

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

539.12.01

ОТ ПЕРЕНОРМИРУЕМОСТИ К ВЫЧИСЛИМОСТИ?*)***М. Гелл-Манн***

Большая честь быть приглашенным для выступления при открытии этой встречи моих выдающихся коллег в тридцать шестую годовщину знаменательного собрания здесь же в Шелтер-Айленде. Надеюсь, вы простите неорганизованность моих заметок и особенно беспорядочность ссылок: лишь иногда я буду приписывать те или иные результаты их действительным авторам (и то, без сомнения, некорректно); но основательные и подробные лекции, которые будут прочитаны после меня, исправят ошибки и пропуски.

Тридцать шесть лет назад я только начинал изучение физики частиц, и меня сильно поразило то, что теоретики были в немилости. Их затруднительное положение вызывалось двумя причинами: свойства экспериментального мюона не согласовывались со свойствами теоретического мезона; и все радиационные поправки в единственной известной тогда теории — квантовой электродинамике — оказывались бесконечными. Как раз в то время, в год Шелтер-Айленда, все встало на свои места. Двухмезонная гипотеза Маршака, за которой последовало экспериментальное открытие пиона, устранила одну проблему. А измерение и вычисление лэмбовского сдвига разрешило и вторую трудность.

С тех пор мы, теоретики, взлетели высоко. Иногда, правда, эксперименты дают нам встряску, как в случае с CP-нарушением или с открытием третьего семейства фермионов со спином 1/2. (Конечно, если уж говорить об этом, мы никогда не понимали, откуда взялось второе и даже первое.)

Тем временем — фактически тому уже лет десять — мы вместе с нашими коллегами-экспериментаторами разобрались в проблемах, волновавших нас тридцать шесть лет назад, однако их место заняли другие. По-видимому, мы располагаем работающей перенормируемой теорией сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий. В этом докладе я буду считать ее верной, с возможными минимальными изменениями, по крайней мере при энергиях ниже 1 ТэВ. Это, разумеется, янг-миллсовская теория, основанная на цветовой SU(3) и электрослабой группе $SU(2) \times U(1)$, с тремя семействами лептонов и кварков со спином 1/2, их античастицами и с некоторым числом бесспиновых хиггсовских бозонов — дублетов и антидублетов по слабому изотопическому спину, предназначенных для нарушения электрослабой группы до электромагнитной U(1). Я буду предполагать также, что наши друзья-эспе-

*) Gell-Mann M. From Renormalizability to Calculability?//Shelter Island II: Proceedings of the 1983 Shelter Island Conference on Quantum Field Theory and the Fundamental Problems of Physics/Eds R. Jackiw, N. N. Khuri, S. Weinberg, E. Witten.— Cambridge, Mass.; London, England: The MIT Press, 1985.—P. 3—23.— Перевод А. Ю. Морозова.

риментаторы откроют t-кварк и достроят третье семейство. Из всего этого наименее обоснована экспериментально и выглядит наиболее искусственно динамика хиггсов. В остальном теория находит серьезные подтверждения, особенно теперь, после открытия предсказанного нами двадцатью пятью годами раньше промежуточного бозона X^\pm (некоторые все еще называют его W^\pm -бозоном, но, я уверен, рано или поздно прекратят это).

По существу, все, что удалось сделать, это просто обобщить квантовую электродинамику (КЭД). КЭД была изобретена около 1929 г. и с тех пор никогда не изменялась; однако за годы, прошедшие после встречи в Шелтер-Айленде, стало ясно, что она перенормируема и приводит к конечным предсказаниям во всех порядках теории возмущений. Теперь КЭД обобщена и включает сильные и слабые взаимодействия наряду с электромагнитными, кварки и нейтрино наряду с электронами, а также загадочные три семейства. У новой теории очень похожие черты, но вместо одного в ней много безразмерных параметров, очень много, особенно из-за хиггсовских бозонов, которые воздействуют друг с другом, да еще по-своему с каждым из фермионов, с константами связи, подобранными так, чтобы воспроизвести все фермионные массы. Перенормируемость означает, что мы можем заключить все расходимости в эти параметры и в определение масштаба масс, но это не помогает нам что-нибудь сосчитать. Это — обобщение невычислимости $1/137$ в КЭД. Проблема эта не нова, но в прежние времена углубляться в нее остерегались. (Я думаю, что это во многом происходило из-за опасения уподобиться Эддингтону с его «внутренним» и «внешним» и подвернуться за это насмешкам *).)

Когда я говорю «перенормируемость», то имею в виду перенормируемость теории возмущений. За тридцать пять лет теоретикам не удалось изобрести способ сделать конечной или перенормируемой теорию, не являющуюся таковой в пертурбативной области. Конечно, когда-нибудь кто-нибудь может решить эту задачу, но пока я буду считать конечность и перенормируемость свойствами теории возмущений. Я помню много случаев, когда утверждалось, что кому-то удалось решить эту проблему. В день, когда совсем молодым человеком я попал в Институт высших исследований, мне сказали, что Нинг Ху доказал перенормируемость теории псевдовекторных мезонов вне теории возмущений. С тех пор мне говорили подобные вещи много раз, подобно тому, как математикам постоянно сообщают о доказательстве гипотезы Римана. Вчера вечером Андре Мартен рассказал мне, что Гильберт, перед своим выступлением в Берлине, прислал телеграмму, утверждая, что доказал теорему Римана. Когда он приехал, аудитория была весьма разочарована выступлением, поскольку о доказательстве не было сказано ни слова. Оказалось, что он послал телеграмму на случай, что погибнет в дороге во время своего первого авиапутешествия, которого очень боялся. Сколь бы вам ни пришлось разочаровываться в моих сегодняшних заметках, я не окажусь в столь дурном положении.

Как всегда, решение проблем одной эпохи выявило основные задачи следующей. При взгляде на сегодняшнюю стандартную модель прежде всего приходят на ум такие вопросы:

— Почему именно такова структура семейств? В частности, откуда берется киральная асимметрия, различие свойств левых и правых частиц вместо, например, вектороподобности, когда левое и правое неотличимы друг от друга?

— Почему три семейства? Это обобщение знаменитого вопроса Раби о мюоне, который я никогда не забуду: «Кто так велел?». Астрофизики не хотят, чтобы было больше трех семейств. Может быть, они еще вытерпят четвертое, с безмассовым или почти безмассовым нейтрино, но не более; это расстроило бы их расчеты распространенности водородных и гелиевых

*) В оригинале игра слов: «intricule», «extricule» и «ridicule». (Примеч. пер.)

изотопов. Конечно, если бы при переходе от известных семейств к новым, нейтрино внезапно и сильно потяжелели, расстройство было бы не столь значительным.

— Сколько сортов хиггсовских бозонов имеется в стандартной теории? Скажем, симметрия Печчеи — Квинн, о которой я еще скажу, требует, если в нее поверить, не меньше двух. Если есть группа симметрии семейств, то их может быть и больше, поскольку они должны составить представление группы: быть может, имеется 6 наборов из четырех хиггсовских бозонов; никто этого не знает.

— Главное, почему именно $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$? По этому поводу предположения, конечно, имелись. Мы заметили, что след оператора заряда — нуль для каждого семейства, и это указывает на возможность объединения с какой-то простой группой Янга — Миллса при некоторой большой энергии или, на худой конец, с произведением простых групп без произвольных $U(1)$ -факторов. Если группа простая или является произведением одинаковых простых сомножителей, то получается единственная янг-миллсовская константа связи.

В этом докладе я хотел бы выделить цепочку: перенормируемость, конечность и вычислимость. Она проходит через всю нашу деятельность от «Шелтер-Айленда I» до «Шелтер-Айленда II» — через КЭД, модель $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, объединенные теории Янга — Миллса, попытки объединения с гравитацией и суперструны. Отсюда и выбранное мною заглавие: «От перенормируемости к вычислимости?». Со времен триумфа тридцатипятилетней давности многие теоретики — к ним, правда, нельзя отнести моего коллегу Ричарда Фейнмана — изменили свою оценку значения перенормируемости. В конце концов, в КЭД e и m произвольны. Только один из этих параметров безразмерный (и, как я уже сказал, никто не хотел уподобляться Эддингтону и его вычислению α). Поэтому казалось совершенно естественным считать перенормируемую теорию как раз тем, что требуется, и закладывать в нее перенормированные значения e и m . Фейнман упорствовал в другом подходе к перенормируемости, смысл которого удачно выражен карикатурой Пьера Рамона и художника Джоан Картье *).

Так ли это все на самом деле? В 70-е годы я сказал бы, что такой подход ввел Ричарда Фейнмана в заблуждение, в том смысле, что он не верил в чарм и в нейтральные слабые токи на основании того, что они необходимы для перенормируемой теории, а это не является хорошим критерием. Однако на более глубоком уровне Фейнман может оказаться правым. Многие теоретики теперь задаются вопросом, не являются ли наши перенормируемые янг-миллсовские теории ($SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ и какая-то высшая объединенная модель) всего лишь перенормируемыми феноменологическими теориями, в которых вместо зависимости от обрезания существует огромное число перемешанных параметров — перенормированных безразмерных величин, вычисляемых только в более фундаментальной теории другого типа, которая была бы просто конечной.

Уже в теории $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ мы сталкиваемся со скрытым неконтролируемым параметром в квантовой хромодинамике — углом смешивания хромоэлектрического и хромомагнитного полей, нарушающим СР-инвариантность, если только нет способа устранить его **γ -преобразованием** какого-либо из кварковых полей. Если бы у u -кварка была нулевая ультрафиолетовая масса, все было бы в порядке, но похоже, что она отличается от ультрафиолетовой массы d -кварка множителем $1/2$, но никак не 0. Имеются еще три возможности: можно искать теорию, в которой радиационные поправки, связанные с ненулевым углом смешивания, достаточно малы, чтобы не противоречить экспериментальному уровню СР-нарушения; можно ввести

*) На карикатуре изображена уборщица в помещении теоретического отдела, заматающая расходимости под ковер. Подпись гласит, что комната «перенормирована». (Примеч. изд.)

обрезание и сказать, что при этом обрезании радиационные поправки **малы́**; наконец, можно ввести симметрию, устраняющую зависимость от угла смешивания. Это симметрия Печчеи — Квинн, предсказывающая, по крайней мере, удвоение числа хиггсовских бозонов; соответствующая $U(1)$ -симметрия порождает легкий псевдоголдстоуновский хиггсовский бозон, названный хигглетом, с очень малой массой. Смысл введения хигглета в том, что произведения констант его взаимодействия со всеми фермионами на вакуумное среднее некоторого хиггсовского поля фиксированы, и если вы делаете один из сомножителей большим, другой становится малым. Предполагается, что вакуумное среднее может оказаться очень большим, а все константы связи — ничтожно малыми, так что получится невидимый хигглет, который нельзя обнаружить ни одним известным экспериментальным или астрофизическим методом. С другой стороны, считается, что при слишком большом вакуумном среднем и малых константах связи со Вселенной будет что-то не так, так что это вакуумное среднее должно быть где-то на уровне 10^{12} ГэВ. Можно поинтересоваться, не выделена ли эта энергия еще с какой-то точки зрения, и действительно, в некоторых работах она возникает как возможный фундаментальный масштаб энергий. Кстати, кое-кто дает хигглету другое название, которое можно без труда обнаружить в любом универмаге *)).

Здесь, как это часто бывает, мы вынуждены подгонять перенормированную величину под малое экспериментальное значение. Положение с несколькими произвольными безразмерными параметрами становится только более безысходным, когда часть из них очень мала. Есть целая иерархия методов лечения от этой болезни. (Если только вы хотите пользоваться этим выражением: оно означает «священное правило» и относится к области церковного управления. Не знаю, как оно попало в наш предмет!) Во-первых, хотелось бы интерпретировать малые или почти симметричные величины как следствия незначительного нарушения симметрии, иначе это свойство не имело бы никакого смысла. Малые величины стремились бы к нулю в пределе точной симметрии. Во-вторых, при более пристрастном анализе, следовало бы, добившись малости этих величин, потребовать, чтобы они такими и оставались, а не приобретали бы неконтролируемых радиационных поправок, что снова привело бы к неизвестным значениям, возможно, совсем не малым. В-третьих, лучше всего было бы суметь вычислить сами значения и понять, отчего они малы. Следует различать эти три варианта. Когда не удастся избежать подгонки перенормированной величины к заданному малому значению (зная, что бесконечные и потому неконтролируемые радиационные поправки испортят дело, даже если выбрать неперенормированное значение малым), теперь говорят о проблеме «естественности». На деле всякий теоретик в своей собственной работе полагает какие-то параметры малыми, а затем нападает на других, поступающих так же, обвиняя их в «неестественности». Фактически идея выбора перенормированных величин симметричными или почти симметричными очень стара. Многие из нас тридцать лет думали (и говорили), что простота и симметрия ведут, как правило, в направлении высоких энергий и что эффективные заряды и массы, поднятые вверх по энергетической шкале с помощью ренормализованной группы, проявят в этом пределе свою истинную симметрию. Тридцать лет назад мы показали, что симметрия в пределе высоких энергий, по существу, эквивалентна симметрии неперенормированных величин. Тогда мы пришли к выводу, что не следует подгонять к симметричным, почти симметричным или нулевым значениям перенормированные величины.

В стандартной на сегодняшний день теории Янга — Миллса или ее обобщениях симметрии нарушаются вакуумными средними хиггсовских полей, которые дают ультрафиолетовые массы фермионам и векторным

*) С этими словами Гелл-Манн достал коробку «Аксиона», используемого при замачивании белья. (Примеч. изд.)

бозонам и проявляются, когда вы доходите до энергий, больших по сравнению с этими массами.

В последние несколько лет были высказаны (но практически не разработаны) предположения о существовании других типов симметрии. Например, некоторыми авторами, в числе которых Илиопулос, Томарас и Майани, было показано, что заряды, подчиняющиеся ренормгрупповым уравнениям, подобно тому как бывает в других задачах динамики нелинейных систем, могут стремиться к симметричным значениям только в силу свойств самих уравнений. Это может происходить при уменьшении энергии, и такие симметрии никогда не становились бы точными. Уравнения ведут к симметрии при нулевой энергии, но тут возникают нарушающие симметрию массы, и симметрия никогда не реализуется полностью. Однако я не стану продолжать обсуждение этой очаровательной ереси. Если пользоваться обычным описанием нарушенных симметрии, то при встрече с малой или почти симметричной величиной нас бы больше всего устроило, чтобы она отражала нарушение симметрии с конечными вычисляемыми поправками, чем и объяснялась бы численная малость. Но этого не так-то легко достичь в наших нарушенных янг-миллсовских теориях.

Единственное, что мы сейчас твердо знаем, это то, что включение теории $SU(2) \times U(1) \times SU(3)$ в объединенную теорию Янга — Миллса очень заманчиво, и то, что, проследив с помощью уравнений ренормгруппы за изменением констант связи этих трех групп и считая при этом фермионные семейства такими, какими мы их видим сегодня, можно увидеть, что значения зарядов приближаются друг к другу в районе 10^{15} ГэВ. Тот факт, что все три константы сходятся, нетривиален и указывает, что и в самом деле может существовать какое-то объединение, скажем, с простой группой Янга — Миллса, которая сильно нарушена. Если имеются только три семейства фермионов, то значение константы связи вблизи энергии объединения — что-то около $1/40$, и это число сменяет $1/137$ в роли безразмерного параметра, чье происхождение требуется объяснить.

Как вы знаете, простейший вариант теории такого типа использует $SU(5)$ -симметрию; ее сильное нарушение, разбивающее группу на $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ при 10^{15} ГэВ, осуществляется с помощью одного или нескольких хиггсовских бозонов в присоединенном представлении, а слабое нарушение — с помощью того, что первоначально было 5 и $\bar{5}$. К сожалению, это слабое нарушение представляет определенную проблему; в то время, как массы тау-лептона и b -кварка после учета конечных перенормировок получаются в правильной пропорции, отношение масс мюона и s -кварка воспроизводится хуже (если мы понимаем, чему равна ультрафиолетовая масса s -кварка, а я думаю, что это так). Получить согласие в случае электрона и d -кварка никто даже и не пытается; предполагается, что их массы столь малы, что за них ответствен какой-то иной механизм. Расхождение может быть исправлено, если усложнить теорию, введя дополнительные μ — s -хиггсы, принадлежащие другим представлениям $SU(5)$.

Другая допустимая единая теория использует $SO(10)$ и помещает каждое семейство фермионов в 16-плет, который при редукции к $SU(5)$ дает 5- и $\bar{10}$ -плеты и синглет, являющийся стерильным левым антинейтрино. Дальнейшее обобщение использует группу E_6 с фермионами в 27-плетах.

Итак ... то, что я буду называть «объединенной квантовой динамикой» (некоторые называют ее «*pire*» или «*GUT*», или еще как-нибудь), хотя и имеет многое, чтобы рекомендовать себя, все еще находится в сомнительном положении; она по-прежнему не объясняет выбор фермионных представлений и их разнообразие, а также большое число констант связи; в ней сохраняются некоторые из трудностей модели $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Слово «*gut*» *) весьма подходит к этой ситуации: надо иметь немалое присутствие духа,

*) Одно из значений слова «*gut*» — присутствие духа. (Примеч. пер.)

чтобы считать возможной экстраполяцию наших представлений от 100 ГэВ, где ставятся наши эксперименты, к 10^{15} ГэВ. К счастью, эти теории имеют следствия, для проверки которых не требуются эксперименты при 10^{15} ГэВ.

Надо сказать, что 10^{15} ГэВ настолько близки к планковской массе (энергии $2 \cdot 10^{19}$ ГэВ, при которой относительная величина квантовых поправок к гравитации достигает единицы), что имеет смысл обсудить две возможности:

Во-первых, можно считать различие этих масштабов существенным, так что имеются две стадии объединения: объединение с гравитацией вблизи планковской массы и объединение теорий Янга — Миллса, при котором гравитационными эффектами можно пренебречь.

Во-вторых, можно предполагать, что имеется лишь одна стадия, и 10^{15} , если можно так выразиться, — не более чем другое обозначение для 10^{19} .

Я сказал бы, что мы не знаем, в какую из этих возможностей следует верить, хотя первая выглядит весьма привлекательной.

Знаменитым и важным предсказанием объединенной квантовой динамики является распад протона со скоростью, которая, если не принимать специальных мер, сравнима с экспериментальным ограничением. Это один из способов исследовать очень высокоэнергетические явления при низких энергиях. Другой реальный способ связан с массами нейтрино, к которым мы еще вернемся. Не исключено, что в будущем мы найдем и другие тесты при экспериментально доступных энергиях, скажем, в районе 1 ТэВ. Это было бы очень полезно, так как дало бы дополнительные аргументы в пользу создания новых ускорителей. Имеют определенное значение также астрофизические и космологические тесты. По существу, то, что требуется, — это правила, справедливые в модели $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, но нарушающиеся в объединенной теории и при этом доступные экспериментальной проверке.

После того, как объединенная квантовая динамика указала на серьезную возможность распада протона, многими людьми была развита давняя остроумная гипотеза Сахарова о том, что распад протона вместе с подходящим СР-нарушением и неравновесностью очень ранней Вселенной мог бы объяснить преобладание материи над антиматерией. Теперь нам не хотелось бы расстаться с этой идеей, тем более, что она позволяет вывести не столь уж далекое от действительности соотношение между числом барионов и фотонов в современном мире. Так что объединенная квантовая динамика с распадающимся протоном очень желательна; хотя возможны и усложненные сценарии, в которых распад отсутствует, мы, наверное, не станем к ним обращаться. Похожим свойством обладает и простейшая версия $SU(5)$ -объединения, где сохраняется разность барионного и лептонного чисел. Как вы знаете, из-за этого при распаде протона может возникать позитрон плюс мезон, но не электрон. Имеется и другое следствие: под запретом оказываются массы нейтрино. Этот результат, однако, зависит от группы и от трансформационных свойств вакуумных средних хиггсовского поля. Если перейти к $SO(10)$ — довольно привлекательному обобщению $SU(5)$, то в каждом семействе фермионов появятся дополнительные правые нейтрино и левые антинейтрино, а кроме того нетрудно подобрать представления так, чтобы разность барионного и лептонного чисел больше не сохранялась.

После этого массы нейтрино можно выбрать следующим образом: приписать огромную майорановскую массу m_M правому нейтрино, связать левые нейтрино с правыми нормальной m_D дираковской массой и одновременно получить маленькую — порядка m_D^2/m_M — массу левых нейтрино. Эти массы левых нейтрино очень интересны для астрофизики и космологии, поскольку для гравитационного связывания галактик и кластеров требуется скрытая материя. Скрытая материя важна и для Вселенной в целом; похоже, что ее требуется столько, чтобы Вселенная оказалась, по крайней мере, асимптотически плоской, однако для полной уверенности астрономы не достаточно понимают эволюцию галактик. Одна из возможностей состоит в том, что

скрытая материя состояла бы из элементарных частиц, а здесь один из вариантов — нейтрино с крошечными массами. Если вся скрытая материя состоит из левых нейтрино, то сумма их масс должна составлять несколько десятков электрон-вольт. **Бóльшие** массы нейтрино приведут к катастрофе: Вселенная окажется слишком сильно замкнутой (если только массы не слишком велики, в противном случае реализуется совсем другой режим). Если у левых нейтрино есть массы, то должны быть и сравнимые или несколько меньшие переходы между ними, и такие переходы активно ищут в лабораториях. Тем временем теоретики разбирают других кандидатов на роль скрытой материи, к их числу относятся хигглеты.

Вернемся теперь к вопросу о загадочно малых числах. В объединенных теориях Янга — Миллса таких чисел очень много, и они очень малы. Ренорминвариантная масса, иногда обозначаемая $\Lambda_{\text{кхд}}$, в единицах массы объединения составляет что-то типа 10^{-16} . Массы промежуточных бозонов — переносчиков слабого взаимодействия, — получающиеся из e умножением на хиггсовское вакуумное среднее, в тех же единицах имеют порядок 10^{-13} . Массы различных фермионов, получающиеся из g умножением на средние различных хиггсов ϕ (g — константа связи этих хиггсов с фермионами), попадают в область от 10^{-13} для t-кварка (если его найдут при современных энергиях) до 10^{-18} — для электрона. Хотелось бы знать, почему эти величины столь малы и почему при этом они все одного порядка малости: в конце концов, какая-нибудь из них могла бы равняться 10^{-100} ! В случае $\Lambda_{\text{кхд}}/m_{\text{унит}}$ мы знаем, что малость возникает из-за логарифмического изменения константы связи при переходе от $\Lambda_{\text{кхд}}$ к массе объединения, и поэтому это отношение может быть записано в виде $\exp(-C/\alpha_{\text{унит}})$ с известным числом C и объединенной постоянной тонкой структуры $\alpha_{\text{унит}}$. Теперь мы приходим к вопросу, почему постоянная тонкой структуры мала по сравнению с 1; но теперь хотя бы не требуется объяснять экспоненциальную малость! А как дела с другими малыми параметрами? И здесь наши требования могут быть слабыми, умеренными и очень сильными. Можно удовлетвориться тем, что один раз сделанные малыми, параметры такими и останутся; можно потребовать объяснений, почему они близки к нулю, например показать, что они тоже даются экспонентами (так действительно бывает в некоторых моделях); можно, наконец, уметь вычислять все малые параметры, что, правда, никому еще не удавалось. Но именно этого мы добиваемся: уметь вычислять константы. Записать некоторые из них в виде $\exp(-C/\alpha)$, конечно, хорошо, но после этого нужно знать, как сосчитать вошедшую сюда константу связи.

В янг-миллсовской теории $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, и особенно в объединенной теории Янга — Миллса, было затрачено много усилий в попытке как-то улучшить такое положение с «естественностью». В объединенной квантовой динамике, насколько мне известно, никому так и не удалось найти глубокое, свободное от трудностей объяснение малых отношений: почему все они малы и притом одинакового порядка малости? Чего уж говорить об их вычислении!

Однако в некоторых подходах удалось достичь частичного успеха, особенно в нахождении параметров, которые, будучи сделаны малыми, малыми и остаются. Наибольшие трудности с «естественностью» возникают в связи с удержанием малыми масс хиггсовских бозонов, что требуется, например, для объяснения малости масштаба слабого нарушения в объединенной квантовой динамике, если, конечно, объединенная квантовая динамика существует на самом деле. Хорошо известное в теории поля стремление лагранжианов бесспиновых бозонов приобретать квадратичные собственно-энергетические поправки приводит здесь к проблеме удержания масс хиггсовских скаляров, обеспечивающих слабое нарушение, от затягивания под обрезание, когда теория рассматривается как эффективная перенормируемая теория поля в рамках большей теории. Большинство средств от этой болезни, предложенных за последнее десятилетие — они сменяют друг друга через

один-два года, подобно модам,— сначала фиксирует нулевое значение хиггсовской массы, а затем разрешает малые поправки к ней, более или менее вычислимые, в зависимости от конкретного рецепта. Один тип предписаний опирался на дискретные симметрии. Более поздние попытки можно классифицировать по двум признакам — степени объяснения малых параметров (конечно, успех никогда не был полным) и по тому, какие из «элементарных» частиц предполагаются составными.

На мой взгляд, элементарное поле в квантовополевой теории правильно называть «хаплоном». Я призываю всех пользоваться этим термином. Он происходит от греческого слова «простой» или «единственный». В индоевропейских языках оно родственно слову «простой», поскольку индоевропейское «s» превращается в греческое или валлийское «h». Например, «солнце» по-гречески «helios» и «haul» на валлийском языке. «Гаплоидное» поколение очень употребительно в биологии для обозначения одного набора хромосом вместо двух и т. д. Такое название уже встретило поддержку многих физиков: Димопулоса, Нанопулоса и Илиопулоса, и, как сообщили мои французские друзья, к ним надо добавить Растопопулоса.

Вопрос в том, какие из наших привычных «элементарных» частиц останутся хаплонами? А какими придется пожертвовать как составными? В качестве первого кандидата каждый из нас назовет хиггсовские бозоны. Одна из идей заключалась в том, чтобы составлять их из новых фермионов и антифермионов, обладающих новым, точно сохраняющимся цветовым квантовым числом, которое называют «суперцветом», «первичным цветом», «гиперцветом», «техницветом» или еще как-нибудь, с ренорминвариантной массой Λ' , намного превосходящей $\Lambda_{\text{КХД}}$. Кварки, лептоны и новые фермионы не наделяются ультрафиолетовыми массами. Они приобретают только инфракрасные массы, которые для нас, живущих при энергиях ниже Λ' , выглядят как ультрафиолетовые. В последнее время эта схема не слишком популярна; возможно, это объясняется тем, что обобщение первичного цвета на большие приблизительно ненарушенные группы, которое объясняло бы массы высших семейств кварков и лептонов, привело к появлению чрезвычайно сильных взаимодействий нейтральных токов, переводящих одно семейство в другое.

В некоторых схемах кварки и лептоны являются составными. В других моделях легко жертвуют X^\pm -бозонами, которые кое-кто называет W^\pm и Z^0 , поскольку они не относятся к числу безмассовых калибровочных бозонов, связанных с токами симметрии. Последним шагом было бы сделать составными фотон и глюоны, чтобы вся теория $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ содержала лишь феноменологические поля, являющиеся составными объектами. Делая составными фотон и глюоны, в каждой конкретной теории надо проверять, не нарушается ли при этом их безмассовость и точное сохранение заряда и цвета.

Наиболее популярный ныне метод контроля за поправками к малым величинам основан на применении ($N = 1$)-суперсимметрии к стандартной теории или к объединенной квантовой динамике. Как вы знаете, ($N = 1$)-суперсимметрия связывает любое состояние с данным J_z с состоянием, для которого J_z отличается на половину. Хиггсовские бозоны со спином 0 связываются таким образом с нежелательными со всех других точек зрения суперпартнерами со спином $1/2$, массы которых могут быть легко удержаны вблизи нуля с помощью приближенной киральной инвариантности. Таким (или другим похожим) способом можно заставить легкие хиггсоны оставаться легкими. Их суперпартнеры со спином $1/2$, подобно другим нежелательным суперпартнерам, могут быть после этого сдвинуты к несколько большим массам, где их пока невозможно зарегистрировать.

В последнее время развилась целая «супертерминология» для описания новых частиц, необходимых для суперсимметрии. В моем присутствии Гленис Фаррар и Пьер Файет придумали имена «фотино» и «глюино» для частиц со спином $1/2$ — партнеров векторных бозонов, а также слово

«Голдстино». «Голдстино» — это безмассовый голдстоуновский фермион со спином $1/2$, необходимый для спонтанного нарушения суперсимметрии; а суперсимметрия, если это точная симметрия, должна спонтанно нарушаться, так как мы не видим универсального вырождения фермионов и бозонов. В супергравитации, к которой мы вскоре перейдем, имеется гравитино (спин $3/2$), сопровождающее гравитон (спин 2). Гравитино идеально приспособлено к «поеданию» голдстино, после чего оно приобретает массу; вне всякого сомнения, все именно так и устроено, если суперсимметрия вообще имеет отношение к делу. Голдстино может быть элементарным и составным, оно может входить в число хаплонов или возникать динамически, но в любом случае оно попадает на съедение «голодному» гравитино. Остальная «супертерминология» нужна для описания сопровождающих спинорные кварки и лептоны нежелательных частиц со спином 0, носящих имена скварков и слептонов; кроме того, хиггсоны, как мы уже обсуждали, имеют нежелательных партнеров со спином $1/2$, которые, насколько я понимаю, должны называться схиггсонами. (Это звучит ужасно, но находятся люди, которые произносят такие слова без дрожи в голосе!) Ко всему этому добавляются еще новые частицы со спином 0 и $1/2$, являющиеся суперпартнерами (спартнерами) друг друга, нужные только для нарушения суперсимметрии с помощью механизма, предложенного О'Рафerti. (Кстати, я упростил написание его имени O'Raifertaigh, на самом деле вместо «f» надо писать «thbh».)

На этом пути был достигнут некоторый прогресс, правда, скорее в описании того, как различные величины остаются малыми, если они заданы такими с самого начала; чем в подлинном понимании, откуда берется сама эта малость. Между тем экспериментаторы радуются, что хоть кто-то из теоретиков сделал пустыню цветущей и даже превратил ее в настоящие джунгли.

В супертеориях имеется тенденция к уменьшению расходимостей, а в некоторых случаях они вообще исчезают из теории возмущений. В большинстве приложений используют это свойство, но недавно возникла область, в которой им полностью пренебрегают, и весьма интересным образом. Рассматривается ($N = 1$)-супергравитация с одним гравитоном и одним гравитино и к ней присоединяется ($N = 1$)-супер-ян-миллсовская суперматерия, о которой мы только что говорили. С той точки зрения, на которой мы стояли раньше, это невозможно, поскольку гравитация, взаимодействующая с суперматерией, порождает сильные расходимости. Однако теперь предлагается ввести обрезание в районе планковской массы и таким образом проделывать все вычисления. Появляются новые величины порядка единицы, но можно лишь догадываться об их истинных значениях, так что имеется достаточно большой произвол. Легко понять, что многие обычные и важные результаты существенно изменятся при правильном определении этих величин. Например, изменятся скорость распада протона и доминирующие моды распада (позволяя избежать расхождения с нынешними экспериментами). Маленькие нейтринные массы, если они вообще существуют, могут получиться другими. При подходящих значениях неизвестных величин могут улучшиться отношения масс кварков и лептонов, с которыми связаны определенные трудности. При таком подходе супергравитация играет роль джокера — карты, позволяющей нам вести более впечатляющую игру. Однако, поскольку все величины могут лишь оцениваться, но не вычисляться, это несколько опасно.

Если вернуться к нашей главной теме, то нам требуется фундаментальная базисная теория. Независимо от того, входят в число хаплонов все, некоторые или никакие (за возможным исключением гравитона) из обычных элементарных частиц, мы хотели бы получить все результаты конечными, не вводя заранее ни одного безразмерного параметра или, в крайнем случае, ограничившись одним перенормируемым параметром. Это позволило бы нам отдохнуть от подгонки многочисленных безразмерных величин, которая, я думаю, утомила большинство из нас. Неизвестно, оправдано ли такое

нетерпение и не пройдут ли еще сотни лет, прежде чем появится такая теория, и случится ли это вообще, но именно к ней устремлены наши желания.

Я думаю, что Вест расскажет нам о $(N = 4)$ -супертеории Янга — Миллса и связанных с нею моделях, которые являются конечными (полностью отсутствует бесконечная перенормировка заряда *), но в них имеются другие проблемы, например все частицы приходится помещать в присоединенное представление калибровочной группы, что приемлемо, но не так уж хорошо, если только группа не исключительная. Вдобавок, в этих теориях довольно трудно получить нарушение масштабной инвариантности; но они все равно представляют интерес.

Возможно, что существуют и обычные $(N = 1)$ -суперсимметричные теории Янга — Миллса, которые являются конечными; было бы замечательно, если бы удалось согласовать какую-нибудь из них с феноменологическими требованиями.

Но лучшими из имеющихся кандидатов на роль фундаментальных теорий, объединяющих все взаимодействия и частицы, с одним безразмерным параметром и возможной перенормируемостью или даже конечностью, являются теории, связанные с $(N = 8)$ -супергравитацией, в которой есть 8 суперсимметрий, 8 гравитино и т. д. Имеется список хаплов, включающий 1 гравитон, 8 гравитино, 28 бозонов со спином 1, 56 фермионов со спином $1/2$, 70 бозонов со спином 0.

В этой теории число безразмерных параметров равно нулю или единице.

Имеется κ — корень квадратный из ньютоновской постоянной, которое размерно. Если других параметров нет, то теория обладает киральной $SU(8)$ -симметрией. Однако можно ввести еще безразмерный параметр взаимодействия e и создать 28 векторных бозонов янг-миллсовскими; тогда появится калибровочная группа $SO(8)$, а симметрия уменьшится от $SU(8)$ до $SO(8)$. Если эта теория вообще содержит расходимости, то они очень слабые. Даже обычная гравитация без внешней материи, если и расходится, то не сильно! В гравитации может иметься логарифмическая расходимость в двух петлях (но это не было корректно проверено). Ожидается, что логарифмические расходимости в различных супергравитациях появляются в еще большем числе петель (но это тоже не проверялось). В $(N = 8)$ -супергравитации расходимости могут появиться только в трех петлях; некоторые исследователи считают, что все будет в порядке даже до семи петель, а возможно, не будет вообще никаких расходимостей. В $(N = 8)$ -супергравитации уже нет места для внешней материи. Все хапловы должны быть в одном супермультиплете.

Известны видоизменения $(N = 8)$ -супергравитации. Одно из них — $(N = 7)$ -супергравитация, с тем же составом частиц, но с немного меньшей группой симметрии. Существуют необыкновенно интересные обобщения на большие числа пространственных измерений, которые при ограничении на четыре измерения приводят к редукции группы симметрии и возникновению констант связи. Наконец, имеются теории суперструн — самые изящные кандидаты на роль единого описания Природы.

Я хотел бы начать с самой серьезной проблемы для всех этих теорий — $(N = 8)$ -супергравитации и ее красивых обобщений: как связать их с остальными нашими знаниями? Описанные выше результаты, относящиеся к обычным и суперсимметричным теориям Янга — Миллса, в определенных отношениях неудовлетворительны, но они, по крайней мере, касаются привычных для нас объектов, и мы могли так или иначе связать их с экспериментом. Теперь мы входим в новую область, где все порождает большие надежды, очень красиво, обещает все большее и большее, возможно, перенормируемо-

*) Доклад, представленный на конференцию Вестом, вошел в этот сборник. (Примеч. изд.)

и даже конечно, свободно от произвольных параметров, но лишено явной связи с экспериментом! Необходимо каким-то образом перебросить мост между этими двумя областями.

Когда-то, до появления супергравитации, нам с Ювалом Нееманом уже приходилось Заниматься этим вопросом. Теперь, после возникновения ($N = 8$)-супергравитации, от него никуда не уйти. Мы изучали структуру квантовых чисел, в частности предполагали, что калибровочной группой могла бы быть $SO(8)$, но она, очевидно, слишком мала, чтобы вместить в себя $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Тогда мы выбросили $SU(2)$ -бозоны: ими легко пожертвовать, поскольку они не безмассовые и соответствующая симметрия нарушена каким-то загадочным способом, использующим хиггсовские частицы. После этого остается группа $SU(3) \times U(1)$, которую мы попытались сопоставить цвету и электрическому заряду. Выяснилось, что фермионы со спином $1/2$ выглядят при таком подходе почти правильно, но все-таки не совсем так, как хотелось бы. Фундаментальное представление 8, в которое входит гравитино, разбивается на цветовой триплет, антитриплет и два синглета с зарядами q , $-q$, q' и $-q'$ соответственно. Самый простой выбор: $q' = 0$, $q = -1/3$; тогда некоторые фермионы несут целые, а некоторые — дробные заряды, так что имеются объекты типа лептонов и объекты, напоминающие кварки. Это очень привлекательно, но дополнительно возникают **цветовые представления 6, $\bar{6}$ и 8**, которых мы не видим, а кварков и лептонов получается слишком мало. Полное число фермионов со спином $1/2$ вполне достаточно, но кое-что теряется в секстетях и октетах.

Теперь я хочу показать вам одну любопытную вещь. Извините, что я занимаю ваше время этой моделью, которая, по-видимому, не имеет никакого отношения к физике; я говорю о ней в надежде, что кто-нибудь другой сможет найти ей применение, так как мне это не удастся. Это последняя попытка спасти отождествление хаплонов ($N = 8$)-супергравитации и обычных фермионов. В определенном смысле хаплонов со спином $1/2$ как раз столько, сколько требуется. Если предположить, что голдстино являются хаплонами, и вычесть их число, 8, из 56, то останется 48, т. е. 3 раза по 16; а как мы упоминали в связи с $SO(10)$, каждое семейство может содержать по 16 левых фермионов, включая невзаимодействующее левое антинейтрино. При уменьшении группы симметрии от $SO(8)$ до $SO(7)$ представление 56 разбивается на **48 + 8**. Конечно, $SO(7)$ содержит $SU(3) \times U(1)$. Мы выберем $U(1)$ -генераторы так, чтобы 8 голдстино преобразовывались так же, как 8 гравитино, а затем изучаем квантовые числа 48 фермионов со спином $1/2$, преобразующихся по группе $SU(3) \times U(1)$. Получается следующий набор: **(8 + 1, $1/2$)**, **(6 + 3, $-1/6$)**, **(3, $-1/6$)** и **(3, $-5/6$)**. Это отвечает наблюдаемым кваркам и лептонам, если поместить кварк с зарядом $2/3$ и нейтрино в представление **3** группы семейств $SU(3)$, а кварк с зарядом $-1/3$ и отрицательно заряженные лептоны — в представление **3**. $U(1)$ -генератору мы сопоставили электрический заряд минус $1/6$ для представления **3** группы семейств $SU(3)$ и электрический заряд плюс $1/6$ для представления **3**. Кроме того, $SU(3)$ в этой теории отождествляется с диагональной подгруппой прямого произведения цветовой группы $SU(3)$ и группы семейств $SU(3)$. В этом сценарии очень много всяких «если», и я не знаю, как их следует оправдывать. По отношению к группе семейств $SU(3)$ заряженное слабое взаимодействие было бы частью представления **6**, которая становится синглетом при редукции $SU(3)$ и $SO(3)$. Я упоминаю об этом сценарии в основном для того, чтобы показать, как далеко нужно зайти, чтобы сопоставить хаплонам ($N = 8$)-супергравитации кварки и лептоны. Скорее всего, в этой модели кварки и лептоны нужно считать составными.

Такое предложение было внесено Эллисом, Гайаром и Зумино в 1980 г. Я занимался сходными проблемами в соседней комнате, но не верил в их выводы. Они делали очень забавные вещи. Они полагали $e = 0$, т. е. не

калибровали $SO(8)$, и таким образом сохраняли полную глобальную симметрию $SU(8)$. Затем, следуя Кремеру и Джулиа, они предполагали, что по каким-то динамическим причинам $SU(8)$ становится калибровочной группой. Заряд и цветовая $SU(3)$ не помещались в $SU(8)$ целиком, но наполовину входили в нее, а наполовину — нет. В результате не нужно было определять квантовые числа симметричным образом. Например, восьми гравитино с $J_z = 3/2$ можно было приписать заряды $-1/3, -1/3, -1/3, +1, 0, 0, 0, 0$. Тогда первые пять гравитино составляют представление **5** группы $SU(5)$, а оставшиеся три — представления **3** чего-то типа сильно нарушенной группы семейств $SU(3)$, которая предположительно объясняет (поскольку антисимметричная часть произведения **3** \times **3** есть **$\bar{3}$**) происхождение трех семейств фермионов.

Затем они прибегали к менее убедительным аргументам, чтобы извлечь $SU(5)$ с тремя семействами; об этом я умолчу. Очень важна, однако, идея, что все частицы со спинами 1, $1/2$ и 0 в объединенной квантовой динамике «ненастоящие». Ни одна из них не является хаплоном. Из обычных частиц хаплоном оказывается только гравитон. Объединенная квантовая динамика (в том числе стандартная динамика Янга — Миллса) — это феноменологическая перенормируемая теория поля, и все параметры в ней — смесь разных исходных параметров и зависимостей от обрезания, приготовленная где-то высоко, в районе планковской массы. Этим объясняется сложность объединенной динамики с ее многочисленными параметрами и довольно произвольными представлениями.

Эта последняя идея приписывается Вельтману, хотя я не знаю, признает ли Вельтман свое авторство. Этим же, как мне рассказали, занимался т'Хоофт, а также Нортон и Корнвалл в UCLA и, возможно, другие люди. Мысль, что ни одна из сегодняшних элементарных частиц, кроме гравитона, неэлементарна, кажется мне интригующей. Я думаю, мы еще услышим от Стива Адлера *) о противоположной гипотезе, согласно которой составным является гравитон, а элементарны поля Янга — Миллса. Может быть, они сделаны друг из друга, и мы снова вернемся к бутстрапу! Ниже мы увидим, что это не просто шутка.

Вернемся к ($N = 8$)-супергравитации. Я упомянул уже различные попытки связать ее с экспериментом. Теперь опишу некоторые обобщения этой модели. ($N = 8$)-супергравитация может быть с помощью размерной редукции выведена из двух различных теорий ($N = 2$)-супергравитации в 10 измерениях, обозначаемых A и B. Отметим, что в свою очередь A, но не B, может быть получена из ($N = 1$)-супергравитации в 11 измерениях. Около восьми лет назад Шерк и Шварц предложили принимать всерьез эти шесть или семь дополнительных измерений и приписывать им ненулевой размер. Вероятно, эти измерения должны быть малы, и было бы очень интересно понять, какие именно ограничения налагаются на них экспериментальной физикой и космологией. Я предпочитаю не связывать себя аргументами о близости размера R к планковской длине. Эти аргументы основаны на том, что обратные значения констант связи получаются из κ (квадратного корня из ньютоновской постоянной) умножением на это R , что, конечно, дает возможность эти константы вычислять. Если пытаться отождествлять эти константы с обычными, которые никак не меньше 10^{-2} , то R не должно превышать планковскую длину более чем в 10^2 раз. Но может оказаться, что эти константы связи не совпадают с обычными и очень малы.

Многие теоретики занимались идеей лишних измерений в рамках теорий Калуцы — Клейна. Лишние измерения, если относиться к ним серьезно, могут породить внутренние симметрии, даже нарушенные внутренние симметрии, и они действительно будут внутренними! Лишние измерения —

*) Доклад Адлера вошел в этот сборник. (Примеч. изд.)

компактифицированы (свернуты) и образуют микроскопическую структуру, так что впервые получает оправдание название «внутренняя симметрия», которое всегда казалось мне глупым. Изометрии этой структуры образуют калибровочную группу. Можно использовать не только линейные представления какой-то группы симметрии, типа $SO(7)$ в 7 измерениях или $SO(6)$ в 6 измерениях, но также (не сомневаюсь, что мы услышим продолжительные рассказы о таких вещах на нашей конференции) нелинейные представления в терминах однородных пространств, например $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, факторизованного по $SU(2) \times U(1) \times U(1)$, что дает 7 измерений, или $SU(3) \times SU(2)$, факторизованного по $SU(2) \times U(1 \times U(1))$, что дает 6 измерений. Может показаться, что группа $SU(3) \times SU(2)$ слишком мала, но надо вспомнить, что в 10 измерениях имеется $(N = 2)$ -супергравитация, а следовательно, и дополнительная $U(1)$, и в конце концов можно получить $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. (Это замечание принадлежит Джону Шварцу.)

В идеале компактификация лишних измерений произойдет спонтанно, в силу уравнений движения в большом пространстве. К счастью, механизмы спонтанной компактификации существуют и, конечно, будут обсуждаться на этой встрече.

Наконец, мы переходим к струнным теориям, которые особенно привлекательны. Вы помните, что такое струнная теория: в ней бесконечное число состояний с возрастающим угловым моментом, лежащих на бесконечном числе линейных реджевских траекторий. Ранние струнные теории, появившиеся из модели Венециано, предназначались для описания адронов в соответствии с идеей бутстрапа. Но потом мы создали КХД, и в том, что касается адронов, струны оказались лишь грубым приближением к КХД. Конечно, в адронных задачах наклон реджевской траектории равняется примерно 1 (ГэВ)^{-2} .

Модель Венециано описывает только бозоны, а также предсказывает состояние с отрицательным квадратом массы. Эту трудность еще не удалось убедительно разрешить, даже опираясь на идею о нестабильном вакууме. Но около 1970 г. Невьё и Шварц нашли струнную теорию с бозонами и фермионами, в то же время важная работа по описанию свойств этой модели была сделана Рамоном. «Критическая размерность» в этом случае равна 10, т. е. известно, что теория работает в 10 измерениях и, возможно, существует в меньшем числе измерений, если окажутся правильными утверждения Полякова и других. Здесь я буду считать, что требуется 10 измерений.

Несколькими годами позднее Шерк и Шварц поработали еще над струнной теорией Невьё — Шварца и приспособили ее к выполнению совершенно иной задачи. Они слегка, примерно в 10^8 раз, изменили наклон реджевских траекторий, так, чтобы его можно было использовать в гравитации. Позднее было показано, что эта теория избавлена от всех проблем: модификация, предложенная Льюиси, Шерком и Оливом, позволила устранить состояние с отрицательным квадратом массы и отрицательные вероятности.

Теория Невьё и Шварца суперсимметрична; фактически работы их и Района предвосхитили изобретение суперсимметрии. Как теперь показано, при выделении из их старой суперструны состояний, безмассовых в 4 измерениях, получается $(N = 4)$ -супергравитация с $(N = 4)$ -супер-янг-миллсовской материей. Но как 10-мерная теория она, по крайней мере в одной петле, была перенормируемой — «струнно-перенормируемой». Я говорю «струнно-перенормируемой», поскольку до сих пор струнные теории рассматриваются только на массовой поверхности. Не создано пока регулярного лагранжева формализма, хотя и нет причин думать, что его не существует, и Грин и Шварц сейчас работают над этим. По-видимому, полноценный лагранжев формализм скоро появится. Как бы то ни было, хотя теория «струнно-перенормируема» в 10 измерениях, она, конечно, безобразно расходится при ограничении на 4 измерения, поскольку там имеется супергравитация с суперматерией. Но,

как вы услышите здесь от Веста, эта ($N = 4$)-супер-янг-миллсовская теория сама по себе конечна.

Совсем недавно Бринк, Грин и Шварц подарили нам «суперструны II». Эта теория в прежние времена не рассматривалась, поскольку в ней вообще нет открытых струн, а тогда люди занимались открытыми и замкнутыми струнами, исходя из нужд адронной физики. Поскольку суперструны II не содержат открытых струн, они не описывают суперматерию при наивной редукции к безмассовым состояниям в 4 измерениях и (о чудо!) они превращаются в ($N = 8$)-супергравитацию. Таким образом, эта теория, начав всего лишь с идеи струн с бозонами и фермионами, фиксирует 10 измерений, а когда вы ограничиваетесь нулевыми массами и 4 измерениями, выдает в качестве своего предела ($N = 8$)-супергравитацию. Если вы остановитесь на полпути — безмассовых состояниях в 10 измерениях, — то получите ($N = 2$)-супергравитацию. И так же, как существуют две формы десятимерной ($N = 2$)-супергравитации A и B, одна из которых получается при редукции из II измерений, а вторая нет, имеются и две формы суперструн II — IIA и IIB. Эти теории замечательным образом конечны в одной петле и могут быть конечными во всех порядках, что весьма возбуждает. К достигнутым результатам следует отнести фиксацию числа измерений, естественное возникновение супергравитации и возможную конечность во всех порядках. Но остается фундаментальный вопрос о связи суперструн с реальным миром.

Разрешите мне сделать еще два замечания, одно о космологической постоянной, другое — об инфляционной космологии. О том и о другом вы еще услышите от многих докладчиков, так что мне не придется много говорить. На мой взгляд, проблема космологической постоянной — одна из ключевых в фундаментальной физике, и это одна из сторон вопроса о перенормируемости. Перенормировка, конечность и вычислимость — это, насколько я понимаю, основные темы нашей встречи, и это очень уместно, поскольку они продолжают линию конференции 1947 г. в Шелтер-Айленде. В данном случае мы сталкиваемся с перенормировкой энергии нулевых колебаний — это место мы всегда быстро проскакивали в наших книгах и лекциях: несколько забавных манипуляций, и проблема решена. Но ГРАВИТАЦИЯ НА СТРАЖЕ! Она замечает, что мы отбрасываем энергию нулевых колебаний и высшие поправки к ней, и заключает: «Они отбросили вклад, пропорциональный $\delta_{\mu\nu}$, в тензоре $\Theta_{\mu\nu}$, а значит, добавили член с $\delta_{\mu\nu}$ в уравнения Эйнштейна для меня», — это и есть космологическая постоянная. Известно, что астрофизическая космологическая постоянная, которая может совпадать или не совпадать с постоянной в уравнении (это тоже в некотором смысле вопрос перенормировки), равна нулю или очень близка к нему. В естественных единицах она не превышает 10^{-118} , а естественными являющиеся единицы, использующие планковский масштаб. Это самое большое расхождение в физике; оно велико даже для астрофизиков.

(Терпимость астрофизиков к большим погрешностям дала Гамову повод для шутки. Он написал письмо о каком-то астрофизическом или космологическом вопросе и умышленно сделал опечатку, заготовив сразу же соответствующее исправление. Он послал письмо в «Physical Review», а после публикации прислал поправку, в которой говорилось примерно следующее: «В правой стороне такого-то уравнения имеется ошибка порядка 10^{24} . Она не влияет на результат».)

Тем не менее 10^{118} тревожит даже астрофизиков. В суперсимметричной теории (и это с самого начала было одним из главных достоинств суперсимметрии) можно добиться сокращения энергии нулевых колебаний, если наложить ограничение, названное R-симметрией. Однако спонтанно нарушающая суперсимметрию, вы снова получаете космологическую постоянную. Далее, в супергравитации, вводя константу самодействия e , чтобы сделать группу $SO(N)$ калибровочной, можно получить вклад противоположного зна-

ка. Возможно, эти эффекты сокращают друг друга, но никто пока не нашел естественного механизма сокращений. Просто положить алгебраическую сумму равной нулю, значит разрешить самую большую из всех возможных подгонок параметров.

Конечно, если суперсимметрия нарушается явно, вычисления изменятся. Это другой возможный источник вкладов в космологическую постоянную.

Хокингом развита целая новая система взглядов на эти вещи, о которой он, конечно, расскажет *). Он предполагает, что квантовые флуктуации гравитации и супергравитации, в том числе флуктуации топологии пространств, приводят к возникновению пузырей на планковских размерах в пространстве-времени, образующих пену, которая, как утверждается, превращает огромную фундаментальную космологическую постоянную в эффективную нулевую космологическую постоянную для всей Вселенной, отделяя таким образом астрономическое от фундаментального. Мы еще увидим, как все это работает. Сама идея чрезвычайно остроумная.

От Линде и Гуса мы услышим о замечательной новой «взрывающейся», или «инфляционной», космологии, которая приводит к гигантскому возрастанию энтропии Вселенной в первые моменты ее существования и устраняет все нежелательные вещи: монополи, асимптотическую кривизну, неоднородность и анизотропию, а также разрешает парадокс с горизонтом. И за все это надо заплатить всего лишь увеличением энтропии на 10^{87} . На мой взгляд, очень красивая мысль. Переход вызывается фазовым превращением вакуума, за который обычно отвечают объединенная квантовая динамика в районе 10^{15} ГэВ, хотя возможны и другие варианты. Наверное, многие захотят перенести его в более ранние времена или, по крайней мере, к более высоким энергиям, чтобы вовлечь в события гравитацию и супергравитацию. Может быть, в момент фазового перехода имеются даже лишние измерения, вполне сравнимые по величине с остальными. Не исключено и участие суперструн: поскольку с ними связана огромная энтропия, они могут послужить альтернативным источником большого энтропийного скачка.

Известно, что использование объединенной квантовой динамики для объяснения фазового перехода слегка противоречит обычной SU(5)-модели из-за трудностей с величиной флуктуации, порождающих галактики. Но это довольно техническая проблема, и она может быть устранена каким-нибудь незначительным изменением теории.

Я хотел бы задать один вопрос, ответ на который может быть найден на этой встрече. Не имеется ли какого-то противоречия между идеей Хокинга о различии космологических постоянных в уравнениях и в астрофизике и моделью раздувающейся Вселенной, в которой космологическая постоянная резко изменяется от конечного значения до нуля? (В модели объясняется не нулевое значение постоянной, а только сам скачок.) В случае раздувающейся Вселенной скачок имеется и в фундаментальной постоянной, и в астрономической. Возможно, мы сможем лучше понять проблему за эти несколько дней. Скорее всего, никакой проблемы нет, но я не очень это понимаю **).

В заключение хотел бы сказать, что в последнее десятилетие я с удовольствием наблюдаю за подтверждением моего старого прогноза о слиянии физики частиц и космологии в одну область, область фундаментальной физики,

*) Доклад Хокинга на конференции, а также упоминающееся в следующем абзаце доклады Линде и Гуса публикуются в этом сборнике. (Примеч. изд.)

**) Здесь Хокинг делает замечание: «Нет никакой проблемы!». Гелл-Манн: «Именно это Вы говорили мне несколько недель назад. Я бы с удовольствием услышал это объяснение снова. Как бы то ни было, когда-нибудь мы сможем найти согласованную картину очень ранней Вселенной, каким-то образом превращающей свою ненулевую космологическую постоянную в нуль с точностью 10^{-120} и порождающей множество материи, в том числе и нас с вами». (Примеч. изд.)

лежащую в основе всех естественных наук. В наших попытках понять основные структуры Вселенной мы, теоретики фундаментальной физики, вместе с нашими друзьями-экспериментаторами заняты захватывающим, несмотря на все разочарования и неудачи наших повседневных трудов, поиском подобия святого Грааля — универсальной теории. Окажется ли она столь же недостижимой, как Грааль? Найдется ли Ланселот, который приблизится к овладению ею? Галахад, которому она откроется полностью? Даже если мы не достигнем цели, каждый поверженный на нашем пути дракон, каждая спасенная дева, каждое новое приключение — достижение само по себе, подобно поэме или симфонии,— это взлет человеческого духа.