

Министерство образования и науки Российской Федерации
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
ФАКУЛЬТЕТ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
КАФЕДРА ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

На правах рукописи
УДК 538.931

КОРОЛЕВ МИХАИЛ ИГОРЕВИЧ

«ИЗУЧЕНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ
ЧАСТИЦ МЕТОДОМ ДВУХ-ЧАСТИЧНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ В
ЭКСПЕРИМЕНТЕ RHENIX»

Выпускная квалификационная работа бакалавра

Направление подготовки 14.03.02 Ядерная физика и технологии

Выпускная квалификационная
работа защищена

“ ___ ” _____ 2016 г.

Оценка _____

Секретарь ГЭК _____

г. Москва

2016

Пояснительная записка к дипломной работе на тему:
«ИЗУЧЕНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ
ЧАСТИЦ МЕТОДОМ ДВУХ-ЧАСТИЧНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ В
ЭКСПЕРИМЕНТЕ RHENIX»

Группа: Т8-40

Студент _____ Королев М. И.

Научный руководитель _____ Тараненко А.В.

Рецензент _____ Селюженков И.В.

Зав.каф.№40 _____ Скорохватов М.Д.

Аннотация

В столкновения релятивистских тяжелых ионов при высоких энергиях образуется новая форма материи – кварк-глюонная плазма (КГП). Эксперименты по изучению свойств данной материи проводятся на коллайдерах RHIC (Relativistic Heavy Ions Collider) и LHC (Large Hadron Collider). Важной наблюдаемой величиной, связанной с свойствами КГП, являются азимутальные анизотропные потоки адронов, рождаемых в результате столкновений. Потоки принято характеризовать через коэффициенты v_n разложения азимутального распределения в ряд Фурье. В данной работе представлены результаты измерений второй v_2 и третьей v_3 гармоники методом двух-частичных корреляций для заряженных адронов, образующихся в результате столкновений Au+Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ ГэВ в эксперименте PHENIX (RHIC, БНЛ).

В первой главе представлено введение в физику тяжелых ионов, дано описание коллективных потоков и описаны основные методы их измерения.

Во второй главе описан эксперимент PHENIX и основные характеристики детекторов, используемых в данной работе.

В третьей главе показаны результаты реконструкции потоков методом двух-частичных корреляций, сравнения с предварительными данными коллаборации PHENIX, полученными методами скалярного произведения и плоскости реакции. Детально исследованы влияния неоднородностей детекторов на результаты измерений.

В заключении кратко изложены основные результаты проделанной работы.

Содержание

1. Введение	3
1.1. Фазовая диаграмма сильно взаимодействующей материи	3
1.2. Коллективные потоки	4
1.3. Методы измерения коллективных потоков v_n	6
1.3.1. Метод плоскости события (EP)	6
1.3.2. Метод скалярного произведения (SP)	7
1.3.3. Метод двух-частичных корреляций (2PC)	7
2. Эксперимент PHENIX	10
2.1. Релятивистский коллайдер тяжелых ионов RHIC	10
2.2. Детекторный комплекс PHENIX	11
2.2.1. Центральный спектрометр	11
2.2.2. Детекторы общего назначения	12
3. Результаты измерений	15
3.1. Отбор событий и треков	15
3.2. Анизотропия аксептанса центрального спектрометра	15
3.3. Корреляционные функции	16
3.4. Коллективные потоки и сравнение результатов	17
3.5. Изучение эффектов аксептанса детектора RXN	20
4. Заключение	24
5. Приложение	25

1. Введение

Экспериментальные исследования столкновений тяжелых ионов при высоких энергиях ведутся более тридцать лет. Основной целью экспериментов, является поиск и изучение свойств нового состояния материи – кварк-глюонной плазмы (КГП), которая образуется при экстремально высоких температурах и/или плотностях энергии и состоит из слабо взаимодействующих кварков, антикварков и глюонов, находящихся в состоянии деконфайнмента [1]. Предполагается, что Вселенная, образовавшаяся около 14 миллиардов лет назад, находилась в таком состоянии в первые мгновения (около 10^{-6} с) после Большого Взрыва.

Для того чтобы зафиксировать образование КГП во взаимодействиях тяжелых релятивистских ядер, необходимо измерить целую совокупность признаков ее образования. Сигналы образования КГП могут изучаться только через регистрацию адронов, лептонов и фотонов, вылетающих из области взаимодействия на конечной стадии реакции. Большинство теоретически предсказанных сигналов образования КГП полностью или частично размываются в ходе эволюции взаимодействующей системы.

Впервые кварк-глюонная плазма была экспериментально обнаружена при изучении столкновений ионов золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ на ускорителе RHIC Брукхейвенской национальной лаборатории (США) на основании обнаружения эффекта гашения струй и наблюдения большого по величине эллиптического потока заряженных адронов.

Целью данной работы являлось изучение коллективных потоков в столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 62$ ГэВ методом двух-частичных корреляций в эксперименте PHENIX, сравнение с результатами, полученными методами плоскости реакции и скалярного произведения, и изучение влияния эффектов акцептанса детектора на величину потоков.

1.1. Фазовая диаграмма сильно взаимодействующей материи

На рисунке 1 изображена фазовая диаграмма квантовой хромодинамики (КХД), на которой ось ординат соответствует температуре ядерной материи

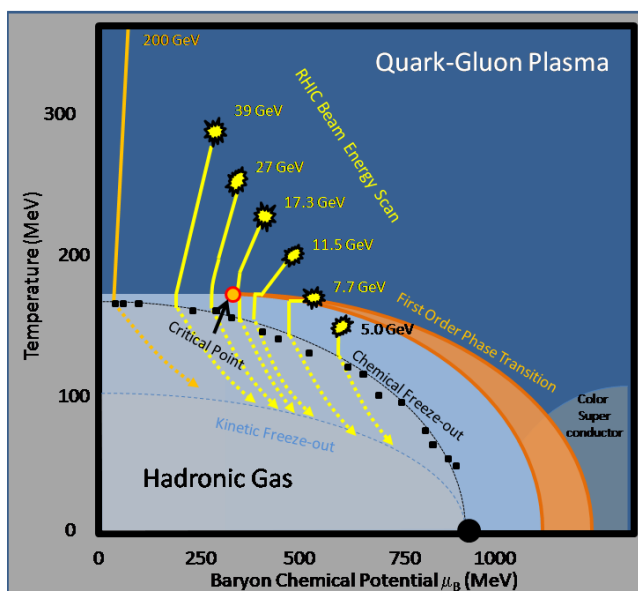


Рис. 1. Схематичное изображение фазовой диаграммы КХД.

T , а ось абсцисс – барионному химическому потенциалу μ_B . При высоких значениях T и малых значениях μ_B ожидается плавный переход из адронной материи в состояние КГП, называемый переходом типа кроссовер. При больших значениях μ_B и малых T ожидается фазовый переход первого рода. Точка, в которой кроссовер переходит в фазовый переход первого рода, называется критической точкой. Поэтому проведение экспериментов в широком диапазоне энергий может позволить обнаружить другие типы переходов и найти положение критической точки на фазовой диаграмме КХД.

1.2. Коллективные потоки

Поперечный азимутально-асимметричный поток является одним из ключевых объектов исследований в физике высоких энергий. Измерение величин анизотропных коллективных потоков могут дать представление о коллективной эволюции на ранних стадиях столкновений тяжелых ионов [2]. Для нецентральных столкновений область взаимодействия азимутально асимметрична, и, как результат коллективного расширения материи, имеет место азимутальная эмиссия частиц (рисунок 2).

Наблюдаемую азимутальною анизотропию принято описывать через Фурье разложение [3, 4]:

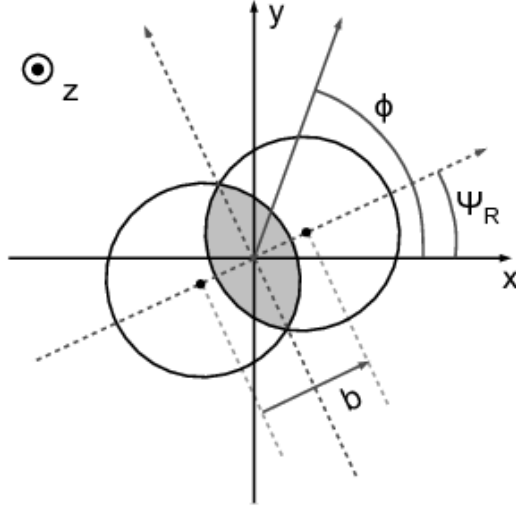


Рис. 2. Схематическое изображение области перекрытия двух ядер. На рисунке показаны: прицельный параметр b - расстояние между сталкивающимися ядрами, азимутальный угол ϕ и угол плоскости симметрии Ψ_R .

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{d^2 N}{2\pi p_T dp_T d\eta} \left(1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n(p_T, \eta) \cos n(\phi - \Phi_n) \right), \quad (1)$$

где ϕ - азимутальный угол вылетающей частицы, p_T - поперечный импульс, η - псевдобыстрота, v_n - величина гармоники n , Φ_n - угол плоскости симметрии.

Изучение коллективных потоков в столкновениях релятивистских ядер может пролить свет на уравнение состояния и транспортные свойства образующейся материи.

Прямой поток (v_1) характеризует средний импульс частицы, образованной в результате столкновения ядер, вдоль направления прицельного параметра.

Эллиптический поток (v_2) дает информацию о величине градиентов давления при гидродинамическом расширении, эффективных степенях свободы и степени термализации на ранних этапах столкновения. Зависимость эллиптического потока от размера системы, поперечного импульса или массы, имеют важнейшее значение для понимания свойств материи, образующейся во время столкновений [5].

Треугольный поток (v_3) и более высшие гармоники связаны с флуктуациями формы области перекрытия ядер во время столкновения.

Форма области перекрытия ядер в событии может сильно отличаться от эллиптической в силу флуктуаций, что приводит к ненулевым значениям нечетных коэффициентов v_n . Высшие гармоники более чувствительны к некоторым свойствам кварк-глюонной плазмы, например, вязкость.

1.3. Методы измерения коллективных потоков v_n

1.3.1. Метод плоскости события (EP)

Для вычисления v_n необходимо измерить корреляции между азимутальным углом заряженных треков ϕ и азимутом плоскости симметрии Ψ_n . Плоскость реакции нельзя непосредственно измерить в эксперименте. Поэтому используется оценочное значение Φ_n , называемое плоскостью события, и производятся измерения по отношению к данной плоскости.

Угол плоскости события Φ_n может быть получен используя Q -вектора [7]:

$$Q_{nx} = Q_n \cos n\Phi_n = \sum_i w_i \cos n\phi_i, \quad (2)$$

$$Q_{ny} = Q_n \sin n\Phi_n = \sum_i w_i \sin n\phi_i, \quad (3)$$

$$\Phi_n = \tan^{-1} \left(\frac{Q_{ny}}{Q_{nx}} \right) / n, \quad (4)$$

где суммирование производится по группе частиц или секторам/элементам детекторов, используемым для оценки плоскости события; ϕ_i и w_i – азимутальный угол и вес для i ого элемента соответственно.

Можно записать:

$$\underbrace{\langle \cos[n(\phi - \Phi_n)] \rangle}_{v_n^{obs}} = \langle \cos[n((\phi - \Psi_n) - (\Phi_n - \Psi_n))] \rangle = \\ = \underbrace{\langle \cos[n(\phi - \Psi_n)] \rangle}_{v_n} \underbrace{\langle \cos[n(\Phi_n - \Psi_n)] \rangle}_{Res\{\Phi_n\}}. \quad (5)$$

Для получения правой части уравнения (5) предполагалось, что разница между углом плоскости реакции Ψ_n и углом плоскости события Φ_n является случайной величиной, и учитывалось, что при усреднении по всем событиям

все члены с синусами равны нулю в силу симметрии. Величина $Res\{\Phi_n\}$ называется разрешением плоскости реакции.

Для определения истинной величины потока v_n , наблюдаемое значение v_n^{obs} необходимо скорректировать на разрешение $Res\{\Phi_n\}$:

$$v_n = \frac{\langle \cos[n(\phi - \Phi_n)] \rangle}{\langle \cos[n(\Phi_n - \Psi_n)] \rangle} = \frac{v_n^{obs}}{Res\{\Phi_n\}}. \quad (6)$$

Разрешение плоскости реакции $Res\{\Phi_n\}$ можно вычислить используя различные методы [8].

1.3.2. Метод скалярного произведения (SP)

Метод был предложен как альтернатива EP методу [9]. В нем не используется угол плоскости события, а только информация о компонентах Q-векторов:

$$v_n\{SP\} = \frac{\langle u_n Q_n^* \rangle}{2\sqrt{\langle Q_{n,A} Q_{n,B}^* \rangle}}, \quad (7)$$

где $Q_{n,A}$ и $Q_{n,B}$ – вектора потока, вычисленные для наборов частиц A и B соответственно, Q_n – вектор, соответствующий полному набору частиц в событии, u_n – единичный вектор. A и B должны иметь одинаковую множественность.

1.3.3. Метод двух-частичных корреляций (2PC)

Основная идея заключается в построении корреляционной функции для двух частиц [10]. Распределение числа пар по $\Delta\phi = \phi_a - \phi_b$ можно разложить в ряд Фурье:

$$\frac{dN_{pairs}}{d\Delta\phi} \propto 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} V_n(p_T^a, p_T^b) \cos(n\Delta\phi), \quad (8)$$

где коэффициенты V_n – симметричные функции p_T^a и p_T^b .

Согласно уравнению (1):

$$\frac{dN_{pairs}}{d\Delta\phi} \propto 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n(p_T^a) v_n(p_T^b) \cos(n\Delta\phi), \quad (9)$$

где v_n предполагается независимым от η (приблизительно выполняется при $|\eta| < 2.5$). Согласно (8) и (9), V_n можно разложить как произведение двух одночастичных коэффициентов:

$$V_n(p_T^a, p_T^b) = v_n(p_T^a)v_n(p_T^b). \quad (10)$$

Такое разложение справедливо, если анизотропия двух частиц происходит за счет коллективного расширения и потерь энергии струй (оба эффекта связаны с начальной пространственной асимметрией). С другой стороны, корреляции, вызванные распадами резонансов или фрагментацией прямых и обратных струй, могут нарушить соотношение (10), поэтому, оно может быть использовано только для тех диапазонов p_T^a и p_T^b , где доминируют эффекты, связанные с начальной пространственной асимметрией.

Чтобы построить корреляционную функцию, запишем распределения:

$$\frac{dN^A}{d\phi_A} \propto 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n^a \cos(n(\phi_a - \Phi_n)), \quad (11)$$

$$\frac{dN^B}{d\phi_B} \propto 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n^b \cos(n(\phi_b - \Phi_n)), \quad (12)$$

где a и b соответствуют двум частицам.

Определим корреляционную функцию как:

$$C(\Delta\phi) = \frac{N_{Same}(\phi_a - \phi_b)}{N_{Mixed}(\phi_a - \phi_b)}, \quad (13)$$

где $N_{Same}(\phi_a - \phi_b)$ - распределение разности азимутальных углов частиц $\Delta\phi = \phi_a - \phi_b$ для всех комбинаций частиц a и b из одного и того же события. Распределение N_{Mixed} строится аналогичным образом, за исключением того, что частицы a и b берутся их разных событий. Согласно [11] можно прийти к следующему уравнению:

$$C(\Delta\phi) = 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n^a v_n^b \cos(n(\Delta\phi)). \quad (14)$$

Таким образом, из корреляционной функции (14) можно получить

произведение потоков $v_n^a v_n^b$.

Построив дополнительную корреляционную функцию $v_n^b v_n^b$, можно найти результирующий v_n^a :

$$v_n^a = \frac{v_n^a v_n^b}{\sqrt{v_n^b v_n^b}} \quad (15)$$

2. Эксперимент RHENIX

2.1. Релятивистский коллайдер тяжелых ионов RHIC

На рисунке 3 представлено схематичное изображение ускорительного комплекса RHIC, расположенного в Брукхевенской Национальной Лаборатории, Нью-Йорк, США. RHIC разгоняет протоны и ядра до ультрарелятивистских скоростей и сталкивает встречные пучки тяжелых ионов (преимущественно ядра золота).

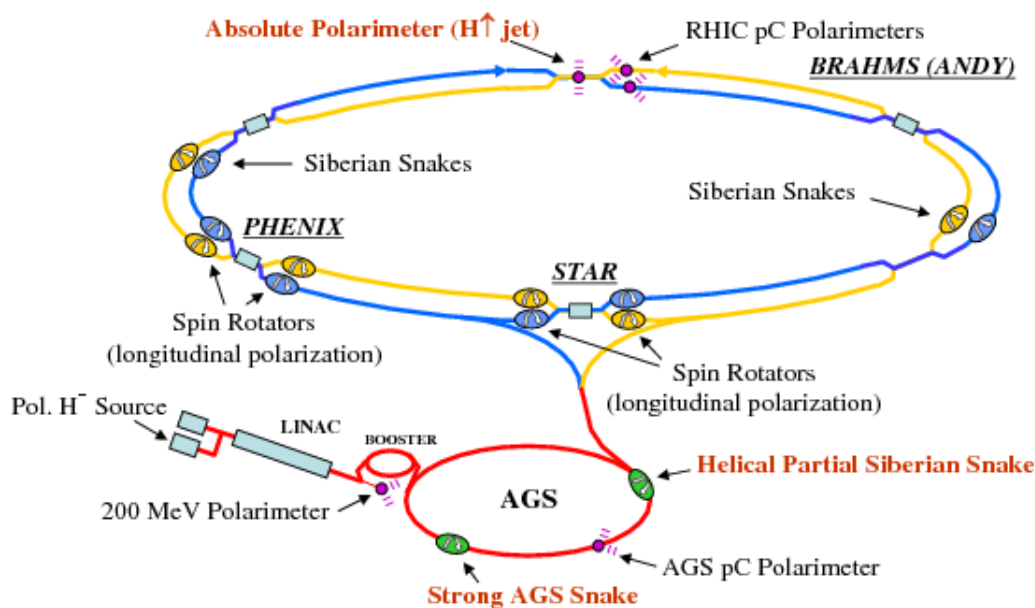


Рис. 3. Релятивистский коллайдер тяжелых ионов RHIC.

Частицы проходят несколько этапов ускорений, прежде чем достигают основных колец коллайдера. Источником протонов служит линейный ускоритель (Linac), способный ускорять их до энергии 200 МэВ. Источником ионов служит преинжекторная система EBIS (Electron Beam Ion Source), которая способна создавать высоко заряженные ионные пучки практически любого элемента (от дейтрона до урана). Эти пучки ускоряются двумя небольшими линейными ускорителями и направляются в Бустер (Booster Synchrotron). В качестве примера работы ускорительного комплекса рассмотрим ядра золота. На входе Бустера они имеют энергию 2 МэВ/нуклон и электрический заряд $Q = +32$. В бустере частицы разгоняются до энергии 95 МэВ/нуклон. Затем ионы золота с зарядом $Q = +77$ ускоряются с помощью синхротрона AGS (Alternating Gradient

Synchrotron) [12] до энергии 8.86 ГэВ/нуклон. Затем они окончательно обдираются от оставшихся электронов и инжектируются в транспортную линию ATR (AGS-to-RHIC Transfer Line), по которой попадают непосредственно в коллайдер. По двум независимым концентрическим кольцам (условно обозначенные как “синий” и “желтый”) длиной 3834 метра циркулируют тяжелые ионы в противоположных направлениях. Сталкиваемые частицы фокусируются с помощью сверхпроводящих необий-титановых магнитов. 6 точек столкновений расположены на относительно прямых участках. В четырёх точках расположены два больших эксперимента STAR и PHENIX и два малых – PHOBOS, BRAHMS.

2.2. Детекторный комплекс PHENIX

Эксперимент PHENIX [13] на коллайдере RHIC состоит из четырех спектрометров и трёх глобальных детекторов (BBC, ZDC, RXN). Восточный и западный центральные спектрометры установлены в области нулевых значений быстрот и предназначены для детектирования электронов, фотонов и заряженных адронов. Северный и южный мюонные спектрометры имеют полное покрытие по азимутальному направлению и предназначены для детектирования мюонов. Детекторы общего назначения измеряют координату вершины и множественность столкновения. Общий вид экспериментальной установки PHENIX представлен на рисунке 4. Сверху (а) показаны восточное и западное плечи центрального спектрометра, по центру (b) – вид детектора вдоль оси пучка, снизу (c) изображено покрытие по псевдобыстроте основных детекторных систем.

В таблице 1 приведены: покрытие по быстрой, азимутальному углу и другие основные параметры детекторов, используемых в данной работе.

2.2.1. Центральный спектрометр

Магнитное поле для центрального спектрометра создается центральным магнитом, направлено параллельно оси пучка вокруг точки столкновения. Центральный спектрометр состоит из трековой системы для заряженных

Детектор	$\Delta\eta$	$\Delta\phi$	Назначение
VBC	$\pm(3, 1 - 3, 9)$	360°	Триггер, определение положения вершины и центральности
ZDC	$\pm 3, 8$	360°	Триггер, спектаторы, нейтроны
DC	$\pm 0, 35$	90°	Разрешение по импульсу
PC	$\pm 0, 35$	90°	Поиск трека, определение координаты Z
RICH	$\pm 0, 35$	90°	Идентификация электронов
TOF	$\pm 0, 35$	45°	Идентификация частиц по массе

Таблица 1. Покрывание детекторов по псевдобыстроте и азимутальному углу и их основное назначение

частиц и электромагнитного калориметра, а также нескольких дополнительных детекторов.

Трековая система включает:

- Три слоя падовых камер (многопроволочные пропорциональные камеры PC1, PC2, PC3), указывающих координату заряженных частиц, проходящих через плоскость детектора [14].
- Дрейфовые камеры (DC), которые с высокой точностью измеряют импульсы заряженных частиц [15].

Для идентификации частиц в центральном спектрометре используются:

- Время-пролетные камеры (TOFE и TOFW), которые идентифицируют заряженные адроны
- Черенковский детектор кругового действия (RICH), идентифицирующий электроны и позитроны [16]
- Электромагнитные калориметры (EMC), выполненные по разным технологиям: один сделан на основе PbSc и используется для временного разрешения, другой - PbGl, дает хорошее разрешение по энергии.

2.2.2. Детекторы общего назначения

- Два калориметра малых углов ZDC (Zero Degree Calorimeters) [17] детектируют нейтроны и служат триггерами самых периферальных столкновений.

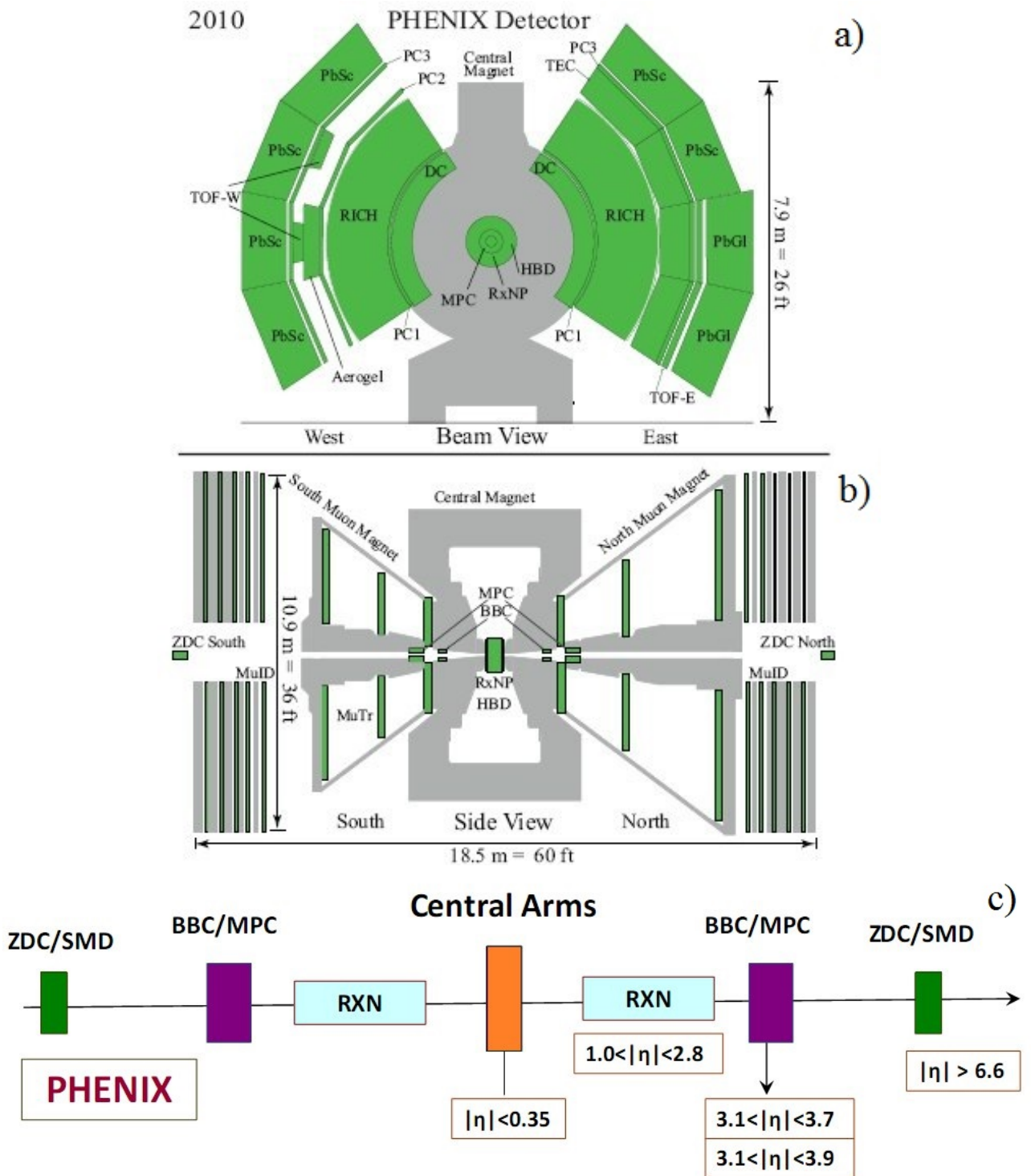


Рис. 4. Детекторный комплекс PHENIX.

- Пара счетчиков BBC (Beam-Beam Counter) измеряет время пролета частиц с целью определения времени столкновения, и служит триггерами самых центральных столкновений. BBC так же измеряют позицию столкновения вдоль оси пучка.
- Детектор плоскости реакции (RXN) [18] состоит из двух частей:

Северная (N) и Южная (S). Они расположены на расстоянии 39 см от центральной точки столкновения. Детектор представляет набор сцинтилляторов трапецевидной формы толщиной 2 см. Они установлены в виде двух концентрических колец (внутренне и внешнее). Каждое кольцо содержит по 12 сцинтилляторов и покрывает диапазон 2π по азимутальному углу ϕ и $1.0 < |\eta| < 2.8$ по псевдобыстроте ($1.0 < |\eta| < 1.5$ – внутреннее, $1.5 < |\eta| < 2.8$ – внешнее). Оба кольца могут использоваться как независимые детекторы. Разделение по псевдобыстроте помогает избежать насыщения сигнала, когда много частиц попадает во внутреннюю часть детектора. Основное назначение детектора – определение угла плоскости реакции в событии.

3. Результаты измерений

В данной работе проводился анализ данных коллаборации PHENIX для столкновений Au+Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ ГэВ. Набор данных проводился на ускорителе RHIC в 2010 году.

3.1. Отбор событий и треков

Для реконструкции потоков заряженных частиц использовались следующие выборки событий и треков частиц:

- Координата вершины столкновения, определяемая с помощью детектора VBC: $-30 < z_{vertex} < 30$ см.
- Центральность: 0–50%
- Поперечный момент частиц: $0.5 < p_T < 4.0$ ГэВ/с. При $p_T > 4.0$ ГэВ/с количества частиц становится недостаточно для определения величин коллективных потоков.
- Координата «хита» z в падовой камере PC1: $|z| < 75$ см.
- Чтобы уменьшить фон от элетронов, количество трубок RICH детектора, в которых появился сигнал: $n_0 = 0$.
- Для отбора треков, у которых отклик в третьем слое падовой камеры PC3 соответствует ожиданию трековой модели используется следующее ограничение: $\sigma_{PC3(TOF)} = \sqrt{(\Delta\phi_{PC3(TOF)})^2 + (\Delta z_{PC3(TOF)})^2} \leq 2$,
где $\Delta\phi_{PC3(TOF)}$ и $\Delta z_{PC3(TOF)}$ - разница по азимутальному углу и z-координате между местом отклика в детекторе и интерполированным в это место треком.

3.2. Анизотропия акцептанса центрального спектрометра

На рисунке 5 представлено распределение азимутального угла заряженных частиц, регистрируемых в центральном спектрометре. Видно,

что аксептанс центрального спектрометра сильно анизотропный. Чтобы величина потоков не зависела от аксептанса детектора применяется техника смешивания событий (event mixing). В уравнении 13 распределение N_{mixed} , для частиц из разных событий, содержит в себе информацию, связанную с аксептансом детектора. В то время как распределение N_{same} , где используются треки из одного события, дополнительно несет в себе физический сигнал. Корреляция этих распределений помогает выделить требуемую величину. Поэтому в отличие от методов плоскости реакции и скалярного продукта проводить процедуры коррекции аксептанса детектора (recentering, flattening) не требуется.

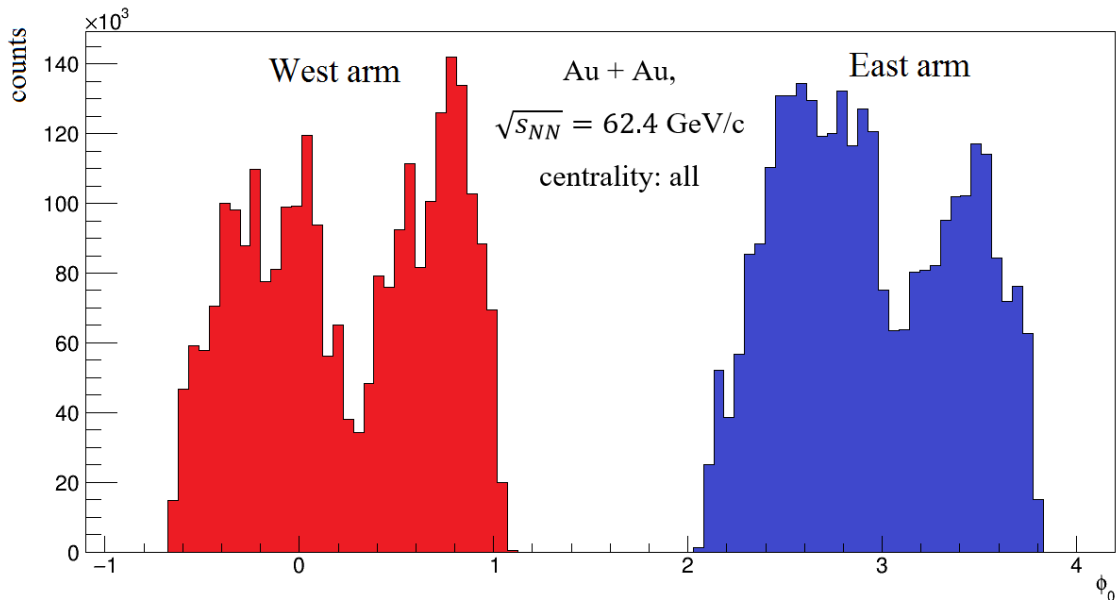


Рис. 5. Распределение азимутального угла заряженных частиц, реконструированных из центральной части PHENIX. Левая часть распределения соответствует восточному плечу центрального спектрометра, правая – западному.

3.3. Корреляционные функции

Для анализа используется 2 типа корреляционных функций. Первая (CNT–RXN) получена как разность между азимутальным углом заряженной частицы ϕ_0 (определяемым в центральном спектрометре (CNT) детектора PHENIX) и азимутальным углом каждого из секторов RXN детектора с учетом заряда в данном модуле. Вторая функция (RXN–RXN)

– из разности азимутальных углов модулей Северной и Южной частей детектора RXN.

На рисунках 6 и 7 приведены примеры корреляционных функций $C(\Delta\phi)$ $CNT - RXN$ и $RXN_{south} - RXN_{north}$ для различных центральностей столкновений (примеры $C(\Delta\phi)$ $CNT - RXN$ для других значений поперечного импульса находятся в Приложении).

Полученные распределения аппроксимируем рядом Фурье:

$$\frac{dN}{d\Delta\phi} = 1 + 2 \sum_{n=1}^6 v_n^{CNT} v_n^{RXN} \cos(n\Delta\phi), \quad (16)$$

для корреляционных функций CNT–RXN, и

$$\frac{dN}{d\Delta\phi} = 1 + 2 \sum_{n=1}^6 v_n^{RXN} v_n^{RXN} \cos(n\Delta\phi), \quad (17)$$

для корреляционных функций RXN–RXN.

Далее извлекаем коэффициенты $v_n^{CNT} v_n^{RXN}$ и $v_n^{RXN} v_n^{RXN}$ и получаем величины коллективных потоков:

$$v_n^{CNT} = \frac{v_n^{CNT} v_n^{RXN}}{\sqrt{v_n^{RXN} v_n^{RXN}}} \quad (18)$$

заряженных частиц, регистрируемых в центральном спектрометре PHENIX.

3.4. Коллективные потоки и сравнение результатов

На рисунке 8 показаны результаты реконструкции эллиптического v_2 и треугольного v_3 потоков в столкновениях Au+Au при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 62.4$ ГэВ в зависимости от поперечного импульса.

Видно, что эллиптический поток растет с увеличением центральности, что связано с формой области перекрытия двух сталкивающихся ядер.

Значение треугольного потока практически не зависит от центральности столкновения, что объясняется его флуктуационной природой.

Так же стоит отметить, что величины потоков, полученные с помощью метода двух-частичных корреляций, близки с результатами, полученными с помощью методов плоскости реакции и скалярного произведения (рисунки 22, 23, 24 и 23).

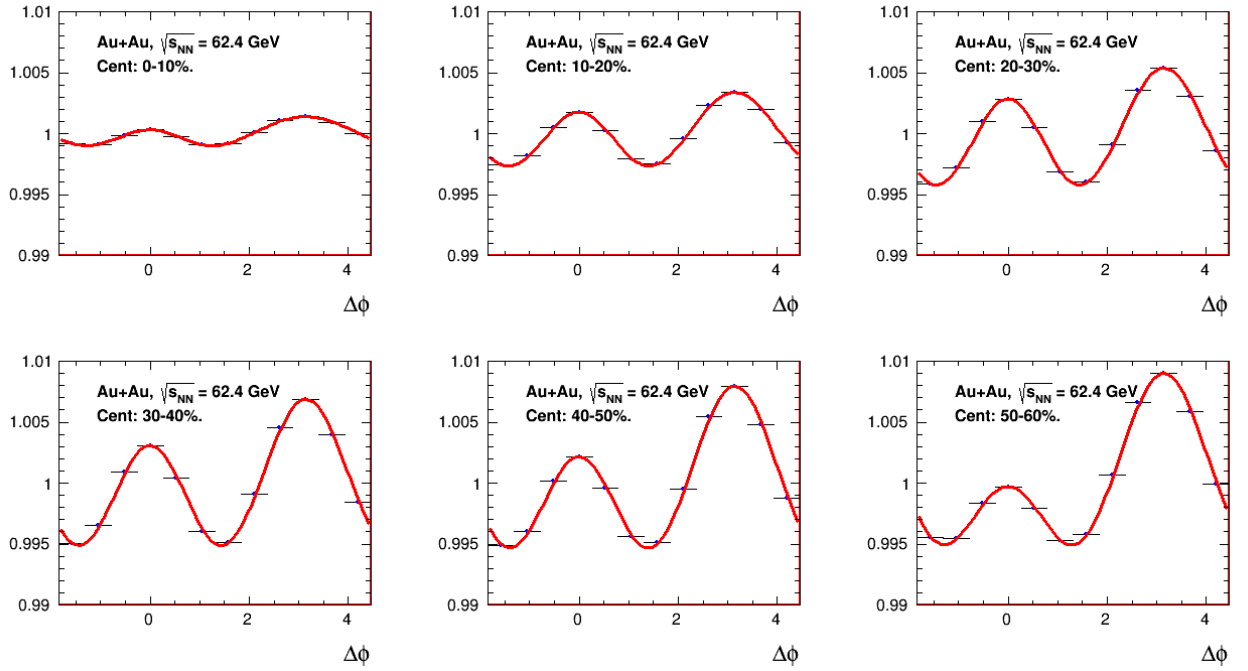


Рис. 6. $R_{XN_{south}} - R_{XN_{north}}$ корреляционная функция азимутального угла для всех заряженных частиц в столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 62.4$ ГэВ. Красная кривая – аппроксимация рядом Фурье данного распределения.

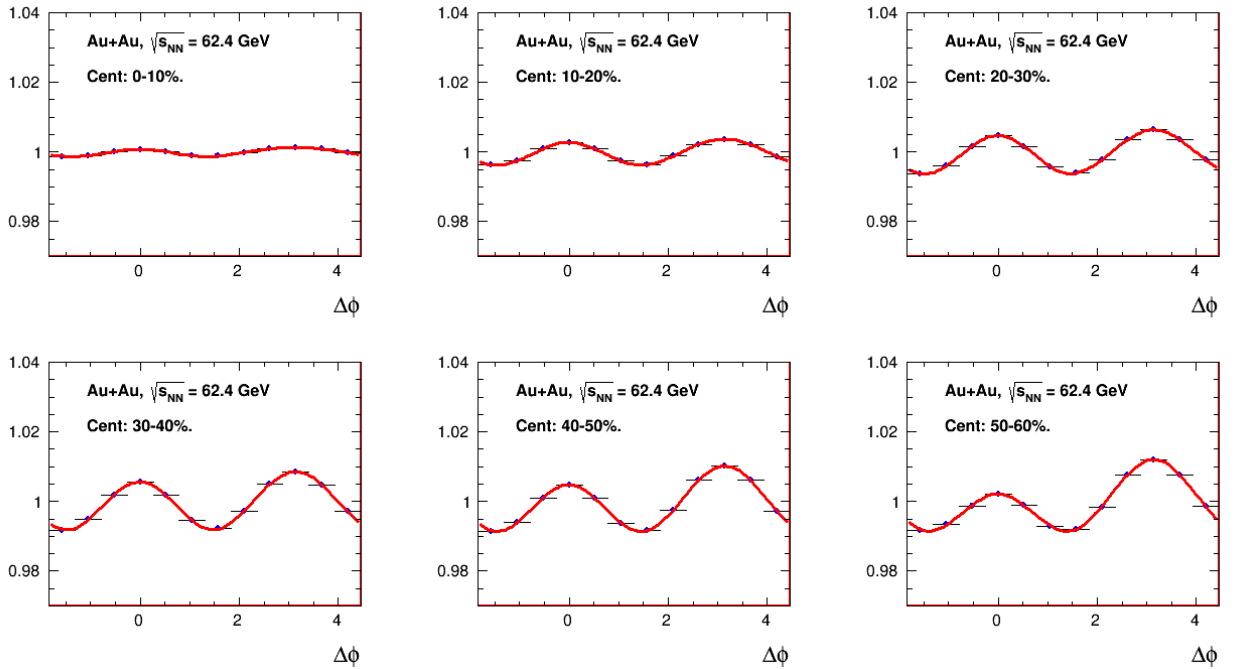


Рис. 7. $CNT - R_{XN}$ корреляционная функция азимутального угла для всех заряженных частиц в столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 62.4$ ГэВ. $0.5 < p_T < 0.75$ ГэВ/с. Красная кривая – аппроксимация рядом Фурье данного распределения.

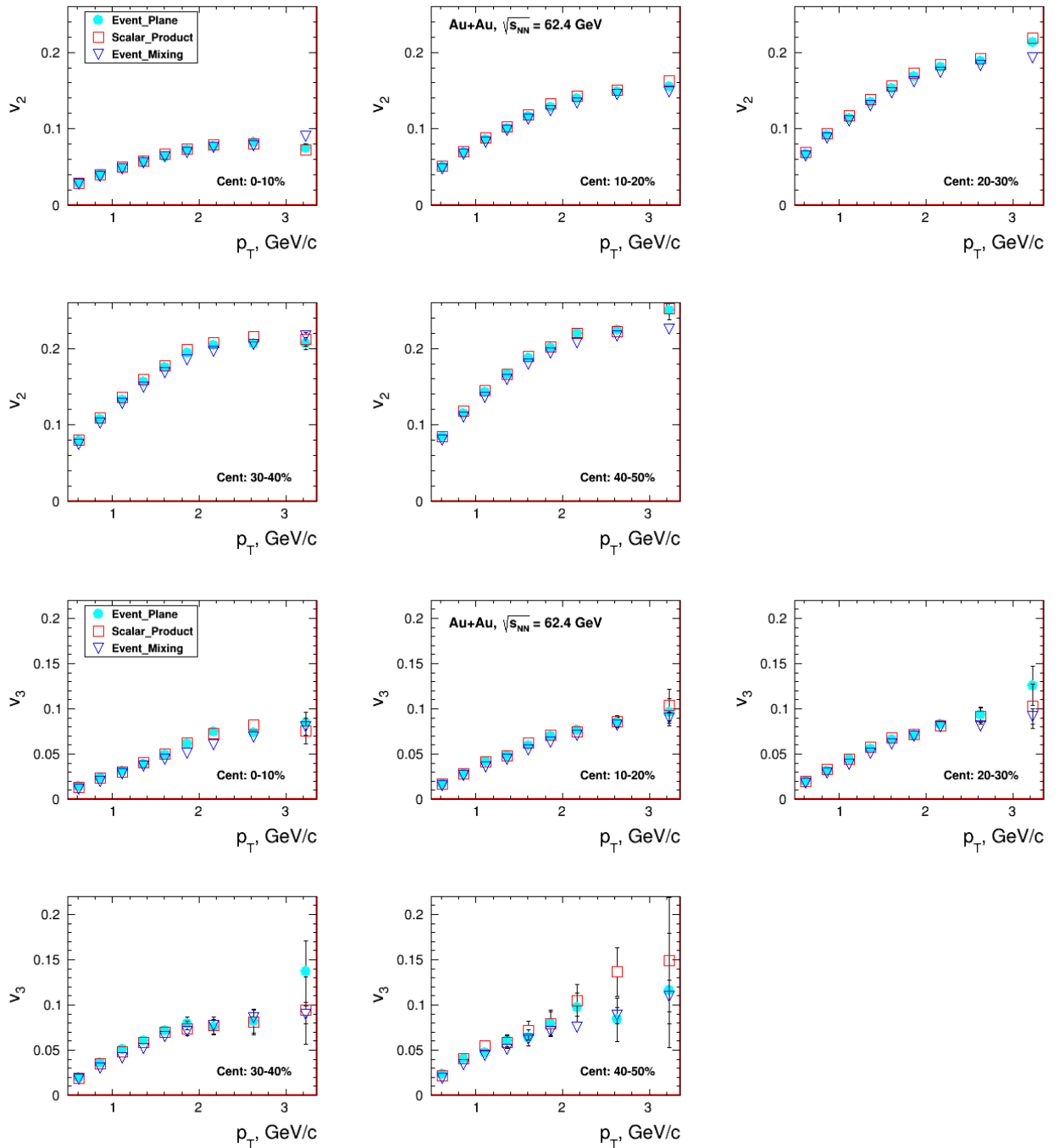


Рис. 8. v_2 и v_3 в зависимости от p_t для всех частиц при центральности 0-50% для столкновений ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ ГэВ, полученные методами плоскости реакции, скалярного продукта и двух-частичных корреляций.

3.5. Изучение эффектов аксептанса детектора RXN

Как было отмечено ранее, внутренние и внешнее кольца детектора RXN покрывают разные диапазоны по псевдобыстроте ($1.0 < |\eta| < 1.5$ – внутреннее, $1.5 < |\eta| < 2.8$ – внешнее). По этой причине их можно использовать как два независимых детектора. Дополнительно были получены значения v_2 и v_3 , используя разные комбинации детектора плоскости реакции (рисунок 17).

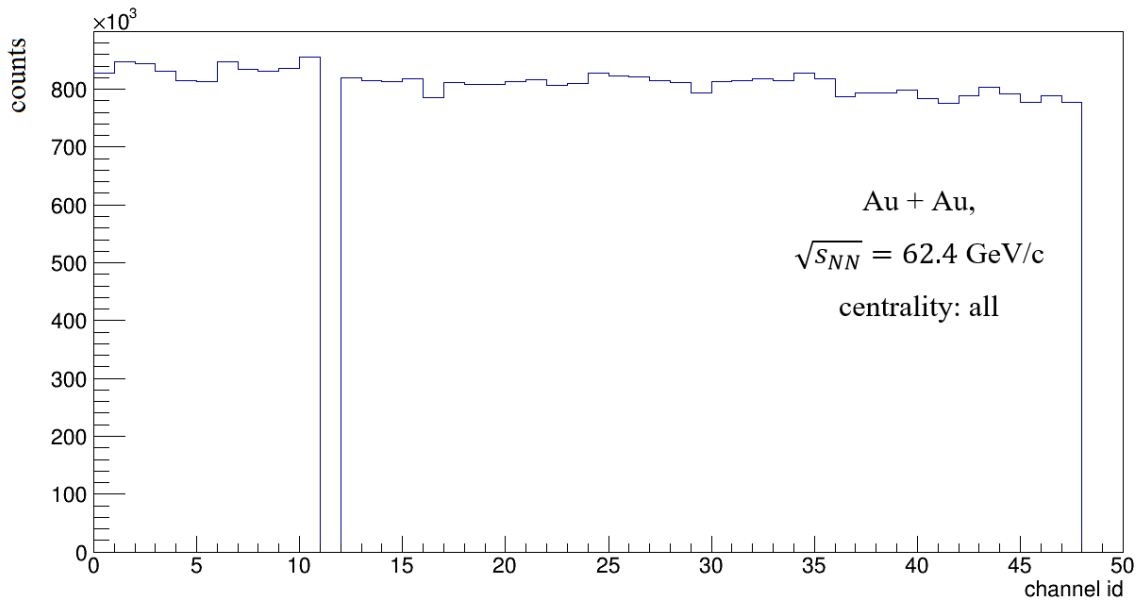


Рис. 9. Распределение по номерам модулей детектора RXN .

Во внутреннем кольце южной части детектора плоскости реакции один из модулей не записывал информацию. Это видно из распределения номеров секторов RXN (рисунок 9). В связи с этим возможны дополнительные эффекты детектора при реконструкции потоков. Так как во внешнем кольце (RXN_{out}) все модули функционируют его можно принять за эталон. Чтобы проверить как влияет отсутствие одного модуля, был отключен один из секторов RXN_{out} . Была сделана коррекция (использовалось среднее значение сигнала двух соседних модулей) и построены реконструированные потоки v_2 и v_3 по отношению к результатам, в которых все модули включены.

Из рисунков 12 и 19 видно, что коррекция не приносит заметных улучшений для второй гармоники v_2 , результаты для v_3 уменьшились. Также рисунки 11 и 18 показывают, что отсутствие информации в одном

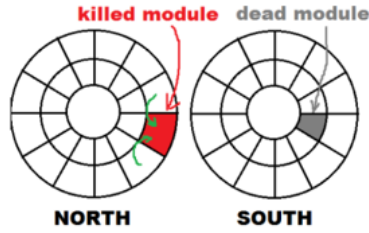


Рис. 10. Схематичное изображение детектора RXN. Отмечен неисправный модуль и модуль, который был отключен и затем восстановлен.

их секторов детектора плоскости реакции, слабо влияют на потоки реконструированные методом двух-частичных корреляций.

Аналогичная процедура была проделана для метода скалярного произведения. На рисунках 13 и 20 представлено сравнение результатов, полученных с отключенным модулем без коррекции, с результатами эталонного (RXN_{out}). Видно, что отсутствие одного модуля вносит сильные изменения в величину поков.

На рисунках 14 и 21 представлены аналогичные результаты, но сравнение проводится для результатов с коррекцией на мертвый модуль. Коррекция значительно улучшает значения эллиптического потока v_2 . Треугольный поток восстанавливается, но не до конца.

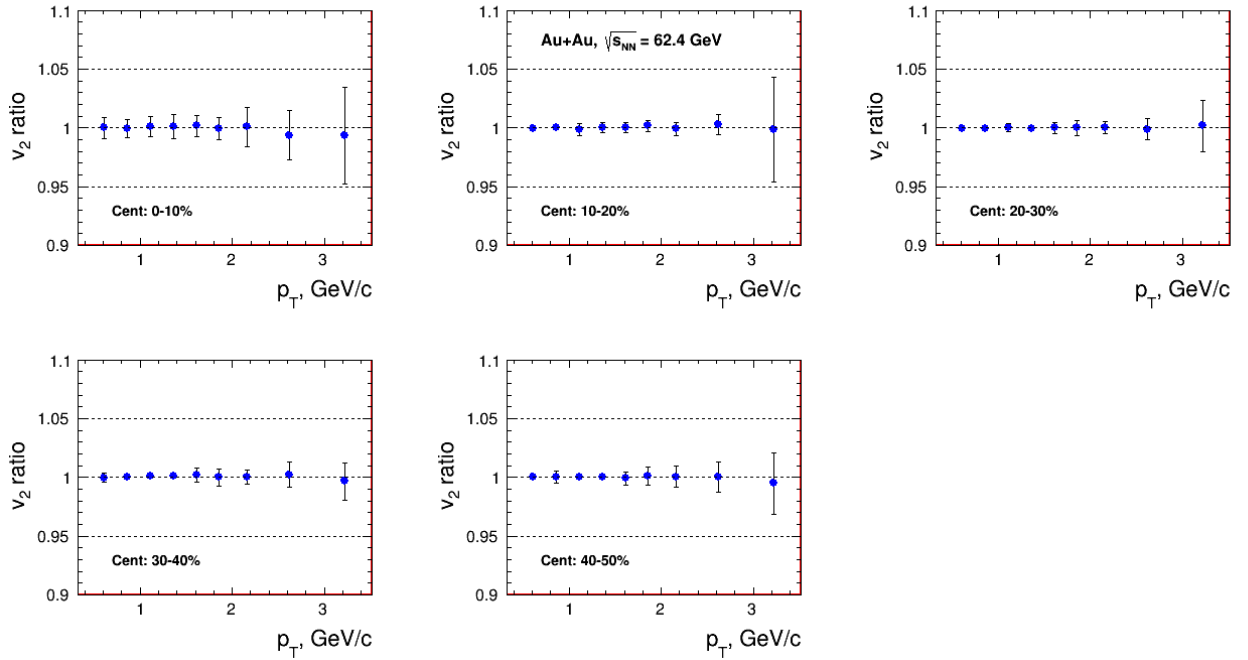


Рис. 11. Отношение величины v_2 с отключенным модулем без коррекции к величине того же потока, полученного с помощью всех модулей. Величины реконструированы методом 2РС.

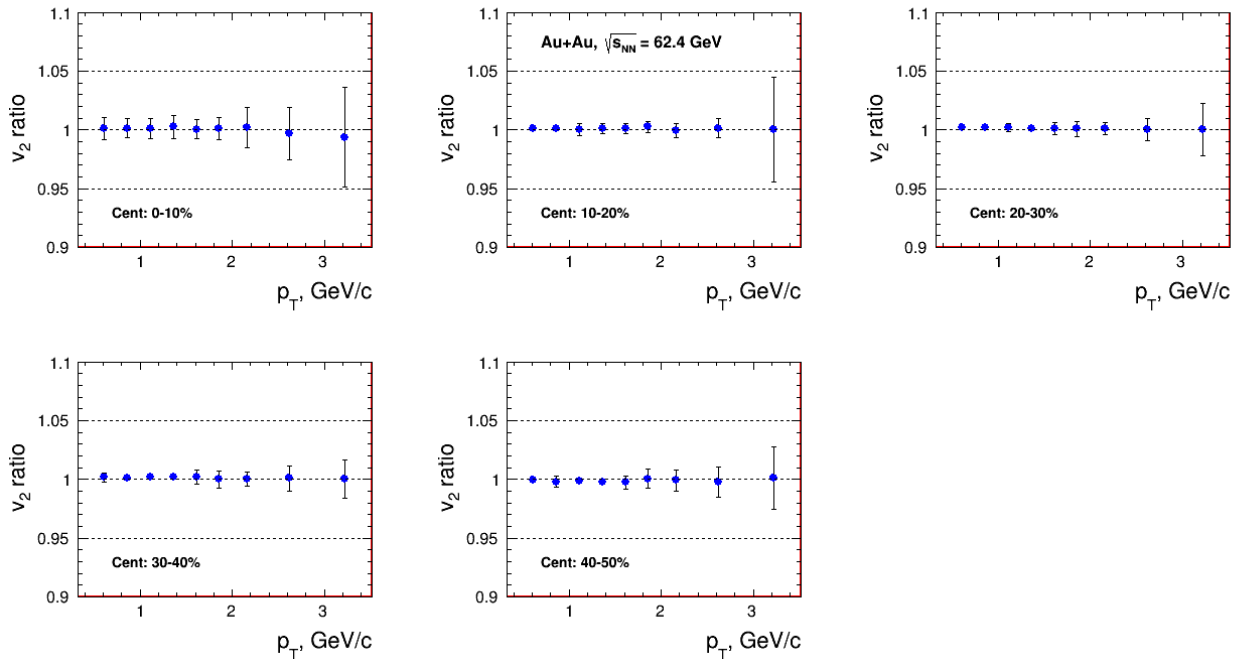


Рис. 12. Аналогично рисунку 11, но отключенный модуль восстановлен.

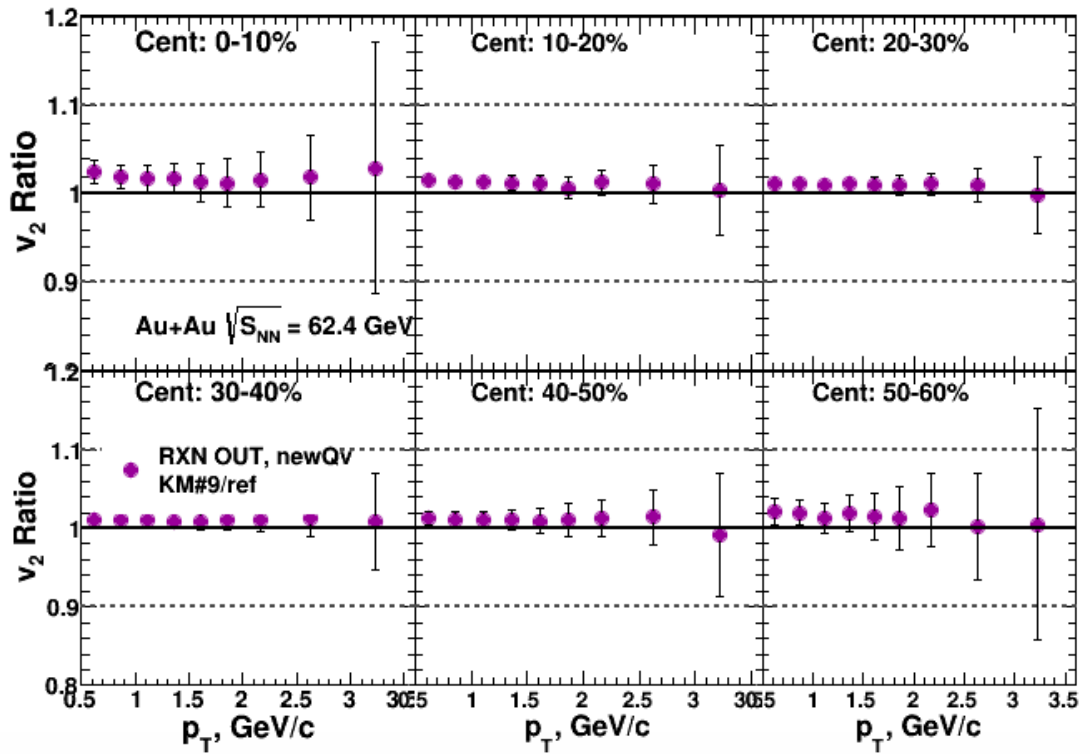


Рис. 13. Отношение величины v_2 с отключенным модулем без коррекции к величине того же потока, полученного с помощью всех модулей. Величины реконструированы методом скалярного произведения.

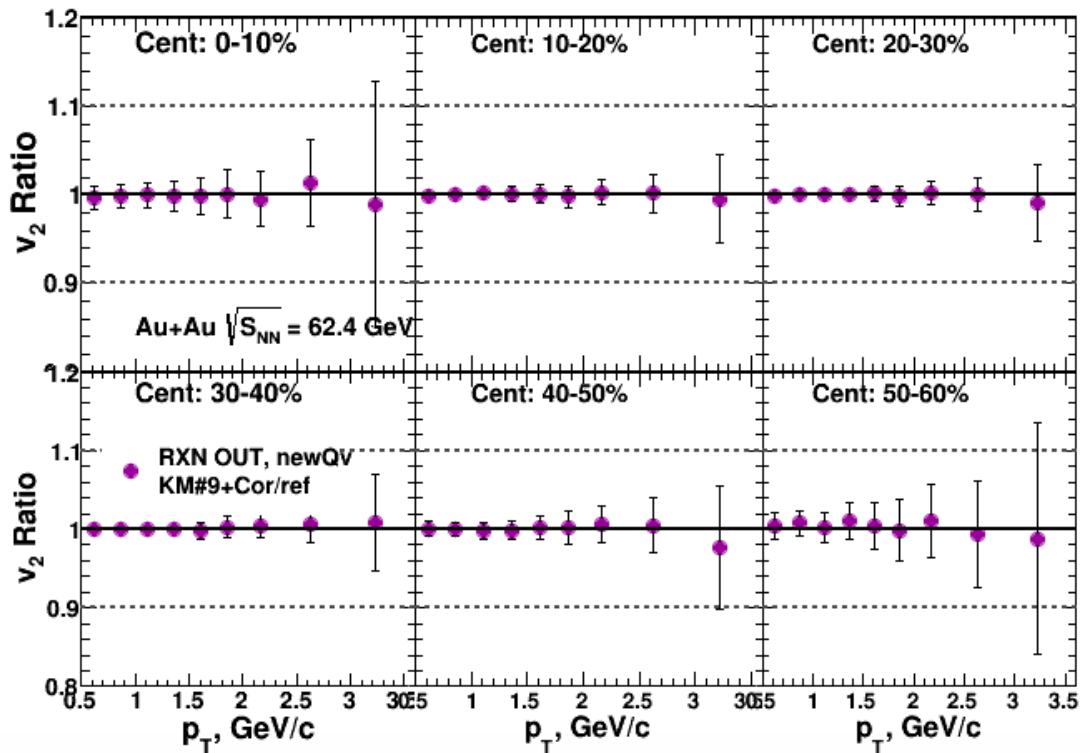


Рис. 14. Аналогично рисунку 13, но отключенный модуль восстановлен

4. Заключение

В данной работе измерена азимутальная анизотропия заряженных частиц, возникающая при столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ ГэВ в эксперименте PHENIX на коллайдере RHIC. Представлены результаты реконструкция эллиптического потока v_2 и треугольного v_3 заряженных частиц в зависимости от поперечного момента методом двух-частичных корреляций.

Полученные значения представлены в сравнении с предварительными данными коллаборации PHENIX, полученными методами плоскости реакции и скалярного произведения.

В дополнение проведено исследование влияния неисправности одного из модулей детектора плоскости реакции на величину коллективных потоков.

5. Приложение

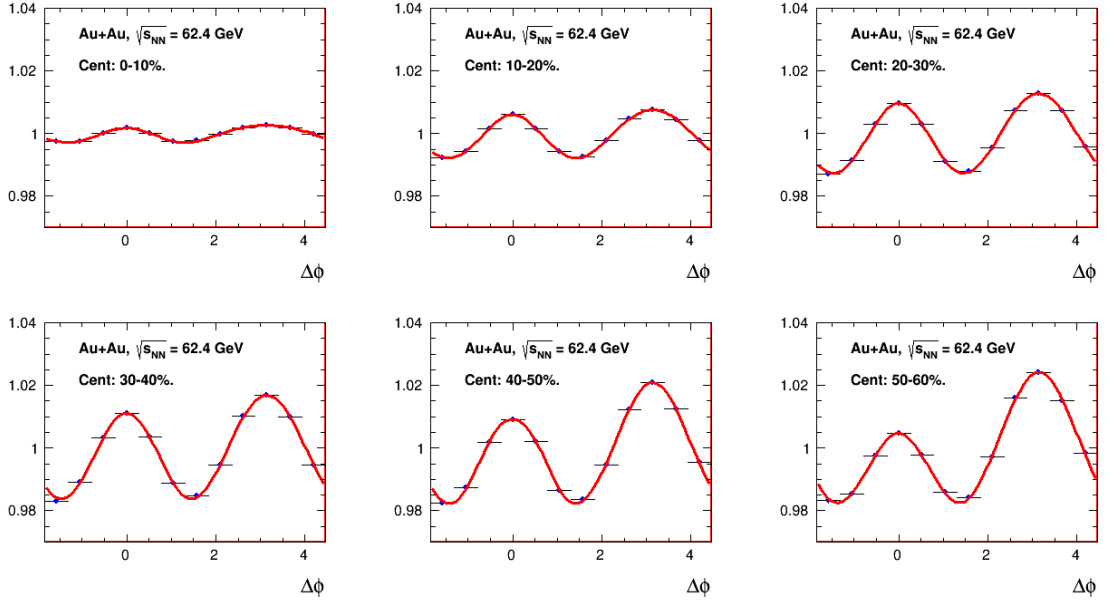


Рис. 15. $CNT-RXN$ корреляционная функция азимутального угла для всех заряженных частиц в столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ ГэВ. $1.25 < p_T < 1.50$ ГэВ/с. Красная кривая – аппроксимация рядом Фурье данного распределения.

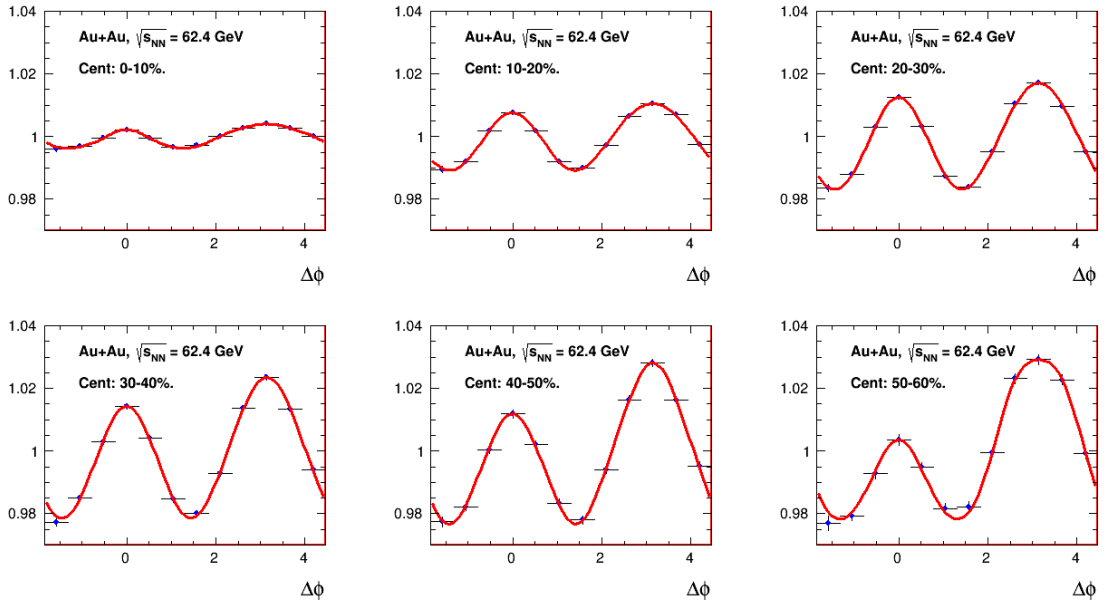


Рис. 16. $CNT-RXN$ корреляционная функция азимутального угла для всех заряженных частиц в столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ ГэВ. $2.0 < p_T < 2.4$ ГэВ/с. Красная кривая – аппроксимация рядом Фурье данного распределения.

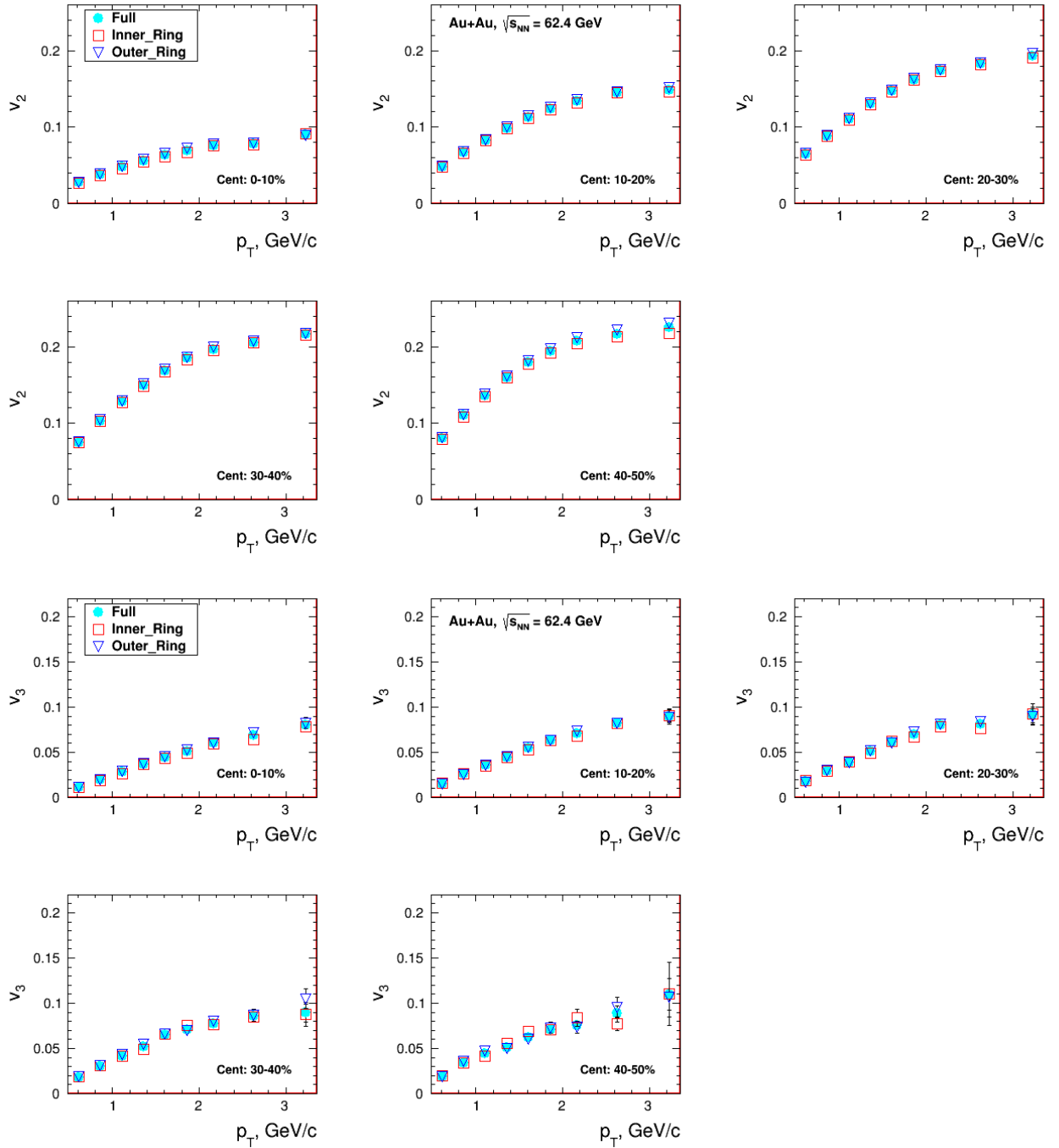


Рис. 17. v_2 и v_3 в зависимости от p_t для всех частиц при центральности 0-50% для столкновений ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ ГэВ, полученные с использованием 3х разных комбинаций детектора RXN.

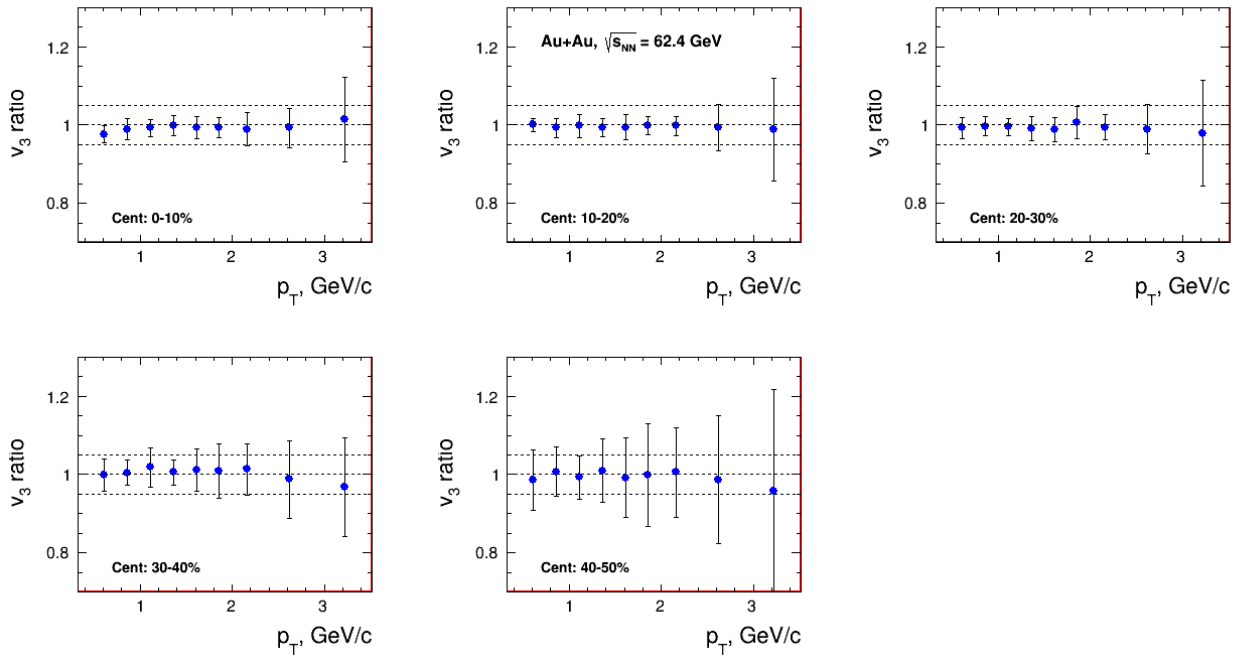


Рис. 18. Отношение величины v_3 с отключенным модулем без коррекции к величине того же потока, полученного с помощью всех модулей. Величины реконструированы методом 2РС.

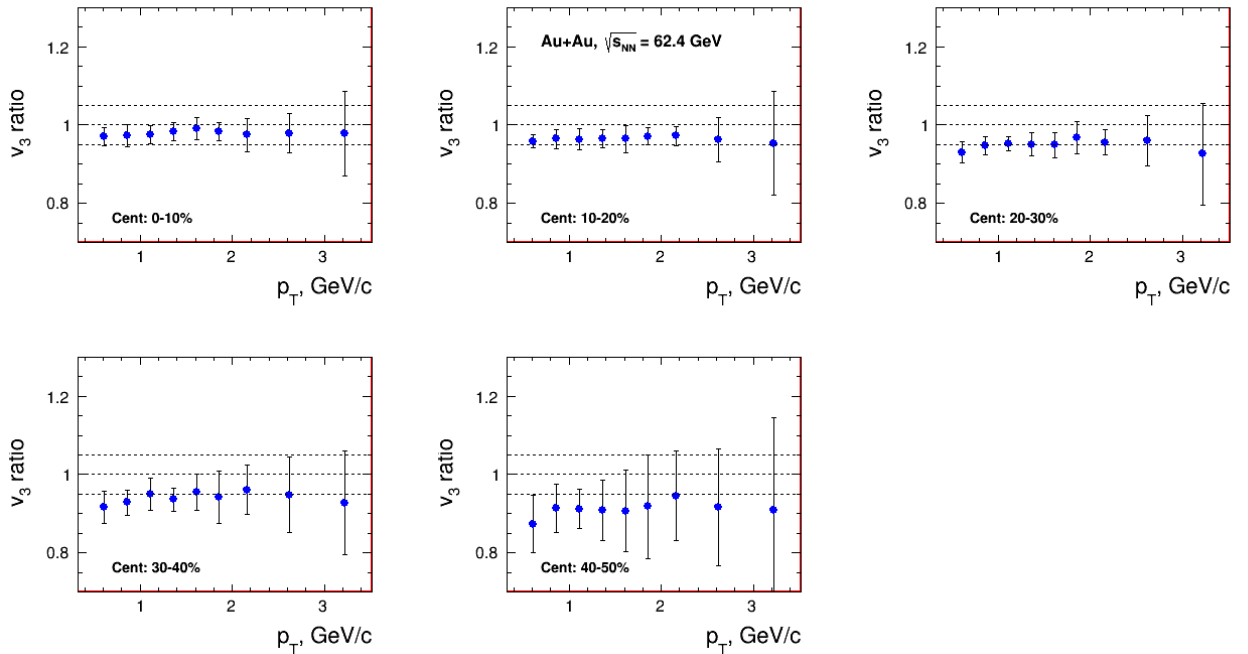


Рис. 19. Аналогично рисунку 18, но отключенный модуль восстановлен.

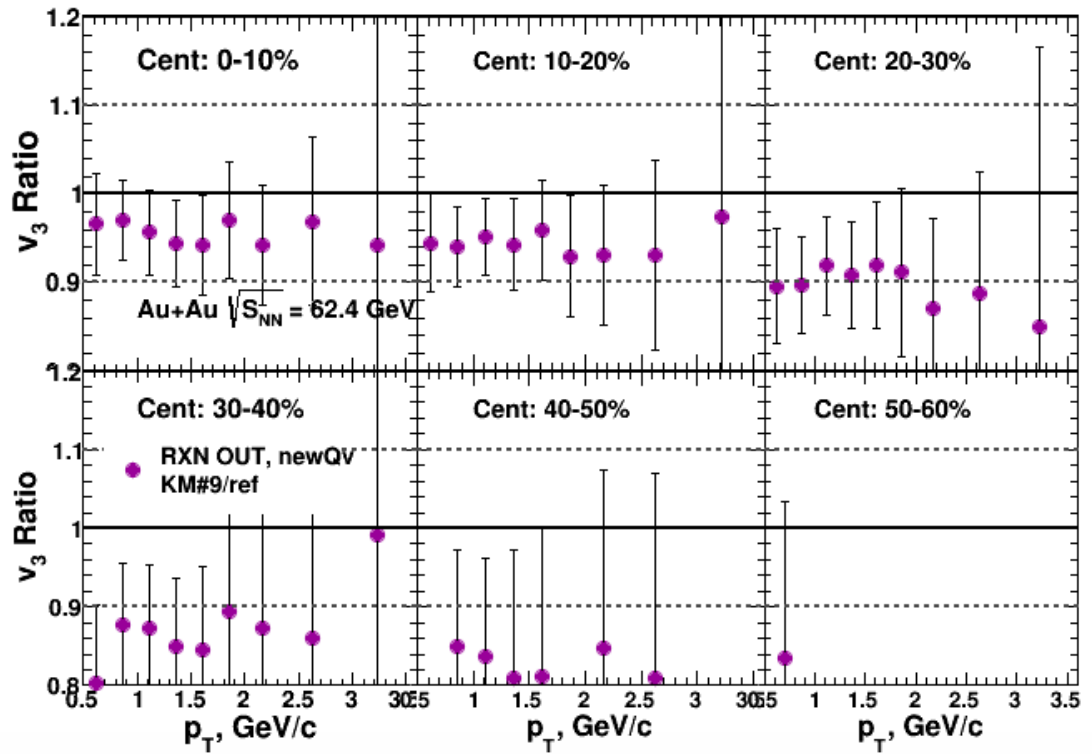


Рис. 20. Отношение величины v_3 с отключенным модулем без коррекции к величине того же потока, полученного с помощью всех модулей. Величины реконструированы методом SP.

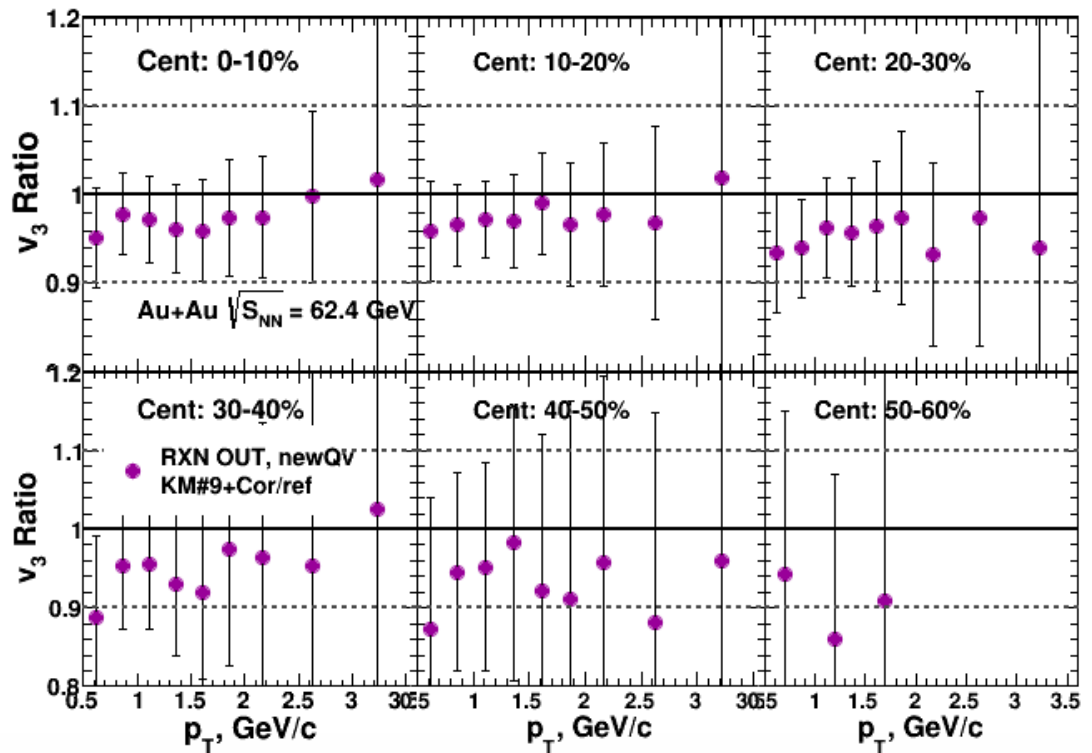


Рис. 21. Аналогично рисунку 20, но отключенный модуль восстановлен.

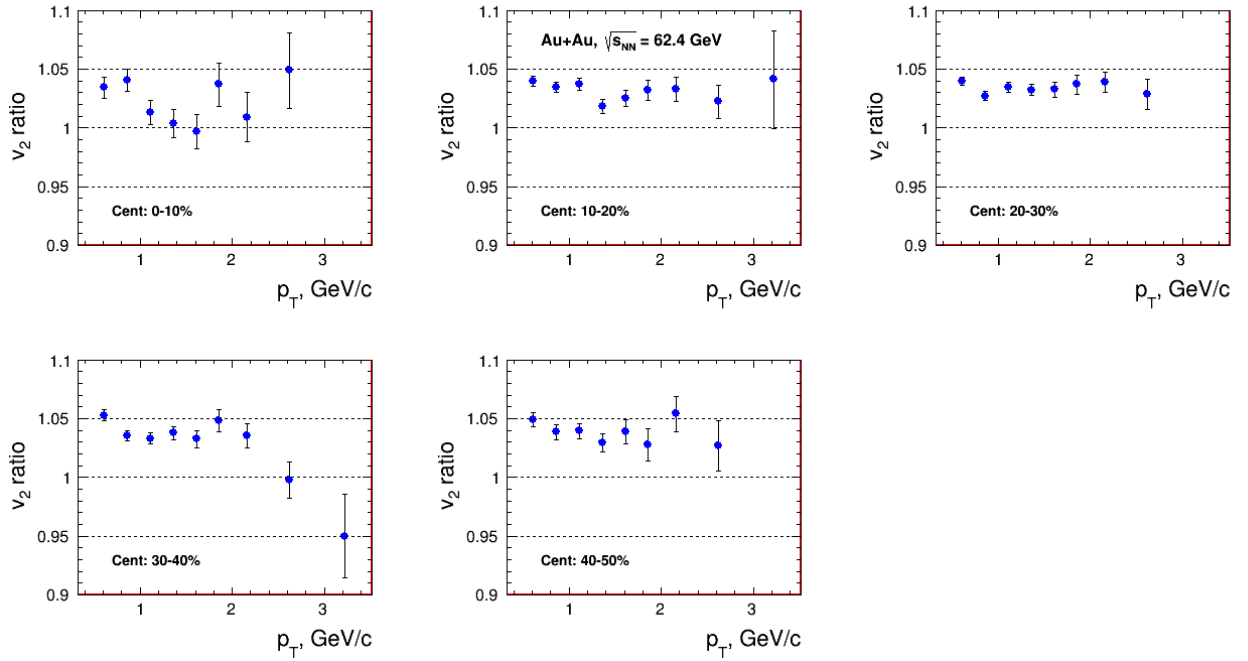


Рис. 22. Зависимость отношения величин v_2 , полученных методом ЕР и 2РС, как функция поперечного импульса

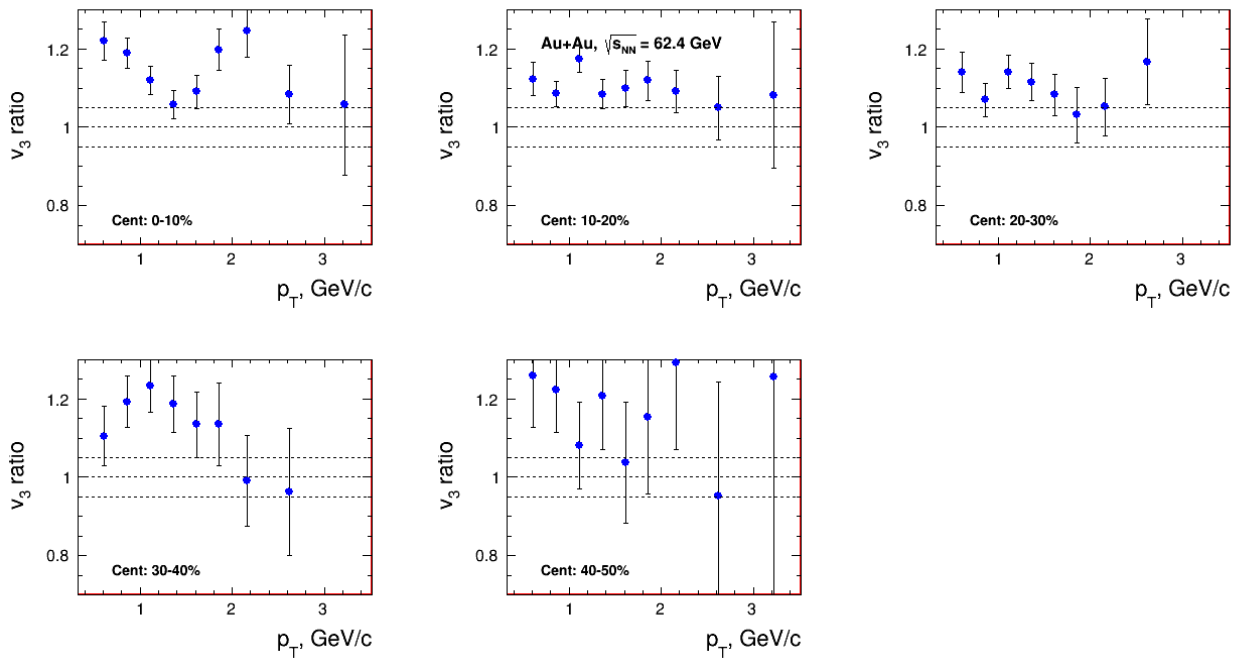


Рис. 23. Аналогично 22, но для треугольного потока v_3

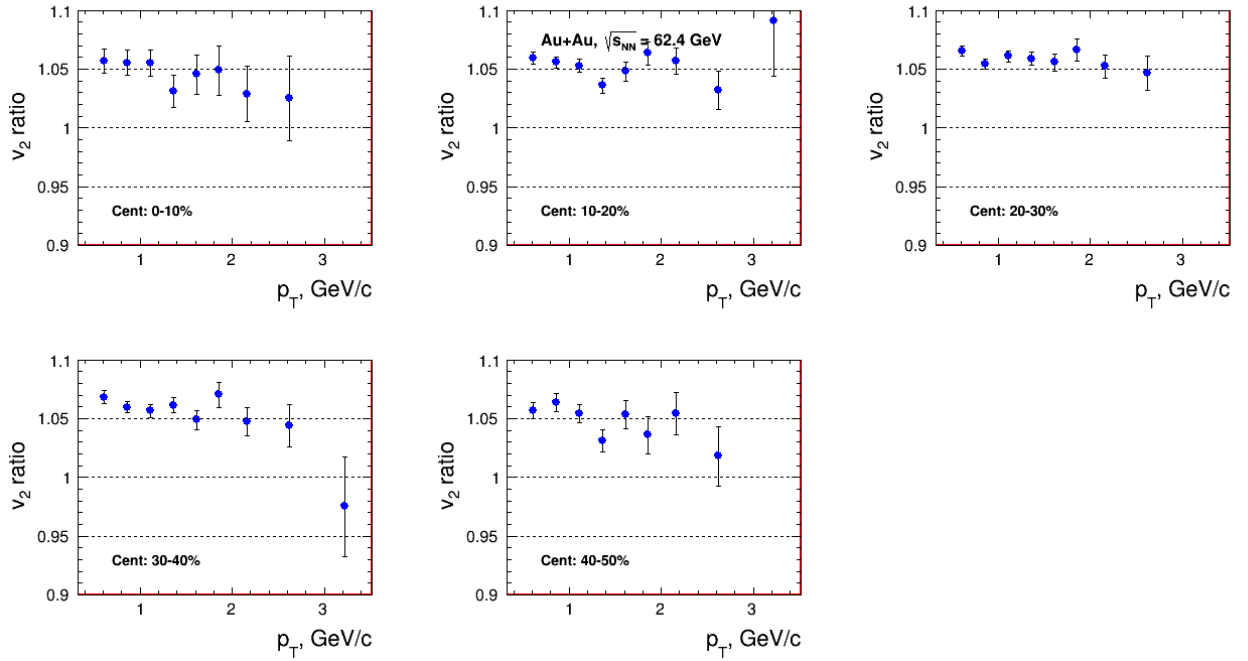


Рис. 24. Зависимость отношения величин v_2 , полученных методом SP и 2PC, как функция поперечного импульса

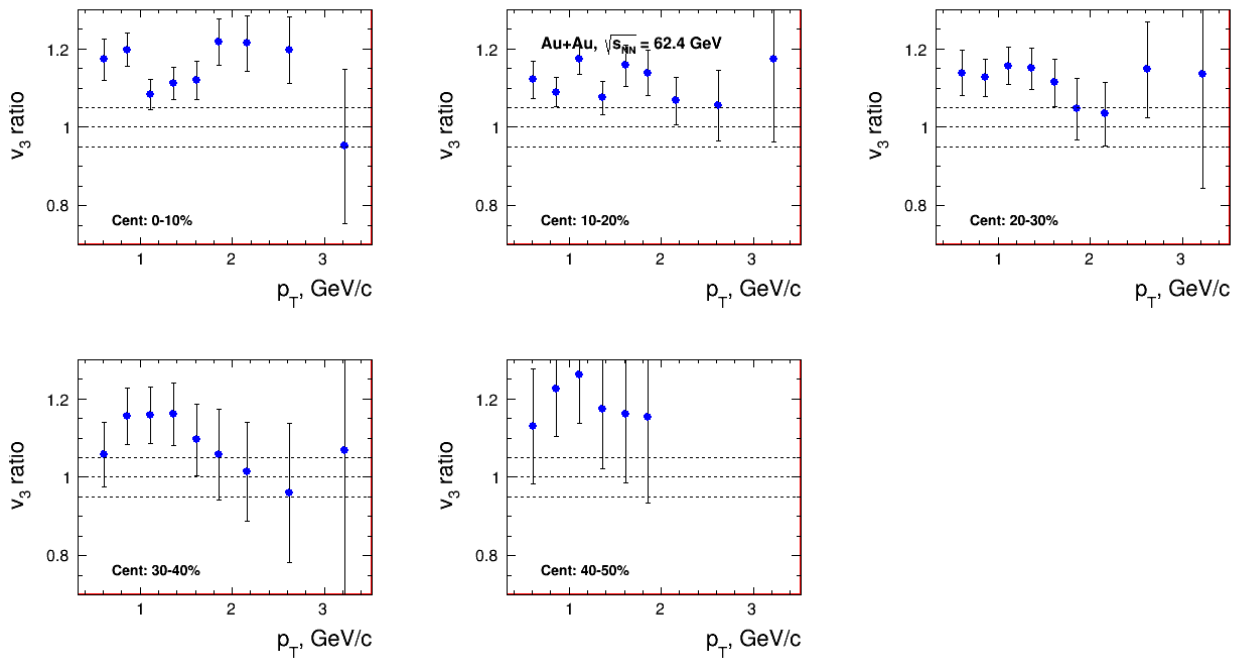


Рис. 25. Аналогично рисунку 24, но для треугольного потока v_3

Список литературы

- [1] S. A. Bass, M. Gyulassy, H. Stoecker and W. Greiner, J. Phys. G 25, R1 (1999).
- [2] Piotr Bozek, Iwona Wyskiel Phys. Rev. C **81**, 054902 (2010).
- [3] S. Voloshin and Y. Zhang, Z. Phys. C **70**, 665 (1996).
- [4] A. M. Poskanzer and S. A. Voloshin, Phys. Rev. C **58**, 1671 (1998).
- [5] G. Agakishiev, M. M. Aggarwal *et al.* Phys. Rev. C **58**, 014901 (2012).
- [6] J.-Y. Ollitrault (1997), nucl-ex/9711003.
- [7] S. Voloshin and Y. Zhang, Z. Phys. Rev. C 70, 665 (1996)
- [8] A. M. Poskanzer and S. A. Voloshin, Phys. Rev. C 58
- [9] M. Luzum and J.-Y. Ollitrault, Phys.Rev. C87(4) 044907 (2013).
- [10] PHENIX Collaboration, Phys. Rev. C **78**, 014901 (2008).
- [11] Paul Stankus. Mathematical framework for interpreting pair angular correlations in a two-source model. *PHENIX Technical Note 412*, 2003.
- [12] J. Lajoie. An overview of AGS physics results, AIP conf. proc. 549 (2000).
- [13] K. Adcox, V. Riabov *et al.* PHENIX detector overview, Nucl. Instr. Meth. 499 (2003)
- [14] K. Adcox, V. Riabov *et al.* PHENIX central arm tracking detectors, Nucl. Instr. Meth. 499 (2003).
- [15] V. G. Riabov. Drift chambers for the PHENIX central tracking system, Nucl. Instr. Meth. 419 (1998).
- [16] M. Aizawa, Y. Akiba *et al.* PHENIX central arm particle ID detectors, Nucl. Inst. Meth. 499 (2003).
- [17] C.Adler *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 470 (2001) 488.
- [18] E. Richardson, Y. Akiba *et al.* A Reaction Plane Detector for PHENIX at RHIC, Nucl. Inst. Meth. A 636 (2011).