

УНИВЕРЗИТЕТ У БЕОГРАДУ

ФИЗИЧКИ ФАКУЛТЕТ

Милан М. Стојановић

**АЗИМУТАЛНЕ АНИЗОТРОПИЈЕ
НАЕЛЕКТРИСАНИХ ЧЕСТИЦА У
СУДАРИМА pp , pPb , $XeXe$ И $PbPb$ У
ЕКСПЕРИМЕНТУ CMS НА ВЕЛИКОМ
ХАДРОНСКОМ СУДАРАЧУ - LHC**

докторска дисертација

Београд, 2019

UNIVERSITY OF BELGRADE

FACULTY OF PHYSICS

Milan M. Stojanovic

**AZIMUTHAL ANISOTROPIES
OF CHARGED PARTICLES
IN pp, pPb, PbPb AND XeXe
COLLISIONS
AT CMS EXPERIMENT AT LARGE
HADRON COLLIDER - LHC**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2019

Ментор:

- др Јован Милошевић; научни саветник; Универзитет у Београду, Институт за нуклеарне науке „Винча”

Чланови комисије:

- проф. др Воја Радовановић; редовни професор; Универзитет у Београду, Физички Факултет
- проф. др Марија Димитријевић Ћирић; ванредни професор; Универзитет у Београду, Физички Факултет
- др Магдалена Ђорђевић; научни саветник; Универзитет у Београду, Институт за физику

Датум одбране: 1. децембар 2018.

Захвалница

Највећу захвалност за израду ове дисертације дугујем свом ментору др Јовану Милошевићу на изузетно стрпљивом и преданом раду са мном током претходних пет година. Хвала Јоване на подршци и бодрењу. Хвала на свим саветима и на свим оним разговорима који су се одвијали и касно после поноћи и на свему што сам од тебе научио.

Веома сам захвалан и својим сарадницима из колаборације CMS, а највише Максиму Гилбоу (Maxime Guilbaud) и Ђену Вангу (Quan Wang) без чије помоћи и савета бих тешко могао да завршим истраживање. Захваљујем се и Веј Лију (Wei Li) на поверењу које ми је указао предложивши ме да водим једну комплексну и захтевну анализу. Такође захваљујем се и Остину Алану Бетију (Austin Alan Batty) и Сезару Аугусту Бернардешу (Cesar Augusto Bernardes) уз чију сам сарадњу на калибрацији података значајно унапредио своје способности везане за техничко извођење анализа и познавање CMS софтвера.

Захваљујем се колеги из своје групе Милошу Ђорђевићу и бившим члановима групе Дамиру Деветку и Предрагу Ђирковићу на огромној подршци и искреном пријатељском односу од првог дана мог ангажовања у институту ”Винча”. Ласлу Нађђерђу и Драгану Топреку хвала на занимљивим дискусијама и расправама које су ми биле посебно интересантне због њихових експертиза ван експерименталне физике високих енергија.

Захваљујем се проф. Петру Ацићу на прилици да радим у оквиру српске CMS групе и самим тим да се бавим науком на највишем нивоу. Захваљујем се и проф. Марији Димитријевић Ђирић на коментарима који су допринели квалитету дисертације.

На крају морам да се захвалим својим родитељима, Милутину Стојановићу и Радмили Радосављевић, на великом пожртвовању и одрицању како би мени пружили прилику да се образујем и усавршавам и што су ми одувек указивали на то колико је образовање важно.

Азимуталне анизотропије наелектрисаних честица у сударима pp , pPb , $XeXe$ и $PbPb$ у експерименту CMS на Великом хадронском сударачу

Сажетак

У овој дисертацији представљени су резултати мерења азимуталних корелација наелектрисаних честица у ксенон-ксенон сударима на енергији у систему центра масе по пару нуклеона $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ TeV. Сви подаци прикупљени су на експерименту CMS. Систем креиран у судару је испитиван анализом његове колективног понашања помоћу Фуријеовог развоја расподеле емитованих честица по азимуталном углу. Коефицијенти азимуталне анизотропије v_2 , v_3 и v_4 добијени су коришћењем три различита метода: скаларног производа, дво-честичних корелација и више-честичних кумуланата. У оквиру хидродинамичке слике ти методи имају различиту осетљивост на не-колективне и ефекте флукуација, те је симултано мерење анизотропије различитим методима добар начин за процену утицаја ових ефеката. Поређењем резултата добијених дво-честичним корелацијама у сударима ксенон-ксенон и одговарајућих вредности у мањим системима, протон-протон и протон-олово, и већим, олово-олово на $\sqrt{s_{NN}} = 13, 8.16$ и 5.02 TeV респективно, испитивана је зависност колективног тока од величине система. У сударима олово-олово коефицијенти тока мерени су до седмог реда и то је прво мерење коефицијента v_7 методом дво-честичних корелација. Предвиђања хидродинамичких модела, која укључују флукуације почетних стања, упоређена су са експерименталним подацима и уочено је да добијени резултати могу да поставе додатна ограничења на теоријски опис судара језгара. Моделски прорачуни рађени су за случај квадруполне деформације језгра ксенона, али и за случај идеално сферног облика и мерење колективног тока може се користити за експериментално тестирање облика језгра ксенона.

Кључне речи: нуклеарна физика високих енергија, судари језгара, азимуталне анизотропије, колективност, величина система, релативистичка хидродинамика

Научна област: Физика језгара

Ужа научна област: Физика високих енергија и нуклеарна физика

Azimuthal anisotropies of charged particles in pp, pPb, XeXe, and PbPb collisions in CMS experiment at Large Hadron Collider

Abstract

In this dissertation the results of the measurement of azimuthal correlations of charged particles in xenon-xenon collisions at the center-of-mass energy per nucleon pair of $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.44$ TeV are presented. All data were collected with CMS experiment. The system created in collision has been studied by analysing its collective behaviour with Fourier decomposition of the emitted particle distribution of the azimuthal angle. The coefficients of azimuthal anisotropy v_2 , v_3 , and v_4 are obtained by three methods: scalar product, two-particle correlations, and multi-particle cumulants. Within hydrodynamic picture those methods show different sensitivity to non-flow and flow-fluctuations effects and measuring the anisotropy simultaneously with various methods is a good way to inspect the influence of those effects. By comparing the two-particle correlations results from xenon-xenon collisions and corresponding values in smaller systems, proton-proton and proton-lead, and larger system, lead-lead collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 13, 8.16$ and 5.02 TeV respectively, the size dependence of the collective flow is examined. In lead-lead collisions flow coefficients have been measured up to the seventh order and that is the first measurement of v_7 coefficient with two-particle correlations technique. Hydrodynamic models predictions, which include initial-state fluctuations, are compared with data. One has observed that the obtained results can put additional constraints on theoretical description of nuclei collisions. Model calculations have been done in case of quadrupole deformation of xenon nuclei as well as for ideal spherical shape and measurement of the collective flow have been used as an experimental probe of the xenon nuclei shape.

Keywords: high energy nuclear physics, nuclear collisions, azimuthal anisotropy, collectivity, system size, relativistic hydrodynamics

Academic Expertise: Nuclear physics

Field of Academic Expertise: High energy physics and nuclear physics

Садржај

Захвалница	iv
Сажетак	v
Abstract	vi
Садржај	vii
1 Увод	1
1.1 Јака интеракција и кварк-глуонска плазма	1
1.2 Судари језгара	3
1.2.1 Феноменологија судара језгара	4
1.3 Фазни дијаграм барионске материје	5
1.4 Релативистичка хидродинамика у сударима језгара	7
1.5 Колективни ток	8
1.5.1 Елиптички ток - v_2	9
1.5.1.1 Скалирани ток	12
1.5.2 Триангуларни ток - v_3	16
1.5.3 Виши хармоници	17
1.5.4 Колективност у малим системима	18
1.6 Честице великог трансверзалног импулса	19
1.7 Преглед дисертације	21

2	Експеримент CMS	22
2.1	Акцелератор LHC	22
2.2	Координатни систем	24
2.3	Дизајн детектора	25
2.3.1	Силицијумски тракер	26
2.3.1.1	Пиксел детектор	26
2.3.1.2	Стрип детектор	27
2.3.2	Електромагнетни калориметар	29
2.3.3	Хадронски калориметар	29
2.3.4	Мионске коморе	30
3	Прикупљање и селекција података	31
3.1	Селекција и класификација догађаја	31
3.1.1	Селекција догађаја	32
3.1.1.1	Trigger систем	32
3.1.1.2	Offline селекција догађаја	33
3.1.2	Класификација догађаја	34
3.1.2.1	Централност	34
3.1.2.2	Мултиплицитет	35
3.2	Реконструкција и селекција трагова	36
3.2.1	Реконструкција трагова	36
3.2.2	Селекција трагова	36
3.2.3	Квалитет селекције трагова	38
4	Методи анализе података	41
4.1	Метод скаларног производа	41
4.1.1	Раван догађаја	42
4.1.2	Корекције на детекторске ефекте	45
4.1.3	Резолуција равни догађаја	46
4.1.4	Не-колективни ефекти	50
4.1.5	Флуктуације мултиплицитета и скаларни производ	51
4.2	Дво-честичне корелације	54

4.2.1	Дво-честична корелациона функција	55
4.3	Екстракција Фуријеових хармоника из корелационе функције	58
4.4	Одузимање неколективних корелација у малим системима	60
4.5	Метода више-честичних кумуланата	61
4.5.1	Више-честични кумуланци	63
5	Систематске неодређености	66
5.1	Квалитет селекције трагова	67
5.1.1	Ефекат селекције трагова у методу дво-честичних корелација	67
5.1.2	Ефекат селекције трагова у методу скаларног продукта	68
5.1.3	Ефекат селекције трагова у методу више-честичних кумуланата	70
5.1.4	Ефекат селекције трагова на резултате у сударима PbPb	70
5.1.5	Ефекат селекције трагова у малим системима	73
5.2	Позиција вертекса	74
5.2.1	Ефекат положаја вертекса у методу дво-честичних корелација	74
5.2.2	Ефекат положаја вертекса у методу SP-а	74
5.2.3	Ефекат положаја вертекса у методу више-честичних кумуланата	77
5.2.4	Ефекат положаја вертекса у сударима PbPb	78
5.2.5	Ефекат положаја вертекса у малим системима	79
5.3	Одређивање централности	79
5.3.1	Ефекат одређивања централности у методи дво-честичних ко- релација	80
5.3.1.1	Ефекат одређивања централности у методи SP-а	80
5.3.1.2	Ефекат одређивања централности у методи више- честичних кумуланата	82
5.4	Тест затварања	83
5.4.1	Тест затварања у методи дво-честичних корелација	83
5.4.2	Тест затварања у методи више-честичних кумуланата	83
5.4.3	Тест затварања у сударима PbPb	84
5.5	Утицај pileup-а на стабилност резултата	87
6	Резултати	88

Садржај

6.1	Резултати у сударима PbPb	88
6.2	Резултати у сударима XeXe	91
6.3	Поређење резултата у сударима XeXe и PbPb	97
6.4	Резултати у малим системима	102
7	Закључак	104
	Литература	106
	Биографија аутора	118

Списак слика

1.1	Просторно временска еволуција система сударајућих језгара. Слика преузета из [22].	4
1.2	Скица фазног дијаграма нуклеарне материје, креирана на основу тренутних сазнања и модела. Слика преузета из [25].	6
1.3	Разлика градијената притиска код нецентралних судара у правцу параметра судара и у правцу нормалном на параметар судара (горе) има за последицу анизотропно колективно кретање (доле).	10
1.4	Приказ положаја свих нуклеона (лево) и положај партиципаната (десно) у тренутку судара језгара.	11
1.5	Моделски прорачуни за елиптички ексцентрицитет мерен у односу на реакциону раван. Слика узета из [52].	11
1.6	Елиптички ток v_2 (а), елиптички ток скалиран ексцентрицитетом рачунатим у односу на реакциону раван $v_2/\langle\epsilon_{std}\rangle$ (б) и елиптички ток скалиран ексцентрицитетом рачунатим у односу на раван партиципаната $v_2/\langle\epsilon_{pp}\rangle$ (с). Слика узета из [53]	13
1.7	Зависност интензитета елиптичког тока од трансверзалног импулса, $v_2(p_T)$, за различите врсте хадрона. Приказани резултати добијени су у експериментима PHENIX и STAR на RHIC-у (Relativistic Heavy Ion Collider) и упоређени са теоријским предвиђањима хидродинамичког модела. Слика је преузета из [54].	14

1.8	Зависност интензитета елиптичког тока од трансверзалне масе, скалирана бројем конституентних кваркова, добијена у експерименту STAR на RHIC-у, приказана за различите врсте хадрона. Слика је преузета из [55].	15
1.9	Симулација судара са израженим триангуларним ексцентрицитетом. Слика преузета из [57].	16
1.10	Елиптички ток у сударима pp на $\sqrt{s} = 13$ TeV мерен у експерименту ATLAS (лево) и CMS (десно). Линија представља предвиђања хидродинамичког модела. Слика је преузета из [62].	18
1.11	Преглед мерења нуклеарног фактора модификације (R_{AA}) на различитим енергијама и у различитим сударајућим системима. Слика је преузета из [63].	19
1.12	Нуклеарни фактора модификације у сударима тешких језгара, PbPb, (R_{AA}) и у сударима pPb (R_{pA}). Слика је преузета из [63].	20
2.1	Схематски приказ попречног пресека акцелератора LHC.	23
2.2	Схематски приказ попречног пресека детектора CMS.	25
2.3	Силицијумски пиксел детектор на CMS-у пре и после додавања додатног слоја.	27
2.4	Схематски приказ силицијумског стрип детектора на CMS-у.	28
2.5	Схематски приказ калориметарског система на детектору CMS.	30
3.1	Ефикасност Minimum Bias trigger-а у функцији прага постављеног на одброј ADC-а.	33
3.2	Расподела трансверзалне енергије (E_T) мерене уз помоћ HF-а у сударима PbPb на 5.02 TeV.	35

3.3	Ефикасност (први ред одозго), стопа лажних трагова (други ред), удео вишеструко реконструисаних трагова (трећи ред) и удео не-примарних трагова (четврти ред) у сударима ХеХе као функција од η (лево) и p_T (десно) за класе централности 0–5%, 10–30% и 50–100%.	39
3.4	Ефикасност (први ред одозго), стопа лажних трагова (други ред), удео вишеструко реконструисаних трагова (трећи ред) и удео не-примарних трагова (четврти ред) у сударима PbPb као функција од η (лево) и p_T (десно) за класе централности 0–5%, 10–30% и 50–100%.	40
4.1	Координатни систем у трансверзалној равни судара језгара.	42
4.2	Раван догађаја елиптичког тока (Φ_2), услед флукуација позиција нуклеона, разликује се од угла реакционе равни (Ψ).	43
4.3	Горњи панел приказује коефицијенте v_2 у функцији од централности добијене методом равни догађаја, где кругови и троуглови представљају резултате са и без отежињавања p_T респективно. Статистичке неодређености су мање од величине симбола. Однос статистичке неодређености са и без p_T отежињавања приказана је на доњем панелу. Слика преузета из [83].	44
4.4	Раван догађаја елиптичког тока ($n = 2$), мерена уз помоћ HF ⁻ (лево) и HF ⁺ (десно) пре икаквих корекција (горњи ред), након ре-центрирања (средњи ред) и након ре-центрирања и равнања (доњи ред).	47
4.5	Резолуција равни догађаја у зависности од параметра резолуције $v_m/\sigma = \chi^2/\sqrt{2}$. Слика преузета из [84]	48
4.6	Схематски приказ делова детектора коришћених за рачунање колективног тока методом скаларног производа.	51

4.7	Горњи панел представља v_2 у функцији од централности из скаларног производа (троуглови) и конвенционалног метода равни догађаја (кругови). Статистичке неодређености су мање од величине симбола. Однос статистичке неодређености скаларног производа и стандардног метода равни догађаја приказан је на доњем панелу. Слика је преузета из [83].	53
4.8	Однос $\sqrt{\langle v_n^2 \rangle}$ (rms), који одговара граничном случају ниске резолуције, и $\langle v_n \rangle$ (mean), који одговара граничном случају високе резолуције, у функцији од броја партиципаната. Слика је преузета из [90], а добијене вредности су резултат симулације судара PbPb на енергији од 2.76 TeV у систему центра масе.	54
4.9	Сигнална расподела за централност 35–40% где је $3.0 < p_T^{trig} < 3.5 \text{ GeV}/c$ и $1.0 < p_T^{trig} < 1.5 \text{ GeV}/c$ у сударима PbPb на $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$	56
4.10	Расподела шума за централност 35–40% где је $3.0 < p_T^{trig} < 3.5 \text{ GeV}/c$ и $1.0 < p_T^{trig} < 1.5 \text{ GeV}/c$ у сударима PbPb на $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$	57
4.11	Дво-честична 2D корелациона функција за централност 35–40% где је $3.0 < p_T^{trig} < 3.5 \text{ GeV}/c$ и $1.0 < p_T^{trig} < 1.5 \text{ GeV}/c$ у сударима PbPb на $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$	59
4.12	Дво-честична 1D корелациона функција за централност 35–40% где је $3.0 < p_T^{trig} < 3.5 \text{ GeV}/c$ и $1.0 < p_T^{trig} < 1.5 \text{ GeV}/c$ у сударима PbPb на $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$. Отворени симболи приказују кратकोдетне ($ \Delta\eta < 1$), а затворени дугодетне ($2 < \Delta\eta < 4$) корелације.	60
4.13	Дво-честична 1D корелациона функција дугодетних (горњи панел) и разлике дугодетних и кратकोдетних (доњи панел) корелација у опсегу мултиплицитета $10 < N_{trk}^{offline} < 20$ (отворени симболи) и $105 < N_{trk}^{offline} < 150$ (затворени симболи) у сударима pp на $\sqrt{s_{NN}}=13 \text{ TeV}$ где је $1.0 < p_T^{trig}, p_T^{assoc} < 3.0 \text{ GeV}/c$ [96].	62

4.14	Дво-честична 1D корелациона функција дугодометних корелација у опсегу мултиплицитета $105 < N_{trk}^{offline} < 150$ након одузимања скалираних резултата из догађаја ниског мултиплицитета ($10 < N_{trk}^{offline} < 20$) у сударима pp на $\sqrt{s_{NN}}=13$ TeV где је $1.0 < p_T^{trig}, p_T^{assoc} < 3.0$ GeV/c [96].	63
5.1	Систематске неодређености коефицијената v_2 добијених методом дво-честичних корелација које потичу од квалитета селекције трагова, у функцији трансверзалног момента у једанаест класа централности.	68
5.2	Систематске неодређености коефицијената v_4 добијених методом SP-а, које потичу од квалитета селекције трагова у функцији p_T -а за 5% најцентралнијих догађаја.	69
5.3	Систематске неодређености коефицијената $v_2\{6\}$ које потичу од селекције трагова, у функцији p_T -а у класи централности 5–10%.	70
5.4	Систематске неодређености коефицијената v_2 у сударима PbPb на $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV добијених методом дво-честичних корелација које потичу од квалитета селекције трагова, у функцији трансверзалног момента у једанаест класа централности.	72
5.5	Односи хармоника v_2 (лево), v_3 (средина) и v_4 (десно), добијених различитим селекцијама трагова у сударима pPb на $\sqrt{s_{NN}}=8.16$ TeV у функцији $N_{trk,offline}$	73
5.6	Систематске неодређености коефицијената v_2 добијених у сударима XeXe на $\sqrt{s_{NN}}= 5.44$ TeV методом дво-честичних корелација које потичу од избора положаја вертекса дуж z-осе, у функцији трансверзалног момента у једанаест класа централности.	75
5.7	Систематске неодређености коефицијената v_4 добијених методом SP-а, које потичу од избора позиције вертекса у функцији p_T -а за 5% најцентралнијих догађаја.	76

5.8	Коефицијенти $v_2\{8\}$ мерени у опсегу $0.3 < p_T < 3.0 \text{ GeV}/c$ са различитим изборима позиције вертекса (горњи панел) и односи ужег, односно ширег, и номиналног избора (доњи панел) у зависности од централности.	77
5.9	Систематске неодређености коефицијената v_2 у сударима PbPb на $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ добијених методом дво-честичних корелација које потичу од избора положаја вертекса, у функцији трансверзалног момента у једанаест класа централности.	78
5.10	Односи хармоника v_2 (лево), v_3 (средина) и v_4 (десно), добијених у различитим опсезима положаја реконструисаних вектора дуж z-осе у сударима pPb на $\sqrt{s_{NN}}=8.16 \text{ TeV}$ у функцији $N_{\text{trk}^{\text{offline}}}$	79
5.11	Систематске неодређености коефицијената v_2 добијених у сударима ХеХе на $\sqrt{s_{NN}}=5.44 \text{ TeV}$ методом дво-честичних корелација које потичу од калибрације централности, у функцији трансверзалног момента у једанаест класа централности.	80
5.12	Систематске неодређености коефицијента v_2 добијених методом SP-а које потичу од калибрације централности, за класу централности 60–70%.	81
5.13	Систематске неодређености коефицијента $v_2\{8\}$ које потичу од калибрације централности, интегрисане у опсегу $0.3 < p_T < 3.0 \text{ GeV}/c$	82
5.14	Систематске неодређености елиптичког тога мереног методом дво-честичних корелација које потичу од теста затварања у форми количника вредности добијених у gen и reco level симулираним сударима ХеХе на $\sqrt{s_{NN}}=5.44 \text{ TeV}$	84
5.15	Резултати елиптичког тога мереног методом четворо-честичних кумуланата добијени у gen и reco level симулираним сударима ХеХе на $\sqrt{s_{NN}}=5.44 \text{ TeV}$ (горњи панел) и систематске неодређености које потичу од теста затварања у форми количника вредности добијених вредности.	85

5.16 Систематске неодређености елиптичког тога мереног методом дво- честичних корелација које потичу од теста затварања у форми колич- ника вредности добијених у gen и reco level симулираним сударима PbPb на $\sqrt{s_{NN}} = 5.01$ TeV.	86
5.17 Односи хармоника v_2 (лево), v_3 (средина) и v_4 (десно), добијених из подскупова са различитим $\langle PU \rangle$ и оних добијених из целог ску- па судара у функцији $N_{\text{trk,offline}}$ у сударима pPb на $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV за $N_{\text{trk,offline}} > 330$	87
6.1 Зависност Фуријеових хармоника v_n , где је $n = 2-6$, од p_T у 11 интер- вала централности, од најцентралнијих (0–5%) до веома периферних (70–80%) судара PbPb на $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Резултати су екстраховани дво-честичним корелацијама уз услов $ \Delta\eta > 2.0$ [73].	89
6.2 Зависност коефицијената v_n , где је $n = 2 - 5$, од p_T за различите централности у сударима PbPb на $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV [73]. Различити симболи означавају различите централности.	90
6.3 Поређење Фуријеових хармоника у зависности од трансверзалног импулса ($v_n(p_T)$) мерених у сударима PbPb на 5.02 TeV (пуни симбо- ли) и на 2.76 TeV ("отворени" симболи) [73]. Резултати на 2.76 TeV узети су из Ref. [44]. Вертикалне линије представљају статистичке неодређености.	91
6.4 Интегрисане вредности Фуријеових хармоника v_n , $n = 2 - 7$, у оп- сегу $1.0 < p_T < 3.0$ GeV/c, мерене у сударима PbPb на 5.02 TeV (затворени симболи) и 2.76 TeV (отворени симболи) приказани су у функцији централности (σ/σ_{geom}) [73]. Резултати на 2.76 TeV узети су из Ref. [44]. Вертикалне линије представљају статистичке неодре- ђености.	92

- 6.5 Коефицијенти елиптичког тога, v_2 , добијени различитим методама анализирања података, у функцији трансверзалног импулса у различитим биновима централности, од 5% најцентралнијих (горе лево) до 60–70% централности (доле десно) [72]. Резултати из дво-честичних и мулти-честичних корелација одговарају опсегу $|\eta| < 2.4$, док су SP резултати у опсегу $|\eta| < 0.8$. Вертикалне линије и осенчени делови представљају статистичке и систематске неодређености, респективно. 93
- 6.6 Коефицијенти триангуларног тока v_3 , добијени различитим методама анализирања података, у функцији трансверзалног импулса и у различитим биновима централности, од 5% најцентралнијих (горе лево) до 60–70% централности (доле десно) [72]. Резултати из дво-честичних и мулти-честичних корелација одговарају опсегу $|\eta| < 2.4$, док су SP резултати у опсегу $|\eta| < 0.8$. Вертикалне линије и осенчени делови представљају статистичке и систематске неодређености, респективно. 94
- 6.7 Коефицијенти тока v_4 , добијени различитим методама анализирања података, у функцији трансверзалног импулса и различитим биновима централности, од 5% најцентралнијих (горе лево) до 60–70% централности (доле десно) [72]. Резултати из дво-честичних корелација одговарају опсегу $|\eta| < 2.4$, док су SP резултати у опсегу $|\eta| < 0.8$. Вертикалне линије и осенчени делови представљају статистичке и систематске неодређености, респективно. 95
- 6.8 Хармоници тока v_2, v_3 и v_4 , интегрисани у области $0.3 < p_T < 3.0 \text{ GeV}/c$ у зависности од централности. v_2 вредности су приказане за 2-, 4-, 6- и 8-честичне корелације (леви панел). v_3 вредности су приказане за 2- и 4-честичне корелације (средњи панел), док су резултати за v_4 представљени само за дво-честичне корелације [72]. Пурпурна линија је предикција IP-Glasma+Music+UrQMD модела за $v_n\{2, |\Delta\eta| > 2\}$. Осенчени правоугаоници представљају систематске неодређености. 96

- 6.9 Односи коефицијената $v_2\{4\}/v_2\{2\}$, $v_2\{6\}/v_2\{4\}$ (леви панел) и $v_3\{4\}/v_3\{2\}$ (десни панел) у зависности од централности [72]. Обојена подручја представљају теоријска предвиђања базирана на IP-Glasma+Music+UrQMD и релативистичком хидродинамичком моделу из [102] разматрајући сферично и деформисано језгро ксенона, а ширина одговара статистичкој неодређености модела. 97
- 6.10 Поређење резултата v_2 мерених дво-честичним корелацијама у два различита система, сударима ХеХе на $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.44$ TeV и сударима PbPb на $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV, приказани као функција p_T у једанаест бинова централности [72]. Статистичке неодређености су мање од величине симбола, а осенчени делови представљају систематске неодређености. 98
- 6.11 Поређење резултата v_3 мерених дво-честичним корелацијама у два различита система, сударима ХеХе на $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.44$ TeV и сударима PbPb на $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV, приказани као функција p_T у једанаест бинова централности [72]. Статистичке неодређености су мање од величине симбола, а осенчени делови представљају систематске неодређености. 99
- 6.12 Поређење резултата v_4 мерених дво-честичним корелацијама у два различита система, сударима ХеХе на $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.44$ TeV и сударима PbPb на $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV, приказани као функција p_T у једанаест бинова централности [72]. Вертикалне линије и осенчени делови представљају статистичке и систематске неодређености, респективно. 100
- 6.13 Хармоници v_2, v_3 и v_4 , интегрисани по p_T у области $0.3 < p_T < 3.0$ GeV/ c , у функцији централности добијени методом дво-честичних корелација у сударима ХеХе на $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.44$ TeV и у сударима PbPb на $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV. Доњи панел показује однос резултата из два система. Вертикалне линије и осенчени делови представљају статистичке и систематске неодређености, респективно. Теоријске предикције из Ref. [103] поређене су са експерименталним подацима. Моделски прорачун урађен је у опсегу $0.2 < p_T < 5.0$ GeV/ c 101

- 6.14 Односи коефицијената тока v_2, v_3 и v_4 добијених из дво-честичних корелација у сударима ХеХе и РbРb у функцији p_T за једанаест бинова централности. Вертикалне линије и осенчени делови представљају статистичке и систематске неодређености, респективно. 102
- 6.15 Коефицијенти v_2, v_3 [96] и v_4 , као функција $N_{\text{trk}}^{\text{offline}}$ у сударима pp на 13 TeV (a), у сударима pPb на 5.02 TeV [95] и 8.16 TeV (b) и у сударима РbРb на 5.02 TeV (c) [74]. Резултати кориговани одузимањем доприноса из догађаја малог мултиплицитета обележени су са v_n^{sub} . Линије приказују резултате v_n пре суптракције. Сиви квадратићи представљају систематске неодређености. 103

Списак табела

2.1	Неки од кључних параметара детектора SST [78].	28
5.1	Различите параметризације коришћене у систематској студији квалитета селекције трагова	67
5.2	Различите параметризације коришћене у систематској студији квалитета селекције трагова у сударима PbPb.	71
5.3	Различите параметризације коришћене у систематској студији утицаја положаја вертекса на крајње резултате.	74

Поглавље 1

Увод

Судари језгара која путују готово брзинама светлости представљају добар начин да се у оквиру лабораторије анализирају особине материје у условима екстремне густине и температуре. Услед великог броја конституената, систем креиран у судару се описује макроскопски, коначним бројем параметара као што су температура (T), притисак (P) или густина енергије (ϵ). Једначина која повезује ове параметре назива се *једначина стања*. Осим фундаменталне тежње за разумевањем природе нуклеарне материје, додатни мотив за проучавање физике судара језгара је и процена да су услови у тренутку судара веома слични условима који су владали у свемиру око $1\mu s$ након великог праска. Високе амбиције и константа открића допринеле су значајном порасту популарности нуклеарне физике високих енергија у претходним годинама.

1.1 Јака интеракција и кварк-глуонска плазма

Јака интеракција између кваркова, али и хадрона, може се на фундаменталном нивоу изузетно добро описати теоријом коју зовемо квантна хромодинамика (Quantum Chromodynamics - QCD). Преносиоци јаке интеракције називају се глуони и они такође интерагују путем јаке интеракције. Ово је својеврсни куриозитет QCD-а и због тога се често кваркови и глуони могу третирати на исти начин и за њих се користи обједињени назив *партони*. Још једна особеност квантне хромодинамике је и

то што у њој константа интеракције, α_s , заправо опада са повећањем трансфера импулса (running coupling constant), тј. са смањењем растојања између интерагујућих честица [1], [2]. Последица овакве природе интеракције је *асимптотска слобода*. Наиме када су кваркови јако близу један другог они не осећају међусобно присуство и крећу се готово независно.

Друга важна карактеристика јаке интеракција је немогућност да се појединачни кварк ослободи утицаја других кваркова. Са повећањем растојања између два кварка сила између њих не опада, као што би био случај у електродинамици, и услед те интеракције долази до стварања новог кварк-антикварк пара. Због тога је у природи немогуће уочити изоловани кварк. Ова особина назива се *заробљеност* (confinement).

Теоријски формализам QCD-а са изузетном прецизношћу успева да опише изоловане процесе у физици елементарних честица. Са друге стране, у комплекснијим системима, као што су судари језгара, ствари постају доста компликованије, што због великог броја честица што због компликоване природе јаке интеракције. Један од најчешћих приступа у овом случају је примена QCD формализма у простору и времену који нису континуални већ посматрају као тачкаста структура, односно решетка (Lattice QCD). Прорачуни добијени уз помоћ lattice QCD-а показали су да се при довољно високој густини енергије, $\epsilon \approx 1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$, и температури, $T \approx 170 \text{ MeV}$, може очекивати стварање нове фазе материје, где би кваркови и глуони били ослобођени из нуклеона, кварк-глуонске плазме (quark gluon plasma - QGP) [3], [4]. Достигнута густина енергије од $\epsilon = 14 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ [5] и температура од чак 300 MeV [6] у сударима тешких језгара превазилазе критичне вредности предвиђене теоријом и заиста, формирање нове материје потврђено је у сударима језгара злата (AuAu) на Релативистичком сударачу тешких јона (Relativistic Heavy Ion Collider - RHIC) [7]–[10]. Ипак, карактеристике новостворене средине нису биле сасвим у складу са очекивањима теорије. Lattice QCD је предвидео да ће QGP бити слабо интерагујући гас, док је експеримент показао да се заправо ради о јако интерагујућем флуиду. Ово откриће је показатељ да за разумевање природе нуклеарне материје није довољно само фундаментално познавање јаке интеракције, већ је нужно и проучавање система као целине и у том поступку кључну улогу игра детаљно анализирање свих феномена који произилазе из судара релативистичких језгара.

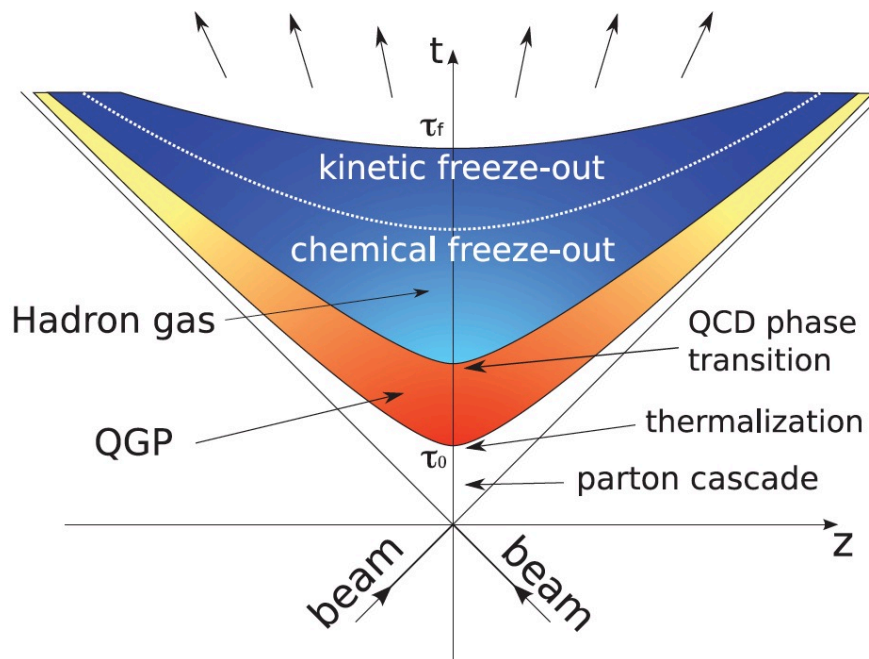
1.2 Сударн језгара

Први акцелератор који је убрзавао језгра био је Беватрон (Bevatron) у Лоренцовој Беркли националној лабораторији (Lawrence Berkley National Laboratory - LBNL) и конструисан је почетком седамдесетих година двадесетог века. За убрзавање су коришћена лакша језгра деутерона и азота, као и алфа честице, до енергија од ~ 2 GeV, а сударана су са фиксном метом [11]. Мотивација за овакав експеримент доста претходи самој идеји настанка QGP-а и налази се у теоријским радовима који се баве механизмом мулти-честичне продукције у сударима високих енергија у првој половини прошлог столећа, најпре Хајтлера (Heitler) [12] и Хајзенберга (Heisenberg) [13], а затим и Фермија (Fermi) [14], Ландауа [15] и Фајнмана (Feynman) [16].

Паралелно са LBNL-ом, акцелератори језгара су се развијали и у Совјетском Савезу, односно у Обједињеном институту за нуклеарна истраживања (Joint Institute for Nuclear Research - JINR) у Дубни. Након Беватрона интерес за сударе језгара није јењавао па га је наследио Наизменични градијентни синхротрон (Alternating Gradient Synchrotron - AGS) у Брукхевен националној лабораторији (Brookhaven National Laboratory - BNL), где су се судари такође одвијали са фиксном метом и енергијом снопа од ~ 15 GeV. Након њега конструисан је још један акцелератор са фиксном метом, али у Европи, Супер протон синхротрон (SPS) у Европској организацији за нуклеарна истраживања (Conseil européen pour la recherche nucléaire - CERN), где су језгра достигала енергију од ~ 15 GeV по нуклеону. Данас активни сударачи језгара су Релативистички сударач тешких јона (Relativistic Heavy Ion Collider - RHIC) у BNL-у и Велики хадронски сударач (Large Hadron Collider - LHC) у CERN-у, где су достигнуте енергије у систему центра масе по пару нуклеона од $\sqrt{s_{NN}} \sim 200$ GeV и ~ 5 TeV, респективно. Постепено повећање енергије судара за неколико редова величина у претходних 50-так година, као и развој детекторске технологије, пружио је нуклеарним физичарима увид у фасцинантне феномене хадронске материје [17] и учинио физику судара језгара данас атрактивнијом него икада до сада. У прилог томе иде и чињеница да се у свету развијају нови програми за проучавање судара језгара, као што су Nuclotron-based Ion Collider Facility - NICA у JINR-у [18], [19], Јединица за проучавање антипротона и јона (Facility for Antiproton and Ion Research -

FAIR) у Хелмхолц центру за истраживање тешких јона (GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung) [20] или нуклеарни аспект Јапанског протонског акцелераторског истраживачког комплекса (Japan Proton Accelerator Research Complex - Heavy Ion, J-PARC-HI) [21].

1.2.1 Феноменологија судара језгара



Слика 1.1: Просторно временска еволуција система сударајућих језгара. Слика преузета из [22].

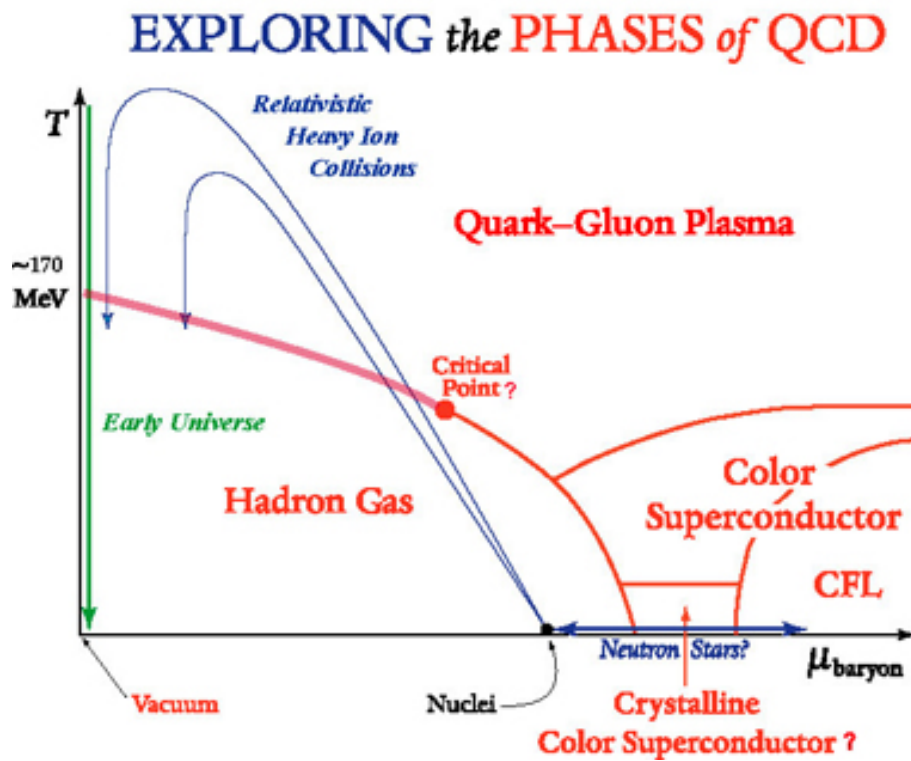
На слици 1.1 је приказана просторно-временска еволуција система сударајућих језгара. На почетку језгра се крећу једно другом у сусрет брзином блиској брзини светлости. Непосредно након судара температура система нагло скаче и настала структура се због тога често назива *ужарена лопта* (fireball). Тада доминирају тзв. „јаки” процеси (hard processes), то су процеси са великом разменом импулса, па долази до стварања структура од два партона који се крећу у супротним смеровима (dijet). Од њих даље настају снопови уско колимисаних хадрона - јет-ови. Такође у почетним партонским сударима се стварају и парови тешких кваркова [23]. Након

времена које је реда величине $\sim 1\text{ fm}/c$ огроман број ново-формираних дијет-ова међусобно интерагује и долази до стварања (локално) термализоване средине - QGP-а. Услед великог притиска средина се брзо шири а самим тим и хлади. Када температура падне испод критичне долази до хадронизације. Са даљом експанзијом преостају само еластични судари хадрона. Ова фаза назива се *хемијско замрзавање* (chemical freezeout). Када се хадрони толико одвоје да више нема никакве интеракције међу њима наступа и *кинематичко замрзавање*. Трајање читавог процес је реда величине $\sim 10\text{ fm}/c$ [22], [24].

1.3 Фазни дијаграм барионске материје

Слично као и у другим областима, познавање барионске материје подразумева детаљно мапирање фазног дијаграма QCD-а, односно познавање једначине стања за различите вредности температуре и барио-хемијског потенцијала (μ_B). Скица квалитативног описа тог дијаграма креирана на основу тренутних сазнања и модела, дата је на Сл. 1.2, а преузета је из [25]. У стандардним условима, какви владају на земљи, када је температура блиска нули, налази се хладна нуклеарна материја, где су кваркови локализовани у хадронима. Са повећањем температуре расте број ексцитација хадронских резонанци и изнад температуре од око $\sim 7.5\text{ MeV}$ имамо резонантни хадронски гас [26]. При $\mu_B \approx 0$ се, на $T \approx 170\text{ MeV}$, дешава брз али континуалан прелаз (cross-over) између хадронског гаса и кварк-глуонске плазме. Феноменолошки модели [27], [28] као и lattice QCD прорачуни [3], [4] наговорили су постојање критичне тачке за неко коначно μ_B , а са даљим повећањем барио-хемијског потенцијала би постојао фазни прелаз прве врсте. За сада се QGP експериментално може проучавати само на акцелераторима RHIC и LHC где се због велике густине енергије углавном може сматрати да је $\mu_B \approx 0$. Мало одступање чини RHIC-ов програм Beam Energy Scan, где се енергија судара спушта до $\sqrt{s_{NN}} = 7.7\text{ GeV}$ [29]. Са смањењем енергије судара смањује се температура, али се повећава барионска густина, чиме се истражују нове области фазног дијаграма, који је у највећој мери потпуно непознат. Будући експерименти као што су FAIR, NICA, и J-PARC-НI користиће још ниже енергије снопова у потрази за линијом фазног прелаза. На другом крају фазног

дијаграма ($T \approx 0, \mu_B \gg 1$), када на ниским температурама материја постане изузетно густа, партони такође престају да буду заробљени у нуклеонима и то стање назива се колорна суперпроводност [28], [30]. На жалост, у данашњим условима ову фазу је немогуће добити у лабораторији, јер судари брзих језгара нужно креирају високу температуру. Очекује се да колорна суперпроводна фаза ипак постоји у свемиру, у неутронским звездама, и експерименти као што су LIGO и VIRGO између осталог покушавају да дају одговор и на то питање [31].



Слика 1.2: Скица фазног дијаграма нуклеарне материје, креирана на основу тренутних сазнања и модела. Слика преузета из [25].

1.4 Релативистичка хидродинамика у сударима језгара

Иако је откриће да је QGP јако интерагујући флуид било неочекивано, прве идеје о томе да би се судар честица могао описати релативистичком хидродинамиком изнео је Ландау у свом раду из 1952 [15]. Данас постоје различити хидродинамички модели који покушавају да опишу QGP, али сви се заснивају на току одржаних величина – тензора енергије-момента ($T^{\mu\nu}$) и струје одређеног квантног броја (j_B^μ) (за опис кварк-глуонске плазме обично је довољно узети барионски број $n_B, j_B^\mu = n_B u^\mu$) [32], [33]:

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0, \quad (1.1a)$$

$$\partial_\mu j_B^\mu = 0. \quad (1.1b)$$

У идеалној хидродинамици $T^{\mu\nu}$ се може написати као:

$$T^{\mu\nu} = (\epsilon + P)u^\mu u^\nu + g^{\mu\nu} P. \quad (1.2)$$

где је $g^{\mu\nu} = \text{diag}(-1, 1, 1, 1)$ метрички тензор, u^ν брзина флуида, P притисак, а густина енергије означена је са ϵ . Како је систем у локалној равнотежи важи $\epsilon = \epsilon(x)$ $u^\nu = u^\nu(x)$. Идеална хидродинамика ипак није довољна да би се описала QGP. Најпре је у формализму теорије струна предвиђен доњи лимит вискозности [34], а затим су и модели који узимају у прорачун вискозност показали да могу боље да опишу експерименталне податке него идеална хидродинамика [35], [36], притом показавши да је мерена вискозност јако близу предвиђеног лимита. Због тога се једначина (1.2) може модификовати у:

$$T^{\mu\nu} = \epsilon u^\mu u^\nu + (P + \pi_{bulk})\Delta^{\mu\nu} + \pi^{\mu\nu}, \quad (1.3)$$

уз нотацију $\Delta^{\mu\nu} = g^{\mu\nu} + u^\mu u^\nu$. Вискозни притисак, π_{bulk} , и вискозни тензор (shear stress tensor), $\pi^{\mu\nu}$ могу се развити у ред где је први, доминантни, члан у развоју:

$$\pi_{bulk} \approx -\zeta \nabla_\mu u^\mu, \quad (1.4a)$$

$$\pi^{\mu\nu} \approx -2\eta \left(\frac{1}{2} \Delta^{\mu\alpha} \Delta^{\nu\beta} + \frac{1}{2} \Delta^{\mu\beta} \Delta^{\nu\alpha} + \frac{1}{2} \Delta^{\mu\nu} \Delta^{\alpha\beta} \right) \nabla_\alpha u_\beta. \quad (1.4b)$$

Коефицијенти $\zeta(\epsilon)$ и $\eta(\epsilon)$ представљају вискозност ширења (bulk viscosity) и вискозност смицања, респективно. Први вискозни модели су узимали у обзир само однос η/s , где је s ентропија. Тек недавно су се појавили модели који се баве и ненултом bulk вискозношћу [37]. Одређивање ових параметара је есенцијално за описивање QGP-а, односно одређивање једначине стања ($P(\epsilon)$).

1.5 Колективни ток

Проучавање ефеката колективности, односно корелација између честица емитованих у судару, један је од главних приступа у проучавању особина QGP-а [7]–[10], [38]–[45]. Експанзија система последица је притиска креиране материје, а иницијална анизотропија облика fireball-а у трансверзалној равни доводи до разлике градијентата притиска у различитим правцима. На тај начин иницијална просторна анизотропија доводи до азимуталне анизотропије финалних стања детектованих хадрона у импулсном простору [46]. Управо је ова анизотропија један од главних аргумената да је створена материја заправо течност, јер уколико би била слабо интерагујући гас, кретање њених конституената би било највећим делом насумично и иницијална анизотропија не би имала толико утицаја на финална стања [17].

Схематски приказ судара у трансверзалној равни приказан је на Сл. 1.3. Осенчени део представља област преклапања језгара. Нуклеони у овој области називају се *партиципанти* и они су једини који учествују у стварању QGP-а. Нуклеони ван ове области називају се *спектатори*. Они се налазе у фрагментима језгара који не трпе

никакву термодинамичку промену, већ настављају да се крећу готово непромењеном путањом.

Један од главних начина за испитивање колективности у сударима језгара је хармонијска (Фуријеова) анализа азимуталне расподеле емитованих честица у импулсном простору [47]–[49]:

$$\frac{2\pi}{N} \frac{dN}{d\phi} = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos[n(\phi - \Psi_n)], \quad (1.5)$$

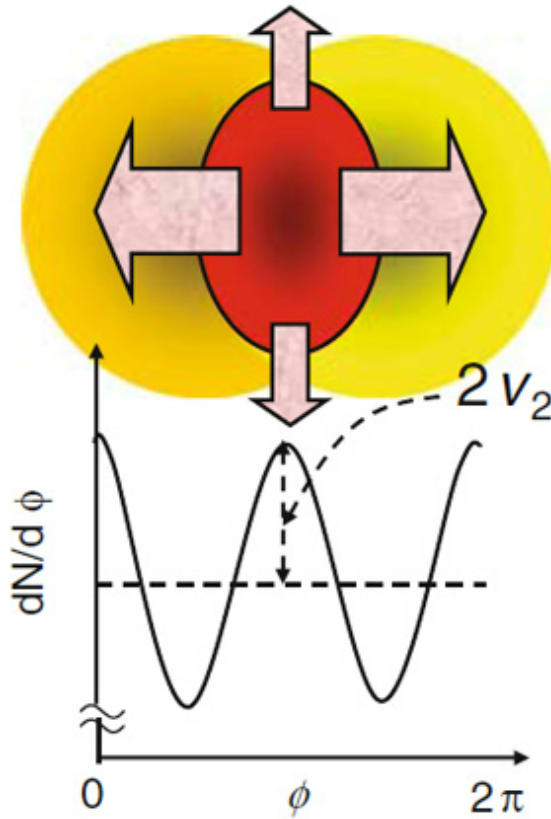
где је $dN/d\phi$ азимутална густина честица а ϕ је азимутални угао честице. Референтни угао Ψ_n назива се угао *равни догађаја* и дефинисан је правцем максималне густине емитованих честица. Фуријеови хармоници v_n представљају коефицијенте азимуталне анизотропије и добијају се усредњавањем релативног азимуталног угла по свим честицама $v_n = \langle \cos[n(\phi - \Psi_n)] \rangle$. Када би систем био изотропан ови хармоници би били једнаки нули. Различити хармоници имају различито физичко порекло и мерење већег броја хармоника даје бољи увод у особине материје креиране у судару.

1.5.1 Елиптички ток - v_2

Област преклапања језгара није изотропна већ има облик сочива, као што је приказано на горњем делу слике 1.3. Због тога је градијент притиска највећи у правцу параметра судара, а најмањи у правцу нормалном на њега [50]. Самим тим је и густина емитованих честица највећа на $\phi = 0$ и $\phi = \pi$, а најмања на $\phi = 1/2\pi$ односно $\phi = 3/2\pi$. Ова анизотропија се описује другим Фуријеовим хармоником који у Декартовим координатама има облик $p'_x/p_T = \cos \phi'$ и $p'_y/p_T = \sin \phi'$. Тада се добија да је $v_2 = \langle \cos 2\phi \rangle = \langle (p'_x/p_T)^2 - (p'_y/p_T)^2 \rangle$, што је једначина елипсе. Због тога се други хармоник у (1.5) назива *елиптички ток*.

Елиптички ток је пропорционалан почетној анизотропији система [51]:

$$v_2 = K\epsilon_2, \quad (1.6)$$

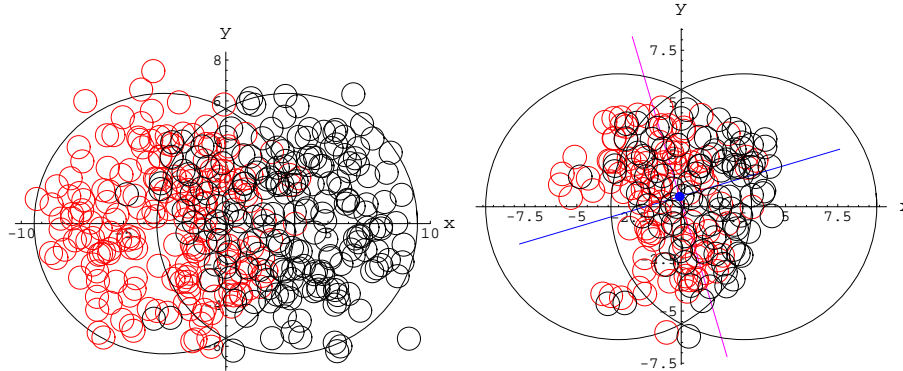


Слика 1.3: Разлика градијената притиска код нецентралних судара у правцу параметра судара и у правцу нормалном на параметар судара (горе) има за последицу анизотропно колективно кретање (доле).

где је K коефицијент пропорционалности и он одражава карактеристике средине, док је ϵ_2 елиптички ексцентрицитет који зависи од почетне геометрије система. У случају идеално сферних хомогених језгара он се може добити једноставним усредњавањем по координатама:

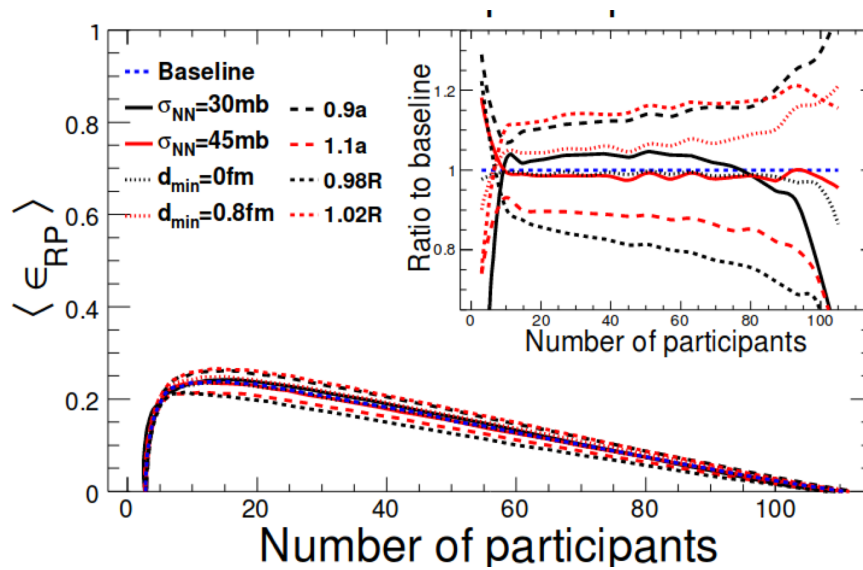
$$\epsilon_2 = \frac{\langle y^2 - x^2 \rangle}{\langle y^2 + x^2 \rangle}. \quad (1.7)$$

Моделски прорачуни елиптичког ексцентрицитета у зависности од броја партиципаната приказани су на Сл. 1.5. Види се да за максимални број партиципаната, односно у случају када је преклапање језгара потпуно, $\epsilon_2 \approx 0$, а самим тим је очекивано и да



Слика 1.4: Приказ положаја свих нуклеона (лево) и положај партиципаната (десно) у тренутку судара језгара.

$v_2 \approx 0$ [52]. Ипак мерења тока у сударима нешто мањих језгара, бакар-бакар (Cu-Cu) показала су да однос v_2/ϵ_2 дивергира за велики број партиципаната [53], што се може видети на Сл. 1.6 (а) и (b). Ово је последица поједностављене представе језгара као идеалних сфера. Нешто реалнија скица судара представљена је на Сл. 1.4 и на њој се види да се појединачна позиција сваког партиципанта мора узети у обзир. Коригована дефиниција ексцентрицитета дата је формулом:



Слика 1.5: Моделски прорачуни за елиптички ексцентрицитет мерен у односу на реакциону раван. Слика узета из [52].

$$\epsilon_2 = \frac{\sqrt{(\langle y^2 \rangle - \langle x^2 \rangle) + 4\sigma_{xy}^2}}{\langle y^2 + x^2 \rangle}, \quad (1.8)$$

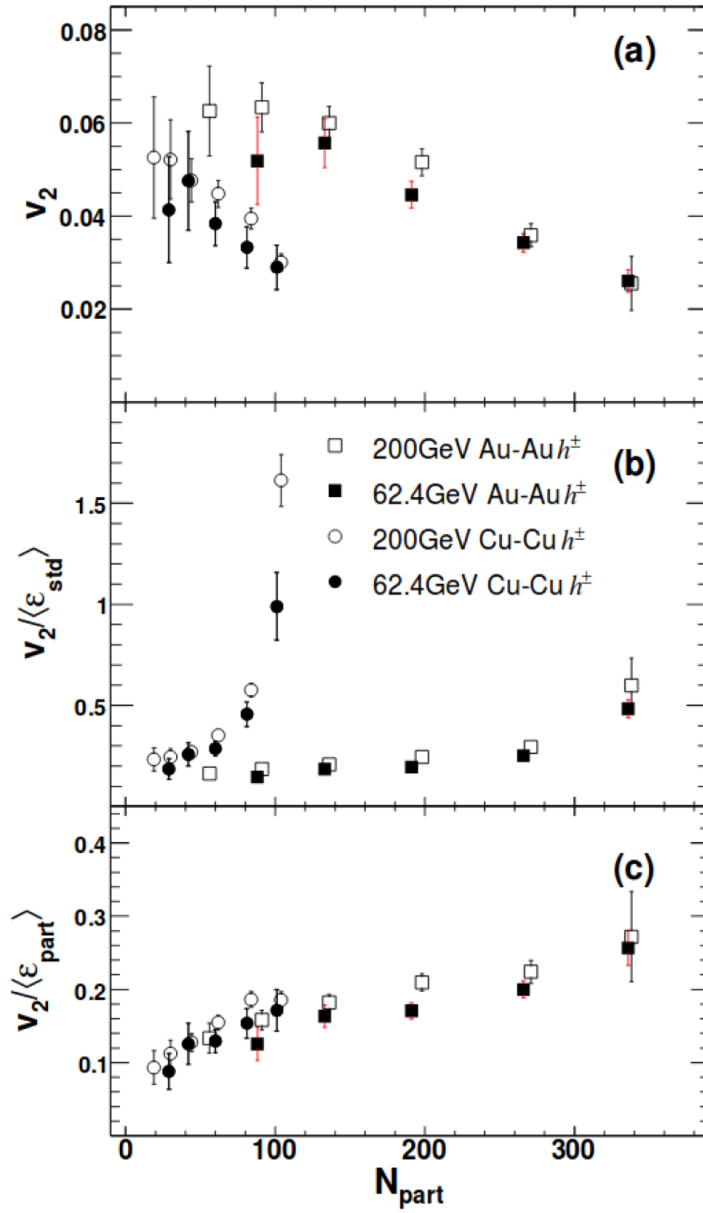
где је $\sigma_{xy} = \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle$. У поларним координатама једначина (1.8) има облик:

$$\epsilon_2 = \frac{\sqrt{\langle r^2 \cos(2\phi_{part}) \rangle^2 + \langle r^2 \sin(2\phi_{part}) \rangle^2}}{\langle r^2 \rangle}. \quad (1.9)$$

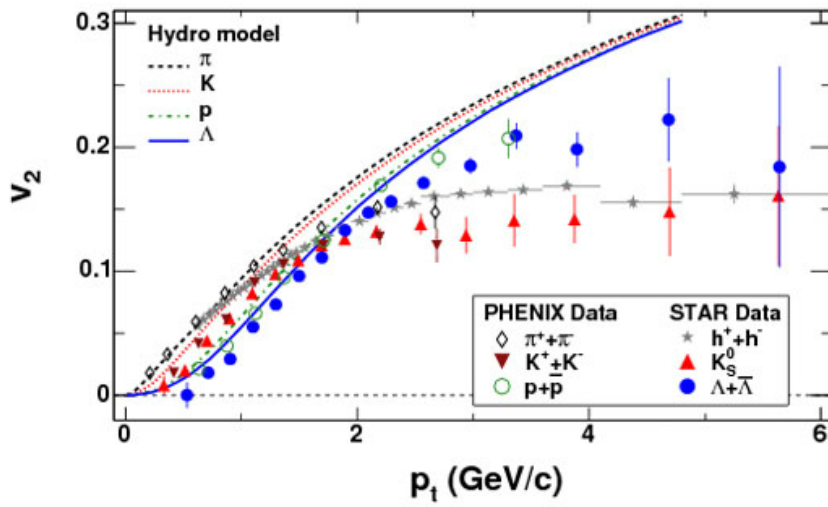
Слика 1.6 (с) приказује резултате односа елиптичког тока и ексцентрицитета мереног у различитим системима, у сударима AuAu и сударима CuCu, на истим енергијама, у зависности од броја партиципаната. Однос v_2/ϵ_2 се готово не разликује између два система, што је конзистентно са једначином 1.6.

1.5.1.1 Скалирани ток

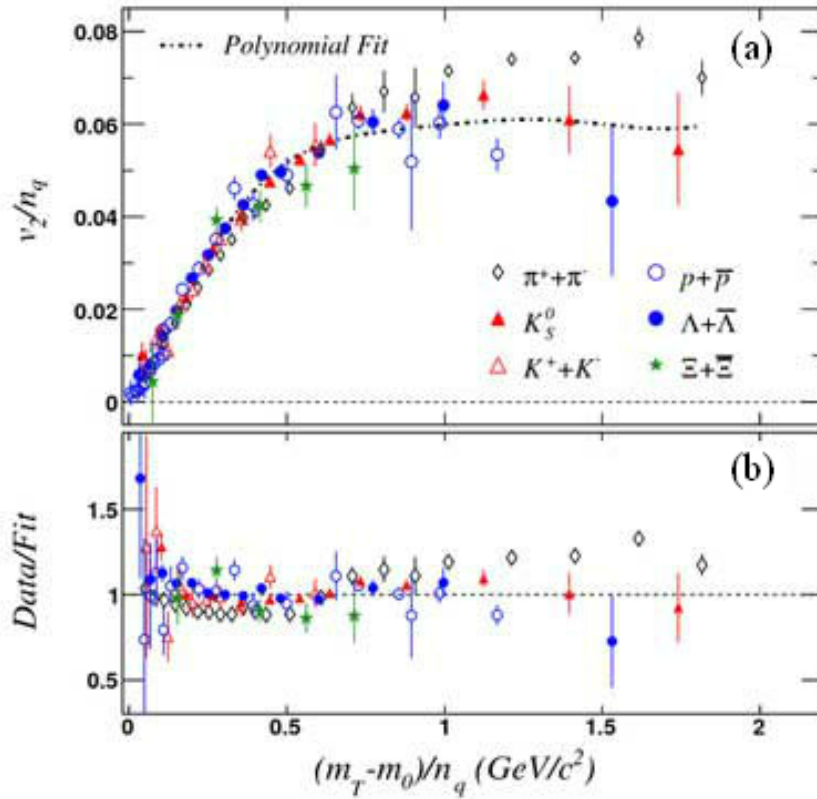
Већ је речено да је анизотропија финалних стања један од важних показатеља хидродинамичке природе QGP-а. Нешто измењена опсервабла, која може додатно да тестира ту тврдњу је колективни ток различитих честица, скалиран бројем њихових конституентних кваркова. Слика 1.7 приказује елиптички ток различитих честица у зависности од трансверзалног импулса и ту се може видети *масено уређење* - теже честице имају мање вредности тока. Елиптички ток скалиран бројем конституентних кваркова (n_q) представи у функцији $(m_T - m_0)/n_q$, где је m_T трансверзална маса - $m_T = \sqrt{m_0^2 + p_T^2/c^2}$, а m_0 маса мировања, налази се на Сл. 1.8. Овако представљен ток не зависи од врсте честица и у сагласности је са хидродинамичким предвиђањима, што сугерише да је креирана материја заиста партонског састава.



Слика 1.6: Елиптически ток v_2 (a), елиптически ток скалиран ексцентрицитетом рачунатим у односу на реакциону раван $v_2 / \langle \epsilon_{std} \rangle$ (b) и елиптически ток скалиран ексцентрицитетом рачунатим у односу на раван партиципаната $v_2 / \langle \epsilon_{pp} \rangle$ (c). Слика узета из [53]



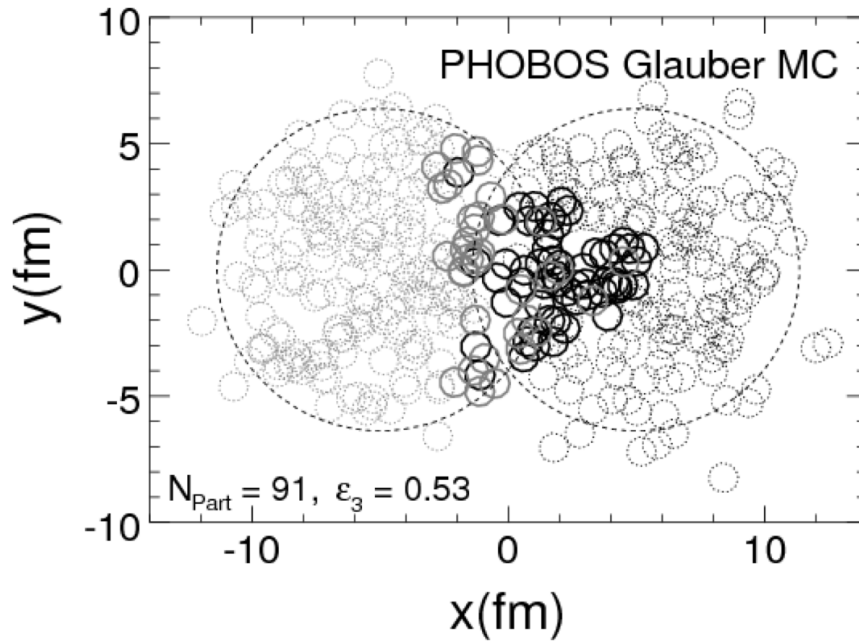
Слика 1.7: Зависност интензитета елиптичког тока од трансверзалног импулса, $v_2(p_T)$, за различите врсте хадрона. Приказани резултати добијени су у експериментима PHENIX и STAR на RHIC-у (Relativistic Heavy Ion Collider) и упоређени са теоријским предвиђањима хидродинамичког модела. Слика је преузета из [54].



Слика 1.8: Зависност интензитета елиптичког тока од трансверзалне масе, скалирана бројем конституентних кваркова, добијена у експерименту STAR на RHIC-у, приказана за различите врсте хадрона. Слика је преузета из [55].

1.5.2 Триангуларни ток - v_3

Конечан елиптички ток у сударима са потпуним преклапањем није једина последица флукуација положаја партиципаната. Уколико би област преклапања језгара имала идеалан облик сочива сви непарни хармоници били би идентички једнаки нули. Ипак мерења су показала да ово није случај [56] и да је триангуларни ток итекако присутан у сударима тешких језгара [57]. Он је као и елиптички ток пропорционалан одговарајућем ексцентрицитету, који се по аналогији са једначином (1.9) рачуна на следећи начин:



Слика 1.9: Симулација судара са израженим триангуларним ексцентрицитетом. Слика преузета из [57].

$$\epsilon_3 = \frac{\sqrt{\langle r^2 \cos(3\phi_{part}) \rangle^2 + \langle r^2 \sin(3\phi_{part}) \rangle^2}}{\langle r^2 \rangle}. \quad (1.10)$$

Симулација судара са израженим триангуларним ексцентрицитетом приказана је на Сл. 1.9, а преузета је из [57].

Открића ненултoг триангуларног тока као и ненултoг елиптичког тока у централним сударима бацило је нову светлост на значај почетних стања у физици језгара. Креирана материја се може описати релативистичком хидродинамиком, али да би се разумела еволуција система неопходно је познавати почетне услове, а испоставља се да су они много компликованији него што се очекивало.

1.5.3 Виши хармоници

На основу досадашњих сазнања нема разлога да се очекује да било који коефицијент у (1.5) идентички буде једнак нули и могућност њиховог мерења је ограничена једино количином доступних података [58].

Како иницијални ексцентрицитет, макар за више хармонике, има порекло у флукуацијама које су насумичне, правци преференцијалне емисије честица различитих хармоника би требало да буду потпуно некорелисани. Ипак, мерења ATLAS колорације показала су да ово ипак није случај и да су ти правци за више хармонике ($v_n\{n > 3\}$) корелисани са правцима нижих хармоника ($v_m\{m < n\}$), ако је n целобројни умножак m [59]. Испоставља се да виши хармоници имају и нелинеарни део [60]:

$$v_4 = v_{4L} + \chi_{422}v_2^2, \quad (1.11a)$$

$$v_5 = v_{5L} + \chi_{523}v_2v_3, \quad (1.11b)$$

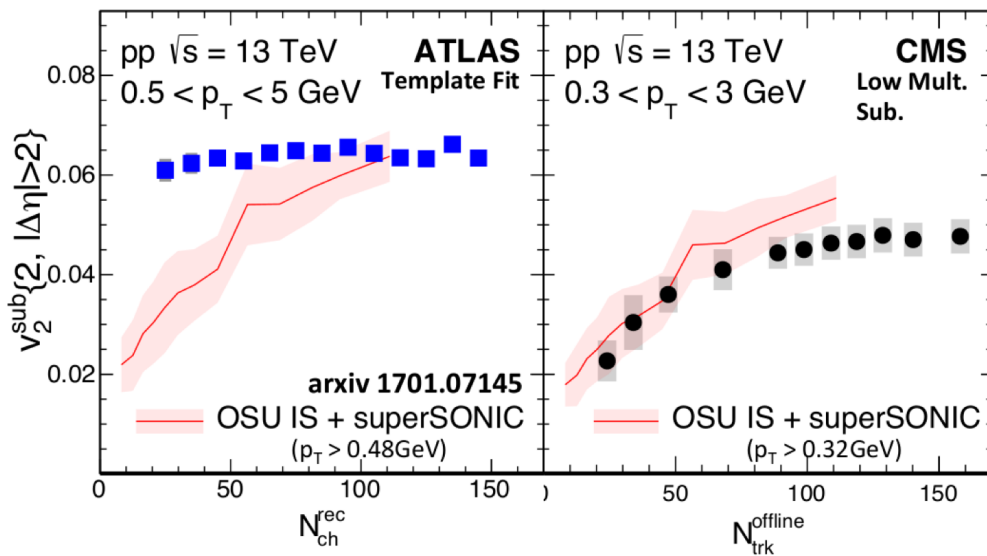
$$v_6 = v_{6L} + \chi_{6222}v_2^3 + \chi_{633}v_3^2, \quad (1.11c)$$

$$v_7 = v_{7L} + \chi_{7223}v_2^2v_3, \quad (1.11d)$$

где је v_{nL} линеарни део пропорционалан иницијалном ексцентрицитету, а χ коефицијент нелинеарног одзива.

Нелинеарност је последица еволуције система, када долази до *мешања* хармоника. Због овог мешања виши хармоници су осетљивији од елиптичког тока на карактеристике средине, као што је на пример η/s [61]. Стога је мерење различитих хармоника и њихових корелација веома важно за разумевање потпуне слике судара језгара.

1.5.4 Колективност у малим системима

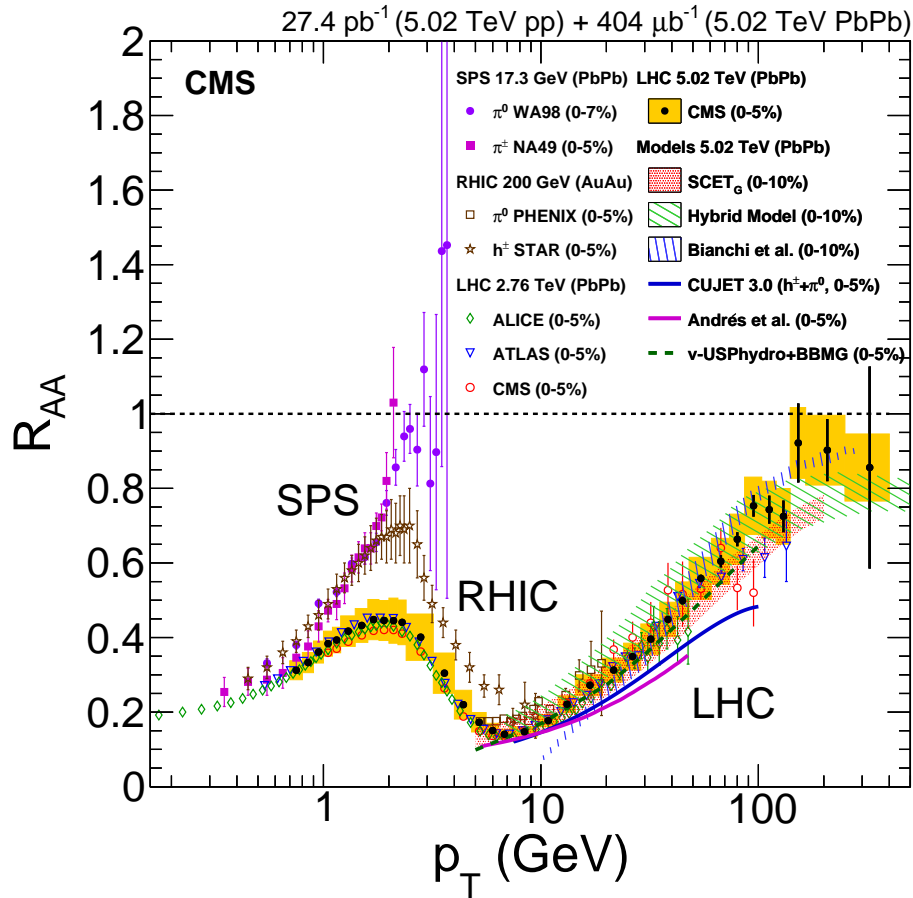


Слика 1.10: Елиптички ток у сударима pp на $\sqrt{s} = 13$ TeV мерен у експерименту ATLAS (лево) и CMS (десно). Линеја представља предвиђања хидродинамичког модела. Слика је преузета из [62].

Чак и око самих вредности Фуријеових коефицијената у сударима pp нема потпуног слагања између различитих експеримената, што се може видети на Сл. 1.10. Док мерења на експерименту CMS показују да се коефицијенти v_n приближавају нули када се и број емитованих честица (односно мултиплицитет) у судару приближава нули, резултати добијени у експерименту ATLAS сугеришу да интензитет тока не зависи много од броја емитованих честица. Ова дискрепанција је последица различитих метода уклањања не-колективних ефеката, који доминирају у сударима малог мултиплицитета.

1.6 Честице великог трансверзалног импулса

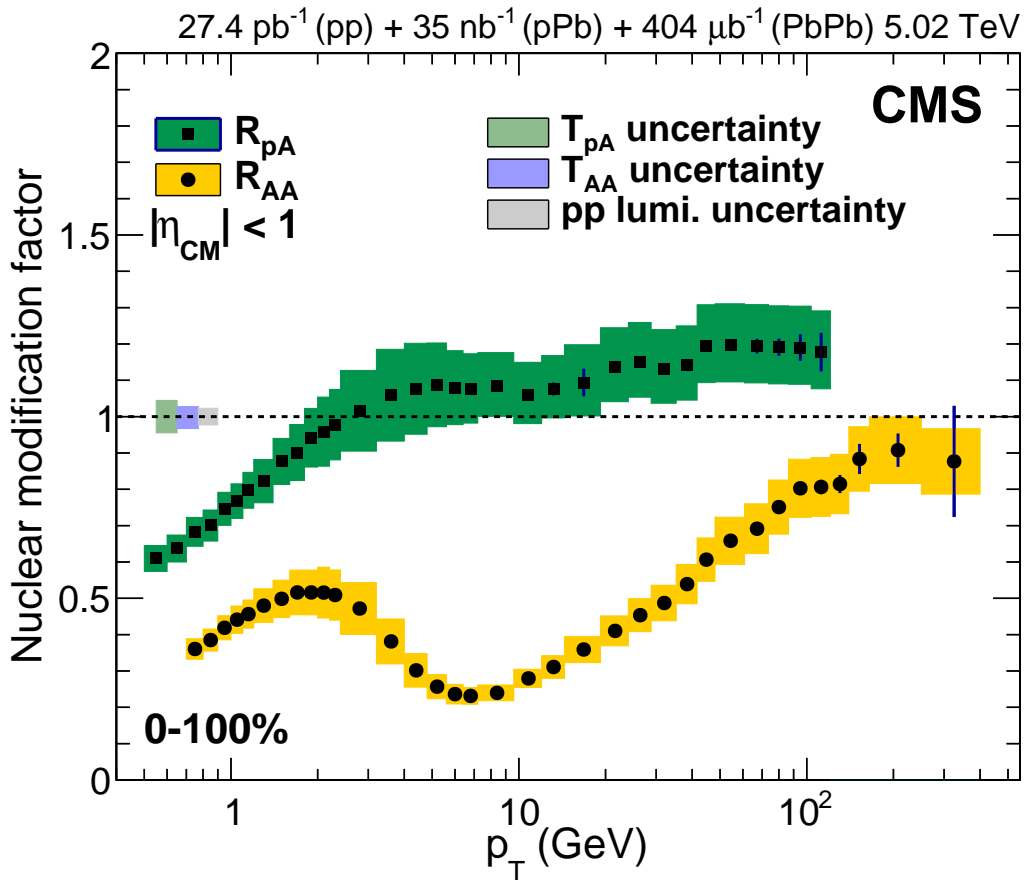
Хидродинамичком опису одговарају честице ниских трансверзалних импулса од свега неколико GeV/c . Честице са већим вредностима потичу од процеса насталих у најранијој фази судара и мерењем њихових енергијских губитака услед интеракције са материјом проистеклом из судара, могу се добити информације о кварк-глуонској плазми. Један од најчешћих начина за квантификовање овог ефекта је мерење односа приноса (yield) честица високог p_T у сударима тежих језгара (AA) и у сударима pp, скалираног на средњи број судара нуклеона у догађају AA ($\langle N_{coll} \rangle$). Ова величина назива се нуклеарни модификациони фактор R_{AA} :



Слика 1.11: Преглед мерења нуклеарног фактора модификације (R_{AA}) на различитим енергијама и у различитим сударајућим системима. Слика је преузета из [63].

$$R_{AA}(p_T) = \frac{1}{\langle N_{coll} \rangle} \frac{dN^{AA}/p_T}{dN^{pp}/p_T}. \quad (1.12)$$

Мерења на RHIC-у [64], [65] и LHC-у [66]–[68] показала су да је $R_{AA} < 1$ (Сл. 1.11) што се приписује пригушењу јет-ова приликом проласка кроз QGP (jet suppression). Овакво пригушење није уочено у сударима pPb [69]–[71], што се може видети на Сл. 1.12, сугеришући, супротно од азимуталне анизотропије, да у малим системима не долази до стварања нове нуклеарне материје.



Слика 1.12: Нуклеарни фактора модификације у сударима тешких језгара, PbPb, (R_{AA}) и у сударима pPb (R_{pA}). Слика је преузета из [63].

1.7 Преглед дисертације

У овој дисертацији приказани су резултати анализе азимуталне анизотропије у свим сударајућим системима доступним на ЛНС-у: pp , pPb , $XeXe$ и $PbPb$. Теза се састоји из 6 поглавља. У уводном делу представљени су основни концепти физике судара језгара. Укратко је описана кварк-глуонска плазма, као и главне опсервабле за њено проучавање. Нарочита пажња посвећена је колективном кретању честица емитованих у сударима језгара и релативистичкој хидродинамици. У другом поглављу представљен је експеримент CMS. Поглавље 3 наводи скупове података који су коришћени у дисертацији заједно са начинима сакупљања, селекције и калибрације. У Поглављу 4 представљена су три метода анализе података: метод скаларног производа, метод дво-честичних корелација и метод више-честичних кумуланата. Сва три метода су на готово идентичан начин коришћени за рачунање интензитета колективног тока у претходним радовима CMS колаборације. У Поглављу 5 су приказани резултати. Мерење азимуталне анизотропије у сударима $XeXe$ је прво такво мерење у сударима средње величине на енергијама које су реда величине TeV по пару сударајућих нуклеона [72]. Како би се систематски испитала зависност колективних ефеката од величине сударајућих система, Фуријеови хармоници мерени су и у великим системима, сударима $PbPb$ [72], [73], али и у малим системима, сударима pp и pPb [74]. Коефицијенти v_n у сударима pPb измерени су значајно већом статистичком прецизношћу, уз повећану енергију судара и опсег мултиплицитета, у односу на претходна мерења, а коефицијент v_4 је први пут мерен у сударима pp на CMS-у. Поглавље 6 садржи кратак резиме свега урађеног и издвојени су закључци.

Поглавље 2

Експеримент CMS

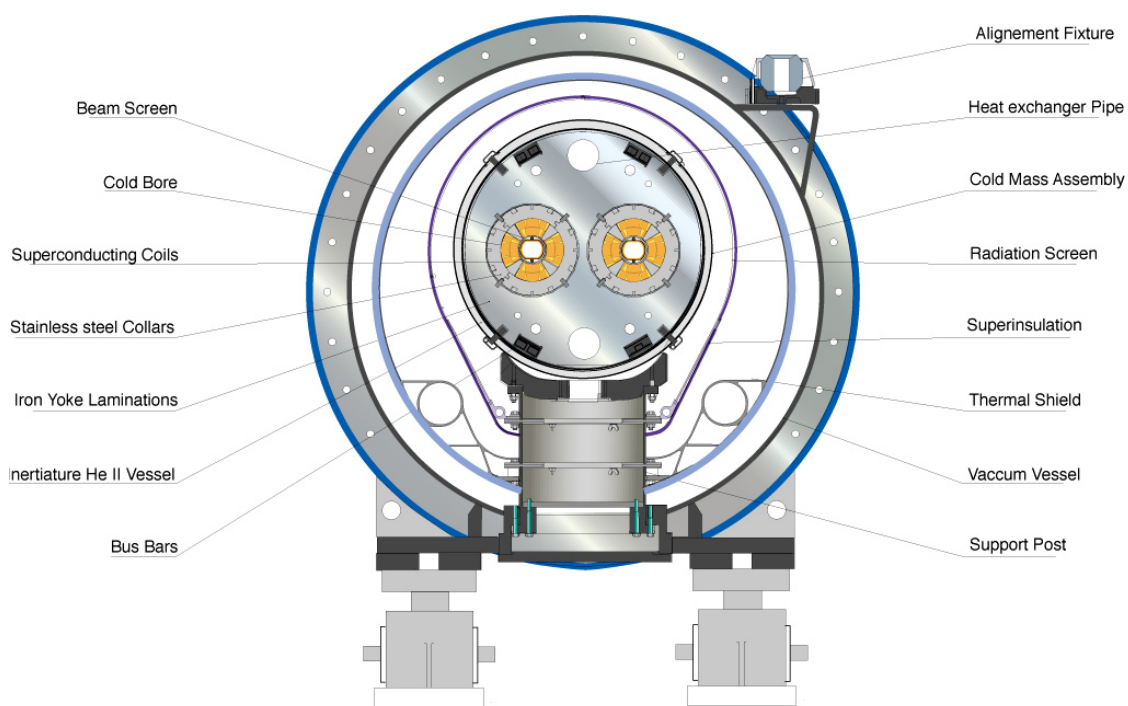
За лабораторијско проучавање феномена у физици високих енергија, па тако и кварк глюонске плазме, неопходни су *акцелератори* и *детектори* честица. Под акцелераторима честица се подразумевају сви уређаји који могу да убрзавају снопове наелектрисаних честица или јона, док је детектор апарат који служи за детектовање честица, али и одређивање њихових особина као на пример наелектрисања и импулса. Сви подаци анализирани у овој дисертацији прикупљени су уз помоћ детектора Compact Muon Solenoid (CMS) на Великом хадронском сударачу у CERN-у.

2.1 Акцелератор LHC

LHC је највећи акцелератор честица у свету [75], који је постигао до сада највећу енергију судара. LHC се налази на дубини од 175 m , има 27 km у обиму и по својој конструкцији спада у синхротроне. У синхротрону се честице крећу по орбити константног радијуса те овај акцелератор има облик прстена. Прстен заправо представља тунел окружен магнетима који служе за усмеравање честица, а испресецан је праволинијским напонским јединицама у којима се честицама саопштава енергија. Уколико би синхротрон имао N напонских јединица дужине L и делове круга полупречника R укупан пут који честица пређе у једној револуцији износио би $S = 2R\pi + NL$.

Честице се усмеравају системом од укупно 1232 суперпроводна магнета дужине 15 метара за савијање снопа и 392 квадруполна магнета дужине 5-7 m који служе за фокусирање снопа. Непосредно пре места судара налази се посебан система магнета који сужава ширину снопа како би повећао вероватноћу судара. Да би радили у суперпроводном режиму магнети се хладе до температуре од 1.8 K. Хлађење је обезбеђено течним хелијумом. Како би убрзавање било што ефикасније, односно како не би долазило до губитака енергије у сударима са молекулима гаса, у цевима је постигнут вакуум какав постоји у међузвезданом простору. Попречни пресек LHC-а приказан је на Сл. 2.1.

LHC quadrupole cross section



CERN AC - SQ1 - 12/97

Слика 2.1: Схематски приказ попречног пресека акцелератора LHC.

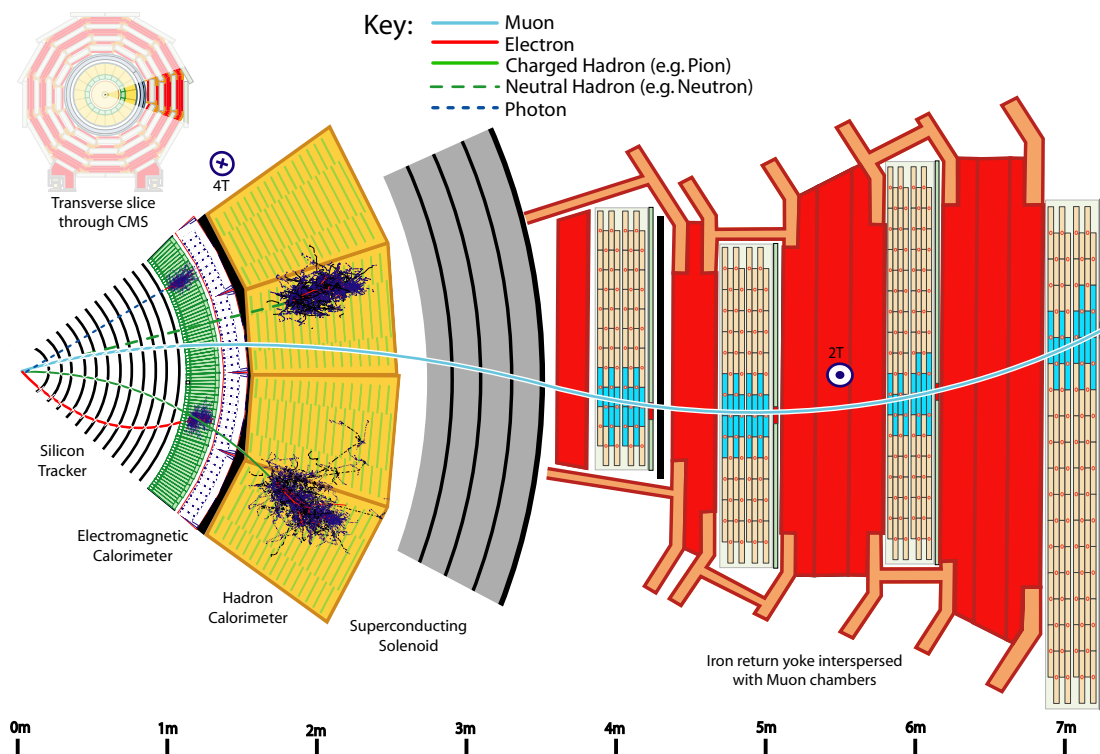
У првој фази рада на LHC-у вршени су симетрични судари протона (pp) са енергијом у систему центра масе $\sqrt{s} = 7$ TeV, језгра олова (PbPb) са енергијом у систему центра масе по нуклеону $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV, али и асиметрични судари протона са језгрима олова (pPb) на енергији $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Период када је LHC функционисао у том

режиму назива се „Run 1”. У другој фази рада (Run 2) енергије су увећане скоро за фактор 2 и износе 14, 5.02 и 8 TeV-а, респективно. Током Run-а 2 извршено је и кратко, осмочасовно, сударање, нешто лакших, језгара ксенона (XeXe) на $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.44 \text{ TeV}$.

Честице се сударају на четири места дуж LHC-а и на свакој од тачака судара постављен је по један детектор. Сваки од детектора је на изванредан начин специфичан у дизајну и преференцијалан за проучавање одређених феномена. CMS и ATLAS су детектори опште намене, односно пројектовани су за истраживање широког опсега феномена, ALICE је фокусиран на анализирање судара језгара, док се LHCb бави физиком b кварка.

2.2 Координатни систем

Детектор CMS [76] је цилиндричног облика, масе 12.500 t, има 12 слојева и представља најтежи и најкомплекснији детектор честица икада конструисан. Координатни систем је дефинисан тако што је оса снопа узета за z-осу оријентисана супротно од смера казальке на сату, а координатни почетак је постављен у номиналној тачки судара. Трансверзална равна је тада ху-равна, која је нормална на кретање протона, односно језгара, где је x-оса усмерена ка центру акцелераторског прстена а у-оса „на горе”. Уместо у Декартовим координатама, импулсе релативистичких честица је згодније описивати псеудорапидитетом (η), трансверзалним импулсом (p_T), односно пројекцијом импулса на трансверзалну равна и азимуталним углом (ϕ). Псеудорапидитет је дефинисан као $\eta = -\ln \tan \theta/2$, где је θ поларни угао, и представља ултрарелативистичку апроксимацију за рапидитет: $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$. Прелазак у ове координате је згодан јер је тада разлика рапидитета инваријантна у односу на референтни систем. Слика 2.2 схематски приказује попречни пресек детектора CMS са свим под-детекторским системима и начинима детекције различитих честица.



Слика 2.2: Схематски приказ попречног пресека детектора CMS.

2.3 Дизајн детектора

Најзначајнији део детектора CMS је солениод, укупне дужине 13 m и пречника 7 m и представља највећи магнет те врсте икад направљен. Магнетно поље генерисано овим магнетом износи 3.8 T и служи за одређивање импулса високо-енергијских честица. Како различите особине различитих честица није могуће детектовати јединственим детектором савремени детектори се састоје од више под-детектора различитих намена који су концентрично распоређени око осе снопа. На CMS-у са унутрашње стране магнета налазе се три под-детектора: силицијумски тракер, електромагнетни калориметар (ECAL) и хадронски калориметар (HCAL), а са спољашње стране мионске коморе.

2.3.1 Силицијумски тракер

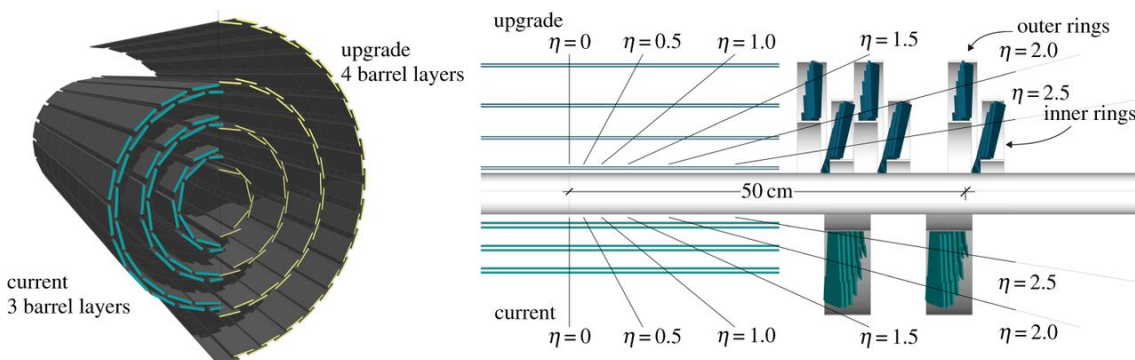
Силицијумски тракер је дужине 5.4 m и полупречника 2.4 m. Састоји се из два дела, пиксел детектора површине свега око 1 m² и 200 m² стрип детектора. Може да детектује наелектрисане честице у опсегу псевдорapidитета $|\eta| < 2.5$ и са трансверзалним импулсима већ од 0.2 GeV/c. Како се налази најближе самом месту судара снопова, изложен је огромној дози радијације и његова конструкција је научно-технолошки подвиг и резултат је врхунске сарадње науке и индустрије.

Ова дисертација се у највећој мери ослања на податке добијене из тракер детектора.

2.3.1.1 Пиксел детектор

Пиксел детектор се у првобитној конструкцији састојао од три цилиндрична слоја (Сл. 2.3) који се налазе на растојањима 4.4, 7.3 и 10.2 cm од z-осе и два диска на крајевима који се налазе на растојању 38.5 и 48.5 cm од координатног почетка. Имао је 1440 модула са 66 милиона пиксела. Оваква геометрија је била у употреби све до 2017. године када је извршена надоградња, односно убачен је додатни слој детектора [77]. Слојеви су такође померени па се сада налазе још ближе месту судара честица, односно на раздаљинама 2.9, 6.8, 10.9 и 16.0 cm. Дискови на крајевима су такође надограђени и сада пиксел детектор има укупно 1856 модула са 124 милиона пиксела. Како би одржао радну температуру од -15°C пиксел детектор је повезан са системом за хлађење. У ту сврху се користи течни перфлуорохексан (C₆F₁₄). За одржавање температуре потребан је проток од једног литра у секунди. Поређење силицијумског тракера пре и после надоградње представљено је на Сл. 2.3.

Сваки пиксел је површине 100 × 150 μm² и са њим је повезан чип. Приликом проласка наелектрисаних честица кроз пиксел детектор ослобађају се електрони који се крећу под утицајем магнетног поља, а чипови овај напон претварају у сигнал. Изузетна просторна резолуција места интеракције честице и детектора (тзв. *hit*-а) омогућава потпуну реконструкцију путање честице, а на основу тога и њених карактеристика.



Слика 2.3: Силицијумски пиксел детектор на CMS-у пре и после додавања додатног слоја.

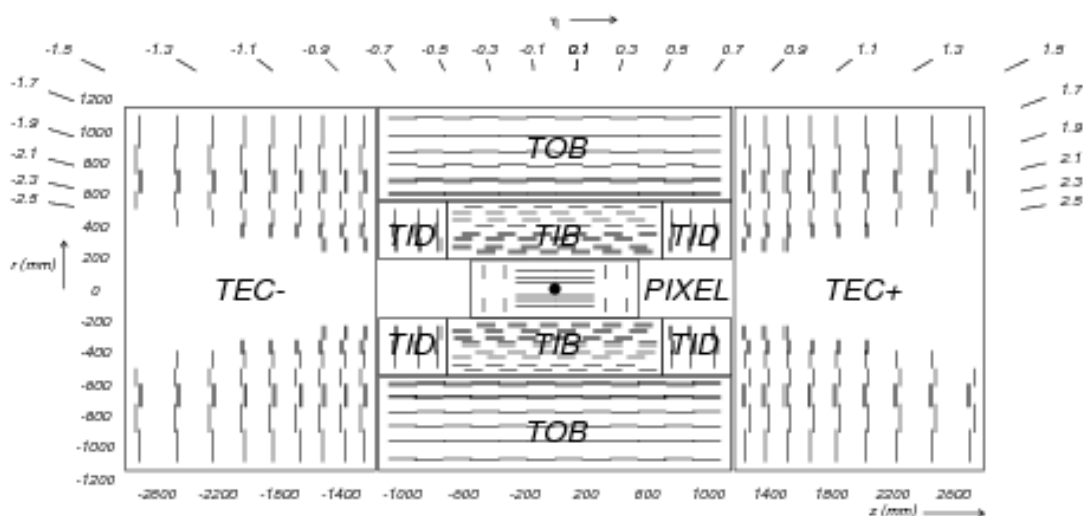
2.3.1.2 Стрип детектор

Силицијумски стрип тракер (енг: Silicon Strip Tracker - SST) окружује пиксел тракер и чини следећи ниво у који честице долазе након изласка из пиксел детектора. Он има 4 унутрашња слоја у цилиндричном делу (енг: tracker inner barrels - TIB) која имају трослојне поклопце на основама цилиндра (енг: tracker inner disks - TID), затим 6 спољашњих слојева (енг: tracker outer barrel - TOB) са поклопцима од девет слојева (енг: tracker endcaps - TEC).

Потпорни оквири модула детектора SST направљени су од карбонских влакана или графита. На оквир је залепљен изолациони слој који га одваја од силицијума. Зависно од типа модула коришћене су силицијумске траке дебљине $320 \mu\text{m}$ или $500 \mu\text{m}$. Модули TIB-а и TID-а и четири унутрашња диска TEC-а садрже само један силицијумски сензор, док модули TOB-а и три унутрашња прстена TEC-а садрже два сензора. Сви барелни модули су правоугаоног типа док су модули на дисковима клинастог облика, како би могли да направе круг. Слика 2.4 показује модул другог прстена TEC-а. Прва два слоја TIB-а и TOB-а, прва два диска на TID-у и први, пети и шести диск на TEC-у имају двостране модуле који су направљени од два независна једностранна модула спојена под углом од 100 mrad . SST укупно садржи 15,200 високо осетљивих модула са укупно 10,000 трака и 80,000 чипова. Више параметара овог детектора дато је у табели 2.1.

Табела 2.1: Неки од кључних параметара детектора SST [78].

Активна површина силицијума	200 m ²
Број силицијумских сензора	24 244
Број различитих дизајна сензора	15
Број модула	15 148
Механички различити дизајни модула	27
Број електричних канала	≈ 9 300 000
Број трака	≈ 9 300 000
Број readout чипова	≈ 73 000
Број жичаних веза	≈ 25 000 000



Слика 2.4: Схематски приказ силицијумског стрип детектора на CMS-у.

Сигнал се на свакој микротраци читава и појачава уз помоћ чипа APV25 (енг: Analogue Pipeline Voltage). Електроника прати параметре сензора као што је температура и рачуна време јонизације како би спојио детектовани хит са сударом. APV25 складишти сигнал у меморији неколико микросекунди а онда га процесуира пре него што га пошаље до ласера који од њега прави инфрацрвене импулсе. Ови импулси се онда трансмитују на раздаљину од око 100 m путем оптичких кабала како би се анализирали у зони безбедној од радијације. Силицијумски стрип детектор схематски је приказан на Сл. 2.4.

2.3.2 Електромагнетни калориметар

ECAL служи за мерење енергије електрона и фотона. Састоји се од кристала олово-волфрамата (PbWO_4), изузетно густог (8.3g/cm^3), али прозачног материјала. Приликом проласка електрона и фотона кроз њега долази до сцинтилације - емитовања светлости енергије која је пропорционална енергији пролазне честице. На тај начин је могуће врло прецизно измерити енергије лаких честица које су подложне електромагнетној интеракцији.

ECAL се састоји од цилиндричног дела са 61,000 кристала и два поклопаца на крајевима са укупно 15,000 кристала и може да детектује честице у интервалу $|\eta| < 3$. Зарад додатне прецизности испред поклопаца се налази *preshower* детектор. Он служи како би се раздвојили изоловани високо-енергијски фотони, који обично потичу од интересантних процеса, као што је распад Хигсовог бозона, од парова просторно блиских фотона.

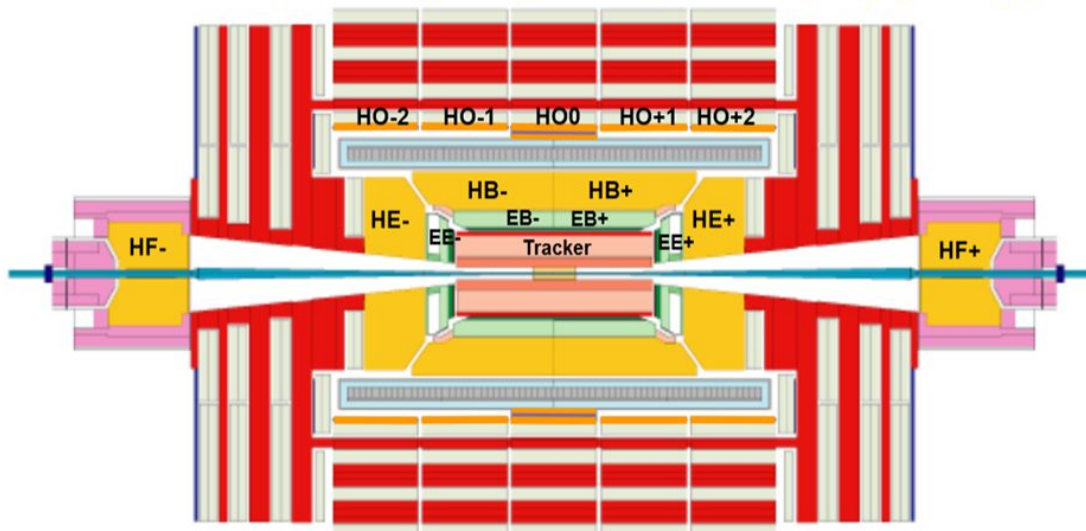
2.3.3 Хадронски калориметар

HCAL мери енергију и позицију честица које интерагују јаким интеракцијом - хадрона. Састоји се од низа слојева где се наизменично смењују густе апсорбер (у овом случају гвожђе и месинг) и сцинтилациони материјал. Када хадрони дођу до апсорбера реагују са средином стварајући нове честице. Новонастале честице такође интерагују са средином изазивајући каскадне реакције. Приликом проласка ових честица кроз сцинтилационе слојеве емитује се светлост. Скуп свих светлосних сигнала у одређеном региону назива се “торањ” (енг: tower) и представља енергију детектоване честице.

Слично ECAL-у, HCAL има цилиндрични део и два поклопаца и покрива интервал од $|\eta| < 3$. Оба дела садрже по 36 “клинова” од којих сваки тежи 26 t. Осим тога на крајевима, са спољне стране соленида налазе се *hadron forward* (HF) детектори, који проширују опсег детекције на $3 < |\eta| < 5$. Калориметарски систем детектора CMS схематски је приказан на Сл. 2.5.

CMS Calorimeter

CMS Calorimeter (ECAL+HCAL) - Very hermetic ($>10\lambda$ in all η , no projective gap)



HB	Brass Absorber (5cm) + Scintillator Tile (3.7mm)	Photo Detector (HPD)	$ \eta $	0.000 ~ 1.393
HE	Brass Absorber (8cm) + Scintillator Tiles (3.7mm)	Photo Detector (HPD)	$ \eta $	1.305 ~ 3.000
HO	Scintillator Tile (10mm) outside of solenoid	Photo Detector (HPD)	$ \eta $	0.000 ~ 1.305
HF	Iron Absorber + Quartz Fibers	Photo Detector (PMT)	$ \eta $	2.853 ~ 5.191

Слика 2.5: Схематски приказ калориметарског система на детектору CMS.

2.3.4 Мионске коморе

Миони имају особину да пролазе готово без интеракције до неколико метара кроз гвожђе те их је немогуће уочити уз помоћ било ког од до сада описаних детектора. За њихову детекцију се користе посебне мионске коморе које су постављене као последњи сегмент детектора. Коморе су испуњене гасом и у њима се налази електрода. Приликом проласка миона кроз комору долази до јонизације атома гаса, а онда наелектрисане честице под утицајем електричног поља ударају у електроду. Подаци из мионских комора се комбинују са подацима из силицијумског тракера како би се реконструисао траг миона кроз читав CMS детектор.

Поглавље 3

Прикупљање и селекција података

Након што се детектује судар, односно честице настале у њему, на сцену ступа анализа добијених података. У анализу добијених података спадају најпре селекција података који су занимљиви за само истраживање, а затим реконструкција физичких објеката, као што су трагови честица, вертекс, јет-ови. Ове процедуре се често раде наизменично, у више итерација и тек пошто се оне финализују може се приступити коначном мерењу тражене опсервабле. Сви захтеви који се спроводе непосредно при детектовању догађаја називају се *online* анализом, док се активности на трајно сачуваним подацима називају *offline* анализом.

3.1 Селекција и класификација догађаја

Постоје два основна принципа за селекцију догађаја. Најпре је битно селектовати догађаје који делују интересантно за одређено истраживање, а затим елиминисати догађаје који представљају шум (нпр. електромагнетна расејања, или више симултаних догађаја које је детектор регистровао као један - *pileup*).

3.1.1 Селекција догађаја

ЛНС „доставља” сударе језгара стопом која иде до неколико MHz. Неселективно бележење догађаја довело би до пренатрпавања меморије подацима који у највећој мери нису интересантни за физику као и до преоптерећења система детектора што би смањило квалитет реконструкције физичких објеката. Због тога се уводи систем окидача (trigger). Овај систем намеће захтеве које сваки судар мора да испуни како би био забележен и на CMS-у се спроводи у два нивоа: први ниво (level-1, L1) и виши ниво (High Level Trigger, HLT).

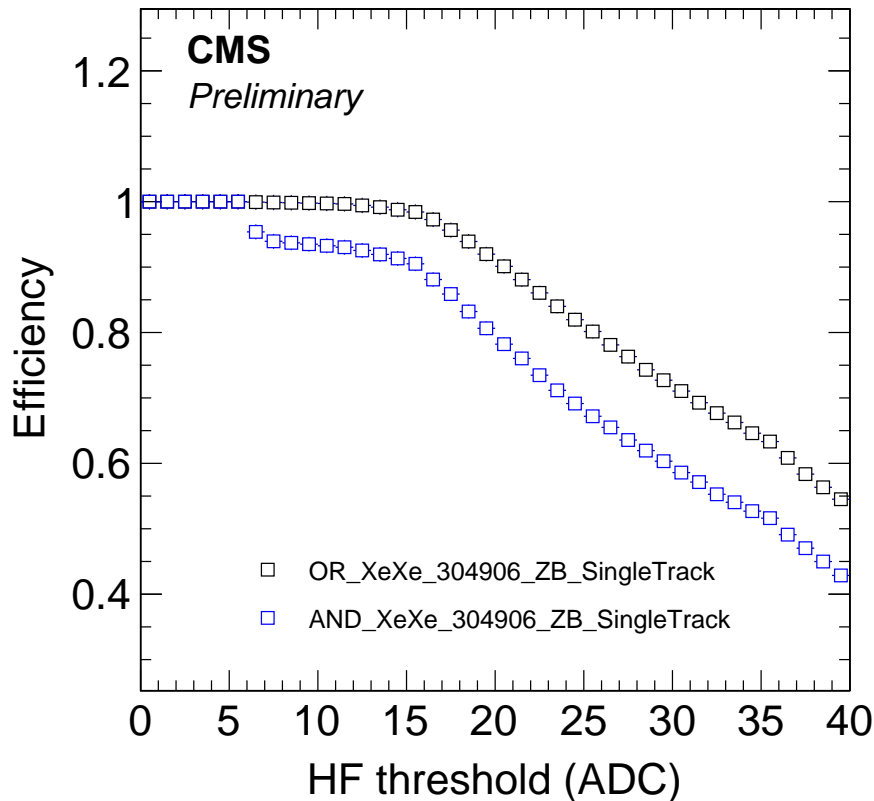
3.1.1.1 Trigger систем

L1 trigger врши селекцију непосредно након судара. L1 trigger систем користи непроецесуиране (енг: raw) податке из ECAL-а, HCAL-а и мионских комора. Овај процес траје најдуже $3.2 \mu s$. Уколико догађај прође L1 селекцију подаци се привремено чувају и HLT бира догађаје узевши у обзир све реконструисане објекте. Догађаји који прођу HLT филтер се трајно складиште и даља селекција зависи од конкретне опсервабле која се мери, односно од њене осетљивости на шум. Како би се овај процес одвијао довољно брзо користи се систем великог броја повезаних рачунара - HLT фарма. Често се дешава да је и поред истанчаних селекција брзина пристизања интересантних догађаја и даље превелика за записивање на меморијским јединицама и тада се приступа прескалирању, односно дефинише се фактор прескалирања N , што значи да се сваки N -ти, насумично изабрани, догађај не записује.

У овој дисертацији за анализу судара PbPb и XeXe коришћен је trigger који прикупља све догађаје који долазе од нееластичног судара језгара, са квалитетном реконструкцијом физичких објеката (Minimum Bias trigger). За сударе малих система, поред Minimum Bias trigger-а, коришћен је и trigger који бира догађаје са великим бројем емитованих честица (High Multiplicity trigger).

Слика 3.1 показује ефикасност L1 trigger-а у зависности од постављеног прага на одброј примљених сигнала на у HF-у (ADC одброј), у сударима XeXe на 5.44 TeV.

За постављени праг (15 ADC) приказани MB trigger има ефикасност од 98.4%, док је шум 0.2%.



Слика 3.1: Ефикасност Minimum Bias trigger-а у функцији прага постављеног на одброј ADC-а.

3.1.1.2 Offline селекција догађаја

Ова дисертација се базира на подацима из судара језгара ХеХе на $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ TeV са интегрисаном луминозношћу од $3.32 \mu b^{-1}$ и судара PbPb на $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV са интегрисаном луминозношћу од $26 \mu b^{-1}$. За резултате из малих система коришћени су судари pp на $\sqrt{s_{NN}} = 13$ TeV и pPb на $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV и $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV са интегрисаном луминозношћу $2 pb^{-1}$, $35 \mu b^{-1}$ и $186 nb^{-1}$, респективно.

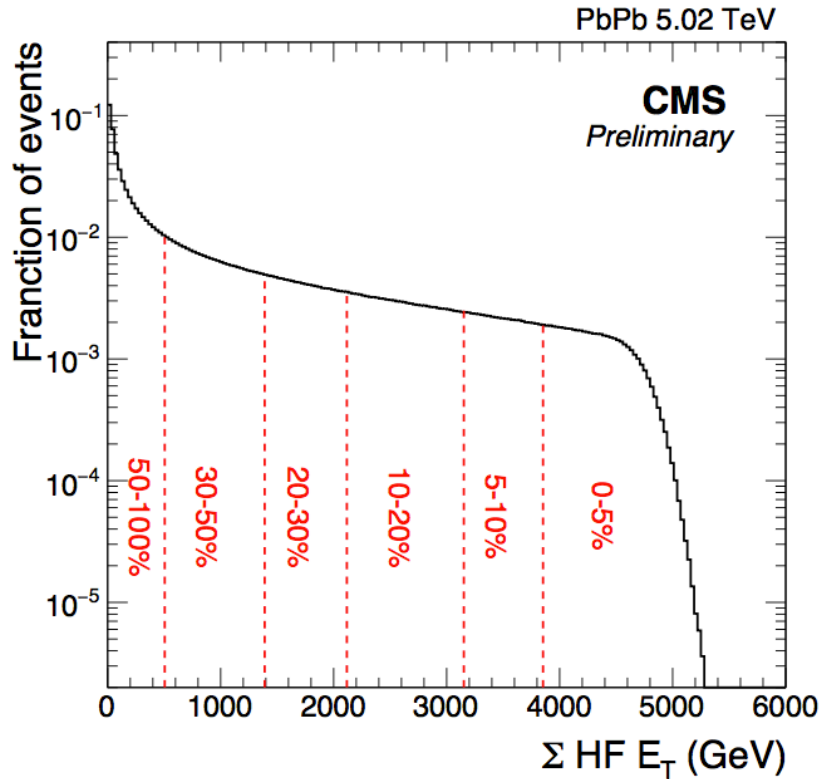
За ХеХе догађаје L1 trigger захтева бар један tower на HF калориметру да буде изнад постављеног прага, као и присутност bunch-ева из оба снопа на месту судара. У додатку HLT захтева бар један реконструисани траг у пиксел детектору. За потребе ове дисертације догађаји су даље селектовани захтевајући енергију од 3 GeV у сваком од 3 tower-а на свакој страни HF-а. Догађаји такође морају да имају реконструисан примарни вертекс, односно вертекс који садржи бар два трага, лоциран најдаље 15 cm од координатног почетка дуж z-осе и 0.2 cm у трансверзалном правцу. Осим тога контаминација од сноп-гас интеракције редукована је применом филтера који за сваки догађај са бар 10 трагова захтева да бар 25 % трагова има висок квалитет реконструкције (*high purity*) [79]. Селекција догађаја има ефикасност од 95 %.

За PbPb догађаје, у поређењу са ХеХе догађајима, постоји додатни захтев на нивоу L1 trigger система о коинцидентном сигналу у HF калориметру на обе стране CMS детектора. Offline селекција догађаја је слична за PbPb и ХеХе догађаје, осим што филтер за пригушење сноп-гас интеракције није примењен на PbPb сударе, док је pileup пригушен посебном процедуром под именом *cluster compatibility filter* [80]. Овај филтер поставља праг на количину наелектрисања добијеног јонизацијом у пиксел детектору у близини реконструисаног вертекса.

3.1.2 Класификација догађаја

3.1.2.1 Централност

Као што је речено у одељку 1 поређење опсервабли у сударима језгара се врши у одређеном опсегу централности. Централност се експериментално одређује на основу енергије депоноване у HF калориметру. На Сл. 3.2 је приказана калибрација централности за сударе PbPb на 5.02 TeV. Важно је нагласити да се приликом сваке промене селекције догађаја мора урадити нова калибрација како би расподела догађаја по централности остала изотропна. Одступање од ове изотропије могло би да доведе до тога да догађаји одређене централности имају већу тежину приликом усредњавања по догађајима (*experimental bias*).



Слика 3.2: Распореда трансверзалне енергије (E_T) мерене уз помоћ HF-а у сударима PbPb на 5.02 TeV.

3.1.2.2 Мултиплицитет

У малим системима нема превише смисла говорити о централности догађаја (иако је строго говорећи могуће мерити је на основу депоноване енергије у калориметру). Тада се тополошки слични догађаји класификују на основу броја честица емитованих у судару - мултиплицитета.

Када се опсервабле мерене у различитим системима пореде у функцији мултиплицитета важно је да начин дефинисања мултиплицитета у свим системима остане исти. Ова дефиниција нужно варира у зависности од експеримента због различите аксептансе и начина детектовања честица. На CMS-у се у ту сврху узима број offline реконструисаних трагова начином на који се то ради у pp сударима, ненултог наелектрисања, са стандардном селекцијом, дефинисаном у одељку 3.2.2, у фазном простору $p_T > 0.4 \text{ GeV}/c$ и $|\eta| < 2.4$ ($N_{trk}^{offline}$).

3.2 Реконструкција и селекција трагова

3.2.1 Реконструкција трагова

На основу скупа хитова у тракеру, уз познавање магнетног поља, се фитовањем реконструишу трагови (енг: tracks) честица емитованих у судару. Траг је објекат који садржи информацију о путањи честице (број хитова, број слојева), али и о самој честици (импулс, наелектрисање) и о квалитету реконструкције (χ^2 фита, број степени слободе).

У малим системима, pp, pPb али и у сударима језгара Хе, реконструкција трагова рађена је јединствено користећи симултано информације из пиксела и SST-а. У PbPb сударима ово није могуће због превеликих рачунских захтева у централним сударима који имају екстремно велике мултиплицитете. Због тога се у том случају реконструкција ради у две итерације. У првој итерацији се реконструишу трагови на основу сигнала (хитова) из пиксел и стрип детектора заједно, чија трајекторија је компатибилна са условом $p_T > 0.9 \text{ GeV}/c$. Друга итерација реконструише трагове са трајекторијом компатибилном са $p_T > 0.2 \text{ GeV}/c$. У крајњој анализи трагови из прве итерације са $p_T > 1.0 \text{ GeV}/c$ су комбиновани са пиксел траговима са $p_T < 2.4 \text{ GeV}/c$ након уклањања дуплираних трагова.

3.2.2 Селекција трагова

Нису сви реконструисани трагови адекватни за анализу. Наиме, само један део њих заиста одговара честицама креираним у судару. Селекцијом трагова се из укупног скупа извлаче они трагови који заиста описују кретање честице кроз детектор. Да би се имао бољи увид у квалитет селекције дефинишу се следеће величине:

- *ефикасност* - однос броја реконструисаних трагова који заиста припадају честицама емитованим у судару и укупног броја честица насталих у судару;

- *стопа лажних трагова* (eng: fake rate) - однос броја реконструисаних трагова који не припадају ниједној честици која је прошла кроз детектор и укупног броја реконструисаних трагова;
- *удео вишеструке реконструкције* (eng: multiple reconstruction fraction) - однос броја емитованих честица којима одговарају два или више реконструисаних трагова и укупног броја емитованих честица;
- *удео не-примарне реконструкције* (eng: non-primarily reconstruction fraction) - однос броја реконструисаних трагова честица које су настале у интеракцији честица емитованих у судару и детектора и укупног броја реконструисаних трагова.

Да би резултати анализе били поуздани пожељно је да се селекцијом смање што је могуће више стопа лажних трагова, вишеструка и не-примарна реконструкција, а истовремено ефикасност одржава високом. То се ради постављањем одређених граница на параметре трагове. Ипак ове величине није могуће мерити у експерименту, будући да се ту може видети само број реконструисаних трагова. Како би се проценио квалитет селекције користе се Монте Карло (енг: Monte Carlo, MC) симулације. За симулације судара језгара коришћен је HYDJET [81], а за симулирање CMS детектора GEANT4 [82] модел. Симулирани подаци се реконструишу на идентичан начин као и прави и директно се пореде са генерисаним траговима.

За трагове у системима pp, pPb, XeXe и трагове из прве итерације у систему PbPb одступање параметра судара трага, у односу на примарни вертекс у правцу z-осе као и у xy-равни, не сме бити већи од 3 стандардне девијације, док релативна неодређеност трансверзалног импулса (σ_{p_T}/p_T) мора бити испод 10%. Поврх тога сваки PbPb траг мора да има најмање 11 хитова дуж путање у тракеру и χ -квадрат по степеноу слободе фитовања путање, нормализован на тотални број слојева са хитовима придруженим том трагу ($\chi^2/\text{dof}/\text{layers} < 12$), не сме бити већи од 0.15. За трагове реконструисане коришћењем искључиво податке из пиксел детектора, захтевано је да d_z буде мање од 8 стандардних девијација и $\chi^2/\text{dof}/\text{layers} < 12$. Опсег трагова је $0.3 < p_T < 10 \text{ GeV}/c$ и $|\eta| < 2.4$.

3.2.3 Квалитет селекције трагова

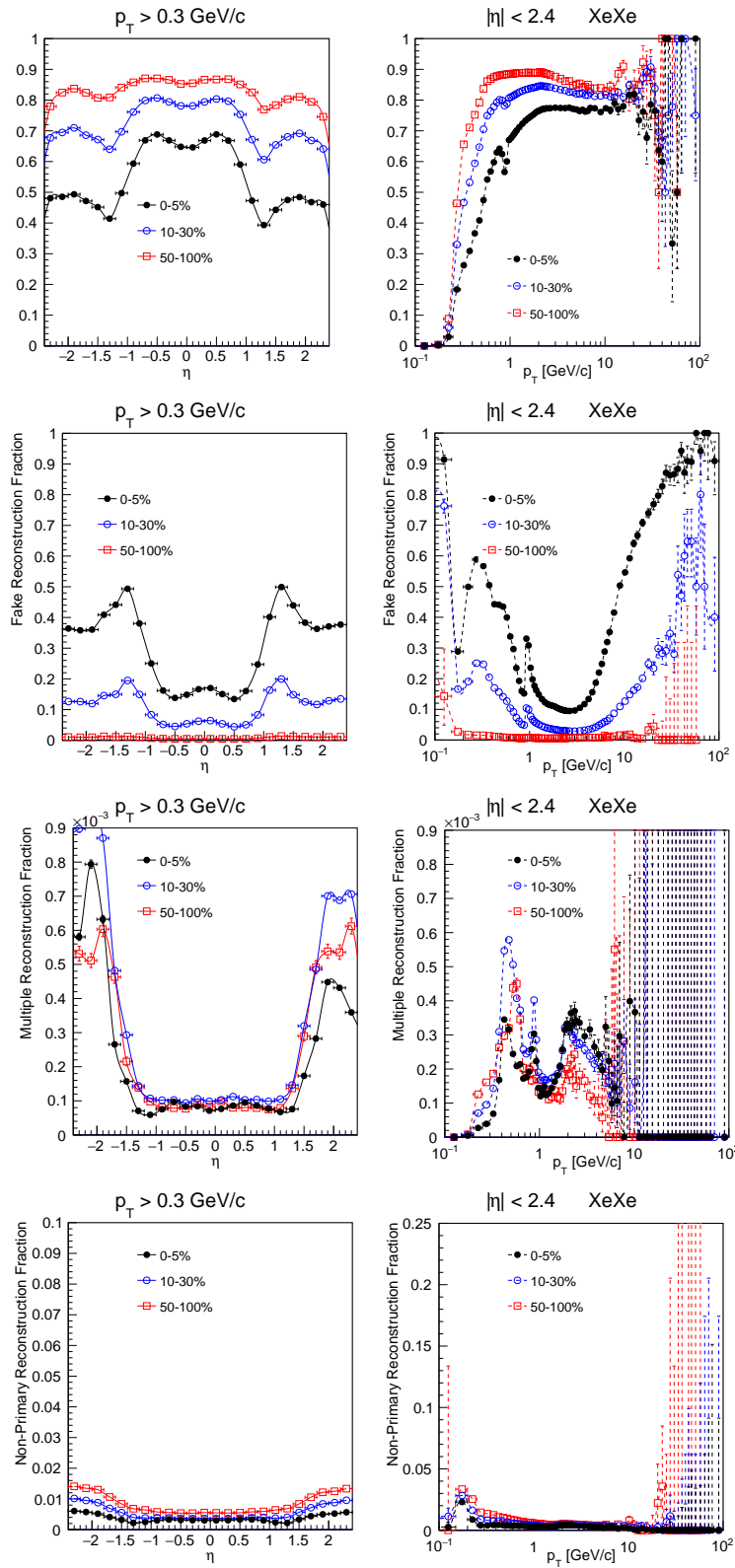
Квалитет селекције трагова у случају ХеХе судара приказан је на Сл. 3.3. Види се да су перформансе најбоље у периферним сударима, где су мултиплицитети најмањи и самим тим је најлакше изоловати хитове који припадају истој путањи. Ефикасност ту достиже скоро 90% већ за $p_T > 0.8 \text{ GeV}/c$, док је fake rate занемарљив. У централним сударима је ситуација обрнута, ефикасност не прелази 80% док fake rate на граничним областима трансверзалног импулса прелази 50%. Вишеструка и не-примарна реконструкција су за више редова величина мање и представљају проблем. Перформансе за мале системе, с обзиром на начин реконструкције, су сличне онима у периферним и семи-периферним сударима ХеХе.

Слика 3.4 показује перформансе селекције за сударе PbPb. Квалитативно се види исти тренд као за ХеХе сударе с тим што је реконструкција у две итерације значајно смањила fake rate у односу на ХеХе сударе, и поред просечно већег мултиплицитета. На жалост то је довело и до смањења ефикасности. Поред тога види се нагли скок и пад ефикасности у области $1 < p_T < 2.5 \text{ GeV}/c$, што је последица комбиновања трагова из прве и друге итерације. У истој регији се, пак, не види повећање вишеструке реконструкције, што указује да је дуплирање трагова током спајања две итерације успешно избегнуто.

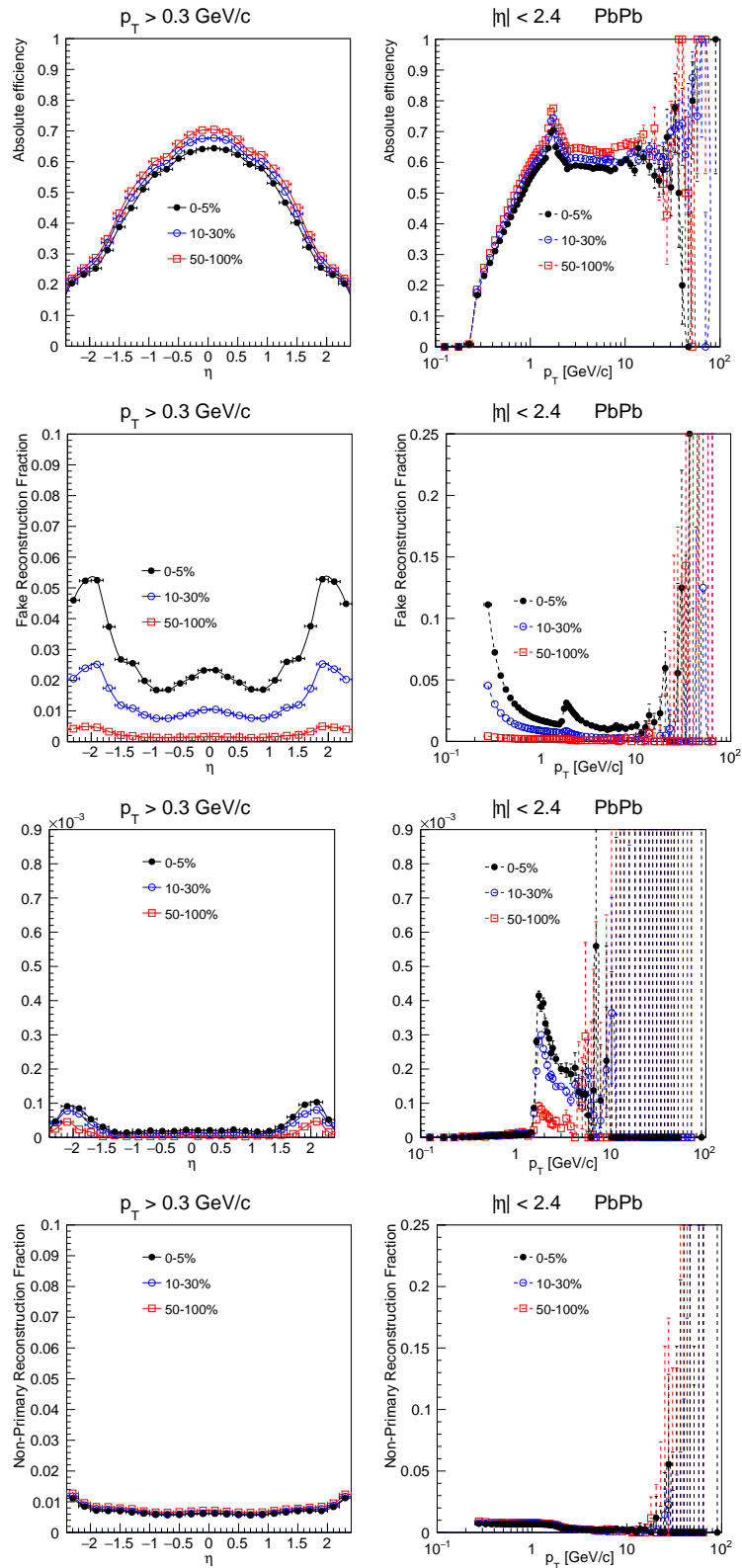
Како ефикасност зависи од кинематичких величина (p_T, η) и централности онда и избор селекције утиче на спектре емитованих честица по тим величинама, па тако и вредност опсервабли усредњених по фиксираном делу фазног простора. Како физичка величина не зависи од алгоритма реконструкције усредњавање мора бити отежињено инверзном вредношћу фактора корекције, који је функција псевдорapidитета, трансверзалног импулса и централности $\epsilon_{trk}(\eta, p_T, centrality)$. Фактор корекције се рачуна преко ефикасности (eff) и fake rate-а (f_{fake}):

$$\epsilon_{trk} = \frac{eff}{1 - f_{fake}}. \quad (3.1)$$

Удео вишеструке и не-примарне реконструкције се не узима у обзир јер је занемарљив у односу на ефикасност и стопу лажних трагова.



Слика 3.3: Ефикасност (први ред одозго), стопа лажних трагова (други ред), удео вишеструко реконструисаних трагова (трећи ред) и удео не-примарних трагова (четврти ред) у сударима ХеХе као функција од η (лево) и p_T (десно) за класе централности 0–5%, 10–30% и 50–100%.



Слика 3.4: Ефикасност (први ред одозго), стопа лажних трагова (други ред), удео вишеструко реконструисаних трагова (трећи ред) и удео не-примарних трагова (четврти ред) у сударима РbРb као функција од η (лево) и p_T (десно) за класе централности 0–5%, 10–30% и 50–100%.

Поглавље 4

Методи анализе података

Како би се што детаљније анализирали судари у новом систему, ХеХе, коришћена су три различита метода мерења колективног тока: метод скаларног производа, метод дво-честичних корелација и метод више-честичних кумуланата. Ови методи користе различите кинематичке интервале реконструисаних честица односно информације из различитих делова детектора и тиме дају систематичнији преглед резултата. Такође усредњавање колективног тока по догађајима се не врши на исти начин у свим методама па директно поређење добијених резултата представља директну меру флукуација тока догађај-по-догађај.

У малим системима, рр и рРб као и у сударима РбРб коришћен је само метод дво-честичних корелација.

4.1 Метод скаларног производа

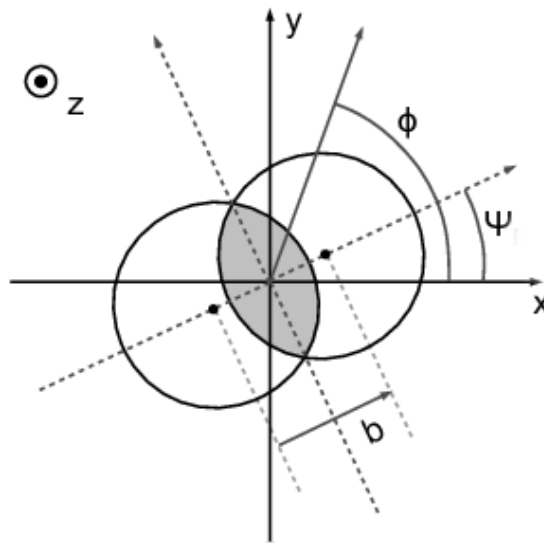
Метод скаларног производа (енг: Scalar Product - SP) је први пут уведен од стране PHENIX колаборације приликом мерења елиптичког тока у сударима AuAu на $\sqrt{s_{NN}} = 130 \text{ GeV}$, 2002. године [83] и ослања се на традиционални *метод равни догађаја* (енг: Event Plane - EP) [84] уз одређена побољшања.

4.1.1 Раван догађаја

Расподела честица по азимуталном углу може да се представи формулом (1.5) где је ϕ азимутални угао честице, а Ψ референтни угао. Коефицијенти анизотропије добијају се усредњавањем по свим честицама и по свим догађајима од интереса:

$$v_n = \langle \cos [n(\phi - \Psi)] \rangle. \quad (4.1)$$

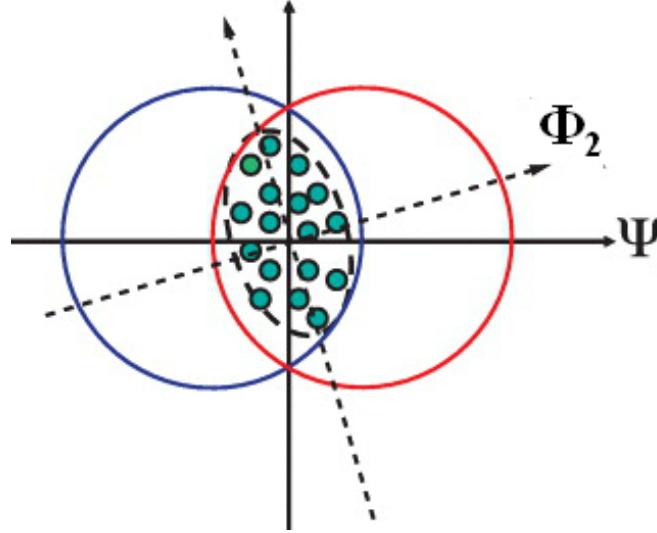
Да би се рачунала анизотропија битно је да у сваком судару референтни систем буде исто оријентисан у односу на област преклапања језгара.



Слика 4.1: Координатни систем у трансверзалној равни судара језгара.

Уколико би правац вектора параметра судара (\mathbf{b}) био познат, за референтни угао би се могао узети угао реакционе равни (Ψ_R). Реакциона раван је дефинисана осом снопа (z -оса) и правцем параметра судара (Сл. 4.1), а угао Ψ_R реакционом равни и x -осом. Како правац параметра судара није могуће директно мерити, у експерименту се он апроксимира углом равни догађаја (Ψ_n) који се дефинише за сваки хармоник, z -осом и правцем максималне густине емитованих честица (Сл. 4.2). На експерименту

CMS се то може одредити или преко дистрибуције трансверзалних импулса (тракер), или енергије (HCAL). Због флукуација позиција партиципаната у тренутку судара, раван догађаја неће одговарати реакционој равни [57].



Слика 4.2: Раван догађаја елиптичког тока (Φ_2), услед флукуација позиција нуклеона, разликује се од угла реакционе равни (Ψ).

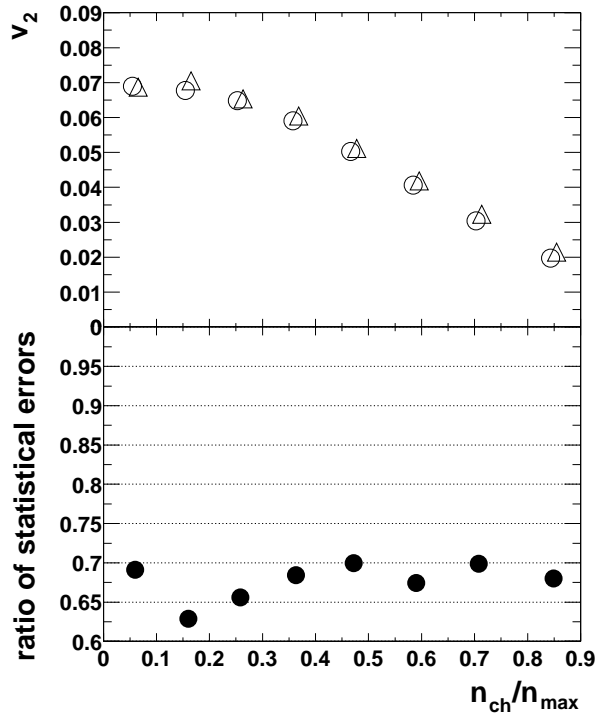
Прво, потребно је дефинисати вектор тока:

$$Q_{m,x} = \sum_i w_i \cos(m\phi_i) = |Q_m| \cos(m\Psi_m) \quad (4.2a)$$

$$Q_{m,y} = \sum_i w_i \sin(m\phi_i) = |Q_m| \sin(m\Psi_m), \quad (4.2b)$$

где је ϕ_i азимутални угао честице мерен у односу на лабораторијски систем, m је индекс хармоника, а сумирање се врши по свим честицама у догађају. Како би се већи утицај дао честицама са израженијом анизотропијом и на тај начин повећао квалитет мерења, уводе се тежине w_i . С обзиром да је v_n управо мера анизотропије онда се v_n коефицијенти могу користити као тежине у итерационом поступку све док разлика између два корака не буде знатно мања од грешке мерења. Доста једноставније, а и даље довољно прецизно, је да се за тежину користе p_T или E_T , пошто је интензитет тока пропорционалан трансверзалном импулсу све до $p_T \approx 2 \text{ GeV}/c$. Резултати за v_2 , као и однос статистичких грешака, приликом узимања $w_i = p_{T,i}$,

односно $w_i = 1$ приказани су на Сл. 4.3. Јасно се види да је бенефит у прецизности мерења добијен отежињавањем трансверзалним импулсом.



Слика 4.3: Горњи панел приказује коефицијенте v_2 у функцији од централности добијене методом равни догађаја, где кругови и троуглови представљају резултате са и без отежињавања p_T респективно. Статистичке неодређености су мање од величине симбола. Однос статистичке неодређености са и без p_T отежињавања приказана је на доњем панелу. Слика преузета из [83].

Раван догађаја за m -ти хармоник се онда рачуна као:

$$\Psi_m = \frac{1}{m} \arctan\left(\frac{Q_{m,y}}{Q_{m,x}}\right). \quad (4.3)$$

Треба напоменути да угао Ψ_m није јединствено одређен већ има периодичност од $2\pi/m$.

Због симетрије система, хармоник реда n могуће је мерити и у односу на равни догађаја нижих хармоника, m , ако је n целобројни умножак од m . Тада се формула (1.5) може писати у облику:

$$\frac{dN}{d(\phi - \Psi_m)} \propto \left\{ 1 + \sum_{k=1}^{\infty} 2v_{km} \cos [km(\phi - \Psi_m)] \right\}. \quad (4.4)$$

Треба обратити пажњу да се овде не сабира по свим хармоницима него само по онима који су целобројни умножак од m .

На крају напоменимо да приликом усредњавања по честицама треба избећи аутокорељације, односно приликом корелисања одређене честице са равни догађаја треба водити рачуна да је раван догађаја мерена без доприноса поменуте честице. Ово се може постићи или одузимањем доприноса честице с којом се корелише или дељењем на под-догађаје, па би се колективност честица одређивала у једном под-догађају, а раван догађаја у другом.

4.1.2 Корекције на детекторске ефекте

Приликом експерименталних мерења, осим не-колективних корелација које имају порекло у самој физици судара језгара, у мерење улазе и ефекти корелација које настају услед несавршености детектора. Како акцептанса није идеална а ни униформна у читавом детектору, она нужно мења резултате мерених азимуталних корелација. Постоји више начина како се може решити овај проблем. Један од њих је да се, слично као у случају ефикасности, ради ϕ -отежињавање. Прво се направи лабораторијска расподела емитованих честица из великог броја догађаја по азимуталном углу, а затим се отежињава инверзним вредностима. Недостатак овог метода је што он не узима у обзир флукуације мултиплицитета, јер расподела по азимуталном углу се, као и мултиплицитет, разликује од догађаја до догађаја.

Друга метода користи мењање догађаја. Поред корелисања честица са равни истог догађаја, честице се корелишу и са равни неког другог догађаја, са којом нема физичких, већ само корелација услед детекторских ефеката. Две добијене вредности се на крају поделе. Како би се услед тога пораст статистичке неодређености минимизирао на испод 5%, потребно је међусобно корелисати бар десетак различитих догађаја. Овај метод међутим значајно повећава време потребно за анализу.

У овој тези је за отклањање детекторских ефеката најпре примењено *ре-центрирање* а затим *равнање*.

Усредњене по великом броју догађаја се за компоненте вектора тока $Q_{m,x}$ и $Q_{m,y}$ у случају идеалног детектора очекује да буду једнаке нули. Како би се ово осигурало Q_m вектор се коригује ре-центрирањем [85], [86]:

$$\vec{Q}_m = \left(\sum_i^M w_i \cos(m\phi_i) - \left\langle \sum_i^M w_i \cos(m\phi_i) \right\rangle, \sum_i^M w_i \sin(m\phi_i) - \left\langle \sum_i^M w_i \sin(m\phi_i) \right\rangle \right), \quad (4.5)$$

а коригован угао равни догађаја је тада:

$$\Psi'_m = \frac{1}{m} \tan^{-1} \left\{ \frac{\sum_{i=1}^M w_i \sin(m\phi_i) - \left\langle \sum_{i=1}^M w_i \sin(m\phi_i) \right\rangle}{\sum_{i=1}^M w_i \cos(m\phi_i) - \left\langle \sum_{i=1}^M w_i \cos(m\phi_i) \right\rangle} \right\}. \quad (4.6)$$

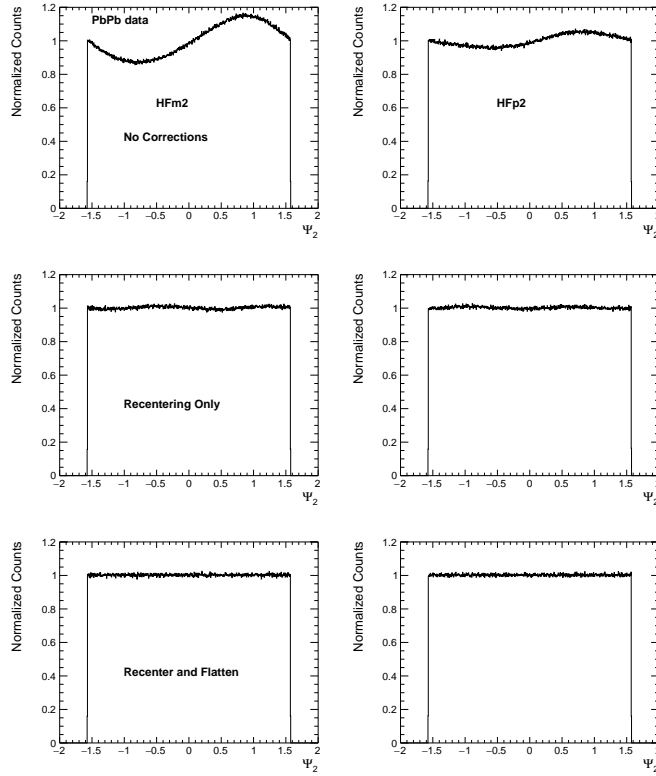
Овим поступком су уклоњене корелације m -тог реда. Како би се одбациле корелације других редова врши се мали померај угла равни догађаја методом равнања [86]:

$$\Psi_m = \Psi'_m \left(1 + \sum_{j=1}^{j_{\max}} \frac{2}{jm} (-\langle \sin(jm\Psi'_m) \rangle \cos(jm\Psi'_m) + \langle \cos(jm\Psi'_m) \rangle \sin(jm\Psi'_m)) \right). \quad (4.7)$$

4.1.3 Резолуција равни догађаја

Ток мерен у односу на раван догађаја зове се *опсервирани ток*:

$$v_{km}^{obs} = \langle \cos[km(\phi - \Psi_m)] \rangle. \quad (4.8)$$



Слика 4.4: Раван догађаја елиптичког тока ($n = 2$), мерена уз помоћ HF⁻ (лево) и HF⁺ (десно) пре икаквих корекција (горњи ред), након ре-центрирања (средњи ред) и након ре-центрирања и равнања (доњи ред).

Због коначног мултиплицитета он је увек мањи од „правог“ тока и након мерења v_n^{obs} мора се урадити корекција на резолуцију равни догађаја..

У том циљу може се кренути од једначине (4.8) и урадити неколико једноставних тригонометријских трансформација:

$$\begin{aligned}
 v_{km}^{obs} &= \langle \cos [km(\phi - \Psi_m)] \rangle = \langle \cos [km(\phi - \Psi + \Psi - \Psi_m)] \rangle = \\
 &= \langle \cos [km(\phi - \Psi)] \cos [km(\Psi - \Psi_m)] \rangle - \langle \sin [km(\phi - \Psi)] \sin [km(\Psi - \Psi_m)] \rangle.
 \end{aligned}
 \tag{4.9}$$

С обзиром да су $(\phi - \Psi)$ и $(\Psi - \Phi_m)$ статистички независне променљиве [87] средња вредност производа једнака је производу средњих вредности па се добија:

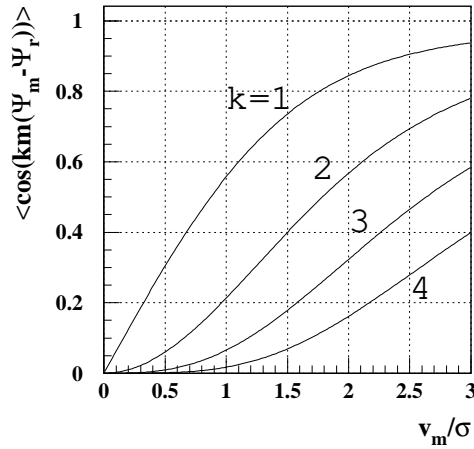
$$v_{km}^{obs} = v_{km} \langle \cos [km(\Psi - \Psi_m)] \rangle, \quad (4.10)$$

јер је $\langle \sin [km(\phi - \Psi)] \rangle = 0$ услед рефлексивне симетрије.

Корекциони фактор $\langle \cos [m(\Psi - \Phi_m)] \rangle$ назива се *резолюција равни догађаја* (\mathfrak{R}_m) и представља меру квалитета апроксимације угла реакционе равни углом равни догађаја.

Резолуција је функција интензитета тока и броја детектованих честица. Ова зависност може бити приказана преко *параметра резолуције* $\chi = v_{km} \sqrt{N}$:

$$\mathfrak{R}_m = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \chi_m \exp(-\chi_m^2/2) [I_{\frac{k-1}{2}}(\chi_m^2/2) + I_{\frac{k+1}{2}}(\chi_m^2/2)], \quad (4.11)$$



Слика 4.5: Резолуција равни догађаја у зависности од параметра резолуције $v_m/\sigma = \chi^2/\sqrt{2}$. Слика преузета из [84]

где је I_ν модификована Беселова функција реда ν . Резолуција као функција коефицијента резолуције је представљена на Сл. 4.5, за различите вредности параметра k . Може се видети да је резолуција равни догађаја најбоља када се рачуна за исти хармоник као и колективни ток. У овој дисертацији хармоник и раван догађаја су увек истог реда ($k = 1$), а једначина (4.12) постаје:

$$\mathfrak{R}_n = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \chi_n \exp(-\chi^2/2) [I_0(\chi_n^2/2) + I_1(\chi_n^2/2)]. \quad (4.12)$$

Једначина (4.12) у потпуности описује резолуцију. Она се, ипак, не може користити за експериментално одређивање R_n јер захтева познавање тражене величине - интензитета колективног тока. Због тога се резолуција мери методом под-догађаја, односно поделом реконструисаних честица у догађају на два скупа, A и B , а затим одређивање равни догађаја, Ψ_A и Ψ_B , за сваки од тих под-догађаја [88]. Тада се, полазећи од разлике ових углова усредњене по свим догађајима, $\langle \cos [2(\Phi_2^A - \Phi_2^B)] \rangle$, сличним тригонометријским трансформацијама као у једначини (4.8) добија:

$$\langle \cos [2(\Phi_2^A - \Phi_2^B)] \rangle = \langle \cos [2(\Phi_2^A - \Psi)] \rangle \langle \cos [2(\Phi_2^B - \Psi)] \rangle. \quad (4.13)$$

Под-догађаји A и B су физички еквивалентни те стога имају једнаку резолуцију, која износи:

$$\mathfrak{R}_{n,sub} = \sqrt{\langle \cos [n(\Phi_n^A - \Phi_n^B)] \rangle}. \quad (4.14)$$

Средњи токови честица у догађају и насумично изабраном под-догађају не би смели да се разликују, па се за тражени v_n коефицијент на крају добија:

$$v_n = \frac{v_{n,sub}^{obs}}{\mathfrak{R}_{n,sub}}, \quad (4.15)$$

где је $v_{n,sub}^{obs}$ опсервирани ток под-догађаја.

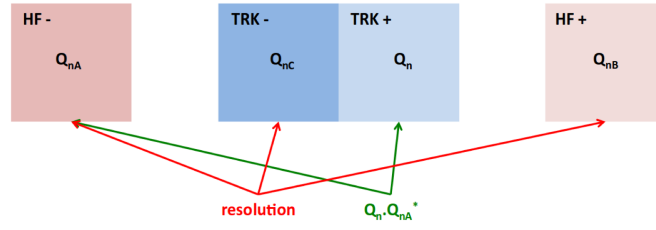
У случају када под-догађаји нису потпуно еквивалентни, потребно је извршити додатну поправку на резолуцију. Ово се постиже избором бар још једног додатног под-догађаја. За три под-догађаја, A , B и C , резолуција под-догађаја A , за n -ти хармоник, \mathfrak{R}_n^A износи:

$$\mathfrak{R}_n^A = \sqrt{\frac{\langle \cos [n(\Phi_n^A - \Phi_n^B)] \rangle \langle \cos [n(\Phi_n^A - \Phi_n^C)] \rangle}{\langle \cos [n(\Phi_n^B - \Phi_n^C)] \rangle}}. \quad (4.16)$$

4.1.4 Не-колективни ефекти

Колективна анизотропија није једини извор корелација које постоје међу честицама емитованим у сударима језгара. Честице настале хадронизацијом јет-ова или распадом резонанци су такође корелисане међусобно. Ове не-колективне корелације се морају елиминисати или барем знатно пригушити приликом мерења v_n коефицијената. Постоје различити начини да се то постигне, али углавном се свде на одређене правилности приликом избора под-догађаја. На пример честице се могу бирати према знаку наелектрисања па се тако позитивне, односно негативне, честице корелишу само међусобно. На тај начин значајно се елиминишу корелације које долазе од распада неутралних честица [89]. Други начин је да се под-догађаји бирају у одређеним „прозорима” укупног фазног простора покривеног детектором, чиме је разлика између прозора довољна да се избегну кратко-дометне корелације.

У овој дисертацији под-догађаји су подељени на основу псеудорапидитета, на три под-догађаја (види Сл. 4.6). Како би се остварила највећа разлика у псеудорапидитету за две равни под-догађаја коришћени су калориметри HF^+ и HF^- који покривају опсег $3 < \eta < 5$ и $-5 < \eta < -3$, респективно. За трећи под-догађај коришћени су подаци из тракера, који задовољавају критеријум $|\eta| < 0.8$, с тим што су трагови из позитивног дела тракера корелисани са равни мереном у калориметру на негативној страни и обрнуто. На тај начин осигурана је разлика у псеудорапидитету од најмање 3 јединице. Тако је добијен усредњени ток за $|\eta| < 0.8$.



Слика 4.6: Схематски приказ делова детектора коришћених за рачунање колективног тока методом скаларног производа.

4.1.5 Флуктуације мултиплицитета и скаларни производ

Како је већ показано квалитет резолуције зависи од мултиплицитета и од флуктуације мултиплицитета. Флуктуације мултиплицитета су нарочито изражене у периферним догађајима и доводе и до флуктуација резолуције. Да би се смањиле статистичке неодређености метода, колаборација STAR је увела малу преправку метода којом се избегава непосредно мерење резолуције.

У том приступу најпре је потребно дефинисати вектор тока за једну честицу:

$$\mathbf{u}_n^i = e^{in\phi_i}, \quad (4.17)$$

где је n број хармоника, ϕ азимутални угао, а i индекс честице. \mathbf{Q} вектор је тада:

$$\mathbf{Q}_n = \sum_i \mathbf{u}_n^i, \quad (4.18)$$

а опсервирани колективни ток:

$$v_n^{obs} = \langle \cos(\phi - \Psi_n) \rangle = \left\langle u_n \frac{\mathbf{Q}_n}{|\mathbf{Q}_n|} \right\rangle. \quad (4.19)$$

Резолуција, мерена методом два под-догађаја A и B , се преко вектора тока може написати у облику:

$$\Re_n = \sqrt{\langle \cos \Psi_n^A - \Psi_n^B \rangle} = \sqrt{\left\langle \frac{\mathbf{Q}_n^{A*} \mathbf{Q}_n^B}{Q_n^A Q_n^B} \right\rangle}, \quad (4.20)$$

а интензитет тока се добија изразом:

$$v_n = \frac{\left\langle u_n \frac{\mathbf{Q}_n}{|Q_n|} \right\rangle}{\sqrt{\left\langle \frac{\mathbf{Q}_n^{A*} \mathbf{Q}_n^B}{Q_n^A Q_n^B} \right\rangle}}. \quad (4.21)$$

Метод скаларног производа, за разлику од традиционалног метода равни догађаја, избегава нормирање вектора тока у формули (4.21) и оставља само скаларне производе:

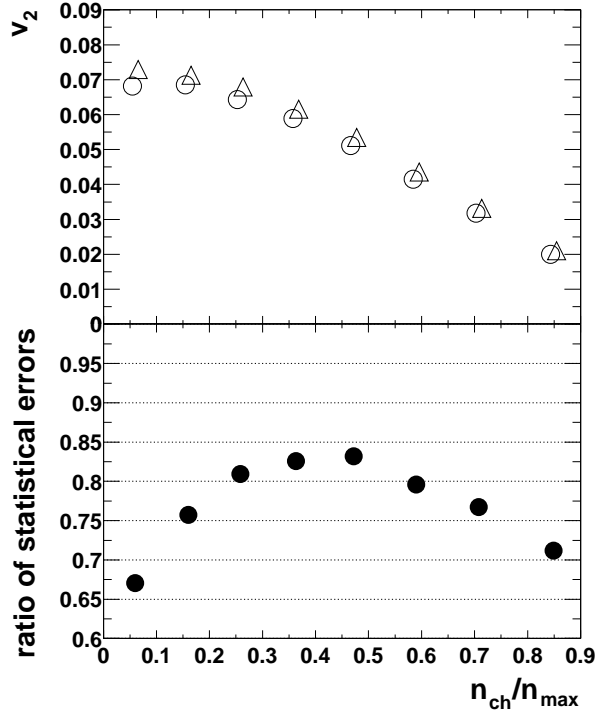
$$v_n = \frac{\left\langle \mathbf{u}_n^A \mathbf{Q}_n^{B*} \right\rangle}{\sqrt{\left\langle \mathbf{Q}_n^{A*} \mathbf{Q}_n^{B*} \right\rangle}}. \quad (4.22)$$

Треба приметити да се усредњавање у једначинама (4.21) и (4.22) у бројиоцу врши по свим честицама у свим догађајима, док се у имениоцу односи само на догађаје.

Ово се може тумачити на начин да се врши отежињена корекција опсервираног тока, где су тежине интензитети вектора тока $|Q_n|$. Побољшање које је постигнуто методом SP представљено је Сл. 4.7. Види се да у централним и периферним сударима побољшање иде и преко 30%, док у семи-централним, где је резолуција највећа, оно износи 15%.

Осим боље статистичке прецизности види се да скаларни производ и систематски даје другачије резултате. Ово се може разумети ако се на основу формуле (4.19) колективни ток најпре изрази преко резолуције [90] као:

$$v_n\{EP\} = \frac{\left\langle v_n \Re(v_n^A) \right\rangle}{\left\langle \Re(v_n^A)^2 \right\rangle} \quad (4.23)$$



Слика 4.7: Горњи панел представља v_2 у функцији од централности из скаларног производа (троуглови) и конвенционалног метода равни догађаја (кругови). Статистичке неодређености су мање од величине симбола. Однос статистичке неодређености скаларног производа и стандардног метода равни догађаја приказан је на доњем панелу. Слика је преузета из [83].

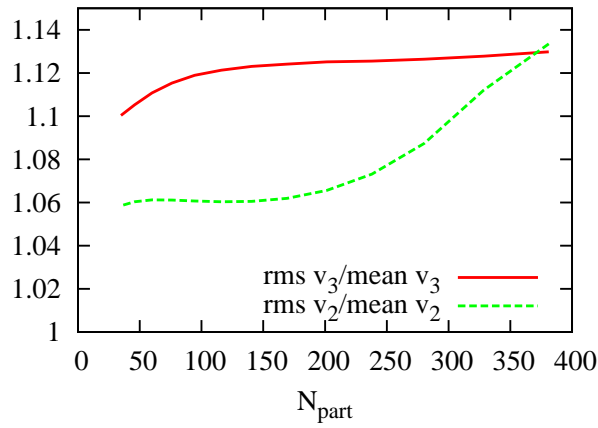
одакле се види да мерени резултат директно зависи од резолуције. Уколико је резолуција висока, односно приближна јединици, $v_n\{EP\} \approx \langle v_n \rangle$. У случајевима када је резолуција мања, као што је случај у периферним сударима, она је пропорционална са v_n , и онда је $v_n\{EP\} \approx \sqrt{\langle v_n^2 \rangle}$.

Ова неконзистентност мерења се избегава употребом скаларног производа:

$$v_n = \frac{\langle \mathbf{u}_n^A \mathbf{Q}_n^{B*} \rangle}{\sqrt{\langle \mathbf{Q}_n^{A*} \mathbf{Q}_n^{B*} \rangle}} = \frac{\langle v_n v_{nA} \rangle}{\sqrt{\langle v_{nA} v_{nB} \rangle}} = \sqrt{\langle v_n^2 \rangle}, \quad (4.24)$$

где су коришћене претпоставке да је $v_{nA} \approx v_{nB}$ и $v_n/v_A \approx const.$

Слика 4.8 показује однос $\frac{\sqrt{\langle v_n^2 \rangle}}{\langle v_n \rangle}$ у функцији од броја партиципаната, добијен симулацијом судара PbPb на енергији од 2.76 TeV у систему центра масе [90]. Однос за v_2 је највећи за централне сударе (велики N_{part}) што је у квалитативном слагању са $\frac{v_2\{SP\}}{v_2\{EP\}}$ приказаном на Сл. 4.8. Однос $\frac{\sqrt{\langle v_3^2 \rangle}}{\langle v_3 \rangle}$ не зависи превише од централности, што је и очекивано јер флукуације триангуларног ексцентрицитета слабо зависе од геометрије преклапања.



Слика 4.8: Однос $\sqrt{\langle v_n^2 \rangle}$ (rms), који одговара граничном случају ниске резолуције, и $\langle v_n \rangle$ (mean), који одговара граничном случају високе резолуције, у функцији од броја партиципаната. Слика је преузета из [90], а добијене вредности су резултат симулације судара PbPb на енергији од 2.76 TeV у систему центра масе.

4.2 Дво-честичне корелације

Метод дво-честичних корелација се базира на методу равни догађаја, иако не мери раван догађаја експлицитно. Овим методом се до информација о колективном току долази мерећи међусобне корелације парова честица [91]. Расподела парова честица по разлици азимуталног угла се такође може развити у Фуријеов ред где је n -ти хармоник $V_{n\Delta} = \langle \cos [n(\phi_1 - \phi_2)] \rangle$. Веза између хармоника расподеле парова, $V_{n\Delta}$, и расподеле појединачних честица, v_n , лако се добија сличним трансформацијама као у претходном одељку, с тим што се сада додаје и одузима угао реакционе равни:

$$\langle \cos [n(\phi_1 - \phi_2)] \rangle = \langle \cos [n(\phi_1 - \psi)] \rangle \langle \cos [n(\phi_2 - \Psi)] \rangle, \quad (4.25)$$

односно:

$$V_{n\Delta} = v_{n,1}v_{n,2}. \quad (4.26)$$

На овај начин се из расподеле разлике углова, коју је могуће конструисати у експерименту јер не зависи од референтног система, могу екстраховати коефицијенти азимуталне анизотропије v_n .

4.2.1 Дво-честична корелациона функција

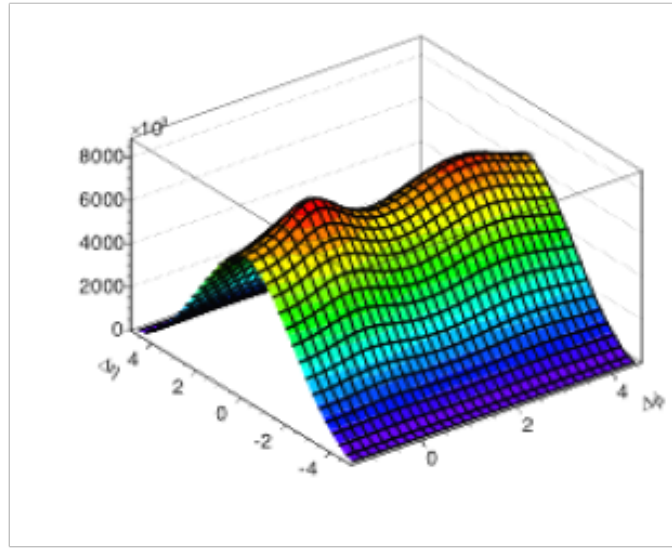
Метод дво-честичних корелација примењен у овој дисертацији базира се на конструкцији дводимензионалних (2D) дво-честичних корелационих функција и прати стандардну процедуру која је установљена на експерименту CMS [44], [92]. Било која честица из одређеног интервала трансверзалног импулса користи се као честица ”окидач” (trigger, p_T^{trig}). Притом је овде важно нагласити да честица окидач није ни на који начин повезана са окидач системом који се користи приликом прикупљања података и који је описан у Поглављу 3. Честица окидача може бити наравно више од једне у догађају, а укупан број таквих честица у свим анализираним догађајима у посматраном опсегу p_T -а обележава се са N_{trig} .

Како би се конструисала 2D корелациона функција, свака окидач честица се упарује са свим честицама из другог опсега p_T , које називамо ”придружене” (associated, p_T^{assoc}) честице, формирајући уређене парове по разлици псевдорapidитета и трансверзалног импулса ($\Delta\eta, \Delta\phi$). Уколико је $|\Delta\phi| > 3\pi/2$ ова разлика углова се помера за 2π како би припали опсегу корелационе функције који иде од $-\pi/2$ до $3\pi/2$. Тада је сигнална расподела ($\Delta\eta, \Delta\phi$) дефинисана као прираштај (Yield) парова по честици окидачу:

$$S(\Delta\eta, \Delta\phi) = \frac{1}{N_{trig}} \frac{d^2 N^{same}}{d\Delta\eta d\Delta\phi} \quad (4.27)$$

где N^{same} означава број парова креираних у истом догађају, унутар датог $(\Delta\eta, \Delta\phi)$ опсега.

Сигнална расподела за централност 35–40% где је $3.0 < p_T^{trig} < 3.5 \text{ GeV}/c$ и $1.0 < p_T^{assoc} < 1.5 \text{ GeV}/c$ у сударима PbPb на $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ приказана је на Сл. 4.9. Дуж $\Delta\phi$ -осе може се уочити структура која је суперпозиција Фуријеових хармоника и додатним благим пиком око $(\Delta\eta, \Delta\phi) = (0, 0)$ који потиче од краткоредних корелација. Дуж $\Delta\eta$ -осе види се структура у облику троугла јер вероватноћа за налажење пара честица у судару опада са разликом псевдорapidитета.



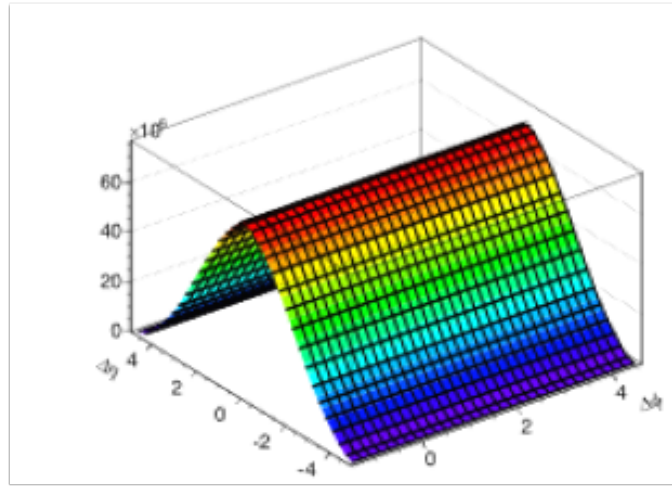
Слика 4.9: Сигнална расподела за централност 35–40% где је $3.0 < p_T^{trig} < 3.5 \text{ GeV}/c$ и $1.0 < p_T^{assoc} < 1.5 \text{ GeV}/c$ у сударима PbPb на $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$.

Као и код метода SP-а, и овде се морају елиминисати корелације које долазе од детекторских ефеката. У ту сврху се конструише расподела шума (background) $B(\Delta\eta, \Delta\phi)$ техником комбинованих догађаја. Технички, комбиновање догађаја значи да се честице окидачи из једног догађаја упарују са придруженим честицама из десет насумично изабраних догађаја, притом искључујући оригинални догађај као могућност за комбиновање. Расподела шума је онда дефинисана као:

$$B(\Delta\eta, \Delta\phi) = \frac{1}{N_{trig}} \frac{d^2 N^{mix}}{d\Delta\eta d\Delta\phi}, \quad (4.28)$$

где N^{mix} означава број комбинованих парова (парова где је честица окидач из једног а придружена честица из другог догађаја) у датом опсегу ($\Delta\eta$, $\Delta\phi$). Приликом комбиновања догађаја треба водити рачуна да они буду тополошки слични, тако да догађаји који се комбинују имају разлику у централности мању од 2.5% и растојање вертекса дуж z-осе мање од 2 cm. Већа разлика у централности би довела и до разлике у мултиплицитету што би директно утицало на средњи прираштај парова по честици окидачу, док би већа разлика по z-оси повећала средњу разлику по псевдорapidитету.

Расподела шума за централност 35–40% где је $3.0 < p_T^{trig} < 3.5 \text{ GeV}/c$ и $1.0 < p_T^{trig} < 1.5 \text{ GeV}/c$ у сударима PbPb на $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ приказана је на Сл. 4.10. Расподела је готово изотропна дуж $\Delta\phi$ што указује на јако слабу узајамну корелацију честица из различитих догађаја. Структура дуж $\Delta\eta$ је веома слична одговарајућој сигналној расподели што је и очекивано јер ова структура је првенствено последица облика расподеле честица по псевдорapidитету.



Слика 4.10: Расподела шума за централност 35–40% где је $3.0 < p_T^{trig} < 3.5 \text{ GeV}/c$ и $1.0 < p_T^{trig} < 1.5 \text{ GeV}/c$ у сударима PbPb на $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$.

Дводимензионална дво-честична корелациона функција је онда дефинисана као нормализовани количник сигналне и расподеле шума:

$$\frac{1}{N_{trig}} \frac{d^2 N^{pair}}{d\Delta\eta d\Delta\phi} = B(0, 0) \frac{S(\Delta\eta, \Delta\phi)}{B(\Delta\eta, \Delta\phi)} \quad (4.29)$$

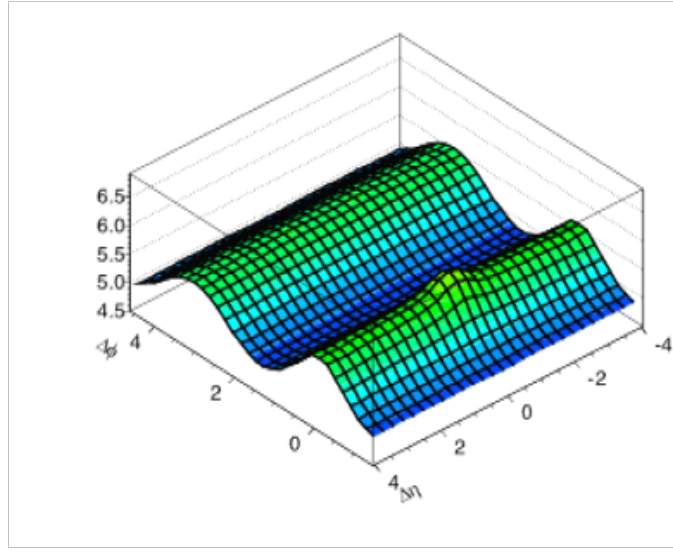
Нормализациони фактор $B(0, 0)$ је вредност расподеле шуме у тачки $\Delta\eta = 0$ и $\Delta\phi = 0$ и однос $B(0, 0)/B(\Delta\eta, \Delta\phi)$ је корекција на ефекат коначне аксептансе парова.

Да би се смањила статистичка неодређеност, апсолутне вредности $\Delta\eta$ и $\Delta\phi$ се користе како би се попуњавао један квадрант 2D хистограма $(\Delta\eta, \Delta\phi)$. Ради боље илустрације, остали квадранти се попуњавају по рефлексији. Тако добијена корелациона функција је симетрична око $(\Delta\eta, \Delta\phi) = (0, 0)$ по конструкцији.

Дводимензионална дво-честична корелациона функција за централност 35–40% где је $3.0 < p_T^{trig} < 3.5 \text{ GeV}/c$ и $1.0 < p_T^{trig} < 1.5 \text{ GeV}/c$ у сударима PbPb на $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ приказана је на Сл. 4.11. Око $(\Delta\eta, \Delta\phi) = (0, 0)$ може се приметити благо испупчење које је последица кратकोдетних корелација. Осим тог испупчења нису приметне друге структуре дуж $\Delta\eta$. Дуж $\Delta\phi$ могу се видети две структуре. Једна око $\Delta\phi = 0$ ”на ближој страни” (*near side*) и друга око $\Delta\phi = \pi$ на ”даљој страни” (*away side*). Облик ових структура, који готово да и не зависи од $\Delta\eta$, указује на постојање дугодетних (*long range*) корелација, тј. честице су корелисане без обзира на међусобну удаљеност. То је један од првих индикатора колективности.

4.3 Екстракција Фуријеових хармоника из корелационе функције

Следећи корак у овој методи је креација једнодимензионалних (1D) корелационих функција, односно пројекција 2D корелационе функције на $\Delta\phi$. Ово пројектовање се врши у опсегу $2 < |\Delta\eta| < 4$ како би се избегао допринос кратकोдетних корелација. Једнодимензионалне корелационе функције за кратकोдетне ($|\Delta\eta| < 1$) и дугодетне ($2 < |\Delta\eta| < 4$) корелације, где је $3.0 < p_T^{trig} < 3.5 \text{ GeV}/c$ и $1.0 < p_T^{trig} < 1.5 \text{ GeV}/c$ у сударима PbPb на $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$, централности 35–40% приказане су на Сл. 4.12. Краткодетне корелације показују изражено већи yield



Слика 4.11: Дво-честична 2D корелациона функција за централност 35–40% где је $3.0 < p_T^{trig} < 3.5 \text{ GeV}/c$ и $1.0 < p_T^{trig} < 1.5 \text{ GeV}/c$ у сударима РbРb на $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$.

у околини $(\Delta\eta, \Delta\phi) = (0, 0)$, одк је у преосталом опсегу разлика у yield-у између краткододетних и дугододетних корелација једва приметна.

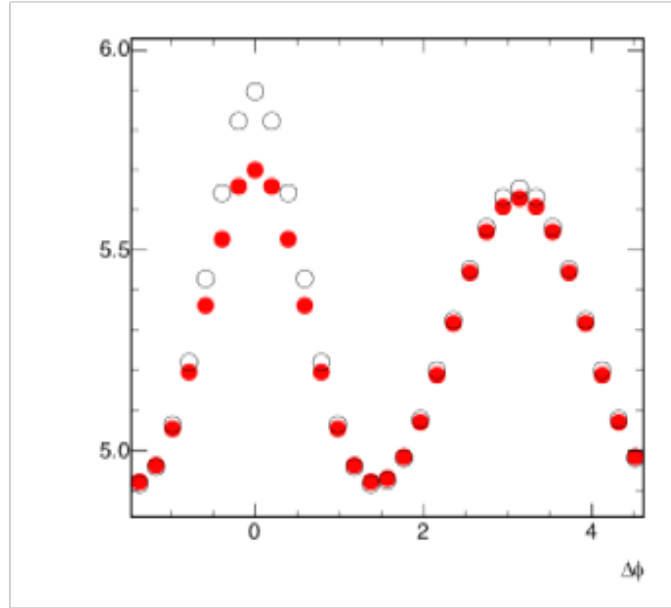
Пројекција дугододетних корелација може бити развијена у Фуријеов ред:

$$\frac{1}{N_{trig}} \frac{dN^{pair}}{d\Delta\phi} = \frac{N_{assoc}}{2\pi} \left[1 + \sum_n 2V_{n\Delta} \cos(n\Delta\phi) \right], \quad (4.30)$$

где је $V_{n\Delta}(p_T^{trig}, p_T^{assoc})$ производ коефицијената тока $v_n(p_T^{trig})$ и $v_n(p_T^{assoc})$. Коначно, диференцијални Фуријеови коефицијенти у функцији p_T -а се екстрахују на следећи начин:

$$v_n(p_T) = \frac{V_{n\Delta}(p_T^{trig}, p_T^{assoc})}{v_n(p_T^{assoc})}, \quad (4.31)$$

где $v_n(p_T^{assoc})$ може бити израчунато као корен из $V_{n\Delta}(p_T^{assoc}, p_T^{assoc})$. Да би се смањиле статистичке неодређености придружене честиче су узете из широког опсега p_T -а са великом средњом вредношћу тока. Овај опсег се често назива и референтни интервал (reference bin, p_T^{ref}) и у овој тези он износи $1.0 < p_T^{ref} < 3.0 \text{ GeV}/c$ приликом анализирања судара ХеХе и РbРb, односно $0.3 < p_T^{ref} < 3.0 \text{ GeV}/c$ у сударима рр, рРb и РbРb.



Слика 4.12: Дво-честична 1D корелациона функција за централност 35–40% где је $3.0 < p_T^{trig} < 3.5$ GeV/c и $1.0 < p_T^{trig} < 1.5$ GeV/c у сударима PbPb на $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Отворени симболи приказују краткодометне ($|\Delta\eta| < 1$), а затворени дугодометне ($2 < |\Delta\eta| < 4$) корелације.

4.4 Одузимање неколективних корелација у малим системима

Услов $|\Delta\eta| > 2$ готово потпуно елиминише краткодометне неколективне ефекте. Ипак, и поред овог услова, корелације које потичу од back-to-back дијет-ова су и даље присутне на away side делу корелационе функције и то је нарочито уочљиво у малим системима као што су судари pp. Претпостављајући да облик јет-корелација не зависи од мултиплицитета догађаја предложена је процедура за елиминацију ефекта који потичу од дијет-ова [93], [94]. Метод се заснива на одузимању резултата добијених у догађајима малог мултиплицитета, за које се претпоставља да не поседују колективност, од резултата из догађаја од интереса, скалираног на однос near side yield-ова. Описани метод је већ примењиван на експерименту CMS за мерење азимуталне анизотропије у сударима pPb [95] и pp [96]. Фуријеови коефицијенти $V_{n\Delta}$, добијени у сударима са мултиплицитетом $10 < N_{trk}^{offline} < 20$ одузети су од

кофицијената $V_{n\Delta}$ добијених у догађајима високог мултиплицитета:

$$V_{n\Delta}^{sub} = V_{n\Delta} - V_{n\Delta}(10 < N_{trk}^{offline} < 20) \times \frac{N_{assoc}(10 < N_{trk}^{offline} < 20)}{N_{assoc}} \frac{Y_{jet}}{Y_{jet}(10 < N_{trk}^{offline} < 20)}, \quad (4.32)$$

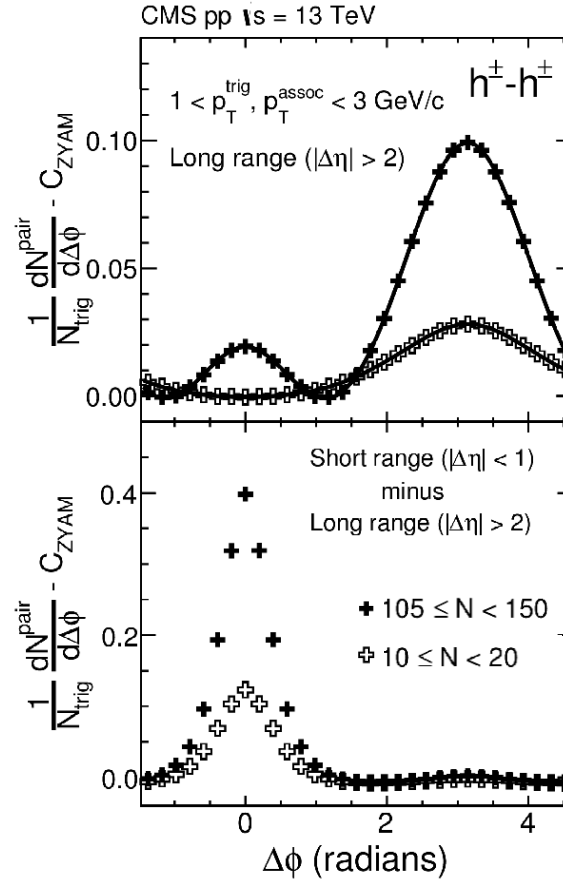
где Y_{jet} представља near side jet yield добијен као интеграл разлике short range и long range yield-ова. Ово одузимање је урађено како би се одузели сви колективни ефекти из short range yield-а и нашао однос искључиво неколективних краткодметних корелација. Скалирање фактором $Y_{jet}/Y_{jet}(10 < N_{trk}^{offline} < 20)$ је уведено како би се кориговало на допринос јет-корелација у догађајима високог мултиплицитета. Крајњи коефицијенти v_n добијају се преко једначине (4.31) с тим што се уместо $V_{n\Delta}$ користи $V_{n\Delta}^{sub}$.

Слика 4.13 приказује дво-честичне једнодимензионалне корелационе функције као и разлику краткодметних и дугодметних корелација у сударима ниског ($10 < N_{trk}^{offline} < 20$) и високог ($105 < N_{trk}^{offline} < 150$) мултиплицитета у сударима pp на $\sqrt{s_{NN}}=13$ TeV, где је $1.0 < p_T^{trig}, p_T^{assoc} < 3.0$ GeV/c [96]. Велики допринос који је приметан на даљој страни, чак и у догађајима ниског мултиплицитета последица је дијет корелација.

Дво-честична једнодимензионална корелациона функција као у догађајима мултиплицитета $105 < N_{trk}^{offline} < 150$, након описаног одузимања доприноса дијет корелација приказана је на Сл. 4.14.

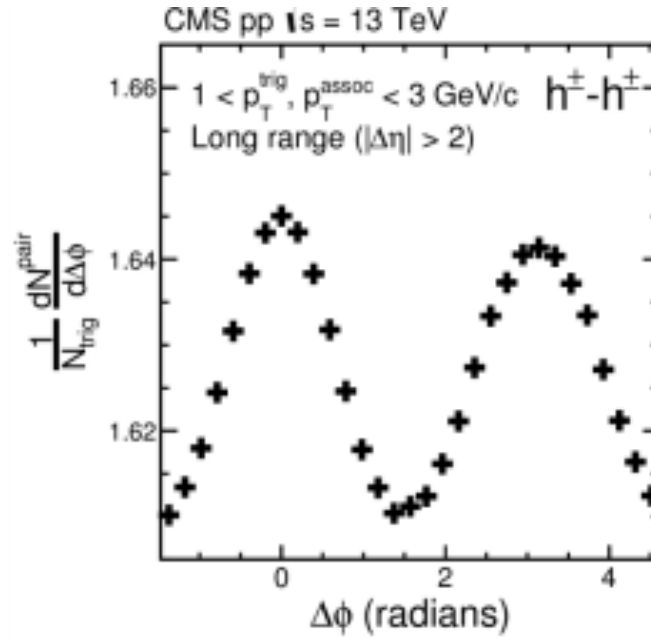
4.5 Метода више-честичних кумуланата

Генерализацијом приступа примењеног у дво-честичним корелацијама може се доћи до метода који користи корелације већег броја честица како би дошао до информације о колективном току. Тај метод назива се метод више-честичних кумуланата и у овој тези анализирани су кумулант четвртог, шестог и осмог реда, где ред кумуланта одговара броју честица чије се међусобне корелације мере. Предност овог метода је већа ефикасност у елиминисању не-колективних ефеката, јер коришћење



Слика 4.13: Дво-честична 1D корелациона функција дугодометних (горњи панел) и разлике дугодометних и краткодметних (доњи панел) корелација у опсегу мултиплицитета $10 < N_{trk}^{offline} < 20$ (отворени симболи) и $105 < N_{trk}^{offline} < 150$ (затворени симболи) у сударима pp на $\sqrt{s_{NN}}=13$ TeV где је $1.0 < p_T^{trig}, p_T^{assoc} < 3.0$ GeV/c [96].

међусобне корелације n честица елиминише све доприносе који долазе од корелација m , ($m < n$) честица. Недостатак метода су веће статистичке неодређености у односу на одговарајућа мерења извршена методама дво-честичних корелација и SP-a.



Слика 4.14: Дво-честична 1D корелациона функција дугодометних корелација у опсегу мултиплицитета $105 < N_{trk}^{offline} < 150$ након одузимања скалираних резултата из догађаја ниског мултиплицитета ($10 < N_{trk}^{offline} < 20$) у сударима pp на $\sqrt{s_{NN}}=13$ TeV где је $1.0 < p_T^{trig}, p_T^{assoc} < 3.0$ GeV/c [96].

4.5.1 Више-честични кумуланتي

У конструкцији више-честичних кумуланата, полази се од одговарајућих корелатора:

$$\langle 2 \rangle \equiv \langle e^{in(\phi_1 - \phi_2)} \rangle, \quad (4.33)$$

$$\langle 4 \rangle \equiv \langle e^{in(\phi_1 + \phi_2 - \phi_3 - \phi_4)} \rangle, \quad (4.34)$$

$$\langle 6 \rangle \equiv \langle e^{in(\phi_1 + \phi_2 + \phi_3 - \phi_4 - \phi_5 - \phi_6)} \rangle, \quad (4.35)$$

$$\langle 8 \rangle \equiv \langle e^{in(\phi_1 + \phi_2 + \phi_3 + \phi_4 - \phi_5 - \phi_6 - \phi_7 - \phi_8)} \rangle. \quad (4.36)$$

из чега се добија:

$$\langle 4 \rangle = \langle v_n^4 \rangle, \quad (4.37)$$

$$\langle 6 \rangle = \langle v_n^6 \rangle, \quad (4.38)$$

$$\langle 8 \rangle = \langle v_n^8 \rangle. \quad (4.39)$$

Због флукуација коефицијената v_n од догађаја до догађаја, просто кореновање различитих степена Фуријеових коефицијената усредњених по свим догађајима неће дати исте резултате. Како би се осигурало да мерење корелација различитог броја честица представља исту опсерваблу дефинишу се n -честични кумулант m -тог хармоника, $c_m\{n\}$ као:

$$c_n\{2\} = \langle 2 \rangle, \quad (4.40)$$

$$c_n\{4\} = \langle 4 \rangle - 2 \cdot \langle 2 \rangle^2, \quad (4.41)$$

$$c_n\{6\} = \langle 6 \rangle - 9 \cdot \langle 4 \rangle \langle 2 \rangle + 12 \cdot \langle 2 \rangle^3, \quad (4.42)$$

$$c_n\{8\} = \langle 8 \rangle - 16 \cdot \langle 6 \rangle \langle 2 \rangle - 18 \cdot \langle 4 \rangle^2 + 144 \cdot \langle 4 \rangle \langle 2 \rangle^2 - 144 \langle 2 \rangle^4. \quad (4.43)$$

Онда се n -ти коефицијент колективног тока, мерен уз помоћ кумуланата m -тог реда ($v_n\{m\}$), добија на следећи начин:

$$v_n\{2\} = \sqrt{c_n\{2\}}, \quad (4.44)$$

$$v_n\{4\} = \sqrt[4]{-c_n\{4\}}, \quad (4.45)$$

$$v_n\{6\} = \sqrt[6]{\frac{1}{4}c_n\{6\}}, \quad (4.46)$$

$$v_n\{8\} = \sqrt[8]{-\frac{1}{33}c_n\{8\}}. \quad (4.47)$$

Како за парне вредности k важи:

$$\langle v_n^k \rangle = \langle v_n \rangle^k + \frac{\sigma_{v_n}^2}{2} k(k-1) \langle v_n \rangle^{k-2}. \quad (4.48)$$

где је $\sigma_{v_n}^2 = \langle v_n^2 \rangle - \langle v_n \rangle^2$ стандардна девијација. Одатле се, уз услов $\sigma_{v_n} \ll \langle v_n \rangle$, може добити:

$$v_n\{2\} \simeq \langle v_n \rangle + \frac{1}{2} \frac{\sigma_{v_n}^2}{\langle v_n \rangle}, \quad (4.49)$$

$$v_n\{4\} \simeq \langle v_n \rangle - \frac{1}{2} \frac{\sigma_{v_n}^2}{\langle v_n \rangle}, \quad (4.50)$$

$$v_n\{6\} \simeq \langle v_n \rangle - \frac{1}{2} \frac{\sigma_{v_n}^2}{\langle v_n \rangle}, \quad (4.51)$$

$$v_n\{8\} \simeq \langle v_n \rangle - \frac{1}{2} \frac{\sigma_{v_n}^2}{\langle v_n \rangle}. \quad (4.52)$$

Види се да флукуације имају исти квантитативни ефекат на све резултате вишечестичних корелације, с тим што дају позитиван допринос дво-честичним, а негативан m -честичним ($m = 4, 6, 8$) корелацијама.

Поглавље 5

Систематске неодређености

Када се добију крајњи резултати мерења, поставља се питање њихове поузданости, односно колико би добијене вредности могле да одступају од „правих” вредности у природи услед несавршености експеримента. Потенцијална разлике „праве” и измерене вредности, која није последица чисте флукуације већ ограничености мерног апарата, назива се систематска неодређеност. Процена систематске неодређености у овој тези урађена је мерењем колективног тока у различитим експерименталним условима и поређењем тих вредности утврђена је постојаност добијених резултата.

У овој дисертацији разматрано је четири различита извора систематске неодређености. Најпре је у Одељку 5.1 испитиван утицај квалитета селекције трагова на резултате. Затим је у Одељку 5.2 анализирана позиција вертекса. Квалитет калибрације централности приказан је у Одељку 5.3, док су резултати теста затварања (closure test) представљени у Одељку 5.4.

Како би се проценила неодређеност мерења из различитих извора релативна разлика резултата добијених различитом параметризацијом фитована је одговарајућом функцијом. Вредност фита у датом интервалу p_T -а и централности је наведена као статистичка неодређеност за тај интервал. Укупна систематска неодређеност, из свих извора комбиновано, је рачуната као квадратни корен из збира квадрата неодређености из појединачних извора. Уколико је рађено две или више варијација једног

извора, узета је вредност неодређености из параметризације која даје веће неодређености.

5.1 Квалитет селекције трагова

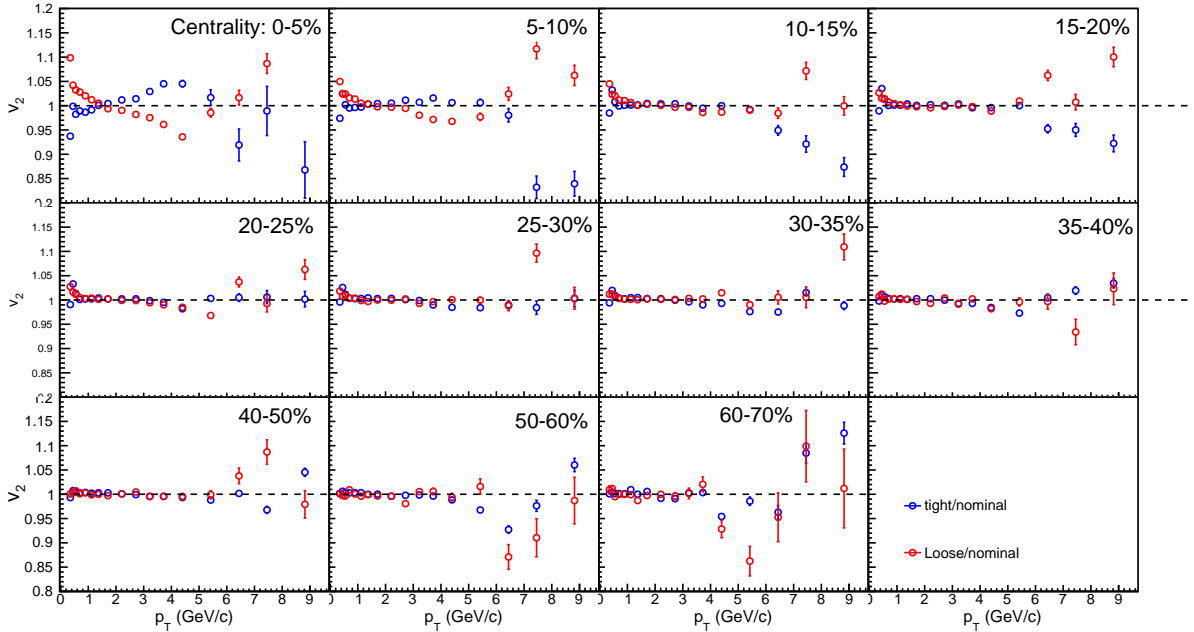
У анализи података селекција трагова је примењена како би се редуковао број лажних трагова који улазе у анализу. Да би се проучио ефекат ове селекције на крајње резултате рађене су додатне селекције: опуштенија (loose) и чвршћа (tight) селекција. Детаљан преглед свих селекција коришћених за ову систематску студију дат је у Табели 5.1.

Табела 5.1: Различите параметризације коришћене у систематској студији квалитета селекције трагова

nominal	$d_z/\Delta d_z$	< 3.0
	$d_0/\Delta d_0$	< 3.0
	$\Delta p_T/p_T$	< 0.1
loose	$d_z/\Delta d_z$	< 5.0
	$d_0/\Delta d_0$	< 5.0
	$\Delta p_T/p_T$	< 0.1
tight	$d_z/\Delta d_z$	< 2.0
	$d_0/\Delta d_0$	< 2.0
	$\Delta p_T/p_T$	< 0.05

5.1.1 Ефекат селекције трагова у методу дво-честичних корелација

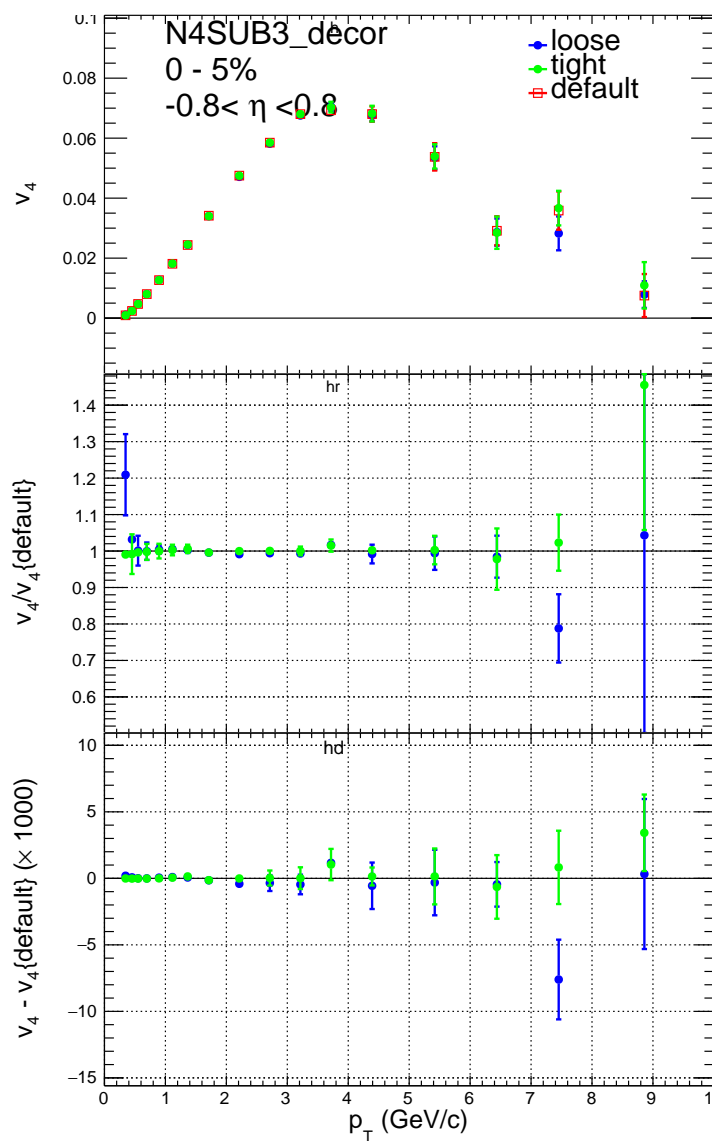
Систематске неодређености коефицијента v_2 мереног у сударима ХеХе на $\sqrt{s_{\text{NN}}}=5.44$ TeV методом дво-честичних корелација које долазе од квалитета селекције трагова, у облику количника резултата добијених чвршћом, односно опуштенијом, и номиналном селекцијом, у функцији p_T -а приказан је на Сл. 5.1. Највећа неодређеност је у најцентралнијим догађајима за најниже вредности трансверзалног импулса што је и очекивано јер је то област најмањег квалитета реконструкције трагова.



Слика 5.1: Систематске неодређености коефицијената v_2 добијених методом двочестичних корелација које потичу од квалитета селекције трагова, у функцији трансверзалног момента у једанаест класа централности.

5.1.2 Ефекат селекције трагова у методу скаларног производа

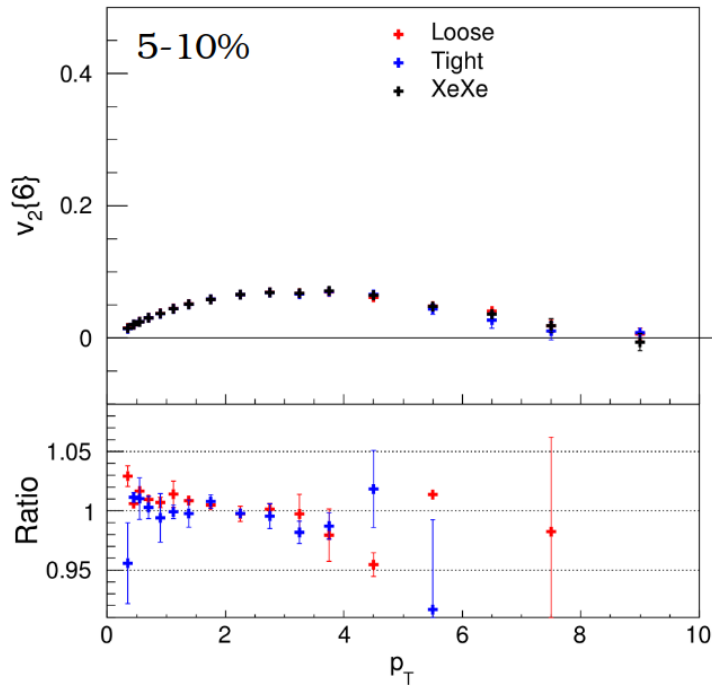
Метода скаларног производа користи трагове средњег рапидитета, $|\eta| < 0.8$, где је стопа лажних трагова много мања него на крајевима аксептансе детектора. Стога су систематске неодређености овог метода које долазе од квалитета селекције трагова мање од 1%, као што је приказано на Сл. 5.2 за коефицијент v_4 за 5% најцентралнијих догађаја.



Слика 5.2: Систематске неодређености коефицијената v_4 добијених методом SP-а, које потичу од квалитета селекције трагова у функцији p_T -а за 5% најцентралнијих догађаја.

5.1.3 Ефекат селекције трагова у методу више-честичних кумуланата

Ефекат селекције трагова на крајње резултате коефицијента v_2 добијене путем шесто-честичних кумуланата у зависности од p_T за класу централности 5-10%, где се очекује највећи ефекат, приказан је на Сл. 5.3 Овде је опет највећа неодређеност за област $p_T < 0.4 \text{ GeV}/c$ где достиже 4%, а даље са порастом трансверзалном импулса пада на око 1%.



Слика 5.3: Систематске неодређености коефицијената $v_2\{6\}$ које потичу од селекције трагова, у функцији p_T -а у класи централности 5–10%.

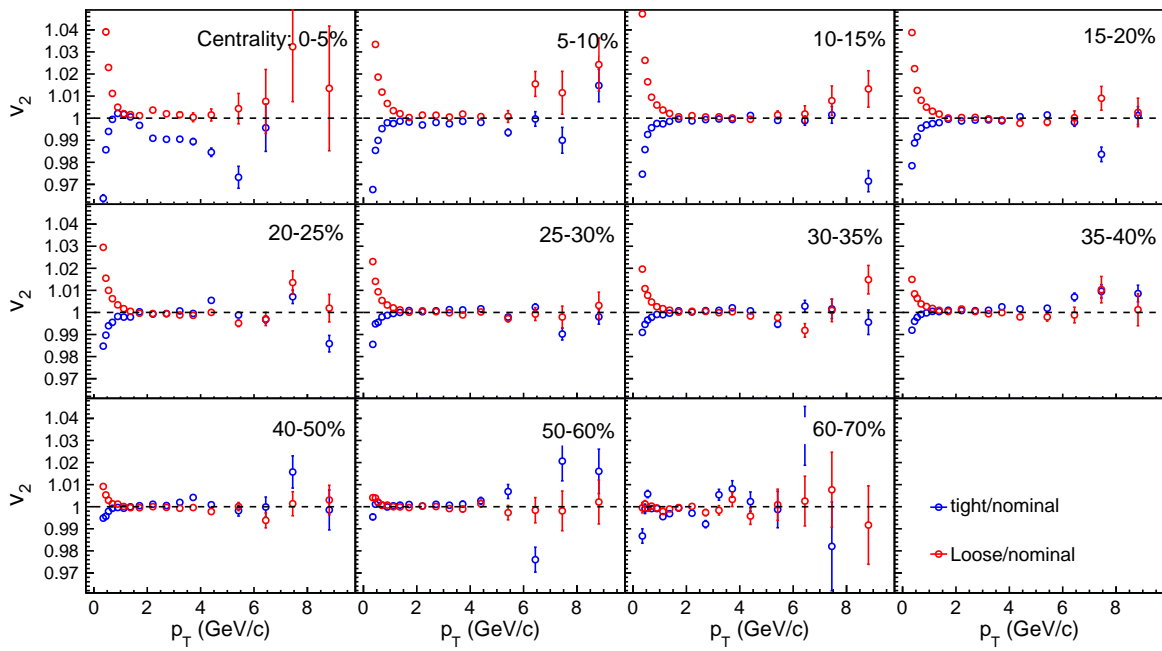
5.1.4 Ефекат селекције трагова на резултате у сударима PbPb

Пошто је реконструкција и селекција трагова за Minimum Bias скуп података из судара PbPb квалитативно другачија у односу на ону примењену у сударима XeXe неопходно је применити и другачију варијацију те селекције приликом одређивања систематске неодређености. Селекције су приказане у Табели 5.2

Табела 5.2: Различите параметризације коришћене у систематској студији квалитета селекције трагова у сударима PbPb.

nominal	$d_z/\Delta d_z$	< 3.0
	$d_0/\Delta d_0$	< 3.0
	$\Delta p_T/$	< 0.1
	$\chi^2/ndof/nlayers$ (pixel)	< 12.0
	$d_z/\Delta d_z$ (pixel)	< 8.0
loose	$d_z/\Delta d_z$	< 5.0
	$d_0/\Delta d_0$	< 5.0
	$\Delta p_T/p_T$	< 0.1
	$\chi^2/ndof/nlayers$ (pixel)	< 18.0
	$d_z/\Delta d_z$ (pixel)	< 10.0
tight	$d_z/\Delta d_z$	< 2.0
	$d_0/\Delta d_0$	< 2.0
	$\Delta p_T/p_T$	< 0.05
	$\chi^2/ndof/nlayers$ (pixel)	< 9.0
	$d_z/\Delta d_z$ (pixel)	< 6.0

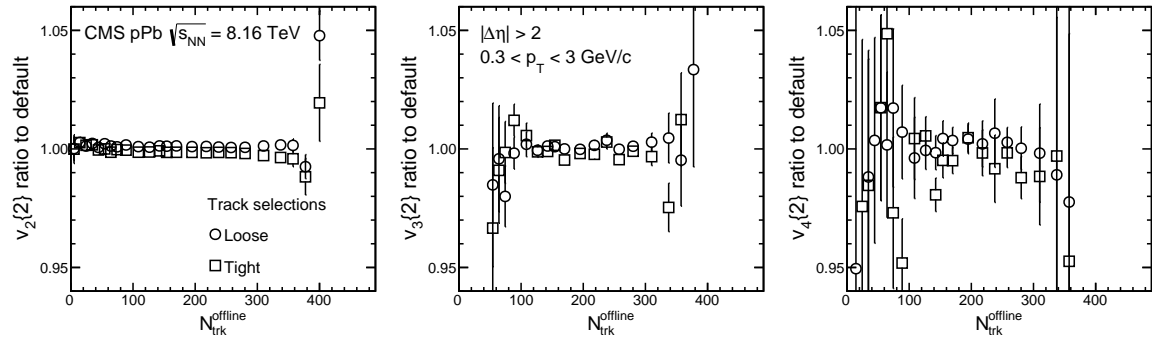
Слика 5.4 показује однос коефицијената v_2 мерених дво-честичним корелацијама применом различитих селекција трагова у сударима PbPb. Применом посебне реконструкције у области ниског трансверзалног момента, описане у Одељку 3.2, систематске неодређености у сударима PbPb мање су у односу на одговарајуће неодређености у сударима XeXe.



Слика 5.4: Систематске неодређености коефицијената v_2 у сударима PbPb на $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV добијених методом дво-честичних корелација које потичу од квалитета селекције трагова, у функцији трансверзалног момента у једанаест класа централности.

5.1.5 Ефекат селекције трагова у малим системима

Количник хармоника v_n добијених различитим селекцијама реконструисаних трагова приказан је на Сл. 5.5. Примењена је конзервативна процена неодређености од 1% у целом опсегу мултиплицитета.



Слика 5.5: Односи хармоника v_2 (лево), v_3 (средина) и v_4 (десно), добијених различитим селекцијама трагова у сударима pPb на $\sqrt{s_{NN}}=8.16$ TeV у функцији $N_{\text{trk}}^{\text{offline}}$.

5.2 Позиција вертекса

Догађаји анализирани у овој тези селектовани су и на основу позиције вертекса, али ефикасност реконструкције трагова може да зависи од позиције вертекса. Да би се проверила поузданост резултата тестиране су различите могућности положаја вертекса дуж z -осе: уска (narrow) и широка (wide) селекција. Детаљна параметризација различитих селекција базираних на положају вертекса сумирана је у Табели 5.3.

Табела 5.3: Различите параметризације коришћене у систематској студији утицаја положаја вертекса на крајње резултате.

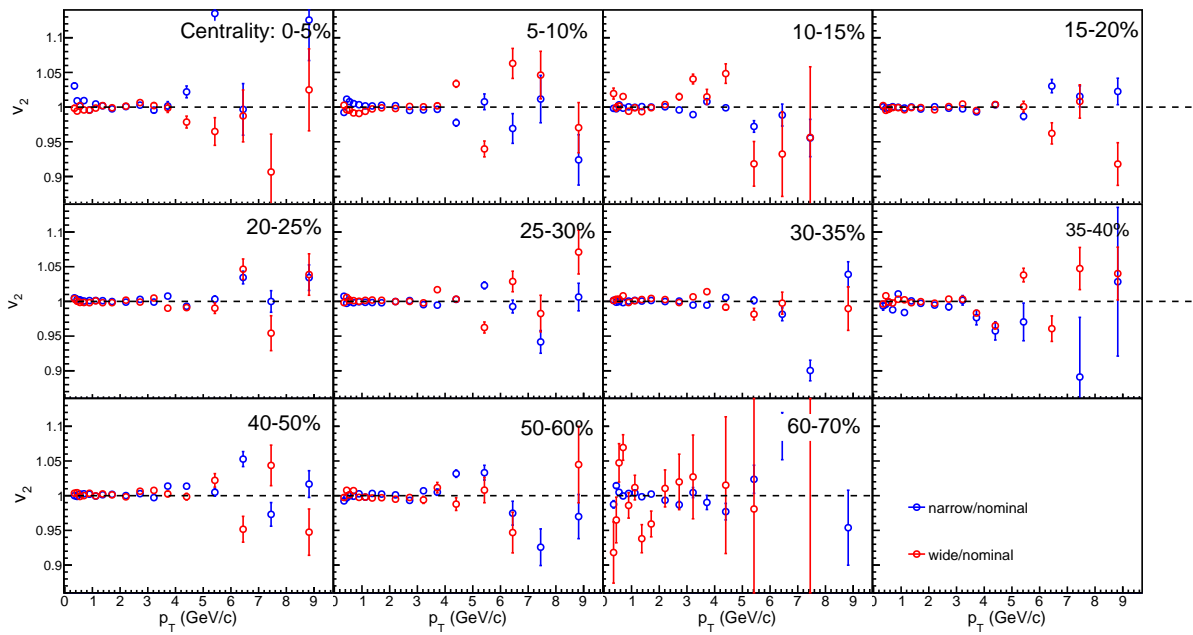
nominal	$-15 < z_{vtx} < 15 \text{ cm}$
narrow	$-3 < z_{vtx} < 3 \text{ cm}$
wide	$3 < z_{vtx} < 15 \text{ cm}$

5.2.1 Ефекат положаја вертекса у методу дво-честичних корелација

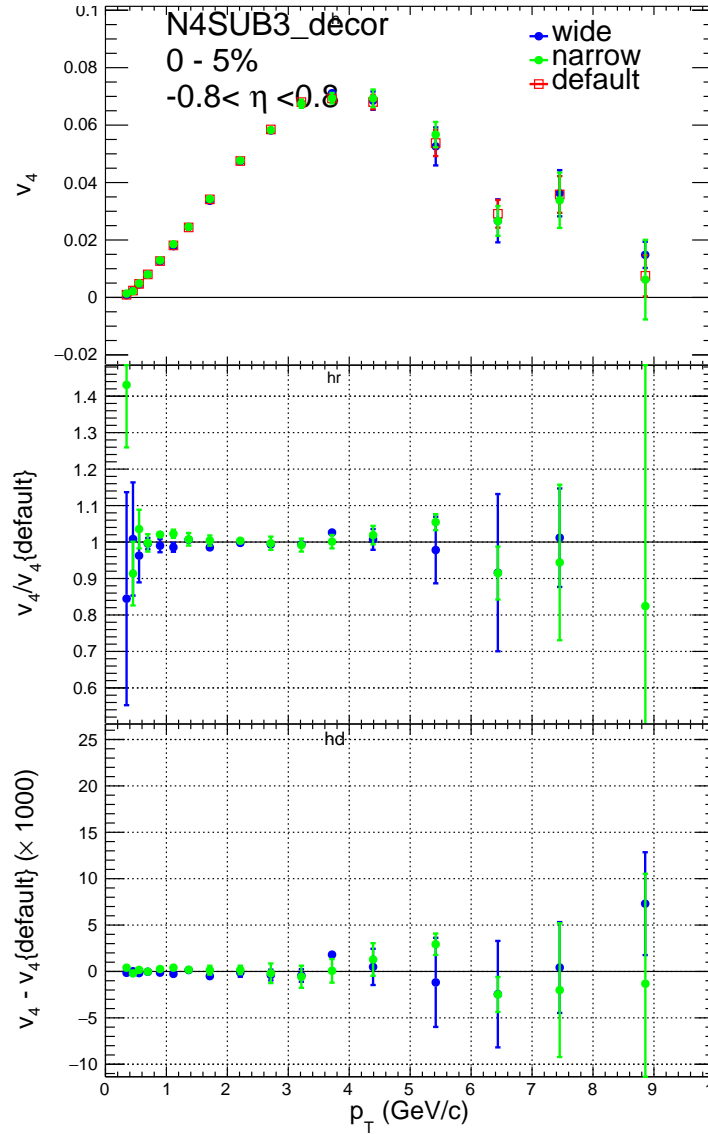
Систематске неодређености коефицијента v_2 мереног у сударима ХеХе на $\sqrt{s_{NN}}=5.44 \text{ TeV}$ методом дво-честичних корелација које долазе од избора положаја вертекса, у облику количника резултата добијених ужом, односно широм, и номиналном селекцијом, у функцији p_T -а приказан је на Сл. 5.6. И овде је највећа неодређеност присутна за најнижи p_T и најцентралније догађаје.

5.2.2 Ефекат положаја вертекса у методу SP-а

Промена параметара селекције догађаја, базиране на положају вертекса, у резултатима добијеним уз помоћ метода SP-а прави разлику у резултатима која није већа од 1%. То се може видети на Сл. 5.7.



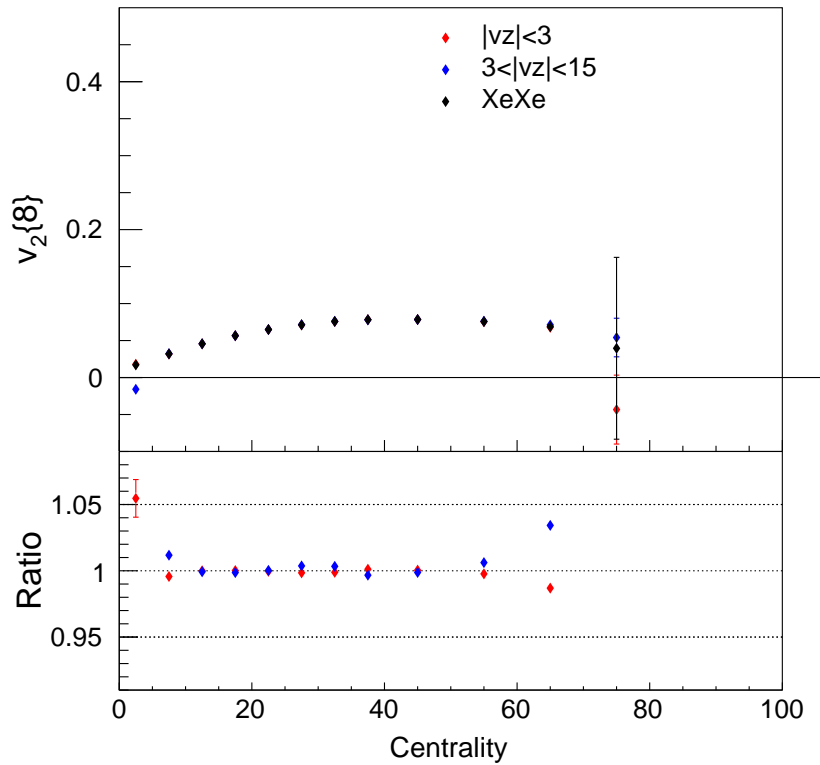
Слика 5.6: Систематске неодређености коефицијената v_2 добијених у сударима Хе-Хе на $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ TeV методом дво-честичних корелација које потичу од избора положаја вертекса дуж z-осе, у функцији трансверзалног момента у једанаест класа централности.



Слика 5.7: Систематске неодређености коефицијената v_4 добијених методом SP-а, које потичу од избора позиције вертекса у функцији p_T -а за 5% најцентралнијих догађаја.

5.2.3 Ефекат положаја вертекса у методу више-честичних кумуланата

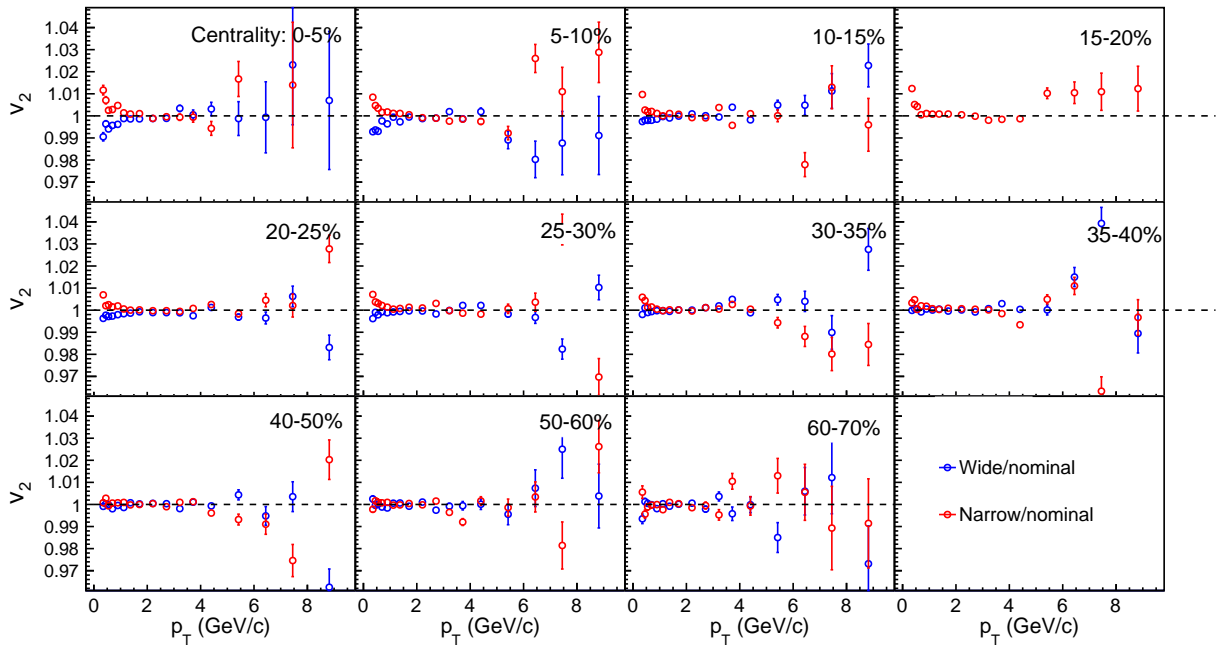
Слика 5.8 приказује неодређености елиптичког тока мереног методом осмо-честичних кумуланата које произилазе из одабира позиције вертекса дуж z -осе. Статистичке неодређености су мање од један посто осим у најперифернијим сударима (70–80%).



Слика 5.8: Коефицијенти $v_2\{8\}$ мерени у опсегу $0.3 < p_T < 3.0 \text{ GeV}/c$ са различитим изборима позиције вертекса (горњи панел) и односи ужег, односно ширег, и номиналног избора (доњи панел) у зависности од централности.

5.2.4 Ефекат положаја вертекса у сударима PbPb

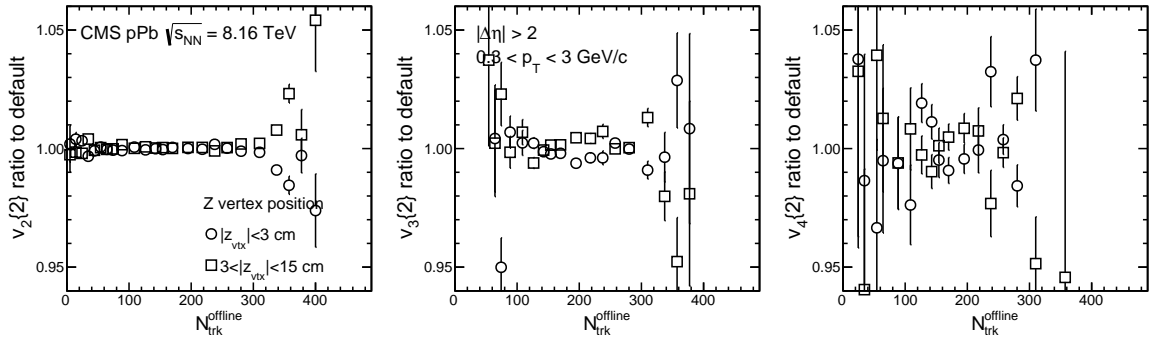
Слика 5.9 показује однос коефицијената v_2 мерених дво-честичним корелацијама у различитим позицијама вертекса у сударима PbPb. У овом случају се може рећи да је неодређеност мања од 1% .



Слика 5.9: Систематске неодређености коефицијената v_2 у сударима PbPb на $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV добијених методом дво-честичних корелација које потичу од избора положаја вертекса, у функцији трансверзалног момента у једанаест класа централности.

5.2.5 Ефекат положаја вертекса у малим системима

Количник хармоника v_n добијених у различитим опсезима положаја реконструисаних вектора дуж z-осе приказан је на Сл. 5.10. Примењена је конзервативна процена неодређености од 1% у сударима где је $0 < N_{\text{trk}}^{\text{offline}} < 370$ односно 2% у сударима где је $N_{\text{trk}}^{\text{offline}} > 370$.



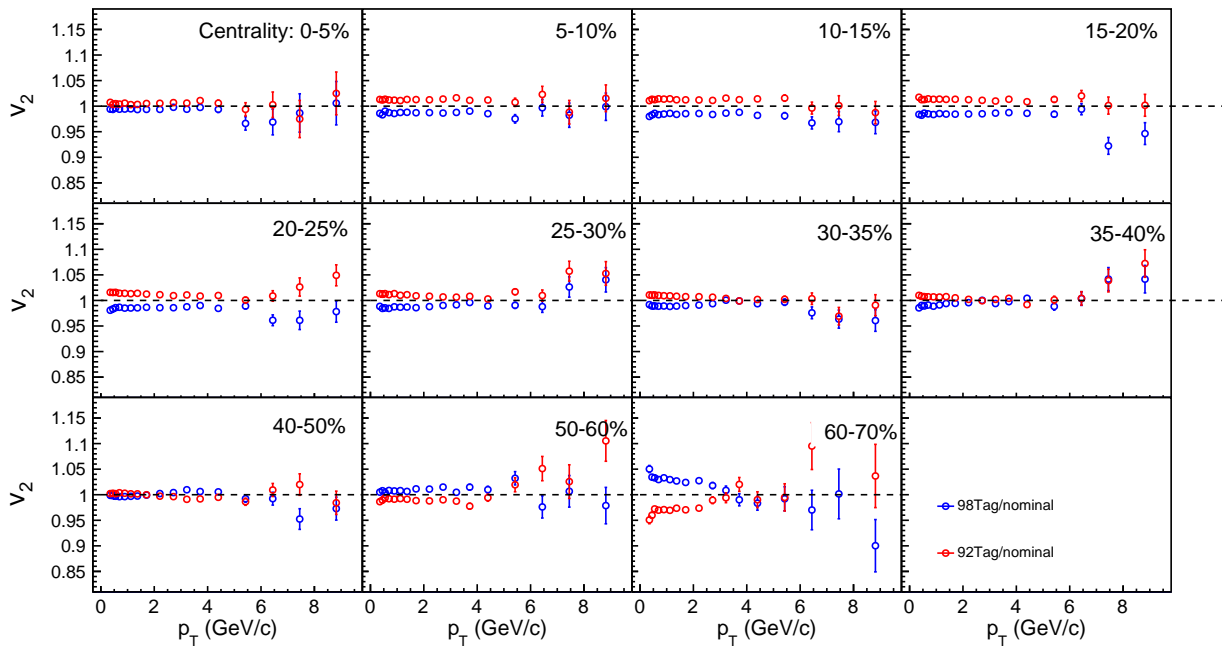
Слика 5.10: Односи хармоника v_2 (лево), v_3 (средина) и v_4 (десно), добијених у различитим опсезима положаја реконструисаних вектора дуж z-осе у сударима pPb на $\sqrt{s_{\text{NN}}}=8.16$ TeV у функцији $N_{\text{trk}}^{\text{offline}}$.

5.3 Одређивање централности

Услед флукуација мултиплицитета у мањим системима, као што су периферни судари ХеХе, може доћи до погрешног одређивања централности догађаја, што даље доводи до пристрасности крајњих експерименталних резултата. Како би се проценио утицај калибрације централности на резултате колективне анизотропије, поред номиналне калибрације, која има ефикасност селекције догађаја 95%, примењене су још две калибрације: калибрација са ефикасношћу од 92% и калибрација са ефикасношћу од 98%.

5.3.1 Ефекат одређивања централности у методи дво-честичних корелација

Систематске неодређености коефицијента v_2 из дво-честичних корелација, које су последица коначне резолуције у одређивању централности приказане су у зависности од p_T -а на Сл. 5.11. За разлику од претходних извора систематске неодређености, овде је ефекат занемарљив у централним сударима док у најперифернијим достиже неколико процената.

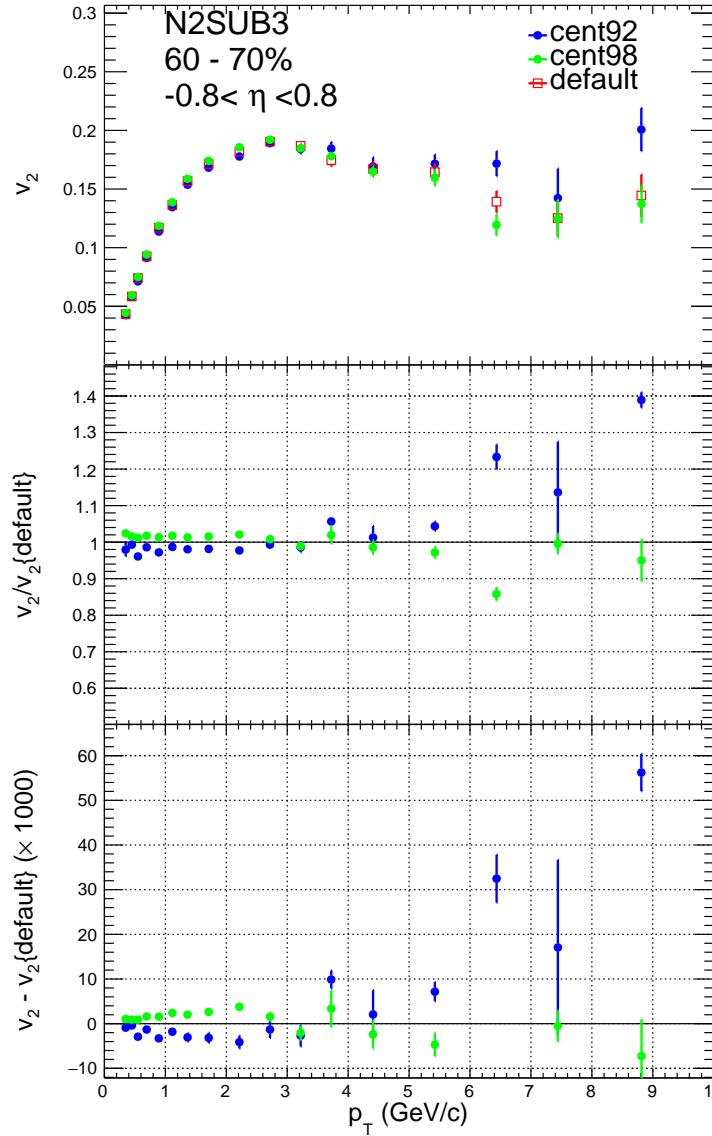


Слика 5.11: Систематске неодређености коефицијената v_2 добијених у сударима ХеХе на $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ TeV методом дво-честичних корелација које потичу од калибрације централности, у функцији трансверзалног момента у једанаест класа централности.

5.3.1.1 Ефекат одређивања централности у методи SP-а

Утицај калибрације централности на крајњи резултат елиптичког тока, за класу централности 60–70% где се очекује највећи ефекат, методом SP-а приказан је на

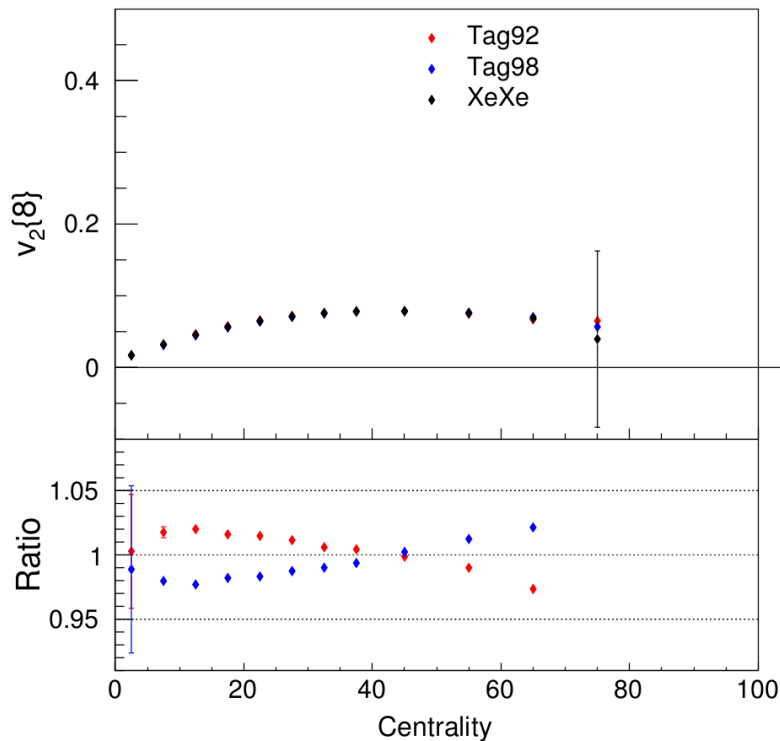
Сл. 5.12. Варијације у калибрацији централности узрокују промене резултата од око 2%.



Слика 5.12: Систематске неодређености коефицијента v_2 добијених методом SP-а које потичу од калибрације централности, за класу централности 60–70%.

5.3.1.2 Ефекат одређивања централности у методи више-честичних кумуланата

Слика 5.13 представља систематске неодређености елиптичког тога добијеног методом осмо-честичних кумуланата у функцији од централности, у опсегу $0.3 < p_T < 3.0 \text{ GeV}/c$, које потичу од одређивања централности. Овде се види да су систематске грешке износе неколико процената и у најцентралнијим сударима, а онда опадају са порастом централности до интервала 40–50% где неодређености готово да нема. Након тога неодређености расту и поново достижу неколико процената у најперифернијим сударима. Овакви трендови, различити у односу на дво-честичне корелације, могу се објаснити чињеницом да је ток мерен методом кумуланата мањи, па резултати нису толико стабилни у односу на мерења урађена дво-честичним корелацијама. Стога и незнатна промена система доводи до приметне промене у крајњим резултатима.



Слика 5.13: Систематске неодређености коефицијента $v_2\{8\}$ које потичу од калибрације централности, интегрисане у опсегу $0.3 < p_T < 3.0 \text{ GeV}/c$.

5.4 Тест затварања

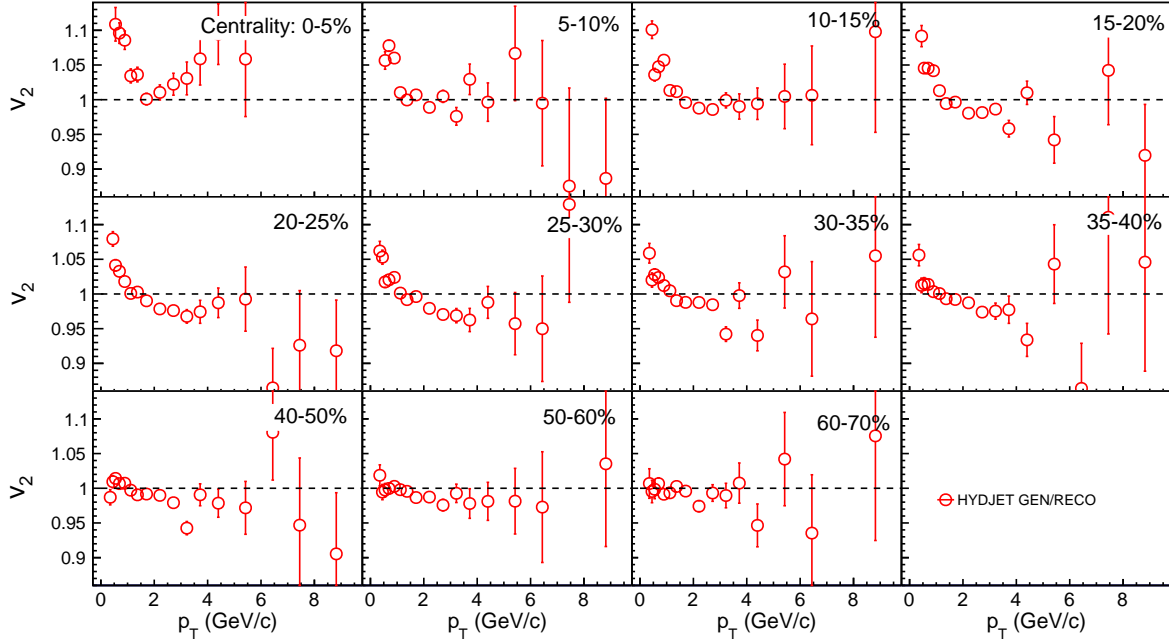
Један од стандардних начина да се тестира ваљаност мерења у физици високих енергије је тест затварања (closure test). Основа овог теста је да се метод анализе података примени на симулираним подацима са познатим вредностима опсервабли и тест је успешан ако су добијени резултати блиски вредностима задатим у симулацији. У овој дисертацији closure test је примењен да би се испитао генерални утицај несавршености детектора на мерење. Слично као и код одређивања ефикасности реконструкције трагова, најпре су симулирани судари језгара моделом HYDJET и урађена је анализа на тим gen level подацима. Затим је уз помоћ модела GEANT4 симулиран детектор CMS и реконструкција физичких објеката како би симулирани подаци имали исту форму као и експериментални. На крају су анализирани ти reco level симулирани подаци и поређени са gen level резултатима. Сва неслагања су третирана као систематска неодређеност.

5.4.1 Тест затварања у методи дво-честичних корелација

Резултати теста затварања за елиптички ток мерен дво-честичним корелацијама у симулираним сударима ХеХе на $\sqrt{s_{NN}}=5.44$ TeV приказани су на Сл.5.14 у форми количника вредности добијених на gen и reco level подацима. Разлика тока мереног пре и после симулације детекторских ефеката достиже 15% за најниже вредности трансверзалног момента у најцентралнијим сударима и представља највећи извор систематске неодређености.

5.4.2 Тест затварања у методи више-честичних кумуланата

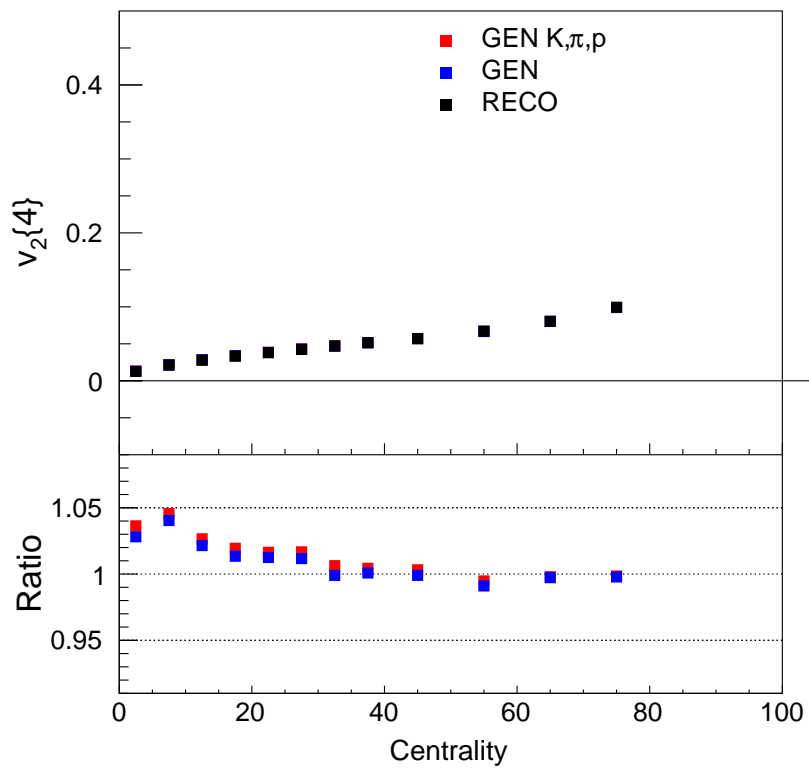
Резултати теста затварања за елиптички ток мерен четворо-честичним кумулантима у интервалу $0.3 < p_T < 3.0 GeV/c$ у симулираним сударима ХеХе на $\sqrt{s_{NN}}=5.44$ TeV приказани су на Сл.5.15 као функција централности. Највеће неодређености су и овде присутне у централним сударима, док је за периферније сударе од 35% неодређеност занемарљива.



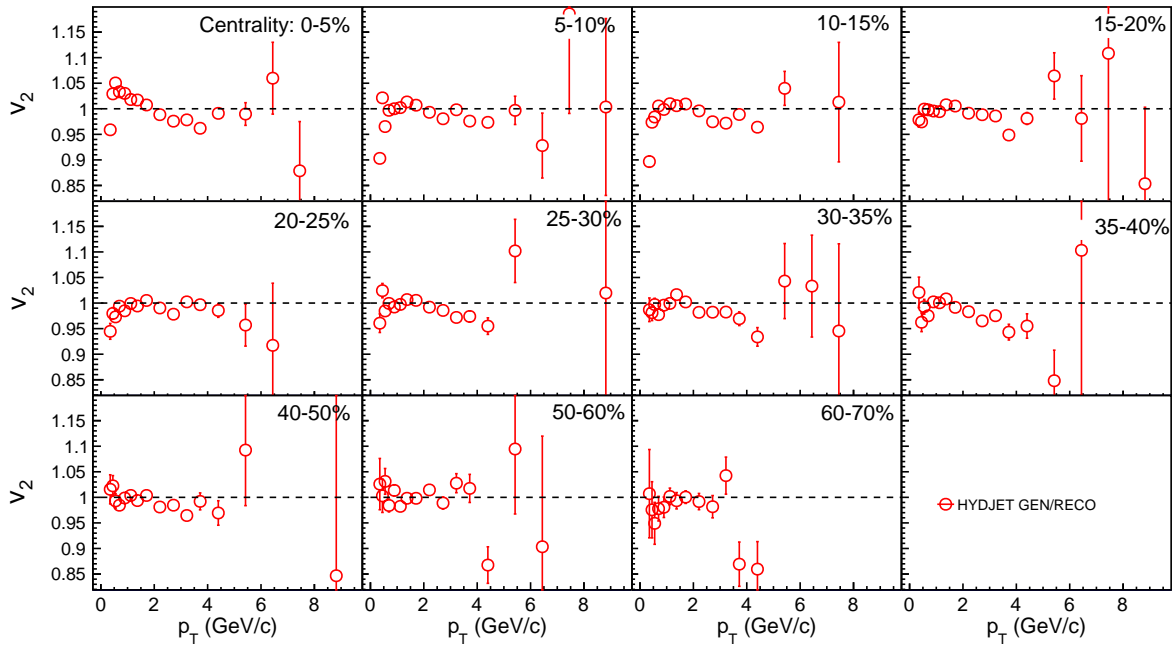
Слика 5.14: Систематске неодређености елиптичког тога мереног методом дво-честичних корелација које потичу од теста затварања у форми количника вредности добијених у gen и reco level симулираним сударима ХеХе на $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ TeV.

5.4.3 Тест затварања у сударима РbРb

Резултати теста затварања за елиптички ток мерен дво-честичним корелацијама у симулираним сударима РbРb на $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV приказани су на Сл.5.14 у форми количника вредности добијених на gen и reco level подацима. Систематска неодређеност је у овом случају мања него у сударима ХеХе и не прелази 7%.



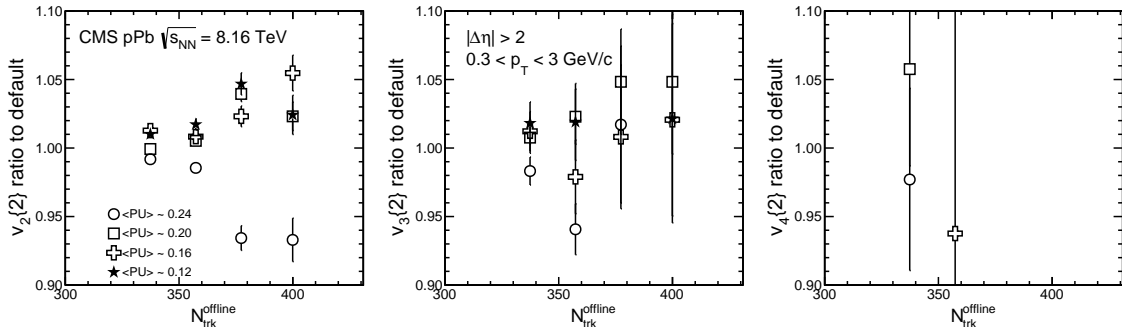
Слика 5.15: Резултати елиптичког тога мереног методом четворо-честичних кумуланата добијени у gen и reco level симулираним сударима ХеХе на $\sqrt{s_{NN}}=5.44$ TeV (горњи панел) и систематске неодређености које потичу од теста затварања у форми количника вредности добијених вредности.



Слика 5.16: Систематске неодређености елиптичког тога мереног методом дво-честичних корелација које потичу од теста затварања у форми количника вредности добијених у gen и reco level симулираним сударима PbPb на $\sqrt{s_{NN}} = 5.01$ TeV.

5.5 Утицај pileup-а на стабилност резултата

У малим системима, где је број судара у јединици времена доста већи од случаја када се сударају рецимо језгра олова или ксенона, већа је вероватноћа да се два судара догоде готово истовремено, и да их детектор детектује као један судар. Стога се, приликом процене систематске неодређености резултата добијених у малим системима, мора узети и ефекат pileup-а. Како би се проценио утицај овог ефекта, укупан скуп добијених судара је подељен у четири подскупа са различитом средњом вредношћу pileup-а ($\langle PU \rangle$). Односи хармоника v_n добијених из подскупова са различитим $\langle PU \rangle$ и оних добијених из целог скупа судара у функцији $N_{\text{trk,offline}}$ у сударима pPb на $\sqrt{s_{\text{NN}}}=8.16$ TeV приказани су на слици 5.17 за $N_{\text{trk,offline}} > 330$. Може се видети да одступање овог количника од јединице расте са повећавањем мултиплицитета судара. Може се рећи да је овакво понашање и очекивано, јер ако се два догађаја детектују као један, он ће имати већи мултиплицитет. Такође судари са високим мултиплицитетима су јако ретки и самим тим више подложни ефекту pileup-а. Систематске неодређености крећу се од пола процента до неколико процената, у зависности дали су судари ниског или високог мултиплицитета, респективно.



Слика 5.17: Односи хармоника v_2 (лево), v_3 (средина) и v_4 (десно), добијених из подскупова са различитим $\langle PU \rangle$ и оних добијених из целог скупа судара у функцији $N_{\text{trk,offline}}$ у сударима pPb на $\sqrt{s_{\text{NN}}}=8.16$ TeV за $N_{\text{trk,offline}} > 330$.

Поглавље 6

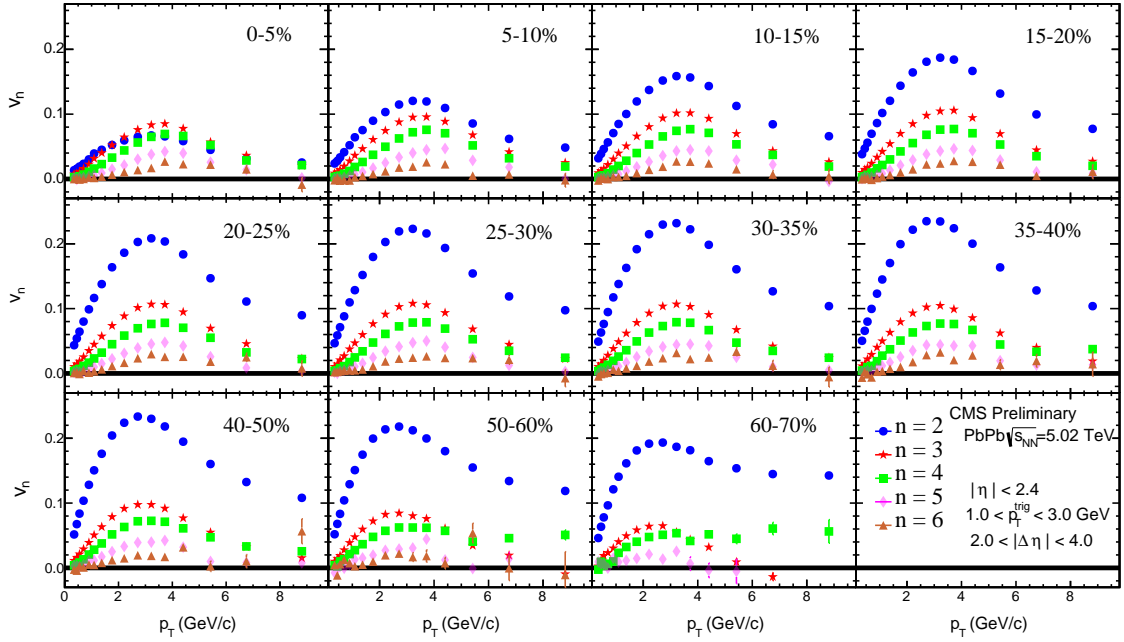
Резултати

6.1 Резултати у сударима PbPb

Зависност Фуријеових хармоника, $n = 2 - 6$, од трансверзалног импулса наелектрисаних честица детектованих у сударима PbPb на $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$ приказани су на слици 6.1. Резултати су, применом метода дво-честичних корелација, екстраховани у интервалима централности почевши од најцентралнијих (0–5%) до веома периферних (70–80%). Коефицијент v_2 показује јаку зависност од централности и најмањи је за најцентралније сударе. Достиже максимум за централности 30–50%, а идући даље ка перифернијим сударима његова вредност опада. Сам облик дистрибуције $v_2(p_T)$ је исти у свим биновима централности: брз раст при малом p_T и благо опадање након достизања максимума ($p_T \sim 3.5 \text{ GeV}/c$).

За разлику од v_2 , виши Фуријеови хармоници ($n \geq 3$) показују слабу зависност од централности, док зависност $v_n(p_T)$ има исти облик за свако n . Сами интензитети тока су мањи за више хармонике у односу на елиптички ток, осим у централним сударима где су флукуације почетних стања доминантни узрок анизотропије свих редова.

Исте p_T зависности коефицијената $v_2 - v_5$ приказане су на Сл. 6.2, с тим што су резултати за сваки хармоник, у различитим централностима, приказани на једном панелу.

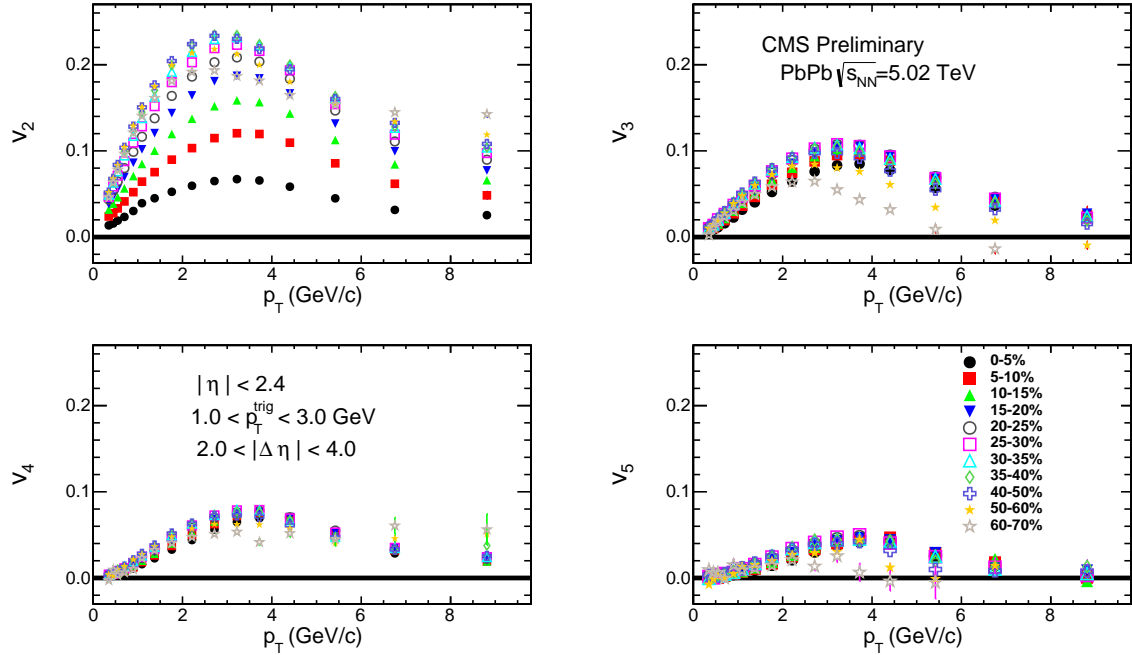


Слика 6.1: Зависност Фуријеових хармоника v_n , где је $n = 2 - 6$, од p_T у 11 интервала централности, од најцентралнијих (0–5%) до веома периферних (70–80%) судара PbPb на $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Резултати су екстраховани дво-честичним корелацијама уз услов $|\Delta\eta| > 2.0$ [73].

Горњи леви панел јасно показује јаку зависност хармоника v_2 од централности, док се на осталим панелима види да је та зависност постаје слабија за остале хармонике.

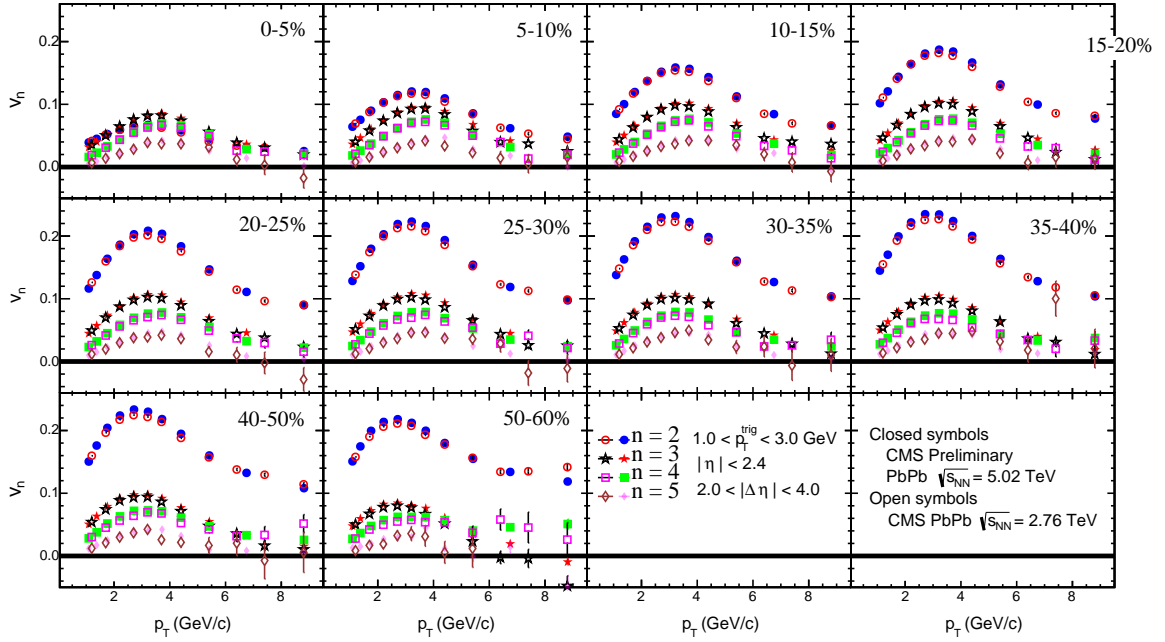
Поређење између резултата колективног тока у функцији трансверзалног момента ($v_n(p_T)$) мерених у сударима PbPb на 5.02 TeV и у сударима PbPb на 2.76 TeV, презетих из Ref. [44] приказани су на Сл. 6.3. За све хармонике резултати су готово идентични у централним сударима и у области ниског трансверзалног импулса. У семи-централним и периферним сударима примећен је мали пораст интензитета v_n мерених у сударима PbPb на 5.02 TeV у односу на 2.76 TeV. Овај пораст је приметан за $p_T \gtrsim 2$ GeV/c.

Вредности Фуријеових хармоника од другог до седмог реда, интегрисаних по трансверзалном импулсу у области $0.3 < p_T < 3.0$ GeV/c, у функцији од централности приказани су на Сл. 6.4. Осим у најцентралнијим сударима, интегрисане вредности v_2 су значајно веће од виших ($n \geq 3$) хармоника, са јасном уређеношћу



Слика 6.2: Зависност коефицијената v_n , где је $n = 2 - 5$, од p_T за различите централности у сударима PbPb на $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV [73]. Различити симболи означавају различите централности.

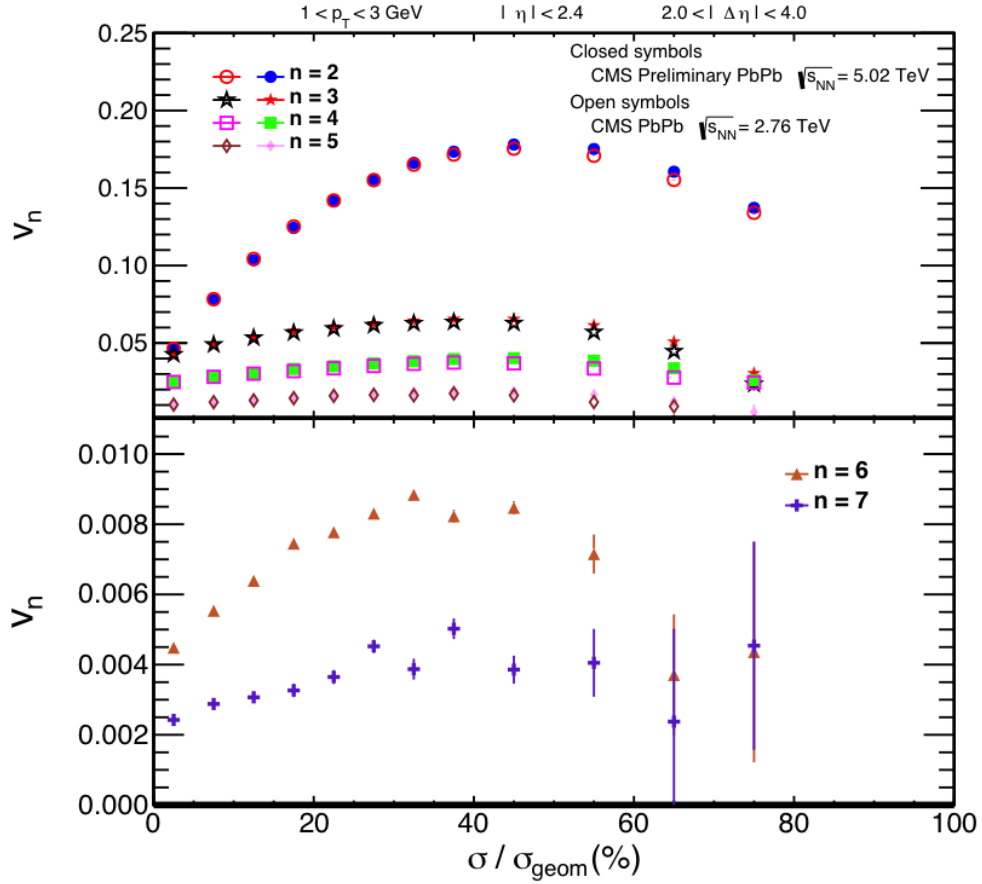
$v_2 > v_3 > v_4 > v_5 > v_6 > v_7$. Максимум интегрисаног елиптичког тока од приближно 0.18 достигнут је у сударима централности 40–50%. Како би се поредиле вредности тока на различитим енергијама, на истој слици приказани су и резултати интегрисаног коефицијента v_n у сударима PbPb на 2.76 TeV, који су добијени отежињеним усредњавањем диференцијалних вредности по p_T из Ref. [44] узимајући реципрочну вредност статистичке грешке као тежину. У случају елиптичког тога, за сударе централније од 30% интензитета тока при два сударајућим енергијама су готово идентичне. Идући ка перифернијим догађајима вредности мерене у сударима на 5.02 TeV постају веће у односу на оне измерене на енергији од 2.76 TeV. За више хармонике ($n \geq 3$) разлика између вредности на различитим енергијама уочљива је за централности веће од 30%. Као и у случају v_2 , ова разлика постаје значајнија идући ка перифернијим сударима.



Слика 6.3: Поређење Фуријеових хармоника у зависности од трансверзалног импулса ($v_n(p_T)$) мерених у сударима PbPb на 5.02 TeV (пуни симболи) и на 2.76 TeV ("отворени" симболи) [73]. Резултати на 2.76 TeV узети су из Ref. [44]. Вертикалне линије представљају статистичке неодређености.

6.2 Резултати у сударима ХеХе

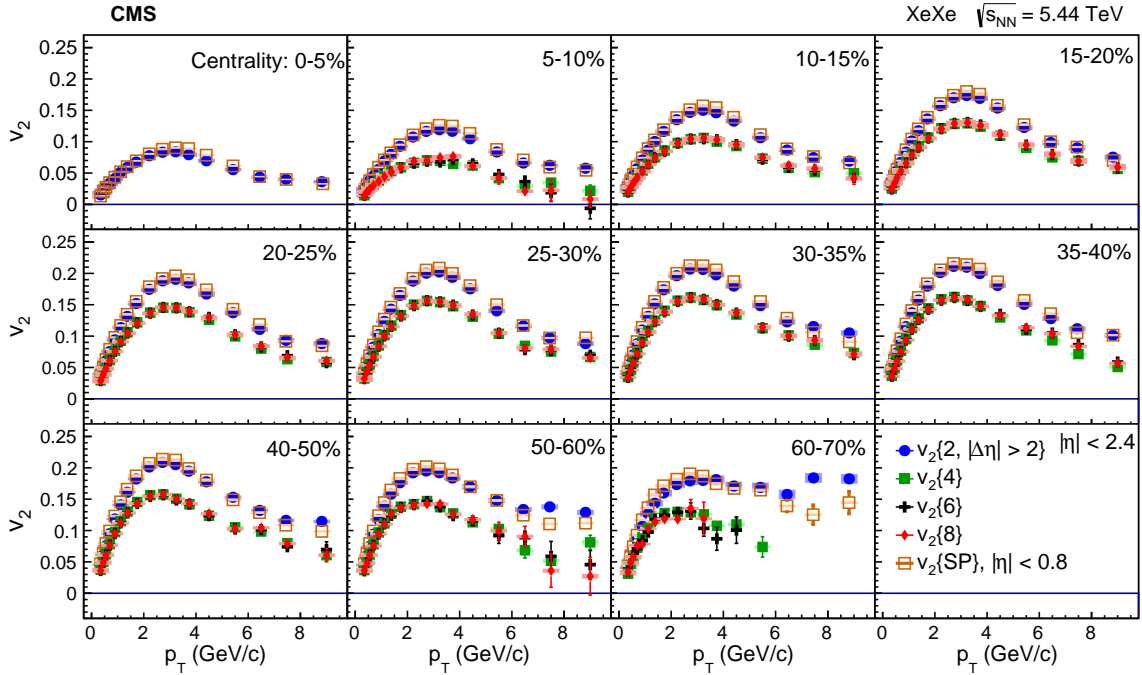
Слика 6.5 показује резултате за v_2 , у функцији од p_T у једанаест различитих бинава централности, добијене различитим методама у сударима ХеХе на $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ TeV. Резултати из дво- и више-честичних корелација усредњени су у опсегу псевдорapidитета $|\eta| < 2.4$, док су резултати методе SP-а базирани на траговима са $|\eta| < 0.8$. Због јако мале вредности тока у најцентралнијим сударима (0–5%) вредност више-честичних кумуланата лако мења знак и ти резултати нису приказани. Вредности елиптичког тога добијене из дво-честичних корелација и методе SP-а показују исти образац као и оне из више-честичних корелација, али са већим интензитетима. Разлике између резултата мерених различитим методама могу бити приписане флукуацијама v_2 коефицијента догађај-по-догађај [97]. Интензитет коефицијента v_2 расте са p_T , достижући максималну вредност од 0.21 при p_T од око 3–4 GeV/c у опсегу централности 30–35%, а онда полако опада. Максимум се помера ка већим вредностима



Слика 6.4: Интегрисане вредности Фуријеових хармоника v_n , $n = 2 - 7$, у опсегу $1.0 < p_T < 3.0$ GeV/c, мерене у сударима PbPb на 5.02 TeV (затворени симболи) и 2.76 TeV (отворени симболи) приказани су у функцији централности (σ / σ_{geom}) [73]. Резултати на 2.76 TeV узети су из Ref. [44]. Вертикалне линије представљају статистичке неодређености.

p_T како догађаји постају перифернији. У најперифернијим догађајима, расподела $v_2\{2\}$ је скоро равна за $p_T > 3.0$ GeV/c. То може бити последица неколективних ефеката јер di-јет корелације дају значајнији допринос резултатима како се систем смањује.

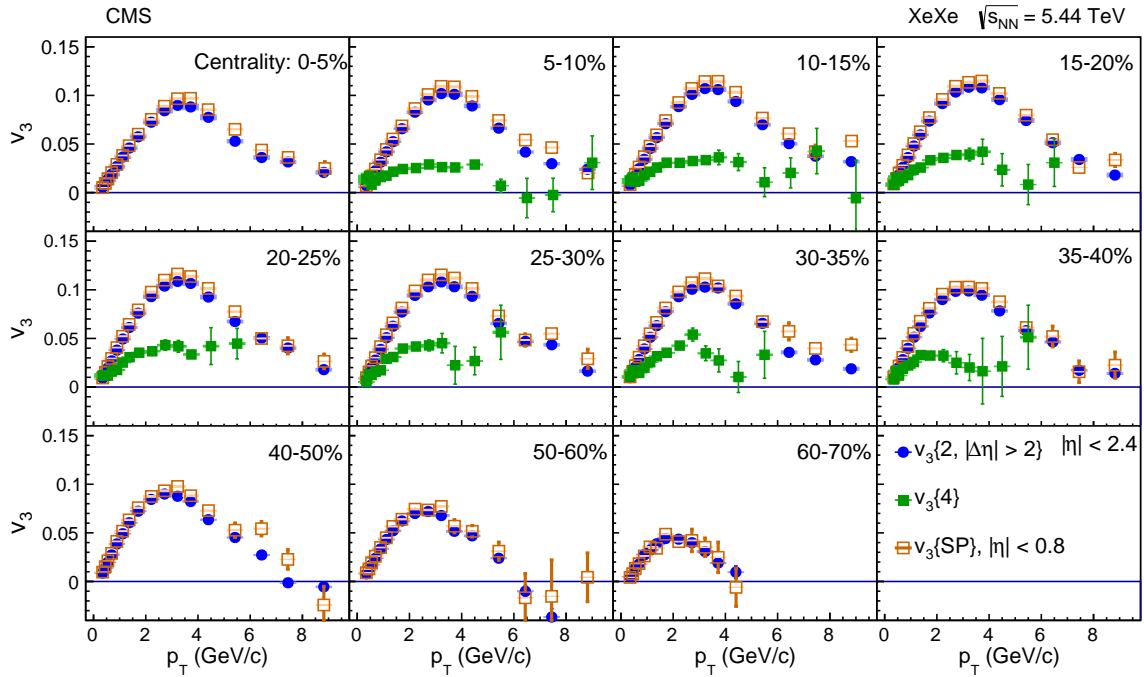
Слика 6.6 показује v_3 вредности Разлика између дво- и четворо-честичних корелација је око два пута већа него за v_2 вредности у функцији централности у ХеХе сударима на енергији $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV. Резултати $v_3\{m > 4\}$ имају велике статистичке неодређености и због тога нису приказани. За већину централности, четворо-честичне



Слика 6.5: Коefицијенти елиптичког тога, v_2 , добијени различитим методама анализирања података, у функцији трансверзалног импулса у различитим биновима централности, од 5% најцентралнијих (горе лево) до 60–70% централности (доле десно) [72]. Резултати из дво-честичних и мулти-честичних корелација одговарају опсегу $|\eta| < 2.4$, док су SP резултати у опсегу $|\eta| < 0.8$. Вертикалне линије и осечени делови представљају статистичке и систематске неодређености, респективно.

расподеле немају јасно изражен максимум и њихова p_T зависност није толико изражена као она добијена уз помоћ дво-честичних корелација и метода SP-а. Такво понашање сугерише већу улогу флукуација у триангуларном току у поређењу са елиптичким што је и очекивано је јер v_3 корелације су последица флукуација почетних стања [57]. Расподела $v_3\{2\}(p_T)$ има сличан облик као и $v_2\{2\}$, али са мањим вредностима које постају блиске нули или чак негативне, за више вредности p_T у периферним сударима.

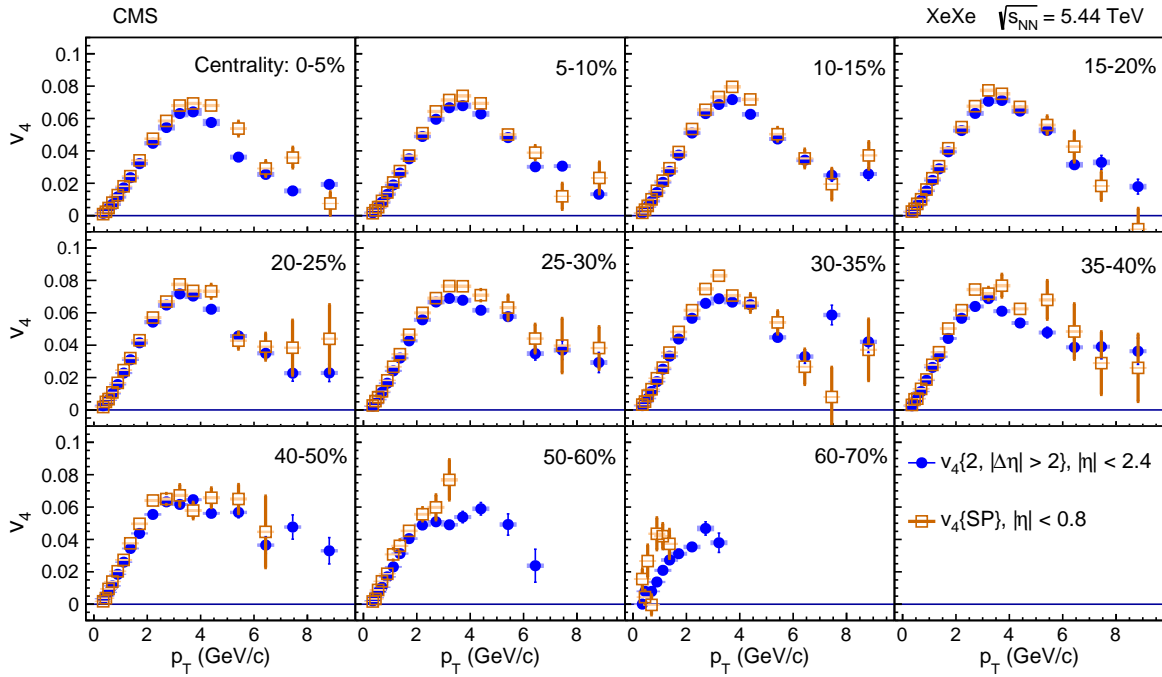
Резултати за v_4 из дво-честичних корелација и SP-метода представљени су на Сл. 6.7. Резултати из више-честичних кумуланата нису приказани услед статистичких ограничења. Облик расподеле $v_4(p_T)$ одговара расподелама за ниже хармоники. Сва три хармоника, $n = 2, 3$ и 4 , имају максимум за приближно исту вредност p_T , с тим што



Слика 6.6: Коефицијенти триангуларног тока v_3 , добијени различитим методама анализирања података, у функцији трансверзалног импулса и у различитим бинovima централности, од 5% најцентралнијих (горе лево) до 60–70% централности (доле десно) [72]. Резултати из дво-честичних и мулти-честичних корелација одговарају опсегу $|\eta| < 2.4$, док су SP резултати у опсегу $|\eta| < 0.8$. Вертикалне линије и осенчени делови представљају статистичке и систематске неодређености, респективно.

трећи и четврти хармоник показују веома малу зависност од централности за разлику од другог хармоника. За све хармонике SP вредности су систематски нешто веће него резултати добијени из дво-честичних корелација. И док се очекује да флуктуације имају подједнак утицај на обе методе, SP и дво-честичне корелације мере ток у различитим опсезима псевдорapidитета и то може бити узрок ученог неслагања. Ипак, блискост резултата наговештава веома слабу зависност тока од псевдорapidитета.

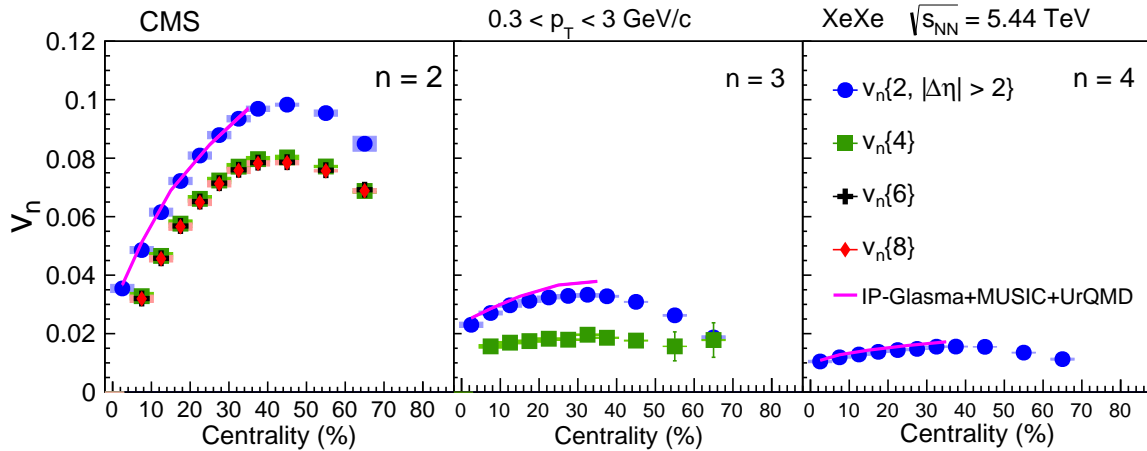
Коефицијенти азимуталне анизотропије, интегрисани по p_T -у у области $0.3 < p_T < 3.0 \text{ GeV}/c$, одређени методама дво- и више-честичних корелација, представљени су на Сл. 6.8. Коефицијент v_2 показује снажну зависност од централности, са максималном вредношћу у опсегу 40–50%. Зависност од централности је знатно мање



Слика 6.7: Коefицијенти тока v_4 , добијени различитим методама анализирања података, у функцији трансверзалног импулса и различитим биновима централности, од 5% најцентралнијих (горе лево) до 60–70% централности (доле десно) [72]. Резултати из дво-честичних корелација одговарају опсегу $|\eta| < 2.4$, док су SP резултати у опсегу $|\eta| < 0.8$. Вертикалне линије и осенчени делови представљају статистичке и систематске неодређености, респективно.

изражена за v_3 и v_4 . Резултати засновани на више-честичним кумулантима су нижег интензитета од резултата за $v_2\{2\}$, као што је и очекивано. Предвиђања IP-Glasma + Music + UrQMD модела поређена су са експерименталним резултатима за $v_n\{2\}$. У овом моделу, динамика почетног стања описана је гласма глюонским пољем, у функцији параметра судара [98]. Накнадна хидродинамичка еволуција је рачуната уз помоћ Music симулације [99], што је релативистички хидродинамички (3+1)D модел који укључује вискозност, са односом вискозности смицања и ентропије $\eta/s = 0.16$ и односом вискозности ширења и ентропије у функцији температуре $(\zeta/s(T))$ [100]. Симулација за процес хадронизације прелази са хидродинамичког описа на модел ултрарелативистичке квантне молекуларне динамике (UrQMD) [101]. Теоријска предвиђања су у добром слагању са експериментом за вредности v_2 и v_4 . За коefицијент v_3 модел даје незнатно веће вредности од измерених и разлика се повећава са порастом централности, односно смањењем области

преклапања сударајућих језгара.

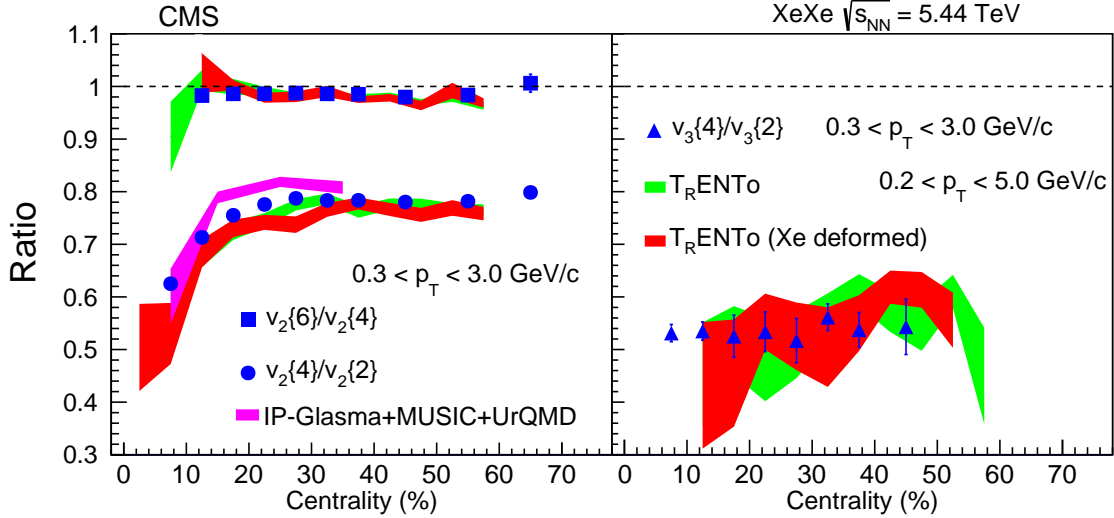


Слика 6.8: Хармоници тока v_2 , v_3 и v_4 , интегрисани у области $0.3 < p_T < 3.0 \text{ GeV}/c$ у зависности од централности. v_2 вредности су приказане за 2-, 4-, 6- и 8-честичне корелације (леви панел). v_3 вредности су приказане за 2- и 4-честичне корелације (средњи панел), док су резултати за v_4 представљени само за дво-честичне корелације [72]. Пурпурна линија је предикција IP-Glasma+Music+UrQMD модела за $v_{n\{2, |\Delta\eta| > 2\}}$. Осенчени правоугаоници представљају систематске неодређености.

Слика 6.9 представља односе $v_2\{4\}/v_2\{2\}$, $v_2\{6\}/v_2\{4\}$ и $v_3\{4\}/v_3\{2\}$ и поређења са теоријским предвиђањима. Односи $v_2\{6\}/v_2\{4\}$ и $v_3\{4\}/v_3\{2\}$ готово да немају зависност од централности. Вредност $v_3\{4\}/v_3\{2\}$ је блиска 0.55 за све централности указујући на јак утицај флуктуација на триангуларни ток [97]. Однос $v_2\{6\}/v_2\{4\}$ је пре свега пар процената испод јединице и сугерише постојање корекција виших редова на гаусовску расподелу флуктуација догађај-по-догађај [102]. Хидродинамички модел [103] користи T_RENTo почетне услове [104], започиње хидродинамичку еволуцију након $\tau = 0.6 \text{ fm}/c$ и има однос вискозности трења и ентропије $\eta/s = 0.047$.

IP-Glasma+music+UrQMD и хидродинамички T_RENTo модел дају добра предвиђања са експериментом за односе хармоника. За језгро ксенона се очекује да буде благо деформисано, са квадруполном деформацијом $\epsilon_2 = 0.015$ [105]. Хидродинамичка предвиђања су изведена узимајући у обзир обе могућности: сферно и деформисано

језгро ксенона. Није уочена значајна разлика у израчунавању у та два случаја. То указује да флукуације нису осетљиве на мале деформације у облику језгара.



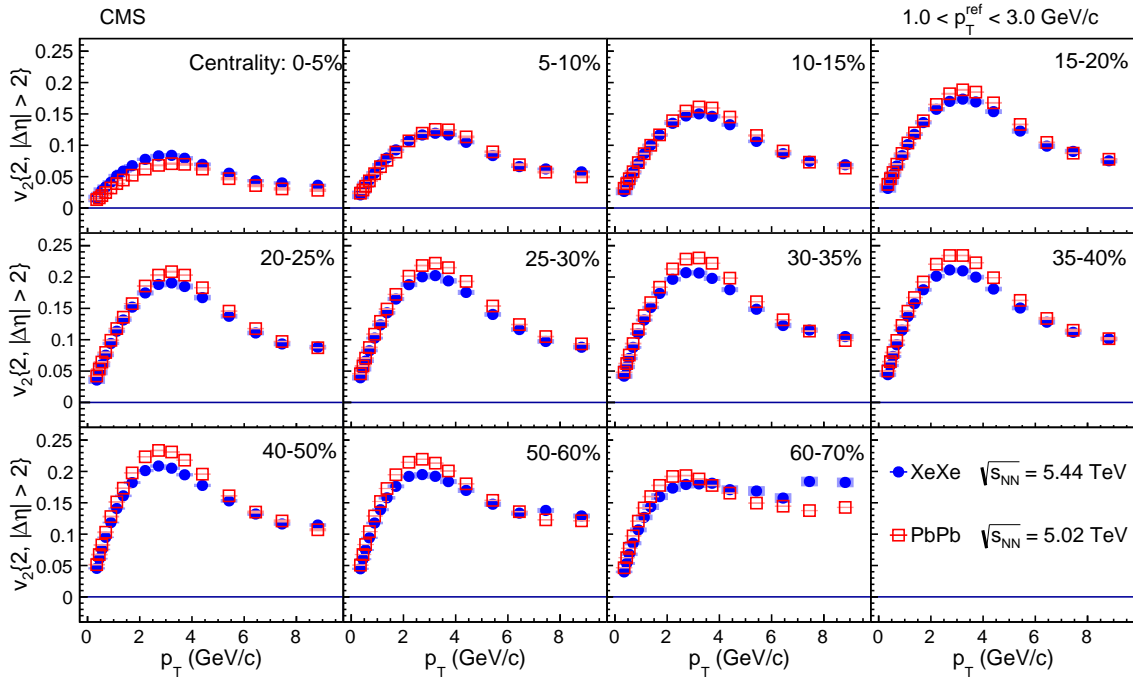
Слика 6.9: Односи коефицијената $v_2\{4\}/v_2\{2\}$, $v_2\{6\}/v_2\{4\}$ (леви панел) и $v_3\{4\}/v_3\{2\}$ (десни панел) у зависности од централности [72]. Обојена подручја представљају теоријска предвиђања базирана на IP-Glasma+Music+UrQMD и релативистичком хидродинамичком моделу из [102] разматрајући сферично и деформирано језгро ксенона, а ширина одговара статистичкој неодређености модела.

6.3 Поређење резултата у сударима ХеХе и РбРб

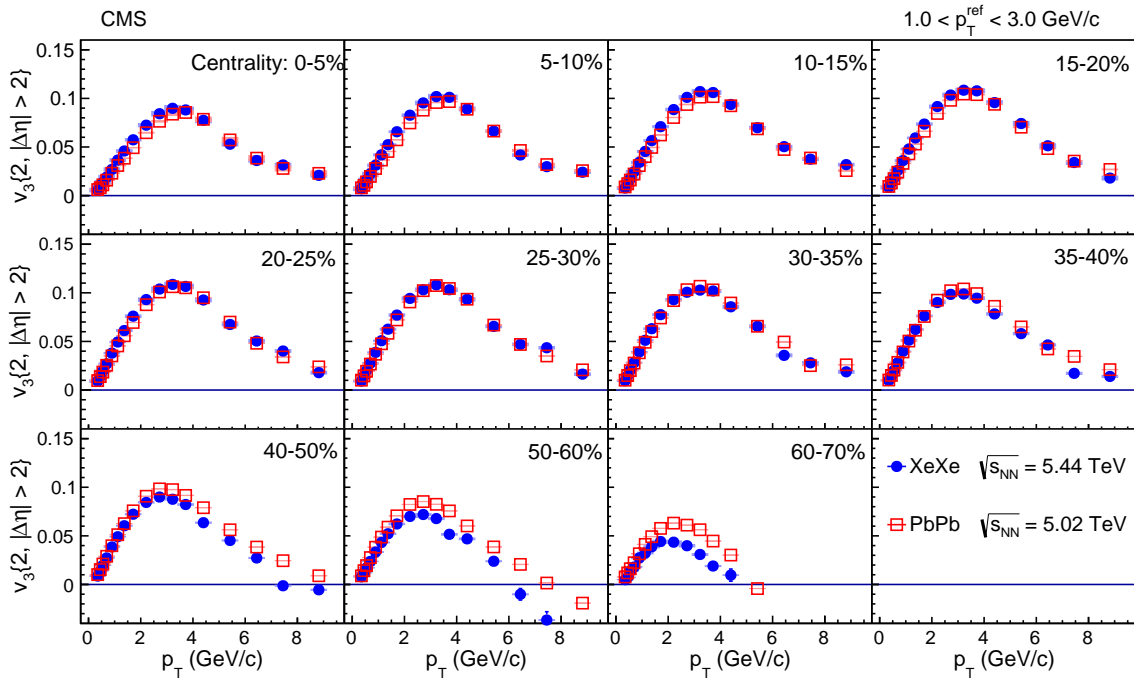
Коефицијенти v_2 мерени дво-честичним корелацијама у сударима ХеХе на $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ TeV поређени су са одговарајућим резултатима у сударима РбРб на $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV у функцији трансверзалног импулса у различитим класама централности на Сл. 6.10. Вредности v_2 за два система показују сличну зависност од p_T . Међутим, максимална вредност елиптичког тока у сударима РбРб већа је од одговарајуће вредности у сударима ХеХе, осим у 5% најцентралнијих судара. С обзиром да флукуације партиципаната имају доминантну улогу у централним сударима мање вредности v_2 су очекиване у тој области за веће системе.

Коефицијенти $v_3\{2, |\Delta\eta| > 2\}$ у два посматрана система поређени су на Сл. 6.11. Трећи хармоник је потпуно генерисан иницијалним флукуацијама партиципаната па су веће вредности очекиване у сударима ХеХе у односу на сударе РбРб у централнијим сударима (0–30%). С друге стране, v_3 има већу осетљивост од v_2 на транспортне коефицијенте (нпр. вискозност) створене средине, који теже да редукују азимуталну анизотропију. То би могло да објасни промену хијерархије у перифернијим сударима (30–70% централности), где триангуларни ток у сударима ХеХе постаје виши од оног у сударима РбРб.

Коефицијенти $v_4\{2, |\Delta\eta| > 2\}$ у сударима РбРб и ХеХе приказани су на Сл. 6.12. Редослед вредности у два система је конзистентан са оним виђеним у случају другог и трећег хармоника. Флукуације партиципаната имају доминантну улогу у централним сударима, док ефекти средине постају значајнији у семи-централним и периферним сударима.



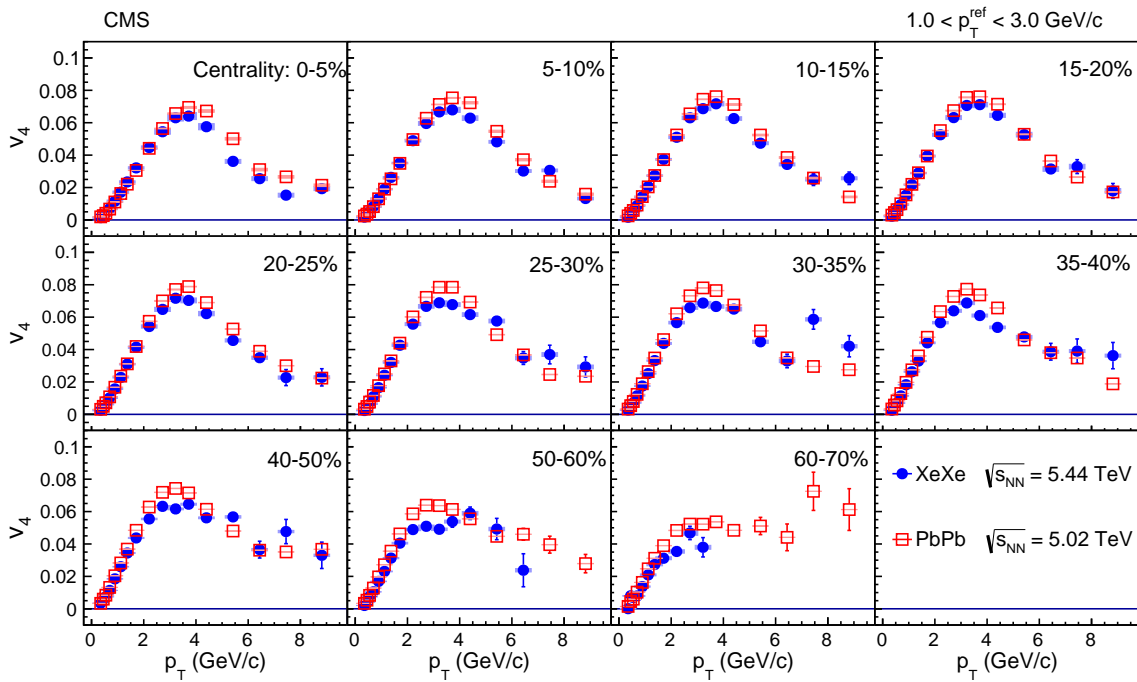
Слика 6.10: Поређење резултата v_2 мерених дво-честичним корелацијама у два различита система, сударима ХеХе на $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.44 \text{ TeV}$ и сударима РбРб на $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$, приказани као функција p_T у једанаест бинова централности [72]. Статистичке неодређености су мање од величине симбола, а осенчени делови представљају систематске неодређености.



Слика 6.11: Поређење резултата v_3 мерених дво-честичним корелацијама у два различита система, сударима ХеХе на $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ TeV и сударима РbРb на $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, приказани као функција p_T у једанаест бинова централности [72]. Статистичке неодређености су мање од величине симбола, а осенчени делови представљају систематске неодређености.

Како је идеална хидродинамика инваријантна на промену скале величине система, очекивало би се да судари ХеХе и РbРb дају приближно исте резултате [102]. За исти проценат опсега централности, интерагујући регион два сударајућа система ће имати исти облик али различиту запремину. На пример, за централност 30–40%, број партиципаната је око 1.6 пута већи у сударима РbРb. Ипак, флукуације почетних стања и вискозни ефекти могу довести до нарушавања ове инваријантности. Флукуације почетних стања пропорционалне су са $A^{-1/2}$, где је A атомска маса и стога се очекује већи утицај флукуација у сударима ХеХе него у сударима РbРb [106]. Међутим утицај флукуација ће опадати са порастом вискозности. Вискозност је пропорционална $A^{-1/3}$ [107] и стога се очекује да и она буде већа у сударима ХеХе. Иако симулација хидродинамичког Т_RЕНТо модела не сугерише велики ефекат деформације језгра ксенона на односе $v_n\{4\}/v_n\{2\}$ и $v_n\{6\}/v_n\{4\}$, та деформација може да утиче на однос тока између судара ХеХе и РbРb. Квадруполна деформација би требало да има највећи ефекат за v_2 у најцентралнијим сударима [102].

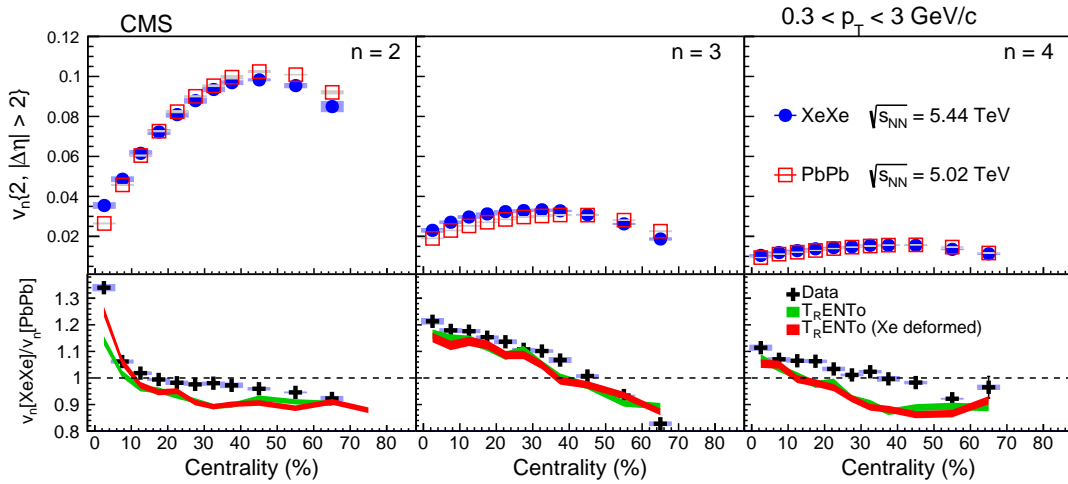
Приликом поређења ХеХе и РbРb резултата мора се приметити да на ХеХе резултате може да утиче експериментална пристрасност приликом одређивања централности. За периферније сударе, флуктуације мултиплицитета у опсегу рапидитета који се користи за одређивање централности могу да смање резолуцију централности. Монте Карло студија која користи Нуджет генератор догађаја, указује да бајас може бити 5% у опсегу централности 50–60% и 10% у опсегу 60–70% за $v_n\{2\}$. За $v_n\{4\}$ бајас је мањи од 5% у опсегу централности 60–70%. За сударе централније од поменутих пристрасност је занемарљива.



Слика 6.12: Поређење резултата v_4 мерених дво-честичним корелацијама у два различита система, сударима ХеХе на $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ TeV и сударима РbРb на $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, приказани као функција p_T у једанаест бина централности [72]. Вертикалне линије и осенчени делови представљају статистичке и систематске неодређености, респективно.

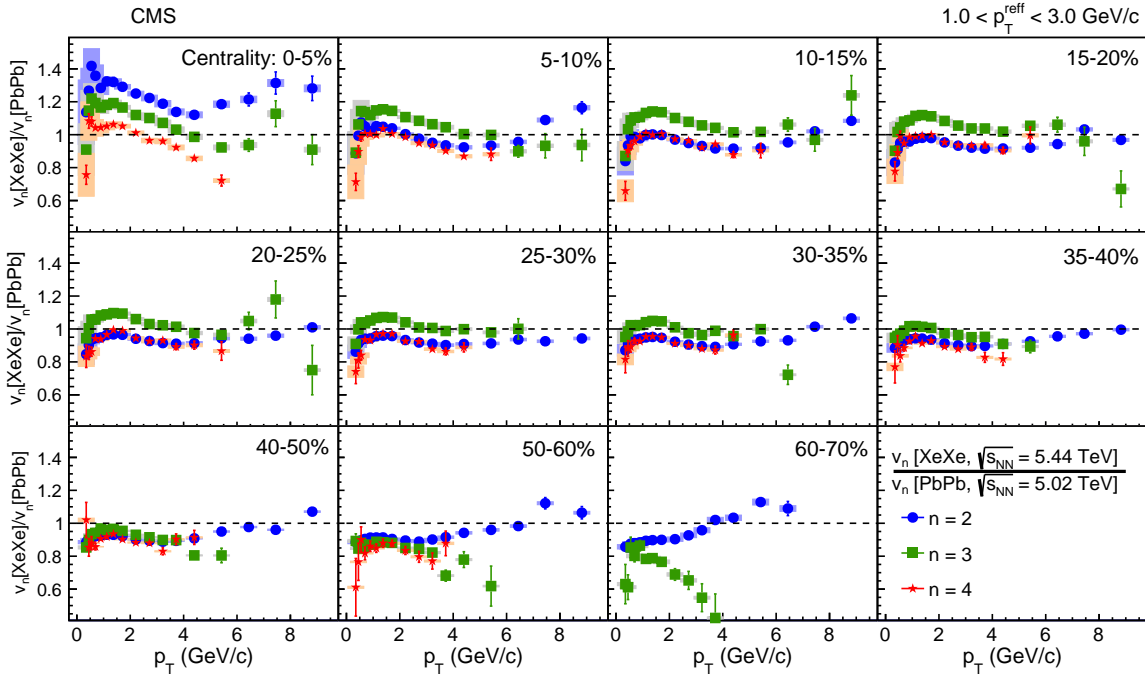
Слика 6.13 упоређује интегрисане вредности v_2 , v_3 и v_4 за $0.3 < p_T < 3.0$ GeV/c за системе ХеХе и РbРb. Највећа разлика између два система уочена је за коефицијенте v_2 који одговарају најцентралнијим догађајима, где су ХеХе резултати већи за фактор од око 1.3. За централности изнад 10% РbРb резултати постају виши и однос има слабу зависност од централности. За коефицијенте v_3 и v_4 однос

$v_n[\text{XeXe}]/v_n[\text{PbPb}]$ опада са централношћу под скоро константним углом. Предвиђања релативистичке хидродинамике из [102] такође су дата на Сл. 6.13. Прорачун који узима у обзир деформацију ксенона се мало разликује од оног који претпоставља сферни облик језгра, у опсегу централности 10–70%. За најцентралнијих 10% судара $v_2[\text{XeXe}]/v_2[\text{PbPb}]$ модел показује већу сензитивност на нуклеарну деформацију, где је прорачун са урачунавом деформацијом у бољем слагању са експериментом. За све мерене хармонике вредности модела леже испод експерименталних резултата, са највећом разликом за коефицијент v_4 .



Слика 6.13: Хармоници v_2, v_3 и v_4 , интегрисани по p_T у области $0.3 < p_T < 3.0 \text{ GeV}/c$, у функцији централности добијени методом дво-честичних корелација у сударима ХеХе на $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.44 \text{ TeV}$ и у сударима РбРб на $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$. Доњи панел показује однос резултата из два система. Вертикалне линије и осенчени делови представљају статистичке и систематске неодређености, респективно. Теоријске предикције из Ref. [103] поређене су са експерименталним подацима. Моделски прорачун урађен је у опсегу $0.2 < p_T < 5.0 \text{ GeV}/c$.

Слика 6.14 показује p_T зависност односа хармоника у сударима ХеХе и РбРб. Однос достиже максималну вредност између 1 и 2 GeV/c , и онда опада до $p_T \sim 6 \text{ GeV}/c$ када почиње поново да расте. Тренд пораста изнад 6 GeV/c , који је најизраженији за коефицијент v_2 , може бити последица di-јет корелација које се не могу потпуно елиминисати захтевом $|\Delta\eta| > 2$.



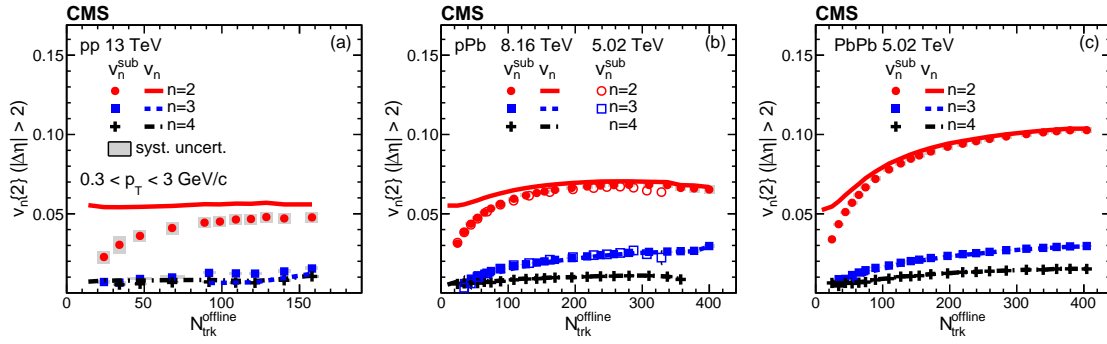
Слика 6.14: Односи коефицијената тока v_2 , v_3 и v_4 добијених из дво-честичних корелација у сударима ХеХе и РbРb у функцији p_T за једанаест бинова централности. Вертикалне линије и осенчени делови представљају статистичке и систематске неодређености, респективно.

6.4 Резултати у малим системима

Коефицијенти v_2 , v_3 и v_4 за $0.3 < p_T < 3 \text{ GeV}/c$, екстраховани дво-честичним корелацијама приказани су на Сл. 6.15, у функцији мултиплицитета у сударима рр на 13 TeV, рРb на 5.02 TeV и 8.16 TeV и у периферним сударима РbРb на 5.02 TeV. Допринос коефицијентима v_n од di-јет корелација коригован је одузимањем доприноса мереног у догађајима веома малог мултиплицитета (v_n^{sub}), као што је урађено у [95], [96]. Резултати v_n пре одузимања приказани су такође на Сл. 6.15. За $N_{\text{trk}}^{\text{offline}} > 200$, суптракција има веома мали ефекат у сударима рРb и РbРb. У сударима мањег мултиплицитета ова корекција игра већу улогу за v_2 резултате, нарочито у сударима рр где су di-јет ефекти главни извор корелација. За други и трећи хармоник резултати са и без корекције се не разликују.

Поређењем резултата у сударима рРb на две енергије, може се видети да подаци на 8.16 TeV проширују мерење на веће мултиплицитете, у односу на 5.02 TeV. Ово је

последица веће енергије судара као и веће луминозности. Коефицијент v_2 најпре расте са мултиплицитетом и сатурира за $N_{\text{trk}}^{\text{offline}} > 200$. Ненулни коефицијент v_4 , који је око 50% мањи него v_3 за $N_{\text{trk}}^{\text{offline}} > 100$, је такође уочен у сва три посматрана система.



Слика 6.15: Коефицијенти v_2 , v_3 [96] и v_4 , као функција $N_{\text{trk}}^{\text{offline}}$ у сударима pp на 13 TeV (a), у сударима pPb на 5.02 TeV [95] и 8.16 TeV (b) и у сударима PbPb на 5.02 TeV (c) [74]. Резултати кориговани одузимањем доприноса из догађаја малог мултиплицитета обележени су са v_n^{sub} . Линије приказују резултате v_n пре суптракције. Сиви квадратићи представљају систематске неодређености.

Поглавље 7

Закључак

У овој тези анализирани су коефицијенти тока v_2 , v_3 и v_4 у сударима језгара ксенон-ксенон (XeXe) на енергији у систему центра масе по пару нуклеона $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.44$ TeV. То су прва мерења колективне анизотропије у системима средње величине на тевским енергијама и у ту сврху коришћене су три различите методе: метода скаларног производа, метода дво-честичних корелација и метода више-честичних кумуланата. Директним поређењем резултата из различитих система добијене су информације о флуктуацијама колективног тока догађај-по-догађај. Како би се истражио ефекат величине система на вредности тока представљени су и резултати Фуријеових хармоника добијених методом дво-честичних корелација у сударајућим системима различитих величина: у сударима протон-протон (pp) на енергији у систему центра масе $\sqrt{s} = 13$ TeV, протон-олово (pPb) $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV и $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 8.16$ TeV као изузетно малим системима, и у сударима тешких језгара, олово-олово (PbPb), на $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV. Јасна уређеност је примећена у сударима XeXe XeXe $v_2\{2\} > v_2\{4\} \approx v_2\{6\} \approx v_2\{8\}$, где је $v_2\{4\}$ веће од $v_2\{6\}$ за неких 2–3%. Однос коефицијената $v_3\{4\}/v_3\{2\}$ је знатно мањи него однос $v_2\{4\}/v_2\{2\}$, сугеришући доминантну компоненту флуктуација за хармоник v_3 . Уочено је да је интензитет колективног тока већи у централним сударима XeXe у односу на сударе PbPb одговарајуће централности. Ово се приписује већој количини флуктуација у лакшим системима. У перифернијим догађајима коефицијенти v_n из PbPb су већи од оних измерених у сударима XeXe. Ово понашање је квалитативно у сагласности са очекивањима

вискозне хидродинамике. Хидродинамички модели који узимају у обзир деформацију језгра ксенона су успешнији у покушају да опишу однос $v_2[\text{XeXe}]/v_2[\text{PbPb}]$ у централним сударима од оних који претпостављају сферни облик ксенона, док се испоставља да деформација нема пуно утицаја на v_2 у не-централним сударима и на више хармонике уопште. Елиптички ток у малим системима, pp и $p\text{Pb}$, мањи је од елиптичког тока у сударима језгара PbPb за исту класу мултиплицитета док су интензитети коефицијената v_3 и v_4 упоредиви у свим системима. Овај резултат је очекиван у светлу парадигме да порекло колективности у малим системима лежи у флуктуацијама положаја партиципаната у тренутку судара. Резултати у сударима $p\text{Pb}$ на 8.16 TeV не разликују се превише од оних на 5.02 TeV указујући на веома слабу зависност тока од енергије. Презентована мерења обезбеђују нове тестове хидродинамичких модела и помажу да се поставе додатна ограничења на хидродинамички опис судара релативистичких језгара.

Литература

- [1] D. J. Gross and F. Wilczek, “Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories,” *Phys. Rev. Lett.*, **30** (1973) 1343-1346, doi: 10.1103/PhysRevLett.30.1343.
- [2] H. D. Politzer, “Reliable perturbative results for strong interactions?” *Phys. Rev. Lett.*, **30** (1973) 1346-1349, doi: 10.1103/PhysRevLett.30.1346.
- [3] F. Karsch, “Lattice QCD at high temperature and density,” in *Lectures on Quark Matter*, W. Plessas and L. Mathelitsch, **editors**. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, (2002) 209, isbn: 978-3-540-45792-3. doi: 10.1007/3-540-45792-5_6. arXiv: hep-lat/0106019 [nucl-th].
- [4] A. Bazavov *et al.*, “Equation of state in (2+1)-flavor QCD,” *Phys. Rev. D*, **90** (2014) 094503, doi: 10.1103/PhysRevD.90.094503.
- [5] CMS Collaboration, “Measurement of the pseudorapidity and centrality dependence of the transverse energy density in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV,” *Phys. Rev. Lett.*, **109** (2012) 152303, doi: 10.1103/PhysRevLett.109.152303. arXiv: 1205.2488 [nucl-ex].
- [6] ALICE Collaboration, “Direct photon production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV,” *Phys. Lett. B*, **754** (2016) 235, doi: 10.1016/j.physletb.2016.01.020. arXiv: 1509.07324 [nucl-ex].
- [7] BRAHMS Collaboration, “Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The perspective from the BRAHMS experiment,” *Nucl. Phys. A*, **757** (2005) 1, doi: 10.1016/j.nuclphysa.2005.02.130. arXiv: nucl-ex/0410020 [nucl-ex].

- [8] PHOBOS Collaboration, “The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC,” *Nucl. Phys. A*, **757** (2005) 28, doi: 10.1016/j.nuclphysa.2005.03.084. arXiv: nucl-ex/0410022 [nucl-ex].
- [9] STAR Collaboration, “Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR Collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions,” *Nucl. Phys. A*, **757** (2005) 102, doi: 10.1016/j.nuclphysa.2005.03.085. arXiv: nucl-ex/0501009 [nucl-ex].
- [10] PHOBOS Collaboration, “Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration,” *Nucl. Phys. A*, **757** (2005) 184, doi: 10.1016/j.nuclphysa.2005.03.086. arXiv: nucl-ex/0410003 [nucl-ex].
- [11] H. A. Grunder, and E. J. Lofgren, “Acceleration of Heavy Ions at the Bevatron,” *Science*, **174** (1971) 1128, doi: 10.1126/science.174.4014.1128.
- [12] J. Hamilton, W. Heitler, and H. W. Peng, “Theory of Cosmic-Ray Mesons,” *Phys. Rev.*, **64** (1943) 78, doi: 10.1103/PhysRev.64.78.
- [13] W. Heisenberg, “Production of mesons showers,” *Nature*, **164** (1949) 65,
- [14] E. Fermi, “High Energy Nuclear Events,” *Prog. Theor. Phys.*, **5** (1950) 570, doi: 10.1143/ptp/5.4.570.
- [15] L. Landau, “On the multiparticle production in high-energy collisions,” *Izv. Akad. Nauk Ser. Fiz.*, **17** (1953) 51,
- [16] R. P. Feynman, “Very High-Energy Collisions of Hadrons,” *Phys. Rev. Lett.*, **23** (1969) 1415, doi: 10.1103/PhysRevLett.23.1415.
- [17] W. Busza, K. Rajagopal, and W. Schee, “Heavy Ion Collisions: The Big Picture, and the Big Questions,” doi: 10.1146/annurev-nucl-101917-020852. arXiv: 1802.04801 [hep-ph].
- [18] Kekelidze *at al.*, “The NICA Project at JINR Dubna,” *EPJ Web of Conferences*, **71** (2014) 00127, doi: 10.1051/epjconf/20147100127.
- [19] P. Parfenov, A. Taranenko, I. Selyuzhenkov, and P. Senger, “Performance studies of anisotropic flow with MPD at NICA,” doi: 10.1051/epjconf/201920407010. arXiv: 1901.03125 [hep-ex].

- [20] J. M. Heusera for the CBM Collaboration, “Gw170817: Measurements of neutron star radii and equation of state,” *EPJ Web of Conferences*, **13** (2011) 03001, doi: 10.1051/epjconf/20111303001.
- [21] T. Sakaguchi, for the J-PARC-HI Collaboration, “High density matter physics at J-PARC-HI,” arXiv: 1904.12821 [nucl-ex].
- [22] H. Wang, “Study of particle ratio fluctuations and charge balance functions at RHIC,” PhD thesis, Michigan State University (20013), arXiv: 1304.2073 [nucl-ex].
- [23] I. C. Arsene, “Properties of hot and dense matter created in relativistic heavy ion collisions,” PhD thesis, University of Oslo (2009), **url**: http://www4.rcf.bnl.gov/brahms/WWW/thesis/IonutArsene_phdThesis.pdf.
- [24] J. R. Castle, “Hydrodynamic flow fluctuations in $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV PbPb collisions,” PhD thesis, University of Kansas (2017), **url**: <https://kuscholarworks.ku.edu/handle/1808/26000f>.
- [25] K. Rajagopal, **url**: <http://nuclear.ucdavis.edu/~calderon/Research/physicsResearch.html>.
- [26] U. W. Heinz., “Concepts of heavy-ion physics,” *CERN Yellow Report*, CERN-2004-001 (2004)127, arXiv: 0407360v1 [hep-ph].
- [27] U. W. Heinz *et al.*, “Formation of antimatter clusters in the hadronisation phase transition,” *J. Phys. G*, **12** (86) 1237, doi: 10.1088/0305-4616/12/11/013.
- [28] K. Rajagopal, “The phases of QCD in heavy ion collisions and compact stars,” *Acta Phys. Polon. B*, **31** (2000) 3021, arXiv: arXiv:hep-ph/0009058 [hep-ph].
- [29] X. Luo, “Exploring the QCD phase structure with beam energy scan in heavy-ion collisions,” *Nucl. Phys. A*, **956** (2016) 75, doi: 10.1016/j.nuclphysa.2016.03.025. arXiv: arXiv:1512.09215 [nucl-ex].
- [30] D. H. Rischke, “The quark-gluon plasma in equilibrium,” *Prog. Part. Nucl. Phys.*, **52** (2004) 197, doi: 10.1016/j.ppnp.2003.09.002. arXiv: arXiv:nucl-th/0305030 [nucl-th].

- [31] LIGO Collaboraion, Virgo Collaboration, “Gw170817: Measurements of neutron star radii and equation of state,” *Phys. Rev. Lett.*, **121** (2018) 161101, doi: 10 . 1103/PhysRevLett .121 .161101. arXiv: arXiv:1805 .11581 [gr-qc].
- [32] S. Jeon and U. Heinz, “Introduction to Hydrodynamics,” (2015), arXiv: 1503 . 03931 [hep-ph].
- [33] T. Hatsuda, K. Yagi, and Y. Miske, “Quark-Gluon Plasma: From Big Bang to Litle Bang,” *Cambridge University Press*, (2005),
- [34] P. Kovtun, D. T. Son, and A. O. Starinets, “Viscosity in strongly interacting quantum field theories from black hole physics,” *Phys. Rev. Lett.*, **94** (2005) 111601, doi: 10 .1103/PhysRevLett .94 .111601.
- [35] H. Song and U. W. Heinz, “Suppression of elliptic flow in a minimally viscous quarkgluon plasma,” *Phys. Lett. B*, **658** (2008) 279, doi: 10 .1016/j .physletb .2007 .11 .019.
- [36] B. Schenke, S. Jeon, and C. Gale, “Elliptic and triangular flow in event-by-event (3+1)D viscous hydrodynamics,” *Phys. Rev. Lett.*, **106** (2011) 042301, doi: 10 . 1103/PhysRevLett .106 .042301.
- [37] S. Ryu *et al.*, “The importance of the bulk viscosity of QCD in ultrarelativistic heavy-ion collisions,” *Phys. Rev. Lett.*, **115** (2015), arXiv: 1502 . 01675 [nucl-th].
- [38] ALICE Collaboraiton, “Harmonic decomposition of two-particle angular correlations in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV,” *Phys. Lett. B*, **708** (2012) 249, doi: 10 .1016/j .physletb .2012 .01 .060. arXiv: 1109 .2501 [nucl-ex].
- [39] ALICE Collaboration, “Anisotropic flow of charged particles in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV,” *Phys. Rev. Lett.*, **116** (2016) 132302, doi: 10 . 1103 / PhysRevLett .116 .132302. arXiv: 1602 .01119 [nucl-ex].
- [40] ALICE, “Energy dependence and fluctuations of anisotropic flow in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ and 2.76 TeV,” *JHEP*, **07** (2018) 103, doi: 10 .1007 / JHEP07 (2018) 103. arXiv: 1804 .02944 [nucl-ex].

- [41] ATLAS Collaboration, “Measurement of the azimuthal anisotropy for charged particle production in $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV lead-lead collisions with the ATLAS detector,” *Phys. Rev. C*, **86** (2012) 014907, doi: 10.1103/PhysRevC.86.014907. arXiv: 1203.3087 [nucl-ex].
- [42] ATLAS Collaboration, “Measurement of longitudinal flow decorrelations in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ and 5.02 TeV with the ATLAS detector,” *Eur. Phys. J. C*, **78** (2018) 142, doi: 10.1140/epjc/s10052-018-5605-7. arXiv: 1709.02301 [nucl-ex].
- [43] CMS Collaboration, “Measurement of the elliptic anisotropy of charged particles produced in pbb collisions at nucleon-nucleon center-of-mass energy = 2.76 tev,” *Phys. Rev. C*, **87** (2013) 014902, doi: 10.1103/PhysRevC.87.014902. arXiv: 1204.1409 [nucl-ex].
- [44] CMS Collaboration, “Centrality dependence of dihadron correlations and azimuthal anisotropy harmonics in PbPb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV,” *Eur. Phys. J. C*, **75** (2012) 10052, doi: 10.1140/epjc/s10052-012-2012-3. arXiv: 1201.3158 [nucl-ex].
- [45] CMS Collaboration, “Measurement of higher-order harmonic azimuthal anisotropy in PbPb collisions at a nucleon-nucleon center-of-mass energy of 2.76 TeV,” *Phys. Rev. C*, **89** (2014) 044906, doi: 10.1103/PhysRevC.89.044906. arXiv: 1310.8651 [nucl-ex].
- [46] P. Huovinen *et al.*, “Radial and elliptic flow at RHIC: further predictions,” *Phys. Lett. B*, **503** (2001) 58, doi: 10.1016/S0370-2693(01)00219-2. arXiv: arXiv:hep-ph/0101136 [hep-ph].
- [47] J.-Y. Ollitrault, “Determination of the reaction plane in ultrarelativistic nuclear collisions,” *Phys. Rev. D*, **98** (1993) 1132, doi: 10.1103/PhysRevD.48.1132. arXiv: hep-ph/9303247 [nucl-ex].
- [48] S. Voloshin and Y. Zhang, “Flow study in relativistic nuclear collisions by Fourier expansion of azimuthal particle distributions,” *Z. Phys. C*, **70** (1994) 665, doi: 10.1007/s002880050141. arXiv: hep-ph/9407282 [nucl-ex].

- [49] A. M. Poskanzer and S. Voloshin, “Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions,” *Phys. Rev. C*, **58** (1998) 1671-1678, doi: 10.1103/PhysRevC.58.1671. arXiv: nucl-ex/9805001.
- [50] R. Grajcarek, “Anisotropic flow of the charmed D^{*+} meson in non-central pb?pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ tev,” PhD thesis, University of Heidelberg, Ruperto-Carola (2013), [url: http://www.physi.uni-heidelberg.de/Publications/PHD.pdf](http://www.physi.uni-heidelberg.de/Publications/PHD.pdf).
- [51] J.-Y. Ollitrault, “Anisotropy as a signature of transverse collective flow,” *Phys. Rev. D*, **46** (1992) 229, doi: 10.1103/PhysRevD.46.229.
- [52] B. Alver *et al.*, “The importance of correlations and fluctuations on the initial source eccentricity in high-energy nucleus-nucleus collisions,” *Phys. Rev. C*, **77** (2008) 014906, doi: 10.1103/PhysRevC.77.014906. arXiv: 0711.3724 [nucl-ex].
- [53] PHOBOS Collaboration, “System size, energy, pseudorapidity, and centrality dependence of elliptic flow,” *Phys. Rev. Lett.*, **98** (2007) 242302, doi: 10.1103/PhysRevLett.98.014906. arXiv: nucl-ex/0610037 [nucl-ex].
- [54] STAR Collaboration, “Azimuthal anisotropy in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV,” *Phys. Rev. C*, **72** (2005) 014904, doi: 10.1103/PhysRevC.72.014904. arXiv: nucl-ex/0409033 [nucl-ex].
- [55] STAR Collaboration, “Mass, quark-number, and $\sqrt{s_{NN}}$ dependence of the second and fourth flow harmonics in ultrarelativistic nucleus-nucleus collisions,” *Phys. Rev. C*, **75** (2007) 054906, doi: 10.1103/PhysRevC.75.054906. arXiv: nucl-ex/0701010 [nucl-ex].
- [56] PHENIX Collaboration, “Dihadron azimuthal correlations in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV,” *Phys. Rev. C*, **78** (2008) 014901, doi: 10.1103/PhysRevC.78.014901. arXiv: 0801.4545 [nucl-th].
- [57] B. Alver **and** G. Roland, “Collision geometry fluctuations and triangular flow in heavy-ion collisions,” *Phys. Rev. C*, **81** (2010) 054905, doi: 10.1103/PhysRevC.81.054905. arXiv: 1003.0194 [nucl-th].

- [58] ATLAS Collaboration, “Measurement of the azimuthal anisotropy of charged particles produced in $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV Pb+Pb collisions with the ATLAS detector,” *Eur. Phys. J. C*, **78** (2018) 997, doi: 10.1140/epjc/s10052-018-6468-7. arXiv: 1808.03951 [nucl-ex].
- [59] ATLAS Collaboration, “Measurement of event-plane correlations in $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ TeV lead-lead collisions with the ATLAS detector,” *Phys. Rev. C*, **90** (2012) 024905, doi: 10.1103/PhysRevC.90.024905. arXiv: 1403.0489 [nucl-ex].
- [60] L. Yan and J.-Y. Ollitrault, “ v_4, v_5, v_6, v_7 : nonlinear hydrodynamic response versus LHC data,” *Phys. Lett. B*, **744** (2015) 82, doi: 10.1016/j.physletb.2015.03.040. arXiv: 1502.02502 [nucl-ex].
- [61] B. Schenke, S. Jeon, and C. Gale, “Higher flow harmonics from (3+1)D event-by-event viscous hydrodynamics,” *Phys. Rev. C*, **85** (2012) 024901, doi: 10.1103/PhysRevC.85.024901. arXiv: 1109.6289 [nucl-ex].
- [62] Z. Chen for the CMS Collaboration, “Evidence for collective phenomena in pp collisions, presented at Quark Matter 2017 conference, Chicago (2017),” [url: https://indico.cern.ch/event/433345/contributions/2358617/attachments/1408947/2154304/QM2017_Zhenyu_v8.pdf](https://indico.cern.ch/event/433345/contributions/2358617/attachments/1408947/2154304/QM2017_Zhenyu_v8.pdf).
- [63] CMS Collaboration, “Charged-particle nuclear modification factors in PbPb and pPb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV,” *JHEP*, **04** (2017) 039, doi: 10.1007/JHEP04(2017)039. arXiv: 1611.01664 [nucl-ex].
- [64] PHENIX Collaboration, “High- p_T Charged Hadron Suppression in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV,” *Phys. Rev. C*, **69** (2004) 034910, doi: 10.1103/PhysRevC.69.034910. arXiv: nucl-ex/0308006 [nucl-ex].
- [65] STAR Collaboration, “Transverse momentum and collision energy dependence of high p_T hadron suppression in Au+Au collisions at ultrarelativistic energies,” *Phys. Rev. Lett.*, **91** (2003) 172302, doi: 10.1103/PhysRevLett.91.172302. arXiv: nucl-ex/0305015 [nucl-ex].

- [66] ALICE Collaboration, “Centrality dependence of charged particle production at large transverse momentum in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV,” *Phys. Lett. B*, **720** (2013) 52, doi: 10.1016/j.physletb.2013.01.051. arXiv: 1208.2711 [nucl-ex].
- [67] CMS Collaboration, “Study of high-pT charged particle suppression in PbPb compared to pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV,” *Eur. Phys. J. C*, **72** (2012) 1945, doi: 10.1140/epjc/s10052-012-1945-x. arXiv: 1202.2554 [nucl-ex].
- [68] ATLAS Collaboration, “Measurement of charged-particle spectra in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with the ATLAS detector at the LHC,” *JHEP*, **09** (2015) 050, doi: 10.1007/JHEP09(2015)050. arXiv: 1504.04337 [nucl-ex].
- [69] ALICE Collaboration, “Transverse momentum dependence of inclusive primary charged-particle production in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV,” *Eur. Phys. J. C*, **74** (2014) 3954, doi: 10.1140/epjc/s10052-014-3054-5. arXiv: 1405.2737 [nucl-ex].
- [70] CMS Collaboration, “Nuclear effects on the transverse momentum spectra of charged particles in pPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV,” *Eur. Phys. J. C*, **75** (2015) 237, doi: 10.1140/epjc/s10052-015-3435-4. arXiv: 1502.05387 [nucl-ex].
- [71] ATLAS Collaboration, “Centrality and rapidity dependence of inclusive jet production in $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV proton-lead collisions with the ATLAS detector,” *Phys. Lett. B*, **748** (2015) 392, doi: 10.1016/j.physletb.2015.07.023. arXiv: 1412.4092 [nucl-ex].
- [72] CMS Collaboration, “Charged-particle angular correlations in xexx collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ TeV,” *Phys. Rev. C*, **100** (2019) 044902, doi: 10.1103/PhysRevC.100.044902. arXiv: 1901.07997 [nucl-ex].
- [73] CMS Collaboration, “Measurement of mixed higher order flow harmonics in PbPb collisions,” *CMS Analysis Note*, CMS-AN-16-294 (2016),

- [74] CMS Collaboration, “Observation of correlated azimuthal anisotropy Fourier harmonics in pp and pPb collisions at the LHC,” *Phys. Rev. Lett.*, **120** (2018) 092301, doi: 10.1103/PhysRevLett.120.092301. arXiv: 1709.09189 [nucl-ex].
- [75] L. Evans, and P. Bryant, “LHC machine,” *Journal of Instrumentation*, **03** (2008) S08001,
- [76] CMS Collaboration, “The CMS experiment at the CERN LHC,” *JINST*, **03** (2008) S08004, doi: 10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- [77] L. Rong-Shyang, for the CMS collaboration, “Status and plan for the upgrade of the cms pixel detector,” *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, **273–275** (2016) 1029, doi: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2015.09.161>.
- [78] M. Krammer, “Operation and Performance of the CMS Silicon Tracker,” *New Trends In High Energy Physics*, (2011) 166,
- [79] CMS Collaboration, “Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker,” *JINST*, **09** (2014) P10009, doi: 10.1088/1748-0221/9/10/P10009. arXiv: 1405.6569 [physics.ins-det].
- [80] CMS Collaboration, “Azimuthal anisotropy of charged particles with transverse momentum up to 100 GeV/c in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV,” *Phys. Lett. B*, **776** (2017) 195, doi: 10.1016/j.physletb.2017.11.041. arXiv: 1702.00630 [nucl-ex].
- [81] I. P. Lokhtin and A. M. Snigirev, “A model of jet quenching in ultrarelativistic heavy ion collisions and high-p T hadron spectra at RHIC,” *Eur. Phys. J.*, **45** (2006) 211, doi: doi: 10.1140/epjc/s2005-02426-3. arXiv: hep-ph/0506189 [nucl-th].
- [82] S. Agostinelli *at al.*, “Geant4 — a simulation toolkit,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, **506** (2003) 250, doi: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- [83] S. Collaboration, “Elliptic flow from two and four particle correlations in Au+Au collisions at $s(NN)^{1/2} = 130$ -GeV,” *Phys.Rev. C*, **86** (2002) 034904, doi: 10.1103/PhysRevC.66.034904. arXiv: nucl-ex/0206001 [nucl-ex].

- [84] A. M. Poskanzer and S. A. Voloshin, “Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions,” *Phys. Rev. C*, **58** (1998) 1671-1678, doi: 10.1103/PhysRevC.58.1671. arXiv: nucl-ex/9805001 [nucl-ex].
- [85] E877 Collaboration, “Energy and charged particle flow in 10.8a gev/c au+au collisions,” *Phys. Rev. C*, **55** (1997) 1420, doi: 10.1103/PhysRevC.55.1420. arXiv: nucl-ex/9610006 [nucl-ex].
- [86] E877 Collaboration, “Proton and pion production relative to the reaction plane in Au + Au collisions at 11-A-GeV/c,” *Phys. Rev. C*, **56** (1997) 3254, doi: 10.1103/PhysRevC.56.3254. arXiv: nucl-ex/9707002.
- [87] J.-Y. Ollitrault, “Reconstructing azimuthal distributions in nucleus-nucleus collisions,” arXiv: nucl-ex/9711003 [nucl-ex].
- [88] P. Danielewicz and G. Odinec, “Transverse momentum analysis of collective motion in relativistic nuclear collisions,” *Phys. Lett. B*, **157** (1985) 146, doi: 10.1016/0370-2693(85)91535-7.
- [89] A. Olszewski and W. Broniowski, “Partial correlation analysis method in ultra-relativistic heavy-ion collisions,” *Phys. Rev. C*, **96** (2017) 054903, doi: 10.1103/PhysRevC.96.054903. arXiv: 1706.02862 [nucl-ex].
- [90] M. Luzum and J.-Y. Ollitrault, “Eliminating experimental bias in anisotropic-flow measurements of high-energy nuclear collisions,” *Phys. Rev. C*, **87** (2013) 044907, doi: 10.1103/PhysRevC.87.044907. arXiv: 1209.2323 [nucl-ex].
- [91] S. Wang, Y. Z. Jiang, and Y. M. Liu, “Measurement of collective flow in heavy-ion collisions using particle-pair correlations,” *Phys. Rev. C*, **44** (1991) 1091, doi: 10.1103/PhysRevC.44.1091.
- [92] CMS Collaboration, “Long-range and short-range dihadron angular correlations in central PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV,” *JHEP*, **07** (2011) 076, doi: 10.1007/JHEP07(2011)076. arXiv: 1105.2438 [nucl-ex].
- [93] ALICE Collaboration, “Long-range angular correlations on the near and away side in p-Pb collisions $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV,” *Phys. Lett. B*, **19** (2013) 29, doi: 10.1016/j.physletb.2013.01.012. arXiv: 1212.2001 [nucl-ex].

- [94] ATLAS Collaboration, “Observation of Associated Near-Side and Away-Side Long-Range Correlations in $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV Proton-Lead Collisions with the ATLAS Detector,” *Phys. Rev. Lett.*, **110** (2013) 182302, doi: 10.1103/PhysRevLett.110.182302. arXiv: 1212.5198 [nucl-ex].
- [95] CMS Collaboration, “Multiplicity and transverse momentum dependence of two- and four-particle correlations in pPb and PbPb collisions,” *Phys. Lett. B*, **724** (2013) 213, doi: 10.1016/j.physletb.2013.06.028. arXiv: 1305.0609 [nucl-ex].
- [96] CMS Collaboration, “Evidence for collectivity in pp collisions at the LHC,” *Phys. Lett. B*, **765** (2017) 193, doi: 10.1016/j.physletb.2016.12.009. arXiv: 1606.06198 [nucl-ex].
- [97] J.-Y. Ollitrault, M. A. Poskanzer, and S. A. Voloshin, “Effect of flow fluctuations and nonflow on elliptic flow methods,” *Phys. Rev. C*, **80** (2009) 014904, doi: 10.1103/PhysRevC.80.014904. arXiv: 0904.2315 [nucl-ex].
- [98] B. Schenke and S. Schlichting, “3-D Glasma initial state for relativistic heavy ion collisions,” *Phys. Rev. C*, **94** (2016) 044907, doi: 10.1103/PhysRevC.94.044907. arXiv: 1605.07158 [hep-ph].
- [99] B. Schenke, and S. Jeon, and C. Gale, “3+1D hydrodynamic simulation of relativistic heavy-ion collisions,” *Phys. Rev. C*, **82** (2010) 014903, doi: 10.1103/PhysRevC.82.014903. arXiv: 1004.1408 [hep-ph].
- [100] S. Ryu *et al.*, “Importance of the bulk viscosity of QCD in ultrarelativistic heavy-ion collisions,” *Phys. Rev. Lett.*, **115** (2015) 132301, doi: 10.1103/PhysRevLett.115.132301. arXiv: 1502.01675 [nucl-th].
- [101] H. Petersen, “Fully integrated transport approach to heavy ion reactions with an intermediate hydrodynamic stage,” *Phys. Rev. C*, **78** (2008) 132301, doi: 10.1103/PhysRevC.78.044901. arXiv: 0806.1695 [nucl-th].
- [102] G. Giacalone *et al.*, “Hydrodynamic predictions for 5.44 TeV Xe+Xe collisions,” *Phys. Rev. C*, **97** (2018) 034904, doi: 10.1103/PhysRevC.97.034904. arXiv: 1711.08499 [nucl-th].

- [103] G. Giacalone, J. Noronha-Hostler, J.-Y. Ollitrault, “Relative flow fluctuations as a probe of initial state fluctuations,” *Phys. Rev. C*, **95** (2017) 054910, doi: 10.1103/PhysRevC.95.054910. arXiv: 1702.01730 [nucl-th].
- [104] J. S. Moreland, J. E. Bernhard, and S. A. Bass, “Alternative ansatz to wounded nucleon and binary collision scaling in high-energy nuclear collisions,” *Phys. Rev. C*, **92** (2015) 011901, doi: 10.1103/PhysRevC.92.011901. arXiv: 1412.4708 [nucl-th].
- [105] P. Moller *at al.*, “Nuclear ground-state masses and deformations: FRDM(2012),” *Atom. Data Nucl. Data Tabl.*, **109–110** (2015) 1, doi: 10.1016/j.adt.2015.10.002. arXiv: 1508.06294 [nucl-th].
- [106] R. Bhalerao, M. Luzum, and J.-Y. Ollitrault, “Understanding anisotropy generated by fluctuations in heavy-ion collisions,” *Phys. Rev. C*, **84** (2011) 054901, doi: 10.1103/PhysRevC.84.054901. arXiv: 1107.5485 [nucl-th].
- [107] P. Romatschke and U. Romatschke, “Viscosity information from relativistic nuclear collisions: how perfect is the fluid observed at RHIC?” *Phys. Rev. Lett.*, **99** (2007) 172301, doi: 10.1103/PhysRevLett.99.172301. arXiv: 0706.1522 [nucl-th].

Биографија аутора

Милан Стојановић је дипломирао 2014. године на Физичком факултету, Универзитета у Београду, на смеру Теоријска и експериментална физика, са просечном оценом 9.19. Дипломски рад на тему „Реконструкција елиптичког тока у PbPb сударима на LHC енергији од $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV“ одбранио је са оценом 10. Докторске студије уписао је 2014. године на Физичком факултету у Београду на студијском програму физике, научна област - физика језгара и честица, где је положио све испите са просечном оценом 10 и сада пише своју докторску дисертацију. Рад на докторату обавља у Институту за нуклеарне науке “Винча”, где је и запослен као истраживач приправник. Ментор на изради тезе му је др Јован Милошевић, научни саветник ИНН Винча. Од 2015. године је и члан CMS (Compact Muon Solenoid) колаборације у CERN-у.

Милан Стојановић је као ученик похађао две међународне летње школе физике високих енергија: European School of High Energy Physics, Банско, Бугарска, од 2. до 20. септембра 2015. и 3rd International Summer School of QCD: Dense systems in QCD at asymptotical energies, у Орсеју, Француска, од 20. јуна до 1. јула 2016. године.

Током свог рада у ИНН Винча има објављене три публикације у међународним часописима и неколико предавања по позиву на међународним научним скуповима. Посебно треба истаћи конференцију Quark Matter 2018, која је одржана у Венецији у мају прошле године и представља најпрестижнију конференцију у области физике тешких језгара. Милан Стојановић је на њој одржао предавање под називом Measurement of collective flow in XeXe collisions at 5.44 TeV with the CMS experiment .

Биографија аутора

Осим непосредне анализе CMS података, Милан Стојановић у оквиру CMS колаборације ради и на реконструкцији и калибрацији трагова наелектрисаних честица са посебном спецификацијом за трагове из пиксел детектора.

Од јула 2018. ради и рецензије за часопис Nuclear Physics A (IF = 0.97).

Изјава о ауторству

Име и презиме аутора Милан Стојановић

Број индекса 8013 / 2014

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

Азимуталне анизотропије наелектрисаних честица у сударима pp, pPb, XeXe и

PbPb у експерименту CMS на Великом хадронском сударачу - LHC

- резултат сопственог истраживачког рада;
- да дисертација у целини ни у деловима није била предложена за стицање друге дипломе према студијским програмима других високошколских установа;
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио/ла ауторска права и користио/ла интелектуалну својину других лица.

Потпис аутора

У Београду, _____

Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора _____ Милан Стојановић _____

Број индекса _____ 8013 / 2014 _____

Студијски програм _____ Физика _____

Наслов рада _____ Азимуталне анизотропије наелектрисаних честица у сударима pp, pPb, XeXe и PbPb у експерименту CMS на Великом хадронском сударачу - LHC _____

Ментор _____ др Јован Милошевић _____

Изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла ради похрањена у **Дигиталном репозиторијуму Универзитета у Београду**.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског назива доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада.

Ови лични подаци могу се објавити на мрежним страницама дигиталне библиотеке, у електронском каталогу и у публикацијама Универзитета у Београду.

Потпис аутора

У Београду, _____

Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

Азимуталне анизотропије наелектрисаних честица у сударима pp, pPb, XeXe и

PbPb у експерименту CMS на Великом хадронском сударачу - LHC

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао/ла сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију похрањену у Дигиталном репозиторијуму Универзитета у Београду и доступну у отвореном приступу могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство (CC BY)
2. Ауторство – некомерцијално (CC BY-NC)
3. Ауторство – некомерцијално – без прерада (CC BY-NC-ND)
4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима (CC BY-NC-SA)
5. Ауторство – без прерада (CC BY-ND)
6. Ауторство – делити под истим условима (CC BY-SA)

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци.
Кратак опис лиценци је саставни део ове изјаве).

Потпис аутора

У Београду, _____

1. **Ауторство.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце, чак и у комерцијалне сврхе. Ово је најслободнија од свих лиценци.

2. **Ауторство – некомерцијално.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела.

3. **Ауторство – некомерцијално – без прерада.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела. У односу на све остале лиценце, овом лиценцом се ограничава највећи обим права коришћења дела.

4. **Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада.

5. **Ауторство – без прерада.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела.

6. **Ауторство – делити под истим условима.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада. Слична је софтверским лиценцама, односно лиценцама отвореног кода.