



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2013–11

ОЭФ

М.Ю. Боголюбский, А.Ю. Бордановский, А.А. Волков,
Д.К. Елумахов, В.П. Ефремов, А.Ю. Калинин,
А.Н. Криницын, В.И. Крышкин, Н.В. Кулагин,
В.В. Скворцов, В.В. Талов, Л.К. Турчанович

**Образование частиц в переднем направлении
при взаимодействии протонов и ядер с ядрами**

(предложение эксперимента)

Протвино 2013

Аннотация

Боголюбский М.Ю. и др. Образование частиц в переднем направлении при взаимодействии протонов и ядер с ядрами (предложение эксперимента): Препринт ИФВЭ 2013–11. – Протвино, 2013. – 20 с., 12 рис., 6 табл., библиогр.: 34.

Предлагается программа исследования образования частиц в pA - и AA -взаимодействиях в переднем направлении (углы около 0^0) при больших X_F . Процессы вблизи кинематического предела особенно чувствительны к моделям, а некоторые (например, кумулятивные процессы) однозначно могут быть выделены только в области, которая запрещена для pp -взаимодействия.

Abstract

Bogolyubsky M.Yu et al. The production of particles in forward direction at interactions of protons and nuclei with nuclei (proposal of experiment): IHEP Preprint 2013–11. – Protvino, 2013. – p. 20, figs. 12, tables 6, refs.: 34.

The program to study forward production of particles in pA - and AA -interactions is offered for angles about 0^0 at big X_F . The processes not far from kinematic limit are very sensitive to the models, and some of them (for example cumulative processes) can be unambiguously selected only in the region forbidden for pp -interactions.

Введение

Структура ядра активно изучается в течение многих лет. Однако, количество вопросов со временем не уменьшается, что связано со сложностью ядра. Для выделения процессов, которые не характерны для нуклон-нуклонных взаимодействий и, как правило, имеют вероятность на много порядков меньше, обычно выбирается кинематическая область, "запрещённая" для нуклон-нуклонных взаимодействий. Первые такие измерения были проведены еще в работах [1-2]. Так, например, широко используется регистрация частиц, летящих под большими углами, практически назад. Эта область "запрещена" для нуклон-нуклонных взаимодействий, что позволяет в принципе выделять, например, кумулятивный процесс, но энергия частиц очень мала и требуются дополнительные меры по минимизации фона от падающего пучка.

Ускорение ядер ^{12}C на $U70$ открывает новые возможности в этой области физики. Предлагается исследовать AA -взаимодействия в постановке, когда кинематика таких процессов зеркально отражена, т.е. регистрировать частицы, летящие вперёд в запрещённую для нуклон-нуклонных взаимодействий область. Для выделения таких частиц на фоне тривиальных взаимодействий используется канал № 22 [3] как спектрометр, настроенный на определённый импульс.

Измерения образования адронов в pA -взаимодействиях под малыми углами в данном случае являются эталонными для анализа ядро - ядерных взаимодействий.

В первой части предложения рассматриваются технические возможности такого спектрометра и необходимые изменения и дополнения. Во второй части анализируются процессы, которые могут быть исследованы в такой постановке, и оценивается возможная точность измерений.

1. Постановка измерений

Образование частиц с предельно большими x_F имеет малое сечение. Кроме того имеются определённые трудности в выделении этих процессов и надёжной идентификации. Поскольку энергия вторичных частиц близка к энергии падающего пучка, необходимо как можно дальше разнести их в пространстве.

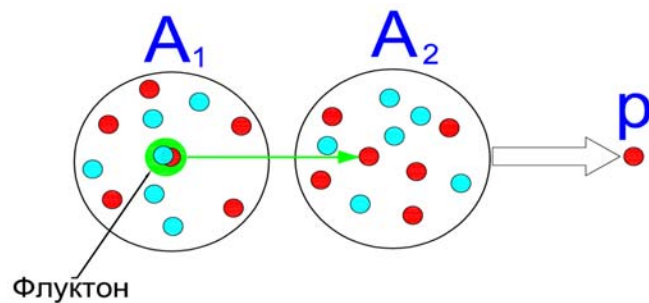


Рис. 1. Схематическое представление кумулятивного процесса в AA -взаимодействиях.

Удачным решением можно считать подход, реализованный в [4], особенно для кумулятивных процессов (см., например, [5-9]). Если определить кумулятивный процесс как взаимодействие флуэтона ядра (рис.1), представляемого в виде образования из нескольких нуклонов [10-11], то при рассеянии ядра пучка с нуклоном ядра мишени область кинематических переменных для разных комбинаций нуклонов будет выглядеть как на рис. 2. Наклонной (красной) линией обозначено направление вылета частиц, соответствующее 90° в с. ц. м., т.е. очень редким процессам, которые планируются исследовать на установке ФОДС [12-16]. В этом случае есть возможность регистрировать частицы, вылетающие в противоположную сторону, и, таким образом, сузить круг моделей, описывающих кумулятивный процесс. Основным недостатком такого метода является бедная статистика из-за очень малых сечений и сложность выделения кумулятивных процессов из фона тривиальных продуктов pp -взаимодействий.

Наиболее распространённым методом является регистрация частиц, вылетающих назад под углами, близкими к 180° . Малые энергии этих частиц и близость к интенсивному падающему пучку затрудняют такие измерения. В данной работе предлагается регистрировать частицы, вылетающие под нулевыми углами, для чего использовать

канал частиц, настроенный на определённый импульс. Налетающее ядро ^{12}C с энергией 20 ГэВ/нуклон падает на ядерную мишень. Два нуклона (флуктон) или один нуклон ядра углерода взаимодействуют с нуклоном ядра мишени, который вылетает под нулевым углом. Импульс его будет 40 ГэВ/с или 20 ГэВ/с соответственно. Выше 40 ГэВ/с нуклоны будут образовываться только в процессе $3N+N$. Таким образом, разделение случаев кумулятивных процессов и "стандартных" под нулевым углом будет максимально.

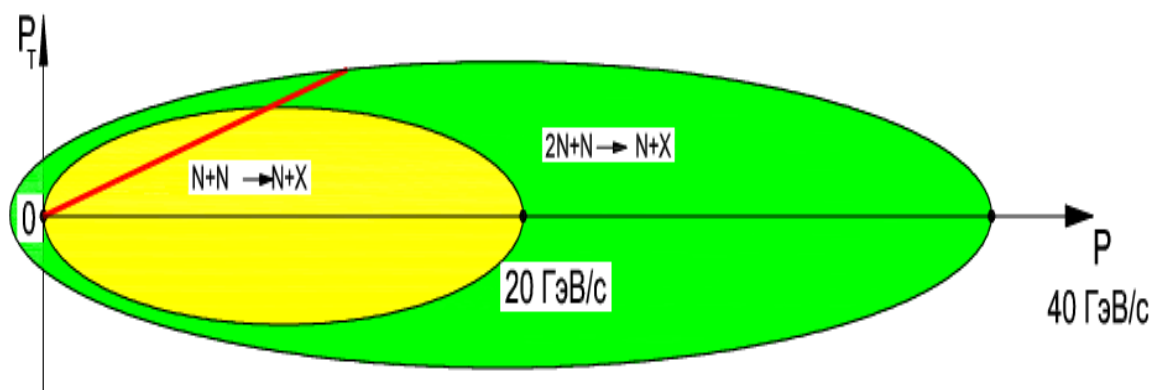


Рис. 2. Эллипсоид импульсов для двух случаев взаимодействия (импульс начального нуклона – 20 ГэВ/с), соответствующих обычному NN-рассеянию и рассеянию флуктона на нуклоне.

2. Измерение интенсивности и положения пучка

На рис. 3 показана схема участка вывода и головная часть канала № 22. Для измерения интенсивности пучка и его положения предполагается использовать монитор на основе микроазорных газовых электронных умножителей, который может работать в диапазоне интенсивности углеродного пучка $10^4 - 10^9$ 1/с. Конструкция монитора показана на рис. 4. Проходящая через монитор частица производит ионизацию в дрейфовом зазоре камеры микромегас. Электроны дрейфуют к усиливающему зазор и на сигнальных ламелях создают сигнал. Полное число отсчётов за цикл будет соответствовать интенсивности пучка. Учитывая длительность сигнала с формирователей (около 150 нс) линейность такого монитора при хорошей равномерности пучка во время сброса будет вплоть до 10^7 частиц/с. При прохождении частицы через вторую камеру – камеру вторичной эмиссии – из высоковольтного электрода будет выбиваться электрон и сигнал

его усиливаться в газовом зазоре (до 10^4). Ионизацией в этой камере можно пренебречь из-за малости зазора. С этой камеры за цикл интенсивности будет измеряться заряд. Таким образом, при интенсивности до 10^7 частиц/с измеряется (калибруется) соотношение между числом прошедших через микромегас частиц и зарядом с камеры вторичной эмиссии. При больших интенсивностях камера вторичной эмиссии будет измерять интенсивность пучка, а камера микромегас (при сниженном напряжении) - распределение интенсивности.

Толщина такого монитора будет около $5 \times 10^{-4} \lambda_{\text{яд}}$ и, видимо, не нужно будет убирать его с пучка. Количество материала оборудования отдела вывода и пучков перед входом в вакуумпровод 22 канала равно $0,0023 \lambda_{\text{яд}}$. Тогда вклад детекторов составит 4,6% от экспериментальной мишени ($0,05 \lambda_{\text{яд}}$).

Канал может быть настроен на импульс частиц в диапазоне 6-70 ГэВ/с с точностью $\Delta p = 1\%$. На входе в канал устанавливается мишень. Настройка магнитной оптики канала меняется с шагом ~ 5 ГэВ/с (для двух полярностей). Вторичные частицы, вылетающие под нулевыми углами (до 7 мрад), захватываются каналом и транспортируются в зону установки ФОДС.

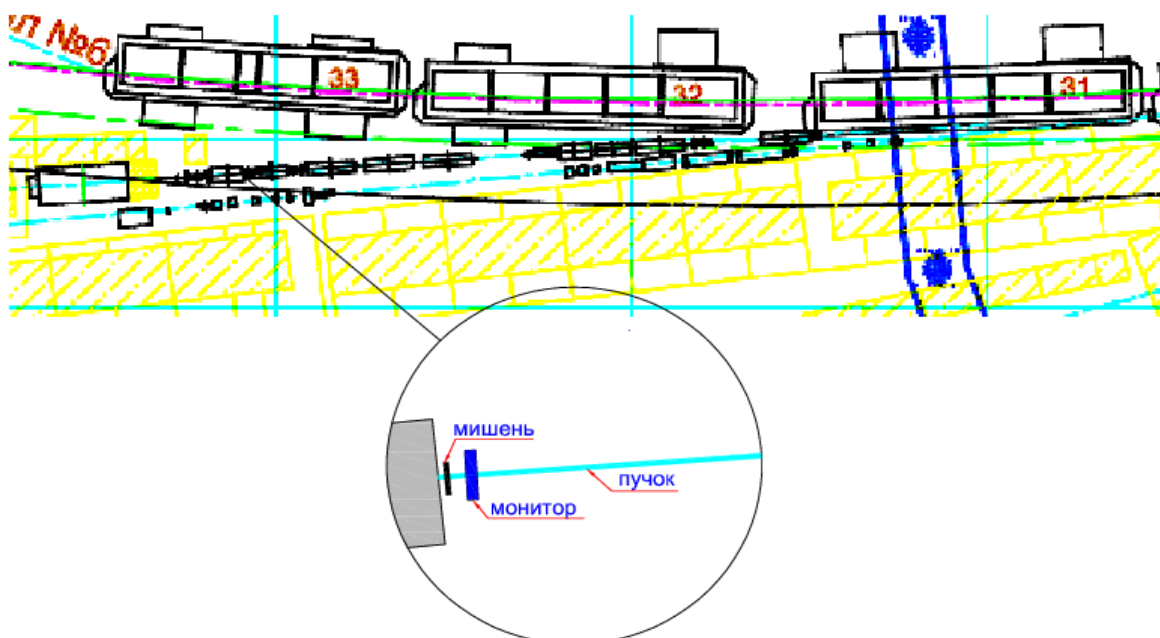


Рис. 3. Схема вывода и начало канала № 22, на входе которого устанавливается мишень и монитор для измерения интенсивности и положения пучка.

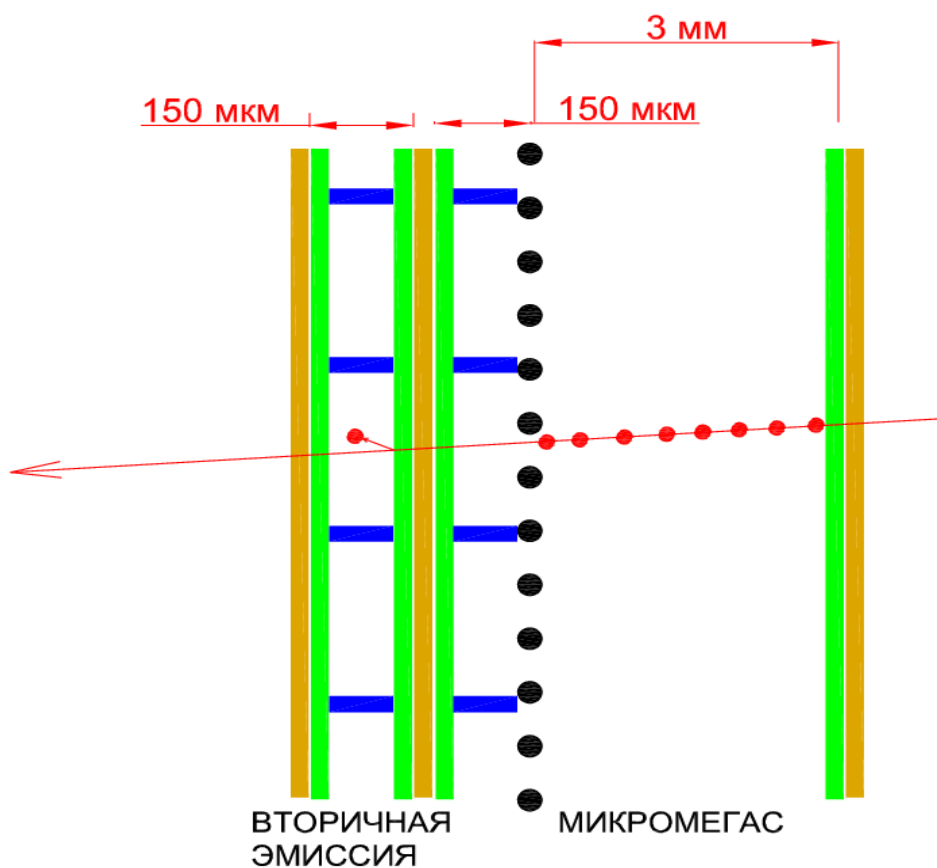


Рис. 4. Схема монитора пучка, состоящего из 2 камер – микромегас и вторичной эмиссии.

Управление мишенью, обеспечение микроззорной камеры газом и напряжением и регистрация информации с камеры будет проводиться из домика № 9 (здание 1БВ) и передаваться по внутренней сети в домик ФОДС (здание 2А).

3. Идентификация частиц

3.1. Идентификация адронов

Заряженные адроны в диапазоне импульсов 6-70 ГэВ/с идентифицируются пороговыми черенковскими счётчиками, как показано на рис. 5. Для разделения π^\pm , K^\pm , протонов и антипротонов во всём диапазоне импульсов будут измеряться амплитуды импульсов и, возможно, будет изменяться давление газа.

3.2. Идентификация ядерных фрагментов

При взаимодействии с мишенью ядра ^{12}C будут фрагментироваться. Идентифицировать фрагменты можно по соотношению между импульсом частицы, её энерговыделением в адронном калориметре и ионизационными потерями ($\sim z^2$) в сцинтилляционных счётчиках S_1 и S_2 (см. рис. 4). Использование нескольких сцинтилляционных счётчиков позволит перекрыть весь амплитудный диапазон.

Возможность адронного калориметра в разделении фрагментов показана на рис. 6, где приведено нормированное распределение амплитуд импульсов с адронного калориметра [12] для ядер ^{12}C и ^{11}C с энергией 30 ГэВ/нуклон. Энергетическое разрешение калориметра соответствует измеренному значению.

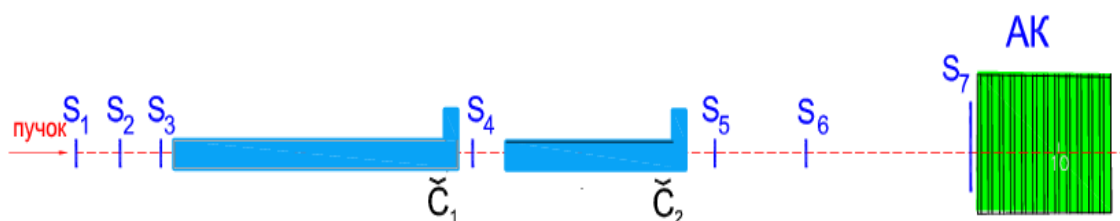


Рис. 5. Положение установки для измерения кумулятивных процессов. S_i – сцинтилляционные счётчики, \check{C}_i – черенковские счётчики, АК – адронный калориметр.

В апрельском сеансе 2012 г. изучались характеристики выведенного пучка углерода на канале № 22 с использованием части оборудования установки ФОДС – системы сцинтилляционных счётчиков, калориметра, системы мониторинга и системы сбора данных. Счётчики и калориметр предварительно облучались пучком протонов с импульсом 50 ГэВ/с для калибровки.

Канал № 22 был настроен на импульс протонов 50 ГэВ/с, что соответствует импульсу 25 ГэВ/с на нуклон для ядер ^{12}C и других ядер с равным числом ($A/Z=2$) протонов и нейтронов – D, ^4He , ^6Li , ^{10}B . Амплитудный спектр с адронного калориметра при выводе углеродного пучка показан на рис. 8, где хорошо видны пики с энергией 300 ГэВ (12 нуклонов по 25 ГэВ: ^{12}C), 100 ГэВ (^4He) и 50 ГэВ (D). Спектр со сцинтилляционного счётчика приведен на рис. 7. Согласно калибровке на протонах, первый пик после пьедестала соответствует частице с зарядом 1 и второй пик – частице с зарядом 2, что согласуется с D и ^4He . Амплитудное распределение для углерода не попало в гистограмму, его максимум должен находиться в 9250 канале. Фрагменты D и ^4He

образуются в веществе оборудования системы вывода, находящемся перед входом в канал № 22 (септумы, пучковые мониторы, фланцы и воздух).

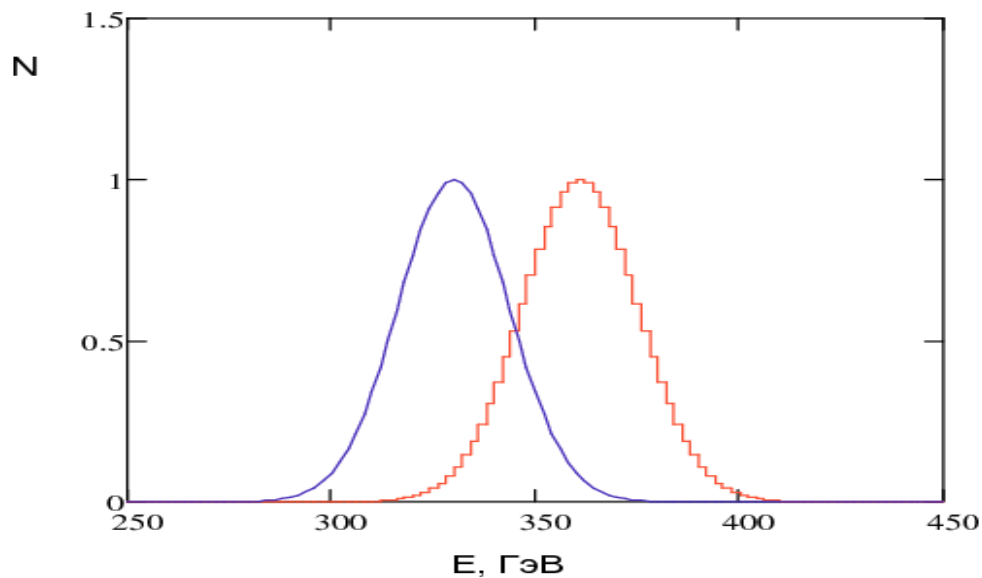


Рис. 6. Нормированное распределение амплитуд импульсов с адронного калориметра для ядер ^{12}C (правая гистограмма) и ^{11}C (левая гистограмма) с энергией 30 ГэВ/нуклон.

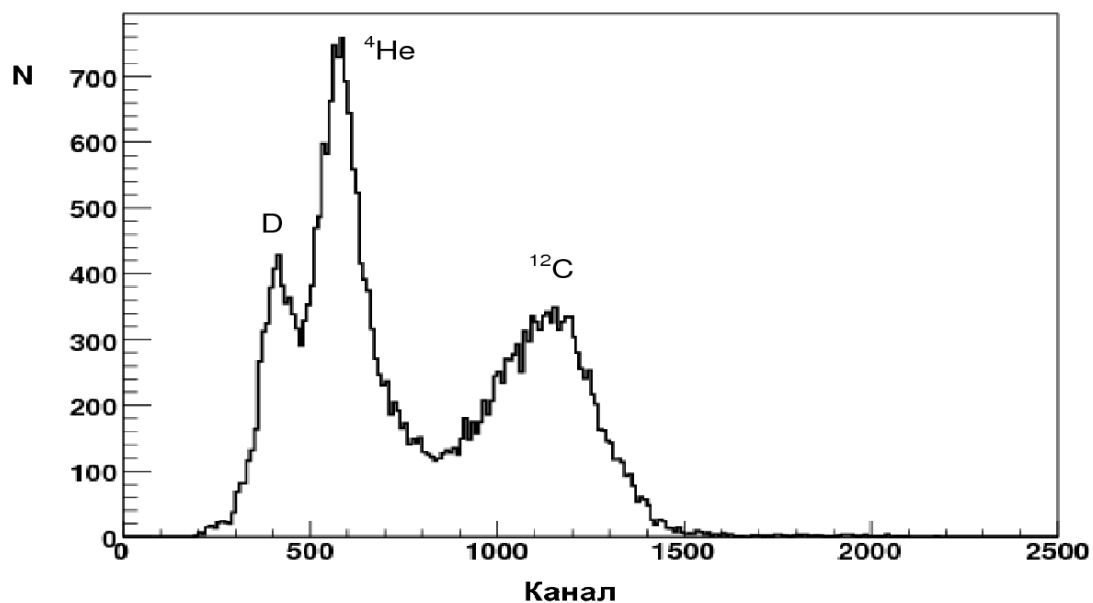


Рис. 7. Амплитудный спектр с адронного калориметра. Пучок – ^{12}C .

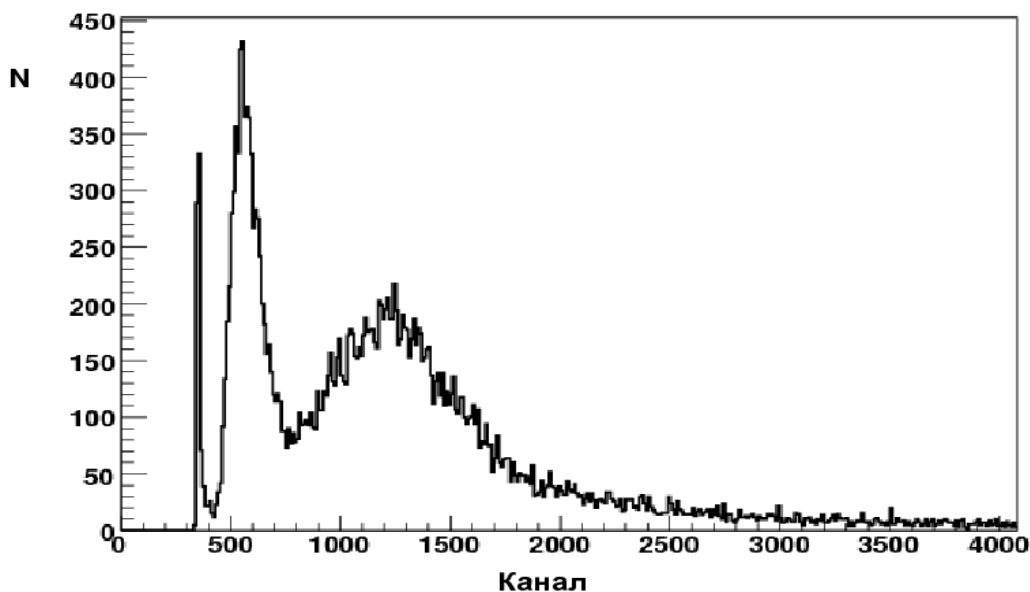


Рис. 8. Амплитудный спектр сцинтилляционного счётчика.

4. Экспериментальная программа

Программа включает измерения с протонным пучком с импульсом 20 ГэВ/с и углеродным пучком с импульсом 20 ГэВ/с на нуклон при двух полярностях элементов канала № 22. Программа методически разбивается на две части: 1) образование заряженных адронов с большими x_F и кумулятивных частиц в "обратной" кинематике (при положительной и отрицательной полярности канала) и 2) образование ядерных фрагментов (при положительной полярности).

4.1. Кумулятивные процессы

Рассмотрим два взаимодействующих ядра (A_1 и A_2), предполагая, что только часть нуклонов этих ядер взаимодействует. Обозначим эти части как X_1 и X_2 . Тогда сечение взаимодействия запишется в виде [17-19]

$$\forall d^3\sigma/dP^3 = C_1 A_1^{\alpha} A_2^{\beta} \exp(-\Pi/C_2),$$

где $a = (1 + A_1 X_1)/3$, $b = (1 + A_2 X_2)/3$, $C_1 = 19000 \text{ мб ГэВ}^{-2} \text{ ср}^{-1}$ и $C_2 = 0,125 \pm 0,002$.

Величина Π определяется как минимальная энергия кумулятивного процесса $s_{\min}^{1/2}$, разделенная на удвоенную массу нуклона m_N

$$\Pi = \frac{s_{\min}^{1/2}}{2 \cdot m_N}$$

Для s_{\min} справедливо выражение

$$s_{\min} = \min [X_1^2 M_1^2 + X_2^2 M_2^2 + 2 X_1 X_2 (P_1 P_2)] ,$$

где M_1, M_2 – массы ядер, а P_1, P_2 – их 4-импульсы.

На рис. 9 показана зависимость сечения этого процесса от продольного импульса. В соответствии с выражением для сечения зависимость имеет экспоненциальный характер. На основании представленного графика оценки выхода протонов под нулевым углом при $p=40 \text{ ГэВ/с}$ дают величину около $4 \cdot 10^5 \text{ 1/цикл}$ с учетом акцептанса канала 22 при интенсивности пучка $3 \cdot 10^9 \text{ 1/цикл}$. Данная оценка, примерно, в сто раз превышает фон, ожидаемый на основании моделирования, за счет каналов фрагментации пучковых ядер и эффекта перерасеяния нуклонов в процессе взаимодействия. При импульсе $p=60 \text{ ГэВ/с}$ аналогичные рассмотрения дают для выхода протонов меньшую величину в районе 250 1/цикл.

4.2. Образование фрагментов

Измерения, выполненные при энергии 1 и 2 А ГэВ [4], показывают, что сечение образования фрагментов слабо зависит от энергии пучка. Конечно, было бы важно сравнить эти данные с результатами, полученными при более высоких энергиях. Такие данные представляют и практический интерес для планирования экспериментов на ионных (стабильных и радиоактивных) пучках. Кроме того, при изучении выхода адронов ядерные фрагменты будут фоновым процессом, ограничивающим точность измерения сечения образования элементарных частиц.

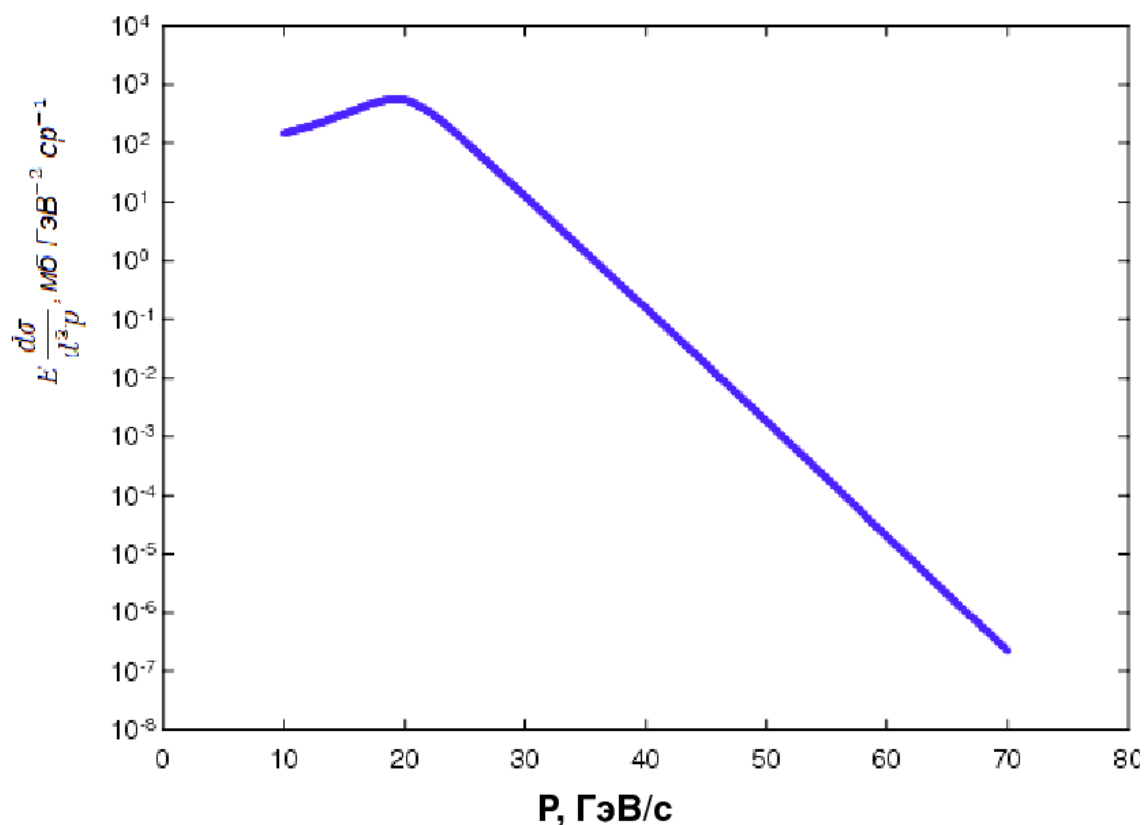


Рис. 9. Зависимость сечения реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow \text{p} + \text{X}$ при энергии 20 ГэВ/нуклон ($2N+N \rightarrow N+X$, где $2N$ – флуиктон) от продольного импульса вторичного протона P .

В табл. 1 приведены данные, полученные в [4] при энергии пучка углерода $E = 2 \text{ А ГэВ}$. Для нашей энергии $E = 24 \text{ А ГэВ}$ оценки выходов частиц и ядерных фрагментов сделаны методом Монте-Карло. Результаты представлены в табл. 2–6 в виде зависимости от жесткости P при интенсивности углеродного пучка $3 \cdot 10^9$ 1/цикл и протонного 10^{11} 1/цикл. Видно, что из ядерных фрагментов наибольшим выходом N_p обладают ^4He ($N_p = 5.37 \cdot 10^7$ 1/цикл при $P = 50$ ГэВ/с) и ^{11}B ($N_p = 5.05 \cdot 10^7$ 1/цикл при $P = 53$ ГэВ/с), а наименьшим – ^8He ($N_p = 2.91 \cdot 10^3$ 1/цикл при $P = 70$ ГэВ/с). При импульсе канала 70 ГэВ/с измерения адронов будут бесфоновыми. Фон слегка увеличивается при импульсе 60 ГэВ/с и заметно возрастёт при импульсе 40 ГэВ/с, что может несколько затруднить изучение реакции $2N+N \rightarrow N+X$ на фоне образования D . Отсутствие фрагментов с $Z=1$ и жёсткостью 70 ГэВ/с (за исключением ^3H) позволит зарегистрировать кумулятивные частицы, если они образуются при таких импульсах.

На рис. 10 показан амплитудный спектр с адронного калориметра при установке на канале № 22 импульса 60 ГэВ/с, полученное в апрельском сеансе 2012 г. Амплитудное распределение со сцинтилляционного счётчика S соответствует частице с зарядом 3, а энергосодержание в адронном калориметре (~175 ГэВ) соответствует 7 нуклонам, что указывает на фрагмент ${}^7\text{Li}$.

На рис. 11 показано распределение амплитуд импульсов со сцинтилляционного счётчика при условии, что амплитуда импульсов с адронного калориметра лежит в диапазоне, отмеченным стрелками на рис. 10. Число частиц под пиком, который соответствует минимально ионизирующей частице (заряд – единица), равно 197. Полное число событий в гистограмме равно 26516. Набранная статистика соответствует 32 циклам. Скорость набора информации можно считать хорошей, учитывая, что эффективная толщина мишени (элементы детекторов вывода и 22 канала) была очень мала.

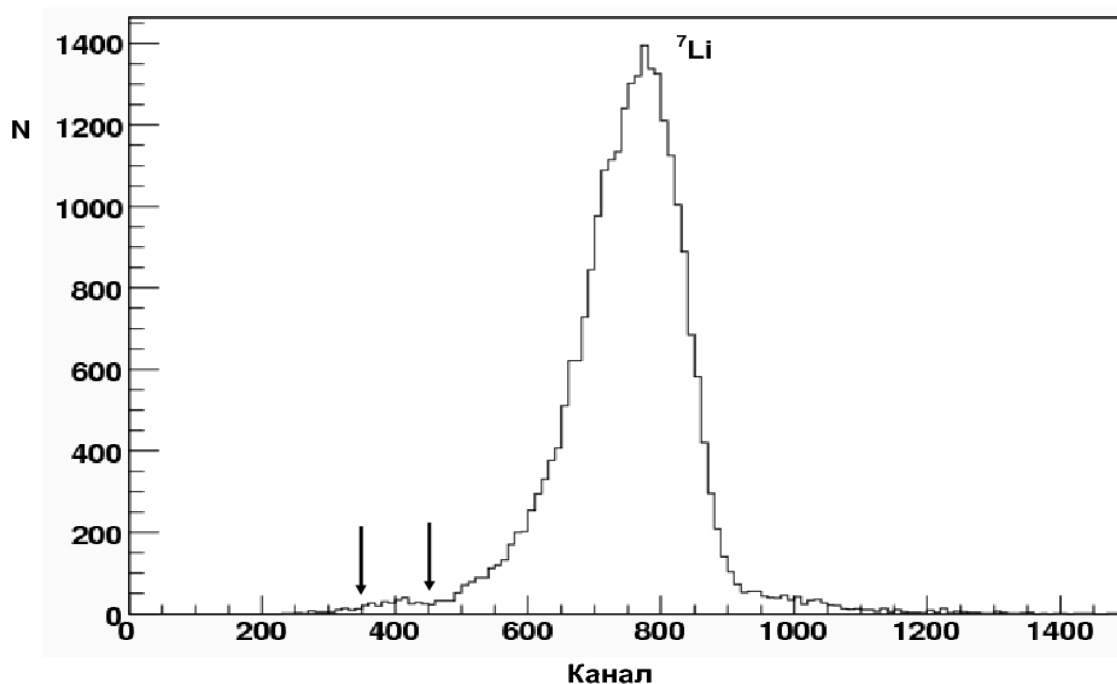


Рис. 10. Амплитудное распределение сигналов с адронного калориметра при настройке канала № 22 на 60 ГэВ/с.

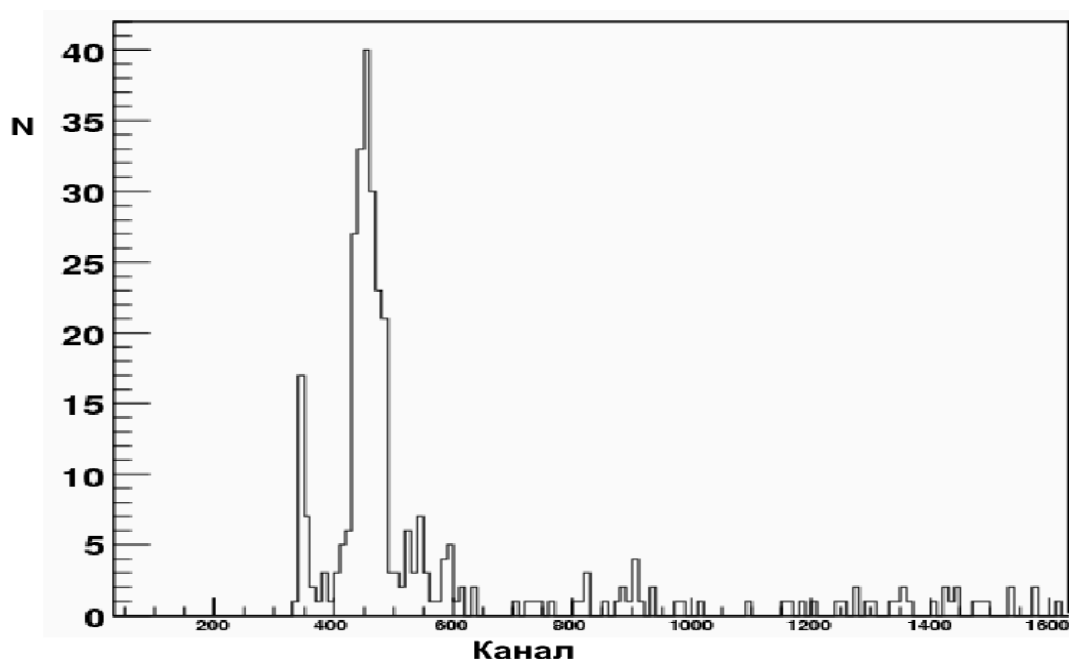


Рис. 11. Амплитудное распределение сигналов со сцинтилляционного счётчика при настройке канала № 22 на импульс 60 ГэВ/с и условии, что амплитуда импульса адронного калориметра лежит в диапазоне, указанном на рис. 10 стрелками.

5. Время измерения на пучке

Диапазон импульсов разбит на следующее количество интервалов: $(70-6)/5 \approx 13$. Измерения проводятся на трех мишенях (C, Al и W) при двух полярностях и на двух пучках – p и ^{12}C . Итого, 156 экспозиций. Каждая экспозиция занимает ~ 5 часов. Полное время измерения – 780 часов = 32 суток. Измерения на протонах могут быть выполнены при выводе пучка кристаллом (параллельно с работой 24-го канала). Для измерений на углеродном пучке потребуется около 16 суток монополюсного использования ускорителя.

6. Моделирование

Моделирование проводилось в среде виртуального Монте-Карло пакета ROOT (ЦЕРН) [20], в которую интегрированы программы GEANT3 [21] и GEANT4 [22]. Трассировки треков через магнитные элементы канала 22 осуществлялось программой ch22 [23], написанной в рамках рассматриваемой программной среды и модифицированной нами для целей данной работы. Учитываются все элементы канала 22 и их

взаимное расположение, включая 3 дипольных магнита, 10 квадрупольей, коллиматоры, а также вещество канала: 5 метров воздуха и железные мембраны вакуумных ионопроводов общей толщиной 200 мкм.

Полученные результаты моделирования соответствуют следующим условиям:

- а) начальный пучок протонов или ядер ^{12}C с энергией 24 А ГэВ, разброс импульса $\pm 0.5\%$, угловой разброс относительно оси входа в канал – 0.5 мрад;
- б) мишень – ^{12}C на входе в канал 22, ее толщина 3 г/см² (0.07 рад. длины, 87 % пучка проходит через мишень без взаимодействия).

Для моделирования реакций использовались следующие программные генераторы:

а) Генератор `urqmd` [24-26] адрон-ядерных и ядерно-ядерных взаимодействий, основанный на ультррелятивистской квантовой молекулярной динамике в рамках теории цветных струн. Он работает в пространстве прицельного параметра, и пользователь задаёт при запуске генератора установочную величину максимального значения прицельного параметра, которая несколько превышает суммарный поперечный размер сталкивающихся объектов. Модель включает фрагментацию и учитывает перерасеяние нуклонов в процессе взаимодействия. Оба указанных эффекта вызывают затягивание спектров частиц в кумулятивные области кинематических переменных и рассматриваются для оценки фона в эксперименте по поиску флуктона. Модель `urqmd` позволяет оценить как выходы ядерных фрагментов так и частиц: нуклонов, P -, K -мезонов и др, и с этой целью уже использовалась в экспериментах при исследовании ядерно-ядерных взаимодействий [26].

б) Электромагнитный фрагментационный генератор, в качестве которого взят модифицированный нами вариант из работы [23], основанный на модели [27-29] электромагнитной фрагментации ядра в потоке эквивалентных фотонов. Всего в генераторе учтено 17 каналов фрагментации ядра ^{12}C , взятых из эксперимента, см. табл. 1. Экспериментальные данные [4, 31] использовались для настройки генератора выбором веса для каждого канала, пропорциональным измеренным полным сечениям фрагментации в данный канал.

Полное сечение углерод-углеродного взаимодействия σ_t фиксировалось как $\sigma_t = 4\pi R^2 + \sigma_f = 896.5$ мб, где R – радиус ядра углерода, $\sigma_f = 231.4$ мб – сечение фрагментации [31]. Вероятности быть событию смоделированным электромагнитным фрагментационным генератором или *uqmd*-генератором определяются, соответственно, величинами $p_1 = 231.4 / 896.5 = 0.258$ и $p_2 = 1 - p_1 = 0.742$.

Для полного сечение протон-углеродного взаимодействия использовался пересчет экспериментальных данных по протон-протонному полному сечению σ_{pp} (см., например, [32-33]) по формуле

$$\sigma_t = \sigma_{pp} * A^\alpha$$

с подобранным нами параметром $\alpha=0.835$.

Наконец, отметим, что часть вторичных рожденных нуклидов сильно нестабильна и распадается за характерные времена меньше, чем 10^{-16} с. К таковым относятся полностью нейтронные и протонные нуклиды с $A>1$, а также ряд нейтронно-избыточных и протонно-избыточных ядер, таких как ^4H , ^5H , ^6H , ^7H , ^5He , ^7He , ^9He , ^{10}He , ^4Li , ^5Li , ^{10}Li , ^{11}Li , ^5Be , ^6Be , ^8Be , ^7B , ^9B , ^8C , ^{10}N , ^{11}N , ^{12}O и др. Распад перечисленных ядер осуществлялся в соответствии с имеющимися данными по модам распада и их вероятностям (см., например, [30]) за счет процессов развала или нейтронной/протонной радиоактивности.

Вычисленные оценки выходов частиц в конце канала 22 в зависимости от его жесткости, а также сечений рождения ядерных фрагментов в углерод-углеродном рассеянии при 24 А ГэВ/с и протон-углеродном рассеянии при 24 ГэВ/с представлены в табл. 2-6.

В работе [34] измерены сечения образования заряженных адронов в pA – взаимодействиях при энергии 67 ГэВ в переднем направлении. Для проверки достоверности вычисленных результатов моделировался процесс рассеяния протона с импульсом 67 ГэВ/с на тонкой алюминиевой мишени (длина 3.7 см). Рассматривались сечения рождения заряженных π^{+-} -мезонов и протонов для полярного угла их вылета 4 мрад, отсчитываемого от направления распространения пучковой частицы. Указанные условия соответствуют имеющимся экспериментальным данным из работы [34]. Результаты вычисления сечений для π^{+-} -мезонов и протонов в зависимости от импульса вторичной

частицы представлены на рис. 12. Сравнение с экспериментальными распределениями из работы [34] показывает вполне хорошее совпадение модели с экспериментом.

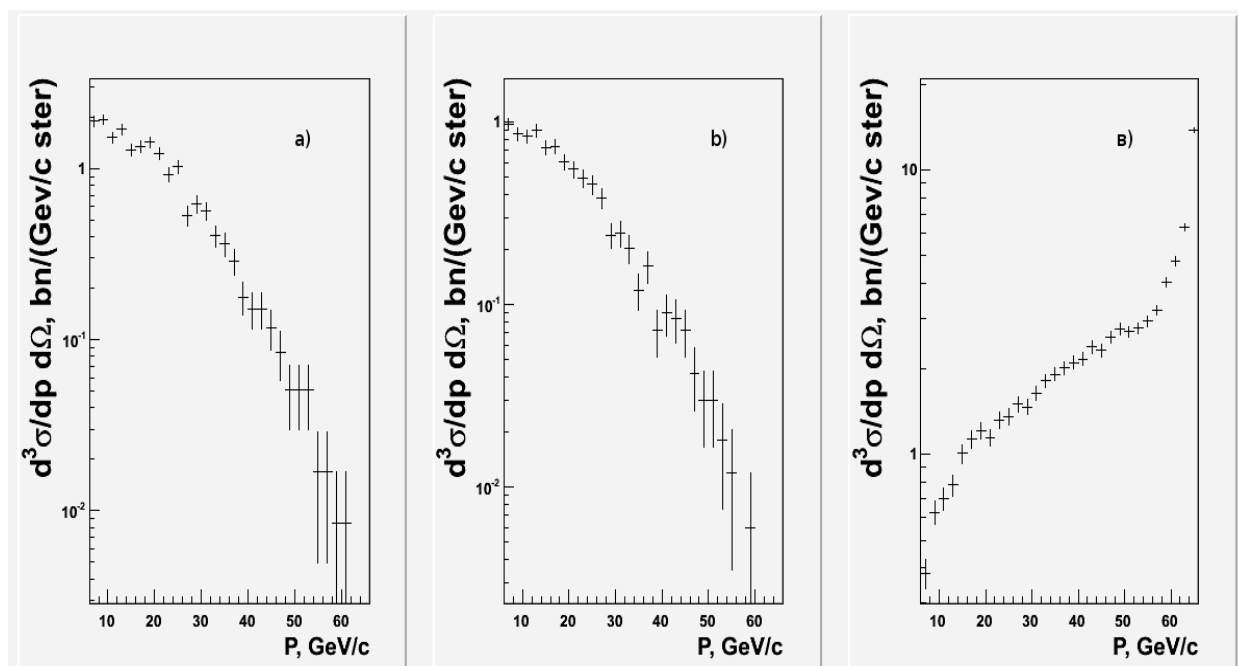


Рис. 12. Вычисленные дифференциальные сечения $d^3\sigma/dp d\Omega$ [бн (ГэВ/с) $^{-1}$ ср $^{-1}$] рождения π^+ - (а), π^- -мезонов (б) и протонов (в) в зависимости от их импульса P при рассеянии протона на тонкой алюминиевой мишени (толщина 3.7 см) при 67 ГэВ/с для полярного угла вылета вторичных частиц 4 мрад, отсчитываемого от направления распространения пучка.

Таблица 1. Каналы фрагментации ядра ^{12}C .

Номер канала	Канал	Вес канала (%)
1	$^{11}\text{C} + n$	22.67
2	$^{10}\text{C} + 2n$	1.06
3	$^9\text{C} + 3n$	0.12
4	$^{11}\text{B} + p$	27.4
5	$^{10}\text{B} + d$	18.4
6	$^8\text{B} + ^3\text{H} + n$	0.84
7	$^{10}\text{Be} + 2p$	2.97
8	$^9\text{Be} + ^3\text{He}$	5.00
9	$^7\text{Be} + ^5\text{He}$	5.96
10	$^9\text{Li} + 3p$	0.30
11	$^8\text{Li} + ^4\text{Li}$	1.40
12	$^7\text{Li} + ^3\text{He} + d$	4.05
13	$2\ ^6\text{Li}$	2.06
14	$^8\text{He} + 4p$	0.03
15	$^6\text{He} + 2\ ^3\text{He}$	1.21
16	$3\ ^4\text{He}$	3.91
17	$^9\text{B} + ^3\text{H}$	2.50

Таблица 2. Вычисленные оценки сечений рождения σ ядерных фрагментов в углерод-углеродном рассеянии при 24 А ГэВ/с, а также их выходов N_p в конце канала 22 за один цикл ускорителя в зависимости от магнитной жесткости канала Р (если сечение изменяется после распадов нестабильных нуклидов с временами жизни менее 10^{-16} с, то новое значение указывается через знак наклонной черты, в круглых скобках приведены для сравнения результаты измерений при 2 А ГэВ/с [4], квадратные скобки содержат величины из подборки экспериментальных данных при низких энергиях [31], нестабильные нуклиды отмечены звездочкой). В расчетах интенсивность пучка принималась $3 \cdot 10^9$ 1/цикл, толщина мишени - 3 г/см². Замечание: канал 22 нельзя настраивать на жесткость Р=40 ГэВ/с для предотвращения попадания пучка углерода в здание 2А.

Номер	Z	A	Ядро	Р, ГэВ/с	σ , мбн	N_p , 1/цикл
1	2	3	³ He	35	36.4 / 127 (12) [5]	2.41e+07
2*	6	9	⁹ C	35	9.28/ 11.6 (934) [0.2]	4.17e+06
3*	6	10	¹⁰ C	40	25.1 / 30 (4.16) [2]	1.26e+07
4*	4	7	⁷ Be	43	26.3 (18.6) [12]	7.33e+06
5*	7	12	¹² N	43	7.86	3.46e+06
6*	6	11	¹¹ C	45	108 (46.5) [53]	4.52e+07
7	1	2	d	50	132 / 225 (314)	2.75e+07
8	2	4	⁴ He	50	83.5/ 170 (173) [50]	5.37e+07
9	3	6	⁶ Li	50	23.3 [4]	5.39e+06
10	5	10	¹⁰ B	50	71.3 (24.1) [38]	2.76e+07
11	6	12	¹² C	50	106	4.73e+07
12	5	11	¹¹ B	53	122 (52.6) [70]	5.05e+07
13	3	7	⁷ Li	55	22.6 (21.9) [7]	6.32e+06
14	4	9	⁹ Be	55	34.6 (18.6) [10]	1.31e+07
15*	4	10	¹⁰ Be	60	26.8 (5.81) [10]	1.11e+07
16*	5	12	¹² B	60	7.34 (194)	3.24e+06
17*	3	8	⁸ Li	65	16.5/21.9 (2.10) [2.4]	7.90e+06
18	4	11	¹¹ Be	65	4.72/4.69	1.96e+06
19*	1	3	³ H	70	31.8 / 72.8 (119) [5]	6.39e+06
20*	2	6	⁶ He	70	12.4 / 19.3 (30.9) [2]	4.52e+06
22*	3	9	⁸ He	70	3.02 / 3.91 (9.51) [0.035]	2.91e+03
23*	3	9	⁹ Li	70	8.77 / 5.51 (9.51) [0.5]	1.86e+06
24*	4	12	¹² Be	70	0.181	6.85e+04

Таблица 3. Вычисленные оценки выходов N_p в конце канала 22 протонов, заряженных π^+ - и K^+ -мезонов за один цикл ускорителя в углерод-углеродном рассеянии при 24 А ГэВ/с в зависимости от магнитной жесткости канала Р (выходы частиц простираются в область энергий $E > 25$ ГэВ за счет каналов фрагментации углерода и учета эффекта перерассеяния в модели urqmd). Интенсивность пучка составляет $3 \cdot 10^9$ 1/цикл, толщина мишени равна 3 г/см^2 .

Номер	Р, ГэВ/с	протоны	π -мезоны	K -мезоны
1	6	5.39e+04	8.60e+04	8.98e+02
2	8	8.19e+04	1.37e+05	2.37e+03
3	10	1.49e+05	1.76e+05	2.61e+03
4	12	2.21e+05	1.25e+05	2.46e+03
5	15	2.35e+05	8.02e+04	2.23e+03
6	18	3.66e+05	6.87e+04	2.84e+03
7	20	1.09e+06	6.06e+04	2.06e+03
8	22	5.77e+06	6.37e+04	2.47e+03
9	24	1.63e+07	1.46e+05	4.60e+03
10	25	1.43e+07	1.30e+05	5.24e+03
11	26	1.40e+07	1.22e+05	8.74e+03
12	28	6.46e+06	6.53e+04	3.59e+03
13	30	1.26e+06	2.74e+04	1.79e+03
14	32	5.66e+05	1.52e+04	7.28e+02
15	35	2.52e+05	1.23e+04	0
16	40	1.55e+05	3.72e+03	0
17	43	1.37e+05	2.01e+03	0
18	44	1.32e+05	1.93e+03	0
19	45	1.21e+05	1.82e+03	0
20	47	1.09e+05	1.71e+03	0
21	48	9.66e+04	1.59e+03	0
22	48	8.70e+04	1.46e+03	0
23	50	7.33e+04	1.35e+03	0
24	52	6.28e+04	1.03e+03	0
25	53	5.20e+04	6.75e+02	0
26	55	4.60e+04	0	0
27	60	2.70e+04	0	0
28	65	2.26e+04	0	0
29	70	1.72e+04	0	0

Таблица 4. Вычисленные оценки выходов N_p в конце канала 22 протонов, заряженных π^+ - и K^+ -мезонов за один цикл ускорителя в протон-углеродном рассеянии при 24 ГэВ/с в зависимости от магнитной жесткости R канала. Интенсивность пучка составляет 10^{11} 1/цикл, толщина мишени равна 3 г/см^2 .

номер	R , ГэВ/с	протоны	π -мезоны	K -мезоны
1	6	9.72e+05	2.56e+05	0
2	8	1.27e+06	3.17e+05	1.32e+04
3	10	1.89e+06	3.73e+05	1.12e+04
4	12	3.54e+06	3.05e+05	1.24e+04
5	15	5.52e+06	2.87e+05	1.41e+04
6	18	7.29e+06	2.43e+05	2.33e+04
7	20	1.13e+07	3.12e+05	4.92e+04
8	22	2.68e+07	4.08e+05	6.03e+04
9	24	5.28e+07	5.28e+05	7.60e+04
10	25	4.60e+07	5.28e+05	3.41e+04
11	26	2.66e+07	3.36e+05	1.79e+04
12	28	2.83e+06	7.20e+04	0
13	30	4.76e+04	0	0
14	31-70	0	0	0

Таблица 5. Вычисленные оценки выходов N_p в конце канала 22 протонов, заряженных π^+ - мезонов (протоны, антипротоны и K^+ -мезоны отсутствуют) за один цикл ускорителя в углерод-углеродном рассеянии (2) при 24 А ГэВ/с в зависимости от магнитной жесткости канала R , настроенного на выделение антипротонов. Интенсивность пучка составляет $3 \cdot 10^9$ 1/цикл, толщина мишени равна 3 г/см^2 .

Номер	R , ГэВ/с	π -мезоны
1	6	1.02e+05
2	8	1.53e+05
3	12	1.37e+05
4	15	5.39e+04
5	18	3.21e+04
6	20	2.19e+04
7	22	2.04e+04
8	24	1.02e+04
9	25	7.37e+03
10	26	4.28e+03
11	28	2.02e+03
12	30	1.17e+03
13	31-70	0

Таблица 6. Вычисленные оценки выходов N_p в конце канала 22 протонов, заряженных π^+ -мезонов (протоны, антипротоны и K^+ -мезоны отсутствуют) за один цикл ускорителя в протон-углеродном рассеянии (1) при 24 А ГэВ/с в зависимости от магнитной жесткости канала P , настроенного на выделение антипротонов. Интенсивность пучка составляет 10^{11} 1/цикл, толщина мишени равна 3 г/см².

Номер	P , ГэВ/с	π^- -мезоны
1	6	1.53e+05
2	8	2.99e+05
3	10	1.96e+05
4	12	1.94e+05
5	15	1.45e+05
6	18	2.4e+04
7	20	4.3e+03
8	21-70	0

Заключение

Оценки показывают, что

- измерение кумулятивных процессов при больших X_F в "обратной" кинематике в предложенной постановке может обеспечить исследование этих процессов с высокой статистической точностью до предельно больших X_F ;
- параллельно с измерением кумулятивных процессов будет измерен выход фрагментов углерода.

Реализация программы не требует больших материальных затрат для создания дополнительной аппаратуры.

Список литературы

- [1] Лексин Т.А. ЖЭТФ, 1975, Т.32, вып.3, с.445.
- [2] Ажгирей Л.С., Взоров И.К., Зрелов В.П. и др. ЖЭТФ, 1957, Т.33, вып.5(11), с.1185.
- [3] А.Г. Афонин, Н.А. Галяев, В.Н. Гресь и др. Препринт ИФВЭ 90-38, Протвино, 1990.
- [4] P. J. Lindstrom, D. E. Greiner, H. N. Heckman et al. Preprint LBL-3650.
- [5] L. Anderson, W. Bruckner, E. Moeller et al. Phys. Rev. C28, №3 (1983) 1224.
- [6] В.К. Лукьянов, А. И. Титов. Ядерные реакции с большой передачей импульса и гипотеза флуктонов в ядрах. ЭЧАЯ, 1979, т.10, вып. 4.
- [7] A.V.Efremov. Nuclear structure functions and cumulative processes. arXiv:hep-ph/9710411
- [8] Г.А.Лексин. Пути исследования ядерного вещества в условиях, характерных для его перехода в кварк-глюонную плазму. Ядерная физика, 2002, т. 65б, №11, с. 2042.

- [9] А.А. Балдин, Я.А. Бердников, А.И. Берлёв и др. Программа корреляционных исследований при взаимодействии адронов и ядер при больших x_T . Препринт ИФВЭ 2011-32, ОЭФ.
- [10] Д. И. Блохинцев. ЖЭТФ 33, с. 1295 (1957).
- [11] A.V.Efremov, A.B. Kaidalov, V.T. Kim et al. Cumulative hadron production in quark models of flucton fragmentation. E2-87-355. JINR.
- [12] А.А. Волков, А.Ю. Калинин, А.В. Кораблёв и др. Адронные калориметры установки ФОДС. arXiv 0912.4382, ПТЭ, 2010, т. 3, с. 1.
- [13] V.V. Abramov, A.V. Alekseev, B.Yu. Baldin et al. Nucl. instr. and methods, A235(1985) 497.
- [14] E. Moeller, L. Anderson, W. Brückner et al. Phys. Rev. 28 (1983) 1246.
- [15] Абрамов В.В. и др. ПТЭ. т. 6, с. 75, 1992.
- [16] А.А. Волков, В.П. Ефремов, Н.С. Иванова и др. Мониторы интенсивного пучка установки ФОДС. Препринт ИФВЭ 2011-12, ОЭФ/ОЭА. ПТЭ, 2011, т. 2, с. 22.
- [17] В. С. Ставинский, Краткие сообщения ОИЯИ № 18-86, с.5, Дубна, 1986.
- [18] А.А. Балдин. Ядерная физика, 1993, т. 56, №3, с. 174.
- [19] S.S. Shimanskiy. Cumulative processes. arXiv:nucl-ex/0604014.
- [20] <http://root.cern.ch>
- [21] <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/>
- [22] <http://geant4.cern.ch/support/userdocuments.shtml>
- [23] С.В. Евдокимов, дипломная работа, физический факультет МГУ, Москва, 2012.
- [24] <http://urqmd.org>
- [25] [S. A. Bass, M. Belkacem, M. Bleicher at al., Prog. Part. Nucl. Phys. 41 \(1998\) 225-370;](#) ArHiv: nucl-th/9803035v2, 19 March 1998, revised August 1, 2011.
- [26] M. Bleicher, E. Zabrodin, C. Spieles et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.. 25 (1999), p. 1859-1896; hep-ph/9909407.
- [27] V.M. Budneev et al., Phys.Rep. 15C (1975), p.181-282.
- [28] G. Baur et al., Phys.Rep. 364(2002), p. 359-450.
- [29] В.Б. Берестецкий, Е.М. Лифшиц и Л.П. Питаевский, Квантовая электродинамика, Москва, Наука, 1989.
- [30] http://ru.wikipedia.org/wiki/Изотопы_гелия
- [31] А.М.Зайцев, http://www.ihep.su/ihep/doc_seminar/NSC-08/081223/Zaitsev.ppt
- [32] <http://www.inp.nsk.su/pdg/2009/hadronic-xsections/hadron.html>
- [33] The TOTEMCollaboration: G. Antchev, P. Aspell, I. Atanassov, V. Avati et al., *EPL* **96** 21002 (7pp); doi:10.1209/0295-5075/96/21002; <http://iopscience.iop.org/0295-5075/96/2/21002/fulltext>
- [34] Н.И.Божко, А.А. Борисов, А.С. Вовенко и др. Ядерная физика, т. 31, вып. 6 (1980) с. 1246.

Рукопись поступила 5 августа 2013 г.

М.Ю. Боголюбский и др.

Образование частиц в переднем направлении при взаимодействии протонов и ядер с ядрами
(предложение эксперимента).

Препринт отпечатан с оригинала-макета, подготовленного авторами.

Подписано к печати 12.08.2013. Формат 60 × 84/16. Цифровая печать.

Печ.л. 1,5. Уч.–изд.л. 2,11. Тираж 80. Заказ 31. Индекс 3649.

ФГБУ ГНЦ ИФВЭ

142281, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

ПРЕПРИНТ 2013-11, ИФВЭ, 2013
