

осн. трудность для данного подхода: она является или тахионом (масса покоя мнимая), или, при др. знаке соответствующей константы связи, духом, а именно её масса действительна (если пренебречь возможностью распада), но энергия отрицательна. Пока неизвестно, ведёт ли существование такой частицы к к.-л. неприемлемым физ. следствиям.

Третий подход связан с идеей построения квантовой теории всех взаимодействий (включая гравитационное) без ультрафиолетовых расходимостей на основе целочисленных фундамент. объектов — суперструн. Доказано, что в низкоэнергетическом ($E \ll m_{Pl} c^2$) пределе теории суперструн возникает ОТО с гравитонами. Квантовые поправки к ОТО, к-рые должны вытекать из теории суперструн, ещё не рассчитаны количественно.

В любом варианте К. т. г. следует ожидать, что на масштабах порядка l_{Pl} относит. квантовые флуктуации метрич. тензора $g_{\mu\nu}$ становятся порядка единицы, в результате чего понятие классич. геометрии пространства-времени теряет смысл. В этих условиях, возможно, испытывает сильные флуктуации также и топология пространства-времени (в классич. ОТО топология задаётся как нач. условие и не изменяется с течением времени). При усреднении по масштабам $l \gg l_{Pl}$ эти флуктуации сглаживаются.

Теория негравитационных квантовых полей в искривлённом пространстве-времени. Это направление в К. т. г. занимается исследованием методов квантования негравитац. полей на фоне классич. гравитац. поля (к-рое описывается метрич. тензором $g_{\mu\nu}$ искривлённого пространства-времени), а также связанных с этим квантовых физ. процессов в сильных гравитац. полях. Гравитац. поле приводит к изменению свойств физ. вакуума квантовых полей; возникают эффекты поляризации вакуума и (за исключением нек-рых частных случаев) рождения пар частица-античастица. Эти эффекты не являются специфически гравитационными; аналогичные эффекты имеют место, напр., для электроно-позитронного вакуума во внеш. классич. эл.-магн. поле; разница связана лишь с универсальностью взаимодействия гравитац. поля со всеми физ. квантовыми полями. Важнейшей величиной, характеризующей оба этих эффекта, является ср. значение оператора тензора энергии — импульса квантового поля $\langle \hat{T}_{\mu}^{\nu} \rangle = \langle \Psi | \hat{T}_{\mu}^{\nu} | \Psi \rangle$ по нек-рому вектору состояния $|\Psi\rangle$, к-рый задаётся нач. условиями. Выбор $|\Psi\rangle$ зависит от конкретной задачи. Если пространство-время было плоским при $t \rightarrow -\infty$ или его можно считать таковым, то в качестве $|\Psi\rangle$ обычно берут физ. вакуум в пространстве-времени Минковского (при $t \neq -\infty$ это состояние в общем случае уже не является вакуумом из-за эффекта рождения частиц). Для вычисления $\langle \hat{T}_{\mu}^{\nu} \rangle$ необходимо провести регуляризацию расходящихся интегралов (как и обычно в квантовой теории поля; см. *Регуляризация расходимостей*). Доказано, что для произвольного $|\Psi\rangle$ эта регуляризация может быть проведена общековариантным образом и в случае неавтодействующих квантовых полей сводится к перенормировке четырёх констант в (обобщённом) лагранжиане гравитац. поля: т. н. космологич. постоянной Λ (аддитивной константы в лагранжиане), гравитац. постоянной G и двух безразмерных констант, стоящих перед двумя общековариантными выражениями, квадратичными по тензору Риччи $R_{\mu\nu}$. Теории взаимодействующих квантовых полей, перенормируемые в плоском пространстве-времени, остаются перенормируемыми и в искривлённом классич. пространстве-времени. Перенормировка приводит к изменению структуры $\langle \hat{T}_{\mu}^{\nu} \rangle$ по сравнению с тензором энергии-импульса классич. теории. В частности, возникает т. н. конформная аномалия: тензор $\langle \hat{T}_{\mu}^{\nu} \rangle$ может иметь ненулевой след, даже если след классич. тензора энергии — импульса был равен нулю.

Поскольку гравитац. постоянная G не входит в ур-ния движения физ. полей в искривлённом пространстве-вре-

мени, то она не входит и в $\langle \hat{T}_{\mu}^{\nu} \rangle$. Поэтому характерной длиной для квантовой теории полей в искривлённом пространстве-времени является не l_{Pl} , а связанная с интенсивностью гравитац. поля длина $l_g = (R_{\mu\nu\rho\sigma} R^{\mu\nu\rho\sigma})^{-1/4}$, где $R_{\mu\nu\rho\sigma}$ — Римана кривизны тензор. В большинстве интересных для приложений случаев (сюда относятся, в частности, метрики космологич. моделей и метрики чёрных дыр в окрестности их гравитационного радиуса) масштаб, на к-ром гравитац. поле существенно изменяется, также $\sim l_g$. Тогда условие $l_g \ll l_{Pl}$ есть условие возможности классич. описания гравитац. поля. Вклад в $\langle \hat{T}_{\mu}^{\nu} \rangle$ от эффектов поляризации вакуума и рождения пар частиц в общем случае разделить нельзя; как показывает расчёт, типичная величина плотности вакуумной энергии квантовых полей с массой покоя частиц $m \ll \hbar c l_g$ (в т. ч. безмассовых) оказывается порядка

$$\epsilon_{\text{вак}} = \langle \hat{T}_0^0 \rangle \sim \hbar c / l_g^4. \quad (4)$$

Если рождение частиц не подавлено к.-л. спец. симметрией пространства-времени, то при $m \ll \hbar c l_g$ энергия рождающихся частиц $E \sim \hbar c / l_g$, а локальная скорость изменения плотности числа частиц (n) за счёт их рождения (при усреднении по пространственно-временным масштабам, много большим l_g) равна

$$\frac{1}{V-g} \frac{d(V-g n)}{dt} \sim c l_g^{-4}, \quad g = \text{Det}(g_{\mu\nu}). \quad (5)$$

В противоположном случае $m \gg \hbar c l_g$ рождение частиц экспоненциально подавлено, а вакуумный тензор энергии-импульса определяется только поляризацией вакуума, $\epsilon_{\text{вак}} \sim \hbar^2 / c m^2 l_g^6$. Методы квантовых полей в искривлённом пространстве-времени находят практич. приложение для расчёта физ. эффектов в квантовой космологии и квантовой теории чёрных дыр.

К в а н т о в а я к о с м о л о г и я представляет собой применение К. т. г. (гл. обр. теории негравитац. квантовых полей в искривлённом пространстве-времени) к нач. стадиям расширения Вселенной вблизи сингулярности. Наиб. важным достижением квантовой космологии является построение конкретных моделей (сценариев) т. н. инфляционной (раздувающей) Вселенной, в к-рой Вселенная на раннем этапе своей эволюции проходила через стадию экспоненц. расширения (называемой также де-ситтеровской, поскольку метрика пространства-времени при этом приближённо совпадает с метрикой де Ситтера, описывающей пространство-время постоянной кривизны; см. *Де Ситтера пространство-время*). Сценарий раздувающей Вселенной позволяет объяснить осн. крупномасштабные свойства наблюдаемой в настоящее время части Вселенной (в частности, высокую степень её однородности и изотропии, см. *Космология*), исходя только из гипотезы о прохождении Вселенной через де-ситтеровскую стадию в прошлом. Радиус четырёхмерной кривизны l_g на этой стадии либо постояен, либо медленно изменяется от значения l_{Pl} до величины порядка $10^6 l_{Pl}$ в конце стадии. Согласно этому сценарию, в настоящее время кривизна трёхмерного пространства практически равна нулю, так что наблюдаемая часть Вселенной с большой точностью ($\sim 10^{-4}$) находится как раз на границе между открытой и закрытой моделями Фридмана. Полная плотность энергии материи ϵ должна равняться критической: $\epsilon_{кр} = 3c^2 H^2 / 8\pi G$, где H — Хаббла постоянная.

Эффекты К. т. г. проявляются в сценарии раздувающей Вселенной двояким образом. Во-первых, само существование де-ситтеровской стадии может быть объяснено квантовыми поправкам к ОТО (др. возможная причина экспоненц. расширения — гравитац. отталкивание, вызванное потенц. энергией нек-рого скалярного поля, возникающего в супергравитац. теориях). Во-вторых, разновидностью эффекта рождения частиц яв-