



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

1-2000-272

На правах рукописи  
УДК 539.171, 539.172.17

**ДЖУБЕЛЛИНО  
Паоло\***

**ИЗУЧЕНИЕ РОЖДЕНИЯ  $J/\psi$ -МЕЗОНА И ЕГО СЕМЕЙСТВА  
В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ  
В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА SPS CERN**

Специальность: 01.04.23 — физика высоких энергий

Диссертация в виде научного доклада на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

---

\*Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Torino, Italy

Работа выполнена в Istituto Nazionale di Fisica Nucleare,  
Torino, ITALY.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук  
профессор

СПИЛЛАНТИНИ  
Пьеро

доктор физико-математических наук  
профессор

СИСАКЯН  
Алексей Норайрович

доктор физико-математических наук  
профессор

ЗИНОВЬЕВ  
Геннадий Михайлович

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

**Научно-исследовательский институт ядерной физики  
Московского государственного университета**

Защита диссертации состоится " \_\_\_\_ " \_\_\_\_ "2000 года в  
" \_\_\_\_ " часов на заседании диссертационного совета Д-047.01.06  
при Лаборатории физики частиц Объединенного института  
ядерных исследований, г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Диссертация в виде научного доклада разослана " \_\_\_\_ " " \_\_\_\_ " 2000 года

Ученый секретарь  
диссертационного совета



**В.Г.Кривохижин**

## Аннотация

Работа, изложенная в настоящей диссертации, состоит из двух больших частей, в которых отражен главным образом личный вклад автора в получение экспериментальных результатов крупной международной коллаборации. Хронологически они соответствуют работе по созданию и установке новой детектирующей системы эксперимента NA50, а затем по получению и анализу данных этого эксперимента, в частности, измерению аномального подавления рождения  $J/\psi$ -мезонов в столкновении свинца со свинцом при энергии 158 ГэВ/нуклон.

Начальный этап работы освещен во второй части диссертации. Кремниевая детектирующая система NA50 является во многих отношениях принципиально новой и прогрессивной. В своем нынешнем исполнении она легла в основу получивших весьма высокую оценку кремниевых детектирующих систем экспериментов ATLAS и CMS на создаваемом LHC. Так, впервые система кремниевых детекторов должна работать в радиационной обстановке, где излучение превышает 1 Мрад. Кроме того, высокая производительность операций, которая диктуется малыми величинами поперечных сечений рождения чармония и членов его семейства, требует экстремально быстрого считывания с мертвым временем меньше, чем 40 наносек. Система из 14000 каналов потребовала, следовательно, полностью новой системы VLSI считывания, которая была развита лично диссертантом вместе с техникой сборки, установки и тестирующим оборудованием. Детектор продемонстрировал абсолютную способность работать при параметрах, заложенных при создании, и доказал, что является существенным инструментом получения и анализа данных эксперимента NA50.

Результаты измерения сечений рождения чармония и членов его семейства в столкновениях свинца со свинцом привели к удивительному экспериментальному результату. До сих пор, вплоть до изучения столкновений серы с вольфрамом, все данные хорошо описывались простой моделью, в которой вновь рожденное состояние очарованных кварка и антикварка поглощается, находясь еще в предрезонансном состоянии адронной среды. Результаты по взаимодействию свинца со свинцом обнаруживают вместо этого дополнительный подавляющий фактор (называемый аномальным  $J/\psi$  подавлением) с очень высокой статистикой. Данные, собранные NA50 в течении сеансов 1996 года, благодаря большой статистике позволили проводить внутреннюю проверку поведения сечений рождения  $J/\psi$  в зависимости от образца Pb-Pb-столкновений, классифицированных по центральности от самых периферических до самых центральных. В этих измерениях, которые свободны от многих неоднозначностей, существующих при сравнении со столкновениями различных ионов, наблюдается очень резкое изменение зависимости от прицельного параметра вблизи значения 8.5 Ф. В то время, как более периферические взаимодействия совместны с кривой, основанной на картине поглощения, которая хорошо описывает данные, полученные с более легкими ядрами-снарядами, центральные события показывают дополнительное сильное аномальное подавление.

## Общая характеристика работы

Актуальность проблемы. Исследования релятивистских столкновений ядер начатые в Беркли и Дубне, а затем продолженные для тяжелых ионов при более высоких энергиях в Брукхейвене и ЦЕРНе открыли новую обширную область исследований в физике микромира, лежащую на стыке традиционных областей — физики элементарных частиц и ядерной физики. Сегодня эта область, направленная на изучение сильно взаимодействующей материи в экстремальных условиях высокой плотности энергии и барионного заряда, является едва ли не наиболее бурно развивающейся в экспериментальной физике высоких энергий. Безусловно это вызвано в первую очередь тем, что уже более четверти века обсуждается идея создания в лабораторных условиях нового состояния материи, в котором наша Вселенная находилась в самые первые микросекунды после Большого Взрыва, и которое может быть достигнуто, если удастся преодолеть короткодействующие отталкивательные силы между нуклонами, что могло бы привести, в свою очередь, к их слиянию. Существующие в настоящее время теоретические идеи обеспечивают достаточно точную картину для этого нового состояния материи, названного кварк-глюонной плазмой, в котором кварки и глюоны — фундаментальные составляющие материи — могут двигаться сравнительно свободно на расстояния, существенно превышающие размеры нуклона. Еще одним принципиально важным свойством такого состояния материи является наличие в нем киральной симметрии. Она, как известно, спонтанно нарушена в нормальной ядерной материи, что ведет к наличию у кварков эффективных масс, значительно превосходящих их действительные (токовые) массы. Теоретический анализ квантовой хромодинамики (КХД) на решетке достаточно убедительно показывает, что новое состояние материи и его кирально симметричная фаза образуются в результате фазового перехода при температурах порядка  $140 - 180 \text{ МэВ}$  и плотностях энергии порядка  $1 \text{ ГэВ}/\Phi^3$ , что почти в семь раз выше нормальной ядерной плотности.

Сегодня можно говорить, что такие температуры и плотности энергии уже достигнуты в центральных столкновениях свинца со свинцом при энергиях SPS в CERN, когда рождаются более 2000 адронов в объеме, позволяющем оценить возникающие плотности энергии, как превышающие нормальную ядерную более, чем в 20 раз. Очевидно, что при таких плотностях энергии система уже будет состоять из отдельных кварков и глюонов (а не адронов) при температурах порядка  $200 \text{ МэВ}$  независимо от того, имеет ли она достаточно времени на полную термализацию. Вместе с тем полная идентификация кварк-глюонной плазмы в столкновениях тяжелых ионов оказывается задачей исключительной сложности, прежде всего потому, что это состояние материи является промежуточным и существует недолго. Из-за конфайнмента отдельные кварки и глюоны не попадают в детекторы непосредственно как результат столкновений, они обязательно должны быть скомбинированы в адроны. Результатом любого столкновения в конечном итоге является система адронов, независимо от того образуется кварк-глюонная плазма или нет, поэтому доказательства ее существования будут непрямыми в любом случае, а опираются на измерения величин, в которых сохраняется память об исходном кварк-глюонном состоянии, если оно образовалось, например, в электромагнитном излучении или рождении дилептонных пар непосредственно связанных с кварковыми взаимодействиями. В такой ситуации доказательства существования нового состояния материи должны быть результатом множества различных экспериментальных наблюдений. Комбинированный анализ результатов измерений семи коллабораций, работавших в последнее время на SPS CERN и измерявших самые разнообразные характеристики, позволяет утверждать, что данные свидетельствуют о создании в лабораторных условиях нового состояния материи, многие из свойств которого совпадают с теоретически предсказанными для кварк-глюонной плазмы. Измерения, выполненные этими коллаборациями в CERN, концентрировались в основном вокруг

трех групп сигналов (усиление рождения странности, подавление рождения чармония, специфика дилептонных спектров в области масс от 250  $MэВ$  до 700  $MэВ$ ), которые, будучи дополненными в ближайшие годы результатами при более высоких энергиях на RHIC и ALICE LHC, позволят детально изучить свойства кварк-глюонной плазмы и значительно продвинуть количественное понимание квантовой хромодинамики и сложной природы физического вакуума.

Цель диссертации. Создание экспериментальной установки для измерения прямых дилептонов, развитие методики выделения фона и проведения исследования рождения чармония в центральных столкновениях свинца со свинцом при энергиях SPS CERN с целью проверки одного из предсказанных теоретически сигналов образования нового состояния сильно-взаимодействующей материи.

Научная новизна и практическая ценность. Результаты, полученные коллаборацией NA50, приняты мировым сообществом специалистов как одни из наиболее фундаментальных и надежных, на которых основывается утверждение об открытии нового состояния материи в столкновениях ультрарелятивистских тяжелых ионов и создании в лаборатории условий, в которых Вселенная существовала первые микросекунды после Большого Взрыва.

Практическая же ценность работы состоит не только в том, что многие предложенные идеи и принципы работы приборов уже нашли широкое применение в экспериментальных исследованиях по фундаментальной физике, но достаточно активно внедряются в прикладных работах. Это прежде всего касается медицинской диагностики и космических исследований на спутниках и возвращаемых аппаратах. Так, цепь считывающей электроники для детектора множественности, предложенная и реализованная автором в NA50, была эффективно использована в медицинских исследованиях Дж. Шарпаком в 1995-96 годах. Предложенные принципы и техника сборки детектирующих систем вместе с конструированием несущих элементов их поддержки лежат сегодня в основе серьезных измерительных комплексов и приборов тестирования, работающих в условиях весьма жесткого излучения.

На защиту выдвигаются следующие результаты:

1. Качество процедуры идентификации мишени является фундаментально важным при изучении подавления чармония в столкновениях релятивистских ядер, поскольку периферические столкновения загрязняются взаимодействиями с воздухом в области мишени. Была предложена и развита новая процедура идентификации мишени, в которой используется корреляция между ударами в двух плоскостях кремниевого детектора. Новая процедура принята сейчас в NA50 в качестве стандартной для аккуратного изучения области низких  $E_T$  в событиях, где есть подавление. Распространение этой кривой в область максимальной центральности, и к низким центральностям является исключительно важным для сравнения данных с моделями, которые должны воспроизвести ее полную эволюцию.
2. Разработан и создан кремниевый детектор множественности для обеспечения надежной оценки центральности столкновения и определения плоскости реакции.
3. Создана цепь считывающей электроники для детектора множественности. Для проведения экспериментальных сеансов при максимальной светимости необходимо собрать достаточную статистику малых сечений рождения  $J/\psi$  и процессов Дрелла-Яна, что означает, что считывающая система должна быть очень быстрой (система 50  $Mгц$  способна различить события в интервале 40 *наносек*). Даже сегодня эта система принята за исходную при разработке считывающих устройств для экспериментов на LHC.
4. Выполнены исследования влияния излучения на работу кремниевых детекторов и электроники для доказательства надежности детектора NA50. С целью минимизации фона от распадов  $\pi$ - и  $K$ -мезонов в мюоны было предложено расположить поглотитель и мишень на расстоянии не превышающем одной длины взаимодействия в материале поглотителя (которое является его неотъемлемой характеристикой). Следовательно, число

вторичных частиц на один квадратный миллиметр детектора множественности очень велико и эффекты радиационных повреждений очень важны. Детектор NA50 сконструирован на основе этих идей.

5. Впервые были собраны и опубликованы данные по исследованию инверсии типа проводимости кремния индуцированным излучением. На их основе впервые была показана независимость поведения инвертированного кремния от исходной стойкости материала и получены данные по обратному обжиговому поведению инвертированного кремния. Эти результаты лежат в основе операционной моды кремниевых детекторов NA50, которые содержались при низкой температуре ( $-18^{\circ}\text{C}$ ) между сеансами. Идея получила распространение и будет, в частности, использована в коллаборациях ATLAS и CMS, кремниевые детекторы которых будут работать при низкой температуре.

6. Впервые было продемонстрировано, что изоляция детектирующей системы сохраняется после инверсии типа кремния, что гарантирует функциональность детектирующих элементов по этому параметру.

7. В эксперименте NA50 впервые была использована как радиационно стойкая, так и радиационно нестойкая электроника. Это позволило не только сравнить их работу, но и впервые наблюдать в высоко-энергетическом эксперименте эффекты локальной большой ионизации и дефекты, индуцированные излучением в цифровой электронике. Эти результаты исключительно важны при планировании экспериментов, которые будут работать в условиях жесткого излучения. Они были использованы при разработке трекера в коллаборации CMS.

8. На основе опыта, приобретенного в NA50 как с точки зрения экспериментальной техники, так и с точки зрения физических результатов, была предложена идея и развита концепция детектора эксперимента ALICE на строящемся LHC. В частности, было впервые предложено использование трекинга в большом объеме, находящемся в очень слабом магнитном поле, как наиболее эффективный путь работы в случае очень большого числа частиц, появляющихся в этом объеме. Была развита конструкция внутренней трековой системы детектора ALICE полностью основанная на кремниевых детекторах и использующая три различных технологии с целью адаптации к условиям меняющейся плотности треков на различных расстояниях от вершины. Была проведена разработка кремниевых детекторов специально для случая работы в условиях очень высокой плотности треков.

9. Разработана конструкция универсального кремниевого дрейфового детектора, опирающаяся на новейшие исследования качества материалов, специальную конструкцию электродов и оригинальные алгоритмы, позволяющие извлекать практически максимальную информацию из детекторов. Развита новая эффективная концепция сборки детекторных модулей, основанная на широком использовании легких (алюминий-каптон) гибких микробаблей. Она используется уже в эксперименте STAR на RHIC в BNL.

10. На основе опыта работы в NA34 (HELIOS), характерной чертой которого был наиболее тщательный анализ событий и всестороннее измерение их характеристик, был предложен подход к изучению загрязнений, связанных с перерасеяниями. В частности, анализ данных, полученных на экстремально тонких мишенях (200 мк), и сравнение с аналогичными данными на более толстых мишенях, привели к более глубокому пониманию результатов измерений и позволили предложить новую интерпретацию сложного поведения (наблюдающегося подавления) сечения рождения чармония при высоких плотностях энергии. Было показано, что в первых измерениях загрязнение фрагментами перерасеяния приводило к учету событий, в которых поперечная энергия оказывалась больше, чем была на самом деле. Данные, полученные во время сеансов 1998 года с тонкими мишенями, подтвердили правильность подхода и тем самым фундаментальную важность двухступенчатой структуры измерений эффекта подавления.

Апробация работы. Основные результаты работы опубликованы в ведущих зарубеж-

ных журналах и докладывались на международных конференциях. Приведенный ниже список включает доклады, сделанные лично автором с целью изложения наиболее принципиальных моментов его личного вклада в работу коллаборации:

- 1) "Silicon detectors in a high multiplicity environment", Advanced Technology and Particle Physics Conference, Villa Olmo, Como, 1988.
- 2) "A Glimpse at Heavy Ion Collisions from CERN and HELIOS", invited talk at the Vanderbilt Collider Physics conference, October 8–10 1987.
- 3) "Results from VENUS 3.11 at LHC energies", ECFA Large Hadron Collider Workshop, Aachen, Germany, October 4–9 1990.
- 4) "Study of the effects of neutron irradiation on silicon strip detectors", 5th Pisa Meeting on advanced detectors, Elba 26–31 May 1991.
- 5) "Effects of neutron irradiation on silicon detectors" "Workshop on Large-scale application of semiconductor detectors in High Energy Physics", Minsk, Byelorussia, 30 Sept – 4 Oct 1991.
- 6) "The ALICE detector at LHC", Fifth Topical Seminar on Experimental Apparatus for High Energy Particle Physics and Astrophysics, S. Miniato, Italy, April 26–30, 1993.
- 7) "The ALICE experiment at LHC", Plenary talk at the VIIIth Rencontres de Blois, The Heart of Matter, Chateau de Blois, June 20–25 1994.
- 8) "A fast, high-granularity silicon detector for the NA50 experiment at CERN", 6th Pisa Meeting on advanced detectors, Elba 22–28 May 1994.
- 9) "The ALICE Inner Tracking System: Design, Physics performance and R&D issues", QM95 Workshop on Physics with the Collider detectors at RHIC and LHC, Monterey, California, Jan 8th 1995.
- 10) "The Inner Tracking System for the ALICE experiment", International Symposium on LHC Physics and Detectors, Dubna, 19–21 July 1995.
- 11) "Physics of Ultrarelativistic Heavy Ions", Workshop on Particles and Fields and Phenomenology of Fundamental Interactions, Puebla Mexico, Oct 30 - Nov 3 1995.
- 12) "Physics with the ALICE experiment at LHC", XXXIV International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Jan 23–27 1996.
- 13) "J/ $\psi$  suppression", XXVII International Symposium on Multiparticle Dynamics, Frascati, 8–12 September 1997.
- 14) "Development of a fast readout system for the detection of low energy X rays", invited talk at IV Mexican Symposium of Medical Physics, Merida Yuc., March 1–4 2000.
- 15) "Silicon detectors and signal processing", corso alla 7th ICFA School on Instrumentation in Elementary Particle Physics, Leon, Guanajuato, Mexico, 7–19 Jul 1997.
- 16) "I rivelatori dell'esperimento ALICE a LHC" Lezioni tenute alle IX Giornate di Studio sui rivelatori, Villa Gualino, Torino, 2–5 March 1999.
- 17) "Silicon detectors", corso alla 8th ICFA School on Instrumentation in Elementary Particle Physics, Istanbul, 28 June - 10 July 1999.

- 18) "The ALICE experiment at the LHC", Int. Seminar at Max-Planck-Institut, Heidelberg, 6 December 1993.
- 19) "The Inner Tracking System for the ALICE experiment", Int. Seminar at GSI Darmstadt, 25 October 1994.

## 1 Введение.

Исследования ультра-релятивистских столкновений тяжелых ионов в лабораториях Berkeley, Дубна, CERN и Brookhaven [1], [2] открыли новую область исследований, лежащую на стыке традиционных наук — физики элементарных частиц и физики ядра — направленную на изучение сильно-взаимодействующей материи в экстремальных условиях высоких плотностей энергии и барионного заряда. В физике высоких энергий в наше время материя рассматривается составленной из отдельных элементарных частиц, взаимодействующих посредством калибровочных полей. С другой стороны, в ядерной физике ядра исследуются на базе эффективных, феноменологических моделей и предполагается, что материя построена из адронов, которые представляют собой сложные системы, проявляющие коллективные свойства. В физике же релятивистских ядерных столкновений исследуется плотная материя, составленная из большого числа сильно взаимодействующих частиц, и в этом смысле теорию, описывающую это состояние материи, можно рассматривать как термодинамику КХД, или же как физику конденсированного состояния элементарных частиц. Наблюдая материю, сжатую до плотностей, значительно превышающих плотность в нуклонах, эта новая область исследований позволяет изучать и проверять КХД на ее естественном энергетическом масштабе ( $\Lambda_{\text{КХД}}$ ), затрагивая тем самым фундаментальные вопросы конфайнмента, нарушения киральной инвариантности и проблему структуры физического вакуума. Кроме того, знание уравнения состояния ядерной материи при экстремальных плотностях существенно и для астрофизики, для понимания динамики взрыва сверхновых и стабильности нейтронных звезд.

Общепринятая на сегодня теория сильных взаимодействий — КХД (неабелева теория цветных кварков и глюонов) — предсказывает абсолютно различные сценарии динамики процессов в высоко-энергетическом режиме (или в области малых расстояний) и в режиме низких энергий (в области больших расстояний), где цветные кварки и глюоны кажутся связанными в бесцветные адроны силами, растущими с расстоянием. Исходя из свойства асимптотической свободы, интуитивно можно было бы ожидать, что в среде с достаточно высокой плотностью кварков и глюонов, последние смогут двигаться свободно на "большие" расстояния порядка нескольких ферми. Действительно, расчеты решеточной КХД показали, что при достаточно высоких плотностях энергии должен происходить так называемый фазовый переход деконфайнмента. Под этим переходом подразумевается образование кварк-глюонной плазмы (КГП), то есть состояния со "свободными" кварками и глюонами, размеры и время жизни которого достаточны, чтобы описывать его с помощью термодинамических параметров. В КГП коллективные эффекты приводят к экранировке действующих цветных сил, в результате чего среда становится цветным проводником в противоположность обычному вакууму, который является совершенным цветным изолятором, связывая цветные кварки и глюоны в адронный "мешок". На стадии своего формирования Вселенная должна была пройти точку фазового перехода от КГП к газу адронов примерно через  $10^{-5}$  сек после Большого Взрыва. Правда сам переход осуществлялся на значительно больших временных масштабах, чем тот, который достижим в лабораторных условиях, поскольку гравитационные силы замедляли расширение системы.

В 1965 году, на основе анализа спектра наблюдаемых адронных состояний, Хагедорн



[3] вывел следующее выражение для плотности уровней возбужденной адронной материи, растущей экспоненциально

$$n(E) \approx E^{\alpha+2} \exp\left(\frac{E}{m_0}\right).$$

Тогда, статистическая сумма

$$Z(E) \approx E^{\alpha+2} \exp\left(-\frac{E}{k_B T} + \frac{E}{m_0}\right),$$

где  $k_B$  постоянная Больцмана, интегрируема только в области значений  $1/(k_B T)$  больших, чем  $1/m_0$ . То есть при температуре больше критической  $T_c = m_0/k_B$ , адроны уже не существуют. Из экспериментальных данных было получено значение  $m_0 \approx 200 \text{ МэВ}$ , которое определяет так называемую температуру Хагедорна  $T_c \approx 200 \text{ МэВ}$ . Простейшие модели адронов, такие как MIT модель "мешков" [4], интерпретируют это свойство как следствие конфайнмента кварков. В целом, такие феноменологические модели согласуются с выводом, что адронные системы "вымирают" при температурах выше критической — в интервале от 150 до 200 МэВ. Приближаясь к точке фазового перехода из кварк-глюонной фазы, можно построить гидродинамическую картину плазмы и оценить, при какой минимальной температуре плазма становится нестабильной по отношению к формированию бесцветных синглетных состояний — адронов (конденсированных капель). Феноменологические модели предсказывают температуру перехода около 200 МэВ, которая на языке плотностей энергии Стефана-Больцмана соответствует  $\sim 2 \div 3 \text{ ГэВ}/\Phi^3$ .

В КГП кварки должны потерять свою эффективную массу, которой они обладают в адронах в состоянии конфайнмента, превращаясь в токовые кварки с соответствующей "затравочной" массой. Тогда, при малых и практически равных нулю массах кварков, КГП была бы кирально симметричной. Казалось бы нет никакой принципиальной причины, по которой переходы деконфайнмента и восстановления киральной инвариантности происходили бы при одинаковых температурах. Однако, вычисления в решеточной КХД свидетельствуют в пользу того, что в действительности, по-видимому, эти переходы совпадают или очень близки.

Таким образом можно ожидать, что картина фазового перехода, сопровождающая ультрарелятивистские столкновения ядер, будет соответствовать локальному возмущению физического вакуума, при котором произойдет переход от цветного изолятора с нарушенной киральной симметрией в цвето-проводящий кирально-симметричный вакуум. Было бы чрезвычайно важным, если бы удалось обнаружить восстановление киральной инвариантности. Это проливало бы свет на процесс спонтанного нарушения киральной симметрии и происхождения составных масс, что является одной из фундаментальных загадок современной физики. Следует отметить кроме того, что это единственный фазовый переход в системе элементарных полей, у которого есть шанс быть обнаруженным в лабораторных условиях, поскольку для следующего, связанного с нарушением электрослабой симметрии, требуются температуры уже на порядок большие, что выглядит сегодня абсолютно недостижимым экспериментально.

## Часть I. Физика экспериментов NA50 и сигналы образования КГП и фазового перехода.

### 2 Термодинамика ядерных столкновений.

Релятивистские столкновения тяжелых ионов являются безусловно лучшим инструментом создания сильно-взаимодействующей системы, которая может изучаться с привлечением

термодинамических понятий. Как известно, система должна состоять из большого количества частиц, чтобы были применимы макроскопические переменные, иметь размеры много большие длины свободного пробега, составляющей для кварков  $\sim 0.5 \Phi$ , при плотностях порядка  $\sim 2 \text{ ГэВ}/\Phi^3$ , чтобы каждая частица претерпела несколько столкновений, и наконец, иметь большую плотность энергии. Феноменологические оценки показывают, что при столкновении ядер с ультрарелятивистскими энергиями эти условия действительно удовлетворяются. Образующаяся при столкновении Pb-Pb на SPS система имеет объем порядка  $1000 \Phi^3$ , состоит из  $\sim 2000$  частиц, дает явные свидетельства перераспределения (более одного столкновения на частицу) и обладает плотностью энергии в  $\sim 20$  раз превышающую плотность в ядре и в  $\sim 4$  раза превышающую плотность в адроне. Поэтому тяжелые ионы, по-видимому, действительно являются правильным инструментом изучения термодинамики КХД.

Схематически картина столкновения между двумя релятивистскими ядрами с различными атомными числами  $A$  показана на рис. 1. Лоренцевское сокращение приводит налета-

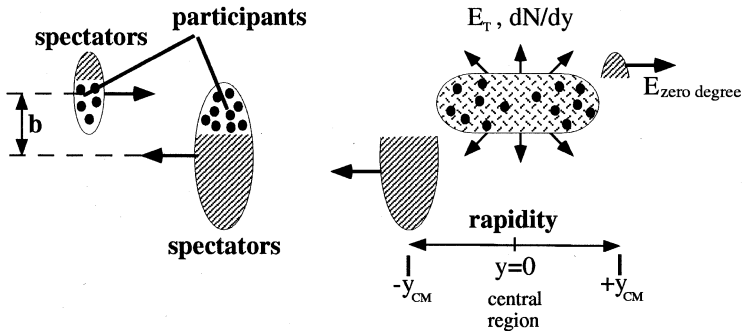


Рис. 1: Картина столкновения между двумя релятивистскими ядрами.

ющие ядра к сжатию до двух "блинов" с поперечными размерами, равными сечению ядер, и продольными размерами порядка  $\sim 1 \Phi$ . Параметр столкновения  $b$  разделяет нуклоны на *участников*, которые вовлечены в первичные нуклон-нуклонные столкновения, и *спектаторов*, которые продолжают движение вдоль их первоначального направления, претерпевая только незначительные возмущения. Столкновения, имеющие  $b \approx 0$ , определяются как центральные. Измерение энергии спектаторов  $E_{zero-degree}$  часто используется для определения геометрии столкновения, тогда как поток частиц и поперечная энергия используются для оценки энергии, освобожденной в столкновении нуклонами-участниками. При описании конечного состояния часто используется быстрота  $y = 0.5 \log\{(E + p_z)/(E - p_z)\}$ , или ее приближение (справедливое при релятивистских импульсах) — псевдобыстрота  $\eta = -\log(\theta/2)$ . Быстроты фрагментов пучка и мишени будут сосредоточены вблизи соответствующих первоначальных быстрот. Вылетающие же под большими углами частицы будут населять центральную область быстрот [5]–[8].

Пространственно-временная эволюция ядерного столкновения при высоких энергиях показана на рисунке 2. Сначала нуклон-нуклонные взаимодействия перераспределяют часть первоначальной энергии между другими степенями свободы, которая в итоге вкладывается в кварковые и глюонные составляющие системы за характерное время формирования  $\tau_0 \sim 1 \Phi/c$ . Паргон-паргонные взаимодействия при этом могли бы привести к формированию КГП. Последующее расширение и испарение привели бы к быстрому остыванию КГП, которая бы прошла через "смешанную фазу", когда адроны и "очаги" плазмы сосуществуют вместе, затем сконденсировалась бы в обычные адроны, поначалу

взаимодействующие, а в конце процесса — свободные (вымороженные). Конечное состояние отражает всю сложную эволюцию системы, и различные наблюдаемые несут информацию о ее различных аспектах и стадиях. Как упомянуто выше, измеряя энергию

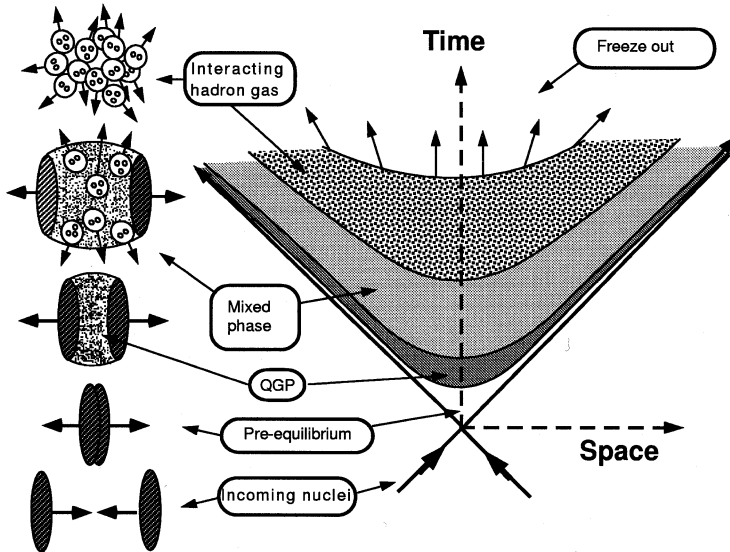


Рис. 2: Пространственно-временная эволюция ядерного столкновения при высоких энергиях.

спектаторов  $E_{zero-degree}$  можно проследить геометрию столкновения и оценить число нуклонов-участников. Зная же распределение барионов по быстроте можно извлечь соответствующие сдвиги быстрот, или другими словами — потери энергии, а также барионный состав центральной области [9]. Наконец, анализируя плотность распределения рожденных частиц по быстротам и по поперечной энергии, можно определить плотность энергии, достигнутую при соударении. Разумеется это определение является модельно-зависимым [10]–[13]. Обычно применяется плотность энергии, введенная Бьеркеном [14] для случая, когда поперечным расширением системы можно пренебречь

$$\epsilon_{BJ} = \frac{Energy}{Volume} = \frac{dE_T/d\eta}{\pi R_0^2 A^{2/3}} = \frac{m_T dN/d\eta}{\pi R_0^2 A^{2/3} c\tau_0},$$

где  $\pi R_0^2 A^{2/3}$  поперечный размер меньшего ядра, дающий сечение перекрытия для центрального столкновения,  $\tau_0$  время формирования и  $dE_T/d\eta = m_T dN/d\eta$  — средняя энергия (поперечная масса  $m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$ ) частицы, умноженная на число частиц в единичном интервале быстрот.

Фазовая диаграмма горячей адронной материи может быть получена на основе измерения плотности энергии и температуры. Фазовый переход с большим скрытым теплом проявлялся бы тогда в характерной форме  $T-\epsilon$  зависимости. Вместе с ростом  $\epsilon$  температура вначале увеличивалась бы, затем, в некотором интервале оставалась бы постоянной (поскольку дополнительная энергия уходит на разрушение связей), и, наконец, ее рост продолжился бы. Температура может быть определена из анализа спектров фрагментов по поперечным импульсам, которые в интервале  $0.2 \text{ ГэВ}/c < p_T < 1 \text{ ГэВ}/c$  совпадают с

типичным термальным распределением:  $f(p_T) \propto \exp(-m_T/T)$  (область  $p_T$  меньше нижней границы "загрязнена" распадами резонансов, больше верхней — рассеяниями на фрагментах ядер) [15]. Реальные или виртуальные лептонные пары ( $l^+l^-$ ) [16]–[20], фотоны [21], которые высвобождаются на ранней стадии, представляют собой излучение абсолютно черного тела, которое связано с температурой системы. Будучи наиболее прямо связанными с температурой, эти спектры являются, однако, и чрезвычайно трудно измеримыми сигналами образования КГП. Пространственно-временная эволюция системы и, в частности, объем, на котором происходит вымораживание, могут быть измерены с помощью интерферометрии тождественных частиц (НВТ). Наконец, флуктуации множественности могут служить сигналом критических явлений, связанных с фазовым переходом [22].

Восстановление киральной симметрии проявляется в изменении производства странности, которое в обычных условиях подавлено из-за большой массы  $s$ -кварка [23]–[25], а также в изменении масс адронов. Массы, ширины и распады частиц, таких как  $\rho$ ,  $\omega$  и  $\phi$  могут претерпевать резкие изменения. В частности,  $\phi$ -мезон, имеющий очень малое фазовое пространство для распада на два  $K$  мезона, чрезвычайно чувствителен к изменению массы  $s$ -кварка.

Работа NA50 непосредственно посвящена изучению одного из сигналов образования КГП [26], идея которого состоит в том, что переход деконфайнмента изменяет природу среды, в частности, длину экранировки. Это приводит к "плавлению" тяжелых резонансов, которые рождаются только на ранней стадии взаимодействия. В том случае когда длина экранировки становится меньше радиуса резонанса, два кварка больше не взаимодействуют и резонанс распадается, хотя существуют и конкурирующие эффекты подавления резонансов, например, абсорбция. Для того, чтобы отделить эти эффекты друг от друга требуется чрезвычайно детальный анализ, важную роль в котором может сыграть изучение энергетических потерь быстрых кварков (подавление пар жестких струй). Оно является весьма чувствительным к наличию среды и по существу может рассматриваться в качестве еще одного сигнала образования КГП.

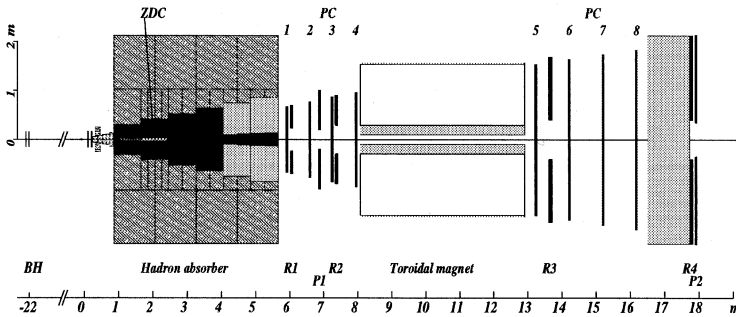


Рис. 3: Установка NA50. Детали установки в районе мишени показаны на Рис. 4

### 3 Экспериментальная установка NA50.

Детектор NA50 (рис. 3 и 4), по сути — это усовершенствованная версия установки NA38. Он был специально спроектирован с расчетом на высокий уровень облучения, огромные множественности и фон, индуцируемый налетающими ионами Pb. Детектор состоит из мюонного спектрометра с улучшенным, по сравнению с достигнутым в эксперименте

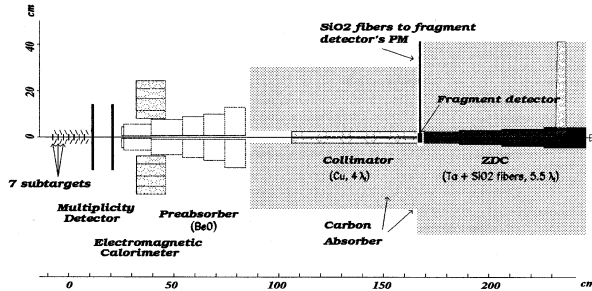


Рис. 4: Расположение элементов эксперимента NA50 в районе мишени.

NA38, разрешением по массам мюонных пар. В нем используется сегментированная Pb-мишень с идентификацией вершины для точного определения области первоначального взаимодействия и отделения повторных взаимодействий фрагментов спектаторов, которые могут привести к неправильному определению центральности. Оценка центральности может быть проведена на основе анализа последовательных событий, используя три независимых детектора, а именно: электромагнитный калориметр (EC), который измеряет энергию уносимую нейтральными частицами в поперечном направлении в интервале псевдобыстрот  $1.1 \leq \eta \leq 2.3$ , кремниевый микростриповый детектор множественности (MD), который покрывает интервал псевдобыстрот  $1.5 \leq \eta \leq 3.9$ , и, собственно, прямой адронный калориметр ("калориметр нулевого угла", или ZDC), который измеряет энергию, уносимую в Pb-Pb взаимодействии спектаторами пучка. Как видно из рисунка 4, где показана область мишени, ZDC помещен на траектории пучка внутри адронного поглотителя. Для минимизации фона от частиц, рожденных в столкновении, его угловой аксептанс ( $\eta \geq 6.3$ ) определяется медным коллиматором с конической апертурой. В установке NA50 добавлен новый детектор для получения информации о заряде спектаторных фрагментов испускаемых в распаде Pb-снаряда после его взаимодействия с мишенью. Это измерение выполнялось параллельно со стандартной NA50 процедурой сбора данных, то есть в экспериментальных условиях, которые оптимизируются скорее для детектирования чармония, чем для изучения фрагментации. Это рассмотрение определило выбор и конструкцию фрагментационного детектора (FD), который должен иметь малый размер, поскольку единственное место для его размещения имеется внутри адронного поглотителя, как раз перед ZDC, как показано на рис. 4. Более того, детектор должен работать при высоких интенсивностях пучка, используемых в NA50 ( $10^7$  Pb-ионов/сек.) и обладать высокой радиационной стойкостью (несколько *Град*).

**Мюонный спектрометр.** Мюонный спектрометр использует те же основные компоненты, что и спектрометр в эксперименте NA38 [27]. Спектрометр отделен от района мишени адронным поглотителем длиной 4.8 м, выполненным из графита с вольфрам-урановой центральной вставкой для поглощения частиц пучка, которые не взаимодействуют с мишенью. Гексагональный симметричный магнит создает тороидальное поле, которое приводит к изгибанию траекторий, измеряемых двумя наборами проволочных пропорциональных камер, состоящих из 4-х камер каждый (на рис. 3 — PC1-PC4 и PC5-PC8) и расположенных соответственно со стороны входящего и выходящего из магнита потоков частиц. Четыре пластиковых сцинтилляционных годоскопа (R1-R4) обеспечивают триггирование мюонных пар. Мюон фиксируется по четырехкратному совпадению на счетчиках R1 и R2, отбирающих частицы с траекториями из мишени, а также на счетчиках R3 и R4, позволяющих быстро определить поперечный импульс частицы. Для срабатывания триггера требуется два таких совпадения в различных секторах. Эффективность триггера измеряется новой системой двух годоскопов (P1 и P2), специально сконструированных для этой цели. Основные отличия мюонного спектрометра NA50 по сравнению со спектрометром NA38 следующие:

- он "накрывает" интервал по псевдобыстроте  $2.8 < \eta < 4.0$ ;
- значение тока в магните — 7000 А, что обеспечивает поле тороидальной конфигурации  $B_\phi = 0.51 \text{ Тл}$  со средним радиусом  $r = 75 \text{ см}$  и  $\int B \, dl = 2.1 \text{ Тлм}$ ;
- адронный поглотитель со стороны вылетающего из мишени потока частиц выполнен из слоя BeO толщиной 60 см, следующего за ним слоя С толщиной 400 см, и слоя Fe толщиной 80 см.

В результате обеспечиваемое разрешение по массе  $J/\psi$  —  $\sigma_\psi = 3.1 \%$ , а аксептанс для мюонных пар порядка 15 % для инвариантных масс, больших  $3 \text{ ГэВ}/c$ .

**Сегментированная мишень.** Мишень состоит из семи отдельных подмишеней Pb, которые расположены на расстоянии 25 мм отдельно друг от друга вдоль оси пучка. Толщина каждого диска подмишени равна 1 мм, составляя в сумме 17.5 % от длины взаимодействия. Их диаметр (2.5 мм, за исключением самой первой, диаметр которой 4 мм) подобран таким образом, чтобы перекрывать 100 % площади сечения падающего пучка Pb. За каждой из подмишеней расположены последовательно две кварцевые пластины, несколько смещенные относительно оси пучка. Порождаемое в них черенковское излучение служит для определения вершин как первичного взаимодействия, так и повторного взаимодействий фрагмента спектатора (если таковые имеют место). В конструкции мишени предусмотрена "защита" от влияния взаимодействий в налетающем пучке. Для этого перед мишенью установлены два "анти-гало" кварцевых счетчика, расположенных соответственно на расстояниях 512 и 187 мм от центральной мишени. Они покрывают площадь  $40 \times 40 \text{ мм}^2$ , каждая из них имеет в центре отверстие диаметром 3 мм, выбранное несколько большим, чем диаметр меньшей подмишени, обеспечивая тем самым полную проходимость первоначального пучка Pb. Пластины задерживают многозарядные фрагменты, являющиеся результатом паразитных взаимодействий в налетающем потоке. Эффективность стандартного алгоритма, позволяющего идентифицировать подмишень, где имеет место взаимодействие (рождается мюонная пара), зависит только от множественности столкновения. В частности, для данной множественности или, что эквивалентно, поперечной энергии  $E_T$ , эта эффективность является одной и той же, независимо от того производит взаимодействие  $J/\psi$  или дрелл-яновскую мюонную пару, и сокращается в отношении этих двух сечений. Тем не менее, поскольку распределения по поперечной энергии ассоциируемые с  $J/\psi$  и дрелл-яновскими событиями являются различными, эффективности

детектирования, усредняемые по всему интервалу поперечной энергии, оказываются также различными. Они определяются и применяются раздельно при вычислении поперечных сечений, проинтегрированных по  $E_T$ . Следует заметить, однако, что из-за относительно малого числа вторичных частиц в периферийной области эффективность метода восстановления мишени становится довольно низкой (10 – 20 %). Поэтому для восстановления подмишени по периферийным событиям применяется процедура (и только в этом случае) с менее жесткими ограничениями, а именно: для идентификации мишени требуется срабатывание только одной из кварцевых пластин. Это позволяет увеличить статистику этих специфических событий.

**BeO предпоглотитель.** За системой мишеней следует конической формы предпоглотитель длиной 60 см, выполненный из окиси бериллия (BeO). Основание конуса расположено за второй плоскостью детектора множественности, то есть на расстоянии 25 см от центра мишени. Конус накрывает область псевдобыстрот  $2.65 \leq \eta \leq 6.20$ , и поэтому располагается как раз вдоль мюонных траекторий от мишени к спектрометру. Центральное отверстие вдоль оси пучка позволяет ионам, которые не взаимодействовали с мишенью, свободно проходить к калориметру нулевого угла (ZDC) и далее к урановому поглотителю пучка.

**Электромагнитный калориметр.** BeO предпоглотитель окружен электромагнитным калориметром (EC), который служит для измерения поперечной энергии нейтральных частиц, рождающихся во взаимодействии. EC расположен на расстоянии 32 см от центра мишени и отвечает интервалу псевдобыстрот  $1.1 \leq \eta \leq 2.3$ , то есть за пределами аксептанса спектрометра. Калориметр выполнен из скintиллирующих нитей диаметром 2 мм, "вшитых" в свинцовый преобразователь толщиной 14 см в объемном отношении 1 : 2 ( $L_{rad} = 0.93$  см). Его рабочая поверхность разделена на шесть секторов, каждый из которых в свою очередь разделен на четыре сектора, что позволяет проводить измерения в приблизительно равных псевдобыстротных порциях. Разрешение калориметра составляет 5 % для центральных Pb-Pb столкновений. Загрязнение за счет заряженных частиц дает 40 %-ый вклад в измеряемую с помощью EC поперечную энергию. Такая оценка загрязнения получена на основе симуляций пакета GEANT и вычитается из результатов измерений, чтобы обеспечить нейтральный спектр поперечной энергии, который используется в работе.

**Фронтальный калориметр.** Фронтальный калориметр (или ZDC) [28], расположен вдоль оси пучка за мишенью, с основанием находящемся в 165 см от центра мишени. Калориметр вложен в основной графитовый мюонный фильтр, непосредственно перед ядром адронного поглотителя. Для того, чтобы выдерживать огромные дозы облучения он построен на основе кварцевых нитей. Подобно классическим "спагетти"-калориметрам силиконовые оптические нити (диаметром 365  $\mu$ м) "вшиты" в танталовый конвертор в объемном отношении 1 : 17. Этот конвертор имеет длину 65 см, а его поперечное сечение  $5 \times 5$  см<sup>2</sup>. Калориметр меряет черенковское излучение, порождаемое спектрами пучка, образующими ливни в танталовом поглотителе. С целью минимизации загрязнения, возникающего от частиц, рожденных в столкновении, его угловой аксептанс определяется расположенным впереди железным коллиматором длиной 60 см, имеющим отверстие в форме конуса с разводом, несколько большим, чем расходимость пучка. Разрешение калориметра равно 7 % для <sup>208</sup>Pb (32.7 TэВ).

**Годоскоп пучка.** Годоскоп пучка (ВН) используется для идентификации и подсчета падающих ионов. Он также используется для отсеивания событий, когда два или более налетающих иона находятся настолько близко во времени (менее чем 20 наносек), что возможное "нагромождение" взаимодействий может привести к заметным ошибкам в измерениях, производимых детекторами в области мишени. Наконец, сигналы ВН также используются в ситуации, когда спектрометр зафиксировал кандидата на мюонную пару,

для открытия всех детекторов в эксперименте с максимальной задержкой в 1 *наносек* по отношению ко времени прибытия иона Pb. Для того, чтобы справиться с очень высокой интенсивностью налетающего пучка, плоскость ВН разделена на шестнадцать отдельных кварцевых счетчиков, так что интенсивность на каждом из них приблизительно на порядок ниже, чем полная. Таким образом, ВН представляет собой плоскость, состоящую из 16-ти кварцевых счетчиков толщиной 0.7 *мм* каждый. Он расположен в 22-х метрах от мишени, в районе, где благодаря оптике линии пучка сечение пучка достаточно велико, чтобы покрывать большую площадь детектора. Это позволяет уменьшить приходящуюся на каждый из счетчиков интенсивность с максимальной эффективностью. Шесть вспомогательных детекторов (ВН1), выполненных из сцинтилляционных счетчиков, расположены непосредственно за годоскопом и несколько смещены по отношению к оси пучка. Они фиксируют события, когда падающий ион Pb взаимодействовал собственно с ВН, что позволяет в дальнейшем при обработке данных их отсеять.

## 4 Условия набора данных.

В эксперименте использовался пучок со средним выбросом  $3 \cdot 10^7$  ионов, что дает приблизительно  $4.8 \cdot 10^6$  взаимодействий в 4.5 секундном интервале. Триггер мюонных пар, обеспечиваемый годоскопами спектрометра, срабатывал 900 раз на выброс. В течение времени выброса данные из каждого набора детекторов (MWPC, ZDC, ...) сохраняются в буферной памяти сети из 24-х транспьютеров типа T800, обеспечивающих параллелизм, достаточный для буферирования информации со всего выброса, то есть вплоть до 5000 событий (что эквивалентно 17 мегабайтам). Большинство из транспьютеров размещены в модулях VME типа B016 (производимых Inmos), которые оснащены памятью с дуальным портом. По истечении времени выброса сеть контролирует корректность данных, и результаты контроля для каждого из событий записываются в регистр состояния. Затем данные со всего выброса и их состояние параллельно передаются по транспьютерным связям (со скоростью 20 *Мегабит/сек*) на карты B016 в ящик приема данных. Таким образом, данные готовы к обработке уже спустя 10 секунд после окончания выброса. Те же данные одновременно посылаются на карты B016 в так называемый "шпионский" ящик, который содержит 6 микропроцессоров, предназначенных для гибкой он-лайнной обработки, без какого бы то ни было влияния на работу ящика приема данных. В интервале между выбросами центральный микропроцессор аппаратуры приема данных считывает порции событий, размещенных в буферах данных выброса, для воссоздания полных событий. Он также контролирует целостность данных, записывает хорошие события выброса на картридж и передает ту же информацию на VAX компьютер, который следит за поступающими данными и управляет системой приема (виды пусков, инициализация). В течение сеанса 1995 года в целом было записано более 60 миллионов событий.

**Отбор событий.** На вход он-лайнной программе воссоздания мюонов требуется по крайней мере два трека в воздушных секторах тороидального магнита, восстановленные по точкам прохождения в многопроволочных пропорциональных камерах, с одновременным срабатыванием соответствующих триггерных счетчиков. Кроме того, треки должны иметь общее начало на одной из мишеней. Этим критериям воссоздания удовлетворяют 45 % событий, обработанных в режиме оф-лайн. Для того, чтобы быть отобранными в число событий для окончательного анализа события должны пройти "общую" процедуру отбора в соответствии с описанными ниже критериями:

- Один единственный падающий ион зафиксирован годоскопом пучка в 20 *наносек* окне, открываемом триггером. Это жесткое условие отбирает взаимодействия, свободные от переполнения, ценой 20 %-х потерь событий. Этот критерий может быть



опущен без существенного влияния на результаты, поскольку в большинстве случаев (84 %) двух "одновременных" падающих ионов лишь один взаимодействует с мишенью, а в оставшихся 3.2 % всего набора данных, еще половина отсеивается алгоритмом мишени.

- Только один падающий ион фиксируется ZDC. Этот отбор основан на анализе формы ZDC сигнала. Этот критерий излишен при наличии предыдущего, если пренебречь неэффективностью.
- Алгоритм мишени идентифицирует одну и только одну подмишень как начало взаимодействия. Это условие отсеивает события, когда два падающих иона провзаимодействовали в двух различных подмишенях, а также события, когда вылетевший спектатор снаряда снова взаимодействует с одной из последующих подмишеней.
- Ион Pb, ассоциируемый с событием, не провзаимодействовал собственно с ВН или где-то перед мишенью. Этот отбор основан на информации, поступающей с ВНИ и анти-гало счетчиков, как описано выше.
- Два и только два трека удовлетворяют требованиям восстановления.

Кинематические параметры мюонов после такого отбора вычисляются в предположении, что треки имеют общее начало в центре найденной подмишени. Наконец, с целью отсеивания фона налагается требование обрезания в доверительном интервале, гарантирующее, что акселтанс спектрометра не зависит от электрического заряда обнаруженных мюонов. Это достигается отсеиванием мюонных пар, когда хотя бы один из мюонов был бы потерян из набора отобранных событий, если он имеет противоположный заряд при входе в магнит. Перечисленные выше критерии отбора приводят к окончательному набору событий, который включает около 50 000  $J/\psi$  и 630 событий типа дрелл-яновских с инвариантной массой выше  $4.2 \text{ ГэВ}/c^2$ .

Изложенный выше алгоритм отбора событий был существенно улучшен при анализе результатов сеанса 1996 года, главным образом с целью избежать значительных потерь при отборе периферических событий. Новый метод основан на корреляции между  $E_T$  и  $E_{ZDC}$ , измеряемой в последовательных событиях двумя NA50 калориметрами. Корреляции обрезаны по контуру, ограниченному расстоянием  $2\sigma$  от среднего значения корреляции. Это эффективно отсеивает события имеющие место во входящем или выходящем потоке частиц от области мишени и, следовательно, эквивалентно отбору Pb-Pb событий, как показано анализом сеансов без мишени.

Рисунок 5 показывает  $E_T$ — $E_{ZDC}$  корреляцию для димюонов большой массы, идентифицируемых новым методом с (b) и без (a) использования алгоритма мишени. Как можно видеть новый метод восстанавливает периферические события, отсеиваемые алгоритмом мишени. Отсеивание с помощью контурного обрезания применяется ко всем событиям. Взаимодействующая мишень, если она имеет место, определяется с помощью срабатывания алгоритма мишени и произвольно считается, что это будет центральная (четвертая) подмишень, если срабатывание отсутствует. В этом последнем случае результирующее вершинное сглаживание приводит к несколько худшему разрешению в поперечной энергии и вычислениях димюонной инвариантной массы, поскольку оба зависят от точной вершины взаимодействия. Разрешение по массе в  $J/\psi$ -пике, следовательно плавно растет от 97 до 105  $MэВ$  (3.1 % до 3.4 %) между центральными или почти центральными и наиболее периферическими столкновениями. Это изменение имеет место благодаря растущему сглаживанию по массе и хорошо воспроизводится монте-карловскими симуляциями. Рисунок 6 показывает отношение числа событий отобранных методом контурного обрезания и алгоритмом мишени. События с  $E_T$  больше чем 55  $ГэВ$  не учитываются, поскольку в

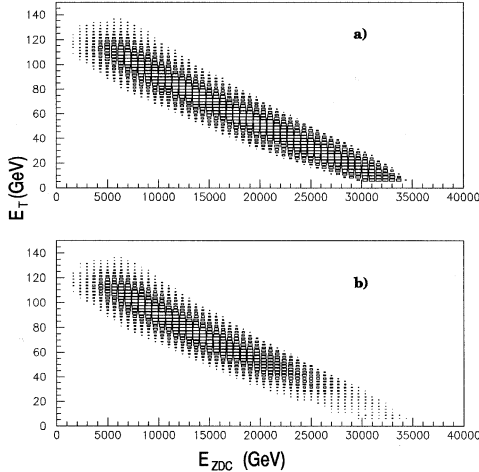


Рис. 5: Корреляция между поперечной энергией нейтральных частиц и продольной энергией, измеряемой ZDC, для  $J/\psi$ -событий, с использованием новой процедуры отбора без требования (а) и с требованием (б) идентификации вершины алгоритмом мишени.

этом интервале эффективность алгоритма мишени близка к единице, в то время как для более низких значений  $E_T$  число событий, учитываемых методом контурного обрезания плавно растет, когда столкновения становятся более периферическими. Для того, чтобы отсеять димюонные события, рожденные входящим и выходящим из мишени потоками в Рb-воздух взаимодействиях, используется жесткое обрезание расстояния между мюонными треками и осью пучка. Изучение распределения  $\psi'$  димюонной вершины вдоль оси пучка, измеряемого из экстраполированных мюонных треков, детектируемых в спектрометре, показывает, что эти димюонные "вершинные обрезания" уменьшают вклад событий с рассеяниями вне мишени в три раза. События, идентифицируемые алгоритмом мишени как повторные взаимодействия удаляются из анализа данных. Они составляют 3 % в окончательном анализе данных 1996 года (соответствуют 5.4 % на уровне измеряемых данных). Для сравнения эта величина составляет 2 % в данных 1995 года. Как объяснено выше уровень идентификации повторных взаимодействий ниже чем ожидалось. Например, толщина мишени, соответствующая 30 % от длины взаимодействия должна была бы приводить к загрязнению повторными взаимодействиями порядка 10-15 % (на уровне измеряемых данных). Неэффективность отсеивания повторных взаимодействий могла бы индуцировать смещение в анализе данных, которое могло бы быть значительным для значений  $E_T$  выше 90 ГэВ, как это следует из  $E_T$  распределения соответствующих событий.

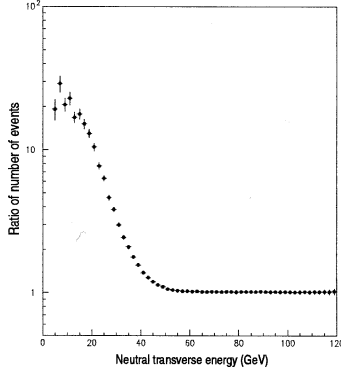


Рис. 6: Отношение числа событий отобранных методом контурного обрезания и алгоритмом мишени.

## 5 Анализ экспериментальных данных.

Целью анализа данных, полученных в эксперименте, является определение выходов  $J/\psi$  и событий типа Дрелла-Яна в Pb-Pb взаимодействиях.  $J/\psi$ -мезоны регистрируются посредством их распада на мюонные пары. Значительный вклад в пары мюонов противоположного знака (в том же интервале инвариантных масс) дается также дрелл-яновским механизмом. Для инвариантных масс свыше  $2 \text{ ГэВ}/c^2$  пары мюонов противоположного знака порождаются также в результате распада  $D\bar{D}$  пар мезонов и  $\psi'$ -мезонов. Тем не менее, основной вклад в мюонные пары в этой области инвариантных масс вносится за счет множественного рождения и распадов  $\pi$  и  $K$ -мезонов, что в дальнейшем и будет называться фоном. Распады  $\pi$  и  $K$ -мезонов также порождают пары мюонов одного знака, которые используются для оценки этого фона в наборе данных с парами мюонов противоположного знака. Используя стандартную процедуру, которая, тем не менее, требует, чтобы вероятность обнаружить мюон была независима от его знака и от знака второго мюона пары (обеспечиваемое обрезанием в доверительном интервале), число "сигнальных" событий получается из измеряемого  $N^{+-}$  числа мюонных пар противоположного знака путем вычитания фона в соответствии с соотношением:

$$\text{Signal}^{+-} = N^{+-} - 2 \times \sqrt{N^{++} \times N^{--}},$$

где  $N^{++}$ ,  $N^{--}$  число пар, составленных из двух положительно и отрицательно заряженных мюонов, соответственно.

Анализ охватывает мюонные пары в кинематической области, где аксептанс спектрометра близок к максимальному, то есть выше 10 %-ов его максимума. Поэтому критерием для окончательного отбора событий является условие, чтобы быстрота димюона в лабораторной системе координат находилась в интервале  $2.92 \leq y_{lab} \leq 3.92$  (в системе центра масс соответственно  $0 \leq y_{ab} \leq 1$ ), и чтобы полярный угол распада на мюоны в системе

Коллинза-Сопера удовлетворял условию:  $|\cos \theta_{CS}| < 0.5$ . На рис. 7 показан спектр инвариантных масс пар мюонов противоположного знака, фона и сигнальных мюонных пар окончательного набора событий, не скорректированных на акцептанс. Как видно из рисун-

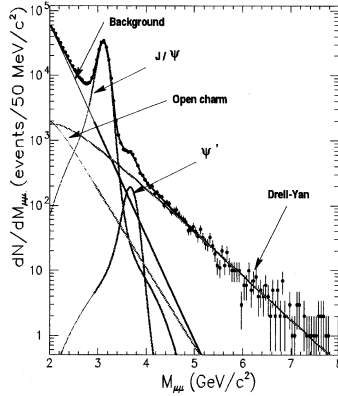


Рис. 7: Спектр инвариантных масс мюонных пар для Pb-Pb столкновений при импульсах падающих частиц  $158 \text{ ГэВ}/c$ .

ка спектр подгоняется суммой пяти вкладов, а именно: комбинаторным фоном, открытым чармом,  $J/\psi$ ,  $\psi'$ , и дрелл-яновскими парами. Формы вкладов открытого чарма,  $J/\psi$ ,  $\psi'$ , и дрелл-яновских пар определяется монте-карловскими симуляциями. Для открытого чарма и рождения дрелл-яновских пар в симуляциях применяется RUTHIA-код, использующий MRSA набор партонных функций распределения. Проверка, однако, показала, что результаты нечувствительны к конкретному выбору партонных функций распределения.

Отношение *сигнал/фон* в пике  $J/\psi$  более 10. В целом под  $J/\psi$ -пиком порядка 5 % событий реально не соответствующих распаду  $J/\psi$ , главным образом за счет дрелл-яновских процессов, поскольку вклад от распада  $D\bar{D}$ , как ожидается, при массах порядка  $3 \text{ ГэВ}/c^2$  на порядок величины ниже. Для того, чтобы определить число событий, происходящих от  $J/\psi$  распада, а также событий дрелл-яновского происхождения, проводился следующий анализ. Спектр масс свыше  $3.05 \text{ ГэВ}/c^2$  фитируется выражением, являющимся суперпозицией непрерывного спектра и двух "псевдогауссовских" функций с хорошей точностью воспроизводящих разрешение детектора, которое получается в результате монте-карловских симуляций. Нижняя граница подгоняемого спектра была выбрана так, чтобы исключить из рассмотрения неизвестные вклады [29] и минимизировать потери, связанные с вычитанием фона.

Помимо фона доминирующий вклад в непрерывный спектр вносят дрелл-яновские события, которые были параметризованы в виде суперпозиции двух экспоненциальных функ-

ций

$$\frac{dN}{dM} \propto \exp(-P_1 M) - P_2 \times \exp(-P_3 M) .$$

Параметры которых  $P_i$ ,  $i = 1, 2, 3$  находятся из фитирования монте-карловских симуляций детектирования, восстановления и отбора дрелл-яновских событий. Аналогичным образом, основываясь на монте-карловских симуляциях, была параметризована форма "хвоста" вклада от  $D\bar{D}$  событий

$$\frac{dN}{dM} \propto \exp(-C_1 M) - C_2 \times \exp(-C_3 M) .$$

Ее нормировка получается из подгонки к промежуточной области масс  $2.2 \leq M \leq 2.9 \text{ ГэВ}/c^2$  с дрелл-яновской амплитудой, определенной из распределения в области больших масс.

Отношение числа событий, отвечающих распаду  $D\bar{D}$  и событий типа Дрелла-Яна, фиксируется из изучения димюонного массового спектра в  $p$ - $W$ -столкновениях при  $200 \text{ ГэВ}/c$  [30]. Форма спектра масс для восстановленных событий, отвечающих  $J/\psi$ -резонансу, хорошо описывается следующей параметризацией

$$\frac{dN}{dM} \propto \exp \left[ \frac{(M - \mu)^2}{2\sigma_0^2 f(M)} \right] ,$$

в которой функция  $f(M)$  определяется из симуляций. Сходная форма параметризации была принята и для  $\psi'$ -резонанса. Окончательная параметризация распределения сигнальных событий была получена с использованием метода наименьших квадратов при определении количества событий от различных вкладов, то есть  $N_{D\bar{D}}$ ,  $N_{J/\psi}$  и  $N_{\psi'}$ . Она выполнялась для  $M \geq 2.9 \text{ ГэВ}/c^2$ . Для лучшей подгонки данных  $J/\psi$  параметры  $\mu$  и  $\sigma_0$  считались свободными. Подгоночное значение массы  $J/\psi$  оказывается систематически на 0.3 % выше, чем значение приведенное в таблице PDG. Соответствующие параметры для  $\psi'$ , то есть  $\mu'$  и  $\sigma_0'$ , связаны с  $\mu$  и  $\sigma_0$  в соответствии с номинальной разностью масс и смоделированным отношением ширины распада. Наилучшая параметризация данных дает  $\chi^2/dof = 1.03$ .

**Абсолютные сечения.** Абсолютные сечения были вычислены с учетом интенсивности падающего потока Рь-ионов, даваемой годоскопом ВН. Поперечные размеры пучка достаточно малы, чтобы после точной подгонки относительно центра мишени, управляемой собственно скоростью срабатывания триггера, 100 % пучка <sup>2</sup> попадало в первую (большую) мишень. Эффективность попадания на последующих (малых) мишенях получается из отношения событий на данной мишени к числу событий на первой [31].

Абсолютное число событий, скорректированное на неэффективность детектора, потери на отбор и аксептансы (см. Табл. 1), приводит, в кинематическом интервале D, определяемом

$$0 \leq y_{cms} \leq 1 , \text{ и } |\cos \theta_{CS}| < 0.5 ,$$

к следующим значениям для сечений

$$B_{\mu\mu} \sigma_{J/\psi} = 21.9 \pm 0.2 \pm 1.6 \text{ мб}$$

и

$$\sigma_{D\bar{D}} = 1.49 \pm 0.02 \pm 0.11 \text{ мб} ,$$

в интервале масс  $[2.9 - 8.0] \text{ ГэВ}/c^2$ . Нижний предел этого интервала выбирался для сравнения с другими существующими результатами.

<sup>2</sup>В зависимости от двух различных оптик, используемых во время сеансов горизонтальные и вертикальные размеры пучка были соответственно  $\sigma_x = 0.5 \text{ м.м.}$ ,  $\sigma_y = 0.5 \text{ м.м.}$  и  $\sigma_x = 0.35 \text{ м.м.}$ ,  $\sigma_y = 0.45 \text{ м.м.}$  В первой оптике на малую подмишень приходится 75 % пучка.

Систематическая ошибка (7 %) является следствием неопределенностей поправок, собранных в Таблице 1. Она содержит также вклад  $\pm 1.5\%$ , возникающий из-за изменения поперечного сечения когда отношение событий, соответствующих распаду состояний открытого чарма к событиям Дрелла-Яна изменяется от значения экстраполированного из данных  $p - W$  до значения, получаемого из самих данных по Pb.

Таблица 1. Эффективности детекторов, потери на обрезания при отборе событий и аксептансы для данных Pb-Pb (все числа даны в %).

Идентификация мишени, соответствующей $J/\psi$ (DY)	85(86) $\pm$ 3
Триггер мюонных пар	92 $\pm$ 5
Восстановление трека	95 $\pm$ 2
Прицельность	75 $\pm$ 2
	или
	100 + 0 - 2
Время жизни	96 $\pm$ 1
Потери при обрезании на переполнение	20 $\pm$ 1
Потери при обрезании на перерасеяние	2 $\pm$ 1
Потери при обрезании на ВНИ	2 $\pm$ 0.5
Потери при обрезании на анти-гало	3 $\pm$ 1
Аксептанс для событий Дрелла-Яна (2.9 $\text{ГэВ}/c^2 < M_{\mu\mu} < 8.0 \text{ ГэВ}/c^2$ )	15.4
(2.9 $\text{ГэВ}/c^2 < M_{\mu\mu} < 4.5 \text{ ГэВ}/c^2$ )	15.2
Аксептанс для $J/\psi$	13.5

Для того, чтобы уменьшить источники систематических ошибок, это же сечение было вычислено используя мюонные пары, родившиеся только на первой мишени. Эти результаты в пределах ошибок находятся в соответствии с величинами, полученными для всего массива событий. Данные были также проанализированы в области масс  $M_{\mu\mu} > 2.7 \text{ ГэВ}/c^2$ . Хотя результаты и более чувствительны к влиянию систематических эффектов, в пределах 1.5 % систематической ошибки они находятся в полном согласии с величинами, приводимыми в докладе. Упомянутая ошибка является следствием неопределенности в описании массового континуума ниже  $J/\psi$ -пика.

**Отношение сечений  $J/\psi$  и Дрелла-Яна как функция центральности.** Для дальнейшего исследования сечения рождения  $J/\psi$  в Pb-Pb столкновениях поведение вклада  $J/\psi$  изучалось как функция центральности столкновения [32],[33]. Прицельный параметр реакции можно оценить экспериментально, изучая от события к событию нейтральную поперечную энергию незаряженных частиц или из энергии уносимой спектаторами налетающего ядра. Эти величины измеряются электромагнитным и ZDC калориметрами, соответственно.

Сильная корреляция между измеренным значением  $E_T$  и прицельным параметром столкновения подтверждена экспериментально наблюдающейся корреляцией между  $E_T$  и энергией, измеренной в ZDC, которая имеет более прямую зависимость от прицельного параметра  $b$  (см. рис. 8).

На рис. 9 показано распределение измеренной поперечной энергии  $E_T$ , связанной с дрелл-яновскими мюонными парами с инвариантной массой выше  $4.0 \text{ ГэВ}/c^2$ . Спадание спектра при малых  $E_T$ , которые соответствуют наиболее периферийным столкновениям, обусловлено триггером мюонных пар и процедурой идентификации мишени, для которых центральные столкновения предпочтительны. Распределение  $E_T$  после поправки на вышеупомянутый эффект также изображено на рис. 9.

Все отобранные события данного эксперимента в сеансе 1995 года были разделены на пять поднаборов в соответствии с поперечной энергией взаимодействия. К каждому из пяти соответствующих спектров масс применялась процедура обрезания полностью совпадающая с той, что была проведена при обработке полного набора событий. Таким

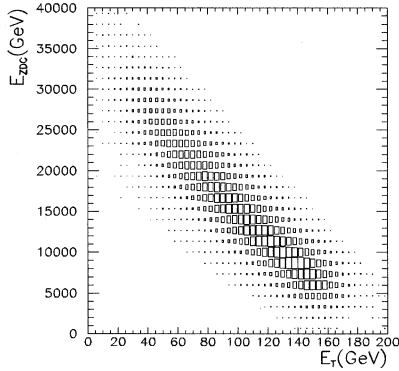


Рис. 8: Наблюдаемая корреляция между нейтральной поперечной энергией, измеренной электромагнитным калориметром и энергией, измеренной ZDC калориметром. Данные соответствуют димюнным событиям с  $M_{\mu\mu} > 2.0 \text{ ГэВ}/c^2$  не подправленным на эффективность идентификации подмишени.

образом приходим к числам событий, приведенным в Таблице 2.

Таблица 2. Число событий как функция центральности, полученное из подгонки спектра масс.

Интервал $E_T$ (ГэВ)	$E_T$ (ГэВ)	$b$ ( $\Phi$ )	$J/\psi$	$DY$
5-45	34	9.2	6083	268
45-70	58	7.7	10273	620
70-105	88	5.9	16561	1035
105-135	120	3.9	12278	984
135-175	147	2.0	8201	726
Все $E_T$	94		53396	3633

Числа для дрелл-яновских событий соответствуют массовому интервалу  $2.9 - 4.5 \text{ ГэВ}/c^2$ . Значения  $E_T$  и  $b$  соответствуют средним  $E_T$  и  $b$  для событий, наблюдаемых в каждом из интервалов.

Основываясь на этих числах можно получить соответствующие сечения, а также отношение  $\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY}$  как функцию  $E_T$ . Основное его достоинство при экспериментальном исследовании состоит в том, что оно свободно от большинства систематических ошибок, в частности, от неэффективности детектора и неопределенностей потока. Эти систематические эффекты идентичны для обоих наборов событий и поэтому сокращаются в отношении. Это отношение как функция  $E_T$  (центральности) приведено на рис. 10.

Дрелл-яновские поперечные сечения берутся в интервале масс  $[2.9 - 4.5] \text{ ГэВ}/c^2$ . К приведенной систематической ошибке отношения  $\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY}$  следует добавить также глобальную систематическую неопределенность (1.5%), возникающую благодаря трудностям

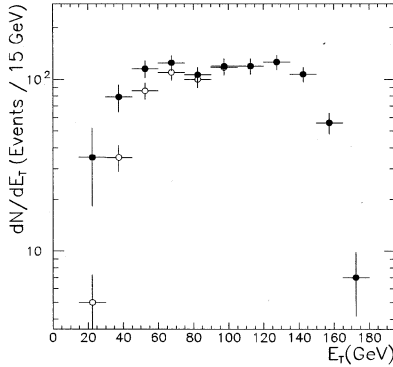


Рис. 9: Поперечный спектр нейтральных частиц, соответствующих дрелл-яновским мюонным парам с инвариантной массой выше  $4.0 \text{ ГэВ}/c$ , до (пустые круги) и после коррекции на эффективность идентификации мишени.

в описании континуума данных по Рb при более низких массах, как тривиальной суперпозиции дрелл-яновского вклада и вклада открытого чарма. Для сравнения на этом же рисунке показаны результаты, полученные из сеансов 1996 года. Согласие между двумя различными наборами данных является достаточно хорошим за исключением интервала с самыми высокими  $E_T$ . Имеющиеся здесь различие может быть объяснено смещением, возникающим от событий типа повторного взаимодействия. Их недостаточная идентификация индуцирует плавную миграцию событий от средних к высоким значениям  $E_T$ . Это приводит к завышению отношения поперечных сечений для верхнего края  $E_T$ -интервала. Это предположение поддерживается тем фактом, что повторные взаимодействия ожидают играть более важную роль для данных 1996 года благодаря значительно более толстой свинцовой мишени. Проводимое дальнейшее изучение для  $E_T > 100 \text{ ГэВ}$  позволит прояснить результаты.

Набор данных 1996 года делает возможным более детальный анализ по центральности в 15-ти различных  $E_T$ -интервалах. Соответствующие результаты для отношений приведены в Таблице 3 вместе  $\chi^2/dof$  для каждой подгонки. Приведенные ошибки являются чисто статистическими.

Таблица 3. Отношение поперечных сечений рождения  $J/\psi$  и процесса Дрелла-Яна как функция центральности для данных Рb-Рb сеанса 1996 года.



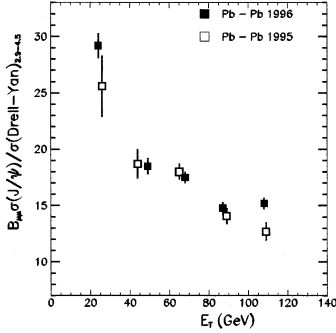


Рис. 10: Отношение сечений рождения  $J/\psi$  и процесса Дрелла-Яна для сеансов 1995-96 годов как функция  $E_T$ .

Интервал ( $E_T$ ) (ГэВ)	$\langle b \rangle$ (Ф)	$B_{\mu\mu} \sigma_{J/\psi} / \sigma_{DY}$	$\chi^2 / dof$
14	10.8	$35.8 \pm 2.6$	1.08
24	9.6	$28.2 \pm 2.2$	1.20
32	8.9	$26.0 \pm 1.7$	0.84
41	8.1	$24.2 \pm 1.4$	0.85
49	7.3	$18.6 \pm 1.0$	1.22
56	6.6	$18.0 \pm 1.0$	1.02
63	5.9	$16.7 \pm 1.0$	1.24
70	5.3	$18.0 \pm 1.0$	1.32
77	4.7	$16.7 \pm 1.0$	0.83
83	4.2	$13.5 \pm 1.1$	0.90
90	3.6	$14.4 \pm 0.9$	0.94
97	2.9	$16.1 \pm 1.1$	1.20
103	2.2	$16.6 \pm 1.3$	0.98
110	1.7	$14.1 \pm 1.1$	0.88
119	1.3	$13.7 \pm 1.3$	0.52

Значения  $\langle E_T \rangle$  и  $\langle b \rangle$  соответствуют средним  $E_T$  и  $b$  для событий, наблюдаемых в каждом из интервалов.

На рисунке 11 приведены отношения поперечных сечений для 15-ти интервалов по  $E_T$  представленных в Таблице 3 (темные точки). С целью проверки стабильности результатов отношения поперечных сечений вычислялись для интервалов сдвинутых на половину интервала, соответствующие результаты также приведены на этом же рисунке (светлые точки). Кривая на рисунке представляет подгонку результатов NA51 и NA38, полученных для более легких ядер, проводимую по стандартной ядерной абсорбционной модели. Вообще говоря, аномальное подавление впервые обнаруживается, в определенном смысле, уже и для этих данных. Из рисунка ясно, что  $J/\psi$ -подавление для  $E_T < 40$  ГэВ вполне согласуется с измерениями для более легких ядер, а для  $E_T > 50$  ГэВ уже имеется значительное

отклонение от этого поведения. Появление аномалии можно видеть как падение выхода в ограниченном шириной 10 ГэВ интервале  $E_T$ , которое соответствует прицельному параметру  $b \simeq 8$  Ф. Отношение сечений рождения  $J/\psi$  и процесса Дрелла-Яна было измерено

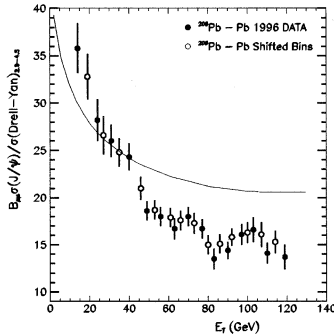


Рис. 11: Отношение сечений рождения  $J/\psi$  и процесса Дрелла-Яна для сеансов 1995-96 годов как функция  $E_T$  в Рб-Рб-столкновениях при 158 ГэВ/с. Кривая соответствует подгонке к случаю взаимодействия более легких ядер. Она объясняется обычной ядерной абсорбционной моделью с  $\sigma_{abs} = 6.4$  мб.

с использованием полного набора событий при всех центральностях. В результате было получено:

$$B_{\mu\mu} \sigma_{J/\psi} / \sigma_{DY} = 17.0 \pm 0.2 ,$$

в то время как в сеансе 1995 года было получено значение

$$B_{\mu\mu} \sigma_{J/\psi} / \sigma_{DY} = 16.1 \pm 0.4 \pm 0.2 .$$

**Сечение процесса Дрелла-Яна.** Сравнивалось поведение сечений процесса Дрелла-Яна в Рб-Рб столкновениях и в p-p, p-d, p-W и S-U взаимодействиях, полученных при помощи одного и того же основного спектрометра. С одной стороны, кинематические интервалы различных реакций, строго говоря, неидентичны. С другой — различается также начальный импульс ( $\sqrt{s}$ ) налетающих частиц: 450 ГэВ/с для p-p и p-d взаимодействий и 200 ГэВ/с для p-W и S-U. Поэтому при сравнении сечения использовался так называемый К-фактор, который позволяет учитывать поправки высшего порядка к теоретическому сечению процесса Дрелла-Яна, вычисленному в низшем порядке. Таким образом, для каждой из реакций вычисляется

$$K_{DY} = \frac{\sigma_{exp}^{DY}}{\sigma_{GRV-LO}^{DY}} ,$$

где  $\sigma_{exp}^{DY}$  — измеренное значение сечения, а  $\sigma_{GRV-LO}^{DY}$  — сечение Дрелла-Яна при соответствующем  $\sqrt{s}$ , в том же кинематическом интервале, вычисленное в низшем порядке теории возмущений с использованием партонных функций распределения GRV (Глука-Рая-Фогта) [34]. Полученные результаты как функция произведения  $AB$  (атомные числа

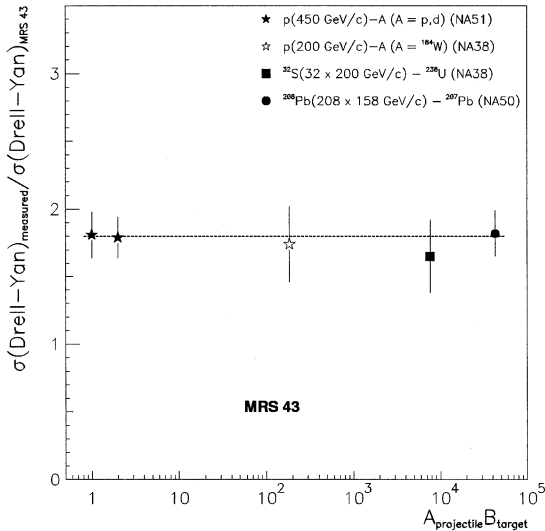


Рис. 12: К-фактор для процесса Дрелла-Яна как функция произведения атомных чисел пучка и мишени  $AB$ . Пунктирная линия показывает среднее значение данных.

мишени и пучка) приведены в Таблице 4 и на рис. 13. Результаты демонстрируют хорошее согласие как друг с другом, так и с хорошо известными теоретическими расчетами процесса Дрелла-Яна. В частности, это сечение для реакции Рб-Рб, вычисленное как оговорено выше, полностью согласуется с ожидаемым поведением этого сечения в других экспериментах.

Таблица 4. К-фактор процесса Дрелла-Яна.

Реакция	$AB$	К-фактор
p-p	1	$2.27 \pm 0.06 \pm 0.16$
p-d	2	$2.7 \pm 0.07 \pm 0.19$
p-W	184	$2.42 \pm 0.16 \pm 0.24$
S-U	7616	$2.24 \pm 0.03 \pm 0.30$
Pb-Pb	43100	$2.56 \pm 0.04 \pm 0.18$

Измерения были проведены при 450 ГэВ/с для p-p и p-d столкновений (эксперимент NA51), 200 ГэВ/с для p-W и S-U столкновений (эксперимент NA38) и 158 ГэВ/с для Рб-Рб (эксперимент NA50).

**Сечение рождения  $J/\psi$ .** Полученные для процесса Дрелла-Яна результаты показывают отсутствие сколько-нибудь значительного изменения в наших измерениях абсолютного сечения. Теперь можно сравнить сечение рождения  $J/\psi$  в Рб-Рб взаимодействиях со значениями, полученными ранее для различных комбинаций пучка и мишени, но с использованием одного и того же спектрометра. Для этого вычисляется "сечение нуклон-нуклонного столкновения", то есть сечение деленное на произведение атомных массовых чисел атомов мишени и пучка. Полученные для различных экспериментальных условий значения были также приведены к шкале соответствующей импульсу падающих частиц

200 ГэВ/с и при необходимости пересчитаны для кинематического интервала D (см. выше). Все величины, полученные для импульса падающих частиц 450 ГэВ/с (p-p, p-d, p-C, p-Al, p-Cu и p-W), были нормированы с использованием одинакового фактора согласно следующей процедуре. Сначала данные, соответствующие начальным импульсам 450 и 200 ГэВ/с, подгонялись независимо. При этом предполагалось, что сечение рождения  $J/\psi$  пропорционально  $(AB)^\alpha$ . Соответствующие подгонки дают  $\alpha = 0.92 \pm 0.02$  и  $\alpha = 0.91 \pm 0.03$ . Хорошее согласие результатов оправдывает одновременную подгонку данных с 450 и 200 ГэВ/с, полагая одно и то же значение  $\alpha$  для обоих наборов, что дает  $\alpha = 0.92 \pm 0.015$ , которое находится в хорошем согласии с ранними результатами по p-A. Получаемый из этой подгонки общий фактор нормировки равен  $0.406 \pm 0.038$ , то есть согласуется со значением  $0.418 \pm 0.083$ , которое было найдено из анализа зависимости сечения  $J/\psi$  от  $x_F$  и  $\sqrt{s}$ , даваемого параметризацией [35]. Данные, приведенные к новой шкале, соответствующие начальным импульсам 450 и 200 ГэВ/с, изображены на рис. 13, где также нанесен результат описанной выше одновременной подгонки данных степенной функцией. Сечение рождения  $J/\psi$  в Pb-Pb столкновениях, пересчитанное на " $N-N$ ", извлеченное из

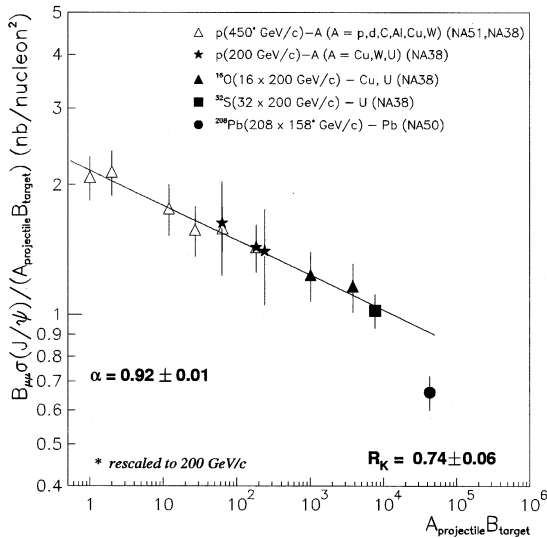


Рис. 13: Поперечное сечение рождения  $J/\psi$  "на  $N-N$  столкновение" как функция произведения атомных чисел пучка и мишени  $AB$ . Результаты получены при 450 ГэВ/с, сечение Pb-Pb столкновений приведено к новой шкале.

данных эксперимента NA50 равно  $0.51 \pm 0.04$  нб. Как и в кинематическом интервале D это число необходимо пересчитать с учетом  $\sqrt{s}$ -коррекции, вычисляемой на основе параметризации [35]. При этом возникает корректирующий фактор  $1.32 \pm 0.04$ , и таким образом окончательное значение сечения будет  $0.67 \pm 0.05$  нб. Результаты приведены в Табл. 5 и изображены на рис. 13 как функция  $AB$ . Результат для Pb-Pb столкновений лежит на расстоянии пяти стандартных отклонений ниже подгоночной функции с фактором

$$R_K^{\text{cross-section}} = 0.74 \pm 0.06 .$$

По существу это первый намек на то, что рождение  $J/\psi$  в Pb-Pb взаимодействиях аномально подавлено и, по-видимому, только новая физика способна объяснить эффект.

Следуя принятому представлению, "нормальное" поведение рождения  $J/\psi$ , которое соответствует значению показателя  $\alpha$  близкому к 0.91, можно интерпретировать как результат разрушения предрезонансного состояния. В этой модели сечение рождения  $J/\psi$  в первом приближении может быть записано как

$$\sigma(AB \rightarrow J/\psi) \propto (AB) \exp(-\rho_0 \sigma_{abs} \bar{L}),$$

где  $(AB)$  отвечает вероятности рождения в  $A - B$  столкновениях  $c\bar{c}$ -пары, а спадающая экспонента — вероятности разрушения (с сечением  $\sigma$ ) в ядерной среде. Параметр  $\rho_0 = 0.17 \text{ Ф}^3$  — это стандартная средняя плотность ядерной материи. Для любой реакции типа p-A или A-B,  $\bar{L}$  служит для обозначения средней длины пробега ( $c\bar{c}$ )-пары в ядерной среде со средней плотностью  $\rho_0$

$$\bar{L} = \langle \bar{L}(b) \rangle.$$

При данном прицельном параметре  $b$ ,  $\bar{L}(b)$  может быть вычислена как

$$\bar{L}(b) = \frac{1}{\rho_0} \langle \int \rho dz \rangle.$$

Для каждой точки рождения ( $c\bar{c}$ )-пары внутри сталкивающихся ядер интеграл берется вдоль вероятного пути ( $c\bar{c}$ )-системы сквозь это ядро. При этом усреднение учитывает все возможные положения этой точки рождения при данном  $b$  и берется с весом вероятности рождения пары в этой точке.

Таблица 5. Данные экспериментов NA38, NA51 и NA50 по "сечению рождения  $J/\psi$  на  $N - N$  столкновение", приведенное к начальному импульсу 200 ГэВ/с и в кинематическом интервале D.

Реакция	$R_{ab} \left( \frac{\text{ГэВ}}{\text{с нуклон}} \right)$	AB	$\bar{L}(b)$ (Ф)	$B_{\mu\mu} \frac{\sigma_{J/\psi}}{AB}$ (нб)
p-p	450	1	0.00	$2.10 \pm 0.15$
p-d	450	2	0.13	$2.19 \pm 0.16$
p-C	450	12	1.22	$1.79 \pm 0.14$
p-Al	450	27	1.89	$1.60 \pm 0.14$
p-Cu	450	63	2.62	$1.62 \pm 0.13$
p-Cu	200	63	2.62	$1.69 \pm 0.41$
p-W	450	184	3.94	$1.44 \pm 0.11$
p-W	200	184	3.94	$1.43 \pm 0.15$
p-U	200	238	4.57	$1.40 \pm 0.35$
O-Cu	200	1008	3.98	$1.28 \pm 0.17$
O-U	200	3808	5.92	$1.19 \pm 0.16$
S-U	200	7616	6.49	$1.02 \pm 0.11$
Pb-Pb	158	43100	8.57	$0.67 \pm 0.05$

В предварительных отчетах эксперимента NA50  $\bar{L}$  вычислялась в предположении ступенчатой функции  $\rho(r)$ <sup>3</sup>. Для  $\rho(r)$  выбиралась стандартная трехпараметрическая форма Вудса-Саксона. Необходимо отметить однако, что конкретный выбор модели для плотности ядерной среды не влияет существенно на результат. На рис. 14 показано "сечение рождения  $J/\psi$  на  $N - N$  столкновение", как функция  $\bar{L}$ . Одновременная подгонка (с помощью абсорбционной модели) данных, отвечающих начальным импульсам 450 и 200 ГэВ/с приводит к  $\sigma_{abs} = 6.2 \pm 1.1 \text{ мб}$  (Pb-Pb столкновения не включены) [36],[37]. Значительное отклонение значения сечения для Pb от подгоночной показательной функции является

<sup>3</sup>В данном случае для ядер пучка и мишени с атомными весами  $A_p$  и  $A_t$ , соответственно, при интегрировании по прицельному параметру,  $\bar{L} = \bar{L}_p + \bar{L}_t$  где  $L_{p,t} = \frac{3}{4} r_0 \frac{A-1}{A} A_{p,t}^{1/3}$  и  $r_0 = 1.1 \text{ Ф}$ .

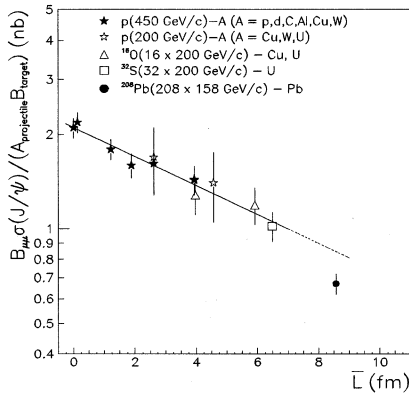


Рис. 14: "Сечение рождения  $J/\psi$  на  $N - N$  взаимодействие" как функция  $\bar{L}$ . Результаты были получены при начальном импульсе  $450 \text{ ГэВ}/c$ , а приведенные сечения в Рв-Рв взаимодействиях были нормированы как описано в тексте.

явным свидетельством того, что подавление рождения  $J/\psi$ , наблюдаемое в Рв-Рв взаимодействиях, является хорошим основанием для того, чтобы сомневаться в справедливости модели ядерной абсорбции.

**Сечение рождения  $J/\psi$  как функция центральности столкновения.** В этом разделе будет использовано свойство скейлинга сечения процесса Дрелла-Яна с увеличением числа нуклон-нуклонных столкновений, которое было еще раз подтверждено результатами данного эксперимента. При этом подразумевается, что измеренные сечения поправлены на относительное число взаимодействующих протонов и нейтронов, так как механизм Дрелла-Яна зависит от изоспина нуклона [38]. Данные были поправлены на этот "изоспиновый эффект", а измеренное сечение процесса Дрелла-Яна рассматривалось в виде

$$\sigma_{corr}^{DY} = (\sigma_{meas}^{DY})_{AB} / (\sigma_{GRV-LO}^{DY})_{AB} \times (\sigma_{GRV-LO}^{DY})_{pp} \times AB,$$

совпадающим с сечением процесса Дрелла-Яна, которое получилось бы для тех же ядер, составленных только из протонов. Эта процедура приводит к следующему поправочному фактору

$$\sigma_{corr}^{DY} / \sigma_{meas}^{DY} = 1.3.$$

Поправленное на этот фактор сечение процесса Дрелла-Яна должно быть пропорционально произведению  $AB$ . Поэтому отношение сечений (рождения  $J/\psi$  и процесса Дрелла-Яна) здесь строго пропорционально "сечению рождения  $J/\psi$  на  $N - N$  столкновение". Величины отношений  $\sigma_{J/\psi} / \sigma_{DY}$  приведенное к шкале  $200 \text{ ГэВ}/c^2$  с дрелл-яновским сечением, взятым при  $2.9 - 4.5 \text{ ГэВ}/c^2$  и поправленным на "изоспиновый эффект", приведены в Табл. 6 как функция среднего  $\bar{L}(b)$  в каждом из  $E_T$  интервалов. Величина  $\bar{L}$  в каждом  $E_T$  интервале вычисляется на основе  $\bar{L}-E_T$  корреляции, представленной на рис. 15, которая в свою очередь вычисляется из  $\bar{L}(b)$  зависимости и корреляции  $b-E_T$ .

Таблица 6. Отношение сечений  $J/\psi$  и процесса Дрелла-Яна как функция центрально-сти.

Номер $E_T$ интервала	$\bar{L} (\Phi)$	$B_{\mu\mu} \sigma_{J/\psi} / \sigma_{DY}$	$R_K$
1	$6.94 \pm 0.49$	$19.7 \pm 1.6$	$0.95 \pm 0.09$
2	$7.98 \pm 0.36$	$14.4 \pm 0.7$	$0.77 \pm 0.05$
3	$8.86 \pm 0.30$	$13.8 \pm 0.3$	$0.81 \pm 0.03$
4	$9.43 \pm 0.17$	$10.9 \pm 0.3$	$0.68 \pm 0.03$
5	$9.71 \pm 0.15$	$9.7 \pm 0.4$	$0.62 \pm 0.04$
Все $E_T$	8.57	$12.4 \pm 0.2$	$0.71 \pm 0.03$

Величины  $\bar{L}$  соответствуют среднему от  $\bar{L}(b)$  для событий в каждом интервале по  $E_T$ . Также приведены ширины распределений  $\bar{L}$ . В последней строке, представляющей усредненные по  $E_T$  значения, все величины скорректированы на неэффективность идентификации подмишени.

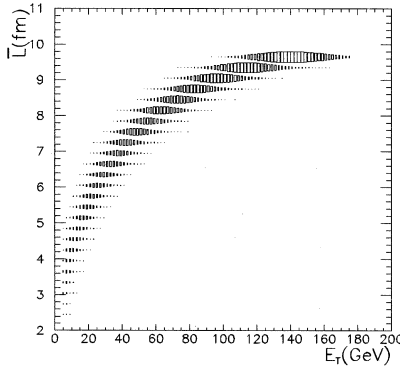


Рис. 15: Корреляция между  $E_T$  и  $\bar{L}$ , вычисленная для Pb-Pb столкновений при  $158 \text{ ГэВ}/c$  для событий Дрелла-Яна.

На рис. 16 приведено отношение сечений  $\sigma_{J/\psi} / \sigma_{DY}$  как функция  $\bar{L}$ , измеренное в экспериментах NA38, NA51 и NA50. Если исключить точки по Pb, все остальные данные хорошо подгоняются экспоненциально спадающей функцией и приводят к сечению абсорбции  $6.2 \pm 0.7 \text{ мб}$ , что находится в отличном согласии со значением, которое уже было получено из данных, показанных на рис. 16. Это характерное для ядерной абсорбции поведение подтверждается для столкновений, начиная с p-p и до наиболее центральных S-U, но нарушается для больших  $\bar{L}$ . Отклонение поведения данных по Pb от поведения в модели ядерной абсорбции, что наблюдается в реакциях с протонами и легкими ионами, можно выразить численно, используя отношение

$$R_K^{J/\psi/DY}(\bar{L}) = \frac{(\sigma_{J/\psi} / \sigma_{DY})_{meas}}{(\sigma_{J/\psi} / \sigma_{DY})_{absorb}},$$

которое для каждого интервала по  $E_T$  также приведено в Табл. 6. Ошибки к величинам  $R_K$

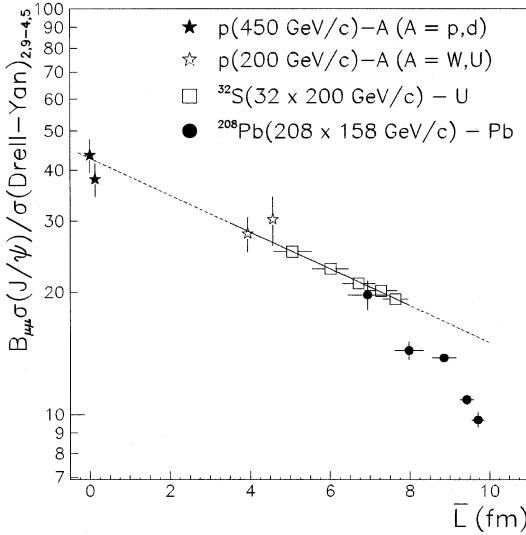


Рис. 16: Отношение сечений рождения  $J/\psi$  и процесса Дрелла-Яна как функция  $\bar{L}$ .

включают систематическую неопределенность, связанную, как уже упоминалось, с коррекцией на вклад открытого чарма. Заметим, что величина, полученная в первом интервале (для наиболее периферических реакций)

$$R_K^{J/\psi/DY} (5 \text{ ГэВ}/c < E_T < 45 \text{ ГэВ}/c) = 0.95 \pm 0.09 ,$$

полностью соответствует предсказанию абсорбтивной модели. Отношение сечений рождения  $J/\psi$  и процесса Дрелла-Яна было также измерено для полного набора событий и при всех центральных столкновениях. Результат, поправленный на изоспиновый эффект:

$$B_{\mu} \sigma_{J/\psi} / \sigma_{DY} = 12.4 \pm 0.2 \pm 0.2 .$$

Это отношение приводит к

$$R_K^{J/\psi/DY} (\text{All } E_T) = 0.71 \pm 0.03 ,$$

которое показывает, что выход  $J/\psi$  в Рb-Рb взаимодействиях находится на расстоянии девяти стандартных отклонений от оценки, основанной на модели ядерной абсорбции. Стоит также подчеркнуть замечательное соответствие наших наиболее точных оценок  $R_K$ , полученных из отношения сечений рождения  $J/\psi$  и процесса Дрелла-Яна, с величиной, полученной при измерении абсолютного сечения рождения  $J/\psi$

$$R_K^{\text{cross-section}} = 0.74 \pm 0.06 .$$

Окончательные результаты NA38 (p-W, p-U и S-U) и NA51 (p-p и p-d) экспериментов, полученные соответственно при  $200 \text{ ГэВ}/c$  и  $450 \text{ ГэВ}/c$  приведены к шкале  $158 \text{ ГэВ}/c$  и тоже показаны на этом рисунке 17 с Рb-Рb-данными. Сплошная линия соответствует



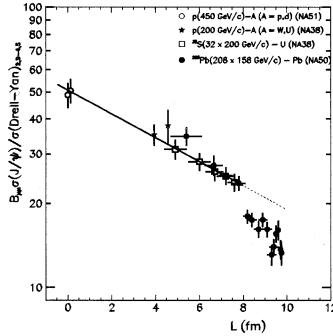


Рис. 17: Отношение сечений рождения  $J/\psi$  и процесса Дрелла-Яна как функция  $\bar{L}$ , для NA38, NA50, NA51.

простой экспоненциальной подгонке  $\exp(-\rho_0 \sigma_{abs} L)$  данных от протона до серы. Она описывает обычную ядерную абсорбцию чармония. Уместно отметить здесь, что значение, полученное для  $\sigma_{abs}$  для этой простой экспоненциальной подгонки, является хорошим первым приближением к сечению поглощения чармония в ядерной материи, когда  $\sigma_{abs}$  мало. Строго говоря, однако, полное сечение абсорбции в большинстве вычислений систематически дает более высокое значение. Подгонка, приведенная на рисунке 17, дает для сечения абсорбции значение  $5.8 \pm 0.7$  мб (или  $6.4 \pm 0.8$  мб в других вычислениях). Отношение поперечных сечений, полученное для первых четырех Pb-Pb-интервалов, соответствующих наиболее периферическим столкновениям ( $\bar{L} \leq 8$  Ф) может быть также описана этой экспонентой. Четкое дополнительное подавление видно на рисунке для более центральных Pb-Pb-столкновений.

**Minimum bias анализ.** Благодаря малому числу дрелл-яновских событий в отношении  $\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY}$  статистические флуктуации весьма существенны. Чтобы преодолеть этот экспериментальный недостаток был развит альтернативный независимый анализ только для массива событий  $J/\psi$ . Массив дрелл-яновских событий заменяется при этом огромным массивом MB-событий и строится новая оценка отношения  $\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY}$  по описанной ниже процедуре [39]–[41].

**Отбор данных.** В качестве MB-событий в данном эксперименте выступают события, в которых падающий ион Pb просто взаимодействует со свинцом мишени. Они отбираются специальным пучковым триггером, который является совершенно независимым от обычного мюонного триггера, используемого для отбора димюонных событий. Пучковый триггер срабатывает когда адронная энергия меряется в ZDC. Минимальная детектируемая энергия под нулевым углом не индуцирует какого либо смещения в  $E_T$  распределении, поскольку даже для лобовых столкновений несколько пионов рождается в аксептансе ZDC. Хотя MB-события отбираются одновременно с димюонными событиями, они приводятся к новой шкале, в которой их уровень уменьшается до 10 % от общего числа зафиксированных

событий. В оф-лайн анализе требуется дальнейшее обрезание  $E_T > 5 \text{ ГэВ}$ .

Ключевой чертой анализа, основанного на МВ-событиях является то, что благодаря большому размеру массива включенных данных алгоритм мишени может быть использован несмотря на потери. Результатом этого является постоянное разрешение по массе во всем интервале столкновений, от периферических до центральных. Более того, не используется процедура подгонки. Число событий определяется из простой техники подсчета. Считается, что в каждом  $E_T$  интервале независимо, число минимальных МВ-событий и число мюонных пар в интервале масс  $2.9\text{--}3.3 \text{ ГэВ}/c^2$  (после вычитания комбинаторного фона), подправленное на вклад континуума, определяют число  $J/\psi$ -событий.

**Анализ.** Анализ основан на использовании того факта, что распределения по попереч-

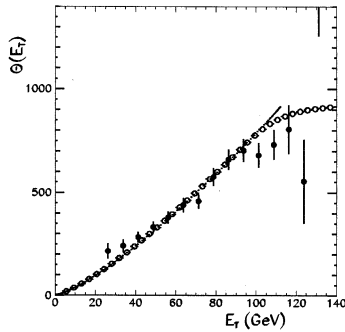


Рис. 18: Отношение  $\Theta(E_T)$  дрелл-яновского  $E_T$ -распределения к МВ-теоретическому  $E_T$ -распределению (светлые точки). Также показаны соответствующие отношения для данных (темные точки) и вычисленное число элементарных нуклон-нуклонных столкновений (штрихованная линия).

ной энергии для МВ- и DY-событий в столкновениях АВ-ядер являются очень похожими

$$\left(\frac{dN}{dE_T}\right)_{MB}^{th} \propto \int P(E_T, b) b db$$

$$\left(\frac{dN}{dE_T}\right)_{DY}^{th} \propto \int N_{AB}(b) P(E_T, b) b db$$

где  $P(E_T, b)$  – вероятность того, что данное  $E_T$  измерено для столкновения с прицельным параметром  $b$ . Аналитическое выражение для  $P(E_T, b)$  зависит от двух параметров, среднего числа адронов, произведенных в столкновении одним раненым нуклоном  $\langle h \rangle$  и средней поперечной энергией каждого из этих адронов  $\langle \epsilon_t \rangle$ . Параметры определяются из подгонки измеряемого экспериментально  $E_T$  распределения.  $N_{AB}(b)$  представляет собой число бинарных нуклон-нуклонных столкновений, вычисляемых по модели Глаубера с

ядерной плотностью, описываемой трехпараметрическим распределением Вудса-Саксона. Основываясь на этих соотношениях, дрелл-яновское распределение (обозначаемое далее  $DY^*$ ) можно тогда получить непосредственно из МВ экспериментального распределения согласно соотношению

$$\left(\frac{dN}{dE_T}\right)_{DY^*} = \left(\frac{dN}{dE_T}\right)_{MB}^{exp} \Theta(E_T)$$

с

$$\Theta(E_T) \propto \left(\frac{dN}{dE_T}\right)_{DY}^{th} \left(\frac{dN}{dE_T}\right)_{MB}^{th}$$

Отношение теоретических  $E_T$ -распределений DY- и МВ-событий, обозначенное как  $\Theta_{E_T}$ , представлено как функция  $E_T$  на рисунке 18. Для сравнения тот же самый рисунок показывает отношение экспериментальных распределений и числа нуклон-нуклонных столкновений, вычисленных по модели Глаубера с использованием распределения ядерной плотности по Вудсу-Саксону. Согласие отношения  $\Theta_{E_T}$  с числом нуклон-нуклонных столкновений — замечательное во всем интервале  $E_T$  ниже плато. Отношение сечений  $\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY^*}$  полученное путем прямого подсчета  $J/\psi$ - и МВ-событий, можно сравнить с обычным отношением  $\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY}$ , полученным подгонкой отношения  $J/\psi$ - и DY-событий, после определения свободной константы нормировки. Метод имеет два преимущества. Отношение поперечных сечений  $\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY^*}$  практически свободно от статистических флуктуаций. Оно также свободно от большинства недостатков, которые исчезают при вычислении отношения экспериментальных чисел. Недостатки использования МВ-событий связаны с потенциально новыми систематическими эффектами, индуцируемыми как их специфическим триггером (не требуется регистрация мюонов), так и их правилами отбора (нет геометрических димюонных обрезаний), которые отличаются от используемых для  $J/\psi$ -событий.

**Результаты.** Отношение сечений  $\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY^*}$  приведено в Таблице 7 для различных  $E_T$ -интервалов и показано на рисунке 19 вместе с значениями, полученными стандартным методом.

Таблица 7. Отношения сечений для Рb-Рb-данных 1996 года как функция средней поперечной энергии  $\langle E_T \rangle$ . Отношения получены из МВ-событий.

$\langle E_T \rangle$ (ГэВ)	$B_{\mu\mu} \sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY^*}$	$\langle E_T \rangle$ (ГэВ)	$B_{\mu\mu} \sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY^*}$
28.1	$28.1 \pm 1.3$	76.8	$16.0 \pm 0.3$
31.8	$27.2 \pm 0.9$	80.6	$15.2 \pm 0.3$
35.6	$24.9 \pm 0.6$	84.3	$15.2 \pm 0.3$
39.3	$23.6 \pm 0.5$	88.1	$14.7 \pm 0.3$
43.1	$21.7 \pm 0.4$	91.8	$14.3 \pm 0.3$
46.8	$20.0 \pm 0.3$	95.6	$13.9 \pm 0.2$
50.6	$19.1 \pm 0.3$	99.3	$13.8 \pm 0.3$
54.3	$18.8 \pm 0.3$	103.1	$13.0 \pm 0.3$
58.1	$18.2 \pm 0.3$	106.8	$13.3 \pm 0.3$
61.8	$17.5 \pm 0.3$	110.6	$13.4 \pm 0.3$
65.6	$16.7 \pm 0.3$	114.3	$13.6 \pm 0.4$
69.3	$17.0 \pm 0.3$	118.1	$13.6 \pm 0.5$
73.1	$16.1 \pm 0.3$	121.8	$13.3 \pm 0.7$

Абсолютная нормировка для  $\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY^*}$  была вычислена по  $E_T$ -интервалу 55–75 ГэВ. Анализ ограничен значениями выше  $E_T = 26$  ГэВ из за загрязнений взаимодействиями вне мишени, которое, в частности, влияет на более периферические МВ-события. Статистические ошибки значительно уменьшаются, а формы, получаемые в обоих анализах, вполне совместны. В частности, наблюдается отличное согласие в энергетическом интервале  $30 < E_T < 55$  ГэВ, где уже заметно четкое падение выхода  $J/\psi$ . Таким образом, данные

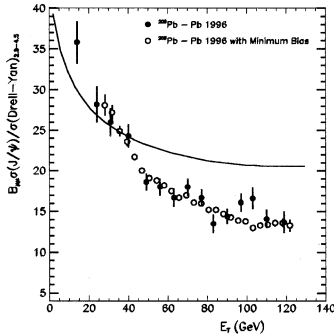


Рис. 19: Сравнение отношений  $\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY}$  и  $\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY}$ . Кривая показывает тоже самое отношение для картины нормальной ядерной абсорбции как показано на рис. 12.

1996 года позволили сделать решающий шаг вперед, поскольку они были получены на основе нового независимого анализа, использующего МВ-события и привели тем не менее к результатам совместным с предыдущими измерениями, причем с значительно меньшими статистическими неоднозначностями. Они количественно подтвердили со значительно большей аккуратностью наличие аномального  $J/\psi$ -подавления и показали действительно "нормальное" (уже измеренное для более легких ядер) поведение для периферических Рь-Рь взаимодействий. Более того они показывают 20 % падение поперечного сечения рождения  $J/\psi$  в узком интервале значений прицельных параметров 7.3–8.3  $\Phi$ . К сожалению для наиболее центральных столкновений ожидается, что эти данные имеют систематическое отклонение из за повторных взаимодействий в случае более толстой мишени (длиной 12 мм), которая использовалась для увеличения числа отбираемых событий.

Для дальнейшего прояснения тенденции эффекта подавления при самых маленьких прицельных параметрах были проведены измерения в 1998 году с самой тонкой мишенью (длиной 3 мм), совместной с необходимой статистической точностью. Предварительные результаты, полученные из этих последних событий подтверждают ожидаемое систематическое отклонение. Кроме того они показывают еще более драматическое отклонение от описания на основе модели ядерной абсорбции для наиболее центральных Рь-Рь-взаимодействий. Это хорошо видно на рисунке 20. С другой стороны наблюдаемое поведение может быть описано на основе модели "расплавления" чармония, индуцируемого условиями температуры и плотности, которые создаются в Рь-Рь-взаимодействиях при 158 ГэВ. Сначала подавляется  $\chi_c$ -резонанс при менее экстремальных условиях, благодаря его соответствующей энергии связи и радиусу (неподавленный  $\chi_c$ -резонанс, рожденный в нормальном взаимодействии, распадается в  $J/\psi$ , который невозможно экспериментально отличить в детекторе от непосредственно рожденного). В дальнейшем, то есть когда достигаются более экстремальные условия,  $J/\psi$ , непосредственно рожденный, подавляется в деконфайнированной среде. Для объяснения экспериментально наблюдаемого подавления

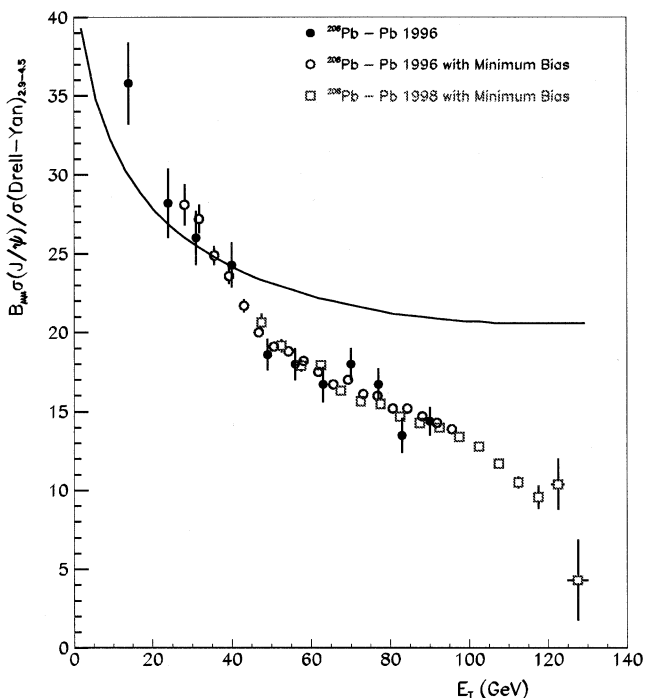


Рис. 20: Отношение сечений  $\sigma_{J/\psi}$  к  $\sigma_{DY}$  для Pb-Pb столкновений. Кривая показывает "нормальное" подавление описываемое моделью ядерной абсорбции, как она получена из подгонки данных для более легких ядер мишени и снарядов.

$J/\psi$  было построено несколько обычных адронных, не включающих фазового перехода к деконфайнированной материи, моделей. Сегодня можно сказать, что ни одна из них неспособна описать одновременно детальное поведение аномального подавления, наблюдаемого в Pb-Pb и "нормальное" подавление, наблюдаемое для более легких снарядов.

Наиболее детальную картину аномального подавления демонстрирует рисунок 21, на котором показано отношение сечений  $J/\psi$ - и  $DY$ -сечений, нормированное на экспоненциально убывающую функцию, полученную на основе модели ядерной абсорбции.

## Часть II. Кремниевые детекторы в физике ультрарелятивистских тяжелых ионов.

Эксперименты с ультрарелятивистскими пучками тяжелых ионов выдвигают на первый план проблему оперирования с огромным количеством заряженных частиц, образующихся в конечном состоянии в результате реакций. Понятно, что для этих экспериментов желательнее измерить, по крайней мере, число испущенных в каждом событии частиц, которое

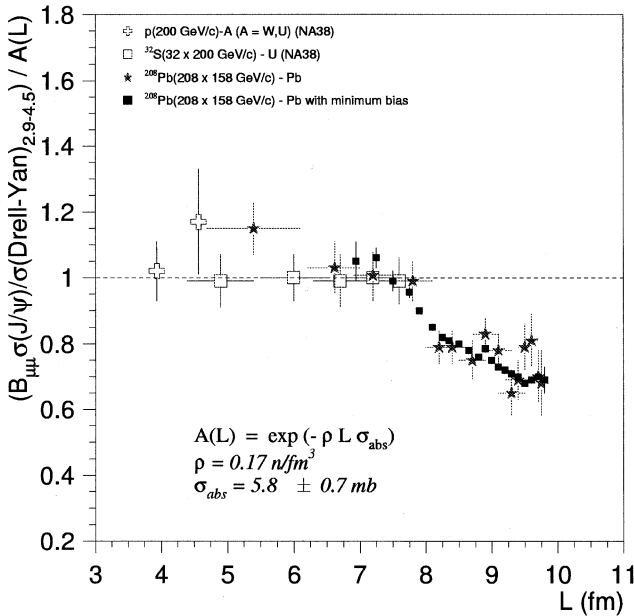


Рис. 21: Отношение  $\sigma_{J/\psi}/\sigma_{DY}$ , приведенное к описанию подавления на основе нормальной ядерной абсорбции, как они измерены в NA38 и NA51.

связано с плотностью энергии достигнутой в реакции. Более того, часто необходимо знать не только полное число частиц, но также определить угловое распределение вторичных частиц, рожденных при взаимодействии. Учитывая, что на единицу быстроты приходится несколько сотен частиц, очевидно, что газовые детекторы могут использоваться, располагаясь только на значительном расстоянии от точки взаимодействия, там, где расстояние между треками становится сравнимым с разрешением детектора. Типичные промежутки между треками — несколько миллиметров, что диктует расстояние от зоны взаимодействия порядка метра или даже нескольких метров, в зависимости от рассматриваемого интервала по быстроте  $\eta$ . Такое положение часто оказывается неосуществимым и даже противоречащим необходимым условиям измерений. Например, в NA50 максимальным возможным интервалом является расстояние между мишенью и мюонным поглотителем, составляющее всего лишь несколько десятков сантиметров. В экспериментах Нурегон, скажем, таких как NA57, расстояние определяется длиной, на которой происходит распад изучаемой частицы, а это вновь сантиметровый диапазон. Значит, почти все настоящие и будущие эксперименты с ультрарелятивистскими пучками тяжелых ионов применяют или будут применять кремниевые детекторы для измерения траекторий частиц в непосредственной близости от вершины взаимодействия. В будущих экспериментах STAR на RHIC

и ALICE на LHC несколько слоев кремниевых детекторов будут основой их внутренних трековых систем [41]. Аналогичным образом, правда в меньшей степени, будет оборудована установка PHENIX на RHIC, а вот эксперимент PHOBOS там же будет фактически полностью базироваться только на кремниевых детекторах, осуществляющих весь спектр измерений. Далее будут освещены причины успеха таких детекторов, а также принципы их действия вместе с изложением некоторых деталей разработок, выполненных лично автором. Кроме того, представлена конструкция системы кремниевых детекторов NA50 и указано какое развитие она получила уже в больших масштабах на планируемом эксперименте ALICE.

## Кремниевый детектор множественности.

На протяжении последних пятнадцати лет кремниевые детекторы используются повсеместно при проведении экспериментов по физике высоких энергий и ядерной физике, как на больших коллайдерах, так и в экспериментах с фиксированной мишенью, включая и специализированные детекторы, например, спектрометры для космических исследований и медицинской диагностики [42]–[46]. Этот процесс развивался по мере прогресса в технологии микроэлектроники и межсоединений [47]. Безусловно он непосредственно сказался на качестве технологии производства детекторов и дал мощный толчок развитию считывающих детекторов, позволяя самым эффективным образом делать их все более производственными и сложными [48],[49].

Успех силиконовых детекторов основывается на некоторых характеристиках, которые делают их исключительными приборами как по энергетическому так и пространственному разрешению:

- производительность порядка 10 *наносек*
- пространственное разрешение порядка 10 *микрон*
- сегментирование любой поверхности, с характерным размером порядка 10 *микрон*
- небольшое количество материала ( $0.003 X_0$ )
- превосходные механические свойства
- линейная функция отклика на вложенную энергию
- хорошее разрешение вложенной энергии (всего лишь 3.6 *эВ* необходимо для рождения заряженной пары, в сравнении с 30-ю *эВ* в газовых детекторах)
- стойкость по отношению к высокой радиации
- гибкость по отношению к изменению конструкции

Детектор множественности (MD) [50],[51] представляет собой кремниевый стриповый детектор, используемый для измерения углового распределения и множественности заряженных вторичных частиц, рождаемых в высокоэнергетических Рb-Рb-столкновениях, при этом угловое покрытие детектора множественности включает в себя угловое покрытие NA50 мюонного спектрометра. Он используется в эксперименте NA50 для характеристики событий в зависимости от их центральности. Расположение MD в установке NA50 в районе мишени можно видеть на рис. 4. Система мишеней должна располагаться как можно ближе к поглотителю, чтобы ограничить фон в спектре димюонов, сужая тем самым пространство, в котором должны располагаться детекторы множественности до 10 *см* в

продольном направлении. Подобная конструкция учитывала весь позитивный опыт, накопленный в работе с кремниевыми детекторами, которые были созданы для эксперимента HELIOS, оперировавшего на SPS с легкими ядрами [52]–[55].

MD состоит из двух идентичных детекторов, называемых MD1 и MD2. Каждый из детекторов имеет четыре чувствительные области: два внутренних и два внешних кольца. Поскольку детекторы множественности подвергаются высоким и неоднородным уровням облучения, достигающим значений выше  $2 \text{ Mrad}$  и более чем  $10^{14} \text{ частиц/см}^2$  на внутренних радиусах, каждый детектор построен в виде мозаики силиконовых детекторов, которые в случае серьезного повреждения легко могут быть заменены. Чувствительная область первого внутреннего кольца (F001) расположена в интервале от  $r_{\min} = 0.44 \text{ см}$  до  $r_{\max} = 3.44 \text{ см}$  ( $r$ —расстояние от оси пучка  $z$ ). Кремниевый детектор приклеен к многослойной печатной плате (включающей всю необходимую электронику) называемой BOARD1, которая играет также роль механической опоры. F001 разделена на 36 азимутальных секторов: 18 чувствительных и 18 используемых в качестве линий разводки. Секторы пронумерованы в порядке возрастания (от 1 до 36) от горизонтальной оси. Чувствительные (S) и нечувствительные (F) секторы расположены в следующей последовательности  $1_F, 2_S, 3_S, 4_F, 5_F, 6_S, 7_S, 8_F, \dots$  Каждый чувствительный сектор разделен на 128 стрипов. Каждый стрип идентифицируется номером сектора и номером кольца (то есть его положением, отсчитываемым радиально от оси). Первое внешнее кольцо называется F002. Оно имеет чувствительную область, расположенную от  $r_{\min} = 3.44 \text{ см}$  до  $r_{\max} = 8.64 \text{ см}$ . В этом случае силиконовый детектор клеится к опоре BOARD2. Азимутальная сегментация и последовательность чувствительных и нечувствительных секторов такая же как принято для F001. Каждый из чувствительных секторов разделен дополнительно на 64 стрипа. Два кольца, описанные выше, повторены на двух сторонах MD1/MD2 см. рис. 22. Единственное отличие между двумя сторонами MD1 заключается в последовательности чувствительных секторов:  $1_S, 2_F, 3_F, 4_S, 5_S, 6_F, 7_F, 8_S, \dots$  для второй стороны MD1. Оба типа BOARD разрабатывались в Турине и изготавливались в CERNe.

Таким образом ансамбль F001/2+F003/4 обеспечивает полное азимутальное покрытие и практически постоянную занятость каждого чувствительного элемента ( $\Delta\eta \approx 0.02$ ,  $\Delta\phi \approx 10^\circ$ ). Полное число независимых каналов в детекторе — 13824, что обеспечивает локальную занятость менее 30 % при максимальных множественностях. Детектор обеспечивает точечное измерение углов частиц используя информацию о положении вершины, которая, в свою очередь, следует из выявления мишени; при этом размер шага по псевдобыстроте того же порядка, что и неопределенность по углу из-за конечных размеров пучка и перерассеяний. Моделирование с использованием пакета GEANT дает ожидаемое разрешение по множественности заряженных частиц менее 10 % для центральных событий, в основном за счет вторичных взаимодействий и превращений в мишени. Учитывая предполагаемые уровни облучения и чрезвычайно компактную конструкцию, для внутренних колец используются емкостные соединения (AC coupling) с электронной предварительной обработкой данных, обеспечиваемые встроенными конденсаторами и кремниевыми резисторами, а для детекторов внешних колец — прямые соединения (DC coupling). Кольца закреплены на базовой плоскости с помощью прецизионных винтов. Наконец, плоскость вместе с внешней многослойной цепью (EXTCARD), обеспечивающей связь с внешним миром, установлены на механическом устройстве. Вся система приводится в движение в вертикальном направлении с помощью шагового двигателя с дистанционным управлением. Основные требования предъявляемые к кремниевому стриповому детектору должны быть следующими: (i) входная емкость преамплификатора (включая стрипы и линии разводки), не должна превосходить  $5 \text{ пФ}$ , для того, чтобы обеспечить хорошее отношение сигнал/шум ( $> 20$ ); (ii) для ограничения шума, возникающего после облучения, токи утечки не должны превышать  $5 \text{ мкА/стрип}$ ; (iii) емкость связи (MOS кон-



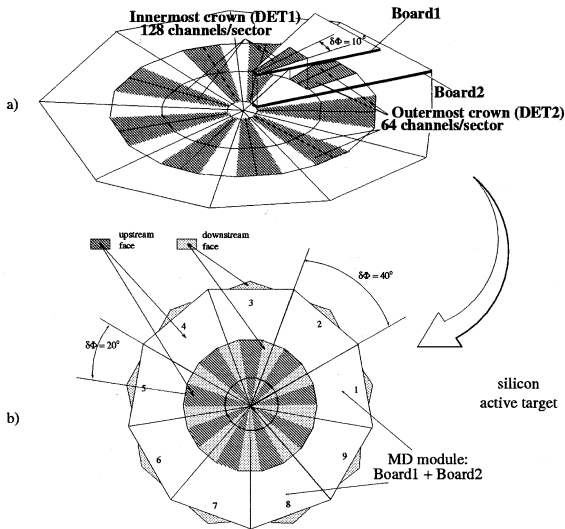


Рис. 22: Схема детектора множественности.

денсатор, образованный металл/оксидом и нитрид/ $p$ - диффузией) не должна превышать  $100 \text{ пФ/стрип}$  ( $20 \text{ пФ}$  вполне приемлемы для внутренних стрипов), чтобы гарантировать правильный съем сигнала предусилителем; (iv) сопротивление смещения (производимое полисиликоном)  $> 200 \text{ кОм}$ ; (v) межстриповое сопротивление должно быть достаточно высоким, чтобы обеспечить межстриповую изоляцию. Из за принятой концепции механической рамы требуется два типа детекторов: DET1 для внутреннего кольца и DET2 для внешнего. Они представляют собой односторонние кремниевые стриповые детекторы, причем стрипы сделаны из  $p^+$  имплантантов на  $n$  подложке. Омический контакт сделан на основе  $n^+$  диффузии и называется backplane. К детектору прикладывается обратное напряжение смещения, порядка  $100 \text{ В}$  между backplane и смещающей шиной, которая окружает чувствительную область и связана с каждым стрипом посредством встроенного полисиликонового резистора. Через эти сопротивления, каждый порядка  $200 \text{ кОм}$ , протекает обратный ток, являющийся одной из компонент токов утечки. Другая компонента, а именно поверхностный ток, собирается охранном кольцом —  $p^+$  имплантацией, которая ограничивает чувствительную область, определяя профиль электрического поля вблизи физического края детектора. АС связь осуществляется MOS конденсатором, нанесенным непосредственно на поверхность детектора, посредством депозиции  $250 \text{ наном}$  диоксида кремния плюс слой алюминия толщиной  $1 \text{ мк}$ . MOS контакт предохраняет токи утечки от проникновения за первый контур предусилителя, который связан посредством стеклянной разводки припаиванной к алюминию через специальный контакт, называемый бондинговыми площадками.

Для того, чтобы иметь одинаковое покрытие по псевдобыстроте во всем детекторе стриповая область простирается от оси пучка до внешней части MD. По этой причине число стрипов изменяется в двух DET компонентах, а именно на каждом секторе DET1 имеется 128 стрипов, в то время как на DET2 имеется лишь 64, и DET2 гораздо больше, чем DET1. К сожалению индустриальная технология нанесения  $\text{SiO}_2$  на кремниевые пластины большого размера не гарантирует стандартов по толщине диоксида. Поэтому

для DET2 используется DC соединение.

Схема платы внутреннего кольца, на которой видны детектор, разводка и четыре пары считывающих чипов, обслуживающих 256 каналов, показана на рис. 23.

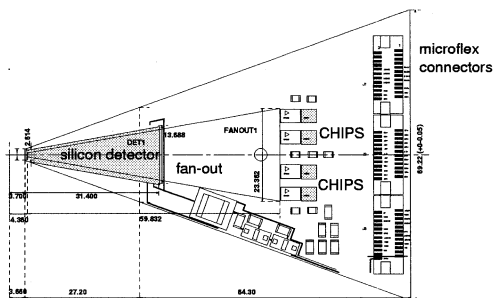


Рис. 23: Схема платы детектора.

**VLSI электроника предварительной обработки данных.** Поскольку от каждого стрипа поступает лишь информация о попадании/или непопадании, была выбрана бинарная схема считывания, в которой сигнал немедленно дискриминируется и для последующей передачи накапливается уже только цифровая информация. Блок-диаграмма цепи считывания MD показана на рис. 24. Первый VLSI-чип в цепи, называемый FABRIC,

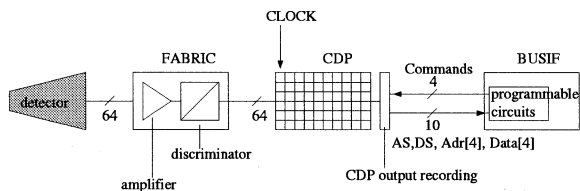


Рис. 24: Блок-диаграмма цепи считывания MD.

припаян напрямую к разводке каналов детектора, служит для предусиления, формирования и дискриминирования сигналов. Он припаян ко второму чипу — CDP, который, по

существо, является синхронизируемым цифровым буфером. CDP синхронизируется частотой 50 МГц и обеспечивает хранение информации на протяжении латенции триггера (примерно 1 мксек). Данные затем накапливаются в памяти на модулях BUSIF до формирования полного пакета (до 5000 событий), а затем передаются для сбора в комнату управления по оптическим связям. Модуль VME (CSTD) в локальном блоке памяти служит для генерации тактовых импульсов и сигналов калибровки, а также обеспечивает правильную синхронизацию сигналов триггера. Оба VLSI-чипа должны иметь: довольно тесное расположение каналов, чтобы ограничить длину разводки (был выбран шаг 50 мкм), малое потребление энергии (2.5 мВт на канал), чтобы избежать необходимости обеспечивать охлаждение, и обладать достаточной радиационной устойчивостью. Они были реализованы как специализированные 64-х каналные чипы: FABRIC собрана с использованием биполярной (Tektronix) технологии, а CDP — с использованием радиационно-устойчивой-CMOS технологии Honeywell. Оба чипа могут работать в режиме тестирования, что обеспечивает возможность полного тестирования и калибровки системы. Максимально предусмотренные потоки —  $10^7$  частиц/сек и  $2 \times 10^6$  взаимодействий/сек в совокупности с предполагаемой загрузкой на канал, приближающейся к 30 % для центральных Pb-Pb столкновений, означают, что наиболее важными параметрами для электроники предварительной обработки данных становятся мертвое время и разрешение по времени. При разработке были приняты значения: 50 наносек для мертвого времени<sup>4</sup> и 5 наносек для отклонений, гарантирующее от потерь в цифровом буфере. Этот выбор, включающий в себя некоторый запас для безопасности, оказался на самом деле жизненно важным, так как после сеанса 1996 года было принято решение провести эксперимент с более тонкой мишенью и, следовательно, при больших частотах взаимодействий (интенсивность пучка к тому времени уже была максимальной), и поэтому более ослабленные требования к параметрам при проектировании могли обернуться сбоями в работе. Кроме того, поскольку система не позволяет учитывать неоднородности, при проектировании накладывалось требование, чтобы возможные вариации сигнала и пороговых значений не ухудшали бы значительно производительность системы по сравнению с производительностью отдельного канала.

**Модуль FABRIC.** Поскольку NA50 — эксперимент на высоко-интенсивных пучках с фиксированной мишенью, любой защитный затвор против переполнения приведет к потере событий, и, следовательно, должен быть настолько коротким, насколько это возможно. Например, при средней интенсивности пучка  $10^7$  частиц/сек и толщине мишени, составляющей 18 % от длины взаимодействия, переполнение взаимодействий составляет 8 % за 20 наносек. При высокой загрузке детектора эффективно этого можно достичь только при достаточно коротком мертвом времени, в частности, стремились к значению ниже 50 наносек. Кроме того, для того, чтобы гарантировать от потерь в цифровом буфере, который будет следовать за аналоговым чипом предварительной обработки данных, который, как предполагается, будет работать на частоте, превышающей 50 МГц, отклонение времени на дискриминаторе должно быть меньше 8 наносек. Оба этих требования скорее относятся к тем, которые необходимы, чем к тем, которые соответствуют параметрам электроники предварительной обработки данных для  $p-p$  экспериментов на LHC [56].

Конструкция кремниевых детекторов эксперимента NA50, в основу которой положено требование однородной загрузки каждого канала, достаточно оригинальна и приводит к емкостям каналов и разводки от 0.5 пФ до 5 пФ для одного чипа детектора, а связывающие емкости, которые накапливаются в каждом канале, меняются в пределах примерно одного порядка. Так как не существует способа сделать шумы предусилителя независимыми

<sup>4</sup>Выбранное на основе приемлемых в эксперименте максимальных потерь событий при защите от ситуации, когда в пределах времени реакции детектора происходит более одного события, ухудшая тем самым разрешение, так называемое переполнение.

от входной емкости, электроника предварительной обработки данных должна разрабатываться с учетом возможных шумов при максимальной входной емкости. В то же время другие параметры предусилителя (сигнал, пиковое время) не должны при этом быть чувствительными к входной емкости в пределах указанного диапазона.

Продолжительность токового сигнала, индуцированного в канале  $p$ -стороннего кремниевго детектора равна времени сбора дырочных носителей. Для детектора толщиной 300  $\mu\text{м}$  с приложенным напряжением, в 1.5 раза превышающим напряжение истощения, время сбора дырочных носителей приблизительно 25 *наносек*, но половина заряда собирается в первые 5 *наносек*. Для того, чтобы обеспечить мертвое время в 50 *наносек*, необходимо обеспечить форму импульсов с эффективной шириной пика около 25 *наносек*, чтобы сохранить действительную форму входного токового сигнала.

Нашей целью было достижение отношения сигнал/шум 20 для частиц с наименьшей ионизирующей способностью, при входной емкости 5  $\text{пФ}$ . Это значение гарантирует хорошую эффективность детектирования на низшем пределе распределения Ландау для заряда, депозированного в 300  $\mu\text{м}$  кремнии, частицей с наименьшей ионизирующей способностью, то есть 2  $fC$ , даже при наличии эффекта перераспределения заряда между соседними стрипами, как это имеет место для удаленных стрипов. Одной из идей в начале разработок было желание избежать введения локальной охлаждающей системы, которую было бы чрезвычайно трудно реализовать из за компактности детектора. Отсюда вытекало требование, что питание должно составлять 100  $\text{мВт}$  на чип, то есть 1.5  $\text{мВт}/\text{канал}$ . Принимая во внимание рабочую область емкостей, требуемую производительность и указанное ограничение по питанию, можно заключить, что наилучшей для цепи будет биполярная технология. Был выбран обычный биполярный процесс SHP1, развитый Tetragon.

Другой причиной выбора биполярной технологии послужила необходимость хорошей радиационной стойкости. Ожидаемые уровни излучения для используемых детекторов и электроники предварительной обработки данных в течении 70-ти сутокного сеанса составляют свыше 2  $\text{Мрад}$  для ионизирующего излучения и потоки свыше  $10^{13}$   $\text{н}/\text{см}^2$  для эквивалентного нейтронного потока. В действительности, в сеансах 1996 года дозы превосходили ожидаемые.

Выходной сигнал с дискриминатора передается затем в виде тока, а цепь заканчивается отражателем тока с высоким выходным импедансом. Это решение было принято с тем, чтобы уменьшить возможные помехи от цифрового CMOS буфера и уменьшить уровень токового сигнала, наводимого выходным контуром дискриминатора. Высокий выходной импеданс дискриминатора является критическим моментом для производительности всей цепи и является приемлемым только в случае, когда выходы аналогового чипа предварительной обработки данных напрямую припаяны к входам цифрового CMOS буферного чипа. В действительности, выходное токовое зеркало было разработано имея ввиду специфический CMOS токоприемник.

Детали конструкции CDP-чипа, плат BOARDS и их связей, EXTCARD, модуля CCTD, разработанного в Турине, BUSIF и их функции в общем дизайне изложены в работах [24],[50].

## Радиационные повреждения.

Изучение роли радиационных эффектов при создании кремниевых детектирующих систем было в прежние годы и остается сегодня проблемой фундаментальной важности для экспериментаторов, поскольку охота за все более и более редкими сигналами вынуждает подвергать детекторы естественно все большим дозам облучения. Обширные исследования этой проблемы были предприняты в работах [57]–[61], что же касается, в частности, эксперимента NA50 в работах [62],[63]. Для увеличения объема отобранных событий дли-

на мишени в эксперименте 1996 года была выбрана большей по сравнению с проектной. Поэтому, потоки падающих на детектор частиц превышали предусмотренные в проекте значения, достигая очень больших величин в жизненно важных для нормальной работы детектора зонах.

Влияние облучения на кремниевые приборы для удобства разделяют на объемные и поверхностные повреждения. Поверхностное повреждение является главным образом результатом воздействия ионизирующих частиц и влияет на границу раздела оксид-кремний, приводя к избыточным поверхностным токам утечки, уменьшенной подвижности носителей, вариациям сопротивления между элементами. Объемное повреждение является следствием влияния заряженных частиц и нейтронов и затрагивает дислокации атомов кремния и примесей. Основными последствиями для детектора являются при этом увеличенные токи утечки (благодаря образованию энергетических уровней в энергетической щели) и изменение концентрации носителей (постепенно превращая *n*-материал в нейтральный, а затем и в *p*-материал). Для детекторов во внутреннем кольце точка конверсии *n*-проводимости в *p*-проводимость была не только достигнута, но и многократно превышена, что привело к увеличению напряжения истощения для этих детекторов до 200 В. Результатом этого является снижение эффективности детектора из-за неполного истощения объема при стандартном напряжении. В процессе набора данных это напряжение было увеличено, частично скомпенсировав эффект.

МД детектор в эксперименте NA50 является одним из нескольких детекторов, работающих в реальном эксперименте, где кремниевые детекторы подвергаются действию радиационных потоков и доз сравнимых с теми, которые ожидаются во внутренних трековых системах для детекторов будущего LHC. Решающей характеристикой такого детектора является тогда, безусловно, его радиационная стойкость.

Конструкция детектора предполагает его постоянную занятость и, следовательно, сильно неоднородные уровни облучения. Оценки потоков и доз для самой внутренней части детектора в течение сеансов 1996 года были, соответственно, вплоть до  $10^{14}$  eq.n/cm<sup>2</sup> и 10 Mrad ионизирующего излучения. В результате даже самые внешние стрипы, которые получили всего лишь  $10^{13}$  eq.n/cm<sup>2</sup>, были инвертированы после этих сеансов.

Весь материал этой главы разделен на две части. В первой из них обсуждаются методы измерения радиационных повреждений во время съема данных в сеансе 1996 года. Во второй же части представлены результаты измерений, выполненных после сеансов с целью проверки данных, полученных при работающем пучке, и понимания поведения детекторов после инверсии типа проводимости.

## Радиационные эффекты в сеансе 96 года.

Радиационные повреждения во время сеансов проявляются главным образом в росте токов утечки и напряжения обеднения. Первое измеряется непосредственно, что же касается второго, то нет прямого способа измерить его во время съема данных. Наблюдаемой, которая скоррелирована с изменением напряжения обеднения, является заселенность частицами, измеренная в детекторе.

**Токи утечки.** Токи утечки на единицу объема  $J$  пропорциональны потоку частиц:  $J = \alpha\Phi$ . В течение всего периода набора данных непрерывно отслеживаются токи утечки и можно, таким образом, оценить потоки падающих на детектор частиц, которые в первом приближении достигают величин порядка  $4 \times 10^{14}$ . Увеличенные токи существенно повлияли на производительность внешних детекторов, связанных, как уже упоминалось, по постоянному току. Снижение производительности связано с изменением рабочей точки, а потому и эффективности сигналов на входе микросхемы FABRIC. Этот эффект частично компенсировался изменением номинального значения напряжения, контролируя

одновременно ток на входе, который может устанавливаться извне независимо от остальных настроек чипа. Таким образом, первоначальная производительность микросхемы в большей степени была восстановлена. Токи утечки детекторов контролируются во время сеансов постоянно. На рисунке 25 показаны токи утечки для детекторов, облучавшихся

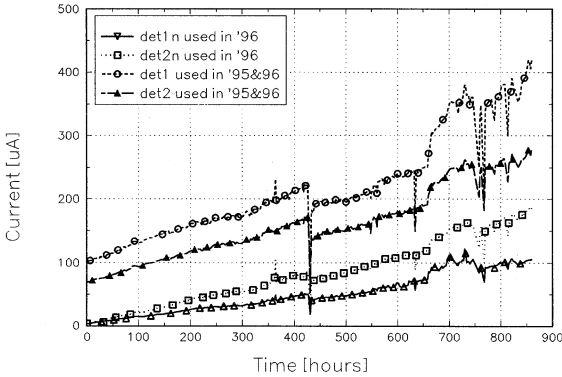


Рис. 25: Типичные токи утечки отдельных детекторов в сеансе 96 года.

во время сеансов 96 года и сеансов 95 и 96 годов. Некоторые резкие изменения тока связаны с изменениями в системе охлаждения, с пробоями в питании, отсутствием пучка и изменениями напряжения смещения. Видно, что в полном согласии с феноменологией токи линейно скалируют в зависимости от потока при реалистическом предположении о почти постоянной средней интенсивности пучка. Ток на этом рисунке является полным током детектора, состоящего из стрипов, облученных вплоть до потоков, изменяющихся более чем на один порядок величины при переходе от самых внутренних стрипов до самых внешних. Следовательно, константа повреждения, получающаяся из этих измерений отличается от измерений, полученных в других радиационных тестах [63].

**Напряжение пробоя.** При конструировании кремниевого МД не использовались никакие специальные условия, гарантирующие работу при высоком напряжении. Тем не менее, пробой детекторов во время сеансов не наблюдался. Даже в конце сеанса 96 года, когда все детекторы уже были инвертированы, никаких признаков пробоя не наблюдалось. Более того, даже в измерениях после сеанса, когда прикладывалось напряжение смещения в 400 V ко многим детекторам, не наблюдалось ни одного пробоя. Все из 36 неоднородно облученных детектора успешно работали. Полученные результаты подтверждают эффект увеличения напряжения пробоя  $p - on - p$  детекторов после инверсии типа проводимости, который наблюдался и в других экспериментах [63].

**Шум во время сеанса.** Для уменьшения чувствительности системы к токам утечки детекторов и возникающего из-за этого шума были использованы АС-связанные стрипы вместе с очень быстрой считывающей электроникой ( $T_{peak} = 15 \text{ наносек}$ ). Действие системы контролировалось рядом так называемых шумовых каналов в зависимости от времени в течении сеанса. Шумовой канал был выбран на основе анализа результатов всевозможных обрезаний. Каналы с заселенностью выше 72 % или выше 4-х кратного среднего из 16 соседних стрипов считались шумовыми. Такой высокий порог обрезания по заселенности следует из очень высокой (20 % - 30 %) физической заселенности в детекторе. В эксперименте не наблюдалось изменение числа шумовых каналов, которое хоть как то было бы скоррелировано с увеличением детекторных токов утечки.

**Заселенность как функция напряжения смещения.** В конце сеанса 96 года было выполнено сканирование детекторных напряжений смещения при работающем пучке ионов свинца с целью выяснить влияние облучения на детекторы. Было найдено, что заселенность для самых внутренних стрипов этих детекторов не насыщается даже для самых высоких напряжений. Для того, чтобы скоррелировать напряжение обеднения с измеренной заселенностью в первом приближении было использовано, что она пропорциональна  $Q_{collected} \sim W_{depleted} \sim \sqrt{V_{bias}}$ . С использованием простого алгоритма, который находит точку пересечения двух линейных подгонок, было оценено напряжение обеднения стрипа за стрипом на основе знания заселенностей, полученных во время сканирования. Из полученных данных можно заключить, что напряжение обеднения наиболее внутренних стрипов детекторов из сеансов 95 и 96 годов превышают предел источника питания, который был 200 V в течении сеанса 96 года. Поскольку эти детекторы между сеансами сохранялись при комнатной температуре можно ожидать, что имел место значительный обратный отжиг. В самом деле, хотя полный поток в сеансе 95 года составлял всего лишь около 1/4 от сеанса 96 года, напряжение обеднения для этих детекторов было более чем вдвое выше напряжения для детекторов, использованных только в сеансе 96 года. Для сеансов 98 года основная масса уже облученных детекторов была заменена.

**Эффективность детекторов.** Для вычисления эффективности облученных детекторов сравнивалось значение насыщения заселенности стрипа с физической заселенностью частицами, полученной из оценок в начале сеанса, когда детекторы еще не облучены. Для стрипов, которые были полностью обеднены, не наблюдалось уменьшения эффективности с точностью до 10 %. Очевидно, для стрипов, которые не были полностью обеднены, найдено значительное падение эффективности. Можно, однако, заключить, что стандартные  $p - o - n$  детекторы успешно работают при потоках вплоть до  $10^{14}$   $eq.n/cm^2$  и не обнаруживает заметной потери эффективности, если они смещены к высоким напряжениям, достаточным, чтобы быть полностью обедненными.

В диссертации приведены также результаты тщательных послесеансовых измерений [63], которые позволяют заключить, что кремниевые стриповые детекторы, использованные в эксперименте NA50, обеспечивают убедительное экспериментальное доказательство того, что стандартные  $p - o - n$  детекторы надежно работают после инверсии типа проводимости. Существуют три главных фактора, подтверждающих это заключение, именно: 1) сохраняется высокая эффективность детекторов; 2) не наблюдается разрушение детекторов; 3) сохраняется хорошая изоляция между  $p+$  стрипами. Что касается физического поведения индивидуального детектора, было найдено, что для удаления электронного поверхностного слоя из межстриповой области и, следовательно, восстановления чисто геометрических значений детекторных емкостей необходимо сместить детектор, прикладывая напряжение намного более высокое, чем напряжение обеднения. Однако, полученные результаты свидетельствуют о необходимости продолжения исследований, с целью понять физическую природу ряда наблюдаемых зависимостей в радиационных эффектах.

Диссертация содержит также Заключение, в котором приведены основные её результаты (см. раздел "На защиту выдвигаются следующие результаты").

## Литература

- [1] Proc. of the 9th Int. Conf. on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions, Borlange, Sweden, Nucl. Phys. A566 (1994).
- [2] Proc. of the 10th Int. Conf. on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions, Monterey, USA, Nucl. Phys. A590 (1995).
- [3] R. Hagedorn, Suppl. Nuovo. Cimento **3** (1965) 147.

- [4] J. Kapusta, Phys. Rev. **D23** (1981) 2444.
- [5] N. Ardito et al., Interactions of 60 and 200 A GeV  $^{16}\text{O}$  ions in nuclear emulsion, Europhys. Lett. **6** (1988) 131.
- [6] HELIOS-Emulsion Collaboration, T. Åkesson et al., An emulsion study of  $^{16}\text{O}$  and  $^{32}\text{S}$  interactions at 200 GeV per nucleon selected by transverse energy, Nucl. Phys. **B342** (1990) 279.
- [7] G. Baroni et al., Electromagnetic dissociation of 200 GeV/nucleon  $^{16}\text{O}$  and  $^{32}\text{S}$  ions in nuclear emulsions, Nucl. Phys. **A516** (1990) 673.
- [8] G. Baroni et al., Interactions of 200 GeV/nucleon  $^{16}\text{O}$  and  $^{32}\text{S}$  ions in nuclear emulsions, Nucl. Phys. **A531** (1991) 691.
- [9] HELIOS Collaboration, T. Åkesson et al., Proton distributions in the target fragmentation region in proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions at high energies, Z. Phys. **C53** (1992) 183.
- [10] HELIOS Collaboration, T. Åkesson et al., The transverse energy distribution in  $^{16}\text{O}$ -nucleus collisions at 60 and 200 GeV per nucleon, Z. Phys. **C38** (1988) 383.
- [11] HELIOS Collaboration, T. Åkesson et al., The transverse energy distributions of  $^{32}\text{S}$ -nucleus collisions at 200 GeV per nucleon, Phys. Lett. **B214** (1988) 295.
- [12] HELIOS Collaboration, T. Åkesson et al., Measurement of the transverse energy flow in nucleus-nucleus collisions at 200 GeV per nucleon, Nucl. Phys. **B353** (1991) 1.
- [13] HELIOS Collaboration, T. Åkesson et al., Transverse energy measurements in proton-nucleus interactions at high energy, Z. Phys. C 58 (1993) 239.
- [14] J.D. Bjorken, Phys. Rev. **D27** (1983) 140.
- [15] HELIOS Collaboration, T. Åkesson et al., Inclusive negative particle  $p_{\perp}$  spectra in  $p$ -nucleus and nucleus-nucleus collisions at 200 GeV per nucleon, Z. Phys. **C46** (1990) 361.
- [16] M.C. Abreu et al. [NA50 Collaboration], Intermediate mass dimuons in NA38/NA50, J. Phys. G **G25** (1999) 235.
- [17] HELIOS Collaboration, T. Åkesson et al., Low-mass lepton-pair production in  $p$ -Be collisions at 450 GeV/c, Z. Phys. C 68, (1995) 47.
- [18] HELIOS-3 Collaboration, A.L.S. Angelis et al., Excess of continuum dimuon production at masses between threshold and the  $J/\psi$  in S-W interactions at 200 GeV/c/nucleon, Eur. Phys. J. **C13** (2000) 433.
- [19] NA38 and NA50 Collaborations, M. C. Abreu et al., Low mass dimuon production in proton and ion induced interactions at the SPS. Eur. Phys. J. C13 (2000) 69.
- [20] M. Abreu et al. [NA38 and NA50 Collaboration], NA38/NA50 results on the low mass dimuon spectra, Nucl. Phys. **A638** (1998) 487.
- [21] HELIOS Collaboration, T. Åkesson et al., Inclusive photon production in  $p\text{A}$  and  $\text{AA}$  collisions at 200 GeV/u, Z. Phys. **C46** (1990) 369.



- [22] HELIOS-3 Collaboration, A. L. Angelis et al., Study of vector mesons in dimuon production in a large kinematic region in p W and S W interactions at 200-GeV/c/nucleon, Eur. Phys. J. C5 (1998) 63.
- [23] HELIOS-Emulsion Collaboration, T. Åkesson et al., A search for multiplicity fluctuations in high energy nucleus-nucleus collisions, Phys. Lett. B252 (1990) 303.
- [24] M.C. Abreu et al. [NA50 and NA38 Collaboration], Phi, rho and omega production in collisions induced by deuteron and heavy ions around 200-GeV per nucleon, Nucl. Phys. A638 (1998) 483.
- [25] HELIOS Collaboration, T. Åkesson et al., Kaon production in 200 GeV/nucleon nucleus-nucleus collisions, Phys. Lett. B296 (1992) 273.
- [26] H. Satz, T. Matsui, Phys. Rev. B178 (1986) 416 .
- [27] C. Baglin et al., Phys. Lett. B220 (1989) 471.
- [28] NA50 Collaboration, M. C. Abreu et al., Observation of fission in Pb-Pb interactions at 158-A-GeV, Phys. Rev. C59 (1999) 876.
- [29] E. Scomparin et al., Quark Matter '96, Nucl. Phys. A610 (1996) 331.
- [30] C. Baglin et al., Phys. Lett. B51 (1990) 472.
- [31] NA50 Collaboration, M.C. Abreu et al.,  $J/\psi$  and Drell-Yan cross-sections in Pb-Pb interactions at 158 GeV/c per nucleon. Phys. Lett. B410 (1997) 327.
- [32] NA50 Collaboration, M.C. Abreu et al., Anomalous  $J/\psi$  suppression in Pb-Pb interactions at 158 GeV/c per nucleon. Phys. Lett. B410 (1997) 337.
- [33] M.C. Abreu et al. [NA50 Collaboration], Charmonium production in Pb Pb interactions at 158-GeV/c per nucleon, Nucl. Phys. A638 (1998) 261.
- [34] M. Glück et al., Z. Phys. C53 (1992) 127, Phys. Lett. B306 (1993) 391.
- [35] G.A. Schuler, Preprint CERN-TH.7170/94.
- [36] NA51 Collaboration, M. C. Abreu et al.,  $J/\psi$ ,  $\psi'$  and Drell-Yan production in p p and p d interactions at 450-GeV/c, Phys. Lett. B438 (1998) 35.
- [37] M.C. Abreu et al. [NA50 Collaboration],  $J/\psi$  suppression, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 71 (1999) 279.
- [38] A.Baldit et al., Study of the isospin symmetry breaking in the light quark sea of the nucleon from the Drell-Yan process, Phys. Lett. B. 332 (1994) 244.
- [39] NA50 Collaboration, M. C. Abreu et al., Observation of a threshold effect in the anomalous  $J/\psi$  suppression. Phys.Lett. B430 (1999) 456.
- [40] NA38 and NA50 Collaborations, M. C. Abreu et al. Dimuon and charm production in nucleus-nucleus collisions at the CERN-SPS. Euro. Phys. J. C14 (2000) 443.
- [41] NA50 Collaboration, M. C. Abreu et al. Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the  $J/\psi$  suppression pattern measured in Pb + Pb collisions at the CERN-SPS. Phys. Lett. B477 (2000) 28.

- [42] K. Werner, P. Cerello and P. Giubellino, The VENUS model for heavy ion collisions at LHC energies, ECFA Large Hadron Collider Workshop, Aachen, Germany, October 4-9 1990, CERN 90-10, Vol. II, 1098.
- [43] SICAPO Collaboration, E. Borchini et al., Silicon sampling hadronic calorimetry: a tool for experiments at the next generation of colliders, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A279** (1989) 57.
- [44] SICAPO Collaboration, F. Lemeilleur et al., The local hardening effect on electromagnetic showers. A way for signal equalization in Si/high-Z hadron calorimeters, Phys. Lett. **B222** (1989) 518.
- [45] SICAPO Collaboration, E. Borchini et al., Electromagnetic shower energy filtering effect. A way to achieve the compensation condition ( $e/\pi = 1$ ) in hadronic calorimetry, Phys. Lett. **B222** (1989) 525.
- [46] SICAPO Collaboration, A.L.S. Angelis et al., Evidence for the compensation condition in Si/U hadronic calorimetry by the local hardening effect, Phys. Lett. **B242** (1990) 293.
- [47] SICAPO Collaboration, E. Borchini et al., Evidence for compensation in a Si/(Fe,Pb) hadron calorimeter by the filtering effect, Phys. Lett. **B280** (1992) 169.
- [48] W. Dabrowski et al., Low-noise monolithic bipolar front-end for silicon drift detectors, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A 420** (1999) 270.
- [49] S. Beole et al., Silicon drift detector; studies about geometry of electrodes and production technology, Nucl. Instr. and Meth. **A377** (1996) 393.
- [50] G. Gramegna et al., Designing a linear silicon drift detector, IEEE Trans. on Nuclear Science 42 (1995) 1497.
- [51] B. Alessandro et al., A fast, high-granularity silicon multiplicity detector for the NA50 experiment at CERN, Nucl. Instrum. Meth. **A360** (1995) 189.
- [52] B. Alessandro et al., Design and operation of a fast high-granularity silicon detector system in a high-radiation environment, Nucl. Instrum. Meth. **A409** (1998) 167.
- [53] R.H. Beuttenmuller et al., Silicon position sensitive detectors for the Helios (NA 34) experiment, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A253** (1987) 500.
- [54] P. Giubellino et al., Performance of the silicon ring counter for the HELIOS experiment at CERN, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A275** (1989) 89.
- [55] HELIOS Collaboration, T. Åkesson et al., Charged-particle multiplicity distributions in oxygen-nucleus collisions at 60 and 200 GeV per nucleon, Nucl. Phys. **B333** (1990) 48.
- [56] S. Aoki et al., Charged particle multiplicity and transverse energy measured in  $^{32}\text{S}$  central interactions at 200 GeV per nucleon, Nuovo Cim. **108A**, (1995) 1125.
- [57] W. Dabrowski et al., Fast bipolar front-end for binary readout of silicon strip detectors, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A350** (1994) 548.
- [58] P. Barberis et al., Radiation hardness measurements on components of a full custom bipolar process, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), 32 (1993) 540.

- [59] H.J. Ziock et al., Measurement of proton induced radiation damage to CMOS transistors and pin diodes, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **37** (1990) 1238.
- [60] K. Gill et al., Radiation damage by neutrons and photons to silicon detectors, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* **A322** (1992) 177.
- [61] A. Holmes-Siedle et al., Radiation tolerance of single-sided silicon microstrips, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **339** (1994) 511.
- [62] J. Matheson et al., Radiation damage studies of field plate and p-stop n-side silicon microstrip detectors, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **362** (1995) 297.
- [63] B. Alessandro et al., Analysis of radiation effects on silicon strip detectors in the NA50 experiment, *Nucl. Instrum. Meth.* **A432** (1999) 342.

---

Рукопись поступила в издательский отдел  
9 ноября 2000 года.

Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 10.11.2000

Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 4,94

Тираж 100. Заказ 52338

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
Дубна Московской области