

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P2-86-545

А.Т.Филиппов

СУПЕРСТРУНЫ

1986

1. Год назад* началась интенсивная разработка теории суперструн, которая в более отдаленной перспективе может привести к созданию последовательной единой теории всех взаимодействий, включая гравитацию. Цель настоящего доклада - изложить основные идеи теории суперструн, а также кратко сформулировать ее достижения и нерешенные проблемы (см. также лекции и обзоры^{1-6/}; в^{1-4/} можно познакомиться с развитием теории струн до 1984 г., в^{5-6/} даны доступные обзоры развития теории суперструн в последнее время).

В настоящее время твердо установлено, что последовательная теория частиц и их взаимодействий должна быть так или иначе связана с калибровочным принципом. Тенденция объединения различных взаимодействий в рамках более общих калибровочных теорий отображена на рис.1. Кажется весьма вероятным, что при энергиях $M_{GUT} > 10^{15}$ ГэВ происходит объединение сильных и электромагнитно-слабых взаимодействий на основе калибровочной группы великого объединения G_{GUT} , описываемое перенормируемой, асимптотически свободной калибровочной теорией поля. Неизвестно, нет ли между областью ~ 100 ГэВ и областью $\sim M_{GUT}$ какого-то промежуточного объединения. Неясно также, какова группа G_{GUT} . Наиболее серьезные кандидаты $G_{GUT} = SU_5$, SO_{10} или E_6 . В рамках этих идей совершенно непонятно, как произойдет объединение всех взаимодействий с гравитацией (так как, в отличие от других взаимодействий, гравитация связана с полем спина 2 и неперенормируема, она выпадает из общей схемы великого объединения).

Ясно, что теория великого объединения, разрешившая многие загадки физики элементарных частиц, не может быть окончательной фундаментальной теорией элементарных частиц, так как существуют проблемы, которые в принципе не могут быть решены с помощью этой теории. Эти проблемы можно разделить на три группы.

I. Проблемы симметрий и поколений. Во-первых, нет теоретического принципа, по которому определяется калибровочная группа G_{GUT} . Представления, в которых размещаются кварки и лептоны,

* Этот доклад, подготовленный для 23 сессии Ученого Совета ОИЯИ по теоретической физике, основан на лекциях, прочитанных автором весной и осенью 1985 г., и написан в ноябре 1985 г. При подготовке к публикации в июне 1986 г. основной его текст сохранен, внесены лишь исправления и небольшие дополнения. Кроме того, написано приложение, в котором отражены некоторые новые идеи и достижения теории суперструн, а также обновлен и расширен список цитированной литературы, предназначенный, в основном, для ориентации читателя в потоке публикаций по теории суперструн и не претендующий на полноту.

Объединенный институт

ядерных исследований

Дубна 1986

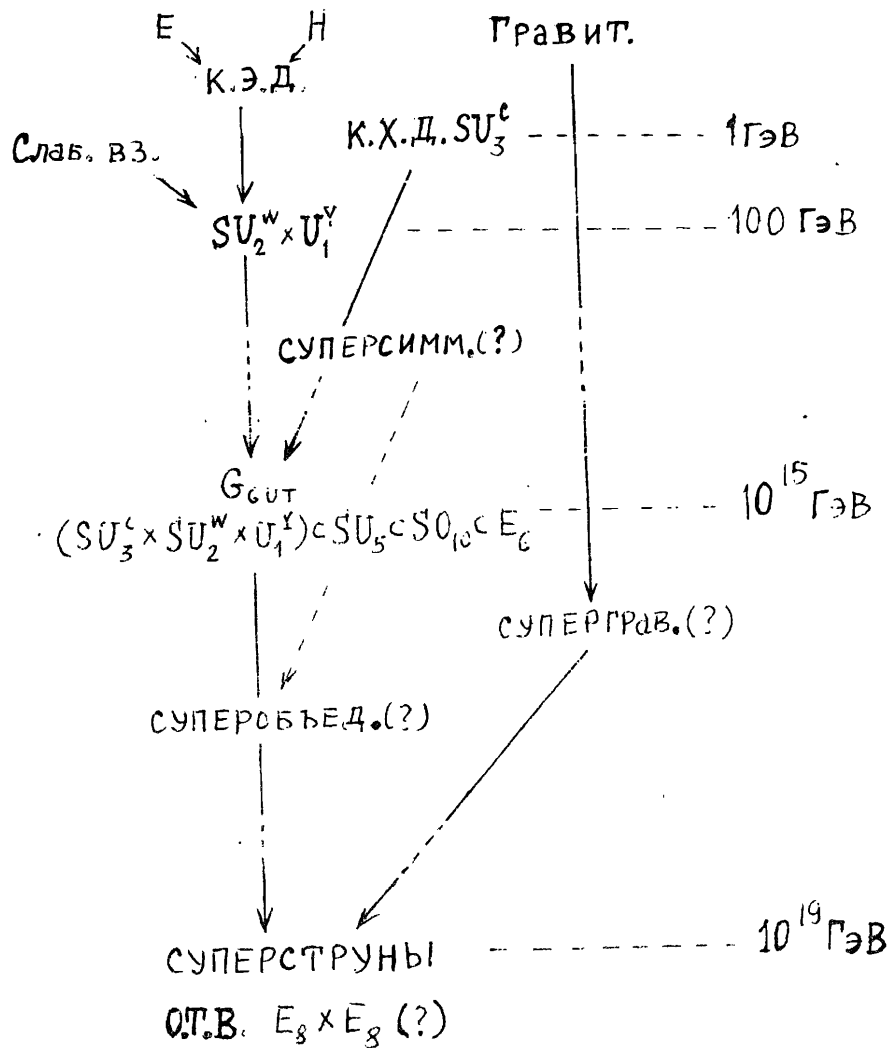


Рис.1

также подбираются чисто эмпирически. Во-вторых, проблема повторения поколений кварков и лептонов не имеет никакого теоретического решения. Наконец, при сопоставлении калибровочных моделей великого объединения с данными опыта приходится подгонять большое число безразмерных параметров, так как исходная симметрия при низких энергиях почти полностью разрушена (например, массы кварков и лептонов не вычисляются, а подгоняются).

II. Проблемы нарушения симметрии и проблема иерархий. "Спуск" от энергий $M_{GUT} \geq 10^{15}$ ГэВ до экспериментально доступных энергий

$M_{WE} \sim 100$ ГэВ - одна из наиболее трудных проблем современной физики. Дело не только в том, что на этом головокружительном спуске нужно придумывать какие-то механизмы разрушения симметрии G_{GUT} до $SU_3^C \times SU_2^W \times U_1^Y$. Главное, непонятно само происхождение огромной "высоты" этого спуска $M_{GUT}/M_{WE} \geq 10^{13}$. Вопрос о природе происхождения подобных огромных чисел во Вселенной впервые был поставлен Дираком ("проблема больших чисел"). В контексте великого объединения это так называемая проблема калибровочных иерархий.

Более технический аспект этой проблемы - как предохранить уже установленную иерархию от разрушения квантовыми поправками, неизбежно смешивающими состояния с большими и малыми массами (обмен виртуальными частицами, поляризация вакуума). Естественное, не требующее специальной точной подгонки параметров решение этой части проблемы может быть получено суперсимметризацией великого объединения (см., например, /7-8/), причем суперсимметрия должна сохраняться при достаточно низких энергиях, скажем, до ~ 1 ТэВ или ниже*. При этом предсказывается существование большого числа не слишком тяжелых ($\leq 50 \div 500$ ГэВ) суперсимметричных партнеров "обычных" фермионов и бозонов (слептоны, скварки, глюино, фотино и т.д.), никаких следов которых пока обнаружить не удалось (см., например, /8/). Не это, однако, главное, поиски новых частиц продолжаются, и о существовании или несуществовании этого нового мира частиц мы сможем судить лишь после ввода в строй нового поколения ускорителей. Сейчас для нас более существенно то, что на пути построения реалистической суперсимметричной теории великого объединения возникли новые теоретические трудности, в основном связанные с необходимостью разрушить суперсимметрию (см., например, /9/).

Одна из самых глубоких трудностей связана с тем, что суперсимметрия нарушена спонтанно, в силу чего плотность энергии вакуума должна быть положительной, $E_{vac} > 0$ /9/. В результате чрезвычайно трудно объяснить, почему космологическая постоянная Λ мала или даже равна нулю ($\Lambda_{exp} \leq 10^{-120} M_{Pl}^4$). Это единственным образом приводит нас к необходимости включить в единую теорию и гравитацию, и тем самым - к третьей группе проблем.

III. Проблемы гравитации и космологии. Уже сам масштаб M_{GUT} , на котором происходит великое объединение, говорит о том, что проблемы физики элементарных частиц и космологии (а значит, и гравитации) неразрывно переплелись. Суперсимметризация же великого объединения заставляет искать реальные пути включения

* Суперсимметрия дает естественное объяснение того, что массы хиггсовских скаляров могут быть малыми. Но почему одни хиггсоны имеют малые массы, а другие, в том же представлении группы G , - большие, без тонкой подгонки параметров объяснить не удается.

в единую теорию и гравитации, в частности, суперсимметризация существенно приближает M_{GUT} к $M_{Pl} \sim 10^{19}$ ГэВ. Первый шаг - переход к теории супергравитации (локальная суперсимметрия).

Замечательная особенность суперсимметричных теорий - смягчение ультрафиолетовых расходимостей. Еще ярче это свойство проявляется в супергравитации. Однако надежды на то, что суперсимметричная или локально суперсимметричная теория великого объединения решат проблемы гравитационных расходимостей, в полной мере не оправдались. Оказалось необходимым двигаться в этом направлении дальше, к реальному объединению гравитации с остальными взаимодействиями.

2. Наибольшие усилия в попытках построения объединенных теорий всех известных взаимодействий до конца 1984 г. направлялись на локально суперсимметричные теории, обобщающие 5-мерную теорию Калуцы - Клейна - Манделя - Фока (ККМФ)*. Одна из наиболее продвинутых попыток такого рода - теория супергравитации в 11-мерном пространстве-времени. Предполагается, что четырехмерная теория получается в результате спонтанной компактификации лишних семи измерений^{/10/}. Такая процедура в принципе должна определить и калибровочную группу (проблемы 1). Однако, помимо проблем с расходимостями, в этом подходе возникают еще две серьезные трудности: 1) большая космологическая постоянная, 2) нереалистичский спектр фермионов (фермионы оказываются в некиральном представлении - так называемая "теорема Виттена")^{/11/}.

Заметим, что с "лишними" ($d - 4$) измерениями можно обращаться по-разному. Например, можно компактифицировать их на некоторое заданное априори многообразие или даже просто само согласованно устранять зависимость от "лишних" измерений (редукция размерности). В последнем случае след от этих лишних измерений остается в виде полей и их взаимодействий, вид которых зависит от структуры d -мерного объемлющего пространства и от способа вложения в него 4-мерного пространства-времени**.

Помимо уже упомянутых проблем в d -мерных теориях возникают новые. Коль скоро мы решились выйти за пределы нашего естественного пространства, необходимо указать какой-то теоретический принцип, позволяющий определить значение d , а также объ-

* Обычно говорят о теории Калуцы - Клейна. Это не вполне справедливо, так как советские физики Г.А.Мандель и В.А.Фок опубликовали подробную разработку теории Т.Ф.Э.Калуцы (1885 - 1954) практически одновременно с О.Клейном.

** См., например, работы^{/12/}, в которых была предпринята попытка построить единую геометрическую теорию электромагнитных и слабых взаимодействий вложением "нашего" мира в 10-мерное пространство. Любопытно, что выбор $d=10$ был связан с тем, что любое риманово 4-многообразие можно локально вложить в плоское с размерностью $d=10$ или более.

яснить, почему наше "некомпактное" пространство-время четырехмерно. Известно, что в супергравитации должно быть $d \leq 11$ (см., например,^{/7/}). Чисто теоретического аргумента, почему надо брать максимальное значение $d=11$, нет, однако существуют соображения, указывающие на то, что при $d < 11$ не удастся получить реалистичскую теорию^{/11/}. Объяснение четырехмерности нашего мира, вероятно, возможно (см.^{/13/}), но все же ни одной реалистичской и внутренне непротиворечивой модели 11-мерного суперобъединения пока построить не удалось. (Краткие итоги разработки единых многомерных теорий поля подведены в сборнике^{/14/}).

Теория суперструны обещает одним ударом разрубить весь узел описанных проблем. Она не только объединяет все частицы и взаимодействия, но удивительным образом связывает в единое целое глубоко различные идеи и методы физики, математики и космологии. (Энтузиасты называют теорию суперструн Общей Теорией Всего (ОТВ). Мы предпочтем расшифровать ОТВ как "общая теория взаимодействий"). Главная идея состоит в том, что *все наблюдаемое многообразие частиц и их взаимодействий сводится к элементарным взаимодействиям первичных одномерных объектов планковского размера* $L_{Pl} \sim (10^{-32} \div 10^{-33})$ см.

Удивительно, что такая теория протяженных объектов вообще существует. Долгое время считалось, что непротиворечивое объединение представлений теории относительности (ТО) и квантовой механики (КМ) возможно только в том случае, когда исходный объект - точка (на языке частиц) или локальное квантовое поле (на языке квантовой теории поля (КТП)). Как мы убедились, камнем преткновения на пути объединения ТО и КМ оказалась гравитация. Глубоко и радикально мыслящие теоретики заметили это уже давно и в качестве выхода предлагали, например, отказаться от мысли объединять ТО и КМ, а вместо этого существенно переделать КМ как наиболее непонятный элемент конструкции мира. Теория суперструн предлагает менее радикальный выход, в том смысле, что ТО и КМ остаются неизблевыми, а меняются лишь элементарные объекты, из которых построен мир.

Прежде чем переходить к более последовательному описанию этих объектов, перечислим, какие проблемы решает или может решить ОТВ.

1. Представляется весьма вероятным, что теория, основанная на суперструнах, вообще не содержит расходимостей в соответствующей струнной теории возмущений (заметим, что в отличие от перенормируемых теорий Янга - Миллса она не имеет фундаментальных безразмерных параметров^{/15/}).

2. В точечном (локальном) пределе, когда размерами струны можно пренебречь, ОТВ дает теорию гравитации и теорию Янга - Миллса с некоторой группой $G \supset G_{GUT}$. Таким образом, без переделок ТО и КМ *решается проблема квантования гравитации*. Кроме

того, группа G_{GUT} фиксируется. Требование согласования КМ с локальной лоренцевой и калибровочной инвариантностью, т.е. условие отсутствия аномалий (о калибровочных и локально лоренцевых или общекоординатных аномалиях в многомерных локальных теориях поля, см., например, ^{/16/}), оставляет в качестве наиболее вероятной группы G_{GUT} некоторую подгруппу E_6 .

3. Квантовая гравитация и калибровочная теория появляются в суперсимметризованном виде. Замечательно, что *последовательная теория струны может быть только суперсимметричной!* Таким образом, все полезное, что дают глобальная суперсимметрия и супергравитация, единая струнная теория содержит.

4. Поразительным образом требование непротиворечивости согласования ТО и КМ в теории струны фиксирует *размерность пространства-времени*, $d = 10$. "Лишние" измерения должны компактифицироваться, причем структура компактного 6-мерного пространства K определяет особенности устройства спектра кварков и лептонов. В частности, топология K определяет число поколений ^{/17/}! Знание геометрии компактного пространства K в принципе позволяет также вычислить константы взаимодействий при экспериментально доступных энергиях. Таким образом, структура пространства K в определенном смысле поддается экспериментальному изучению. Скептики часто обвиняют теорию суперструн в чрезмерных претензиях и в отсутствии непосредственно проверяемых на опыте предсказаний. О чрезмерности претензий говорить еще рано - теория находится в столь юном возрасте, что уместнее сказать о больших надеждах. Если же говорить об экспериментах на современных ускорителях, то реальных предсказаний, как и в суперсимметричных теориях, действительно, почти нет, но уже на следующем поколении ускорителей можно будет реально искать суперчастицы. Заметим, что струнная теория существенно конкретизирует общие предсказания суперсимметричных теорий. Кроме того, так как в теории суперструн весьма ограничен не только выбор групп внутренней симметрии, но и выбор способов их разрушения, то в принципе можно надеяться найти проверяемые предсказания в области низких энергий еще до того, как будет построена полная теория струн (см., например, ^{/18/}). Известно, что от рождения теории до ее первых испытаний на опыте обычно проходит около 30 лет или более (см., например, ^{/19/}; можно также вспомнить теорию Янга - Миллса). Суперсимметричная струна родилась в 1971 году, так что у нас есть время для разработки ее теории примерно до 2000 года!

3. Познакомимся с теорией струны чуть более подробно, насколько это позволяет объем доклада. Как мы уже видели, эта теория органически включает в себя *три фундаментальные идеи*.

1. Основным объектом теории является не точка, а одномерный протяженный объект, получивший название струны. Размер струны определяется характерным размерным параметром теории.

2. Последовательная релятивистская квантовая теория струны требует увеличения размерности пространства, в котором она существует. "Лишние" измерения должны быть тем или иным способом сделаны ненаблюдаемо малыми (компактификация).

3. Последовательная теория струны с необходимостью должна быть суперсимметричной, включая в себя в локальном пределе суперобобщения теории Янга - Миллса и супергравитацию.

Эти идеи, на первый взгляд, глубоко различны и имеют разную историю. Уже само по себе выявление связи между ними в теории струны представляется весьма замечательным. Рассмотрим их более пристально.

Идея перехода от нульмерного объекта (точки) к одномерному - самая старая. Впервые она была высказана Кельвином примерно в 1870 г. ("вихревые атомы")*. Аналогичная идея обсуждалась в начале нашего столетия в работах Дж.Дж.Томсона и др. (концентрация электромагнитного поля электронов в тонких "фарадеевых трубках"). После того как в 50-60-е годы нашего века были открыты и изучены вихри в сверхпроводниках II рода и в сверхтекучих жидкостях, понятие о тонкой трубке, соединяющей кварки, было использовано в КХД. Можно ожидать, что в теории с N цветами толщина такой трубки $\sim 1/N$, и при $N \rightarrow \infty$ трубка превращается в объект, подобный струне. Наиболее важное свойство трубки или струны состоит в том, что натяжение ее постоянно, не зависит от длины (это и дает потенциал $\sim r$).

В конце 60-х годов такой объект был введен в науку из совершенно иных соображений, источником которых были правила сумм при низких энергиях и дуальная модель Венециано. Странные свойства дуальных диаграмм удалось понять лишь на языке теории струны. Основное предсказание струнной модели адронов - характерный спектр состояний, лежащих на прямолинейных траекториях Редже $J = a_0 + a' M^2$ с универсальным наклоном a' (в теории адронов $a' \sim \text{ГэВ}^{-2}$), обратно пропорциональным натяжению струны, $a' \sim 1/T$. В струнной модели плотность состояний $\rho(M)$ экспоненциально растет с ростом M :

$$\rho(M) \sim M^b \exp(aM), \quad aM \gg 1,$$

где $a \sim \sqrt{a'}$. Поэтому пропагатор струны не соответствует пропагатору какой-либо локальной теории поля. Такие экспоненциально растущие пропагаторы изучались в некоторых специальных полиномиальных теориях поля ^{/20/} (см. также обзоры ^{/21/}), например, в теории с $\mathcal{L}_{\text{int}} \sim e^{-l^2 \phi^2}$. Подобно пропагаторам в таких теориях пропагатор струны в координатном пространстве ("потенциал") имеет особенность на конечном расстоянии $r_c = a - \sqrt{a'}$. Харак-

* С историей развития этих представлений можно ознакомиться в ^{/19/}.

тер этой особенности определяется показателем b (см. /21/), который зависит от модели. Например, в модели Намбу-Гото $b = (d-1)/2$, $a = 2\pi\sqrt{\alpha' \sqrt{(d-2)/6}}$, d - размерность пространства-времени.

Теории с экспоненциально растущей плотностью числа состояний интересны со многих точек зрения. Они находятся точно на "границе" локализуемости (см., например, /20/); точнее, если пропагатор поля $\phi(x)$ имеет спектральную плотность $\rho \sim e^{cm\lambda}$, то соответствующее поле $\phi(x)$ локализуемо при $\lambda < 1$ и нелокализуемо при $\lambda > 1$, случай $\lambda = 1$ требует особого рассмотрения. С другой стороны, как впервые заметил Р.Хагедорн, термодинамика систем с экспоненциально растущей плотностью состояний также весьма необычна*.

Термодинамические свойства системы сильно зависят от величины параметра b .

Простейшая теория струны - это теория Намбу-Гото (см., например, /23/)

$$S = -\frac{1}{2\pi\alpha'} \int d\sigma d\tau [(\dot{x}^\mu)^2 - \dot{x}^\mu x'^\mu]^2 = -\frac{1}{2\pi\alpha'} \int d^2A, \quad 0 \leq \sigma \leq \pi,$$

где $x^\mu(\sigma, \tau)$ - координаты струны в пространстве d измерений с лоренцевой сигнатурой $g^{\mu\nu} = (-1, 1, \dots, 1)$, $\mu = 0, 1, \dots, d-1$. Точка на поверхности, "заметаемой" струной, характеризуется локальными координатами σ и τ (σ - пространственноподобна, а τ - времениподобна). d^2A - элемент площади этой поверхности. Действие струны является обобщением действия для точечной релятивистской

частицы $S = -m \int d\tau \sqrt{-\dot{x}^2} = -m \int ds$ (просто $ds \rightarrow d^2A$). В классической теории число d может быть произвольным, однако в квантовой теории это не так. Последовательная релятивистская квантовая теория струны Намбу-Гото возможна лишь при $d=26$!

Другая неприятность бозонной струны, возникшая из необходимости согласовать требования релятивистской и квантовой теорий - наличие в ее спектре тахионов (см. рис.2). Благодаря нулевым колебаниям струны основное состояние приобретает массу M_0 :

$$\alpha' M_0^2 = \frac{d-2}{2} \text{Reg} \sum_{n=1}^{\infty} n \stackrel{\text{def.}}{=} \frac{d-2}{2} \lim_{s \rightarrow -1} \sum_{n=1}^{\infty} n^{-s} = \frac{d-2}{2} \zeta(-1) = -\frac{d-2}{24},$$

где использована регуляризация с помощью ζ -функции Римана $\zeta(z)$. Заметим, что отсюда и из условия $J(M^2=0)=1$, вытекающего из требования релятивистской инвариантности, непосредственно следует необходимость $d=26$ (напомним, что α' - наклон траектории Редже, а α_0 - ее пересечение с осью J):

$$1 = J(M^2=0) = \alpha_0 = -\alpha' M_0^2 = \frac{d-2}{24}.$$

* Космологические следствия экспоненциального спектра масс для "струнного" мира рассматривались недавно в /22/.

Более последовательное доказательство необходимости $d=26$ и наличия тахионов в спектре бозонной струны можно найти в обзоре /23/.

4. Первоначально условие $d=26$ возникло из требования согласования ТО и КМ в теории струны. В теории Полякова /24/ размерность 26 получается из условия сокращения конформной аномалии. Важный шаг, приблизивший теорию струны к калибровочным теориям поля, состоял во введении в теорию духов Фаддеева -

Попова, связанных с инвариантностью теории относительно координатной репараметризации $\sigma \rightarrow \sigma + f(\sigma, \tau)$, $\tau \rightarrow \tau + g(\sigma, \tau)$ /24/.

Более подробно репараметризационные духи были изучены в работе /25/. (Из вычислений, выполненных в этой работе, в частности, следует, что $26 = 10 + 16$, где 16 есть вклад духов, а 10 - вклад "антидухов". Заметим, что фермионные струны, к которым мы сейчас перейдем, существуют лишь в размерности $d=10$). Еще более четко роль духов в теории струны была выявлена в работе /26/ - условие $d=26$ вытекает из нильпотентности квантового преобразования симметрии духов Бекки - Рюэ - Стора - Тютина (БРСТ-симметрия), заменяющего в квантовой теории инвариантность относительно репараметризаций. Исходя из этого наблюдения, У.Зигель /27/ предложил лоренц-инвариантную и БРСТ-инвариантную формулировку струнной теории поля (СТП); с основными понятиями СТП можно познакомиться в работе /28/. В работе /29/ из БРСТ-инвариантного действия было получено калибровочно-инвариантное действие для свободной струны.

Во всех этих построениях духи Фаддеева - Попова и БРСТ-симметрия играют фундаментальную роль, и следует признать, что "духовые" переменные столь же фундаментальны, как и остальные, а БРСТ-симметрия столь же фундаментальна, как и калибровочная. Такой вывод назрел уже давно в обычных калибровочных теориях. Можно привести в его пользу следующие соображения. 1. В квантовой калибровочной теории БРСТ-симметрия позволяет получить тождества Уорда - Славнова и тем самым все основные физические следствия калибровочной инвариантности /30/. 2. Недавно было показано,

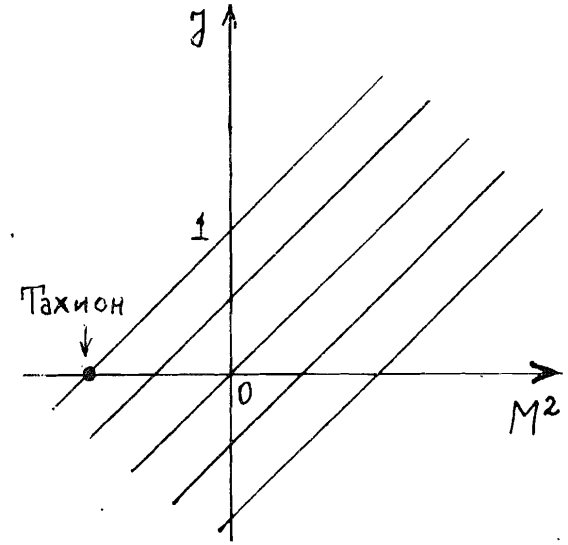


Рис.2

что БРСТ-симметрия позволяет получить алгебраическую классификацию калибровочных аномалий (см., например, ^{/31/}). 3. При вычислении квантовых флуктуаций в задачах с источниками или с нетривиальными границами (скажем, эффект Казимира) может оказаться по меньшей мере затруднительным найти калибровку, в которой остаются лишь физические степени свободы. Без учета духов правильный результат тогда получить нельзя (см. пример такого вычисления в КЭД (!) в работе ^{/32/}). 4. Наконец, духи и БРСТ-симметрию можно ввести уже в классической калибровочной теории, дав им вполне респектабельное геометрическое истолкование ^{/33, 34/}.

Последняя конструкция, вероятно, чрезвычайно важна для теории струны и к тому же не общеизвестна. Прежде чем ее описать, заметим еще, что духи и БРСТ-симметрию можно ввести не только в калибровочных теориях, но и в любых теориях со связями, например, в обычной теории релятивистской частицы ^{/27/}. Общую теорию таких систем (для целей квантования гравитации) предложил Дирак. Идеи Дирака о квантовой теории гамильтоновых систем со связями были применены в формализме континуального интегрирования в КТП и глубоко развиты в работах ^{/35, 36/}. Их также можно эффективно использовать при работе с общими калибровочными теориями поля. Недавно было показано, что на этом общем языке удобно изучать широкий класс квантовых аномалий ^{/37/}. Теорию свободной струны Намбу - Гото или Полякова также можно сформулировать на языке теории гамильтоновых систем со связями и ввести соответствующие духи и их БРСТ-симметрию. Это было сделано в работе ^{/38/}, в которой таким способом были также воспроизведены основные результаты работы ^{/26/}, в частности, вывод $d = 26$ из нильпотентности БРСТ. С точки зрения применения духов и их симметрий язык гамильтоновых систем со связями ^{/35-38/} и "операторный" ^{/30/} или "лангражев" ^{/26, 34/} язык, по-видимому, эквивалентны, хотя при разработке теории поля струн пока кажется более удобным последний ^{/27/}.

Чтобы яснее выявить фундаментальный характер духов и их симметрий, скажем несколько слов об их геометрической интерпретации. Первоначально геометрическое истолкование духов было предложено в ^{/33/}. Мы опишем современный вариант, следуя ^{/34/}. Рассмотрим $(d+2)$ -мерное пространство $(x^\mu, \theta, \bar{\theta})$, где $x^\mu \in \mathbb{R}_d, \theta, \bar{\theta}$ -вещественные грассмановы координаты ($\theta^2 = \bar{\theta}^2 = \theta\bar{\theta} + \bar{\theta}\theta = 0$) и введем 1-форму связности

$$\bar{q} = A_\mu dx^\mu + A_\theta d\theta + A_{\bar{\theta}} d\bar{\theta},$$

где

$$A_\mu = A_\mu^a \lambda_a, \quad A_\theta = A_\theta^a \lambda_a, \quad A_{\bar{\theta}} = A_{\bar{\theta}}^a \lambda_a,$$

λ_a - генераторы некоторой компактной алгебры Ли. Базисные формы dx^μ антикоммутируют относительно внешнего умножения, $dx^\mu \wedge dx^\nu = -dx^\nu \wedge dx^\mu$, а $d\theta, d\bar{\theta}$ - коммутативны, так как $\theta, \bar{\theta}$ - грассмановы (это важно!). Обычно калибровочная теория рассматривается как теория связности $A = A_\mu dx^\mu$ на главном расслоении с группой G и базой \mathbb{R}_d (см., например, ^{/39/}). При этом поле F есть форма кривизны, $F = dA + \frac{1}{2}[A, A]$ ^{/39/}. Внешнее дифференцирование $d = dx^\mu \partial_\mu$ связано со смещениями в x -пространстве. Горизонтальное смещение в пространстве расслоения определяется ковариантным дифференцированием $D = d + A$. Операция d нильпотентна, $d^2 = 0$. Если кривизна равна нулю, $F = 0$, то нильпотентна и операция D (условие $D^2 = 0$ эквивалентно соотношению $dA = -\frac{1}{2}[A, A]$; выражение для F или это соотношение иногда называют структурным уравнением Маурера - Картана). Формы $c \equiv A_\theta d\theta$ и $\bar{c} \equiv A_{\bar{\theta}} d\bar{\theta}$ естественно связать с духами и антидухами (поля A_θ^a и $A_{\bar{\theta}}^a$ скалярны, но подчиняются статистике Ферми). Смещениям по направлениям θ и $\bar{\theta}$ соответствуют нильпотентные операторы "дифференцирования" $\delta \equiv d\theta \partial_\theta, \bar{\delta} \equiv d\bar{\theta} \partial_{\bar{\theta}}$, а соответствующие ковариантные производные равны $D_\theta = \delta + c$ и $D_{\bar{\theta}} = \bar{\delta} + \bar{c}$. Полный оператор дифференцирования в суперпространстве равен $\Lambda \equiv d + \delta + \bar{\delta}$, а соответствующий ковариантный оператор есть $\mathcal{F} = \Lambda + \bar{c}$. Используя введенные понятия можно попытаться построить калибровочную теорию поля как теорию связности в суперпространстве. При этом естественно потребовать, чтобы полное "поле Янга - Миллса" $\mathcal{F} \equiv \Lambda(\bar{c} + 1/2[\bar{c}, \bar{c}])$ не зависело от смещений по нефизическим направлениям $\theta, \bar{\theta}$, т.е. $\mathcal{F}(\bar{c}) = F(A)$. Это и приводит к БРСТ-симметрии

$$\delta A_\mu = D_\mu c, \quad \delta c = -\frac{1}{2}[c, c], \dots$$

Например, последнее условие получается как следствие обращения в нуль нефизических (в θ -направлении) компонент формы кривизны суперпространства. Заметим, что в такой интерпретации духи c и антидухи \bar{c} входят в теорию симметрично, и соответственно можно всегда ввести два БРСТ-заряда Q и \bar{Q} (это операторы, соответствующие преобразованиям δ и $\bar{\delta}$). Независимо от всякого геометрического истолкования такое расширение БРСТ-симметрии было предложено в ^{/40/}. В первоначальном геометрическом подходе к духам ^{/33/}, не связанном с грассмановыми координатами, антидухи не имели никакого геометрического смысла, а оставались просто лагранжевыми множителями.

Возможно, что описанная конструкция обобщения калибровочной теории, позволяющая с самого начала ввести духи, не единственна. Математиками это построение, по-видимому, не изучено, и точный смысл утверждения, что БРСТ-симметрия эквивалентна обычной калибровочной, пока не вполне ясен. Физическое истолкование теории с такими "изначальными" духами также требует дополнительных

размышлений. Их роль в переходе от теории частиц к теории поля и от обычной теории струны к струнной теории поля ^{/27, 29/} кажется несколько мистической. Впрочем, не исключено что трудность "закопана" глубже, так как связь между квантовой теорией частиц ("первично" квантованная теория) и квантовой теорией поля ("вторичное" квантование) так и не была до конца выяснена со времени основополагающих работ Гейзенберга, Паули, Дирака, Фока и др. в 30-е годы. Фейнман, Швингер и Томонага в 50-е годы попытались глубже разобраться в этой связи, и это помогло впоследствии построить квантовую теорию неабелевых калибровочных полей (напомним, что духи были открыты в фейнмановском представлении теории с помощью континуальных интегралов). Струна устраивает новый экзамен нашему пониманию этой проблемы или, в более общем плане, нашему пониманию нетривиальных связей между симметриями и квантовыми условиями. На этот раз мы вооружены знанием теории духов и теории аномалий *, которые, вероятно, сыграют ключевую роль в построении непротиворечивой квантовой теории поля струны.

Описанный только что формализм, по-видимому, удастся перенести в струнную теорию поля, во всяком случае, сделаны первые шаги в этом направлении ^{/27, 29, 44/}. Возможно также, что духи и БРСТ позволят совершенно по-новому понять фермионную струну и ее суперсимметрию. Автору представляется, что в теории, содержащей грассмановы измерения, фермионные степени свободы, связанные с бозонными, могут появиться весьма естественно (вспомним, в частности, сделанное выше замечание о вкладе духов в конформную аномалию). Можно было бы назвать программу такого превращения духов в фермионы "материализацией духов". Возможна еще более крайняя точка зрения - получать фермионы и, в частности, духи из бозонных степеней свободы с помощью "бозонизации" (например, $\psi(x) \sim : \exp(g\phi(x)) :$ и т.п.). О бозонизации духов см. ^{/29/}.

5. В современной теории суперструны эти степени свободы пока вводятся достаточно искусственно - введением неких новых переменных в каждой точке струны. Коротко остановимся на основных моделях фермионных (или спиновых) струн. В 1971 г. были предложены две модели (Неве - Шварц и Рамон), которые позволили построить теорию струны, свободную от тахионных состояний и в то же время включающую состояния с полуцелым спином. Такая фермионная

* В этом докладе мы мало обсуждаем аномалии. О роли аномалий в современной теории суперструн см. ^{/5, 6, 41, 42/}. С общей теорией калибровочных и гравитационных аномалий можно познакомиться в ^{/43, 16/}; о связи между духами БРСТ и аномалиями см. также в ^{/31, 34/}. Между прочим, названия "духи" и "аномалии" для столь фундаментальных вещей представляются сегодня неудачными.

струна описывается бозонной координатой $x^\mu(\sigma, \tau)$ и фермионной, антикоммутирующей координатой $\psi^\mu(\sigma, \tau)$ *. Наглядный образ фермионной струны - бозонная струна, вдоль которой непрерывно распределен вектор спина, описываемый грассмановой переменной $\psi^\mu(\sigma, \tau)$. Основное состояние такой струны может быть либо бозонным (если $\psi^\mu(\sigma, \tau) = -\psi^\mu(\sigma + \pi, \tau)$, модель Неве-Шварца), либо фермионным (если $\psi^\mu(\sigma, \tau) = \psi^\mu(\sigma + \pi, \tau)$, модель Рамона). Соответственно, в случае модели НШ спектр возбужденных состояний - бозонный, а в случае модели Рамона - фермионный. Легче всего это понять на простой модели одномерного антиферромагнетика, рис.3. В случае четного числа спинов, рис.3а, основное состояние, очевидно, имеет целый спин. Переворачивание любого числа спинов оставляет состояние бозонным. В случае нечетного числа спинов в цепочке основное состояние и все возбужденные имеют полуцелый спин. Граничные условия для такой цепочки соответствуют условию Неве - Шварца в случае рис.3а и условию Рамона в случае рис.3б. Заметим, что аналогия с антиферромагнетиком заслуживает более подробного изучения.

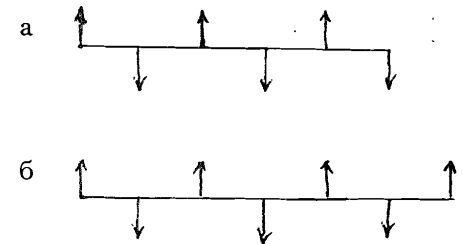


Рис.3

В случае модели НШ имеется тахион, для которого $\alpha' M_0^2 = -\frac{d-2}{16}$. Из условия релятивистской инвариантности следует также, что $\frac{1}{2} = \alpha_0 = -\alpha' M_0^2 = -\frac{d-2}{16}$, т.е. $d = 10$. Было показано, что релятивистская квантовая теория моделей НШ и Рамона существует лишь при $d = 10$. При совместном рассмотрении фермионного и бозонного секторов часть спектра, содержащая тахион, может быть отброшена (отщепляется), а полученная в результате теория не содержит тахионов и является суперсимметричной ^{/45/}. На основе этого результата Грин и Шварц позднее построили модель явно суперсимметричной струны, вообще не содержащей тахионного сектора, ее и назвали суперструной. Как и модель Неве - Шварца - Рамона, суперструна Грина - Шварца существует лишь при $d = 10$. Вероятно, что струны НШР и ГШ могут быть получены из некоторой более общей теории. В частности, не исключено, что теория суперструн может быть получена из теории

* Законы преобразования величин ψ^μ можно описать так. Рассмотрим духи бозонной струны $\eta(\sigma, \tau) = (\eta_1, \eta_2)$ и антидухи $\xi = (\xi_1, \xi_2)$, являющиеся спинорами относительно преобразований на 2-поверхности и скалярами в d -пространстве. Тогда $\psi^\mu \sim \eta \cdot x^\mu$. Фермионные переменные струны Грина - Шварца устроены сложнее.

бозонной струны с помощью соответствующей компактификации 16 измерений^{/46-48, 42/}.

Как бы то ни было, развитие теории струн привело к двум фундаментальным наблюдениям. 1. Последовательная теория струны требует, чтобы пространство-время было 10-мерным. Заметим, что это требование, возможно, можно обойти, отказавшись от точного соответствия между классической и квантовой теорией струны^{/24/} или же считая, что бесконечно тонкая струна является лишь некоторым приближением к трубке конечного диаметра, причем существенны лишь некоторые ее возбужденные состояния*. Подобного рода струны могут быть полезны в теории адронов, ниже они не обсуждаются. 2. Последовательная теория струны с необходимостью ведет к суперсимметрии.

Прежде чем перейти к обсуждению этих двух составных частей теории суперструны, отметим еще одно фундаментальное наблюдение, связанное с переходом к точечному пределу в теории струны. Если $T \rightarrow \infty$ (т.е. $\alpha' \rightarrow 0$), то эффективный размер струн становится бесконечно малым (этот размер $\sim 1/\sqrt{T} \sim \sqrt{\alpha'}$). При этом струна становится эффективно точечным объектом, описываемым стандартной теорией поля. Замечательно, что этот предел в теории открытых струн приводит к теории Янга - Миллса** (состояние с $J(0) = 1$ соответствует безмассовому калибровочному полю), а в теории замкнутых струн - к теории гравитации Эйнштейна (состояние с $J(0) = 2$ соответствует гравитону). Это удивительное открытие было сделано безвременно скончавшимся Джоэлем Шерком^{/52/} и привело Шерка и Шварца к мысли использовать струны для построения единой теории всех взаимодействий. При этом естественно предполагать, что $\alpha' \sim 1/M_{P1}^2$ и что компактификация дает размеры "лишних" измерений в пределах $M_{GUT}^{-1} < d \leq M_{P1}^{-1}$. (Вероятно, что $M_{GUT} \sim M_{P1}$) Так теория струны естественно привела к идеям ККМФ. Этот поразительный факт не сразу привлек к себе внимание из-за того, что теория струны была слабо разработана, а кроме того, необходимо было некоторое время, чтобы освоиться с жизнью в многомерном пространстве.

Как уже говорилось выше, основная идея ККМФ состоит в том, что электромагнитное поле возникает как след компактифицирован-

* Модель адронной струны с частично "замороженными" степенями свободы в $d=4$ развивается в работах^{/49/}. В последнее время предпринимаются также попытки построить модели, промежуточные между моделью струны с кварками на концах и моделью "мешков" ("вытянутые мешки"). Струнная картина адронов может дать разумное приближение лишь для состояний с большим орбитальным моментом.

** Внутренние квантовые числа связываются с концами струны по рецепту Чана - Патона^{/50/}. Если представить, что струна - это бесконечно тонкая вихревая трубка для поля Янга - Миллса, то из ее концов будет "торчать" поле, к которому можно "прицепить" кварки. При $\alpha' \rightarrow 0$ трубка становится бесконечно короткой, и по внутренним квантовым числам ее эффективно можно заменить матрицей λ_a (генератор алгебры внутренней симметрии G). Замечательно, что со струной можно связать не любую симметрию G , а лишь SO_N и Sp_N ^{/51/}.

ного 5-го измерения пространства-времени. Позднее эта идея была обобщена на поля Янга - Миллса. При этом симметрии (изосимметрии) компактной части пространства должны проявляться в наблюдаемой калибровочной группе, связанной с полями Янга - Миллса. Теория суперструны фиксирует размерность пространства и, видимо, позволяет найти единственную компактификацию, приводящую к 4 некомпактным измерениям, к единственной калибровочной группе внутренних симметрий и единственной цепочке нарушений симметрий, заканчивающейся на стандартной группе $SU_3^c \times SU_2^w \times U_1^Y$. Самая трудная часть этого пути от M_{P1} до M_{GUT} -компактификация. В настоящей теории струн здесь почти ничего не сделано*.

Кое-что сделано в эффективной теории поля, полученной предельным переходом $\alpha' \rightarrow 0$. Первый член этого разложения (безмассовые состояния) дает $d=10$ супергравитацию**. В теории открытой струны (тип I по Грину - Шварцу) с этой супергравитацией связана^{/54/} некоторая суперсимметричная калибровочная теория с группой G (группа G "привязана" к струне по Чану - Патону^{/50,51/}, так что добавляется $8 \times n(G)$ калибровочных полей A_μ^a и $8 \times n(G)$ майорана-вейлевских фермионов λ^a). Требование отсутствия калибровочных и лоренцевых (гравитационных) аномалий^{/16/} выполнено только в том случае, если $G = SO_{32}$ ^{/41/}. Сокращение аномалий не тривиально, оно обеспечивается вкладом возбужденных состояний струны в однопетлевое эффективное действие (заметим, что эффективное действие неперенормируемо, и без стоящей за ним теории струны оно вообще не имеет смысла). Помимо теорий типа I, в которых есть открытые и замкнутые струны (которые образуются из открытых благодаря взаимодействию концов), существуют две различные теории (тип II по Грину - Шварцу), содержащие только замкнутые струны. В этих теориях нет калибровочной группы. В них соответственно есть только гравитационные аномалии, которые также сокращаются с помощью механизма Грина - Шварца. Помимо описанных суперструн существует струна гибридного типа (или "гетероидная"), которая наряду с группой SO_{32} может дать эффективное действие с калибровочной группой $E_8 \times E_8$ ^{/42/} (размерность алгебры E_8 равна $n(E_8) = 248$, т.е. $n(E_8 \times E_8) = n(SO_{32}) = 496$)***. Гибридная струна

* Довольно тщательно разработана компактификация на многомерный тор, позволяющая получить из "лишних" измерений группы внутренней симметрии^{/46-48, 42/}. Один из подходов к настоящей компактификации основывается на построении эффективного действия струны на фоне "произвольной геометрии"^{/53/}. Последовательный подход к этой труднейшей проблеме должен быть основан на квантовой теории струнного поля.

** Состав частиц в этой теории: 35 компонент метрики $g_{\mu\nu}$, 28 компонент антисимметричного поля $b_{\mu\nu}$ и дилатон ϕ (бозоны); 56 компонент гравитино ψ_μ , 8 компонент спинора λ (майорана-вейлевские фермионы).

*** Известно, что число компонент связности (кусков, не связанных непрерывными преобразованиями) группы Лоренца 10-мерного пространства равно 496×2 . Смысл этого замечательного совпадения (!?) пока не расшифрован.

очень интересна тем, что в ее конструкции хорошо прослеживается связь с бозонной струнной в $d = 26$ и имеется красивый механизм, объясняющий происхождение группы SO_{32} или $E_8 \times E_8$ без искусственной конструкции Чана - Патона /46-48/. По-видимому, все указанные выше струны можно получить из бозонной струны /48/. Не исключено, что найдены пока не все типы струн, дающие при $\alpha' \rightarrow 0$ эффективное действие, свободное от аномалий. Из всех известных струн пока лишь гибридная струна с группой $E_8 \times E_8$ может претендовать на описание реального мира с кварками, лептонами и их взаимодействиями.

Следующий шаг - компактификация шести измерений, обеспечивающая суперсимметрию 4-мерного мира. Устройство 6-мерного компактного пространства K не тривиально и во многом определяет дальнейший спуск от $M_{P,K}$ к низким энергиям. В частности, в наиболее популярном механизме компактификации /17/, в котором K представляет собой так называемое пространство Калаби - Яу, выполняется замечательная формула для числа поколений N_g :

$$N_g = \frac{1}{2} |\chi(K)|,$$

где $\chi(K)$ - эйлерова характеристика пространства K . С топологией K , вероятно, связан также механизм /55, 17/ разрушения одной из калибровочных групп E_8 до E_6 или до подгруппы E_6^* .

Дальнейший спуск к низким энергиям связан с нарушением суперсимметрии и возвращает нас к проблеме иерархий, космологической постоянной и т.п. /18/. Мы не можем более подробно обсуждать суперсимметрию, эту третью составную часть теории суперструн. Теория НШР (1971 г.) была первой физической моделью, в которой, как выяснилось позднее, естественно возникает суперсимметрия. Хотя суперсимметрия начала развиваться независимо от струны с того же 1971 г. (Ю.А.Гольфанд, Д.В.Волков и др., см. обзоры /7/), большинство наиболее интересных с точки зрения физики суперсимметричных моделей так или иначе связаны суперструнами (см. /1-4/).

В заключение попытаемся кратко сформулировать основные достижения и проблемы суперструны.

Достижения:

1. Возможность построения сходящейся теории всех взаимодействий (пока сходимости диаграмм струнной теории возмущений доказана в одной петле, но имеются общие соображения о сходимости высших приближений). Подчеркнем, что возможные расходимости в теории струны имеют инфракрасный характер и, видимо, устраняются правильным выбором основного состояния. От ультрафиолетовых расходимостей теория струн свободна.

* Этот механизм использует наличие "дырок" в K , в которые может захватываться калибровочное поле, подобно тому, как магнитное поле может быть захвачено полостью в сверхпроводнике.

2. Возможность однозначного предсказания группы симметрий в объединенной теории всех взаимодействий, включающей гравитацию. Возможность объяснения повторения поколений.

3. Открываются совершенно новые связи между разными взаимодействиями и симметриями. "Калибровочная" группа теории струны столь обширна, что она потенциально содержит не только группы внутренних и локально лоренцевых симметрий, но и суперсимметричную связь между бозонами и фермионами. При этом фермионы можно, в принципе, получить из бозонов. В теории гибридной струны внутренние симметрии получаются за счет солитонных возмущений струны (в духе идей Кельвина). Короче, теория струны объединяет не только частицы и взаимодействия, но и совершенно разные (часто глубоко различные) математические и физические концепции. Уже сейчас видно, что эта теория исключительно глубокая, и ее настоящее исследование только начинается.

Проблемы:

1. Центральная проблема - естественное объяснение компактификации и последующего разрушения симметрий. Хотя, как говорилось выше, можно ожидать, что проблемы иерархий и космологической постоянной будут поняты в теории струны, до практического решения пока далеко, особенно с космологической постоянной.

2. Последовательное решение этих практических проблем, скорее всего, окажется невозможным в теории возмущений, которая на сегодня составляет основу теории струны. Заметим, что, строго говоря, пока не "сделана" и теория возмущений. Как и 10 лет назад, мы умеем вычислять "деревья" и однопетлевые диаграммы. Разумеется, необходимо научиться вычислять многопетлевые диаграммы, однако не следует надеяться, что это позволит решить наиболее трудные проблемы.

3. Чтобы как-то оторваться от понятия невзаимодействующих струн, на котором пока все держится, необходимо построить последовательную теорию струнного поля. После этого можно было бы поставить вопрос о нетривиальных основных состояниях струнного поля. В основе такой теории, по-видимому, должен скрываться новый и весьма глубокий геометрический принцип, содержащий в себе калибровочный принцип, (локальную) лоренцеву инвариантность и многое другое. В теории возмущений геометрия и топология струн сводится к двумерной геометрии поверхностей, вложенных в плоское многомерное пространство. Можно попытаться вкладывать эти поверхности в искривленное пространство с фиксированной геометрией. Этого, однако, мало. В настоящей теории геометрия этого пространства, вероятно, сама определяется струнным полем. Такая "струнная" геометрия может оказаться непохожей на известные нам геометрии (даже геометрия невзаимодействующих струн достаточно своеобразна, с ней связаны не обычные алгебры Ли, а алгебры Вирасоро или Каца - Муди /54, 55/).

4. Ясно, что теория струнного поля будет некоторой калибровочной теорией. Однако калибровочная группа этой теории пока не выявлена, и до сих пор струна изучалась лишь в некоторых фиксированных калибровках. От этого ограничения, вероятно, можно освободиться без особых затруднений. Имея калибровочно-инвариантную теорию струнного поля, можно было бы попытаться строить непертурбативные решения* и искать проверяемые на опыте предсказания теории, не дожидаясь, пока математики объяснят нам геометрию струн. Теория суперструн - физическая теория, и ее судьбу в конце концов решит лишь эксперимент. До этого, однако, надо пройти долгий и трудный путь.

ПРИЛОЖЕНИЕ

С октября 1985 г. по июнь 1986 г. шла исключительно активная разработка теории суперструн во всех направлениях. Это приложение представляет собой просто краткий путеводитель по литературе. Существенное продвижение произошло в S-матричной теории струн - были получены замкнутые выражения для многопетлевых диаграмм (до 4 петель) и разработана техника, которая, возможно, позволит вычислять диаграммы с произвольным числом петель^{/58-62/}. Продолжает развиваться теория эффективного действия (см., например,^{/63/} и цитируемую литературу). Разработка теории компактификации на многомерные торы позволила найти новые разновидности струн^{/64-69/}. Общая конструкция, стоящая за подобной компактификацией, и ее использование для разрушения симметрий в теории струн рассмотрены в работах^{/70/}. Особенно много работ посвящено конструированию калибровочных теорий поля. Две основные (не совпадающие!) конструкции получены Виттеном^{/71/} и в работах^{/72, 73/}, основанных на БРСТ-инвариантной формулировке^{/74/}. Более традиционные подходы к теории поля струн развиваются в^{/75, 76/} (см. также цитированную литературу). В большинстве работ по теории поля струн используется лишь часть симметрии БРСТ. Учет анти-БРСТ-симметрии^{/40/} может оказаться полезным в теории

* С учетом того, что ТВ теории струн не содержит расходимостей, может показаться странным, что автор столь упорно возвращается к непертурбативным решениям. Причина этого вполне объективна. Если мы хотим, чтобы теория струн описывала реальный мир, то все основные масштабы должны быть одного порядка, $M_{\text{GUT}} \sim M_c \sim \sqrt{\alpha'} \sim M_{\text{Pl}}$ (здесь M_c^{-1} - характерный размер компактного пространства K). Тогда основное состояние с 6 компактными измерениями существует, скорее всего, лишь в режиме сильной связи^{/5, 7/}. Заметим, что наиболее популярная компактификация на пространство Калаби-Яу^{/17/} имеет смысл, строго говоря, лишь при $M_c \ll \sqrt{\alpha'} \sim M_{\text{Pl}}$ и предполагает слабую связь. К сожалению, феноменологические модели основаны, главным образом, на такой компактификации. Возможно, однако, что результаты, основанные лишь на топологии пространства K, сохраняются и в режиме сильной связи.

взаимодействия струн^{/77, 78/} (общей теории БРСТ посвящены обзоры^{/79, 80/}). Наконец, продолжают попытки извлечения наблюдаемых следствий из теории суперструн (см., например,^{/81/}).

Хотя это быстрое развитие теории и производит большое впечатление, необходимо помнить, что наиболее трудные принципиальные проблемы пока не решены. Для их решения необходимо гораздо глубже понять основы теории суперструн и разработать более мощные технические средства обращения с ними. Эта работа только началась - главное впереди!

ЛИТЕРАТУРА

- Schwarz J.H. Phys. Reports, 1973, v.8, p.269; 1982, v.89, p.223.
- Scherk J. Rev. Mod. Phys., v.47, p.123; Mandelstam S. Phys. Reports, 1974, v.13, p.259.
- Green M.B. Surveys in High Energy Physics, 1983, v.3, p.127.
- Brink L. Superstrings, prepr. CERN-TH 4006/84, Geneva, 1984.
- Schwarz J.H. Topics in superstring theory, prepr. CALT-68-1285, Pasadena, 1985; Superstrings, prepr. CALT-68-1252, Pasadena, 1985.
- Green M.B. Aspects of superstring theory, prepr. CALT-1251, Pasadena, 1985; "Development in superstring theory", prepr. CALT-68-1219, Pasadena, 1984.
- Огиевецкий В.И., Сокачев Э. В сб.: Труды 14 Международной школы молодых ученых, ОИЯИ, Д2,4-83-179, Дубна, 1983; Итоги науки и техники. Мат. анализ., т.22, с.137, ВИНТИ, М., 1984.
- Ellis J. Prepr. CERN-TH. 4017/84, Geneva, 1984.
- Witten E. Nucl. Phys., 1981, B185, p.513.
- Cremmer E., Scherk J., 1976, B108, p.409; idid, 1977, B118, p.61; Cremmer E., Julia B., Scherk J. Phys. Lett., 1978, 76B, p.409.
- Witten E., Nucl. Phys. 1981, B186, p.412; Fermion quantum numbers in KK-theory, Prepr., Princeton Univ., 1983.
- Арбузов Б.А. ЖЭТФ, 1964, 46, с.1285; Арбузов Б.А., Филиппов А.Т. ЖЭТФ, 1966, 51, с.1389; ЖЭТФ, 1967, 52, с.1092.
- Freund P.G.O., Rubin M.A. Phys Lett., 1980, B97, p.233.
- Supersymmetry and supergravity 84 (eds B. de Wit, P. Fayet and P. van Nieuwenhuisen), World Scientific, 1984.
- Witten E. Phys. Lett., 1984, p.351.
- Alvarez-Gaume L., Witten E. Nucl. Phys., 1983, B234, p.269.
- Candelas P. et al. Nucl. Phys., 1985, B258, p.46.
- Ellis J. Prepr. CERN-TH, 4255/85, Geneva, 1985.
- Филиппов А.Т. Многоликий солитон. "Наука", М., 1985.
- Filippov A.T. In: Proc. of the Intern. Conf. on Math. Problems of Quantum Field Theory and Quantum Statistics "Nauka", М. 1975, p.302; Phys. Lett., 1974, 51B, 319.
- Филиппов А.Т. ЭЧАЯ, 1979, т.10, в.3, с.501; ЭЧАЯ, 1980, т.11, в.3, с.735.
- Alvarez E. Phys. Rev., 1985, D31, p.418; Sundborg B. Nucl. Phys., 1985, B254, p.583.
- Барбашов Б.М., Нестеренко В.В., ЭЧАЯ, 1978, т.9, в.5, с.709.
- Polyakov A.M. Phys. Lett., 1981, 103B, 207, 211.
- Fujikawa K. Phys. Rev., 1982, D25, p.2584.
- Kato M., Ogawa K. Nucl. Phys., 1983, B212, p.443.
- Siegel W. Phys. Lett., 1985, 151B, p.391, 396.

28. Marshall C., Ramond P., Nucl. Phys., 1975, B85, p.375.
29. Siegel W., Zwiebach B. Nucl. Phys., 1986, B263, p.105.
30. Lee B., Zinn - Justin J. Phys. Rev., 1972, D5, p.3121, p.3155; Kugo T., Ojima I. Progr. Theor. Phys. Suppl., 1979, N66, p.1.
31. Baulieu L. Nucl. Phys., 1984, B241, p.557.
32. Ambjorn J., Hughes R.J. Nucl. Phys., 1983, B217, p.336.
33. Thierry - Mieg J. Journ. Math. Phys., 1980, v.21, p.2834; Nuovo Cimento, 1980, 56A, p.396.
34. Baulieu L. Prepr. LPTHE 84/4, Paris, 1984; Prepr. LPTHE 85/43, Paris, 1985.
35. Фаддеев Л.Д. ТМФ, 1969, I, с.3.
36. Fradkin E.S., Vilkovisky G.A. Phys. Lett., 1975, 55B, p.224; Batalin I.A., Vilkovisky G.A. Phys. Lett., 1977, 69B, p.309.
37. Faddeev L.D. Phys. Lett., 1984, 145B, p.81
38. Hwang S. Phys. Rev., 1983, v.28, p.2614.
39. Дубровин Б.А., Новиков С.П., Фоменко А.Т. Современная геометрия, "Наука", М., 1979.
40. Curci G., Ferrari R. Phys. Lett., 1976, 63B, p.21.
41. Green M.B., Schwarz J.H. Phys. Lett., 1984, 149B, p.771; 1985, 151B, p.21.
42. Gross D.J. et al., Phys. Lett., 1985, 54, p.502; Nucl. Phys., 1985, B254, p.253.
43. Zumino B., Wu Y.-S., Zee A. Nucl. Phys., 1984, B239, p.477; Alvarez - Gaume L., Ginsparg P. Ann. Phys., 1985, 161, p.423.
44. Banks T., Peskin M. Nucl. Phys., 1986, B264, p.513.
45. Gliozzi F., Scherk J., Olive D. Nucl. Phys., 1977, B122, p.253.
46. Goddard P., Olive D. In: Vertex operators in mathematics and physics, p.51, Springer, 1984.
47. Goddard P. Vertex operators and algebras, prepr. DAMPT, Cambridge, 1985.
48. Casher A. et al. Phys. Lett., 1985, 162B, p.27.
49. Пронько Г.П., Разумов А.В., Соловьев Л.Д. ЭЧАЯ, 1983, т.14, в.3, с.558; Бородулин и др. ТМФ, 1985, 65, с.119.
50. Paton J., Chan H.M. Nucl. Phys., 1969, B10, p.519.
51. Marcus N., Sagnotti A. Phys. Lett., 1982, 119B, p.91.
52. Scherk J. In: Nonlocal, nonlinear and nonrenormalizable field theories, JINR publ. D2-9788, Dubna, 1976.
53. Fradkin E.S., Tseytlin A.A. Nucl. Phys., 1985, B261, p.1; Phys. Lett., 1984, 158B, p.316.
54. Bergshoeff E. et al. Nucl. Phys., 1982, B195, p.97; Chapline G.F., Manton N.S. Phys. Lett., 1983, 120B, p.105.
55. Hosotani Y. Phys. Lett., 1983, 129B, p.193.
56. Derendinger J.P., Ibanez L.E., Nilles H.P. Nucl. Phys., 1986, B267, p.365
57. Dine M., Seiberg N. Phys. Rev. Lett., 1985, 55, p.366; Kaplunovsky V. ibid. p.1036.
58. Belavin A.A., Knizhnik V.G. Phys. Lett., 1986, 168B, p.201.
59. Белавин А.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, с.319.
60. Манин Ю.И. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, с.161.
61. Morozov A. Prepr. ITEP 86-88, Moscow, 1986.
62. Moore G. Prepr. HUTP-86/A038, Cambridge, 1986.
63. Цейтлин А.А. ЯФ, 1986, 43, с.1012.
64. Englert F. et al., Prepr. CERN-TH 4360/86, Geneva, 1986.
65. Narain K.S. Phys. Lett., 1986, 169, p.41.
66. Duff M.J., Nilsson B.E.W. Prepr. CERN-TH 4428/86, Geneva, 1986.
67. Seiberg N., Witten E. Spin structures in string theory, Princeton Univ. prepr., Princeton, 1986.
68. Dixon L.J., Harvey J.A. String theories in 10 dimensions without space time supersymmetry, Princeton Univ. prepr. Princeton, 1986.
69. Alvarez - Gaume L. et al., "0(16) x 0(16) heterotic string", Harvard Univ., prepr. HUTP-86/A013, Cambridge, 1986.
70. Dixon L. et al. Nucl. Phys., 1985, B261, p.651; Strings on orbifold II, Princeton Univ. prepr., Princeton, 1986.
71. Witten E. Non-commutative geometry and string field theory, Princeton Univ. prepr., Oct, 1985; Interacting field theory of open superstrings, Princeton Univ. prepr., Mar. 1986; Likken J., Raby S. Prepr. LA-UR-86-1334, Los Alamos, 1986.
72. Арефьева И.Я., Волович И.В. ТМФ, 1986, 67, с.320, 474.
73. Hata H. et al. Prepr. RIFP-656, Feb. 1986.
74. Hata H. et al. Phys. Lett., 1986, B172, p.186, p.195.
75. Neveu A. et al. Prepr. CERN-TH 4297/85, Geneva, 1985; ibid. TH-4358/86, Geneva, 1986.
76. Pfeffer D. et al. Florida Univ., prepr. UFTP-85-79, Gainesville, 1985.
77. Gervais J.-L. Prepr. LPTENS 85/35, Paris, 1985; prepr. LPTENS 86/1, Paris, 1986.
78. Siegel W., Zwiebach B. Prepr. MIT/CTP, 1368, Cambridge, 1986.
79. Baulieu L. Phys. Rep., 1985, 129, p.1.
80. Henneaux M. Phys. Rep., 1985, 126, p.1.
81. Ellis J. Prepr. CERN-TH 4439/86, Geneva, 1986.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 августа 1986 года.

Филиппов А.Т.

P2-86-545

Суперструны

Обсуждаются принципиальные проблемы, связанные с попытками объединения всех известных элементарных взаимодействий, и кратко описываются подходы к их решению в теории суперструн. Описаны основные идеи, достижения и проблемы этой теории. Особо отмечена роль духов Фаддеева - Попова и их симметрий в теории струнного поля.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Filippov A.T.

P2-86-545

Superstrings

A short review is given of attempts to unify all known elementary interactions and superstring-based approaches to their solving are briefly described. General ideas, achievements and problems of the superstring theory, with a list of relevant references are presented. The role of Faddeev - Popov ghosts and of BRST-symmetries is discussed in some detail.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986