

важные и временные кванты. оль духовых полей состоит в том, чтобы скомпенсировать вклад этих квантов в промежуточных состояниях и обеспечить тем самым унитарность матрицы рассеяния в пространстве физ. состояний. В электродинамике нет необходимости вводить духовые поля, поскольку нефиз. компоненты фотонного поля удовлетворяют свободному уравнению и фактически не участвуют во взаимодействии. Духовые поля отсутствуют также в некоторых видах калибровок (напр., аксиальной и гамма-новой).

Если ψ — кварковые поля, а в качестве калибровочной группы выбрана группа преобразований цвета $SU(3)$, то эфф. действие (8) порождает диаграммы Фейнмана в *квантовой хромодинамике*.

Как и во всякой четырёхмерной теории, для вычисления конечных вероятностей разл. процессов необходимо провести процедуру *перенормировки* ф-ций Грина (см. *Грина функции в квантовой теории поля*) полей Янга — Миллса, устраняющую *ультрафиолетовые расходимости* за счёт переопределения *затраченных масс, затраченных зарядов* и нормировок волновых ф-ций. Калибровочная инвариантность накладывает жёсткие ограничения на эту процедуру. Для сохранения калибровочной инвариантности необходимо и достаточно, чтобы перенормированные ф-ции Грина удовлетворяли соотношениям, к-рые наз. обобщёнными *Уорда тождествами*. Простейшее тождество Уорда представляет собой условие поперечности двухточечной ф-ции Грина поля Янга — Миллса:

$$\partial_\mu [G_{\mu\nu}(x-y) - G_{\mu\nu}^0(x-y)] = 0, \\ G_{\mu\nu} = \langle 0 | T A_\mu(x) A_\nu(y) | 0 \rangle, \quad (9)$$

где T означает хронологич. упорядочение полей (см. *Хронологическое произведение*), скобки $\langle 0 | \dots | 0 \rangle$ — *вакуумное среднее*, а $G_{\mu\nu}^0$ — ф-ция Грина свободных полей. Из обобщённых тождеств Уорда следуют соотношения между разл. константами перенормировки, гарантирующие калибровочную инвариантность перенормированного действия. Эти тождества отражают некую дополнительную, не имеющую классич. аналога симметрию эфф. действия Янга — Миллса [т. н. БРС-симметрия, открыта К. Бекки (С. Becchi), А. Руэ (А. Rouet), Р. Стора (R. Stora) в 1974].

Нсабелевы К. п. обладают уникальной особенностью: их эфф. взаимодействие, определяемое *инвариантным зарядом*, убывает на малых расстояниях или, что то же самое, при больших энергиях. Это явление, получившее назв. *асимптотической свободы*, для КХД подтверждается рядом экспериментов (в частности, экспериментами по глубоко неупругому рассеянию).

В то же время на больших расстояниях взаимодействие растёт и поэтому теория возмущений по константе связи становится неприменимой. Попытки построить матрицу рассеяния полей Янга — Миллса по теории возмущений по константе связи g сталкиваются с проблемой *инфракрасных расходимостей*. Интегралы, соответствующие диаграммам Фейнмана, расходятся при малых импульсах. Аналогичное явление имеет место и в электродинамике, однако в электродинамике существует регулярная процедура устранения этих расходимостей. Если рассмотреть наряду с данным процессом процесс, отличающийся искусственным дополнит. мягких фотонов, к-рый на опыте невозможно отличить от исходного благодаря конечной разрешающей способности приборов, то в суммарном сечении ИК-расходимости сокращаются. В случае неабелевых К. п. такое сокращение отсутствует и регулярный метод устранения ИК-расходимостей пока не найден. Решение этой проблемы связано с решением проблемы *удержания цвета*. Согласно общепринятой в настоящее время точке зрения, теория возмущений по константе связи вообще неприменима для построения матрицы рассеяния полей Янга — Миллса. Осн.

состояние в этой теории определяется не свободным лагранжианом ($g=0$), а должно учитывать самодействие полей Янга — Миллса. Согласно гипотезе удержания цвета, это взаимодействие устроено таким образом, что оно не позволяет калибровочно-инвариантным объектам (кваркам, квантам поля Янга — Миллса — глюонам) расходиться на макроскопич. расстояния ($\geq 10^{-13}$ см). Наблюдаемыми являются лишь калибровочно инвариантные объекты типа $\bar{\psi}(x)\psi(x)$, $TgF_{\mu\nu}F_{\mu\nu}$, отвечающие связанным состояниям исходных полей. Именно эти связанные состояния и порождают наблюдаемый спектр элементарных частиц. Гипотеза удержания пока строго не доказана, однако имеются упрощённые модели (напр., КХД в двумерном пространстве-времени; см. *Двумерные модели КТП*), в к-рых она явно выполнена. Для исследования К. п. на больших расстояниях используются такие методы, как разложение по параметру, связанному с размерностью N калибровочной группы (т. н. $1/N$ -разложение), квазиклассич. разложение в окрестности частицеподобных решений классич. уравнений (см. *Интантон, Солитон*), модели *струн релятивистских, решётки метод* (при к-ром непрерывное пространство-время заменяется дискретным).

Др. возможность непротиворечивого использования К. п. дают модели со спонтанно нарушенной симметрией (см. *Спонтанное нарушение симметрии*). В этих моделях благодаря взаимодействию со скалярными частицами (*Хиггса бозонами*) кванты поля Янга — Миллса приобретают ненулевую массу. При этом, хотя симметрия теории относительно глобальных (т. е. не зависящих от координат) преобразований нарушается, калибровочная инвариантность по-прежнему имеет место. Меняется лишь явный вид калибровочных преобразований. Поскольку такая теория описывает массивные поля, ИК-расходимости в ней отсутствуют. В то же время описанная выше техника квантования и перенормировки К. п. практически без изменений переносится и на модели со спонтанно нарушенной симметрией. Калибровочные теории со спонтанно нарушенной симметрией лежат в основе электрослабого взаимодействия.

Рассматриваются также разл. обобщения К. п., в частности суперкалибровочные поля (см. *Суперсимметрия*). В суперкалибровочных теориях поля разл. тензорной размерности (скалярные, спинорные, векторные поля и т. д.) объединяются в одно суперполе. Поскольку нек-рые из этих полей являются фермионными, а другие — бозонными, суперкалибровочные преобразования включают помимо коммутирующих переменных также антикоммутирующие. Роль поля Янга — Миллса играет суперполе, включающее кроме векторных полей скалярные и спинорные поля. Суперкалибровочные теории, включающие гравитацию, являются кандидатами на роль теории, объединяющей все виды взаимодействия (см. *Супергравитация*).

Лит.: Славнов А. А., Фаддеев Л. Д., Введение в квантовую теорию калибровочных полей, 2 изд., М., 1988; Ицксон К., Зюбер Ж.-Б., Квантовая теория поля, т. 2, пер. с англ., М., 1984; Хуанг К., Кварки, лептоны и калибровочные поля, пер. с англ., М., 1985. А. А. Славнов.

КАЛИБРОВОЧНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ — преобразование полей, зависящие от пространственно-временной точки x , к-рые описывают переход к новому базису в пространстве *внутренних симметрий*, сопровождающийся появлением дополнительного, калибровочного, поля.

В электродинамике К. п. представляют собой изменения фазы $\alpha(x)$ электрон-позитронного Дирака поля

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = e^{i\alpha(x)}\psi(x), \quad \bar{\psi}(x) \rightarrow \bar{\psi}'(x) = e^{-i\alpha(x)}\bar{\psi}(x)$$

с одновременным добавлением к потенциалу эл.-магнитного поля $A_\mu(x)$ производной этой фазы:

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha(x)$$