лишь взаимодействия с L_{int} вида полиномов невысокой степени по рассматриваемым полям, причём поля сколько-нибудь высоких спинов вообще исключаются из рассмотрения. Т. о., взаимодействие в перенормируемой КТП не допускает — в разительном отличии от классич. и квантовой механики — никаких произвольных ф-ций: как только выбран конкретный набор полей, произвол в L_{int} ограничивается фиксированным числом *констант взаимодействия* (констант связи).

Полную систему ур-ний КТП со взаимодействием (в *Гейзенберга представлении*) составляют получающиеся из полного лагранжиана ур-ния движения (связанная система дифференц. ур-ний в частных производных с нелинейными членами взаимодействия и самодействия) и канонич. перестановочные соотношения (1). Точное решение такой задачи удаётся найти лишь в небольшом числе физически малосодержат. случаев (напр., для нек-рых моделей в двумерном пространстве-времени). С другой стороны, канонич. перестановочные соотношения нарушают, как уже говорилось, явную релятивистскую симметрию, что становится опасным, если вместо точного решения довольствоваться приближённым. Поэтому практич. ценность квантования в форме (1) невелика.

Наиб. распространение в КТП получил метод, основанный на переходе к *взаимодействия представлению*, в к-ром поля $u^a(x)$ удовлетворяют линейным ур-ниям движения для свободных полей, а всё влияние взаимодействия и самодействия переведено на временну́ю эволюцию амплитуды состояния Φ, к-рая теперь не постоянна, а изменяется в соответствии с ур-нием типа ур-ния Шрёдингера:

$$i\frac{\partial\Phi(t)}{\partial t}=H_{\rm int}(t)\,\Phi(t), \tag{8}$$

причём *гамильтониан* взаимодействия $H_{\rm int}(t)$ в этом представлении зависит от времени через поля $u^a(x)$, подчиняющиеся свободным ур-ниям и релятивистски-ковариантным перестановочным соотношениям (2); т.о., оказывается ненужным явное использование канонич. коммутаторов (1) для взаимодействующих полей.

Для сравнения с опытом теория должна решить задачу о рассеянии частиц, в постановке к-рой принимается, что асимптотически, при $t\to-\infty(+\infty)$ система пребывала в стационарном состоянии (придёт в стационарное состояние) $\Phi_{-\infty}(\Phi_{+\infty})$, причём $\Phi_{\pm\infty}$ таковы, что частицы в них не взаимодействуют из-за больших взаимных расстояний (см. также *Адиабатическая гипотеза*), так что всё взаимное влияние частиц происходит только при конечных временах вблизи $t=0$ и преобразует $\Phi_{-\infty}$ в $\Phi_{+\infty}=S\Phi_{-\infty}$. Оператор S наз. *матрицей рассеяния* (или S-матрицей); через квадраты его матричных элементов

$$M_{if}=\langle\Phi_f^*\,S\Phi_i\rangle \tag{9}$$

выражаются вероятности переходов из данного нач. состояния Φ_i в нек-рое конечное состояние Φ_f, т. е. эфф. сечения разл. процессов. Т. о., S-матрица позволяет находить вероятности физ. процессов, не вникая в детали временно́й эволюции, описываемой амплитудой $\Phi(t)$. Тем не менее S-матрицу обычно строят, исходя из ур-ния (8), к-рое допускает формальное решение в компактном виде:

$$S=T\exp\left(-i\int\limits_{-\infty}^{\infty}H_{\rm int}(t)\,dt\right)=T\exp\left[i\int dx\,L_{\rm int}(x)\right] \tag{10}$$

с помощью оператора T хронологич. упорядочения, располагающего все операторы полей в порядке убывания времени $t=x^0$ (см. *Хронологическое произведение*). Выражение (10), однако, есть скорее символич. запись процедуры последоват. интегрирования ур-ния (8) от $-\infty$ до $+\infty$ по бесконечно малым интервалам времени $(t,\ t+\Delta t)$, а не пригодное для использования решение. Это видно хотя бы из того, что для беспрепятственного вычисления матричных элементов (9) необходимо представить матрицу рассеяния в форме не хронологического, а *нормального произведения*, в к-ром все операторы рождения стоят слева от операторов уничтожения. Задача преобразования одного произведения в другое и составляет истинную трудность и в общем виде решена быть не может.

4. Теория возмущений

По этой причине для конструктивного решения задачи приходится прибегать к предположению о слабости взаимодействия, т. е. малости лагранжиана взаимодействия $L_{\rm int}$. Тогда можно разложить хронологич. экспоненту в выражении (10) в ряд *возмущений теории*, и матричные элементы (9) будут в каждом порядке теории возмущений выражаться через матричные элементы не хронологич. экспоненты, а простых хронологич. произведений соответствующего числа лагранжианов взаимодействия:

$$i^n\int dx_1\ldots dx_n\,\langle\Phi_f^*\,T\,\{L_{\rm int}(x_1)\ldots L_{\rm int}(x_n)\}\,\Phi_i\rangle \tag{11}$$

(n — порядок теории возмущений), т. е. надо будет преобразовывать к нормальной форме не экспоненты, а простые полиномы конкретного вида. Эта задача практически выполняется с помощью техники *Фейнмана диаграмм* и Фейнмана правил.

В фейнмановой технике каждое поле $u^a(x)$ характеризуется своей причинной функцией Грина (*пропагатором* или функцией распространения), $D_c^{aa'}(x-y)$, изображаемой на диаграммах линией, а каждое взаимодействие — константой связи и матричным множителем из соответствующего слагаемого в L_{int}, изображаемых на диаграмме *вершиной*. Популярность техники диаграмм Фейнмана, помимо простоты использования, обусловлена их наглядностью. Диаграммы позволяют как бы воочию представить процессы распространения (линии) и взаимопревращения (вершины) частиц — реальных в нач. и конечных состояниях и виртуальных в промежуточных (на внутренних линиях).

Особенно простые выражения получаются для матричных элементов любого процесса в низшем порядке теории возмущений, к-рым соответствуют т. н. древесные диаграммы, не имеющие замкнутых петель,— после перехода к импульсному представлению в них вовсе не остаётся интегрирований. Для осн. процессов КЭД такие выражения для матричных элементов были получены на заре возникновения КТП в кон. 20-х гг. и оказались в разумном согласии с опытом (уровень соответствия 10^{-2}—10^{-3}, т. е. порядка постоянной тонкой структуры α). Однако попытки вычисления *радиационных поправок* (т. е. поправок, связанных с учётом высших приближений) к этим выражениям, напр. к Клейна — Нишины — Тамма ф-ле (см. *Клейна — Нишины формула*) для комптоновского рассеяния, наталкивались на специфич. трудности. Таким поправкам отвечают диаграммы с замкнутыми петлями из линий *виртуальных частиц*, импульсы к-рых не фиксированы законами сохранения, и полная поправка равна сумме вкладов от всех возможных импульсов. Оказалось, что в большинстве случаев возникающие при суммировании этих вкладов интегралы по импульсам виртуальных частиц расходятся в УФ-области, т. е. сами поправки оказываются не только не малыми, но бесконечными.

По соотношению неопределённостей, большим импульсам отвечают малые расстояния. Поэтому можно думать, что физ. истоки расходимостей лежат в представлении о локальности взаимодействия. В этой связи можно говорить об аналогии с бесконечной энергией эл.-магн. поля точечного заряда в классич. электродинамике.