



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ



НОВОСТИ ПРОБЛЕМЫ ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ

№ 1(5), 2009



**Высокочастотный
сверхпроводящий резонатор RF2**

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

Фото: Н.В. Шарыкина

Дизайн, печать: «ПРИНТ-Ателье»

Содержание

Автоматические вычисления
в физике высоких энергий
Э.Э. Боос, М.Н. Дубинин1

Дополнительные размерности пространства
и роль космических нейтрино в их обнаружении
А.В. Киселев16

Криогенная система для охлаждения сверхпроводящего сепаратора канала сепарированных каонов
А.И. Агеев, С.С. Козуб, Л.С. Ширшов32

Новости ГНЦ ИФВЭ43

Новости из лабораторий мира44

Конференции в 2009 году46

Награды47

Памяти Адольфа Ивановича МУХИНА48

© 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>

Новости и проблемы фундаментальной физики

Автоматические вычисления в физике высоких энергий

Э.Э. Боос, М.Н. Дубинин (Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ)

Представлен обзор существующих систем автоматических вычислений древесных и петлевых диаграмм Фейнмана, Монте-Карло интегрирования по многомерному фазовому пространству, генерации событий для коллайдеров нового поколения LHC и ILC и других приложений. Наиболее подробно рассмотрены возможности системы **CompHEP**.

Введение

В настоящее время взаимодействия частиц успешно описываются стандартной моделью, которая включает в себя все известные лептоны и кварки и описывает их взаимодействия локализацией группы симметрии $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)$. В то же время стандартная модель рассматривается, скорее, как эффективная теория на масштабе энергии порядка массы топ-кварка $m_t = 172$ ГэВ, а не замкнутая калибровочная теория. Известные трудности с объяснением происхождения поколений фундаментальных фермионов и их смешиваний, большое число свободных параметров, трудности контроля квантовых поправок на масштабах, близких к масштабу большого объединения взаимодействий и открытые вопросы в связи с недавними астрофизическими данными вынуждают расширять состав фундаментальных частиц и группу калибровочной симметрии. По этой же причине физические программы коллайдеров нового поколения LHC и ILC нацелены на изучение эффектов на масштабе энергий порядка нескольких ТэВ.

Многочисленные гипотезы о том, какая именно новая физика могла бы наблюдаться на масштабе ТэВ, включают как существование новых фундаментальных фермионов (например, правых массивных нейтрино), так и существование новых сил (например, модели с Z' , W'), или же проявление дополнительных измерений пространства-времени, а также новые симметрии природы. Минимальная суперсимметричная стандартная модель (МССМ), являющаяся одним из представителей расширенного набора, позволяет решить проблемы объединения взаимодействий и калибровочных иерархий, однако приводит к существенным усложнениям при расчете множества эффектов.

Большое количество экспериментальных данных, полученных в течение последних двадцати лет на e^+e^- -коллайдерах LEP1, LEP2 (CERN) и $p\bar{p}$ -коллайдере **Tevatron** (Fermilab), позволило с высокой точностью измерить массы и константы связи частиц. Например, масса Z -бозона измерена в e^+e^- -столкновениях на LEP1 с точностью, которая сравнима с точностью измерения константы Ферми G_F при распадах частиц. Для осмысленного сравнения

экспериментальных данных с предсказаниями теоретических моделей необходимо точное вычисление квантовых поправок в рамках различных калибровочных теорий. Предсказания подобного рода играли большое значение при обнаружении топ-кварка на коллайдере **Tevatron**, масса которого была сравнительно точно предсказана при сравнении ряда прецизионных данных LEP и SLC с теоретическими расчетами, содержащими квантовые поправки от топ-кварка. Похожая ситуация имеет место в настоящее время для оценки массы бозона Хиггса (хотя здесь она сложнее вследствие более слабой (логарифмической) зависимости квантовых поправок от m_H).

Эксперименты на современных и будущих коллайдерах невозможны без детального моделирования ожидаемых в их детекторах физических процессов. Моделирование физического эксперимента представляет собой сложный, многоступенчатый процесс, который начинается с формулировки калибровочной модели (т.е. задания лагранжиана взаимодействия), с последующим описанием процессов сигнала и фона, расчетом сигнала и фона, и, если необходимо, интерференции между ними на необходимом уровне точности, генерацией событий сигнала и фона с учетом эффектов начального и конечного состояний. Последнее включает в себя свертку с адронными функциями распределения партонов в начальном состоянии и функциями фрагментации для перехода партонов в конечное состояние, а также начальные и конечные излучения. Моделирование должно детально учитывать геометрические характеристики и физические свойства конкретного детектора, а также эффекты многочастичных состояний в сталкивающихся начальных пучках и мультипартоновых состояний в сталкивающихся адронах.

Как известно, прецизионные вычисления в квантовой теории поля основываются почти исключительно на теории возмущений, квантовые эффекты в которой представляются схематически в виде наборов диаграмм Фейнмана. Последние, в совокупности с правилами Фейнмана, определяющими соответствие графических изображений для диаграмм математическим выражениям для наблюдаемых, однозначно соответствуют порядку теории возмущений. В рамках теории возмущений любую модель можно задать, зафиксировав правила Фейнмана для вершин взаимодействия частиц и пропагаторов. Физические процессы рассеяния и распада вычисляются на пути соединения вершин и пропагаторов всевозможным образом, чтобы получить нужные начальное и конечное состояния,

и конструированием соответствующих им математических выражений.

Порядок теории возмущений определяется числом вершин в вышеописанных связках. Если взять определенное начальное состояние, например e^+e^- , то возрастающее число вершин приводит или к все большему числу частиц в конечном состоянии (многочастичные эксклюзивные процессы), или к возрастающему числу замкнутых петель (многопетлевые поправки к рассеянию $2 \rightarrow 2$ или распаду). В первом случае появляются сложные многомерные интегралы по фазовому пространству, необходимые для расчета сечения взаимодействия. Во втором случае возникают сложные интегралы по импульсам в замкнутых петлях, необходимые для расчета многопетлевой поправки.

Вычисления диаграмм с большим количеством внешних линий (полные наборы древесных диаграмм) и диаграмм с большим числом петель представляют собой два различающихся направления развития автоматических вычислений. В настоящем обзоре основное внимание уделяется вычислению диаграмм с большим числом концов (многочастичные эксклюзивные процессы), хотя мы кратко упомянем также и про системы для многопетлевых вычислений.

Первая реализация идеи аналитического расчета при помощи компьютера была осуществлена, по-видимому, в программе *SCHOONSCHIP* [1]. Среди более совершенных программ более общего назначения последующего периода (например, *MACSYMA* [2], *REDUCE* [3] и др.) следует выделить систему *MATHEMATICA* [4]. Однако непосредственным развитием *SCHOONSCHIP* следует признать систему *FORM* [5], приспособленную к специфическим требованиям вычислений в физике высоких энергий. В дальнейшем мы упомянем не столько об этих программах, сколько об их приложениях, лежащих в основе автоматического вычисления фейнмановских диаграмм.

1. Полные наборы древесных диаграмм

Как упоминалось выше, метод теории возмущений и диаграмматическое представление амплитуд в калибровочных теориях хорошо известны и строго обоснованы. Вместе с тем, как показала уже практика описания процессов рождения калибровочных бозонов $W^\pm$ и Z на коллайдере LEP2 (e^+e^- , $\sqrt{s}_{max}=209$ ГэВ, 1995–2002 гг.) [6, 7], исследование

которых являлось центральным вопросом его физической программы, применение метода теории возмущений к расчетам процессов на коллайдерах в стандартной модели и в ее расширениях связано с существенными техническими проблемами.

Известно, что калибровочные бозоны стандартной модели $W^\pm$ и Z , а также t -кварк являются короткоживущими частицами с основными модами распада либо в два лептона/кварка (для $W^\pm$ и Z), либо в три фермиона ($Wb \rightarrow 2$ лептона/кварка + b для распада t), т.е. даже наиболее простые процессы, парное рождение калибровочных бозонов W^+W^- , ZZ или же кварков $t\bar{t}$, приводят к конечным состояниям из четырех или же из шести фермионов. Четырехфермионные состояния дают и процессы рождения бозона Хиггса. Вместе с тем очевидно, что те же самые состояния из четырех или шести фермионов могут появляться за счет амплитуд (диаграмм Фейнмана), в которых нет парного рождения калибровочных бозонов, парного рождения $t\bar{t}$ или же отсутствует бозон Хиггса. Уже в древесном приближении общее число диаграмм Фейнмана при этом составляет десятки или даже сотни.

Несколько примеров четырехфермионных состояний с минимальным и максимальным числом диаграмм Фейнмана для рождения калибровочных бозонов $W^\pm$, Z приведены в табл. 1.

Далее для определенности рассмотрим задачу изучения парного рождения W^+W^- . Аналогичная постановка вопросов справедлива для общего случая эксклюзивной реакции с рождением Z , t , H и т.д. На рис. 1 изображен полный набор 20 древесных диаграмм для четырехфермионного состояния $e^+e^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e \nu_e \bar{\nu}_e$. Из этого набора парному рождению W^+W^- отвечают три диаграммы 1, 2, 3, содержащие по два W -бозона в s -канале. Поэтому эти диаграммы будем далее называть диаграммами сигнала W^+W^- , а оставшиеся – диаграммами неприводимого (интерферирующего) фона (для других состояний см. последние столбцы табл. 1). Тринадцать диаграмм 4–16 содержат по одному W -бозону в s -канале и, таким образом, отвечают одиночному рождению W : $e^+e^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e W^+ \rightarrow e^-\bar{\nu}_e \nu_e \bar{\nu}_e$ или $e^+e^- \rightarrow u\bar{d} W^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e u\bar{d}$.

Четыре лестничные (мультипериферические) диаграммы 17–20 не содержат резонансов в s -канале и не отвечают парному либо одиночному рождению, являясь тем не менее неотъемлемой частью полного набора, без которой он не является калибровочно-инвариантным.

Таблица 1. Количество различных четырехфермионных состояний и число диаграмм сигнала и неприводимого фона для одиночного и парного рождения калибровочных бозонов (без КХД диаграмм с обменом глюонами и диаграмм с бозоном Хиггса). Число диаграмм приводится для каналов (а), (б), (в), (г). Для процесса (в) число диаграмм неприводимого фона наименьшее среди всех четырехфермионных каналов (4), а для процесса (г) – наибольшее (140).

Состояние	Число конечных состояний			Число диаграмм	
	лептонные	полулептонные	адронные	сигнал	фон
Z	6	0	5	1	0
W^+W^-	9	12	4	3	6 для (а), 53 для (б)
ZZ	21	30	15	2 или 4	4 для (в), 140 для (г)
(а) $e^+e^- \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu \nu_\tau \tau^+$, (в) $e^+e^- \rightarrow \nu_\mu \bar{\nu}_\mu \nu_\tau \bar{\nu}_\tau$	(б) $e^+e^- \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e \nu_e^+ e^-$, (г) $e^+e^- \rightarrow e^+ e^- e^+ e^-$.				

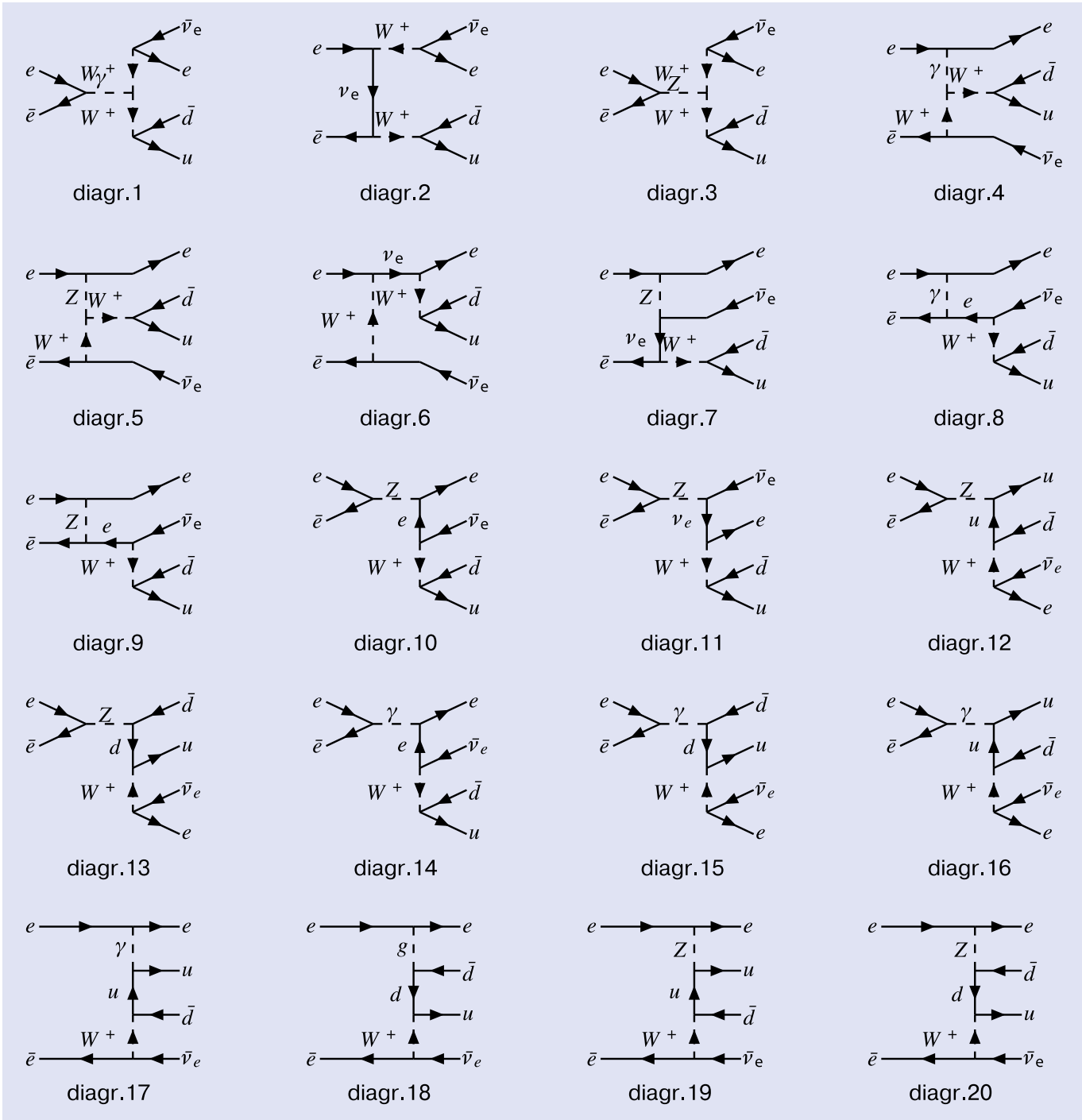


Рис. 1. Полный набор древесных диаграмм для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+\bar{\nu}_e u \bar{d}$.

Таким образом, говорить о возможности экспериментального обнаружения парного рождения W^+W^- можно только в том случае, когда вклады диаграмм одиночного рождения W , диаграмм лестничного типа и их интерференционных членов с диаграммами парного рождения W^+W^- контролируемы и могут быть отделены. Относительные вклады указанных типов диаграмм меняются с энергией (вклад парного рождения убывает, а одиночного – растет, превышая первый при энергиях $\sqrt{s} \sim 300$ ГэВ, характерных для линейных коллайдеров), и их разделение требует точно контролируемых вычислений квадрата суммы всех 20 диаграмм.

Отметим в этой связи, что известное приближение бесконечно малой ширины векторного бозона, основанное на представлении его пропагатора

$$\frac{1}{(p_W^2 - m_W^2)^2 + m_W^2 \Gamma_W^2} \Rightarrow \frac{\pi}{m_W \Gamma_W} \delta(p_W^2 - m_W^2), \quad (1)$$

приводит лишь к полезным оценкам для тех или иных частей сечения. Например, сечение парного рождения W^+W^- имеет вид

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+\bar{\nu}_e u \bar{d}) = \sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-) \times Br(W^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e) \times Br(W^+ \rightarrow u \bar{d}).$$

В этом случае одиночное рождение W не учитывается. Распределения для конечных фермионов, необходимые для описания экспериментальных данных, вообще говоря, получить нельзя. Например, распределение по инвариантной массе $M_{u\bar{d}}$ является в упоминаемом приближении дельта-функцией. Если же взять три диаграммы для парного рождения W^+W^- 1, 2, 3 (рис. 1) с векторными

бозонами вне массовой поверхности $p_W^2 \neq m_W^2$, то соответствующая амплитуда не калибровочно-инвариантна, что является принципиальным недостатком подхода.

Вышеупомянутые трудности возникают для любого пакета, использующего приближение бесконечно малой ширины. Конечно, перечень начальных состояний не исчерпывается только e^+e^- , pp и $p\bar{p}$. Например, сильной стороной проекта ILC является возможность использования коллайдера в нестандартных модах. Помимо моды e^+e^- планируется использовать установку и детекторы в модах γe^- , $\gamma\gamma$ и e^-e^- при возможности высокой степени поляризации пучков. Пучки фотонов генерируются комптоновским рассеянием пучка от лазера назад (см. подробности в [8]). Использование поляризации пучков e^+ , e^- , γ приводит к нетривиальным изменениям сечений рождения соответствующих шести-фермионных состояний для полных наборов диаграмм, изучение которых позволяет выбрать оптимальную комбинацию пучков и их поляризаций.

Таким образом, очевидно, что любой пакет программ для автоматических вычислений должен включать следующие алгоритмы:

- 1) генерации большого числа диаграмм;
- 2) конструирования аналитического выражения для каждой диаграммы на основе некоторого заданного набора правил Фейнмана;
- 3) вычисления аналитического выражения (алгебраическими операциями с индексами, вычислением следов) для амплитуды/квадрата амплитуды процесса, пригодного для дальнейшего интегрирования по фазовому пространству;
- 4) вычисления сечения (или ширины распада) интегрированием по многомерному фазовому объему;
- 5) генерации событий «без веса» для последующего моделирования в детекторе.

Набор программ для моделирования процессов взаимодействия частиц, имеющийся в настоящее время, можно разделить на две основные группы программ (1) системы вычислений, реализующие (полностью или частично) вышеуказанные этапы 1–5 (2) программы вычисления, основанные на базах данных (библиотеках) «готовых» квадратов амплитуд. Программы расчетов процессов взаимодействия частиц, основанные на библиотеках всевозможных матричных элементов, в дальнейшем рассматриваться не будут. Эти программы начинают расчет с этапа (5) вышеуказанной схемы, когда квадрированные амплитуды процессов (как правило, типа распада $1 \rightarrow 2$ и рассеяния $2 \rightarrow 2$) в аналитической форме уже определены в библиотеке, а «настройка» до требуемого многочастичного состояния производится в приближении бесконечно малой ширины, см. формулу (1). Диаграммы неприводимого фона при этом не принимаются во внимание.

Широко известными представителями программ, основанных на библиотеках, являются PYTHIA [9], HERWIG [10] и ISAJET [11]. Обладая целым рядом привлекательных особенностей, к которым

следует, в первую очередь, отнести простоту использования и высокую скорость счета сечения, они вместе с тем не являются достаточно универсальными, поскольку любой процесс за пределами имеющейся библиотеки недоступен для расчета. В библиотеки программ Alpgen [12], TopRex [13], MC@NLO [14] встроены более сложные, интересные с точки зрения физики процессы, не использующие (1). Однако число таких процессов весьма ограничено. Выше уже отмечалось, что для ряда случаев следует аккуратно оценивать точность расчета, использующего приближение бесконечно малой ширины промежуточных частиц.

2. Программы для вычисления многочастичных состояний

Первыми программами для вычисления полных наборов диаграмм, начало разработки которых относится к 1989–1990 гг., являются CompHEP [15], GRACE [22] и HELAS [25]. Программа HELAS впоследствии сменила разработчиков и, начиная с конца 90-х годов, развивалась под именем MadGraph [26].

2.1 CompHEP

Особенностями системы CompHEP [15] по сравнению с другими системами счета полных наборов диаграмм являются:

- (1) Графический интерфейс пользователя (Graphics User Interface – GUI). Управление основными операциями проводится с помощью экранного «меню».
- (2) Унифицированный наглядный формат записи правил Фейнмана, параметров и связей между ними для произвольных калибровочных моделей теории поля. Автоматическая генерация моделей в унифицированном формате, исходя из лагранжианов в пространстве координат с помощью программы LanHEP [17].
- (3) Автогенерация аналитических выражений для квадрата амплитуды процесса в различных форматах. CompHEP не использует метод спиральных амплитуд (см. раздел 2.2.1), суммируя по спиновым состояниям с помощью известного представления для прямого произведения биспиноров

$$\sum_{s=1,2} u(p,s)\bar{u}(p,s) = \frac{p \pm m}{2p_0}$$

с последующим аналитическим вычислением следов произведений γ -матриц.

- (4) Возможность определения параметризации многомерного фазового пространства в соответствии с набором сингулярностей рассматриваемого процесса и регуляризация этих сингулярностей. Эта возможность в сочетании с адаптивными свойствами Монте-Карло интегратора VEGAS позволяет критически увеличить эффективность Монте-Карло интегрирования и генерации событий без веса.

Пример формата записи правил соответствия стандартной модели в калибровке t'Хоофта-Фейнмана показан на рис. 2. В верхней части рисунка

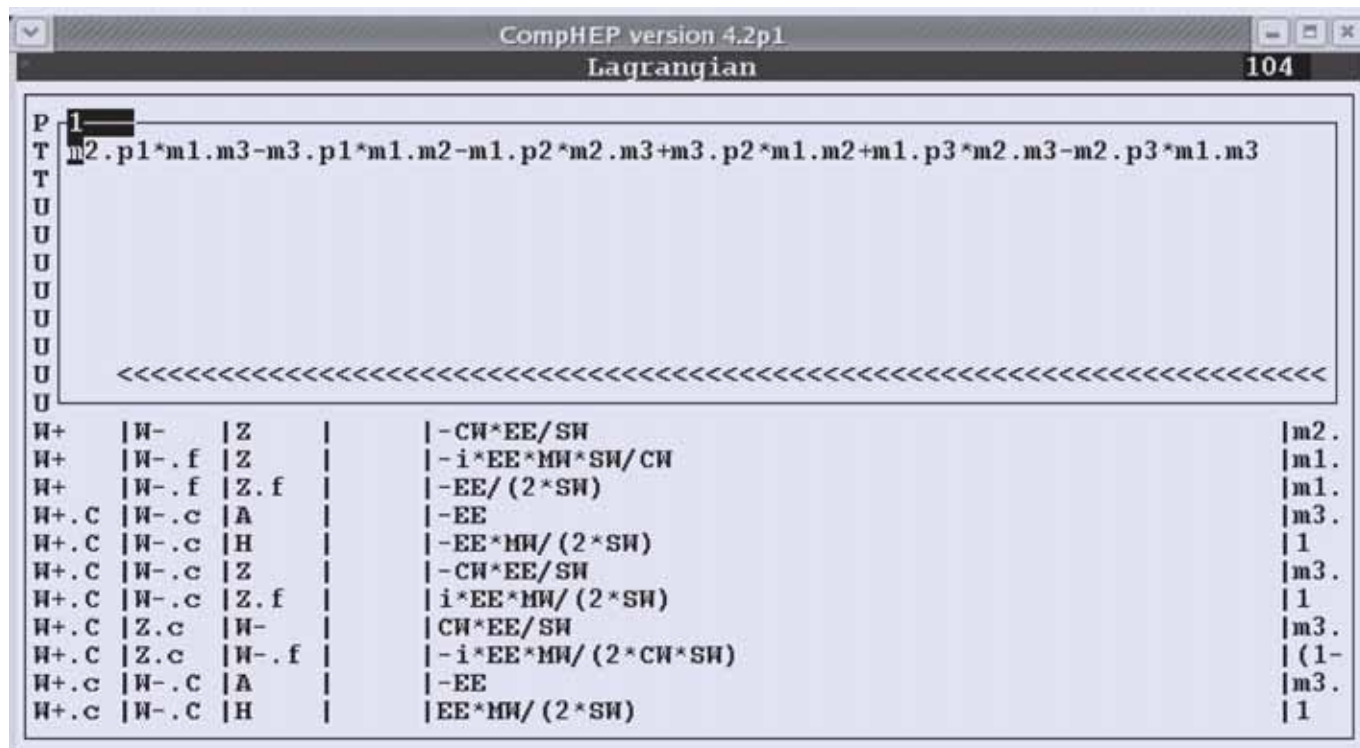


Рис. 2. Формат CompHER записи правил соответствия для стандартной модели в калибровке t'Хоофта-Фейнмана. В окне редактора показана вершина WWZ взаимодействия трех калибровочных бозонов. Вершины $W\text{-}c$, $Z\text{-}c$ соответствуют полям духов, $W\text{-}f$, $Z\text{-}f$ обозначают нефизические скалярные поля.



Рис. 3. Форматы вывода квадрата амплитуды CompHER.

открыто окно редактирования правил соответствия, где можно видеть знакомое выражение для пространственно-временной структуры вершины WWZ . В обозначениях **CompHEP** $m3.p2=p_{2m3}$, $m1.m2=g_{m1m2}$ и т.д.

CompANAL версии 4 предоставляет возможности записи аналитического выражения для квадрата амплитуды в форматах REDUCE [3], MATHEMATICA [4] и FORM [5], см. подробности об этих системах

в конце Введения. Данные возможности (рис. 3) рассматриваются в настоящее время как дополнительные к основной Монте-Карло структуре CompHEP, когда после записи кодов в формате **ANSI C** производится численное интегрирование и генерация событий.

В случае вычислений сложных процессов с большим количеством внешних линий символьные ответы, как правило, очень громоздки и сами по себе

интереса не представляют. Однако символьные выражения очень полезны для получения формул для сечений и распределений простых процессов с участием новых частиц и взаимодействий. Формулы во многих случаях позволяют лучше понять основные зависимости от новых параметров. Коротко проиллюстрируем это на примере s -канального резонансного рождения нового W' -бозона с распадом в t - и b -кварки [18]. Лагранжиан взаимодействия W' с кварками СМ имеет следующий модельнонезависимый вид:

$$L = \frac{V_{q_i q_j}}{2\sqrt{2}} q_i \gamma_\mu (a_{q_i q_j}^R (1 + \gamma^5) + a_{q_i q_j}^L (1 - \gamma^5)) W'_\mu q_j + \text{H.c.}, \quad (2)$$

где $a_{q_i q_j}^R$, $a_{q_i q_j}^L$ – левые и правые константы взаимодействия; $g_W = e/s_W$; электрослабая константа связи СМ и $V_{q_i q_j}$ – это элемент матрицы смешивания СКМ в СМ. Введение нового W' -бозона и его лагранжиана взаимодействия в **CompHEP** не представляет никаких проблем. Для этого проще всего взять за основу лагранжиан СМ в **CompHEP** в унитарной калибровке и точно в соответствии с W -бозоном СМ добавить новую векторную частицу, заменив на новые имя частицы, а также обозначения для ее массы и ширины, и вместо вершины $G(m3) \cdot (1 - G5)$ ввести в лагранжиан модели (файл **lgrnN.mdl**, где N – номер модели) структуру вида

$$al \cdot G(m3) \cdot (1 - G5) + ar \cdot G(m3) \cdot (1 + G5).$$

Спасая результат символьных вычислений, например, в обозначениях **REDUCE**, легко получить для квадрата матричного элемента основного процесса $u\bar{d} \rightarrow t\bar{b}$ выражение в виде

$$|M|^2 = V_{ub}^2 V_{ud}^2 (g_W)^4 \left[\frac{(P_u P_b)(P_d P_t)}{(s - m_W^2)^2 + \gamma_W^2 m_W^2} + \frac{2a_{ud}^L a_{tb}^L (P_u P_b)(P_d P_t)}{((s - m_W^2)^2 + \gamma_W^2 m_W^2)((s - M_{W'}^2)^2 + \Gamma_{W'}^2 M_{W'}^2)} + \right. \\ \left. + \frac{(a_{ud}^L)^2 a_{tb}^L + a_{ud}^R a_{tb}^R (P_u P_b)(P_d P_t) + (a_{ud}^L)^2 a_{tb}^R + a_{ud}^R a_{tb}^L (P_u P_t)(P_d P_b)}{(s - M_{W'}^2)^2 + \Gamma_{W'}^2 M_{W'}^2} \right] \quad (3)$$

где a_{ud}^L , a_{ud}^R – левые и правые константы связи W' с u, d -кварками, и a_{tb}^L , a_{tb}^R – соответственно левые и правые константы связи W' с t, b -кварками. Случаю так называемого "SM-like" W' соответствуют константы связи W' такие же, как и для стандартного W -бозона, $a_{ud}^L = a_{tb}^L = 1$ и $a_{ud}^R = a_{tb}^R = 0$. С помощью простой программки на языке **REDUCE** можно проинтегрировать квадрат матричного элемента по фазовому объему и получить компактную формулу для сечения этого подпроцесса

$$\sigma(s) = \frac{\pi \alpha_W^2}{12} V_{ub}^2 V_{ud}^2 \frac{(s - M_{W'}^2)^2 (2s + M_{W'}^2)}{s^2} \left[\frac{1}{(s - m_W^2)^2 + \gamma_W^2 m_W^2} + \right. \\ \left. + 2a_{ud}^L a_{tb}^L \frac{(s - m_W^2)(s - M_{W'}^2) + \gamma_W^2 \Gamma_{W'}^2}{((s - m_W^2)^2 + \gamma_W^2 m_W^2)((s - M_{W'}^2)^2 + \Gamma_{W'}^2 M_{W'}^2)} + \right. \\ \left. + \frac{(a_{ud}^L)^2 a_{tb}^L + a_{ud}^R a_{tb}^R + a_{ud}^L a_{tb}^R + a_{ud}^R a_{tb}^L}{(s - M_{W'}^2)^2 + \Gamma_{W'}^2 M_{W'}^2} \right] \quad (4)$$

где $a_W = g_W^2/(4\pi)$. Из приведенных выражений, в частности, видно, что интерференция (средний

член в формулах (3)–(4)) между новым W' - и стандартным W -бозонами пропорциональна произведению только левых констант связи. Этот факт приводит к тому, что из-за отрицательной интерференции экспериментальные пределы на массы W' -бозона оказываются более слабыми для левого варианта взаимодействия [19].

2.1.1 Параметризация N -частичного фазового пространства и регуляризация квадрата амплитуды

Единственными существенными процедурами вне автоматического режима счета **CompHEP**, которые должны проводиться пользователем и критически (в десятки раз) улучшающие время счета и качество результатов, являются процедуры задания кинематической схемы (т.е. параметризации многочастичного фазового объема) и замены соответствующих ей переменных интегрирования. Поскольку эта «точная настройка численного интерфейса» вызывает наибольшее количество вопросов, мы рассмотрим ее подробно на примере уже упоминавшегося канала $e^- e^+ \rightarrow \bar{\nu}_e e^- u \bar{d}$ образования четырех фермионов при энергиях LEP2.

Кинематические схемы **CompHEP** основаны на рекуррентной двухчастичной параметризации сечения [20], которое определено для процесса $2 \rightarrow N$ как

$$\sigma = \frac{N}{4\sqrt{(p_1 p_2)^2 - m_1^2 m_2^2}} (2\pi)^4 \int \delta^4(p_1 + p_2 - \sum_3^{N+2} p_i) \frac{dp_3}{(2\pi)^3 2E_3} \dots \\ \dots \frac{dp_{N+2}}{(2\pi)^3 2E_{N+2}} |M|^2.$$

Представление в виде свертки двухчастичных фазовых объемов для цепочек $p_{ij} \rightarrow p_i, p_j$ ($p_{ij} = p_i + p_j = (E_{ij}, p_{ij})$) использует уравнение

$$\delta^4(p_{ij} - p_i - p_j) d^4 p_{ij} \frac{dp_i}{(2\pi)^3 2E_i} \frac{dp_j}{(2\pi)^3 2E_j} = \\ = \frac{dp_{ij}}{(2\pi)^3 2E_{ij}} \frac{|p_i|}{(2\pi)^3 4E_{ij}} dp_j^2 d\Omega_i,$$

где $d\Omega_i$ – угловая часть dp_i . В системе покоя $p_{ij} = (E_{ij}, 0, 0)$ определяется двухчастичный элемент фазового объема

$$d\Gamma_2(i, j) = \frac{|p_i|}{2\pi)^3 4\sqrt{s_{ij}}} ds_{ij} d\Omega_i,$$

где $s_{ij} = p_{ij}^2$, после чего рекуррентная процедура, на каждом шаге которой выбираются два «незанятых» четырехвектора, приводит к сечению вида

$$\sigma = \frac{\pi N}{2 |p_i| \sqrt{s}} \int |M|^2 d\Gamma_2(I_1, J_1) \prod_{i=2}^{N-1} d\Gamma_2(I_i, J_i).$$

Нормировка $N = 0.39 \cdot 10^9$ pb/ГэВ². Выбор определенной цепочки последовательных расщеплений $p_{ij} \rightarrow p_i, p_j$ из нескольких возможных цепочек должен соответствовать сингулярностям квадрированной амплитуды, которую представим в виде

$$F(x) = f(x) \sum_{i=1}^N g_i(x).$$

Здесь функции $g_i(x)$ имеют сингулярности, соответствующие s - и t -канальным пропагаторам.

После замены переменных (регуляризации)

$$dx = \frac{d\bar{y}}{\sum_{i=1}^N g_i(x(\bar{y}))}, \quad \bar{y}(x) = \sum_{i=1}^N G_i(x),$$

где $G_i(x) = \int g_i(x) dx$ и нормировки на интервал $[0, 1]$ $d\bar{y} = [G(b) - G(a)] dy$, получим

$$\int_a^b F(x) dx = \int F(G^{-1}(y)) J_g^x(y) dy,$$

где якобиан

$$J_g^x(y) = \frac{G(b) - G(a)}{\sum_{i=1}^N g_i(x(y))}.$$

Эффективность введенных таким образом регуляризаций зависит от вида функций $g_i(x)$. Для резонансов в s -канале

$$g_i(s_k) = \frac{1}{(s_k - s_0)^2 + \varepsilon^2}, \quad G_i(s_k) = \frac{1}{\varepsilon} \arctg \frac{s_k - s_0}{\varepsilon}, \quad (5)$$

коллинеарной расходимости первого порядка в t -канале

$$g_i(\cos\theta) = \frac{1}{\cos\theta - c_0}, \quad G_i(\cos\theta) = \ln |\cos\theta - c_0| \quad (6)$$

для расходимости второго порядка

$$g_i(\cos\theta) = \frac{1}{(\cos\theta - c_0)^2}, \quad G_i(\cos\theta) = \frac{1}{\cos\theta - c_0} \text{ и т.д. } (7)$$

Вернемся к процессу $e^- e^+ \rightarrow \bar{\nu}_e e^- u \bar{d}$, полный набор двадцати диаграмм в древесном приближении для которого изображен на рис. 1 (раздел 1.1). На рис. 5 показан набор регуляризаций для кинематической схемы рис. 4, адекватной сингулярностям амплитуды процесса $e^- e^+ \rightarrow \bar{\nu}_e e^- u \bar{d}$.

Кинематическая схема для процесса $e^- e^+ \rightarrow \bar{\nu}_e e^- u \bar{d}$ (рис. 4) построена следующим образом: сначала выбираем расщепление на две группы, электрон e^- (частица номер четыре в списке частиц рассматриваемого процесса $2 \rightarrow 4$) и кластер $(\bar{\nu}_e u \bar{d})$ (частицы 3, 5, 6 в списке). Это отражено в первой строке кинематической схемы. Затем расщепляем кластер $(\bar{\nu}_e u \bar{d})$ на нейтрино $\bar{\nu}_e$ (частица 3) и пару кварков $u \bar{d}$ (частицы 5, 6), см. вторую строку определения кинематической схемы на рис. 4. В завершение кластер $(u \bar{d})$ расщепляется на пару кварков. Выбор параметризации фазового объема, соответствующий этой схеме, соответствует сингулярностям амплитуды процесса, наиболее существенными из которых являются t -канальный полюс первого порядка $1/t$ для рассеяния электрона вперед (см. диаграммы номер 4, 8, 17, 18), а также s -канальные полюса второго порядка, соответствующие распадам W -бозона в пары $\bar{\nu}_e e^-$ или $u \bar{d}$ (см. диаграммы 1–16). В соответствии с такой структурой полюсов квадрированной амплитуды для улучшения сходимости адаптивного Монте-Карло интегрирования **VEGAS** при энергии LEP2 $\sqrt{s}=210$ ГэВ используется набор пяти регуляризаций фазового пространства (т.е. пяти замен переменных интегрирования, см. примеры (5)–(7)), показанных на рис. 5. Первая регуляризация, обозначенная символом "14" в левом столбце, сглаживает полюс $1/t$ для переданного импульса $t=(p_1-p_4)^2$, а две последние регуляризации, "34" и "56", сглаживают полюса W -бозонов. В дополнение список содержит регуляризации, обозначенные символами "145" и "146", необходимые для t -канальных полюсов второго порядка u, d -кварков $(p_1-p_4-p_5)^2$ и $(p_1-p_4-p_6)^2$ соответственно, которые присутствуют в лестничных диаграммах

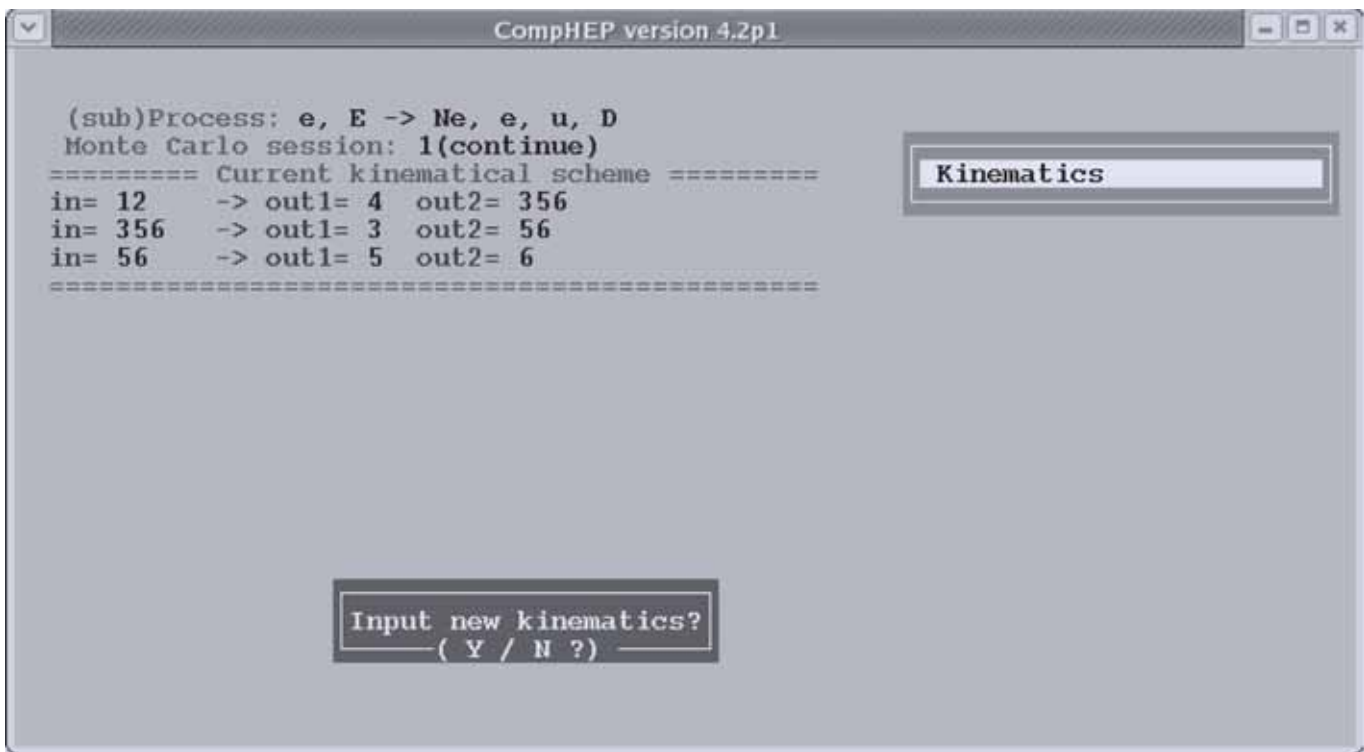


Рис. 4. Формат **CompHEP** параметризации четырехчастичного фазового объема для процесса $e^+ e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^- u \bar{d}$. Полный набор диаграмм изображен на рис. 1.



Рис. 5. Формат CompHEP необходимого набора регуляризаций квадрата амплитуды процесса $e^+e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^- u \bar{d}$. Полный набор диаграмм см. рис. 1.

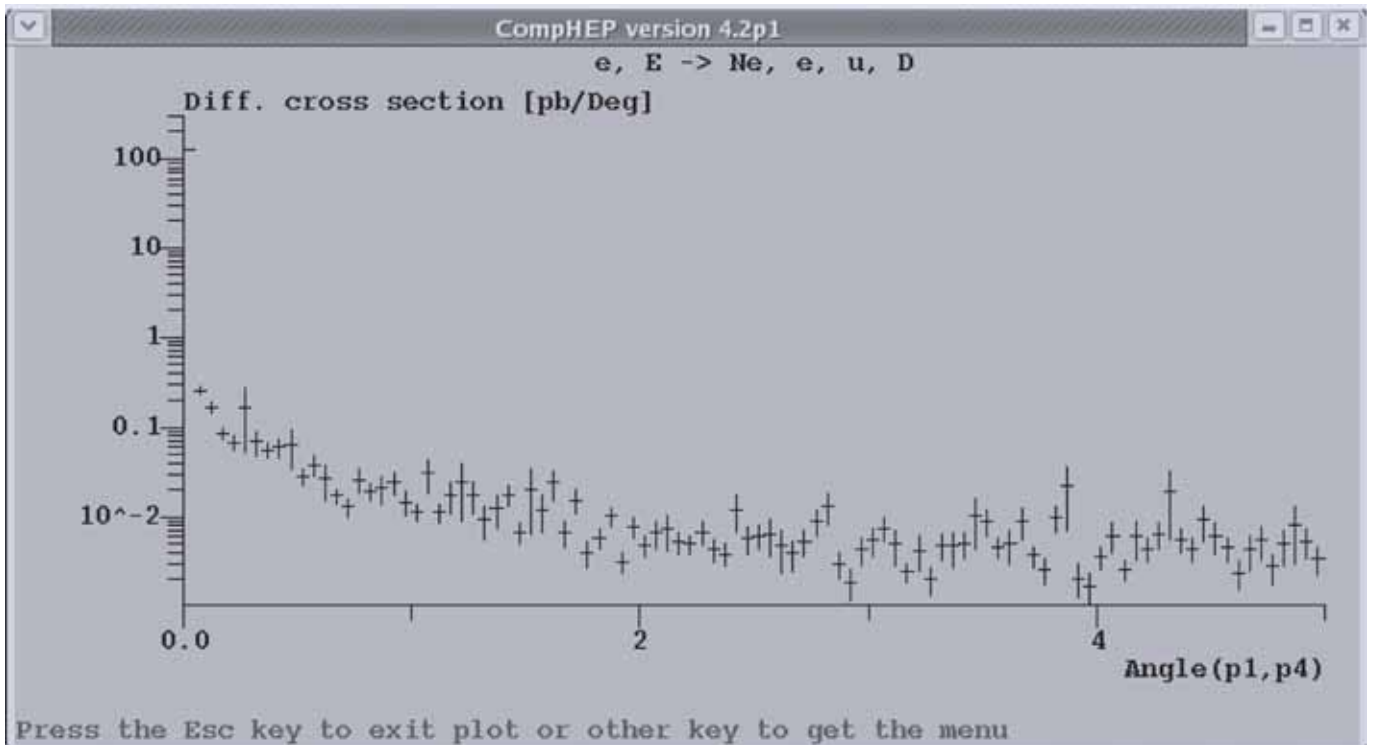


Рис. 6. Распределение по углу рассеянного e^- для процесса $e^+e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^- u \bar{d}$. Полный набор диаграмм см. на рис. 1. Интегратор CompHEP использовал две последовательности десяти Монте-Карло итераций по 50 тыс. точек каждая, после первой последовательности статистика устранилась, оставляя только адаптивную «решетку». Сечение в первом бине 102 pb/degree, всего 100 бинов от 0 до 5 градусов.

17–20 на рис. 1. Остальные сингулярности амплитуды (например, s -канальный Z -пик "12") находятся вне кинематической области при используемой энергии.

Отметим, что полюс по переменной $t=(p_1-p_4)^2$ первого порядка, что отражено в последней колонке "Power" на рис. 5. Хотя в амплитуду процесса

$e^+e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^- u \bar{d}$ входит пропагатор $1/t$, т.е. в квадрированной амплитуде появляется фактор $1/t^2$, вторая степень t в знаменателе сокращается при суммировании двадцати диаграмм. Сокращение двойного полюса происходит вследствие $U(1)_{em}$ калибровочной инвариантности амплитуды и известно под названием «калибровочное сокращение». В связи

с тем, что кинематическое ограничение для минимального (по абсолютной величине) переданного импульса $t_{min} = -m^2(M^2/s)_2$, где $M^2 = (p_3 + p_5 + p_6)^2$, масса электрона $m = 0.511$ МэВ, наличие полюса второго порядка $1/t^2$ привело бы, очевидно, к неунитарному поведению полного сечения $\sigma = \int dt/t^2 : s^2$, в то время как полюс первого порядка обеспечивает правильный логарифмический рост сечения с энергией.

Очень существенно, что калибровочное сокращение может нарушаться, когда вместо пропагаторов, хронологических произведений в амплитуду, подставляем пропагаторы Брейта-Вигнера (с конечной шириной, см. (1)). Это может привести к ошибочному численному результату для полного сечения, который, очевидно, на несколько порядков может отличаться от истинного. Для того чтобы обеспечить калибровочные сокращения, в системе **CompHEP** предусмотрена опция "**Width scheme: Overall**". Ее необходимо «включить» в рассматриваемом случае процесса $e^+e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^- u \bar{d}$. Подробности для калибровочных сокращений в амплитудах и точных пропагаторов можно найти в [21].

Отметим высокое, недостижимое для многих других систем качество реконструированных распределений при расчете без кинематических обрезаний (граница фазового объема регулируется t_{min}), находящихся на пределе возможностей двойной точности **REAL*16**. Угловое распределение для электрона вперед приведено на рис. 6. Для достижения высокой точности амплитуда должна вычисляться при конечных массах фермионов (даже если некоторые из масс пренебрежимо малы). В частности, приближение $m_e = 0$, обычное для формализма безмассовых спиральных амплитуд, приведет к расходящемуся полному сечению для всей кинематической области.

Исходные коды системы **CompHEP** распространяются свободно (требуется регистрация) с сайта. **CompHEP** web page: <http://comphep.sinp.msu.ru>

2.2 GRACE

Система **GRACE** [22] реализована на языке FORTRAN. Она не имеет интерактивного GUI интерфейса, т.е. пользователю нужно формировать задание для счета при помощи специальных команд в управляющем файле. Общая архитектура системы **GRACE** напоминает архитектуру **CompHEP**, однако имеются существенные различия в модулях генерации диаграмм и модуле вычисления амплитуд (который имеет отдельное название **CHANEL**, см. [23]). Для любого заданного процесса производится генерация не только полных наборов древесных диаграмм, но также и однопетлевых. Для вычислений полных наборов древесных диаграмм, которое возможно в автоматическом режиме, используется метод спиральных амплитуд.

Ввиду большой распространенности этого формализма мы остановимся на некоторых деталях в следующем разделе. Автоматической генерации переменных фазового пространства нет, пользователь должен выполнить соответствующие операции

вручную. Численное Монте-Карло интегрирование проводится с помощью адаптивного интегратора **BASES** [24], который по используемым подходам аналогичен интегратору **VEGAS** [16]. Модуль генерации событий без веса называется **SPRING**.

2.2.1 Численные вычисления методом спиральных амплитуд

Приведем минимальный набор формул для вычислений с помощью метода спиральных амплитуд. Спиральные состояния для безмассового фермиона (а не антифермиона) с импульсом p имеют вид

$$\xi_{\lambda}(p) = p \xi_{-\lambda}(k_0) / \sqrt{2(pk_0)},$$

где $\lambda = \pm 1$ определяет спиральные состояния, а k_0 выбирается так, чтобы спинор $\xi_{\lambda}(k_0)$ удовлетворял известному соотношению для проекционного оператора на спиральное состояние

$$\xi_{\pm}(k_0) \bar{\xi}_{\pm}(k_0) = \omega_{\pm} k_0,$$

где $\omega_{\pm} = (1 \pm \gamma_5)/2$. Состояние для фермиона с положительной спиральностью определяется соотношением

$$\xi_{+}(k_0) = k_1 \xi_{-}(k_0),$$

где k_1 выбираем так, чтобы $k_1^2 = -1$ и $k_1 k_0 = 0$, что обеспечивает выписанное выше соотношение для проекционного оператора на спиральное состояние. Таким образом, состояние для безмассового фермиона удовлетворяет условию

$$\xi_{\pm}(p) \bar{\xi}_{\pm}(p) = \omega_{\pm} p.$$

Спиральное состояние антифермиона отличается знаком от состояния фермиона с идентичной спиральностью. Определим биспинор для безмассового фермиона и антифермиона формулой $\bar{\xi}^{\rho}(h, p) = \xi_{rh}(p)$, где $\rho = +1$ для фермиона и $\rho = -1$ для антифермиона. Тогда с помощью вышеприведенных формул вершину взаимодействия фермион-фермион-векторный бозон FFV можно записать в виде

$$\bar{\xi}^{\rho}(h', p') \epsilon(q) \Gamma \xi^{\rho}(h, p) = \delta_{\rho h', h} A_{\rho h}(B_1 - i p h B_2),$$

где $\Gamma = A_+ \omega_+ + A_- \omega_-$ ($A_{\pm}$ константы связи для лево- и правоспиральных вершин) и B_1, B_2 имеют вид

$$B_1 = [(k_0 p')(\epsilon p) - (k_0 \epsilon)(p p') + (k_0 p)(p' \epsilon)] / \sqrt{(k_0 p')(k_0 p)},$$

$$B_2 = \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k_0^{\mu} \epsilon^{\nu} p^{\rho} p'^{\sigma} / \sqrt{(k_0 p')(k_0 p)}.$$

Для практических вычислений удобно выбрать четырехвектор k_0 , например в виде $(1, 1, 0, 0)$, тогда B_1 и B_2 упрощаются. Подобного рода представления можно выписать и для массивных фермионов [23], с их помощью любая амплитуда может быть записана с помощью блоков **FFV**, **FFS**, **VVV** и т.д. и вычислена численно в заданной точке фазового пространства с последующим возведением этого числа в квадрат для вычисления сечения или ширины распада. Аналитические выражения для квадрата матричного элемента в рамках метода спиральных амплитуд отсутствуют.

Исходные коды системы **GRACE** не распространяются. **GRACE** web page: <http://minami-home.kek.jp/>

2.3 MadGraph/MadEvent

В основу системы **MadGraph** [26] заложены реализованные на языке FORTRAN процедуры вычисления спиральных амплитуд **HELAS** [25] в стандартной модели, с помощью которых спиральные амплитуды для произвольной древесной диаграммы могут быть вычислены последовательностью команд **CALL SUBROUTINE**. Библиотека **HELAS**, первоначально не имевшая модуля для генерации и рисования диаграмм, была позднее существенно расширена и дополнена необходимым образом [26]. В настоящее время система предоставляет возможности расчетов полных наборов древесных диаграмм не только стандартной модели, но и МССМ [27] с последующей генерацией событий без веса [28]. Современный статус системы описан в работе [29].

Основные разработки последнего времени включают в себя:

- (1) Алгоритмы генерации партонного ливня, иницированного конечным кварком/глюоном жесткого процесса столкновения (так называемого *jet matching*) в рамках схемы, основанной на процедуре MLM [30]. Эволюция партонного ливня в приближении главных логарифмов КХД задается алгоритмами пакета **PYTHIA**.
- (2) Расширение алгоритмов генерации партонного ливня на нелидирующие поправки КХД (NLO).
- (3) Надстройку цепочек многочастичных распадов, актуальную для рождения суперпартнеров.
- (4) Возможности использования параллельных процессоров.

По аналогии со связкой **CompHEP/LanHEP** создается пакет **FeynRules** автоматической генерации правил Фейнмана для лагранжианов нестандартных моделей, которые имели бы необходимый формат для считывания системой **MadGraph**.

Исходные коды системы **MadGraph** не распространяются. Пользователю предлагается запустить свое задание на сторонних компьютерах, используя спецификацию интересующего его процесса на одном из сайтов **MadGraph**.

MadGraph web page:

<http://madgraph.hep.uiuc.edu/>

2.4 Другие системы

К системам вычисления полных калибровочно-инвариантных наборов древесных диаграмм, разрабатывавшимся в более поздний период начиная с конца 1990-х – начала 2000-х годов следует отнести **O'Mega** [31] и **SHERPA** [33].

Система **O'Mega** [31] осуществляет существенную оптимизацию при суммировании большого количества диаграмм Фейнмана полного набора, что приводит к увеличению скорости счета и хорошей сходимости Монте-Карло итераций. Оптимизация основана на алгоритмах выделения калибровочно-инвариантных поднаборов диаграмм, содержащихся в полном наборе [32]. Возможны вычисления сечений как в стандартной модели, так и в МССМ. Довольно просто можно включить вершины, соответствующие эффективным лагранжевым членам

размерности равной или более четырех (аномальные вершины взаимодействия трех и четырех калибровочных бозонов содержатся в распространяемой версии как пример). Генерация событий без веса осуществляется с помощью приданного пакета **WHIZARD**. Исходные коды системы **O'Mega** распространяются свободно.

O'Mega web page:

<http://theorie.physik.uni-wuerzburg.de/~ohl/omega/>

Система **SHERPA** [33] основана на библиотеке спиральных амплитуд **AMEGIC++** [34]. Помимо стандартной модели и МССМ она предоставляет «встроенные» возможности счета в моделях с дополнительными измерениями. Алгоритмы генерации партонного ливня, иницированного конечным кварком/глюоном жесткого процесса столкновения (*jet matching*)), основаны на схеме **CKKW** [35],

SHERPA web page: <http://www.sherpa-mc.de>

2.5 Приложения программ для вычисления многочастичных состояний

Количество работ по вычислениям полных наборов древесных диаграмм в СМ и за ее пределами, начиная с середины 90-х годов, исчисляется тысячами. Поскольку сложно представить их систематическое описание в ограниченных пределах настоящего обзора, мы упомянем лишь наиболее существенные этапы приложений системы **CompHEP**.

В начале 90-х годов энергия e^+e^- -коллайдера LEP2 (ЦЕРН) превысила порог рождения пар W^+W^- , Z^0Z^0 , в результате чего стали рождаться разнообразные четырехфермионные состояния (как чисто лептонные, так и включающие адронные струи). Сечения различных процессов рождения четырехфермионных состояний, а также анализ теоретических неопределенностей и сравнение результатов различных систем и генераторов событий содержатся в обзоре [6]. При сравнении результатов предъявлялись жесткие требования к совпадению результатов как для полных сечений (не более нескольких десятых процента), так и к моментам распределений по кинематическим переменным. В частности, была установлена степень точности приближений пакета **PYTHIA**. Существенными оказались учет конечных масс фермионов, радиационные поправки в начальное состояние и излучение фотонов с большими p_T из начального и конечного состояний. Последний вопрос впоследствии дополнительно рассматривался в [7]. Из числа систем автоматических вычислений участвовали **CompHEP**, **GRACE** и пакеты, основанные на библиотеках спиральных амплитуд. Впоследствии коллаборациями ALEPH, DELPHI, OPAL и L3 в основном использовался пакет **EXCALIBUR** [36]. В итоге был сделан вывод о необходимости пересмотра генераторов, не использующих полные наборы диаграмм.

Большое внимание привлекала возможность наблюдения сигнала бозона Хиггса на LEP2 (особенно в свете известного ограничения МССМ $m_H < m_Z$ в случае малых радиационных поправок). Здесь очень существенно рассчитывать полные на-

боры диаграмм, поскольку сигнал $e^+e^- \rightarrow HZ$ нужно отделить от фонового процесса $e^+e^- \rightarrow ZZ$ при $m_H : m_Z$ и КХД фонов. Вычисление полного набора диаграмм $e^+e^- \rightarrow Zb\bar{b}$ [37] процесса $2 \rightarrow 3$ показало, что неприводимый фон не мал, но интерференция сигнал-фон в этом случае не столь существенна. Интересно отметить, при последующих вычислениях полных наборов диаграмм $2 \rightarrow 4$ для процесса $e^+e^- \rightarrow nu_e \bar{\nu}_e b\bar{b}$ выяснилось [38], что предшествующее моделирование не учитывало диаграмму рождения бозона Хиггса с излучением e^+ , e^- W -бозонов и слиянием $W^+W^- \rightarrow H$, поскольку соответствующая амплитуда отсутствовала в генераторах-библиотеках. Диаграмма с $W^+W^- \rightarrow H$ дает новый (и существенный) вклад для рождения H «под порогом» $m_H < \sqrt{s} - m_Z$, где для вышеупомянутого процесса излучения H из линии Z ("Higgsstrahlung") $e^+e^- \rightarrow HZ$ сечение пренебрежимо мало.

Анализ сигнала бозона Хиггса на LHC, как показали последующие работы, можно осмысленно проводить только для полных наборов диаграмм, когда есть возможность контроля характерных для pp -коллайдера огромных фонов. В этой связи отметим предложенную в [39] возможность искать сигнал от легкого (масса 115–150 ГэВ) бозона Хиггса в каналах $\gamma\gamma + jet$, где можно добиться лучшего отношения сигнал/фон по сравнению с полностью инклюзивной модой $pp \rightarrow \gamma\gamma X$. В последнее время полное моделирование для коллаборации CMS проводилось и для канала $\gamma\gamma + 2jets$ [40]. Полноценная генерация нескольких миллионов событий без веса, осуществленная в этом канале, использовала возможности **CompHEP** для вычислений на многопроцессорных комплексах, разработанные ранее для моделирования рождения одиночного t -кварка.

Для правильного моделирования t -канального рождения одиночного t -кварка, являющегося доминирующим при энергиях как коллайдера **Tevatron**, так и коллайдера LHC, на основе **CompHEP** был создан специализированный генератор **SingleTop** [41]. Вычисления полных наборов диаграмм с помощью **CompHEP** позволили провести генерацию событий на уровне NLO и правильно воспроизвести все спин-корреляции. Основанный на **CompHEP** генератор **SingleTop** был использован в первом прямом наблюдении сигнала одиночного топ-кварка на коллайдере **Tevatron** в эксперименте D0 [42]. Многочисленные результаты для полных наборов диаграмм рождения t -кварка как в стандартной модели, так и BSM содержатся в работах [43]. Полученные ограничения на константы связи, участвующие в эффективных операторах размерности 6, для LHC и ILC позволяют предсказать области параметров, где возможна регистрация проявления вкладов новой физики.

3. Программы для вычисления петлевых поправок

Вычисление петлевых поправок проводится в основном для пертурбативной КХД. Бегущая константа связи КХД существенно превосходит постоянную тонкой структуры КЭД, но все же достаточно мала

для использования теории возмущений. Достаточно сложно вычислить электрослабые поправки более чем для двух петель даже в стандартной модели, поскольку имеется большое количество возможных промежуточных частиц и масштабов их масс. В КХД калибровочные бозоны безмассовые, а массами легких кварков u, d, c, s во многих случаях можно пренебречь, что облегчает вычисления.

Техника вычислений основывается на размерной регуляризации и схеме минимального вычитания, интегрировании по частям D -размерных интегралов, а также тензорной редукции. Много результатов получено для асимптотических разложений петлевых интегралов.

3.1 FeynArts, FeynCalc, FormCalc, TwoCalc и LoopTools

Программа **FeynArts** [44] генерации петлевых диаграмм написана на языке команд MATHEMATICA и используется в интерактивном режиме. После задания внешних частиц и числа петель программа генерирует всевозможные петлевые диаграммы, после чего для каждой из них конструируется амплитуда перехода, которая может быть вычислена с помощью программ **FeynCalc**, **FormCalc** [45, 46] или **TwoCalc** [47]. Поскольку **FeynArts** работает в оболочке MATHEMATICA, возможны разнообразные манипуляции с результатами.

FeynCalc ориентирована на вычисление однопетлевых диаграмм стандартной модели. После алгебраических преобразований γ матриц и тензорной редукции результат выражается через скалярные интегралы, которые вычисляются в среде MATHEMATICA. По этой причине скорость **FeynCalc** в случае больших промежуточных выражений невелика. Существенное увеличение скорости счета достигается в модификации **FormCalc**, работающей в оболочке FORM. Возможности **FormCalc** ограничены однопетлевыми диаграммами. Пакет **TwoCalc** [47] (реализован на языке MATHEMATICA) представляет собой расширение **FeynCalc** для вычислений двухточечных двухпетлевых диаграмм. Некоторое ограничение типов диаграмм связано с тем, что только для двухточечных амплитуд можно обобщить алгоритм тензорной редукции.

На следующем этапе возможно численное вычисление скалярных однопетлевых интегралов. Для этого предназначен пакет **LoopTools** [46], основанный на более ранней программе FF [48], написанной на языке FORTRAN. Программа **LoopTools** предназначена для среды MATHEMATICA, в которой она осуществляет численный счет для аналитических результатов, полученных с помощью **FeynCalc** или **FormCalc**.

3.2 MINCER и MATAD

Пакет **MINCER** [49] предназначен для среды FORM (первоначальная версия пакета [50] использовала SCHOONSHIP) и может вычислять одно-, двух- и трехпетлевые интегралы для безмассовых частиц, когда только одна из внешних линий несет ненулевой импульс. Конечный результат представ-

ляется в виде ε -разложения (для трехпетлевых диаграмм выводится только конечная часть). Пакет основывается на алгоритме интегрирования по частям и обладает высокой эффективностью. Пакет MATAD [51], также работающий в среде FORM, предназначен для вычисления переходов вакуум-вакуум вплоть до трехпетлевого уровня (все внешние импульсы равны нулю) для промежуточных частиц либо безмассовых, либо обладающих одинаковыми массами. Конечный результат представим в виде ряда по малым массам/импульсам. Область применения обоих пакетов достаточно сильно ограничена.

3.3 Другие программы

В числе программ автоматической генерации диаграмм Фейнмана отметим пакет QGRAF [52], написанный на языке FORTRAN и обладающий хорошим быстродействием. Генерация 10000 диаграмм занимает несколько секунд. Однако нет в наличии графической формы представления результатов, хотя возможны несколько разных форматов для результатов автоматической генерации, которые пользователь может комбинировать со своими правилами Фейнмана вручную.

Удобной программой расчета одно- и двухпетлевых диаграмм является XLOOPS [53]. Для выбранной пользователем диаграммы пакет проводит расчеты с γ -матрицами и сводит результат к скалярным одно- и двухпетлевым интегралам, которые затем вычисляются либо аналитически с помощью системы MAPLE [54] (однопетлевые), либо численно с помощью интегратора VEGAS (двухпетлевые).

Отметим программу для вычисления одно- и двухпетлевых интегралов SHELL2 [55], с помощью которой можно вычислять диаграммы с промежуточными частицами на массовой поверхности. Известным примером такого рода является вычисление двухпетлевой поправки к $g-2$ для электрона.

Были сделаны попытки комбинирования пакетов, упомянутых в настоящем разделе, в рамках единой оболочки. Примером такого рода является оболочка GEFICOM, которая объединяет генератор диаграмм QGRAF, пакеты вычисления петлевых интегралов MINCER и MATAD и специальные программы EXP и LMP [56] асимптотического разложения амплитуд. Результат представляется в виде асимптотического разложения по массовым параметрам, которые разделены в рамках определенной иерархии масс частиц.

К специализированным программам вычисления петлевых поправок следует отнести пакеты для вычисления масс, связей и ширин для бозонов Хиггса двухдублетного сектора MССМ с учетом радиационных поправок (особенно заметными могут быть поправки за счет сектора взаимодействия скалярных суперпартнеров кварков третьего поколения с бозонами Хиггса, содержащего так называемые F - и D -члены мягкого нарушения суперсимметрии). Такими пакетами являются HDECAY [57], FeynHiggs [58] и CPsuperH [59]. Не обладая возможностями генерации событий, эти пакеты вместе с тем являются прецизионными табуляторами аналитических

выражений, определяющих радиационные поправки к массам и ширинам скаляров, что является необходимым для моделирования другими системами. Например, FeynHiggs интегрирован в состав MССМ моделей CompHEP.

HDECAY web page:

<http://people.web.psi.ch/spira/hdecay>

FeynHiggs web page: <http://www.feynhiggs.de>

CPsuperH web page:

<http://www.hep.man.ac.uk/u/jslee/CPsuperH.html>

Существует группа программ для вычисления радиационных поправок к массам и связям частиц MССМ, и сечений их рождения в e^+e^- и pp -взаимодействиях. В нее входят пакеты ILCslepton [60], Prospino [61], SDecay [62], SoftSUSY [63], SPheno [64], SuSpect [65], Susygen3 [66].

ILCslepton web page:

<http://theory.fnal.gov/people/freitas/>

Prospino web page:

<http://pheno.physics.wisc.edu/plehn>

SDecay web page:

<http://lappweb.in2p3.fr/pg-nomin/muehlleitner/SDECAY/>

SoftSUSY web page:

<http://allanach.home.cern.ch/allanach/softsusy.html>

SPheno web page:

<http://www-theorie.physik.unizh.ch/porod/SPheno.html>

SuSpect web page:

<http://www.ippp.dur.ac.uk/montecarlo/BSM/>

www.lpta.univ-montp2.fr/users/kneur/Suspect

Susygen3 web page:

<http://lyoinfo.in2p3.fr/susygen/susygen.html>

Отдельно отметим пакет SloopS [67], с помощью которого осуществляется вычисление полного набора однопетлевых поправок в MССМ. Пакет SloopS является гибридом LanHEP [17] и пакета LoopTools [46]. Первый из пакетов генерирует в автоматическом режиме однопетлевые контрчлены, формат которых пригоден для дальнейших вычислений в рамках FeynArts [44].

3.4 Приложения программ

для вычисления петлевых поправок

«Классическим» примером вычисления третьего порядка КХД α_s^3 являются поправки к наблюдаемой $R(s)=\sigma(e^+e^-\rightarrow\text{hadrons})/\sigma(e^+e^-\rightarrow\mu^+\mu^-)$. После вычисления поправок порядка α_s^3 для случая безмассовых кварков [68] понадобилось более десяти лет для вычисления следующего порядка «вручную» [69], где появляются около ста петлевых диаграмм. При вычислениях «вручную» затруднительно проверить, например, независимость результата от калибровочного параметра. Автоматическая генерация петлевых диаграмм порядка α_s^3 и их автоматическое вычисление [70] были выполнены еще позднее. Вычисление поправок к $R(s)$ порядка α_s^3 в случае массивных кварков [71] связано с вычислением небольшого (менее двадцати) числа петлевых диаграмм, но требует обработки огромных промежуточных аналитических выражений, что проблематично без специализированных систем.

Более сложным примером представляются поправки к распаду бозона Хиггса на два глюона $H \rightarrow gg$, исключительно важные для определения достоверности сигнала $H \rightarrow \gamma\gamma$ в инклюзивной моде на коллайдере LHC. Поправка к $H \rightarrow gg$ порядка α_s дает, как известно [72], сильное уменьшение (на 70%) парциальной ширины, что свидетельствует о необходимости точного вычисления трехпетлевых диаграмм порядка α_s^2 , число которых равно примерно одной тысяче. Это можно сделать в рамках эффективной теории поля для случая $m_H < 2m_W$, когда топ-кварк «отщепляется» (decoupling limit $m_T \rightarrow \text{inf}$). Соответствующие эффективные операторы получены в [73]. Вычисления проводились в рамках оболочки GEFICOM, см. выше.

Еще большее число петлевых диаграмм возникает на четырехпетлевом уровне КХД, который рассматривался при вычислении β -функции (примерно 50000 диаграмм) [74] и аномальной размерности γ_m (приблизительно 2000 диаграмм) [75]. Упомянем также сложные вычисления КХД поправок к $\Delta\rho$ [76] и Δr [77], а также моментов функций распределения партонов [78].

Конечно, список расчетов радиационных поправок не ограничивается только КХД. В частности, важными примерами вычисления двухпетлевых электрослабых вкладов являются аномальный магнитный момент мюона [79] и аномальный дипольный момент нейтрона [80].

Заключение

В течение последних двадцати лет существенно сократилась практика сложных расчетов «вручную» для калибровочных моделей теории поля. Идеология автоматического конструирования амплитуд и точного вычисления обширных наборов диаграмм в теории возмущений, с последующим расчетом распределений и генерацией событий, непосредственно предназначенных для моделирования процессов в детекторах Tevatron, LHC и ILC, продемонстрировала убедительность и эффективность.

Основными направлениями развития последних лет для систем автоматических вычислений стали: (1) реализация вычислений на многопроцессорных комплексах, особенно для моделирования на LHC, где количество процессов взаимодействия партонов, необходимое для учета, исчисляется сотнями; (2) отработка унифицированных форматов файлов для событий; (3) создание интерфейсов к программам моделирования партонных ливней и адронизации, а также к пакетам моделирования детекторов CMS и ATLAS.

В последней версии **CompHEP 4.5** (2009 г.) [15] отработаны системы команд (так называемые скрипты) для проведения (неинтерактивных) вычислений на фермах с параллельными процессорами как в символьной, так и в численной модах. Реализованы как первый унифицированный формат **Les Houches Accord** (LHA) [81] (для передачи событий от систем автоматических вычислений к программам генерации партонных ливней и адронизации **PYTHIA**, **HERWIG**), так и последующие форматы

LHAPDF [82] (для стандартизации функций распределения партонов), **SUSY LHA** [83] (для файлов, содержащих различные суперсимметричные расширения стандартной модели, например **SUGRA** и **GMSB**), а также LHE [84] (основной формат записи для событий без веса). **CompHEP 4.5** поддерживает как старые форматы **cpyth**, так и LHE с описанием в формате **HepML**.

В настоящее время развивается поддержка формата BSM LHA [85]. Для эффективного построения гистограмм-распределений осуществлена генерация командных файлов формата **ROOT**. Обновлены интерфейсы к пакетам **PYTHIA**, **HERWIG**. Завершаются работы по созданию ядра символьных вычислений квадрированных амплитуд на основе системы **FORM** [5]. Версия 5, где будет реализована эта возможность, существенно расширит возможности расчетов в любых нестандартных моделях, позволяя вводить в рассмотрение частицы со спинами 2, 3/2 произвольные мультиплеты групп симметрии и соответствующие электрослабые и цветовые структуры с последующей генерацией событий для сравнения с экспериментальными данными LHC.

Авторы благодарны за финансовую поддержку в рамках грантов NS.1456.2008.2, 08-02-91002-CERN_a, 08-02-92499-CNRS_L_a и АБЦП 3341.

Литература

1. M.Veltman, *SCHOONSCHIP*, CERN preprint 1967, H.Strubbe, Comp.Phys.Comm. 8 (1974) 1.
2. MACSYMA reference manual, version 9, MIT Lab.Comp.Sci., 1977.
3. A.C.Hearn, REDUCE user's manual, version 3.5, RAND publication 1993.
4. S.Wolfram, MATHEMATICA – a system for doing mathematics by computer, Addison-Wesley, New York, 1988.
5. J.A.M.Vermaseren, Symbolic Manipulation with FORM, Computer Algebra Netherlands, Amsterdam, 1991.
J.A.M.Vermaseren, Nucl. Phys. Proc. Suppl., 116 (2003) 343 (hep-ph/0211297).
6. D.Bardin, R.Kleiss et al., in: Physics at LEP2, ed. by G.Altarelli, T.Sjostrand, F.Zwirner, CERN report 96-01, vol. I, Geneva, 1996, p. 3 (hep-ph/9709270).
F.Boudjema, B.Mele et al., in: Physics at LEP2, ed. by G.Altarelli, T.Sjostrand, F.Zwirner, CERN report 96-01, vol. I, Geneva, 1996, p. 207 (hep-ph/9601224).
7. Martin W. Grunewald, Giampiero Passarino et al., in: Reports of the Working Groups on Precision Calculations for LEP2 Physics, CERN report 009-A, Geneva, 2000, p. 1 (hep-ph/0005309).
8. V.M. Budnev, I.F. Ginzburg, G.V. Meledin, V.G. Serbo, Phys.Rept. 15 (1974) 181.
9. T. Sjostrand, S. Mrenna, P. Skands, hep-ph/0603175.
10. G. Corcella, I.G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M.H. Seymour, B.R. Webber, JHEP 0101 (2001) 010 (hep-ph/0011363).

11. F. Paige, S. Protopopescu, H. Baer, X. Tata, hep-ph/0312045.
12. M. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, A. Polosa, JHEP 0307 (2003) 001 (hep-ph/0206293).
13. S.R. Slabospitsky, L. Sonnenschein, Comp. - Phys. Commun. 148 (2002) 87 (hep-ph/0201292).
14. S. Frixione, B. Webber, Cavendish report HEP-06-28 (hep-ph/0612272)
12. E. Boos, V. Bunichev, M. Dubinin, L. Dudko, V. Edneral, V. Ilyin, A. Kryukov, V. Savrin, A. Semenov, A. Sherstnev, CompHEP 4.5 Status Report, arXiv:0901.4757 [hep-ph];
E. Boos, V. Bunichev, M. Dubinin, L. Dudko, V. Ilyin, A. Kryukov, V. Edneral, V. Savrin, A. Semenov, A. Sherstnev, CompHEP 4.4: Automatic computations from Lagrangians to events, Nucl. Instrum. Meth. A534 (2004) 250 (hep-ph/0403113);
A. Pukhov et al, CompHEP – a package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space. User's manual for version 3.3, INP MSU report 98-41/542 (hep-ph/9908288).
16. G. Peter Lepage, J. Comput. Phys. 27 (1978) 192.
17. A. Semenov, LAPTH-1249-08, LanHEP version 3 (arXiv:0805.0555 [hep-ph]); A. Semenov, LAPTH-926-02, LanHEP version 2 (hep-ph/0208011); A. Semenov, Comp. Phys. Commun. 115 (1998) 124; A. Semenov, Nucl. Inst. and Meth. A393 (1997) 293; A. Semenov, INP MSU report 96-24/431, Moscow, 1996 (hep-ph/9608488).
18. E. Boos, V. Bunichev, L. Dudko and M. Perfilov, Phys. Lett. B 655 (2007) 245.
19. V. M. Abazov et al. [D0 Collaboration], Bottom Phys. Rev. Lett. 100 (2008); 211803 [arXiv:0803.3256 [hep-ex]].
20. D. Kovalenko, A. Pukhov, Nucl. Instr. and Meth. A389 (1997) 299. V.A. Ilyin, D.N. Kovalenko, A.E. Pukhov, Int. J. Mod. Phys. C7 (1996) 761 (hep-ph/9612479).
21. Y. Kurihara, D. Perret-Gallix, Y. Shimizu, Phys. Lett. B349 (1995) 367 (hep-ph/9412215).
22. T. Ishikawa, T. Kaneko, K. Kato, S. Kawabata, Y. Shimizu, H. Tanaka, KEK report 92-19, 1993.
23. H. Tanaka, Comp. Phys. Commun. 58 (1990) 153.
24. S. Kawabata, Comp. Phys. Commun. 41 (1986) 127. S. Kawabata, in: New Computing Techniques in Physics Research, Proc. of 2nd International Workshop on Software Engineering, Artificial Intelligence and Expert Systems for High-energy and Nuclear Physics, La Londe Les Maures, France, 13–18 January 1992, p. 745.
25. H. Murayama, I. Watanabe, K. Hagiwara, KEK report 91–11, 1992.
26. T. Stelzer, W.F. Long, Comp. Phys. Comm. 81 (1998) 357 (hep-ph/9401258).
27. G.-C. Cho, K. Hagiwara, J. Kanzaki, T. Plehn, D. Rainwater, T. Stelzer. Phys. Rev. D73 (2006) 054002 (hep-ph/0601063).
28. F. Maltoni and T. Stelzer, JHEP 0302 (2003) 027 (hep-ph/0208156).
29. J. Alwall, P. Demin, S. de Visscher, R. Frederix, M. Herquet, F. Maltoni, T. Plehn, D. Rainwater, T. Stelzer JHEP 0709 (2007) 028 (arXiv:0706.2334[hep-ph]).
30. M.L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini, R. Pittau, A.D. Polosa, JHEP 07 (2003) 001 (hep-ph/0206293).
31. M. Moretti, T. Ohl, J. Reuter, hep-ph/0102195.
32. E. Boos, T. Ohl, Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 480 (hep-ph/9903357).
33. T. Gleisberg, S. Hoche, F. Krauss, A. Schalicke, S. Schumann, J. Winter, JHEP 0402 (2004) 056 (hep-ph/0311263).
34. K. Hagiwara, W. Kilian, F. Krauss, T. Ohl, T. Plehn, D. Rainwater, J. Reuter, S. Schumann, Phys. Rev. D73 (2006) 055005 (hep-ph/0512260).
35. S. Catani, F. Krauss, R. Kuhn, B.R. Webber, JHEP 0111 (2001) 063 (hep-ph/0109231).
36. F.A. Berends, R. Kleiss, R. Pittau, Nucl. Phys. B426 (1994) 344.
37. E.E. Boos, M.N. Dubinin, Phys. Lett. B308 (1993) 147.
38. E.E. Boos, M.N. Dubinin, L.V. Dudko, Int. J. Mod. Phys. A11 (1996) 5015.
39. S. Abdullin, M. Dubinin, V. Ilyin, D. Kovalenko, V. Savrin, N. Stepanov, Phys. Lett. B431 (1998) 410. M.N. Dubinin, V.A. Ilyin, V.I. Savrin, CMS Note 97–101, 1997.
40. M. Dubinin, V. Litvin, Y. Ma, H. Newman, M. Pieri, CMS Note 2006/097, 2006; M.N. Dubinin, CMS Note 2001/022, 2001
41. E. E. Boos, V. E. Bunichev, L. V. Dudko, V. I. Savrin and A. V. Sherstnev, Phys. Atom. Nucl. 69 (2006) 1317 [Yad. Fiz. 69 (2006) 1352].
42. V. M. Abazov et al. [D0 Collaboration], Phys. Rev. D 78 (2008) 012005 [arXiv:0803.0739 [hep-ex]].
43. E. Boos, M. Dubinin, A. Pukhov, M. Sachwitz, H.J. Schreiber, Eur. Phys. J. C21 (2001) 81; E. Boos, M. Dubinin, M. Sachwitz, H.J. Schreiber, Eur. Phys. J. C16 (2000) 269; E. Boos, L. Dudko, T. Ohl, Eur. Phys. J. C11 (1999) 473.
44. J. Kublbeck, M. Bohm, A. Denner, Comp. Phys. Commun. 60 (1990) 165; H. Eck, Guide to FeynArts 2.0, Wurzburg report 1995; T. Hahn, FeynArts 2.2 User's Guide, Karlsruhe report 1998.
45. R. Mertig, M. Bohm, A. Denner, Comp. Phys. Commun. 64 (1991) 345.
46. T. Hahn, M. Perez-Victoria, Karlsruhe report KA-TP-7-1998 (hep-ph/9807565); T. Hahn, FormCalc and LoopTools 1.2 User's Guide, Karlsruhe report 1998.
47. G. Weiglein, R. Scharf, M. Bohm, Nucl. Phys. B416 (1994) 606.
48. G.J. van Oldenborgh, FF – a package to evaluate one-loop Feynman diagrams, NIKHEF report H/90-15, 1990.
49. S.A. Larin, F.V. Tkachev, J.A.M. Vermaseren, NIKHEF report H/91-18, 1991.
50. S.G. Gorishny, S.A. Larin, F.V. Tkachev, INR report P-0330, Moscow, 1984.
51. M. Steinhauser, Karlsruhe report, 1996.
52. P. Nogueira, J. Comp. Phys. 105 (1993) 279.

53. L.Brucher, J.Franzkowski, D.Kreimer, Mainz report MZ-TH/97-35 (hep-ph/9710484).
54. B.W.Char et al, Maple V Language Reference Manual, Springer, 1991.
55. J.Fleischer, O.Tarasov, Comp.Phys.Comm. 71 (1992) 193.
56. Th.Seidensticker, Karlsruhe report 1996; H.Harlander, Karlsruhe report 1998.
57. A. Djouadi, J. Kalinowski, M. Spira, Comp.Phys. Commun. 108 (1998) 56 (hep-ph/9704448).
58. S. Heinemeyer, W. Hollik, G. Weiglein, Comp. Phys.Comm. 124 (2000) 76 (hep-ph/9812320).
59. J.S. Lee, A. Pilaftsis, M. Carena, S.Y. Choi, M. Drees, J.R. Ellis, C.E.M. Wagner, Comp. Phys. Commun. 156 (2004) 283 (hep-ph/0307377).
60. A. Freitas, A. von Manteuffel, P.M. Zerwas, Eur. Phys. J. C40 (2005) 435 (hep-ph/0408341).
61. W. Beenakker, R. Hopker, M. Spira, hep-ph/9611232.
62. M. Muhlleitner, A. Djouadi, Y. Mambrini, Comput. Phys. Commun. 168 (2005) 46 (hep-ph/0311167).
63. B. Allanach, Comp. Phys. Commun. 143 (2002) 305 (hep-ph/0104145).
64. W. Porod, Comp. Phys. Commun. 153 (2003) 275 (hep-ph/0301101).
65. A. Djouadi, J.-L. Kneur, G. Moultaka, Comp. Phys. Commun. 176 (2007) 426 (hep-ph/0211331).
66. S. Katsanevas, P. Morawitz, Comp. Phys. Commun. 112 (1998) 227 (hep-ph/9711417).
67. N. Baro, F. Boudjema, A. Semenov, Phys.Rev. D78 (2008) 115003 (arXiv:0807.4668 [hep-ph]).
68. K.G. Chetyrkin, A.L. Kataev, F.V. Tkachov, Phys. Lett. B85 (1979) 277; M. Dine, J. Sapirstein, Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 668; W. Gelmaster, R. Gonsalves, Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 560.
69. S.G. Gorishny, A.L. Kataev, S.A. Larin, Phys. Lett. B259 (1991) 144. L. Surguladze, M. Samuel, Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 560 (Erratum *ibid.*, 2416).
70. K.G. Chetyrkin, Phys. Lett. B391 (1997) 402.
71. K.G. Chetyrkin, J. Kuhn, M. Steinhauser, Phys. Lett. B371 (1996) 93; Nucl. Phys. B482 (1996) 213; Nucl. Phys. B505 (1997) 40.
72. T. Inami, T. Kubota, Y. Okada, Z.Phys. C18 (1983) 69.
73. H. Kluberg-Stern, J. Zuber, Phys. Rev. D12 (1975) 467.
74. T. van Ritbergen, J.A.M. Vermaseren, S.A. Larin, Phys. Lett. B400 (1997) 379.
75. K.G. Chetyrkin, Phys. Lett. B404 (1997) 161; J.A.M. Vermaseren, S.A. Larin, T. van Ritbergen, Phys. Lett. B405 (1997) 327.
76. L. Avdeev, J. Fleischer, S. Mikhailov, O. Tarasov, Phys. Lett. B336 (1994) 560 (erratum: *ibid.*, B349 (1995) 597).
77. K. Chetyrkin, J. Kuhn, M. Steinhauser, Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 3394.
78. S.A. Larin, F.V. Tkachov, J.A.M. Vermaseren, Phys. Lett. B272 (1991) 121; S.A. Larin, P. Nogueira, R. van Ritbergen, J.A.M. Vermaseren, Nucl. Phys. B492 (1997) 338.
79. A. Czarnecki, B. Krause, W. Marchiano, Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 3267.
80. A. Czarnecki, B. Krause, Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 4339.
81. E. Boos et al., hep-ph/0109068.
82. M.R. Whalley, D. Bourilkov and R.C. Group, hep-ph/0508110.
83. P. Skands et al., JHEP 0407 (2004) 036 (hep-ph/0311123).
84. J. Alwall et al., Comp. Phys. Commun., 176 (2007) 300 (hep-ph/0609017).
85. J. Alwall et al., arXiv:0712.3311[hep-ph].

Дополнительные размерности пространства и роль космических нейтрино в их обнаружении

А.В. Киселев (Институт физики высоких энергий, Протвино)

«Когда наука переживает период стремительного наступления, ученые смело бросаются вперед в ряде стратегических пунктов, проникая отдельными отрядами далеко вглубь неисследованных территорий. В это время вся энергия используется на дальнейшую разведку в глубину фронта, и не хватает времени для более подробного исследования и закрепления завоеванных областей. Однако эти заброшенные области науки часто таят секреты, ведущие к новым важным завоеваниям. Нередки случаи, когда судьба улыбалась исследователям, терпение и искусство которых приводило к раскрытию загадки. Именно таким образом и были открыты космические лучи.»

(П. Оже. «Что такое космические лучи»)

Введение

Современная физика частиц высоких энергий изучает взаимодействия элементарных частиц на субъядерных масштабах. Астрофизики же имеют дело с процессами, происходящими в космических объектах, находящихся от Земли на гигантских расстояниях. Используя универсальность фундаментальных физических законов, мы можем моделировать процессы, происходящие во Вселенной (как и процесс ее становления и развития). И наоборот, изучая частицы, приходящие к нам из глубин космоса, мы можем продвигаться в область энергий, которые недоступны на земных ускорителях частиц.

Космические лучи (КЛ) были открыты австрийским физиком В. Гессом (V. Hess) во время его полета на аэростате в 1912 г. (Нобелевская премия 1936 г., совместно с американским физиком К. Андерсоном (C. Anderson), открывшим в КЛ позитроны (1932 г.) и мюоны (1938 г.)).

За год до этого английский физик Э. Резерфорд провел серию блестящих опытов по рассеянию α -частиц, которые подтвердили планетарную модель строения атома, выдвинутую в 1904 г. японским физиком Х. Нагаока (H. Nagaoka). Ядерная и атомная физика начинают бурно развиваться. Вскоре возникает квантовая механика (уравнение Шрёдингера – 1926 г., принцип неопределенности Гейзенберга – 1927 г.), на смену ей приходит квантовая теория поля. Именно в рамках квантово-полевого подхода была построена современная физическая теория – так называемая Стандартная модель (СМ), которая единым образом описывает три типа взаимодействий (за исключением гравитационного). А именно, СМ включает в себя квантовую хромодинамику – теорию сильных взаимодействий (ответственных за строение ядер) и модель Салама-Вайнберга, единым образом описывающую электромагнитные и слабые взаимодействия (ответственные за распады элементарных частиц).

Экспериментальной базой современной физики высоких энергий являются мощные ускорители. В 2008 г. осуществлен пробный пуск БАК (LHC) – крупнейшего ускорителя протонов с энергией

столкновения 14 ТэВ. Но не всегда энергии ускорителей были столь впечатляющими. Неудивительно поэтому, что именно в космических лучах, а не на ускорителях были обнаружены позитрон и мюон (см. выше), а в 1947 г. был открыт пион. И в настоящее время, и в обозримом будущем источниками частиц сверхвысоких энергий, о которых пойдет речь в данном обзоре, будут все-таки «космические ускорители». А данные, полученные измерением событий от КЛ, позволят проверить справедливость теоретических предсказаний, экстраполированных в область этих энергий.

Одной из главных характеристик процессов, происходящих при столкновении частиц, является *полное эффективное сечение*, содержащее информацию о радиусе и интенсивности взаимодействия. Напомним, что полное сечение рассеяния определяет вероятность рассеяния двух сталкивающихся частиц. Оно равно числу рассеяний в единицу времени, отнесенному к плотности потока частиц в пучке, падающем на мишень. В свою очередь, поток равен числу частиц, проходящих в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную к направлению их движения.

Еще в 1952 г. В. Гейзенберг, анализируя явления, происходящие при взаимодействии космических лучей с нуклонами атмосферы, пришел к выводу о том, что полные сечения возрастают с ростом энергии. Однако на ускорителях вплоть до конца 1960-х годов такого роста не наблюдалось. Явление роста полных сечений было открыто на ускорителе У-70 в ИФВЭ в 1969 г. (Серпуховский эффект). Сразу возникли вопросы: является ли рост сечений монотонным, насколько универсален и быстр этот рост? В 1961 г. М. Фруассаром (M. Froissart) было получено строгое ограничение сверху на поведение полных сечений адронов, которое гласит: при асимптотических энергиях E сечения не могут расти быстрее, чем функция $\ln^2 E$. Можно ли и при каких энергиях следует ожидать насыщения сечений, предсказываемого теоремой Фруассара (сама теорема ничего не говорит о наступлении этого режима)? Наконец, какие величины сечений будут при этом наблюдаться?

Заметим, что рост полных сечений до сих пор не получил удовлетворительного объяснения. Тут на помощь должны прийти эксперименты с КЛ. В свое время большой резонанс в физике сильных взаимодействий получили данные по извлечению полного сечения рассеяния протонов σ_{pp} из данных по КЛ. Имеются в виду данные с детекторов Fly's Eye (при инвариантной энергии $E=30$ ТэВ) и Akeno (при $E=24$ ТэВ). Полученные данными коллаборациями значения для сечений 120 и 125 мб соответственно, указали на то, что рост сечений продолжается и при этих сверхвысоких энергиях (кстати, до сих пор не доступных на ускорителях), и что он совместим с зависимостью $\ln^2 E$.

Вернемся к КЛ. Интересно взглянуть на состав КЛ высоких энергий, под которыми мы в дальнейшем будем подразумевать энергии $>10^{14}$ эВ. Большую часть КЛ составляют протоны, меньшую – ядра и фотоны. Заряженные протоны и ядра (за исключением частиц с энергией 10^{20} эВ и выше) заметно отклоняются межгалактическими магнитными полями. Фотоны же с энергиями свыше 1 ТэВ поглощаются в пути, рассеиваясь на космическом фотонном фоне с образованием электрон-позитронных пар.

Только космические нейтрино могут пересекать Вселенную, не отклоняясь и не рассеиваясь, неся нам полную информацию об источниках КЛ и механизмах их ускорения. Причина известна – это очень слабое взаимодействие нейтрино с другими полями СМ и его слабый рост с энергией. Так, численный расчет полного сечения рассеяния нейтрино на нуклоне в СМ дает значения $5 \cdot 10^{-3}$ и $1,4 \cdot 10^{-1}$ мб для энергий нейтрино 10^{14} и 10^{18} эВ соответственно (что эквивалентно 440 ГэВ и 45 ТэВ в с.ц.м.).

Насколько легко космические нейтрино достигают Земли, настолько же легко они избегают детектирования. Чтобы компенсировать их малые сечения и потоки, приходится строить, как мы увидим в последующих разделах, нейтринные телескопы внушительных размеров. Тем не менее, интерес к поиску нейтрино высоких и особенно сверхвысоких энергий в последние годы постоянно и быстро растет. Одна из причин – возможность поиска в нейтринных событиях «новой физики», т.е. взаимодействий за рамками СМ. Учитывая малость нейтринных сечений в СМ, следует ожидать, что вклады «новой физики» в рассеяние нейтрино будут сравнимы, а то и доминировать с ростом энергии.

В данном обзоре мы рассмотрим одну из возможностей выхода за рамки СМ, получившую в последнее время большую популярность и предполагающую наличие *дополнительных пространственных размерностей*. Ниже мы опишем два типа теорий с дополнительными размерностями и дадим оценки сечений рассеяния нейтрино, а также способы регистрации космических нейтрино современными нейтринными детекторами. В конечном счете, цель данного обзора – убедить читателей, что астрофизика переживает бурный рост и что совместные усилия специалистов в области астрофизики и физики частиц должны привести (цитируя взятое в качестве эпиграфа высказывание П. Оже) «к новым важным завоеваниям».

1. Спектр космических лучей

Хотя главным предметом рассмотрения будут космические нейтрино, уместно будет начать с описания свойств КЛ в целом и способов их регистрации.

На рис. 1 показан спектр КЛ (область энергий $>10^{14}$ эВ). Он степенным образом убывает с энергией $\sim E^{-\gamma}$, где $\gamma=2,7-3,3$ (в разных частях спектра). Ожидаемый поток КЛ очень мал: за год на 1 м^2 земной поверхности попадает одна частица с энергией $4 \cdot 10^{15}$ эВ (область спектра, за свою форму названная «коленом»), и лишь одна частица на 1 км^2 с энергией около $5 \cdot 10^{18}$ эВ (так называемая область «пятки»).

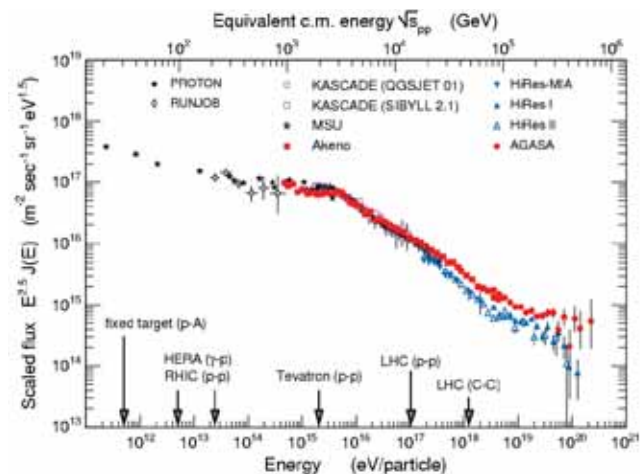


Рис. 1. Спектр космических лучей.

Прямое наблюдение первичных компонент КЛ возможно лишь детекторами, расположенными на воздушных шарах или спутниках. Такие детекторы имеют, естественно, ограниченные размеры. С другой стороны, КЛ с энергиями выше 10^{14} эВ, взаимодействуя в атмосфере, рождают широкие атмосферные ливни вторичных частиц (ШАЛ), достаточно интенсивные, чтобы их можно было регистрировать наземными детекторами.

Первые указания на существование ШАЛ получил в 1934 г. итальянский физик Б. Росси (*B. Rossi*). Первооткрывателем же ШАЛ по праву считается французский физик П. Оже (*P. Auger*), он же автор эффекта автоионизации возбужденных атомов. Наблюдая в 1937 г. за одновременным срабатыванием детекторов, находящихся на расстоянии ста метров друг от друга, он сделал верный вывод о том, что оно вызвано не чем иным, как ШАЛ.

Для регистрации заряженных адронов, а также электронов и мюонов используются водные черенковские счетчики (эксперименты Volcano Ranch (США), Haverah Park (Англия), SUGAR (Австралия)). В Якутске более 35 лет успешно работает установка, регистрирующая ШАЛ. Несколько лет назад завершил работу эксперимент AGASA (Япония) с общей площадью 100 км^2 . Данные установки способны наблюдать ШАЛ с энергиями $>10^{19}$ эВ.

Однако имеется и другая возможность регистрировать ШАЛ и измерять их параметры. Дело в том, что частицы в ливне ионизируют атомы азота, которые спустя некоторое время испускают (практически изотропно) флуоресцентный свет в видимой

части спектра. Такая техника регистрации может быть использована для регистрации ливней, вызванных как заряженной компонентой КЛ (протоны, ядра), так и нейтральными частицами (фотонами). При этом определяется состав КЛ, путем измерения глубины проникновения ливня в атмосферу X_{max} , на которой его плотность достигает своего максимума.

Впервые телескоп, регистрирующий флуоресцентный свет от ШАЛ, был применен в детекторе Fly's Eye («глаз мухи»). Развитием его стал современный детектор HiRes-II, состоящий из двух зеркальных систем, разнесенных на расстоянии 12 км. Порог регистрации HiRes равен 10^{17} эВ, а его эффективная апертура – примерно 600 км^2 (с учетом того, что флуоресцентный детектор работает примерно 10% времени в году, так как требует чистого и безлунного ночного неба).

Для нас важно, что этот детектор очень чувствителен к ливням сверхвысоких энергий, индуцированных электронными нейтрино, летящими в направлении детектора снизу через земную кору. Такие «восходящие» (up-going, Earth-skimming) электронные нейтрино рожают электромагнитный ливень глубоко в земной коре. Благодаря так называемому «эффекту Ландау-Померанчука-Мигдала», сечения рождения пар и тормозного излучения для частиц в ливне оказываются сильно подавленными. Как следствие, электромагнитный ливень, не успев поглотиться в веществе, выходит в атмосферу, где рождает флуоресцентный свет.

В аргентинской прерии практически завершено строительство южной части самого масштабного детектора КЛ – обсерватории Pierre Auger, которая сочетает в себе преимущества двух типов детекторов, таких как AGASA и HiRes (см. рис. 2). На площади 3000 км^2 расположены 1600 водных черенковских детекторов на расстоянии 1,5 км друг от друга, образующих правильную гексагональную решетку. Сеть наземных детекторов дополняют 24 телескопа, аналогичные телескопам HiRes, сгруппированные в 4 станции и расположенные по периметру детектора.



Рис. 2. Обсерватория Pierre Auger – крупнейшая установка по поиску широких атмосферных ливней. Показана регистрация ливня одновременно двумя типами детекторов.

Детектор Auger будет завершен после ввода в строй его северной части в Колорадо (США). Тогда он сможет просматривать оба полушария, что очень важно, так как распределение сравнительно близких к нам астрофизических объектов в северной половине неба заметно отличается от их распределения в южном полушарии.

Проект нацелен на регистрацию ШАЛ, рожденных КЛ сверхвысоких энергий ($>10^{18.5}$ эВ), с целью определения состава КЛ и их астрофизических источников. Одна из главных задач обсерватории Auger – поиск ливней, индуцированных космическими нейтрино, а также ливней, вызванных «восходящими» тау-нейтрино при прохождении ими слоя земной коры под отрицательными углами к горизонту.

За время своей работы оба детектора, HiRes и Auger, не зарегистрировали событий от космических нейтрино. Данные этих коллабораций позволили лишь установить верхнюю границу на диффузионные потоки нейтрино (см. ниже рис. 19). Данные, полученные обсерваторией Auger за период 2004–2007 гг., эквивалентны всего одному году работы полностью собранного детектора, но набранная статистика уже вдвое превышает суммарную статистику телескопа HiRes.

Еще один путь развития экспериментальной астрофизики – создание оптических космических детекторов для регистрации ШАЛ. Принцип их действия – одновременное наблюдение как флуоресцентного, так и рассеянного черенковского света от ШАЛ. Одним из таких проектов является проект EUSO, схема которого показана на рис. 3. Другой проект QWL предусматривает регистрацию флуоресцентного света от ливней одновременно с двух спутников для получения пространственной картины ливней. При этом будет просматриваться около $4 \cdot 10^6 \text{ км}^2$ атмосферы, а пороговая энергия составит 10^{20} эВ.

2. Обрезание спектра космических лучей Грейзена-Зацепина-Кузьмина

В 1966 г. К. Грейзен (K. Greisen), Г. Зацепин и В. Кузьмин предсказали резкий обрыв спектра КЛ при энергиях $>10^{19}$ эВ, получивший название GZK-

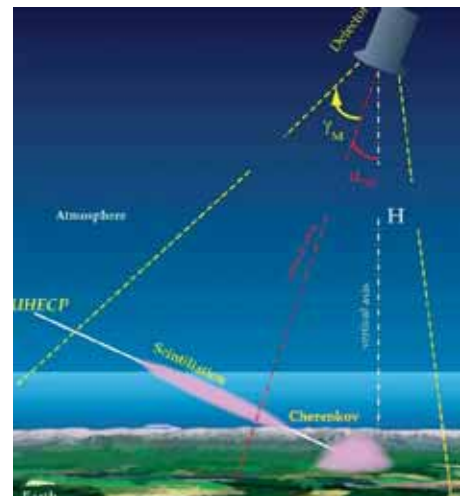
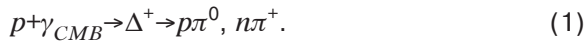


Рис. 3. Спутниковый детектор EUSO для регистрации флуоресцентного и черенковского света, вызванного атмосферными ливнями.

обрезания. Дело в том, что протоны сверхвысоких энергий (а именно они составляют большую часть КЛ) на пути к Земле должны рассеиваться на космическом микроволновом фоне (СМВ), заполняющем Вселенную. Как известно, он был предсказан Г. Гамовым Р. Альфером (*R. Alpher*) и Р. Германом (*R. Herman*) в 1948 г. Спектр этого реликтового излучения фотонов соответствует спектру абсолютно черного тела с температурой 2,7 К, что эквивалентно энергии реликтовых фотонов $\varepsilon = 3,7 \cdot 10^{-4}$ эВ.

Рассеяние на микроволновом фоне происходит за счет резонансного фоторождения пионов:



Пороговая энергия данной реакции равна $E_{\text{GZK}} = m_p(m_p + m_\pi/2)/\varepsilon$, что дает оценку $E_{\text{GZK}} = 6 \cdot 10^{19}$ эВ. Длина поглощения протонов на микроволновых фотонах оказывается равной ~ 10 Мпк (напомним, 1 пк = 3,26 светового года). Тяжелые ядра сверхвысоких энергий из состава космических лучей тоже теряют свою энергию, но за счет фотодиссоциации на фотонах инфракрасного фона (СИБ), как, например, в реакции $\text{Fe} + \gamma_{\text{СИБ}} \rightarrow \text{Mn} + p$.

Таким образом, если источник космических лучей находится на расстоянии ~ 50 Мпк от Земли или далее, то должно быть видно предсказанное GZK-обрезание спектра. Конечно, ливни от космических частиц с энергиями $> 10^{20}$ эВ могут наблюдаться, если их источник находится от нас в радиусе менее 50 Мпк. Однако таких астрофизических источников, расположенных на «близких» расстояниях и способных ускорить протоны и ядра до сверхвысоких энергий ($> 10^{20}$ эВ), не зафиксировано.

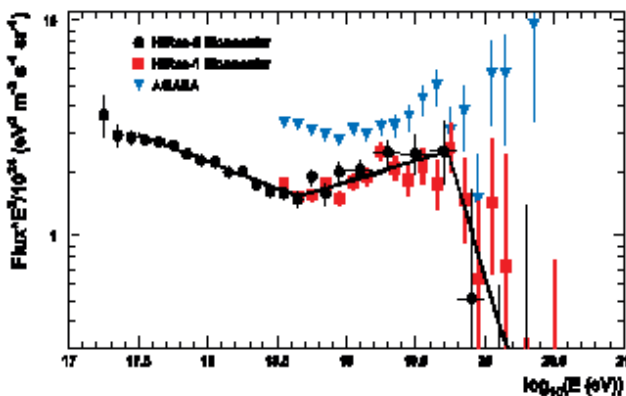


Рис. 4. Спектр космических лучей в области GZK-обрезания.

Что говорит нам эксперимент? На рис. 4 приведены данные с установок AGASA и HiRes. Как видно, они противоречат друг другу: коллаборация AGASA наблюдала несколько событий с энергиями выше $10^{19.5}$ эВ, а данные коллаборации HiRes однозначно говорят в пользу GZK-обрезания. Недавно появились результаты с детектора Auger, который зафиксировал в области энергий свыше $4 \cdot 10^{19}$ эВ 69 событий, хотя при экстраполяции спектра в эту область должно было наблюдаться 167 событий. Коллаборацией Auger сделан вывод, что наблюдается GZK-обрезание спектра КЛ с достоверностью более 6 стандартных отклонений. Отметим, что экспозиция, набранная детектором Auger, вдвое пре-

вышает экспозицию HiRes, и в четыре раза – экспозицию установки AGASA, набранную за все время ее работы.

Тем не менее, ШАЛ сверхвысоких энергий, зарегистрированные детектором AGASA, требуют своего объяснения. Можно предположить, что эти события вызваны не протонами, а индуцированы нейтрино сверхвысоких энергий. Однако такие энергии нейтрино потребовали бы еще больших энергий протонов в астрофизических «ускорителях». Проблема решается в так называемых «топ-даун» (top-down) моделях, в которых источниками космических лучей служат распады очень массивных объектов (подробнее об этом см. раздел 4).

3. Астрофизические источники космических нейтрино

Нейтрино высоких и сверхвысоких энергий генерируются в космических объектах в результате столкновения ускоренных протонов с ядрами окружающего газа или с низкоэнергетическими фотонами с последующим распадом заряженных пионов. Среди возможных галактических «ускорителей» космических лучей рассматриваются оболочки сверхновых звезд, нейтронные звезды, двойные рентгеновские системы, галактический диск. Наиболее вероятные внегалактические источники космических лучей, в том числе нейтрино, – это источники гамма-всплесков (GRB) и ядра активных галактик (AGN), которые мы сейчас и рассмотрим.

Источники гамма-всплесков являются объектами с чрезвычайно высокой светимостью, около $10^{51} - 10^{54}$ эрг/сек, которая реализуется за короткое время – от одной до 10 секунд. Это космологические объекты, некоторые из них имеют измеренное красное смещение, превышающее величину $z=4$. Если предположить, что их плотность во вселенной существенно не менялась в процессе эволюции, и при этом излучение гамма-лучей от источников коллимировано, то на одну галактику может приходиться один источник гамма-всплесков в год.

Динамика источника гамма-всплесков такова. Вначале образуется фajerбол – «суп» из лептонов и фотонов с малой примесью барионов. Испытывая радиационное давление, фajerбол начинает расширяться с ускорением до тех пор, пока не станет прозрачным для радиации. К этому времени скорость расширения достигает релятивистских значений с Лоренц-фактором $\gamma \sim 300$. В результате расширения фajerбола в межзвездную среду в нем образуются ударные волны, в которых, как показывают оценки, протоны могут ускоряться до энергий 10^{20} эВ. Ускоренные протоны взаимодействуют с фотонами и рожают заряженные пионы, а те, распадаясь, рожают нейтрино с энергиями до 10^{18} эВ.

Ядра активных галактик – наиболее яркие объекты во вселенной. Часть из них, называемая блазарами (blazar), излучает энергию узкими коллимированными лучами, направленными на Землю. Хотя их светимость ($\sim 10^{45} - 10^{49}$ эрг/сек) меньше, чем у источников гамма-всплесков, они излучают в течение более длительного периода времени – от несколь-

ких часов до года. Наблюдаемые блазары – тоже космологические объекты, но находятся ближе, чем гамма-всплески (из-за меньшей светимости их намного труднее наблюдать на сравнимых расстояниях).

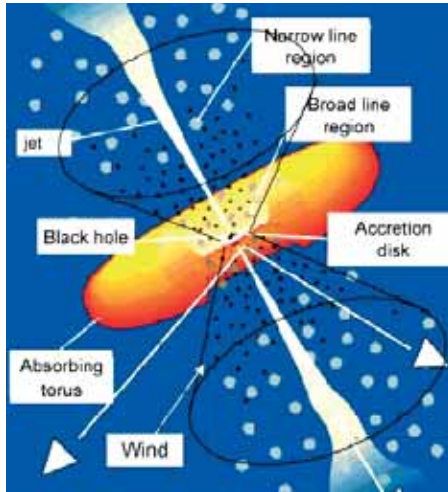
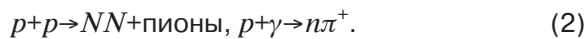


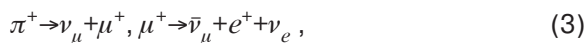
Рис. 5. Активное ядро галактики – наиболее вероятный астрофизический источник нейтрино высоких энергий.

В центре блазара находится черная дыра с массой около ста миллиардов масс Солнца, на которую происходит аккреция материи из окружающего ее диска. Часть этой материи выбрасывается и ускоряется в виде узких струй, направленных вдоль оси вращения черной дыры (см. рис. 5). В этих релятивистских струях образуются сгустки материи с шириной ~ 1 пк и толщиной $\sim 0,01$ пк, движущиеся вдоль струй с Лоренц-факторами $\gamma \sim 10-100$. В них возникают ударные волны, которые в конечном итоге рождают гамма-лучи с энергиями около 1 ТэВ и высокоэнергетические нейтрино.

Если в струях присутствуют протоны, то они могут взаимодействовать с другими протонами, либо с фотонами путем реакций



Нейтрино образуются из распада заряженных пионов



что дает следующее соотношение ароматов в потоке нейтрино вблизи от ядер активных галактик: $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1:2:0$. Однако, благодаря осцилляциям нейтрино на космологических расстояниях, в приходящем на Землю потоке нейтрино высоких энергий мы будем иметь равные доли нейтрино всех сортов: $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau = 1:1:1$.

До сих пор не ясно, происходит ли в действительности в ядрах активных галактик ускорение протонов, или только ускорение электронов (позитронов)? Прояснить механизм ускорения поможет лишь наблюдение космических нейтрино от этих источников.

4. Потоки космических нейтрино

Поток нейтрино $\Phi_\nu(E_\nu)$ определяется как число нейтрино N_ν в интервале энергий от E_ν до $(E_\nu + dE_\nu)$, падающих за единицу времени в единице телесного угла $d\Omega$ на единицу площади земной поверхности:

$$\Phi_\nu(E_\nu) = \frac{dN_\nu}{dE_\nu dt d\Omega dS} \quad (4)$$

В то время как поток атмосферных нейтрино хорошо известен, сигналов от космических нейтрино на его фоне до сих пор не зарегистрировано. Соответственно, не обнаружены и их астрофизические источники. Может быть, поток космических нейтрино настолько мал, что не сможет быть зарегистрирован действующими и даже проектируемыми нейтринными телескопами?

К счастью, Природа и тут дает нам шанс. Дело в том, что должен существовать «гарантированный» (или, как еще его называют, *cosmogenic*) диффузионный поток космических нейтрино. Это следует из двух фактов: 1) КЛ состоят в основном из протонов; 2) спектр КЛ имеет GZK-обрезание по энергии. В результате рассеяния на космическом микроволновом фоне образуются заряженные пионы (см. формулу (1)). В результате цепочки распадов (3), образуются нейтрино, которые часто называются GZK-нейтрино, хотя их спектр находится целиком левее GZK-порога, а точнее, в пределах от 10^{17} до 10^{20} эВ.

Детальное поведение спектра GZK-нейтрино сильно зависит от состава КЛ (протоны – ядра), от энергетического спектра источника протонов (степени убывания по энергии) и от других факторов. Поэтому теоретические предсказания для формы спектра GZK-нейтрино варьируются от минимального гарантированного потока до наиболее оптимистичного потока. В Заключение (рис. 19) мы увидим, насколько близко к последнему находятся экспериментальные верхние ограничения на диффузионные потоки космических нейтрино.

Как уже отмечалось, нейтрино высоких энергий могут генерироваться в космических объектах в результате столкновения ускоренных протонов с атомными ядрами окружающего газа (pp -нейтрино) или с низкоэнергетическими фотонами ($p\gamma$ -нейтрино), в цепочке распадов заряженных пионов (см. формулы (2), (3) предыдущего раздела).

Среди источников $p\gamma$ -нейтрино выделяют оптически тонкие и оптически толстые по отношению к вылету нейтронов. Под оптической толщиной в данном случае понимается отношение размера источника к длине $n\gamma$ -взаимодействия. Для оптически тонких источников Э. Ваксман (*E. Waxman*) и Дж. Бакал (*J. Bahcall*) получили следующее ограничение на диффузионный поток нейтрино (для суммы всех ароматов), справедливое в области $10^{13}-10^{20}$ эВ:

$$E_\nu^2 \Phi(E_\nu) < 4 \cdot 10^{-8} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (5)$$

Поскольку Ваксман и Бакал осуществляли нормировку на спектр протонов с энергией выше 10^{19} эВ, их ограничение не распространяется на потоки нейтрино от источников с максимальной энергией ускоренных протонов много меньшей 10^{20} эВ.

В модели Z -всплесков нейтрино ультравысоких энергий от отдаленных источников аннигилируют с реликтовыми нейтрино через резонансное рождение

дение Z -бозона, рождая вторичные частицы: протоны, фотоны и нейтрино. Пороговая энергия процесса равна $E_{res}=(M_Z)^2/(2m_\nu)=4\cdot 10^{21}$ (эВ/ m_ν) эВ, где m_ν – масса реликтовых нейтрино. Данная модель практически закрыта экспериментальными верхними границами на поток фотонов, полученными, например, детектором EGRET.

Альтернативой космическим ускорителям являются топ-даун модели. Одной из мотиваций их развития послужили данные по наблюдению GZK-событий детектором AGASA (см. обсуждение спектра КЛ в разделе 2). В таких моделях источником КЛ, а значит, и нейтрино, служит распад супермассивных объектов, таких как топологические дефекты, космические струны (не путать с обычными струнами!) или монополи, с массами $>10^{22}$ эВ. Все топ-даун модели дают жесткое предсказание: в составе КЛ фотоны должны доминировать над протонами. Последние данные коллаборации Auger говорят, однако, что в КЛ с энергиями меньше 10^{19} эВ фотоны составляют лишь 2%, и менее 31% – в КЛ с энергией $4\cdot 10^{19}$ эВ. Таким образом, экспериментальные данные по составу КЛ противоречат предсказаниям топ-даун моделей.

5. Теории с дополнительными размерностями. Пространство-время с плоской метрикой

Более 80 лет назад в работах Т. Калуцы (Т. Kaluza) и О. Клейна (О. Klein) полявые теоретические модели были впервые рассмотрены в пространстве-времени с дополнительной размерностью (одно время и четыре пространственных измерения). Целью этих работ было описание электромагнитных и гравитационных сил единым многомерным полем.

Необходимость дополнительных размерностей мотивируется теорией суперструн. В теории струн элементарные частицы рассматриваются как возбуждения (колебания) струны. Построение теории самосогласованным образом возможно, если только полное число измерений, в которых «живут» струны, равно $D=10$. Поскольку наш мир 4-мерный (имеет одно время и три пространственных измерения), оставшиеся шесть измерений должны быть «свернуты» (компактифицированы) и при этом иметь очень малые размеры, не противоречащие современным экспериментам, в том числе и гравитационным.

Теории струн предсказывают также существование некоторых специальных гиперплоскостей (с числом измерений меньшим, чем D), называемых «бранами» (branes). По бранам движутся концы открытых струн, описывающих калибровочные взаимодействия. Замкнутые струны описывают гравитацию. Они оккупируют все многомерное пространство (bulk).

Рассмотрим пространство-время с общим числом измерений больше 4, объединяющее наше обычное 4-мерное пространство и n дополнительных пространственных измерений. Без потери общности можно считать, что дополнительное компактное подпространство есть n -мерный тор с радиусом R_c ($n\geq 1$). Пусть (x^μ, y^α) есть точка в пространстве ($\mu=0, 1, \dots, 3, \alpha=1, \dots, n$), где y^α есть координаты дополнительных измерений. При этом $x^0=ct$, а ос-

тальные координаты отвечают $(3+n)$ пространственным измерениям. Квадрат расстояния (интервал) между двумя бесконечно близкими точками дается формулой:

$$ds^2=g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu+\eta_{\alpha\beta}dy^\alpha dy^\beta. \quad (6)$$

Как только задан интервал (6), то определена и метрика пространства-времени, т.е. его геометрия. При этом геометрия нашего мира с его $(1+3)$ измерениями определяется метрическим тензором $g_{\mu\nu}$, а геометрия дополнительных n плоских измерений – тензором Минковского $\eta_{\alpha\beta}$. Напомним, что в плоском 4-мерном пространстве Минковского интервал имеет вид $ds^2=(cdt)^2-(dx^1)^2-(dx^2)^2-(dx^3)^2$.

Как и в случае четырех измерений, уравнения Гильберта-Эйнштейна получаются из гравитационного D -мерного действия. Аналогом Ньютоновской константы G_N служит в нем гравитационная константа G_D , которая выражается через D -мерную массу Планка M_D , а именно, $G_D=(M_D)^{-(2+n)}$. Переходя от D -мерного гравитационного действия ($D=4+n$) к эффективному 4-мерному действию путем интегрирования по дополнительным степеням свободы, нетрудно получить соотношение иерархии масштабов:

$$M_{Pl}^2=M_D^{2+n}(2\pi R_c)^n. \quad (7)$$

Как видим, это соотношение связывает фундаментальный гравитационный масштаб M_D и 4-мерную массу Планка $M_{Pl}=1,2\cdot 10^{19}$ ГэВ. Требуя, чтобы гравитация во всем пространстве была сильной ($M_D\sim 1$ ТэВ), находим отсюда, что размер дополнительных измерений должен быть равен $R_c\sim 0,1$ мм, 10^{-7} см и 10^{-12} см для $n=2, 3$ и 6. Соответственно имеем: $1/R_c\sim 10^{-3}$ эВ, 100 эВ и 10 МэВ. Случай одного измерения полностью исключается, так как $R_c\sim 10^8$ км при $n=1$. Простейшая картина мира возникает, если предположить, что все поля СМ живут на $(1+3)$ -мерной бране (см. рис. 6). Рассмотренный нами здесь сценарий с «большими» дополнительными размерностями и плоской метрикой (речь идет о метрике всего пространства) получил название АДД (ADD) схемы.

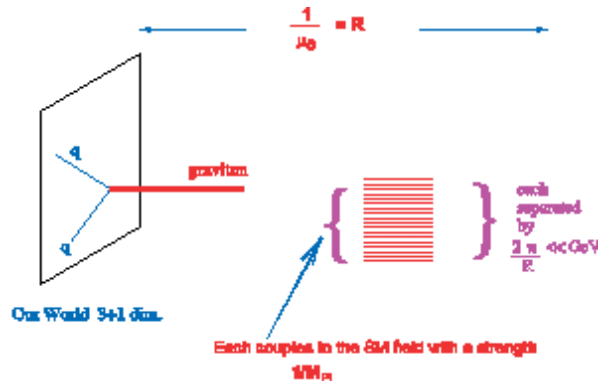


Рис. 6. Пространство-время в теории с дополнительными размерностями с плоской метрикой (АДД сценарий).

Заметим, что вклад дополнительных измерений в гравитационный потенциал (закон Ньютона) на макроскопических расстояниях $r\gg R_c$ пренебрежи-

мо мал при $n \geq 2$. Другими словами, гравитационное взаимодействие между частицами СМ, находящимися на бране, вплоть до очень малых расстояний, не чувствительно к присутствию дополнительных измерений. Означает ли это, что они себя никак не проявляют? Ведь мы не можем перемещаться во всем пространстве и, следовательно, заметить, что гравитационные силы в нем на много порядков сильнее, чем в нашем 4-мерном мире.

К счастью, дополнительные измерения должны проявлять себя по-другому. Дело в том, что 4-мерный наблюдатель увидит (в дополнение к безмассовому гравитону – переносчику обычных гравитационных сил) бесконечное число массивных гравитонов, называемых «модами Калуца-Клейна» (КК). Их массы определяются размером дополнительных измерений $m_k = k/R_c$, где k – целые неотрицательные числа. Если вспомнить, какова величина $1/R_c$ для разных значений n , убеждаемся, что появившиеся в теории новые частицы, КК-гравитоны, имеют весьма малые массы. Наилегчайший из них имеет массу $1/R_c$, следующий за ним – массу $2/R_c$ и т.д. Получается почти непрерывный массовый спектр с постоянным интервалом между соседними состояниями, равным $1/R_c$.

Возникает потенциальная возможность регистрировать массивные гравитоны в процессах рассеяния обычных частиц. Правда, константа связи массивных гравитонов с полями СМ такая же, как и у безмассового гравитона (это следует из вида 4-мерного гравитационного действия). Казалось бы, их вклад в сечения рассеяния (как и вклад обычных гравитационных сил) должен быть пренебрежимо мал. Однако надо учесть, что в процессе с энергией столкновения E может родиться примерно $(ER_c)^n$ гравитонов (их число ограничено лишь кинематикой процесса). Тогда получается, что сечение имеет величину $\sim E^n/(M_D)^{2+4}$. То же имеет место и для процессов с виртуальными вкладами от КК гравитонов. Другими словами, малость константы взаимодействия гравитонов с полями материи полностью компенсируется огромным количеством гравитонов, участвующих в процессе рассеяния. Как следствие, масштаб сечений задается фундаментальным массовым масштабом исходной теории – D -мерной массой Планка M_D .

В схеме АДД гравитоны являются частицами со спином 2 и малой массой, которые «в одиночку» практически не взаимодействуют с полями СМ, и, следовательно, стабильны. Поэтому в процессах с их участием должен наблюдаться дисбаланс энергии (массы) конечных состояний, поскольку КК-гравитоны свободно пролетают сквозь детекторы, унося с собой часть энергии. Следовательно, сигнатура их поиска на ускорителях такая же, как и для процессов с рождением нейтрино.

6. Теории с одной дополнительной размерностью. Пространство-время с постоянной отрицательной кривизной

В предыдущем разделе мы рассмотрели схему с так называемыми «большими» дополнительными

пространственными размерностями с плоской метрикой. Проблема иерархии энергетических масштабов (разрыва между масштабом электрослабых сил ($\sim 10^2$ ГэВ) и масштабом гравитационных сил ($\sim 10^{19}$ ГэВ)) в ней не решается, но лишь объясняется большим объемом V_n дополнительных измерений, $V_n \sim (R_c)^n$. Сейчас мы рассмотрим другую схему, предложенную Л. Рандал (L. Randall) и Р. Сундрумом (R. Sundrum), в которой проблема иерархии решается без введения в теорию новых масштабов, сравнимых по величине с массой Планка. В модели Рандал-Сундрума (РС) предполагается, что наш мир погружен в пятимерное «пространство Де Ситтера», пространство-время с одним временем, четырьмя пространственными измерениями, и с постоянной отрицательной кривизной. Как и в предыдущем случае, достаточно задать метрику этого пространства:

$$ds^2 = e^{2k(\pi r - |y|)} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + dy^2. \quad (8)$$

Дополнительная координата y меняется в пределах: $-\pi r \leq y \leq \pi r$, где r – «радиус» пятого измерения, причем точки (x^μ, y) и $(x^\mu, -y)$ отождествлены. Радиус кривизны пространства Де Ситтера обратно пропорционален параметру k .

Нас будет интересовать РС схема с двумя (1+3)-мерными бранами, расположенными в точках $y=0$ и $y=\pi r$. Они получили названия: «планковская брана» и «тэвная брана» (рис. 7). Смысл названий станет ясен ниже. Все поля СМ расположены на тэвной бране. Получается, что Вселенная заключена в ограниченную часть пространства Де Ситтера (размером $r \sim 1/k$) между двумя бранами. Гравитация, естественно, оккупирует все четыре пространственных измерения.

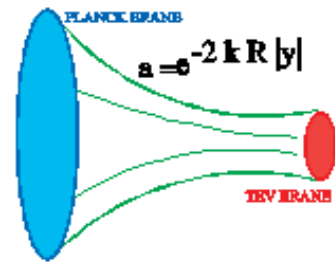


Рис. 7. Пространство-время с дополнительным измерением и отрицательной постоянной кривизной (РС сценарий).

Обратим внимание на экспоненциальный фактор в метрике. Он говорит нам о том, что масштабы на двух бранах связаны множителем $\exp(-2\pi k r)$ (см. рис. 7). Вычислив эффективное 4-мерное гравитационное действие, мы получаем связь массы Планка с фундаментальной гравитационной массой в 5 измерениях M_5 :

$$M_{Pl}^2 = \frac{M_5^3}{k} (e^{2\pi k r} - 1). \quad (9)$$

Чтобы это соотношение выполнялось, и при этом гравитация была сильной ($M_5 \sim 1$ ТэВ), достаточно положить $\pi r \approx 12$. Нетрудно видеть, что в пределе

$\kappa \rightarrow 0$ рассматриваемое здесь пространство-время переходит в плоское пространство с одним дополнительным измерением, а формула (9) переходит в формулу (7) предыдущего раздела.

Для 4-мерных наблюдателей, живущих на тэвной бране (т.е. нас с вами), 5-мерный безмассовый гравитон предстает в виде суммы обычного (безмассового) гравитона и бесконечного набора КК гравитонов с массами $m_n = x_n \kappa$ ($n=1, 2, \dots$), где x_n – нули функции Бесселя первого порядка. Гравитационное взаимодействие частиц СМ на этой бране такое же слабое, как и в 4-мерном случае, т.е. определяется величиной $1/M_{Pl}$. А вот размерная константа связи частиц с КК гравитонами пропорциональна величине $1/\text{ТэВ}$, если параметры теории выбраны следующим образом: $\kappa \sim M_5 \sim 1 \text{ ТэВ}$. Отсюда следует название: тэвная брана. На другой же бране гравитационные взаимодействия частиц становятся сильными, а их связь с КК гравитонами – слабой (M_{Pl} и M_5 меняются ролями!), поэтому эту брану называют планковской.

В рассматриваемом сценарии эффекты, связанные с дополнительным 5-м измерением, должны проявляться в виде рождения массивных резонансов, масса наилегчайшего из которых равна нескольким ТэВ. Точное значение его массы задается параметром кривизны κ , для $\kappa=1 \text{ ТэВ}$ она оказывается равной 3,84 ТэВ.

Однако существует и другая интересная возможность, отвечающая выбору $\kappa \ll M_5 \sim 1 \text{ ТэВ}$ (в дальнейшем мы будем называть ее РС-моделью с малой кривизной). В этой схеме массы низко лежащих гравитонов могут варьироваться от сотни МэВ до десятков ГэВ, а спектр гравитонов аналогичен непрерывному спектру АДД модели. Формулы для сечений получаются из соответствующих формул, полученных в АДД схеме, путем формальных замен: $R_c \rightarrow 1/(\pi\kappa)$, $M_D \rightarrow M_5$. Поскольку имеется всего одно дополнительное измерение, сечения оказываются большими (как правило, они убывают с ростом числа измерений). Подчеркнем, что РС схема с малой кривизной ($\kappa \sim 100 \text{ МэВ}$) отнюдь не эквивалентна АДД схеме с одним дополнительным измерением. Оценки показывают, что она становится физически неотличимой от модели в 5-мерном пространстве-времени с плоской метрикой лишь при $\kappa < 10^{-22} \text{ эВ}$!

Итак, в модели РС с малой кривизной следует ожидать рождения очень узких гравитационных резонансов, образующих (с точки зрения экспериментального разрешения по массе) непрерывный спектр. Сигнатурой из поиска в экспериментах будет служить недостающая энергия конечных состояний. Виртуальные s -канальные и t -канальные обмены такими гравитонами должны привести к дополнительным вкладам в рождение обычных частиц (см. раздел 8). О другой необычной сигнатуре, характерной для всех теорий с дополнительными размерностями, рождении черных мини-дыр, мы подробно расскажем в разделе 9.

7. Экспериментальные ограничения на D -мерную массу Планка

Как отмечалось выше, если в схеме ADD имеется только одно дополнительное измерение ($n=1$) и наложено требование $M_D \sim 1 \text{ ТэВ}$, то размер этого дополнительного измерения будет сравним с размером Солнечной системы. Астрофизические данные исключают случай $n=2$ (если не допустить, что M_D может быть больше 50–100 ТэВ), и сильно ограничивает величину M_D снизу для $n=3$. Одно из наиболее жестких ограничений следует из данных по остыванию сверхновых, ядра которых – потенциально мощные источники КК гравитонов. Например, сильные пределы на число измерений получаются из наблюдений за тем, как быстро сверхновая SN 1987A теряет свою энергию, ведь часть ее должна уноситься гравитонами (с массами $\ll 10 \text{ МэВ}$).

Напомним, что малым n отвечают (при неизменном масштабе M_D) большие значения радиуса дополнительных измерений R_c , а, следовательно, малые значения масс гравитонов $\sim 1/R_c$. Таким образом, при $n=2(3)$ мы имеем большое число низко лежащих гравитационных мод. Распад и излучение таких мод привели бы к противоречию с астрофизическими данными. Радиус R_c очень быстро убывает с ростом числа дополнительных измерений, что объясняет, почему астрофизические ограничения «работают» лишь при $n=2$ и $n=3$.

Эффекты, связанные с дополнительными пространственными размерностями были предметом поиска на ускорителях. В первую очередь, изучались процессы с рождением КК гравитонов. На Тэватроне наибольший сигнал ожидался в рождении моноструй:

$$p + \bar{p} \rightarrow \text{jet} + \cancel{E}_\perp. \quad (10)$$

Лидирующий вклад в (10) дает подпроцесс $q + g \rightarrow q + G$, где G обозначает КК гравитон (точнее, сумму по всем гравитонам, допустимым кинематикой процесса). Основным фоном является реакция с образованием нейтрино: $p + p \rightarrow \text{jet} + Z$, $Z \rightarrow 2\nu$. Другой процесс,

$$p + \bar{p} \rightarrow \gamma + \cancel{E}_\perp, \quad (11)$$

имеет меньшее сечение, но более четкую сигнатуру. Массивные гравитоны могут также рождаться в столкновении лептонов, например в процессе

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \cancel{E}_\perp. \quad (12)$$

В результате были получены ограничения на фундаментальный гравитационный масштаб M_D , которые приведены в табл. 1. Как видно, на нынешний день практически исключена область $M_D < 1 \text{ ТэВ}$. Отметим, что с ростом n ограничения на M_D становятся более слабыми.

Таблица 1. Экспериментальные ограничения на массу Планка в $(4+n)$ -измерениях M_D , полученные на ускорителях.

Эксперимент	$n=4$	$n=5$	$n=6$
LEP	0.94	0.77	0.66
CDF	0.97	0.93	0.90
DØ	0.87	0.85	0.83

Гравитационные эффекты могут проявляться и в процессах, в которые дают вклады виртуальные обмены КК гравитонами. Примером может служить реакции $e^+e^- \rightarrow G \rightarrow 2f$. Однако бесконечные суммы, описывающие такие вклады, являются расходящимися при $n > 1$ (при $n=1$ суммирование по массам гравитонов хорошо определено). Возникает необходимость введения обрезания, которое и определяет масштаб сечений. В результате, из экспериментальных данных извлекаются не пределы на фундаментальную массу теории M_D , а ограничения на «введенный руками» новый массовый масштаб. Мы не приводим здесь соответствующие экспериментальные ограничения ввиду их малой информативности.

Коллаборация DELPHI, работавшая в свое время на электрон-позитронном коллайдере LEP в ЦЕРНе, пыталась обнаружить в своих данных эффекты, связанные с виртуальными вклады от массивных гравитонов в модели РС с малой кривизной, в процессе (12). Отклонения от предсказаний СМ обнаружено не было, что позволило получить оценку $M_5 > 1,7$ ТэВ. Анализ данных по $p_\perp$ -распределению в двухфотонном рождении на Тэватроне дает близкое к этому значению ограничение снизу: $M_5 > 1,5$ ТэВ.

8. Высокоэнергетическое рассеяние полей СМ на бране в теориях с дополнительными размерностями

В данном разделе мы изучим высокоэнергетическое рассеяние частиц СМ в теории с дополнительными размерностями в АДД сценарии. Как было отмечено в разделе 5, мы рассматриваем случай, когда все поля СМ «живут» на $(1+3)$ -мерной бране, и лишь гравитация оккупирует все $(4+n)$ -мерное пространство. Как же скажется на сечениях рассеяния присутствие в теории бесконечного набора массивных гравитонов?

Рассмотрим рассеяние двух точечных частиц (скажем, лептона или нейтрино на кварке) в так называемой транс-планковской области энергий:

$$\sqrt{s} \gg M_D, -t, \quad (13)$$

где $\sqrt{s}$ есть инвариантная энергия столкновения, а t – 4-мерный квадрат переданного импульса (рассеяние происходит на бране!). Область $s \gg -t$ доминирует над областью фиксированных углов ($s \sim -t$), поэтому для вычисления как упругих, так и полных сечений следует использовать так называемое «эйкональное приближение». В кинематической области $s \gg -t$ «затравочная» или борновская амплитуда рассеяния представляется в виде бесконечной суммы, отвечающей обмену «реджезованными» гравитонами, которая может быть вычислена аналитически. Соответственно, может быть получено явное выражение как для затравочной борновской амплитуды, так и для «эйконала» $\chi(s, b)$:

$$\chi(s, b) = (b_0/b)^n, \quad b_0 \rightarrow M_D^{-1}(s/M_D^2)^{1/n}, \quad (14)$$

где b есть «прицельный параметр», поперечное расстояние, с которого частица движется на мишень.

Зная амплитуду рассеяния точечных частиц, можно рассчитать сечение рассеяния нейтрино на нуклоне. При этом необходимо учесть, что в действительности рассеяние происходит на точечных кварках и глюонах при энергии xs , где x есть доля импульса кварка/глюона в нуклоне. Взвешивая эйконал $\chi(xs, b)$ с функциями распределения кварков и глюонов, приходим, в конечном счете, к сечениям рассеяния, представленным на рис. 8.

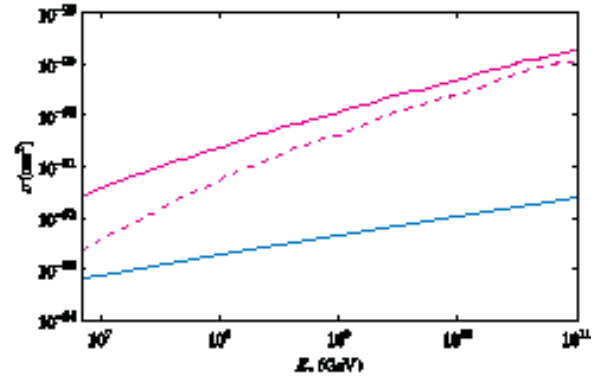


Рис. 8. Сечения рассеяния нейтрино на нуклоне в теории с $n=5$. Сплошная кривая отвечает бесконечно тонкой бране, пунктирная – бране с натяжением. Нижняя прямая линия есть предсказание СМ.

Предыдущее рассмотрение апеллировало к обмену «голыми» гравитонами. Более обоснованным является предположение, что безмассовый гравитон и все КК-гравитоны лежат на так называемой траектории Редже (зависимость углового момента от массы), как это имеет место в адронной или даже в атомной физике, где траектория Редже задает, например, уровни атома водорода в зависимости от полного углового момента. Однако имеется усложнение, а именно: из-за присутствия дополнительных измерений гравитационная траектория расщепляется на бесконечное число субтраекторий («гравиреджеонов»), нумеруемых КК-числом k :

$$\alpha_k(t) = 2 + \alpha'_g t - \alpha'_g m_k^2, \quad k=0, 1, \dots \quad (15)$$

Теория струн говорит нам, что наклон всех траекторий α'_g универсален и определяется струнной массой, $\alpha'_g = 1/(Ms)^2$.

При таком рассмотрении не возникает проблем со сходимостью суммы по массам гравитонов, которая имеет место в случае нереджезованных гравитонов. Вычисленные в этом подходе сечения с обменом грави-реджеонами начинают превышать сечение СМ в области $> 10^9$ ГэВ.

Интересно, что неупругое сечение рассеяния полей на бране и неупругое сечение рассеяния двух D -мерных гравитонов, полученное в теории струн, полностью совпадают. Другими словами, для неупругих процессов совсем не важно, «прикованы» ли сталкивающиеся частицы к бране, или же они могут распространяться во всех D -измерениях. Важным является лишь то, что в обоих случаях происходит обмен D -мерными КК-гравитонами.

9. Рождение и распад черных мини-дыр

Возможность рождения черных мини-дыр в столкновении элементарных частиц СМ в теориях с D -измерениями ($D>4$) основана на следующем полуклассическом представлении. Если прицельный параметр частиц с инвариантной энергией $\sqrt{s}$ оказывается меньше радиуса черной дыры или радиуса Шварцшильда $R_S(s)$, то в результате их взаимодействия образуется черная дыра (верхняя часть рис. 9). Сечение этого процесса дается геометрической формулой (BH=black hole) :

$$\sigma_{BH} = \pi R_S^2(s). \quad (16)$$

Формула для радиуса Шварцшильда в $(4+n)$ измерениях имеет вид (для черной дыры с нулевым спином)

$$R_S(s) : M_D^{-1}(\sqrt{s}/M_D)^{1/(1+n)}. \quad (17)$$

Это выражение применимо при соблюдении неравенства $R_S(M_{BH}) \ll R_c$, которое всегда выполняется, если только $M_{BH}, M_D \ll M_{Pl}$, где M_{BH} есть масса черной дыры.

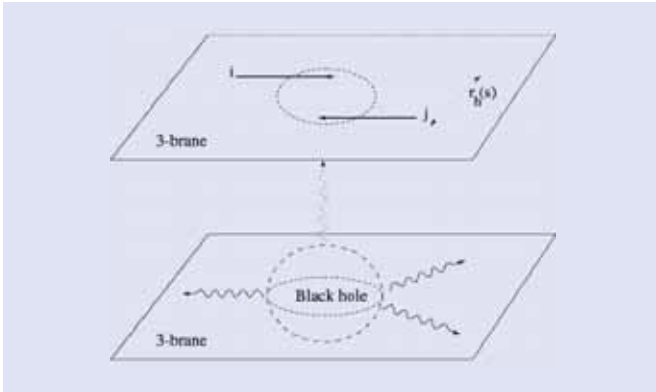


Рис. 9. В верхней части рисунка показано рождение черной мини-дыры, в нижней – ее распад.

Приведенные выше интуитивные соображения нашли более строгое обоснование в ряде работ. А именно, было показано, что при столкновении двух частиц действительно возникает замкнутая поверхность «горизонта», характеризующего черную дыру. Описание процесса рассеяния в рамках классической теории гравитации справедливо, когда выполнено условие $M_{BH} \gg M_D$, так как при этом квантовые поправки подавлены степенным образом (напомним, что M_D играет роль массы Планка в D -измерениях). При $M_{BH} \sim M_D$ наступает режим квантовой гравитации, который, как надеются многие, может быть адекватно описан в рамках теории суперструн. В практических вычислениях обычно полагают $M_{BH} > 5M_D$.

Из выражения для радиуса Шварцшильда (17) видно, что сечение образования черной дыры растет с энергией степенным образом. Ожидаемые сечения с рождением черных дыр на ускорителе БАК варьируются от 15 нб до 1 пб при изменении D -мерной массы Планка от 1 до 5 ТэВ, что отвечает частоте их рождения ~ 1 Гц для нормальной светимости БАК.

Черные мини-дыры смогут быть идентифицированы по продуктам своего распада. Испарение чер-

ной дыры происходит за время $\sim 10^{-26}$ сек в несколько этапов. На так называемой «стадии облысения» (balding phase) происходит классическое излучение гравитонов и калибровочных бозонов. При этом асимметричная черная дыра теряет около 15% своей массы, а ее конечное состояние описывается известным стационарным решением в $(4+n)$ измерениях. На следующей (spin-down) стадии черная дыра теряет еще примерно 25% массы, а главное, свой угловой момент $\sim R_S M_{BH}$, излучая кванты с угловым моментом $L \sim 1$.

Затем наступает наиболее важная, с точки зрения сигнатуры распада, фаза Шварцшильда, на которой происходит тепловое излучение при температуре T_H , называемой температурой Хокинга (Hawking), $T_H = (n+1)/(4\pi R_S)$. Черная дыра излучает как черное тело, однако из-за искривления геометрии пространства-времени вблизи черной дыры для наблюдателя, находящегося вдали от нее, она выглядит как «серое» тело. Важно, что черная дыра распадается преимущественно на частицы СМ, находящиеся на 4-мерной бране (нижняя часть рис. 9), а испарением в дополнительные измерения можно пренебречь (куда излучается лишь гравитон как одна частица). Это объясняется тем, что излучение происходит в S -волне, и волновые функции массивных гравитационных мод очень слабо перекрываются с волновой функцией источника излучения.

На последней, планковской стадии черная дыра с оставшейся массой $M_{BH} \sim M_D$ распадается, как считается, на несколько массивных квантов. Эта стадия очень плохо изучена, так как требует привлечения квантовой гравитации.

Несмотря на то, что детали распада черной мини-дыры зависят от многих факторов, есть две четкие сигнатуры от ее распада, – большая множественность и нечувствительность продуктов распада к ароматам (поскольку излучение Хокинга является термальным). Кроме того, дополнительными сигналами от распада черной дыры могут служить: наличие прямых лептонов и фотонов с энергиями ~ 100 ГэВ и доминирование адронной моды распада над лептонной модой (ожидаемое отношение равно 5:1).

10. Нейтринный телескоп на Южном полюсе IceCube

Поскольку в СМ нейтрино слабо взаимодействуют с веществом даже при высоких энергиях, а их поток из космоса очень мал, приборы для регистрации космических нейтрино, нейтринные телескопы, должны иметь большие геометрические размеры. Принцип работы таких детекторов – регистрация черенковского света от релятивистских заряженных частиц, проходящих через прозрачную среду. Известно, что длина поглощения черенковского света во льду (в чистой воде) ~ 100 м, что позволяет создавать нейтринные телескопы с размерами в сотни метров и более в естественных средах – либо в массиве чистого льда, либо в глубине морей (озер).

В этом разделе мы опишем один из таких детекторов, IceCube, строящийся на Южном полюсе. Он предназначен для обнаружения так называемых пр-

going космических нейтрино, которые попадают в детектор, пройдя сквозь толщу Земли под малыми отрицательными углами к горизонту. Проект предусматривает установку 4800 цифровых оптических модулей, собранных в 80 гирлянд, называемых «струнами». Эти струны вмораживаются в антарктический лёд на глубине между 1450 и 2450 м (см. рис. 10). В настоящее время установлены и работают более 40 таких струн. Расстояние между ними приблизительно 125 м, так что по завершению установки всех струн IceCube будет использовать кубический километр чистого льда. Телескоп IceCube дополнен сетью поверхностных детекторов, называемой IceTop, для регистрации ливней.

Телескоп IceCube – логичное развитие проекта предыдущего поколения AMANDA, эффективный объем которого $0,01 \text{ км}^3$ (см. рис. 10). За время работы телескопа AMANDA-II (2000–2003 гг.) коллаборации не удалось зарегистрировать сигналов от космических нейтрино, что позволило ей дать ограничение на диффузионный поток нейтрино в области энергий $2 \cdot 10^{14} - 10^{16} \text{ эВ}$ (он будет приведен ниже на рис. 19).

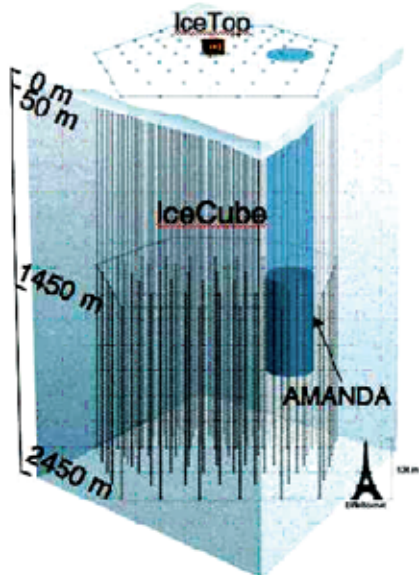


Рис. 10. Крупнейший нейтринный телескоп IceCube на Южном полюсе во льду Антарктики.

Принцип работы одинаков для обоих детекторов – это регистрация импульсов черенковского света от релятивистских заряженных частиц. Конфигурация телескопа IceCube оптимизирована под регистрацию мюонов, индуцированных мюонными нейтрино. Это объясняется следующим обстоятельством. Мюон, образовавшийся в результате взаимодействия высокоэнергетического нейтрино с нуклоном через заряженный ток, уносит 80% энергии нейтрино. Такой мюон образует длинный трек, поэтому мюоны, родившиеся вне детектора, также могут быть зарегистрированы, если импульс нейтрино был направлен в сторону детектора. Как следствие, эффективный объем детектора превышает его геометрический объем.

В результате взаимодействия электронного нейтрино с нуклоном в процессе

$$\nu_e + N \rightarrow e + X, \quad (18)$$

рождается электрон, который, в свою очередь, инициирует электромагнитный каскад длиной до 10 метров, что меньше расстояния между струнами. Остаток энергии (20%) передается адронному каскаду. С одной стороны, трудно восстановить направление движения электронного нейтрино. С другой стороны, хорошо определяется его начальная энергия, поскольку событие целиком заключено внутри детектора (например, при энергии 100 ТэВ черенковское излучение ограничено сферой радиусом 130 м).

Как сказано выше, мюонное нейтрино рождает длинный трек, составляющий километры при энергии мюона от 1 ТэВ и выше. В этом случае образуется черенковский конус вдоль трека от слабоионизирующего мюона.

Тау-нейтрино практически невозможно отличить от электронных нейтрино при низких энергиях, однако при высоких энергиях ситуация меняется. Одна из ярких сигнатур их поиска – так называемые double-bang события («двойной выстрел»), в которых один из каскадов рождается тау-лептоном, а второй – от распада этого тау-лептона. При энергиях тау-нейтрино $< 2 \cdot 10^{16} \text{ эВ}$, пробег тау-лептона не превышает 1 км, т.е. размера IceCube. Другая

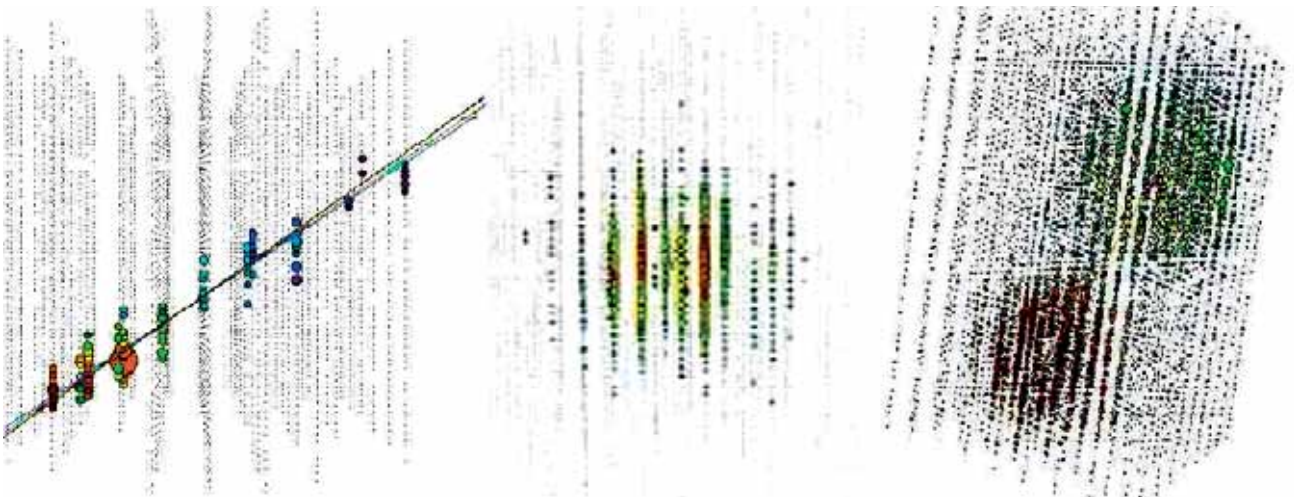


Рис. 11. Три вида сигналов от различных типов нейтрино в детекторе IceCube. Слева направо: трек от мюона, ливень, double-bang событие.

интересная сигнатура – loli-por события («леденец на палочке»), в которых первый каскад (с рождением тау-лептона) происходит вне объема детектора, трек тау-лептона пересекает детектор, а сам тау-лептон распадается внутри детектора.

На рис. 11 показано, как выглядят события от различных типов нейтрино.

Главным фоном к астрофизическим нейтрино являются «нисходящие» (down-going) атмосферные нейтрино. Один из фактов, позволяющий дискриминировать первые на фоне последних – их разные энергетические спектры (поток космических нейтрино начинает превышать поток атмосферных нейтрино в области $>10^{14}$ эВ). Другой путь – попытаться зарегистрировать сразу несколько нейтрино, пришедших с одного и того же направления, особенно если оно привязано к известному источнику гамма-лучей высоких энергий. Потенциальными источниками могут служить активные ядра галактик (AGN) или всплески гамма-лучей (GRB). Отметим, что для фоновых атмосферных нейтрино вероятность double-bang и loli-por событий очень мала.

В заключение приведем оценку чувствительности IceCube к полному диффузионному потоку астрофизических нейтрино для интервала энергий $2 \cdot 10^8 - 10^{11}$ эВ (год работы полной установки):

$$E_\nu^2 \Phi(E_\nu) < 1.5 \cdot 10^{-8} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}. \quad (19)$$

Этот верхний предел на порядок меньше предела, поставленного детектором AMANDA.

Строительство нейтринного телескопа IceCube завершится в 2011 г. В разделе 12 мы расскажем о планах дополнить IceCube детектором радиоимпульсов и акустическим детектором.

11. Подводные нейтринные телескопы

Первым в мире крупным нейтринным телескопом черенковского излучения, расположенным глубоко под водой и использующим ее в качестве активной среды, стал детектор, находящийся в озере Байкал в 3,6 км от берега на глубине ~1 км. Как и детектор IceCube, он состоит из погруженных в воду струн, на которых расположены оптические модули. Сами струны располагаются на некотором расстоянии друг от друга, образуя, таким образом, объем детектора. Прототип нынешнего нейтринного телескопа Байкал (NT36) начал работу в 1993 г., и тогда же были получены первые кандидаты на нейтринные события. Работавший с 1998 по 2005 г. детектор NT200 имел эффективный объем $0,2 \cdot 10^6 \text{ м}^3$ (для регистрации ливней с энергией 10 ТэВ). В заключительном разделе на рис. 19 будет показано ограничение на поток космических нейтрино, полученное на этой установке.

Действующая в настоящее время модернизированная установка Байкал NT200+ (см. рис. 12) имеет геометрический размер $4 \cdot 10^6 \text{ м}^3$ и намного больший эффективный объем, 10^7 м^3 (для энергии ливня 10^4 ТэВ). Соответственно, увеличилась и чувствительность детектора к полному диффузионному потоку нейтрино, которую можно достичь за 3 года работы:

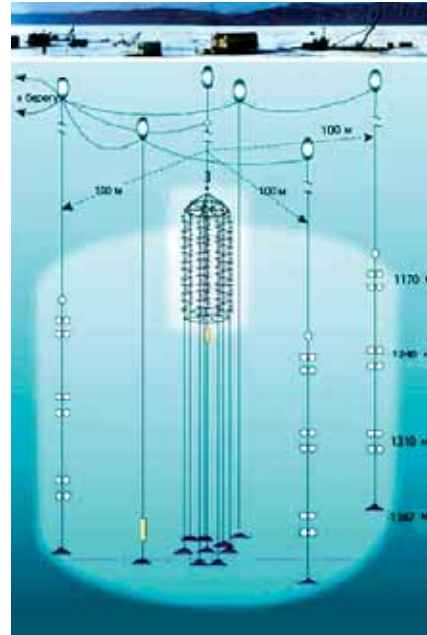


Рис. 12. Подводный нейтринный телескоп в озере Байкал (установка NT200+).

$$E_\nu^2 \Phi(E_\nu) < 2 \cdot 10^{-7} \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}. \quad (20)$$

В планах эксперимента Байкал – создание на основе существующей установки гигатонного детектора с эффективным объемом $(0,4 - 1,0) \cdot 10^9 \text{ м}^3$ для регистрации ливней с энергией >100 ТэВ и мюонов с энергиями 10–30 ТэВ. Работу планируется начать в 2009 г.

Еще три глубоководных нейтринных телескопа строятся и/или работают в Средиземном море. Это ANTARES (на глубине 2500 м, у берегов Франции вблизи Тулона), NEMO (на глубине 3500 м, у берегов Сицилии) и NESTOR (на глубине 4500 м, возле побережья Греции). Строительство телескопа ANTARES завершено в 2008 г. Он нацелен в основном на регистрацию мюонов от мюонных нейтрино. Его геометрический размер равен $2 \cdot 10^7 \text{ м}^3$, а эффективная площадь (для мюонов с энергией >1 ТэВ) составляет $2 \cdot 10^4 \text{ м}^2$. По своим возможностям он сопоставим с детектором AMANDA (см. предыдущий раздел).

Коротко остановимся на дух других проектах. Подводная часть детектора NEMO представляет собой «башню» с укрепленными на ней через 30 м площадками для оптических модулей. На первой стадии проекта (NEMO-1), осуществленном в 2003–2007 гг., была смонтирована и протестирована уменьшенная копия башни на глубине 2000 м. На второй стадии (NEMO-2) на глубине 3500 м собран полный прототип башни.

В 2009 г. нейтринный телескоп должен начать работу. Эффективная площадь телескопа NESTOR (при регистрации мюонов с энергией >10 ТэВ) примерно такая же, как и у телескопа ANTARES. В 2003 г. коллаборация NESTOR также провела тест одной из башен детектора на глубине 3800 м.

Как уже подчеркивалось выше, для обнаружения космических нейтрино от астрофизических источников необходимы детекторы с объемом не менее 1 км^3 . В то же время геометрический объем детек-

торов первого поколения, таких как AMANDA и ANTARES, равен $0,01 \text{ км}^3$. Вот почему ANTARES, NESTOR и NEMO в 2006 г. объединили свои усилия с целью создания в Средиземном море на базе одного из этих детекторов нейтринного телескопа нового поколения, с рабочим объемом 1 км^3 . Проект, получивший название KM3Net, будет детектировать черенковское световое излучение от заряженных частиц, рождающихся при взаимодействии мюонных нейтрино с нуклонами:



Несмотря на то, что KM3Net и IceCube имеют сравнимые геометрические размеры (кубический километр) чувствительность KM3Net к потоку нейтрино при энергиях нейтрино свыше 100 ТэВ будет превосходить чувствительность телескопа IceCube в 2–3 раза. Его технический проект должен быть готов к концу 2009 г.

12. Детектирование радиоимпульсов от ШАЛ

Ожидаемый поток GZK-нейтрино очень мал, и составляет примерно одну частицу на 1 км^2 поверхности в день. Если учесть, что лишь одно из 500 прилетевших нейтрино взаимодействует в толще льда, то становится понятно, что детектор IceCube, с размером 1 км^3 , зарегистрирует не более одного события от GZK-нейтрино в год. Ясно, что для набора хорошей статистики необходимы нейтринные телескопы с объемом $>100 \text{ км}^3$. Такие детекторы есть, и основаны они на регистрации не черенковского света (во льду или в воде), а черенковских радиосигналов.

Примерно полвека назад советским физиком Г. Аскарьяном было предсказано существование радиочастотных и акустических сигналов от электромагнитных каскадов. При развитии электромагнитного каскада в диэлектрической среде электроны и фотоны каскада выбивают электроны из атомов среды, а позитроны каскада аннигилируют с электронами среды. Оба эффекта приводят к избытку отрицательного заряда, равному 20–30% от числа заряженных частиц на данном уровне развития каскада. Существование отрицательного избытка заряда приводит к черенковскому излучению от каскада в микроволновой области. При $l > d$, где l – длина волны, а d – диаметр каскада, излучение зарядов является когерентным, а его интенсивность пропорциональна квадрату энергии каскада. При ультравысоких энергиях радиоизлучение составляет существенную часть энергии каскада.

Кроме того, ионизационные потери частиц вызывают мгновенный нагрев вещества в объеме каскада, что приводит к появлению и биполярного звукового сигнала. Звуковая волна распространяется в диске, перпендикулярном каскаду, с максимальной частотой, равной v/d , где v – скорость звука.

Теоретические предсказания Аскарьяна были позднее подтверждены в экспериментах на ускорителях.

Преимущество радиочастотного и акустического детектирования связано со слабым затуханием радиосигнала в таких средах, как холодный лед или

сухая соль, и звука в воде. Это позволяет проектировать установки с большим (сотни метров) расстоянием между отдельными детекторами. Недостатками этих методов регистрации являются высокий энергетический порог ($\sim 10^{16} \text{ эВ}$) и сложность выделения сигнала из шумов.

В 1997 г. был запущен спутник FORTE, целью которого было детектирование радиоизлучения, возникающего в толще льда Гренландии. Спутник находился на круговой орбите, на высоте 800 км. Площадь ледяной шапки Гренландии составляет около $1,8 \cdot 10^6 \text{ км}^2$, ее доступная толщина, определяемая потерями радиосигнала, $\sim 1 \text{ км}$, так что эффективный объем детектора равнялся $\sim 1,8 \cdot 10^6 \text{ км}^3$.

Нейтрино с энергиями свыше 10^{18} эВ могут индуцировать ливни при взаимодействии с веществом Луны. Если взаимодействие произошло в ее верхнем слое (до 10 м), радиоимпульсы от ливня не успеют в нем поглотиться, и могут быть зафиксированы радиотелескопами на Земле. Эта идея, впервые высказанная И. Железных, была реализована в эксперименте GLUE. Нетрудно оценить, что объем лунного вещества, к которому чувствителен детектор, равен примерно 10^5 км^3 . Такой эффективный объем оказался достаточным для получения ограничений на диффузионный поток нейтрино в области $>10^{20} \text{ эВ}$.

В 2008 г. были получены первые данные с нового эксперимента по поиску радиоимпульсов с Луны – радиотелескопа WSRT. Из строящихся и планируемых радиотелескопов, способных зондировать Луну, отметим проекты LOFAR и SKA (последний должен вступить в строй в 2020 г.). Оба детектора объединены в рамках эксперимента NuMoon.

С 1999 по 2005 гг. набирал данные радиодетектор RICE, расположенный на Южном полюсе в верхнем слое льда (140–260 м) и совмещенный с детектором AMANDA. Проект RICE был нацелен на измерение черенковского излучения от ливней, вызванных космическими нейтрино в диапазоне частот 200–500 МГц, что позволило получить ограничение на диффузионный поток нейтрино в области энергий $10^{18}–10^{21} \text{ эВ}$.

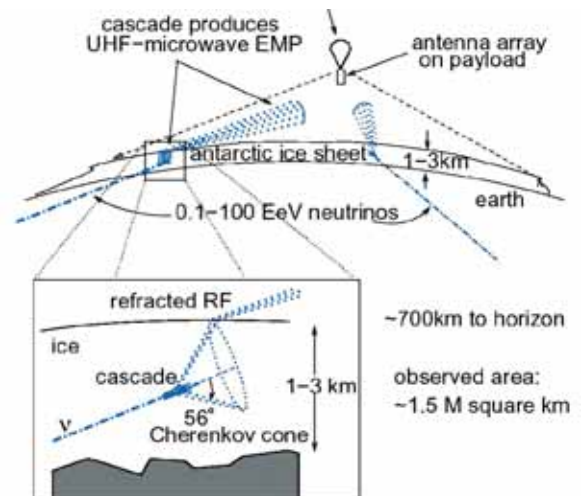


Рис. 13. Радиодетектор на воздушном шаре ANITA над Южным полюсом. Показана схема регистрации радиоимпульсов, вызванных ливнями от нейтрино.

Над Южным полюсом успешно работает радиодетектор ANITA. Он может в течение длительного времени (более полумесяца) летать на воздушном шаре на высоте 38 км, что позволяет ему просматривать цилиндрический объем льда с радиусом 700 км (см. рис. 13). Детектор регистрирует радиосигналы в диапазоне 200–1200 МГц, исходящие от антарктического льда. Порог регистрации равен $10^{18.5}$ эВ. Полученное ANITA ограничение на поток космических нейтрино позволило закрыть наиболее оптимистические теоретические оценки спектра GZK-нейтрино.

Строящийся радиодетектор нового поколения AURA – один из проектов коллаборации IceCube. Его антенны для детектирования радиосигналов в области 200–1000 МГц, расположенные на глубине от 200 до 600 м, будут дополнены системой SPATS для регистрации акустических сигналов от ливней. Акустические детекторы будут закрепляться на тех же самых струнах, что и радиодетекторы, но на большей глубине – от 215 до 1100 м. Таким образом, IceCube станет комбинированным (оптическим, радио и акустическим) детектором.

В дальнейшем детектор IceCube планируется дополнить еще и сеткой радиодетекторов IceRay, которая будет располагаться над ним в поверхностном слое льда (50–200 м) на площади ~ 50 км². Эффективный объем IceRay будет равен ~ 250 км³, учитывая, что детектор сможет ловить сигналы из глубины льда до 2,5 км.

Радиосигналы от ливней высоких энергий слабо затухают не только во льду, но и в сухой соли. Это свойство радиосигнала использовано в проекте SALSA, предусматривающем размещение детектора в чистом (примеси <1%) соляном массиве. В нем на глубину ~ 3 км будут просверлены отверстия, куда будут опущены струны с радиодетекторами. Телескоп будет чувствителен к области энергий 10^{12} – 10^{18} эВ.

Детектор атмосферных ливней Pierre Auger, о котором шла речь в разделе 1, также планируется оснастить радиодетектором. С помощью радиодетекторов будут изучены ШАЛ ультравысоких энергий (10^{19} – 10^{23} эВ), в которых черенковское излучение доминирует над световым излучением.

13. Поиск наклонных ливней от нейтрино на установке Auger

Крупнейший детектор КЛ, обсерватория Auger, имеет достаточно большую апертуру, чтобы в ближайшие несколько лет зарегистрировать события от космических нейтрино с учетом того, что диффузионный поток нейтрино не должен быть меньше потока GZK-нейтрино. Но как выделить ШАЛ, вызванных нейтрино на огромном фоне ШАЛ, вызванных протонами (ядрами)? Ведь в СМ сечения рассеяния протонов (ядер) на ядрах атмосферы на несколько порядков превышают сечения рассеяния нейтрино!

Как было предложено еще 40 лет назад В. Березинским, Г. Зацепиным и А. Смирновым, для выделения чисто нейтринных событий следует искать сигналы от квазигоризонтальных, глубоко проника-

ющих в атмосферу ШАЛ (см. рис. 14). Имеются в виду ливни, вызванные космическими частицами, которые входят в атмосферу под малыми углами к горизонту (<15–20°). Заметим, что путь от границы атмосферы до детектора возрастает от 1000 г/см² (в водном эквиваленте) для вертикальных ливней до 30000 г/см² – для горизонтальных. Протоны не могут проделать столь длинный путь, образуя ШАЛ в верхней части атмосферы, в то время как нейтрино может вызвать ливень на любом отрезке пути до детектора. Под глубоко проникающим ливнем понимается ливень, рожденный на расстоянии не менее 1700 г/см² от точки входа нейтрино в атмосферу.

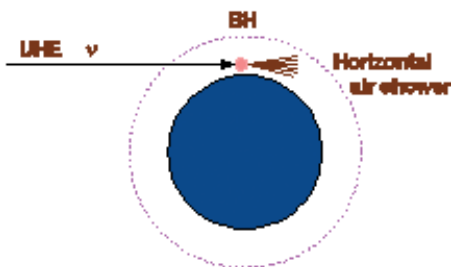


Рис. 14. Атмосферный ливень, рожденный высокоэнергетическим нейтрино, проходящим под малым углом к горизонту.

Поскольку наклонные ливни образуются протонами в верхних слоях атмосферы, то электромагнитная часть их ливня поглощается до прихода в детектор (примерно на глубине 800 г/см²). До поверхности Земли дойдет лишь его мюонная компонента. Кроме того, фронт такого ШАЛ отличается от более плоского фронта ШАЛ, вызванного нейтрино в средних и нижних слоях атмосферы. Если наложить обрезание на спектр мюонов у поверхности Земли, то окажется, что вероятность регистрации глубоко проникающих ливней с энергией от 10^{19} эВ, индуцированных протоном, составит менее 0,01%.

На рис. 15 показана формула для расчета числа квазигоризонтальных нейтринных ливней, которое может быть зарегистрировано наземными черенковскими детекторами обсерватории Auger. Число ШАЛ растет пропорционально потоку нейтрино Φ_ν и сечению рассеяния нейтрино на нуклоне $\sigma_{\nu N}$, если последнее сравнимо с сечением СМ. Для больших сечений будет играть роль фактор ослабления потока в нейтрино в атмосфере $att(E_\nu)$ (см. рис. 15), а зависимость числа событий от $\sigma_{\nu N}$ станет более сложной.

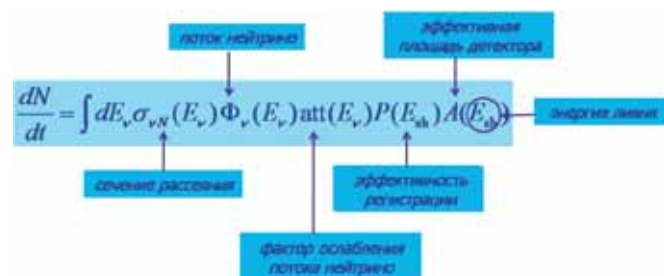


Рис. 15. Формула для определения числа наклонных ШАЛ, индуцированных космическими нейтрино.

Одна из целей обзора – показать, что, наблюдая сигналы от космических нейтрино, можно извлечь их сечения рассеяния и тем самым измерить вклады от «новой физики», например, эффекты от введения дополнительных размерностей. На первый взгляд, все, что мы сможем извлечь из будущих данных, – это произведение $\Phi_{\nu} \cdot \sigma_{\nu N}$, но не поток и сечение рассеяния нейтрино по отдельности.

Проблему поможет решить регистрация ливней, вызванных путешествующими сквозь Землю (Earth-skimming) тау-нейтрино. Космическое тау-нейтрино с высокой энергией, траектория полета которого составляет отрицательный угол с горизонтом, пролетая в верхнем слое земной коры, превращается в тау-лептон. Тау-лептон с энергией $>10^{19}$ эВ способен пройти в толще земной коры десятки километров и вылететь в атмосферу над детектором, где образует ШАЛ на высоте 0–2500 м (рис. 16).

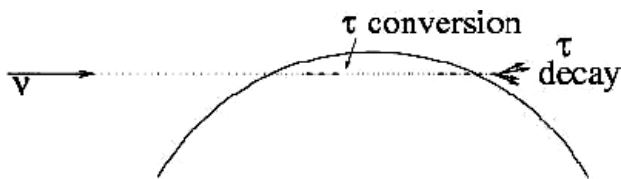


Рис. 16. Рождение тау-лептона высокоэнергетическим тау-нейтрино в земной коре, с последующим вылетом тау-лептона в атмосферу, где он образует атмосферный ливень.

Важным является то, что вероятность такого сигнала уменьшается с ростом $\sigma_{\nu N}$. Действительно, при больших $\sigma_{\nu N}$ велика вероятность того, что нейтрино просто поглотится в земной коре до того, как конвертируется в тау-лептон. В табл. 2 показано ожидаемое число событий/год на установке Auger для двух типов событий. Выбраны три различных теоретических потока нейтрино, сечения $\sigma_{\nu N}$ рассчитаны по формулам СМ. Из табл. 3 видно, как число наклонных ливней и ливней, индуцированных тау-нейтрино, изменяется с ростом $\sigma_{\nu N}$. Таким образом, регистрируя детектором Auger одновременно как наклонные ливни, так и ливни, вызванные тау-нейтрино, можно будет

Таблица 2. Число ШАЛ от нейтрино, которые могут быть зарегистрированы детектором Auger за год его работы.

Поток нейтрино	Наклонные ливни	Ливни от Earth-skimming нейтрино
Cosmogenic	0.067	1.3
Waxman-Bahcall	0.22	4.8
Top-down	0.16	4.1

Таблица 3. Число ШАЛ от нейтрино на установке Auger в год в предположении, что полное сечение рассеяния нейтрино на нуклоне на порядок (два порядка) больше сечения СМ.

$\sigma_{\nu N}$	Наклонные ливни	Ливни от Earth-skimming нейтрино
СМ	0.067	1.3
СМ×10	0.20	0.68
СМ×100	1.5	0.081

извлечь величины Φ_{ν} и $\sigma_{\nu N}$ по отдельности, используя диаметрально противоположную зависимость числа этих ливней от $\sigma_{\nu N}$.

В разделе 5 мы говорили о том, что в теории с дополнительными размерностями и плоской метрикой частицы, сталкиваясь при высоких энергиях, могут рождавать черные дыры. Такие процессы могут происходить не только на ускорителях, но и при взаимодействии космических нейтрино с нуклонами атмосферы, в результате чего также образуются ШАЛ (см. рис. 14).

На рис. 17 показаны сечения рассеяния нейтрино высоких энергий в зависимости от выбранного числа дополнительных измерений. Обратим внимание на то, что сечения рождения черных дыр начинают доминировать над сечениями СМ уже при энергиях 10^{15} – 10^{16} эВ (в зависимости от минимальной массы черной дыры). При энергии 10^{20} эВ сечения достигают значения 0,01 мб, что примерно на два порядка превышает предсказание СМ (см. рис. 17).

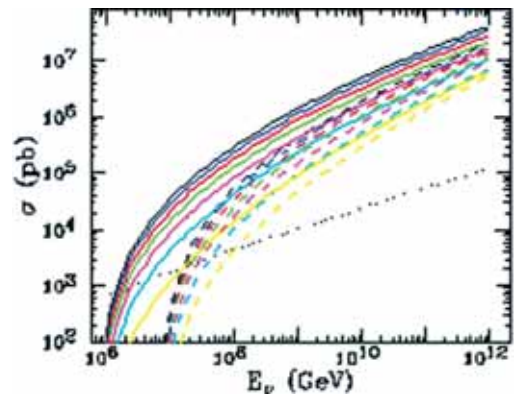


Рис. 17. Сечения образования черных мини-дыр в рассеянии нейтрино на нуклонах в зависимости от энергии нейтрино в теории с $(4+n)$ измерениями и фундаментальной массой Планка $M_D=1$ ТэВ. Кривые (сверху вниз) отвечают значениям $n=1, 2, 7$. Показано два случая: $M_{BH}=M_D$ (сплошные кривые) и $M_{BH}=3M_D$ (пунктирные кривые). Нижняя прямая линия - сечение СМ.

В заключение приведем результаты расчета числа наклонных глубоко проникающих ливней в модели РС с малой кривизной, которое может быть зарегистрировано детектором Auger за год его работы. Число ожидаемых событий представлено как функция двух основных параметров модели (рис. 18).

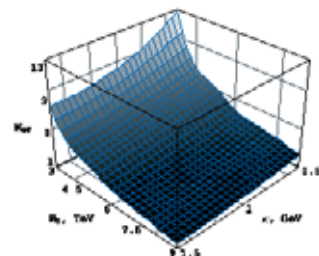


Рис. 18. Ожидаемое число наклонных ливней от нейтрино на детекторе Auger за 1 год его работы в РС модели с малой кривизной. Для оценок был выбран поток Ваксмана-Бакала.

Заключение

Несмотря на интенсивные поиски, ни одного сигнала от космических нейтрино пока не зарегистрировано. Отсутствие таких сигналов позволило установить пределы на потоки космических нейтрино. На рис. 19 представлены верхние ограничения на диффузионный поток нейтрино (в пересчете на один аромат, для сравнения с данными Auger). Отметим, что детектор Auger имеет наибольшую чувствительность как раз в той области, где предсказываемый поток GZK-нейтрино имеет максимум.

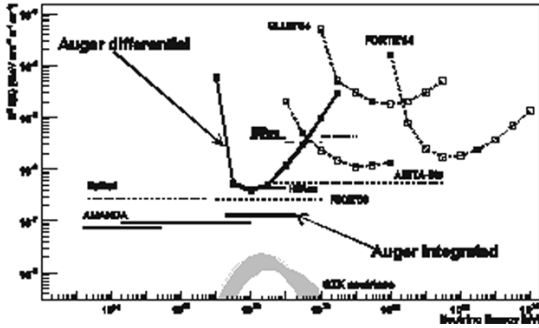


Рис. 19. Экспериментальные верхние ограничения на диффузионный поток космических нейтрино (пересчитанные на один аромат нейтрино). Ограничение коллаборации Auger получено из данных по поиску Earth-skimming тау-нейтрино.

Однако, согласно оценкам, действующие и проектируемые детекторы позволят зарегистрировать события от космических нейтрино в ближайшие несколько лет. Имеются в виду нейтринные телескопы IceCube и KM3Net с объемом 1 км^3 , а также обсерватория Pierre Auger.

Одновременная регистрация квазигоризонтальных ливней и ливней, вызванных тау-нейтрино, проходящими сквозь земную кору под малыми углами, даст возможность определить как поток нейтрино, так и сечения рассеяния нейтрино на нуклоне.

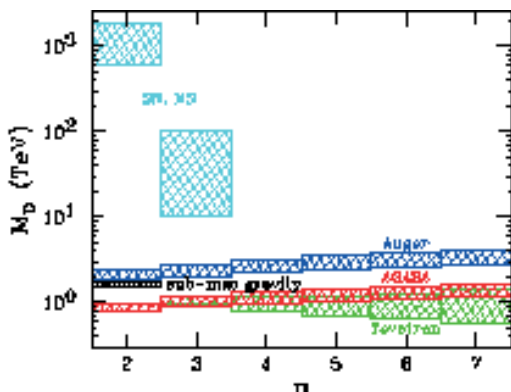


Рис. 20. Пределы на величину D -мерной константы Планка M_D , полученные из данных гравитационных экспериментов, из анализа охлаждения сверхновых и разогрева нейтронных звезд, двухлептонных и двухфотонных процессов на Тэватроне, из факта отсутствия сигналов от черных дыр на детекторе AGASA. Показана ожидаемая чувствительность к M_D детектора Auger.

Если наше пространство-время содержит дополнительные компактные измерения, то это сечение будет усилено в области энергий, где ожидаются космические нейтрино (например, за счет рождения черных дыр). Таким образом, поиск событий, индуцированных нейтрино высоких и сверхвысоких энергий, дает возможность обнаружить эффекты, связанные с дополнительными размерностями.

В заключение на рис. 20 мы демонстрируем чувствительность детектора Auger к фундаментальному масштабу теории с дополнительными размерностями – массе Планка в D -измерениях.

Автор признателен В.А. Петрову за ценные замечания.

Литература

1. В. Гейзенберг. Космическое излучение и фундаментальные проблемы физики, в сб. Шаги за горизонт. – М.: Прогресс, 1987.
2. Дж. Бакал. Нейтринная астрофизика. – М.: Мир, 1993.
3. Г.В. Клапдор-Кляйнготтхаус, К. Цюбер. Астрофизика элементарных частиц. – М.: Редакция журнала «Успехи физических наук», 2000.
4. С. Хокинг, Р. Пенроуз. Природа пространства и времени. – С.-П.: Амфора, 2007.
5. Б. Грин. Элегантная Вселенная. Суперструны, скрытые размерности и поиски окончательной теории. – М.: ЛКИ, 2008.
6. N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. Dvali. Phys. Lett. B 429, 263 (1998); Phys. Rev. D 59, 086004 (1999); I. Antoniadis et al., Phys. Lett. B 436, 257 (1998).
7. L. Randall and R. Sundrum. Phys. Rev. Lett. 83, 3370 (1999).
8. К. Greisen. Phys. Rev. Lett. 16, 748 (1966); Г.Т. Зацепин, В.А. Кузьмин. Письма в ЖЭТФ 4, 78 (1966).
9. Г.А. Аскарьян. Атомная энергия 3, 152 (1957); ЖЭТФ 41, 616 (1961).
10. F. Halzen and D. Hooper. Rep. Prog. Phys. 65, 1025 (2002).
11. L. Anchordoqui et al. Int. J. Mod. Phys. A 18, 2229 (2003).

Криогенная система для охлаждения сверхпроводящего сепаратора канала сепарированных каонов

А.И. Агеев, С.С. Козуб, Л.С. Ширшов (Институт физики высоких энергий, Протвино)

Введение

В ГНЦ ИФВЭ создан канал сепарированных каонов и экспериментальная установка ОКА <http://www.oka.ihep.su/>, на которой начато изучение редких распадов каонов. Получение сепарированного пучка К-мезонов основано на использовании двух сверхпроводящих СВЧ резонаторов, работающих при температуре 1,8 К. Для охлаждения резонаторов до температуры всего на 1.8 градуса выше абсолютного нуля применен сверхтекучий гелий.

Данная статья посвящена описанию работ по криогенной системе, обеспечивающей гелием сверхпроводящие резонаторы канала сепарированных каонов. В ней очень кратко отражены работы по автоматизации и совсем не затронуты другие большие задачи, связанные с созданием канала, такие как магнитная оптика и другие элементы «теплой» части канала, собственно резонаторы, СВЧ система.

Сначала, в качестве введения, интересно посмотреть на историю развития работ с гелием, открытым в 1868 году при исследовании спектра солнечной короны. Лишь через 27 лет этот элемент был получен в земных условиях английским ученым Уильямом Рамзаем, который выделил гелий из радиоактивного минерала. Впервые перевел гелий в жидкое состояние нидерландский физик Г. Камерлинг-Оннес в 1908 году. Для ожижения гелия использовался эффект Джоуля–Томсона при дросселировании сжатого газа, предварительно охлажденного жидким водородом. В 1909 году Г. Камерлинг-Оннес путем откачки паров над жидким гелием достиг температуры 1,04 К, что можно считать своего рода реперной точкой в развитии физики низких температур.

В то время объем жидкого гелия измерялся в долях литра, и до 1923 года этот криогенный продукт получали только в лаборатории Г. Камерлинг-Оннеса. Новый этап в получении жидкого гелия начался после создания в 1934 году советским физиком П.Л. Капицей первого гелиевого ожижителя с детандером, что позволило отказаться от использования взрывоопасного жидкого водорода для предварительного охлаждения газообразного гелия. В настоящее время серийно производятся ожижители гелия производительностью до 150 л/час, а в особых случаях и значительно выше, например для охлаждения ускорителя Tevatron (Fermilab, USA) используется установка, производящая до 800 л/час.

Сверхтекучесть жидкого гелия при температуре ниже 2,17 К была открыта П.Л. Капицей в 1938 году.

Гелий при температуре ниже 2,17 К (гелий II) рассматривается теорией сверхтекучести как смесь двух компонент, одна из которых является нормальной, а другая – сверхтекучей. После фазового перехода в жидком гелии и появления сверхтекучей компоненты становится возможным хороший отвод тепла от объектов, размещенных в этой среде, так как сверхтекучий гелий имеет чрезвычайно высокий коэффициент теплопроводности, что открывает новые возможности для охлаждения.

Гелий II кипит совсем не так, как прочие жидкости, он не бурлит при кипении, поверхность его остается совершенно спокойной. Гелий II проводит тепло в 300 млн. раз лучше, чем обычный жидкий гелий (гелий I). Вязкость гелия II практически равна нулю, она в тысячу раз меньше вязкости жидкого водорода. Поэтому гелий II обладает сверхтекучестью – способностью вытекать без трения через капилляры сколь угодно малого диаметра.

Природные газы являются практически единственным источником сырья для промышленного получения гелия. Гелий в природных газах присутствует как незначительная примесь. Содержание его не превышает десятых долей процента. Для отделения от прочих газов используется низкая температура ожижения гелия. После того как все прочие компоненты природного газа сконденсируются при глубоком охлаждении, газообразный гелий откачивают и очищают от примесей.

Молекулы гелия неполярны и силы межмолекулярного взаимодействия между ними крайне невелики – меньше, чем в любом другом веществе, что приводит к самым низким значениям критических величин: наинизшей температуре кипения, наименьшей теплоте испарения и плавления. Что касается температуры плавления гелия, то при нормальном давлении ее вообще нет. Жидкий гелий при сколь угодно близкой к абсолютному нулю температуре не затвердевает, если, помимо температуры, на него не действует давление в 25 или больше атмосфер. Другого такого вещества в природе нет.

Предпосылки и требования к разработке криогенной системы для охлаждения сверхпроводящего сепаратора

Предложение по созданию нового канала с использованием сверхпроводящего сепаратора сформулировано в работе [1], технические параметры приведены в [2].

Принцип работы сверхпроводящих систем для сепарации заряженных частиц изложен в монографии [3], где описана конструкция сверхпроводящего высокочастотного сепаратора, разработанного

в Карлсруэ. После попадания выведенных из ускорителя протонов на мишень, сформированный магнитной оптикой пучок вторичных частиц с определенным импульсом (12,5 ГэВ/с для канала 21) направляется в первый резонатор – дефлектор, где все частицы получают угловое отклонение в вертикальной плоскости $\sim \sin(\omega t)$. Расстояние между дефлекторами, а в процессе работы сепаратора и разность фаз колебаний в дефлекторах, подбираются таким образом, чтобы нужные частицы, каоны, пролетали второй дефлектор «в фазе» и, следовательно, удваивали свое отклонение, а ненужные частицы, пионы и протоны, – в «противофазе», получая такое же, как и в первом дефлекторе, но противоположное по знаку отклонение. В результате, невозмущенная дефлекторами часть пучка (пионы и протоны) гасится на поглотителе, а возмущенная часть (каоны) облетает поглотитель сверху и снизу, в результате чего происходит обогащение пучка каонами.

В силу относительно малой разности скоростей ультрарелятивистских каонов, протонов и пионов, для обеспечения сепарации пучка на базе, не превышающей нескольких сотен метров, необходимо использовать дефлекторы, работающие в дециметровом диапазоне длин волн (в нашем случае рабочая частота составляет около 3 ГГц). Использование же в качестве дефлекторов СВЧ сепаратора сверхпроводящих резонаторных структур позволяет за счет накопления энергии получать с генераторами меньшей мощности те же напряженности отклоняющих полей, что и в диафрагмированных волноводах, обеспечивая, при этом, непрерывный режим работы сепаратора.

В России накоплен значительный опыт работы с крупными сверхпроводящими системами [4], например в Курчатовском институте изготовлена установка «Токамак-15», масса сверхпроводящей обмотки которой достигала 300 тонн. Криогенная система для «Т-15» в оживительном режиме может сжижать до 420 л/час жидкого гелия, а в смешанном технологическом режиме производить 300 л/час жидкого гелия и 1800 Вт холода на температурном уровне 4,5 К.

В 1993 г. в Дубне введен в действие сверхпроводящий ускоритель релятивистских ядер – нуклотрон. Система криогенного обеспечения нуклотрона содержит три оживителя гелия (один из которых является резервным) с полной холодопроизводительностью 4,8 кВт при 4,5 К. [5,6]. Можно отметить, что при сегодняшнем развитии криогенной техники энергозатраты на производство 1 Вт холода при $T=4,4$ К находятся в лучших криогенных установках на уровне 300 Вт.

В ИФВЭ в процессе работ по проекту УНК были созданы стенды, оснащенные системами криогенного обеспечения, и приобретен опыт работы с крупными низкотемпературными установками.

В мире существуют примеры использования сверхтекучего гелия для охлаждения крупных сверхпроводящих устройств. Здесь, в первую очередь можно назвать токамак Tore Supra, запущенный

в 1988 году во французском Кадараше. Сверхпроводящие магниты весом 45 тонн охлаждаются до температуры 1,8 К, при этом отводится 300 Вт с этого температурного уровня, 650 Вт отводится с уровня 4,5 К, а 40 кВт – с уровня 80 К [7].

Самую большую в мире машину с применением сверхтекучего гелия представляет Большой адронный коллайдер LHC. Полный вес «железа» магнитной структуры, распределенной по длине 26,7 км и охлаждаемой до температуры сверхтекучего гелия, составляет около тридцати шести тысяч тонн [8]. Для охлаждения до температуры сверхтекучего гелия СП-магнитов LHC, занимающих основную часть кольца, требуется криогенное оборудование, рассчитанное на получение 150 кВт на уровне 4,5 К [9].

В апреле 1998 года журнал "CERN Courier" опубликовал статью [10] под своеобразным названием "Superconducting separator emerges from sleep", которое звучало как цитата из фантастического романа Герберта Уэллса «Когда Спящий проснется». В заметке сообщалось о том, что после 18 лет «спячки» сверхпроводящий СВЧ сепаратор заряженных частиц был перевезен из Швейцарии (г. Женева) в подмосковный город Протвино.

Этот сепаратор до 1980 года поработал в спектрометре «Омега» в Европейском центре ядерных исследований. Для охлаждения двух сверхпроводящих резонаторов, работающих при температуре 1,8 К, использовался рефрижератор фирмы British Oxygen, который после окончания работ с сепаратором был использован для других целей. После того как ЦЕРН решил предоставить СП-сепаратор для создания канала заряженных частиц на ускорителе У-70, перед нашими специалистами была поставлена задача найти адекватную замену специализированному рефрижератору и создать криогенное оборудование, способное охладить и «разбудить» резонаторы.

Для принятия решения о начале работ по созданию канала со сверхпроводящим сепаратором прежде всего необходимо было убедиться в работоспособности обоих дефлекторов после почти двух десятилетий хранения в ЦЕРНе и транспортировки из ЦЕРНа в ИФВЭ. Учитывая перечисленные проблемы, в качестве первого этапа разработки криогенной системы сепаратора был создан стенд для криогенно-вакуумных испытаний резонаторов. На этом стенде были проведены испытания как сверхпроводящих резонаторов, так и отработаны решения криогенной системы сверхпроводящего ВЧ-сепаратора 21-го канала. Решение задачи создания стенда, проверки работоспособности сверхпроводящих резонаторов, создание криогенной системы сепаратора 21 канала, запуска и эксплуатации нового оборудования были поручены Инженерно-физическому отделу и Отделу пучков.

Стенд испытания СП-резонаторов

Для стенда было выбрано здание 33А, где ранее испытывались модели сверхпроводящих магнитов и сохранилась криогенная база. В конце 1998 года после необходимых доработок криостаты с высоко-

частотными сверхпроводящими резонаторами были успешно подвергнуты криогенно-вакуумным испытаниям при температуре 80 К, что послужило основанием для проведения последующих исследований в 1999 г. при температуре жидкого гелия с вводом ВЧ-мощности в сверхпроводящую структуру. Одновременно были инициированы работы по разработке системы криогенного обеспечения сепаратора на 21-м канале ускорителя У-70.

Криогенная схема стенда представлена на рис. 1, технические подробности изложены в работе [11]. Сжатый гелий из компрессоров попадает в криогенную гелиевую установку, где он сжимается, накапливаясь в ёмкости. В качестве источника холода применена модернизированная криогенная гелиевая установка КГУ-250/4,5, работающая в чисто оживительном режиме и способная выдавать от 5 до 7 г/с жидкого гелия, что в цикле соответствует холодопроизводительности примерно 120 Вт с учетом тепловой нагрузки низкотемпературного теплообменника.

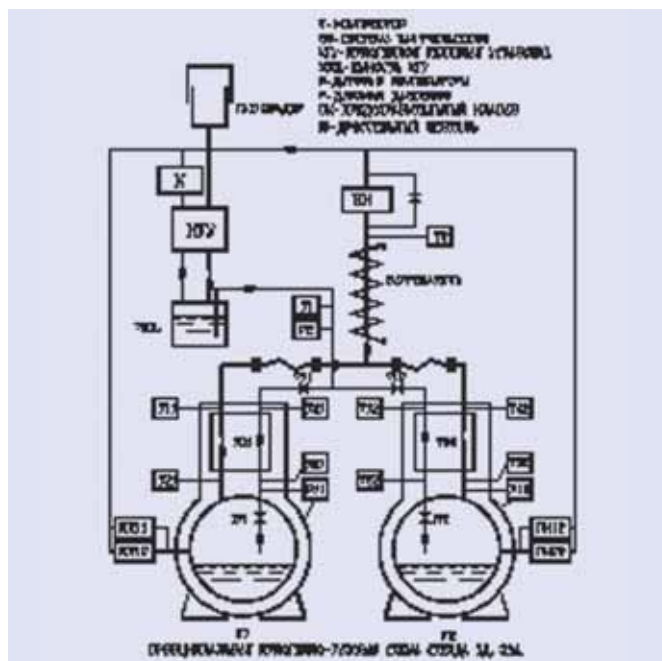


Рис. 1. Схема криогенного стенда в здании 33А.



Рис. 2. Криогенный стенд для испытания сверхпроводящих СВЧ-резонаторов в зд. 33А.

Из накопительной емкости жидкий гелий попадает в низкотемпературный теплообменник ТО1 дефлектора RF1 или в ТО2 RF2 соответственно, где пары обратного потока охлаждают прямой поток до температуры 2,8 К. Далее гелий дросселируется в вентилеях Джоуля-Томпсона JT1 дефлектора RF1 или JT2 RF2 до давления 1,7 кПа, понижая свою температуру до 1,8 К. Жидкость, образующаяся при дросселировании, накапливается в гелиевом сосуде RF1 или RF2. Образующиеся пары охлаждают прямой поток в низкотемпературном теплообменнике, потом подаются в нагреватель, где нагреваются до температуры окружающей среды и затем откачиваются вакуумными насосами и компрессорами.

Во время испытаний, которые продолжались с 14 июня до 6 июля 1999 года, криогенный цех произвел свыше 22 тыс. литров жидкого гелия. В двух криостатах с дефлекторами длиной более 3,5 м каждый поддерживалась температура жидкого гелия, которая при атмосферном давлении равна минус 269 градусам Цельсия, что всего лишь на 4,2 градуса выше абсолютного нуля.

Для получения необходимой добротности сверхпроводящих резонаторов в период 2000–2002 гг. рабочая температура резонаторов была снижена до температуры 2,5 К, а затем 1,8 К. Для достижения столь низкой температуры была создана трехступенчатая система вакуумных насосов. Между ступенями сжатия гелия были установлены теплообменники для охлаждения разреженного потока гелия водой, разработанные и изготовленные в ИФВЭ (рис. 3). Исследование резонаторов на стенде осуществлялось до декабря 2004 года.



Рис. 3. Вакуумный насос типа 2ДВН500 с промежуточными теплообменниками «разреженный гелий-вода».

В ходе работ на экспериментальном стенде была создана самая мощная в России криогенная система холодопроизводительностью 100 Вт при температуре 1,8 К [11], охлаждающая сверхтекучим гелием сверхпроводящие устройства. Она позволила по очереди охладить и успешно провести испытания RF1 и RF2, а также выбрать основные параметры криогенной системы сепаратора 21 канала. Однако холодопроизводительности стенда оказалось недостаточно для одновременного охлаждения двух

резонаторов. Эту задачу должна была решить создаваемая криогенно-вакуумная установка (КВУ) 21-го канала.

Описание криогенно-вакуумной установки 21-го канала ускорителя У-70

Расчетная холодопроизводительность криогенной системы составляет 250 Вт при температуре 1,8 К, в этом режиме она должна обеспечивать каждый резонатор сверхтекучим гелием с расходом 5 г/с или 125 л/час.

постами, состоящими из золотниковых (форвакуумных) насосов АВЗ-20 и высоковакуумных турбомолекулярных насосов ТМН-500.

Для получения 1,8 К откачная машина (ОМ) должна обеспечивать разрежение в резонаторах 1,66 кПа, что достигается трехступенчатой схемой откачки: первая ступень из 8 насосов 2ДВН-1500 сжимает гелий с 1,5 кПа примерно до 2,5–3,0 кПа; вторая из 8 насосов 2ДВН-500 – до 4,0–5,0 кПа; третья из 8 золотниковых насосов АВЗ-180 – до 103 кПа. Откачная машина расположена в здании

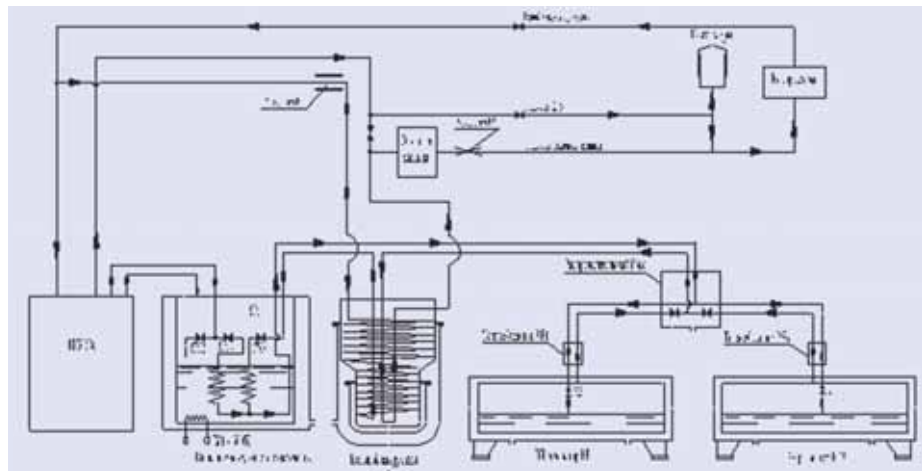


Рис. 4. Схема криогенно-вакуумной установки для охлаждения сверхпроводящих ВЧ-резонаторов 21-го канала.



Рис. 5. Большой гелиевый вакуумный теплообменник КВУ 21-го канала.

Схема КВУ сепаратора показана на рис. 4. Сателлитный рефрижератор, охлаждающий резонаторы, состоит из большого вакуумного теплообменника (БВТО), гелиевой ванны промежуточного охлаждения (ВПО) и двух небольших теплообменников, расположенных около каждого резонатора. Это оборудование было разработано и изготовлено в ГНЦ ИФВЭ. На рис. 5 представлен БВТО после проведения испытаний при 80 К в здании 12Б. Жидкий гелий для сателлитного рефрижератора производит серийно выпускаемая НПО «Гелиймаш» установка КГУ-500 производительностью 150 л/час. Вышеуказанное оборудование расположено в здании ПК1.

Сверхпроводящий резонатор находится в гелиевом сосуде емкостью 700 литров. Гелиевый сосуд с окружающим его экраном, охлаждаемым жидким азотом, помещен в вакуумный кожух диаметром 910 и длиной 4170 мм. RF1 и RF2 со своими теплообменниками установлены в 21-м канале на расстоянии 76 м по оси пучка друг от друга.

Подача жидкого гелия и азота от КВУ к резонаторам, а также возвращение испаряющегося гелия осуществляется по криогенному коллектору, изготовленному ОАО «Криогенмаш». Общая длина коллектора равна 103 м, из них 11 м между ВПО и распределительным боксом. Длина коллектора от распределительного бокса до первого по пучку резонатора (RF1) составляет 50 м (плечо КК1) и до второго резонатора (RF2) 42 м (плечо КК2).

Все системы, которые находятся при криогенных температурах, оборудованы экранно-вакуумной изоляцией. Вакуум создается пятью вакуумными



Рис. 6. КГУ-500, ВПО, БВТО и начало криогенного коллектора в ПК1.

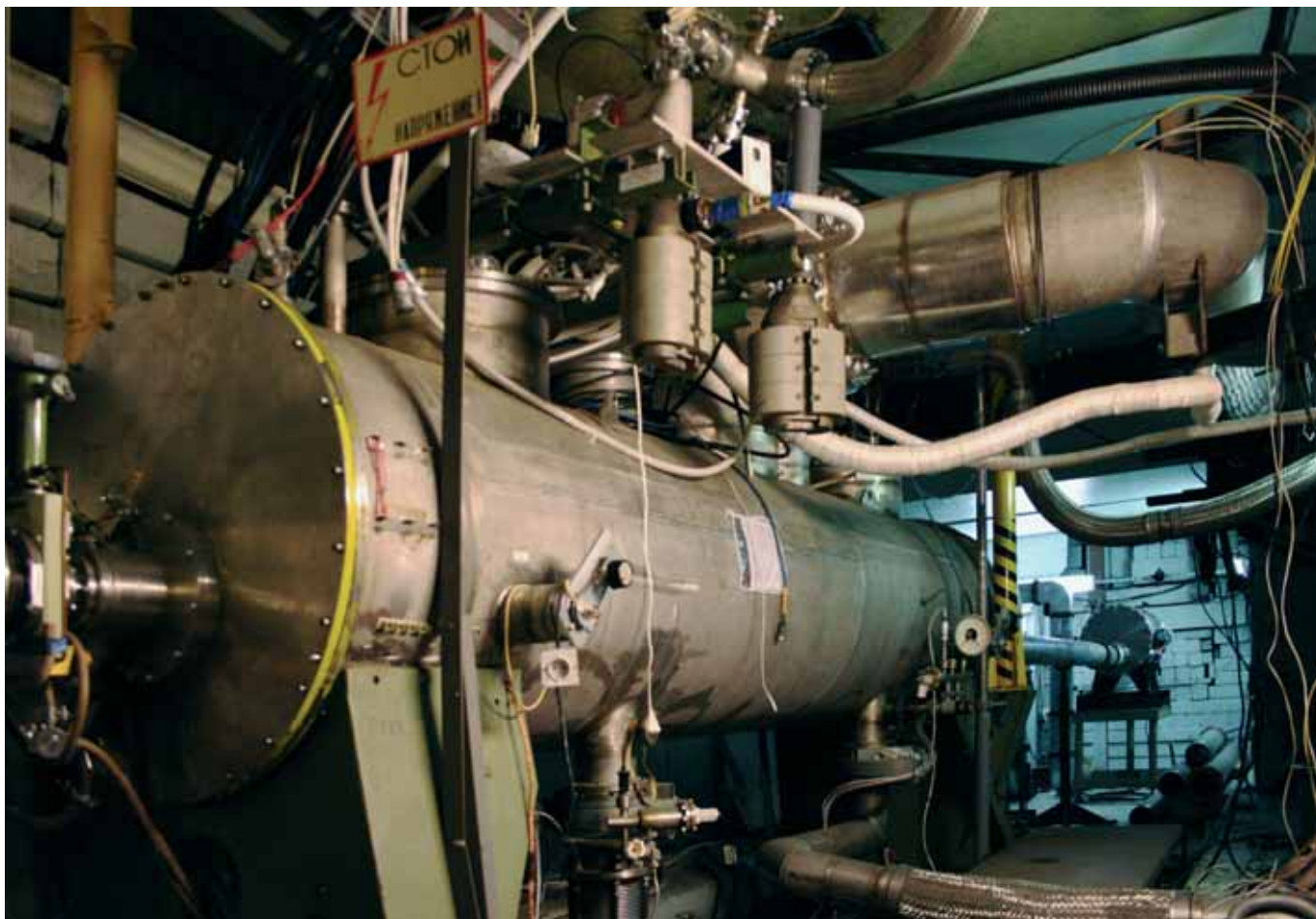


Рис. 7. Сверхпроводящий ВЧ-резонатор RF1 в канале.



Рис. 8. Сверхпроводящий ВЧ-резонатор RF2 в канале.



Рис. 9. Криогенный коллектор и распределительный бокс в галерее.



Рис. 10. Вакуумные насосы АВЗ-180.



Рис. 11. Вакуумные насосы ДВН-1500 (внизу) и ДВН-500 (вверху).

ВП1. Расстояние от распределительного бокса криогенного коллектора до откачной машины составляет 56 м.

В установке задействованы газгольдеры и компрессоры Криогенного цеха, размещенные на расстоянии 850 м от КВУ. Производительность компрессоров примерно 80 г/с.

После компрессоров сжатый гелий делится на две части: одна часть потока подается в КГУ-500, другая (основной поток для криостатирования резонаторов) попадает в БВТО. Гелий с давлением 25 бар и температурой 4,5 К отводится от потока КГУ перед дроссельным вентилем и по криогенному трубопроводу подается к дроссельным вентилям, расположенным в ВПО. Один из них служит для поддержания уровня жидкого гелия в ВПО, а другой добавляет примерно 1 г/с жидкого гелия в поток для охлаждения резонаторов. Все пары гелия, образовавшиеся в ВПО, подаются в обратный поток КГУ, то есть установка работает в комбинированном режиме. В ВПО расположены основной и дополнительный конденсационные теплообменники. Давление в ВПО равно 1,3 бар, а в конденсационных теплообменниках 2,5 бар, с тем чтобы осуществить переохлаждение гелия, подаваемого в резонаторы.

Основной поток жидкого гелия (примерно 10 г/с) для охлаждения RF1 и RF2 создается с помощью БВТО, в котором температура этого потока гелия понижается от комнатной до примерно 4 К. Затем, после дросселирования и охлаждения в основном



Рис. 12. Компрессоры Криогенного цеха.

конденсационном теплообменнике ВПО, происходит смешение основного и дополнительного потоков. После этого поток гелия по криогенному трубопроводу попадает в распределительный бокс, где разделяется на две примерно одинаковые части, каждая из которых идет на свой низкотемпературный теплообменник RF1 и RF2. Здесь потоки окончательно охлаждаются, и через вентили RF1 и RF2 гелий попадает в резонаторы. Пары гелия возвращаются через межтрубное пространство низкотемпературных теплообменников резонаторов, криогенный трубопровод с распределительным боксом и межтрубное пространство БВТО, охлаждая прямой поток и повышая свою температуру до температуры окружающей среды, а затем откачиваются ОМ. Далее этот поток смешивается с гелием, возвращаемым из КГУ, и подается в газольдеры. На этом цикл охлаждения замыкается.

Система управления криогенным комплексом для обеспечения сверхтекучим гелием высокочастотного сепаратора каонов должна обеспечить измерение 700 аналоговых и статусных сигналов, обеспечить выдачу 70 управляющих воздействий, функционирование 20 контуров авторегулирования.

Построение системы соответствует стандартной модели для средних и крупных систем управления ускорительным оборудованием, применяемой в последние годы.

В основу аппаратной конфигурации системы управления заложена трехуровневая организация вычислительных средств. Эта конфигурация включает

в себя персональные ЭВМ на верхнем уровне, унифицированные контроллеры, выполняющие функции серверов и ЭВМ переднего края на среднем уровне и специализированные контроллеры оборудования на нижнем. Обмен данными между ЭВМ осуществляется по сети Ethernet, контроллеры оборудования присоединяются к ЭВМ через полевую магистраль CAN.

На контроллер оборудования возлагается максимум задач, определяемых технологическим процессом. Это, в частности, означает, что в одном контроллере совмещаются функции измерения, операции по самодиагностике и обслуживанию, управления процессом, впоследствии в составе контуров авторегулирования. При этом происходит существенное снижение интенсивности межмодульного взаимодействия и как следствие повышение общей надежности.

Контроллером магистрали CAN служит контроллер на базе Motorola 167, выполненный в виде модуля VME. Он обеспечивает доступ к технологическому оборудованию с верхнего уровня по сети Ethernet, сбор данных от контроллеров оборудования, контроль данных и рассылку новых уставок.

Контроллеры оборудования (первая очередь 60 единиц) обеспечивают:

- ◆ измерения температуры в широком диапазоне с различными датчиками;
- ◆ измерения, давления, среднего и глубокого вакуума, скорости откачки;
- ◆ измерения токов вакуумных насосов;

- ♦ измерения уровня жидкого гелия и жидкого азота;
- ♦ измерения скорости вращения турбодетандеров;
- ♦ измерения мощности нагревателя и других аналоговых и статусных сигналов;
- ♦ измерение положения регулирующих клапанов;
- ♦ генерации аналоговых и дискретных управляющих сигналов;

Программной основой верхнего уровня СУ является распределенная система, построенная по архитектуре «клиент-сервер». Для организации гибкого графического интерфейса с пользователем, построения различных архитектур типа «клиент-сервер», обеспечения унифицированного доступа к контроллерам оборудования, экономии затрат времени разработчиков применена система SCADA. Из ряда таких систем выбрана открытая система EPICS, созданная для управления ускорителями и криогенными комплексами, поддерживаемая и развиваемая рядом лабораторий мира. В качестве операционной системы ПЭВМ в проектируемой системе будет использована ОС Linux. Операционной системой GPFC является система реального времени VxWorks.

Опыт, однако, показал, что применение системы EPICS связано со значительными трудозатратами и не обеспечивает быстрой настройки электронного модуля и интеграции его в систему управления. Поэтому параллельно с EPICS в системе управле-

ния применяется и инструментарий LabView (Windows). При этом функции сервера и операторской консоли совмещены в одной ПЭВМ. На рис. 13 приведен снимок экрана операторской консоли контроля состояния криостатов, где отображены мгновенные значения всех параметров, а также тенденции изменения температуры жидкого азота и гелия и уровня гелия в криостатах в о времени.

Результаты испытаний Криогенно-вакуумной установки

Силами сотрудников Инженерно-физического отдела в 2001 году были выполнены расчеты оборудования КВУ, в 2002 г. завершена разработка чертежей этого оборудования и начато его изготовление в Опытно-экспериментальном производстве. В 2003 г. по разработанным в Конструкторском отделе чертежам были проведены строительные работы в зданиях ПК1 и ВП1, где в 2004 г. силами Отдела монтажных работ и Инженерно-физического отдела был начат монтаж оборудования КВУ.

В апреле 2005 года в здании ПК1 был успешно проведен пробный пуск криогенной установки КГУ-500/4,5-140. К июню 2005 г. в зданиях ПК1 и ВП1 была смонтирована так называемая 1-я очередь КВУ 21-го канала. В нее входили КГУ, ванна промежуточного охлаждения (ВПО), большой вакуумный теплообменник (БВТО), участок криогенного



Рис. 13. Снимок экрана операторской консоли контроля состояния криостатов.

коллектора, завершающийся вентилем и электронагревателем, откачная машина. В июле успешно прошло испытание этого оборудования. До рабочей температуры были охлаждены ВПО, БВТО и начальный участок криогенного коллектора с имитатором нагрузки, проверена работа откачной машины. В этом же году силами ОП и СУИПЭ оба резонатора были перевезены и установлены в 21-м канале и в здании 2,2А (галерея) был смонтирован криогенный гелиевый коллектор, соединяющий их с КВУ.

Сеансы 2006 года

В феврале 2006 года состоялся пробный пуск системы, а в апреле проведен успешный запуск криогенно-вакуумной установки для охлаждения сверхпроводящих высокочастотных резонаторов канала 21К ускорителя У-70 [12]. Охлаждение системы началось с КГУ и ВПО, что заняло сутки. После этого в течение двух суток осуществлялось охлаждение резонаторов потоком гелия от КГУ с заданным темпом 6 К/час, так удалось охладить RF1 и RF2 до температуры 40 К. Гелий из резонаторов при этом сбрасывался в газгольдеры. Дальнейшее охлаждение и заполнение резонаторов гелием выполнялось поочередно с включением в цикл БВТО. В течение суток RF1 был охлажден до 4.2 К и заполнен жидким гелием на 70% (примерно 500 л), аналогичная процедура для RF2 заняла двое суток, так как часть жидкого гелия использовалась для поддержания уровня в RF1.

На рис. 14 показаны графики заполнения каждого резонатора в отдельности и обоих одновременно. RF1 захлаживался и заполнялся быстрее, чем RF2, несмотря на то, что плечо коллектора KK1 длиннее, чем KK2. По-видимому, это связано с несколько меньшими теплопритоками из-за более высокого вакуума в KK1, чем в KK2. В табл. 1 показаны величины разрежений в вакуумных полостях КВУ при раз-

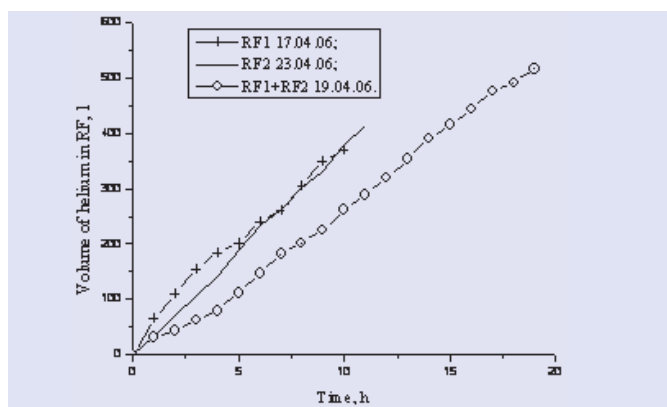


Рис. 14. Графики заполнения RF1 и RF2 гелием.

Таблица 1. Вакуум в КВУ (мм.рт.ст.)

Узел КВУ	Температура гелия (К)		
	300	4.2	1.8
RF-1	2·10 ⁻⁵	2·10 ⁻⁶	1·10 ⁻⁵
RF-2	8·10 ⁻⁵	2·10 ⁻⁶	7·10 ⁻⁵
KK1	8·10 ⁻⁵	8·10 ⁻⁶	2·10 ⁻⁶
KK2	2·10 ⁻⁴	7·10 ⁻⁵	6·10 ⁻⁵
Распр. бокс	2·10 ⁻⁶	3·10 ⁻⁷	2·10 ⁻⁷

личных температурах гелия и постоянной работе вакуумных постов (кроме участка распределительного бокса). Максимальный темп заполнения обоих резонаторов одновременно был ниже, так как в этом случае на подаваемую жидкость действовали теплопритоки в обоих плечах коллектора.

Теплоприток к ВПО из окружающей среды, измеренный по скорости испарения гелия, составил примерно 15 Вт. Аналогичные измерения для резонаторов показали примерно 17 Вт для RF1 и RF2.

Дальнейшее понижение температуры до 2 К осуществлялось ступенчато (по 0.5 К) со временем перехода примерно два часа, при этом поддерживался постоянный уровень жидкости в RF1 и RF2 (около 80%).

При каждой температуре в течение 5 часов проводилась тренировка резонаторов с вводом ВЧ-мощности. Далее исследования резонаторов продолжались 26 часов при температуре 1.9 К и 31 час при 1.8 К. КВУ стабильно поддерживала уровень сверхтекучего гелия около 80% в каждом резонаторе, при расходе через ОМ 8.5 – 9.5 г/с.

В ноябре и декабре проведены два сеанса работы криогенно-вакуумной системы. Система обеспечила охлаждение двух сверхпроводящих ВЧ-резонаторов при температуре 1,8 К в течение двух недель. Впервые в России была получена 1000 л сверхтекучего гелия в двух сверхпроводящих высокочастотных резонаторах, что позволило провести испытания сепаратора с вводом ВЧ-мощности, причем в декабре с подачей пучка через сверхпроводящие ВЧ-резонаторы. Проведенный сеанс позволил опробовать различные режимы работы КВУ, выявить проблемы и наметить пути их решения.

Сеансы 2007 года

Одним из важных рабочих параметров системы является темп охлаждения сверхпроводящих ВЧ-резонаторов, а именно: в области температур 300–150 К – 10 К/час; в области температур 150–90 К – 20 К/час; в области температур 90–5 К – 10 К/час. Первые испытания сепаратора показали, что ни один из вышеуказанных темпов охлаждения не выдерживался и они были значительно меньше требуемых величин (рис. 15, кривая 2006).

Анализ работы КВУ показал, что вентиль CV3

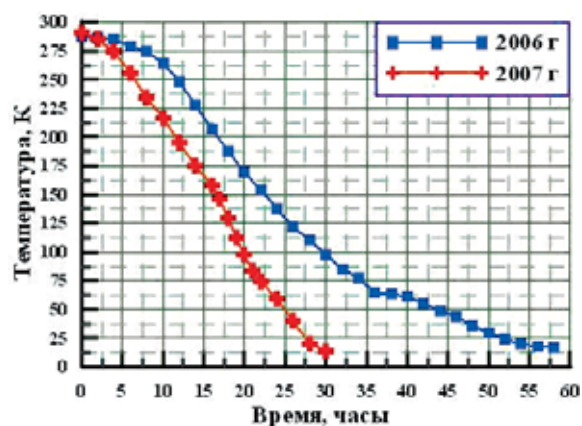


Рис. 15. Охлаждение сверхпроводящих ВЧ-резонаторов 21-го канала.

(рис. 4) не обеспечивает необходимый темп охлаждения резонаторов. Поэтому был выбран и смонтирован новый вентиль, в результате чего получены требуемые значения темпа охлаждения резонаторов сепаратора ОКА (рис. 15, кривая 2007). Новый вентиль также повысил надёжность работы КВУ, так как позволил удерживать параметры турбодетандеров КВУ в области их стабильной работы.

С целью повышения надёжности работы турбодетандеров был смонтирован трёхфазный источник бесперебойного питания (ИБП) маслоагрегата турбодетандеров, который положительно зарекомендовал себя в осеннем сеансе 2007 г. Принято решение перевести на этот ИБП значительную часть аппаратуры систем сбора и обработки информации и автоматизированного управления.

Опыт работы 2006 и 2007 гг. показал, что применяемые в КВУ серийно выпускаемые блоки очистки гелия недостаточно эффективно очищают гелий от неона и водорода. В результате при длительной эксплуатации системы неон и водород высаживаются на низкотемпературных элементах КВУ, что приводит как к снижению эффективности КВУ, так и к понижению надёжности её работы.

Для снижения этого негативного явления в криогенном цехе был восстановлен и введён в работу блок тонкой очистки газообразного гелия и разработан специальный регламент глубокой очистки газообразного гелия от неона и водорода. Последующий опыт работы КВУ показал, что при выполнении этого регламента КВУ работает устойчиво в течение длительного периода эксплуатации.

В 2006 и 2007 гг. были измерены теплопритоки к элементам КВУ, которые приведены в табл. 2, наименования элементов КВУ даны согласно рис. 3.

Таблица 2. Экспериментальные значения теплопритоков к элементам КВУ

Наименование элементов КВУ	Теплопритоки, Вт
1 ВПО	12–15
2 Криостат дефлектора RF1	8–10
3 Криостат дефлектора RF2	10–12
4 Цепочка элементов: Большой вакуумный теплообменник, криогенный коллектор от Большого вакуумного теплообменника до дефлекторов RF1 и RF2, в том числе:	155–160
◆ участок от фланца дефлектора RF1 до верхнего конца теплообменника RF1	28–30
◆ участок от фланца дефлектора RF2 до верхнего конца теплообменника RF2	38–40
Итого	185 – 197
Планируемые тепловыделения в RF1 и RF2	30
Всего	215 – 227

Наиболее частой причиной аварийной остановки КВУ являются краткосрочные падения напряжения в электрической сети. Однако после выполнения ряда мероприятий, в том числе ввода в эксплуатацию

источника бесперебойного питания маслоагрегата турбодетандеров, удалось избежать негативных последствий при подобных аварийных остановках КВУ.

Две дополнительные причины аварийной остановки КВУ (остановка или выход из строя компрессоров и поломка турбодетандеров) обладают следующей неприятной особенностью: повторный пуск КВУ может состояться через длительное время, иногда даже через несколько часов. За это время из-за теплопритоков криогенный коллектор может нагреться до 80 K, что при повторном пуске КВУ может привести к значительному нагреву сверхпроводящих дефлекторов со всеми вытекающими негативными последствиями.

В 2007 году был разработан и реализован специальный режим работы КВУ в подобных аварийных ситуациях. Суть этого режима заключается в том, что при выходе из строя либо части компрессоров, либо турбодетандеров криогенная гелиевая установка останавливается, но большой вакуумный теплообменник продолжает работать в режиме сателлитного рефрижератора, используя в качестве источника холода пары гелия, испаряющиеся из криостатов дефлекторов за счёт теплопритоков из окружающей среды. При таком режиме уровень жидкого гелия в криостатах дефлекторов понижается, но скорость его падения вследствие незначительных теплопритоков (табл. 2) мала и запаса жидкого гелия дефлекторов может хватить на длительное время работы в подобном режиме.

При этом режиме криогенный коллектор прогревается не более, чем до 12 K, что при повторном пуске КВУ не приводит к повышению температуры дефлекторов и позволяет даже сохранить жидкий гелий в криостатах дефлекторов. Так, например, при реализации этого режима перед остановкой криогенной гелиевой установки уровень жидкого гелия в криостатах дефлекторов был 70%. Через 12 часов КВУ была выведена на стационарный режим работы с работающей криогенной гелиевой установкой. При этом уровень жидкого гелия в криостатах дефлекторов был не менее 40%.

Год 2007 был годом исследования экспериментальной установки ОКА в целом и особенно её важнейших составляющих: криогенно-вакуумной установки и сверхпроводящего резонатора. Эти исследования позволили разработать комплекс работ по модернизации созданных систем. Объём работ оказался достаточно большим, и они были выполнены в полном объёме только к осени 2008 года [13].

Осенний сеанс 2008 года

Криогенная система успешно проработала 40 суток (из них 27 суток с откачной машиной) в сеансе 21-го канала ускорителя У-70 (рис. 16). Проведено одновременное охлаждение двух сверхпроводящих ВЧ-резонаторов до температуры 1.8 K и обеспечено их криостатирование при этой температуре в течение 18 суток. Из рис. 16 видно, что было два санкционированных выхода системы из режима. Первый был связан с заливкой гелия в дьюары в криогенном цехе. Второй, более длительный, свя-

зан с заменой разъема ввода СВЧ-мощности в RF1.

Достигнуто существенное повышение надёжности КВУ за счет проведения до начала сеанса глубокой очистки необходимого количества газообразного гелия. Вследствие этого в сеансе отсутствовала забивка теплообменников и вентилей КВУ, а также до 2, 5 суток (т.е. в полтора раза) сократилось время охлаждения дефлекторов до рабочей температуры. Использование принципа охлаждения конденсационных теплообменников ВПО методом «орошения» также повысило надёжность КВУ. Вследствие этого надёжность КВУ стала в меньшей степени зависеть от квалификации обслуживающего персонала и в большей степени определяется надёжностью снабжения различными энергоресурсами.

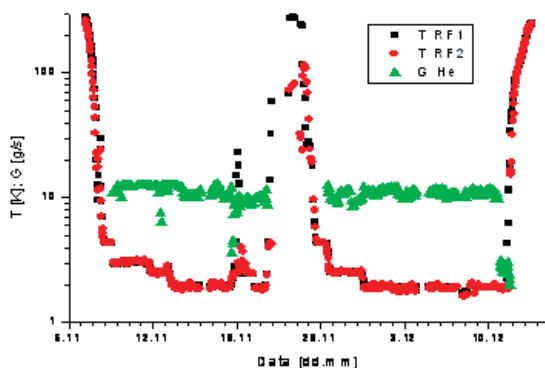


Рис. 16. График работы КВУ в осеннем сеансе 2008 года.

Руководитель эксперимента на установке ОКА В.Ф. Образцов доложил на Научно-техническом совете ГНЦ ИФВЭ 16.01.09, что физики провели на установке 84 смены и, после настройки аппаратуры, в ходе 4 суток измерений получили свыше миллиона событий. Успешный осенний сеанс 2008 года позволяет планировать набор в 2009 году большого количества каонных распадов, необходимого для их исследования на новом уровне.

Заключение

Можно констатировать создание на ускорителе У-70 ГНЦ ИФВЭ самой крупной в России криогенной установки холодопроизводительностью 250 Вт при температуре 1,8 К, использующей сверхтекучий гелий для охлаждения сверхпроводящих резонаторов. Успешная работа этой установки позволила получить необходимые параметры СП ВЧ сепаратора 21 канала.

Полученные параметры КВУ показали, что на базе этой установки можно дополнительно получать жидкий гелий в дьюарах, столь необходимый для работы во время сеанса ускорителя как действующих экспериментальных установок, так и вновь создаваемых. И реализация этой идеи уже начата.

В заключение выражаем благодарность сотрудникам инженерно-физического отдела и других подразделений института ИФВЭ, а также других организаций, принимавших участие в разработке, создании и запуске криогенной системы канала сепарированных каонов.

Считаем необходимым отдельно отметить большой вклад в эти работы Пименова Павла Николаевича (1958–2005) и Терехова Дмитрия Ивановича (1936–2004).

Литература

1. V.F. Obraztsov, L.G. Landsberg, "Prospects for CP-violation searches in the future experiment with RF-separated K⁺/– beam at U-70". <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0011033>
2. V.I. Garkusha et al., "Calculated characteristics of the separated kaon beam for OKA experiment at the U-70 accelerator", Preprint IHEP 2003-4.
3. А.Н. Диденко, Л.М. Севрюкова, А.А. Ятис. Сверхпроводящие ускоряющие СВЧ-структуры. М.: Энергоиздат, 1981, с. 191.
4. L. Shirshov. Applied superconductivity in Russia. CERN Courier, v. 38, №8, p. 27, November 1998. <http://www.cerncourier.com/main/article/38/8/14>
5. Baldin A.M., Agapov N.N., Belushkin V.A. et al. Cryogenic System of the Nuclotron – a New Superconducting Synchrotron. Preprint JINR E9-93-273 Dubna, 1993.
6. Н.Н. Агапов и др. Криогенные приборы и устройства в ядерной физике. М.: Энергоиздат, 1982.
7. http://www-drfc.cea.fr/gb/cea/ts/description/ts_description01.htm
8. Lebrun Ph. Superfluid Helium as a Technical Coolant Preprint CERN, LHC Project Report 125 (Geneva, Switzerland, 1997).
9. Bona M., Perin R., Vlogaert J. The LHC Magnet System and Its status of Development. Preprint CERN AT/94-22 (MA) LHC Note 269 (Geneva, Switzerland, 1994).
10. CERN/SERPUKHOV Superconducting separator emerges from sleep. CERN Courier, v.38, № 3, p.12, April 1998
11. А.И. Агеев, А.И. Бакай, А.Б. Балуев и др. Криогенный стенд для испытаний сверхпроводящих высокочастотных резонаторов при температуре 1,8 К. Труды XVIII Совещания по ускорителям заряженных частиц, Обнинск, 2004, т. 1, с. 326.
12. A. Ageyev, A. Bakay, E. Kashtanov et al. Commissioning of superconducting radiofrequency separator cryogenic system. <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/r06/PA/PERS/TUFO04.PDF>
13. A. Ageyev, A. Bakay, E. L. Kalashnikov et al. Starting-Up and Adjustment Works on Cryogenic and Vacuum System of the Superconducting Radio-Frequency Separator. <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/r08/papers/WECAU01.pdf>
14. V. Alferov, A. Bakay, V. Fedorchenko, N. Ivanova, A. Kholkin, A. Khvorostyanov, S. Klimov, S. Kozub, V. Krendelev, S. Kuznetsov, A. Lukyantsev, V. Milutkin, D. Vasiliev. A Cryo Complex Control System. Proceed of the 2005 Intern. Conf. on Accelerator and Large Experiment Control. Systems. – Geneva, 2005.

Новости ГНЦ ИФВЭ

Работа ускорительного комплекса ГНЦ ИФВЭ в осеннем сеансе 2008 г.

Календарные рамки осеннего сеанса работы ускорительного комплекса У-70 ГНЦ ИФВЭ были достаточно протяженными. Сеанс длился с 10 октября по 12 декабря 2008 г. Из них $11\frac{1}{2}$ дней шли работы по программе физики пучков заряженных частиц и развитию систем ускорителя. Уже стало хорошей традицией, что в середине работ на физический эксперимент удается выделить время и для исследований по собственной программе ускорителя. Как правило, эти работы оказываются весьма содержательными: закончен сложный период запуска ускорителей и появляется возможность исследований с пучком в устойчивом, установившемся режиме работы комплекса.

В течение 28 дней проводились эксперименты на физических установках. Работы с выведенным пучком шли с 10 ноября по 10 декабря, за вычетом двух суток, использованных для исследований по программе ускорителя. Все это время ускорительный комплекс работал устойчиво. Простои и пропуски пучка составили чуть более 17%. Энергия пучка 50 ГэВ, средняя интенсивность $3.5 \cdot 10^{12}$, а максимальная – до $6 \cdot 10^{12}$ протонов в цикле. Длина сгустка на энергии вывода составляла 20 нс (по основанию распределения). Коэффициент захвата пучка в режим ускорения в У-70 достиг 80–85%. Удалось устранить потери пучка при переходе через критическую энергию. Полные потери пучка протонов во всем цикле ускорения были составили всего 1–2%.

Бустер У-1.5 отработал с интенсивностью $3\text{--}5.2 \cdot 10^{11}$ протонов в цикле, инжектируя в кольцо У-70 от 5 до 15 сгустков из 29 возможных. При укороченной длительности пакета рабочих циклов стабильно отработала основная система питания кольцевого электромагнита У-1.5 (вклад в простой около 0.5%).

Линейный ускоритель Урал-30 работал с током 30–40 мА и длительностью импульса в 10 мкс. Удалось заметно улучшить устойчивость работы ионного источника. Во многом этому способствовало улучшение вакуума вблизи ионной пушки, достигнутое после монтажа двух мощных турбомолекулярных вакуумных насосов SHIMADZU 3203LM.

Необходимо отметить наиболее важные результаты, достигнутые на ускорителе в ходе проведенного сеанса.

В 26-м прямолинейном промежутке магнитной структуры У-70 был смонтирован и введен в эксплуатацию новый септумный магнит СМ-26 (длина по пучку 4.9 м) с увеличенной апертурой. Этот магнит призван увеличить эффективность работы систем быстрого и медленного вывода пучка.

Были продолжены экспериментальные работы по исследованию особенностей динамики пучка протонов в режимах циркуляции пучка на нижнем плато магнитного поля У-70 (энергия 1.3 ГэВ). Кольцевой электромагнит У-70 питался от автономного источника постоянного тока (131.1 А). Основная часть работ была посвящена настройке мощных систем коррекции магнитного поля. Их эффективная работа определяет размер динамической апертуры ускорителя и время жизни пучка, циркулирующего на орбите.

В течение сеанса удалось получить хорошую инжекцию пучка из У-1.5. Длина вводимого сгустка составила всего 80 нс, при этом линейная плотность пучка не имела когерентных добавок. Важный вклад в устойчивую работу внес новый цифровой задающий генератор ускорителя У-1.5, построенный на принципах DDS – прямого цифрового синтеза задающего радиочастотного сигнала. Этот генератор создан в рамках реализации программы по ускорению легких ионов и уже используется в протонной моде работы установки.

Получен заметный прогресс по улучшению условий продольной динамики частиц в синхротроне У-70. Так, впервые за долгое время удалось проработать весь сеанс без применения вспомогательной ускоряющей системы частоты 200 МГц (интенсивность сгустка $5.5 \cdot 10^{11}$ протонов). Ранее эта система использовалась для контролируемого размытия продольного фазового объема пучка при переходе через критическую энергию, без чего заметно увеличивались потери пучка.

Выбран и опробован оптимальный режим амплитудной цепи обратной связи ОС по пучку вблизи критической энергии. Подтверждено, что эта система эффективно подавляет колебания длины сгустков, так называемые квадрупольные когерентные колебания пучка. Система успешно отработала весь сеанс в штатном режиме.

Удалось провести глубокую модернизацию широкополосной системы поперечной обратной связи по пучку. Быстродействия этой системы (ее полоса пропускания 0.2–15 МГц) достаточно для независимого демпфирования поперечных колебаний любого отдельно взятого сгустка в У-70. Эта система быстро подавляет ошибки инжекции и устраняет поперечные когерентные неустойчивости пучка. В конечном счете, ее работа должна устранить необоснованное увеличение поперечного фазового объема пучка и увеличить его яркость. Ключевым элементом системы являются цифровые линии за-

держки, перестраиваемые в цикле ускорения таким образом, чтобы отработать 10%-ое изменение частоты обращения пучка по орбите. В своей нынешней конфигурации система вносит дополнительный фактор демпфирования, равный 20. Этот фактор отсчитывается в сравнении с естественным временем затухания когерентного сигнала сгустка. Такое затухание возникает из-за нелинейности бетатронного движения, вызывающего перемешивание поперечного фазового портрета пучка.

Вторую половину сеанса медленный вывод пучка протонов в направлении экспериментальной установки ОКА осуществлялся с помощью модернизированной электроники шумового наведения. Вновь удалось получить сбросы пучка хорошего качества (малые пульсации и уверенная стабилизация постоянной составляющей тока вывода). В методическом плане важно, что впервые удалось сравнить технологические сигналы сброса, измеряемые с помощью монитора потерь пучка на перегородке дефлектора в кольцевом зале У-70, с сигналами со счетчиков частиц в головной части экспериментальной установки ОКА.

В конце сеанса были продолжены работы по ускорению пучка дейтронов в каскаде ускорителей И-100–бустер У-15. В период с 10 по 12 декабря 2008 г. вновь удалось получить ускорение пучка дейтронов в бустере У-1.5 (с 16.7 до 455 МэВ на нуклон). Попутно были проведены подготовительные работы на У-70:

1. Осуществлен перевод системы питания кольцевого электромагнита У-70 на источник постоянного тока (131.1 А).
2. Вновь получена циркуляция пучка протонов при энергии 1.3 ГэВ (поле 354 Гс).
3. Опробована процедура инжекции протонов при отключенном ВЧ ускоряющем напряжении.
4. Проведена имитация накопления пучка дейтронов с помощью пучка протонов пониженной интенсивности ($3 \cdot 10^{10}$ частиц в сгустке).

После этого была предпринята попытка инжекции пучка дейтронов в кольцо большого синхротрона У-70. Дейтроны были зарегистрированы на сцинтилляционном экране в 10-м прямолинейном промежутке магнитной структуры У-70. Таким образом, пучок легких ионов был первый раз проведен через 4 магнитных блока по орбите ускорителя У-70. Добиться большего не позволили непредвиденные технические проблемы с системой синхронизации перевода и ограниченность длительности сеанса. Тем не менее, накоплен важный опыт, который будет востребован в последующих сеансах и работах по ионной программе.

Новости из лабораторий мира

Запуск 50-ГэВ протонного синхротрона в Японии

В декабре 2008 г. в лаборатории Джи-Парк (J-PARC) запущен протонный синхротрон на энергию 50 ГэВ. 23 декабря протонный пучок был ускорен до энергии 30 ГэВ в основном кольце (MR, Main Ring) и выведен на систему поглощения. Следующий шаг – вывод пучка в адронный экспериментальный зал и в нейтринную зону запланирован на первое полугодие 2009 г.

В тот же день 3-ГэВ быстроциклирующий протонный синхротрон (Rapid Cycling Synchrotron, RCS) начал регулярное снабжение пучком комплекса исследования материалов и биологических объектов (MLF, Materials and Life Science Experimental Facility). Была достигнута параллельная работа основного кольца и комплекса MLF благодаря применению импульсного магнита, распределявшего пучок между двумя системами.

<http://j-parc.jp/en/topics/2008/50Gev011.html>

Установка для генерации пучков редких изотопов

В декабре 2008 года Департамент энергетики США утвердил Мичиганский Государственный Университет в качестве разработчика и исполнителя проекта по созданию новой установки для ядерной физики – Facility for Rare Isotope Beams (FRIB). Стоимость установки оценивается в 550 миллионов долларов, срок сооружения – 10 лет.

На этой установке будут формироваться интенсивные пучки редких изотопов для исследований в интересах ядерной физики и астрофизики, ядерной медицины, материаловедения.

Установка FRIB будет функционировать как Национальная Установка, обеспечивающая пучками международное сообщество, состоящее из примерно тысячи специалистов из различных организаций.

<http://www.sc.doe.gov/np/program/FRIB.html>

Утвержден график запуска установки для исследования антиматерии в космическом пространстве

В феврале 2009 года Агентство по аэронавтике США (NASA) утвердило график запуска установки AMS (Alpha magnetic spectrometer). Эта установка будет доставлена на международную космическую станцию аппаратом Шаттл 16 сентября 2010 года. Основная задача установки – поиск антиматерии (антипротонов и антиядер) в космическом пространстве. Эти исследования помогут понять причину наблюдаемой барионной асимметрии вселенной.

Основным элементом установки AMS является современный высокотехнологичный магнитный спектрометр, где магнитное поле создается сверхпроводящими катушками, а трековые измерения осуществляются с помощью кремниевых детекторов.

В проекте принимают участие 56 институтов из 16 стран. Проект поддержан департаментом энергетики США.

http://www.nasawatch.com/archives/2009/02/ams_confirmed_o.html

Лазер преодолевает барьер в один мегаджоуль

В марте 2009 года в Ливерморской национальной лаборатории США завершено сооружение крупнейшей в мире лазерной установки NIF (National Ignition Facility – Национальная Установка для Зажигания). 10 марта 2009 года 192 пучка от лазера ультрафиолетового диапазона передали энергию в 1100 миллионов джоулей в центр мишенной станции диаметром десять метров. Исходная мощность лазера, используемого для создания 192 пучков, составляет 1,95 мегаджоулей.

Полученная на установке мощность в 1.1 мегаджоуль в точности соответствует проектной и оказывается в 25 раз выше, чем у любой другой подобной системы. Она достаточна для планируемых экспериментов по лазерному зажиганию термоядерной реакции. Успешный запуск установки является важнейшим шагом на пути к экспериментам по зажиганию, запланированным на 2010 год. Ожидается, что в первых экспериментах в результате термоядерных реакций будет выделяться энергия до 10 мегаджоулей за цикл, а в дальнейшем выделяемая энергия достигнет ста мегаджоулей.

Создание установки NIF началось в 1996 году. Первоначальная стоимость проекта составляла 1,07 миллиардов долларов США, а завершение работ было запланировано на 2002 год. По мере развития проекта выявились разнообразные технические проблемы, повлиявшие на его стоимость, технические характеристики и сроки реализации. Эта установка в течение многих лет будет оставаться крупнейшей в мире.

Недавно в Европе принят проект по созданию сверхмощного лазера HiPER (High Power Laser Energy Research Facility), способного в перспективе решать сходные задачи.

https://lasers.llnl.gov/newsroom/project_status/index.php

Детектор гравитационных волн повысит чувствительность в десять раз

В марте 2008 года Национальным Научным Фондом США (NSF, National Science Foundation) принято решение о финансировании программы развития установки для регистрации гравитационных волн LIGO (Laser Interferometer Gravitational-wave Observatories). Проект рассчитан на семь лет, его стоимость – 205 миллионов долларов США. В ре-

зультате предлагаемой модернизации чувствительность детектора будет увеличена в десять раз, вследствие чего количество обследуемых потенциальных источников гравитационных волн будет увеличено тысячекратно.

Пока, несмотря на значительные усилия, гравитационные волны зарегистрировать не удалось. Вместе с тем, наблюдения за изменением характеристик двойных пульсаров не оставляют сомнения в существовании гравитационных волн.

С запуском нового детектора появляется реальная возможность регистрации гравитационных волн от различных процессов, происходящих во вселенной, и получить уникальную информацию о происходящих в ней катаклизмах. Одним из интереснейших направлений исследований будет попытка регистрации гравитационного космического фона, аналога микроволнового реликтового излучения, несущего информацию о процессах, происходивших во вселенной на самых ранних моментах ее развития.

Новый детектор LIGO будет установлен вместо существующего в лабораториях Хэнфорда (Вашингтон) и Ливингстона (Луизиана).

В международном проекте LIGO участвуют 600 специалистов из 50 институтов различных стран.

http://sulaco.caltech.edu/emp/Media/Press_Releases/PR13123.html

<http://www.ligo.org>

Официальное открытие лаборатории обсерватории имени Пьера Оже

14 ноября 2008 года в Малаге (Аргентина) состоялось торжественное открытие южной части обсерватории имени Пьера Оже, предназначенной для исследования космических лучей сверхвысоких энергий. Это событие было посвящено завершению первой фазы проекта – созданию установки в южном полушарии, и началу второй фазы – созданию установки в северном полушарии, в Колорадо, США, а также развитию южной установки.

Сооружение установки началось в 2000 году. Установка состоит из 1600 детекторов, расположенных на площади в 3000 квадратных километров Аргентинской провинции Мендоза. Установку окружают 24 телескопа для регистрации ультрафиолетового излучения, создаваемого в атмосфере высокоэнергичными широкими атмосферными ливнями.

В проекте стоимостью 53 миллиона долларов участвуют 350 специалистов из 17 стран.

Уже первые результаты обсерватории вызвали большой интерес. Оказалось, что спектр космических лучей обрезается при сверхвысоких энергиях масштаба 10^{20} эВ, а не тянется выше, как указывали некоторые предыдущие эксперименты. Такое обрезание, вызванное взаимодействием космических лучей с микроволновым реликтовым излучением, было предсказано Грейзенем, Зацепиным и Кузьминым 40 лет назад.

http://www.auger.org/news/releases/inauguration_release.html

Конференции в 2009 году

Научная сессия-конференция секции ядерной физики Отделения физических наук РАН «Физика фундаментальных взаимодействий»

Сессия-конференция была проведена 22–25 декабря 2008 года в ГНЦ ИФВЭ. На сессии было представлено 39 пленарных и 172 секционных докладов. В сессии-конференции приняло участие 160 человек, в том числе 67 человек из научных организаций Госкорпорации Росатом, 65 человек из институтов РАН, 24 человека из высших учебных заведений России и 4 человека из зарубежных научных организаций. В работе сессии-конференции приняли участие академик-секретарь Отделения физических наук академик В.А.Матвеев и руководитель секции ядерной физики ОФН РАН академик А.Н.Скринский.

Тематика пленарных докладов была посвящена:

- ◆ состоянию дел по новым проектам (P.Lebrun, CERN – LHC status and plans, B.Foster, University of Oxford – The physics case for the International Linear Collider, M.Ross, FNAL – Research and Development for the International Linear Collider, Г.Д. Ширков, ОИЯИ – Статус работ по Международному Линейному Коллайдеру в ОИЯИ, И.Н. Мешков, ОИЯИ – Проект НИКА, С.В.Иванов, ИФВЭ – Ускорительный комплекс ГНЦ ИФВЭ: статус и планы модернизации);
- ◆ программам исследований на модернизированных ускорителях и установках (А.М.Зайцев, ИФВЭ – Программа экспериментов с легкими ядрами на У-70, В.П.Дружинин, БИЯФ – Физическая программа на ВЭПП-2000, Ю.А.Тихонов, БИЯФ – Эксперименты с детектором КЕДР на ВЭПП-4М);
- ◆ обзору последних результатов, полученных на Тэватроне, RHIC, У-70, КЕКВ;
- ◆ теоретическим аспектам физики частиц.

На секционных заседаниях были представлены результаты исследований по спиновой физике, теории поля, квантовой электродинамике, тяжелым кваркам, КХД-феноменологии, физике на супер-коллайдерах, астрофизике и физике нейтрино, спектроскопии легких кварков, ядерной физике и методике физического эксперимента.

Ознакомиться с докладами, представленными на сессии-конференции, можно на сайте ГНЦ ИФВЭ www.ihep.ru

Workshop SIS300

19 марта 2009 года в ГНЦ ИФВЭ состоялось международное рабочее совещание, посвященное вопросам участия российских ученых в международном ускорительном проекте FAIR (г. Дармштадт, Германия). Основное внимание было уделено ходу работ над проектом сверхпроводящего синхротрона SIS300. Обсуждалось состояние дел по отдельным техническим системам и дальнейшие планы работ. В совещании приняли участие сотрудники GSI (Германия), INFN (Италия) и российских организаций – ГНЦ ИФВЭ, ГНЦ ИТЭФ, ОИЯИ, ОАО ВНИИНМ и др. Детально обсуждались работы по созданию сверхпроводящих магнитов (диполи, квадруполь, корректора), сверхпроводящих кабелей и криогенной системы. Была отмечена важность скорейшей подготовки и утверждения развернутого Технического проекта ускорителя. Рассмотрено предложение о создании пре-консорциума по тематике SIS300 как организационно-правовой формы для координации работ. Сотруднику ГНЦ ИФВЭ С.С. Козубу поручено координировать совместные усилия по дальнейшей отработке эффективных схем сотрудничества.

Награды

Знак Губернатора Московской области



Коллектив ГНЦ ИФВЭ по итогам работы в 2008 году награжден Знаком Губернатора Московской области Б.В. Громова «Благодарю», врученным на собрании представителей науки в г. Дубна в День науки Российской Федерации.

Премия В.И.Векслера

17 марта 2009 г. Президиум Российской Академии наук присудил премию Российской академии наук имени В.И. Векслера 2009 года «За выдающиеся работы по физике ускорителей» трем сотрудникам Государственного научного центра Российской Федерации – Института теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ, г. Москва): д. ф.-м. н. АЛЕКСЕЕВУ Николаю Николаевичу, д. ф.-м. н. КОШКАРЕВУ Дмитрию Георгиевичу, чл.-корр. РАН ШАРКОВУ Борису Юрьевичу за цикл работ под названием «Создание системы перезарядной инжекции и исследование процессов при нелиувиллевском накоплении интенсивных пучков тяжелых ионов на ускорителе-накопителе ИТЭФ-ТВН».

Главным достижением данного цикла работ является то, что был разработан и реализован проект преобразования протонного синхротрона ИТЭФ

У-10, малого вспомогательного кольца (УК), тяжело-ионного инжектора (И-3) и лазерного источника ионов в ускорительно-накопительный комплекс ИТЭФ-ТВН и эта крупная установка была доведена до получения интересных результатов в очень сложных (особенно для ИТЭФ) условиях современной российской действительности. Из особенно интересных научно-технических достижений авторов можно выделить следующие: для минимизации рассеяния на перезарядной мишени успешно применено однооборотное прохождение накопленного пучка через мишень – только на момент прохождения новой порции через эту мишень (с аккуратным правильным совмещением фазовых объемов накопительного и вновь инжектируемого пучков); при этом удалось получить полное «обдирание» инжектируемых ионов с близкой к 100% эффективностью.

Памяти Адольфа Ивановича МУХИНА



16.10.1923–18.01.2009

Свою трудовую деятельность Адольф Иванович начал в 1941 году. После окончания Московского Государственного Университета в 1950 году он работает в Лаборатории Ядерных проблем Объединенного Института Ядерных Исследований. За время работы в ЛЯП ОИЯИ А.И.Мухин стал крупнейшим специалистом в области мезонной физики и слабых взаимодействий с участием мюонов и пионов. Он является автором крупного цикла работ, посвященных исследованиям атомного захвата мюонов.

18 января 2009 г. скоропостижно скончался главный научный сотрудник Института физики высоких энергий, доктор физико-математических наук, профессор **Мухин Адольф Иванович**.

С 1969 года Адольф Иванович работал в ИФВЭ, где возглавил работы по подготовке экспериментальной базы для нейтринных исследований на ускорителе ИФВЭ, руководил проведением первого нейтринного эксперимента. Параллельно с этим он принимал активное участие в совместных советско-американских нейтринных экспериментах на ускорителе ФНАЛ (США) с помощью 15-футовой пузырьковой камеры. Он также занимался вопросами создания нейтринных пучков с новыми характеристиками, активно работал над программой нейтринных исследований в ИФВЭ, внося решающий вклад в ее выполнение.

Адольф Иванович всегда уделял большое внимание воспитанию молодых физиков. Многие сотрудники Института считают его своим учителем.

За свой многолетний и самоотверженный труд А.И. Мухин награжден многочисленными медалями и знаками отличия.

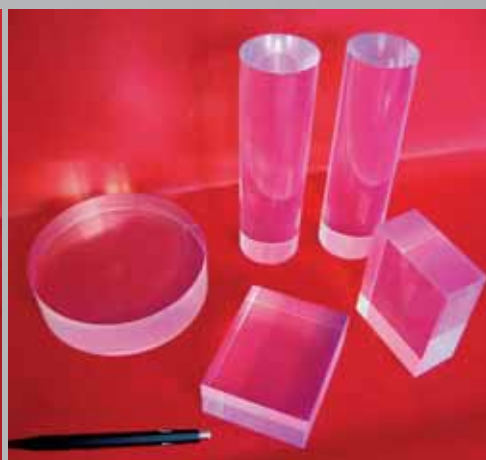
Светлая память о верном товарище, отзывчивом человеке и выдающемся ученом Адольфе Ивановиче Мухине навсегда останется в сердцах его друзей, сотрудников ИФВЭ и ОИЯИ.



Годоскопические ФЭУ (ГФЭУ) с размерами фотокатода $15 \times 200 \text{ мм}^2$ и пространственным разрешением $\pm 0,5 \text{ мм}$, широкоапертурные спектрометры колец черенковского излучения RICH-детекторы на основе ГФЭУ (25 ГФЭУ) в каждом детекторе. Одни из первых RICH в экспериментах на ускорителях. Детекторы используются на установке ФОДС.



Семейство сцинтилляционных счётчиков без световодов на основе ФЭУ-КС. При размерах сцинтилляторов до $200 \times 200 \text{ мм}^2$ 100% регистрация частиц (MIP) обеспечивается при толщине 1,0–0,5 мм. Счётчики используются на установке ОКА.



Полистирольные сцинтилляторы с высокой прозрачностью, изготовленные методом крупноблочной термической полимеризации. В том числе «утяжеленные», содержащие металлоорганические соединения тяжёлых металлов, и сцинтилляторы, чувствительные к тепловым нейтронам. Максимальные размеры сцинтилляторов в виде пластин до $2000 \times 500 \times 100 \text{ мм}^3$, в виде параллелепипедов до $500 \times 250 \times 250 \text{ мм}^3$. Световыход до 60% от антрацена.

Сцинтилляционные счётчики на их основе, в том числе со встроенной электроникой.

Продукция поставляется по заказам.



Фототриоды и фототетроды с магнитостойкостью в десятки Тесла и усилением до 200.



Фотодетекторы ГНЦ ИФВЭ:

- а) двадцатианодный ФЭУ (ФЭУ МА) с размерами фотокатода $10 \times 200 \text{ мм}^2$ и пространственным разрешением $\pm 0,5 \text{ мм}$;
- б) фотоумножитель (ФЭУ-КС) с размерами фотокатода $15 \times 200 \text{ мм}^2$;
- в) фотоумножитель с цилиндрическим фотокатодом $40 \times 200 \text{ мм}^2$.

Контакты:

В.И. Рыкалин

Тел. 8 915 427 2779

e-mail: Vladimir.Rykalin@ihep.ru



Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт физики высоких энергий

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

www.ihep.su

