

Космический проект “Модуляция”, новый подход по изучению потоков галактических космических лучей в области энергий солнечной модуляции

V.V. Kalegaev, D.E. Karmanov, A.A. Kurganov, A.D. Panov,
M.V. Podzolko, D.M Podorozhny, A.N. Turundaevsky

Научно-исследовательский институт ядерной физики им.
Д.В. Скobelьцына Московского Государственного университета им.
М.В. Ломоносова

Аннотация

В статье обсуждается проект “Модуляция”, который предполагается реализовать на борту российской космической станции РОСС. Цель космической миссии – изучение солнечной модуляции галактических космических лучей (ГКЛ) в гелиосфере. Представлен новый подход в получении данных точных долговременных измерений потоков частиц ГКЛ, а также солнечных космических лучей (СКЛ), с энергиями от 30 до 1500 МэВ/нуклон в широком зарядовом диапазоне $Z=1\text{--}26$. В проекте описан новый метод измерения энергии космических частиц, который позволяет создать легкую и компактную, но прецизионную аппаратуру, которая позволяет измерять не только энергию, но и направление прилета космических лучей. Проект предполагает создание банка данных ГКЛ и СКЛ за весь цикл солнечной активности. Такой банк необходим для совершенствование численных моделей потоков энергичных гелиосферных частиц.

1 Introduction

Одной из главных целей предлагаемого эксперимента НУКЛОН-МОДУЛЯЦИЯ является изучение солнечной модуляции галактических космических лучей (ГКЛ) в гелиосфере. Задачей эксперимента является получение данных прецизионных измерений протонов и ядер от Не до Fe ГКЛ в диапазоне энергий солнечной модуляции $\approx 30\text{--}600$ МэВ/нуклон вне области воздействия магнитного поля Земли в течение длительного времени, охватывающего периоды низкой и высокой солнечной активности. Эти данные в дальнейшем будут использованы для изучения солнечной модуляции ГКЛ и физики их распространения в гелиосфере, и совершенствования численных моделей ГКЛ.

ГКЛ представляют собой потоки протонов и ядер, появляющиеся в межзвездном пространстве в результате ускорения частиц при взрывах сверхновых звезд (а также вторичные ГКЛ: Li, Be, B и некоторые более тяжелые ядра — в

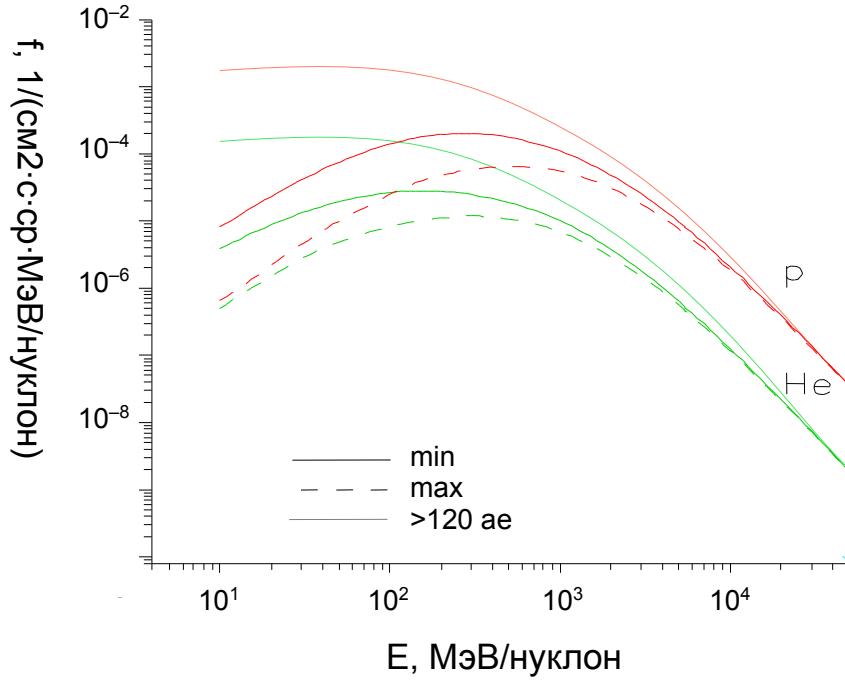


Рис. 1: Энергетические спектры протонов и ядер Не вне гелиосферы и в области орбиты Земли в минимуме и максимуме солнечного цикла по модели НИИЯФ [1]. На орбите Земли в силу солнечной модуляции спектр имеет форму колокола с максимумом в области 200–600 МэВ/нуклон.

результате взаимодействий первичных частиц с межзвездным газом) и проникающие в гелиосферу. ГКЛ состоят на более чем 90% из протонов, $\approx 6\%$ ядер Не, и $\approx 1\%$ ядер более тяжелых элементов. Во внутренней области гелиосферы потоки ГКЛ с энергиями менее нескольких ГэВ/нуклон подвержены “солнечной модуляции” – солнечный ветер частично “выметает” менее энергичные частицы ГКЛ дальше от Солнца. В области орбиты Земли эффект модуляции наиболее выражен для частиц с энергиями < 600 МэВ/нуклон. При этом потоки ГКЛ в области энергий модуляции зависят от солнечной активности (Рис. 1).

Аккуратные измерения потоков частиц ГКЛ с энергиями < 600 МэВ/нуклон достаточно сложны из-за значительного, в силу формы энергетического спектра (Рис. 1), воздействия более энергичных частиц ГКЛ, проникающих через корпус космического аппарата (КА) и боковые стенки прибора. В большом числе предшествующих экспериментов по измерению потоков энергичных гелиосферных частиц отсеивание “бокового фона” отсутствовало или работало не вполне корректно.

Поэтому долговременные прецизионные измерения энергетических спектров протонов и ядер от Не до Fe ГКЛ в диапазоне энергий 30–600 МэВ/нуклон с отсеиванием “бокового фона” аппаратурой МОДУЛЯЦИЯ позволят получить более точное численное описание формы спектра ГКЛ в области энергий модуляции и её зависимости от солнечной активности.

Имеющиеся к настоящему времени измерения потоков протонов и ядер

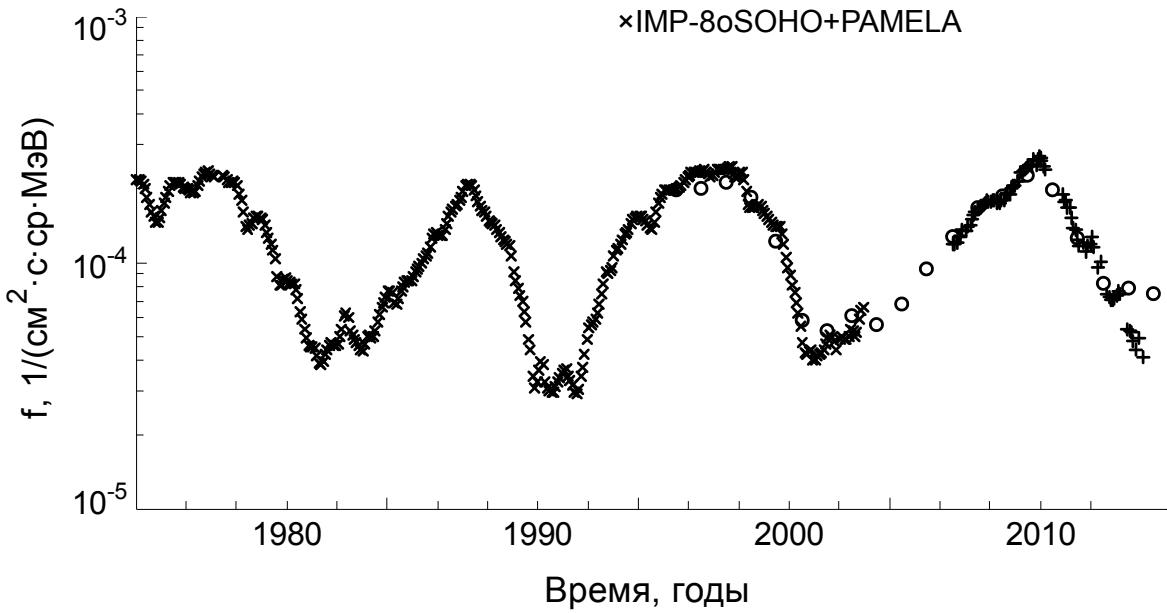


Рис. 2: Потоки протонов ГКЛ с энергией ≈ 280 МэВ по данным приборов/КА GME/IMP-8 [3], EPHIN/SOHO [4] и PAMELA/Ресурс-ДК1 [6].

ГКЛ в диапазоне энергий модуляции десятки — сотни МэВ/нуклон получены, главным образом, с помощью приборов на нескольких американских высокоорбитальных КА и автоматических межпланетных станций (АМС):

- GME/IMP-8, 1973—2002, орбита высотой $\approx 22 - 45$ радиусов Земли — протоны, He; $\approx 50 - 500$ МэВ / нуклон [2] (часть каналов некорректны);
- CRIS/ACE, 1997 – н.в., точка либрации L1 Солнце-Земля — ядра с $Z \geq 5$; $\approx 50 - 500$ МэВ/нуклон [3];
- EPHIN/SOHO, 1995—2014, точка либрации L1 Солнце-Земля — протоны, He < 50 МэВ/нуклон; протоны 0.3—1.5 ГэВ (моделирование) [4];
- COSPIN/Ulysses, 1990—2009, эллиптическая гелиоцентрическая орбита — протоны, He 5—320 МэВ/нуклон [5].

Также измерения потоков протонов и ядер He ГКЛ с энергиями > 80 и > 200 МэВ/нуклон соответственно выполнены массивным калориметром/магнитным спектрометром PAMELA, разработанным совместно российскими и зарубежными специалистами, на российском КА Ресурс-ДК1 на низкой полярной орбите в 2006—2014 гг [6].

Кроме того, выполнялись единичные кратковременные измерения на полярных стратосферных аэростатах: серий BESS [7, 8] и др.

В качестве иллюстрации, на Рис. 2 показаны долговременные измерения потоков протонов ГКЛ с энергией ≈ 280 МэВ по данным приборов/КА GME/IMP-8, EPHIN/SOHO и PAMELA/Ресурс-ДК1.

На основе этих экспериментальных данных, а также измерений потоков ГКЛ более высоких энергий массивными инструментами на стратосферных аэростатах и низкоорбитальных КА и наземными нейтронными мониторами, разра-

ботан ряд численных моделей ГКЛ. Имеются две группы моделей. Первая – “физические” модели, основанные на численном решении уравнений транспорта частиц в гелиосфере и использующие данные экспериментальных измерений ГКЛ в качестве граничных параметров, такие как модель Badhwar & O'Neill [9, 10] и др. Вторая – более прикладные эмпирические модели НИИЯФ МГУ Р.А. Ныммика [1, 11] и Н. В. Кузнецова [12], и зарубежные: CRÈME-96 [13], DLR [14] и др. В настоящее время, в частности, в НИИЯФ МГУ ведётся развитие этих моделей с использованием последних данных экспериментальных измерений: PAMELA, AMS-02, измерений Voyager-1, 2 вне гелиосферы и др.

Однако, к сожалению, измерения потоков частиц ГКЛ в области энергий модуляции, выполненные за последние несколько десятилетий, обладают неполнотой и заметными погрешностями. Отчасти это вызвано объективными причинами: сложностью отладки работы аппаратуры в космосе и передачи на Землю большого объёма данных измерений приборов на автономных космических аппаратах. Так, в части полноты измерений потоков протонов и ядер ГКЛ в области энергий модуляции:

- измерения прибора GME КА IMP-8 (1973–2002) охватывают требуемый диапазон энергий 30–500 МэВ/нуклон только для протонов и ядер Не; для более тяжёлых ядер (C, N, O, Ne, Mg, Si, Fe) – только диапазон 8–40 МэВ/нуклон;
- измерения прибора CRIS ACE (1997 – н.в.) – охватывают только ядра с $Z \geq 5$;
- потоки протонов ГКЛ с энергиями 0.3–1.5 ГэВ/нуклон по данным инструмента EPHIN KA SOHO – фактически представляют собой среднегодовые значения, рассчитанные на основе моделирования боковых прохождений частиц в приборе с помощью транспортного кода GEANT4;
- измерения инструмента PAMELA КА Ресурс-ДК-1 являются весьма точными, однако охватывают только протоны с $E > 80$ МэВ и ядра Не $E > 200$ МэВ/нуклон, и по времени – только солнечный минимум и ветвь роста 24-го цикла.

Специфической проблемой измерений потоков ГКЛ с энергиями менее 600 МэВ/нуклон является присчёт частиц более высоких энергий, проникающих через стенки прибора, потоки которых значительны в силу формы энергетического спектра ГКЛ (Рис. 2). Для отсеивания боковых прохождений частиц может использоваться “антисовпадательный контур” – массивный сцинтилляционный детектор, окружающий основной “телескоп” либо стриповые или матричные детекторы для определения направления прихода частицы. Но во многих осуществлённых экспериментах по измерению потоков гелиосферных частиц регистрация боковых прохождений частиц в приборах отсутствовала – например, на геостационарных КА серий GOES и Электро-Л, в каналах протонов на КА ACE и др.; или не работала корректно, например, на КА IMP-8. Так, потоки протонов ГКЛ в части каналов прибора GME КА IMP-8, несмотря на наличие у него антисовпадательного контура, явно имеют присчёт боковых прохождений частиц (Рис. 3) и, как следствие, не могут использоваться для разработки моделей. Измерения потоков ядер Не ГКЛ приборами GME КА IMP-8 и SIS КА ACE с энергиями в десятки МэВ/нуклон имеют значительные различия в периоды минимума солнечной активности (рисунок 1.2.5).

Высокий уровень “фоновых” потоков в отсутствие отсеивания боковых про-

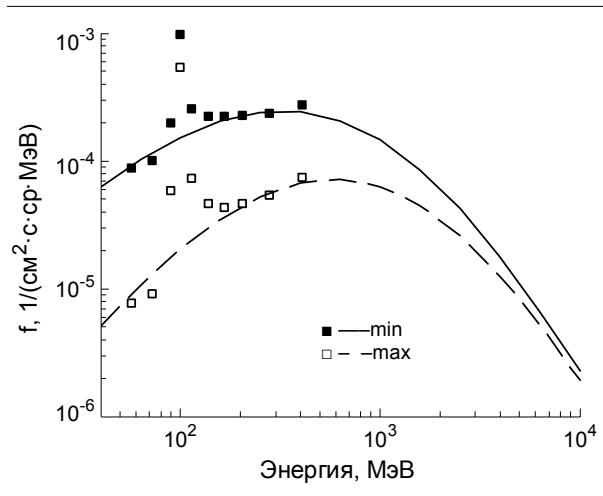


Рис. 3: Потоки протонов ГКЛ с $E = 50\text{--}500$ МэВ по измерениям прибора GME KA IMP-8 [2] в минимуме (1997) и максимуме (2002) цикла и форма энергетического спектра протонов ГКЛ по модели НИИЯФ. Измерения в каналах 80–150 МэВ явно недостоверны.

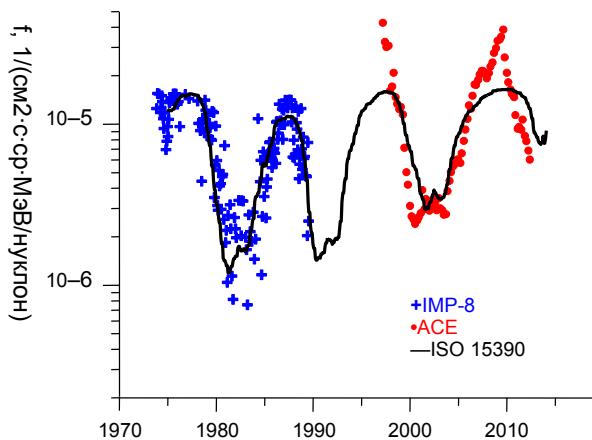


Рис. 4: Потоки ядер Не ГКЛ с $E \approx 35$ МэВ/нуклон по данным измерений приборов GME KA IMP-8 и SIS KA ACE и модели НИИЯФ [15].

хождений частиц ГКЛ больших энергий также не позволяет проводить аккуратные измерения потоков частиц СКЛ от небольших солнечных событий, а также частиц СКЛ с энергиями более 100 МэВ/нуклон от средних по величине солнечных событий.

Указанные недостатки имеющихся к настоящему времени данных измерений потоков протонов и ядер ГКЛ с энергиями 30–600 МэВ/нуклон обуславливают актуальность развития новых методик и проведения новых экспериментальных измерений.

На основании анализа проведенных экспериментов и полученных ими данных были сформулированы требования к эксперименту **МОДУЛЯЦИЯ** (должны быть уточнены на этапе разработки аппаратуры):

- Основной измеряемый параметр: потоки гелиосферных протонов и ядер вплоть до Fe, с разделением по химическому и энергетическому составу.
- Интервал энергий: от 30–600 МэВ/нуклон.
- Определение энергетических спектров потоков с достаточной точностью (достижимая точность должна быть уточнена на этапе разработки прибора, целесообразно не хуже 10% при регистрации всех типов частиц).
- Определение траектории каждой входящей частицы – для обеспечения точности разделения частиц по химическому составу и энергиям, и отсеивания боковых прохождений частиц через стенки калориметра.
- Отделение лептонной компоненты (гамма-квантов и электронов/ позитронов).
- Обеспечение регистрации максимальной величины потока частиц не ниже 10^3 1/(см²·с·ср), желательно 10^4 1/(см²·с·ср).
- Проведение измерений в областях пространства, где отсутствует экранирующее воздействие на эти потоки земной магнитосфера: околоземная орбита будущей пилотируемой станции – околополярные области; окололунная орбита – всё время полёта.
- Проведение измерений на основном этапе – окололунной орбите в течение длительного времени: 10 лет.
- Данные измерений в полном объёме, содержащие параметры регистрации каждой частицы, могут отправляться на Землю с задержкой, в т.ч. доставляться на твердотельном накопителе транспортным кораблём. Желательна возможность получать сокращённые данные (энергетические спектры с некоторым шагом по энергии частиц и времени измерений) с наименьшей реализуемой задержкой по каналам telemetry.

Эксперимент **МОДУЛЯЦИЯ** должен обеспечить прецизионные измерения потоков протонов и ядер вплоть до Fe в солнечных протонных событиях (исключая, возможно, экстремальные СПС) в диапазоне энергий не меньше 30–600 МэВ/нуклон за длительный период времени, охватывающий периоды низкой и высокой солнечной активности, которые в дальнейшем будут использованы для совершенствования численных моделей ГКЛ и изучения физики гелиосферы.

2 Методика регистрации ядер от протонов до железа в проекте МОДУЛЯЦИЯ

2.1 Конструкция прибора

Одним из важных достоинств проекта МОДУЛЯЦИЯ является то, что основная часть схемы детектирующей части инструмента МОДУЛЯЦИЯ и соответствующие технические решения наследуются от разработанного ранее и проверенного в прототипах проекта НУКЛОН-2 [16, 17]. В конструкцию прибора вносятся лишь минимальные изменения, связанные с необходимостью снизить энергетический порог прибора до возможного минимума. В инструменте МОДУЛЯЦИЯ от проекта НУКЛОН-2 полностью наследуется идея измерения энергии частиц в режиме полного поглощения энергии (брэгговский режим), но для расширения энергетического диапазона прибора предлагается дополнить методику новым методом, который является родственным методу $dE/dX(E)$ [18], но отличается от него в ряде существенных деталей (см. ниже). Также необходимо отметить, что инструмент НУКЛОН-2 был предназначен, прежде всего, для измерения зарядового и изотопного состава сверхтяжелых ядер космических лучей, в то время как инструмент МОДУЛЯЦИЯ предназначен, прежде всего, для измерения энергетических спектров ядер от протонов до железа, до энергий масштаба 1 ГэВ/нуклон, хотя он по-прежнему сможет решать все задачи, для решения которых был предназначен НУКЛОН-2. Таким образом, в проекте МОДУЛЯЦИЯ речь идет, по сути, о существенном расширении функциональности проекта НУКЛОН-2.

Технические детали реализации инструмента МОДУЛЯЦИЯ будут зависеть от точных условий реализации проекта, поэтому далее будет обсуждаться лишь основная принципиальная схема прибора с использованием реалистичных предположений об основных его характеристиках. Детали предлагаемой ниже концепции легко могут быть модифицированы и адаптированы к любым разумным условиям его использования.

Инструмент МОДУЛЯЦИЯ имеет модульную конструкцию и состоит из отдельных “башен”, которых в составе прибора, в зависимости от условий эксплуатации, может быть от одной до нескольких десятков. В контексте проекта НУКЛОН-2 такие башни назывались модулями СТИКЛ (модуль Спектрометра Тяжелых Изотопов Космических Лучей), но это название более не актуально, так как прибор МОДУЛЯЦИЯ не является спектрометром тяжелых изотопов, но является существенно более универсальным инструментом. Будем поэтому отдельные модули прибора МОДУЛЯЦИЯ называть просто башнями.

Схема одной башни спектрометра приведена на Рис. 5. На рисунке T1 и T2 – два двухслойных кремниевых стриповых трекера в верхней части прибора, T3 и T4 – два таких же двухслойных трекера в нижней части прибора (красные линии). Трекеры предназначены для реконструкции начальной траектории частицы. Трекер должен давать точность определения зенитного угла около 0.01 радиан для зенитного угла 45° что означает, что отношение h/d должно быть около 1/50, где h – ширина стрипа трекера, d – расстояние от внешнего трекера до калориметра. Если $d = 50$ мм, то $h = 1$ мм, если $d = 100$ мм, то $h = 2$ мм и т. д. F1 и F2 – два тонкослойных кремниевых калориметра (толщина плоскостей

300 мкм). Калориметры F1 и F2 нужны специально для расширения энергетического диапазона прибора в сторону низких энергий (десятки МэВ/нуклон, точная минимальная энергия зависит от ядра, см. ниже). Каждый из калориметров F1 и F2 должен содержать от 10 до 20 кремниевых плоскостей. Cal – основной кремниевый калориметр с толщиной каждой кремниевой плоскости 1 мм (возможны варианты с плоскостями толщиной до 2 мм – это не повлияет существенно на характеристики прибора). Предполагается, что суммарная толщина калориметров F1+Cal+F2 составляет 60 мм кремния. Если, например, калориметры F1 и F2 содержат по 10 плоскостей толщиной по 300 мкм, то основной калориметр Cal будет содержать 54 плоскости по 1 мм. Моделирование прибора (см. ниже) проводилось в этом предположении. Очевидно, полная толщина прибора при необходимости может быть несколько изменена в любую сторону. Схема прибора на Рис. 5 предполагает, что спектрометр экспонируется с обеих сторон, с верхней и с нижней. Если экспонирование с двух сторон окажется невозможным, то структура башни может быть упрощена. Тогда трекеры T3 и T4 будут отсутствовать, и тонкий калориметр F2 может быть заменен эквивалентным количеством миллиметровых плоскостей как в основном калориметре Cal. Предполагается, что вход прибора экспонируется в открытый космос. Именно для этого случая ниже проведен расчет минимальных порогов энергии. В случае, если прибор будет помещен в контейнер, то для получения правильных низких пределов энергии потребуется, конечно, учесть потери энергии на ионизацию в стенках контейнера.

2.2 Математическое моделирование спектрометра

Ниже будет приведен обзор методик разделения ядер по зарядам и определения их энергии в спектрометре МОДУЛЯЦИЯ. Эти методики разработаны на основе математического моделирования спектрометра. Заметим, что симуляция электромагнитного и ядерного взаимодействия заряженных частиц с веществом для умеренных энергий (десятки МэВ – единицы ГэВ на нуклон) считается относительно простой и хорошо изученной задачей, протестированной в многочисленных практических применениях, поэтому результаты математического моделирования прибора являются достаточно надежными для дальнейшей разработки деталей конструкции прибора. Тем не менее, необходимо отметить, что перед использованием предложенных решений должна быть обязательно проведена калибровка соответствующих методик в пучковых экспериментах с прототипом прибора.

Для симуляции различных аспектов работы спектрометра МОДУЛЯЦИЯ использовался пакет программ FLUKA [19, 20] с генератором ядерных взаимодействий dpmjet. Реально не было нужды строить полную математическую модель спектрометра, точно соответствующую схеме прибора на Рис. 5. Для поиска минимальных порогов определения энергии достаточно было ограничиться частью спектрометра T1+T2+F1, причем трекеры эффективно заменились плоскостями кремния толщиной 300 мкм, так как стриповая структура трекеров не играла роли в вычислениях. Для решения остальных задач достаточно было всю комбинацию калориметров F1+Cal+F2 заменить одним эффективным калориметром, состоящим из 60 плоскостей кремния толщиной 1 мм каждый. В

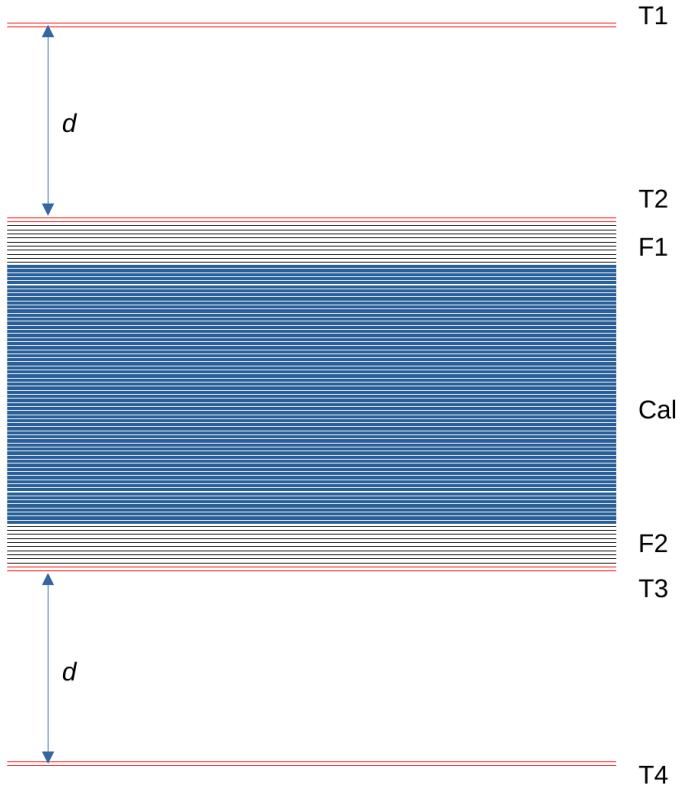


Рис. 5: Схема одной башни спектрометра МОДУЛЯЦИЯ. Т1 и Т2 – два двухслойных кремниевых стриповых трекера в верхней части прибора, Т3 и Т4 – два таких же трекера в нижней части прибора (красные линии). F1 и F2 – два тонкослойных кремниевых калориметра (толщина слоев 300 мкм). Cal – основной кремниевый калориметр с толщиной плоскостей 1 мм. Полная толщина калориметра F1+Cal+F2 составляет 60 мм.

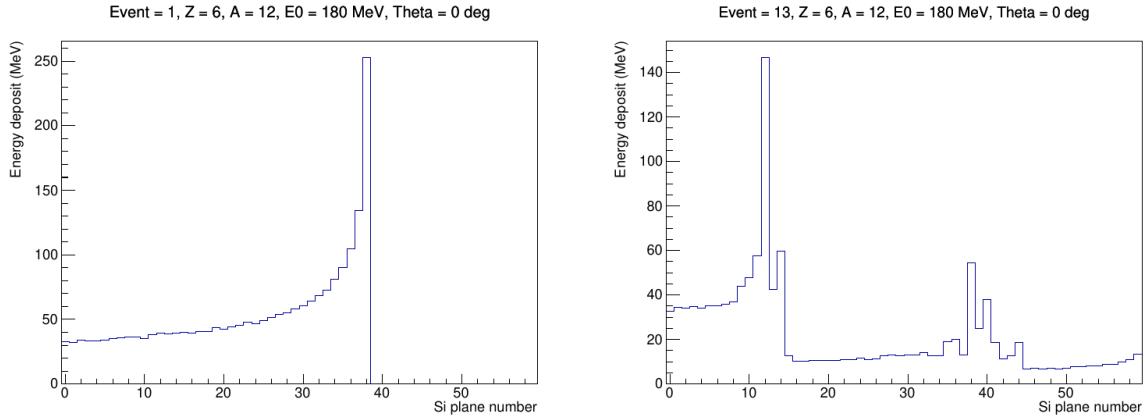


Рис. 6: Слева: углерод, 180 МэВ / нуклон, вертикальное падение сверху, событие полного поглощения энергии (событие Брэгга). Справа: то же, но имело место ядерное взаимодействие.

далнейшем мы будем использовать подходящую модель без дополнительных пояснений.

2.3 Режим полного поглощения энергии. Минимальные и максимальные пороги энергии режима полного поглощения. Максимальный зенитный угол.

В режиме полного поглощения энергии ядро полностью тормозится в кремнии за счет потерь ионизации. Процесс торможения заканчивается характерным брэгговским пиком ионизационных потерь, который имеет место, когда ядро становится сильно нерелятивистским. Характерная кривая торможения ядра хорошо видна в каскадной кривой, которая записывается спектрометром. На Рис. 6 (левая панель), показана симулированная каскадная кривая для режима полного поглощения ядра углерода с вертикальным падением и начальной энергией 180 МэВ / нуклон. Для других ядер и энергий в режиме полного поглощения каскадные кривые имеют аналогичный вид.

Очень важно, что в случае полного поглощения энергии точность измерения энергии определяется исключительно собственной точностью и шумами аппаратуры; физические флуктуации ионизационных потерь не дают вклада в ошибку измерений. Как показывают расчеты, небольшой утечкой энергии из-за излучения электромагнитных квантов при интересующих нас энергиях ядер можно полностью пренебречь. Однако, не всегда ядро тормозится только за счет ионизационных потерь, вызванных электромагнитным взаимодействием ядра с веществом. Могут иметь место также ядерные взаимодействия, в результате которых происходит фрагментация ядер, массовое рождение π^0 -мезонов, из-за чего энерговыделение в калориметре становится совершенно непредсказуемым. Однако события с ядерным взаимодействием легко фильтруются из общего потока событий, причем потерю эффективности за счет таких событий легко оценить.

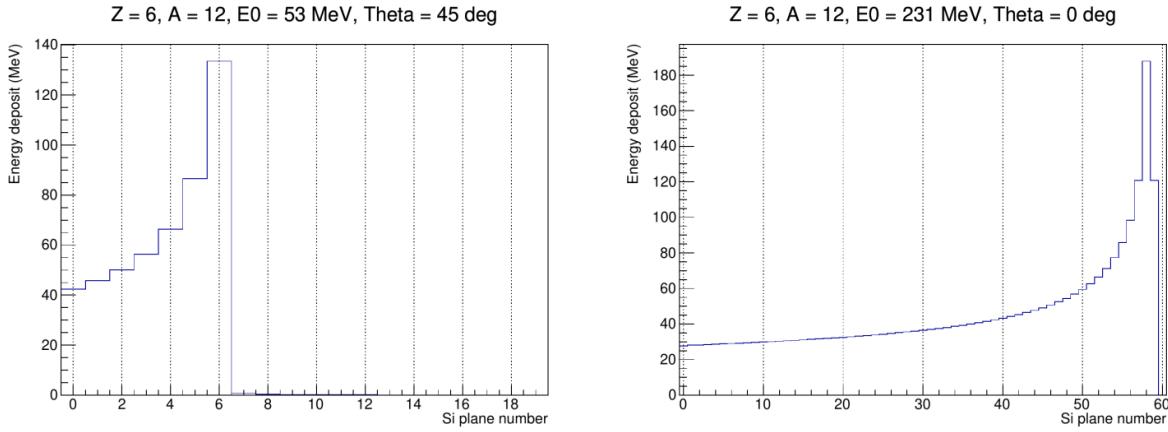


Рис. 7: К определению минимального энергетического порога (слева) и максимального энергетического порога режима полного поглощения (справа) на примере ядра углерода. Левой гистограмме соответствует тонкий калориметр с толщиной одной плоскости 300 мкм, правой гистограмме отвечает калориметр с толщиной слоя 1 мм. На рисунках показаны средние каскадные кривые режима полного поглощения, с усреднением по нескольким сотням симулированных событий, для вертикального падения ядер. Энергии ядер в заголовках гистограмм приведены в МэВ/нуклон.

На Рис. 6 (правая панель), показано типичное событие с ядерным взаимодействием (симуляция). Такие события легко идентифицируются по нерегулярному виду каскадной кривой, на основании чего создаются алгоритмы фильтрации событий с ядерным взаимодействием. Эффективность таких алгоритмов была практически продемонстрирована в пучковых тестах прототипа НУКЛОН-2 [16, 17].

Минимальный энергетический порог инструмента МОДУЛЯЦИЯ определялся из следующих соображений. Для ядер, приходящих сверху, требовалось, чтобы для всех частиц с зенитным углом начиная от 45° и меньше положение пика Брэгга каскадной кривой располагалось не выше, чем в седьмой, считая сверху, плоскости тонкого калориметра F1 (плоскость номер 6, так как плоскости нумеруются начиная с нуля). Угол в 45° обеспечивает достаточный геометрический фактор для регистрации частиц, а положение пика Брэгга не ниже седьмого слоя позволит надежно идентифицировать факт детектирования частицы в режиме полного поглощения. Для зенитных углов меньше 45° , для той же энергии, пик Брэгга окажется еще ниже и идентификация режима полного поглощения будет еще более простой. На Рис. 7 (левая панель) проиллюстрирован поиск нижнего порога энергии для ядра углерода. Для углерода нижний порог, как видно из рисунка, составляет 53 МэВ/нуклон.

Таким способом нижний порог определяется с некоторой избыточностью, так как для ядер с меньшими зенитными углами условие расположения пика Брэгга в седьмом слое реализуется для более низких энергий, да и само условие седьмого слоя может быть несколько смягчено за счет более жесткой фильтрации событий с ядерным взаимодействием. Таким способом были определены

нижние пороги энергии для всех ядер от протонов до железа (для основных стабильных изотопов). Эти пороги приведены в Табл. 1 (столбец E_{min}). В этой же таблице приведены эффективности регистрации ядер на минимальном пороге энергии относительно ядерного взаимодействия (столбец $Eff(E_{min})$). Так как слой вещества, проходимый всеми ядрами на минимальном пороге энергии, невелик, то и все эффективности оказываются близки к 100%.

Для каждого ядра и для каждого зенитного угла существует максимальная энергия, при которой ядро полностью затормозится в калориметре только за счет ионизационных потерь. В Табл. 1 (столбец E_{max} (пп)) приведены максимальные пороги энергии, в котором ядро регистрируется в режиме полного поглощения энергии. Энергии, приведенные таблице, определены из следующих соображений. Требуется, чтобы режим полного поглощения был реализован для ядра, падающего вертикально (нулевой зенитный угол). Если режим полного поглощения при некоторой энергии реализуется для вертикально падающего ядра, то он тем более реализуется и для ненулевых зенитных углов и той же энергии. Требуется также, чтобы брэговский пик располагался не ближе, чем в предпоследнем слое калориметра Cal, для того, чтобы наличие чистой брэгговской каскадной кривой могло быть надежно идентифицировано. На Рис. 7 (правая панель) проиллюстрирован поиск верхнего порога режима полного поглощения для ядра углерода.

В поиске верхних порогов весь калориметр F1+Cal+F1 упрощенно представлялся 60-ю плоскостями кремния толщиной по 1 мм, плюс сверху был добавлен еще один дополнительный слой толщиной 1 мм для учета толщины трекеров T1 и T2. Это дает ошибку в 200 мкм на полную толщину прибора, которой на фоне калориметра толщиной 6 см в контексте настоящей работы можно пренебречь.

В столбце Eff (1 ГэВ) Табл. 1 показана рассчитанная эффективность прибора для вертикального падения ядер с энергией 1 ГэВ/нуклон, которая существенно выше всех порогов полного поглощения. При этой энергии частица полностью проходит весь прибор, если не было ядерного взаимодействия. Так как сечения ядерного взаимодействия слабо зависят от энергии, то примерно те же эффективности (с точностью до 1–2%) характерны и для энергий E_{max} (пп). Все эти эффективности заметно меньше 100%, включая даже эффективность для протонов, и падают примерно до 50% для ядер вблизи железа.

Как уже упоминалось, предельная энергия полного поглощения для каждого ядра была рассчитана с некоторым запасом, так, чтобы ядро с этой энергией оказалось в режиме полного поглощения для любых углов падающих частиц, включая нулевой зенитный угол. При больших углах, однако, предельная энергия полного поглощения будет несколько больше, чем для вертикального падения, что особенно заметно, если зенитные углы велики. Этот выигрыш будет не слишком большим, если речь идет об единичной башне, так как ожидается, что ширина башни будет несколько меньше высоты, следовательно зенитные углы для полного прохождения калориметра будут, по крайней мере, меньше 45°. При больших углах частица будет выходить через боковую стенку башни и режим полного поглощения будет нарушен. Это, однако, будет не так, если в детектирование будет включено одновременно несколько башен, стоящих рядом, так что начало детектирования трека в одной башне может быть продолжено в соседней башне или даже в нескольких башнях. Такая схема регистрации

Таблица 1: Энергетические пороги и эффективности спектрометра МОДУЛЯЦИЯ. E_{min} – минимальный энергетический порог (МэВ/нуклон); E_{max} (пп) – максимальный порог энергии для детектирования ядер в режиме полного поглощения; $Eff(E_{min})$ – эффективность регистрации ядер при минимальной энергии (проценты, статистическая ошибка вычисления меняется от 0.13% для протонов до 0.23% для железа); $Eff(1 \text{ ГэВ})$ – эффективность регистрации при энергии ядер 1 ГэВ/нуклон (проценты, статистическая ошибка вычисления составляет от 1.0% для протонов до 2.2% для железа)

Элемент	Z	A	E_{min}	E_{max} (пп)	$Eff(E_{min})$	$Eff(1 \text{ ГэВ})$
p	1	1	29	121	98.4	89.7
He	2	4	29	121	97.1	77.3
Li	3	7	33	140	96.6	76.0
Be	4	9	39	170	96.6	74.3
B	5	11	45	196	96.5	71.6
C	6	12	53	231	96.4	73.5
N	7	14	58	255	96.2	70.2
O	8	16	63	276	96.1	66.8
F	9	19	65	286	96.1	65.4
Ne	10	20	70	317	95.5	66.6
Na	11	23	73	326	95.9	64.5
Mg	12	24	78	355	95.7	63.3
Al	13	27	81	364	95.8	61.9
Si	14	28	85	391	95.8	59.8
P	15	31	88	400	95.3	58.7
S	16	32	92	426	95.4	57.1
Cl	17	35	94	435	95.4	57.9
Ar	18	40	93	430	94.7	55.4
K	19	39	99	467	95.4	54.0
Ca	20	40	104	491	95.3	56.2
Sc	21	46	103	477	94.7	56.4
Ti	22	49	104	487	94.5	52.2
V	23	51	106	505	94.5	51.3
Cr	24	52	109	526	94.5	52.4
Mn	25	55	112	532	95.0	52.8
Fe	26	56	115	558	94.9	48.8

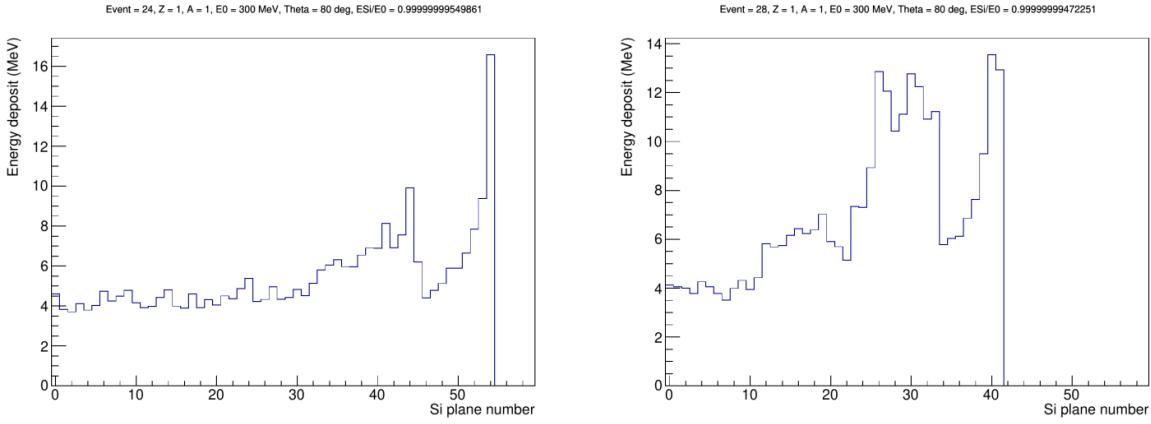


Рис. 8: Примеры событий полного поглощения, не имеющих брэгговской структуры из-за углового рассеяния, для протонов с зенитным углом 80° . Факт полного поглощения виден по отношению полного энерговыделения в калориметре к начальной энергии $ESi/E0$, которое отличается от единицы лишь на численную ошибку расчетов (параметр $ESi/E0$ в информационной строке сверху).

событий обсуждалась в проекте НУКЛОН-2 [16, 17]. Здесь, однако надо заметить, что зенитные углы не могут быть сделаны слишком большими, так как для очень пологих падений становится существенным рассеяние частиц по углу (либо упругое, либо неупругое), которое даже для случаев полного поглощения может сделать каскадную кривую мало похожей на кривую Брэгга. Проблема в том, что изменение траектории частицы может направить ее либо почти вдоль кремниевой плоскости, что резко увеличит выделение энергии в этой плоскости, или, наоборот, в направлении поперек плоскости, что энерговыделение, наоборот, уменьшит. На Рис. 8 приведено два примера событий полного поглощения для протона с энергией 300 МэВ для зенитного угла 80° .

Вид каскадных кривых больше напоминает каскадные кривые для событий с ядерным взаимодействием, и такие события будут отсеяны фильтрами событий с ядерными взаимодействиями. Как показывают численные эксперименты, безопасными в этом смысле являются зенитные углы меньше приблизительно 60° . Мы считаем именно эту величину предельным зенитным углом для входящих частиц. Для углов меньше 60° , для которых исследовалась основная часть методик в этой работе, упругое рассеяние не играет практически никакой роли, и все методики для частиц, падающих вертикально и под ненулевым зенитным углом, строятся одинаково с точностью лишь до того обстоятельства, что эффективная толщина кремниевых плоскостей для частиц с зенитным углом $\theta \neq 0$ будет в $1/\cos\theta$ раз больше, чем их реальная толщина.

В режиме полного поглощения разделение ядер по зарядам не является сложной проблемой. Как было показано экспериментально в пучковых экспериментах с прототипом спектрометра НУКЛОН-2, в режиме полного поглощения не только ядра легко делятся по зарядам, но для заданного заряда возможно изотопное разрешение вплоть до $Z = 54$ [17]. В задаче разделения по зарядам и

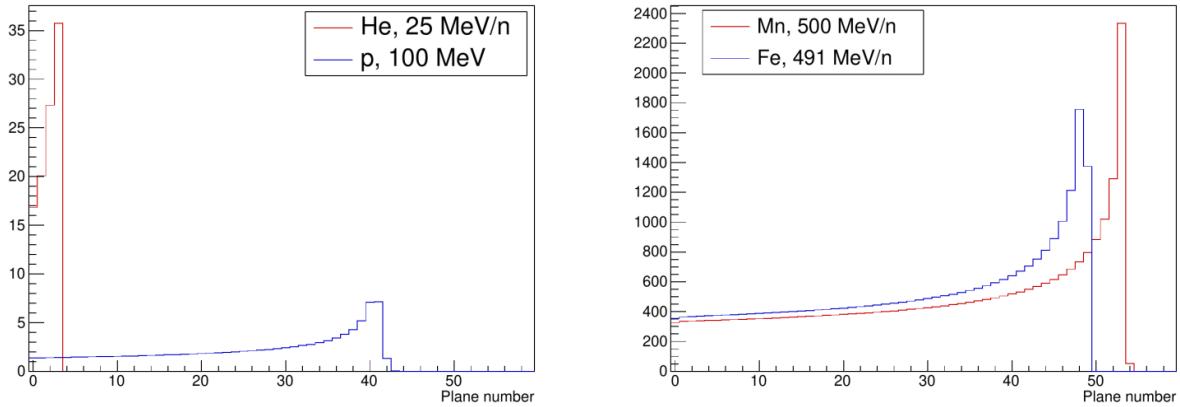


Рис. 9: К разделению зарядов ядер в режиме полного поглощения энергии. Слева – разделение протонов и гелия для вертикального падения и полной энергии частицы 100 МэВ, справа – разделение марганца и железа при полной энергии 27500 МэВ на частицу, также для вертикального падения частиц. На рисунках для каждого ядра показаны средние каскадные кривые (усреднение по нескольким сотням событий).

изотопам важно понимать, что энергия и зенитный угол частицы точно известны, поэтому задача разделения зарядов ставится при фиксированной полной энергии частицы и фиксированном зенитном угле. На Рис. 9 иллюстрируется разделение соседних зарядов в парах протоны-гелий и марганец-железо для вертикального падения частиц. Видно, что каскадные кривые протонов и гелия вообще ни имеют ничего общего, а каскадные кривые марганца и железа различаются очень хорошо.

2.4 Метод полных ионизационных потерь в режиме неполного поглощения энергии

Режим полного поглощения энергии, рассмотренный в разделе 2.3, обеспечивает прецизионное измерение энергии ядер, но лишь в весьма ограниченном диапазоне энергий. Верхнего предела энергии около 120 ГэВ/нуклон для протонов и гелия (см. Табл. 1) недостаточно для решения задач проекта МОДУЛЯЦИЯ. Верхний предел энергии протонов и гелия должен быть доведен хотя бы до 600 МэВ/нуклон, при этом верхний порог 1 ГэВ/нуклон является весьма желательным. То же касается и всех остальных ядер.

Для решения этой задачи в проекте МОДУЛЯЦИЯ предлагается использовать новый метод, который является близким родственником известному методу $dE/dX(E)$ [18]. Суть метода $dE/dX(E)$ в простейшем варианте состоит в следующем. Для каждого ядра и каждого вещества характерна своя собственная зависимость удельной энергии ионизации в веществе dE/dX от энергии частицы E . Поэтому, если для известного ядра измерить удельную энергию ионизации, то по кривой $dE/dX(E)$ можно найти энергию ядра. Идея использования этого метода в проекте МОДУЛЯЦИЯ должна была бы состоять в

$Z = 26, A = 56, E_0 = 2000 \text{ MeV}, \Theta = 0 \text{ deg}$

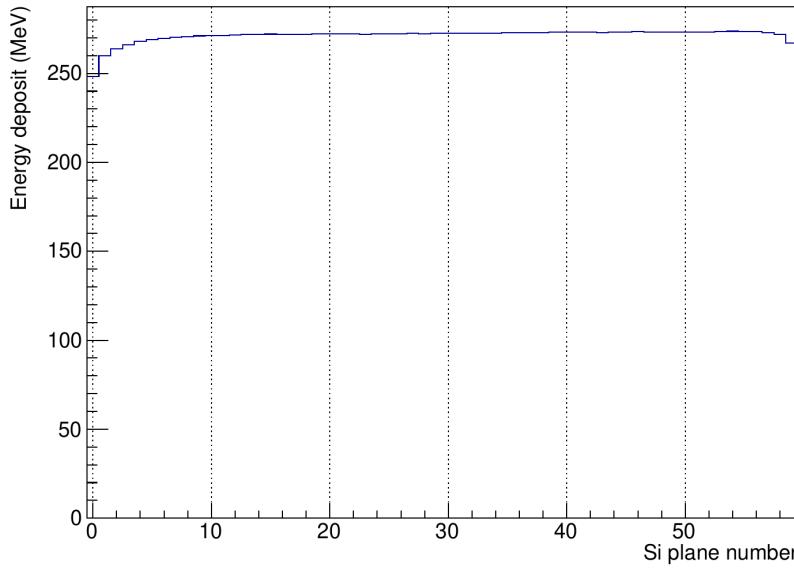


Рис. 10: К нелокальной природе поглощения энергии ионизации. Аномалии в начале и в конце кривой объясняются конечной длиной пробега дельта-электронов.

том, что для ядер с энергией больше предельной энергии полного поглощения в калориметре, которые в калориметре оставляют только часть своей энергии, по измеренной каскадной кривой, рассчитывая плоскость за плоскостью экспериментальную удельную энергию ионизации dE/dX , по известной зависимости $dE/dX(E)$ восстановить начальную энергию падающего ядра, то есть измерить его энергию. Однако, столь прямолинейно сформулированная идея сталкивается с некоторыми проблемами.

Первая трудность состоит в том, что в оригинальной формулировке метода величина dE/dX описывает удельные потери энергии на ионизацию, которые имеют чисто локальную природу, однако выделение этой потерянной энергии в детекторах является нелокальным, поэтому величина dE/dX прямо не измерима. Ионизирующая частица создает вокруг себя интенсивный поток дельта-электронов (а при больших энергиях – и электромагнитных квантов), которые поглощаются детекторами совсем не в том месте, где они были испущены. Различие удельных ионизационных потерь и удельной плотности поглощенной энергии ионизации в достаточно прецизионных экспериментах, к каким можно отнести проект МОДУЛЯЦИЯ, имеют значение, поэтому методика $dE/dX(E)$ в своей оригинальной простой формулировке не имеет строгого смысла. Нелокальность поглощения энергии ионизации хорошо видна в форме каскадных кривых эксперимента МОДУЛЯЦИЯ. На Рис. 10 показана усредненная каскадная кривая для ядра железа, падающего вертикально на прибор с начальной энергией 800 МэВ/нуクлон.

В начальной и конечной частях кривой видны загибы в сторону меньших выделений энергии. В начальной части кривой основная часть загиба связа-

на с тем, что дельта-электроны, рожденные в первых плоскостях калориметра, поглощаются позже, что создает недостаток поглощенной энергии в первых слоях. Недостаток энергии в последних слоях показывает, что имеются дельта-электроны, рассеянные в обратном направлении, и их недостаток от отсутствующих плоскостей после последней плоскости калориметра создает недостаток энергии в последних присутствующих плоскостях. В центральной части калориметра процесс испускания и поглощения дельта-электронов входит в равновесие, и локальные удельные потери энергии примерно сравниваются с удельной энергией, поглощенной калориметром. Размер и глубина неравновесных областей каскадных кривых зависят как от энергии, так и от типа ядра. Таким образом, строго говоря, никакой измеримой зависимости $dE/dX(E)$ в эксперименте не существует.

Вторая трудность состоит в том, что расчеты величин dE/dX для удельной *поглощенной* энергии ионизации, если бы мы действительно захотели последовательно использовать только прямо измеримые дифференциальные величины, представляют сложную вычислительную проблему. Аналитическими оценками для прецизионных экспериментов пользоваться нельзя, так как они дают удельные ионизационные потери, но не удельную плотность поглощенной энергии ионизации, а при расчетах удельной плотности поглощенной энергии ионизации методом Монте Карло, даже если точно учитывается положение малого слоя вещества относительно остальных частей детектора (эффект нелокальности), возникают большие статистические ошибки, особенно для легких ядер и для энергий масштаба 1 ГэВ/нуклон и выше. Большая величина ошибок связана с тем, что, по смыслу, для оценки величины dE/dX слой вещества должен быть тонок, и относительная величина флуктуаций в нем будет поэтому велика. На Рис. 2.2.7 показана усредненная каскадная кривая для вертикального падения протонов с энергией 1000 МэВ по 10000 Монте-Карло испытаниям. Видны существенные остаточные флуктуации энерговыделения ионизации в слоях калориметра. Для получения визуально гладкой кривой потребовалась бы статистика приблизительно на два порядка больше, что означало бы очень большой объем вычислений.

В принципе, аккуратное применение метода dE/dX для определения энергии в событиях с энергией за максимальной энергией полного поглощения, для проекта МОДУЛЯЦИЯ должно было бы выглядеть следующим образом. Для всех ядер, всех диапазонов интересующих энергий, с достаточно малым шагом по энергии и для зенитных углов, соответствующих всем случаям полного прохождения башни от верхнего до нижнего основания с шагом примерно в один градус, должны симулироваться каскадные кривые типа тех, что приведены на Рис. 10 и 11, причем для легких ядер статистика должна превышать примерно на два порядка статистику Рис. 11. Из этих симулированных каскадных кривых для каждого зенитного угла с использованием интерполяции строятся поверхности в пространстве “энергия ядра – номер плоскости – выделение энергии в плоскости”. После этого экспериментальные каскадные кривые аппроксимируются эталонными кривыми из этих поверхностей, что дает для каждого события как заряд ядра, так и его начальную энергию. Однако, такая экстремальная программа связана с огромными объемами Монте-Карло вычислений и вообще предполагает довольно сложную и не очень прозрачную методику (многочис-

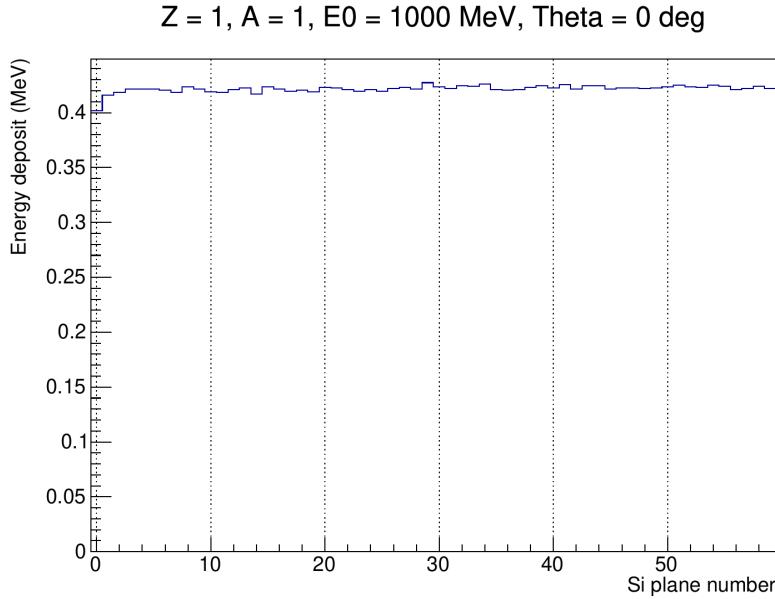


Рис. 11: Усредненная каскадная кривая для вертикального падения протонов с энергией 1000 МэВ по 10000 Монте-Карло испытаниям. Видны остаточные флуктуации энерговыделения ионизации в слоях калориметра.

ленные семейства поверхностей, сложные интерполяции и т.д.).

Обе упомянутые проблемы могут быть решены следующим образом. Вместо того, чтобы использовать каскадные кривые вроде тех, что показаны на Рис. 10 и 11 во всех деталях, можно воспользоваться тем простым фактом, что каждой начальной энергии ядра с определенным зенитным углом будет соответствовать вполне определенное среднее выделение энергии $\Delta E(E)$ во всем калориметре. Тогда, если ядро известно, то по полному выделению энергии ΔE в калориметре и измеренному зенитному углу (определяется трекерами) немедленно определяется начальная энергия E падающего ядра. Для этого для каждого угла нужно прокалибровать только зависимость $\Delta E(E)$, что можно сделать путем симуляции эксперимента с последующим внесением поправок (если это действительно окажется необходимым) по результатам испытания методики в пучковых тестах. В такой методике, во-первых, не надо иметь дело с наборами сложных математических поверхностей и задачами интерполяции по каскадным кривым, образующим эти поверхности, во-вторых, исчезает проблема численных ошибок метода Монте-Карло, так как теперь мы имеем дело только с выделением энергии в очень толстом куске кремния (6 см в спектрометре МОДУЛЯЦИЯ), в котором полная относительная флуктуация потерь ионизации невелика. Поэтому для расчета кривых $\Delta E(E)$ особенно высокая статистика в методе Монте-Карло не требуется. В то же время метод точно учитывает все тонкие особенности нелокального выделения энергии в веществе калориметра.

На Рис. 12 показаны кривые $\Delta E(E)$ для ядер от протонов до кислорода для вертикального падения частиц на калориметр, рассчитанные методом Монте-

Карло с системой FLUKA (см. раздел 2.2).

Кривые показаны только для энергий, превышающих максимальный порог полного поглощения, когда метод полного поглощения энергии (раздел 2.3) не работает. Для расчета каждой точки каждой кривой было достаточно 10000 Монте-Карло испытаний. Красный пунктир на рисунке иллюстрирует способ определения начальной полной энергии E ядра по полному выделению энергии в калориметре. Хотя Рис. 12 построен для вертикального падения частиц, методика для ненулевых зенитных углов ничем не отличается, так как зенитный угол будет известен с достаточной точностью, чтобы не вносить заметных ошибок в методику. Предложенный метод имеет смысл назвать методом полных ионизационных потерь (ПИП), чтобы противопоставить его методу дифференциальных потерь $dE/dX(E)$. Далее мы все особенности метода ПИП будем рассматривать на примере вертикального падения частиц, подразумевая, что методика без существенных изменений переносится и на все ненулевые зенитные углы. На Рис. 13 показаны кривые $\Delta E(E)$ для тяжелых ядер Cr, Mn и Fe.

В порядке обсуждения метода ПИП заметим прежде всего, что события, отвечающие чисто ионизационным потерям энергии ядром в веществе калориметра, без ядерных взаимодействий, выделяются столь же надежно, как и в режиме полного поглощения энергии (раздел 2.3) просто по виду каскадной кривой. На Рис. 14 в левом столбце гистограмм показаны примеры каскадных кривых для ядер бора и углерода только с ионизационными потерями, а в правом столбце – события с ядерным взаимодействием. Видно, что события с ядерным взаимодействием своей нерегулярной формой резко отличаются от событий с ионизационными потерями, несмотря на наличие флюктуаций ионизации в чисто ионизационных каскадных кривых.

На Рис. 12 видно, что одному и тому же выделению энергии ΔE в калориметре может соответствовать более одного типа ядер с разными начальными энергиями. Из Рис. 13, где показаны кривые $\Delta E(E)$ для Cr, Mn и Fe видно, что эта ситуация особенно характерна для тяжелых ядер. Следовательно, возникает задача определения типа ядра при заданном выделении энергии ΔE .

На Рис. 14, в левом столбце гистограмм, показаны примеры каскадных кривых бора (верхняя гистограмма) и углерода (нижняя гистограмма) для одной и той же средней величины выделения энергии в калориметре $\Delta E = 1000$ МэВ. На глаз видно различие наклонов каскадных кривых. Следовательно, для одного и того же ΔE можно попытаться различать ядра между собой по наклону каскадных кривых. Это можно делать разными способами, например – аппроксимируя каскадные кривые линейными функциями и сравнивая коэффициенты наклона B в прямой $A + B \times n$, где n – номер плоскости калориметра. Однако оказалось, что более устойчивый результат дает другой метод. Можно калориметр разбить на верхнюю и нижнюю половины (плоскости с номерами от 0 до 29 и с номерами от 30 до 59), вычислить суммарные выделения энергии L по верхней половине и R по нижней половине и рассмотреть величину $B = R/L - 1$. Для в среднем горизонтальной кривой будет $B \approx 0$, для кривой с положительным наклоном будет $B > 0$, при этом чем больше B , тем круче кривая.

Если для некоторого ядра рассматривать разные начальные энергии E , то на

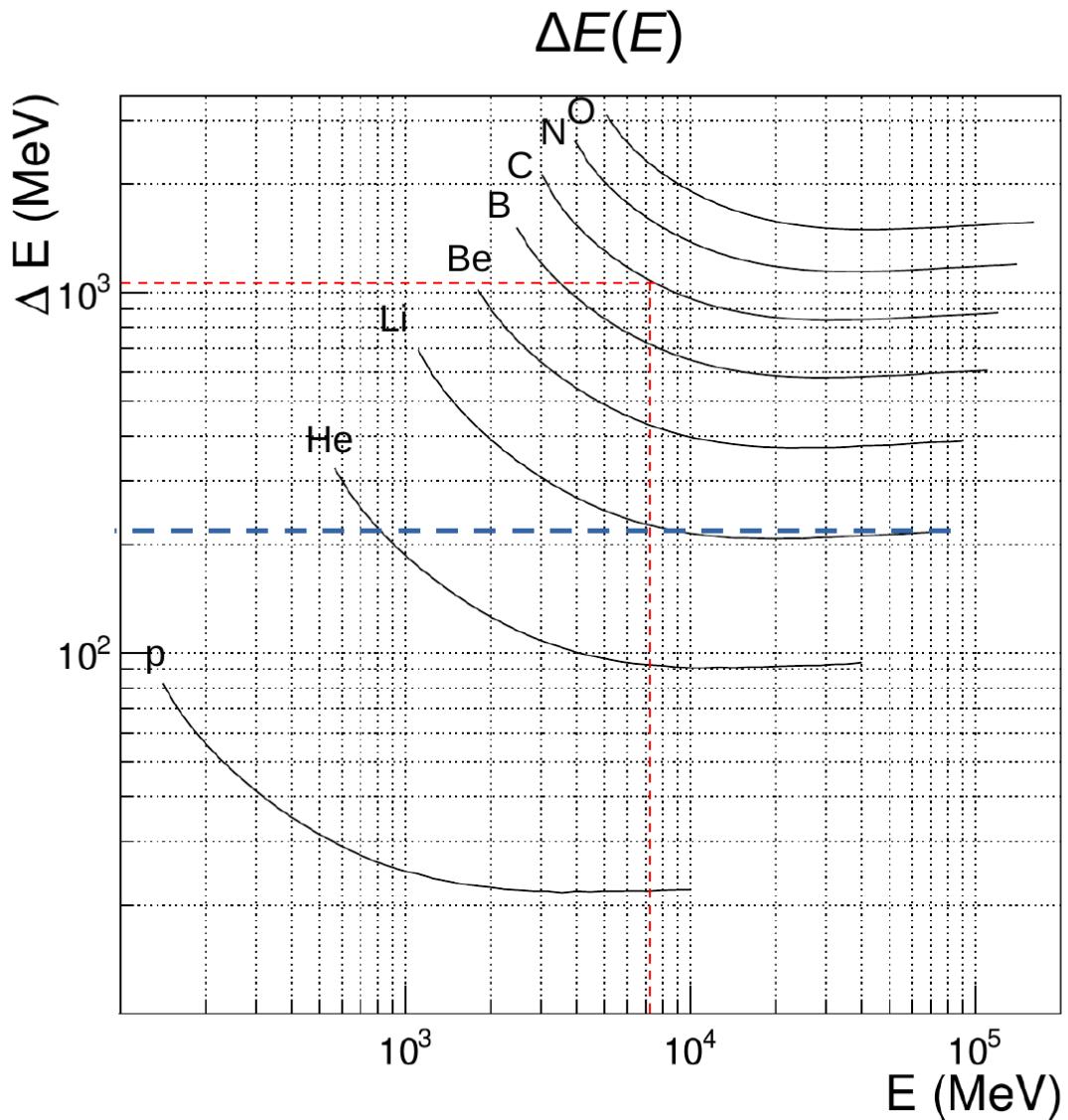


Рис. 12: Кривые $\Delta E(E)$ для ядер от протонов до кислорода для вертикального падения частиц на калориметр. Красный тонкий пунктир иллюстрирует способ определения начальной полной энергии E ядра по полному выделению энергии в калориметре. Синий толстый пунктир иллюстрирует причину интерференции спектров лития и гелия (см. текст).

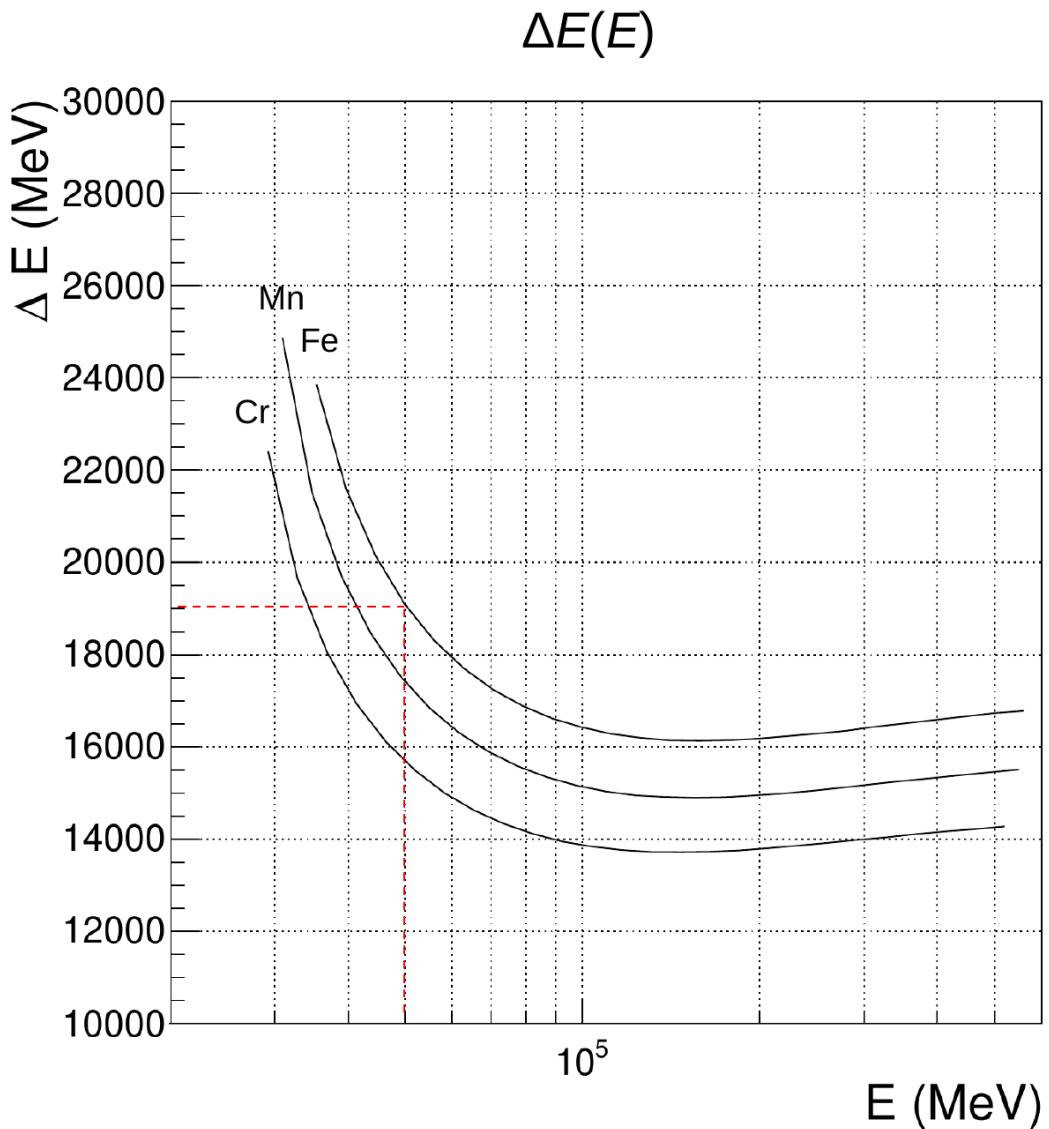


Рис. 13: Кривые $\Delta E(E)$ для ядер Cr, Mn, Fe для вертикального падения частиц на калориметр. Видно, что одному и тому же выделению энергии ΔE в калориметре в общем случае может соответствовать несколько разных ядер с разными начальными энергиями.

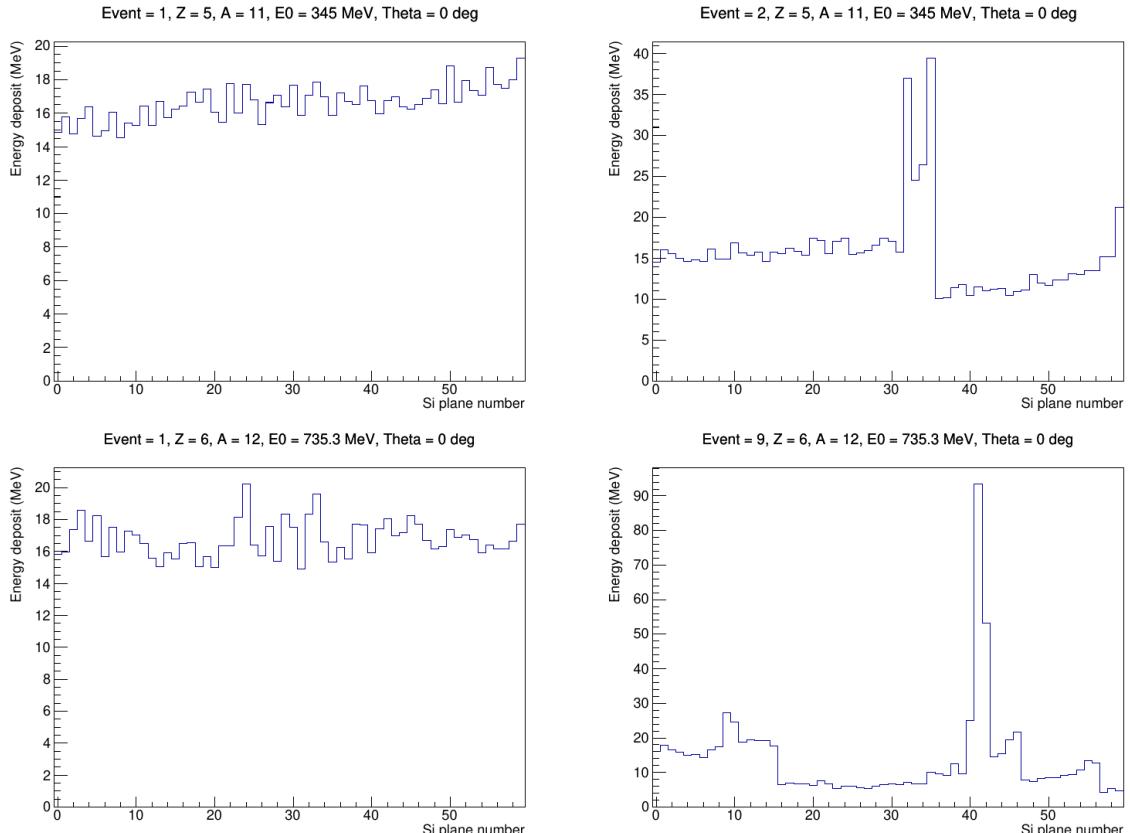


Рис. 14: Левый столбец гистограмм: Примеры каскадных кривых бора (верхняя гистограмма) и углерода (нижняя гистограмма) для одной и той же средней величины выделения энергии в калориметре $\Delta E = 1000$ МэВ. На глаз видно различие наклонов каскадных кривых. Правый столбец: примеры событий бора (сверху) и углерода (снизу) с ядерным взаимодействием.

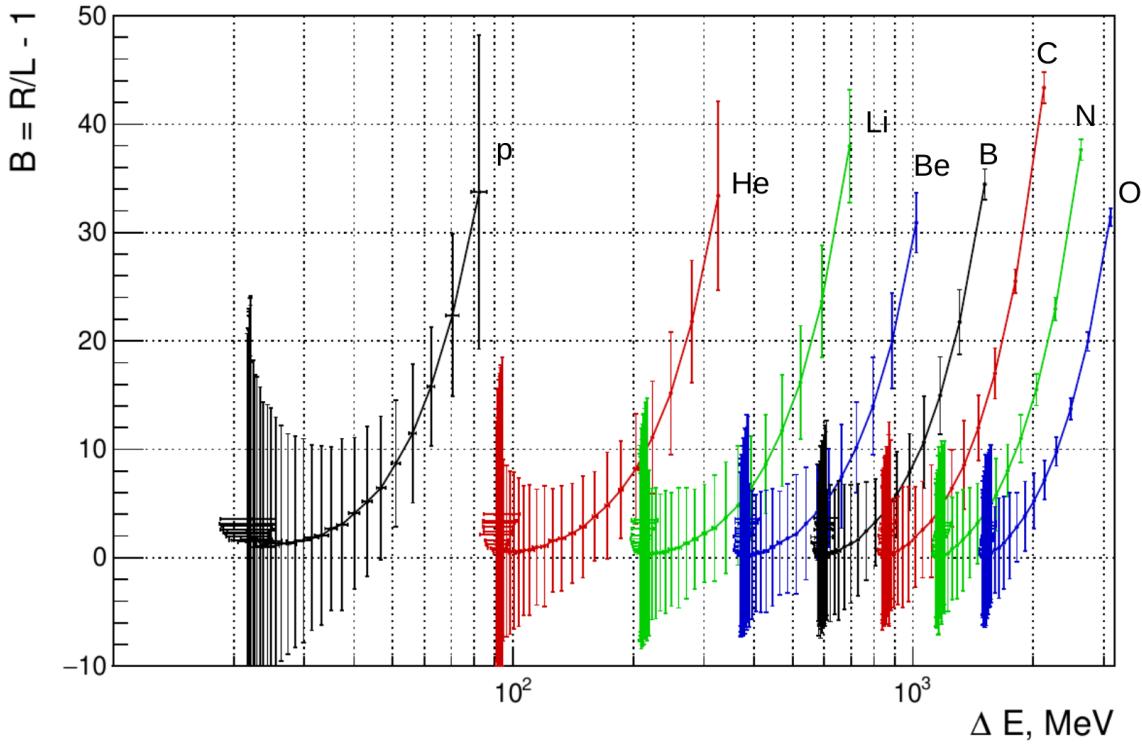


Рис. 15: Траектории ядер от протонов до кислорода на плоскости $[\Delta E, B]$ (по оси ординат на этом графике, как и на других графиках величиной B выражена в процентах, то есть показана величина $(R/L - 1) \times 100$).

плоскости $[\Delta E(E), B(E)]$ каждое ядро будет характеризоваться своей собственной траекторией средних значений $\Delta E(E), B(E)$. Помимо этого для каждой энергии E будет иметь место и характерный разброс (стандартное отклонение) $\sigma\Delta E(E), \sigma B(E)$. Для понимания того, насколько хорошо разные ядра будут отделяться друг от друга в методе ПИП, удобно изучить траектории разных ядер на плоскости $[\Delta E, B]$.

На Рис. 15 показаны траектории ядер от протонов до кислорода на плоскости $[\Delta E, B]$. Во-первых, видно, что протоны невозможны перепутать с ядрами гелия, так как траектория протонов не пересекается с траекторией гелия даже с учетом статистических флуктуаций величин ΔE и B . Тем более протоны не пересекаются ни с какой другой траекторией, поэтому измерения спектра протонов методом ПИП будет чистым при любых энергиях.

С ядрами гелия ситуация немного сложнее. Хотя траектория гелия сама по себе не пересекается ни с какой другой траекторией, но часть траектории гелия в пределах одного стандартного отклонения оказывается перекрыта статистическими флуктуациями траектории следующего элемента – лития. Однако количество лития в спектрах космических лучей ничтожно по сравнению с гелием, поэтому очень малым загрязнением литием спектров гелия можно полностью пренебречь. Следовательно спектр гелия методикой ПИП тоже измеряется без

проблем.

Важно разобраться с причиной возникновения потенциальной проблемы для ядра гелия, так как эта же причина будет вызывать аналогичную трудность и для других ядер. Область наложения ошибок в определении коэффициента B лития на траекторию $[\Delta E, B]$ гелия возникает в области, где на кривых $\Delta E(E)$ почти горизонтальный высокоэнергетический участок кривой лития проецируется налево на участок кривой гелия (синий толстый пунктир на Рис. 12). Флуктуации ионизации на почти горизонтальном высокоэнергетическом участке кривой лития велики, они гораздо больше, чем флуктуации на крутом низкоэнергетическом участке, поэтому и ошибки в определении коэффициента B здесь велики, из-за чего почти горизонтальный спектр иногда дает заметное положительное значение B , что делает каскадную кривую лития неотличимой (по наклону) от в среднем более крутой кривой гелия. Наложение лития на гелий происходит в довольно узком диапазоне энергий гелия, примерно от 180 до 220 МэВ/нуклон. Иными словами, измерение всего спектра гелия происходит без потенциальных проблем, кроме узкого “запретного диапазона” энергий (впрочем для гелия и это не имеет значения, в силу очень низкого потока ядер лития по сравнению с потоком гелия). Эта же ситуация будет воспроизводиться и для всех остальных ядер, что хорошо видно на Рис. 15 и 16. Потенциально проблематичным местом является окрестность точки пересечения экстраполяции налево горизонтального высокоэнергетического участка кривой $\Delta E(E)$ некоторого ядра на крутой низкоэнергетический участок кривой $\Delta E(E)$ предыдущего по заряду ядра.

Эта ситуация имеет место, например, для ядра лития, на который будет накладываться спектр бериллия (см. Рис. 15). Интенсивность спектров лития и бериллия сопоставима, поэтому этим пересечением нельзя пренебречь, что приводит к “запретному участку” в спектре лития примерно от 270 до 320 МэВ/нуклон. На Рис. 16 показаны траектории ядер Cr, Mn, Fe на плоскости $[\Delta E, B]$. Видно, что в области тяжелых ядер не возникает ничего принципиально нового по сравнению с более легкими ядрами (Рис. 15).

Тяжелые ядра в целом очень хорошо различаются по параметру B , за исключением узких “запретных участков энергии”, где происходит наложение спектров. Например, для марганца это создает “запретный участок” энергии от 590 до 660 МэВ/нуклон, и т. д. Можно отметить, что эти наложения не создают никаких проблем для спектра железа, так как на траекторию железа в пространстве $[\Delta E, B]$ будет накладываться только траектория кобальта, но кобальта в космических лучах гораздо меньше, чем железа, поэтому загрязнением железа кобальтом можно полностью пренебречь. Здесь ситуация вполне аналогична ситуации в паре гелий-литий.

Возникает вопрос, нельзя ли, имея в руках каскадную кривую, найти в ней еще какой-нибудь измеримый параметр, по которому можно было бы различать высокоэнергетические события одного ядра и низкоэнергетические события предыдущего ядра, которые приводят к наложению траекторий $[\Delta E, B]$ из-за больших флуктуаций параметра B для высокоэнергичных ядер? Если сравнить каскадные кривые бора и углерода в левом столбце гистограмм на Рис. 14, которые отвечают одному и тому же энерговыделению ΔE в калориметре, то нетрудно заметить, что помимо разницы в наклонах каскадных кри-

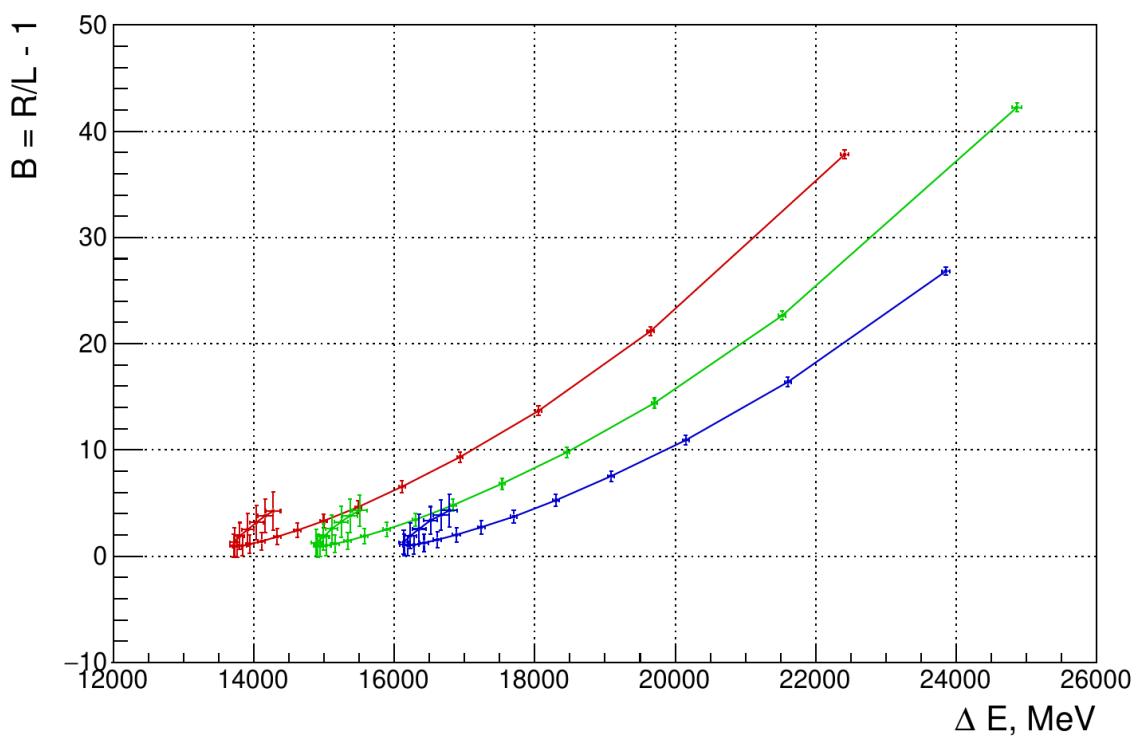


Рис. 16: Траектории ядер Cr, Mn, Fe на плоскости $[\Delta E, B]$.

вых, в каскадной кривой углерода, отвечающей высокой энергии, флуктуации ионизации заметно сильнее, чем в каскадной кривой бора, отвечающей более низкой энергии. Таким образом, величина флуктуаций – еще один параметр, который доступен непосредственно в измерениях, и которым можно воспользоваться для разделения типов ядер. Величину флуктуаций можно учесть разными способами, и выбранный нами способ состоит в следующем. Первым делом, для внесения единобразия в структуру параметра для всех типов ядер и всех энерговыделений, каскадная кривая нормируется на энерговыделение ΔE , так, что площадь под кривой становится равной единице. Затем кривая умножается на число плоскостей калориметра (60 в настоящем исследовании), так, что средняя амплитуда плоскости кривой становится равной единице. После этого для всей кривой считается сумма квадратов C вторых производных каскадной кривой по всем точкам от второй сверху плоскости до предпоследней, где i -я вторая производная вычисляется по стандартной формуле численного дифференцирования

$$D_i = S_{i+1} - 2S_i + S_{i-1}.$$

Здесь S_i есть i -е значение амплитуды каскадной кривой, полученное после описанной выше нормировки. Очевидно, что чем больше флуктуации каскадной кривой, тем больше будет сумма квадратов вторых производных C .

С использованием суммы квадратов вторых производных C , для каждого ядра можно построить траектории в плоскости $[\Delta E, C]$ аналогично тому, как мы делали это раньше для параметра крутизны B . На Рис. 17 показаны траектории ядер от протонов до кислорода на плоскости $[\Delta E, C]$. Видно, что протоны легко отделяются от гелия уже только по одному параметру C , без использования параметра B .

Новым по сравнению с Рис. 15 является то, что полностью решается проблема разделения ядер He, Li, Be и B. Имеется полное разделение по параметру C в области, где имеется наложение по параметру крутизны B , и, хотя в области низких энергий полного разделения траекторий по одному только параметру C не происходит, но для разделения ядер это и не нужно, так как в области низких энергий происходит полное разделение по параметру B . Можно сказать так: могут быть построены траектории ядер в трехмерном пространстве $[\Delta E, B, C]$, и в таком трехмерном пространстве имеется полное разделение, при любых энергиях, ядер p, He, Li, Be, B. Однако для более тяжелых ядер полного разделения траекторий не происходит и в трехмерном пространстве $[\Delta E, B, C]$, поэтому для них обсуждавшиеся выше “запретные интервалы” энергий сохраняются.

Важнейшим вопросом для метода ПИП является энергетическое разрешение, которое дает эта методика для различных ядер при различных энергиях падающего ядра. Мы определяли энергетическое разрешение методом Монте-Карло. На прибор бросаются частицы с определенной энергией под определенным углом, для каждого события номер i определяется величина энерговыделения ионизации в калориметре ΔE_i , затем, путем численного решения уравнения

$$\Delta E(E) = \Delta E_i$$

ищется энергия E_i , и по распределению найденных энергий определяется их разброс в терминах стандартного отклонения, которое и трактуется как ожидаемая ошибка измерений. В качестве примера на Рис. 18 показаны примеры рас-

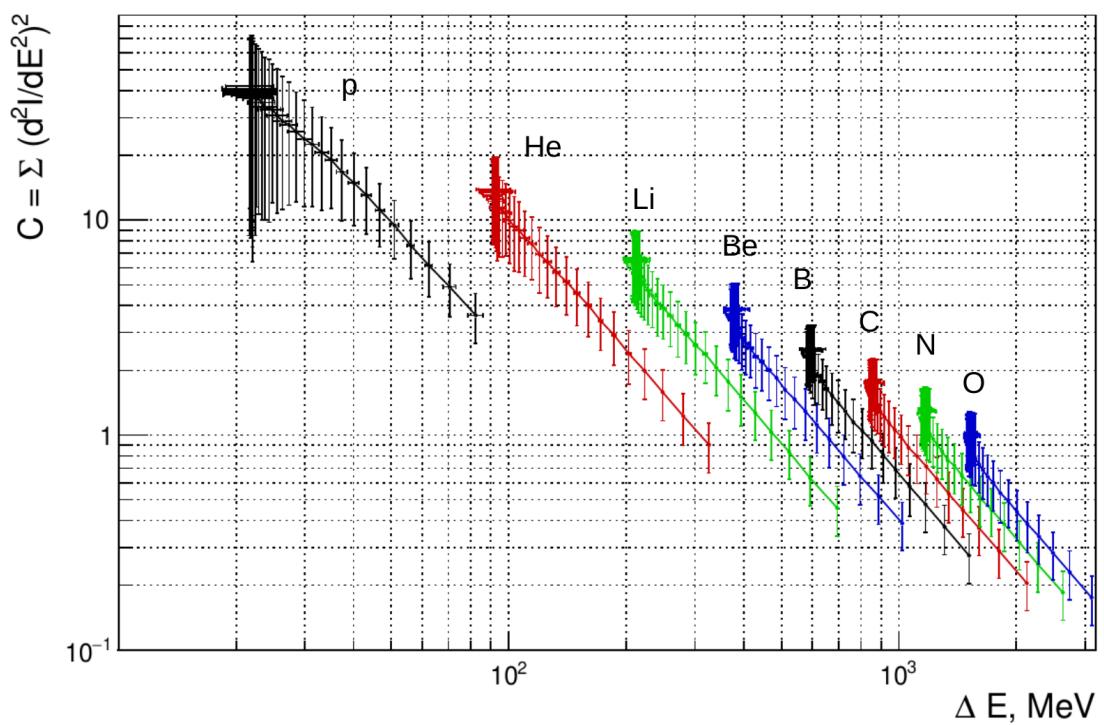


Рис. 17: Траектории ядер от протонов до кислорода на плоскости $[\Delta E, C]$ (см. текст для разъяснения смысла параметра C).

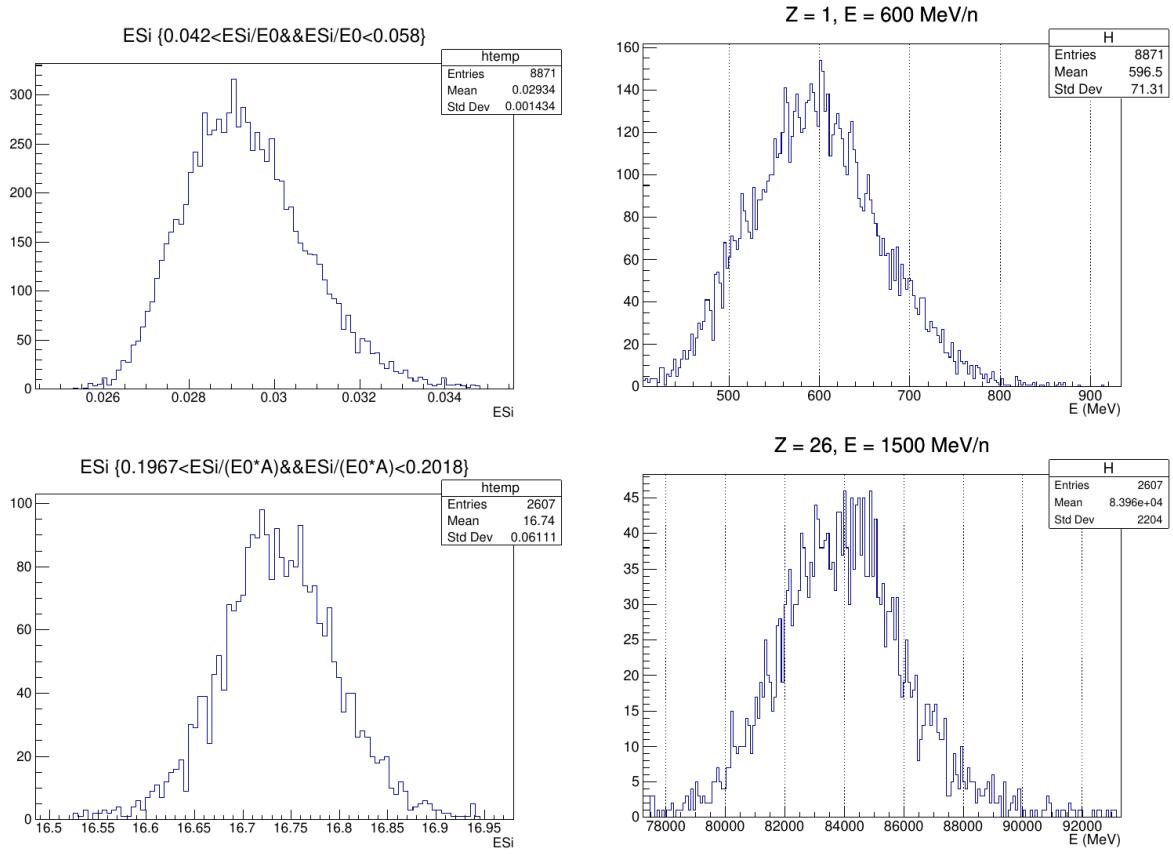


Рис. 18: К определению энергетического разрешения метода ПИП. Верхние гистограммы: распределение величины энерговыделения в калориметре ΔE (слева) и соответствующей найденной энергии для протонов с начальной энергией 600 МэВ (справа). Нижние гистограммы – то же для железа с начальной энергией 1500 МэВ/нуклон.

пределений энерговыделений калориметра и полученных по ним распределений оценок энергии частицы для отвесно падающих протонов с энергией 600 МэВ и ядер железа с энергией 1500 МэВ/нуклон.

Непосредственно по гистограммам (см. статистические данные в верхнем правом углу) видно, что для приведенных примеров имеет место разрешение по энергии 19.8% для протонов и 2.6% для железа. Важно отметить, что полученные средние оценки для энергии являются практически несмещеными, так как средние оценки энергии по распределениям E_i практически не отличаются от исходных энергий частиц (см. стат. данные на гистограммах). Строго говоря, некоторая смещенность оценок имеется, так как функции $\Delta E(E)$ не являются линейными (строго несмещенные оценки возникают только для линейной связи параметров), но эта смещенность пренебрежимо мала.

В Табл. 2 в качестве примера показаны разрешения по энергии для ядер p , He , C , O , Si , Fe для вертикального падения ядер на прибор для нескольки-

Таблица 2: Разрешения по энергии (в процентах) для некоторых ядер, для вертикального падения частиц на прибор.

Энергия, МэВ/нуклон	протоны	He	C	O	Si	Fe
200	2.7	1.4	0	0	0	0
400	7.2	3.7	1.0	0.6	0	0
600	12.0	6.8	2.0	1.4	0.6	0
800	19.8	11.1	3.4	2.4	1.2	0.5
1000	30.3	17.3	5.4	4.9	1.9	0.9
1200	—	25.5	7.8	5.9	3.0	1.4
1500	—	—	15.5	12.1	5.8	2.6
2000	—	—	—	15.1	11.1	7.6

ких начальных энергий. Для ненулевых зенитных углов эффективная толщина прибора будет несколько больше, поэтому и разрешение будет немного лучше. Иными словами, Табл. 2 дает ограничения на разрешение с худшей стороны.

Ячейки таблицы, содержащие нули, говорят о том, что данное ядро при данной энергии оказывается в режиме полного поглощения, когда энергия измеряется точно, если не учитывать шумы электроники. Ячейки таблицы, содержащие прочерк, означают, что при данной энергии для данного ядра метод ПИП не работает. Это происходит тогда, когда кривая $\Delta E(E)$ подходит по энергии E слишком близко к плоскому участку $d\Delta E(E)/dE \approx 0$ (см. Рис. 12 и 13). Видно, что метод ПИП обеспечивает измерение энергии протонов до 1 ГэВ, а железа – до 2 ГэВ/нуклон. Согласно таблицам 1 и 2 энергетический диапазон спектрометра МОДУЛЯЦИЯ полностью удовлетворяет предъявленным требованиям для всех ядер от протонов до железа.

2.5 Анализ изотопного состава легких ядер

Задача анализа изотопного состава тяжелых и сверхтяжелых ядер для эксперимента НУКЛОН-2, включая пучковые тесты с прототипом прибора, была исследована в работах [16, 17]. Практическая возможность разделения изотопов была продемонстрирована на ядрах аргона ($Z = 18$) и ксенона ($Z = 54$). Все методики разделения тяжелых изотопов, развитые для проекта НУКЛОН-2, без всяких изменений переносятся в проект МОДУЛЯЦИЯ. Здесь мы отметим, что изотопный анализ для более легких ядер, включая изотопы водорода – это более простая задача, поэтому она также будет решаться проектом МОДУЛЯЦИЯ.

Мы рассматриваем задачу разделения изотопов только для режима полного поглощения энергии. Возможно, для самых легких ядер задача разделения изотопов может быть решена и в более общем случае неполного поглощения, в рамках метода ПИП, но этот вопрос требует отдельного исследования и выходит за рамки настоящей работы. В режиме полного поглощения, точно так же, как и заряды разных ядер, разные изотопы одного ядра должны разделяться при одной и той же известной энергии ядра и известном зенитном угле. При

этом для разных зенитных углов, по крайней мере до 45° , методики разделения изотопов по сути ничем не отличаются, как и методики разделения зарядов.

На Рис. 19 показаны примеры разделения легких изотопов для вертикального падения частиц: ^1H , ^2H , ^3H для энергии ядер 100 МэВ на частицу; ^3He , ^4He для энергии ядер 320 МэВ на частицу; ^{12}C , ^{13}C , ^{14}C для энергии ядер 2160 МэВ на частицу. Можно отметить, что по каскадным кривым изотопы легко различаются визуально. То есть для легких ядер задача разделения изотопов для каждого заданного ядра проста. Однако потенциальные проблемы, которые требуют более детального анализа, имеются. Можно отметить, что каскадная кривая для ^{14}C отличается от каскадной кривой ^{13}C и ^{12}C очень сильно. Из-за сильно нелинейной зависимости ионизационных потерь от энергии ядра может возникать очень резкая зависимость формы каскадной кривой от массового числа ядра для одного и того же заряда, при заданной полной энергии ядра. В связи с этим возникает вопрос, нельзя ли перепутать тяжелый изотоп одного ядра с ядром другого заряда при той же полной энергии? Это не простой вопрос. Отдельные конфликты такого рода, в принципе, могут возникать, и должны учитываться, но для полного анализа ситуации требуется аккуратный просмотр всей таблицы изотопов. Эта большая работа выходит за рамки настоящего исследования, но понятно, что такие ситуации будут скорее исключением, чем правилом, если они вообще имеют место.

Таким образом, можно отметить, что в рамках проекта МОДУЛЯЦИЯ может исследоваться изотопный состав любых ядер от самых легких до сверхтяжелых (с зарядами больше 50), хотя эта задача имеет ряд тонких моментов, которые требуют дальнейшего анализа.

3 Проектный облик спектрометра МОДУЛЯЦИЯ

Регистрация обильных, $Z = 1 - 26$, ядер (рожденных главным образом в нуклеосинтезе звезд главной последовательности) космических лучей в области энергий 30–1000 МэВ имеет ряд особенностей. В первую очередь это связано с разницей пробега ядер разных зарядов, что создает определенные трудности по созданию аппаратуры. Эти трудности были преодолены разработанным новым подходом измерения ядер в методе ПИП, см. раздел 2.4. При моделировании представленного подхода использовалась схема спектрометра, практически полностью повторяющая спектрометр СТИКЛ проекта НУКЛОН-2 [16, 17]. Таким образом, основу проекта составляет идеология одинаковой общей компоновки обоих спектрометров, СТИКЛ и башни спектрометра проекта МОДУЛЯЦИЯ, с единственным существенным различием в амплитудном диапазоне считывающей электроники.

Требование по разделению адронной и лептонной компонент КЛ (в первую очередь разделением протонов и электронов) легко выполнимо при предлагаемой структуре спектрометра – при одинаковых величинах ионизационных потерь пробег протона в разы больше, что легко определяется в многослойном кремниевом калориметре.

Требование отсеивания боковых прохождений частиц через стенки калори-

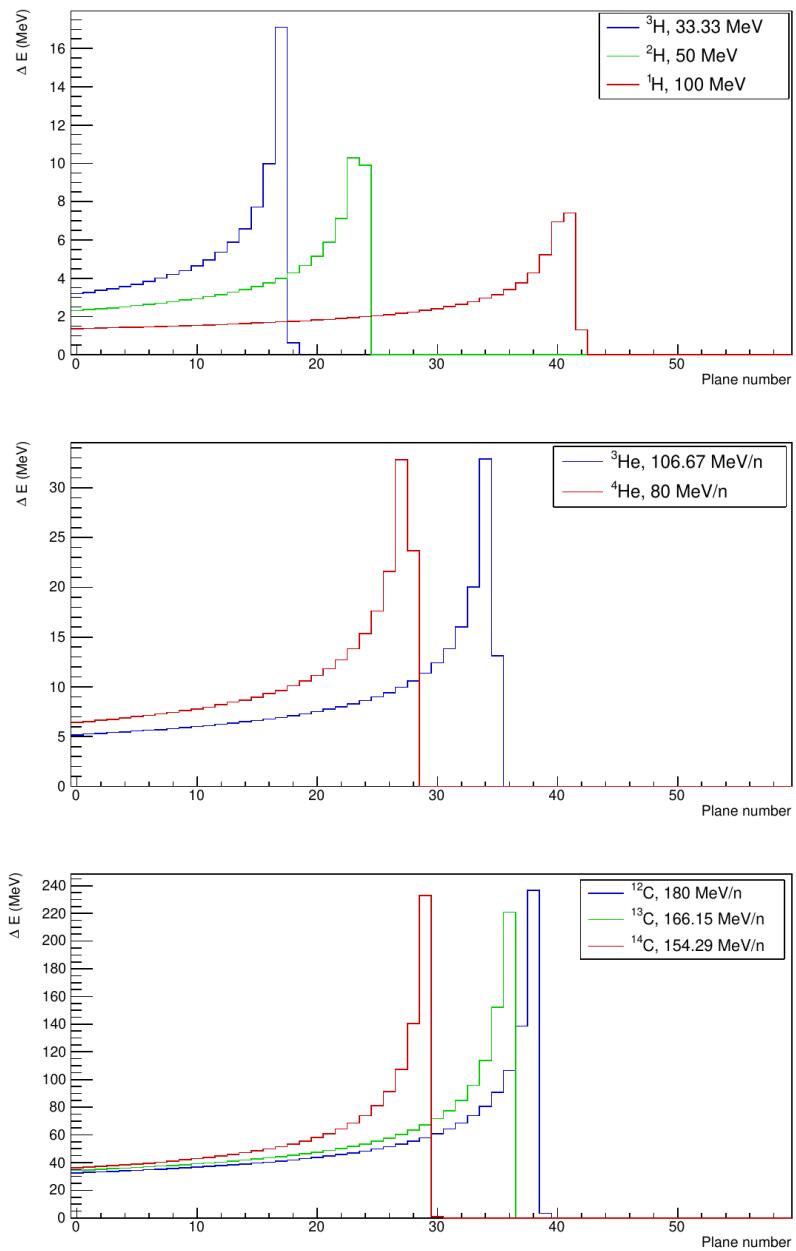


Рис. 19: Примеры разделения легких изотопов для вертикального падения частиц: ^1H , ^2H , ^3H для энергии ядер 100 МэВ на частицу; ^3He , ^4He для энергии ядер 320 МэВ на частицу; ^{12}C , ^{13}C , ^{14}C для энергии ядер 2160 МэВ на частицу.

метра также снимается введением трекера в состав спектрометра. Все остальные требования, сформулированные в Ведении, выполняются правильным подбором считающей и служебной электроникой в КНА.

Функционально одна башня спектрометра МОДУЛЯЦИЯ является кремниевым ионизационным калориметром. Основными регистрирующими элементами калориметра являются 60 слоев кремниевых калориметрических детекторов толщиной 1 мм каждый и 20–40 слоев кремниевых детекторов толщиной 300 мкм (в окончательной реализации аппаратуры эти цифры могут быть немного изменены.). Кроме калориметрических детекторов в СТИКЛ имеются 8 стриповых кремниевых детекторов толщиной 300 мкм каждый. Эти детекторы дают информацию не только о энергопотерях частицы, но и о её координате (по номеру сработавшего “стрипа” – полоски шириной 1–2 мм). Информация о координатах частицы из нескольких слоев стриповых детекторов позволяет уточнить угол её вхождения в калориметрические детекторы.

Считывание падовых и стриповых детекторов осуществляется схемами зарядочувствительных усилителей (ЗЧУ). ЗЧУ линейно преобразует входной заряд, пропорциональный энерговыделению частицы в детекторе, в импульс напряжения. Далее сигнал фильтруется от шумов схемой частотного RC-CR фильтра и оцифровывается АЦП (в момент достижения максимума амплитуды). Для стриповых детекторов схемы ЗЧУ и фильтров реализованы в специализированной многоканальных микросхемах (один канал микросхемы обслуживает один стрип детектора), для падовых детекторов тракт “ЗЧУ-фильтр-АЦП” реализуется на отдельных ОУ и обслуживает пару детекторов.

Факт попадания “интересной” частицы в башню спектрометра определяется по одновременному срабатыванию схем компараторов, отслеживающих уровень сигналов на выходе УВХ у четырех выделенных падовых детекторов.

Основным структурным элементом башни спектрометра МОДУЛЯЦИЯ является падовый кремниевый детектор, имеющий форму правильного шестиугольника, вписанного в окружность диаметром 141 мм. Соответственно, башня спектрометра имеет форму правильной шестиугольной призмы. Проектный облик одной башни спектрометра МОДУЛЯЦИЯ показан на Рис. 20. В разных вариантах исполнения весь спектрометр может содержать от одной до нескольких десятков таких башен, расположенных в плотную сотовую структуру. В такой конструкции возможна реконструкция событий, в которых траектория падающей частицы проходит более чем через одну башню. Это позволяет увеличить геометрический фактор всего прибора по сравнению с простой суммой геометрических факторов одиночных башен.

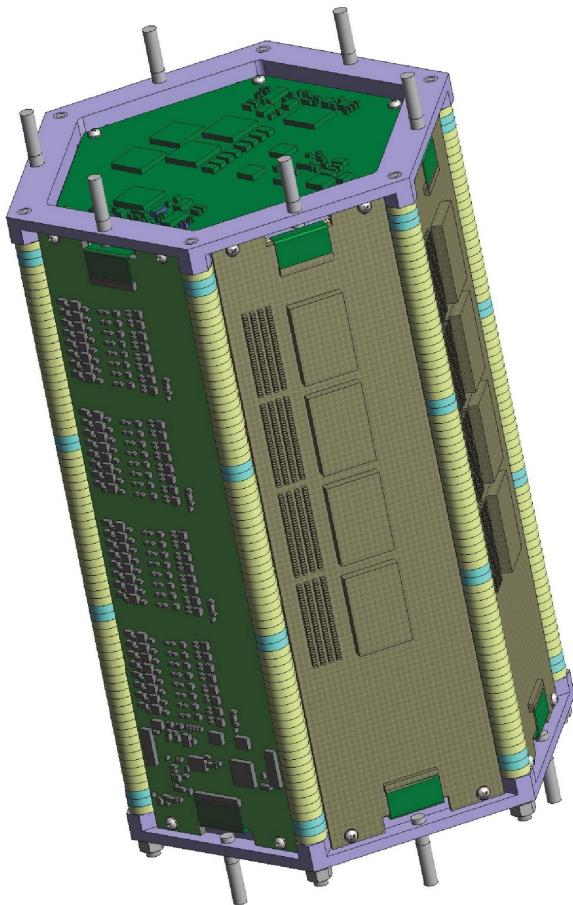


Рис. 20: Внешний вид одной башни спектрометра МОДУЛЯЦИЯ.

4 Заключение

В заключение отметим, что проект МОДУЛЯЦИЯ позволяет решить основные проблемы, связанные с измерением потоков частиц космических лучей, подверженных солнечной модуляции, и обеспечить измерения в широком энергетическом диапазоне для всех ядер космических лучей, не только от протонов до железа, что является основной задачей миссии, но, фактически, и для сверхтяжелых ядер вплоть до астероидов, если обстоятельства позволят включить в состав аппаратуры несколько десятков башен спектрометра и будет использована электроника, обеспечивающая достаточный динамический диапазон в измерении заражаемости. Можно также отметить, что в минимальной комплектации (одна башня спектрометра плюс считающая электроника) масса аппаратуры составит всего около 20 кг, что позволит первые варианты спектрометра отправить в космос разными способами, на разных платформах, без существенных затрат.

Список литературы

- [1] ISO 15390, Space environment (natural and artificial) — Galactic cosmic ray model. ISO, 2004.
- [2] I. Richardson, H. Cane, T. Von Rosenvinge, and R. McGuire. IMP-8 GME energetic particle observations over three solar cycles. In *Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference*, volume 1, pages 323–326, Merida, Mexico, 2008.
- [3] J.S. George, K.A. Lave, M.E. Wiedenbeck, Cummings A.C. Binns, W.R and, and et al. Elemental composition and energy spectra of galactic cosmic rays during solar cycle 23. *The Astrophysical Journal*, 698(2):1666–1681, 2009.
- [4] P. Kühl, R. Gómez-Herrero, and Heber B. Annual cosmic ray spectra from 250 mev up to 1.6 gev from 1995–2014 measured with the electron proton helium instrument onboard SOHO. *Solar Physics*, 291:965–974, 2016.
- [5] R.B. McKibben, J.J. Connell, C. Lopate, M. Zhang, and B. Heber. Intensities of galactic cosmic ray nuclei from the ecliptic to the south solar polar regions near solar maximum: observations from the ULYSSES COSPIN high energy telescope. In *Proceedings of the 27th International Cosmic Ray Conference*, volume 1, pages 3893–3896, Hamburg, 2001.
- [6] O. Adriani, G.C. Barbarino, G.A. Bazilevskaya, R. Bellotti, Boezio M., and et al. Time dependence of the proton flux measured by PAMELA during the 2006 July – 2009 December solar minimum. *The Astrophysical Journal*, 765(2):91–98, 2013.
- [7] Y. Shikaze, S. Haino, K. Abe, H. Fuke, T. Hams, and et al. Measurements of 0.2 to 20 GeV/n cosmic-ray proton and helium spectra from 1997 through 2002 with the BESS spectrometer. *Astroparticle Physics*, 28(1):154–167, 2007.
- [8] K. Abe, H. Fuke, S. Haino, T. Hams, M. Hasegawa, and et al. Measurements of cosmic-ray proton and helium spectra from the bess-polar long-duration balloon flights over Antarctica. *The Astrophysical Journal*, 822:65, 2016.

- [9] G.D. Badhwar and P.M. O'Neill. Galactic cosmic radiation model and its applications. *Advances in Space Research*, 17(2):7–17, 1996.
- [10] P.M. O'Neill, S. Golge, T. C. Slaba, and G.D Badhwar. 2014 galactic cosmic ray flux model description, 2015. NASA/TP-2015-218569.
- [11] ОСТ 134-1044 2007 Изменение 1. Аппаратура, приборы, устройства и оборудование космических аппаратов. Методы расчета радиационных условий на борту космических аппаратов и установления требований по стойкости радиоэлектронной аппаратуры космических аппаратов к воздействию заряженных частиц космического пространства естественного происхождения. М.: ФГУП ЦНИИМаш, 2016.
- [12] N.V. Kuznetsov, E.P. Popova, and M.I. Panasyuk. Empirical model of long-time variations of galactic cosmic ray particle fluxes. *Journal of Geophysical Research*, 122(2):1463–1472, 2017.
- [13] A.J. Tylka, J.H.Jr. Adams, P.R. Boberg, and et al. A revision of the cosmic ray effects on micro-electronics code. *IEEE Transactions On Nuclear Science*, 44(6):2150–2160, 1997.
- [14] D. Matthia, T. Berger, A.I. Mrigakshi, and G. Reitz. A ready-to-use galactic cosmic ray model. *Advances in Space Research*, 51(3):329–338, 2013.
- [15] R.A. Nymmik. Some problems of modeling gcr particle flux for new physical conditions in the heliospere (for 24th solar cycle), 2014. NASA and FSA Technical Interchange Meeting «Radiation Environment and Risk Analysis at and near the Lunar Surface», SINP MSU, Moscow, Russia, 30–31 July 2014.
- [16] V. Bulatov, S. Filippov, D. Karmanov, and et al. Nucleon-2 mission for the investigation of isotope and charge composition of cosmic ray ions. *Adv. Spase Research*, 64(12):2610–2618, 2019.
- [17] O. Vasiliev, D. Karmanov, A. Kurganov, A. Panov, D. Podorozhnyi, P. Tkachev, and A. Turundaevskiy. Current status of the nucleon-2 mission. *Physics of Particles and Nuclei Letters*, 18(3):36–51, 2021.
- [18] А.А. Курашов. *Идентификация ионизирующих излучений средних и низких энергий*. Атомиздат, Москва, 1979.
- [19] A. Ferrari, P.R. Sala, A. Fassò, and J. Ranft. Fluka: a multi-particle transport code., 2005. CERN-2005-10 (2005), INFN/TC_05/11, SLAC-R-773.
- [20] Bohlen T.T., Cerutti F., Chin M.P.W., and et al. The fluka code: Developments and challenges for high energy and medical applications. *Nuclear Data Sheets*, 120:211–214, 2014.