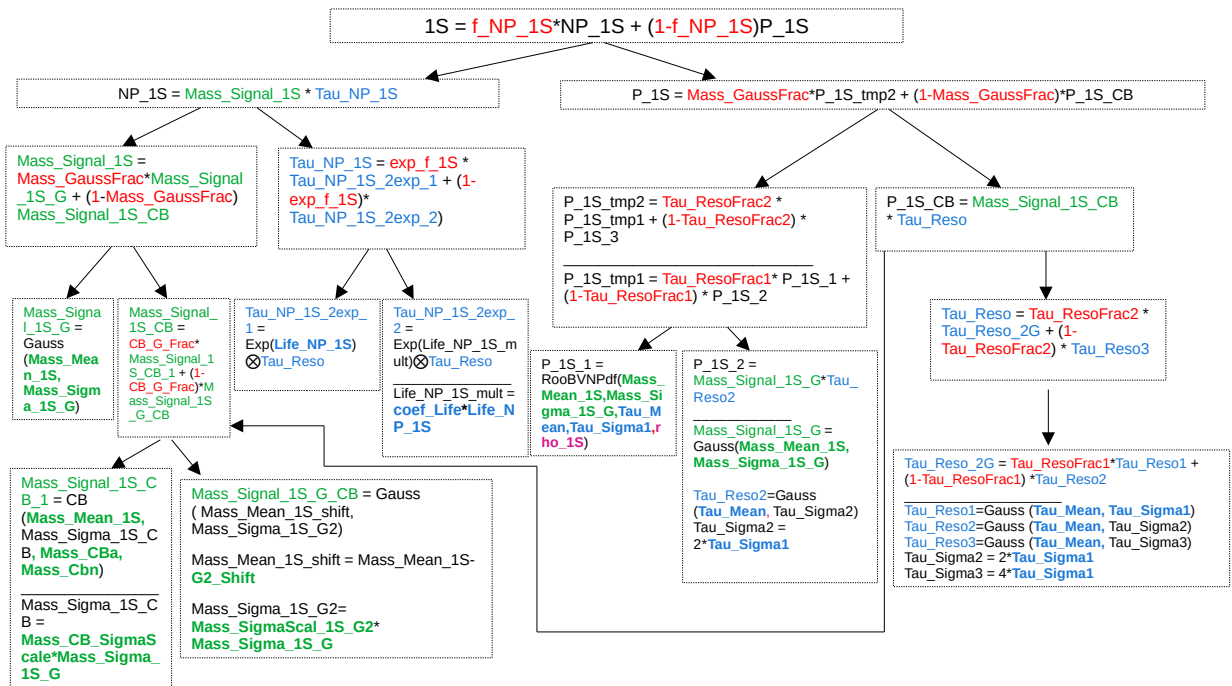
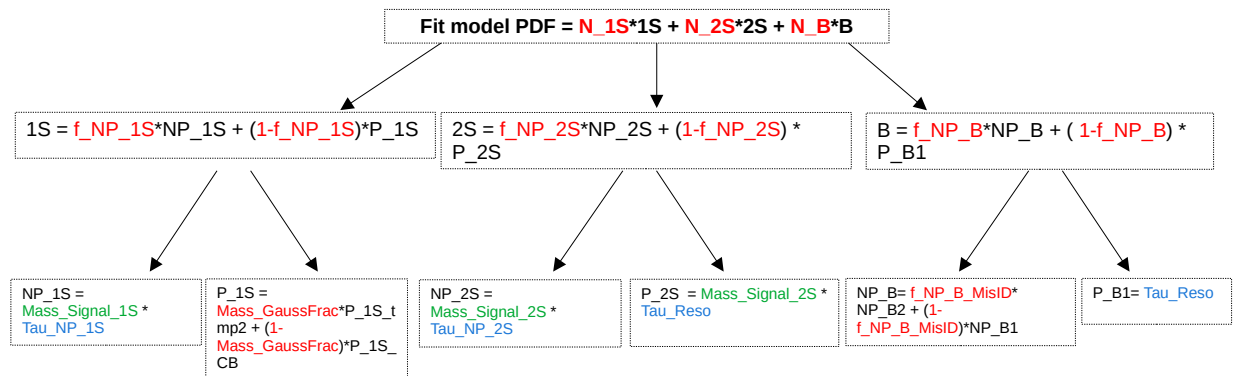
1. Title: **Upgrade of the ATLAS Hadronic Tile Calorimeter for the High Luminosity LHC**  
Author: Tamar Zakareishvili, on behalf of the ATLAS Collaboration  
Journal of Instrumentation 15(09):C09003-C09003  
DOI: 10.1088/1748-0221/15/09/C09003
2. Title: Measurement of the production cross-section of  $J/\psi$  and  $\psi(2S)$  mesons at high transverse momentum in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector  
Author: Tamar Zakareishvili, on behalf of the ATLAS Collaboration  
J.Phys.Conf.Ser. 1690 (2020) 1, 012160  
DOI: 10.1088/1742-6596/1690/1/012160
3. Title: **Study of energy response and resolution of the ATLAS Tile Calorimeter to hadrons of energies from 16 to 30 GeV**  
Authors: Jalal Abdallah,..., Tamar Zakareishvili,..., Pedro Diego Zuccarello  
The European Physical Journal C volume 81, Article number: 549 (2021)  
DOI: 10.1140/epjc/s10052-021-09292-5
4. Title: Charmonium production in pp collisions at the LHC  
Author: T. Zakareishvili  
Proceedings of Science - PoS Regio2021 (2022) 004  
DOI: 10.22323/1.412.0004

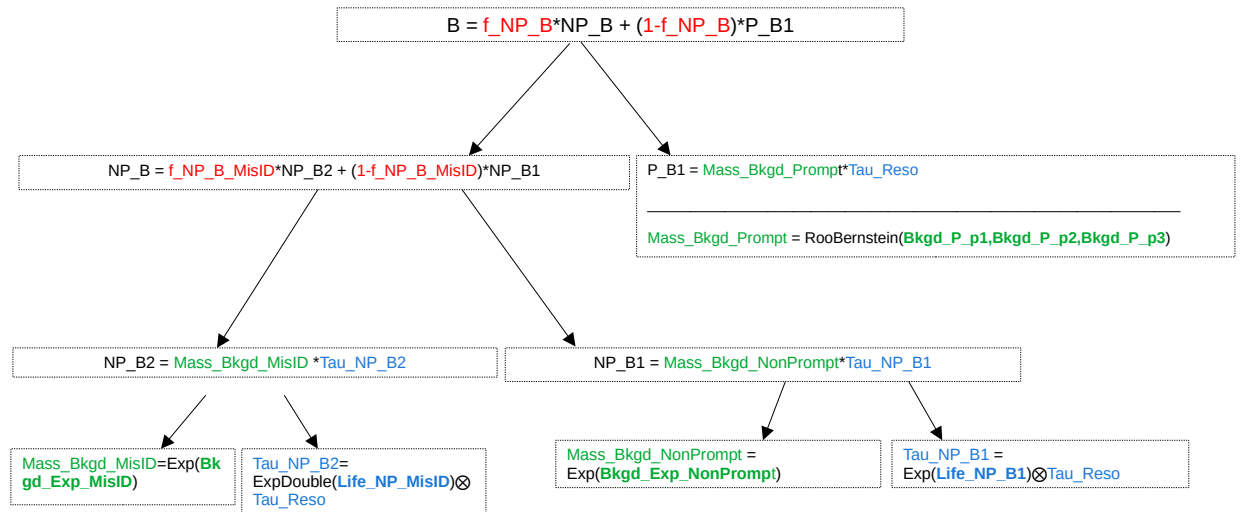
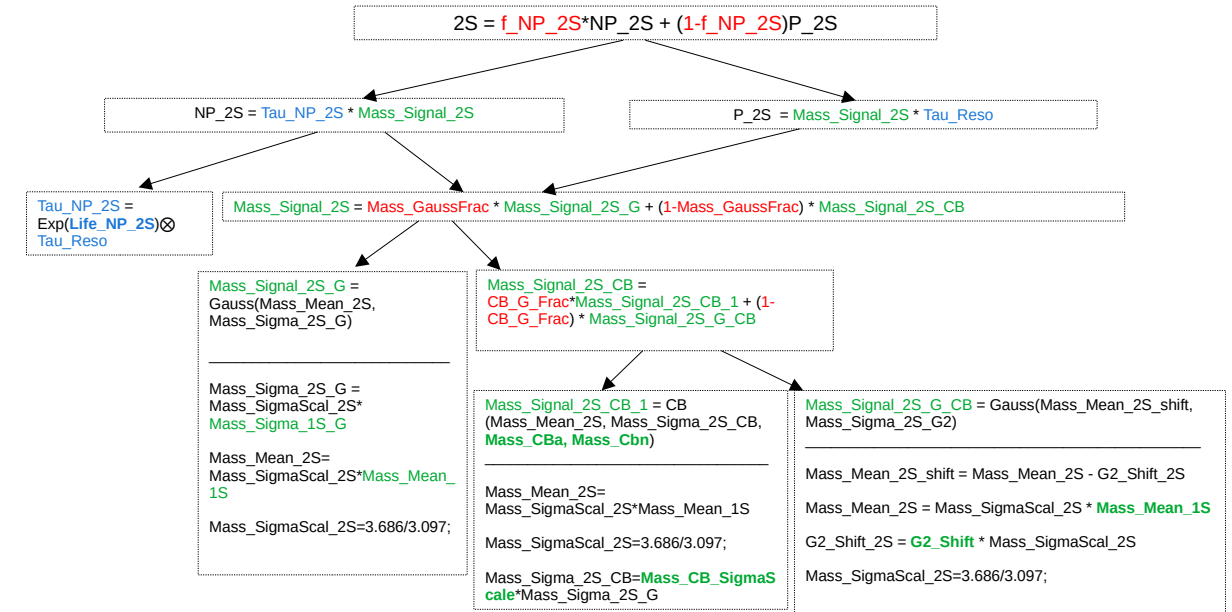
# დანართები

**დანართი A**

**ფიჭირების მოდელის დეტალები**

## Fit model and parameters







## დანართი B

### 2-განზომილებიანი ფიტირების $\chi^2/\text{ndf}$ -ის მნიშვნელობები

$p_T$ [GeV]	0.00 < y < 0.75		0.75 < y < 1.50		1.50 < y < 2.00	
	$\chi^2/\text{ndf}$	Prob.	$\chi^2/\text{ndf}$	Prob.	$\chi^2/\text{ndf}$	Prob.
8 - 8.1	0.768	1	0.752	1	0.836	1
8.1 - 8.2	0.811	1	0.802	1	0.825	1
8.2 - 8.3	0.836	1	0.827	1	0.839	1
8.3 - 8.4	0.855	1	0.83	1	0.861	1
8.4 - 8.5	0.902	1	0.847	1	0.83	1
8.5 - 8.6	0.873	1	0.828	1	0.916	1
8.6 - 8.7	0.966	0.901	0.882	1	0.92	1
8.7 - 8.8	0.941	0.995	0.852	1	0.91	1
8.8 - 8.9	0.969	0.889	0.844	1	0.971	0.855
8.9 - 9	0.921	1	0.85	1	0.924	1
9 - 9.1	0.938	0.998	0.905	1	0.974	0.832
9.1 - 9.2	0.954	0.978	0.87	1	0.934	0.999
9.2 - 9.3	0.964	0.934	0.886	1	0.962	0.939
9.3 - 9.4	0.952	0.983	0.917	1	0.923	1
9.4 - 9.5	0.943	0.995	0.92	1	0.919	1
9.5 - 9.6	0.969	0.896	0.938	0.997	0.981	0.739
9.6 - 9.7	0.955	0.978	0.923	1	0.977	0.803
9.7 - 9.8	0.999	0.408	0.911	1	0.943	0.995
9.8 - 9.9	0.953	0.983	0.935	0.998	0.996	0.471
9.9 - 10	0.923	1	0.986	0.662	0.931	0.999

$p_T$ [GeV]	0.00 < y < 0.75		0.75 < y < 1.50		1.50 < y < 2.00	
	$\chi^2/\text{ndf}$	Prob.	$\chi^2/\text{ndf}$	Prob.	$\chi^2/\text{ndf}$	Prob.
10 - 10.1	0.938	0.998	0.967	0.912	0.967	0.917
10.1 - 10.2	0.922	1	0.909	1	0.961	0.955
10.2 - 10.3	0.949	0.99	0.93	1	1.014	0.168
10.3 - 10.4	0.973	0.868	0.993	0.534	0.974	0.851
10.4 - 10.5	0.959	0.964	0.923	1	0.975	0.837
10.5 - 10.6	0.921	1	0.951	0.986	0.949	0.99
10.6 - 10.7	0.972	0.873	0.921	1	0.923	1
10.7 - 10.8	0.912	1	0.928	1	0.992	0.559
10.8 - 10.9	1	0.383	0.926	1	0.972	0.868
10.9 - 11	0.933	0.999	0.942	0.996	0.959	0.964
11 - 11.1	0.937	0.998	0.939	0.998	0.952	0.985
11.1 - 11.2	0.955	0.979	0.931	0.999	0.951	0.987
11.2 - 11.3	0.952	0.985	0.939	0.997	0.938	0.998
11.3 - 11.4	0.937	0.998	0.934	0.999	0.937	0.998
11.4 - 11.5	0.936	0.999	0.929	1	0.947	0.992
11.5 - 11.6	0.986	0.668	0.916	1	0.941	0.997
11.6 - 11.7	1.001	0.371	0.924	1	0.909	1
11.7 - 11.8	0.939	0.998	0.951	0.986	0.982	0.739
11.8 - 11.9	0.914	1	0.913	1	0.957	0.971
11.9 - 12	0.949	0.988	0.934	0.999	0.98	0.765
12 - 12.1	0.957	0.968	0.861	1	0.931	0.999
12.1 - 12.2	0.931	0.999	0.94	0.997	0.963	0.942
12.2 - 12.3	0.964	0.936	0.928	1	0.92	1
12.3 - 12.4	0.921	1	0.934	0.999	0.924	1
12.4 - 12.5	0.938	0.998	0.897	1	0.95	0.986
12.5 - 12.6	0.935	0.998	0.911	1	0.933	0.999
12.6 - 12.7	0.931	0.999	0.928	1	0.956	0.968
12.7 - 12.8	0.882	1	0.875	1	0.892	1
12.8 - 12.9	0.899	1	0.912	1	0.882	1
12.9 - 13	0.915	1	0.891	1	0.915	1



$p_T$ [GeV]	0.00 < y < 0.75		0.75 < y < 1.50		1.50 < y < 2.00	
	$\chi^2/\text{ndf}$	Prob.	$\chi^2/\text{ndf}$	Prob.	$\chi^2/\text{ndf}$	Prob.
13 - 13.2	0.975	0.87	1.001	0.38	0.999	0.427
13.2 - 13.4	0.961	0.969	0.985	0.716	1.015	0.148
13.4 - 13.6	0.974	0.869	0.972	0.902	0.961	0.966
13.6 - 13.8	0.988	0.654	0.962	0.963	0.962	0.959
13.8 - 14	0.99	0.601	0.95	0.992	0.966	0.94
14 - 14.2	0.986	0.675	0.953	0.988	0.977	0.826
14.2 - 14.4	0.981	0.763	0.999	0.419	0.939	0.998
14.4 - 14.6	0.967	0.931	0.966	0.938	0.932	1
14.6 - 14.8	0.932	1	0.946	0.996	0.993	0.539
14.8 - 15	0.914	1	0.963	0.953	0.942	0.997
15 - 15.2	0.925	1	0.939	0.998	0.938	0.998
15.2 - 15.4	0.998	0.438	0.953	0.985	0.957	0.973
15.4 - 15.6	0.932	0.999	0.956	0.977	0.923	1
15.6 - 15.8	0.949	0.99	0.926	1	0.91	1
15.8 - 16	0.927	1	0.958	0.969	0.879	1
16 - 16.2	0.914	1	0.966	0.928	0.958	0.962
16.2 - 16.4	0.934	0.999	0.968	0.914	0.92	1
16.4 - 16.6	0.918	1	0.901	1	0.896	1
16.6 - 16.8	0.892	1	0.955	0.974	0.954	0.972
16.8 - 17	0.944	0.993	0.911	1	0.953	0.976
17 - 17.2	0.879	1	0.905	1	0.904	1
17.2 - 17.4	0.887	1	0.88	1	0.929	0.999
17.4 - 17.6	0.879	1	0.918	1	0.919	1
17.6 - 17.8	0.873	1	0.9	1	0.903	1
17.8 - 18	0.883	1	0.919	1	0.925	0.999
18 - 18.2	0.839	1	0.883	1	0.898	1
18.2 - 18.4	0.903	1	0.94	0.995	0.888	1
18.4 - 18.6	0.861	1	0.906	1	0.906	1
18.6 - 18.8	0.859	1	0.859	1	0.862	1
18.8 - 19	0.817	1	0.876	1	0.825	1

$p_T$ [GeV]	0.00 < y < 0.75		0.75 < y < 1.50		1.50 < y < 2.00	
	$\chi^2/\text{ndf}$	Prob.	$\chi^2/\text{ndf}$	Prob.	$\chi^2/\text{ndf}$	Prob.
19 - 19.2	0.821	1	0.849	1	0.889	1
19.2 - 19.4	0.883	1	0.839	1	0.84	1
19.4 - 19.6	0.832	1	0.87	1	0.88	1
19.6 - 19.8	0.82	1	0.901	1	0.822	1
19.8 - 20	0.851	1	0.853	1	0.854	1
20 - 20.4	0.928	1	0.937	0.998	0.986	0.652
20.4 - 20.8	0.91	1	0.913	1	0.909	1
20.8 - 21.2	0.927	0.999	0.94	0.996	0.893	1
21.2 - 21.6	0.863	1	0.914	1	0.849	1
21.6 - 22	0.864	1	0.924	1	0.915	1
22 - 22.4	0.848	1	0.899	1	0.855	1
22.4 - 22.8	0.85	1	0.895	1	0.85	1
22.8 - 23.2	0.909	1	0.874	1	0.863	1
23.2 - 23.6	0.833	1	0.891	1	0.834	1
23.6 - 24	0.844	1	0.859	1	0.82	1
24 - 24.4	0.857	1	0.887	1	0.795	1
24.4 - 24.8	0.832	1	0.875	1	0.905	1
24.8 - 25.2	0.803	1	0.806	1	0.846	1
25.2 - 25.6	0.853	1	0.872	1	0.854	1
25.6 - 26	0.777	1	0.88	1	0.772	1
26 - 26.4	0.796	1	0.789	1	0.839	1
26.4 - 26.8	0.841	1	0.816	1	0.772	1
26.8 - 27.2	0.804	1	0.811	1	0.82	1
27.2 - 27.6	0.842	1	0.851	1	0.793	1
27.6 - 28	0.792	1	0.828	1	0.814	1
28 - 28.4	0.799	1	0.865	1	0.823	1
28.4 - 28.8	0.765	1	0.796	1	0.769	1
28.8 - 29.2	0.802	1	0.775	1	0.816	1
29.2 - 29.6	0.781	1	0.824	1	0.834	1
29.6 - 30	0.777	1	0.797	1	0.823	1

$p_T$ [GeV]	0.00 < y < 0.75		0.75 < y < 1.50		1.50 < y < 2.00	
	$\chi^2/\text{ndf}$	Prob.	$\chi^2/\text{ndf}$	Prob.	$\chi^2/\text{ndf}$	Prob.
30 - 31	0.826	1	0.816	1	0.855	1
31 - 32	0.83	1	0.832	1	0.85	1
32 - 33	0.818	1	0.842	1	0.879	1
33 - 34	0.781	1	0.859	1	0.806	1
34 - 35	0.825	1	0.875	1	0.839	1
35 - 40	0.883	1	0.917	1	0.887	1
40 - 45	0.811	1	0.839	1	0.832	1
45 - 50	0.822	1	0.808	1	0.793	1
50 - 55	0.812	1	0.794	1	0.78	1
55 - 60	0.815	1	0.778	1	0.77	1
60 - 70	1.086	3.8e-07	1.018	0.103	0.916	1
70 - 80	1.037	0.012	1	0.399	0.901	1
80 - 90	1.015	0.147	0.992	0.561	0.95	0.983
90 - 100	0.991	0.567	0.946	0.992	0.876	1
100 - 120	0.95	0.987	1.024	0.077	0.918	0.999
120 - 140	0.916	0.999	0.915	0.999	0.883	1
140 - 160	0.776	1	0.867	1	0.798	1
160 - 180	0.821	1	0.814	1	0.719	1
180 - 200	0.741	1	0.713	1	0.733	1
200 - 250	0.727	1	0.786	1	0.864	0.839
250 - 300	0.669	1	0.775	0.994	0.77	0.849
300 - 360	0.716	0.95	0.62	0.986	0.623	0.494

ცხრ. B.1: 2-განზომილებიანი  $\chi^2 / \text{ndf}$  და ფიტირების ალბათობების მნიშვნელობები.

# დანართი C

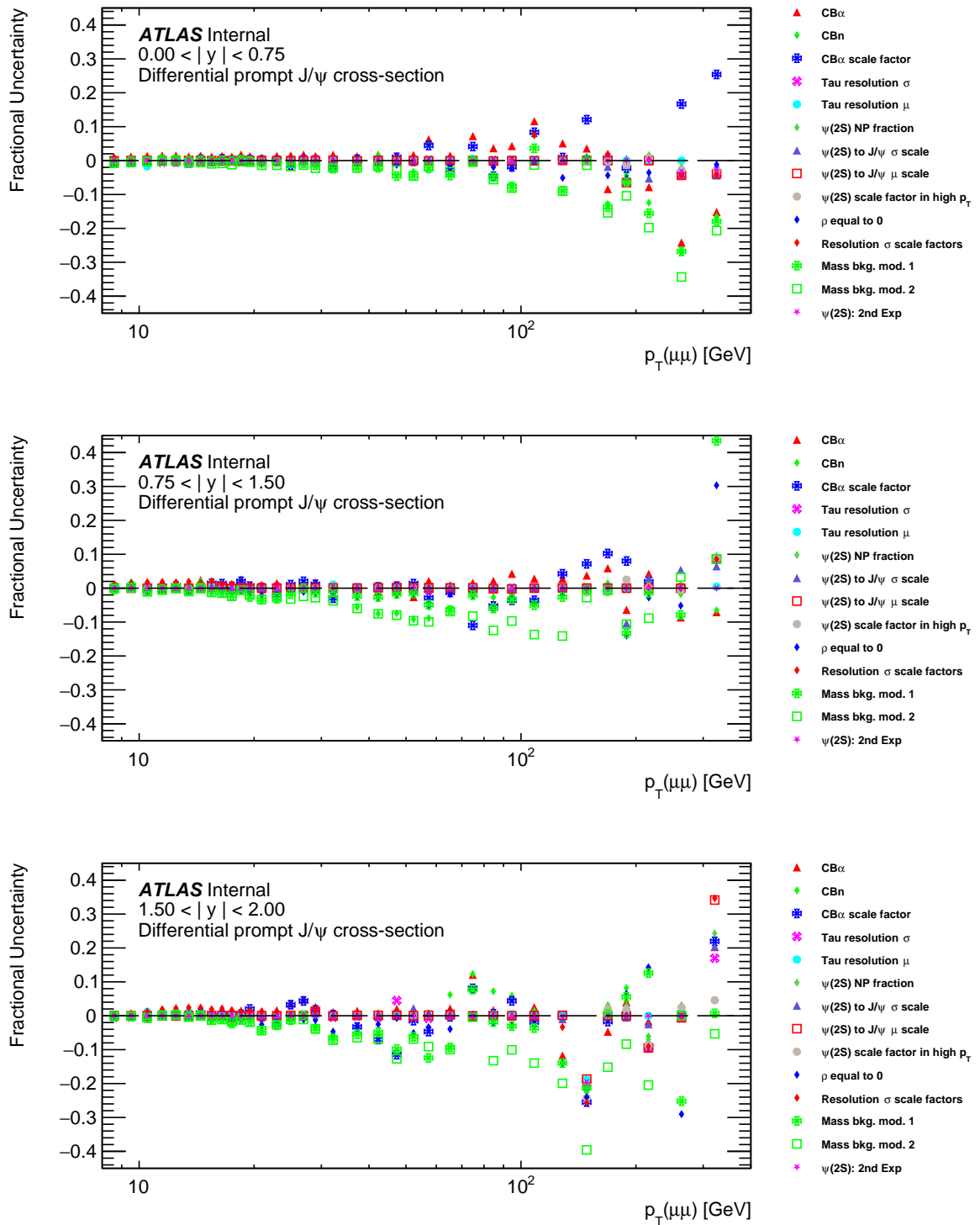
## ფიტირების სისტემატიკა

ფიტირების მოდელის 14 ვარიაცია იქნა განხილული. დანართში მოყვანილია ფიტირების ვარიაციის შედეგები, ნომინალურ შედეგთან მიმართებაში. თითოეული გრაფიკი შეესაბამება თითო სისწრაფის ინტერვალს, 8 გაზომილი სიდიდისათვის.

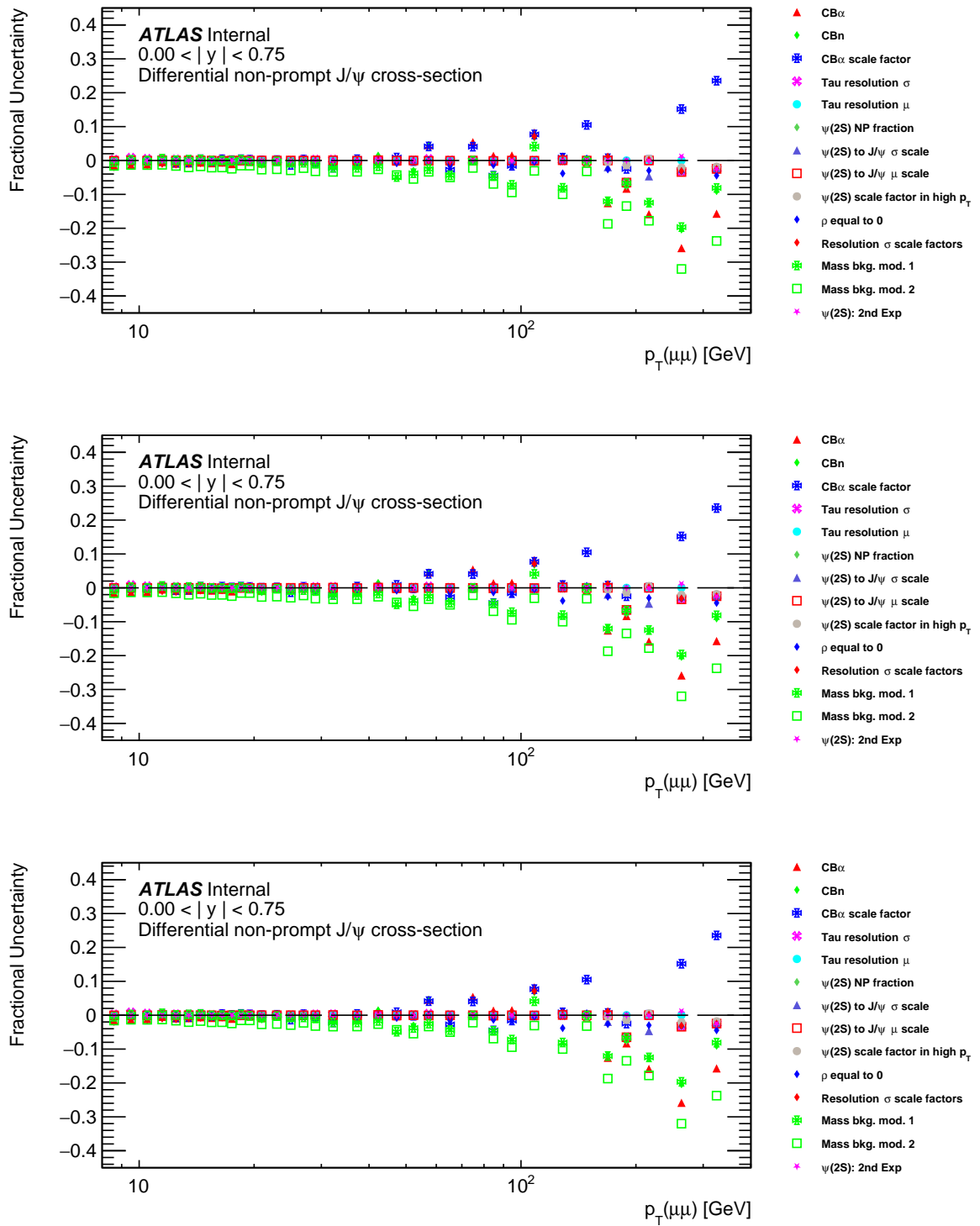
ნომინალური (ძირითადი) ფიტირების გარდა 14 ვარიაცია იქნა განხილული, რომელთა შედეგები განაწილებებზე გამოსახულია შემდეგი აღნიშვნებით (ნომინალურ ფიტს შეესაბამება განაწილებების  $y$  ღერძზე მნიშვნელობა - 0):

1. **CB $\alpha$** . კრისტალ-ბოლის ფუნქციის პარამეტრი  $\alpha$  იქნა განთავისუფლებული.
2. **CB $n$** . კრისტალ-ბოლის ფუნქციის პარამეტრი  $n$  იქნა განთავისუფლებული.
3. **CB scale factor**. კრისტალ-ბოლის შესწორების ფაქტორის მნიშვნელობა იქნა განთავისუფლებული.
4. **Tau resolution  $\sigma$** . გარჩევისუნარიანობის ფუნქციაში შემავალი ყველაზე ვიწრო გაუსის განაწილების  $\sigma$ -ს მნიშვნელობა შეიცვალა 0.004-დან 0.003-ზე.
5. **Tau resolution  $\mu$** . გარჩევისუნარიანობის ფუნქციაში შემავალი სამი გაუსის ფუნქციის საერთო ცენტრალური მნიშვნელობა იქნა განთავისუფლებული.
6.  $\psi(2S)$  **NP fraction**. არა-პირდაპირი  $\psi(2S)$ -ის წილის ფიქსირებული მნიშვნელობა 140 გეგზე მაღალ ინტერვალში შეიცვალა 0.7-დან 0.6-ზე.
7.  $\psi(2S)$  **to  $J/\psi$   $\sigma$  scale**.  $J/\psi$ -სა და  $\psi(2S)$ -ს შორის მასის აღმწერი გაუსის სიგანის შესწორების ფაქტორი, რომელიც დაფიქსირებული იყო მათი მასების ფარდობის მნიშვნელობაზე, განთავისუფლებული იქნა.

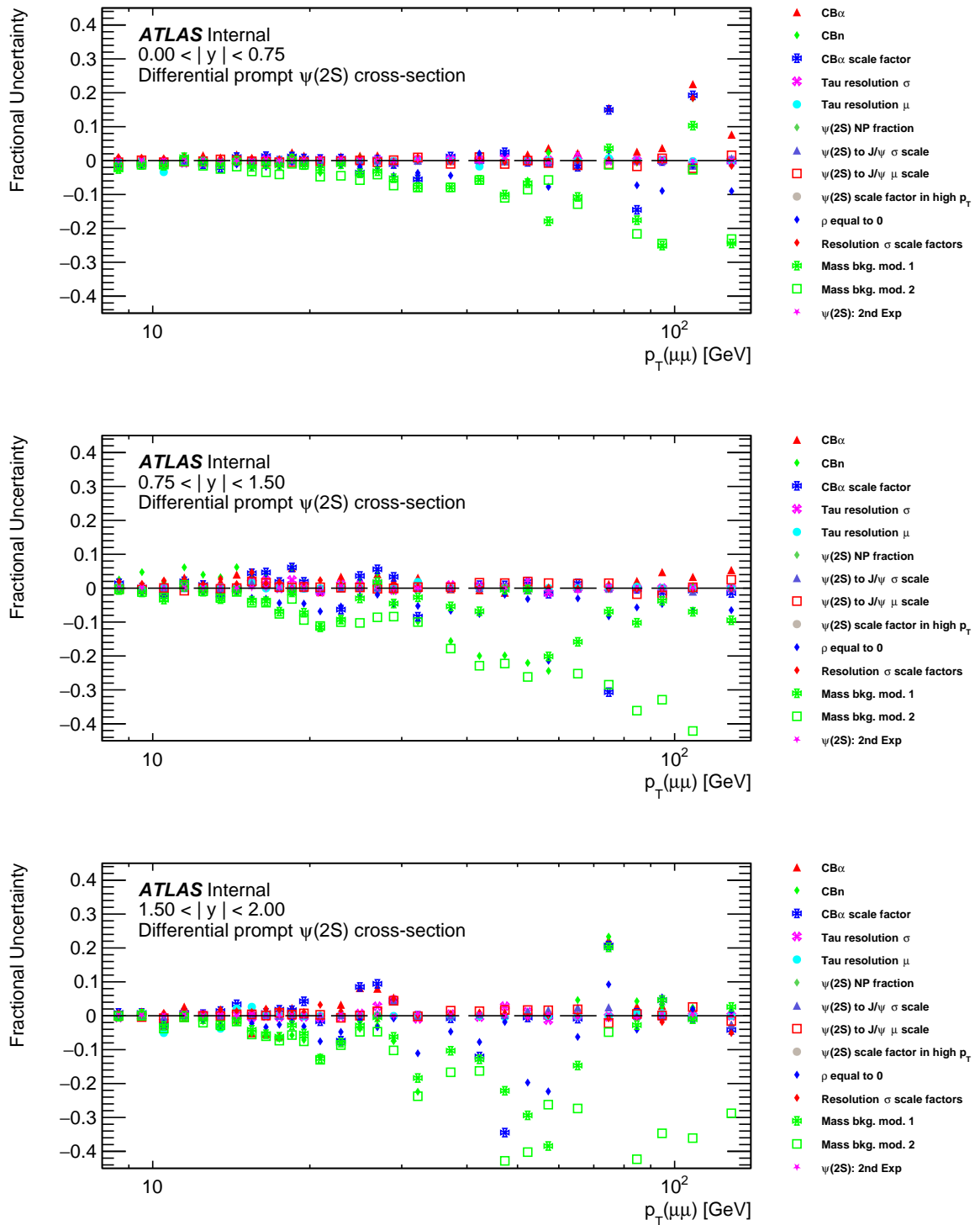
8.  **$\psi(2S)$  to  $J/\psi$   $\mu$  scale.**  $J/\psi$ -სა და  $\psi(2S)$ -ს შორის მასის აღმწერი გაუსის საშუალო მნიშვნელობის შესწორების ფაქტორი, რომელიც დაფიქსირებული იყო მათი მასების ფარდობის მნიშვნელობაზე, განთავისუფლებული იქნა.
9.  **$\psi(2S)$  scale factor at high  $p_T$ .**  $\psi(2S)$ -ის კვეთის  $J/\psi$ -ის კვეთასთან ფარდობა, რომელიც ფიქსირებული იყო  $p_T$ -ს მიხედვის 140 გეეზე მეტი ინტერვალისათვის, შეიცვალა 0.07-დან 0.06-ზე.
10. **Correlation  $\rho = 0$ .** კორელაციის კოეფიციენტი მასის აღმწერ ვიწრო გაუსსა და სიცოცხლის ხანგრძლივობას შორის შეიცვალა 0.3-დან 0-ზე.
11. **Tau resolution scale factors.** გარჩევისუნარიანობის ფუნქციაში შემავალი სამი გაუსის სიგანის მნიშვნელობებს შორის წონები შეიცვალა 2 / 4-დან 3 / 5-ზე.
12. **Mass bkg Model 1.** ბერნშტეინის პოლინომი არა-პირდაპირი ფონის აღმწერ მოდელში, შეიცვალა ექსპონენციალური ფუნქციით.
13. **Mass bkg Model 2.** ექსპონენციალური ფუნქცია პირდაპირი ფონის აღმწერ მოდელში შეიცვალა, ბერნშტეინის პოლინომით.
14.  **$\psi(2S)$  2nd exp..**  $\psi(2S)$ -ის სიცოცხლის ხანგრძლივობის განაწილებას დაემატა მეორე ექსპონენციალური ფუნქცია.



ნახ. C.1: პირდაპირი პროცესით წარმოქმნილი  $J/\psi$ -ის დიფერენციალური კვეთა, სისწრაფის სხვადასხვა ინტერვალებში.

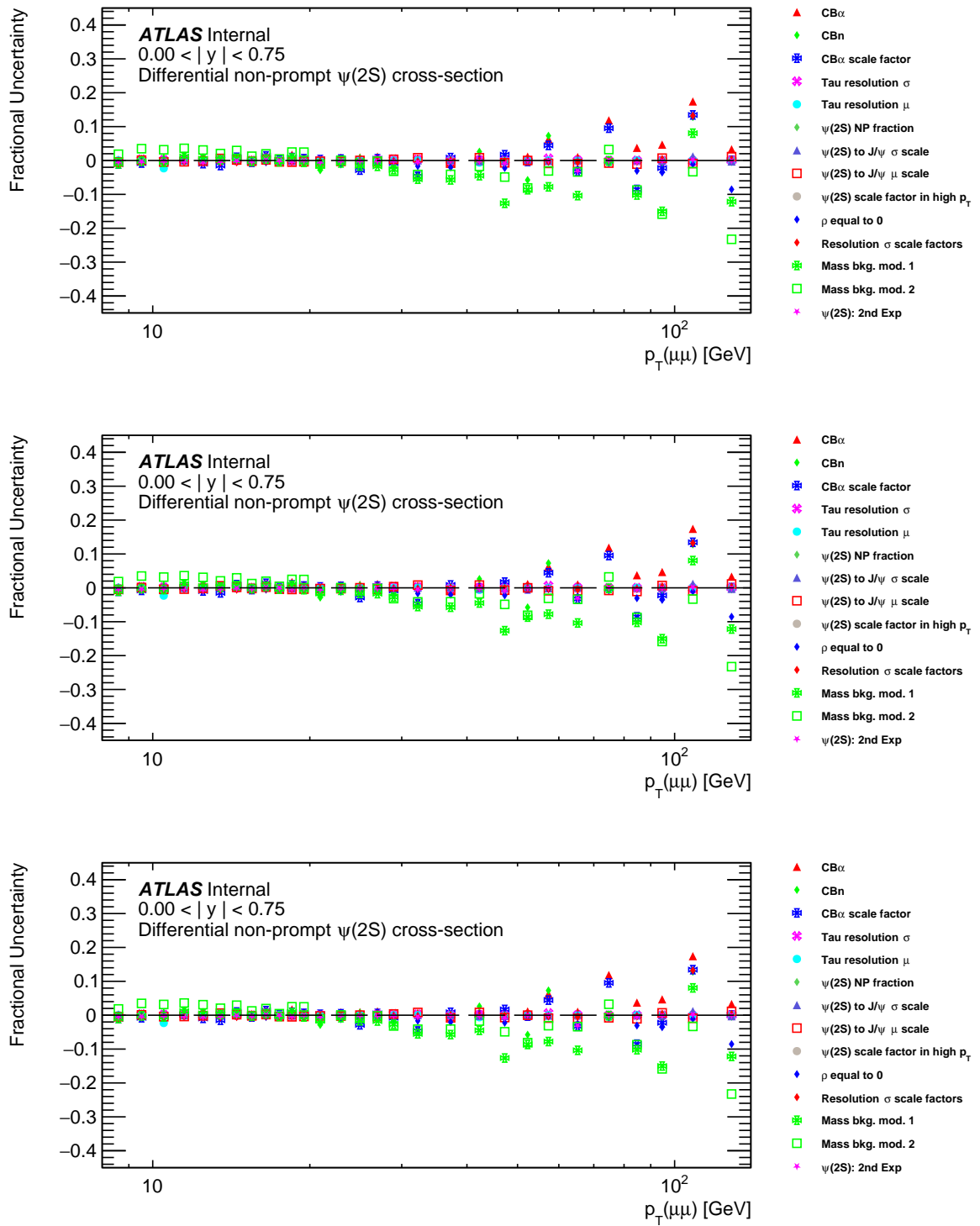


ნახ. C.2: არა-პირდაპირი პროცესით წარმოქმნილი  $J/\psi$ -ის დიფერენციალური კვეთა, სისწრაფის სხვადასხვა ინტერვალებში.

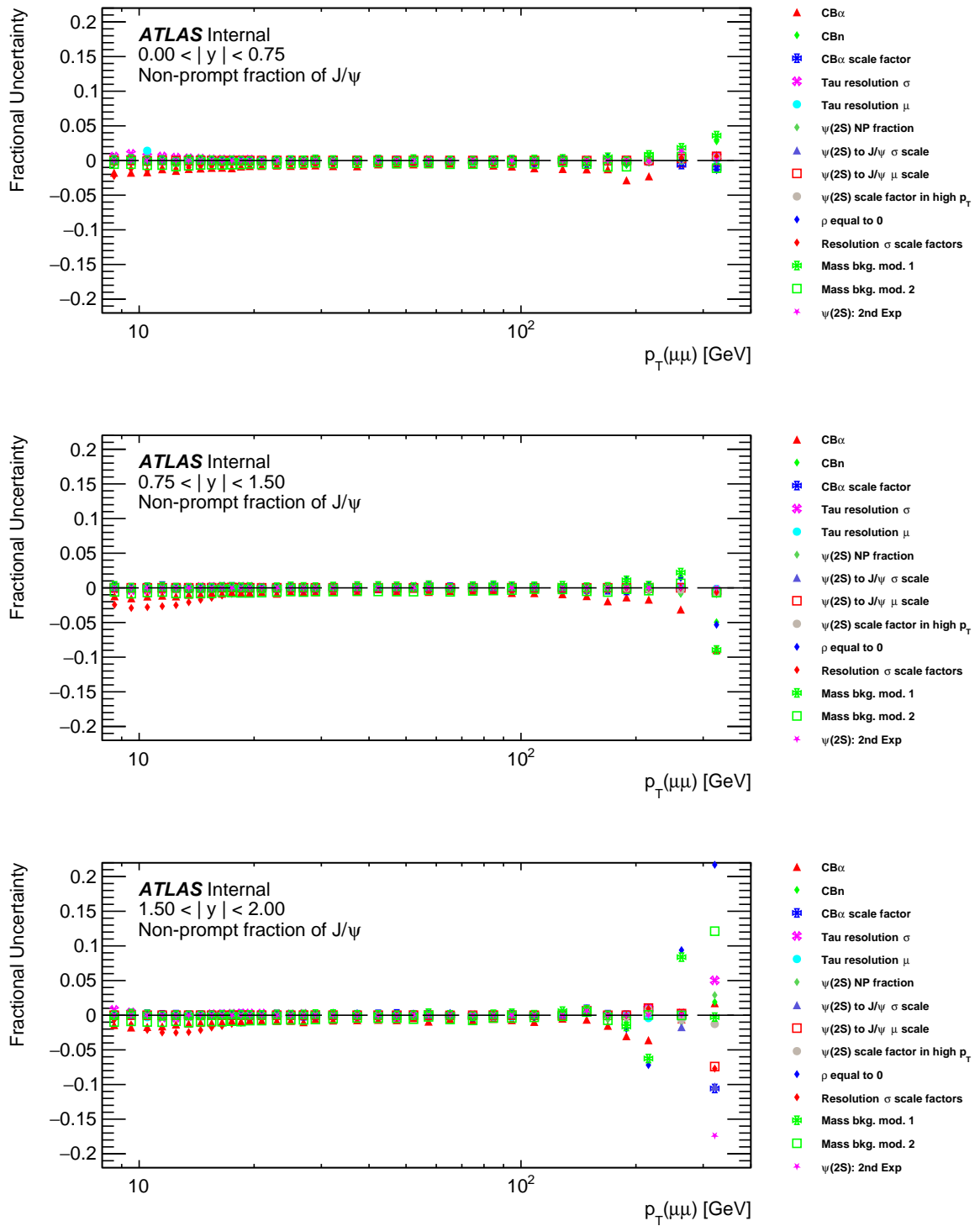


ნახ. C.3: პირდაპირი პროცესით წარმოქმნილი  $\psi(2S)$ -ის დიფერენციალური კვეთა, სისწრაფის სხვადასხვა ინტერვალებში.

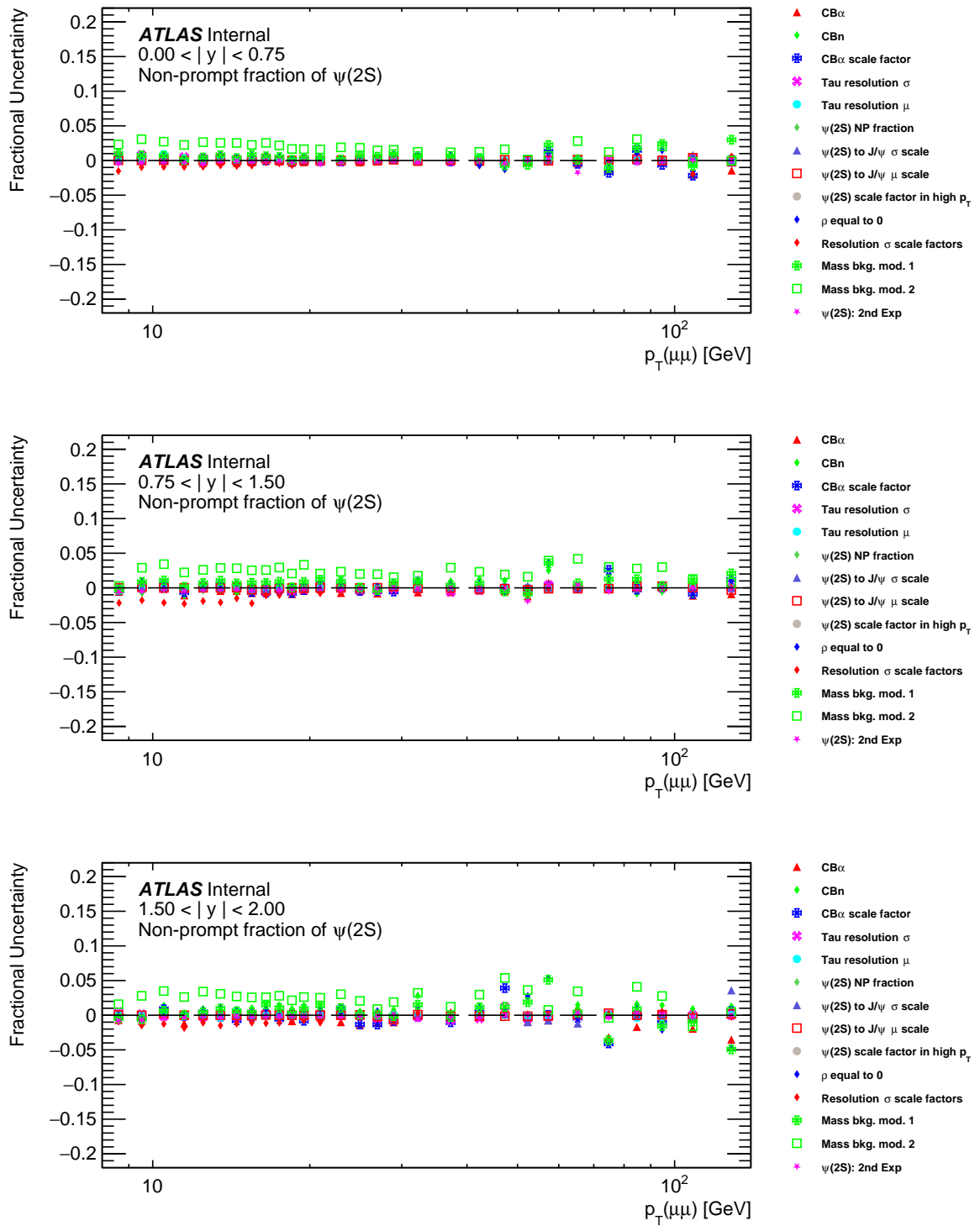




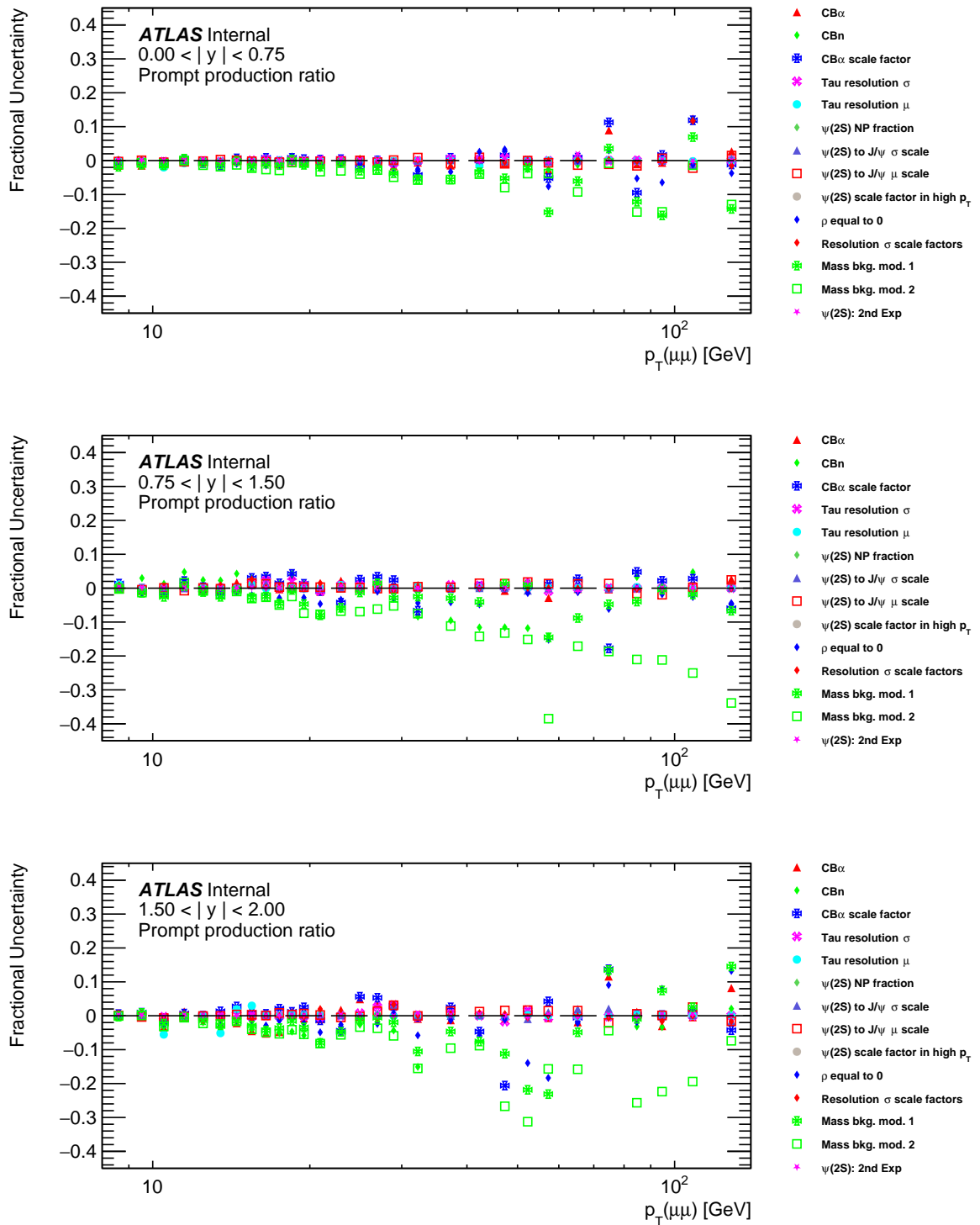
ნახ. C.4: არა-პირდაპირი პროცესით წარმოქმნილი  $\psi(2S)$ -ის დიფერენციალური კვეთა, სისწრაფის სხვადასხვა ინტერვალებში.



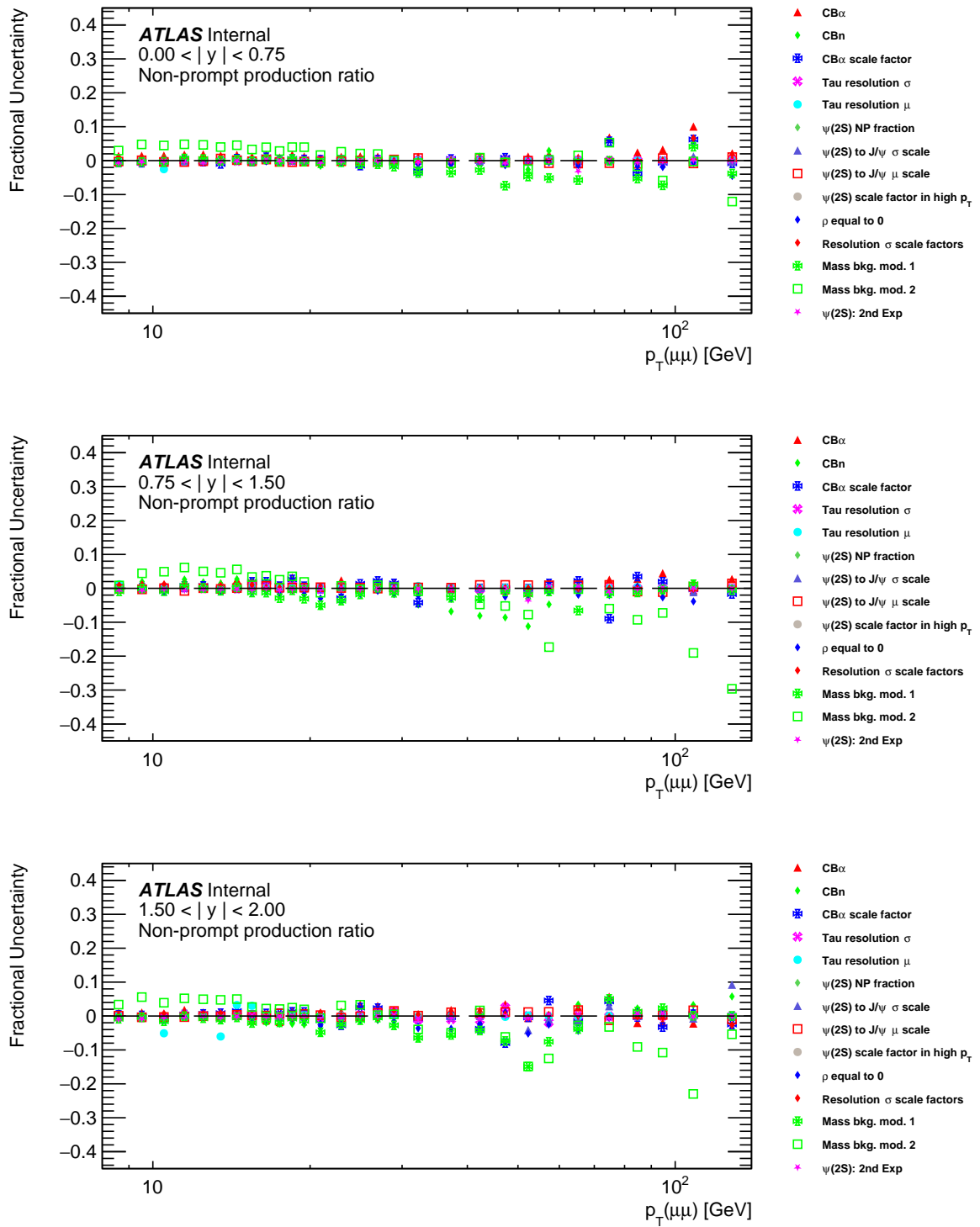
ნახ. C.5: არა-პირდაპირი  $J/\psi$ -ის დაბადების პროცესის წილი, სისწრაფის სხვადასხვა ინტერვალებში.



ნახ. C.6: არა-პირდაპირი  $\psi(2S)$ -ის დაზადების პროცესის წილი, სისწრაფის სხვადასხვა ინტერვალებში.



ნახ. C.7: პირდაპირი პროცესით წარმოქმნილი  $\psi(2S)$ -ის კვეთის  $J/\psi$ -ის კვეთასთან ფარდობა, სისწრაფის სხვადასხვა ინტერვალებში.



ნახ. C.8: არა-პირდაპირი პროცესით წარმოქმნილი  $\psi(2S)$ -ის კვეტის  $J/\psi$ -ის კვეტასთან ფარდობა, სისწრაფის სხვადასხვა ინტერვალებში.

**დანართი D**

**სპინის მიმართულების  
შესწორებები**

$p_T$	$0.00 <  y  < 0.75$	$0.75 <  y  < 1.50$	$1.50 <  y  < 2.00$
8 - 9 [GeV]	0.671	0.69	0.707
9 - 10 [GeV]	0.676	0.692	0.703
10 - 11 [GeV]	0.686	0.698	0.703
11 - 12 [GeV]	0.695	0.703	0.707
12 - 13 [GeV]	0.703	0.71	0.715
13 - 14 [GeV]	0.71	0.718	0.721
14 - 15 [GeV]	0.719	0.725	0.728
15 - 16 [GeV]	0.727	0.733	0.735
16 - 17 [GeV]	0.734	0.739	0.744
17 - 18 [GeV]	0.742	0.746	0.748
18 - 19 [GeV]	0.748	0.753	0.755
19 - 20 [GeV]	0.756	0.76	0.761
20 - 22 [GeV]	0.766	0.769	0.771
22 - 24 [GeV]	0.779	0.782	0.782
24 - 26 [GeV]	0.79	0.792	0.793
26 - 28 [GeV]	0.8	0.801	0.802
28 - 30 [GeV]	0.809	0.81	0.811
30 - 35 [GeV]	0.823	0.824	0.824
35 - 40 [GeV]	0.84	0.841	0.841
40 - 45 [GeV]	0.855	0.855	0.856
45 - 50 [GeV]	0.867	0.867	0.868
50 - 55 [GeV]	0.878	0.878	0.878
55 - 60 [GeV]	0.886	0.887	0.887
60 - 70 [GeV]	1.487	1.482	1.481
70 - 80 [GeV]	1.191	1.193	1.192
80 - 90 [GeV]	1.052	1.053	1.055
90 - 100 [GeV]	0.976	0.978	0.979
100 - 120 [GeV]	0.939	0.939	0.939
120 - 140 [GeV]	0.945	0.945	0.945
140 - 160 [GeV]	0.952	0.952	0.952
160 - 180 [GeV]	0.958	0.958	0.958
180 - 200 [GeV]	0.962	0.962	0.961
200 - 240 [GeV]	0.967	0.968	0.968
240 - 300 [GeV]	0.974	0.973	0.973
300 - 360 [GeV]	0.977	0.979	0.977

ცხრ. D.1: საშუალო შესწორების ფაქტორი  $J/\psi$  მეზონებისათვის, 'გრძივი' სპინის მიმართულების ჰიპოთეზისათვის.

$p_T$	$0.00 <  y  < 0.75$	$0.75 <  y  < 1.50$	$1.50 <  y  < 2.00$
8 - 9 [GeV]	1.32	1.287	1.283
9 - 10 [GeV]	1.301	1.277	1.267
10 - 11 [GeV]	1.298	1.272	1.264
11 - 12 [GeV]	1.287	1.262	1.254
12 - 13 [GeV]	1.269	1.254	1.249
13 - 14 [GeV]	1.259	1.244	1.242
14 - 15 [GeV]	1.245	1.236	1.231
15 - 16 [GeV]	1.235	1.225	1.222
16 - 17 [GeV]	1.222	1.214	1.214
17 - 18 [GeV]	1.21	1.203	1.202
18 - 19 [GeV]	1.201	1.195	1.193
19 - 20 [GeV]	1.191	1.189	1.186
20 - 22 [GeV]	1.18	1.177	1.175
22 - 24 [GeV]	1.167	1.165	1.163
24 - 26 [GeV]	1.154	1.152	1.15
26 - 28 [GeV]	1.143	1.141	1.142
28 - 30 [GeV]	1.133	1.131	1.131
30 - 35 [GeV]	1.121	1.12	1.119
35 - 40 [GeV]	1.105	1.104	1.103
40 - 45 [GeV]	1.092	1.092	1.092
45 - 50 [GeV]	1.082	1.083	1.083
50 - 55 [GeV]	1.075	1.075	1.074
55 - 60 [GeV]	1.068	1.068	1.068
60 - 70 [GeV]	0.86	0.86	0.861
70 - 80 [GeV]	0.926	0.925	0.926
80 - 90 [GeV]	0.976	0.976	0.975
90 - 100 [GeV]	1.012	1.011	1.011
100 - 120 [GeV]	1.034	1.034	1.034
120 - 140 [GeV]	1.03	1.03	1.03
140 - 160 [GeV]	1.026	1.026	1.026
160 - 180 [GeV]	1.023	1.023	1.022
180 - 200 [GeV]	1.02	1.02	1.02
200 - 240 [GeV]	1.018	1.017	1.017
240 - 300 [GeV]	1.013	1.015	1.014
300 - 360 [GeV]	1.012	1.011	0.011

ცხრ. D.2: საშუალო შესწორების ფაქტორი  $J/\psi$  მეზონებისათვის, 'განივი - ნული' სპინის მიმართულების ჰიპოთეზისათვის.



$p_T$	$0.00 <  y  < 0.75$	$0.75 <  y  < 1.50$	$1.50 <  y  < 2.00$
8 - 9 [GeV]	1.553	1.568	1.595
9 - 10 [GeV]	1.395	1.42	1.424
10 - 11 [GeV]	1.346	1.358	1.36
11 - 12 [GeV]	1.317	1.322	1.318
12 - 13 [GeV]	1.299	1.295	1.294
13 - 14 [GeV]	1.277	1.275	1.277
14 - 15 [GeV]	1.261	1.26	1.258
15 - 16 [GeV]	1.247	1.249	1.246
16 - 17 [GeV]	1.233	1.234	1.237
17 - 18 [GeV]	1.221	1.22	1.22
18 - 19 [GeV]	1.208	1.209	1.21
19 - 20 [GeV]	1.199	1.199	1.198
20 - 22 [GeV]	1.187	1.187	1.186
22 - 24 [GeV]	1.171	1.171	1.17
24 - 26 [GeV]	1.158	1.157	1.159
26 - 28 [GeV]	1.146	1.146	1.148
28 - 30 [GeV]	1.136	1.136	1.135
30 - 35 [GeV]	1.124	1.123	1.124
35 - 40 [GeV]	1.106	1.107	1.106
40 - 45 [GeV]	1.094	1.094	1.094
45 - 50 [GeV]	1.084	1.084	1.084
50 - 55 [GeV]	1.076	1.076	1.076
55 - 60 [GeV]	1.068	1.069	1.069
60 - 70 [GeV]	0.86	0.861	0.861
70 - 80 [GeV]	0.928	0.927	0.928
80 - 90 [GeV]	0.978	0.978	0.977
90 - 100 [GeV]	1.014	1.012	1.012
100 - 120 [GeV]	1.034	1.034	1.034
120 - 140 [GeV]	1.03	1.03	1.03
140 - 160 [GeV]	1.026	1.026	1.026
160 - 180 [GeV]	1.023	1.023	1.023
180 - 200 [GeV]	1.02	1.02	1.02
200 - 240 [GeV]	1.018	1.017	1.017
240 - 300 [GeV]	1.014	1.013	1.014
300 - 360 [GeV]	1.011	1.011	1.011

ცხრ. D.3: საშუალო შესწორების ფაქტორი  $J/\psi$  მეზონებისათვის, ‘განივი - დადებითი’ სპინის მიმართულების ჰიპოთეზისათვის.

$p_T$	$0.00 <  y  < 0.75$	$0.75 <  y  < 1.50$	$1.50 <  y  < 2.00$
8 - 9 [GeV]	1.13	1.087	1.064
9 - 10 [GeV]	1.219	1.168	1.142
10 - 11 [GeV]	1.253	1.206	1.177
11 - 12 [GeV]	1.268	1.208	1.191
12 - 13 [GeV]	1.25	1.212	1.203
13 - 14 [GeV]	1.238	1.215	1.205
14 - 15 [GeV]	1.233	1.212	1.204
15 - 16 [GeV]	1.223	1.204	1.197
16 - 17 [GeV]	1.209	1.197	1.193
17 - 18 [GeV]	1.201	1.187	1.182
18 - 19 [GeV]	1.192	1.182	1.179
19 - 20 [GeV]	1.183	1.176	1.173
20 - 22 [GeV]	1.174	1.168	1.165
22 - 24 [GeV]	1.162	1.157	1.153
24 - 26 [GeV]	1.15	1.146	1.144
26 - 28 [GeV]	1.14	1.136	1.136
28 - 30 [GeV]	1.131	1.127	1.126
30 - 35 [GeV]	1.119	1.117	1.116
35 - 40 [GeV]	1.103	1.102	1.102
40 - 45 [GeV]	1.091	1.09	1.09
45 - 50 [GeV]	1.082	1.081	1.081
50 - 55 [GeV]	1.074	1.074	1.074
55 - 60 [GeV]	1.067	1.067	1.067
60 - 70 [GeV]	0.859	0.861	0.861
70 - 80 [GeV]	0.925	0.924	0.925
80 - 90 [GeV]	0.975	0.974	0.973
90 - 100 [GeV]	1.011	1.011	1.01
100 - 120 [GeV]	1.034	1.033	1.034
120 - 140 [GeV]	1.03	1.03	1.03
140 - 160 [GeV]	1.026	1.026	1.026
160 - 180 [GeV]	1.023	1.023	1.022
180 - 200 [GeV]	1.02	1.02	1.02
200 - 240 [GeV]	1.018	1.017	1.017
240 - 300 [GeV]	1.014	1.014	1.014
300 - 360 [GeV]	1.012	1.012	1.012

ცხრ. D.4: საშუალო შესწორების ფაქტორი  $J/\psi$  მეზონებისათვის, ‘განივი - უარყოფითი’ სპინის მიმართულების ჰიპოთეზისათვის.

$p_T$	$0.00 <  y  < 0.75$	$0.75 <  y  < 1.50$	$1.50 <  y  < 2.00$
8 - 9 [GeV]	1.046	1.116	1.152
9 - 10 [GeV]	1.045	1.118	1.144
10 - 11 [GeV]	1.046	1.11	1.123
11 - 12 [GeV]	1.045	1.094	1.108
12 - 13 [GeV]	1.039	1.084	1.101
13 - 14 [GeV]	1.034	1.076	1.088
14 - 15 [GeV]	1.032	1.066	1.08
15 - 16 [GeV]	1.027	1.062	1.072
16 - 17 [GeV]	1.025	1.056	1.066
17 - 18 [GeV]	1.023	1.05	1.058
18 - 19 [GeV]	1.019	1.045	1.054
19 - 20 [GeV]	1.017	1.042	1.049
20 - 22 [GeV]	1.017	1.038	1.043
22 - 24 [GeV]	1.015	1.032	1.036
24 - 26 [GeV]	1.013	1.027	1.031
26 - 28 [GeV]	1.01	1.023	1.029
28 - 30 [GeV]	1.01	1.02	1.024
30 - 35 [GeV]	1.008	1.017	1.019
35 - 40 [GeV]	1.006	1.013	1.014
40 - 45 [GeV]	1.004	1.01	1.012
45 - 50 [GeV]	1.003	1.008	1.009
50 - 55 [GeV]	1.003	1.006	1.008
55 - 60 [GeV]	1.002	1.005	1.006
60 - 70 [GeV]	0.995	0.989	0.986
70 - 80 [GeV]	0.998	0.995	0.994
80 - 90 [GeV]	0.999	0.999	0.998
90 - 100 [GeV]	1	1.001	1.001
100 - 120 [GeV]	1.001	1.002	1.002
120 - 140 [GeV]	1	1.001	1.001
140 - 160 [GeV]	1	1.001	1.001
160 - 180 [GeV]	1	1.001	1.001
180 - 200 [GeV]	1	1	1
200 - 240 [GeV]	1	1	1
240 - 300 [GeV]	1	1	1
300 - 360 [GeV]	1	1	1

ცხრ. D.5: საშუალო შესწორების ფაქტორი  $J/\psi$  მეზონებისათვის, ‘გარე- $(\lambda_\theta - \lambda_\phi)$ -სიბრტყე - დადებითი’ სპინის მიმართულების ჰიპოთეზისათვის.

$p_T$	$0.00 <  y  < 0.75$	$0.75 <  y  < 1.50$	$1.50 <  y  < 2.00$
8 - 9 [GeV]	0.944	0.897	0.891
9 - 10 [GeV]	0.946	0.897	0.886
10 - 11 [GeV]	0.955	0.907	0.893
11 - 12 [GeV]	0.962	0.914	0.903
12 - 13 [GeV]	0.964	0.924	0.915
13 - 14 [GeV]	0.969	0.932	0.924
14 - 15 [GeV]	0.973	0.94	0.931
15 - 16 [GeV]	0.976	0.947	0.937
16 - 17 [GeV]	0.977	0.949	0.945
17 - 18 [GeV]	0.978	0.954	0.946
18 - 19 [GeV]	0.979	0.958	0.951
19 - 20 [GeV]	0.982	0.963	0.955
20 - 22 [GeV]	0.984	0.966	0.96
22 - 24 [GeV]	0.987	0.971	0.965
24 - 26 [GeV]	0.988	0.975	0.971
26 - 28 [GeV]	0.989	0.978	0.974
28 - 30 [GeV]	0.991	0.98	0.976
30 - 35 [GeV]	0.993	0.983	0.981
35 - 40 [GeV]	0.994	0.987	0.985
40 - 45 [GeV]	0.995	0.99	0.989
45 - 50 [GeV]	0.996	0.992	0.991
50 - 55 [GeV]	0.997	0.993	0.992
55 - 60 [GeV]	0.997	0.994	0.994
60 - 70 [GeV]	1.006	1.013	1.015
70 - 80 [GeV]	1.003	1.005	1.006
80 - 90 [GeV]	1.001	1.002	1.002
90 - 100 [GeV]	1	0.999	0.999
100 - 120 [GeV]	0.999	0.999	0.998
120 - 140 [GeV]	1	0.999	0.999
140 - 160 [GeV]	1	0.999	0.999
160 - 180 [GeV]	1	0.999	0.999
180 - 200 [GeV]	1	1	0.999
200 - 240 [GeV]	1	1	0.999
240 - 300 [GeV]	1	1	0.999
300 - 360 [GeV]	1	1	0.999

ცხრ. D.6: საშუალო შესწორების ფაქტორი  $J/\psi$  მეზონებისათვის, 'გარე- $(\lambda_\theta - \lambda_\phi)$ -სიბრტყე - უარყოფითი' სპინის მიმართულების ჰიპოთეზისათვის.

$p_T$	$0.00 <  y  < 0.75$	$0.75 <  y  < 1.50$	$1.50 <  y  < 2.00$
8 - 9 [GeV]	0.683	0.706	0.706
9 - 10 [GeV]	0.682	0.705	0.716
10 - 11 [GeV]	0.688	0.702	0.704
11 - 12 [GeV]	0.695	0.711	0.706
12 - 13 [GeV]	0.702	0.716	0.718
13 - 14 [GeV]	0.712	0.722	0.727
14 - 15 [GeV]	0.72	0.728	0.732
15 - 16 [GeV]	0.728	0.735	0.739
16 - 17 [GeV]	0.735	0.743	0.745
17 - 18 [GeV]	0.744	0.75	0.751
18 - 19 [GeV]	0.75	0.755	0.758
19 - 20 [GeV]	0.757	0.762	0.764
20 - 22 [GeV]	0.767	0.771	0.772
22 - 24 [GeV]	0.778	0.782	0.784
24 - 26 [GeV]	0.79	0.793	0.794
26 - 28 [GeV]	0.8	0.802	0.803
28 - 30 [GeV]	0.809	0.811	0.812
30 - 35 [GeV]	0.822	0.824	0.825
35 - 40 [GeV]	0.84	0.841	0.841
40 - 45 [GeV]	0.854	0.855	0.856
45 - 50 [GeV]	0.867	0.867	0.867
50 - 55 [GeV]	0.877	0.878	0.878
55 - 60 [GeV]	0.886	0.887	0.887
60 - 70 [GeV]	1.487	1.482	1.481
70 - 80 [GeV]	1.191	1.193	1.192
80 - 90 [GeV]	1.052	1.053	1.055
90 - 100 [GeV]	0.976	0.978	0.979
100 - 120 [GeV]	0.939	0.939	0.939
120 - 140 [GeV]	0.945	0.945	0.945
140 - 160 [GeV]	0.952	0.952	0.952
160 - 180 [GeV]	0.958	0.958	0.958
180 - 200 [GeV]	0.962	0.962	0.961
200 - 240 [GeV]	0.967	0.968	0.968
240 - 300 [GeV]	0.974	0.973	0.973
300 - 360 [GeV]	0.977	0.979	0.978

ცხრ. D.7: საშუალო შესწორების ფაქტორი  $\psi(2S)$  მეზონებისათვის, 'გრძივი' სპინის მიმართულების ჰიპოთეზისათვის.

$p_T$	$0.00 <  y  < 0.75$	$0.75 <  y  < 1.50$	$1.50 <  y  < 2.00$
8 - 9 [GeV]	1.318	1.273	1.282
9 - 10 [GeV]	1.307	1.268	1.261
10 - 11 [GeV]	1.296	1.263	1.238
11 - 12 [GeV]	1.282	1.254	1.23
12 - 13 [GeV]	1.266	1.246	1.238
13 - 14 [GeV]	1.256	1.241	1.236
14 - 15 [GeV]	1.244	1.229	1.221
15 - 16 [GeV]	1.229	1.218	1.214
16 - 17 [GeV]	1.221	1.212	1.208
17 - 18 [GeV]	1.21	1.203	1.197
18 - 19 [GeV]	1.197	1.191	1.189
19 - 20 [GeV]	1.19	1.186	1.183
20 - 22 [GeV]	1.179	1.176	1.171
22 - 24 [GeV]	1.164	1.161	1.16
24 - 26 [GeV]	1.153	1.149	1.148
26 - 28 [GeV]	1.144	1.14	1.141
28 - 30 [GeV]	1.134	1.133	1.132
30 - 35 [GeV]	1.121	1.12	1.12
35 - 40 [GeV]	1.105	1.104	1.104
40 - 45 [GeV]	1.092	1.092	1.092
45 - 50 [GeV]	1.083	1.083	1.083
50 - 55 [GeV]	1.075	1.075	1.075
55 - 60 [GeV]	1.069	1.068	1.068
60 - 70 [GeV]	0.86	0.86	0.861
70 - 80 [GeV]	0.926	0.925	0.926
80 - 90 [GeV]	0.976	0.976	0.975
90 - 100 [GeV]	1.012	1.011	1.011
100 - 120 [GeV]	1.034	1.034	1.034
120 - 140 [GeV]	1.03	1.03	1.03
140 - 160 [GeV]	1.026	1.026	1.026
160 - 180 [GeV]	1.023	1.023	1.022
180 - 200 [GeV]	1.02	1.02	1.02
200 - 240 [GeV]	1.018	1.017	1.017
240 - 300 [GeV]	1.013	1.015	1.014
300 - 360 [GeV]	1.012	1.011	1.011

ცხრ. D.8: საშუალო შესწორების ფაქტორი  $\psi(2S)$  მეზონებისათვის, ‘განივი - ნული’ სპინის მიმართულების ჰიპოთეზისათვის.

$p_T$	$0.00 <  y  < 0.75$	$0.75 <  y  < 1.50$	$1.50 <  y  < 2.00$
8 - 9 [GeV]	1.665	1.659	1.697
9 - 10 [GeV]	1.449	1.461	1.475
10 - 11 [GeV]	1.373	1.38	1.37
11 - 12 [GeV]	1.332	1.336	1.317
12 - 13 [GeV]	1.302	1.302	1.301
13 - 14 [GeV]	1.286	1.284	1.28
14 - 15 [GeV]	1.267	1.268	1.266
15 - 16 [GeV]	1.248	1.251	1.249
16 - 17 [GeV]	1.234	1.237	1.239
17 - 18 [GeV]	1.222	1.225	1.223
18 - 19 [GeV]	1.21	1.211	1.214
19 - 20 [GeV]	1.202	1.202	1.201
20 - 22 [GeV]	1.187	1.189	1.188
22 - 24 [GeV]	1.172	1.172	1.173
24 - 26 [GeV]	1.159	1.16	1.159
26 - 28 [GeV]	1.148	1.146	1.147
28 - 30 [GeV]	1.137	1.137	1.137
30 - 35 [GeV]	1.124	1.123	1.124
35 - 40 [GeV]	1.107	1.108	1.107
40 - 45 [GeV]	1.094	1.094	1.094
45 - 50 [GeV]	1.084	1.084	1.084
50 - 55 [GeV]	1.076	1.076	1.076
55 - 60 [GeV]	1.069	1.069	1.07
60 - 70 [GeV]	0.86	0.861	0.861
70 - 80 [GeV]	0.928	0.927	0.928
80 - 90 [GeV]	0.978	0.978	0.977
90 - 100 [GeV]	1.014	1.012	1.012
100 - 120 [GeV]	1.034	1.034	1.034
120 - 140 [GeV]	1.03	1.03	1.03
140 - 160 [GeV]	1.026	1.026	1.026
160 - 180 [GeV]	1.023	1.023	1.023
180 - 200 [GeV]	1.02	1.02	1.02
200 - 240 [GeV]	1.018	1.017	1.017
240 - 300 [GeV]	1.014	1.013	1.014
300 - 360 [GeV]	1.011	1.011	1.011

ცხრ. D.9: საშუალო შესწორების ფაქტორი  $\psi(2S)$  მეზონებისათვის, ‘განივი - დადებითი’ სპინის მიმართულების ჰიპოთეზისათვის.

$p_T$	$0.00 <  y  < 0.75$	$0.75 <  y  < 1.50$	$1.50 <  y  < 2.00$
8 - 9 [GeV]	1.098	1.033	0.995
9 - 10 [GeV]	1.206	1.123	1.096
10 - 11 [GeV]	1.226	1.157	1.121
11 - 12 [GeV]	1.23	1.182	1.148
12 - 13 [GeV]	1.229	1.19	1.181
13 - 14 [GeV]	1.228	1.198	1.19
14 - 15 [GeV]	1.225	1.194	1.183
15 - 16 [GeV]	1.208	1.189	1.179
16 - 17 [GeV]	1.203	1.184	1.177
17 - 18 [GeV]	1.196	1.181	1.173
18 - 19 [GeV]	1.186	1.173	1.169
19 - 20 [GeV]	1.18	1.17	1.164
20 - 22 [GeV]	1.172	1.161	1.159
22 - 24 [GeV]	1.157	1.15	1.149
24 - 26 [GeV]	1.147	1.14	1.139
26 - 28 [GeV]	1.138	1.133	1.132
28 - 30 [GeV]	1.13	1.127	1.125
30 - 35 [GeV]	1.118	1.115	1.114
35 - 40 [GeV]	1.102	1.101	1.099
40 - 45 [GeV]	1.091	1.09	1.089
45 - 50 [GeV]	1.082	1.081	1.081
50 - 55 [GeV]	1.074	1.074	1.073
55 - 60 [GeV]	1.068	1.067	1.067
60 - 70 [GeV]	0.859	0.861	0.861
70 - 80 [GeV]	0.925	0.924	0.925
80 - 90 [GeV]	0.975	0.974	0.973
90 - 100 [GeV]	1.011	1.011	1.01
100 - 120 [GeV]	1.034	1.033	1.034
120 - 140 [GeV]	1.03	1.03	1.03
140 - 160 [GeV]	1.026	1.026	1.026
160 - 180 [GeV]	1.023	1.023	1.022
180 - 200 [GeV]	1.02	1.02	1.02
200 - 240 [GeV]	1.018	1.017	1.017
240 - 300 [GeV]	1.014	1.014	1.014
300 - 360 [GeV]	1.012	1.012	1.012

ცხრ. D.10: წონები შესწორების ფაქტორის საშუალო  $\psi(2S)$  მეზონებისათვის, 'განვი - უარყოფითი' სპინის მიმართულების ჰიპოთეზისათვის.



$p_T$	$0.00 <  y  < 0.75$	$0.75 <  y  < 1.50$	$1.50 <  y  < 2.00$
8 - 9 [GeV]	1.069	1.129	1.15
9 - 10 [GeV]	1.067	1.14	1.165
10 - 11 [GeV]	1.055	1.126	1.135
11 - 12 [GeV]	1.049	1.124	1.116
12 - 13 [GeV]	1.041	1.1	1.114
13 - 14 [GeV]	1.038	1.089	1.104
14 - 15 [GeV]	1.035	1.08	1.091
15 - 16 [GeV]	1.031	1.072	1.084
16 - 17 [GeV]	1.027	1.061	1.074
17 - 18 [GeV]	1.028	1.06	1.067
18 - 19 [GeV]	1.023	1.053	1.064
19 - 20 [GeV]	1.021	1.05	1.056
20 - 22 [GeV]	1.02	1.044	1.051
22 - 24 [GeV]	1.015	1.037	1.044
24 - 26 [GeV]	1.014	1.032	1.036
26 - 28 [GeV]	1.012	1.027	1.033
28 - 30 [GeV]	1.011	1.025	1.028
30 - 35 [GeV]	1.009	1.02	1.024
35 - 40 [GeV]	1.006	1.015	1.017
40 - 45 [GeV]	1.005	1.012	1.014
45 - 50 [GeV]	1.005	1.01	1.011
50 - 55 [GeV]	1.003	1.008	1.009
55 - 60 [GeV]	1.003	1.007	1.008
60 - 70 [GeV]	0.995	0.989	0.986
70 - 80 [GeV]	0.998	0.995	0.994
80 - 90 [GeV]	0.999	0.999	0.998
90 - 100 [GeV]	1	1.001	1.001
100 - 120 [GeV]	1.001	1.002	1.002
120 - 140 [GeV]	1	1.001	1.001
140 - 160 [GeV]	1	1.001	1.001
160 - 180 [GeV]	1	1.001	1.001
180 - 200 [GeV]	1	1	1
200 - 240 [GeV]	1	1	1
240 - 300 [GeV]	1	1	1
300 - 360 [GeV]	1	1	1

ცხრ. D.11: საშუალო შესწორების ფაქტორი  $\psi(2S)$  მეზონებისათვის, ‘გარე- $(\lambda_\theta - \lambda_\phi)$ -სიბრტყე - დადებითი’ სპინის მიმართულების ჰიპოთეზისათვის.

$p_T$	$0.00 <  y  < 0.75$	$0.75 <  y  < 1.50$	$1.50 <  y  < 2.00$
8 - 9 [GeV]	0.956	0.89	0.881
9 - 10 [GeV]	0.945	0.891	0.881
10 - 11 [GeV]	0.95	0.898	0.885
11 - 12 [GeV]	0.956	0.907	0.89
12 - 13 [GeV]	0.958	0.916	0.899
13 - 14 [GeV]	0.965	0.926	0.915
14 - 15 [GeV]	0.967	0.93	0.921
15 - 16 [GeV]	0.969	0.937	0.928
16 - 17 [GeV]	0.972	0.943	0.935
17 - 18 [GeV]	0.975	0.949	0.939
18 - 19 [GeV]	0.977	0.951	0.945
19 - 20 [GeV]	0.98	0.957	0.949
20 - 22 [GeV]	0.982	0.962	0.955
22 - 24 [GeV]	0.983	0.966	0.961
24 - 26 [GeV]	0.986	0.97	0.965
26 - 28 [GeV]	0.988	0.974	0.97
28 - 30 [GeV]	0.989	0.977	0.973
30 - 35 [GeV]	0.991	0.981	0.978
35 - 40 [GeV]	0.993	0.985	0.982
40 - 45 [GeV]	0.994	0.988	0.987
45 - 50 [GeV]	0.996	0.99	0.989
50 - 55 [GeV]	0.996	0.992	0.991
55 - 60 [GeV]	0.997	0.993	0.992
60 - 70 [GeV]	1.006	1.013	1.015
70 - 80 [GeV]	1.003	1.005	1.006
80 - 90 [GeV]	1.001	1.002	1.002
90 - 100 [GeV]	1	0.999	0.999
100 - 120 [GeV]	0.999	0.999	0.998
120 - 140 [GeV]	1	0.999	0.999
140 - 160 [GeV]	1	0.999	0.999
160 - 180 [GeV]	1	0.999	0.999
180 - 200 [GeV]	1	1	0.999
200 - 240 [GeV]	1	1	0.999
240 - 300 [GeV]	1	1	0.999
300 - 360 [GeV]	1	1	0.999

ცხრ. D.12: საშუალო შესწორების ფაქტორი  $\psi(2S)$  მეზონებისათვის, ‘გარე- $(\lambda_\theta - \lambda_\phi)$ -სიბრტყე - უარყოფითი’ სპინის მიმართულების ჰიპოთეზისათვის.