

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. П.Н. ЛЕБЕДЕВА

IV Черенковские чтения:  
Новые методы в экспериментальной  
ядерной физике и физике частиц  
(Москва, ФИАН, 12 апреля 2011 г.)

Москва 2011

**IV Черенковские чтения:  
Новые методы в экспериментальной ядерной физике  
и физике частиц**

(Москва, ФИАН, 12 апреля 2011 г.)

Сборник докладов. Ответственный за выпуск А.И. Львов.

**АННОТАЦИЯ**

12 апреля 2011 г. в Москве, в стенах Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась уже традиционная конференция, посвященная памяти выдающегося физика-экспериментатора Павла Алексеевича Черенкова – Четвертые Черенковские чтения. Основная тематика этих Чтений была посвящена новым методам в экспериментальной ядерной физике и физике частиц. В настоящем сборнике представлена часть сделанных докладов.

© авторы, тексты докладов, 2011

© ФИАН, оформление, 2011

# Содержание

<b>Предисловие</b>	<b>5</b>
<b>Первые результаты по ядро-ядерным соударениям в эксперименте CMS</b> <i>С.В. Петрушанко (НИИЯФ МГУ) и Коллаборация CMS</i>	<b>6</b>
<b>КХД против чёрных дыр звёздной массы?</b> <i>И.И. Ройзен (ФИАН)</i>	<b>16</b>
<b>Исследование нейтринных осцилляций на ускорителях</b> <i>Ю.Г. Куденко, М.М. Хабибуллин (ИЯИ РАН)</i>	<b>24</b>
<b>Эксперимент с реакторными нейтрино по поиску угла смешивания <math>\theta_{13}</math></b> <i>В.В. Сидёв (ИЯИ РАН)</i>	<b>36</b>
<b>Суперисточник ультрахолодных нейтронов на реакторе ВВР-М ПИЯФ и программа исследований по фундаментальной физике</b> <i>А.П. Серебров (ПИЯФ)</i>	<b>45</b>
<b>Позиционно-чувствительный детектор нейтронов</b> <i>Г.Б. Дзюбенко, Н.М. Жигарева, К.Р. Михайлов, Д.В. Романов, А.В. Ставинский, В.Л. Столин, П.А. Полозов, М.С. Прокудин, Г.Б. Шарков (ИТЭФ)</i>	<b>56</b>
<b>Экспериментальные проекты для <math>eA</math>-коллайдеров</b> <i>В.Г. Недорезов (ИЯИ РАН)</i>	<b>63</b>
<b>Сверхпроводящие ускоряющие структуры</b> <i>В.Г. Куракин (ФИАН)</i>	<b>71</b>
<b>Фотогалерея</b>	<b>86</b>
<b>Программа IV Черенковских чтений</b>	<b>99</b>
<b>Оргкомитет</b>	<b>100</b>



Академик П.А. Черенков (28.07.1904 – 06.01.1990), лауреат Сталинских (1948, 1951), Государственной (1977) и Нобелевской (1958) премий.



# Предисловие

Черенковские чтения задуманы как регулярные научные конференции, посвященные актуальным проблемам современной физики, которые в той или иной степени перекликаются с деятельностью выдающегося ученого, академика, лауреата Нобелевской премии Павла Алексеевича Черенкова, внесшего огромный вклад в развитие современных экспериментальных методов ядерной физики и физики элементарных частиц, в создание новой ускорительной техники, в исследования космических лучей. Такие чтения не только служат форумом для представления новых идей и результатов, но и способствуют пропаганде достижений отечественной науки, привлечению в науку новых, молодых сил.

Первые Черенковские чтения в подобном формате были успешно проведены в 2008 году в ФИАНе – институте, в котором Павел Алексеевич проработал более 60 лет. Их тематикой были избранные вопросы физической оптики, рентгеновского и мягкого гамма-излучения, физики ядро-ядерных столкновений. Вторые Черенковские чтения (ФИАН, 2009) были посвящены главным образом новым экспериментальным методам, применяемым в ядерной физике и физике элементарных частиц. В центре их внимания были действующие или сооружаемые детекторы и установки для экспериментов на крупных ускорителях и исследований космических лучей, в том числе разнообразные детекторы черенковского излучения. Такая тематика Чтений оказалась весьма востребованной, о чем свидетельствовал значительный интерес, проявленный к участию в Чтениях со стороны научных работников различных институтов и вузов. Поэтому она сохранилась и на последующих Черенковских чтениях — в 2010 и в текущем 2011 году, где представлялись доклады о современных волнующих экспериментальных достижениях физики высоких энергий, астрофизики и космологии, разработках новых источников света, новых методах ускорения частиц и др.

Проведение IV Черенковских чтений поддержано грантом РФФИ 11-02-06037-г.

Настоящий сборник содержит часть сделанных докладов.

А.И. Львов  
Е.П. Черенкова

# Первые результаты по ядро-ядерным соударениям в эксперименте CMS

*С.В. Петрушанко\** (НИИЯФ МГУ) и Коллаборация CMS

(статья поступила 2 июня 2011 г.)

## Аннотация

В статье представлен обзор первых результатов, полученных в ядро-ядерных соударениях на экспериментальной установке Компактный мюонный соленоид на Большом адронном коллайдере.

## 1. Введение

Изучение сильных взаимодействий в экстремальном режиме высоких температур и плотностей — главная задача экспериментов с использованием соударений тяжелых ядер. Расчеты по квантовой хромодинамике на решетках предсказывают, что при достижении высокой плотности и/или температуры система адронов может совершить фазовый переход в состояние деконфаймента. В новой фазе, называемой кварк-глюонной плазмой (КГП), кварки и глюоны больше не удерживаются внутри индивидуальных адронов, они начинают свободно передвигаться внутри достаточно большого (по сравнению с характерными адронными масштабами) объема.

В экспериментах с соударениями тяжелых ядер, начиная от Bevalac в 1984 году до экспериментов на современном Большом адронном коллайдере (Large Hadron Collider — LHC), предпринимаются попытки найти свидетельства существования КГП. В ядро-ядерных соударениях на ускорителе SPS при энергии в системе центра масс  $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$  ГэВ на пару нуклонов было обнаружено аномальное подавление выхода  $J/\psi$  [1, 2], что может свидетельствовать об энергетических потерях кварков в плотном веществе. Результаты экспериментов ускорителя RHIC [3] для ядро-ядерных соударений при энергиях  $\sqrt{s_{NN}} = 63\text{--}200$  ГэВ позволяют сделать вывод о формировании сильно взаимодействующей кварк-глюонной жидкости [4]. На ускорителе LHC энергия ядро-ядерных соударений превышает аналогичный показатель RHIC более чем на порядок, что, вероятно, позволит существенно продвинуться в изучении кварковой материи и в поисках возможных проявлений КГП.

## 2. Большой адронный коллайдер (LHC)

Ускоритель LHC создан в Европейском центре ядерных исследований (CERN) на территории Швейцарии и Франции [5]. Длина кольца LHC составляет 27 километров, магнитное поле отклоняющих магнитов 8.4 Тесла. Протоны инжектируются ускорителем SPS, имея первоначальную энергию 450 ГэВ [6].

Первые протон-протонные соударения на ускорителе LHC при энергии в системе центра масс  $\sqrt{s} = 0.9$  ТэВ были осуществлены в ноябре 2009 года. Затем энергия была увеличена до 2.36 ТэВ, а в марте 2010 года — до 7 ТэВ. На этой энергии ускоритель проработал до ноября 2010 года, после чего началась ядро-ядерная программа.

---

\*E-mail: [sergeant@mail.cern.ch](mailto:sergeant@mail.cern.ch)

Первые соударения свинец-свинец на ускорителе LHC при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  ТэВ были зарегистрированы 7 ноября 2010 года в 0:27 по женевскому времени. При этой энергии ускоритель проработал до начала декабря 2010 года, постепенно повышая интенсивность пучков ядер свинца и, соответственно, светимость соударений.

Три из четырех основных экспериментов ускорителя LHC участвуют в программе по изучению соударений тяжелых ядер: ALICE [7], ATLAS [8] и CMS [9].

### 3. Экспериментальная установка Компактный мюонный соленоид (CMS)

Общий вид экспериментальной установки Компактный мюонный соленоид (Compact Muon Solenoid — CMS) представлен на рис. 1. Главная особенность установки CMS, давшая ей название, — мощный сверхпроводящий соленоид, создающий магнитное поле 3.8 Тесла [9]. Длина соленоида составляет 13 метров, внутренний диаметр — 6 метров. Параметры установки CMS: длина (без переднего HF-калориметра) 21.6 метра, диаметр 14.6 метра, полная масса 14.5 тысяч тонн. Внутри обмотки соленоида расположены трекерный детектор, электромагнитный и адронный калориметры; во внешнее железное ярмо встроены мюонные камеры. Каждый из детекторов покрывает полную окружность по азимутальному углу  $\phi$  без разрывов.

Трекерный (вершинный) детектор установки CMS состоит из кремниевых пиксельных и кремниевых стриповых детекторов и покрывает область псевдобыстроты  $|\eta| < 2.4$ . Система регистрации мюонов (дрейфовые трубки, катодные стриповые камеры и камеры с резистивными пластинами) расположены по быстрой аналогично трекерному детектору.

Электромагнитный калориметр (ECAL) состоит из кристаллов вольфрамата свинца  $PbWO_4$  с фотоумножителями. ECAL покрывает область значений псевдобыстроты  $|\eta| < 3.0$ . Ту же область покрывает и адронный калориметр. Конструкция адронного калориметра (HCAL) основана на парах металлическая пластина + сцинтиллятор. В центральной области каждая из ячеек адронного калориметра имеет размеры  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087 \times 0.087$  радиан. Торцевая часть HCAL имеет более сложное строение: размеры башен по  $\eta$  и  $\phi$  начинаются от 0.087 ( $|\eta| \sim 1.5$ ) и постепенно увеличиваются до 0.345 ( $|\eta| \sim 3.0$ ). Кристаллы электромагнитного калориметра объединены в ячейки аналогично адронному калориметру.

В передней части снаружи соленоида расположены детекторы для изучения частиц в области больших значений быстрот: HF-калориметр ( $3 < |\eta| < 5.2$ ), детектор CASTOR ( $5.3 < \eta < 6.6$ ) и Zero-Degree калориметр ( $|\eta| > 8.3$ ).

Передний адронный (very-forward или HF) калориметр предназначен для измерения потока энергии и для регистрации адронных струй в области псевдобыстрот  $3.0 < |\eta| < 5.2$ . Принцип работы HF-калориметра основан на регистрации **черенковского излучения** в радиационнстойких кварцевых волокнах с пластиковым покрытием, вкрапленных в стальной поглотитель. В качестве полезного сигнала используется свет, возникающий при пересечении релятивистскими частицами кварцевых волокон. Благодаря пластиковому покрытию с более низким, чем у кварца, коэффициентом преломления происходит захват части света и его транспортировка к фотоприемнику. Таким образом, волокно выступает и как активная среда, и как световод.

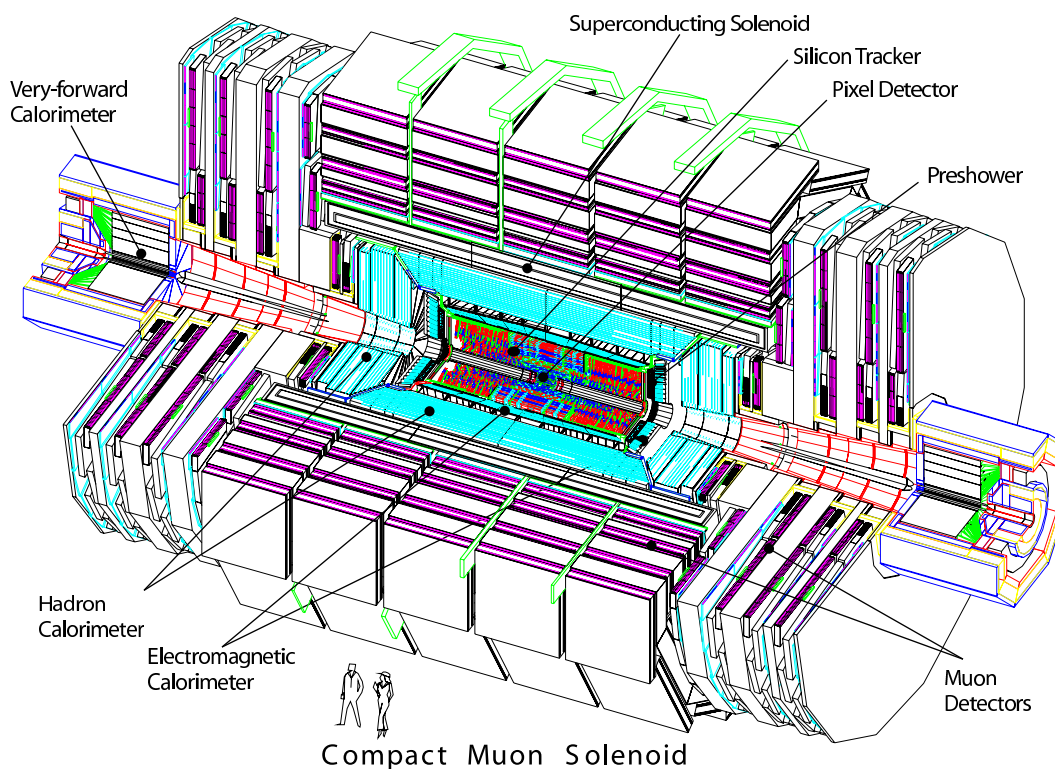


Рис. 1. Общий вид установки Компактный мюонный соленоид (CMS).

#### 4. Программа эксперимента CMS по изучению ядро-ядерных соударений

Основная задача эксперимента CMS — изучение высокоэнергичных мюонов, адронов, фотонов, электронов и адронных струй в протон-протонных соударениях. Оптимизация установки для выполнения этих задач также дает замечательную возможность и для тщательного исследования ядро-ядерных соударений.

Главные цели научной программы эксперимента CMS по изучению тяжелых ионов были сформулированы в работе [10]. Их условно можно разделить по энергии и поперечным импульсам на две группы:

1. “Мягкая физика” — изучение рождения низко- и среднеэнергичных частиц:

- множественность — число родившихся в соударении частиц;
- спектры заряженных адронов и фотонов;
- эллиптический поток  $v_2$ ;
- двухчастичные корреляции частиц.

2. “Жесткие” тесты — изучение различных высокоэнергичных объектов:

- адроны с большими поперечными импульсами и адронные струи;
- $Z^0$  и  $W^\pm$ -бозоны;
- кварконии и мюонные пары больших инвариантных масс.

Анализ экспериментальных данных по соударениям свинец-свинец, зафиксированных в ноябре-декабре 2010 года, привел к получению физических результатов по каждому из пунктов научной программы эксперимента CMS. На момент подготовки статьи лишь часть из этих результатов опубликована: наблюдение эффекта “гашения” адронных струй [11] и рождение  $Z^0$ -бозонов [12] в соударениях свинец-свинец. Остальные результаты сейчас проходят процедуру тщательной проверки в коллаборации эксперимента CMS. Надеемся, что в самое ближайшее время они также станут доступны широкой научной общественности (например, некоторые результаты будут представлены на конференции Quark Matter в мае 2011 года).

## 5. Наблюдение “ридж”-эффекта в протон-протонных соударениях в эксперименте CMS

Прежде чем представлять результаты изучения соударений свинец-свинец, хотелось бы упомянуть одно интересное явление, обнаруженное коллаборацией CMS в протон-протонных соударениях с высокой множественностью — т.н. “ридж”-эффект или дальнедействующие азимутальные корреляции [13].

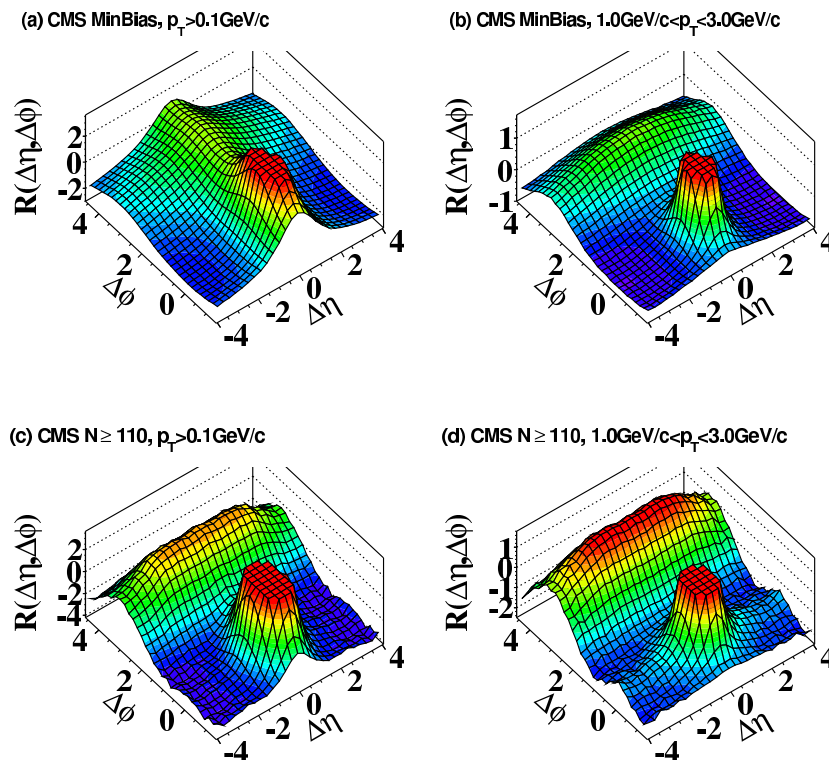


Рис. 2. Двумерная корреляционная функция для протон-протонных соударений энергии  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ в эксперименте CMS.

На рис. 2 представлена двумерная корреляционная функция (детали построения можно найти в [13]) для протон-протонных соударений: верхний левый рисунок — для частиц с поперечным импульсом  $p_T > 0.1$  ГэВ/с, полная статистика; верхний правый рисунок — для частиц с поперечным импульсом  $1 < p_T < 3$  ГэВ/с, полная статистика; нижний левый рисунок — для частиц с поперечным импульсом  $p_T > 0.1$  ГэВ/с, события с множественностью  $N \geq 110$ ; нижний правый рисунок — для частиц с поперечным импульсом  $1 < p_T < 3$

ГэВ/с, события с множественностью  $N \geq 110$ . Видно, что в последнем случае вблизи пика у начала координат возникает структура, похожая на горб (“ридж”), тянущаяся по псевдобыстроте при нулевом значении разницы азимутального угла  $\Delta\phi$ . В то же время в трех других случаях такая структура отсутствует.

Отметим, что подобный эффект наблюдался ранее в столкновениях золото-золото на коллайдере RHIC при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ в тех же диапазонах поперечного импульса [14]. Т.е. в соударениях протон-протон с высокой множественностью при энергии ускорителя LHC начинает проявляться некий коллективный эффект. Тем не менее, объяснение и возможные интерпретации обнаруженного коллаборацией CMS “ридж”-эффекта требуют дальнейшего изучения.

## 6. Определение центральности соударений свинец-свинец в эксперименте CMS

Геометрия ядро-ядерного соударения описывается двумя параметрами — азимутальным углом плоскости реакции (т.е. углом главной оси эллипсоида перекрытия взаимодействующих ядер по отношению к лабораторной системе координат) и прицельным параметром (минимальным расстоянием между центрами взаимодействующих ядер). Прямое экспериментальное определение последнего не представляется возможным, в связи с чем вводится понятие центральности соударения по косвенным признакам.

В эксперименте CMS для определения центральности соударений использовался полный энергетический отклик HF-калориметра. Распределение полной энергии в HF-калориметре равномерно делилось на 40 интервалов по центральности, так, чтобы в каждом было по 2.5% полной статистики. Таким образом, центральность 0–2.5% соответствует наиболее центральным (лобовым) соударениям с максимальным рождением частиц и выделением энергии, в то же время центральность 97.5–100% — это периферические (касательные) соударения с минимальным выходом.

Для изучения адронных струй вся статистика была разделена на 5 групп по центральности — от 0–10% до 50–100% (рис. 3).

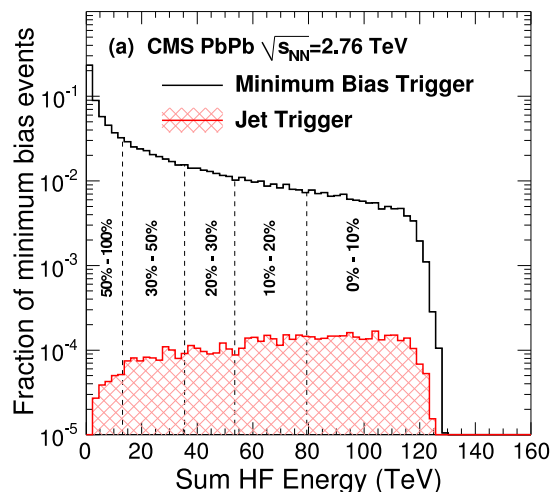


Рис. 3. Пособытийное распределение суммарной полной энергии, выделившейся в HF-калориметре установки CMS, для соударений свинец-свинец. Верхняя гистограмма — все события, нижняя — для специального триггера на адронные струи.

## 7. “Гашение” адронных струй в соударениях свинец-свинец в эксперименте CMS

В первые же дни работы с соударениями свинец-свинец в эксперименте CMS визуально было замечено, что достаточно часто возникают события с рождением двух адронных струй с сильным дисбалансом по энергии. На рис. 4 приведен пример такого события: лидирующая адронная струя (с более высоким энерговыделением в калориметрах CMS) имеет суммарный поперечный импульс  $p_{T,1}$ , который почти в три раза превышает  $p_{T,2}$  для второй струи [11].

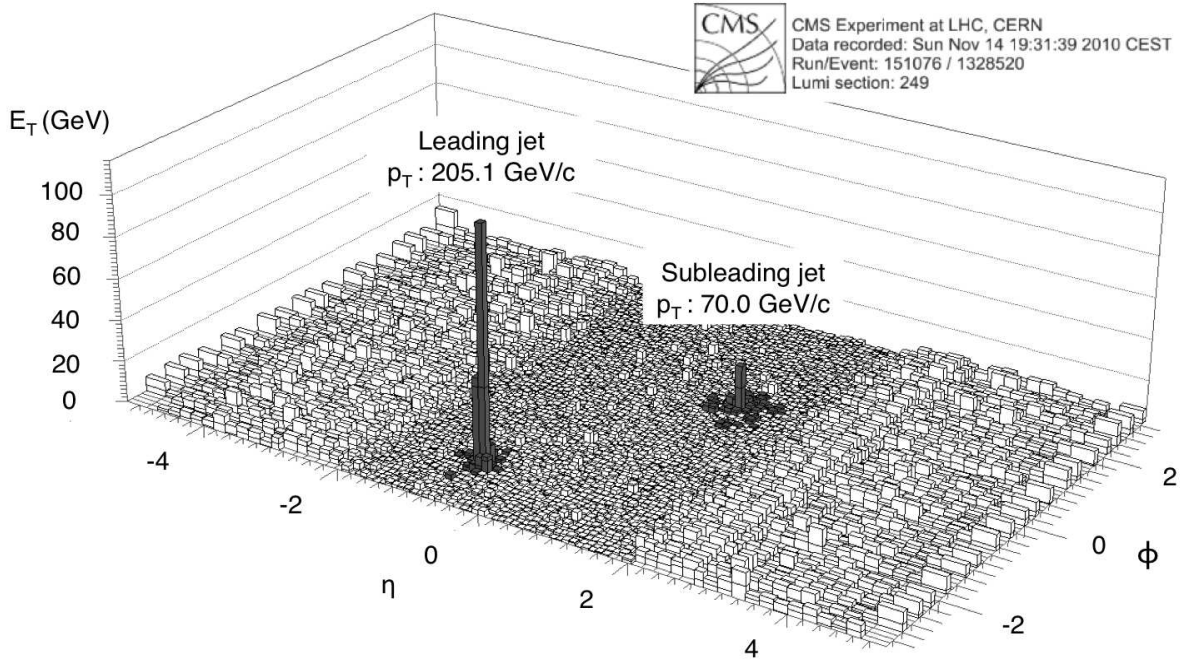


Рис. 4. Пример дисбаланса по энергии двухструйного события в соударении свинец-свинец в эксперименте CMS: двумерная гистограмма по  $\eta$  и  $\phi$  энергетических откликов калориметров установки.

Для поиска струй использовался итеративный конусный алгоритм с радиусом 0.5 по калориметрическим ячейкам с учетом фона [15]. Из полной статистики отбирались события с наличием двух струй в области  $|\eta| < 2$ , одна из которых (лидирующая) имеет  $p_{T,1} > 120$  ГэВ/с, вторая —  $p_{T,2} > 50$  ГэВ/с. На разницу азимутальных углов струй накладывалось ограничение  $\Delta\phi_{12} > 2\pi/3$ . Всего было зафиксировано 3514 таких событий.

Для количественной характеристики дисбаланса поперечного импульса был введен коэффициент степени анизотропии рождения струй:

$$A_J = \frac{p_{T,1} - p_{T,2}}{p_{T,1} + p_{T,2}}. \quad (1)$$

На рис. 5 приведен коэффициент  $A_J$  для двухструйных событий в соударениях протон-протон и свинец-свинец пяти центральностей в сравнении с предсказанием модели PYTHIA [16], встроенной в реальные данные. Для периферических соударений свинец-свинец с центральностью 50–100% форма распределения  $A_J$  хорошо описывается моделью и почти точно соответствует протон-протонным соударениям. Для более центральных соударений форма распределения начинает меняться и для центральности 0–10% сильно отличается от предсказания и протон-протонных соударений.

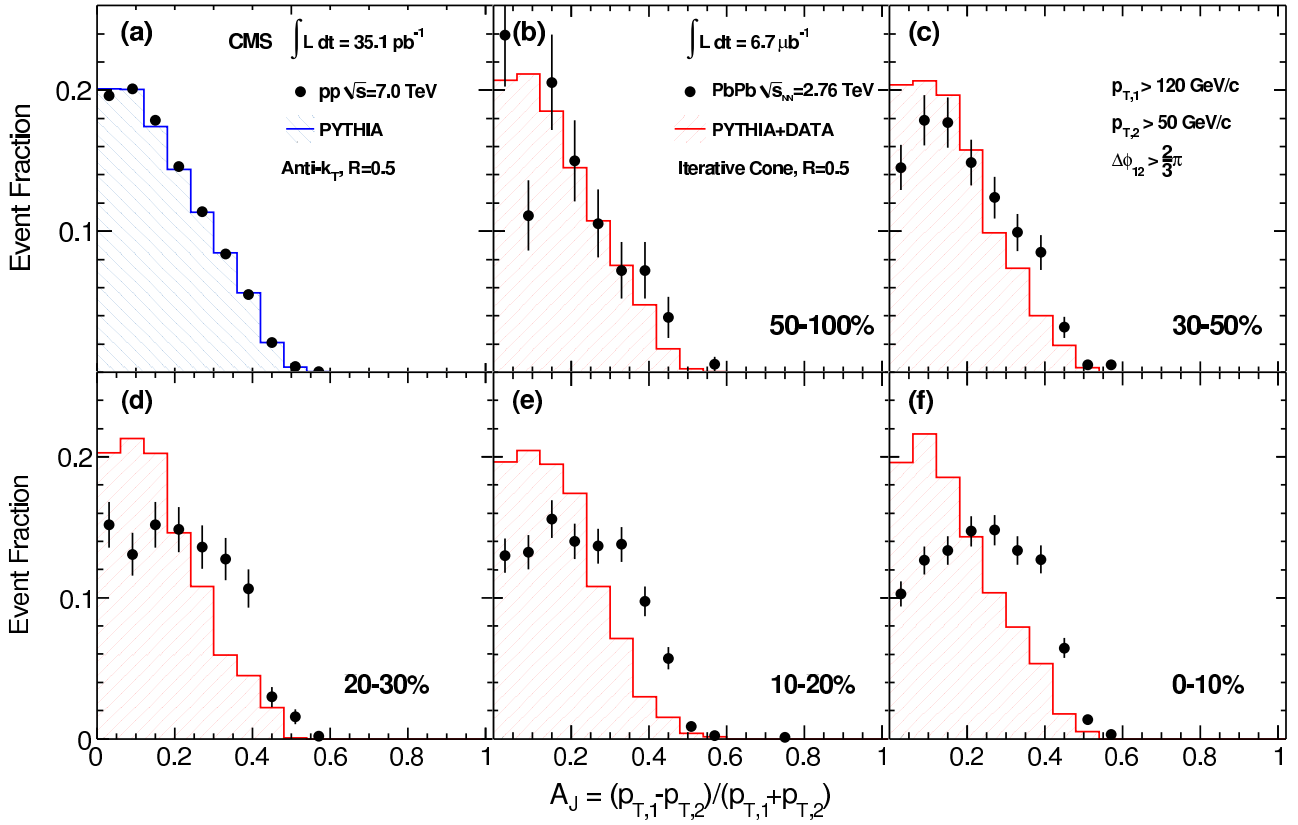


Рис. 5. Коэффициент степени анизотропии рождения струй  $A_J$  для двухструйных событий в соударениях протон-протон и свинец-свинец пяти центральностей в эксперименте CMS. Точки — экспериментальные данные, гистограммы — предсказания модели PYTHIA, встроенные реальные данные.

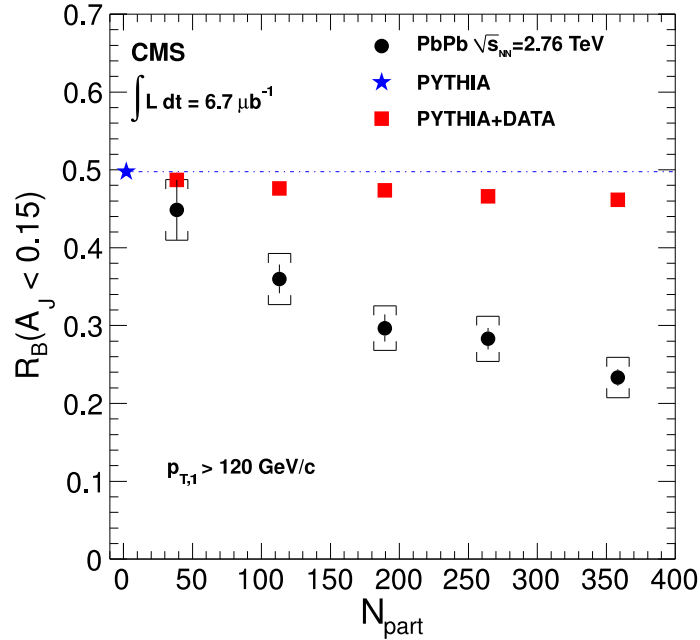


Рис. 6. Доля двухструйных событий в соударениях свинец-свинец в эксперименте CMS, для которых коэффициент степени анизотропии рождения струй  $A_J < 0.15$ , в зависимости от числа взаимодействующих нуклонов  $N_{part}$ .



На рис. 6 представлена доля событий, для которых коэффициент  $A_J < 0.15$ , в зависимости от числа взаимодействующих нуклонов  $N_{part}$ . Чем больше нуклонов задействовано в соударении свинец-свинец (т.е. чем больше центральность), тем больше дисбаланс поперечного импульса двух струй отличается от случая протон-протонных соударений.

Эффект сильного дисбаланса поперечного импульса струй в центральных и полуцентральных соударениях получил название “гашение” струй. Одно из возможных объяснений этого эффекта — энергетические потери партонов, порождающих эти струи, в плотном веществе КПП.

## 8. Рождение $Z^0$ -бозонов в соударениях свинец-свинец в эксперименте CMS

В соударениях свинец-свинец в эксперименте CMS удалось впервые зарегистрировать новый перспективный канал исследования плотной адронной материи — рождение  $Z^0$ -бозона и его распад на два мюона [12] (пример см. на рис. 7).

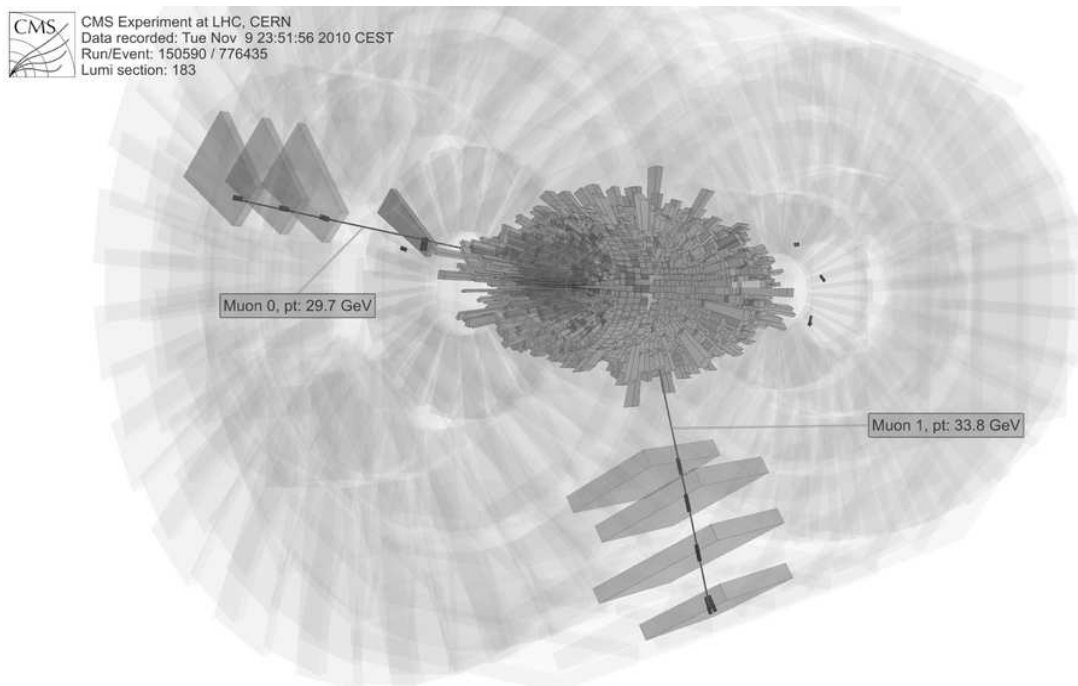


Рис. 7. Реконструкция рождения и распада на два мюона одного из первых  $Z^0$ -бозонов, зафиксированных в соударениях свинец-свинец в эксперименте CMS.

На рис. 8 представлен инвариантный массовый спектр димюонов в эксперименте CMS для соударений свинец-свинец и протон-протон. В области масс 60–120 ГэВ/ $c^2$  в соударениях свинец-свинец зарегистрировано 39  $Z^0$ -бозонов, при этом разрешение его массы оказалось близко к случаю протон-протонных соударений с гораздо большей статистикой.

Измеренные характеристики  $Z^0$ -бозона соответствуют теоретическим предсказаниям. Однако делать какие-либо выводы о дополнительных эффектах, таких как экранирование, изоспиновый эффект и энергетические потери, пока рано. Будем надеяться, что продолжение исследований принесет новые результаты.

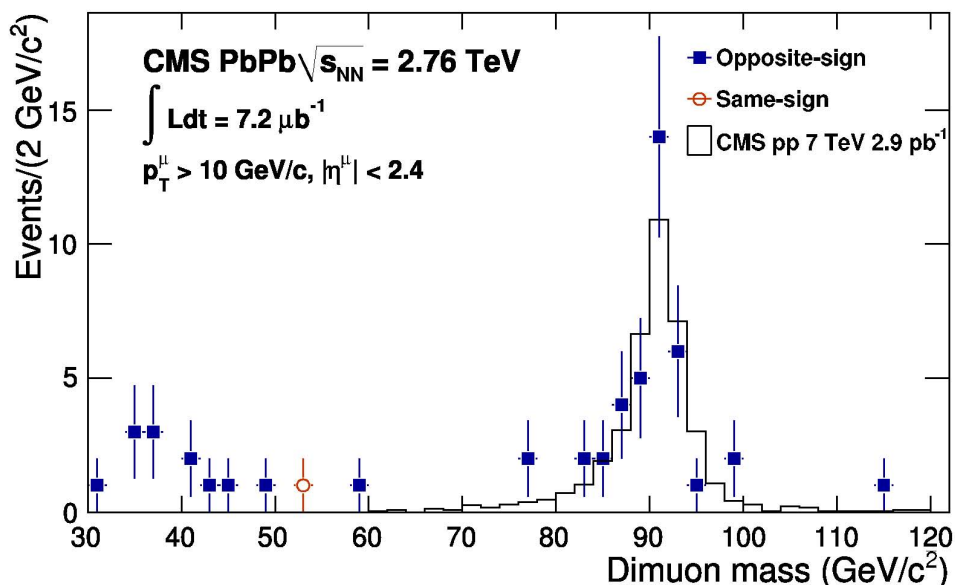


Рис. 8. Инвариантный массовый спектр димюонов в эксперименте CMS. Точки — димюоны в соударениях свинец-свинец, гистрограмма — в соударениях протон-протон.

## 9. Перспективы программы по изучению соударений тяжелых ионов в эксперименте CMS

Обработка и тщательный анализ экспериментальных данных 2010 года по соударениям свинец-свинец продолжается в настоящий момент. В ближайшее время коллаборация CMS планирует опубликовать целый ряд работ как по “мягкой”, так и по “жесткой” физике.

План работы ускорителя LHC на 2011 год предполагает проведение соударений свинец-свинец в ноябре-декабре при той же энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  ТэВ, но с более высокой интенсивностью пучков. В 2012 году также планируется проведение ядро-ядерных соударений, однако пока точно не определено, будут ли это соударения свинец-свинец или более легкие ядра. Кроме того, высказываются предложения о проведении соударений типа протон-ядро, изучение которых представляет определенный интерес.

После проведения существенной перестройки ускорителя LHC в 2013–14 годах предполагается в два раза увеличить энергию ускоряемых частиц, что позволит для соударений протон-протон достигнуть проектной энергии  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ, а для соударений свинец-свинец —  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  ТэВ.

## 10. Заключение

Изучение соударений свинец-свинец на экспериментальной установке CMS ускорителя LHC уже привело к первым интересным результатам, таким как “гашение” адронных струй и обнаружение первых  $Z^0$ -бозонов. В протон-протонных соударениях были обнаружены дальнедействующие азимутальные корреляции (“ридж”-эффект). Ожидается, что анализ новых физических наблюдаемых в экспериментах ускорителя LHC поможет прояснить природу среды, созданной в соударениях свинец-свинец.

## Благодарности

Автор рад выразить благодарность организаторам Четвертых Черенковских Чтений за приглашение сделать доклад. Спасибо всем участникам коллаборации эксперимента CMS за предоставленные материалы.

## Литература

- [1] B. Alessandro et al., [NA50 Collaboration] *Eur. Phys. J. C* **39** (2005) 335.
- [2] B. Alessandro et al., [NA50 Collaboration] *Eur. Phys. J. C* **49** (2007) 559.
- [3] *Conceptual Design Report of the Relativistic Heavy Ion Collider*, Brookhaven National Laboratory Report BNL-52195 (1989).
- [4] I. Arsene et al. (BRAHMS), *Nucl. Phys. A* **757** (2005) 1; B. B. Back et al. (PHOBOS), *Nucl. Phys. A* **757** (2005) 28; J. Adams et al. (STAR), *Nucl. Phys. A* **757** (2005) 10; K. Adcox et al. (PHENIX), *Nucl. Phys. A* **757** (2005) 184.
- [5] *The LHC Conceptual Design Report*, CERN-AS/95-05 (1995); *LHC Design Report, Volume 1: The LHC Main Ring*, CERN-2004-003-V-1 (2004).
- [6] *The SPS as Injector for LHC*, CERN-SL/97-07 (1997).
- [7] *ALICE Physics Performance Report Volume II*, CERN/LHCC 2005-030 (2005).
- [8] *ATLAS Technical Design Report Volume 1*, CERN-LHCC-99-14 (1999); Volume 2, CERN-LHCC-99-15 (1999).
- [9] CMS Collaboration, *The CMS experiment at the CERN LHC*, JINST **3** (2008) S08004.
- [10] CMS Collaboration, *CMS TDR Addendum: High-Density QCD with Heavy Ions*, *J. Phys. G* **34** (2007) 2307.
- [11] CMS Collaboration, CMS-HIN-10-004, CERN-PH-EP-2011-001 (2011), arXiv:1102.1957.
- [12] CMS Collaboration, CMS-HIN-10-003, CERN-EP-PH-2011-003 (2011), arXiv:1102.5435.
- [13] CMS Collaboration, CMS-QCD-10-002, CERN-PH-EP-2010-031 (2010), *J. High Energy Phys.* **09** (2010) 091.
- [14] PHOBOS Collaboration, *Phys. Rev. C* **81** (2010) 024904, *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010) 062301; STAR Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 022301.
- [15] O. Kodolova, I. Vardanian, A. Nikitenko et al., *Eur. Phys. J. C* **50** (2007) 117.
- [16] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands, *JHEP* **05** (2006) 026.

# КХД против чёрных дыр звёздной массы?

И.И. Ройзен\* (ФИАН)

(статья поступила 5 мая 2011 г.)

## Аннотация

По мере уплотнения компактной (нейтронной) звезды (NS) вступают в игру два дестабилизирующих её фактора: приближающаяся гравитационная неустойчивость – схлопывание в чёрную дыру (BH) – и возможный фазовый переход адронной (нейтронной) среды в субадронную фазу ( $HPh \rightarrow SHPh$ ). Последнее означает, что происходит деконфайнмент цвета и – что в данном контексте главное – кардинальная перестройка КХД-вакуума. Поэтому при рассмотрении вопроса о коллапсе такой звезды необходимо учитывать оба фактора одновременно. В ходе упомянутого фазового перехода вакуум адронной фазы, заполненный глюонным и киральным ( $q\bar{q}$ ) конденсатами, трансформируется в ”пустой” (пертурбативный) вакуум вакуум субадронной фазы. При этом высокое давление (упругость) вакуума довольно быстро уменьшается, и ”холодная” звезда начинает стремительно ”падать” на свой центр, поскольку именно там зарождается новая фаза. Если масса звезды достаточно велика, то эта имплозия приведёт к сильному разогреву (и, разумеется, снятию вырождения) в её центральной области и будет продолжаться до тех пор, пока там не образуется кварк-глюонная плазма (QGP) с температурой порядка 100 MeV (или даже выше), давление которой уже способно противостоять дальнейшему гравитационному сжатию (напомним, что наивысшие температуры, типичные для взрывов сверхновых, ниже, как минимум, на порядок). Таким образом, возникает своего рода ”огненная стена”, которая может воспрепятствовать окончательному схлопыванию коллапсирующей ядерной материи в чёрную дыру.

## Введение

Работа посвящена сопоставлению условий развития двух обозначенных в аннотации взаимоисключающих неустойчивостей, присущих запредельно массивной компактной звезде, которые, раз возникнув, предопределяют совершенно разные пути её дальнейшей эволюции: первая (гравитационная), как известно, ”стремится загнать” её в чёрную дыру, в то время как вторая (фазовая) – она будет проанализирована, по возможности, детально – ”не должна этого допустить”, *если, конечно, она разовьётся раньше образования горизонта*. Ниже мы представим аргументы в пользу именно второго сценария.

## Фазовый переход в ядерной среде

Схематически этот переход можно представить следующим образом:

---

\*E-mail: royzen@lpi.ru

QCD HPh	$\iff$	QCD SHPh
$\Downarrow$		$\Downarrow$
$P_{vac}^0 = -\varepsilon_{vac}^0 \simeq 5 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^4$	$\iff$	$P_{vac} = -\varepsilon_{vac} \rightarrow 0$
$\Downarrow$		$\Downarrow$
$P_{tot} \simeq P_{vac}^0$ [разреженный газ нуклонов]	$\iff$	$P_{tot} = P_{vac} + P$
$\varepsilon_{tot} \simeq \varepsilon_{vac}^0$ [разреженный газ нуклонов]	$\iff$	$\varepsilon_{tot} = \varepsilon_{vac} + \varepsilon$

Здесь  $(\varepsilon_{vac}^0$  и  $P_{vac}^0)$  и  $(\varepsilon_{vac}$  и  $P_{vac})$  - параметры вакуума (плотность энергии и давление) в HPh- и SHPh-фазах соответственно, а  $(\varepsilon$  и  $P)$  – то же самое для частиц, и  $(\varepsilon_{tot}$  и  $P_{tot})$  – полные плотность энергии и давление в ядерной среде. Здесь обязательно стоит заметить, что  $|\varepsilon_{vac}^0| \simeq \varepsilon_n$ , где последняя величина представляет собой плотность полной энергии (массы) в вырожденной среде, состоящей из ”плотно упакованных” нуклонов (нейтронов), – она примерно на (25-30)% больше, чем средняя плотность энергии (массы) внутри изолированного нуклона.

Мы рассмотрим два возможных сценария фазового перехода [1–3] – жесткий, когда при некоторой степени сжатия нуклонная среда сразу превращается в среду ”свободных” токовых кварков (что было бы фазовым переходом в общепотребительном смысле этого слова) и мягкий, который допускает существование некоторого промежуточного состояния (своего рода кроссовер) <sup>1</sup>. Последнее предполагает определённую устойчивость динамических кварков (валонов) – массивных квазичастиц, теряющих массу по мере роста давления и плотности среды. Мы покажем, что оба сценария неизбежно приводят к развитию сильной неустойчивости звезды при фазовом переходе.

### 1. Жёсткий сценарий

(ступенчатый переход в ”пустой” вакуум:  $P_{vac} = \varepsilon_{vac} \equiv 0$ )

Это означает, что при разрушении нейтронов сразу же освобождаются *токовые* кварки – практически безмассовые  $u, d$ - и  $\simeq 150$ -МэВ’ный  $s$ -кварк. На Рис. 1 [1] фазовая кривая  $q$ , отвечающая давлению вырожденного газа этих кварков в зависимости от плотности (она выражена через удельный объём  $\langle v \rangle$ , занимаемый кварком), сопоставлена с давлением вакуумного конденсата в (разреженной) адронной фазе. Отсюда со всей очевидностью вытекает, что в рамках этого сценария образование *вырожденного (“холодного”)* кваркового газа абсолютно исключено: оба давления совпали бы лишь в точке  $B$ , т.е., при плотности, в 3-4 раза превышающей ту, которая ожидается вблизи точки фазового перехода и отвечает удельному объёму  $\langle v \rangle \simeq 100 \text{ ГэВ}^{-3}$ . Это означает, что после ”соприкосновения” и разрушения нейтронов в центре звезды ядерная среда начинает коллапсировать и, соответственно, разогреваться <sup>2</sup>. В результате вырождение снимается, и дальнейшая

<sup>1</sup>По существу, первый является предельным случаем второго и формально достигается, когда это промежуточное состояние становится абсолютно неустойчивым (см. ниже). Но он значительно проще и удобен для наглядной качественной демонстрации физического смысла всего происходящего.

<sup>2</sup>Здесь существенно подчеркнуть, что в ядерной среде, о которой идёт речь, ”вязнут” даже тепловые ( $\sim 100$ -МэВ’ные) нейтрино, так что быстрое охлаждение невозможно, если только не уповать на какие-нибудь экзотические механизмы.

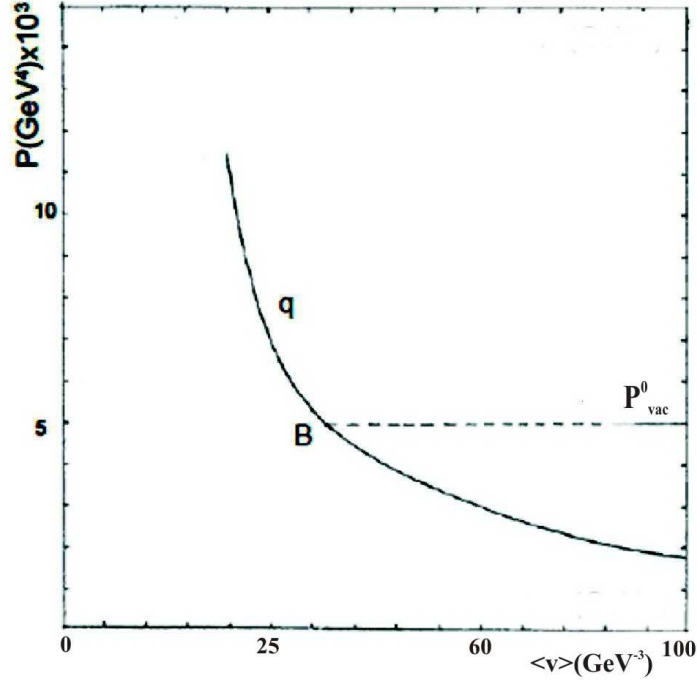


Рис. 1. Давление вакуумного конденсата в HPh-фазе (горизонтальный отрезок  $P_{vac}^0$ ) в сравнении с давлением вырожденного идеального газа токовых ( $u, d, s$ ) кварков (кривая  $q$ ). Видно, что при сжатии до плотной упаковки нейтронов (этому отвечает удельный объём кварка  $\langle v \rangle \simeq 100 \text{ GeV}^{-3}$ ) имеет место большое неравенство давлений в HPh- и SHPh-фазах - первое примерно в три раза больше второго.

эволюция уже не описывается "холодной кривой"  $q$ .

## 2. Мягкий сценарий

(переход HPh  $\rightarrow$  SHPh "размазан" внутри некоторого интервала плотностей)

Этот сценарий предполагает, что после того, как нейтроны "пришли в соприкосновение" друг с другом, уплотняющаяся ядерная материя проходит через промежуточную фазу: сначала нейтроны разваливаются, освобождая массивные динамические кварки (валоны) [4–8], а затем вакуумный конденсат и валонные массы "усыхают" одинаково быстро по мере дальнейшего уплотнения среды [2]; в конечном счёте, постепенно валоны превращаются в токовые кварки, а вакуумный конденсат полностью разрушается,  $P_{vac} = -\varepsilon_{vac} \rightarrow 0$ .

Ранее был предложен [2] реалистический подход, который мог бы, в принципе, описать свойства вырожденного валонного газа при плотностях энергии частиц  $\varepsilon \geq |\varepsilon_{vac}^0|^3$ . Он базируется на уравнении состояния (ЕoS) идеального газа частиц с массой, которая зависит от плотности среды:

$$\varepsilon = \frac{6N_f}{2\pi^2} \int_0^{p_F} dp p^2 \sqrt{p^2 + m^2(\varepsilon)}, \quad (1)$$

где  $N_f = 3$  - эффективное число кварковых ароматов и фермиевский импульс  $p_F = \left(\frac{\pi^2}{N_f \langle v \rangle}\right)^{1/3}$ .

<sup>3</sup>Если, конечно, (квази)стабильное состояние подобного типа вообще реализуемо - ниже мы как раз и попытаемся доказать, что в действительности это не так.

Будем, для определённости, параметризовать валонную массу формулой

$$m_{u,d} \simeq m_0 \exp[-a(\varepsilon/|\varepsilon_{vac}^0| - 1)] \quad (2)$$

и, соответственно,

$$\varepsilon_{vac} \equiv -P_{vac} \simeq \varepsilon_{vac}^0 \exp[-a(\varepsilon/|\varepsilon_{vac}^0| - 1)], \quad (3)$$

где  $m_0 \simeq \frac{1}{3}m_n \simeq 330$  МэВ<sup>4</sup> и  $a$  – (не вполне) свободный параметр, который описывает скорость разрушения вакуумного конденсата. Численные решения уравнения (1), дополненного уравнениями (2,3), а также термодинамическим соотношением  $P = -\partial(\langle v \rangle \varepsilon) / \partial \langle v \rangle$ , представлены на Рис. 2.

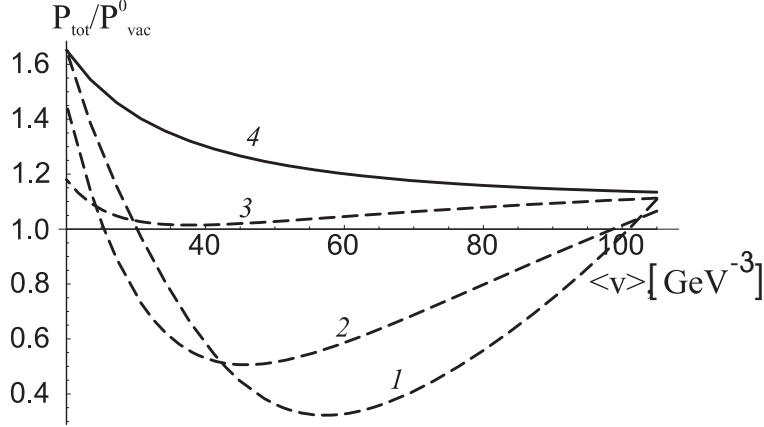


Рис. 2. *Формальные* решения для EoS вырожденной ядерной материи в рамках мягкого сценария при различных скоростях фазового перехода NPh  $\rightarrow$  SHPh). Кривые (1 – 4) отвечают различным режимам разрушения вакуумного конденсата и потери валонами массы по мере возрастания плотности энергии  $\varepsilon$  валонов в среде (при  $a = 1, 0.5, 0.1, 0.01$  соответственно). Эти результаты показывают, что эволюция звезды в устойчивом режиме ”холодного” сжатия ( $dP_{tot}/d\langle v \rangle < 0$ ) крайне маловероятна: она могла бы реализоваться только при необъяснимо большой прочности вакуумного конденсата – когда он остаётся практически неподверженным влиянию частиц (валонов) до тех пор, пока плотность энергии последних не превысит, как минимум, на порядок абсолютное значение его собственной плотности  $\varepsilon_{vac}^0$  (выше кривой 3 ( $a \leq 0.1$ ) – например, кривая 4, отвечающая  $a = 0.01$ ). Если же оставаться в рамках реалистической аргументации – что конденсат должен начать разрушаться никак не позднее, чем обе эти плотности станут одного порядка (нижняя кривая 1,  $a = 1$ ), то на пути ”холодного” сжатия звезде пришлось бы пройти через состояния, когда в её центральной части выполняется неравенство  $dP_{tot}/d\langle v \rangle > 0$ . Последнее однозначно указывает на неустойчивость и означает только то, что в действительности холодное сжатие становится невозможным.

Здесь самое существенное то, что физически допустимыми являются только значения  $a \geq 1$ , поскольку вакуумный конденсат должен ”всерьёз почувствовать” разрушающее влияние присутствия частиц, во всяком случае, не позднее, чем плотность их энергии станет порядка (модуля) плотности его собственной энергии (а, быть может, и раньше). Этому отвечает кривая 1 ( $a = 1$ ) или ещё более ”крутые” кривые<sup>5</sup>. Все они включают ”роковой” интервал, в котором  $dP_{tot}/d\langle v \rangle > 0$ , что, разумеется, просто сигнализирует об

<sup>4</sup>На самом деле принималась во внимание и  $\sim 150$ -МэВ’ная разница в массах ( $u, d$ )- и  $s$ -валонов, но она оказалась малосущественной [2].

<sup>5</sup>Очевидно, что описанный выше жесткий сценарий получится в пределе  $a \rightarrow \infty$ .

абсолютной неустойчивости среды. Что же до кривых 2-4, то они приведены только для иллюстрации (см. подпись к рисунку 2).

Таким образом, мы приходим к заключению о *невозможности "холодного" перехода ядерной материи из адронной в субадронную фазу* <sup>6</sup>.

## "Кипящие" NS вместо BH

Всё же, можно думать, что несмотря на огромный температурный дисбаланс, который возникает между (небольшой) центральной (субадронной) областью и всей остальной (основной) частью звезды, в некотором ограниченном диапазоне больших звёздных масс  $M_{NS}$  возможна реализация квази-устойчивого переходного состояния. Оставляет ли это обстоятельство "лазейку" для того, чтобы сжатие продолжилось и привело к образованию чёрной дыры? Ниже мы приведём аргументы, указывающие на то, что ответ на этот вопрос, скорее всего, отрицательный.

Возникнув в центре звезды, субадронный домен продолжает разбухать до тех пор, пока не установится временный гидродинамический баланс между гравитационным сжатием и давлением расходящегося теплового потока <sup>7</sup>. Этот домен представляет собой субадронное вещество – кварк-глюонную плазму (QGP), которую мы будем считать почти идеальным газом, состоящим из "изначальных" кварков – носителей неизменного полного барионного заряда среды – и множественно продуцируемых глюонов и  $q\bar{q}$ -пар, так что барионный химпотенциал среды близок к нулю <sup>8</sup>.

Если температура этой QGP равна  $T$ , то уравнение энергетического баланса записывается в виде:

$$-AG \frac{M_{NS}^2}{R^2} dR \simeq 4\pi\sigma_{QGP} T^4 \left(1 + \frac{|\varepsilon_{vac}^0| - \varepsilon_n}{\sigma_{QGP} T^4}\right) r^2 dr, \quad (4)$$

где в левой части стоит работа гравитационного поля ( $M_{NS}$  и  $R$  – соответственно масса и радиус NS, а значение коэффициента  $A$  ограничено его нерелятивистским и ультрарелятивистским пределами,  $\frac{6}{7} \leq A \leq \frac{3}{2}$  <sup>9</sup>), а в правой – увеличение энергии внутри области радиуса  $r$ , занятой SHPh (QGP), и, наконец,

$$\sigma_{QGP} = \frac{\pi^2}{30} (2 \times 8 + 2 \times 3 \times 2 \times 3 \times \frac{7}{8})$$

представляет собой весовой фактор "трёхароматной" QGP (8 глюонов со спином 1 и  $(3 + \bar{3})$  цветных кварка со спином 1/2).

Вблизи внешней границы области фазового перехода (в реальности это, конечно, не граница, а некий протяжённый сферический слой) плотность энергии частиц в среде плотно упакованных нейтронов  $\varepsilon_n \simeq |\varepsilon_{vac}^0|$  – это отвечает наиболее реалистическому значению  $a \simeq 1$  в уравнениях (2), (3). Эта плотность порядка полной плотности, поскольку вакуумный конденсат уже в значительной мере разрушен. В то же время плотность энергии

<sup>6</sup>Наблюдаемое "размягчение" EoS по мере приближения к центру массивной NS [9] можно рассматривать как определённое феноменологическое указание в пользу такого вывода, хотя сами авторы работы склоняются к иной трактовке этого факта

<sup>7</sup>Подчеркнём ещё раз, что при рассматриваемых в данном контексте плотностях ядерной среды тепловые нейтрино в ней "вязнут"; поэтому временные шкалы тепловых и гидродинамических процессов несопоставимы: первая – это десятки часов, в то время как вторая – миллисекунды.

<sup>8</sup>В этой связи заметим, что дальнейшие оценки остаются в силе и для любой другой микроструктуры среды, если только макроскопически она мимикрирует термодинамику идеального газа.

<sup>9</sup>Ниже мы будем полагать  $A = 1$ , имея в виду нерелятивистский характер HPh-среды.



на внутренней стороне слоя определяется свойствами высокотемпературной QGP. Условием гидродинамического (быстрый процесс!) равновесия является равенство этих двух плотностей:

$$|\varepsilon_{vac}^0| \simeq \sigma_{QGP} T^4, \quad (5)$$

откуда получаем  $T \simeq 130$  МэВ, что, как минимум, на порядок превышает температуры, которые типичны для взрывов сверхновых и, стало быть, для нейтронной среды вне границы фазового перехода. Таким образом, гидродинамическое равновесие достигается ценой огромного теплового (медленный процесс!) дисбаланса. Здесь стоит отметить, что полученная нами оценка очень неплохо коррелирует с результатами прямого численного моделирования [10], согласно которому при  $\mu_B = 0$  переход NPh  $\rightarrow$  SHPh представляет собой кроссовер, происходящий в интервале температур  $140 \text{ MeV} \leq T \leq 200 \text{ MeV}$ .

Уравнение (5) совместно с условием  $\varepsilon_n \simeq |\varepsilon_{vac}^0|$  даёт основание полагать, что вторым членом в скобках в правой части уравнения (4) можно в первом приближении пренебречь. Если так, то переходная квази-устойчивая конфигурация массивной "гетерогенной" NS должна быть "устроена" следующим образом:

$$G \frac{M_{NS}^2}{R} \simeq \frac{4\pi}{3} \sigma_{QGP} T^4 r^3 + C, \quad (6)$$

где константа  $C$  определяется верхним пределом  $\overline{M_{NS}}$  массы абсолютно устойчивой (т.е. "холодной",  $r = 0$ ) NS:  $C \simeq (0.5 \div 1) M_\odot$  для  $\overline{M_{NS}} \simeq (1.5 \div 2.5) M_\odot$  и  $R \simeq (8 \div 10) \text{ km}$ , соответственно. Конечно, приближение, в котором получено соотношение (6) между  $M_{NS}$  и  $r$ , обосновано только при условии  $r \ll R$ , т.е. когда  $M_{NS}$  лишь ненамного превышает  $\overline{M_{NS}}$ . В этом случае не исключена относительно спокойная эволюция звезды запредельной массы. Она должна сопровождаться выбросами вещества и/или гамма-всплесками, мощность которых тем больше, чем больше  $M_{NS}$ ; эта "вулканическая активность" приводит к уменьшению массы звезды и затухает по мере приближения  $M_{NS}$  к  $\overline{M_{NS}}$ . Если же  $M_{NS}$  превышает  $\overline{M_{NS}}$  настолько, что *формально* уравнение (6) выдаёт  $r \simeq R$  (это означает лишь то, что само используемое приближение становится вообще неприменимым), то более реалистичным представляется иной ход событий, не оставляющий места для достижения гидродинамического баланса и спокойной эволюции: по всей вероятности, в этом случае неизбежно возникновение настолько мощных возмущений, что вместо более или менее устойчивого горения они приведут к полной самоликвидации звезды.<sup>10</sup>

Что касается минимальной массы ВН, то её оценка очевидна: из условия  $\frac{2GM_g}{R_g} = 1$  получаем

$$R_g \simeq \left[ \frac{3}{8\pi G \langle \varepsilon_g \rangle} \right]^{1/2}, \quad (7)$$

где  $R_g$  и  $\langle \varepsilon_g \rangle$  – радиус ВН и её средняя плотность энергии. Для получения нижней оценки величины  $R_g$ , используем то обстоятельство, что  $\langle \varepsilon_g \rangle \leq |\varepsilon_{vac}^0|$ , поскольку в противном случае описанная выше фазовая неустойчивость заведомо случится раньше со всеми вытекающими из этого последствиями (см. выше). Отсюда

$$R_g \geq 12 \text{ km} \quad \text{или} \quad M_g \geq 4 M_\odot$$

Таким образом, оказывается, что максимальная масса NS и минимальная масса ВН разделены довольно внушительной щелью ( $\simeq 2M_\odot$ ). Что происходит в этом массовом

<sup>10</sup>С более общей точки зрения, это просто различные пути нарушения симметрии – в данном случае киральной – при охлаждении среды: SHPh-фаза, в которой отсутствует параметр порядка, трансформируется в SPH-фазу, где он явно присутствует – это может быть, например, обратный радиус конфайнмента.

промежутке? Если всё же представить себе, что масса неустойчивой нейтронной звезды приблизилась к  $4M_{\odot}$ , то, согласно уравнению (6), получилось бы  $r \simeq R$ , что, как уже отмечалось, равносильно, по всей вероятности, утверждению, что звезда не может "перепрыгнуть пропасть" между двумя и четырьмя солнечными массами (т.е., пройти путь от NS до ВН), не будучи при этом разрушена полностью.

Мы оставляем в стороне вопрос о возможности образования ВН в менее плотных звёздах существенно большей массы и радиуса (как  $M_g$ , так и  $R_g$  пропорциональны  $\langle \varepsilon_g \rangle^{-1/2}$ ), так как для его рассмотрения была бы необходима более детальная информация о звёздной динамике. Ограничимся только некоторыми качественными соображениями общего порядка, указывающими на то, что образование таких (рыхлых) ВН представляется ещё менее вероятным, нежели компактных. Дело в том, что возникновение горизонта определяется такими *глобальными* свойствами среды, как отношение  $M/R$  и средняя плотность энергии  $\langle \varepsilon \rangle$ , между тем как фазовая неустойчивость связана с *локальными* значениями  $\varepsilon$ , которые возрастают по мере приближения к центру. Этот же аргумент отдаёт предпочтение упреждающему развитию фазовой неустойчивости при флуктуациях плотности.

Заметим также, что ряд других факторов – вращение и возможная несферичность, особенно в случае бинарной конфигурации, – также уменьшают запас стабильности и, стало быть, действуют против образования горизонта.

## Заключительные замечания

Фазовая неустойчивость, обусловленная специфическими свойствами QCD-вакуума, настолько осложняет процесс схлопывания компактной звезды большой массы в чёрную дыру, что, вероятнее всего, образование горизонта становится вообще невозможным. Для стороннего наблюдателя эта неустойчивость может проявиться, в частности, как "размягчение" уравнения состояния ядерной среды по мере приближения к центру звезды. Кроме того, поскольку температура субадронной фазы, которая образуется вблизи центра звезды, как минимум, на порядок превышает температуры, характерные для взрывов сверхновых, естественно ожидать, что соответствующее энерговыделение тоже будет существенно (вероятно, на 2-3 порядка) больше. В этой связи не исключено, что "аномально" мощные выбросы вещества и гамма-всплески, продуцируемые наиболее удалёнными (молodyми) объектами типа GRB 090423 [11], GRB 080916C [12], GRB 080319B ("naked eye") [13] и т.д., инициированы описанными здесь процессами.

## Литература

- [1] I.I. Royzen, Phys. At. Nucl. **71**, 1454 (2008).
- [2] I.I. Royzen, Phys. At. Nucl. **72**, 261 (2009).
- [3] I.I. Royzen, E.L. Feinberg, O.D. Chernavskaya, Phys.-Usp. **47** 427 (2004).
- [4] E.V. Shuryak, Phys. Lett. **B107**, 103 (1981).
- [5] E.L. Feinberg: "On Deconfinement of Constituent and Current Quarks in Nucleus-Nucleus Collisions", Preprint FIAN No. 197 (1989); in "Relativistic Heavy Ion Collisions", Ed. L.P. Chernai, D.D. Strottman (World Sci., Singapore, 1991), Chapter 5.
- [6] O.D. Chernavskaya and E.L. Feinberg, in *Proceedings of the International Conference: "Hot Hadronic Matter: Theory and Experiment"*, Ed. J. Letessier, J. Rafelski (Plenum Press, New York, 1995); J. Moscow Phys. Soc. **6**, 37 (1996); E.L. Feinberg, in *Proceedings of the 2nd International Sakharov Conference*, Ed. by I.M. Dremin and A.M. Semikhatov (World Sci., Singapore, 1997).

- [7] J. Cleymans et al., *Z. Phys.* **C33**, 151 (1986).
- [8] B.L. Ioffe, V.A. Khoze, *Hard Processes*, vol. 1: Phenomenology, Quark-Parton Model (North Holland, Amsterdam, 1984); V.V. Anisovich et al., *Sov. Phys. Usp.* **27**, 901 (1984).
- [9] F. Özel, G. Baym, T. Güver, arXiv:1002.3153v1, and refs therein.
- [10] F. Karsch, *Nucl. Phys.* **A698**, 199c (2002); F. Karsch, A. Peikert, E. Laermann, *Phys. Lett.* **B478**, 447 (2000).
- [11] H. Krimm et al., (2009) GCN Circulars (9198).
- [12] A. Abdo et al., *Science* **323**, 1688 (2009).
- [13] J.S. Bloom, D.A. Perley, W. Li et al., arXiv:0803.3215v1 [astro-ph]; S. Dado, A. Dar and A. De Rujula, arXiv:0804.0621v1 [astro-ph]; P. Kumar and A. Panaitescu, arXiv:0805.0144v1 [astro-ph].



верхняя граница в реакторном эксперименте CHOOZ:  $\theta_{13} < 11^\circ$  [8]. Также неизвестными остаются величина  $CP$ -нарушающей фазы  $\delta$  и знак  $\Delta m^2$  (проблема иерархии масс:  $m_{1,2} > m_3$  или  $m_{1,2} < m_3$ ?).

### 3. Ускорительные нейтринные эксперименты

Суть явления осцилляций нейтрино можно проиллюстрировать с помощью упрощенной схемы, когда рассматриваются переходы между двумя типами нейтрино. В этом случае вероятность  $P$  того, что на расстоянии  $L$  от источника нейтрино типа  $\nu_\alpha$  будет зарегистрировано нейтрино того же типа с энергией  $E_\nu$ , равна

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) \approx 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2 \left( \frac{1.27 \Delta m^2 [\text{эВ}^2] L [\text{км}]}{E_\nu [\text{ГэВ}]} \right). \quad (1)$$

Если на пути  $L$  произойдут переходы в нейтрино другого типа, то в детекторе будет наблюдаться дефицит нейтрино типа  $\nu_\alpha$ , поэтому эксперименты такого типа называются “дефицитными” или “на исчезновение”.

В противоположность описанному экспериментами “избыточного” типа или “на появление” называются эксперименты, когда в детекторе регистрируются нейтрино типа  $\nu_\beta$ , отсутствующего или сильно подавленного в источнике. В этом случае вероятность осцилляций имеет вид

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) \approx \sin^2(2\theta) \sin^2 \left( \frac{1.27 \Delta m^2 [\text{эВ}^2] L [\text{км}]}{E_\nu [\text{ГэВ}]} \right). \quad (2)$$

Как видно из уравнений (1)-(2), вероятность перехода  $P$  испытывает колебания (осциллирует) с амплитудой, пропорциональной  $\sin^2(2\theta)$ , и периодом, зависящим от трех параметров:  $\sim \sin^2(\Delta m^2 L / E_\nu)$ . Поэтому, варьируя величины энергии  $E_\nu$  и длины  $L$ , можно настроиться на определенное значение величины разности квадратов масс  $\Delta m^2$ , так чтобы вероятность  $P$  имела минимальное ( $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)$ ) или максимальное ( $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ ) значение.

Современная ускорительная техника позволяет задавать энергию нейтрино (в основном, мюонного  $\nu_\mu$ ) в широком диапазоне: от десятков МэВ до сотен ГэВ.

Ускорительные нейтрино получаются в результате распадов заряженных пионов и каонов, образовавшихся в результате бомбардировки протонами специальной мишени. Обычно пионы/каоны фокусируются специальным электромагнитом (“horn”), который позволяет выделять положительные или отрицательные мезоны, тем самым выбирая либо нейтрино, либо антинейтрино.

В зависимости от расстояния между протонной мишенью и нейтринным детектором различают эксперименты с короткой базой  $L < 1$  км (SBL от “short baseline”) и с длинной базой  $L \sim 100$  км (LBL от “long baseline”).

В таблице 1 приведен список наиболее важных ускорительных нейтринных экспериментов: завершенных, проводящихся в настоящее время и планируемых в ближайшем будущем. В качестве протонной мишени в основном используется графит. В качестве нейтринного детектора применяются водный черенковский (дальний детектор в K2K, T2K), жидкий сцинтилляторный (LSND, MiniBooNE, No $\nu$ A), а также пластиковый сцинтиллятор (ближний детектор в T2K, оба детектора MINOS). Уникальной является детектирующая установка эксперимента OPERA, где совмещены эмульсионные пленки и трековые системы.

Таблица 1. Ускорительные нейтринные эксперименты.

“Сроки” – начало и конец набора данных;  $E_p$  – энергия протонов;  $E_\nu$  – энергия нейтрино; База  $L$  – расстояние между протонной мишенью и (дальним) детектором; “Метод” – метод детектирования нейтрино; Масса дет. N/F – масса ближнего/дальнего детекторов. OA = Off Axis.

Эксперимент	Сроки	$E_p$	Протон. мишень	$E_\nu$	База $L$	Метод	Масса дет. N/F	Цель
K2K	1999-2004	12 ГэВ	Al	1.3 ГэВ	250 км	Вод.Чер.	1 кт/50 кт	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$
MINOS	2005-	120 ГэВ	C	3 ГэВ	735 км	Fe+Сцинт.	$\approx 1$ кт/5.4 кт	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$
OPERA	2008-	400 ГэВ	C	17 ГэВ	732 км	Pb+Эмул.	1.25 кт	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$
T2K	2010-	30 ГэВ	C	0.6 ГэВ	295 км (OA)	Сцинт.+Вод.Чер.	2 кт/50 кт	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$
NO $\nu$ A	2013?	120 ГэВ	C	2 ГэВ	810 км (OA)	Жидк.Сцинт.	0.22 кт/14 кт	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$
LSND	1993-1998	798 МэВ	Вода/металлы	20-53 МэВ	30 м	Жидк.Сцинт.	167 т	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$
MiniBooNE	2002-	8 ГэВ	Be	600 МэВ	541 м	Жидк.Сцинт.	800 т	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$

Общим процессом, по которому регистрируется нейтрино во всех экспериментах, является квазиупругое (CCQE от “charged current quasi elastic”) рассеяние нейтрино на нейтроне ядра с образованием отрицательно заряженного лептона и протона  $\nu_l + n \rightarrow l^- + p$  (или рассеяние антинейтрино на протоне с образованием положительно заряженного лептона и нейтрона  $\bar{\nu}_l + p \rightarrow l^+ + n$ ).

Еще одной общей чертой всех осцилляционных экспериментов является сам процесс извлечения искомым параметров: экспериментальное число зарегистрированных нейтрино  $N_{obs}$  сравнивается с числом  $N_{exp}$ , которое ожидается на основании Монте-Карло моделирования с учетом формул (1)-(2). Параметры  $\theta$  и  $\Delta m^2$  варьируются до тех пор, пока не удастся достичь наилучшего совпадения  $N_{obs}$  и  $N_{exp}$ . Такая же подгонка проводится и для формы энергетических спектров нейтрино:  $E_\nu^{obs}$  и  $E_\nu^{exp}$ . В результате подгонки получается пара параметров смешивания:  $(\theta, \Delta m^2)$ .

## 4. Эксперименты с короткой базой

В нижней части таблицы 1 перечислены два эксперимента с короткой базой, которые демонстрируют результаты, пока не получившие полного объяснения: LSND и MiniBooNE.

### 4.1. LSND

Эксперимент LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector) проводился в 1993-1998 годах в Лос-Аламосской Национальной Лаборатории, США [9].

Мюонные антинейтрино с энергией  $20 \div 53$  МэВ получались в результате распадов остановившихся положительных мюонов, которые, в свою очередь, рождались в распадах мезонов, вылетающих из протонной мишени (в качестве которой использовались различные материалы, включая воду и металлы) при облучении протонами с энергией 798 МэВ. На расстоянии около 30 метров от протонной мишени располагался нейтринный детектор – цилиндрический бак, наполненный минеральным маслом ( $\text{C}_6\text{H}_6$ ) весом 167 тонн и просматриваемый 1220 фотоэлектронными умножителями, которые регистрировали как сцинтилляционный, так и черенковский свет, образующийся в результате прохождения заряженных частиц через рабочий объем. Цель – найти в детекторе электронные антинейтрино  $\bar{\nu}_e$ , не связанные с исходным пучком, в котором доля  $\bar{\nu}_e$  не превышает 1%.

Главным результатом эксперимента LSND является наличие в измеряемом энергетическом спектре существенного избытка событий, интерпретируемых как электронные антинейтрино:  $87.9 \pm 22.4$  (стат.)  $\pm 6.0$  (сист.) событий, что соответствует значимости в  $3.8\sigma$ . Наилучшая подгонка дает следующие параметры:  $\Delta m^2 = 0.2 \div 10$  эВ<sup>2</sup> и  $\sin^2(2\theta) \sim 0.001 \div 0.04$ , означающие, что масса антинейтрино может быть порядка нескольких эВ, что противоречит другим осцилляционным экспериментам. Для проверки этих результатов был подготовлен новый эксперимент – MiniBooNE.

### 4.2. MiniBooNE

Эксперимент MiniBooNE (Mini-Booster Neutrino Experiment) проводится, начиная с 2002 года, в Национальной Лаборатории имени Ферми (FNAL), США [10].

Протоны с энергией 8 ГэВ (из бустера) фокусируются на бериллиевой мишени, а образовавшиеся в мишени мезоны направляются в распадную область. В эксперименте проводились измерения как в нейтринной, так и в антинейтринной модах. Энергия (анти)-нейтрино лежит в широком диапазоне от 200 до  $\sim 3000$  МэВ с максимумом около 600 МэВ. Нейтринный детектор, расположенный на расстоянии 541 м от протонной мишени, представляет собой сферу (диаметр  $\sim 12$  м), заполненную минеральным маслом ( $\text{C}_6\text{H}_6$ )

общим весом 800 тонн, просматриваемую 1520 ФЭУ (из них 240 ФЭУ – вето-система). Как и в LSND, в MiniBooNE отношение  $L/E_\nu \sim 1$ , что означает чувствительность к той же области значений  $\Delta m^2$ .

Данные, полученные при работе с *нейтринным* пучком и соответствующие  $6.46 \times 10^{20}$  POT (протонам на мишени – от “protons on target”), не показывают статистически значимого избытка  $\nu_e$ -событий:  $22.1 \pm 35.7$  событий в диапазоне энергий от 475 до 1250 МэВ [11].

Однако данные для *антинейтрино* (для  $5.66 \times 10^{20}$  POT) демонстрируют более значимый избыток событий в том же диапазоне энергий:  $20.9 \pm 14.0$  событий ( $1.5\sigma$ ), что дало основание участникам MiniBooNE сделать вывод о том, что их данные согласуются со значением параметра  $\Delta m^2 = 0.1 \div 1.0$  эВ<sup>2</sup> и с доказательством осцилляций эксперимента LSND [10].

Еще одним неожиданным результатом, напрямую не связанным с определением осцилляционных параметров, явился избыток *нейтринных* событий с малой энергией от 200 до 475 МэВ:  $128.8 \pm 20.4 \pm 38.3$  событий ( $2.9\sigma$ ) [11].

Для объяснения результатов обоих экспериментов (LSND и MiniBooNE) было выдвинуто множество гипотез, в том числе о различных (пока неизвестных) взаимодействиях нейтрино, которые могут привести к образованию фотонов и тем самым имитировать электронные события в детекторе [12]. Кроме того, рассматривается ряд других гипотез: различные осцилляционные модели с одним, двумя, а также тремя стерильными нейтрино; модели с дополнительными измерениями; нарушение Лоренц-инвариантности; распад тяжелых стерильных нейтрино и т.д. [13-15]. Как всегда, для выбора той или иной гипотезы необходимо дождаться результатов анализа бóльшей статистики.

## 5. Эксперименты с длинной базой первого поколения

В 1998 г. эксперимент Супер-Камиоканде (SK) объявил об обнаружении осцилляций атмосферных нейтрино [16]: было показано, что интенсивность мюонных нейтрино, идущих “снизу” (образовавшихся в атмосфере на другой стороне земного шара и пришедших в детектор SK сквозь Землю), примерно в два раза меньше ожидаемой. Были получены следующие осцилляционные параметры:  $1.6 \times 10^{-3} < \Delta m_{23}^2 < 3.9 \times 10^{-3}$  [эВ<sup>2</sup>],  $\sin^2(2\theta_{23}) > 0.92$  (90% у.д.).

Как следует из формул (1)-(2), проверить и уточнить “атмосферные” осцилляционные параметры возможно на ускорительных экспериментах с длинной базой, в которых  $L \sim 100$  км, а энергия нейтрино  $E_\nu \sim 1$  ГэВ. Первыми экспериментами такого рода были эксперименты “на исчезновение” мюонных нейтрино – K2K в Японии и MINOS в США. Эксперимент OPERA в Европе был поставлен с целью непосредственно зарегистрировать тау-нейтрино, образовавшиеся в результате осцилляций исходных мюонных нейтрино.

### 5.1. K2K

Международный эксперимент K2K (KEK to Kamioka) проводился в 1999-2001 и 2003-2004 годах в Японии [17]. Мюонные нейтрино получались на протонном ускорителе лаборатории KEK (префектура Ибараки), где располагался и ближний нейтринный детектор, а в качестве дальнего служил уже упомянутый детектор SK (префектура Гифу), расстояние до которого составляло 250 км.

Протоны, ускоренные на протонном синхротроне KEK-PS до 12 ГэВ, подавались на алюминиевую мишень, вторичные заряженные пионы фокусировались с помощью двух электромагнитных устройств и направлялись в распадную область. Нейтринный пучок на



выходе из распадной области примерно на 98% состоял из мюонных нейтрино со средней энергией около 1.3 ГэВ (примесь электронных нейтрино  $\sim 1\%$ ). На расстоянии около 300 м от мишени располагался комплекс ближнего детектора, включавший в себя водный черенковский детектор весом 1 кт (1КТ), а также высокосегментированные детекторы FGD (fine-grained detectors).

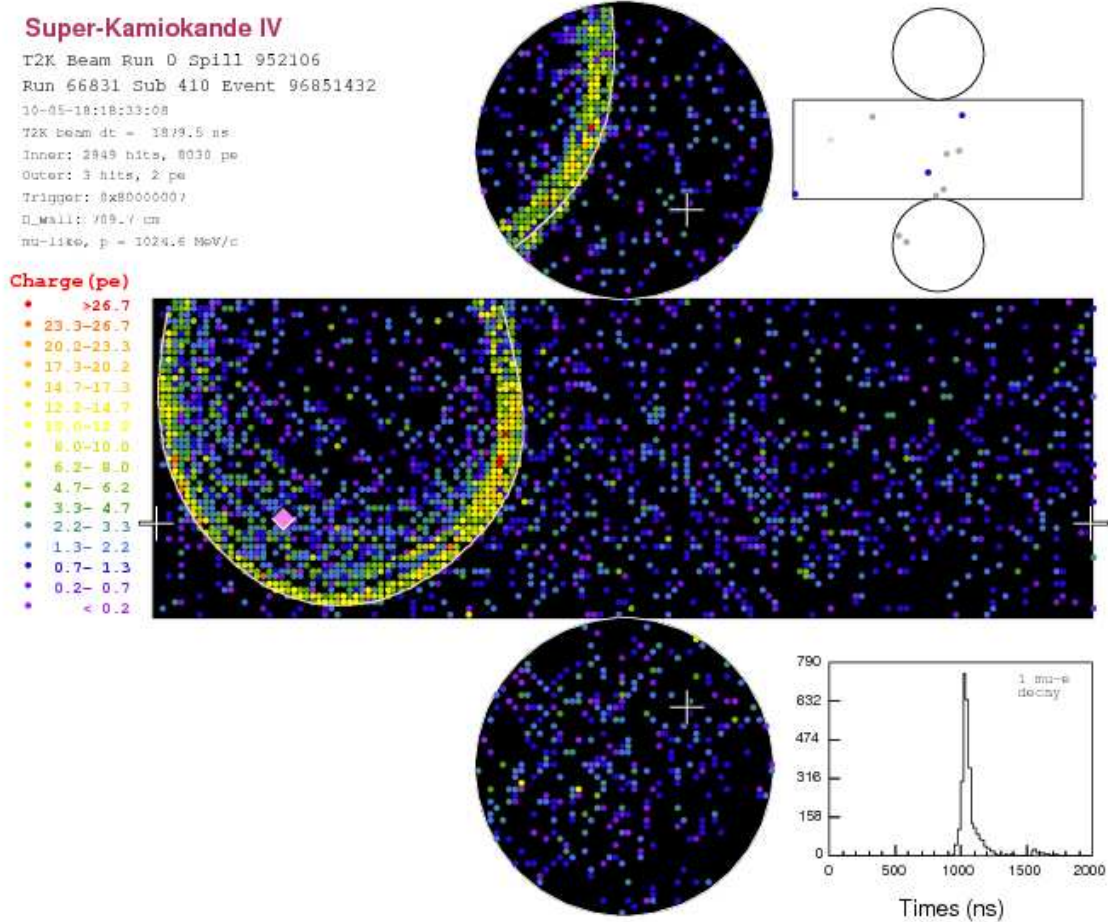


Рис. 1. Мюонное черенковское кольцо в детекторе Супер-Камиоканде (SK).

Дальний детектор SK, который также служит детектором солнечных и атмосферных нейтрино, представляет собой огромный бак с чистой водой общим весом 50 кт (активный объем – 22.5 кт), расположенный в шахте под горой на глубине 2700 метров водного эквивалента и просматриваемый  $\sim 13$  тысячами ФЭУ (включая  $\sim 1900$  ФЭУ вето-детектора). Мюонные нейтрино в дальнем детекторе регистрируются по четкому черенковскому кольцу от мюонов (Рис. 1), образовавшихся в результате квазиупругого взаимодействия:  $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$ .

В эксперименте K2K удалось собрать полную статистику, соответствующую около  $9.2 \times 10^{19}$  POT. В дальнем детекторе зарегистрировано 112  $\nu_\mu$ -событий при ожидаемых в отсутствии осцилляций  $158.1_{-8.6}^{+9.2}$  событий, тем самым гипотеза “нуль-осцилляций” отвергается на уровне  $4.3\sigma$ . Кроме того, анализ энергетического спектра однокольцевых мюонных событий показал явное искажение формы спектра, соответствующее осцилляционным параметрам, близким к тем, что получены в атмосферных событиях:  $\Delta m_{23}^2 = 2.8_{-0.9}^{+0.7} \times 10^{-3}$  эВ<sup>2</sup> и  $\sin^2(2\theta_{23}) \approx 1.0$ .

## 5.2. MINOS

Главная цель эксперимента MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search), начавшего набор статистики в 2005 г., – измерить атмосферные осцилляционные параметры с высокой точностью, что достигается благодаря высокой интенсивности нейтринного пучка FNAL (штат Иллинойс, США) [18].

Нейтринный пучок со средней энергией 3.3 ГэВ формируется с помощью протонов (энергия 120 ГэВ, средняя мощность пучка 300 кВт) из главного инжектора FNAL, фокусируемых на углеродной мишени. Два электромагнитных horn-устройства позволяют фокусировать вторичные мезоны и выбирать нужную моду эксперимента: нейтрино или антинейтрино. Ближний детектор весом 980 т расположен на расстоянии 1 км от протонной мишени, а дальний детектор весом 5.4 кт – на расстоянии 735 км (в шахте Судан, штат Миннесота). Оба детектора, помещенные в магнитное поле, представляют собой электромагнитные калориметры со стальным поглотителем и пластиковой активной частью. Они состоят из набора стальных листов, между которыми помещены плоскости, собранные из пластиковых сцинтилляционных полос, ориентированных в двух перпендикулярных направлениях и просматриваемых с помощью мульти-анодных фотоумножителей (МАФЭУ).

Анализ *нейтринных* данных ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ ), соответствующих  $7.25 \times 10^{20}$  POT, показал: в дальнем детекторе зарегистрировано 1986 событий при ожидаемых без осцилляций 2451 событиях. Это позволило получить наиболее точную на сегодняшний день величину разности квадрата масс:  $|\Delta m_{23}^2| = 2.32_{-0.08}^{+0.12} \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ , при этом значение угла оценивается как  $\sin^2(2\theta_{23}) > 0.90$  (90% у.д.) [18].

Впервые продемонстрирован дефицит *антинейтринных* событий ( $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ ): на статистике  $1.71 \times 10^{20}$  POT наблюдалось 97 при ожидаемых без осцилляций 156 антинейтринных событий, что исключает гипотезу “нуль-осцилляций” на уровне  $6.3 \sigma$ . Получены следующие осцилляционные параметры:  $|\Delta m_{23}^2(\bar{\nu})| = (3.36_{-0.40}^{+0.46}(\text{стат.}) \pm 0.06(\text{сист.})) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ ;  $\sin^2(2\theta_{23})(\bar{\nu}) = 0.86_{-0.12}^{+0.11}(\text{стат.}) \pm 0.01(\text{сист.})$ , которые, как видно, отличаются от параметров для *нейтринных* данных (см. Рис. 2).

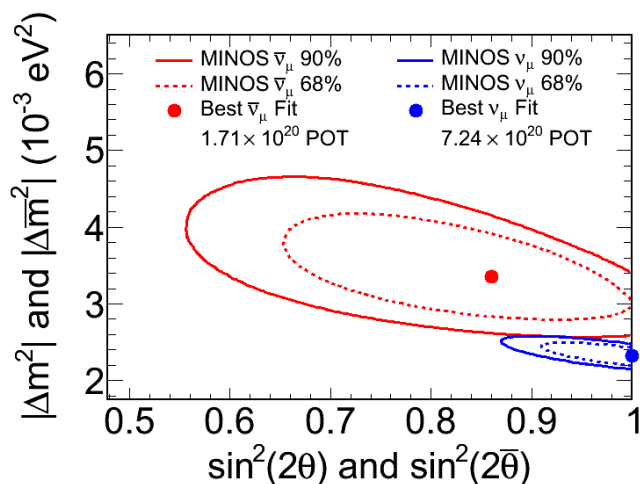


Рис. 2. Сравнение осцилляционных параметров, полученных в эксперименте MINOS для нейтрино и для антинейтрино.

Вывод MINOS по сравнению этих двух результатов звучит следующим образом: “Вероятность того, что осцилляционные параметры для  $\nu_\mu$  и  $\bar{\nu}_\mu$  идентичны, равна 2%” [19]. Следует добавить, что эксперимент MINOS планирует проанализировать больше *антинейтринной* статистики в ближайшем будущем.

Помимо результатов основного анализа MINOS публикует и данные по исследованию  $(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ -осцилляций [20]: на статистике  $7.01 \times 10^{20}$  POT в дальнем детекторе обнаружено 54  $\nu_e$ -событий при ожидаемом фоне в  $49.1 \pm 7.0$  (стат.)  $\pm 2.7$  (сист.) событий. Преобладающий фон для поиска  $(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ -переходов в MINOS это нейтринные взаимодействия посредством нейтральных токов (NC), когда образующийся  $\pi^0$  дает фотон, имитирующий электронное событие. Была также получена верхняя оценка параметра  $\theta_{13}$ :  $2 \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2(\theta_{23}) < 0.12$  (90% у.д. для случая нормальной иерархии масс  $\Delta m^2 > 0$ ) и  $2 \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2(\theta_{23}) < 0.20$  (90% у.д. для случая инверсной иерархии масс  $\Delta m^2 < 0$ ), если  $\delta = 0$ .

### 5.3. OPERA

Наиболее вероятным каналом “исчезновения” атмосферных нейтрино  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$  является переход  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ . Однако, в силу сложности детектирования тау-нейтрино, до сих пор нет прямых наблюдений этого перехода. Заполнить этот пробел вызвался эксперимент OPERA (Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus), проводимый с 2008 г. в Европе [21].

Нейтринный пучок формируется в специальном канале CNGS (CERN to Gran Sasso), где протоны из протонного синхротрона ЦЕРНа (SPS: энергия 400 ГэВ) облучают углеродную мишень. Нейтрино со средней энергией 17 ГэВ детектируются на расстоянии 732 км от мишени в Гран Сассо, Италия.

Трудность идентификации тау-лептонов, образующихся в результате CCQE взаимодействий тау-нейтрино, определяет сложность детектора OPERA. Детектор состоит из двух супермодулей, каждый из которых имеет мишенную часть и мюонный спектрометр. Мишенная секция включает в себя свинцово-эмульсионные “кирпичи” (56 слоев свинца/57 слоев эмульсионной пленки) общим весом 1.25 кт для детектирования тау-лептонов на “микроуровне” и трековую систему, состоящую из сцинтилляционных полос и способную совместно с мюонным спектрометром определить местоположение “кирпича”, в котором произошло нейтринное взаимодействие. Затем нужный “кирпич” извлекается и заменяется на новый с помощью роботизированной системы. После этого выбранный “кирпич” разбирается, эмульсионная пленка проявляется и сканируется.

В 2008-2010 г.г. набрано около  $9.34 \times 10^{19}$  POT, из них проанализировано около 20% ( $1.85 \times 10^{19}$  POT). Обнаружен первый кандидат в  $\nu_\tau$ -событие при ожидаемом фоне в  $0.54 \pm 0.13$  (сист.) событий, что соответствует значимости в  $2.01 \sigma$  (вероятность получить одно событие в результате флуктуации фона равна 4.5%). OPERA продолжает набор статистики и анализ полученных данных.

## 6. Эксперименты с длинной базой второго поколения

Главная цель осцилляционных ускорительных экспериментов нового поколения – T2K и NO $\nu$ A – детектирование  $(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ -переходов и измерение угла  $\theta_{13}$ . Обнаружение  $\nu_e$ -событий осложняется наличием сильного фона от нейтринных взаимодействий через нейтральные токи NC, сечение которых растет с ростом энергии нейтрино.

Для подавления этого фона в T2K и NO $\nu$ A применяется новаторский метод смещенного нейтринного пучка (off-axis), когда нейтринные детекторы располагаются вдоль направления, смещенного относительно оси протонного пучка на  $2.5^\circ$  в T2K (Рис. 3) или на  $0.8^\circ$  в NO $\nu$ A. Кинематика вторичных мезонов на выходе из протонной мишени такова, что под небольшим углом к протонному пучку нейтрино имеют узкий, почти монохроматический, энергетический спектр. Угол смещения (а значит, и пик энергии нейтрино) можно выбрать таким образом, чтобы настроиться на ближайший осцилляционный максимум (см.

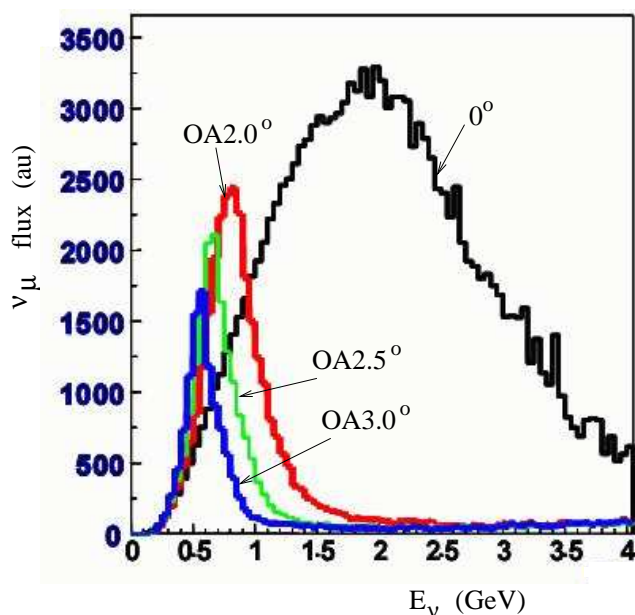


Рис. 3. Энергетический спектр нейтрино для разных углов смещения в эксперименте T2K.

формулу (2)). При этом нежелательный с точки зрения фона высокоэнергетичный “хвост” спектра оказывается значительно подавлен.

### 6.1. T2K

Эксперимент T2K (Tokai to Kamioka), в котором нейтрино из Японского протонного ускорительного исследовательского центра (J-PARC, префектура Ибараки) направляются в сторону детектора SK (префектура Гифу), начал набор статистики в 2010 г [22].

Протоны с энергией 30 ГэВ подаются на графитовую мишень, которую окружают три электромагнитных horn-устройства, фокусирующие вторичные мезоны на вход в распадную область. Образовавшиеся нейтрино с энергией около 0.6 ГэВ регистрируются в ближнем детекторе на расстоянии 280 м от мишени, а также в дальнем детекторе, расположенном под углом  $2.5^\circ$  к оси пучка на расстоянии 295 км. В качестве дальнего, как и в эксперименте K2K, используется SK-детектор (см. выше).

Ближний детектор состоит из двух крупных частей (Рис. 4): детектора INGRID, расположенного на оси нейтринного пучка (несмещенный, или on-axis, детектор), а также комплекса ND280, смещенного на  $2.5^\circ$  относительно оси пучка (off-axis).

Детектор INGRID (Interactive Neutrino GRID) состоит из модулей, имеющих сэндвич-структуру из железных пластин и сцинтилляционных счетчиков, считываемых с помощью микропиксельных фотодиодов (MPPC). Главная задача INGRID – мониторинг нейтринного пучка по направлению и интенсивности.

Другой ближний детектор – ND280 – находится внутри большого магнита UA1 (доставленного из ЦЕРНа), создающего поле 0.2 Т, и имеет в своем составе два FGD-детектора, три время-проекционные камеры TPC (time projection chamber), детектор нейтральных пионов P0D, электромагнитный калориметр ECAL, окружающий вышеперечисленные детекторы, а также детектор мюонного пробега SMRD (Side muon range detector).

Сложность комплекса ND280 определяется функциями, которые он выполняет: измерение потока, энергетического спектра, а также примесей нейтринного пучка в направлении дальнего детектора SK.

Необходимо надежно различать электронные и мюонные нейтринные события, для

чего служит трековая система FGD-TPC. FGD состоят из сцинтилляционных полос со светосмещающими волокнами, свет из которых поступает на МРРС. Суммарный вес двух FGD составляет около 2.2 т, причем второй FGD-детектор в качестве пассивного материала содержит воду. ТРС позволяет определять импульс заряженных частиц, а также идентифицировать частицы по ионизационным потерям. Новизна ТРС-камер, используемых в Т2К, заключается в применении специальных микрорешеток, усиливающих сигналы от электронов, образовавшихся в газовом объеме камеры при прохождении заряженных частиц (Micromegas). Следует также отметить, что в Т2К впервые используются микропиксельные фотодиоды МРРС в таком массовом количестве – всего около 56 тыс. штук в детекторах FGD, POD, ECAL, SMRD, INGRID.

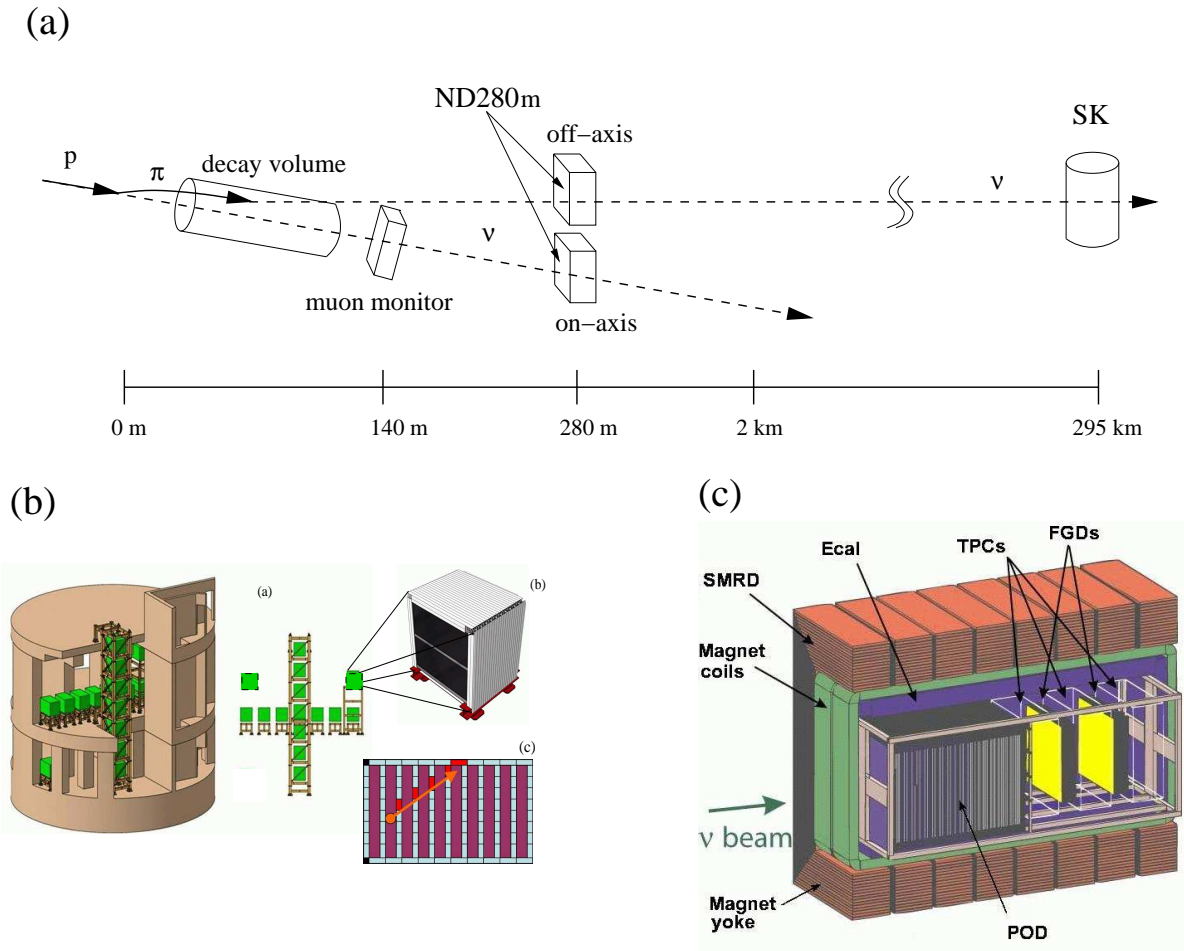


Рис. 4. Схема экспериментальной установки ближнего детектора Т2К.

За период с января по июль 2010 г. была набрана статистика, соответствующая  $3.23 \times 10^{19}$  POT (Run 1), всего же до 11 марта 2011 г. было получено  $1.43 \times 10^{20}$  POT (Run 1 + Run 2). При этом удалось достичь интенсивности  $\sim 9.3 \times 10^{13}$  протонов за сброс с периодом 3.04 с, что соответствует мощности пучка 145 кВт.

Анализ данных *Run 1* проводился как для “дефицитного” эксперимента ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ ), так и для эксперимента “на появление” ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ). В дальнем детекторе SK зарегистрировано 8  $\nu_\mu$ -событий при ожидаемых без осцилляций  $24.5 \pm 3.9$  событиях, что согласуется с результатами экспериментов SK, K2K и MINOS. Кроме того, анализ ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ )-данных показал, что после применения всех процедур отбора “выжило” одно событие – кандидат



в электронное нейтрино  $\nu_e$ . Ожидаемый фон при этом оценивается в  $0.30 \pm 0.07$  событий.

Статистика пока недостаточна, чтобы делать выводы о значении параметра  $\theta_{13}$ , но в перспективе T2K планирует улучшить чувствительность к  $\theta_{13}$  примерно в 10 раз по сравнению с чувствительностью реакторного эксперимента CHOOZ, а ближайшая задача – анализ всех набранных данных (Run 1 + Run 2).

## 6.2. NO $\nu$ A

Эксперимент NO $\nu$ A (NuMI Off-axis  $\nu_e$  Appearance, где NuMI – Neutrino Main Injector), целью которого является измерение  $\theta_{13}$ , в данное время находится в подготовительной стадии, а начало набора данных планируется на 2013 год [23].

Как и в MINOS, здесь будут использоваться протоны главного инжектора FNAL с повышенной до 700 кВт мощностью пучка. Смещение оси вторичного пучка на  $0.8^\circ$  дает возможность получить узкий пик энергии нейтрино около 2 ГэВ, что примерно соответствует осцилляционному максимуму в дальнем детекторе весом 14 кт, расположенном под тем же углом на расстоянии 810 км (в местечке Эш Ривер, штат Миннесота). Ближний детектор весом 220 т, расположенный на расстоянии 1 км от протонной мишени, будет иметь ту же структуру, что и дальний. Детекторы являются полностью активными, в их основе – узкие длинные ячейки из ПВХ, заполненные жидким сцинтиллятором (минеральное масло) с погруженным в него светосмещающим волокном, свет с которого считывается с помощью лавинного фотодиода (APD).

В планах эксперимента NO $\nu$ A – использовать нейтринный и антинейтринный пучки, а также попытаться разрешить проблему иерархии масс (в случае, если угол  $\theta_{13}$  не слишком маленький).

## 7. Заключение

Современная ускорительная техника позволяет создавать высокоинтенсивные пучки нейтрино, необходимые для изучения осцилляционных параметров. В последнее время на передний план выступает задача измерения угла смешивания  $\theta_{13}$ , ненулевое значение которого даст возможность исследовать  $CP$ -нарушение в лептонном секторе. Кроме того, важно получить точные значения других осцилляционных параметров, в частности, так называемых “атмосферных” угла смешивания  $\theta_{23}$  и разности квадратов масс  $\Delta m_{23}^2$ . Эти задачи решают эксперименты с длинной базой MINOS, OPERA, T2K.

Эксперимент с короткой базой MiniBooNE, который должен был пролить свет на результаты другого эксперимента (LSND), еще более усложнил картину, продемонстрировав указания на наличие больших значений  $\Delta m^2 \sim 0.2 \div 1.0$  эВ<sup>2</sup>.

В ближайшее время ожидается завершение анализа бóльшего объема данных в экспериментах MINOS, OPERA, T2K и MiniBooNE, так что есть надежда получить ответы на некоторые вопросы уже совсем скоро.

## Литература

- [1] Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collab.), Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998).
- [2] R. Davis et al., Phys. Rev. Lett. **20**, 1205 (1968).; P. Anselmann et al. (GALLEX Collab.), Phys. Lett. B **285**, 376 (1992); J.N. Abdurashitov et al. (SAGE Collab.), Phys. Lett. B **328**, 234 (1994); Q.R. Ahmad et al. (SNO Collab.), Phys. Rev. Lett. **89**, 011301 (2002).
- [3] S. Abe et al. (KamLAND Collab.), Phys. Rev. Lett. **100**, 221803 (2008).

- [4] M.H. Ahn et al. (K2K Collab.), Phys. Rev. D **74**, 072003 (2006).
- [5] P. Adamson et al. (MINOS Collab.), Phys. Rev. Lett., **101**, 131802 (2008).
- [6] Б.М. Понтекорво, ЖЭТФ, 34, 247 (1957) [B.M. Pontecorvo, Sov. Phys. JETP, **7**, 172 (1958)]; V. Gribov, B. Pontecorvo, Phys. Lett. B **28**, 493 (1969).
- [7] Z. Maki, M. Nakagawa, S. Sakata, Prog. Theor. Phys. **28**, 870 (1962).
- [8] M. Apollonio et al. (Chooz Collab.), Phys. Lett. B **466**, 415 (1999).
- [9] A. Aguilar et al. (LSND Collab.), Phys. Rev. D **64**, 112007 (2001).
- [10] A.A. Aguilar-Arevalo et al. (MiniBooNE Collab.), Phys. Rev. Lett., **105**, 181801 (2010).
- [11] A.A. Aguilar-Arevalo et al. (MiniBooNE Collab.), Phys. Rev. Lett., **102**, 101802 (2009).
- [12] С.С. Герштейн, Ю.Я. Комаченко, М.Ю. Хлопов, ЯФ **33**, 1597 (1981); J.A. Harvey, C.T. Hill, and R.J. Hill, Phys. Rev. Lett. **99**, 261601 (2007); R.J. Hill, Phys. Rev. D **81**, 013008 (2010); J. Jenkins and T. Goldman, Phys. Rev. D **80**, 053005 (2009).
- [13] M. Maltoni, T. Schwetz, arXiv:0051.0107; A. Nelson, J. Walsh, arXiv:0711.1363; D. Meloni et al., arXiv:1007.2419.
- [14] H. Pas, S. Pakvasa, T. Weiler, hep-ph/0504096
- [15] T. Katori, A. Kostelecky, R. Tayloe, hep-ph/0606154; S. Gninenko, arXiv:0902.3802; C. Giunti, M. Laveder, arXiv:0902:1992.
- [16] Y. Fukuda et al. (SK Collab.), Phys.Rev., D **81**, 1562, (1998).
- [17] M.H.Ahn et al. (K2K Collab.), Phys.Rev., D **74**, 072003, (2006).
- [18] P. Adamson et al. (MINOS Collab.), Phys. Rev. Lett. **106**, 181801 (2011); [arXiv:1103.0340].
- [19] P. Adamson et al. (MINOS Collab.), arXiv:1104.0344.
- [20] P. Adamson et al. (MINOS Collab.), Phys. Rev., D **82**, 051102 (2010).
- [21] N. Agafonova et al. (OPERA Collab.), Phys. Lett. B **691** (2010) 138; arXiv:1006.1623.
- [22] K. Abe et al. (T2K Collab.), arXiv:1106.1238 [NIM, в печати].
- [23] D. S. Ayres et al. (NO $\nu$ A Collab.), arXiv:hep-ex/0503053.

# Эксперимент с реакторными нейтрино по поиску угла смешивания $\theta_{13}$

В.В. Синёв\* (ИЯИ РАН)  
(статья поступила 19 мая 2011 г.)

## Аннотация

На атомной станции СНООZ во Франции проводится эксперимент по поиску осцилляций нейтрино от ядерного реактора на среднем расстоянии  $\sim 1$  км от двух ядерных реакторов. Его целью является измерение или установление более точного предела на величину последнего неизвестного матричного элемента смешивания нейтрино  $U_{e3} = \sin \theta_{13}$ . В эксперименте используются два идентичных детектора для подавления систематической ошибки и увеличения чувствительности к искомому параметру. В настоящий момент наиболее точное ограничение на его величину получено в эксперименте СНООZ, проводимого в том же месте в 1995–1997 гг.:  $\sin^2 2\theta_{13} < 0.19$  при разности квадратов масс нейтрино  $\Delta m_{13}^2 = 2.5 \times 10^{-3}$  эВ<sup>2</sup>.

PACS 14.60.Pq, 95.55.Vj

## Введение

После открытия нейтральной частицы – нейтрино, рождающейся в бета-распаде и восстанавливающей закон сохранения энергии, был предсказан эффект нейтринных осцилляций Б.М. Понтекорво [1]. Этот эффект был обнаружен в конце двадцатого века в потоках атмосферных и солнечных нейтрино.

Вначале была обнаружена аномалия в потоке солнечных нейтрино, в знаменитом эксперименте Дэвиса [2] в Хоумстейке в США. Он использовал реакцию захвата электронного нейтрино ядром атома хлора (<sup>37</sup>Cl), который превращается в радиоактивный аргон (<sup>37</sup>Ar). Измеренный поток солнечных нейтрино оказался в три раза меньше предсказываемого стандартной солнечной моделью. Затем был проведен аналогичный эксперимент с использованием атомов галлия (<sup>71</sup>Ga), где галлий превращается в радиоактивный германий (<sup>71</sup>Ge). При этом работали два детектора: один в России (SAGE) [3] и второй в Европе, Гран Сассо (GALLEX+GNO) [4]. Поток также оказался меньше предсказываемого в два раза. Окончательно вопрос с солнечными нейтрино разъяснился после начала работы эксперимента SNO в Канаде [5]. Все эксперименты с солнечными нейтрино согласуются между собой и дают близкие результаты для параметров нейтринных осцилляций ( $\Delta m_{\text{солн}}^2 \approx 7.9 \times 10^{-5}$  эВ<sup>2</sup>,  $\sin^2 2\theta_{\text{солн}} \approx 0.8$ ).

Эти же параметры осцилляций были подтверждены в экспериментах с реакторными антинейтрино в эксперименте KamLAND [6], где осцилляции наблюдались не только по уменьшению интегрального счета по сравнению с ожидаемым, но и в искажении энергетического спектра антинейтрино.

Вторая аномалия была обнаружена в экспериментах с атмосферными нейтрино коллаборацией Super Kamiokande [7]. Оказалось, что поток зависит от пути, проходимого нейтрино внутри Земли. В результате анализа данных были получены параметры осцилляций, отличные от солнечных, что указывает на то, что мюонные нейтрино, которые участвуют в этом эксперименте переходят в другой тип нейтрино (таонные), а не в электронные. Были получены параметры:  $\Delta m_{\text{атм}}^2 \approx 2.3 \times 10^{-3}$  эВ<sup>2</sup>,  $\sin^2 2\theta_{\text{атм}} \approx 1.0$ .

---

\*E-mail: vsinev@pcbai10.inr.ruhep.ru



Эти же параметры осцилляций были обнаружены в экспериментах на ускорителях (коллораации MINOS [8], K2K [9]), при использовании пучков нейтрино с такими же энергиями, как и атмосферные.

Остается открытым вопрос о существовании третьего канала осцилляций, который до сих пор не наблюдался, то есть переходах из самого легкого электронного нейтрино в самое тяжелое – таонное, минуя стадию мюонного. Для поисков этого канала осцилляций был предложен новый тип эксперимента на ядерном реакторе, в котором предлагается использовать два идентичных детектора [10], расположенных на таких расстояниях от реактора, чтобы в ближнем еще не происходило осцилляций, а в дальнем эффект от них был бы максимальным. В этом канале переход из электронного типа нейтрино в таонное происходит под влиянием третьего матричного элемента ( $U_{e3} = \sin \theta_{13}$ ) из матрицы смешивания нейтрино, предложенной для описания осцилляций. В настоящий момент наиболее точное ограничение на его величину получено из эксперимента CHOOZ [11], проведенного в 1995–1997 гг. ( $\sin^2 2\theta_{13} < 0.19$  при разности квадратов масс нейтрино  $\Delta m_{13}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ ).

С 2003 года был предложен ряд экспериментов, основанных на использовании идентичных детекторов, в том числе эксперимент во Франции, который получил название Double Chooz [12]. В состав коллаборации Double Chooz входят 27 институтов из Бразилии, Великобритании, Германии, Испании, России, США, Франции и Японии.

## Атомная станция и положение детекторов

Эксперимент Double Chooz проводится на самой мощной атомной станции Франции, расположенной на границе с Бельгией в городке Chooz. Атомная станция имеет два ядерных реактора нового типа N3 с суммарной тепловой мощностью 8.4 ГВт. Это место было выбрано, потому что там сохранилась лаборатория предыдущего эксперимента CHOOZ, что удешевляет стоимость проекта.

Реакторы отстоят один от другого на расстоянии 165 м. Помещение лаборатории предыдущего эксперимента, где установлен один из детекторов, находится не на оси между реакторами, а под углом примерно  $45^\circ$  к этой оси. Лаборатория размещается в тоннеле на глубине  $\sim 300$  м.в.э. От старого детектора остался тоннель с подведенными коммуникациями: электричество, освещение, вентиляция. На месте старого детектора смонтирован новый детектор, который начал работать с марта 2011 г.

Ближний детектор предполагается построить на расстоянии  $\sim 400$ – $500$  м от центра между реакторами. Ближняя лаборатория будет расположена на глубине  $\sim 100$  м.в.э. Схема эксперимента показана на рис. 1.

## Источник антинейтрино

Топливом на станции CHOOZ служит обогащенный уран ( $\sim 3.1\%$   $^{235}\text{U}$ ). Энергетический спектр антинейтрино такого типа реакторов хорошо известен. В нем “горят” преимущественно четыре делящихся изотопа: примерно 60% делений происходят от  $^{235}\text{U}$ , 30% от  $^{239}\text{Pu}$ , 7% от  $^{238}\text{U}$  и 3% от  $^{241}\text{Pu}$ . Вклад прочих составляет меньше 1%, это можно видеть на рис. 2а.

Полный поток антинейтрино от ядерного реактора представляет собой суперпозицию потоков от всех делящихся изотопов, меняющийся с течением времени в соответствии с изменением состав топлива. На рис. 2б показаны энергетические спектры антинейтрино, полученные из измеренных бета-спектров в работе [14].

Усредненный спектр антинейтрино ядерного реактора был предложен в качестве стандартного в работе [15]. В этой работе был проведен анализ известных расчетных и измерен-



Рис. 1. Атомная станция Шооз в излучине реки Мёз. Показаны места расположения детекторов, ближний – в шахте напротив реакторов, дальний – в тоннеле на другом берегу реки.

ных спектров и учтены особенности работы ядерного реактора в течение одной кампании.

## Детектор антинейтрино

Детектор нейтрино представляет собой 4-х зонную сборку из концентрически вложенных один в один цилиндров [12].

Первая зона (мишень) – цилиндр диаметром 2.3 м и высотой 2.46 м. Объем мишени составляет  $10.2 \text{ м}^3$ . Эта зона заполнена специально разработанным для проекта ШООЗ-2 сцинтиллятором с добавками гадолиния. Цилиндр выполнен из специальной низкофоновой пластмассы (акрилик) толщиной 8 мм.

Вторая зона (поглотитель гамма-квантов) – цилиндр диаметром 3.4 м и высотой 3.57 м. Объем поглотителя составляет  $22.6 \text{ м}^3$ . Он заполнен сцинтиллятором без гадолиния, причем его световыход совпадает со световыходом гадолиниевого сцинтиллятора, для улучшения однородности светособирания детектора. Цилиндр также выполнен из акрилика толщиной 12 мм.

Третья зона (буфер) – цилиндр диаметром 5.5 м и высотой 5.67 м. Объем буфера составляет  $114.2 \text{ м}^3$ . Эта зона, заполненная чистым минеральным маслом, обеспечивает защиту мишени детектора от естественной радиоактивности материалов внешних зон. Этот цилиндр выполнен из нержавеющей стали толщиной 3 мм. На его стенках расположены фотоумножители (ФЭУ), просматривающие поглотитель гамма-квантов и мишень.

Четвертая зона (активная защита от космического излучения, вето) – цилиндр диаметром 6.6 м и высотой 6.64 м. Объем буфера составляет  $90 \text{ м}^3$ . Эта зона заполнена сцинтиллятором и обеспечивает надежную защиту детектора от космических мюонов. Толщина

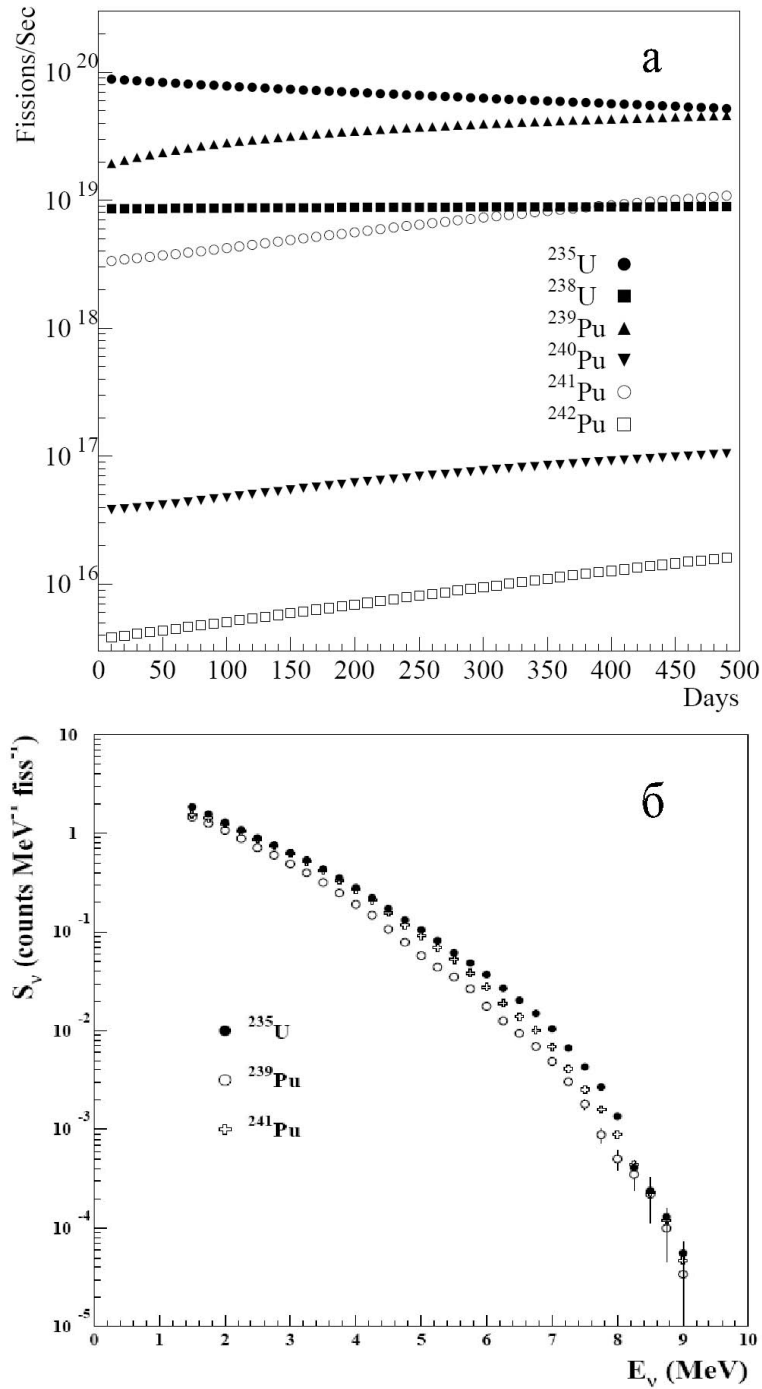


Рис. 2. (а) Эволюция во времени числа делений шести основных изотопов в течение топливного цикла реактора типа N3 из [13]. (б) Энергетические спектры антинейтрино трех основных делящихся изотопов, конвертированные из полученных экспериментально бета-спектров в работе[14].

цилиндра составляет 15 см для защиты детектора от естественной радиоактивности пород, окружающих детектор. Внутренний объем этой зоны просматривается фотоумножителями, регистрирующими мюоны. Конструкция детектора показана на рис. 3.

Взаимодействия реакторных антинейтрино в детекторе идентифицируется по реакции обратного бета-распада на протоне с образованием позитрона и нейтрона:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n, \quad E_{\text{пор}} = 1.8 \text{ МэВ.} \quad (1)$$

Выделяются задержанные во времени совпадения сигналов от позитрона и захвата нейтрона. Временное окно для совпадений выбирается равным  $\sim$  трем временам жизни нейтрона в детекторе. Благодаря наличию гадолиния в сцинтилляторе (1 г/л) время жизни нейтрона сокращается с 200 микросекунд до 30 микросекунд. Таким образом, как и в эксперименте SNOOZ, время совпадений равно  $\sim$  100 микросекунд.

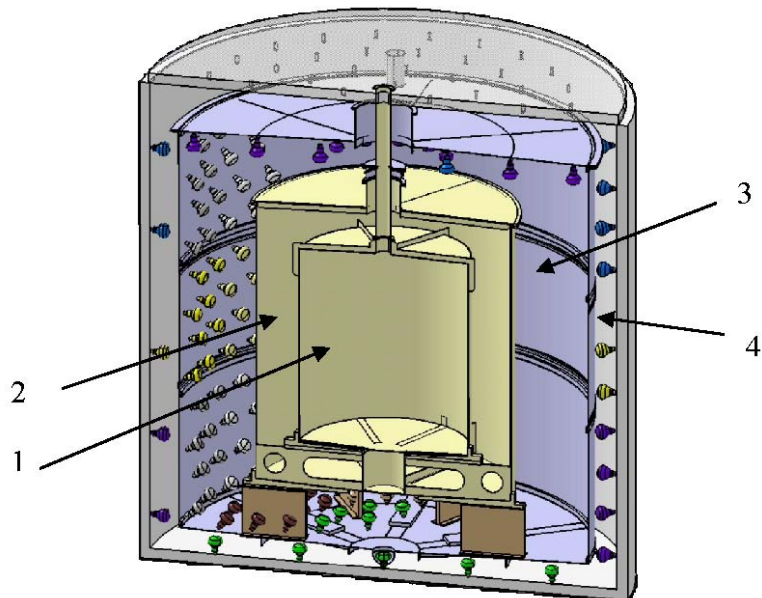


Рис. 3. Конструкция детекторов Double Chooz. 1 – мишень из жидкого сцинтиллятора с добавками гадолиния, 2 – поглотитель гамма-квантов (Gamma catcher), 3 – буфер из минерального масла, 4 – внутреннее вето для регистрации проходящих космических мюонов.

Нейтрон рождается со средней энергией 20 кэВ и после замедления захватывается либо ядрами гадолиния, либо водородом с испусканием гамма-квантов с суммарной энергией  $\sim$  8 МэВ (гадолиний) или 2.2 МэВ (водород). Порог регистрации нейтронов можно выбрать  $\sim$  6 МэВ. Это позволяет значительно сократить фон случайных совпадений, так как спектр естественной радиоактивности не превышает 3 МэВ, сохраняя при этом высокую эффективность регистрации нейтронов.

Порог для регистрации позитрона устанавливается на уровне 0.5 МэВ, что позволяет регистрировать позитроны практически с эффективностью 100% даже в случае, когда один из аннигиляционных гамма-квантов вылетает из мишени

## Реакция обратного бета-распада

Детектор регистрирует энергетический спектр позитронов реакции обратного бета-распада (1), начиная с энергии порога реакции 1.806 МэВ. Измеряемый спектр позитронов можно рассчитать по формуле

$$\frac{dn_e}{dT}(T) = \frac{1}{4\pi R^2} \frac{W_{th}}{\bar{E}_f} \frac{1}{1.602 \times 10^{-19}} n_p V \epsilon \int_{E_{th}}^{E_{max}} \frac{dn_\nu}{dE}(E) \sigma_{\nu p}(E) R(E, T) dE, \quad (2)$$

где  $R$  – среднее расстояние (в см) от центра активной зоны реактора до центра детектора,  $W_{th}$  – тепловая мощность ядерного реактора в МВт,  $\bar{E}_f$  – средняя энергия деления в МэВ,

$n_p$  – число протонов в единице объема ( $\text{см}^{-3}$ ),  $V$  – объем детектора ( $\text{см}^3$ ),  $\epsilon$  – эффективность регистрации детектора,  $\frac{dn_\nu}{dE}(E)$  – энергетический спектр антинейтрино от реактора в единицах  $1/(\text{МэВ деление})$ ,  $\sigma_{\nu p}(E)$  – сечение взаимодействия моноэнергетического антинейтрино с протоном ( $\text{см}^2$ ). Оно известно с точностью  $\sim 0.1\%$  и может быть записано аналитически в виде  $\sigma_{\nu p}(E) = (9.56 \pm 0.01) \times 10^{-44} E_e p_e [\text{см}]^2$ , где  $E_e$  и  $p_e$  – энергия и импульс позитрона,  $R(E, T)$  – функция отклика детектора.

Общий вид спектра позитронов показан на рис. 4. На рисунке спектр дан в виде функции наблюдаемой энергии, то есть к спектру позитронов добавлена суммарная энергия двух аннигиляционных гамма-квантов (1.022 МэВ), которые регистрируются вместе с позитроном.

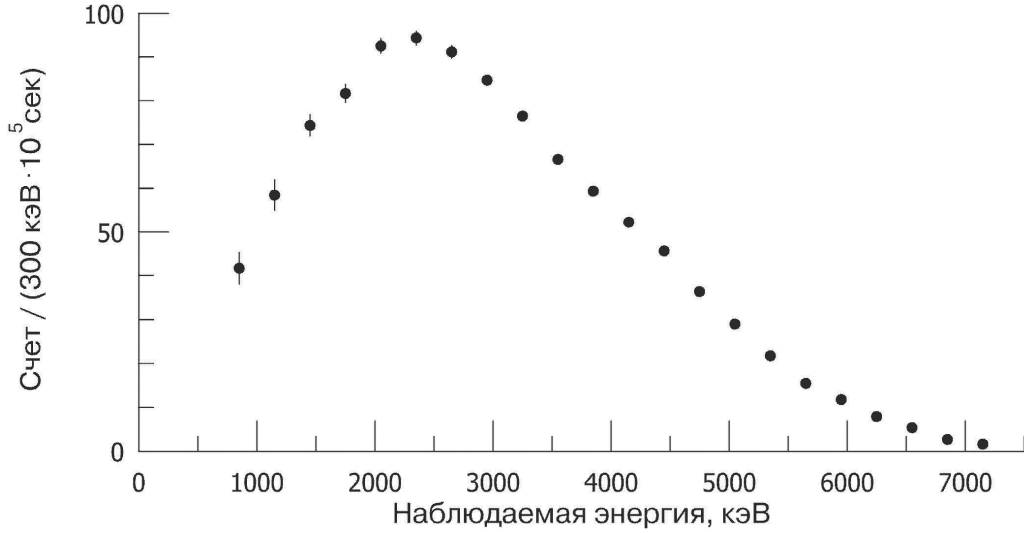


Рис. 4. Спектр позитронов реакции обратного бета-распада, измеренный в эксперименте [16] со статистикой 174000 нейтринных событий.

## Эффект осцилляций

При наличии осцилляций спектр позитронов в дальнем детекторе должен измениться в соответствии с существующей теорией нейтринных осцилляций. Вероятность антинейтрино с энергией  $E$  остаться самим собой после прохождения расстояния  $R$  (рис. 5) дается формулой (3) для всех типов нейтрино:

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left( 1.27 \frac{\Delta m_{31}^2 R}{E} \right) - \cos^4 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \left( 1.27 \frac{\Delta m_{21}^2 R}{E} \right). \quad (3)$$

Из рис. 5 видно, что на расстояниях меньших, чем 2 км от реактора, вклад последнего члена в формуле (3) пренебрежимо мал. Таким образом, для анализа эксперимента Double Chooz можно воспользоваться формулой

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \approx 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left( 1.27 \frac{\Delta m_{31}^2 [\text{эВ}^2] R [\text{м}]}{E [\text{МэВ}]} \right). \quad (4)$$

Спектр позитронов изменяется в зависимости от расстояния от реакторов. Отношение спектров позитронов, рассчитанных методом Монте Карло, на расстояниях 1 км и 300 м показано на рис. 6 для параметров осцилляций  $\Delta m_{13}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ ,  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ .

Изменение спектра в мягкой области должно быть заметно при достаточной чувствительности эксперимента. Цель эксперимента Double Chooz добиться чувствительности  $\sim 3\%$  для  $\sin^2 2\theta_{13}$ .

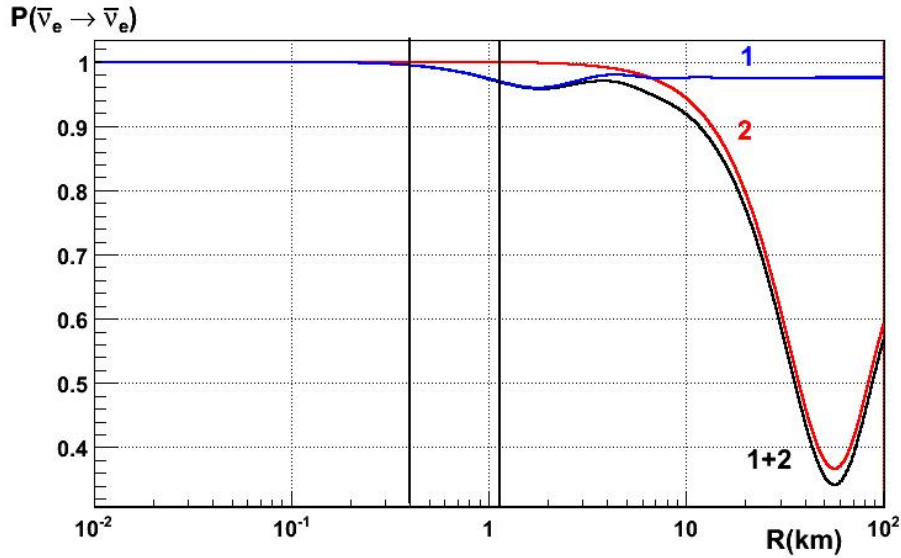


Рис. 5. Осцилляционная функция для реакторных антинейтрино ( $\sin^2 2\theta_{13} = 0.05$ ). Кривая 1 – только вероятность  $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau$ . Кривая 2 – только вероятность  $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ . Кривая 1+2 – сумма кривых 1 и 2. Вертикальные линии обозначают положения ближнего и дальнего детекторов в эксперименте Double Chooz.

## Уменьшение систематической погрешности

В эксперименте CHOOZ [11] поиск осцилляций проводился методом сравнения измеренного детектором спектра антинейтрино с расчетным. Эффект осцилляций нейтрино не был обнаружен. Отношение  $R$  ожидаемого числа взаимодействий антинейтрино к измеренному оказалось равным

$$R = 1.01 \pm 2.8\% \text{ (стат.)} + 2.7\% \text{ (сист.)}. \quad (5)$$

Величины статистической и систематической ошибок определили ограничение на угол смешивания.

Чтобы добиться существенного улучшения чувствительности, необходимо значительно уменьшить экспериментальные ошибки. Статистическая ошибка легко уменьшается до  $0.5\%$  за счет увеличения чувствительного объема и времени набора статистики по сравнению с предыдущим экспериментом CHOOZ. Систематическая же ошибка требует тщательного анализа. В эксперименте Double Chooz будут использованы два идентичных детектора. Ошибки, связанные с ядерным реактором и со спектром антинейтрино выпадают, так как измерения будут проводиться **одновременно** двумя детекторами. В эксперименте CHOOZ эта ошибка составляла  $2\%$ . Остающаяся систематическая ошибка связана с неидентичностью параметров детекторов. Задача состоит в том, чтобы сделать эту систематическую погрешность не больше  $0.5\%$ .

## Фоны

Одной из компонент происхождения систематической ошибки служит фон в каждом детекторе. Мы различаем фон случайный и коррелированный.



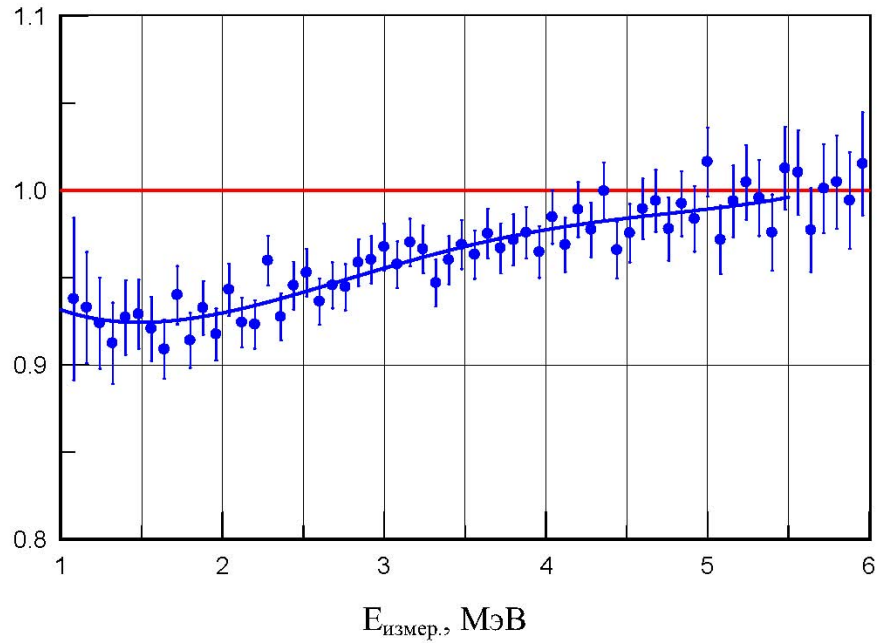


Рис. 6. Отношение спектров позитронов для расстояний 1 км и 300 м для параметров осцилляций  $\Delta m_{13}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$ ,  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ . По оси абсцисс приведена наблюдаемая энергия позитронов, то есть добавлена энергия 1.022 МэВ от аннигиляционных гамма-квантов.

Случайный фон происходит от случайных совпадений одиночных импульсов различной природы в окне ожидания нейтрона. В основном это фон от природной радиоактивности различных материалов, окружающих детектор. В Double Chooz предполагается использовать радиоактивно чистые материалы в конструкции детекторов. Основной фон будет идти от естественной радиоактивности стекла фотоэлектронных умножителей.

Природа коррелированного фона сложнее. К нему относится фон от быстрых нейтронов, возникающих от прохождения космических мюонов вблизи детектора, и фон от радиоактивных атомов, возникающих в результате прохождения мюона через детектор. Мюон вызывает разрушение атомов углерода  $^{12}\text{C}$ . При этом возникают радиоактивные ядра  $^8\text{He}$ ,  $^9\text{Li}$  и др., которые имеют период полураспада, значительно превосходящий время блокирования от мюонов. Часть этих ядер, наряду с обычным бета-распадом, производит еще нейтроны, которые имитируют реакцию обратного бета-распада.

Подробно анализ фонов сделан в [12] и ряде других работ, посвященных эксперименту Double Chooz.

## Заключение

Измерение угла смешивания  $\theta_{13}$  очень важно для понимания нейтринных осцилляций и построения более полной теории, включающей Стандартную теорию. К настоящему моменту в мире готовятся три эксперимента на реакторах (Double Chooz во Франции, Daya Bay в Китае, RENO в Южной Корее) и несколько экспериментов на ускорителях (MINOS, T2K, OPERA, Nova), которые ставят целью измерение параметра смешивания нейтрино  $\theta_{13}$ .

Эксперименты на реакторе не чувствительны к знаку разности квадратов масс нейтринных состояний и комплексной фазе в матрице смешивания, однако они могут оказаться более быстрыми в оценке величины  $\theta_{13}$  и более дешевыми.

Double Chooz является очень перспективным экспериментом, так как он опережает другие эксперименты по срокам получения результата. Его данные будут впоследствии уточняться или подтверждаться другими экспериментами.

## Литература

- [1] Б.М. Понтекорво, ЖЭТФ, 33, 549 (1957) [Phys. JETP, 6, 429 (1958)].
- [2] Davis R. Jr., Harmer D.S., Hoffman K.C., Phys. Rev. Lett., 20, 1205 (1968).
- [3] SAGE Collaboration: J.N. Abdurashitov, T.J. Bowles, C. Cattadori et al., Astropart. Phys. 25, 349 (2006).
- [4] GNO Collaboration: M. Altmann, M. Balata, P. Belli et al., Phys. Lett. B616, 174 (2005).
- [5] SNO Collaboration, Phys. Rev. C72, 055502 (2005).
- [6] KamLAND Collaboration: K. Eguchi, S. Enomoto, K. Furuno et al., Phys. Rev. Lett. 92, 071301 (2004).
- [7] Super Kamiokande Collaboration, Phys. Rev. Lett. 97, 171801 (2006).
- [8] MINOS Collaboration, Phys. Rev. Lett. 97, 191801 (2006).
- [9] K2K Collaboration, Phys. Rev. D74, 072003 (2006).
- [10] L.A. Mikaelyan, V.V. Sinev, Phys. Atomic Nuclei, v. 63, No. 6, p. 1002 (2000).
- [11] CHOOZ Collaboration: M. Apollonio, A. Baldini, C. Bemporad et al., Phys. Lett. B466, 415 (1999).
- [12] Proposal, Double Chooz: A search for the neutrino mixing angle  $\theta_{13}$ , hep-ex/0606025.
- [13] C. Bemporad, G. Gratta and P. Vogel, Rev. Mod. Phys. 74, 297 (2002).
- [14] K. Schreckenbach, G. Colvin, W. Gelletely and F. von Feilitzsch, Phys. Lett. B160, 325 (1985); A.A. Hahn, K. Schreckenbach, W. Gelletely, F. von Feilitzsch, G. Colvin and B. Krusche, Phys. Lett. B218, 365 (1989).
- [15] В.И. Копейкин, Л.А. Микаэлян, В.В. Синёв, ЯФ, 67, №11, 1987 (2004) [Physics of Atomic Nuclei, 67, No 11, 1963 (2004)].
- [16] Ю.В. Климов, В.И. Копейкин, А.А. Лабзов и др., ЯФ, 52, №6, 1574 (1990).
- [17] Ю.В. Климов, В.И. Копейкин, Л.А. Микаэлян и др. АЭ, 76, вып. 2, 130 (1994) [Atomic Energy, 76, No 2, 123 (1994)].
- [18] A. Bernstein, Y. Wang, G. Gratta and T. West, J. Appl. Phys., 91, No 7, 4672 (2002); N.S. Bowden, A. Bernstein, M. Allen et al., Nucl. Instrum. Meth. A572, 985 (2007).

### Abstract

Double Chooz is an experiment on looking for neutrino oscillations from nuclear reactor at a distance of about 1 km from two cores of CHOOZ Nuclear Power Plant. It has a goal to measure or to install more strict limitations on the value of last unknown parameter of neutrino mixing matrix  $U_{e3} = \sin \theta_{13}$ . This experiment uses two identical neutrino detectors for diminishing systematic errors and increasing the sensitivity to looking for parameter. At the moment the best limit on its value was done in experiment CHOOZ in 1995-1997 ( $\sin^2 2\theta_{13} < 0.19$  at neutrino masse square difference parameter  $\Delta m_{13}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ ).



# Суперисточник ультрахолодных нейтронов на реакторе ВВР-М ПИЯФ и программа исследований по фундаментальной физике

*А.П. Серебров (ПИЯФ)\**

(статья поступила 13 мая 2011 г.)

## Аннотация

На базе действующего исследовательского реактора ВВР-М в ПИЯФ создаётся высокоинтенсивный источник ультрахолодных нейтронов (УХН) и очень холодных нейтронов (ОХН) для научных исследований в области фундаментальной физики и изучения наноструктур. В источнике будет использоваться сверхтекучий гелий, который позволит достичь плотности ультрахолодных нейтронов  $10^4 \text{ см}^{-3}$ , что примерно в 1000 раз превышает плотность существующих в мире источников ультрахолодных нейтронов. Обладая самым интенсивным источником ультрахолодных нейтронов, реактор ВВР-М станет международным центром фундаментальных исследований с ультрахолодными нейтронами.

УДК 539.125.5

## Введение

Создание источника на сверхтекучем He II и на его базе интенсивных пучков ультрахолодных и очень холодных нейтронов [1] создаст уникальные возможности изучения фундаментальных взаимодействий таких как поиск электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона с целью решения проблемы CP-нарушения, прецизионные исследования  $\beta$ -распада нейтрона с целью проверки Стандартной Модели элементарных частиц и взаимодействий. Обе задачи имеют принципиальное значение для физики элементарных частиц и космологии. Они ориентированы на то, чтобы ответить на вопросы о возможности существования новых суперчастиц в процессах, определивших возникновение Вселенной. В значительной степени данные исследования затрагивают те же вопросы, которые физики решают в дорогостоящих экспериментах на современных коллайдерах. В данном случае возможность получить ответы на столь принципиальные вопросы возникает благодаря прецизионной точности проводимых измерений и высокой плотности ультрахолодных нейтронов на новом источнике со сверхтекучим гелием.

Изучение фундаментальных взаимодействий в мире элементарных частиц является принципиально важной задачей для нашего понимания возникновения и формирования Вселенной. В частности, задача экспериментального поиска электрического дипольного момента является одной из самых важных в фундаментальной физике. Она имеет уже более чем 50-летнюю историю, причем последнее и значительное продвижение в этой проблеме связано с развитием методики ультрахолодных нейтронов.

Текущий предел на электрический дипольный момент нейтрона составляет  $3 \cdot 10^{-26} \text{ e} \cdot \text{см}$ , он явился результатом усилий многих экспериментальных групп. Тем не менее, в настоящее время увеличение чувствительности ЭДМ экспериментов является актуальным как

---

\*Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова Российской академии наук, 188300, Гатчина, Россия. E-mail: [serebrov@npfi.spb.ru](mailto:serebrov@npfi.spb.ru)

никогда-либо. Стандартная Модель не может объяснить барионную асимметрию Вселенной, которая возникла на ранней стадии ее формирования благодаря механизму CP или T-нарушения. Альтернативой являются суперсимметричные теории, в рамках которых барионная асимметрия Вселенной может быть объяснена. Таким образом, экспериментальное обнаружение ЭДМ нейтрона было бы подтверждением суперсимметричных теорий с CP-нарушением. С другой стороны, негативный результат в поисках ЭДМ нейтрона будет указывать на то, что шансы найти суперсимметричные частицы на суперколлайдере LHC в ЦЕРНе снижаются.

Увеличение интенсивности ультрахолодных нейтронов позволит продвинуться в сто раз в точности измерения электрического дипольного момента нейтрона и ответить на принципиальные вопросы о возникновении Вселенной.

## Суперисточник ультрахолодных нейтронов на реакторе ВВР-М

Источник ультрахолодных нейтронов на реакторе ВВР-М будет являться новым поколением в пучковых технологиях для атомной техники вследствие использования впервые внутри реактора сверхтекучего гелия для получения пучка ультрахолодных нейтронов очень высокой интенсивности.

Сверхтекучий гелий это замечательная квантовая жидкость, имеющая удивительные свойства сверхтекучести и сверхтеплопроводности. Не менее удивительны, но менее известны особенности взаимодействия сверхтекучего гелия с нейтронами. Сверхтекучий гелий обладает колоссальной прозрачностью для нейтронов низких энергий [2].

Суть дела достаточно проста. Знаменитая кривая Ландау, связывающая энергию и импульс возбуждений (фононов, ротонов) в сверхтекучем гелии пересекается с кривой  $E = p^2/2m$  для нейтрона в одной точке. Эта точка соответствует энергии возбуждения (в единицах температуры) 12 К. Это означает, что УХН может “поглотить” только фонон с энергией 12 К. Таких фононов при температуре сверхтекучего гелия 1 К практически нет, т.к. больцмановский фактор это экспонента в степени  $-12$ . Этим и объясняется исключительная прозрачность сверхтекучего гелия для УХН. Действительно, УХН могут “жить” в сверхтекучем гелии до поглощения фонона десятки и сотни секунд. Ультрахолодные нейтроны “рождаются” в гелии из холодных нейтронов с длиной волны  $9 \text{ \AA}$  или энергией 12 К, которая как раз равна энергии фонона, т.е. холодный нейтрон возбуждает фонон и сам практически останавливается, становясь ультрахолодным. Холодные нейтроны проникают через стенку ловушки, а ультрахолодные отражаются, поэтому возможен эффект накопления УХН до плотности определяемой временем хранения в ловушке с гелием [3].

Эксперименты по накоплению УХН в ловушках со сверхтекучим гелием успешно выполнены на пучках холодных нейтронов [4, 5]. Уже на пучке удалось получить плотность УХН сравнимую с плотностью УХН, выведенных от источника в реакторе. Расходимость пучка нейтронов очень мала по отношению к  $4\pi$ . В условиях облучения  $4\pi$  можно выиграть 3–4 порядка величины. Возникает вопрос: в каких условиях облучения может работать источник на основе сверхтекучего гелия? какую мощность можно снимать при температуре около 1 К? Известно, что со сверхпроводящих магнитов при температуре 1.8 К удается снимать киловаттные мощности. Такие установки грандиозны и очень дорогостоящи. Мы можем ставить задачу об удалении мощности 20 ватт при температуре 1.2 К, тогда эта задача решается с помощью доступного гелиевого оживителя с производительностью 50 литров жидкого гелия в час и с помощью системы вакуумной откачки паров гелия, чтобы получить температуру 1.2 К. Для успешного решения задачи нужно найти компромисс между уровнем тепловыделения и нейтронным потоком.

На реакторе ВВР-М ПИЯФ имеются весьма подходящие условия для решения такой

задачи. Это наличие тепловой колонны реактора, которая представляет собой канал большого диаметра (1 метр), примыкающий к активной зоне реактора. Такой диаметр канала позволяет расположить мощную свинцовую защиту от  $\gamma$ -излучения активной зоны реактора, графитовый предзамедлитель при температуре 20 К, чтобы получать холодные нейтроны, и наконец, собственно источник УХН на основе сверхтекучего гелия при температуре 1.2 К.

В настоящее время плотность ультрахолодных нейтронов, используемая в экспериментах составляет  $10\text{--}40\text{ н/см}^3$ . Вместе с тем ведутся очень активно разработки новых источников УХН на использовании твердого дейтерия при температуре 4.5 К (LANL, США; PSI, Швейцария; FRMII TUM, Германия), а также на использовании эффекта накопления УХН в сверхтекучем гелии (КЕК-RCNP-TRIUMF, Япония-Канада; ILL, Франция). Планируется получение плотности УХН  $10^3\text{ н/см}^3$ . Наш проект имеет целью достижение плотности УХН  $10^4\text{ н/см}^3$ , т.е. на порядок величины выше существующих проектов и в сто или тысячу раз выше существующего уровня плотности УХН.

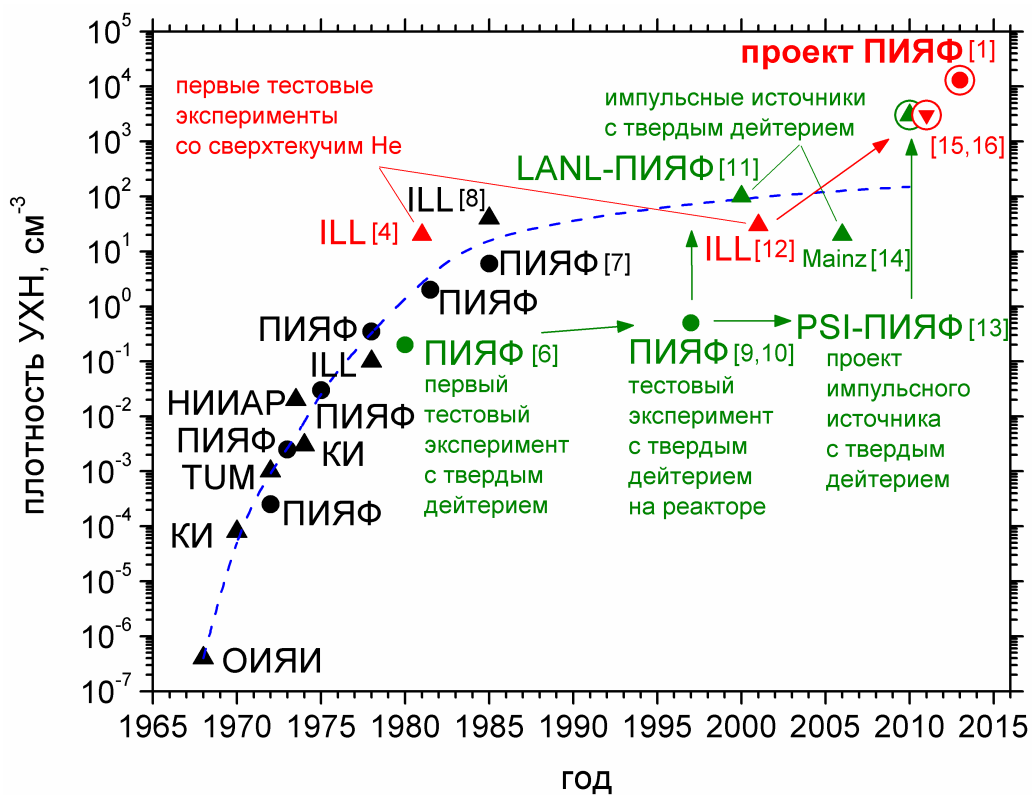


Рис. 1. Мировой прогресс в достижении плотности ультрахолодных нейтронов. Обведены кружками: ▲ – проект источника УХН на основе твердого дейтерия в PSI, ▼ – проект источника УХН на основе сверхтекучего гелия в ILL, ● – проект источника УХН на основе сверхтекучего гелия на реакторе ВВР-М ПИЯФ.

Мировой прогресс в достижении плотности ультрахолодных нейтронов показан на рис. 1. Последняя точка этого рисунка относится к проектным параметрам нового источника на реакторе ВВР-М ПИЯФ на основе нового поколения пучковых технологий с использованием сверхтекучего гелия.

Коллектив ПИЯФ имеет богатый опыт в разработке источников холодных и ультрахолодных нейтронов, начиная с 70-х годов прошлого века. В институте были разработаны следующие источники ультрахолодных и холодных нейтронов:

1. Бериллиевый источник ультрахолодных нейтронов;

2. Жидководородный источник ультрахолодных нейтронов малого объема;
3. Универсальный источник поляризованных холодных и ультрахолодных нейтронов, расположенный в центре активной зоны реактора ВВР-М;
4. Твердодейтериевый источник УХН при температуре 4.5 К.

В ПИЯФ было разработано несколько источников для зарубежных реакторов: в Венгрии, Голландии. В настоящее время на новом тяжеловодном реакторе в Сиднее установлен жидкодейтериевый источник холодных нейтронов ПИЯФ. Ведутся работы по установке источника холодных нейтронов на новом реакторе в Китае. Предложен и находится на реализации проект фабрики ультрахолодных нейтронов в Швейцарии (Paul Scherrer Institute).

В настоящее время в ПИЯФ:

1. разработан проект источника УХН на основе сверхтекучего гелия;
2. проведены измерения в тепловой колонне реактора, показывающие реальную возможность её модернизации [17];
3. проведены детальные расчёты плотности УХН на выходе нейтронных труб [18];
4. установлен низкотемпературный гелиевый рефрижератор мощностью 3 кВт при температуре 20 К;
5. монтируется гелиевый ожижитель производительностью 50 л/час;
6. закуплено и монтируется оборудование для откачки паров гелия;
7. разработан проект демонтажа тепловой колонны;
8. разработан проект хранилища радиоактивных элементов тепловой колонны;
9. ведётся подготовка экспериментального оборудования для проведения научных исследований.

На рис. 2 показана схема размещения источника вблизи активной зоны реактора, где указаны результаты расчетов нейтронных потоков и энерговыделений в материалах источника. В источнике со сверхтекучем гелием будет выделяться 19 ватт [19].

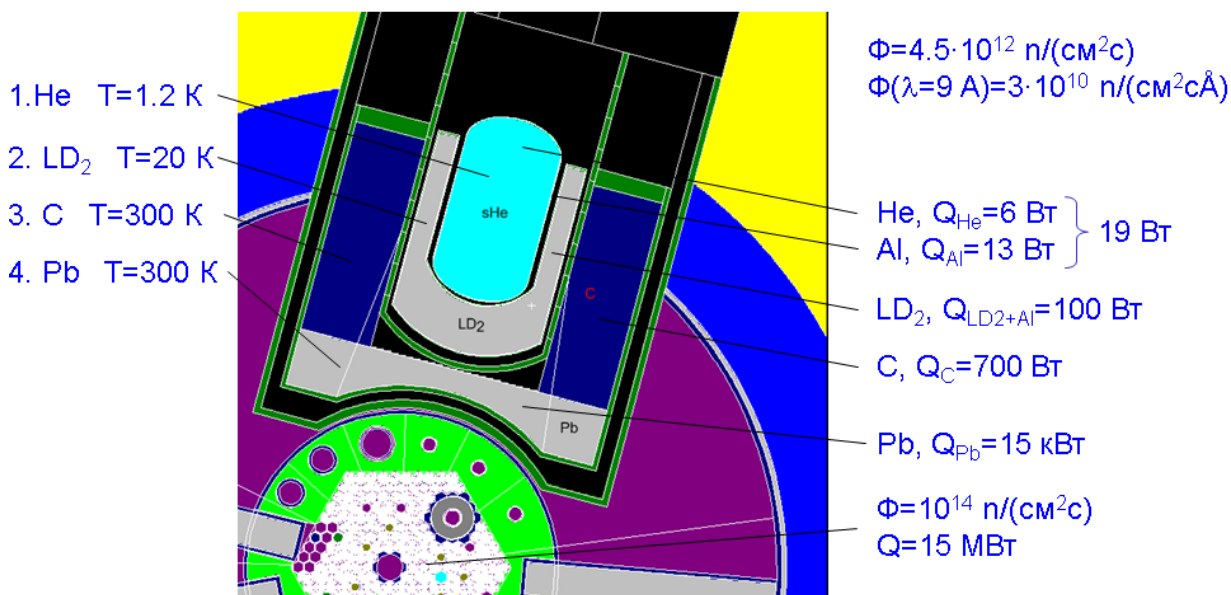


Рис. 2. Принципиальная схема размещения источника УХН в тепловой колонне реактора ВВР-М. 1 – камера со сверхтекучем гелием при температуре 1.2 К; 2 – жидкодейтериевый предзамедлитель при температуре 20 К; 3 – графитовый отражатель при температуре 300 К; 4 – свинцовый экран.

На рис. 3 показана схема охлаждения источника, позволяющая решить проблему удаления указанной мощности и поддержания температуры 1.2 К в условиях радиационного тепловыделения [20]. На рис. 4 представлен общий вид проекта источника УХН в тепловой колонне реактора ВВР-М и последовательность монтажа.

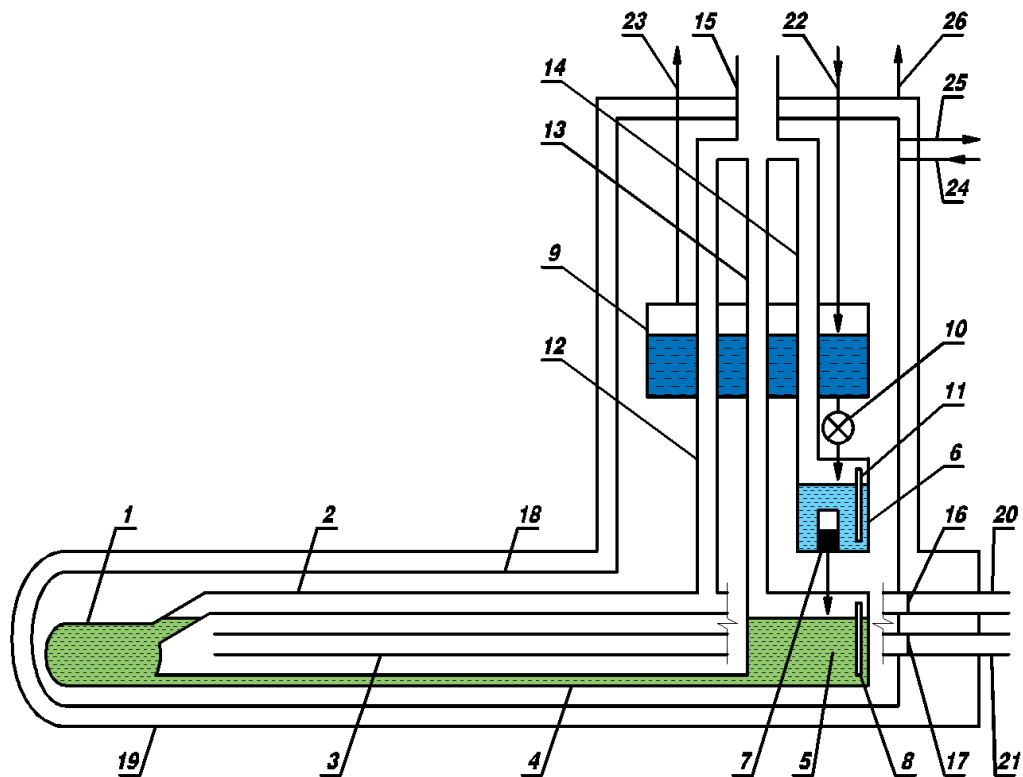


Рис. 3. Принципиальная схема низкотемпературной части источника. 1 – камера источника, 2 – нейтроновод УХН, 3 – нейтроновод ХН, 4 – труба заливки камеры, 5 – нижняя ванна с температурой 1.2 К, 6 – промежуточная ванна с температурой 1.2 К, 7 – фильтр  $^3\text{He}$ , 8 – датчик уровня жидкости в нижней ванне, 9 – верхняя ванна с температурой 4.2 К, 10 – вентиль подачи гелия в промежуточную ванну, 11 – датчик уровня жидкости в промежуточной ванне, 12 – трубопровод вакуумной откачки камеры (гравитационный затвор УХН), 13 – трубопровод вакуумной откачки нижней ванны, 14 – трубопровод вакуумной откачки промежуточной ванны, 15 – общий трубопровод откачки, 16 – мембрана нейтроновода УХН, 17 – мембрана нейтроновода ХН, 18 – тепловой экран с температурой 20 К, 19 – вакуумный кожух, 20 – внешний нейтроновод УХН, 21 – внешний нейтроновод ХН, 22 – заливка верхней ванны жидким гелием с температурой 4.2 К, 23 – отвод паров гелия, 24 – подача газообразного гелия на охлаждение теплового экрана 18, 25 – отвод газообразного гелия от экрана 18, 26 – откачка вакуумного кожуха.

Создание высокоинтенсивного источника холодных и ультрахолодных нейтронов позволит проводить эксперименты с нейтронами в широком диапазоне длин волн. С этой целью на реакторе ВВР-М дополнительно к залу для работы с тепловыми нейтронами будут созданы залы для работы с ультрахолодными нейтронами, с очень холодными нейтронами и с холодными нейтронами. На рис. 5 показаны залы холодных и очень холодных нейтронов, которые могут быть выделены в пределах настоящей архитектуры здания реактора.

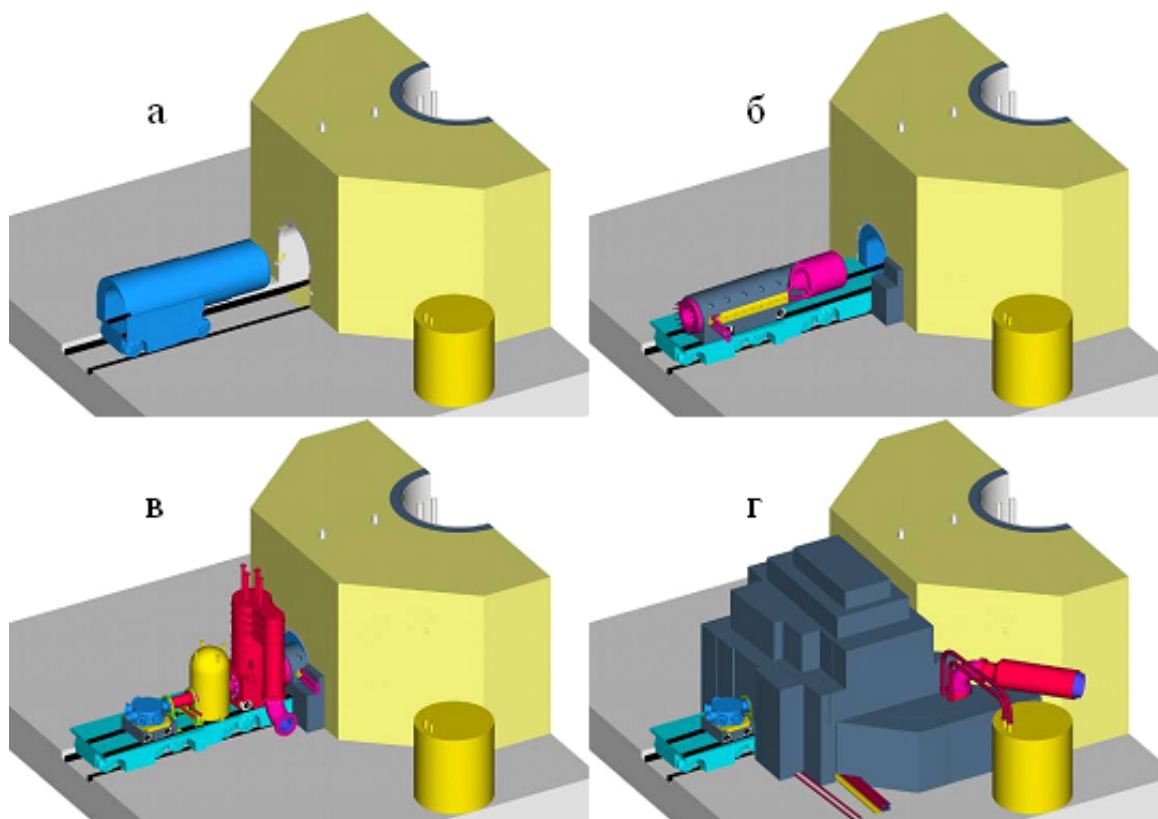


Рис. 4. Схема монтажа источника. а – установка свинцовой защиты источника; б – установка графитового предзамедлителя; в – установка низкотемпературного модуля, сверхпроводящего магнита-поляризатора УХН и коммутатора пучков УХН; г – установка биологической защиты источника.

## Создание базы экспериментальных установок для исследования фундаментальных взаимодействий изучения наноструктур

### 1. Модернизированный двухкамерный ЭДМ спектрометр ПИЯФ [21]

Принципиальная схема эксперимента остается прежней: дифференциальный магнитно-резонансный спектрометр накопительного типа с системой динамической стабилизации резонанса и двойным анализом поляризации нейтронов.

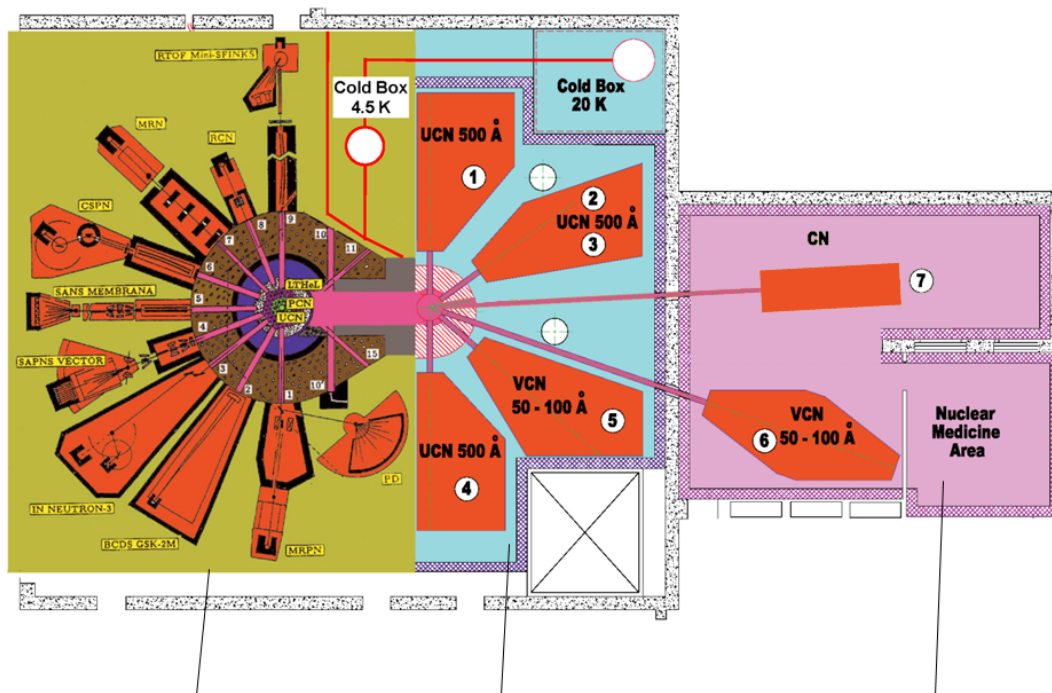
Модернизация установки направлена на улучшение качества различных ее узлов с целью минимизации потерь и увеличения времени хранения нейтронов, уменьшения магнитных шумов и создания более стабильных резонансных условий, создание системы мониторинга среднего магнитного поля в резонансном объеме.

Будет целесообразно начать измерения на новом источнике с модернизированным двухкамерным ЭДМ спектрометром. Это позволит увеличить точность измерений приблизительно в 10 раз.

#### 1а. Мультикамерный ЭДМ спектрометр [22]

Новая схема спектрометра имеет ряд преимуществ по отношению к схеме старого ЭДМ-спектрометра ПИЯФ и ЭДМ-спектрометра ИЛЛ. Оценки показывают, что используя УХН с плотностью, которая будет достигнута на новом источнике в ПИЯФ, предел на ЭДМ нейтрона может быть понижен в 100 раз. Мультикамерная схема спектрометра позволяет





зая тепловых  
нейтронов

зая ультрахолодных  
нейтронов

зая очень холодных и  
холодных нейтронов

Рис. 5. Экспериментальные залы реактора ВВР-М. Схема размещения источника холодных и ультрахолодных нейтронов, комплекса экспериментальных установок в главном зале реактора и комплекса экспериментальных установок в нейтронных залах: 1,2,3,4 – установки для фундаментальных исследований на ультрахолодных нейтронах. 5 – ОХН дифрактометр, 6 – ОХН-спектрометр, 7 – установки для фундаментальных исследований с холодными нейтронами.

не только увеличить чувствительность установки, но дает возможность всестороннего контроля за систематическими ошибками в ходе эксперимента. Отличительной особенностью новой схемы, кроме мультикамерности, является новая схема создания поляризации УХН и её анализа. В настоящее время разработана модель мультикамерного спектрометра, по результатам её испытаний будет скорректирован проект полномасштабного спектрометра.

## 2. Кристалл-дифракционный метод поиска ЭДМ нейтрона [23]

Данный метод основан на использовании межатомных электрических полей, действующих на дифрагирующий нейтрон в нецентросимметричном кристалле, для поиска ЭДМ нейтрона. Величина этих полей на 4-5 порядков превышает электрические поля, достижимые в лабораторных условиях, и может достигать 1 ГВ/см. Как известно, чувствительность метода к ЭДМ нейтрона определяется произведением величины электрического поля на время пребывания в этом поле и, несмотря на то, что время пролета нейтрона через кристалл существенно меньше, чем время хранения УХН, тем не менее, для реально существующих кристаллов кварца, точность кристалл-дифракционного метода уже может на порядок превысить современную точность к ЭДМ нейтрона и достичь  $\sim (4-6) \cdot 10^{-27} e \cdot \text{см}$ . Использование же других кристаллов, таких как РbО или  $\text{Vi}_{12}\text{SiO}_{20}$ , может улучшить чувствительность еще как минимум на порядок.

Этот альтернативный метод измерений исключительно важен для достоверности на-

учного результата.

### **3. Прецизионный эксперимент для измерения асимметрий $\beta$ -распада нейтрона с помощью сверхпроводящего соленоида [24]**

Мы предлагаем использовать поляризованный пучок холодных нейтронов и аксиальное магнитное поле в форме бутылки, созданное сверхпроводящим соленоидом. Такая конфигурация магнитного поля позволяет выделить электроны распада в телесном угле, определенном с высокой точностью. Электростатический цилиндр с потенциалом 25 кВ определяет область детектируемых распадов. Протоны, которые вышли из этой области, ускоряются и детектируются протонным детектором. Использование совпадений между электронным и протонным сигналами позволяет значительно подавить фон. Асимметрия вылета электронов по отношению к спину нейтрона измеряется благодаря изменению знака поляризации нейтронного пучка. Окончательная точность асимметрии распада будет определяться точностью измерения поляризации  $(1-2) \cdot 10^{-3}$ .

### **4. Установка для прецизионного измерения времени жизни нейтрона методом хранения УХН в гравитационной ловушке**

Создание новой установки (“Большая гравитационная ловушка”) с оптимальными размерами позволит увеличить статистическую точность измерений в 5 раз и достигнуть точности 0.2 сек. Важным обстоятельством является то, что методика эксперимента уже отработана, и уже был достигнут наименьший фактор потерь, 1% от вероятности распада нейтрона. На новом источнике статистическая точность измерений будет увеличена на порядок величины.

#### **4а. Установка для прецизионного измерения времени жизни нейтрона методом хранения УХН в магнитной ловушке**

В ПИЯФ подготовлен эксперимент для измерения времени жизни нейтрона методом хранения УХН в магнитной ловушке, где отражение УХН от стенок происходит за счет градиента магнитного поля. В эксперименте возможен контроль процесса деполяризации, т.к. при покрытии стенок фомблином, нейтроны, магнитный момент которых изменил свое направление относительно магнитного поля, не поглощаются, а после нескольких соударений со стенками попадают в нейтронный канал и регистрируются детектором.

Этот альтернативный метод измерений исключительно важен для достоверности научного результата.

## **Перспективы исследований**

Новое поколение пучковых технологий с высокой плотностью ультрахолодных нейтронов позволит не только сохранить приоритеты Российской науки, но значительно продвигнуться в вопросах фундаментальных исследований. С использованием новых пучковых технологий предполагается улучшить точность измерений ЭДМ нейтрона на два порядка величины и проверить предсказания суперсимметричных теорий, которые являются одним из вариантов расширения Стандартной Модели. В рамках этих теорий ЭДМ нейтрона предсказывается на уровне, доступном для планируемых экспериментов. В то же время суперсимметричные теории предсказывают барионную асимметрию Вселенной на наблюдаемом уровне, что указывает на возможную справедливость предложенных вариантов теории.



В измерения ЭДМ нейтрона на новом источнике ультрахолодных нейтронов в ПИЯФ предполагается достичь точности  $2 \cdot 10^{-28} e \cdot \text{см}$ . Следует представить полную картину увеличения точности в эксперименте по поиску электрического дипольного момента нейтрона за последние годы, а также возможности дальнейшего увеличения точности. Она показана на рис. 6. Сейчас предел на ЭДМ нейтрона равен  $3 \cdot 10^{-26} e \cdot \text{см}$ . Он был установлен в 2005 году группой ILL-Sussex-RAL и оказался в 3 раза лучше, чем предел, установленный в ПИЯФ 10 лет назад. В ближайшее время мы планируем увеличить точность измерений ЭДМ нейтрона, используя источник УХН в ILL. Однако значительное увеличение точности может быть связано с созданием на реакторе ВВР-М в Гатчине нового высокоинтенсивного источника УХН.

Задача прецизионного измерения времени жизни нейтрона имеет большое значение для физики элементарных частиц и космологии. Распад свободного нейтрона на протон, электрон и антинейтрино определяется процессом слабого взаимодействия, переходом  $d$ -кварка в  $u$ -кварк. В Стандартной Модели элементарных частиц смешивание кварков описывается с помощью матрицы Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (СКМ), которая должна быть унитарной. Матричный элемент матрицы  $V_{ud}$  может быть определен из ядерного бета-распада и бета-распада нейтрона. Вычисление  $V_{ud}$  из данных по нейтронному бета-распаду является крайне привлекательным из-за простоты теоретического описания. Например, планируемая точность измерений нейтронного  $\beta$ -распада позволит проверить унитарность матрицы смешивания кварков на новом уровне точности, т.е. лучше, чем  $10^{-3}$ , что является принципиально важным для проверки справедливости Стандартной Модели и поиска возможных отклонений.

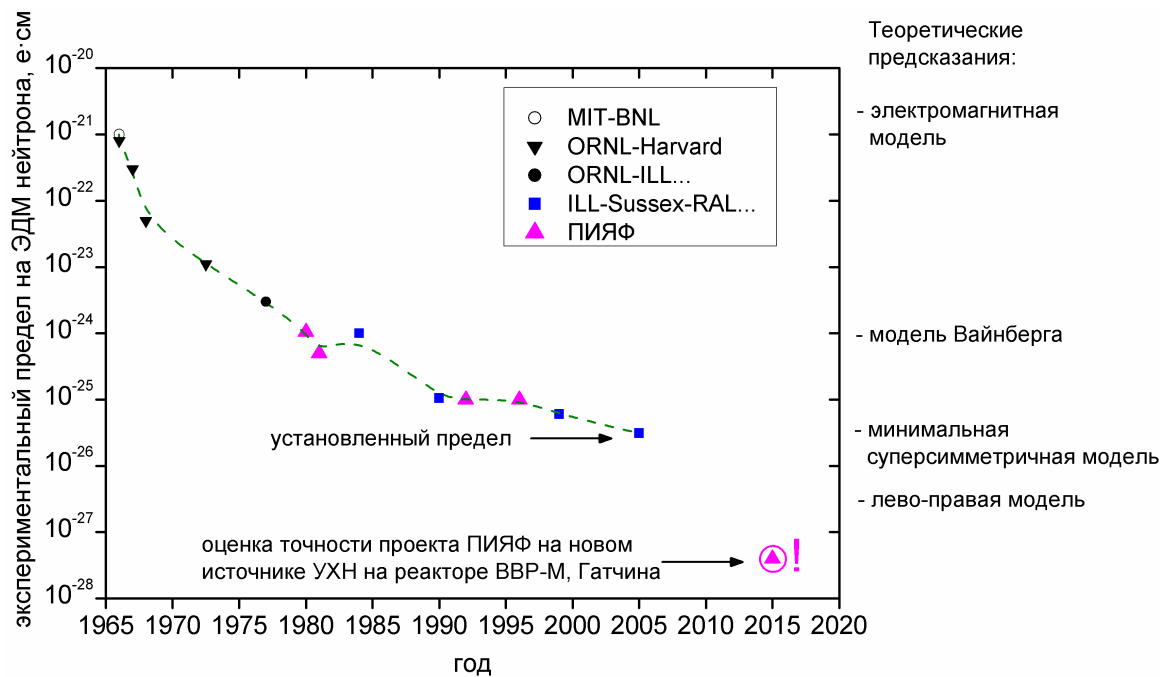


Рис. 6. Прогресс в точности ЭДМ эксперимента, предсказания теоретических моделей и планы увеличения точности.

Прецизионные измерения времени жизни нейтрона оказываются также исключительно важными для проверки модели формирования Вселенной. Наблюдаемыми величинами в модели Большого взрыва являются первоначальные распространенности дейтерия и гелия-4. Они зависят от отношения числа барионов к числу фотонов на стадии первичного нуклеосинтеза и времени жизни нейтрона. Таким образом, прецизионное измерение

времени жизни нейтрона оказывает влияние на проверку модели нуклеосинтеза на ранней стадии формирования Вселенной. Проектом предусматривается измерение времени жизни свободного нейтрона на уровне точности 0.2 с, а также создание ловушки для магнитного хранения ультрахолодных нейтронов.

## Заключение

На базе действующего исследовательского реактора ВВР-М в ПИЯФ будет создан высокоинтенсивный источник ультрахолодных нейтронов (УХН) для научных исследований в области фундаментальной физики и изучения наноструктур. В источнике будет использоваться сверхтекучий гелий, который позволит достичь плотности ультрахолодных нейтронов  $10^4 \text{ см}^{-3}$ , что примерно в 1000 раз превышает интенсивность существующих в мире источников ультрахолодных нейтронов.

Кроме того, в проекте предлагается установить на новых пучках ультрахолодных нейтронов, очень холодных нейтронов и холодных нейтронов новые экспериментальные установки для исследования фундаментальных взаимодействий и изучения структуры и динамики вещества. В результате число установок на реакторе удвоится, значительно улучшится качество исследований на высокоинтенсивных нейтронных пучках с большой длиной волны и за счёт улучшения фоновых условий в нейтронных залах.

Пучки ультрахолодных нейтронов будут иметь рекордную интенсивность. Предлагаемый проект позволит создать современный нейтронный центр коллективного пользования с уникальным высокоинтенсивным источником ультрахолодных нейтронов. В работе центра коллективного пользования примут участие многие институты и университеты России, он станет также центром подготовки научных кадров. Обладая самым интенсивным источником ультрахолодных нейтронов, реактор ВВР-М станет международным центром фундаментальных исследований с ультрахолодными нейтронами.

В области ультрахолодных нейтронов предлагаемый источник останется наиболее интенсивным в силу особенностей реактора ВВР-М и после пуска реактора ПИК. На реакторе ПИК будут созданы высокоинтенсивные пучки холодных, а также горячих нейтронов. Таким образом, в ПИЯФ будет представлен полный комплекс для исследований с нейтронами.

Следует отметить, что благодаря развитой инфраструктуре реактора и института, а также наличию высококвалифицированного научного и технического персонала данный проект является исключительно высокоэффективным с экономической точки зрения. Проект основан на использовании высоких технологий. Он будет весьма успешным шагом программы сохранения и развития фундаментальных и прикладных исследований в России на базе исследовательских реакторов.

## Литература

- [1] Serebrov A.P., Mityuklyayev V.A., Zakharov A.A. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2009. V. 611, P. 276; Серебров А.П., Митюхляев В.А., Захаров А.А. и др. // Физика твердого тела. 2010. Т. 52. С. 969.
- [2] Ахиезер А.И., Померанчук И.Я. // ЖЭТФ. 1946. Т. 16. С. 391.
- [3] Golub R., Pendlebury J.M. // Phys. Lett. A. 1977. V. 62. P. 337.
- [4] Golub R., Jewell C., Ageron P. et al. // Z. Phys. B – Condensed Matter. 1983. V. 51, P. 187.
- [5] Yoshiki H., Sakai K., Ogura M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 1323.

- [6] Altarev I.S., Borisov Yu.V., Brandin A.V. et al. // Phys. Lett. A. 1980. V. 80. P. 413.
- [7] Алтарев И.С., Боровикова Н.В., Булкин А.П. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. С. 269.
- [8] Steyerl A., Nagel H., Schreiber F.-X. et al. // Phys. Lett. A. 1986. V. 116. P. 347.
- [9] Серебров А.П., Митюхляев В.А., Захаров А.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 62. С. 764.
- [10] Серебров А.П., Митюхляев В.А., Захаров А.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1997. Т. 66. С. 765.
- [11] Saunders A., Anaya J.M., Bowles T.J. et al. // Phys. Lett. B. 2004. V. 593. P. 55.
- [12] Baker C.A., Balashov S.N., Butterworth J. et al. // Phys. Lett. A. 2003. V. 308. P. 67.
- [13] Fomin A., Kalcheva S., Kharitonov A. et al. // PSI Report ТМ-14-01-01. 2000.
- [14] Eberhardt K., Hampel G., Heil W. et al. Материалы 6 конференции “Ультрахолодные и холодные нейтроны. Физика и источники”, Санкт-Петербург - Москва, Россия, 2007. <http://cns.pnpi.spb.ru/6UCN/articles/Heil1.pdf>
- [15] Zimmer O., Baumann K., Fertl M. et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. 104801.
- [16] Masuda Y., Kitagaki T., Hatanaka K. et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 284801.
- [17] Антонов А.В., Илатовский В.А., Коновалов Е.А. и др. // Отчет ОФТР ПИЯФ № 53.Р.08. 2008.
- [18] Фомин А.К., Серебров А.П. // Новый источник холодных и ультрахолодных нейтронов на реакторе ВВР-М.III. Оптимизация выхода ультрахолодных нейтронов. Препринт ПИЯФ-2852, Гатчина, 2010. С. 13.
- [19] Ерыкалов А.Н., Онегин М.С., Серебров А.П. // Новый источник холодных и ультрахолодных нейтронов на реакторе ВВР-М. I. Оценка нейтронных потоков и энерговыделения. Препринт ПИЯФ-2776, Гатчина, 2008. С. 22.
- [20] Захаров А.А., Серебров А.П. // Новый источник холодных и ультрахолодных нейтронов на реакторе ВВР-М. II. Низкотемпературная часть. Препринт ПИЯФ- 2812, Гатчина, 2009. С. 24.
- [21] Алтарев И.С., Борисов Ю.В., Боровикова Н.В. и др. // Ядерная физика. 1996. Т. 59. С. 1204. Phys. Of. At. Nucl. V.59. P.1152.
- [22] Фомин А.К. Дис. “Моделирование экспериментов с ультрахолодными нейтронами” к-та физ.-мат. наук. Гатчина, ПИЯФ, 2006.
- [23] Алексеев В.Л., Воронин В.В., Лапин Е.Г. и др. // ЖЭТФ. 1989.Т. 96. С. 1921; Fedorov V.V., Jentschel M., Kuznetsov I.A. et al. // Physics Letters B. 2010. V. 694. P. 22.
- [24] Serebrov A., Rudnev Yu., Murashkin A. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. V. 545. P. 344.

# Позиционно-чувствительный детектор нейтронов

*Г.Б. Дзюбенко, Н.М. Жигарева, К.Р. Михайлов,\* Д.В. Романов,  
А.В. Ставинский,† В.Л. Столин, П.А. Полозов,  
М.С. Прокудин, Г.Б. Шарков (ИТЭФ)*

(статья поступила 10 июня 2011 г.)

## Аннотация

В настоящей работе обсуждается новый позиционно-чувствительный детектор нейтронов. Конструкция прототипа детектора состоит из пластического сцинтиллятора с размерами  $96 \times 96 \times 128$  мм. На боковых гранях сцинтиллятора сделаны канавки, в которые уложено светосмещающее волокно. На конце светосмещающего волокна расположен фотодиод, снабженный специальным усилителем. Результаты испытаний детектора на пучке протонов представлены в данной работе. Эффективность регистрации нейтронов рассчитана помощью пакета GEANT3.

Ключевые слова: детектор нейтронов, регистрация нейтронов высокой энергии  
PACS: 29.30.Hs, 29.40.Mc

## Введение

Нейтроны, как и протоны, являются важной составляющей набора частиц, образующихся в процессах взаимодействия релятивистских ядер, что обусловлено, в частности, структурой самих ядер. В последнее время наряду с исследованием горячей ядерной материи на ускорителях RHIC и LHC наблюдается возрождение интереса к исследованию ион-ионного взаимодействия при более низких энергиях. Одной из ключевых задач проектов FAIR [1] и NICA [2] является открытие критической точки [3]. Область еще более низких температур и экстремально больших плотностей в природе, вероятно, реализуется в нейтронных звездах. До недавнего времени получение холодной сверхплотной материи в лабораторных условиях считалось проблематичным, однако в настоящее время реализуется программа ФЛИНТ [4, 5], в которой предложен специальный триггер для решения этой задачи. При умеренных и низких температурах материя насыщена барионами, в первую очередь протонами и нейтронами. Регистрация нейтронов сама по себе существенно расширяет возможности обнаружения новых явлений, так как отсутствие электрического заряда в ряде случаев упрощает анализ. В качестве примера, кроме уже упомянутых нейтронных звезд, можно назвать недавно возникшее предложение по изучению вихревых эффектов [6]. Сравнение наблюдаемых закономерностей образования нейтронов и протонов дает возможность изучать изотопические эффекты, причем в ряде случаев протоны и нейтроны дают более прямую информацию, чем, например, пионы. Изотопические эффекты, в частности, играют важную роль в кумулятивных процессах [7]. В корреляционных опытах, в частности – для фемтоскопии, *np* пары могут давать информацию, принципиально отсутствующую как в *pp*, так и в *nn* парах, так как *np* пара состоит из

---

\*E-mail: kmikhail@itep.ru

†E-mail: stavinsk@itep.ru

нетождественных частиц и содержит вклад с нулевым полным изоспином. Кроме того, нейтроны необходимо регистрировать для идентификации некоторых странных барионов, например  $\Sigma^-$ -гиперона, практически всегда распадающегося на нейтрон и пион. Таким образом, идентификация нейтронов востребована.

Большинство современных экспериментов по столкновению тяжелых ионов либо вообще не имеют возможности регистрировать нейтроны, либо эти возможности довольно ограничены. В качестве успешного примера можно упомянуть коллаборацию RHENIX [8], разработавшую методику регистрации антинейтронов с помощью калориметра. Трудность состоит в том, что нейтронный детектор принципиально не может быть маленьким. Во-первых, нейтрон регистрируется только по заряженным продуктам его взаимодействия с веществом детектора. Поэтому вещества должно быть достаточно много. Во-вторых, заряженные продукты взаимодействия в нем должны быть зарегистрированы, а использование ФЭУ в качестве приемников света также значительно увеличивает размеры детектора. В результате детектор оказывается достаточно громоздким, трудно сопрягаемым с другими детекторами в крупных установках. Позиционная чувствительность специализированного нейтронного детектора, как правило, сопоставима с размерами самого детектора [9-12].

Обсуждаемый в данной работе позиционно-чувствительный детектор нейтронов, в котором свет регистрируется несколькими лавинными фотодиодами, является одной из возможных реализаций системы детектирования нейтронов в современных экспериментах по изучению столкновения ионов при высоких энергиях, в частности в эксперименте ФЛИНТ и проектируемом комплексе MPD-NICA.

Широко известно, что органические сцинтилляторы (в жидком и твердом состоянии) являются наиболее эффективными детекторами нейтронов при высоких энергиях [13]. Например, эффективность регистрации нейтронов детектором DEMON (Detecteur Modulaire de Neutron) [11] была около нескольких десятков процентов для нейтронов с энергией выше нескольких МэВ. Эффективность регистрации нейтронов в пластических сцинтилляторах в основном определяется эффективностью регистрации заряженных частиц ( $a = p, d, t, \alpha$  и т.д.), рожденных в реакции  $^{12}\text{C}(n, a)$  и в упругом  $n$ - $p$  рассеянии. Для нейтронов с энергией менее 8 МэВ наибольший вклад в эффективность регистрации дает упругое  $n$ - $p$  рассеяние, в то время как для нейтронов с энергией более 8 МэВ важную роль в эффективности регистрации играют легкие фрагменты [14]. Реакции  $^{12}\text{C}(n, p)^{12}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}(n, d)^{11}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$ ,  $^{12}\text{C}(n, n'\alpha)$  и упругое  $n$ - $p$  рассеяние являются основными в регистрации нейтронов с использованием жидкого органического сцинтиллятора NE213 [14]. В работе [11] было показано, что эффективность регистрации нейтронов детектором DEMON в области энергий от 8 МэВ до 21 МэВ составила около 50%, а зависимость эффективности от энергии нейтронов довольно сильно изменяется. Эффективность регистрации нейтронов в области энергий от 60 МэВ до 250 МэВ была исследована с помощью программы MENATE [15]. Было показано, что эффективность регистрации нейтронов детектором DEMON в этой области энергий плавно падает с увеличением энергии, а её величина составляет 20-30%.

Относительно недавно возможность регистрации нейтронов вплоть до энергии 1 ГэВ с использованием жидкого органического сцинтиллятора BC501A была исследована в работах [16, 17]. Эффективность регистрации нейтронов была исследована в широком диапазоне энергий нейтронов (от 150 МэВ до 1 ГэВ) и составила около 10%.

В данной работе мы предлагаем новый детектор для регистрации нейтронов с высокой энергией, обладающий пространственным разрешением.

## Описание детектора

На рис. 1 схематично представлен позиционно-чувствительный детектор нейтронов. Радиатор детектора сделан из пластикового сцинтиллятора и представляет собой параллелепипед с размерами  $96 \times 96 \times 128$  мм. Система сбора света выполнена следующим образом. Вдоль четырех граней выфрезерованы канавки, в которые на оптической смазке размещены светосмещающие оптоволоконна (тип KYRARAY, Y-11) [18] диаметром 1 мм. На конце каждого светосмещающего волокна прикреплен лавинный фотодиод [19], который является детектором фотонов. Сигнал с каждого фотодиода через формирователь подавался на амплитудно-цифровой преобразователь (АЦП).

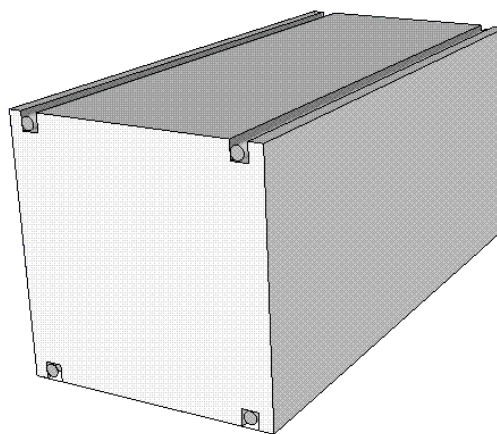


Рис. 1. Схема позиционно-чувствительного детектора нейтронов.

## Испытание на пучке протонов

Первые испытания прототипа позиционно-чувствительного детектора нейтронов проводились в ИТЭФ на ускорительно-накопительном комплексе в октябре 2010 года. Основной целью данных исследований было изучение амплитудной зависимости сигнала от координаты попадания частицы в детектор. Для этой цели был использован пучок вторичных протонов с импульсом 2.4 ГэВ/с. Вторичные протоны образовывались на внутренней мишени ускорителя, изготовленной из тонкой бериллиевой фольги под действием первичных протонов с импульсом 3.2 ГэВ/с. Вторичные протоны, вылетающие под углом 3 градуса, проводились через магнитный тракт вторичного пучка 211, который состоит из двух поворотных магнитов и четырех квадрупольных линз. Данный пучок обеспечивает разрешение по импульсу  $\Delta p/p \sim 1\%$ .

Схема экспериментальной установки для испытаний нейтронного детектора представлена на рис. 2. Пучок протонов проходил через систему сцинтилляционных детекторов S1 (размер  $5 \times 100 \times 100$  мм) и S2 (размер  $5 \times 200 \times 200$  мм). Координаты протонов контролировались с помощью двух пропорциональных камер с1 и с2. Точность измерения координаты X и Y системой пропорциональных камер составляла 1 мм. Триггером являлось совпадение по времени сигнала с детекторов S1, S2 и еще двух сцинтилляционных детекторов (не показаны на рис. 2), которые находились раньше по пучку на расстоянии 10 метров.

Система сбора экспериментальной информации представляла собой каркас с контроллером САМАС [20], который управлялся персональным компьютером с системой сбора информации MES [21-23]. Сигналы с каждого из четырех лавинных фотодиодов обрабатывались в АЦП и считывались в компьютер. В работе использовались 12-ти канальный АЦП LeCroy 2249A [24]. Информация о координатах частиц, проходивших через нейтронный детектор, полученных при помощи пропорциональных камер, также считывались в компьютер.

На рис. 3 изображен типичный амплитудный спектр с одного из диодов, проинтегри-

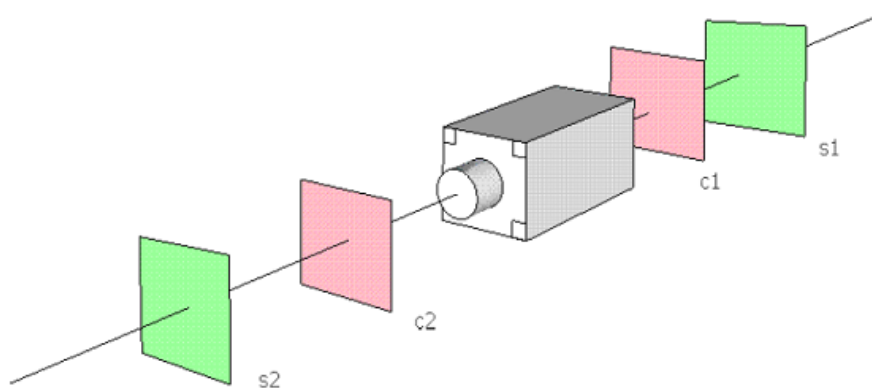


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для испытаний нейтронного детектора.

рованный по всему объему детектора. Хорошо видны пики от отдельных фотоэлектронов. Распределение по форме подобно распределению Пуассона. Пик при наименьших амплитудах соответствует пьедесталу. Далее идет пик от первого фотоэлектрона, второго и так далее. Всего видно более 20 пиков. Максимум распределения для разных диодов соответствовал восьми или девяти фотоэлектронам. Это означает, что света не слишком много, что подтверждается и шириной амплитудных распределений около 50%.

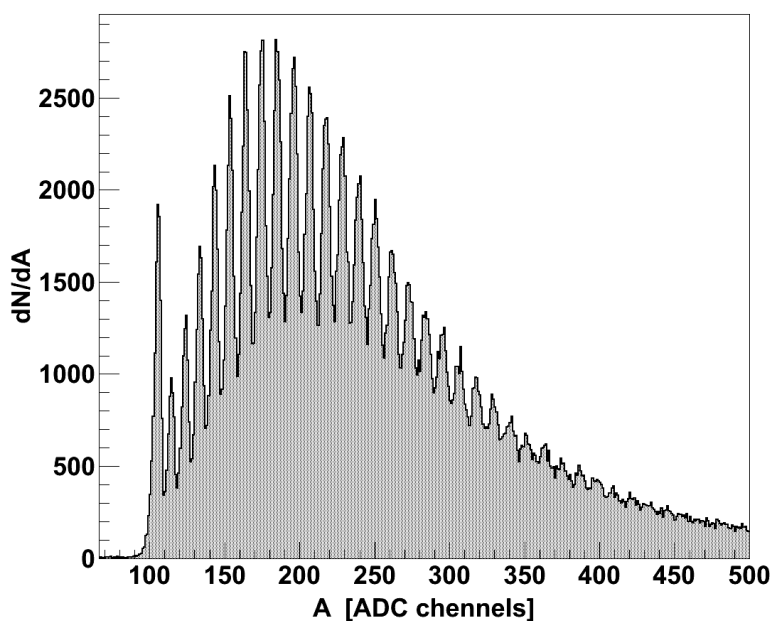


Рис. 3. Амплитудный спектр для одного из диодов.

На рис. 4 представлена зависимость амплитуды каждого из четырех диодов от положения частицы в детекторе. Координаты  $x$  и  $y$  соответствуют координатам в пропорциональных камерах. Видно, что при приближении к месту расположения светосмещающего волокна амплитуда возрастает в несколько раз. Таким образом, проявляется чувствительность данного детектора к координатам прохождения частицы через детектор.

Для изучения амплитудной зависимости от координаты были построены отношения амплитуд диодов в зависимости от диагональных координат, расположенных в противоположных углах ( $A1/A3$  на левой части рисунка 5 и  $A2/A4$  на правой части рисунка). Ошибки на рис. 5 указаны только статистические, которые были менее одного процента (меньше размера символа). Для наглядности на рис. 5 представлена аппроксимация

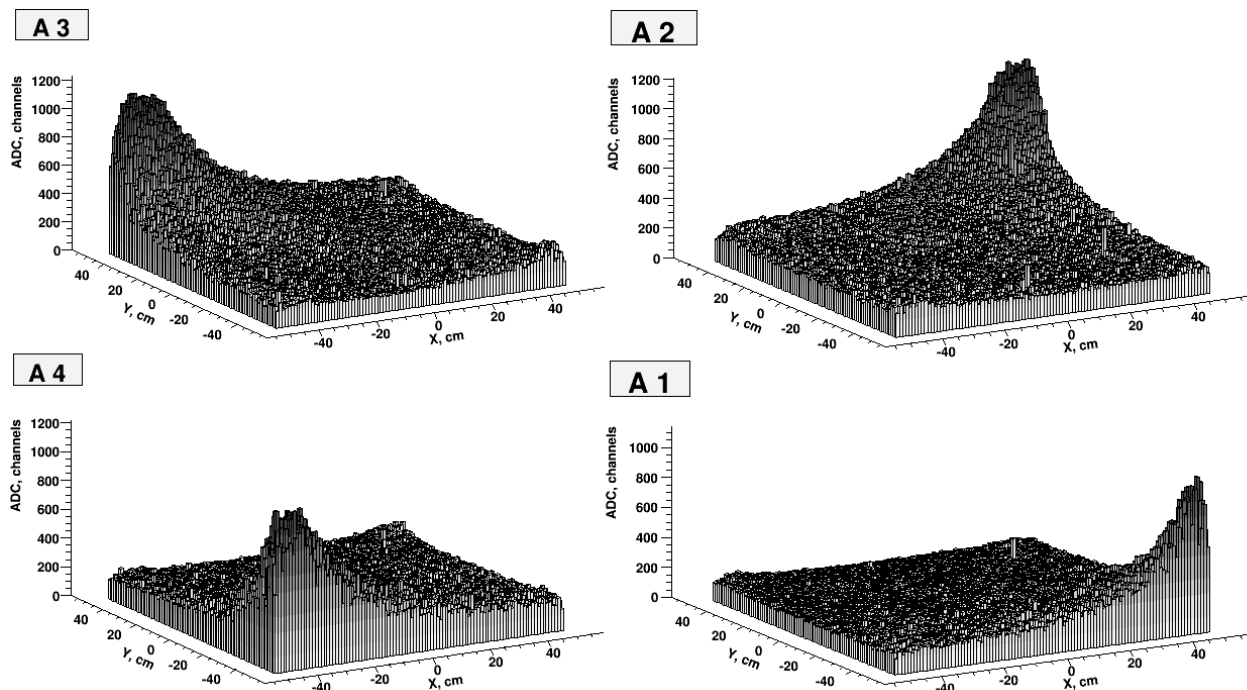


Рис. 4. Зависимость амплитуды диода от положения частицы в детекторе.

экспериментальных точек экспоненциальной функцией

$$R = \exp(uS + C), \quad (1)$$

где  $R$  это отношение амплитуд ( $A1/A3$  или  $A2/A4$ ),  $u$  (или  $v$ ) – координата вдоль диагонали,  $S$  обратный наклон и  $C$  – константа. Из рис. 5 видно что экспериментальная зависимость отношения амплитуд в зависимости от диагональных координат с достаточной точностью следует экспоненциальной функции.

Характер зависимости амплитуды сигнала от координаты точки попадания частицы и ширина амплитудного распределения определяют пространственное разрешение. Для количественной оценки пространственного разрешения представленного прототипа детектора была построена разность координат частиц, полученных с помощью отношения амплитуд, и координат в пропорциональных камерах. Для этого диагональные координаты  $u$  и  $v$ , вычисленные по формуле (1) с учетом параметров аппроксимации, пересчитывались в систему координат пропорциональных камер  $x$  и  $y$ . Результаты представлены на рис. 6. Распределение разности координат пропорциональной камеры и нейтронного детектора по форме подобны распределению Гаусса. Среднеквадратичные ширины на полувысоте распределении составляют 2.6 см для координаты  $x$  и 2.2 см для координаты  $y$ . Разница связана с индивидуальными особенностями диодов. Таким образом, для данного прототипа получено пространственное разрешение масштаба 2.5 см. Для улучшения этого разрешения требуется усовершенствовать систему сбора света. Например, увеличить диаметр светосмещающего волокна и увеличить площадь фотоприемника на основе лавинного диода. Другим вариантом может служить детектор шестигранной формы со светосбором по углам шестиугольника. Такие работы ведутся в настоящее время нашей группой.

## Заключение

В данной работе описана конструкция и представлены первые результаты испытаний прототипа позиционно-чувствительного детектора нейтронов, предназначенного для экс-



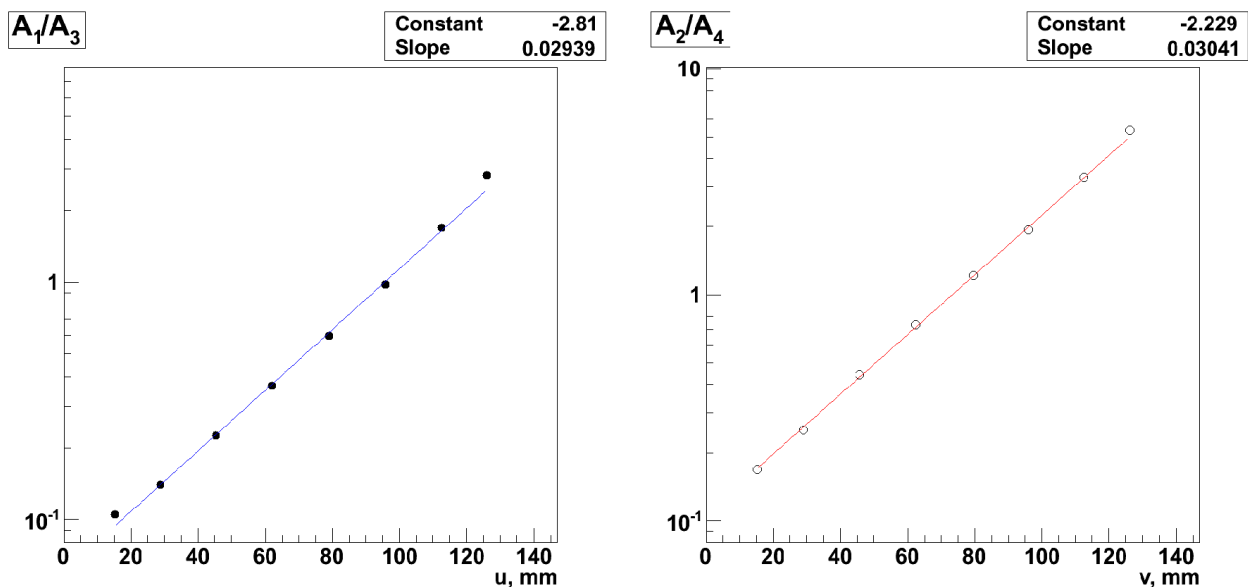


Рис. 5. Отношение амплитуд диодов в зависимости от расстояния.

перимента ФЛИНТ [4, 5]. Из экспериментальных данных, полученных в ходе пучковых тестов прототипа детектора, отчетливо видно, что амплитуда сигнала детектора существенно (в 3–5 раз) меняется по мере изменения координаты прохождения частицы через детектор.

Несмотря на небольшое количество света (8–9 фотоэлектронов в максимуме амплитудного распределения), собираемое системой из светосмещающего волокна и лавинного фотодиода, удалось получить пространственное разрешение масштаба 2.5 см при поперечном размере детектора  $10 \times 10$  см. Тем самым подтверждено предположение о возможности создания компактного позиционно-чувствительного нейтронного детектора по предложенной технологии. Разработаны и реализуются предложения по улучшению свойств прототипа.

Данная работа частично поддержана грантами РФФИ НЦНИЛ\_a 10-02-93111, 10-02-0340-а.

## Литература

- [1] P. Spiller, G. Franchetti, Nucl. Instr. and Meth. A561, 2006, p. 305.
- [2] Kh.U. Abraamyan et al., Nucl. Instrum. Methods A628 (2011) 99–102; [http://nica.jinr.ru/files/Wh\\_Paper\\_db9-3.pdf](http://nica.jinr.ru/files/Wh_Paper_db9-3.pdf)
- [3] McLerran. arXiv:1105/4103v1 [hep-ph]. 2011.
- [4] И.Г. Алексеев и др., ЯФ 71, 2008, с. 1–12
- [5] И.Г. Алексеев, и др., ПТЭ, 2008, № 4, с. 5–12.
- [6] O. Rogachevsky, A. Sorin and O. Teryaev, Phys. Rev. C82, 054910 (2010).
- [7] Л.С. Воробьев, Г.А. Лексин, А.В. Ставинский, ЯФ, том 59, №4 (1996), с. 694–700.
- [8] C. Pinkenburg (for PHENIX Collaboration), J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 30 (2004) S1201–S1205.
- [9] В.Н. Батулин и др., Препринт ЛИЯФ №594, 1980.

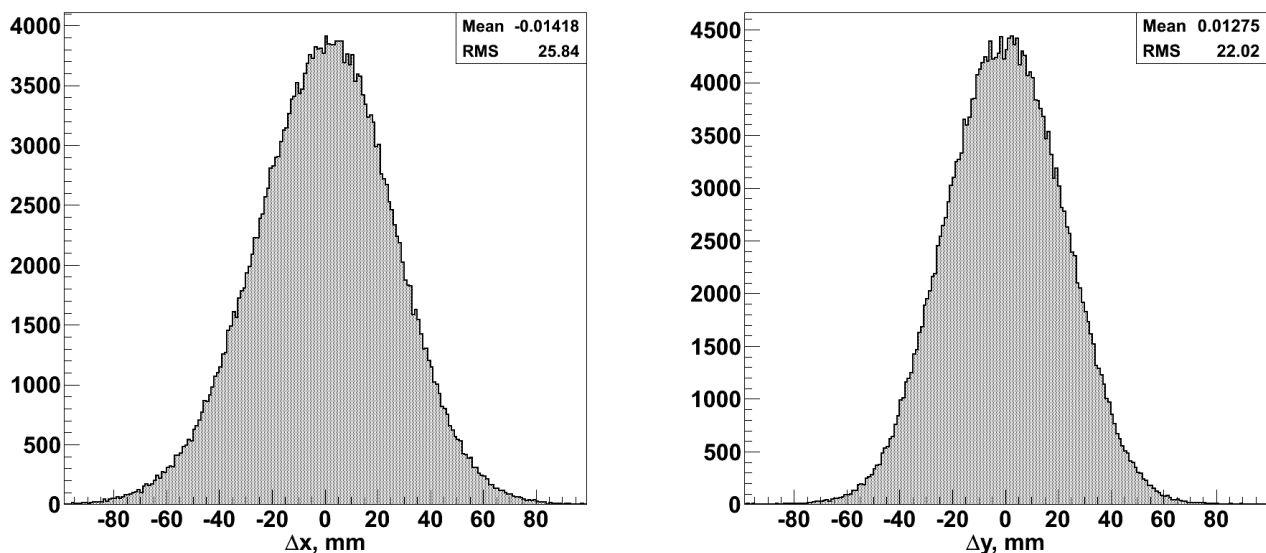


Рис. 6. Распределение разности координат пропорциональной камеры и нейтронного детектора.

- [10] Ю.Д. Баюков и др., Препринт ИТЭФ-159, 1980.
- [11] I. Tilquin et al., Nucl. Instrum. Methods A365, 1995, p. 446.
- [12] Th. Blaich et al. (LAND collaboration). Nucl. Instrum. Methods A314 (1992) pp. 136–154.
- [13] S. Mouatassim, G.J. Costa, G. Guillaume, B. Heusch, A. Huck and M. MoszyImage, Nucl. Instrum. Methods A 359, 1995, p. 530.
- [14] M. Moszynski et al., Nucl. Instrum. Methods A 343, 1994, p. 563.
- [15] P. Desesquelles et al., Nucl. Instrum. Methods A 307, 1991, p. 336.
- [16] D. Satoh, T. Sato, A. Endo, Y. Yamaguchi, M. Takada and K. Ishibashi, J. Nucl. Sci. Technol., 43, 2006, pp. 714–719.
- [17] D. Satoh, T. Kurosawa, T. Sato, A. Endo, M. Takada, H. Iwase, T. Nakamura, K. Niita. Nucl. Instr. and Meth. A583, 507–515 (2007).
- [18] Kuraray America Inc., 200 Park Ave., NY 10166, USA.  
<http://particulas.cnea.gov.ar/workshops/icfa/wiki/images/a/a7/Kuraray-PSF-Y11.pdf>
- [19] <http://www.cpta-apd.ru/RUdocAPD/CPTA%20MRS-APD%20avalanche%20photodiode%20ru143-30.html>
- [20] CAMAC. A Modular Instrumentation System for Data Handling. EUROATOM Report, EUR-4100E, 1969.
- [21] Н.В. Горбунов и др. Препринт ОИЯИ Р10-85-954, 1985.
- [22] Н.В. Горбунов и др. Препринт ОИЯИ Р10-85-955, 1985.
- [23] Н.В. Горбунов и др. Препринт ОИЯИ Р10-85-956, 1985.
- [24] <http://www.lecroy.com/lrs/dsheets/2249.htm>

# Экспериментальные проекты для $eA$ -коллайдеров

*В.Г. Недорезов\** (ИЯИ РАН)

(статья поступила 27 июня 2011 г.)

## Аннотация

Дан краткий обзор современных экспериментальных установок и проектов по исследованию рассеяния электронов на ядрах в режиме встречных пучков. Обсуждаются возможности изучения нестабильных ядер методом рассеяния электронов, а также некоторые актуальные проблемы релятивистской ядерной физики, которые могут быть исследованы на встречных пучках накопителей электронов и ядер. Подробно представлен проект эксперимента ELISE по изучению рассеяния электронов на встречных пучках релятивистских ядер.

## 1. Новые задачи – новые проекты

В последние годы интерес к экспериментам на встречных пучках электронов и релятивистских ядер существенно возрос. Это подтверждают сообщения из мировых научных центров (RHIC, FAIR и др.), где созданы или планируются к созданию накопители релятивистских тяжелых ионов. Добавление в научную программу электронной тематики приводит к незначительному (по отношению к полной смете затрат) увеличению стоимости проектов, однако существенно расширяет границы фундаментальных исследований. При этом в качестве мотивации используются два основных аргумента.

Во-первых, появляется возможность изучения свойств большого числа ядер, удаленных от области стабильности, используя такие апробированные методики как рассеяние электронов. Наиболее проработанным проектом в этом направлении является “ELISE” (Electron Ion Scattering) [1], который предполагается осуществить в Дармштадте в рамках FAIR. Здесь методом рассеяния электронов с энергией порядка 500 МэВ могут быть исследованы более 1500 нестабильных ядер, ускоренных до энергии около 700 МэВ/п. Более простые, но идейно аналогичные эксперименты с использованием внутренних струйных мишеней на электронных накопителях реализуются в новом проекте SCRIT (Self-Confining RI Target for RARF) [2] и в уже давно функционирующем эксперименте с использованием тензорно-поляризованной дейтронной мишени на накопителе электронов ВЭПП-3 в Новосибирске [3]. Очевидность мотивации этих экспериментов состоит не только в увеличении числа доступных к исследованию изотопов, но и реализации новых возможностей, например созданию поляризованных мишеней разного типа, что невозможно сделать в традиционной схеме эксперимента с покоящейся мишенью.

Вторая не менее важная фундаментальная задача состоит в изучении новых проблем релятивистской ядерной физики, которые проявляются в электромагнитных взаимодействиях ядер. В дополнение к известным программам, которые впервые были сформулированы академиком А.М. Балдиным (адронизация фотона, оптическая анизотропия ядер и нуклонов, фундаментальные правила сумм и др.) появились новые предложения как для области очень высоких, так и средних энергий. Здесь прежде всего следует отметить проект модернизации установки RHIC в Брукхэвене, которая будет называться eRHIC [4]. Основная мотивация, по мнению авторов этого проекта, состоит в том, что при высоких

---

\*E-mail: vladimir@cpic.inr.ac.ru

энергиях как электронов, так и ядер (порядка 100 ГэВ/п) электроны являются “наилучшим микроскопом для исследования глюонной материи, особенно в тяжелых ядрах, где глюонная материя доминирует и ее можно изучать при меньших энергиях электронов, чем в протоне”. И в этом проекте также подчеркивается важность изучения спиновых эффектов при использовании поляризованных электронов и поляризованных ядер. Схема новой установки eRHIC показана на рис. 1.

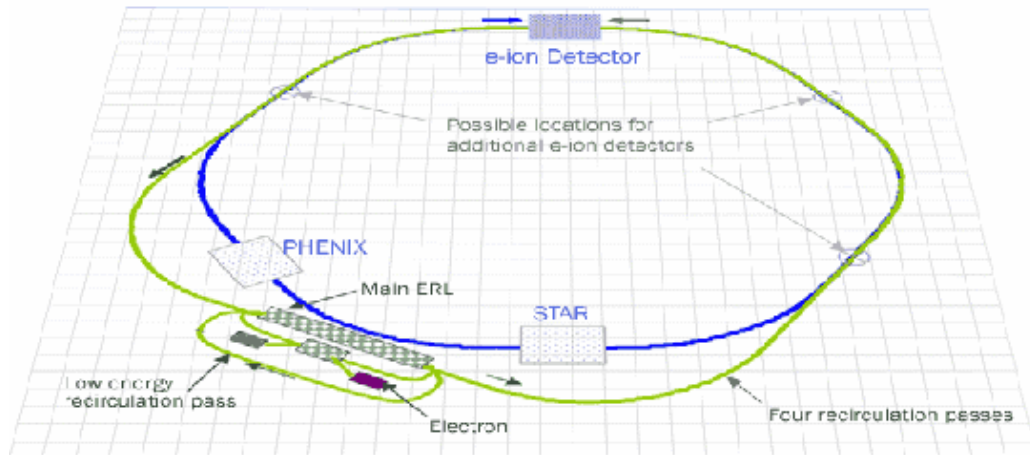


Рис. 1. Проект эксперимента eRHIC.

На самом деле мотивация экспериментов на  $eA$ -накопителях в рамках релятивистской ядерной физики гораздо шире. Достаточно отметить результаты экспериментов на накопителе HERA ( $ep$ -collider) в DESY [5], где измерялось, в частности, отношение электрических и магнитных формфакторов нуклона. Эта проблема активно изучается до сих пор в разных научных центрах, включая JLab и др.

Существует еще ряд нерешенных проблем, которые можно объединить в рамках общей задачи, связанной с исследованием квантово-электродинамических эффектов высокого порядка (многофотонные обмены и др.), которые становятся особенно заметны при больших значениях параметра  $\alpha Z^2 > 1$ , где  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры,  $Z$  – заряд ядра. Эти эффекты проявлялись при изучении фотоделения ядер-актинидов на фотонных пучках [6], где были обнаружены отклонения в сечениях от “универсальной кривой”, указывающие на вклад диаграмм с многофотонным обменом. (Универсальная кривая это усредненное по большому числу ядер от лития до урана полное сечение фотопоглощения, нормированное на число нуклонов в ядре). Особый интерес в этой связи вызывают экспериментальные данные по кулоновской диссоциации релятивистских ядер [7], где наблюдалась фрагментация ядер на отдельные нуклоны, чего в фотоядерных реакциях обнаружено не было. Результаты теоретических исследований по этой тематике [8] пока не дают ответа на возникающие вопросы, например – как выглядит спектр виртуальных фотонов в зависимости от мультипольности взаимодействия и множественности обменных фотонов и др. Очевидно, рассеяние электронов на ядрах в сравнении с кулоновской диссоциацией, в частности изучение фрагментации легких ядер, позволит дать ответы на многие принципиальные вопросы.

Некоторые интересные результаты в этом направлении могут быть получены путем сравнения сечений упругого рассеяния электронов и позитронов на ядрах. Изучение вклада двухфотонного обмена изучался на протоне в ИЯФ СО РАН на накопителе электронов ВЭПП-3 при энергии пучка электронов (позитронов) 1.6 ГэВ. Следует отметить также возможность использования лазера на свободных электронах для решения ядерно-физических задач, планируемую в ИЯФ СО РАН [3]. За счет большого тока светимость

здесь может достигать очень большой величины порядка  $10^{39}/Z(Z + 1)$  см<sup>-2</sup> сек<sup>-1</sup> при достаточно тонких мишенях порядка  $10^{-4}$  X<sub>0</sub>.

В последние годы в рамках этой же проблемы стали изучаться фотоядерные эффекты, создаваемые мощными (тераваттными) импульсными пучками фемтосекундных лазеров [9]. Все эти на первый взгляд довольно разные задачи объединяет проблема взаимодействия интенсивных электромагнитных полей с веществом, которая может быть решена, по-видимому, только с использованием широкого комплексного подхода.

## 2. Проект ELISe: “The Electron–Ion Scattering Experiment ELISe at the International Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) – A Conceptual Design Study”

Приведенное выше название этого раздела совпадает с названием недавно опубликованной статьи [1], где подробно описаны статус и возможности коллаборации ELISe. В нее входят около 30 различных институтов из 10 стран. На примере этой установки можно примерно оценить дополнительные усилия и расходы, которые потребуются для подключения электронной программы к накопителям тяжелых ионов.

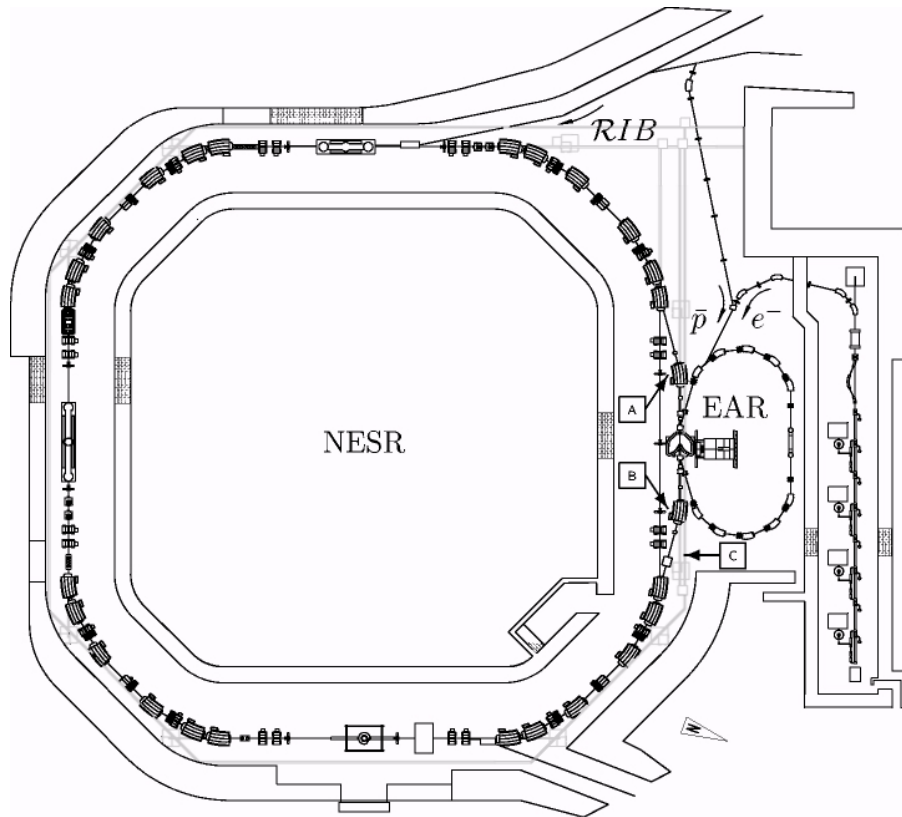


Рис. 2. Элементы установки: NESR (New Experimental Storage Ring) для накопления радиоактивных пучков RIB (Rare Isotope Beams) и EAR (Electron Antiproton Ring).

На рис. 2 и в таблице 1 показана схема установки и ее параметры. Электроны с энергиями от 125 до 500 МэВ из линейного ускорителя инжектируются в накопитель EAR. В этот же накопитель могут инжектироваться антипротоны через отдельный ионопровод. Рассеянные электроны из прямолинейной области столкновения с релятивистскими ядрами регистрируются магнитным спектрометром, расположенным внутри кольца EAR.

Мониторирование светимости осуществляется путем регистрации тормозного излучения (это место на рисунке показано стрелкой "С").

	ед.изм.	EAR	NESR
Длина орбиты	м	53.693	222.916
Радиус кривизны	м	1.75	8.125
Максимальная энергия	ГэВ, ГэВ/п	0.5	0.74
Частота повторения	МГц	5.585	1.117
Число сгустков		8	40
Число частиц в сгустке	частиц	$5 \times 10^{10}$	$0.86 \times 10^7$
Длина сгустка	см	4	15
Поперечный размер пучка ( $x; y$ )	микрон	210; 85	220; 87
Разброс по импульсу	%	$3.6 \times 10^{-2}$	$4 \times 10^{-2}$
Расходимость ( $x_0; y_0$ )	мрад	0.22; 0.58	0.22; 0.58
Beta-функция	см	100; 15	100; 15

Таблица 1. Параметры  $e, A$  накопителей (EAR и NESR) (на примере пучка ядер урана с энергией 0.74 ГэВ/п).

Наиболее важным параметром для экспериментов на встречных пучках, как впрочем и любых других пучковых экспериментах, является светимость, которая определяет выход реакции в единицу времени. Этот параметр для ряда изотопов на примере установки ELISE показан в таблице 2.

Элемент	$T_{1/2}$ (сек)	$\tau$ (сек)	$N$	$L$ ( $\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$ )
$^{11}\text{Be}$	13.8	35.6	$2.1 \times 10^{10}$	$2.4 \times 10^{29}$
$^{35}\text{Ar}$	1.75	4.5	$8.5 \times 10^7$	$1.7 \times 10^{27}$
$^{55}\text{Ni}$	0.21	0.5	$2.0 \times 10^7$	$4.0 \times 10^{27}$
$^{71}\text{Ni}$	2.56	6.5	$4.3 \times 10^7$	$1.1 \times 10^{27}$
$^{93}\text{Kr}$	1.29	3.3	$6.6 \times 10^6$	$1.8 \times 10^{28}$
$^{132}\text{Sn}$	39.7	68.2	$1.2 \times 10^9$	$1.9 \times 10^{28}$
$^{133}\text{Sn}$	1.4	3.5	$7.3 \times 10^6$	$2.0 \times 10^{26}$
$^{224}\text{Fr}$	199	59.2	$3.2 \times 10^8$	$8.6 \times 10^{27}$
$^{238}\text{U}$	$10^{17}$	60	$6.0 \times 10^{10}$	$1.0 \times 10^{28}$

Таблица 2. Светимости ( $L$ ) и времена жизни ( $T_{1/2}, \tau$ ) для покоящихся и ускоренных ядер, соответственно, при полном числе накопленных ядер ( $N$ ) с энергией 0.74 ГэВ/п.

## 2.1. Электронный спектрометр

Основным элементом установки является спектрометр рассеяния электронов, к которому предъявляются специфические требования, связанные с режимом встречных пучков, а именно: большой аксептанс (100 msr) в сочетании с высоким разрешением по импульсу ( $10^{-4}$ ) и при достаточно большой длине взаимодействия ( $> 10$  см) электронов с ионами.

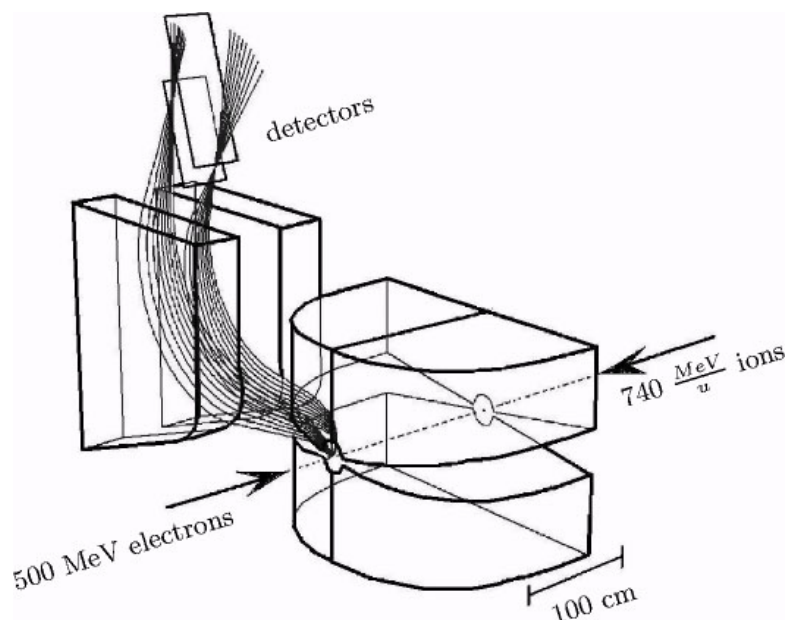


Рис. 3. Схема магнитного спектрометра с предотклоняющим и вертикальным дипольным магнитом. Кривыми линиями показаны траектории упруго рассеянных электронов на ядрах с  $A = 100$  с переданным импульсом от 400 до 600 МэВ/с или углом рассеяния от  $43.91^\circ$  до  $62.82^\circ$ , соответственно. Расположение детекторов соответствует фокальной плоскости дипольного магнита.

Схема спектрометра, предложенная в работе [10], показана на рис. 3. На нём видно, что траектории рассеянных электронов могут пересекать друг друга, поэтому для определения этих траекторий в дополнение к детекторам, расположенным в фокальной плоскости, будет установлен дополнительный координатный детектор перед дипольным магнитом. Его толщина должна быть очень малой, порядка 100 мкм Al, или  $10^{-4}$  радиационной длины, чтобы не ухудшать разрешение по импульсу. Это является довольно сложной, но выполнимой задачей, если использовать тонкие дрейфовые трубки или вертикальные дрейфовые камеры. Прототип из дрейфовых трубок из каптона, покрытого слоем алюминия толщиной 0,2 микрона, был изготовлен в ИЯИ РАН [11]. Длина трубок составляла 60 см при внутреннем диаметре 7.5 мм. Пространственное разрешение составляло около 100 мкм.

Моделирование установки, результаты которого приведены в [1], показало, что в спектрометре возможно разделение упругого и неупругого рассеяния электронов с помощью спектрометра указанной конструкции.

## 2.2. Ионный спектрометр

Другая важная задача, которую требуется решить для создания установки ELISE, это спектрометр тяжелых ионов отдачи, размещаемый позади прямолинейной секции, который должен работать на совпадение с рассеянными электронами. Схема спектрометра, описанного в работе [1], показана на рис. 4.

Расчеты показывают, что разрешение по импульсу 20 МэВ/с, что соответствует потерям энергии около 0.5 МэВ, может быть достигнуто как для продольного, так и поперечного импульсов в случае квазиупругого рассеяния электронов на пучке ионов кислорода с начальным импульсом 740 МэВ/с. Рассеянные ионы могут детектироваться, начиная с угла 1 мрад. При светимости около  $10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  скорость счета не превысит  $10^4 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

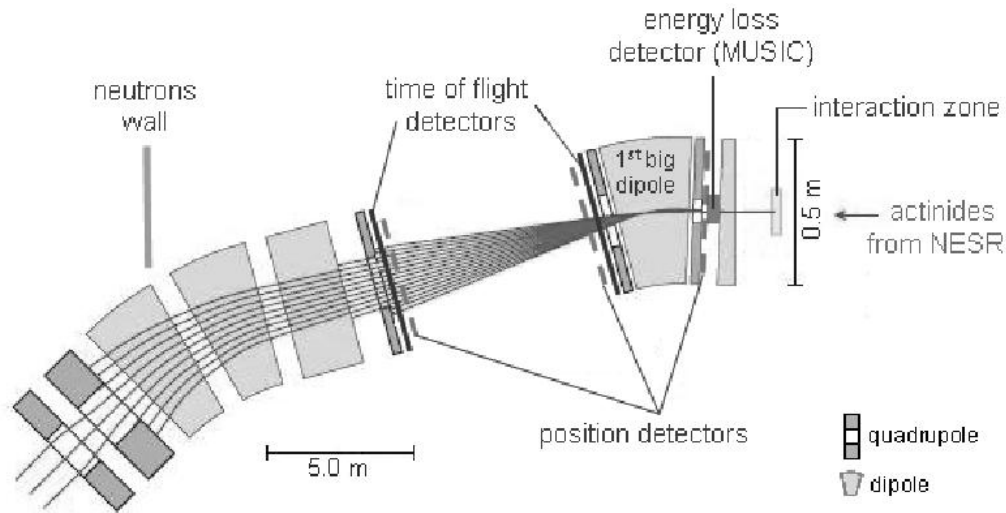


Рис. 4. Схема спектрометра ионов отдачи установки ELISE.

для детекторов, расположенных на расстоянии 10 мм от оси пучка. Время-пролетные детекторы способны разделять осколки деления по массам с высоким разрешением.

### 2.3. Монитор светимости

Одним из важных требований к экспериментам на электрон-ионном коллайдере является возможность проводить абсолютные измерения. Для таких измерений необходим эффективный монитор светимости. Оптимальным методом для создания такого монитора является использование тормозного излучения от пучка ионов с учетом излучения на остаточном газе накопителя. Этот метод, разработанный в ФИАНе, успешно применялся на встречных пучках электронов и ядер в DESY [12].

Угловое распределение тормозных  $\gamma$ -квантов очень узкое ( $\Delta\theta_\gamma \approx 1/\gamma_e$  рад, где  $\gamma_e = E_e/m_e$ ). Это позволяет использовать их для диагностики и регулирования положения орбиты электронного пучка. При этом остаточный газ в NESR, даже при вакууме порядка  $10^{-11}$  мбар, является достаточно интенсивным источником фона тормозного излучения, и его необходимо отделять от эффекта на встречных пучках.

Угловое распределение и спектр тормозных фотонов показаны на рис. 5. Ионы пучка могут быть частично или полностью ионизированы, что приводит к эффекту экранирования, также частичному или полному. Поэтому при оценке соотношения эффект/фон (см. таблицу 3) приходится учитывать эту поправку для конкретного заряда иона в пучке. Также она зависит от числа ионов в сгустке пучка.

Существует еще ряд поправок к классическим формулам тормозного излучения [13], связанный со спецификой эксперимента на встречных пучках. Например, следует учитывать релятивистскую поправку на движение ионов, неравномерное по плотности распределение ионов остаточного газа в накопителе и др. Эти эффекты изучались, в частности в [14].

Для практической реализации монитора светимости в ИЯИ РАН был изготовлен прототип на основе ПЗС-камеры. Его схема и внешний вид показаны на рис. 6.



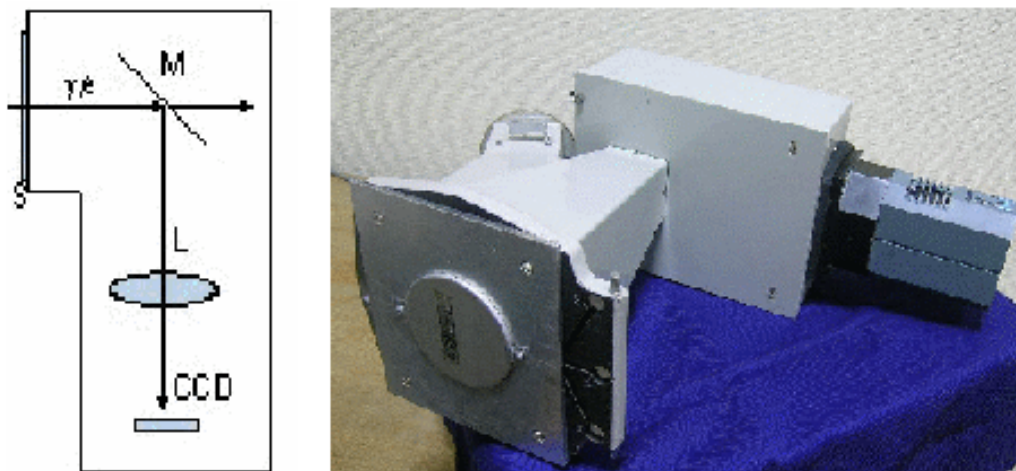


Рис. 5. Угловое распределение (1) и спектр тормозного излучения (2) от ионов Ag с энергией 700 МэВ/с для электронов с энергией 500 МэВ без учета экранирования (сплошные линии) и с учетом экранирования (пунктир).

Ядро	Число ионов в сгустке	Светимость ( $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	Эффект (кГц)	Фон от остаточного газа (кГц)
$^{238}\text{U}^{92+}$	$0.9 \times 10^7$	$1.0 \times 10^{28}$	1170	31
$^{56}\text{Ni}^{28+}$	$2.8 \times 10^7$	$3.3 \times 10^{28}$	396	32
$^{69}\text{Ni}^{28+}$	$2.8 \times 10^7$	$2.4 \times 10^{28}$	288	24
$^{71}\text{Ni}^{28+}$	$6.6 \times 10^6$	$1.1 \times 10^{27}$	13.2	4.7
$^{104}\text{Sn}^{50+}$	$6.0 \times 10^5$	$7.0 \times 10^{26}$	25.6	32
$^{132}\text{Sn}^{50+}$	$1.6 \times 10^7$	$1.8 \times 10^{28}$	657	31
$^{133}\text{Sn}^{50+}$	$2.1 \times 10^6$	$1.8 \times 10^{26}$	6.57	2.4

Таблица 3. Выход гамма-квантов тормозного излучения (порог 100 МэВ) от ускоренных ионов пучка и остаточного газа в накопителе с учетом экранирования. Электрический заряд ионов указан в левом столбце.

### 3. Заключение

Все указанные выше проекты находятся в процессе развития. Точные сроки запуска установок пока не определены. Для проектов, которые могли бы быть реализованы в России, следует отметить возможность развития проекта NICA на базе нуклотрона ОИЯИ в Дубне. Проект e-NICA мог бы занять свою полноценную и достаточно самостоятельную нишу в общей программе исследований электромагнитных взаимодействий ядер, потому что на сегодняшний день имеются предложения только на область сверхвысоких энергий (e-RHIC, DESY) или на области низких энергий (внутренние мишени на установках SCRIT, VEPP-3), а на область энергий порядка нескольких ГэВ/п других предложений практически нет. Между тем именно эта область является особенно мотивированной как с точки зрения возможности изучения свойств нестабильных ядер, так и многих проблем релятивистской ядерной физики, о которых говорилось выше. При этом следует учитывать, что по времени имеются определенные преимущества перед другими проектами, чтобы успеть занять лидирующие позиции.

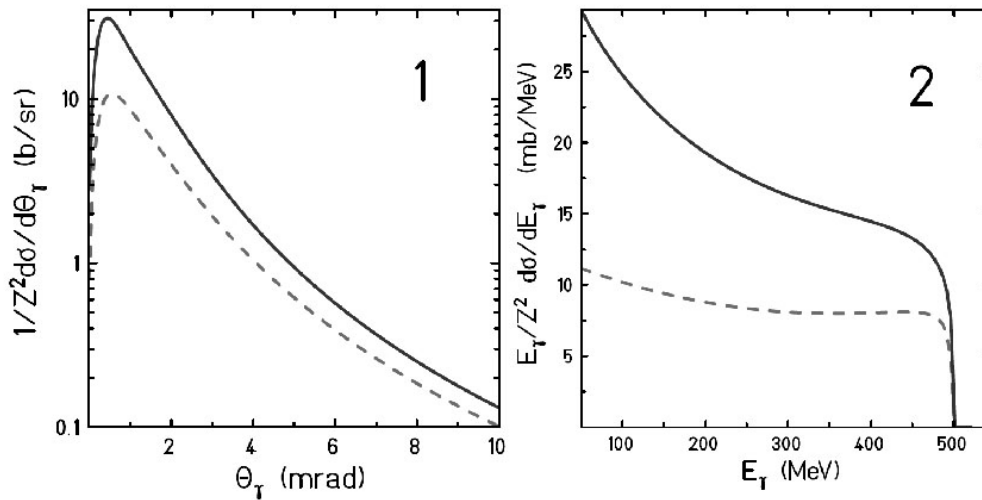


Рис. 6. Схема и прототип монитора светимости: S - сцинтилляционный экран, М - зеркало, L - объектив, CCD - ПЗС-камера.

## Литература

- [1] Collaboration ELISe. NIM A (2011) D-09-00758R3.
- [2] T. Suda et al. Phys.Rev.Lett.102:102501,2009.
- [3] V.F. Dmitriev e.a. Nucl.Phys. A663 (2000) 1099c.
- [4] <http://quark.phy.bnl.gov/raju/eRHIC.html>
- [5] [http://www.desy.de/research/facilities/hera\\_experiments/index\\_eng.html](http://www.desy.de/research/facilities/hera_experiments/index_eng.html)
- [6] А.А. Казаков и др. Письма в ЖЭТФ, 40 (1984), 1271-1274.
- [7] <http://becquerel.lhe.jinr.ru/> и <http://becquerel.jinr.ru>
- [8] I.M. Pchenichnov. Proceedings of the X Int. Seminar EMIN-2004, Moscow, p. 234-243.
- [9] ELI Extreme Light Infrastructure: <http://www.laserlab-europe.net>
- [10] I.A. Koop et al. Private communication. BINP (2000), Novosibirsk.
- [11] А.С. Игнатов и др. Годовой отчет ИЯИ РАН, (2006) 6 стр.
- [12] В.Ф. Андреев и др. Препринт ФИАН 60 (1997) 24 стр.
- [13] L.I. Schiff. Phys.Rev. 83 (1951) 252-253.
- [14] Е.В. Кремянская и др. Труды 2-й Байкальской школы по фундаментальной физике, ред. Ю.Н. Денисюка, Изд. Иркутского гос. университета (1999).

# Сверхпроводящие ускоряющие структуры

*В.Г. Куракин\** (ФИАН)

(статья поступила 17 июня 2011 г.)

## Введение

В текущем 2011 году исполняется 100 лет со дня открытия голландским физиком Камерлинг-Оннесом явления сверхпроводимости [1]. Эффект потери электрического сопротивления при низкой температуре сначала был обнаружен для ртути, а впоследствии и для других металлов и сложных соединений. Наиболее продуктивным в исследовании и применении сверхпроводников стала вторая половина прошлого века, когда появилась первая квантовая феноменологическая (В.Л. Гинзбург, Л.Д. Ландау) [2], а несколько позже и микроскопическая (Бардин, Купер, Шриффер) теория сверхпроводимости (теория БКШ) [3], а сверхпроводящие материалы стали широко использоваться в технике. Были синтезированы материалы, переходящие в сверхпроводящее состояние при азотных температурах. Интенсивные исследования ведутся по синтезу материалов, обладающих сверхпроводимостью при комнатных (300 К) температурах.

Имеется обширная литература по всем аспектам исследования и применения сверхпроводников и приборов на основе сверхпроводников, в том числе и на русском языке. Тем не менее, существует пробел в публикациях на русском языке такой важной области практического использования сверхпроводимости, как сверхпроводящие высокочастотные резонаторы для ускорителей заряженных частиц. Материал изданной в СССР монографии [4] не отражает тот существенный прогресс, который был достигнут в мире за последние 30 лет. Понятна и причина данного положения дел – исследования в России по данному направлению практически заглохли, так и не выйдя на существующий в мире уровень.

В конце 1980-х годов прошлого века автор был вовлечен в проект по созданию в СССР (ФИАН, ИЯИ) электронного рециркулятора на основе сверхпроводящих резонаторов и в течение нескольких лет работал в лаборатории проф. Г. Пиля в Вуппертальском университете (ФРГ), где приобрёл некоторый опыт в исследовании сверхпроводящих резонаторов для ускорителей. Период зарубежной командировки совпал с интенсивными исследованиями и разработками по созданию прототипа ускоряющей структуры с высоким градиентом ускоряющего поля для проекта TESLA [5] (TeV Energy Superconducting Energy Accelerator) – линейного электрон-позитронного коллайдера на энергию 1 ТэВ в системе центра масс. Интерес к проблеме не угас и впоследствии – по мере возможности автор отслеживает активность в данной области и в настоящее время. Цель настоящей публикации – дать краткое описание состояния данной области исследований и разработок, остановившись на наиболее важных аспектах проблемы, что в какой-то мере поможет пробудить интерес к данному вопросу начинающих исследователей.

## Ускоряющие резонаторы

В резонансном ускорителе высокочастотный резонатор является тем элементом, после пролёта которого заряженная частица увеличивает свою энергию. Не вдаваясь в детали, отметим, что принцип резонансного ускорения позволяет получать заряженные частицы практически любых энергий. Для ускорения используется переменное электромагнитное поле, при этом заряженная частица вне зависимости от типа ускорителя (циклического с

---

\*E-mail: kurakin@pluton.lpi.troitsk.ru

замкнутыми или почти замкнутыми траекториями, или линейного с прямолинейными траекториями ускоряемых частиц) на участках взаимодействия с этим полем систематически наращивает свою энергию. Резонатор позволяет локализовать поле в заданном объеме. Он описывается рядом параметров. Эффективность накопления энергии характеризуется добротностью  $Q$ , а эффективность использования мощности для ускорения – шунтовым импедансом  $R$ , которые определяются следующими соотношениями:

$$Q = \omega \frac{W}{P}, \quad R = \frac{U^2}{P}, \quad (1)$$

где  $W$  – запасённая в резонаторе энергия электромагнитного поля,  $\omega$  – собственная (циклическая) частота резонатора,  $P$  – мощность, рассеиваемая в стенках резонатора,  $U$  – выраженная в единицах напряжения максимальная энергия, приобретаемая заряженной частицей при пролёте резонатора. Запасённая в резонаторе энергия определяется структурой электромагнитного поля, а также геометрическими размерами и формой резонатора, а мощность потерь – величиной тангенциальной составляющей  $H_\tau$  магнитного поля на поверхности резонатора и активной частью  $R_s$  поверхностного импеданса  $Z_s$ :

$$W = \frac{\mu_0}{2} \int_V H_{\max}^2 dV, \quad P = \frac{1}{2} R_s \int_S H_\tau^2 dS, \quad R_s = \operatorname{Re} Z_s, \quad E_\tau = Z_s H_\tau. \quad (2)$$

Здесь  $H_{\max}$  – амплитуда высокочастотного магнитного поля, интегрирование ведётся соответственно по объёму  $V$  и поверхности  $S$  резонатора. Поверхностное сопротивление зависит от частоты  $\omega$  и проводимости  $\sigma$  материала стенок [6]:

$$R_s = \sqrt{\frac{\omega\mu_0}{2\sigma}} = \frac{1}{\sigma\delta}, \quad \delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu_0\sigma}}, \quad (3)$$

где  $\delta$  – глубина проникновения поля в проводник (толщина скин-слоя).

Для последующих оценок полезно вычислить введённые выше параметры для простейшей электродинамической системы – цилиндрического резонатора с радиусом кругового цилиндра  $a$  и длины  $L$ , возбуждаемого на основной моде  $E_{010}$ , отличные от нуля компоненты поля которой имеют вид

$$E_z = E J_0\left(\frac{\nu_{01}}{a} r\right) \exp(i\omega t), \quad H_\phi = -i \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E J_0'\left(\frac{\nu_{01}}{a} r\right) \exp(i\omega t) = i \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E J_1\left(\frac{\nu_{01}}{a} r\right) \exp(i\omega t). \quad (4)$$

Для данной моды запасённая в резонаторе энергия, мощность потерь в стенках и собственная добротность равны

$$\begin{aligned} W &= \int_0^L dz \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^a \epsilon_0 E^2 J_0^2\left(\frac{\nu_{01}}{a} r\right) r dr \\ &= \pi \epsilon_0 E^2 L \int_0^a J_0^2\left(\frac{\nu_{01}}{a} r\right) r dr = \frac{\pi \epsilon_0 a^2}{2} E^2 L J_1^2(\nu_{01}), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} P &= \frac{1}{2} R_s \left( 2 \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^a H_\phi^2 r dr \right) + \frac{1}{2} R_s \int_0^L dz \int_0^{2\pi} H_\phi^2(a) a d\phi \\ &= \frac{\pi \epsilon_0}{\mu_0} R_s E^2 \left( J_1^2(\nu_{01}) a L + 2 \int_0^a J_1^2\left(\frac{\nu_{01}}{a} r\right) r dr \right) \\ &= \frac{\pi a \epsilon_0}{\mu_0} R_s E^2 (a + L) J_1^2(\nu_{01}), \quad Q = \frac{La}{\delta(L + a)}. \end{aligned} \quad (6)$$

Согласно данному выше определению выраженная в вольтах энергия частицы, движущейся со скоростью  $\nu$ , после пролёта резонатора равна

$$U(t_0) = \int_0^L E \cos\left(\omega t_0 + \omega \frac{z}{\nu}\right) dz = \frac{\lambda \nu}{\pi c} E \sin\left(\frac{\pi L c}{\lambda \nu}\right) \cos\left(\omega t_0 + \frac{\pi L c}{\lambda \nu}\right) \quad (7)$$

и принимает максимальное значение

$$U = \frac{\lambda \nu}{\pi c} E \sin\left(\frac{\pi L c}{\lambda \nu}\right). \quad (8)$$

Отсюда следует формула для приведённого шунтового импеданса цилиндрического резонатора:

$$\frac{R}{Q} = \frac{U^2}{\omega W} = \frac{2\lambda^2 \nu^2}{\epsilon_0 \omega \pi^3 c^2 a^2 L J_1^2(\nu_{01})} \sin^2\left(\frac{\pi L c}{\lambda \nu}\right). \quad (9)$$

Для релятивистских частиц и при длине резонатора, равной половине длины волны

$$\frac{R}{Q} = \frac{2\lambda^2}{\pi^4 \epsilon_0 c a^2 J_1^2(\nu_{01})} = \frac{8}{\pi^2 \epsilon_0 c \nu_{01}^2 J_1^2(\nu_{01})} \approx 210 \text{ Ом}, \quad (10)$$

где

$$J_1^2(\nu_{01}) = J_1^2(2.405) = 0.27, \quad \lambda = \frac{2\pi a}{\nu_{01}}. \quad (11)$$

Для медного резонатора 10-сантиметрового диапазона  $a = 3.83$  см,  $\sigma = 5.8 \times 10^7 \text{ м}^{-1} \text{ Ом}^{-1}$ ,  $\delta = 1.2$  мкм и добротность  $Q \approx 1.8 \times 10^4$ . Для создания градиента поля 100 кВ/см (прирост энергии  $\sim 300$  кэВ) мощность возбуждения (она же мощность потерь в стенках) составит  $P = U^2/R = (3 \times 10^5)^2 / (200 \times 1.8 \times 10^4) \approx 25$  кВт.

Удобно добротность резонатора выразить через поверхностное сопротивление и так называемый геометрический фактор  $G$ , который не зависит от частоты [4]:

$$Q = \frac{G}{R_s}, \quad G = \omega \mu_0 \frac{\int_V H^2 dV}{\int_S H^2 dS}. \quad (12)$$

Для основной ускоряющей моды 10-сантиметрового медного резонатора

$$\begin{aligned} G &= \frac{\omega \mu_0 2\pi L \int_0^a J_1^2\left(\frac{\nu_{01}}{a} r\right) r dr}{2\pi a L J_1^2(\nu_{01}) + 2\pi \int_0^a J_1^2\left(\frac{\nu_{01}}{a} r\right) r dr} = \frac{0.5 \omega \mu_0 a^2 L J_1^2(\nu_{01})}{a L J_1^2(\nu_{01}) + a^2 J_1^2(\nu_{01})} \\ &= \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{0.5 \nu_{01} L}{\frac{\lambda \nu_{01}}{2\pi} + L} \approx 256 \text{ Ом}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$R_s = \frac{1}{\sigma \delta} = \frac{1}{5.8 \times 10^7} \times \frac{10^6}{1.2} = 14.4 \text{ мОм}. \quad (14)$$

Линейный резонансный ускоритель представляет собой цепочку резонаторов, объединённых в модули до нескольких десятков резонаторов (ячеек), причем каждый такой модуль (ускоряющая структура) запитывается обычно от одного источника свч мощности. Резонаторы в отдельном модуле связаны между собой электрической или магнитной связью. В целом такую систему из  $N$  связанных резонаторов следует рассматривать как сложный резонатор, структура поля которого в каждой ячейке близка к структуре поля отдельного несвязанного резонатора и который имеет  $N$  резонансных частот  $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_N$ . Сдвиг

фаз между полями в ячейках для каждой моды равен  $\phi = \frac{n\pi}{N-1}$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots, N-1$ . В системах на стоячей волне, которые мы и рассматриваем, по ряду причин выбирается так называемая  $\pi$  мода. При данном типе колебаний поля в соседних ячейках возбуждаются в противофазе, и при длине отдельной ячейки, равной половине длины волны, частица “видит” поле в каждой ячейке в одной и той же фазе. Простые рассуждения показывают, что шунтовой импеданс ускоряющей структуры на  $\pi$ -моды приблизительно равен  $R_{\text{стр}} \approx NR$ . Действительно, при том же поле рассеиваемая в структуре мощность увеличивается в  $N$  раз, в этом же отношении увеличивается прирост энергии и, как следует из (1), в  $N$  раз увеличивается и шунтовой импеданс.

При выборе ускоряющей структуры руководствуются не только соображениями оптимального ускорения, но также принимают во внимание степень подавления высших типов колебаний, особенно дипольных мод, ответственных за возникновение поперечной неустойчивости ускоряемых частиц. Рассмотрим на качественном уровне, как это происходит.

В цилиндрическом резонаторе низшая дипольная мода  $TM_{110}$  имеет следующие отличные от нуля компоненты поля:

$$E_z = EJ_1\left(\frac{\nu_{11}}{a}r\right) \cos \phi, \quad H_r = -i\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{a}{\nu_{11}} J_1\left(\frac{\nu_{11}}{a}r\right) \sin \phi, \quad H_\phi = -iE\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} J_1'\left(\frac{\nu_{11}}{a}r\right) \cos \phi. \quad (15)$$

Картина поля для такой моды представлена на рис. 1. Движущаяся строго по оси заряженная частица не возбуждает эту моду, поскольку электрическое поле на оси равно нулю, однако получает импульс в поперечном направлении, так как магнитное поле на оси отлично от нуля.

Известны три механизма взаимодействия ускоряемых частиц с дипольными модами в резонаторе, которые приводят к возникновению регенеративной, рециркуляторной и кумулятивной неустойчивостей. Механизм регенеративной неустойчивости заключается в возникновении положительной обратной связи между пучком и дипольной электрической модой в пределах одной секции ускоряющей структуры. В приосевой области поле дипольной моды (15) имеет вид

$$E_z = Ekx \cos(\omega t + \psi), \quad B_y = \frac{E}{c} \sin(\omega t + \psi). \quad (16)$$

Интегрируя уравнение движения отдельной частицы  $\dot{p}_x = -ecB_y$  с учетом (16), получим

$$x = \frac{eE}{m\gamma\omega} \left[ \frac{\sin(\omega t + \psi) - \sin \psi}{\omega} - t \cos \psi \right], \quad (17)$$

где  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  – релятивистский фактор. При выводе (17) предполагалось, что начальный поперечный импульс и начальное смещение заряда от оси равны нулю, т.е. частица “идеально” влетает в резонатор.

Энергия, переданная полю несимметричной волны одной частицей, определяется интегралом

$$W = - \int_0^L eE_z dz. \quad (18)$$

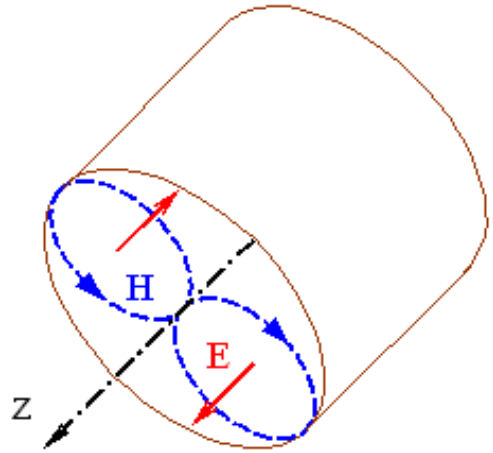


Рис. 1. Картина силовых линий моды  $TM_{110}$  в цилиндрическом резонаторе.

Интегрирование и усреднение по фазам влета частицы в резонатор дают выражение для мощности, идущей на возбуждение дипольной моды:

$$P = \frac{JeE^2}{m\gamma\omega^2} \left( \frac{kL}{2} \sin kL + \cos kL - 1 \right). \quad (19)$$

Приравнивая эту мощность величине потерь дипольной моды в резонаторе, получим выражение для порогового тока неустойчивости:

$$J_{\text{пор}} = \frac{\pi\epsilon_0 m\gamma\omega^3 L}{2Qe \left( \frac{kL}{2} \sin kL + \cos kL - 1 \right)} \int_0^a J_1^2 \left( \frac{\nu_{11}}{a} r \right) r dr. \quad (20)$$

Из последней формулы следует, что при  $kL > 2\pi$  выражение (20) может принимать положительные значения, свидетельствующие о процессе генерации в резонаторе несимметричной моды.

В многосекционном линейном ускорителе может иметь место кумулятивный механизм взаимодействия поля и пучка – первоначальное смещение нарастает во времени и по длине ускорителя, однако неустойчивость развивается при любом токе пучка. В рециркуляторе механизм аналогичен расфокусированной выше регенеративной неустойчивости, но может усиливаться наличием пучков последующих проходов через резонатор.

## Поверхностный импеданс проводника и сверхпроводника

Согласно теоретическим представлениям [6] удельное сопротивление идеального металла (без примесей и дефектов кристаллической решётки) зависит от температуры по закону (формула Блоха-Грюнайзена)

$$\rho_{\text{ид}} = \frac{kT^5}{M\theta^6} \int_0^{\theta/T} \frac{\xi^5 d\xi}{(e^\xi - 1)(1 - e^{-\xi})}, \quad (21)$$

где  $\theta$  – температура Дебая (347 К для меди, 276 К для ниобия). Вычисления по данной формуле дают увеличение проводимости меди примерно в  $6 \times 10^6$  раз при температуре жидкого гелия по сравнению с комнатной. Благодаря скин-эффекту уменьшение потерь на высоких частотах следует ожидать в корень квадратный раз из приведённой величины, т.е. примерно на три порядка, что уже позволяет снизить потери до приемлемой величины при достаточно высоких (предпробойных) ускоряющих градиентах при непрерывном режиме работы. Однако реально выигрыш составляет меньше 10, и причина этого в аномальном скин-эффекте, который наступает далеко от гелиевых температур.

Из микроскопической теории сверхпроводимости следует, что при температуре ниже критической часть электронов проводимости благодаря взаимодействию с фононами образуют пары, причём энергия спаривания при  $T < T_c/2$  слабо зависит от температуры и равна  $\Delta \approx \alpha kT_c$ , где  $\alpha = 1.76$ ,  $k = 1.38 \times 10^{-23}$  дж · град<sup>-1</sup> – постоянная Больцмана. Потери высокочастотной мощности обусловлены неспаренными электронами, и вычисления на основе простой модели двух жидкостей дают квадратичную зависимость этих потерь от частоты. Как показывают вычисления по теории БКШ, квадратичная зависимость сменяется более слабой зависимостью при приближении к порогу ионизации (разрушения пар). Для частот меньших 10 ГГц имеет место эмпирическая формула [7]

$$R_s = A \frac{\omega^2}{T} \exp \left( -\alpha \frac{T_c}{T} \right) + R_{\text{ост.}} \quad (22)$$

Здесь  $A$  – постоянная, зависящая от материала,  $R_{\text{ост}}$  – так называемое остаточное сопротивление, не зависящее от температуры. Чтобы иметь реперную точку, укажем, что при 3 ГГц и 4.2 К  $R_{\text{ост}} \approx 2.5 \times 10^{-6}$  Ом для ниобия ( $T_c = 9.25$  К). Экспериментальное значение  $\alpha$  для частот ниже 10 ГГц равно примерно 1.85.

Приведённых данных достаточно, чтобы оценить добротность и мощность высокочастотных потерь сверхпроводящего резонатора. Вычисления для 10-сантиметрового цилиндрического резонатора дают при температуре кипения гелия

$$Q = \frac{G}{R_s} = \frac{256}{2.5 \times 10^{-6}} \approx 10^8 \quad (T = 4.2 \text{ К}), \quad P = \frac{(3 \times 10^5)^2}{200 \times 10^8} \approx 4.5 \text{ Вт}, \quad (23)$$

а для температуры 2 К

$$R_s(2 \text{ К}) = \frac{4.2}{2} \exp \left[ -\alpha T_c \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{4.2} \right) \right] R_s(4.2 \text{ К}) \approx 6 \times 10^{-8} \text{ Ом}, \quad (24)$$

$$Q = \frac{256}{6 \times 10^{-8}} \approx 4.3 \times 10^9, \quad P \approx 0.1 \text{ Вт}. \quad (25)$$

В данных примерах следует учитывать, что выделяемое в резонаторах тепло необходимо снимать при низких температурах. С учетом кпд идеального холодильника, равного  $T/(T_{\text{комн}} - T)$ , и кпд реальной системы охлаждения последнее значение для выделяемой в резонаторе мощности нужно умножить на 300–500, что даёт значение  $\approx 30$ –50 Вт для мощности системы охлаждения при комнатной температуре, что на несколько порядков меньше мощности, выделяемой в теплом медном резонаторе.

## Ограничения, налагаемые на величину ускоряющего градиента свойствами сверхпроводника

Сверхпроводимость разрушается не только нагреванием образца, но и помещением его в магнитное поле [8, 9]. Поле, выше которого сверхпроводник переходит в нормальное состояние, называется критическим. Его зависимость от температуры хорошо описывается эмпирической формулой

$$H_c(T) = H_c(0)[1 - (T/T_c)^2]. \quad (26)$$

Отмеченный переход, являясь фазовым переходом первого рода, требует определенного количества тепла, поэтому сверхпроводник при превышении критического поля может некоторое время оставаться в сверхпроводящем метастабильном – перегретом – состоянии. Время формирования нормальной фазы порядка микросекунд, в то время как характерное время изменения вч полей в резонаторах ускорителей на несколько порядков меньше. Амплитуда магнитного вч поля  $H_{\text{sh}}$ , которое разрушает сверхпроводящее состояние, может быть выше критического поля. Для свинца  $H_c = 80$  мТ,  $H_{\text{sh}}(0) = 105$  мТ, для ниобия  $H_c = 200$  мТ,  $H_{\text{sh}}(0) = 240$  мТ. В цилиндрическом резонаторе отношение максимального магнитного поля на поверхности резонатора к максимальному электрическому полю равно, как это следует из (4),

$$\frac{H_{\text{max}}}{E_{\text{max}}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} J_{1\text{max}} \approx \frac{0.58}{120\pi} \text{ (Т/В/м)}. \quad (27)$$

Для резонаторов ускорителей удобнее оперировать не с ускоряющим полем, а ускоряющим градиентом  $E_a$ , который определяется как отношение выраженного в единицах



напряжения максимального прироста энергии частицы к длине резонатора. Для резонатора, длина которого равна половине длины волны, отношение максимального магнитного поля к величине соответствующего ускоряющего градиента

$$\frac{H_{\max}}{E_a} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{\pi}{2} J_{1\max} \approx \frac{0.58}{240} \approx 2.4 \text{ (мТ/МВ/м)}. \quad (28)$$

## Ограничение поля в реальных резонаторах

### 1. Резонансное размножение вторичных электронов

Уже в первых сверхпроводящих резонаторах проявлялся эффект ограничения поля на сравнительно низком (2-3 МВ/м) уровне. При увеличении вводимой в резонатор вч мощности амплитуда поля оставалась постоянной. Дальнейшие исследования показали, что эффект насыщения поля связан с резонансным размножением электронов вторичной эмиссии на цилиндрической поверхности в области сопряжения ее с поверхностью диафрагмы.

Первые сверхпроводящие ускоряющие структуры для ускорения электронов сильно напоминали диафрагмированные волноводы электронных резонансных ускорителей. Несмотря на то, что поля в таких структурах почти на порядок уступали полям теплых структур, сверхпроводящие резонаторы получили распространение в линейных резонансных ускорителях, электронных накопителях и электрон-позитронных коллайдерах, поскольку обеспечивали непрерывный режим работы ускорителей. В результате компьютерных расчётов, выполненных в Стэнфорде, а позже и в Вуппертале (ФРГ) были установлены основные закономерности резонансного размножения электронов в резонаторе – электронного мультипактора (electron multipacting).

Физическая картина мультипактора примерно следующая. Если нормальная составляющая вч электрического поля у поверхности отлична от нуля, эмитированный электрон ускоряется в этом поле и, заворачиваясь тангенциальным магнитным полем, возвращается снова на поверхность. Если коэффициент вторичной эмиссии больше единицы, а движение электронов устойчиво (электроны движутся в ограниченной области пространства), размножение электронов приводит к поглощению вч мощности. Было показано [7], что мультипактор имеет место, если выполнено резонансное условие

$$B_s = \epsilon_1 \frac{m\omega}{pe}, \quad \epsilon_1 = 0.64 \pm 0.08. \quad (29)$$

Записанное выше условие является необходимым, но недостаточным. Для высвобождения с поверхности резонатора вторичных электронов необходимо, чтобы энергия возвращающихся на поверхность электронов, равная согласно моделированию

$$T = \epsilon_2 \frac{e^2 E_{\perp}^2}{2m\omega^2}, \quad \epsilon_2 = 4 \pm 1, \quad (30)$$

была больше определённого порога, зависящего от материала и состояния поверхности, равного примерно несколько десятков электрон-вольт.

Революционным шагом в преодолении мультипактора был отказ от традиционной формы резонаторов, принятых в тёплых структурах, и переход к резонаторам сферической и эллиптической формы. Здесь также имеется резонансный механизм выбивания вторичных электронов, однако, как показали эксперименты, лавинообразный механизм размножения электронов не наблюдается. В экспериментах с такими резонаторами были получены поля, в несколько раз превышающие порог, диктуемый формулой (29).

Дальнейшие расчёты, выполненные в Вупшертале, объяснили причину эффекта. Траектории вторичных электронов не группируются в какой-то одной области, а “сносятся” к экваториальной части резонатора, где нормальная составляющая электрического поля равна нулю. Начиная с конца 1970-х годов для ускорения релятивистских частиц используются только резонаторы сферической или эллиптической формы (рис. 2).

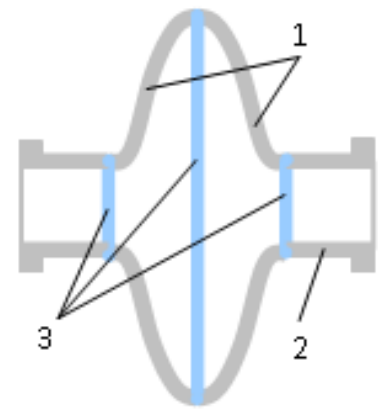


Рис. 2. Сверхпроводящий резонатор: 1 – получашка, 2 – трубка дрейфа, 3 – сварной шов.

## 2. Тепловой пробой

В тепловых явлениях с выделением тепла может иметь место следующий механизм. Предположим, что в каком-то объёме пространства имеется источник тепловой энергии, причём выделение энергии зависит от температуры. Простейший пример – проволока, по которой течёт электрический ток. При случайном повышении температуры в какой-то точке возникнут два конкурирующих процесса. Конечная теплопроводность среды стремится рассосать флуктуацию, в то же время повышение температуры приводит к дальнейшему росту флуктуации. В примере с проволокой повышение температуры приведёт к локальному повышению сопротивления и, если ток в цепи поддерживается постоянным, к повышению выделения тепла и повышению температуры по этой причине. Данная положительная обратная связь при превышении определённого порога может привести к лавинообразному локальному разогреву. Описанный механизм часто является причиной перегорания спиралей нагревательных приборов.

Подобная неустойчивость может наблюдаться и в сверхпроводящих резонаторах [10-12]. В резонаторе имеют место потери вч мощности, обусловленные конечным поверхностным сопротивлением. При случайной флуктуации (повышении) температуры сверхпроводящей поверхности произойдет увеличение поверхностного сопротивления и, следовательно, дальнейшее увеличение температуры. Другой конкурирующий процесс – теплоотвод выделяемой мощности в гелиевую среду, эффективность которого зависит от коэффициента теплопроводности стенок резонатора. Здесь имеет место положительная обратная связь, которая может привести к лавинообразному разогреванию резонатора и разрушению сверхпроводимости (глобальный тепловой пробой, global quench).

Разогрев резонатора с последующим разрушением сверхпроводимости может иметь место локально из-за дефекта (инородного вкрапления) на его внутренней поверхности. Выделяемая в инородном вкраплении вч мощность разогревает окружающий сверхпроводник, и в конце-концов он локально переходит в нормально-проводящее состояние с последующим лавинообразным переходом всего резонатора в нормальное состояние. При этом не происходит необратимых процессов – падение добротности приводит к отражению вч мощности от резонатора, резкому падению мощности рассеяния и восстановлению сверхпроводящего состояния. Имеет место релаксационный процесс падения и восстановления поля в резонаторе.

Оценки для нормально проводящего вкрапления, имеющего форму полусферы, обращенной в глубину материала стенки, приводят к следующему выражению для максимального поля [13]:

$$H_{\max} = \sqrt{4(T_c - T_{\text{He}})\lambda / (R_n r_0)}, \quad (31)$$

где  $T_c$ ,  $T_{\text{He}}$  – критическая температура сверхпроводника и температура гелиевой ванны,  $\lambda$

– теплопроводность материала стенки,  $R_n$ ,  $r_0$  – поверхностное сопротивление вкрапления и его радиус. Подставляя в формулу значения  $\lambda = 10$  Вт/мК,  $T_c = 9.25$  К,  $T_{He} = 1.8$  К,  $R_n = 12$  мОм,  $r_0 = 10^{-4}$  м, получим для индукции магнитного поля  $B_{max} = \mu_0 H_{max} \approx 20$  мТ, что для эллиптического резонатора соответствует ускоряющему градиенту примерно 5 МВ/м в согласии с результатами, получаемыми для резонаторов, изготовленных из ниобия с  $RRR < 50$ .

Для сдвига порога теплового пробоя в сторону больших ускоряющих градиентов необходимо повышать теплопроводность сверхпроводника или подложки сверхпроводника, если используется резонатор с напылением пленки сверхпроводящего материала. Проводимость и теплопроводность идеального (без примесей) проводника увеличивается при снижении температуры согласно приведённой выше формуле Блоха (21). Примеси в значительной степени нарушают данную закономерность, и при низких температурах значения проводимости и теплопроводности могут на несколько порядков ухудшать теплопроводность. Для характеристики чистоты металла используют так называемое отношение остаточного сопротивления RRR (residual resistance ratio), определяемое как отношение проводимости при комнатной температуре к проводимости нормально проводящей фазы при температуре жидкого гелия. Если металл является сверхпроводником при температуре жидкого гелия, сверхпроводимость разрушают наложением внешнего магнитного поля.

Была разработана технология очищения ниобия от примесей, прежде всего кислорода, уже изготовленных резонаторов. Это достигается высокотемпературным отжигом в вакуумной печи в присутствии паров титана. Плёнка титана оседает на поверхности резонатора, а диффундирующий из глубины металла кислород связывается этой плёнкой и впоследствии удаляется в процессе химической полировки. В 80-х годах прошлого столетия метод успешно использовался во многих лабораториях и дал свои результаты, отодвинув порог теплового пробоя в область ускоряющих градиентов более 20 МВ/м.

В настоящее время для сверхпроводящих резонаторов повсеместно используется ниобий высокой чистоты с RRR равным или большим 300, и таким образом отпадает необходимость высокотемпературного отжига.

### 3. Автоэлектронная эмиссия

Автоэлектронная эмиссия в сверхпроводящих резонаторах ускорителей наиболее часто ограничивает максимально достижимые поля. Она возникает при полях примерно на два порядка меньших, чем это предсказывается формулой Фаулера-Нордхейма, и поэтому часто в англоязычной литературе называется повышенной (усиленной) автоэмиссией (enhanced field emission):

$$j \approx 1.4 \cdot 10^{-6} \frac{E^2}{\varphi} \exp \left( 10.11 \varphi^{-0.5} - 6.49 \cdot 10^7 \frac{\varphi^{1.5}}{E} \right). \quad (32)$$

Здесь плотность тока  $j$  измеряется в А/см<sup>2</sup>, напряжённость электрического поля  $E$  – в В/см, работа выхода  $\varphi$  – в вольтах (для ниобия  $\varphi = 4.5$  В).

Опыты с образцами ниобия показывают, что электроны эмитируют из отдельных точек поверхности. Снятие температурной карты поверхности резонатора также свидетельствуют о точечном характере автоэлектронной эмиссии. Поскольку автоэлектронная эмиссия сопровождается разогревом участков поверхности сверхпроводника, она может инициировать тепловой пробой. Экспериментальные и теоретические исследования автоэмиссии в сверхпроводящих резонаторах продолжают до настоящего времени, однако механизм усиленного характера этого явления до конца не установлен.

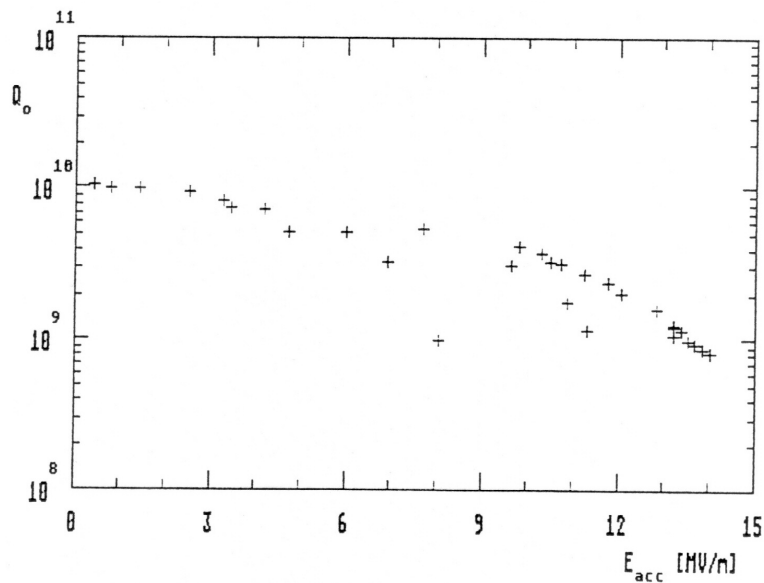


Рис. 3. Зависимость добротности резонатора от величины ускоряющего градиента.

Как показывают измерения на стенде, возникшую автоэмиссию не удаётся подавить, однако можно несколько сдвинуть в область более высоких полей. По мере повышения вводимой в резонатор мощности и появления эмитирующих центров последние могут разрушаться. Однако при достаточно больших полях взрывной характер разрушения эмиттера может приводить к появлению новых центров, в конечном итоге сводящих почти на нет процесс тренировки.

На рис. 3 представлены результаты стендовых измерений 10-сантиметрового резонатора из ниобия высокой чистоты ( $RRR = 300$ ), которые свидетельствуют как раз об эффекте тренировки резонатора вч мощностью. Несколько ветвей зависимости собственной добротности от величины ускоряющего градиента хорошо демонстрируют описанный процесс разрушения эмитирующих центров.

## Сверхпроводящие ускоряющие структуры с высоким темпом ускорения

Преодоление мультифакторного механизма ограничения поля путем перехода к резонаторам эллиптической формы открыло, как показала вся дальнейшая история сверхпроводящих ускоряющих структур, широкие возможности по пути прогресса по достижению предельных полей, определяемых фундаментальными свойствами сверхпроводников. К концу 1980-х, когда был установлен рекорд на уровне 30 МВ/м в резонаторе с одной ячейкой, пришло понимание, что сверхпроводящие структуры не только хорошая альтернатива теплым структурам в области получения непрерывных прецизионных пучков заряженных частиц высоких энергий, но и серьезный конкурент в области генерации высоких ускоряющих полей.

Присущая кольцевым электрон-позитронным коллайдерам ограниченность, а именно, большие потери энергии накопленных частиц на синхротронное излучение, привела к линейной схеме реализации встречных соударений, где электроны и позитроны приобретают энергию в линейных ускорителях [14, 15]. Очевидно, что масштабы установки, а следовательно и затраты на сооружение и эксплуатацию пропорциональны полной длине ускорителя, и единственный способ уменьшить линейные размеры это использовать максимально

возможные ускоряющие градиенты. Градиент в 100 МВ/м представляется на сегодняшний день рабочим, но уже давно остро стоит проблема СВЧ-генератора для создания такого градиента – необходимо иметь мощность в несколько сотен МВт на один прибор, и данная задача оказалась весьма сложной. Во второй половине 1980-х в США был предложен сверхпроводящий электрон-позитронный коллайдер как альтернативна коллайдеру на тёплых структурах [5]. Проект TESLA (TeV Energy Superconducting Linear Accelerator) предполагал, что основными элементами ускорителей коллайдера будут сверхпроводящие резонаторы с градиентом поля не ниже 25 МВ/м. Казавшаяся в то время амбициозная задача – создание многорезонаторных структуры с таким градиентом поля – была успешно решена в результате реализации в DESY (Гамбург, ФРГ) проекта TTF (Tesla Test Facility), являющегося, по существу, стадией R&D (Research and Development) всего проекта. Основные параметры резонатора сведены в таблицу 1, а сам он схематично изображён на рис. 4.

Резонансная частота МГц	1300
Число ячеек	9
Шунтовой импеданс $R/Q = V_{ac}^2 / (P_{dis} Q)$ (кОм)	1
Добротность $Q$ при 2.0 К	$> 5 \cdot 10^9$
Ускоряющий градиент (МВ/м)	$> 25$
Внутренний диаметр $d$ (мм)	70
Наружный диаметр $D$ (мм)	206.6
Длина $L$ (мм)	1038

Таблица 1. Основные параметры резонатора TESLA.

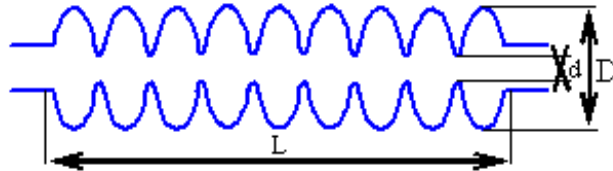


Рис. 4. Схематический вид резонатора TESLA.

Упомянутый резонатор типа TESLA стал по существу стандартом де-факто практически для всех реализуемых в мире проектов. Он состоит из 9 ячеек примерно эллиптической формы, усеченных в приосевой области. Соседние ячейки сварены между собой по периметру отверстий, для плавности сопряжений ячеек примыкающие к отверстиям связи участки поверхности резонаторов имеют знак кривизны, противоположный основным поверхностям. Каждая ячейка состоит из двух полуячеек, сваренных по экватору. Применяется сварка электронным пучком в вакууме. Используется тип колебаний  $\pi$ , при котором соседние ячейки возбуждаются в противофазе. За время пролёта зарядом очередной ячейки в ускоряющей фазе тормозящее поле в последующей ячейки изменяет знак на противоположный, и таким образом частица всё время “видит” ускоряющее поле.

Изготавливаются получашки методом глубокого выдавливания (deep drawing) с использованием мягкого пуансона из листового ниобия высокой частоты ( $RRR \geq 300$ ). Перед сваркой и перед использованием резонатор подвергается химической полировке (травле-

ние в смеси трёх кислот – азотной, фтористой, и ортофосфорной – в равной пропорции) и промывке деминерализованной водой высокого давления.

Технология сверхпроводящих резонаторов с высоким градиентом ускоряющего поля освоена к концу прошлого века в США, ФРГ, Японии, успешно развивается в Канаде. Применение электрохимической полировки уже в нынешнем столетии позволило продвигаться к средним градиентам более 30 МВ/м, а в резонаторах с одной ячейкой получают градиенты поля выше 50 МВ/м. Разработчики считают, что градиент 40 МВ/м в скором времени станет рабочим.

Поскольку загрязнение поверхности даже в виде отдельных частиц приводит к ограничению поля (тепловой пробой, автоэмиссия), сборку резонаторов осуществляют в чистой комнате класса не ниже 100 (100 частиц на 1 кубометр воздуха), т.е. обязательной является технология, принятая в микроэлектронной промышленности. При сборке резонатор оснащается элементами подстройки частоты, входными каплерами (устройство ввода вч мощности), каплерами высших мод и т.д. Несколько резонаторов объединяются в один криомодуль, и вся такая сборка помещается в криостат.

## Области применения сверхпроводящих резонаторов

История применения сверхпроводящих резонаторов для ускорения заряженных частиц берёт своё начало в 1965 г., когда в Стэнфорде (США) были ускорены электроны в медном резонаторе, покрытом свинцом. Затем последовали проекты стэнфордского сверхпроводящего рециклотрона и разрезного микротрона Иллинойского университета (MUSL – Microtron Using a Superconducting Linac). В 1975 г. в США впервые был зафиксирован эффект усиления света в ондуляторе электронным пучком из сверхпроводящего ускорителя, что послужило началом стремительного прогресса лазеров на свободных электронах. В этих и последующих применениях сверхпроводящих резонаторов для ускорения заряженных частиц вплоть до 80-х годов прошлого столетия использовались традиционные схемы ускоряющих структур с резкими изломами поверхности резонаторов, что, как отмечалось выше, приводило к возникновению мультипактора и ограничению градиента поля на уровне 2-3 МВ/м.

Вскоре после экспериментального подтверждения отсутствия мультипактора в резонаторах округлой формы появились проекты нового поколения сверхпроводящих ускорителей, из которых следует отметить рециркулятор технического университета Дармштадта и проект СЕВАФ – рециркулятор на 4 ГэВ. Последний является самым крупным из реализованных проектов на основе сверхпроводящих резонаторов.

Последующий прогресс в технике сверхпроводящих связан прежде всего с уже упомянутым проектом TESLA, в рамках этапов которого был достигнут ускоряющий градиент более 30 МВ/м в многоячейстых структурах. Рисунок 5 демонстрирует области настоящего и будущего применения сверхпроводящих резонаторов с высоким градиентом ускоряющего поля.

В небольшой работе трудно осветить все преимущества того или иного применения сверхпроводящих резонаторов, но одно важное достоинство необходимо отметить особо. Низкий уровень вч потерь в стенках сверхпроводящих резонаторов открывает возможность рекуперации энергии электронного пучка, т.е. передачу неиспользованной кинетической энергии пучка вч полю. Таким образом можно существенно поднять КПД всей установки, состоящей собственно из ускорителя и физического прибора, использующего ускоренный пучок. Из отмеченных выше применений это прежде всего относится к лазерам на свободных электронах (ЛСЭ) и источникам света высокой яркости. Последние представляют альтернативу обычным источникам синхротронного излучения, прежде всего



Рис. 5. Области применения сверхпроводящих резонаторов.

– в рентгеновской области. В отличие от накопителя пучок однократно проходит участок магнитного поля, поэтому его эммитанс не успевает значительно деградировать из-за квантовых флуктуаций излучения. В ЛСЭ и источнике света высокой яркости в электромагнитное излучение превращается незначительная энергия электронного пучка, не превышающая нескольких процентов. При рекуперации отработанный пучок снова направляется в ускоритель в тормозящей фазе, теряет основную часть своей энергии в ускорителе и сбрасывается в поглотитель. Электронный КПД описанных приборов определяется соотношением

$$\eta = \frac{W_\gamma}{W_{\text{вч}}^{\text{пот}} + W_{\text{опт}}^{\text{пот}} + W_\gamma + W_{\text{погл}}}, \quad (33)$$

где  $W$  обозначает соответствующую мощность, а индексы  $\gamma$ , вч, опт, погл относятся к излучению лазера, потерям в резонаторах ускорителя, оптического резонатора лазера и в поглотителе пучка. При рекуперации и сверхпроводящем резонаторе все виды потерь можно сделать существенно меньше мощности излучения, приблизив, таким образом, КПД всей установки к единице.

Из наиболее крупных реализованных проектов с использованием сверхпроводящих резонаторов кроме уже упомянутого CEBAF отметим Окриджский нейтронный генератор (США, SNS – Spallation Neutron Source) [16], в котором основная часть протонного линейного ускорителя выполнена по сверхпроводящей технологии. В стадии реализации находится проект Европейского рентгеновского лазера на свободных электронах (European XFEL), электронный линейный ускоритель которого также реализуется на основе резонаторов типа TESLA. И, наконец, наиболее масштабный проект международного электрон-позитронного линейного коллайдера [17] (который, как уже упоминалось в статье, начинался под названием TESLA) находится в стадии рабочего проектирования.

Из Российских проектов отметим источник синхротронного поколения на энергию электронов 6 ГэВ в ИЯФ им. Г.И. Будкера, задуманный по схеме сильноточного электронного рециркулятора с рекуперацией энергии. Группой российских институтов предложен многоцелевой ускорительно-накопительный комплекс на основе сверхпроводящего электронного рециркулятора, который предполагается реализовать в рамках существующей ускорительной инфраструктуры ФИАН в г. Троицке [18, 19]. Особенностью проекта является рекуперация энергии электронного пучка после взаимодействия с мишенью в ядерно-физическом эксперименте. Это позволяет существенно снизить радиационный фон и уменьшить потребление энергии.

## Заключение

За почти полувековую историю своего развития сверхпроводящие резонаторы для ускорителей прошли путь от экзотических устройств до совершенных приборов, во многом определяющих собой облик современных ускорителей и тенденцию их развития. Данные технологии успешно развиваются, в США, Канаде, в странах Европы, Японии, Китае. К сожалению, в данном списке отсутствует Россия, и это обстоятельство в определённой степени является тормозом для продвижения существующих и будущих проектов ускорителей в нашей стране. Чтобы в какой-то мере ликвидировать отставание в данной перспективной области исследований и технологий, в ФИАНе рассматривается концепция поэтапной реализации проекта ускорительно-накопительного комплекса. Представляется разумным на первом этапе, являющегося стадией R&D, осуществить разработку и сооружение ускорителя-рециркулятора на энергию 100-150 МэВ, дополненного ЛСЭ и схемой обратного Комптона, для исследований на электронных и фотонных пучках. Планируется создание стенда для тестирования сверхпроводящих резонаторов и инициирование работ по их технологии в России. Имеются неплохие предпосылки для успеха в этой деятельности – опыт работы со сверхпроводящими резонаторами, материал для их изготовления (листовой ниобий высокой чистоты), неплохой задел в исследовании таких резонаторов. Даже весьма умеренного финансирования вполне достаточно, чтобы присоединиться в течение сравнительно небольшого времени к приведённому выше списку стран с высокой культурой технологий сверхпроводящих резонаторов.

## Литература

- [1] H. Kamerling Onnes. Leiden Comm. 1911, 122b, p. 124.
- [2] В.Л. Гинзбург, Л.Д. Ландау. ЖЭТФ, 1950, 20, 1064.
- [3] Дж. Бардин, Л. Купер, Дж. Шриффер. В сб. Теория сверхпроводимости. Под ред. Н.Н.Боголюбова. М.: И, 1960, с. 103.
- [4] А.Н. Диденко, Л.М. Севрюкова, А.А. Ятис. Сверхпроводящие ускоряющие структуры. Москва, Энергоиздат, 1981. 208 сс.
- [5] D.L. Rubin et al. Superconducting RF Linear Collider. In Proceedings of 1989 Particle Accelerator Conference PAC89, March 20-23, 1989, Chicago, USA, pp. 721-725.
- [6] О.С. Милованов, Н.П. Собенин. Техника сверхвысоких частот. Москва, Атомиздат, 1980. 464 с.
- [7] Физические величины. Справочник под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мейлихова, Москва, Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
- [8] H. Piel. Superconducting Cavities. Proceedings of CERN Accelerator School "Superconductivity in Particle Accelerators", 30 May-3 June 1988, Haus Rissen, Hamburg, Germany. Editor S.Turner, Geneva 1989, pp. 149-196.
- [9] М. Тинкхам. Введение в сверхпроводимость. Перевод с английского под ред. К.К. Лихарева, Москва, Атомиздат, 1980. 311 с.
- [10] В.В. Шмидт Введение в физику сверхпроводников. МЦНМО, Москва, 2000. 398 с.
- [11] V.G. Kurakin. Thermal stability of defect free superconducting cavity. Proc. of the 15th International Conf. on High Energy Accelerators, July 20-24, 1992, Hamburg, Germany, 745-747



- [12] В.Г. Куракин. О тепловой устойчивости сверхпроводящего резонатора. Труды 13 Совещания по ускорителям заряженных частиц, г.Дубна, 13-15 окт. 1992, 232–235.
- [13] V.G. Kurakin. Thermal Instabilities in Superconducting RF Cavities. Proceedings of the 4th European Particle Accelerator Conference, London 27 June - 1 July, 1994, 2080–2082.
- [14] W. Weingarten. Superconducting cavities – basics. Proceedings of CERN Accelerator School.
- [15] U. Amaldi. A Possible Scheme to obtain  $e^-e^-$  and  $e^+e^-$  collisions at energies of hundreds of GeV. Phys. Lett., Volume 61B, number 3, 29 March 1976, pp. 313–315.
- [16] В.Е. Балакин, Г.И. Будкер, А.Н. Скринский. О возможности создания установок со встречными электрон-позитронными пучками на сверхвысокие энергии. Труды шестого всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 11-13 октября 1978 г., Дубна 1979, с. 27–34.
- [17] S. Henderson. Status of the Spallation Neutron Source: Machine and Science. Proceedings of PAC07, June 25–29, Albuquerque, New Mexico. USA, pp. 7–11.
- [18] International Linear Collider. <http://www.linearcollider.org>
- [19] V.G. Kurakin, G.A. Sokol, V.G. Nedoresov, B.S. Ishkhanov, V.I. Shvedunov. Superconducting RF Electron recirculator for Nuclear Physics Research at Lebedev Physical Institute, in Proceedings of the RuPAC08, Zvenigorod, Russia, September - 2008, pp. 107–109.
- [20] E.G. Bessonov, V.G. Kurakin, A.I. Lvov, G.A. Sokol, V.G. Nedoresov, B.S. Ishkhanov, E.M. Leikin, V.I. Shvedunov, A.I. Malakhov. Superconducting RF Electron Recirculator for Nuclear and Particle Physics Research as Upgrade of the Accelerator Complex of Lebedev Physical Institute in Troitsk. Proceedings of the 12 International Seminar on Electromagnetic Interactions of Nuclei, Moscow, September 17-20, 2009, pp. 110–113.
- [21] <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/>

## Фотогалерея



Директор ФИАН академик Г.А. Месяц открывает IV Черенковские чтения.



Вступительное слово Г.А. Сокола (ФИАН).



Докладывает Д.С. Горбунов (ИЯИ РАН).





В зале заседаний.





Заседание ведет Л.Н. Смирнова (НИИЯФ МГУ).



Докладывает С.В. Петрушанко (НИИЯФ МГУ).



Вопрос задает Ю.Г. Куденко (ИЯИ РАН).



Докладывает И.И. Ройзен (ФИАН).





В кулуарах: академик Г.А. Месяц и сопредседатель оргкомитета Е.П. Черенкова (ФИАН).

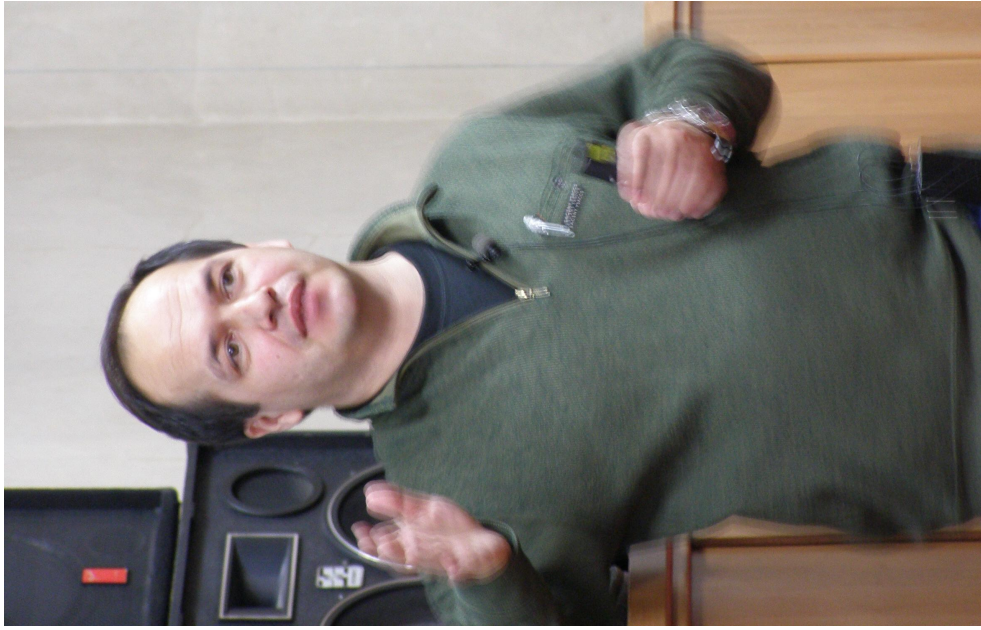


В кулуарах: фотостенд, посвященный академику П.А. Черенкову.





Заседание ведет В.А. Рябов (ФИАН).



Докладывает М.М. Хабибуллин (ИЯИ РАН).





Докладывает В.В. Синёв (ИЯИ РАН).

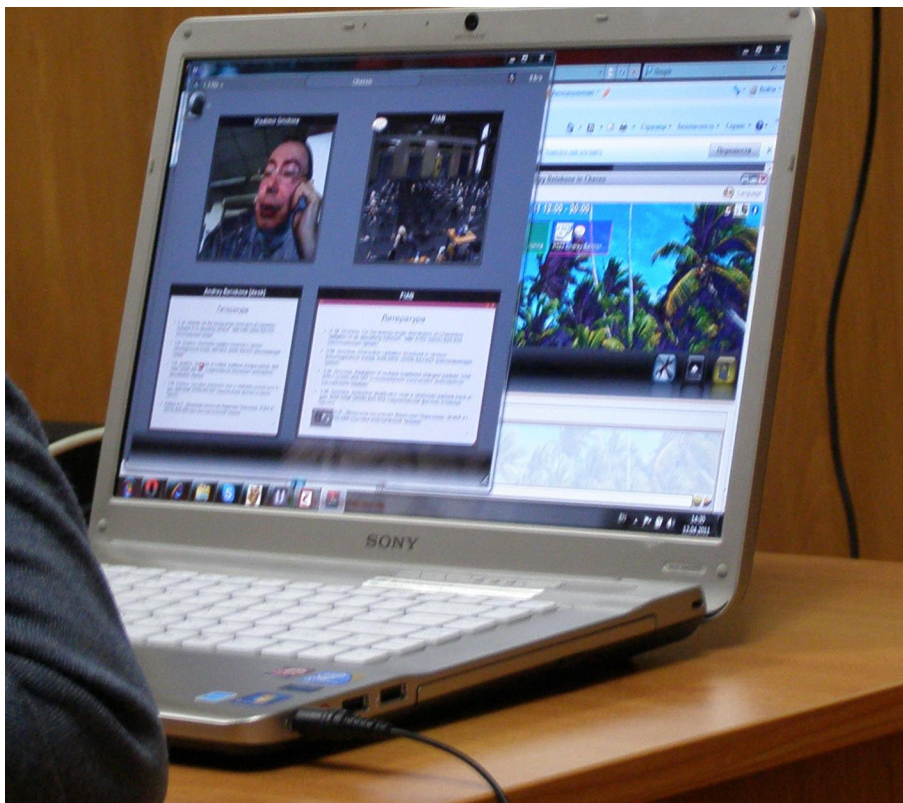


Докладывает Е.В. Широков (НИИЯФ МГУ).





Заседание ведет А.П. Чубенко (ФИАН).



Доклад по интернету из ЦЕРНа делает В.М. Гришин (ФИАН).





Докладывает В.В. Просин (НИИЯФ МГУ).



Докладывает А.П. Серебров (ПИЯФ).



Докладывает А.В. Ставинский (ИТЭФ).



Председатель секции Е.Г. Бессонов (ФИАН) перед заседанием.





Докладывает В.Г. Недорезов (ИЯИ РАН).



Докладывает И.А. Кооп (ИЯФ СО РАН).





Докладывает В.Г. Куракин (ФИАН).



Члены оргкомитета А.Н. Сергеев-Черенков, Е.П. Черенкова и А.И. Львов заканчивают работу.

# Программа IV Черенковских чтений

## Новые методы в экспериментальной ядерной физике и физике частиц (Москва, ФИАН, 12 апреля 2011 г.)

10:00 Открытие – Г.А. Месяц, Г.А. Сокол (ФИАН)

Председатель – Л.Н. Смирнова (НИИЯФ МГУ)

10:10 Д.С. Горбунов (ИЯИ РАН) – ”ЛНС - конец или начало новой физики?”

10:35 С.В. Петрушанко (НИИЯФ МГУ) – ”Первые результаты по ядро-ядерным соударениям в эксперименте CMS”

11:00 И.И. Ройзен (ФИАН) – ”КХД против черных дыр звездной массы?”

11:25 *кофе*

Председатель – В.А. Рябов (ФИАН)

11:45 Ю.Г. Куденко, М.М. Хабибуллин (ИЯИ РАН) – ”Исследование нейтринных осцилляций на ускорителях”

12:10 В.В. Синёв (ИЯИ РАН) – ”Эксперимент с реакторными нейтрино по поиску угла смешивания  $\theta_{13}$ ”

12:35 Е.В. Широков (НИИЯФ МГУ) – ”Глубоководные нейтринные черенковские телескопы”

13:00 *обед, кофе*

Председатель – А.П. Чубенко (ФИАН)

14:00 В.М. Гришин (ФИАН) – ”Порог черенковского излучения и угловое распределение в реальной среде”

14:25 В.В. Просин (ФНИИЯФ МГУ) – ”Первые результаты, полученные на новой установке для изучения ШАЛ по черенковскому свету Тунка-133”

14:50 А.П. Серебров (ПИЯФ) – ”Высокоинтенсивный источник ультрахолодных нейтронов для фундаментальных и прикладных исследований”

15:15 А.В. Ставинский, К.Р. Михайлов (ИТЭФ) – ”Позиционно-чувствительный нейтронный детектор на основе ливневых фотодиодов”

15:40 *кофе*

Председатель – Е.Г. Бессонов (ФИАН)

16:00 В.Г. Недорезов (ИЯИ РАН) – ”Экспериментальные проекты по созданию электрон-ядерных коллайдеров”

16:25 И.А. Кооп (ИЯФ СО РАН) – ”Экспериментальное и теоретическое исследование эффектов встречи круглых пучков”

16:50 В.Г. Куракин (ФИАН) – ”Сверхпроводящие ускоряющие структуры”

17:15 Закрытие

# Оргкомитет

Башмаков Ю.А. (ФИАН)  
Гуревич Г.М. (ИЯИ)  
Зарубин П.И. (ОИЯИ)  
Лебедев А.И. (ФИАН)  
Львов А.И. (ФИАН), сопредседатель  
Михайлин В.В. (МГУ)  
Недорезов В.Г. (ИЯИ)  
Петрухин А.А. (МИФИ)  
Сергеев-Черенков А.Н. (МГУ)  
Смирнова Л.Н. (НИИЯФ МГУ)  
Солодухов Г.В. (ИЯИ)  
Черенкова Е.П. (ФИАН), сопредседатель  
Щедрин И.С. (МИФИ)

## Web-страница

<http://x4u.lebedev.ru/che2011/>

## Спонсоры

Грант РФФИ №11-02-06037-Г