на базе квантовой теории излучения и квантовой теории спинорного поля Дирака.

В основе совр. формулировки КЭД лежит модель, содержащая два взаимодействующих между собой релятивистских поля. Эл.-магн. поле характеризуется действительным четырёхмерным векторным потенциалом $A_\mu(x)$ ($\mu=0, 1, 2, 3$; x — пространственно-временная точка), к-рый с формальной стороны может рассматриваться как простейшее (абелево) *калибровочное поле.* Поле Дирака описывается комплексным лоренцевым спинором $\psi_\alpha(x)$, $\overline{\psi}_\beta(x)$ (α, $\beta=1, 2, 3, 4$) [черта над ψ означает дираковское сопряжение].

Лагранжиан взаимодействия КЭД

$$L(x) = e\overline{\psi}(x)\gamma^\mu\psi(x)A_\mu(x) = j^\mu(x)A_\mu(x) \qquad (1)$$

(где e — заряд электрона, γ^μ — *Дирака матрицы*, $j^\mu(x)$ — 4-вектор электрон-позитронного тока) может быть получен заменой обычной производной на *ковариантную производную* в лагранжиане свободного поля Дирака. Как видно, лагранжиан представляет собой выражение вида произведения (ток) $\times$ (потенциал). В качестве *константы взаимодействия* (константы связи) выступает электрич. заряд e.

Квантование системы полей A, ψ, $\overline{\psi}$, взаимодействующих в соответствии с лагранжианом (1), приводит к КЭД. При этом поле Максвелла A квантуется по Бозе — Эйнштейну, а поле Дирака ψ, $\overline{\psi}$ — по Ферми — Дираку (см. *Перестановочные соотношения*). Согласно общим положениям КТП, поля A, ψ, $\overline{\psi}$ после квантования становятся операторами, удовлетворяющими определ. перестановочным соотношениям и действующими на *вектор состояния* системы. Эти операторы удовлетворяют также связанной системе дифференциальных ур-ний, к-рые вместе с ур-нием Шрёдингера для вектора состояния образуют систему ур-ний движения КЭД.

Специфика квантования в КЭД связана с тем, что эл.-магн. поле описывается не векторами напряжённостей электрич. ($\boldsymbol{E}$) и магн. ($\boldsymbol{H}$) полей (ср. значения к-рых являются физически наблюдаемыми величинами), а потенциалом A_μ, содержащим избыточные — продольные и временны́е — степени свободы. Для исключения соответствующих «лишних» динамич. переменных при классич. рассмотрении обычно накладывают на A_μ те или иные дополнит. условия (напр., условие Лоренца $\partial^\mu A_\mu=0$). Другими словами, выбор в качестве динамич. переменных четырёх компонент потенциала приводит к тому, что эл.-магн. поле оказывается представленным в виде системы со связями. Для квантования таких систем может быть использован разработанный в 1965 П. А. М. Дираком (P. A. M. Dirac) формализм (т. н. обобщённая гамильтонова динамика). В рассматриваемом случае наряду с ней употребляют также спец. процедуру [квантование по Гупте—Блейлеру; С. Н. Гупта (S. N. Gupta), К. Блейлер (K. Bleuler), 1950], сводящуюся к исключению из полной системы допустимых состояний тех состояний, к-рые содержат продольные и (или) временны́е фотоны.

Поскольку система ур-ний движения КЭД не допускает точного решения, её решают приближённо методом теории возмущений по имеющемуся малому безразмерному параметру $\alpha=e^2/\hbar c\approx 1/137$, характеризующему интенсивность процессов эл.-магн. взаимодействия и называемому *тонкой структуры постоянной.*

Как правило, вычисляют амплитуды вероятностей перехода систем, состоящих из электронов, позитронов, фотонов (и нек-рых других заряж. частиц, напр. мюонов, кварков, протонов), из одного — начального — состояния в другое — конечное. Такие амплитуды представляются матричными элементами M *матрицы рассеяния* и вычисляются в виде разложений по степеням α.

Уже первые попытки приложения КЭД к реальным процессам (напр., к комптоновскому рассеянию фотонов на электронах или к *мёллеровскому рассеянию* электронов) привели к парадоксальным результатам. Наинизшее приближение для матричного элемента $M\sim\alpha$ (фактически не использующее представления о квантовом характере поля Дирака и потому эквивалентное квантовой теории излучения) приводило к выражениям (напр., к *Клейна — Нишины формуле*), находящимся в хорошем количеств. согласии с опытом. Относит. погрешность составляла величину порядка α, поэтому появилась необходимость учёта высших членов теории возмущений. Эти члены — т. н. *радиационные поправки* — соответствуют вкладам от таких переходов, к-рые в промежуточных состояниях содержат дополнит. *виртуальные частицы* — виртуальные фотоны, электроны и позитроны. Оказалось, однако, что соответствующие матричные элементы, представляемые интегралами по 4-импульсам виртуальных частиц, как правило, расходятся в УФ-области (см. *Ультрафиолетовая расходимость*) и поэтому не могут быть вычислены. Проблема УФ-расходимостей в течение мн. лет препятствовала вычислению радиац. поправок в КЭД и развитию КТП в целом.

Проблема была решена во 2-й пол. 40-х гг. в рамках вновь созданной ковариантной формулировки квантовой теории возмущений на основе физ. идеи о *перенормировках.* В основе метода перенормировок лежит тот факт, что в КЭД все УФ-бесконечности могут быть представлены в виде вкладов, перенормирующих характеристики электрона — его массу m и заряд e. Бесконечный характер таких перенормировок не приводит к физ. противоречиям вследствие ненаблюдаемости неперенормированных, «голых», значений m_0 и e_0.

Исторически первой успешной демонстрацией плодотворности идеи об устранении УФ-расходимостей с помощью бесконечных перенормировок была работа X. Бете (H. A. Bethe; 1947) по нерелятивистскому расчёту *лэмбовского сдвига* уровней в атоме водорода. Ковариантная теория возмущений [С. Томонага (S. Tomonaga), Ю. Швингер (J. Schwinger), Р. Фейнман (R. Ph. Feynman), 1946—49] позволила создать регулярный метод устранения расходимостей в КЭД и вычислить низшие радиац. поправки к осн. эффектам, напр. к магн. моменту электрона. В 1-й пол. 50-х гг. была разработана [Ф. Дайсон (F. J. Dyson), А. Салам (A. Salam), Н. Н. Боголюбов и др.] общая теория перенормировок и для класса перенормируемых взаимодействий построена *перенормированная теория возмущений.*

Основой практич. вычислений в КЭД являются т. н. правила Фейнмана (см. *Фейнмана диаграммы*). Согласно этим правилам, для вычисления матричного элемента к.-л. процесса в данном фиксированном порядке теории возмущений следует составить полный набор диаграмм Фейнмана этого порядка и затем с каждой из диаграмм по нек-рым правилам соответствия сопоставить определ. выражение; сумма этих выражений и образует вклад данного порядка в матричный элемент. Общая теория перенормировок позволяет избавиться от всех УФ-расходимостей в матричных элементах и получить конечные однозначные результаты в произвольных, в принципе сколь угодно высоких порядках по степеням α. Конечные вклады высоких порядков можно представить в виде несингулярных многократных интегралов по нек-рым числовым параметрам. Эти параметрич. интегралы в простейших случаях вычисляются аналитически, а в более сложных — численно.

Кроме УФ-расходимостей, радиац. поправки к процессам с участием заряж. частиц обладают также *инфракрасными расходимостями* (связанными, в конечном счёте, с дальнодействующим характером эл.-магн. взаи-