

Диффузионная гравитация и её следствия

Захид Закир 

Центр теоретической физики и астрофизики, Ташкент Узбекистан
zzakir@qgph.uz

Аннотация

Диффузионная квантовая механика (ДКМ), предложенная недавно (З. Закир, 2020-21), описывает консервативную диффузию классических частиц в флуктуирующем классическом скалярном поле и в случае однородного поля выводит формализм квантовой механики. В неоднородном скалярном поле ДКМ воспроизводит гравитацию и в данной статье рассматриваются следующая из неё теория диффузионной гравитации и её различные следствия. В ДКМ часть энергии скалярного поля передаётся частицам в виде энергии их флуктуаций («тепловая» энергия), которая проявляется как их энергия покоя (масса). Результирующее локальное уменьшение плотности энергии поля вокруг макроскопического тела генерирует «тепловой» диффузионный поток частиц в эту область. Свойства этой «тепловой» части консервативной диффузии аналогичны гравитации. Высокая концентрация вещества в некоторой области снижает локальную плотность энергии скалярного поля в достаточной мере, чтобы уменьшить локальную интенсивность флуктуаций. Из-за консервативности диффузии приращения скорости дрейфа частиц являются кумулятивными, и возникает «тепловое» диффузионное ускорение, не зависящее от массы частицы. Мировые линии становятся искривлёнными, и все процессы с частицами замедляются, что означает замедление собственного времени. На гиперповерхностях одновременности $t=\text{const}$, где определено скалярное поле, возникают эффективные метрики, связность и кривизна. Они подчиняются уравнениям Эйнштейна, вытекающим из баланса между энергиями материи и фонового скалярного поля.

1. ВВЕДЕНИЕ

Диффузионная трактовка квантовой механики, описанная в [1], исходит из экспериментальных фактов, что первоначально локализованный ансамбль свободных микрочастиц расплывается в пространстве (расплывание волнового пакета), как при некой диффузии без трения, одинаковой в любой инерциальной системе отсчёта. Было показано, что ансамбль классических частиц в флуктуирующем классическом скалярном поле совершает такую же консервативную диффузию, также удовлетворяющую принципу относительности. Затем на основе этой эквивалентности была сформулирована диффузионная квантовая механика (ДКМ), которая в однородном скалярном поле воспроизводит квантовую механику, а также имеет ряд новых следствий.

В случае неоднородного скалярного поля существует аналог термодиффузии, свойства которой оказались точно такими же, как у гравитации. Как было отмечено в [1] и предварительно изучено в [2], это прямое следствие ДКМ приводит к диффузионной трактовке гравитации или диффузионной гравитации. В данной статье диффузионная гравитация будет сформулирована систематически и будут изучены её следствия.

В разделе 2 кратко описывается ДКМ, в разделах 3-5 рассмотрены причины образования неоднородностей в скалярном поле и то, как гравитация возникает как их следствие. В разделах 6-7 изучены физические

ограничения для формализма общей теории относительности, а также проблемы с гравитационной энергией и их решение в диффузионной гравитации.

2. ДИФФУЗИОННАЯ ТРАКТОВКА КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

В [1] ДКМ сформулирована как теория консервативной диффузии классических частиц в флуктуирующем классическом скалярном поле. В консервативной диффузии плотность вероятности $\rho(\mathbf{x}, t)$ и диффузионный поток $\mathbf{j}_D \equiv \mathbf{u}\rho$, где $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ - локальная скорость диффузионного потока, связаны, как и в любой диффузии, законом Фика $\mathbf{j}_D = -D\nabla\rho$. В однородном скалярном поле коэффициент диффузии D постоянен, инвариантен и исчезает при большой массе. Соответствие с классической и квантовой механике даёт $D = \hbar/2m$ и для $\mathbf{u}$ имеем:

$$\mathbf{u} = -\frac{\hbar}{2m} \frac{\nabla\rho}{\rho}, \quad \bar{\mathbf{u}} = \int \mathbf{u}\rho d^3\mathbf{x} = 0, \quad \int \mathbf{u}^2 \rho d^3\mathbf{x} \geq 0. \quad (1)$$

Соответствующий диффузионный импульс равен $\mathbf{p}_u = m\mathbf{u}$. Скорость дрейфа $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)$, которая постоянна для свободных частиц, аналогична классической скорости, и, таким образом, дрейфовый импульс $\mathbf{p}_v = m\mathbf{v}$ связан функцией действия дрейфа $S(\mathbf{x}, t)$ как $\mathbf{p}_v = \nabla S$.

Функция Гамильтона H ансамбля состояний с одной частицей в потенциале V включает «тепловую» энергию

флуктуаций U_m , идентифицируемую как энергия покоя $U_m = mc^2$, кинетических энергий дрейфа $(\nabla S)^2 / 2m$ и диффузионного потока $U_u = \mathbf{p}_u^2 / 2m$. Если опустить члены порядка $1/c^2$, H имеет вид:

$$H = \int \left(U_m + \frac{1}{2m} (\nabla S)^2 + \frac{\hbar^2}{8m} \left(\frac{\nabla \rho}{\rho} \right)^2 + V \right) \rho d^3x. \quad (2)$$

Здесь ρ и S образуют каноническую пару и канонические уравнения для них в фазовом пространстве (ρ, S) приводят к уравнениям Гамильтона-Якоби-Маделунга и неразрывности. Эти два вещественные уравнения нелинейны, но при каноническом преобразовании $\psi = \rho^{1/2} e^{iS/\hbar}$ в фазовое пространство (ψ^*, ψ) комплексно-сопряжённых амплитуд вероятностей они образуют одно комплексное и линейное уравнение - уравнение Шредингера. Таким образом, ДКМ воспроизводит формализм квантовой механики.

Поскольку ДКМ интерпретирует энергию покоя $E_0 = mc^2$ как «тепловую» энергию случайно блуждающих безмассовых частиц, то те из них, которые движутся прямолинейно, не имеют энергии покоя (массы) и их скорость дрейфа равна скорости света.

При наличии калибровочных полей $A_\mu^{(a)}$ плотность функции Лагранжа скалярного поля $|D_\mu \phi|^2 = |(\partial_\mu - if^{(a)} A_\mu^{(a)} / 2) \phi|^2$ с учётом $\bar{\phi} = 0$ и $|\phi|^2 = \eta^2$ приводит к массам калибровочных бозонов $m^{(a)} = f^{(a)} \eta / 2$ точно так же, как в Стандартной Модели. Для фермионов член взаимодействия может включать линейные и квадратичные по ϕ члены, и последние приводят к массовому члену.

Таким образом, флуктуирующая часть ϕ приводит к квантовым флуктуациям, а её среднеквадратичное значение - к массе частицы (энергии покоя). Этот новый механизм генерации массы требует флуктуаций только классического скалярного поля, в то время как спонтанное нарушение симметрии не требуется. ДКМ также приводит к новому механизму малой массы составных частиц, который может решить проблему массы в моделях субструктуры кварков и лептонов.

3. ГРАВИТАЦИЯ КАК ЛОКАЛЬНЫЙ ДЕФИЦИТ ЭНЕРГИИ ФЛУКТУАЦИЙ СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ

В ДКМ флуктуации частицы происходят за счёт обмена энергией со скалярным полем, при этом полная энергия системы «частица + скалярное поле» сохраняется. В результате средняя энергия флуктуаций, передаваемая от скалярного поля частице, уменьшает энергию поля на ту же величину. В результате плотность энергии скалярного поля вблизи частицы $\rho_{\eta'}$ становится меньше плотности энергии на большом расстоянии ρ_η , т.е. $\rho_{\eta'} < \rho_\eta$.

Влияние одной или нескольких микрочастиц на ρ_η незначительно, но высокая плотность вещества в определённой области уменьшает ρ_η в достаточной степени, чтобы

уменьшить локальную энергию флуктуаций частиц в этой области. Действительно, при уменьшении плотности энергии $\rho_{\eta'} < \rho_\eta$ означает, что $\eta'^2 < \eta^2$ и, соответственно, энергия флуктуаций частиц в этой области также оказывается пониженной. Поскольку меньшее $\rho_{\eta'}$ эквивалентно локальному «охлаждению» флуктуирующего фона, возникает аналог термодиффузионного потока частиц из областей с более высоким ρ_η в эту область с более низким $\rho_{\eta'}$. В результате область с очень высокой концентрацией частиц эффективно притягивает другие частицы.

Из-за консервативности диффузии в скалярном поле, отсутствия трения, скорость такого «термодиффузионного» потока частиц будет кумулятивно увеличиваться, т.е. здесь происходит «термодиффузионное» ускорение. Это ускорение зависит только от локальных свойств скалярного поля и не зависит от масс частиц. Уменьшение интенсивности флуктуаций частиц в более «холодной» области означает замедление их собственных времён, т.е. замедление времени, а «тепловое» уменьшение расстояний между ними означает сокращение масштабов.

Все эти свойства характерны для гравитации, и тот факт, что они следуют из ДКМ, когда учитывается влияние высокой плотности материи на плотность энергии скалярного поля, указывает на то, что «термодиффузия» в неоднородном скалярном поле представляет собой аналог гравитации. Поскольку неоднородность возникает из-за высокой концентрации вещества, последняя выступает источником гравитационного поля. Таким образом, гравитация в ДКМ появляется как макроскопический остаток неоднородных квантовых флуктуаций. В этом случае эта неоднородность возникает естественным образом из-за обратного влияния наличия большого числа частиц на плотность энергии фонового скалярного поля.

4. ТЕРМОДИФУЗИОННЫЙ ВЫВОД ПРИНЦИПА ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ И ПОЛЯ НЬЮТОНА

Последовательное рассмотрение гравитации требует релятивистского рассмотрения, но некоторые из её основных свойств могут быть изучены в простейшем случае слабого и статического поля, когда члены порядка $1/c^2$ опущены.

Энергия флуктуаций частицы в системе покоя вдали от массивных тел равна её энергии покоя $E_0(\infty) = \tilde{f} \eta = mc^2$, где $\tilde{f} = f / \sqrt{2}$. Вблизи массивного тела локальная энергия покоя частицы есть $E_0(r) = \bar{f} \eta'(r)$, которая, вследствие $\eta'(r) < \eta$, меньше, чем $E_0(\infty)$. Это можно выразить как:

$$\begin{aligned} E_0(r) &= \bar{f} \eta'(r) = \bar{f} \eta + \bar{f} (\eta' - \eta) \\ &= \bar{f} \eta + \bar{f} \eta \left(\frac{\eta'}{\eta} - 1 \right) = mc^2 + m\varphi \geq 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где функция $\varphi(r)$ как некий потенциал определяется как:

$$\varphi = \frac{\eta'}{\eta} c^2 - c^2 = c'^2 - c^2 \leq 0, \quad \varphi(\infty) = 0. \quad (4)$$

Здесь $\varphi(r)$ не зависит от массы частицы, а определяется только отношением η' / η , описывающим поле.

Таким образом, изменение состояния скалярного поля вблизи массивного тела сводится к появлению потенциальной энергии $U(r)$ взаимодействия частицы с эффективным внешним полем $\varphi(r)$. Здесь весьма важен тот факт, что $U(r)$ пропорциональна массе частицы:

$$U(r) = m\varphi(r) \leq 0. \quad (5)$$

В этом случае потенциал $\varphi(r)$, согласно его определению (4), является отрицательно-определённым, хотя значение локальной энергии покоя частицы, согласно (3), остаётся положительно определённым $E_0(r) > 0$.

Функция Гамильтона частицы с дрейфовой скоростью $\mathbf{v}$, следовательно, принимает вид:

$$H = mc^2 + m\varphi + \frac{\mathbf{p}^2}{2m}, \quad \mathbf{p} = m\mathbf{v}. \quad (6)$$

Уравнение движения, следующее из (6), имеет вид $\mathbf{a} = -\nabla\varphi$, где $\mathbf{a}$ - ускорение. Оно не содержит массу частицы и, в результате, частицы в эффективном потенциале $\varphi(r)$ приобретают одинаковое ускорение независимо от их масс. Это выражает *принцип эквивалентности*, отличающий гравитацию от других полей, и который в общей теории относительности приводит к геометрической теории гравитации.

Если бы поле φ было некоторым обычным скалярным полем, то в статическом случае его плотность энергии была бы записана в виде положительно определённого выражения $H_\varphi = (\nabla\varphi)^2 / 2 \geq 0$. Однако, плотность энергии эффективного поля φ описывает *уменьшение* плотности энергии $H_\phi(r)$ фонового скалярного поля ϕ вокруг массивного тела. По этой причине его можно записать как разницу между плотностью энергии ϕ на большом расстоянии $H_\phi(\infty)$ и локальным дефицитом плотности энергии H_φ :

$$H_\phi(r) = H_\phi(\infty) - H_\varphi = H_\phi(\infty) - \frac{1}{2}(\nabla\varphi)^2. \quad (7)$$

Причём общий дефицит энергии аккумулирован в виде энергии покоя массивного тела Mc^2 . Константа $H_\phi(\infty)$ не влияет на уравнения движения, а второй член в (7), который является отрицательно-определённым, проявляется как энергия гравитационного поля в ньютоновском приближении. Как и в теории Ньютона, мы можем нормировать поле как $\varphi \rightarrow \varphi / \sqrt{4\pi G}$, где G - гравитационная постоянная, и тогда энергия скалярного поля (7) принимает стандартный вид:

$$H_\phi(r) = H_\phi(\infty) - H_\varphi = H_\phi(\infty) - \frac{(\nabla\varphi)^2}{8\pi G}. \quad (8)$$

Вместе с плотностью потенциальной энергии частиц внутри тела $\rho_m\varphi$, где ρ_m - плотность массы, это выражение даёт для φ уравнение Пуассона $\Delta\varphi = 4\pi G\rho_m$, решением которого является ньютоновский потенциал φ_N , созданный источником.

Таким образом, диффузионная гравитация объясняет принцип эквивалентности и в первом приближении воспроизводит ньютоновскую теорию гравитации. В этом

случае естественным образом объясняется отрицательность плотности энергии ньютоновского поля, так как это не есть плотность энергии независимого «гравитационного» поля, а есть лишь локальный дефицит энергии скалярного поля ϕ , полная энергия которого (8) остаётся положительно-определённым: $H_\phi \geq 0$.

5. МЕТРИКА ПОРОЖДЁННАЯ ТЕРМОДИФФУЗИЕЙ В СКАЛЯРНОМ ПОЛЕ

Функция Лагранжа, следующая из H (6), имеет вид:

$$L = \mathbf{p}\mathbf{v} - H = -mc^2 - m\varphi + \frac{1}{2}m\mathbf{v}^2 = -mc \left(c + \frac{\varphi}{c} - \frac{1}{2} \frac{\mathbf{v}^2}{c} \right). \quad (9)$$

Так как функция действия S в теории относительности выражается через пространственно-временной интервал ds , мы имеем:

$$S = \int dt L = -mc \int ds, \quad ds = dt \left(c + \frac{\varphi}{c} - \frac{1}{2} \frac{\mathbf{v}^2}{c} \right). \quad (10)$$

Возведя в квадрат выражения для ds в (10) и опустив члены порядка $\sim 1/c^2$ находим:

$$ds^2 = (1 + 2\varphi/c^2)c^2 dt^2 - d\mathbf{r}^2 = g_{00}c^2 dt^2 - d\mathbf{r}^2, \quad g_{00} = 1 + 2\varphi/c^2. \quad (11)$$

Таким образом, наличие $\varphi(r)$ изменяет временную компоненту метрики g_{00} и, поскольку $\varphi \leq 0$, это приводит к замедлению собственного временного стандартных часов, покоящихся около массивного тела, относительно собственного временного удалённых часов:

$$d\tau = dt g_{00}^{1/2} = dt(1 + 2\varphi/c^2)^{1/2}, \quad d\tau < dt. \quad (12)$$

Это хорошо известное *гравитационное замедление времени*. Собственное время удалённых часов t является здесь «мировым временем», поскольку для одновременных событий его значения везде одинаковы.

Как известно из общей теории относительности, из (12) следует, что сохраняющаяся энергия тела E является произведением его локальной энергии E_0 и фактора замедления времени $g_{00}^{1/2}$: $E = E_0 g_{00}^{1/2}$. Тепловое равновесие вдоль такого тела также удовлетворяет тому же условию: $T = T_0 g_{00}^{1/2}$, где T_0 - локальная температура. Температура T вдоль тела одинакова, а в фоновом скалярном поле $T_f \sim E$ и есть её аналог, эффективная температура флуктуаций, соответствующая сохраняющейся энергии E . Это объясняет тот факт, что локальная неоднородность в фоновом поле не выравнивается, как это происходит в обычных средах, где перенос тепла и конвекция уравнивают температуры в среде и наступает равновесие. В скалярном поле имеет место равновесие в терминах T_f , что приводит к новому типу равновесия.

6. ФИЗИЧЕСКИЕ ОГРАНИЧЕНИЯ НА ОТО В ДИФФУЗИОННОЙ ГРАВИТАЦИИ

Независимость термодиффузионного ускорения пробных частиц от их масс приводит к одинаковому ускорению как частиц, так и макроскопических тел как их совокупности, включая локальные системы отсчёта. Но одно и то же ускорение как объектов, так и систем отсчёта неотличимо от наличия нетривиальной метрики и кривизны пространства-времени.

Принцип эквивалентности, основной физический постулат общей теории относительности, а также его прямое следствие, что гравитация является искривлением пространства-времени, теперь проявляются как следствия термодиффузии в скалярном поле. Поэтому для перехода к геометрической форме теории гравитации достаточно следовать стандартным методам общей теории относительности, но будучи более осторожными.

Общая теория относительности изначально строилась как чрезвычайно общая, то есть как содержащая не только физическую, но и большую нефизическую часть. Фактически, только её физическая часть, основанная на физически реализуемых системах отсчёта и их физических координатах, имела экспериментальное подтверждение. Однако большая часть литературы по общей теории относительности представляет собой математические процедуры с системами отсчёта и их координатами, которые невозможно реализовать ни в какой физической системе отсчёта. Диффузионная гравитация накладывает физические ограничения на общерелятивистскую теорию гравитации, сохраняя физическую часть и исключая нефизическую часть формализма.

Поскольку гравитация представлена как поле деформаций скалярного поля, то это предполагает, что все части скалярного поля во всём пространстве существуют одновременно, т.е. поле задано на гиперповерхности одновременности $t = const$. мирового времени t .

Но глобальная гиперповерхность одновременности может существовать только в глобальной статической системе отсчёта, состоящей из взаимно покоящихся локальных систем отсчёта. Это означает, что гравитационное поле в чистом виде, без кинематических эффектов, следует описывать только в глобальной статической системе отсчёта, желательно в той, где находится компактный источник этого поля. Описание во всех других расширенных системах отсчёта с взаимно движущимися локальными системами отсчёта приводит к смешиванию гравитационных и кинематических эффектов и, тем самым, даёт искажённое описание гравитации. Заметим, что принцип эквивалентности был сформулирован как тот факт, что физические явления в локальной системе отсчёта, *движущейся* с ускорением в области, свободной от гравитации, происходят аналогично явлениям в локальной системе отсчёта, *покоящейся* в гравитационном поле. Диффузионная гравитация требует расширения описания гравитационного поля в локальной системе покоя до глобальной совокупности локальных систем покоя, в котором и задано фоновое скалярное поле.

Одним из методов описания физических процессов в этом случае является биметрический формализм Розена. В диффузионной гравитации первая плоская метрика этой трактовки описывает координатные эффекты глобальной статической системы отсчёта в однородном скалярном поле, в то время как вторая метрика, приводящая к ненулевой кривизне, описывает скалярное поле в той же статической системе отсчёта, но в наличие вещества, приводящего к неоднородности скалярного поля. Результаты применения этого метода к диффузионной гравитации будут обсуждаться в другом месте.

Таким образом, диффузионная гравитация, будучи полевым подходом, описывает гравитацию в глобальной статической системе отсчёта. Геометрическое описание оказывается эффективным и связано только со спецификой этого поля, которое не является полем в обычном понимании, а является лишь эффективным тензорным полем, описывающим неоднородности скалярного поля.

7. ПРОБЛЕМЫ С ГРАВИТАЦИОННОЙ ЭНЕРГИЕЙ И ИХ РЕШЕНИЕ В ДКМ

В 1864 г. Дж. Максвелл в разделе «Замечания о действии силы тяжести» своего трактата «Динамическая теория электромагнитного поля» [3] отмечал, что если ньютоновский потенциал связан с гравитационным полем, то плотность энергии этого поля будет отрицательным. Поскольку он считал это неприемлемым с физической точки зрения, то пришёл к выводу, что этот важнейший факт раскрывает кое-что о все ещё неизвестном физическом механизме гравитации. А именно, он предположил, что разумное преодоление этой трудности возможно только при наличии во всём пространстве некой среды с огромным ресурсом положительной энергии, большей по величине, чем самая глубокая из «гравитационных ям». Тогда плотность энергии гравитационного поля выражает локальный дефицит плотности энергии этой среды.

Его выводы были следующими: «... Таким образом, предположение, что гравитация возникает в результате действия окружающей среды указанным способом, приводит к заключению, что каждая часть этой среды в невозмущённом состоянии обладает огромной внутренней энергией..., и что присутствие плотных тел влияет на среду, уменьшая эту энергию везде, где есть результирующее притяжение. Поскольку я не могу понять, каким образом среда может обладать такими свойствами, я не могу идти дальше в этом направлении в поисках причины гравитации.» [3].

Как было показано выше, проблема отрицательности энергии ньютоновского поля, которая вызывала беспокойство Максвелла, естественным образом решается в диффузионной гравитации и в точности так, как предполагал Максвелл. Здесь искомой средой является флуктуирующее скалярное поле с положительной плотностью энергии, а гравитация - это локальный дефицит плотности энергии этого поля (7)-(8). Этот дефицит возникает при передаче части энергии среды частицам в некоторой области в качестве энергии их покоя. Возникающая в результате неоднородность плотности энергии скалярного поля порождает «термодиффузию».

Таким образом, диффузионная гравитация объясняет, почему «присутствие плотных тел влияет на среду, уменьшая эту энергию везде, где возникает притяжение» и «каким образом среда может обладать такими свойствами».

В общей теории относительности есть ряд проблем с энергией гравитационного поля, в частности, появление псевдотензоров вместо тензора энергии-импульса. Псевдотензоры неоднозначны и ведут себя как тензоры только при линейных преобразованиях. Напротив, в диффузионной гравитации существует обычный тензор плотности энергии-импульса для скалярного поля. Если энергия этого поля в присутствии вещества распределена неоднородно, то это не приводит к проблемам.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, существование фонового скалярного поля с ненулевым среднеквадратичным значением и предположение, что флуктуации этого внешнего поля являются источником квантовых флуктуаций классических частиц, приводит к ДКМ без каких-либо гипотез. Затем ДКМ воспроизводит формализм квантовой механики и приводит к ряду новых следствий.

Один из них - это термодиффузия в неоднородном скалярном поле, которая оказалась искомым физическим механизмом гравитации. Эта неоднородность возникает из-за того, что энергия покоя (масса) частиц тела интерпретируется как энергия флуктуаций, на величину которой уменьшилась энергия флуктуаций скалярного поля. Это обстоятельство делает теорию гравитации частью квантовой теории, диффузионной гравитацией, что частично решает проблему

синтеза теорий этих двух явлений. Из двух основных гипотез современной физики - квантовых флуктуаций и гравитации - ДКМ оставляет только первую как постулат, а вторая оказывается его следствием.

В данной статье представлены только основные идеи диффузной гравитации и их простые иллюстрации. Релятивистская формулировка диффузной гравитации, обсуждение её последствий для физики частиц, астрофизики и космологии, а также обзор литературы будут представлены в следующих публикациях.

Основными задачами дальнейших исследований по диффузной гравитации являются причины и механизмы флуктуаций фонового поля, а принятие этих флуктуаций как наблюдательного факта приводит к простой и ясной физической картине как квантовых, так и гравитационных явлений, существенно упрощая ситуацию в основаниях физики.

[1] Zakir, Z. (2021) Quant. and Grav. Phys., **1:013-7610**.

[2] Zakir, Z. (2020) Quant. and Grav. Phys., **1:004-7129**.

[3] Maxwell, J. K. (1996) *A Dynamical Theory of the Electromag. Field*, p. 76-77, W.S.P.; Максвелл Дж. К. (1952) Избр. Соч., с. 308, М.