Образование протонов в новой кумулятивной области центральных быстрот и больших поперечных импульсов за счет когерентного слияния кварков

В.В. Вечернин[a1], *С.В. Юрченко*[a2]

[a] Санкт-Петербургский государственный университет,
Университетская наб. 7-9, 199034 Санкт-Петербург, Россия

В работе рассмотрен процесс образования протонов в новой кумулятивной области центральных быстрот и больших поперечных импульсов при взаимодействии двух флуктонов за счет механизма когерентного слияния трех кварков. Найдено общее выражение для инклюзивного сечения рождения протонов в dd столкновениях для этого механизма. Показано, что вклад механизма когерентной коалесценции кварков в образование протонов доминирует над вкладом механизма фрагментации одного кварка в протон, ввиду меньшего числа жестких обменов и отсутствия необходимости всем кваркам собираться в одной малой области. По этой же причине механизм коалесценции нарушает стандартные правила кваркового счета. Полученные результаты могут быть использованы в эксперименте SPD при анализе выходов протонов в новой кумулятивной области в dd столкновениях на коллайдере NICA.

PACS: 12.39.Mk, 13.60.Hb, 21.60.Gx, 21.90.+f

Введение

Образование частиц при взаимодействии ядер в областях, кинематически запрещённых для реакций со свободными нуклонами впервые было экспериментально обнаружено Г.А. Лексиным [1, 2]. Это открытие послужило основанием для выдвижения Д.И. Блохинцевым [3]гипотезы о наличии флуктуаций плотности ядерной материи с образованием в ядрах тяжёлых объектов - флуктонов, состоящих из нескольких нуклонов, которые периодически возникают в ядрах при сближении нуклонов на расстояния, меньшие радиуса нуклона.

С современной точки зрения, подобные многонуклонные кластеры, присущие ядрам, можно рассматривать как многокварковые мешки - кварк-глюонные кластеры, обогащённые барионами, подобные каплям холодной кварк-глюонной плазмы. Следствием существования таких холодных плотных кластеров ядерной материи является испускание в реакциях с участием ядер частиц в областях, кинематически запрещенных для реакций со свободными нуклонами, получившее название кумулятивного рождения.

[1]E-mail: v.vechernin@spbu.ru
[2]E-mail: semyon.yurchenko@luhep.ru

Сам термин был введен А.М. Балдиным [4], когда после получения пучков релятивистских дейтронов был обнаружен кумулятивный эффект - рождение частиц, уносивших при фрагментации дейтрона значительную долю его импульса. Эти работы вызвали большой интерес к данной проблематике и положили начало новому направлению исследований, получившему название Релятивистская Ядерная Физика. Невозможно перечислить все экспериментальные [4–13]и теоретические [14–20] работы, посвященные исследованию кумулятивных явлений. Здесь мы привели лишь небольшую часть литературы, необходимую для дальнейшего обсуждения из обширного массива литературы по этому вопросу.

До настоящего времени эти эффекты изучались, за редкими исключениями [12, 13], в основном в области фрагментации одного из сталкивающихся ядер (ядра-мишени или ядра-снаряда). Создание коллайдера NICA [21, 22] с умеренными энергиями сталкивающихся ядер и высокой светимостью открывает возможность изучения этого явления в новой кумулятивной области центральных быстрот и больших поперечных импульсов [23–27], которая недоступна для исследования при сверхвысоких энергиях RHIC и LHC.

С физической точки зрения изучение кумулятивных явлений в этой новой области открывает возможность исследования в экспериментах MPD и SPD на NICA нового интересного процесса флуктон-флуктоного взаимодействия, вклад которого невозможно выделить на фоне флуктон-нуклонных взаимодействий, при изучении кумулятивных явлений в области фрагментации одного из ядер (см. ниже Рис.1).

В этой связи необходимо отметить, что изучение этого процесса в dd-столкновениях на NICA SPD [28] имеет ряд преимуществ. В этом случае отсутствует вклад дополнительных нуклон-нуклонных столкновений, что позволит изучать этот процесс в наиболее чистом виде, когда оба взаимодействующих дейтрона в момент взаимодействия находятся в состоянии 6-кварковых мешков.

Один из возможных механизмов рождения частиц в этой новой кумулятивной области был предложен нами в работах [29, 30]. В этих работах был рассмотрен процесс образования кварка с большим поперечным импульсом при взаимодействии двух флуктонов с последующей его фрагментацией в кумулятивную частицу. Данный механизм позволяет описать рождение пионов в этой области. Однако, он не является доминирующим для рождения протонов.

В настоящей работе мы показываем, что в рождение кумулятивных протонов в этой области основной вклад дает механизм когерентной коалесценции трех кварков с большими поперечными импульсами, а не механизм фрагментации одного кварка в протон.

Формулировка проблемы

Еще в пионерской работе Г.А. Лексина [1] отмечалось, что для рождения частицы с импульсом в кумулятивной области необходимо, чтобы

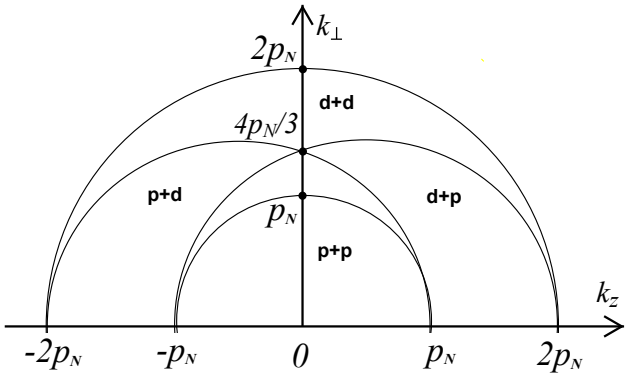

Рис. 1. Кинематические границы для pp, pd и dd столкновений рассчитанные для случая $p_N \gg m_N$, где $p_N \approx \sqrt{s}/2$ - импульс приходящийся на один нуклон в с.ц.м. NN столкновения.

взаимодействующие нуклоны оказались центрированными в области с линейными размерами порядка длины волны де Бройля бомбардирующего нуклона или меньше, что делает импульсное приближение неприменимым. Одновременно это означает, что пространственный размер области r_B, в которой происходит образование кумулятивной частицы, убывает с увеличением начальной энергии как $r_B \sim 1/\sqrt{s}$, где $s \equiv s_{NN}$ - квадрат энергии, приходящейся на одно NN столкновение в с. ц. м. Это приводит к тому, что уже при умеренных начальных энергиях он оказывается меньше характерных размеров нуклона:

$$r_N \gg r_B \sim \frac{1}{\sqrt{s}} \ . \tag{1}$$

Наши расчеты фейнмановских диаграмм для кумулятивных процессов [29, 30] подтверждают это заключение, правда, как мы увидим ниже, с некоторыми оговорками.

Аналогичные соображения лежат и в основе так называемых правил кваркового счета для упругих и квазиупругих процессов [31–34], определяющих зависимость дифференциального сечения этих процессов в области больших переданных импульсов $t \sim s$ от начальной энергии:

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \frac{F(t/s)}{s^{n_1+n_2+n_1'+n_2'-2}} \ , \tag{2}$$

где n_1, n_2, n_1', n_2' - число "элементарных полей" (кварков или фотонов) в начальном и конечном состоянии. Они же приводят к правилам кваркового счета для инклюзивных сечений рождения частиц в области фрагментации $t \ll s$ [16,20,26,27,35], которые определяют скорость убывания инклюзивных сечений вблизи кинематической границы процесса:

$$\frac{k_0\, d^3\sigma}{d^3\mathbf{k}} \sim s^0 \left(x_{max} - x\right)^{2p-1} \Phi_p(k_\perp) \ , \tag{3}$$

где p число кварков "доноров" в фрагментирующем ядре (нуклоне), передающих свой импульс рождающейся частице. Если ее рождение происходит через фрагментацию одного кварка, то $p = n - 1$, где n - общее число кварков в фрагментирующем ядре (нуклоне). Множитель s^0 в этой формуле показывает, что при выборе так называемого кумулятивного числа x в качестве переменной, характеризующей "расстояние" до кинематической границы процесса x_{max}, зависимость от начальной энергии пропадает и имеет место фейнмановский скейлинг.

В работах [29,30] правила кваркового счета были обобщены на случай рождения частиц в новой кумулятивной области центральных быстрот и больших поперечных импульсов, доступной для экспериментальных иследованний на коллайдере NICA. Было рассчитано инклюзивное сечение рождения частиц в этой области, происходящее через фрагментацию одного кварка, и найдена его асимптотическая зависимость от двух параметров при $s \gg m_N^2$ и $x_{max} - x \ll 1$. Для случая взаимодействия двух одинаковых ядер $A_1 = A_2 \equiv A$ она имеет вид

$$k_0 \frac{d^3\sigma}{d^3\mathbf{k}} \sim \frac{(A-x)^{\frac{3}{2}p-\frac{5}{2}}}{s^{(p+3)/2}} F(\theta) \ , \tag{4}$$

где $p = n_1 + n_2 - 1 = 3A_1 + 3A_2 - 1 = 6A - 1$. Из Рис.1 видно, что, например, при образовании частицы вблизи кинематической границы dd реакции в области углов порядка 90° возможен вклад только от взаимодействия двух 6q-флуктонов, в этом случае $n_1 = n_2 = 6$.

Кинематические границы на Рис.1 показаны для случая $s \gg m_N^2$ и даются простой формулой

$$\frac{k_\perp}{p_N} = \frac{\sqrt{A_1 A_2}}{(A_1 + A_2)/2} \sqrt{\left(A_1 - \frac{k_z}{p_N}\right)\left(A_2 + \frac{k_z}{p_N}\right)} \ , \tag{5}$$

где $p_N \approx \sqrt{s}/2$ - импульс приходящийся на один нуклон.

Как видно из Рис.2 кумулятивное число x по импульсу образующейся частицы $\mathbf{k}$ определено симметричным образом так, что при $x = 1$ и 2 оно дает точные кинематические границы для рождения этой частицы в pp и dd реакциях. В с.ц.м. оно зависит только от $|\mathbf{k}|$. При фиксированном x существует еще дополнительная зависимость инклюзивного сечения рождения от угла вылета частицы θ в с.ц.м., или от псевдобыстроты η:

$$\eta = -\ln \mathrm{tg}(\theta/2) \ . \tag{6}$$

Поскольку в рассматриваемом механизме рождение кумулятивной частицы происходит в с.ц.м. из одной практически точечной области размерами порядка $r_B \sim 1/\sqrt{s}$ то вся зависимость в формуле (4)от θ происходит от этой жесткой области.

Данный механизм образования кумулятивной частицы через фрагментацию одного кварка пригоден для описания образования мезонов, в

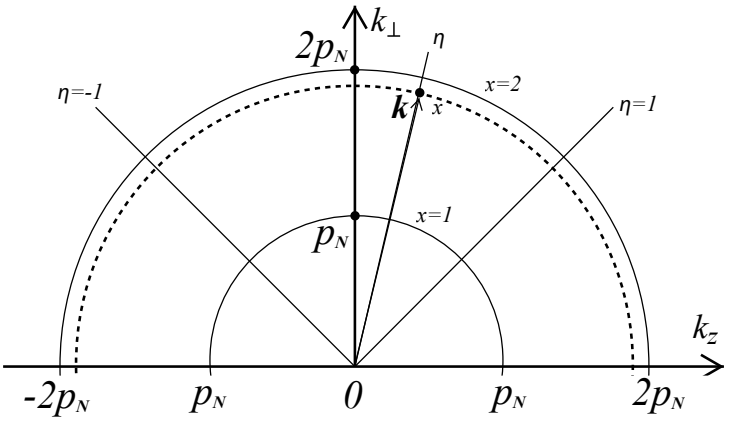

Рис. 2. Переход от импульса кумулятивной частицы $\mathbf{k}$ к двум переменным - кумулятимному числу x, зависящему в с.ц.м. NN столкновения только от $|\mathbf{k}|$, и псевдобыстроте η, зависящей только от угла рассеяния θ.

частности пионов. Однако, как подсказывает наш опыт описания образования кумулятивных пионов и протонов в области фрагментации одного из ядер [20, 26, 27, 35–37], значительно больший вклад в образование протонов дает механизм когерентной коалесценции трех кварков.

Описание используемого подхода

Фейнмановская диаграмма для амплитуды образования кумулятивного протона с большим поперечным импульсом в области центральных быстрот при столкновении двух флуктонов за счет механизма когерентной коалесценции трех кварков, T, представлена на Рис.3. Зная эту амплитуду можно рассчитать сечение инклюзивного рождения протона с импульсом $\mathbf{K}$ в dd столкновениях в этой новой кумулятивной области, интегрируя по фазовому объему кварков-доноров с импульсами $\mathbf{l}_i, \mathbf{l}'_i, \mathbf{l}''_i$:

$$f(\mathbf{K}) \equiv (2\pi)^3\, 2K_0 \frac{d^3\sigma}{d^3\mathbf{K}} = \frac{1}{J_{12}} \int |T(\mathbf{p}, \mathbf{k}; \mathbf{l}_i, \mathbf{l}'_i, \mathbf{l}''_i)|^2\, d\tau_{3p}\ , \tag{7}$$

здесь $p = 3$ - это число кварков формирующих кумулятивный протон.

$$d\tau_{3p} \equiv (2\pi)^4 \delta^4(P_1 + P_2 - K - \sum_{i=1}^{p} (l_i + l'_i + l''_i)) \times$$

$$\times \prod_{i=1}^{p} \frac{d^3\mathbf{l}_i}{2(l_i - k/3)_0 (2\pi)^3} \frac{d^3\mathbf{l}'_i}{2(l'_i - k/3)_0 (2\pi)^3} \frac{d^3\mathbf{l}''_i}{2(l''_i - k/3)_0 (2\pi)^3}\ , \tag{8}$$

$$J_{12} \equiv 4\sqrt{(P_1P_2)^2 - P_1^2 P_2^2} = 2A_1A_2\sqrt{s(s - 4m_N^2)}\ . \tag{9}$$

При расчетах были использованы удобные обозначения для импульсов кварков, явно выделяющие большие импульсы $\mathbf{p}$ и $\mathbf{k}$, $|\mathbf{k}| \simeq 2|\mathbf{p}| \simeq \sqrt{s}/3$, приходящиеся на один конституентный кварк в сталкивающихся

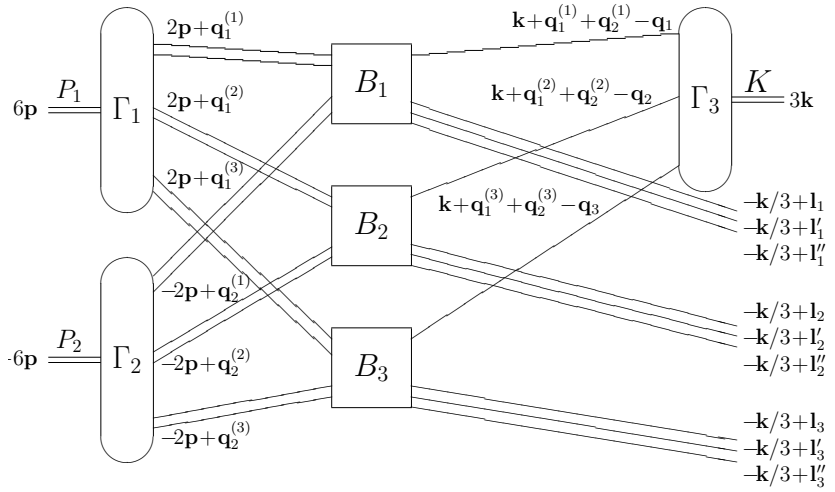

Рис. 3. Фейнмановская диаграмма для амплитуды T образования кумулятивного протона с большим поперечным импульсом в области центральных быстрот при столкновении двух 6q-флуктонов за счет механизма когерентной коалесценции трех кварков.

ядрах $\mathbf{P}_1 = 6\mathbf{p}$, $\mathbf{P}_2 = -6\mathbf{p}$ и в образующемся кумулятивном протоне $\mathbf{K} = 3\mathbf{k}$. Важно, что расчеты проводились вблизи кинематической границы, что позволило использовать $2 - x$ как малый параметр $2 - x \ll 1$.

Еще одно упрощение состояло в том, что в кварковых пропагаторах учитывался вклад только от одного полюса, что позволило провести интегрирования по нулевым компонентам импульсов. В результате дальнейшие вычисления проводились уже с использованием так называемой Гайтлеровской диаграмной техники.

При этих предположениях в диаграмме на Рис.3 в блоках B_j, содержащих большие передачи импульса, мы можем пренебречь зависимостью от малых, не возрастающих с ростом s, импульсов:

$$B_j = B_j(\mathbf{p}, \mathbf{k}) \ . \tag{10}$$

Это означает, что в координатном пространстве, мы можем считать эти блоки точечными, т.е. имеющими размер много меньший размеров нуклона и флуктона: $r_B \simeq 1/\sqrt{s} \ll r_N \simeq r_f$. Но, в отличие от случая рождения пиона, когда образование кумулятивного кварка присходило в одной точке, в случае рождения протона за счет коалесценции трех кварков эти кварки рождаются в трех разных точках, соответствующих блокам B_j.

Полученные результаты

В рамках сделанных предположений для амплитуды T на Рис.3 было получено следующее выражение:

$$T(\mathbf{p}, \mathbf{k}; \mathbf{l}_i, \mathbf{l}'_i, \mathbf{l}''_i) = J(\mathbf{p}, \mathbf{k}; \mathbf{l}_i, \mathbf{l}'_i, \mathbf{l}''_i) \prod_{j=1}^{3} B_j(\mathbf{p}, \mathbf{k}) \ , \tag{11}$$

где J равно следующей свертке кварковых волновых функций сталкивающихся флуктонов $\varphi_{6\mathbf{p}}$, $\varphi_{-6\mathbf{p}}$ и образующегося кумулятивного протона $\varphi_{3\mathbf{k}}$:

$$J(\mathbf{p},\mathbf{k};\mathbf{l}_i,\mathbf{l}'_i,\mathbf{l}''_i) = \int \prod_{i=1}^{2} \frac{d^3\mathbf{q}_1^{(i)}}{2E_p(2\pi)^3} \frac{d^3\mathbf{q}_2^{(i)}}{2E_p(2\pi)^3} \times$$

$$\times \left[\int \varphi_{6\mathbf{p}}(\mathbf{q}_1^{(i)}, \overline{\mathbf{q}}_1^{(j)}) \prod_{j=1}^{3} \frac{d^3\overline{\mathbf{q}}_1^{(j)}}{2E_p(2\pi)^3} \right] \left[\int \varphi_{-6\mathbf{p}}(\mathbf{q}_2^{(i)}, \overline{\mathbf{q}}_2^{(j)}) \prod_{j=1}^{3} \frac{d^3\overline{\mathbf{q}}_2^{(j)}}{2E_p(2\pi)^3} \right]$$

$$\times D(a_1,a_2,a_3)\, \varphi^*_{3\mathbf{k}}(\mathbf{q}_1^{(i)} + \mathbf{q}_2^{(i)} - \mathbf{q}_i) \ . \qquad (12)$$

Здесь

$$\mathbf{q}_1^{(i)} = \mathbf{k}_1^{(i)} + \mathbf{k}_1^{\prime(i)} \ , \qquad \overline{\mathbf{q}}_1^{(i)} = (\mathbf{k}_1^{(i)} - \mathbf{k}_1^{\prime(i)})/2 \ ,$$

где через $\mathbf{k}_1^{(j)}, \mathbf{k}_1^{\prime(j)}$ обозначены импульсы каждой пары кварков первого флуктона, подключенные к жесткому блоку B_j. По разностям импульсов, $\overline{\mathbf{q}}_1^{(j)}$, кварковая волновая функция оказывается заинтегрирована, как для первого, так и для второго флуктона, $\overline{\mathbf{q}}_2^{(j)}$. Условие ее нормировки дается выражением:

$$\int |\varphi_{6\mathbf{p}}(\mathbf{q}^{(i)}, \overline{\mathbf{q}}^{(j)})|^2 \prod_{i=1}^{2} \frac{d^3\mathbf{q}^{(i)}}{2E_p(2\pi)^3} \prod_{j=1}^{3} \frac{d^3\overline{\mathbf{q}}^{(j)}}{2E_p(2\pi)^3} = 1 \ , \qquad (13)$$

где мы учли, что в силу законов сохранения $\sum_{i=1}^{3} \mathbf{q}^{(i)} = 0$.

Импульсы $\mathbf{l}_i, \mathbf{l}'_i, \mathbf{l}''_i$ входят в правую часть формулы (12) в виде сумм:

$$\mathbf{q}_i \equiv \mathbf{l}_i + \mathbf{l}'_i + \mathbf{l}''_i \qquad (14)$$

для них также имеет место закон сохранения: $\sum_{i=1}^{3} \mathbf{q}_i = 0$. Наконец

$$D(a_1,a_2,a_3) = -2\pi^2[\delta(a_1)\delta(a_2) + \delta(a_2)\delta(a_3) + \delta(a_1)\delta(a_3)]\, E_p^2 \ , \qquad (15)$$

где $E_p = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}$ (m - масса конституентного кварка) и

$$a_i \equiv (2\mathbf{p},\, \mathbf{q}_1^{(i)} - \mathbf{q}_2^{(i)}) - (\mathbf{k},\, \mathbf{q}_1^{(i)} + \mathbf{q}_2^{(i)} - 2\mathbf{q}_i) \ .$$

Когерентный характер механизма коалесценции означает, что при вычислении амплитуды T по формулам (11)и(12)сначала необходимо провести интегрирования по относительным импульсам кварков, объединяющихся в кумулятивный протон, и только потом вычислять квадрат модуля амплитуды и находить инклюзивное сечение по формуле (7). Это делает невозможным использование МС симулирования при расчете сечения этого процесса. В этом случае также неприменима, так называемая, факторизационная теорема, когда сначала рассчитываются вероятности рождения кварков, которые затем умножаются на вероятности их перехода в наблюдаемые частицы.

Доминирующий характер вклад механизма когерентной коалесценции 3 кварков в образование кумулятивных протонов, по сравнению с

механизмом фрагментации одного кварка в протон, определяеся тем, что три жестких блока B_j суммарно содержат на 2 жестких обмена меньше, чем процесс, в котором взаимодействие происходит в одной точке в механизме образовании кумулятивной частицы через фрагментацию одного кварка. Действительно, в общем случае имеем:

$$B_1 B_2 B_3 \sim \frac{1}{s^{n_1-2}} \frac{1}{s^{n_2-2}} \frac{1}{s^{n_3-2}} = \frac{1}{s^{n_1+n_2+n_3-6}} , \qquad B \sim \frac{1}{s^{n_1+n_2+n_3-2}} . \quad (16)$$

Поэтому механизм коалесценции нарушает стандартные правила кваркового счета, основанные на допущении, что взаимодействие всех конституентов происходит в одной области с размерами $r_B \sim 1/\sqrt{s} \ll r_N$, о чем мы упоминали выше. Для случая процесса упругого рассеяния протонов аналогичный механизм рассматривался в работе [38].

Еще одно отличие состоит в том, что как показано в работах [29, 30], в случае рождения из одной малой области результат оказывается пропорциональным значениям волновых функций взаимодействующих и образующихся составных систем, вычисленных при нулевом значении относительных импульсов конституентов. В то время как из (12) следует, что механизм когерентной коалесценции дает результат пропорциональный свертке кварковых волновых функций сталкивающихся флуктонов и образующегося кумулятивного протона.

Можно также показать, что в механизме когерентной коалесценции, за счет того, что рождение объединяющихся кварков происходит из различных точек, возникает дополнительная зависимость асимптотики от угла рассеяния θ при фиксированном значении кумулятивного числа x, происходящая от интеграла перекрытия волновых функций J (12). Она возникает в дополнение к той, которая уже имеется в формуле (4) для случая рождения из одной точки в механизме фрагментации одиночного кварка, т.е. в дополнение к той, которая возникает от жестких блоков B_j (10). Отметим, что эта дополнительная угловая зависимость возникает только при учете эффектов релятивистского растяжения волновых функций в импульсном пространстве в направлении движения частицы.

Заключение

В работе рассмотрен процесс образования протонов в новой кумулятивной области центральных быстрот и больших поперечных импульсов при взаимодействии двух флуктонов за счет механизма когерентного слияния трех кварков. Путем расчета фейнмановской диаграммы найдено общее выражение для инклюзивного сечения рождения протонов в dd столкновениях для этого механизма.

Показано, что вклад механизма когерентной коалесценции кварков в образование протонов доминирует над вкладом механизма фрагментации одного кварка в протон, который ранее использовался для описания

образования пионов, ввиду меньшего числа жестких обменов и отсутствия необходимости всем кваркам собираться в одной все меньшей пространственной области по мере увеличения энергии.

По этой же причине механизм коалесценции нарушает стандартные правила кваркового счета, основанные на допущении, что взаимодействие всех конституентов происходит в одной точке.

Полученные результаты могут быть использованы при анализе выходов протонов в dd рассеянии в новой кумулятивной области центральных быстрот и больших поперечных импульсов в эксперименте SPD на коллайдере NICA. Важно, что для надежной регистрации очень редких событий рождения частиц в кумулятивной области и надежного выделения их треков на фоне различных шумов, желательно иметь сигнал сразу от нескольких типов детекторов. В этом плане особую роль играет информация с внутренней трековой системы, позволяющая надежно подтвердить выхождение трека кумулятивной частицы из вершины первичного взаимодействия.

Финансирование работы

Работа получила финансовую поддержку Санкт-Петербургского государственного университета в рамках выполнения исследовательского проекта Id:103821868 и гранта на исходящую академическую активность Id:137734523.

Конфликт интересов

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

1. *Leksin G.A.* Elastic and Quasi-Elastic Scattering of 660 MeV Protons by Deuterons // Sov. Phys. JETP — 1957. — V. 5. — P. 371–377.

2. *Azhgirei L.S., Vzorov I.K., Zrelov V.P., Meshcheriakov M.G., Neganov B.S., Shabudin A.F.* Knockout of Deuterons from Li, Be, C, and O Nuclei by Protons of Energy 675 MeV // Sov. Phys. JETP — 1958. — V. 6. — P. 911–919.

3. *Blokhintsev D.I.* On the Fluctuations of Nuclear Matter // Sov. Phys. JETP — 1958. — V. 6. — P. 995–999.

4. *Baldin A.M., Gerasimov S.B., Guiordenescu H., Zubarev V.N., Ivanova L.K., Kirillov A.D., Kuznetsov V.A., Moroz N.S., Radomanov V.B., Ramzhin V.N., Stavinskii V.S., Yatsuta M.I.* Production of cumulative hadrons in quark models of flucton fragmentation // Sov. J. Nucl. Phys. — 1988. — V. 47. — P. 868-874.

5. *Papp J., Jaros J., Schroeder L., Staples J., Steiner H., Wagner A., Wiss J.* Inclusive Pion Production in Collisions of Relativistic Protons, Deuterons, Alphas, and Carbon Ions with Nuclei // Phys. Rev. Lett. — 1975. — V. 34. — P. 601–604.

6. *Baldin A.M., Bondarev V.K., Giordenescu N., Golovanov L.B., Mazarsky V.L., Manyatovsky A.N., Moroz N.S., Panebrattsev Yu.A. , Pentsya, M. , Povtoreiko, A.A., Rikhvitsky S.V., Stavinsky V.S., Khrenov A.N., Tsvinev A.P.* Experimental Data on Cumulative Pion Production at 8.9-GeV/c Proton Interaction with Light Nuclei — 1982. — Preprint JINR-1-82-28.

7. *Ableev V.G., Abdushukurov D.A., Avramenko S.A., Dimitrov Ch., Filipkowski A., Kobushkin A.P., Nikitin D.K., Nomofilov A.A., Piskunov N.M., Sharov V.I., Sitnik I.M., Strokovsky E.A., Strunov L.N., Vizireva L. Vorobiev G.G., Zaporozhets S.A.* A study of the proton momentum spectrum from deuteron fragmentation at 8.9 GeV/c and an estimate of admixture parameters for the six-quark state in the deuteron // Nucl. Phys. A — 1983. — V. 393. — P. 491–501.

8. *Azhgirei L.S., Vzorov I.K., Zhmyrov V.N., Ivanov V.V., Ignatenko M.A., Kuznetsov A.S., Kozhevnikov Yu.A., Mulas E., Razin S.V., Stoletov G.D., Yudin N.P.* Study of A(d,p)X Reactions at 9 GeV/c at Proton Large Transverse Momenta // Sov. J. Nucl. Phys. — 1987. — V. 46. — P. 661–664.

9. *Boyarinov S.V., Evseev I.I., Kiselev Y.T., Leksin G.A., Martemyanov A.N. et al* The properties of nuclear matter at small distances // Sov. J. Nucl. Phys. — 1992. — V. 55. — P. 917–921.

10. *Boyarinov S.V., Gerzon S.A., Kats M.M., Kiselev Yu.T., Leksin G.A., Martemyanov A.N., Novikov V.L., Semenov S.V., Terekhov Yu.V., Sheinkman V.A.* Production of Cumulative Protons at Momenta 0.6 GeV/c to 1.83 GeV/c under bombardment by 10-GeV protons // Sov. J. Nucl. Phys. — 1987. — V. 46. — P. 871–876.

11. *Boyarinov S.V., Evseev I.I., Kiselev Yu.T., Leksin G.A., Martemyanov A.N., Mikhailov K.R., Pozdnyakov S.A., Terekhov Yu.V., Ushakov V.I., Sheinkman V.A.* Yields of p, anti-p, pi+-, and K+- emitted at an angle of 97 degrees in the laboratory system from nuclei irradiated by 10.14 GeV protons // Phys. Atom. Nucl. — 1994. — V. 57. — P. 1379–1388.

12. High p_t anti-proton and meson production in cumulative pA reaction at 50 GeV/c / N. Antonov, V. Gapienko, G. Gapienko, M. Ilushin, A. Prudkoglyad, V. Romanovskiy, A. Semak, I. Solodovnikov, M. Ukhanov, V. Viktorov // Reported at the LXX International Conference "NUCLEUS–2020. Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologie", St.Petersburg, October 11-17, 2020, Book of Abstracts — 2020. — P. 153.

13. *N.N. Antonov, V.A. Viktorov, V.A. Gapienko, G.S. Gapienko, V.N. Gres', A.F. Prudkoglyad, V.A. Romanovskii, A.A. Semak, I.P. Solodovnikov, V.I. Terekhov, M.N. Ukhanov, S.S. Shimanskii* Production of High-Transverse-Momentum Deuterons and Tritons at an Angle of 40° in Proton–Nucleus Interactions at a Beam Energy of 50 GeV // Phys. Atom. Nucl. — 2022. — V. 85. — P. 282–288.

14. *Ефремов А.В.* О механизме рождения кумулятивных адронов на ядрах // Ядерная Физика — 1976. — V. 24. — P. 1208–1211.

15. *Burov V.V., Lukyanov V.K., Titov A.I.* Large momentum pion production in proton nucleus collisions and the idea of fluctuons in nuclei // Phys. Lett. B — 1977. — V. 67. — P. 46–48.

16. *Schmidt I.A., Blankenbecler R.* Relativistic interactions between nuclei // Phys. Rev. D — 1977. — V. 15. — P. 3321–1326.

17. *Frankfurt L.L., Strikmann M.I.* High-energy phenomena, short-range nuclear structure and QCD // Phys. Rep. — 1981. — V. 76. — P. 215–347.

18. *Efremov A.V.* Quark-parton picture of the cumulative production // Prog. Part. Nucl. Phys. — 1982. — V. 8. — P. 345–365.

19. *Efremov A.V., Kaidalov A.B., Kim V.T., Lykasov G.L., Slavin N.V.* Production of cumulative hadrons in quark models of flucton fragmentation // Sov. J. Nucl. Phys. — 1988. — V. 47. — P. 868-874.

20. *Braun M.A., Vechernin V.V.* Nuclear Structure Functions and Particle Production in the Cumulative Region in the Parton Model // Nucl. Phys. B — 1994. — V. 427. — P. 614–640.

21. *Kekelidze V., Kovalenko A., Lednicky R., Matveev V., Meshkov I., Sorin A., Trubnikov G.* Feasibility study of heavy-ion collision physics at NICA JINR // Nucl. Phys. A — 2017. — V. 967. — P. 884–887.

22. *Kekelidze V., Matveev V., Meshkov I., Sorin A., Trubnikov G.* Project Nuclotron-based Ion Collider Facility at JINR // Physics of Particles and Nuclei — 2017. — V. 48. — P. 727–741.

23. *Vechernin V.V.* Clusters of cold dense nuclear matter and their registration with the MPD vertex detector // Phys. Part. Nuclei — 2021. — V. 52. — P. 604–608.

24. *Zherebchevsky V.I., Kondratiev V.P., Vechernin V.V., Igolkin S.N.* The concept of the MPD vertex detector for the detection of rare events in Au+Au collisions at the NICA collider // Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A — 2021. — V. 985. — P. 164668.

25. *Vechernin V.V.* Yield of particles in the cumulative region at central rapidities and large transverse momenta at the NICA collider // Phys. Part. Nuclei — 2022. — V. 53. — P. 433–440.

26. *Vechernin V.V., Belokurova S.N., Yurchenko S.V.* Cumulative Production in the Region of Central Rapidities and Large Transverse Momenta at the NICA Collider // Phys. Part. Nuclei — 2024. — V. 55. — P. 889–894.

27. *Vechernin V., Belokurova S., Yurchenko S.* Dense Cold Quark-Gluon Matter Clusters and Their Studies at the NICA Collider // Symmetry — 2024. — V. 16. — P. 79.

28. *Abazov V. et al.* [SPD Collaboration] Technical Design Report of the Spin Physics Detector at NICA // Natural Sci. Rev.. — 2024. — V. 1. — P. 1–325. — arXiv:2404.08317 [hep-ex].

29. *Vechernin V., Yurchenko S.* Cumulative production at central rapidities due to interactions involving fluctons // Int. J. Mod. Phys. E — 2024. — V. 33. — P. 2441022.

30. *Yurchenko S., Vechernin V.* Quark counting rules for the production of cumulative pions with large transverse momenta // Phys. Atom. Nucl. — 2025. — V. 88. — P. 349–355.

31. *Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N.* Automodellism in the Large-Angle Elastic Scattering and Hadrons // Nuovo Cimento Lett. — 1973. — V. 7. — P. 719-723.

32. *Brodsky S.J., Farrar G.R.* Scaling Laws at Large Transverse Momentum // Phys. Rev. Lett. — 1973. — V. 31. — P. 1153-1156.

33. *Brodsky S.J., Chertok B.T.* Asymptotic form factors of hadrons and nuclei and the continuity of particle and nuclear dynamics // Phys. Rev. D — 1976. — V. 14. — P. 3003-3020.

34. *Uzikov Yu.N.* Indication of Asymptotic Scaling in the Reactions dd→p^{3}H, dd→n^{3}He and pd→pd // JETP Lett. — 2005. — V. 81. — P. 303-306.

35. *Vechernin V.* Transverse momentum dependence of spectra of cumulative particles produced from droplets of dense nuclear matter // AIP Conf. Proc. — 2016. — V. 1707. — P. 060020.

36. *Braun M.A., Vechernin V.V.* Transverse-momentum dependence of cumulative pions // Phys. Atom. Nucl. — 2000. — V. 63. — P. 1831–1834.

37. *Braun M.A., Vechernin V.V.* Production of cumulative hadrons in quark models of flucton fragmentation // Nucl. Phys. B - Proc. Suppl. — 2001. — V. 92. — P. 156–161.

38. *Donnachie A., Landshoff P.V.* The Interest of Large-t Elastic Scattering // Phys. Lett. B — 1996. — V. 387. — P. 637–641.