

**Объединённый институт ядерных исследований**

Реферат на тему:

**СОВРЕМЕННОЕ ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛИ  
ГЛАУБЕРА В СТОЛКНОВЕНИИ ЯДЕР  
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

*Выполнил: Кривенков Д.О.*

*Руководитель: Зарубин П.И.*

**Дубна, 2010**

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>ВВЕДЕНИЕ</b> .....	3
<b>Глава 1. Теоретические основы модели Глаубера</b> .....	5
<b>1.1. Краткая история модели Глаубера</b> .....	5
<b>1.2. Входные параметры модели Глаубера</b> .....	6
<b>1.2.1 Ядерная плотность</b> .....	7
<b>1.2.2 Сечения неупругих нуклон-нуклон взаимодействий</b> . ....	8
<b>1.3. Оптическое приближение</b> . ....	10
<b>1.4. Применение метода Монте-Карло к модели Глаубера (GMC)</b> .....	13
<b>1.5. Различия между оптическим и Монте-Карло подходами</b> . ....	15
<b>Глава 2. Связь модели Глаубера с экспериментальными данными</b> . ....	17
<b>2.1. Описания экспериментов</b> .....	17
<b>2.1.1. Эксперимент BRAHMS</b> . ....	17
<b>2.1.2. Эксперимент PHENIX</b> . ....	19
<b>2.1.3. Эксперимент PHOBOS</b> . ....	22
<b>2.1.4. Эксперимент STAR</b> . ....	23
<b>2.2. Смещение акцептанса</b> . ....	25
<b>2.3. Оценка геометрических величин</b> . ....	26
<b>2.3.1. Полное геометрическое сечение</b> .....	26
<b>2.3.2. Количество участвующих нуклонов (<math>N_{part}</math>) и количество бинарных столкновений (<math>N_{coll}</math>)</b> .....	28
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</b> .....	33
<b>ЛИТЕРАТУРА</b> .....	35

## ВВЕДЕНИЕ

Столкновение ультррелятивистских ядер сопровождается рождением большого числа разнообразных частиц. Тысячи частиц рождаются в центральном столкновении двух ядер, формируя сложный по сравнению с протон-протон соударениями вид событий. Далее следует естественный вопрос, сколько нуклонов вовлечено в каждый этап столкновения, или, в конкретно отобранных событиях. Также интересно рассмотреть другие способы охарактеризовать сталкивающиеся ядра, например, по их форме [1].

Эта проблема может казаться неразрешимой — с фемтоскопическими масштабами взаимодействия, при которых невозможно непосредственное наблюдение прицельного параметра ( $b$ ), числа участвующих нуклонов ( $N_{\text{part}}$ ), или двойных нуклон-нуклонных столкновений ( $N_{\text{coll}}$ ) — были развиты теоретические методы, позволяющие произвести оценку этих величин по экспериментальным данным. Эти методы, которые рассматривают многократное рассеяние нуклонов в ядерных мишенях, называются моделью Глаубера, по имени их автора Роя Глаубера. Глаубер использовал квантово-механическую теорию рассеяния для сложных систем, описывая нетривиальные эффекты, обнаруженные в поперечных сечениях для протон-ядерных ( $p+A$ ) и ядро-ядерных ( $A+B$ ) столкновения при низких энергиях.

На протяжении многих лет разрабатывался целый ряд методов для расчета геометрических величин, важных для  $p+A$  и  $A+B$  столкновений [1-3]. Кроме того, широкий спектр экспериментальных методов был создан для соединения распределения измеряемых величин с распределением геометрических величин.

Реферат содержит основные сведения, необходимые чтобы понять, как в эксперименте оценивается центральность соударения, и как это связано с  $A+B$  столкновениями. Глава 1 рассматривает историю модели Глаубера со ссылкой на теоретические описания  $A+B$  столкновений. Глава 2 посвящена экспериментальным измерениям центральности соударения с помощью

различных методов и простой процедуре связи этих данных с геометрическими величинами. В заключении содержится оценка нынешнего состояния знаний по данной тематике.

# Глава 1. Теоретические основы модели Глаубера

## 1.1. Краткая история модели Глаубера

Модель Глаубера была разработана для решения задачи рассеяния сложных частиц при высоких энергиях. Модель представляет большой интерес, как для ядерной физики, так и для физики элементарных частиц, обе из которых выиграли от идеи Глаубера 1950-х годов. В лекциях 1958, Глаубер представил свою первую коллекцию различных документов и неопубликованных работ с начала 1950-х годов [2]. Некоторые из этих работ были использованы Мольером в 1940 году, но большая их часть отвечает на вопросы современных экспериментов с участием протонов, дейтронов и легких ядер. До 1940 года не было систематических расчетов многотельных ядерных систем в качестве снаряда или мишени. В своей работе Глаубер построил квантовую теорию столкновений составных объектов, последовательно описав экспериментальные данные для протонов, взаимодействующих с дейтронами и большими ядрами [1]. Наиболее поразительным было наблюдение совпадения экспериментальных данных по сечениям упругих взаимодействий в работах Czy'z и Lesniak в 1967 году [4], с расчетами по теории Глаубера.

В 1970-х систематически исследовалось рассеяние пучков адронов и ядер на ядерных мишенях. Ценность работы Глаубера заключается в описании полных сечений, для которых были найдены отношения разложения на множители (например,  $\sigma_{AB}^2 \sim \sigma_{AA}\sigma_{BB}$ ) [1]. В 1969 Czy'z и Maximon [5] применяют теорию в ее наиболее полном виде для  $p+A$  и  $A+B$  столкновений, сосредоточивая основное внимание на упругих столкновениях. Наконец, Vialas и др.. [3] применяют подход Глаубера для неупругих ядерных столкновений после применения модели недостающего числа нуклонов в адрон-ядерных столкновениях. По сути это основные моменты традиционной модели Глаубера, со всеми квантово-механическими

подходами, сведенными к простейшей форме [1]. Основной особенностью первоначальных расчетов Глаубера является оптический предел, использующийся для полного численного решения многократного рассеяния ядер.

Подход Vialas и др. [1], представил основные функции, используемые в настоящее время в модели Глаубера, в том числе функцию толщины и прототип функции ядерного перекрытия - функцию  $T_{AB}$ . В этой работе также представлены условия использования оптического предела для аналитических и численных расчетов, несмотря на полное понимание того, что реальный расчет Глаубера является  $2(A+B+1)$ -мерным интегралом по прицельному параметру и всем позициям нуклонов. Аналогичное положение существует в большинстве теоретических расчетов геометрических параметров и по сей день.

С появлением персональных компьютеров применение метода Монте-Карло к модели Глаубера (GMC) стало естественным подходом для построения более реалистичных генераторов событий [1]. Идея заключалась в том, чтобы в самом простом случае модель ядра представлять как набор некоррелированных нуклонов, выбранных из измеренных распределений плотности. Два ядра могут быть организованы при случайном прицельном параметре  $b$  и спроецированы на плоскости  $xu$ . Тогда вероятность взаимодействия может быть определена с помощью относительного расстояния между двумя центральными нуклонами как замена для измеряемых сечений неупругих нуклон-нуклон взаимодействий.

## **1.2. Входные параметры модели Глаубера**

Во всех расчетах геометрических параметров с использованием модели Глаубера часть экспериментальных данных должна быть предоставлена в качестве входных параметров модели. Двумя наиболее важными из них являются плотность ядерного заряда, которая измеряется в

низкоэнергетических экспериментах по рассеянию электронов, и энергетическая зависимость сечения неупругих нуклон-нуклон взаимодействий.

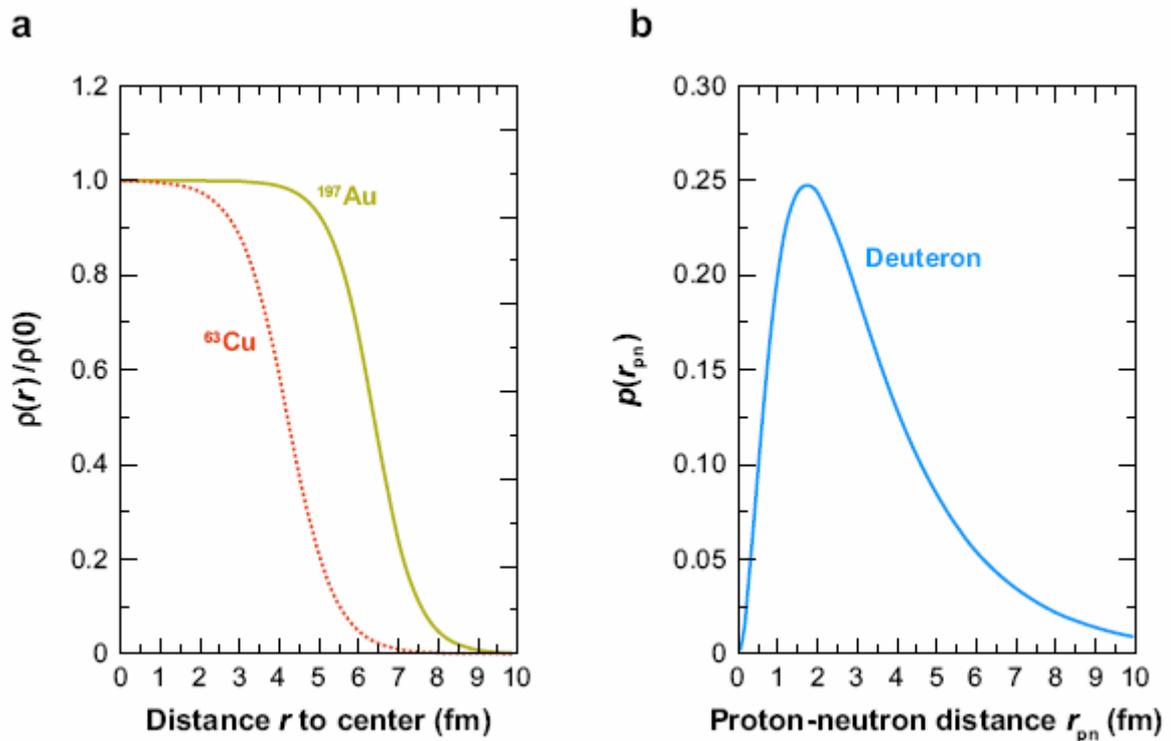


Рис. 1. а - распределение плотности нуклонов для ядер, используемых на RHIC. б - распределение протонно-нейтронного расстояния на дейтроне, данное волновой функции Хьюльтона

### 1.2.1 Ядерная плотность.

Плотность нуклонов обычно записывается в параметрической форме как распределение Ферми с тремя параметрами (Потенциал Саксона-Вудса):

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1 + w(r/R)^2}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}, \quad (1)$$

где  $\rho_0$  соответствует плотности нуклонов в центре ядра,  $R$  соответствует радиусу ядра,  $a$  толщина поверхностного слоя ядра, и  $w$  характеризует отклонение от сферической формы. Для ядер  $^{197}\text{Au}$  ( $R = 6.38$  фм,  $a = 0.535$  фм,  $w = 0$ ) и  $^{63}\text{Cu}$  ( $R = 4.20641$  фм,  $a = 0.5977$  фм,  $w = 0$ )  $\rho(r)/\rho_0$  показанное на

рисунке 1(а) с параметрами Ферми распределения, взятыми в работах [1], до сих пор используется в экспериментах на RHIC. В ходе процедуры Монте-Карло моделирования, радиус нуклона представляется случайным распределением  $4\pi r^2 \rho(r)$ .

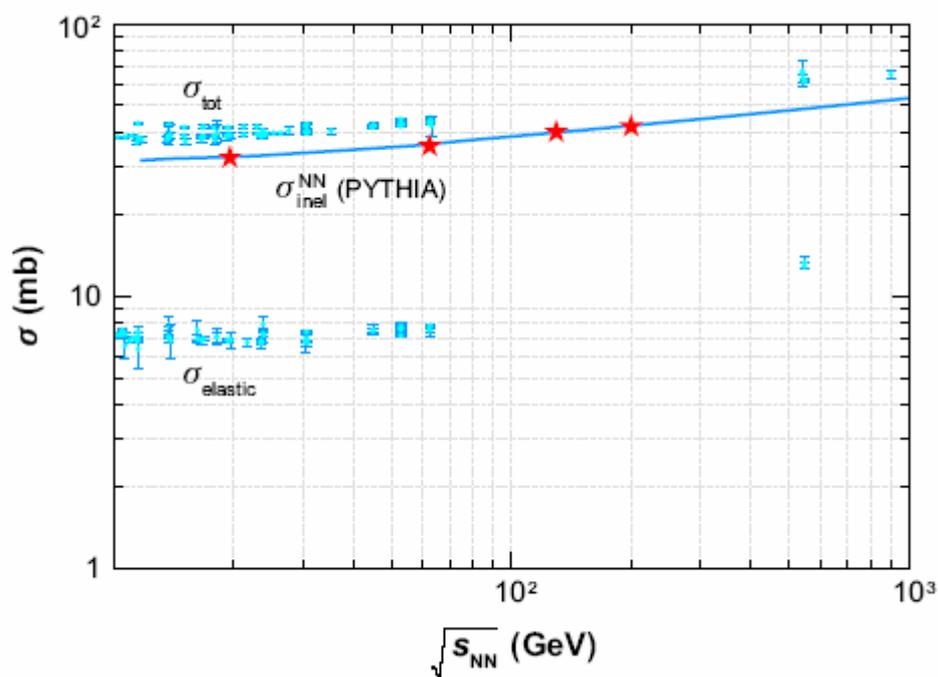
На RHIC поведение холодного ядерного вещества было изучено с помощью D+Au столкновений. В Монте-Карло моделировании, волновая функция дейтрона была представлена в форме Хьюльтона [1]

$$\phi(r_{pn}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\sqrt{ab(a+b)}}{b-a} \left( \frac{e^{-ar_{pn}} - e^{-br_{pn}}}{r_{pn}} \right), \quad (2)$$

с параметрами  $a = 0.228$  фм<sup>-1</sup> и  $b = 1.18$  фм<sup>-1</sup> [6]. Переменная  $r_{pn}$  в уравнении 2 обозначает расстояние между протоном и нейтроном. Таким образом, величина  $r_{pn}$  была взята из  $p(r_{pn}) = 4\pi r_{pn}^2 \phi^2(r_{pn})$ , и показана на рисунке 1(б).

### 1.2.2 Сечения неупругих нуклон-нуклон взаимодействий.

В связи с высокой энергией ядерного столкновения, основной интерес, как правило, сосредоточен в многочастичных нуклон-нуклонных процессах. Используя теорию возмущений квантовой хромодинамики (КХД), невозможно вычислить, как сечение зависит от процессов с низкой передачей импульса.



**Рис. 2.** Сечения неупругих нуклон-нуклон взаимодействий  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}$  параметризованных PYTHIA (сплошная линия) [1], в дополнение к общим данным и данным по сечениям упругих нуклон-нуклонных взаимодействий в зависимости от  $\sqrt{s}$  [1]. Звезды указывают на сечения для Монте-Карло вычислений в модели Глаубера на RHIC ( $\sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}} = 32.3, 35.6, 40$  и  $42$  мб  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 19.6, 62.4, 130$  и  $200$  ГэВ, соответственно).

Таким образом, измеренные сечения ( $\sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}$ ) неупругих нуклон-нуклон взаимодействий используются в качестве входных параметров и являются единственной нетривиальной зависимостью от энергии пучка для расчетов Глаубера. С  $\sqrt{s_{\text{NN}}} \sim 20$  ГэВ (SPS ЦЕРН) до  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$  ГэВ (RHIC),  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}$  увеличивается от  $\sim 32$  мб до  $\sim 42$  мб, как показано на рисунке 2. Дифракционные и упругие процессы, которые обычно игнорируются в физике многочастичных ядерных столкновений при высоких энергиях, как правило, вносят большой вклад при большом значении прицельного параметра, и поэтому требуют полной квантово механической волновой функции.

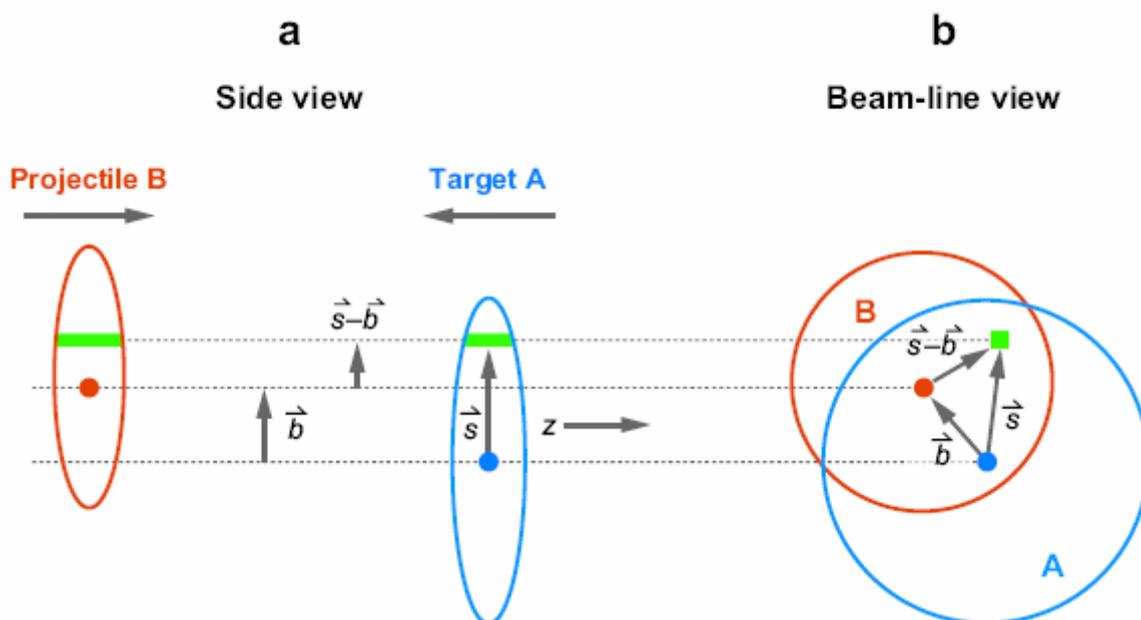


Рис. 3. Схематическое представление геометрии оптической модели Глаубера в поперечном (а) и продольном (б) виде.

### 1.3. Оптическое приближение.

Модель Глаубера рассматривает столкновения двух ядер в условиях индивидуального взаимодействия составляющих ядра нуклонов (см., например, [7]). В оптическом приближении, общий сдвиг фазы входящих волн берется как сумма всех сдвигов (комплексных) фаз по всем возможным парам нуклонов, с мнимой частью фазовых сдвигов, связанных с сечением нуклон-нуклонного рассеяния через оптическую теорему [7]. Модель предполагает, что при достаточно высоких энергиях, эти нуклоны будут иметь достаточный импульс и будут не существенно отклоняться, как бы проходя друг через друга. Также предполагается, что нуклоны в ядре движутся независимо и, что размер ядра велик по сравнению с масштабами сил нуклон-нуклонного взаимодействия. Гипотеза независимых линейных траекторий составляющих нуклонов позволяет разработать простые аналитические выражения для сечений  $A+B$  взаимодействий и для числа взаимодействующих нуклонов, а также для количества нуклон-нуклонных столкновений с точки зрения полного нуклон-нуклонного сечения.

На рисунке 3, два тяжелых иона, мишень А и снаряд В, показаны сталкивающимися с релятивистской скоростью и прицельным параметром  $b$  (для экспериментов со встречными пучками, для удобства различают ядро-снаряд и ядро-мишень).

Рассмотрим два элементарных объема, расположенных на расстоянии  $s$ , по отношению к центру ядра-мишени и расстоянии  $s-b$  от центра снаряда. При столкновении эти объемы перекрываются. Вероятность на единицу площади данного нуклона находиться в элементарном объеме мишени равна:

$$\hat{T}_A(\mathbf{s}) = \int \hat{\rho}_A(\mathbf{s}, z_A) dz_A,$$

где  $\hat{\rho}_A(\mathbf{s}, z_A)$  есть вероятность обнаружения нуклона в точке  $(\mathbf{s}, z_A)$  на единицу объема, нормированная на единицу. Для нуклона снаряда следует аналогичное выражение. Результат операции  $\hat{T}_A(\mathbf{s})\hat{T}_B(\mathbf{s}-\mathbf{b})d^2s$  дает полную вероятность на единицу площади нахождения нуклона в соответствующем перекрытии объемов мишени и снаряда  $d^2s$  дифференциальной области. Интегрирование этого произведения по всем значениям  $\mathbf{s}$  определяет функцию толщины  $\hat{T}(\mathbf{b})$ .

$$\hat{T}_{AB}(\mathbf{b}) = \int \hat{T}_A(\mathbf{s})\hat{T}_B(\mathbf{s}-\mathbf{b})d^2s. \quad (3)$$

Заметим, что  $T(\mathbf{b})$ , имеет элемент обратной области. Это можно интерпретировать как эффективную область перекрытия, в которой отдельный нуклон в ядре А может взаимодействовать с данным нуклоном в ядре В. Вероятность взаимодействия  $\hat{T}(\mathbf{b})\sigma_{inel}^{NN}$ , где  $\sigma_{inel}^{NN}$  - сечение неупругих нуклон-нуклон взаимодействий. Упругие процессы ведут к очень небольшим потерям энергии и, следовательно, не учитываются в модели Глаубера. Как только вероятность данного нуклон-нуклон взаимодействия вычислена, вероятность иметь  $n$  таких взаимодействий между ядрами А (с  $A$  нуклонами) и В (с  $B$  нуклонами), представляет собой распределение бинома:

$$P(n, \mathbf{b}) = \binom{AB}{n} \left[ \hat{T}_{AB}(\mathbf{b}) \sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}} \right]^n \left[ 1 - \hat{T}_{AB}(\mathbf{b}) \sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}} \right]^{AB-n}, \quad (4)$$

где первый множитель есть количество комбинаций для обнаружения  $n$  столкновений из  $AB$  возможных нуклон-нуклон взаимодействий, второй множитель - вероятность иметь ровно  $n$  столкновений, и последний множитель - вероятность иметь ровно  $AB - n$  промахов.

На основе этого распределения вероятности можно определить число полезных событий. Полная вероятность взаимодействия между А и В определяется как:

$$\frac{d^2 \sigma_{\text{inel}}^{\text{AB}}}{db^2} \equiv p_{\text{inel}}^{\text{AB}}(b) = \sum_{n=1}^{AB} P(n, \vec{b}) = 1 - \left[ 1 - \hat{T}_{AB}(\mathbf{b}) \sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}} \right]^{AB}. \quad (5)$$

Вектор прицельного параметра может быть заменен скалярным расстоянием, если ядра не поляризованы. В этом случае, общее сечение неупругого взаимодействия может быть получено как

$$\sigma_{\text{inel}}^{\text{AB}} = \int_0^{\infty} 2\pi b db \left\{ 1 - \left[ 1 - \hat{T}_{AB}(b) \sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}} \right]^{AB} \right\}. \quad (6)$$

Общее число нуклон-нуклон взаимодействий находится, используя результат среднего значения распределения бинома.

$$N_{\text{coll}}(b) = \sum_{n=1}^{AB} n P(n, b) = AB \hat{T}_{AB}(b) \sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}, \quad (7)$$

Таким образом, вычисляется число нуклонов в ядре-мишени и ядре-снаряде, которые взаимодействуют, и количество участвующих или выбитых нуклонов. Количество участников (или выбитых нуклонов) с прицельным параметром  $b$  находится как [8, 9]

$$N_{\text{part}}(\mathbf{b}) = A \int \hat{T}_A(\mathbf{s}) \left\{ 1 - \left[ 1 - \hat{T}_B(\mathbf{s} - \mathbf{b}) \sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}} \right]^B \right\} d^2s + B \int \hat{T}_B(\mathbf{s} - \mathbf{b}) \left\{ 1 - \left[ 1 - \hat{T}_A(\mathbf{s}) \sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}} \right]^A \right\} d^2s, \quad (8)$$

где интеграл с заключенными в скобки условиями дает соответствующее сечение для неупругих нуклон-ядерных столкновений:

$$\sigma_{\text{inel}}^{\text{A(B)}} = \int d^2s \left\{ 1 - \left[ 1 - \sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}} \hat{T}_{\text{A(B)}}(\mathbf{s}) \right]^{\text{A(B)}} \right\}. \quad (9)$$

Оптическая форма теории Глаубера основана на непрерывном распределении плотности нуклонов. Использование оптического и Монте-Карло подходов дает некоторые различия при расчетах результатов, как будет показано ниже.

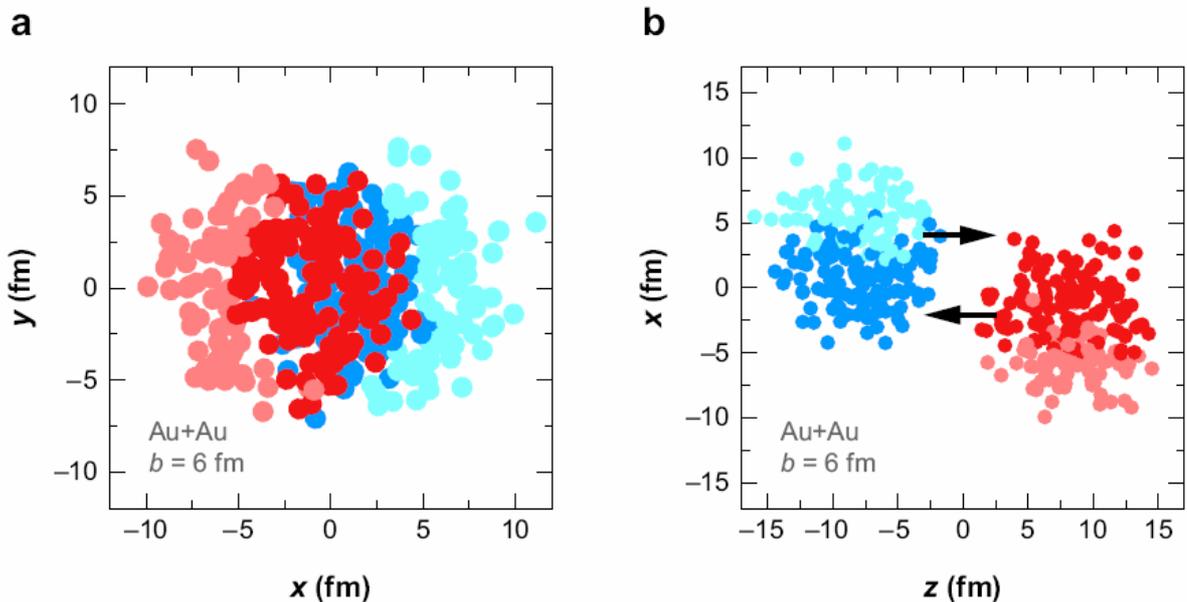
#### 1.4. Применение метода Монте-Карло к модели Глаубера (GMC).

Достоинство метода Монте-Карло для вычисления таких связанных геометрических величин как, например, среднее количество участников  $\langle N_{\text{part}} \rangle$  и нуклон-нуклон столкновений  $\langle N_{\text{coll}} \rangle$  - простота. Кроме того, есть возможность смоделировать экспериментально наблюдаемые величины, такие как, например, множественность заряженных частиц, и применять аналогичные центральные выборки, как при анализе реальных данных. В методе Монте-Карло, модели двух взаимодействующих ядер задаются посредством распределения  $A$  нуклонов ядра  $A$  и  $B$  нуклонов ядра  $B$  в трехмерной системе координат согласно соответствующему распределению ядерной плотности. Произвольный прицельный параметр  $b$  – берется впоследствии из распределения  $d\sigma/db = 2\pi b$ .  $A+B$  столкновение интерпретируется как последовательность независимых бинарных нуклон-нуклонных столкновений. То есть, нуклоны движутся по прямолинейным траекториям, и сечение неупругих нуклон-нуклонных взаимодействий

принимается независимым от числа столкновений произошедших ранее. В простейшем варианте метода Монте-Карло, нуклон-нуклонное столкновение происходит, если расстояние между нуклонами  $d$  в плоскости перпендикулярной оси пучка удовлетворяет соотношению

$$d \leq \sqrt{\sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}} / \pi}, \quad (10)$$

где  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}$  - общее сечение неупругих нуклон-нуклонных взаимодействий. Как альтернатива функции перекрытия нуклонов может быть использована



**Рис. 4.** Смоделированное методом Монте-Карло примененным к теории Глаубера событие (Au+Au,  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$  ГэВ, прицельный параметр  $b = 6$  фм) показано в поперечной плоскости (а) и вдоль оси пучка (б). Нуклоны взяты с радиусом  $\sqrt{\sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}} / \pi} / 2$ . Участвующие нуклоны показаны темными кругами.

функция перекрытия Гаусса [1]. Иллюстрация события GMC для Au + Au столкновения с прицельным параметром  $b = 6$  фм показана на рисунке 4.  $\langle N_{\text{part}} \rangle$  и  $\langle N_{\text{coll}} \rangle$  и другие величины определяются впоследствии путем имитации многих A + B столкновений.

## 1.5. Различия между оптическим и Монте-Карло подходами.

Часто упускается из виду то, что различные интегралы, используемые для расчета физических величин в модели Глаубера, основываются на определенном приближении, известном как оптический предел. Это ограничение предполагает, что амплитуды рассеяния могут быть описаны эйкональным методом. Этот подход отражает многие черты процесса столкновения, но не полностью охватывает физику полных сечений. Как правило, это приводит к искажениям в оценке  $\langle N_{\text{part}} \rangle$  и  $\langle N_{\text{coll}} \rangle$  по сравнению с аналогичными оценками с использованием подхода ГМС.

Полный  $(2A + 2B)$ -мерный интеграл для расчета полного сечения [8]

$$\sigma_{\text{inel}}^{\text{AB}} = \int d^2b \int d^2s_1^A \dots d^2s_A^A d^2s_1^B \dots d^2s_B^B \times \hat{T}_A(\mathbf{s}_1^A) \dots \hat{T}_A(\mathbf{s}_A^A) \hat{T}_B(\mathbf{s}_1^B) \dots \hat{T}_B(\mathbf{s}_B^B) \times \left\{ 1 - \prod_{j=1}^B \prod_{i=1}^A \left[ 1 - \hat{\sigma}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i^A + \mathbf{s}_j^B) \right] \right\}, \quad (11)$$

где  $\hat{\sigma}(\mathbf{s})$  нормировано как  $\int d^2s \hat{\sigma}(\mathbf{s}) = \sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}$ , в то время как по оптическому подходу те же самые вычисления (смотри формулу 6) имеют вид:

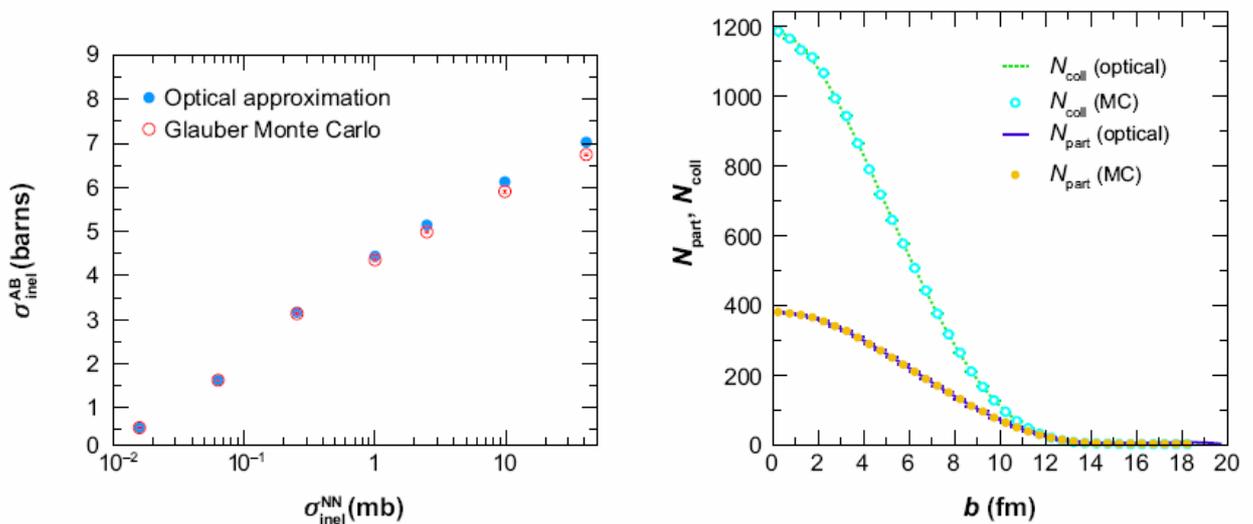
$$\sigma_{\text{AB}} = \int d^2b \left\{ 1 - \left[ 1 - \sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}} \hat{T}_{\text{AB}}(b) \right]^{\text{AB}} \right\}. \quad 12$$

Ожидается, что эти выражения будут давать одно и то же для больших  $A$  (и  $B$ ) и/или при достаточно малом значении  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}$  [8]. Основное различие между ними состоит в том, что многие члены в полном расчете не используются в оптическом подходе. Эти члены, описывают локальные флуктуации плотности от события к событию. Таким образом, в оптическом пределе, каждый нуклон-снаряд видит встречные цели без флуктуаций плотности.

Можно проверить это толкование в первую очередь путем построения полного сечения в зависимости от  $\sigma_{inel}^{NN}$  для расчета оптического предела, а также для GMC расчетов с теми же параметрами, как показано в левой части рисунка 5. С уменьшением сечения нуклон-нуклон взаимодействий, сечения по оптическому и GMC подходу сходятся.

Это подтверждает общее мнение, что именно способность расчетов GMC вносить корректировки, уменьшает сечение по отношению к расчетам оптического подхода [1].

Тем не менее, при расчете простых геометрических величин, таких как  $N_{part}$  и  $N_{coll}$  как функции прицельного параметра большой разницы между



**Рис. 5.** (Слева) полное сечение, рассчитанное в оптическом приближении и с применением метода Монте-Карло (MC) к модели Глаубера – оба графика для одинаковых ядер, как функция  $\sigma_{inel}^{NN}$  от сечения неупругих нуклон-нуклон взаимодействий. (Справа)  $N_{coll}$  и  $N_{part}$  как функция прицельного параметра, рассчитанная в оптическом приближении (сплошная линия) и в GMC подходе (точечная линия). Линии практически совпадают до  $b = 2R_A$ . Рисунок взят из работы M. D. Baker, M.P. Decowski и P. Steinberg.

двумя подходами нет, как показано в правой части рисунка 5. Единственная существенная разница приходится на высокие значения прицельного параметра.

## **Глава 2. Связь модели Глаубера с экспериментальными данными.**

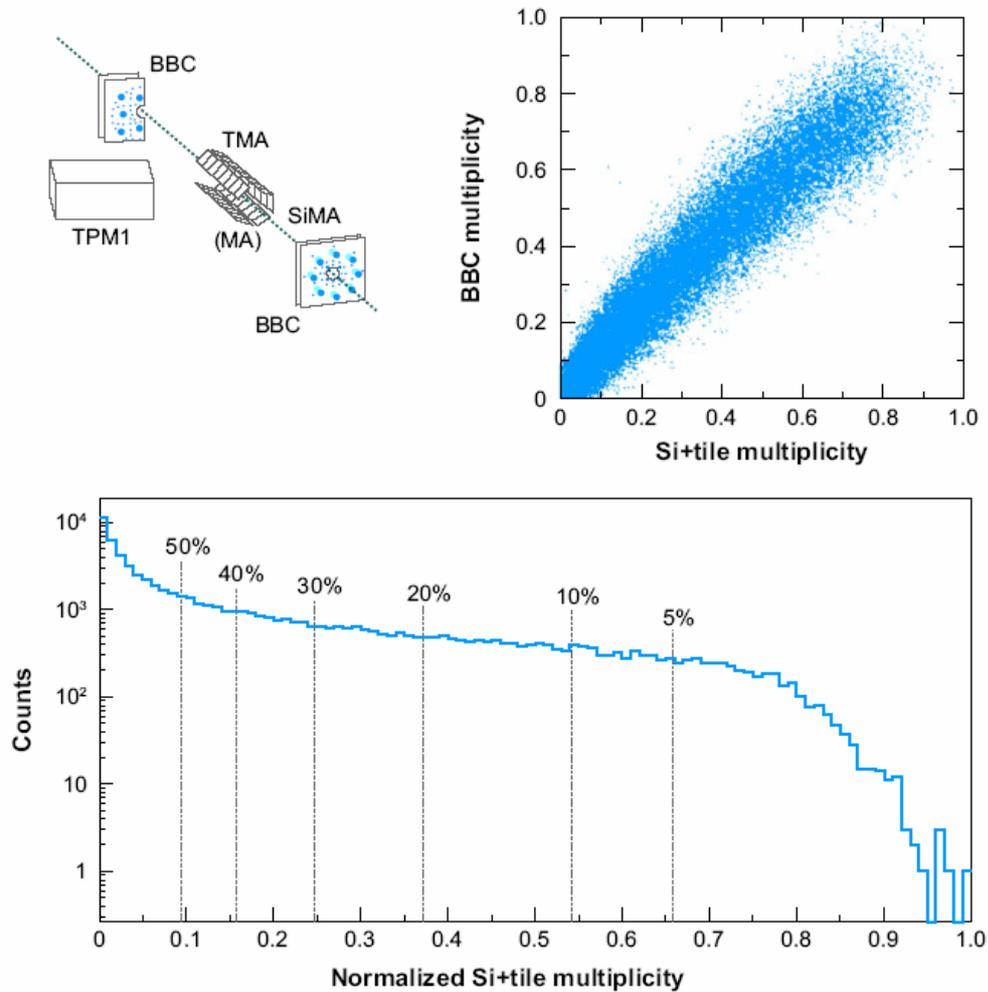
К сожалению, ни  $N_{part}$  ни  $N_{coll}$  не может быть измерена непосредственно в эксперименте RHIC. Средние значения таких величин могут быть получены для классов измеряемых событий ( $N_{evt}$ ) через процедуру наложения распределений. Обычно, измеренное распределение (например,  $dN_{evt}/dN_{ch}$ ) наносится на соответствующее распределение, полученное из феноменологических расчетов Глаубера. Это делается путем определения классов центральности в обоих измеренных и рассчитанных распределениях, а затем подключения средних значений центральности из того же класса в обоих распределениях. Специфика этой процедуры отображения отличается как в разных экспериментах, так и между столкновениями различных систем в рамках одного эксперимента [1].

### **2.1. Описания экспериментов.**

#### **2.1.1. Эксперимент BRAHMS.**

Эксперимент BRAHMS использует множественность заряженных частиц, наблюдаемых в псевдобыстроте в диапазоне  $-2.2 \leq \eta \leq 2.2$  для определения центральности реакции [1]. Множественности измеряются в различных регистрирующих наборах, состоящих из внутренних цилиндрических Si стриповых детекторов (SiMA) и внешних сцинтилляционных детекторов (TMA) [1] для столкновений в 36 см от номинального расположения вершины. Оба этих набора покрывают одну и ту же область псевдобыстрот столкновений при номинальной вершине взаимодействия. Детекторы пучка (BBCs) расположены по обе стороны от номинальной точки взаимодействия на расстоянии 2.2 м от номинальной вершины, расширяя охват псевдобыстрот для измерения плотности

заряженных частиц. Эти массивы состоят из черенковских детекторов, связанных с фотоумножителями. На рисунке 6 показано нормированное распределение множественности, измеренное таким набором детекторов для



**Рис. 6.** Распределение нормированной множественности для  $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$  реакции  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 130$  ГэВ, измеренной на установке BRAHMS [1]. На вставке показана взаимосвязь структуры множественности, измеренной в детекторе пучка (BBC) и в стриповом детекторе. Вертикальные линии показывают значения множественности, связанные с катями по центральности. На схеме показано относительное расположение детекторов и передней время-проекционной камеры (TPM1) от спектрометра средних быстрых.

$^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$  реакции  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 130$  ГэВ.

Моделирование экспериментальных характеристик, основанных на GEANT-3 [10] и на использовании HIJING Монте-Карло генератора событий [1], было использовано для оценки доли рассеяния, которая была упущена в эксперименте по отбору событий с минимальным сдвигом. Спектры

множественности, полученные с помощью моделирования событий, сравнивались с экспериментальными спектрами. Формы спектров находятся в хорошем согласии, что очень хорошо для расширенного диапазона множественности в ТМА детекторе. Этот диапазон выше порога множественности, установленного для отбора событий. Смоделированные события в дальнейшем использовались для экстраполяции экспериментального спектра ниже порогового значения. Используя эту процедуру, по оценкам критерия отбора событий с минимальным сдвигом, выбирается  $(93 \pm 3)\%$  от общего числа ядерных Au+Au столкновений с  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ, вплоть до  $(87 \pm 7)\%$  для Cu+Cu столкновений при  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$  ГэВ.

### 2.1.2. Эксперимент PHENIX.

Рассмотрим два примера: Au+Au при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ и Cu+Cu при  $\sqrt{s_{NN}} = 22.4$  ГэВ. Триггер событий с минимальным сдвигом для Au+Au столкновений на  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ построен на основе детекторов пучка (BBC) [1]. Два BBC-детектора ( $3.1 \leq |\eta| \leq 3.9$ ), состоящих из 64 фотоумножителей, регистрирует черенковский свет, создаваемый заряженными частицами, проходящими через кварцевые излучатели. На аппаратном уровне, события с минимальным сдвигом относительно центра должны иметь, по крайней мере, два срабатывания фотоумножителя в каждом BBC-детекторе. Некоторые способы анализа используют только события с дополнительными аппаратными совпадениями двух калориметров нулевого угла (ZDC). Кроме того, было необходимо, чтобы вершина взаимодействия вдоль оси пучка (ось z) восстанавливалась на основе разницы времени прибытия в два BBC-детектора, расположенных в пределах  $\pm 30$  см от номинальной вершины.

Эффективность детектирования неупругих Au+Au столкновений при условии, что имеются, по крайней мере, два срабатывания фотоумножителя в каждом BBC-детекторе ( $N_{\text{PMT}}^{\text{BBC}} \geq 2$ ), определяется с помощью HIJING Монте-Карло моделирования [1] и детального моделирования срабатываний

ВВС-детектора [10]. В автономном режиме выбора вершины  $\pm 30$  см эти модели имеют эффективность  $(92.3 \pm 2)\%$  для Au+Au на  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ. Систематические неопределенности отражают неопределенность  $dN_{ch}/dy$  в HIJING моделировании, в форме распределения z-вершины, и устойчивости работы ФЭУ.

Эффективность определения реальных Au+Au столкновений с  $N_{PMT}^{BVC} \geq 2$  при условии совпадения ZDC-калориметров составила  $99^{+1.0}_{-1.5}\%$ . Сочетание эффективности ВВС-детекторов и ZDC-калориметров при условии автономного выбора вершины, соответствует  $91.4^{+2.5}_{-3.0}\%$  от полного неупругого сечения для событий с минимальным сдвигом в Au+Au столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ. Группы центральности затем определяются срезами двумерного распределения энергии ZDC-калориметров в зависимости от сигнала ВВС-детектора.

В качестве второго примера, мы рассмотрим отбор центральных Cu+Cu взаимодействий при  $\sqrt{s_{NN}} = 22.4$  ГэВ. При этой энергии, быстрота  $y_{beam} \approx 3.2$  лежит в диапазоне псевдобыстрот ВВС-детекторов. ВВС-детекторы по-прежнему используется в качестве триггера событий с минимальным сдвигом ( $N_{PMT}^{BVC} \geq 1$  в обоих ВВС-детекторах). Тем не менее, линейная связь между сигналом ВВС-детектора и прицельного параметра уже не столь очевидна. Таким образом, соответствие измеренной множественности ( $N_{PC1}$ ) и (PC1)-детектором [11] на усредненной скорости ( $|\eta| \leq 0.35$ ) использовалось в качестве переменной центральности.

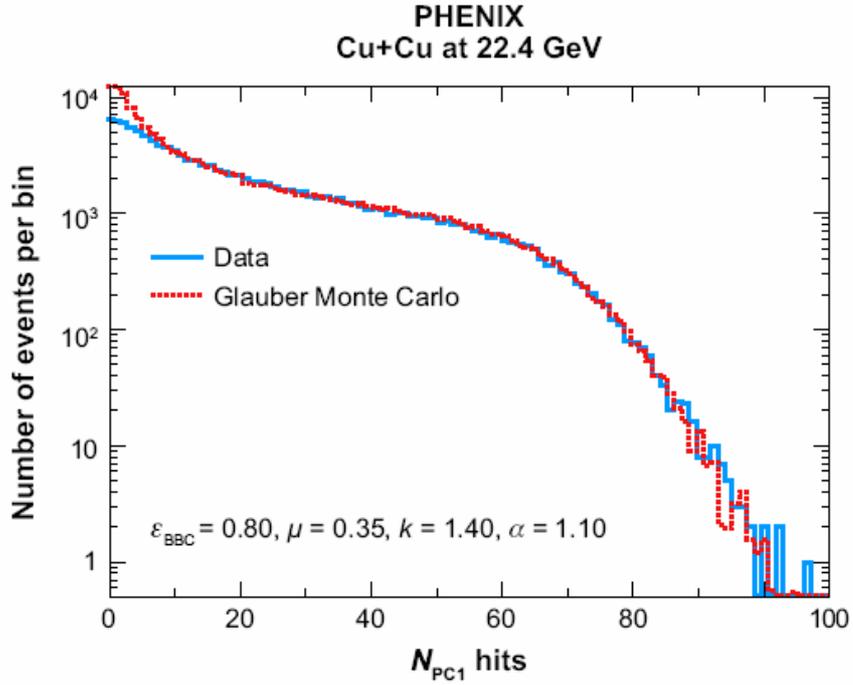


Рис. 7. Измеренные и смоделированные распределения PC1 совпадения множественности используется в качестве центральной переменной в Cu+Cu столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 22,4$  ГэВ (PHENIX). BBC-детектор.

PC1 распределение множественности было смоделировано на основе композиции распределения  $N_{part}$  от применения Монте-Карло моделирования к модели Глаубера (GMC) и обратного биномиального распределения (ОБР). Была учтена нелинейность масштабирования средней множественности частиц  $N_{part}$ : Workers предположил, что число независимых затухающих частиц предшественников ( $N_{ancestor}$ ) берется как  $N_{ancestor} = N_{part}^\alpha$ . Число измеряемых PC1 обращений в предшественников частиц отслеживалось в ОБР следующим образом:

$$P_{\mu,k}(n) = \frac{\Gamma(n+k)}{\Gamma(n+1)\Gamma(k)} \cdot \frac{(\mu/k)^n}{(\mu/k+1)^{n+k}}. \quad (13)$$

В GMC-событии, ОБР бралось  $N_{ancestor}$  раз для получения моделируемой PC1 множественности этого события. PC1 распределения множественности были смоделированы на сетке величин  $\mu$ ,  $r$  и  $\alpha$ , чтобы найти их оптимальные значения. На рисунке 7 показано измеренное и смоделированное PC1 распределение, в дополнение к лучшей оценке

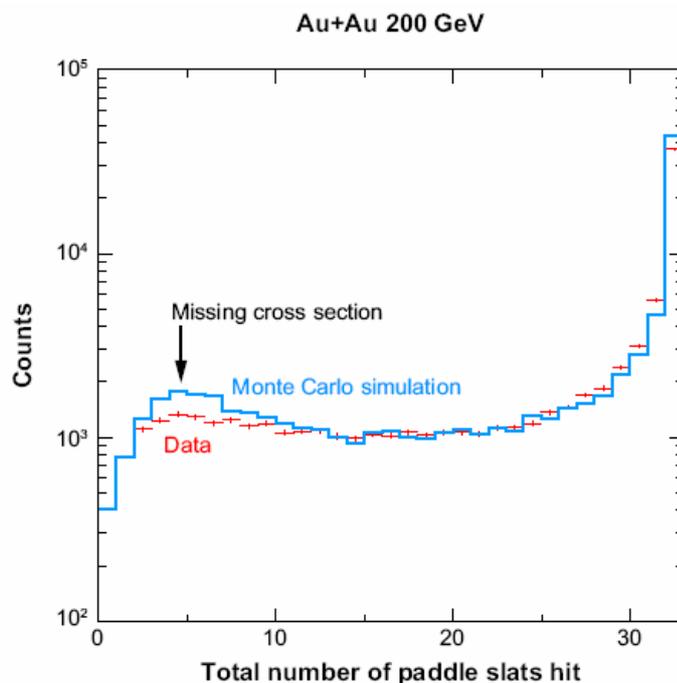
эффективности ВВС-триггера ( $\epsilon_{\text{ВВС}} \approx 0.8$ ), соответствующей разности при малых  $N_{\text{PC1}}$  [см. работу 11 с аналогичным исследованием Au+Au столкновений с  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 19.6$  ГэВ]. Учитывая хорошее совпадение измеренных и смоделированных распределений (см рисунок 7), классы центральности для Cu+Cu столкновений на  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 22.4$  ГэВ были определены идентичными разрезами по измеренным и смоделированным  $N_{\text{PC1}}$ .

### 2.1.3. Эксперимент PHOBOS.

PHOBOS измеряет центральность с помощью двух комплектов из 16 сцинтилляторов покрывающих псевдобстроты в диапазоне  $3 < |\eta| < 4.5$  [1]. Хорошие события определяются с разницей во времени менее 4 нс между первым срабатыванием на каждом плече счетчика (ограничение диапазона вершин) и совпадением PHOBOS ZDC-калориметров на высокою суммарную энергию сигнала в счетчике (чтобы избежать неэффективность ZDC-калориметров при малом прицельном параметре при низких энергиях). PHOBOS оценивает наблюдаемую долю полного сечения путем измерения распределения полного числа падов, как показано на рисунке 8.

Общая эффективность обнаружения Au+Au столкновений при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$  ГэВ составляет 97%, и 88%, если требуется, более двух срабатываний в каждой группе из 16 счетчиков. Последнее требование значительно сокращает фоновые события.

Для событий с гораздо меньшей множественностью и/или при более низких энергиях, и множественность и быстрота насыщения существенно меньше. Это сильно влияет на эффективность работы манипулятора счетчиков и таким образом потенциально искажает оценки центральности. Для них PHOBOS использует полное распределение множественности, измеряемое в нескольких регионах  $\eta$  восьмиугольных и кольцевых счетчиков множественности, и сравнивает их с распределениями, получаемыми в Монте-Карло моделировании. После этого, общие масштабы



**Рис. 8.** Данные PHOBOS [1] с указанием количества падов (всего 32) зарегистрированных заряженных частиц в отобранных событиях. Данные сравниваются с полным Монте-Карло моделированием объективных событий HIJING. Данные нормированы по  $N$  (падам)  $\sim 16$  для того, чтобы сравнить данные и полное моделирование и, таким образом, оценить долю событий незамеченных триггером.

множественности представляются как разница в интегралах между данными. Так Монте-Карло дает разумную оценку доли наблюдаемого полного сечения.

#### 2.1.4. Эксперимент STAR.

STAR определяет классы центральности для Cu+Cu и Au+Au (d+Au) с использованием треков заряженных частиц реконструированных в TPC (FTPC) по полному азимуту и  $|\eta| < 0.5$  ( $2.5 < \eta < 4$ ). Фоновые события удаляются благодаря требованию реконструкции первичной вершины в дополнение к любому совпадению сигнала ZDC-калориметра (130/200 ГэВ Au+Au / Cu+Cu) и V0-детектора (62.4 ГэВ Au+Au / Cu+Cu). Неэффективность восстановления вершины при низкой множественности событий уменьшает долю общего измеренного сечения, например,  $(95 \pm 5)\%$

для 130 ГэВ Au+Au. Для событий с минимальным сдвигом центральность определяется автономно биннингом измеренного  $dN_{\text{evt}}/dN_{\text{ch}}$  распределения. Расчеты по модели Глаубера выполняются с помощью метода Монте-Карло. STAR повышает количество центральных событий, благодаря онлайн триггеру. Он использует совпадение между срабатыванием ZDC-калориметра на событие с минимальным сдвигом и большую потерю энергии в центральном наборе триггеров, в котором 240 падов охватывают полный азимут при  $-1 < \eta < 1$ . После выборке в оффлайн режиме центральный триггер соответствует 0% – 5% наиболее центральных событий. STAR имеет несколько методов извлечения среднего значения величин Глаубера.

1. Результаты STAR слабо зависят от средних значений  $N_{\text{part}}$  и  $N_{\text{coll}}$  полученных с помощью вышеупомянутой процедуры отображения, когда очень разные модели частиц используются для имитации множественности заряженных частиц. Таким образом, для многих анализов (62.4/130/200 ГэВ Au+Au), STAR обходит моделирование распределения множественности и вместо этого определяет бины центральности из Монте-Карло расчетов  $d\sigma/dN_{\text{part}}$  и  $d\sigma/dN_{\text{coll}}$  распределений [1, 12]. Средние значения величин модели Глаубера добываются биннингом расчетных распределений (например,  $d\sigma/dN_{\text{part}}$ ) по аналогии с измеряемым распределением  $dN_{\text{evt}}/dN_{\text{ch}}$ . Потенциальные смещения из-за отсутствия колебаний моделируемых частиц были оценены и признаны незначительными для всех, кроме самых периферических событий. Дальнейшая неопределенность в получении  $\langle N_{\text{part}} \rangle$  и  $\langle N_{\text{coll}} \rangle$  подробно описана в литературе [1,12], и доминирует в неопределенности  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}$ , параметрах Саксона–Вудса для Au и Cu, и 5% неопределенности измерения сечения.
2. Для Cu+Cu и недавних исследований эллиптических колебаний потока в Au+Au, STAR ссылается на полное моделирование распределения множественности TPC [1].

Аналогично осуществлялись и предыдущие исследования  $d+Au$  взаимодействий.

3. Для  $d+Au$  событий, центральной задачей было измерение и моделирование множественности заряженных частиц FTPC в направлении исходного пучка Au. Моделируемое распределение было построено с использованием модели GMC, связанной со случайной выборкой ОБР. Параметры ОБР были взяты непосредственно из измерений UA5-сотрудничества с такими же значениями быстрот и энергий [1]. Для каждого события Монте-Карло моделирования, ОБР была случайно построена  $N_{part}$  раз. После учета эффективности, смоделированное распределение  $N_{ch}$  оказалось в хорошем согласии с данными [12].

## 2.2. Смещение аксептанса.

Поскольку центральность оценивается с использованием величин, которые монотонно изменяются в зависимости от множественности частиц, надо быть осторожным, чтобы избежать связи флуктуаций наблюдаемых величин с геометрическими флуктуациями. Это особенно актуально при оценке выборки каждой пары участников. Конечно, в столкновениях тяжелых ионов, чрезвычайно высокой множественности уменьшается влияние автокорреляции, как было показано в эксперименте STAR [12]. Тем не менее, RHIC эксперименты показали, что низкие множественности и низкие энергии это достаточно сложная задача. Оценка числа участников в  $D+Au$  столкновениях оказалась особенно связана с автокорреляцией, которая была снижена (в HIJING моделировании) с помощью больших областей псевдобыстрот [13].

## 2.3. Оценка геометрических величин.

### 2.3.1. Полное геометрическое сечение.

Общее геометрическое сечение столкновения двух ядер  $A$  и  $B$ , то есть интеграл распределения  $d\sigma/db$ , показанного на рисунке 9, является основной величиной, которую можно легко вычислить в GMC подходе. В ультррелятивистских столкновениях  $A+B$ , длина волны де Бройля для нуклонов мала по сравнению с их поперечным размером так, что квантово-механические эффекты являются незначительными. Таким образом, полное геометрическое сечение, как ожидается, будет хорошим приближением полного неупругого сечения. Для взаимодействующих систем, показанных на рисунке 9 ( $d+Au$ ,  $Cu+Cu$  и  $Au+Au$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ), Монте-Карло вычисления дают  $\sigma_{geo}^{dAu} \approx 2180$  мб,  $\sigma_{geo}^{CuCu} \approx 3420$  мб,  $\sigma_{geo}^{AuAu} \approx 6840$  мб соответственно. Систематические неопределенности составляют порядка

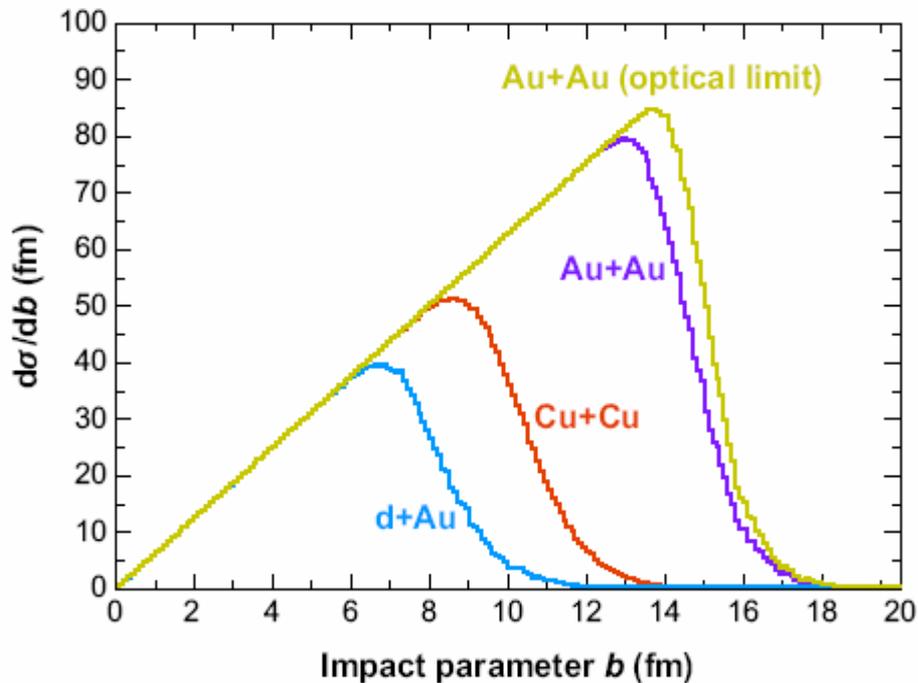
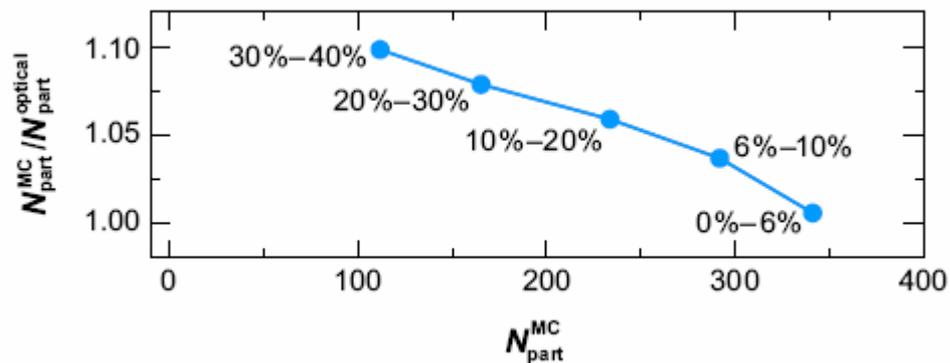


Рис. 9. Полное геометрическое сечение по расчетам GMC для  $d+Au$ ,  $Cu+Cu$ , and  $Au+Au$  at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. верхняя линия показывает расчеты в оптическом приближении для  $Au+Au$  столкновений.

10%, и доминирует через неопределенность профиля ядерной плотности.

Кроме того, на рисунке 9 представлено сравнение с оптическими расчетами величины  $d\sigma/db$ , которое показывает эффект, описанный в параграфе 1.3. Расчеты в оптическом приближении естественно не содержат интегральные термины многократного рассеяния, где нуклоны прячутся друг за другом. Это приводит к немного большим сечениям ( $\sigma_{\text{geo,optical}}^{\text{AuAu}} \approx 7280$  мб). Хотя это кажется малым возмущением по  $\sigma_{\text{geo}}^{\text{AB}}$ , оно оказывает



**Рис. 10.** Отношение  $N_{\text{part}}$ , рассчитанного по GMC-подходу ( $N_{\text{part}}^{\text{MC}}$ ), к расчетам с помощью оптического приближения ( $N_{\text{part}}^{\text{optical}}$ ) для одинаковой доли от общего числа неупругих Au+Au сечений ( $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 130$  ГэВ), как функция от  $N_{\text{part}}^{\text{MC}}$  [13].

удивительно большое влияние на получение  $N_{\text{part}}$  и  $N_{\text{coll}}$ . Это не результат каких-либо фундаментальных изменений в отображении прицельного параметра на этих переменных. Рисунок 5 показывает среднее значение  $N_{\text{coll}}$  (верхняя кривая) и  $N_{\text{part}}$  (нижняя кривая) в зависимости от  $b$ . Два трека располагаются друг над другом именно из-за большого диапазона прицельного параметра, который в этих пределах измеряется экспериментами RHIC. Проблема возникает при делении на бины в дробных сечениях. Хотя это и несложно оценить самые центральные бины, которые содержат систематические разности  $N_{\text{part}}$  между двумя расчетами, но геометрические расчеты становятся все более незначительным. Сравнение расчетов по методу Монте-Карло в HIJING с расчетами в оптическом приближении [1] показано на рисунке 10 для  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 130$  ГэВ.

### 2.3.2. Количество участвующих нуклонов ( $N_{part}$ ) и количество бинарных столкновений ( $N_{coll}$ ).

Как описано в главе 1, модель Глаубера – модель столкновений, к которым относятся столкновения  $A+B$ , которые рассматриваются как независимая последовательность нуклон-нуклонных столкновений.

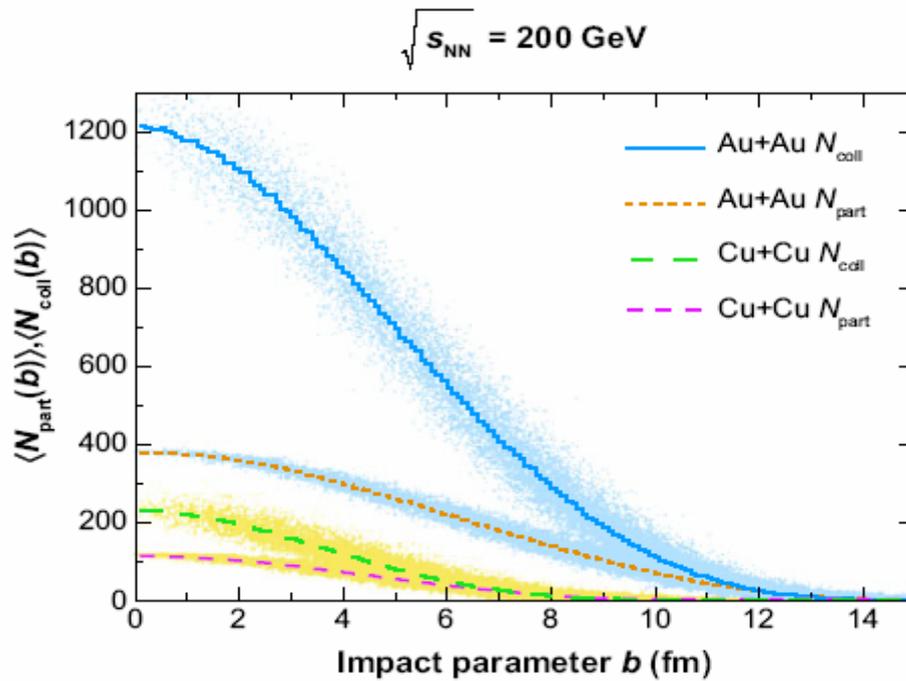
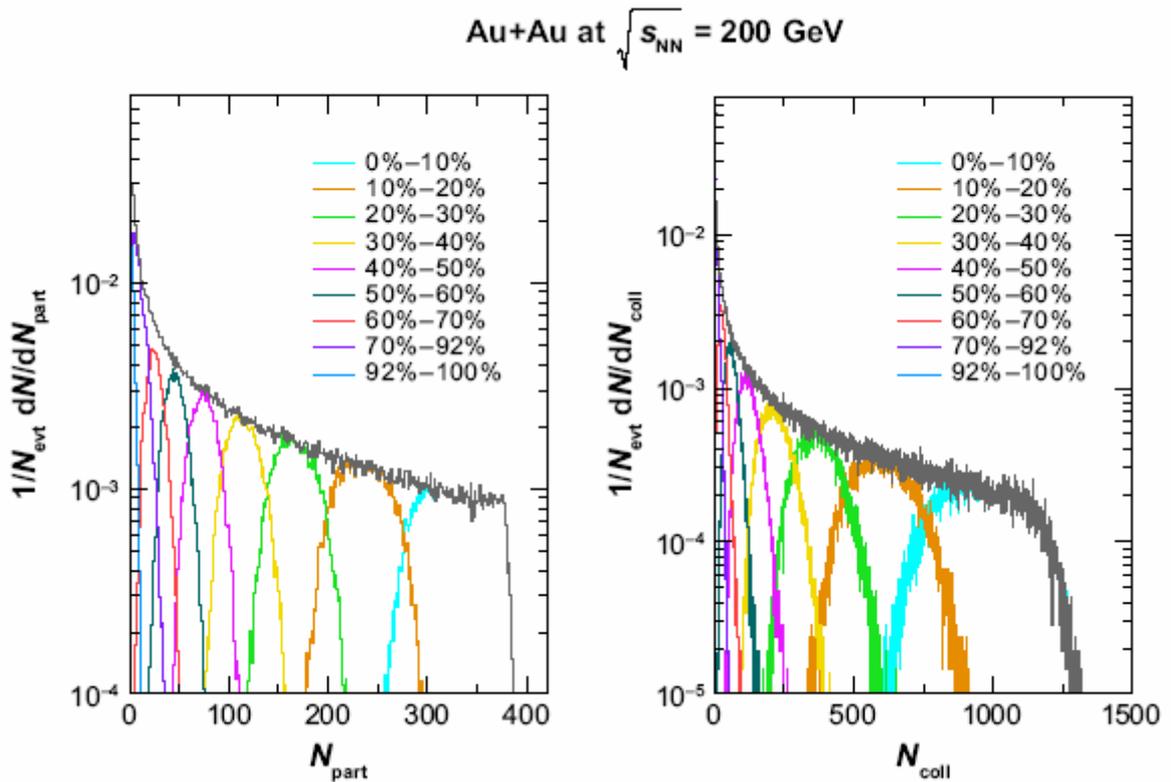


Рис. 11. Среднее количество нуклонов участников  $N_{part}$  и количество парных нуклон-нуклон столкновений  $N_{coll}$ , в дополнении – флуктуации этих величин от события к событию в Монте-Карло расчетах модели Глаубера в зависимости от прицельного параметра  $b$ .

Участвующие или выбитые нуклоны определяются как нуклоны, которые испытали, по крайней мере, одно неупругое нуклон-нуклон взаимодействие. Центральность столкновения  $A+B$  может быть охарактеризована как по количеству участвующих нуклонов  $N_{part}$  так и по количеству парных нуклон-нуклон столкновений  $N_{coll}$ . На рисунке 11 показано среднее количество участвующих нуклонов  $N_{part}$  и нуклон-нуклонных столкновений  $N_{coll}$  как функция прицельного параметра  $b$  для Au+Au и Cu+Cu столкновений при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ. Колебания этих величин от события к событию для

фиксированного прицельного параметра изображены размытиями соответствующих линий.



**Рис. 12.**  $N_{part}$  и  $N_{coll}$  распределения в Au+Au столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ из расчетов модели Глаубер с применением Монте-Карло моделирования. Применяя выборку смоделированных центральных переменных, в данном случае сигналы счетчика пучка и калориметра нулевого угла измерялись в эксперименте PHENIX, получается  $N_{part}$  и  $N_{coll}$  распределения для соответствующего центрального класса.

Формы  $N_{part}$  и  $N_{coll}$  распределений, показанных на рисунке 12 для Au+Au столкновений, отражают тот факт, что периферические A+B столкновения встречаются чаще, чем центральные.  $\langle N_{part} \rangle$  и  $\langle N_{coll} \rangle$  для данного экспериментального класса центральности составляют, например, 10% от центральных столкновений, в зависимости от изменений переменной центральности, которая тесно связана с геометрическим аксептансом соответствующего детектора. С помощью моделирования флуктуаций экспериментальной переменной центральности и применением аналогичной выборки центральности, как при анализе реальных данных, получается  $N_{part}$  и

$N_{\text{coll}}$  распределения для каждого класса центральности взаимодействий. Для периферических классов взаимодействий косвенное влияние, обусловленное неэффективностью экспериментального выбора событий с минимальным сдвигом, должно учитываться с помощью установки соответствующего порога триггера событий GMC-подхода. Экспериментально наблюдаемые, такие как множественность частиц, могут быть определены как функция от среднего значения  $N_{\text{part}}$  и  $N_{\text{coll}}$  распределений.

Систематические неопределенности  $N_{\text{part}}$ ,  $N_{\text{coll}}$  и других расчетных величин оцениваются путем изменения различных параметров модели. Рисунок 13 показывает, подобное исследование для Au+Au столкновений при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$  ГэВ (PHENIX). Были рассмотрены следующие эффекты:

- Значение по умолчанию для нуклон-нуклонного сечения  $\sigma_{\text{NN}} = 42$  мб было изменено на 39 Мб и 45 Мб.
- Параметры Саксона-Вудса варьировались для определения неопределенностей, связанных с профилем ядерной плотности.
- Эффекты жесткого кора нуклонов изучались требованием минимального расстояния 0,8 фм между двумя нуклонами одного и того же ядра без ущерба для профиля радиальной плотности.
- Изменение параметров BBC и ZDC моделирования (например, показатели, характеризующие конечные решения этих детекторов).
- Неопределенность эффективности триггера событий с минимальным сдвигом приводит к неопределенности в несколько процентов для полного неупругого сечения, имеющего определенную центральную выборку. Центральная выборка, примененная на центральных наблюдаемых величинах, смоделированных с помощью GMC-подхода, варьировалась, чтобы изучить ее влияние на  $\langle N_{\text{part}} \rangle$  и  $\langle N_{\text{coll}} \rangle$ .
- Даже если бы эффективность выбора событий с минимальным сдвигом была точно известна, потенциальная нестабильность центральных детекторов может привести к неопределенностям в несколько процентов от выбранного полного сечения. Это было изучено

путем сравнения количества событий в каждом экспериментальном классе центральности за различные периоды работы. Влияние на  $\langle N_{\text{part}} \rangle$  и  $\langle N_{\text{coll}} \rangle$  вновь изучено варьированием выборки на моделируемых переменных центральности [1].

Общая систематическая неопределенность, изображенная серыми прямоугольниками на рисунке 13, была получена путем сложения отклонений стандартных результатов по каждому пункту в приведенном выше списке. Неопределенность  $N_{\text{part}}$  уменьшается с  $\sim 20\%$  в периферических столкновениях до  $\sim 3\%$  в центральных Au+Au столкновениях.  $N_{\text{coll}}$  имеет аналогичные  $N_{\text{part}}$  неопределенности для периферических Au+Au столкновений. Для  $N_{\text{part}} > 100$  (или  $N_{\text{coll}} > 200$ ), относительная систематическая неопределенность  $N_{\text{coll}}$  остается постоянной на уровне 10%. Аналогичные оценки систематической неопределенности  $N_{\text{part}}$  и  $N_{\text{coll}}$  при энергии SPS ЦЕРН  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17.2$  ГэВ были зарегистрированы в работе [14].

Для сравнения наблюдаемых величин, связанных с жесткими процессами в A+A и p+p столкновениях, целесообразно ввести функцию ядерного перекрытия  $\langle T_{\text{AB}} \rangle_f$  для некоторого класса центральности  $f$ , который рассчитывается в подходе GMC, как

$$\langle T_{\text{AB}} \rangle_f = \langle N_{\text{coll}} \rangle_f / \sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}. \quad (14)$$

Неопределенность неупругого нуклон-нуклонного сечения  $\sigma_{\text{inel}}^{\text{NN}}$  не вносит вклад в систематическую неопределенность. Помимо этого,  $\langle T_{\text{AB}} \rangle_f$  имеет ту же систематическую неопределенность, что и  $\langle N_{\text{coll}} \rangle_f$ .

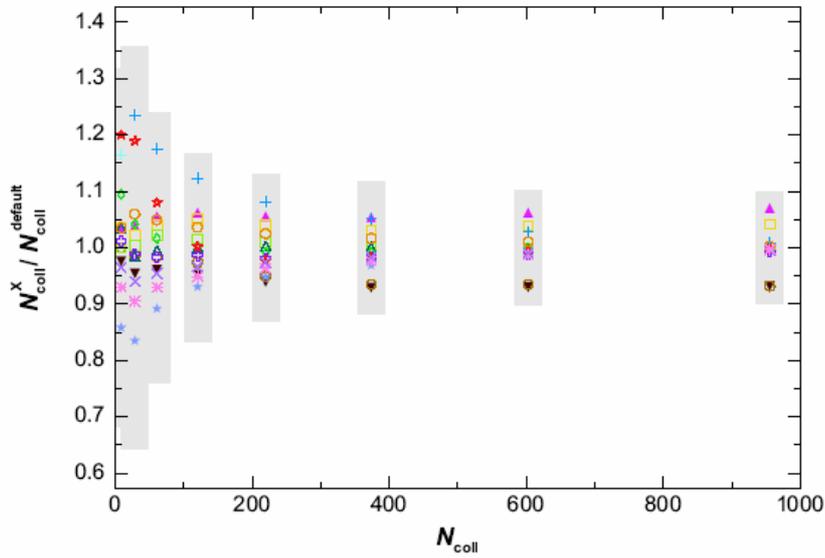
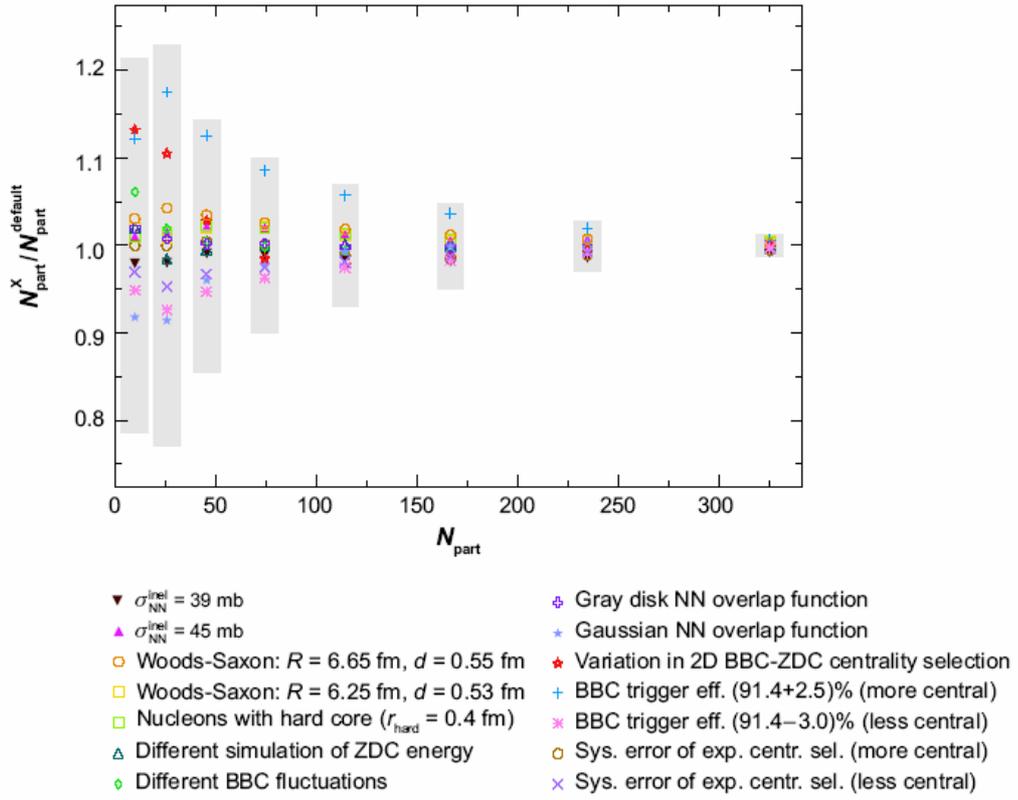


Рис. 13. Влияние различных параметров в Монте-Карло расчетах для модели Глаубера на  $N_{part}$  и  $N_{coll}$  для Au+Au столкновений при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ. BBC, детектор пучка; ZDC, калориметр нулевого угла

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Модель Глаубера, которая используется в физике тяжелых ультрарелятивистских ионов, основана исключительно на геометрии ядра. Основа модели, которая исходит из квантово-механической теории многократного рассеяния, это предположение, что  $A+B$  столкновения можно рассматривать как последовательность нуклон-нуклонных столкновений, и эти нуклоны движутся по прямолинейным траекториям. Модель Глаубера представляет величины, которые в основном не поддаются оценке, такие как число участников  $N_{part}$  и число бинарных нуклон-нуклон столкновений  $N_{coll}$ . Только энергии частиц, вылетающих по направлению пучка в экспериментах со стационарной мишенью имеет непосредственное отношение к  $N_{part}$ .

Мотивация для использования этих довольно теоретических величин заключается в многообразии. Одна из основных причин для использования геометрически-связанных величин, таких как  $N_{part}$  рассчитываемых по модели Глаубера, является возможность сравнения центрально-зависимых наблюдаемых величин, измеренных в различных экспериментах. Кроме того, сравнение различных изменений параметров системы в зависимости от геометрических величин часто ведет к появлению новых идей. В основном все эксперименты вычисляют  $N_{part}$  и  $N_{coll}$  аналогичным образом с помощью применения метода Монте-Карло к модели Глаубера, так что теоретическое смещение представленное в сравнениях, как правило, невелико. Таким образом, модель Глаубера обеспечивает важную взаимосвязь между теорией и экспериментом.

Широкое использование модели Глаубера связано с тем, что, действительно многие аспекты ультрарелятивистских  $A+B$  столкновений могут быть поняты исключительно на основе геометрии. Хорошим примером является полная множественность заряженных частиц, которая масштабируется как  $N_{part}$  через более широкий диапазон энергий. Другим примером является анизотропное распределение момента частиц с низким

значением  $p_T$  ( $p_T < \sim 2$  ГэВ/ $c$ ) по отношению к плоскости реакции. Этот так называемый эллиптический поток имеет свое начало в пространственной анизотропии первоначального перекрытия объема в нецентральных А+В столкновениях. Успех модели Глаубера заключается в том, что флуктуации анизотропии пространственной зоны перекрытия, рассчитанной в Монте-Карло подходе, от события к событию, имеют значение для понимания измеренного эллиптического потока.

Изучение частиц в жестких процессах рассеяния является еще одной важной областью применения модели Глаубера. В соответствии с теоремой факторизации КХД, с той лишь разницей между  $p+p$  и А+А столкновениями, что пертурбативное описание квантовой хромодинамики в отсутствие последствий применения ядерного оружия является увеличением потока партона. Это соответствует масштабированию инвариантных частиц с  $N_{coll}$  в расчете модели Глаубера.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Michael L., Miller, Klaus, Reygers, Stephen J. Sanders and Peter Steinberg. «Glauber Modeling in High-Energy Nuclear Collisions» *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* (2007). 57:205–43.
- [2] Glauber R.J. In *Lectures in Theoretical Physics*, ed. WE Brittin, LG Dunham, 1:315. New York: Interscience (1959).
- [3] Bialas A, Bleszynski M, Czyr'z W. *Acta Physiol. Pol. B* 8:389 (1977).
- [4] Czyr'z W, Lesniak L. *Phys. Lett. B* 24:227 (1967).
- [5] Czyr'z W, Maximon LC. *Ann. Phys.* 52:59 (1969).
- [6] Adler SS, et al. *Phys. Rev. Lett.* 91:072303 (2003).
- [7] R. J. Glauber, *Deuteron Stripping Processes at High Energies*, Physical Review, Vol. 99, N.5, (1955).
- [8] А.Г. Ситенко, *Взаимодействие дейтронов с ядрами*, УФН №3, (1959), 377-444.
- [9] Kharzeev D, Lourenco C, Nardi M, Satz H. *Z. Phys. C* 74:307 (1997).
- [10] Appl. Softw. Group. *GEANT detector description and simulation tool. w5013 edition*, Geneva: CERN (1993).  
[http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/geant\\_html3/geantall.html](http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/geant_html3/geantall.html).
- [11] Aronson SH, et al. *Nucl. Instrum. Methods A* 499:480 (2003).
- [12] Adams J, et al. *Phys. Rev. Lett.* 91:172302 (2003).
- [13] Back BB, et al. *Phys. Rev. C* 65:031901 (2002).
- [14] Aggarwal MM, et al. *Eur. Phys. J. C* 18:651 (2001).