

ივანე ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი  
ზუსტ და საბუნებისმეტყველო მეცნიერებათა ფაკულტეტი

დოქტორანტურის საგანმანათლებლო პროგრამა ფიზიკა

## არჩილ დურგლიშვილი

არომატის შემცვლელი ნეიტრალური დენებით მიმდინარე ტოპ-კვარკის  
იშვიათი დაშლების ძიება და ადრონული ტაილ-კალორიმეტრის  
მახასიათებლების ოპტიმიზაცია ATLAS ექსპერიმენტში

ფიზიკის დოქტორის აკადემიური ხარისხის  
მოსაპოვებლად წარმოდგენილი დისერტაცია

სამეცნიერო ხელმძღვანელები:

თამარ ჯობავა

ფიზ-მათ. მეცნ. დოქტორი

თსუ მაღალი ენერგიების ფიზიკის ინსტიტუტი

ანა მარია ჰენრიქეს კორეია

ფიზიკის დოქტორი

ნაწილაკების ფიზიკის ევროპული ლაბორატორია, ცერნი

თბილისი

2020 წელი

# აბსტრაქტი

დისერტაციის მთავარ თემას წარმოადგენს დიდი ადრონული კოლაიდერის ATLAS ექსპერიმენტზე დაგროვებულ პროტონ-პროტონული დაჯახებების მონაცემებში ახალი ფიზიკის სიგნალის ძიება. ახალი ფიზიკის სიგნალად განხილული იქნა ტოპ-კვარკის არომატის შემცვლელი ნეიტრალური დენებით (აშნდ) მიმდინარე დაშლის პროცესები  $t \rightarrow qZ$  ( $q = u, c$ ). აღნიშნული პროცესების ძიება ჩატარდა ტოპ-კვარკ-ტოპ-ანტიკვარკ წყვილური დაბადების შემთხვევებში, როდესაც ერთი ტოპ-კვარკი იშლება  $t \rightarrow qZ$  აშნდ არხით, ხოლო მეორე - სტანდარტული მოდელის მიხედვით დომინანტური  $t \rightarrow bW$  არხით. გამოყენებული იქნა 2012 წელის  $\sqrt{s} = 8$  ტევ-ზე მიღებული  $20.3 \text{ ფბ}^{-1}$  ინტეგრალური ნათების მქონე და 2015-2016 წლების  $\sqrt{s} = 13$  ტევ-ზე მიღებული  $36.1 \text{ ფბ}^{-1}$  ინტეგრალური ნათების მქონე მონაცემები.  $\sqrt{s} = 8$  ტევ მონაცემების ანალიზში განხილული იქნა ორ-ლეპტონური ( $t\bar{t} \rightarrow bW(\rightarrow q\bar{q})qZ(\rightarrow \ell^+\ell^-)$ ) და სამ-ლეპტონური ( $t\bar{t} \rightarrow bW(\rightarrow \ell\nu)qZ(\rightarrow \ell^+\ell^-)$ ) არხები. ანალიზის შედეგად, ახალი ფიზიკის არანაირი ცხადი ნიშანი არ იქნა დამზერილი. სამ-ლეპტონურ არხში ანალიზით, 95% საიმედოობის დონით  $t \rightarrow qZ$  დაშლების ფარდობით ალბათობაზე ზედა ზღვარი დადებული იქნა  $\text{BR}(t \rightarrow qZ) < 7 \times 10^{-4}$  მნიშვნელობაზე, რაც ოთხჯერ უფრო ძლიერ ზღვარს წარმოადგენს ვიდრე ორ-ლეპტონურ არხში ანალიზით მიღებული შედეგი  $\text{BR}(t \rightarrow qZ) < 2.9 \times 10^{-3}$ .  $\sqrt{s} = 13$  ტევ მონაცემების ანალიზი ჩატარდა მხოლოდ სამ-ლეპტონურ არხში ( $t\bar{t} \rightarrow bW(\rightarrow \ell\nu)qZ(\rightarrow \ell^+\ell^-)$ ). ექსპერიმენტული მონაცემები კარგ თანხვედრაშია სტანდარტული მოდელით მოსალოდნელ ფონურ პროცესებთან. შედეგად, ახალი ფიზიკის არანაირი ცხადი ნიშანი არ იქნა დამზერილი. საბოლოოდ, 95% საიმედოობის დონის მქონე ზედა ზღვრები დადებული იქნა  $t \rightarrow qZ$  დაშლების ფარდობით ალბათობებზე:  $\text{BR}(t \rightarrow uZ) < 1.7 \times 10^{-4}$  და  $\text{BR}(t \rightarrow cZ) < 2.4 \times 10^{-4}$ , რომელნიც წარმოადგენენ დისერტაციის დასრულების მომენტისთვის ყველაზე ძლიერ ექსპერიმენტულ ზღვრებს.

შესწავლილი იქნა მაღალი ნათების ფაზაში დიდი ადრონულ კოლაიდერზე,  $\sqrt{s} = 14$  ტევ და  $3000 \text{ ფბ}^{-1}$  ინტეგრალური ნათებით,  $t \rightarrow qZ$  დაშლების მიმართ ATLAS ექსპერიმენტის მგრძობიარობა. მოსალოდნელია  $\sqrt{s} = 13$  ტევ მონაცემებით მიღებული შედეგების ოთხჯერ უფრო მეტად გაუმჯობესება.

ასევე წარმოდგენილია ATLAS დეტექტორის მახასიათებლების ოპტიმიზაციის მიზნით ჩატარებული კვლევებიც.

მაღალი ნათების მქონე დიდი ადრონული კოლაიდერის კონტექსტში შესწავლილი იქნა ATLAS დეტექტორის ადრონული ტაილ-კალორიმეტრის გრანულაციის გაუმჯობესების გავლენა ადრონული ჯეტის მასის და სხვა მახასიათებლების რეკონსტრუქცი-

აზე. ეს კვლევა დაფუძნებულია დიდი მასის მქონე ახალი ფიზიკის ნაწილაკების ( $W'$  და  $Z'$  ბოზონები) და მაღალი განივი იმპულსის მქონე ადრონული ჯეტების შემცველი სტანდარტული მოდელის შემთხვევების სიმულაციაზე. ტაილ-კალორიმეტრის სიგნალის წამკითხველი სისტემის შესაძლო მოდიფიკაციით, რაც გაზრდის გრანულაციას, დაახლოებით 20%-ით გაუმჯობესება იქნა მიღებული მცირე რადიუსიანი ადრონული ჯეტის კუთხური გარჩევისუნარიანობისთვის და დიდ-რადიუსიანი ჯეტების კალორიმეტრზე დაფუძნებული მასის გარჩევისუნარიანობისთვის.

გამოკვლეული იქნა ATLAS დეტექტორით გაზომილი ელექტრონების ენერჯის ყალიბრების გაუმჯობესება ელექტრო-მაგნიტური კალორიმეტრის "ღრეჩოს" არეში ( $1.4 < |\eta| < 1.6$ ). ATLAS დეტექტორის ადრონული ტაილ-კალორიმეტრის E4 სცინცილატორები გამოყენებული იქნა მრავალცვლადიან ანალიზზე დაფუძნებულ ელექტრონების ენერჯის ყალიბრების პროცედურაში, რათა შესწორებული ყოფილიყო "ღრეჩოს" არეში არააქტიურ ნივთიერებაში ელექტრონის ენერჯის დანაკარგები. შედეგად მიღებული იქნა  $1.4 < |\eta| < 1.6$  არეში განივი ენერჯის და ფსევდოსისწრაფის სხვადასხვა ინტერვალების მიხედვით დაახლოებით 10%-დან 50%-მდე ელექტრონების ენერჯის გარჩევისუნარიანობის გაუმჯობესება.

# სარჩევი

შესავალი	1
1 ATLAS დეტექტორი	3
2 ATLAS-ის ადრონული ტაილ-კალორიმეტრის მაღალი გრანულაციის გეომეტრიის შესწავლა	4
2.1 ATLAS-ის ადრონული ტაილ-კალორიმეტრი	5
2.1.1 მაღალი გრანულაციის გეომეტრია	5
2.2 სიმულირებული მონაცემები	5
2.3 მაღალი გრანულაციის ტაილ-კალორიმეტრით ჯეტების რეკონსტრუქცია	6
2.4 დასკვნები და პერსპექტივები	12
3 ელექტრონების ენერჯის ყალიბრების გაუმჯობესება "ღრეჩოს" არეში	14
3.1 ATLAS-ის ელექტრო-მაგნიტური კალორიმეტრი	14
3.2 E4 სცინტილატორები	15
3.3 MVA ყალიბრება	16
3.3.1 სამიზნე ცვლადი	16
3.3.2 შესავალი პარამეტრები	16
3.3.3 სწავლების ფაზისთვის მონაცემთა დაყოფა	17
3.4 E4 სცინტილატორით MVA ყალიბრების შედეგები	17
3.5 დასკვნები	19
4 ტოპ-კვარკის $t \rightarrow qZ$ აშნდ დაშლების ძიება	23
4.1 ეფექტური ველის თეორიის მეთოდი	26
4.2 $\sqrt{s} = 8$ ტეე ენერჯიაზე პროტონების დაჯახებების ანალიზი	27
4.2.1 ექსპერიმენტული მონაცემები	27
4.2.2 სიმულირებული მონაცემები	27
4.2.3 ადდგენილი ფიზიკური ობიექტები	29
4.2.4 $pp$ -ურთიერთქმედებების შემთხვევების შერჩევა და რეკონსტრუქცია	30
4.2.5 ფონური პროცესების შეფასება	32
4.2.6 სიგნალის ფონებისგან გამოყოფა	39
4.2.7 სისტემატიური განუზღვრელობები	40
4.2.8 შედეგები	42

4.2.9	დასკვნები	47
4.3	$\sqrt{s} = 13$ ტევ ენერგიაზე პროტონების დაჯახებების ანალიზი	47
4.3.1	ექსპერიმენტული მონაცემები	48
4.3.2	სიმულირებული მონაცემები	48
4.3.3	აღდგენილი ფიზიკური ობიექტები	49
4.3.4	$pp$ -ურთიერთქმედებების შემთხვევების შერჩევა და რეკონსტრუქცია	50
4.3.5	სიგნალის არე	52
4.3.6	ფონური პროცესების საკონტროლო არეები	52
4.3.7	სისტემატიური განუზღვრელობები	55
4.3.8	სიტატისტიკური ანალიზი	56
4.3.9	შედეგები	57
4.3.10	დასკვნები	70
4.4	ATLAS ექსპერიმენტის მგრძობიარობა $t \rightarrow qZ$ აშნდ დაშლების მიმართ მაღალი ნათების დიდ ადრონულ კოლაიდერზე	70
4.4.1	სიგნალის და ფონების სიმულირებული მონაცემები	70
4.4.2	ფიზიკური ობიექტები	71
4.4.3	$pp$ ურთიერთქმედებების შემთხვევების შერჩევა	71
4.4.4	სისტემატიური განუზღვრელობები	72
4.4.5	შედეგები	74
4.4.6	დასკვნები	78
	დასკვნები	79

# შესავალი

სტანდარტული მოდელი წარმოადგენს დღემდე ყველაზე წარმატებულ თეორიას ელემენტარული ნაწილაკების და მათ შორის ურთიერთქმედებების აღწერაში. მან ახსნა თითქმის ყველა ექსპერიმენტული შედეგი და ასევე იწინასწარმეტყველა სხვადასხვა ფენომენების ფართო სპექტრი. მიუხედავად ამისა, არსებობს რამდენიმე კრიტიკული საკითხი, რაც წარმოიშვება როგორც თეორიული კუთხიდან ასევე ექსპერიმენტული შედეგებიდან, რომელიც არ ჯდება სტანდარტულ მოდელში და შესაძლოა მიუთითებდეს სტანდარტულ მოდელს მიღმა ახალი ფიზიკის არსებობაზე. ახალი ფიზიკის ძიების ერთ-ერთ გზას წარმოადგენს ტოპ-კვარკის თვისებების შესწავლა. ტოპ-კვარკი არის დღეისათვის ცნობილი ყველაზე მძიმე ელემენტარული ნაწილაკი, რომელიც ნაწინასწარმეტყველები იყო სტანდარტული მოდელის მიერ. იგი აღმოჩენილი იქნა 1995 წელს CDF (CDF Collaboration, 1995) და D0 (D0 Collaboration, 1995) ექსპერიმენტების მიერ ფერმის ნაციონალურ ლაბორატორიაში (აშშ, ბატავია) ტევატრონ კოლაიდერზე და მას შემდეგ მიმდინარეობს მისი სიღრმისეული შესწავლა სხვადასხვა ექსპერიმენტებზე. მოცემულ ნაშრომში წარმოდგენილია ტოპ-კვარკის არომატის შემცვლელი ნეიტრალური დენებით (აშნდ) მიმდინარე დაშლების ძიება, რომელიც განხორციელდა დიდი ადრონული კოლაიდერის ATLAS ექსპერიმენტის მიერ დაგროვებული პროტონ-პროტონული დაჯახებების მონაცემების გამოყენებით. სტანდარტული მოდელის მიხედვით, ტოპ-კვარკის დაშლებში აშნდ პროცესები ძლიერად არის დახშული და შეუძლებელს ხდის მის დღევანდელ ექსპერიმენტებზე დაკვირვებას. მიუხედავად ამისა, სტანდარტულ მოდელს მიღმა არსებულ სცენარებში ასეთი პროცესების წვლილი შესაძლებელია იმდენად იზრდებოდეს, რომ მათი ექსპერიმენტზე დაკვირვება იყოს შესაძლებელი. აქედან გამომდინარე, ექსპერიმენტზე ნაპოვნი ტოპ-კვარკის აშნდ დაშლების რაიმე მნიშვნელოვანი სიგნალი იქნება ახალი ფიზიკის არსებობის ცხადი ნიშანი. მოცემულ ნაშრომში განხილულია ტოპ-კვარკის აშნდ დაშლები  $Z$ -ბოზონად და  $q$ -კვარკად ( $q = u, c$ ).

მოცემულ სადისერტაციო ნაშრომში წარმოდგენილია კიდევ ორი სხვადასხვა მიმართულებით ჩატარებული გამოკვლევების შედეგები. პირველი შეეხება ATLAS დეტექტორის ტაილ-კალორიმეტრის მაღალი გრანულაციის გეომეტრიის შესწავლას, რაც მნიშვნელოვანია ახალი ფიზიკის მასიური ნაწილაკების (მაგალითად ე.წ.  $W'$  და  $Z'$  ბოზონების) ძიებისთვის. მეორე კვლევა კი შეეხება ATLAS დეტექტორით გაზომილი ელექტრონების ენერჯის გარჩევისუნარიანობის გაუმჯობესებას ელექტრო-მაგნიტური კალორი-

მეტრის "ლრეჩოს" არეში ( $1.4 < |\eta| < 1.6$ ), რაც მნიშვნელოვანია ATLAS ექსპერიმენტის ფიზიკური პროგრამის ფარგლებში მიმდინარე სხვადასხვა კვლევებისათვის.

მოცემული ნაშრომი ორგანიზებულია შემდეგნაირად. თავი 1-ში მოკლედ არის აღწერილი დიდი ადრონული კოლაიდერის ATLAS დეტექტორი, რომლის მონაცემებზეც არის დაფუძნებული ნაშრომში წარმოდგენილი ყველა კვლევა. თავი 2 აღწერს ATLAS დეტექტორის ტაილ-კალორიმეტრის მაღალი გრანულაციის გეომეტრიის შესწავლას, ხოლო მე-3 თავში გადმოცემულია ATLAS დეტექტორით გაზომილი ელექტრონების ენერჯიის ყალიბრებაში ATLAS დეტექტორის ადრონული ტაილ-კალორიმეტრის E4 სცინტილატორების გამოყენების გამოკვლევა. ამ კვლევის შედეგები წარმოადგენს პუბლიკაციის (ATLAS Collaboration, 2019a) ნაწილს. ბოლო თავი, მე-4 თავი, დათმობილია ტოპ-კვარკის  $t \rightarrow qZ$  აშნდ დაშლების ძიებას, რომელიც განხორციელდა ATLAS ექსპერიმენტზე დაგროვებული  $\sqrt{s} = 8$  ტეე და  $\sqrt{s} = 13$  ტეე ენერჯიებზე პროტონების დაჯახებების მონაცემებში. ასევე, ამ თავში გადმოცემულია ATLAS ექსპერიმენტის მგრძობიარობის შესწავლა  $t \rightarrow qZ$  აშნდ დაშლების მიმართ მაღალი ნათების დიდ ადრონულ კოლაიდერზე. ამ თავში მოყვანილი კვლევები ATLAS კოლაბორაციის სახელით გამოქვეყნებულია ჟურნალის პუბლიკაციებში (ATLAS Collaboration, 2016e), (ATLAS Collaboration, 2018c) და საჯარო დოკუმენტად (ATLAS Collaboration, 2019c).

# თავი 1

## ATLAS დეტექტორი

დიდი ადრონული კოლაიდერის ორი ყველაზე დიდი მრავალმიზნობრივი დეტექტორებიდან ერთ-ერთი არის ATLAS დეტექტორი (ATLAS Collaboration, 2008). იგი წარმოადგენს ცილინდრული ფორმის ქვედეტექტორების კრებულს, რომელიც ფარავს ურთიერთქმედების წვეროს გარშემო თითქმის სრულ სხეულოვან კუთხეს. ATLAS დეტექტორი შედგება 4 ძირითადი ქვესისტემისგან: შიდა წვეროს ტრეკული სისტემისგან, რომელიც გარემოცულია ზეგამტარი სოლენოიდით, ელექტრომაგნიტური და ადრონული კალორიმეტრებისგან და მიუონური სპექტრომეტრისგან. შიდა წვეროს დეტექტორი უზრუნველყოფს ფსევდოსისწრაფის  $|\eta| < 2.5$  არეში პიქსელ და სილიკონის მიკროსტრიპული (მიკროზოლებიანი) დეტექტორებიდან, და  $|\eta| < 2.0$  არეში გარდამავალი გამოსხივების დეტექტორებიდან (ტრეკერიდან) ნაწილაკების ტრეკების (კვალების) შესახებ ინფორმაციის მიღებას. ეს ყველაფერი მოთავსებულია 2 ტესლა მაგნიტურ ველში, რომელსაც ქმნის ზეგამტარი სოლენოიდი. ელექტრომაგნიტურ კალორიმეტრში გამოყენებულია ტყვია და თხევადი არგონი (LAR) და დაყოფილია ცენტრალურ კასრად (ფსევდოსისწრაფის  $|\eta| < 1.475$  არე) და გვერდით ხუფებად (ფსევდოსისწრაფის  $1.375 < |\eta| < 3.2$  არე). ადრონული კალორიმეტრი დამყარებულია დეტექტორების ორ სხვადასხვა ტექნოლოგიაზე. აქტიურ ნივთიერებად გამოიყენება სცინცილატიური ფილები და თხევადი არგონი, ხოლო შთანთქმელ ნივთიერებად გამოყენებულია ფოლადი და სპილენძი/ვოლფრამი, შესაბამისად. კალორიმეტრები გადაფარავენ ფსევდოსისწრაფის  $|\eta| < 4.9$  არეს. მიუონური სპექტრომეტრი ზომავს მიუონური ტრეკების გადახრას  $|\eta| < 2.7$  არეში მაღალი სიზუსტის ტრეკული კამერების მრავალჯერადი შრეების გამოყენებით, რომლებიც განთავსებულია ATLAS დეტექტორის თოროიდულ მაგნიტურ ველში, რომლის დაძაბულობა ცენტრალურ და გვერდითი ხუფების არეებში შეადგენს დაახლოებით 0.5 ტესლას და 1 ტესლას, სათანადოდ. მიუონური სპექტრომეტრი აღჭურვილია აგერთვე თავისი ტრიგერული კამერებით ფსევდოსისწრაფის  $|\eta| < 2.4$  არეში.



## თავი 2

# ATLAS-ის ადრონული ტაილ-კალორიმეტრის მაღალი გრანულაციის გეომეტრიის შესწავლა

ამ თავში აღწერილია ATLAS დეტექტორის ადრონული ტაილ-კალორიმეტრის მაღალი გრანულაციის გეომეტრიის შესწავლა, რომელიც ჩატარდა მაღალი ნათების დიდი ადრონული კოლაიდერის (ATLAS Collaboration, 2012c, 2015a) კონტექსტში. ეს კვლევა ძირითადად ფოკუსირებულია მაღალი განივი იმპულსის მქონე მასიური ნაწილაკებისაგან (ტოპ-კვარკი ან  $W/Z$  ბოზონი) წარმოქმნილ ადრონულ ჯეტებზე (ჭავლებზე). ასეთი ადრონული ჯეტების წყარო შესაძლებელია იყოს ახალი მძიმე ვექტორული ბოზონები, ფართოდ გავრცელებული  $W'$  და  $Z'$  სახელით, რომლებიც ნაწინასწარმეტყველები არიან სხვადასხვა სტანდარტულ მოდელს მიღმა სცენარებში (იხილეთ მაგ. (Datta, O'Donnell, Lin, Zhang, & Huang, 2000; Kaplan & Schmaltz, 2003; Langacker, 2009, 3; London & Rosner, 1986, 5)).

მაღალი განივი იმპულსის მქონე მასიური ნაწილაკების დაშლის პროდუქტები ახლოს არიან ერთმანეთთან, შესაბამისად სრული ადრონული დაშლის პროცესი შესაძლოა მოქცეული იქნას ერთ ადრონულ ჯეტში. ასეთი ჯეტის აღდგენილი მასა წარმოადგენს ყველაზე ძლიერ იარაღს მასიური ნაწილაკის კვანტურ-ქრომოდინამიკური პროცესებიდან წამოსული ადრონული ჯეტებისგან განცალკევებისათვის. მოცემულ ნაშრომში გამოკვლეულია ATLAS-ის ადრონული ტაილ-კალორიმეტრის გრანულაციის გაზრდის გავლენა ადრონული ჯეტის მასის და სხვა მახასიათებლების რეკონსტრუქციაზე. ეს კვლევა დაფუძნებულია მონტე-კარლო სიმულაციით მიღებულ ახალი ფიზიკის დიდი მასის მქონე  $W'$  და  $Z'$  ბოზონებზე და მაღალი განივი იმპულსის მქონე სტანდარტული მოდელის პროცესებიდან წამოსულ ადრონულ ჯეტებზე.

## 2.1 ATLAS-ის ადრონული ტაილ-კალორიმეტრი

ტაილ-კალორიმეტრი (ATLAS Collaboration, 1996b) წარმოადგენს ATLAS დეტექტორის ადრონული კალორიმეტრის ცენტრალურ ნაწილს. მასში გამოიყოფა ადრონული ჯეტის ენერჯის დაახლოებით 30%, შესაბამისად იგი მნიშვნელოვან როლს თამაშობს ადრონების, ჯეტების, ადრონულად დაშლილი ტაუონების და ნაკლები განივი ენერჯის რეკონსტრუქციაში. ტაილ-კალორიმეტრი ფარავს ფსევდოსისწრაფის  $|\eta| < 1.7$  არეს და შედგება სამი ნაწილისგან, ერთი ცენტრალური და ორი დამატებითი კასრი. თითოეული ნაწილი აზიმუტალური მიმართულებით დაყოფილია 64 მოდულად, რომელთაგან თითოეული ფარავს აზიმუტალური კუთხის  $2\pi/64 \approx 0.1$  ნაწილს და შედგება რადიალურად დაწყობილი სცინტილატორების და რკინის შთანთქმელების მონაცვლეობითი შრეებისაგან. სცინტილატორების სიგნალის წაკითხვა ხდება სცინტილატორების ორი მხრიდან ტალღის სიგრძის წამნაცვლებელი ოპტიკური კაბელებით მიერთებული ორი ფოტოგამამრავლებელით. თითოეული მოდული დაყოფილია სამ შრედ: A, BC და D (A,B,D) ცენტრალურ (დამატებით) კასრში. თითოეულ შრეში ოპტიკური კაბელები დაჯგუფებულია ფოტოგამამრავლებლებში იმგვარად რომ ჩამოყალიბებულია  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$  ( $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.1$  ბოლო შრეში) გრანულაციის მქონე უჯრედები. თითოეული უჯრედიდან სიგნალის წაკითხვა ხდება ორი ფოტოგამამრავლებელით.

### 2.1.1 მაღალი გრანულაციის გეომეტრია

ტაილ-კალორიმეტრის უჯრედების წამკითხველი სისტემის მოდიფიკაცია შესაძლებელია განხორციელდეს იმგვარად, რომ ეფექტურად გაიზარდოს უჯრედების გრანულაცია. გრანულაციის გაზრდა შესაძლებელია მხოლოდ  $\eta$  მიმართულებით, ხოლო აზიმუტალური  $\phi$  მიმართულებით ეს შეუძლებელია ფიქსირებული მოდულების ზომის გამო. დამატებით ასევე შესაძლებელია ცენტრალური კასრის BC-შრის ორად გაყოფა.

მონტე-კარლო სიმულაციაზე დაფუძნებული პროგრამული პაკეტები საშუალებას იძლევა შევისწავლოთ გაუმჯობესებული გრანულაციის გეომეტრია. შექმნილი იქნა ახალი პროგრამული პაკეტები ტაილ-კალორიმეტრის გეომეტრიისათვის, რომელიც მოიცავს ორად გაყოფილ BC-შრეს და ოთხ დამოუკიდებელ უჯრედად დაყოფილ A-შრის უჯრედებს, რაც იძლევა  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.1$  გრანულაციას.

## 2.2 სიმულირებული მონაცემები

მონტე-კარლო მეთოდით სიმულირებული პროტონების დაჯახების მონაცემები იქნა გამოყენებული ტაილ-კალორიმეტრის მაღალი გრანულაციის გეომეტრიის შესასწავლად. ეს მონაცემები მოიცავს სტანდარტული მოდელის კვანტურ-ქრომოდინამიკური პროცესებით დაბადებულ ჯეტებს და ახალი ფიზიკის  $W'$  და  $Z'$  ბოზონებს 5 ტევ მასით, რომლებიც წარმოადგენენ მაღალი განივი იმპულსის მქონე ტოპ-კვარკების ( $Z' \rightarrow t\bar{t} \rightarrow \text{full}$

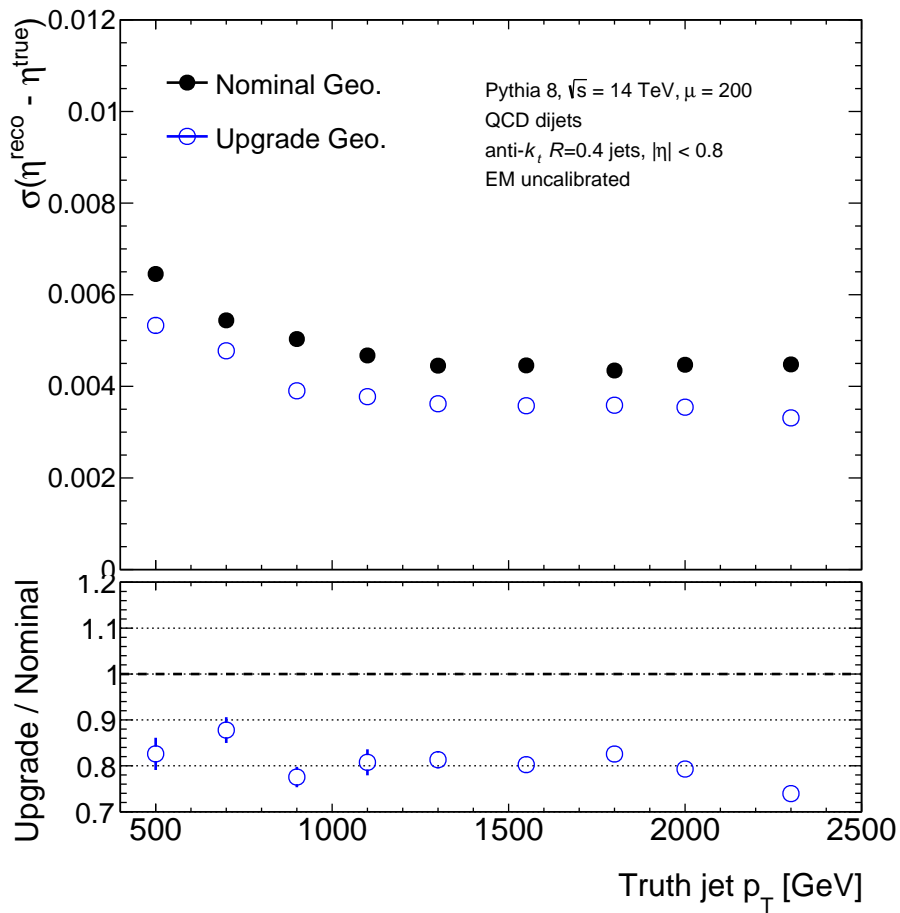
hadronic) და  $W/Z$ -ბოზონების ( $W' \rightarrow WZ \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$ ) წყაროს. ყველა მონაცემი დაგანერჩრებული იყო მასათა ცენტრის სისტემაში 14 ტევ ენერჯით. ნაწილაკების მიმართ დეტექტორის გამოძახილი მიღებული იყო Geant4 (Agostinelli et al., 2003) პაკეტით მაღალი ნათების დიდი ადრონული კოლაიდერის ATLAS დეტექტორის სრული სიმულაციით (Agostinelli et al., 2003; ATLAS Collaboration, 2010b, 2016a). ერთი და იგივე შემთხვევების სიმულაცია მოხდა ტაილ-კალორიმეტრის ნომინალური (ამჟამინდელი) და მოდიფიცირებული (მაღალი გრანულაციის) გეომეტრიით ცალ-ცალკე. ATLAS დეტექტორში პროტონების გროვების გადაკვეთისას ურთიერთქმედებების საშუალო რიცხვი აღებული იქნა 200-ის ტოლად.

## 2.3 მაღალი გრანულაციის ტაილ-კალორიმეტრით ჯეტების რეკონსტრუქცია

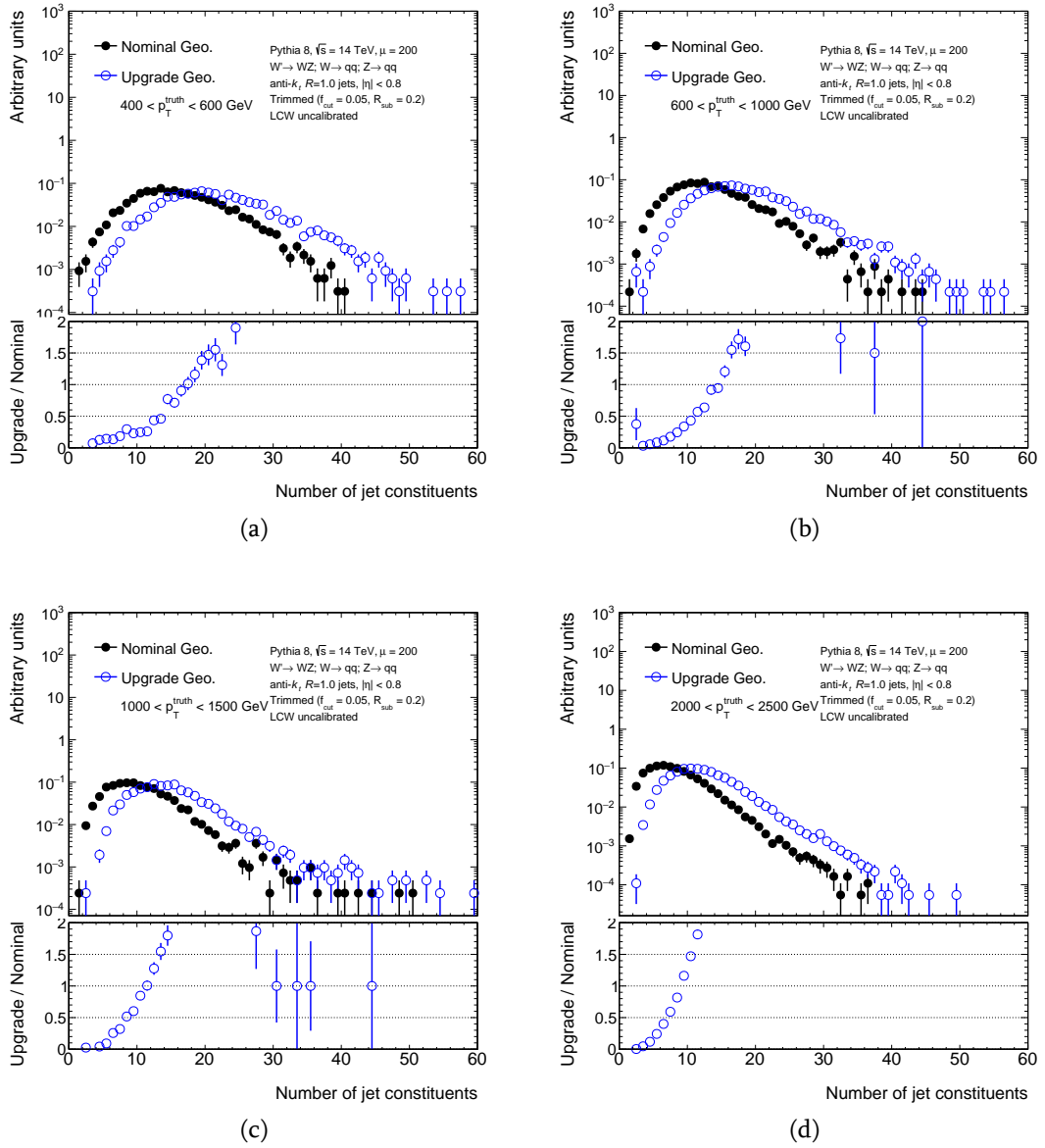
ტაილ-კალორიმეტრის გეომეტრიის მოდიფიცირების განხილული სცენარით მოსალოდნელია ერთი ნაწილაკიდან წარმოქმნილი მცირე რადიუსიანი ჯეტის  $\eta$ -მიმართულებით კუთხური გარჩევისუნარიანობის გაუმჯობესება და ასევე მასიური ნაწილაკის ადრონული დაშლისგან წარმოქმნილი დიდ-რადიუსიანი ჯეტის შიდა სტრუქტურის აღდგენის გაუმჯობესება.

ნახაზ 2.1-ზე მოცემულია  $|\eta| < 0.8$  არეში მცირე რადიუსიანი ჯეტების კუთხური გარჩევისუნარიანობის შედარება, როგორც ნაწილაკოვან დონეზე ჯეტების  $p_T$ -ს ფუნქცია, ტაილ-კალორიმეტრის ნომინალური და მოდიფიცირებული გეომეტრიისათვის. ვხედავთ, რომ ტაილ-კალორიმეტრის მაღალი გრანულაციის გეომეტრიის პირობებში ATLAS დეტექტორით აღდგენილი მცირე რადიუსიანი ჯეტის  $\eta$ -მიმართულებით კუთხური გარჩევისუნარიანობის გაუმჯობესება მოსალოდნელია დაახლოებით 20%-ით.

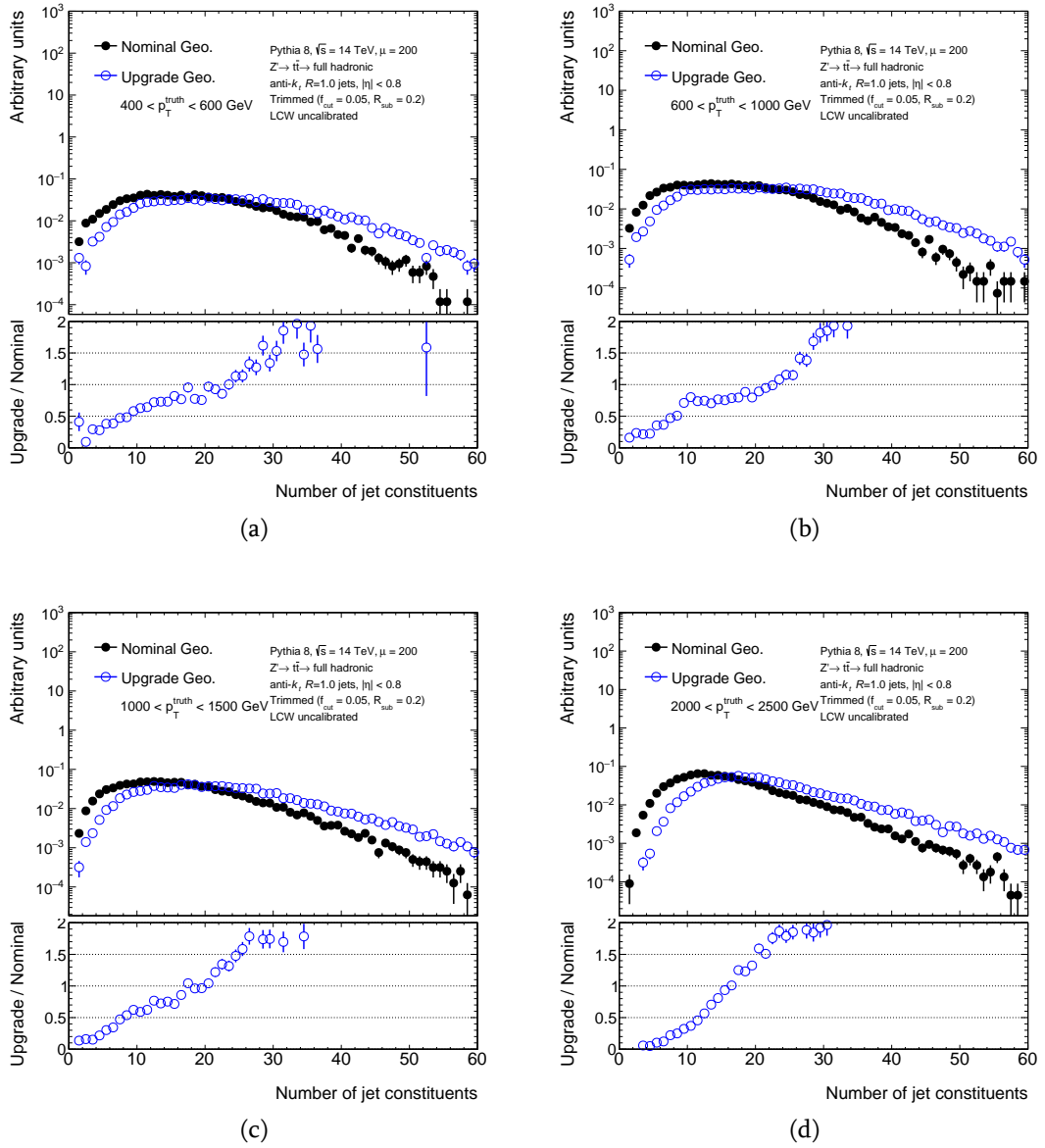
$W/Z$ -ბოზონიდან და ტოპ-კვარკიდან წარმოქმნილ დიდ-რადიუსიან ჯეტებს გააჩნიათ 2 და 3 ქვეჯეტი სათანადოდ, ამიტომაც კალორიმეტრით აღდგენილი ჯეტების შემადგენელი ობიექტების დიდი რიცხვი მნიშვნელოვანია ჯეტის შიდა სტრუქტურის დასადგენად და მის შესახებ ინფორმაციის მისაღებად.  $W/Z$ -ბოზონებიდან და ტოპ-კვარკებიდან წარმოქმნილი დიდ-რადიუსიანი ჯეტების აღდგენილი შემადგენელი ობიექტების მრავლობითობის განაწილება ტაილ-კალორიმეტრის ნომინალური და მოდიფიცირებული გეომეტრიისათვის ნაჩვენებია ნახ. 2.2 და 2.3-ზე, შესაბამისად. ამ ნახაზების მიხედვით, მაღალი გრანულაციის ტაილ-კალორიმეტრის პირობებში აღდგენილი ჯეტების შემადგენელი ობიექტების რიცხვი იზრდება დაახლოებით 30-50%-ით, რაც თავის მხრივ ნიშნავს ჯეტის თვისებების დადგენის უკეთეს შესაძლებლობას. შედეგად, მაღალი გრანულაციის გეომეტრიის მქონე ტაილ-კალორიმეტრის პირობებში მასიური ნაწილაკიდან მიღებული ჯეტის კალორიმეტრზე დაფუძნებული მასის გარჩევისუნარიანობა უმჯობესდება დაახლოებით 20%-ით, რაც შეგვიძლია დავინახოთ ნახ. 2.4-2.6-ზე.



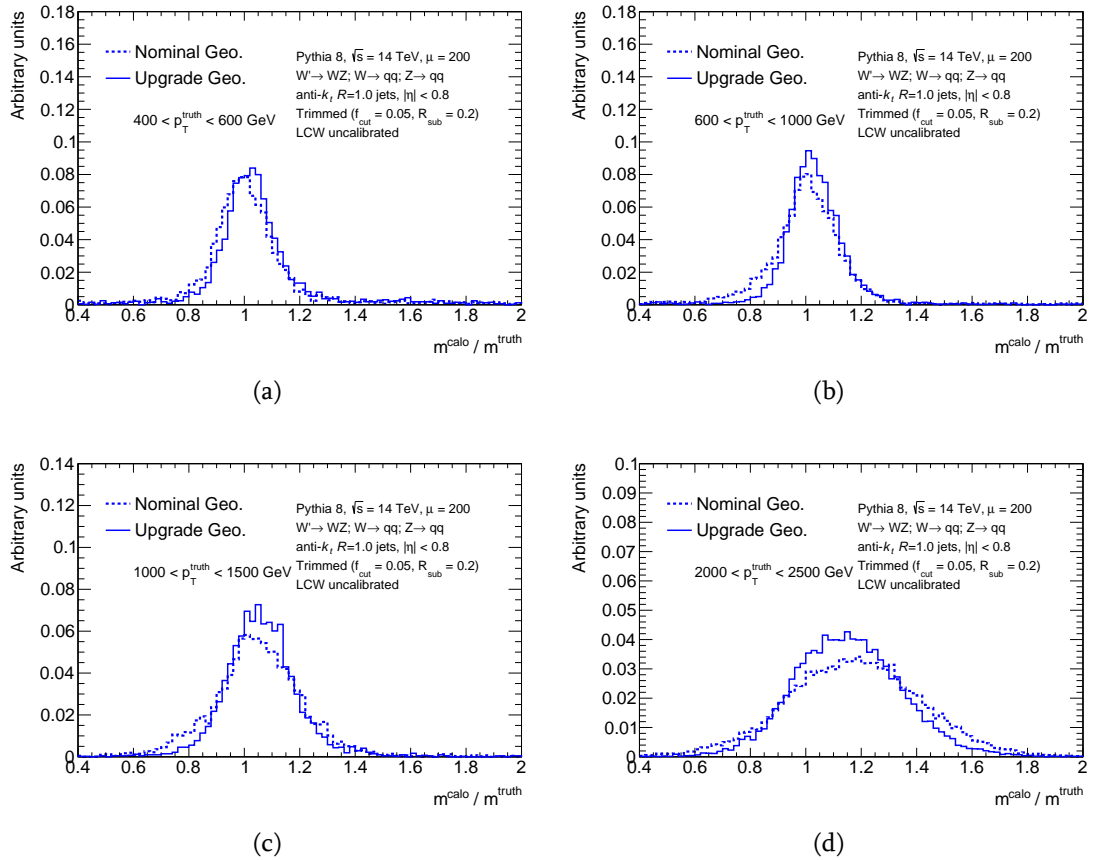
ნახ. 2.1:  $|\eta| < 0.8$  არეში მცირე რადიუსიანი ჯეტების კუთხური გარჩევისუნარიანობის შედარება, როგორც ნაწილაკოვან დონეზე ჯეტების  $p_T$ -ს ფუნქცია, ტაილ-კალორიმეტრის ნომინალური (შავი შევსებული წრეები) და მოდიფიცირებული (ლურჯი ღია წრეები) გეომეტრიისათვის.



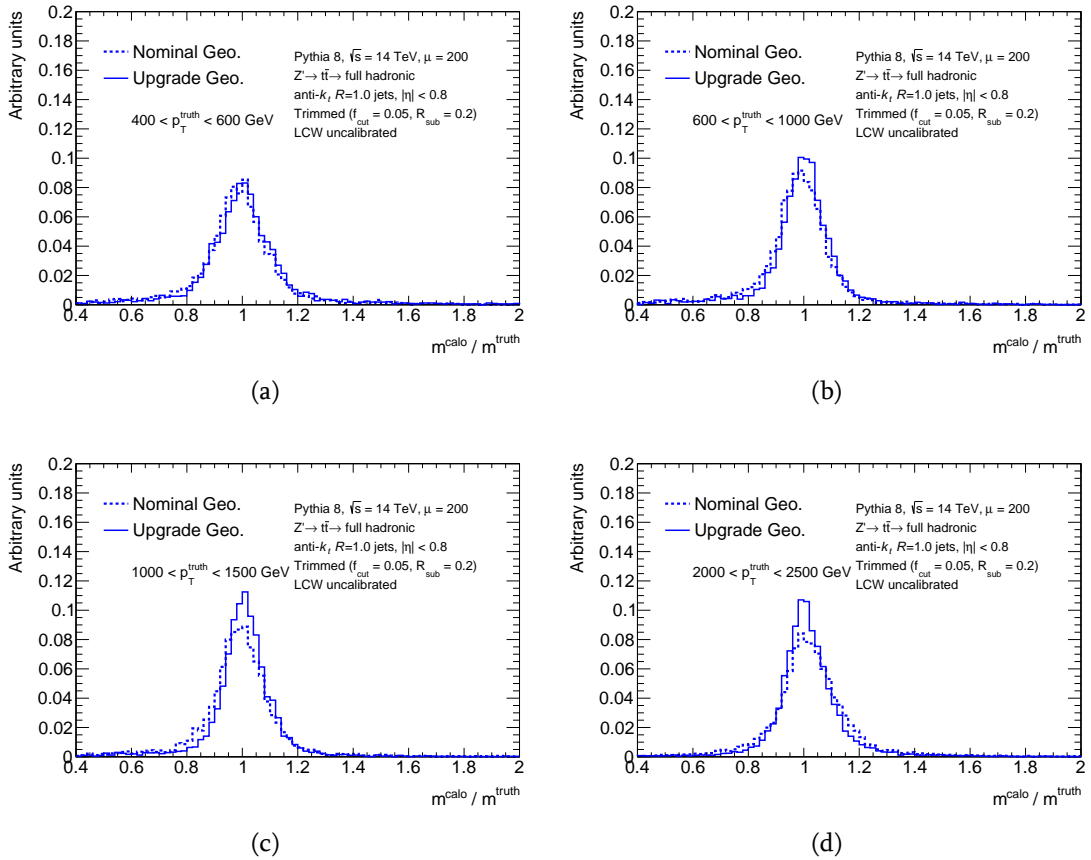
ნახ. 2.2:  $W/Z$ -ბოზონებიდან წარმოქმნილი დიდ-რადიუსიანი ჯეტების აღდგენილი შემადგენელი ობიექტების მრავლობითობის განაწილება ტაილ-კალორიმეტრის ნომინალური (შავი შევსებული წრეები) და მოდიფიცირებული (ლურჯი ღია წრეები) გეომეტრიისათვის. შედეგები ნაჩვენებია ნაწილაკოვან დონეზე ჯეტის განივი იმპულსის სხვადასხვა ინტერვალისათვის: a)  $[400, 600]$  გევი, b)  $[600, 1000]$  გევი, c)  $[1000, 1500]$  გევი და d)  $[2000, 2500]$  გევი  $|\eta| < 0.8$  არეში.



ნახ. 2.3: ტოპ-კვარკებიდან წარმოქმნილი დიდ-რადიუსიანი ჯეტების აღდგენილი შემადგენელი ობიექტების მრავლობითობის განაწილება ტაილ-კალორიმეტრის ნომინალური (შავი შევსებული წრეები) და მოდიფიცირებული (ლურჯი ღია წრეები) გეომეტრიისათვის. შედეგები ნაჩვენებია ნაწილაკოვან დონეზე ჯეტის განივი იმპულსის სხვადასხვა ინტერვალისათვის: a) [400,600] გეგ, b) [600, 1000] გეგ, c) [1000, 1500] გეგ და d) [2000, 2500] გეგ  $|\eta| < 0.8$  არეში.

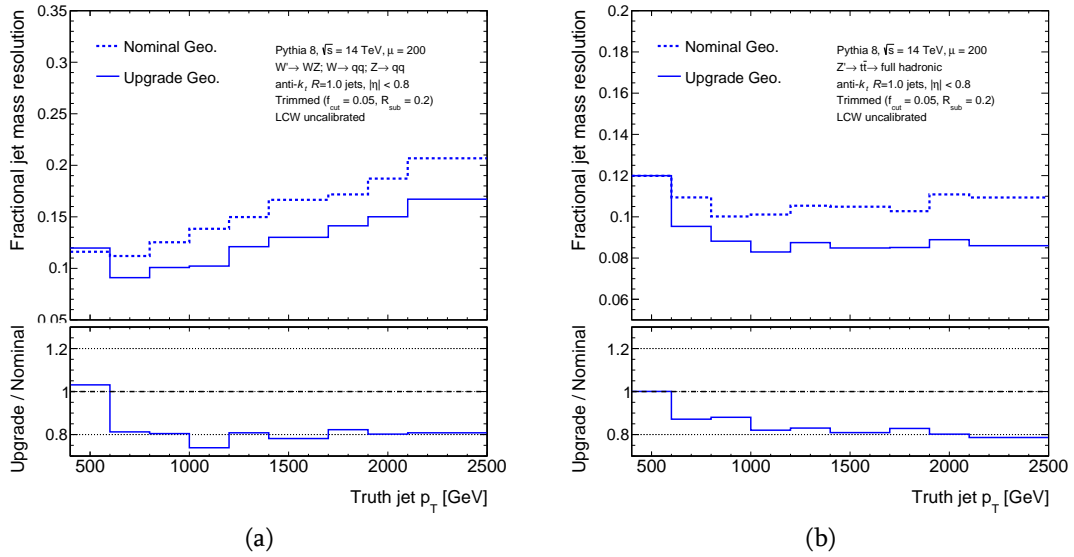


ნახ. 2.4:  $W/Z$ -ბოზონებიდან წარმოქმნილი დიდ-რადიუსიანი ჯეტების კალორიმეტრზე დაფუძნებული ჯეტის მასის გამოძახილის განაწილება ტაილ-კალორიმეტრის ნომინალური (წყვეტილი ხაზი) და მოდიფიცირებული (უწყვეტი ხაზი) გეომეტრიისათვის. შედეგები ნაჩვენებია ნაწილაკოვან დონეზე ჯეტის განივი იმპულსის სხვადასხვა ინტერვალისათვის: a)  $[400,600]$  გევ, b)  $[600, 1000]$  გევ, c)  $[1000, 1500]$  გევ და d)  $[2000, 2500]$  გევ  $|\eta| < 0.8$  არეში.



ნახ. 2.5: ტოპ-კვარკებიდან წარმოქმნილი დიდ-რადიუსიანი ჯეტების კალორიმეტრზე დაფუძნებული ჯეტის მასის გამოძახილის განაწილება ტაილ-კალორიმეტრის ნომინალური (წყვეტილი ხაზი) და მოდიფიცირებული (უწყვეტი ხაზი) გეომეტრიისათვის. შედეგები ნაჩვენებია ნაწილაკოვან დონეზე ჯეტის განივი იმპულსის სხვადასხვა ინტერვალისათვის: a) [400,600] გევ, b) [600, 1000] გევ, c) [1000, 1500] გევ და d) [2000, 2500] გევ  $|\eta| < 0.8$  არეში.





ნახ. 2.6: a)  $W/Z$ -ბოზონებიდან და b) ტოპ-კვარკებიდან წარმოქმნილი დიდ-რადიუსიანი ჯეტების კალორიმეტრზე დაფუძნებული ჯეტის მასის გარჩევისუნარიანობა როგორც ნაწილაკოვან დონეზე ჯეტის განივი იმპულსის ფუნქცია, ტაილ-კალორიმეტრის ნომინალური (წყვეტილი ხაზი) და მოდიფიცირებული (უწყვეტი ხაზი) გეომეტრიისათვის. შედეგები ნაჩვენებია  $|\eta| < 0.8$  არეში.

## 2.4 დასკვნები და პერსპექტივები

ATLAS-ის ადრონული ტაილ-კალორიმეტრის სცინტილატორული ფილემი დაჯგუფებული არიან უჯრედებში იმგვარად, რომ საშუალებას იძლევა ეფექტურად გაიზარდოს კალორიმეტრის გრანულაცია, რაც არ მოითხოვს ამჟამინდელ კონსტრუქციაში მნიშვნელოვან მექანიკურ ჩარევას. უჯრედების გრანულაციის ეფექტურად გაზრდა შესაძლებელია მხოლოდ  $\eta$ -მიმართულებით, ხოლო აზიმუტალური მიმართულებით მოდულების ფიქსირებული ზომის გამო ეს შეუძლებელია.

წარმოდგენილ კვლევაში შესწავლილია ტაილ-კალორიმეტრის წამკითხველი სისტემის მოდიფიკაციის, რაც ზრდის გრანულაციას, ზეგავლენა ATLAS დეტექტორით აღდგენილი ადრონული ჯეტების თვისებებზე. ეს კვლევა დაფუძნებულია დიდი ადრონული კოლაიდერის მაღალი ნათების ფაზის პირობებში მიღებულ სიმულირებულ მონაცემებზე, სადაც ტაილ-კალორიმეტრის BC-შრე გაყოფილია ორად და A-შრის გრანულაცია გაზრდილია ოთხჯერ ( $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.1$ ). მიღებული შედეგების მიხედვით, ტაილ-კალორიმეტრის გეომეტრიის შეცვლის განხილული სცენარით მოსალოდნელია მცირე რასიუსიანი ჯეტების  $\eta$ -მიმართულებით კუთხური გარჩევისუნარიანობის და დიდ-რადიუსიანი ჯეტების მასის გარჩევისუნარიანობის გაუმჯობესება დაახლოებით 20%-ით. ამასთან ერთად, შესაძლებელი იქნება დიდ-რადიუსიანი ჯეტების შიდა სტრუქტურის ცვლადების უკეთესად გაზომვა, რაც ხელს შეუწყობს მასიური ნაწილაკებისგან წარმოქმნილი ჯეტების კვანტურ-ქრომოდინამიკური ჯეტებისა-

გან უკეთესად განცალკევებას. მიღებული შედეგები ნათლად უჩვენებს, რომ ტაილ-კალორიმეტრის გრანულაციის გაზრდა მნიშვნელოვნად გააუმჯობესებს ATLAS დეტექტორით აღდგენილ ადრონული ჯეტების თვისებებს, რაც ძალზედ მნიშვნელოვანია ახალი ფენომენების ძიებაში.

ტაილ-კალორიმეტრის გაუმჯობესების განხილული სცენარი არ არის დიდი ადრონული კოლაიდერის მაღალი ნათების ფაზისთვის ATLAS დეტექტორის მოდერნიზაციის გეგმაში, თუმცა შესაძლოა ეს სცენარი კვლავაც განიხილოს და რეალიზდეს ცერნის მომავალ კოლაიდერზე (Zimmermann et al., [2019](#)).

## თავი 3

# ელექტრონების ენერჯის ყალიბრების გაუმჯობესება "ღრეჩოს" არეში

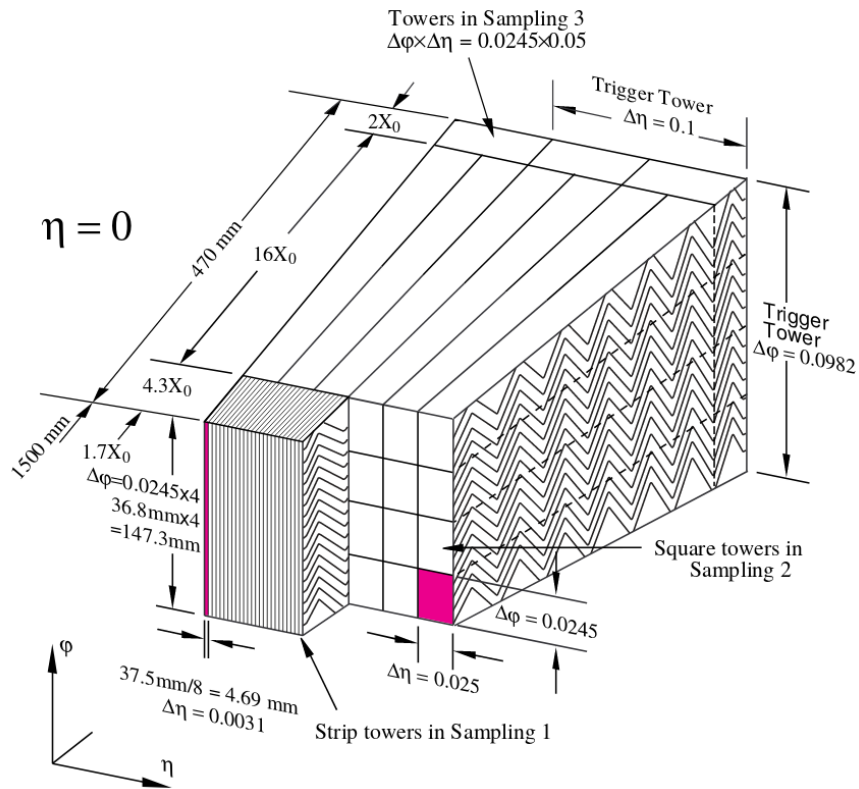
დიდი ადრონული კოლაიდერის პირველი გაშვებისას, ATLAS დეტექტორით გაზომილი ელექტრონების და ფოტონების ენერჯის ყალიბრების პროცედურა დაფუძნებული იყო "ყალიბრების ჰიტების" მეთოდზე (ATLAS Collaboration, 2009, 2012b). მოგვიანებით ეს მეთოდი შეიცვალა მრავალცვლადიან ანალიზის ტექნიკაზე (MVA) დაფუძნებული მეთოდით (ATLAS Collaboration, 2014a), თუმცა ფსევდოსისწრაფის  $1.37 < |\eta| < 1.52$  არეში ყალიბრების საწყისი მეთოდი იყო შენარჩუნებული. ამ არეს უწოდებენ "ღრეჩოს" არეს, რომელიც მოიცავს ელექტრო-მაგნიტური კალორიმეტრის წინ მდებარე არააქტიური ნივთიერების დიდ რაოდენობას (5-დან 10 რადიაციულ სიგრძემდე), რომელშიც ნაწილაკი კარგავს ენერჯიას მანამ სანამ მიაღწევს კალორიმეტრის პირველ აქტიურ შრეს. შედეგად ამ არეში ელექტრონების და ფოტონების ენერჯის გარჩევისუნარიანობა მნიშვნელოვნად უარესდება. ATLAS ექსპერიმენტის ფიზიკური პროგრამის ფარგლებში მიმდინარე ანალიზების უმეტესობაში, რომელნიც არაიშვიათ პროცესებს სწავლობენ, "ღრეჩოს" არეში მოხვედრილი ელექტრონები არ არიან განხილულნი. მიუხედავად ამისა, იშვიათი პროცესების შემსწავლელ რამდენიმე ანალიზში ასეთი ელექტრონების გამოყენება აუცილებელია (მაგალითად, ჰიგსის ნაწილაკის თვისებების გაზომვის ანალიზი 4-ლექტონურ არხში (ATLAS Collaboration, 2017a)).

ამ თავში აღწერილია ATLAS-ის ელექტრო-მაგნიტურ კალორიმეტრთან ერთად ადრონული ტაილ-კალორიმეტრის E4 სცინტილატორების MVA პროცედურაში გამოყენებით "ღრეჩოს" არეში ელექტრონების ენერჯის ყალიბრების გაუმჯობესება.

### 3.1 ATLAS-ის ელექტრო-მაგნიტური კალორიმეტრი

ATLAS-ის ელექტრო-მაგნიტური კალორიმეტრი (ATLAS Collaboration, 1996a, 2010a) (EM) შექმნილია თხევად არგონში მოთავსებული აკორდეონის ფორმის მქონე ელექტროდების და ტყვიის შთანთქმელებისგან. ის მოიცავს ფსევდოსისწრაფის  $|\eta| < 3.2$  არეს და

შედგება ცენტრალური ნწილისგან, რომელიც მოიცავს  $|\eta| < 1.475$  არეს, და  $1.375 < |\eta| < 3.2$  არეში მდებარე ორი გვერდითი ხუფისგან, რომლებიც  $|\eta| = 2.5$ -ში ორად არიან გაყოფილნი.  $|\eta| < 1.8$  არეში, პირდაპირ EM კალორიმეტრის წინ განთავსებულია თხევადი არგონისგან შემდგარი პირველადი შრე, რომელიც გამოიყენება ნაწილაკის ენერჯის გასაზომად რასაც ის კარგავს მანამ სანამ მიაღწევს კალორიმეტრის აქტიურ ნივთიერებას. კალორიმეტრის ცენტრალური ნაწილი და გვერდითი ხუფები დაყოფილია სამ შრედ, როგორც ეს ნაჩვენებია ნახ. 3.1-ზე.



ნახ. 3.1: ელექტრო-მაგნიტური კალორიმეტრის აკორდონის სტრუქტურა. ნახაზი აღებულია (ATLAS Collaboration, 1996a)-დან.

### 3.2 E4 სცინტილატორები

E4 სცინტილატორები წარმოადგენენ ATLAS-ის ადრონული ტაილ-კალორიმეტრის ნაწილს, რომლებიც განთავსებულნი არიან ელექტრო-მაგნიტური კალორიმეტრის ცენტრალურ ნაწილსა და გვერდით ხუფებს შორის, ე.წ. "ლრეჩოს" არეში. ფსევდოსისწრაფის დადებით და უარყოფით არეში, თითოეულში, განთავსებულია 64 ერთეული E4 სცინტილატორი, რომლებიც ავსებენ სრულ აზიმუტალურ კუთხეს (თითოეული სცინტილატორი ფარავს  $\Delta\phi \approx 0.1$  რადიანს). E4 სცინტილატორებიდან სიგნალის წაკითხვა ხდება მათ ცალ მხარეს განთავსებული ტალღის სიგრძის წამნაცვლებელი ოპტიკური კაბელებით, რომლებიც მიერთებულნი არიან თითო ფოტოგამამრავლებელზე. აღნიშ-

ნული სცინტილატორები ფარავენ ფსევდოსისწრაფის  $1.4 < |\eta| < 1.6$  არეს და მათი განთავსები ამგვარი პოზიცია საშუალებას იძლევა გაუმჯობესდეს ამ არეში ელექტრონების და ფოტონების ენერჯის ყალიბრება.

### 3.3 MVA ყალიბრება

მრავალცვლადიანი ანალიზის (MVA) ტექნიკაზე დაფუძნებული ენერჯის ყალიბრების პროცედურა შესრულებული იქნა TMVA პროგრამული უზრუნველყოფით (Hocker et al., 2007), რომელიც იძლევა მრავალცვლადიანი კლასიფიკაციის და რეგრესიის ტექნიკების შესრულებისათვის საჭირო მანქანის სწავლების გარემოს. MVA კლასიფიკაციის, ან რეგრესიის ანალიზი შედგება ორი განსხვავებული ფაზისგან: სწავლების ფაზა და გამოყენების ფაზა. სწავლების ფაზაში საჭიროა განისაზღვროს სწავლების მონაცემების, შესავალი ცვლადების კრებული, შესაფასებელი (სამიზნე) ცვლადი და MVA ალგორითმი. სწავლების მონაცემებად გამოყენებული იქნა ცალკეული ელექტრონების სიმულირებული შემთხვევები, რომელიც მოიცავს ელექტრონების განივი ენერჯის ფართო სპექტრს. MVA ალგორითმად გამოყენებული იქნა BDTG ალგორითმი (Friedman, 2002; Hocker et al., 2007), ხოლო სამიზნე ცვლადი და შესავალი პარამეტრები განხილულია შემდეგ პარაგრაფში.

#### 3.3.1 სამიზნე ცვლადი

ენერჯის ყალიბრების მიზანია დეტექტორზე გაზომილი პარამეტრებით შეფასდეს ნაწილაკის ნამდვილი ენერჯია. შესაბამისად, MVA ალგორითმის სამიზნე ცვლადი უნდა იყოს ნაწილაკის ნამდვილი ენერჯია, ან ისეთი ცვლადი რომლითაც ეს ენერჯია მიიღება. მოცემულ კვლევაში სამიზნე ცვლადად გამოყენებული იქნა ელექტრომაგნიტური კალორიმეტრის აკორდეონში გაზომილი ენერჯის შესწორების პარამეტრი,  $E_{\text{true}}/E_{\text{acc}}$ , რომელმაც უნდა მოგვცეს ნამდვილი ენერჯია.

#### 3.3.2 შესავალი პარამეტრები

MVA ალგორითმები საშუალებას იძლევიან გამოყენებული იქნეს შესავალი პარამეტრების ნებისმიერი რაოდენობა. მოცემულ კვლევაში განხილული იქნა შემდეგი პარამეტრები:

- ელექტრო-მაგნიტური კალორიმეტრის აკორდეონში გაზომილი სრული ენერჯია:  $E_{\text{acc}} = E_1 + E_2 + E_3$ , განსაზღვრული როგორც კალორიმეტრის შრეებში გაზომილი არაყალიბრებული ენერჯიების ჯამი;

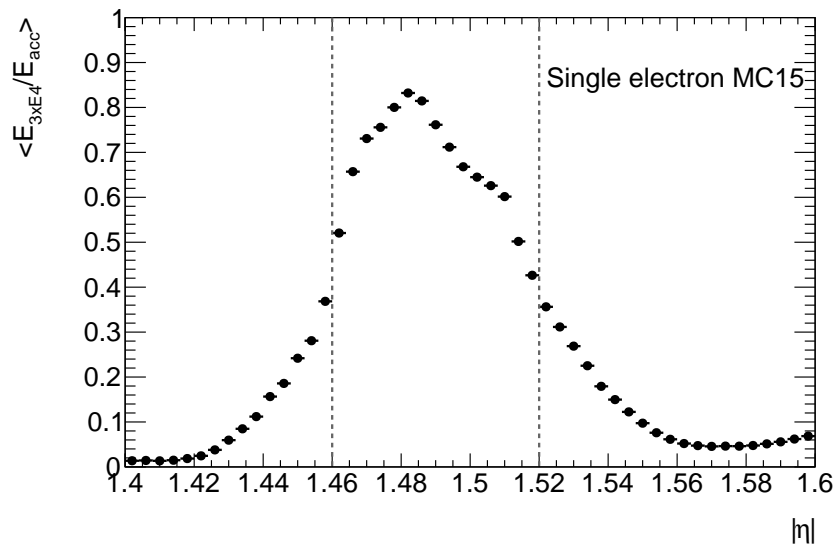
- პირველად შრეში გაზომილი ენერჯის ფარდობა კალორიმეტრის აკორდეონში გაზომილ ენერჯიასთან:  $E_0/E_{acc}$ ;
- კალორიმეტრის პირველ შრეში გაზომილი ენერჯის ფარდობა მეორე შრეში გაზომილ ენერჯიასთან:  $E_1/E_2$ ;
- სამ თანმიმდევრულ E4 სცინტილატორში გაზომილი ენერჯის ფარდობა ელექტრო-მაგნიტური კალორიმეტრის აკორდეონში გაზომილ ენერჯიასთან:  $E_{3 \times E4}/E_{acc}$ . აზიმუტალური მიმართულებით ელექტრონის ღვარის სიგანე ერთეული E4 სცინტილატორის ზომაზე დიდია, ამიტომაც თითოეული ელექტრონისთვის სამ თანმიმდევრულ E4 სცინტილატორში გაზომილი ენერჯია ( $E_{3 \times E4}$ ) იქნა გამოყენებული;
- ATLAS-ის კოორდინატთა სისტემაში ელექტრონის ფსევდოსისწრაფე:  $\eta_{cluster}$ ;
- ელექტრო-მაგნიტური კალორიმეტრის უჯრედის კიდის მიმართ ელექტრონის  $\phi$  კუთხე;
- ელექტრო-მაგნიტური კალორიმეტრის უჯრედის კიდის მიმართ ელექტრონის  $\eta$ ;
- ელექტრონის კლასტერის  $\phi$  კუთხესა და E4 სცინტილატორის აზიმუტალურ პოზიციას შორის სხვაობა:  $\Delta\phi = \phi_{cluster} - \phi_{E4}$ .

### 3.3.3 სწავლების ფაზისთვის მონაცემთა დაყოფა

იმისათვის, რომ ხელი შევუწყოთ MVA ალგორითმს ოპტიმალურად შეძლოს სამიზნე პარამეტრის შეფასება, როგორც მრავალი ცვლადის ფუნქცია, რომელთაც ფაზური სივრცის სხვადასხვა არეებში გააჩნიათ სხვადასხვა ყოფაქცევა, სწავლების მონაცემები დაყოფილი იქნა ფსევდოსისწრაფის ( $|\eta_{cluster}|$ ) სხვადასხვა ინტერვალების მიხედვით. ინტერვალები შერჩეული იქნა იმგვარად, რომ მიახლოებით ემთხვეოდეს ელექტრო-მაგნიტურ კალორიმეტრში და E4 სცინტილატორში ელექტრონის ენერჯის დანაკარგების მნიშვნელოვან ცვლილებას (იხილეთ ნახ. 3.2). მხოლოდ სამი ინტერვალი იქნა შერჩეული, რომელთა კიდებებს გააჩნიათ შემდეგი მნიშვნელობები: 1.4, 1.46, 1.52, 1.6, რომლებიც მიახლოებით გამოყოფენ ინტერვალს, სადაც ელექტრო-მაგნიტური კალორიმეტრის წინ მდებარეობს არააქტიური ნივთიერების მაქსიმალური რაოდენობა.

## 3.4 E4 სცინტილატორით MVA ყალიბრების შედეგები

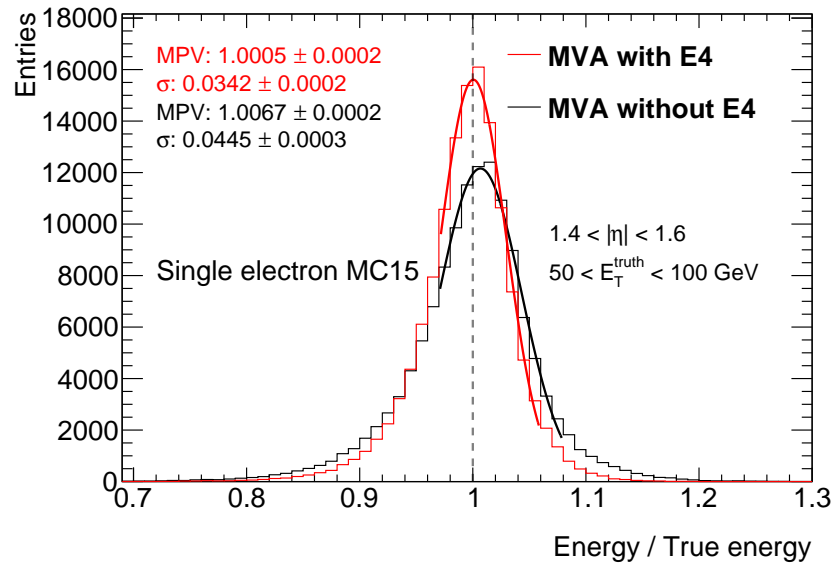
E4 სცინტილატორის გამოყენებით MVA ყალიბრებასთან ერთად დამატებით ჩატარებული იქნა MVA ყალიბრება, რომელიც არ მოიცავს სცინტილატორის ინფორმაციას. აღნიშნული ორი ყალიბრების შედეგების შედარებით შეგვიძლია დავადგინოთ E4 სცინტილატორების როლი ყალიბრების პროცედურაში. სცინტილატორით და სცინტილატორის გარეშე ყალიბრების შედეგად მიღებული ენერჯის გამოძახილის წრფივობა და



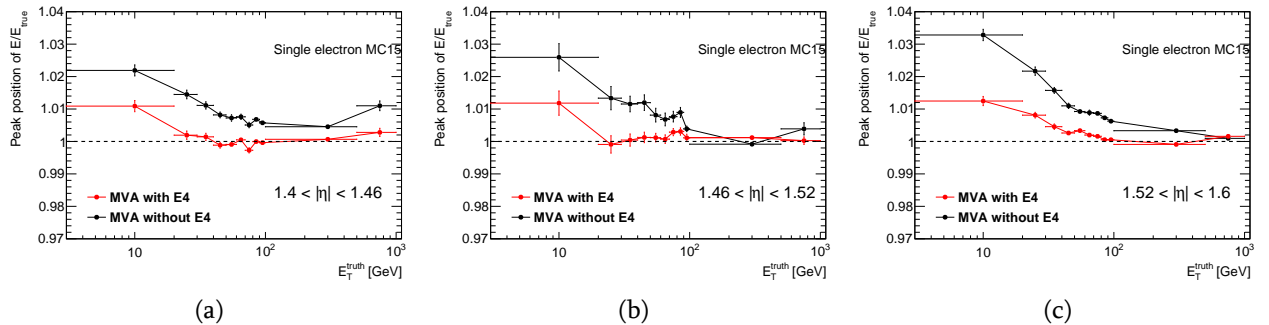
ნახ. 3.2: სამ თანმიმდევრულ E4 სცინტილატორში გაზომილი ენერგიის ფარდობა ელექტრომაგნიტურ კალორიმეტრში გაზომილ ენერგიასთან, როგორც ელექტრონის კლასტერის ფსევდოსისწრაფის ფუნქცია. ვერტიკალური წყვეტილი ხაზები მიუთითებენ სწავლების მონაცემების დაყოფისათვის გამოყენებულ ინტერვალებს.

გარჩევისუნარიანობა იქნა შედარებული. ენერგიის წრფივობა შეფასებულია ყალიბრებული ენერგიის ნამდვილ ენერგიასთან ფარდობის ( $E/E_{true}$ ) განაწილების პიკის პოზიციით, როგორც ელექტრონის ნამდვილი განივი ენერგიის ( $E_T^{truth}$ ) ფუნქცია სხვადასხვა ფსევდოსისწრაფის ინტერვალებში.  $E/E_{true}$  განაწილების პიკის პოზიცია დადგენილია განაწილების ბირთვში გაუსის ფუნქციით ფიტირების შედეგად. ენერგიის გარჩევისუნარიანობა განსაზღვრულია, როგორც  $E/E_{true}$  განაწილების პირველ და ბოლო მეოთხედს შორის მანძილის ფარდობა 1.349-თან, რათა მოვახდინოთ ნორმალური განაწილების სტანდარტული გადახრის იმიტაცია. 1.349 მიღებულია სტანდარტული გადახრის იმ რაოდენობიდან, რომელიც შემოსაზღვრავს ნორმალური განაწილების მრუდის ქვეშ ფართობის 50%-ს.  $E/E_{true}$  განაწილების მაგალითი, E4 სცინტილატორით დამის გარეშე MVA ყალიბრებისთვის, ნაჩვენებია ნახ. 3.3-ზე, სადაც ასევე მოყვანილია პიკის პოზიციის და გარჩევისუნარიანობის მნიშვნელობები. ელექტრონების ნამდვილი განივი ენერგიის 0-დან 1 ტევ-მდე მნიშვნელობებისათვის სხვადასხვა ფსევდოსისწრაფის ინტერვალებში წრფივობა მოყვანილია ნახ. 3.4-ზე. 20 გევ-ზე დიდი მნიშვნელობებისთვის E4 სცინტილატორის გამოყენებით ჩატარებული MVA ყალიბრების შედეგების არაწრფივობა ძირითადად შემოიფარგლება რამდენიმე პროცენტის მეათედი ნაწილით, ხოლო მცირე მნიშვნელობებისათვის ძირითადად უკეთესია ვიდრე 1.5%. მცირედ უარესი შედეგებია მიღებული E4 სცინტილატორის გარეშე ყალიბრებით. საზოგადოდ, E4 სცინტილატორის გამოყენებით წრფივობა უმჯობესდება დაახლოებით ორჯერ. ენერგიის გარჩევისუნარიანობა, როგორც ნამდვილი განივი ენერგიის (ფსევდოსისწრაფის) ფუნქცია მოცემულია ნახ. 3.5-ზე (ნახ. 3.6-ზე). შედეგები უჩვენებს, რომ E4 სცინტილატორის გამოყენება MVA ყალიბრების პროცედურაში აუმჯობესებს ენერგიის გარჩევისუნარიანობას.

ნარიანობას დაახლოებით 10%-დან 50%-მდე, ნამდვილი განივი ენერჯის და ფსევდოსისწრაფის ინტერვალების მიხედვით.



ნახ. 3.3: "ღრეჩოს" არეში ( $1.4 < |\eta| < 1.6$ )  $E/E_{\text{true}}$ -ის განაწილებები, რომლებიც მიღებულია E4 სცინტილატორით (წითელი მრუდი) და მის გარეშე (შავი მრუდი) MVA ყალიბრების შედეგად  $50 < E_T^{\text{truth}} < 100$  GeV განივი ენერჯის მქონე ელექტრონებისათვის.

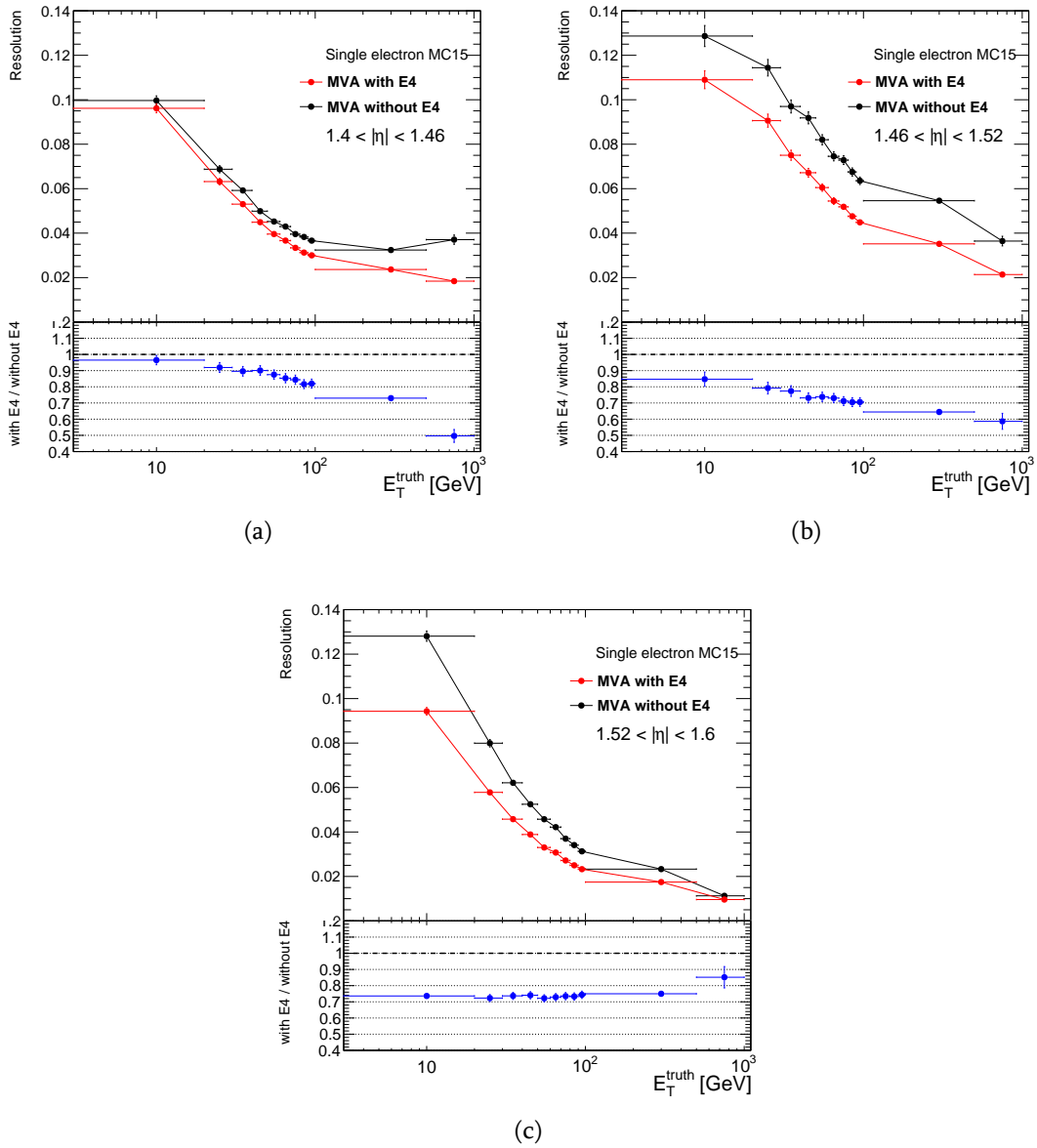


ნახ. 3.4:  $E/E_{\text{true}}$  განაწილების პიკის პოზიცია, როგორც ელექტრონების ნამდვილი განივი ენერჯის ფუნქცია. შედარებულია E4 სცინტილატორით (წითელი მრუდი) და მის გარეშე (შავი მრუდი) MVA ყალიბრების შედეგად მიღებული შედეგები,  $|\eta_{\text{cluster}}|$ -ის სხვადასხვა ინტერვალებში:  $[1.4, 1.46]$  (a),  $[1.46, 1.52]$  (b) და  $[1.52, 1.6]$  (c).

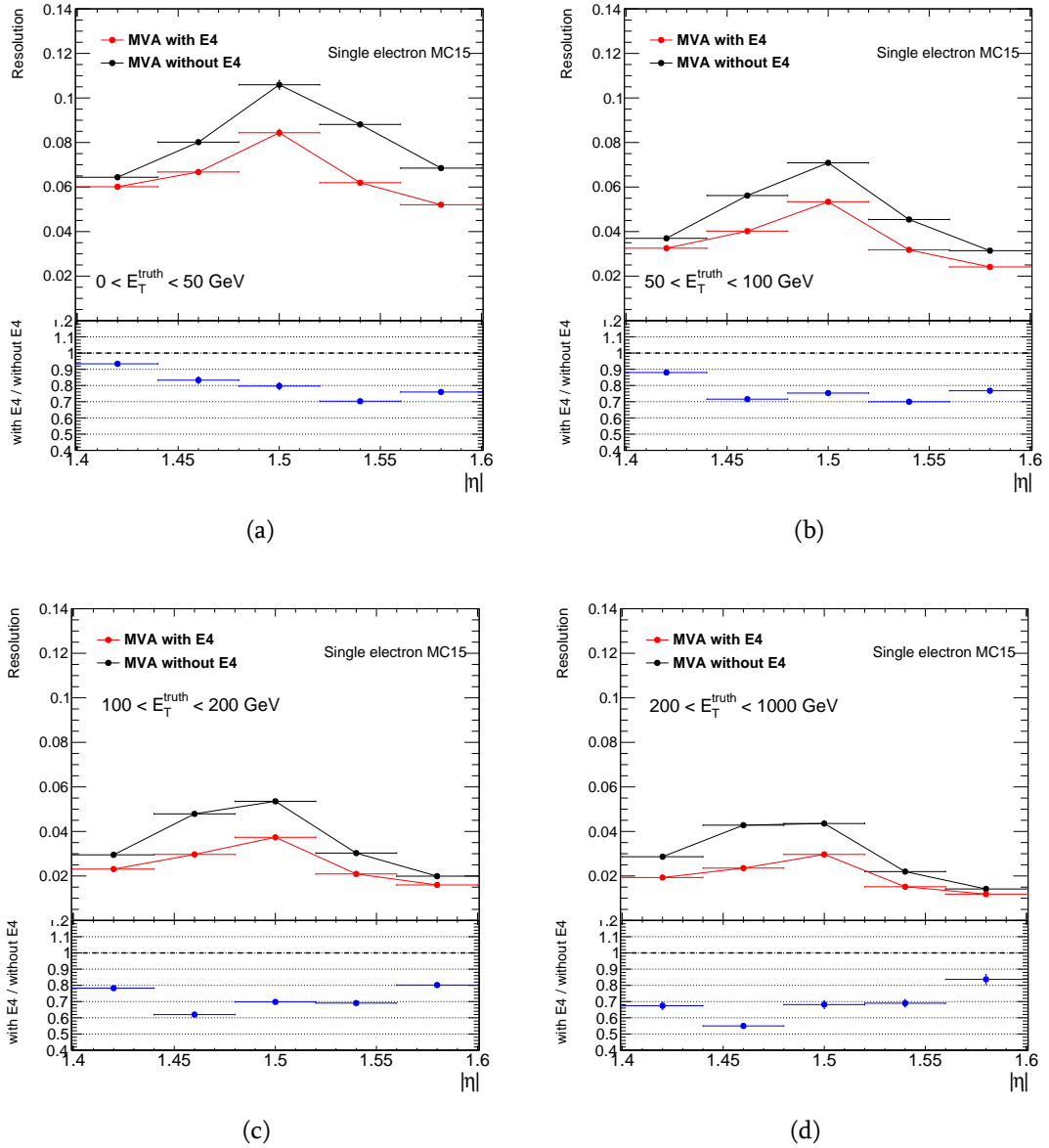
### 3.5 დასკვნები

შესწავლილი იქნა ATLAS დეტექტორის ელექტრო-მაგნიტური კალორიმეტრის "ღრეჩოს" არეში ელექტრონების ენერჯის ყალიბრების გაუმჯობესება. ადრონული ტაილ-კალორიმეტრის E4 სცინტილატორები გამოყენებული იქნა მარავალცვლადიან ანალიზზე დაფუძნებული ენერჯის ყალიბრების პროცედურაში, რათა შესწორებულიყო ელექტრონების მიერ ელექტრო-მაგნიტური კალორიმეტრის წინ მდებარე პასიურ ნივთიერებაში





ნახ. 3.5: ენერჯის გარჩევისუნარიანობა, როგორც ელექტრონების ნამდვილი განივი ენერჯის ფუნქცია. შედარებულია E4 სცინტილატორით (წითელი მრუდი) და მის გარეშე (შავი მრუდი) MVA ყალიბრების შედეგად მიღებული შედეგები,  $|\eta_{cluster}|$ -ის სხვადასხვა ინტერვალებში: [1.4, 1.46] (a), [1.46, 1.52] (b) და [1.52, 1.6] (c). ნახაზების ქვედა ნაწილი უჩვენებს E4 სცინტილატორით და მის გარეშე MVA ყალიბრების შედეგად მიღებული მნიშვნელობების ფარდობას.



ნახ. 3.6: ენერჯის გარჩევისუნარიანობა, როგორც ელექტრონის კლასტერის ფსევდოსისწრაფის ფუნქცია. შედარებულია E4 სცინტილატორით (წითელი მრუდი) და მის გარეშე (შავი მრუდი) MVA ყალიბრების შედეგად მიღებული შედეგები, ნამდვილი განივი ენერჯის სხვადასხვა ინტერვალებში: a) [0, 50] გევ, b) [50, 100] გევ, c) [100, 200] გევ და d) [200, 1000] გევ. ნახაზების ქვედა ნაწილი უჩვენებს E4 სცინტილატორით და მის გარეშე MVA ყალიბრების შედეგად მიღებული მნიშვნელობების ფარდობას.

ენერჯის დანაკარგები. ყალიბრების შედეგები შემოწმებული იქნა ერთეული ელექტრონების სიმულირებულ მონაცემებზე. შედარებული იქნა E4 სცინტილატორებით და მათ გარეშე MVA ყალიბრების შედეგად მიღებულ ენერჯის გამოძახილის წრფივობა და გარჩევისუნარიანობა. შედეგები უჩვენებს, რომ E4 სცინტილატორის გამოყენება MVA ყალიბრების პროცედურაში აუმჯობესებს ენერჯის გარჩევისუნარიანობას დაახლოებით 10%-დან 50%-მდე,  $1.4 < |\eta| < 1.6$  არეში ნამდვილი განივი ენერჯის და ფსევდოსისწრაფის ინტერვალების მიხედვით.

მოცემულ კვლევაში შესწავლილი ყალიბრების პროცედურა, რომელიც იყენებს E4 სცინტილატორებს, ჩანერგილი იქნა 2015-2016 წლებში მიღებულ დიდი ადრონული კოლაიდერის პროტონ-პროტონული დაჯახებების მონაცემებში ATLAS დეტექტორით გაზომილი ელექტრონების და ფოტონების ენერჯის ყალიბრებაში (ATLAS Collaboration, 2019a).

## თავი 4

# ტოპ-კვარკის $t \rightarrow qZ$ აშნდ დაშლების ძიება

ტოპ-კვარკი განსხვავდება ყველა დანარჩენ ცნობილ ფუნდამენტური ნაწილაკებისაგან მისი მასის დიდი მნიშვნელობით, რომელიც ტოლია  $173.34 \pm 0.36$  (სტატ.)  $\pm 0.67$  (სისტ.) გევ-ის (The ATLAS, CDF, CMS, D0 Collaborations, 2014) და ამრიგად არის დღეისათვის ცნობილ ფუნდამენტურ ნაწილაკებს შორის ყველაზე მასიური ნაწილაკი. სტანდარტულ მოდელში ტოპ-კვარკის სიცოცხლის ხანგრძლივობა  $\sim 5 \times 10^{-25}$  წმ არის უკიდურესად მცირე და იგი იშლება ადრონიზაციის პროცესის დაწყებამდე ძირითადად  $b$  კვარკად და  $W$  ბოზონად. ტოპ-კვარკი ერთადერთია კვარკებს შორის, რომელიც არ ქმნის ბმულ მდგომარეობებს და ამრიგად შესანიშნავი ობიექტია (იარაღია) ნაწილაკების ფიზიკის სტანდარტული მოდელის შესამოწმებლად.

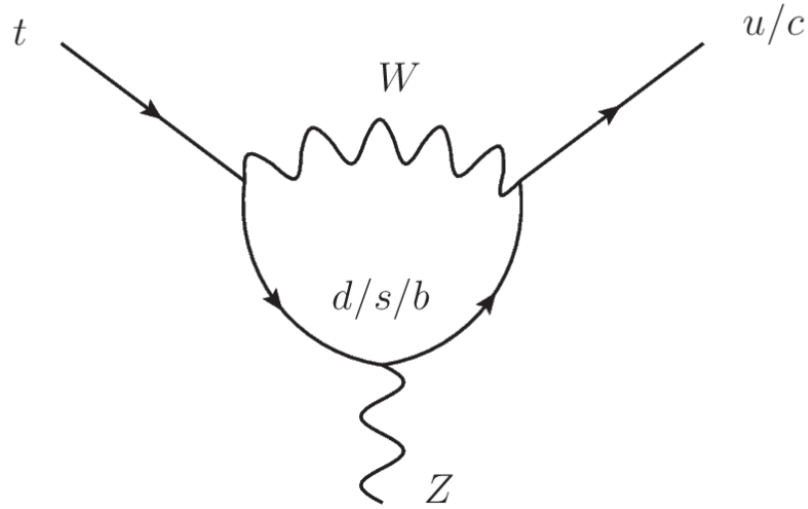
სტანდარტული მოდელის მიხედვით, ტოპ-კვარკის არომატის შემცვლელი ნეიტრალური დენებით (აშნდ) მიმდინარე დაშლები აკრძალულია ხე დონეზე, თუმცა შესაძლებელია განხორციელდეს ერთმარყუჟოვან დონეზე, მაგრამ ძლიერად არის დახშული ე.წ. გლამოუ-ილიოპოულოს-მაიანის მექანიზმის მიხედვით (Glashow, Iliopoulos, & Maiani, 1970). ტოპ-კვარკის აშნდ დაშლები მოიცავს  $Z$  ბოზონის, ჰიგსის ბოზონის, ფოტონის ან გლუონის გამოსხივებით  $u$ - ან  $c$ -კვარკში გადასვლას. მოცემულ სადისერტაციო ნაშრომში მხოლოდ  $t \rightarrow qZ$  ( $q = u, c$ ) აშნდ პროცესი იქნა განხილული. სტანდარტულ მოდელში ერთმარყუჟოვან დონეზე ამ პროცესის შესაბამისი ფეინმანის დიაგრამა მოცემულია ნახ. 4.1-ზე. ასეთი პროცესების ფარდობითი ალბათობისათვის (BR) სტანდარტული მოდელის დაშვება წარმოადგენს  $10^{-13}$ -ზე მცირე სიდიდეს (Aguilar-Saavedra, 2004), რაც ფაქტიურად უგულვებელსაყოფია ტოპ-კვარკის დომინანტური დაშლის ( $t \rightarrow bW$ ) ფარდობით ალბათობასთან შედარებით. სტანდარტული მოდელის მიერ დაშვებული აშნდ დაშლების ასეთი მცირე ფარდობითი ალბათობა დღევანდელ ექსპერიმენტებზე ამ პროცესების დაშერის შესაძლებლობების მიღმა იმყოფება (იხილეთ ცხრილი 4.1), რაც გარანტიას იძლევა, რომ ამ პროცესის ექსპერიმენტზე დაფიქსირება იქნება ახალი ფიზიკის ცხადი ნიშანი.

არსებობს სტანდარტული მოდელის გაფართოებული მოდელები, ისეთები როგორც

რიცაა კვარკიშ სინგლეტური მოდელი (QS) (Aguilar-Saavedra, 2003), ჰიგსიშ ორი დუბლეტიშ მოდელი არომატიშ შენახვით (FC 2HDM) ან შენახვიშ გარეშე (2HDM) (Atwood, Reina, & Soni, 1997), მინიმალური სუპერსიმეტრიული მოდელი (MSSM) (Cao, Eilam, Frank, Hikasa, Liu, et al., 2007), სუპერსიმეტრიული მოდელი R ლუწობიშ დარღვევით (RPV SUSY) (Yang, Young, & Zhang, 1998), მოდელები ჩახვეული დამატებითი განზომილებებით (RS) (Agashe, Perez, & Soni, 2007), ასევე გაფართოებული სარკული ფერმიონების მოდელი (EMF) (Hung, Lin, Nugroho, & Yuan, 2017), რომლებიც წინასწარმეტყველებენ გაცილებით უფრო დიდ სიდიდეებს აზნდ დაშლებიშ ფარდობითი ალბათობებისათვის, რაც შესაძლოა გაზომვადი იყოს დღევანდელ ექსპერიმენტებზე. ასეთი გაფართოებული მოდელებიშ მიმოხილვა მოცემულია (Snowmass Top Quark Working Group, Agashe, et al., 2013)-ში. სტანდარტული მოდელიშ და ზემოთ ჩამოთვლილი მისი გაფართოებული მოდელებიშ წინასწარმეტყველებანი  $t \rightarrow qZ$  დაშლიშ ფარდობითი ალბათობიშ მნიშვნელობისათვის თავმოყრილია ცხრილ 4.2-ში. ამრიგად, ექსპერიმენტებზე აზნდ  $t \rightarrow qZ$  დაშლებიშ ძიებით შესაძლოა შემოწმდეს სტანდარტული მოდელიშ გაფართოებული თეორიების სისწორე. იმ შემთხვევაშიც კი, თუ აზნდ დაშლებიშ ფარდობითი ალბათობა ვერ იქნება გაზომილი ექსპერიმენტზე, შესაძლებელი იქნება თეორიული მოდელიშ პარამეტრების მნიშვნელობების ფაზური სივრცის შემოზღუდვა, ან უფრო მეტიც, მთლიანად მოდელიშ გამორიცხვა.

ტოპ-კვარკიშ აზნდ  $t \rightarrow qZ$  დაშლა შესწავლილი იქნა LEP და HERA ამაჩქარებლებზე (ALEPH Collaboration, 2002; DELPHI Collaboration, 2004; L3 Collaboration, 2002; OPAL Collaboration, 2001; The LEP Exotica WG, 2001; ZEUS Collaboration, 2012), ტევატრონიშ ექსპერიმენტებში (CDF, D0) (CDF Collaboration, 2008; D0 Collaboration, 2011) და დიდ ადრონულ კოლაიდერზე (ATLAS Collaboration, 2012a; CMS Collaboration, 2014, 2017a, 2017b). არც ერთ ექსპერიმენტზე არ იქნა დამზერილი ეს იშვიათი დაშლა და მიღებულ იქნა ამ პროცესიშ ფარდობითი ალბათობიშ ზედა ზღვარი. მოცემულ სადისერტაციო შრომაში უახლესი შედეგის მიღებამდე, ყველაზე ძლიერი ზედა ზღვარი,  $BR(t \rightarrow uZ) < 2.2 \times 10^{-4}$  და  $BR(t \rightarrow cZ) < 4.9 \times 10^{-4}$ , 95% დამაჯერებლობიშ დონით, მიღებული იყო CMS კოლაბორაციიშ მიერ მასათა ცენტრიშ სისტემაში 8 ტეე ენერგიაზე პროტონ-პროტონული ურთიერთქმედებების მონაცემებით (CMS Collaboration, 2017a). ATLAS კოლაბორაციიშ მიერ 7 ტეე ენერგიაზე მიღებული შედეგი მოყვანილია (ATLAS Collaboration, 2012a)-ში. აზნდ  $t \rightarrow qZ$  დაშლიშ ფარდობით ალბათობაზე 95% საიმედოობიშ დონით დღევანდელი ექსპერიმენტული ზედა ზღვრები თავმოყრილია ცხრილ 4.1-ში, სადაც გამოკლებულია ATLAS ექსპერიმენტიშ შედეგები, რომელიც წარმოადგენს მოცემული სადისერტაციო სამუშაოს ნაწილს.

ამ თავში აღწერილია სადისერტაციო სამუშაოს ფარგლებში ჩატარებული აზნდ  $t \rightarrow qZ$  დაშლებიშ ძიება დიდი ადრონული კოლაიდერიშ ATLAS ექსპერიმენტზე დაგროვებულ პროტონ-პროტონული დაჯახებების მონაცემებში. ასევე შესწავლილია ATLAS ექსპერიმენტიშ მგრძნობიარობა აზნდ  $t \rightarrow qZ$  დაშლებიშ მიმართ მაღალი ნათების დიდ ადრონულ კოლაიდერზე.



ნახ. 4.1: სტანდარტულ მოდელში  $t \rightarrow qZ$  ( $q = u, c$ ) აშნდ დაშლის ფეინმანის დიაგრამა.

$\sqrt{s}$ (TeV)	Experiment	BR( $t \rightarrow qZ$ ) (%)
1.96	CDF	3.7
1.96	D0	3.2
up to 0.208	LEP	7.8
0.315	HERA	30 (tuZ)
7	ATLAS	0.73 ( $q = u$ )
8	CMS	0.022 ( $q = u$ )
13	CMS	0.045 ( $q = c$ )

ცხრ. 4.1: ექსპერიმენტებზე მიღებული აშნდ  $t \rightarrow qZ$  დაშლის ფადრობითი ალბათობის 95% საიმედოობის დონით ზედა ზღვარი. ATLAS ექსპერიმენტის შედეგები, რაც მოცემული ნაშრომის შედეგებს წარმოადგენს, არ არის ნაჩვენები.

Model:	SM	QS	2HDM	FC 2HDM	MSSM	RPV SUSY	RS	EMF
BR( $t \rightarrow qZ$ ):	$10^{-14}$	$10^{-4}$	$10^{-6}$	$10^{-10}$	$10^{-7}$	$10^{-6}$	$10^{-5}$	$10^{-6}$

ცხრ. 4.2: აშნდ  $t \rightarrow qZ$  ( $q = u, c$ ) დაშლის ფადრობითი ალბათობის მაქსიმალური დასაშვები მნიშვნელობები, რაც ნაწინასწარმეტყველება სხვადასხვა მოდელების მიხედვით (Agashe, Perez, & Soni, 2007; Aguilar-Saavedra, 2003, 2004; Atwood, Reina, & Soni, 1997; Cao, Eilam, Frank, Hikasa, Liu, et al., 2007; Hung, Lin, Nugroho, & Yuan, 2017; Snowmass Top Quark Working Group, Agashe, et al., 2013; Yang, Young, & Zhang, 1998).

## 4.1 ეფექტური ველის თეორიის მეთოდი

ტოპ-კვარკის არომატის შემცვლელი ნეიტრალური დენებით მიმდინარე დაშლებში ახალი ფიზიკის სკალა ( $\Lambda$ ) მიჩნეულია რომ არის საკმარისად დიდი ( $\Lambda \gtrsim 1 \text{ TeV}$ ), მიუხედავად ამისა დღევანდელი ექსპერიმენტების ენერგიებზე ახალი ფიზიკის ეფექტებმა მანც შესაძლოა თავი იჩინონ სტანდარტული მოდელიდან მცირე გადახრებში. დაბალი ენერგიების პროცესებში ექსპერიმენტზე დამზერად ფიზიკურ ცვლადებზე ახალი ფიზიკის ეფექტები შესაძლებელია აღწერილი იქნეს სტანდარტული მოდელის გაფართოებული თეორიებისგან დამოუკიდებელი ეფექტური ველის თეორიის მეთოდით (Zhang & Willenbrock, 2011). ამ მოდელში, სტანდარტული მოდელის ლაგრანჟიანის სიმკვრივის ოპერატორების გაშლით შედგენილია ეფექტური ლაგრანჟიანი, სადაც ახალი ფიზიკის ეფექტები წარმოდგენილია მინიმუმ ხუთ-განზომილებიანი ოპერატორების სახით. ეს ოპერატორები დაფუძნებულნი არიან სტანდარტული მოდელის ველებზე და დახშულნი არიან ახალი ფიზიკის სკალის (მასშტაბის),  $\Lambda$ -ს ხარისხების სიდიდეებით. ყალიბრული ინვარიანტობების გამო, ხუთ-განზომილებიანი ოპერატორებიდან მხოლოდ ისეთები არიან დაშვებულნი, რომლებიც წარმოქმნიან ნეიტრინოების მაიორანას მასებს. ნეიტრინოების მასების გაზომილი ძალიან მცირე მნიშვნელობების გამო ხუთ-განზომილებიანი ოპერატორებით ახალი ფიზიკის სკალა შეზღუდულია  $10^{15}$  გევ-ის რიგამდე. ასეთი სკალის პროცესების ეფექტები დღევანდელი ექსპერიმენტების ენერგიებზე სრულიად უგულებელსაყოფია, ამიტომაც ეფექტურ ლაგრანჟიანში ხუთ-განზომილებიანი ოპერატორები არ განიხილებიან. დღევანდელ ექსპერიმენტებში განსახილველია მხოლოდ ექვს-განზომილებიანი ოპერატორები, რადგანაც მოსალოდნელია რომ სტანდარტული მოდელიდან გადახრა იქნება ძალიან მცირე. ამრიგად ეფექტური ლაგრანჟიანი შსაძლოა დაიწეროს შემდეგი სახით:

$$\mathcal{L}_{eff} = \mathcal{L}_{SM} + \sum_i \frac{C_i}{\Lambda^2} O_i + H.c., \quad (4.1)$$

სადაც  $\mathcal{L}_{SM}$  აღნიშნავს სტანდარტული მოდელის ოთხ-განზომილებიან ლაგრანჟიანს,  $O_i$  წარმოადგენს ექვს-განზომილებიან ყალიბრულად ინვარიანტულ ოპერატორებს და უგანზომილებო  $C_i$  კოეფიციენტები მიუთითებენ შესაბამისი  $O_i$  ოპერატორის სიძლიერეს. არსებობს 80-ზე მეტი ექვს-განზომილებიანი ოპერატორი, თუმცა ყველა არ არის დამოუკიდებელი და მხოლოდ რამდენიმეს (დაახლოებით 15-ს) აქვს მნიშვნელოვანი გავლენა ტოპ-კვარკზე (Aguilar-Saavedra, 2009; Zhang & Willenbrock, 2011).

## 4.2 $\sqrt{s} = 8$ ტევ ენერგიაზე პროტონების დაჯახებების ანალიზი

ტოპ-კვარკის არომატის შემცვლელი ნეიტრალური დენებით მიმდინარე დაშლის  $t \rightarrow qZ$  საძიებლად დამუშავებული იქნა 2012 წელს ATLAS ექსპერიმენტის მიერ დაგროვებული მასათა ცენტრის სისტემაში  $\sqrt{s} = 8$  ტევ ენერგიაზე პროტონ-პროტონული დაჯახებების მონაცემები. კვლევა ჩატარდა ტოპ-კვარკ-ტოპ-ანტიკვარკ წყვილური დაბადების შემთხვევებში, როდესაც ერთი ტოპ-კვარკი იშლება  $t \rightarrow qZ$  აზნდ არხით, ხოლო მეორე - სტანდარტული მოდელის მიხედვით დომინანტური  $t \rightarrow bW$  არხით. განხილული იქნა  $Z$  ბოზონის მხოლოდ დამუხტულ ლეპტონებად დაშლის არხი, ხოლო  $W$  ბოზონის ადრონული და ლეპტონური დაშლის არხები. შესაბამისად, ანალიზში აზნდ დაშლის ძიებისათვის გამოყენებულია ორი არხი: ორ-ლეპტონური და სამ-ლეპტონური. ორ-ლეპტონურ არხში საბოლოო მდგომარეობის ტოპოლოგია ხასიათდება ორი იზოლირებული დამუხტული ლეპტონის და სულ მცირე ოთხი ადრონული ჯეტის არსებობით. სამ-ლეპტონური არხის საბოლოო მდგომარეობის ტოპოლოგია მოიცავს სამ დამუხტულ ლეპტონს, სულ მცირე 2 ადრონულ ჯეტს, რომელთაგანაც ერთი მომდინარეობს  $b$ -კვარკიდან, და დაუფიქსირებელი ნეიტრინოსგან დატოვებულ ნაკლებ განივ ენერგიას.

### 4.2.1 ექსპერიმენტული მონაცემები

მოცემულ ანალიზში გამოყენებული იქნა ექსპერიმენტული მონაცემები, რომელიც მიღებულია 2012 წელს ATLAS ექსპერიმენტის მიერ მასათა ცენტრის სისტემაში  $\sqrt{s} = 8$  ტევ ენერგიაზე პროტონ-პროტონული ურთიერთქმედებების შედეგად. დამუშავებული ექსპერიმენტული მონაცემების ინტეგრალური ნათება არის  $20.3 \text{ ფბ}^{-1}$ ,  $2.8\%$  განუზღვრელობით.

### 4.2.2 სიმულირებული მონაცემები

სხვადასხვა ფიზიკური პროცესების შემთხვევების სიმულაციისათვის გამოყენებული იქნა სხვადასხვა პროგრამული უზრუნველყოფის პაკეტები. ეს პაკეტები მოიცავენ განსახილველი პროცესის მიღმა არსებულ ფიზიკის ცოდნას და იყენებენ მონტე-კარლო სტატისტიკურ მეთოდებს, რათა მოხდეს განსახილველი პროცესის შემთხვევის სიმულაცია. სიმულირებული შემთხვევების მონაცემები გამოიყენება სიგნალი პროცესების მიმართ დეტექტორის მგრძობიარობის შესასწავლად და მოსალოდნელი ფონური პროცესების წვლილის შესაფასებლად.



სიგნალის მონაცემები

მონტე-კარლო სიმულაციით მიღებული ტოპ-კვარკების წყვილური დაბადების მონაცემები (როდესაც ერთი ტოპ-კვარკი იშლება აზნდ-ით  $Z$  ბოზონად და  $q$ -კვარკად, მაშინ როცა მეორე ტოპ-კვარკი იშლება სტანდარტულ მოდელში დომინანტური დაშლის არხით) დაგენერირებული იქნა ATLAS კოლაბორაციის მიერ PROTOS 2.2 გენერატორის საშუალებით (Aguilar-Saavedra, 2010; J. A. Aguilar-Saavedra, n.d.). ახალი ფიზიკის ეფექტები  $\Lambda$  სკალაზე გათვალისწინებულია სტანდარტული მოდელის ლაგრანჟიანზე ანომალური ბმის კონსტანტების წევრების სახით მოცემული ექვს-განზომილებიანი ეფექტური ოპერატორების დამატებით (Aguilar-Saavedra, 2009).  $Ztu$  წვეროს ყველაზე ზოგადი წვეროს, რომელიც წარმოიშვება ექვს-განზომილებიანი ოპერატორებიდან, პარამეტრიზაცია შესაძლებელია მოხდეს შემდეგი სახით:

$$\mathcal{L}_{Ztu} = -\frac{g}{2c_W} \bar{u} \gamma^\mu (X_{ut}^L P_L + X_{ut}^R P_R) t Z_\mu - \frac{g}{2c_W} \bar{u} \frac{i\sigma^{\mu\nu} q_\nu}{M_Z} (\kappa_{ut}^L P_L + \kappa_{ut}^R P_R) t Z_\mu + H.c., \quad (4.2)$$

სადაც  $\gamma^\mu$  წარმოადგენს გამა მატრიცებს,  $\sigma^{\mu\nu}$  არის პაულის მატრიცები,  $g$  - ელექტროსუსტი ურთიერთქმედების ბმის კონსტანტა,  $c_W$  - სუსტი შერევის კუთხის კოსინუსი,  $u$  და  $t$  - კვარკების სპინორები,  $Z_\mu$  -  $Z$  ბოზონის ველი,  $P_L$  ( $P_R$ ) - მარცხენა (მარჯვენა) პროექციის ოპერატორი,  $M_Z$  არის  $Z$  ბოზონის მასა და  $q_\nu = p'_t - p'_u$  არის გამომავალი ბოზონის იმპულსი, ხოლო  $X_{ut}^L$ ,  $X_{ut}^R$  და  $\kappa_{ut}^L$ ,  $\kappa_{ut}^R$  არიან ანომალური ვექტორული და ტენზორული ბმის კონსტანტები, სათანადოდ. ანალოგიურად არის შესაძლებელი  $Ztc$  წვეროს პარამეტრიზაცია.

სიმულაციის შედეგად ორ-ლეპტონურ და სამ-ლეპტონურ არხში ანალიზისათვის მიღებული იქნა სხვადასხვა მონაცემები, სადაც  $Z$  ბოზონი იშლება დამუხტულ ლეპტონებად და ორ-ლეპტონური არხისთვის  $W$  ბოზონი იშლება ადრონებად, ხოლო სამ-ლეპტონური არხისთვის - ლეპტონებად.

ფონური პროცესების მონაცემები

სტანდარტული მოდელით აღწერილ რამდენიმე პროცესს გააჩნია ისეთივე საბოლოო მდგომარეობის ტოპოლოგია, როგორც სიგნალის პროცესს. ასეთი პროცესები განხილული იქნა როგორც ფონური პროცესები. ორ-ლეპტონური (სამ-ლეპტონური) არხისთვის ფონური პროცესი შეიძლება იყოს შემთხვევები აღდგენილი ორი (სამი) იზოლირებული დამუხტული ლეპტონით, რომლებიც შეიძლება იყვნენ პირდაპირი<sup>1</sup> ლეპტონები, ისევე როგორც არაპირდაპირი ("ცრუ") ლეპტონები.

ცრუ ლეპტონების შემცველი პროცესების შეფასება მოხდა ექსპერიმენტული მონაცემების გამოყენებით პირდაპირი და ცრუ ლეპტონების ეფექტურობების პარამეტრიზაციით. ორ-ლეპტონურ არხში ასეთი შემთხვევები ძირითადად მომდინარეობს  $W$ +jets და სტანდარტული მოდელის  $t\bar{t}$  პროცესებიდან, ხოლო სამ-ლეპტონურ არხში - ძირითადად

<sup>1</sup>პირდაპირია ლეპტონი თუ ის მომდინარეობს  $W$  ან  $Z$  ბოზონის დაშლისგან, პირდაპირ ან შუალედური  $\tau \rightarrow \ell\nu\bar{\nu}$  დაშლით, ანდაც ტოპ-კვარკის ერთ-ლეპტონური დაშლიდან.

თადად  $Z$ +jets და სტანდარტული მოდელის  $t\bar{t}$  პროცესებიდან.

მხოლოდ პირდაპირი ლეპტონების შემცველი დომინანტური ფონური პროცესების შესაფასებლად გამოყენებული იქნა მონტე-კარლო მეთოდით მიღებული სიმულირებული მონაცემები. ორ-ლეპტონურ არხში ასეთ პროცესებს წარმოადგენენ  $Z$ +jets დაბადების პროცესი, ხოლო სამ-ლეპტონურ არხში - დიბოზონების ( $WZ, ZZ$ ) და  $t\bar{t}V$  ( $V$  არის  $W$  ან  $Z$ ) დაბადების პროცესები. შედარებით ნაკლები წვლილი წარმოიშვება  $tZ$ ,  $Wt$ ,  $WW$ , სამი ბოზონის ( $WWW, ZWW, ZZZ$ ),  $VH$  და  $t\bar{t}H$  დაბადების პროცესებიდან, რომელთა შეფასებაც ასევე მოხდა სიმულირებული მონაცემების გამოყენებით.

### 4.2.3 აღდგენილი ფიზიკური ობიექტები

ამ ანალიზში დეტექტორით აღდგენილ მთავარ ფიზიკურ ობიექტებს წარმოადგენენ ელექტრონები, მიუონები, ნაკლული განივი ენერჯია, ადრონული ჯეტები და  $b$ -ჯეტად მონიშნული ჯეტები. ტაუ ლეპტონების პირდაპირ აღდგენა არ ხდება, თუმცა მისი დაშლის პროდუქტები აღდგენილია ელექტრონებად, მიუონებად, ჯეტებად ან ნაკლულ განივ ენერჯიაში დამატებით წვლილად.

#### ელექტრონები

ელექტრონების კანდიდატების აღდგენა მოხდა ელექტრო-მაგნიტური კალორიმეტრიდან მიღებული ინფორმაციის და წვეროს დეტექტორიდან მოღებული კვალების ინფორმაციის კომბინირების საფუძველზე. ელექტრონების კანდიდატებს მოეთხოვებოდათ, რომ განივი ენერჯია მეტი ყოფილიყო 15 გეე-ზე,  $|\eta| < 2.47$  და  $1.37 < |\eta| < 1.52$ . ცრუ ლეპტონების წვლილის შემცირების მიზნით ელექტრონების კანდიდატებს მოეთხოვებოდათ, რომ დაეკმაყოფილებინათ იზოლაციის წინასწარ განსაზღვრული კრიტერიუმები.

#### მიუონები

მიუონების კანდიდატების აღდგენა ხორციელდება მიუონურ კამერების შრეებში კვალის სეგმენტების ძიებით და ამ სეგმენტების კომბინირებით, დაწყებული ყველაზე გარე სეგმენტით. კვალის ფიტირების დროს გათვალისწინებულია ნივთიერების ეფექტები. შემდგომ ხდება შერჩეული კვალის შესაბამისი წვეროს დეტექტორში აღდგენილი კვალის პოვნა. ამის შემდეგ ხდება მიუონების შერჩეული კანდიდატებისთვის თავიდან ფიტირება ორივე დეტექტორიდან მიღებული კვალის სრული ინფორმაციის გამოყენებით (ATLAS Collaboration, 2014b). შერჩეულ კანდიდატებს მოეთხოვებოდათ, რომ განივი იმპულსი ( $p_T$ ) მეტი ყოფილიყო 15 გეე-ზე და  $|\eta| < 2.5$ . ასევე დამატებით მოეთხოვებოდათ სპეციალური იზოლაციის კრიტერიუმების დაკმაყოფილება.

## ჯეტები

ადრონული ჯეტის აღდგენა ხდება anti- $k_t$  ალგორითმის გამოყენებით, რომლის რადიუსის პარამეტრია  $R = 0.4$  (Cacciari, Salam, & Soyez, 2008). ამ ალგორითმის შემავალ ობიექტებს წარმოადგენენ კალორიმეტრში ჩამოყალიბებული ტოპოლოგიური კლასტერები (ATLAS Collaboration, 2015b). აღდგენილ ჯეტებს მოეთხოვებოდათ, რომ  $p_T > 25$  გეე და  $|\eta| < 2.5$ .

## $b$ -ჯეტად მონიშვნა

ადრონული ჯეტები იდენტიფიცირებულნი არიან როგორც წარმოქმნილნი  $b$ -კვარკის ადრონიზაციიდან ( $b$ -ჯეტად მონიშვნა) და არა მსუბუქი კვარკის ადრონიზაციის შედეგად, ძირითადად მათი გაცილებით უფრო გრძელი განარბენის საფუძველზე, რაც განპირობებულია მათი შედარებით დიდი სიცოცხლის ხანგრძლივობით. ეს განხორციელებულია მულტივარიაციულ ანალიზზე დაფუძნებული მეთოდის გამოყენებით, რათა გაერთიანდეს წანაცვლებული კვალების დაჯახების პარამეტრებიდან და ასევე ჯეტის შიგნით აღდგენილი მეორადი და მასამეული დაშლის წვეროების ტოპოლოგიური თვისებებიდან მიღებული ინფორმაციები (ATLAS Collaboration, 2011).

## ნაკლული განივი ენერგია

ნაკლული განივი ენერგიის ( $E_T^{\text{miss}}$ ) გაზომვა დაფუძნებულია  $|\eta| < 4.9$  არეში კალორიმეტრში ენერგიის გაზომვაზე (ATLAS Collaboration, 2012d). მის გაზომვაში გათვალისწინებულია ტრეკული დეტექტორით და მიუონური სისტემით მიუონის იმპულსის გაზომვა.

## 4.2.4 $pp$ -ურთიერთქმედებების შემთხვევების შერჩევა და რეკონსტრუქცია

### წინასწარი შერჩევა

ანალიზში განხილული იყო  $pp$ -ურთიერთქმედებების მხოლოდ ის შემთხვევები, რომლებიც აკმაყოფილებენ გარკვეულ კრიტერიუმებს, რაც ქვემოთ არის განხილული.

არჩეული იქნა ისეთი შემთხვევები, რომლებიც არ შეიცავენ აპარატურულ დამახინჯებებს, ასევე არ უნდა ყოფილიყვნენ არასრულად ჩაწერილნი, რაც ძირითადად გამოწვეულია დანადგარის ტრიგერის დიდ ადრონულ ამაჩქარებელთან დროითი სინქრონიზაციის სისტემის გადატვირთვის გამო. ჩართული უნდა ყოფილიყო ელექტრონის, ან მიუონის ტრიგერი და ტრიგერის ობიექტი უნდა ყოფილიყო აღდგენილ ელექტრონის/მიუონის კანდიდატთა შორის. შემთხვევაში უნდა ყოფილიყო პირველადი ურთი-

ერთქმედების წვერო, საიდანაც მომდინარეობს 400 მევ-ზე დიდი განივი იმპულსის მქონე სულ მცირე ხუთი კვალი.

ორ-ლეპტონური შემთხვევების შერჩევა და რეკონსტრუქცია

$t\bar{t} \rightarrow bW(\rightarrow q\bar{q})qZ(\rightarrow \ell^+\ell^-)$  სიგნალის საბოლოო მდგომარეობის ტოპოლოგია მოიცავს ორ დამუხტულ ლეპტონს და სულ მცირე ოთხ ადრონულ ჯეტს. შესაბამისად, არჩეული იქნა  $pp$ -ურთიერთქმედებების ისეთი შემთხვევები, სადაც აღდგენილია ზუსტად ორი იზოლირებული დამუხტული ლეპტონი და სულ მცირე ოთხი ადრონული ჯეტი, რომელთაგანაც ზუსტად ერთი უნდა ყოფილიყო  $b$ -ჯეტად მონიშნული. აღდგენილ ორ ლეპტონს უნდა ჰქონოდა ერთნაირი არომატი და საწინააღმდეგო ნიშნის მუხტი, ხოლო მათი წყვილის ინვარიანტული მასა არ უნდა ყოფილიყო  $Z$  ბოზონის მასიდან 10 გევ-ზე მეტად დაშორებული. დამატებით, არჩეულ ჯეტებს უნდა ჰქონოდათ 30 გევ-ზე დიდი განივი იმპულსი.

იმისათვის რომ აღვადგინოთ  $t\bar{t}$  შემთხვევის კინემატიკა, სადაც ერთი ტოპ-კვარკი იშლება სტანდარტული მოდელით დომინანტური არხით ( $t \rightarrow bW \rightarrow j_a j_b j_c$ ) და მეორე აზნდ არხით ( $t \rightarrow qZ \rightarrow j_d \ell_a \ell_b$ ), საჭიროა აღდგენილი ჯეტები შევუსაბამოთ  $W$  ბოზონის დაშლის პროდუქტებს, ტოპ-კვარკის აზნდ დაშლიდან მიღებულ მსუბუქ კვარკს (აღნიშნული როგორც  $q$ -კვარკი) და  $b$ -კვარკს. ეს განხორციელდა  $b$ -ჯეტად მონიშნული ჯეტის  $b$ -კვარკად მიჩნევით და დარჩენილი კვარკებისთვის ჯეტების იმ კომბინაციის არჩევით, რომელიც იძლევა შემდეგი გამოსახულების მინიმალურ მნიშვნელობას:

$$\chi^2 = \frac{(m_{j_a j_b j_c}^{reco} - m_t)^2}{\sigma_{t_{SM}}^2} + \frac{(m_{j_d \ell_a \ell_b}^{reco} - m_t)^2}{\sigma_{t_{FCNC}}^2} + \frac{(m_{j_b j_c}^{reco} - m_W)^2}{\sigma_W^2}, \quad (4.3)$$

სადაც  $m_{j_a j_b j_c}^{reco}$ ,  $m_{j_d \ell_a \ell_b}^{reco}$  და  $m_{j_b j_c}^{reco}$  წარმოადგენენ სტანდარტული მოდელის ტოპ-კვარკის, აზნდ ტოპ-კვარკის და  $W$  ბოზონის აღდგენილ მასებს. გამოსახულებაში შემავალი მასების ცენტრალური მნიშვნელობები აღებულია როგორც  $m_t = 172.5$  GeV,  $m_W = 80.4$  GeV, ხოლო სიგანეები ( $\sigma_{t_{FCNC}} = 9.8$  GeV,  $\sigma_{t_{SM}} = 21.5$  GeV და  $\sigma_W = 12.1$  GeV) აღებულია სიმულირებული შემთხვევებიდან.

შემთხვევების რეკონსტრუქციის შემდეგ მოთხოვნილი იყო:  $|m_{j_a j_b j_c}^{reco} - 172.5 \text{ GeV}| < 40 \text{ GeV}$ ,  $|m_{j_d \ell_a \ell_b}^{reco} - 172.5 \text{ GeV}| < 40 \text{ GeV}$  და  $|m_{j_b j_c}^{reco} - 80.4 \text{ GeV}| < 30 \text{ GeV}$ . საბოლოოდ კი, სიგნალის არე განსაზღვრული იყო მულტივარიაციულ დისკრიმინანტულ ცვლადზე  $D > 0.75$  კრიტერიუმის მოთხოვნით, რაც ზრდის სიგნალის მნიშვნელოვნებას, როგორც ეს აღწერილია პარაგრაფ 4.2.6-ში.

სამ-ლეპტონური შემთხვევების შერჩევა და რეკონსტრუქცია

$t\bar{t} \rightarrow bW(\rightarrow \ell\nu)qZ(\rightarrow \ell^+\ell^-)$  შემთხვევების საბოლოო მდგომარეობის ტოპოლოგია მოიცავს სამ დამუხტულ ლეპტონს, სულ მცირე ორ ჯეტს, რომელთაგანაც ერთი მომდინარეობს  $b$ -კვარკიდან, და დაუფიქსირებელი ნეიტრინოსგან წარმოქმნილ ნაკლებ განივ

იმპულსს.

სამ-ლექტონურ არხში შერჩეულ შემთხვევებს მოეთხოვებოდათ ზუსტად სამი ად-დგენილი დამუხტული ლექტონი, რომელთაგანაც სულ მცირე ერთ წყვილს უნდა ჰქონოდა ერთნაირი არომატი და საწინააღმდეგო ნიშნის მუხტი, და ინვარიანტული მასა  $Z$  ბოზონის მასიდან არა უმეტეს 15 გევ-ით დაშორებული. იმ შემთხვევაში თუ ერთზე მეტი ასეთი წყვილი იქნა ნანახი, მაშინ  $Z$  ბოზონის კანდიდატად განხილული იქნა ის წყვილი, რომელსაც გააჩნია  $Z$  ბოზონის მასასთან უფრო მეტად მიახლოებული მნიშვნელობა. შემდგომ, შემთხვევაში უნდა ყოფილიყო  $E_T^{\text{miss}} > 20$  გევ და ორი ან სამი ადრონული ჯეტი (მესამე ჯეტი შესაძლოა მომდინარეობდეს საწყისი ან საბოლოო მდგომარეობის რადიაციიდან). ერთი ან ორი ჯეტი უნდა ყოფილიყო  $b$ -ჯეტად მონიშნული და დამატებით მოითხოვებოდა, რომ არჩეულ ჯეტებს ქონოდათ  $p_T > 35$  გევ.

$t\bar{t}$  შემთხვევის კინემატიკის აღსადგენად, როდესაც ერთი ტოპ-კვარკი იშლება აზნდ არხით ( $t \rightarrow qZ \rightarrow j_a l_a l_b$ ) და მეორე სტანდარტული მოდელით დომინანტური არხით ( $t \rightarrow bW \rightarrow j_b l_c \nu$ ), საჭიროა აღდგენილი ჯეტები შევუსაბამოთ  $q$ - და  $b$ -კვარკებს და შევავსოთ  $W$  ბოზონის დაშლიდან მომდინარე დაუფიქსირებელი ნეიტრინოს 4-იმპულსი. თუ დავუშვებთ, რომ ნაკლები განივი იმპულსი წარმოადგენს დაუფიქსირებელი ნეიტრინოს იმპულსის განივ კომპონენტს და ლექტონი, რომელიც არ მიეკუთვნება  $Z$  ბოზონის კანდიდატს, მომდინარეობს  $W$  ბოზონის დაშლიდან, მაშინ ნეიტრინოს იმპულსის  $z$ -კომპონენტის ( $p_z'$ ) შეფასება შესაძლებელია შემდეგი გამოსახულების მინიმიზაციით:

$$\chi^2 = \frac{(m_{j_a l_a l_b}^{\text{reco}} - m_{t_{\text{FCNC}}})^2}{\sigma_{t_{\text{FCNC}}}^2} + \frac{(m_{j_b l_c \nu}^{\text{reco}} - m_{t_{\text{SM}}})^2}{\sigma_{t_{\text{SM}}}^2} + \frac{(m_{l_c \nu}^{\text{reco}} - m_W)^2}{\sigma_W^2}, \quad (4.4)$$

სადაც  $m_{j_a l_a l_b}^{\text{reco}}$ ,  $m_{j_b l_c \nu}^{\text{reco}}$  და  $m_{l_c \nu}^{\text{reco}}$  წარმოადგენენ  $qZ$ ,  $bW$  და  $l\nu$  სისტემების აღდგენილ ინვარიანტულ მასებს, შესაბამისად. გამოსახულებაში შემავალი მასების ცენტრალური მნიშვნელობები და სიგანეები აღებულია სიმულირებული შემთხვევებიდან:  $m_{t_{\text{FCNC}}} = 173$  GeV,  $\sigma_{t_{\text{FCNC}}} = 10$  GeV,  $m_{t_{\text{SM}}} = 168$  GeV,  $\sigma_{t_{\text{SM}}} = 23$  GeV,  $m_W = 82$  GeV და  $\sigma_W = 15$  GeV.

ჯეტების თითოეული კომბინაციისათვის, როდესაც  $j_a$  შასაძლებელია იყოს ნებისმიერი არჩეული ჯეტი, ხოლო  $j_b$  აუცილებლად  $b$ -ჯეტად მონიშნული,  $\chi^2$ -ის მინიმიზაცია იძლევა  $p_z'$ -ის ყველაზე ალბათურ მნიშვნელობას. საბოლოოდ არჩეული იქნა ჯეტების ის კომბინაცია, შესაბამისი  $p_z'$ -ის მნიშვნელობით, რომელიც იძლევა  $\chi^2$ -ის მინიმალურ მნიშვნელობას.

სიგნალის არის განსაზღვრა დასრულდა  $\chi^2 < 6$  მოთხოვნით, რაც ახდენს აზნდ  $t \rightarrow qZ$  დაშლის მიმართ ანალიზის მგრძობიარობის ოპტიმიზაციას, რომელიც განხილულია პარაგრაფ 4.2.8-ში.

#### 4.2.5 ფონური პროცესების შეფასება

მონტე-კარლო მეთოდით მიღებული სიმულირებული მონაცემები იქნა გამოყენებული ისეთი ფონური პროცესების შესაფასებლად, რომლებიც მოიცავენ მხოლოდ პირდაპირ

ლექტონებს, ხოლო ცრუ ლექტონების შემცველი პროცესების შეფასება მოხდა ექსპერიმენტული მონაცემების გამოყენებით პირდაპირი და ცრუ ლექტონების ეფექტურობების პარამეტრიზაციით. სიმულირებული მონაცემები დანორმირებული იყო შესაბამის პროცესის განივკვეთის თეორიულ მნიშვნელობებზე.

სიმულირებული მონაცემების სანდოობის შესამოწმებლად განსაზღვრული იქნა ფონური პროცესების საკონტროლო არეები. ორ-ლექტონური არხის ანალიზში ფონური პროცესების საკონტროლო არეებიდან განსაზღვრული იქნა დომინანტური ფონური პროცესების სკალირების კოეფიციენტები, რითაც ეს პროცესები შესწორებული იქნა სიგნალის არეში. სამ-ლექტონური არხის ანალიზში სკალირების კოეფიციენტები არ იქნა განსაზღვრული, თუმცა ფონური პროცესების საკონტროლო არეები გამოყენებული იქნა მოდელირების განუზღვრელობის შესაფასებლად.

ორ-ლექტონურ არხში ფონების საკონტროლო არეები

ორ-ლექტონური არხის ანალიზში აღდგენილი  $Z$  ბოზონის მასაზე მკაცრი კრიტერიუმის მოთხოვნით მნიშვნელოვნად მცირდება არა- $Z$  ბოზონის დაბადების პროცესების წვლილი.  $Z$ +jets პროცესის დიდი განივკვეთის მნიშვნელობის (ATLAS Collaboration, 2018d) გამო მოსალოდნელია, რომ ორ-ლექტონური არხის სიგნალის არეში ძირითადი ფონური პროცესი იქნება სწორედ  $Z$ +jets-ი. შესაბამისად განსაზღვრული იქნა  $Z$  ბოზონის მძიმე კვარკებთან ( $Z$ +HF) და მსუბუქ კვარკებთან ( $Z$ +LF) ერთად დაბადების პროცესების საკონტროლო არეები.

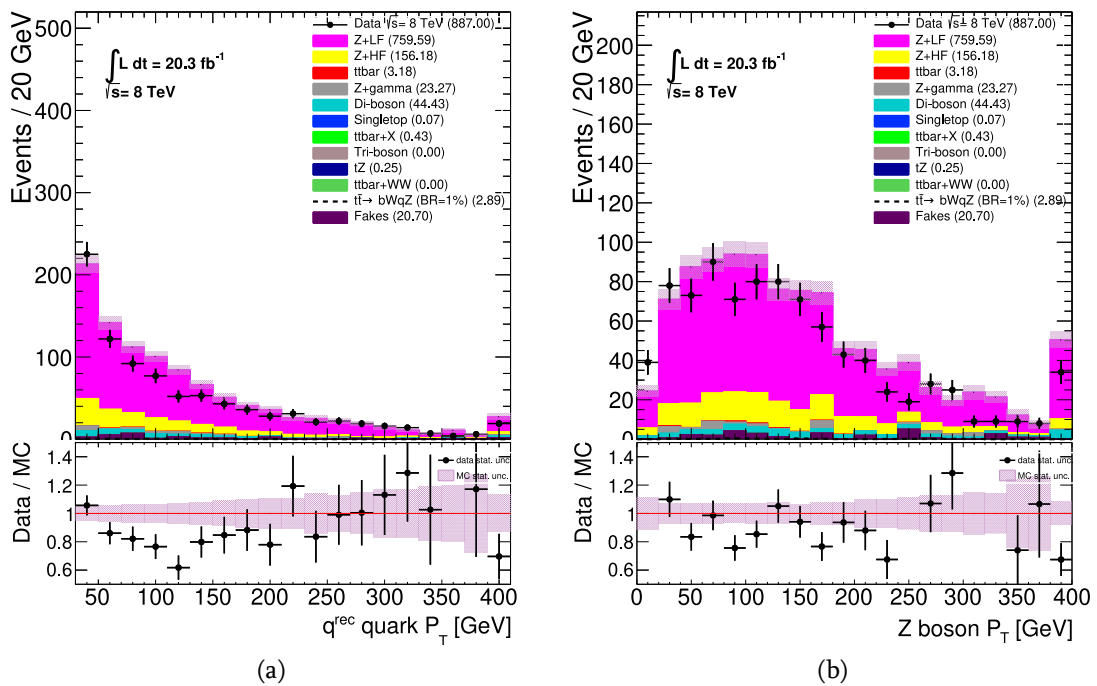
$Z$ +LF პროცესის საკონტროლო არის განსაზღვრად არჩეულ შემთხვევებს მოეთხოვებოდათ სულ მცირე 4 ჯეტის არსებობა, რომელთაც გააჩნიათ  $p_T > 30$  გევ და არც ერთი არ არის  $b$ -ჯეტად მონიშნული, ზუსტად ორი დამუხტული ლექტონის არსებობა, რომელთაც გააჩნიათ ერთნირი არომატი და სხვადასხვა ნიშნის მუხტი, ასევე მათი წყვილის მასა არ უნდა ყოფილიყო  $Z$  ბოზონის მასიდან 10 გევ-ზე მეტად დაშორებული. დამატებით აღდგენილი იქნა  $t\bar{t} \rightarrow bW(\rightarrow q\bar{q})qZ(\rightarrow \ell^+\ell^-)$  შემთხვევები და მოთხოვნილი იქნა  $|m_{j_a j_b j_c}^{\text{reco}} - 172.5 \text{ GeV}| > 40 \text{ GeV}$ ,  $|m_{j_d \ell_a \ell_b}^{\text{reco}} - 172.5 \text{ GeV}| > 40 \text{ GeV}$  და  $|m_{j_b j_c}^{\text{reco}} - 80.4 \text{ GeV}| > 30 \text{ GeV}$ .

$Z$ +HF პროცესის საკონტროლო არის განსაზღვრა მოხდა სულ მცირე 4 ჯეტის და ზუსტად ორი დამუხტული ლექტონის მოთხოვნით. ჯეტებს უნდა ჰქონოდათ  $p_T > 30$  გევ და სულ მცირე ერთი უნდა ყოფილიყო  $b$ -ჯეტად მონიშნული. ლექტონები იმდა ყოფილიყვნენ ერთნირი არომატის და სხვადასხვა ნიშნის მუხტის მატარებელნი, ასევე მათი წყვილის მასა არ უნდა ყოფილიყო  $Z$  ბოზონის მასიდან 10 გევ-ზე მეტად დაშორებული. დამატებით აღდგენილი იქნა  $t\bar{t} \rightarrow bW(\rightarrow q\bar{q})qZ(\rightarrow \ell^+\ell^-)$  შემთხვევები და მოთხოვნილი იქნა  $|m_{j_d \ell_a \ell_b}^{\text{reco}} - 172.5 \text{ GeV}| > 40 \text{ GeV}$ .

ნახაზი 4.2 და ნახაზი 4.3 გამოსახავენ აღდგენილი  $q$ -კვარკის და  $Z$  ბოზონის კანდიდატის განივი იმპულსის განაწილებებს  $Z$ +LF და  $Z$ +HF საკონტროლო არეებში, შესაბამისად. სიმულირებული მონაცემები დანორმირებულია განივკვეთის თეორიულ მნიშვნელობებზე. დამზერილი მონაცემები დაახლოებით 10%-ით ნაკლებია და 10%-ით

მეტია ვიდრე სიმულაციით მითღებული მოსალოდნელი მონაცემები  $Z+LF$  და  $Z+HF$  საკონტროლო არეებში, შესაბამისად.

იმისათვის რომ გავაუმჯობესოთ  $Z$ +jets პროცესის მონაცემების ნორმირება,  $Z+LF$  და  $Z+HF$  პროცესების მონაცემები ფიტირებული იქნა  $Z+LF$  და  $Z+HF$  საკონტროლო არეებში ექსპერიმენტულ მონაცემებზე, მართლმსგავსების ფუნქციით თანადროული ფიტირების გამოყენებით. შედეგად მიღებული იქნა  $Z+LF$  და  $Z+HF$  პროცესების მონაცემების შესწორების პარამეტრები (სკალირების კოეფიციენტები)  $0.78 \pm 0.11$  და  $1.32 \pm 0.21$ , შესაბამისად, რომლებიც შემდეგ გამოყენებული იქნა ორ-ლეპტონური არხის სიგნალის არეში.



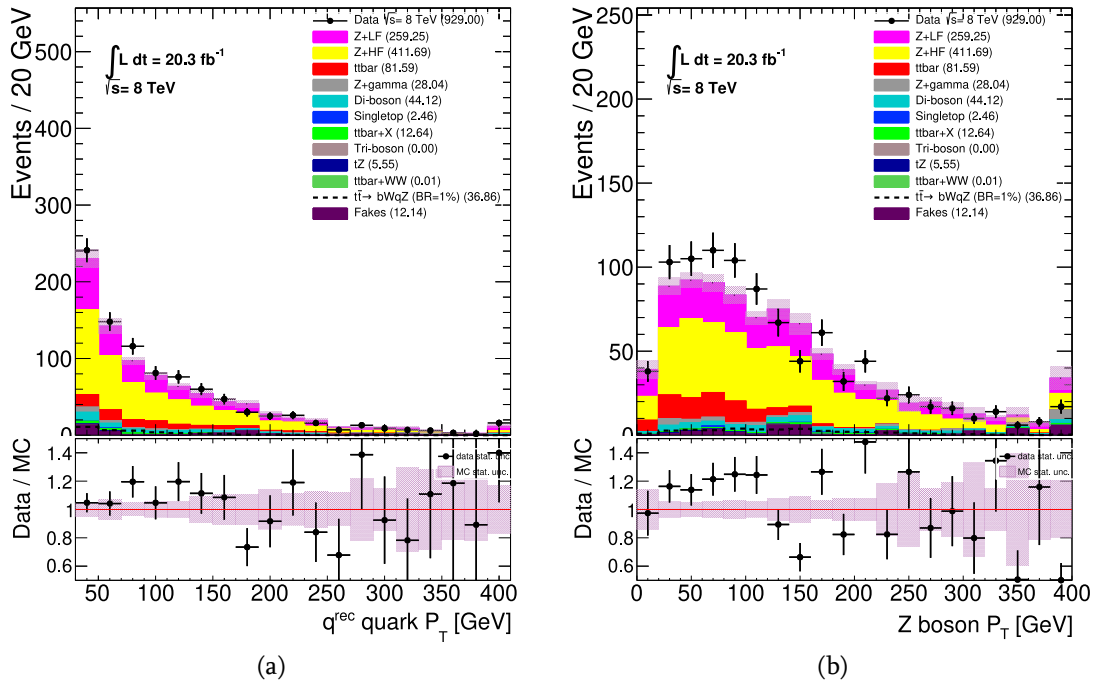
ნახ. 4.2: აღდგენილი a)  $q$ -კვარკის და b)  $Z$  ბოზონის კანდიდატის განივი იმპულსის  $Z+LF$  საკონტროლო არეში მოსალოდნელი და დაშვებული განაწილებები. ფონური პროცესების სტატისტიკური განუზღვრელობები მოცემულია დაშტრიხული არით.

### სამ-ლეპტონურ არხში ფონების საკონტროლო არეები

სამი სკონტროლო არე იქნა განსაზღვრული, რათა შემოწმებულიყო სიმულირებული მონაცემების ექსპერიმენტულ მონაცემებთან თანხვედრა. საკონტროლო არეები განსაზღვრული იყო  $ZZ$ ,  $WZ$  და  $t\bar{t}Z$  პროცესებისთვის.

$ZZ$  პროცესის საკონტროლო არისათვის მოთხოვნილი იყო ერთნაირი არომატის და საწიააღმდეგო ნიშნის მუხტის მქონე ლეპტონების ორი წყვილის არსებობა, რომელთა ინვარიანტული მასა  $Z$  მასიდან დაშორებულია არაუმეტეს 15 გეე-ისა.

$WZ$  პროცესის საკონტროლო არეში მოითხოვებოდა ზუსტად სამი აღდგენილი და-



ნახ. 4.3: აღდგენილი a)  $q$ -კვარკის და b)  $Z$  ბოზონის კანდიდატის განივი იმპულსის  $Z+HF$  საკონტროლო არეში მოსალოდნელი და დამზერილი განაწილებები. ფონური პროცესების სტატისტიკური განუზღვრელობები მოცემულია დამტრიხული არით.



მუხტული ლეპტონი, რომელთაგანაც სულ მცირე ერთ წყვილს უნდა ჰქონოდა ერთნაირი არომატი და საწინააღმდეგო ნიშნის მუხტი, და ინვარიანტული მასა  $Z$  ბოზონის მასიდან არაუმეტეს 15 გევ-ით დაშორებული. სულ მცირე ერთი ჯეტი  $p_T > 35$  გევ-ით და არცერთი  $p_T > 35$  გევ-ის მქონე  $b$ -ჯეტად მონიშნული ჯეტი იყო დამატებით მოთხოვნილი. დამატებით, აღდგენილი  $W$  ბოზონის განივი მასის მნიშვნელობა უნდა ყოფილიყო 50 გევ-ზე მეტი.

$t\bar{t}Z$  პროცესის საკონტროლო არეში მოითხოვებოდა სულ მცირე სამი აღდგენილი დამუხტული ლეპტონი, რომელთაგანაც სულ მცირე ერთ წყვილს უნდა ჰქონოდა ერთნაირი არომატი და საწინააღმდეგო ნიშნის მუხტი, და ინვარიანტული მასა  $Z$  ბოზონის მასიდან არაუმეტეს 15 გევ-ით დაშორებული. სულ მცირე ორი ჯეტი  $p_T > 25$  გევ-ით და სულ მცირე ორი ან სულ მცირე ერთი  $b$ -ჯეტად მონიშნული ჯეტი იყო დამატებით მოთხოვნილი თუ შემთხვევაში იყო ზუსტად სამი ლეპტონი ან სამ ლეპტონზე მეტი, შესაბამისად. რადგანაც სიგნალის წვლილი მცირეა ისეთ შემთხვევებში სადაც გვაქვს სამი ლეპტონი და ორი  $b$ -ჯეტად მონიშნული ჯეტი, სიგნალის არესთან გადაფარვა არ იქნა აღმოფხვრილი, რაც აუმჯობესებს  $t\bar{t}Z$  პროცესის მიმართ მგრძობიარობას.

დამატებით კიდევ ერთი საკონტროლო არე იქნა განსაზღვრული ცრუ ლეპტონების შემცველი ფონური პროცესების შეფასების შესამოწმებლად და განუზღვრელობის დასადგენად. ამ არეში არჩეულ შემთხვევებს მოეთხოვებოდათ სამი ლეპტონი  $p_T < 50$  გევ-ით (ყველაზე მცირე განივი იმპულსის მქონე ლეპტონისთვის  $p_T < 30$  გევ), რომელთაგანაც სულ მცირე ერთ წყვილს უნდა ჰქონოდა ერთნაირი არომატი და საწინააღმდეგო ნიშნის მუხტი, და ინვარიანტული მასა  $Z$  ბოზონის მასიდან არაუმეტეს 15 გევ-ით დაშორებული. დამატებით უნდა ყოფილიყო სულ მცირე ერთი  $b$ -ჯეტად მონიშნული ჯეტი  $p_T > 35$  გევ-ით და  $E_T^{\text{miss}} < 40$  გევ. ისევე როგორც  $t\bar{t}Z$  საკონტროლო არეში, ამ არესაც აქვს მცირე გადაფარვა სიგნალის არესთან, რომელიც არ იქნა აღმოფხვრილი ცრუ ლეპტონების შემცველი ფონური პროცესების მიმართ მგრძობიარობის გაუმჯობესების მიზნით.

ცხრილ 4.3-4.6-ში მოცემულია საკონტროლო არეებში მოსალოდნელი და დამზერილი შემთხვევების რიცხვები, ხოლო ნახ. 4.4-ზე გადმოცემულია ყველაზე დიდი განივი იმპულსის მქონე ლეპტონის განივი იმპულსის განაწილება  $ZZ$ ,  $WZ$  და  $t\bar{t}Z$  საკონტროლო არეებში, და ცრუ ლეპტონების შემცველი ფონური პროცესების საკონტროლო არეში ერთნაირი არომატის და საწინააღმდეგო ნიშნის მუხტის მქონე ლეპტონების წყვილის ინვარიანტული მასის განაწილება. შეფასებული მოსალოდნელი ფონური პროცესების რიცხვი განუზღვრელობების ფარგლებში თანხვედრაშია ექსპერიმენტზე დამზერილ მონაცემებთან.

Sample	Yield
$ZZ$	$87 \pm 4 \pm 5$
Other backgrounds	$0.48 \pm 0.05 \pm 0.08$
Total background	$88 \pm 4 \pm 5$
Data	95

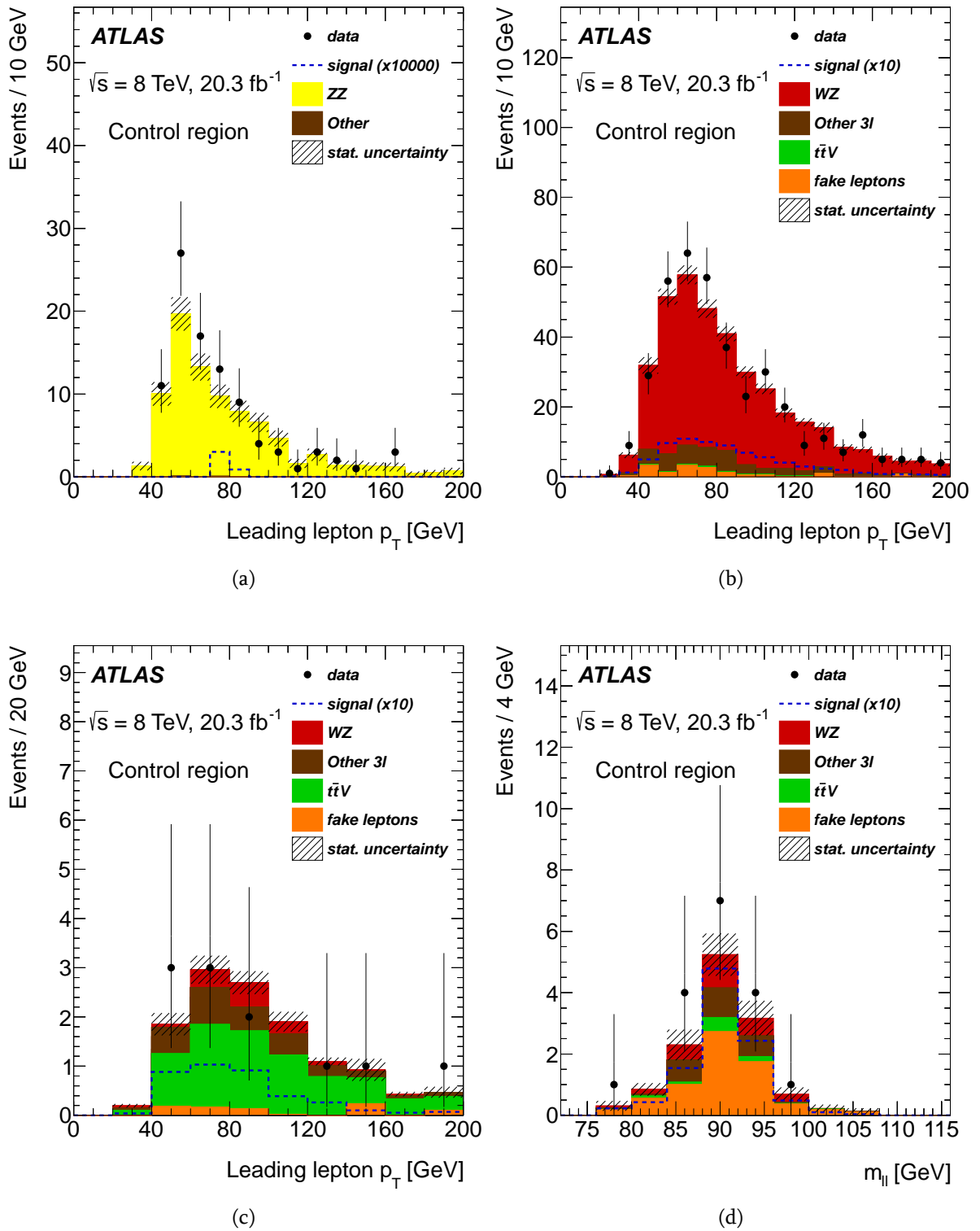
ცხრ. 4.3:  $ZZ$  პროცესის საკონტროლო არეში მოსალოდნელი და დამზერილი შემთხვევათა რიცხვი. პირველი განუზღვრელობა მიუთითებს სიმულირებული მონაცემების სტატისტიკურ განუზღვრელობას, ხოლო მეორე განუზღვრელობა მიუთითებს სისტემატიურ განუზღვრელობას.

Sample	Yield
$WZ$	$333 \pm 5 \pm 17$
$ZZ$	$35 \pm 3 \pm 6$
Fake leptons	$15 \pm 3 \pm 5$
Other backgrounds	$9.5 \pm 0.3 \pm 2.4$
Total background	$392 \pm 7 \pm 19$
Data	405

ცხრ. 4.4:  $WZ$  პროცესის საკონტროლო არეში მოსალოდნელი და დამზერილი შემთხვევათა რიცხვი. პირველი განუზღვრელობა მიუთითებს სიმულირებული მონაცემების სტატისტიკურ განუზღვრელობას, ხოლო მეორე განუზღვრელობა მიუთითებს სისტემატიურ განუზღვრელობას.

Sample	Yield
$t\bar{t}V$	$8.3 \pm 0.2 \pm 2.7$
$tZ$	$2.0 \pm 0.1 \pm 1.0$
$WZ$	$1.8 \pm 0.3 \pm 0.4$
Other backgrounds	$1.8 \pm 0.4 \pm 0.4$
Total background	$13.9 \pm 0.6 \pm 3.0$
Data	12

ცხრ. 4.5:  $t\bar{t}Z$  პროცესის საკონტროლო არეში მოსალოდნელი და დამზერილი შემთხვევათა რიცხვი. პირველი განუზღვრელობა მიუთითებს სიმულირებული მონაცემების სტატისტიკურ განუზღვრელობას, ხოლო მეორე განუზღვრელობა მიუთითებს სისტემატიურ განუზღვრელობას.



ნახ. 4.4: (a)  $ZZ$ , (b)  $WZ$  და (c)  $t\bar{t}Z$  საკონტროლო არეში ყველაზე დიდი განივი იმპულსის მქონე ლეპტონის განივი იმპულსის და (d) ცრუ ლეპტონების შემცველი პროცესების საკონტროლო არეში ერთნაირი არომატის და საწინააღმდეგო ნიშნის მუხტის მქონე ლეპტონების წყვილის ინვარიანტული მასის მოსალოდნელი და დამზერილი განაწილებები. აღებულია (ATLAS Collaboration, 2016e)-დან.

Sample	Yield
Fake leptons	$7 \pm 1 \pm 4$
$WZ$	$2.7 \pm 0.4 \pm 0.7$
$ZZ$	$1.7 \pm 0.6 \pm 0.8$
Other backgrounds	$1.7 \pm 0.1 \pm 0.6$
Total background	$13 \pm 1 \pm 4$
Data	17

ცხრ. 4.6: ცრუ ლეპტონების შემცველი ფონური პროცესების საკონტროლო არეში მოსალოდნელი და დამზერილი შემთხვევათა რიცხვი. პირველი განუზღვრელობა მიუთითებს სიმულირებული მონაცემების სტატისტიკურ განუზღვრელობას, ხოლო მეორე განუზღვრელობა მიუთითებს სისტემატიურ განუზღვრელობას.

### 4.2.6 სიგნალის ფონებისგან გამოყოფა

ორ-ლეპტონური არხის ანალიზში აღდგენილი ობიექტების ინვარიანტულ მასებზე ჩამოჭრის კრიტერიუმების მოთხოვნის შემდგომ, სიგნალის ფონებისგან გამოყოფის მიზნით აგებული იქნა მულტივარიაციული დისკრიმინანტი.

სიგნალის და ფონის ალბათობები,  $P_s$  და  $P_b$ , გამოთვლილი იქნა ფიზიკური ცვლადების ალბათობის სიმკვრივის განაწილებების გამოყენებით. არჩეულ ფიზიკურ ცვლადებს წარმოადგენენ აზნდ არხით დაშლილი ტოპ-კვარკის აღდგენილი ინვარიანტული მასა, აღდგენილი  $q$ -კვარკის და  $b$ -კვარკის განივი იმპულსების ჯამი,  $W$  ბოზონის აღდგენილი ინვარიანტული მასა,  $W$  და  $Z$  ბოზონების განივი იმპულსების ჯამი და მათ შორის  $\theta$  კუთხის კოსინუსი. იმ დაშვებით, რომ ეს ცვლადები არაკორელირებულნი არიან, სიგნალის და ფონის ალბათობები მოიცემა შემდეგნაირად:

$$P_s = \prod_{i=1}^n p_i^s(x_i), \quad P_b = \prod_{i=1}^n p_i^b(x_i) \quad (4.5)$$

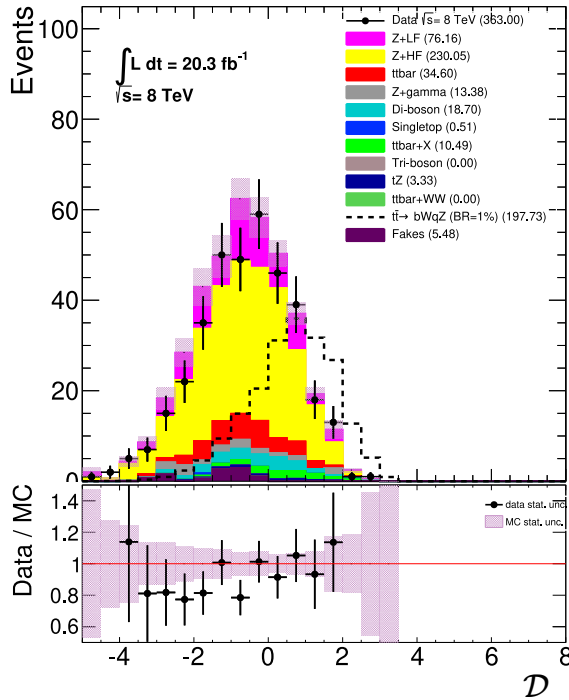
სადაც  $n = 5$  გამოყენებული ცვლადების რიცხვი და  $p_i^s$  ( $p_i^b$ ) არის ალბათობა იმისა, რომ სიგნალის (ფონის) შემთხვევაში  $i$  ცვლადს ჰქონდეს  $x_i$  მნიშვნელობა. თუ  $P_s$  მეტია ვიდრე  $P_b$ , მაშინ შემთხვევარის სიგნალის მსგავსი, ხოლო თუ  $P_s < P_b$  - ფონის მსგავსი, ამიტომაც მულტივარიაციული დისკრიმინანტი შეიძლება იყოს შემდეგი ცვლადი:

$$\mathcal{D} = \log \left( \frac{P_s}{P_b} \right). \quad (4.6)$$

სიგნალის მსგავს შემთხვევებს აქვთ  $\mathcal{D}$ -ის დიდი მნიშვნელობები, ხოლო ფონების მსგავს შემთხვევებს მცირე მნიშვნელობები. მულტივარიაციული დისკრიმინანტის განაწილება ნაჩვენებია ნახ. 4.5-ზე.

ორ-ლექტონური არხის სიგნალის არეს განსაზღვრება დასრულდა  $D < 0.75$  მოთხოვნით, რაც იძლევა  $S/\sqrt{B}$ -ის მაქსიმალურ მნიშვნელობას, სადაც  $S$  არის სიგნალის რიცხვი და  $B$  - ფონების რიცხვი.

სამ-ლექტონური არხის ანალიზში სიგნალის ფონებისგან განცალკევებისათვის გამოყენებული იქნა  $\chi^2$ -ის განაწილება, რომელიც ნაჩვენებია ნახ. 4.6-ზე. მოთხოვნილი იქნა  $\chi^2 < 6$ , რაც ახდენს აზნდ  $t \rightarrow qZ$  დაშლის მიმართ ანალიზის მგრძობიარობის ოპტიმიზაციას, რომელიც განხილულია პარაგრაფ 4.2.8-ში.



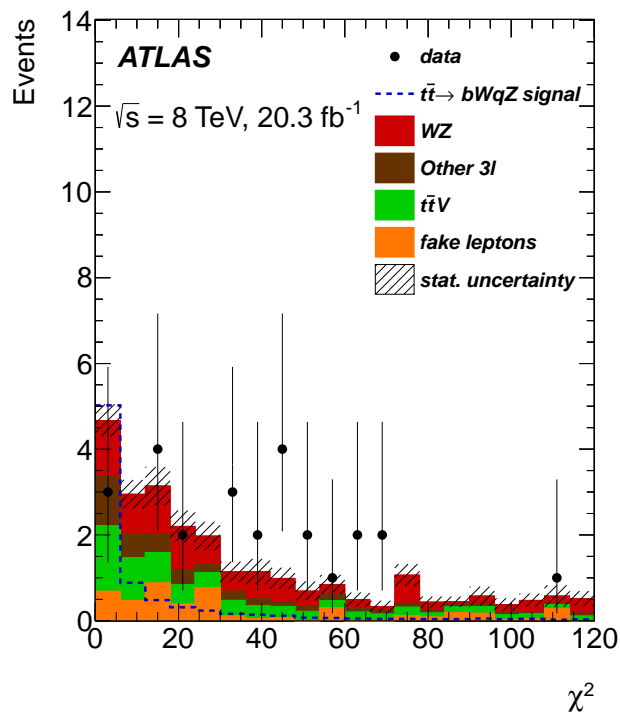
ნახ. 4.5: მულტივარიაციული ცვლადის  $D$  მოსალოდნელი და დამზერილი განაწილებები ორ-ლექტონურ არხში. შედარებისთვის,  $BR(t \rightarrow qZ) = 1\%$ -ზე ნორმირებული აზნდ  $t\bar{t} \rightarrow bWqZ$  სიგნალის განაწილებაც (წყვეტილი ხაზი) არის ნაჩვენები.

### 4.2.7 სისტემატიური განუზღვრელობები

სისტემატიური განუზღვრელობების თითოეული წყაროს გავლენა შესწავლილი იქნა სათითაოდ მათი ვარიაციით შესაბამისი ცენტრალური მნიშვნელობების მიმართ. თითოეული წყაროს ფარდობითი ეფექტი სიგნალის და ფონური პროცესების რიცხვზე შეჯამებულია ცხრილ 4.7-ში.

ორივე არხში ჩატარებულ ანალიზში განხილული იქნა შემთხვევების მოდელირების განუზღვრელობები, ისევე როგორც ექსპერიმენტული განუზღვრელობები, რომლებიც გამოწვეულია დეტექტორის ეფექტებით. ორ-ლექტონურ არხში ფონური პროცესების შეფასებაზე ექსპერიმენტულ განუზღვრელობებს გააჩნიათ უფრო დიდი ეფექტი ვიდრე მოდელირების განუზღვრელობებს, ხოლო სამ-ლექტონურ არხში პირიქით.

შემთხვევების მოდელირების განუზღვრელობები ორ-ლექტონურ არხში მოიცავენ



ნახ. 4.6: სამ-ლექტონურ არხში შემთხვევების კინემატიკის რეკონსტრუქციის  $\chi^2$ -ის მოსალოდნელი და დამზერილი განაწილებები. შედარებისთვის,  $BR(t \rightarrow qZ)$ -ის 95% საიმედოობის დონით დამზერილ ზედა ზღვარზე ნორმირებული აზნდ  $t\bar{t} \rightarrow bWqZ$  სიგნალის განაწილებაც (წყვეტილი ხაზი) არის ნაჩვენები. აღებულია (ATLAS Collaboration, 2016e)-დან.

$Z+HF$  და  $Z+LF$  პროცესების ექსპერიმენტული მონაცემების გამოყენებით შეფასების განუზღვრელობებს და დანარჩენი პროცესების თეორიული განიკვეთით ნორმირების განუზღვრელობებს. სამ-ლეპტონურ არხში მოდელირების განუზღვრელობები მოიცავს საკონტროლო არეებში მოსალოდნელ ფონურ პროცესებს და დამზერილ მონაცემებს შორის განსხვავებას და ფონური პროცესების თეორიული განიკვეთის განუზღვრელობებს.

ექსპერიმენტული განუზღვრელობები მოიცავენ ლეპტონების აღდგენის ეფექტურობის, ტრიგერის ეფექტურობის, იმპულსის სკალის და გარჩვისუნარიანობის განუზღვრელობებს, ისევე როგორც ჯეტების ენერჯიის სკალის და გარჩვისუნარიანობის განუზღვრელობებს. ასევე გათვალისწინებული იყო  $b$ -ჯეტად მონიშვნის, ნაკლული განივი ენერჯიის გაზომვის და ექსპერიმენტული მონაცემების ინტეგრალური ნათების განუზღვრელობები.

Source	Dilepton SR		Trilepton SR	
	B [%]	S [%]	B [%]	S [%]
Event modelling	10	5.5	17	5.5
Leptons	3.9	1.7	4.7	2.9
Jets	16	8.9	7.7	4.9
$b$ -tagging	4.7	6.3	3.9	7.2
$E_T^{\text{miss}}$	---	---	3.2	1.5
Luminosity	2.8	2.8	2.4	2.8
Statistical	6.0	2.0	8.1	1.5

ცხრ. 4.7: განუზღვრელობის თითოეული ტიპის გავლენა ფონური პროცესების მოსალოდნელ რიცხვზე (B) და სიგნალის რიცხვზე (S) ორ-ლეპტონურ და სამ-ლეპტონურ არხებში.

### 4.2.8 შედეგები

ორ-ლეპტონური და სამ-ლეპტონური არხების სიგნალის არეში მოსალოდნელ და დამზერილ შემთხვევათა რიცხვი მოცემულია ცხრილ 4.8 და ცხრილ 4.9-ში, შესაბამისად. ტოპ-კვარკების და  $Z$  ბოზონის კანდიდატის ინვარიანტული მასების განაწილებები გამოსახულია ნახ. 4.7 და ნახ. 4.8-ზე ორ-ლეპტონური და სამ-ლეპტონური არხისთვის სათანადოდ. ორივე არხში კარგი თანხვედრა იქნა დამზერილი მოსალოდნელ და ექსპერიმენტულ მონაცემებს შორის. აზნდ  $t \rightarrow qZ$  დაშლის არსებობის ცხადი ნიშანი არ იქნა ნაპოვნი, ამიტომაც ამ დაშლი ფარდობით აღბათობაზე 95% საიმედოობის დონით დადებული იქნა ზედა ზღვარი.

ორ-ლეპტონურ არხში სტატისტიკური ანალიზი დაფუძნებულია  $L(\mu, \theta)$  მართლმსგავსების ფუნქციაზე, რომელიც შედგენილია დამზერილი შემთხვევათა რიცხვის ჰუასონის აღბათობის წევრის და  $\theta$  პარამეტრების შემზღუდავი გაუსის განაწილების წევრების ნამრავლისგან.  $\theta$  წარმოადგენს შემფოთების პარამეტრების კრებულს, რომლითაც

ხდება სიმულირებული მონაცემების სტატისტიკური და სისტემატიური განუზღვრელობების პარამეტრიზაცია. მართლმსგავსების ფუნქცია დამოკიდებულია  $\mu$  პარამეტრზე, რომელიც წარმოადგენს  $BR(t \rightarrow qZ) = 1\%$ -ზე ნორმირებულ სიგნალის რიცხვის მულტიპლიკაციურ ფაქტორს.  $BR(t \rightarrow bW) = 1 - BR(t \rightarrow qZ)$  დაშვებით  $\mu$ -ს და  $BR(t \rightarrow qZ)$ -ს შორის კავშირი მოიცემა შემდეგნაირად:

$$\mu = \frac{BR(t \rightarrow qZ)(1 - BR(t \rightarrow qZ))}{BR_{\text{ref}}(t \rightarrow qZ)(1 - BR_{\text{ref}}(t \rightarrow qZ))}. \quad (4.7)$$

სატესტო სტატისტიკა  $q_\mu$  განსაზღვრულია როგორც მორგებული მართლმსგავსების ფუნქციის ფარდობა (Cowan, Cranmer, Gross, & Vitells, 2011):

$$q_\mu = \begin{cases} -2 \ln \lambda(\mu) & \hat{\mu} \leq \mu \\ 0 & \hat{\mu} > \mu \end{cases} \quad (4.8)$$

$$\lambda(\mu) = \frac{L(\mu, \hat{\theta})}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})}, \quad (4.9)$$

სადაც  $\hat{\mu}$  და  $\hat{\theta}$  წარმოადგენენ მნიშვნელობებს, რომლებიც ახდენენ მართლმსგავსების ფუნქციის მაქსიმიზაციას,  $\hat{\theta}$  შემფოთების პარამეტრების მნიშვნელობები რომლებიც ახდენენ მოცემული  $\mu$ -ს მნიშვნელობისთვის მართლმსგავსების ფუნქციის მაქსიმიზაციას. ეს სატესტო სტატისტიკა გამოიყენება რათა დადგინდეს დამზერილ მონაცემებსა და მხოლოდ ფონური პროცესების არსებობის ჰიპოთეზას შორის თანადობა, და გაკეთდეს  $\mu$ -შესახებ სტატისტიკური დასკვნა, როგორც არის  $CL_s$  მეთოდით (Junk, 1999; Read, 2002) გამოთვლილი ზედა ზღვარი. ზედა ზღვარის საიმედოობის დონე განსაზღვრულია შემდეგნაირად:

$$CL = 1 - CL_s \quad (4.10)$$

$$CL_s = \frac{\int_{q_\mu^{obs}}^{\infty} f(q_\mu|\mu)dq_\mu}{\int_{q_\mu^{obs}}^{\infty} f(q_\mu|0)dq_\mu}, \quad (4.11)$$

სადაც  $f(q_\mu|\mu)$  არის  $q_\mu$ -ის ალბათობის სიმკვრივის ფუნქცია და  $q_\mu^{obs}$  არის  $\mu$ -ს მოცემული მნიშვნელობისთვის დამზერილი მონაცემებით გამოთვლილი სატესტო სტატისტიკის მნიშვნელობა.  $\mu$  პარამეტრის მოსალოდნელი ზედა ზღვარი არის ის მნიშვნელობა, რომელსაც მივიღებდით თუკი ექსპერიმენტზე დამზერილი მონაცემები ზუსტად არის აღწერილი მოსალოდნელი ფონური პროცესებით, ამიტომაც მისი გამოთვლა შესაძლებელია დამზერილი სატესტო სტატისტიკის მნიშვნელობის  $q_\mu$ -ს განაწილების მედიანით შეცვლით და  $\mu = 0$  დაშვებით.  $CL_s$  დათვლა შესაძლებელია  $\lambda(\mu)$ -ს ასიმპტოტური მიახლოებით (Cowan et al., 2011).



სამ-ლეპტონური არხის ანალიზში სატესტო სტატისტიკა  $X_d$  განმარტებულია როგორც:

$$X_d = n \ln \left( 1 + \frac{s}{b} \right), \quad (4.12)$$

სადაც  $n$ ,  $b$  და  $s$  წარმოადგენენ ექსპერიმენტულ მონაცემებში დამზერილ რიცხვს, მოსალოდნელი ფონური პროცესების და სიგნალის რიცხვს, შესაბამისად.  $10^5$  ფსევდო ექსპერიმენტში  $X_d$  სატესტო სტატისტიკის მნიშვნელობები შედარებული იქნა სიგნალს დამატებული ფონების ( $X_{s+b}$ ) ჰიპოთეზის და მხოლოდ ფონების ( $X_b$ ) ჰიპოთეზისათვის სატესტო სტატისტიკის მნიშვნელობებთან. სიმულირებული მონაცემების სტატისტიკური და სისტემატიური განუზღვრელობები მიჩნეული იქნა როგორც გაუსის განაწილებების მქონე პარამეტრები და გათვალისწინებული იქნა საიმედოობის დონის გამოთვლაში. განსახილველი  $s$  სიგნალის ჰიპოთეზისათვის საიმედოობის დონე მოიცემა შემდეგნაირად (Read, 2002):

$$CL = 1 - \frac{\int_0^{X_d} P_{s+b}(X) dX}{\int_0^{X_d} P_b(X) dX}, \quad (4.13)$$

სადაც  $P_{s+b}$  და  $P_b$  წარმოადგენენ ფსევდო-ექსპერიმენტებიდან მიღებულ  $X_{s+b}$  და  $X_b$  პარამეტრების ალბათობის სიმკვრივის ფუნქციებს, რომლებიც წარმოადგენენ  $s$  და  $b$  ფუნქციებს. მოსალოდნელი ზედა ზღვარის გამოსათვლელად,  $X_d$ -ს მნიშვნელობა შევლილი იქნა მხოლოდ ფონების ჰიპოთეზისათვის სატესტო სტატისტიკი განაწილების მედიანით ( $X_b$ ).

ორივე არხის ანალიზში, პირველ რიგში ზედა ზღვარი გამოთვლილი იქნა სიგნალის რიცხვზე 95% სამიედოობის დონით და შემდეგ გადაკონვერტირებული იქნა  $BR(t \rightarrow qZ)$ -ის ზედა ზღვარში. ცხრილ 4.10-ში მოყვანილია  $BR(t \rightarrow qZ)$ -ის დამზერილი ზედა ზღვარი და მოსალოდნელი ზედა ზღვარი მისივე ერთ სტანდარტულ გადახრებთან ერთად. დამზერილი ზედა ზღვარი კარგ თანხვედრაშია მოსალოდნელ ზედა ზღვართა, რაც იმას ნიშნავს რომ ექსპერიმენტული მონაცემები კარგად არიან აღწერილნი სტანდარტული მოდელით მოსალოდნელი ფონური პროცესებით. სამ-ლეპტონურ არხში ATLAS ექსპერიმენტის მოსალოდნელი მგრძობიარობა დაახლოებით 3-ჯერ უფრო უკეთესია ვიდრე ორ-ლეპტონურ არხში, ხოლო დამზერილი ზედა ზღვარი დაახლოებით 4-ჯერ უფრო მეტად ძლიერია.

Sample	Yield
Z+LF	$9.1 \pm 1.6$
Z+HF	$28.5 \pm 1.8$
$t\bar{t}$	$4.0 \pm 0.8$
Other backgrounds	$8.6 \pm 1.5$
Total background	$50 \pm 3 \pm 10$
Data	53

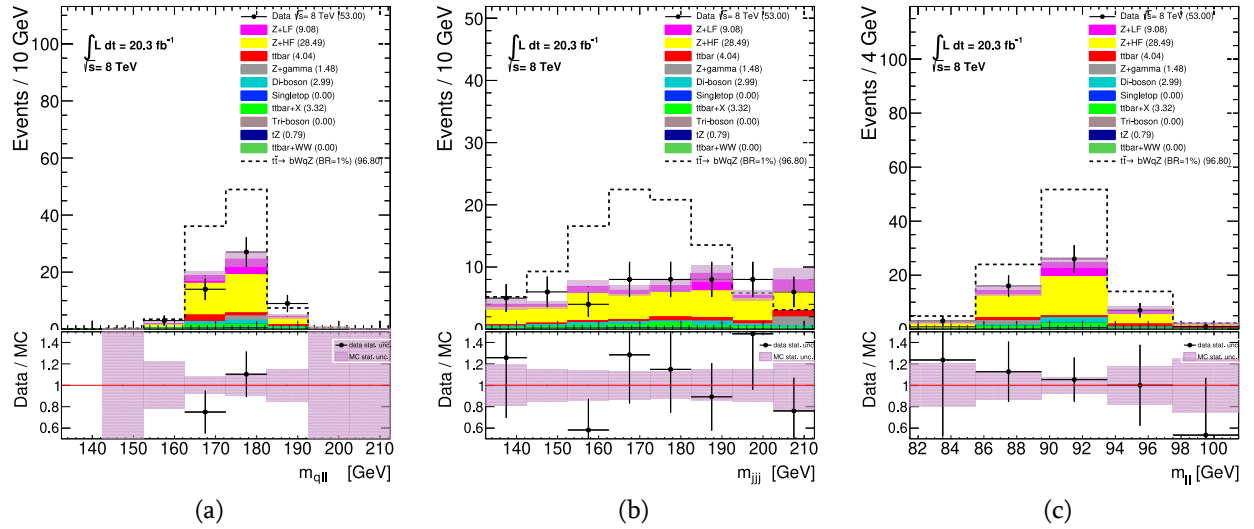
ცხრ. 4.8: ორ-ლექტონური არხის სიგნალის არეში მოსალოდნელი ფონური პროცესების რიცხვი და ექსპერიმენტზე დამზერილი რიცხვი. თითოეული ტიპის პროცესისათვის ნაჩვენები განუზღვრელობები წარმოადგენენ სიმულირებული მონაცემების სტატისტიკურ განუზღვრელობებს, ხოლო ფონური პროცესების სრული რიცხვის განუზღვრელობების პირველი ნაწილი წარმოადგენს სტატისტიკურს ხოლო მეორე სისტემატიურს.

Sample	Yield
$WZ$	$1.3 \pm 0.2 \pm 0.6$
$t\bar{t}V$	$1.5 \pm 0.1 \pm 0.5$
$tZ$	$1.0 \pm 0.1 \pm 0.5$
Fake leptons	$0.7 \pm 0.3 \pm 0.4$
Other backgrounds	$0.2 \pm 0.1 \pm 0.1$
Total background	$4.7 \pm 0.4 \pm 1.0$
Data	3

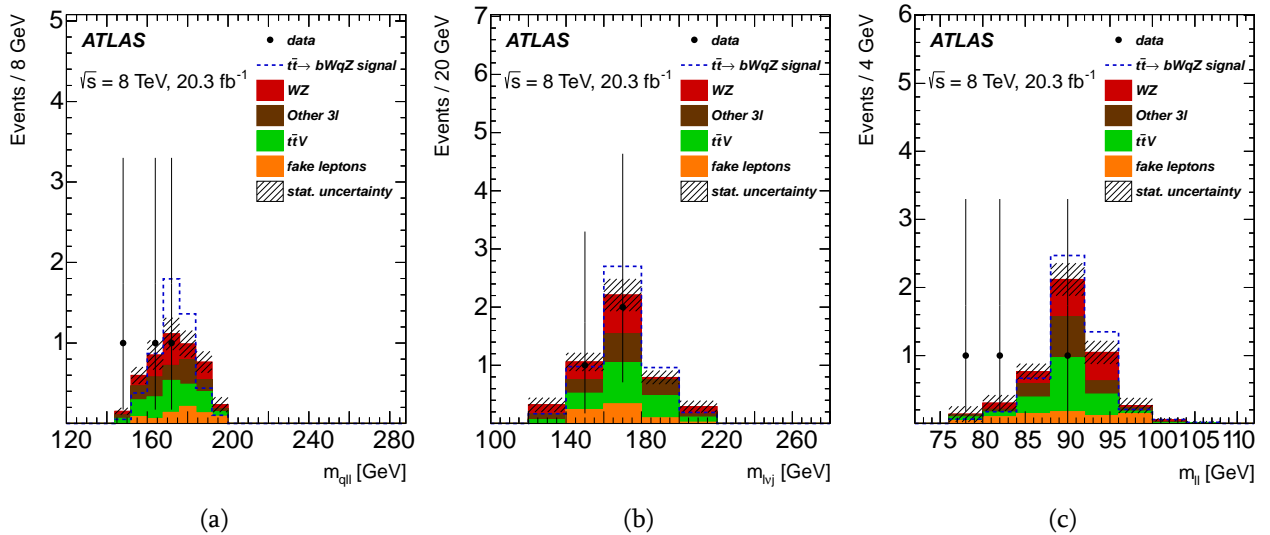
ცხრ. 4.9: სამ-ლექტონური არხის სიგნალის არეში მოსალოდნელი ფონური პროცესების რიცხვი და ექსპერიმენტზე დამზერილი რიცხვი. განუზღვრელობების პირველი ნაწილი წარმოადგენს სტატისტიკურს ხოლო მეორე სისტემატიურს.

Channel	Observed	$-1\sigma$	Expected	$+1\sigma$
Dilepton	$2.9 \times 10^{-3}$	$1.9 \times 10^{-3}$	$2.7 \times 10^{-3}$	$3.9 \times 10^{-3}$
Trilepton	$7 \times 10^{-4}$	$6 \times 10^{-4}$	$8 \times 10^{-4}$	$12 \times 10^{-4}$

ცხრ. 4.10: ორ-ლექტონურ და სამ-ლექტონურ არხში 95% საიმედოობის დონით მოსალოდნელი და დამზერილი ტოპ-კვარკის  $t \rightarrow qZ$  აშნდ დაშლის ფარდობითი ალბათობის ზედა ზღვარი. მოსალოდნელი ზედა ზღვრები ნაჩვენებია მათი სტანდარტული გადახრის მნიშვნელობებთან ერთად.



ნახ. 4.7: ორ-ლექტონური არხის სიგნალის არეში მოსალოდნელი და დამზერილი a) აზნდ არ-ხით დაშლილი ტოპ-კვარკის, b) სტანდარტული მოდელით დომინანტური არხით დაშ-ლილი ტოპ-კვარკის და c) Z ბოზონის ინვარიანტული მასების განაწილებები. შედარე-ბისთვის,  $BR(t \rightarrow qZ) = 1\%$ -ზე ნორმირებული აზნდ  $t\bar{t} \rightarrow bWqZ$  სიგნალის განაწილებაც (წყვეტილი ხაზი) არის ნაჩვენები.



ნახ. 4.8: სამ-ლექტონური არხის სიგნალის არეში მოსალოდნელი და დამზერილი a) აზნდ არ-ხით დაშლილი ტოპ-კვარკის, b) სტანდარტული მოდელით დომინანტური არხით დაშ-ლილი ტოპ-კვარკის და c) Z ბოზონის ინვარიანტული მასების განაწილებები. შედარე-ბისთვის,  $BR(t \rightarrow qZ)$ -ის 95% საიმედოობის დონით დამზერილ ზედა ზღვარზე ნორ-მირებული აზნდ  $t\bar{t} \rightarrow bWqZ$  სიგნალის განაწილებაც (წყვეტილი ხაზი) არის ნაჩვენები. აღებულია (ATLAS Collaboration, 2016e)-დან.

### 4.2.9 დასკვნები

ტოპ-კვარკი არომატის შემცვლელი ნეიტრალური დენებით მიმდინარე  $t \rightarrow qZ$  დაშლის ძიება ჩატარდა 2012 წელს ATLAS ექსპერიმენტის მიერ დაგროვებული  $\sqrt{s} = 8$  ტეე ენერგიაზე დიდი ადრონული კოლაიდერის პროტონ-პროტონული დაჯახებების შემთხვევებში, რომელთაც შეესაბამება  $20.3 \text{ fb}^{-1}$  ინტეგრალური ნათება. ძიება ჩატარდა ტოპ-კვარკ-ტოპ-ანტიკვარკ წყვილების დაბადების შემთხვევებში, როდესაც ერთი ტოპ-კვარკი იშლება აზნდ  $t \rightarrow qZ$  ( $q = u, c$ ) არხით, ხოლო მეორე სტანდარტულ მოდელში დომინანტური  $t \rightarrow bW$  არხით. განხილული იქნა  $Z$  ბოზონის მხოლოდ დამუხტულ ლეპტონებად დაშლის არხი, ხოლო  $W$  ბოზონის ადრონებად და ლეპტონებად დაშლის არხები. შესაბამისად ანალიზი ჩატარდა ორ-ლეპტონურ და სამ-ლეპტონურ არხში. აზნდ  $t \rightarrow qZ$  დაშლის არანაირი ცხადი ნიშანი არ იქნა ნაპოვნი. 95% საიმედოობის დონით დადებული იქნა  $t \rightarrow qZ$  დაშლის ფარდობით ალბათობაზე ზედა ზღვარი  $\text{BR}(t \rightarrow qZ) < 7 \times 10^{-4}$  მნიშვნელობაზე სამ-ლეპტონურ არხში, რომელიც დაახლოებით 4-ჯერ მეტად ძლიერია ვიდრე ორ-ლეპტონურ არხში მიღებული ზედა ზღვარი  $\text{BR}(t \rightarrow qZ) < 2.9 \times 10^{-3}$ . დამზერილი ზედა ზღვრები ერთი სტანდარტული გადახრის ფარგლებში თანხვედრაში არიან  $\text{BR}(t \rightarrow qZ) < 8 \times 10^{-4}$  და  $\text{BR}(t \rightarrow qZ) < 2.7 \times 10^{-3}$  მოსალოდნელ ზედა ზღვრებთან.

## 4.3 $\sqrt{s} = 13$ ტეე ენერგიაზე პროტონების დაჯახებების ანალიზი

ამ პარაგრაფში მოცემულია ტოპ-კვარკის არომატის შემცვლელი ნეიტრალური დენებით მიმდინარე  $t \rightarrow qZ$  დაშლის საძიებლად ჩატარებული ანალიზი, რომელიც განხორციელდა 2015-2016 წლებში ATLAS ექსპერიმენტის მიერ ჩაწერილი მასათა ცენტრის სისტემაში  $\sqrt{s} = 13$  ტეე ენერგიაზე პროტონ-პროტონული დაჯახებების მონაცემების გამოყენებით. ისევე როგორც  $\sqrt{s} = 8$  ტეე მონაცემების ანალიზში, კვლევა ჩატარდა ტოპ-კვარკ-ტოპ-ანტიკვარკ წყვილური დაბადების შემთხვევებში, როდესაც ერთი ტოპ-კვარკი იშლება  $t \rightarrow qZ$  აზნდ არხით, ხოლო მეორე - სტანდარტული მოდელის მიხედვით დომინანტური  $t \rightarrow bW$  არხით. განხილული იქნა მხოლოდ  $Z$  ბოზონის დამუხტულ ლეპტონებად და  $W$  ბოზონის ლეპტონური დაშლის არხები. შესაბამისად, განხილული სიგნალის საბოლოო მდგომარეობის ტოპოლოგია მოიცავს სამ დამუხტულ ლეპტონს, სულ მცირე 2 ადრონულ ჯეტს, რომელთაგანაც ერთი მომდინარეობს  $b$ -კვარკიდან, და დაუფიქსირებელი ნეიტრინოსგან დატოვებულ ნაკლებ განივ ენერგიას.

### 4.3.1 ექსპერიმენტული მონაცემები

მოცემულ ანალიზში გამოყენებული იქნა ექსპერიმენტული მონაცემები, რომელიც დაგროვებულია 2015-2016 წლებში ATLAS ექსპერიმენტის მიერ მასათა ცენტრის სისტემაში  $\sqrt{s} = 13$  ტეე ენერგიაზე პროტონ-პროტონული დაჯახებების შედეგად. დამუშავებული ექსპერიმენტული მონაცემების ინტეგრალური ნათება არის  $36.1 \text{ ფბ}^{-1}$ ,  $2.1\%$  განუზღვრელობით.

### 4.3.2 სიმულირებული მონაცემები

სხვადასხვა ფიზიკური პროცესების შემთხვევების სიმულაციისათვის გამოყენებული იქნა სხვადასხვა პროგრამული უზრუნველყოფის პაკეტები. ეს პაკეტები მოიცავენ განსახილველი პროცესის მიღმა არსებულ ფიზიკის ცოდნას და იყენებენ მონტე-კარლო სტატისტიკურ მეთოდებს, რათა მოხდეს განსახილველი პროცესის შემთხვევის სიმულაცია. სიმულირებული შემთხვევების მონაცემები გამოიყენება სიგნალი პროცესების მიმართ დეტექტორის მგრძობიარობის შესასწავლად და მოსალოდნელი ფონური პროცესების წვლილის შესაფასებლად.

#### სიგნალის მონაცემები

მონტე-კარლო სიმულაციით მიღებული ტოპ-კვარკების წყვილური დაბადების მონაცემები (როდესაც ერთი ტოპ-კვარკი იშლება აზნდ-ით  $Z$  ბოზონად და  $q$ -კვარკად, მაშინ როცა მეორე ტოპ-კვარკი იშლება სტანდარტულ მოდელში დომინანტური დაშლის არხით) დაგენერირებული იქნა MG5\_aMC@NLO (Alwall et al., 2014) გენერატორის გამოყენებით. ახალი ფიზიკის ეფექტები  $\Lambda$  სკალაზე გათვალისწინებულია სტანდარტული მოდელის ლაგრანჟიანზე 6-განზომილებიანი ოპერატორებისგან შემდგარი ეფექტური წევრების დამატებით, როგორც ეს აღწერილია პარაგრაფ 4.1-ში. ტოპ-კვარკის აზნდ დაშლა აღწერილია TopFCNC მოდელის გამოყენებით (Degrande, Maltoni, Wang, & Zhang, 2015; Durieux, Maltoni, & Zhang, 2015).

#### ფონური პროცესების მონაცემები

სტანდარტული მოდელის რამდენიმე პროცესს გააჩნია განხილული სიგნალის მსგავსი საბოლოო მდგომარეობის ტოპოლოგია, რომლებიც წარმოადგენენ ფონურ პროცესებს. ეს შეიცავს შემთხვევებს საბოლოო მდგომარეობაში სამი დამუხტული ლეპტონით (ამ ანალიზში ლეპტონებში განიხილებიან მხოლოდ ელექტრონები და მიუონები, ტაუ ლეპტონის დაშლიდან მიღებულთა ჩათვლით). ასეთი შემთხვევა, სამი პირდაპირი ლეპტონიანი შემთხვევების გარდა, შეიძლება იყოს ისეთი პროცესი, რომელიც საბოლოო მდგომარეობაში მოიცავს ოთხ ლეპტონს, რომელთაგან ერთის რეკონსტრუქცია ვერ მო-

ხერხდა, ან შემთხვევები რომელნიც შეიცავენ სამიდან ერთ ან მეტ არა-პირდაპირ ლეპტონებს (ე.წ. “ცრუ” ლეპტონებს). არა-პირდაპირი არის ლეპტონი თუ ის არ მიიღება  $W$  და  $Z$  ბოზონების, ან ტაუ ლეპტონის ლეპტონური არხით დაშლიდან. ასეთი ლეპტონების წარმოქმნის წყაროს წარმოადგენს  $b$  და  $c$  ადრონების დაშლა, ფოტონის კონვერსია, ადრონული ჯეტის შეცდომით ლეპტონად იდენტიფიცირება, ასევე პიონის ან კაონის დაშლიდან მიღებული მიუონის იზოლირებულ ლეპტონად აღდგენა.

ძირითად ფონურ პროცესებს, რომლებიც მოიცავენ სამ პირდაპირ ლეპტონს, წარმოადგენენ ტოპ-ანტიტოპ კვარკის დაბადება  $Z$  ბოზონთან ერთად ( $t\bar{t}Z$ ), დიბოზონების ( $WZ$ ) დაბადება და ტოპ კვარკის დაბადება  $Z$  ბოზონთან ერთად ( $tZ$ ). ასეთი პროცესების წვლილი შეფასებული იქნა მონტე-კარლო სიმულაციით მიღებული მონაცემთა ნაკრებების გამოყენებით, რომელიც ნორმირებულია შესაბამისი პროცესის განივკვეთის თეორიულ მნიშვნელობაზე. ასევე მნიშვნელოვან ფონს წარმოადგენს არა-პირდაპირი (“ცრუ”) ლეპტონების შემცველი შემთხვევები, რომლის შეფასებაც მოხდა შესაბამის საკონტროლო არეებში ექსპერიმენტული მონაცემებით შესწორებული სიმულირებული მონაცემთა ნაკრებით. სხვა ნაკლებმნიშვნელოვანი ფონური პროცესების წვლილიც შეფასებული იქნა მონტე-კარლო სიმულაციის გამოყენებით.

### 4.3.3 აღდგენილი ფიზიკური ობიექტები

ამ ანალიზში დეტექტორით აღდგენილ მთავარ ფიზიკურ ობიექტებს წარმოადგენენ ელექტრონები, მიუონები, ნაკლული განივი ენერგია, ადრონული ჯეტები და  $b$ -ჯეტად მონიშნული ჯეტები. ტაუ ლეპტონების პირდაპირ აღდგენა არ ხდება, თუმცა მისი დაშლის პროდუქტები აღდგენილია ელექტრონებად, მიუონებად, ჯეტებად ან ნაკლულ განივ ენერგიაში დამატებით წვლილად.

#### ელექტრონები

ელექტრონების კანდიდატების აღდგენა მოხდა ელექტრო-მაგნიტური კალორიმეტრიდან მიღებული ინფორმაციის და წვეროს დეტექტორიდან მოღებული კვალების ინფორმაციის კომბინირების საფუძველზე (ATLAS Collaboration, 2019b). ელექტრონების კანდიდატებს მოეთხოვებოდათ, რომ განივი ენერგია მეტი ყოფილიყო 15 გეე-ზე,  $|\eta| < 2.47$  და  $1.37 < |\eta| < 1.52$ . ცრუ ლეპტონების წვლილის შემცირების მიზნით ელექტრონების კანდიდატებს მოეთხოვებოდათ, რომ დაეკმაყოფილებინათ იზოლაციის წინასწარ განსაზღვრული კრიტერიუმები.

#### მიუონები

მიუონების კანდიდატების აღდგენა ხორციელდება წვეროს დეტექტორში და მიუონურ სპექტრომეტრში ჩამოყალიბებული კვალების კომბინირებით (ATLAS Collaboration, 2016b).

შერჩეულ კანდიდატებს მოეთხოვებოდათ, რომ განივი იმპულსი ( $p_T$ ) მეტი ყოფილიყო 15 გევ-ზე და  $|\eta| < 2.5$ . ასევე დამატებით მოეთხოვებოდათ სპეციალური იზოლაციის კრიტერიუმების დაკმაყოფილება.

### ჯეტები

ადრონული ჯეტის აღდგენა ხდება anti- $k_t$  ალგორითმის გამოყენებით, რომლის რადიუსის პარამეტრია  $R = 0.4$  (Cacciari et al., 2008). ამ ალგორითმის შემავალ ობიექტებს წარმოადგენენ კალორიმეტრში ჩამოყალიბებული ტოპოლოგიური კლასტერები, რომელთა ენერგია გაზომილია ელექტრო-მაგნიტური ენერგიის სკალაზე (ATLAS Collaboration, 2017b). აღდგენილ ჯეტებს მოეთხოვებოდათ, რომ  $p_T > 25$  გევ და  $|\eta| < 2.5$ .

### $b$ -ჯეტად მონიშვნა

ადრონული ჯეტები იდენტიფიცირებულნი არიან როგორც წარმოქმნილნი  $b$ -კვარკის ადრონიზაციიდან ( $b$ -ჯეტად მონიშვნა) და არა მსუბუქი კვარკის ადრონიზაციის შედეგად, ძირითადად მათი გაცილებით უფრო გრძელი განარბენის საფუძველზე, რაც განპირობებულია მათი შედარებით დიდი სიცოცხლის ხანგრძლივობით. ეს განხორციელებულია მულტივარიაციულ ანალიზზე დაფუძნებული მეთოდის გამოყენებით, რათა გაერთიანდეს წანაცვლებული კვალების დაჯახების პარამეტრებიდან და ასევე ჯეტის შიგნით აღდგენილი მეორადი და მასამეული დაშლის წვეროების ტოპოლოგიური თვისებებიდან მიღებული ინფორმაციები (ATLAS Collaboration, 2016c, 2016d).

### ნაკლული განივი ენერგია

ნაკლული განივი ენერგიის ( $E_T^{\text{miss}}$ ) გაზომვა დაფუძნებულია  $|\eta| < 4.9$  არეში კალორიმეტრში ენერგიის გაზომვაზე (ATLAS Collaboration, 2012d, 2018b). მის გაზომვაში გათვალისწინებულია ტრეკული დეტექტორით და მიუონური სისტემით მიუონის იმპულსის გაზომვაც.

## 4.3.4 $pp$ -ურთიერთქმედებების შემთხვევების შერჩევა და რეკონსტრუქცია

### წინასწარი შერჩევა

ანალიზში განხილული იყო  $pp$ -ურთიერთქმედებების მხოლოდ ის შემთხვევები, რომლებიც აკმაყოფილებენ გარკვეულ კრიტერიუმებს, რაც ქვემოთ არის განხილული.

არჩეული იქნა ისეთი შემთხვევები, რომლებიც არ შეიცავენ აპარატურულ დამახინჯებებს, ასევე არ უნდა ყოფილიყვნენ არასრულად ჩაწერილნი, რაც ძირითადად გამოწ-

ვეულია დანადგარის ტრიგერის დიდ ადრონულ ამაჩქარებელთან დროითი სინქრონიზაციის სისტემის გადატვირთვის გამო. ჩართული უნდა ყოფილიყო ელექტრონის, ან მიუონის ტრიგერი და ტრიგერის ობიექტი უნდა ყოფილიყო აღდგენილ ელექტრონის/მიუონის კანდიდატა შორის. შემთხვევაში უნდა ყოფილიყო პირველადი ურთიერთქმედების წვერო, საიდანაც მომდინარეობს 400 მევ-ზე დიდი განივი იმპულსის მქონე სულ მცირე ხუთი კვალი.

### შემთხვევების რეკონსტრუქცია

$t\bar{t} \rightarrow bW(\rightarrow \ell\nu)qZ(\rightarrow \ell^+\ell^-)$  შემთხვევების საბოლოო მდგომარეობის ტოპოლოგია მოიცავს სამ დამუხტულ ლეპტონს, სულ მცირე ორ ჯეტს, რომელთაგანაც ერთი მომდინარეობს  $b$ -კვარკიდან, და დაუფიქსირებელი ნეიტრინოსგან წარმოქმნილ ნაკლულ განივ იმპულსს.

შერჩეულ შემთხვევებს მოეთხოვებოდათ ზუსტად სამი აღდგენილი დამუხტული ლეპტონი, რომელთაგანაც სულ მცირე ერთ წყვილს უნდა ჰქონოდა ერთნაირი არომატი და საწინააღმდეგო ნიშნის მუხტი, და ინვარიანტული მასა  $Z$  ბოზონის მასიდან არა უმეტეს 15 გევ-ით დაშორებული. იმ შემთხვევაში თუ ერთზე მეტი ასეთი წყვილი იქნა ნახი, მაშინ  $Z$  ბოზონის კანდიდატად განხილული იქნა ის წყვილი, რომელსაც გააჩნია  $Z$  ბოზონის მასასთან უფრო მეტად მიახლოებული მნიშვნელობა. შემდგომ, შემთხვევაში უნდა ყოფილიყო  $E_T^{\text{miss}} > 20$  გევ და სულ მცირე ორი ადრონული ჯეტი, რომელთაგან ერთი უნდა ყოფილიყო  $b$ -ჯეტად მონიშნული.

$t\bar{t}$  შემთხვევის კინემატიკის აღსადგენად, როდესაც ერთი ტოპ-კვარკი იშლება აზნდ არხით ( $t \rightarrow qZ \rightarrow j_a \ell_a \ell_b$ ) და მეორე სტანდარტული მოდელით დომინანტური არხით ( $t \rightarrow bW \rightarrow j_b \ell_c \nu$ ), საჭიროა აღდგენილი ჯეტები შევუსაბამოთ  $q$ - და  $b$ -კვარკებს და შევასოთ  $W$  ბოზონის დაშლიდან მომდინარე დაუფიქსირებელი ნეიტრინოს 4-იმპულსი. თუ დავუშვებთ, რომ ნაკლული განივი იმპულსი წარმოადგენს დაუფიქსირებელი ნეიტრინოს იმპულსის განივ კომპონენტს და ლეპტონი, რომელიც არ მიეკუთვნება  $Z$  ბოზონის კანდიდატს, მომდინარეობს  $W$  ბოზონის დაშლიდან, მაშინ ნეიტრინოს იმპულსის  $z$ -კომპონენტის ( $p_z^\nu$ ) შეფასება შესაძლებელია შემდეგი გამოსახულების მინიმიზაციით:

$$\chi^2 = \frac{(m_{j_a \ell_a \ell_b}^{\text{reco}} - m_{t_{\text{FCNC}}})^2}{\sigma_{t_{\text{FCNC}}}^2} + \frac{(m_{j_b \ell_c \nu}^{\text{reco}} - m_{t_{\text{SM}}})^2}{\sigma_{t_{\text{SM}}}^2} + \frac{(m_{\ell_c \nu}^{\text{reco}} - m_W)^2}{\sigma_W^2}, \quad (4.14)$$

სადაც  $m_{j_a \ell_a \ell_b}^{\text{reco}}$ ,  $m_{j_b \ell_c \nu}^{\text{reco}}$  და  $m_{\ell_c \nu}^{\text{reco}}$  წარმოადგენენ  $qZ$ ,  $bW$  და  $\ell\nu$  სისტემების აღდგენილ ინვარიანტულ მასებს, შესაბამისად. გამოსახულებაში შემავალი მასების ცენტრალური მნიშვნელობები და სიგანეები აღებულია სიმულირებული შემთხვევებიდან:  $m_{t_{\text{FCNC}}} = 169.6$  გევ,  $m_{t_{\text{SM}}} = 167.2$  გევ,  $m_W = 81.2$  გევ,  $\sigma_{t_{\text{FCNC}}} = 12.0$  გევ,  $\sigma_{t_{\text{SM}}} = 24.0$  გევ და  $\sigma_W = 15.1$  გევ.

ჯეტების თითოეული კომბინაციისათვის, როდესაც  $j_a$  შასაძლებელია იყოს ნებისმიერი არჩეული ჯეტი, ხოლო  $j_b$  აუცილებლად  $b$ -ჯეტად მონიშნული,  $\chi^2$ -ის მინიმიზაცია



იძლევა  $p'_z$ -ის ყველაზე ალბათურ მნიშვნელობას. საბოლოოდ არჩეული იქნა ჯეტების ის კომბინაცია, შესაბამისი  $p'_z$ -ის მნიშვნელობით, რომელიც იძლევა  $\chi^2$ -ის მინიმალურ მნიშვნელობას.

### 4.3.5 სიგნალის არე

შემთხვევების რეკონსტრუქციის შემდეგ, სიგნალის არეს (SR) (ფაზური სივრცე სადაც მოსალოდნელია სიგნალის შემთხვევების მაქსიმალური რიცხვი) განსაზღვრისთვის, ალდგენილი ტოპ-კვარკების და  $W$  ბოზონის ინვარიანტული მასები მოითხოვებოდა, რომ ყოფილიყო შემდეგ მასურ ფანჯრებში:  $|m_{ja\ell a\ell b}^{\text{reco}} - 172.5 \text{ GeV}| < 40 \text{ GeV}$ ,  $|m_{j\ell c\nu}^{\text{reco}} - 172.5 \text{ GeV}| < 40 \text{ GeV}$  და  $|m_{\ell c\nu}^{\text{reco}} - 80.4 \text{ GeV}| < 30 \text{ GeV}$ .

მოსალოდნელი ფონური პროცესების შემთხვევების რიცხვი სიგნალის არეში მოცემულია ცხრილ 4.11-ში. ამავე ცხრილში ნაჩვენებია სიგნალის მოსალოდნელ შემთხვევათა რიცხვი ფარდობითი ალბათობის  $\text{BR}(t \rightarrow qZ) = 0.01\%$ -ის მნიშვნელობისთვის. მოყვანილი განუზღვრელობები მოიცავს სტატისტიკურ და სისტემატიურ განუზღვრელობებს, რომელიც განხილულია პარაგრაფ 4.3.7-ში. ამ ცხრილიდან შეგვიძლია დავინახოთ, რომ ფონურ პროცესებში ყველაზე დიდი წვლილი შეაქვთ  $t\bar{t}Z$ ,  $WZ$  და არა-პირდაპირი ლეპტონების შემთხვევებს. ამ ფონური პროცესების შეფასება შესწავლილია შემდეგ პარაგრაფებში.

### 4.3.6 ფონური პროცესების საკონტროლო არეები

იმისათვის რომ შევისწავლოთ ძირითადი ფონური პროცესების შეფასება, განსაზღვრული იქნა რამდენიმე საკონტროლო არე. მოგვიანებით ფონური პროცესების საკონტროლო არეები გამოყენებული იქნა სიგნალის არესთან ერთად კომბინირებულ ფიტირებაში, როგორც ეს აღწერილია პარაგრაფ 4.3.9-ში, რაც შესაძლებლობას გვაძლევს უფრო მეტად შევზღუდოთ ფონური პროცესების შეფასება და შევამციროთ სისტემატიური განუზღვრელობები.

არა-პირდაპირი (ცრუ) ლეპტონების საკონტროლო არე

არა-პირდაპირი ლეპტონების შემცველი შემთხვევები ერთ-ერთ მნიშვნელოვან ფონურ პროცესს წარმოადგენს, ამიტომ მნიშვნელოვანია ამ პროცესის შეფასების შემოწმება. ცრუ ლეპტონიან ფონურ პროცესებში დომინანტურ პროცესს წარმოადგენს ტოპ-ანტიტოპ კვარკების დაბადების და  $Z$  ბოზონის ადრონულ ჭავლებთან ერთად დაბადების შემთხვევები. მათი შეფასება მოხდა მონტე-კარლო სიმულაციით მიღებული მონაცემებით, რომელიც შესწორებულია ექსპერიმენტული მონაცემებით შესაბამის საკონტროლო არეებში.

არა-პირდაპირი ლეპტონების საკონტროლო არეს განსასაზღვრად არჩეულ შემთხვე-

ვებში მოითხოვებოდა, რომ ყოფილიყო ზუსტად სამი ლეპტონი, რომელნიც ადგენენ ერთ ან მეტ ერთნაირი არომატის და სხვადასხვა ნიშნის მუხტის მქონე ლეპტონების წყვილს, და სულ მცირე ორი ადრონული ჭავლი. ცრუ ლეპტონიანი შემთხვევების წვლილის გასაზრდელად მოითხოვებოდა, რომ  $|m_{\ell\ell}-91.2| > 15$  გეე, სადაც  $m_{\ell\ell}$  წარმოადგენს ერთნაირი არომატის და სხვადასხვა ნიშნის მუხტის მქონე ლეპტონების წყვილის ინვარიანტულ მასას. ეს მოთხოვნა უზრუნველყოფს სიგნალის არესთან ორთოგონალურობას. ფაზურ სივრცეში სიგნალის არესთან დაახლოებისათვის ნაკლები განივი ენერგია მოითხოვებოდა, რომ ყოფილიყო 20 გეე-ზე მეტი. ცრუ ლეპტონების წვლილი დამოკიდებულია შემთხვევაში  $b$ -ჯეტების რიცხვზე, და რადგანაც სხვადასხვა საკონტროლო/სიგნალის არესათვის ჩვენ მოვითხოვთ სხვადასხვა  $b$ -ჯეტად მონიშნული ჯეტების რიცხვს, მნიშვნელოვანია ვაკონტროლოთ ცრუ ლეპტონიანი ფონური პროცესების შეფასება მოთხოვნილი  $b$ -ჯეტად მონიშნული ჯეტების სხვადასხვა რიცხვისთვის ცალ-ცალკე. შესაბამისად, არა-პირდაპირი ლეპტონების საკონტროლო არე დაყოფილი იქნა ორ ნაწილად შემთხვევაში არსებული  $b$ -ჯეტად მონიშნული ჭავლების რიცხვის მიხედვით: არც ერთი  $b$ -ჯეტი (CR0) და ზუსტად ერთი  $b$ -ჯეტი (CR1). ორი  $b$ -ჯეტად მონიშნული ჯეტის მოთხოვნა გამოყენებულია მხოლოდ  $t\bar{t}Z$ -ის საკონტროლო არეში, სადაც ცრუ ლეპტონების წვლილი უმნიშვნელოა, ამიტომაც ასეთი შემთხვევებისათვის არა-პირდაპირი ლეპტონების საკონტროლო არე არ იქნა განსაზღვრული. განხილულ საკონტროლო არეებში მოსალოდნელი და დამზერილი შემთხვევების რიცხვი მოცემულია ცხრილ 4.11-ში. მოსალოდნელი ფონური პროცესების შემთხვევათა რიცხვი და ექსპერიმენტზე დამზერილი შემთხვევათა რიცხვი ერთმანეთთან თანხვედრაშია ცდომილების ფარგლებში.

### $t\bar{t}Z$ შემთხვევების საკონტროლო არე

კიდევ ერთ მნიშვნელოვან ფონს წარმოადგენს ტოპ-ანტიტოპ კვარკის დაბადება  $Z$  ბოზონთან ერთად, ამიტომაც მნიშვნელოვანია ამ პროცესის მოდელირების კონტროლი.  $t\bar{t}Z$  შემთხვევების საკონტროლო არეს ( $t\bar{t}Z$  CR) განსასაზღვრად არჩეულ შემთხვევებში მოითხოვებოდა, რომ ყოფილიყო ზუსტად სამი ლეპტონი, რომელნიც ადგენენ ერთ ან მეტ ერთნაირი არომატის და სხვადასხვა ნიშნის მუხტის მქონე ლეპტონების წყვილს, სულ მცირე ოთხი ადრონული ჯეტი, მათ შორის ზუსტად ორი  $b$ -ჯეტად მონიშნული, და 20 გეე-ზე მეტი ნაკლები განივი ენერგია.  $Z$  ბოზონი აღდგენილი იქნა ერთნაირი არომატის და სხვადასხვა ნიშნის მუხტის მქონე ლეპტონების წყვილიდან, რომელიც გვაძლევს 91.2 გეე-თან ყველაზე ახლო მყოფ მასის მნიშვნელობას, და მოითხოვებოდა  $|m_Z-91.2| < 15$  გეე. განხილულ საკონტროლო არეში მოსალოდნელი და დამზერილი შემთხვევების რიცხვი მოცემულია ცხრილ 4.11-ში. მოსალოდნელი ფონური პროცესების შემთხვევათა რიცხვი და ექსპერიმენტზე დამზერილი შემთხვევათა რიცხვი კარგ თანხვედრაშია ერთმანეთთან.

**$WZ$  შემთხვევების საკონტროლო არე**

საკონტროლო არეს განსაზღვრისათვის, სადაც  $WZ$  შემთხვევები დომინირებენ ( $WZ$  CR), შემდეგი მოთხოვნები იქნა გამოყენებული: ზუსტად სამი ლეპტონი, რომელნიც ადგენენ ერთ ან მეტ ერთნაირი არომატის და სხვადასხვა ნიშნის მუხტის მქონე ლეპტონების წყვილს, სულ მცირე ორი ადრონული ჯეტი (ყველაზე მაღალი განივი იმპულსის მქონე ჯეტისთვის  $p_T > 35$  გევ), არც ერთი მათგანი არ უნდა იყოს  $b$ -ჯეტად მონიშნული, და ნაკლული განივი ენერგია უნდა იყოს 40 გევ-ზე მეტი.  $Z$  ბოზონი აღდგენილი იქნა ერთნაირი არომატის და სხვადასხვა ნიშნის მუხტის მქონე ლეპტონების წყვილიდან, რომელიც გვაძლევს 91.2 გევ-თან ყველაზე ახლო მყოფ მასის მნიშვნელობას, და მოითხოვებოდა  $|m_Z - 91.2| < 15$  გევ. ასევე დამატებით მოითხოვებოდა, რომ მესამე ლეპტონიდან და ნაკლული განივი ენერგიიდან აღდგენილი  $W$  ბოზონის განივი მასა მეტი უნდა ყოფილიყო 50 გევ-ზე. განხილულ საკონტროლო არეში მოსალოდნელი და დამზერილი შემთხვევების რიცხვი მოცემულია ცხრილ 4.11-ში. მოსალოდნელი ფონური პროცესების შემთხვევათა რიცხვი და ექსპერიმენტზე დამზერილი შემთხვევათა რიცხვი კარგ თანხვედრაშია ერთმანეთთან.

 **$ZZ$  შემთხვევების საკონტროლო არე**

იმისათვის, რომ სწორად ვაკონტროლოთ დიბოზონების ( $WZ$ ,  $ZZ$ ) პროცესის ნორმირება კომბინირებულ ფიტირებაში (იხილეთ პარაგრაფი 4.3.9), მნიშვნელოვანია  $ZZ$  შემთხვევებისათვისაც საკონტროლო არეს ( $ZZ$  CR) განსაზღვრა. შერჩეული იქნა თითქმის მხოლოდ  $ZZ$  შემთხვევები ზუსტად ოთხი ლეპტონის მოთხოვნით, რომელნიც ადგენენ სულ მცირე ორ ერთნაირი არომატის და სხვადასხვა ნიშნის მუხტის მქონე ლეპტონების წყვილს და მათი მასა 15 გევ-ის ფარგლებში თანხვედრაშია  $Z$  ბოზონის ცნობილ მასასთან. დამატებით მოთხოვნილი იქნა სულ მცირე ერთი ჯეტი, არც ერთი მათგანი არ უნდა ყოფილიყო  $b$ -ჯეტად მონიშნული, და ნაკლული განივი ენერგია 20 გევ-ზე მეტი. განხილულ საკონტროლო არეში მოსალოდნელი და დამზერილი შემთხვევების რიცხვი მოცემულია ცხრილ 4.11-ში. მოსალოდნელი ფონური პროცესების შემთხვევათა რიცხვი და ექსპერიმენტზე დამზერილი შემთხვევათა რიცხვი ერთმანეთთან თანხვედრაშია ცდომილების ფარგლებში.

Sample	WZ CR	ZZ CR	$t\bar{t}Z$ CR	Fakes CR0	Fakes CR1	SR
$t\bar{t}Z$	$16.3 \pm 3.13$	$0 \pm 0$	$60.8 \pm 8.71$	$6.08 \pm 1.24$	$22.1 \pm 3.19$	$36.7 \pm 5.02$
$t\bar{t}W$	$0.813 \pm 0.177$	$0 \pm 0$	$0.966 \pm 0.232$	$3.65 \pm 0.726$	$15.5 \pm 2.17$	$1.12 \pm 0.198$
WZ	$559 \pm 238$	$0 \pm 0$	$8.95 \pm 8.75$	$150 \pm 67.8$	$20.4 \pm 9.24$	$32.4 \pm 18.8$
ZZ	$48.3 \pm 10.7$	$91.8 \pm 20.4$	$0.0704 \pm 0.0265$	$58.0 \pm 15.6$	$9.02 \pm 2.28$	$6.21 \pm 3.18$
$tZ$	$6.25 \pm 2.04$	$0 \pm 0$	$3.61 \pm 1.20$	$0.632 \pm 0.220$	$1.98 \pm 0.627$	$12.5 \pm 3.80$
WtZ	$5.48 \pm 1.28$	$0 \pm 0$	$6.09 \pm 1.99$	$1.28 \pm 0.457$	$2.55 \pm 0.575$	$7.03 \pm 1.53$
Other MC	$9.26 \pm 4.78$	$0.967 \pm 0.602$	$2.73 \pm 1.39$	$11.8 \pm 6.11$	$12.0 \pm 6.05$	$2.29 \pm 1.24$
Fakes	$28.4 \pm 16.1$	$0 \pm 0$	$3.28 \pm 5.54$	$150 \pm 50.3$	$143 \pm 68.5$	$25.6 \pm 10.8$
Total bkg.	$674 \pm 241$	$92.8 \pm 20.4$	$86.5 \pm 14.9$	$382 \pm 91.7$	$226 \pm 69.7$	$124 \pm 25.7$
$t\bar{t} \rightarrow bWuZ$	$35.5 \pm 3.58$	$0 \pm 0$	$4.41 \pm 0.823$	$3.66 \pm 0.632$	$7.98 \pm 0.809$	$101 \pm 7.95$
$t\bar{t} \rightarrow bWcZ$	$29.2 \pm 3.30$	$0 \pm 0$	$8.94 \pm 1.41$	$3.72 \pm 0.607$	$7.49 \pm 0.746$	$85.5 \pm 6.90$
Data	734	87	81	433	260	---
Data/Bkg	$1.09 \pm 0.392$	$0.938 \pm 0.230$	$0.936 \pm 0.191$	$1.13 \pm 0.278$	$1.15 \pm 0.360$	---

ცხრ. 4.11: მოსალოდნელი და დამზერილი შემთხვევათა რიცხვი ფონური პროცესების საკონტროლო არეებში. სიგნალის არეში მხოლოდ მოსალოდნელ შემთხვევათა რიცხვია ნაჩვენები. დამზერილი შემთხვევების ნახვა შესაძლებელია პარაგრაფ 4.3.9-ში. სიგნალის შემთხვევათა რიცხვი ნორმირებულია ფარდობითი ალბათობის  $BR(t \rightarrow qZ) = 0.1\%$  მნიშვნელობაზე. ნაჩვენები განუზღვრელობები მოიცავს სტატისტიკურ და სისტემატიურ განუზღვრელობებს.

### 4.3.7 სისტემატიური განუზღვრელობები

სხვადასხვა სისტემატიურმა განუზღვრელობებმა შესაძლოა გავლენა მოახდინონ სიგნალის და/ან ფონური პროცესების შეფასებულ მოსალოდნელ რიცხვებზე. სიგნალზეც და ფონურ პროცესებზეც ყველაზე დიდ გავლენას ახდენს მათი მოდელირების განუზღვრელობა, რაც მოიცავს თეორიულ ნორმირების და სიმულაციის განუზღვრელობებს. ასევე განხილული იქნა დეტექტორის ეფექტებით გამოწვეული განუზღვრელობები, რაც მოიცავს ლეპტონების რეკონსტრუქციის, იდენტიფიკაციის და ტრიგერის ეფექტურობების განუზღვრელობებს, ისევე როგორც ლეპტონების იმპულსის სკალის და გარჩევისუნარიანობის განუზღვრელობებს. ნაკლები განივი ენერჯის სკალის, დამატებითი  $pp$  ურთიერთქმედებების ეფექტების, ჯეტების ენერჯის სკალის და გარჩევისუნარიანობის განუზღვრელობებიც იქნა გათვალისწინებული, ისევე როგორც  $b$ -ჯეტად მონიშვნის და ინტეგრალური ნათების განუზღვრელობები. ცხრილ 4.12-ში მოყვანილია ზემოთ ჩამოთვლილი სისტემატიური განუზღვრელობების გავლენა ფონური პროცესების მოსალოდნელ რიცხვზე საკონტროლო არეებში და სიგნალის არეში. ასევე მოყვანილია სიგნალის არეში სიგნალის რიცხვზე სისტემატიური განუზღვრელობების ეფექტი.

Source	WZ CR	ZZ CR	$t\bar{t}Z$ CR	Fakes CR0	Fakes CR1	SR	
	B [%]	B [%]	B [%]	B [%]	B [%]	B [%]	S [%]
Event modelling	40	13	29	24	40	30	5
Leptons	2.4	3.0	2.1	2.6	2.9	2.6	1.9
Jets	8	15	6	10	4	9	4
$b$ -tagging	1.5	0.6	7	2.3	3.0	5	3.4
$E_T^{\text{miss}}$	4	2.6	0.4	3.0	0.8	5	1.4
Non-prompt leptons	1.3	---	1.1	12	15	6	---
Pile-up	1.3	5	5	3.5	1.8	4	2.3
Luminosity	2.0	2.1	2.0	1.3	0.8	1.7	2.1

ცხრ. 4.12: ანალიზში გათვალისწინებული სისტემატიური განუზღვრელობების გავლენა ფონური პროცესების მოსალოდნელ რიცხვზე (B), ფონური პროცესების საკონტროლო და სიგნალის არეებში. სიგნალის არეში სიგნალის რიცხვზე (S) სისტემატიური განუზღვრელობების ეფექტიც არის ნაჩვენები.

### 4.3.8 სიტატისტიკური ანალიზი

სიგნალის არსებობის შესამოწმებლად სტატისტიკურ ანალიზში კომბინირებული იქნა განაწილებები ფონური პროცესების საკონტროლო არეებიდან და სიგნალის არედან. კომბინირებულ ფიტირებაში სიგნალის არესთან ერთად ფონური პროცესების საკონტროლო არეების გამოყენება, საშუალებას იძლევა უფრო მეტად შევზღუდოთ ფონური პროცესების შეფასება და შევამციროთ სისტემატიური განუზღვრელობები. კომბინირებულ ფიტირებაში ფონური პროცესების საკონტროლო არეებიდან გამოყენებული განაწილებებია: შემთხვევაში ყველაზე მაღალი განივი იმპულსის მქონე ლეპტონის განივი იმპულსის განაწილებები არაპირდაპირი ლეპტონების და  $t\bar{t}$  შემთხვევების საკონტროლო არეებში, აღდგენილი  $W$  ბოზონის განივი მასის და  $ZZ$  სისტემის ინვარიანტული მასის განაწილებები  $WZ$  და  $ZZ$  შემთხვევების საკონტროლო არეებში, შესაბამისად. სიგნალის არეში გამოყენებული იქნა შემთხვევების რეკონსტრუქციის შედეგად მიღებული  $\chi^2$ -ის მნიშვნელობების განაწილება.

სტატისტიკური ანალიზი დაფუძნებულია მართლმსგავსების  $L(\mu, \theta)$  ფუნქციაზე, რომელიც შედგენილია როგორც განაწილებების ინტერვალებში დამზერილი შემთხვევების რიცხვის პუასონის ალბათობის წევრების ნამრავლი  $\theta$  პარამეტრებისათვის გაუსის წევრებზე (შეზღუდვის პირობებით), სადაც  $\theta$  არის შემფოთების პარამეტრების კრებული, რომელიც ითვალისწინებს სტატისტიკური და სისტემატიური განუზღვრელობების ეფექტებს სიგნალის და მოსალოდნელი ფონური პროცესებისათვის. ეს ფუნქცია დამოკიდებულია  $\mu$  პარამეტრზე, რომელიც მრავლდება  $BR(t \rightarrow qZ) = 0.01\%$ -ზე დანორმირებულ სიგნალის შემთხვევათა რიცხვზე. ამრიგად, სტატისტიკური დასკვნების გაკეთება  $\mu$ -ზე, საშუალებას გვაძლევს მივიღოთ  $t \rightarrow qZ$  დაშლის ფარდობითი ალბათობის შესახებ დასკვნები.  $\theta$  შემფოთების პარამეტრების გამოყენებით ფიტირებისას სიგნალის და ფონური პროცესების მოსალოდნელი რიცხვი შესწორებულია სისტემატიური და სტატისტიკური განუზღვრელობების ფარგლებში. სატესტო სტატისტიკა  $q_\mu$  განსაზღვრული

იქნა როგორც მორგებული მართლმსგავსების ფუნქციების ფარდობა (Cowan et al., 2011):

$$q_\mu = -2 \ln(L(\mu, \hat{\theta}_\mu) / L(\hat{\mu}, \hat{\theta})),$$

რომელიც გამოყენებულია იმისთვის, რომ შეფასდეს თუ რამდენად შეესაბამება ექსპერიმენტზე დამზერილი მონაცემები მხოლოდ ფონური პროცესების არსებობის ჰიპოთეზას და გაკეთდეს  $BR(t \rightarrow qZ)$ -ის შესახებ სტატისტიკური დასკვნები, როგორც არის 95% დამაჯერებლობის დონით (CL) ზედა ზღვარის დადგენა  $CL_s$  მეთოდის გამოყენებით (Junk, 1999; Read, 2002).  $CL_s$  -ი გამოთვლილი იქნა  $q_\mu$  სატესტო სტატისტიკის ასიმპტოტური ყოფაქცევის გამოყენებით (Cowan et al., 2011).

### 4.3.9 შედეგები

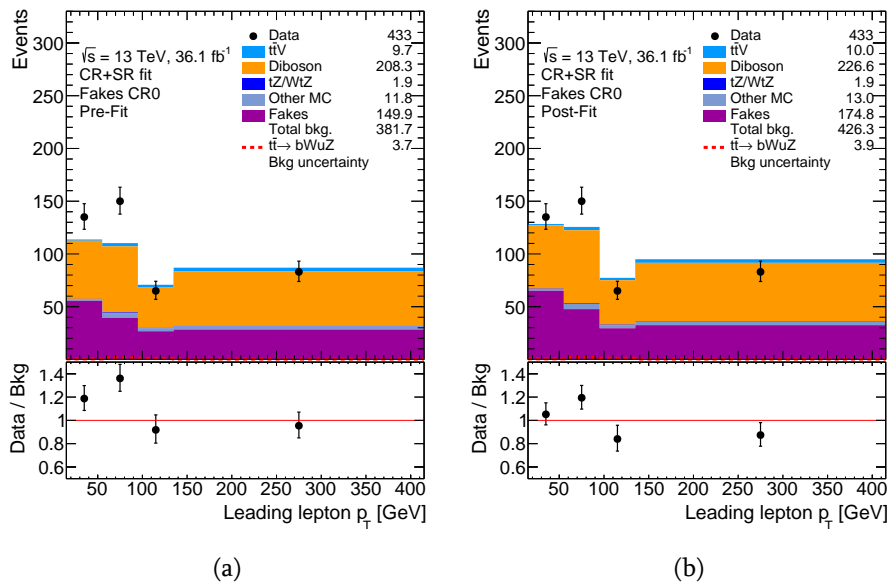
#### კომბინირებული ფიტირება

როგორც წინა პარაგრაფში იქნა აღნიშნული,  $BR(t \rightarrow qZ)$ -ის შესახებ სტატისტიკური დასკვნების გასაკეთებლად გამოყენებული იქნა მართლმსგავსების ფუნქციის ფიტირებაზე დაფუძნებული სატესტო სტატისტიკა. იმისათვის რომ შეგვესწავლა ფიტირების ყოფაქცევა, ჩავატარებული იქნა ფონური პროცესების საკონტროლო არეების და სიგნალის არეს კომბინირებული ფიტირება მხოლოდ ფონური პროცესების არსებობის ჰიპოთეზისათვის (ანუ  $\mu = 0$ ). სიგნალის არეში, ექსპერიმენტული მონაცემების ანალიზამდე, გამოყენებული იქნა ე.წ. “ასიმოვის მონაცემები”, რაც განსაზღვრულია როგორც მოსალოდნელი ფონური პროცესების ჯამური რიცხვი. ფონური პროცესების საკონტროლო არეებში კი ფიტირებისას გამოყენებული იქნა ექსპერიმენტული მონაცემები.

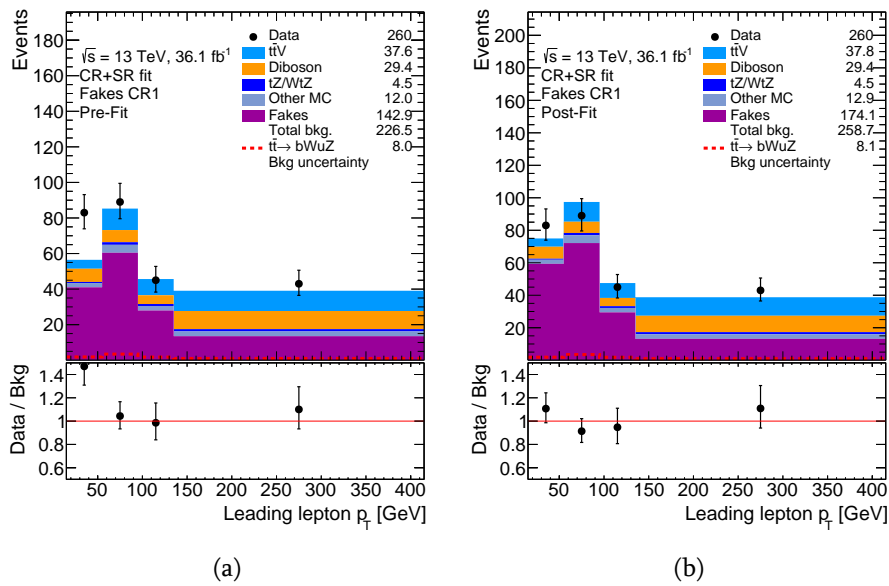
მხოლოდ ფონური პროცესების არსებობის ჰიპოთეზისათვის კომბინირებული ფიტირების შემდეგ შემთხვევათა რიცხვი მოცემულია ცხრილ 4.13-ში, ხოლო ფიტირებაში გამოყენებული განაწილებები ნაჩვენებია ნახ. 4.9-4.14-ზე. ვხედავთ, რომ ფონური პროცესების საკონტროლო არეებში ფიტირების შემდეგ უმჯობესდება ექსპერიმენტზე დამზერილი და მოსალოდნელი მონაცემების თანხვედრა. სიგნალის არეში კი უმნიშვნელოდ იცვლება მოსალოდნელი ფონური პროცესების განაწილება. სისტემატიურ განუზღვრელობებს შორის ფიტირებისას წარმოქმნილი ანტი-კორელაციების გამო კი მნიშვნელოვნად მცირდება მოსალოდნელი ფონური პროცესების შეფასების სრული განუზღვრელობა, რაც აუმჯობესებს სიგნალი ძიების მგრძობიარობას.

Sample	WZ CR	ZZ CR	$t\bar{t}Z$ CR	Fakes CR0	Fakes CR1	SR
$t\bar{t}Z$	$16.7 \pm 3.10$	$0 \pm 0$	$61.2 \pm 6.48$	$6.22 \pm 1.23$	$22.1 \pm 2.94$	$37.6 \pm 4.37$
$t\bar{t}W$	$0.860 \pm 0.178$	$0 \pm 0$	$1.00 \pm 0.220$	$3.79 \pm 0.715$	$15.8 \pm 2.16$	$1.16 \pm 0.200$
WZ	$610 \pm 38.0$	$0 \pm 0$	$6.18 \pm 4.15$	$167 \pm 13.3$	$20.4 \pm 5.07$	$34.1 \pm 8.28$
ZZ	$48.4 \pm 9.05$	$89.1 \pm 11.5$	$0.0684 \pm 0.0227$	$59.7 \pm 10.3$	$9.08 \pm 2.21$	$6.86 \pm 3.11$
$tZ$	$6.60 \pm 2.07$	$0 \pm 0$	$3.78 \pm 1.18$	$0.681 \pm 0.227$	$2.00 \pm 0.611$	$12.7 \pm 3.73$
WtZ	$5.45 \pm 1.31$	$0 \pm 0$	$5.79 \pm 1.87$	$1.23 \pm 0.443$	$2.47 \pm 0.571$	$7.20 \pm 1.61$
Other MC	$9.90 \pm 4.84$	$1.04 \pm 0.611$	$2.87 \pm 1.38$	$13.0 \pm 6.31$	$12.9 \pm 6.13$	$2.37 \pm 1.20$
Fakes	$40.1 \pm 14.5$	$0 \pm 0$	$2.07 \pm 2.39$	$175 \pm 32.1$	$174 \pm 20.6$	$21.3 \pm 7.28$
Total bkg.	$738 \pm 33.5$	$90.1 \pm 11.5$	$83.0 \pm 7.23$	$426 \pm 29.8$	$259 \pm 19.8$	$123 \pm 10.3$
Data	734	87	81	433	260	124
Data/Bkg	$0.995 \pm 0.0583$	$0.966 \pm 0.161$	$0.976 \pm 0.138$	$1.02 \pm 0.0863$	$1.01 \pm 0.0990$	$1.00 \pm 0.0987$

ცხრ. 4.13: ფონური პროცესების საკონტროლო არეებში და სიგნალის არეში მხოლოდ ფონური პროცესების არსებობის ჰიპოთეზით კომბინირებულ ფიტირების შემდეგ დამზერილი და მოსალოდნელი შემთხვევების რიცხვი. სიგნალის არეში წარმოდგენილია “ასიმოვის მონაცემები”, განსაზღვრული როგორც ფიტირებამდე მოსალოდნელი ფონური პროცესების ჯამური რიცხვი.

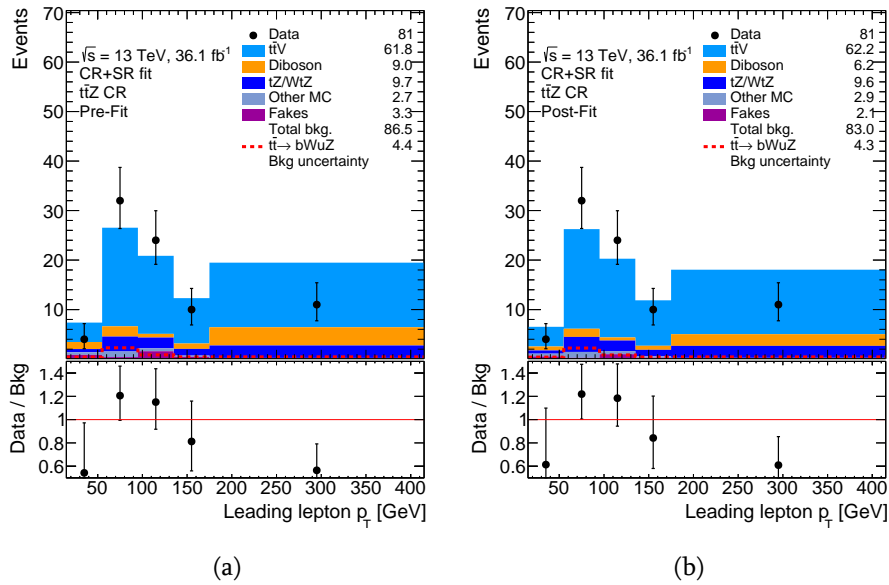


ნახ. 4.9: არა-პირდაპირი ლეპტონების საკონტროლო არეში (CR0) შემთხვევაში ყველაზე მაღალი განივი იმპულსის მქონე ლეპტონის განივი იმპულსის განაწილებები მხოლოდ ფონური პროცესების არსებობის ჰიპოთეზისათვის კომბინირებულ ა) ფიტირებამდე და ბ) ფიტირების შემდეგ, სიგნალის არეში “ასიმოვის მონაცემების” გამოყენებით. სიგნალის შემთხვევათა რიცხვი ნორმირებულია ფარდობითი ალბათობის  $BR(t \rightarrow qZ) = 0.1\%$  მნიშვნელობაზე.

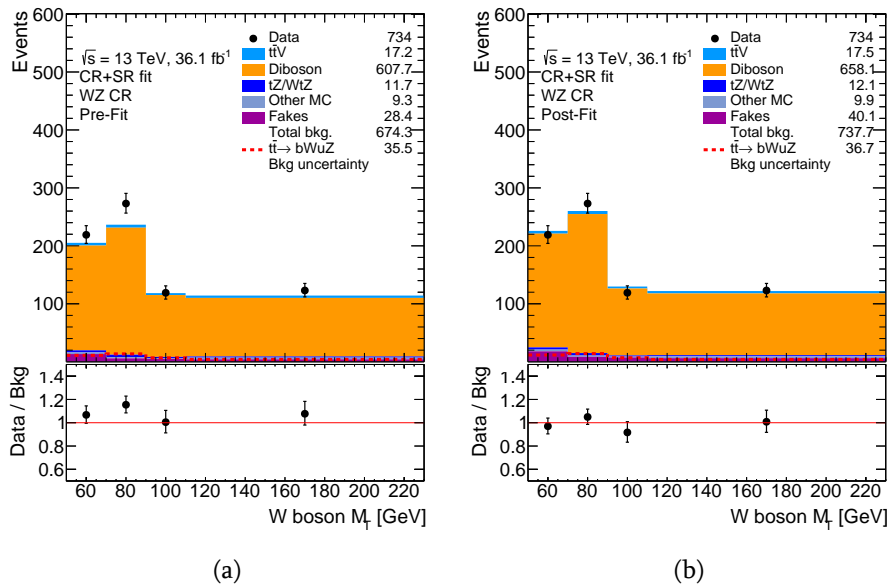


ნახ. 4.10: არა-პირდაპირი ლეპტონების საკონტროლო არეში (CR1) შემთხვევაში ყველაზე მაღალი განივი იმპულსის მქონე ლეპტონის განივი იმპულსის განაწილებები მხოლოდ ფონური პროცესების არსებობის ჰიპოთეზისათვის კომბინირებულ ა) ფიტირებამდე და ბ) ფიტირების შემდეგ, სიგნალის არეში “ასიმოვის მონაცემების” გამოყენებით. სიგნალის შემთხვევათა რიცხვი ნორმირებულია ფარდობითი ალბათობის  $BR(t \rightarrow qZ) = 0.1\%$  მნიშვნელობაზე.

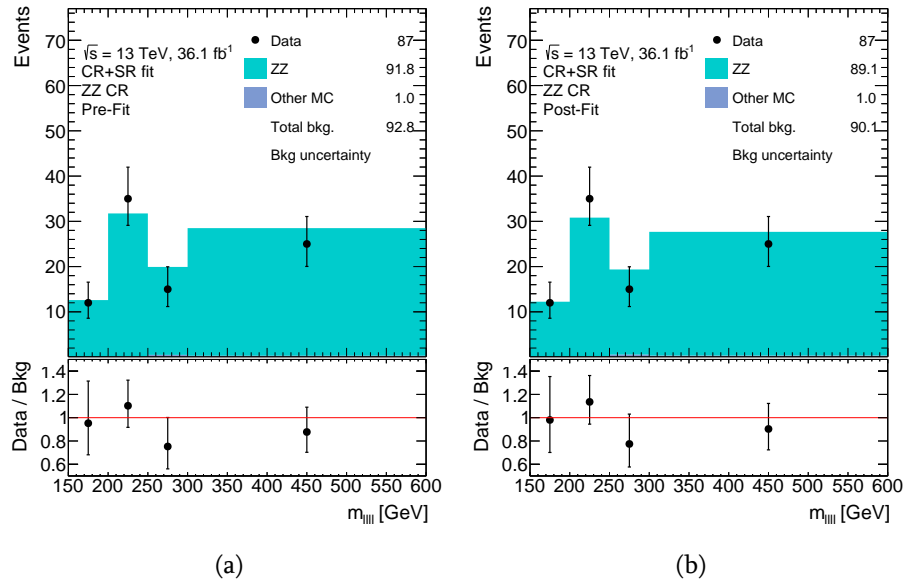




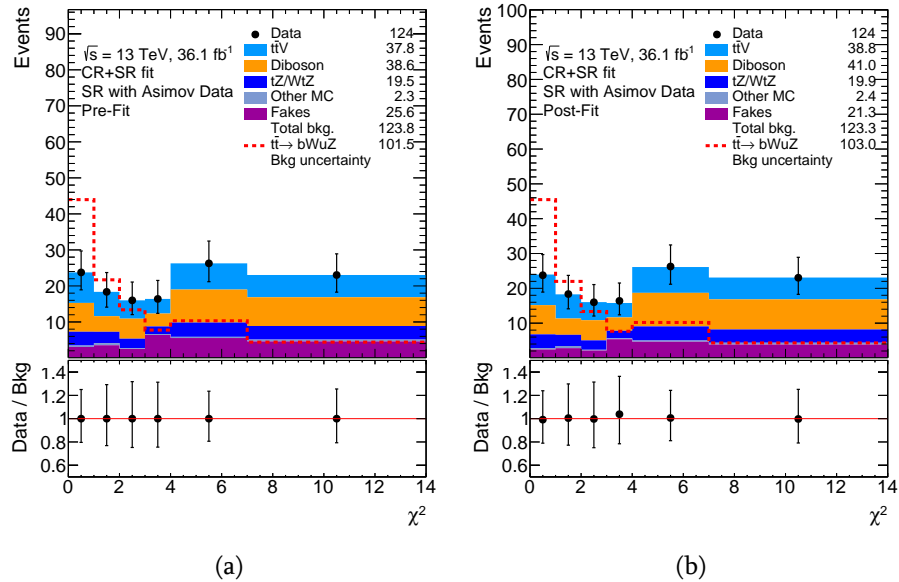
ნახ. 4.11:  $t\bar{t}Z$  შემთხვევების საკონტროლო არეში შემთხვევაში ყველაზე მაღალი განივი იმპულსის მქონე ლეპტონის განივი იმპულსის განაწილებები მხოლოდ ფონური პროცესების არსებობის ჰიპოთეზისათვის კომბინირებულ ა) ფიტირებამდე და ბ) ფიტირების შემდეგ, სიგნალის არეში “ასიმოვის მონაცემების” გამოყენებით. სიგნალის შემთხვევათა რიცხვი ნორმირებულია ფარდობითი ალბათობის  $BR(t \rightarrow qZ) = 0.1\%$  მნიშვნელობაზე.



ნახ. 4.12:  $WZ$  შემთხვევების საკონტროლო არეში  $W$  ბოზონის აღდგენილი განივი მასის განაწილებები მხოლოდ ფონური პროცესების არსებობის ჰიპოთეზისათვის კომბინირებულ ა) ფიტირებამდე და ბ) ფიტირების შემდეგ, სიგნალის არეში “ასიმოვის მონაცემების” გამოყენებით. სიგნალის შემთხვევათა რიცხვი ნორმირებულია ფარდობითი ალბათობის  $BR(t \rightarrow qZ) = 0.1\%$  მნიშვნელობაზე.



ნახ. 4.13:  $ZZ$  შემთხვევების საკონტროლო არეში  $ZZ$  სისტემის აღდგენილი ინვარიანტული მასის განაწილებები მხოლოდ ფონური პროცესების არსებობის ჰიპოთეზისათვის კომბინირებულ ა) ფიტირებამდე და ბ) ფიტირების შემდეგ, სიგნალის არეში “ასიმოვის მონაცემების” გამოყენებით.



ნახ. 4.14: სიგნალის არეში შემთხვევების რეკონსტრუქციის შედეგად მიღებული  $\chi^2$ -ის მნიშვნელობების განაწილებები მხოლოდ ფონური პროცესების არსებობის ჰიპოთეზისათვის კომბინირებულ ა) ფიტირებამდე და ბ) ფიტირების შემდეგ, “ასიმოვის მონაცემების” გამოყენებით. სიგნალის შემთხვევათა რიცხვი ნორმირებულია ფარდობითი ალბათობის  $BR(t \rightarrow qZ) = 0.1\%$  მნიშვნელობაზე.

სიგნალის არეში დამზერილი მონაცემები

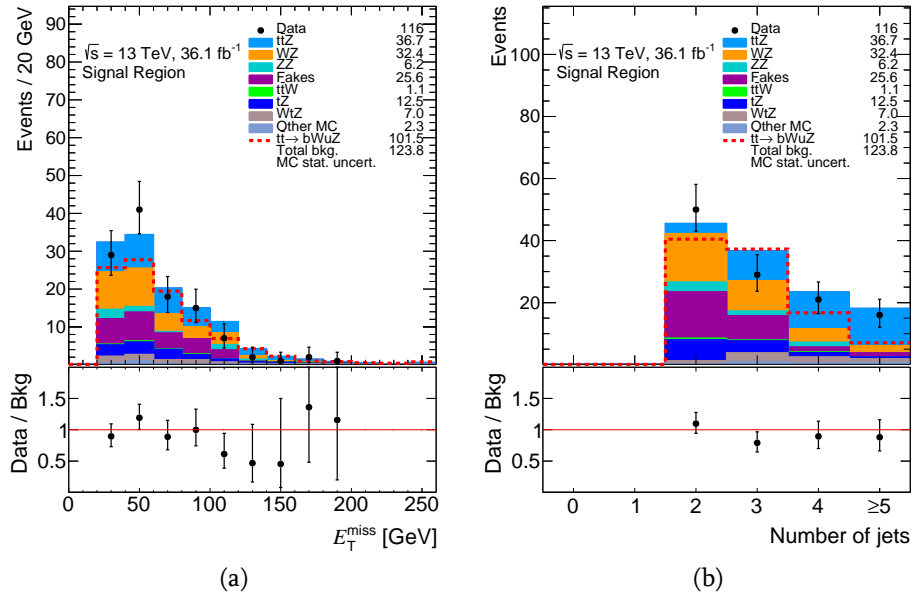
მას შემდეგ რაც სიგნალის არეში “ასიმოვის მონაცემებით” შევისწავლილი იქნა მხოლოდ ფონური პროცესების არსებობის ჰიპოთეზისათვის კომბინირებული ფიტირებით მოსალოდნელი შედეგები, სიგნალის არსებობის შესამოწმებლად სიგნალის არეში დამუშავებული იქნა ექსპერიმენტული მონაცემები. დამზერილი და მოსალოდნელი განაწილებების ხილვა შესაძლებელია ნახ. 4.15 - 4.17-ზე, ხოლო შემთხვევების რიცხვი მოცემულია ცხრილ 4.14-ში. ვხედავთ, რომ დამზერილი მონაცემები და მოსალოდნელი ფონური პროცესების განაწილებები კარგ თხზვედრაშია ერთმანეთთან კომბინირებულ ფიტირებამდე.

სიგნალის საძიებლად ფონური პროცესების საკონტროლო არეებში და სიგნალის არეში დამზერილი მონაცემების გამოყენებით ჩატარებული იქნა კომბინირებული ფიტირება მხოლოდ ფონური პროცესების არსებობის ჰიპოთეზისათვის. ფიტირებამდე და ფიტირების შემდეგ მართლმსგავსების ფუნქციაში გამოყენებული განაწილებების ხილვა შესაძლებელია ნახ. 4.18- 4.23-ზე, ხოლო შემთხვევათა რიცხვი კი წარმოდგენილია ცხრილ 4.14 და ცხრილ 4.15-ში. ცხრილ 4.16-ში მოყვანილია ფიტირების შემდეგ სისტემატიური განუზღვრელობების გავლენა ფონური პროცესების მოსალოდნელ რიცხვზე საკონტროლო არეებში და სიგნალის არეში. ასევე მოყვანილია სიგნალის არეში სიგნალის რიცხვზე სისტემატიური განუზღვრელობების ეფექტი.

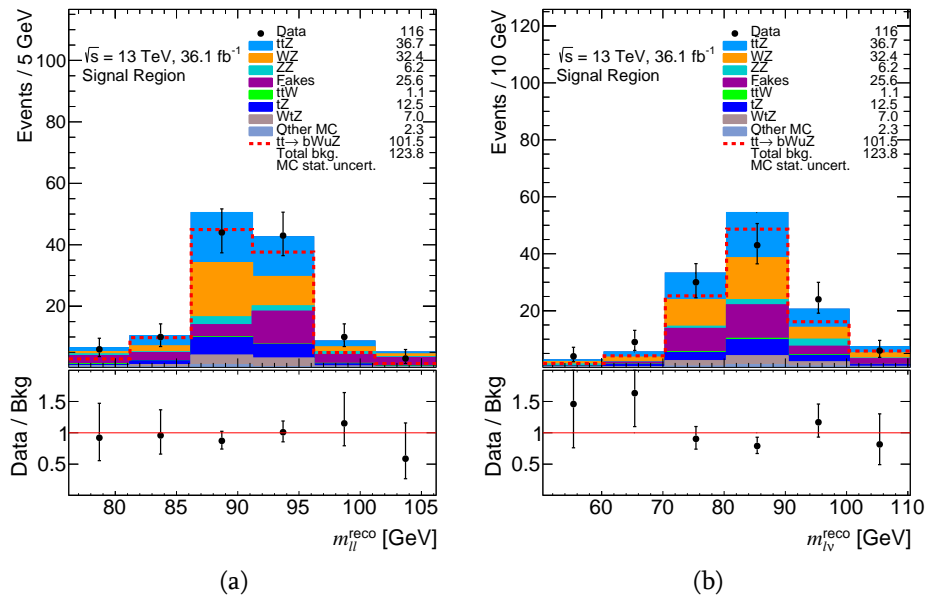
მხოლოდ ფონური პროცესების არსებობის ჰიპოთეზისათვის კომბინირებული ფიტირების შედეგების მიხედვით, სიგნალის არეში დამზერილი ექსპერიმენტული მონაცემები კარგად აღიწერება სიმულაციით მიღებული მოსალოდნელი ფონური პროცესების განაწილებით, რაც ნიშნავს იმას, რომ სიგნალის არსებობის ცხადი ნიშანი არ იქნა დამზერილი.

Sample	WZ CR	ZZ CR	$t\bar{t}Z$ CR	Fakes CR0	Fakes CR1	SR
$t\bar{t}Z$	$16.3 \pm 3.13$	$0 \pm 0$	$60.8 \pm 8.71$	$6.08 \pm 1.24$	$22.1 \pm 3.19$	$36.7 \pm 5.02$
$t\bar{t}W$	$0.813 \pm 0.177$	$0 \pm 0$	$0.966 \pm 0.232$	$3.65 \pm 0.726$	$15.5 \pm 2.17$	$1.12 \pm 0.198$
WZ	$559 \pm 238$	$0 \pm 0$	$8.95 \pm 8.75$	$150 \pm 67.8$	$20.4 \pm 9.24$	$32.4 \pm 18.8$
ZZ	$48.3 \pm 10.7$	$91.8 \pm 20.4$	$0.0704 \pm 0.0265$	$58.0 \pm 15.6$	$9.02 \pm 2.28$	$6.21 \pm 3.18$
tZ	$6.25 \pm 2.04$	$0 \pm 0$	$3.61 \pm 1.20$	$0.632 \pm 0.220$	$1.98 \pm 0.627$	$12.5 \pm 3.80$
WtZ	$5.48 \pm 1.28$	$0 \pm 0$	$6.09 \pm 1.99$	$1.28 \pm 0.457$	$2.55 \pm 0.575$	$7.03 \pm 1.53$
Other MC	$9.26 \pm 4.78$	$0.967 \pm 0.602$	$2.73 \pm 1.39$	$11.8 \pm 6.11$	$12.0 \pm 6.05$	$2.29 \pm 1.24$
Fakes	$28.4 \pm 16.1$	$0 \pm 0$	$3.28 \pm 5.54$	$150 \pm 50.3$	$143 \pm 68.5$	$25.6 \pm 10.8$
Total bkg.	$674 \pm 241$	$92.8 \pm 20.4$	$86.5 \pm 14.9$	$382 \pm 91.7$	$226 \pm 69.7$	$124 \pm 25.7$
Data	734	87	81	433	260	116
Data/Bkg	$1.09 \pm 0.392$	$0.938 \pm 0.230$	$0.936 \pm 0.191$	$1.13 \pm 0.278$	$1.15 \pm 0.360$	$0.937 \pm 0.213$

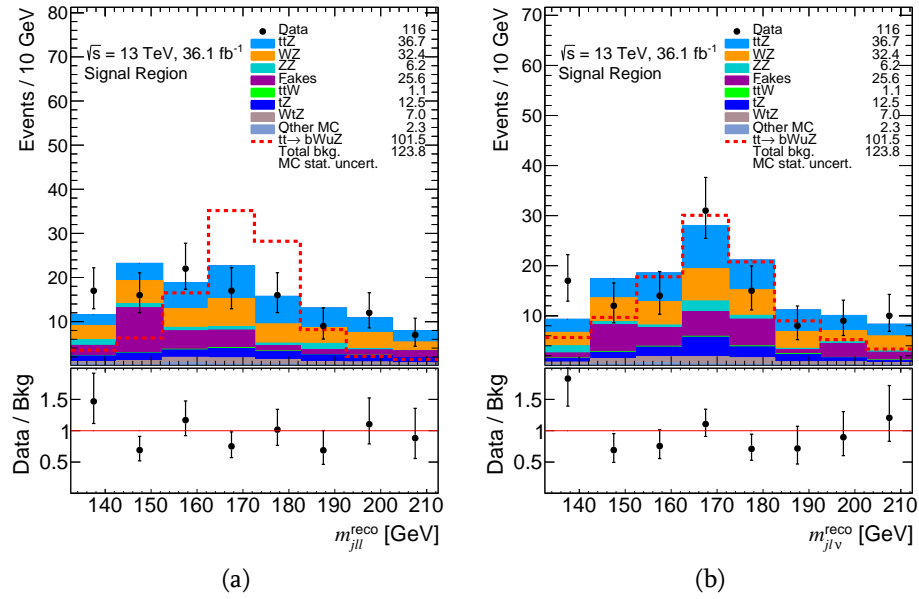
ცხრ. 4.14: ფონური პროცესების საკონტროლო არეებში და სიგნალის არეში მხოლოდ ფონური პროცესების არსებობის ჰიპოთეზით კომბინირებულ ფიტირებამდე დამზერილი და მოსალოდნელი შემთხვევების რიცხვი.



ნახ. 4.15: სიგნალის არეში ა) ნაკლები განივი ენერჯის და ბ) ჯეტების მრავლობითობის მოსალოდნელი და დამზერილი განაწილებები. სიგნალის შემთხვევათა რიცხვი ნორმირებულია ფარდობითი ალბათობის  $BR(t \rightarrow qZ) = 0.1\%$  მნიშვნელობაზე.



ნახ. 4.16: სიგნალის არეში აღდგენილი ა)  $Z$  და ბ)  $W$  ბოზონების ინვარიანტული მასების მოსალოდნელი და დამზერილი განაწილებები. სიგნალის შემთხვევათა რიცხვი ნორმირებულია ფარდობითი ალბათობის  $BR(t \rightarrow qZ) = 0.1\%$  მნიშვნელობაზე.



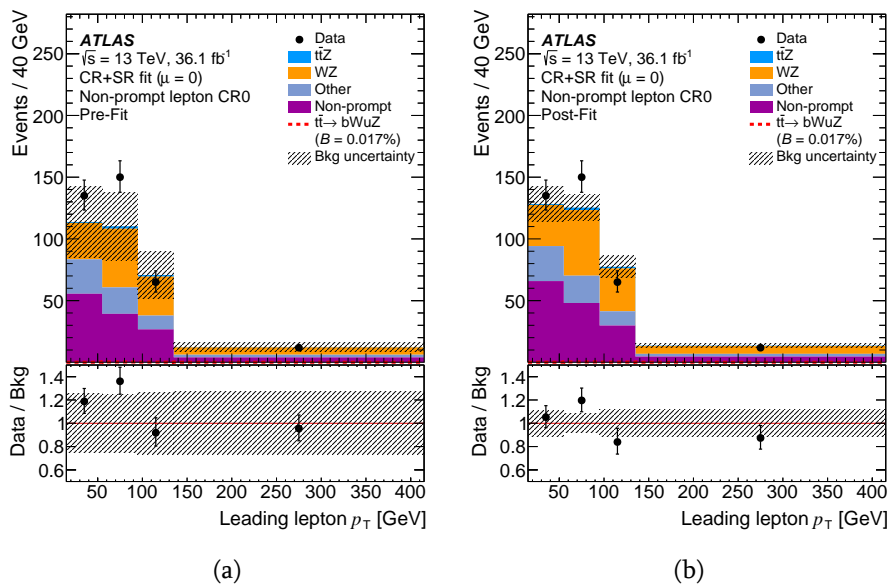
ნახ. 4.17: სიგნალის არეში აღდგენილი ა) აზნდ არხით და ბ) სტანდარტული მოდელის მიხედვით დომინანტური არხით დაშლილი ტოპ-კვარკების ინვარიანტული მასების მოსალოდნელი და დამზერილი განაწილებები. სიგნალის შემთხვევათა რიცხვი ნორმირებულია ფარდობითი ალბათობის  $BR(t \rightarrow qZ) = 0.1\%$  მნიშვნელობაზე.

Sample	WZ CR	ZZ CR	$t\bar{t}Z$ CR	Fakes CR0	Fakes CR1	SR
$t\bar{t}Z$	$16.5 \pm 3.06$	$0 \pm 0$	$60.5 \pm 6.40$	$6.13 \pm 1.21$	$21.9 \pm 2.90$	$37.1 \pm 4.29$
$t\bar{t}W$	$0.850 \pm 0.177$	$0 \pm 0$	$0.993 \pm 0.219$	$3.76 \pm 0.709$	$15.7 \pm 2.16$	$1.15 \pm 0.199$
WZ	$608 \pm 38.8$	$0 \pm 0$	$5.84 \pm 3.97$	$166 \pm 13.2$	$20.1 \pm 5.02$	$32.5 \pm 7.67$
ZZ	$48.6 \pm 9.07$	$89.0 \pm 11.6$	$0.0684 \pm 0.0227$	$58.7 \pm 10.2$	$8.96 \pm 2.20$	$6.45 \pm 2.97$
tZ	$6.45 \pm 2.03$	$0 \pm 0$	$3.70 \pm 1.16$	$0.663 \pm 0.222$	$1.97 \pm 0.607$	$12.5 \pm 3.68$
WtZ	$5.38 \pm 1.32$	$0 \pm 0$	$5.77 \pm 1.89$	$1.23 \pm 0.447$	$2.45 \pm 0.580$	$7.04 \pm 1.60$
Other MC	$10.0 \pm 4.87$	$1.05 \pm 0.612$	$2.91 \pm 1.39$	$13.0 \pm 6.31$	$13.0 \pm 6.17$	$2.40 \pm 1.22$
Fakes	$41.0 \pm 14.8$	$0 \pm 0$	$1.95 \pm 2.32$	$177 \pm 32.3$	$174 \pm 21.0$	$19.8 \pm 6.90$
Total bkg.	$737 \pm 34.7$	$90.1 \pm 11.6$	$81.7 \pm 7.12$	$426 \pm 30.1$	$258 \pm 20.2$	$119 \pm 9.94$
Data	734	87	81	433	260	116
Data/Bkg	$0.996 \pm 0.0596$	$0.966 \pm 0.161$	$0.991 \pm 0.140$	$1.02 \pm 0.0868$	$1.01 \pm 0.100$	$0.975 \pm 0.122$

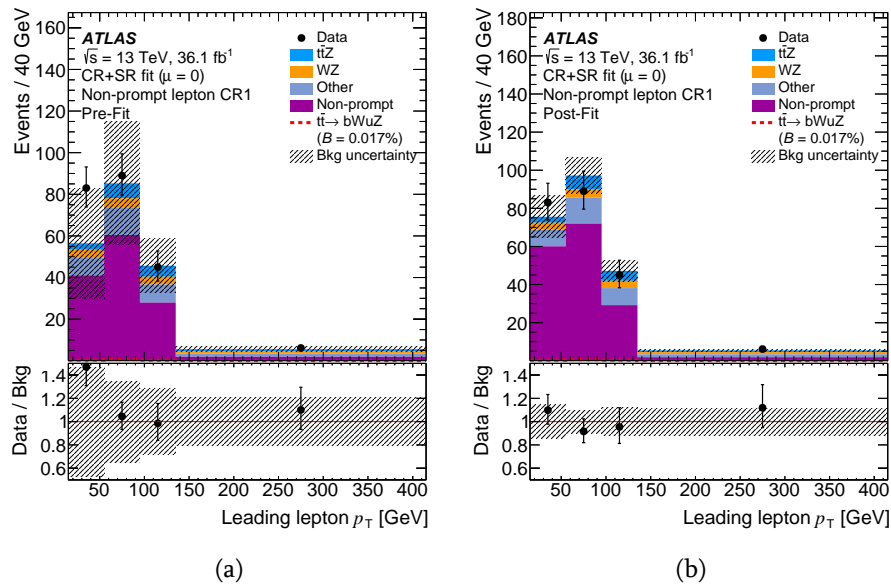
ცხრ. 4.15: ფონური პროცესების საკონტროლო არეებში და სიგნალის არეში მხოლოდ ფონური პროცესების არსებობის ჰიპოთეზით კომბინირებულ ფიტირების შემდეგ დამზერილი და მოსალოდნელი შემთხვევების რიცხვი.

Source	WZ CR	ZZ CR	$t\bar{t}Z$ CR	Fakes CR0	Fakes CR1	SR	
	B [%]	B [%]	B [%]	B [%]	B [%]	B [%]	S [%]
Event modelling	10	11	22	9	23	18	5
Leptons	2.4	2.9	2.0	2.6	2.9	2.6	1.8
Jets	6	11	5	8	4	8	4
$b$ -tagging	1.4	0.6	7	2.1	2.8	4	3.1
$E_T^{\text{miss}}$	3.3	2.5	0.35	2.8	0.7	4	1.4
Non-prompt leptons	1.1	---	1.1	8	12	5	---
Pile-up	1.2	5	5	3.3	1.7	3.5	2.2
Luminosity	2.0	2.1	2.0	1.3	0.8	1.6	2.1

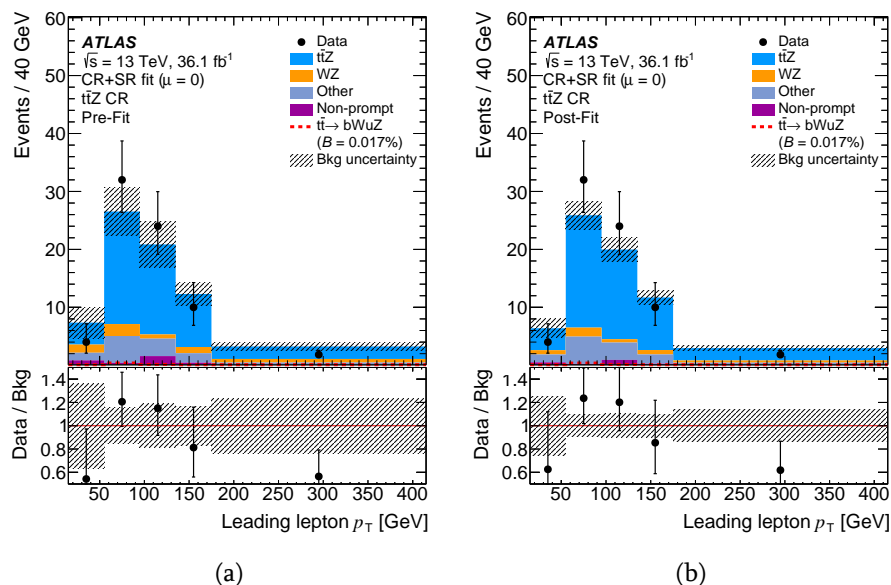
ცხრ. 4.16: მხოლოდ ფონური პროცესების არსებობის ჰიპოთეზით კომბინირებულ ფიტინგის შემდეგ ანალიზში გათვალისწინებული სისტემატიური განუზღვრელობების გაგლენა ფონური პროცესების მოსალოდნელ რიცხვზე (B), ფონური პროცესების საკონტროლო და სიგნალის არეებში. სიგნალის არეში, სიგნალის რიცხვზე (S) სისტემატიური განუზღვრელობების ეფექტიც არის ნაჩვენები.



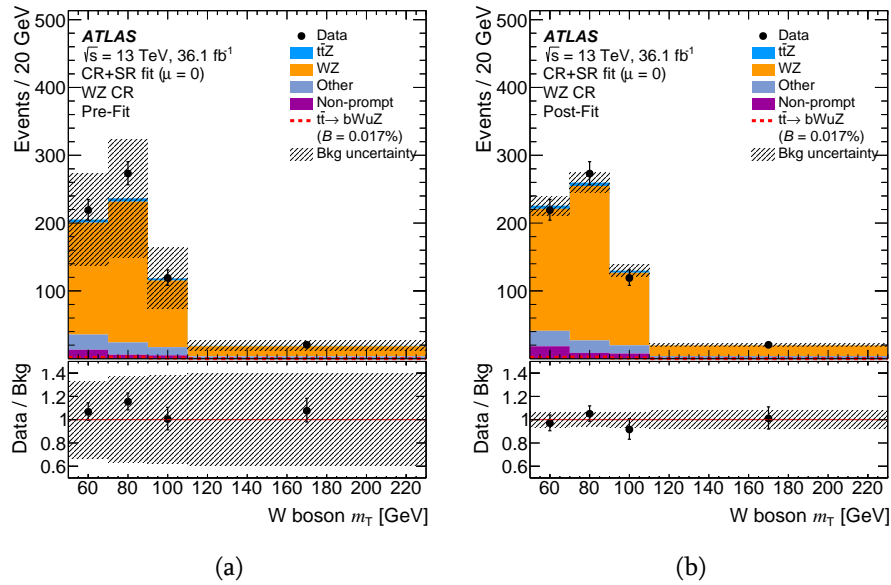
ნახ. 4.18: არა-პირდაპირი ლეპტონების საკონტროლო არეში (CR0) შემთხვევაში ყველაზე მაღალი განივი იმპულსის მქონე ლეპტონის განივი იმპულსის განაწილებები მხოლოდ ფონური პროცესების არსებობის ჰიპოთეზისათვის ექსპერიმენტული მონაცემების გამოყენებით კომბინირებულ ა) ფიტინგამდე და ბ) ფიტინგის შემდეგ. სიგნალის შემთხვევათა რიცხვი ნორმირებულია ფარდობითი ალბათობის დამზერილ 95% CL ზედა ზღვარზე.



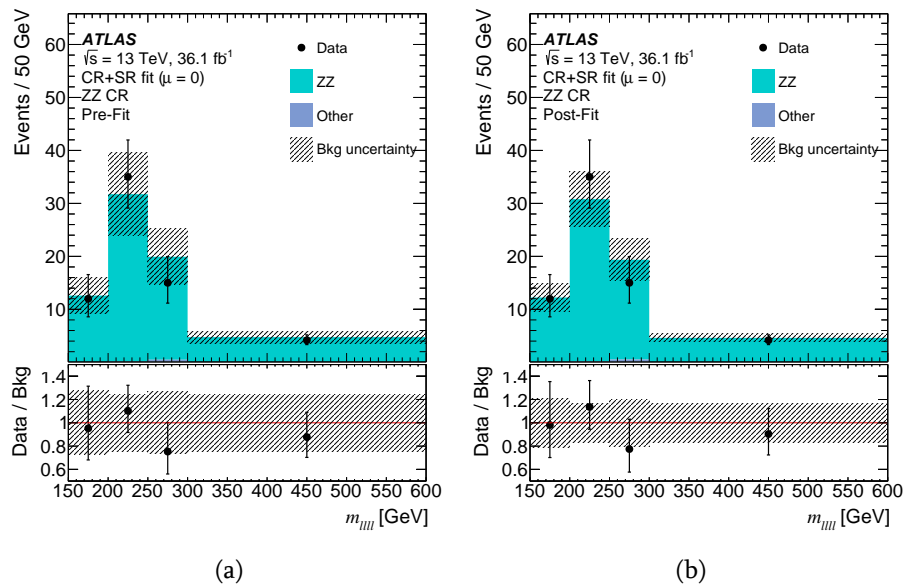
ნახ. 4.19: არა-პირდაპირი ლეპტონების საკონტროლო არეში (CR1) შემთხვევაში ყველაზე მაღალი განივი იმპულსის მქონე ლეპტონის განივი იმპულსის განაწილებები მხოლოდ ფონური პროცესების არსებობის ჰიპოთეზისათვის ექსპერიმენტული მონაცემების გამოყენებით კომბინირებულ ა) ფიტირებამდე და ბ) ფიტირების შემდეგ. სიგნალის შემთხვევათა რიცხვი ნორმირებულია ფარდობითი ალბათობის დამზერილ 95% CL ზედა ზღვარზე.



ნახ. 4.20:  $ttZ$  შემთხვევების საკონტროლო არეში შემთხვევაში ყველაზე მაღალი განივი იმპულსის მქონე ლეპტონის განივი იმპულსის განაწილებები მხოლოდ ფონური პროცესების არსებობის ჰიპოთეზისათვის ექსპერიმენტული მონაცემების გამოყენებით კომბინირებულ ა) ფიტირებამდე და ბ) ფიტირების შემდეგ. სიგნალის შემთხვევათა რიცხვი ნორმირებულია ფარდობითი ალბათობის დამზერილ 95% CL ზედა ზღვარზე.

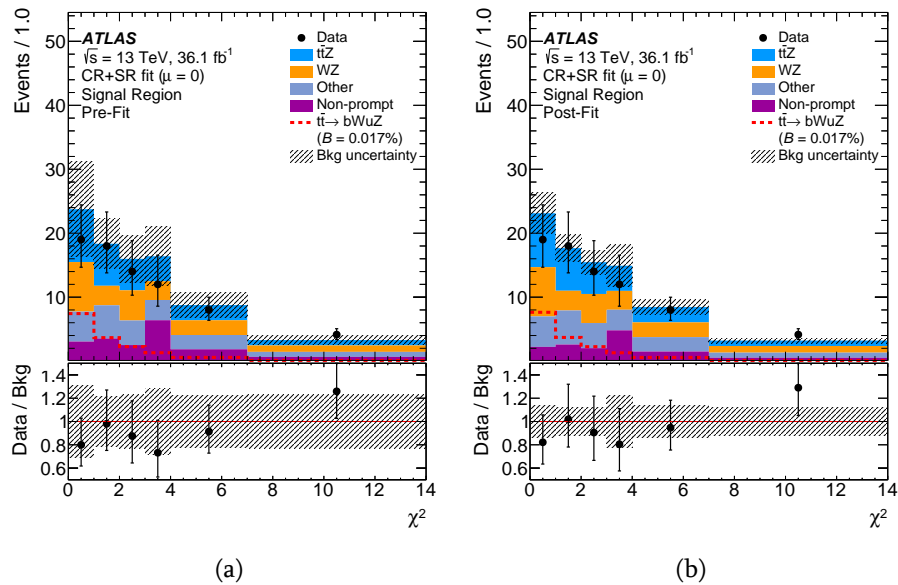


ნახ. 4.21:  $WZ$  შემთხვევების საკონტროლო არეში  $W$  ბოზონის აღდგენილი განივი მასის განაწილებები მხოლოდ ფონური პროცესების არსებობის ჰიპოთეზისათვის ექსპერიმენტული მონაცემების გამოყენებით კომბინირებულ ა) ფიტირებამდე და ბ) ფიტირების შემდეგ. სიგნალის შემთხვევათა რიცხვი ნორმირებულია ფარდობითი ალბათობის დამზერილ 95% CL ზედა ზღვარზე.



ნახ. 4.22:  $ZZ$  შემთხვევების საკონტროლო არეში  $ZZ$  სისტემის აღდგენილი ინვარიანტული მასის განაწილებები მხოლოდ ფონური პროცესების არსებობის ჰიპოთეზისათვის ექსპერიმენტული მონაცემების გამოყენებით კომბინირებულ ა) ფიტირებამდე და ბ) ფიტირების შემდეგ.

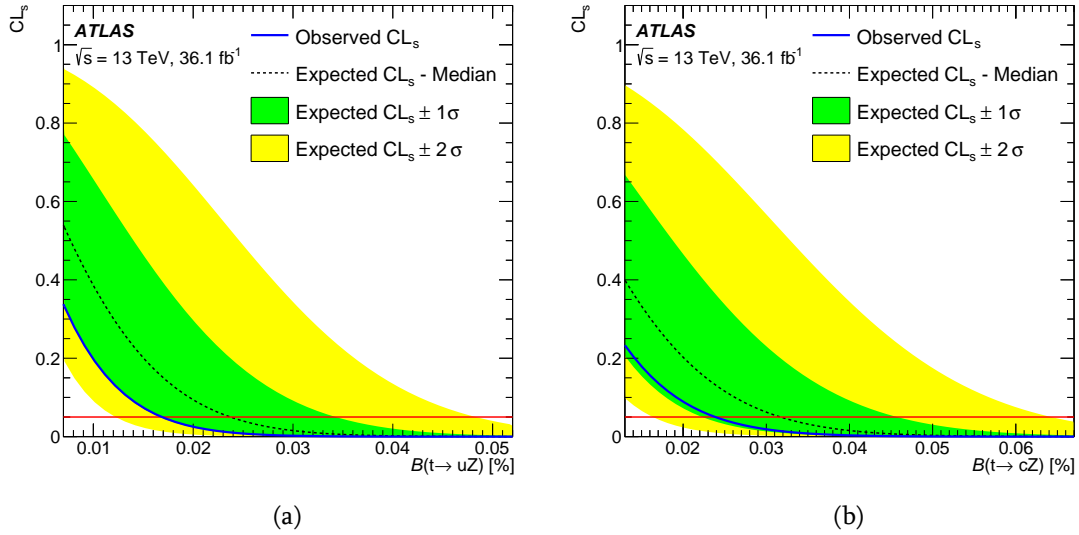




ნახ. 4.23: სიგნალის არეში შემთხვევების რეკონსტრუქციის შედეგად მიღებული  $\chi^2$  -ის მნიშვნელობების განაწილებები მხოლოდ ფონური პროცესების არსებობის ჰიპოთეზისათვის ექსპერიმენტული მონაცემების გამოყენებით კომბინირებულ ა) ფიტირებამდე და ბ) ფიტირების შემდეგ. სიგნალის შემთხვევათა რიცხვი ნორმირებულია ფარდობითი ალბათობის დამზერილ 95% CL ზედა ზღვარზე.

ზედა ზღვარის შეფასება

სიგნალის არსებობის ცხადი ნიშანი არ იქნა დამზერილი, შედეგად  $CL_s$  მეთოდით 95% საიმედოობის დონით შეფასებულ იქნა ტოპ-კვარკის იშვიათი დაშლების  $t \rightarrow uZ$  და  $t \rightarrow cZ$  ფარდობითი ალბათობების ექსპერიმენტზე დამზერილი ზედა ზღვარი, რაც შეადგენს 0.017% და 0.024%-ს, სათანადოდ. ნახ. 4.24-ზე მოცემულია დამზერილი და მოსალოდნელი  $CL_s$ -ის მნიშვნელობა როგორც  $BR(t \rightarrow uZ)$  და  $BR(t \rightarrow cZ)$ -ის ფუნქცია, ხოლო ცხრილ 4.17-ში ნაჩვენებია დამზერილი და მოსალოდნელი  $BR(t \rightarrow uZ)$  და  $BR(t \rightarrow cZ)$ -ის ზედა ზღვარი  $\pm 1\sigma$  მნიშვნელობებთან ერთად. მოსალოდნელი მნიშვნელობა ნიშნავს იმ შედეგს, რასაც მივიღებდით თუკი ექსპერიმენტზე დამზერილი მონაცემები ზუსტად იქნებოდა აღწერილი სიმულაციით შეფასებული სტანდარტული მოდელით ნაწინასწარმეტყველები ფონური პროცესებით.



ნახ. 4.24:  $CL_s$ -ის დამოკიდებულება ა)  $BR(t \rightarrow uZ)$  და ბ)  $BR(t \rightarrow cZ)$ -ზე, რომელიც მიღებულია სტატისტიკური და სისტემატიური განუზღვრელობების გათვალისწინებით. ლურჯი უწყვეტი ხაზით გამოსახულია დამზერილი მნიშვნელობები, ხოლო შავი წყვეტილი ხაზით გამოსახულია მოსალოდნელი მნიშვნელობები. მწვანე და ყვითელი არეები გამოსახვენ  $\pm 1$  და  $\pm 2$  სტანდარტულ გადახრას მოსალოდნელი მნიშვნელობიდან.  $CL_c = 0.05$ -ზე წითელი ჰორიზონტალური ხაზი მიუთითებს ზღურბლზე, რომლის ქვემოთაც სიგნალის არსებობის ჰიპოთეზა გამორიცხულია 95% დამაჯერებლობის დონით.

	Observed	-1σ	Expected	+1σ
$BR(t \rightarrow uZ)$ [%]	0.017	0.017	0.024	0.034
$BR(t \rightarrow cZ)$ [%]	0.024	0.022	0.032	0.046

ცხრ. 4.17: 95% დამაჯერებლობის დონით დამზერილი და მოსალოდნელი ზედა ზღვარი არომატის შემცველი ნეიტრალური დენებით მიმდინარე ტოპ-კვარკის  $t \rightarrow uZ$  და  $t \rightarrow cZ$  დაშლების ფარდობითი ალბათობებისათვის. აგრეთვე მოყვანილია მოსალოდნელი ზედა ზღვარის მნიშვნელობა  $\pm 1$  სტანდარტულ გადახრით. მოსალოდნელი და დამზერილი ზედა ზღვრები გამოთვლილია სტატისტიკური და სისტემატიური განუზღვრელობების გათვალისწინებით.

### 4.3.10 დასკვნები

არომატის შემცვლელი ნეიტრალური დენებით მიმდინარე ტოპ-კვარკის იშვიათი დაშლა  $t \rightarrow qZ$  შესწავლილი იქნა ATLAS ექსპერიმენტზე მასათა ცენტრის სისტემაში 13 ტევ ენერგიაზე პროტონ-პროტონული ურთიერთქმედებების შედეგად დაგროვებული მონაცემების ანალიზით, რომელიც შეესაბამება  $36.1 \text{ ფბ}^{-1}$  ინტეგრალურ ნათებას.  $t \rightarrow qZ$  დაშლის ძიება ჩატარდა ტოპ-ანტიტოპ კვარკების წყვილური დაბადების ტოპოლოგიაში, როდესაც ერთი ტოპ-კვარკი იშლება არომატის შემცვლელი ნეიტრალური დენებით ( $t \rightarrow qZ$ ), ხოლო მეორე ტოპ-კვარკი იშლება სტანდარტული მოდელის მიხედვით დომინანტური არხით ( $t \rightarrow bW$ ). განხილული იქნა  $W$  და  $Z$  ბოზონების მხოლოდ ლეპტონური დაშლის არხი. ტოპ-კვარკის აზნდ პროცესით მიმდინარე იშვიათი დაშლის  $t \rightarrow qZ$  არანაირი ცხადი ნიშანი არ იქნა დამზერილი. 95% დამაჯერებლობის დონით შეფასებული იქნა  $t \rightarrow uZ$  და  $t \rightarrow cZ$  პროცესების ფარდობითი ალბათობების დამზერილი (მოსალოდნელი) ზედა ზღვარი  $\text{BR}(t \rightarrow uZ) < 1.7 \times 10^{-4}$  ( $2.4 \times 10^{-4}$ ) და  $\text{BR}(t \rightarrow cZ) < 2.4 \times 10^{-4}$  ( $3.2 \times 10^{-4}$ ).

## 4.4 ATLAS ექსპერიმენტის მგრძნობიარობა $t \rightarrow qZ$ აზნდ დაშლების მიმართ მაღალი ნათების დიდ ადრონულ კოლაიდერზე

მაღალი ნათების მქონე დიდი ადრონული კოლაიდერის ამოქმედების თარიღად მოსალოდნელია 2026 წლის მეორე ნახევარი (ATLAS Collaboration, 2012c, 2015a). მასათა ცენტრის სისტემაში 14 ტევ ენერგიაზე მიღწეული უნდა იქნეს  $7.5 \times 10^{34} \text{ სმ}^{-2}\text{წმ}^{-1}$  ნათება, ხოლო მოსალოდნელი ინტეგრალური ნათება არის  $3000 \text{ ფბ}^{-1}$ . ამ პარაგრაფში აღწერილია ATLAS ექსპერიმენტის მგრძნობიარობის შესწავლა  $t \rightarrow qZ$  აზნდ დაშლების მიმართ მაღალი ნათების დიდ ადრონულ კოლაიდერზე. ეს კვლევა დაფუძნებულია 13 ტევ მონაცემების ანალიზზე (ATLAS Collaboration, 2018c), რომელიც აღწერილია წინა პარაგრაფში. შესაბამისად, კვლევაში განხილულია ტოპ-კვარკ--ტოპ-ანტიკვარკ წყვილების დაბადების შემთხვევები სამ-ლეპტონური დაშლის არხით  $t\bar{t} \rightarrow bW(\rightarrow \ell\nu)qZ(\rightarrow \ell^+\ell^-)$ .

### 4.4.1 სიგნალის და ფონების სიმულირებული მონაცემები

სიგნალის და ფონური პროცესების შემთხვევების გენერაცია მოხდა ნაწილაკების დონეზე მასათა ცენტრის სისტემაში 14 ტევ ენერგიაზე. ანალიზში გამოყენებული ფიზიკური ობიექტების გაზომვადი პარამეტრები დამახინჯებული იქნა სპეციალური ფუნქციებით (ATLAS Collaboration, 2016a), რათა გათვალისწინებულიყო მაღალი ნათების მქონე დიდი ადრონული კოლაიდერის პირობებში ATLAS დეტექტორის ეფექტები.

ისევე როგორც 13 ტევ მონაცემების ანალიზში (იხილეთ პარაგრაფი 4.3), სიგნალის

შემთხვევების მონაცემები დაგენერირებული იქნა MG5\_aMC@NLO (Alwall et al., 2014) გენერატორის გამოყენებით. ახალი ფიზიკის ეფექტები  $\Lambda$  სკალაზე გათვალისწინებულია სტანდარტული მოდელის ლაგრანჟიანზე 6-განზომილებიანი ოპერატორებისგან შემდგარი ეფექტური წევრების დამატებით, როგორც ეს აღწერილია პარაგრაფ 4.1-ში. ტოპ-კვარკის აზნდ დაშლა აღწერილია TopFCNC მოდელის გამოყენებით (Degrande et al., 2015; Durieux et al., 2015).

მხოლოდ პირდაპირი ლეპტონების შემცველი ძირითადი ფონური პროცესები, როგორც არის  $WZ, ZZ, t\bar{t}Z$  და  $tZ$ , ასევე რამდენიმე ნაკლებად მნიშვნელოვანი პროცესი ( $t\bar{t}W, t\bar{t}WW, t\bar{t}t\bar{t}$ ), შეფასებული იქნა განივკვეთის თეორიულ მნიშვნელობაზე ნორმირებული სიმულირებული მონაცემებით. არა-პირდაპირი ლეპტონების შემცველი ფონური პროცესები, როგორც არის  $Z + jets, t\bar{t}$  და  $Wt$ , შეუძლებელია რეალისტურად შეფასდეს ფიზიკური ობიექტების გაზომვადი სიდიდეების დამახინჯების ფუნქციების გამოყენებით, ამიტომაც ასეთი პროცესების სიმულირებული მონაცემები დანორმირებული იქნა 13 ტევ ანალიზში დამზერილ არა-პირდაპირი ლეპტონების ფონური პროცესების წვლილზე (იხილეთ პარაგრაფი 4.3).

#### 4.4.2 ფიზიკური ობიექტები

ანალიზში გამოყენებულ ფიზიკურ ობიექტებს წარმოადგენენ ელექტრონები, მიუონები, ჯეტები და ნაკლული განივი ენერჯია.

მას შემდეგ რაც ობიექტების გაზომვადი სიდიდეები დამახინჯებული იქნა სპეციალური ფუნქციებით, არჩეული იქნა ელექტრონები და მიუონები რომელთა განივი იმპულსი მეტია 25 გევ-ზე და  $|\eta| < 2.5$ . თუ არჩეული ლეპტონი  $\Delta R = 0.2$ -ზე ახლოს იყო ნებისმიერ არჩეულ ჯეტთან, მაშინ ასეთი ლეპტონი არ იქნა განხილული.

ჯეტები აღდგენილნი იქნენ anti- $k_t$  ალგორითმით (Cacciari et al., 2008, 2012), რომლის რადიუსის პარამეტრი  $R = 0.4$ . არჩეული იქნა ისეთი ჯეტები რომელთა  $p_T > 30$  გევ და  $|\eta| < 4.5$ . ისეთი ჯეტები რომლებიც შეიცავენ  $B$ -ადრონებს, შემთხვევითად იქნენ მონიშნულნი როგორც  $b$ -ჯეტები, ისე რომ გვექონოდა 70%  $b$ -ჯეტად მონიშვნის ეფექტურობა (ATLAS Collaboration, 2018a).

ნაკლული განივი იმპულსი ( $E_T^{\text{miss}}$  სიდიდით) განსაზღვრული იყო როგორც საბოლოო მდგომარეობის ნეიტრინოების იმპულსების ვექტორული ჯამის განივი კომპონენტი.  $E_T^{\text{miss}}$ -ის პარამეტრიზაცია მოხდა შემთხვევაში საერთო აქტიურობაზე დამოკიდებული დამახინჯების ფუნქციებით.

#### 4.4.3 $pp$ ურთიერთქმედებების შემთხვევების შერჩევა

შემთხვევების შერჩევა ზუსტად მიყვება 13 ტევ-ის ანალიზს. მოითხოვებოდა ზუსტად სამი აღდგენილი დამუხტული ლეპტონი, რომელთაგანაც სულ მცირე ერთ წყვილს უნდა ქონოდა ერთნაირი არომატი და საწინააღმდეგო ნიშნის მუხტი, და ინვარიანტული მასა

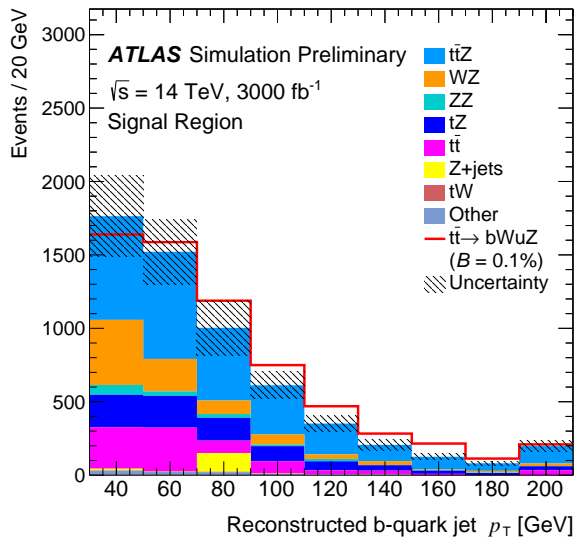
$Z$  ბოზონიშ მასიდან არა უმეტეს 15 გევ-ით დაშორებული. იმ შემთხვევაში თუ ერთზე მეტი ასეთი წყვილი იქნა ნანახი, მაშინ  $Z$  ბოზონიშ კანდიდატად განხილული იქნა ის წყვილი, რომელსაც გააჩნია  $Z$  ბოზონიშ მასასთან უფრო მეტად მიახლოებული მნიშვნელობა. შემდგომ, შემთხვევაში უნდა ყოფილიყო  $E_T^{\text{miss}} > 20$  გევ და სულ მცირე ორი ადრონული ჯეტი, რომელთაგან ერთი უნდა ყოფილიყო  $b$ -ჯეტად მონიშნული. სიგნალის არეს შემთხვევების შერჩევა დასრულდა  $W$  ბოზონიშ და ტოპ-კვარკების კინემატიკის აღდგენით და მათ ინვარიანტულ მასებზე შემდეგი მოთხოვნებით:  $|m_{t_{\text{FCNC}}^{\text{reco}}} - 172.5| < 40$  გევ,  $|m_{t_{\text{SM}}^{\text{reco}}} - 172.5| < 60$  გევ და  $|m_W^{\text{reco}} - 80.4| < 50$  გევ. შემთხვევების კინემატიკის აღდგენა მოხდა  $\chi^2$  მინიმიზაციის მეთოდით ისევე როგორც 13 ტევ ანალიზში (იხილეთ პარაგრაფი 4.3). რამდენიმე სიდიდის მოსალოდნელი განაწილება ნაჩვენებია ნახ. 4.25-ზე.

13 ტევ ანალიზის მსგავსად, სისტემატიური განუზღვრელობების შესაზღუდად განსაზღვრული იქნა ფონური პროცესების საკონტროლო არეები. საკონტროლო არე განსაზღვრული იქნა  $t\bar{t}Z$  და არა-პირდაპირი ლეპტონების შემცველი ფონური პროცესებისათვის.  $t\bar{t}Z$  საკონტროლო არეში მოთხოვნილი იქნა ზუსტად სამი ლეპტონი სულ მცირე ერთი  $Z$  ბოზონიშ კანდიდატი ლეპტონების წყვილით, ისევე როგორც სიგნალის არეში. დამატებით მოთხოვნილი იქნა სულ მცირე ოთხი ჯეტი, რომელთაგანაც ზუსტად ორი უნდა ყოფილიყო  $b$ -ჯეტად მონიშნული, და  $E_T^{\text{miss}} > 20$  გევ. არა-პირდაპირი ლეპტონების საკონტროლო არეს შემთხვევებში უნდა ყოფილიყო ზუსტად სამი ლეპტონი, რომელთაგანაც სულ მცირე ერთი წყვილი უნდა ყოფილიყო ერთნაირი არომატის და საწინააღმდეგო ნიშნის მუხტის მქონე. ასეთი წყვილების ინვარიანტული მასა 15 გევ-ზე მეტად უნდა ყოფილიყო  $Z$  ბოზონიშ ცნობილ მასის მნიშვნელობიდან დაშორებული. დამატებით მოითხოვებოდა სულ მცირე ორი ჯეტი, რომელთაგანაც ზუსტად ერთი უნდა ყოფილიყო  $b$ -ჯეტად მონიშნული, და  $E_T^{\text{miss}} > 20$  გევ.

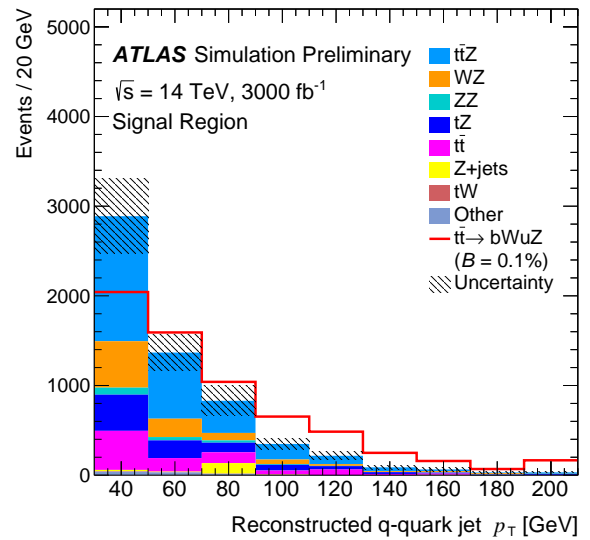
#### 4.4.4 სისტემატიური განუზღვრელობები

მოსალოდნელია, რომ სიგნალის და ფონური პროცესების განუზღვრელობების მთავარ კომპონენტს წარმოადგენდეს პროცესი განიკვეთის თეორიული გამოთვლების განუზღვრელობები და პროცესების მოდელირების განუზღვრელობები. ამ განუზღვრელობების ეფექტები შესწავლილია 13 ტევ ანალიზში (იხილეთ პარაგრაფი 4.3). განახევრებული შედეგები გამოყენებულია ამ ანალიზში, რათა გათვალისწინებული იქნეს თეორიული გამოთვლების მოსალოდნელი გაუმჯობესება (Simone Pagan Griso, 2018). დეტექტორის ეფექტებიდან მიღებული ექსპერიმენტული განუზღვრელობები ჩათვლილია, რომ იქნება იგივე რაც მიღებულია 13 ტევ ანალიზში. ანალიზში განხილული განუზღვრელობები შეჯამებულია ცხრილ 4.18-ში.

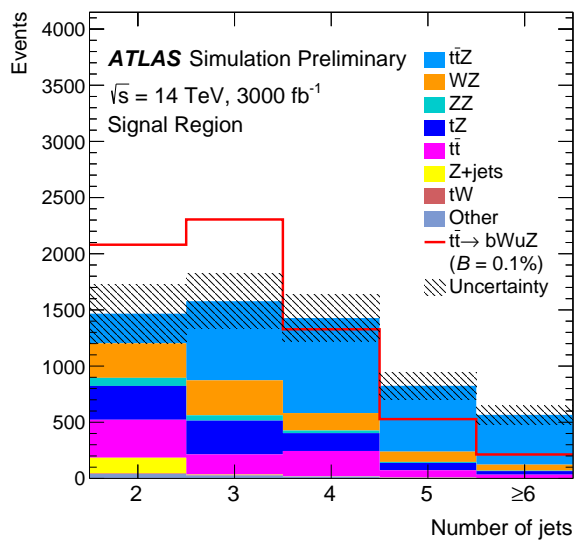
ჩათვლილია, რომ მაღალი ნათების მქონე დიდი ადრონული კოლაიდერის მუშაობის დროს, სიმულირებული მონაცემების საკმარისად დიდი სტატისტიკა იქნება ხელმისაწვდომი, ამიტომაც ამ ანალიზში მონაცემების სტატისტიკური განუზღვრელობები არ იქნა გათვალისწინებული.



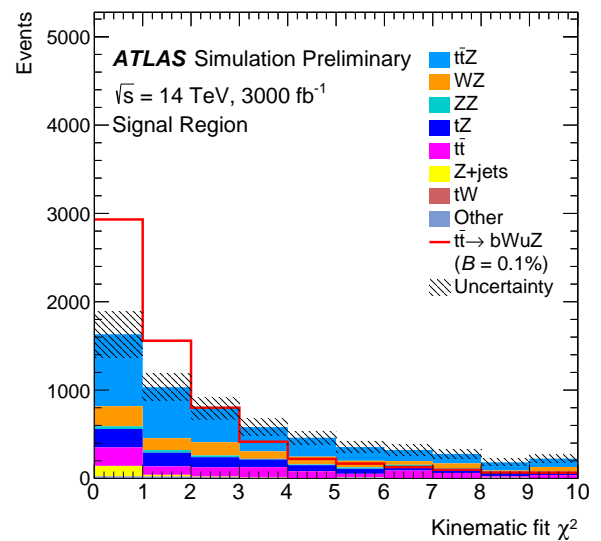
(a)



(b)



(c)



(d)

ნახ. 4.25: სიგნალის არეში მოსალოდნელი განაწილებები აღდგენილი a)  $b$ -კვარკის და b)  $q$ -კვარკის განივი იმპულსისათვის, c) ჯეტების მრავლობითობისთვის და d)  $\chi^2$ -ის მნიშვნელობებისათვის. სიგნალის შემთხვევების განაწილება ნორმირებულია  $BR(t \rightarrow qZ) = 0.1\%$  მნიშვნელობაზე. დაშტრიხული არე წარმოადგენს ფონური პროცესების სისტემატიურ განუზღვრელობას.

Source	Signal Region		$t\bar{t}Z$ CR	Non-prompt CR
	S [%]	B [%]	B [%]	B [%]
Event modelling	5	6	6	12
Leptons	1.9	2.6	2.1	2.9
Jets	4	9	6	4
$b$ -tagging	3.4	5	7	3.0
$E_T^{\text{miss}}$	1.4	5	0.4	0.8
Pile-up	2.3	4	5	1.8

ცხრ. 4.18: სისტემატიური განუზღვრელობების გავლენა სიგნალის არეში სიგნალის (S) და ფონური პროცესების მოსალოდნელ რიცხვზე (B), ფონური პროცესების საკონტროლო არეებში - მოსალოდნელი ფონების რიცხვზე.

#### 4.4.5 შედეგები

სტატისტიკური ანალიზი დაფუძნებულია მართლმსგავსების  $L(\mu, \theta)$  ფუნქციაზე, რომელიც შედგენილია როგორც განაწილებების ინტერვალებში დამზერილი შემთხვევების რიცხვის პუასონის ალბათობის წევრების ნამრავლი  $\theta$  პარამეტრებისათვის გაუსის წევრებზე (შეზღუდვის პირობებით), სადაც  $\theta$  არის შემფოთების პარამეტრების კრებული, რომელიც ითვალისწინებს სტატისტიკური და სისტემატიური განუზღვრელობების ეფექტებს სიგნალის და მოსალოდნელი ფონური პროცესებისათვის. ეს ფუნქცია დამოკიდებულია  $\mu$  პარამეტრზე, რომელიც მრავლდება  $\text{BR}(t \rightarrow qZ) = 0.01\%$ -ზე დანორმირებულ სიგნალის შემთხვევათა რიცხვზე. ამრიგად, სტატისტიკური დასკვნების გაკეთება  $\mu$ -ზე, საშუალებას გვაძლევს მივიღოთ  $t \rightarrow qZ$  დაშლის ფარდობითი ალბათობის შესახებ დასკვნები. სტატისტიკური დასკვნებისათვის სატესტო სტატისტიკა  $q_\mu$  განსაზღვრული იქნა როგორც მორგებული მართლმსგავსების ფუნქციების ფარდობა (Cowan et al., 2011):

$$q_\mu = -2 \ln(L(\mu, \hat{\theta}_\mu) / L(\hat{\mu}, \hat{\theta})).$$

მართლმსგავსების ფუნქცია შედგენილია სიგნალის არეში  $\chi^2$  ის განაწილებით და ფონების საკონტროლო არეებში ყველაზე დიდი განივი იმპულსის მქონე ლეპტონის განივი იმპულსის განაწილებებისგან. საკონტროლო არეების გამოყენება საშუალებას იძლევა შეიზღუდოს სისტემატიური განუზღვრელობები, რის შესასწავლადაც ჩატარებული იქნა მხოლოდ ფონების არსებობის ჰიპოთეზით (ანუ  $\mu=0$ ) კომბინირებული ფიტირება სიგნალის და ფონური პროცესების საკონტროლო არეებში. ფიტირებაში გამოყენებულ თითოეულ არეში მოსალოდნელი რიცხვი და შესაბამისი სრული განუზღვრელობები ფიტირებამდე (ფიტირების შემდეგ), ნაჩვენებია ცხრილ 4.19-ში, ხოლო მოსალოდნელი განაწილებები ნაჩვენებია ნახ. 4.26-4.28-ზე. ნათელია, რომ ფიტირების შემდეგ განუზღვრელობები მნიშვნელოვნად მცირდება.

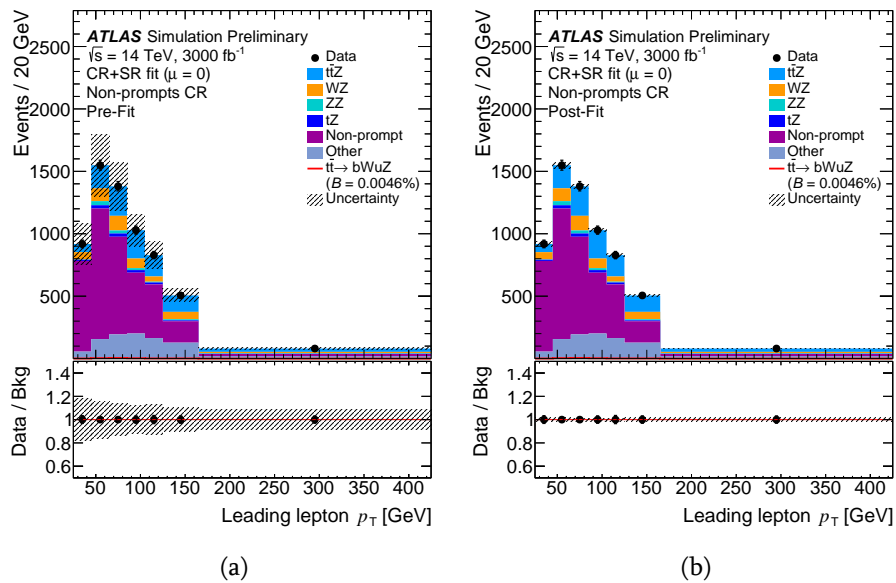
სიგნალიშ არ არსებობიშ პირობებში,  $t \rightarrow qZ$  დაშლიშ ფარდობით ალბათობაზე ზედა ზღვარიშ დადება შესაძლებელია  $CL_s$  მეთოდიშ გამოყენებით (Junk, 1999; Read, 2002). 95% საიმედოობიშ დონით გამოთვლილი  $BR(t \rightarrow uZ)$  და  $BR(t \rightarrow cZ)$ -იშ ზედა ზღვრები ნაჩვენებია ცხრილ 4.20-ში.

ფონური პროცესეშ საკონტროლო არეეშ გამოყენება ამცირებს სისტემატიურ განუზღვრელობებს და აუმჯობესებს გამოვლილ  $BR(t \rightarrow qZ)$ -იშ ზედა ზღვარიშ მნიშვნელობას. საკონტროლო არეეშ გარეშე გამოთვლილი მნიშვნელობა დაახლოებით 13%-ით უარესია. კომბინირებული ფიტირეშ შემდეგ სისტემატიური განუზღვრელობიშ დომინანტ წყაროშ წარმოადგენს  $E_T^{\text{miss}}$ -იშ და ჯეტეშ რეკონსტრუქციიშ განუზღვრელობები. მათი ეფექტი შეფასებულია 13 ტევ ანალიზში და იგივე მნიშვნელობა გამოყენებულია მოცემულ ანალიზში. თუ ჩავთვლით, რომ მაღალი ნათეშ მქონე დიდი ადრონული კოლაიდერიშ მუშაობიშ დროს ამ განუზღვრელობეშ მნიშვნელობები განახევრდება, მაშინ მოსალოდნელია  $BR(t \rightarrow qZ)$ -იშ ზედა ზღვარიშ დაახლოებით 15%-ით გაუმჯობესება.

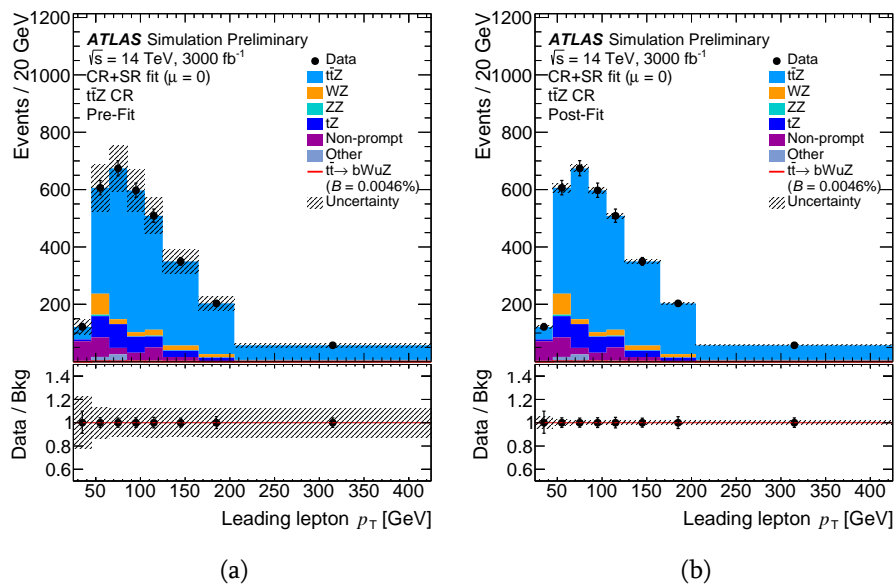
Sample	Signal Region	$t\bar{t}Z$ CR	Non-prompt CR
$t\bar{t}Z$	$2\,840 \pm 400 (\pm 120)$	$3\,330 \pm 410 (\pm 90)$	$1\,500 \pm 160 (\pm 90)$
$WZ$	$920 \pm 270 (\pm 150)$	$210 \pm 90 (\pm 60)$	$660 \pm 140 (\pm 90)$
$ZZ$	$156 \pm 22 (\pm 12)$	$20.6 \pm 2.6 (\pm 1.6)$	$154 \pm 13 (\pm 11)$
$tZ$	$860 \pm 170 (\pm 110)$	$360 \pm 70 (\pm 50)$	$131 \pm 21 (\pm 18)$
Non-prompt leptons	$1\,000 \pm 190 (\pm 90)$	$257 \pm 93 (\pm 25)$	$4\,030 \pm 900 (\pm 110)$
Other	$90 \pm 13 (\pm 8)$	$70 \pm 15 (\pm 13)$	$1\,290 \pm 130 (\pm 90)$
Total bkg.	$5\,860 \pm 810 (\pm 70)$	$4\,240 \pm 520 (\pm 60)$	$7\,760 \pm 1\,020 (\pm 90)$
$t\bar{t} \rightarrow bWuZ$	$299 \pm 19 (\pm 8)$	$6.77 \pm 0.42 (\pm 0.19)$	$17.7 \pm 1.1 (\pm 0.5)$
$t\bar{t} \rightarrow bWcZ$	$331 \pm 20 (\pm 9)$	$11.64 \pm 0.72 (\pm 0.32)$	$23.5 \pm 1.5 (\pm 0.7)$

ცხრ. 4.19: სიგნალიშ და ფონეშ საკონტროლო არეებში მოსალოდნელი შემთხვევათა რიცხვი. სიგნალიშ შემთხვევათა რიცხვი ნორმირებულია  $t \rightarrow qZ$  ფარდობითი ალბათობეშ მოსალოდნელი ზედა ზღვრეშ  $BR(t \rightarrow uZ) = 4.6 \times 10^{-5}$  და  $BR(t \rightarrow cZ) = 5.5 \times 10^{-5}$  მნიშვნელობებზე. სრული სისტემატიური განუზღვრელობები ნაჩვენებია კომბინირებულ ფიტირებამდე (ფიტირეშ შემდეგ). მოსალოდნელი ფონური პროცესეშ სრულ რიცხვზე ფიტირეშ შემდეგ განუზღვრელობა ნაკლებია რამდენიმე ფონური პროცესიშ განუზღვრელობაზე წარმოქმნილი უარყოფითი კორელაციეშ გამო.

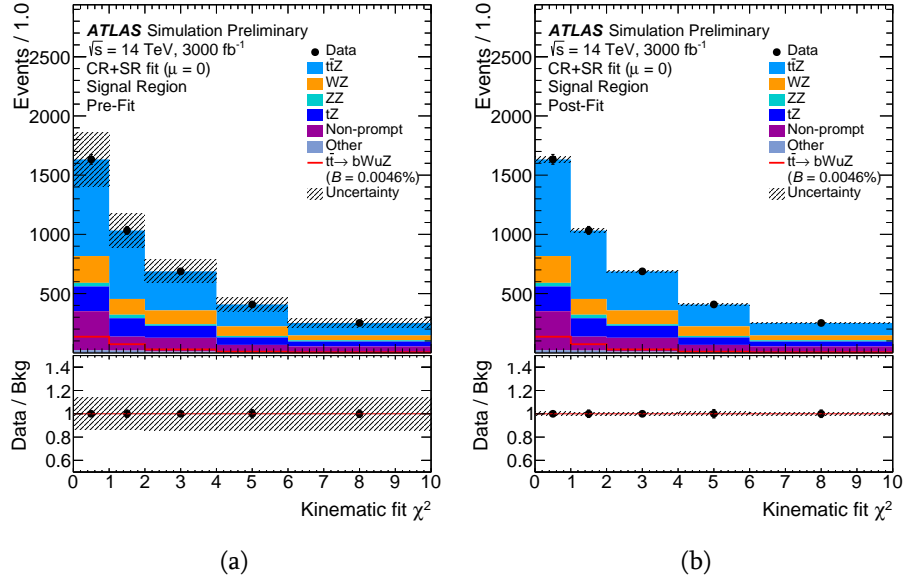




ნახ. 4.26: არა-პირდაპირი ლეპტონების საკონტროლო არეში შემთხვევაში ყველაზე მაღალი განივი იმპულსის მქონე ლეპტონის განივი იმპულსის განაწილებები “ასიმოვის მონაცემების” გამოყენებით მხოლოდ ფონური პროცესების არსებობის ჰიპოთეზისათვის კომბინირებულ a) ფიტირებამდე და b) ფიტირების შემდეგ. სიგნალის შემთხვევათა რიცხვი ნორმირებულია ფარდობითი ალბათობის  $BR(t \rightarrow uZ) = 4.6 \times 10^{-5}$  მნიშვნელობაზე.



ნახ. 4.27:  $ttZ$  შემთხვევების საკონტროლო არეში შემთხვევაში ყველაზე მაღალი განივი იმპულსის მქონე ლეპტონის განივი იმპულსის განაწილებები “ასიმოვის მონაცემების” გამოყენებით მხოლოდ ფონური პროცესების არსებობის ჰიპოთეზისათვის კომბინირებულ a) ფიტირებამდე და b) ფიტირების შემდეგ. სიგნალის შემთხვევათა რიცხვი ნორმირებულია ფარდობითი ალბათობის  $BR(t \rightarrow uZ) = 4.6 \times 10^{-5}$  მნიშვნელობაზე.



ნახ. 4.28: სიგნალის არეში  $\chi^2$ -ის განაწილებები “ასიმოვის მონაცემების” გამოყენებით მხოლოდ ფონური პროცესების არსებობის ჰიპოთეზისათვის კომბინირებულ a) ფიტირებამდე და b) ფიტირების შემდეგ. სიგნალის შემთხვევათა რიცხვი ნორმირებულია ფარდობითი ალბათობის  $BR(t \rightarrow uZ) = 4.6 \times 10^{-5}$  მნიშვნელობაზე.

	$-1\sigma$	Expected	$+1\sigma$
$BR(t \rightarrow uZ)$	$3.3 \times 10^{-5}$	$4.6 \times 10^{-5}$	$6.5 \times 10^{-5}$
$BR(t \rightarrow cZ)$	$3.9 \times 10^{-5}$	$5.5 \times 10^{-5}$	$7.7 \times 10^{-5}$

ცხრ. 4.20: 95% დამაჯერებლობის დონით მოსალოდნელი ზედა ზღვარი არომატის შემცველი ნეიტრალური დენებით მიმდინარე ტოპ-კვარკის  $t \rightarrow uZ$  და  $t \rightarrow cZ$  დაშლების ფარდობითი ალბათობებისათვის. აგრეთვე მოყვანილია მოსალოდნელი ზედა ზღვარის მნიშვნელობის  $\pm 1$  სტანდარტულ გადახრა. მოსალოდნელი და დამზერილი ზედა ზღვრები გამოთვლილია სტატისტიკური და სისტემატიური განუზღვრელობების გათვალისწინებით.

#### 4.4.6 დასკვნები

წარმოდგენილია მაღალი ნათების დიდი ადრონული კოლაიდერის პირობებში, მასათა ცენტრის სისტემაში 14 ტეე ენერგიით და 3000 ფბ<sup>-1</sup> ინტეგრალური ნათებით, ATLAS ექსპერიმენტის მგრძნობიარობა  $t \rightarrow qZ$  არომატის შემცვლელი ნეიტრალური დენებით მიმდინარე დაშლების მიმართ. განხილული იქნა  $t\bar{t}$  შემთხვევების სამი დამუხტული ლეპტონის საბოლოო მდგომარეობა, როდესაც ერთი ტოპ-კვარკი იშლება აზნდ  $t \rightarrow qZ$  არხით, ხოლო მეორე სტანდარტული მოდელით დომინანტური არხით ( $t\bar{t} \rightarrow bWqZ \rightarrow b\nu q\ell\ell$ ). მოსალოდნელია 13 ტეე და 36.1 ფბ<sup>-1</sup> ინტეგრალური ნათებით მიღებული  $\text{BR}(t \rightarrow uZ) < 1.7 \times 10^{-4}$  და  $\text{BR}(t \rightarrow cZ) < 2.4 \times 10^{-4}$  შედეგების ოთხჯერ უფრო მეტად გაუმჯობესება. განხილული სისტემატიური განუზღვრელობების სცენარების მიხედვით აზნდ  $t \rightarrow qZ$  დაშლის ფარდობითი ალბათობისთვის მიღებული ზედა ზღვარი იცვლება 4-დან  $5 \times 10^{-5}$ -მდე.

# დასკვნები

მოცემულ სადისერტაციო ნაშრომში წარმოდგენილია სამი სხვადასხვა მიმართულებით ჩატარებული გამოკვლევების შედეგები:

1) მაღალი ნათების დიდი ადრონული კოლაიდერის კონტექსტში გამოკვლეულია ATLAS დეტექტორის ადრონული ტაილ კალორიმეტრის გრანულაციის გაუმჯობესების გაღწევა ადრონული ჯეტის მასის და სხვა მახასიათებლების აღდგენაზე. ეს კვლევა დაფუძნებულია დიდი მასის მქონე ახალი ფიზიკის ნაწილაკების ( $W'$  და  $Z'$  ბოზონები) და მაღალი განივი იმპულსის მქონე ადრონული ჯეტების შემცველი სტანდარტული მოდელის შემთხვევების სიმულაციაზე. ტაილ-კალორიმეტრის სიგნალის წამკითხველი სისტემის შესაძლო მოდიფიკაციით, რაც გაზრდის გრანულაციას, დაახლოებით 20%-ით გაუმჯობესება იქნა მიღებული მცირე რადიუსიანი ადრონული ჯეტის კუთხური გარჩევისუნარიანობისთვის და დიდ-რადიუსიანი ჯეტების კალორიმეტრზე დაფუძნებული მასის გარჩევისუნარიანობისთვის.

2) გამოკვლეული იქნა ATLAS დეტექტორით გაზომილი ელექტრონების ენერჯის ყალიბრების გაუმჯობესება "ლრეოს" არეში ( $1.4 < |\eta| < 1.6$ ). ATLAS დეტექტორის ადრონული ტაილ-კალორიმეტრის E4 სცინცილატორები გამოყენებული იქნა მულტივარიაციულ ანალიზზე დაფუძნებულ ელექტრონების ენერჯის ყალიბრების პროცედურაში, რათა შესწორებული ყოფილიყო "ლრეოს" არეში არააქტიურ ნივთიერებაში ელექტრონის ენერჯის დანაკარგები. შედეგად მიღებული იქნა  $1.4 < |\eta| < 1.6$  არეში განივი ენერჯის და ფსევდოსისწრაფის სხვადასხვა ინტერვალების მიხედვით დაახლოებით 10%-დან 50%-მდე ელექტრონების ენერჯის გარჩევისუნარიანობის გაუმჯობესება.

3) განხორციელდა ახალი ფიზიკის ძიება ტოპ-კვარკის არომატის შემცველი ნეიტრალური დენებით მიმდინარე დაშლების  $t \rightarrow qZ$  ( $q = u, c$ ) გამოყენებით. აღნიშნული პროცესების ძიება ჩატარდა ტოპ-კვარკ-ტოპ-ანტიკვარკ წყვილური დაბადების შემთხვევებში, როდესაც ერთი ტოპ-კვარკი იშლება  $t \rightarrow qZ$  აშნდ არხით, ხოლო მეორე - სტანდარტული მოდელის მიხედვით დომინანტური  $t \rightarrow bW$  არხით. გამოყენებული იქნა 2012 წელის  $\sqrt{s} = 8$  ტევ-ზე მიღებული  $20.3 \text{ ფბ}^{-1}$  ინტეგრალური ნათების მქონე და 2015-2016 წლების  $\sqrt{s} = 13$  ტევ-ზე მიღებული  $36.1 \text{ ფბ}^{-1}$  ინტეგრალური ნათების მქონე მონაცემები.  $\sqrt{s} = 8$  ტევ მონაცემების ანალიზში განხილული იქნა ორ-ლეპტონური ( $t\bar{t} \rightarrow bW(\rightarrow q\bar{q})qZ(\rightarrow \ell^+\ell^-)$ ) და სამ-ლეპტონური ( $t\bar{t} \rightarrow bW(\rightarrow \ell\nu)qZ(\rightarrow \ell^+\ell^-)$ ) არხები. ანალიზის შედეგად, ახალი ფიზიკის არანაირი ცხადი ნიშანი არ იქნა დამზერილი. სამ-ლეპტონურ არხში ანალიზით, 95% საიმედოობის დონით  $t \rightarrow qZ$  დაშლების ფარდო-

ბით ალბათობაზე ზედა ზღვარი დადებული იქნა  $BR(t \rightarrow qZ) < 7 \times 10^{-4}$  მნიშვნელობაზე, რაც ოთხჯერ უფრო ძლიერ ზღვარს წარმოადგენს ვიდრე ორ-ლეპტონურ არხში ანალიზით მიღებული შედეგი  $BR(t \rightarrow qZ) < 2.9 \times 10^{-3}$ .  $\sqrt{s} = 13$  ტევ მონაცემების ანალიზი ჩატარდა მხოლოდ სამ-ლეპტონურ არხში ( $t\bar{t} \rightarrow bW(\rightarrow \ell\nu)qZ(\rightarrow \ell^+\ell^-)$ ). ექსპერიმენტული მონაცემები კარგ თანხვედრაშია სტანდარტული მოდელით მოსალოდნელ ფონურ პროცესებთან. შედეგად, ახალი ფიზიკის არანაირი ცხადი ნიშანი არ იქნა დამზერილი. საბოლოოდ, 95% საიმედოობის დონის მქონე ზედა ზღვრები დადებული იქნა  $t \rightarrow qZ$  დაშლების ფარდობით ალბათობებზე:  $BR(t \rightarrow uZ) < 1.7 \times 10^{-4}$  და  $BR(t \rightarrow cZ) < 2.4 \times 10^{-4}$ , რომელნიც წარმოადგენენ დისერტაციის დასრულების მომენტისთვის ყველაზე ძლიერ ექსპერიმენტულ ზღვრებს. ასევე შესწავლილი იქნა მაღალი ნათების ფაზაში დიდი ადრონულ კოლაიდერზე,  $\sqrt{s} = 14$  ტევ და 3000 ფბ<sup>-1</sup> ინტეგრალური ნათებით,  $t \rightarrow qZ$  დაშლების მიმართ ATLAS ექსპერიმენტის მგრძნობიარობა. მოსალოდნელია  $\sqrt{s} = 13$  ტევ მონაცემებით მიღებული შედეგების ოთხჯერ უფრო მეტად გაუმჯობესება.

# ლიტერატურა

- Agashe, K. [Kaustubh], Perez, G., & Soni, A., (2007), Collider Signals of Top Quark Flavor Violation from a Warped Extra Dimension, *Phys. Rev. D* **75** (2007) 015002 015002, arXiv: [hep-ph/0606293](#) [hep-ph]
- Agostinelli, S. et al., (2003), GEANT4: A Simulation toolkit, *Nucl. Instrum. Meth. A* **506** (2003) 250–303 250–303.
- Aguilar-Saavedra, J., (2003), Effects of mixing with quark singlets, *Phys. Rev. D* **67** (2003) 035003 035003, arXiv: [hep-ph/0210112](#) [hep-ph], Erratum: *Phys. Rev. D* **69** (2004) 099901 099901
- Aguilar-Saavedra, J., (2004), Top flavor-changing neutral interactions: Theoretical expectations and experimental detection, *Acta Phys. Polon. B* **35** (2004) 2695–2710 2695–2710, arXiv: [hep-ph/0409342](#) [hep-ph]
- Aguilar-Saavedra, J., (2009), A minimal set of top anomalous couplings, *Nuclear Physics B* **812** (2009) 181–204 181–204
- Aguilar-Saavedra, J., (2010),  $Zt$ ,  $\gamma t$  and  $t$  production at hadron colliders via strong flavour-changing neutral couplings, *Nuclear Physics B* **837** (2010) 122–136 122–136
- ALEPH Collaboration, (2002), Search for single top production in  $e^+e^-$  collisions at  $\sqrt{s}$  up to 209 GeV, *Phys. Lett. B* **543** (2002) 173–182 173–182, arXiv: [hep-ex/0206070](#) [hep-ex]
- Alwall, J., Frederix, R., Frixione, S., Hirschi, V., Maltoni, F., Mattelaer, O., ... Zaro, M., (2014), The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations, *JHEP* **07** (2014) 079 079, arXiv: [1405.0301](#) [hep-ph]
- ATLAS Collaboration, (1996a), ATLAS liquid-argon calorimeter: Technical Design Report, Technical Design Report ATLAS, CERN, retrieved from <https://cds.cern.ch/record/331061>
- ATLAS Collaboration, (1996b), ATLAS tile calorimeter: Technical Design Report, Technical Design Report ATLAS, CERN, retrieved from <https://cds.cern.ch/record/331062>
- ATLAS Collaboration, (2008), The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, *JINST* **3** (2008) S08003 S08003.
- ATLAS Collaboration, (2009), Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics, (2009), arXiv: [0901.0512](#) [hep-ex]
- ATLAS Collaboration, (2010a), Readiness of the ATLAS liquid argon calorimeter for LHC collisions, *Eur. Phys. J. C* **70** (2010) 723 723, arXiv: [0912.2642](#) [hep-ex]

- ATLAS Collaboration, (2010b), The ATLAS Simulation Infrastructure, *Eur. Phys. J. C* **70** (2010) 823 823, arXiv: 1005.4568 [physics.ins-det]
- ATLAS Collaboration, (2011), Commissioning of the ATLAS high performance  $b$ -tagging algorithms in the 7 TeV collision data, ATLAS-CONF-2011-102, retrieved from <https://cds.cern.ch/record/1369219>
- ATLAS Collaboration, (2012a), A search for flavour changing neutral currents in top-quark decays in  $pp$  collision data collected with the ATLAS detector at  $\sqrt{s} = 7$  TeV, *JHEP* **09** (2012) 139 139, arXiv: 1206.0257 [hep-ex]
- ATLAS Collaboration, (2012b), Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data, *Eur. Phys. J. C* **72** (2012) 1909 1909, arXiv: 1110.3174 [hep-ex]
- ATLAS Collaboration, (2012c), ?Letter of Intent for the Phase-II Upgrade of the ATLAS Experiment? (Tech. rep. No. CERN-LHCC-2012-022. LHCC-I-023), CERN, retrieved from <https://cds.cern.ch/record/1502664>
- ATLAS Collaboration, (2012d), Performance of missing transverse momentum reconstruction in proton--proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with ATLAS, *Eur. Phys. J. C* **72** (2012) 1844 1844, arXiv: 1108.5602 [hep-ex]
- ATLAS Collaboration, (2014a), Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data, *Eur. Phys. J. C* **74** (2014) 3071 3071, arXiv: 1407.5063 [hep-ex]
- ATLAS Collaboration, (2014b), Muon reconstruction efficiency and momentum resolution of the ATLAS experiment in proton--proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV in 2010, *Eur. Phys. J. C* **74** (2014) 3034 3034, arXiv: 1404.4562 [hep-ex]
- ATLAS Collaboration, (2015a), ?ATLAS Phase-II Upgrade Scoping Document? (Tech. rep. No. CERN-LHCC-2015-020. LHCC-G-166), CERN, retrieved from <https://cds.cern.ch/record/2055248>
- ATLAS Collaboration, (2015b), Jet energy measurement and its systematic uncertainty in proton--proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector, *Eur. Phys. J. C* **75** (2015) 17 17, arXiv: 1406.0076 [hep-ex]
- ATLAS Collaboration, (2016a), Expected performance for an upgraded ATLAS detector at High-Luminosity LHC, ATL-PHYS-PUB-2016-026, retrieved from <https://cds.cern.ch/record/2223839>
- ATLAS Collaboration, (2016b), Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton--proton collision data at  $\sqrt{s} = 13$  TeV, *Eur. Phys. J. C* **76** (2016) 292 292, arXiv: 1603.05598 [hep-ex]
- ATLAS Collaboration, (2016c), Optimisation of the ATLAS  $b$ -tagging performance for the 2016 LHC Run, ATL-PHYS-PUB-2016-012, retrieved from <https://cds.cern.ch/record/2160731>
- ATLAS Collaboration, (2016d), Performance of  $b$ -jet identification in the ATLAS experiment, *JINST* **11** (2016) P04008 P04008, arXiv: 1512.01094 [hep-ex]

- ATLAS Collaboration, (2016e), Search for flavour-changing neutral current top-quark decays to  $qZ$  in  $pp$  collision data collected with the ATLAS detector at  $\sqrt{s} = 8$  TeV, *Eur. Phys. J. C* **76** (2016) 12 12, arXiv: [1508.05796 \[hep-ex\]](#)
- ATLAS Collaboration, (2017a), Measurement of inclusive and differential cross sections in the  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  decay channel in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector, *JHEP* **2017** (2017) 132 132
- ATLAS Collaboration, (2017b), Topological cell clustering in the ATLAS calorimeters and its performance in LHC Run 1, *Eur. Phys. J. C* **77** (2017) 490 490, arXiv: [1603.02934 \[hep-ex\]](#)
- ATLAS Collaboration, (2018a), Measurements of  $b$ -jet tagging efficiency with the ATLAS detector using  $t\bar{t}$  events at  $\sqrt{s} = 13$  TeV, *JHEP* **08** (2018) 089 089, arXiv: [1805.01845 \[hep-ex\]](#)
- ATLAS Collaboration, (2018b), Performance of missing transverse momentum reconstruction with the ATLAS detector using proton--proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV, *Eur. Phys. J. C* **78** (2018) 903 903, arXiv: [1802.08168 \[hep-ex\]](#)
- ATLAS Collaboration, (2018c), Search for flavour-changing neutral current top-quark decays  $t \rightarrow qZ$  in proton--proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector, *JHEP* **07** (2018) 176 176, arXiv: [1803.09923 \[hep-ex\]](#)
- ATLAS Collaboration, (2018d), Summary plots from the ATLAS Standard Model physics group, retrieved from <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CombinedSummaryPlots/SM/>
- ATLAS Collaboration, (2019a), Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using 2015--2016 LHC proton--proton collision data, *JINST* **14** (2019) P03017 P03017, arXiv: [1812.03848 \[hep-ex\]](#)
- ATLAS Collaboration, (2019b), Electron reconstruction and identification in the ATLAS experiment using the 2015 and 2016 LHC proton--proton collision data at  $\sqrt{s} = 13$  TeV, *Eur. Phys. J.* (2019), arXiv: [1902.04655 \[hep-ex\]](#)
- ATLAS Collaboration, (2019c), Sensitivity of searches for the flavour-changing neutral current decay  $t \rightarrow qZ$  using the upgraded ATLAS experiment at the High Luminosity LHC, ATLAS-PHYS-PUB-2019-001, retrieved from <https://cds.cern.ch/record/2653389>
- Atwood, D., Reina, L., & Soni, A., (1997), Phenomenology of two Higgs doublet models with flavor changing neutral currents, *Phys. Rev. D* **55** (1997) 3156--3176 3156--3176, arXiv: [hep-ph/9609279 \[hep-ph\]](#)
- Cacciari, M., Salam, G. P., & Soyez, G., (2008), The anti- $k_t$  jet clustering algorithm, *JHEP* **04** (2008) 063 063, arXiv: [0802.1189 \[hep-ph\]](#)
- Cacciari, M., Salam, G. P., & Soyez, G., (2012), FastJet user manual, *Eur. Phys. J. C* **72** (2012) 1896 1896, arXiv: [1111.6097 \[hep-ph\]](#)
- Cao, J., Eilam, G., Frank, M., Hikasa, K., Liu, G., et al., (2007), SUSY-induced FCNC top-quark processes at the large hadron collider, *Phys. Rev. D* **75** (2007) 075021 075021, arXiv: [hep-ph/0702264 \[hep-ph\]](#)
- CDF Collaboration, (1995), Observation of top quark production in  $p\bar{p}$  collisions, *Rev. Lett.* **74** (1995) 2626 2626, arXiv: [hep-ex/9503002 \[hep-ex\]](#)



- CDF Collaboration, (2008), Search for the Flavor Changing Neutral Current Decay  $t \rightarrow Zq$  in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV, *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 192002 192002, arXiv: [0805.2109 \[hep-ex\]](#)
- CMS Collaboration, (2014), Search for flavor-changing neutral currents in top-quark decays  $t \rightarrow Zq$  in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV, *Phys. Rev. Lett.* **112** (2014) 171802 171802, arXiv: [1312.4194 \[hep-ex\]](#)
- CMS Collaboration, (2017a), Search for associated production of a  $Z$  boson with a single top quark and for  $tZ$  flavour-changing interactions in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV, *JHEP* **07** (2017) 003 003, arXiv: [1702.01404 \[hep-ex\]](#)
- CMS Collaboration, (2017b), Search for flavour changing neutral currents in top quark production and decays with three-lepton final state using the data collected at  $\sqrt{s} = 13$  TeV, CMS-PAS-TOP-17-017 (2017).
- Cowan, G., Cranmer, K., Gross, E., & Vitells, O., (2011), Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics, *Eur. Phys. J. C* **71** (2011) 1554 1554, arXiv: [1007.1727 \[physics.data-an\]](#)  
Erratum: *Eur. Phys. J. C* **73** (2013) 2501 2501
- D0 Collaboration, (1995), Observation of top quark, *Rev. Lett.* **74** (1995) 2632 2632, arXiv: [hep-ex/9503003 \[hep-ex\]](#)
- Datta, A., O'Donnell, P., Lin, Z.-H., Zhang, X., & Huang, T., (2000), Effects of kaluza-klein excited  $w$  on single top quark production at the tevatron, *Physics Letters B* **483** (2000) 203–209 203–209
- Degrande, C., Maltoni, F., Wang, J., & Zhang, C., (2015), Automatic computations at next-to-leading order in QCD for top-quark flavor-changing neutral processes, *Phys. Rev. D* **91** (2015) 034024 034024, arXiv: [1412.5594 \[hep-ph\]](#)
- DELPHI Collaboration, (2004), Search for single top production via FCNC at LEP at  $\sqrt{s} = 189$ –208 GeV, *Phys. Lett. B* **590** (2004) 21–34 21–34, arXiv: [hep-ex/0404014 \[hep-ex\]](#)
- DØ Collaboration, (2011), Search for flavor changing neutral currents in decays of top quarks, *Phys. Lett. B* **701** (2011) 313–320 313–320, arXiv: [1103.4574 \[hep-ex\]](#)
- Durieux, G., Maltoni, F., & Zhang, C., (2015), A global approach to top-quark flavor-changing interactions, *Phys. Rev. D* **91** (2015) 074017 074017, arXiv: [1412.7166 \[hep-ph\]](#)
- Friedman, J., (2002), Stochastic gradient boosting.
- Glashow, S. L., Iliopoulos, J., & Maiani, L., (1970), Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry, *Phys. Rev. D* **2** (1970) 1285–1292 1285–1292.
- Hocker, A. et al., (2007), TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis, (2007), arXiv: [physics/0703039 \[physics.data-an\]](#)
- Hung, P. Q., Lin, Y.-X., Nugroho, C. S., & Yuan, T.-C., (2017), Top Quark Rare Decays via Loop-Induced FCNC Interactions in Extended Mirror Fermion Model, (2017), arXiv: [1709.01690 \[hep-ph\]](#)
- J. A. Aguilar-Saavedra, (n.d.), Protos - PROgram for TOP Simulations., retrieved from <https://jaguilar.web.cern.ch/jaguilar/protos/>

- Junk, T., (1999), Confidence level computation for combining searches with small statistics, *Nucl. Instrum. Meth. A* **434** (1999) 435–443 435–443, arXiv: [hep-ex/9902006](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9902006) [hep-ex]
- Kaplan, D. E., & Schmaltz, M., (2003), The Little Higgs from a simple group, *JHEP* **10** (2003) 039 039, arXiv: [hep-ph/0302049](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0302049) [hep-ph]
- L3 Collaboration, (2002), Search for single top production at LEP, *Phys. Lett. B* **549** (2002) 290–300 290–300, arXiv: [hep-ex/0210041](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0210041) [hep-ex]
- Langacker, P., (2009), The physics of heavy  $Z'$  gauge bosons, *Rev. Mod. Phys.* **81** (3 2009) 1199–1228 1199–1228
- London, D., & Rosner, J. L., (1986), Extra gauge bosons in  $E_6$ , *Phys. Rev. D* **34** (5 1986) 1530–1546 1530–1546
- OPAL Collaboration, (2001), Search for single top quark production at LEP-2, *Phys. Lett. B* **521** (2001) 181–194 181–194, arXiv: [hep-ex/0110009](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0110009) [hep-ex]
- Read, A. L., (2002), Presentation of search results: The  $CL_s$  technique, *J. Phys. G* **28** (2002) 2693–2704 2693–2704.
- Simone Pagan Griso, M. N., (2018), Perspectives on the determination of systematic uncertainties at HL-LHC, Workshop on the physics of HL-LHC, and perspectives at HE-LHC, retrieved from <https://indico.cern.ch/event/686494/contributions/2984660/attachments/1670486/2679630/HLLHC-Systematics.pdf>
- Snowmass Top Quark Working Group, Agashe, K. [K.] et al., (2013), Working Group Report: Top Quark, arXiv: [1311.2028](https://arxiv.org/abs/1311.2028) [hep-ph]
- The ATLAS, CDF, CMS, D0 Collaborations, (2014), First combination of Tevatron and LHC measurements of the top-quark mass, (2014), arXiv: [1403.4427](https://arxiv.org/abs/1403.4427) [hep-ex]
- The LEP Exotica WG, (2001), Search for single top production via flavour changing neutral currents: preliminary combined results of the LEP experiments, LEP-Exotica-WG-2001-01, retrieved from <https://cds.cern.ch/record/1006392>
- Yang, J. M., Young, B.-L., & Zhang, X., (1998), Flavor changing top quark decays in R-parity-violating SUSY, *Phys. Rev. D* **58** (1998) 055001 055001, arXiv: [hep-ph/9705341](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9705341) [hep-ph]
- ZEUS Collaboration, (2012), Search for single-top production in  $ep$  collisions at HERA, *Phys. Lett. B* **708** (2012) 27–36 27–36, arXiv: [1111.3901](https://arxiv.org/abs/1111.3901) [hep-ex]
- Zhang, C., & Willenbrock, S., (2011), Effective-field-theory approach to top-quark production and decay, *Phys. Rev. D* **83** (2011) 034006 034006
- Zimmermann, F., Benedikt, M., Capeans Garrido, M., Cerutti, F., Goddard, B., Gutleber, J., ... Tommasini, D., (2019), ?Future Circular Collider - European Strategy Update Documents? (Tech. rep. No. CERN-ACC-2019-0006), CERN, retrieved from <https://cds.cern.ch/record/2653676>

სადისერტაციო სამუშაოების ფარგლებში გამოქვეყნებული სამეცნიერო ნაშრომების ჩამონათვალი:

1. G. Aad, ..., **A. Durglishvili**, [...] ATLAS Collaboration, *Search for flavour-changing neutral current top-quark decays to  $qZ$  in  $pp$  collision data collected with the ATLAS detector at  $\sqrt{s} = 8$  TeV*, European Physical Journal C 76 (2016) p. 12, arXiv: 1508.05796 [hep-ex].
2. M. Aaboud, ..., **A. Durglishvili**, [...] ATLAS collaboration, *Search for flavour-changing neutral current top-quark decays  $t \rightarrow qZ$  in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector*, Journal of High Energy Physics 07 (2018) p. 176, arXiv: 1803.09923 [hep-ex].
3. M. Aaboud, ..., **A. Durglishvili**, [...] ATLAS collaboration, *Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using 2015–2016 LHC proton-proton collision data*, Journal of Instrumentation 14 (2019) P03017, arXiv: 1812.03848 [hep-ex].