



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ



НОВОСТИ ПРОБЛЕМЫ ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

№ 3(3), 2008



**Ускорение ионов
в ускорителях ГНЦ ИФВЭ**

Новости и проблемы фундаментальной физики

Журнал Института физики высоких энергий. Журнал предназначен для освещения текущих событий в жизни научного сообщества, новейших достижений современной фундаментальной физики, новейшей экспериментальной техники и приложений, обзора наиболее принципиальных проблем.

Новости и проблемы фундаментальной физики
Номер ISSN: 1999-2858
Ключевое название: *Novosti i problemy fundamental'noj fiziki* (Print)
Сокращенное ключевое название: *Nov. probl. fundam. fiz.* (Print)
EAN13: 9771999285501

Новости и проблемы фундаментальной физики (online)
Номер ISSN: 1999-2866
Ключевое название: *Novosti i problemy fundamental'noj fiziki* (Online)
Сокращенное ключевое название: *Nov. probl. fundam. fiz.* (Online)
URL <http://www.ihep.su/ihep/journal/journal.htm>

Издатель: ГНЦ ИФВЭ

Редакционная коллегия:

Главный редактор: Н.Е. Тюрин

Члены редколлегии: А.М. Зайцев
С.В. Иванов
В.А. Петров
Ю.Г. Рябов.

Редакторы: Л.Ф. Васильева
Н.В. Ежела

Дизайн, печать: «ПРИНТ-Ателье»

Содержание

Ускорение ионов в ускорителях ГНЦ ИФВЭ: состояние дел и перспективы <i>Ю.М. Антипов, С.В. Иванов</i>	1
Достижения и перспективы сэмплинговой калориметрии <i>Рустем Джелядин</i>	12
Цветовая сверхпроводимость в плотной кварковой среде <i>К.Г. Клименко, В.А. Петров, Д. Эберт</i>	20
Новости из лабораторий мира	34
Конференции в 2008 году	36
Награды	42
Памяти Владилена Ивановича Котова	43
Памяти Василия Васильевича Владимирского	43
Памяти Александра Семёновича Гуревича	44

© Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт физики высоких энергий

142281, Протвино Московской области,
Площадь Науки, д. 1.
Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт физики высоких энергий

<http://www.ihep.su>

Ускорение ионов в ускорителях ГНЦ ИФВЭ: состояние дел и перспективы

Ю.М. Антипов, С.В. Иванов

Предисловие

Формат обзорного журнала не позволил авторам привести список сотрудников многих подразделений Института, занятых в реализации проекта ускорения ионов. Искренняя им благодарность. Памяти нашего коллеги – Александра Семеновича Гуревича (1947–2008) посвящается эта статья.

Введение

Программа ускорения легких ионов в ускорителях ГНЦ ИФВЭ имеет своей целью получение пучков ядер дейтерия (дейтронов) и углерода. Есть несколько причин, по которым она была предложена.

С одной стороны, дейтрон является простейшей ядерной системой, состоящей из протона и нейтрона. Пучки дейтронов высоких энергий представляют заметный интерес для фундаментальных исследований. До сих пор дейтроны с энергиями до 6 ГэВ на нуклон были получены в нашей стране лишь в ЛВЭ, ОИЯИ (Дубна). Синхротрон У-70 ГНЦ ИФВЭ может ускорить дейтроны до более высоких энергий, составляющих 34–35 ГэВ на нуклон. Последующее использование имеющегося в ИФВЭ комплекса экспериментальных установок существенно расширило бы возможности исследований с релятивистскими дейтронами в России.

С другой стороны, пучки ускоренных дейтронов в диапазоне энергий до 1 ГэВ могли бы представить интерес для прикладных исследований в области ядерной энергетики.

Однако надо признаться, что предложение об ускорении пучков легких ядер, выдвинутое в ГНЦ ИФВЭ около десяти лет тому назад, не имело изначально прямого отношения к фундаментальной и/или прикладной физике высоких энергий. Смысл его состоял в использовании практически всех элементов ускорительного комплекса ГНЦ ИФВЭ для медицинских целей – лучевой терапии с пучками ускоренных ионов углерода. Это было первое предложение по углеродной терапии в нашей стране.

Появление такой идеи было связано не только с желанием помочь людям вообще, но и с менее масштабной, но достаточно важной задачей – помочь людям, работающим в нашем Институте. Дело в том, что в новых условиях, возникших в 1990-е годы, ускорительный комплекс был вынужден работать один или, в лучшем случае, два месяца в год. Это определялось и определяется до настоящего времени высокой стоимостью электроэнергии и отсутствием возможности проведения более напряженной работы с протонным пучком при энергии 50–70 ГэВ для решения как фундаментальных, так и прикладных задач.

Работа на ускорительном комплексе ИФВЭ требует высокой квалификации сотрудников и слаженной работы большого коллектива. Для обеспечения успешной и надежной работы комплекса требуется постоянная тренировка не только персонала, но и оборудования. Это сложно выполнить при одном сеансе в год.

Получение пучков ускоренных ионов углерода для лучевой терапии требует энергетических затрат почти в сто раз меньших, чем при штатной работе с протонами энергии 50–70 ГэВ. Эта методика необходима для спасения жизни тысяч людей. Она может обеспечить работой наш коллектив на долгие годы. Важно, что такая деятельность не только не препятствует, но, напротив, способствует выполнению нашим институтом программы фундаментальных и прикладных исследований с пучками протонов высоких энергий в течение 1–2 сеансов в год.

Начнем с более подробного изложения вопроса о необходимости использования пучков легких ионов для целей лучевой терапии.

Ионная лучевая терапия

Онкологические заболевания находятся на втором месте среди причин смертности. Ежегодно в России рак диагностируется у приблизительно 450 000 человек. В прошлом веке в мире была проделана громадная работа по отработке методики лечения этого серьезного заболевания, которое первоначально считалось неизлечимым. Если в 1900 г. излечиваемость онкологических больных была меньше 5%, то в 2000 г. она достигла в развитых странах в среднем около 60% (в России – около 40%).

Существуют три основных способа борьбы со злокачественными опухолями: хирургический, химиотерапия и лучевая терапия.

Лучевая терапия является одним из важнейших методов лечения рака. Техника лучевой терапии непрерывно совершенствуется. В первой половине прошлого века использовались только рентгеновские трубки. Затем были созданы ядерные реакторы и ускорители заряженных частиц и появились доступные искусственные радиоактивные изотопы. В результате в качестве источника терапевтического гамма-излучения стали применять радиоактивный кобальт, а затем и компактные электронные ускорители с энергией электронов до 25 МэВ,

В настоящее время в развитых странах лучевое лечение онкологических больных применяют в 70% случаев (в основном, это сложное технологическое оборудование – электронный ускоритель с энергией около 20 МэВ и совершенная методика форми-

рования поля гамма-облучения). Подобных специализированных электронных ускорителей в мире насчитывается около 8000. Стоимость терапевтического комплекса с таким ускорителем достигает нескольких миллионов долларов. В России лучевая терапия применяется лишь примерно в 20% случаев (основное российское оборудование – это устаревшие аппараты с радиоактивным кобальтом).

Низкий процент использования лучевой терапии в России и невысокая излечиваемость во многом связаны с плохим техническим оснащением.

Впервые предложение по использованию в лучевой терапии вместо гамма-облучения пучков ускоренных протонов или других более тяжелых ядер было сделано в 1946 г. американским ученым Робертом Вильсоном, которого многие из нас помнят как первого директора Лаборатории им. Ферми (FermiLab, США). Р. Вильсон отметил, что ускоренные протоны и ядра имеют значительные преимущества в сравнении с гамма-излучением (см. рис. 1). Эти ускоренные заряженные частицы слабо рассеиваются в веществе, их можно остановить на должной глубине, а в конце пробега они выделяют значительную долю энергии (так называемый пик Брэгга). Все эти преимущества позволяют значительно лучше осуществлять облучение глубоко расположенных опухолей.

Исследования в области лучевой терапии с пучками протонов, а затем и более тяжелых ядер, начались в 1952 г. (Беркли, США). Позднее работы по протонной терапии были продолжены в Швеции и СССР (с 1967 г.).

Для облучения глубоко расположенных опухолей (глубина до 30 см) требуемая энергия протонов составляет примерно 220 МэВ, а ионов углерода примерно 5 ГэВ (или около 420 МэВ на нуклон), см. рис. 2. В среднем ион углерода ионизирует вещество в 25 раз сильнее, чем протон.

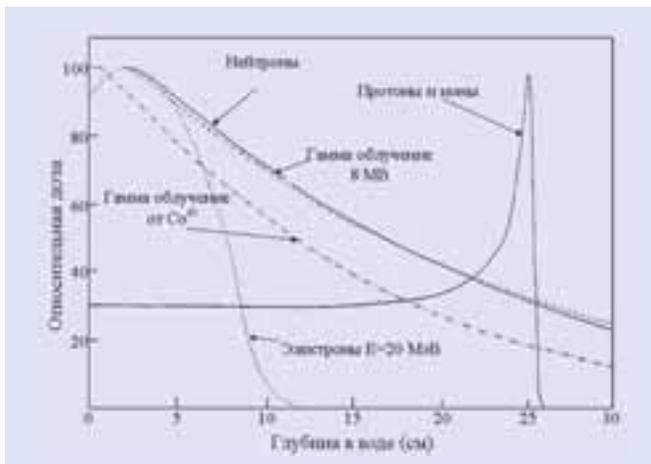


Рис. 1. Распределения потерь для различных видов излучения.

В табл. 1 уточнены общие технические требования, предъявляемые к ускорительному комплексу, работающему с протонами или ионами углерода. Ускоренные пучки протонов с такими энергиями обычно получают в синхротронах с диаметром около 8 м, а для ускорения ядер углерода требуются синхротроны с диаметром уже более 20 м.

Стоимость центра с пучками ионов углерода составляет примерно 100 млн. евро, а стоимость центра протонной лучевой терапии приблизительно в 3–4 раза меньше.

В чем же причина использования более сложной и дорогой методики углеродной лучевой терапии? Дело в том, что в значительном количестве случаев (20–30%) раковая опухоль не поддается лечению ни в гамма-пучках, ни в пучках протонов. Это связано с химическими особенностями радиационного воздействия этих слабоионизирующих излучений. Однако интенсивность радиационных повреждений в конце пробега сильноионизирующих ионов углерода столь велика, что излучение буквально перерезает молекулы клеток злокачественной опухоли и наносит тем самым сокрушительный удар по всем видам опухолей.

Сегодня протонной терапией занимаются в центрах, расположенных в странах Западной Европы, Южной Африки, России, США, Канаде, Японии, Китае. Лечение методами протонной терапии подверглись более 40 тысяч пациентов.

Япония – это первая в мире страна, которая создала ускоритель тяжелых ионов для медицинских целей. В стране проведено лечение более чем 3000 пациентов. В настоящий момент локальный контроль над всеми видами опухолей находится на уровне 80–90%.

В результате анализа современного состояния работ в области лучевой терапии нужно отметить,

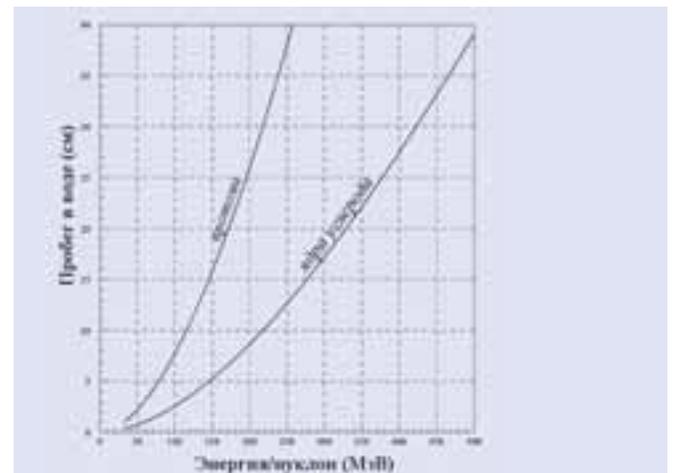


Рис. 2. Пробеги протонов и ядер углерода.

Таблица 1. Основные технические требования к центру протон-ионной лучевой терапии

	Протоны	Ионы $^{12}\text{C}^{6+}$
Максимальная кинетическая энергия	220 МэВ	420 МэВ/нуклон
Максимальная магнитная жесткость $B\rho$	2,26 Тл·м	6,53 Тл·м
Интенсивность пучка на мишени	$5 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$	$2 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$
Вывод пучка из ускорителя	Медленный вывод	

что наиболее эффективным методом лучевого лечения является облучение пучками протонов и многозарядных ионов. Для 30% локализации клинические результаты протонной лучевой терапии достоверно значительно выше по сравнению с другими видами излучения, а для 15–20% онкологических больных с радиорезистентными опухолями ионная лучевая терапия является единственным и безальтернативным видом лучевого воздействия.

В настоящее время благодаря уже достаточно обширному практическому опыту ионной лучевой терапии с пучками ионов углерода можно кратко сформулировать основные преимущества данной методики:

1. Превосходная локализация дозы облучения.
2. Ионы углерода производят в опухоли наибольший биологический эффект, уничтожая даже радиорезистентные опухоли с наименьшими повреждениями окружающих опухоль здоровых тканей.
3. Значительное уменьшение количества требуемых процедур. В некоторых случаях удается обойтись лишь одной процедурой. В среднем, количество требуемых процедур уменьшается в сравнении с традиционными методиками в 2–3 раза.

Очевидно, что соотношения различных видов лучевой терапии зависят от экономических и технических возможностей государства. Так, в Японии в ближайшие годы будут работать 4 специализированных протонных центра и 4 центра с пучками ионов углерода.

В табл. 2 приведена прогнозируемая европейскими экспертами структура потребности в установках лучевой терапии в пересчете на 100 млн. чел. населения развитых стран.

В Европе в настоящий момент близки к запуску два специализированных центра с пучками ионов углерода (Германия, Италия). В ближайшее время планируется строительство еще двух центров (Франция, Австрия).

В России лечением на пучках ускоренных протонов занимаются в трех физических центрах (Москва (ИТЭФ), Дубна (ОИЯИ), Гатчина (ПИЯФ)). В Москве на базе Боткинской больницы планируется построить первый специализированный центр с пучком протонов. В Протвино в ФТЦ ФИ РАН под руководством чл.-корр. РАН В.Е. Балакина разработан оригинальный компактный протонный ускоритель для лучевой терапии, который будет работать в больнице г. Протвино (Московская обл.) и уже заказан несколькими зарубежными центрами.

До последнего времени работы по лучевой терапии с пучками ионов углерода в России не проводились. Исключение составили, по-видимому, иници-

ативные предпроектные опытно-конструкторские и экспериментальные работы по созданию технической базы для ускорения ионов углерода в ГНЦ ИФВЭ. Только в 2008 г. в ИТЭФ начаты радиобиологические исследования на пучках ионов углерода. В Новосибирске (ИЯФ СО РАН им. Г.И. Будкера) планируют построить ускорительный медицинский комплекс с пучками ионов углерода для Китая.

Наличие в ускорительном комплексе ГНЦ ИФВЭ синхротрона – бустера У-1,5 с должной магнитной жесткостью, техническая возможность использования линейного ускорителя И-100 в роли инжектора легких ионов в бустер, возможность использования синхротрона У-70 как экономичного накопителя пучков легких ионов, свободные площади в экспериментальном зале 1БВ и, что очень важно, наличие рядом с ГНЦ ИФВЭ квалифицированного профильного медицинского учреждения – Медицинского радиологического научного центра (МРНЦ РАМН, г. Обнинск Калужской обл.) – позволили разработать совместный проект Центра ионной лучевой терапии с пучками ионов углерода (ЦИЛТ).

Стоимость создания Центра ионной лучевой терапии на базе существующей инфраструктуры ГНЦ ИФВЭ и МРНЦ составляет 15–20% от стоимости строительства такого центра «с нуля».

Ускорители ГНЦ ИФВЭ: общие положения

Отчасти, задача ускорения легких ионов в У-70 уже выполнена. Действительно, можно смело утверждать, что в течение последних 40 лет ускорительный комплекс У-70 ГНЦ ИФВЭ успешно ускоряет до кинетической энергии 50–70 ГэВ на нуклон протоны (p) – ионы водорода ${}^1_1\text{H}^{1+}$ с отношением «заряд-масса» $q/A=1$. Из этого оптимистического заявления вытекают **два следствия**:

- ◆ С одной стороны, в нашем распоряжении de facto имеется действующая система ускорителей, работающих с (тестовым) пучком легких ионов ${}^1_1\text{H}^{1+}$. Динамика этих частиц и особенности функционирования технологических систем ускорителей с таким пучком хорошо освоены и понятны. В этом контексте весьма естественным выглядит предложение ускорить в комплексе У-70 и другие сорта легких ионов, например с $q/A=0,4-0,5$. Такой шаг заметно расширил бы возможности ускорителей ГНЦ ИФВЭ для проведения проблемно-ориентированных фундаментальных и прикладных исследований.
- ◆ С другой стороны, штатная работа комплекса У-70 с протонными пучками а priori имеет наивысший приоритет. Ежегодные сеансы работы У-70 должны быть, безусловно, обеспечены. Поэтому в рамках реализации ионной

Таблица 2. Прогноз потребности в установках лучевой терапии

Тип установки	Энергия частиц,	Стоимость,	Требуемое количество
	МэВ	млн. евро	установок
Гамма-терапия на основе электронных ускорителей	20	2–5	500–1000
Протонная лучевая терапия	200	50	10–15
Ионная лучевая терапия (ионы углерода)	5000	100	2–3

программы совершенно недопустимы технические решения, которые могли бы нарушить работоспособность уже существующей технологической цепочки ускорения p . Это является существенным граничным условием. Оно диктует выбор только консервативных технических решений и не допускает чрезмерно глубокой модернизации ускорителей – выбора новой магнитной оптики колец, использования перезарядной инжекции при переводе пучка из У-1,5 в У-70, установки системы локализации потерь внутри вакуумной камеры, использования систем охлаждения ионного пучка и др.

Схема ускорительного комплекса ГНЦ ИФВЭ показана на рис. 3.

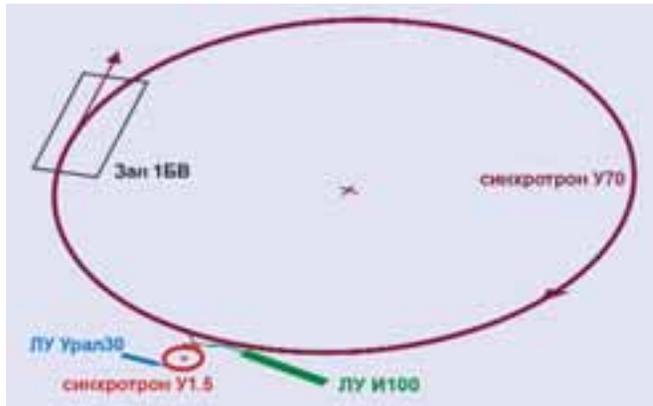


Рис. 3. Ускорительный комплекс ГНЦ ИФВЭ.

С 1967 до 1985 года линейный ускоритель И-100 эксплуатировался как штатный инжектор, вводивший протоны непосредственно в кольцо большого синхротрона У-70. Поэтому его ось расположена тангенциально к орбите У-70.

В период 1985–2007 гг. И-100 работал только в автономном режиме. Так произошло после ввода в строй обновленного инжекционного каскада в составе линейного ускорителя протонов с ВЧ-квадрупольной фокусировкой УРАЛ-30 (30 МэВ) и быстрого протонного синхротрона бустера У-1,5 (1,32 ГэВ).

С декабря 2007 г. установка И-100 снова интегрирована в каскад ускорителей. В настоящее время И-100 используется как инжектор легких ионов с энергией 16,7 МэВ на нуклон и/или как резервный инжектор протонов с (нестандартной) энергией 72,7 МэВ, вводящий пучок в синхротрон У-1,5.

Рассмотрим задачи, решаемые при выполнении ионной программы в ГНЦ ИФВЭ. Начнем с кольцевых ускорителей.

Синхротроны

Фотографии протонных синхротронов ГНЦ ИФВЭ приведены на рис. 4 и 5.



Рис. 4. Протонный синхротрон – бустер У-1,5.



Рис. 5. Основной протонный синхротрон У-70.

Таблица 3. Параметры протонных синхротронов ГНЦ ИФВЭ

	У-1,5	У-70	
Кинетическая энергия, T	0,030–1,32	1,32–69	ГэВ
Длина орбиты, Π	99,16	1483,699	м
Радиус кривизны орбиты, ρ	5,73	194,125	м
Магнитная жесткость, $B\rho$	0,80–6,87	6,87–233,4	Тл·м
Коэффициент расширения орбит, α	0,07235	0,011120	
Интенсивность, N	$2-9 \cdot 10^{11}$	$1,4 \cdot 10^{13}$	протонов/импульс
Время ускорения, t_A	0,030	2,75	с
Период следования циклов, t_C	0,060	9,77	с
Кратность ускорения, h	1	30	
Радиочастота, f_{RF}	0,75–2,75	5,52–6,06	МГц
ВЧ-напряжение, V_{RF}	6–60	190–300	кВ/оборот
Число ускоряющих резонаторов	9	40	
Период магнитной структуры	MFDFM	FODO	
Число периодов	12	60	
Число суперпериодов	12	12	
Бетатронные частоты (гор./верт.)	3,85/3,80	9,9/9,8	
Давление остаточного газа, P	$2-3 \cdot 10^{-7}$	$5-6 \cdot 10^{-7}$	Торр

Технические параметры этих установок приведены в табл. 3. Заливкой выделены те строки, которые требуют особого внимания. Соответствующие параметры важны для осуществления программы ускорения легких ионов. Их величины (иногда – необходимость или неизбежность их изменения) влекут за собой вполне определенные ограничения на характеристики ионных пучков и требуют модернизации технологических систем установок. На этом мы остановимся более подробно.

Протонные синхротроны У-1,5 и У-70 являются циклическими резонансными ускорителями с постоянной орбитой. (Иными словами, радиус кривизны орбиты в поворотных магнитах ρ и ее длина Π неизменны во времени t .) В этих ускорителях используется т. н. синхрофазотронный режим ускорения [1], когда:

- ◆ ведущее магнитное поле $B(t)$ увеличивается вместе с импульсом $m_0\gamma c\beta(t)$ ускоряемых частиц и
- ◆ радиочастота $f_{RF}(t)$, с которой осциллирует продольное ускоряющее электрическое поле, растет вместе со скоростью $c\beta(t)$ ускоряемых частиц.

Условия такой пропорциональности имеют простой вид:

$$\beta\gamma = \frac{c}{E_0/e} \left(\frac{q}{A}\right) B\rho \cong 0,32 \left(\frac{q}{A}\right) B\rho \text{ [Тл}\cdot\text{м]} \quad (1)$$

$$f_{RF} = h \frac{c\beta}{\Pi} \quad (2)$$

Здесь β и γ – релятивистские факторы; c – скорость света; $E_0 = m_0c^2$ – энергия покоя нуклона; e – элементарный заряд; A – массовое число (число нуклонов в ядре); q – зарядовое состояние иона; $q \ll Z$, где Z – порядковый номер элемента в периодической таблице Д.И. Менделеева; $B\rho$ – магнитная жесткость пучка; f_{RF} – частота ускорения (радиочастота); h – кратность ускорения; Π – длина орбиты синхротрона. В правой части формулы (1) магнитная жесткость $B\rho$ измеряется в единицах Тл·м.

Исторически, кольцевые ускорители У-1,5 и У-70 ГНЦ ИФВЭ строились и развивались как чисто протонные машины. Поэтому их названия выбраны по понятной схеме:

$$У - \langle (\gamma - 1) E_0 \text{ [ГэВ]} \rangle,$$

где У = Ускоритель.

Однако уравнение (1) показывает, что для ионных машин, ускоряющих пучки частиц возможно с разными отношениями q/A , более адекватной технической характеристикой установки становится (максимальная) магнитная жесткость $B\rho$ кольцевого электромагнита. Именно по этой причине ионные синхротроны лаборатории GSI (г. Дармштадт, Германия) имеют названия SIS18, SIS100 и SIS300, составленные по схеме:

$$\text{SIS} \langle B\rho \text{ [Тл}\cdot\text{м]} \rangle,$$

где SIS = **S**chwer-**I**onen **S**ynchrotron (нем.)
= Тяжелоионный синхротрон (рус.).

Если бы при выполнении программы ускорения легких ионов ГНЦ ИФВЭ перешел к подобным числовым обозначениям, то вместо У-1,5 и У-70 мы

имели бы дело, скажем, с У-6,9 и У-233 – вполне весомыми именами даже на фоне названий амбициозных ионных синхротронов SIS100 и SIS300 международного проекта FAIR.

Для окончательного расчета кинематики процесса ускорения по цепочке И-100–У-1,5–У-70 равенства (1) и (2) следует дополнить начальными условиями. Они учитывают величину приведенной скорости β ионов, ускоренных в двух резонаторах И-100 [2]:

$$\beta_1 = 0,372 \quad (\text{мода ускорения } 2\pi, \text{ кратность } h=1, \text{ протоны}); \quad (3)$$

$$\beta_2 = \beta_1/2 = 0,186 \quad (\text{мода ускорения } 4\pi, \text{ кратность } h=2, \text{ ионы}). \quad (4)$$

(Подробнее о двух модах ускорения в И-100 будет рассказано чуть позже, см. текст, поясняющий уравнения (10)–(12).)

В табл. 4 перечислены частицы, выбранные в качестве эталонных ионов. Протоны из И-100 с $\beta = \beta_1$ (3) и энергией $T = 72,7$ МэВ используются как тестовый пучок для настройки канала транспортировки пучка из И-100 в У-1,5 и импульсных магнитов новой системы ввода пучка в У-1,5, расположенной в 9-м периоде магнитной структуры. Ионам с $q/A = 1/2$ и $\beta = \beta_2$ (4) соответствует удельная энергия $T = 16,7$ МэВ/нуклон.

Таблица 4. Эталонные ионы

		A	Z	q/A
Протон (p),	${}_1\text{H}^{1+}$	1	1	1
Дейтрон (d),	${}_2\text{H}^{1+}$	2	1	1/2
Углерод,	${}_{12}\text{C}^{6+}$	12	6	1/2

Наиболее существенные последствия новой кинематики процесса ускорения, стартующего с начальных скоростей (3), (4), таковы:

1. Увеличение магнитного поля B при инъекции в У-1,5 с 0,14 до 0,21–0,22 Тл.
2. Снижение минимальной радиочастоты f_{RF} и, соответственно, резонансной частоты ускоряющих резонаторов с 0,75 до 0,56 МГц в У-1,5 и с 5,52 до 4,48–4,49 МГц в У-70.
3. Модификация закона изменения радиочастоты f_{RF} по ведущему магнитному полю B в У-1,5 и У-70.
4. Изменение привязки момента перехода через критическую энергию $\gamma_t = \alpha^{-1/2}$ к магнитному циклу в У-70.

Оказывается, что перечисленные модификации технически вполне приемлемы как для системы питания кольцевого электромагнита быстрого бустера У-1,5, так и для задающих генераторов и ВЧ-ускоряющих систем У-1,5 и У-70, использующих резонаторы с ферритовым заполнением. Это, собственно, и позволило приступить к началу практического выполнения программы ускорения ионов в ускорителях ГНЦ ИФВЭ.

Ее целью является получение выведенного пучка ионов ($q/A = 1/2$, см. табл. 4) с удельной кинетической энергией $T = 455\text{--}457$ МэВ/нуклон на выходе из У-1,5 и $T = 34,1$ ГэВ/нуклон на выходе из У-70.

(Энергия пучка ионов углерода на выходе из У-1,5 соответствует потребностям ионно-лучевой

терапии, см. табл. 1. Синхротрон У-70 можно использовать как экономичный накопитель ионов, возбуждая его кольцевой электромагнит автономным источником постоянного тока. Первые практические испытания такого режима уже проведены, см. рис. 6.)

Проектные интенсивности ионных сгустков приведены в табл. 5. Они достаточно низки по сравнению с достигнутыми (рабочими) интенсивностями протонного пучка. Существующие средства диагностики пучка в У-1,5 и У-70 могут попросту «не увидеть» ионы. Вместе с тем, сигналы пучка используются в технологических целях. Они нужны, скажем, для осуществления коррекции замкнутой орбиты или для замыкания цепей обратной связи по пучку, управляющих задающими генераторами ВЧ-ускоряющих систем.

Поэтому увеличение чувствительности измерительных каналов систем диагностики пучка в синхротронах (при сохранении приемлемых отношений «сигнал–шум») является важной технической предпосылкой для выполнения программы ускорения ионов. В проекте предусматривается разработка и установка электроники с дистанционным дискретным переключением коэффициентов усиления в пропорции 1:10:50.

Таблица 5. Интенсивность сгустков при ускорении в У-1,5 и переводе в У-70

Ионы	N_{BO}	qN_{BO}	S
p	2–9·10 ¹¹	2–9·10 ¹¹	1
d	1·10 ¹¹	1·10 ¹¹	10
C	3·10 ⁹	2·10 ¹⁰	50

Используются обозначения: N_{BO} – число частиц в сгустке; qN_{BO} – заряд сгустка в единицах элементарного заряда e ; S – относительная чувствительность средств диагностики пучка.

Наконец, вернемся к последней строке табл. 3. Синхротроны У-1,5 и У-70 используют обычную (несверхпроводящую) магнитную систему, не допускающую применение сильной криогенной вакуумной откачки. К тому же из-за имеющихся компоновочных ограничений нет технической возможности для проведения обезгаживания вакуумной камеры прогревом. Поэтому заранее очевидно, что нам не удастся существенно улучшить вакуум и получить давление остаточного газа P менее 2–5·10⁻⁸ Торр.

Для быстрого бустера У-1,5, где ускорение длится всего 30 мс, вакуум уже достигнутого уровня вполне приемлем.

Иначе обстоит дело с У-70. Вакуумные условия в нем делают возможным ускорение и накопление только голых ядер – полностью «ободранных» ионов в зарядовых состояниях $q=Z$. Такой выбор исключает потери ионного пучка через механизм обдирки электронов на остаточном газе [3], [4].

Осталось пояснить, почему на этом этапе работ рассматривается накопление и ускорение только легких ионов ($A \leq 12$). Отчасти, это стартовая опция программы. Она облегчает выполнение ряда дина-

мических ограничений, в которых участвуют не столько отношение «заряд-масса» q/A , а сколько собственно заряд qe и масса Am_0 иона. Таких ограничений, как правило, ужесточающихся с ростом q или A , несколько:

1. Кулоновский сдвиг частоты бетатронных колебаний, диктующий предельное число частиц в сгустке N_B ,

$$N_B \propto \frac{(B\rho)^2}{\beta A} \quad (5)$$

2. Многократное кулоновское рассеяние пучка на остаточном газе, приводящее к росту ненормализованного поперечного фазового объема пучка ε со скоростью

$$\frac{d\varepsilon}{dt} \propto P \frac{1}{(B\rho)^2 \beta} \quad (6)$$

3. Ионизационные потери импульса p (несгруппированного) пучка с темпом

$$\frac{d \ln p}{dt} \propto -P \frac{q}{B\rho \beta^2} \quad (7)$$

4. Внутрипучковое рассеяние, приводящее к размытию размеров пучка с постоянной времени

$$\tau \propto \frac{(B\rho)^2}{N_B \beta q^2} \quad (8)$$

5. Захват электрона (рекомбинация) на остаточном газе [3]

$$\sigma \propto \frac{\beta^3 q^2}{T^{1/4}}, \text{ где } T \text{ – кинетическая энергия,} \quad (9)$$

и последующий выход иона из режима накопления или ускорения, ограничивающий время жизни пучка $\tau \propto 1/P\beta\sigma$.

Обратим внимание на то, что процессы (6), (7) и (9) поясняют причину появления предъявляемых в ионных ускорителях повышенных требований к вакууму – давлению остаточного газа P .

Для всех этих оценок характерна сильная модельная зависимость. Достоверные количественные расчеты с их помощью затруднительны. Лучше опираться на экспериментальные данные, полученные, например, с помощью тестового протонного пучка ($q=1, A=1$), и на последующее использование масштабных оценок (5)–(9). Поэтому вопрос о возможности накопления и ускорения тяжелых ионов в комплексе ускорителей ГНЦ ИФВЭ будет решаться позже, по мере накопления экспериментальных данных с пучками протонов и легких ионов.

Первые практические шаги в этом направлении были предприняты во время исследовательских работ в течение весеннего (2008 г.) сеанса работы У-70. Исследовался режим длительной (4 с) циркуляции протонного пучка на плато ввода в У-70 ($B=0,03537$ Тл, энергия $T=1,32$ ГэВ, интенсивность до 2·10¹² частиц в импульсе). Кольцевой электромагнит возбуждался автономным источником постоянного тока (131,7 А). Экспериментальные результаты показаны на рис. 6. Они выглядят весьма

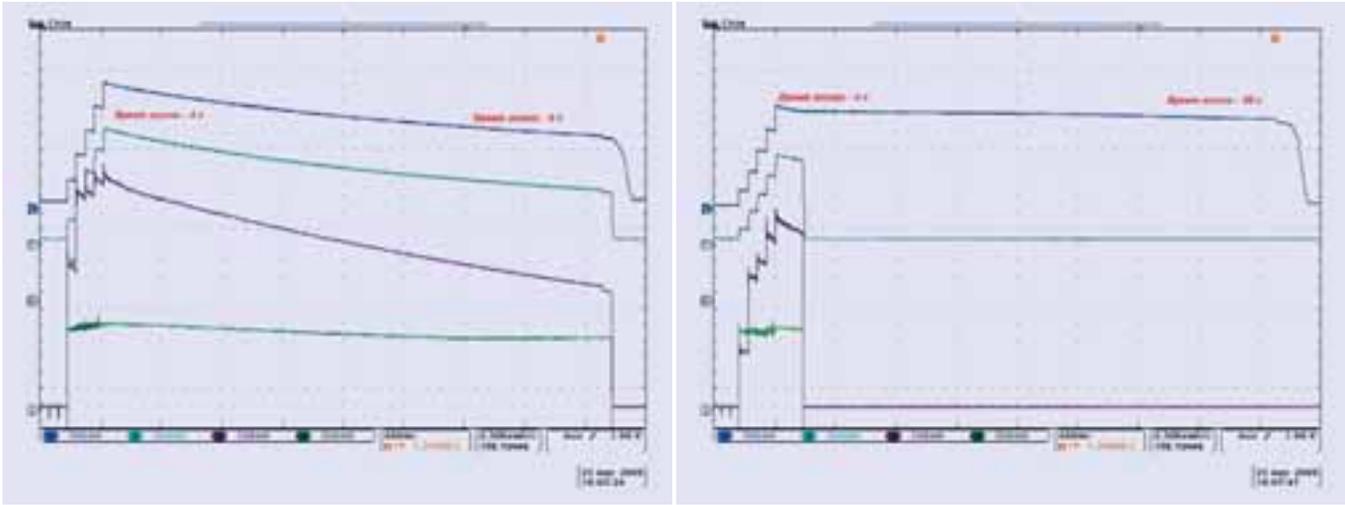


Рис. 6. Экспериментальные осциллограммы для режима накопления p на плато ввода в У-70. Длительность развертки 4 с. Мгновенное время жизни сгруппированного пучка 4-8 с (слева). Мгновенное время жизни несгруппированного пучка после выключения ВЧ-ускоряющего поля достигает 50 с (справа). Лучи в порядке сверху вниз: сигнал индукционного датчика тока пучка, сигнал интенсивности пучка с пикап-электрода, пиковый ток пучка, фаза ВЧ-ускоряющего поля.

обнадеживающе. Ограничения, связанные с многократным кулоновским рассеянием на остаточном газе (6), по-видимому, не очень критичны. Сильная зависимость времени жизни от величины локальной плотности тока пучка свидетельствует о заметной роли кулоновского сдвига частоты бетатронных колебаний (5).

В ближайшее время экспериментальные работы с пучками p и d будут продолжены на более длительных временах циркуляции. Их результаты крайне важны для обоснованного выбора конкретных сценариев организации накопления и ускорения легких ионов в У-70. Этот выбор зависит от времени жизни ионов и частоты следования циклов инжекционного каскада И-100–У-1,5 (0,2–1 Гц).

Линейный ускоритель И-100

Эта установка использует классическую резонансную структуру с продольным электрическим полем (рабочий вид колебаний E_{010}) и трубками дрейфа. Структура названа ускорителем типа Альвареца по имени ее изобретателя (Luis W. Alvarez, 1946 г.). Существенные технические характеристики И-100 (по протонам) приведены в табл. 6.

Таблица 6. Параметры протонного линейного ускорителя И-100	
Частота ускорения, МГц	148,505
Энергия инжекции, кинетическая, МэВ	0,7
Энергия на выходе, кинетическая (3 резонатора), МэВ	100
Максимальный импульсный ток пучка, мА	100
Максимальная длительность импульса тока, мс	50
Частота следования импульсов, Гц	0,1–1
Число резонаторов	3
Характеристики резонаторов, м	
резонатор №1: 93+2.1/2 ДТ	29,9
резонатор №2: 41+2.1/2 ДТ	27,6
резонатор №3: 26+2.1/2 ДТ	21,9

В качестве штатного устройства ввода пучка p и d в И-100 используется газоразрядный ионный источник типа дуоплазмотрон. Ионный источник расположен на высоковольтной платформе, соединенной с высоковольтным импульсным трансформатором ИТ800 (напряжение до 750 кВ).

В работах по ионной программе в третий резонатор ускорителя И-100 высокочастотная мощность не подается. Этот резонатор используется в режиме транспортировки пучка (включены квадрупольные линзы в дрейфовых трубках).

Такой подход оправдан с точки зрения минимизации затрат на осуществление программы. Однако следует отметить и отрицательные моменты такого технического решения. Дело в том, что «пустой» третий резонатор занимает пространство по ходу пучка, которое необходимо для оптимального размещения резонатора, способного уменьшить импульсный размер пучка на выходе ускорителя, так называемого дебанчера. В будущем это может затруднить проведение эффективного продольного захвата ионного пучка в кольцевой бустер У-1,5.

Фундаментальной модой ускорения в структуре типа Альвареца является ускорение на кратности $h=1$. В этом случае сдвиг фазы ВЧ-колебаний в резонаторе за время пролета частицы между центрами соседних ускоряющих зазоров равен $2\pi h=2\pi$ (отсюда еще одно название этого режима – мода 2π).

Характеристиками фундаментальной моды ускорения являются приведенная скорость частицы $\beta_h=\beta_1$; градиенты магнитного поля фокусирующих квадрупольных линз G_1 ; эффективные ускоряющие напряжения в зазорах $(Vg)_1$, где V_1 – амплитуда напряжения продольного электрического поля, g_1 – фактор пролетного времени, учитывающий изменение фазы ускоряющего поля за время пролета частицы через ускоряющий зазор. Эти эксплуатационные характеристики хорошо известны и приведены в таблицах [2] для каждого периода ускоряющего/фокусирующего канала И-100.



Рис. 7. Ускоритель И-100, вид со стороны электростатического инжектора (слева). Высоковольтная платформа на изолирующих колоннах, присоединенная к импульсному высоковольтному трансформатору ИТ800 (справа).

В ионной программе ускоритель И-100 используется на второй кратности ускорения ($h=2$, мода 4π). Линейные ускорители протонов с ускоряющей структурой типа Альвареца (рис. 8) действительно предоставляют такую возможность. Это подтверждается опытом адаптации и последующей эксплуатации многих протонных ускорителей такого типа в мире (CERN, Женева; GSI, Дармштадт; ОИЯИ, Дубна; ИТЭФ, Москва).

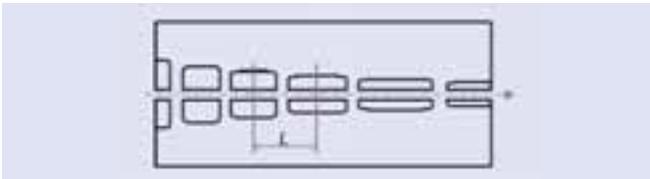


Рис. 8. Ускоряющая структура типа Альвареца. В основной моде ускорения (2π) длина периода ускорения $L=\beta\lambda$, где λ – длина волны ускорения, β – скорость частицы в единицах скорости света. При ускорении на второй гармонике (мода 4π) $L=2\beta\lambda$.

Переход на иную кратность ускорения $h \geq 1$ требует выполнения следующих условий:

$$\beta_h = \frac{\beta_1}{h}; \quad (10)$$

$$G_h = \frac{G_1}{h \cdot q/A}; \quad (11)$$

$$(Vg)_h = \frac{(Vg)_1}{h^2 \cdot q/A}, \quad (Vg)_h = V_h g_h \quad (12)$$

Равенство (10) уже учтено в виде начальных условий (4) при расчете кинематики процесса ускорения в кольцевых ускорителях.

Для статического электрического поля частота электромагнитных колебаний формально равна нулю и потому $g_0=1$. В этом случае равенство (12)

может быть применено также для оценки нужного высоковольтного напряжения V_0 на электростатическом ускорителе ионной пушки И-100.

Экспериментально уже установлено [5], что пучок d эффективно захватывается в резонансный режим ускорения И-100 начиная с зазора между 5-й и 6-й трубками дрейфа первого резонатора (нумерация по ходу пучка). Расчетное значение приведенной скорости $\beta_2=0,0245$. Для этого дейтроны проходят через электростатический форинжектор с напряжением $V_0=570$ кВ. Предельно доступная величина высоковольтного напряжения имеющегося трансформатора ИТ800 составляет 750 кВ. Поэтому из (12) для $g_0=1$ следует, что И-100 может принять только ионы с $q/A \geq 0,38$.

Все же это ограничение на отношение «заряд-масса» оказывается менее жестким, чем неравенство $q/A \geq 0,4$. Оно следует из условия (11) при учете имеющегося резерва в +20% для форсирования тока питания электромагнитных квадрупольных линз и, соответственно, градиентов G_2 магнитного поля в дрейфовых трубках.

Условие (12) показывает, что установленной ВЧ-мощности достаточно для обеспечения резонансного режима ускорения ионов с $q/A=1/2$ на кратности $h=2$. Для этого нужна меньшая амплитуда ускоряющего поля $V_2 < V_1$, даже с учетом снижения фактора пролетного времени $g_2=0,64 < g_1=0,90$ из-за вдвое меньшей скорости частиц (10).

В итоге, по совокупности указанных факторов принято, что в И-100 можно ускорить ионы с $q/A=0,4-0,5$.

За последнее время много усилий было направлено на проведение ремонтных и профилактических работ на технологических системах ускорителя-ветерана И-100. Проводится постепенное обновление оборудования систем диагностики пучка и уп-

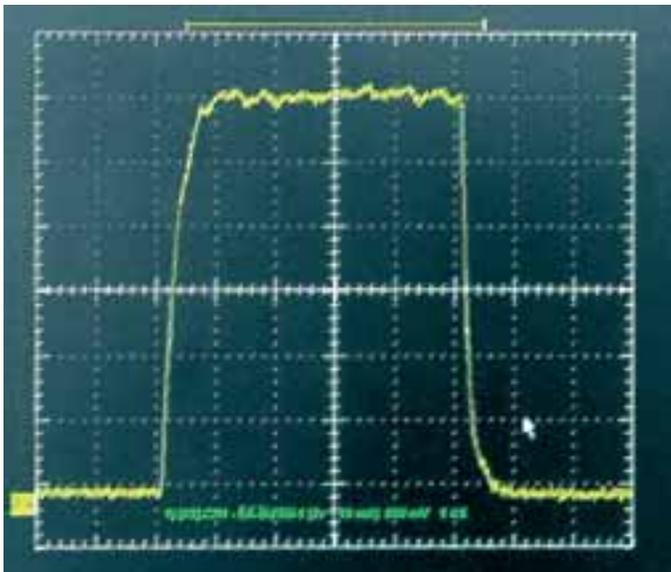


Рис. 9. Импульс тока ускоренного пучка d на выходе из И-100.

техническим состоянием дуоплазматрона с помощью масс-спектрометрии по методу времени пролета и регистрации загрязнения пучка тяжелыми фракциями ионов.

В результате предпринятых усилий в 1-м сеансе 2008 г. установка ускорила пучок d от энергии 570/2 кэВ до 16,7 МэВ на нуклон с импульсным током 15 мА в импульсах длительностью 5 мкс. Вид импульса тока пучка на экране монитора показан на рис. 9.

Канал транспортировки пучка И-100/У-1,5

К концу 2006 г. был завершен монтаж канала транспортировки пучка между И-100 и У-1,5 (см. рис. 10). Канал имеет длину 43 м и пересекает стену в фундаменте между зданиями № 1А и № 3В. В состав магнитооптического оборудования канала входят 4 поворотных дипольных магнита, 8 квадрупольных линз, 3 комбинированных (горизонтальных/вертикальных) корректора. Источники питания оптики канала разработаны и изготовлены в ИФВЭ и обеспечивают точность поддержания токов на уровне $\pm 0,1\%$ для дипольных магнитов и $\pm 0,5\%$ для квадрупольных линз. Управление осуществляется от общей системы управления комплекса У-70.

В системы ионного источника интегрирован быстрый прерыватель (чоппер) с фронтами 10 нс. После этого имеющаяся трехметровая пролетная база между пушкой и цилиндром Фарадея позволила организовать оперативный контроль над



Рис. 10. Канал транспортировки пучка И-100/У-1,5.

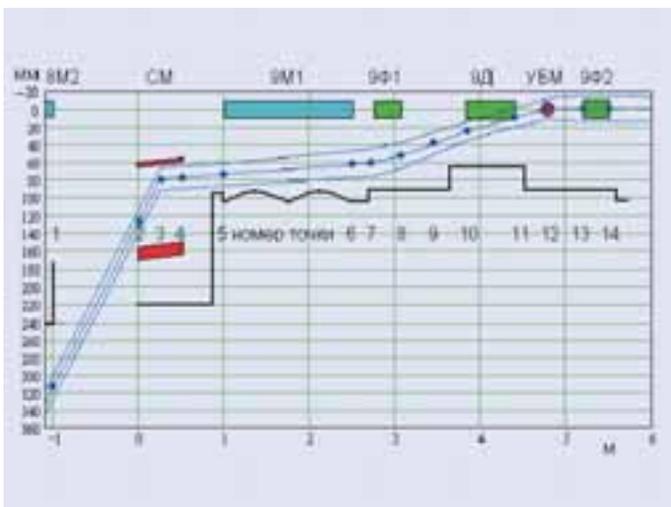


Рис. 11. Схема инъекции в период №9 магнитной структуры бустера У-1,5.

Набор устройств для диагностики пучка включает в себя 8 сцинтилляционных экранов, 2 измерителя поперечного профиля пучка и 2 трансформатора тока пучка.

Канал был запущен с протонами (72,7 МэВ, 17.11.2006) и дейтронами (16,7 МэВ/нуклон, 01.12.2006).

Новое оборудование в бустере У-1,5

Значительные усилия были направлены на переборку и монтаж нового оборудования в периоде №9 магнитной структуры синхротрона У-1,5 (см. рис. 11) и модернизацию прочего оборудования установки. Для этого был установлен дипольный магнит 9М1 с расширенной апертурой и новой вакуумной камерой. Чтобы освободить место вдоль орбиты, одна из 9 ВЧ-ускоряющих станций была демонтирована и теперь хранится как запасная стан-



Рис. 12. Септум-магнит СМ (слева) и ударный магнит УБМ (справа), установленные в периоде №9 магнитной системы У-1,5.

ция. Был выполнен монтаж септум-магнита СМ с углом отклонения пучка 177 мрад и ударного магнита УБМ (угол 23 мрад) с соответствующими импульсными источниками питания. Фотографии магнитооптического оборудования новой системы ввода пучка показаны на рис. 12.

Был разработан и установлен новый задающий генератор, основанный на принципе прямого цифрового синтеза сигнала радиочастоты. В зазорах оставшихся 8 ВЧ-ускоряющих станций бустера установлены дополнительные емкостные нагрузки, предназначенные для работы с сигналом радиочастоты, пониженным с 0,75 до 0,56 МГц. Увеличена чувствительность отдельных (но пока не всех) измерительных каналов систем диагностики пучка.

Заключение

В итоге всех проведенных работ к настоящему времени достигнуты следующие практические результаты по выполнению программы ускорения легких ионов в части ускорителей И-100 и У-1,5 и канала перевода И-100/У-1,5:

1. 10–12.12.2007; p ; 72,7–1320 МэВ; $3 \cdot 10^{10}$ протонов в сгустке; эффективность токопрохождения через У-1,5=35%.

2. 29–30.03.2008; d ; 16,7–455 МэВ/нуклон; $3 \cdot 10^{10}$ частиц в сгустке; эффективность токопрохождения через У-1,5=34% (см. рис. 13).

Качество протонного пучка при инжекции из И-100 пока неудовлетворительно. Напротив, пучок дейтронов имеет хорошие параметры и его интенсивность близка к проектным величинам. Захват пучка в режим ускорения в У-1,5 недостаточно велик из-за избыточного разброса по импульсам в инжектированном пучке. В дальнейшем будет рассматриваться возможность установки резонатора дебанчера на выходе из И-100. Также будет изучена возможность организации двухоборотной инжекции пучка в У-1,5. Будут продолжены работы по исследованию режимов длительной циркуляции пучка на вводном плато магнитного поля У-70.

Выполненная работа на практике доказала реализуемость программы ускорения ионных пучков с помощью ускорительного комплекса ГНЦ ИФВЭ.

Для отработки перспективных радиобиологических методик и получения практического опыта по организации сотрудничества с МРНЦ РАМН в рамках совместного проекта ЦИЛТ в ГНЦ ИФВЭ уже проводятся экспериментальные работы по облучению биологических образцов на пучке И-100.

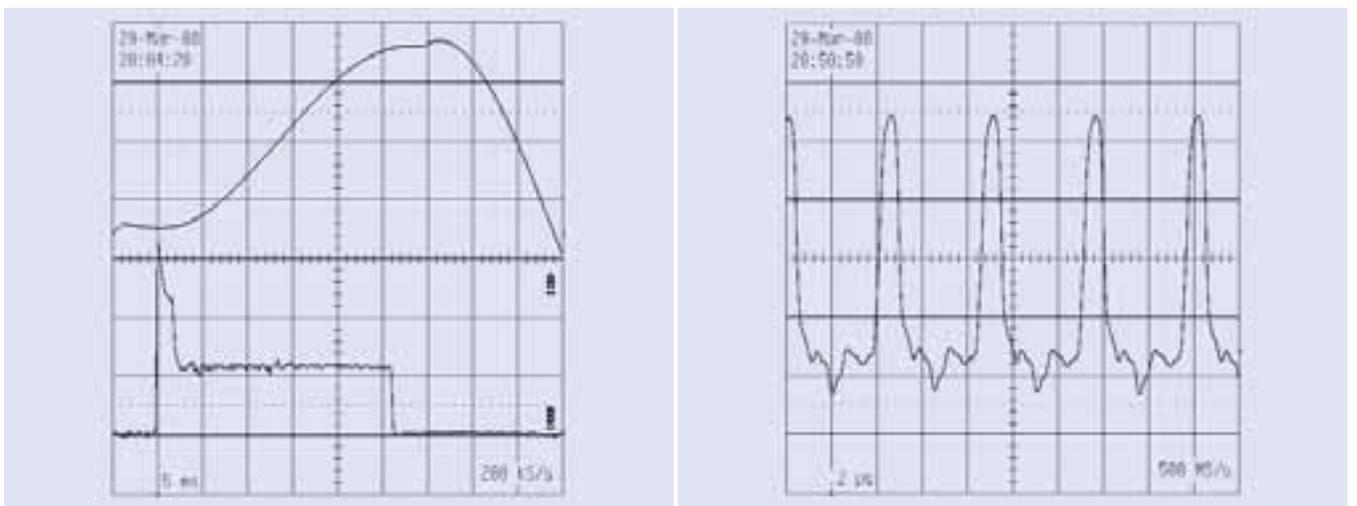


Рис. 13. Ведущее магнитное поле (луч А) и сигнал пучка дейтронов с индукционного датчика тока У-1,5 (луч В) (слева). Сгусток дейтронов на поле $B = 1,18$ Тл и радиочастоте $f_{RF} = 2,212$ МГц (справа).

Впрочем, программа ускорения легких ионов в ускорителях ГНЦ ИФВЭ не ограничивается только созданием ЦИЛТ. Поэтому проводится изучение возможностей по проведению экспериментальных работ фундаментального направления на выведенных пучках легких ионов с помощью комплекса физических установок Института. Этим целям была посвящена серия из трех Рабочих совещаний по проблемам взаимодействия легких ионов с ядрами LINC (Light-Ion Nuclear Collisions workshop). Последнее из них состоялось в июне 2008 г. Материалы совещания размещены в Интернете по адресу [6].

Литература

1. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Теория циклических ускорителей. М.: Физматгиз, 1962.

2. Капчинский И.М., Мальцев А.П., Плотников В.К. Расчетные значения физических параметров линейного ускорителя И-100. Препринт ИФВЭ 67–38, Серпухов, 1967.
3. Franzke B. Interaction of Stored Ion Beams with the Residual Gas. In: Proc. of CAS, CERN 92–01, Geneva, 1992, pp. 100–119.
4. Moller S.P. Beam-Residual Gas Interactions. In: Proc. of CAS, CERN 99–05, Geneva, 1999, pp. 155–164.
5. Антипов Ю.М., Анферов Н.Е., Батарин В.А. и др. Ускорение дейтронов в линейном ускорителе И-100. Препринт ИФВЭ 2003–14, Протвино, 2003.
6. http://www.ihep.ru/ihep/doc_seminar/LINC-2008/linc_2008.html

Достижения и перспективы сэмпинговой калориметрии

Рустем Джелядин¹

Обзор посвящен последним достижениям и ближайшим перспективам сэмпинговой калориметрии.

1. Введение

Сэмпинговыми калориметрами в физике высоких энергий обычно называют электромагнитные или адронные калориметры полного поглощения на основе гетерогенных структур с чередующимися элементами пассивного материала, составляющего основную массу калориметра, и активного вещества, в котором регистрируется ионизационный, сцинтилляционный или иной сигнал от проходящих через него частиц.

Сэмпинговая технология стала за последние пятьдесят лет наиболее популярным приложением в развитии калориметрии в физике высоких энергий. Ее притягательные свойства заключаются как в широких возможностях выбора вещества пассивного радиатора (например, от мраморных до урановых пластин), так и в выборе чувствительной среды (к примеру, от газовых до твердотельных детекторов). Кроме того, изменяя относительную толщину пассивного радиатора, можно подбирать свойства калориметров под конкретные физические требования эксперимента.

Большие успехи были достигнуты при разработке и создании прототипов для экспериментов на Большом адронном коллайдере. Эта работа вылилась в конструирование, изготовление и монтаж гигантских детекторов [1–3]. В настоящее время они проходят этап проверки и настройки, с тем чтобы подойти к фазе набора данных в конце текущего года. В данной статье не будут освещены эти впечатляющие достижения, так как им посвящены прекрасные обзоры, опубликованные ранее [4–8].

Самые последние исследования по созданию калориметров были сконцентрированы вокруг подготовки экспериментов на следующем поколении ускорителей, а именно на линейных встречных электрон-позитронных коллайдерах. Новый подход, названный Методом Потока Частиц (Particle Flow Approach, PFA), был признан наиболее адекватным поставленным физическим целям. В настоящее время реализуются и проводятся интенсивные работы по созданию прототипов и их экспериментальной проверке на тестовых пучках. Данный подход предполагает беспрецедентную гранулярность как электромагнитных, так и адронных калориметров с целью разделения и идентификации ливней от индивидуальных частиц. Согласно выбранной

в данном подходе философии, энергии всех заряженных частиц измеряются трековыми детекторами магнитных спектрометров, располагающихся перед калориметрами. При этом ливни, вызванные заряженными частицами в калориметрах, изолируются, а оставшиеся каскады, порожденные нейтральной компонентой в общем энергетическом потоке струи, реконструируются с помощью собственно калориметров. Поскольку нейтральная компонента несет, в среднем, меньшую (около трети) долю энергии, то это позволяет эффективно улучшить общее энергетическое разрешение струи.

Наряду со сказанным, большие усилия предпринимаются в моделировании методами Монте-Карло для лучшего описания развития ливней в калориметрических детекторах. Определенные успехи достигнуты в понимании внутренней природы флуктуаций, особенно в развитии адронных ливней, включая утечку «скрытой» энергии под порогом регистрации. Данные исследования породили ряд новейших идей по схемам двойного и даже тройного считывания детекторов, потенциально способные радикально улучшить разрешение регистрируемых ливней.

Некоторые соображения, объединяющие недавние успехи по созданию калориметров с улучшенными свойствами, приведены в последнем разделе данного обзора.

2. Электромагнитные калориметры

Разделение калориметров на электромагнитные и адронные отражает различную природу развития соответствующих ливней [9]. Электромагнитный ливень своим развитием обязан высокой вероятности множественного рождения электрон-позитронных пар на коротких радиационных длинах, характерных для плотных сред. В противоположность этому адронные ливни имеют более сложную структуру и будут обсуждены впоследствии.

2.1. Технология «шашлык»

Данная конструкция электромагнитного калориметра [10] нашла широкое применение во многих экспериментах (PHENIX, HERA-B, LHCb и т.д.). Решительный прорыв в создании детекторов этого типа произошел около двух десятков лет тому назад, после предложенного способа изготовления сцинтилляционных пластин методом литья под давлением [11]. Эта технология при относительной дешевизне в массовом производстве породила большое разнообразие приложений.

Недавние исследования позволили достичь предельного разрешения электромагнитного калори-

¹ Контакты: Р. Джелядин, тел.: +7-916-474-6534; факс: +7-496-774-2824.

Адрес e-mail: rustem.dzhelyadin@ihep.ru

метра, сравнимого с гораздо более дорогими прозрачными кристаллами. Группа из эксперимента КОРИО [12] заявила о достигнутом разрешении в области энергий до 1 ГэВ равно

$$\sigma(E)/E = (2,74 \pm 0,05)\% / \sqrt{E} \oplus (1,96 \pm 0,1)\%$$

Вместе с тем, прототип калориметра для эксперимента PANDA на строящемся ускорителе FAIR [13] продемонстрировал почти такую же энергетическую зависимость в значительно более широком энергетическом диапазоне (см. рис. 1).

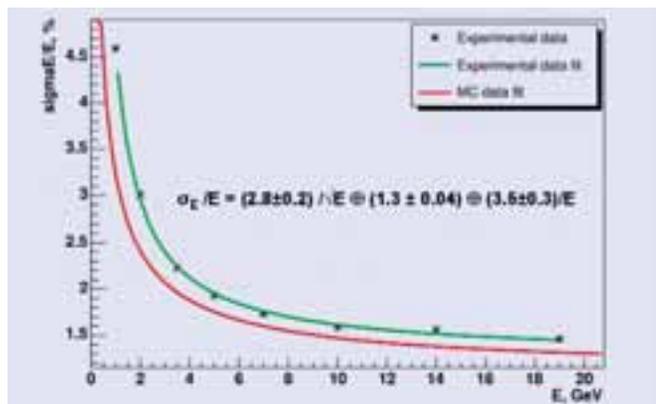


Рис. 1. Разрешение прототипа «тонкого шашлыка».

Моделирование методом Монте-Карло выбранной структуры, состоящей из 390 слоев свинцовых и сцинтилляционных пластин толщиной соответственно 0,3 и 1,5 мм при полной глубине 680 мм, показало аналогичную зависимость без учета составляющей от шумов электроники:

$$\sigma_{MC}(E)/E = 3,0\% / \sqrt{E} \oplus 1,1\%.$$

Другим примером данного типа детектора является центральная часть переднего электромагнитного калориметра эксперимента COMPASS [14]. Специфическим требованием при создании 900 модулей размером $38,2 \times 38,2$ мм² было прикрыть с максимальной эффективностью к гамма-квантам центральную пучковую область (т.е. предотвратить пролет сквозь детектор в пределах 40 мрад вокруг пучка). Для удовлетворения этому требованию было выбрано нетривиальное решение: продольно расположенные волокна приобрели спиральную форму. При этом оказалось достаточным использование только четырех типов сцинтилляционных пластин, производимых одновременно в едином цикле выдавливания. На рис. 2 показан один из изготовленных модулей.



Рис. 2. Модуль «шашлыка» со спиральными волокнами.

Достижения, полученные в приведенных примерах, не были, естественно, приобретены даром: уменьшение толщины радиатора до 0,8 мм или даже до 0,3 мм приводит к существенному увеличению мольтеровского радиуса детектора. В упомянутых случаях он возрастает до 6 см, что значительно

больше типичной величины 3, 4 см для «стандартного» сочетания 2 мм свинцовых и 3–4 мм сцинтилляционных пластин.

Прогресс в технологии сказался также на внутренних свойствах детекторов. Хорошо известно, что конструкция типа «шашлык» изначально страдает двумя видами неоднородностей: локальной (вблизи волокон) и глобальной (связанной с отражением на периферии сцинтилляционной пластины). Выполненное специальное исследование, включая точное моделирование Монте-Карло для электромагнитного калориметра LHCb [15], показало, что специальная химическая обработка краев сцинтилляционных пластин обеспечивает однородность диффузного отражения от торцов даже лучшую, чем зеркало. Это привело в рассматриваемой конкретной конструкции к почти нулевой глобальной неоднородности модулей детектора. Кроме того, данная обработка позволила увеличить общий сбор света с этого калориметра.

2.2. Силиконовый калориметр с высокой гранулярностью

Метод потока частиц (PFA), ранее использовавшийся в ряде экспериментов на LEP с целью улучшения энергетического разрешения струй, был развит в приложении к экспериментам на линейных лептонных коллайдерах в области тэвнских энергий [16]. Несколько исследовательских групп предприняли в последние годы как моделирование методом Монте-Карло, так и проверку прототипов на тестовых пучках. Физические процессы в этом диапазоне энергий требуют эффективного разделения струй в многоструйных конечных состояниях, например в процессах типа

$$e^+e^- \rightarrow t \text{ анти-}t \rightarrow b \text{ струй}.$$

Целью при этом является измерение энергии струй и инвариантной массы пары струй, чтобы разрешить близкие пики от W- и Z-бозонов.

Практическая реализация приведенной концепции накладывает очень жесткие требования на гранулярность калориметров. В самом деле, снижение общей стоимости детекторов требует минимизации объема сильного магнитного поля, в котором, как правило, размещаются и сами калориметры, которые должны обладать возможностями уверенного разделения ливней. При этом калориметры оказываются на малом расстоянии от первичной вершины взаимодействия.

В предложении, подготовленном группой Кремниевое Детектора (коллаборация SiD) [17], предполагается создание предельно мелкоячеистого вольфрамово-кремниевое электромагнитного калориметра. Общее количество опрашиваемых каналов в нем составляет величину порядка 60 миллионов при 15-битном динамическом диапазоне. Это значительно превышает любой эксперимент на LHC.

Предлагаемый коллаборацией SiD детектор имеет структуру (см. рис. 3) из 20+10 слоев вольфрамовых плоских пластин. Толщина радиатора в передней части составит 2 мм и в задней – 3,5 мм. Зазор между пластинами – лишь 1 мм, в котором должны

размещаться кремниевые сенсоры и вся электроника считывания. Ожидаемое разрешение такого прибора, рассчитанное методом Монте-Карло, составит

$$17\%/\sqrt{E} \text{ (ГэВ)} \text{ для стохастического члена.}$$

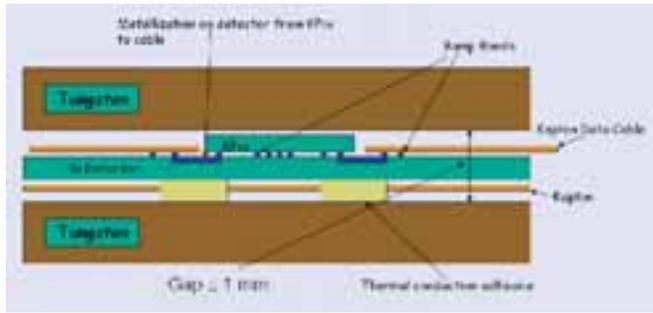


Рис.3. Внутренняя структура электромагнитного калориметра SiD.

Ключевым элементом в разработке является монокристаллическая микросхема считывания данных КРiХ, которая осуществляет функции сбора и усиления сигналов с 1024 силиконовых шестигранных диодов (падов), располагающихся на единой кремниевой пластине. Микросхема опроса непосредственно присоединяется с помощью контактных выступов к плоскости сенсора для минимизации длины проводников. Каждый канал оснащен низкошумящим усилителем и аналоговыми емкостными буферами на четыре события для сохранения и оцифровки сигнала. Для достижения объявленного динамического диапазона в 15 бит микросхема включает цепи автоматического переключения диапазонов, используя предустановленные пороги. Прототип кремниевого сенсора приведен на рис. 4. Размер одного пикселя составляет около 4,5 мм в диаметре и связан с заказной микросхемой КРiХ посредством передающей линии толщиной всего несколько микрон. Опрос оцифрованных данных из детектора выполняется посредством гибкого плоского кабеля. Вся разработка существенно опирается на малый рабочий цикл коллайдера ILC (1:200), кото-

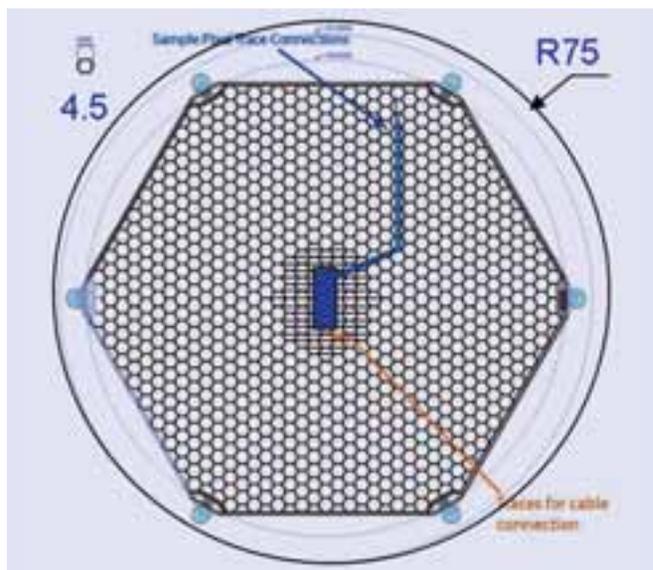


Рис.4. Кремниевый сенсор коллаборации SiD с микросхемой КРiХ в центре.

рый позволяет успеть как собрать данные, так и уменьшить потребление мощности встроенной в детектор электроникой.

В настоящее время идет успешное создание прототипа для первого испытания на тестовом пучке. Ближайшей целью является экспериментальное подтверждение справедливости подхода методом PFA по разделению ливней с малым, около 1 см, мольеровским радиусом.

3. Адронные калориметры

Наблюдается существенный прогресс в разработке адронной калориметрии. Были изучены различные методы детектирования и созданы разнообразные прототипы для испытания на пучке. Например, в качестве детектирующей среды были использованы:

- ◆ сцинтилляционные пластины в паре с недавно созданными кремниевыми фотоприемниками, работающими в гейгеровском режиме (SiPM, MPPC);
- ◆ газовые детекторы (RPC's, GEM's, Micro-megas);
- ◆ совмещенные детекторы со сцинтилляционными и прозрачными черенковскими волокнами с независимой регистрацией [18].

Для большинства из них были исследованы характеристики на тестовых пучках.

3.1. Мелко-ячеистые калориметры

Согласно философии метода PFA адронные калориметры должны демонстрировать трехмерную картину каждого индивидуального ливня, развивающегося в адсорбере. Это подразумевает поперечный размер ячейки порядка нескольких квадратных сантиметров и ясное изображение развития ливня в глубину. Опять же, аналогично электромагнитным, толщина калориметра становится решающим параметром для всеобщей минимизации стоимости конструируемого детектора. В связи с этим обстоятельством, многие материалы рассматривались в качестве кандидатов для адсорбера: медь либо ее сплавы, сталь, вольфрам.

Что касается активной среды, то, например, коллаборация SiD рассматривает в качестве одной из возможностей газовые детекторы, такие как резистивные плоские камеры (RPC) или микроканальные камеры типа GEM. При этом решающим критерием их использования, помимо собственно работоспособности камер, является требование их размещения в 8 мм зазор между стальными пластинами адсорбера толщиной 20 мм. Одним из возможных решений могли бы быть камеры со стеклянными проводящими пластинами. Пады считывания размером от 1 до 4 см² предполагают только бинарный способ считывания, считающийся достаточным, чтобы удовлетворить условиям применения подхода PFA. Недавно [20] был испытан прототип такой камеры в магнитном поле порядка 5 Тесла, причем не было замечено никакой существенной деградации работоспособности детектора.

Расчеты методом Монте-Карло показали, что энергетическое разрешение высоко-гранулированного калориметра, оснащенного различными способами считывания, а именно – однобитного либо аналогового, приблизительно совпадает в области энергий до нескольких десятков ГэВ. Но при больших энергиях аналоговые методы оцифровки становятся предпочтительнее из-за большей плотности частиц в центральном стволе ливня.

Значительный прогресс был продемонстрирован коллаборацией CALICE [21], заявившей о массовом использовании новых фотоприемников в изучении свойств прототипа калориметра на пучке. Был создан масштабный детектор, насчитывающий несколько тысяч сцинтилляционных пластин с поперечными размерами $1 \times 1 \text{ м}^2$ и индивидуальным аналоговым способом считывания. Фотоприемники, т.н. кремниевые фотоумножители (SiPM), были встроены в каждую пластину сцинтиллятора. Свет собирался посредством петли из спектросмещающего волокна, проложенного в канавке сцинтилляционной пластины толщиной 5 мм. Маленькие пластины размером $3 \times 3 \text{ см}^2$ в центральной части прототипа были окружены аналогичными пластинами большего размера на периферии. На рис. 5 показан один из элементов прототипа – сцинтилляционная пластина со встроенным волокном и приемником света размером 1 мм^2 .

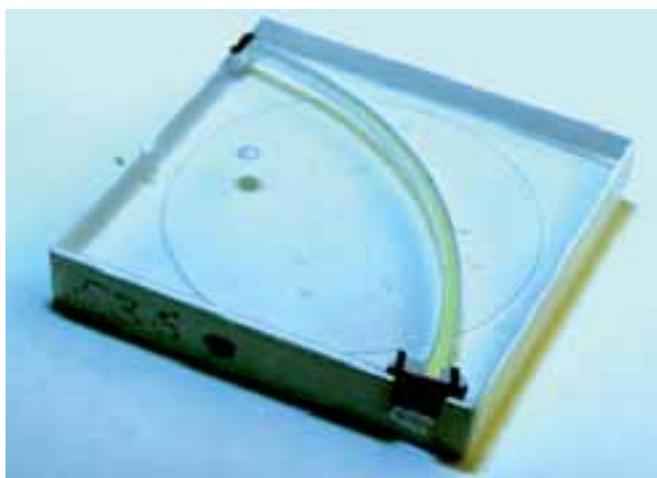


Рис.5. Сцинтилляционная пластина со спектросмещающим волокном и кремниевым фотоприемником SiPM прототипа аналогового адронного калориметра коллаборации CALICE.

Фотоприемники SiPM – это миниатюрные мультипиксельные фотодиоды, работающие в режиме разряда Гейгера и имеющие размеры порядка нескольких миллиметров. Они позволяют достичь усиления свыше 10^5 . Эти детекторы света работают в условиях перенапряжения ($\sim 2 \text{ В}$), приложенного в обратном направлении. Электрический сигнал формируется срабатыванием определенного числа пикселей, вообще говоря, пропорциональным световому потоку, освещающему поверхность приемника. Очевидно, что данный сигнал ограничен полным числом пикселей (обычно 10^3 и более), размещенных на поверхности. Интересно, что SiPM присуще свойство самокалибровки, достигаемое

измерением амплитуды одиночных пикселей в условиях слабой малого освещения калибрующей вспышки света.

В России на фирме МИФИ/ПУЛЬСАР [22] было разработано и изготовлено около 9 тысяч кремниевых фотоумножителей (SiPM), которые в дальнейшем были проверены, откалиброваны и использовались для создания прототипа аналогового адронного калориметра коллаборации CALICE. Стоит заметить, что в настоящее время похожие детекторы становятся доступны в серийном изготовлении под несколько иным брэндом, а именно как мультипиксельные счетчики фотонов – MPPC (multipixel photon counter) [23].

Общим свойством данных приборов является высокая квантовая эффективность, сравнимая или даже превосходящая лучшие образцы обычных фотоумножителей. Она ограничивается, главным образом, геометрическим фактором: поверхность фотоприемника используется одновременно для проводников, подающих напряжение смещения, и для нагрузочных резисторов, обеспечивающих гейгеровский режим. Вполне достижимой является величина в 20–40% при максимальной чувствительности на длине волны света в 400 нм. К недостаткам этих приборов следует отнести сравнительно высокую частоту шумовых срабатываний, достигающую величин от 10^5 до 10^6 Гц в зависимости от приложенного напряжения, температуры и т.п. Подробному исследованию природы данного явления посвящено недавнее сообщение [24]. Была изучена временная структура явления кросс-толк и послепулсов, которая частично пролила свет на исследуемое явление. Были высказаны некоторые соображения по дизайну конструкции этих приборов, которые могут предотвратить распространение гейгеровского разряда на соседние пиксели. Изучение температурной зависимости частоты шума показало существенное его понижение при переходе к криогенным температурам, а именно подавление вплоть до 10^{-4} при 200 К [26].

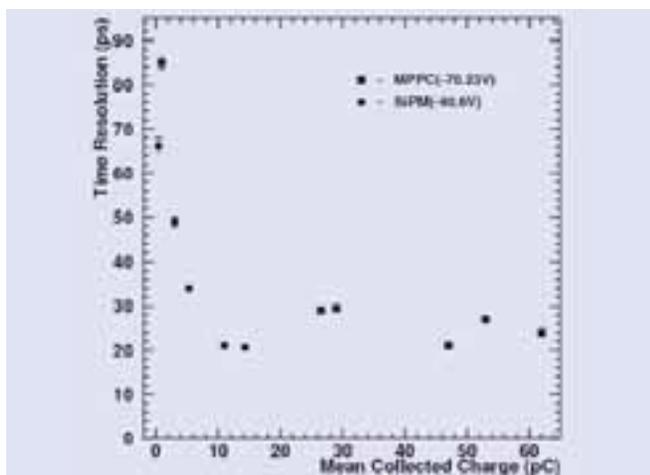


Рис.6. Временное разрешение отклика кремниевых фотоприемников MPPC и SiPM на импульс света от быстрого лазера (при приложенном напряжении смещения) [30].

Наиболее притягательным свойством разряда Гейгера в кремнии является его исключительно

быстрое время отклика. Измеренное временное разрешение сигнала [27] составляет величину лучшую чем 50 пикосекунд в большинстве практических случаев. Оно слегка ухудшается до 0,1 нс при слишком малых вспышках света (см. рис. 6).

3.2. Двойной опрос – новый подход

Несколько ортогональный подход к тому, что было описано выше при регистрации сигналов калориметров, был предложен [28] и недавно испытан на тестовых пучках коллаборацией DREAM. Основой данного подхода служит понимание природы адронного ливня, в котором вместе с чисто адронной компонентой, в которой доминируют протоны и нейтроны, присутствуют и относительно компактные и хорошо определенные электромагнитные кластеры, инициируемые, в основном, нейтральными π^0 . Ввиду того, что большинство адронных калориметров являются некомпенсированными, т.е. отклики на электромагнитные и адронные ливни различаются (обычно $e/h > 1$), то большие флуктуации в образовании количества π^0 (и η) доминируют в наблюдаемом негауссовом распределении в энергетическом спектре. Более того, средняя доля электромагнитной составляющей сигнала увеличивается с ростом энергии, что приводит к нелинейному поведению большинства сэмпинговых адронных калориметров.

Имеются две возможности преодоления указанной проблемы: либо строить так называемые компенсированные калориметры с соотношением откликов $e/h=1$ (с очень малой долей активного вещества в большинстве практических случаев), либо напрямую измерять электромагнитную компоненту f_{em} в каждом событии, чтобы правильно суммировать энерговыделение от каждой компоненты с соответствующим весом. Последняя возможность может быть достигнута путем одновременной регистрации как черенковского света, так и обычного сцинтилляционного света, вызываемого ионизацией. Черенковский свет генерируется релятивистскими частицами при их скорости $\beta > 1/n$, т.е. большей, чем скорость света в активной среде калориметра с коэффициентом рефракции n . В адронном ливне этот свет излучается в основном электронами и позитронами. Порог для кинетической энергии электронов в полистироле (основном компоненте сцинтилляторов) равен лишь 149 кэВ/с² и уменьшается до 132 кэВ/с² для свинцового стекла.

Экспериментально приведенная идея была проверена путем постройки прототипа адронного калориметра [29] длиной 2 м, состоящего из 19 шестигранных ячеек с полным эффективным диаметром около 32 см. Каждая ячейка собиралась из 270 квадратных медных стержней с круглым отверстием в центре (69,3% меди в объеме). Отверстие заполнялось волокнами из кварца (12.6%) и сцинтиллятора (9.4%). Оставшийся объем (8.6%) представлял собой воздух. Каждый тип волокон просматривался своим фотоумножителем.

Во время испытаний на тестовом пучке было продемонстрировано несколько значимых наблюдений.

Прежде всего, было показано, что двойной опрос существенно улучшает характеристики адронного калориметра. После поправки на долю электромагнитной составляющей в ливне, базирующейся на различной чувствительности двух типов волокон: сцинтиллирующих ($e/h=1,4$) и кварцевых ($e/h=5$), отклик калориметра стал почти гауссовым по форме энергетического спектра, а также лучше стала линейность отклика в зависимости от энергии. Стохастический член в разрешении изменился с 81 до 64%, а константный член с 2.2 до 0.6% в диапазоне энергий пучка от 50 до 300 ГэВ.

Были исследованы различия в поперечном и продольном профилях адронного ливня, как он регистрируется двумя активными средами. В соответствии с ожиданиями, черенковская составляющая оказалась более узкой, чем то, что видят сцинтиллирующие волокна [30]. Профиль ливня хорошо описывался центральным стволом гауссовой формы ($\sigma_r=3.7$ см) и экспоненциально спадающим хвостом с $\lambda=4.7$ (5.7) см для черенковского (сцинтилляционного) сигнала. В то же время, длина, необходимая для продольного развития ливня, оказалась почти совпадающей для обеих компонент сигнала.

Световой выход детектора был оценен во время калибровочных измерений при помощи пучка электронов [31], который оказался порядка 8 ф.э./ГэВ для кварцевых волокон и около ~33 ф.э./ГэВ для сцинтиллирующих. На том же пучке был измерен профиль от электромагнитного каскада, который оказался примерно одинаковым как для черенковского, так и для сцинтилляционного сигналов с экспоненциальным падением около ~0.5 см.

Следует заметить, что некомпенсированность является внутренним свойством, присущим всем гомогенным кристаллическим или стеклянным калориметрам. Описанный выше подход с двойным считыванием был недавно применен и к кристаллам из вольфрамата свинца [32].

3.3. Моделирование адронных каскадов методом Монте-Карло

Интенсивные исследования внутренних свойств флуктуаций в адронных каскадах методами моделирования Монте-Карло и их сравнение с тестами на пучках привели к дальнейшему пониманию происходящих процессов. Как уже было замечено, различный отклик калориметров на электромагнитные и адронные ливни приводит к существенному ухудшению их характеристик, которые проявляются в негауссовых хвостах распределений по энергии. На рис. 7. прекрасно видна роль отношения e/h в формировании конечного энергетического спектра [33].

Методом Монте-Карло был смоделирован отклик в «игрушечном» калориметре с тонкой сэмпинговой структурой, причем событиям разделялись два вклада от электромагнитной и адронной компонент: $f_{em}=E_{em}/E$ и $f_h=E_h/E$. Каждому событию соответствует точка на двумерном графике, причем построение с очевидностью распределено около прямой линии $f_{em}+f_h=1$.

Стоит еще раз отметить, что наблюдаемое «некомпенсированное» поведение не является исключительным свойством калориметров с сэмпинговой структурой, т.е. оно присуще также сцинтилирующим кристаллам и им подобным детекторам.

Приведенный упрощенный пример представляет собой мысленный эксперимент с тестовым пучком фиксированной энергии. Очевидно, что, измеряя независимо электромагнитную составляющую f_{em} (с некоторой точностью) в каждом событии, можно надеяться скорректировать измеренную энергию в них и собрать все точки на графике в виде шарового скопления вокруг, например, величины $\langle f_{em} \rangle$ – средней доли электромагнитной составляющей выделения в калориметре при данной энергии пучковых частиц. В таком подходе описанный прототип с двойным считыванием достиг в тестах на пучке энергетического разрешения вплоть до $20\%/E^{-1/2} \oplus 2.3\%$ [29].

К сожалению, реальность имеет несколько более сложный характер. Как правило, энергия входящей частицы неизвестна, впрочем, как и ее тип. Кроме того, доля энергии, выделенной электромагнитным каскадом $\langle f_{em} \rangle$, возрастает в силу увеличения числа π^0 , рождаемых при больших энергиях. Было найдено, что «степенной закон» хорошо описывает как данные по моделированию методом Монте-Карло, так и большинство результатов с тестами на пучках

$$\langle f_{em} \rangle = 1 - (E/E_0)^{m-1},$$

где $m \approx 0,85$ и $E_0 \approx 0,8$ ГэВ для пионов и $\approx 2,6$ ГэВ для протонов. Приведенная формула имеет правиль-

ный асимптотический предел, так как естественно $\langle f_{em} \rangle \rightarrow 1$ при $E \rightarrow \infty$. Было замечено [33], что приведенный «степенной закон» остается справедливым даже при учете вклада гамма-квантов, испускаемых возбужденными ядрами вещества калориметра после некоторой перенормировки констант в формуле.

3.4. Конструирование и технология изготовления

Несомненно, что существенные успехи в создании крупномасштабных калориметров, например для экспериментов на LHC, были обусловлены соответствующим прогрессом в технологии изготовления их компонентов. В электромагнитной калориметрии важную роль сыграло развитие эффективной технологии массового производства сцинтилляционных пластин методом литья под давлением в пресс-формы, что позволило собрать гигантские детекторы. Аналогично прогресс в технологии изготовления изделий из кремния привел к разработкам масштабных детекторов с числом ячеек на уровне 10^8 , включая соответствующее число каналов усиления и опроса, в основном встроенных в детектор.

В адронной калориметрии наряду со сравнительно дешевым производством сцинтилляционных пластин использовалась технология штамповки тонких стальных листов радиатора, например эксперименты ATLAS и LHCb. Вопреки традиционному размещению радиатора поперек направления развития ливня, указанные два эксперимента доказали, что продольное расположение дает даже некоторые преимущества. Адронный калориметр становится более однородным и механически самоподдерживающимся. Поперечная толщина радиатора может быть доведена до величин сравнимых и даже менее, чем радиационная длина. Это естественным образом согласуется с природой электромагнитной компоненты в развитии адронного каскада. В то же время, продольный период детектора остается порядка длины ядерного взаимодействия [34].

Продольно размещенные сцинтилляционные пластины упрощают внедрение в детектор таких удобных средств калибровки, как, например, стальные трубки с гидравлическим приводом радиоактивного источника без каких-либо нечувствительных зон.

Весьма широкое применение для генерации, сбора и передачи света нашли оптические волокна. Их доступность также можно отнести к результатам технологического прогресса.

В течение последнего десятилетия еще одной многообещающей перспективой продолжает оставаться технология резистивных плоских камер в силу ее простоты и малой стоимости. Адронные калориметры, основанные на данной технологии, были разработаны для экспериментов на Международном линейном коллайдере ILC.

4. Заключительные замечания

Суммируя сказанное, можно перечислить наиболее впечатляющие достижения в сэмпинговой калориметрии:

- ♦ энергетическое разрешение электромагнитных калориметров с тонкой слоистой структу-

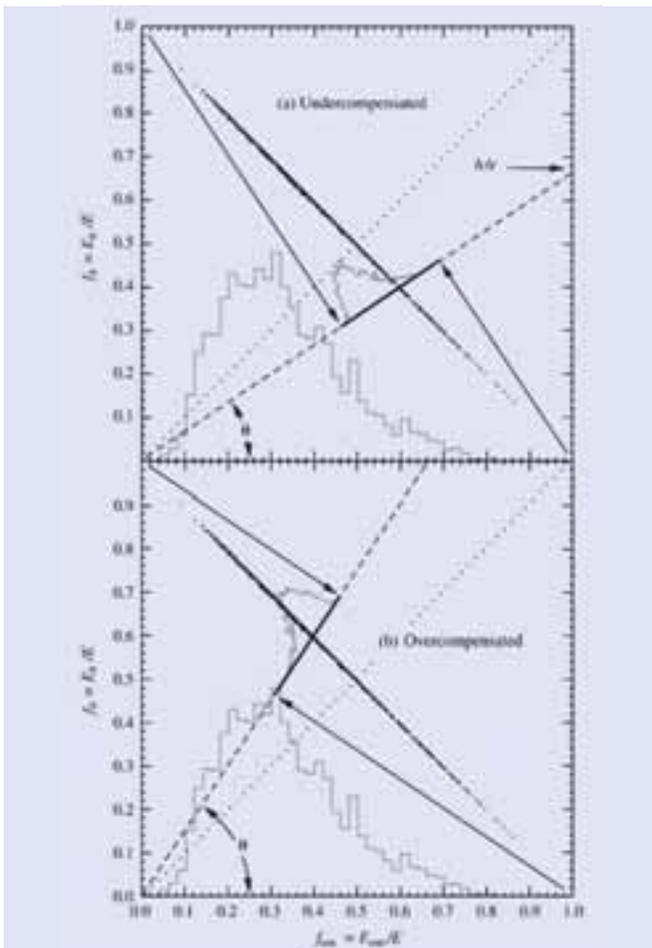


Рис.7. Демонстрация природы перекоса в спектре некомпенсированного адронного калориметра [34].

рой стало сравнимым с лучшими гомогенными кристаллами, хотя и за счет значительного увеличения радиуса Мольера;

- ◆ детекторы типа «шашлык» со спиральным расположением волокон успешно используются в области нулевых углов падения, где достигается высокая эффективность регистрации «на пролет»;
- ◆ кремниевые детекторы с ячейками размером $\sim 10 \text{ мм}^2$ со встроенной электроникой считывания становятся жизнеспособным решением;
- ◆ новый тип фотоприемника, миниатюрный кремниевый SiPM, использованный в крупномасштабном прототипе, становится многообещающим решением для будущих приложений;
- ◆ разработка калориметров на основе метода потока частиц привела к беспрецедентной гранулярности детекторов, достигающей по порядку величины сотен миллионов каналов;
- ◆ новый подход с двойным считыванием калориметров перешел в стадию интенсивного экспериментального исследования;
- ◆ конструкция с продольным расположением радиаторов и активных сенсоров доказала ряд преимуществ и может найти широкое применение в будущих приложениях в адронной калориметрии.

В самом деле, метод потока частиц требует, чтобы ливни были по возможности узкими. Основной причиной уширения адронного ливня являются комптоновские гамма-кванты, распространяющиеся на большие расстояния от ствола адронного каскада вдоль поперечно ориентированных пластин радиатора. В противоположность этому, продольно расположенные пластины адсорбера и сцинтиллятора, часто чередующиеся в поперечном направлении, естественно, уменьшают расширение ливней.

Интересной комбинацией упомянутого выше была бы разработка конструкции калориметра типа ATLAS или LHCb с чередующимися сцинтилляционными и черенковскими пластинами из свинцового стекла. Сбор света осуществляется независимо посредством спектросмещающих волокон. Толщина как стальных пластин радиатора, так и активной среды должна выбираться по возможности малой, например порядка $\sim 3 \text{ мм}$. Размер ячейки такого детектора может быть выбран в духе подхода PFA порядка $3 \times 3 \text{ см}^2$. Прикидочные оценки количества черенковского света в подобного типа детекторе дают величину порядка $\sim 30\text{--}50$ фотоэлектронов на ГэВ, сравнимую со световыходом, достигнутым на существующем калориметре ATLAS TileCal. Для более определенных оценок необходимо оптимизировать структуру путем моделирования методом Монте-Карло. Можно отметить, что описанная структура детектора имеет, кроме того, некоторое преимущество в количестве требуемых фотосенсоров по сравнению с традиционным поперечным расположением, поскольку несколько активных пластин, нанизанных на одно волокно вдоль детектора, собирают свет на общий фотоприемник (если

подразумевается сенсор типа SiPM для регистрации света, передаваемого волокнами).

Другим преимуществом могло бы быть использование исключительного временного разрешения фотоприемников SiPM путем организации считывания волокон со стороны, противоположной направлению развития ливня: для калориметра глубиной в один метр задержка в приходе света составляет около 10 нс. Развитие ливня в продольном направлении составляет 3 нс и около 6 нс свет распространяется в противоположном направлении вдоль волокна. Это обстоятельство позволяет, в принципе, восстановить почти трехмерную картину развития ливня – весьма важное свойство в PFA-анализе.

Относительно технологии изготовления компонентов можно заметить, что пластины из свинцового стекла выглядят как заурядные косметические зеркала, весьма умеренного размера, но с отражающим покрытием повсюду, кроме торцевой поверхности, контактирующей с волокном.

В заключение: аналогично электромагнитным калориметрам, разрешение адронных калориметров с тонкой сэмпинговой структурой порядка $20\%/\sqrt{E}$ выглядит вполне достижимым в ближайшем будущем.

Благодарности

Автор считает своим приятным долгом поблагодарить А. Голутвина за предоставленные материалы. Искреннюю признательность хотелось бы выразить В. Образцову, В. Полякову, В. Семенову, П. Семенову и А. Зайцеву за содержательные материалы и плодотворные обсуждения. Автор выражает признательность редакции журнала ИФВЭ за исправления и помощь в оформлении статьи.

Литература

1. Tile Calorimeter Technical Design Report, ATLAS /Tile Calorimeter Collaboration, CERN/LHCC 96-42, 1996.
2. CMS Collaboration, report CERN/LHCC 97-31, 1997.
3. LHCb Calorimeters Technical Design Report, CERN/LHCC 2000-0036, 2000.
4. A. Golutvin, Review of calorimeters, Nucl. Instr. and Meth. A 453 (2000) 192.
5. R. Wigmans, Sampling Calorimetry, Nucl. Instr. and Meth. A 494 (2002) 277.
6. T. Virdee, Detectors at LHC, Physics Reports, 403 (2004) 401.
7. M. Aharrouche, The ATLAS liquid argon calorimeter: construction, integration, commissioning and combined beam test, Nucl. Instr. and Meth. A 581 (2007) 373.
8. R. Dzhelezhin, The LHCb Calorimetry, Nucl. Instr. and Meth. A 581 (2007) 384.
9. R. Wigmans, Calorimetry-Energy Measurement in Particle Physics, International Series of Monographs on Physics, vol. 107, Oxford University Press, Oxford, 2000.
10. G. Atoyán et al., Lead-scintillator electromagnetic calorimeter with wavelengthshifting fiber read-

- out, Nucl. Instr. and Meth. A 320 (1992) 144.
11. V.K. Semenov et al., Preprint JINR 13-90-16, Dubna (1990) (in Russian).
 12. G.Atoian et al., An improved SHASHLYK calorimeter, Nucl. Instr. and Meth. A 584 (2008) 291.
 13. P.Semenov, The PANDA shashlyk calorimeter, доклад на X Международной конференции по аппаратуре на встречных пучках, Новосибирск, 28.02-05.03.2008.
 14. V. Polyakov, The COMPASS calorimeter upgrade (private communication)
 15. M. Prokudin, Study of response uniformity of LHCb ECAL, talk given at this Conference.
 16. J. Mnich, Detectors for a linear collider, Nucl. Instr. and Meth. A 581 (2007) 48.
 17. SiD Calorimeter R&D Report, unpublished.
 18. Report on the Review of "ILC Calorimetry R&D", Hamburg, 2007,
http://physics.uoregon.edu/~lc/wwstudy/review_v5_new.pdf
 19. V. Ammosov et al., Small pad RPCs as detector for high granularity digital hadron calorimetry, Nucl. Instr. And Meth. A533, (2004) 130.
 20. V. Ammosov et al., Test of RPC operated in avalanche mode in a 5T magnetic field, Nucl. Instr. and Meth. A 576 (2007) 337.
 21. M. Danilov, Scintillator tile hadron calorimeter with novel SiPM readout, Nucl. Instr. and Meth. A 581 (2007) 451.
 22. B. Dolgoshein et al., Status report on silicon photomultiplier development and its applications, Nucl. Instr. and Meth. A 563 (2006) 368.
 23. Hamamatsu Photonics K.K. Datasheets,
http://jp.hamamatsu.com/products/sensor-ssd/4010/index_en.html
 24. H. Oide, Study of Afterpulsing of MPPC with Waveform Analysis, Contribution to PD07 Conference, Kobe, Japan,
<http://www-conf.kek.jp/PD07/Conference-PD07>
 25. Yu. Musienko, Advances in multi-pixel Geiger mode APDs (Silicon Photomultipliers), доклад на X Международной конференции по аппаратуре на встречных пучках, Новосибирск, 28.02-05.03.2008.
 26. H. Otono, Study of MPPC at liquid nitrogen temperatures, Contribution to PD07 Conference, Kobe, Japan,
<http://www-conf.kek.jp/PD07/Conference-PD07>
 27. R. Wagner, Timing resolution measurements of SiPM and MPPC, Contribution to PD07 Conference, Kobe, Japan,
<http://www-conf.kek.jp/PD07/Conference-PD07>
 28. R. Wigmans, Status and perspectives of detectors for experiments in HEP and related fields, Nucl. Instr. and Meth. A 518 (2004) 9.
 29. N. Akchurin et al., Hadron and jet detection with dual-readout calorimeter, Nucl. Instr. and Meth. A 537 (2005) 537.
 30. N. Akchurin et al., Comparison of high-energy hadronic shower profiles measured with scintillation and Cherenkov light, Nucl. Instr. and Meth. A 584 (2008) 304.
 31. N. Akchurin et al., Electron detection with a dual-readout calorimeter, Nucl. Instr. and Meth. A 536 (2005) 29.
 32. N. Akchurin et al., Dual-readout calorimetry with lead tungstenate crystals, Nucl. Instr. and Meth. A 584 (2008) 273.
 33. D.E. Groom, Energy flow in a hadronic cascade: Application to hadron calorimetry, Nucl. Instr. and Meth. A 572 (2007) 633.
 34. R. Dzhelyadin, The LHCb Hadron Calorimeter, Nucl. Instr. and Meth. A 494 (2002) 332.

Цветовая сверхпроводимость в плотной кварковой среде

К.Г. Клименко (ИФВЭ), В.А. Петров (ИФВЭ),

Д. Эберт (Берлинский Университет им. Гумбольдта)

Введение

«Сверхпроводимость», «сверхпроводящий» – эти слова стали почти обыденными в физике высоких энергий, но, по большей мере, это относится к тем замечательным возможностям, которые даёт сверхпроводимость для получения мощных магнитных полей, необходимых для функционирования ускорителей и коллайдеров. Например, без сверхпроводящих диполей был бы немыслим флагман современной физики высоких энергий – Большой адронный коллайдер в ЦЕРНе. В том же, что касается самой цели физики высоких энергий, которая во многом эквивалентна «физике элементарных частиц», то здесь эти термины тоже фигурируют достаточно давно. Например, один из лауреатов Нобелевской премии по физике 2008 г., Ё. Намбу, пришёл к своей идее *спонтанно нарушенной киральной симметрии* в модели нуклонов и мезонов («модель Намбу-Йона-Лазиньо»), построенной по образу и подобию теории сверхпроводимости. В последнее время, однако, на первый план выдвинулась тема с экзотическим названием «цветовая сверхпроводимость». В этой заметке мы попытаемся дать простое, не отягощённое излишними формулами (хотя совсем без них обойтись и не удалось) изложение сути дела. Было бы при этом несправедливым не отдать сначала должное тем, кто были первооткрывателями как в открытии и исследовании необычных свойств «обычной» сверхпроводимости, так и в нашем современном понимании её микроскопического механизма.

Первая Нобелевская премия по сверхпроводимости – за её открытие (в 1911 году) – была вручена в 1913 году Х. Камерлинг-Оннесу, который обнаружил неожиданно полную потерю электрического сопротивления у ряда металлов при низких температурах. Затем в течение почти полувека исследовались свойства сверхпроводящих металлов и сплавов и связанные с ними новые эффекты (из самых ярких – эффект Мейснера), выдвигались различные феноменологические теории (часть из этих работ также удостоилась Нобелевских премий, например, работы В.Л. Гинзбурга – Л.Д. Ландау и А.А. Абрикосова), но глубинная причина этого явления оставалась загадкой, хотя ещё Камерлинг-Оннес прозорливо отмечал, что разгадка лежит в квантовой области. Многие пробовали решить эту интереснейшую проблему, но даже «сам» В. Гейзенберг – один из основоположников квантовой механики – не смог особо продвинуться.

В начале 1957 года в журнале «Физикл Ревью» появилась короткая заметка Дж. Купера, Л. Бардина и Р. Шриффера «Микроскопическая теория

сверхпроводимости», а через полгода – полновесная статья [1], в которой развивались идеи, получившие название «теория БКШ». В том же 1957 году Н.Н. Боголюбовым [2] был выдвинут совершенно оригинальный подход к объяснению явления сверхпроводимости. В теории БКШ для описания эффекта спаривания электронов – ведущего механизма сверхпроводимости, уже рассмотренного ранее Купером («куперовские пары») – был использован т.н. «вариационный подход» для упрощенной модели электронного газа с притяжением. Н.Н. Боголюбов же, который за десять лет до этого открыл механизм сверхтекучести жидкого гелия [3], обобщил свою концепцию сверхтекучести на сверхпроводимость скоррелированных электронных пар. В это же время Н.Н. Боголюбов развил теорию сверхпроводимости для более реалистической модели металла, в которой взаимодействие электронов с колебаниями кристаллической решетки учитывается в явном виде. Всемирную известность и широкое применение приобрел элегантный «канонический метод преобразования Боголюбова», когда квазичастицы в сверхпроводящем состоянии являются линейной комбинацией электрона и «дырки» (незанятого состояния ниже энергии Ферми (см. ниже)).

Явление, названное «сверхпроводимостью», связано отнюдь не только с отсутствием электрического сопротивления, но также и со многими другими свойствами твёрдых тел, претерпевающих при низких температурах не менее разительные изменения. Но теперь уже поздно придумывать новое, быть может, более адекватное название. Как уже отмечалось, сверхпроводимость – одна из наиболее динамично развивающихся областей не только в физике (новейшее достижение – открытие Й.Г. Беднорцем и К. Мюллером высокотемпературной сверхпроводимости в 1986 году (Нобелевская премия 1987 года)), но и в технике и в промышленном производстве (прикладная сверхпроводимость).

Однако какое всё это имеет отношение к физике частиц, основой которой является квантовая хромодинамика – теория кварков и глюонов? Ведь сверхпроводимость возникает в металлах (или сплавах) благодаря квантованным колебаниям кристаллической решётки, (фононам), приводящим к эффективному притяжению между одноименно заряженными электронами, преодолевающему силы их кулонова отталкивания. При этом мы имеем дело с принципиально коллективным эффектом, электронов очень много, и их нужно рассматривать статистически (применяя понятие температуры и т.д.). Кварки же упакованы в протоны и нейтроны

всего по три штуки в каждом. Существуют ли в природе условия, при которых имеется макроскопически большое число кварков? Имеются ли между ними достаточно мощные силы притяжения? Каких наблюдаемых эффектов при этом можно ожидать?

Кварковая материя

Всем хорошо известно, что окружающее нас вещество (мы будем в дальнейшем, не обращая внимания на философскую тонкость, использовать и термин «материя») может существовать в различных формах (состояниях). Свойства каждого состояния вещества определяется его структурой, т.е. элементарными частицами («кирпичиками»), в терминах которых наиболее адекватно происходит описание её свойств. Так, если элементарными «кирпичиками» являются молекулы, то можно говорить о молекулярной форме материи, если атомы – то мы имеем атомную форму материи и т.д. Конечно, это очень грубая классификация состояний окружающей среды, и в действительности существует множество оттенков (фаз) каждого из вышеперечисленных состояний материи. В качестве примера можно рассмотреть такую молекулярную форму материи, как вода, простейшим элементом которой является молекула H₂O. Именно свойства единственной молекулы воды как целого в значительной степени определяют свойства всей водной среды, состоящей из множества молекул. Поэтому молекула H₂O является «элементарной частицей» этой среды, основным носителем ее свойств, и во множестве ситуаций, имея дело с водой, можно

забыть о том, что ее молекула состоит из атомов водорода и кислорода. В зависимости от внешних условий вода может находиться в парообразном, жидком и твердом состояниях или фазах.

Этот пример показывает, что то, в каком состоянии находится материя, зависит в конечном счете от внешних физических условий – температуры, плотности, давления, магнитных и гравитационных полей и т.д. Рассмотрим, например, как зависит состояние вещества от его плотности. Для простоты мы проделаем мысленный эксперимент со средой, которая при малых плотностях является молекулярным водородом (см. Рис. 1).

По мере увеличения плотности, а значит и увеличения количества молекул H₂ в единице объёма, расстояние между ними становится все меньше, они все чаще сталкиваются и, в результате чего, разваливаются (диссоциируют) на отдельные атомы. Этот процесс приводит к тому, что когда плотность среды ρ станет приблизительно равной 0,1 г/см³, в ней уже не останется молекул H₂, и можно будет различить только отдельные атомы водорода. Значит при таких значениях плотности среда переходит из молекулярного в атомарное состояние, и для описания ее свойств адекватно считать «элементарными частицами» атомы водорода, но никак не молекулы H₂.

С ростом плотности вещества этот процесс будет продолжаться и дальше, но уже с атомами водорода, которые при ρ порядка 1 г/см³ настолько приблизятся друг к другу, что их электроны обобществятся, а среда превратится в электромагнитную

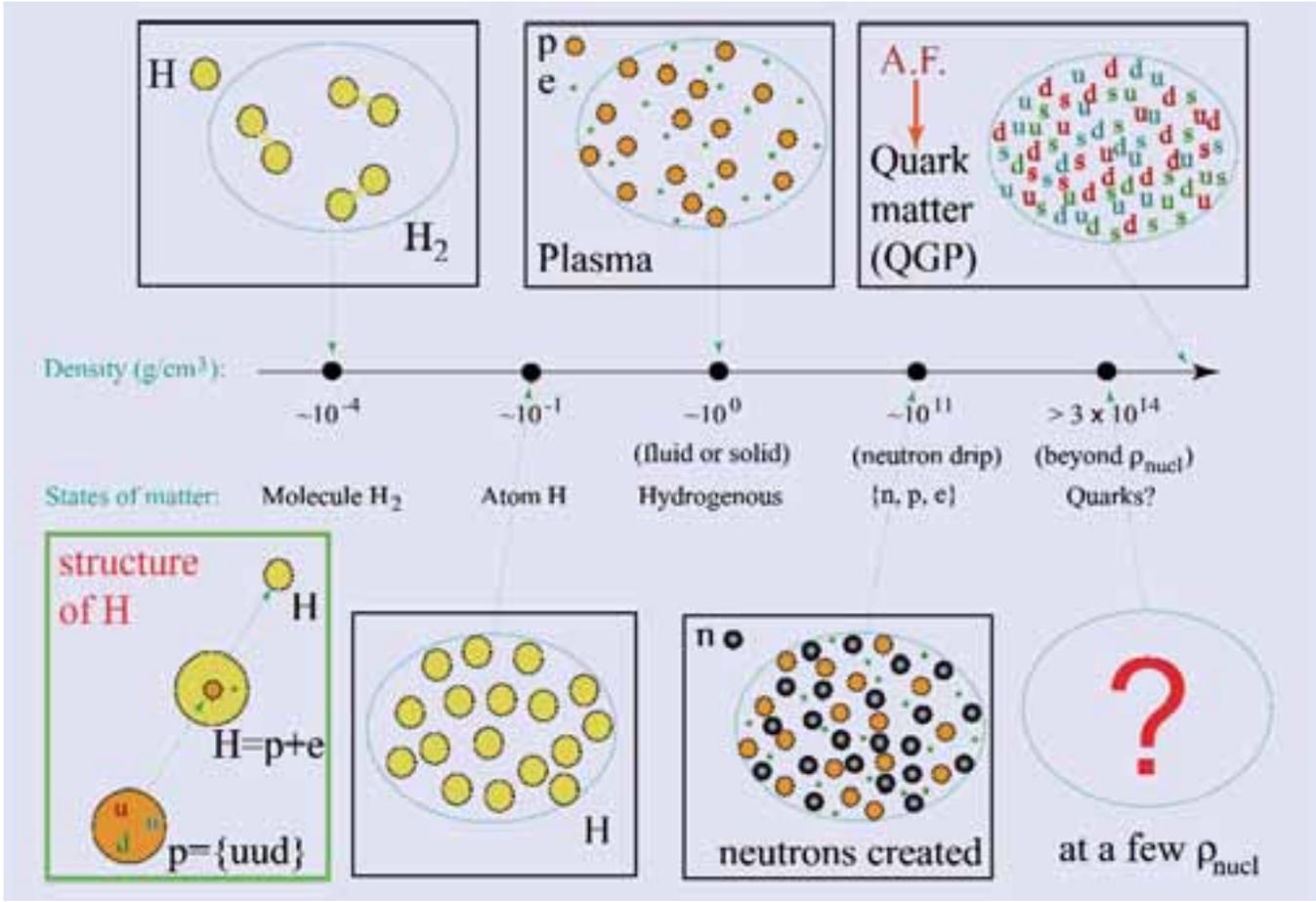


Рис. 1: Состояние среды в зависимости от ее плотности [4].

плазму, состоящую из отдельных протонов и электронов (но не из атомов водорода). При дальнейшем сжатии вещества электроны соединяются с протонами, вступая в реакцию захвата и образуя нейтрон и нейтрино: $p^+ + e^- \rightarrow n + \nu$. Нейтрино свободно уходит из среды, в составе которой при плотностях порядка 10^{11} г/см³ преобладают уже нейтроны, т.е. происходит нейтронизация вещества. Отметим, что молекулярное, атомарное, плазменное и нейтронное состояния вещества в той или иной мере наблюдаются в природе. Однако, дальнейшее продолжение нашего мысленного эксперимента по сжатию вещества приводит к предсказанию уже довольно гипотетических форм материи, существование которых в природе, вне лабораторных условий, еще не установлено. Так, поскольку все сильно взаимодействующие частицы *адроны*, включая и нейтроны, состоят из *u*-, *d*- и *s*-кварков (а также и других кварков, о них подробнее ниже), то можно предположить, что при достаточно большой плотности, около $3 \cdot 10^{14}$ г/см³, что в несколько раз превосходит плотность обычной ядерной материи, границы между отдельными нейтронами исчезнут, и структура у вещества будет наблюдаться только на кварковом уровне. У такого состояния вещества, называемого кварковой материей, мельчайшими структурными частицами являются кварки (а также глюоны, если температура среды отлична от нуля).

Выше мы проводили для простоты мысленный эксперимент по сжатию вещества. Однако в реальности сверхплотная материя может существовать или в экспериментальных установках по столкновению тяжёлых ионов (ничтожные доли секунды), или в таких астрофизических объектах, как компактные звезды. Последние образуются под действием сил гравитации из обычных звезд по мере выгорания их ядерного горючего. При этом, если масса звезды на финальной стадии выгорания горючего не превышает некоторого предела (который называется пределом Чандрасекара, равным примерно полутора солнечным массам), то она превращается в так называемый «белый карлик» – плотную звезду, вещество которой находится в состоянии чрезвычайно сильно сжатой электромагнитной плазмы, состоящей из атомных ядер и электронов. Плотность материи в центре белых карликов достигает приблизительно значений от 10^6 до 10^{10} г/см³, и в таком состоянии белый карлик может находиться сколь угодно длительное время. По мере остывания, силы гравитации стремятся еще больше сжать белый карлик. Однако плотность такой звезды практически не зависит от температуры. Дело в том, что, как уже говорилось выше, электроны вещества, находящегося в плазменном состоянии, обобществлены, т.е. принадлежат сразу всем атомным ядрам, и образуют единый вырожденный электронный газ. Все электроны такого газа распределены по квантовым уровням – не более одного электрона на энергетический уровень (принцип Паули), расположение которых не зависит от температуры (однако зависит от массы звезды!). Основная часть электронов в вырожденном газе занимает все нижние

уровни. Именно эти электроны и вносят основной вклад в давление, которое компенсирует гравитационное сжатие, и звезда находится в равновесии. Так как распределение электронов по нижним (заполненным) энергетическим уровням не зависит от температуры, то и давление вырожденного электронного газа также практически не зависит от температуры, поэтому белый карлик с уменьшением температуры практически не сжимается (не меняет своей плотности) под действием сил гравитации. Таким образом, именно благодаря своей относительно малой массе и давлению вырожденного электронного газа, которое не дает силам гравитации сжать звезду до сколь угодно больших плотностей, белый карлик может находиться в таком состоянии вечно (если бы, конечно, не было аккреции (падения) на белый карлик окружающего его межзвездного вещества).

Из-за того, что масса белого карлика сравнительно мала, его электроны, располагающиеся на нижних энергетических уровнях, довольно далеко находятся от атомных ядер. Данное обстоятельство является причиной того, что в звезде подавлена реакция обратного бета-распада, т.е. реакция захвата электрона протоном с возникновением нейтрона ($p^+ + e^- \rightarrow n + \nu$), и, следовательно, отсутствует реальная возможность превращения белого карлика в нейтронную звезду – астрофизический объект, который на шкале плотностей (см. Рис.1) стоит следом за белым карликом. Чтобы обычная звезда после выгорания ядерного горючего превратилась в нейтронную звезду, у нее должна быть достаточно большая остаточная масса, превышающая чандрасекаровский предел. В этом случае в процессе остывания и прохождения звездой состояния белого карлика давление вырожденного электронного газа уже не способно скомпенсировать силы гравитации, благодаря которым электроны упаковываются все плотнее и все ближе и ближе располагаются к атомным ядрам. В некоторый момент реакция обратного бета-распада становится преобладающей, и вещество звезды из состояния электромагнитной плазмы переходит в нейтронное состояние. Плотность вещества в нейтронной звезде приблизительно равна 10^{14} г/см³ и сравнима с плотностью ядерной материи, ρ_{nucl} . Таким образом, нейтронные звезды являются по сути гигантскими атомными ядрами, состоящими практически из одних нейтронов. Давление вырожденного нейтронного газа в таких звездах компенсирует силы гравитации и удерживает ее от гравитационного коллапса. Как и у белого карлика, масса нейтронной звезды не может превышать некоторого предела, называемого пределом Оппенгеймера – Волкова и равного нескольким (2–3) массам солнца. Многие физики считают, что если масса компактной звезды больше, чем предел Оппенгеймера – Волкова, то она со временем обязательно сколлапсирует и превратится в «черную дыру». Обсуждается ряд «кандидатов» на звание «чёрной дыры», однако однозначной идентификации пока нет.

По некоторым теоретическим предположениям в центре нейтронных звезд плотность вещества может достигать значений $5-10 \rho_{\text{nuc}}$. При таких экстремальных условиях вполне вероятно, что теперь уже нейтроны оказываются до такой степени «вдавленными» друг в друга, что между ними отсутствуют границы, т.е. вещество переходит из нейтронного в кварковое состояние. Впервые гипотеза о возможности такого перехода и образования «кварковых звезд» с указанием возможных астрофизических эффектов была высказана в 1965 году советскими учёными Д.Д. Иваненко и Д.Ф. Курдгелаидзе [5]. Такой объект представлял бы собой громадный нуклон, только кварки в нём были бы связаны не столько сильными, сколько гравитационными взаимодействиями.

Время от времени в печати появляются взволнованные сообщения о наблюдении объектов, могущих претендовать на роль кварковых звезд. Последнее такое сообщение появилось в конце июня 2008 года. Астрономы из знаменитой Паломарской обсерватории (США) объявили, что ими найдено новое объяснение для редкого типа сверхъяркого взрыва во вселенной, который может быть результатом образования кварковой звезды. К сожалению, эти данные пока ещё не настолько убедительны, чтобы признать их доказательством гипотезы Иваненко–Курдгелаидзе, но, как говорится, «лиха беда начало». Это стимулирует и интенсивные теоретические исследования такой формы материи, свойства которой во многом отличаются от свойств хорошо известных конденсированных сред, находящихся в не столь экстремальных, как кварковая материя, условиях. Об этом и пойдет речь ниже.

Ранние представления о фазовой структуре КХД

Так как нуклоны (протон и нейтрон) почти в две тысячи раз массивнее, чем электрон, то основной вклад в плотность вещества вносят именно они. Поскольку, как уже отмечалось, нуклоны и другие барионы (от греч. βαρύς, «тяжёлый»), а также все мезоны, являются адронами, свойства которых описываются или, во всяком случае, должны описываться квантовой хромодинамикой (КХД), необходимо коротко остановиться на некоторых её элементах. Материальное содержание КХД – 18 типов фермионов со спином $1/2$, кварков, причём это число, 18, получается из того, что каждый кварк несёт квантовые числа «цвета» (их 3, и название теории идёт от *χρῶμα* – цвет) и «аромата» (их 6). «Цвета» кварков необходимы, чтобы избежать противоречий с квантовой механикой при описании состоящих из них сильновзаимодействующих частиц (нуклонов и т.д.), а «ароматы» отражают участие кварков в слабых взаимодействиях. Отличающиеся по «ароматам» кварки имеют обозначения u (*up*), d (*down*), s (*strange*), c (*charmed*), b (*bottom*, реже *beauty*), t (*top*, реже *truth*) и дробные электрические заряды: $Q_{u,c,t} = +2/3$, $Q_{d,s,b} = -1/3$. Кроме того, каждый кварк, независимо от сорта, несёт сохраняющееся во всех известных процессах барионное число $B=1/3$. Для антикварков Q и B меняют знаки. Все эти

наименования, конечно, условны, но приведённый порядок расположения кварков отражает их массы: от 5–10 МэВ для u - и d -кварков, до 175000 МэВ для t -кварка. Чудовищный, до сих пор не объяснённый разброс! Ниже мы будем иметь дело только с лёгкими кварками u , d и s . В отличие от ароматов «цвета» никак не влияют на массу кварка, и «красная», «зелёная» и «голубая» (опять-таки названия чисто условные – антикварки должны быть «антикрасными» и т.д.) разновидности любого из кварков u , ..., t ничем не отличаются друг от друга, за исключением способности реагировать на те безмассовые поля спина 1, которые и связывают кварки в наблюдаемые адроны. До некоторой степени эти «глюонные» (от "glue" – склеивать) поля аналогичны электромагнитным, связывающим электроны и ядра в атомах. Отличие в том, что имеется несколько типов квантов глюонных полей, именно 8, и, главное, они взаимодействуют непосредственно не только с кварками, но и между собою. Нелинейность встречается и в электродинамике, но там она вторична и обусловлена виртуальными электронами и позитронами, тогда как глюонные поля нелинейны изначально, непосредственно. Все глюонные поля имеют нулевую массу и «смешанный цвет», т.к. кварки меняют цвета, испуская и поглощая глюоны. Говоря о массах кварков и глюонов, надо иметь в виду, что в отличие от масс, скажем, электронов и фотонов, это, скорей, некоторые «параметры типа массы», поскольку непосредственно ни кварки, ни глюоны в свободном виде не наблюдались, что утвердило нас в идее о существовании пока неизвестного механизма «удержания» («конфайнмент») этих элементарных частиц внутри адронов.

Для описания свойств плотной нейтронной и кварковой материи достаточно использовать «усечённый» вариант КХД (с участием только u -, d - и s -кварков) в рамках квантовой статистики. Если еще больше упростить себе задачу и попытаться изучить основное, т.е. равновесное, состояние таких конденсированных систем (любые фазовые переходы тесно связаны с превращениями основного состояния под влиянием внешних условий), то можно использовать методы равновесной термодинамики.

Итак, пусть некоторая среда, состоящая из большого количества сильновзаимодействующих частиц, имеет ненулевую плотность барионного заряда и находится в термодинамическом равновесии. В зависимости от внешних условий, она может быть образована или обычными барионами (с целым барионным зарядом) и мезонами, или кварками (являющихся барионами с дробным барионным зарядом) и глюонами, или смешиванием и тех, и других частиц (кроме того, возможно присутствие соответствующих античастиц). Такую среду мы будем называть барионной материей. В качестве внешних параметров при описании барионной материи можно использовать температуру, T , и барионный химический потенциал, μ_B .

Напомним, что (с интуитивной точки зрения) температура – это мера интенсивности теплового движения в системе, а барионный химический потен-

циал – энергия, поступающая в систему для рождения частицы с единичным барионным зарядом. В частности, если $T=0$ и $\mu_B < m_N$, где m_N – масса нуклона – легчайшего из экспериментально наблюдаемых барионов, то в системе совсем не будет частиц. Читатель может спросить: «А как же кварки и глюоны?». Здесь, действительно, есть тема для обсуждения, но при нулевой температуре и неэкстремальных плотностях они все скрыты в нуклонах и других сильно взаимодействующих частицах, адронах. Может ли какой-нибудь фазовый переход «освободить» кварки и глюоны?

В целом ряде случаев о фазовом переходе в системе можно судить по поведению так называемых параметров порядка – величин, у которых в точке фазового перехода либо скачком меняются значения, либо изменяется их группа симметрии. Внутри же каждой фазы параметры порядка плавно зависят от внешних параметров (T, μ и т.д.). Рассмотрим два примера. Хорошо известно, что вода при нормальном давлении кипит при $T=T_c=100^\circ\text{C}$ и переходит из жидкой в газообразную фазу. В качестве параметра порядка в этом случае можно использовать плотность вещества. Пока температура не достигла критического значения плотность воды плавно изменяется по величине, а в критической точке происходит скачок её плотности. Далее, при $T>T_c$ также наблюдается плавная зависимость плотности (уже пара) от температуры. Скачок параметров порядка обычно характерен для фазовых переходов первого рода. Кроме того, существует еще одна особенность таких фазовых переходов: две разные фазы могут сосуществовать в т.н. критической точке фазового перехода 1-го рода. Так, в случае с водой очевидно, что в точке кипения либо пузырьки пара образуются внутри жидкости (если энергия поступает в систему вода – пар), либо капельки жидкости конденсируются из пара (если энергия уходит из системы). Во втором примере рассмотрим железо, которое при низких температурах находится в ферромагнитном состоянии, а при температуре Кюри $T_c \approx 1000^\circ\text{C}$ оно переходит в парамагнитное состояние. В качестве параметра порядка этого фазового перехода можно взять намагниченность \mathbf{M} – средний магнитный момент единицы объёма вещества. При низких температурах соседние атомы железа столь сильно взаимодействуют между собой, что их спины ориентируются в одном и том же направлении в некоторой достаточно большой области пространства, называемой доменом (возникает дальний магнитный порядок в кристалле железа). Очевидно, что внутри домена вектор намагниченности отличен от нуля, и он не изменяет своего положения, если совершать пространственные повороты относительно оси, совпадающей с вектором \mathbf{M} . Следовательно, при $T < T_c$ группа симметрии параметра порядка $\mathbf{M} \neq \mathbf{0}$, как и любого ненулевого пространственного вектора, есть группа симметрии поворотов вокруг направления \mathbf{M} . Тепловые колебания атомов стремятся нарушить спиновое упорядочение: чем выше температура, тем менее упорядочено направление атомных спи-

нов в домене, т.е. тем меньшим по абсолютной величине становится вектор намагниченности пока, наконец, при температуре Кюри \mathbf{M} не обратится в нуль. Таким образом, в точке фазового перехода параметр порядка плавно исчезает, однако группа симметрии изменяется и теперь допустимы вращения вокруг *любого* направления в 3-мерном пространстве. Такой «скачок» группы симметрии параметра порядка характерен для фазовых переходов второго рода.

Обратимся, наконец, к фазовой структуре КХД в терминах T и μ_B (поскольку в нуклоне имеется три кварка, в литературе очень часто вместо барионного химического потенциала μ_B используется кварковый химический потенциал $\mu = \mu_B/3$). Как мы уже отмечали выше, при малых значениях T и μ_B кварки и глюоны непосредственно не наблюдаются (свойство «конфайнмента» КХД). В силу этого, при достаточно низких значениях T и μ_B барионная материя наиболее адекватно описывается в терминах адронов, а состояние, в котором она при этом находится, называется адронной фазой. Почти сразу после возникновения теории сильных взаимодействий стало понятным, что при достаточно больших температурах и плотностях барионную материю необходимо описывать уже в терминах кварков и глюонов, поскольку адроны в таких экстремальных условиях теряют свою индивидуальность [6] (см. предыдущий раздел 2). Ясно, что при этом мы будем иметь дело с другим состоянием барионного вещества, которое называется кварк-глюонной плазмой (КГП). Таким образом, на ранних этапах развития КХД предполагалось, что барионная материя может находиться только в двух фазах, адронной и кварк-глюонной. Соответствующая фазовая диаграмма схематически представлена на Рис. 2, где адронная фаза отделена от фазы КГП кривой фазовых переходов первого рода.

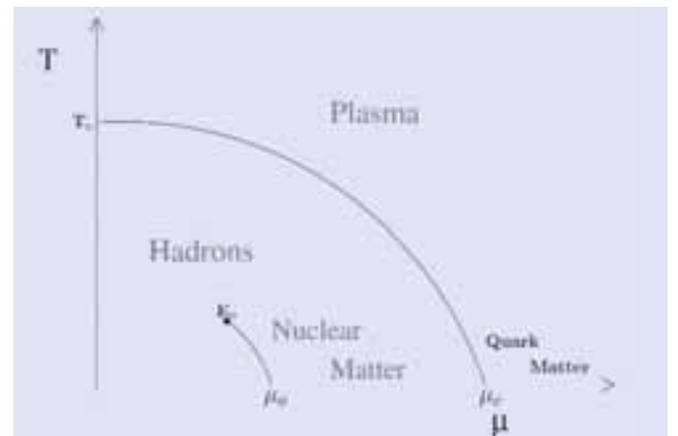


Рис. 2. Схематическое представление о фазовой диаграмме КХД в 70-е–80-е годы [7] для малых значений т. н. «токовых» (пояснение термина см. далее в тексте) масс всех трёх кварков ($m_{u,d,s} \leq 5\text{МэВ}$). Химический потенциал $\mu = \mu_B/3$ (детальное описание диаграммы представлено в тексте).

Здесь необходимо отметить, что вид фазовой диаграммы КХД в значительной степени зависит от

количества учитываемых типов кварков N_f («кварковых ароматов», напомним, всего их шесть), а также от соотношения между затравочными или «токовыми» (термин имеет чисто техническое происхождение) массами кварков [8], т.е. значениями «масс» кварков, которые фигурируют как параметры КХД, относящиеся к элементарным взаимодействиям кварков и глюонов. Эти «токовые» массы, вообще говоря, зависят от достаточно произвольного масштаба, выбор какового диктуется задачей, однако фактически важны их отношения, которые не зависят ни от какого произвола и являются физически значимыми величинами. Диаграмма на Рис. 2 соответствует $N_f=3$ и, кроме того, малым (включая нулевые) значениям токовых масс всех трех кварков, т.е. $m_u \approx m_d \approx m_s \approx 0$. «Решеточные» вычисления в КХД (т.е. моделирование реального мира путём замены непрерывного пространства–времени 4-мерной решёткой с определённым шагом, что даёт ряд важных преимуществ при вычислении физических характеристик КХД на достаточно мощных компьютерах) в этом случае показывают, что при $\mu=0$ переход из адронной в кварк-глюонную фазу совершается при температуре около 150 МэВ. Здесь мы используем систему единиц, в которой постоянная Больцмана, постоянная Планка и скорость света равны единице. В этом случае температура имеет размерность энергии, и 1 МэВ соответствует примерно 10^{10} градусам Цельсия. Если $T=0$, то переход из адронной в КГП-фазу происходит при значениях кваркового химического потенциала μ_c , лежащих где-то в районе 300–500 МэВ (разные модели и методы дают разные результаты), что соответствует барионной плотности, в несколько раз превосходящей плотность обычной ядерной материи.

Важно также подчеркнуть, что граница между адронной и КГП-фазами на Рис. 2 располагается в области, где взаимодействия ещё слишком сильны для того, чтобы исследования критических явлений можно было бы проводить с помощью *пертурбативных* методов КХД, т.е. методов последовательных приближений, апеллирующих к слабым возмущениям невзаимодействующих полей. Поэтому все вышеприведенные оценки на T_c и μ_c получены или с помощью *непертурбативных* (т.е. не опирающихся на разложения по малому параметру) методов КХД («решётчатая» КХД-модель), или в рамках различных моделей (например, упоминавшейся выше модели Намбу–Йона-Лазиньо), эффективно описывающих низкоэнергетическую область КХД. Как уже говорилось выше, переход между адронной и КГ-фазами, показанный на Рис.2, – фазовый переход первого рода, а в качестве параметра порядка в этом случае можно использовать так называемый *кварковый конденсат* – величину, равную вакуумному среднему от произведения полей кварка и антикварка. «Обычно» вакуумные средние полей и их производных равны нулю, но когда основное состояние (=вакуум) перестраивается, то это похоже в каком-то смысле на конденсацию пара при охлаждении, только в качестве «воды» выступают

квантовые поля, «конденсация» которых и сигнализирует о фазовых превращениях. На границе между фазами этот параметр порядка скачком изменяет свое значение. Как результат, скачком меняется и плотность барионной материи. Наглядно этот фазовый переход можно представить себе следующим образом. В докритической области мы имеем дело с адронной фазой барионной материи достаточно малой плотности, состоящей из индивидуальных адронов (барионы и мезоны). По достижении критических значений температуры и химического потенциала внутри адронной фазы появляются сгустки более плотной материи, состоящей уже из кварков и глюонов. Такое состояние вещества, когда адроны сосуществуют с пузырьками КГП, называется смешанной фазой барионной материи. Если продолжать каким-нибудь образом подводить к системе энергию (оставляя критические значения температуры и химического потенциала неизменными), то зародыши КГП будут увеличиваться в размерах, пока не заполнят собою весь объем. При этом смешанная фаза перейдет в чистую КГП-фазу барионной материи. Дальнейший подвод энергии к системе будет выглядеть на Рис. 2 как процесс удаления от границы между фазами вглубь КГП-фазы.

Отметим еще одну важную деталь фазовой диаграммы Рис. 2. Кривая линия $E_0-\mu_0$ на ней является критической кривой фазовых переходов 1-го рода между так называемыми «газообразной» и «жидкой» фазами ядерной (нуклонной) материи. Конечной точкой E_0 этой кривой, которая называется *критической точкой*, соответствует температура порядка 10 МэВ. В начале этого раздела мы подчеркнули, что если μ_B меньше, чем масса нуклона (мы пренебрегаем разницей между массами протона и нейтрона), то при $T=0$ в системе совсем не будет частиц: ни барионов, ни мезонов, т.е. мы имеем нулевую плотность барионов. При $\mu_B > m_N$ возникают нуклоны и ядра, которые обычно интерпретируются как капельки «нуклонной жидкости» с плотностью ρ_{nuc} . Таким образом при $T=0$ и $\mu_B < m_N$ было «пустое пространство» с нулевой барионной плотностью, а при $\mu_B > m_N$ возникают капельки новой фазы с отличной от нуля плотностью, т.е. в точке $\mu_B = m_N$ происходит фазовый переход первого рода. На Рис. 2 этот фазовый переход соответствует значению кваркового химического потенциала $\mu_0 = m_N/3$.

Наконец, обратим внимание на правую нижнюю часть фазовой диаграммы, Рис. 2, которая обозначена как «кварковая материя» (Quark Matter). Основание для такого наименования следующее. Предполагая, что в фазе плазмы кварки, антикварки и глюоны являются слабо взаимодействующими частицами («асимптотическая свобода КХД», означающая, что при высоких энергиях рассеяние на большие углы ослабевает), мы можем использовать для них известные из квантовой статистики Ферми-Бозе-распределения плотности свободных частиц (кварков, антикварков и глюонов) по энергии

$$f_q = [e^{\beta(E+\mu)} + 1]^{-1}, f_{\bar{q}} = [e^{\beta(E+\mu)} + 1]^{-1}, f_g = [e^{\beta E} - 1]^{-1}, \beta = 1/kT.$$

Отметим, что химический потенциал глюонов равен нулю, что справедливо вообще для любых бозонов, число которых не фиксировано (в пренебрежении взаимодействием).

Легко видеть, что при $T \rightarrow 0$ как функция распределения антикварков f_{aq} , так и функция распределения глюонов f_g обращаются в нуль, и, значит, при малых температурах в среде присутствуют практически одни кварки, что и объясняет название «кварковая материя» для этой части фазовой диаграммы. Плотность кварков при $T \rightarrow 0$ вырождается в ступенчатую функцию, $f_q \rightarrow \theta(\mu - E)$, т.е. для них разрешенными остаются только такие импульсы \mathbf{p} , при которых энергия кварка меньше, чем их химический потенциал μ : $E(\mathbf{p}) < \mu$. Напомним, что энергия, равная μ , называется энергией Ферми, а импульс \mathbf{p}_F , при котором энергия кварка равна энергии Ферми, т.е. $E(\mathbf{p}_F) = \mu$, называется импульсом Ферми. В импульсном пространстве совокупность всех импульсов Ферми образует т.н. поверхность Ферми. Поскольку плотность кварковой материи в несколько раз превышает плотность «жидкой» фазы ядерной материи ρ_{nuc} , то иногда вырожденную кварковую материю называют еще кварковой жидкостью. На ранних этапах исследования фазовой диаграммы КХД предполагалось, что нет принципиальных различий между вырожденной кварковой материей (при малых значениях температуры) и кварк-глюонной плазмой при достаточно больших значениях T . Однако это не так, и по современным воззрениям (см. следующий раздел и Рис. 3 в нём) мы всё-таки имеем дело с разными фазами барионной материи.

Современный взгляд на фазовую диаграмму КХД

На Рис.3, схематически представлена фазовая диаграмма КХД, которая во многом является результатом современных исследований, выполненных как с помощью «решеточных» методов, так и в рамках эффективных низкоэнергетических «КХД-подобных» моделей.

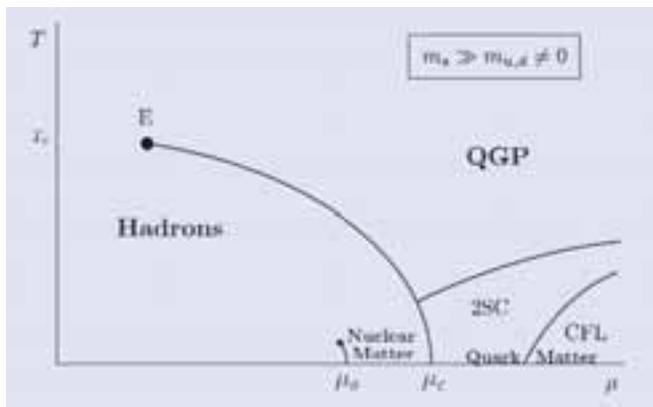


Рис. 3: Современное представление о фазовой диаграмме КХД [8]. Токовая масса s-кварков, обладающих странностью, существенно больше токовых масс двух остальных, u- и d-кварков ($\mu = \mu_B/3$).

Две главных особенности отличают ее от фазовой диаграммы на Рис. 2. Это, во-первых, существование критической точки E – граничной точки

кривой фазовых переходов 1-го рода, не лежащей на оси температур (и как следствие, отсутствие четкой границы между адронной и кварк-глюонной фазами в области малых значений μ и температур близких к T_c), и, во-вторых, присутствие фаз цветовой сверхпроводимости, которые обозначены на рисунке как 2SC и CFL (ниже мы поясним эти уже ставшие стандартными аббревиатуры). Остановимся более подробно на этих особенностях фазовой диаграммы Рис. 3.

1. Критическая точка E

Как уже говорилось в предыдущем разделе, свойства границы между адронной и кварк-глюонной фазами в значительной степени зависят от соотношения между токовыми массами кварков. Для простоты предположим сначала, что $\mu_B = 0$. В этом случае характер температурного критического поведения КХД (при его исследовании использовались решёточные методы) при переходе из адронной в КГП фазу схематически изображен на Рис.4.

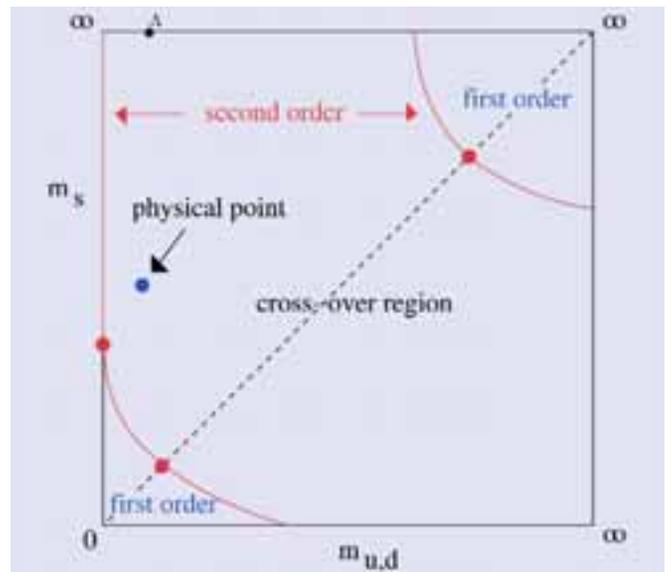


Рис. 4: Характер температурного критического поведения КХД при переходе из адронной в КГП-фазу в зависимости от соотношения между токовыми массами кварков при $\mu_B = 0$ [9].

Из этого рисунка видно, что если токовые массы кварков находятся в областях, которые помечены как области «первого порядка» ("first order"), то в квантовой хромодинамике при некоторой критической температуре T_c происходит фазовый переход первого рода. В частности, как уже обсуждалось в предыдущем разделе, если токовые массы всех трех кварков малы, то $T_c = 150$ МэВ. Кроме того, на этом рисунке существует обширная «переходная» ("cross-over") область, для которой характерно гладкое, т.е. несингулярное, поведение всех термодинамических величин при переходе из адронной в КГП-фазу. В качестве иллюстрации рассмотрим поведение кваркового конденсата в зависимости от температуры и соотношения между токовыми массами кварков.

Как уже упоминалось в предыдущем разделе, кварковый конденсат это среднее по основному

состоянию КХД от произведения полей кварков и антикварков. Эта величина связана определенным образом с динамической (физической) массой кварков, которая, в отличие от токовой массы, получается в КХД при полном учёте взаимодействий кварка с окружающим его в адроне глюонным полем. Если кварковый конденсат и токовые массы равны нулю, то и динамические массы кварков также равны нулю, и можно говорить о так называемой *киральной симметрии* основного состояния теории. В т.н. «киральном пределе» КХД все три кварка обладают нулевой токовой массой. Сами термины *киральный*, *киральность* происходят от греческого слова *χειρ* (рука) и относятся к свойствам физических систем по отношению к зеркальным отражениям. В физике частиц киральность обычно связывается с частицами полуцелого спина, фермионами. Если эти частицы безмассовы, то киральность совпадает с проекцией спина на направление движения. Никаким способом эту величину изменить нельзя. Могут различаться два случая: спин по движению («правый» фермион) и спин против движения («левый» фермион). В этом случае можно говорить о *киральной* (т.е. между левым и правым) *симметрии*. Если фермион имеет массу, то проекцию спина уже можно изменить, переходя в соответствующую систему отсчёта. Однако, понятие киральности сохраняется и в данном случае, характеризуя уже не проекцию спина свободной частицы, а способ её взаимодействия с другими полями. В безмассовом пределе КХД, кроме киральной и цветовой симметрий, обладает ещё и *барионной симметрией* – инвариантностью при изменении фаз волновых функций, генерируемой сохраняющимся барионным зарядом.

В адронной фазе КХД, где киральная симметрия нарушена, этот кварковый конденсат, конечно, отличен от нуля. Если токовые массы кварков не равны нулю, то он также отличен от нуля и в КГП-фазе. Однако характер его поведения при переходе из одной в другую фазы существенным образом зависит от соотношения между токовыми массами всех

трех кварков. Так, если токовые массы находятся в области "first-order" на Рис. 4, то кварковый конденсат скачком меняет своё значение при некотором критическом значении температуры T_c , и в системе действительно должен происходить фазовый переход первого рода. Если же токовые массы соответствуют переходной ("cross-over") области на Рис. 4, то поведение кваркового конденсата в зависимости от температуры будет гладким. В частности, при $m_s = \infty$ и в случае легких u - и d -кварков, $m_u = m_d = 5$ МэВ (на Рис. 4 этим значениям масс соответствует точка А), соответствующее поведение кваркового конденсата, полученное с помощью решёточных вычислений, представлено на Рис. 5.

Отсюда видно, что кварковый конденсат в некоторой окрестности критической температуры быстро, но без всяких сингулярностей, меняется от значений, характерных для адронной фазы, до значений, соответствующих КГП-фазе. (На этом же рисунке представлено поведение т.н. «киральной восприимчивости» χ_m , которая в точке T_c имеет резкий пик, характерный для киральных фазовых переходов (величина χ_m пропорциональна скорости изменения кваркового конденсата при изменении токовой массы и также является индикатором киральных фазовых переходов)) Отметим, что реальная феноменологическая картина физики сильных взаимодействий соответствует значениям токовых масс кварков $m_{u,d,s}$, отмеченным на Рис. 4 точкой "physical point", которая также, как и точка А, расположена в «переходной» ("cross-over") области. Таким образом, для «реалистических» (т.е. взятых на масштабе порядка 1 ГэВ) значений токовых кварковых масс ($m_u = m_d = 5$ МэВ, $m_s = 140$ МэВ) на оси температур нет критических точек ни фазовых переходов первого рода, ни фазовых переходов второго рода, а между адронной и КГП фазами происходит гладкий, без сингулярностей, переход.

В случае, когда $T=0$, а $\mu = \mu_B/3$ может принимать произвольные значения, расчеты, проведенные в рамках различных «КХД-подобных» моделей [10], показывают наличие фазового перехода первого рода между адронной фазой и кварковой материей в некоторой точке μ_c . Более того, эти модельные расчеты показывают, что и при ненулевой температуре в плоскости (μ, T) существует кривая фазовых переходов первого рода, разделяющая адронную и КГП фазы. В точках этой кривой скачком, т.е. не гладким образом, изменяется, например, такой параметр порядка, как кварковый конденсат. В силу вышесказанного очевидно, что эта кривая не должна заканчиваться на оси температур, т.е. должна обязательно обрываться в некоторой точке Е, не лежащей на оси температур (см. Рис. 3).

Таким образом, при «естественном» соотношении между токовыми массами кварков, т.е. при $m_{u,d} < m_s$, на фазовой диаграмме КХД существует довольно узкая область перехода между адронной и КГП фазами (на Рис. 3 эта область расположена между точкой Е и прямой $\mu=0$), внутри которой быстро и гладко, без сингулярностей, изменяются различные термодинамические характеристики бари-

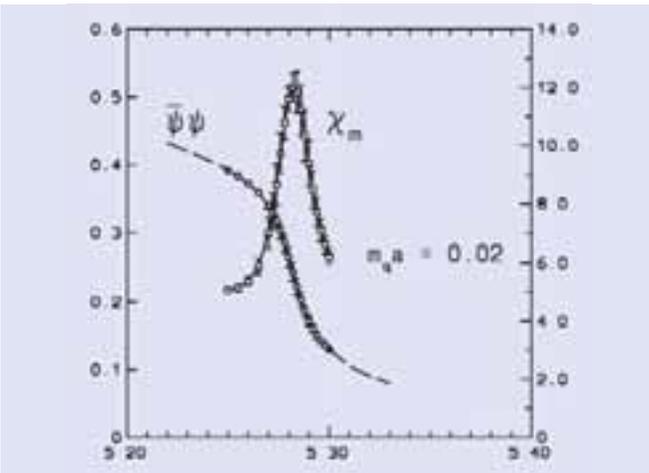


Рис. 5: Кварковый конденсат $\tilde{\psi}\psi$ и киральная восприимчивость χ_m в КХД с двумя ароматами легких кварков ($m_s = \infty$) при $\mu_B = 0$ [9]; $m_s a$ – произведение массы кварка на шаг решётки, а g – константа взаимодействия КХД.

онной материи по мере перехода от адронных к кварковым и глюонным степеням свободы при описании плотной барионной среды. Разные модели и методы дают разные значения для координат μ_E, T_E точки E – конечной точки кривой фазовых переходов 1-го рода, а именно: T_E может изменяться в интервале 40–170 МэВ, а μ_E – в интервале 90–350 МэВ [11], т.е. на настоящий момент нет никакой ясности, где на плоскости (μ, T) эта точка располагается. В связи с этим можно возлагать определённые надежды на будущие эксперименты по исследованию барионной материи при столкновении встречных ионных пучков по проектам NICA (Дубна) или FAIR (Darmstadt).

2. Нестабильность поверхности Ферми и цветовая сверхпроводимость

Приведем теперь качественные соображения в пользу того, почему плотная кварковая материя при достаточно низких температурах должна находиться в (цветовом) сверхпроводящем состоянии. Для сравнения рассмотрим сначала вырожденный газ свободных электронов с химическим потенциалом μ . В основном состоянии такой системы, как уже объяснялось в конце предыдущего раздела, электроны заполняют все уровни с энергиями меньшими, чем энергия Ферми, т.е. $E(\mathbf{p}) \leq E(\mathbf{p}_F) = \mu$, причем на каждом уровне, согласно принципу запрета Паули, не может быть больше двух электронов. (В импульсном пространстве это основное состояние выглядит как множество точек, лежащих внутри поверхности (сферы) Ферми.) Такое состояние вырожденного электронного газа называется нормальным. Любое внешнее слабое воздействие переводит электроны, лежащие вблизи поверхности Ферми, на более высокие уровни, и в целом энергия системы только увеличивается. Поэтому, когда электроны – не взаимодействующие частицы, описанное выше нормальное основное состояние стабильно (в этом случае иногда говорят, что поверхность Ферми стабильна). Всё кардинальным образом меняется, если у электронов каким-нибудь образом появляется сколь угодно малое притяжение. Действительно, в этом случае пара электронов, лежащих вблизи поверхности Ферми и имеющих энергию порядка μ каждый, благодаря слабому внешнему воздействию может быть переведена на более высокие уровни, также лежащие вблизи поверхности Ферми, но уже с импульсами большими, чем импульс Ферми. Если есть слабое притяжение между электронами, то образуется их связанное состояние (бозон со спином ноль), называемое куперовской парой, с энергией $2\mu + \varepsilon$, где энергия связи $\varepsilon < 0$. В результате получается, что оставшиеся электроны плюс куперовская пара имеет энергию меньшую, чем исходное нормальное основное состояние. Природа идет на некоторый проигрыш в кинетической энергии электронов из куперовской пары, но в конце-концов получает выигрыш за счёт потенциальной энергии их взаимодействия! Этот процесс продолжается лавинообразным образом до тех пор, пока все электроны из достаточно узко-

го слоя возле поверхности Ферми не сформируют куперовские пары, Бозе-конденсат которых вместе с остатком электронов, лежащих на более низких уровнях, и образует новое основное состояние электронной системы, которому соответствует сверхпроводящая фаза. Таким образом, если есть хотя бы небольшое притяжение между электронами (в реальности, в металлах, притяжение между электронами возникает эффективно из-за их взаимодействия с ионами кристаллической решетки), то поверхность Ферми нестабильна, и в системе при достаточно малых значениях температуры спонтанным образом появляется сверхпроводимость. Основные свойства этой фазы следующие [12]:

- ◆ В качестве параметра порядка, по которому можно судить о появлении сверхпроводимости, выступает среднее по основному состоянию от произведения двух электронных полей e , т.е. величина $\langle ee \rangle \equiv \Delta$, которая называется иногда куперовским конденсатом. Очевидно, что в нормальном состоянии $\Delta = 0$ (т.к. нет куперовских пар), и $\Delta \neq 0$ в сверхпроводящем состоянии.
- ◆ Для того, чтобы на фоне сверхпроводящего основного состояния появились электроны проводимости (являющиеся квазичастицами) и сверхпроводник перешел бы в возбужденное состояние, необходимо разрушить по крайней мере одну куперовскую пару. Энергия, необходимая для этого, равна 2Δ . Таким образом, в спектре разрешенных энергетических состояний сверхпроводника появляется «щель», равная 2Δ . (Напомним, для того, чтобы возбудить нормальное основное состояние вырожденного электронного газа, требуется сколь угодно малое внешнее воздействие, т.е. щель в спектре энергий нормального металла отсутствует.) Именно благодаря наличию этой щели электрический ток, однажды возникший в сверхпроводнике, может сохраняться там очень длительное время [13].
- ◆ При переходе из нормального состояния в сверхпроводящее в системе спонтанным образом нарушается калибровочная инвариантность, т.е., упрощённо, инвариантность относительно изменения фазы волновых функций электронов, которая обычно имеет место.
- ◆ В этом случае, согласно т.н. *теореме Голдстоуна* (аналогичный результат был независимо получен в рамках квантовой статистики Н.Н. Боголюбовым), в спектре масс теории имеется безмассовый бозон (дальнодействующие силы). При наличии электромагнитного поля, однако, этого не происходит, но у поля появляется продольная компонента (*эффект Хиггса*). Это означает, что внутри сверхпроводника фотон приобретает массу порядка Δ , т.е. поле становится короткодействующим. В физических экспериментах со сверхпроводниками этот эффект проявляется в том, что внешнее достаточно слабое магнитное поле не способно (из-за короткодействия)

проникнуть внутрь сверхпроводника 1-го рода (эффект Мейсснера).

- ◆ Значение куперовского конденсата Δ , а также способы перехода из нормальной фазы в сверхпроводящую, зависит от внешних условий, в том числе от температуры и магнитного поля H . Так, если понижать температуру при $H=0$, то при некотором ее критическом значении T_c электроны проводимости металла переходят из нормального в сверхпроводящее состояние. Поскольку в критической точке Δ изменяется непрерывным образом, то в этом случае происходит фазовый переход второго рода. Если же зафиксировать $T < T_c$ и увеличивать H , то при некотором критическом значении магнитного поля H_c параметр порядка скачком исчезает, происходит фазовый переход 1-го рода, и система оказывается в нормальном состоянии.

Обратимся теперь к кварковой материи при $T=0$, которая при больших барионных плотностях состоит практически из свободных кварков (как уже отмечалось, в этом случае они находятся довольно близко друг к другу и из-за «асимптотической свободы» их взаимодействие очень мало). Как и свободные электроны, кварки должны в этом случае заполнять все уровни под поверхностью Ферми. Для дальнейшего необходимо еще раз отметить, что в чистой квантовой электродинамике (КЭД) никоим образом не может возникнуть притяжение между электронами, оно происходит только между позитроном и электроном. Однако, как уже отмечалось, благодаря взаимодействию электронов с положительно заряженными ионами кристаллической решетки, в металлах эффективным образом возникает притяжение между электронами проводимости, их поверхность Ферми размывается, и возникает новое основное (сверхпроводящее) состояние системы электронов.

На первый взгляд КХД устроена примерно так же, как и КЭД это тоже – ведь это тоже теория фермионов, взаимодействующих с помощью векторного (глюонного) поля. В силу этого, очевидно, существует притяжение между кварком и антикварком и, как результат, наблюдается широкий спектр мезонных состояний. Проводя и далее аналогию с КЭД, можно было бы думать, что в КХД также не возникает кварк – кваркового притяжения. Однако эти наивные рассуждения не верны, и на самом деле в КХД между двумя кварками обязательно возникает притяжение благодаря особым свойствам векторного глюонного поля, являющегося, в отличие от электромагнитного, нелинейным и несущим (цветовые) заряды. Впрочем, это очевидно хотя бы из факта существования нуклонов, состоящих из кварков.

Как результат, при больших барионных плотностях поверхность Ферми кварков становится нестабильной, образуются их куперовские пары, конденсат которых приводит к возникновению сверхпроводящего основного состояния плотной кварковой материи. Поскольку как кварки, так и их куперовские пары переносят цветовой заряд, то и принято

явление сверхпроводимости в кварковой материи называть *цветовой сверхпроводимостью*.

Цветовая сверхпроводимость

В зависимости от той или иной модели динамические массы u - и d - кварков, $M_{u,d}$, лежат в интервале 350–400 МэВ, а динамическая масса s кварка, M_s , примерно равна 550 МэВ. Теперь, вспоминая физический смысл химического потенциала, можно прийти к заключению, что если кварковый химический потенциал меньше, чем M_s , но больше, чем $M_{u,d}$, т.е. $350 \text{ МэВ} < \mu < 550 \text{ МэВ}$, то кварковая материя (при $T=0$) будет состоять исключительно из u - и d - кварков, а состояние с цветовой сверхпроводимостью такой системы в современной литературе обозначается как *2SC-фаза* (см. Рис.3). (Здесь использована английская аббревиатура от "2-flavored Superconductivity", «сверхпроводимость с 2 ароматами»). Если же значение кваркового химического потенциала больше, чем M_s , то кварковая материя состоит из всех трех типов кварков, а фаза с цветовой сверхпроводимостью в ней обозначается как *CFL-фаза* (от *Color-Flavor Locked*, т.е. фаза, в которой число активных ароматов (3) равно числу цветов. См. Рис. 3). Поскольку эти сверхпроводящие фазы имеют во многом разные свойства, имеет смысл рассмотреть их по отдельности. Ниже, если специально не оговорено, температура предполагается равной нулю.

1. 2SC фаза. Предположим, что кварковый химический потенциал не слишком велик, $\mu < 500 \text{ МэВ}$, и кварковая материя образована из легких кварков. Как уже говорилось выше, при асимптотически больших барионных плотностях, т.е. больших значениях химического потенциала, $\mu > 1 \text{ ГэВ}$, КХД-взаимодействие мало, поэтому основной вклад в амплитуду рассеяния u - и d - кварков вносит обмен одним-единственным глюоном (см. Рис.6).

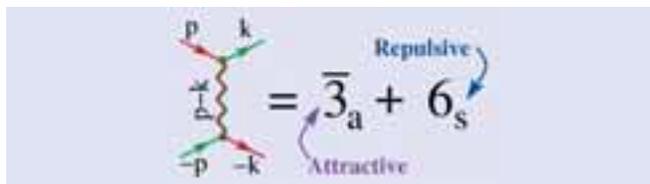


Рис. 6: Цветовая структура амплитуды взаимодействия двух кварков с импульсами $\pm p$ в начале и $\pm k$ в конце [13]. Волнистая линия – обмен глюоном с импульсом $p-k$. Грубо говоря, в 6 случаях имеется отталкивание, а в 3 – притяжение, играющее роль, аналогичную обмену фононами между куперовскими спаренными электронами.

Если эти два кварка находятся в благоприятном (*антитриплетном* по цвету) состоянии, то между ними возникает притяжение. Как результат, возникает конденсат куперовских пар, которые в этом случае называются *дикварками*, что приводит к цветовой сверхпроводимости. Расчеты, проведенные в рамках пертурбативной КХД вскоре после открытия ее асимптотической свободы, показали, что дикварко-

вый конденсат $\Delta \approx 1 \text{ МэВ}$ [14]. Поскольку эта величина оказалась слишком малой, чтобы приводить к наблюдаемым эффектам, и, кроме того, сами расчеты оказались справедливыми только при огромных значениях химического потенциала $\mu \sim 10^3 \text{ МэВ}$, (соответствующие плотности барионов отсутствуют в окружающем мире), то сама принципиальная возможность существования явления цветовой сверхпроводимости игнорировалась почти два десятилетия, и в качестве фазовой диаграммы КХД рассматривалась приведенная на Рис. 2.

Вспомним теперь гипотезу Иваненко-Курдгеладзе, согласно которой кварковая материя образуется в ядрах нейтронных звезд. Это становится возможным лишь при $\mu \geq M_{u,d}$, т.е. при $\mu \sim 500 \text{ МэВ}$. Однако при таких сравнительно небольших значениях кваркового химического потенциала взаимодействие в КХД не является малым, поэтому при $\mu \sim 500 \text{ МэВ}$ рассмотрение свойств кварковой материи с помощью пертурбативных КХД-методов нереалистично. В этом случае обычно используются различные эффективные «КХД-подобные» модели такие, как модель Намбу–Йона-Лазиньо и её модификации. Уже первые расчеты в рамках этих эффективных моделей показали, что при $\mu \sim 500 \text{ МэВ}$ кварковая материя может находиться в $2SC$ состоянии [14]. Более того, величина дикваркового конденсата при таких значениях химического потенциала оказалась на два порядка большей, т.е., $\Delta \approx 100 \text{ МэВ}$, чем при асимптотических значениях μ , что делает существование цветовой сверхпроводимости в ядрах нейтронных звезд вполне вероятным. В течение последних десяти лет это явление интенсивно исследовалось, и основные свойства цветовой сверхпроводимости в кварковой материи, состоящей из u - и d -кварков, а также ее отличия от обычной сверхпроводимости металлов, следующие:

- ◆ Если $\Delta = 0$, то в системе нет цветовой сверхпроводимости, если $\Delta \neq 0$, тогда есть. Типичное поведение Δ в зависимости от химического потенциала μ показано на Рис. 7, где, помимо прочего, представлено поведение и другого параметра порядка – динамической массы легких кварков (которая в модели

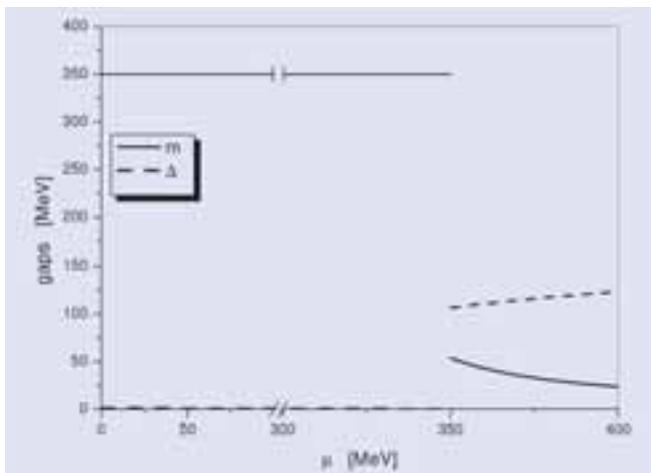


Рис. 7: Зависимость дикваркового конденсата Δ и динамической массы кварков m от μ [16].

Намбу–Йона-Лазиньо пропорциональна кварковому конденсату) $m \equiv M_{u,d}$ – в зависимости от химического потенциала.

Ясно, что при $\mu < \mu_c = 350 \text{ МэВ}$ дикварковый конденсат равен нулю, и система находится в адронной фазе. Если же $\mu > \mu_c$, то $\Delta \neq 0$, и при таких значениях кваркового химического потенциала кварковая (барионная) материя будет находиться в $2SC$ -фазе. Поскольку в критической точке оба параметра порядка скачком изменяют свои значения, то переход из адронной фазы в $2SC$ -состояние кварковой материи является фазовым переходом 1-го рода. С другой стороны, граница между $2SC$ -фазой и кварк-глюонной плазмой (см. Рис. 3) – это критическая кривая фазовых переходов 2-го рода, где критическая температура $T = 0,57\Delta$.

- ◆ При образовании куперовских пар в $2SC$ -фазе участвуют кварки только двух из трёх цветов, например, «красного» и «зеленого». «Голубые» кварки в этом процессе не участвуют. В силу этого простейшими фермионными возбуждениями $2SC$ -фазы являются квазичастицы (кварки) трех цветов, спектр энергий которых различен. В спектре энергий красных и зеленых кварков есть «щель» Δ , а кварк голубого цвета – «бесщелевой». Так как для возбуждения квазичастиц с голубым цветом практически никакой энергии не требуется, то, в основном, только они и участвуют в различных физических процессах, связанных с явлениями переноса: электрической проводимости, теплопроводности и др. Таким образом, $2SC$ цветовой сверхпроводник является обычным проводником (не сверхпроводником) дробного электрического заряда.
- ◆ Кроме фермионных возбуждений, в $2SC$ -фазе существуют различные бозонные одночастичные возбуждения (мезоны, дикварки). В частности, интересно отметить, что если в адронной фазе (при $\mu < \mu_c$) масса π -мезонов приблизительно равна 140 МэВ, то в $2SC$ -фазе (при $\mu > \mu_c$) она более, чем в два раза превышает эту величину и имеет возрастающую зависимость от μ . Это хорошо видно на Рис. 8, где помимо массы π -мезона приведен график и массы скалярного σ -мезона как функции μ .

Небольшое различие между массами π - и σ -мезонов, существующее в $2SC$ -фазе, объясняется ненулевой токовой массой кварков. В «киральном пределе», т.е. при нулевых значениях токовых масс кварков, в $2SC$ фазе у π - и σ -мезонов массы были бы равны, что и отвечает восстановлению киральной симметрии.

- ◆ Хорошо известно, что вакуум КХД, который является основным состоянием адронной фазы, инвариантен относительно локальных цветовых преобразований (физически это свойство реализуется как «бесцветность» мезонов и барионов – иное воплощение «конфайнмента»). В $2SC$ -фазе ненулевой диквар-

ковый конденсат свидетельствует о том, что цветовая симметрия основного состояния частично нарушена и связана уже не с тремя, а с двумя цветами. Отсюда, вспоминая теорему Голдстоуна, приходим к выводу, что в системе должны существовать безмассовые бозоны, которых в данном случае пять. На самом деле это не реальные частицы, а, благодаря эффекту Хиггса, служат продольными компонентами пяти, уже *массивных*, глюонных полей, которых, напомним, в КХД восемь. Таким образом, в $2SC$ фазе для пяти глюонов справедлив цветовой эффект Мейсснера, т.е. они выталкиваются из цветового сверхпроводника. Оставшиеся же безмассовыми три глюонных поля могут свободно проникать внутрь $2SC$ -среды.

- ◆ Для дальнейшего необходимо заметить, что в адронной фазе сохраняется как электрический, Q , так и барионный, B , заряды. Наличие дикваркового конденсата нарушает эту инвариантность. Отсюда, используя наивным образом общие соображения, можно было бы прийти к выводу, что основное состояние $2SC$ фазы должно обладать свойствами обычной электрической сверхпроводимости и сверхтекучести, как у He^4 . Однако на самом деле ситуация совершенно другая. Дело в том, что, кроме зарядов Q и B , симметрию основного состояния $2SC$ -фазы нарушает и один из «цветовых зарядов». При этом, однако, существуют такие «эффективные» электрический \tilde{Q} и барионный \tilde{B} заряды, являющиеся определёнными комбинациями «старых» зарядов с указанным цветовым, что они не нарушают симметрию основного состояния $2SC$ фазы. Поэтому в действительности реализуется следующая картина.
- ◆ Q и B являются сохраняющимися зарядами только в адронной фазе КХД. При переходе в плотную кварковую среду с цветовой сверхпроводимостью каждый из них смешивается с цветовым зарядом таким образом, что теперь \tilde{Q} и \tilde{B} становятся новыми, физическими,

сохраняющимися электрическим и барионным зарядами. Поскольку основное состояние $2SC$ фазы теперь симметрично, то в такой среде нет сверхпроводимости физического заряда \tilde{Q} , а также сверхтекучести, т.е. конденсата, физического барионного заряда \tilde{B} .

- ◆ Основному состоянию $2SC$ фазы соответствует теперь новый физический безмассовый «фотон», который является смесью обычного фотона и некоторой компоненты глюонного поля. Поскольку новый «фотон» безмассовый, то магнитное поле может проникать вглубь $2SC$ -фазы, т.е. эффект Мейсснера, как и следовало ожидать, в ней отсутствует. Ситуация с тем, как цветовая сверхпроводящая среда совершает «поворот» вакуумного электромагнитного поля, полностью аналогична ситуации в теории электрослабых взаимодействий Салама–Вайнберга, где ненулевой конденсат поля Хиггса приводит к смешиванию «первоначальных» полей с образованием физических (реальных) электромагнитного поля и нейтрального Z -бозона.

Таким образом, цветовая сверхпроводящая кварковая материя, состоящая из двух легких кварков, является обычным проводником дробного электрического заряда (нет электрической сверхпроводимости), и, кроме того, в ней отсутствует *сверхтекучесть барионного заряда*. Как результат, обычное магнитное поле свободно проникает внутрь такой среды. Однако, поскольку основное состояние $2SC$ -фазы образовано конденсатом куперовских пар с ненулевым цветовым зарядом, некоторые компоненты *хромомагнитного* поля не могут проникать в такую среду (*цветовой эффект Мейсснера*), а 3-цветовая симметрия адронной фазы КХД, т.е. обычного непертурбативного вакуума КХД, спонтанным образом нарушается до 2-цветовой. В этой фазе π -мезоны имеют массу, более чем в два раза превышающую массу π -мезонов в адронной фазе.

2. CFL-фаза. Если кварковый химический потенциал превышает динамическую массу s -кварка в адронной фазе, то кварковая среда может состоять уже из всех трех типов кварков, u , d и s . В этом случае при достаточно низкой температуре будет происходить образование куперовских пар, состоящих, в отличие от предыдущего случая, из кварков всех трех ароматов и цветов. Благодаря конденсату этих куперовских пар (дикварковый конденсат), возникает основное состояние новой, так называемой *CFL* ("color-flavor locked")-фазы [17]. Когда все три кварка имеют нулевую массу, реализуется киральная симметрия. В адронной же фазе КХД (при $\mu < \mu_c$) эта киральная симметрия спонтанно нарушена. Это означает, что, согласно теореме Голдстоуна, появляются восемь безмассовых голдстоуновских бозонов, которые образуют октет псевдоскалярных мезонов (π , K и т.д.). Однако при достаточно больших значениях химического потенциала $\mu > \mu_c$ наступает CFL-фаза плотной кварковой материи, основ-

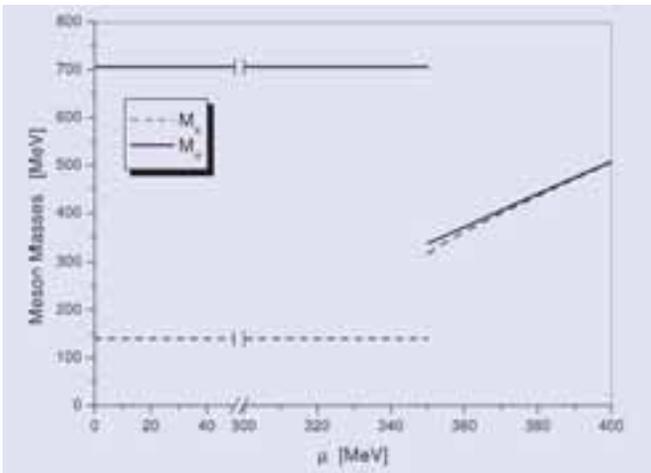


Рис. 8: Зависимость масс мезонов от химического потенциала в адронной ($\mu < \mu_c$) и $2SC$ - ($\mu > \mu_c$) фазах. $\mu_c \approx 350$ МэВ.

ное состояние которой лишь частично симметрично относительно исходных киральной и цветовой групп. То есть, если совершать только киральные или только цветовые преобразования основного состояния, то оно будет изменяться (не будет инвариантным), т.е. основное состояние в *CFL* фазе КХД не будет симметричным относительно каждой из симметрий по отдельности, ни киральной, ни цветовой. Однако для каждого кирального преобразования существует свое вполне определенное преобразование из группы цветов, такое, что будучи одновременно выполненными, эти преобразования оставляют основное состояние *CFL* фазы неизменным. Таким образом, каждое киральное преобразование основного состояния этой фазы «блокируется» (запирается, "lock" – отсюда название этой фазы) или, лучше сказать, компенсируется соответствующим преобразованием из группы цвета, в результате чего основное состояние остаётся неизменным.

И опять при спонтанном нарушении симметрии в *CFL*-фазе согласно теореме Голдстоуна, появляются безмассовые бозоны. Их насчитывается 17, из которых 8 являются продольными компонентами ставших массивными (механизм Хиггса!) глюонных полей. Они не могут проникать в *CFL* среду (вернее экспоненциально затухают в ней). Таким образом, в *CFL*-фазе для всех восьми глюонных полей справедлив эффект Мейсснера (для сравнения, в *2SC*-фазе только пять из восьми хромомангнитных полей не могут проникать внутрь этой фазы). Остальные голдстоуновские бозоны активно участвуют в различных явлениях переноса в *CFL*-фазе.

Так как в *CFL*-фазе дикварковый конденсат приводит к спонтанному нарушению барионной симметрии, можно сделать вывод о том, что такая плотная кварковая среда обладает свойством *сверхтекучести барионного заряда* (для сравнения, *2SC*-фаза кварковой материи не обладает таким свойством).

Все девять фермионных возбуждений – квазичастиц *CFL*-фазы имеют щель в своем энергетическом спектре. Поэтому «*CFL*-материя» является скорее *изолятором*, чем проводником электрического заряда. В отличие от этого, *2SC*-среда является электрическим *проводником*, потому что в ней с легкостью могут возникать бесщелевые квазичастицы, которые и переносят электрический заряд.

Наконец, отметим, что в *CFL*-фазе, как и в *2SC*-фазе, плотной кварковой материи, истинный (физический) электрический заряд является смесью обычного заряда Q в адронном вакууме с некоторыми цветовыми зарядами. В этой фазе дикварки, как и в *2SC* фазе, имеют нулевой эффективный электрический заряд \tilde{Q} . В силу этого, *CFL*-фаза кварковой материи не является сверхпроводником электрического заряда, а обычное магнитное поле может свободно проникать внутрь.

Подводя итоги, можно сказать, что как в *2SC*, так и в *CFL* плотной кварковой материи происходит образование куперовских пар кварков, благодаря чему в основном состоянии появляется конденсат

неабелевого цветового заряда. При этом спонтанным образом нарушается цветовая симметрия КХД, и для некоторых хромомангнитных полей выполняется эффект Мейсснера (выталкивание из среды). Оба типа цветowych сверхпроводников не являются сверхпроводниками электрического заряда. Особо следует отметить наличие серьезных качественных различий между двумя типами цветовой сверхпроводимости. Действительно, *2SC*-фаза – это электрический проводник, а *CFL*-фаза – нет. В *2SC*-фазе нет сверхтекучести барионного заряда, а *CFL*-фаза обладает сверхтекучими свойствами. При этом явления переноса в *2SC*-фазе осуществляются «бесщелевыми» фермионами, тогда как в *CFL*-фазе эту задачу выполняют (почти) безмассовые голдстоуновские бозоны.

Заключение

Итак, как мы видели, плотная кварковая материя обладает многими удивительными свойствами, среди которых сама по себе «сверхпроводимость» лишь один из многих физических эффектов. Однако все эти чудеса пока лишь продукт творчества теоретиков. Как обстоят дела с экспериментальными исследованиями цветовой сверхпроводимости, имеется ли возможность её наблюдать?

В отношении «лабораторных экспериментов», т.е. с использованием ускорителей даже самых тяжёлых ионов, ситуация неблагоприятная, ибо., как мы видели, цветовая сверхпроводимость и связанные с нею явления – это прерогатива скорее «холодной» кварковой материи. В ионных же столкновениях при высоких энергиях эффективная температура слишком высока, хотя плотность вполне достаточна. Если же брать ядра более низких энергий, то плотность в области взаимодействия оказывается недостаточной.

Поэтому пока наша единственная надежда – астрофизические наблюдения за звёздной активностью в виде, например, вспышек гамма-излучения, специфические черты которого могут донести до нас информацию о том, что творится внутри кварковой звезды.

Литература

1. J. Bardeen, L.N. Cooper and J.R. Schriffer, Theory of superconductivity, Phys. Rev. 108, 1175 (1957).
2. Н.Н. Боголюбов, Д.Н. Зубарев, Ю.А. Церковников, К теории фазового перехода, ДАН СССР 117, 788 (1957); Н.Н. Боголюбов, В.В. Толмачёв, Д.В. Ширков, Новый метод в теории сверхпроводимости, Москва, 1958.
3. Н.Н. Боголюбов, Вестник МГУ, 7, 43 (1947).
4. Renxin Xu, Astro-quark matter: a challenge facing astroparticle physics, arXiv:0802.0648.
5. Д.Д. Иваненко, Д.Ф. Курдгелайдзе, Гипотеза кварковых звезд, Астрофизика 1, 479 (1965).
6. J.C. Collins and M.J. Perry, Phys. Rev. Lett. 34, 1353 (1975).
7. T.Shafer, Quark matter, arXiv:hep-ph/0304281.
8. K. Rajagopal, The Phases of QCD in Heavy Ion

- Collisions and Compact Stars, arXiv:hep-ph/0009058.
9. H. Satz, The Thermodynamics of Quarks and Gluons, arXiv:0803.1611.
 10. D. Ebert, Yu.L. Kalinovsky, L. Munchow, and M.K. Volkov, Int. J. Mod. Phys. A 8, 1295 (1993); M. Buballa, Phys. Rep. 407, 205 (2005).
 11. M. Stephanov, QCD phase diagram and critical point, arXiv:hep-ph/0402115.
 12. А. Роуз-инс, Е. Родерик. Введение в физику сверхпроводимости, Москва: Изд-во «Мир» 1972; В.В. Шмидт. Введение в физику сверхпроводников, Москва: Изд-во МЦНМО, 2000.
 13. I.A. Shovkovy, Found. Phys. 35, 1309 (2005).
 14. B. Barrois, Nucl. Phys. B 129, 390 (1977); D. Bailin and A. Love, Phys. Rep. 107, 325 (1984).
 15. T.M. Schwartz, S.P. Klevansky and G. Papp, Phys. Rev. C 60, 055205 (1999); J. Berges and K. Rajagopal, Nucl. Phys. B 538, 215 (1999).
 17. D. Ebert, K.G. Klimenko and V.L. Yudichev, Phys. Rev. C 72, 015201 (2005).
 18. M.G. Alford, A. Schmitt, K. Rajagopal, and T. Schafer, Color superconductivity in dense quark matter, arXiv:0709.4635.

Новости из лабораторий мира

Торжественное открытие

Большого Адронного Коллайдера

21 октября 2008 г в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН) состоялась церемония торжественного открытия Большого Адронного Коллайдера. На церемонии присутствовали президент Швейцарии Паскаль Кочепен и премьер-министр Франции Франсуа Фийон, а также министры науки стран-участниц ЦЕРН и других стран – участниц проекта.

В торжественном открытии приняла участие представительная российская делегация во главе с Министром образования и науки России А.А.Фурсенко.

Представляя этот крупнейший научный проект нашего времени Робер Аймар, Генеральный директор ЦЕРН, сказал: «Это день, когда ЦЕРН вместе со всем сообществом, занимающимся физикой частиц, может гордиться замечательным достижением. Эта уникальная установка превратилась из мечты в реальность. Процесс, занявший свыше двух десятилетий тщательного планирования, проектирования и изготовления, завершился успешной циркуляцией первых протонов в машине перед лицом всего мира 10 сентября 2008 г.»

Руководитель проекта БАК Линдон Эванс сказал: «Мы идем вперед, чтобы начать экспериментальные исследования. Захватывающее мероприятие, сооружение БАК, заканчивается, скоро нас ждет нечто не менее захватывающее, новые открытия.»

<http://press.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2008/PR16.08E.html>

Германия и РФ расширяют сотрудничество в области научных исследований

2 октября 2008 г. Министр образования, научных исследований и технологий Германии Аннете Шаван и ее российский коллега Андрей Фурсенко договорились о дальнейшем расширении германо-российского сотрудничества в области научных исследований и технологий.

В рамках достигнутых договоренностей Россия намерена, в частности, увеличить свой финансовый вклад в создание международного ускорителя FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) в немецком Дармштадте и повысить свою долю в его финансировании до 15% (178 миллионов евро). В этой связи в ходе состоявшихся в четверг в Санкт-Петербурге десятых германо-российских межправительственных консультаций Аннете Шаван и глава Госкорпорации «Росатом» Сергей Кириенко подписали совместное заявление.

В создании и последующей эксплуатации FAIR принимают участие 15 стран-партнеров, которые

в этих целях заключают международно-правовое соглашение. Основную часть финансирования строительства установки несут Германия и федеральная земля Гессен.

<http://www.bmbf.de/press/2382.php>

Одобен проект развития лаборатории им. Джефферсона

15 сентября 2008 г Департамент энергетики США одобрил проект Джефферсоновской лаборатории (Thomas Jefferson National Accelerator Facility) по развитию комплекса CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility).

Этот проект предполагает повышение энергии CEBAF с 6 ГэВ до 12 ГэВ, создание нового экспериментального зала и новой установки в нем, а также модернизацию установок в трех существующих залах.

Стоимость проекта 310 миллионов долларов США. Планируемый срок завершения – 2015 год. Основные направления исследований:

- ◆ конфайнмент;
- ◆ структура нуклонов;
- ◆ ядерная физика;
- ◆ исследование стандартной модели.

Судьба этого проекта во многом определится в недалеком будущем при формировании бюджета на научные исследования в 2009 финансовом году.

<http://www.jlab.org/news/releases/2008/CD-3Approval.html>

Десятилетний план развития физики частиц в США

В мае 2008 г специально созданный комитет представил стратегический план развития физики частиц в США.

Комитет подчеркивает особую роль физики элементарных частиц в познании природы и выделяет три основных направления исследований:

- ◆ высокие энергии;
- ◆ высокие интенсивности;
- ◆ неускорительные исследования.

По первому направлению: рекомендовано в течение одного года – двух лет продолжать работу на Теватроне, с наивысшим приоритетом участвовать в исследованиях на Большом Адроне Коллайдере и в его модернизации, а также развивать методические исследования, направленные на создание лептонных коллайдеров сверхвысоких энергий.

По второму направлению: рекомендовано в ближайшем будущем резко повысить интенсивность протонного пучка инжектора Тэватрона для получения высокоинтенсивных нейтринных пучков и построить большую подземную лабораторию для исследова-

дований с нейтринным пучком от ускорителя, а также для экспериментов по распаду протона и по космическим нейтрино. Кроме того, рекомендуется развивать методические исследования, направленные на создание мюонного накопителя. По возможности, следует изучать редкие процессы – распады каонов и B -мезонов, $\mu \rightarrow e$ конверсию.

По третьему направлению: рекомендовано сконцентрировать усилия на экспериментах, направленных на исследование природы темной массы и темной материи. Здесь можно выделить три направления работ – создание в сотрудничестве с НАСА специализированного спутника для исследования темной материи, создание нового большого телескопа и подземные эксперименты по прямому поиску темной материи.

Кроме того, комитет рекомендовал развивать широкую стратегическую программу по новым ускорительным технологиям и по детекторам частиц.

http://www.er.doe.gov/hep/files/pdfs/P5_Report%2006022008.pdf

Великолепная семерка европейских проектов по астрофизике

29 сентября 2008 г. ассоциация ASPERA (ASTro-Particle European Research Area), объединяющая европейские организации, ответственные за развитие астрофизики в Европе, обнародовала стратегические планы развития этого направления. Эти планы предполагают создание семи крупномасштабных установок:

- ◆ СТА (Cherenkov Telescopes Array) – система черенковских телескопов для регистрации высокоэнергичных гамма-квантов в космических лучах;
- ◆ KM3NeT – нейтринный телескоп в Средиземном море с чувствительным объемом масштаба одного кубического километра;
- ◆ детектор с чувствительным объемом масштаба тонны для поиска темной материи;
- ◆ детектор с чувствительным объемом масштаба тонны для исследования фундаментальных свойств и массы нейтрино;

- ◆ мегатонный детектор для поиска распада протона, нейтринной астрофизики и исследования свойств нейтрино;
- ◆ большой комплекс для исследования космических лучей;
- ◆ подземная гравитационная антенна третьего поколения.

Реализация этого грандиозного проекта, стоимостью масштаба миллиарда евро, потребует 50% увеличения финансирования за 10 лет.

http://www.aspera-eu.org/index.php?option=com_content&task=blogsection&id=10&Itemid=87

Ближе к звездам

11 июня 2008 г с мыса Канаверал, США, ракетой Дельта II на круговую околоземную орбиту высотой 550 км запущена установка для исследования космического гамма-излучения GLAST (The Gamma-ray Large Area Space Telescope).

Основным инструментом этой установки является широкоапертурный гамма-телескоп, состоящий из конвертора гамма-квантов с трековым детектором и электромагнитного калориметра. Этот телескоп позволяет измерять характеристики гамма-квантов в диапазоне энергий от 20 МэВ до 300 ГэВ. Для исследования меньших энергий от 20 кэВ до 30 МэВ применен другой детектор, предназначенный главным образом для детектирования гамма-вспышек.

Установка GLAST позволит измерять с рекордной чувствительностью характеристики гамма-излучения от самых различных источников – звезд, сверхновых, черных дыр, от взаимодействия космических лучей с межзвездной средой. На сегодня известны сотни таких источников. Проект GLAST позволит открыть и изучить тысячи.

Этот проект осуществляется благодаря сотрудничеству НАСА и Департамента энергетики США при участии Франции, Германии, Италии, Японии и Швеции.

http://www.aspera-eu.org/index.php?option=com_content&task=view&id=264&Itemid=97

Конференции в 2008 году

Рабочее совещание «Взаимодействия легких ионов с ядрами»

18–20 июня 2008 г. в ГНЦ ИФВЭ состоялось третье международное рабочее совещание LINC-2008 по проблемам ускорения, вывода ионных пучков и физической проблематике изучения взаимодействий легких релятивистских ионов с ядрами на ускорительном комплексе ИФВЭ. В работе Совещания приняло участие более 50 специалистов из 10 различных научных центров и университетов Германии, Ирана, Норвегии, Польши, России, Румынии и Японии. На совещании были заслушаны и обсуждены 25 докладов по указанной тематике, в том числе двенадцать обзорных докладов, обсуждены перспективы исследований ион-ядерных взаимодействий на ускорителе У70, а также рассмотрены конкретные предложения экспериментов для базовых установок, которые предполагается эксплуатировать в рамках ионной программы в ИФВЭ. Интерес к исследованиям в ИФВЭ, прежде всего, связан с уникальным диапазоном энергий ионных пучков, который будет доступен на ускорительном комплексе ИФВЭ уже, начиная с 2010 г., а также с планируемыми прикладными работами с ионными пучками.

Представленные на совещании доклады, в известной мере условно, можно разбить на пять основных направлений: это статус работ по ионной программе на ускорительном комплексе ИФВЭ, современное состояние исследований сверхплотной ядерной материи вблизи предполагаемой точки фазового перехода в мировых ядерных ускорительных центрах и дальнейшие перспективы этих исследований, последние результаты ионных экспериментов при средних энергиях и предполагаемое развитие этих исследований в связи открывающимися возможностями в ИФВЭ, проблематика и предложения ионных экспериментов в ИФВЭ, включая экспериментальную методику ионных экспериментов.

Программа и статус работ по развитию ионного ускорительного комплекса ИФВЭ были изложены в обзорном докладе С.В.Иванова (ИФВЭ). Первоочередной задачей на ближайшие два года является ввод и ускорение в У70 пучков дейтерия и углерода. При этом для медицинских целей предполагается реализовать режим инъекции и накопления в основном кольце ускорителя D- и C- пучков с энергий 0.455 АГэВ, в то время как для фундаментальных исследований пучки будут ускоряться вплоть до максимально возможной энергии 34 АГэВ. Интенсивность пучков в банче ожидается на уровне 10^{11} и $3 \cdot 10^9$ для дейтронов и углерода со-

ответственно. Важным достижением в направлении реализации ионной программы ИФВЭ в весеннем сеансе 2008 г. явился ввод и ускорение в Бустере пучка дейтронов до номинальной энергии 0.455 АГэВ с интенсивностью $2 \cdot 10^9$ /цикл. Следующий шаг – это ввод и ускорение пучка ионов в ускорителе У70, запланированные на осенний сеанс 2008 г.

Ю.А.Чесноков (ИФВЭ) в своем докладе детально рассмотрел проблему вывода ионных пучков из У70 в каналы экспериментальных установок. Предложено выводить пучки с использованием развитой в ИФВЭ техники изогнутых монокристаллов, что позволит эффективно выводить пучки одновременно на три-четыре установки, расположенные в каналах 8, 22, 4, 2 и 18. Это же оборудование может быть использовано и для вывода протонного пучка на соответствующие экспериментальные установки.

Обсуждению различных эффектов в сверхплотной ядерной материи, возникающей в центральных столкновениях тяжелых релятивистских ионов, было посвящено семь докладов совещания. Физика столкновений релятивистских ядер находится в настоящее время на этапе бурного развития. Интенсивные исследования ведутся в таких научных центрах, как BNL, GSI, KEK, ИТЭФ, ОИЯИ. Список можно продолжить. Одновременно ведется подготовка и качественно новых экспериментов по всестороннему изучению ядерных взаимодействий при сверхвысоких энергиях на коллайдере LHC в ЦЕРН (это, прежде всего эксперимент ALICE), на SPS (эксперимент NA61), а также эксперимент CBM в рамках нового проекта FAIR в Германии, который планируется запустить к 2014 г. Целью последнего эксперимента является детальное изучение сжатой барионной материи при энергиях предполагаемого ее фазового перехода в новое состояние вещества. В экспериментах с фиксированной мишенью, к которым относится и эксперимент CBM, плотность энергии достигает критических значений в центральных столкновениях тяжелых ионов с ядрами мишени при энергиях пучка порядка 30–40 АГэВ. К слову, это как раз энергетический диапазон ионных пучков ускорительного комплекса ИФВЭ. И в этой связи эксперименты по изучению столкновений релятивистских ионов в ИФВЭ являются актуальными и, безусловно, приоритетными.

Возвращаясь к докладам совещания по данной тематике, особо следует отметить обзорный доклад К.Номма (Hiroshima University) о структуре фазового перехода адронной материи в КХД. Основываясь на данных четырех экспериментов на RHIC (STAR, PHENIX, PHOBOS, BRAHMS), он детально аргументировал, что в центральных Au–Au столкнове-

ниях при энергии в системе центра масс 200 ГэВ на нуклонную пару возникает качественно новое состояние материи, предположительно Кварк-Глюонная Плазма (КГП), с высокой плотностью и температурой, а также ярко выраженным коллективным движением. Минимальное необходимое для этого число непосредственно участвующих в столкновении нуклонов в нецентральных столкновениях оценивается при этом по различным наблюдаемым эффектам как равное ~ 90 . Оценки показывают, что физика критического состояний адронной материи будет доступна и для экспериментального изучения в ИФВЭ, если в У70 удастся ускорить ядра ^{40}Ca , ^{56}Fe или ^{59}Ni до энергий порядка 25–34 АГэВ.

Отдельный доклад по коллективным движениям адронов в столкновениях тяжелых ионов по мировым данным был представлен на совещании M.Petrovici (NIPNE, Bucharest). Он подробно остановился на эллиптическом и азимутально-асимметричном потоках. Наблюдаемые коллективные явления являются одной из сигнатур формирования сжатой адронной материи, количественное же изучение их особенностей в зависимости от энергии и центральности столкновений исключительно важно для понимания механизмов, лежащих в основе их формирования. В частности, наблюдаемый на RHIC скейлинг эллиптического потока по числу структурных кварков во вторичных адронах однозначно указывают, что эллиптический поток обусловлен потоком структурных кварков на более ранней стадии эволюции адронной материи.

К.Тувоуниук (Oslo University) подробно рассмотрел другую важную сигнатуру КГП – аномальное подавление выхода J/Ψ в центральных столкновениях тяжелых ионов вследствие деконфайнмента кварков в сжатой адронной материи. Последние данные с RHIC по подавлению J/Ψ в зависимости от скорости указывают на наличие в механизме взаимодействия J/Ψ с ядерной материей нескольких конкурирующих процессов, включая процессы подавления, регенерации и перераспределения J/Ψ в той или иной среде, причем роль каждого процесса меняется с ростом энергии столкновения.

В этой связи следует отметить, что эволюция адронной материи в процессе столкновения релятивистских ядер носит сложный многоплановый характер. На начальном этапе столкновения идет процесс термализации материи, далее фазовый переход предположительно в КГП, затем процесс эволюции КГП и, наконец, охлаждение плазмы, сопровождающееся адронизацией, образованием адронного газа и перераспределением составляющих его адронов. Адроны по завершению процесса перераспределения становятся наблюдаемыми. Эта картина представляет большой интерес для космологии и физики в целом, поскольку предполагается, что именно по такому сценарию эволюционировала материя в зарождающейся Вселенной спустя 10^{-6} сек. после Большого взрыва.

В докладе Л.В.Бравиной (Oslo University) подробно рассмотрены физические основы Универсальной Гидро-Кинетической Модели, которая предназ-

начена для детального описания всех стадий столкновения релятивистских ионов в зависимости от энергии их столкновения и других параметров. Предложенная версия модели описывает ключевые распределения, измеренные в экспериментах на RHIC приблизительно с 10% точностью, что является достаточно хорошим результатом. Модель может быть полезной и для планирования ионных экспериментов в ИФВЭ.

Доклад, представленный на совещании E.G.Gladysz-Dziadus (INP, Krakow), посвящен поиску барионных состояний с большой странностью, т.н. странжелетов, образующихся в странной барионной материи в области фрагментации ядер пучка. Представленная модель основана на данных по образованию Центавро-событий в космических лучах и предсказывает образование указанных объектов в столкновениях тяжелых ионов при энергиях LHC. Отметим, что поиск странжелетов входит в физическую программу эксперимента TOTEM на LHC. Что же касается ионной программы ИФВЭ, то большой интерес представляют события множественного рождения канов. Важным аргументом в пользу такого типа экспериментов в ИФВЭ является аномально большой выход канов по отношению к пионам, известный как $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ -рог (horn), который достигает максимального значения при Серпуховских энергиях.

Наконец, два доклада в рамках обсуждаемого направления были посвящены будущим проектам, которые предназначены для детального изучения ион-ядерных столкновений при энергиях вблизи критической точки фазовой диаграммы сжатой адронной материи. Эксперимент CBM на FAIR находится в стадии активной подготовки. V. Friese (GSI) подробно остановился на физической программе эксперимента и рассказал о статусе ведущихся научно-исследовательских и конструкторских работ по каждому детектору эксперимента. Планируются эксперименты с ионными пучками вплоть до ^{238}U с энергией 10–35 АГэВ и интенсивностью $2 \cdot 10^9$ /сек., частота приема событий системой сбора данных 10^7 /сек., т.е. будут приниматься все события ион-ядерных взаимодействий. Запуск эксперимента CBM планируется на 2014 г.

Концептуальный проект сверхпроводящего ионного коллайдера NICA в Дубне, основанный на Нуклотроне ОИЯИ, представил на совещании А. Сидорин (ОИЯИ). Вместе с планируемым Много-Целевым Детектором, который будет установлен в одном из двух пересечений ионных пучков в коллайдере – это, безусловно, очень интересный проект. Основные параметры ионного коллайдера: тип ускоряемых ионов – от ^2D до ^{238}U , энергия в системе центра масс на нуклонную пару 2–9 ГэВ, светимость до 10^{27} /см².сек. Физическая программа экспериментов находится сейчас в стадии детальной проработки.

Физика пучков радиоактивных ядер – другое перспективное направление для ионной программы ИФВЭ, было представлено на совещании четырьмя докладами. Прежде всего, здесь следует

отметить очень содержательный обзорный доклад С.Н.Ершова (ОИЯИ) по структуре радиоактивных ядер. Важность этого направления для современной ядерной физики характеризуется уже тем, что из более 3600 известных науке ядер менее чем 300 являются стабильными. Наибольший интерес в настоящее время представляют экзотические ядра, находящиеся при предельно возможных значениях Z/A , т.е. нейтронно-дефицитные и нейтронно-избыточные ядра. В этой быстро развивающейся области ядерной физики сейчас больше вопросов, чем ответов. Например, каковы пределы существования ядер в переменных Z и A , какова эволюция ядерного потенциала, оболочечной модели и магических чисел при приближении к границе существования ядер, какова природа экзотических ядер, их кластерные степени свободы и т.д. С.Н.Ершов в своем докладе подробно остановился на природе легких нейтронно-избыточных ядер, таких как ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{11}\text{Be}$, ${}^{14}\text{Be}$, ${}^{17}\text{B}$, ${}^{19}\text{C}$, ${}^{24}\text{O}$ и т.д. Он привел аргументы, что в структуре этих ядер наблюдаются качественно новые эффекты, приводящие к модификации магических квантовых чисел (например, исчезновению магических чисел 8 и 20, но возникновению числа 16), появлению нейтронных гало в нейтронно-избыточных ядрах, к возникновению т.н. Боромеевских ядер (слабо связанных ядер, состоящих из центрального ядра и двух нейтронов, но при этом любая пара из указанных объектов в свободном состоянии связанного состояния не образует) и их аномальной структуре. Для образования и анализа таких ядер используются различные реакции релятивистской дифракционной диссоциации ядер, реакции подхвата нуклонов и развала ядер пучка при взаимодействии с ядрами мишени.

П.И. Зарубин (ОИЯИ) рассказал о проекте БЕККЕРЕЛЬ в Дубне, в рамках которого ведется систематическое исследование кластерной структуры легких стабильных и радиоактивных ядер. В качестве инструмента используются реакции фрагментации ядер с кинетической энергией порядка нескольких ГэВ на нуклон в систему, состоящую из нуклонов и простейших ядер, т.е. ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$. В проекте БЕККЕРЕЛЬ используется эмульсионная методика, которая хорошо себя зарекомендовала для такого класса экспериментов, как имеющая беспрецедентно высокое пространственное разрешение. В докладе рассмотрены дифракционные схемы для ядер ${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^8\text{B}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^9\text{C}$, ${}^{10}\text{C}$, ${}^{11}\text{C}$, ${}^{12}\text{C}$. В этой связи следует отметить, что эксплуатация Серпуховского диапазона энергий также перспективна для постановки фрагментационных экспериментов для легких ядер, поскольку позволяет применять адронную калориметрию для измерения энергетических и пространственных переменных ядерных фрагментов, включая нейтроны, что открывает уникальные возможности для изучения нейтронно-избыточных ядер. Наконец, в качестве яркой экзотики можно здесь упомянуть и поиск гипотетического $4n$ -состояния.

Роль электромагнитного и ядерного взаимодействий в когерентной диссоциации релятивистских

ядер подробно рассмотрел в своем докладе В.Н.Фетисов (ФИАН) на примере диссоциации ядер ${}^7\text{Li}$ с импульсом 3 АГэВ/с по каналу ${}^3\text{H}+{}^4\text{He}$. Показано, что вклады ядерной и электромагнитной диссоциаций хорошо разделяются по перпендикулярному переданному импульсу Q системе ${}^3\text{H}+{}^4\text{He}$. Предсказана осцилляция сечения по переменной Q . Это может представлять интерес и для ионной программы ИФВЭ.

Д.А. Артеменков (ОИЯИ) рассказал о методике анализа эмульсионных данных, используемой в проекте БЕККЕРЕЛЬ, остановился на методике анализа угловых распределений фрагментов, представил результаты физического анализа релятивистской фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2{}^4\text{He} + n$ в периферических столкновениях при энергии 1.2 АГэВ. В докладе, в частности, показано, что в периферических взаимодействиях с ядрами фотоэмульсии ионы ${}^9\text{Be}$ практически полностью диссоциируют через 0^+ и 2^+ состояния $2{}^4\text{He}$ -подсистемы. Проведено сравнение полученных результатов с данными диссоциации ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3{}^4\text{He}$ и ${}^{16}\text{O} \rightarrow 4{}^4\text{He}$. Отметим в этой связи, что в электронных экспериментах на ионных пучках ИФВЭ статистика может быть поднята на 3 порядка величины по сравнению с эмульсионными экспериментами, что позволит выйти на качественно новый уровень точности.

В докладах Г.Б.Шаркова (ИТЭФ), Х.Абрамяна (ОИЯИ) и W.Scheinast (GSI) представлены результаты протон-ядерных и ион-ядерных экспериментов, выполненных в ИТЭФ, ОИЯИ и GSI. Так Г.Б.Шарков представил предварительные результаты эксперимента FLINT по изучению инклюзивных спектров фотонов в ${}^{12}\text{C}+{}^9\text{Be}$ столкновениях на внутренней мишени ускорителя У10 ИТЭФ при энергии 3.2 АГэВ.

Х.У. Абрамян сообщил о возможном наблюдении резонансной структуры с массой $360 \pm 7 \pm 9$ МэВ и шириной 49.2 ± 18.6 МэВ в двухфотонном спектре, полученном на установке PHOTON-2 Нуклотрона ОИЯИ в dC-взаимодействиях при импульсе 2.75 ГэВ/с на нуклон. При этом, как отмечается в докладе, в pC-взаимодействиях при 5.5 ГэВ/с аналогичная структура не наблюдается.

W. Scheinast рассказал о исследовании рождения K^+ и K^- мезонов вблизи порога в pA-столкновениях ($E_p = 1.6, 2.5, 3.5$ ГэВ, $A=C, Au$) в эксперименте KAOS и сравнил их с данными pp-, AA-экспериментов и предсказаниями транспортных моделей. Показано, что для согласования с данными AA-экспериментов необходимо учитывать модификацию масс K^+ и K^- мезонов в ядерной материи. Безусловно, интерес к рождению каонов вблизи порога достаточно большой. В этой связи следует упомянуть и доклад М.М. Firoozabadi (Birjand University), посвященный подпороговому фоторождению каонов на ядрах. В докладе приведены результаты вычисления сечения инклюзивного рождения каонов в модели первого столкновения. Результаты сравниваются с экспериментальными данными.

В заключительной части совещания были представлены доклады по физике ион-ядерных взаимодействий применительно к энергетическому диапа-

зону ионного комплекса ИФВЭ, а также предложения конкретных экспериментов на базе существующих в ИФВЭ установок. В первую очередь здесь следует отметить доклад А.И.Малахова (ОИЯИ), посвященный асимптотике ион-ядерных взаимодействий в реакциях множественного рождения адронов. В докладе анализ данных ведется в терминах инвариантных переменных Балдина-Диденко $b_{ik} = (p_i/m_i - p_k/m_k)^2$. Продемонстрирована высокая эффективность введенных переменных b_{ik} для универсального (автомодельного) описания струй адронов в конечном состоянии нуклон-ядерных и ион-ядерных взаимодействий в широком диапазоне энергий. Дана и обоснована классификация процессов столкновения, согласно которой область значений $0 < b_{ik} < 0.01$ соответствует нерелятивистской ядерной физике, переходная область $0.1 < b_{ik} < 5$ соответствует возбуждению внутренних степеней свободы адронов, а в асимптотической области $b_{ik} \gg 1$ должна, в принципе, проявляться структура кварков. Для экспериментов на фиксированной мишени переходная область начинается при $E_A > 3.5$ АГэВ, а асимптотическая область – при $E_A > 25$ АГэВ. Таким образом, Серпуховский диапазон энергий позволяет проводить детальное изучение переходной и асимптотической областей в ион-ядерных взаимодействиях.

Близкая тематика затронута и в докладе С.С. Шиманского (ОИЯИ), в котором предлагается провести в ИФВЭ эксперименты по исследованию флуктуаций плотности в обычной ядерной материи, поиску цветного кваркового конденсата (конденсата структурных кварков) как квантовых флуктуаций в обычной ядерной материи, наблюдающихся в процессах кумулятивного (подпорогового) рождения частиц и процессах глубоко-неупругого рассеяния на ядрах в области $x > 1$. В качестве инструментов для исследования таких флуктуаций предлагается провести эксперименты по рождению кумулятивных частиц в области $x_T \geq 1$ и эксперименты по исследованию цветовой (ядерной) прозрачности в адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновениях. Отмечается особая важность исследования цветовой прозрачности при энергии первичного пучка 20–30 ГэВ, где вообще отсутствуют экспериментальные данные.

В.В. Аммосов (ИФВЭ) рассказал о подготовке эксперимента СПИН на 8 канале У70 для изучения кумулятивных процессов в столкновениях пучков p , 2D и ^{12}C с ядерными мишенями из водорода, углерода, меди и свинца в диапазоне энергий 10–30 АГэВ. Особое внимание предлагается уделить исследованию корреляций в этих процессах с целью выделения механизмов образования кумулятивных частиц. Установка, безусловно, будет готова к набору данных на ионных пучках ИФВЭ.

Доклад А.А.Волкова (ИФВЭ) посвящен физической программе исследований на установке ФОДС (Фокусирующий Двухплечевой Спектрометр), а также ближайшим планам по модернизации установки с целью двукратного увеличения аксептанса анализирующего магнита спектрометра вместе

с его пропорциональными камерами. Установка в настоящее время находится в рабочем состоянии. Из первоочередных физических задач основное внимание предлагается уделить исследованию эффектов ядерной прозрачности, изучению процессов dA - и CA -взаимодействий при больших поперечных импульсах, изучению корреляций в рождении мюонных и адронных пар в pA - и AA -взаимодействиях, что позволит понять пространственную структуру области взаимодействия. Установка ФОДС после проведения указанной модернизации будет полностью готова к набору экспериментальных данных. Модернизация уже ведется.

С.А. Садовский (ИФВЭ) представил предложение эксперимента по изучению выхода π^0 - и K_S^0 -мезонов в ион-ядерных взаимодействиях на базе установки Гиперон+. В докладе кратко рассмотрен статус установки, и на данных сеанса 2007 г. продемонстрированы возможности установки по изучению инклюзивного образования π^0 -, η -, K_S^0 - и f_2 -мезонов в π^+A -взаимодействиях. Моделирование показало, что ожидаемая загрузка детекторов установки в столкновениях ионов ^{12}C с различными ядрами мишени, вплоть до ядер свинца, не превышает 20–30%, что все еще приемлемо для эффективной реконструкции указанных событий в основных детекторах установки. Это открывает возможности для изучения одноинклюзивных спектров рождения указанных мезонов, равно как и относительного выхода $\langle K_S^0 \rangle / \langle \pi^0 \rangle$ при энергиях вблизи критической точки сжатой адронной материи, т.е. вблизи $\langle K^+ \rangle / \langle \pi^+ \rangle$ -максимума, в зависимости от ядра мишени и центральности ион-ядерных столкновений. Вместе с тем было отмечено, что для проведения такого класса экспериментов установку необходимо дополнить детектором измерения центральности столкновений, который является, фактически, обязательным элементом любого классического эксперимента по изучению ион-ядерных взаимодействий.

Концептуально измерение центральности ион-ядерных столкновений можно проводить несколькими разными способами. На совещании было представлено два доклада по этой тематике. Ю.В. Харлов (ИФВЭ) рассказал о проекте детектора, основанного на регистрации вторичных частиц в области фрагментации мишени. Тогда как в докладе А.С. Садовского (ИЯИ) для этих целей предлагается адронный калориметр с микропиксельным APD фотодетектором, в котором эксплуатируется область фрагментации пучка. Несмотря на хорошие характеристики последнего детектора эта концепция не удобна для экспериментов в ИФВЭ, поскольку, как правило, область фрагментации пучка в экспериментах ИФВЭ занята другими детекторами или конструктивными элементами, как это, например, имеет место в эксперименте ФОДС. Напротив, проект Ю.В. Харлова очень перспективен для экспериментов ИФВЭ.

Итоги совещания были подведены в докладе А.М. Зайцева (ИФВЭ). Развитие работ по ускорению легких ядер позволяет надеяться на начало

экспериментов с ускоренными в У-70 ядрами уже в 2010 г. Что касается экспериментальной части, то возможен вывод ионов на установки ВЕС, СПИН, ФОДС, СВД, а также на установки 22 канала и, возможно, на установку ГИПЕРОН. Эти установки и предполагается эксплуатировать в рамках ионной программы ИФВЭ, адаптировав их к новым задачам. Физическая программа эксперимента ВЕС ориентирована на исследование эксклюзивных каналов в «обратной» кинематике – мезоядер, дибарионных резонансов и, возможно, легких гиперядер. Задачей эксперимента СПИН является изучение кумулятивных процессов. Эти же процессы, но в другой кинематике, могут изучаться и на 22 канале. Основное направление исследований ФОДС – это процессы с большими переданными импульсами в рА- и АА-взаимодействиях. На установках СВД и ГИПЕРОН может быть реализована программа изменения выходов легких мезонных резонансов в центральной кинематической области ион-ядерных взаимодействий на различных ядерных мишенях. Наконец, безусловно, перспективным для ИФВЭ является создание специального канала для изучения дифракционной диссоциации легких ядер, что представляет интерес для ядерной физики и космологии.

Все материалы совещания доступны на сайте совещания <http://hyperon.ihep.su/LINC-2008/>.

С.А. Садовский

Международная конференция Мезон-2008

была проведена в г. Кракове с 6 по 10 июня 2008 г.

Подобные конференции проводятся регулярно с периодом 2 года. По широте охвата ведущихся исследований и по составу участников (172 участника из Европы, Америки, Азии) она сопоставима с конференциями по адронной спектроскопии (конференция HADRON-2001 проходила в Протвино). От исследовательских центров РФ были представлены доклады участниками из ФИАН, Дубны и ИФВЭ.

В докладе от ИФВЭ были представлены результаты эксперимента ВЕС: наблюдение нового распада $f_1(1285) \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ (данный распад нарушает симметрию изоспина) и наблюдение скалярного резонанса в системе $(\omega \phi)$ вблизи порога (данный объект наблюдался ранее в радиационных распадах J/ψ). Эти наблюдения были доложены на семинарах ИФВЭ в марте и в ноябре 2008 г. Материалы конференции будут опубликованы в специальном выпуске International Journal of Modern Physics A.

В.И. Николаенко

Конференция «Конфайнмент-08» прошла 1–6 сентября 2008 г. в г. Майнц (Германия). Конференция посвящена различным вопросам теории сильных взаимодействий. На конференции были представлены результаты работ по направлениям: конфайнмент, деконфайнмент, физика тяжелых кварков, физика легких мезонов, эффективные теории квантовой хромодинамики. В частности, на конференции была представлена рабо-

та сотрудника отдела теоретической физики ИФВЭ В.В. Брагута «Двойное рождение чармониев на В-фабриках в рамках формализма разложения на световом конусе».

Результаты, представленные на конференции показали, что, несмотря на колоссальную сложность квантовой хромодинамики, учёным удалось сделать существенный прогресс в описании различных проявлений сильных взаимодействий. Удалось достичь также существенного прогресса в понимании проблемы тысячелетия – конфайнмента, хотя до полного описания этого интереснейшего явления, по всей видимости, пока еще далеко.

В.В. Брагута

Международный семинар Дифракция 2008

проходил с 9 по 14 сентября во Франции, недалеко от Тулона, в местечке, которое называется Ла Лонд Ле Мор.

Это был пятый семинар из серии Дифракция, который проводится по четным годам, начиная с 2000 года. Целью этих семинаров, собирающих обычно порядка сотни участников, является обсуждение новых экспериментальных и теоретических результатов в области физики сильных взаимодействий. Главными организаторами в этом году были Роберто Фиоре и Жак Соффер.

Основная тема Семинара в 2008 году естественно была связана с ЛНС: обсуждалась экспериментальная программа, теоретические предсказания и модели с прицелом на их проверку при этих энергиях. К сожалению, несмотря на многолетние усилия, прогресс в рамках собственно КХД весьма скромный.

Помимо ЛНС, большие надежды связывают с интересной дифракционной программой на RHIC.

Также докладывались результаты, полученные на действующих ускорителях и экспериментальных установках, и их теоретические интерпретации.

Кроме дифракции как таковой значительная часть докладов была посвящена спиновым явлениям в различных процессах.

В целом, складывается вполне определённое ощущение, что дифракционная тематика обрела «второе дыхание» и всё больше привлекает внимание физического сообщества.

Полная информация о Семинаре Дифракция 2008, его участниках, программе, а также презентации докладов находятся на сайте, адрес которого в сети (<http://www.cs.infn.it/diff2008>).

С.М. Трошин

21-я Российская конференция по ускорителям заряженных частиц

С 29 сентября по 3 октября 2008 года в пансионате «Звенигородский» РАН прошла 21-я Российская конференция по ускорителям заряженных частиц RuPAC-2008. На конференции обсуждались актуальные вопросы развития физики пучков и ускорительной техники в России и за рубежом. Конференция является традиционной и проводится раз

в 2 года. На этот раз мероприятие было организовано и проведено тремя московскими институтами – ФИ РАН им. П.Н. Лебедева, ГНЦ ИТЭФ и ИЯИ РАН при активном участии Научного Совета РАН по проблеме ускорителей заряженных частиц. В конференции приняло участие около 150 представителей ведущих ускорительных центров России и мира. Было представлено 65 устных и 125 стендовых докладов.

Тексты докладов конференции будут размещены в Интернет-ресурсе Joint Accelerator Conference Website (<http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/>), объединяющем сборники трудов всех крупных ускорительных конференций мира. RuPAC вошел в эту глобальную систему с 2004 года. Это обстоятельство определяет формат проведения нашей национальной конференции по ускорителям – устные доклады представляются на русском языке, тогда как все презентации, стендовые доклады и собственно тексты докладов готовятся на английском.

В состав делегации ГНЦ ИФВЭ входило 12 сотрудников. Всего ими было представлено 12 докладов – 2 приглашенных устных, 2 устных и 8 стендовых. Все эти доклады имели, по сути, обобщающий характер и отражали главные стороны основной деятельности ГНЦ ИФВЭ в области физики и техники ускорителей заряженных частиц. Были доложены текущий статус и работы по модернизации ускорительного комплекса ГНЦ ИФВЭ, включая ход выполнения программы ускорения легких ионов. Обобщен многолетний опыт, накопленный при разработке и созданию системы управления ускорительным комплексом У70. Представлены результаты перспективных поисковых работ по использованию дефлекторов на основе изогнутых монокристаллов для управления пучками частиц высоких энергий. Было рассказано о работах по созданию и особенностям эксплуатации уникальной криогенно-вакуумной системы для канала сепарированных К-мезонов новой экспериментальной установки ОКА. Обобщен опыт ГНЦ ИФВЭ в области создания малогабаритных линейных ускорителей протонов на основе принципа ВЧ квадрупольной фокусировки и возможности по использованию этих ускорителей в качестве инжекторов для будущих медицинских синхротронов. Обсуждались научно-исследовательские и инженерно-физические работы по созданию сверхпроводящего кабеля и прототипа сверхпроводящего квадрупольного магнита для синхротрона SIS300 международного проекта FAIR (г. Дармштадт, Германия).

Впервые по результатам конференции были присуждены две молодежные премии за лучшие доклады. Отрадно отметить, что вторая премия и денежный приз достались молодому специалисту из Отделения ускорителя У70 ГНЦ ИФВЭ Алексею Маркину, соавтору доклада "Upgrade of Feedback Loops in Accelerating Cavities of U70". Отныне планируется сделать такой конкурс традиционным. Бюро Совета РАН по ускорителям выступило с инициативой учредить специальную грамоту Академии Наук, вручаемую вместе с премией по итогам конференции RuPAC.

Следующая, 22-я конференция серии RuPAC будет проведена осенью 2010 года в Протвино. Ее организатором будет ГНЦ ИФВЭ.

С.В. Иванов

18 Международный Симпозиум по Спиновой Физике проходил с 6 по 11 октября в США в университете Виржинии в городе Шарлотсвиле. Этот город расположен недалеко от Вашингтона.

Симпозиумы этой серии имеют многопрофильный характер и посвящены всем аспектам изучения спиновых явлений в физике частиц и процессах ядерных взаимодействий. В ИФВЭ спиновые Симпозиумы проводились в 1986 и 1998 годах. Организатором Симпозиума СПИН 2008 был Дан Крэбб, известный своими работами по исследованию спиновых корреляций в упругом протон-протонном рассеянии и специалист в области создания поляризованных мишеней.

О масштабе Симпозиума можно судить по тому, что там было представлено около 300 докладов, посвященных анализу спина нуклона, спиновым явлениям в различных реакциях, ускорению поляризованных частиц, поляризованным мишеням и источникам и изучению спиновых явлений на создаваемых экспериментальных установках. Среди множества результатов, наиболее важным является экспериментальный вывод о нулевом вкладе спина глюонов в спин нуклона.

Подробную информацию о Симпозиуме СПИН 2008 можно найти на сайте Симпозиума:

<http://faculty.virginia.edu/spin2008>.

С.М. Трошин

VII научно-техническая конференция «Молодежь в науке» прошла 28–30 октября 2008 г. в г. Саров. На конференции были представлены работы по следующим тематикам: Теоретическая и математическая физика, Экспериментальная физика, Физика высоких плотностей энергий и направленных потоков излучений, Инженерные науки, Информационные системы, Промышленная, радиационная и экологическая безопасность. ИФВЭ был представлен молодыми учеными:

- ◆ В.В. Брагута с докладом «Изучение эксклюзивного рождения мезонов в процессах электрон-позитронной аннигиляции»;
- ◆ А.О. Чикилев с докладом «Оптимизации лобовых частей сверхпроводящих магнитов слоевого типа»;
- ◆ Д.А. Васильев с докладом «Набор микропроцессорных контроллеров для управления научным и промышленным оборудованием»; А.Ю. Евстифеев с докладом «Особенности построения мощного модульного импульсного модулятора для питания ВЧ-системы линейного ускорителя ионов»;
- ◆ П.Ю. Винокуров с докладом «Таймирование технологических процессов в ускорительном комплексе ИФВЭ».

В.В. Брагута

Награды



Приказом Генерального директора Государственной корпорации «Росатом» С.В.Кириенко от 12.09.2008 г. № 788/К за большой вклад в развитие атомной промышленности и в связи с профессиональным праздником «День работника атомной промышленности» награждены сотрудники ГНЦ ИФВЭ:

- ◆ Ажгирей Игорь Леонидович, начальник лаборатории – нагрудным знаком «Академик И.В. Курчатов» 4 степени,
- ◆ Гаркуша Валерий Иванович, начальник отдела – нагрудным знаком «Академик И.В. Курчатов» 3 степени,
- ◆ Федотов Юрий Сергеевич, начальник отдела – нагрудным знаком «Е.П.Славский».



Старший научный сотрудник Отдела теоретической физики ГНЦ ИФВЭ Брагута Виктор Валериевич удостоен премии 2008 года Европейской Академии наук для поощрения и поддержки наиболее талантливых молодых ученых России за цикл работ «Изучение волновых функций чармониев на световом конусе».

На конкурс был представлен результат исследований волновых функций чармониев, опубликованный в ведущих научных журналах в виде 3-х статей. Выполненный автором анализ позволил разрешить долго существовавшее противоречие между теорией и результатами экспериментов Belle и Babar по эксклюзивному рождению чармониев. Премия Европейской Академии наук является одной из престижных премий, присуждаемых молодым учёным.

На конкурс был представлен результат исследований волновых функций чармониев, опубликованный в ведущих научных журналах в виде 3-х статей. Выполненный автором анализ позволил разрешить долго существовавшее противоречие между теорией и результатами экспериментов Belle и Babar по эксклюзивному рождению чармониев. Премия Европейской Академии наук является одной из престижных премий, присуждаемых молодым учёным.

Пожелаем нашим награждённым дальнейших успехов и плодотворной деятельности.

Нобелевская премия по физике – за физику элементарных частиц!



7 октября 2008 года в Стокгольме Шведская королевская академия наук объявила лауреатов Нобелевской премии по физике. Ими стали Юичиро Намбу, Макото Кобаяши и Тошихиде Маскава.

С именем Намбу связан один из наиболее часто употребляемых терминов в физике частиц (и не только): «спонтанное нарушение симметрии». В частности, это явление лежит в основе знаменитого «механизма Хиггса», связанного с причиной масс частиц. В 1961 г. в «Физикл Ревью» появились подряд две статьи Намбу (вместе с его соавтором Йона-Лазинио), в которых предлагался совершенно новый взгляд на теорию нуклонов и мезонов, опирающийся на идеи незадолго до этого выдвинутой теории сверхпроводимости (Боголюбов, Бардин-Купер-Шриффер). Мезоны возникали как связанные состояния «нуклонов», благодаря «спонтанному нарушению киральной симметрии». Эти фундаментальные идеи были быстро подхвачены, широко и плодотворно развивались на протяжении многих в области теории сильных взаимодействий. И в наши дни модель Намбу–Йона-Лазинио и её модификации в большом ходу.

Кобаяши и Маскава творчески развили идеи нарушения симметрии в области (электро)слабых взаимодействий в отношении CP-симметрии. Их открытие состояло в том, что невозможно построить согласованную теорию иначе, как с шестью кварковыми ароматами. Это было сделано ими в 1972 г., когда известны были лишь три типа (лёгких) кварков. В последующие годы последовательное экспериментальное обнаружение «остальных» трёх кварков, оказавшихся очень массивными, блестяще подтвердило теоретическое открытие японских теоретиков. «Матрица Кобаяши–Маскава» – одна из несущих конструкций современного физического мировоззрения.

Памяти Василия Васильевича ВЛАДИМИРСКОГО



24 августа 2008 года на 94-м году жизни скончался выдающийся российский физик, член-корреспондент РАН, доктор физико-математических наук, профессор **Василий Васильевич Владимирский**.

Сразу после создания ИТЭФ В.В. Владимирский принимал ключевое участие в расчетах, проектировании и сооружении первого в СССР тяжеловодного реактора, осуществлял научное руководство проектированием и сооружением ряда крупных ядерных установок.

С именем Василия Васильевича связана разработка теории жесткофокусирующих ускорителей и создание на ее основе двух установок мирового уровня. Он руководил разработкой и сооружением ускорителя протонов на 7 ГэВ в ИТЭФ. Вместе с академиком А.И. Алихановым он был инициатором создания и руководил разработкой проекта протонного синхротрона ИФВЭ на 70 ГэВ, который стал самым мощным ускорителем в мире. Значительный вклад сделан В.В. Владимирским в разработку теории линейных резонансных ускорителей. Он – один из авторов открытия «Явления фокусировки пучка заряженных частиц в однородном вдоль оси пучка переменном электрическом поле». Существенный вклад В.В. Владимирский внес в теорию и расчет

динамики пучков заряженных частиц в каналах с жесткой фокусировкой. Совместно с И.М. Капчинским им предложено самосогласованное уравнение, описывающее распространения пучков заряженных частиц в каналах транспортировки пучков, включая кольцевые и линейные ускорители (уравнение Капчинского-Владимирского).

Нейтронные спектрометры на основе магнитного подвеса роторов, открытие эффекта нарушения пространственной четности в испускании нейтронов при делении ядер поляризованными нейтронами, эксперименты по магнитному хранению ультрахолодных нейтронов – это работы В.В. Владимирского с соавторами в физике низких энергий. В последние 20 лет его жизни был разработан сценарий конфайнмента сильной связи, модель хромоманнитного конденсата в квантовой хромодинамике.

На 6-метровом спектрометре МИС ИТЭФ на ускорителе ИФВЭ под руководством В.В. Владимирского выполнялась широкая программа исследований реакций с нейтральными странными частицами в конечном состоянии. В.В. Владимирский был руководителем отдела адронной физики ИТЭФ, заместителем директора ИТЭФ, главным редактором журнала «Ядерная физика». Им создана одна из ведущих научных школ России, из которой вышли многие доктора и кандидаты наук, успешно работающие в области физики ядра и элементарных частиц.

Государственная и Ленинская премии СССР, премия РАН имени Векслера 2000 года, правительственные награды и широкая известность в мире физики – все это отражения плодотворной и многогранной деятельности В.В. Владимирского в науке.

Светлая память о Василии Васильевиче Владимирском навсегда сохранится в сердцах многих поколений физиков.

Памяти Владилена Ивановича КОТОВА



30 августа 2008 г. скончался главный научный сотрудник ИФВЭ, известный ученый и специалист в области физики пучков заряженных частиц и ускорительной техники, доктор физико-математических наук, профессор, Заслуженный деятель науки, лауреат Государственной пре-

мии Российской Федерации **Владилена Ивановича Котова**.

Научную деятельность В.И. Котов начал в 1954 году после окончания физического факультета МГУ в электрофизической лаборатории АН СССР, позже вошедшей в состав вновь образованного Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ). В этот период им был выполнен цикл теоретических работ по исследованию и применению резонансов бетатронных колебаний для вывода ускоренных частиц из циклических ускорителей.

С августа 1964 года В.И. Котов работал в ИФВЭ, сначала в должности начальника лаборатории, а затем – начальника Отдела пучков.

Под его руководством была разработана и создана уникальная система каналов частиц, обеспечившая проведение широкой программы физических исследований на ускорительном комплексе ИФВЭ. В её вошли протяженные каналы с высокочастотной

сепарацией вторичных частиц, обеспечившие чистые пучки каонов, антипротонов и антидейтронов в диапазоне энергий от 10 до 40 ГэВ, единственный в стране нейтринный канал с использованием импульсных параболических линз, пучки электронов и фотонов высоких энергий, мюонов с «мигающей» спиральностью, поляризованных протонов, релятивистских позитрониев и др.

В 1980-е годы в ГНЦ ИФВЭ под руководством В.И.Котова были начаты исследования по созданию дефлекторов на основе изогнутых монокристаллов в каналах частиц и системах вывода пучка из ускорителей. За успешное создание и развитие новых методов управления пучками частиц высоких энергий на ускорителях с помощью изогнутых монокристаллов В.И.Котов с коллегами был удостоен Государственной премии Российской Федерации 1996 г.

В.И.Котов является автором более 150 научных работ и четырех монографий по актуальным проблемам ускорителей и магнитной оптики частиц высоких энергий, в том числе В.П. Карташев, В.И. Котов «Основы магнитной оптики пучков заряженных частиц», Москва, Энергоатомиздат, 1984.

За достигнутые успехи в решении этих проблем В.И. Котов был награжден многими правительственными наградами. Ему было присвоено почетное звание «Заслуженный деятель науки РФ».

Кончина В.И. Котова является невосполнимой утратой для всех сотрудников ГНЦ ИФВЭ и других институтов, которые вместе с ним участвовали в работах по созданию и развитию экспериментальной базы и установок, необходимых для проведения экспериментальных исследований в области физики высоких энергий.

Памяти Александра Семёновича ГУРЕВИЧА



6 августа 2008 года на 61-м году жизни скоропостижно скончался начальник Отдела бустера ОУ У-70 ГНЦ ИФВЭ **Александр Семёнович Гуревич**.

А.С. Гуревич родился 14 ноября 1947 года в городе Шахты Ростовской области в шахтерской семье. В 1972 году окончил Московский

физико-технический институт по специальности инженер-физик.

С августа 1972 г. до последних дней работал в ГНЦ ИФВЭ, где последовательно прошел путь от старшего техника до старшего научного сотрудника и начальника отдела быстрого протонного синхротрона бустера У-1.5. А.С. Гуревич – кандидат физико-математических наук, член Научно-техни-

ческого Совета ГНЦ ИФВЭ, автор более 50-ти научных публикаций.

Александр Семёнович был ведущим специалистом ГНЦ ИФВЭ в области физики пучков заряженных частиц и ускорительной техники. Он внес большой вклад в развитие, модернизацию и успешную эксплуатацию протонных синхротронов У-70 и У-1.5. Им был проведен большой объем расчетно-теоретических и экспериментальных работ по динамике пучка, разработке систем диагностики, кулоновским эффектам и когерентным неустойчивостям, эффектам рассеяния пучка на остаточном газе, коррекцией бетатронных резонансов в У-70 и У-1.5, подготовке У-70 к работе с бустером.

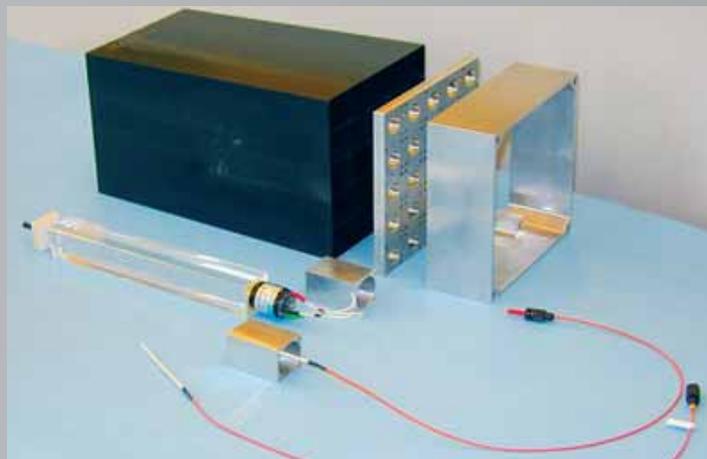
Под его руководством в последние годы были успешно проведены работы по подготовке нового канала перевода и систем инжекции пучков частиц из линейного ускорителя И-100 в бустер У-1.5. Успешно осуществлено ускорение дейтронов в У-1.5, что является заметным шагом в осуществлении программы ускорения легких ионов в ускорительном комплексе У-70 ГНЦ ИФВЭ.

Уход из жизни Александра Семёновича Гуревича, грамотного и квалифицированного специалиста, авторитетного руководителя – это невосполнимая потеря для коллектива Отдела бустера и Отделения ускорителя У-70 ГНЦ ИФВЭ.

Уникальные детекторы, технология и изготовление которых освоены в ГНЦ ИФВЭ

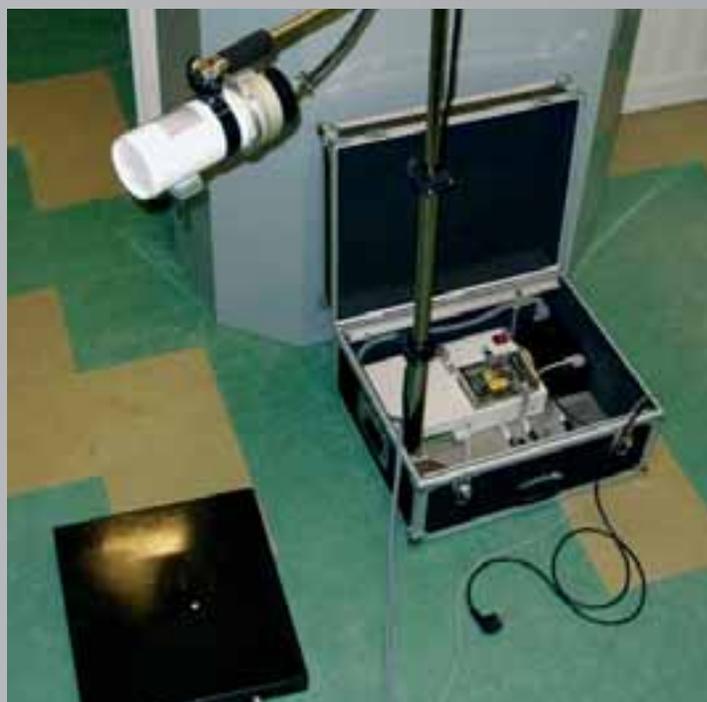


Мониторы потерь пучка представляют собой ионизационные камеры, измеряющие интегральный поток излучения. Камеры помещены в цилиндр из нержавеющей стали. Каждая камера содержит 61 алюминиевый диск толщиной 0,5 мм и заполнена газообразным азотом. Основное требование к мониторам – длительная и надёжная работа в сложных радиационных условиях (суммарная поглощенная доза до $2 \cdot 10^8$ Гр за 20 лет работы).



Электромагнитные калориметры на основе кристаллов вольфрамата свинца (PWO).

Плотность, г/см ³	8,28
Радиационная длина, см	0,89
Коэффициент преломления	2,16
Разрешение по энергии	$\sigma(E)/E = 1,8\%/\sqrt{E} \oplus 0,3\%$



Аппарат переносной рентгеновский малодозовый «АПРМ-01/1».

Число чувствительных элементов GaAs детекторов	1024
Размер чувствительных элементов GaAs детекторов, мм ²	0,2×0,2
Габаритные размеры, в рабочем состоянии (Д×Ш×В), мм	550×450×1500
Габаритные размеры, в транспортном состоянии (Д×Ш×В), мм	550×450×280
Масса не более, кг	30



Модуль «шашлыка» со спиральными волокнами. Разрешение: $\sigma(E)/E = (2,74 \pm 0,05)\%/\sqrt{E} \oplus (1,96 \pm 0,1)\%$



Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт физики высоких энергий

142281, г. Протвино
Московской области,
Площадь Науки, д. 1

www.ihep.su

