

P13-2022-40

С. П. Авдеев<sup>1,3</sup>, С. Г. Бузин<sup>1</sup>, М. Г. Буряков<sup>1</sup>,  
В. М. Головатюк<sup>1</sup>, А. И. Малахов<sup>1,3</sup>, Г. Д. Мильнов<sup>1,3</sup>,  
А. Б. Курепин<sup>2</sup>, А. Г. Литвиненко<sup>1,3,\*</sup>, Е. И. Литвиненко<sup>1</sup>

ДЕТЕКТОР НАСТРОЙКИ СВЕДЕНИЯ ПУЧКОВ  
И ОПРЕДЕЛЕНИЯ СВЕТИМОСТИ  
В ТОЧКЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА **MPD NICA**

Направлено в «ЖЭТФ»

---

<sup>1</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>2</sup> Институт ядерных исследований РАН, Москва

<sup>3</sup> Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия

\* E-mail: alitvin@jinr.ru

Детектор настройки сведения пучков и определения светимости  
в точке взаимодействия на MPD NICA

Обсуждается детектор для настройки сведения пучков в точке взаимодействия установки MPD (Multi-Purpose Detector) на NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility). Проведено моделирование работы детектора для Au + Au-столкновений при  $\sqrt{s_{NN}} = 11$  ГэВ. Показано, что фоновые события от рассеяния на остаточном газе дают пренебрежимо малый вклад в отсчеты детектора. Обсуждается использование детектора для настройки сведения пучков. Рассмотрена процедура калибровки для получения с помощью данного детектора абсолютной светимости в зоне взаимодействия MPD.

Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.

Detector for Setting Up Beam Convergence and Determining Luminosity  
at the Interaction Point on the MPD NICA

A detector for adjusting the convergence of beams at the point of interaction of the MPD (Multi-Purpose Detector) installation at the NICA collider (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) is discussed. Simulation of the detector operation for Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 11$  GeV is performed. It is shown that background events from scattering on residual gas give a negligible contribution to the detector's samples. The question of how to use a detector to adjust beam alignment is discussed. The calibration procedure for obtaining absolute luminosity in the MPD interaction zone with the help of this detector is considered.

The investigation has been performed at the Veksler and Balдин Laboratory of High Energy Physics, JINR.

## ВВЕДЕНИЕ

Начнем с соглашения, общепринятого в русскоязычном изложении, по которому сгустки частиц в пучках коллайдера называются банчами (от английского bunch — сгусток). Для формирования необходимого для режима столкновений продольного размера сгустков происходит перехват пучка ВЧ-системой коллайдера со сменой кратности. При этом часть частиц, сгруппированных на 22-й кратности сгустков, переходит во вновь образовавшиеся сепаратрисы на 66-й кратности. Это приводит к появлению так называемых спутных сгустков. Сгустки частиц, по два сгустка между основными банчами, с интенсивностью на порядок меньше интенсивности основных банчей будем называть спутниками.

Остановимся на мотивации, определяющей выбор схемы измерений. Детектор предлагается для наладки сведения пучков и контроля светимости в точке взаимодействия MPD на NICA [1, 2]. Он будет использоваться в столкновениях пучков тяжелых ионов. Все оценки и моделирование проведены для Au + Au-столкновений при  $\sqrt{S_{NN}} = 11$  ГэВ. Будем называть его детектор светимости. Он регистрирует среднее число рассеяний тяжелых ионов (без специального отбора minimum bias событий) в зоне взаимодействия MPD. Среднее число взаимодействий в единицу времени ( $R$ ) для реакции с известным сечением  $\sigma$  определяется абсолютной светимостью ( $\mathcal{L}$ ) [3]:

$$R = \mathcal{L}\sigma. \quad (1)$$

Средняя скорость отсчетов детектора ( $R_D$ ) отличается от (1) из-за ряда факторов. Например:

- из-за конечной эффективности детектора  $\varepsilon_D < 1$  (которая точно не известна);
- из-за эффекта наложения (pile-up) событий.

Существует еще ряд факторов, которые влияют на связь скорости счета детектора и сечения регистрируемой реакции при разных режимах работы коллайдера. Поэтому связь скорости отсчета можно записать в виде

$$R_D = \tilde{\mathcal{L}}\sigma. \quad (2)$$

Коэффициент  $\tilde{\mathcal{L}}$  не совпадает со светимостью как из-за несовершенства детектора (эффективность, мертвое время и т.п.), так и из-за условий измерения. Связь коэффициента пропорциональности для скорости счета детектора с абсолютной светимостью запишем в виде

$$\tilde{\mathcal{L}} = K\mathcal{L}. \quad (3)$$

Если коэффициент  $K$  не зависит от условий измерения, то  $\tilde{\mathcal{L}}$  называют относительной светимостью. Знания относительной светимости иногда бывает достаточно для вычисления ряда физических величин по измеренным данным, для настройки и контроля сведения пучков, а также для вычисления ряда характеристик ядро-ядерных столкновений, таких как коллективные потоки, размеры области испускания, отношения выходов частиц и т. п. Применение детектора светимости для настройки сведения пучков обсуждается ниже, после описания его устройства и условий проведения измерения.

## ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА СОБЫТИЙ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ НА NICA

Знание временной структуры столкновений необходимо для выбора схемы детектора и алгоритма обработки. При обсуждении такой структуры для столкновения тяжелых ионов стартуем с базовых параметров NICA [1, 2]:

- 1) длина кольца  $L = 503,4$  м;
- 2) число банчей  $N_b = 22$ ;
- 3) число спутников  $N_s = 44$ ;
- 4) интервал значений энергии от  $\sqrt{S_{NN}} = 4$  ГэВ до  $\sqrt{S_{NN}} = 11$  ГэВ;
- 5) число частиц в банче при  $\sqrt{S_{NN}} = 11$  ГэВ  $N_L = N_R = 2,8 \cdot 10^9$ ;
- 6) максимальная светимость для Au + Au-столкновений  $\mathcal{L} = 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  при  $\sqrt{S_{NN}} = 11$  ГэВ;
- 7) корень из дисперсии банча (R.M.S.) в продольном направлении  $\sigma_{b,z} = 60$  см;
- 8) эффективная поперечная площадь в точке фокусировки  $S_{\text{eff}}(0) = 4\pi\sigma_x\sigma_y = 0,113 \text{ см}^2$ ;
- 9) стандартные отклонения распределения частиц в поперечной плоскости в точке фокусировки  $\sigma_x = 0,11$  см,  $\sigma_y = 0,082$  см, бета-функция в точке сведения пучков (точке фокусировки)  $\beta_{\text{IP}} = 60$  см.

Это определяет существенные для работы детектора светимости временные параметры, приведенные в табл. 1.

Найдем вероятность наложения событий в детекторе при столкновении ядер золота с ядрами золота. Стартуем с числа рассеяний при однократном пересечении двух банчей. Пусть при полной (с учетом всех банчей) свети-

Таблица 1. Временные параметры пучков NICA

Энергия $\sqrt{S_{NN}}$ , ГэВ	Скорость пучковой частицы $\beta_b$	Частота обращения $f_r$ , МГц	Время меж- ду банчами $t_{bb}$ , нс	Время пересечения банчей $t_b$ , нс	Время меж- ду спутли- тами $t_{ss}$ , нс
4	0,883	0,526	86,4	$\approx 4,53$	28,8
11	0,985	0,587	77,4	$\approx 4,06$	25,8

мости ( $\mathcal{L}$ ) и числе банчей  $N_b$  имеем  $N_{tr}$  взаимодействий в секунду. Тогда на одну пару банчей в среднем приходится  $\overline{N}_{tr,k-k}$ :

$$\overline{N}_{tr,k-k} = \frac{N_{tr}}{N_b}. \quad (4)$$

Для  $\mathcal{L} = 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  и  $\sigma(\text{Au} + \text{Au}) = 6 \text{ б}$  имеем  $N_{tr} = 6000 \text{ с}^{-1}$ , а  $\overline{N}_{tr,i-i} = 273 \text{ с}^{-1}$ . Среднее число взаимодействий при однократном пересечении пары банчей равно

$$\begin{cases} \sqrt{S_{NN}} = 4 \text{ ГэВ} & \rightarrow \frac{\overline{N}_{tr,k-k}}{f_r} \rightarrow w_1 \approx 5,2 \cdot 10^{-4}, \\ \sqrt{S_{NN}} = 11 \text{ ГэВ} & \rightarrow \frac{\overline{N}_{tr,k-k}}{f_r} \rightarrow w_1 \approx 4,7 \cdot 10^{-4}. \end{cases} \quad (5)$$

Вероятность двух взаимодействий при однократном пересечении пары банчей равна

$$w_2 = \frac{w_1^2}{2} \exp(-w_1) \approx (1,6 - 1,1) \cdot 10^{-7}. \quad (6)$$

Отсюда относительная вероятность наложения двух событий из одного банча

$$\frac{w_2}{w_1} \leq 3 \cdot 10^{-4}. \quad (7)$$

В дальнейшем эффект от наложений событий при столкновении пары банчей с одинаковыми номерами не учитывается. Эффект от наложений событий из столкновения банчей с соседними номерами полностью подавляется, если время решения триггера меньше времени между приходами соседних банчей  $t_{tr} < (t_{bb} - t_b) \leq 73 \text{ нс}$ . В любом случае, даже если время решения триггера увеличить вдвое ( $t_{tr} \approx 150$ ) нс, относительный вклад наложения событий из соседних банчей не превысит  $\approx 1,5 \cdot 10^{-3}$  (меньше 0,2%). В настоящее время неясно, для решения какой задачи требуется такая высокая точность определения светимости, как неясно, будут ли детекторные подсистемы MPD функционировать с такой высокой степенью стабильности.

Еще одним источником наложения отсчетов могли бы служить сателлитные банчи, которых по два между каждыми соседними банчами. Однако число пучковых частиц в каждом сателлитном банче на порядок меньше, чем в основном. И число столкновений в секунду  $N_{tr,ss}$  при взаимодействии двух сателлитных банчей на два порядка меньше ( $\overline{N}_{tr,ss} \approx 2,73$ ), чем для взаимодействия основных банчей. Среднее число взаимодействий при однократном пересечении пары сателлитных банчей равно (сравни с (5))

$$\begin{cases} \sqrt{S_{NN}} = 4 \text{ ГэВ} & \rightarrow \frac{\overline{N}_{tr,k-k}}{f_r} \rightarrow w_1 \approx 5,2 \cdot 10^{-6}, \\ \sqrt{S_{NN}} = 11 \text{ ГэВ} & \rightarrow \frac{\overline{N}_{tr,k-k}}{f_r} \rightarrow w_1 \approx 4,7 \cdot 10^{-6}. \end{cases} \quad (8)$$

Это приводит к тому, что эффект наложения от взаимодействия в сателлитных банчах не превышает сотых долей процента:

$$\frac{w_{2,ss}}{w_1} \leq 6 \cdot 10^{-6}. \quad (9)$$

Из-за малой величины эффекты наложения событий от пересечения сателлитных банчей в дальнейшем не рассматриваются.

## СХЕМА ДЕТЕКТОРА

Из-за малой вероятности наложения событий достаточно регистрировать число столкновений с конечной ( $\geq 50\%$ ) эффективностью. Нет необходимости предусматривать отбор по прицельному параметру. Такие мягкие требования упрощают схему детектора и алгоритм обработки. Детектор будет регистрировать minimum bias события. Геометрия детектора опирается на особенность распределения частиц в столкновении тяжелых (Au + Au) ионов. В распределении частиц при столкновениях Au + Au в системе отсчета коллайдера выделяются три области [4].

1. Центральная область. В этой области частицы испускаются под углами  $\theta \approx 90^\circ$ , имеют сложный состав и широкое распределение по импульсам.

2. Две области фрагментации пучков. В каждой из таких областей частицы регистрируются в конусе  $\theta \leq 4^\circ$  ( $\sqrt{S_{NN}} = 4-11$  ГэВ) вдоль соответствующего пучка. В основном это спектроны протоны, спектроны нейтроны и спектроны ядерные фрагменты с энергиями на нуклон ( $E_s$ ), близкими к энергиям на нуклон в сталкивающихся ядрах ( $E_s \cong E_b = 5,5$  ГэВ) [5, 6].

Детектор состоит из двух плеч, каждое из которых регистрирует заряженные спектроны в области фрагментации ядер из соответствующего кольца коллайдера, как показано на рис. 1.

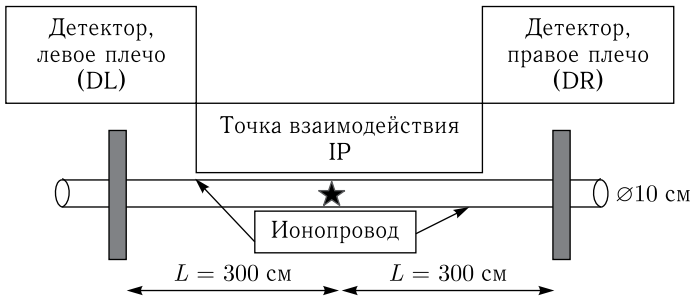


Рис. 1. Внешний вид расположения плеч детектора в горизонтальной плоскости. Звездочкой показана точка пересечения банчей в максимуме интенсивности. Левое плечо регистрирует фрагменты пучка, налетающего справа, а правое — налетающего слева

Каждое плечо состоит из четырех сцинтилляционных плоскостей, ориентированных перпендикулярно оси столкновения, см. рис. 2. Чувствительными элементами детектора являются полосы органического сцинтиллятора из полистирола (PS) с добавлением 1,5% р-терфенила и 0,05% РОРОР [7].

Устройство и размеры годоскопов показаны на рис. 3.

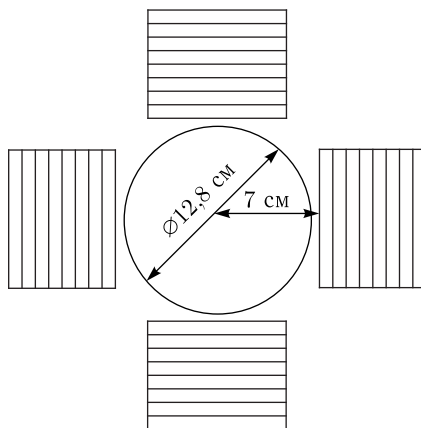


Рис. 2. Фронтальный вид одного из плеч детектора светимости. Окружность внутри детектора соответствует ионопроводу. Расстояние от оси столкновения до ближайшей полосы 7 см

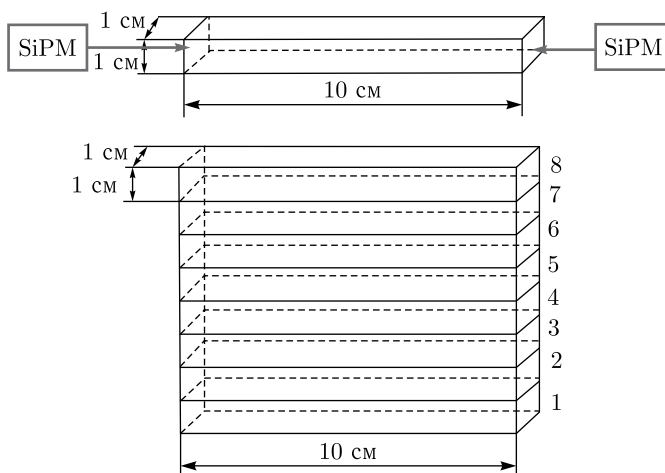


Рис. 3. Вид одной из плоскостей (сцинтилляционного годоскопа). Плоскость состоит из полос пластического сцинтиллятора (100 × 10 × 10 мм). Сигнал снимается с двух торцов кремниевыми ФЭУ (SiPM), как это показано на отдельной полосе

## МОДЕЛИРОВАНИЕ. ЭФФЕКТИВНОСТЬ

При моделировании использовались 3000 Au + Au-столкновений, рожденных генератором DCM-SMM [5], без отбора по прицельному параметру (minimum bias (MB) событий). Выбор генератора рождения был продиктован тем, что этот генератор помимо нуклонов-спектаторов описывает и рождение ядерных фрагментов-спектаторов, доля которых может достигать существенной величины в периферических столкновениях [6, 8].

Термин спектатор (spectator — наблюдатель) используется для обозначения нуклонов, не попавших в область геометрического пересечения ядер (не участвовавших в сильном взаимодействии), или для ядерных фрагментов, состоящих из таких нуклонов-спектаторов. Импульс спектаторов (нуклонов или ядерных фрагментов) на нуклон отличается меньше чем на 10% ( $\Delta p_s$  (ГэВ/нуклон)  $\leq p_b$  (ГэВ/нуклон)  $\cdot 0,1$ ) от импульса на нуклон  $p_b$  в сталкивающихся ядрах. Полярный угол, в котором регистрируются спектаторы, определяется геометрией детектора и лежит в интервале  $1,3^\circ \leq \theta_s \leq 2,9^\circ$ . Из-за наличия ионопровода не регистрируются спектаторы с малыми полярными углами. Угловое распределение ядерных фрагментов становится более узким с ростом атомной массы фрагмента. Из результатов работы [9] следует, что для ядер-фрагментов с атомной массой  $F$  стандартное отклонение  $\sigma_{F,\theta}$  в распределении по полярному углу  $\theta$  связано со стандартным отклонением для протонов  $\sigma_{1,\theta}$  соотношением  $\sigma_{F,\theta} \approx \sigma_{1,\theta}/\sqrt{F}$ . Из эксперимента  $\sigma_{1,\theta} \approx 1,8^\circ$ ,  $\sqrt{S_{NN}} = 11$  ГэВ. Для  $\alpha$ -частицы это дает  $\sigma_{F,\theta} \approx 0,9^\circ$ . Поэтому в детектор светимости не попадает подавляющая часть рожденных ядер гелия. Это означает, что детектором регистрируется малая доля от фрагментов с  $F \geq 4$ . Для транспортировки пучка использовался пакет Geant4 [10], который позволяет моделировать прохождение через установку ядер-фрагментов. Из-за узкого углового распределения для трех тысяч MB-событий Au + Au-столкновений в детекторе не было зарегистрировано ни одного ядра с атомной массой больше массы ядра  ${}^3\text{He}$ .

Для дальнейшего понимания остановимся на типе и характеристике заряженных частиц, попадающих в детектор.

Моделирование проведено для Au + Au-столкновений при энергии  $\sqrt{S_{NN}} = 11$  ГэВ. Считалось, что заряженная частица зарегистрирована в соответствующем плече детектора, если по крайней мере одна частица потеряла в сцинтилляционной полосе энергию больше чем 1 МэВ ( $\Delta E \geq 1$  МэВ). На рис. 4 показан суммарный спектр по потерянной энергии в четырех ближайших к ионопроводу сцинтилляционных полосах одного плеча.

Из рисунка видно, что из-за крутого переднего фронта выбор порога по потерянной энергии (по амплитуде сигнала с SiPM) слабо влияет на число спектаторов, регистрируемых в детекторе. Максимум потерь энергии  $\Delta E \approx 2$  МэВ близок к тому, что предсказывается формулой Бете-Блоха для минимально ионизирующих частиц  $E_{p,s} \approx 5,5$  ГэВ в сцинтилляторе толщиной по пучку 1 см. Для понимания сложного характера спектра



по потерянной энергии необходимо учесть ненулевую множественность спектров в одной полосе.

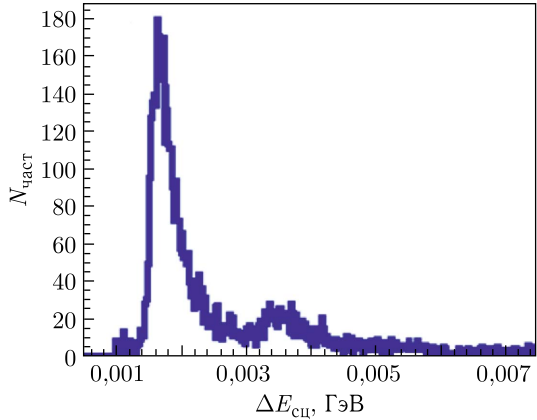


Рис. 4. Суммарное распределение по энергии, потерянной спектрами в четырех ближайших к ионпроводу полосах сцинтиллятора одного плеча. По вертикальной оси — число частиц ( $N_{\text{част}}$ ), потерявших в одной из четырех полос сцинтиллятора энергию  $\Delta E_{\text{сц}}$

Распределение по суммарной множественности спектров в четырех ближайших к ионпроводу сцинтилляционных полосах одного плеча показано на рис. 5.

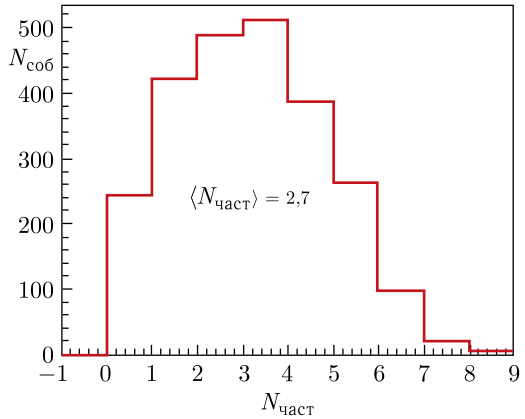


Рис. 5. Распределение событий ( $N_{\text{соб}}$ ) по суммарному числу частиц ( $N_{\text{част}}$ ), попавших в четыре ближних к ионпроводу сцинтилляционных полосы одного плеча

Из рисунка следует, что средняя множественность спектров, попадающих в одну полосу, равна

$$\langle n_1 \rangle = \frac{\langle N_{\text{част}} \rangle}{4} = \frac{2,7}{4} = 0,67. \quad (10)$$

Второй (по величине потерянной энергии) пик на рис. 4 отвечает одновременному попаданию в полосу двух протонов. Это подтверждается не только вдвое большей величиной потерянной энергии, но и близостью

отношения числа частиц в первом ( $N_1$ ) и втором ( $N_2$ ) пиках к отношению вероятности регистрации одного и двух протонов:

$$\frac{N_2}{N_1} \approx 0,27, \quad \frac{P_2}{P_1} = \frac{\langle n_1 \rangle}{2} \approx 0,33. \quad (11)$$

Множественность спектаторов, попадающих в полосу, убывает по мере удаления от оси столкновения. Так, для восьмой (самой дальней) полосы множественность равна

$$\langle n_8 \rangle = \frac{1,2}{4} \approx 0,3. \quad (12)$$

Точка взаимодействия вдоль оси столкновения разыгрывалась в соответствии с нормальным распределением, имеющим стандартное отклонение  $\sigma_{z,V} = 42,4$  см. В [3] показано, что такое распределение вершин взаимодействия отвечает столкновениям с проектными параметрами NICA без учета фокусировки. Из-за малого поперечного размера банчей распределение вершин в поперечном направлении не разыгрывалось. Все вершины выбирались на оси столкновения.

Для того чтобы зарегистрировать факт рассеяния, требовалась регистрация не меньше одного спектатора в каждом из плеч детектора. Для вычисления совпадений вводились времена пролета для каждого из плеч детектора  $T_{L/R}$ . Поскольку в одном плече регистрируется, как правило, несколько спектаторов, то в качестве времени пролета для данного плеча выбиралось самое маленькое из времен пролета спектаторов, зарегистрированных в данном плече. При моделировании факт рассеяния отмечался, если в каждом плече было зарегистрировано по крайней мере по одному заряженному спектатору, а разность времен пролета между левым и правым плечом не превышала 10 нс:

$$|T_L - T_R| \leq 10 \text{ нс}. \quad (13)$$

В итоге из разыгранных 3000 Au + Au-столкновений было зарегистрировано 2302 события, что отвечает эффективности  $\varepsilon \approx 77\%$ .

## ПРОЦЕДУРА НАСТРОЙКИ СВЕДЕНИЯ ПУЧКОВ

При настройке сведения пучков необходимо решить следующие задачи.

1. В поперечной плоскости оптимизировать:

— поперечные размеры банчей;

— положение сталкивающихся банчей (оптимизировать попадание банчей друг в друга).

2. Вдоль оси столкновений оптимизировать положение вершины так, чтобы максимум столкновений находился в центре детектора.

Перед обсуждением использования детектора для настройки сведения пучков введем обозначения:

•  $N_{L/R;k}$  — число частиц (интенсивность) в  $k$ -м банче, летящем слева/справа ( $L/R$ ) согласно обозначениям на рис. 1;

•  $\mathcal{L}_k$  — светимость при пересечении  $k$ -х (левого и правого) банчей.

Светимость определяет среднюю скорость счета и равна [3]

$$\mathcal{L}_k = \frac{N_{L,k} N_{R,k} f_r}{S_{\text{eff},k}}, \quad (14)$$

где  $S_{\text{eff},k}$  обозначает эффективную площадь пересечения банчей в точке взаимодействия в соответствии с пространственным распределением частиц в левом и правом банчах. Полная светимость учитывает число пар банчей и равна сумме светимости от каждого из банчей:

$$\mathcal{L} = \sum_{k=1}^{N_b} \mathcal{L}_k = \sum_{k=1}^{N_b} \frac{N_{L,k} N_{R,k} f_r}{S_{\text{eff},k}}. \quad (15)$$

Выше отмечалось, что светимость связывает среднюю скорость счета и сечение реакции (1). Для детектора вводится время набора ( $T$ ) и число зарегистрированных триггеров, отвечающих столкновению  $k$ -х банчей  $N_{\text{tr},k}(T)$ :

$$N_{\text{tr},k}(T) = \mathcal{L}_k (\varepsilon \sigma) T. \quad (16)$$

Из этого выражения определяется средняя (за время набора  $T$ ) светимость для столкновения  $k$ -х банчей:

$$\mathcal{L}_k = \frac{N_{\text{tr},k}(T)}{(\varepsilon \sigma) T} = \frac{R_k(T)}{(\varepsilon \sigma)}. \quad (17)$$

При таком подходе необходимо знать сечение и эффективность регистрации с приемлемой ( $\sim 1\%$ ) точностью. Как правило, для адронных коллайдеров сечение и эффективность детектора с такой точностью неизвестны. Поэтому формула (17) дает информацию об относительной светимости (3).

Существует способ, позволяющий определить значения произведения эффективности на сечение ( $\varepsilon \sigma$ ) из экспериментальных данных [3]. Платой за получение такой информации является время (работа коллайдера и перестройка элементов сведения), потраченное на проведение измерений по программе скана Ван дер Меера [11].

Остановимся на схеме проведения измерений с использованием скана Ван дер Меера. Для этого детализируем вычисление площади пересечения, опираясь на распределения (плотности вероятностей) частиц в банчах. Индекс номера сталкивающихся банчей указывать не будем, имея в виду, что при необходимости не составляет труда восстановить его в окончательных формулах.

Плотности распределения вероятности частиц в поперечной плоскости (оси  $X$  и  $Y$ ) не предполагаем одинаковыми в левом и правом банчах. В общем виде (с учетом фокусировки) распределение частиц в поперечной плоскости равно

$$p_{\perp,L/R}(x, y; z_V) \geq 0, \quad \iint p_{\perp,L/R}(x, y; z_V) dx dy = 1, \quad (18)$$

равенство интеграла единице (второе условие в (17)) означает условие нормировки для любого положения точки взаимодействия  $z_V$ . Для описания распределения частиц в банче по продольной оси ( $Z$ ) при фиксированном времени введем соответствующую плотность вероятности

$$p_{||,L/R}(z) \geq 0, \quad \int_{-\infty}^{\infty} p_{||,L/R}(z) dz = 1. \quad (19)$$

С такими обозначениями светимость для столкновения  $k$ -х банчей равна

$$\mathcal{L}_k = 2 N_{L,k} N_{R,k} f_{\tau} \iint dx dy \iint dz_V d\xi p_{\perp,L}(x, y; z_V) p_{\perp,R}(x, y; z_V) \times \\ \times p_{||,L}(z_V - \xi) p_{||,R}(z_V + \xi). \quad (20)$$

Сравнивая (19) и (13), для эффективной площади пересечения получаем

$$\frac{1}{S_{\text{eff}}} = 2 \iint dx dy \iint dz_V d\xi p_{\perp,L}(x, y; z_V) p_{\perp,R}(x, y; z_V) \times \\ \times p_{||,L}(z_V - \xi) p_{||,R}(z_V + \xi), \quad (21)$$

где  $z_V$  обозначает вершину взаимодействия, а  $\xi$  отвечает расстоянию от «центра» банча до начала координат по  $Z$  (от точки взаимодействия, IP).

Таким образом, мы пришли к выводу, что светимость коллайдера можно определить следующими двумя способами.

1. Светимость вычисляется из экспериментальных данных по числу триггеров, зарегистрированных детектором с известной эффективностью ( $\varepsilon$ ) для выделенного канала реакции с известным сечением ( $\sigma$ ), как это предполагается в (17). Такие подходы используются в электрон-позитронных или электрон-электронных коллайдерах.

2. Светимость можно вычислить, если иметь информацию о пространственном распределении частиц в банчах (18) и (19), используя теоретическое выражение для светимости (20). Открытым остается вопрос о точности, с которой необходимо знать распределения частиц в банчах, чтобы экстраполировать плотности вероятности в окрестность точки взаимодействия. Окончательный ответ об измерении светимости должна дать экспериментальная проверка.

Последовательный подход, позволяющий вычислять абсолютную светимость, опирается на вычисление скорости счета детектора (17), а произведение эффективности регистрации — на сечение ( $\varepsilon \sigma$ ) из данных по измерениям в рамках программы скана Ван дер Меера [11].

Остановимся на этом вопросе подробнее. Выражение (20) для светимости написано для случая, когда максимумы левого и правого банчей совпадают. Как отмечалось, одной из задач настройки сведения пучков в поперечной плоскости является оптимизация «попадания банчей друг в друга». Для предметного обсуждения обобщим понятие светимости

(20), считая, что положения максимумов двух сталкивающихся банчей в горизонтальной плоскости не совпадают. Для оси  $X$  ситуация показана на рис. 6:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\delta X, \delta Y) = & 2N_L N_R f_r \iint dx dy \iint dz_V d\xi \times \\ & \times p_{\perp,L} \left( x + \frac{\delta X}{2}, y + \frac{\delta Y}{2}; z_V \right) p_{\perp,R} \left( x - \frac{\delta X}{2}, y - \frac{\delta Y}{2}; z_V \right) \times \\ & \times p_{\parallel,L}(z_V - \xi) p_{\parallel,R}(z_V + \xi), \quad (22) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{S_{\text{eff}}(\delta X, \delta Y)} = & 2 \iint dz_V d\xi \times \\ & \times \left( \iint dx dy p_{\perp,L} \left( x + \frac{\delta X}{2}, y + \frac{\delta Y}{2}; z_V \right) p_{\perp,R} \left( x - \frac{\delta X}{2}, y - \frac{\delta Y}{2}; z_V \right) \right) \times \\ & \times p_{\parallel,L}(z_V - \xi) p_{\parallel,R}(z_V + \xi). \quad (23) \end{aligned}$$

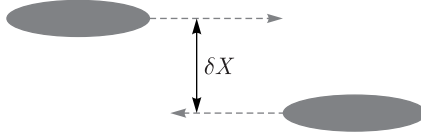


Рис. 6. Взаимное расположение сталкивающихся банчей левого и правого плеч, когда максимумы разделены по оси расстоянием  $\delta X$

Ключевую роль в определении произведения сечения на эффективность ( $\varepsilon \sigma$ ) играет интегральное свойство эффективной области пересечения пучков, на котором остановимся подробнее. Для этого запишем интеграл от обратной эффективной площади области пересечения пучков, опираясь на распределения частиц в банчах:

$$\begin{aligned} \iint d(\delta X) d(\delta Y) \frac{1}{S_{\text{eff}}(\delta X, \delta Y)} = & 2 \iint dz_V d\xi (p_{\parallel,L}(z_V - \xi) p_{\parallel,R}(z_V + \xi)) \times \\ & \times \left( \iiint dx dy d(\delta X) d(\delta Y) \times \right. \\ & \left. \times p_{\perp,L} \left( x + \frac{\delta X}{2}, y + \frac{\delta Y}{2}; z_V \right) p_{\perp,R} \left( x - \frac{\delta X}{2}, y - \frac{\delta Y}{2}; z_V \right) \right), \quad (24) \end{aligned}$$

после замены переменных:

$$\begin{cases} x_1 = x + \frac{\delta X}{2}, \\ x_2 = x - \frac{\delta X}{2}, \end{cases} \quad \left| \frac{\partial(x, \delta X)}{\partial(x_1, x_2)} \right| = 1, \quad (25)$$

$$\begin{cases} y_1 = y + \frac{\delta Y}{2}, & \left| \frac{\partial(y, \delta Y)}{\partial(y_1, y_2)} \right| = 1, \\ y_2 = y - \frac{\delta Y}{2}, & \end{cases} \quad (26)$$

$$\begin{cases} z_1 = z_V + \xi, & \left| \frac{\partial(z_V, \xi)}{\partial(z_1, z_2)} \right| = \frac{1}{2}. \\ z_2 = z_V - \xi, & \end{cases} \quad (27)$$

Это приводит к следующему (обобщенному) условию нормировки, связанному с сохранением числа частиц в банчах:

$$\begin{aligned} \iint d(\delta X) d(\delta Y) \frac{1}{S_{\text{eff}}(\delta X, \delta Y)} &= \left( \int dz_1 p_{||,L}(z_1) \right) \left( \int dz_2 p_{||,R}(z_2) \right) \times \\ &\times \left( \iint dx_1 dy_1 p_{\perp,L}(x_1, y_1; z_V) \right) \left( \iint dx_2 dy_2 p_{\perp,R}(x_1, y_1; z_V) \right) = \\ &= (1)(1)(1)(1) = 1. \end{aligned} \quad (28)$$

Это условие можно использовать, если для выделенной пары встречных банчей провести измерения числа триггеров при различных относительных смещениях левых и правых банчей в поперечной плоскости. В результате реализации такой программы измерений, называемой сканом Ван дер Мера (иногда — сканом Вернье), получим следующий набор данных:

1)  $\{\delta X_{k;i,j}, \delta Y_{k;i,j}\}$  — относительные смещения по осям  $X$  и  $Y$  банчей с номером  $k$  во встречных пучках; смещения нумеруются двойным индексом  $\{i, j\}$ , чтобы оставить возможность сканировать положения пучков не только по горизонтальной ( $X$ ) или по вертикальной ( $Y$ ) оси, но и при одновременном изменении (от точки к точке) относительного положения вдоль некоторого направления в плоскости  $\{X, Y\}$ ;

2)  $\{T_{k;i,j}\}$  — время набора данных для соответствующих смещений;

3)  $\{N_{\text{tr};k;i,j}\}$  — число зарегистрированных триггеров для соответствующих смещений;

4)  $\{N_{L,k;i,j}, N_{R,k;i,j}\}$  — интенсивности сталкивающихся банчей в левом и правом кольцах коллайдера.

По этим данным вычисляются скорости счета

$$R(T_{k;i,j}) = \frac{N_{\text{tr};k;i,j}}{T_{k;i,j}} \quad (29)$$

и нормированная скорость счета

$$r_k(\delta X_{k;i,j}, \delta Y_{k;i,j}) = \frac{R(T_{k;i,j})}{N_{L,k;i,j} N_{R,k;i,j} f_r}. \quad (30)$$

Отсюда видно, что так определенная нормированная скорость счета равна скорости счета при однократном (без учета числа оборотов) столкновении банчей, содержащих по одной частице.

Учет связи числа триггеров с сечением  $\sigma$  и эффективностью регистрации  $\varepsilon$  за время набора  $T_{k;i,j}$  со светимостью (16) приводит к следующей

связи нормированной скорости счета с эффективной площадью пересечения:

$$r_k(\delta X_{k;i,j}, \delta Y_{k;i,j}) = \frac{\varepsilon \sigma}{S_{\text{eff}}(\delta X_{k;i,j}, \delta Y_{k;i,j})}. \quad (31)$$

Для каждой пары банчей с номером  $k$  находим теоретическую зависимость  $r_k(\delta X, \delta Y; \{\beta_{k;l}\})$  нормированной скорости счета от смещений  $\{\delta X, \delta Y\}$  в поперечной плоскости. Смещения  $\{\delta X, \delta Y\}$  в теоретической зависимости могут принимать любые (не только использованные в измерениях) значения, а набор параметров  $\{\beta_{k;l}\}$  определяется из аппроксимации экспериментальных данных  $\{r_k(\delta X_{k;i,j}, \delta Y_{k;i,j})\}$ , выбранной теоретической зависимостью. Последовательность обработки и структура результата показаны в следующем выражении:

$$\{r_k(\delta X_{k;i,j}, \delta Y_{k;i,j})\} \rightarrow r_k(\delta X, \delta Y; \{\beta_{k;l}\}) = (\varepsilon \sigma) \frac{1}{S_{\text{eff}}(\delta X, \delta Y; \{\beta_{k;l}\})}, \quad (32)$$

где стрелка схематически показывает переход от дискретного набора экспериментальных данных  $\{r_k(\delta X_{k;i,j}, \delta Y_{k;i,j})\}$  к теоретической аппроксимации.

Как показано выше (см. (28)), интеграл от нормированной скорости счета по смещениям в поперечной плоскости позволяет получить произведение эффективности регистрации на сечение:

$$\begin{aligned} (\varepsilon \sigma)_k &= \iint d(\delta X) d(\delta Y) r_k(\delta X, \delta Y; \{\beta_{k;l}\}) = \\ &= (\varepsilon \sigma t) \iint (\delta X) d(\delta Y) \frac{1}{S_{\text{eff}}(\delta X, \delta Y; \{\beta_{k;l}\})}. \end{aligned} \quad (33)$$

Максимум из нормированной скорости счета в теоретической зависимости из (32) в переменных  $\delta X_{k;\text{max}}, \delta Y_{k;\text{max}}$  дает координаты положения вершины в поперечной плоскости для банчей с номером  $k$  для левого и правого плеч, тогда как произведение эффективности регистрации  $(\varepsilon \sigma)_k$  дается интегралом по смещениям для выбранной пары банчей (см. (33)). Случай, когда положения вершины  $\delta X_{k;\text{max}}, \delta Y_{k;\text{max}}$  и фактор сечения эффективности  $(\varepsilon \sigma)_k$  зависят от номера сталкивающихся банчей, будет рассмотрен в отдельной публикации. В дальнейшем изложении будем предполагать, что приведенная скорость счета аппроксимируется одной зависимостью. Например, в простейшем случае, зависимостью, полученной из минимизации (по параметрам  $\{\beta_l\}$ ) для всех банчей:

$$\chi^2 = \frac{1}{N_{sv}} \sum_k \sum_{i,j} \frac{(r_k(\delta X_{k;i,j}, \delta Y_{k;i,j}) - (\delta X, \delta Y; \{\beta_l\}))^2}{(\Delta r_k(\delta X_{k;i,j}, \delta Y_{k;i,j}))^2}. \quad (34)$$

При таком подходе эффект регистрации  $(\varepsilon \sigma)$  и положение максимума счета  $\delta X_{\text{max}}, \delta Y_{\text{max}}$  не зависят от номера сталкивающихся банчей и свети-

мость равна

$$\mathcal{L} = \frac{N_{\text{tr},it}(T)}{(\varepsilon \sigma) T} = \frac{R(T)}{\varepsilon \sigma}. \quad (35)$$

Более последовательно эта ситуация будет проанализирована в отдельной публикации.

Для оптимизации сведения пучков в продольном направлении используется разность времен пролета между левым и правым плечами детектора:

$$\tau = T_R - T_L. \quad (36)$$

Из рис. 7 видно, что эта разность линейно связана со смещением точки взаимодействия относительно середины расстояния между плечами детектора.

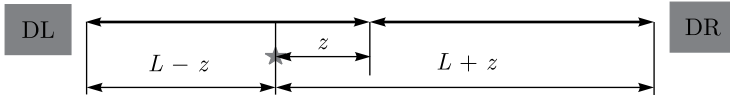


Рис. 7. Связь расстояний от точки взаимодействия до левого и правого плеч детектора

Из приведенного рисунка видно, что положение вершины относительно середины детектора связано с разностью времен пролета соотношением

$$\tau = T_R - T_L = \frac{2z}{c\beta}, \quad z_V = \frac{c\beta}{2}\tau. \quad (37)$$

Результат распределения по разности времен пролета, полученный из моделирования, показан на рис. 8.

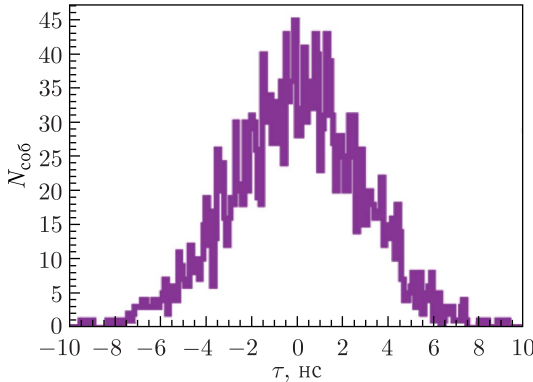


Рис. 8. Распределение зарегистрированных событий по разности времен пролета  $\tau = T_R - T_L$ . Исходное распределение вершин взаимодействия разыгрывалось вдоль оси столкновений с дисперсией  $\sigma_{z,V} = 42,4$  см



Для максимальной энергии NICA скорость спектров ( $\beta_s$ ) мало (разброс меньше 0,5%) отличается от скорости сталкивающихся ядер:

$$\sqrt{S_{NN}} = 11 \text{ ГэВ}, \quad \beta_s = 0,985. \quad (38)$$

В этих условиях выражение (37) численно переписывается в виде

$$z_V(\text{см}) = \frac{c\beta}{2}\tau = 14,8 \cdot \tau(\text{нс}), \quad (39)$$

а точность определения среднего положения вершины взаимодействия  $\Delta z_V$  с использованием разности времен пролета для числа триггеров  $N_{tr}$  равна

$$\Delta z_V(\text{см}) = 14,8 \left( \sqrt{\left( \frac{\sigma_{z,V}(\text{см})}{14,8} \right)^2 + \sigma_\tau^2(\text{нс})} \right) \left( \frac{1}{\sqrt{N_{tr}}} \right). \quad (40)$$

Здесь  $\sigma_{z,V}(\text{см})$  — корень из дисперсии распределения вершин, связанный с распределением частиц в банче вдоль оси столкновения [3]:

$$\sigma_{z,V} = \frac{\sigma_{b,z}}{\sqrt{2}}. \quad (41)$$

Выше отмечалось, что для NICA (см. [1, 2])  $\sigma_{b,z} = 60$  см. С учетом этого уравнение (40) численно переписывается в виде (см. также рис. 8)

$$\Delta z_V(\text{см}) = 14,8 \left( \sqrt{(2,8(\text{нс}))^2 + \sigma_\tau^2(\text{нс})} \right) \left( \frac{1}{\sqrt{N_{tr}}} \right). \quad (42)$$

Следовательно, даже при разрешении по разности времен пролета  $\sigma_\tau^2(\text{нс}) = 1$  нс точность восстановления вершины в данной серии измерений ухудшается на 6%. В работе [12] показано, что без дополнительных усилий временное разрешение кремниевых ФЭУ (SiPM HAMAMATSU S13360-6025C [13]) не хуже 0,1 нс. Конструкция детектора не позволяет получить координату попадания спектатора и число спектаторов, прошедших через полосу. Это приводит к ограничению по временному разрешению через полосу годоскопа не лучше 0,16 нс (см. [12]). Из (42) следует, что гранулярность детектора и временные характеристики SiPM соответствуют задачам настройки продольного положения вершины.

## РАССЕЯНИЕ НА ОСТАТОЧНОМ ГАЗЕ

Основным источником фона при настройке пучка является рассеяние на остаточном газе. Интенсивность этого рассеяния определяется составом и концентрацией атомов остаточного газа в камере коллайдера, где находится точка взаимодействия детектора MPD.

Состав остаточного газа и молярные концентрации равны (см. [1, 2])

$$\begin{cases} C_{H_2} = 0,9, \\ C_{CO} = 0,05, \\ C_{CO_2} = 0,05. \end{cases} \quad (43)$$

Давление и температура в месте сведения пучков равны

$$\begin{cases} p_0 = 10^{-8} \text{ Па,} \\ T = 293 \text{ К.} \end{cases} \quad (44)$$

Абсолютные концентрации ядер (атомов)  $n_A$  в этом случае равны

$$\begin{cases} n_H = 0,4 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}, \\ n_C = 0,022 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}, \\ n_O = 0,033 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}. \end{cases} \quad (45)$$

Скорости счета наряду с концентрациями определяются исходя из неупругих сечений рассеяния  $\sigma_{Au, A_i}$  ускоренных ядер пучка (Au) на атомах остаточного газа ( $A_i$ ). При однократном прохождении банчем промежутка камеры между левым и правым плечами детектора ( $l_{||} = 6$  м) число (вероятность) взаимодействий  $w_{b, A_i}$  равно (при  $w_{b, A_i} \ll 1$ )

$$w_{b, A_i} = N(n_{A_i} l_{||}) \sigma_{A_b, A_i}, \quad (46)$$

где  $A_i$  — атомная масса ядра остаточного газа, а  $N = 2,3 \cdot 10^9$  — число частиц в основном банче, которое предполагается одинаковым для всех банчей. Оценки проведем, опираясь на представление сталкивающихся ядер твердыми шариками:

$$\sigma_{A_b, A_i} = \pi (R_{A_b} + R_{A_i})^2, \quad (47)$$

а радиус ядра  $A$  выберем равным

$$R_A = 1,2 \cdot (A)^{1/3} 10^{-13} \text{ см.} \quad (48)$$

Для оценки сечений приведем значения радиусов ядер:

1) для протона считаем  $R_p = 0,6 \cdot 10^{-13}$  см; это приводит к полному протон-протонному сечению  $\sigma_{p,p} = 4,5 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2 = 45 \text{ мб}$ ;

2) углерод (C) —  $R_C = 2,75 \cdot 10^{-13}$  см;

3) кислород (O) —  $R_O = 3,02 \cdot 10^{-13}$  см;

4) золото (Au) —  $R_{Au} = 7 \cdot 10^{-13}$  см.

Для рассеяния ядер золота на ядрах остаточного газа имеем:

1)  $\sigma(\text{Au} + p) = 1,8 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 = 1,8 \text{ б}$ ,

2)  $\sigma(\text{Au} + \text{C}) = 3 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 = 3,0 \text{ б}$ ,

3)  $\sigma(\text{Au} + \text{O}) = 3,1 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 = 3,1 \text{ б}$ ,

4)  $\sigma(\text{Au} + \text{Au}) = 6,15 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 = 6,15 \text{ б}$ .

С учетом концентрации остаточных ядер при однократном прохождении банча это дает

$$w_{Au, H} = 1,2 \cdot 10^{-5}, \quad (49)$$

$$w_{Au, C} = 1,06 \cdot 10^{-6}, \quad (50)$$

$$w_{Au, O} = 1,65 \cdot 10^{-6}. \quad (51)$$

Чтобы понять влияние рассеяния ускоренных ядер золота на покоящихся ядрах остаточного газа, остановимся на топологии такого рассеяния.

Это необходимо, поскольку вклад в отсчет детектора дают взаимодействия (см. выше), когда в каждом из плеч регистрируется не меньше чем по одной частице. В области фрагментации пучка золота протонов-спектрометров рождается примерно столько же, сколько в почти периферических столкновениях ядер золота. Возникает вопрос о том, откуда берутся заряженные протоны в противоположном к пучку направлении при рассеянии ускоренных ядер золота на покоящихся ядрах мишени. Когда ускоренное ядро золота рассеивается на водороде, то протоны в заднюю полусферу не летят из-за сохранения момента-импульса. Это означает, что рассеяние на остаточных ядрах водорода вклада в отсчеты детектора не дает. На ядрах углерода и кислорода за счет ферми-движения протоны рождаются. Такие протоны наблюдаются в эксперименте, например, при рассеянии нейтрино и пионов на ядрах (см., например, [14, 15]).

Прежде чем обсуждать роль таких протонов, приведем оценку отношения фон/эффект ( $B/S$ ) сверху. Очевидно, что такое отношение в любом случае ограничено сверху вероятностью рассеяния золота на ядрах углерода и кислорода из остаточного газа и вероятностью рассеяния  $Au + Au$  при однократном рассеянии основных банчей:

$$B/S \leq \frac{w_{Au,C} + w_{Au,O}}{w_1} \leq 1,2 \cdot 10^{-2}. \quad (52)$$

При вычислении этого отношения учитывалось взаимодействие ускоренных ионов из разных колец с ядрами остаточного газа. Из этой оценки видно, что при максимальной интенсивности частиц в банчах вклад от рассеяния на остаточном газе не превышает 1,2%.

Такое ограничение сверху получено при максимальном числе ядер в банчах, обеспечивающих максимально запланированную светимость. На начальном этапе запуска коллайдера может оказаться, что интенсивность в банчах будет меньше запланированной, что приведет к относительному увеличению роли рассеяния на остаточном газе. Это связано с тем, что вероятность  $Au + Au$ -рассеяния пропорциональна квадрату интенсивности, а интенсивность рассеяния на остаточном газе  $w_{Au,C}$  и  $w_{Au,O}$  пропорциональна интенсивности. Поэтому отношение фон/эффект ( $B/S$ ) может играть более существенную роль на начальных стадиях запуска коллайдера.

Начнем с того, что в соотношении (52) оперируется только вероятностями рассеяния на остаточном газе. Не в каждом рассеянии будет вылетать протон в заднюю (по отношению к пучку) полусферу и тем более будет регистрироваться (попадать) в соответствующее плечо детектора. Для этого было проведено моделирование рассеяния ядер золота с энергией  $E_{Au}/A = 5,5$  ГэВ на покоящихся ядрах кислорода с генератором UrQMD. Для транспортировки пучка использовался пакет Geant4. Для  $Au + O$  ( $\sqrt{S_{NN}} = 3,5$  ГэВ) столкновений разыгрывалось  $2 \cdot 10^6$  событий. Из них только 1723 события были зарегистрированы детектором. Это означает, что вероятность топологического сечения канала реакции  $Au + O$  (две заряженные частицы, оставившие энергию ( $\Delta E \geq 1$  МэВ) в каждом из

плеч детектора), умноженного на эффективности регистрации:

$$\varepsilon_{\text{Au,O}} = \frac{1723}{2 \cdot 10^6} = 0,86 \cdot 10^{-3}. \quad (53)$$

Отметим дополнительно, что эта величина учитывает как долю взаимодействий с нужной топологией, так и эффективность регистрации этого сигнала.

С учетом отношения числа рассеяний (52) окончательно получаем оценку отношения фон/эффект ( $B/S$ ) сверху:

$$B/S \leq 10^{-5}. \quad (54)$$

Распределения по суммарному времени пролета до левого и правого плеч показано на рис. 9.

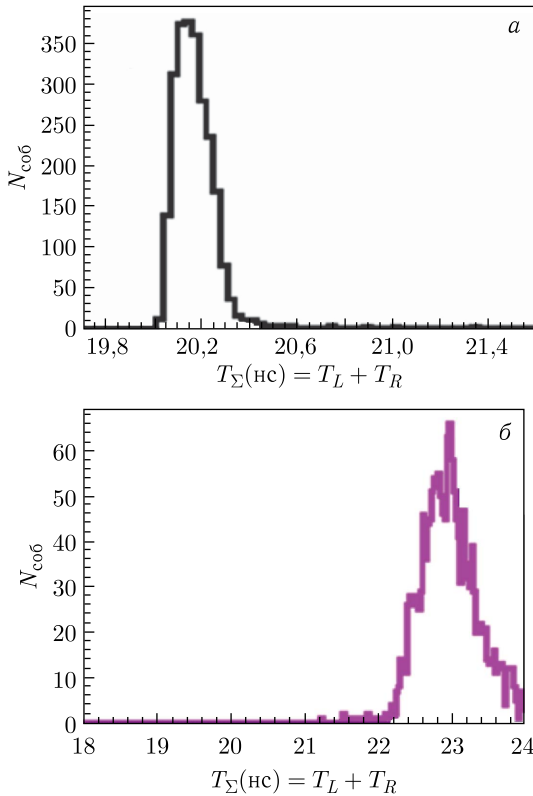


Рис. 9. Распределение событий по суммарному времени пролета от точки взаимодействия до плеч детектора: а) спектр для 3000 Au + Au-рассеяний в коллайдерной системе отсчета при  $\sqrt{S_{NN}} = 11$  ГэВ; б) спектр для  $10^5$  Au + O-рассеяний в лабораторной системе отсчета при  $\sqrt{S_{NN}} = 3,5$  ГэВ

Из рис. 9, б следует, что можно дополнительно подавить на два порядка вклад от рассеяния на остаточном газе, используя условие на суммарное время пролета  $T_{\Sigma} \leq 21$  нс. Поскольку вклад фона при максимальной светимости меньше  $10^{-5}$ , то дополнительные опции для подавления фона не рассматривались.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перечислим результаты работы.

Предложен компактный детектор для использования при настройке сведения пучков в точке взаимодействия MPD на NICA. Показано, что детектор с эффективностью  $\sim 77\%$  регистрирует Au + Au-столкновения без дополнительных условий (minimum bias столкновения).

Высокая эффективность и простота обработки позволяют использовать детектор для настройки сведения пучков не только при максимальной эффективности, но и при меньшей интенсивности сталкивающихся пучков (в ситуации, которая может быть на ранней стадии запуска коллайдера).

Схема регистрации событий детектором светимости, опирающаяся на специфику топологии Au + Au-столкновений, существенно подавляет вклад фона от рассеяния на остаточном газе. В табл. 2 приведены выходы и отношения сигнала к фону для различных интенсивностей сталкивающихся пучков.

**Таблица 2. Светимости, скорость взаимодействия, скорость счета и отношения сигнала к фону для различных интенсивностей сталкивающихся пучков**

$N_b$ , 1/банч	$\mathcal{L}$ , $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$N_{\text{AuAu}}$ , $\text{с}^{-1}$	$N_{\text{tr}}$ , $\text{с}^{-1}$	$B/S$
$2 \cdot 10^9$	$10^{27}$	6000	4620	$< 10^{-5}$
$2 \cdot 10^8$	$10^{25}$	60	46	$< 10^{-4}$
$2 \cdot 10^7$	$10^{23}$	0,6	0,46	$< 10^{-3}$
$2 \cdot 10^6$	$10^{21}$	0,006	0,0046	$< 10^{-2}$

Авторы выражают благодарность С. А. Костромину за конструктивные замечания и полезные пояснения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Козлов О. С., Костромин С. А., Мельников С. А., Мешков И. Н. и др. // ЭЧАЯ. 2022. Т. 53, вып. 5. С. 1220–1273.
2. <https://nica.jinr.ru/>
3. Игамкулов З., Кручеру М., Курепин А. Б., Литвиненко А. Г., Литвиненко Е. И., Переседов В. Ф. // Письма в ЭЧАЯ. 2019. Т. 16, № 6(225). С. 535–551.
4. Литвиненко А. Г. // ЭЧАЯ. 2007. Т. 38, вып. 2. С. 409–459.
5. Vaznat M., Botvina A., Musulmanbekov G., Toneev V., Zhezher V. arXiv:1912.09277 [nucl-th], 2019.

6. *Golubeva M. B., Guber F. F., Ivashkin A. P. et al.* // Phys. At. Nucl. 2013. V. 76. No. 1. P. 1–15.
7. *Кадыков М. Г.* Литъевой полистирольный пластический сцинтиллятор адронного калориметра комплекса «Меченые нейтрино». Препринт ОИЯИ Р13-90-16. Дубна, 1990.
8. *Appelshauser H. et al.* // Eur. Phys. J. A. 1998. V. 2. P. 383.
9. *Goldhaber A. S.* // Phys. Lett. B. 1974. V. 53. P. 306.
10. <https://geant4.web.cern.ch/>;  
*Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 506. P. 250–303;  
*Allison J. et al.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2006. No. 1. P. 270–278;  
*Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2016. V. 835. P. 186–225.
11. *Van der Meer S.* CERN-ISR-PO-68-31, 1968.
12. *Мильнов Г. Д. и др.* // Письма в ЭЧАЯ. 2022. Т. 19, № 4(243). С. 271–280.
13. Кремниевые фотоумножители НАМАМАТСУ S13360-6025CS.  
[https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s13360\\_series\\_kapd1052e.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/s13360_series_kapd1052e.pdf).
14. *Аммар Р. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49(4). С. 189.
15. *Баяков Ю. Д. и др.* // ЯФ. 1982. Т. 35, № 4. С. 960–963.

Получено 4 октября 2022 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 01.11.2022.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,5. Уч.-изд. л. 2,0. Тираж 125 экз. Заказ № 60529.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)