тур, к-рые в конечном счёте могут быть сведены к полевым добавкам к параметрам исходного лагранжиана.

В КЭД, напр., все расходимости сводятся к полевым добавкам δm и δe к массе и заряду электрона. Формально эти добавки можно выразить через нек-рые числовые, обычно сингулярные, множители Z_m и Z_e к исходным (т. н. голым или затравочным) массе m_0 и заряду e_0:

$$m_0 + \delta m = Z_m m_0, \quad e_0 + \delta e = Z_e e_0. \qquad (1)$$

Вычисляемые физ. величины, такие как матричные элементы переходов, содержат зависимости только от произведений $Z_m m_0$ и $Z_e e_0$. Затравочные масса и заряд, а также УФ-сингулярности по отдельности или в к.-л. др. комбинациях в них не входят. Поэтому возникает возможность отождествить произведения (1) с эксперим. («физическими») значениями массы и заряда электрона:

$$Z_m m_0 = m_{\text{физ}}, \quad Z_e e_0 = e_{\text{физ}}. \qquad (2)$$

Эта операция переопределения физ. параметров

$$m_0 \to m_{\text{физ}} = Z_m m_0, \quad e_0 \to e_{\text{физ}} = Z_e e_0 \qquad (3)$$

путём их умножения на сингулярные множители, полностью исключающая УФ-расходимости из наблюдаемых физ. величин, и наз. операцией П. (иногда П. бесконечностей).

Теория П. в КТП была разработана в кон. 1940-х — нач. 50-х гг. в трудах Ю. Швингера (J. Schwinger), Р. Фейнмана (R. Feynman), Ф. Дайсона (F. Dyson), А. Салама (A. Salam), Н. Н. Боголюбова.

С качеств. точки зрения изменение масс и зарядов частиц под влиянием взаимодействия представляется вполне естественным. Подобные явления известны из классич. электродинамики: сторонний заряд в среде создаёт вокруг себя облако поляризации, к-рое частично его экранирует. Поэтому на больших расстояниях эфф. значение наблюдаемого заряда оказывается меньше истинного. При перемещении такой частицы вместе с ней движется и облако поляризации, что приводит к эфф. изменению её инерционных свойств, т. е. массы. Изменения массы и заряда частицы в этом случае конечны.

В КТП подобная физ. интерпретация соотношений П. (3) затруднена из-за сингулярного характера констант П. Z_m, Z_e. В отличие от стороннего заряда в поляризуемой среде, к-рый можно извлечь из среды и исследовать в пустоте, электрон в КТП не может быть «освобождён» от взаимодействия с квантовым эл.-магн. полем вакуума. Поэтому входящие в соотношения П. величины m_0, e_0, Z_m и Z_e не могут быть измерены на опыте по отдельности, а лишь в комбинациях (2). В результате П. получаются конечные и однозначные выражения, к-рые в ряде случаев описывают эксперимент с чрезвычайно высокой степенью точности. Так, значение *аномального магнитного момента* электрона, вычисленное в КЭД, совпадает с опытным значением на уровне эксперим. погрешности порядка 10^{-10}, что является рекордом в физике.

Операция устранения расходимостей может быть формализована и без использования соотношений П. типа (2), т. к. в пространственно-временно́м представлении УФ-расходимости обусловлены особенностями пропагаторов (одночастичных ф-ций Грина) Штюкельберга — Фейнмана [E. C. G. Stueckelberg, 1948; Фейнман, 1949] по переменной квадрата *интервала* $s^2 = c^2t^2 - \boldsymbol{x}^2$ на поверхности *светового конуса* ($s^2 = 0$). Поскольку *радиационные поправки* к матричным элементам выражаются в этом представлении через произведения пропагаторов, приходится оперировать с произведениями подобных сингулярностей, напр. с квадратами *дельта-функции* Дирака от s^2. С матем. точки зрения проблема сводится к задаче определения операции умножения *обобщённых функций*.

Теория умножения обобщённых ф-ций, возникающих в квантовополевых вычислениях, была разработана Н. Н. Боголюбовым в нач. 50-х гг. Проблема устранения расходимостей была затем рассмотрена на её основе Н. Н. Боголюбовым и О. С. Парасюком. Доказанная ими теорема о П. (см. *Боголюбова — Парасюка теорема*) с полной матем. строгостью исчерпывающе решает задачу получения конечных однозначных выражений для элементов матрицы рассеяния в рамках теории возмущений, без обращения к промежуточной регуляризации, *контрчленам* и сингулярным соотношениям П. типа (3). Рецептурная часть теории Боголюбова — Парасюка, т. н. *R-операция* Боголюбова, уже около трёх десятилетий является практич. основой получения конечных результатов в перенормируемых моделях КТП.

Как отмечалось, термин «П.» относится также и к конечным преобразованиям типа (3):

$$m \to z_m m, \quad e \to z_e e, \qquad (4)$$

где z_m, z_e — конечные числа. Возможность и важность таких преобразований конечной перенормировки, проводимых в квантовополевом формализме после устранения расходимостей, связаны с неоднозначностью результата процедуры устранения бесконечностей. Анализ структуры этих неоднозначностей, к-рая описывается преобразованиями (4), указывает на существование особой симметрии перенормируемых выражений — симметрии, лежащей в основе ренормализац. группы.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Квантовые поля, 2 изд., М., 1991. *Д. В. Ширков.*

ПЕРЕНОРМИ́РУЕМОСТЬ в квантовой теории поля (КТП) — свойство модели взаимодействия релятивистских полей, отвечающее возможности её непротиворечивого квантового рассмотрения и, в частности, устранения *ультрафиолетовых расходимостей* с помощью процедуры *перенормировок*.

В КТП модели распадаются на два класса: перенормируемые и неперенормируемые. В моделях, обладающих свойством П., удаётся убрать все расходимости в перенормировки параметров (масс, констант связи и др.) исходного лагранжиана и в конечном итоге однозначно выразить результаты вычислений через перенормированные (физические) значения соответствующих параметров.

Упрощённым, но достаточно надёжным признаком П. может служить размерность константы связи. Так, в моделях КТП с лагранжианом взаимодействия вида

$$g_1\varphi^4, \quad g_2\bar\psi O\psi\varphi \text{ и } g_3\bar\psi O^\nu\psi B_\nu$$

[φ — скалярное, ψ и $\bar\psi$ — спинорные, B_ν — векторное поля; O, O^ν($\nu = 0, 1, 2, 3$) — матрицы, определяющие вид взаимодействия; черта над ψ означает дираковское сопряжение] константы связи безразмерны. Соответственно этому величины g_1, $(g_2)^2$ и $(g_3)^2$ являются естеств. безразмерными параметрами разложения, вследствие чего регуляризованная теория возмущений (см. *Регуляризация расходимостей*) в УФ-пределе $q^2 \gg m^2$ (q — 4-импульс, m — наибольшая из имеющихся масс) может содержать только степени этих величин и их произведений на логарифмы $\ln(\Lambda^2/q^2)$, где Λ — импульс обрезания. Поэтому вполне естественно, что в таких моделях степень расходимости фейнмановских диаграмм с логарифмич. точностью не зависит от порядка теории возмущений. Вследствие этого операторная структура *контрчленов*, осуществляющих «уничтожение» расходящихся вкладов, не зависит от порядка теории возмущений, что и приводит к П.

В то же время для моделей четырёхфермионного или юкавского векторного типов

$$G\bar\psi O_\nu\psi\bar\psi O_\nu\psi, \quad f\bar\psi O^\nu\psi\frac{\partial\varphi}{\partial x^\nu},$$

где константы связи обладают отрицат. массовой размерностью, безразмерные комбинации содержат положит. степени импульса обрезания: $G\Lambda^2$, $f\Lambda$, вследствие