

К 60-ЛЕТИЮ ОБЪЕДИНЁННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ (ОИЯИ)

Релятивистская ядерная физика в ОИЯИ:
от синхрофазотрона к коллайдеру NICA

Н.Н. Агапов, В.Д. Кекелидзе, А.Д. Коваленко, Р. Ледниcki,
В.А. Матвеев, И.Н. Мешков, В.А. Никитин,
Ю.К. Потребенников, А.С. Сорин, Г.В. Трубников

Представлены развитие релятивистской ядерной физики в Объединённом институте ядерных исследований (ОИЯИ) — от времени первых экспериментов до наших дней — и современное состояние проблемы. Дано описание проекта NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) в ОИЯИ и статуса этого проекта. Две задачи: изучение плотной ядерной (барионной) материи и физика спина нуклона — объединены в проекте общим экспериментальным подходом — исследованием столкновений ядер с релятивистской энергией. Обсуждается первая из этих задач, второй будет посвящена специальная публикация. Исследования столкновений релятивистских ядер, начатые в ОИЯИ в 1970-е годы на протонном синхротроне СФ (Синхрофазотрон), составляют основную цель современного проекта NICA. Кратко обсуждаются возможности фундаментальных и прикладных исследований на новом ускорительном комплексе в смежных областях науки и техники. Представлено описание новых ускорительных технологий, развитых при разработке проекта NICA. Ускорительный комплекс NICA позволит проводить исследования физики частиц в ранее недоступных областях параметров и условий эксперимента. В коллайдере NICA столкновения встречных пучков тяжёлых ядер будут производиться в области энергий в системе центра масс 4–11 ГэВ при светимости вплоть до величины $10^{27} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Эти исследования будут дополнены экспериментами на пучке ядер, выведенном на фиксированную мишень. Дано краткое описание детекторов, сооружаемых для этих исследований.

Ключевые слова: синхрофазотрон, барионная материя, смешанная фаза, спин нуклона, бустер-синхротрон, коллайдер, светимость, сверхпроводящий магнит, стохастическое охлаждение, электронное охлаждение, криогеника

PACS numbers: 11.80. – m, 13.85.Dz, 14.20.Dh

DOI: 10.3367/UFNr.0186.201604c.0405

Содержание

1. Введение (405).
 - 1.1. Синхрофазотрон — начало пути.
 - 1.2. Исследования с пузырьковыми камерами.
 - 1.3. Исследование дифракционных процессов в столкновениях адронов.
 - 1.4. Открытие распада векторных мезонов на e^+e^- -пары.
 - 1.5. Формирование пучков заряженных частиц с помощью изогнутого кристалла.
 - 1.6. Исследование кумулятивных процессов.
 - 1.7. Обнаружение расширения объёма генерации пионов в NN - и AA -взаимодействиях.
 - 1.8. Фрагментация и фазовые переходы в горячих ядрах.
2. Новая физика в столкновениях тяжёлых ядер (413).
3. Ускорительный комплекс NICA (414).
4. Концепция достижения проектной светимости коллайдера NICA (416).

Н.Н. Агапов, В.Д. Кекелидзе, А.Д. Коваленко, Р. Ледниcki,
В.А. Матвеев, И.Н. Мешков, В.А. Никитин, Ю.К. Потребенников,
А.С. Сорин, Г.В. Трубников. Объединённый институт
ядерных исследований,
ул. Жолио-Кюри 6, 141980 Дубна, Московская обл.,
Российская Федерация
Тел. (496) 216 51 93. E-mail: meshkov@jinr.ru

Статья поступила 6 июля 2015 г.,
после доработки 18 ноября 2015 г.

5. Детекторы на комплексе NICA (418).
 - 5.1. Эксперимент BM@N.
 - 5.2. Многоцелевой детектор.
 6. Комплекс NICA — многофункциональная исследовательская лаборатория. Новые ускорительные технологии (420).
 7. Заключение (423).
- Список литературы (423).

1. Введение

1.1. Синхрофазотрон — начало пути

В 1930-е годы были созданы циклотроны, ускоряющие частицы до максимальной энергии несколько десятков МэВ. Получить более высокую энергию не удаётся из-за "релятивистского барьера" — нарушается синфазность вращения частицы и ускоряющего электрического поля. Но уже тогда было ясно, что развитие ядерной физики требует ускорителей на более высокую энергию.

В 1940 г. в Академии наук (АН) СССР создаётся "циклотронная бригада", в которую вошла "зелёная молодёжь": В.И. Векслер, С.Н. Вернов, Л.В. Грошев, П.А. Черенков и Е.Л. Фейнберг. Была поставлена цель: изучить вопрос о сооружении циклотрона с диаметром полюсов несколько метров. Было рассмотрено несколько десятков вариантов машины, которые лишь показывали невероятную сложность задачи. Однако всё

© Н.Н. Агапов, В.Д. Кекелидзе, А.Д. Коваленко, Р. Ледниcki,
В.А. Матвеев, И.Н. Мешков, В.А. Никитин,
Ю.К. Потребенников, А.С. Сорин, Г.В. Трубников 2016

круто изменилось в феврале 1944 г., когда В.И. Векслер разрубил этот гордиев узел: он обнаружил, что можно преодолеть релятивистский барьер, если повышать частоту ускоряющего поля с возрастанием энергии частиц. При этом в определённом интервале фаз автоматически сохраняется синфазность движения частицы и поля. Это явление получило название *автофазировки*. Открылась возможность создать циклические ускорители нового класса, сняв принципиальное ограничение энергии ускоряемых частиц [1].

В сложные послевоенные годы руководство Советского Союза приняло смелое решение о сооружении в Дубне ускорителя частиц на самую высокую в то время энергию — *Синхрофазотрона* (СФ). Проект готовился в Физическом институте им. П.Н. Лебедева АН СССР (ФИАН) и был утверждён директором ФИАНа Д.В. Скобельцыным в январе 1951 г. Руководителями проекта были назначены В.И. Векслер, А.П. Комар, М.А. Марков, В.А. Петухов, М.С. Рабинович, А.А. Коломенский, К.И. Блинов. Физическую программу исследований подготовили в 1952 г. М.А. Марков, И.В. Чувило, В.И. Гольданский, А.А. Коломенский, А.Н. Горбунов и А.Е. Чудаков. В программе были сформулированы задачи исследования множественного рождения частиц в протон-протонных столкновениях, измерения упругих и полных сечений взаимодействия пионов и протонов с протонами, поиска новых частиц, в частности антипротонов, указана возможность образования ядерной материи, состоящей из пионов.

В марте 1957 г. на СФ был получен пучок протонов с рекордно высокой энергией 10 ГэВ. Лаборатория высоких энергий (ЛВЭ), возглавляемая В.И. Векслером, вошла в состав Объединённого института ядерных исследований (ОИЯИ) и стала основой для широкого международного сотрудничества учёных. Пуск СФ, вызвавший широкий резонанс в мире, был признан выдающимся достижением науки. Пресса писала об этой машине как о "восьмом чуде света". Нильс Бор, посетивший ОИЯИ в 1961 г., произнёс ёмкую и точную фразу: "*Чтобы задумать и создать такой гигантский и современный инструмент, нужны были огромная прозорливость, смелость и, я бы сказал, мужество*".

На СФ был сделан ряд фундаментальных открытий в физике высоких энергий, а развитие техники эксперимента привело к прогрессу в смежных областях науки и прикладных исследованиях. Среди наиболее значимых физических экспериментов, выполненных в 1957–1965 гг., следует отметить:

- измерение полного и дифференциального сечения pp -рассеяния [2];
- исследование распадов K^0 -мезонов. Поиск эффекта антигравитации K^0 [3];
- наблюдение регенерации $K_S^0 \rightarrow K_L^0$ и проверка теоремы Померанчука [4, 5].

Почти все эти исследования имели успешное продолжение на ускорителе У-70 в Институте физики высоких энергий (ИФВЭ) и на других ускорителях при более высокой энергии.

В те же годы были выполнены также работы методического характера, существенно обогатившие возможности эксперимента:

- создание пучка антипротонов методом высокочастотной сепарации [5, 6];
- разработка газовых черенковских счётчиков [7];
- создание пузырьковых камер и разработка программы исследований на них [8–10];

— формирование нейтронного пучка и измерение полных сечений pp -взаимодействия. Создание черенковского гамма-спектрометра и наблюдение распада векторных мезонов на e^+e^- -пары [11, 12];

— создание сверхзвуковой струйной газовой мишени [13–15].

1.2. Исследования с пузырьковыми камерами

В 1950-е–1960-е годы важным инструментом наблюдения взаимодействия частиц были "трековые" пузырьковые камеры. Они имели ряд замечательных достоинств: возможность заполнения камеры разнообразными сжиженными газами (водородом, пропаном, ксеноном и др.), которые служили плотной мишенью и одновременно чувствительной средой благодаря большому объёму регистрации частиц — до нескольких кубических метров, высокой точности измерения (около 200 мкм) координат точек на треках (следах частиц) и др. В 1955–1970 гг. в ЛВЭ ОИЯИ было создано несколько газовых и пузырьковых камер, самая большая из них — двухметровая жидководородная пузырьковая камера [8–10] размером по направлению пучка 2 м, позднее дополненная трекочувствительной дейтериевой мишенью.

Вот только некоторые результаты, полученные на пузырьковых камерах при облучении их частицами, ускоренными на СФ до энергии 3–10 ГэВ, а в дальнейшем и на ускорителе У-70 при энергии протонов 70 ГэВ и энергии пионов до 40 ГэВ:

- обнаружена "инерция барионного заряда" — в событиях pp - и $p\bar{p}$ -взаимодействия угловое распределение барионов в системе центра масс (СЦМ) резко анизотропно. В pp -взаимодействии барионы образуют два конуса, направленных вперёд и назад вдоль оси пучка частиц, падающих на мишень. Эти частицы были названы лидирующими, так как значения их импульсов заметно превышают среднее значение импульса частиц в данном событии. В событиях $p\bar{p}$ -столкновения барионы образуют только один конус назад. Для конусов вперёд–назад введено понятие *области фрагментации мишени и пучка*. Остальная часть события была названа *областью пионизации*. Позднее её стали также называть *центральной областью*;

- измерены импульсные корреляции тождественных и нетождественных частиц. Определены пространственно-временные размеры области взаимодействия. Теперь эта, впервые разработанная в ЛВЭ, техника, впоследствии получившая название *фемтометрии*, широко применяется. Она позволяет характеризовать различные модели множественного рождения частиц;

- получен обширный материал по ядро-ядерным взаимодействиям: dC , CC , CTa , и по взаимодействиям антипротонов, антинейтронов и антинейтронов с протонами, дейтронами и другими ядрами. Эти данные сохраняют актуальность и служат для развития теоретических моделей столкновений ядер и антиядер (рис. 1);

- в 1960 г. впервые было наблюдало событие образования антигиперона $\bar{\Sigma}^-$. Это открытие также сделано на пропановой камере. Интересно отметить, что при этом наблюдались четыре странные частицы, что явилось первым экспериментальным свидетельством множественного рождения странных частиц [16];

- обнаружена неожиданная выстроенность спина ρ^0 -мезонов, образованных в антипротон-протонных взаимодействиях, и выявлена её связь с поляризацией валентных кварков в процессе их слияния [17].

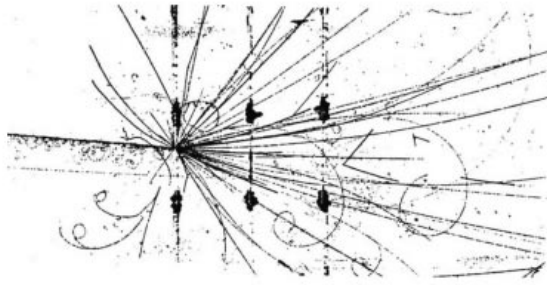


Рис. 1. Характерное событие столкновения ядра углерода (C) с энергией 4,5 ГэВ/нуклон с ядром таллия (Ta). Снимок сделан в пропановой камере размером вдоль оси пучка 2 м с Ta-пластинами в качестве мишени.

1.3. Исследование дифракционных процессов в столкновениях адронов

В 1960-е годы волнующей и широко обсуждаемой проблемой была асимптотика адронных взаимодействий: как ведут себя полные сечения и амплитуды бинарных процессов при неограниченном возрастании энергии частиц? Простейшее и поэтому наиболее привлекательное предположение основывалось на так называемой оптической модели, согласно которой полные сечения $\sigma_{\text{tot}} = 2\pi r^2$ и наклон дифракционного конуса $d\sigma_{\text{elast}}/dt \approx \exp(bt)$, где $b = r^2/2$, $t < 0$ — квадрат 4-импульса, переданного рассеянной частице, при энергии $E \rightarrow \infty$ стремятся к постоянному значению, поскольку адрон как протяжённый объект представляет собой поглощающую (серую или чёрную) сферу с постоянным радиусом r , много большим де-бройлевской длины волны λ : $r \gg \lambda = h/p$. Соответственно, действительная часть амплитуды A упругого рассеяния, обусловленная в оптике не дифракцией, а коэффициентом преломления, стремится к нулю: $\rho(E) = \text{Re } A / \text{Im } A \rightarrow 0$. Если известен параметр $\rho(E)$, то могут быть проверены дисперсионные соотношения, которые связывают действительную и мнимую части амплитуды упругого рассеяния частиц. Дисперсионные соотношения выведены исходя из основных аксиом квантовой теории поля: причинности, унитарности, лоренц-инвариантности и спектральности.

В начале 1960-х годов была сформулирована *концепция полюсов Редже*, которая претендовала стать главным элементом теории сильных взаимодействий. При достаточно высокой энергии, согласно "реджистике", главный вклад в бинарные процессы и полные сечения даёт один полюс — *померон*:

$$\frac{d\sigma(s, t)}{dt} = f(t) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{2\alpha(t)-2}, \quad \alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t, \quad (1)$$

$$\sigma_{\text{tot}}(s) = \sigma_0 + \sigma_1 \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha(0)-1}, \quad b(s) = b_0 + 2\alpha' \ln \frac{s}{s_0},$$

где $d\sigma/dt$ — дифференциальное сечение упругого рассеяния изучаемых частиц, σ_1 , σ_0 — параметры, определяемые по экспериментальным данным, $f(t)$ — произвольная функция, определяемая по экспериментальным данным, s — квадрат энергии в системе центра масс пары взаимодействующих частиц, s_0 — нормировочная константа (обычно полагают $s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$). Функция $\alpha(t)$ называется траекторией померона. Параметры $\alpha(0)$ и α' определяют тип асимптотики. При $\alpha(0) < 1$ имеем асимптотику с убывающими или постоянными полными сечениями, при $\alpha(0) > 1$ сечения полиномиально

возрастают. Если $\alpha' = 0$, то имеем аналог классической оптики с $b = \text{const}$. Если $\alpha' > 0$, то во всех дифракционных процессах происходит универсальное логарифмическое возрастание параметра b (и радиуса области взаимодействия).

Таким образом, перед экспериментом встала задача проверить соотношения (1). Оценки показали, что измерения необходимо проводить с высокой точностью ($\sim 2\%$ в дифференциальном сечении) и в широком интервале энергии $E > 5 \text{ ГэВ}$.

Исследования упругого рассеяния пионов и протонов на протонах и лёгких ядрах начались в ОИЯИ буквально на первых оборотах пучка СФ. В начале 1960-х годов группы под руководством В.А. Свиридова и Л.Н. Струнова предложили две новые методики, которые оказались весьма эффективными. Для наблюдения рассеяния пионов была применена камера Вильсона, заполненная газообразным водородом. Новизна постановки эксперимента состояла в использовании специального режима работы камеры с пониженной чувствительностью при высокой интенсивности пучка. При этом медленные и сильно ионизирующие протоны отдали от упругого рассеяния регистрировались в газе с высокой эффективностью. Новый режим позволил регистрировать события упругого рассеяния с рекордно малым переданным импульсом и получать большую статистику. Кроме того, на внутреннем пучке СФ была размещена тонкая плёночная мишень (толщиной около 0,5 мкм), допускающая многократное прохождение через неё пучка ускоренных частиц. В 1967 г. этот опыт был использован при создании мишени на внутреннем пучке ускорителя У-70. Мишень имела принципиально важный новый элемент — газовую сверхзвуковую водородную струю [18–21].

Метод тонкой внутренней мишени имеет по крайней мере три важные особенности:

- возможность ускорения частиц (сканирования) во всём диапазоне энергии ускорителя при одновременной работе с другими экспериментами;

- возможность прецизионного измерения энергии и угла эмиссии медленной частицы отдачи;

- отсутствие необходимости иметь выведенный пучок, что значительно удешевляет установку и позволяет приступить к физическим измерениям сразу после запуска ускорителя.

С помощью метода тонкой внутренней мишени на СФ было изучено упругое рассеяние протонов на протонах и дейтронах [18–21].

К середине 1969 г. в дискуссии о типе асимптотики адронных процессов ясность не была достигнута. Данные об упругом pp-рассеянии, полученные в ОИЯИ в интервале энергии 2–10 ГэВ (рис. 2), указывали на сужение дифракционного конуса. Данные Брукхейвенской национальной лаборатории (BNL) и ЦЕРНа в диапазоне энергии 15–24 ГэВ указывали на выполаживание функций $\sigma_{\text{tot}}(E)$ и $b(E)$. Однако невысокая точность измерений не позволяла сделать убедительного вывода. Оригинальный метод исследования и широкий интервал энергии, достигнутый на самом крупном в 1968–1972 гг. протонном ускорителе У-70, позволили ответить на поставленный вопрос. Первое сообщение о результатах, полученных на У-70 по параметру b , было сделано летом 1969 г. на конференции в Лунде [22]. Эксперимент однозначно свидетельствовал о логарифмическом возрастании функции $b(E)$. Параметр наклона траектории эффективного полюса Померанчука (α' в формуле (1)) оказался отличным от нуля: $\alpha' = 0,47 \pm 0,09$. Выражение

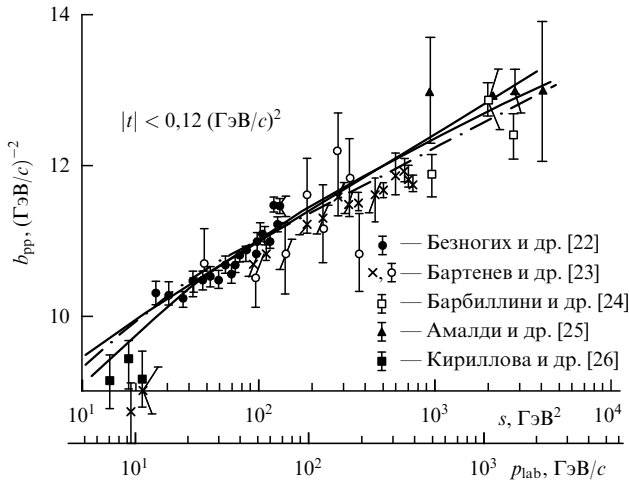


Рис. 2. Компиляция наиболее точных данных (на 1973 г.) по параметру наклона $b_{pp}(E)$. t — квадрат четырёхмерного импульса, переданного в процессе упругого рассеяния пары частиц, s — квадрат энергии пары частиц в системе их центра масс, p_{lab} — импульс первичной частицы (протона) в лабораторной системе.

"эффективный полюс" отражает приближённый характер формул (1). Попытки сформулировать более точную и полную концепцию полюсов Редже продолжают до сих пор. Этому посвящён проект TOTEM (TOTAl Elastic and diffractive cross-section Measurement) на Большом адронном коллайдере (Large Hadron Collider — LHC) в ЦЕРНе.

Исследования, выполненные на СФ и У-70 в конце 1960-х годов, сразу после запуска этих ускорителей, сыграли важную роль в формировании концепции померона и определении его свойств. В настоящее время этот объект продолжает играть важную роль в описании динамики мягких и полужёстких адронных процессов, включая неупругую дифракцию. Померон приобрёл статус почти реального адрона. В экспериментах по глубоко неупругому рассеянию лептонов делаются попытки определения его структурной функции в терминах кварков и глюонов.

1.4. Открытие распада векторных мезонов на e^+e^- -пары

В 1960-х годах большое внимание уделялось экспериментальному и теоретическому исследованию лептонного распада векторных мезонов. Этот процесс очень важен для проверки SU(3)-симметрии сильных взаимодействий, гипотезы об ω^0 – ϕ^0 -смешивании и модели векторной доминантности (ВД). Феноменологическая модель ВД предложена для описания взаимодействия фотона с адронами (рис. 3). В основу модели положено предположение о том, что фотон, взаимодействуя с адронами, предварительно переходит в векторные мезоны ρ^0 , ω , ϕ и их возбуждённые состояния. То есть фотон (свет!) проявляет адронные свойства. У фотона и векторных мезонов одинаковые квантовые числа. Поэтому переход фотона в векторный мезон не запрещён, в отличие от переходов в другие мезоны. Модель ВД широко используется в области энергий порядка нескольких ГэВ. Это обусловлено тем, что точные расчёты на основе квантовой хромодинамики в указанной области энергий крайне сложны. Но предсказания модели ВД хорошо согласуются с экспериментальными результатами.

Известно, что резонансный характер процесса образования K^+ - и K^- -мезонов в реакции e^+e^- -аннигиляции

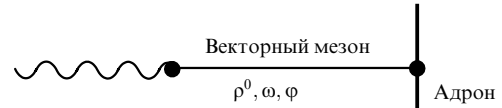


Рис. 3. Взаимодействие фотона с адроном. Фотон превращается в векторный мезон, который взаимодействует с адроном.

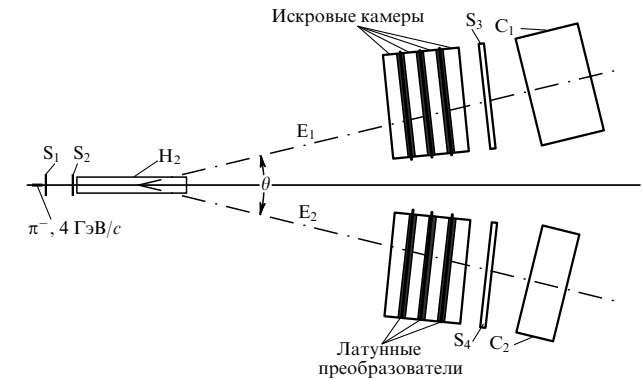


Рис. 4. Схема установки для наблюдения реакции рождения и лептонного распада векторных мезонов. S_1 – S_4 — триггерные сцинтилляционные детекторы, H_2 — жидководородная мишень длиной 50 см, C_1 , C_2 — черенковские γ -спектрометры полного поглощения.

хорошо описывается диаграммой, в которой фотон вначале превращается в ϕ -мезон, а последний затем распадается на пару K^+ - и K^- -мезонов. Энергия резонанса в этом процессе совпадает с энергией покоя ϕ -мезона.

Ещё одно свидетельство в пользу модели ВД: сечение взаимодействия фотона с ядром, содержащим A нуклонов, должно быть пропорционально массовому числу A . Однако из эксперимента следует, что сечение $\sigma = \alpha A + \beta A^{2/3}$. Второе слагаемое обусловлено фотоном, превратившимся в векторный мезон до взаимодействия с ядром. Таким образом, часть нуклонов оказывается экранированной в результате сильного взаимодействия виртуального мезона с ядром.

Наблюдение образования и лептонного распада векторных мезонов $V \equiv (\rho^0, \omega^0, \phi^0)$:

$$\pi^- + p \rightarrow V + n \rightarrow e^+ + e^- + n, \quad (2)$$

впервые удалось выполнить на СФ в ОИЯИ [27] в пучке π^- -мезонов с импульсом 4 ГэВ/с. Установка, схема которой показана на рис. 4, представляет собой двухплечевой черенковский спектрометр полного поглощения. Важная отличительная особенность этого спектрометра — наличие искровых камер, которые измеряют координаты заряженных частиц с точностью ≈ 2 мм. Каждое плечо спектрометра содержит 90 счётчиков — радиаторов из оптического свинцового стекла. Длина счётчика 35 см, что составляет 14 радиационных длин, поперечная форма — шестиугольник размером 17,5 см. Энергетическое разрешение счётчика $\approx 5\%$. Интервал регистрируемой эффективной массы e^+e^- -пары составляет 500–1200 МэВ, разрешение по массе 40 МэВ. Зарегистрировано 38 событий реакции (2). Получен результат

$$B_\rho \sigma_\rho + B_\omega \sigma_\omega = (0,5 \pm 0,1) \times 10^{-4} \text{ мб},$$

$$B_\phi \sigma_\phi = (0,17 \pm 0,1) \times 10^{-4} \text{ мб}.$$

Здесь $B_V = \Gamma(V \rightarrow e^+e^-)/\Gamma(V \rightarrow \text{total})$ — отношение ширины распадов векторных мезонов, σ_V — полное сечение

рождения V -мезонов в реакции (2). Малость сечений показывает исключительную сложность выполненной работы. Приведены также относительные ширины лептонных распадов:

$$B_p = (5,3 \pm 1,1) \times 10^{-5}, \quad B_\omega = (6,5 \pm 1,3) \times 10^{-5}.$$

Полученные результаты способствовали развитию и уточнению названных выше теоретических концепций. Выполненные позднее измерения повысили точность полученных на СФ данных, но несущественно изменили их значения.

1.5. Формирование пучков заряженных частиц с помощью изогнутого кристалла

Возможность поворота пучка заряженных частиц за счёт каналирования в изогнутом кристалле теоретически была показана Э.Н. Цыгановым [28] в 1976 г., и вскоре этот удивительный эффект был продемонстрирован на выведенном пучке протонов СФ [29]. Явление каналирования частиц в кристалле, которое было известно ранее, состоит в локализации движения заряженной частицы под действием электростатического поля ионов между плоскостями кристаллической решётки. Если угол между траекторией и плоскостью достаточно мал, то частица отражается от этих плоскостей и движется между ними. Каналирование в механически изогнутом кристалле приводит к повороту пучка частиц.

В первом же эксперименте на СФ пучок протонов с импульсом 8,5 ГэВ был отклонён на угол 26 мрад кристаллом кремния длиной около 5 мм. Оказалось, что отклоняющая способность кристалла эквивалентна магниту такой длины с напряжённостью поля 60 Тл!

Пионерская работа, выполненная на СФ, открыла новое направление в технике эксперимента: вывод пучка из ускорителя, формирование пучков вторичных частиц, создание принципиально новых фокусирующих элементов, измерение эмиттанса пучков и магнитного момента короткоживущих частиц [30]. Впервые осуществлённая на СФ, эта техника была также апробирована на SPS (Super Proton Synchrotron) в ЦЕРНе и на Тэватроне в Национальной лаборатории им. Э. Ферми (США). На ускорителе У-70 в ИФВЭ с помощью изогнутых кристаллов было сформировано несколько выведенных пучков протонов с энергией до 70 ГэВ [31].

1.6. Исследование кумулятивных процессов

Анализ экспериментальных данных о взаимодействии лептонов, протонов и ядер с протонами и ядрами, полученный в начале 1970-х годов, привёл к идее *масштабной инвариантности* неупругих процессов. Этот термин означает подобие спектров вторичных адронов при разных значениях энергии первичных частиц. Данное свойство спектров называют также *автомодельностью* (самоподобием) или *скейлингом*. Анализ данных показал, что для представления сечения инклюзивного процесса $A + B \rightarrow C + X$ (наблюдается только одна частица C) удобно ввести масштабную безразмерную переменную $x = p_C/p_{C\max}$, где в знаменателе в качестве масштабного параметра стоит максимально возможный по кинематике импульс частицы C . Тогда сечение $d\sigma/dp_C(s, p_C) = f(x)$ оказывается универсальной функцией $f(x)$, не зависящей от энергии.

В 1971 г. А.М. Балдин высказал [32, 33] гипотезу: сечения типа $f(x)$ при взаимодействии релятивистских адронов определяются локальными свойствами адронной материи, а не геометрическими характеристиками взаимодействующих объектов A и B (например, форм-

факторами). В результате возникает задача релятивистского описания возбуждённой адронной материи и протяжённых составных объектов. Началась эра *релятивистской ядерной физики*.

Одно из ярких явлений среди этих проблем — *кумулятивный эффект*, обнаруженный экспериментально в реакции $d + \text{Cu}$, где наблюдалось рождение π -мезонов с импульсами, существенно превышающими значения, следующие из условия сохранения энергии-импульса в парных столкновениях нуклонов — дейтрона и ядра углерода. Возможным описанием кумулятивных процессов при столкновении двух ядер (A, B) является механизм возбуждения группы из N^* нуклонов $N_{AB} \rightarrow N + N^*$. Число нуклонов N^* зависит от массы ядра (A или B), а вероятность $P_N(N)$ ассоциации N^* нуклонов приходится определять модельным способом, например вычислять её по биномиальному закону. Тогда сечение в общем виде выражается как

$$E \frac{d\sigma}{dp} = \sum_{N_{\min}}^A P_N(N) f_N(x_N). \quad (3)$$

Минимальное число нуклонов в ассоциации определяется кинематическим соотношением (в единицах $c = 1$) $N_{\min} = (E^* - P^* \cos \theta^*)/m \approx Q$, где θ^* — угол между векторами импульсов N частиц и N^* нуклонов. Величина $N_{\min}$, которая также обозначается как Q , называется *кумулятивным числом*.

Первая экспериментальная проверка гипотезы кумулятивного эффекта была выполнена в 1971 г. группой В.С. Ставинского на пучках протонов и дейтронов, ускоренных на СФ до импульса 10 ГэВ/с [34]. При этом импульс одного нуклона в дейтроне составлял около 5 ГэВ/с. Измерялись сечения инклюзивных реакций $p + \text{Cu} \rightarrow \pi^- + X$, $d + \text{Cu} \rightarrow \pi^- + X$. Оказалось, что импульсный спектр пионов во второй реакции простирается значительно выше границы, разрешённой законом сохранения энергии-импульса пары взаимодействующих нуклонов. Анализ данных по формуле (3), где функция P_2 рассчитывается в импульсном приближении, дал расчётный спектр кумулятивных пионов, на 2–4 порядка меньший экспериментального спектра. Таким образом, были показаны существование кумулятивного эффекта и соответствие его величины гипотезе масштабной инвариантности и достаточно простой модели совместного действия двух нуклонов.

В работе [35] была измерена эмиссия протонов под углом 137° из фрагментирующего ядра углерода C в реакции pC при энергии протонов 1–6 ГэВ (рис. 5). Стрелками на рисунке показаны импульсы, которые в соответствии с кинематикой должен иметь протон, квазиупруго рассеянный на нуклонных кластерах d , t , α . Отчётливо видно присутствие в спектре кумулятивной области $p_p \geq 400$ МэВ/с. Однако никаких особенностей (пиков) в спектре не обнаруживается. Это ещё раз демонстрирует "партонный" характер изучаемых процессов: во взаимодействии участвуют не отдельные нуклоны, а *партоны* (группы частиц), несущие значительную часть импульса группы из нескольких нуклонов. Таким образом, в столкновениях ядер обнаруживается более сложная динамика рождения частиц по сравнению с таковой при парных нуклон-нуклонных соударениях.

Начало экспериментов в области релятивистской ядерной физики стимулировало многочисленные работы по исследованию свойств высоковозбуждённой адронной материи с целью изучения цветовых степеней свободы в ядрах и квантовой хромодинамики (КХД) боль-

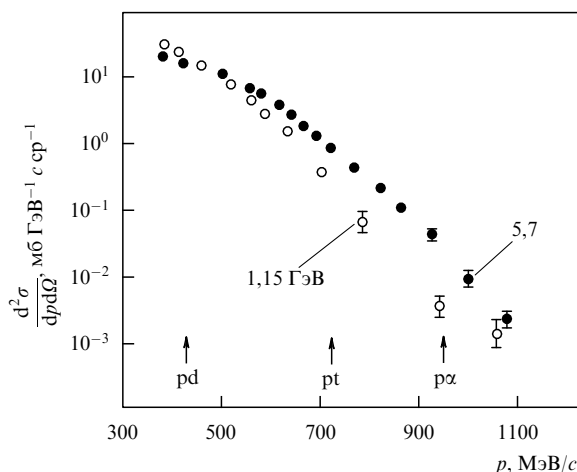


Рис. 5. Спектр протонов в реакции $p + C \rightarrow p + X$ при энергии протонов пучка 1,15 и 5,7 ГэВ. Вторичный протон регистрируется под углом 137° . Стрелки показывают положения ожидаемых квазиупругих максимумов от рассеяния протонов на кластерах d, t, α .

ших расстояний. Обнаружение кумулятивных пионов положило начало изучению цветовых степеней свободы в релятивистских ядерных столкновениях. Последовавшее затем более детальное исследование процессов кумулятивного рождения частиц требовало повышения интенсивности пучков протонов и дейтронов на СФ и привело к установлению границы области предельной фрагментации. Эта граница соответствует значению $\sqrt{s_{NN}} \approx 3,2$ ГэВ.

Дальнейшие эксперименты с пучками p, d, π , γ , ν на мишенях от дейтериевой до урановой с регистрацией кумулятивных пионов, каонов, протонов, антипротонов, ядер дейтерия, трития и гелия в диапазоне энергий взаимодействующих частиц от 1 до 400 ГэВ на ускорителях ЛВЭ ОИЯИ, а также в Институте теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ), ИФВЭ, Ереванском физическом институте, Национальной лаборатории им. Лоуренса в Беркли (LBL) (США) подтвердили результаты работ [34, 35]. Эти результаты послужили весомым основанием для развития ускорительной базы ОИЯИ, что привело к созданию первого в стране сверхпроводящего релятивистского протонного синхротрона "Нуклотрон" (1987–1992 гг.), построенного под руководством А.М. Балдина [32, 36].

В эти же годы на пучках поляризованных дейтронов, ускоренных в СФ до энергии 4,5 ГэВ на нуклон, были поставлены эксперименты по изучению физики спина нуклона, продолженные затем на Нуклотроне.

Успехи Стандартной модели, выдержавшей проверку прецизионными экспериментами на коллайдерах конца XX – начала XXI вв., привели к формированию твёрдого мнения, что "новая физика" в барионном секторе может быть обнаружена только на *сверхвысоких энергиях*. Казалось, открытие бозона Хиггса на LHC только укрепило эту позицию (проект Future Circular Collider в ЦЕРНе как ускоритель будущего), а в области энергии адронов 10–20 ГэВ в СЦМ ничего принципиально нового ожидать не приходится. Однако, оказывается, как мы показали выше на примере кумулятивного эффекта, это далеко не так.

1.7. Обнаружение расширения объёма генерации пионов в NN- и AA-взаимодействиях

На выведенном пучке СФ создан Гибридный магнитный спектрометр (ГИБС) [37], предназначенный для исследова-

ования взаимодействия ядер и протонов. Основным элементом установки является стримерная камера с чувствительным объёмом $188 \times 77 \times 58$ см³, которая помещена в электромагнит. Мишень может располагаться вне или внутри камеры. Спектрометр обеспечивает регистрацию продуктов взаимодействия пучка с мишенью в полном телесном угле (4π -геометрия). Система триггерных счётчиков позволяет с высоким временным разрешением отбирать редкие события или события с большой множественностью. Ниже приводятся результаты одной из таких работ.

Важным направлением исследований на существующих и строящихся ускорителях в области релятивистской ядерной физики является возможность получения ответа на вопрос о коллективной динамике системы, состоящей из большого числа частиц. Очевидно, что для возникновения новых состояний ядерного вещества наилучшим объектом являются ядро-ядерные взаимодействия с максимальным количеством нуклонов-участников, т.е. события центрального столкновения ядер. Для выделения таких событий используются по крайней мере два критерия: большая множественность вторичных частиц и минимальный поток частиц в некотором малом угловом конусе относительно оси пучка.

Работа [38] посвящена изучению множественного рождения частиц в центральных взаимодействиях ядер магния при энергии 4,3 ГэВ на нуклон и в нейтрон-протонных взаимодействиях 3,8–5,2 ГэВ/с. Используется выведенный пучок СФ. Взаимодействия Mg + Mg регистрируются в стримерной камере ГИБС, а p + p-взаимодействия — в жидководородной камере ЛВЭ. Для выделения центральных столкновений Mg + Mg установка ГИБС снабжена системой триггерных счётчиков, которые отмечают большую множественность в широком интервале углов и минимальный поток частиц под малым углом, около $2,4^\circ$. Анализируются пары π^- -мезонов. Экспериментальный материал включает в себя 470 тыс. пар в центральных Mg + Mg-столкновениях и 45 тыс. пар в p + p-событиях. По этим данным строится корреляционная функция

$$C(q) = \frac{d^4\sigma/dq^4}{(d^4\sigma/dq^4)_{\text{backg}}}.$$

Здесь $q = (q_0, \mathbf{q}) = p_1 - p_2$ — разность 4-импульсов пары пионов. В знаменателе стоит фоновое распределение, получаемое посредством случайной выборки каждой частицы в паре. Корреляционную функцию можно записать для элемента возбуждённой ядерной системы, который движется относительно наблюдателя со скоростью β [39]:

$$C(q) = 1 + \lambda [-\gamma^2(q_{\parallel} - \beta q_0)^2 R_{\parallel}^2 - q_{\perp}^2 R_{\perp}^2 - \gamma^2(q_0 - \beta q_{\parallel})^2 T^2]. \quad (4)$$

Здесь $R_{\parallel}$, $R_{\perp}$, T — пространственные и временной размеры выбранного элемента системы в его собственной системе координат, а импульсы q измеряются в системе наблюдателя. Формула (4) учитывает интерференцию тождественных пионов. Под элементом подразумевается выборка пионов из определённого объёма их импульсного пространства.

В работе [38] полная система разбивается на шесть элементов (ячеек). Данные каждого элемента описывают по формуле (4) методом наименьших квадратов или методом максимального правдоподобия и находят параметры λ , β , $R_{\parallel}$, $R_{\perp}$, T . Интервал изменения $|q|$ составляет

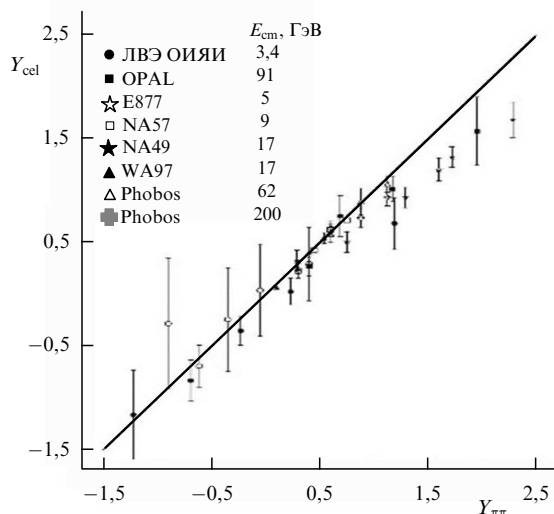


Рис. 6. Компильция данных по зависимости быстроты ячейки генерации пионов Y_{cel} от средней быстроты пары пионов $Y_{\pi\pi}$. Приведены результаты ЛВЭ, полученные с помощью установок СКМ-200 и "Водородная пузырьковая камера", а также данные более поздних экспериментов, подтверждающие результаты ЛВЭ.

10–200 МэВ/с. Точности измерения импульса и угла пиона соответственно около 1% и 5 мрад. Получены следующие параметры системы $\text{Mg} + \text{Mg}$:

$$R_{\parallel} \approx (4,5 \pm 0,5) \text{ фм}, \quad R_{\perp} \approx (3,0 \pm 0,3) \text{ фм}, \\ T \approx (3,0 \pm 1,5) \text{ фм с}^{-1}, \quad \lambda \approx 0,8 \pm 0,1.$$

Параметры системы $n + p$:

$$R_{\parallel} \approx R_{\perp} \approx (1,6 \pm 0,3) \text{ фм}, \quad T \approx (1,5 \pm 0,3) \text{ фм с}^{-1}.$$

Эти значения слабо зависят от выбора быстройного (импульсного) интервала элемента.

Поставим параметру β в соответствие быстроту данного элемента (ячейки): $Y_{\text{cel}} = (1/2) \ln [(1 + \beta)/(1 - \beta)]$. Определим среднюю быстроту пары пионов из данной ячейки $Y_{\pi\pi} = (Y_{\pi 1} + Y_{\pi 2})/2$. На рисунке 6 представлена зависимость $Y_{\text{cel}}(Y_{\pi\pi})$. Оказывается, величины Y_{cel} и $Y_{\pi\pi}$ строго коррелированы: $Y_{\text{cel}} \sim Y_{\pi\pi}$ — прямая линия на рис. 6. Это наглядно доказывает расширение объёма генерации пионов.

В работе [38] получены следующие результаты:

- впервые введён новый экспериментально измеряемый параметр интерференционного анализа — скорость элемента объёма генерации пионов. Измерены скорости этих элементов, которые оказались близкими к средним скоростям соответствующих ансамблей пионов;

- впервые наблюдается расширение объёма генерации пионов в продольном и поперечном направлениях. Характер расширения одинаков в $\text{Mg} + \text{Mg}$ - и $n + p$ -взаимодействиях;

- впервые измерены пространственно-временные размеры элементов генерации пионов в их собственной системе координат. Отмечена некорректность определения размеров системы, движущейся относительно наблюдателя.

1.8. Фрагментация и фазовые переходы в горячих ядрах

Капельная модель ядра, развитая в 1930-х годах, успешно применяется для анализа взаимодействия ядер

при небольшой энергии (температуре T) возбуждения $E_N = T \leq T_c$. Здесь E_N — средняя энергия нуклона в ядре, $T_c \approx 15$ МэВ — критическая температура, которая не может превышать энергии связи нуклонов. В области $T \leq T_c$ ядро метастабильно. Оно уменьшает свою энергию посредством испарения частиц. В области $T > T_c$ ядро является нестабильным и распадается на нуклоны и фрагменты либо испытывает деление.

Проблемы динамики высоковозбуждённой ядерной системы привлекают большое внимание. Изучение ядерных систем с высокой энергией возбуждения стало возможным благодаря появлению на СФ пучков релятивистских ионов. Открылась возможность ставить и решать вопрос о предельных энергии возбуждения и температуре, достижимых в ядерной системе. Для описания процессов в этой области недостаточно модели испарения, поскольку она не учитывает появления вторичных частиц в области $E > 20$ МэВ. Для того чтобы описать взаимодействие протонов и лёгких ядер с тяжёлыми ядрами в области энергии пучка, превышающей ~ 1 ГэВ, разрабатываются каскадные модели, в которых быстрые частицы появляются в результате многократного рассеяния нуклонов пучковой частицы с нуклонами ядрами. Известна модель коалесценции — слипания вторичных частиц с близкими импульсами. Имеются гидродинамические, статистические и термодинамические алгоритмы, применение которых, однако, ограничено из-за наличия в них свободных параметров.

Для описания распадов возбуждённого ядра создан ряд моделей. Рассматривается механизм фрагментации в результате фазового перехода газ–жидкость, распада ядерной решётки и др.

В 1980-е годы на СФ и других устройствах выполнено большое число исследований с целью развития моделей и детализации механизма фрагментации ядер. На внутреннем пучке СФ создана установка "Спектрометр ядер отдачи" (СЯО). В камере ускорителя размещаются подвижные телескопы из кремниевых полупроводниковых детекторов [40]. Типичная схема телескопа показана на рис. 7. Телескопы могут перемещаться в диапазоне углов $45^\circ - 135^\circ$. Заряженные частицы, попавшие в апертуру телескопа, идентифицируются методом $\Delta E - E$. Здесь ΔE — энергия, зарегистрированная в одном или нескольких первых детекторах, E — оставшаяся энергия, зарегистрированная в последних детекторах. Правильно идентифицируются только частицы, остановившиеся в телескопе. Пример распределения сигналов $\Delta E - E$ приведён на рис. 8.

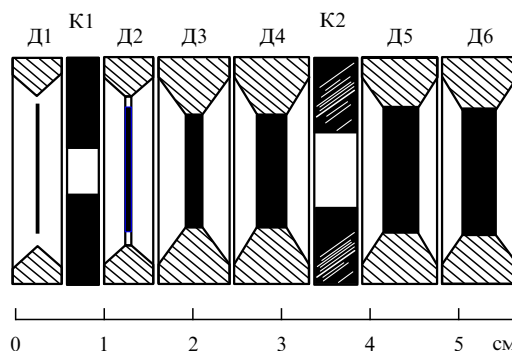


Рис. 7. Телескоп из шести кремниевых полупроводниковых детекторов (ППД), размещаемый в вакуумной камере СФ. Д1–Д6 — ППД толщиной 10, 50, 100, 300, 1000, 1000 мкм соответственно, К1 и К2 — коллиматоры.

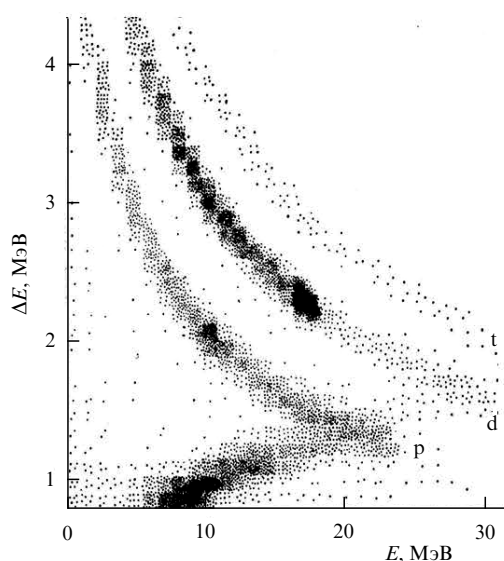


Рис. 8. Распределение сигналов $\Delta E - E$ в полупроводниковом телескопе и идентификация изотопов водорода p, d, t. Сгущения точек на линиях p и d соответствуют пикам упругих pp- и pd-взаимодействий в плёночной дейтерированной полиэтиленовой мишени.

На рисунке 9 показан массовый спектр фрагментов C–Si, зарегистрированных телескопом. Данный телескоп регистрирует изотопы в интервале энергии 1–50 МэВ на нуклон.

В работе [41] на установке СЯО измерены инклюзивные дифференциальные сечения образования фрагментов с $Z = 5 - 12$ в реакциях $p + Au \rightarrow Z + X$ и $He + Au \rightarrow Z + X$ (рис. 10). Частицы Z регистрируются в интер-

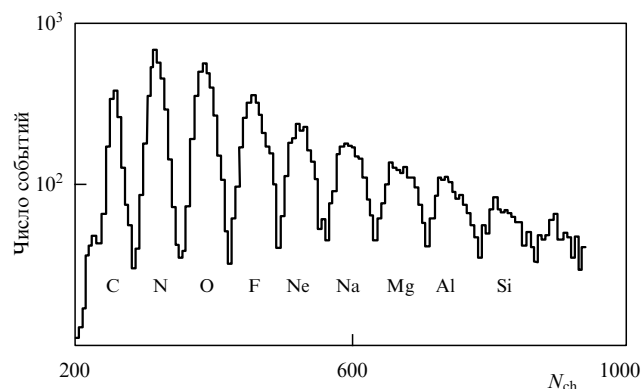


Рис. 9. Массовый спектр ядерных фрагментов, зарегистрированный полупроводниковым телескопом.

вале углов $35^\circ - 135^\circ$. Диапазон энергии пучков 1,3–13,5 ГэВ.

Принято считать, что образование фрагментов происходит из высоковозбуждённого вещества ядра — остатка, в котором осуществляется фазовый переход газ — жидкость. Фрагменты испускаются, когда образовавшаяся в результате первичного нагрева и сжатия ядерная система расширяется и оказывается вблизи критической точки. Критическая точка на фазовой диаграмме плотность — температура характеризуется флуктуациями плотности, охватывающими весь объём системы. В этом состоянии должна наблюдаться степенная зависимость сечения образования фрагментов от их массы или заряда. Для того чтобы проверить эту концепцию, были определены полные сечения выхода фрагментов и аппроксимированы зависимостью $\sigma(Z) \sim CZ^{-\tau}$,

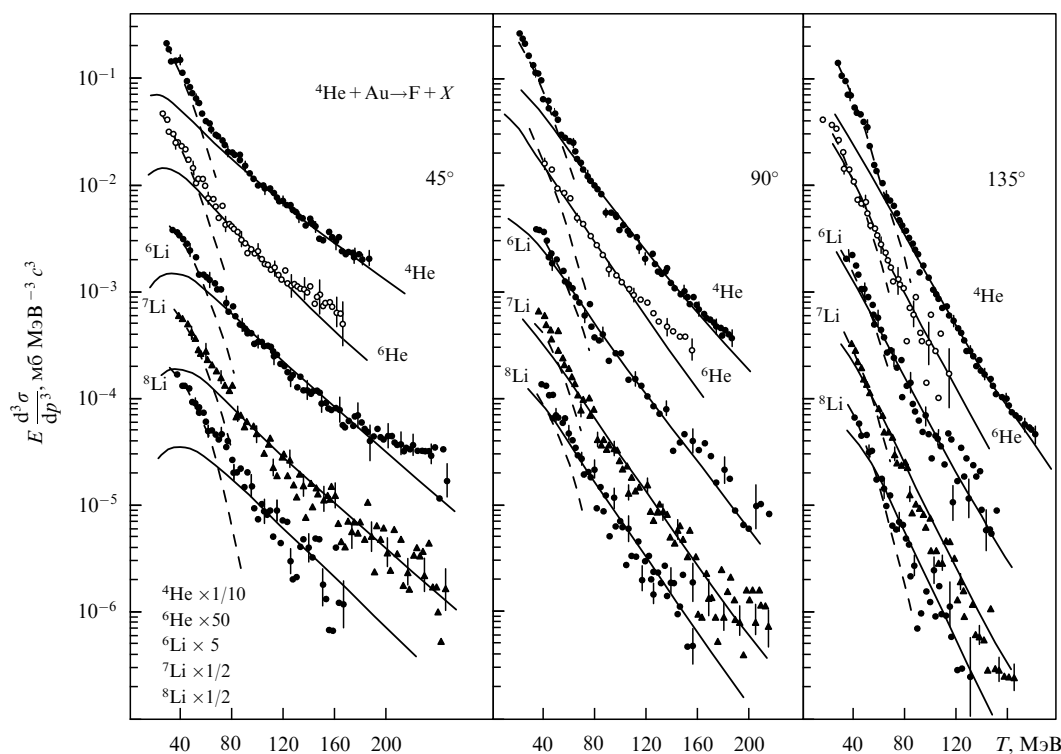


Рис. 10. Пример дифференциальных сечений образования фрагментов, зарегистрированных установкой СЯО. Штриховая линия — результат расчёта по термодинамической модели испарения. Сплошная кривая — результат расчёта в модели с двумя движущимися источниками фрагментов.

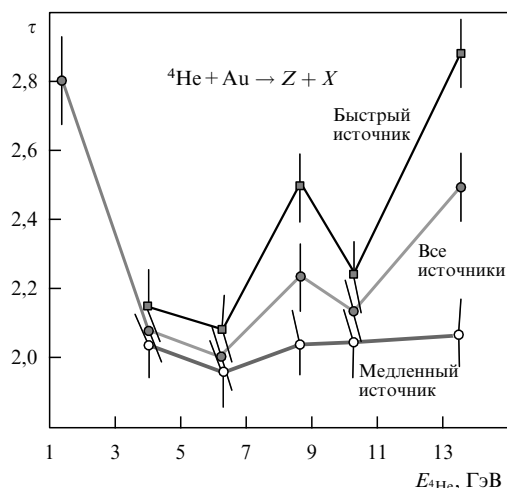


Рис. 11. Зависимость параметра τ от энергии пучка ${}^4\text{He}$.

где C — константа, а τ — безразмерный параметр, характеризующий распределение фрагментов по заряду Z и массе A ($Z \sim A$). Для реакции ${}^4\text{He} + \text{Au}$ наблюдается минимум функции $\tau(E_{{}^4\text{He}})$ при $E_{{}^4\text{He}} \approx 6$ ГэВ (рис. 11). Это свидетельствует о достижении системой условия фазового перехода.

Данные об угловой зависимости выхода фрагментов позволяют найти движущуюся систему координат, в которой частицы в заданном интервале их энергии распределены по углу изотропно. Сечения проанализированы в рамках модели, предполагающей наличие двух источников фрагментов с разной скоростью переноса. Медленный источник имеет скорость $\beta = (2 \pm 0,7) \times 10^{-2}$, а быстрый — $\beta = (5 \pm 0,7) \times 10^{-2}$. Как видно из рис. 11, немономотное поведение параметра $\tau(E_{{}^4\text{He}})$ связывается с распадом быстрого источника.

Исследования фрагментации ядер были продолжены на СФ на установке "Фаза" — гибридном сцинтилляционном спектрометре с углом регистрации, близким к 4π [42, 43]. В работе [44] сообщается об измерении критической температуры фазового перехода газ–жидкость. Получено значение критической температуры 17 ± 2 МэВ. Эти исследования продолжаются на Нуклотроне Лаборатории физики высоких энергий имени В.И. Векслера и А.М. Балдина (ЛФВЭ) ОИЯИ.

Эпоха СФ и Нуклотрона существенно обогатила наши знания о строении вещества. Значительное развитие получила техника эксперимента. Повысился уровень международного сотрудничества учёных. Эти работы неоднократно были отмечены государственными премиями.

2. Новая физика в столкновениях тяжёлых ядер

На основе анализа экспериментальных данных и численного моделирования КХД-процессов было показано [45], что предельно возможное по температуре и "чистой барионной плотности" (ЧБП) — разности плотностей барионов и антибарионов, родившихся в столкновениях ионов, состояние ядерной материи может быть получено в столкновениях тяжёлых ядер с релятивистской энергией в системе центра масс $\sqrt{s_{NN}} \sim 10$ ГэВ (рис. 12).

В 2005–2006 гг. в ОИЯИ начались работы над проектом тяжёлоионного коллайдера в указанном диапазоне энергии [46, 47].

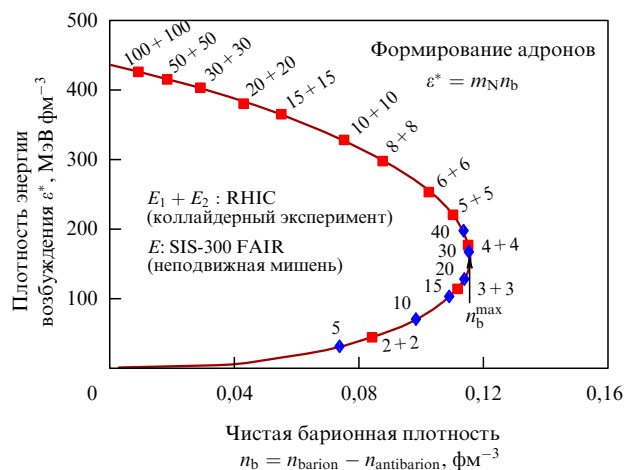


Рис. 12. Результат анализа параметров ядерной материи, образовавшейся в столкновениях тяжёлых ядер: зависимость плотности энергии возбуждения (пропорциональной температуре) и "чистой барионной плотности" — разности плотности барионов и антибарионов — от энергии соударения [28]. Квадраты — энергия $E_1 + E_2$ частиц коллайдера, ромбы — энергия E частиц в эксперименте с неподвижной мишенью.

С повышением энергии сталкивающихся тяжёлых ядер в ряде экспериментов в ЦЕРНе и BNL появились указания на образование особого состояния горячей и плотной ядерной материи — *кварк-глюонной плазмы* (КГП). Была построена фазовая диаграмма (гипотетическая) возможных состояний материи, образующейся в столкновении двух тяжёлых ядер. На рисунке 13 представлен современный вид этой диаграммы [48].

Диаграмма отражает результаты моделирования: наиболее интересная область температур–плотностей, обещающая "новую физику", — переход адронной материи в состояние кварк-глюонной материи через смешанную фазу, которая может быть достигнута именно в указанной области энергии. В то же время в столкновениях на сверхвысоких энергиях (RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider), LHC) имеет место образование горячей материи с низкой ЧБП. Область смешанной фазы на диаграмме имеет ограниченные размеры. Смешанная фаза с относительно низкой ЧБП и высокой температурой заканчивается так называемой критической точкой, выше и левее которой возможен только фазовый переход второго рода с непрерывным изменением плотностей и других параметров — так называемый кроссовер. С уменьшением энергии столкновения возникает смешанная фаза, которая ниже и правее достигает точки бифуркации. Здесь область смешанной фазы расщепляется на две ветви, между которыми лежит область "кварковой фазы" — в этой области ожидается возникновение экзотической материи.

Состояние материи, исследование которого будет доступно в столкновениях тяжёлых ионов на коллайдере NICA, по современным представлениям существовало в природе примерно на первой микросекунде после Большого взрыва. Конечно, столь увлекательная задача не осталась без внимания других лабораторий мира. Конкурентами и одновременно партнёрами ОИЯИ в этих исследованиях являются ЦЕРН, Брукхейвенская национальная лаборатория (США), Центр по изучению тяжёлых ионов им. Гельмгольца (GSI) с проектом Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) (ФРГ) (рис. 14).

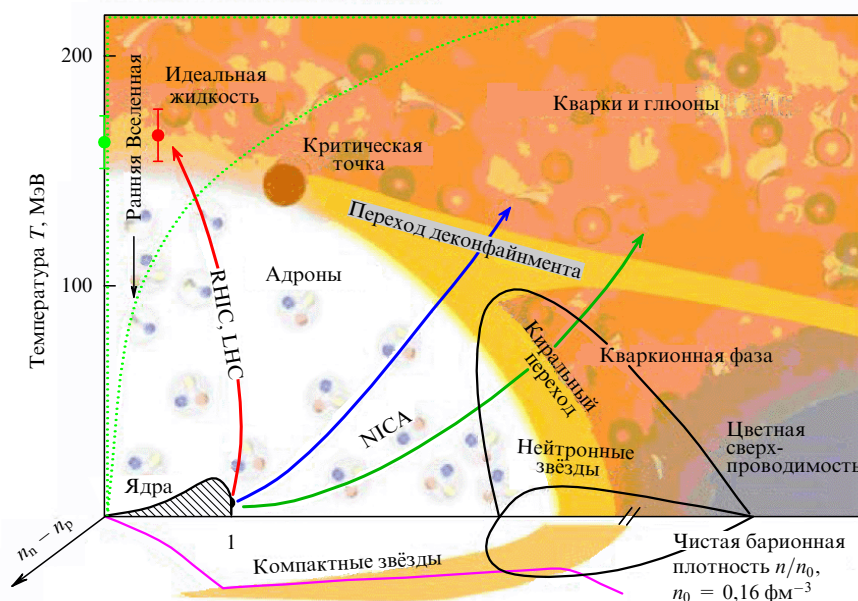


Рис. 13. Фазовая диаграмма сильно взаимодействующей материи [48] — зависимость температуры системы двух сталкивающихся ядер от чистой барионной плотности (в единицах плотности ядерной материи n_0).

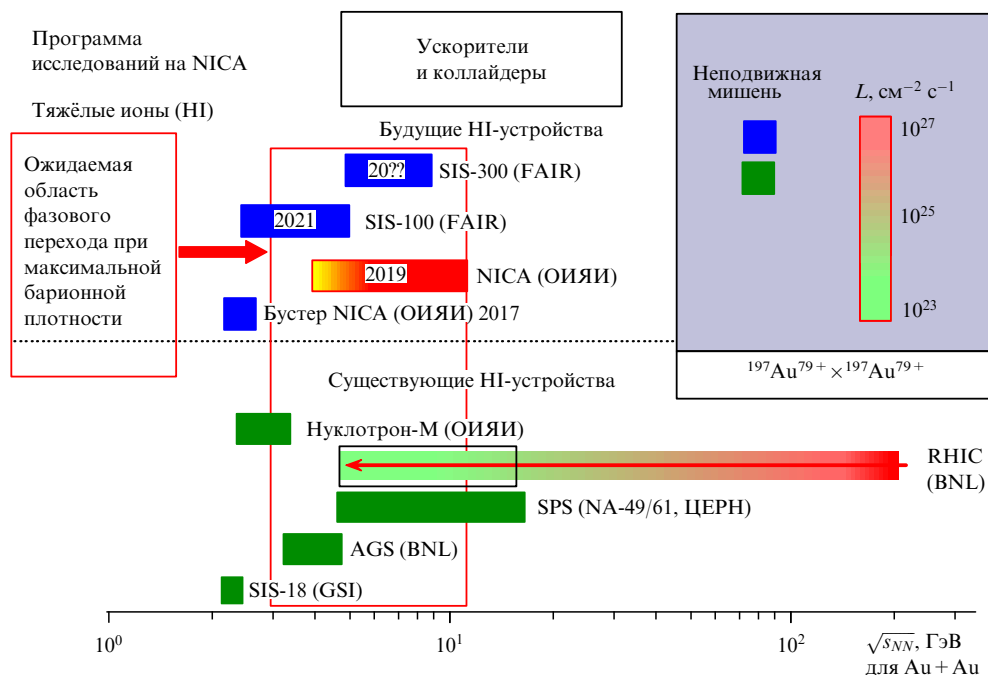


Рис. 14. (В цвете онлайн.) Ускорители и коллайдеры тяжёлых ионов в лабораториях, ведущих или готовящих исследования барионной материи в столкновениях тяжёлых ионов. Синим и зелёным цветами показаны ускорители, генерирующие пучок, выводимый на неподвижную мишень, светимость L в этом случае ограничена эффективностью детектора, красно-жёлтым цветом отмечены коллайдеры, светимость которых ("цвет") изменяется с энергией в соответствии с цветовой шкалой, приведённой в правой верхней части рисунка.

3. Ускорительный комплекс NICA

Новый ускорительный комплекс NICA [49] обеспечит проведение экспериментов в следующих режимах:

- 1) на пучке ионов из Нуклотрона, выведенном на фиксированную мишень;
- 2) на встречных пучках ионов в коллайдере в интервале кинетических энергий 1–4,5 ГэВ на нуклон;
- 3) на встречных протон-ионных пучках в том же интервале энергий;

- 4) на встречных пучках поляризованных протонов (5–12,6 ГэВ) и дейтронов (2–5,8 ГэВ на нуклон).

Комплекс NICA (рис. 15) включает в себя следующие основные элементы:

- инжекционный комплекс;
- сверхпроводящий синхротрон — *Бустер*;
- сверхпроводящий синхротрон *Нуклотрон*;
- *Коллайдер*, состоящий из двух сверхпроводящих колец с двумя точками встречи пучков;

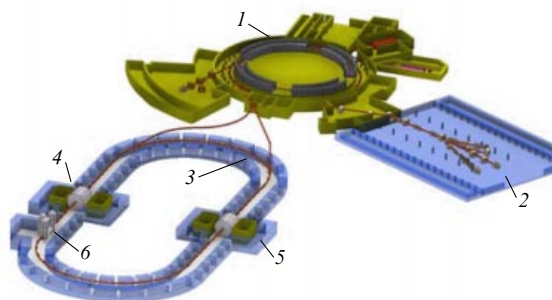


Рис. 15. Схема комплекса NICA: 1 — здание инжекционного комплекса, Бустера и Нуклотрона, 2 — существующее здание для экспериментов на фиксированной мишени, 3 — Коллайдер, 4, 5 — MPD- и SPD-детекторы, 6 — система электронного охлаждения (СЭО) Коллайдера.

— два детектора: многоцелевой детектор (MultiPurpose Detector — MPD) и детектор для экспериментов по физике спина частиц (Spin Physics Detector — SPD);

— каналы транспортировки пучков.

В число задач проекта NICA входит также создание системы управления комплексом ускорителей, развитие криогенного комплекса и инфраструктуры лаборатории.

Сооружение ускорительного комплекса и осуществление его физической программы разделены на несколько этапов:

— развитие инжекционного комплекса, сооружение Бустера и проведение экспериментов на фиксированной мишени;

— сооружение Коллайдера и его эксплуатация в режиме встречных пучков тяжёлых ионов одного и того же сорта;

— модернизация участка встречи пучков для осуществления режима встречных пучков ионов разного сорта и равной энергии на нуклон (в этом случае магнитная жёсткость колец Коллайдера различна);

— оборудование колец Коллайдера устройствами управления спиновым движением частиц и диагностикой поляризованных пучков, проведение экспериментов по физике спина на встречных пучках поляризованных частиц.

Инжекционный комплекс включает в себя набор источников ионов и два линейных ускорителя. Первый, действующий линейный ускоритель ЛУ-20, ускоряет протоны и ионы от источников: лазерного источника, дуоплазматрона и источника поляризованных протонов и дейтронов (Source of Polarized Ions — SPI). На выходе ЛУ-20 энергия ионов составляет 5 МэВ на нуклон ($A/Z = 3/1$). В настоящее время пучок из ЛУ-20 инжектируется непосредственно в Нуклотрон.

Второй ускоритель — новый тяжелоионный линейный ускоритель (Heavy Ion Linac — HILAc) находится в стадии монтажа и запуска. Он будет ускорять тяжёлые ионы (базовыми выбраны ионы $^{197}\text{Au}^{31+}$), инжектированные из сверхпроводящего (СП) источника тяжёлых ионов "Крион" электронно-струнного типа. Ионы на выходе HILAc имеют энергию 3,2 МэВ на нуклон, а интенсивность пучка достигает 2×10^9 частиц за импульс.

Бустер — сверхпроводящий синхротрон, предназначен для ускорения тяжёлых ионов до энергии 600 МэВ на нуклон. Магнитная структура Бустера с периметром 211 м размещается внутри ярма магнита СФ. Ионы, ускоренные в Бустере, выводятся и транспортируются по сверхпроводящему магнитному каналу и пересекают по пути *обдирочную мишень*, в которой ионизуются до

Таблица 1. Основные параметры синхротронов комплекса NICA

Параметр	Бустер	Нуклотрон
Тип	СП-синхротрон	СП-синхротрон
Частицы	Ионы, $A/Z \leq 3$	$p \uparrow, d \uparrow$, ядра
Энергия инъекции, МэВ на нуклон	3,2	5 ($p \uparrow, d \uparrow$), 570–685 (ядра золота)
Максимальная энергия, ГэВ на нуклон	0,6	12,07 ($p \uparrow$), 5,62 ($d \uparrow$), 4,38 (ядра золота)
Магнитная жёсткость, Тл м	1,6–25,0	25–43,25
Периметр, м	210,96	251,52
Длительность цикла в режиме инъекции в Коллайдер, с	4,02 (активная), 5 (полная)	1,5–4,2 (активная), 5 (полная)
Ведущее магнитное поле, Тл	0,11–1,8	0,03–2,03 ($p \uparrow, d \uparrow$), 0,46–2,03 (ядра)
Темп роста поля, Тл с ⁻¹	1,2	1,0
Тип инъекции	Однооборотная, многооборотная, многократная однооборотная	Однооборотная
Тип вывода	Однооборотный	Однооборотный, медленный
Давление остаточного газа, торр	10^{-11}	10^{-9}
Интенсивность пучка Au, число ионов на импульс	$1,5 \times 10^9$	1×10^9
Длительность растяжки при медленном выводе, с	до 10	до 10

состояния максимальной зарядности ($^{197}\text{Au}^{79+}$ для золота).

Модернизированный *Нуклотрон* ускоряет протоны, дейтроны (в том числе поляризованные) и ионы до максимальной энергии, зависящей от сорта частиц (табл. 1).

Коллайдер представляет собой два накопительных кольца с двумя точками встречи (IP — interaction point). Его основные параметры: магнитная жёсткость — до 45 Тл м; давление остаточного газа в пучковой камере — не хуже, чем 10^{-10} торр; максимальное поле в дипольных магнитах 1,8 Тл; кинетическая энергия для ядер золота от 1 до 4,5 ГэВ на нуклон; на участке встречи оси пучков совпадают (нулевой угол встречи); средняя светимость $10^{27} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ для ионов золота при $\sqrt{s_{NN}} = 11 \text{ ГэВ}$. Кольца Коллайдера имеют форму беговой дорожки (racetrack) — две арки, соединённые двумя большими (по 109 м) прямолинейными промежутками. Периметр каждого из колец — 503,04 м (удвоенный периметр Нуклотрона). В арках дипольные магниты и линзы объединены в 12 ячеек так называемой FODO-структуры, разделённых прямолинейными (малыми) промежутками. Магниты обоих колец в арках расположены один над другим, их оси разнесены по вертикали на 320 мм. Магниты в арках имеют общие ярма, но их конструкция позволяет независимо регулировать поле в каждом из колец. Сведение и разведение пучков осуществляется в вертикальной плоскости. Пройдя участок

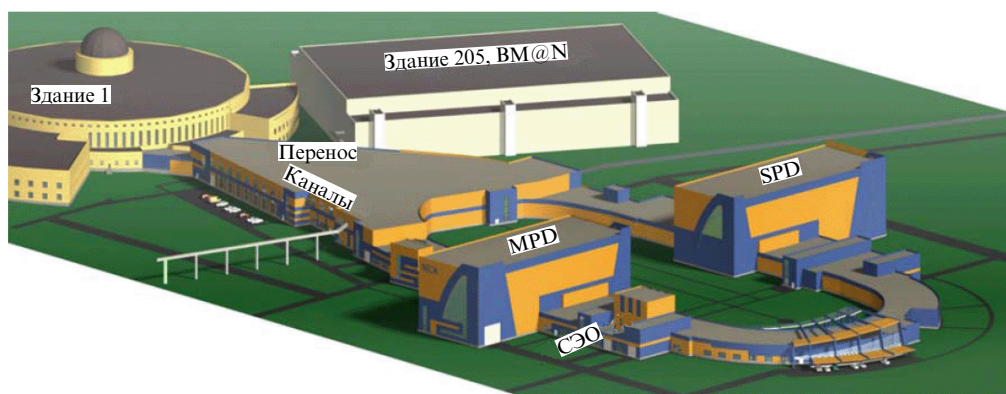


Рис. 16. Размещение комплекса NICA на территории ЛФВЭ ОИЯИ.

сведения, сгустки частиц верхнего и нижнего колец движутся вдоль общей прямолинейной осевой траектории навстречу друг другу, сталкиваясь в двух IP. На этих участках расположены общие одноапертурные линзы, обеспечивающие фокусировку обоих пучков в IP (см. раздел 4).

Коллайдер будет сооружён в отдельном здании с туннелем для его колец, двумя павильонами для детекторов и павильоном для системы электронного охлаждения (СЭО) (рис. 15, 16).

4. Концепция достижения проектной светимости коллайдера NICA

Высокая светимость Коллайдера предполагает, прежде всего, формирование плотных и интенсивных пучков на всех стадиях их образования и ускорения частиц. С этой целью Бустер оснащён системой электронного охлаждения, которая может обеспечить режим накопления ионов на энергии инжекции (3,3 МэВ на нуклон, энергия электронов 1,8 кэВ) и охлаждение ускоренных частиц на некоторой промежуточной энергии (100 МэВ на нуклон и 54,5 кэВ соответственно) (рис. 17). Применение электронного охлаждения, уменьшая шестимерный фазовый объём пучка охлаждаемых частиц (эмиттанс), открывает возможность многократной инжекции ионов в Бустер, что снижает требование к интенсивности инжектируемого пучка (цепочка "Крион"—НЛАС). Охлаждение на промежуточной энергии позволяет минимизиро-

вать поперечные размеры пучка ускоренных частиц и их разброс по энергии. Это требуется для эффективного вывода ускоренных частиц из Бустера для экспериментов на неподвижной мишени и/или перевода в Нуклотрон.

СЭО Бустера имеет конструкцию и параметры, достаточно типичные для подобных устройств низкой энергии: длина секции охлаждения составляет 4 м, ток электронного пучка — до 1 А, что обеспечивает время охлаждения 1 с при максимальной энергии электронов 54,5 кэВ. СЭО сконструирована и изготовлена в Институте ядерной физики (ИЯФ) им. Г.И. Будкера СО РАН.

Частицы в канале транспортировки из Бустера в Нуклотрон пропускаются через тонкую мишень (графит или медная фольга толщиной около 100 мкм). При этом 90 % ионов $^{197}\text{Au}^{31+}$ полностью обдираются. Ядра $^{197}\text{Au}^{79+}$ инжектируются в Нуклотрон, где ускоряются до кинетической энергии 1,0–4,5 ГэВ на нуклон. Затем ионы переводятся в Коллайдер, где производится их накопление и формирование пучка, сгруппированного в короткие сгустки. Последнее, как объясняется ниже, необходимо для достижения проектной светимости. В случае идентичных сталкивающихся сгустков круглого сечения пиковая светимость описывается формулой

$$L = \frac{N_b^2}{4\pi\epsilon\beta^*} F_{\text{coll}} f_{\text{HG}} \left(\frac{\sigma_s}{\beta^*} \right). \quad (5)$$

Здесь N_b — число ионов в сгустке, ϵ — поперечный ненормированный (геометрический) среднеквадратичный эмиттанс сгустка, параметр β^* — значение в IP бетатронной функции Коллайдера (характеристика его фокусирующей системы, поперечный размер пучка, пропорциональный корню квадратному из β^*), параметр σ_s — среднеквадратичная длина сгустка, F_{coll} — частота столкновения, равная отношению скорости частиц к расстоянию между сгустками в кольце, $f_{\text{HG}} \leq 1$ — параметр, описывающий снижение светимости с возрастанием длины сгустка (так называемый эффект "песочных часов"), значение f_{HG} близко к единице, когда $\sigma_s \leq \beta^*$. Отсюда видно, что нужны короткие интенсивные сгустки с малым поперечным размером (фактор $\epsilon\beta^*$ в формуле (5)). В коллайдере NICA проектные значения $\sigma_s = 60$ см, $\beta^* = 35$ см.

Для накопления ионов и формирования ионных сгустков с необходимыми параметрами в Коллайдере будут использоваться три системы ускоряющего высокочастотного (ВЧ) напряжения. Накопление пучка требуемой интенсивности планируется осуществлять в продольном фазовом пространстве с использованием "тех-

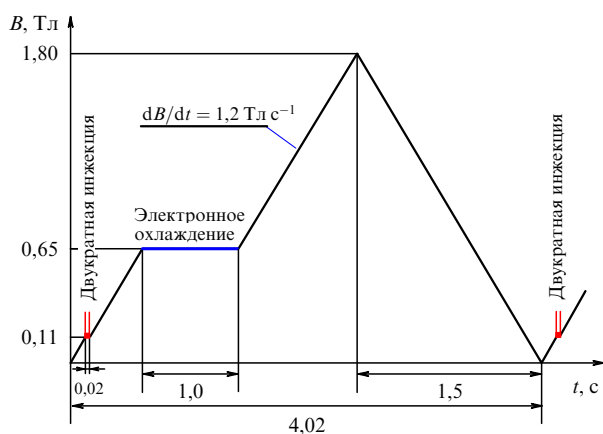


Рис. 17. Диаграмма работы Бустера. B — магнитное поле в дипольных магнитах Бустера.

ники барьерных ВЧ-напряжений" и стохастического или электронного охлаждения накапливаемых частиц. По достижении нужной интенсивности пучок группируется ВЧ-системой гармонического напряжения 22-й гармоники частоты обращения с последующим перехватом ВЧ-системой 66-й гармоники. Это позволяет сформировать 22 коротких сгустка, что необходимо для достижения высокой светимости.

Для поддержания требуемого уровня светимости во время проведения эксперимента необходимо использование методов охлаждения. В процессе эксперимента уменьшение светимости может быть вызвано двумя процессами: потерями частиц и увеличением фазового объёма сгустка.

Возрастание фазового объёма пучка вызывается совместным действием многих эффектов: многократным рассеянием на атомах остаточного газа, шумами источников питания элементов магнитной системы Коллайдера и ВЧ-резонаторов, внутripучковым рассеянием (ВПР), пересечением частицами нелинейных резонансов высокого порядка и др. Для стабилизации фазового объёма сгустка применяют методы стохастического и/или электронного охлаждения пучков — их действие уравнивает все эффекты нагрева. При таком равновесии между процессами нагрева и охлаждения время жизни светимости определяется только временем жизни частиц.

Из всех процессов, приводящих к прямой потере частиц, наиболее существенными являются однократное рассеяние на атомах остаточного газа на большие ("апертурные") углы и, при использовании электронного охлаждения, рекомбинация с охлаждающими электронами. Вакуумные условия в Коллайдере обеспечивают время жизни пучка по рассеянию на остаточном газе порядка нескольких часов. Проектное время накопления пучка в каждом кольце составляет примерно 2–3 мин. Поэтому при оптимальном выборе времени эксперимента среднее значение светимости близко к пиковому.

При электронном охлаждении пучков тяжёлых ионов одна из наиболее серьёзных проблем — их рекомбинация с электронами охлаждающего пучка. Захват ионом электрона в секции охлаждения приводит к изменению зарядового состояния и в результате к потере иона из-за изменения положения его орбиты. Темп рекомбинации слабо зависит от энергии (процесс происходит в системе, движущейся со средней скоростью ионов и охлаждающих электронов). Рассматривается возможность подавления рекомбинации за счёт увеличения температуры поперечной степени свободы электронов [50]. Это может быть достигнуто различными способами: адiabатическим сжатием электронного пучка в магнитном поле СЭО, возрастающим от электронной пушки к участку охлаждения, возбуждением ларморовского вращения электронов поперечным электрическим полем на выходе пушки и использованием так называемого полого электронного пучка. Последнее снижает плотность электронов в центре пучка, где циркулируют уже накопленные ионы, оставляя её достаточно высокой на краю, где производится новая инжекция. Достаточно эффективен также сдвиг энергии электронного пучка относительно ионного.

Максимальное число сгустков $n_{\max}$ ограничено минимально допустимым расстоянием между ними, которое выбирается из требования отсутствия паразитных столкновений сгустков встречных пучков на участке сведения пучков в окрестности IP. В коллайдере NICA $n_{\max} = 22$. Чётное количество сгустков в кольце предпочтительно

также и для того, чтобы можно было одновременно регистрировать результаты столкновений сгустков в обеих IP. Такой режим нужен для контроля за работой Коллайдера и обоих детекторов.

Другое ограничение числа сгустков — возникновение так называемого эффекта электронных облаков — накопления электронов в электрическом поле пучка, циркулирующего в коллайдере. Этот эффект может привести к потерям ионов из-за их перезарядки на электронах "облаков". Как показывают расчёты, параметры пучков в коллайдере NICA несколько ниже порога образования "облаков" (см. детали в [51]).

Как сказано выше, с уменьшением длины сгустка светимость (5) Коллайдера возрастает. Однако при этом увеличивается пиковый ток пучка, что приводит к увеличению сдвига частот бетатронных колебаний и когерентной (микроволновой) неустойчивости пучка. В качестве компромисса между двумя противоположными требованиями — устойчивости пучка и достижения проектного значения светимости — среднеквадратичная длина сгустка была выбрана равной 60 см.

Порог развития когерентных неустойчивостей сгустка возрастает также с увеличением разброса частиц по импульсу. В то же время это не приводит к снижению светимости (дисперсия магнитной системы коллайдера в IP равна нулю). Поэтому для достижения максимальной светимости разброс по импульсу следует выбирать максимально возможным исходя из ограничений по продольному аксептансу и технически достижимой амплитуды ВЧ-напряжения, необходимой для формирования (удержания) сгустка. В коллайдере NICA среднеквадратичный относительный разброс по импульсу $\Delta p/p < \pm(1-1,5) \times 10^{-3}$ (1/6 аксептанса) представляется вполне приемлемым. При этом требуемая амплитуда ВЧ-напряжения на 66-й гармонике не превышает 1 МВ.

Как сказано выше, основными источниками нагрева являются ВПР и при большой величине сдвига бетатронных частот ΔQ_{sc} — нелинейные резонансы высокого порядка. В коллайдере NICA различаются два крайних режима работы: с доминированием ВПР и с доминированием эффекта пространственного заряда (ЭПЗ). В режиме доминирования ВПР величины продольного и поперечного фазовых объёмов связаны друг с другом и при заданном разбросе по импульсу минимум темпа нагрева соответствует строго определённой величине эмиттанса. В режиме доминирования ЭПЗ темпы возрастания фазового объёма существенно выше. Однако природа нагрева продольной и поперечных степеней свободы существенно различна, и эмиттанс сгустка можно выбирать независимо от разброса частиц по импульсу. В результате компенсация нагрева пучка в режиме доминирования ВПР требует существенно меньших темпов охлаждения, поэтому он представляется предпочтительным при больших значениях энергии ионов, когда гораздо проще достичь проектного значения светимости, используя *стохастическое охлаждение*. При малых значениях энергии возможность увеличения светимости связана с переходом в режим доминирования ЭПЗ, а необходимый высокий темп охлаждения можно обеспечить применением *электронного охлаждения*. Оба метода охлаждения используются в проекте NICA на основе новых технологических разработок (см. раздел 6).

Следует подчеркнуть, что светимость коллайдера существенно зависит от энергии сталкивающихся частиц. В формулу (5) эта зависимость входит через все присутствующие в ней параметры. Наиболее сильно это проявляется в ограничении числа частиц сгустка N_b , макси-

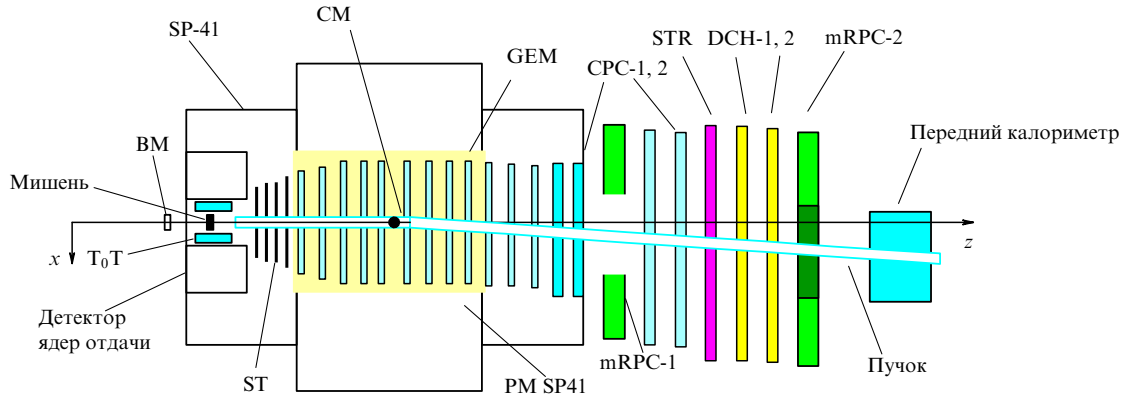


Рис. 18. Схема установки BM@N: GEM — центральный трекер в апертуре анализирующего магнита, T_0T — триггер и стартовый счётчик T_0 , BM — монитор пучка, SP-41 — спектрометрический магнит СП-41, ST — микрополосковый кремниевый детектор, CM — спектрометрический магнит, CPC-1, 2 — пропорциональные камеры с катодным считыванием, DCH-1, 2 — дрейфовые камеры, PM SP41 — полюс магнита, STR (сокр. от англ. straw tracker) — координатный газонаполненный детектор, состоящий из набора майларовых трубок ("соломинок") диаметром 4–10 мм и длиной 2,5 м, по оси которых натянута металлическая проволока диаметром около 25 мкм, координата ионизирующей частицы определяется по местоположению разряда, возникающего между проволокой и металлическим покрытием трубки, mRPC-1, 2 — многоазорные плоскопараллельные камеры, образующие вместе с субдетектором T_0T времяпролётную систему.



Рис. 19. Детектор BM@N в экспериментальной зоне на канале выведенных пучков из Нуклотрона (на переднем плане в центре — широкоапертурный анализирующий магнит, слева — гексагональные пропорциональные камеры, справа — корректирующий магнит на входной трассе пучка).

мальное значение которого для релятивистских частиц обратно пропорционально кубу энергии. Для тяжёлых ионов появляется ещё одно ограничение: $(N_b)_{\max} \propto A/Z^2$, где A — атомный вес ядра, Ze — его заряд. Поэтому светимость ион-ионных коллайдеров в области энергий проекта NICA намного ниже светимости протон-протонных.

5. Детекторы на комплексе NICA

5.1. Эксперимент BM@N

Эксперимент "Барионная материя на Нуклотроне" (Baryonic Matter at Nuclotron — BM@N) [52] имеет целью исследование плотной барионной материи на пучке релятивистских тяжёлых ионов, выведенных из Нуклотрона на неподвижную (fixed) мишень. В таких экспериментах интенсивность пучка тяжёлых ионов dN_{ion}/dt может быть гораздо ниже, чем планируемая для коллайдерных экспериментов, поскольку в этом случае светимость

$$L_{\text{fixed}} = n_t d_t \frac{dN_{\text{ion}}}{dt} \quad (6)$$

пропорциональна плотности n_t и толщине d_t . Для твердотельной (плёночной) мишени величина $n_t d_t$ может быть порядка 10^{19} см^{-2} , что для потока порядка 10^8 ионов в 1 с даёт желаемую величину $10^{27} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Заметим, что такая схема рассматривалась на начальных этапах обсуждения проекта по поиску "смешанной фазы", но вскоре она была отвергнута по причине существенных преимуществ коллайдерного варианта. Тем не менее эксперимент BM@N, являющийся новым "прочтением" исходного варианта проекта, позволяет начать исследования в ближайшие два года, после ввода в действие инжекционной цепочки "Крион"–НИЛАС–Бустер с ускорением в Нуклотроне ядер $^{197}\text{Au}^{79+}$ до энергии 4,5 ГэВ на нуклон ($\sqrt{s_{NN}} = 3,47 \text{ ГэВ}$).

Настройка детектора BM@N (рис. 18, 19) была начата раньше, в марте 2015 г., до запуска Бустера, с использованием инжекционной цепочки ионный источник "Дуоплазмотрон" (или плазменный)–ЛУ-20 и ускорением в Нуклотроне тяжёлых ионов, вплоть до Хе включительно ($A/Z = 3/1$), до 3,5 ГэВ на нуклон ($\sqrt{s_{NN}} = 3,19 \text{ ГэВ}$) при существенно пониженной интенсивности. Эксперимент BM@N ставится совместно с группой из проекта FAIR, в котором планируется аналогичный эксперимент на пучке, выведенном на непо-

движную мишень из синхротронов SIS-100, $E_{\text{kinetic}} = 1-11$ ГэВ на нуклон, $\sqrt{s_{NN}} = 2,33-4,97$ ГэВ, и позднее — из SIS-300, $E_{\text{kinetic}} = 10-35,36$ ГэВ на нуклон, $\sqrt{s_{NN}} = 4,7-8,4$ ГэВ (см. рис. 14).

Физическая программа, планируемая к выполнению на установке BM@N, включает в себя следующие пункты.

1. Изучение столкновений тяжёлых ионов ($A + A$ -столкновения) с целью исследования свойств плотной материи (преимущественно барионной) со странностью, а именно:

- механизмов рождения адронов и модификации их свойств в плотной ядерной материи (в качестве пробников используется рождение странных мезонов, странных и мультистранных барионов, векторных мезонов в адронных, дилептонных и/или фотонных каналах);

- уравниений состояния ядерной материи со странностью;

- гиперматерии — поиск лёгких гиперядер и мультистранных метастабильных объектов.

2. Получение данных по "элементарным" реакциям: pp , $pn(d)$ — для выявления ядерных эффектов.

3. Изучение "холодной" ядерной материи в $p + A$ -столкновениях.

На начальном этапе BM@N будет изучать эффекты влияния среды на странность, измеряя наблюдаемые при различных энергиях и степени центральности в тяжелоионных столкновениях с целью выявления аномалий в закономерностях, предсказываемых теоретическими моделями. Наблюдаемыми, чувствительными к этим эффектам, являются: сечения рождения различных частиц, распределения масс вторичных частиц по поперечной компоненте импульса, их распределения по быстрой (угловые распределения), коллективные потоки (струи) частиц. В перспективе возможно изучение эффектов среды в рождении векторных мезонов ($V = \rho, \omega, \phi$) в дилептонной $V \rightarrow e^+e^-$ или фотонной $\omega \rightarrow \gamma\pi^0$ модах, а также в канале распада $\phi \rightarrow K^+K^-$.

Планируется развитие установки — дополнение её вершинным микрополосковым кремниевым детектором, электромагнитным калориметром и, возможно, детектором нейтронов.

5.2. Многоцелевой детектор

Многоцелевой детектор (MPD), разработка и сооружение которого относятся к наиболее масштабным и сложным задачам проекта, создаётся специально для изучения свойств горячей и плотной ядерной (барионной) материи в столкновениях тяжёлых ионов [52]. К задачам первой очереди относятся поиск сигналов возможных фазовых переходов, деконфайнмента и восстановления киральной симметрии, поиск критической точки, обнаружение смешанной кварк-адронной фазы сильновзаимодействующей материи, а также изучение свойств адронов в среде и формулировка (уточнение) уравнения состояния ядерной материи. Предложения экспериментов на MPD собраны в *NICA White Paper* [48].

Решение этих задач требует регистрации многих характеристик частиц, рождённых в столкновениях ионов, наиболее информативными из которых считаются:

- параметры эллиптичности потока частиц реакции в пространстве импульсов;

- параметры известного "эффекта рога" [53]. Этот эффект наблюдался в экспериментах, где зависимость от энергии $\sqrt{s_{NN}}$ отношения множественностей рождения каонов и пионов $R(\theta) = \langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ измерялась под углом рассеяния θ , близким к 90° ("псевдобыстрота" $y^* \approx 0$). В

области $4 \leq \sqrt{s_{NN}} \leq 11$ функция $R(\theta \approx 0)$ имела явно выраженный пикообразный максимум;

- параметры лептонов и фотонов, рождённых в распадах мезонов $\pi, \rho, \omega, \phi, J/\Psi$ и др. Эти лептоны и фотоны несут информацию о структуре КГП, образованной в столкновениях, и её температуре;

- флуктуации параметров продуктов реакции столкновения. Считается, что эти флуктуации являются свидетельством ("знаком") образования смешанной фазы (классический аналог — флуктуирующий поток пузырьков кипящей жидкости). В данном случае задача состоит в регистрации и анализе флуктуаций (всех!) параметров вторичных частиц, например дисперсии и более высоких моментов параметра $R(0)$: $D_R = \langle (R - \langle R \rangle)^2 \rangle$, $M_{3R} = \langle (R - \langle R \rangle)^3 \rangle$ и т.д. В экспериментах на RHIC при $\sqrt{s_{NN}} \sim 200$ ГэВ флуктуации до 6-го порядка обнаружить не удалось, как и при низких энергиях ($\sqrt{s_{NN}} \approx 15$ ГэВ), но уже из-за низкой светимости коллайдера.

Детектор MPD (рис. 20) представляет собой типичный коллайдерный детектор, состоящий из центральной (баррельной) части, торцевых частей и концевых детекторов, симметричных относительно центральной плоскости детектора. Баррельная и торцевые части детектора помещены внутрь большого сверхпроводящего соленоида.

MPD имеет следующие основные элементы и узлы (субдетекторы):

- соленоидальный магнит со средним радиусом обмотки 2,479 м и длиной 7,535 м, имеющий напряжённость магнитного поля 0,66 Тл с однородностью в центральной части $\Delta B/B \leq 10^{-4}$;

- тороидальные магниты на торцах детектора;

- время-проекционную трековую "камеру" — субдетектор TPC;

- времяпролётный субдетектор идентификации частиц (TOF-RPC), калориметр вторичных частиц, вылетающих под малыми углами пучка (ZDC). Для надёжной идентификации частиц точность измерения времени пролёта частиц должна быть не хуже 100 пс. TOF-RPC, ZDC и TPC совместно обеспечивают точное измерение импульсов частиц и их идентификацию;

- электромагнитный калориметр (ECal), обеспечивающий в сочетании с TPC идентификацию электронов;

- внутренний трекер (IT) для восстановления вторичных вершин и идентификации сравнительно редких событий образования гиперонов со странностью 2 и 3;

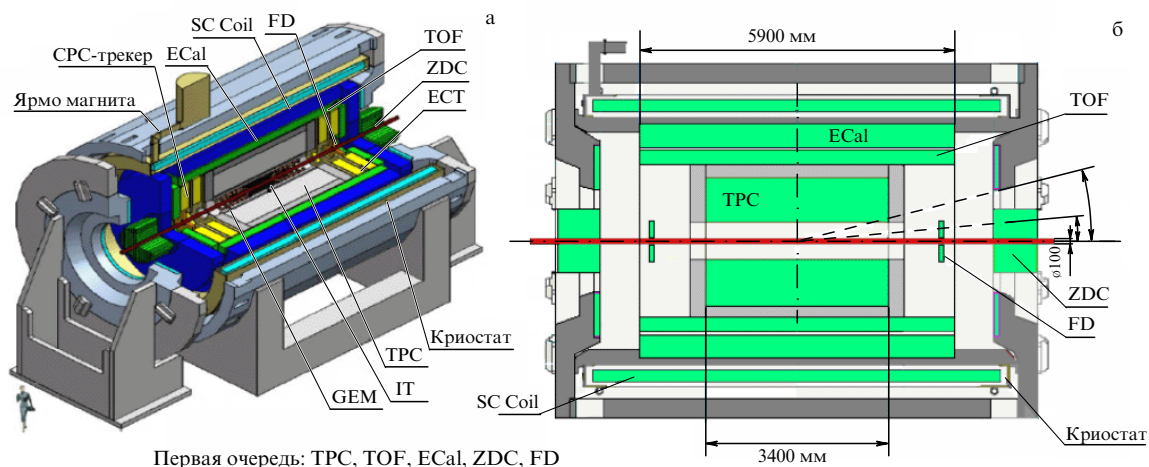
- трекары частиц, вылетающих под малыми углами. Эти трекары используются при изучении фундаментальных эффектов, связанных с несохранением P- и CP-инвариантности;

- торцевые детекторы, также используемые для идентификации частиц, вылетающих под малыми углами, и для восстановления плоскости реакции.

Детектор имеет систему сбора, хранения и обработки данных, производящую оцифровку сигналов, их считывание и обработку — восстановление офлайн полной топологии события.

В период 2009–2014 гг. разрабатывались и исследовались прототипы субдетекторов с целью оптимизации технических характеристик установки MPD (достижения высоких эффективности регистрации и точности восстановления параметров рождённых частиц во всём диапазоне телесных углов).

Процессы столкновений в коллайдере NICA были промоделированы для детектора MPD с использованием пакета программ MpdRoot. Этот пакет программ является специально адаптированным для MPD вариан-



Первая очередь: TPC, TOF, ECal, ZDC, FD

Рис. 20. (а) Детектор MPD для экспериментов на NICA. (б) Элементы первой очереди детектора. SC Coil — сверхпроводящая обмотка соленоидального магнита, TPC — время-проекционная камера, TOF — баррельная часть времяпролётной системы, ECal — электромагнитный калориметр, ZDC — калориметр частиц с малыми углами, FD — передний калориметр, IT — внутренний трекер, GEM (Gas Electron Multiplier) — координатный детектор на основе газовых электронных умножителей, CPC-трекер — трекер на основе пропорциональных камер с катодным считыванием, ECT — торцевой трекер.

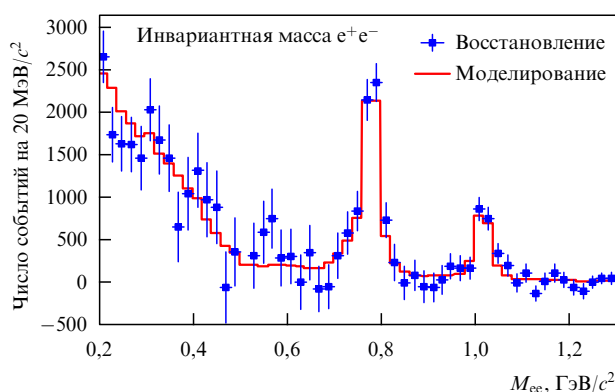


Рис. 21. Восстановление образования лептонных пар в установке MPD.

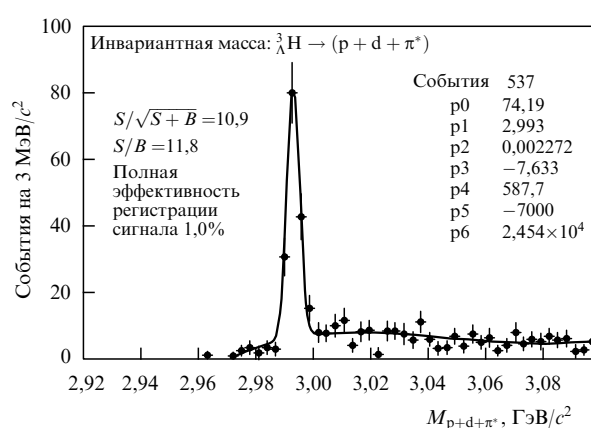


Рис. 22. Моделирование выхода ${}^3\text{He}$ — гиперядра — на MPD в канале ${}^3\text{He} \rightarrow (p + d + \pi^+)$. S и B — интенсивности сигнала и фона соответственно.

том базового программного обеспечения FairRoot, разработанного для эксперимента Compressed Baryonic Matter (CBM) на комплексе FAIR [52]. Показано, что скорость набора данных в Au + Au-столкновениях при максимальной энергии с учётом отбора 10 % центральных столкновений будет достигать 7 кГц при центральной средней светимости $L = 10^{27} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Тем самым можно планировать суммарный набор 10^9 событий в неделю. Из них порядка 10^8 — центральные, для изучения фемтоскопических корреляций частиц со странностью больше единицы. Например, более чем 10^6 распадов Ω -гиперона будет регистрироваться за неделю работы Коллайдера. Заряженные частицы надёжно идентифицируются MPD посредством измерения распределения потерь энергии частицы dE/dx в TPC и времяпролётной (TOF) системе. Показано, что может быть достигнуто достаточно высокое разрешение при восстановлении вершины взаимодействия. Так, при анализе канала распада $\Omega \rightarrow \Lambda K^-$ в центральных Au + Au-столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 7,1 \text{ ГэВ}$ обеспечивается точность на уровне 10 мкм. Особое внимание было уделено моделированию возможности регистрации рождения векторных мезонов по каналу дилептонных распадов. Полученные резуль-

таты (рис. 21) подтверждают возможность надёжной идентификации этих процессов.

Оптимальные условия для наблюдения и изучения процессов образования лёгких гиперядер обеспечены как на BM@N, так и на детекторах MPD. Результаты моделирования (рис. 22) показывают, в частности, существенное увеличение выхода различных одно- и дважды- Λ -гиперядер водорода и гелия в области энергий коллайдера NICA.

6. Комплекс NICA — многофункциональная исследовательская лаборатория.

Новые ускорительные технологии

Основная программа экспериментов на комплексе NICA, представленная в разделе 5, будет дополнена разнообразными научными и технологическими исследованиями, проведение которых требует использования пучков ускоренных частиц. Несомненно, будет востребован весь спектр частиц во всём доступном диапазоне энергий и со всеми доступными уровнями интенсивности пучков. Опыт таких исследований приобретён за годы эксплуатации Нуклотрона. Среди них следует указать:



Рис. 23. Серийные магниты Бустера: дуплет квадрупольных линз (а), дипольный магнит (б) и предсерийный двухапертурный (одна апертура над другой) дипольный магнит Коллайдера (в).



Рис. 24. Установка для испытаний СП-магнитов для проектов NICA и FAIR (а), участки производства СП-кабеля (б) и изготовления СП-обмоток (в).

— эксперименты по радиационной биологии, проводимые как на биоматериалах, так и на животных [54];

— исследования по космическим программам, связанным с длительным пребыванием человека и аппаратуры в космическом пространстве;

— исследование принципиальной возможности создания ядерно-энергетических установок на основе ускорителей заряженных частиц [55].

В комплексе NICA зоны для проведения фундаментальных и прикладных исследований будут созданы на пучках инжекционного комплекса, Бустера и расширены на пучках Нуклотрона.

Комплекс NICA с его ускорителями и детекторами является прекрасным "практикумом" для подготовки высококвалифицированных научных и инженерно-технических кадров, начиная со студенческой скамьи и до самого высокого уровня. Поэтому в образовательной программе ОИЯИ, действующей в течение многих лет, существенно используются педагогические возможности, возникающие при осуществлении проекта. При ОИЯИ работают 11 базовых кафедр Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Московского физико-технического института (государственного университета), Национального ядерного университета "Московский инженерно-физический институт" и Университета "Дубна".

Разработка проекта NICA сопровождается созданием различных ускорительных технологий. Первой и наиболее известной является технология разработки и создания сверхпроводящих магнитов для Нуклотрона [47], Бустера и Коллайдера. Все они имеют конструкцию, получившую название "типа Нуклотрон" (рис. 23).

Магниты, имеющие ярма из ламинированной электротехнической стали (для диполя — типа "оконная рама", для квадрупольных — с полюсами гиперболической формы) и обмотки из специального сверхпроводящего кабеля, охлаждаемого потоком двухфазного гелия при температуре $T = 4,5$ К, обеспечивают получение магнитного поля на уровне $B = 2$ Тл при скорости изменения поля $dB/dt = 4$ Тл s^{-1} с частотой повторения циклов 1 Гц [47]. Основным элементом, позволяющим обеспечить такой

уникальный быстроциклирующий режим работы сверхпроводящего устройства, является предложенный в ЛФВЭ композитный трубчатый Nb/Ti/Cu-кабель [56], обладающий минимальным динамическим тепловыделением и высокой эффективностью охлаждения сверхпроводника. Дальнейшее развитие технологии и совершенствование магнитов "типа Нуклотрон" в 2000–2014 гг. позволило приступить к конструированию и производству магнитных систем протонных синхротронов и коллайдера в проекте NICA и SIS-100 в проекте FAIR (ФРГ) [57]. С этой целью в ЛФВЭ ОИЯИ создано специализированное производство таких магнитов (рис. 24).

Методы охлаждения пучков заряженных частиц — одна из ключевых основ ускорительных технологий, без развития которых проектные параметры комплекса недостижимы.

Система стохастического охлаждения (ССО) коллайдера NICA должна обеспечивать охлаждение ионов при интенсивности до $2,3 \times 10^9$ ионов в пучке, что соответствует эффективному числу ионов 8×10^{11} . Для достижения проектного времени охлаждения требуется ССО с шириной полосы частот 2–4 ГГц. Это соответствует хорошо освоенному в мировой практике диапазону, не представляющему серьезных радиотехнических трудностей. В ССО Коллайдера применяются пикап-электроды и кикеры новой конструкции — модульные кольцевые станции (рис. 25), предложенные и разработанные в Институте ядерной физики Юлихского исследовательского центра (FZJ) (ФРГ) [58]. Эти устройства, прошедшие успешные испытания на накопительном кольце COSY (COoler SYnchrotron) в Германии и на Нуклотроне в ОИЯИ [59], показали свою эффективность. Они будут использоваться для каналов охлаждения горизонтальной и вертикальной степеней свободы. Предусмотрена оптимизация их конструкции для коллайдера NICA: уменьшение апертуры и количества лепестков электродов колец.

В число основных элементов системы стохастического охлаждения входят также блоки системной задержки сигнала, каскад усилителей и предусилителей, а

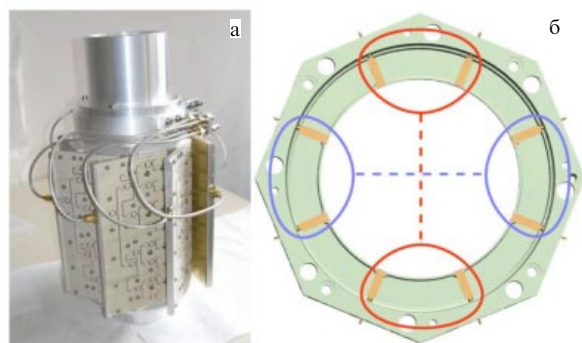


Рис. 25. (В цвете онлайн.) (а) Пикап-станция (набор из 16 колец). (б) Комбинация электродов для измерения горизонтального (синий) и вертикального сигнала амплитуды пучка.

также система режекторного (гребенчатого) фильтра. В ССО Коллайдера будут использованы твердотельные усилители, поскольку в настоящее время именно они обеспечивают наилучшие амплитудные и фазовые характеристики. Практически достижимая выходная мощность одного такого устройства составляет около 60–70 Вт. Поэтому, чтобы обеспечить полную требуемую выходную мощность системы на уровне 500 Вт, параллельно будет включено 8–10 кикеров, каждый из которых запитан отдельно. Альтернативный вариант — оснащение каждого лепестка-электрода (или группы лепестков) кольца пикап-станции своим маломощным усилителем. В этом случае стоимость системы можно значительно снизить, но возникает проблема согласования фаз таких усилителей. Этот вариант требует экспериментальной проверки на ССО Нуклотрона.

Блок оптических линий (систем) задержки и оптический гребенчатый фильтр (комплекс оборудования) разработаны и успешно испытаны на Нуклотроне. Разработанное техническое решение выбрано для использования в Коллайдере.

Система электронного охлаждения коллайдера NICA [60] предназначена для накопления ионов в диапазоне их кинетической энергии 1,0–3,5 ГэВ на нуклон и стабилизации светимости Коллайдера на требуемом уровне в режиме сталкивающихся пучков во всём рабочем диапазоне энергии (1,0–4,5 ГэВ на нуклон). Результаты численного моделирования эволюции параметров пучка при электронном охлаждении при технически реалистичных параметрах СЭО (табл. 2) говорят о возможности выполнения этой задачи.

Ближайшим аналогом системы электронного охлаждения коллайдера NICA является СЭО на энергию электронов 2 МэВ, разработанная ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН для синхротрона COSY и проектируемая для накопителя HESR (High-Energy Storage Ring) (FZJ и проект FAIR, ФРГ) [61]. При разработке используется также опыт Национальной лаборатории им. Э. Ферми (FNAL) (США), в которой была успешно создана и эксплуатировалась СЭО на энергию электронов 4,3 МэВ [62]. Разработка СЭО коллайдера NICA ведётся в сотрудничестве с ИЯФ им. Г.И. Будкера и Всероссийским электротехническим институтом им. В.И. Ленина (Москва).

Рассматривается два существенно различающихся варианта схемы СЭО (рис. 26). В варианте а, проектируемом в ОИЯИ, создаются две независимые электронно-оптические системы (ЭОС), позволяющие охлаждать каждый из двух ионных пучков Коллайдера "своим" независимым электронным пучком. Обе ЭОС имеют

Таблица 2. Параметры системы электронного охлаждения коллайдера NICA

Параметр	Значение
Энергия электронов, МэВ	1,0–2,5
Стабильность энергии $\Delta E/E$	10^{-5}
Эффективная длина участка охлаждения, м	6,0
Ток электронного пучка I_e , А	0,1–1,0
Радиус электронного пучка, см	0,5
Магнитное поле в секции охлаждения, Тл	0,2
Неоднородность магнитного поля	2×10^{-5}
Бета-функция в секции охлаждения, м, горизонтальная (центр) вертикальная (центр)	11–13 13–14
Поперечная температура электронов, эВ	50,0
Продольная температура электронов, мэВ	5,0
Время жизни ионов вследствие рекомбинации, ч	$\geq 1,0$

общий источник высокого напряжения, но независимые источники питания электронных пушек и коллекторов. Все эти источники размещаются в среднем баке и его "голове", находящейся под высоким напряжением. Пушка и ускорительная трубка первого электронного пучка расположены в левом баке, из которого электронный пучок поступает на участок охлаждения нижнего кольца Коллайдера. Выйдя из него, пучок входит в правый бак, где расположена ускорительная трубка первого пучка с тормозящим полем, заканчивающаяся коллектором электронов. Аналогично и зеркально симметрично устроена электронно-оптическая система второго пучка, охлаждающего ионы верхнего кольца. Электроны обоих пучков, замедленные в тормозящих электрических полях, поступают в свои коллекторы. В такой схеме электроны одного из пучков движутся от катода до своего коллектора в направлении магнитного поля, тогда как электроны другого пучка движутся в противоположном направлении. Между катодом и коллектором каждого из пучков поддерживается постоянная (ускоряющая) разность потенциалов $U_{coll} = 2–3$ кВ. В результате затраты мощности на рекуперацию пучка составляют $P_{coll} = I_e U_{coll} \leq 1,5$ кВт.

В варианте б, предложенном ИЯФ им. Г.И. Будкера, ускоряющая и замедляющая ЭОС каждого из двух электронных пучков находятся в "своём" (одном и том же) баке. Поэтому каждая из двух ЭОС внутри бака имеет свой соленоид, что позволяет сохранить направление поля относительно вектора скорости электронов на всей траектории от катода до коллектора (поля этих соленоидов направлены противоположно друг другу, как и скорости электронов в ускоряющей и замедляющей ускорительных трубках). Такое решение использовано в СЭО COSY. Минимизация габаритов в СЭО достигается благодаря использованию секционированных соленоидов, секции которых "подвешены" под потенциал, распределённый вдоль трубки.

Недостатком варианта б является большая, по сравнению с таковой в варианте а, длина транспортировочных соленоидов (около 20 м в данном случае).

Для варианта а возможна относительная сложность настройки режима рекуперации энергии электронов в двух пучках, ЭОС которых имеют общий источник высокого напряжения (0,5–2,5 МВ).

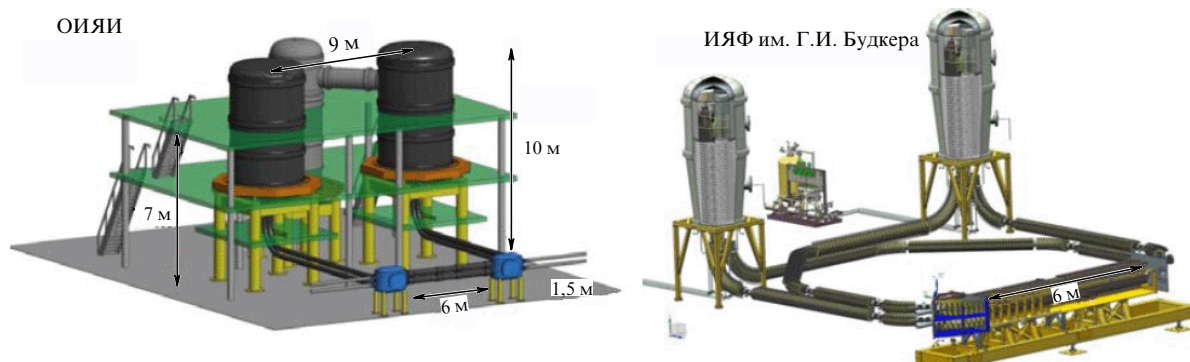


Рис. 26. Два варианта СЭО коллайдера NICA.

Основной особенностью конструкции СЭО коллайдера NICA является применение сверхпроводящих соленоидов, что позволяет значительно снизить энергопотребление СЭО, неизбежное при большой длине соленоидов магнитной системы транспортировки пучка. Привлекательным представляется использование высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). В настоящее время промышленно выпускаются ВТСП-ленты шириной до 12 мм. Полная длина ВТСП-ленты для соленоидов СЭО в варианте а составляет около 20 км. Её стоимость в ценах 2015 г. — 1,2 млн долларов США (60 долларов за 1 м) (цены ВТСП-лент имеют тенденцию к снижению по мере развития их производства).

Система подавления когерентных поперечных колебаний пучка [63, 64] (система обратной связи — СОС) в коллайдере NICA предназначена для:

- демпфирования когерентных поперечных колебаний, возникающих из-за ошибок инжекции;
- подавления когерентных поперечных неустойчивостей;
- возбуждения когерентных поперечных колебаний при проведении измерений частот бетатронных колебаний, функций отклика пучка и для выполнения других измерений, связанных с исследованиями поперечной динамики пучка.

При разработке СОС коллайдера NICA использован успешный опыт группы ЛФВЭ ОИЯИ создания СОС Большого адронного коллайдера.

Близка по своим техническим решениям система очистки межсгусткового пространства в пучках Коллайдера от фоновых частиц, накапливающихся в пустых сепаратрисах 66-й гармоники ВЧ-напряжения. Необходимость создания такой системы появится при выводе Коллайдера на проектную светимость.

Создание комплекса NICA вызвало необходимость значительного развития инженерной инфраструктуры. Прежде всего следует отметить удвоение (от 4 до 8 кВт) количества холода, получаемого при температуре 4,5 К. Для этого существующий крупнейший в России комплекс по производству жидкого гелия, отличающийся целым рядом никогда ранее не использовавшихся эффективных технических идей и решений [65, 66], дополнен специально разработанной установкой сжижения гелия производительностью 1000 л в 1 ч.

7. Заключение

Проект NICA прошёл стадии концептуального и технического проектирования, а в сентябре 2013 г. получил положительное заключение Главной государственной экспертизы Российской Федерации, давшее официальное разрешение на начало строительства здания Коллай-

дера (см. рис. 16) и сооружение инфраструктурных объектов. В 2016–2017 гг. планируется произвести модернизацию инжекционного комплекса, монтаж и ввод в действие Бустера, модернизацию Нуклотрона. Коллайдер с каналом транспортировки пучка из Нуклотрона и детектор MPD в стартовой версии должны быть сооружены и начать работать в конце 2019 г.

Создание комплекса NICA возможно только при широкой международной кооперации. В разработку научной программы исследований на NICA уже внесли вклад более сотни теоретиков из 24 стран. Отдельные ускорительные системы разрабатываются при участии ведущих ускорительных центров и институтов стран-участниц ОИЯИ: России (ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, ИТЭФ Национального исследовательского центра "Курчатовский институт"), Польши, Чехии, Болгарии, а также ЦЕРНа, исследовательских центров ФРГ (GSI, FZJ, DESY) и США (FNAL, BNL) и др. Экспериментальные установки MPD, BM@N и SPD разрабатываются и создаются в рамках международных коллабораций. Широкое международное сотрудничество позволяет использовать самые передовые технологии при создании установок, моделировании исследуемых процессов и анализа данных. Проект комплекса NICA прошёл ряд международных экспертиз и в процессе создания постоянно контролируется международными консультативными советами.

Проект был выдвинут рядом стран на включение в обновляемую в настоящее время дорожную карту Европейского стратегического форума исследовательской инфраструктуры (European Strategy Forum on Research Infrastructures). Став частью Европейской исследовательской инфраструктуры, комплекс NICA откроет дополнительные возможности по привлечению европейских исследовательских групп к проведению исследований на его установках.

Список литературы

1. Фейнберг Е Л *Эпоха и личность. Физики. Очерки и воспоминания* (М.: Физматлит, 2003); Пер. на англ. яз.: *Feinberg E L Physicists. Epoch and Personalities* (Singapore: World Scientific, 2011)
2. Вагин В А и др., в сб. *Труды Междунар. конф. по ускорителям, Дубна, 21–27 августа 1963 г.* (Под ред. А А Коломенского и др.) (М.: Атомиздат, 1964) с. 788
3. Золин Л С и др. *УФН* **117** 119 (1975); Zolin L S et al. *Sov. Phys. Usp.* **18** 712 (1975)
4. Вовенко А С и др. *УФН* **81** 453 (1963); Vovenko A S et al. *Sov. Phys. Usp.* **6** 794 (1964)
5. Оконов Э О, Подгорецкий М И, Хрусталева О А *ЖЭТФ* **42** 770 (1962); Okonov E O, Podgoretskii M I, Khurstalev O A *Sov. Phys. JETP* **15** 537 (1962)
6. Нягу Д и др., Препринт Р-2325 (Дубна: ОИЯИ, 1965)
7. Савин И А *ЭЧАЯ* **8** 28 (1977)
8. Александров Ю А и др. *Пузырьковые камеры* (Под ред. Н Б Делоне) (М.: Госатомиздат, 1963); Пер. на англ. яз.:

- Aleksandrov Yu A et al. *Bubble Chambers* (Ed. N B Delone) (Bloomington: Indiana Univ. Press, 1967)
9. Balandin M P et al. *Nucl. Instrum. Meth.* **20** 110 (1963)
10. Денисов С П, в сб. *Труды Междунар. конф. по аппаратуре в физике высоких энергий*, Дубна, 8–12 сентября 1970 г. (Издания ОИЯИ, Д-5805, Т. 2) (Дубна: ОИЯИ, 1971) с. 615
11. Азимов Я И и др. *Письма в ЖЭТФ* **23** 131 (1976); Azimov Ya I et al. *JETP Lett.* **23** 114 (1976)
12. Азимов Я И и др. *ЯФ* **3** 515 (1957)
13. Толстов К Д, Препринт № 1698 (Дубна: ОИЯИ, 1964)
14. Золин Л С, Никитин В А, Пилипенко Ю К, Препринт Р-13-3425 (Дубна: ОИЯИ, 1967)
15. Zolin L S, Nikitin V A, Pilipenko Y K *Cryogenics* **8** 143 (1968)
16. Ган-чан В и др. *ЖЭТФ* **38** 1356 (1960); Kang-Chang W et al. *Sov. Phys. JETP* **11** 977 (1960)
17. Baturina V V et al. *Nucl. Phys. B* **294** 1037 (1987)
18. Никитин В А и др. *ЯФ* **1** 183 (1965)
19. Nomofilov A A et al. *Phys. Lett.* **22** 350 (1966)
20. Никитин В А *ЭЧАЯ* **1** 6 (1970)
21. Никитин В А *ЭЧАЯ* **10** 581 (1979)
22. Безногих Г Г и др. *ЯФ* **10** 1212 (1969); Beznogikh G G et al. *Sov. J. Nucl. Phys.* **10** 687 (1969)
23. Bartenev V et al. *Phys. Rev. Lett.* **31** 1088 (1973)
24. Barbiellini G et al. *Phys. Lett. B* **39** 663 (1972)
25. Amaldi U et al. *Phys. Lett. B* **36** 504 (1971)
26. Кириллова Л Ф и др. *ЯФ* **1** 533 (1965); Kirillova L F et al. *Sov. J. Nucl. Phys.* **1** 379 (1965)
27. Astvacaturov R G et al. *Phys. Lett. B* **27** 45 (1968)
28. Tsyganov E N, Preprint TM-682 (Batavia: Fermilab, 1976); Preprint TM-684 (Batavia: Fermilab, 1976)
29. Elishev A F et al. *Phys. Lett. B* **88** 387 (1979)
30. Moller S P, in *CERN Accelerator School* (CERN 94-05) (Geneva: CERN, 1994) p. 1
31. Asseev A A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **324** 31 (1993)
32. Baldin A M et al. *AIP Conf. Proc.* **2** 131 (1971)
33. Балдин А М, Балдин А А *ЭЧАЯ* **29** 577 (1998); Baldin A M, Baldin A A *Phys. Part. Nucl.* **29** 232 (1998)
34. Ставинский В С *ЭЧАЯ* **10** 949 (1979)
35. Баюков Ю Д и др. *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **30** 521 (1966)
36. Балдин А М и др., в сб. *Труды Четвертого Всесоюз. совеща. по ускорителям заряженных частиц*, Москва, 18–20 ноября 1974 г. Т. 2 (М.: Наука, 1975) с. 4
37. Аксиненко В Д и др. *ПТЭ* (3) 97 (1987); Aksinenko V D et al. *Instrum. Exp. Tech.* **30** 601 (1987)
38. Аникина М Х и др. *ЯФ* **72** 473 (2009); Anikina M Kh et al. *Phys. Atom. Nucl.* **72** 439 (2009)
39. Подгорецкий М И *ЭЧАЯ* **20** 628 (1989); Podgoretskii M I *Sov. J. Part. Nucl.* **20** 266 (1989)
40. Абашидзе Л И и др. *ПТЭ* (4) 33 (1985); Abashidze L I et al. *Instrum. Exp. Tech.* **28** 767 (1985)
41. Авдейчиков В В и др. *ЯФ* **48** 1736 (1988); Avdeichikov V V et al. *Sov. J. Nucl. Phys.* **48** 1043 (1988)
42. Карнаухов В А и др. *ЯФ* **62** 272 (1999); Karnaukhov V A et al. *Phys. Atom. Nucl.* **62** 237 (1999)
43. Karnaukhov V A *ЭЧАЯ* **37** 313 (2006); *Phys. Part. Nucl.* **37** 165 (2006)
44. Karnaukhov V A et al. *Phys. Rev. C* **67** 011601(R) (2003)
45. Randrup J, Cleymans J *Phys. Rev. C* **74** 047901 (2006)
46. Sissakian A N, Sorin A S, Toneev V D, in *Proc. of the 33rd Intern. Conf. on High Energy Physics, ICHEP'06, Moscow, Russia, July 26–August 2, 2006* Vol. 1 (Eds A Sissakian, G Kozlov, E Kolganova) (New Jersey: World Scientific, 2007) p. 421
47. Trubnikov G et al., in *Particle Accelerator. Proc. of the 11th European Conf., EPAC 2008, Genoa, Italy, June 23–27, 2008* (Eds I Andrian, C Petit-Jean-Genaz) (Geneva: CERN, 2008) p. 2581
48. NICA White Paper, <http://theor.jinr.ru/twiki/cgi/view/NICA/WebHome>
49. Meshkov I N *ЯФ* **75** 637 (2012); *Phys. Atom. Nucl.* **75** 594 (2012)
50. Кузнецов А Б, Мешков И Н, Филиппов А В *Письма в ЭЧАЯ* **9** 576 (2012); Kuznetsov A B, Meshkov I N, Philippov A V *Phys. Part. Nucl. Lett.* **9** 346 (2012)
51. Philippov A V, Kuznetsov A B, Meshkov I N *Письма в ЭЧАЯ* **8** (10) 87 (2011); *Phys. Part. Nucl. Lett.* **8** 1087 (2011)
52. Kekelidze V D et al., in *Proc. of the 36th Intern. Conf. on High Energy Physics, ICHEP2012, Melbourne, Australia, July 4–11, 2012* (PoS ICHEP2012) (2013) p. 411
53. Alt C et al. (NA49 Collab.) *Phys. Rev. C* **77** 024903 (2008); arXiv: 0710.0118
54. Красавин Е А *УФН* **186** 435 (2016); Krasavin E A *Phys. Usp.* **59** (4) (2016)
55. Кадыков М Г и др. *Письма в ЭЧАЯ* **10** 936 (2013); Kadykov M G et al. *Phys. Part. Nucl. Lett.* **10** 573 (2013)
56. Khodzhbagiyani H G et al. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **24** 4001304 (2014)
57. Khodzhbagiyani H G, Kovalenko A D, Fisher E *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **14** 1031 (2004)
58. Stassen R et al., in *Beam Cooling and Related Topics. Proc. of the Workshop, COOL 07, Bad Kreuznach, Germany, September 9–14, 2007* (Eds R W Hasse, V R W Schaa) (Darmstadt: GSI, 2007) p. 191; <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/cl07/INDEX.HTM>
59. Кобец А Г и др. *Письма в ЭЧАЯ* **9** 604 (2012); Kobets A G et al. *Phys. Part. Nucl. Lett.* **9** 364 (2012)
60. Ahmanova E V et al., in *Proc. of the Russian Particle Accelerator Conf, RuPAC'2014, Obninsk, Russia, 6–10 October 2014* (Obninsk, 2014) p. 85; <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/rupac2014/>
61. Parkhomchuk V V, in *Proc. of the Intern. Workshop on Beam Cooling and Related Topics, COOL2013, 10th–14th June 2013, Murren, Switzerland* (Eds L V Jorgensen, V R W Schaa) (Geneva: CERN, 2013) p. 55; <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/COOL2013/>
62. Shemyakin A V et al., in *Beam Cooling and Related Topics. Proc. of the Workshop, COOL'11, Alushta, Ukraine, September 12–16, 2011* (Ed. M V Kuzin) (Dubna: JINR, 2011) p. 5; <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/COOL2011/index.htm>
63. Gorbachev E V et al., in *Particle Accelerator. Proc. of the 21st Russian Conf., RuPAC 2008, Zvenigorod, Russia, September 28–October 3, 2008* (Eds M V Kuzin, E E Shirkova, A V Philippov) (Dubna: JINR, 2008) p. 97; <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/r08/>
64. Жабицкий В М *ЭЧАЯ* **45** 806 (2014); Zhabitsky V M *Phys. Atom. Nucl.* **45** 472 (2014)
65. Агапов Н Н *ЭЧАЯ* **30** 760 (1999); Agapov N N *Phys. Part. Nucl.* **30** 322 (1999)
66. Agapov N N et al., in *Proc. of the 12th Cryogenics 2012 IIR Conf., Dresden, Germany, September 11–14, 2012* (Praha: Icaric Ltd, 2012) p. 12

Relativistic nuclear physics at JINR: from the synchrophasotron to the NICA collider

N.N. Agapov, V.D. Kekelidze, A.D. Kovalenko, R. Lednitsky, V.A. Matveev, I.N. Meshkov, V.A. Nikitin, Yu.K. Potrebennikov, A.S. Sorin, G.V. Trubnikov

Joint Institute for Nuclear Research, ul. Joliot-Curie 6, 141980 Dubna, Moscow region, Russian Federation
Tel. +7 (496) 216 51 93. E-mail: meshkov@jinr.ru

The development of relativistic nuclear physics at the Joint Institute for Nuclear Research (JINR) — from the first experiments to our time is presented, and the current state of the problem is reviewed. The Nuclotron-based Ion Collider Facility (NICA) at JINR and its status are described. Two goals of the project — experimental studies of dense nuclear (baryonic) matter and particle spin physics are combined in the project on the basis of a common experimental method — the investigation of collisions of nuclei at relativistic energies. The first issue is discussed in the present article, and the second will be dealt with in a dedicated publication. Such experiments were started at JINR in the 1970s at the proton synchrotron "Synchrophasotron". They are the main goal of the NICA project. Fundamental and applied research in other areas of science and technology, that can be implemented at the NICA accelerator facility, is discussed as well. The accelerator facility under construction at JINR will allow to perform experimental studies in particle physics at parameters and experimental conditions that were previously inaccessible. With NICA, particle physics research in the previously inaccessible range of experimental parameters and conditions becomes possible, so heavy ion beams can now be collided at center-of-mass energies between 4 and 11 GeV at luminosities up to $10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. These studies will be supplemented with experiments at the beam of extracted nuclei incident upon a fixed target. A short description is given of the detectors under construction for these studies.

Keywords: synchrophasotron, baryonic matter, mixed phase, nucleon spin, booster synchrotron, collider, luminosity, superconducting magnet, stochastic cooling, electron cooling, cryogenics

PACS numbers: **11.80. -m**, **13.85.Dz**, **14.20.Dh**

Bibliography — 66 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **186** (4) 405–424 (2016)

DOI: 10.3367/UFNr.0186.201604c.0405

Received 6 July 2015, revised 18 November 2015

Physics – Uspekhi **59** (4) (2016)