

УДК 539.1.078

## НОВЫЙ ДЕТЕКТОР ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ СОБЫТИЙ В АДРОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

© 2019 г. Т. В. Лазарева<sup>1</sup>, \*, Ф. Ф. Валиев<sup>1</sup>, В. И. Жеребчевский<sup>1</sup>,  
Д. Г. Нестеров<sup>1</sup>, Г. А. Феофилов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Санкт-Петербургский государственный университет”, Санкт-Петербург, Россия

\*E-mail: st023928@student.spbu.ru

Поступила в редакцию 12.11.2018 г.

После доработки 08.04.2019 г.

Принята к публикации 27.05.2019 г.

Увеличение светимости современных ускорителей позволяет расширить диапазон исследований в экспериментах на фиксированных мишенях в области физики высоких энергий. В этой связи открываются новые перспективы для изучения так называемых кумулятивных процессов. Особый интерес представляет изучение корреляций между рождением кумулятивных частиц и частиц, содержащих странные кварки и тяжелые ароматы, усиление выхода которых ожидается в кумулятивных процессах. В работе представлена концепция нового детектора для регистрации частиц, возникающих в адрон-адронных столкновениях в кумулятивных процессах, и приводятся соответствующие результаты моделирования.

DOI: 10.1134/S036767651909014X

### ВВЕДЕНИЕ

Кумулятивный эффект — это процесс образования частиц в области, кинематически запрещенной для реакций на свободных нуклонах. Для объяснения такого рода эффектов Д.И. Блохинцевым в 1957 году [1], на основе анализа первых экспериментальных результатов по регистрации частиц в кумулятивной области [2, 3], была выдвинута гипотеза о ядерных флуктонах, состоящих из нескольких нуклонов и представляющих собой сгустки холодной плотной ядерной материи. Этот эффект был подтвержден группой А.М. Балдина и В.С. Ставинского в Дубне, в 1971 году, в экспериментах на первых релятивистских пучках дейтронов [4–6], давших начало развитию релятивистской ядерной физики. В этих экспериментах наблюдали рождение пи-мезонов, импульс которых почти вдвое превышал импульс (на нуклон) налетающих дейтронов.

Теоретические работы по описанию кумулятивных процессов можно условно разделить на два больших класса — это так называемые “холодные” [7–16] и “горячие” модели [21–23] (см. более подробное обсуждение ниже в разделе 1). В некоторых специфических случаях необходимо также учитывать вклад процессов перерассеяния на нескольких нуклонах ядра, происходящий на больших (ядерных) расстояниях [17–19]. В пользу

“холодных” моделей свидетельствует то, что идеи работы [13] о возможности существования в ядерной материи так-называемых коротко-действующих нуклонных корреляций, нашли относительно недавно подтверждение в опытах по глубоко-неупругому рассеянию электронов [14]. С одной стороны это косвенно подтверждает гипотезу флуктона, а с другой стороны открывает новые возможности исследований в кумулятивных процессах различных фундаментальных эффектов (удержание цвета, разделение роли морских и валентных кварков в различных процессах и т.д.).

Интересный новый механизм рождения странных и мультистранных гиперонов, а также и тяжелых ароматов в результате фрагментации флуктона в кумулятивном процессе был предложен в работе [20]. Данные идеи могут быть проверены в планируемых экспериментах на высокоинтенсивных пучках ядер и на установках нового поколения, использующих современные технологии регистрации частиц. В частности, использование монолитных активных пиксельных сенсоров (МАПС) при создании вершинных детекторов, делает возможным прецизионные исследования редких процессов с участием тяжелых ароматов.

В данной работе представлена концепция нового детектора для регистрации частиц и исследования различных корреляций, возникающих в ад-

рон-адронных столкновениях в кумулятивных процессах, и приводятся соответствующие результаты моделирования.

## 1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

С современной точки зрения флуктоны в ядрах могут быть интерпретированы как многокварковые кластеры ( $6q$ -,  $9q$ -,  $12q$ - и т.д.), хотя единой экспериментально подтвержденной теории не существует. Теоретические модели описания кумулятивного эффекта можно разделить на два основных класса. Первый — так называемые “холодные” модели [7–16]. В них предполагается, что многокварковые кластеры (малонуклонные корреляции) существуют в ядрах до столкновения, обладают высокой плотностью и не нагреты, что позволяет рассматривать их как состояние материи, подобное веществу в центре нейтронных звезд.

Образование частиц в запрещенной области можно объяснить различными механизмами для нуклонов и мезонов. Один из возможных механизмов — это фрагментация одного быстрого кварка из флуктона в кумулятивный адрон [7–9], при этом одному кварку из флуктона передается импульс всех других кварков флуктона. Этот механизм доминирует при описании выходов кумулятивных мезонов [19]. Второй механизм [8] доминирует при описании образования кумулятивных нуклонов [19]. В этом случае импульс всех кварков флуктона передается трем кваркам, формирующим кумулятивный нуклон посредством механизма когерентной коалесценции (CQC) [8].

В контексте данных моделей можно рассматривать возможность дополнительного образования странных частиц и частиц, содержащих тяжелые ароматы, в результате взаимодействия налетающей частицы с остатком флуктона, компенсирующим импульс кумулятивной частицы [20]. При этом в эксперименте необходимо будет изучать корреляцию между образованием кумулятивных частиц и частиц, содержащих тяжелые ароматы в разрешенной области.

Второй класс моделей — “горячие” модели [21–23], согласно которым образование кластера в ядре происходит либо в момент столкновения (при этом кластер представляет собой каплю горячей кварк-глюонной плазмы), либо в процессе последовательных бинарных столкновений (налетающая частица последовательно сталкивается с одиночными нуклонами) с образованием резонансного состояния, распадающегося с рождением частиц в запрещенной области. Несмотря на то, что данный класс моделей качественно хорошо описывает большинство кумулятивных спектров, с помощью таких моделей невозможно опи-

сать кумулятивные явления в процессах глубоко-неупругого рассеяния электронов на ядрах [14]. Тем не менее, ряд генераторов событий (URQMD [24], модель FRITIOF [25]), используемых для моделирования рождения частиц в столкновениях в физике высоких энергий, строится по принципу последовательных бинарных столкновений (как и резонансные модели), что позволяет использовать их для качественной оценки выхода кумулятивных частиц.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ КУМУЛЯТИВНОГО ЭФФЕКТА

Первые эксперименты А.М. Балдина и В.С. Ставинского [4–6] вызвали интерес к кумулятивному эффекту и обусловили постановку целой серии подобных экспериментов в течение последующих десятилетий. В этих экспериментах был выявлен ряд важных закономерностей в образовании кумулятивных частиц [6]. Одной из закономерностей можно считать слабую зависимость инклюзивных сечений рождения кумулятивных частиц от энергии налетающей частицы: уже при импульсе налетающей частицы в несколько ГэВ/с сечение достигает плато. Другой особенностью является экспоненциальная зависимость инклюзивного сечения от импульса кумулятивной частицы.

К наиболее распространенным способам изучения кумулятивных частиц относится регистрация частиц преимущественно в задней полусфере в экспериментах с фиксированной мишенью. В данном случае, практически все частицы, вылетающие из ядра-мишени назад относительно направления падающего пучка, будут кумулятивными. При этом, с ростом угла вылета частиц (по отношению к направлению пучка), сечение рождения кумулятивных частиц значительно падает. Из-за чрезвычайно малых сечений кумулятивного эффекта, измерения проводили главным образом для импульса кумулятивных частиц, не превышающего 1.5–2.0 ГэВ/с. Последние результаты, полученные для области с высоким поперечным импульсом, вплоть до 3.5 ГэВ/с, показали те же характеристики, что и в предыдущих исследованиях [26]. Новые экспериментальные возможности и увеличение светимости современных ускорителей позволят расширить область исследований кумулятивного эффекта. Одним из новых подходов к экспериментальному исследованию кумулятивного эффекта, предлагаемых в данной работе, является исследование корреляций между кумулятивными частицами и некумулятивными фрагментами в передней области, в частности частицами, содержащими тяжелые ароматы [21].

**Таблица 1.** Расчет выхода кумулятивных протонов в реакции  $p + A \rightarrow P + X$  для  $10^6$  протонов в пучке, в диапазоне импульсов кумулятивных протонов 1.5–4 ГэВ/с

Угол вылета, градусы	Полное число образовавшихся кумулятивных протонов
$70 \pm 4$	$3.2 \pm 0.2$
$90 \pm 4$	$0.3 \pm 0.02$
$119 \pm 4$	$0.038 \pm 0.003$
$137 \pm 4$	$0.0121 \pm 0.0009$
$160 \pm 4$	$0.0053 \pm 0.0003$

**Таблица 2.** Расчет выхода кумулятивных протонов в реакции  $p + A \rightarrow P + X$  для  $10^6$  протонов в пучке, в диапазоне углов вылета кумулятивных протонов  $20^\circ$ – $175^\circ$

Импульс кумулятивного протона, ГэВ/с	Полное число образовавшихся кумулятивных протонов
$2 \pm 0.01$	$1.6 \pm 0.2$
$3 \pm 0.01$	$(8.9 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$
$4 \pm 0.01$	$(4.87 \pm 0.05) \cdot 10^{-3}$

### 2.1. Оценка выхода кумулятивных частиц

Для количественной оценки (в первом приближении) выхода кумулятивных частиц, необходимой для выбора наиболее оптимального импульсного диапазона регистрации, а также для проверки возможностей моделирования процессов рождения частиц при помощи различных генераторов событий, воспользуемся эмпирической формулой, связывающей экспериментально измеренное значение инклюзивного сечения рождения кумулятивных протонов в реакции  $p + A \rightarrow P + X$  с параметрами детекторной системы и выходом частиц [27]:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{dpd\Omega} = \frac{E}{p^2} \frac{A}{N_A \rho t \epsilon \Delta P \Delta \Omega} \frac{1}{N_{\text{прот}}} N, \quad (1)$$

где:

$E \frac{d^3\sigma}{dp^3}$  – инвариантное инклюзивное сечение,  $E$  – энергия кумулятивной частицы,  $p$  – импульс кумулятивной частицы,  $A$  – атомный номер мишени,  $N_A$  – число Авогадро,  $\rho$  – плотность мишени,  $t$  – толщина мишени,  $\Delta P$  и  $\Delta \Omega$  – акцептанс установки по импульсу и углу,  $\epsilon$  – эффективность детектора,  $N_{\text{прот}}$  – полное число протонов, прошедших через мишень,  $N$  – число зарегистрированных кумулятивных протонов с данным импульсом.

В данном случае были использованы экспериментальные данные по инклюзивным сечениям

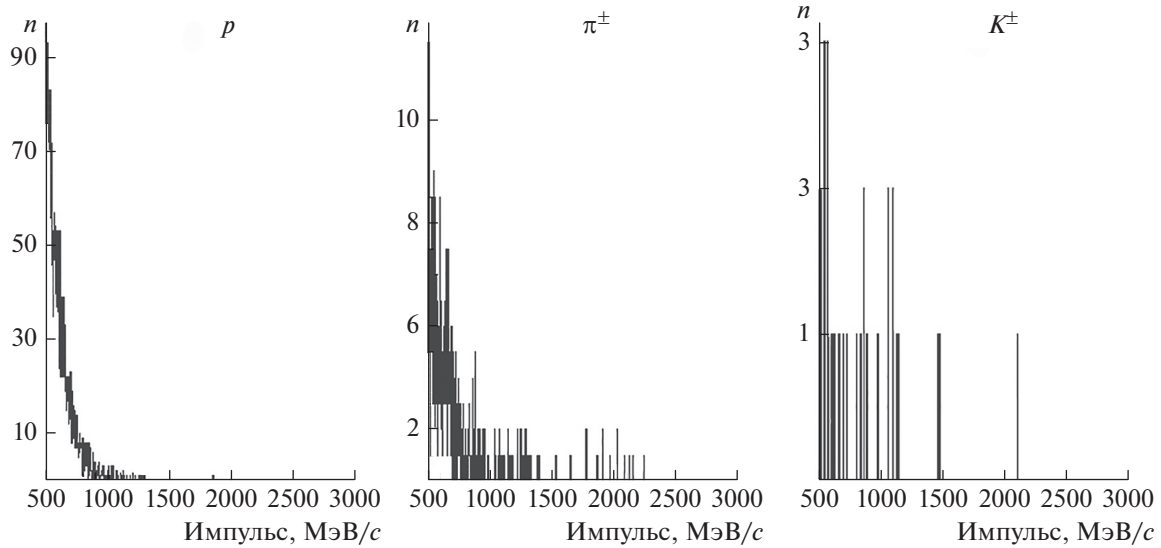
выхода кумулятивных частиц [26]. Также для оценки выхода кумулятивных частиц использовались следующие приближения:

- зависимость инклюзивного сечения от импульса кумулятивной частицы может быть выражена как  $b \exp(-p/p_0)$  [6];
- инклюзивное сечение, нормированное на атомный номер мишени  $A$  слабо зависит от  $A$  при  $A > 100$  [6];
- зависимость инклюзивного сечения от угла  $a \exp(w \cos(\theta))$  [6].

Оценка была проведена для столкновения  $10^6$  протонов с импульсом 400 ГэВ/с для свинцовой мишени, толщиной 1 мм. Отдельно был проведен расчет выхода кумулятивных частиц, наблюдаемых во всем диапазоне углов для определенных импульсов и расчет выхода кумулятивных частиц, вылетающих под определенными углами во всем диапазоне импульсов. Особый интерес представлял диапазон импульсов 1.5–4 ГэВ/с, в котором сечение чрезвычайно мало, но выход частиц ожидать все еще можно. Результаты вычислений представлены в табл. 1 и 2.

### 2.2. Моделирование импульсных распределений кумулятивных частиц

Для моделирования и анализа импульсных распределений количества кумулятивных частиц, возникающих в столкновениях протонов со свинцовой мишенью, использовался программный пакет GEANT4. GEANT4 позволяет проводить моделирование процессов прохождения элементарных частиц через вещество с использованием методов Монте-Карло. Один из стандартных генераторов событий в пакете GEANT4 основан на модели последовательных бинарных столкновений FRITIOF [25] (аналогичной модели резонансного рождения кумулятивных частиц) и может использоваться в качестве генератора кумулятивных частиц при разработке детектора для их регистрации. Для оценки эффективности данной модели было проведено моделирование рождения частиц в области перед мишенью (задняя полусфера) при столкновении  $10^6$  протонов с импульсом 400 ГэВ/с со свинцовой мишенью толщиной 1 мм (аналогично расчетам в предыдущем пункте). На рис. 1 представлена зависимость числа кумулятивных частиц в задней полусфере от их импульса для кумулятивных протонов (рис. 1а), пионов (рис. 1б) и каонов (рис. 1в). Как видно из полученных распределений для протонов и пионов (рис. 1а, 1б), спектр частиц, полученный в рамках модели FRITIOF, носит экспоненциальный характер, как и реальные распределения. Количество рожденных протонов в области больших импульсов по порядку величины совпадает с количественной оценкой, проведенной в предыду-



**Рис. 1.** Зависимость числа кумулятивных частиц ( $n$ ) в задней полусфере от их импульса. Слева направо: спектр кумулятивных протонов, спектр кумулятивных пионов, спектр кумулятивных каонов.

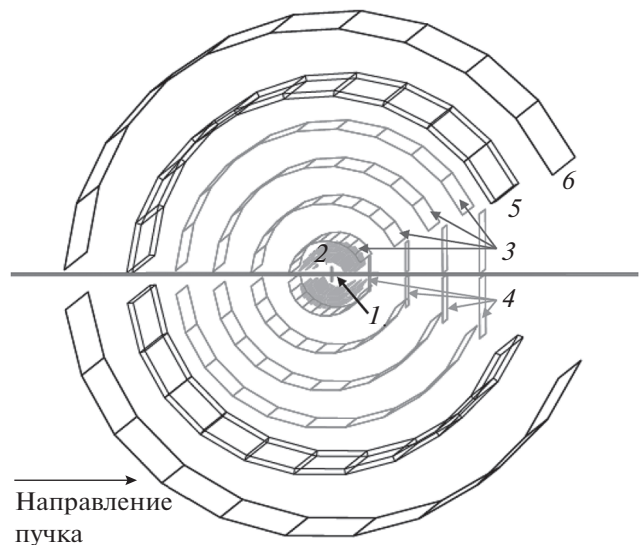
шем пункте. Кроме того, модель FRITIOF позволяет ожидать выход частиц со странностью (каонов), которые также наблюдали в экспериментах. Таким образом, можно сделать вывод, что моделирование импульсных распределений кумулятивных частиц в рамках FRITIOF (см. рис. 1) дает удовлетворительные результаты, как по порядку величины, так и по характеру спектра кумулятивных частиц.

### 3. КОНЦЕПЦИЯ НОВОГО ДЕТЕКТОРА ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ КУМУЛЯТИВНЫХ ЧАСТИЦ

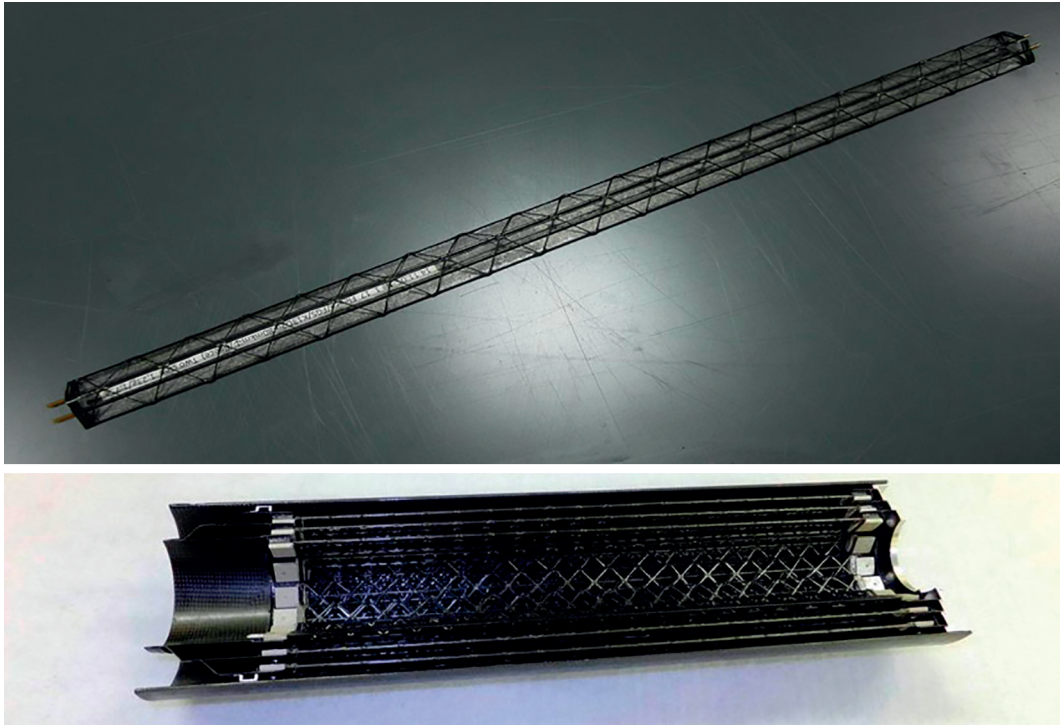
Основываясь на результатах проведенного моделирования, можно сформулировать основные требования к новой детекторной системе для регистрации кумулятивных частиц и исследований различных корреляций:

- Для регистрации максимально возможного числа кумулятивных событий, в том числе в области больших импульсов, детектор должен обладать низким уровнем шума.
- Регистрация корреляций между кумулятивными частицами и некумулятивными фрагментами в передней области, помимо геометрической составляющей, требует быстрого действия всех детекторных систем.
- При исследовании корреляций, для регистрации частиц с тяжелыми ароматами необходимо ввиду малых времен жизни ( $\tau \sim 130 \mu$ ) качественное восстановление трека и вершины, соответственно высокая гранулярность детектора и близкое расположение его первого слоя к мишени для регистрации короткоживущих распадов.

Предварительный вариант геометрии и основных элементов трековой системы для поиска кумулятивных эффектов представлен на рис. 2. Детектор состоит из восьми цилиндрических слоев, окружающих мишень с обеих сторон в диапазоне углов  $20^\circ - 175^\circ$ , оставляя открытым пространство для прохождения пучка. Помимо кумулятивного детектора схематично изображена часть вершинного трекера, состоящего из пиксельных детекторов, предназначенных для реконструкции треков частиц, летящих вперед с небольшим отклони-



**Рис. 2.** Поддерживающая структура модернизированной внутренней трековой системы эксперимента ALICE [28, 29].



**Рис. 3.** Предварительный проект геометрии детектора для регистрации кумулятивных частиц. 1 – мишень; 2 – три слоя пиксельных детекторов для реконструкции треков заряженных частиц. Радиусы слоев 2,3, 3,1, 3,9 см (соответствует оригинальной конструкции ALICE); 3 – четыре слоя двусторонних стриповых детекторов для дополнительного трекинга и идентификации частиц в области низких энергий, предварительные радиусы слоев 5, 10, 15, 20 см; 4 – четыре пиксельных слоя вершинного детектора. Расстояние до слоев также 5, 10, 15, 20 см; 5, 6 – радиатор и фотодетектор RICH-детектора.

ем от оси пучка. В настоящий момент оптимизацию расположения слоев детектора не проводили, все значения указаны с учетом предварительных расчетов.

Для эффективной реконструкции треков заряженных частиц используются детекторы с высокой гранулярностью – большим количеством элементарных детектирующих устройств на единицу площади. Одними из наиболее подходящих для решения таких задач детекторами являются пиксельные детекторы на основе MAPC с использованием КМОП технологий семейства ALPIDE (ALicePixelDEtector) [21]. Эти детекторы разработаны коллаборацией ALICE в рамках модернизации внутренней трековой системы эксперимента ALICE (ЦЕРН). Пиксельные детекторы семейства ALPIDE могут обеспечить пространственное разрешение треков на уровне 5 мкм, при эффективности регистрации 99,9%. Эффективное время обработки сигнала сенсорами составляет  $\sim 5$  мкс, а уровень шума (число шумовых срабатываний пикселя на событие) – Fake Hit Rate (FHR) – при определенных параметрах front-end электроники пикселя много меньше  $10^{-6}$  срабатываний на событие на пиксель. Модернизированная внутренняя трековая система эксперимента ALICE состоит из

цилиндрических слоев пиксельных детекторов, смонтированных на сверхлегких поддерживающих углепластиковых конструкциях, обеспечивающих рекордную радиационную прозрачность и жидкостное охлаждение (рис. 3) [28, 29]. Использование как минимум трех цилиндрических слоев вокруг мишени совместно с вершинным детектором в передней области обеспечит регистрацию частиц и их корреляций в максимально широком диапазоне углов.

Для идентификации частиц при малых импульсах и дополнительного трекинга предлагается добавить к уже существующим слоям пиксельных детекторов слои стриповых детекторов, как это было реализовано в трековой системе эксперимента ALICE [30]. Эти детекторы обеспечивают идентификацию частиц в импульсном диапазоне до 0,6 ГэВ/с для разделения  $\pi$ -K и 0,9 ГэВ/с для выделения протонов. Предположительно, для трекинга будет достаточно четырех слоев таких детекторов, при этом их суммарная толщина составит порядка 1200 мкм.

При условии, что вероятность рождения кумулятивной частицы в задней полусфере с импульсом выше 4 ГэВ/с крайне мала, а также для достижения максимальной компактности детектора,

наиболее оптимальным вариантом для идентификации кумулятивных частиц является использование Черенковских детекторов кольцевого изображения или RICH-детекторов (Ring Imaging Cherenkov) с жидкостным или аэрогелевым радиатором [31].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе была предложена концепция новой детекторной системы для поиска кумулятивных эффектов в релятивистских столкновениях на фиксированной мишени. Проведено подробное теоретическое изучение различных моделей кумулятивного эффекта, на основании которого был разработан предварительный вариант геометрии трековой системы и основных ее элементов. Предложенный детектор обеспечивает возможность детального изучения кумулятивных процессов, в частности, корреляции кумулятивных частиц с частицами в некумулятивной области, содержащими странные кварки и тяжелые ароматы. Дальнейшая работа над этим проектом будет включать в себя оптимизацию геометрии детектора и дополнительную модификацию элементов предложенной системы в соответствии с результатами моделирования.

Авторы выражают признательность проф. В.В. Вечернину за постоянный интерес к данной работе. Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта № 16-12-10176.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Blokhintsev D.I.* // ZhETF. 1957. V. 33. P. 1295.
2. *Leksin G.A. et al.* // ZhETF. 1957. V. 32. P. 445.
3. *Azhgirej L.S. et al.* // ZhETF. 1957. V. 33. P. 1185.
4. *Балдин А.М.* // Кр. сообщ. по физ. 1971. Т. 1. С. 35.
5. *Балдин А.М.* // ЯФ. 1973. Т. 18. С. 79.
6. *Stavinsky V.S.* // Phys. Elem. Part. Atom. Nucl. 1979. V. 10. № 5. P. 949.
7. *Braun M.A., Vechernin V.V.* // Nucl. Phys. B. 1994. V. 427. P. 614.
8. *Braun M.A., Vechernin V.V.* // Phys. Atom. Nucl. 1997. V. 60. P. 432.
9. *Braun M.A., Vechernin V.V.* // Phys. Atom. Nucl. 2000. V. 63. P. 1831.
10. *Braun M.A., Vechernin V.V.* // Theor. Math. Phys. 2004. V. 139. P. 766.
11. *Frankfurt L.L., Strikman M.I.* // Phys. Lett. B. 1977. V. 93.
12. *Frankfurt L.L., Strikman M.I.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1977. V. 25. P. 625.
13. *Frankfurt L.L., Strikman M. I.* // Phys. Elem. Part. Atom. Nucl. 1980. V. 11. P. 571.
14. *Egiyan K.S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. Art. № 082501.
15. *Frankel S.* // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 38. P. 1338.
16. *Kopeliovich V.B.* // JETP Lett. 1976. V. 23. P. 313.
17. *Браун М.А., Вечернин В.В.* // ЯФ. 1978. Т. 28. С. 1466.
18. *Браун М.А., Вечернин В.В.* // ЯФ. 1986. Т. 43. С. 1579.
19. *Vechernin V.V.* // AIP Conf. Proc. 2016. V. 1701. Art. № 060020.
20. <https://indico.cern.ch/event/640167/contributions/2596546/attachments/1460806/2256337/Vechernin-VD.ppt>.
21. *Bogatskaya I.G., Chiu C.B., Gorenstein M.I., Zinovjev G.M.* // Phys. Rev. C. 1980. V. 22. № 1. P. 209.
22. *Anchishkin D.V., Gorenstein M.I., Zinovjev G.M.* // Phys. Lett. B. 1982. V. 108. № 1. P. 47.
23. *Motornenko A., Gorenstein M.I.* // arXiv:1604.04308. 2016.
24. <https://urqmd.org/>.
25. <https://indico.cern.ch/event/232125/contributions/1541450/>.
26. *Bayukov Y.D., Efremenko V.I., Frankel S. et al.* // Phys. Rev. C. 1979. V. 20. № 2. P. 764.
27. *Ammosov V.V., Antonov N.N., Baldin A.A. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2013. V. 76. P. 1213.
28. *Abelev B. et al.* // J. Phys. G. 2014. V. 41. Art. № 087002
29. *Zherebchevsky V.I., Altsybeeva I.G., Feofilov G.A. et al.* // JINST. 2018. V. 13. Art. № T08003.
30. *Coffin J.* // Nucl. Phys. A. 1999. V. 661. № 1. P. 698.
31. *Lippmann C.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2012. V. 666. P. 148.