

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

539.12.01

ХРОМОДИНАМИКА КАК ТЕОРИЯ СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ**И. В. Андреев**Физика малых расстояний.—Физика больших расстояний и фазы КХД.—Вакуум КХД.—Теоретические методы КХД.*

1. ВВЕДЕНИЕ

Последние пятнадцать лет полностью изменили облик теории сильных взаимодействий, как и вообще физики элементарных частиц. К началу 70-х годов на ускорителе SLAC были накоплены убедительные свидетельства о существовании внутри нуклонов точечных составляющих — кварков-партонов. После этого события стали развиваться стремительно. В 1972 г. была предложена квантовая хромодинамика — неабелева калибровочная теория кварков и глюонов. В 1973 г. открыта асимптотическая свобода неабелевой теории — ее решающее свойство. В 1974 г. открыт очарованный с-кварк, а в 1977—78 гг. — b-кварк. Примерно в это же время стали «видны кварки» в виде струй частиц при e^+e^- -аннигиляции, а в 1979 г. «увидели глюон» (трехструйные события). Параллельно такое же бурное развитие происходило в физике слабых взаимодействий. В 1973 г. были экспериментально обнаружены так называемые нейтральные токи, и после открытия с-кварка здесь установилась новая единая калибровочная теория электрослабых взаимодействий. Блестящим подтверждением этой теории стало открытие в 1983 г. переносчиков слабых взаимодействий — промежуточных векторных бозонов W^\pm , Z^0 с предсказанными ранее массами.

Какова же картина на сегодняшний день? Можно сказать, что окружающий нас мир построен из кварков и лептонов, взаимодействующих с калибровочными полями (см., например,¹⁾. Сильные взаимодействия присущи кваркам. Сейчас твердо установлено наличие пяти сортов (ароматов) кварков u , d , s , c , b (в порядке увеличения их масс) и имеются указания на существование по крайней мере еще одного тяжелого t -кварка. Каждый из этих кварков испытывает одинаковые сильные взаимодействия.

Каждый кварк с заданным ароматом может находиться в трех физически эквивалентных цветовых состояниях, или, как говорят, имеет три цвета, $q = (q_1, q_2, q_3)$. Антикварки $(\bar{q}_1, \bar{q}_2, \bar{q}_3)$ обладают тремя дополнительными цветами. В свободном состоянии наблюдаются только бесцветные адроны, в которых цвета составляющих их кварков и антикварков скомпенсированы.

Взаимодействие кварков происходит через восемь безмассовых векторных полей A_μ^a ($a = 1, \dots, 8$), которые обычно записывают в виде четырех матриц A_μ . Слабые возбуждения поля A_μ^a (отдельные кванты поля) называют

*) Расширенный текст доклада на заседании семинара Отдела теоретической физики ФИАН СССР, посвященном памяти И. Е. Тамма (1895—1971), в апреле 1986 г.

глюонами, подчеркивая этим, что их роль состоит в склеивании кварков в мезонах и барионах (английское glue — клей). Цветовую структуру глюона можно грубо представлять как комбинацию $q_i \bar{q}_j$ (точнее, восемь комбинаций, составленных из девяти величин $q_i \bar{q}_j$, соответствуют глюонам и одна — бесцветному состоянию). При взаимодействии кварк q_1 может испустить глюон ($q_1 \bar{q}_2$), превратившись в кварк q_2 ; одновременно его партнер по взаимодействию, кварк q_2 , превращается в q_1 .

Теорию взаимодействия кварков и глюонов называют квантовой хромодинамикой (КХД). В основу хромодинамики положен принцип локальной цветовой симметрии. Это означает, что можно независимо изменять цветовые состояния отдельных кварков без каких-либо физических последствий, в частности без нарушения свойства бесцветности адронов. Ясно, что это возможно лишь при наличии глюонного поля, способного принять на себя избыточный цвет. Эквивалентность различных цветовых состояний формулируется математически как инвариантность теории относительно преобразований из группы SU(3), причем параметры групповых преобразований могут зависеть от точки пространства-времени. Такие теории называют калибровочными. В данном случае преобразования группы не коммутируют между собой, и мы имеем дело с неабелевой калибровочной теорией. Локальной калибровочной инвариантностью обладает и электродинамика (абелева калибровочная теория). Именно это свойство электродинамики, на которое в течение столетия ее существования почти не обращали внимания, стало теперь руководящим принципом построения новых теорий.

Принцип локальной калибровочной инвариантности позволяет однозначно восстановить лагранжиан хромодинамики \mathcal{L}_S , который подобен электродинамическому лагранжиану, но учитывает цветовые степени свободы:

$$\mathcal{L}_S = i\bar{q}\gamma^\mu \left(\partial_\mu - ig \frac{\lambda^a}{2} A_\mu^a \right) q - m\bar{q}q - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a$$

здесь g — константа связи, λ^a — цветовые эрмитовы 3×3 -матрицы, аналогичные 2×2 -спиновым матрицам Паули, а напряженность глюонного поля

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$$

отличается от электрического и магнитного полей электродинамики дополнительными нелинейными по калибровочному полю членами, содержащими структурные постоянные f^{abc} группы SU(3). Наличие таких нелинейных членов, необходимых для калибровочной инвариантности неабелевой теории, означает самодействие глюонов, которое в свою очередь приводит к наиболее важному свойству хромодинамики — эффекту антиэкранировки заряда.

2. ФИЗИКА МАЛЫХ РАССТОЯНИЙ

Антиэкранировка заряда означает, что эффективный заряд кварков и глюонов велик на больших расстояниях и становится малым при уменьшении расстояний. Это приводит к совершенно различной физике на малых и больших масштабах.

На малых расстояниях r или при больших передаваемых импульсах Q эффективный заряд стремится к нулю

$$\left(\frac{g^2}{4\pi} \right)_{\text{eff}} \approx \frac{1}{(11/4\pi) \ln(Q^2/\Lambda^2)}$$

Это свойство получило название асимптотической свободы. (В приведенной формуле не учтен вклад кварков; величина Λ характеризует масштаб сильных взаимодействий. Значение Λ зависит от способа регуляризации теории. В режиме асимптотической свободы часто используют значение $\Lambda = \Lambda_{\text{мом}} \approx$

≈ 200—400 МэВ.) Кварки и глюоны на малых расстояниях выглядят как почти свободные частицы, и все процессы с их участием можно рассчитывать по теории возмущений, используя исходный лагранжиан \mathcal{L}_S . Массы кварков u, d, s при этом малы, так что ими можно пренебречь (так называемые токовые кварки).

Такой подход охватывает обширную область физики высоких энергий — жесткие процессы, для которых характерны большие передаваемые импульсы. Классический пример жестких процессов — это глубоко неупругое рассеяние лептонов (электронов, мюонов и нейтрино) на нуклонах, изучение которого привело к представлению о партонах (т. е. о почти свободных кварках и глюонах внутри нуклона) и стимулировало создание хромодинамики.

Измерение импульса рассеянных лептонов в глубоко неупругих процессах позволяет экспериментально найти распределение токовых кварков и глюонов по доле x переносимого импульса в быстро движущемся нуклоне (так называемые структурные функции нуклонов). Пример такого распределения для валентных кварков $u_v(x) + d_v(x)$, антикварков $\bar{q}(x)$ и глюонов $G(x)$ на масштабах $r \approx 0,11$ Фм (что соответствует квадрату передаваемого импульса $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$) дает рис. 1². Распределение кварков и антикварков определяется сейчас достаточно уверенно, в то время как для глюонного распределения остается некоторая неопределенность. Это обусловлено тем, что глюоны не взаимодействуют непосредственно с лептонами и их выделение надо проводить, используя дополнительные соображения, основанные на КХД, и привлекая более полный набор экспериментальных данных, часть из которых имеет малую точность. В настоящее время измерены и структурные функции мезонов.

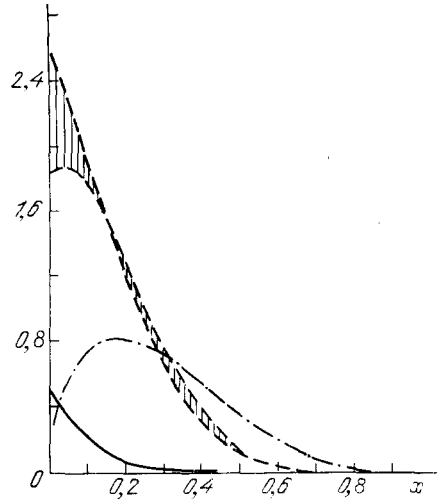


Рис. 1. Распределение партонов при $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$.

Штрих-пунктирная линия — распределение валентных кварков $x[u_v(x) + d_v(x)]$; сплошная — распределение антикварков $x\bar{q}(x)$, штриховая — распределение глюонов $xG(x)$, заштрихованная область указывает неопределенность в распределении глюонов

Учет хромодинамических поправок, вычисляемых с помощью теории возмущений, приводит к изменению партонных распределений при изменении пробного импульса Q (нарушение скейлинга). При увеличении Q мы проникаем глубже внутрь кварка и должны наблюдать увеличение числа кварк-антикварковых пар и глюонов, составляющих его поляризационное облако, с одновременным уменьшением переносимой каждым партоном доли импульса x . Экспериментальные данные по нарушению скейлинга в глубоко неупругих процессах в целом неплохо согласуются с предсказаниями расчетов.

Заслуживают упоминания несколько неожиданные результаты, полученные в экспериментах по глубоко неупругому рассеянию на ядрах. Оказалось, что функции распределения кварков в средних и тяжелых ядрах (Al, Fe, Cu) заметно отличаются от нуклонных структурных функций (EMC-эффект^{3,4}). Вероятно, это означает, что тяжелые ядра нельзя рассматривать как совокупность неизменных нуклонов. Было предложено много механизмов, ответственных за этот эффект: шестикварковые мешки, дикварки, π -мезоны в ядрах, перколяция кварков от нуклона к нуклону в больших ядрах, но ситуация пока остается не вполне ясной, см. ⁵.

Другое важное направление в физике жестких процессов — это изучение адронных струй, рождающихся в pp -и e^+e^- -соударениях предельно высо-

ких энергий. Струи становятся сейчас важным источником наших знаний об адронной структуре и широко используются для поиска новых частиц.

Согласно хромодинамике струи порождаются кварками и глюонами. В $\bar{p}p$ -соударениях происходит рассеяние двух партонов с большой передачей импульса, которые порождают затем две струи адронов, летящих под большими углами к направлению движения сталкивающихся частиц, рис. 2, а.

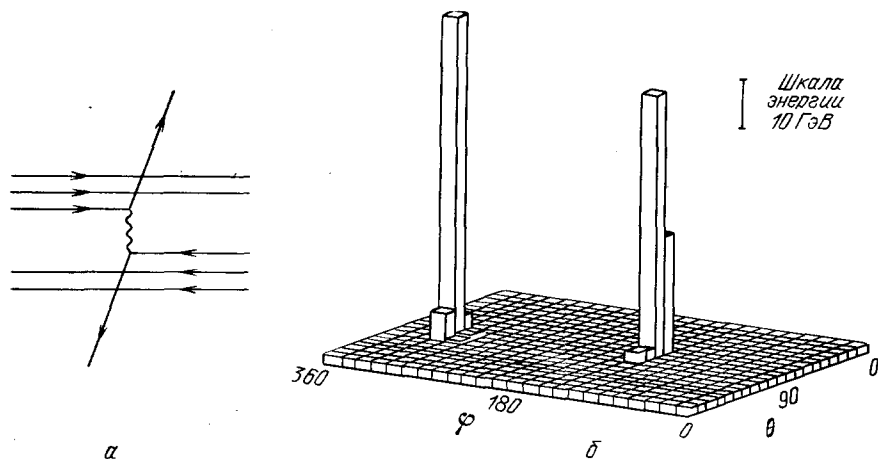


Рис. 2. а — Пример рассеяния партонов в $\bar{p}p$ -соударении, приводящего к образованию струй. б — Двухструйное событие в $\bar{p}p$ -соударении при полной энергии 540 ГэВ. По осям отложены полярный угол θ , азимутальный угол φ и поперечная энергия

Под струей здесь понимается группа из нескольких частиц, испущенных в узкий конус углов. Яркий образец такого события, полученного группой UA2 на SPS-коллайдере, приведен на рис. 2, б, где показано угловое распределение поперечного потока энергии рождающихся частиц (заимствовано

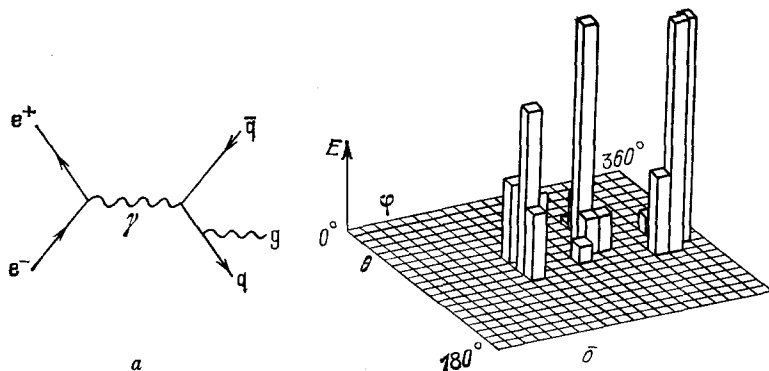


Рис. 3. а — Излучение жесткого глюона при рождении кварк-антикварковой пары в e^+e^- -аннигиляции. б — Трехструйное событие в e^+e^- -аннигиляции, зарегистрированное на ускорителе PETRA при полной энергии 38 ГэВ

из ⁶). Измеренные спектры частиц (число частиц как функция их поперечного импульса) хорошо согласуются с предсказаниями хромодинамики.

Надо сказать, что с ростом энергии доля таких процессов резко нарастает и сейчас в $\bar{p}p$ -соударениях они составляют около 20% всех событий, в значительной мере определяя рост полных сечений взаимодействия.

В e^+e^- -аннигиляции струи возникают при фрагментации кварка и антикварка, а также при тормозном излучении жестких глюонов (рис. 3, а).

Преимущество этого процесса в том, что адроны в начальном состоянии отсутствуют и струи должны выступать в наиболее чистом виде. Эксперимент действительно показывает наличие струйных конфигураций. Пример трехструйного события, соответствующего диаграмме рис. 3, *a*, приведен на рис. 3, *б* (заимствовано из ⁷).

Струи, наблюдавшиеся экспериментально в различных условиях, оказываются удивительно похожими в основных чертах. Это ставит вопрос о признаках, по которым можно было бы различать кварковые и глюонные струи. Дело в том, что хромодинамика предсказывает вполне определенные различия между этими двумя видами струй. Так, например, глюонные струи должны

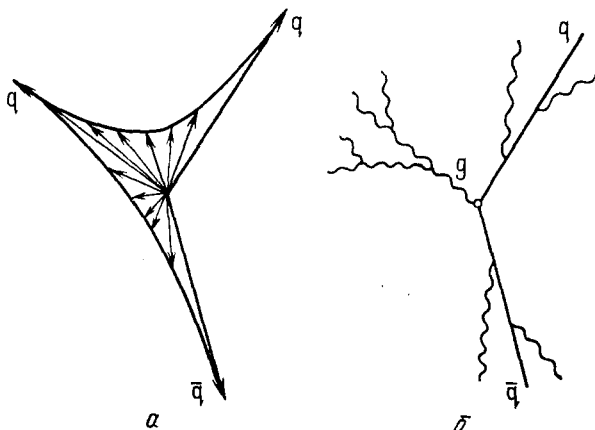


Рис. 4. Адронизация в трехструйном процессе $qq\bar{q}$.

a — Лунд-модель. Стрелки показывают распределение импульсов (к последним надо еще добавить постоянную составляющую в поперечном направлении). *б* — Модель пертурбативной эволюции с мягким обесцвечиванием партонов

быть существенно мягче (по энергии) и шире (по углу) кварковых, множественность частиц в них должна быть больше (асимптотически в $9/4$ раза). Решение этого вопроса упирается прежде всего в трудности, связанные с измерением импульсов струй и отделением их от фоновых частиц с малыми поперечными импульсами. Сейчас предпринимаются усилия разрешить эту трудность путем выделения отдельных мод фрагментации, изучения корреляций частиц с определенными квантовыми числами.

С другой стороны, стоит проблема достаточно полного теоретического описания процесса фрагментации, включая эволюцию струй на партонном уровне и переход от кварков и глюонов к бесцветным адронам. Здесь сейчас имеются два основных подхода. Один из них, более феноменологический, исходит из представления о струнах, связывающих рождающиеся кварки и антикварки (так называемая лундская модель ⁸). Энергия, запасенная в струне, передается адронам в результате флуктуаций и разрыва струн. Глюон при этом рассматривается как резкий изгиб струны, а практически — как эквивалентная пара $q\bar{q}$ (рис. 4, *a*). В другом подходе ⁹ ранние стадии процесса фрагментации описываются на языке пертурбативной хромодинамики, причем считается, что превращение партонов в адроны происходит на сравнительно позднем этапе и мало влияет на угловые и энергетические характеристики процесса (рис. 4, *б*).

Несмотря на кажущееся резкое различие, оба подхода дают близкие результаты. При этом, например, учет интерференции мягких глюонов в кварк-глюонной картине эволюции струй может воспроизвести эффекты струнной модели, см. ¹⁰). Возможно, здесь работает неоднократно демонстрировавший свою силу принцип дуальности, дающий возможность описать одни и те же величины на двух различных языках. В любом случае требуется еще много работы, чтобы путем проб и ошибок исключить многочисленные модели, претендующие на описание процесса фрагментации. Особую роль при этом дол-

жен сыграть поиск тонких эффектов, специфичных для тех или иных моделей. В более же широком плане, мы сталкиваемся здесь с вопросами физики больших расстояний, где сосредоточены основные проблемы хромодинамики.

3. ФИЗИКА БОЛЬШИХ РАССТОЯНИЙ И ФАЗЫ КХД

На больших расстояниях взаимодействие кварков и глюонов усиливается, становятся важны непертурбативные эффекты и возникают проблемы, характерные для сильно взаимодействующих систем. Фактически мы имеем дело с задачей статистической физики в четырехмерном пространстве и для полей с весьма сложной внутренней структурой. Одно лишь глюонное поле характеризуется более чем тремя десятками инвариантов ($G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a$, $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} G_{\mu\nu}^a G_{\rho\sigma}^a$, $f^{abc} G_{\mu\nu}^a G_{\nu\rho}^b G_{\rho\mu}^c$, $G_{\mu\nu}^a G_{\rho\sigma}^a G_{\mu\nu}^b G_{\rho\sigma}^b$ и т. д.). Согласно общему подходу надо найти основное состояние (вакуум), возбуждения над ним (мезоны, барионы) и взаимодействие возбуждений.

Первая и основная проблема — понять структуру вакуумного состояния. Оно отнюдь не тривиально; оказывается, что в вакууме нарушен ряд симметрий исходного лагранжиана, имеются конденсаты многочисленных инвариантов. Более конкретно, происходят два основных явления — нарушение масштабной инвариантности и нарушение киральной симметрии.

Если пренебречь исходными массами легких кварков m_q (что в первом приближении допустимо), то лагранжиан хромодинамики \mathcal{L}_S обладает масштабной симметрией, т. е. инвариантностью относительно растяжения координат. На больших расстояниях она нарушается — возникает характерная шкала $l \sim 1$ Фм, о наличии которой сигнализирует появление ненулевого вакуумного среднего от следа тензора энергии-импульса глюонного поля

$$\langle T_{\mu}^{\mu} \rangle \approx -\frac{9}{32\pi^2} \langle (gG_{\mu\nu}^a)^2 \rangle_0.$$

(При масштабной инвариантности, имеющейся на классическом уровне, $T_{\mu}^{\mu} = 0$. Эта инвариантность нарушается квантовыми поправками, учет которых дает неусредненную форму приведенного равенства¹¹. Ненулевое вакуумное значение $\langle T_{\mu}^{\mu} \rangle_0$ было установлено с помощью правил сумм, см. ниже.) Другими словами, вакуум населен глюонными полями и имеет ненулевую (отрицательную) плотность энергии ϵ и дополнительное давление p по сравнению с классическим пертурбативным вакуумом. В силу лоренц-инвариантности тензор энергии-импульса вакуумного состояния принимает вид

$$T^{\mu\nu} = g^{\mu\nu} \bar{\epsilon}, \quad p = -\epsilon \approx 0,5 \text{ ГэВ/Фм}^3.$$

Кроме того, безмассовые кварки имеют дополнительную симметрию по сравнению с массивными, так как можно независимо преобразовывать правые и левые кварки, т. е. состояния со спином, направленным по и против импульса (киральная симметрия). Эта симметрия также нарушается на больших масштабах, о чем сигнализирует ненулевое вакуумное среднее $\langle \bar{q}q \rangle_0 \approx - (0,25 \text{ ГэВ})^3$ (см. ¹²). Другими словами, вакуум населен $q\bar{q}$ -парами, дающими дополнительный отрицательный вклад в плотность энергии. Кварки-квазичастицы, входящие в состав адронов, приобретают при этом довольно значительную эффективную массу, $m_q^* \approx 300-350 \text{ МэВ}$, как говорит нам успех нерелятивистских составных моделей адронов, т. е. для легких кварков масса увеличивается в десятки раз. Голдстоуновские бозоны, возникающие при нарушении киральной симметрии, — это псевдоскалярные мезоны (π -мезоны). Их фактическая масса обусловлена лишь малыми ненулевыми массами исходных кварков

$$m_{\pi}^2 \approx -2(m_u + m_d) \langle \bar{q}q \rangle_0 (133 \text{ МэВ})^{-2}.$$

Для наглядности общей картины можно привести несколько утрированное воплощение хромодинамики — так называемую модель мешков^{13,14}. Согласно модели адрон — это пузырек определенного радиуса R в КХД-вакууме, в котором заключены почти свободные кварки ($q\bar{q}$ или qqq ; рис. 5). Кварки подчиняются уравнению Дирака с условием равенства нулю их потока через границу S ; $n^\mu q \gamma_\mu q|_S = 0$. Взаимодействие кварков рассматривается как возмущение, которое дает зависящий от их спинов σ_j^i и цветов λ_j^a вклад ΔE_g в полную энергию:

$$(\Delta E_g)_{jk} \sim \frac{1}{R} (\sigma^i \lambda^a)_j (\sigma^i \lambda^a)_k.$$

Вводится также дополнительная плотность энергии B внутри пузырька по сравнению с вакуумом. Все это эквивалентно задаче о токовых кварках в скалярной потенциальной яме с бесконечно высокими стенками, но с дополнительным граничным условием равенства давлений дираковского кваркового поля внутри адрона и КХД-вакуума — снаружи адрона (при этом условии восстанавливается закон сохранения тензора энергии-импульса в модели: $\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0$).

В модели можно вычислить уровни E_i кварков в потенциальной яме. Это дает массы адронов

$$M = \sum_i E_i + \frac{4}{3} \pi R^3 B + \Delta E_g - \frac{Z}{R},$$

где последний член параметризует вклад эффектов Казимира (т. е. изменения плотности энергии пертурбативного вакуума за счет наличия стенок) и исключения движения центра масс. С четырьмя подгоночными параметрами модель мешков дает спектр мезонов и барионов, хорошо воспроизводит магнитные моменты адронов. Следует, правда, отметить, что фигурирующая в модели объемная плотность энергии B почти на порядок меньше, чем хромодинамическая вакуумная плотность энергии ε , что ставит под вопрос использование представления о токовых кварках внутри адрона.

С течением времени модель мешков модифицировалась с тем, чтобы обеспечить сохранение аксиальных кварковых токов. Иначе говоря, нужно было обеспечить, чтобы кварки могли перевернуть свой спин, отражаясь от стенки потенциальной ямы (безмассовые фермионы должны сохранять спиральность, т. е. проекцию спина на направление движения). Это потребовало введения феноменологического пионного поля. В результате ситуация заметно усложнилась и выводы стали не столь однозначными. Так или иначе, простая модель мешков хорошо иллюстрирует новую картину, которую хромодинамика предлагает для вакуума и адронов.

Фигурирующие в модели мешков асимптотически свободная и удерживающая фазы хромодинамики могут проявляться не только тогда, когда мы исследуем отклик системы на малых и больших масштабах, но и как возможные макроскопические состояния; см. ¹⁵⁻¹⁸. Имеется общее согласие в том, что при повышении плотности или температуры происходит «ионизация» — образование кварк-глюонной плазмы, в которой кварки и глюоны взаимодействуют пертурбативно. Интуитивно это вполне ясно: при повышении плотности адроны должны слипаться в один общий «мешок», содержащий кварки и глюоны, а при повышении температуры удерживающая конфигурация глюонного поля уже не столь статистически предпочтительна.

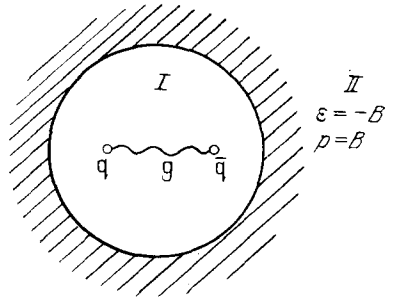


Рис. 5. Модель мешков. I — пертурбативный вакуум внутри адрона; II — непертурбативный вакуум КХД

Удивительное общее согласие распространяется также на величину параметров перехода и вид фазовой диаграммы, см. рис. 6. Критическая плотность барионов на рис. 6 составляет примерно $n_c \approx 0,5$ барион/Фм³, а температура перехода в состояние кварк-глюонной плазмы $T_c \approx 150-200$ МэВ. Плотность энергии в точках фазового перехода всего в 3—4 раза превышает ядерную плотность,

$$\epsilon_c \approx (3-4) \cdot 0,15 \text{ ГэВ/Фм}^3,$$

как при $n = n_c, T = 0$, когда $\epsilon_c \approx m_N n_c$, так и при $n = 0, T = T_c$, когда при наличии резкого скачка плотности энергии в области $T \approx T_c$ величина ϵ_c берется близкой к половине энергии идеального кварк-глюонного газа,

$\epsilon_c \approx 0,5 \sigma_{qg} T_c^4$. Это примерно соответствует плотности энергии внутри типичного адрона. Такие цифры получаются и из модели мешков, и из сшивки состояния адронной материи с состоянием кварк-глюонной плазмы, и из расчетов на решетке; см. ^{16,17}.

Помимо ранней Вселенной в первые $10^{-5}-10^{-4}$ с ее существования и, быть может, нейтронных звезд, новое состояние материи могло бы образоваться при соударении ультррелятивистских тяжелых ионов, см. ¹⁸. Считается, что при прохождении ядер друг сквозь друга степени свободы с малыми продольными импульсами сильно взаимодействуют, что и приводит к образованию плазмы. Согласно оценкам, при начальной энергии ядер $E \geq 30$ ГэВ/нуклон возникает состояние с плотностью энергии $\epsilon \geq (1-10)$ ГэВ/Фм³. Этого должно быть достаточно для фазового перехода.

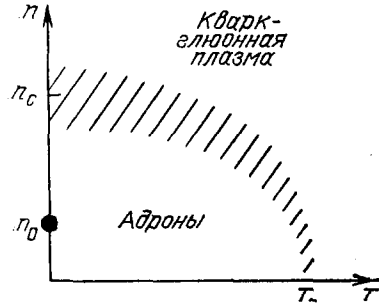


Рис. 6. Фазовая диаграмма хромодинамики.

По осям отложены температура T и барионная плотность n . Заштрихована область, в которой предполагается нарушение киральной симметрии в кварк-глюонной фазе; n_0 — состояние ядерной материи

Были рассмотрены возможные сигналы, говорящие об образовании кварк-глюонной плазмы, такие, как рождение γ -квантов и e^+e^- пар, огромные множественности рожденных частиц. Рассматривались и более экзотические возможности, например образование метастабильных сгустков кварк-глюонной материи и новых состояний, содержащих большее число кварков, чем обычные адроны. Все это крайне многообещающе, в том числе и для теории. Остается лишь дожидаться неопровержимых экспериментальных свидетельств образования плазмы. Возможно, решающие результаты будут получены в предстоящих экспериментах на SPS-ускорителе в ЦЕРНе, где в конце 1986 г. должен быть создан пучок ионов кислорода с энергией 200 ГэВ/нуклон.

4. ВАКУУМ КХД

Если подходить к хромодинамике основательно, то нужна хорошая модель вакуума. Современный аппарат позволяет проводить вычисления, если в вакууме доминирует какая-то классическая конфигурация поля и квантовые поправки к ней сравнительно невелики. Практически довольствуются приближенными пробными состояниями, в которых классические конфигурации глюонного поля доминируют в отдельных областях пространства-времени. Вычисления проводят в четырехмерном евклидовом пространстве.

Простейшее предположение — это спонтанная генерация в вакууме медленно флуктуирующих квазиабелевых магнитных полей B (хромоматричные поля должны рожать $\bar{q}q$ -пары). Такой вариант вызвал в свое время значительный интерес, так как обнаружился минимум вакуумной энергии

при ненулевом постоянном поле B ¹⁹

$$\varepsilon(B) = \frac{1}{2} B^2 + \frac{11g^2}{32\pi^2} B^2 \ln \frac{gB}{\mu^2}, \quad \varepsilon_{\min} < 0,$$

(рис. 7), хотя этот минимум и не обеспечен теоретически (в минимуме поправочные члены велики). Разумеется, считается, что в достаточно больших областях пространства конкуренция между энергией и статистическим весом приведет к изменяющемуся полю и обеспечит инвариантность вакуума.

Впоследствии выяснилось, что конфигурация с постоянным магнитным полем нестабильна в одной из мод (в этом пункте до сих пор нет полного согласия) и энергетически более выгодно закручивание потоков магнитного поля. Этот путь ведет к стохастической конфигурации с нулевым средним значением отдельных компонент поля. Это, собственно, и нужно для инвариантности вакуума, однако подобные состояния трудно описывать.

В целом ситуация здесь не вполне ясна. В приведенном выше выражении для вакуумной энергии должна быть доля правды, так как, во-первых, можно избежать нестабильности, вводя вместо магнитных самодуальные поля, и, во-вторых, ответ согласуется с общими соображениями о виде следа тензора энергии-импульса глюонного поля. В любом случае эта модель предполагает достаточно большой масштаб флуктуаций, чтобы можно было считать существенные вакуумные поля постоянными.

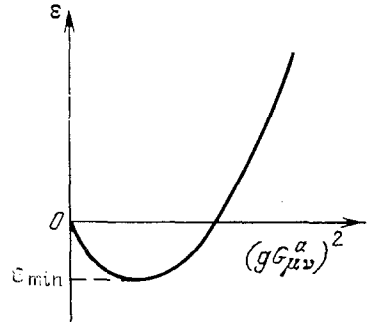


Рис. 7. Плотность вакуумной энергии как функция медленно меняющегося поля

Наиболее популярная модель — это инстантонный вакуум, см., например, ²⁰. Здесь эксплуатируются топологические свойства калибровочного поля, получившие огромную популярность среди физиков. Когда на пространственной бесконечности поле Янга — Миллса сводится к чистой калибровке, $A_\mu = i\Omega\partial_\mu + (x)$, то калибровочная матрица $\Omega(x)$ может осуществлять топологически нетривиальное отображение отдаленной сферы координатного пространства на пространство параметров калибровочной группы (точнее, ее подгруппы $SU(2)$). В этом случае говорят, что поле обладает топологическим зарядом ν , соответствующим кратности отображения.

Топологически нетривиальные классические решения в евклидовом пространстве, обладающие конечным действием, получили название инстантонов ²¹, см. обзор ²². Простейшее решение

$$A_\mu^a = 2\eta_{a\mu\nu} \frac{(x-x_0)_\nu}{(x-x_0)^2 + \rho^2}$$

дает инстантон размера ρ с центром в точке x_0 и с топологическим зарядом $\nu = 1$. Роль коэффициентов $\eta_{a\mu\nu}$ состоит в том, что они обеспечивают корреляцию пространственно-временных и калибровочных компонент поля A_μ^a . Это решение описывает туннелирование поля в евклидовом пространстве (т. е. при мнимом времени) между топологически различными состояниями классического вакуума (состояниями с $G_{\mu\nu} = 0$ при $x \rightarrow \infty$).

Наиболее существенно, что такие возбуждения, как инстантоны, понижают энергию вакуума аналогично тому, как подбарьерное движение между двумя потенциальными ямами понижает энергию основного состояния в квантовой механике. Это проиллюстрировано на рис. 8. Здесь аналог двух различных нулевых полей на бесконечности — координаты точек минимума потенциальной энергии — a_0 и a_1 , а аналог инстантона КХД — решение в мнимом времени τ , переводящее частицу из одного экстремума в другой (см. рис. 8, б). Понижение энергии за счет туннелирования и порождает идею инстантонного вакуума.

События туннелирования можно рассматривать в четырехмерном евклидовом пространстве как некоторый газ возбуждений. При вычислении вакуумных средних надо усреднить по всем конфигурациям инстантонов и антиинстантонов и по их размерам. При этом возникают проблемы с инстантонами больших размеров, которые имеют увеличенный статистический вес и могут влиять друг на друга. В результате речь идет скорее о жидкости, чем

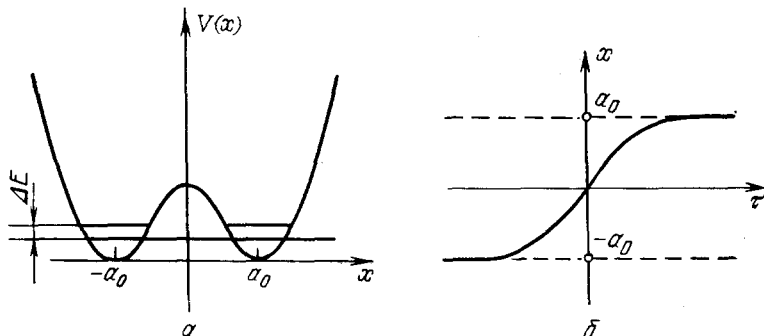


Рис. 8. *a* — Понижение энергии ΔE за счет эффекта туннелирования в потенциале с равноценными минимумами. *б* — Классическое решение в мнимом времени, аналогичное инстантону КХД

о газе. Тем не менее можно конструировать и улучшать модели подобного вакуума и оценивать с их помощью наблюдаемые величины; см. ²⁰.

В инстантонный вакуум помещают и кварки. При этом на качественном уровне можно понять механизм нарушения киральной симметрии с возникновением конденсата $\langle \bar{q}q \rangle_0$, а также более специфическую, так называемую $U(1)$ -проблему, т.е. отсутствие в природе синглетного по ароматам псевдоскалярного голдстоуновского бозона.

В целом, конечно, сейчас еще далеко до количественной модели вакуума. Не ясен даже вопрос о характерном масштабе вакуумных флуктуаций. Если характерная длина корреляции l достаточно велика, например порядка размеров нуклона, $l \sim 1$ Фм, то может быть уместной модель постоянного поля. Если же характерная длина существенно меньше, например $l \sim 0,2$ Фм, то естественно исходить из модели инстантонного вакуума, для которого характерны резкие флуктуации поля.

Ввиду сложности и предварительности явных моделей КХД-вакуума возникает желание отказаться от детального описания конфигураций вакуумных полей и сделать попытку более усредненного описания, вводя скалярные параметры порядка, такие, как $\chi^4 \sim (T_\mu^\mu)_G$, $\Phi^3 \sim \bar{q}q$, и рассматривая их как классические поля, соответствующие коллективным степеням свободы. Такой подход возможен потому, что для одного — двух конденсатов лагранжиан соответствующих им скалярных полей восстанавливается практически однозначно из требования, чтобы правильно воспроизводился след тензора энергии-импульса. Например, для глюонного конденсата

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \frac{1}{2\eta^2} (\partial_\mu \chi)^2 - \frac{1}{4} \cdot \frac{9}{32\pi^2} \chi^4 \left(\ln \frac{\chi^4}{\chi_0^4} - 1 \right),$$

что близко соответствует выражению для эффективного лагранжиана в случае генерации глюонных полей с постоянной напряженностью (см. рис. 7). В вакууме скалярное поле имеет ненулевое значение χ_v , а второй параметр η связан с массой глюонных возбуждений (глюоболов). В такой лагранжиан можно добавить глюонные поля и кварки и попытаться сконструировать адроны. В целом же проблема параметров порядка довольно сложна. Не вполне ясно, сколько полей надо ввести для хорошего описания и какие именно дополнительные поля наиболее важны.

5. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ КХД

В условиях, когда недостаточно хорошо известны свойства вакуума, особое значение имеют косвенные методы, претензии которых более ограничены, но которые имеют более твердые основания. К таким подходам относится метод правил сумм, получивший в последние годы очень широкое распространение; см. ^{12,23-25}. Идея этого метода состоит в том, чтобы подойти к области связанных состояний со стороны асимптотической свободы. Рассматривается возмущение вакуума тем или иным током с определенными квантовыми числами при больших виртуальностях Q^2 или массах M^2 (возмущение вакуума на малых масштабах). Нарушение асимптотической свободы учитывается добавлением непертурбативных степенных поправок, содержащих вакуумные средние от кварковых и глюонных полей. С другой стороны, индуцированные токами возбуждения аппроксимируются резонансами. Здесь мы встречаемся с еще одним примером использования кварк-адронной дуальности.

Более конкретно, рассматривается фурье-образ от произведения токов,

$$\Pi(Q^2) \sim \langle T J(x) J(0) \rangle_F.$$

Током $J(x)$ может быть, например, $\bar{d}\gamma^{\mu}d - \bar{u}\gamma^{\mu}u$, выделяющий ρ -мезонный канал с квантовыми числами $I = 1, J^{PC} = 1^{--}$. Для достаточно больших Q^2 пишется операторное разложение

$$\Pi(Q^2) = C_{\text{pert}}(Q^2) + C_m \frac{\langle \bar{q}q \rangle_0}{Q^3} + C_G \frac{\langle (G_{\mu\nu}^a)^2 \rangle_0}{Q^4} + \dots,$$

в котором поправочные члены $\sim 1/Q^3, 1/Q^4$ должны быть относительно невелики, но в то же время существенны. Наконец, это разложение сравнивается с резонансным вкладом

$$\sum_i \frac{g_i^2}{M_i^2 - q^2} + \text{фон}, \quad q^2 = -Q^2.$$

При фактических расчетах используется дисперсионное представление поляризационного оператора $\Pi(Q^2)$, чтобы можно было сравнивать спектральные плотности промежуточных состояний двух выражений, а также преобразование Бореля для $\text{Im } \Pi(m^2)$, чтобы подчеркнуть вклад небольших масс в промежуточных состояниях.

Метод правил сумм дает спектр масс M_i низших адронных состояний (как мезонов, так и барионов) и их эффективные константы связи g_i . Он позволил вычислить, например, пионный форм-фактор и магнитные моменты барионов. Именно методом правил сумм были получены численные значения глюонных конденсатов $\langle (G_{\mu\nu}^a)^2 \rangle, \langle f^{abc} G_{\mu\nu}^a G_{\nu\rho}^b G_{\rho\mu}^c \rangle$. Разумеется, возможности метода не безграничны. Он может воспроизвести только основные низшие резонансы при условии достаточно простой их структуры и не может, например, воспроизвести набор резонансов, составляющих Редже-последовательность. Все же достижения такого ограниченного подхода впечатляющи. Они больше, чем можно было бы заранее ожидать.

Для описания сильных взаимодействий сейчас широко используются и более феноменологические подходы, в той или иной мере навеянные хромодинамикой. Среди них наиболее популярны потенциальные кварковые модели и струнные модели адронов. Несколько особняком стоит метод эффективных киральных лагранжианов, способный описать низкоэнергетическую физику пионов. Здесь недавно были получены поразительные результаты, позволяющие установить контакт этого метода с хромодинамикой и описать барионы как солитонные решения ²⁶. Мы не будем затрагивать эти подходы, так же, как и нетрадиционную формулировку КХД в пространстве петель; см. ²⁷.

Однако любая картина хромодинамики будет сейчас неполной, если не упомянуть о новом подходе, постепенно завоевывающем все новые позиции. Это нечто среднее между теоретической и экспериментальной физикой и заслуживает названия вычислительной физики. Речь идет о вычислениях на решетке с помощью ЭВМ.

Такой подход был сформулирован в 1974 г.²⁸, а фактически родился в 1980 г.²⁹, когда были проведены первые вычисления. Четырехмерный континуум точек евклидова пространства заменяется здесь набором точек дискретной решетки. Обрезанием служит шаг решетки a . Привязка величины a к физическим масштабам осуществляется фиксированием константы связи $g = g(a)$ (после того как из сравнения с экспериментом зафиксирована какая-нибудь размерная наблюдаемая). Величине $g = 1$ соответствует шаг решетки $a \approx 0,1-0,2$ Фм. По-видимому, это максимально допустимое значение a (и соответственно максимальная g), которое можно брать, чтобы получить удовлетворительное описание на решетке непрерывной КХД. (Во избежание недоразумений отметим, что масштабный фактор на решетке Λ_L существенно отличается от тех величин, которые используются в расчетах по теории возмущений, $\Lambda_L \approx 10^{-2} \Lambda_{\text{МОМ}}$).

Роль динамических переменных теперь играют элементы группы $SU(3)$, связанные с ребрами решетки,

$$U_{x, \mu} = \exp \left(ig \frac{\lambda^b}{2} A_{\mu}^b(x) a \right).$$

где ребро взято вдоль направления μ . Чтобы ввести напряженности, надо обойти вдоль ребер вокруг грани, перемножая соответствующие $U_{x, \mu}$. В результате получим (при малых a)

$$U_{x, \mu\nu} \approx \exp \left(ig \frac{\lambda^b}{2} G_{\mu\nu}^b a^2 \right),$$

и действие на решетке можно записать в виде

$$S = \frac{6}{g^2} \sum_{x, \mu > \nu} \left(1 - \frac{1}{3} \text{Re tr } U_{x, \mu\nu} \right) \xrightarrow{a \rightarrow 0} \frac{1}{4} \sum_x a^4 (G_{\mu\nu}^a(x))^2.$$

В пределе $a \rightarrow 0$ это выражение переходит в стандартное действие хромодинамики.

Квантовые средние наблюдаемых величин

$$\langle O \rangle = S \prod_{x, \mu} dU_{x, \mu} e^{-S(U)} O(U) \left[\prod_{x, \mu} dU_{x, \mu} e^{-S(U)} \right]^{-1}$$

становятся теперь конечномерными интегралами, которые обычно вычисляются методом Монте-Карло, т. е. составляют наборы из случайных значений переменных интегрирования, вычисляются подынтегральные выражения для каждого набора и берется их сумма. Число переменных в этой задаче, конечно, очень велико. В каждой точке надо задать четыре комплексных 3×3 -матрицы, а число точек в четырехмерном пространстве должно быть по меньшей мере 10^4 , т. е. имеем около 10^8 динамических переменных. Для приемлемого машинного времени здесь требуется ЭВМ с быстродействием порядка 100 млн. операций в секунду.

К настоящему времени на решетке выполнено множество расчетов; см. 30-32. Описанным выше способом вычислялась сила взаимодействия между двумя тяжелыми кварками (вильсоновская петля), массы низколежащих глюонных возбуждений (глюболов), а также температура перехода в состояние глюонной плазмы.

Если включить в рассмотрение кварки, то трудоемкость расчетов резко возрастает. Поэтому сейчас обычно ограничиваются тем, что рассматривают

кварки, распространяющиеся в глюонных полях, и не учитывают поляризацию вакуума за счет рождения виртуальных $q\bar{q}$ -пар. Другими словами, действие S , определяющее вес конфигурации, берется чисто глюонным. Таким способом вычислялись, например, массы низколежащих мезонов и барионов.

Имеются, наконец, и попытки полного расчета динамики КХД с учетом виртуальных кварков. Это особенно существенно при рассмотрении эффектов нарушения киральной симметрии, где образуется вакуумный конденсат $q\bar{q}$ -пар. Из-за нелокальности фермионного детерминанта здесь приходится уменьшать размеры решетки и ухудшать монте-карловскую статистику, так что результаты большей частью предварительные. Однако при нынешнем быстром развитии вычислительной техники скоро можно будет численно рассчитать любую достаточно простую величину. Это, разумеется, очень поможет в понимании хромодинамики.

В целом сейчас имеются все основания считать, что ключевые физические элементы теории сильных взаимодействий уже установлены. Теперь предстоит большая работа по развитию математических методов расчета такой сложной динамической системы, как совокупность глюонного и кварковых полей.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Г'Х о о ф т Г. // УФН. 1981. Т. 135. С. 479.
2. Abramowicz H. et al. (CDHS collaboration) // Zs. Phys. Kl. C. 1983. Bd 17. S. 283.
3. Aubert J. J. et al. (EMC collaboration) // Phys. Lett. Ser. B. 1983. V. 123. P. 275.
4. Bodek A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. P. 1431.
Arnold R. G. et al. // Ibidem. 1984. V. 52. P. 727.
5. Слив Л. А., Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л. // УФН. 1985. Т. 145. С. 553.
Левин Е. М. Препринт ЛИЯФ АН СССР № 1447. — Ленинград, 1985.
6. Jacob M. // Proc. of the Santa Fe Meeting/Eds T. Goldman, M. M. Nieto. — Philadelphia; Singapore: World Scientific, 1985. — P. 122.
7. Söding P. DESY Preprint. 83-104. — 1983.
8. Andersson B., Gustafson G., Ingelman G., Sjöstrand T. // Phys. Rept. 1983. V. 97. P. 31.
9. Bassetto A., Ciafaloni M., Marchesini G. // Ibidem. V. 100. P. 201.
10. Азимов Я. И., Докшицер Ю. Л., Троян С. И., Хозе В. А. // Я. Ф. 1986. Т. 43. С. 149.
11. Crewther R. // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 29. P. 1421.
Chanowitz M., Ellis J. // Phys. Lett. Ser. B. 1972. V. 40. P. 391.
12. Novikov V. A. et al. // Phys. Rept. 1978. V. 41. P. 1.
13. Chodos A., Jaffe R. L., Johnson K., Thorn C. B., Weisskopf V. // Phys. Rev. Ser. D. 1974. V. 9. P. 3471.
14. Thomas A. W. // Advances in Nuclear Physics/Eds J. Negele, E. W. Vogt. — New York; Plenum Press, 1983. V. 13. P. 1.
15. Cleymans J., Gavai R. V., Suhonen E. // Phys. Rept. 1986. V. 130. P. 217.
16. Rafelski J. // XVIII Recontre de Meriond/Eds M. Jacob, J. Tran. Thanh Van. — Phys. Rept. 1982. V. 88. P. 331.
17. Satz H. // Ibidem. P. 349.
18. McLerran L. // Ibidem. P. 379.
19. Баталин И. А., Матинян С. Г., Саввиди Г. К. // ЯФ. 1977. Т. 26. С. 707.
Savvidi G. K. // Phys. Lett. Ser. B. 1977. V. 71. P. 133.
20. Shuryak E. V. // Phys. Rept. 1984. V. 115. P. 151.
21. Belavin A. A., Polyakov A. M., Schwartz A. S., Tyurkin Yu. S. // Phys. Lett. Ser. B. 1975. V. 59. P. 85.
22. Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Новиков В. А., Шифман М. А. // УФН. 1982. Т. 136. С. 553.

23. Shifman M. A., Vainshtein A. I., Zakharov V. I.//Nucl. Phys. Ser. B. 1979. V. 147. P. 385, 448.
24. Novikov V. A., Shifman M. A., Vainshtein A. I., Zakharov V. I.// Ibidem. 1981. V. 191. P. 301.
25. Reinders L. I., Rubinstein H., Yasaki S.//Phys. Rept. 1985. V. 127. P. 1.
26. Witten E.//Nucl. Phys. Ser. B. 1983. V. 223. P. 422, 433.
27. Neveu A.//Recent Advances in Field theory and Statistical Mechanics: Les Houches Session XXXIX/Eds J. B. Zuber, R. Stora.— Amsterdam: North-Holland, 1984.— P. 757.
28. Wilson K. G.//Phys. Rev. Ser. D 1974. V. 10. P. 2445.
29. Creutz M.//Ibidem. 1980. V. 21, P. 2308.
30. Kogut G. B.//Rev. Mod. Phys. 1983. V. 55. P. 775.
31. Rebbi C. CERN Preprint TH 4101/85.— Geneva, 1985.
32. Schierholz G. CERN Preprint TH 4139/85.— Geneva, 1985.