Теоретическая физика, астрофизика и космология ISSN 1991-3117; EISSN 1991-3907
Том **9**, N 2, с. 55 – 74, в1, 31 июля 2014

Электрон.: ТФАК: 4960-038 в1, 31 июля 2014 DOI: 10.9751/TFAK.4960-038

Консервативная диффузия как физический механизм для квантовой механики и гравитации

Захид Закир [1]

Аннотация

Приведён обзор теории консервативной диффузии и её основных применений. Исходной моделью теории является диффузия холодного лёгкого газа в тёплом тяжёлом газе в период до релаксации, когда лёгкий газ остаётся холодным, а средние энергии его частиц сохраняются. В отличие от газа Лоренца, где равны тепловые энергии лёгких и тяжёлых атомов, здесь одного порядка их тепловые скорости. Такая консервативная диффузия описывается двумя уравнениями – Гамильтона-Якоби и уравнением непрерывности, нелинейными по плотности вероятности. При введении комплексной амплитуды вероятностей уравнения линеаризуются и переходят в уравнение Шредингера, где складываются не вероятности альтернатив, а их амплитуды вероятностей. Длина свободного пробега и соответствующий импульс определяют элементарный фазовый объём и коэффициент диффузии. Теория предсказывает ряд квазиквантовых эффектов в классических системах. Формализм квантовой механики, как оказалось, описывает классическую консервативную диффузию, а сама квантовая механика есть частный случай такой диффузии в вакууме, когда элементарный фазовый объём равен постоянной Планка. Изучена также консервативная термодиффузия, связанная с ненулевым градиентом температуры среды. Её свойства, такие как снижение интенсивности флуктуаций частиц (включая красное смещение частот), дрейф частиц в область медленных флуктуаций и их диффузионное ускорение, не зависящее от масс частиц, оказались аналогичными свойствам гравитации. Это позволило отождествить гравитацию с термодиффузией в физическом вакууме. В диффузионной картине флуктуации энергии-импульса классических частиц из-за взаимодействия с вакуумом ведут к увеличению их средней энергии, что проявляется в виде квантовых явлений, а соответствующее локальное понижение плотности энергии вакуума проявляется как гравитация. Диффузионная трактовка квантовой теории тем самым ведёт и к термодиффузионной трактовке гравитации с естественным синтезом теорий обеих явлений. Обсуждены наблюдаемые эффекты, следующие из новой теории.

PACS: 03.65.Ta, 04.20.Cv, 02.50.Ey, 05.40.Jc
Ключевые слова: квантовые флуктуации, энергия вакуума, термодиффузия, метрика, кривизна

Оглавление

[1] *Центр теоретической физики и астрофизики, Ташкент Узбекистан*, zahidzakir@theor-phys.org

Введение

В теориях случайных процессов и конденсированных состояний до сих пор в основном изучалась *диссипативная диффузия* растворённых частиц находящихся в тепловом равновесии со средой.

В статье [1] была изучена диффузия в классических системах с очень малой диссипацией энергии диффундирующих частиц. Было показано, что механизм такой почти *консервативной диффузии* существенно отличается от механизма обычной диффузии и здесь возникают аналоги квантовых эффектов (*квазиквантовые* эффекты). Она реализуется при диффузии холодного лёгкого газа в тёплом тяжёлом газе в период до релаксации, где в приближении идеального газа средняя энергия лёгкой частицы сохраняется при достаточно большом числе столкновений с тяжёлыми частицами.

Наличие участков свободного пробега, а также статистическая обратимость процесса из-за сохранения средней энергии частицы ведут к двум уравнениям эволюции – к уравнению непрерывности добавится уравнение Гамильтона-Якоби, в которые плотность вероятности $\rho(x,t)$ и функция действия частицы $S(x,t)$ входят нелинейно [3]. При объединение двух вещественных функций S и ρ в комплексную *амплитуду* вероятности $\psi = \rho^{1/2} \cdot \exp(S/2mD)$, где D коэффициент диффузии, уравнения линеаризуются и превращаются в уравнение Шредингера.

В результате, при классической консервативной диффузии действует закон сложения *амплитуд* вероятностей, длина свободного пробега и соответствующий импульс связаны соотношениями неопределённостей, а также определяют D и элементарный фазовый объём $\Gamma_D = 2mD$. Формализм квантовой механики тем самым оказывается описанием классической консервативной диффузии при $D = const$. Поэтому теория предсказывает ряд квазиквантовых эффектов в классических системах с $\Gamma_D \gg \hbar$.

Сама квантовая механика при этом выступает лишь как описание частного случая консервативной диффузии классических частиц в физическом вакууме при $\Gamma_D = \hbar$. Этим, следовательно, завершается долгая история поиска адекватной физической интерпретации квантовой механики.

Другим фундаментальным следствием диффузионного механизма квантовой теории явился тот факт, что свойства консервативной термодиффузии в вакууме оказались тождественными со свойствами гравитации [2]. В диффузионной трактовке увеличение средней энергии частицы при квантовых флуктуациях должно компенсироваться понижением энергии физического вакуума на эту же величину. Воздействие одной частицы на плотность энергии вакуума ρ_V чрезвычайно мало, но если плотность числа частиц высока, то порождаемое ими локальное уменьшение ρ_V станет существенным.

Такое локальное уменьшение ρ_V, равносильное «охлаждению», в свою очередь порождает термодиффузионный поток лёгких частиц из областей с большим ρ_V в эту области с пониженным ρ_V, т.е. большое скопление лёгких частиц эффективно притягивает другие лёгкие частицы. Из-за консервативности скорость потока будет возрастать с каждым сдвигом и возникнет термодиффузионное ускорение, зависящее лишь от свойств среды, но не зависящее от масс ускоряемых лёгких частиц. В «холодной» области также происходят снижение интенсивности флуктуаций частиц и тепловые сокращения размеров, т.е. собственные времена замедляются и масштабы сокращаются.

Всё это характерные свойства гравитации и то, что они следуют из квантовой теории при учёте влияния большой концентрации частиц на плотность энергии вакуума, свидетельствует о том, что гравитация по существу является одной из квантовых явлений. Таким образом, из диффузионной трактовки квантовых процессов естественным образом следует термодиффузионная трактовка гравитации.

Посколько эта трактовка основана на квантовых представлениях, то она реализует неожиданно тесный синтез гравитации и квантовой теории. Из двух базовых гипотез современной физики – квантовых флуктуаций и гравитации - диффузионная трактовка оставляет как гипотезу только первую, а вторая оказывается её следствием, т.е. теория гравитации становится частью квантовой теории.

Основы теории консервативной диффузии изложены в первой части статьи. В части 2 обсуждается диффузионная трактовка квантовой механики. В части 3 рассмотрены консервативная термодиффузия и аналоги гравитационных эффектов и в части 4 излагается термодиффузионная трактовка гравитации.

1. Теория консервативной диффузии

1.1. Физический механизм консервативной диффузии

Диффузия лёгкого газа в тяжёлом в условиях теплового равновесия двух компонент смеси допускает ряд упрощений кинетических уравнений и поэтому является одной из хорошо изученных явлений в теории конденсированных состояний [4].

Однако, диффузия *холодного* лёгкого газа в *тёплом* тяжёлом газе на начальной стадии *до релаксации*, как оказалось, качественно отличается от обычной диссипативной диффузии. В модели идеального газа здесь средняя энергия лёгких частиц приблизительно сохраняется и процесс очень близок к *консервативной диффузии* [1].

При столкновении с тяжёлой частицей среды в системе покоя последней меняется в основном направление скорости лёгкой частицы, а изменение модуля скорости очень мало. В лабораторной системе отсчёта же, где газ покоится, флуктуации скорости лёгкой частицы порядка средней тепловой скорости тяжёлых частиц V :

$$\delta v_D \sim V = (6kT / M)^{1/2} , \qquad (1)$$

где T - температура среды, M – масса тяжёлых частиц и k - постоянная Больцмана.

Траектория лёгких атомов состоит из участков свободного пробега между столкновениями, а их средняя кинетическая энергия, начальная и из-за ускорения во внешних полях, сохраняется при большом числе столкновений $n_D \sim M / m$, где m – масса лёгкой частицы. В первом приближении такой процесс статистически обратим и имеется симметрия относительно обращения времени.

Итак, рассматриваем диффузию лёгких частиц в разрежённой среде из более массивных частиц, где усреднив по ансамблю лёгких частиц в каждый момент времени t определяем среднюю длину l_D и среднее время τ_D свободного пробега, а также соответствующую скорость $v_D = l_D / \tau_D$. Последняя связана со средним импульсом и кинетической энергией частицы обычным образом: $p_D = mv_D$, $E_D = mv_D^2 / 2$.

В период консервативности (т.е. до релаксации) ансамбль лёгких частиц не находится в тепловом равновесии со средой. В отличие от газа Лоренца, где тепловые энергии атомов лёгкого и тяжёлого газа равны, в нашем случае одного порядка лишь их тепловые скорости. Поэтому тепловая энергия лёгких частиц, как и температура лёгкого газа T_l, будут намного меньше, чем у тяжёлого газа, т.е. лёгкий газ достаточно долго (относительно τ_D) остаётся холодным $T_l \ll T$.

Из-за наличия классических участков траектории со средними характеристиками l_D, p_D и сохранения средней энергии лёгких частиц, можем ввести среднее значение укороченного действия S в интервале времени $t' - t = N\tau_D$, $N \gg 1$. Оно представляет собой сумму по классическим участкам траектории:

$$\Delta S = N\, S_D, \qquad S_D = p_D l_D\,, \tag{2}$$

где S_D - значение *элементарного укороченного действия* для частицы в данной среде.

Однако, статистическая механика имеет дело не с функцией действия вдоль траекторий, а с элементом фазового объёма $\Delta\Gamma = \Delta p \Delta x$, где частица находится в интервале Δt. В нашем случае имеется значение *элементарного фазового объёма*:

$$\Delta\Gamma = p_D l_D = ml_D^2 / \tau_D = \Gamma_D, \tag{3}$$

которое совпадает с S_D.

Поскольку Γ_D играет такую важную роль, будет более естественным брать как базовую именно эту величину, а остальные характеристики системы выразить через неё. В частности, из (3) и определения коэффициента диффузии $l_D^2 = 2D\tau_D$ следуют соотношения:

$$\Gamma_D = 2mD, \qquad D = \frac{\Gamma_D}{2m}, \tag{4}$$

т.е. коэффициент диффузии $2D$ в нашей системе есть фактически Γ_D для частицы единичной массы.

1.2. Динамика консервативной диффузии

Теория обычной диссипативной диффузии в равновесной смеси для блуждания одной лёгкой частицы ведёт к формализму *броуновского движения*. Для консервативной диффузии же естественным оказывается *гидродинамический* формализм.

Скорость дрейфа $\mathbf{v}$ есть та часть средней скорости в ансамбле лёгких частиц, которая есть сумма начальной скорости относительно среды и скорости связанной с ускорением во внешних полях. Поскольку траектория частицы между столкновениями классическая, то, в соответствие с каноническим формализмом, дрейфовая компонента импульса $\mathbf{p}_{\mathrm{v}} = m\mathbf{v}$ может быть представлена как градиент «дрейфовой» функции действия $S(x,t)$:

$$m\mathbf{v}(x,t) = \nabla S(x,t). \tag{5}$$

Пусть внутри некоторой области пространства ΔV концентрация лёгких частиц c_D больше, чем вне этой области. В малые интервалы времени число лёгких частиц, покидающих ΔV в среднем больше, чем входящих в неё, т.е. здесь имеет место диффузионный поток лёгких частиц $\mathbf{j}_D = \mathbf{u}c_D$ из ΔV во внешнюю область, где $\mathbf{u}$ - *скорость диффузионного потока*. В изотермической среде ($T = const.$) в первом приближении этот поток пропорционален градиенту концентрации и направлен в обратную сторону [4]:

$$\mathbf{j}_D = \mathbf{u}c_D = -D \cdot \nabla c_D, \tag{6}$$

что даёт:

$$\mathbf{u} = -D\frac{\nabla c_D}{c_D} = -D\frac{\nabla n_D}{n_D}, \tag{7}$$

где n_D - плотность числа лёгких частиц.

В случае, когда в среде имеется только одна лёгкая частица, в (7) вместо n_D будет фигурировать плотность вероятности $\rho(x,t)$, которая нормирована на единицу:

$$\int \rho(x,t)\, d^3x = 1, \tag{8}$$

и, ввиду сохранения вероятности, удовлетворяет уравнению непрерывности:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v}\rho) = 0. \tag{9}$$

Соотношение же (7) тогда принимает вид:

$$\mathbf{u} = -D\frac{\nabla\rho}{\rho}. \tag{10}$$

Среднее по ансамблю от $\mathbf{u}$ равно нулю, а среднеквадратичное значение отлично от нуля:

$$\bar{\mathbf{u}} = \int \mathbf{u}\rho\, d^3x = 0, \quad \int \mathbf{u}^2 \rho\, d^3x \neq 0. \tag{11}$$

Соответствующий импульс $\mathbf{p}_u = m\mathbf{u}$ удовлетворяет *соотношению неопределённостей* (при $\bar{\mathbf{x}} = 0$):

$$\sqrt{\overline{\mathbf{p}_u^2} \cdot \overline{\mathbf{x}^2}} \geq \left|\overline{\mathbf{p}_u \cdot \mathbf{x}}\right| = m\left|\int \mathbf{u} \cdot \mathbf{x}\, \rho\, d^3x\right| = mD\left|\int \nabla\rho \cdot \mathbf{x}\, d^3x\right| = \frac{\Gamma_D}{2}. \tag{12}$$

Часть энергии частицы, связанная с этим диффузионным потоком есть:

$$U_u = \frac{\mathbf{p}_\mathbf{u}^2}{2m} = \frac{\Gamma_D^2}{8m}\left(\frac{\nabla\rho}{\rho}\right)^2. \tag{13}$$

Эта энергия, являющаяся по существу кинетической энергией потока, выравнивающей концентрации (плотности вероятности) лёгких частиц в разных местах, по форме выступает как некая потенциальная энергия, так как зависит лишь от $\rho(x,t)$, заданной в один момент времени. Поэтому U_u далее можем рассматривать как эффективную потенциальную энергию. В таком случае лагранжиан системы приобретает вид

$$L=\int\left(\frac{m\mathbf{v}^2}{2}-\frac{m\mathbf{u}^2}{2}-V\right)\rho\, d^3x, \tag{14}$$

где V - потенциальная энергия частицы во внешнем поле. Выразив $\mathbf{v}$ и $\mathbf{u}$ через S и ρ в L, затем путём варьирования по этим функциям можем получить уравнения движения.

Однако, в квантовой теории более удобным является гамильтонов подход и далее будем пользоваться именно им. Полная кинетическая энергия потока лёгких частиц есть сумма дрейфовой и диффузионной частей, так что гамильтониан имеет вид:

$$H=\int\left(\frac{\mathbf{p}_{\mathbf{v}}^2}{2m}+\frac{\mathbf{p}_{\mathbf{u}}^2}{2m}+V\right)\rho\, d^3x, \tag{15}$$

который с учётом (5) и (13) записывается в терминах S и ρ как:

$$H=\int\left(\frac{1}{2m}(\nabla S)^2+\frac{\Gamma_D^2}{8m}\left(\frac{\nabla\rho}{\rho}\right)^2+V\right)\rho\, d^3x. \tag{16}$$

В этом «гидродинамическом» гамильтониане роль канонической пары играют функции $S(x,t)$ и $\rho(x,t)$. Скобки Пуассона в их терминах имеют вид [5]:

$$\{A,B\}=\int\left(\frac{\delta A}{\delta\rho}\frac{\delta B}{\delta S}-\frac{\delta B}{\delta\rho}\frac{\delta A}{\delta S}\right)d^3x,$$
$$\{\rho(x,t),S(x',t)\}=\delta(x-x'). \tag{17}$$

Соответствующие канонические уравнения:

$$\frac{\partial S}{\partial t}=\{S,H\}=-\frac{\delta H}{\delta\rho},\qquad \frac{\partial\rho}{\partial t}=\{\rho,H\}=\frac{\delta H}{\delta S}. \tag{18}$$

дают уравнение Гамильтона-Якоби и уравнение непрерывности [3]:

$$\frac{\partial S}{\partial t}+\left(\frac{(\nabla S)^2}{2m}+V\right)-\frac{\Gamma_D^2}{8m}\frac{\Delta\sqrt{\rho}}{\sqrt{\rho}}=0, \tag{19}$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\frac{1}{m}\nabla\cdot(\rho\nabla S)=0. \tag{20}$$

Плотность вероятности ρ входит в эту систему уравнений нелинейно и для двух альтернатив $\rho_{12}\neq\rho_1+\rho_2$. Но эти уравнения линеаризуются при каноническом преобразовании к новой канонической паре $\psi_1,\ \psi_2$:

$$\psi_1=\sqrt{\rho}\cos(S/\Gamma_D),\quad \psi_2=\sqrt{\rho}\sin(S/\Gamma_D), \tag{21}$$

которые затем могут быть объединены в одну комплексную амплитуду вероятности:

$$\psi=\psi_1+i\psi_2=\sqrt{\rho}\exp(iS/\Gamma_D). \tag{22}$$

Уравнения (19)-(20) тогда переходят в уравнение Шредингера для $\psi(x,t)$:

$$i\Gamma_D\frac{\partial\psi}{\partial t}=\left(-\frac{\Gamma_D^2}{2m}\Delta+V\right)\psi. \tag{23}$$

Здесь имеет место суперпозиция состояний: $\psi=c_1\psi_{(1)}+c_2\psi_{(2)}+\ldots$ и поэтому при классической консервативной диффузии складываются не вероятности альтернатив, а их *амплитуды* вероятностей. Условие марковости выполняется для *комплексных амплитуд* верояностей перехода, что позволяет формулировать теорию на языке интегралов по путям. Физический смысл же волнового поведения состоит в периодическом повторении вдоль траектории участков свободного пробега со средней длиной l_D, а также в наличии связанного с ними элементарного фазового объёма Γ_D.

Итак, консервативная диффузия в классических системах при указанных вначале раздела условиях описывается математическим аппаратом квантовой механики с заменой $\hbar \to \Gamma_D$. Сама же квантовая механика оказывается лишь частным случаем классической консервативной диффузии при $\Gamma_D = \hbar$.

Отсюда также следует, что квантовые эффекты должны быть присущи и другим случаям консервативной диффузии при $\Gamma_D > \hbar$. Это значит, что в классических системах, где такая диффузия могла бы реализоваться, также должны быть аналоги квантовых эффектов или *квазиквантовые эффекты* [1]. В частности, в них будут проявляться эффекты интерференции и другие волновые свойства для распределений вероятностей, проявятся также дискретность уровней энергии и угловых моментов. Особый интерес представляют эффекты квантовой статистики, которые далее и обсудим.

1.3. Квантовая статистика в классических системах

До сих пор мы фактически имели дело с ансамблем лёгких частиц, предполагая, что лёгкие частицы сталкиваются только с тяжёлыми частицами, т.е. по существу это была *одночастичная* задача. Если же рассматривать *многочастичные* задачи, где концентрация лёгких частиц не мала, а столкновения между ними существенны, то будем иметь дело с *идеальным газом* лёгких частиц, диффундирующим в тяжёлом газе. Поскольку при столкновениях лёгких частиц друг с другом происходит перераспределение их энергий, то лёгкие частицы приходят в термодинамическое равновесие между собой намного быстрее, чем со средой.

Для нас интерес представляет тот факт, что холодный газ из лёгких частиц в тёплой среде из тяжёлых частиц будет описываться *квантовой статистикой*, где роль постоянной Планка играет коэффициент диффузии $\hbar \to 2mD$. Из разнообразных проявлений эффектов квантовой статистики здесь рассмотрим лишь те, которые демонстрируют основные отличия квантовой статистики от классической.

Первым отличительным свойством является *неразличимость*. Если в многочастичной системе энергетические уровни являются *равновероятными*, а частицы предполагаются *различимыми*, то мы приходим к *распределению Больцмана*:

$$n = n_0 e^{-E_n/kT}. \tag{24}$$

Если же уровни по прежнему являются *равновероятными*, но частицы оказываются *неразличимыми*, то получится распределение Бозе-Эйнштейна.

$$n = \frac{n_0}{e^{E_n/kT} - 1}. \tag{25}$$

Поэтому возникает вопрос, как в системе классических *различимых* частиц, которые и рассматриваются при консервативной диффузии, может появиться квантовая статистика, основанная на неразличимости?

Ответ на этот вопрос был найден Терзофом и Байером [6] и состоит в том, что предположение о *равновероятности* уровней оказывается слишком сильным ограничением. В действительности, как это вначале и делал Бозе, достаточно предположения о том, что *сумма вероятностей* при всех *альтернативных способах* заполнения уровней *равна единице*, а полная энергия системы, очевидно, не меняется при всех возможных заполнениях:

$$E = \sum_n N_n E_n. \tag{26}$$

При таком более общем предположении оказалось, что в газе из *различимых* частиц *в общем случае имеет место распределение Бозе-Эйнштейна* и только если ещё потребовать условия *равновероятности*, то оно сужается до распределения Больцмана [6]. Итак, неразличимость частиц в квантовой статистике появляется *эффективно*, являясь следствием некоей дополнительной корреляции в системе из различимых частиц. Эта корреляция состоит в том, что заполненность одного уровня влияет на вероятность заполнения и других уровней.

Другим принципиально новым свойством является *принцип Паули* для систем частиц, которые описываются волновыми функциями, антисимметричными при перестановках частиц. Не углубляясь в детали связи статистики и спина, здесь отметим только, что теория консервативной диффузии *в принципе допускает такие состояния* независимо от причин их возникновения. Поэтому, если создать условия, где возникает диффузия с такими волновыми функциями, то и для классических частиц, в частности при их диффузии в вакууме, можно будет наблюдать также и следствия *статистики Ферми-Дирака* и принципа Паули.

1.4. Консервативная термодиффузия и концентрация в холодной области

Выше мы рассматривали изотермическую смесь и диффузию, порождённую градиентом концентрации (или плотности вероятности). Теперь рассмотрим термодиффузионный поток в этой смеси вызванный градиентом температуры ∇T тяжёлого газа. Этот поток направлен от более тёплой области в более холодную и выравнивает температуры.

В кинетике бинарного газа обычно рассматривается случай локального теплового равновесия смеси и тогда лёгкий газ концентрируется в областях с *высокой температурой* [4]. Это свойство на практике часто используется, в частности, при разделении изотопов. В этом случае тепловые скорости лёгких атомов намного больше, чем у тяжёлых и даже небольшой градиент тепловых скоростей последних ведёт к большому градиенту тепловых скоростей лёгких атомов. Это приводит к термодиффузии лёгких частиц и повышает концентрацию в более холодной области, но соответственно усиливается и обратный поток, выравнивающий концентрации. Равновесие этих двух противоположных потоков, как оказалось, устанавливается тогда, когда концентрация лёгкого газа в горячей области выше, чем в холодной.

В нашем же случае консервативной термодиффузии возникает *обратный* эффект и лёгкий газ концентрируется в более *холодной* области. При одном и том же градиенте температуры низкая температура лёгкого газа усиливает термодиффузионный поток и ослабляет противоположный диффузионный поток. В результате термодиффузионный поток становится доминирующим и лёгкий газ концентрируется в более холодной области.

Как и при обычном броуновском движении, при случайных блужданиях одной частицы вместо концентрации $n(x,t)$ мы имеем дело с плотностью вероятности $\rho(x,t)$ в ансамбле, а диффузионный поток $\rho\mathbf{u}_\rho$ теперь выравнивает плотности вероятности. Термодиффузионный поток $\rho\mathbf{u}_T$, как обычно, пропорционален $-Dk_T\nabla T/T$, где k_T - коэффициент термодиффузии [4]. При этом поток со скорость $\mathbf{u}_\rho$ намного слабее термодиффузионного потока со скоростью $\mathbf{u}_T$, так что полный поток лёгких частиц, где доминирует термодиффузия, направлен в более холодную область:

$$\rho\mathbf{u} = \rho(\mathbf{u}_\rho + \mathbf{u}_T) = -D\left(\nabla\rho + k_T\frac{\nabla T}{T}\right) \to -Dk_T\frac{\nabla T}{T}. \tag{27}$$

Итак, при тепловом равновесии двух компонент смеси лёгкий газ концентрируется в области с высокой температурой, тогда как при консервативной диффузии доминирует термодиффузионный поток и лёгкий газ концентрируется в области с низкой температурой. Это отличие есть новый эффект, предсказываемый теорией консервативной диффузии, что позволяет проверить теорию на эксперименте.

1.5. Консервативная термодиффузия как модель гравитации

В общем случае термодиффузии поток лёгких частиц изучается независимо от того, чем порождён градиент температуры в среде. Здесь же рассмотрим частный случай, когда градиент температуры возник из-за влияния на энергию среды больших локальных концентраций лёгких частиц.

Пусть в бинарном газе вначале имелся ненулевой градиент концентрации холодного лёгкого газа ∇n_l. Так как часть тепловой энергии тяжёлого газа тратится на подогрев первоначально холодного лёгкого газа до температуры T_l, когда скорости лёгких атомов станут порядка скорости тяжёлых, то начальный градиент концентрации лёгкого газа порождает градиент температуры среды.

В областях с большей концентрацией лёгкого газа температура среды станет ниже, чем в областях с меньшей концентрацией. Возникший градиент температуры ∇T будет пропорционален начальному градиенту концентрации и направлен обратно:

$$\nabla T \sim -\nabla n_l. \tag{28}$$

Далее этот градиент температуры приведёт к термодиффузионному потоку лёгких частиц в холодную область, а значит, в область с высокой концентрацией лёгких частиц:

$$\rho \mathbf{u}_T \sim -\nabla T \sim \nabla n_l \tag{29}$$

В результате, внешне процесс выглядит так, будто скопление лёгких частиц «притягивает» другие лёгкие частицы и чем больше была начальная масса этого скопления, тем сильнее будет его эффективное «притяжение».

Этот факт позволяет рассматривать данный эффект как процесс, моделирующий гравитацию. В 3-4 частях статьи это свойство будет использовано для трактовки гравитации как термодиффузии в физическом вакууме.

2. Диффузионная трактовка квантовой механики

2.1. Консервативная диффузия как физическая основа квантовой механики

Рассмотренные в предыдущем разделе свойства консервативной диффузии позволяют перейти к трактовке квантовой механики как описания консервативной диффузии классических частиц в физическом вакууме, где $\Gamma_D = \hbar$ и $D = \hbar / 2m$. В этой трактовке все объекты описываются классически, но с аккуратным учётом влияния вакуума, которое существенно для микрообъектов и незначительно для макрообъектов.

Математический формализм квантовой механики (в разных формулировках) является надёжным инструментом для описания физических явлений. Однако *физическая интерпретация* квантования до сих пор считалась одной из нерешённых фундаментальных проблем физики.

Стандартные интерпретации квантовой механики сводились к уклонению от прямого ответа путём разделения реальности на макро- и микрообъекты и постулирования формализма квантовой механики для последних без объяснений. Поэтому здесь оставался ряд открытых вопросов:

1. Почему необходимо квантование?
2. Почему происходят квантовые флуктуации и что они означают?
3. Что же флуктуирует: окружающий фон или частица сама по себе?

4. Почему складываются амплитуды вероятностей, а не сами вероятности?

5. В чём принципиальное отличие квантовых частиц от классических?

6. Если энергия и импульс частицы флуктуируют, то откуда берутся дополнительные энергия и импульс в каждый малый интервал времени и куда они потом деваются?

7. Компенсируется ли такое кратковременное нарушение сохранения энергии и импульса уменьшением или увеличением энергии-импульса чего-то?

8. Связаны ли флуктуации со структурой пространства-времени или нет?

В противоположность к прежним интерпретациям, диффузионная трактовка естественным образом отвечает на большинство из этих вопросов. Она основана на физическом факте, что воздействие вакуума приводит к специфическим флуктуациям классических частиц, обратно пропорциональным их массам.

В рамках диффузионной трактовки ответы на вопросы 1-3 следуют из существования физического вакуума как активной среды, сохраняющей среднюю энергию частиц, что только и принимается как наблюдательный факт.

На ключевые и наиболее таинственные для всех предыдущих трактовок вопросы 4-5 в данной формулировке ответ ясен. Как было показано в первой части, из нелинейных уравнений консервативной диффузии, связывающих функцию действия и плотность вероятности для классической частицы, следуют линейные уравнения Шредингера для комплексной амплитуды плотности вероятности.

Ответы на оставшиеся три вопроса 6-8, требующие обсуждения термодиффузии в вакууме, будут обсуждаться в двух последних частях статьи.

2.2. Энергия локализации в нерелятивистской теории

«Квантование» таким образом сводится к тому, что классическая частица, которая в нерелятивистской теории в классическом (пустом) пространстве и силовом потенциале V имела бы энергию $\mathbf{p}_{\mathbf{v}}^2/2m+V$, будучи помещённой в физический вакуум флуктуирует, а к её импульсу и энергии добавляются диффузионные вклады. Энергию таких флуктуаций обозначим как U.

Состояние свободной частицы обычно представляется плоской волной:

$$\psi = const\cdot \mathrm{e}^{i(\mathbf{px}-Et)/2mD} \tag{30}$$

где $S(\mathbf{x},t)=\mathbf{px}-Et$ и $\rho = const.$, так что в этом случае $\mathbf{u}\sim\nabla\rho=0$ и нет диффузионной части нерелятивистского импульса $\mathbf{p}_u=0$, а значит и $E_u=0$. Здесь $U=U_0=const.$, а амплитуда вероятности частицы периодически распределена по всему пространству и взаимодействие с вакуумом проявляется лишь в «волновом» поведении этой амплитуды, когда энергия и импульс дрейфа выражаются через частоту и волновой вектор.

Для связанного состояния же $S(t)=-Et$, а $\rho(x)$ обеспечивает локализацию частицы в окрестности центра инерции с $\mathbf{u}^2>0$. Это свидетельствует о том, что скорость $\mathbf{u}$ и энергия U_u связаны с *локализацией* частицы в конечном объёме и что последняя есть та часть U, которая была передана частице в процессе сужения её распределения вероятности (с помощью стенок ящика или силового центра и т.д.). Часть энергии флуктуаций частицы U, которая в общем случае была «размазана» по всему пространству, при ограничении свободной диффузии частицы сосредоточивается в меньшем объёме. Поэтому чем меньше область локализации частицы, тем больше будет энергия локализации U_u, что и выражает соотношение неопределённостей (12).

2.3. Энергия покоя как тепловая энергия частицы в вакууме

С созданием релятивистской теории в физику вошла новая постоянная добавка к энергии любой частицы конечной массы – энергия покоя $E_0 = mc^2$, которая с тех пор играет важнейшую роль в физике, хотя её физический смысл оставался неясным. Из диффузионной трактовки существование энергии покоя следует естественным образом и поэтому её происхождение проясняется.

Действительно, при диффузии часть энергии среды тратится на подогрев лёгкого газа и эта тепловая энергия частиц лёгкого газа $\sim kT_l$, как средняя кинетическая энергия их тепловых флуктуаций, пропорциональна массе лёгкой частицы. Поэтому, при диффузионной трактовке квантовой теории мы должны учесть, что на квантовые флуктуации любой частицы вакуум также «тратит» энергию $U \sim m$.

Как уже обсуждалось, полная энергия флуктуаций U может содержат энергию локализации U_u, присутствующей и в нерелятивистской теории, но отсутствующей у свободных частиц. Поэтому если из U исключим U_u, а также ограничимся системой покоя, исключив кинематические вклады, связанные с дрейфовой скоростью, то останется лишь энергия взаимодействия частицы с вакуумом. Как и у всякого диффузионного процесса, этот постоянный остаточный вклад есть тепловая энергия частицы в данной среде.

Итак, в физическом вакууме должна быть энергия флуктуаций, пропорциональная массе частиц:

$$U_0 = m\varphi_0. \tag{31}$$

При этом U_0 должна быть присуща как локализованным, так и свободным частицам, как движущимся, так и покоящимся. Такая часть энергии частицы ранее должна была проявиться как в теории, так и в эксперимента и в прежних трактовках, не включавших вакуум как активный участник процессов, она должна была быть не объяснимой и загадочной.

Единственная известная часть энергии частиц, отвечающая этим требованиям и обладающая указанными свойствами – это энергия покоя E_0 релятивистской теории и поэтому именно эту часть энергии мы вправе отождествить с постоянной частью энергии флуктуаций в вакууме $U_0 = E_0$. Это позволяет определить константу в (31) из соответствия с релятивистской кинематикой и положить: $\varphi_0 = c^2$.

Итак, энергия флуктуаций частицы конечной массы под действием физического вакуума содержит постоянную часть, которая проявляется в виде энергии покоя

$$U_0 = m\varphi_0 = mc^2. \tag{32}$$

Сам физический вакуум при этом эффективно выступает как некое внешнее поле с потенциалом $\varphi_0 = c^2$, где роль «заряда» играет масса покоя частицы. Продолжая эту аналогию можем считать, что U_0 есть уровень энергии, которую частица занимает в «вакуумном поле» φ_0.

Далее будет показано, что для диффузии системы из *многих* частиц логическое развитие этой картины ведёт к новым наблюдаемым следствиям, позволяя понять и другие ранее непонятные явления, в частности, гравитацию.

3. Консервативная термодиффузия и квазигравитационные эффекты

3.1. Скопление лёгких частиц как центр притяжения для лёгких частиц

Как уже обсуждалось в разделе 1.4, если в бинарной смеси вначале тяжёлый газ был изотермичен, но холодный лёгкий газ был распределён неоднородно $\nabla n_l \neq 0$, то из-за неоднородной начальной теплопередачи лёгкому газу, в смеси быстро возникнет градиент температуры тяжёлого газа $\nabla T \sim -\nabla n_l$ и температура станет ниже там, где лёгкий газ был плотнее.

Это затем порождает термодиффузионный поток отдельных лёгких частиц $\rho \mathbf{u}_T \sim -\nabla T \sim \nabla n_l$, направленный в образовавшуюся более холодную область. В результате, первоначально более плотная область лёгкого газа эффективно притягивает другие лёгкие частицы из областей с меньшей их плотностью.

Фактически, если абстрагироваться от присутствия среды и наблюдать только за лёгкими частицами, то процесс выглядит так, будто большое скопление лёгких частиц эффективно притягивает другие лёгкие частицы.

При этом, градиент температуры, а значит и скорость термодиффузионного потока, т.е. скорость «падения» к скоплению более удалённых лёгких частиц, пропорциональны полной массе этого скопления лёгких частиц.

3.2. Термодиффузионное ускорение к холодной области

В случае обычной диссипативной диффузии трение большое и в термодиффузионном потоке частицы не ускоряются, а лишь дрейфуют со скоростью потока $\mathbf{u}_T \sim -\nabla T$.

Однако, в случае консервативной термодиффузии приращения дрейфовой скорости лёгких частиц полученные в результате прежних этапов практически сохраняются за время консервативности диффузии. Поэтому эти приращения скорости при каждом смещении накапливаются и возникает термодиффузионное ускорение $a_D(x)$, направленное от тёплой области к более холодной.

Это ускорение пропорционально и направлено обратно градиенту среднеквадратичной (тепловой) скорости:

$$a_D(x) \sim -\nabla \overline{\mathbf{v}^2} \sim -\nabla \overline{\mathbf{V}^2}. \tag{33}$$

Тогда это термодиффузионное ускорение пропорционально также и градиенту температуры и направлено в холодную сторону:

$$a_D(x) \sim -\nabla T. \tag{34}$$

Итак, именно из-за консервативности диффузии, т.е. практического отсутствия трения, лёгкие частицы не только дрейфуют, как обычно, но и ускоряются в направлении к более холодной области.

3.3. Независимость термодиффузионного ускорения частицы от её массы

Ещё одним новым и важным свойством консервативной термодиффузии является независимость ускорения лёгкой частицы от её массы.

При термодиффузии в газе Лоренца из-за теплового равновесия со средой среднеквадратичные скорости атомов двух типов лёгкого газа *зависят* от их масс и обратно пропорциональны им. Соответственно, в такой смеси скорости термодиффузионного потока, пропорциональные градиенту тепловых скоростей, также обратно пропорциональны массам лёгких частиц:

$$\frac{\overline{\mathbf{v}_1^2(x)}}{\overline{\mathbf{v}_2^2(x)}} \sim \frac{m_2}{m_1}, \qquad \frac{\mathbf{u}_{T1}(x)}{\mathbf{u}_{T2}(x)} \sim \frac{m_2}{m_1}. \tag{35}$$

При консервативной диффузии же тепловые скорости *любых* лёгких частиц такие же, как у тяжёлых частиц среды, т.е. зависят лишь от температуры среды и масс тяжёлых частиц, но не зависят от различия масс разного типа лёгких частиц. Поэтому из (33) следует, что и термодиффузионные ускорения разных лёгких частиц также *не зависят* от различия их масс:

$$\frac{\overline{\mathbf{v}_1^2(x)}}{\overline{\mathbf{v}_2^2(x)}} \simeq \frac{\overline{\mathbf{V}^2(x)}}{\overline{\mathbf{V}^2(x)}} = 1, \qquad \frac{a_1(x)}{a_2(x)} \simeq 1. \tag{36}$$

Более того, одна совокупность лёгких частиц будет ускоряться также, как и другая совокупность с другим числом частиц и поэтому свойство независимости ускорения от массы распространится и к скоплениям лёгких частиц. Отсюда следует *термодиффузионный эффект эквивалентности*, аналогичный принципу эквивалентности. Это специфическое свойство консервативной термодиффузии также может быть проверено на эксперименте.

3.4. Термодиффузионное замедление процессов и сокращение масштабов

Уменьшение тепловой скорости в более холодной области ведёт к относительному снижению интенсивности всех явлений, связанных с флуктуацией лёгкой частицы. В частности, частоты $\omega = E/\Gamma_D$ в «диффузионной волновой функции» ансамбля лёгких частиц (30) уменьшаются.

Такое термодиффузионное замедление темпа флуктуаций в смеси газов с «красным смещением» частот, связываемых с энергией лёгких частиц, должно иметь место и в диффузионной трактовке квантовой механики. В этом случае относительно большая плотность частиц в некоторой области ведёт здесь к относительному понижению плотности энергии вакуума, что замедлит интенсивность квантовых флуктуаций с уменьшением всех частот по сравнению с другими областями.

Это диффузионное замедление темпа флуктуаций затем может интерпретироваться удалёнными наблюдателями как *замедление собственных времён* лёгких частиц в области с их высокой концентрацией. Данный эффект термодиффузионного замедления флуктуаций в применении к квантовым процессам является аналогом гравитационного замедления собственных времён.

Относительное уменьшение тепловой скорости в более холодной области ведёт также и к сокращению длины свободного пробега и увеличению плотности как среды, так и скоплений лёгких частиц. Со стороны это выглядит как относительное *сокращение масштабов*.

Классическим примером изменения сокращения масштабов в конденсированных средах является изменение размеров с изменением температуры. При консервативной термодиффузии свойства среды такие же, так что эти примеры относятся и к нашему случаю.

Итак, экстраполяция известных тепловых эффектов, таких как замедление флуктуаций и сокращение размеров при охлаждения, на физический вакуум при термодиффузионной трактовке гравитации может привести к простому и наглядному физическому объяснению таких загадочных явлений, как замедление времён и сокращение длин в гравитационном поле.

4. Гравитация как консервативная термодиффузия в вакууме

4.1. Основные идеи термодиффузионной трактовки гравитации

При консервативной термодиффузии большая локальная концентрация диффундирующих лёгких частиц понижает здесь плотность энергии (температуру) среды, что затем уменьшает локальную интенсивность флуктуаций. В результате, лёгкие частицы из других областей с более быстрыми флуктуациями будут дрейфовать в эту область более медленных флуктуаций (термодиффузия) с растущей скоростью дрейфа и это термодиффузионное ускорение не зависит от их масс.

Всё это характерные свойства гравитации, которые позволяют нам, в порядке развития диффузионной трактовки квантовых явлений, трактовать гравитацию как консервативную термодиффузию классических частиц в физическом вакууме [2].

Такая модель термодиффузионной гравитации естественным образом следует из сохранения энергии в системе «частица+вакуум», а именно, что при каждом случайном увеличении энергии частицы в ходе диффузии локальная энергия вакуума понижается на эту же величину и наоборот. При этом энергия покоя частицы оказывается основной частью энергии её квантовых флуктуаций. Величина понижения плотности энергии вакуума в каждой точке, после усреднения по времени, затем и связывается с гравитационным потенциалом, создаваемым данной частицей в данной точке.

Энергия гравитационного поля тогда есть тот локальный дефицит средней энергии вакуума, который возник из-за того, что часть энергии вакуума перешла к диффундирующим частицам-источникам как средняя энергии их флуктуаций, включая энергию диффузионного потока и энергию покоя. Это станет ясно при термодиффузионном выводе простых гравитационных потенциалов в следующем разделе.

Описанная термодиффузионная трактовка естественным образом объясняет и тот факт, что гравитация выступает как изменение геометрии пространства-времени. В ОТО это постулировалось, тогда как в термодиффузионном подходе эффективная метрика и эффективная кривизна пространства-времени следуют из поведения частиц и их мировых линий при неоднородности плотности энергии вакуума.

При *большой* локальной концентрации лёгких частиц их воздействие на локальный вакуум становится существенным, так как если на квантовые флуктуации каждой частицы была затрачена энергия вакуума по меньшей мере $U_0 = mc^2$, то скопление из N частиц понижает энергию вакуума по меньшей мере на Nmc^2.

Однако, баланс энергий в системе «частица+вакуум» даёт лишь полное изменение энергии вакуума и в общем случае не позволяет определить пространственное распределение плотности энергии вакуума. В присутствии многих лёгких частиц плотность энергии вакуума будет зависеть от плотности вероятности системы частиц в целом. Так как последняя зависит также и от *относительного расположения* частиц, то разным конфигурациям будут соответствовать и разные распределения плотности вакуумной энергии.

Это в общем случае усложняет ситуацию, но наличие симметрий в расположении может упростить решение и далее будут приведены некоторых из таких простых решений.

4.2. Термодиффузионный вывод простейших гравитационных потенциалов

Если гравитация есть термодиффузия в вакууме, то при рассмотрении простых конфигураций с той или иной симметрией для совокупности лёгких частиц мы должны прийти к тем же известным из опыта гравитационным потенциалам, которые затем были выведены в ОТО геометрически. Эту задачу и рассмотрим в данном разделе.

а) Однородный потенциал между двумя пластинами

Пусть две тонкие плоские пылевые пластины площади S покоятся на большом расстоянии друг от друга и энергия покоя совокупности N частиц каждой из пластин равна $E_0 = \bar{M}c^2$, где $\bar{M} = Nm$. Возникшее из-за флуктуаций этих частиц понижение плотности энергии вакуума в области между пластинами глубже, чем такое же понижение вне этой области. Это означает, что по сравнению с внешними областями внутренняя область оказывается более «холодной».

По этой причине здесь появляется термодиффузионный поток с ускорением каждой из частиц обеих пластин в направлении к внутренней области, в результате чего пластины начнут сближаться.

При дрейфе на Δx часть энергии вакуума во внутренней области переходит в кинетическую энергию пластин, связанную со скоростью дрейфа Δv. В слое Δx и между пластинами энергия вакуума уменьшается на величину переданной кинетической энергии, так что плотности энергии вакуума вблизи и между пластинами станут меньше, чем было до этого сдвига.

При каждом сдвиге Δx уменьшение объёма внутренней области одинаково и равно $\Delta V = S \cdot \Delta x$. Поэтому понижение энергии вакуума тоже одинаково и при любом x пропорционально, кроме массы частицы, только сдвигу Δx. Поэтому при дрейфе на один и тот же Δx при разных x отношение изменений кинетических энергий постоянно:

$$\frac{v^2(x_1 + \Delta x) - v^2(x_1)}{v^2(x_2 + \Delta x) - v^2(x_2)} = const. \tag{37}$$

Введя ускорение

$$a_0 = \frac{dv}{dt} = \frac{dx}{dt}\frac{dv}{dx} = v\frac{dv}{dx} = \frac{1}{2}\frac{d(v^2)}{dx} = \text{const}., \tag{38}$$

видим, что коэффициент пропорциональности в (37) равен $2a_0$ и при ускорении в положительном направлении из покоя в точке x_0 получаем:

$$\frac{1}{2}v^2(x) = a_0(x - x_0). \tag{39}$$

Потенциал φ для такого эффективного однородного поля имеет вид:

$$a_0 \equiv -\frac{d\varphi}{dx}, \quad \varphi_h(x) = -a_0 x. \tag{40}$$

Полная энергия частицы массы m на пластине, диффундирующей из состояния покоя $v(x_0) = 0$, таким образом, равна:

$$E = \frac{mv^2(x)}{2} + m\varphi_h(x) = m\varphi_h(x_0). \tag{41}$$

Это есть известная энергия частицы в однородном и постоянном гравитационном поле.

б) Ньютоновский потенциал тонкой пылевой сферы

Пусть тонкая пылевая сфера покоится на «бесконечности» и сумма энергий покоя её частиц равна $E_0 = \bar{M}c^2$. При конечных же значениях радиуса плотность энергии вакуума внутри сферы ниже, чем вне её и внутренняя область оказывается более «холодной», т.е. здесь квантовые флуктуации менее интенсивные, чем вне сферы.

Это ведёт к радиальному термодиффузионному дрейфу каждой из частиц тонкой сферы в направлении к центру и сфера сжимается. При дрейфе на Δr часть энергии вакуума во внутренней области переходит в добавок к кинетической энергии сферы, связанную с ростом скорости дрейфа Δv. В слое Δr и внутри сферы энергия вакуума уменьшается на величину переданной кинетической энергии, так что плотности энергии вакуума вблизи и внутри сферы станут меньше, чем было до сжатия сферы.

Понижение энергии вакуума, как и в случае пластин, пропорционально массе сферы и сдвигу Δr. Но, теперь площади сфер уменьшаются с уменьшением радиуса: $S(r) = 4\pi r^2$, так что при сжатии сферы на Δr заметаемый ею элемент объёма равен:

$$\Delta V = 4\pi r^2 \Delta r. \tag{42}$$

Если теперь сравнить рост кинетической энергии при сжатии на Δr и соответствующее уменьшение энергии вакуума вблизи и в сфере на эту же величину, то можем заключить, что:

а) на ускорение одного и того же числа частиц тратится энергия вакуума от всё более уменьшающегося объёма внутренней области;

б) в результате, та же величина энергии вакуума, которая перешла в кинетическую энергию частиц, при каждом сжатии на Δr приводит к большему уменьшению плотности энергии вакуума, чем предыдущий;

в) по мере уменьшения r всё растущая разница уровней энергии вакуума при одинаковом сжатии на Δr приводит к дополнительному усилению скорости дрейфа, а значит, ещё больше понижает плотность энергии вакуума.

В результате понижение плотности энергии вакуума будет обратно пропорционально площади сферы при данном радиусе. Тогда отношение изменений кинетических энергий пробной частицы для двух значений радиуса при дрейфе на Δr не постоянно, как в однородном случае, а обратно пропорционально отношению заметаемых объёмов, а значит и площадей сфер при этих радиусах:

$$\frac{v^2(x_1+\Delta x) - v^2(x_1)}{v^2(x_2+\Delta x) - v^2(x_2)} = \frac{r_2^2}{r_1^2}, \tag{43}$$

Также как в однородном случае, это есть и отношение ускорений, так что и ускорения также обратно пропорциональны r^2. Теперь диффузионное ускорение направлено к центру и имеет отрицательный знак, а также пропорционально массе сферы $\bar{M}$, так как уменьшение энергии вакуума пропорционально числу и массе ускоряемых частиц. В итоге, учитывая (38) и (43), получаем:

$$a(r) = -\frac{G\bar{M}}{r^2} \equiv -\frac{d\varphi_g}{dr}, \tag{44}$$

где гравитационная константа G в принципе может быть вычислена и выражена через параметры термодиффузии. Тогда потенциал термодиффузионного гравитационного поля, возникающего вокруг сферы принимает вид:

$$\varphi_g(r) - \varphi_g(\infty) = -\frac{G\bar{M}}{r}. \tag{45}$$

Полная энергия частицы массы m на сфере, падающей из покоя при x_0, равна:

$$E = \frac{mv^2(r)}{2} + m\varphi_g(r) = m\varphi_g(r_0). \tag{46}$$

Итак, термодиффузионный механизм гравитации в нерелятивистском приближении воспроизводит ньютоновский потенциал $\varphi_g(r)$.

4.3. Физический смысл и нормировка гравитационного потенциала

Переход к релятивистской теории диффузионной гравитации предполагает некое сочетание квантовых, гравитационных и релятивистских методов. Ввиду очевидной сложности этого сначала рассмотрим простые физические факты, которые помогут наметить контуры искомой теории.

Ньютоновский потенциал $\varphi_g(r)$ в (45) определён с точностью до константы $\varphi_g(\infty)$, которая в целях удобства была выбрана исчезающей $\varphi_g(\infty)=0$. В результате, как энергия гравитационного поля, так и полная энергия частицы в этом поле, покоившейся в точке r_0, оказывались отрицательно определёнными.

Диффузионная трактовка вносит в этот вопрос ясность тем, что в ней константа $\varphi_g(\infty)$ есть ни что иное, как значение уровня энергии частицы единичной массы в вакууме при $r\to\infty$, идентифицируемое с её энергией покоя, так что $\varphi_g(\infty)=\varphi_{vac}(\infty)=c^2$. Гравитационный потенциал же статического поля пылевой сферы оказывается разницей между уровнями энергии пробной частицы единичной массы в вакууме при данном радиусе $\varphi_{vac}(r)$ и на большом удалении $\varphi_{vac}(\infty)=c^2$:

$$\varphi_{vac}(r)-\varphi_{vac}(\infty)=\varphi_{vac}(r)-c^2=\varphi_g(r). \qquad (47)$$

Тогда полная энергия частицы массы m, как и в нерелятивистском пределе релятивистской теории, включает и энергию покоя и приобретает вид:

$$E=m\varphi_{vac}(r)+\frac{1}{2}mv^2, \qquad (48)$$

$$\varphi_{vac}(r)=c^2+\varphi_g(r)=c^2-\frac{GM}{r}. \qquad (49)$$

В результате, теперь не только энергия частицы, но и вакуумный потенциал $\varphi_{vac}(r)$ везде вне источника положительны.

Итак, переопределённый потенциал $\varphi_{vac}(r)$, с одной стороны, максимален на бесконечности, где стремится к c^2, а с другой стороны, исчезает на гравитационном радиусе $r_g=2GM/c^2$ источника: $\varphi_{vac}(r_g)=0$.

В то же время, в диффузионной картине интенсивность флуктуаций в данной точке выражает локальный темп протекания процессов с пробными частицами. Поэтому отношение $\varphi_{vac}(r)$ к $\varphi_{vac}(\infty)$, показывающее насколько локальный уровень энергии вакуума ниже нормального уровня на бесконечности, показывает также замедление собственных времён в данной точке.

В геометрической трактовке ОТО эта мера даётся временной компонентой метрики $g_{00}(r)$. В связи с этим можем ввести также и *эффективную диффузионную метрику* (временную компоненту), определив её как отношение уровня энергии вакуума при данном радиусе к уровню на бесконечности:

$$g_{00}(r)=\frac{2\varphi_{vac}(r)}{2\varphi_{vac}(\infty)}=\frac{2\varphi_{vac}(r)}{c^2}=1+\frac{2\varphi_g(r)}{c^2}. \qquad (50)$$

Индуцированные термодиффузией геометрические структуры, включая и метрика, обсуждаются в следующих двух разделах.

4.4. Метрика и связность индуцированные термодиффузией в вакууме

В ОТО базовые свойства гравитационного поля постулировались, а затем они представлялись как свойства геометрии пространства-времени. Обсудив то, что эти свойства гравитации, такие как независимость ускорения от масс пробных частиц и энергия-импульс материи как источник поля, следуют из консервативной термодиффузии в вакууме, для перехода к их геометрической форме достаточно опираться на стандартные методы построения ОТО.

Независимость термодиффузионного ускорения пробных частиц от их масс ведёт к одинаковому ускорению как частиц, так и их макроскопических совокупностей, включая и базисы локальных систем отсчёта. Но одинаковое ускорение как объектов, так и локальных систем отсчёта неразличимо от наличия нетривиальной метрики и связности пространства-времени.

При термодиффузии в вакууме средние траектории свободных частиц не являются геодезическими в плоском пространстве-времени, а содержат некоторые отклонения от геодезических. Для их описания в релятивистской кинематике необходимо вводить криволинейные координаты $x^{\mu}(x^{a},t)$ и базисные векторы e_{μ}^{a} *вдоль средних траекторий свободных частиц*, где их дифференциалы связаны с локальными интервалами физических координат пробной частицы dx^{a} в точке M как $dx^{\mu}=e_{a}^{\mu}dx^{a}$, $\mu,\nu=0,...,3$, $a,b=0,...,3$.

Тогда термодиффузия может быть описана как движение в эффективном римановом многообразии с метрическим тензором $g_{\mu\nu}(x,t)$, где геодезическими являются средние траектории термодиффузионного дрейфа. Это позволяет ввести термодиффузионный параллельный перенос тензоров в плоском пространстве-времени вдоль средней траектории свободного дрейфа:

$$de_{a}^{\mu}(x,t)=-\Gamma_{\nu\lambda}^{\mu}e_{a}^{\lambda}dx^{b}(t), \tag{51}$$

где $\Gamma_{\nu\lambda}^{\mu}$ есть эффективная связность. Соответствующая этой связности эффективный тензор кривизны Римана $R_{\mu\nu\lambda\sigma}$ вводится тогда обычным образом.

Термодиффузионную трактовку гравитации, следовательно, можем строить как квантовую механику в эффективном (псевдо)римановом пространстве-времени. Поэтому, здесь можем использовать различные методы описания диффузии в искривлённых многообразиях.

Термодиффузия в физическом вакууме, таким образом, индуцирует нетривиальную эффективную метрику $g_{\mu\nu}(x,t)$, которая определяет пространственно-временной интервал между событиями:

$$ds^{2}=\eta_{ab}dx^{a}dx^{b}=g_{\mu\nu}dx^{\mu}dx^{\nu}. \tag{52}$$

Для пробной частицы функция действия тогда принимает вид:

$$S=-mc\int ds=-mc\int\sqrt{g_{\mu\nu}dx^{\mu}dx^{\nu}}\,. \tag{53}$$

Итак, первый постулат ОТО, принцип эквивалентности, а также его прямое следствие, что гравитация может быть описана как нетривиальная метрика и связность пространства-времени, теперь выступают как следствия термодиффузии в вакууме при большой концентрации материи.

4.5. Термодиффузионная кривизна и вывод уравнений Эйнштейна

Перейдём теперь ко второму из постулатов ОТО, что гравитация порождается энергией-импульсом источника. В термодиффузионной трактовке энергия вакуума вокруг источника понижена на величину энергии квантовых флуктуаций её частиц, включая энергию покоя и кинетическую энергию, полученную из вакуума в ходе термодиффузионного формирования источника.

По существу из термодиффузионной трактовки следует, что полная энергия частицы есть та энергия, на которую уменьшилась энергия вакуума. Поэтому сумма полной энергии частиц и величины понижения энергии вакуума во всём пространстве равна нулю, что в терминах плотностей энергий ε_m для покоящихся частиц даёт:

$$\int(\rho_{vac}^{(0)} - \rho_{vac})dV = \int \varepsilon_m dV. \tag{54}$$

Понижение плотности энергии вакуума около источника и её плавное восстановление по мере удаления от неё, фигурирующее в левой части (54), может описываться как в терминах термодиффузии, так и в терминах гравитационного потенциала или соответствующих метрики, связности и кривизны пространства-времени.

В более приспособленном для физических задач виде тензор кривизны используется в комбинированном виде как тензор Эйнштейна $G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - g_{\mu\nu}R/2$. Выбрав в каждой точке конкретный локальный базис с 4-скоростью u^{μ} на некоторой гиперповерхности одновременности и спроектировав тензоры на этот базис, получаем соответствующие скаляры в каждой точке. В термодиффузионной трактовке скалярная проекция $G_{\mu\nu}$ на гиперповерхность с времениподобной единичной нормалью n^{μ} может быть идентифицирована с дефицитом энергии-импульса физического вакуума:

$$\rho_{vac}^{(0)} - \rho_{vac} = \frac{1}{\kappa} G_{\mu\nu} n^{\mu} n^{\nu}. \tag{55}$$

В общем случае условие баланса энергий источника и вакуума вокруг него должно быть записано локально и в тензорной форме, т.е. через тензор энергии-импульса источника $T_{\mu\nu}$, что и приводит к уравнениям Эйнштейна:

$$\frac{1}{\kappa} G_{\mu\nu} = T_{\mu\nu}. \tag{56}$$

При возможности интегрирования скаляров энергии по всему пространству на неких гиперповерхностях одновременности, получаемые полные энергии источника и её гравитационного поля, в соответствие с (54), будут равны друг-другу. Как следствие более ясной физической картины, здесь не возникает проблем с энергией гравитационного поля.

Итак, теория термодиффузионной гравитации есть следующий шаг в понимании природы гравитации по сравнению с ОТО. Из этой теории, как уже было показано на простых примерах, естественным образом следуют как принцип эквивалентности, так и связь полевых величин с энергией-импульсом материи. Поэтому новая теория естественным образом воспроизводит формализм ОТО, но уже не как формально-математической конструкции, а как геометрического метода описания термодиффузионной гравитации без углубления в её микроскопический механизм.

Заключение

Итак, при диффузии холодного лёгкого газа в тёплом тяжёлом в период до релаксации имеется небольшой, но достаточно долгий по сравнению со временем свободного пробега, отрезок времени, когда диффузия является практически консервативной.

В этот период консервативности диффузионный процесс описывается наряду с уравнением непрерывности, также и обычным уравнением движения лёгкой частицы между столкновениями, в которые входят скорости дрейфа, диффузионного и термодиффузионного потоков. При этом возникает элементарный фазовый объём $\Gamma_D = p_D l_D$ участков свободного пробега лёгкой частицы и коэффициент диффузии тогда равен $D = \Gamma_D / 2m$. Это приводит к соотношению неопределённостей для дисперсий координат и импульсов в ансамбле частиц, связывающее их с Γ_D. При $\Gamma_D = const.$ система нелинейных уравнений диффузии линеаризуется и переходит в уравнение Шредингера для комплексной амплитуды вероятности. В результате в этой теории складываются амплитуды вероятностей альтернатив.

Таким образом, оказалось, что формализм квантовой механики имеет более широкую область применимости, чем сугубо квантовые системы и описывает в действительности классическую консервативную диффузию с постоянным коэффициентом диффузии, реализующейся при диффузии лёгких частиц в разрежённой среде из тяжёлых частиц. Квантовая механика оказалась частным случаем с элементарным фазовым объёмом $\Gamma_D = \hbar$.

Другим, не менее фундаментальным следствием консервативной диффузии оказался новый механизм гравитации, которую в данной трактовке удалось отождествить с термодиффузией в вакууме. Это обстоятельство делает теорию гравитации частью квантовой теории и тем самым решается проблема синтеза теорий этих двух явлений.

Задачами для дальнейших исследований становятся в основном причины и механизмы флуктуаций физического вакуума, тогда как принятие этих флуктуаций как наблюдательного факта приводит к простой и ясной физической картине как квантовых, так и гравитационных явлений, значительно упрощая ситуацию в основаниях физики.

Литература

1. Закир З. (2014) *Теор.физ., астрофиз. и космол.* **9**(1) 19, doi: 10.9751/TFAK.4874-036.
2. Закир З. (2014) *Теор. физ., астрофиз. и космол.* **9**, 34, doi: 10.9751/TFAK.4874-037.
3. Madelung E. (1926) *Naturwiss.* **14**, 1004.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. (2002) Физическая кинетика. М.
5. Guerra F., Marra R. (1983) *Phys. Rev.* **D28**, 1916.
6. Tersoff J., Bayer D. (1983) *Phys. Rev. Lett.* **50**, 8, 553.