

вующих полей; именно поэтому говорят о «нелокальной» теории поля. Н. к. т. п. смыкается с др. обобщениями локальной теории (содержащими высшие производные полей, индефинитную метрику и т. п.), а также с процедурой регуляризации УФ-расходимостей локальной теории (см. *Регуляризация расходимостей*), основанной на рассмотрении локального взаимодействия как предела «размазанного».

Н. к. т. п. зародилась как реакция на расходимость, имея первоначальной целью их устранение [П. Дирак (P. A. M. Dirac), 1934; Г. Ватагин (G. Vataghin), 1934]. Позднее интерес к Н. к. т. п. оживлялся в периоды обострения трудностей локальной теории («нуллификация заряда», неперенормируемость слабого взаимодействия и др.), а также при появлении свидетельств сложной внутр. структуры адронов. В более общем плане к разработке Н. к. т. п. побуждала неудовлетворённость состоянием физ. фундамента локальной теории поля (в частности, невозможностью придать прямой физ. смысл условию микропричинности из-за неадекватности понятия точечного события в релятивистской квантовой физике); возникала даже убежденность в близости новой революции в физике, означающей коренной пересмотр представлений о пространстве-времени «в малом» и появление новой фундам. физ. константы — элементарной (фундаментальной) длины l . Существовал и определял практич. интерес к Н. к. т. п., связанный с ведущимися и планируемыми экспериментами по проверке *квантовой электродинамики* и дисперсионных соотношений (см. *Дисперсионных соотношений метод*): эта теория должна ответить на вопрос, означает ли положит. результат проверки дисперсионных соотношений подтверждение свойства микропричинности, и на др. вопросы подобного типа и дать экспериментаторам рабочие ф-лы, связывающие величину l (или её верх. границу) с данными опыта.

По степени отхода от локальной теории существующие варианты Н. к. т. п. можно разделить на два класса. К первому, «физическому», классу относятся нелокальные схемы, к-рые основаны на нестандартных пространственно-временных представлениях, лишаящих смысла такие понятия, как поле в определ. точке пространства-времени (или сама такая точка), локальность взаимодействия, микропричинность. Это достигается приданием 4-вектору координаты смысла оператора, компоненты к-рого не коммутируют либо с оператором поля [теория Маркова — Юкавы; М. А. Марков, 1940; Х. Юкава (H. Yukawa), 1956], либо друг с другом (теория квантованного пространства-времени; см. *Квантование пространства-времени*), что приводит к *неопределённости соотношениям* между полем и координатами точки пространства-времени и соответственно между самими этими координатами. К рассматриваемому классу относятся и др. схемы, напр. теория стохастич. пространства-времени, в которой координата имеет свойства случайной величины (а само пространство-время подобно турбулентной среде).

Второй, «феноменологический», класс составляют нелокальные схемы, базирующиеся на обычных представлениях о пространстве-времени. В них нарушение локальности взаимодействия и условия микропричинности осуществляются введением в аппарат теории нек-рых заданных ф-ций координат или импульсов — *ф о р м ф а к т о р о в*, к-рые и ведут к «размазыванию» взаимодействия. В динамич. моделях Н. к. т. п. формфактор F вводят в лагранжиан или гамилтониан взаимодействия, «раздвигая» аргументы операторов поля, отнесённых в локальной теории к единой точке пространства-времени. Так, в скалярной теории с трёхчастичным взаимодействием, к-рому отвечает ф-ция действия $g \int d^4x \varphi^3(x)$, переход к Н. к. т. п. осуществляется заменой этой ф-ции выражением

$$g \int d^4x d^4x' d^4x'' F(x, x', x'') \varphi(x) \varphi(x') \varphi(x'') \quad (1)$$

(здесь F — скалярное поле, x, x', x'' — точки пространства-времени, g — константа связи). В аксиоматич. моделях Н. к. т. п., имеющих дело только с *матрицей рассеяния*, формфакторы вводятся в её разложение по *нормальным произведениям*, причём каждому члену такого разложения может отвечать свой формфактор. Нелокальные схемы 2-го класса не претендуют на описание тех изменений пространственно-временных представлений, к-рые, возможно, произойдут в будущем. Достоинство этих схем помимо простоты состоит в их общности, тем более что мн. специфич. трудности Н. к. т. п. как таковой проявляются уже на феноменологич. уровне, где их и нужно научиться преодолевать.

Любой вариант Н. к. т. п. должен удовлетворять ряду общих требований: релятивистской ковариантности (несмотря на существование сверхсветовых сигналов внутри области нелокальности), *калибровочной инвариантности* (для нелокальных теорий *калибровочных полей*), унитарности матрицы рассеяния на пространстве физ. состояний. Специфичны для Н. к. т. п. требования отсутствия расходимостей и *макроскопической причинности*. Последнее имеет смысл «ослабленной» микропричинности, допускающей существование быстро затухающих акаузальных (причинно не обусловленных) воздействий при условии, что они не наблюдаемы из-за неточности событий (актов взаимодействия между полями), т. е. неразличимы на фоне флуктуаций, порождённых соотношениями неопределённости «координата — импульс» и «время — энергия».

Удовлетворить перечисленным требованиям при построении Н. к. т. п. оказалось непросто, с каждым из них были связаны серьёзные трудности, возникающие при выходе за рамки локальной теории поля. Эти трудности казались столь непреодолимыми, что породили мнение о принципиальной невозможности создания последовательной Н. к. т. п. Однако спец. анализ трудностей Н. к. т. п. показал, что они не присущи теории органически, а возникают в результате чересчур прямолинейного обобщения аппарата локальной теории. Оказалось, что эквивалентные формулировки локальной теории не равноценны с точки зрения их нелокального обобщения и преодоление трудностей Н. к. т. п. соответствовало правильному выбору исходной формулировки.

Пока нет полной уверенности лишь в выполнении требования макроскопич. причинности. Степень затухания акаузального воздействия тесно связана с аналитич. свойствами *фурье-компоненты* формфактора $F(p)$ (где p — 4-импульс) в комплексной плоскости p^2 . До кон. 1960-х гг. обсуждались лишь формфакторы, убывающие на большом круге и имеющие особенности при конечном (но большом) $|p^2|$, $|p^2| \sim 1/l^2$; это отвечает *обобщённым функциям*, принадлежащим к классу умеренного (полиномиального) роста. Соответствующее акаузальное воздействие затухает медленнее экспоненты $\exp[-\text{const} |(x - x')^2|^{1/4}]$ в области $(\tilde{x} - \tilde{x}')^2 < 0$ [в частности, на рассматриваемом классе ф-ций Н. к. т. п. совпадает с локальной теорией, если потребовать равенства нулю акаузального воздействия в области $(x - x')^2 < -l^2$]. Последующее развитие Н. к. т. п. привело к расширению класса обобщённых ф-ций, что отвечало введению в рассматриваемые формфакторы в виде целых ф-ций p^2 , имеющих особенности лишь на бесконечности (но убывающих в области $p^2 < 0$). Одно из преимуществ таких схем состоит в более быстром затухании акаузальных воздействий. Однако до сих пор не сформулирован количественный критерий макроскопич. причинности, к-рый, будучи выражен на языке физически наблюдаемых величин (волновых пакетов), фиксировал бы допустимую форму акаузального воздействия. Это затрудняет окончат. оценку предлагающихся вариантов Н. к. т. п.

Прогресс теории фундам. взаимодействий, начавшийся на рубеже 60—70-х гг. (создание перенормируемой