

СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53.0(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ
АКАДЕМИИ НАУК СССР
(26—27 января 1977 г.)**

26 и 27 января 1977 г. в конференц-зале Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны следующие доклады:

1. Э. Я. Зандберг, Н. И. Ионов. Поверхностная ионизация и ее применения.

2. П. Г. Борзяк, Г. А. Катрич, Ю. А. Кулюпин, П. М. Томчук. Электронные процессы в металлических островковых пленках.

3. Ю. Р. Птушинский, А. Г. Наумовец, О. А. Панченко. Электронно-адсорбционные явления на поверхности металлических монокристаллов.

4. И. А. Аброян, В. В. Кораблев, Н. Н. Петров, А. И. Титов. Вторично-эмиссионные методы исследования структуры и состава приповерхностных слоев твердых тел.

5. В. А. Крат. Новые представления о фотосфере Солнца на основе стратосферных исследований.

6. В. А. Согласнов и др. Поиск импульсных радиосигналов от астрономических объектов.

Ниже публикуется краткое содержание пяти прочитанных докладов.

537.572(048)

Э. Я. Зандберг, Н. И. Ионов. Поверхностная ионизация и ее применения. Поверхностная ионизация (ПИ)-термически равновесная эмиссия ионов с поверхностей твердых тел. Развитие работ в этой области началось с открытия в 1923 г. ионизации паров Cs на поверхности вольфрама и получения затем выражения для степени поверхностной ионизации (α) частиц в замкнутой полости с температурой T . До 1950 г. проводились несистематические исследования ПИ лишь ограниченного числа элементов, в основном атомов щелочных металлов и галогенов, а использовалось явление в источниках ионов и в детекторах атомных потоков применительно лишь к указанным элементам.

Относясь к малоизученной области взаимодействия частиц с твердыми телами, ПИ привлекла внимание коллектива сотрудников ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР как явление, исследование которого представляет значительный научный интерес и может привести к совершенно новым областям его использования. В докладе кратко охарактеризованы исследования, проведенные этим коллективом, начиная с 1955 г.

Практический интерес представляет ионизация частиц не внутри полости, а на открытых поверхностях, с отбором тока положительных или отрицательных ионов, а также изыскание возможностей увеличения α . Исследования распределения ионов по начальным скоростям показали, что при ионизации атомов на открытых поверхностях между частицами и твердым телом также устанавливается тепловое равновесие; это позволило разработать полную феноменологическую теорию явления на основе статистической термодинамики и рассмотреть в ней влияние на ионизацию внешних ускоряющих ионы электрических полей E ^{1,2}. При $E \leq 10^7$ в/см и образовании положительных или отрицательных ионов

$$\alpha_{\pm}(E) = \alpha_{\pm} \exp\left(\frac{e\sqrt{eE}}{kT}\right) = \begin{cases} A_+ \exp\left[\frac{e}{kT}(\varphi - V + \sqrt{eE})\right], \\ A_- \exp\left[\frac{e}{kT}(S - \varphi + \sqrt{eE})\right], \end{cases}$$

где A_+ и A_- — отношение статистических сумм соответственно ионного и нейтрального состояний частиц, φ — работа выхода эмиссионно-однородного твердого тела, V — потенциал ионизации атомов, S — сродство их к электрону, а e , k и T имеют обычный смысл.

В случаях $\alpha \ll 1$ (когда $e(\varphi + \sqrt{eE} - V) \ll kT$) и $\alpha \gg 1$ (когда $e(\varphi + \sqrt{eE} - V) \gg kT$) внешнее поле различным образом воздействует на эмиссию ионов. В первом случае возрастает плотность тока j по закону $j(E) = j \exp(e\sqrt{eE}/kT)$ (при $E \sim 10^7$ в/см, $T = 1000$ °К ток от элементов с высокими V увеличивается в $10^5 - 10^6$ раз). При $\alpha \gg 1$ поле практически не изменяет j , но существенно уменьшает пороговую температуру ионизации (если при $E = 0$ $T_0 \sim 1000$ °К, то при $E \approx 10^7$ в/см T_0 может снизиться до ~ 300 °К). Это свойство лежит в основе создания ненакаливаемых источников ионов с большой плотностью тока, десорбции и испарения ионов сильным полем, а также приводит к развитию предпробной проводимости высоковольтных вакуумных промежутков.

Переход от изучения ПИ атомов к ПИ молекул, образующих фрагментные ионы, позволил выявить закономерности эмиссии ионов, образованию которых предшествует диссоциация молекул на поверхностях твердых тел.

Обнаружено, что многие классы органических соединений (содержащих гетероатомы пятой группы) образуют на нагретых окисленных металлах многоатомные термически стойкие радикалы и комплексы с низкими потенциалами ионизации, легко ионизирующиеся путем ПИ. Масс-спектры положительных ионов этих соединений малодифференциальны, характерны и прогнозируемы по установленным правилам^{3,4}. Это существенно упрощает решение многих аналитических задач⁴⁻⁶.

В результате исследований с помощью специально разработанных масс-спектрометрических методик (например,⁷) ПИ элементов с различными потенциалами ионизации (до ~ 10 эВ) и сродством к электрону (от ~ 1 эВ), исследований ионизации молекул простого и сложного состава на поверхностях твердых тел с различными свойствами (на металлах, полупроводниках, пленочных системах эмиссионно однородных и неоднородных) и использования электрических полей ПИ стала одним из эффективных способов ионизации. Это не только существенно расширило границы ее традиционного применения в источниках ионов и в детекторах нейтральных частиц, но и сделало возможным использование явления во многих физико-химических исследованиях свойств частиц, поверхностей твердых тел и процессов взаимодействия частиц с твердыми телами^{1,2,8}. Общее количество разработанных и употребляющихся в настоящее время поверхностно-ионизационных методов физико-химических исследований приближается к 30. К ним относятся: различные методы определения потенциалов ионизации атомов и радикалов органических соединений¹⁻³, средства атомов к электрону^{1,2,8}, энергии связи в ионах органических соединений^{3,9}, метод исследования эмиссионной однородности или контрастности твердых тел^{1,2}, а также фазовых переходов в субмонослойных пленках адсорбированных веществ¹⁰, метод изучения кинетики роста островковых структур в адсорбированных пленках^{11,12}, методы определения истинных температур твердых тел и монокроматических коэффициентов черноты излучения^{1,10}, методы изучения диффузии примесных атомов внутри твердых тел¹ и через межфазовую границу¹⁰, методы изучения химических реакций в адсорбированных слоях и их температурных зависимостей^{1,4}, метод исследования активности катализаторов в реакциях диссоциации¹⁰, разнообразные методы определения кинетических характеристик десорбции частиц с поверхностей твердых тел^{1,8,13}. Разработаны физико-химические основы поверхностно-ионизационного масс-спектрометрического анализа аминов, гидразинов и их производных с чувствительностью, недоступной другим методам анализа⁸.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Я. Зандберг, Н. И. Ионов, Поверхностная ионизация, М., «Наука», 1969.
2. N. I. Ionov, Progr. Surface Sci. 1, 237 (1972).
3. Э. Я. Зандберг, в кн. Материалы I Всесоюзной конференции по масс-спектрометрии, Ленинград, 1972, с. 180.
4. Э. Я. Зандберг, У. Х. Расулев, Изв. АН СССР, сер. физ. 40, 1561 (1976).
5. Э. Я. Зандберг, У. Х. Расул'ев, Ж. аналит. хим. 27, 2459 (1972).
6. Э. Я. Зандберг, У. Х. Расулев, в кн. Тезисы докладов II Всесоюзной конференции по масс-спектрометрии, Л., «Наука», ЛО, 1974, с. 59.
7. Э. Я. Зандберг и В. И. Палеев, ЖТФ 42, 844 (1972).
8. Э. Я. Зандберг, ЖТФ 44, 1809 (1974).
9. Н. Д. Потехина, Ж. теор. и экспер. хим. 9, 620 (1973).
10. А. Я. Тонтегоде, Поверхностная ионизация атомов и молекул и ее новые применения. Автореферат докторской диссертации, Л., ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР, 1975.

11. Э. Я. Зандберг, Е. В. Рутьков, А. Я. Тонтегоде, ЖТФ 46, 2610 (1976).
12. Э. Я. Зандберг, Н. Д. Потехина, Е. В. Рутьков, А. Я. Тонтегоде, Письма ЖТФ 1, 805 (1976).
13. Н. И. Ионов, Ц. С. Маринова, Б. В. Якшинский, ФТТ 14, 3181 (1972).

537.57(048)

П. Г. Борзяк, Г. А. Катрич, Ю. А. Кулюпин, П. М. Томчук. Электронные процессы в металлических островковых пленках. Раздельные металлические островки на диэлектрической подложке, из которых состоит «пленка», объединяются в единую систему электронным обменом между ними (в наших случаях это обычно туннельный обмен). В результате эта система как целое, как действительная пленка, обладает электропроводностью. У нас четко было показано, что электрические характеристики таких пленок определяются особенностями их структуры. Задавая определенного вида структурные неоднородности, мы можем получать пленки, у которых приэлектродные скачки потенциала зависят от полярности напряжения, у других — от полярности напряжения зависит сопротивление пленки, у третьих получаются эффекты переключения либо N-, либо S-типа, у четвертых — отрицательное дифференциальное сопротивление. Все эти явления представляют несомненный физический и практический интерес.

Но даже если пленки и структурно однородны, то вольт-амперные характеристики тока проводимости нелинейны, что авторами связывается с разогревом электронов в островках. В связи с ослаблением электрон-фононного взаимодействия в малых частицах металла, разогрев электронов в островковых пленках может быть очень интенсивным и приводить к холодной электронной эмиссии из островков, на основе чего получаются уже и промышленные холодные катоды.

Была проведена целая серия опытов, в том числе и довольно тонких, из результатов которых следовало, что наблюдаемую холодную электронную эмиссию нельзя объяснить автоэмиссионным механизмом, но хорошо интерпретировать эффектом разогрева электронов. Некоторые из этих опытов привели и к очень перспективному практическому выходу.

Из представления о неупругом туннелировании и неупругом отражении на потенциальных барьерах островков горячих электронов следует также, что при тех же условиях, при которых появляется электронная эмиссия, должно возникать в островковых пленках и холодное свечение. Это явление при указанных условиях действительно наблюдается. Если так, то оно должно наблюдаться и при генерации горячих электронов при бомбардировке электронами любых металлических образцов, как пленочных, так и массивных. Это явление было также наблюденно и исследуется. Для висмута, например, была обнаружена корреляция между спектрами излучения, получающимися при прохождении тока через островковую пленку и при ее бомбардировке электронами.

При бомбардировке меди в спектре ее излучения получен резко выраженный максимум, соответствующий такому же резкому максимуму на кривой распределения плотности электронных состояний, который отражает плотность состояний на 2 эв ниже уровня Ферми. Этот результат указывает, что исследование свечения бомбардируемых металлов может стать дополнительным методом изучения электронной энергетической структуры твердых тел.

При электронной бомбардировке получено также излучение, связанное с радиационным распадом коллективного плазменного возбужденного состояния. У пленок с островками очень малых размеров наблюдается размерный эффект сдвига плазменного резонанса в более коротковолновую сторону.

У золота был исследован размерный эффект изменения зонной энергетической структуры. При достаточном уменьшении размеров островков начинает «разрушаться» s-зона и совсем выбывает из игры при размерах островков, состоящих из десятков атомов. d-зона и при этих условиях остается устойчивой.

537.572(048)

Ю. Г. Птушинский, А. Г. Наумовец, О. А. Папченко. Электронно-адсорбционные явления на поверхности металлических монокристаллов. Физика поверхности — одна из наиболее динамично развивающихся сейчас областей физики твердого тела. Эта область является научной базой таких важнейших отраслей техники и технологии как катализ, защита металлов от коррозии, электронная техника, вакуумная техника и др.

Достижения технологии сверхвысокого вакуума, а также создание комплекса мощных методик позволяют теперь проводить эксперименты с атомарно чистыми

поверхностями и получать точные сведения об атомной и энергетической структуре поверхностей и их химическом составе.

Доклад базируется на цикле экспериментальных работ Института физики АН УССР по исследованию физических свойств атомарно чистой и покрытой контролируемые субмонослойными пленками поверхности монокристаллов тугоплавких металлов. Эксперименты выполнены в вакууме 10^{-11} тор в интервале температур кристалла 5 — 2500 °К.

На примере системы, в которой партнерами выступают, с одной стороны, монокристаллы вольфрама и молибдена, а с другой, — субмонослойная («тоньше» монокристаллического слоя) пленка стронция, рассмотрены данные о структуре и фазовых переходах в квазидвумерных кристаллах. Сведения о структуре поверхности и пленок получались методом дифракции медленных электронов.

Анализ наблюдаемых структур позволил заключить, что на плотноупакованной грани (110) вольфрама и молибдена преобладающим является диполь-дипольное отталкивательное взаимодействие адсорбированных атомов (адатомов) стронция. Тем не менее некоторые различия в структуре пленок стронция на односторонних гранях вольфрама и молибдена указывают на существенную роль сил иной природы — косвенного взаимодействия адатомов через электронный газ подложки. Особенно ярко этот тип взаимодействия проявился при адсорбции на грани (112) с анизотропным строением.

Были изучены также переходы порядок — беспорядок в адсорбированных пленках и обнаружено качественное различие в поведении пленок, согласованных и несогласованных с подложкой. Пленки первого типа разупорядочиваются в узком температурном интервале, второго типа — в широком. Мы усматриваем в этом качественное подтверждение выводов теории о том, что в согласованных пленках существует истинный дальний порядок, в несогласованных — лишь ближний порядок, радиус которого постепенно уменьшается с ростом температуры.

Вторая группа работ посвящена изучению рассеяния электронов проводимости атомно-чистой и покрытой субмонослойными пленками поверхностью монокристалла вольфрама (и молибдена). Сведения о рассеянии получались из наблюдения статического скин-эффекта и зондгеймеровских осцилляций.

Установлено, что атомно-чистая поверхность (110) рассеивает электроны проводимости почти зеркально, поверхность (100) — практически диффузно. Последнее объясняется электронно-дырочными перебарсами на поверхности (что вытекает из учета анизотропии поверхности Ферми). Нанесение субмонослойных пленок ухудшает зеркальные качества поверхности, причем степень этого ухудшения зависит как от природы напыляемых атомов, так и от степени порядка в пленке.

Наблюдение зондгеймеровских осцилляций позволяет судить о рассеянии поверхностью выделенной группы электронов.

537.572(048)

И. А. Аброян, В. В. Кораблев, Н. Н. Петров, А. И. Титов. Вторично-эмиссионные методы исследования структуры и состава приповерхностных слоев твердых тел. Методам всестороннего анализа поверхности твердого тела и его приповерхностного слоя (элементный состав, структура, электронные свойства и т. п.) в последние годы уделяется огромное внимание¹. В данном сообщении подводятся некоторые итоги работ, выполненных на кафедре физической электроники ЛПИ им. М. И. Калинина, где помимо традиционного подхода к решению задачи (методы электронной оже-спектроскопии, дифракции медленных электронов и т. п.) проводится комплексное использование оригинальных методов и физических процессов, еще не вошедших в арсенал других лабораторий.

1. Метод исследования структуры приповерхностного слоя, основанный на изменении зависимости коэффициента неупругого отражения электронов η от ориентации первичного пучка относительно монокристалла.

Экспериментально изучаются либо зависимости коэффициента η от угла падения θ или азимутального угла φ , либо (при использовании растрового электронного микроскопа) так называемые картины канализирования электронов или псевдо-кичучи-изображения.

Зависимости η (θ , φ) для монокристаллов немонотонны. Рельеф η (θ , φ) связан с упорядоченным расположением атомов в кристаллической решетке и может быть объяснен с позиций динамической теории дифракции. Естественно, что нарушение структуры облучаемого образца должно приводить к сглаживанию этого рельефа, что и может быть использовано для контроля структуры приповерхностного слоя². Изменяя энергию первичных электронов, можно варьировать чувствительность метода и зондируемую толщину слоя материала. Развита следующие практические приложения данного метода:

а) Измерение толщины неупорядоченных пленок известного состава (в интервале от долей до сотен монокристаллических слоев), находящихся на поверхности монокристаллов, независимо от состава и физических свойств нанесенного материала³.

б) Измерение параметров разупорядоченных областей, возникающих при ионном облучении (средняя площадь поперечного сечения и глубина, а также степень нарушения кристаллической структуры). Выполнен цикл исследований по определению эффективности введения дефектов при облучении германия ионами инертных газов при изменении энергии, сорта ионов, плотности ионного тока и температуры мишени (см., например, ⁴).

в) Исследование распределения по глубине структурных нарушений, возникающих в процессе ионного легирования. В этом случае описываемый метод сочетается с послойным удалением слоев полупроводника контролируемой толщины. Сейчас на основе этой методики выполняются работы по изучению профилей распределения радиационных дефектов в кремнии при ионном внедрении (см., например, ⁵).

2. Растровый электронно-лучевой метод исследования работы выхода $e\phi$ ⁶, позволяющий получать информацию о распределении локальных величин $e\phi$ по поверхности образцов на экране кинескопа и регистрировать относительное распределение $e\phi$ $dS/d(e\phi) = f(e\phi)$ на ленте самопишущего прибора. (Ордината получаемой кривой $f(e\phi)$ в каждой точке пропорциональна площади S , обладающей данной работой выхода). В этом методе узкий сфокусированный пучок электронов, развернутый в растр, приближается к поверхности мишени с энергиями частиц, близкими к нулю. При прочих равных условиях ток между катодом и избранной точкой поверхности мишени определяется контактной разностью потенциалов, т. е. локальной работой выхода в данной точке.

Метод положительно зарекомендовал себя при изучении следующих процессов:

а) адсорбции и десорбции инородных атомов на поверхностях металлов и полупроводников;

б) диффузии и миграции отдельных компонентов в металлических соединениях и сплавах;

в) рекристаллизации в металлических образцах при их термической обработке и различного вида деформациях.

3. Ионная оже-спектроскопия⁷. Выбивание электронов из глубоких оболочек частиц при ионном облучении осуществляется не в результате кулоновского возбуждения, как при электронной бомбардировке, а обменным механизмом (своего рода перезарядка), существенно зависящим от индивидуальных свойств партнеров, участвующих в столкновении. С помощью ионной оже-спектроскопии присутствие на поверхности некоторых элементов может быть обнаружено с большей эффективностью, чем при электронном облучении. Так, например, для регистрации атомов кислорода целесообразно вести бомбардировку ионами гелия, а для обнаружения серы — ионами аргона. Комплексное использование перечисленных вторично-эмиссионных методов открывает широкие возможности для получения разнообразной информации для любой заданной точки поверхности образца. Об элементном составе поверхности в выбранной точке можно судить, анализируя энергетический спектр оже-электронов⁸, а о степени совершенства кристаллической структуры — по картинам каналирования электронов⁹.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. К о р а б л е в, Электронная оже-спектроскопия, Л., ЛПИ, 1973. Methods of Surface Analysis, Ed. W. Czanderna, Amsterdam. Elsevier, 1975.
Н. Н. П е т р о в, И. А. А б р о я н, Диагностика поверхности с помощью ионных пучков, Л., Изд-во Ленингр. ун-та, 1977.
2. И. А. А б р о я н, А. И. Т и т о в, ФТТ 10, 3432 (1968).
3. А. И. Т и т о в, в кн. Физические основы ионно-лучевого легирования (Материалы научной конференции), Горький, Изд. Горьк. ун-та, 1972, с. 143. В. В. К о р а б л е в, ФТТ 14, 1789 (1972).
4. И. А. А б р о я н, В. С. Б е л я к о в, А. И. Т и т о в, Микроэлектроника 5, 231 (1976).
5. И. А. А б р о я н, Н. Ф. З и т т а, В. В. К о н ы ш е в, А. И. Т и т о в, А. В. Х л е б а л к и н, Изв. АН СССР, сер. физ. 40, 1749 (1976).
6. В. В. И о н о в, В. В. К о р а б л е в, Тр. ЛПИ, № 328, 40 (1973); Радиотехн. и электрон. 18, 1760 (1973).
7. А. А. Д о р о ж к и н, А. А. П е т р о в, Н. Н. П е т р о в, в кн. Взаимодействие атомных частиц с твердым телом, ч. 3, Харьков, Изд-во Харьк. ун-та, 1976, с. 41; Изв. АН СССР, сер. физ. 40 (2566) (1976).
8. В. В. И о н о в, В. В. К о р а б л е в, А. А. М а й о р о в, Радиотехн. и электрон. 21 2249 (1976).
9. В. В. К о р а б л е в, А. А. М а й о р о в, С. Г. Е р ш о в, Изв. АН СССР, сер. физ. 40, 1699 (1976).

523.74(048)

В. А. Крат. Новые представления о фотосфере Солнца на основе стратосферных исследований. Результаты, сообщаемые в докладе, получены в ходе обработки материалов наблюдений большой советской стратосферной солнечной обсерватории (ССО) во время полетов 1970—1973 гг. При обработке использовались цифровые методы фотометрии, методы голографии и математическая теория выбросов.

Среди всех установленных нами фактов, относящихся к солнечной атмосфере, особо должны быть выделены следующие:

1. Двухкомпонентность поля солнечной грануляции (светлые изолированные гранулы и темная сетка). Гранулы видны до самого края солнечного диска. Непрерывность сетки начинает разрушаться уже при угле зрения наблюдателя с нормалью к поверхности $\theta = 60^\circ$. При $\theta > 70^\circ$ сетка полностью исчезает. Из этого следует, что сетка в среднем залегает в фотосфере ниже гранул на 100—200 км.

2. Морфологически отсутствует непрерывный переход от гранул к сетке. Практически нет гранул с яркостью, меньшей среднего уровня яркости фотосферы.

3. Гранулы и сетка резко очерчены. Практически отсутствуют случаи непрерывной диссипации структур. Сетка морфологически замыкается на пятнах, порах и зачаточных порах (поруцах).

4. Движения фотосферных элементов совершаются под различными углами наклона к уровневой поверхности фотосферы. Их амплитуда достигает $\pm 2,0$ км/сек.

5. Перепады температуры «гранула — сетка» достигают 1000° .

6. У пор и малых солнечных пятен существует значительная диссипация по яркости. Яркость пор способна сильно меняться с течением времени вплоть до полного исчезновения поры на фоне фотосферы.

7. В структуре полу тени и тени пятен существуют яркие гранулоподобные образования типа очень ярких глубоко лежащих факельных грунел, яркость их в ряде случаев превосходит среднюю яркость фотосферы. Некоторые из них весьма устойчивы и могут наблюдаться в течение нескольких часов (2—3 часа).

8. Так называемые светлые кольца вокруг пятен представляют группы отдельных ярких гранул типа факельных гранул. Такие же факельные гранулы, как правило, окружают все поры.

9. Горизонтальные перемещения отдельных элементов полутени пятен могут иметь порядок 10 км/сек.

10. Элементы хромосферы в несколько раз шире в сечении, чем фотосферные элементы.

11. Темные и светлые волокна полутени пятен лишь в 30% случаев показывают расширение с удалением от ядра пятна с градиентом порядка 100 м на 1 км.

Объяснить все упомянутые выше факты можно только на основе электромагнитной картины строения солнечной атмосферы. Наклонное движение и высокие перепады температуры требуют для стабильности картины (хотя бы на несколько минут) значительной напряженности магнитного поля $H > 100$ гс. При меньших на порядок значениях H , которые до сих пор принимаются для фотосферы на основе наземных наблюдений с солнечными магнитографами, влияние магнитного поля на плазму атмосферы будет неощутимым. Поскольку темная сетка фотосферы морфологически связана с пятнами и является наиболее четким образованием, мы можем приписать повышенное магнитное поле именно сетке. В таком случае в наземных условиях это магнитное поле будет практически ненаблюдаемым, или, точнее, замкнутым в суммарном изображении гранул и сетки. Кроме того, при наличии в волокнах сетки азимутального поля деполаризация в профилях спектральных линий неизбежна и продольная компонента H будет близка к нулю.

Расширение атмосферных образований при переходе из фотосферы в хромосферу объясняется магнитным давлением внутри объекта (дуга, петля, струя) в условиях резко падающего внешнего давления в хромосфере. Отсутствие расширения у большей части волокон полутени пятен говорит за то, что они не поднимаются вверх и остаются чисто фотосферными образованиями (вероятнее всего, верхними магнитными дуг).

Высокое значение H для фотосферной сетки может быть причиной понижения в них температуры. Поскольку средний диаметр сечения волокон сетки меняется от 200 до 600 км, большая часть волокон должна лежать внутри конвективной зоны (согласно любой из существующих моделей). В этом случае «работает» механизм понижения температуры за счет подавления конвекции, так же как он считается действующим и в случае солнечных пятен.

Важно, что при $H \approx 10$ гс такое подавление конвекции невозможно. Потемнение сетки может быть обеспечено только при $H > 100$ гс.

Факелы являются в общем устойчивыми образованиями, внезапно возникающими (если речь идет об отдельных гранулах) и столь же внезапно исчезающими (в течение нескольких минут или даже десятков секунд). Они возникают на различных уровнях фотосферы и генетически связаны с солнечными пятнами и порами. Их свечение

пока имеет единственное объяснение — выход потока гидромагнитных волн из подфотосферных слоев при условии $H > 100$ гс.

Солнце больше не следует считать звездой с малым магнитным полем. Его магнитное поле сравнимо с полем магнитных звезд, но имеет тонкую структуру, что приводит к кажущейся незначительности H в усредненном от всего Солнца потоке излучения.

В докладе использованы материалы: В. В. Крайт, Л. М. Котляр, Стратосферная астрономия, М., «Наука», 1976; Солнечные данные, № 2 (1974); № 2 (1976).

539.171

НОВЫЕ ДАННЫЕ О ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

(по материалам XVIII Международной конференции по физике высоких энергий, Тбилиси, 15—21 июля 1976 г.)

И. В. Андреев, А. Д. Долгов, А. А. Комар, В. А. Кузьмин, В. А. Хозе, В. А. Царев

Очередная XVIII Международная конференция по физике высоких энергий, проходившая в Тбилиси 15—21 июля 1976 г. и собравшая более 800 участников, суммировала результаты исследований сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий элементарных частиц, проводившихся в последние два года в лабораториях всех стран мира. Существенное влияние на характер и направленность этих исследований оказало открытие в ноябре 1974 г. новых элементарных образований: J/ψ -частиц, породившее поток разнообразных догадок и предположений и вызвавшее к жизни целый ряд новых постановок эксперимента. В большинстве научных центров программа исследований была пересмотрена и в значительной мере переориентирована на изучение свойств новых частиц, особенностей их рождения в различных взаимодействиях, а также проверку следствий, вытекающих из различных вариантов интерпретации природы J/ψ -частиц. Неудивительно, что работы, так или иначе связанные с новыми частицами, составили заметную долю работ, представленных на конференцию в Тбилиси, а соответствующая тематика была в центре внимания участников конференции.

Значительный интерес вызвали также последние исследования процессов слабых взаимодействий элементарных частиц, в первую очередь нейтринных процессов, и в частности, процессов, порождаемых нейтральными токами, а также глубоконепругих электромагнитных процессов. На конференции был доложен и ряд новых данных по процессам сильных взаимодействий при высоких энергиях, выявивших некоторые непредвиденные особенности этих процессов.

Ниже будут обсуждены главные из новых результатов, относящихся к упомянутым типам взаимодействий*). При этом неизбежно часть данных из числа доложенных на конференции останется за рамками обсуждения, что авторы с сожалением и необходимыми извинениями вынуждены констатировать.

1. НОВЫЕ ЧАСТИЦЫ

Одним из центральных событий в работе конференции в Тбилиси явилось сообщение об обнаружении первых представителей семейства «очарованных» частиц, т. е. частиц, являющихся носителями нового квантового числа «очарования». С их открытием в физику элементарных частиц входит новая область исследования — исследование свойств и распадных характеристик очарованных частиц.

Открытие новых частиц (если не произойдет неожиданного разочарования) явилось беспспорным успехом теории. Как хорошо известно, первоначальная кварковая модель Гелл-Манна — Цвайга, основанная на трех кварках $q(u, d, s)$ и оказавшаяся чрезвычайно успешной при описании основных свойств адронов, встретила с существенными трудностями в описании слабых взаимодействий, так как приводила, например, к заметным нейтральным токам с изменением странности. Как показали Глэшоу, Иллиопулос и Майани, введение четвертого (очарованного) кварка c автома-

*) При изложении материалов конференции роли авторов распределены следующим образом: И. В. Андреев и В. А. Царев — сильные взаимодействия, А. Д. Долгов и В. А. Хозе — новые частицы и e^+e^- -анигиляция, партонные модели; А. А. Комар и В. А. Кузьмин — слабые взаимодействия, новые частицы. Общая редакция А. А. Комара.

тически снимает эту трудность. Прямым следствием введения нового кварка явился вывод о существовании нового семейства элементарных частиц: очарованных частиц (мезоны типа $(c\bar{q})$ и барионы типа (cqq) , (ccq) , (ccc)), а также частиц со скрытым очарованием (мезоны типа $(c\bar{c})$). Последние данные подтверждают правильность этого вывода. Для того чтобы лучше оценить и систематизировать современную экспериментальную ситуацию, перечислим более детально следствия модели с четырьмя кварками:

а) $c\bar{c}$ -спектроскопия (спектроскопия чармония)

Ожидается существование семейства SU_3 -синглетных нейтральных мезонов с квантовыми числами $P = (-1)^{L+1}$, $C = (-1)^{L+s}$, где L и s — орбитальный момент и спин $c\bar{c}$ -пары. Обнаруженный два года назад ψ (3095)-мезон при этом следует интерпретировать как ортосостояние $c\bar{c}$ -пары с $J^{PC} = 1^{--}$; ψ' (3684) — как радиальное возбуждение ψ . Значение массы ψ -мезонов позволяет оценить массу c -кварка, $m_c \approx 1,5 G\text{эв}$, что значительно больше масс q -кварков.

б) Спектроскопия очарованных частиц

Предсказывается существование долгоживущих ($\tau \approx 10^{-12} - 10^{-13}$ сек) псевдоскалярных мезонов $D^0 = (c\bar{u})$, $D^+ = (c\bar{d})$, векторных мезонов D^* , F^* , а также барионов B_c : (cqq) , (ccq) , (ccc) . Ожидаемая масса новых частиц (на основании массы c -кварка) должна быть в районе $2 G\text{эв}$, причем, по-видимому, $m(D) < m(F) < m(B_c)$.

в) Распады; правила отбора

Так как сильные и электромагнитные взаимодействия сохраняют очарование, то за распады очарованных частиц ответственно слабое взаимодействие. В рамках простейшей кварковой схемы эти распады главным образом связаны с переходами $c \rightarrow u\bar{d}s$ и $c \rightarrow s\bar{l}^+\nu_l$ ($l = e, \mu$). Поэтому распады D -мезонов должны происходить преимущественно с испусканием K -мезонов (распады барионов (cqq) — с испусканием K -мезонов или Λ (Σ)-гиперонов). Отличительным предсказанием этой модели является утверждение, что в распадах D^+ на K (π) должен испускаться K^- -мезон, а испускание K^+ -мезона запрещено. Эти качественные предсказания находят свое подтверждение на опыте.

Экспериментальные данные по новым адронам были изложены в рапортерских докладах Р. Швиттерса (США) и Б. Вика (ФРГ), С. П. Денисова (СССР), а теоретическая ситуация — в докладе А. Де-Рухулы (США).

1) $c\bar{c}$ -спектроскопия. На конференции были представлены данные, полученные разными группами на установках SPEAR и DORIS, свидетельствующие о существовании четырех C -четных состояний: χ (3415), χ (3450), χ (3500) и χ (3550) (неопределенность в массах меньше или порядка $10 M\text{эв}$). Эти состояния изучались в радиационных распадах $\psi' \rightarrow \gamma + \chi$. Наиболее вероятные значения J^P для этих состояний на основании имеющихся данных следующие (табл. I).

Таблица I

m_χ	3415	3450	3500	3550
J^P	0^+	0^-	1^+	2^+

Уточненное значение доли распадов $\psi' \rightarrow \gamma\chi$ от всех мод распада ψ' составляет теперь $\approx 20\%$, что, по-видимому, решает проблему недостающих распадов ψ' , которая более года была источником беспокойства.

На установке DORIS исследовались распады $\psi \rightarrow \gamma X \rightarrow 3\gamma$. Помимо обнаружения в этих распадах известных частиц η и η' , в области масс $2,8 G\text{эв} < m(X) < 2,9 G\text{эв}$ зафиксирован пик, выходящий за $3,3$ стандартных отклонения. Относительная вероятность перехода в это состояние составляет: $B(\psi \rightarrow \gamma X) \overline{B}(X \rightarrow 2\gamma) = 1,6 \cdot 10^{-4}$. Однако состояние с массой $2,8 G\text{эв}$ не было найдено в системе $p\bar{p}$ при анализе распада $\psi \rightarrow p\bar{r}\bar{u}$, проведенном на SPEAR. Экспериментальное ограничение составляет $B(\psi \rightarrow \gamma X) \overline{B}(X \rightarrow p\bar{r}) < 4 \cdot 10^{-5}$. Вопрос о существовании состояния, которое естественно интерпретировать как псевдоскалярный мезон, построенный из c и \bar{c} кварка (η_c), и о величине его массы, является весьма важным с точки зрения проверки предсказаний кварковой модели, но полная ясность здесь пока не достигнута.

2) Очарованные частицы. На конференции группой SLAC — LBL было сообщено об обнаружении узких пиков в системах K (π) и в спектрах, связанных с ними недостающих масс. Измерения проводились в области энергий $3,9 -$

— 4,6 Гэв, в которой, с одной стороны, рождение новых частиц энергетически возможно, а с другой, — резкий рост и характерная структура величины $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны}) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ указывают на то, что в этой области возникают новые физические явления. В системах $K^\pm \pi^\mp$ и $K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^-$ были обнаружены пики с массой $1865 \pm 15 Mэв$ и шириной $\Gamma < 40 Mэв$, что отвечает экспериментальному разрешению. Исследование спектра недостающей массы систем $K\pi$ и $K3\pi$ показало, что они рождаются вместе с более тяжелым состоянием.

Число событий в системах $K^\pm \pi^\mp$ и $K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^-$ в области резонанса отвечает произведению сечения на относительную вероятность распада (σB), равному $0,52 \pm 0,05 \text{ нб}$ и $0,72 \pm 0,18 \text{ нб}$ соответственно. С ростом энергии величина σB медленно падает.

Были обнаружены также пики в заряженных комбинациях мезонов $K^\pm \pi^\mp \pi^\mp$, отвечающих экзотическим состояниям ($Q = \pm 1, S = \mp 1$) с массой $1876 \pm 15 Mэв$ и $\Gamma < 40 Mэв$, при анализе многотрековых событий при энергии 4,0 — 4,16 Гэв. Спектр масс отдачи имеет пик вблизи 2,01 Гэв. Величина (σB) для этого резонанса равна $0,27 \pm 0,05 \text{ нб}$ при энергии 4,03 Гэв.

Весьма важным является то обстоятельство, что в спектре масс неэкзотической системы $K^\pm \pi^\pm \pi^\mp$ не обнаружено статистически достоверных пиков. Не обнаружено также пиков в системах $K^\pm \pi^\pm, \pi^+ \pi^-, \pi^\pm \pi^+ \pi^-$.

Эти факты находятся в хорошем согласии с теоретическими ожиданиями, описанными выше, и наиболее естественно интерпретируются как открытие дублета D -мезонов. Попытка интерпретировать эти пики как адронные резонансы заставляет предположить, что имеется по крайней мере два резонанса с близко совпадающими массами и разными квантовыми числами. Это кажется довольно неестественным. Спектр масс отдачи не имеет при этом убедительного объяснения. Отметим, однако, что надежно подтвердить существование квантового числа «очарования» могло бы наблюдение полулентонных распадов новых частиц (см. ниже).

Поиски рождения очарованных частиц в адрон-адронных столкновениях пока не привели к столь определенным результатам, как в случае e^+e^- -аннигиляции. В ряде случаев наблюдаются выбросы в спектре эффективных масс различных комбинаций частиц в области, примыкающей к 2 Гэв, но статистическая обеспеченность этих выбросов пока недостаточна. С учетом имеющихся данных по D^0 представляет интерес наблюдение в Серпухове системы $K^0 \pi^0$ с массой $\sim 1,87 \text{ Гэв}$. Группой ОИЯИ, работающей в Серпухове, отмечен пик в спектре масс системы $\Lambda^+ \pi^-$ (содержащий 14 событий) при значении массы 2,09 Гэв, который может служить указанием на существование очарованного бариона подобной массы.

Уже после конференции появилась работа, выполненная на пучке высокоэнергетических фотонов в FNAL, где сообщается о фоторождении очарованного антибариона с массой 2,26 Гэв и $\Gamma < 75 Mэв$, обнаруженного в системе $\bar{\Lambda} \pi^- \pi^+$. Не найдено пика в системе $\bar{\Lambda} \pi^+ \pi^-$, которого и не должно быть в схеме с очарованием. Имеется указание на существование каскада

$$\bar{\Lambda} (4\pi)^0 (m \approx 2,5 \text{ Гэв}) \rightarrow \bar{\Lambda} (3\pi)^- (m \approx 2,26 \text{ Гэв}) + \pi^+.$$

3) μ -с о б ы т и я ; п р я м ы е л е п т о н ы. С рождением очарованных частиц, по-видимому, тесно связано наблюдение так называемых μ -событий в ряде процессов, т. е. событий, в которых электрон и мюон при имеющихся в эксперименте пространственно-временных разрешениях представляются возникающими в самом акте взаимодействия. Одной из возможных причин возникновения μ -событий являются быстро происходящие ($\tau \lesssim 10^{-12} \text{ сек}$) полулентонные распады очарованных частиц, образовавшихся в процессе взаимодействия, обуславливающие вылет электрона или мюона или (при ассоциированном рождении) той и другой частицы одновременно практически из точки взаимодействия. Этот же механизм в какой-то мере должен быть ответственным и за появление «прямых» (т. е. не распадных) лептонов в адрон-адронных столкновениях.

μ -события наблюдались, во-первых, в нейтринных процессах. Группы, работающие на ускорителях FNAL и CERN, представили на конференцию данные о регистрации в пузырьковых камерах следующих событий, инициированных нейтрино:

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + e^+ + \text{остальное.}$$

Всего во FNAL зарегистрировано 15 подобных событий, в CERN — 12. Из 15 μ^-e^+ -событий FNAL 11 сопровождалось появлением V^0 -частицы (т. е. K_S^0 или Λ). В CERN V^0 -частицы наблюдались в трех случаях. Наличие странных частиц среди конечных продуктов реакции есть дополнительное указание в пользу того, что эти события связаны с распадом очарованных частиц. Поскольку образование μ^- в нейтринных процессах обязано перезарядке ν_μ , следует предположить, что в обсуждаемых случаях наблюдалось одиночное рождение очарованных частиц с их последующим полулентонным распадом (знак заряда e^+ при этом в точности соответствует ожидаемому). Выход μ^-e^+ событий находится на уровне $\sim 1\%$ от всех одномюонных событий.

Группой CERN получены предварительные данные, свидетельствующие о наличии μe -событий в протон-протонных соударениях в накопительных кольцах (ISR). Предположительно они также связаны с распадом очарованных частиц. μe -события и «прямые» лептоны наблюдались также в процессах e^+e^- -аннигиляции. В этом случае имеются, видимо, два различных механизма, приводящих к появлению μe -событий и «прямых» лептонов.

На конференцию была представлена большая совокупность данных с установок DORIS и SPEAR по наблюдению процессов:

$$e^+e^- \rightarrow e\tau + \mu^\pm + \text{недостающая энергия}, \quad (1)$$

$$e^+e^- \rightarrow e(\mu) + X. \quad (2)$$

Изучались также корреляции между выходом «прямых» e^\pm и K^\pm , K_S^0 -мезонов.

Эти события обнаружены в той же области энергий, что и новые адроны. Энергетический ход сечения образования μe -событий и «прямых» лептонов имеет явное пороговое поведение. Эти события наиболее естественно было бы интерпретировать как результат рождения и последующего многочастичного распада пары очарованных частиц. Однако источником «прямых» лептонов могут быть также распады гипотетических тяжелых лептонов с массой в районе 2 Гэв . Существование тяжелых лептонов не является обязательным в схеме с очарованным кварком, однако ряд экспериментальных данных по e^+e^- -аннигиляции, в частности, величина R выше 5 Гэв , а также некоторые особенности μe -событий, по-видимому, не могут быть удовлетворительно описаны только с помощью очарованных частиц.

Основные различия между адронными распадами тяжелых лептонов и полулептонными распадами очарованных мезонов заключаются в следующем: 1) распределение по импульсам заряженных лептонов для случая распада D -мезона сосредоточено в области более низких значений импульса, чем в случае распада тяжелого лептона; 2) множественность заряженных и нейтральных треков, сопровождающих «прямые» лептоны, в случае D -мезона должна быть существенно выше, чем для тяжелого лептона, где она составляет величину порядка 2—3; 3) в случае распада D -мезона должны быть существенные (Ke) -корреляции, которые отсутствуют при распаде тяжелого лептона.

На спектрометре DASP производилось измерение инклюзивных спектров «прямых» e^\pm в области энергий $3,60\text{--}3,68 \text{ Гэв}$, $4,0\text{--}4,2 \text{ Гэв}$ и $4,4 \text{ Гэв}$. В области энергий $3,60\text{--}3,68 \text{ Гэв}$ сигнал не превышал фон, а при энергиях $4,0\text{--}4,2 \text{ Гэв}$ был обнаружен четкий сигнал со следующими характеристиками: спектр e^\pm резко падает при $p > 0,7 \text{ Гэв}$, сопровождающая множественность заряженных и нейтральных треков равна 5—6. При энергии $4,4 \text{ Гэв}$ статистика меньше, однако сигнал существует и свойства его примерно те же. Характеристики этих событий исключают возможность их объяснения за счет распада тяжелого лептона и, по-видимому, они должны объясняться полулептонными распадами нового адрона H с $m(H) \approx 2 \text{ Гэв}$. Выход лептонов отвечает сечению $\sigma(e^+e^- \rightarrow H^+H^-) \cdot 2B(H \rightarrow eX) > 1 \text{ нб}$ при $4,1 \text{ Гэв}$ и $\sigma(e^+e^- \rightarrow H^+H^-) \cdot 2B(H \rightarrow eX) > 0,44 \text{ нб}$ при $4,4 \text{ Гэв}$.

Сильным указанием в пользу того, что H имеет новое квантовое число — очарование — является обнаружение группой DASP событий, содержащих заряженные K -мезоны в совпадении с «прямыми» электронами. Измерения проводились при энергиях $< 3,8 \text{ Гэв}$, $4,0\text{--}4,3 \text{ Гэв}$ и $4,3\text{--}4,5 \text{ Гэв}$. Четкая корреляция была обнаружена лишь при $4,0\text{--}4,3 \text{ Гэв}$. Качественно близкая ситуация имеет место и в измерениях K_S^0 -корреляций, выполненных группой PLUTO.

Уже примерно в течение года оживленные дискуссии вызывают μe -события, обнаруженные на установке SPEAR. В настоящее время зарегистрировано 139 таких событий (при ожидаемом фоне 34) в области энергий $3,8\text{--}7,8 \text{ Гэв}$. На опыте производился отбор событий с неколлинеарными электроном и мюоном (с импульсом больше $0,65 \text{ Гэв}$), в которых никакие другие заряженные частицы или фотоны не были зарегистрированы. Выход этих событий проявляет четкое пороговое поведение, а распределения по углам неколлинеарности и импульсам лептонов указывают на то, что их источником являются многочастичные распады пар частиц с массами в районе $1,6\text{--}2,0 \text{ Гэв}$ (последние сообщения говорят о том, что значение массы может быть несколько выше).

Отметим, что на SPEAR существование μe -событий было подтверждено с помощью специального мюонного детектора (мюонной башни), где было обнаружено 12 таких событий при фоне в одно событие.

Против объяснения природы этих событий распадами очарованных частиц свидетельствует как отсутствие в них дополнительных адронов и фотонов, так и форма распределения по импульсам лептонов, а также отсутствие каких-либо корреляций между сечением рождения μe -пар и структурой величины R . Все имеющиеся данные по μe -событиям могут быть согласованы с предположением, что их источником являются распады новых тяжелых лептонов с новым лептонным числом, аналогичным мюонному заряду. Относительная вероятность распада по лептонному каналу равна $B =$

$= 0,17 \pm 0,06$. В пользу такой интерпретации говорят и измерения на SPEAR «прямых» высокоэнергичных μ (с импульсом больше $1,05 \text{ Гэв}$) при энергии $4,8 \text{ Гэв}$.

Имеются сообщения об обнаружении μe -событий с помощью детектора PLUTO на DORIS.

Хотя для новых тяжелых лептонов уже подготовлено название (τ , по предложению Перла), ситуация в настоящее время не вполне ясна и требует дальнейших экспериментальных исследований.

4) Поиски новых узких резонансов в e^+e^- -аннигиляции и т. п. На конференции были представлены многочисленные данные по поискам узких резонансов ($\Gamma < 10 \text{ Мэв}$) в прямом канале e^+e^- -аннигиляции в адроны. Поиск подобных, аналогичных ψ , частиц представляет особый интерес с точки зрения проверки возможности существования других (кроме u, d, s, c) кварков, фигурирующих в различных многокварковых схемах.

Никаких новых узких резонансов в e^+e^- -аннигиляции не было найдено. Экспериментальные ограничения на их лептонные ширины, полученные различными группами, представлены в табл. II.

Таблица II

Поиски новых узких резонансов

Диапазон масс, Гэв	Лаборатория	Ограничение на лептонную ширину
0,78—1,34	Новосибирск	$\Gamma_{ee} < 200 \text{ эв}$
2,5—3,0	Фраскати	$\Gamma_{ee} < 500 \text{ эв}$
3,2—7,4	СЛАК	$\Gamma_{ee} < 500 \text{ эв}$
5,7—6,4	СЛАК	$\Gamma_{ee} < 100 \text{ эв}$
7,0—7,4	СЛАК	$\Gamma_{ee} < 60 \text{ эв}$

Результаты SLAC не подтверждают, в частности, существования резонанса Υ , открытие которого было объявлено ранее группой FNAL ($m(\Upsilon) \approx 6 \text{ Гэв}$).

На конференции сообщалось также об обнаружении на DESY фоторождения на протоне нового узкого резонанса с массой $1,1 \text{ Гэв}$, распадающегося на e^+e^- . Существование последнего противоречит, однако, результатам поисков узких резонансов в e^+e^- -аннигиляции в Новосибирске и дальнейшие исследования в этой области энергий являются весьма желательными.

Таким образом, вся совокупность экспериментальных данных по новым частицам, обсужденная выше, находится в качественном согласии с предсказаниями модели с четырьмя кварками. Разумеется, пока не будет неопровержимо доказано, что новые адроны распадаются за счет слабого взаимодействия (т. е. имеют большие времена жизни), заметные полулептонные распады, обнаруживают несохранение четности и т. п.) возможности для скептицизма остаются. Однако на сегодня трудно представить себе иную модель, которая могла бы естественным образом объяснить имеющиеся данные.

Если окажется, что μe -события в процессе e^+e^- -аннигиляции действительно связаны с рождением и последующим распадом тяжелых лептонов, то в теоретическом плане это явится указанием на необходимость пересмотра простой 4-кварковой схемы.

Для построения единой теории электромагнитных и слабых взаимодействий без адроновских аномалий необходимо выполнение условия $\sum_i Q_i = 0$, где сумма берется

по всем лептонам и кваркам. Это условие выполнено для электрона, мюона и четырех кварков. Существование тяжелых лептонов требует введения дополнительных кварков. Кроме того, как упоминалось, значение R выше 5 Гэв ($R = 5,5 \pm 0,5$) представляется слишком большим по сравнению с тем, что можно ожидать в 4-кварковой модели ($R = 4/3$) даже с учетом вклада от распадов тяжелых лептонов (эффективно $\Delta R \approx \approx 0,7$), т. е. суммарно $R = 3,3 + 0,7 = 4$, хотя, конечно, следует иметь в виду, что приведенное значение R относится к асимптотическим энергиям.

В ряде работ, представленных на конференцию, результаты экспериментов по e^+e^- -аннигиляции обсуждались в рамках моделей с числом валентных кварков $n = 5$ и 6. С учетом вклада в R от тяжелых лептонов оказалось, что экспериментальные данные лучше всего описываются на базе пяти кварков, причем $Q_5 = -1/3$. Вопрос о том, насколько необходим для описания эксперимента выход за рамки 4-кварковой модели, тем не менее пока остается открытым. Его должны решить дальнейшие исследования.

2. СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И НЕЙТРИННЫЕ ПРОЦЕССЫ

Вопросам физики слабых взаимодействий были посвящены рапортёрские доклады советских делегатов С. С. Герштейна и Б. А. Арбузова. Важное место в изучении слабых взаимодействий в период между XVII и XVIII конференциями по физике высоких энергий заняло исследование свойств нейтральных токов, об открытии которых было сообщено на предшествующей XVII конференции в Лондоне. При этом наибольший интерес вызывал вопрос, сохраняется ли четность в процессах, порождаемых нейтральными токами. Этот интерес в значительной мере был связан с наличием теоретических построений, использующих b -кварковые модели, предсказывавших чисто векторный характер нейтральных токов (и, следовательно, сохранение четности в соответствующих переходах).

На конференцию было представлено несколько работ, с полной определенностью свидетельствующих о том, что четность в процессах, вызываемых нейтральными токами, нарушается. Среди них следует прежде всего указать работу по изучению упругого рассеяния нейтрино (и антинейтрино) на протонах, выполненную в BNL. В этой работе было зарегистрировано 30 событий, относящихся к реакции $\nu_{\mu}p \rightarrow \nu_{\mu}p$ и 22 события — к реакции $\bar{\nu}_{\mu}p \rightarrow \bar{\nu}_{\mu}p$. На основании этих данных для величины $\sigma(\nu p \rightarrow \nu p)/\sigma(\bar{\nu} p \rightarrow \bar{\nu} p)$ получено значение $0,35 \pm 0,2$, тогда как для чисто векторного тока значение этой величины равно 1.

Аналогичные заключения относительно природы нейтрального тока получены сотрудничеством Аахен — Падуя при изучении процессов рассеяния мюонного нейтрино (антинейтрино) на электроны. Для реакции $\nu_{\mu} + e^{-} \rightarrow \nu_{\mu} + e^{-}$ найдено 13 событий, для реакции $\bar{\nu}_{\mu} + e^{-} \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} + e^{-}$ — 16 событий. Из этих данных следует

$$\frac{\sigma(\nu_{\mu}e^{-} \rightarrow \nu_{\mu}e^{-})}{\sigma(\bar{\nu}_{\mu}e^{-} \rightarrow \bar{\nu}_{\mu}e^{-})} = 0,44 \pm 0,26,$$

что резко отличается как от 1 (чистый V- или A-вариант) так и значения 3, предсказываемого V — A-вариантом.

Данные по $\nu_{\mu}p$ -рассеянию и $\nu_{\mu}e^{-}$ -рассеянию можно описать в рамках модели Салама — Вайнберга, при этом для величины $\sin^2 \theta_W$ получаются не сильно различающиеся значения: $\sin^2 \theta_W = 0,3_{-0,1}^{+0,05}$ в первом случае и $0,4 \leq \sin^2 \theta_W \leq 0,7$ во втором.

Те же выводы относительно свойств нейтрального тока следуют из рассмотрения инклюзивного процесса рассеяния антинейтрино на нуклоне: $\bar{\nu}_{\mu} + N \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} + X$, в частности из изучения y -распределения.

Уточненные значения полных сечений взаимодействия нейтрино и антинейтрино с нуклонами, вызываемого нейтральными токами, также свидетельствуют о том, что нейтральный ток не является чистым вектором. Разными группами для отношения полных сечений $\sigma_{NC}^{\bar{\nu}}/\sigma_{NC}^{\nu}$ получены следующие значения (табл. III), тогда как в чисто векторном варианте $\sigma_{NC}^{\bar{\nu}}/\sigma_{NC}^{\nu} = 1$.

Таблица III

$\sigma_{NC}^{\bar{\nu}} / \sigma_{NC}^{\nu}$	Группа
$0,52 \pm 0,16$ $0,61 \pm 0,25$	ЦЕРН Гарвардский, Пенсильванский, Висконсинский университеты и Национальная ускорительная лаборатория им. Ферми
$0,75 \pm 0,14$	Калифорнийский технологический институт

Следует также отметить, что проведенное в ЦЕРНе детальное изучение соотношения числа нейтральных и заряженных пионов, рождающихся в процессе $\nu_{\mu} + N \rightarrow \nu_{\mu} + N + \pi$, позволило отвергнуть версию чисто изоскалярного слабого нейтрального тока адронов и указало на присутствие в нем также изовекторной компоненты.

Среди других работ по слабым взаимодействиям, обсуждавшихся на конференции в Тбилиси, обратили на себя внимание первые результаты по изучению процесса $\bar{\nu}_e + e^{-} \rightarrow \bar{\nu}_e + e^{-}$ на реакторных антинейтрино. После длительных усилий удалось отделить эффект от фона и получить сведения о величине сечения этого процесса:

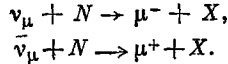
$$\sigma_{\bar{\nu}_e e} = (0,86 \pm 0,25) \sigma_{V-A} \quad \text{при} \quad 1,5 \leq E_{\bar{\nu}} \leq 3 \text{ Мэв},$$

$$\sigma_{\bar{\nu}_e e} = (1,7 \pm 0,44) \sigma_{V-A} \quad \text{при} \quad 3 \leq E_{\bar{\nu}} \leq 4,5 \text{ Мэв}.$$

В процесс рассеяния $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$ вносят вклад как заряженные, так и нейтральные токи. В предположении, что последние описываются моделью Салама — Вайнберга, для $\sin^2 \theta_W$ получается следующая величина: $\sin^2 \theta_W = 0,29 \pm 0,05$.

Таким образом, описание всех эффектов, вызываемых нейтральными слабыми токами, пока можно провести на базе модели Салама — Вайнберга со значением $\sin^2 \theta_W = 0,3 \div 0,4$.

В последнее время был выявлен ряд интересных особенностей нейтринных процессов, порождаемых заряженными токами, т. е. процессов вида



С большей определенностью, чем раньше, на конференции было заявлено о существовании y -аномалии в сечении взаимодействия $\bar{\nu}_\mu$ при энергиях $E_\nu > 50 \text{ Гэв}$, т. е. нали-

чия избытка событий при $y \approx 1$ и отклонения от простой зависимости $d\sigma^{\bar{\nu}}/dy \sim (1 - y)^2$. Одновременно получены свидетельства возрастания величины $\sigma_{\text{CC}}^{\bar{\nu}}/\sigma_{\text{CC}}^{\nu}$ с увеличением энергии нейтрино от значения $\sim 1/3$ при малых энергиях ($< 10 \text{ Гэв}$) до величины $\sim 0,6$ при $E_\nu \simeq 200 \text{ Гэв}$. Эти два обстоятельства, возможно, взаимосвязаны и могут указывать на увеличение доли кварков из «моря», вовлекаемых в нейтринный процесс по мере роста энергии нейтрино. При этом вклад кварков из моря может по-разному сказываться на поведении нейтринных и антинейтринных процессов, что приводит к эффектам нарушения зарядовой симметрии. Впрочем, не исключены и альтернативные трактовки наблюдаемых особенностей нейтринных процессов, связанные с допущением существования $V + A$ -заряженных токов и дополнительных кварков (помимо u, d, s, c, o которых шла речь выше). В этом пункте необходимы дальнейшие исследования.

Привлекли внимание данные о росте выхода странных частиц в нейтринных процессах по мере увеличения энергии нейтрино (или антинейтрино). При энергиях $\sim 100 \text{ Гэв}$ этот выход составляет 15—20% от полного числа событий, тогда как при энергиях до 10 Гэв только $\sim 3\%$.

Следует указать также на новый верхний предел для массы электронного нейтрино, полученный группой ИТЭФ, который составляет теперь 35 эв .

3. ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ И ДАННЫЕ ОПЫТА

Вопрос о том, насколько хорошо предсказания партонной модели согласуются с опытом, стал уже традиционным на последних международных конференциях по физике высоких энергий. Партонная модель, представляющая адроны в виде точечных составляющих — партонов, качественно успешно описывает глубоконеупругое рассеяние лептонов на адронах, адронное рассеяние с большими поперечными импульсами, e^+e^- -аннигиляция при высоких энергиях. Эти вопросы обсуждались на конференции в рапортерских докладах В. И. Захарова (СССР), П. Дарбулы (CERN) и Р. Швиттерса (США) соответственно.

В настоящее время партонная модель не может быть получена как результат последовательной теории, однако имеются многообещающие попытки понять партонную картину с помощью асимптотически свободной квантовой теории поля, так называемой квантовой хромодинамики. В этой схеме взаимодействие между кварками осуществляется за счет калибровочных полей, связанных с неабелевой группой симметрии, и исчезает на малых расстояниях между кварками. В отличие от наивной партонной модели, квантовая хромодинамика приводит к специфическому нарушению масштабной инвариантности структурных функций, росту среднего поперечного импульса адронов p_T с ростом Q^2 (Q — импульс, переданный лептоном) и ряду других предсказаний.

На конференцию был представлен ряд новых экспериментальных результатов, имеющих важное значение для проверки партонной модели. Перечислим основные из них:

а) Данные FNAL по рассеянию мюонов на протоне подтверждают малость отношения сечений взаимодействия продольно и поперечно поляризованных фотонов σ_L/σ_T . Эта величина близка к нулю (с ошибкой порядка 0,3). В наивной партонной модели $\sigma_L/\sigma_T \sim 1/Q^2$, а в квантовой хромодинамике $\sigma_L/\sigma_T \sim g/\ln Q^2$, где g — константа взаимодействия глюонов.

б) Данные нейтринных реакций и глубоко-неупругого электророждения, по-видимому, указывают на то, что величина p_T ограничена и не зависит (или слабо зависит) от Q^2 ($Q^2 \leq 60 \text{ Гэв}^2$ для реакций под действием нейтрино и $Q^2 \leq 17 \text{ Гэв}^2$ для реакций под действием мюонов).

в) Данные нейтринных экспериментов указывают на малость примеси антикварков в нуклоне при не очень высоких энергиях: $\alpha = \int \bar{q} dx / \int (q + \bar{q}) dx = 0,05 \pm 0,02$ (CERN), где $q(\bar{q})$ — функция распределения кварков (антикварков) в нуклоне; но при энергиях FNAL α , видимо, возрастает до 15—20% (см. выше).

г) Большой интерес вызвало сообщение об обнаружении отклонений от масштабно-инвариантного поведения структурной функции глубоко-неупругого электророждения $F_2(x)$. Эти отклонения находятся в качественном согласии с ожиданиями асимптотически свободной теории, когда с ростом Q^2 должен наблюдаться рост F_2 в области малых x и падение при x , близких к 1. Однако наблюдаемый рост с Q^2 при малых x представляется слишком быстрым. Возможно, эффекты при малых x связаны с рождением новых частиц.

Партонная модель качественно хорошо описывает свойства процессов рождения адронов с большими p_T . Имеется обширный экспериментальный материал о свойствах адронных струй в этих процессах.

Данные по e^+e^- -аннигиляции в адроны при энергиях $2,4 \text{ Гэв} < \sqrt{s} < 8 \text{ Гэв}$ также подтверждают ряд существенных предсказаний партонной модели. Приведем следующие факты:

а) Наиболее важным результатом является обнаружение адронных струй при $\sqrt{s} > 5 \text{ Гэв}$ со средним p_T адронов относительно оси струи порядка $300 \text{ Мэв}/c$ и с угловым распределением оси струи $1 + \cos^2 \theta$, как и ожидается в партонной модели. Предварительный анализ свидетельствует также в пользу универсальности свойств струй в e^+e^- -аннигиляции, νp - и $e p$ -рассеянии и в процессах рождения адронов с большими p_T .

б) Масштабно-инвариантное поведение инклюзивных спектров адронов

$$s \frac{d\sigma}{dx} = f(x) \quad \left(x = \frac{2p}{\sqrt{s}} \right)$$

выполняется (с точностью порядка 20%) при $x > 0,4$ для всей области энергий и при $x > 0,2$ для $\sqrt{s} > 5 \text{ Гэв}$.

в) Величина отношения сечений e^+e^- -аннигиляции в адроны и в мюонную пару $R \approx 2,5$ и практически не зависит от энергии при $2,5 \text{ Гэв} < \sqrt{s} < 4 \text{ Гэв}$, что находится в соответствии с предсказаниями модели цветных q -кварков ($R_q = 2$). Как уже отмечалось выше, теоретическая ситуация с объяснением величины $R \approx 5$ при $5 \text{ Гэв} < \sqrt{s} < 8 \text{ Гэв}$ неудовлетворительна.

г) Зависимость средней множественности заряженных частиц от энергии не противоречит логарифмическому закону.

Отметим также, что так называемый «энергетический кризис», т. е. тот факт, что доля энергии, уносимой при e^+e^- -аннигиляции заряженными частицами, меньше $2/3$ и падает с ростом энергии, не может быть объяснен в рамках партонной картины и, возможно, связан со свойствами распадов очарованных частиц.

В целом вопрос об экспериментальном сравнении результатов наивной партонной модели и квантовой хромодинамики требует дальнейшего экспериментального исследования в как можно более широкой области значений Q^2 .

Относительно современной ситуации, видимо, можно сделать лишь следующие утверждения:

а) наивная партонная модель неплохо описывает большую совокупность экспериментальных данных в различных процессах;

б) возможно, появились первые экспериментальные данные в пользу асимптотически свободных теорий.

4. СИЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Различные теоретические и экспериментальные аспекты физики сильных взаимодействий при высоких энергиях обсуждались на конференции в рапортерских докладах В. А. Матвеева (ОИЯИ), А. Б. Кайдалова (СССР), П. В. Шляпникова (СССР) и И. М. Дремина (СССР), а проблемы, связанные с адронной спектроскопией, — в докладах К. Ланиуса (ОИЯИ) и А. Т. Филиппова (ОИЯИ).

При общем обзоре существующих подходов к теории сильных взаимодействий были приведены результаты последних работ по выводу строгих ограничений на амплитуды процессов из фундаментальных принципов квантовой теории поля. Обсуждался вопрос феноменологического описания процессов, редже-подход и описание на основе кварковых моделей, причем особое внимание было уделено модели с асимптотическим поведением сечения вида $\sigma \sim \ln^2 s$, а также трехкомпонентной дуальности. Был рассмотрен вопрос о том, в какой мере реджевское описание можно получить из моделей квантовой теории поля, а также использование матрицы плотности как аппарата для изучения многочастичных процессов.

Для процессов с большими передаваемыми импульсами хорошо работают степенные законы, обусловленные внутренней структурой адронов. Подробно обсуждалось существование степенных законов и описание на их основе угловой зависимости дифференциальных сечений, их абсолютной величины, величины поляризации. Были доложены также интересные результаты исследования проблемы элементарной длины в физике частиц. Новая схема введения элементарной длины приводит к ряду однозначных предсказаний для поведения на малых расстояниях, в частности, к нарушению четности в сильных взаимодействиях.

Новые данные о мезонных и барионных резонансах, как и раньше, хорошо согласуются с представлениями о том, что их кварковая структура дается выражением (qq) и (qqq) соответственно. По-прежнему нет никаких указаний на существование экзотических состояний, которые отвечали бы более сложным кварковым конфигурациям. Все изученные состояния хорошо классифицируются по представлениям группы $SU(6) \otimes O(3)$. Обнаружены еще два мезона с квантовыми числами $J^P = 3^-$ (ω^* (1675), K^* (1780)), отвечающие орбитальному моменту $L = 2$ для системы $(q\bar{q})$, а также мезон h (2040) (сотрудничество Серпухов — ЦЕРН — Вена — Карлсруэ — Пиза) с $J^P = 4^+$, $L = 0$, отвечающий $L = 3$.

Количественные расчеты характеристик связанных квантовых систем пока сопряжены с многими трудностями в силу недостаточного знания динамики кварковых систем, порождающего многообразие различных подходов (осцилляторная модель, «меншки» и т. д.).

Одним из основных источников информации о механизмах взаимодействия адронов при высоких энергиях является изучение бинарных и малочастичных процессов. Еще несколько лет назад существовавшие в то время экспериментальные данные по упругому рассеянию давали основание считать дифференциальное сечение упругого рассеяния адронов при высоких энергиях и малых переданных импульсах простой бесструктурной экспоненциальной функцией квадрата переданного импульса t . С точки зрения «геометрической» картины рассеяния такая зависимость соответствует гауссовскому спадаанию амплитуды рассеяния при увеличении прицельного расстояния. Измерения, выполненные в 1972 г. на встречных пучках ЦЕРН при эквивалентном лабораторном импульсе $\sim 10^3$ ГэВ/с, обнаружили в дифференциальном сечении упругого рассеяния «излом» при $t \approx -0,15$ (ГэВ/с)². Существование этого излома означает, что при больших прицельных расстояниях ρ падение амплитуды более медленное, чем гауссовское.

Недавние измерения показали, что этот излом не является спецификой только высоких энергий и проявляется в экспериментах, проведенных в Батавии ($p \sim 10^2$ ГэВ/с) и в Стэнфорде ($p \sim 10$ ГэВ/с). Более того, обнаружилось, что структура переднего пика не исчерпывается одним изломом и является значительно более сложной. Так, в Батавии было найдено, что при уменьшении $|t|$ в области очень малых передач ($|t| \lesssim 0,1$ (ГэВ/с)²) происходит уменьшение наклона дифференциального сечения pp -рассеяния — эффект, обнаруженный в протон-протонном рассеянии впервые.

Эти результаты, по-видимому, тесно связаны с другим явлением, обнаруженным в экспериментах по упругому pp -рассеянию при 60 ГэВ/с, проведенных на Серпуховском ускорителе. Здесь было найдено, что по отношению к своему среднему значению, соответствующему пику с изломом, экспериментальное дифференциальное сечение осциллирует с периодом $\Delta t \sim 0,4$ (ГэВ/с)². Такая же структура присутствует и в данных, полученных в FNAL. Возможность существования подобной мелкомасштабной осцилляторной структуры ранее предсказывалась теоретически. С «геометрической» точки зрения она может быть объяснена наличием вкладов в амплитуду, обусловленных существованием процессов, происходящих в основном на периферии адрона на расстояниях порядка 1ϕ . Наиболее подходящими кандидатами здесь являются неупругие дифракционные процессы, периферичность которых в последнее время становится все более очевидной.

Аналогичная мелкомасштабная осцилляторная структура была обнаружена также в рассеянии релятивистских ядер, изучение которого проводилось в ОИЯИ.

Ряд интересных результатов был получен при изучении упругого рассеяния с большими передачами импульса.

При сопоставлении данных по pp - и pn -рассеянию получено указание на их различие при $|t| \gtrsim 1$ (ГэВ/с)². Если эти результаты подтвердятся, это изменит обычное представление о том, что поведение $d\sigma(NN)/dt$ в этой области определяется только обменом в t -канале с нулевым изотопическим спином.

На встречных пучках ЦЕРНа при энергии $\sqrt{s} = 53$ ГэВ были проведены измерения дифференциального сечения упругого pp -рассеяния вплоть до $|t| = 9$ (ГэВ/с)². Вслед за первым дифракционным минимумом при $t = -(1,34 \pm 0,02)$ (ГэВ/с)² сечение обнаруживает гладкое экспоненциальное падение с наклоном $(1,81 \pm 0,02)$ (ГэВ/с)⁻² без каких-либо признаков изменения наклона или появления второго минимума

по крайней мере до $-t = 6,5 (GeV/c)^2$. Ни одна из теоретических моделей, предложенных до сих пор для описания упругого рассеяния на большие углы, не предсказывала простого экспоненциального падения сечения со столь малым наклоном на таком большом интервале t .

Измерение pp -рассеяния в различных спиновых состояниях, проведенное в ANL на поляризованном пучке протонов с энергией до $12 GeV$, выявило значительную роль спиновых эффектов при больших передачах импульса. Важно заметить, что при $|t| > 1 (GeV/c)^2$ спиновые эффекты оказались растущими с энергией, тогда как при малых $|t|$ они вымирают при увеличении энергии. Это интересное явление еще не получило своего теоретического объяснения.

В теории дифракционного рассеяния значительное внимание было уделено проблеме «затравочного» померона, траектория которого при $t = 0$ лежит выше единицы: $\alpha_P(0) = 1 + \Delta > 1$.

Как известно, расчеты, выполненные в теории с $\alpha_P(0) = 1$, приводят к росту полных сечений (за счет вымирания отрицательного вклада точек ветвления), скорость которого $d \ln \sigma / d \ln s$ составляет примерно $2 \div 3\%$ и недостаточна для воспроизведения экспериментальной скорости роста $6 \div 7\%$, найденной в Батавии и ЦЕРНе. Новые данные, полученные в экспериментах с космическими лучами, указывают, что подобный рост сохраняется до энергий $\sim 10^5 GeV$. Все это стимулирует интерес к схемам с $\alpha_P(0) > 1$. Модель приводит к интересным следствиям, таким, как нарушение фейнмановского скейлинга и появление, при некоторых условиях, геометрического скейлинга, т. е. зависимости амплитуды от отношения $\rho/R(s)$. При этом возникает картина рассеяния, весьма близкая к геометрическим моделям дифракционного рассеяния.

Геометрические модели, предполагающие максимально допустимую по теореме Фруассара скорость роста полных сечений, с успехом используются для феноменологического описания процессов при высоких энергиях и позволяют скоррелировать широкий круг экспериментальных данных по полным сечениям, угловым распределениям и поляризации в адронных реакциях.

Следует, однако, заметить, что поскольку в теории с $\alpha_P(0) = 1$ расчеты производились на основе асимптотических формул, учет требований сохранения энергии и импульса может привести к тому, что область «ускорительных» энергий окажется «пороговой» и многие выводы, основанные на асимптотических формулах, должны быть пересмотрены.

Модель Редже с учетом абсорбтивных эффектов оказывается также довольно успешной при описании недифракционных механизмов, связанных с обменом квантовыми числами в t -канале. В целом можно сказать, что подходы, основанные на теории Редже и учете унитарности в прямом канале, дают понимание основных особенностей двухчастичных и квазидвухчастичных процессов. В то же время ряд новых экспериментальных результатов, представленных на конференцию, еще не получил теоретического объяснения в рамках этих подходов.

С ростом энергии доля малочастичных процессов падает и основную роль играют процессы множественного рождения адронов. В настоящее время по процессам множественного рождения накоплен огромный экспериментальный материал и разработано большое число теоретических моделей (гидродинамическая, мультипериферическая, кварковая и др.), которые позволяют описать основные характеристики процессов.

Большой интерес представляют экспериментальные данные по росту инклюзивных сечений вторичных частиц в центральной области спектра в интервале энергий $\sqrt{s} = 23 - 63 GeV$ (для π -мезонов рост составляет примерно 40%). Столь сильный рост ставит интересные проблемы. Он может быть непосредственно объяснен в гидродинамической модели множественного рождения; в рамках же других моделей его можно приписать аномально большому вкладу вторичных редже-траекторий или сильным пороговым эффектам.

Другая острая проблема, широко обсуждавшаяся на конференции — это вопрос о доле рождающихся резонансов и рождении вторичных частиц из тяжелых кластеров, не сводящихся к резонансам. В настоящее время по этому вопросу нет единого мнения. По-видимому, корреляции вторичных частиц не могут быть объяснены без привлечения кластеров.

Наконец, обращают внимание данные космических измерений при сверхвысоких энергиях. Из этих данных можно извлечь указание на то, что при энергиях порядка $10^{14} eV$ происходит изменение характера сильных взаимодействий.

На конференции особое внимание уделялось тем характеристикам неупругих процессов, которые наиболее чувствительны к основным предположениям различных модельных подходов и, таким образом, могут помочь в отборе моделей. Подчеркивалась также необходимость полного количественного сравнения всех выводов моделей с экспериментом. Как правило, это требует сложных численных расчетов, но в ряде случаев оказывается решающим для дальнейшей судьбы моделей.

Помимо традиционных методов, в последние годы получили развитие новый подход — изучение пространственно-временной картины в процессах множественного рождения. На конференцию был представлен ряд работ по экспериментальному определению эффективных размеров области взаимодействия на основе эффекта интерференции вторичных тождественных частиц (пионов). Эксперимент дал значения, близкие к 1 ф , однако интерпретация этих данных неоднозначна. Эти исследования вызывают большой интерес в связи с представлением об определяющей роли больших продольных расстояний, растущих с ростом энергии частиц. Экспериментальное подтверждение этих представлений имело бы далеко идущие последствия для физики сильных взаимодействий в целом. Наибольшие надежды здесь связываются с изучением процессов рождения на ядрах и с дальнейшим развитием экспериментальной методики прямого измерения размеров области взаимодействия.

В целом конференция в Тбилиси явилась свидетельством все возрастающего темпа развития исследований по физике высоких энергий, которые обещают в ближайшие годы принести более глубокое понимание основных взаимодействий элементарных частиц.