

ИЗМЕРЕНИЕ И КОНТРОЛЬ СВЕТИМОСТИ НА NICA

*З. Игамкулов^а, М. Кручеру^б, А. Б. Курепин^в,
А. Г. Литвиненко^{а, з, 1}, Е. И. Литвиненко^а, В. Ф. Переседов^а*

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Национальный научно-исследовательский институт физики
и ядерной технологии им. Х. Хулубея, Магуреле, Румыния

^в Институт ядерных исследований РАН, Москва

^з Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия

Рассмотрен детектор для измерения светимости в точках сведения пучков на коллайдере NICA. Детектор основан на сцинтилляционных счетчиках, компактен и может использоваться как автономно, так и в составе базовых детекторов NICA. Проведенные оценки скорости счета показывают, что для pp - и AuAu-столкновений число «полезных» отсчетов в минуту превышает 10^4 . Предложен алгоритм калибровки детектора на основе скана ван дер Меера. Для параметров NICA такие калибровочные измерения занимают не больше одного часа. Для параметров NICA рассчитано распределение вершин взаимодействия.

The work proposes a detector to measure the luminosity at the points of convergence of beams at the collider NICA. The proposed detector, based on scintillation counters, is compact and can be used both independently and as part of the NICA base detectors. The estimates of the counting rate show that for pp and AuAu collisions the number of useful counts per minute exceeds 10^4 . The detector calibration algorithm based on van der Meer scan is proposed. For the NICA parameters, such calibration measurements take no more than one hour. For the NICA parameters, the distribution of interaction vertices is calculated.

PACS: 29.20.db; 29.40.Mc

ВВЕДЕНИЕ

Светимость (L) определяет среднее число взаимодействий в единицу времени (dR/dt) для реакции с известным сечением σ [1]:

$$\frac{dR}{dt} = L\sigma. \quad (1)$$

В данной работе для измерения светимости используются сантиметры и секунды ($\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$).

В некоторых случаях, например для фиксированной мишени, светимость можно вычислить исходя из параметров ускорителя и условий измерения. По измеренной скорости

¹E-mail: alitvin@jinr.ru

счета для реакции с известным сечением абсолютная светимость вычисляется из уравнения (1). Если эффективность детектора и/или сечение неизвестны, измерение скорости счета дает информацию об относительной светимости \tilde{L} , которая отличается от абсолютной светимости постоянным множителем k :

$$\tilde{L} = kL. \quad (2)$$

Знания относительной светимости часто бывает достаточно для вычисления физических величин по измеренным экспериментальным данным. Например, при изучении поляризационных наблюдаемых для данной реакции достаточно знать относительную светимость.

В работе обсуждаются возможности определения абсолютной светимости для коллайдера NICA. Информация об абсолютной светимости необходима уже на стадии планирования эксперимента для оценки скорости набора статистики. На конечной стадии обработки полученных данных информация о светимости необходима для вычисления абсолютных сечений. Без знания абсолютных сечений невозможно проведение «разностных» измерений. Например, изучение анализирующих способностей для рассеяния нейтронов на основе измерений на пучках поляризованных дейтронов и протонов [2].

Для экспериментов с фиксированной мишенью светимость зависит не только от параметров выведенного пучка (интенсивности, частоты повторения), но и от характеристик мишени (материала, толщины по пучку и т.п.). В коллайдерном эксперименте светимость определяется параметрами сталкивающихся пучков и условиями их пересечения. Максимально достижимая светимость является одной из ключевых характеристик коллайдера.

СВИТИМОСТЬ ДЛЯ ФИКСИРОВАННОЙ МИШЕНИ

В эксперименте с фиксированной мишенью среднее число взаимодействий в единицу времени равно

$$\frac{dR}{dt} = \left(N_{\text{bm}} \left(N_A \frac{\rho[\text{г/см}^{-3}] l_t [\text{см}]}{A_t} \right) D \right) \sigma[\text{см}^2], \quad (3)$$

где N_{bm} — число частиц в одном сбросе пучка; $\rho[\text{г/см}^{-3}]$ — плотность вещества мишени; $l_t [\text{см}]$ — длина мишени по пучку; $N_A = 6 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ — число Авогадро; A_t — молярная масса мишени в граммах; D — скважность (число сбросов в секунду). Следовательно, светимость при измерениях на выведенном пучке равна

$$L = N_{\text{bm}} N_A \frac{\rho[\text{г/см}^{-3}] l_t [\text{см}]}{A_t} D. \quad (4)$$

Поэтому в экспериментах с фиксированной мишенью контроль светимости сводится к измерению интенсивности первичного пучка при известных параметрах мишени. Выражение (3) верно для случая, когда весь пучок пересекает мишень, имеющую одинаковую толщину по всему поперечному размеру пучка. В этом случае светимость не зависит от поперечных размеров фиксированной мишени.

Например, на нуклотроне $D = 0,1 \text{ с}^{-1}$. Для свинцовой мишени $l_t = 0,1 \text{ см}$ получаем

$$L = N_{\text{bm}} \cdot 3,3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (5)$$

Для интенсивности $N_{\text{bm}} = 10^{10}$ это дает $L = 3,3 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

ПЕРЕСЕЧЕНИЕ ПОД НУЛЕВЫМ УГЛОМ

Рассмотрим столкновение двух банчей, движущихся навстречу друг другу. Величины, относящиеся к разным банчам, будем обозначать индексами «1» и «2». Считаем, что пучки пересекаются под нулевым углом, как это планируется на NICA. Разобьем каждый банч на слои. Частицы (банчи) движутся вдоль оси Z . В лабораторной системе отсчета слой описывается следующими параметрами (рис. 1):

- 1) положением «центра» k -го банча — $\pm s$ ($k = 1, 2$);
- 2) координатой j -го слоя k -го банча в системе координат, связанной с центром k -го банча $\eta_j^{(k)}$;
- 3) координатой j -го слоя k -го банча в системе координат, связанной с точкой взаимодействия $z_j^{(k)}$;
- 4) толщиной слоя в соответствующем банче — $\Delta\eta^{(k)}$.

Положение слоя в лабораторной системе (где пучки движутся навстречу друг другу) меняется одновременно с изменением положения «центра» банча. Пусть первый пучок движется в сторону возрастания координаты z , а второй — в сторону убывания, как это показано на рис. 1. Поскольку пучки движутся навстречу друг другу с одинаковой скоростью, то положения координаты слоев равны

$$\begin{cases} z_i^{(1)} = s - \eta_i^{(1)}, \\ z_j^{(2)} = -s + \eta_j^{(2)}. \end{cases} \quad (6)$$

Слои сталкиваются в момент их пересечения в точке $z_{i,j}$, определяемой из условия

$$z_i^{(1)} = z_j^{(2)}, \quad (7)$$

когда центр первого банча отстоит от точки пересечения на расстоянии

$$s_{i,j} = \frac{\eta_i^{(1)} + \eta_j^{(2)}}{2}. \quad (8)$$

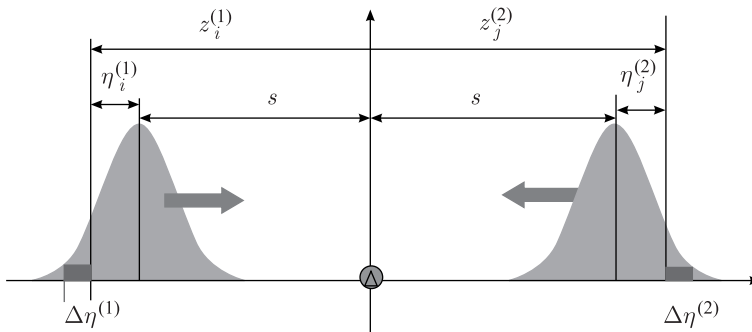


Рис. 1. Схема столкновения двух банчей

Центры пучков пересекаются при $s = 0$, а точка пересечения слоев находится на расстоянии $z_{i,j}$ от точки пересечения центров банчей (точки сведения пучков):

$$z_{i,j} = \frac{\eta_i^{(1)} - \eta_j^{(2)}}{2}. \quad (9)$$

Пусть число частиц в каждом из банчей равно $N_{1,2}$ и заданы нормированные распределения частиц в банчах:

$$p_{1,2}(x, y, z); \quad \iiint p_{1,2}(x, y, z) dx dy dz = 1. \quad (10)$$

Число взаимодействий при пересечении банчей «1» и «2» определяется столкновениями частиц во всех слоях одного банча с частицами всех слоев другого банча. Для реакции с сечением σ число взаимодействий при однократном столкновении банчей «1» и «2» равно

$$N_{1,2}^{\text{coll}}(\sigma) = \sigma N_1 N_2 \iint dx dy \sum_i \sum_j p_1(x, y, \eta_j^{(1)}; s) \Delta \eta^{(1)} p_2(x, y, \eta_i^{(2)}; s) \Delta \eta^{(2)}. \quad (11)$$

Координаты слоев не являются произвольными, поскольку взаимодействие происходит, когда они пересекаются, т. е. выполнено условие (7). Для бесконечно узких слоев получаем

$$N_{1,2}^{\text{coll}}(\sigma) = \sigma N_1 N_2 \iiint dx dy d\eta^{(1)} d\eta^{(2)} p_1(x, y, \eta^{(1)}; s) p_2(x, y, \eta^{(2)}; s). \quad (12)$$

Параметр s выбирается из условия, что частицы в слоях взаимодействуют при пересечении слоев (7). Введем новые переменные, явно учитывающие условие пересечения:

$$\begin{aligned} \eta^{(1)} &= \xi + u, \\ \eta^{(2)} &= \xi - u, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{cases} \xi = (\eta^{(1)} + \eta^{(2)})/2, \\ u = (\eta^{(1)} - \eta^{(2)})/2. \end{cases} \quad (14)$$

При переходе к интегралу должен учитываться соответствующий якобиан:

$$\left| \frac{\partial(\eta^{(1)}\eta^{(2)})}{\partial(u, \xi)} \right| = 2. \quad (15)$$

Окончательно число взаимодействий при однократном столкновении банчей равно

$$N_{1,2}^{\text{coll}}(\sigma) = 2\sigma N_1 N_2 \iint dx dy \iint du d\xi p_1(x, y, u - \xi) p_2(x, y, u + \xi). \quad (16)$$

С учетом частоты оборота f средняя скорость счета (измеряемая в эксперименте) равна

$$\left(\frac{dR}{dt} \right)_{1,2}^{\text{coll}}(\sigma) = 2\sigma N_1 N_2 \iint dx dy \iint du d\xi p_1(x, y, u - \xi) p_2(x, y, u + \xi). \quad (17)$$

Отсюда получаем выражение для светимости:

$$L_{1,2} = 2N_1N_2 f \iiint dx dy \iint du d\xi p_1(x, y, u - \xi) p_2(x, y, u + \xi). \quad (18)$$

Если ввести эффективную площадь S_{eff} пересечения пучков

$$S_{\text{eff}} = 1 / \left(2 \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dy \int_{-\infty}^{+\infty} du \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi p_1(x, y, u - \xi) p_2(x, y, u + \xi) \right), \quad (19)$$

светимость от пересечения двух банчей будет равна

$$L_{1,2} = \frac{N_1 N_2 f}{S_{\text{eff}}}. \quad (20)$$

Остановимся на параметрах, определяющих величину светимости. Основное внимание уделим случаям, когда расчеты можно провести аналитически. Такой подход позволяет наглядно показать влияние различных факторов на величину светимости.

СВЕТИМОСТЬ ПРИ «НОРМАЛЬНОМ» РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПЛОТНОСТИ ЧАСТИЦ В ПУЧКАХ

Пусть плотность распределения частиц в банче по каждой координате независима и описывается нормальным распределением (распределением Гаусса):

$$p_{(1,2)}(x, y, \eta^{(1,2)}; z^{(1,2)}) = p_{x,(1,2)}(x) p_{y,(1,2)}(y) p_{z,(1,2)}(\eta^{(1,2)}), \quad (21)$$

$$p_{x,(1,2)}(x) = \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{x,(1,2)}} \right) \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_{x,(1,2)}^2}\right),$$

$$p_{y,(1,2)}(y) = \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{y,(1,2)}} \right) \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_{y,(1,2)}^2}\right), \quad (22)$$

$$p_{z,(1,2)}(\eta^{(1,2)} - z^{(1,2)}) = \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{z,(1,2)}} \right) \exp\left(-\frac{(\eta^{(1,2)} - z^{(1,2)})^2}{2\sigma_{z,(1,2)}^2}\right).$$

Светимость при столкновении банчей такой структуры не зависит от продольного распределения и описывается формулой

$$L_{1,2} = \frac{N_1 N_2 f}{2\pi \sqrt{\sigma_{x,1}^2 + \sigma_{x,2}^2} \sqrt{\sigma_{y,1}^2 + \sigma_{y,2}^2}}, \quad (23)$$

а эффективная площадь пересечения банчей равна

$$S_{\text{eff}} = 2\pi \sqrt{\sigma_{x,1}^2 + \sigma_{x,2}^2} \sqrt{\sigma_{y,1}^2 + \sigma_{y,2}^2}. \quad (24)$$

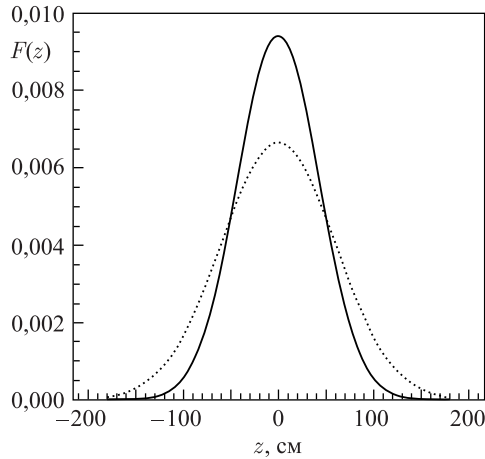


Рис. 2. Распределение вершин взаимодействия (сплошная линия) и распределение частиц в банче вдоль оси столкновения (пунктирная). Для продольного распределения частиц $\sigma_{z,p} = 60$ см, а для распределения вершин взаимодействия $\sigma_{z,V} = 42,3$ см

Распределение вершин взаимодействий определяется продольными структурами банчей.

Плотность вероятности распределения вершин взаимодействия $V(z)$ определяется из условия, что переменная u дает продольную координату пересечения пары слоев из летящих навстречу друг другу банчей (8), и равна

$$V(z) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} d\xi p_1(x, y, z - \xi) p_2(x, y, z + \xi) / S_{\text{eff}}. \quad (25)$$

Для структуры банча, описываемого «нормальным» распределением (20), (21) с одинаковыми параметрами банчей ($\sigma_{z,1} = \sigma_{z,2} = \sigma_z$), получаем

$$V(z) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\sigma_z} \exp\left(-\frac{z^2}{\sigma_z^2}\right). \quad (26)$$

При этом распределение вершин взаимодействия имеет вдвое меньшую дисперсию, чем продольное распределение частиц в банче (рис. 2).

УЧЕТ ФОКУСИРОВКИ ПРИ ПЕРЕСЕЧЕНИИ ПУЧКОВ

При фокусировке в точку пересечения поперечные размеры пучков меняются в зависимости от расстояния точки пересечения до точки фокусировки. Поэтому распределения плотности частиц в продольном и поперечном направлениях перестают быть независимыми.

Для нормального распределения (распределения Гаусса) в момент, когда центр пучка находится в точке z , распределение имеет вид

$$\begin{aligned} p_x(x) &= \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x(z)} \right) \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2(z)}\right), \\ p_y(y) &= \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_y(z)} \right) \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2(z)}\right), \\ p_z(z) &= \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} \right) \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right). \end{aligned} \quad (27)$$

Здесь z — расстояние данного слоя от точки фокусировки ($z = 0$). Для упрощения формул будем считать, что пучки имеют одинаковые размеры по осям X и Y :

$$\sigma_x = \sigma_y. \quad (28)$$

Изменение поперечных размеров банча определяется зависимостью $\beta(z)$ функции [3, 4] от расстояния z между точкой пересечения и точкой фокусировки пучков:

$$\sigma_x(z) = \sigma_x(0) \sqrt{\left(1 + \left(\frac{z}{\beta_{\text{FP}}}\right)^2\right)}, \quad (29)$$

где β_{FP} — значение β -функции в точке фокусировки. Опираясь на общее выражение для светимости (18), с учетом фокусировки (27)–(29) получаем

$$L_{1,2} = N_1 N_2 f \left(\frac{1}{\sqrt{\pi}\sigma_z} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{1}{S_{\text{eff}}(z)} \right) \exp\left(-\frac{z^2}{\sigma_z^2}\right) dz, \quad (30)$$

и эффективная поперечная площадь пересечения $S_{\text{eff}}(z)$ на расстоянии z от точки пересечения равна

$$S_{\text{eff}}(z) = S_{\text{eff}}(0) \left(1 + \left(\frac{z}{\beta_{\text{FP}}}\right)^2\right) = 4\pi \sigma_x^2(0) \left(1 + \left(\frac{z}{\beta_{\text{FP}}}\right)^2\right). \quad (31)$$

Для NICA планируется иметь следующие параметры [5]:

а) эффективную поперечную площадь в точке пересечения $S_{\text{eff}}(0) = 4\pi \sigma_x^2(0) = 0,56 \text{ см}^2$;

б) стандартное отклонение распределения частиц в поперечном направлении в точке пересечения $\sigma_x(0) = 0,21 \text{ см}$;

в) стандартное отклонение распределения частиц в продольном направлении $\sigma_{z,p} = 60 \text{ см}^2$ (см. рис. 2);

г) β -функцию в точке пересечения $\beta_{\text{FP}} = 35 \text{ см}$.

Зависимость стандартного отклонения по оси X (то же и по оси Y) (28) от расстояния между точкой пересечения и точкой фокусировки показана на рис. 3.

Зависимость эффективной поперечной площади $S_{\text{eff}}(z)$ от расстояния между точкой пересечения и точкой фокусировки показана на рис. 4.

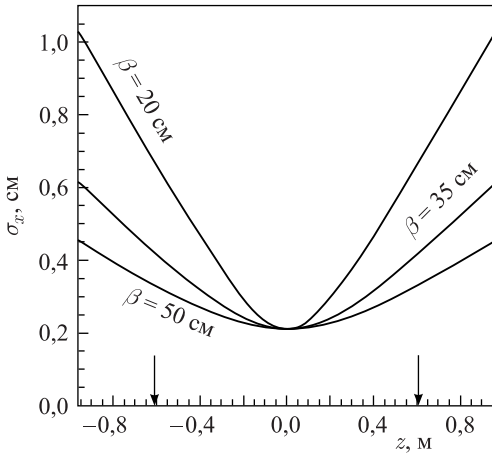


Рис. 3. Зависимость стандартного отклонения σ_x для распределения частиц по оси X от расстояния между точкой пересечения и точкой фокусировки для различных значений β -функции в точке пересечения пучков β_{IP} . Стрелками показаны размеры (стандартное отклонение) для продольного распределения частиц в банче

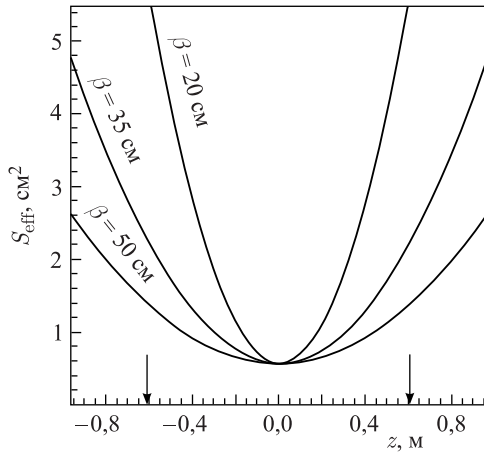


Рис. 4. Зависимость эффективной поперечной площади банча от расстояния между точкой взаимодействия и точкой фокусировки для различных значений β -функции в точке пересечения (Interaction Point (IP)) пучков β_{IP}

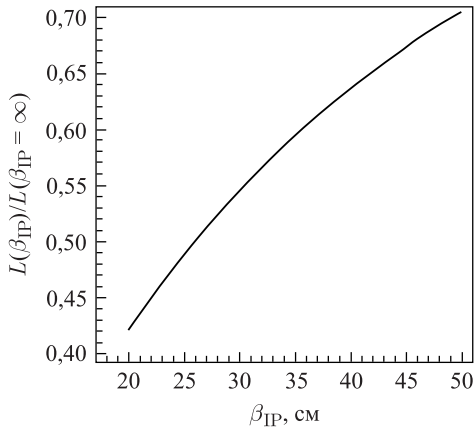


Рис. 5. Зависимость светимости от величины β -функции β_{IP} в точке пересечения. Для всех значений β_{IP} минимальный поперечный размер пучка считается одинаковым. Результат нормирован на светимость для нефокусированного пучка с заданным минимальным поперечным размером. Это означает, что эффективная площадь пересечения для $z = 0$ всегда одинакова. Результат нормирован на светимость для нефокусированного пучка минимального поперечного размера (эффективная площадь пересечения для $z = 0$ всегда одинакова)

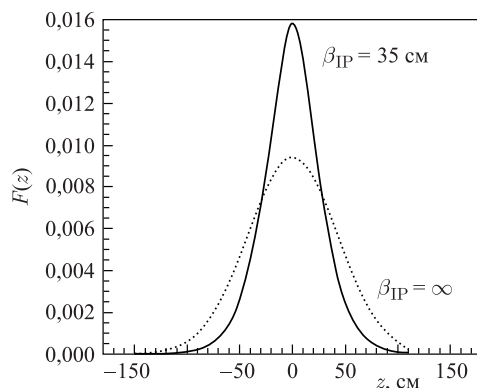


Рис. 6. Функция распределения вершин взаимодействия с учетом эффекта фокусировки (сплошная линия) и без учета фокусировки (пунктирная). Для распределения без учета фокусировки стандартное отклонение $\sigma(\beta_{IP} = \infty) = 42,3$ см, а с учетом фокусировки $\sigma(\beta_{IP} = 35 \text{ см}) = 28,9$ см

Влияние β -функции в точке пересечения пучков β_{IP} на величину светимости показано на рис. 5.

Фокусировка приводит к тому, что распределение вершин взаимодействия вдоль оси столкновений становится уже, как это видно на рис. 6. Для параметров NICA учет фокусировки приводит к уменьшению стандартного отклонения на 46 % по сравнению со случаем, когда она не учитывается: $\beta_{IP} = \infty$.

ИЗМЕРЕНИЕ И КОНТРОЛЬ АБСОЛЮТНОЙ СВИМОСТИ ДЛЯ NICA

Из определения (1) следует, что абсолютную светимость можно вычислить, измеряя с известной эффективностью скорость счета для реакции с известным сечением. Для коллайдера NICA планируется программа исследований в широком диапазоне энергий (для тяжелых ионов $4 \leq \sqrt{S_{NN}} \leq 11$ ГэВ) и большим набором сталкивающихся ядер (от протонов до золота). В таких условиях найти реакцию (реакции) с хорошо известным сечением представляется сложной задачей. Тем более сложно создать детектор, регистрирующий сигналы от такой реакции с хорошо известной эффективностью.

В данной работе обсуждается способ измерения абсолютной светимости на основе относительных измерений скорости счета ($d\tilde{R}/dt$) для реакции с неизвестным сечением ($\tilde{\sigma}$).

В этом случае скорость счета записывается в виде

$$\frac{d\tilde{R}}{dt} = \varepsilon_D L \tilde{\sigma} = kL; \quad k = \varepsilon_D \tilde{\sigma}, \quad (32)$$

где ε_D — эффективность регистрации соответствующим детектором. Нормировочный коэффициент k зависит от эффективности регистрации ε_D и сечения реакции, события от которой регистрирует выбранный детектор. Измерения скорости счета $d\tilde{R}/dt$ при известном нормировочном коэффициенте k позволяют определить абсолютную светимость:

$$L = \frac{1}{k} \frac{d\tilde{R}}{dt}. \quad (33)$$

Величину нормировочного коэффициента можно получить из теоретических расчетов сечения и моделирования эффективности детектора. Однако такого рода расчеты для условий NICA (большой набор сталкивающихся ядер для широкого интервала энергий) невозможно провести со сколько-нибудь приемлемой (1–3 %) точностью. Существенно то, что нормировочный коэффициент $k = \varepsilon_D \tilde{\sigma}$ зависит только от выбранной реакции и детектора.

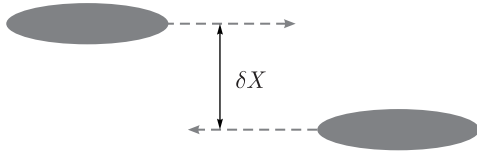


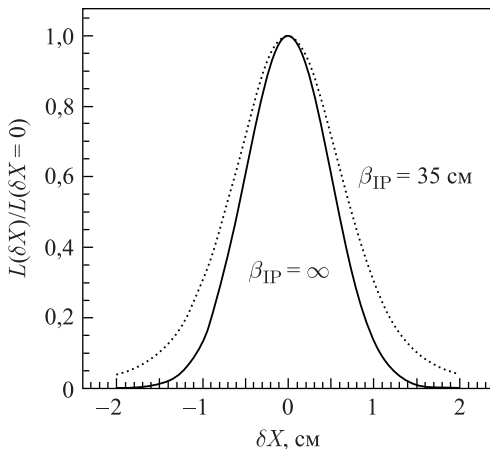
Рис. 7. Положение банчей при измерениях скорости счета в зависимости от расстояния между осями пучков δX по оси X

При таком относительном положении пучков выражение для светимости (18) принимает вид

$$L_{1,2}(\delta X) = 2N_1 N_2 f \iint dx dy \iint du d\xi p_x(x, u) \times \\ \times p_x(x + \delta X, u) p_y(y, u) p_y(y, u) p_z(u - \xi) p_z(u + \xi). \quad (34)$$

Изучение эффективной площади пересечения пучков на коллайдере в серии измерений скорости счета при различных расстояниях между осями пучков было предложено для ISR ван дер Меером [6] и названо сканом ван дер Меера. Иногда вместо термина «скан ван дер Меера» используют термин «скан Вернье». Такой подход к определению пространственных параметров используется в большинстве ускорительных центров, например на коллайдере тяжелых ионов RHIC [7–10] и Большом адронном коллайдере (LHC) [11–15]. Светимость зависит от интенсивности пучков, и проведение измерений по программе скана ван дер Меера предполагает знание интенсивности пучков (знание числа частиц в сталкивающихся банчах). При постоянной интенсивности зависимость светимости от расстояния между осями пучков для параметров NICA и для случая без фокусировки, и с учетом фокусировки (27), (29) показана на рис. 8.

Остановимся подробнее на измерениях и обработке данных в рамках реализации программы скана ван дер Меера. Без учета фокусировки вопрос определения абсолютной светимости по результатам сканирования рассматривался уже в работе [6]. Рассмотрим случай с учетом эффекта фокусировки, который необходимо учитывать при $\sigma_z > \beta_{IP}$.



Для известной интенсивности пучков светимость зависит от площади перекрытия (18), (19), которая определяется пространственной структурой сталкивающихся пучков (26).

Коэффициент пропорциональности k между скоростью счета мониторингового детектора и светимостью находится после проведения серии измерений, когда оси пучков разведены относительно друг друга на расстояние δX по оси X , как показано на рис. 7.

Рис. 8. Зависимость светимости, нормированной на максимальное значение, от расстояния δX между осями пучка вдоль оси X . При расчетах предполагалось «нормальное» распределение частиц в банчах по всем осям (27)–(29) $\sigma_x(0) = \sigma_y(0) = 0,21$ см; $\sigma_z = 60$ см. Светимости для нефокусированных пучков соответствует $\beta_{IP} = \infty$ и $\sigma_x(0) = \sigma_y(0) = 0,21$ см

Начнем с распределения частиц в банчах, в котором учтен эффект фокусировки. Выберем самое общее распределение, не предполагающее факторизации по осям X и Y . Примем, что распределения частиц в обоих банчах одинаковые:

$$p(x, y, z) = p_{x,y}(x, y; z) p_z(z), \quad (35)$$

полагая распределения нормированными:

$$\iint dx dy p_{x,y}(x, y; z) = 1, \quad (36)$$

$$\int dz p_z(z) = 1. \quad (37)$$

Условие фокусировки приводит к тому, что распределение в поперечной плоскости зависит от расстояния z до точки фокусировки:

$$S_{\text{eff}}(z) = 1 / \iint dx dy p_{x,y}(x, y; z) p_{x,y}(x, y; z); \quad (38)$$

$$S_{\text{eff}}(z) = S_{\text{eff}}(0) \left(1 + \left(\frac{z}{\beta_{\text{IP}}} \right)^2 \right).$$

Скорость счета для столкновений, когда пучки в поперечной плоскости (X, Y) смещены на δX и δY , равна

$$\left(\frac{dR(\delta X, \delta Y)}{dt} \right)_{1,2} = 2N_1 N_2 f \sigma \cdot \varepsilon \iint dx dy \iint du d\xi p_{x,y}(x, y; u) \times \\ \times p_{x,y}(x + \delta X, y + \delta Y; u) p_z(u - \xi) p_z(u + \xi). \quad (39)$$

Здесь σ — сечение реакции, используемой для проведения измерений по программе скана ван дер Меера, а ε — эффективность регистрации выбранным детектором.

При обработке данных удобно использовать нормированную (на интенсивности пучков и частоту оборота) скорость счета:

$$\left(\frac{dr(\delta X, Y)}{dt} \right)_{1,2} = \frac{(dR(\delta X, \delta Y)/dt)_{1,2}}{N_1 N_2 f}. \quad (40)$$

По аналогии с [6] вычислим интеграл в поперечной плоскости от скорости счета:

$$\iint d(\delta X) d(\delta Y) \left(\frac{dr(\delta X, \delta Y)}{dt} \right)_{1,2} = \sigma \cdot \varepsilon \cdot 2 \iint du d\xi \left(\iint dx d(\delta X) \iint dy d(\delta Y) \times \right. \\ \left. \times p_{x,y}(x, y; u) p_{x,y}(x + \delta X, y + \delta Y; u) p_z(u - \xi) p_z(u + \xi) \right). \quad (41)$$

Замена переменных $\tilde{x} = x + \delta X$, $\tilde{y} = y + \delta Y$ позволяет записать последний интеграл в виде, удобном для вычисления:

$$2 \iint du d\xi \left(\left(\iint dx dy p_{x,y}(x, y; u) \right) \left(\iint d\tilde{x} d\tilde{y} p_{x,y}(\tilde{x}, \tilde{y}; u) \right) p_z(u - \xi) p_z(u + \xi) \right) = \\ = 2 \iint du d\xi p_z(u - \xi) p_z(u + \xi). \quad (42)$$

Оба интеграла в поперечной плоскости равны единице за счет условия нормировки (36). Выполняя замену переменных $z = u + \xi$, $\tilde{z} = u - \xi$ и учитывая условия нормировки

$$2 \iint du d\xi p_z(u - \xi) p_z(u + \xi) = \left(\int dz p_z(z) \right) \left(\int d\tilde{z} p_z(\tilde{z}) \right) = 1, \quad (43)$$

окончательно имеем:

$$\iint d(\delta X) d(\delta Y) \left(\frac{dr(\delta X, \delta Y)}{dt} \right)_{1,2} = \sigma \cdot \varepsilon. \quad (44)$$

Отсюда следует, что, имея результаты сканирования $(dr(\delta X, \delta Y)/dt)_{1,2}$, можно вычислить множитель $(\sigma \cdot \varepsilon)$, определяющий параметры светимости при «лобовом» столкновении пучков:

$$\left(\frac{dR(0,0)}{dt} \right)_{1,2} = \left(\iint d(\delta X) d(\delta Y) \left(\frac{dr(\delta X, \delta Y)}{dt} \right)_{1,2} \right)_{vdM} L_{1,2}. \quad (45)$$

Отсюда следует, что при неизменной структуре пучков абсолютная светимость (для столкновения двух банчей) равна

$$L_{1,2} = \left(\frac{dR(0,0)}{dt} \right)_{1,2} / \left(\iint d(\delta X) d(\delta Y) \left(\frac{dr(\delta X, \delta Y)}{dt} \right)_{1,2} \right)_{vdM}. \quad (46)$$

При проведении сканирования можно (и нужно) использовать различные детекторные подсистемы, как это делается всеми коллаборациями на LHC [10–15]. Это позволяет учесть систематические погрешности и иметь альтернативные источники информации о светимости в случае сбоя какой-либо детекторной подсистемы, задействованной в измерениях. Кроме того, в ряде случаев сигналы с различных подсистем дают не только скорость счета, но и дополнительную информацию о взаимодействии. Например, информацию о распределении вершин взаимодействия или информацию о времени между соседними событиями.

Остановимся несколько подробнее на определении положения вершины при проведении скана ван дер Меера. Следует иметь в виду, что в случае, когда эффект фокусировки незначителен ($\beta_{IP} \gg \sigma_z$), распределение вершин взаимодействия вдоль оси столкновения не зависит от расстояния между осями сталкивающихся пучков в поперечной плоскости δX . На NICA $\beta_{IP} = 35$ см, а $\sigma_z = 60$ см и влияние фокусировки на распределение вершин вдоль оси Z зависит от расстояния между пучками в поперечной плоскости. Такое влияние показано на рис. 9.

Обобщение на случай более одного банча в каждом из колец является тривиальным:

$$L = 2N_1 N_2 N_b f \iint dx dy \iint du d\xi p_1(x, y, u - \xi) p_2(x, y, u + \xi), \quad (47)$$

где N_b — число банчей в каждом из колец.

Пучки в NICA пересекаются под нулевым углом, поэтому особенности светимости для ненулевых углов пересечения в работе не обсуждаются.

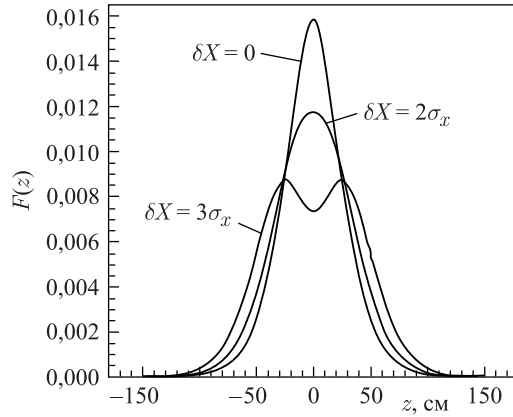


Рис. 9. Функция распределения вершин взаимодействия для различных расстояний δX между пучками по оси X . Для NICA принимались следующие значения параметров пучков: $\beta_{IP} = 35$ см; $\sigma_z = 60$ см; $\sigma_x(0) = \sigma_y(0) = 0,21$ см. Стандартные отклонения для различных относительных смещений равны $\delta X = 0$, $\sigma_{z,V} = 28,9$ см, $\delta X = 2\sigma_x(0)$, $\sigma_{z,V} = 34,0$ см, $\delta X = 3\sigma_x(0)$, $\sigma_{z,V} = 41,0$ см

Зависимость относительной светимости от расстояния между пучками по оси X показана на рис. 8. Этот рисунок, в частности, может быть использован и для оценки скорости набора статистики при различных расстояниях между пучками по измеренной скорости счета для лобового столкновения пучков.

ДЕТЕКТОР

Реализацию процедуры контроля и измерения абсолютной светимости обсудим для детектирующей системы, показанной на рис. 10. Система состоит из двух сцинтилляционных детекторов (условно левого и правого), расположенных на одинаковом расстоянии L по разные стороны от точки взаимодействия вдоль оси столкновения. Каждый детектор содержит три плоскости, состоящие из четырех концентрических колец с центрами на оси столкновения. Каждое кольцо разделено на восемь секторов. При необходимости число секторов может быть увеличено. Сектора детектора, примыкающие друг к другу вдоль оси столкновения, включены на совпадения для подавления случайных отсчетов. Предварительные параметры детекторной системы приведены в табл. 1.

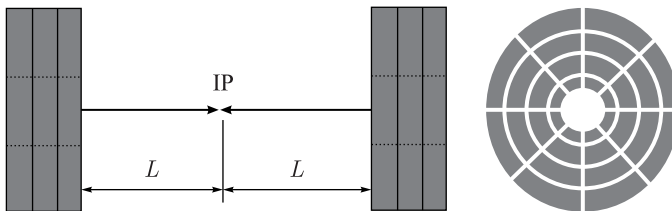


Рис. 10. Схема сцинтилляционного детектора для измерения светимости. Центральное отверстие сделано для ионпровода

Таблица 1. Геометрические параметры детектора

Номер кольца	Расстояние до IP, см	Перекрываемая область, см	Площадь, см ²	Толщина, см
1	300	$R_1 = 7 \leq r \leq R_2 = 11$	$S_1 = 226,2$	0,5
2	300	$R_3 = 11,3 \leq r \leq R_4 = 15,3$	$S_2 = 343,3$	0,5
3	300	$R_5 = 15,6 \leq r \leq R_6 = 19,6$	$S_3 = 442,3$	0,5
4	300	$R_7 = 19,9 \leq r \leq R_8 = 24$	$S_4 = 565,4$	0,5

Остановимся подробнее на параметрах этой системы.

1. Система является мобильной и компактной, а именно:

— толщина сборки из трех плоскостей не превышает 2,5 см (с учетом поддерживающих конструкций);

— поперечный размер $\varnothing \leq 25$ см (с учетом поддерживающих конструкций);

— масса трех собранных плоскостей $m \leq 3$ кг (с учетом поддерживающих конструкций);

— из-за малых габаритов и веса система может располагаться автономно, что позволяет вести наладку пучков без смонтированных детекторов.

2. Сцинтилляционные детекторы имеют высокую эффективность при регистрации заряженных частиц в области энергий NICA.

3. Сцинтилляционные счетчики имеют высокое быстродействие (длительность сигнала по основанию 10–15 нс, время нарастания фронта 1–2 нс [16]).

4. Сцинтилляционные детекторы имеют неплохую радиационную стойкость, что позволяет использовать их на самых начальных стадиях наладки пучка.

5. Как дополнительную возможность можно рассматривать результаты измерения времени пролета, что позволяет иметь дополнительную опцию определения вершины взаимодействия.

Приведем оценки скорости счета для pp - и AuAu-столкновений и граничных энергий NICA.

Начнем с pp -столкновений. Предложенная схема детектора подходит для регистрации упругих pp -столкновений в области углов рассеяния $0,023 \leq \theta \leq 0,08$ рад. При этом конструкция детекторной системы такова, что «левый» и «правый» сцинтилляционные детекторы могут быть включены на совпадение. Это заметно уменьшит величину фона от рассеяния на остаточном газе, практически не уменьшая скорости счета упругих столкновений.

При оценке скорости счета исходим из аппроксимации сечения упругого рассеяния зависимостью от квадрата переданного четырехимпульса [17–19]:

$$\frac{d\sigma}{dT} = A \exp(BT), \quad (48)$$

где T — квадрат переданного четырехимпульса. В кинематике NICA он равен

$$T = (P_b - P')^2 = -2p_b^2(1 - \cos(\theta)) \cong -p_b^2\theta^2. \quad (49)$$

Здесь p_b обозначает импульс пучка и для предложенной схемы регистрации угол рассеяния мал (см. табл. 1). Для энергий NICA $B \cong 10 \text{ ГэВ}^{-2}$ [17–19]. Значения квадрата

переданного четырехимпульса лежат в интервале

$$-4p_b^2 \leq T \leq 0. \quad (50)$$

Из-за резкого падения сечения в зависимости от переданного импульса можно принять следующее условие нормировки:

$$\int_{-\infty}^0 \frac{d\sigma}{dT} dT = \sigma_{el}, \quad (51)$$

что дает

$$\frac{d\sigma}{dT} = \sigma_{el} B \exp(BT). \quad (52)$$

В области энергий NICA упругое протон-протонное сечение равно [17–19]

$$\sigma_{el} \cong 10 \text{ мб}. \quad (53)$$

В табл. 2 приведены углы регистрации, интервалы переданных квадратов четырехимпульсов и скорость счета для каждого из колец.

Таблица 2. Кинематические параметры детектора

Номер кольца	Углы, рад	Квадрат переданного четырехимпульса, ГэВ ²	$dR/dt, \text{с}^{-1}$ ($L = 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$)
$\sqrt{s_{pp}} = 8 \text{ ГэВ}$			
1	$0,023 \leq \theta \leq 0,037$	$-0,020 \leq T \leq -0,008$	$1 \cdot 10^3$
2	$0,038 \leq \theta \leq 0,051$	$-0,039 \leq T \leq -0,021$	$1,3 \cdot 10^3$
3	$0,052 \leq \theta \leq 0,065$	$-0,065 \leq T \leq -0,041$	$1,4 \cdot 10^3$
4	$0,066 \leq \theta \leq 0,080$	$-0,100 \leq T \leq -0,067$	$1,3 \cdot 10^3$
$\sqrt{s_{pp}} = 22 \text{ ГэВ}$			
1	$0,023 \leq \theta \leq 0,037$	$-0,161 \leq T \leq -0,065$	$3,2 \cdot 10^3$
2	$0,038 \leq \theta \leq 0,051$	$-0,312 \leq T \leq -0,170$	$1,4 \cdot 10^3$
3	$0,052 \leq \theta \leq 0,065$	$-0,512 \leq T \leq -0,325$	320
4	$0,066 \leq \theta \leq 0,080$	$-0,769 \leq T \leq -0,528$	46

Из табл. 2 и рис. 8 следует, что при проведении скана ван дер Меера даже при расстоянии между пучками в поперечной плоскости $\delta X = 3\sigma_x(0)$ достаточно 1 мин для набора статистики с точностью не хуже 0,2 %.

Остановимся на оценках скорости набора статистики для столкновений золото-золото (Au + Au). Радиус ядра золота равен

$$R_{Au} = (r_0 = 1,2 \text{ фм}) (197)^{1/3} = 7 \text{ фм}. \quad (54)$$

Геометрическая оценка сечения взаимодействия дает

$$\sigma(\text{AuAu}) = \pi(2R_{Au})^2 = 616 \text{ фм}^2 = 6,16 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2 = 6,16 \text{ б}. \quad (55)$$

Для проектной светимости для NICA $L_{AuAu} = 1 \cdot 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ число взаимодействий в секунду равно

$$\left(\frac{dR}{dt} \right)_{\text{AuAu}} = 6000 \text{ с}^{-1}. \quad (56)$$

В области энергий NICA сечение взаимодействия $\sigma(\text{AuAu})$ остается постоянным. Согласно данным по энергии, оставленной спектаторами, в работе [21] требование ограничения на прицельные параметры $2 \leq b \leq 12$ фм со 100%-й вероятностью означает, что будет зарегистрировано не менее чем по одному протону в правом и левом детекторах. Такое ограничение на прицельные параметры отвечает эффективному сечению:

$$\sigma(\text{AuAu}; 2 \leq b \leq 12 \text{ фм}) = \sigma(\text{AuAu}) \left(\frac{12}{14}\right)^2 \left(1 - \left(\frac{2}{12}\right)^2\right) = 4,4 \text{ б.} \quad (57)$$

Отсюда следует, что для максимальной светимости $L_{\text{AuAu}} = 1 \cdot 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и условия появления не меньше одной заряженной частицы в каждом из плеч детектора число отсчетов в секунду равно

$$\left(\frac{dR}{dt}(2 \leq b \leq 12 \text{ фм})\right)_{\text{AuAu}} \geq 4400 \text{ с}^{-1}. \quad (58)$$

Таким образом, при максимальной светимости скорость набора статистики за 1 с для AuAu-столкновений позволяет контролировать светимость с точностью не хуже 2%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перечислим основные результаты работы:

1. Предложен детектор, а также алгоритм измерения абсолютной светимости на NICA.
2. Показано, что при планируемой светимости такой детектор позволяет измерять абсолютную светимость с процентной точностью за времена порядка 1 мин как для pp -, так и для AuAu-столкновений во всем интервале энергий NICA.
3. Предложенный детектор является компактным и может использоваться автономно, на стадии наладки сведения пучков.

Работа частично (А. К.) поддержана грантом РФФИ/CNRS 18-52-15007.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Grafströma P., Kozanecki W. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2015. V. 81. P. 97–148.
2. Litvinenko A. G. // EPJ Web Conf. 2019. V. 204. P. 05004.
3. Пашков П. Т. Основы теории протонного синхротрона. ИФВЭ 99-42, ОУ-У70. Протвино, 1999.
4. Liu C., Hulsart R., Marusic A., Minty M., Michnoff R., Thieberger P. // EPJ Web Conf. 2013. V. 204; Precision Tune, Phase and Beta Function Measurement by Frequency Analysis in RHIC // Proc. of IPAC2013. Shanghai, 2013; <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/ipac2013/>.
5. http://nica.jinr.ru/docs/TDR_spec_Fin0_for_site_short.pdf
6. van der Meer S. CERN-ISR-PO-68-31. 1968.
7. Baltz A. J., Chasman C., White S. N. // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 417. P. 1.
8. Adler C. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2001. V. 470. P. 480.
9. Drees A. Analysis of Vernier Scans during RHIC Run-13 (pp at 255 GeV/beam).
10. BNL-102438-2013-IR, C-A/AP/488. 2013.

11. *ALICE Collab.* ALICE Luminosity Determination for pp Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. ALICE-PUBLIC-2016-002.
12. *ATLAS Collab.* Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV Using the ATLAS Detector at the LHC // Eur. Phys. J. C. 2011. V. 71. P. 1630.
13. *ATLAS Collab.* Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV Using the ATLAS Detector at the LHC // Eur. Phys. J. C. 2016. V. 76. P. 653.
14. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults>
15. *ALICE Collab.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 252302.
16. Харжеев Ю. Н. Сцинтилляционные счетчики в современных экспериментах по физике высоких энергий // ЭЧАЯ. 2015. Т. 46, вып. 4. С. 1226.
17. Дремин И. М. Упругое рассеяние адронов // УФН. 2013. Т. 183, № 1. С. 3.
18. Okorokov V. A. arXiv:0811.0895v2 [hep-ph].
19. Okorokov V. A. arXiv:0907.0951v2 [hep-ph].
20. <http://pdg.lbl.gov/2018/reviews/rpp2018-rev-cross-section-plots.pdf>
21. Golubeva M. B. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2013. V. 76, No. 1. P. 1.

Получено 20 июня 2019 г.